

## 小特集 ヘリカル系における H モード

# 2. 大型ヘリカル装置のエルゴディック層を有するヘリカルダイバータ配位における周辺輸送障壁の形成

東井和夫

核融合科学研究所

(原稿受付：2006年3月24日)

本稿では、大型ヘリカル装置 LHD の内寄せ配位において観測された低閉じ込め状態 (L モード) から高閉じ込め状態 (H モード) への遷移により形成される周辺輸送障壁 (ETB) の特徴についてまとめる。この ETB は、エルゴディック層で囲まれたユニークなヘリカルダイバータ配位で観測されたものである。LHD プラズマでは、ETB が形成されると  $m/n = 2/3, 1/2$  といった周辺 MHD モードが強く励起され ( $m, n$  : ポロイダルおよびトロイダルモード数)、これらが H モードフェイズでのプラズマエネルギーの更なる増大を妨げる。通常、電子密度分布に ETB 構造が顕著に現れるが、ときには電子温度分布にペDESTAL 的特徴が観測される。ETB は真空磁場で定義された最外殻磁気面を越え、エルゴディック層内に広がる。ETB の幅は、トロイダル磁場強度に依存せずしかも水素イオンのポロイダルラーモア半径に比べ格段に大きい。ヘリカル摂動磁場を印加して  $m/n = 1/1$  の磁気島を拡大すると低密度で遷移が起こりやすくなり、しかも  $H\alpha$  光に現れる周辺局在モード (ELM) 的スパイクの振幅も小さく抑えられる。

### Keywords:

LH transition, edge transport barrier, helical divertor, ergodic layer, magnetic island, edge MHD mode, helical device

## 2.1 はじめに

LH 遷移による周辺輸送障壁は、種々のトロイダル磁場配位で観測されている。すなわち、トカマクにおけるポロイダルダイバータ配位やリミタ配位 [1]、あるいはヘリカル装置におけるリミタ配位や磁気島ダイバータ配位 (CHS [2-4], W7-AS [5]) で観測されている。核燃焼プラズマ実験に向けて、H モードの定常保持が重要な課題となっている。プラズマ閉じ込め性能と ETB の巨視的安定性は、周辺輸送障壁 (ETB) の幅と高さに依存している。ただし、ETB 幅を規定する物理機構は解明されていない。また、周辺局在モード (ELM) のデータベースは充実してきたが、ELM 制御の理解はまだ不十分である [6]。特に、タイプ I-ELM と呼ばれる大振幅の ELM によるダイバータ板の損傷は、国際熱核融合実験炉では大きな問題である。DIII-D における最近の実験において、ETB 領域を一部エルゴディック磁場構造にするように共鳴ヘリカル磁場を印加したとき、プラズマ全体の閉じ込め性能を悪化させることなくタイプ I-ELM が効果的に抑制されることが明らかとなった [7]。DIII-D の実験は、ETB 構造をこのような手法で調整することにより高閉じ込めを維持したまま ELM を制御できることを示唆している。

LHD では LH 遷移と ETB 形成が、これまでに例のないヘリカルダイバータ配位で観測されている [8, 9]。このヘリカルダイバータ配位では、閉じた磁気面領域がエルゴ

ディック層で囲まれた磁場構造となっている。また、LHD では、局所磁気島ダイバータ (LID) 実験のために装着された LID コイルによって積極的にプラズマ周辺部に大きな磁気島を形成できる [10]。このように、LHD は、周辺磁気島やエルゴディック層が LH 遷移や ETB 形成に与える影響を研究するのに適した特徴を有している。本稿では、LHD の内寄せ配位 (磁気軸位置  $R_{ax} = 3.55 - 3.6$  m) で観測された ETB プラズマについて記述するが、最近、外寄せ配位 ( $R_{ax} = 4.0$  m) でも同様の現象が観測されている [11]。

## 2.2 トカマクにおける周辺エルゴディック層を有するポロイダルダイバータと LHD におけるヘリカルダイバータとの比較

トカマクにおけるポロイダルダイバータは、軸対称構造であり第一壁への熱や粒子負荷を制御するために装着されている。しかし、ポロイダルコイル類のわずかな設置誤差はセパトトリックスのすぐ内側の周辺部に磁気島やエルゴディック層を生み出す可能性がある [12]。Fig. 1 に ASDEX トカマクを例にとって示す。DIII-D では、真空容器の内側で弱磁場側 (プラズマの磁気軸に対し外側) に設置した I コイルと呼ばれるループコイルを用いてポロイダルダイバータの周辺部にエルゴディック層を発生させている [7, 13]。Fig. 2 に、実測した誤差磁場を考慮し I コイルに通電したときの周辺磁場のポアンカレプロットを示す。

*Formation of Edge Transport Barrier in Helical Divertor Configuration with Ergodic Layer on the Large Helical Device*

TOI Kazuo

author's e-mail: toi@lhd.nifs.ac.jp

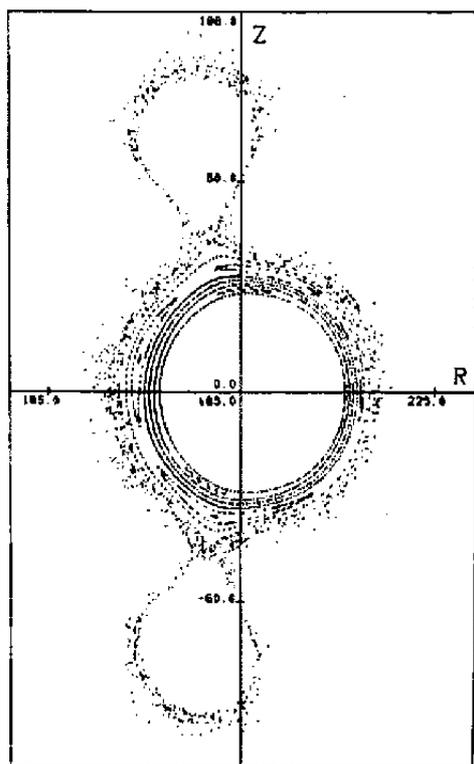


Fig. 1 ASDEX トカマク装置において、ポロイダル磁場コイルの設置誤差が数 mm あるとしたときの周辺磁場のポアンカレプロット。このような誤差磁場によりポロイダルダイバータのセパトトリックスのすぐ内側に磁気島とエルゴディック層が形成される [12]。

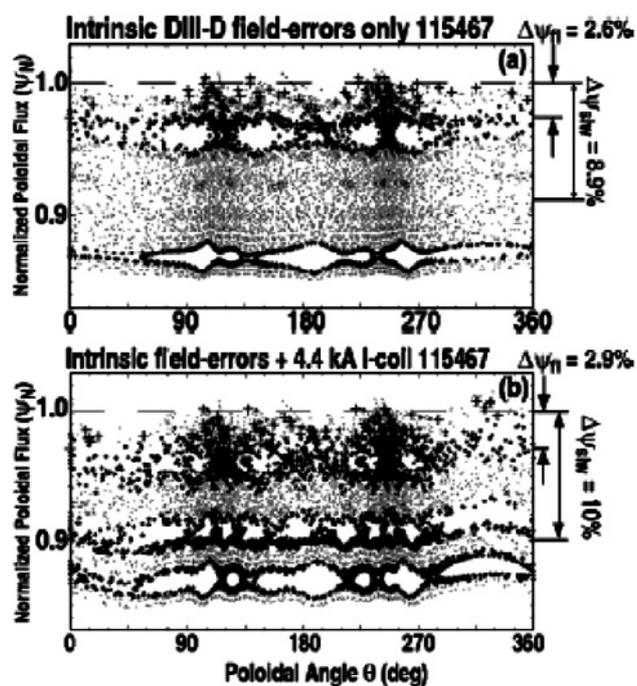


Fig. 2 (a)実測した誤差磁場を考慮したときのDIII-Dの周辺磁場のポアンカレプロット。(b)誤差磁場に加え4.4 kAの電流をIコイルに流し  $n=3$  の磁場摂動を印加したときのDIII-Dの周辺磁場のポアンカレプロット [13]。最外殻磁気面より内側の“+”印をつけた磁力線はセパトトリックス外につながっており、最終的には炉壁に至っている。

一方、ヘリカル装置では軸対象性が破れておりしかもLHDのような周辺部で磁気シアの強い装置ではおのずと周辺部にエルゴディック層が形成される。Fig. 3にLHDの真空磁場構造の一例を示す。周辺部の暗い部分がエルゴディック層である。LHDでは、Fig. 3のように水平方向に引き伸ばされたプラズマ断面位置でトムソン散乱データが取得されている。Fig. 3には、磁力線の接続長の主半径方向

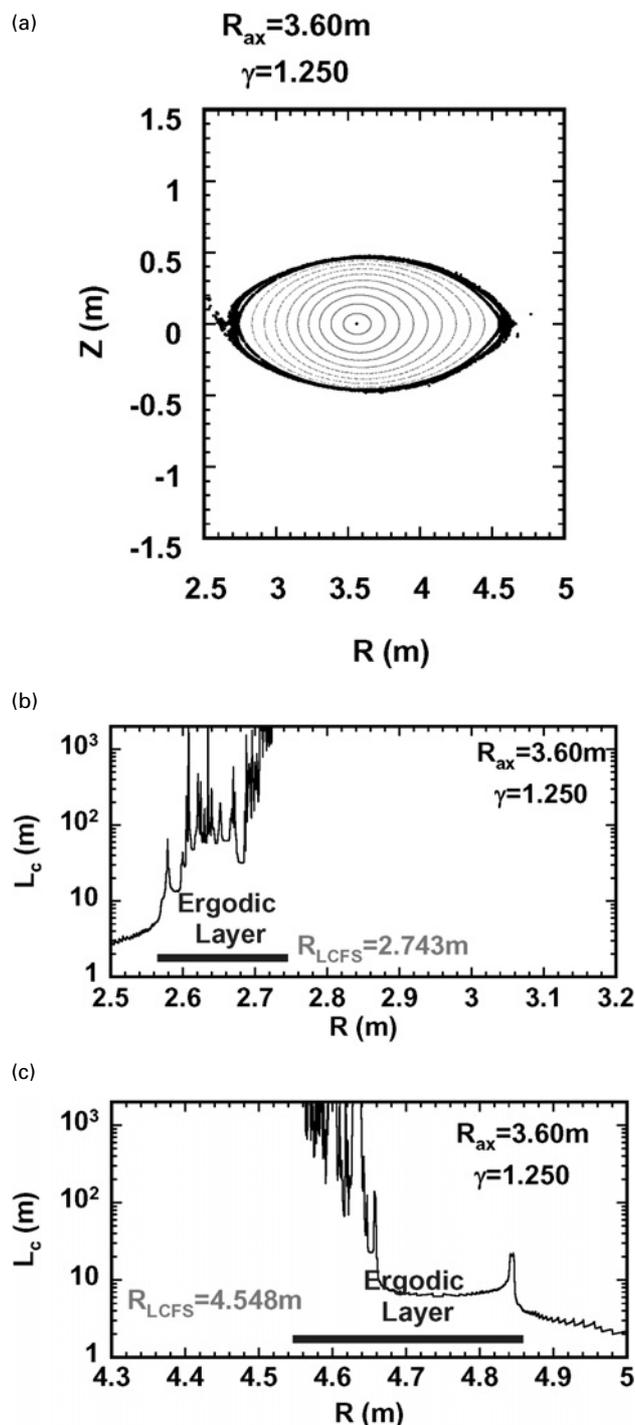


Fig. 3 LHDの横長断面位置における磁気軸位置が  $R_{ax} = 3.6$  mの磁場配位。ここでヘリカルコイルのピッチパラメータは  $\gamma = 1.25$  である。閉じた磁気面がエルゴディック層で囲まれている。同図には、磁力線の接続長を主半径の関数としても示している [14]。

の依存性も示されている。LHD では、ある面上の磁力線がトラスを約 1,000 m 周回した後、径方向に 4 mm だけ変位した場合、その面を最も外側の閉じた磁気面、すなわち最外殻磁気面 (LCFS) として定義されている [14]。LHD におけるこのような磁場構造は、トカマクのエルゴディック化されたポロイダルダイバータと多くの類似点を有する。

### 2.3 高ベータおよび中間ベータ値のプラズマにおける ETB とその構造

LHD の磁場構造では、当初、平均ベータ  $\langle \beta_{\text{dia}} \rangle$  が 1.5% 以上の比較的高ベータプラズマで実現された [8, 9]。ここで、 $\langle \beta_{\text{dia}} \rangle$  は反磁性計測結果を真空磁場での最外殻磁気面を仮定して評価されている。Fig. 4 は、代表的な高ベータ H モードである。しかしながら、このショットでは、ETB が形成されると短時間 (~16 ms) の静かなフェイズの後、周辺 MHD モードが励起される。ETB が形成された領域が磁気丘配位であるため、理想/抵抗性交換型不安定性が励

起されやすい。励起される周辺 MHD モードのモード構造は  $m/n = 2/3, 1/2, 2/5$  であり、これらの共鳴面は LCFS の極近傍あるいはエルゴディック層内に存在する。最近、 $\langle \beta_{\text{dia}} \rangle \sim 0.9\%$  の中間ベータ値のプラズマで LH 遷移が実現された (Fig. 5) [15]。このショットでは、強力な周辺 MHD モードの影響を受けることなく約 120 ms 間、 $\langle \beta_{\text{dia}} \rangle$  は増加する。

いくつかのショットでは、Fig. 6 に示すようにペDESTAL 構造が電子温度分布に見られる [9]。ETB は、真空磁場で定義される LCFS の外側のエルゴディック層の中にまで広がっている。さらに、ETB 領域は、 $m/n = 2/3$  の周辺 MHD モードが励起されることにより変形され、電子温度分布に平坦部が現れるようになる。遷移に伴う電子温度の増分の径方向分布から ETB あるいはペDESTAL 幅を評価すると、~10 cm となる。なお、本稿で述べる ETB 幅はトロイダル磁気面にわたって平均された値となっている。この幅は、電子およびイオン温度が共に 0.1 keV で磁場強度  $B_t = 0.75$  T のときの水素イオンのポロイダルラーモア半径 (~0.8 cm) に比べ格段に大きい。

LHD において ETB が形成される多くのプラズマでは、周辺部で強い密度上昇が観測される。このとき電子温度勾配はほぼ一定に保持される。このことは、ETB 領域での粒子拡散係数の低減を示している。また、電子温度勾配が一定のまま電子密度が上昇するので電子熱拡散係数も低下している。Fig. 7 は、 $B_t = 0.75$  T での LH 遷移前後の電子温度と電子密度の主半径方向の分布を示している。ここで、遷移後の H フェイズでの密度分布は凹状であり、いわゆるペDESTAL を有する形状ではない。本稿では、このような理由から密度分布の“ペDESTAL”という表現のかわりに ETB という表現を用いる。また、この図からわかるように ETB 領域は明らかにエルゴディック層内に広がっている。プラズマ境界から電子密度の増分が最大となる位置までの幅を ETB の幅として定義すると、この幅は約 14 cm に達する。トロイダル磁場  $B_t$  を 0.5 T から 1.5 T まで可変して、ETB 幅の  $B_t$  依存性を調べた。その結果、Fig. 8 に示す

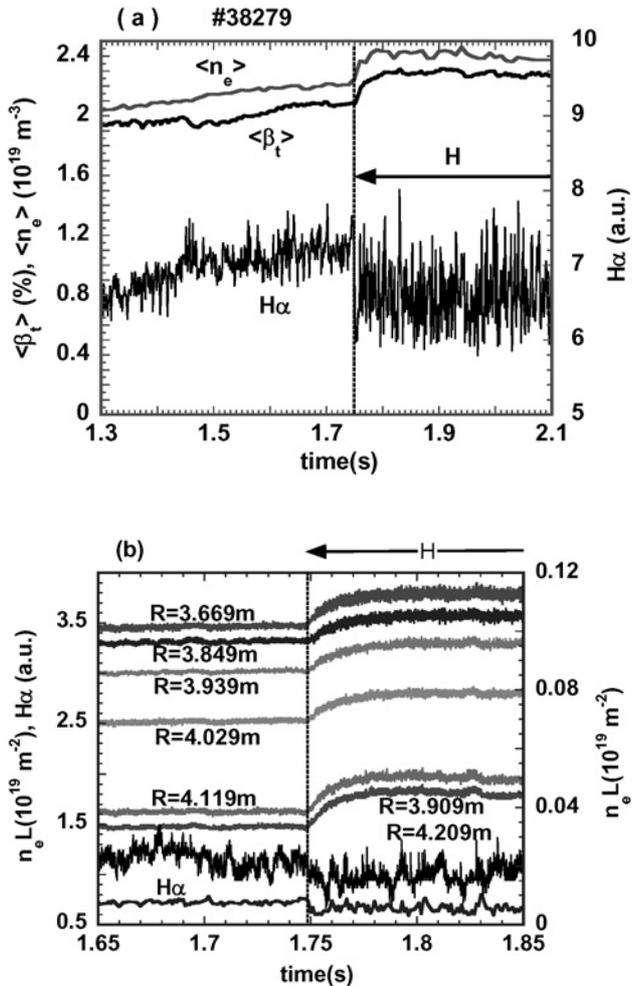


Fig. 4 (a)高ベータの水素プラズマにおいて観測された典型的な LH 遷移。ここで、磁場強度、磁気軸位置、ヘリカルコイルピッチパラメータおよび NBI 加熱の吸収電力はそれぞれ、 $B_t = 0.75$  T,  $R_{\text{ax}} = 3.55$  m,  $\gamma = 1.254$  および 4.3 MW である [9]。 (b)  $H\alpha$  光およびレーザ干渉計の各種観測コード位置での信号の遷移前後における詳細な時間変化。ただし、 $R = 4.209$  m での干渉計信号は右側のスケールとする。

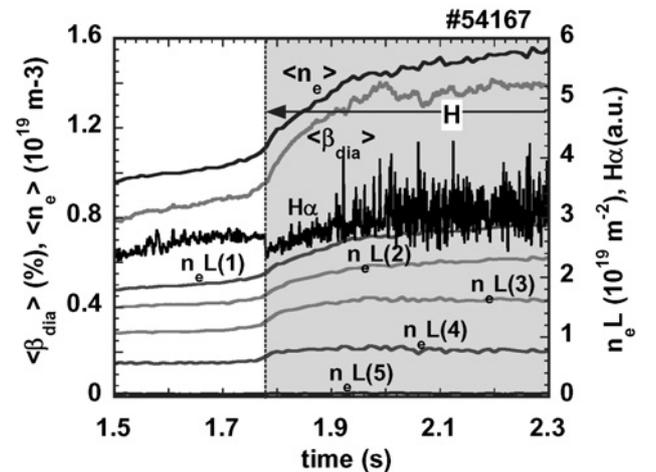


Fig. 5 磁気軸位置  $R_{\text{ax}} = 3.6$  m,  $\gamma = 1.22$  の磁場配位において  $B_t = 0.75$  T のときに観測された中程度のベータ値のプラズマで観測された LH 遷移 [15]。

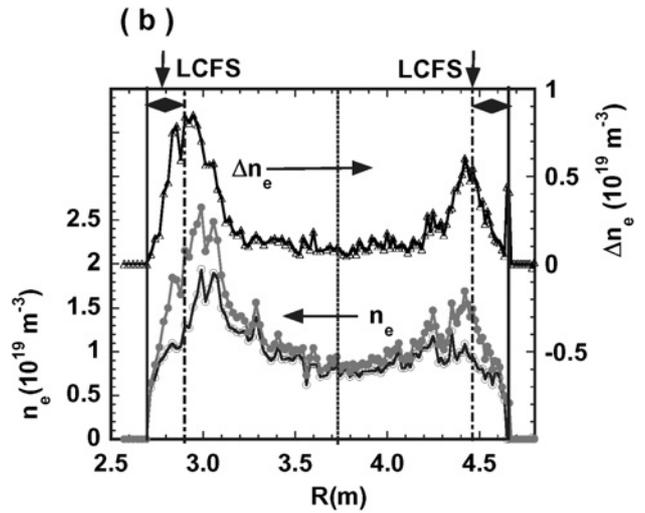
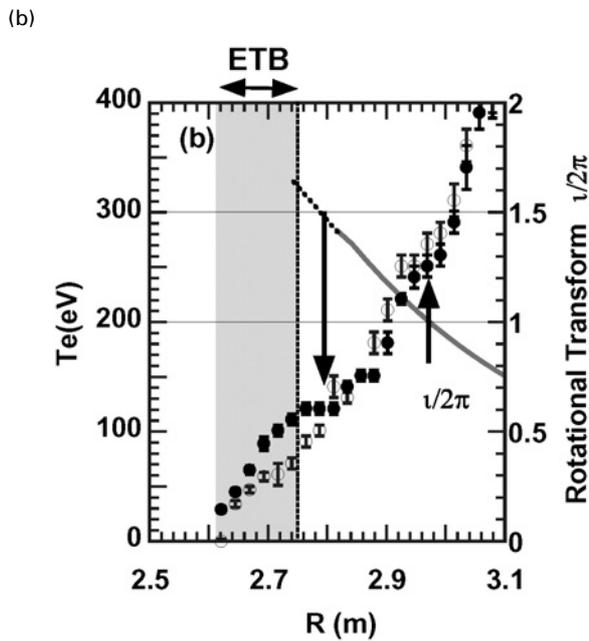
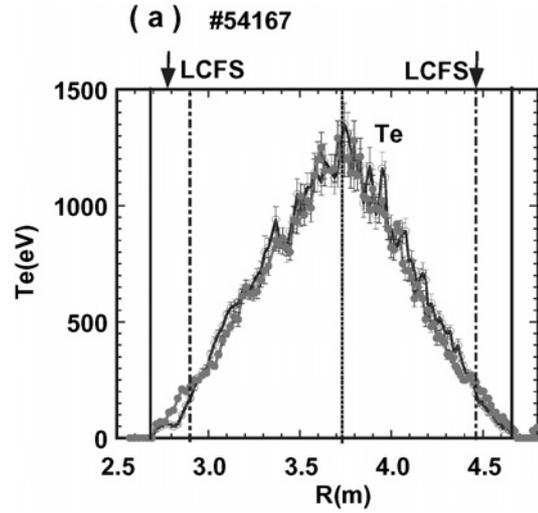
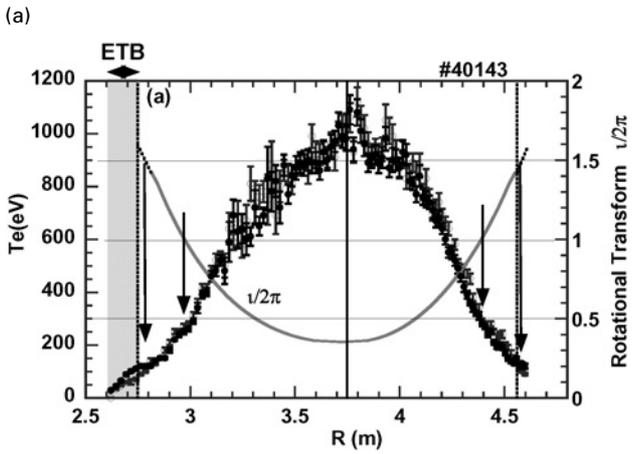


Fig. 7  $R_{ax} = 3.6$  m,  $\gamma = 1.22$ ,  $B_t = 0.75$  T の条件で観測された LH 遷移の前後における電子温度(a)および電子密度(b)の径方向分布. 図(b)には、遷移に伴う電子密度の増分の径方向分布も示されている.

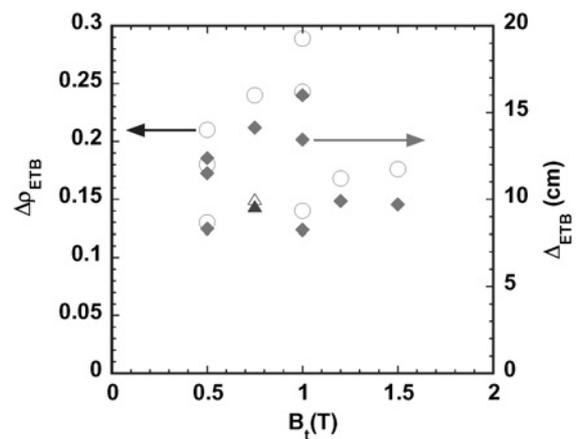
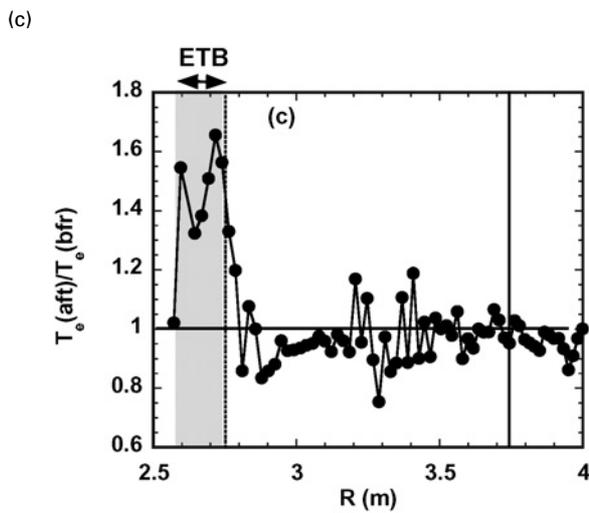


Fig. 6 (a)  $R_{ax} = 3.6$  m,  $\gamma = 1.254$ ,  $B_t = 0.75$  T の条件で観測された LH 遷移の前後の電子温度の径方向分布の比較[9]. (b)(a) に示した分布の周辺部の拡大図. (c) 遷移に伴う電子温度の増分の径方向分布.

Fig. 8 ETB幅のトロイダル磁場強度に対する依存性. 中実および白抜き記号は、それぞれETB幅  $\Delta\rho_{ETB}$  およびプラズマ平均小半径で規格化したETB幅  $\Delta\rho_{ETB}$  を意味している. 三角および円の記号は、それぞれ電子温度分布および電子密度分布から評価されたETB幅を示している.

ようにETB幅はトロイダル磁場に明確な依存を示さないことがわかる。なお、LHDでは $B_t$ を変えてもETB領域での回転変換は一定に保持されており、 $B_t$ を変えてはETB領域でのポロイダル磁場 $B_p$ を変えたことと等価である。トカマクのHモードプラズマでは、ETB幅がポロイダルイオンラーモ半径としばしば比較される[16]。LHDで $B_t$ を変えた時、ETBでの電子温度はほぼ一定で、 $\sim 0.1$  keVであった。実験条件から、 $T_e \sim T_i$ と考えられる。これらを考慮して評価したポロイダルイオンラーモ半径に比べ、ETB幅は格段に大きい。このように大きなETB幅は、中性粒子の浸透長で規定されている可能性がある。エルゴディック層の最も外側での電子密度と電子温度をそれぞれ $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ および $10 \text{ eV}$ として中性粒子輸送コードDEGASにて計算した中性粒子の浸透長は $10 \text{ cm}$ 以下となる[17, 18]。したがって、中性粒子の浸透長はLHDでのETB幅にそれほど大きな影響を与えていないと考えられる。ETB幅に影響を与えると思われる他の要因としては、ELM的揺動と周辺MHDモードの影響が考えられるが、LHDではこれらの影響についてはまだ系統的な研究が行われていない。LHDにおけるETB構造に関するデータは、トカマクのHモードプラズマでの関連データを補完するものである。

### 2.4 外部から印加した共鳴磁場摂動のETB形成への影響

LIDコイルは、プラズマ周辺部の回転変換 $l/2\pi = 1$ と共鳴するヘリカル摂動磁場を発生する[10]。Fig.9に、 $m/n = 1/1$ 磁気島を拡大するようにLID磁場が印加されたときの周辺磁場のポアンカレプロットを示している。この場合、エルゴディック層は大きな $m/n = 1/1$ 磁気島の外側に存在している。Fig.10(a)に示すように電子密度が時間とともに直線的に増加するようにガスパフ量を制御したショットにおいて、LH遷移は線平均電子密度が $\langle n_e \rangle \sim 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ に達したときに起こった。このときベータ値は $\langle \beta_{\text{dia}} \rangle \sim 1.8\%$ であった[15]。このショットでは誤差磁場によって生じる $m/n = 1/1$ 磁気島を消去するように小さな

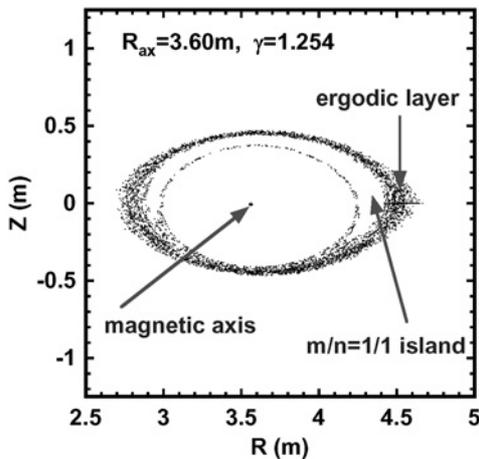


Fig. 9 LHDにおいてLID磁場の印加により $m/n = 1/1$ 磁気島幅を増大させたときの周辺磁場のポアンカレプロット[15]。

LID磁場を印加しており、確かに電子温度分布には磁気島の存在を示すような明確な特徴は見られない。次に、ガス

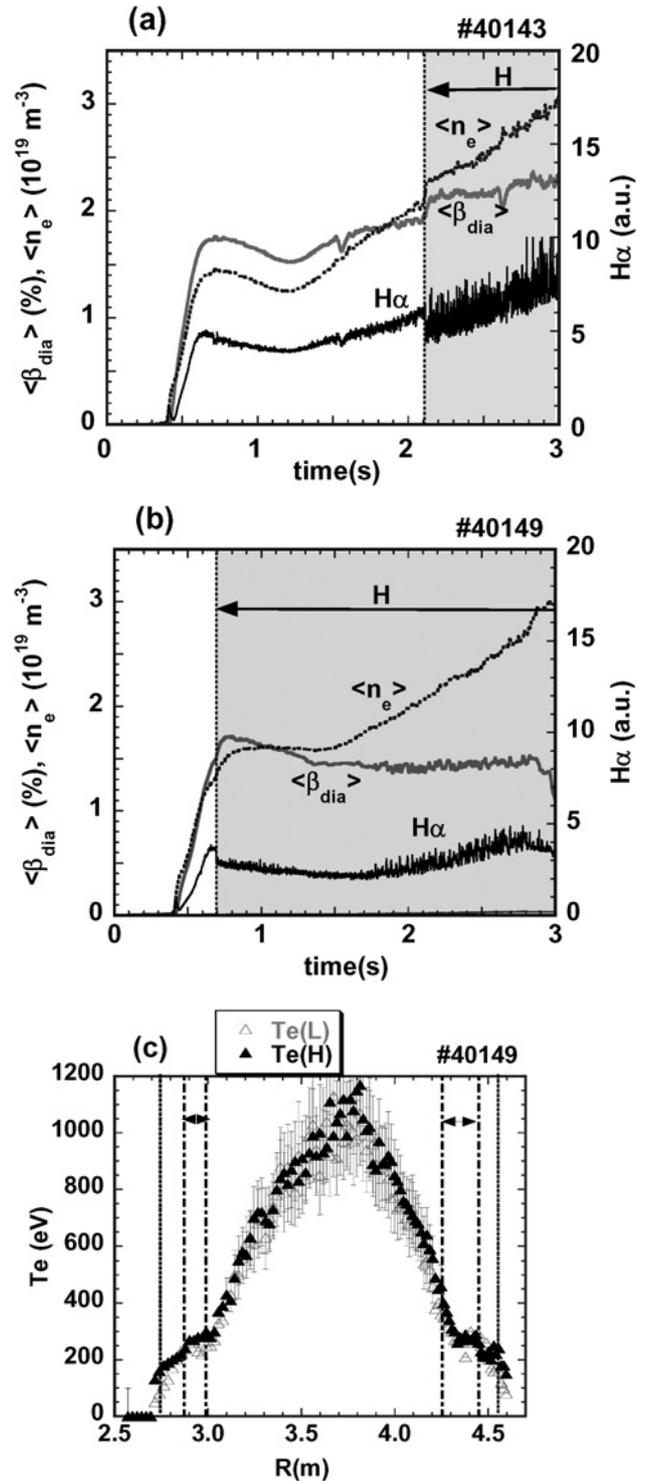


Fig. 10 (a)小さなLID磁場印加により $m/n = 1/1$ 磁気島を消去したときのETBプラズマにおける平均電子密度、反磁性計測による平均プラズマベータ値および $H\alpha$ 光の時間変化。(b)大きなLID磁場印加により $m/n = 1/1$ 磁気島を拡大したときのETBプラズマの時間的振る舞い。(c)図(b)に示したショットでのLH遷移の直前( $t = 0.669 \text{ s}$ )と直後( $t = 0.769 \text{ s}$ )の電子温度の径方向分布。点線の垂直線は、真空磁場における最外殻磁気面の位置を示している。また、2本の一点鎖線の間を示した水平の矢印は、真空磁場中に発生させた $m/n = 1/1$ 磁気島の幅を示している[15]。

パフ量を Fig. 10(a)のショットと同一にしたまま、大きな LID 磁場を印加して  $m/n=1/1$  磁気島を拡大するようにしたとき、遷移はかなり低密度 ( $\sim 1.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) で起こった (Fig. 10(b)). このとき、Fig. 10(c)に示すように、ETB は発生した大きな  $m/n=1/1$  磁気島のセパトロリックスの外側に形成される。しかもエルゴディック層内に拡がっている。この場合、電子温度分布にペDESTAL 的特徴が見られるが、これは強い摂動磁場の印加により比較的低密度で LH 遷移が起こったことに起因していると思われる。しかしながら、過大な LID 磁場の印加による大きな磁気島の発生は、 $\langle \beta_{\text{dia}} \rangle$  の増大を阻害する。大きな  $m/n=1/1$  磁気島をプラズマ周辺部に発生させることによって低密度で LH 遷移しやすくなる理由はまだ明らかとなっていない。LH 遷移の閾値電力に関する ITER 比例則の  $\langle n_e \rangle^{0.64}$  という密度依存性を考慮すると [19], LH 遷移に必要な加熱電力は LID 磁場の増加と共に増大している。すなわち LID 磁場の印加は低密度で遷移しやすくなるが、ITER 比例則と比較するとむしろ遷移が困難になることを示している。

Fig. 10(b)からわかるように、 $H\alpha$  放射信号における ELM 的振動は大きな LID 磁場の印加で抑制される。さらに、 $m/n=2/3$  の周辺 MHD モード振幅も抑制される。ELM 的振動と  $m/n=2/3$  の周辺 MHD モード振幅の LID 磁場印加による低減の要因のひとつとして、大きな  $m/n=1/1$  磁気島の形成が回転変換  $l/2\pi=3/2$  における圧力勾配を減少させたためと考えられる。

## 2.5 まとめと今後の課題

LHD のヘリカルダイバータ配位において、 $B_t=0.5 \text{ T}$  から  $1.5 \text{ T}$  の条件で生成された NBI 加熱プラズマにおいて LH 遷移による ETB が観測された。ETB 領域は、最外殻磁気面の外側にあるエルゴディック層内にまで拡がっている。この理由として 2 つの要因が考えられる。ひとつは、ETB 領域はかなり高い衝突周波数を有し、平均自由行程が磁場の接続長より圧倒的に短く、周辺プラズマが径方向に拡散しているという可能性である。すなわち、高衝突周波数のプラズマでは、エルゴディック層でも急峻な圧力勾配を実現できるということである。もうひとつの要因は、有限圧力のプラズマ効果によってエルゴディック層が消滅し新たな閉じた磁気面が形成されたという可能性である。第一の要因がもっともらしいが、ETB 形成とエルゴディック層との相互作用についてさらに研究が必要である。また、共鳴的摂動磁場を印加してプラズマ周辺部に大きな磁気島を形成すると、低密度での LH 遷移が可能となり、しかも ELM 的揺動も抑制される。

ETB の幅は、 $0.5 \text{ T}$  から  $1.5 \text{ T}$  までの範囲でトロイダル磁場を変えてもほとんど変化せず、しかもポロイダルイオンラーモア半径に比べ各段に大きい。中性粒子の浸透長に加え、ELM 的振動や周辺 MHD モードの ETB 幅への影響を、さらに詳細に研究する必要がある。

エルゴディック層の ELM 振動への影響についてはまだ明らかとなっていない。実際、LHD での ELM 形成は、小振幅で比較的高い周波数の ELM 的振動を引き起こしてい

る。しかし、このことはエルゴディック層に ETB が形成されたことに起因するとは単純に結論できない。磁気丘配位での交換型不安定性に対して不安定となりやすい ETB の特徴が、観測されている ELM 的振動特性を規定している可能性も除外できない。

LHD における ETB 形成と ELM 制御についての今後の課題を以下に列記する。

- (1) 低衝突周波数のプラズマにおける LH 遷移と ETB 形成：このような低衝突周波数領域ではエルゴディック層が ETB でのエネルギーおよび粒子輸送過程に対し決定的役割を果たすと思われる。LID 磁場の印加は、このような実験に役立つであろう。
- (2) 高空間・高時間分解で周辺領域のプラズマパラメータ分布計測の実施：エルゴディック領域の役割を明らかにできるであろう。
- (3) 周辺 MHD モードの影響の少ない ETB プラズマの生成：反磁性ドリフトや  $E \times B$  シア流による ETB 領域の安定性の改善の可能性を明らかにする。

## 謝辞

本研究は一部 LHD 計画予算 (NIFS05 ULHH508) の支援を受けた。また、科学研究費補助金の基盤研究 (A) No. 15206107 の支援も受けた。

## 参考文献

- [1] ITER Physics Basis, Nucl. Fusion **39**, 2175 (1999), and references therein.
- [2] K. Toi *et al.*, 14th IAEA Conf. on Plasma Phys. Controlled Fusion Res. 1992 (Würzburg, 1992), Vol.2 (Vienna, IAEA) p.461.
- [3] K. Toi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 1289 (1996).
- [4] S. Okamura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, A113 (2004).
- [5] V. Erckman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 2086 (1993).
- [6] A. Loarte *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1549 (2003).
- [7] T.E. Evans *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 235003-1 (2004).
- [8] K. Toi *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 217 (2004).
- [9] K. Toi *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 020701 1 (2005).
- [10] A. Komori *et al.*, Proc. 15th IAEA Conf. Plasma Phys. Control. Fusion Res. (Seville, 1994) Vol.2 (Vienna, IAEA) p.773.
- [11] S. Morita *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A269 (2006).
- [12] J. Neuhauser *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **31**, 1551 (1989).
- [13] R.A. Moyer, T.E. Evans *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 056119 (2005).
- [14] T. Morisaki *et al.*, J. Nucl. Matter. **313-316**, 548 (2003).
- [15] K. Toi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A295 (2006).
- [16] Y. Kamada *et al.*, Fusion Technol. Design **42**, 185 (2002).
- [17] M. Shoji *et al.*, J. Nucl. Mater. **337-339**, 186 (2005).
- [18] K. Tanaka *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 110 (2006).
- [19] J.A. Snipes and ITPA Conf. and H-mode Threshold Database working Group, 19th IAEA Fusion Energy Conf., Lyon, 2002, paper No. CT/P-04.