

研究論文

大型ヘリカル装置のICRFアンテナと加熱特性

武藤 敬, 熊沢隆平, 関 哲夫, 渡利徹夫, 新保富士夫, 野村吾郎, 横田光弘, 齊藤健二, 鳥居祐樹, 竹内伯夫, 山本太郎, デイルク・ハルトマン, 小森彰夫, 山田弘司, 金子 修, 大藪修義, 川端一男, 中村幸男, 芦川直子, 江本雅彦, 舟場久芳, 後藤基志, 居田克巳, 出射 浩, 池田勝則, 稲垣 滋, 井上徳之, 磯部光孝, 門 真一郎, 久保 伸, 増崎 貴, 南 貴司, 宮澤順一, 森崎友宏, 森田 繁, 村上定義, 武藤貞嗣, 長山好夫, 中西秀哉, 成原一途, 西村清彦, 野田信明, 野竹孝志, 小淵 隆, コンスタンチン・クロペンコフ, アルテム・コスツルコフ, 梁 雲峰, 大館 暁, 岡 良秀, 長壁正樹, 尾崎 哲, バイロン・ジェイ・ピーターソン, 相良男明, 榊原 悟, 坂本隆一, 笹尾 一, 笹尾眞美子, 佐藤國憲, 佐藤元泰, 下妻 隆, 庄司 主, 鈴木 肇, 竹入康彦, 田村直樹, 田中謙治, 東井和夫, 徳澤季彦, 津守克嘉, 山田一博, 山口作太郎, 山本 聡, 横山雅之, 吉村泰夫, 渡辺清政, 伊藤公孝, 松岡啓介, 大久保邦三, 大竹 勲, 佐藤 隆, 須藤 滋, 山崎耕造, 本島 修

(核融合科学研究所)

ICRF Antenna and Heating Characteristics in the Large Helical Device

MUTOH Takashi, KUMAZAWA Ryuhei, SEKI Tetsuo, WATARI Tetsuo, SHIMPO Fujio, NOMURA Goro, YOKOTA Mitsuhiko, SAITO Kenji, TORII Yuki, TAKEUCHI Norio, YAMAMOTO Taro, HARTMANN Dirk, KOMORI Akio, YAMADA Hiroshi, KANEKO Osamu, OHYABU Noriyoshi, KAWAHATA Kazuo, NAKAMURA Yukio, ASHIKAWA Naoko, EMOTO Masahiko, FUNABA Hisamichi, GOTO Motoshi, IDA Katsumi, IDEI Hiroshi, IKEDA Katsunori, INAGAKI Shigeru, INOUE Noriyuki, ISOBE Mitsutaka, KADO Shinichiro, KUBO Shin, MASUZAKI Suguru, MINAMI Takashi, MIYAZAWA Jyunichi, MORISAKI Tomohiro, MORITA Shigeru, MURAKAMI Sadayoshi, MUTO Sadatsugu, NAGAYAMA Yoshio, NAKANISHI Hideya, NARIHARA Kazuto, NISHIMURA Kiyohiko, NODA Nobuaki, NOTAKE Takashi, KOBUCHI Takashi, KHLOPENKOV Konstantin, KOSTRIOUKOV Artem, LIANG Yunfeng, OHDACHI Satoshi, OKA Yoshihide, OSAKABE Masaki, OZAKI Tetsuo, PETERSON Byron Jay, SAGARA Akio, SAKAKIBARA Satoru, SAKAMOTO Ryuichi, SASAO Hajime, SASAO Mamiko, SATO Kuninori, SATO Motoyasu, SHIMOZUMA Takashi, SHOJI Mamoru, SUZUKI Hajime, TAKEIRI Yasuhiko, TAMURA Naoki, TANAKA Kenji, TOI Kazuo, TOKUZAWA Tokihiko, TSUMORI Katsuyoshi, YAMADA Ichihiko, YAMAGUCHI Sataro, YAMAMOTO Satoshi, YOKOYAMA Masayuki, YOSHIMURA Yasuo, WATANABE Kiyomasa, ITOH Kimitaka, MATSUOKA Keisuke, OHKUBO Kunizo, OHTAKE Isao, SATOW Takashi, SUDO Shigeru, YAMAZAKI Kozo and MOTOJIMA Osamu

National Institute for Fusion Science, Toki 509-5292, Japan

(Received 8 February 2001 / Accepted 12 March 2001)

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

この論文は第17回年会 (2000, 札幌) で招待講演として発表された内容を論文化したものです。

Abstract

Ion-cyclotron heating was applied to the Large Helical Device by using single-strap loop antennas located at the outward side of the toroid. Good experimental results were obtained with adequate plasma confining configurations and antenna conditionings. Loading resistance of the antenna was 2–8 Ohm and this was a sufficiently large value. Various heating characteristics were investigated by changing the heating modes, ion species and magnetic field configurations. The minority-ion heating mode resulted in the best heating performances, and the heating characteristics largely depended on the cyclotron resonance positions. There were some unique features due to the heliotron configuration. These results showed the effectiveness of the ICRF heating in a helical device and the appropriateness of the ICRF antenna design in the LHD.

Keywords:

Large Helical Device, LHD, ion cyclotron heating, ICRF, ICRF antenna, loop antenna, fast-wave, slow-wave, two-ion hybrid resonance, cut-off layer, eigen-mode

1. はじめに

大型ヘリカル装置 (LHD) の ICRF 加熱実験では、ヘリカル型装置での ICRF 加熱という、今まで多くの研究者が予想していた問題の多さにもかかわらず上々の成果をあげつつある。すなわち高エネルギー粒子閉じ込めの不完全さからくる効率低下や不純物流入問題は深刻ではなく、今までのところ大型装置の持つ良い閉じ込め特性とダイバータ構造による不純物流入の抑制効果などが有効に働いている。

1999年から始まったLHDの第3サイクル実験[1, 2]では1対のループアンテナを用いて1.3 MWの加熱が行われ、200 kJの蓄積エネルギーを持つプラズマの加熱と保持に成功した。NBIとの同時加熱においてもNBIと同等の加熱効率が得られた[3-5]。2000年の実験においても加熱パワーの増力を試み、前年以上の蓄積エネルギーを得ている[6]。またLHDプロジェクトの目標パラメータである高温、高密度プラズマの達成に向けてNBIとともに寄与するとともに、波動により加速し生成した高エネルギーイオン成分を利用した粒子閉じ込め研究にも役立っている[4, 7]。

LHDのICRFアンテナは速波の励起用に作られており[8, 9]、ヘリカル系装置での過去の加熱実験(ヘリオトロンE[10]とCHSでのICRF加熱[11])とトカマク装置での多くのICRF加熱実験の経験[12]を踏まえて設計されている。今回のように不純物問題に深刻に悩まされることなく成功裏に加熱が行われたのはヘリカル装置では初めてのことであり、この論文ではLHD装置のICRFループアンテナの詳細と実験結果について報告する。ICRFアンテナは装置の磁場配位の特徴とプラズマの特性とに密接に関係しており、不純物の抑制に必要なコンディ

ショニングの経緯も記している。また基本的な加熱モードとそのための実験条件、最近の加熱実験結果とヘリカル系に特色のある加熱特性についても述べる。

2. LHD装置のICRF加熱の概要

LHD装置では加熱電力として10 MWを越すプラズマの特性を調べる必要があるため、大電力定常加熱設備としてNBIとECHに加え、ICRF加熱装置の開発と整備を行ってきた。LHDでのICRF加熱は1999年度から始まり、2000年度は3 MWの加熱電力入射を目標とした実験を行ってきた。ICRF加熱では2種イオンを用いた加熱モードが中心であり、小数イオンの高エネルギー領域への加速が可能のため、バルクプラズマ加熱とあわせて、ヘリカル系装置において重要な研究課題である高エネルギー粒子閉じ込めの研究も行われている。

LHDは定常磁場を持つ超伝導装置であり、ICRF加熱も定常運転用に開発が行われてきた[13-15]。加熱装置のR&Dはテストスタンドで行われ、アンテナ系は40 kVの耐電圧で30分を超える定常試験に成功している。これは高密度プラズマ時の負荷ではアンテナ1本あたり1 MWを超える電圧に対応している。長時間加熱の実験では1999年に2本のアンテナを用いて、1分を超える1 MWの加熱に成功している[16]。

この長時間のICRF加熱が可能であったということは、プラズマ閉じ込め容器であるLHDの側では、イオンの閉じ込めのよい磁場配位の選択とダイバータ配位の適切な機能、カーボンダイバータ板の設置等の要因があげられるが、ICRFのハードウェアの充実も重要な要因である。発振器、伝送路、インピーダンス整合回路の開発が成功したということに加えて、アンテナとプラズマの

相互作用の点で、アンテナの基本設計が適切であったといえる。

LHDのループアンテナはヘリオトロンプラズマが縦長断面になる位置の子午線に沿って置かれ、プラズマと大半径方向の外側真空容器との間に置かれている。この位置ではヘリカルコイルが左右にわかれて配置されており、等磁場強度面がFig. 1に示すようにサドル形をしている。Fig. 1には3種の加熱モードが示されている。左から(a)低密度のサイクロトロン基本周波数加熱、(b)高密度でのサイクロトロン基本周波数加熱、(c)2種イオン混成共鳴加熱の加熱モードで、共鳴面、カットオフ面の配置がLHDの断面に描かれている。ICRFアンテナは各断面の右側に示されている。

ほとんどの加熱実験は2種イオンを用いた加熱モード(c)で行っている。いずれの場合も図に示すように水素のサイクロトロン基本周波数がアンテナを横切っているが、特に局所的なアーク等の跡は見つかっていない。これはヘリオトロンプラズマではヘリカルコイルに近い側のスクレイブオフ層は薄く、プラズマの密度勾配が急であることに加え、スクレイブオフ層の外での磁力線の壁までの到達距離が短いことから、閉じ込め領域外のアンテナ付近のプラズマ密度が極めて低いことが関係している可能性がある。

Fig. 1(c)に示すように、2種イオンモードでは適切な混合比のときにプラズマの中心付近にS共鳴(2種イオン混成共鳴)とLカットオフが存在し、中心部加熱が期待できる。しかしながら実験ではこれらの共鳴とカット

オフペアーから期待できる吸収よりも磁場のサドル点付近でのサイクロトロン共鳴吸収によるイオン加熱が支配的である[4, 17]。Fig. 1の(a)と(b)に示すサイクロトロン基本周波数加熱については、加熱特性のセクションで説明する。

LHD装置でのICRFアンテナとしてはループアンテナ以外にも折り返し導波管型のアンテナも設置されており、プラズマ生成とイオンバーンスタイン波直接励起加熱をめざした実験が進行中であるが本論文では触れない[18]。

3. 大型ヘリカル装置用ICRFループアンテナ

Fig. 2(a)にLHD装置の真空容器内に設置されたループアンテナの写真を示す。真空容器壁の螺旋状に回転している部分はヘリカルコイル容器の部分であり、アンテナの裏面がコイルに接近していることがわかる。左がトラス中心で、アンテナはトラス外側にある。ファラデーシールドは水冷されたステンレスパイプで、一重のケージを形成している。各シールドパイプは磁力線方向に設置され、全体の形状はプラズマと真空容器の形状に合わせて三次元的に振じれて作られている。Fig. 2(b)には赤道面から異なる高さの水平断面でのアンテナ断面図を示している。中心導体はシングルストラップ方式で幅は30 cm、両側のカーボンサイドプロテクタまで含んだ全幅は50 cmである。中心導体、バックプレート、サイドプロテクタホルダ、ファラデーシールドはすべて水冷チャンネルが設けられている。

アンテナは上下に2分されており、放射部の長さは各60 cmである。各々上下のポートから給電されており、ポート部にあるセラミックフィードスルーからアンテナ先端までは約4 mで、長い真空内伝送路を持つアンテナである。アンテナ放射部はポート部付近をピボット点としてスイング機構があり、約15 cmの可動範囲を持っている。LHDでは縦長断面位置のトラス外側で最外殻磁気面と真空容器壁の間隔が約30 cmあり、アンテナの厚さは約15 cmである。この可動機構によりファラデーシールドとプラズマとの間隔を0-13 cm程度まで変化させることができる。LHDでは磁気軸の大半径方向変化、3層のヘリカルコイルの電流配分変化等の磁気面形状の制御を行うため、プラズマ境界の位置に合わせたアンテナ位置制御は重要である。またNBIやECH単独の実験ではアンテナを遠ざけてプラズマとの相互作用の影響を減らすことも行っている。

LHDは超伝導コイル装置であるため、大きな断熱ベル

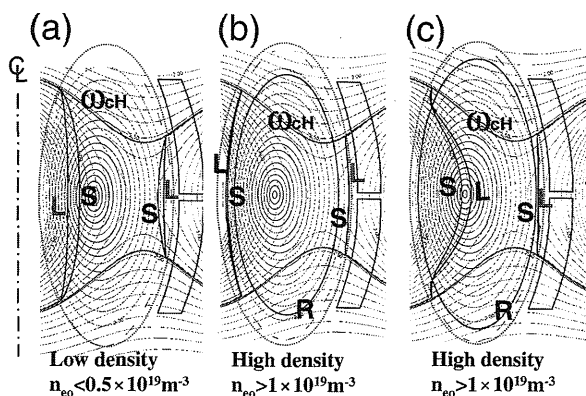


Fig. 1 Right-hand cutoff, R, left-hand cutoff, L, two-ion hybrid resonance, S, and cyclotron resonance, ω_{CH} , are shown on the cross section of LHD. (a),(b): Pure hydrogen plasma, (c): Helium (majority) and hydrogen (minority) plasma. Magnetic flux surfaces and mod-B contours with spacing of 0.1T are also shown ($B = 2.9T$, $Freq. = 38.5$ MHz).

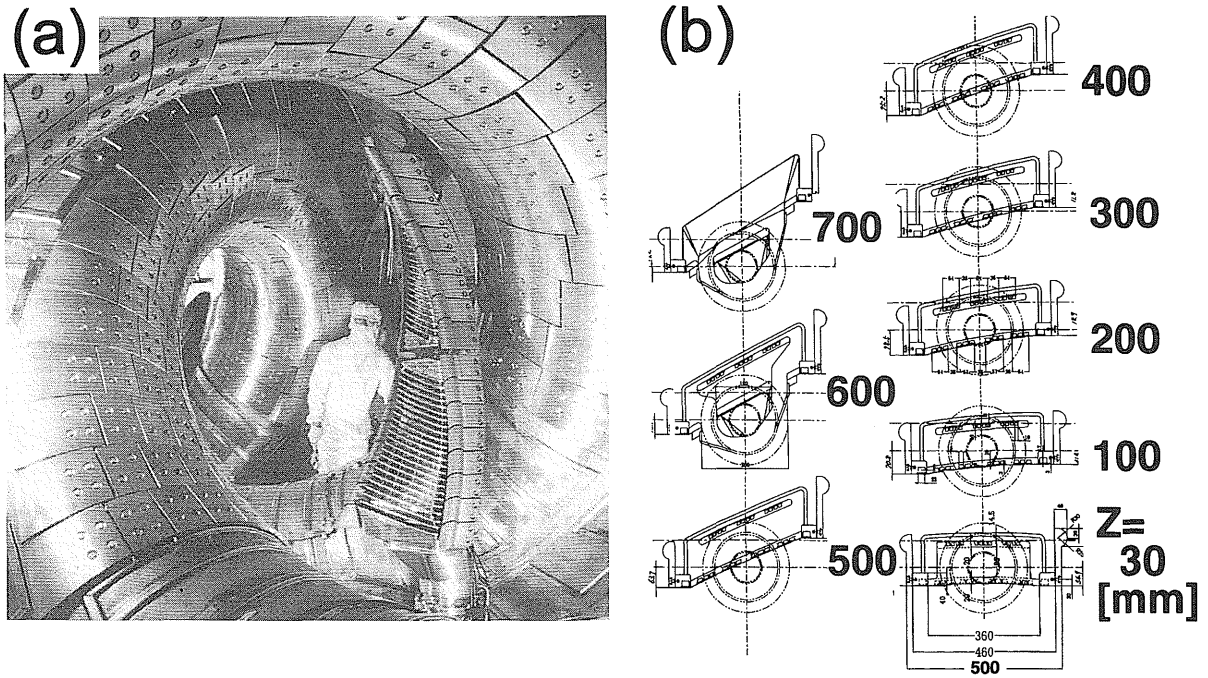


Fig. 2 (a) A pair of ICRF loop antenna in the LHD vacuum chamber.
 (b) Drawings of the cross-sections of the antenna loop at the different heights from the meridian plane.

ジャーを持ち、プラズマから真空容器ポートのフランジ部までの距離が長い。ループアンテナのフィードスルーからアンテナ放射部までは3 m程の同軸管が真空状態で高周波電力を伝送する。アンテナのプラズマ負荷抵抗は2-8Ωの低負荷インピーダンスのため、特性インピーダンス50Ωの同軸伝送路は高い電圧定在波比(VSWR)を持つ。真空の伝送路中の電圧が高い場所では絶縁破壊の可能性があり、逆に電圧の低い場所では高周波電界による二次電子放出の多重増幅によるマルチパクタ放電の危険性がある。テストスタンドの試験ではこの放電の回避に1日程度のコンディショニング期間を要した。LHDの実験でも、マルチパクタ放電の影響が心配されたが、幸いこの放電によると思われるインピーダンス整合の乱れは観測されていない。強い磁場の存在と2オーム以上の負荷抵抗による極小電圧の上昇が効いたと考えられる。

定常運転を考慮しICRF機器はアンテナ放射部、同軸伝送路、セラミックフィードスルーを含めすべて冷却水循環方式である。同軸伝送路は内外導体ともにジャケットによる水循環が行われている。セラミックフィードスルー部はテストスタンドでの大きな開発要素であったが、多くの種類のセラミックを試みた後、特別に設計した大口徑の水冷タイプ2種が40 kV (0-peak) 30分の試

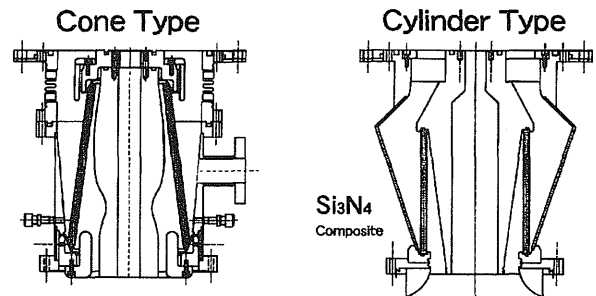


Fig. 3 Two types of ceramic feed-through developed for LHD. Both types have stand-off voltage of over 40 kV during 30 minutes. Cone type is used in LHD.

験に合格した[13]。Fig. 3に開発試験に合格した2種のフィードスルーを示す。LHDではセラミック部が円錐台形状をしているコーンタイプを採用している。基本形状は米国プリンストン大学プラズマ物理研究所で開発されたものであるが、定常に耐えられるように多くの改良と冷却機構、温度監視ポート等を取り付けたものである。セラミック部は外部からガス吹きつけ冷却を行えるようになっている。試験では円筒型のセラミック部を持つシリンドラー型も良い成績を示したが、この型は組立型で、O-リングで真空シールをしていたためにLHDへの採用を見送った。定常仕様ではないが分解可能な組立型

フィードスルーはASDEXやW7-ASでのICRF[19]でも用いられている。

アンテナとプラズマの結合度はアンテナの負荷抵抗値 R_L で特徴づけられる。アンテナから入射できる最大電力は伝送路の耐電圧と特性インピーダンスを V_{max} と Z_0 とすると、 $R_L \times (V_{max} / Z_0)^2$ で表されるため、 R_L が大きいと大電力入射が可能になる。Fig. 4 にループアンテナのプラズマ負荷抵抗値をアンテナ位置をパラメータとしてプロットしてある。下図が実験値で、上図が一次元モデル[20]の計算値である。計算はスラブプラズマモデルで、アンテナの幅、長さ、深さ、ファラデーシールド、給電と終端部の電流成分等が含まれる。プラズマ密度は境界で中心部の5%のオフセットを与え、内側の勾配は実測値に合わせて計算した。Fig. 4は磁場1.5 T、周波数25.7 MHzの場合で、1 Ω 程度の負荷抵抗値であるが、99年度以降の大電力加熱では磁場と周波数、プラズマ密度の上昇により負荷抵抗値として2-8 Ω の値が得られている。4 Ω 以上の負荷抵抗値のときは、40 kVの耐電圧でアンテナ一本あたり1 MWを超す入力が可能になっている。Fig. 4はアンテナの負荷抵抗値の位置依存性が速波励起の一次元モデルから得られる依存性と良く一致することを示している。三次元的に捻れた配位であるヘリオトロンにおいても、速波の励起とアンテナの結合度がトカマクで用いられている一次元モデルの局所的な結合理論で説明可能であることを示している。

4. アンテナのコンディショニングと加熱条件の最適化

ICRF加熱で良い加熱特性を得るにはいくつかの条件が必要である。プラズマ密度と加熱パワーのオペレーションウィンドウがNBI加熱と比べて狭く、入力パワーに対して輻射損失と密度上昇を抑える必要があるからである。具体的にはサイクロトロン共鳴位置、2種イオンの混合比、磁場配位特に磁気軸位置とヘリカルコイル電流のピッチパラメータ等の調整、アンテナと壁のコンディショニングが重要である。このオペレーションウィンドウはコンディショニングが進むにつれて広がるが、同じパワーのNBIに比べれば、狭いウィンドウになっている。以下に長期間にわたる大気開放後の、実験開始時のアンテナコンディショニングの経過を実験条件の変化と合わせて述べる。

Fig. 5には1999年の実験開始から良い加熱特性が得られるようになるまでのアンテナのコンディショニングの経過を示している。ECHプラズマをターゲットとし

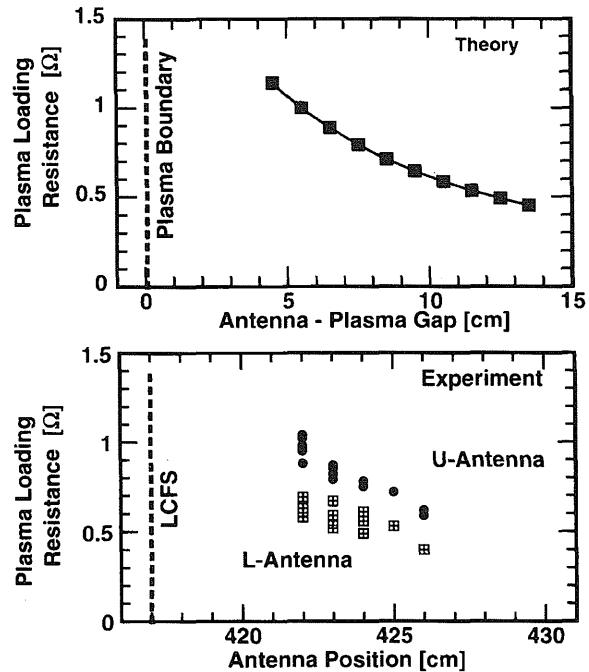


Fig. 4 Comparison of the antenna loading resistance between experiment and calculation by changing the gap from antenna to plasma. ($B = 1.5$ T, $Freq. = 25.7$ MHz, He(H: minority), average density = $4 \times 10^{18} m^{-3}$, ECH target plasma).

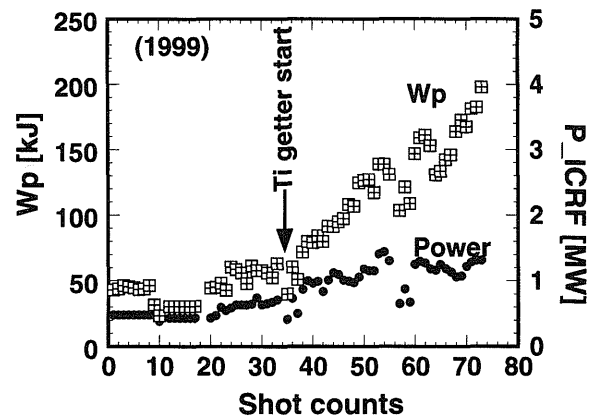


Fig. 5 Improvement of plasma stored energy by shot accounts for ICRF maintained plasma in 1999. ($B = 2.75$ T, $\gamma = 1.254$, He (H: minority)).

て、ICRFでプラズマを加熱して保持するモードのみをリストアップしてある。得られた蓄積エネルギーと入射パワーを有効なショット数に対してプロットしてある。ICRF加熱ではコンディショニングが不十分な時期は加熱パワーを増大させると密度が上がり、放射崩壊を起こ

すためコンディショニングを進めながら加熱パワーを徐々に上げる必要がある。加熱パワーは伝送路の耐電圧と負荷インピーダンスで決まる上限があるが、負荷インピーダンスはプラズマの密度の増加に従い増える傾向にある。またLHDの蓄積エネルギーはおよそ密度の0.6乗に比例して伸びるため、加熱パワーを上げながら適切な密度に上げることにより、加熱パワーも増加できるという正の循環に入り、プラズマの密度と蓄積エネルギーを上げることができるようになる。1999年は実験開始後2ヶ月で真空容器壁のチタンゲッタを開始した。チタンゲッタにより、主に酸素不純物が減り、輻射損失の増大による放射崩壊を避けながら密度と加熱パワーを上げることができるようになり、Fig.5に示すようにICRFパワー1.3 MWで200 kJの蓄積エネルギーを達成した。このときのプラズマの線平均電子密度は $1.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ である。

同様のコンディショニングを2000年の実験開始から行った。Fig.6に蓄積エネルギーのショット数依存性を示す。2000年はわずかに異なる磁場配位で実験を進めたためアンテナのコンディショニングが進まないという結果になった。Fig.6に前図と同様に蓄積エネルギーのショットごとの変遷を示す。100ショット以前に増減の波が見られるのは1日の中でのコンディショニングの進行を示す。しかしながら、チタンゲッタを行った40ショット目以降も1999年のようには改善が見られていない。この原因は両者の間に用いた磁場配位のわずかな差にあることが後に判明した。Fig.6に示したパラメータ γ はコイルピッチパラメータと呼ばれ、 $\gamma = (m/l)\epsilon_h$ で表される。 m はヘリカルコイルのトロイダル周期数(LHDでは10)、 l はヘリカルコイル数(LHDでは2)で、 ϵ_h はヘリカルコイル電流中心の逆アスペクト比である。LHDは3層の超伝導ヘリカルコイルを持っているため、各層の電流配分を変えることによりピッチパラメータ γ を変えることができる。 γ が大きいとヘリカルコイルの電流中心が太いトーラスを巻くことになり、太くて体積の大きなプラズマができる。Fig.6のショット数125前後でこのパラメータを1.259から1.254に変更した。これは前年1999年の多くの実験条件(Fig.5)と同じ値である。これによりアンテナのコンディショニングが格段に進み、前年と同程度のプラズマが得られるようになった。

当初はピッチパラメータ γ のこの変化によるプラズマ配位の変化はわずかと考えられ、実際にNBI加熱においては大きな差異は認められなかった。ICRF加熱ではプラズマと壁の相互作用が重要な役割を持つため、この影

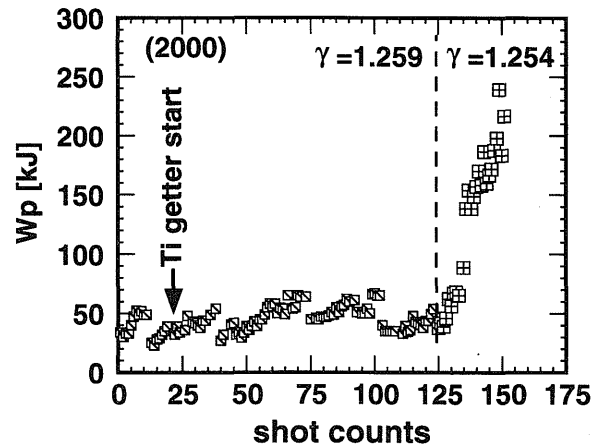


Fig. 6 Improvement of plasma stored energy by shot accounts for ICRF maintained plasma in 2000 ($B=2.75 \text{ T}$, $\gamma=1.259$ or 1.254 , He (H:minority)).

響が大きく現れたと考えられる。Fig.7にピッチパラメータ1.254と1.259の場合について、磁力線が壁まで到達する長さ(connection length)を、出発点をプラズマ周辺部において計算したものを示す。縦長断面位置でのトーラス外側(アンテナサイド)と内側の振る舞いである。最外殻磁気面(LCFS; Last Closed Flux Surface)はピッチパラメータの1.254から1.259への増加に伴い4 mm 壁側にシフトし、プラズマが大きくなるのがわかる。Connection lengthの微細構造も6-7 mm 同様にシフトする。トーラス内側の壁に設置されている保護板は左図の $R=3.25 \text{ m}$ の位置にあり、ICRFアンテナはトーラス外側で右図の通常4.21-4.22 mに配置して実験している。壁もアンテナも最外殻磁気面からは2 cm以上離れているが、スクレイブオフ層の磁力線の微細構造の最外側の山からは1 cm程度の距離にある。スクレイブオフ層の定義はむずかしいが、仮にconnection lengthが100 m以上と定義すれば、ピッチパラメータの1.254から1.259の変化により、壁とアンテナにスクレイブオフ層が2 cmから1 cm程度に近づくことになる。この付近の周辺プラズマの正確な測定はなされていないが、ピッチパラメータの変化によりプラズマ壁相互作用が急に多くなり、不純物の流入が多くなったことが予想される。このことを裏づけるデータがFig.8に示してある。

Fig.8には入射パワーで規格化した輻射損失パワーを電子密度の2乗で除したものをショット数に対してプロットしてある。これを輻射損失の割合を示す指標として用いることにすると、コンディショニングの経過がはっきりと現れる。1999年のデータではショットを重ね

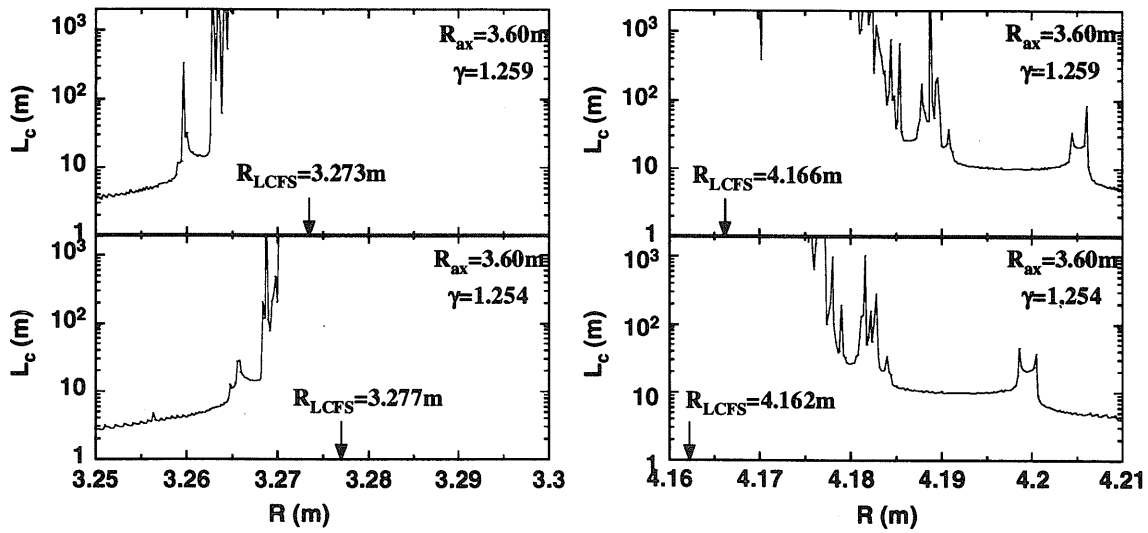


Fig. 7 Connection length of magnetic field lines to the LHD vacuum chamber wall from the outward edge regions (right figures) and from the inward side of the toroid (left figures) at the vertically elongated section.

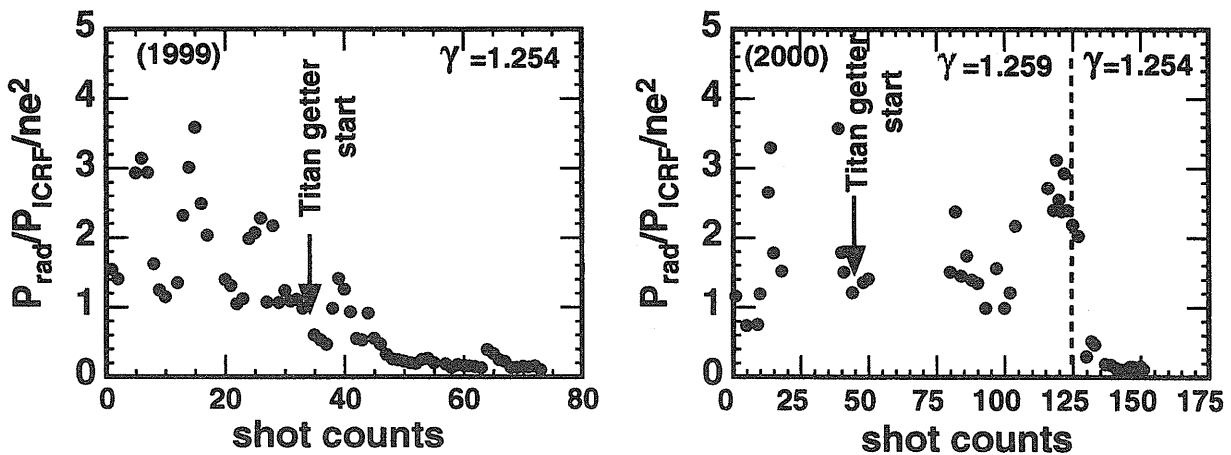


Fig. 8 Improvement of the radiation loss rate of plasma after Ti-gettering was applied in 1999 (left side) and in 2000 (right side).

ることに指標が下がり、チタンゲッタを行うことによって、輻射損失割合は1桁程度も改善される。これと対照的に2000年のデータではピッチパラメータの変更まで改善はほとんど見られず、変更後に急に下がったのがわかる。これらの結果から、LHDのICRF加熱において、プラズマ境界を壁から一定以上離して置くことが非常に重要であることがわかる。特にICRFによって磁場と垂直方向に加速されたイオンはヘリカル捕捉粒子となりトラスの内側の壁に当たりやすくなると予想されるため、この間隔はアンテナとプラズマの間隔よりも重要であると考えられる。

5. LHDにおける速波と遅波の加熱特性

ICRF加熱のみで維持されたプラズマはヘリカル系で可能な独自の実験である。Fig. 9にICRF単独保持モードで達成された蓄積エネルギーの電子密度依存性を示す。各点の加熱パワーは、その密度で放射崩壊せずに2秒以上維持可能であった入射最大パワーであり、密度 $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以下では0.4–0.8 MW、 $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ より高密度では0.8–1.5 MW、150 kJ以上の四角(田)マークでは1.3–2.5 MWの加熱入力である。

密度0.2–0.6付近の小さい黒丸のデータは水素ガスのみを供給したサイクロトロン基本周波数加熱で、遅波

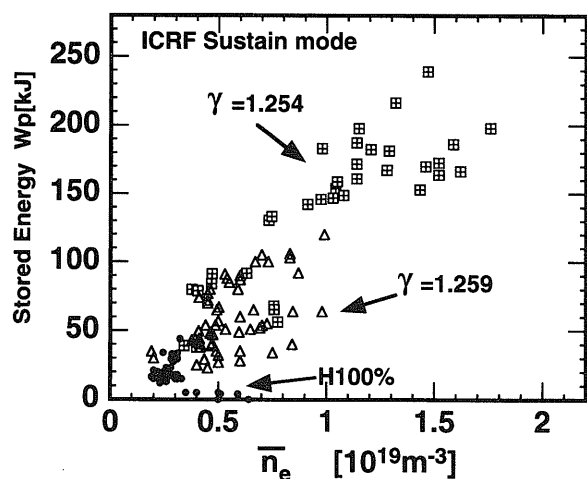


Fig. 9 Achieved plasma stored energy on the wide electron density range by the fast-and slow-wave heating modes with different pitch parameter γ .

モードによる加熱と考えられる。この加熱モードはイオンサイクロトロン波加熱と呼ばれ研究の歴史は古い。このモードの伝播領域はFig. 1(a)のLとSの線で囲まれた三日月形の部分であり、伝播領域が高密度プラズマでFig. 1(b)のように外側にシフトするため、 $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ より高密度のプラズマでは周辺部の伝播になる。コアプラズマの加熱に不向きであるといわれているが、これは実験結果からも理解できる。プリンストン大学のCステラレータでの実験を代表に小型装置で成果を上げたが、大型の高磁場トカマク装置では用いられていない。大型装置ではアンテナ形状から決まる励起波の波数に従うと、非常に低密度の加熱しかできないからである。

Fig. 9の四角マーク(田)は2種イオン混成加熱モードの加熱であり、通常のICRF加熱モードである。LHDではヘリウムを多数イオンとして用い、多数イオンの2倍のサイクロトロン周波数を用いる。水素を少数イオンとして混入させてあり、水素については基本サイクロトロン周波数になる。△はピッチパラメータ $\gamma=1.259$ のときのデータであり、他はピッチパラメータ1.254のデータである。2種イオンを用いた加熱モードは速波の加熱であるため密度の上限はない。密度の増加に伴いアンテナとプラズマ間の結合度の増加、プラズマの閉じ込め時間の密度依存性による閉じ込め改善が合わせて行われるため、密度の上昇に従いプラズマ蓄積エネルギーは増加する。蓄積エネルギーが密度に対して直線的に増加するのはこれらの効果の結果である。特にピッチパラメータが $\gamma=1.254$ において蓄積エネルギーの伸びが大きいこと

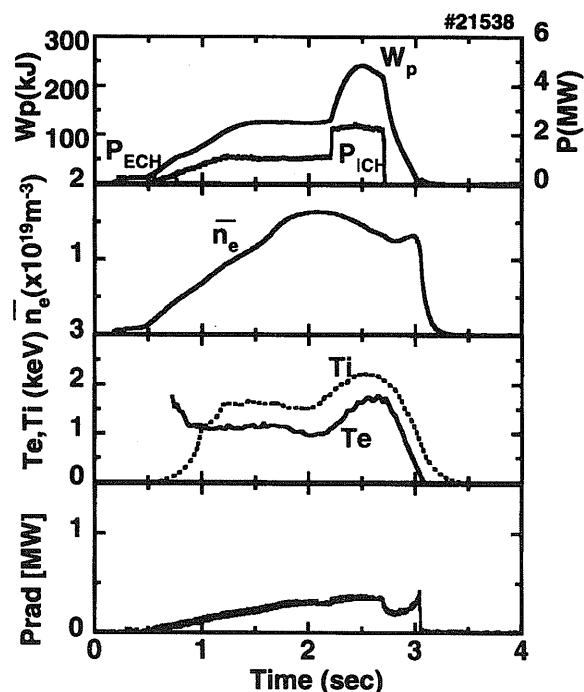


Fig. 10 Time evolutions of ICRF sustained plasma parameters ($B = 2.775 \text{ T}$, $\text{Freq.} = 40.5 \text{ MHz}$).

はFig. 7, Fig. 8に述べたようにプラズマと壁との干渉の程度が $\gamma=1.254$ で減少したことに関係している。

Fig. 10にICRF自己保持モードのプラズマパラメータの時間変化の一例を示す。初期プラズマは500 kWのECHで生成し、その後は図中の1段目に示すようにICRFパワーを上げながら密度(図中2段目)を上げ、蓄積エネルギーを増大させている。2.2秒のパルス幅の終わりにはステップ状にICRF加熱パワーを増大させ2.4 MWの加熱入力で240 kJの蓄積エネルギーを達成している。時刻2秒までの蓄積エネルギー上昇は密度の上昇に依っているが、それ以降は温度上昇による蓄積エネルギー増加である。中心付近のイオン温度と電子温度の時間変化を不純物チタン光のドップラー幅およびトムソン散乱測定から得たものを図中3段目に示す。後述するようにLHDのICRF加熱では速波の少数イオン加熱が主であり、少数イオンの速度分布関数に磁場と垂直方向の高エネルギー成分が形成されやすい。この少数イオンからの緩和過程によりバルクのイオン加熱と電子加熱が行われる。図に示すようにイオン温度が電子温度より高いことから、高温の少数イオンからのエネルギーの流れの中で主イオンへ渡される割合も少なくないと考えられる。プラズマの放射損失パワーの時間変化に特に不純物の蓄

積を示唆する増大は見られず, 加熱パワーと密度の変化に応じた推移を示している(図中4段目). また蓄積エネルギーが時刻2.5 sec以降に減少するのは主に密度の減少による閉じ込め時間の減少によっている.

LHDのICRF加熱の最も良好な加熱は2種イオンモードの速波加熱で得られており, 少数イオンのサイクロトロン共鳴層が等磁場強度平面内でサドル点付近にあるとき得られる[4, 17]. Fig. 11にはLHDのアンテナ設置位置での等磁場強度面の下半分が示されている. A,B,Cの3本の線は, 異なる磁場強度と周波数でサイクロトロン共鳴層が変化の様子を示している. X点を中心としてサドル形をしており, サドル点付近では磁場強度の傾斜は緩やかになっている. 図中でプラズマの右側にアンテナが示されているが, アンテナ前面からの波動伝播解析ではサドル点付近に少数イオンのサイクロトロン共鳴面があるとき(共鳴面がBの位置)に波の減衰が最も大きく, 減衰は主に少数イオンによるものであることが計算されている.

Fig. 12に励起波からプラズマの粒子へ入ったパワー配分の解析計算結果をサイクロトロン共鳴面の位置を横軸にしてプロットしてある. 横軸はFig. 11に示すX点からサイクロトロン共鳴面までの距離で, トーラス内側へ(左方向に) マイナス, X点から下方向がプラス側である. 計算はFig. 11のアンテナ前面からの一次元解析(FukuyamaらによるW1コード[21])をアンテナの長手方向の各点で計算し積分したものである. ヘリオトロン配位での波動解析の二次元以上のコードはモード変換による電子加熱の効果が含まれていないので, ここではモード変換効果が含まれている一次元コードを用いている. 計算結果にあるようにX点付近に共鳴面があるときは少数イオンによる吸収が大きく, その他の位置では電子による吸収が大きい. またどの位置でも多数イオンであるヘリウムイオンによる吸収は非常に小さい.

実験では波動から直接の電子加熱の効果は電子温度の時間変化の測定から確認することができる. 電子サイクロトロン放射測定(ECE)によるICRF加熱パワーの切断直後の時間変化から電子への直接加熱パワーが評価されており, 共鳴面位置が-0.2から+0.3 mの範囲では電子加熱の割合は10%以下であることが測定されている. またプラズマのパフォーマンスは悪いが, 共鳴面位置が+0.6mを超える位置では50%以上のパワーが電子に行く場合もある. この測定結果とFig. 12の計算から, 良い実験条件(サドル点付近に共鳴面がある配位)ではほとんどの加熱パワーは少数イオンに吸収されていると考え

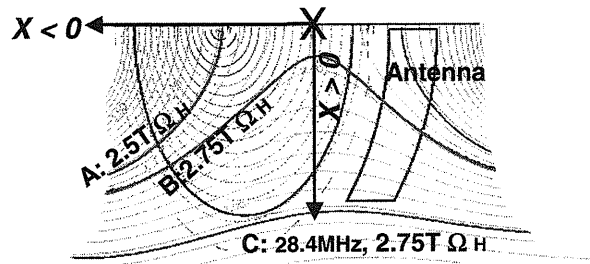


Fig. 11 Cyclotron resonance positions with different frequencies and ICRF antenna on the LHD cross section. Magnetic flux surfaces and mod-B contours with spacing of 0.1 T are also shown (Hydrogen, Freq. = 38.5 MHz, 28.4 MHz).

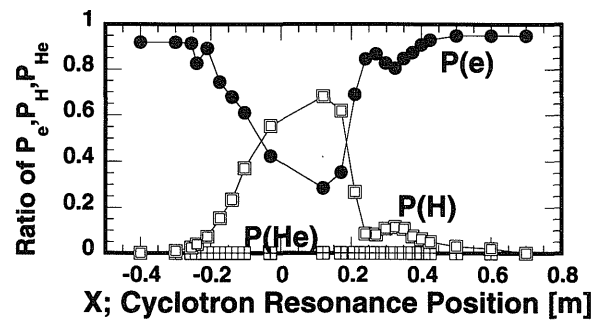


Fig. 12 Calculation of power partition from fast-wave to plasma species by changing the cyclotron resonance positions ($B = 2.75$ T, Freq. = 38.5 MHz, He (H:minority)).

られている.

少数イオンに多くのパワーが吸収された後, バルクプラズマの加熱は少数イオンからの緩和過程により行われている. また少数イオンの割合が特に少ない場合には高エネルギーのテイル成分が形成されていることが観測されている. テイル成分のうち数十 keV 以上の高エネルギー粒子は, 波動による加速と電子との衝突緩和とのバランスによって決まるテイル成分温度もつ分布関数を形成する[22]. ヘリカル系では垂直方向に加速された高エネルギー粒子の閉じ込めが心配されたため, ICRF 加熱の効率が問題になるが, 密度 $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上のプラズマでは高エネルギー粒子の閉じ込め劣化や, 効率の低下は観測されていない. これは高エネルギー粒子のテイル温度のパラメータ依存性から結論されている[4].

速波の吸収が共鳴面の位置により変化することはアンテナの負荷抵抗の時間変化波形にも現れている. 速波励起のアンテナにはプラズマ中に固有モード (Eigen Mode) が立つことによる特徴的な時間変化が負荷抵抗信号に現れる. これはプラズマ柱がキャビティ共振器として動作し, 密度変化に伴うモード数の変化がアンテナと

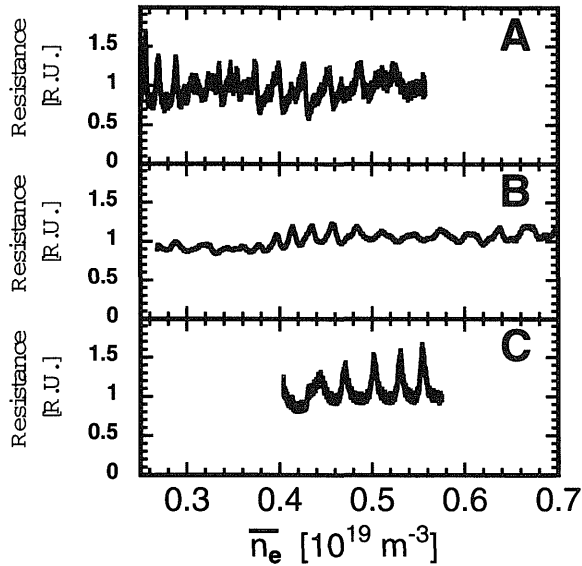


Fig. 13 Eigen mode signals on the antenna loading resistance at the different cyclotron resonance positions which are shown in Fig. 11.

の結合度に現れるため、波動の減衰量が共振器のQ値として波形に反映される。減衰量が小さければ密度変動に伴い大きなスパイク状の波形が現れる。一方減衰が大きければスパイク波形は鈍り、まったく見えなくなることも多い。

Fig. 13にサイクロトロン共鳴位置が異なる場合のアンテナ負荷抵抗値の変化割合をプラズマ密度の時間変化を横軸にとってプロットしてある。A,B,CはFig. 11に示す共鳴面位置を表す。共鳴面がサドル点付近にあるB位置で固有モードのスパイクが最も小さく、波動の減衰が大きいことがわかる。共鳴面が磁気面の外にあるC位置で最も波動の減衰が小さいことが実験で示されている。C位置はアンテナから励起された波動が強磁場側から2種イオン混成共鳴面に達するため、イオンパーンスタイン波へのモード変換による電子加熱を期待した配位であるが、マイノリティイオンの成分比を大きく変化した実験を行っても到達する温度と密度が低く、波の減衰も比較して小さいことが示されている。アンテナからの励起波動がプラズマコア部では左右のRカットオフの間を往復するためとも考えられる。

6. NBI プラズマへの追加加熱とサイクロトロン基本周波数加熱

ここまではICRF単独で加熱と保持するモードについて特性を述べたが、NBIで加熱保持されたプラズマへの

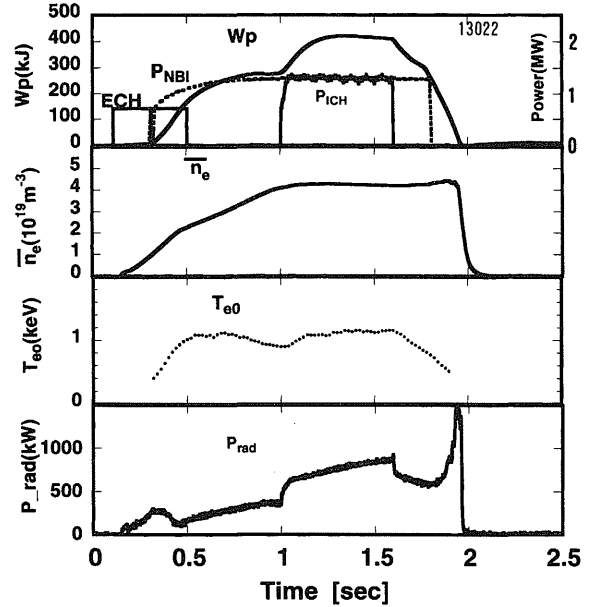


Fig. 14 Time evolutions of diamagnetic stored energy, line averaged density, electron temperature and radiation loss power of NBI and ICRF heated plasma. ($B = 2.75\text{T}$, $\text{Freq.} = 38.5\text{MHz}$)

追加加熱も行われた。LHDではNBI装置は約150kVの負イオンビーム源を用いた中性粒子入射加熱装置である。接線入射であるため、入射された高エネルギーイオンの閉じ込めは良く、吸収された加熱電力は古典的な軌道計算と緩和過程で評価される。ICRF加熱による蓄積エネルギー増加をNBI加熱による蓄積エネルギーと比較することにより、アンテナからの放射パワーのプラズマ熱化パワーへの加熱効率が評価できる。小数イオン比等の調整を行った適切な条件下では加熱効率として70-90%の値が得られている。Fig. 14にNBIに追加加熱を行った放電について時間変化を示す。1.5MWのNBI加熱のプラズマに1.3MWのICRF加熱を加えたもので、130kJ程度の蓄積エネルギーの上昇が得られている。RF加熱による密度の上昇はなく、蓄積エネルギーの増加は温度の上昇に依っている。輻射損失はICRFの印加時間中に増加しているが、飽和傾向が見られる。また輻射損失の空間分布測定においても不純物のプラズマコア部への蓄積は観測されていない。

加熱法によるプラズマ閉じ込めの差異を見るために、閉じ込め比例則と比較した場合、ICRF単独維持プラズマもNBIにICRFを追加加熱したプラズマもNBI単独加熱[23]と同じく、ISS95閉じ込め比例則[24]の1.5倍の近傍にあり、加熱法による閉じ込め性能の差は見られな

い。ただしICRFではNBIに比べて同じパワーで高密度プラズマ維持が困難であり、またイオンの比の調整が必要である等の点でプラズマ実験への適用性はNBIに比べてむずかしいといえる。

NBIへの追加熱モードでのICRF加熱による蓄積エネルギーの上昇分をプラズマ密度に対してプロットしたものをFig. 15に示す。ICRF加熱パワーは1-1.5 MWである。広い密度範囲で蓄積エネルギーの上昇が得られている。四角のマークは2種イオンを用いた通常の加熱モードである。多数イオンがヘリウムで、少数イオンとして水素ガスパフの付加分とNBIビーム成分の水素が含まれる。NBIとの同時加熱の場合も共鳴位置をサドル点付近にセットした場合に最も効率がよく、これはICRF単独維持モードと同じである。

黒丸マークは補給ガスが水素100%のプラズマで、基本サイクロトロン周波数加熱のモードである。0.5×10¹⁹ m⁻³以下の低密度ではイオンサイクロトロン波と呼ばれる遅波の加熱も効いていると考えられるが、それ以上の密度では速波のサイクロトロン減衰による加熱である。電子のランダウ減衰が少ないことはECE(電子サイクロトロン放射測定)で電子加熱が観測されないことから判断される。この図はNBIへの追加熱のデータをまとめたものであるが、遅波と速波の加熱モードはFig. 9での結果と同じである。

高密度領域(1×10¹⁹ m⁻³以上)での速波の基本サイクロトロン周波数加熱に加熱効果が明確に見られるのは興味ある実験結果である。この速波は右旋回波であり、通常は減衰が弱く加熱には不向きであるとして使われていない。しかしLHDでは蓄積エネルギー上昇は2種イオンモードに比べて劣り、約40%程度であるものの、明確な上昇が得られている。特に水素ペレットを用いた高密度実験で加熱効果が実証されており、ペレットとガスパフとNBIビームの三者が水素であることからほとんどのイオンが水素であると考えられる。他の重いイオン種を少量混入しても共鳴位置は大差ないため、他の加熱モードは考えられない。

LHDでこの速波の基本周波数加熱モードが有効なのは2つの理由が考えられる。ひとつはNBIビームの存在による減衰の増大である。右旋回波である速波は有限ラーモア半径ρ_iの効果による減衰を受けるため、NBIビーム粒子の存在とサドル点付近の共鳴層の広さにより波動の減衰が増すことが考えられる。遅波は左旋回波で、有限温度効果(k_⊥ρ_i)による減衰項がJ₀(k_⊥ρ_i)の形で入るの対し、右旋回波の減衰項はJ₂(k_⊥ρ_i)形であり、有

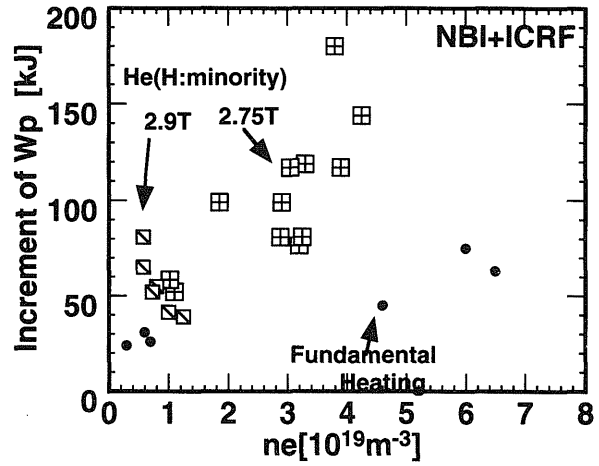


Fig. 15 Increment of stored energy by ICRF pulse from NBI heated plasma. Squares are for the two-ion heating mode and closed circles are for the fundamental cyclotron heating mode with NBI beam heating.

限ラーモア半径を持つビーム成分の垂直方向成分が減衰に効果的であるからである。ビーム成分のもつ減衰効果は波動の伝播解析の計算コードからも認められている。

もうひとつはヘリカル型装置であることによる大きな磁場のリップルと振じれの存在により速波と遅波が混在して励起され、減衰が大きくなるというものである。定量的な加熱のメカニズムの解析はこれからであるが、これもLHDでのICRF加熱の特殊性を示しているものといえる。

この基本サイクロトロン周波数の高密度プラズマの有効な加熱結果は、大型の閉じ込め装置の加熱として初めての観測である。

7. まとめ

大型ヘリカル装置(LHD)でのICRF加熱は可動型のシングルストラップのループアンテナを用いてアンテナ上下一対あたり1.5 MWを超える大電力加熱に成功している。LHDの閉じ込め磁場配位の最適化とカーボンダイバータ設置による不純物抑制により、1 MWで1分を超える長時間プラズマ加熱と保持にも成功している。アンテナの負荷抵抗値は1本あたり2-8Ωになっており、十分大きな値であり、そのアンテナ位置依存性は計算コードから得られる依存性に一致している。加熱特性はサイクロトロン共鳴位置と加熱モードに依存しており、少数イオンによる減衰が中心である。2種イオンを用いた通常の速波加熱では、ICRF単独保持とNBIプラズマへの追加熱の両モードで良い結果を得ており、NBI加熱と比

べた加熱法による閉じ込め特性の差異は見られていない。ただし高密度領域での加熱特性にNBIとの差異が見られており、今後の課題として残されている。サイクロトロン基本周波数加熱でも高いプラズマ密度領域で有効な加熱を観測しており、ヘリカル系のICRF加熱の特殊性として注目される。これらの結果はヘリカル装置におけるICRF加熱の有効性を大型装置で初めて示したといえる。また今回用いたシングルストラップのループアンテナの基本設計も適切であったことを示している。

本研究をすすめるにあたり、核融合科学研究所のスタッフ、および国内外の共同研究者の方々に多くの協力をいただきましたことに感謝申し上げます。特に京都大学の福山 淳教授、岡田浩之博士には計算コード使用に関して協力をいただきましたことをここに感謝申し上げます。

参考文献

- [1] M. Fujiwara *et al.*, *Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conference*, Sorrento, IAEA-CN-77/OV1/4 (2000).
- [2] O. Motojima *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 1843 (1999).
- [3] T. Watari *et al.*, *Proc. 18th IAEA Fusion Energy Conference*, Sorrento, IAEA-CN-77/EX8/4 (2000).
- [4] T. Mutoh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 4530 (2000).
- [5] R. Kumazawa *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. SERIES 3*, 352 (2000).
- [6] 武藤 敬他：プラズマ・核融合学会第17回年会予稿集 29aA01 (2000).
- [7] M. Sasao *et al.*, *18th IAEA Fusion Energy Conference*, Sorrento, IAEA-CN-77/EX9/1 (2000).
- [8] T. Mutoh *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. SERIES 1*, 334 (1998).
- [9] T. Mutoh *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42**, 265 (2000).
- [10] T. Mutoh *et al.*, *Nucl. Fusion* **24**, 1003 (1984).
- [11] S. Masuda *et al.*, *Nucl. Fusion* **37**, 53 (1997).
- [12] T. Watari, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, A13 (1998).
- [13] T. Mutoh *et al.*, *Fusion Technol.* **35**, 297 (1999).
- [14] R. Kumazawa *et al.*, *J. Plasma Fusion Res.* **75**, 842 (1999).
- [15] T. Seki *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. SERIES 1*, 326 (1998).
- [16] N. Noda *et al.*, *18th IAEA Fusion Energy Conference*, Sorrento, IAEA-CN-77/EX4/5 (2000).
- [17] K. Saito *et al.*, *to be published in Nucl. Fusion*.
- [18] R. Kumazawa *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. SERIES 1*, 330 (1998).
- [19] D.A. Hartmann *et al.*, *Fusion Energy* **2**, 575 (1998) (IAEA, VIENNA 1999).
- [20] H. Okada *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. SERIES 1*, 322 (1998).
- [21] A. Fukuyama *et al.*, *Nucl. Fusion* **23**, 1005 (1983).
- [22] T.H. Stix, *Waves in Plasmas* (American Institute of Physics, 1992) p.512.
- [23] H. Yamada *et al.*, *Phys. Review Lett.* **84** 1216 (2000).
- [24] U. Stroth *et al.*, *Nucl. Fusion* **36**, 1063 (1996).