

電子サイクロトロン加熱による 球状トカマクの形成と維持

(課題番号 13480125)

平成 13 ~ 14 年度科学研究費補助金
(基盤研究 (B)(2) 一般)
研究成果報告書



平成 15 年 3 月

研究代表者 田中 仁

(京都大学大学院エネルギー科学研究科 助教授)

I. はしがき

本報告書は平成 13 年度から平成 14 年度の 2 年間にわたり、科学研究費補助金（基礎研究 (B)(2) 一般）を受け行った研究課題「電子サイクロトロン加熱による球状トカマクの形成と維持」（課題番号 13480125）の成果をとりまとめたものである。

目次

1. 研究組織

I. はしがき 1

II. 研究発表 田中 仁 (京都大学大学院エネルギー科学研究科助教授) 2

III. 研究成果 前川 孝 (京都大学大学院エネルギー科学研究科教授) 3

1. 緒言 打田元樹 (京都大学大学院エネルギー科学研究科助手) 7

2. LATE 装置 大塚 伸 (核融合科学研究所助教授) 10

3. 2.45 GHz での実験結果 13

4. 2 GHz での実験結果 26

2. 研究総括 5. まとめと今後の展望 33

IV. 添付資料 37

平成 13 年度 5,000 千円

平成 14 年度 3,800 千円

合計 8,800 千円

I. はしがき

本報告書は平成 13 年度から平成 14 年度の 2 年間にわたり、科学研究費補助金（基盤研究 (B)(2) 一般）を受けて行った研究課題「電子サイクロトロン加熱による球状トカマクの形成と維持」（課題番号 13480125）の成果をとりまとめたものである。

1. 研究組織

研究代表者 : 田中 仁 (京都大学大学院エネルギー科学研究科助教授)
研究分担者 : 前川 孝 (京都大学大学院エネルギー科学研究科教授)
打田正樹 (京都大学大学院エネルギー科学研究科助手)
久保 伸 (核融合科学研究所助教授)

2. 研究経費

平成 13 年度	5,000 千円
平成 14 年度	3,800 千円
合計	8,800 千円

II. 研究発表

1. 発表論文 (学会誌、国際会議録等)

- (1) M.Uchida, K.Higaki, T.Yoshinaga, H.Igami, H.Tanaka and T.Maekawa
"Formation and Sustainment of Low Aspect Ratio Torus Plasma by ECH in the LATE Device"
J. Plasma Fusion Res. SERIES, Vol.5, (2002) pp.283 - 287.
- (2) H.Tanaka, K.Higaki, T.Yoshinaga, H.Igami, M.Uchida and T.Maekawa
"Formation of ECH Spherical Tokamak on LATE"
Proc. 29th EPS Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion, P-5.050, (2002)
Montreux, Switzerland.
- (3) T.Maekawa, H.Tanaka, M.Uchida, H.Igami, T.Yoshinaga and K.Higaki
"Start-up and Formation of ST Plasmas by ECH on the LATE Device"
Proc. 19th IAEA Fusion Energy Conf, IAEA-CN-94/EX/P4-16, (2002)
Lyon, France.
- (4) 田中仁、檜垣謙一、吉永智一、伊神弘恵、打田正樹、前川孝
"LATE における ECH 電流駆動実験"
電気学会プラズマ研究会資料, PST-01-75, (2001) pp.53 - 57.

2. 口頭発表

- (1) H.Tanaka, K.Higaki, T.Yoshinaga, H.Igami, M.Uchida, T.Maekawa
"ECH Spherical Tokamak"
4th China-Japan Workshop, C1, 2001 年 8 月 (Kunming, China)
- (2) 打田正樹、檜垣謙一、吉永智一、伊神弘恵、田中仁、前川孝
"ECH による高周波トカマクプラズマ形成実験"

- 日本物理学会 2001 年秋の分科会、17aRB-8、2001 年 9 月（徳島文理大学徳島キャンパス）
- (3) 伊神弘恵、檜垣謙一、吉永智一、打田正樹、田中仁、前川孝
”LATE における EBW 放射計測の初期結果”
日本物理学会 2001 年秋の分科会、17aRB-9、2001 年 9 月（徳島文理大学徳島キャンパス）
- (4) 吉永智一、檜垣謙一、伊神弘恵、打田正樹、田中仁、前川孝
”LATE の ECH 用 4 GHz ジャイロトロンの試作”
日本物理学会 2001 年秋の分科会、17aRB-11、2001 年 9 月（徳島文理大学徳島キャンパス）
- (5) 田中仁、檜垣謙一、吉永智一、伊神弘恵、打田正樹、前川孝
”LATE での高周波のみによる球状トカマク形成実験”
プラズマ・核融合学会第 18 回年会、18SPD-28aA39P、2001 年 11 月（福岡県春日市クローバープラザ）
- (6) T.Maekawa, H.Tanaka, M.Uchida, H.Igami, T.Yoshinaga and K.Higaki
”Plasma Current Start-up and Sustainment by ECH on LATE”
US-Japan Workshop on RF Physics, Profile Control and Steady State Operation using RF, 2002 年 2 月（九州大学応用力学研究所）
- (7) H.Tanaka, K.Higaki, T.Yoshinaga, H.Igami, M.Uchida, T.Maekawa
”Start-up and Formation of ST Plasma by ECH on LATE”
US/Japan MHD Workshop on Frontiers in MHD Stability of Toroidal Plasmas, 2002 年 2 月（日本原子力研究所那珂研究所）
- (8) M.Uchida, K.Higaki, T.Yoshinaga, H.Igami, H.Tanaka, T.Maekawa
”ST Plasma Start-up and Sustainment by ECH on LATE”
US-Japan Europe Workshop, 2002 年 2 月
- (9) 田中仁
”LATE (Low Aspect ratio Torus Experiment) 装置におけるプラズマ電流立ち上げ実験”
第 15 回 TRIAM 研究会、2002 年 3 月（九州大学応用力学研究所）

- (10) 伊神弘恵、檜垣謙一、吉永智一、打田正樹、田中仁、前川孝
”入射電磁波から電子バーンシュタイン波へのモード変換効率の検討”
日本物理学会第 57 回年次大会、25aXE-9、2002 年 3 月（立命館大学びわ
こ・くさつキャンパス）
- (11) 檜垣謙一、吉永智一、伊神弘恵、打田正樹、田中仁、前川孝
”LATE での ECH 球状トカマクプラズマ形成実験 (A) : 入射波の偏波と周
辺密度への依存”
日本物理学会第 57 回年次大会、25aXE-10、2002 年 3 月（立命館大学びわ
こ・くさつキャンパス）
- (12) 打田正樹、檜垣謙一、吉永智一、伊神弘恵、田中仁、前川孝
”LATE での ECH 球状トカマクプラズマ形成実験 (B) : 高電力入射”
日本物理学会第 57 回年次大会、25aXE-11、2002 年 3 月（立命館大学びわ
こ・くさつキャンパス）
- (13) 吉永智一、檜垣謙一、伊神弘恵、打田正樹、田中仁、前川孝
”LATE における ECH による球状トカマク形成実験”
第 4 回核融合エネルギー連合講演会、2002 年 6 月（大阪大学）
- (14) 伊神弘恵、檜垣謙一、吉永智一、打田正樹、田中仁、前川孝
”LATE での電子バーンシュタイン波輻射計測”
第 4 回核融合エネルギー連合講演会、2002 年 6 月（大阪大学）
- (15) 吉永智一、勝浦慶、今野学、檜垣謙一、伊神弘恵、打田正樹、田中仁、前川
孝
”LATE での ECH 球状トカマクプラズマ形成実験 II (A) : 初期磁気面の形
成過程”
日本物理学会 2002 年秋季大会、9pSS-3、2002 年 9 月（中部大学）
- (16) 打田正樹、勝浦慶、今野学、檜垣謙一、吉永智一、伊神弘恵、田中仁、前川
孝
”LATE での ECH 球状トカマクプラズマ形成実験 II (B) : 高電力入射”
日本物理学会 2002 年秋季大会、9pSS-4、2002 年 9 月（中部大学）

- (17) 伊神弘恵、勝浦慶、今野学、檜垣謙一、吉永智一、打田正樹、田中仁、前川孝
”LATE での電子バーンシュタイン波 ECH の為の電磁波入射条件の検討”
日本物理学会 2002 年秋季大会、9pSS-5、2002 年 9 月 (中部大学)
- (18) H.Tanaka, K.Katsuura, M.Konno, K.Higaki, T.Yoshinaga, H.Igami, M.Uchida, T.Maekawa
”Plasma Current Start-up by ECH on LATE”
8th International ST Workshop, Session I-A, 2002 年 11 月 (Princeton, U.S.A.)
- (19) M.Uchida
”Formation of Spherical Tokamak Plasma by ECH on LATE”
US-Japan Workshop on RF Technology, 2003 年 2 月 (Marina del Rey, U.S.A.)
- (20) H.Igami
”Optimization of Incident Wave Polarization for Electron Bernstein Wave Heating”
US-Japan Workshop on RF Technology, 2003 年 2 月 (Marina del Rey, U.S.A.)
- (21) 伊神弘恵
”Optimization of Incident Wave Polarization for Electron Bernstein Wave Heating”
第 16 回 TRIAM 研究会、2002 年 3 月 (九州大学応用力学研究所)
- (22) M.Uchida
”Start-up and Formation of Spherical Tokamak Plasma by Microwave”
The 1st International Symposium on Sustainable Energy System, SF-9, 2003 年 3 月 (京都府京都市京都キャンパスプラザ)
- (23) H.Igami
”General Properties of Mode Conversion Process to Electron Bernstein Wave and Thier Application to Experiments”
The 1st International Symposium on Sustainable Energy System, SF-10, 2003 年 3 月 (京都府京都市京都キャンパスプラザ)

- (24) T.Maekawa
”Start-up of Spherical Tokamak by ECH”
The 1st International Symposium on Sustainable Energy System, Subsection
1-3 solar Energy - Fusion Oriented Plasmas, 2003 年 3 月 (京都府京都市京
都キャンパスプラザ)
- (25) 打田正樹、勝浦慶、今野学、檜垣謙一、吉永智一、伊神弘恵、田中仁、前川
孝
”LATE での ECH 球状トカマクプラズマ形成実験 III”
日本物理学会第 58 回年次大会、31pYJ-5、2003 年 3 月 (東北大学川内キャン
パス)
- (26) 吉永智一、勝浦慶、今野学、檜垣謙一、伊神弘恵、打田正樹、田中仁、前川
孝
”LATE での ECH 球状トカマクの初期磁気面形成過程における空間電位分
布計測”
日本物理学会第 58 回年次大会、31pYJ-6、2003 年 3 月 (東北大学川内キャン
パス)
- (27) 伊神弘恵、勝浦慶、今野学、檜垣謙一、吉永智一、打田正樹、田中仁、前川
孝
”電子バーンスタイン波加熱の為の入射電磁波偏波の最適化”
日本物理学会第 58 回年次大会、31pYJ-7、2003 年 3 月 (東北大学川内キャン
パス)

1. 緒言

球状トカマクは高ベータプラズマを安定に閉じ込めることができ、大きな自発電流を流してプラズマを維持することが可能となり、装置も小型でコンパクトになるなど、従来のトカマク装置に無い利点があると考えられている。そして、英国カラム研究所の小型球状トカマク装置 START での $\beta = 50\%$ といった実験結果が注目されて、現在では、MAST や NSTX といった中型装置でスケールアップした実験が精力的に行われている。その結果、閉じ込め性能は従来のトカマクと同等以上であることが示されており、理論・シミュレーションによっても期待できる結果が得られてきている。

このような長所を持ち有望視されている一方で、核融合炉を考えると、プラズマ電流を立ち上げ、維持するために必要なオーミック加熱用中心ソレノイドを巻くスペースが中心導体の回りに十分に取れない、という問題をかかえている。例えば、中心ソレノイドの磁束スイングを十分に取ろうとすると中心柱が太くなってしまい、そのサイズで低アスペクト比にしようとする装置が非常に大きくなってしまふ。逆に、コスト的に魅力ある装置サイズで低アスペクト比のものを考えると核融合炉に必要なプラズマ電流を流せるような磁束スイングを持った中心ソレノイドを巻くスペースが無いということになる。従って、もし非誘導方式によってプラズマを生成し、プラズマ電流をゼロから立ち上げて球状トカマク配位を形成することができれば、これをターゲットとして中性粒子加熱・電流駆動などによりプラズマ電流、温度、密度をさらに増加させて核融合炉の点火までもってゆき、その後は自発電流によりプラズマを維持して燃焼を持続させる、というシナリオを描くことができよう。つまり、中心ソレノイドの無い、単純な構造の球状トカマク炉を考えることができる。

従来の高アスペクト比のトカマクでは非誘導方式のプラズマ電流の立ち上げとして低域混成波や電子サイクロトロン波を利用できることが実験的に示されているが、球状トカマクではまだ行われていない。しかし、低アスペクト比の球状トカマクでも電子サイクロトロン周波数帯のマイクロ波を用いればプラズマ生成とプラズマ電流の立ち上げ・維持を同時に行うことができるはずである。すなわち、まず、電磁波モードの電子サイクロトロン共鳴により、容易にプラズマを生成することができる。そして、垂直磁場を加えれば垂直磁場コイル電流とは逆向きに圧力駆動によるプラズマ電流が流れる。電流が増加して閉じた磁気面が形成され

ると粒子の閉じ込めが良くなって密度が上がってゆく。そうすると、電磁波モードはカットオフとなりプラズマ中に伝播できなくなるが、磁場に対するマイクロ波の入射角を適当にとれば静電波モードの電子バーンシュタイン波にモード変換できる。電子バーンシュタイン波の伝播には密度限界が無いので温度の低いプラズマにおいても吸収率が高いため、効率良い加熱と圧力駆動による電流の増大が期待できる。更に、温度と密度が高くなれば、電子サイクロトロン電流駆動 (ECCD : 速度空間での非等方温度分布による電流駆動) や自発電流が期待できる。また、導波管を用いた入射システムを利用することができるので構造が簡単になるうえ、不純物流入などの問題点がないことも魅力である。

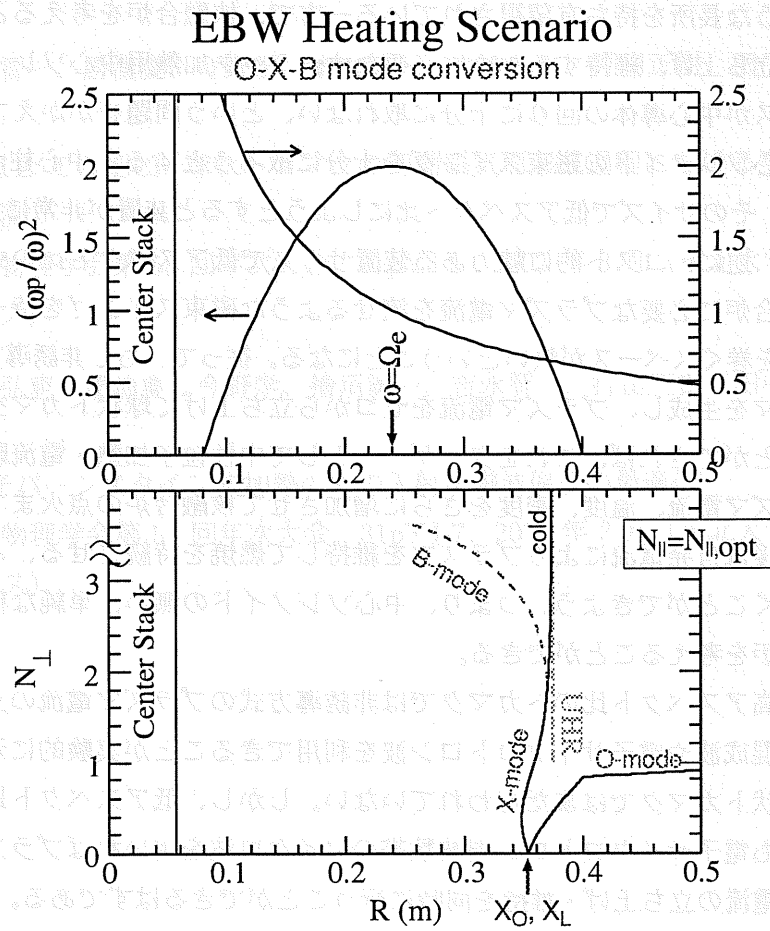


図 1: O-X-B 変換による電子バーンシュタイン波励起

本研究では、LATE 装置において、オーミック加熱を用いずに電子サイクロトロン周波数帯のマイクロ波電力のみによりプラズマ電流をゼロから立ち上げて球状トカマク配位を作り出し、それを長時間維持できることを示すとともに、その電流立ち上げの物理機構を解明することを目標において研究を行った。

球状トカマクのプラズマ電流の立ち上げでは大きなプラズマ電流を流すということだけでなく、 $\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$ (ただし、 ω_{pe} は電子プラズマ周波数、 ω_{ce} は電子サイクロトロン周波数) という高い密度においても電流駆動ができることが必要である。そのためには電子バーンシュタイン波を利用することになるが、プラズマに入射するマイクロ波は電磁波であるのでプラズマ中でモード変換をして静電波である電子バーンシュタイン波を励起しなければならない。電子バーンシュタイン波は高域混成共鳴層において電磁波モードの (遅い) X モードからモード変換されるがその効率はほぼ 100 % なので、高い変換効率で入射マイクロ波から電子バーンシュタイン波に変換するためにはいかに高い効率で (遅い) X モードを励起するか、ということを考えればよい。それには、(1) X-B と (2) O-X-B という 2 種類の入射方法が考えられる。その変換効率は、電子サイクロトロン周波数と入射マイクロ波の周波数の比 ω_{ce}/ω 、電子密度の変化のスケール長と入射マイクロ波の波長の比 L_n/λ_0 、そして、波の磁力線方向の屈折率 $N_{//}$ によって決まるが、おおまかに言って、(1) の方法では L_n/λ_0 が小さい場合、マイクロ波を磁場にはほぼ垂直に (速い) X モードで入射することで右手カットオフ層をトンネル効果で抜けて効率良く (遅い) X モードを励起することができる。一方、(2) の方法ではマイクロ波を磁場に斜めに入射して O モードを励起する。 $N_{//}$ を適当に取ることにより、プラズマ・カットオフ層で O モードから (遅い) X モードに効率良く変換することができる。(更に、偏波を最適化することにより幅広い条件下において高い変換効率を得られる。) 図 1 に 1 次元であるが LATE 装置を想定し、放物線型の電子密度分布を仮定して (2) の入射方法の場合の磁力線に垂直方向の屈折率 N_{\perp} を計算した例を示す。低磁場側から磁場に斜めに O モードで入射されたマイクロ波はプラズマ・カットオフ層で $N_{\perp} = 0$ となるが、ここでの $N_{//}$ が (遅い) X モードの $N_{//}$ と等しい場合、すなわち、

$$N_{//} = N_{//opt} = \sqrt{\frac{\beta_{pc}}{1 + \beta_{pc}}}$$

の時、密度勾配と磁場に垂直な方向の屈折率がゼロとして、変換効率は

$$\eta_T = \exp \left[-\pi k_0 L_n \sqrt{\frac{\beta_{pc}}{2}} \right]$$

と表わされる。ただし、 $\beta_{pc} = \omega_{ce}$ (at plasma cutoff) / ω 、 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ である。

ECCD による電流駆動も期待するのならば、 $N_{//} \sim 0$ である X-B 方式よりも $N_{//}$ を持った O-X-B 方式を利用する方が有利である。本研究では、主に O-X-B 方式を用いて実験を行った。

2. LATE 装置

図 2 に LATE 装置 (Low Aspect ratio Torus Experiment) の概略図を示す。真空容器は内径 $\phi 100$ cm、高さ 100 cm、厚さ 0.8 cm のステンレス製円筒で、上下各フランジにそれぞれ 6 個ずつ、また、側面には大小合わせて 12 個のポートが設けてある。容器の中心軸に沿ってステンレス製パイプ (外径 $\phi 11.4$ cm、内径 $\phi 10.8$ cm) に覆われたトロイダル磁場発生用中心導体が上下に貫通している。中心導体は水冷された銅パイプ (外径 $\phi 10$ mm、肉厚 2mm) を 60 本束ねたものであり、各々に同方向の電流が流れるように銅製のリターンリム (幅 75 mm、厚さ 3 mm) で接続している。この中心導体には定常定電流電源により最大 1 kA を定常的に、また、トランジスタ制御のパルス定電流電源により最大 3 kA を 0.1 s 間流すことができる。総コイル電流 $I_T = 60$ kAT を流した時、2.45 GHz のマイクロ波の電子サイクロトロン共鳴層は大半径 $R = 13.7$ cm に、2 GHz のマイクロ波の電子サイクロトロン共鳴層は大半径 $R = 16.8$ cm にくる。

また、LATE 装置にはオーミック加熱用のコイルは巻かれておらず、プラズマ電流はマイクロ波だけで流すことになる。

垂直磁場を発生させるためのコイルは真空容器の外側に 3 対巻かれており、それぞれをプリプログラミング可能な定電流電源で励磁している。各コイル電流比を変えることにより垂直磁場の n インデックスを変えることができる。本研究では $(R, z) = (20$ cm, 0 cm) における垂直磁場強度で 0 ~ 40 G、 n インデックスで 0 ~ 0.37 の範囲で実験を行った。(以下で、垂直磁場強度と n インデックスの値を示す時、断らない限りは $(R, z) = (20$ cm, 0 cm) における値を用いることとする。)

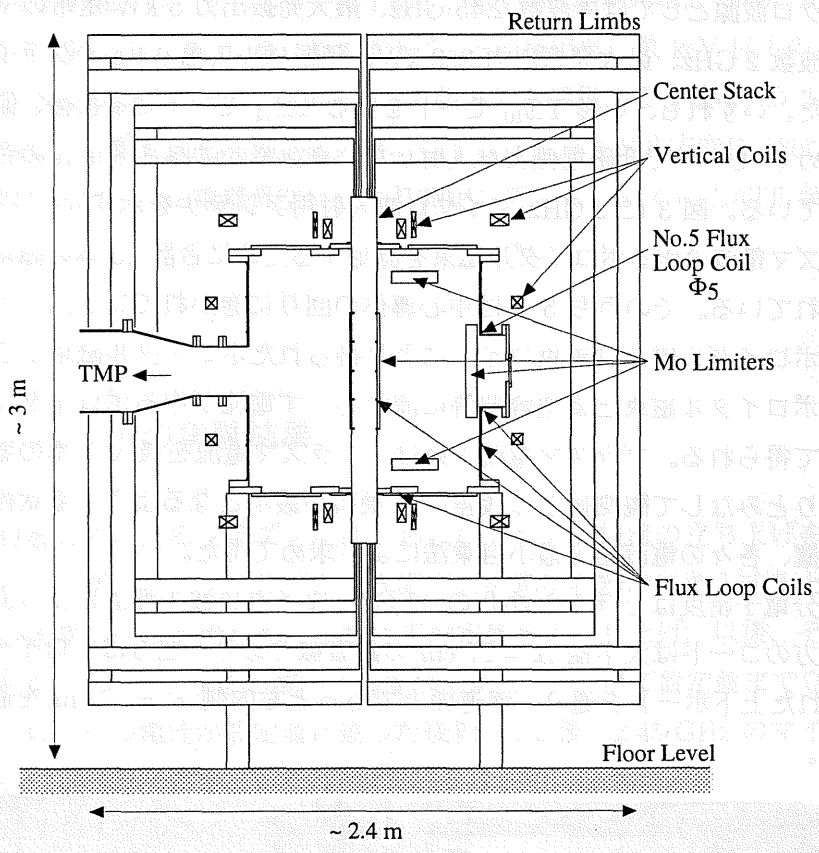


図 2: LATE 装置の概略図

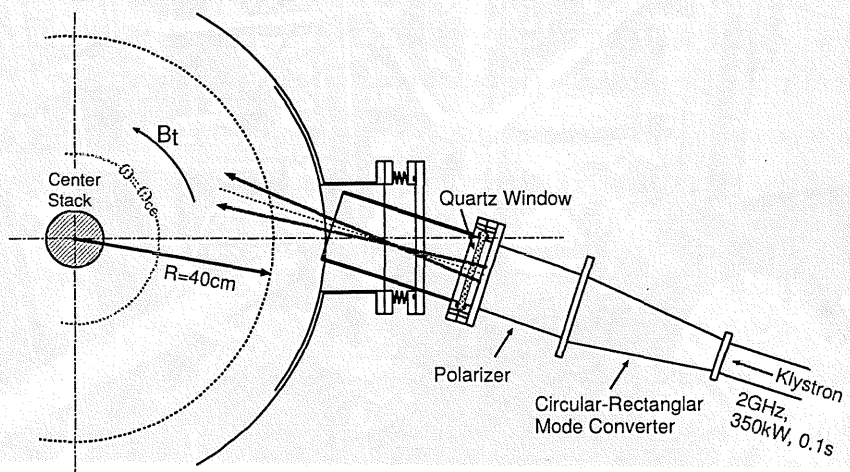


図 3: 2 GHz 用入射アンテナ

マイクロ波源としては周波数 2.45 GHz、最大発振出力 5 kW 定常のマグネトロンと周波数 2 GHz、最大発振出力 350 kW、発振パルス幅 0.1 s のクライストロンを用いた。いずれも、矩形 TE_{10} モードを円形 TE_{11} モードに変換後、偏波器を通し、斜め O モードで低磁場側より入射した。真空窓には厚さ 8 mm の合成石英板を用いている。図 3 に 2 GHz マイクロ波入射用アンテナを示す。

プラズマ電流の作るポロイダル磁束を測定するために合計 15 本の磁束コイルが設置されている。そのうち 5 本は中心導体の回りに巻かれている。プラズマ電流の作るポロイダル磁束は磁束コイルにより得られたポロイダル磁束から垂直磁場の作るポロイダル磁束と真空容器等に流れるうず電流が作るポロイダル磁束を差し引いて得られる。プラズマ電流の値は、プラズマ電流を最大 7 本の環状線電流の集まりとみなして観測値との残差の 2 乗和が最小となるように環状線電流の本数、位置、各々の電流値を最小自乗法により求めて得た。

線積分電子密度は 2 チャンネルの 70 GHz マイクロ波干渉計により計測している。一方のコードは大半径 $R = 27$ cm の鉛直線であり、他方はトロイダル方向に 60° ずれた上下ポートを通り、赤道面上でもっとも内側 $R = 17$ cm を通るコードである。

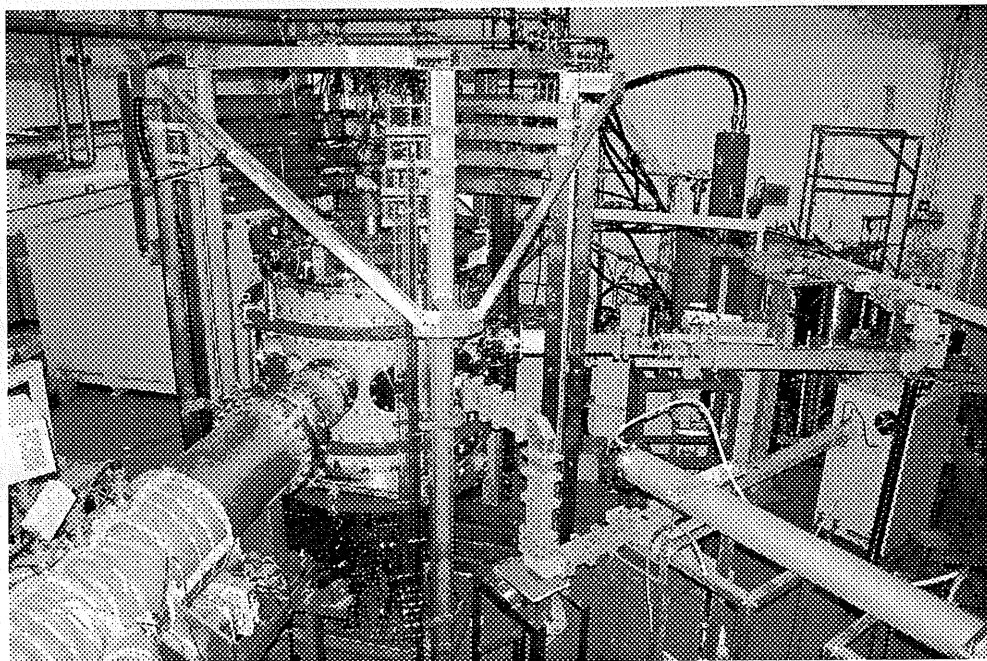


図 4: LATE 装置の写真

また、5本の静電プローブにより、電子密度、電子温度、空間電位の測定を行った。

さらに、0.2 keV以上のX線に感度を持つSSB検出器、数keV以上のX線に感度を持つNaIシンチレータ、250 fpsで可視光像を撮影する高速CCDカメラを設置している。水素ガス圧は真空排気用ポートとはトロイダル方向に180°離れたポートに取り付けられた電離真空計により測定している。図4にLATE装置の写真を示す。

3. 2.45 GHzでの実験結果

マイクロ波のみによるプラズマ生成、およびプラズマ電流の立ち上げを行う手順を述べる。まず、ピエゾバルブより水素ガスを真空容器内に導入するとともにトロイダル磁場コイル電流を約1 sかけて設定値まで立ち上げ、以後、その値を保持しておく。そして、垂直磁場コイル電流を約0.3 sかけて設定値まで立ち上げる。すべてのコイル電流が設定値に達した後約0.1 s後、2.45 GHzのマイクロ波を入射する、という手順で放電を行った。

図5に総トロイダルコイル電流 $I_T = 59.4$ kAT でパルス幅 1.45 s のマイクロ波電力 $P_{inj} = 5$ kW を入射した時の放電波形を示す。マイクロ波を入射開始する時刻 $t = 0.2$ s での水素ガス圧は $p_{H_2} = 6 \times 10^{-3}$ Pa である。磁束コイル信号 Φ_6 はプラズマ電流の作るポロイダル磁束を表し、負であることはプラズマ電流が垂直磁場コイルと逆向きに流れていることを表す。図よりわかるように Φ_6 はマイクロ波入射後約 20 ms で急激に増加し、それ以後はほぼ一定値に保たれている。時刻 $t = 0.6$ s から 0.7 s にかけて垂直磁場強度を徐々に増加させると Φ_6 も増加してゆき、 $t = 0.7$ s 以降垂直磁場強度を一定に保つと Φ_6 もマイクロ波入射を止めるまで一定値を保つ。図に見られるように $(R, z) = (50$ cm, 0 cm) におけるイオン飽和電流やプラズマ中心から出る軟X線信号も同様な時間発展を示しており、垂直磁場強度を増加した後、プラズマパラメータが良くなっていることを示唆している。また、 $R = 34$ cm の鉛直コードに沿っての線積分電子密度は 1×10^{13} cm⁻² であり、電子密度は 2.45 GHz のマイクロ波のカットオフ密度 (7.4×10^{10} cm⁻³) 以上になっていると思われる。

磁束計測から求めた $t = 1.65$ s におけるポロイダル磁束の等高線図を図5に示

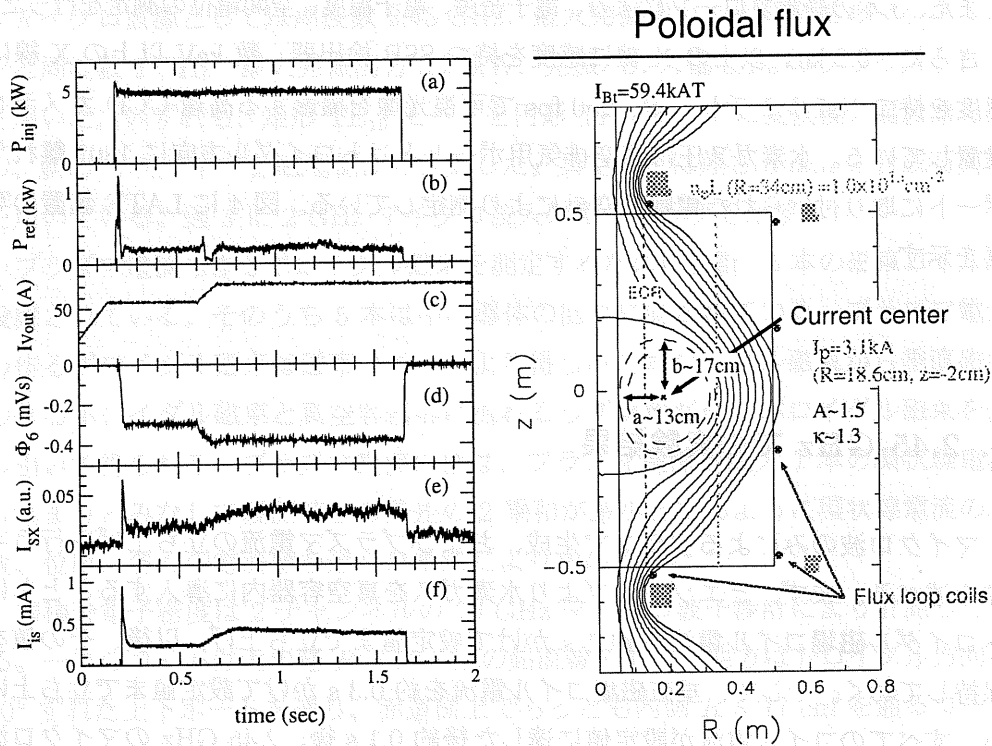


図 5: 2.45 GHz マイクロ波による 1.3 秒間の放電波形と放電終了間際 ($t = 1.65$ s) におけるポロイダル磁束の等高線図

す。 $(R, z) = (18.6 \text{ cm}, -2.0 \text{ cm})$ を中心として $I_p = 3.1 \text{ kA}$ のプラズマ電流が流れており、最外殻磁気面の小半径が $a = 13 \text{ cm}$ 、アスペクト比 1.5、楕円度 $\kappa = 1.3$ の閉じた磁気面が形成されていることを示している。また、 $t = 0.6 \text{ s}$ でも $(R, z) = (18.1 \text{ cm}, -1.5 \text{ cm})$ を中心として $I_p = 2.6 \text{ kA}$ のプラズマ電流が流れて閉じた磁気面を形成していることがわかり、全体では約 1.3 s にわたって閉じた磁気面を持つ配位を維持することができた。

このような閉じた磁気面を形成するのに必要な条件を調べるために、ピエゾバルブからは放電の最初だけ水素ガスを真空容器内に導入するだけとし、そして 3 対の垂直磁場コイルに流すそれぞれの電流の値は放電ごとに変えるが 1 ショットの放電中は時間的に変化させずに実験を行った。

図 6 に n インデックスが 0.25 で、マイクロ波入射時の水素ガス圧 p_{H_2} が (i) $1.1 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ と (ii) $2.6 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ の場合の放電波形を示す。水素ガス圧はマイクロ波入射後約 50 ms の間に急激に減少するが、それ以後は極めてゆっくりと減少

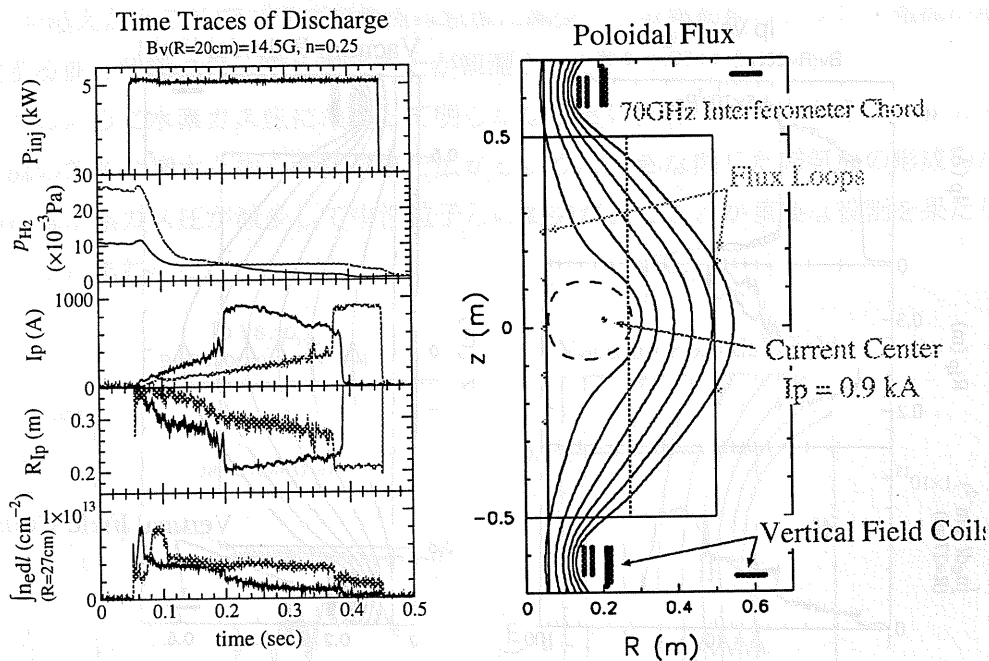


図 6: 初期磁気面の形成: 放電波形とポロイダル磁束の等高線図 ($I_T = 59.4$ kAT、 $B_V(20, 0) = 14.4$ G、 $P_{inj} = 5$ kW)

するようになる。(i) の場合、 $t = 0.2$ s において約 5 ms の短い時間の間にプラズマ電流が 0.4 kA から 0.9 kA まで急激に増大し、電流中心の大半径 R_{Ip} が 27 cm から 20 cm に減少した。 $R = 27$ cm の鉛直コードで測定した線積分電子密度も同じ時刻に $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ から $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ に急激に変化している。(ii) の放電の場合でも $t = 0.37$ s において同様の現象が見られた。いずれの場合もプラズマ電流が増大する時の水素ガス圧は同じであり、プラズマ電流が増大した後の水素ガス圧の減少は少し速くなる。

図 6 に $I_p = 0.9$ kA に増大した時の磁束計測から求めたポロイダル磁束の等高線図を示す。 $I_p = 0.9$ kA に増大した時には中心導体に接するような閉じた磁気面が形成されていることがわかる。一方 $I_p = 0.4$ kA の場合には、中心導体の赤道面回りに巻かれた磁束コイルの信号は垂直磁場コイル電流の作る磁束の向きの符号をしており、プラズマ電流のために磁束が反転していないことを示している。従って、中心導体まで広がるような大きな閉じた磁気面はできていないと考えられる。

図 6 からは初期水素ガス圧が異なっても、放電中に水素ガス圧が減少してゆき同じような値になるとプラズマ電流が急激に増大して中心導体に接するよう

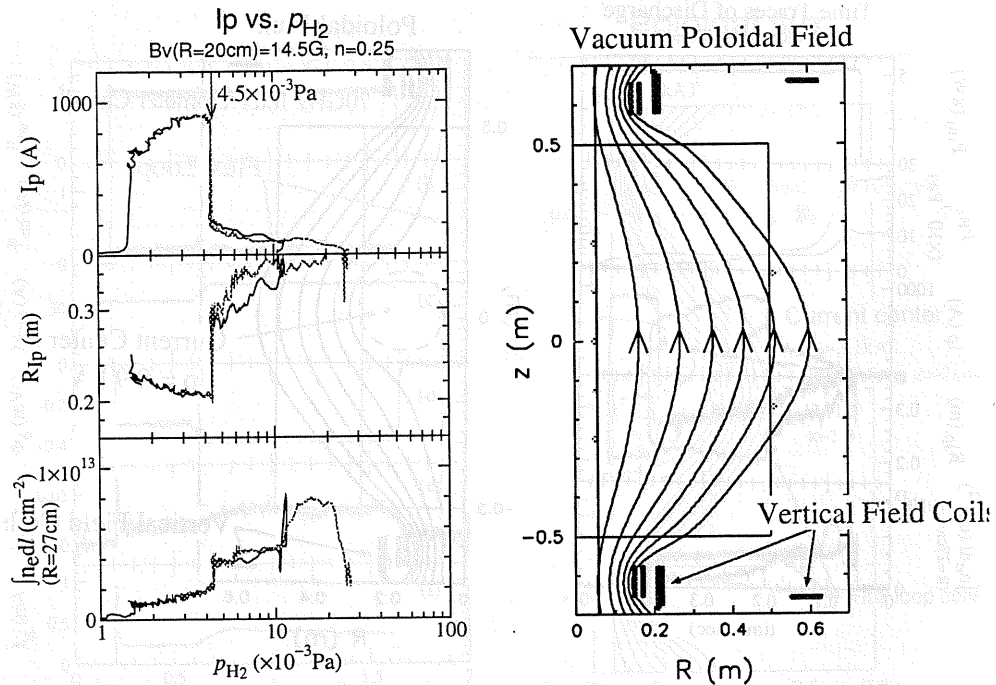


図 7: 図 6 を水素ガス圧に対してプロットしなおしたものと真空垂直磁場の磁力線構造 (n インデックス = 0.25)

な閉じた磁気面が形成されるように見える。これをはっきり示すために、時刻をパラメータにして横軸を水素ガス圧、縦軸をプラズマ電流にしてプロットしなおしたのが図 7 である。明らかに、いずれの放電も水素ガス圧が 4.5×10^{-3} Pa になった時、急激なプラズマ電流の増大が起こっていることがわかる。初期水素ガス圧の異なる放電の軌跡をさらに重ねてもやはり水素ガス圧が 4.5×10^{-3} Pa になった時に同じ道筋をたどることから、この水素ガス圧がプラズマ電流増大のためのひとつのしきい値となっていることがわかる。

放電中にさらに水素ガス圧が減少するとプラズマ電流も電子密度もそれに合わせるように徐々に減少してゆく。そして水素ガス圧が 1.5×10^{-3} Pa 以下になるとプラズマ生成自体が困難となりプラズマ電流を維持することはできなくなる。

一方、初期水素ガス圧を 5×10^{-3} Pa 以下にして放電を開始した場合には放電開始直後にプラズマ電流の増大が見られた。また、いったんプラズマ電流が増大した後にピエゾバルブをパルス的に開いて水素ガスを導入し水素ガス圧を増大させると、多少のヒステリシスはあるものの、やはり同じ値である $4 \sim 4.5 \times 10^{-3}$

Pa を越えたところでプラズマ電流は急激に減少し、放電初期のプラズマ電流が増大する前の状態に戻ってしまうことが観測された。

このように水素ガス圧にたいして明らかなしきい値を持つことから、プラズマ電流の急激な増大と中心導体にまで広がるような大きな閉じた磁気面の形成のためには水素ガス圧が減少して中性粒子との衝突が減ることが重要な役割を果たしていると思われる。

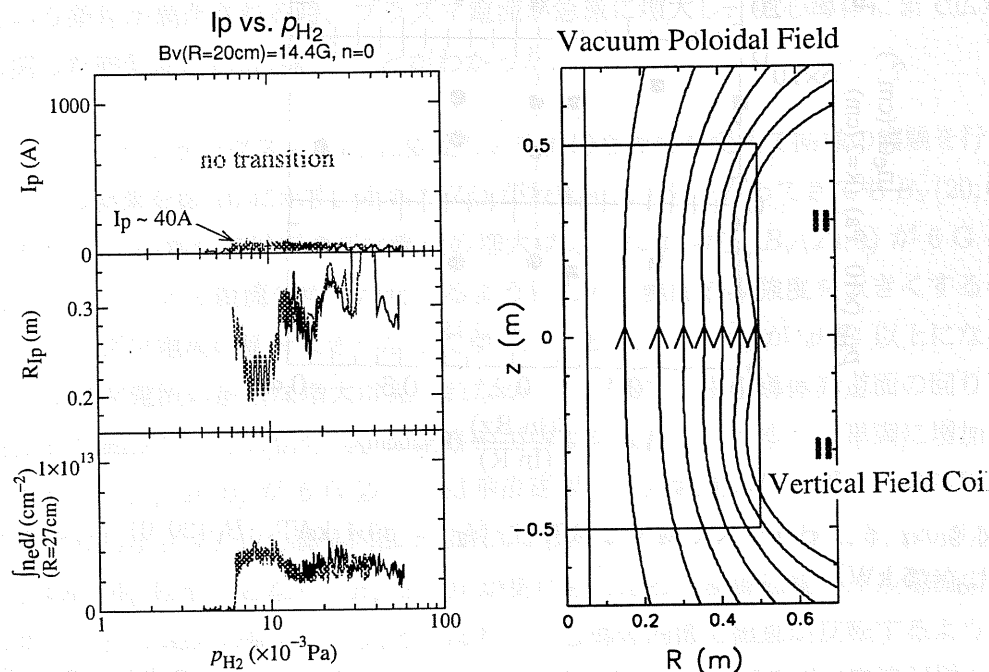


図 8: n インデックス = 0 において水素ガス圧に対してプロットしたおしたものと真空垂直磁場の磁力線構造 ($I_T = 59.4$ kAT, $B_V(20, 0) = 14.4$ G, $P_{inj} = 5$ kW)

n インデックスが 0.25 の時に垂直磁場コイルが真空中に作る磁力線は図 7 のように湾曲しており、上下にミラー磁場を形成している。一方、 n インデックスが 0 の時には図 8 に示すように磁力線はほぼ直線となる。このように、 n インデックスが小さいと図 8 に示すように放電中に水素ガス圧が減少してもプラズマ電流が急激に増大するような現象は見られなかった。それどころか、水素ガス圧が比較的高くても (図 8 の場合では $p_{H_2} = 6 \times 10^{-3}$ Pa) 電子密度が急激に減少し、プラズマ生成が困難になってしまった。

n インデックスを 0 から 0.37 まで変えて同様の実験を行い、まとめた結果を図

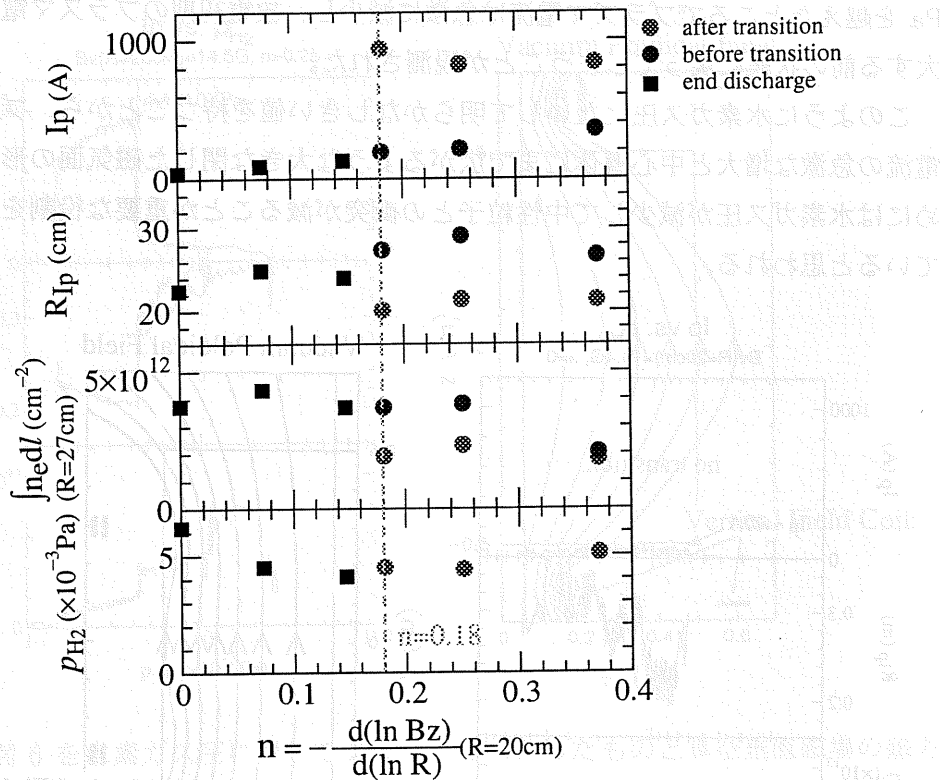


図 9: n インデックスに対する依存性 ($I_T = 59.4 \text{ kAT}$ 、 $B_V(20, 0) = 14.4 \text{ G}$ 、 $P_{inj} = 5 \text{ kW}$)

9 に示す。これより、 n インデックスが 0.18 以上の時プラズマ電流が急激に増大し、中心導体にまで広がる閉じた磁気面が形成されることがわかる。この時、プラズマ電流が急激に増大し始める水素ガス圧はどの n インデックスの場合でもほぼ一定で $4 \sim 5 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ である。これ以上の水素ガス圧ではプラズマ電流の増大は起きず、これ以下の水素ガス圧ではプラズマ電流を $0.9 \sim 1 \text{ kA}$ で維持することができる。(ただし、水素ガス圧が $\sim 2 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 以下まで下がってくるとプラズマ生成自体が困難となり、放電が途絶えてしまう。) n インデックスが 0.14 以下の場合には放電中に水素ガス圧が下がってくるとプラズマ電流の増大が起きないまま突然プラズマが消えてしまうようになる。図 9 の ■ 印で示されるようにその時の水素ガス圧は $4 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ よりも高く、 n インデックスが小さくなるほどこの放電が途絶える時の水素ガス圧は高くなる傾向にある。

また、 n インデックスが大きい方がプラズマ電流の急激な増大が起こる前のプラズマ電流の値が大きくなっている。

n インデックスが大きいと開いた磁力線に沿ってのミラー比が大きくなり、捕捉粒子の割合が増大することが考えられる。従って、捕捉粒子が多い方がプラズマの生成やプラズマ電流の生成には良いものと思われる。

以上をまとめると、

(1) 放電中の水素ガス圧 p_{H_2} が 4.5×10^{-3} Pa 以下で、かつ、

(2) 垂直磁場の n インデックスが 0.18 以上

という条件が満たされる時、プラズマ電流が急激に増大し、中心導体にまで広がる閉じた磁気面が形成されることがわかった。

次に、 n インデックスを 0.25 に固定し、垂直磁場強度を変えて同様の実験を行った。その結果を図 10 に示す。水素ガス圧が放電中に十分下がってきても $B_V(20, 0)$ が 6 G 以下の場合にはプラズマ電流の増大は見られないが、 $B_V(20, 0)$ が 6 G を越えるとプラズマ電流の増大が起こるようになり、垂直磁場強度を大きくするに従いプラズマ電流の値も大きくなってゆく。一方、 $B_V(20, 0)$ が 28 G 以上になるとプラズマ電流の急激な増大は見られなかった。また、中心導体赤道面の回りに巻かれた磁束コイルの信号 Φ_0 は垂直磁場強度を大きくしてゆくと単調に増加してゆくが、 $B_V(20, 0)$ が 6 G 以下では垂直磁場コイル電流の作るポロイダル磁束の値よりも小さく、中心導体内部では磁束が反転していない。そして $B_V(20, 0)$ が 6 G の時 Φ_0 はゼロとなり、 $B_V(20, 0)$ が更に強くなると垂直磁場コイル電流の作るポロイダル磁束の値よりも大きくなり、中心導体内部で磁束が反転するようになる。このように、中心導体内部で磁束が反転することとプラズマ電流が増大することが対応している。このことから、プラズマ電流の急激な増大が起こらない時は中心導体まで広がるような大きな閉じた磁気面が形成されておらず、プラズマ電流が急激に増大すると中心導体まで広がるような大きな閉じた磁気面が形成されることがわかる。

また、垂直磁場強度が大きくなると電流中心位置の大半径は小さくなってゆく。これはプラズマ電流のフープ力を垂直磁場が押しえ込んで大半径内側に押し付けるためであると考えられる。

また、プラズマ電流の急激な増大が起こる水素ガス圧は垂直磁場強度に依らずほぼ一定で、 $4 \sim 5 \times 10^{-3}$ Pa であった。これより、プラズマ電流の急激な増大が起こる水素ガス圧のしきい値は垂直磁場の大きさには依らないことが言える。

次に、入射電力 P_{inj} を 1 から 5 kW まで変えてプラズマ電流が急激に増大する

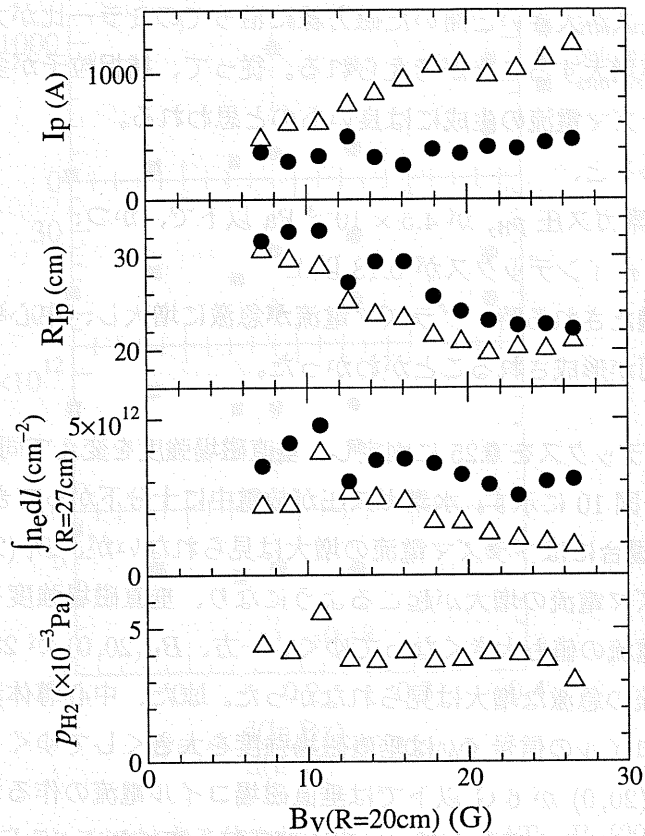


図 10: 垂直磁場強度に対する依存性: ●印は電流が急激に増加する直前の値、△印は電流が急激に増加した直後の値を示す。 $(I_T = 59.4 \text{ kAT}, P_{inj} = 5 \text{ kW}, n \text{ インデックス} = 0.25)$

条件を探した。垂直磁場強度 $B_V(20,0) = 14.4 \text{ G}$ 、 n インデックス = 0.25 の時の結果を図 11 にまとめている。これより、プラズマ電流の急激な増大は P_{inj} が 2 kW 以上の時起こることがわかる。その前後におけるプラズマ電流の値は P_{inj} が大きいほど少し大きい傾向にあるが、ほとんど同じであった。プラズマ電流の急激な増大が起こった後のプラズマ電流の中心位置は入射電力の大きさに依らずほぼ同じ位置にあり、プラズマ電流と垂直磁場強度の値により決まっている、すなわち、MHD 平衡で決まっていると考えられる。一方、プラズマ電流が急激に増大する前のプラズマ電流の中心位置は入射電力が大きいほど大半径外側にあり、この時流れているプラズマ電流は MHD 平衡を満たさず、開いた磁力線に沿って流れている可能性がある。また、プラズマ電流が急激に増大する時の水素ガス圧は入射電力が小さいほど低い値となっている。

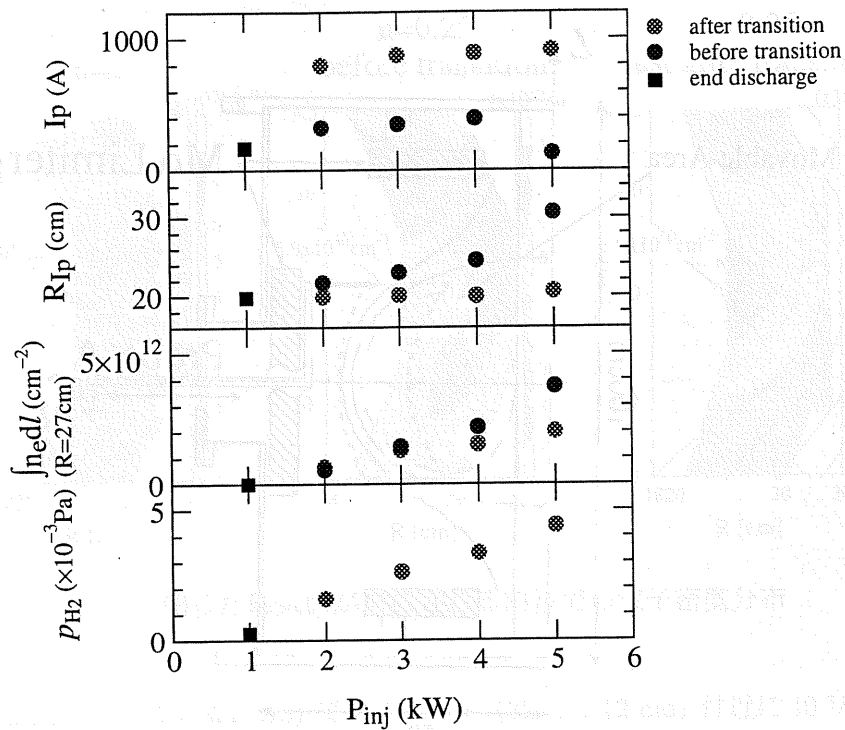


図 11: 入射電力に対する依存性 ($I_T = 59.4$ kAT, $B_V(20, 0) = 14.4$ G, n インデックス = 0.25)

プラズマ電流の急激な増大が起こり、中心導体まで広がる磁気面が形成される過程を考察するためには電子の密度や温度の分布を知る必要がある。そこで、図 12 に示されるような可動式の静電プローブにより電子密度、電子温度、空間電位の分布を測定した。この可動式プローブは赤道面上に回転軸から垂直に 17.3 cm のびたアームを持っている。従って、軸を回転させることによりトロイダル角は異なるが垂直方向に $z = \pm 17.3$ cm の範囲を移動できる。さらに、水平方向に 11 cm 移動できるので図に示したような (R, z) の範囲の分布を測定することが可能である。

図 13 に (i) n インデックス = 0 でプラズマ電流の急激な増大が無い時および (ii) n インデックス = 0.25 でプラズマ電流の急激な増大が起こる直前と (iii) 直後の 3 つの電子密度分布を示してある。垂直磁場強度は $B_V(20, 0) = 10.8$ G である。(i) の場合、電子密度は赤道面上より $z \sim 12$ cm にピークがあり、測定範囲の中で

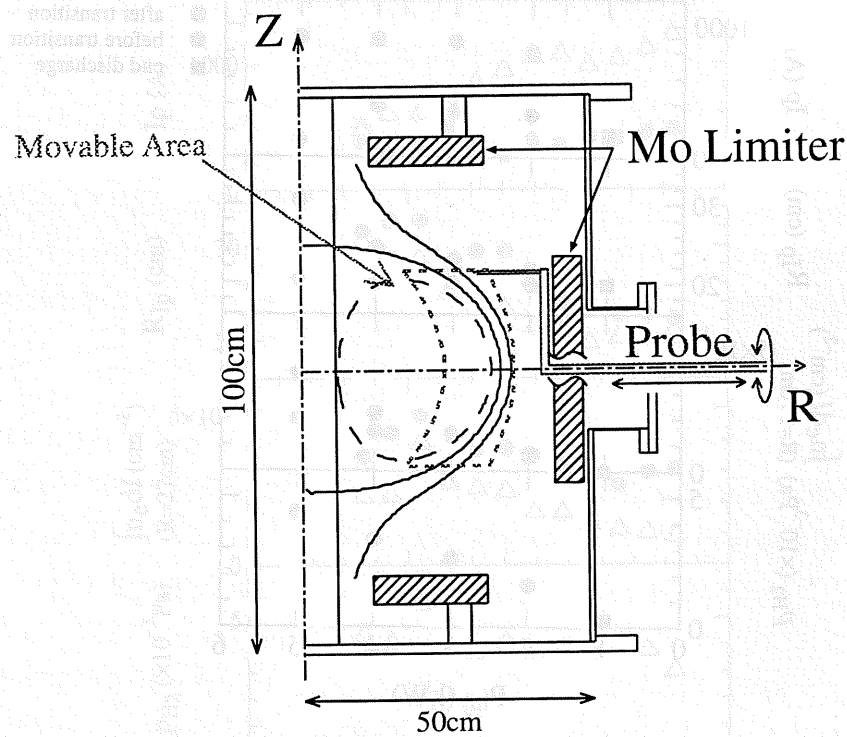


図 12: R 方向の可動プローブとその可動範囲

大半径方向にはほぼ一定であった。赤道面上 $(R, z) = (25 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ における値は $2.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ と低かった。(ii) の場合は、赤道面上方から大半径外側にかけて電子密度の高い領域が広がり、赤道面上 $(R, z) = (25 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ における値は $5.0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ であった。(iii) では、赤道面上 $(R, z) = (25 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ に電子密度のピークがあり、 $7.9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ でマイクロ波のカットオフ密度に達している。等高線の形は磁気計測で求めた閉じた磁気面の形状とよく一致している。プラズマ電流の増大後閉じた磁気面が形成されると、その内部では粒子の閉じ込めがよくなるのでこのような密度分布になると考えられる。

図 14 に空間電位分布を図 13 と同じ 3 つの場合について示す。(i) の場合は赤道面上方の電位が高く、下へ行くほど低くなっている。これは、イオンのトロイダルドリフトの向きが上方であることに対応している。 $(R, z) = (25 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ における値は 17 V であった。(ii) では全体的に電位が高くなっており、特に $z = 5 \sim 10 \text{ cm}$ に大半径方向に帯状に $V_s \geq 40 \text{ V}$ の領域が現れている。この位置は電子密度の高い領域とほぼ一致している。 $(R, z) = (25 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ における値は 32 V であり、

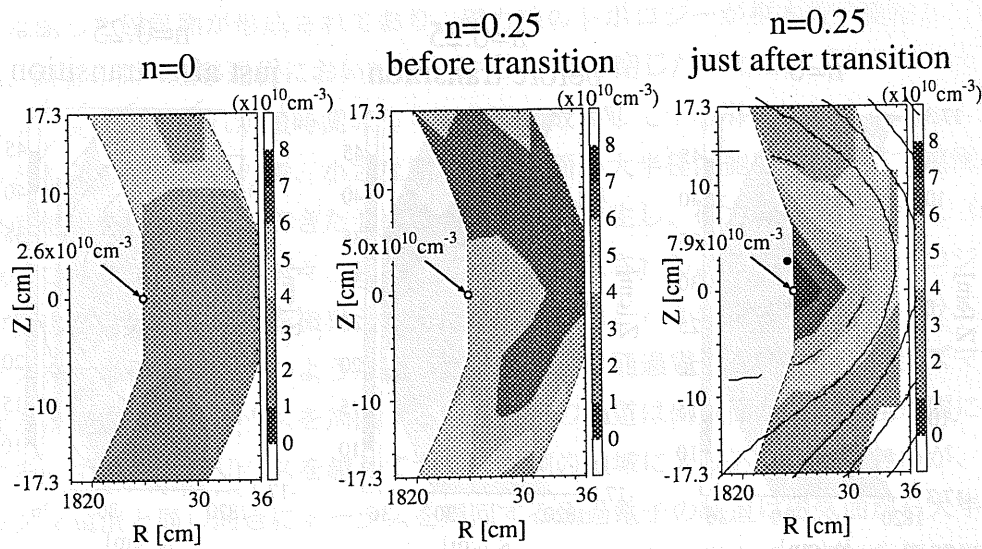


図 13: 閉じた磁気面が形成される前後での電子密度分布

電位の谷間になっている。(iii) では $(R, z) = (32 \text{ cm}, 12 \text{ cm})$ 付近に 40 V 近い電位の山が見られるが全体的には 20 ~ 30 V となって、プラズマ電流が増大する前に比べて電位は下がっている。($(R, z) = (25 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ における値は 19 V。) これは、閉じた磁気面が形成されることにより、電子の閉じ込めがより良くなって電位が下がったものと解釈される。

図 15 に電子温度分布を図 13 と同じ 3 つの場合について示す。(i) の場合は全体的にほぼ一様で 10 ~ 20 eV である。($(R, z) = (25 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ における値は 9.6 V。) (ii) の場合は電子温度は 25 ~ 35 eV と高く、分布はほぼ一様であるが赤道面付近が比較的高くなっている。($(R, z) = (25 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ における値は 29 V。) (iii) より、プラズマ電流の増大後は電子温度が全体的に 5 eV ほど下がることがわかる。($(R, z) = (25 \text{ cm}, 0 \text{ cm})$ における値は 22 V。)

電子温度の時間発展を見ると水素ガス圧が減少し、プラズマ電流が徐々に増えてくるに従って増加し、プラズマ電流の急激な増大の直前に 30 eV ほどになる。そして、プラズマ電流が急激に増大すると 5 eV ほど下がる。一方、プラズマ電流が増大しない放電では電子温度が 30 eV まで上がらない。このことから、プラズマ電流の急激な増大が起こるには電子温度が 30 eV まで上昇することが必要であると思われる。

以上の実験結果をもとに、プラズマ電流が急激に増大し、初期磁気面が形成さ

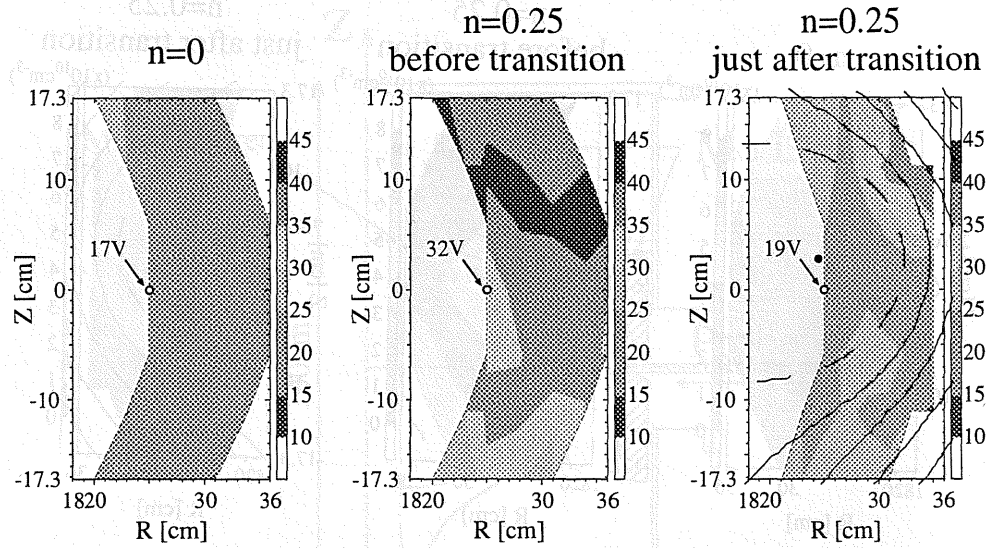


図 14: 閉じた磁気面が形成される前後での空間電位分布

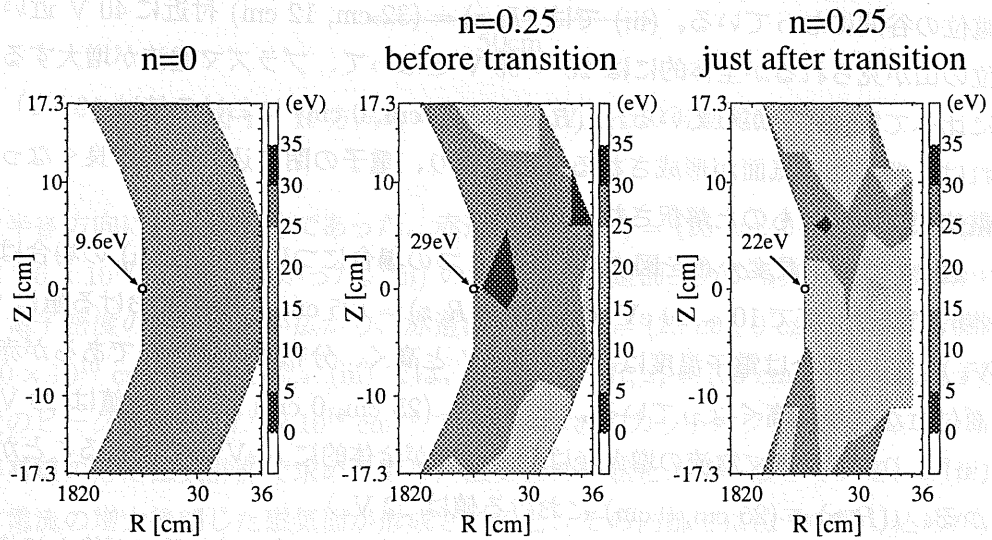


図 15: 閉じた磁気面が形成される前後での電子温度分布

れる遷移過程を推察してみる。

最初プラズマ電流が流れていない時には、強いトロイダル磁場に湾曲した（例えば）上向きの垂直磁場が重畳されて、磁力線は真空容器の下側から上側へと螺旋状にのびて開いた構造になっている。一方、プラズマ電流が急激に増大した後

では閉じた磁気面が形成されており、磁力線のトポロジーが根本的に変化している。両者の間の遷移過程においては、まず、小さな閉じた磁気面がプラズマ中のどこかに発生し、それが短時間のうちに急激に成長して中心導体に接するまで広がると考えられる。この時、小さな閉じた磁気面の大半径内側にはプラズマ電流が垂直磁場を打ち消してできたセパラトリクスが発生し、磁力線のつなぎかえ（磁気リコネクション）が次々と起こってゆくと想像される。このようなトポロジーの変化が自発的に起こる機構としては次のようなことが想定される。セパラトリクスを大半径内側に持つような閉じた磁気面上の通過電子を考える。プラズマ電流とは逆向きにトーラスを周回する通過電子の軌道は磁気面から大半径外側にずれるのでセパラトリクスを越えて大半径内側の領域に入り込むことは無いが、プラズマ電流と同じ向きにトーラスを周回する通過電子の軌道は磁気面から大半径内側にずれるのでセパラトリクスを越えて大半径内側の磁力線が開いた領域に入り込んでしまう。このような電子は螺旋状の磁力線に沿って下側（あるいは上側）の真空容器壁へ逃げて行ってしまうので結果的にプラズマ電流と逆向きにトーラスを周回する電子の閉じ込めが良くなり、プラズマ電流が増加することになる。

もし、このような事が起こりうるとするならば最初の小さな閉じた磁気面はどのようにして発生するのであろうか？。開いた磁力線構造における電流駆動の機構としては (i) トロイダルドリフトにより生ずる荷電分離を短絡するように磁力線に沿って流れる Pfirsch - Schlüter 電流 (ii) 湾曲した垂直磁場の磁気ミラーに捕捉された捕捉電子がバナナ軌道を描きつつトロイダル方向に周回するために生ずる電流、(iii) バナナ軌道を描く捕捉電子の密度勾配がある時にトロイダル方向に発生する反磁性電流、あるいは単一荷電粒子的に、(iv) 傾いた磁力線がトロイダルドリフトを打ち消してトーラスを周回する電子を生み出す機構、が考えられる。(i) から (iv) のどの電流駆動機構が働いているのかはまだ特定できないが、例えば、(i) の Pfirsch - Schlüter 電流を

$$J_{PS} \sim \frac{2n_e T_e}{RB_V}$$

から見積もると、図 13、14 に示した n インデックス = 0.25 の場合で電流が急激に増大する前の時のパラメータを用いて、 $J_{PS} = 2.3 \times 10^3 \text{ (Am}^{-2}\text{)}$ となる。プラズマの断面積を $0.125 \text{ (m}^{-2}\text{)}$ （半径 20 cm の円断面に相当）とすれば $I_p = 0.29 \text{ kA}$ となり、磁気計測で得られた 0.34 kA に近い値が得られる。水素ガス圧が $4.5 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ の時、エネルギー 30 eV を持ったバルク電子の平均自由行程は磁力線の連結長よりも短いのでバルク電子に関しては (ii) や (iii) の機構は効かないと考えられる。

しかし、エネルギーが 100 eV を越えるようなテイル電子が存在すれば (ii) (iii) の機構も効いてくると思われる。いずれにせよ、(i) から (iii) についてはプラズマの圧力が高ければより多くの電流が流れるので、プラズマの電子密度と電子温度が上昇することが必要である。実験的には水素ガス圧が低くなって中性ガスとの衝突が減り、ミラー捕捉された電子が増え、電子温度も上昇してくるとプラズマ電流の急激な増大が起こるので定性的には合っている。今後は磁気プローブをプラズマ中に挿入したり、上下の真空容器壁に流れ込む電子電流を測定するなどして定量的な検証が必要となる。

4. 2 GHz での実験結果

2.45 GHz、5 kW のマイクロ波を用いた実験から初期磁気面が形成される条件がわかったので、次に、より大きな入射電力で実験できる 2 GHz のマイクロ波を用い、より多くのプラズマ電流を流すことができるか試みた。ここでは、入射電力を 9 ~ 50 kW まで変えている。また、 n インデックスは 0.25 で固定した。入射マイクロ波の偏波は直線偏波である。

2.45 GHz のマイクロ波を用いた実験から垂直磁場強度が $B_V(20, 0)$ が 6 G よりも強ければプラズマ電流が増大して初期磁気面が形成されることがわかった。このように閉じた磁気面が形成された状態では MHD 平衡が成り立つから、大きなプラズマ電流を流すためにはより強い垂直磁場をかけなければならない。しかし、2.45 GHz のマイクロ波を用いた実験結果によると最初から強い垂直磁場をかけたのでは初期磁気面は形成されない。従って、大きなプラズマ電流を流すためには、まず、弱い垂直磁場をかけた状態で初期磁気面を形成し、その後、MHD 平衡を保つために垂直磁場を強くしてゆかなければならないことになる。そこで、垂直磁場コイル電流をプリプログラミング制御により時間的に変えて実験を行った。

図 16 に総トロイダルコイル電流 $I_T = 58.4$ kA の時の放電波形を示す。あらかじめ、垂直磁場 $B_V(20, 0) = 13.6$ G を加え、初期水素ガス圧 6×10^{-3} Pa のもとで $t = 0.05$ s から約 30 ms かけて入射マイクロ波電力を徐々に増加させつつ垂直磁場を少しずつ強めるとプラズマ電流の作るポロイダル磁束信号 Φ_5 は少しずつ増加してゆく。この時、電子密度も増大してゆき、 $R = 27$ cm の鉛直コードにお

ける線積分電子密度は $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ に達する。そして、 $t = 0.077 \text{ s}$ において Φ_5 は急激に増加し、同時に線積分電子密度は $2.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ に減少する。この現象は 2.45 GHz のマイクロ波入射による実験で明らかになったように中心導体まで広がる閉じた磁気面が急速に形成されたことを表す。その後、 $t = 0.079 \text{ s}$ 以降、入射電力を $P_{inj} = 45 \text{ kW}$ に保ったまま垂直磁場を更に強めてゆくと Φ_5 も少しずつ増加してゆき、 $t = 0.12 \text{ s}$ 以降、垂直磁場強度を $B_V(20, 0) = 30 \text{ G}$ に保つと Φ_5 も一定値となって保持される。このような時間発展は初期磁気面形成後 MHD 平衡をとりつつ垂直磁場を増加させればプラズマ電流も増加してゆくことを示唆している。

磁気計測から求めたプラズマ電流の値は放電終了間際の $t = 0.14 \text{ s}$ において 5 kA であった。その時のポロイダル磁束の等高線図を図 16 に示す。電流中心は $(R, z) = (18 \text{ cm}, -1 \text{ cm})$ にあり、中心導体に接する最外殻磁気面の形状からアスペクト比 1.4、楕円度 1.2 の球状トカマク配位が形成されていることがわかる。

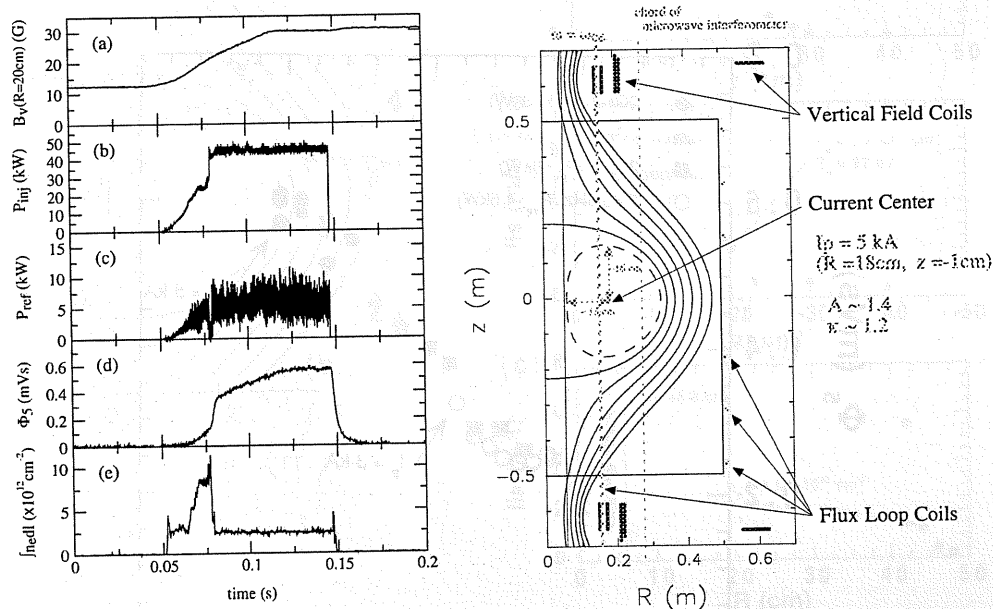


図 16: 2 GHz マイクロ波による放電波形と $t = 0.14 \text{ s}$ におけるポロイダル磁束の等高線図: $I_T = 58.4 \text{ kAT}$ 、 $P_{inj} \sim 45 \text{ kW}$

同様の放電を高速 CCD カメラによって撮影し、図 17 のような可視光像を得た。プラズマ電流が立ち上がる前の時間には上下方向にのびた 2 本の明るいすじが見える。これらは、基本波および第 2 高調波の電子サイクロトロン共鳴層対

応する。プラズマ電流が増加して閉じた磁気面が形成されると、これらの上下方向にのびた明るいすじは消え、容器中心部にほぼ円形に明るい領域が現れる。このような発光像の形状の変化は閉じた磁気面の形成に対応している。

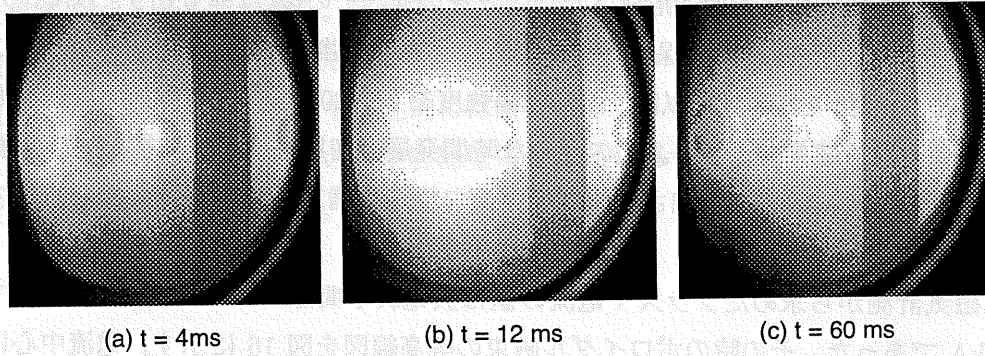


図 17: 高速 CCD カメラで見た可視光像の時間変化

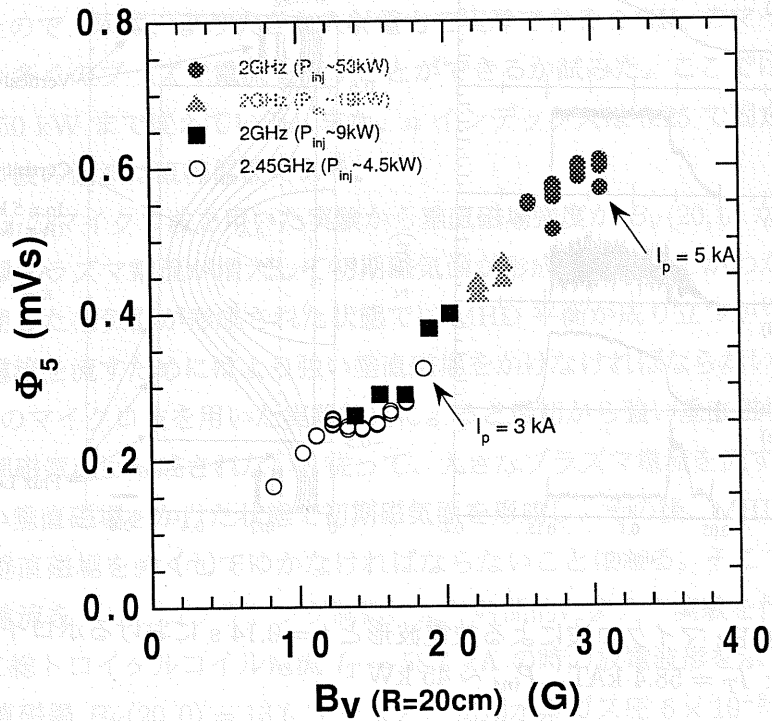


図 18: 磁束コイル信号の垂直磁場強度依存性

垂直磁場強度に対して得られた最大の磁束コイル信号 Φ_5 をプロットした図を

図 18 に示す。入射電力を一定にして垂直磁場強度を上げてゆくと磁束コイル信号は増加してゆく。しかし、垂直磁場強度を強くし過ぎるとプラズマ電流は放電の途中で途絶えてしまう。そこで、さらに入射電力を上げると強い垂直磁場強度においてもより大きなプラズマ電流を流すことができるようになる。磁束計測からプラズマ電流の値を求めたものを見ると、得られたプラズマ電流と垂直磁場強度はアスペクト比 1.4 の球状トカマクの平衡配位の条件式によく合うことが示される。これより、プラズマ電流と垂直磁場強度の値は MHD 平衡の条件を満たしていると言える。また、入射電力 P_{inj} を大きくすれば得られる最大のプラズマ電流も増加してゆくが P_{inj} に比例しておらず、20 kW 以上では飽和傾向にある。

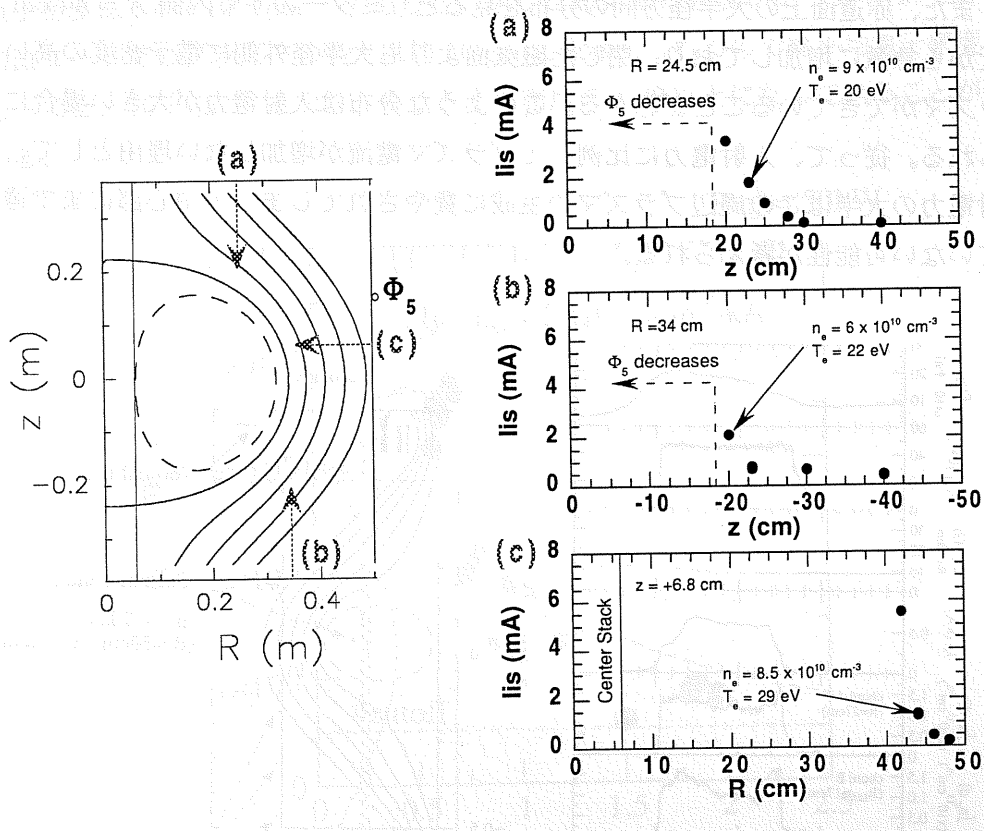


図 19: 可動式静電プローブによるイオン飽和電流の R および z 分布 ($I_T = 59.4$ kAT、 $I_p = 4.5$ kA、 $P_{inj} \sim 16$ kW、 $R_{Limiter} = 46$ cm)

図 19 示すように (a)、(b)、(c) の 3 方向から静電プローブを挿入してイオン飽和電流の分布を調べた。図は入射電力が 16 kW で、プラズマ電流が 4 kA 流れている時のものである。大半径 $R = 24.5$ cm における垂直方向分布 (a) は $z \sim 25$

cm 付近から電子密度が急激に増加していることを示しており、 $R = 34$ cm (b) では $z \sim -20$ cm 付近から急激に増大してゆくことがわかる。いずれの場合も $|z| \leq 18.5$ cm で磁束コイル信号が減少し始めるのでプラズマ電流はこれよりも内側で流れているものと考えられる。これは、磁気計測で求めた閉じた磁気面の位置とほぼ一致している。 $(R, z) = (24.5$ cm, 22 cm) における電子密度と電子温度の値はそれぞれ 9×10^{10} cm $^{-3}$ と 20 eV であり、電子密度はマイクロ波のカットオフ密度以上になっている。また、 $R = 27$ cm の鉛直コードの線積分電子密度は 2.6×10^{12} cm $^{-2}$ であったので、プラズマ長を 40 cm とすると線平均電子密度は $\bar{n}_e = 6.5 \times 10^{10}$ cm $^{-3}$ となり、プローブ計測のデータと矛盾しない。

また、赤道面上の大半径方向の分布を見るとリミターのすぐ内側 $R = 44$ cm 付近から急激に増加しており、閉じた磁気面よりも大半径外側に電子密度の高いプラズマができていくことがわかる。このような分布は入射電力が大きい場合に見られる。従って、入射電力に比例してプラズマ電流が増加しない理由として、入射電力の大半はこの周辺プラズマの生成に費やされてしまっていて中心部にまで達していない可能性が考えられる。

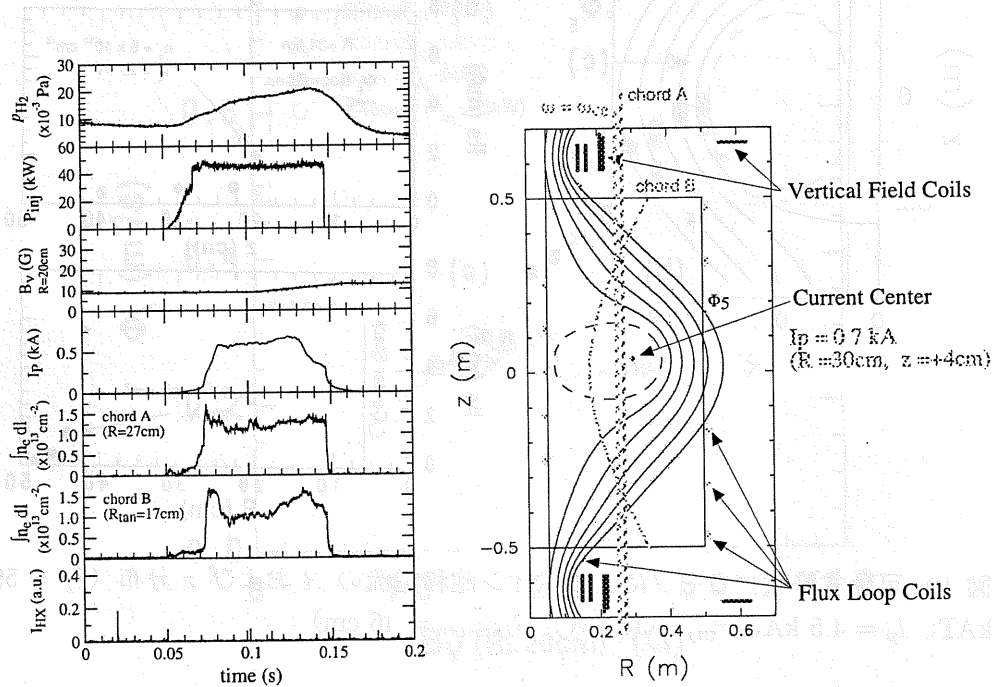


図 20: 高密度モードでの放電波形と $t = 0.126$ s におけるポロイダル磁束の等高線
 図: $I_T = 90$ kAT, $P_{inj} \sim 50$ kW

図 16 の放電では電子密度がマイクロ波のカットオフ密度を少し越えており、電子バーンシュタイン波による加熱が起こっていると考えられる。もしそうであるなら、電子密度をどこまで上げられるのであろうか？。それを調べるために、放電中にガスパフイングを行い、プラズマ電流は少ないが電子密度の高い放電を行ってみた。図 20 にそのような放電の放電波形とプラズマ電流が最大になった時のポロイダル磁束分布を示す。総トロイダル電流は $I_T = 90 \text{ kAT}$ 、入射電力は 50 kW である。磁気計測から求めたプラズマ電流は 0.7 kA であった。扁平な形ではあるが、閉じた磁気面が形成されていることがわかる。 $R = 27 \text{ cm}$ の鉛直コードでの線積分電子密度は $1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ 、 $R = 17 \text{ cm}$ の斜めコードでの線積分電子密度は $1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ であった。閉じた磁気面の大きさから $R = 27 \text{ cm}$ の鉛直コードでのプラズマの長さは約 40 cm と見積もられるので線平均電子密度は $\bar{n}_e = 3.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ となり、カットオフ密度の 6 倍以上になっていることがわかる。

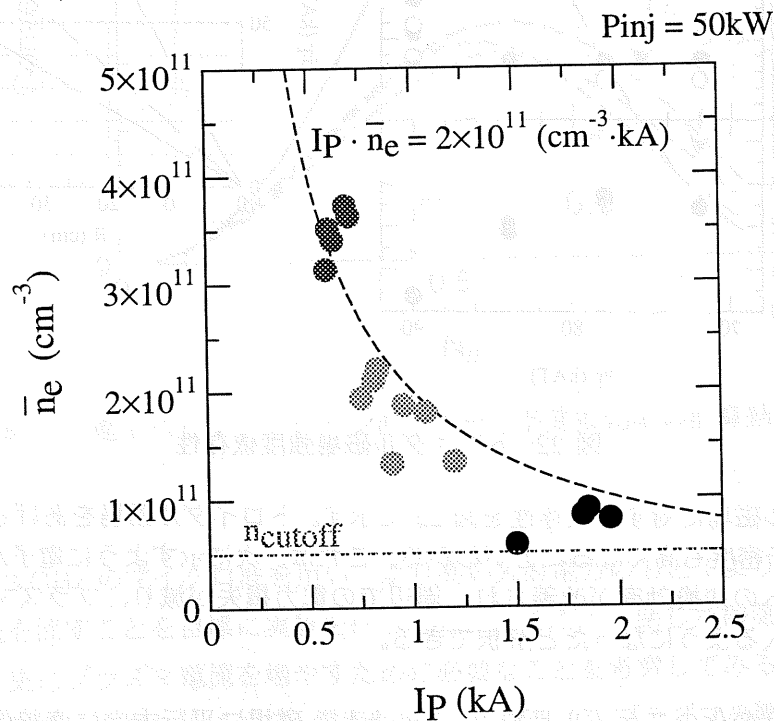


図 21: $P_{inj} \sim 50 \text{ kW}$ において得られた最大電子密度とプラズマ電流

入射電力 $P_{inj} = 50 \text{ kW}$ において同時に得られた最大の \bar{n}_e と I_p を図 21 に示す。点線は $\bar{n}_e I_p = 2 \times 10^{11} \text{ (cm}^{-3} \text{ kA)}$ の線を表す。これより、両者の積がほぼ一

定の関係にあることがわかる。先に述べたように入射電力とプラズマ電流は比例していないので従来のトカマクの電流駆動効率との比較はできないが、単純に同じ形式で表すと $\hat{n}_e I_p R / P_{inj} \sim 1 \times 10^{15} \text{ A/W m}^2$ という値になる。電流立ち上げ時にどれだけの入射電力に対してどれだけのプラズマ電流を流し得るかという問題はより大型の装置に対するスケーリングを出すという意味で非常に重要な課題であるが、電流発生、磁気面形成、エネルギーおよび粒子バランス等のメカニズムを解明しなければならず、今後に残された大きな問題である。

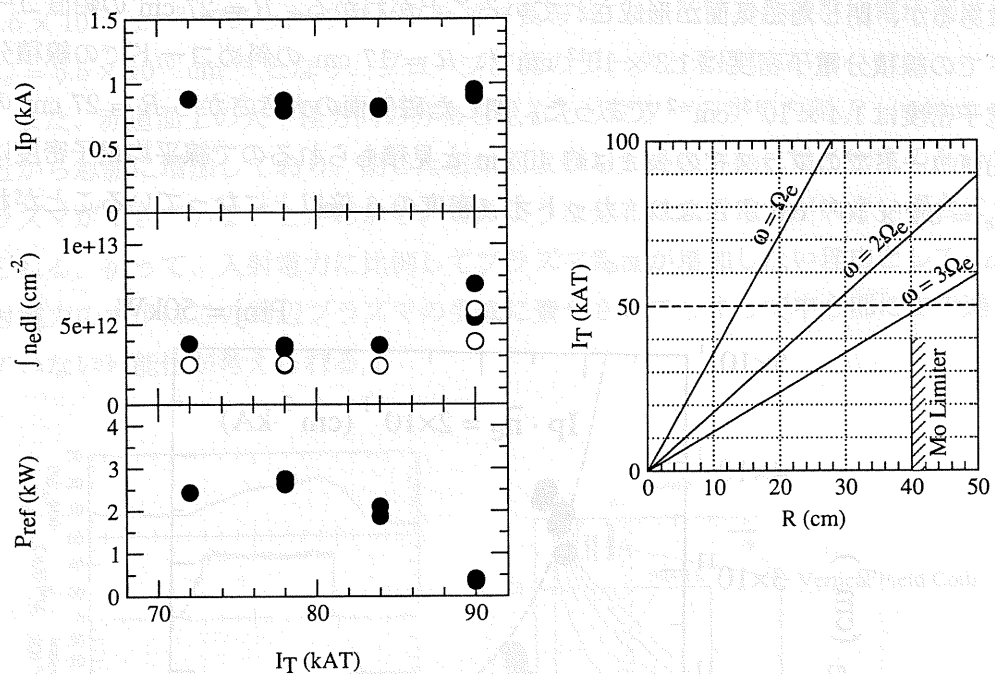


図 22: トロイダル磁場強度依存性

トロイダル磁場に対する依存性を図 22 に示す。トロイダル磁場をあげると反射が減り、電子密度も高くなることからわかる。これは、次に示すように電子バーンシュタイン波への変換効率が改善され、周辺での電力損失が減り、プラズマ中心部まで電力が入るようになったと解釈できる。

電子密度変化のスケール長を 3.5 cm とし、磁場に平行方向に直線偏波した 2 GHz の電磁波を磁場に対して斜めに入射した時の電子バーンシュタイン波への変換効率を計算した結果を示す。実験条件に相当する $\omega_{ce}/\omega = 0.4$ の時の変換効率はたかだか 35 % しかなく、入射電力の大半はカットオフ層で反射され、真空容器壁との間での多重反射を繰り返す間に衝突減衰によって周辺プラズマに吸収され、

周辺部に密度の高いプラズマができるものと考えられる。また、電子サイクロトロン周波数と入射マイクロ波周波数の比を大きくする、すなわち、トロイダル磁場を強くしてゆくと変換効率が良くなることがわかる。図 22 に示されるような実験結果はこのような効果を示していると考えられる。

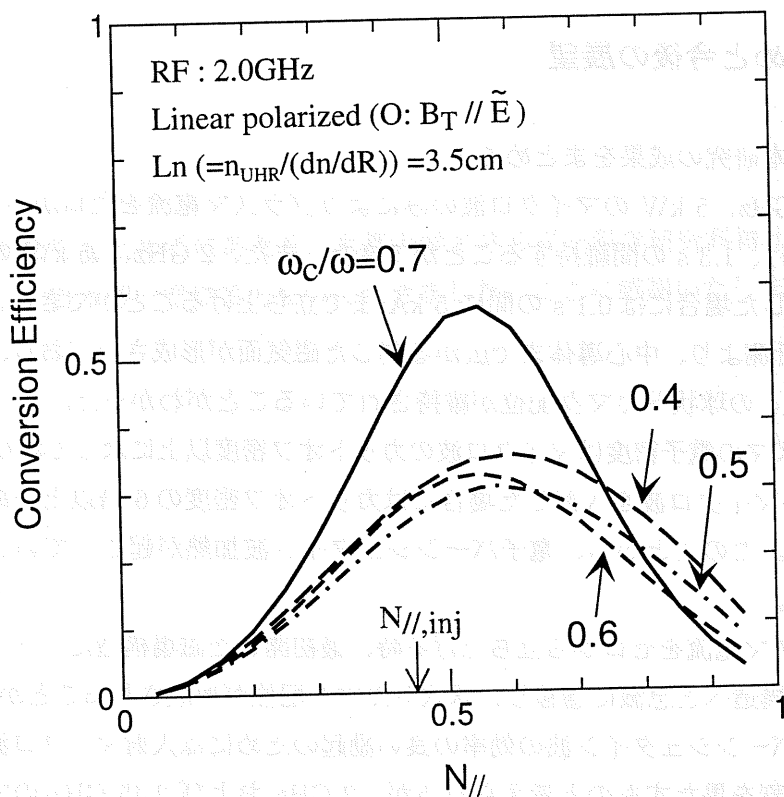


図 23: 電子バーンシュタイン波へのモード変換効率の計算結果

以上、2 GHz のマイクロ波を用いてより高い入射電力のもとでより多くのプラズマ電流を流すことを目標に実験を行ってきた。ここで、閉じた磁気面が形成された後、更にプラズマ電流を増やすために必要なことを考察してみる。プラズマ電流をより多く流すためには (1) 電流密度を上げる、(2) プラズマの断面積を増やす、ということが考えられる。(1) のためには圧力駆動にせよ、いわゆる ECCD にせよ、電子温度と電子密度を増やさなければならない。そのためには (a) 入射マイクロ波から電子バーンシュタイン波へのモード変換効率の向上、(b) 加熱領域の最適化、(c) 加熱された電子の閉じ込めの改善といったことが考えられる。また、

(2) のためには垂直磁場形状を変えて、より縦長のプラズマを作り出すことが考えられる。これらのことは今後の課題として残されている。

5. まとめと今後の展望

以上、本研究の成果をまとめると

- (1) 2.45 GHz、5 kW のマイクロ波のみによりプラズマ電流をゼロから 3.1 kA まで立ち上げ、1.3 s の間維持することができた。また、2 GHz、45 kW のマイクロ波を入射した場合には 0.1 s の間に 5 kA まで立ち上げることができた。
- (2) 磁気計測より、中心導体まで広がる閉じた磁気面が形成されており、アスペクト比 ~ 1.4 の球状トカマク配位が維持されていることがわかった。
- (3) プラズマの電子密度はマイクロ波のカットオフ密度以上になっており、2 GHz、50 kW のマイクロ波を入射した場合にはカットオフ密度の 6 倍以上の電子密度が得られた。このことから、電子バーンシュタイン波加熱が起こっているものと考えられる。
- (4) プラズマ電流をゼロから立ち上げる時、最初開いた磁場構造だったものが閉じた磁気面構造へと急激に遷移し、球状トカマク配位が形成されることがわかった。
- (5) 電子バーンシュタイン波の効率の良い励起のためには入射マイクロ波の偏波が重要な役割を果たすものと考えられるが、2 GHz および 2.45 GHz のマイクロ波を用いた場合にはプラズマ電流立ち上げに対する偏波の影響はほとんど見られなかった。これは、プラズマのサイズと入射マイクロ波の波長がほぼ同じために解析で用いたような一様プラズマモデルとしての取り扱いができないためであると考えられる。従って、より短い波長のマイクロ波を用いて実験を行い、理論的予測との比較を行う必要がある。

本研究により、マイクロ波のみによりプラズマ電流をゼロから立ち上げ、球状トカマク配位を形成することが原理的に可能であることが示された。今後は、より周波数の高い 5 GHz のマイクロ波を用いた実験を行う予定である。この場合、マイクロ波の波長は 6 cm となるのでプラズマのサイズよりも小さくなり、理論との比較が可能となると期待される。また、理論的予測からも周波数を上げた方が電子バーンシュタイン波への変換効率は改善される。そして、電子サイクロト

ロン共鳴を起こすためにトロイダル磁場も強くするので粒子閉じ込め自体も改善されると思われる。

最後に、本研究が発端となって研究が発展し、中心ソレノイドの無い球状トカマク炉の実現が達成されることを期待する。

謝辞

本報告書ををまとめるにあたり、京都大学エネルギー科学研究科博士課程の伊神弘恵さん、吉永智一君に協力をいただきました。ここに感謝いたします。

参考文献

- [1] Y-K. M. Peng and D. J. Strickler, Nucl. Fusion **26** (1986) 769.
- [2] M. Gryaznevich, R. Akers, P. G. Carolan, N. J. Conway, D. Gates, A. R. Field, T. C. Hender, I. Jenkins, R. Martin, M. P. S. Nightingale, C. Ribero, D. C. Robinson, A. Sykes, M. Tournianski, M. Valovič and M. J. Walsh, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3972.
- [3] A. Sykes, Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf., Yokohama (1998) IAEA-CN-69/OV2/5.
- [4] M. Peng, J. Schmidt, M. Ono, W. Reiersen, S. Kaye, S. Jardin, J. Menard, D. Gates, J. Robinson, F. Dahlgren, L. Grisham, D. Majeski, D. Mikkelsen, R. Wilson, R. Woolley, E. Cheng, D. Strickler, J. Galambos, I. Sviatoslavski and S. Wang, Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf., Yokohama (1998) IAEA-CN-69/FTP/04.
- [5] 高瀬雄一、江尻晶、白岩俊一、牛込雅裕、糠谷直宏、永島芳彦、益子岳史、野里英明、山岸健一：日本物理学会講演概要集 1999 年秋の分科会 26aYG-7.
- [6] T. Shimozuma, J. Takahashi, H. Tanaka, T. Maekawa, Y. Terumichi S. Tanaka and M. Okamoto, J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985) 1360.
- [7] C. B. Forest, Y. S. Hwang, M. Ono and D. S. Darrow, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 3559.
- [8] C. B. Forest, Y. S. Hwang, M. Ono, G. Greene, T. Jones, M. Schaffer, A. Hyatt, T. Osborne, R. I. Pinsker, C. C. Petty, J. Lohr and S. Lippmann, Phys. Plasmas **1** (1994) 1568.
- [9] V. V. Parail, G. V. Pereverzv and I. A. Vojtsekhovich, Proc. 10th Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res., Kyoto (1984) IAEA-CN-44/F-IV-4.
- [10] J. Wesson, *Tokamaks, 2nd*, Oxford Science Pub., 1997, p.123.