



5. 今後の展望

横山 雅之, 竹入 康彦

核融合科学研究所

(原稿受付: 2009年12月8日)

これまで述べてきたように, LHD におけるイオン輸送研究は, NBI 加熱パワーの増力, イオン熱輸送改善の実現によって, そのイオン温度領域の拡大とともに, 急速に進展してきている. 導入が進められている NBI5 号機, 計画されている重水素プラズマ実験[1] において, さらに進展が期待される. ここでは, プラズマ中に形成される径電場を活用した今後の LHD における高イオン温度化に向けたシナリオについて記述したい.

ヘリカル系においては, その磁場構造の 3 次元性に起因した捕捉粒子による低衝突周波数領域でのリップル輸送 (衝突周波数に反比例して増大) が懸念されている. しかし, 主に新古典拡散粒子束の両極性条件によって形成される両極性径電場によるその低減が, これまでの LHD をはじめとしたヘリカル装置で認識されるに至っている.

現在の LHD における高イオン温度プラズマの中心部 ($T_i > T_e$ の領域) では, 第 2 章で述べたように負の径電場が新古典両極性条件から予測され, HIBP 計測によって検証されている. この径電場の存在により, 新古典熱輸送係数が低く抑えられている状況である. NBI5 号機は 4 号機と同様に入射エネルギーが低く (60 keV), 主にイオン加熱に寄与するため, 今後数年間の LHD 実験では, イオンの選択的加熱が実現することが予測される. この場合, イオン温度の上昇に伴ってリップル輸送の様相が顕著になることが懸念されるが, それが回避されることを図 1 で示す. 図 1 には, 現在までに得られている高イオン温度プラズマの一例 (88992-2.35 s) での $\rho = 0.2$ における新古典粒子束の径電場依存性を大きな印で, その状況からイオン温度のみを 2 倍にした条件での拡散束を小さな印で示している. 電子温度を固定しているため, 電子束は変化していない. また, 計算に用いた平衡磁場は固定しているため, イオン温度増加に伴うベータ値上昇に起因する新古典輸送の増大は考慮されていない. それぞれの交点が両極性径電場に対応している. 径電場ゼロでは, 粒子のリップル拡散の温度依存性 $T^{3.5}$ に従って, およそ一桁イオン拡散束が増加しているが, 両極性条件を満たす“実現される”イオン拡散束は, T_i の選択的上昇に伴う負電場の増大によって, ほぼ等しくなっている. 同様に, 新古典イオン熱輸送係数 $\chi_{i,NC}$ も, 1.1 [m^2/s] 程度でほぼ変化がない. したがって, 今後の LHD

実験においてイオンの選択的加熱で更なる高イオン温度を目指す上で, リップル輸送は大きな困難にはならないと予測される. 負電場を活用した高イオン温度化, という観点から“イオンルート (負電場) シナリオ”と称することができるであろう.

一方, 核融合炉心プラズマでは, $T_i \sim T_e$ となるため, 長期的にはそのような状況での径電場の効果を検討する[2] 必要がある. そこで, 上記の放電例において $T_i \sim T_e$ となる $\rho = 0.4$ を基本として, $T_i \sim T_e$ を保ったまま温度を変化させて検討を行った. ここでも, 密度 ($\sim 1.4 \times 10^{19} m^{-3}$), 平衡磁場は放電例のまま固定しているため, ベータ値上昇の効果は考慮されていない. 炉心級密度への上昇は, リップル輸送が顕著となる低衝突周波数領域に入ることを抑制するため, この密度での検討は新古典拡散束にとっては, 密度の違いを除けば過大評価になっていることに注意が必要である. 図 2 (a) に, $\chi_{i,NC}$ の $T_i \sim T_e$ 依存性を示す. 3 keV 程度のデータが, 上記の放電例に相当し, その温度を 0.5, 1.5, 2, 3, 4 倍した場合の一連の結果が示されている

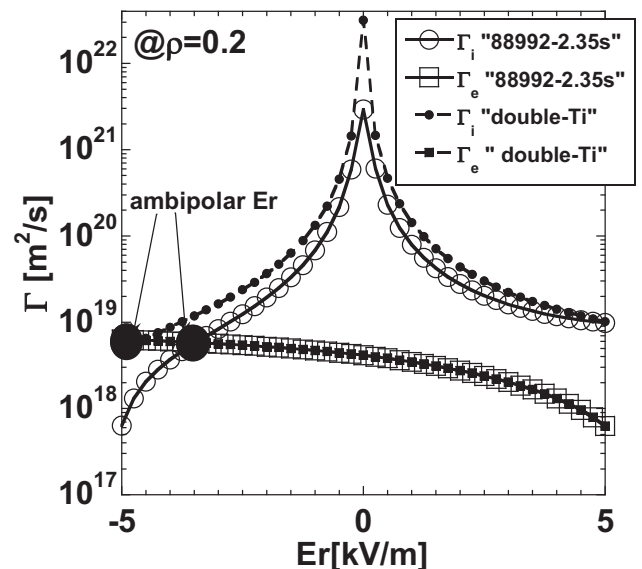


図 1 LHD 放電 (#88992, 2.35 s) の $\rho = 0.2$ (白抜き印), その状況から T_i のみ 2 倍にした仮想状態 (塗りつぶし印) における新古典粒子束の径電場依存性. 丸 (四角) 印がイオン (電子) 拡散束を表す.

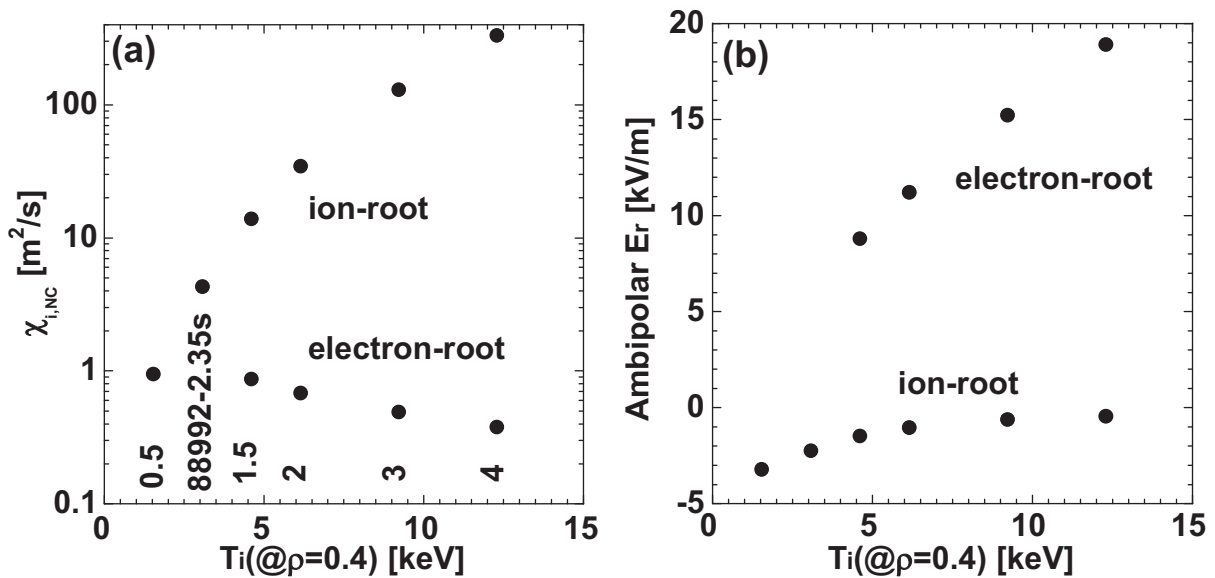


図2 LHD 放電 (#88992, 2.35 s) の $\rho = 0.4$ ($T_i \sim T_e$) に基づいて、その温度を、0.5, 1.5, 2, 3, 4 倍した場合の (a) 新古典イオン熱輸送係数と (b) 新古典両極性径電場の値。

る。図 2 (b) に示すように、温度を上昇させるにつれて、予測される両極性径電場（負電場）の値が小さくなり、リップル輸送の強い温度依存性が顕著になるため、 $\chi_{i,NC}$ が増加していき、このままでは高イオン温度化は困難であると予測される。しかし、1.5 倍、あるいはそれ以上の温度の場合に、電子ルート解（大きな正の径電場）も存在しうようになる。これは、電子温度もイオン温度とともに上昇するため、新古典拡散束の電場依存性の非線形性が強くなるためである。図 2 (b) に示すように、この正電場は温度の上昇とともに大きくなり、それによって $\chi_{i,NC}$ が減少するという好ましい性質が現れる。図 2 が、現状の LHD 高イオン温度実験の密度領域での計算結果であることから、最近の ECH 加熱パワーの増強、さらに、NBI5 号機の導入によって、この先、現状より T_i , T_e ともに 1.5 倍程度にすることができれば、この電子ルートを活用した格段の $\chi_{i,NC}$ 減少の実験検証が期待できることを示している。つまり、 $T_i \sim T_e$ の状況下でのさらなる高イオン温度化の方向性としては、イオン選択的加熱による“イオンルートシナリオ”と対比的に、この“電子ルートシナリオ”が期待できる。

質量効果の観点から、重水素プラズマでは、軽水素プラズマよりも新古典拡散の低減が期待できる。イオン質量数を A で表すと、径電場ゼロの状況では、粒子拡散係数は $A^{0.5}$ に比例するが、径電場が存在する場合には、 $A^{-0.25 \sim -0.5}$ の依存性を持つ（いわゆる $\nu^{0.5}$, ν 領域）ことが、衝突周波数の質量依存性から導かれる [3]。したがって、径電場による新古典イオン拡散係数の低減度合いは、重水素プラズマにおいて軽水素プラズマのそれよりも大きい。このため、重水素プラズマでは、電子ルート存在に必要な新古典電子拡散束が小さく、すなわち、より低い電子温度で電子ルートを実現することが可能となる。また、同様の温

度・密度パラメータの場合、電子ルート解、イオンルート解とともに、重水素・軽水素プラズマ問わず、ほぼ同じ大きさであることが、広範な温度スキャン計算から明らかになっている。同じ値の径電場によるポロイダルマッハ数 M_p は $A^{0.5}$ に比例するので、イオンルート、電子ルートともに、重水素プラズマでは軽水素プラズマよりも M_p としては大きくなる。

巨視的な径電場構造が存在する状況での帯状流の性質に関する理論的理解も進展している。正電場存在下での帯状流減衰率の減少 [4]、ヘリカル捕捉粒子の径方向ドリフト抑制（新古典最適化、あるいは、径電場 ($\rightarrow M_p$) の促進) による帯状流の促進 [5] など、帯状流を介した乱流輸送抑制と背景径電場構造との関連も、LHD における更なる高イオン温度化、イオン輸送の進展を図る上で重要な観点である。

加熱パワーの増強、精細な計測データ、理論解析、シミュレーション研究の総合的連携に立脚したイオン輸送研究の展開が大いに期待される。

参考文献

- [1] 「大型ヘリカル装置における重水素実験計画」自然科学研究機構核融合科学研究所大型ヘリカル研究部（平成 19 年 12 月）。
- [2] S. Matsuoka, M. Yokoyama *et al.*, Plasma Fusion Res. 3, S1056 (2008).
- [3] 宮本健郎：核融合のためのプラズマ物理（第 1 版）（岩波書店, 1976）；M. Wakatani, *Stellarator and Heliotron Devices* (Oxford University Press, 1998).
- [4] K. Itoh, S. Toda, A. Fujisawa, S.-I. Itoh, M. Yagi, A. Fukuyama and P.H. Diamond, Phys. Plasmas 14, 020702 (2007).
- [5] H. Sugama and T.-H. Watanabe, Phys. Plasmas 16, 056101 (2009).