

Heliotron Jの高温プラズマ閉じ込め最適化の研究

エネルギー理工学研究所 複合系プラズマ研究分野

教授 佐野 史道

sano@iae.kyoto-u.ac.jp

助教授 花谷 清

hanatani@iae.kyoto-u.ac.jp

附属エネルギー複合機構研究センター

助教授 岡田 浩之

okada@iae.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

京都大学の核融合研究は1958年に基礎物理学研究所長湯川秀樹教授のご尽力で結成された「高温プラズマ懇談会」のもとで、ヘリオトロン磁場閉じ込め実験装置Heliotron Aをもちいて開始された。その後、Heliotron B (1960年)、Heliotron C (1965年)、Heliotron D (1970年)、Heliotron E (1980年)が逐次建設され、Heliotron Eによる原理検証実験の成功を基礎に、文部省核融合科学研究所(当時)に大型ヘリカル実験装置LHD (1998年)が建設され、現在、期待どおりの良好な成果をあげつつある。一方、京都大学ではエネルギー理工学研究所附属エネルギー複合機構研究センターにヘリカル軸ヘリオトロン装置Heliotron J (2000年)が建設され、先進ヘリカル配位の新たな概念開発実験に取り組んでいる。現在、初期検証フェーズを終了し、高性能化フェーズにおける改善閉じ込め研究が進展中である。本稿ではHeliotron J実験の一翼を担う当研究室が取り組んでいる高温プラズマ閉じ込め最適化に係わる理論的および実験的研究の最近の動向について紹介する。

2. Heliotron Jの粒子閉じ込めに関するMonte Carloシミュレーション

新古典理論にもとづいたプラズマ粒子閉じ込めの性質を磁気座標系の一種であるBoozer座標における案内中心軌道を追跡するモンテカルロ・コードを用いて調べている[1]。モンテカルロ・シミュレーション技法によって、実験に対応する三つのHeliotron J配位でグローバルな閉じ込め時間を計算した。Heliotron J装置は極数 ($\ell = 1$)、周期数 ($m = 4$) のヘリカル巻線をもつquasi-isodynamic配位にもとづいている。Heliotron J磁場配位のフーリエ・スペクトルは、三つの卓越した成分をもつ：則ち、トロイディシティ、ヘリシティ、バンピネスである。このうち、Heliotron Jに特徴的なのはバンピネスであり、この成分はトーラス方向に沿った磁場強度の強弱を与える。Heliotron Jは二種のトロイダル磁場コイル (TAコイル、TBコイル) を備えており、これらのトロイダル磁場コイルの電流比を変えることによってバンピネス磁場成分を制御することができる。これらの磁場のフーリエ・スペクトルに特徴づけられる形で、Heliotron J配位はトーラス方向に磁場強度の大きい〈コーナー部〉と、磁場強度の比較的弱い〈直線部〉を形成する。〈直線部〉ではトロイダル効果は比較的小さく、したがって、良好なプラズマ粒子閉じ込め性能が期待できる。ヘリカル系のプラズマ閉じ込め装置では、いかなる厳密な対称性も存在しないために、個々の荷電粒子の軌道は極めて複雑になる。したがって、このような装置の磁場配位における粒子軌道の挙動を調べるためには、数値シミュレーションが必要になる。ここでは荷電粒子の案内中心を追跡するモンテカルロ・コードを用いる。このとき、

磁気座標系のひとつである Boozer 座標（磁力線を直線に表現できる）におけるドリフトハミルトニアンを用いた方法は、磁力線に沿った速い運動と磁力線を横切るゆるやかなドリフト運動を分離して高速で見通しのよい計算を可能にする。Heliotron J の磁場はビオ・サバルの法則を各々のコイル系について積分することで、三次元空間の位置の関数として計算される。この実空間の関数を磁力線に沿った磁場強度のフーリエ・スペクトルに変換することによって Boozer 座標が構築される。この方法は文献[2]に基づいている。

図 1 は、Heliotron J 配位の標準配位におけるプロトンの代表的な軌道を示す。（それぞれの図について、左側の図がプロトン軌道のポロイダル断面への射影、右側の図はトーラスの赤道面への射影を示す。）これらの粒子は〈直線部〉のトーラス内側の赤道面から 450eV のエネルギーで出発させたものである。図 1 (a) は、通常の通過粒子（passing particle）である。図 1 (c) は、バンピネス成分の効果で、磁場の弱い〈直線部〉に局在した粒子を示す。Heliotron J の〈直線部〉では磁場の非一様性が低減されているので、局在粒子を閉じ込めることができる。一方、図 1 (b) は〈コーナ部〉に進入することのできる粒子で〈コーナー部〉での磁場の大きな非一様性のためにプラズマから失われる。図 1 (d) は深く捕捉された粒子（deeply-trapped particle）であり、磁気面上の磁場強度が最小になるような〈井戸〉に沿って運動しプラズマ内に閉じ込められる[3]。

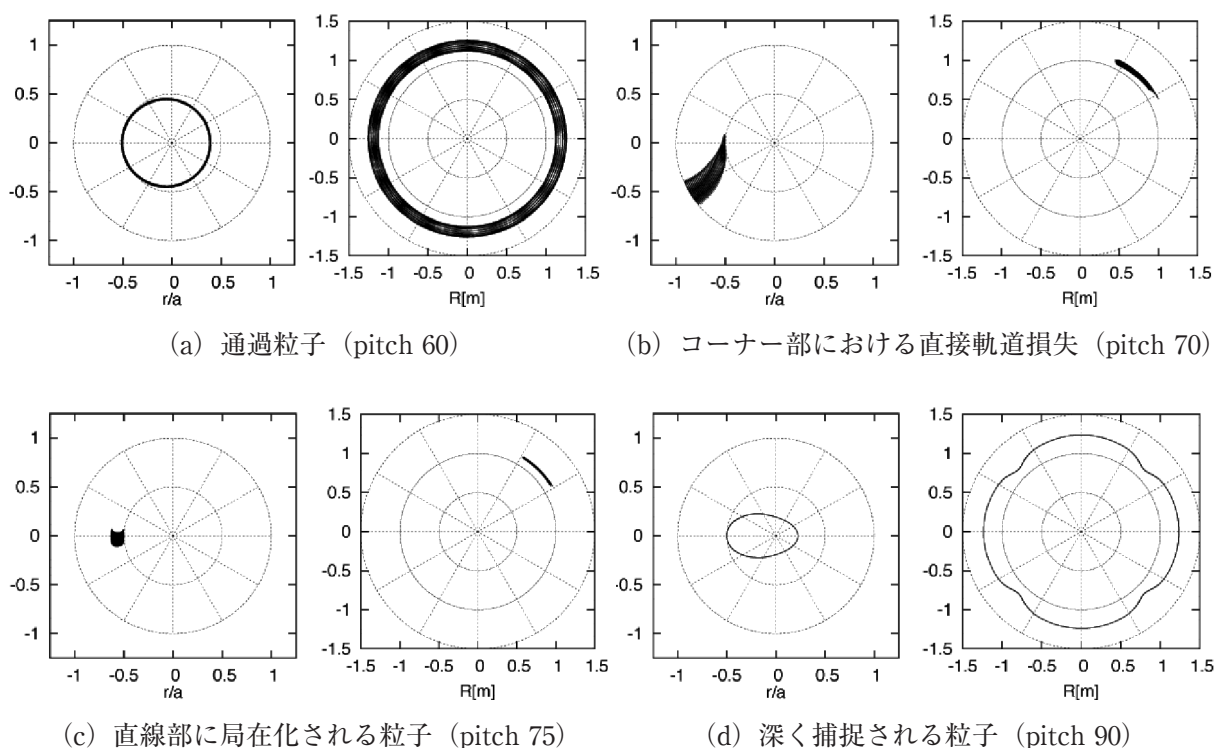
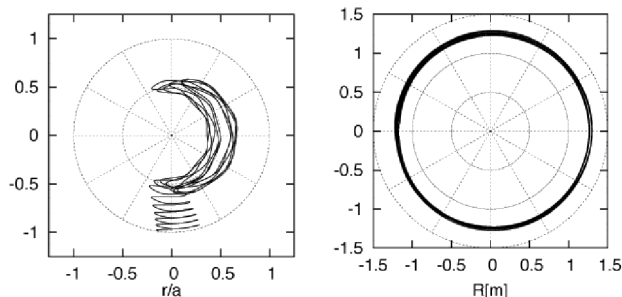


図 1. ヘリオトロン J 装置において直線部トーラス内側から入射された粒子の荷電粒子軌道

一方、トーラスの外側から出発した粒子は複雑な軌道を描く。その理由は、トーラス外側から出発した粒子は主に磁場のトロイデシティに起因したポロイダル方向の磁場勾配のために、磁場のリップル井戸への捕捉と離脱をくり返すからである。このような遷移粒子（図 2）の挙動を定量的に理解することは一般に困難である。

先に述べたように Heliotron J では、磁場のバンピネス成分はトロイダル磁場コイルで制御できる。ここでは、バンピネスの大きさの異なった三種類の磁場配位についての計算を比較した。標準配位で

はバンピネスの大きさは ($B_{04}/B_{00}=0.06$) である。計算のために高バンピネス配位 ($B_{04}/B_{00} = 0.15$) および低バンピネス配位 ($B_{04}/B_{00}=0.01$) についても磁気座標を構築した。磁場のバンピネス成分を制御することにより、荷電粒子のドリフト軌道を変化させることができる。



(e) 遷移粒子 (pitch 70)

図 2. 直接軌道損失を起こす遷移粒子 (直線部トーラス外側から入射)

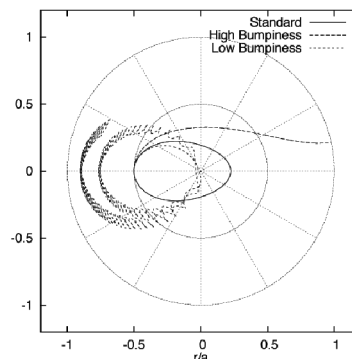


図 3. バンピネスのdeeply trapped particleに対する影響 (粒子はエネルギー450eVで磁場に対して垂直に入射)

トロイダル方向の強い磁場の勾配は〈直線部〉に局在化される粒子の割合を増やす。これと同時に、トーラスを周回するような deeply-trapped particle は〈コーナー部〉で失われる。低バンピネス配位では、磁場強度の井戸が浅くなるために deeply-trapped particle は次第に径方向外側へドリフトする。この効果は低バンピネス配位で粒子輸送を増大させる。deeply trapped particle の粒子軌道のバンピネスによる変化は図 3 に示した。

単一粒子軌道の挙動は、プラズマ輸送を構成する微視的な要素としての役割を果たす。荷電粒子軌道の微視的な情報を巨視的な粒子輸送の性質として理解するために、グローバルな粒子閉じ込め時間をモンテカルロ・シミュレーションによって求めた。先に用いられた単一粒子の案内中心追跡コードを、モンテカルロ・シミュレーション技法を取り入れることによって巨視的な閉じ込め時間を評価するよう改良した。プラズマのクーロン衝突としては、ピッチ角散乱のみを取り入れている。図 4 は三つの異なるバンピネスをもつ Heliotron J 配位について、閉じ込め時間の逆数を無次元化平均自由行程に対して両対数プロットしたものである。平均自由行程は等価な軸対称トカマクの連結長 (connection length) で規格化した。シミュレーションにもちいたテスト粒子は単一エネルギー 450 eV のものである。このとき、図 4 から分かるように、ステラレータのような非軸対称トーラスプラズマで問題とされてきた低衝突周波数領域における $1/\nu$ 依存性をもった損失がみられないことに注意する。これは $1/\nu$ 損失に寄与するような捕捉粒子の、衝突時間よりも速い軌道損失で説明できる[1]。このような場合、実空間での拡散ではなく、速度空間におけるピッチ角散乱 (速度空間の拡散) が支配的になる。(図 4 では、高バンピネス配位で最も小さい粒子損

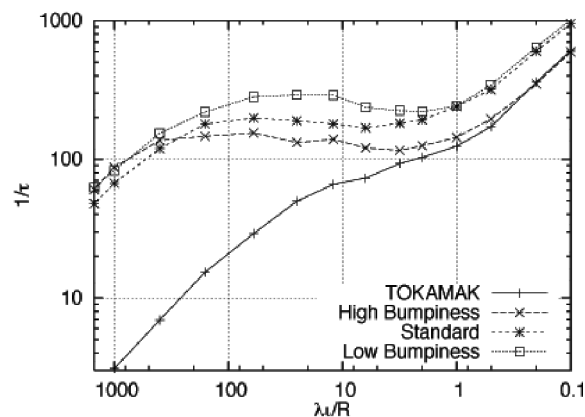


図 4. バンピネスを変えた 3 つの磁場配位におけるグローバルな粒子閉じ込め時間の無次元化平均自由行程に対する依存性

傷の逆数を無次元化平均自由行程に対して両対数プロットしたものである。平均自由行程は等価な軸対称トカマクの連結長 (connection length) で規格化した。シミュレーションにもちいたテスト粒子は単一エネルギー 450 eV のものである。このとき、図 4 から分かるように、ステラレータのような非軸対称トーラスプラズマで問題とされてきた低衝突周波数領域における $1/\nu$ 依存性をもった損失がみられないことに注意する。これは $1/\nu$ 損失に寄与するような捕捉粒子の、衝突時間よりも速い軌道損失で説明できる[1]。このような場合、実空間での拡散ではなく、速度空間におけるピッチ角散乱 (速度空間の拡散) が支配的になる。(図 4 では、高バンピネス配位で最も小さい粒子損

失を与えているが、このシミュレーションでは無次元パラメータ、 a_p/ρ が一定に取られていないことに注意する。ここで a_p はプラズマ半径、 ρ はラーマ半径である。より具体的には、高バンピネス配位は他の二つの配位に比べ閉じ込め領域全体の平均的な磁場強度が強いことが影響していると考えられる。

Heliotron Jにおける粒子閉じ込めシミュレーションは多角的な観点から研究が進展中である。特筆すべきことは、ここでやっているようなグローバルな閉じ込め時間を評価するシミュレーションでは、非拡散的な軌道損失と拡散的な磁気面を横切る輸送を統一的に扱えることである。今後粒子閉じ込め改善に対するバンピネスの役割の理解をさらに進めるとともに、衝突モデルの拡張や径電場を含めるシミュレーションを行う予定である。

3. Heliotron Jのイオンサイクロトロン周波数帯 (ICRF) 加熱を用いた高速イオン閉じ込め研究

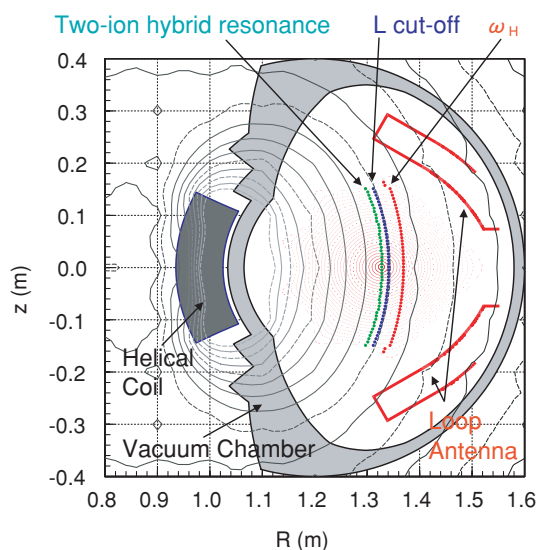


図 5. Heliotron Jのコーナー部に設置された ICRFアンテナ

高速イオンの生成と閉じ込め実験は、重水素と少数プロトンの混合プラズマにICRF加熱を印加して行われた。磁気配位に対する高速イオン閉じ込めの依存性を調べることは、ヘリカル系装置においては最も重要な問題の1つである。粒子閉じ込めを磁場強度のフーリエ成分の1つであるバンピネスを利用することで制御するというHeliotron J配位の設計指針を検証するため、ICRF少数イオン加熱用いて捕捉高速イオンの閉じ込めのバンピネス依存性について調べた結果を紹介する[4]。適当なバンピネスを与えることによって空間磁場変化の小さい領域に捕捉粒子を閉じ込めることができるが、これまでは接線入射のNBIを用いて研究されてきており[5]、捕捉粒子に関しては十分に調べられなかった。ICRFループ・アンテナは図5で示すようにHeliotron Jのコーナー部の低磁場上側に設置された。高エネルギー・イオンは $Ti(0)=0.2\text{ keV}$ $Te(0)=0.8\text{ keV}$ $\bar{n}_e=0.4\times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ のECHプラズマにICRFパルスを入射して、最高10 keVまで生成された。図6は線密度、イオン温度と3.9 keVの水素粒子束の時間変化を示している。水素と重水素粒子束は、荷電交換中性粒子エネルギー分析装置 (CX-NPA) で測定される。ICRFパルス中に、CX-NPAで測定されるイオン温度はほぼ倍増し、高速中性粒子束も観測された。高速粒子閉じ込めの磁場配位依存性の研究のために、3つの配位を選択した。バンピーリップル (B_{04}/B_{00}) は $r/a=0.67$ で0.01、0.06、0.15である。 $B_{04}/B_{00}=0.06$ の磁場配位はHeliotron J標準磁場と同一である。実験では、サイクロトロン共鳴層が $r/a=0.2$ 以内になるようICRF周波数を調節した。約0.2MWのICRFパルスをECHプラズマに入射した。観察された水素粒子束と高速イオンテール温度は図7で示すように高いバンピネスの場合に最も高くなる。CXスペクトルから評価したテール温度は $B_{04}/B_{00}=0.15$ 、0.06、0.01場合に対し1.04keV、0.87keV、0.47keVである。

ICRFパワーの振幅変調実験も、高速イオン閉じ込めを評価するため行われた。入射パワーは100Hzで変調した。その結果CX粒子束の変調も確認された。CX粒子束と入射パワーとの位相遅れは、RF波によるイオン加速と衝突減衰を通して生じる。損失項を含んだフォッカー・プランク方程式を用いて高速イオン閉じ込めの評価を行った (図8)。この実験から、高バンピー配位に対する高速粒子

閉じ込めがよいことが分かった。これによりバンピー成分によって高速粒子閉じ込めを制御できることが分かった。この結果はDKESコードを用いた拡散係数の計算結果や磁場強度分布から予測される捕捉粒子ドリフト特性の依存性と一致している。図9で示すように2つのバンピー成分に対しイオン温度が P_{ICRF}/n_{el} とともに増加した。ここで、 P_{ICRF} は入射ICRFパワー、 n_{el} は線積分電子密度である。高バンピー成分の場合のイオン温度増加が $B_{04}/B_{00} = 0.06$ の場合より大であり、それゆえ加熱効率は高バンピーの方が高い。この加熱スキームにおいてはバルクイオン加熱はICRF加熱によって生成された高エネルギー少数イオンとのクーロン衝突によって行われる。高バンピー成分の場合の方が高エネルギーテールが大きいということは、少数イオンからバルクイオンへのエネルギー付与が大きいことを意味する。閉じ込め改善モードを除いたECHプラズマの総括的エネルギー閉じ込め時間は3つの場合に対してほぼ同じである。現在、加熱効率とバルクイオン閉じ込めの検討をさらに進めるためにモンテカルロ法による数値計算を準備中である。

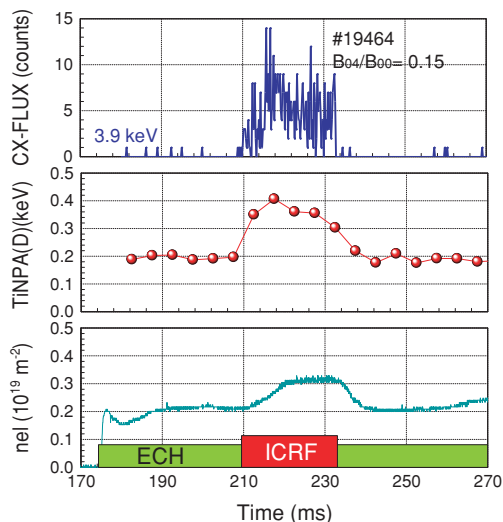


図6. 荷電交換水素粒子束、イオン温度と線積分電子密度の時間変化

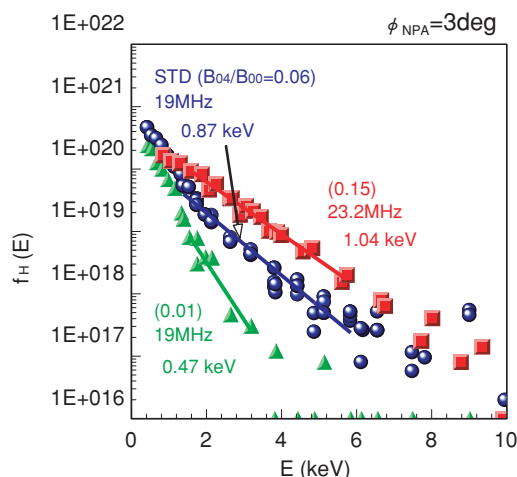


図7. 3バンピー成分に対する少数水素粒子のエネルギースペクトル

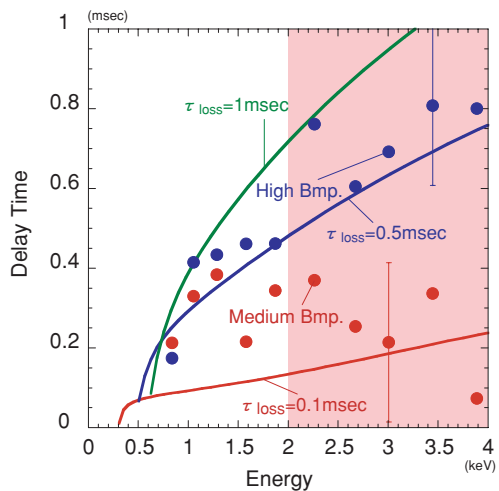


図8. 2バンピー成分に対する入射パワーとCX粒子束との位相遅れ

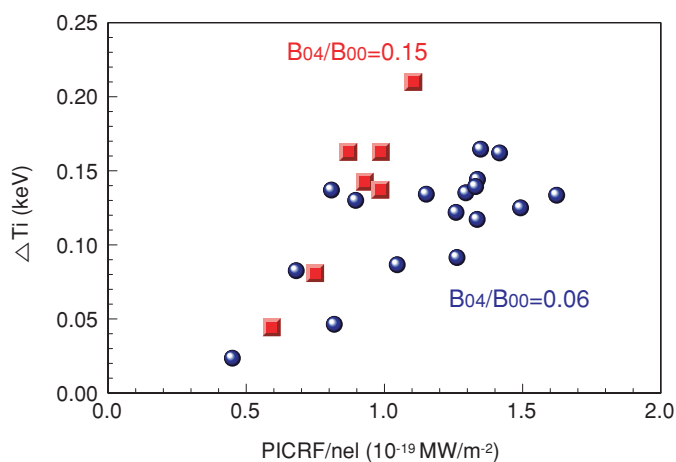


図9. 2バンピーリップルに対するイオン温度増加と入射パワーとの関係

4. おわりに

Heliotron Jグループは、先進ヘリカル（ヘリカル軸ヘリオトロン）における改善閉じ込めの探求を目標に、独自の物理設計に基づく磁場分布制御を用いて、理論的・実験的にトラスプラズマの輸送・安定性の改善を目指す研究を進めている。Heliotron Jをエネルギー複合機構研究センターのセンター共同研究に、また核融合科学研究所の双方向型共同研究に、さらに国際エネルギー機関（IEA）の国際ステラレータ実施協定に基づく核融合国際共同研究活動に提供しつつ、多数の国内外の共同研究者の協力を得て、将来の核融合炉心プラズマに必要とされる重要課題の克服を目指した研究が推進されている。最近の主な成果としては、上記以外にHeliotron E実験では実現できなかった自発的閉じ込め遷移現象（H-mode）をHeliotron Jで実証し、高い閉じ込め改善度（ $1.3 < \tau_E^{\text{exp}} / \tau_E^{\text{ISS95}} < 1.8$ ）を持つH-mode発現領域が周辺回転変換角に依存すること、またそれは主たる低次の有理面よりわずかに離れた回転変換角の条件で実現できることを見出した[6]。更に、高い閉じ込め改善時に最外殻磁気面近傍に負の径電場（ $E_r < 0$ ）形成を確認した。また周辺回転変換角をほぼ一定に保つ条件でバンピー磁場を制御する実験により、L-mode、H-modeにおける実効ヘリカルリップル率 ε_{eff} の閉じ込め改善度への寄与が明らかになりつつある。たとえば、ISS04比例則（L-mode）を基準として、閉じ込め改善度は、実効的リップル率 ε_{eff} の減少で増加する傾向が示唆されている[7]。これらの興味ある成果についての紹介は、次の機会にゆずりたい。これまでに得られた成果は、Heliotron E実験で残された課題である「良好な粒子閉じ込めとMHD安定性の両立性」を探求するため、世界に先駆けて採用したヘリカル軸ヘリオトロン配位（Heliotron J）の新しい研究領域の開拓に大きく寄与するのみならず、異常輸送の改善、高エネルギー粒子閉じ込め等をはじめとするトラスプラズマ閉じ込めの普遍的諸問題に、先進的な磁場分布制御の観点から新たな知見を与えるものとして期待される。

なお本稿で紹介した内容の一部は国内外の共同研究として進められているHeliotron J実験グループの研究成果であり、紙面をお借りして、共同研究者各位に厚く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] H.Wobig, Z.Naturforsch 37a (1982) 906
- [2] A.H.Boozer and G.Kuo-Petravic, Phys. Fluids 24 (1981) 851
- [3] M.Yokoyama et al. Nucl. Fusion 40 (2000) 261
- [4] H. Okada et al., 15th Intern. Stellarator Conf. , Madrid, 2005.
- [5] S. Kobayashi et al., 20th IAEA Fusion Energy Conf. 2004, IAEA-CN-116/EX/P4-41.
- [6] F. Sano et al., Nucl. Fusion 45, 1557(2005).
- [7] T. Mizuuchi et al., 15th Intern. Stellarator Conf. , Madrid, 2005.