研究論文

1007. JT-60Uにおける簡素化マルチジャンクション型 低域混成波ランチャーを用いた大電流駆動実験

近藤 貴*, 池田 佳隆*, 牛草 健吉*,
関 正美*, 井手 俊介*, 内藤 磨*, 安納 勝人*

(1994年 5月16日 受理)

*Large Current Drive Experiments Using Simplified Multijunction
Lower Hybrid Wave Launcher in JT-60U*

By Takashi KONDOH, Yoshitaka IKEDA,
Kenkichi USHIGUSA, Masami SEKI,
Shunsuke IDE, Osamu NAITO and Katuto ANNOU

A newly developed multijunction launcher for lower hybrid current drive (LHCD) experiments has demonstrated the largest driven current (3.6MA) in the world and a very high current drive efficiency ($\eta_{CD} = n_e R_p I_{CD} / P_{LH} = 3.5 \times 10^{19} \text{m}^{-2} \cdot \text{A/W}$). This launcher has a good current drive capability, and may simplify largely an LHCD launcher in a steady state tokamak reactor. Experiments performed by this launcher have expanded the experimental database on LHCD widely, and show that a higher current drive efficiency and a flatter driven current profile have been observed at a higher driven current.

KEYWORDS: lower hybrid current drive, multijunction launcher, current drive efficiency, driven current profile, electric current, current-drive capability, experimental data, JT-60U

I. 緒 言

トカマク方式における炉心プラズマの研究は、近年その閉じ込め性能と達成パラメータにおいて大きな進展があり、重水素(D)・三重水素(T)換算値において、入力パワーと核融合出力が等しくなるブレイクイーブンあるいは、それに匹敵するパラメータが達成され⁽¹⁾⁽²⁾、またD・Tを用いた本格的な実験も開始された⁽³⁾。しかしながら、このトカマク方式の克服すべき点は、プラズマの閉じ込めに必要なプラズマ電流を、トランスの原理で1次コイルからの電磁誘導で得るため、パルス運転となることである。これを改善し、定常的なトカマク運転を実現するため、非誘導的な電流駆動の研究が盛んに進められている。現在、低域混成

波電流駆動(LHCD)⁽⁴⁾、中性粒子ビーム電流駆動(NBCD)⁽⁵⁾、電子サイクロトロン波電流駆動(ECCD)⁽⁶⁾、速波電流駆動(FWCD)⁽⁴⁾等が非誘導電流駆動の方式として研究されている。また、プラズマ中に自発的に流れるブートストラップ電流を利用する方式⁽⁷⁾等の研究も行われている。

このうちLHCDは、JFT-2で初めての電流駆動実験⁽⁸⁾に成功して以来、多くのトカマクで実験が進められ、駆動電流、電流駆動効率および電流分布制御において他の方式に比べ最も優れた実績を持つものとなった。1986年、JT-60において大型トカマクとして最初にLHCD実験が開始され、駆動電流は2MAを達成した⁽⁹⁾。1988年には世界で最初の長パルス(～190s)電流駆動実験が超伝導

* 日本原子力研究所 (Japan At. Energy Res. Inst.)

トカマク TRIAM-1M で実証され⁽¹⁰⁾, 1990年には1hを超える電流の保持に成功した⁽¹¹⁾。また, 1991年に Tore Supra⁽¹²⁾, 1992年に JET⁽¹³⁾において, 高パワー LHCD 実験が開始され, 高パワー長パルス電流駆動および他方式との複合電流駆動実験において大きな進展があった。さらに, トロイダル方向の導波管数を増やし, 放射スペクトルを最適化するために, 低域混成波励起用アンテナとしてマルチジャンクション型ランチャー⁽¹⁴⁾が開発され, 電流駆動効率が大きく改善された⁽¹⁵⁾。LHCD はその良好な電流駆動効率と電流分布制御性により, トカマク型核融合炉の定常化のための有望な電流駆動法のひとつとして考えられるに至っている。

LHCD はプラズマ中の熱電子を高周波により加速して電流を駆動することから, プラズマ中の電子温度およびその空間分布により電流駆動特性が変化する。トカマクプラズマの電子温度はプラズマ電流に強く依存するので, LHCD の電流駆動特性は LHCD が駆動する電流により変化するようになる。高周波の伝送システムを複雑化せずに放射スペクトルを最適化して, 今まで得られていなかった大電流の非誘導電流駆動の実証とその特性を理解するために, JT-60U では新たに簡素化された高パワー入射用 LHCD ランチャーを開発した。これにより, 最大3.6MA の電流駆動に成功し, 従来までの駆動電流2MA 以下の結果だけでは, 電子温度が低いために十分理解されてい

なかった, 電流駆動特性が駆動電流の関数として明らかになった。本報では, 新たに導入した簡素化マルチジャンクション型 LHCD ランチャーによる大電流駆動実験結果を報告する。第Ⅱ章では簡素化マルチジャンクション型 LHCD ランチャーおよび実験装置の概要を, 第Ⅲ章では大電流領域での電流駆動特性を明らかにし, 第Ⅳ章で結言を述べる。

Ⅱ. 簡素化マルチジャンクションランチャーと実験装置の概要

低域混成波による電流駆動は, 高周波の持つ運動量をプラズマ中の電子に与えて加速し, 1方向に電流を生成するものである。効率よく電流駆動を行うためには, 衝突による電子の減速が起りにくい高速電子の生成が必要であり, その走行速度に対応する位相速度の速い波をプラズマ中に励起しなければならない。通常の LHCD 実験では, 光速 c に対するトロイダル方向の波の位相速度 v_{ph} の比を屈折率 $N_{||} (=c/v_{ph})$ で表わすと, $N_{||} = 1.3 \sim 2$ 程度の波を利用している。トカマク装置では, 低域混成波を励起するためのアンテナとして, 複数の導波管の開口部をトロイダル方向に配列し, その導波管毎の位相を制御して, 励起波の位相速度を制御するグリルと呼ばれる位相制御型ランチャーが, 1970年代後半にフランスの研究グループから提案され⁽¹⁶⁾, その後小型, 中型トカマク装置の実験を通じ開発されてきた。Fig. 1(1)に

Fig. 1 Development of lower hybrid wave launcher

従来型アンテナの概念図を示す。電流駆動を効率よく行うためには、波の方向性を高め、かつ位相速度の高い成分に励起スペクトルのエネルギーを集中する必要がある、アンテナのトロイダル方向(電流方向)の周期性を上げることが重要である。このことは、トロイダル方向に配列する導波管本数の増大となり、従来型ランチャーでは、個々の導波管の位相を発振器側から1本ごとに制御しなければならず、高周波装置の複雑化の問題に直面していた。

これに対し、Fig. 1(2),(3)に示すように、従来型ランチャー内の導波管に仕切板を挿入し電力分岐するとともに、電力分岐した各副導波管の管内波長を変えることで、発振器側のシステムを変えずに、ランチャーの実効的な導波管本数を増加するマルチジャンクションランチャーが、1980年代中頃にフランスのNguyen, Moreau らにより提案された⁽¹⁴⁾。この形式のアンテナは、Petula-Bで原理検証⁽¹⁷⁾(1行4列)された後、JT-60(4行24列)で電流駆動特性の有効性が確認され、現在Tore-Supra⁽¹²⁾(4行32列)、JET⁽¹³⁾(8行16列,32列)などで採用、実験が開始されている。

これらのマルチジャンクションランチャーでは、導波管内の高周波特性を劣化させる高次モードの抑制を図るため、主導波管寸法(幅)は基本モードのみが伝送されるように設計されている。このため、仕切板厚み等を考慮すると、トロイダル方向の電力分岐数は3~4程度が限界であった。一方、核融合炉においては、 α 粒子による波の吸収を避けるために、現在の2~3.7から5GHz以上のより高い周波数が必要とされている。このため導波管寸法が小さくなるので、ランチャー内で高周波放電を起こさないための入射電力密度を確保するには、ランチャー全体としては~1,000本の導波管を配列する必要がある。このため、既存のマルチジャンクションランチャーでは、位相制御等を行う伝送導波管が数100本必要であり、より簡素な構造のランチャー開発が急務であった。

励起波の方向性を向上しつつ、伝送システムを簡素化するために、今回JT-60Uでは、従来ランチャーに用いられなかったオーバーサイズ導波管

を電力分岐点の前段に挿入し、電力分岐数を従来のJT-60で行なった3分岐から12分岐に大幅に増加させた。これにより、クライストロンからマルチジャンクションランチャーまでの長さ50~80mの伝送導波管の数を64本から16本へと、1/4に大きく削減することができた。Fig. 1(4)に概念図を示す。挿入したオーバーサイズ導波管は、発振器側から入射する基本モードの波面が、電力分岐面ではほぼ平行となるように設計することにより、電力分岐面での波面の差から生ずる高次モードを抑制している。実際のプラズマ入射実験時にはランチャー先端から反射波が戻ってくるが、模擬負荷を用いた基礎実験の結果、プラズマからの反射率が数%以下であれば、高周波特性に対する高次モードの影響を無視できることが明らかとなっている。また、分割数の増大とともに、各副導波管のプラズマに対する散乱マトリックスが均一に近づくことから、高次モードの影響は無視できる。

モジュールの電力分岐数は、JT-60のランチャー全体の寸法制限(ポート幅)、電流駆動効率に対する励起スペクトルの依存性、入射電力密度、製作性の観点から決めた。また、周期性の改善による電流駆動効率の向上も考慮し12分割を採用した。また副導波管内側寸法は120mm×12mm、仕切板厚さ2.5mmであり、JT-60で得られた、入射電力密度2.5~3kW/cm²から評価すると、この電力分岐モジュールをトロイダル、ポロイダル方向に4段4列に配列する本アンテナにより6~8MWの入射電力が期待できる。Photo. 1に本アンテナの写真を示す。

トロイダル方向に48本の導波管を配列するランチャーを実現した結果、Fig. 2に示すように、従来のJT-60の4行24列のマルチジャンクションランチャーと比べ、シャープな波が励起でき、同時に、励起された波の方向性も約90%から95%に向上することが期待される。また、トロイダル方向のモジュール間の位相を制御することで、方向性を保ったまま、2つのピークを持つ複合スペクトルを励起できる。これは、各モジュール単体が励起するスペクトルと、4列のモジュールを1つの位相制御アンテナとして励起するスペクトルの差

Photo. 1 Newly developed simplified multi-junction launcher with 16 sets of 12 subwaveguides

から生ずるものである。複合スペクトルによる電流分布制御は、通常2つのランチャーから別々のスペクトルを放射することによって行われているが⁽²¹⁾、簡素化された構造のランチャーにおいては、単体で複合スペクトルによる電流分布制御が

Fig. 2 Wave spectra of newly developed launcher (Grill V) and old launcher (Grill IV) as a function of phase between adjacent modules

期待できることを示している。なお、副導波管の管内波長は、周波数により制御できるため、JT-60低域混成波装置の特徴である周波数制御により、高い方向性を保ったまま、広い領域で位相速度(屈折率)を変化できるものとなっている。

実験はJT-60U($R_p=3.4\text{m}$, $a=1\text{m}$, $\kappa=1.4$)のHe放電を用い、プラズマ電流 $I_p=1.2\sim 3.6\text{MA}$ 、トロイダル磁場 $B_t=3\sim 4\text{T}$ 、線平均電子密度 $n_e=0.8\sim 2\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ の領域で行った。2GHzの低域混成波を用い、プラズマからの硬X線分布はトラス接線方向に視野を持つ1チャンネルとポロイダル断面に垂直方向から7チャンネルのNaI(Tl)シンチレータアレイ(0.08~1.2MeV)で測定した。

III. 実験結果

今回導入した簡素化マルチジャンクション型ランチャーの基本的な電流駆動特性は、すでに文献(18)で報告されており、低電流領域での実験でこのランチャーが予想通りの位相速度分布を持つ低域混成波を励起していることが明らかにされている。本報では、特に高パワー入射による大電流駆動時の電流駆動特性を報告する。

完全な電流駆動は、外部からのフラックスの供給なしで放電が定常的に維持されなければならない。このため、LHCD実験では、トカマクの1次電源をオフし、LHCDのみによって放電を維持する実験が行われる場合がある。Fig. 3は、そのような実験の例であり、通常のオーミック放電によりプラズマ電流1.2MAの放電を生成し、時刻 $t=2.5\sim 12\text{s}$ の間で1次電源の電流を一定に保持し、1次電源からのフラックス供給を止めたものである。1次電源からのフラックス供給がなくなると、プラズマ電流はプラズマが持つ L/R 時定数で時間的に減少している。時刻 $t=4\text{s}$ から約3MWのLHCDパワーを入射し放電の保持を試みた。図中の破線(w/o LH)は時刻 $t=4.5\text{s}$ でLHCDパワーが切れたため、プラズマ電流が減少し続け消滅に至った例である。

実線に示されているように、LHCDパワーが正常に入射されると、電子密度 $1.2\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ でプラズマ電流が一定に保持されている。この時の電流駆動効率は $\eta_{CD}=n_e R_p I_{CD}/P_{LH}=1.25\times 10^{19}$

Fig. 3 Temporal evolution of plasma parameters with and without LH showing plasma current I_p , loop voltage V_L , line averaged electron density n_e , lower hybrid power P_{LH}

$m^{-2} \cdot A/W$ であり、1次電源をオフせずにプラズマ表面での1周電圧の減少から評価する実験で得られる値とほぼ同じ値である。

LHCDにより保持された放電の後半では、プラズマ内部インダクタンスがほぼ定常状態に達しており、電子密度、放射損失、不純物蓄積量等の諸量もほぼ定常値を維持していることから、LHCDを続ければこのまま放電が定常的に維持できることが予想される。

LHCDによる大電流駆動の実験においても同様の条件で行わなければならないが、プラズマ電流が3MAを越える大電流の放電では、以下に示す理由により長パルスのLHCD実験や、1次電源をオフする実験が困難である。まず、JT-60Uの放電時間に制限(15s以内)があり、プラズマ電流が3MAを越える大電流を安定に立ち上げ/立ち下げるのに多くの時間が必要である。特に電子密度が $1.5 \times 10^{19} m^{-3}$ 程度の低密度領域の大電流放電では、ロックモード不安定性⁽¹⁹⁾の回避のために電流立ち上げ速度を遅くする必要がある。このことから、大電流領域でのLHCD実験は短パルス実験にならざるを得ない。

次に、1次電源なしの放電では、何等かの原因でプラズマが不安定になった場合に急速な電流消滅(ディスラプション)に至る確率が高いと予想される。特に大電流放電時には、この急速な電流消滅により真空容器等に大きな応力がかかる可能性があり、装置の保護上十分な安定性が確認されなければならない。今回のように従来の領域をはるかに越えるような大電流での試みの場合には、1次電源なしの大電流放電の実施は困難である。以上の理由により、今回の大電流駆動実験では、短パルスで1次電源をオフせずに1周電圧の減少から非誘導電流駆動量を評価した。

Fig. 4は、プラズマ電流3.5MA、電子密度 $\sim 10^{19} m^{-3}$ の放電に約4MWのLHCDパワーを1s入射した例である。LHCD中プラズマ表面の1周電圧は負となり、磁気エネルギーがプラズマから1次電源へ逆流しているのがわかる。電子密度、プラズマ蓄積エネルギー、放射損失等の諸量はおおむねLHCD中に定常値に達しているが、プラズマ内部のインダクタンスは減少しつつあり、プラズマ中の電流分布が1sのLHCD中では定常に達していないことを示している。LHCD

Fig. 4 Typical wave form of LH power P_{LH} , surface loop voltage V_L , line averaged electron density n_e , stored energy W , radiation power P_{rad} and internal inductance l_i in 3.5MA full current drive discharge

中、放電は安定であり、LHCD パワー入射に伴う不純物の大幅な混入や高速電子の直接的な損失に伴う局所的な第一壁熱負荷の増大も観測されていない。1周電圧から電流駆動量を正確に評価する場合には、プラズマ磁気エネルギーの変化を考慮しなければならない。プラズマ表面の1周電圧は次式で記述される⁽²⁰⁾。

$$V_s = R_Q(I_p - I_{CD}) + \frac{1}{4} \mu_0 R_p I_p \frac{dl_i}{dt} \quad (1)$$

ここで、 R_Q : プラズマ電気抵抗

I_p : プラズマ電流

I_{CD} : 非誘導電流, R_p : 大半径

l_i : プラズマ内部インダクタンス

第1項は1周電圧の抵抗成分を、また、第2項は誘導成分を表す。第2項は大半径とプラズマ電流に比例することから、特に大型装置での大電流駆動実験の場合には無視できない。第2項による寄与を正確に求めるために、LHCD 実験に用いた平衡配位と同じ条件のオーミック放電を行い、1周電圧に与えるインダクタンスの時間変化の効果を調べた。Fig. 5 は、3MA のオーミック放電の電流フラットトップでの1周電圧を内部インダクタンス時間変化に対して描いたものである。実験結果は、 $V_s(V) \sim 0.67 + 2.67 dl_i/dt$ で近似できる。ここで、0.67はこのプラズマの抵抗成分による1周電圧が0.67Vであることを示している。(1)式からわかるように、式第2項の係数 $C_i = 2.67$ は電流に比例するので、本報では、この実験で得られた係数 $C_i = 2.67$ に電流の違いを考慮して、1周電圧における誘導成分を求め、補正を行うこととした((1)式第2項に直接数値を入れて

Fig. 5 Loop voltage vs. dl_i/dt in ohmic discharge

求められる係数と実験で得られた係数とは一致しない。これは、(1)式が円柱近似で得られる式であることと内部インダクタンスの定義の違いから生じる)。

Fig. 6 は、電子密度 $\sim 10^{19} \text{m}^{-3}$ の 3MA 放電に LHCD パワーを変えてプラズマ表面の1周電圧の減少率を測定したもので、○は誘導成分の補正をしない場合、●は上記の手法で補正した場合を表わしている。約4MWで表面の1周電圧がゼロとなるが、1周電圧の抵抗成分が完全にはなくなるには、さらにLHCD パワーを入射しなければならない。図から推察されるように、誘導成分の補正は入射パワーにほぼ比例している。LHCD 中の1周電圧とLHCD パワーの関係がASDEXにより調べられており⁽²¹⁾、直流オーミック電場の効果が明らかにされている。特に、逆電場がかかる場合(表面の1周電圧の減少率 $|\Delta V|/V_{OH}$ が1を超える場合)には電流駆動効率が減少するので、本実験のように内部インダクタンスの変化に伴う逆電場の効果が大きい場合は、1周電圧の抵抗成分をゼロにするには一層のLHCD パワーが必要となる。

Fig. 6 $\Delta V/V_{OH}$ vs. LH power with and without correction of dl_i/dt

LHCD により1周電圧の抵抗成分がゼロ以下となり、全電流が完全にLHCD のみによって駆動されている場合の電流駆動効率を評価した。Fig. 7 は、そのようなデータだけを集め、電流駆動積($=n_e R_p I_{CD}$)を入射パワーに対して描いたもので、●が今回のJT-60Uの結果、○がJT-60の実験結果である。図中の実線は電流駆動効率を表す。今回の高パワー入射実験により、電流駆動積が $1.73 \times 10^{20} \text{m}^{-2} \cdot \text{MA}$ に増大した(従来の最高値は $1.25 \times 10^{20} \text{m}^{-2} \cdot \text{MA}$)。Fig. 7 において、4.5MW程

度まで電流駆動積が $(0.3 \sim 0.4) \times 10^{20} \text{m}^{-2} \cdot \text{MA}$ を示す一連の結果があるが、これらはプラズマ電流が1.2 MAの低電流放電に高パワー入射した例で、非誘導電流が制御値1.2 MAを越えたために1次電源回路が大きな逆方向の直流電場を発生し駆動効率が低下したものである。

Fig. 7 Current drive product $\bar{n}_e R_p I_{CD}$ vs. LH power

Fig. 8は簡素化ランチャーを用いて得られた電流駆動効率を駆動電流に対して描いたものである。簡素化ランチャーを用いた実験により最大駆動電流3.6 MAを達成した。これは、1987年にJT-60が達成し、また1992年のJT-60UおよびJETのLHCDとICRFの複合実験で達成された2 MAの駆動電流を大きく上回る結果である。得られた電流駆動効率は $\eta_{CD} = 3.5 \times 10^{19} \text{m}^{-2} \cdot \text{A/W}$ であり、LHCD単独実験で観測された従来の最高値($\eta_{CD} = 3.4 \times 10^{19} \text{m}^{-2} \cdot \text{A/W}$, JT-60⁽²²⁾, 1989年)を僅かながら上回るものである(JETのLHCDとICRFの複合実験では、 $\eta_{CD} = 4 \times 10^{19} \text{m}^{-2} \cdot \text{A/W}$ という報告がなされている⁽¹³⁾)。これらの結果は、本方式により構造を簡素化できると同時に、波の方向性、スベ

Fig. 8 Current drive efficiency as a function of driven current

クトルのシャープさを向上することができ、従来の方式と同等あるいはそれを上回る性能を示すもので、将来の装置の大型化に際して本方式は極めて有効であるといえる。

Fig. 8に示されている電流駆動効率には大きなバラツキがみられるものの、高い駆動電流時に良好な電流駆動効率が観測され、電流の増大とともに電流駆動効率が改善される傾向が見られる。電流駆動効率の大きなバラツキの一つの原因は、先に述べた直流電場の影響であり⁽²¹⁾、低電流時では高パワー入射時に駆動電流がプラズマ電流以上となり発生する逆電場の効果、また大電流時には内部インダクタンスの変化に伴う誘導逆電場の効果が影響している。JT-60の実験により、電流駆動効率がプラズマ中の不純物量や電子温度に依存することが明らかにされ、電流駆動効率に関する比例則が示されている⁽²³⁾。

Fig. 9は今回得られた実験結果を電流駆動効率に関する比例則と比較したもので、参考のためJT-60の結果を○印で併記した。ここで、 $\langle T_e \rangle$ は体積平均電子温度で Z_{eff} は実効的イオン電荷数を表す。今回得られた電流駆動効率は、比例則に比べ若干高い傾向にあるが、従来の比例則におおむね一致している。このことから、駆動電流の増大による電流駆動効率の改善は、電子温度の上昇によると理解することができる。これは、従来の実験結果と矛盾するものではなく、入射した波の位相速度とプラズマ中の電子の熱速度の差に起因するという考えで説明できる⁽²⁴⁾。電流駆動効率が電子温度、駆動電流とともに増大することから、トカマク炉心プラズマのような高温、大電流プラズマのLHCDではさらに高い駆動効率を期待できる。今後大電流の炉心級のプラズマでの

Fig. 9 Current drive efficiency as a function of $12 \langle T_e \rangle / (5 + Z_{eff})$

LHCDの駆動効率を予測するための重要な知見が得られた。

大電流のLHCD中にプラズマ内部インダクタンスが減少し、1周電圧に対する誘導逆電場の影響が無視できないことを前に述べた。プラズマの内部インダクタンスが減少することは、プラズマ中の電流分布がLHCDによって平坦化されていることを示している。Fig. 10は、LHCDによる1周電圧の減少分が、 $|\Delta V|/V_{OH} \sim 1.0$ と限定した時の内部インダクタンスの時間変化率とプラズマ電流との関係を調べたものである。プラズマ電流の増大とともに内部インダクタンスの時間減少率が大きくなり、より平坦な電流分布が形成されていることを示している。このことは、LHCDにより生成される高速電子の空間分布測定からでも同様な結果が得られる。

Fig. 10 dl/dt vs. I_p for full current drive discharges

Fig. 11(a)は、異なる駆動電流のプラズマから放射された硬X線強度の空間分布を表わしており、LH波により生成された高速電子の空間分布を近似的に表わすものである。駆動電流が大きくなるに従い、LH波によって生成される高速電子の空間分布が平坦になっていることが明瞭に示されている。このことから、駆動電流の増大とともに、LHCDで駆動される電流分布が平坦になっていることが示唆される。硬X線強度のピーク度 $I_{HX0}/\langle I_{HX} \rangle$ （ここでは、全チャンネルの信号の平均値に対する中心チャンネルの信号強度の比で定義した）の電流依存性をFig. 11(b)に示す。駆動電流の増大とともに硬X線の分布が平坦になっており、内部インダクタンスの時間変化率の駆動電流依存

性(Fig. 10)と定性的に一致している。

駆動電流の増大とともに駆動される電流分布が平坦化することは、将来の大電流の炉心プラズマにおいては、さらに平坦もしくはホローな電流分布が形成されることを示唆している。この現象は、非誘導電流駆動による電流分布の制御の観点からは必ずしも好ましいものではない。超高温の炉心プラズマでの理論計算では、LHCDは比較的電子温度が低い(10 keV以下程度)周辺部のみに電流が流れると予測されている。今回観測された結果はこの予測と関連している可能性がある。すなわち、駆動電流の増大とともに電子温度が増大し、その分布も平坦になる傾向にある。したがって、低電流時に主に電流が流れていた中心部に相当する電子温度が、電流の増大とともに周辺部へ移動するので、LH波が吸収される領域が周辺部へ移動し、平坦な駆動電流分布が形成されると解釈することができる。しかし、1.2 MAの駆動電流時の体積平均電子温度が約1 keVに対し、3.6 MAの場合でもせいぜい2.5 keV程度であり、入射されたLH波の位相速度に相当する電子の運動エネルギーである数10～数100 keVに比べて両者とも十分小さい。これは、スペクトルギャップの

Fig. 11 Hard X-ray spatial profiles for a photon energy above 100 keV as a parameter of plasma current (a) and Hard X-ray peakedness vs. plasma current (b)

問題⁽²⁵⁾と呼ばれ, LH波の位相速度がプラズマ中を伝播するうちに減少して, 数 keV の電子温度のバルク電子と相互作用する機構が存在するものと考えられている。体積平均温度が 1 keV から 2.5 keV に変わっただけで, 駆動される空間分布が大きく変化している点については, このスペクトルギャップの問題の観点から, さらに物理機構の解明が必要である。また, 駆動電流の増大とともに, プラズマ中での LH 波の伝播特性が変化し, 駆動電流分布が変わるという解釈も可能である。今後さらに実験を進め, 炉心プラズマでの予測を可能にする研究を行う必要がある。

IV. 結 言

オーバーサイズ導波管を用いて簡素化した低域混成波電流駆動用ランチャーを開発し, 従来の方式に比べ高周波伝送導波管を 1/4 に削減することができた。これを用いた実験により, 従来の最高値を 1.8 倍上回る 3.6 MA の電流駆動に成功し, $3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-2} \cdot \text{A/W}$ の高い電流駆動効率を達成した。これらの結果は, 構造は簡素でありながら高性能のランチャーが実現可能であることを示すもので, 将来の定常核融合炉の低域混成波電流駆動システムを大きく合理化する見通しを得た。このランチャーを用いた一連の大電流駆動実験において, 実験データベースを 3.6 MA の駆動電流まで大きく拡大することができた。その結果, 駆動電流の増大とともに電流駆動効率が向上し, 駆動される電流分布が平坦化することを見出した。

本報をまとめるに当たり, 有益なご助言を頂いた日本原子力研究所 炉心プラズマ研究部 岸本 浩部長, 炉心プラズマ第一実験室 二宮博正室長, 炉心プラズマ第二実験室 嶋田道也室長, 核融合装置試験部 RF 装置試験室 山本 巧室長, RF 加熱研究室 今井 剛室長ならびに, 住友重機の小西一正氏に感謝の意を表します。

—参考文献—

- (1) NAITO, O., *et al.* : *Plasma Phys. Control. Fusion*, **35**, Supple., B215 (1993).
- (2) JET Team : *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. of 14th Int. Conf. Wurzburg, 1992)* Vol. 1, p.15 (1993), IAEA.
- (3) HAWRYLUK, R. J., *et al.* : Internal Rep. PPPL-2977 (1994).
- (4) 前川 孝, 大久保邦三 : 核融合研究, **63**, 5 (1990).
- (5) 松岡 守 : 同 上, **63**, 91 (1990).
- (6) 嘩道 恭 : 同 上, **63**, 39 (1990).
- (7) 菊池 満, 他 : 原子力誌, **32**(10), 950 (1990).
- (8) YAMAMOTO, T., *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 716 (1980).
- (9) YOSHINO, R., *et al.* : *Plasma Phys. Control. Fusion*, **29**, 1377 (1987).
- (10) ITOH, S., *et al.* : *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. of 12th Int. Conf. Nice, 1988)*, Vol. 1, p. 629 (1989), IAEA.
- (11) ITOH, S., *et al.* : *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. of 13th Int. Conf. Washington D. C., 1990)*, Vol.1, p.733 (1991), IAEA.
- (12) MOREAU, D. : *Plasma Phys. Control. Fusion*, **33**, 1621 (1991).
- (13) GORMEZANO, C., *et al.* : *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. of 14th Int. Conf., Wurzburg, 1992)*, Vol. 1, p. 587 (1993), IAEA.
- (14) NGUYEN, T., MOREAU, D. : *Proc. of 12th Symp. on Fusion Technology*, Vol. 2, p. 1381 (1982).
- (15) IKEDA, Y., *et al.* : *Plasma Devices Operations*, **1**, 151 (1991).
- (16) BRAMBILLA, M. : *Nucl. Fusion*, **19**, 1343 (1979).
- (17) GORMEZANO, C., *et al.* : *ibid.*, **25**, 419 (1985).
- (18) IKEDA, Y., *et al.* : *Fusion Eng. Des.*, **24**, 287 (1994).
- (19) YOSHINO, R., *et al.* : Ref. (13), Vol. 1, p. 405.
- (20) Equipe TFR : *Nucl. Fusion*, **18**, 647 (1978).
- (21) LEUTERER, F., *et al.* : *Nucl. Fusion*, **31**, 2315 (1991).
- (22) NAGAMI, M., *et al.* : *Plasma Phys. Control. Fusion*, **31**, 1597 (1989).
- (23) USHIGUSA, K., *et al.* : *Nucl. Fusion*, **29**, 1052 (1989).
- (24) IMAI, T., *et al.* : Ref. (11), Vol. 1, p. 645.
- (25) IDE, S., *et al.* : *Nucl. Fusion*, **32**, 282 (1992).