

速波を用いたヘリカルプラズマの
電流分布制御の検討

竹内 伯夫

名古屋大学図書



11512962

<目次>

第1章 序章	1
1-1 エネルギーと核融合研究	1
1-1-1 エネルギー資源の問題	1
1-1-2 核融合発電について	4
1-2 非誘導電流駆動の研究	9
1-2-1 非誘導電流駆動の必要性	9
1-2-2 低域混成波電流駆動	10
1-2-3 電子サイクロトロン電流駆動	11
1-2-4 中性粒子ビーム電流駆動	12
1-2-5 速波電流駆動	13
1-3 ブートストラップ電流	14
1-4 加熱・電流駆動用進行波アンテナの開発	15
1-5 本研究の目的	16
1-6 波の減衰機構	17
1-6-1 準線形 Fokker-Planck 方程式	17
1-6-2 イオン・サイクロトロン減衰と高次高調波減衰	18
1-6-3 電子 Landau 減衰と走行時間減衰	19
1-7 本論文の構成	21
第2章 大型ヘリカル装置における電流分布制御の提案	26
2-1 大型ヘリカル装置	26
2-2 電流駆動による MHD 安定化の検討	28
2-2-1 研究の背景	28
2-2-2 非誘導電流駆動による MHD 安定性の改善	30
2-2-3 電流駆動の評価	32
2-2-4 コムラインアンテナの提案	36
第3章 加熱電流駆動用進行波アンテナの設計と試験	43
3-1 はじめに	43
3-2 コムラインアンテナの原理	44
3-2-1 L字型アンテナの基本原理	44

3-2-2	T字型アンテナの原理 (LHD モデル)	52
3-3	模型アンテナ試験	63
3-3-1	模型アンテナについて	63
3-3-2	模型アンテナの基本性質	65
3-3-3	給電位置に関する最適化	68
3-3-4	アンテナの評価	70
3-3-5	プラズマの模擬試験	73
3-4	実機アンテナ試験 (導体支柱)	75
3-4-1	実機アンテナの基本性質	75
3-4-2	給電位置の決定	78
3-4-3	インピーダンス整合	83
3-4-4	実機アンテナ試験 (絶縁体支柱)	86
3-5	実験結果まとめ	90
3-6	アンテナ・インピーダンス計算	91
3-7	リング型電力合成器	95
3-8	本章のまとめ	98
	第3章付録	99

第4章 光線追跡法による電子加熱の評価 103

4-1	はじめに	103
4-2	速波の分散式	104
4-3	光線追跡法の原理	110
4-4	計算パラメータと適用妥当性	111
4-5	計算結果	114
4-5-1	電子加熱評価	114
4-5-2	k_{\parallel} アップシフト	117
4-6	本章のまとめ	118

第5章 LHD プラズマ電子加熱実験 121

5-1	はじめに	121
5-2	高 T_E 電子加熱実験	122
5-3	高次高調波電子加熱実験	126
5-3-1	He プラズマ実験	126
5-3-2	H プラズマ実験	128
5-4	本章のまとめ	132

第6章 総括	135
6-1 本研究のまとめ	135
6-2 今後の展望	135

第1章 序章

1-1 エネルギーと核融合研究

1-1-1 エネルギー資源の問題

エネルギーは生活・経済活動にとって重要であり、人類は様々な形でエネルギー源を開発し、それとともに文明を発達させてきた。今日における世界全体のエネルギー消費を国別、地域別に見てみると、日本以外のアジア地域の占有率が徐々に高まってきている。これはアジア地域におけるエネルギー消費が近年先進工業国と入れ替わって急増しているからである。図 1-1 に 1997 年から 2020 年までに推定される世界各地域の一次エネルギー需要の伸びを示す[1]。

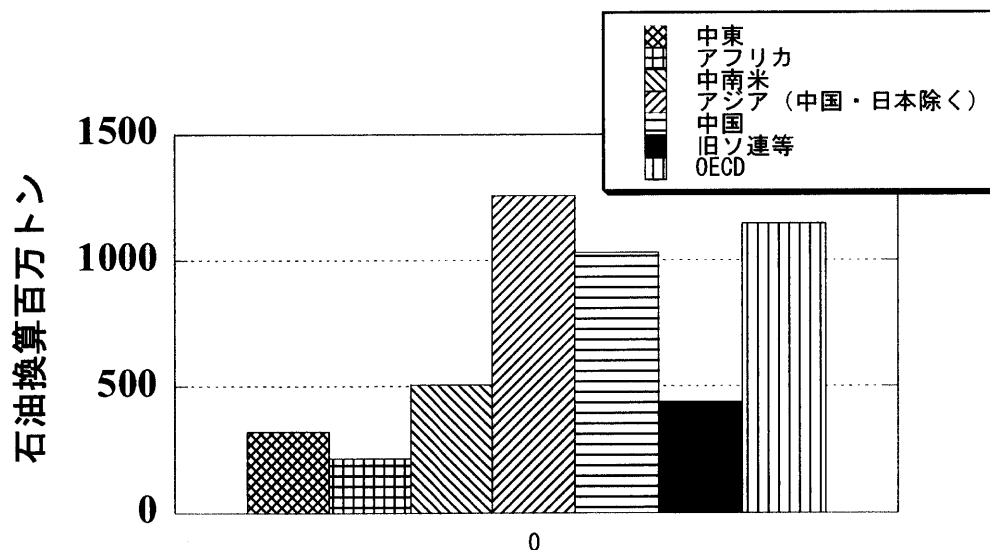


図 1-1 に 1997 年から 2020 年までに推定される世界各地域の一次エネルギー需要の伸び。アジアとは韓国、台湾、アセアン、インド等。日本を除くアジアや OECD (Organization for Economic Cooperation and Development : 経済協力開発機構) の伸びが著しい。これは発展途上国の経済成長に伴い、エネルギー需要が増えていることを示している。世界全体では 4967 石油換算百万トン増加している。

一次エネルギーとは、石油、石炭、天然ガス、水力、原子力 (ウラン)、風力、太陽光など、自然界から直接得ることができ、加工する前のエネルギー源のこと

である。図 1-1 は 1997 年から 2020 年までの推定値を示しているが、2020 年の見通しにおいて中国の石油依存度が 3 割弱であることを想定している。ただし環境配慮により脱石炭化が進むと、石油消費の伸びおよびそれらに占めるアジアの占有率は更に拡大する見込みである。次に世界における 2000 年までの一次エネルギー供給の変遷と 2100 年までの推定値を図 1-2 に示す。ただし図において 2000 年末までは実績、2001 年からは超長期世界エネルギー需給モデル (WING モデル) による推計値である[2-4]。2000 年における一次エネルギー構成を割合で示すと、石油 37.9%、石炭 28.0%、天然ガス 21.1%、水力 6.5%、原子力 6.2%である。この図から現在石油が世界の一次エネルギーにおいて大きな役割を持っていることが分かる。また図 1-1 と図 1-2 から、今後世界でエネルギー需要が大きくなっていることが分かる。

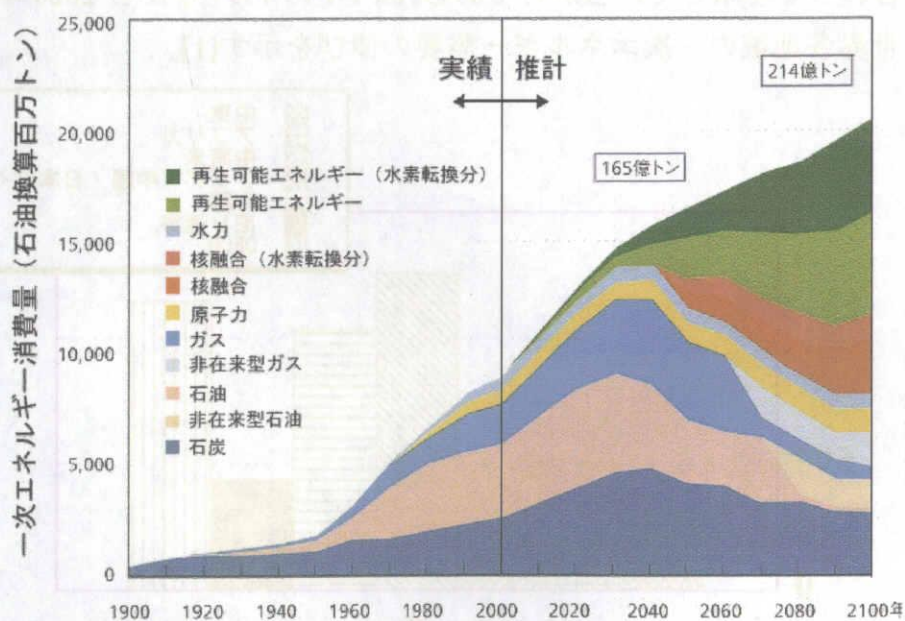


図 1-2 世界における 2000 年までの一次エネルギー供給の変遷と 2100 年までの推定値。二酸化炭素を十分低く抑えるという条件を課した場合のシミュレーション。今日主要なエネルギー源として使用されている石油は 2070 年頃から非在来型石油に代わる。2100 年には世界のエネルギー消費量の 10-20%程度を核融合エネルギーで賄っていると予想している。ただし、そのためには核融合の早期実現と発電単価を安くする必要があることが指摘されている。

一方、石油や石炭などの資源の枯渇や地球温暖化問題の顕在化により、エネルギー問題は人類全体の将来に関わる重大な課題として認識されてきた。BP 統計によると[5]、2003 年末の世界の原油確認埋蔵量は約 1.2×10^{12} barrel で、そのうち 63% は中東に集中している。しかし確認埋蔵量は評価時点における技術的・経済的極度の中で採取できるエネルギー量を表すため、採取技術の進歩や費用の変化によって変動する。また、究極可採資源量の推定値は諸説あり、たとえば石油鉱業連盟による 3.0×10^{12} barrel (2002 年時点) や米国地質調査所 (USGS) による 3.3×10^{12} barrel (2000 年時点) などがある。このうち石油鉱業連盟によると 8.5×10^{11} barrel、USGS によると 7.2×10^{11} barrel はすでに生産されたとされている。ここで究極可採資源量とは累計生産量 (すでに生産し消費した量) + 確認埋蔵量 (技術的・経済的に生産可能なもののうち確認されている量) + 埋蔵量成長 (回収技術の進歩等により追加される可採量) + 未発見資源量を意味する。表 1-1 に石油の究極可採資源量の一覧を示す。いずれの説においても現存可採資源量は究極可採資源量の 61-81% であり、今後エネルギー需要が増えることを考えると石油の枯渇が心配されている。

表 1-1 石油の究極可採資源量[6]

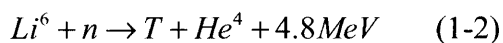
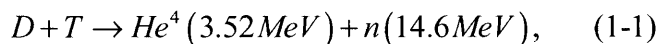
各説による累計生産量、確認埋蔵量、埋蔵量成長、未発見資源量、究極可採資源量、現存可採資源量。単位： 10^{11} barrel

	累計生産量 ①	確認埋蔵量 ②	埋蔵量成長 ③	未発見資源量 ④	究極可採資源量 ①+②+③+④	現存可採資源量 ②+③+④
USGS (2000)	7.17	9.59	7.30	9.39	33.45	26.28
Campbell (1996)	7.61	8.00		1.89	17.50	9.89
Masters, <i>et al</i> (1994)	6.99	11.93		5.73	26.65	17.66
Laherrere (1994)	7.00	7.00		4.00	18.00	11.00
Murris (1992)	6.00	10.00	5.00	4.00	25.00	19.00
Roadiofer (1986)	5.00	8.00		7.00	20.00	15.00
Halbouty (1981)	4.65	7.50		12.10	24.25	19.60
石油鉱業連盟(2002)	8.50	9.08	4.71	7.79	30.08	21.58
石油鉱業連盟(1997)	7.57	9.15		4.00	20.72	13.15

また、石油、石炭、天然ガスなどの化石燃料は燃料の枯渇の問題に加え、二酸化炭素排出による地球温暖化への影響が懸念されており、地域的に偏在していることも考慮すると恒久的なエネルギー源となり得ないと考えられている。現在それに代わるエネルギー源として、核融合発電、太陽光発電、風力発電、バイオマスエネルギーなどが注目されている。特に核融合発電は燃料となる重水素 D は水素の同位体であり、海水中の水素の 0.015% 存在しているため、きわめて豊富に存在する。20 世紀中葉に核融合発電が実現できて発電単価を安くすることが可能となれば、2100 年には世界の全供給エネルギーの 17.8% を担うことになることと計算されている (図 1-2 参照)。そのため世界中で核融合研究が盛んに行われている。

1 - 1 - 2 核融合発電について

核融合反応とは、2 つ以上の原子核がより大きな原子番号の原子核に変化する反応をいう。他の反応と比べて核融合反応断面積が大きい反応は重水素 D と三重水素 T の反応であり、その反応式は



で表される。式(1-1)のように重水素とトリチウムの核融合反応 (D-T 反応) において 3.52MeV のエネルギーを有するアルファ粒子 He^4 と 14.6MeV のエネルギーを有する中性子 n が放出される。ここで $1eV=1.6021 \times 10^{-19}J=1.16 \times 10^4K$ である。また、D-T 反応において放出される高速中性子のエネルギーはリシウム Li のブランケット (熱を取る構造物) に伝達する。式(1-2)の反応によってさらにエネルギーが取り出され、同時に三重水素は増殖する。さらに D-T 反応において放出されるアルファ粒子の運動エネルギーによってプラズマは加熱される。アルファ粒子はその後ダイバータを通じてヘリウム原子となって排出される。一例として図 1-3 に核融合発電の概念図を示す。ブランケットから出る熱い液体リシウムが液体カリウムにおいて熱変換され、さらに水による熱交換で水蒸気発電タービンを回すことが提案されている。

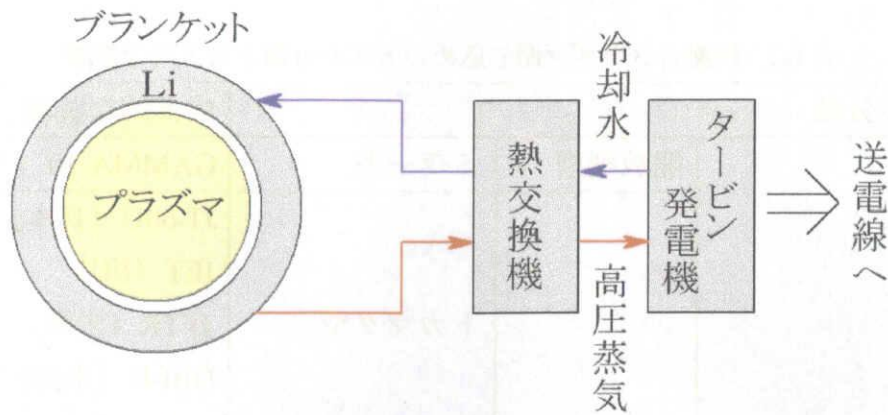


図 1-3 核融合発電の概念図

プラズマで重水素とトリチウムの核融合反応が起き、アルファ粒子と中性子が生成される。ブランケットにおいて中性子から伝達された熱を利用して冷却水を高圧蒸気にし、その後タービンを回して発電する。

ここで核融合発電の安全性について考える。式(1-1)で示したような核融合反応を起こすためにはプラズマを閉じ込めておく必要がある。そのため核分裂反応で心配されるような核反応の暴走は起こらない。ただし閉じ込めるべき放射性物質はトリチウムであり、水と共に摂取されて体内被ばくを引き起こす可能性があるため、その取扱には十分注意を払う必要がある。しかし生物学的危機性を定量的に表す潜在的放射性リスク指数（BHP：Biological Hazard Potential）は、原子炉と比べて1000分の1であり、より高い安心感が持てる。BHPは、炉内に滞在する放射性核種の量（Ci）を放射性核種の空気中最大許容濃度（MPC）（ Bq/m^3 ）で割った値、つまり炉内に滞在する放射性核種をMPCまで薄めるのに必要な空気の容積（ m^3 ）として定義される[7]。

次に放射性廃棄物について、核融合炉では核融合反応で発生した中性子に照射されるブランケットの構造材質が放射性廃棄物となる。このような炉構造材には放射化が少ないフェライト鋼、バナジウム合金などの金属材料が開発されている。その全てが低レベル廃棄物であり、現在の原子力発電所の低レベル廃棄物と同じように、既に確立された技術を用いて廃棄できると考えられる。

現在主として行われている核融合発電の研究の方式は、トカマク型磁場閉じ込め方式、ヘリカル型磁場閉じ込め方式、レーザー型慣性閉じ込め方式の3方式である。核融合プラズマ閉じ込めの方式の分類と代表的な研究機関を表1-2にまとめた。

表 1-2 核融合プラズマ閉じ込め方式の分類と代表的な装置

方式の分類		代表的な装置	
磁場閉じ込め方式	開放端型	ミラー型 GAMMA-10 (日本)	
	閉端型	トカマク型	JT-60U (日本) JET (EU) TFTR (米国) DIII-D (米国) ITER (開発中)
		球状トカマク型	NSTX (米国) TST-2 (日本) MAST (米国)
		ヘリカル型	LHD (日本) W7-AS (独逸)
		逆転磁場型	TPE-RX (日本)
慣性閉じ込め方式	レーザー型	激光 XII 号 (日本) NIF (米国)	

磁気閉じ込め方式は、荷電粒子の集まりであるプラズマが磁力線に巻き付きながら運動するという特性を利用して高温・高密度プラズマを閉じ込める方式であり、軸対称の磁場配位を有するトカマク型と螺旋状の磁場コイルを有するヘリカル型の2つの装置に代表される。世界の主な大型のトカマク型装置は JT-60U (日本) [8]、JET (EU) [9]、TFTR (米国) [10]、DIII-D (米国) [11]などがあり、また現在開発中の国際熱核融合実験炉 (ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor) [12-13]もトカマク型装置である。また最近では球状トカマク型装置も実績を上げている。世界の主な球状トカマク型装置は、NSTX (米国) [14]や TST-2 (日本) [15]などがある。大型のヘリカル型装置は LHD (日本) [16]、W7-AS (独逸) [17]などがある。

一方、慣性閉じ込め方式は、大出力レーザーを用いて固体燃料を急速に加熱圧縮し、プラズマが膨張するまでの短時間に核融合反応を実現する方式である。世界の主な大型のレーザー慣性閉じ込め装置は激光 XII 号 (日本) [18]や NIF (米国) [19]などがある。固体密度の 600 倍に達する高密度爆縮の実現に加え、最近では高

速点火法の採用により、爆縮と中心の自動点火の過程とを分離して爆縮に伴う困難さを劇的に減らすことが期待されている[20]。

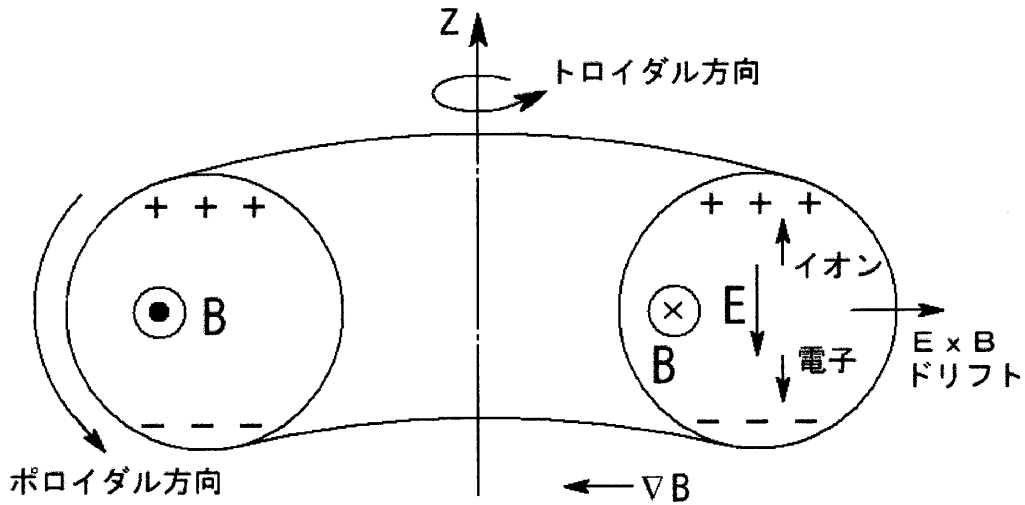


図 1-4 単純トーラスの概念図

磁力線が閉じた円環状であるような単純トーラスでは、磁場が小半径に反比例して変化する。結果として生ずる $\vec{\nabla}B$ ドリフトは垂直方向に電荷分離を起こし、これによる電場がプラズマを外側にドリフトさせる。

磁場閉じ込め方式の原理を簡単に説明する。図 1-4 に単純トーラスの概念図を示す。閉端型のトーラス系の装置において、トロイダル磁場 B 生成のためのトロイダルコイルがドーナツ状に配置されているために、プラズマ大半径方向に磁場の勾配 $\vec{\nabla}B$ ができる。このためプラズマ中の荷電粒子は $\vec{\nabla}B$ ドリフトで、磁場に対して垂直方向つまり上下方向（図 1-4 の z 方向）に移動する。また磁力線はトーラス状の磁場配位のため湾曲しており、これに沿って運動することにより荷電粒子に遠心力が働き、曲率ドリフトによって磁場に対して垂直方向に移動する。荷電粒子にとって $\vec{\nabla}B$ ドリフトと曲率ドリフトは同じ方向であり、プラズマ中で荷電分離がおこり、プラズマ中の上下方向に電場 E が生じる。この電場による $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトによって荷電粒子はトーラスの外側にドリフトする。 $\vec{\nabla}B$ ドリフト、曲率ドリフト、 $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトの速度はそれぞれ

$$\vec{u}_{\nabla B} = \frac{(1/2)mv_{\perp}^2}{ZeB} \frac{\vec{B} \times \vec{\nabla}B}{B^2} \quad (1-3)$$

$$\vec{v}_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{ZeB^2} \frac{\vec{R}_c \times \vec{B}}{R_c^2} \quad (1-4)$$

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (1-5)$$

で表される。ここで R_c は曲率半径である。

トーラス系装置ではポロイダル磁場を加えることによって磁力線に回轉變換を与えて、この $\vec{E} \times \vec{B}$ ドリフトを抑制している。回轉變換とはトーラスに沿う磁力線のひねりの度合いを示す指標であり、トロイダル磁場 B_t 、ポロイダル磁場 B_θ 、プラズマ小半径 r を用いて

$$l = \frac{2\pi B_\theta}{B_t r} \quad (1-6)$$

によって定義される。磁力線のひねりはシアと呼ばれており、プラズマの平衡と安定性に影響を与える。したがってトーラス系磁場配位においてプラズマを閉じ込めるためにはトロイダル磁場とポロイダル磁場が必要である。トカマク型閉じ込め装置では、プラズマ中に電流を流すことによってポロイダル磁場を作り出している。一方、ヘリカル型閉じ込め装置では、一対のヘリカルコイルがトーラス方向に螺旋を描きながら巻線されており、回轉變換を持つ磁力線が、磁力線の籠（磁気面）を作り出している。ポロイダル磁場コイルの作り出す四重極磁場を調整することにより、磁気面形状や磁気軸などを調節して、プラズマ閉じこめの最適条件を作り出すことができる。

最後に核融合研究の進展について述べる。核融合反応をエネルギー源として利用するためにはプラズマ密度 n 、閉じ込め時間 τ_E 、およびプラズマ温度 T が一定の値以上となる必要がある。この3つの変数の積 $n\tau_E T$ は核融合三重積と呼ばれ、核融合研究の進展の目安となっている。核融合炉の実現のためには自己点火条件を満たす必要がある。自己点火条件とは外部からの加熱入力をさらに加えることなく核融合反応が持続する条件である。プラズマ特性の進展を表した図（ローソン図）を図 1-5 に示す[21]。トカマク型装置は臨界プラズマ条件（ブレイクイーブン）を達成しており、高い性能のプラズマを達成している。

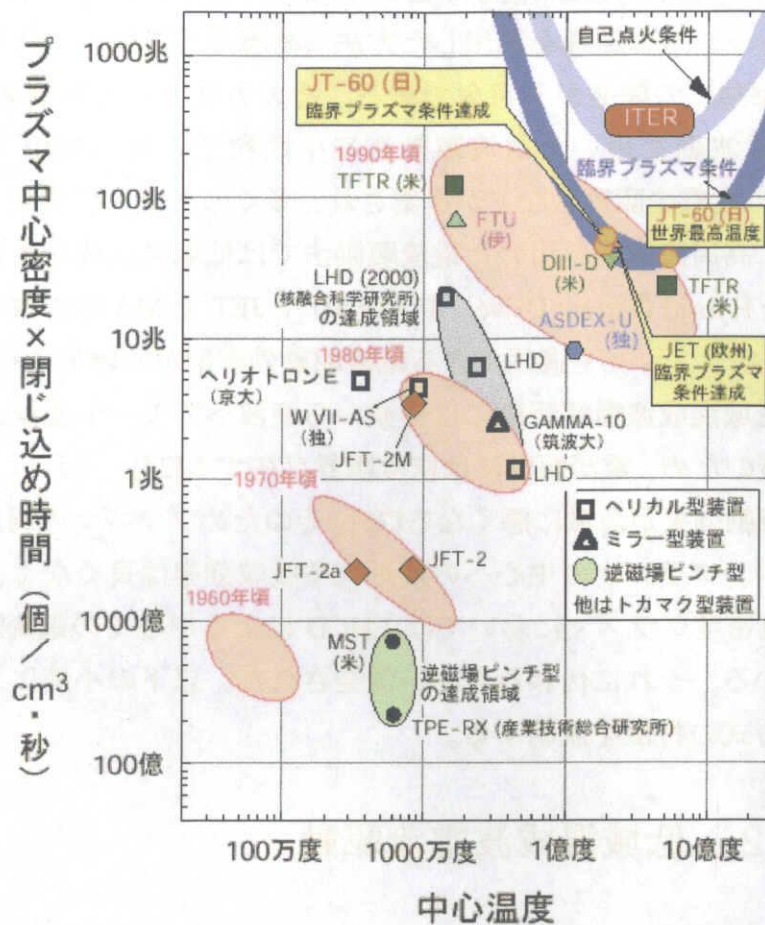


図 1-5 プラズマ特性の進展 (ローソン図)

右上 (水色) の U 字カーブが自己点火条件を示し、これよりも上の領域が核融合炉に必要な領域である。その下の青色の U 字カーブは臨界プラズマ条件を示し、プラズマを加熱する電力と D-T 反応で出てくる出力電力が等しくなる領域である。縦軸の値と横軸の値との積が核融合三重積となる。

1-2 非誘導電流駆動の研究

1-2-1 非誘導電流駆動の必要性

トカマク型閉じ込め装置は、プラズマ中に電流を流す方法としてトランスの原理によって誘導電流を流す変流器を用いている。しかしこの方法では一次コイルの電流を常に変化させねばならないので、この方式では定常運転が不可能である。

核融合炉の実用化の際には定常運転が必要となるので、トカマク型装置で現在用いられているトランスの原理を利用した方法（誘導電流駆動）に代わる電流駆動（非誘導電流駆動）の開発が不可欠である。その方法として高周波（RF: Radio Frequency）電磁波動を用いた電流駆動法や中性粒子入射（NBI: Neutral Beam Injection）を用いた電流駆動法などが提案され、多くのトカマク装置で実験が行われている。特に高周波電力を用いた電流駆動法では低域混成波を用いた電流駆動（LHCD: Lower Hybrid Current Drive）で JT-60U や JET で MA 級の電流駆動に成功しており、ITER プラズマへも適用できる電流駆動効率則が実験的に得られている。しかしながら低域混成波電流駆動には遅波から速波へのモード変換、あるいは低域混成共鳴減衰のため、電流駆動には密度限界存在する[24]。それ以上の密度領域になると電流駆動効果が急激に悪くなる[25]。そのためプラズマの周辺では LHCD は有効であるが、プラズマの中心への接近性や吸収効率は良くなく、核融合炉のような高温・高密度プラズマにおいては LHCD による中心での電流駆動は不可能と考えられている。それに代わる方法が開発された。以下の小節においてそれぞれの電流駆動方式の特徴を説明する。

1 - 2 - 2 低域混成波電流駆動

低域混成波による電流駆動は JFT-2 によって実証され、JIPP T-II、WT-2、PLT、Alcator C、Versator 2、T-7、Wega、JT-60 などで研究されている。理論解析は Fisch らによって行われている[26]。

電流密度 J を維持するために必要な単位体積あたりの入力電力を P_d とすると、その比は

$$\frac{J}{P_d} = \frac{en v_{Te}^* j}{n T_e V_0 P_d} = 0.16 \frac{T_{keV}}{n_{19}} \langle w^2 \rangle \frac{1.12}{1 + 0.12 Z_i} \left(\frac{A/m^2}{W/m^3} \right) \quad (1-7)$$

となる[24]。ここで T_{keV} は 1keV 単位の電子温度、 n_{19} は $10^{19} m^{-3}$ 単位の電子密度である。全駆動電流 I_{CD} の LHCD 入力エネルギー W_{LH} に対する比は

$$\frac{I_{CD}}{W_{LH}} = \frac{1}{2\pi R} \frac{\int J 2\pi r dr}{\int P_d 2\pi r dr} \quad (1-8)$$

であり、LHCD の電流駆動効率 η_{LH}^T は

$$\eta_{LH}^T \equiv \frac{Rn_{19}I_{CD}}{W_{LH}} = \frac{\int \eta_{LH}(r) P_d(r) 2\pi r dr}{\int P_d(r) 2\pi r dr} \left(10^{19} \frac{A}{Wm^2} \right) \quad (1-9)$$

となる。ただし η_{LH} は LHCD による局所的な電流駆動効率で

$$\eta_{LH}(r) = \frac{Rn_{19}J(r)}{2\pi R P_d(r)} = 0.026 T_{kev} \langle w^2 \rangle \frac{1.12}{1+0.12Z_i} \left(10^{19} \frac{A}{Wm^2} \right) \quad (1-10)$$

で与えられる。ここで R は m 単位の大半径である。波の磁力線方向の位相速度 $v_{//}$ と電子の熱速度 v_{te} の比の二乗平均 $\langle w^2 \rangle$ は 20 から 50 のオーダーである。ただし $v_{te} = (T/m_e)^{1/2}$ である。JT-60U の実験 (1994 年) においてプラズマ電流 $I_p = 3MA$ を入力エネルギー $W_{LH} = 4.8MW$ の LHCD で駆動した。この時の実験条件は $n = 1.2 \times 10^{19} m^{-3}$ 、 $\langle T_{kev} \rangle = 2keV$ 、 $R = 3.5m$ 、 $B_t = 4.0T$ ($\eta_{LH} = 2.6$) である。これらの結果は理論式(1-10)とよく一致した。

一方で、低域混成波による電流駆動はある密度以上では近接性のために電流を駆動できなくなることが観測されている[25]。

1 - 2 - 3 電子サイクロトロン電流駆動

電子サイクロトロン電流駆動は、特定のトロイダル方向に動いている電子を選択的に加熱することにより、方向に対して非対称な抵抗をつくることによっている。Fisch と Boozer はプラズマの衝突性を変え、たとえば左に動く電子は右に動く電子に比べてイオンとの衝突が少なくなるようにした。その結果、平均として電子が左に動き、イオンは右に動き、正味電流が流れる。

電流密度 J を維持するために必要な単位体積あたりの入力電力を P_d とすると、その比は

$$\frac{J}{P_d} = \frac{en v_{Te}}{n T_e v_0} \frac{j}{p_d} = 0.096 \frac{T_{kev}}{n_{19}} \langle w^2 \rangle \frac{\langle 6wu \rangle}{5+Z_i} \left(\frac{A/m^2}{W/m^3} \right) \quad (1-11)$$

となる[22]。駆動された電流 ICD の ECCD 入力エネルギー W_{EC} は

$$\frac{I_{CD}}{W_{EC}} = \frac{1}{2\pi R} \frac{\int J 2\pi r dr}{\int P_d 2\pi r dr} \quad (1-12)$$

であり、ECCD の電流駆動効率 η_{EC}^T は

$$\eta_{EC}^T \equiv \frac{Rn_{19}J_{CD}}{W_{EC}} = \frac{\int \eta_{EC}(r)P_d(r)2\pi r dr}{\int P_d(r)2\pi r dr} \left(10^{19} \frac{A}{Wm^2}\right) \quad (1-13)$$

となる。ただし η_{CD} は ECCD による局所的な電流駆動効率で

$$\eta_{EC}(r) = \frac{Rn_{19}J(r)}{2\pi RP_d(r)} = 0.015T_{kev} \frac{\langle 6wu \rangle}{5+Z_i} \left(10^{19} \frac{A}{Wm^2}\right) \quad (1-14)$$

で与えられる。

1 - 2 - 4 中性粒子ビーム電流駆動

高速中性粒子ビームをプラズマ中に入射すると家電交換などの過程により高速イオンに変わる。高速イオンビームのエネルギー E が $E_{cr} = m_b v_{cr}^2/2$ より大きく高速の場合は、主として電子によって減速され、 $E < E_{cr}$ ではイオンによって減速される。

プラズマ中に駆動される電流密度 J は高速イオンの項、プラズマのイオンおよび電子の項より

$$J = Z_i e n_i \bar{v}_i + Z_b e n_b \bar{v}_b - e n_e \bar{v}_e \quad (1-15)$$

と表される。ここで Z_i 、 Z_b はそれぞれイオンとビームの電荷数、 n_i 、 n_b 、 n_e はそれぞれイオン、ビーム、電子の密度、 \bar{v}_i 、 \bar{v}_b 、 \bar{v}_e はそれぞれイオン、ビーム、電子の平均速度である。プラズマ中の電子はイオンビームとの衝突により運動量を受け取り、またイオンとの衝突で運動量を失い、定常状態となり

$$J = \left(1 - \frac{Z_b}{Z_i}\right) Z_b e n_b \bar{v}_b \quad (1-16)$$

が導かれる[26]。駆動された電流密度の式(1-12)は高速イオンビームの項(第1項)と高速イオンによって引きずられた電子の項(第2項)とからなっている。したがって電流密度 J と、 J を維持するために必要な単位体積あたりの入力電力を P_d との比は捕捉粒子の効果も取り入れて

$$\frac{J}{P_d} = \frac{2eZ_b(2\tau_{bc}^\epsilon)}{m_b v_b} \left\{ 1 - \frac{Z_b}{Z_i} (1 - G(Z_{eff}, \epsilon)) \right\} \quad (1-17)$$

$$G(Z_{eff}, \epsilon) = \left(1.55 + \frac{0.85}{Z_{eff}}\right) \epsilon^{1/2} - \left(0.2 + \frac{1.55}{Z_{eff}}\right) \epsilon$$

となる[27]。ここで ε はアスペクト比の逆数である。

NBCD の電流駆動効率 η_{NB} はバウンス平均した Fokker-Planck の式より求めることができ[25]、

$$\eta_{NB}(r) \equiv \frac{Rn_{19}J}{2\pi RP_d} \left(10^{19} \frac{A}{Wm^2} \right) \\ = 2.52T_{kev}\xi_0 \left\{ 1 - \frac{Z_b}{Z_i}(1-G) \right\} (1-b\varepsilon^\sigma) J_0(x_b, y) \quad (1-18)$$

ここで

$$\xi_0 = \frac{v_{||}}{v}, x_b = \frac{v_b}{v_c}, y = 0.8 \frac{Z_{eff}}{A_b}, J_0(x, y) = \frac{x^2}{x^3 + (1.39 + 0.61y^{0.7})x^2 + (4 + 3y)}$$

である。NBI による電流駆動は DITE、TFTR、JT-60U、JET などの実験で実証された。

1 - 2 - 5 速波電流駆動

LHCD は密度限界があることを述べた。速波電流駆動 (FWCD: Fast Wave Current Drive) は LHCD よりも駆動効率が小さいが、実験プラズマ条件においてプラズマ中心部への近接性がよいことが期待された。波の伝播特性においてプラズマ密度限界の存在しない速波を用いた電流駆動が提案され、その実証に大きな関心を持たれ実験が行われてきた[27-33]。

FWCD は LHCD と異なり、波は電子の熱速度において相互作用を受ける。速波は電磁波であるため低域混成波よりも電子との相互作用が小さい。速波が電子とより強く相互作用するためには、速波の位相速度を電子の熱速度と同程度にする必要がある。詳細はまた後に述べる。

自然科学機構 (前文部科学省) 核融合科学研究所においても、JIPP T-IIU トカマク装置を用いて速波電流駆動の実験を行ってきた。速波から電子へのパワー吸収は弱いので、その実現の可能性を実証するために多くの研究が行われた。最近の実験において、磁場に平行な波の速度成分 $v_{||}$ が熱の電子の速度 v_{th} に非常に近い場合、電流駆動効率に関して実験値と理論値が一致した[34]。

1-3 ブートストラップ電流

高い電子密度 ($n_e \sim 10^{20}$) を持つ炉心プラズマに電流駆動を適用すると、プラズマ電流のすべてを駆動するのに必要な出力は、核融合炉の出力のかかなりの部分を占めることになる。したがってプラズマ電流としてブートストラップ電流を利用する必要がある。

プラズマがバナナ領域にあるとき、圧力勾配による径方向の拡散がトロイダル方向に電流を誘起することが理論的に予測された[35]。この電流はブートストラップ電流と呼ばれ、後に TFTR、JT-60U、JET などの実験によって確かめられた。高ポロイダルベータプラズマ ($\beta_p \sim R/a$) の運転において、プラズマ電流 $I_p = 1\text{MA}$ の 70-80% のブートストラップ電流が観測されている。ここで平均トロイダルベータ

比は $\beta_p = \frac{\langle p \rangle}{B_p^2 / 2\mu_0}$ である。

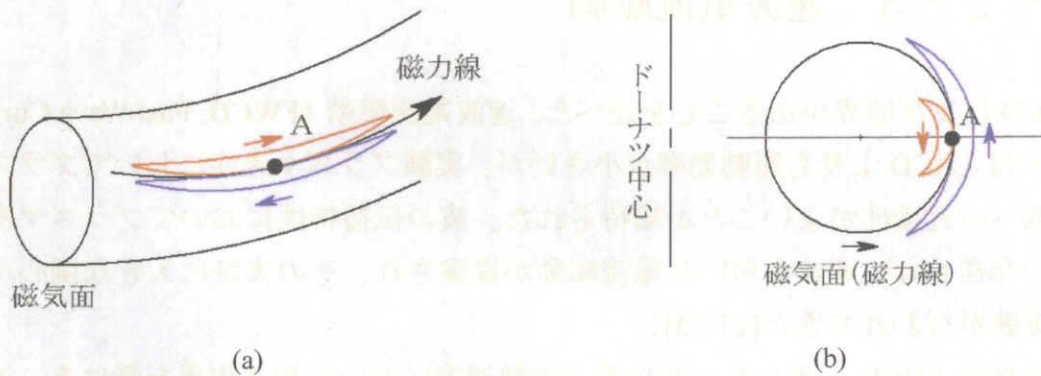


図 1-7 ブートストラップ電流の概念図

(a)ある磁力線上の A 点におけるバナナの軌道。赤線は磁力線の内側のバナナに捕捉された粒子、青線は外側のバナナに捕捉された粒子の軌道を示す。(b) 磁気面の断面図。磁力線の内側と外側で異なるバナナ軌道を描く。

捕捉粒子がバナナ軌道を描く際、密度 n_t において密度勾配 (dn_t/dr) があると図 1-7 に示すような A 点を通る近接するバナナ粒子の数に差 (dn_t/dr) Δ_b が生ずる。ただし Δ_b はバナナ軌道の幅である。捕捉粒子の磁力線に平行な速度は $v_{||} = \epsilon^{1/2} v_T$ であるので、密度 n_t の捕捉電子による電子密度は

$$j_{banana} = -(ev_{||}) \left(\frac{dn_t}{dr} \Delta_b \right) = -\epsilon^{3/2} \frac{1}{B_p} \frac{dp}{dr} \quad (1-19)$$

となる。ここでは $\epsilon=a/R$ でアスペクト比を表す。非捕捉電子は捕捉電子との衝突により、同じ方向にドリフトする。そしてイオンとの衝突で定常となる。定常状態における非捕捉電子のドリフト速度 V_{untrap} は

$$m_e V_{\text{untrap}} v_{ei} = \frac{v_{ee}}{\epsilon} m_e \left(\frac{j_{\text{banana}}}{-en_e} \right) \quad (1-20)$$

となる。 v_{ei} は電子とイオンの散乱の衝突周波数、 v_{ee} は電子と電子の散乱の衝突周波数、 v_{ee}/ϵ は非捕捉電子と捕捉電子との有効衝突周波数である。 V_{untrap} の平均速度を持つ非捕捉電子（周回電子）による電流密度は

$$j_{\text{boot}} \approx -\epsilon^{1/2} \frac{1}{B_p} \frac{dp}{dr} \quad (1-21)$$

となる。これがブートストラップ電流である。 β_p を用いると、全ブートストラップ電流 I_b のプラズマ電流 I_p に対する比は

$$\frac{I_b}{I_p} \sim -0.3 \left(\frac{a}{R} \right)^{1/2} \beta_p \quad (1-22)$$

で与えられる。もし β_p が大きく、圧力分布が急峻な場合は 1 に近い値になる。

1 - 4 加熱・電流駆動用進行波アンテナの開発

電流駆動による電流分布の制御はプラズマの閉じ込め性能の改善の可能性を与える。非誘導電流駆動による分布制御の重要性は多くのトカマク実験の中で認められている。その最も顕著な例は内部輸送障壁（ITB : Internal Transport Barrier）を形成する LHCD である。一方ヘリカル型装置は外部にヘリカルコイルを有するためにプラズマ電流を必要としない。一方で、ブートストラップ電流がプラズマの電磁流体力学（MHD : Magnet Hydrodynamics）安定性に影響を与えることが理論で指摘されている。ヘリカル型装置はプラズマ電流を必要とせず、外部磁場のみによりプラズマを閉じ込めることが可能であるが、プラズマ中に少量の電流を駆動することにより、閉じ込め磁場の回転変換の径方向分布を制御し、高ベータでも安定なプラズマを維持することができる。LHD においてブートストラップ電流を打ち消して回転変換分布を制御することが、MHD の安定性が得るのに有効であることが理論的に指摘されている[37]。そのために LHD の高ベータプラズマの性能向上を目的として、イオンサイクロトロン周波数帯加熱（ICRF : Ion Cyclotron

Range of Frequency heating) の電流駆動用進行波アンテナ (コムラインアンテナ) を提案・製作し、その特性を研究した。

コムラインアンテナは LHD の真空容器の形状に合わせて詳細に設計された。したがってアンテナ作成後にその高周波特性が確認できれば、LHD 実験で電流駆動用のアンテナとしての効果が期待できる。コムラインアンテナは Moellar ら[38]によってプラズマ加熱および電流駆動のアンテナとして提案され、JFT-2M[39]、および TST-2 [40]でプラズマ実験が行われている。また米国の General Atomics においてコムラインアンテナの設計に関する研究が行われている[41]。これらの実験で使用されたアンテナストラップの長さは波長の 4 分の 1 であった。一方、LHD で提案するコムラインアンテナでは、アンテナサイズおよび周波数の増大化にともない、ストラップの長さは波長の半分となり、他のコムラインアンテナとは大きな構造の違いを有している。

本研究は、核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 LHD において、コムラインアンテナを用いた電流分布制御によってヘリカルプラズマの特性改善を検討した研究である。

1 - 5 本研究の目的

本研究は速波を用いたヘリカルプラズマの電流分布制御の研究である。次章で述べるように、ヘリカルプラズマの特性を改善するために回転変換の分布制御が有効であると提案されている。非誘導電流は回転変換制御を可能にするため、核融合発電の実用化に向けた定常運転の際に必要な電流である。特にヘリカルプラズマにおいては非誘導電流駆動による回転変換分布制御の実験は未開拓の分野であり、現在実験と理論解析が精力的に行われている。LHD において非誘導電流としてイオンサイクロトロン周波数帯の速波を用い、加熱・電流駆動用進行波アンテナを開発・製作した。そして次のような目的を持って研究を行った。(1) 新しい概念を有する T 字型コムラインアンテナのモデルを確立させ、そのモデルの等価回路から高周波特性およびアンテナ特性の計算を行う。(2) LHD 用コムラインアンテナ (実機アンテナ) の詳細を設計するに先立って、同一サイズの模型コムラインアンテナ (模型アンテナ) を製作し、最適性能を引き出すためにその高周波特性を調べる。(3) 実機アンテナにおける高周波特性を調べ、実際に適用すべきアンテナシステムを構築する。(4) コムラインアンテナを使った実験条件

を想定して、速波の光線追跡法による電子加熱および電流駆動効率の概算を行う。

(5) コムラインアンテナの LHD 電流駆動実験に先立ち、LHD プラズマにおいて既存のループアンテナによる電子加熱実験を行う。

1 - 6 波の減衰機構

1 - 6 - 1 準線形 Fokker-Planck 方程式

本研究は速波を用いた研究であるため、まず波の減衰機構を述べておく。

波と粒子の相互作用は準線形 Fokker-Planck 方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{RF} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{trans} \quad (1-27)$$

を用いて適切に扱うことができる[42]。式(1-7)右辺の第1項は衝突による分布関数 f の時間変化[43]、第2項は波と粒子との相互作用による f の時間変化[44]、第3項は空間における輸送による f の時間変化をそれぞれ示している。第3項の効果は小さいのでここでは考慮しない。第2項は拡散テンソル \vec{D} と運動量ベクトル \vec{p} を用いて

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{RF} = \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \cdot \vec{D} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{p}} f \quad (1-28)$$

と表される。ここで拡散テンソルは積分の体積 V 、電荷 q_α 、波数 k 、高調波の次数 n 、イオン及び電子のサイクロトロン共鳴振動数 $\omega_{c\alpha}$ を用いて

$$\vec{D} = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \pi q_\alpha^2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \delta(\omega - k_{||} v_{||} - n \omega_{c\alpha}) \vec{a}_{k,n}^* \vec{a}_{k,n} \quad (1-29)$$

と表される。さらに

$$\omega_{c\alpha} = \frac{q_\alpha B}{m_\alpha}, \quad \vec{a}_{k,n} = \frac{1}{\omega} \left(\epsilon_{k,n} + \frac{p_{||}}{p_\perp} J_n E_{z,n} \right) (n \omega_{c\alpha} \hat{e}_\perp + k_{||} v_\perp \hat{e}_{||}),$$

$$\epsilon_{k,n} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\epsilon_k^+ J_{n+1} + \epsilon_k^- J_{n-1}), \quad \epsilon_k^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_{x,k} \pm i E_{y,k}),$$

J_n は n 次の Bessel 関数である。E は電場、 $\hat{e}_\perp, \hat{e}_{||}$ はそれぞれ磁力線に垂直方向、平行方向の単位ベクトルである。以下の小節において、式(1-8)からイオンと電子の

それぞれによる波の減衰を調べる。

1-6-2 イオンサイクロトロン減衰と高次高調波減衰

まず、波のイオンによる減衰について考える。磁力線に沿う粒子のドリフトに対して垂直な電場の成分があり、加速がドリフト方向に対して直角に加わる場合、イオンサイクロトロン減衰が起こりうる。またプラズマの温度が高くなると高次高調波減衰が起きるようになる。高次高調波減衰は、有限ラーマー半径効果によってもたらされるので、磁場に垂直方向の速度の大きいイオンがより強く波と結合する[45]。イオンは左回りの偏波を持つ波動電場によって加速される。この電場はイオンのラーマー回転の整数倍の速さで変化している。一方、イオンのラーマー半径は有限の大きさを持っているためイオンが感ずる電場は場所によって異なる。この効果が有限ラーマー半径効果である[46]。

前小節から、準線形 Fokker-Planck 方程式におけるイオンの項は

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{RF_ion} = \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} \cdot D_{\perp} \cdot \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} f \quad (1-30)$$

と表すことができる。ここで ρ_i をイオンのラーマー半径として

$$D_{\perp} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \pi q_{\alpha}^2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \delta(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n\omega_{c\alpha}) \frac{1}{2} |\epsilon_k^+|^2 J_{n-1}^2(k_{\perp} \rho_i) \quad (1-31)$$

である。 J_{n-1} は $(n-1)$ 次の Bessel 関数であり、有限ラーマー半径効果を示している。Bessel 関数は $n=1, 2, N$ に対してそれぞれ次のように展開される：

$n=1$: 第 1 次 (fundamental) イオンサイクロトロン加熱

$$J_0(k_{\perp} \rho_i) \sim 1 \quad (1-32)$$

$n=2$: 第 2 次イオンサイクロトロン加熱

$$J_1(k_{\perp} \rho_i) \sim \frac{1}{2} k_{\perp} \rho_i \quad (1-33)$$

$n=N$: 第 N 次イオンサイクロトロン加熱

$$J_{N-1}(k_{\perp} \rho_i) \sim \frac{1}{(N-1)!} \left(\frac{1}{2} k_{\perp} \rho_i\right)^{N-1} \quad (1-34)$$

高調波の次数が上がるほどイオンサイクロトロン減衰が小さくなることが分かる。これは速波の場合

$$k_{\perp}\rho_i \sim \frac{\omega}{v_A}\rho_i < 1 \quad (1-35)$$

と近似できるためである。ここで v_A は Alfvén 速度であり

$$v_A = \left(\frac{B^2/\mu_0}{n_i m_i} \right) = 2.18 \times 10^6 B / \sqrt{\frac{m_i}{m_p} \frac{n_i}{10^{20}}} \quad (1-36)$$

と表される。ただし m_p 、 m_i 、 n_i はそれぞれ陽子の質量、イオンの質量、イオンの密度である。一方、速波よりも位相速度の小さい遅波（イオン Bernstein 波）の場合

$$k_{\perp}\rho_i \geq 1 \quad (1-37)$$

であり、漸近展開を用いることで、より近似的に

$$J_n(k_{\perp}\rho_i) \sim (k_{\perp}\rho_i)^{-1/2} \quad (1-38)$$

と表すことができる。

1 - 6 - 3 電子 Landau 減衰と走行時間減衰

波の電子による減衰について考える。波と相互作用するプラズマ粒子の速度分布関数が Maxwell 分布の場合、後述するように平均として波はそのエネルギーを失い、粒子は逆にエネルギーを得るためにプラズマは加熱され波動は減衰する。特に波の位相速度にほぼ等しい速度を持つプラズマ粒子は波の電場を定常的に感ずるため、波とのエネルギーのやりとりが大きい。波の電場が主要な役割を演ずる場合、この現象を Landau 減衰と呼ぶ[47]。またプラズマ粒子のサイクロトロン周波数よりも十分低い周波数でゆっくり変化する波動磁場中では荷電粒子を一定の磁気モーメントを持った粒子として扱うことができる[48]。したがってこの場合、磁場の変動に起因して波は減衰する。これを走行時間減衰と呼ぶ。電子に関する波の減衰機構は、この Landau 減衰と走行時間減衰、及びそれらの交差項との3つの機構が存在する。

イオンサイクロトロン減衰と同様の手法を用いて、準線形 Fokker-Planck 方程式における電子の項は

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{RF_electron} = \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \cdot D_{\parallel} \cdot \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} f \quad (1-39)$$

と表すことができる。ここで

$$D_{//} = D_0 \times \frac{1}{V} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \pi q_\alpha^2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \delta(\omega - k_{//} v_{//} - n\omega_{c\alpha}), \quad (1-40)$$

$$D_0 = \left[\left\{ \frac{v_\perp}{v_{//}} J_1 + J_0 \operatorname{Im} \left(\frac{E_{k,z}}{E_{k,y}} \right) \right\}^2 + \left\{ J_0 \operatorname{Re} \left(\frac{E_{k,z}}{E_{k,y}} \right) \right\}^2 \right] |E_y|^2 \quad (1-41)$$

である。 $E_{k,z}/E_{k,y}$ は波の分散式から (4-1節参照)

$$\frac{E_{k,z}}{E_{k,y}} = \frac{1}{K_{zz}} \left(\frac{N_x N_z K_{xy}}{K_{xx} - N_z^2} + \frac{K_{zx} K_{xy}}{K_{xx} - N_z^2} - K_{zy} \right) \quad (1-42)$$

と求まる。これを式(1-21)に代入して

$$D_0 = \frac{1}{4} \left(\frac{k_\perp^2}{\omega_{ce}^2} \right) \left(v_\perp^2 - v_{te}^2 - 2 \frac{\omega^2 c^2}{\omega_{pi}^2} \right) |E_y|^2 \quad (1-43)$$

が得られる。ここで v_\perp^2 は走行時間減衰、 $-2\omega^2 c^2/\omega_{pi}^2$ は Landau 減衰による効果で

あり、 v_{te}^2 は2つの交差項である。電子に吸収される電力 P_e は

$$P_e = \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{//} \int_0^{+\infty} 2\pi v_\perp dv_\perp \left[\frac{1}{2} m v_{//}^2 \frac{\partial f}{\partial t} \right] \quad (1-44)$$

で表され、Maxwell 分布の分布関数

$$f = n \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m v_{//}^2}{2T} \right)$$

を代入することにより、

$$P_e = \frac{\sqrt{\pi} \varepsilon_0 c^2 \omega^2}{V v_{th} \omega_c^2} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{k_\perp^2}{|k_{//}|} |E_y|^2 \left(\alpha + \frac{1}{\alpha} \right) \exp \left\{ -\frac{m}{2T} \left(\frac{\omega}{k_{//}} \right)^2 \right\} \quad (1-45)$$

が得られる。ただし

$$\alpha = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{T}{mc^2} \quad (1-46)$$

であり、 α はプラズマベータ値に比例する値である。ただし c は光速、 ω_{pe} は電子のプラズマ振動数で、真空の誘電率 ε_0 と電子密度 n_e を用いて

$$\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{1/2} = 56.42 \times n_e^{1/2}$$

と与えられる。

式(1-25)から P_e は $\alpha + (1/\alpha)$ に比例していることが分かる。 α と $\alpha + (1/\alpha)$ との関係、すなわち P_e の α 依存性を図 1-6 に示す。 $\alpha > 1$ の領域で走行時間減衰、 $\alpha < 1$ の領域で Landau 減衰の効果が支配的となる。プラズマベータ値が大きくなると走行時間減衰が重要になっている[49]。

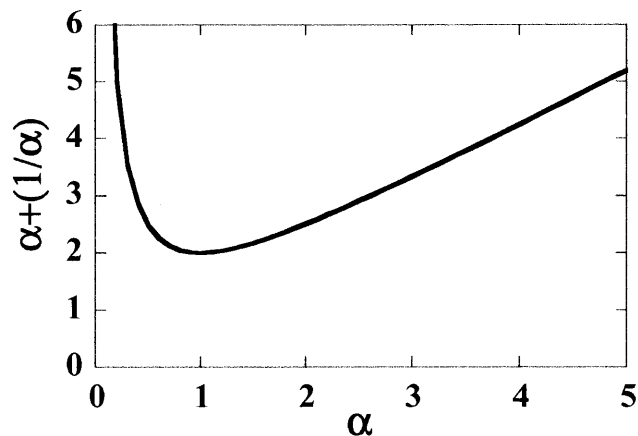


図 1-6 α と $\alpha + (1/\alpha)$ との関係

電子による吸収の大きさ P_e は式(1-25)から $\alpha + (1/\alpha)$ に比例する。 α が大きくなると走行時間減衰によって、 α が小さくなると Landau 減衰によってそれぞれ電子への吸収が大きくなる。

1 - 7 本論文の構成

本論文は6つの章から構成されている。

第1章では、核融合研究と速波の背景を説明し、本研究の目的を述べている。

第2章では 大型ヘリカル装置と非誘導電流駆動による MHD 安定化について説明し、LHD 型のコムラインアンテナを提案している。

第3章では、コムラインアンテナの原理を示し、モデル計算の結果、模型アンテナと実機アンテナの高周波特性試験について述べている。その際、計算モデルと高周波特性試験とを結びつけるためにコムラインアンテナのインピーダンス計算を行い、アンテナパラメータの値を決定した。電流駆動効率を向上させるために高周波電力を還流するためのリング型電力合成器を用いた電力循環システムを提案しその原理を説明する。

第4章では、光線追跡法を用いて速波による電子加熱機構の評価を行う。またトカマク配位とヘリカル型磁場配位で比較を行い、ヘリカル配位において磁力線方向の波数の増加（アップシフト）のために電子加熱が強い可能性があることを示す。

第5章では、現在少数イオンでの高エネルギーイオン加熱、モード変換電子加熱用として使用している既設のループアンテナを使用し、LHDプラズマにおける電子加熱の可能性を検討した。LHDでのプラズマ実験の結果を示す。

第6章では本研究のまとめを行い、今後の展望を述べた。

第1章 参考文献

- [1] IEA, “World Energy Outlook” (2000).
- [2] 日本エネルギー経済研究所、「超長期世界エネルギー需給モデルによる核融合導入シナリオ分析」、2003年2月 (2003).
- [3] 奥村 憲博、「エネルギー需給と核融合の果たしうる役割」、核融合エネルギー連合講演会、予稿集 p.11 (2002).
- [4] 小川 雄一、「エネルギー開発と核融合研究」、総研大ジャーナル **6**, p.5 (2004).
- [5] BP, “BP Statistical Review of World Energy. Oil section”, (2004).
- [6] 石油鉱業連盟、「世界の石油・天然ガス等の資源に関する2000年末評価」、(2002).
- [7] C. E. Easterly, *et al.*, *Health Physics Aspects of Fusion Power*, ORNL-TM-5461, (1975)
- [8] T. Fujita and the JT-60 Team, “Overview of JT-60U results leading to high integrated performance in reactor-relevant regimes”, *Nuclear Fusion* **43**, 1527 (2003).
- [9] J. Pamela, Emilia R. Solano and JET EFDA Contributors, “Overview of JET results”, *Nuclear Fusion* **43**, 1540 (2003).
- [10] R. J. Hawryluk, *et al.*, “Fusion plasma experiments on TFTR: A 20 year retrospective,” *Physics of Plasmas* **5**, 1577 (1998).
- [11] K.H. Burrell for the DIII-D Team, “Overview of recent experimental results from the DIII-D advanced tokamak program”, *Nuclear Fusion* **43**, 1555 (2003).
- [12] V Mukhovatov, *et al.*, “Overview of physics basis for ITER”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, A235 (2003).
- [13] ITER Physics Basis Editors, *et al.*, “Chapter 1: Overview and summary”, *Nuclear Fusion* **39**, 2137 (1999).
- [14] M. Ono, *et al.*, “Overview of the initial NSTX experimental results”, *Nuclear Fusion* **41**, 1435 (2001).
- [15] Y. Takase, *et al.*, “Initial results from the TST-2 spherical tokamak”, *Nuclear Fusion* **41**, 1543 (2001).
- [16] O. Motojima, *et al.*, “Progress summary of LHD engineering design and construction”, *Nuclear Fusion* **40**, 599 (2000).
- [17] H J Hartfusufuss, *et al.*, “Physics Studies In W7-AS”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **36**, B17 (1994).

- [18] K. Mima, *et al.*, “Recent progress of implosion experiments with uniformity-improved GEKKO XII laser facility at the institute of Laser Engineering, Osaka University” *Physics of Plasmas* **3**, 2077 (1996).
- [19] George H. Miller, *et al.*, “The National Ignition Facility: enabling fusion ignition for the 21st century,” *Nuclear Fusion* **44**, S228 (2004).
- [20] M. Tabak, *et al.*, “Ignition and high gain with ultrapowerful lasers”, *Phys. Plasma* **1**, 1626 (1994)
- [21] 原子力委員会 ITER 計画懇談会、「国際熱核融合実験炉（ITER）計画の進め方について」、参考資料 2 (2001).
- [22] 宮本健郎、「プラズマ物理・核融合」、東京大学出版会、p191 (2004).
- [23] T. Imai, *et al.*, “LOWER HYBRID CURRENT DRIVE AND HIGHER HARMONIC ICRF HEATING EXPERIMENTS ON JT-60”, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* **1**, 645 (1990).
- [24] N. J. Fisch, “Confining a Tokamak Plasma with rf-Driven Currents”, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 873 (1978).
- [25] T. Ohkawa, “NEW METHODS OF DRIVING PLASMA CURRENT IN FUSION DEVICES”, *Nuclear Fusion* **10**, 185 (1970).
- [26] D. F. H. Start, *et al.*, “THE EFFECT OF TRAPPED ELECTRONS IN BEAM DRIVEN CURRENTS IN TOROIDAL PLASMAS”, *Plasma Phys.* **22**, 303 (1980).
- [27] JET team, “NON-INDUCTIVE CURRENT DRIVE IN JET”, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* **1**, 587 (1992).
- [28] ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors, “Chapter 6: Plasma auxiliary heating and current drive”, *Nuclear Fusion* **39**, 2495 (1999).
- [29] R. Ando, *et al.*, “ICRF CURRENT DRIVE EXPERIMENT ON JIPP TII-U,” *Nuclear Fusion* **12**, 1619 (1986).
- [30] T. Seki, *et al.*, “APPLICATION OF THE INTERMEDIATE FREQUENCY RANGE FAST WAVE TO THE JIPP TII-U PLASMA”, *Nuclear Fusion* **31**, 1369 (1991).
- [31] Y. Uesugi, *et al.*, “COUPLING OF FAST WAVES LAUNCHED INTO THE JET-2M TOKAMAK BY A PHASED FOUR-LOOP ANTENNA ARRAY”, *Nuclear Fusion* **30**, 297 (1990).
- [32] C. C. Petty, *et al.*, “Fast wave and electron cyclotron current drive in the DIII-D tokamak”, *Nuclear Fusion* **35**, 773 (1995).
- [33] R. I. Pinsky, *et al.*, “DIRECT ELECTRON HEATING AND CURRENT DRIVE

- WITH FAST WAVES IN DIII-D”, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* **1**, 683 (1992).
- [34] C. C. Petty, *et al.*, “Analysis of current drive using MSE polarimetry without equilibrium reconstruction”, *Nuclear Fusion* **42**, 1124 (2002).
- [35] M. N. Rosenbluth, *et al.*, “Plasma Transport in Toroidal Confinement Systems”, *Phys. Fluids* **15**, 116 (1972).
- [36] K. Ichiguchi, *et al.*, “Effects of net toroidal current on the Mercier criterion in the Large Helical Device”, *Nuclear Fusion* **33**, 1993 (1993).
- [37] C. P. Moeller, *et al.*, “A COMBLINE STRUCTURE FOR LAUNCHING UNIDIRECTIONAL FAST WAVE”, Proc. 10th Top. Conf. on Radio frequency Power in Plasmas, Boston (Wool bury, NY: AIP Press) *AIP Conf. Proc.* 289 (1993).
- [38] H. Ikezi and D. A. Phelps, “TRAVELING WAVE ANTENNA FOR FAST WAVE HEATING AND CURRENT DRIVE IN TOKAMAKS”, *Fusion Technology* **31**, 106 (1997).
- [39] T. Ogawa, *et al.*, “Radiofrequency experiments in JFT-2M: Demonstration of innovative applications of a travelling wave antenna”, *Nuclear Fusion* **41**, 1767 (2001).
- [40] Y. Takase, *et al.*, “Initial results from the TST-2 spherical tokamak”, *Nuclear Fusion* **41**, 1543 (2001).
- [41] H. Ikezi, “COMBLINE ANTENNA WITH HALF- WAVELENGTH ELEMENTS,” *Internal Report of General Atomics*, GA-C23396 (2000).
- [42] T. Watari, “Plasma Heating and Current Drive,” NIFS-PROC-35 (1997).
- [43] D. Montgomery and D. Tidman, “Plasma kinetic Theory,” McGraw-Hill Book Co., New York (1964).
- [44] C. F. Kennel and F. Engelmann, “Velocity Space Diffusion from Weak Plasma Turbulence in a Magnetic Field”, *Physics of Fluids* **9**, 2377 (1966).
- [45] 高村秀一、「プラズマ加熱基礎論」、名古屋大学出版会、p.129 (1986).
- [46] H. Takahashi, “ICRF HEATING IN TOKAMAKS”, *Journal de Physique Colloque C6*, Supplement au n-12 **38**, C6-171 (1977).
- [47] L. D. Landau, *J. Phys. USSR* **10** 25 (1946).
- [48] 宮本健郎、「核融合のためのプラズマ物理」、岩波書店、p.300 (1976).
- [49] D. Moreau, *et al.*, (proc. 14th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Madrid, 1987), European Physical Society 1987, p1007 (1987).

第2章 大型ヘリカル装置における電流分布制御の提案

2-1 大型ヘリカル装置

本研究は自然科学機構（前文部科学省）の大型ヘリカル装置（LHD：Large Helical Device）におけるプラズマ加熱と閉じ込め改善に関する研究を行った。LHDは超伝導コイルをらせん状に巻いたポロイダルおよびトロイダルモード数がそれぞれ $l=2$ 、 $m=10$ のヘリカル型磁場閉じ込め装置である[1-6]。

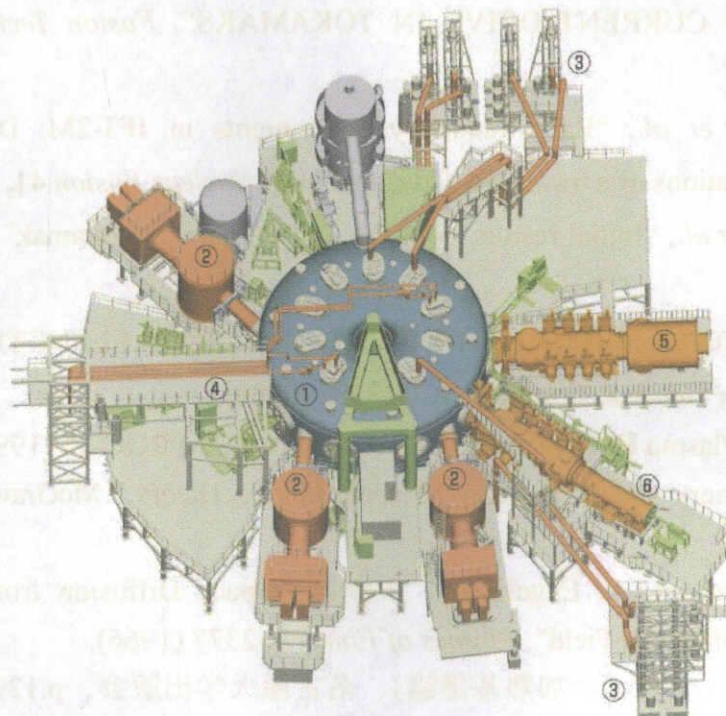


図 2-1 LHD 概念図

1 本体、2 中性粒子入射加熱装置、3 イオンサイクロトロン共鳴加熱装置（パワー伝送用同軸管、整合器）、4 電子サイクロトロン共鳴加熱装置（パワー伝送用導波管）、5 ローカルアイランドダイバータ（LID）、6 真空排気装置

LHDは装置本体、プラズマを加熱するための各種加熱装置、プラズマの諸パラメータや諸現象を測定するための各種計測装置などで構成されている（図 2-1）。

本体は真空排気装置、計測ポート、超伝導ヘリカルコイル、超伝導ポロイダルコイルなどから構成されている。加熱装置としてイオンサイクロトロン共鳴加熱（ICRF: Ion Cyclotron Frequency Range Heating）装置、中性粒子入射加熱（NBI: Neutral Beam Injection）装置、電子サイクロトロン共鳴加熱（ECH: Electron Cyclotron Heating）装置を有している。また計測装置としてプラズマ蓄積エネルギー測定用の反磁性ループ、電子温度計測用の電子サイクロトロン放射（ECE: Electron Cyclotron Emission）計測とトムソン散乱計測、電子密度計測用の遠赤外線（FIR: Far Infrared Radiation）レーザー干渉計、高エネルギー粒子プローブ、ミリ波干渉計、X線パルス分析器、重イオンビームプローブ（HIBP: Heavy Ion Beam Probe）分析器、天然ダイヤモンド検出器（NDD: Natural Diamond Detector）、ペレット計測器などがある。

LHD 装置本体諸元を表 2-1 にまとめる。 $\iota(0)$ と $\iota(a)$ はそれぞれプラズマ中心と最外殻磁気面における回轉變換を示す。

表 2-1 LHD の諸元[5]

大半径	3.6-3.9m
プラズマ小半径 a	0.6-0.65m
プラズマ体積	30m^3
磁場強度 B	3T
ポロイダルモード数 l	2
トロイダルモード数 m	10
ヘリカルコイルのピッチ数	2×5
装置本体の総重量	約 1500t
回轉變換： $\iota(0) / \iota(a)$	0.4/1.3

核融合発電を実用化するためには、超高温・高密度プラズマの定常的な維持が必要である。LHD では、トカマクプラズマとヘリカルプラズマを比較検討し、総合的にトーラスプラズマの閉じ込め特性および高ベータプラズマの物理的な理解を深めることを目標としている。LHD の最終目標は、(1) 10keV 以上の高温の達成、(2) 10^{20}m^{-3} の密度の達成、(3) 10^4s 間の定常プラズマの維持、(4) 高ベータ値での安定性の実証となっている[6]。2004 年現在での達成パラメータを表 2-2 に示す。

表 2-2 LHD の達成パラメータ

最高電子温度	$T_e=10\text{keV}$
最高イオン温度	$T_i=10\text{keV}$
最高閉じ込め時間	$\tau_E=0.36\text{s}$
最大蓄積エネルギー	$W_p=1.2\text{MJ}$
最高ベータ値	$\langle\beta\rangle=3.2\%$
最大密度	$n_e=1.5\times 10^{20}\text{m}^{-3}$
最長放電時間	31 分 45 秒
核融合三重積	$n\tau_E T=2.2 \times 10^{19}\text{keVm}^{-3}\text{s}$

2-2 電流駆動による MHD 安定化の検討

2-2-1 研究の背景

LHD において、磁気軸を移動(Shafranov シフト)することで、MHD の安定性が得られ、高ベータプラズマを実現している。エネルギー閉じ込め時間は、 $R_{ax}=3.75\text{m}$ の標準配位よりも、磁気軸 $R_{ax}=3.6\text{m}$ の内寄せ配位の方が 50%長い。磁気軸の外寄せ配位の場合、ヘリカル磁場配位に捕捉された粒子のドリフト軌道と磁気面との変位量が大きくなり閉じ込め特性は劣化するからである。高ベータプラズマによる Shafranov シフト (ΔR_{ax}) は、ベータ値に比例し[7]、 $\Delta R_{ax}\sim 0.1\text{m}$ において現在は $\langle\beta\rangle=4.1\%$ が達成されている($\langle\beta\rangle$ は体積平均ベータ値) [8]。閉じ込めの良い磁気軸の内寄せ配位での MHD 安定性は確保できないので、この配位で高ベータプラズマの MHD 安定化を得るために、磁気軸近辺で回轉變換を減らし、磁気シアによる MHD 安定化のための非誘導電流を駆動する実験シナリオが提案された。

ヘリカル磁場配位において径方向回轉變換分布は、MHD 安定性に強い影響を与える。高速中性粒子入射により磁力線に平行方向に入射された高エネルギーイオンやプラズマ圧力分布によって生ずるブーツストラップ電流、あるいは圧力勾配によって生ずる Phirsh-Schluter 電流により、回轉變換分布は変化が生じる。磁気軸近傍の回轉變換を減らす方向に電流を駆動すると、磁気シアが大きくなり、プラズマの MHD 安定化が得られる。LHD では新古典拡散の少ない内寄せ配位では、ベータ値の増加に伴い不安定性が増加すると予測されていたが、高いトロイダル数の MHD 安定性の指標である Mercier 条件では、不安定とされている $R_{ax}=3.6\text{m}$ の

内寄せ配位でもプラズマ実験において $\langle\beta\rangle$ が 4%まで、(トロイダルモード数 m) / (トロイダルモード数 n) = 2/1、1/1 などの変動磁場は増加するが、崩壊的な MHD 不安定性は確認されていない。

MHD 安定性を得るための手段としてプラズマ中心部に回転変換を減少させる電流駆動の提案が行われている。高周波電力による非誘導電流駆動が候補となる。イオンサイクロトロン周波数領域での電流駆動実験は、速波アンテナを用いて JIPP TII-U[9]や DIII-D[10]などの装置で行われた。非誘導電流を駆動するために、トロイダル方向に指向性を持つ速波をプラズマ中に入射する。その一例としてトロイダル方向に並べられた数本のアンテナエレメント間の位相差を例えば $\pi/2$ にすると、指向性を持つ速波を励起することができる。この方法では、アンテナ間の電力の相互干渉が強く、インピーダンス整合や位相調整に高度な技術が要求される。この困難さを回避し、ICRF 速波をプラズマに有効に励起するために、電流駆動用進行アンテナが Moeller らによって開発された。このアンテナはコムラインアンテナと呼ばれ、櫛型の構造をしている。これは GHz 帯の周波数フィルターの原理をもとに考案されたものであり、次のような特徴を持っている：(1) 複数のアンテナ素子間の相互結合を利用した進行波の励起、(2) 両端のアンテナ素子のみで外部同軸管接続して高周波電力給電および透過が可能、(3) アンテナ部とフィードスルー部における低い高周波電圧(アンテナ自体が伝送路であり、定在波は励起されない)、(4) プラズマ負荷の変化に対する適応性、(5) 周波数変更による波数 (k_{\parallel}) の制御、(6) アンテナの大面積化などである。速波進行波アンテナにおいて高い指向性を有する波を励起するためにはアンテナの本数が必要となるため、LHD のコムラインアンテナは 10 本のアンテナで構成されている。

コムラインアンテナを用いたプラズマ実験は JFT-2M によって初めに行われ、5-10keV の軟 X 線放射の増加が確認された[11]。その後 TST-2[12]においてプラズマ実験が行われた。ヘリカル型装置においてもコムラインアンテナを用いたプラズマ実験が計画されている。LHD 第 4 サイクル実験において、ループアンテナを用いてプラズマ中に ICRF の 3 MW 入射を行った。第 2 高調波加熱では、ベータ値 1%の NBI プラズマで蓄積エネルギーの上昇に成功し、LHD においてコムラインアンテナを用いて電流駆動により MHD 安定性を得て、より高いベータ値を達成することが期待されている。

次小節以降において、LHD の磁場配位に基づいて計算され、提案されている MHD 安定性の説明を述べる。また電流駆動効率の解析方法とコムラインアンテナの設計に関して述べる。

2-2-2 非誘導電流駆動による MHD 安定性の改善

LHD プラズマの磁気軸位置は、プラズマの閉じ込めと MHD 安定性に大きく影響を与えることが理論計算によって指摘されている。粒子閉じ込めの計算結果からは磁気軸を内寄せにするほど磁気面と粒子軌道の偏位が小さくなり、新古典拡散を減少させることができる。磁気軸の位置は超伝導ポロイダルコイルによって生成されるダイポール磁場の強さを変えることによって、容易に変えることができる。

LHD はそのヘリカル型磁場配位のためにプラズマ電流無しで MHD 平衡が得られるが、通常のプラズマではビーム電流や高ベータでのブーツトラップ電流により正味トロイダル電流が流れている。磁気軸中心のベータ値が 2-3% のプラズマが電子密度 $2-3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ で達成されると、50kA 程度のブーツトラップ電流が流れる。この電流は磁気軸中心部の回転変換を減少させ、磁気井戸形成を弱める。磁気井戸の深さは

$$\text{well_depth} = \frac{V'(0) - V'(S)}{V'(0)} \quad (2-1)$$

によって定義され、MHD 安定性の評価はこの磁気井戸の深さと磁気シアによって決定される。ここで V は体積、 S はトロイダル方向の磁束、 $V' = dV/dS$ である。磁気軸の内寄せ配位は磁場のトロイダルリップルを小さくし、捕捉粒子の逸脱を少なくする。一方、磁気軸の外寄せ配位は高ベータプラズマを可能にし、MHD 安定性を回復させる。しかしヘリカルリップルに捕捉された高エネルギーイオンの軌道は磁場の磁束面から逸脱する。LHD 実験において高性能プラズマの生成維持に成功している配位は粒子閉じ込めの良い打ち寄せ配位である。この配位では高ベータプラズマで、磁気井戸形成が弱まる現象が顕著であり、Mercier の MHD 安定化条件において不安定である。この状態でブーツトラップ電流を打ち消す電流が存在すると Mercier の MHD 不安定が緩和される。Mercier の MHD 安定化条件は D_1 を用いて

$$D_1 = -(D_S + D_{MW} + D_G) / \iota^2 \quad (2-2)$$

と与えられる。ただし

$$D_S = \iota^2 / 4 \quad (2-3)$$

$$D_{MW} = \left\langle \left(P'V'' - P'^2 \left\langle \frac{1}{\bar{B}^2} \right\rangle + l'(I' - \sigma) \right) \frac{\bar{B}^2}{|\nabla\Phi|^2} \right\rangle \quad (2-4)$$

$$D_G = \left\langle \frac{\sigma \bar{B}^2}{|\nabla\Phi|^2} \right\rangle^2 - \left\langle \frac{\bar{B}^2}{|\nabla\Phi|^2} \right\rangle \left\langle \frac{\sigma^2 \bar{B}^2}{|\nabla\Phi|^2} \right\rangle \quad (2-5)$$

であり、 \bar{B} は磁場、 P はプラズマの圧力、 l は回転変換、 V は体積、 Φ はトロイダルフラックス、 I はある磁束面に流れるトロイダル電流である。すなわち Mercier の MHD 安定性は磁気シアに関する項 D_S と磁気井戸に関する項 D_{MW} と磁力線の曲率に関する不安定化項 D_G との 3 つの項の合計した量と符号によって判定される。

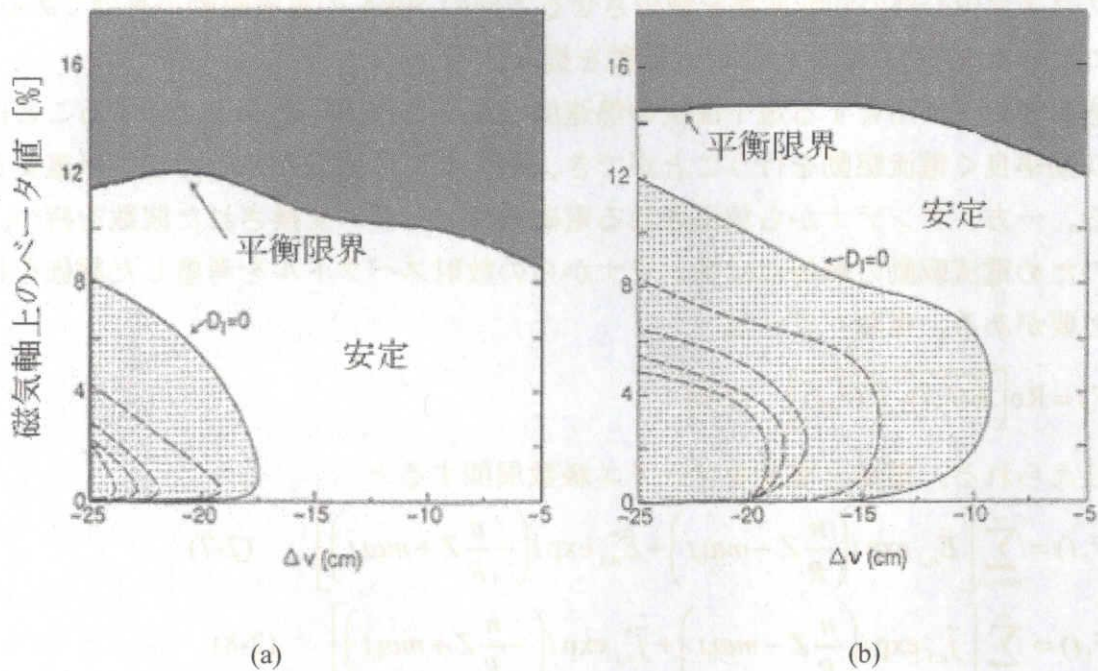


図 2-2 MHD 安定領域

(a) 回転変換を減らす方向 (負の方向) に 50kA 流した場合、(b) 電流を流さない場合。図の白い部分が MHD の安定領域、ドット部分が不安定領域、 Δv は Shafranov シフトを示し、 $\Delta v=0$ は $R_{ax}=3.9m$ である。たとえば $\Delta v=-25cm$ からプラズマを立ち上げた場合、(a) は安定領域に入れるためベータ値 11% までプラズマを維持できる。一方(b) は安定領域に入る前にプラズマが不安定となり、安定領域に入れない。

図 2-2 に見られるように、LHD の磁気軸 ($\Delta v=0cm$ は $R_{ax}=3.9m$ に対応) を横軸、中心 β 値を縦軸にとると、磁気軸中心部の回転変換を減らす方向に 50kA の電流を

流した場合 (図 2-2(a)) には、電流を流さない場合 (図 2-2(b)) に比べて安定領域が大きくなる。内寄せ配位である $\Delta v = -25\text{cm}$ すなわち磁気軸 $R_{ax} = 3.65\text{m}$ においても中心ベータ値 $\beta_0 = 11\%$ の MHD 安定性が確保できる。これらの図には、平衡限界のベータ値もプロットされている。電流駆動による回転変換の減少により、平衡ベータ値は約 14%(電流駆動のない場合)よりも 10%程度に減少するが、Mercier 条件が低いベータ値限界を与えたことになる。

2-2-3 電流駆動の評価

前節で述べたように、磁気軸の内寄せ配位で高ベータプラズマを実現するためにプラズマ中心部の回転変換を減少させる方向の 50kA の電流駆動が有効である。そのため ICRF 速波を用いた電流駆動を提案する。

速波と相互作用をする電子温度の熱速度と波の位相速度を同程度にすることにより効率良く電流駆動を行うことができ、そのために速波の波数の制御が重要となる。一方、アンテナから放出される電磁波はフーリエ変換された波数を持つ。そのため電流駆動の解析にはアンテナからの放射スペクトルを考慮した評価を行う必要がある。吸収パワーは

$$p(\vec{r}) = \text{Re} \left[\overline{\vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \vec{j}^*(\vec{r}, t)} \right] \quad (2-6)$$

で与えられる。電場と電流をフーリエ級数展開すると

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\vec{E}_{n,1} \exp i \left(\frac{n}{R} Z - m\omega_0 t \right) + \vec{E}_{n,1}^* \exp i \left(-\frac{n}{R} Z + m\omega_0 t \right) \right], \quad (2-7)$$

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\vec{j}_{n,1} \exp i \left(\frac{n}{R} Z - m\omega_0 t \right) + \vec{j}_{n,1}^* \exp i \left(-\frac{n}{R} Z + m\omega_0 t \right) \right] \quad (2-8)$$

ただし

$$\vec{j}_{n,1} = i\epsilon_0\omega_0 (\vec{1} - \vec{K}_{n,1}) \cdot \vec{E}_{n,1} \quad (2-9)$$

となる。ここで $\vec{K}_{n,1}$ は誘電率テンソルである。式(2-6)がフーリエ級数展開され

$$p(\vec{r}) = \text{Re} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \left[\vec{E}_{n,1} \cdot \vec{j}_{n',1}^* \exp \left\{ i \left(\frac{n-n'}{R} Z \right) \right\} + \vec{E}_{n,1}^* \cdot \vec{j}_{n',1} \exp \left\{ -i \left(\frac{n-n'}{R} Z \right) \right\} \right] \right] \quad (2-10)$$

従って

$$p(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{n'=-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon_0 \omega_0}{2} \text{Im} \left[\vec{E}_{n',1}^* \cdot \vec{K}_{n,1} \cdot \vec{E}_{n,1} \exp \left\{ -i \left(\frac{n-n'}{R} Z \right) \right\} \right] \quad (2-11)$$

となる。これを Z 方向にわたって平均すると

$$\begin{aligned} \langle p(\vec{r}) \rangle &= \frac{1}{2\pi R} \int_0^{2\pi R} p(\vec{r}) dZ \\ &= \frac{1}{2\pi R} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon_0 \omega_0}{2} \text{Im} \left[\vec{E}_{n,1}^* \cdot \vec{K}_{n,1} \cdot \vec{E}_{n,1} \right] \end{aligned} \quad (2-12)$$

が得られ、各モード n に対して独立に計算することで吸収パワー $\langle p(\vec{r}) \rangle$ が計算できる。吸収パワーが算出できると、電流駆動効率 η が求められる。磁気面上の電流密度 j_{\parallel}^{RF} を用いて電流駆動効率 η が次のように書ける[13, 14]。

$$\frac{\langle j_{\parallel}^{RF} B \rangle}{\langle B^2 \rangle} = \frac{dV/d\psi}{L} \eta \langle p^{RF} \rangle \quad (2-13)$$

ただし $dV/d\psi$ は体積の微分、L は磁力線に沿った長さ、 p^{RF} は高周波電力、 $\langle \rangle$ は磁気面平均を表す。 η はさらに T_e 、 n_e 、 $\ln \Lambda$ によって規格化された電流駆動効率 $\tilde{\eta}$ を用いて

$$\eta = \frac{38.4 \times 10^{18} T_e [keV]}{\ln \Lambda n_e [m^{-3}]} \tilde{\eta} \quad (2-14)$$

と表すことができる[13]。 $\ln \Lambda$ はクーロン対数である。荷電粒子の衝突過程の時定数が関与していることを反映している。 $\tilde{\eta}$ はプラズマ中の磁場の捕捉粒子に関する効果 $R(\varepsilon_t, w)$ を取り入れて

$$\tilde{\eta} = C(\varepsilon_t, \theta, w) M(\varepsilon_t, \theta, w) \eta_0(Z, w) R(\varepsilon_t, w), \quad (2-15)$$

$$\eta_0 = \frac{K(Z)}{w} + D(Z) + \frac{4w^2}{5+Z} \quad (2-16)$$

のように一般的な形式で表現できる。すなわち $\tilde{\eta}$ はイオン電荷 Z、逆アスペクト比 ε_t 、ポロイダル位置 θ 、波の位相速度と電子の熱速度の比 $w = v_{\parallel} / v_{te}$ の 4 つの関数となる。 η_0 は捕捉粒子の効果を含まない場合の規格化電流駆動効率であり、式(2-16)の中の K/w は $w \gg 1$ の極限值、 $4w^2/(5+Z)$ は $w \ll 1$ の極限值、D は極限間の補正項をそれぞれ示し、C、M、R は磁場に捕捉された電子に関する補正項であり、

$$K = 11.91 / (0.678 + Z), D = 4.13 / (Z^{0.707}),$$

$$C = 1 - \exp(-(cy_i)^m), M = 1 + a(\lambda_i/w)^k, \quad (2-17)$$

$$R = 1 - \frac{\varepsilon^n \sqrt{x_r^2 + w^2}}{\varepsilon^n x_r + w}$$

で定義される。式(2-17)の λ_i はピッチ角であり、 y_i は λ_i と w を用いて

$$\lambda_i^2 = 1 - (B/B_M)$$

$$y_i = x_i^2 = \frac{(1 - \lambda_i^2)w^2}{\lambda_i^2}$$

で定義される。 n 、 x_r 、 m 、 c 、 k 、 a は詳細な理論計算の結果との比較から算出される定数であり、圧縮性アルフベン波の場合 $n=0.77$ 、 $x_r=3.5$ 、 $m=2.48$ 、 $c=0.0987$ 、 $k=3.0$ 、 $a=12.3$ となる。主半径方向 R とポロイダル位置 θ と逆アスペクト比 ε_i の関係は $R = R_0(1 + \varepsilon_i \cos \theta)$ であり、磁場は $B = B_0 / (1 + \varepsilon_i \cos \theta)$ 、最大磁場 B_M は $\theta=\pi$ (トーラス内側)の時に得られる。

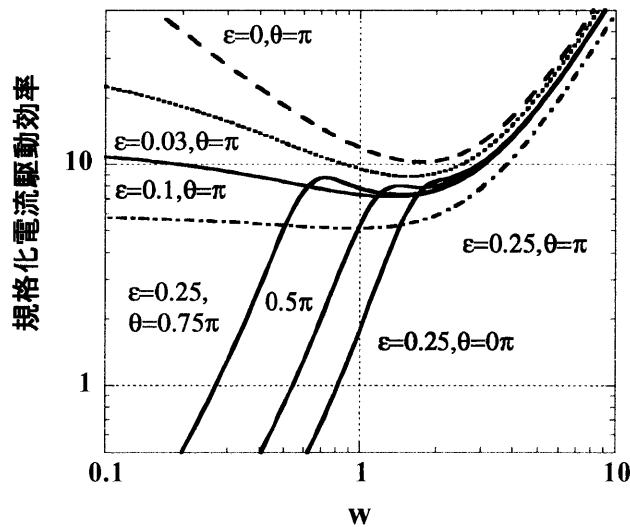


図 2-3 規格化電流駆動効率 $\tilde{\eta}$ の w 依存性 (Ehstブリッジ)

ε は逆アスペクト比で θ はポロイダル角である ($\theta=0$ がプラズマ中心、 $\theta=\pi$ が外側)。 ε が小さいほど電流駆動効率が大きい。 ε が大きく、 θ が小さくなるほど捕捉粒子の効果により電流駆動効率が小さくなる。

図 2-3 に規格化電流駆動効率 $\tilde{\eta}$ の w 依存性を示す。電流駆動効率は $w < 1$ の領域

(走行時間減衰の効果が大きい領域)では ϵ とともに急激に下がっている。 w が1よりも大きい領域(Landau減衰の効果が大きい領域)では磁場の ϵ の依存性が小さくなる。すなわち捕捉電子は電流駆動に寄与しないことが分かる。圧縮性アルフベン波の場合、 $w \leq 1$ の領域で駆動効率が下がらないように $\theta = \pi$ 、すなわちプラズマ中心に近い高磁場側に速波アンテナを設置する必要がある。さらに $\epsilon \leq 0.1$ の領域に電力吸収させることで効率を上げることができる。

ヘリカル磁場で磁場の強さは次のように書ける。

$$B = B_0 \{1 - \epsilon_t \cos \theta - \epsilon_h \cos(l\theta - m\varphi)\} \quad (2-18)$$

ここで l と m はポロイダルモード数とトロイダルモード数であり、LHDの場合、 $l=2$ 、 $m=10$ である。 ϵ_t と ϵ_h はトロイダルリップルとヘリカルリップルである。図2-4に示すとおり、 ϵ_t は規格化小半径 ρ に対して線形に増大するが、 ϵ_h は ρ の2乗に比例して増大する。 ϵ_t と ϵ_h の最大値は $\rho=1$ の時、それぞれ0.12、0.23となる。プラズマの周辺では大きなヘリカルリップルであり、捕捉粒子のために局所的な電流駆動効率は大きくなる。

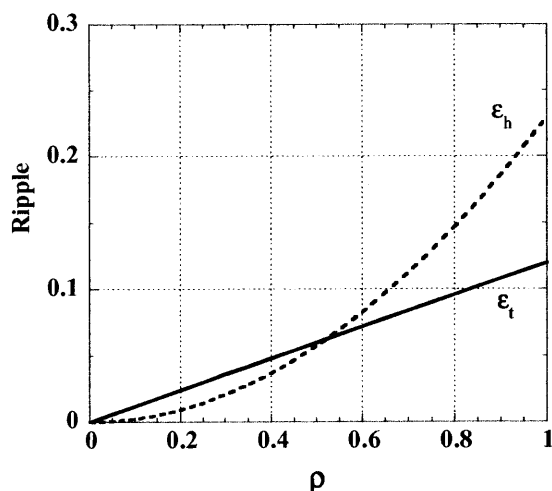


図2-4 トロイダルリップル ϵ_t とヘリカルリップル ϵ_h の特性

ϵ_t は規格化小半径 ρ に対して線形に増大するが、 ϵ_h は ρ の2乗に比例して増大する。

電流駆動効率は吸収電力と規格化電流駆動効率を使って求めることができる。2次元ヘリカル解析イオンサイクロトロン周波数帯加熱コード(K2FHM)による計算[15]とパワーデポジション分布[16-19]から、中心電子密度 $n_{c0}=1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、中心電子温度 $T_{c0}=3 \text{keV}$ のとき、LHDにおける速波の電流駆動効率は

$$\eta = \frac{I_{CD}}{P_{total}} = 0.02 \frac{I[MA]}{P[MW]} \quad (2-19)$$

と表される。

2-2-4 コムラインアンテナの提案

ヘリカルプラズマにおけるプラズマ特性を改善するために非誘導電流駆動が必要であることを示した。その目的に従って LHD で MHD 安定性を得、高ベータプラズマを達成するために、加熱・電流駆動用アンテナとしてコムラインアンテナが開発・設計された。まず現在 LHD で主にイオン加熱用として用いられているループアンテナと LHD で使用予定のコムラインアンテナの比較を表 2-3 に示す。駆動電流の位相の調整ができることがコムラインアンテナが電流駆動用進行波アンテナとして使用される大きな特徴である。

コムラインアンテナを用いたプラズマ実験は世界でも 2 つのトカマク装置でしか行われておらず、ヘリカル装置ではまだプラズマ実験が行われていない。また LHD で使用するコムラインアンテナは従来使われたものと形状が異なっているため、その特徴を理解する必要がある。コムラインアンテナの特徴に関して、従来使用されてきたものと LHD で使用するものとの比較を表 2-4 にまとめる。従来のコムラインアンテナが L 字型をしていたのに対して LHD 型のコムラインアンテナは T 字型をしている。これは実験装置の増大に伴った結果であり、LHD 型のコムラインアンテナはこの T 字型の形状によって 2 つの共鳴モードを有するのが特徴である。

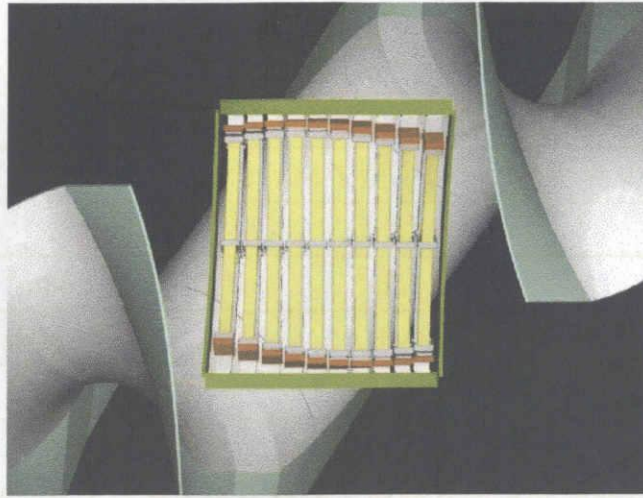
表 2-3 LHD におけるループアンテナとコムラインアンテナの比較

	ループアンテナ	コムラインアンテナ
アンテナ構造	上下対のシングルストラップ	10 本のループアンテナ
プラズマとの距離	可変 (LCFS から 6-15cm)	固定 (LCFS から 7cm)
1 組の面積	0.55m ²	1.68m ²
外部同軸管との接続	各アンテナ素子に必要	両端のアンテナ素子のみ必要
定常運転	可能 (水冷)	不可能 (水冷無し)
主な周波数	28-50MHz	50-90MHz
主な使用目的	イオン加熱	電流駆動、電子加熱

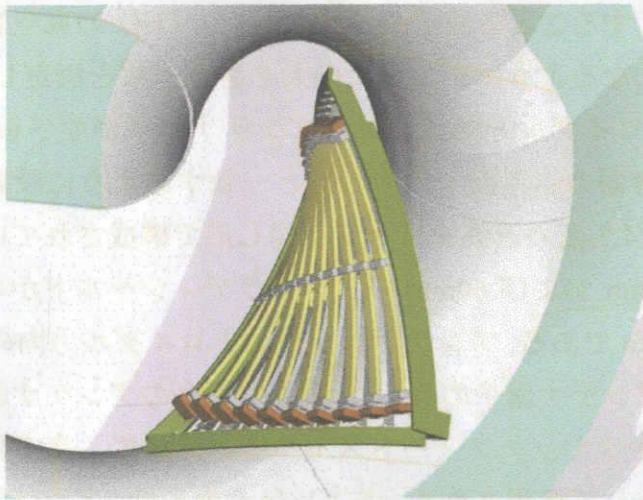
表 2-4 従来のコムラインアンテナと LHD 型コムラインアンテナの比較

	JFT-2M	TST-2	LHD
構造	L 字型アンテナ	L 字型アンテナ	T 字型アンテナ
共鳴モード	1 つ	1 つ	2 つ
1 組の面積	0.16m ²	0.15m ²	1.68m ²
中心周波数	200MHz	23MHz	75MHz
素子数	12 本	6 本	10 本

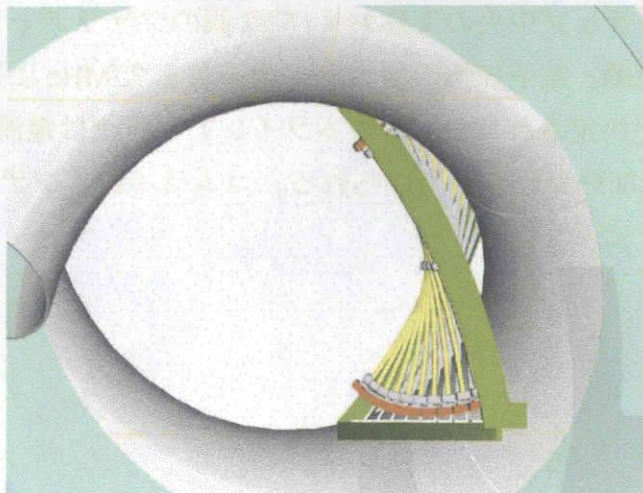
LHD コムラインアンテナからの高周波入射電力を大きくするために、アンテナ面積を出来るだけ広くすることを設計の主眼とした。LHD の真空容器内壁に合わせてできるだけ大きくなるようにアンテナの大きさと本数を決定した。その結果、図 2-5 に示すようにトロイダル方向に 10 本のアンテナ素子が並べられて構成され、その中心線は、真空容器の赤道面上の中心線と一致するように設計した。各アンテナ素子は曲率半径 24.7 度の円弧を持って、同じ形で構成されている。長さおよび幅はそれぞれ 1129mm および 60mm で、ファラディシールドからバックプレートまでの距離は 140mm である。アンテナは全体のトロイダル方向の幅は、1485mm である。並べられたアンテナ素子のうち、両端の 2 つのアンテナ素子のみが外部同軸管に接続され、セラミックフィードスルーをとおして、真空外から高周波電力の入口および出口として使用される。各アンテナ素子は、アンテナストラップ、バックプレート、ストラップ中央の支柱および 27 個のファラディシールドから構成されている。電流駆動、電子加熱の観点から周波数を 75MHz に選択し、アンテナストラップの長さが決定された。LHD コムラインアンテナは電流駆動の他にも、磁場 3T の第 2 高調波加熱実験にも用いられる。コムラインアンテナを LHD に挿入した概念図を図 2-5 に示す。



(a)



(b)



(c)

図 2-5 LHD におけるコムラインアンテナの概念図

(a) LHD の中心から見たコムラインアンテナ、(b) (c) トロイダル方向に見たコムラインアンテナ

コムラインアンテナは多くのループアンテナ素子で構成され、アンテナ素子間の相互インダクタンスによって電磁氣的に結合されている。前述したように端にある2つのアンテナ素子だけが、外部の同軸管に接続される。1つは高周波電力の入口として、もう一つは出口として利用される。RF電力は、隣接するアンテナ素子間を一定の位相変化を伴って高周波電流を励起しながら、入口から出口まで伝達する。したがって、比較的容易に直接トロイダル方向に方向性を持つ速波励起ができるため、コムラインアンテナはFWCDに適したアンテナと言える。

コムラインアンテナのもう一つの特徴は、周波数を変えることによって、磁場に平行成分の波数 (k_{\parallel} ただし $k_{\parallel}=\omega N_{\parallel}/c$) を可変できることである。詳細は次章に示すが、LHDコムラインアンテナに対してインダクタンス L 、コンダクタンス C 、抵抗 R (プラズマ負荷を含む)、相互結合係数 M を用いて簡単なモデルを導入し、等価回路を作成した。モデル計算の結果はコムラインアンテナの高周波特性の理解を助ける。中心の角周波数は近似的に $\omega_0=1/\sqrt{CL}$ で表現される。適用周波数を

$\omega=\omega_0$ に選択するとインピーダンスは実数部だけとなり、アンテナ間の位相変化は $\pi/2$ になる。適用周波数を $\omega=0.95\omega_0$ に選択すると位相変化が $\pi/3$ 、 $\omega=1.05\omega_0$ に選択すると位相変化が $4\pi/5$ になる。したがって、磁場に平行方向の屈折率 N_{\parallel} は適用周波数を調整することによって容易に制御でき、電子温度に応じて電流駆動効率、電子加熱効率の最適化が可能である。LHDコムラインアンテナストラップはT字型をしているために、共鳴周波数にイーブンモードとオッドモードの2つの共鳴モードが存在する。オッドモードはストラップ中心で電流の位相が変わり、トロイダル方向に大きなモードを持つので、有効な電流駆動には不適切である。このアンテナを使用する際、2つのモードをいかに分離させるかが課題となる。

LHDで提案された実験計画は、コムラインアンテナを用いたFWCDによって回転変換分布を制御することによりMHD安定性を改善することである。LHDの既存の加熱機器である10MWレベルの高速中性粒子加熱法で高ベータプラズマは、トロイダル磁場 B_t は通常の半分以下($B_t<1.5T$)で達成されている。イオンによる吸収が起こらないように、基本共鳴層や低次高調波共鳴層がプラズマ内から除外されるように、周波数を選択する。したがってヘリウムガスがプラズマ実験で使用される場合、周波数は75MHzに選ばれる(第4章参照)。その時、第4高調波イオンサイクロトロン共鳴層が磁気軸上近傍に存在し、第3高調波がプラズマ周辺に現れる。これより低い磁場を採用すれば、高調波の次数がさらに上がり、Landau減衰がさらに容易に起こりやすくなると期待できる。コムラインアンテナの第2

の実験項目は、イオンの大電力加熱である。水素ガス、トロイダル磁場 $B_t=3T$ のとき、イオンの第2高調波加熱が期待できる。第2高調波加熱の ICH 実験は、速波ループアンテナで過去に成功しているが[16]、LHD コムラインアンテナはより高いパワーレベルでより高い磁場強度で実験が可能になるため、大電力加熱が期待できる。コムラインアンテナに関する詳細な原理と特性試験の結果は次章で述べる。

第2章参考文献

- [1] M. Fujiwara, *et al.*, “Overview of LHD experiments”, *Nuclear Fusion* **41**, 1355 (2001).
- [2] 「大型ヘリカル装置(LHD)計画」、プラズマ・核融合学会誌 第74巻別冊 (1998).
- [3] S Sudo, *et al.*, “Recent diagnostic developments on LHD”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, A425 (2003).
- [4] M Fujiwara *et al.*, “Progress in the LHD (large helical device) program”, *Plasma Phys. Control. Fusion* **39**, A261 (1997).
- [5] O. Motojima, *et al.*, “Progress summary of LHD engineering design and construction”, *Nuclear Fusion* **40**, 599 (2000).
- [6] 小森彰夫、他、「核融合科学研究所 LHD 第6サイクル成果報告会発表資料」、(2003).
- [7] K. Ichiguchi, *et al.*, “EFFECT OF NET TROIDAL CURRENT ON THE MERCIER CRITERION IN THE LARGE HELICAL DEVICE”, *Nuclear Fusion* **33**, 481 (1993).
- [8] O. Motojima, *et al.*, to be published in *Nuclear Fusion*.
- [9] T. Seki, *et al.*, “APPLICATION OF THE INTERMEDIATE FREQUENCY RANGE FAST WAVE TO THE JIPP TII-U PLASMA”, *Nuclear Fusion* **31**, 1369 (1991).
- [10] C. C. Pety, *et al.*, “FAST WAVE CURRENT DRIVE IN NEUTRAL BEAM HEATED PLASMAS ON DIII-D”, GA-A22575 (1997).
- [11] T. Ogawa, *et al.*, “Radiofrequency experiments in JFT-2M: Demonstration of innovative applications of a travelling wave antenna”, *Nuclear Fusion* **41**, 1767 (2001).
- [12] Y. Takase, *et al.*, “Initial results from the TST-2 spherical tokamak”, *Nuclear Fusion* **41**, 1543 (2001).
- [13] D.A. EHST and C.F.F. KARNEY, “APPROXIMATE FORMULA FOR RADIOFREQUENCY CURRENT DRIVE EFFICIENCY WITH MAGNETIC TRAPPING”, *Nuclear Fusion* **31**, 1933 (1991).
- [14] G. GIRUZZI, “IMPACT OF ELECTRON TRAPPING ON RF CURRENT DRIVE IN TOKAMAKS”, *Nuclear Fusion* **27**, 1934 (1987).
- [15] A Fukuyama, *et al.*, “KINETIC DESCRIPTION OF PROPAGATION AND ABSORPTION STRUCTURES OF ICRF WAVES”, *Nuclear Fusion* **23**, 1005 (1983).
- [16] E.F. JAEGER, D.B. BATCHELOR, H. WEITZNER, J.H. WHEALTON, *Comput.*

Phys. Commun **40**, 33 (1986).

[17] 熊沢隆平、他、「電流駆動による LHD プラズマの特性改善の検討」、プラズマ・核融合学会年会、予稿集 P127 (2000).

[18] 竹内伯夫、他、「Investigation of ICRF electron heating on LHD」, プラズマ・核融合学会年会、28pC13P (2003)

[19] K. Saito, *et al.*, “Ion and electron heating in ICRF heating experiments on LHD,” *Nuclear Fusion* **41**, 1021 (2001).

第3章 加熱電流駆動用進行波アンテナの設計と試験

3-1 はじめに

核融合発電の実現には定常運転が必要であり、そのためにトカマク型装置ではプラズマ中に電流を駆動することが必須となっている。現在は高周波電力と高速中性粒子ビームを使用した非誘導電流駆動による電流分布制御の重要性が認識され、精力的に非誘導誘導実験が行われている。ヘリカル型装置においても非誘導電流を駆動し、高ベータ実験で回転変換分布を制御する有効性が理論的に指摘されている。

LHDのコムラインアンテナは、速波を用いた加熱・電流駆動用進行波アンテナとして開発された。LHDの真空開放は一年に一度だけであり、アンテナの試行錯誤が事実上不可能であるので、あらかじめその電気的な特性を確認し、このデータをもとに精密な設計で製作する必要がある。そのためプラズマ実験前の特性試験用として実物と同一サイズの「模型アンテナ」を作成し、その特性を調べた。実際のアンテナは模型アンテナと区別するためにこの論文では「実機アンテナ」と呼ぶことにする。

コムラインアンテナは、Moellarらによって最初に提案され[1,2]、プラズマ実験では、JFT-2M[3]およびTST-2[4]において電流駆動実験が試行された。ここで注目すべきことは、上記で試験されたコムラインアンテナはストラップの長さが波長の4分の1であるのに対し、LHDで使用される実機アンテナのストラップの長さは、波長の半分ということである。これは装置の大型化と実験磁場の増大化により必然の帰結であった。大面積となることでアンテナ素子1本あたりにかかる電圧が小さくなり、大電力加熱アンテナとして利用が期待される。また従来のコムラインアンテナのアンテナ素子の本数が4本であったのに対し、LHDの本数は10本である。アンテナ素子を増やすことで駆動電流に高い指向性を持たせることができる。しかしLHDのコムラインアンテナはそのT字型のストラップ形状のために2つの共鳴モードが存在することは注意しなければならない。

この章では、LHDコムラインアンテナの電気特性について記述する。第3-2節でコムラインアンテナをモデル化し、その原理を示す。第3-3節で模型アンテナの電気特性を調べ、その結果と第3-1節とのモデル計算の結果とを比較する。第3-4節で実機アンテナの電気特性試験の結果を示し、イーブンモードの

選択的な励起が行われことを説明する。また実機アンテナの支柱を導体から絶縁体に替えたものの試験結果を示す。第3-5節で模型アンテナと実機アンテナと絶縁体支柱実機のそれぞれの特性試験の結果をまとめる。第3-6節でアンテナ・インピーダンス計算を行い、第3-7節でインピーダンス整合や波動入射システムおよび電力循環のためのリング型電力合成器を提案する。

3-2 コムラインアンテナの原理

コムラインアンテナの高周波特性を試験する前に、アンテナのモデルと電気的な回路を構築し、その高周波特性の特徴を調べた。コムラインアンテナはその構造から、支柱のインダクタンスや Faraday シールドの持つコンダクタンスなどの各パラメータを容易に変えることができる。この節では代表的な“L字型アンテナ”（過去のトカマク実験で使用されたモデル）と“T字型アンテナ”（LHD コムラインアンテナのモデル）の2つの型についてまとめた。

3-2-1 L字型アンテナの基本原則

(a) 直接結合（無限個）

給電方法は直接結合、支柱の位置はアンテナストラップの片端、アンテナ素子は無限にあり、入射した高周波が進行波のみであるモデルを考える。L字型アンテナの概念図を図3-1に示す。

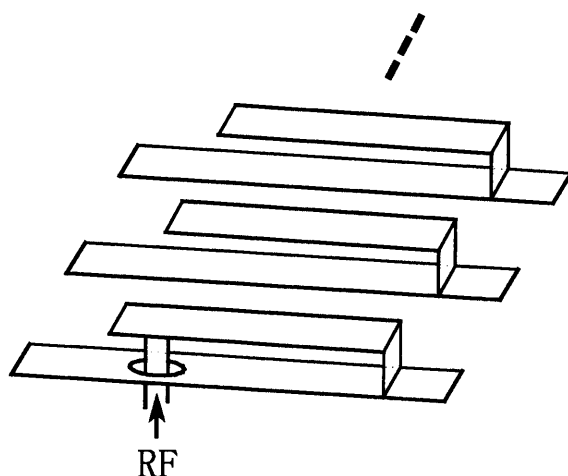


図3-1 L字型アンテナ（直接結合給電型）の概念図

アンテナ素子が無限にあるとした場合、1本目のアンテナ素子から入射した進行波のみを考慮すればよい。Faraday シールドの図は省略した。

アンテナ素子のインダクタンスを L 、アンテナストラップと Faraday シールドとによって作られるコンデンサの容量を C 、プラズマ負荷抵抗やアンテナの高周波 Ohmic 損失を含んだ抵抗を R 、隣接する 2 本のアンテナ素子間の相互インダクタンスを M とする。2 本以上離れたアンテナ素子との間の相互結合は小さいとみなしここでは考慮しない。高周波電力の給電はアンテナ素子の 1 本目のみとする。また C に流れる電流を I_c 、 a 番目のアンテナ素子に流れる電流値を I_a と表すと、図 3-2 より明らかなように各アンテナ素子は LCR 回路となり、角振動数 $\omega_0 = 1/\sqrt{CL}$ で共鳴する。

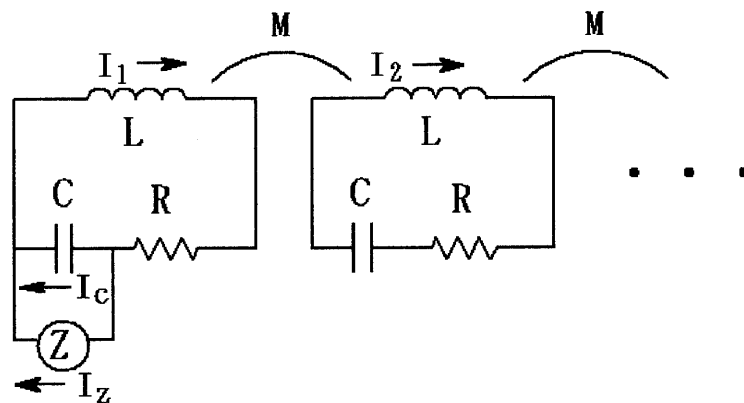


図 3-2 L 字型アンテナ（直接結合給電型）の等価回路

C はアンテナストラップと Faraday シールドによって作られるコンデンサの容量、 R は抵抗（Ohmic 損失含む）、 I_k は k 番目に流れる電流、 Z は給電部のインピーダンス、 L はストラップのインダクタンス、 I_z は給電部に流れる電流、 M は隣接する素子の相互インダクタンス。

1 番目のアンテナ素子に注目して、Kirchhoff の法則を適用すると

$$0 = (i\omega L + R)I_1 + \frac{I_c}{i\omega C} + i\omega M I_2$$

$$(I_c - I_1)Z = \frac{I_c}{i\omega C} \quad (3-1)$$

$$I_1 = I_c + I_z$$

の 3 つの式を得る。無限にアンテナ素子がある場合は各素子に流れる電流に関して

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{I_3}{I_2} = \dots = \frac{I_{a+1}}{I_a} = \dots = e^{ik} = e^{-k_r + ik_i} \quad (3-2)$$

と表すことができる。高周波の波数 k は $k = k_r + ik_i$ と実数部と虚数部に分けて書くこ

とができる。式(3-1)と式(3-2)式から給電部のインピーダンス Z が

$$Z = \frac{i\omega L + R + i\omega M e^{ik}}{1 - \omega^2 LC + i\omega CR - \omega^2 MC e^{ik}} \quad (3-3)$$

と求まる。ここで a 番目のストラップに注目し、隣り合うアンテナ素子との相互結合を考慮すると、漸化式

$$0 = (i\omega L + \frac{1}{i\omega C} + R)I_a + i\omega M (I_{a-1} + I_{a+1}) \quad (3-4)$$

が得られる。式(3-2)を用いて式(3-4)を整理すると

$$e^{2ik} + F e^{ik} + 1 = 0,$$

$$\therefore e^{ik} = -\frac{1}{2} (F \pm \sqrt{F^2 - 4}), \quad (3-5)$$

$$\left(F \equiv \frac{L}{M} - \frac{1}{\omega^2 MC} + \frac{R}{i\omega M} \right)$$

となり、 k は ω の関数として表すことができる。式(3-5)において、 ik の実数部である $-k_i$ は波動の進行にともなう減衰率を、虚数部である k_r は隣接する2つのアンテナ素子間の駆動電流の位相差を示している。式(3-5)は e^{ik} の二次方程式であり、その2つの解はそれぞれ進行波と反射波の性質を示している。すなわち、式(3-5)の±のうちプラスの解は $\omega/\omega_0 < 1$ の領域で反射波、 $\omega/\omega_0 > 1$ の領域で進行波、マイナスの解は $\omega/\omega_0 < 1$ の領域で進行波、 $\omega/\omega_0 > 1$ の領域で反射波となる。位相差 k_r も考慮して以上をまとめると、 $\omega/\omega_0 < 1$ では式(3-5)のマイナスの解を採用し、 $\omega/\omega_0 > 1$ では式(3-5)のプラスの解を採用する。 $\omega/\omega_0 = 1$ の共鳴点では重解となる。以上により k の実数部と虚数部、給電部のインピーダンス Z の周波数特性が得られる。設計の段階で決定した中心周波数 $f_0 = \omega_0/2\pi = 75\text{MHz}$ において、アンテナの大きさから概算した値 $L = 9 \times 10^{-8}\text{H}$ 、 $M = L/10 = 9 \times 10^{-9}\text{H}$ 、 $C = 50\text{pF}$ 、 $R = 0.5\Omega$ を代入すると、 Z と k の周波数特性が得られる。結果を図3-3(a),(b)に示す。図3-3より周波数が67MHzから85MHzの間でインピーダンス Z と波数 k とが共に変化しているのが分かる。給電部のインピーダンスの実数部 Z_r と波数の実数部 k_r に注目することにより、この周波数帯で進行波が励起されていることが確認できた。この電流駆動が可能な周波数帯はパスバンドと呼ばれており、パスバンドの幅は式(3-5)の実数部から $F^2 - 4 > 0$ を満たすようにパラメータ L 、 M 、 ω 、 C 、 R を選択することで決定することができる。

例えば $R = 0\Omega$ のとき、パスバンドは $1/\sqrt{C(L+2M)} < \omega < 1/\sqrt{C(L-2M)}$ となる。パスバンドの領域内であれば周波数を自由に選択できることはコムラインアンテナの大きな特長の1つである。

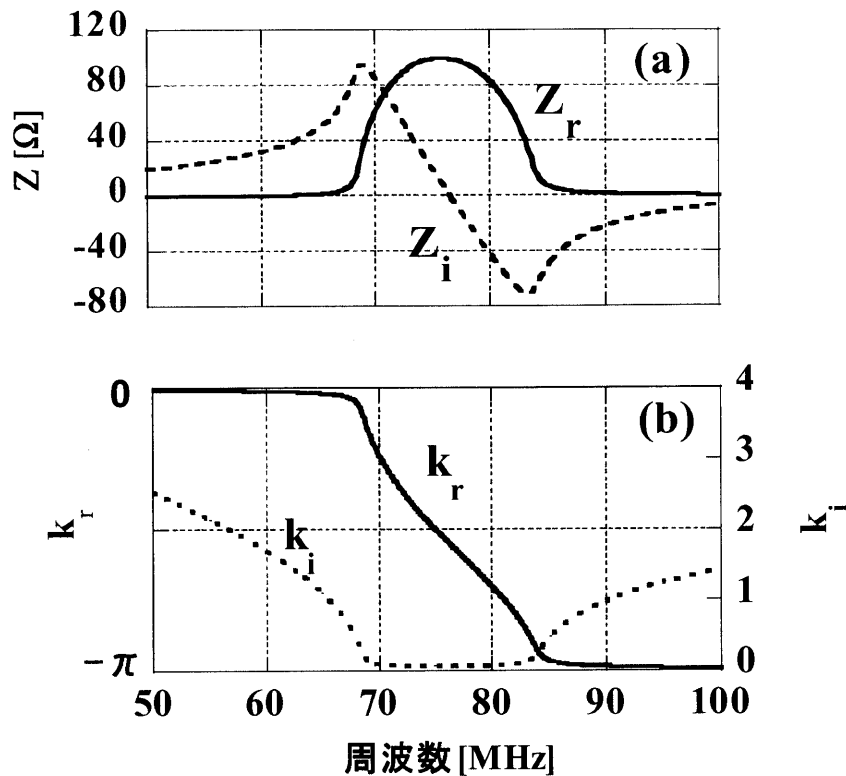


図3-3 インピーダンスと波数の周波数依存性

(a)給電部のインピーダンスの実数部と虚数部の周波数特性、(b)波数の実数部と虚数部の周波数特性。周波数67-85MHzの周波数帯において、給電部分のインピーダンスと電流の位相を示す k_r および振幅の減衰率を示す k_i が変化しており、この周波数帯において進行波が励起できることが確認できる。

(b) ループ結合（無限個）

次に相互結合を利用して高周波電力を給電するループ結合の原理を調べる。前小節で調べた直接給電型と比較すると、アンテナへの入射電力は小さくなるが共鳴のモードを強く励起できる特徴がある。給電方法以外のモデルは前小節と全く同じである。給電部に流れる電流を I_0 、結合に用いるコイルのインダクタンスを L_0 、給電部と1番目のアンテナ素子との間の相互インダクタンスを M_0 とすると、モデル概念図を図3-4、等価回路を図3-5のように示すことができる。

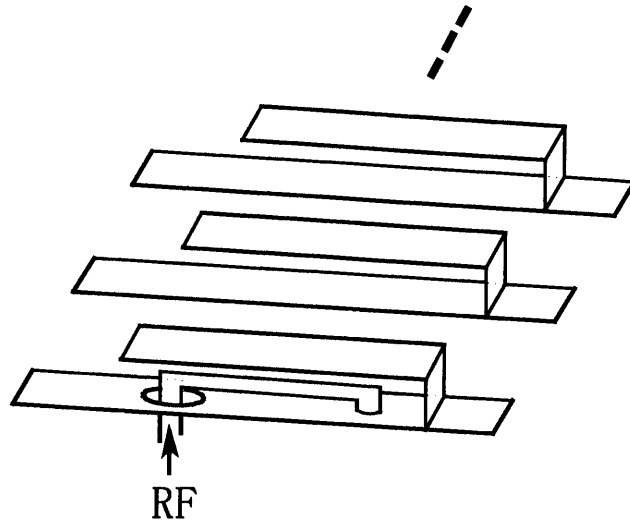


図 3-4、L字型アンテナ（ループ結合給電型）の概念図

1 本目のアンテナ素子に対してループを作り、ループ結合で給電する。

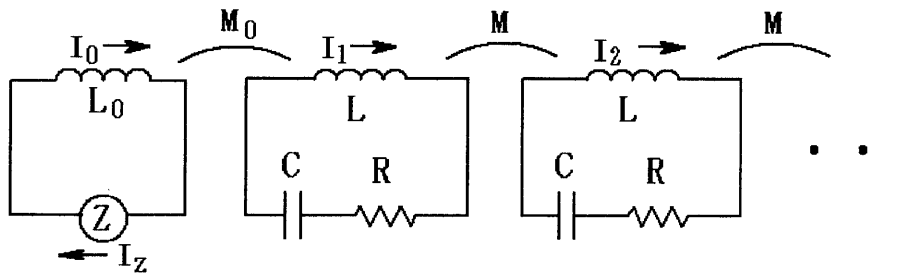


図 3-5 L字型アンテナ（ループ結合給電型）の等価回路

1 本目に給電するためのループのインダクタンスを L_0 、ループに流れる電流を I_0 、給電用ループと 1 本目のアンテナ素子との間の相互結合係数を M_0 、給電部のインピーダンスを Z とした。C、L、R は前小節と同じ。

図 3-5 の等価回路において、給電部、1 番目のアンテナ素子においてそれぞれ

$$-i\omega L_0 I_0 + i\omega M_0 I_1 = -Z I_0, \quad (3-6)$$

$$0 = \left(i\omega L + \frac{1}{i\omega C} + R \right) I_1 + i\omega M_0 I_0 + i\omega M I_2 \quad (3-7)$$

の関係を得る。以下前小節と同じ手法で給電部のインピーダンスと波数を ω の関数として表すことができる。

$$Z = \frac{-\omega^2 L_0 L + \frac{L_0}{C} + i\omega L_0 R - \omega^2 M L_0 e^{iK} - \omega^2 M_0^2}{i\omega L + \frac{1}{i\omega C} + R + i\omega M e^{iK}}, \quad (3-8)$$

$$e^{iK} = -\frac{1}{2} \left(F \pm \sqrt{F^2 - 4} \right) \quad (3-9)$$

$$\text{ただし } F = \frac{L}{M} - \frac{1}{\omega^2 M C} + \frac{R}{i\omega M} \quad (3-10)$$

である。

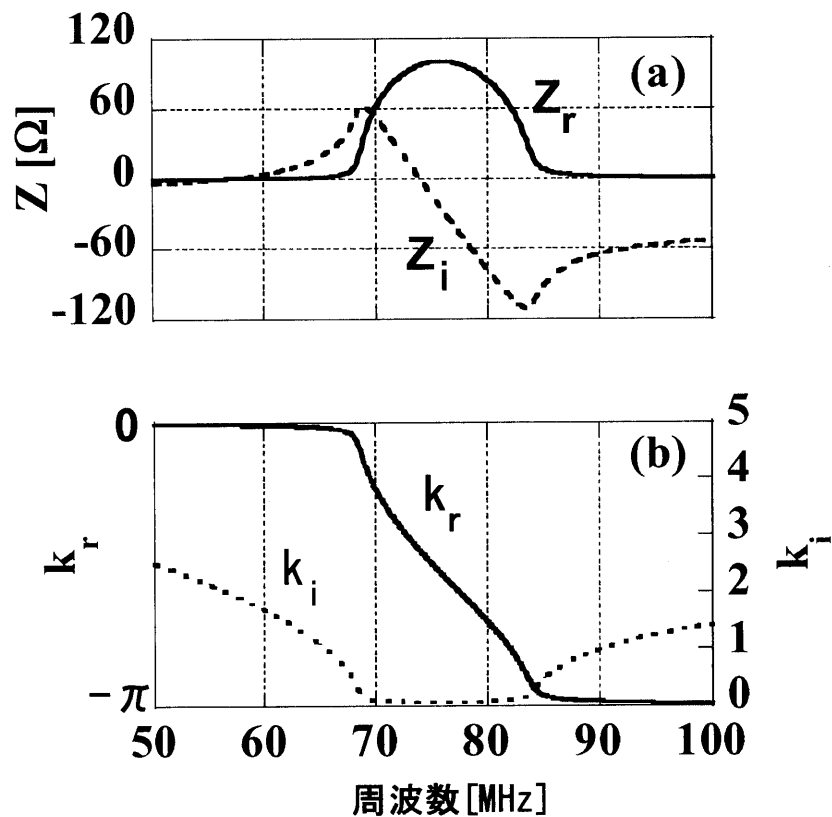


図 3-6 給電部における(a)インピーダンスと(b)波数の周波数依存性
周波数 67-85MHz の周波数帯において、給電部分のインピーダンスと電流の位相を示す k_r および振幅の減衰率を示す k_i が変化しており、この周波数帯において進行波が励起できることが確認できる。

式(3-8)と式(3-9)より、 $L=9 \times 10^{-8}$ H、 $M=L/10$ 、 $L_0=L/3$ 、 $M_0=L/2$ 、 $C=50$ pF、 $R=0.5 \Omega$ とした場合の周波数とインピーダンス及び波数の関係を図 3-6 に示す。ここで当然であるが、式(3-5)と式(3-9)より明らかなように、周波数と波数の関係が前節と変

わからない。給電方法を変えると波数の周波数依存性は変わらずインピーダンスだけ
 が変化する。ループ結合の場合、直接結合よりも共鳴モードを強く励起できる。
 この点は直接結合との大きな違いであり、利点である。しかしながら直接結合に
 比べて入射電力が小さくなるため、アンテナ素子の本数が増えると終端のアンテ
 ナ素子まで入射電力が十分に伝達しない可能性があるので注意が必要である。

(c) L字型アンテナの有限素子の影響

以上アンテナ素子が無限に並んでいる場合について調べた。この節ではアンテ
 ナ素子が有限 (N本) の場合を考察する。アンテナ素子が無限の場合と異なる点
 は、純粋な進行波ではなくアンテナ素子上に定在波が立つことである。

給電側のアンテナ素子から 1 番目、k 番目 ($1 < k < N$)、N 番目のアンテナ素子に
 において Kirchhoff の法則を適用すると、それぞれ下記のように方程式が得られる。

$$\begin{cases} 0 = (i\omega L + R)I_1 + \frac{1}{i\omega C}(I_1 - I_2) + i\omega MI_2 \\ -I_2 Z = \frac{1}{i\omega C}(I_1 - I_2) \end{cases} \quad (3-11)$$

$$0 = (i\omega L + \frac{1}{i\omega C} + R)I_k + i\omega M(I_{k+1} + I_{k-1}) \quad (3-12)$$

また

$$\begin{cases} 0 = (i\omega L + R)I_N + \frac{1}{i\omega C}(I_N - I_A) + i\omega MI_{N-1} \\ -I_A A = \frac{1}{i\omega C}(I_N - I_A) \end{cases} \quad (3-13)$$

ここで $t = i\omega L + 1/i\omega C + R$ とおくと、漸化式(3-12)から特性方程式

$$\begin{aligned} I_{k+1} - \alpha I_k &= \beta(I_k - \alpha I_{k-1}) = \dots = \beta^{k-1}(I_2 - \alpha I_1) \\ I_{k+1} - \beta I_k &= \alpha(I_k - \beta I_{k-1}) = \dots = \alpha^{k-1}(I_2 - \beta I_1) \end{aligned} \quad (3-14)$$

が得られる。ただし、 α 、 β は二次方程式 $i\omega MX^2 + tX + i\omega M = 0$ の解である。また式
 (3-13)より I_{N-1} は I_N を使って表すことができるので

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{\beta^{2-N} - \alpha^{2-N}}{\beta - \alpha} I_N - \frac{\alpha\beta(\beta^{1-N} - \alpha^{1-N})}{\beta - \alpha} I_{N-1} \equiv B_1 I_N, \\ I_2 &= \frac{\beta^{3-N} - \alpha^{3-N}}{\beta - \alpha} I_N - \frac{\alpha\beta(\beta^{2-N} - \alpha^{2-N})}{\beta - \alpha} I_{N-1} \equiv B_2 I_N \end{aligned} \quad (3-15)$$

となり、 I_N を用いて I_1 と I_2 が表すことができる。ここで B_1 と B_2 は

$$B_1 = \frac{\beta^{2-N} - \alpha^{2-N}}{\beta - \alpha} + \frac{\alpha\beta(\beta^{1-N} - \alpha^{1-N})}{\beta - \alpha} \frac{i\omega L + R - \frac{A}{1-i\omega CA}}{i\omega M}, \quad (3-16)$$

$$B_2 = \frac{\beta^{3-N} - \alpha^{3-N}}{\beta - \alpha} + \frac{\alpha\beta(\beta^{2-N} - \alpha^{2-N})}{\beta - \alpha} \frac{i\omega L + R - \frac{A}{1-i\omega CA}}{i\omega M}$$

である。また式(3-14)と式(3-15)より

$$I_N = \frac{1}{i\omega C(tB_1 + i\omega MB_2)} I_z \equiv B_z I_z \quad (3-17)$$

が得られる。従って各アンテナ素子に流れる電流値が給電部の電流 I_z を用いて表すことができた。結果、式(3-11)から給電部のインピーダンス Z が

$$Z = \frac{1}{i\omega C} \left\{ 1 - 1/i\omega C \left(t + i\omega M \frac{B_2}{B_1} \right) \right\} \quad (3-18)$$

と求まる。 $L=9 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $M=L/10$ 、 $L_0=L/3$ 、 $M_0=L/2$ 、 $C=50 \text{pF}$ 、 $R=0.5 \Omega$ の場合における給電部でのインピーダンスの周波数特性を図 3-7 に示す。図 3-3 や図 3-6 と特性が異なり、 Z_r と Z_i の曲線が鋸歯状となっている。アンテナ素子の数が有限となったため、終端アンテナからの反射波が存在して定在波が立っていると解釈できる。アンテナ素子の数が有限の場合、この定在波を小さくすることが重要となる。

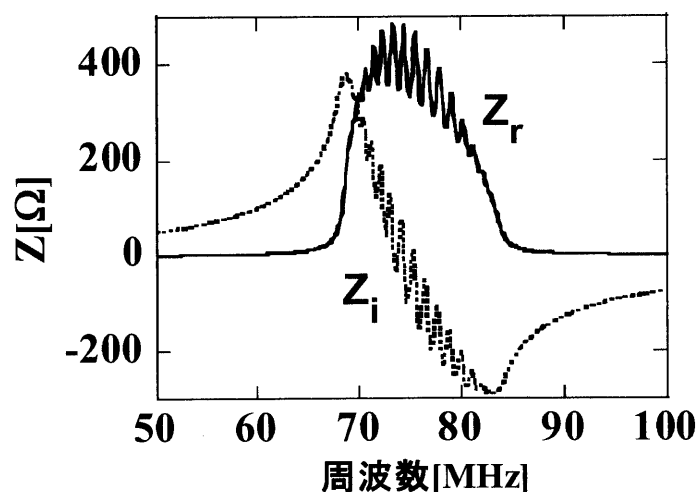


図 3-7 給電部におけるインピーダンスの周波数特性

図 3-3 や図 3-6 と異なり、インピーダンス特性が鋸歯状となった。これはアンテナに定在波が存在したためと解釈できる。

3-2-2 T字型アンテナの原理 (LHDモデル)

L字型アンテナはアンテナストラップの片端を導体支柱で支えるモデルであったが、LHDの実機アンテナはアンテナストラップの中央部を導体支柱で支持するT字型のモデルを採用した。中央部に支柱を置くことによりアンテナ素子の面積を2倍にすることができ、それにかかる電圧を小さくしてアーキングの発生を防ぐことができる。しかしながらLHD型のモデルでは1つのアンテナ素子に対して2つの共鳴モードが存在する。共鳴回路に支柱に電流が流れないモードをイーブンモード、支柱に電流が流れるモードをオッドモードと呼ぶ。イーブンモードのみを選択的に励起させることによって、それぞれのアンテナ素子の中心部で高周波電流を最大にすることができ、アンテナで励起した高周波電力をプラズマの中心部に入射させることができる。一方、オッドモードは後述するように(図3-13)各アンテナ素子の中心部で電流にギャップがあり、アンテナ素子方向に波数を持つため電流駆動するためには好ましくないモードである。また2つの共鳴モードが混在すると電圧破壊の原因となるため、T字型のコムラインアンテナではイーブンモードのみを選択的に励起することが必要となる。

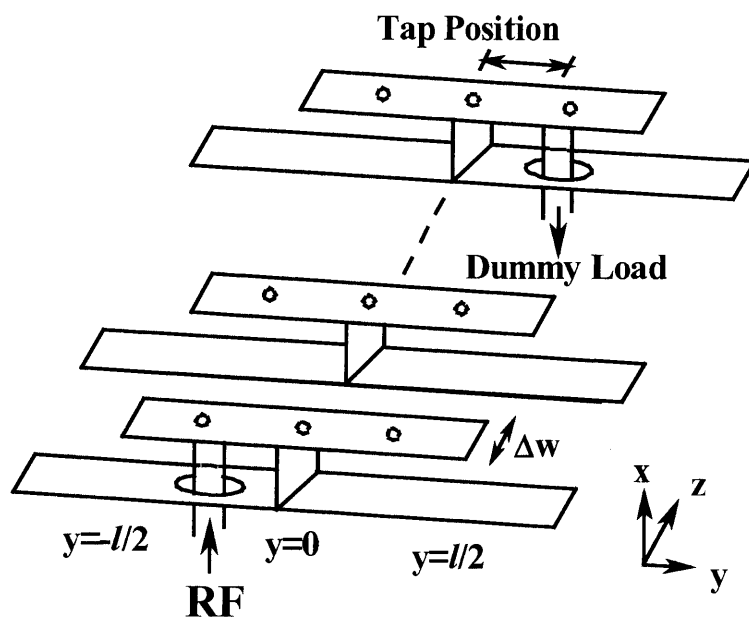


図 3-8 T字型アンテナ (LHDモデル) の概念図

T字型のストラップがトロイダル方向(z方向)にN本並んでいるとした。ストラップの幅は Δw 、アンテナストラップに沿う方向をy、プラズマの中心方向をxとした。Faradayシールドの図は省略した。

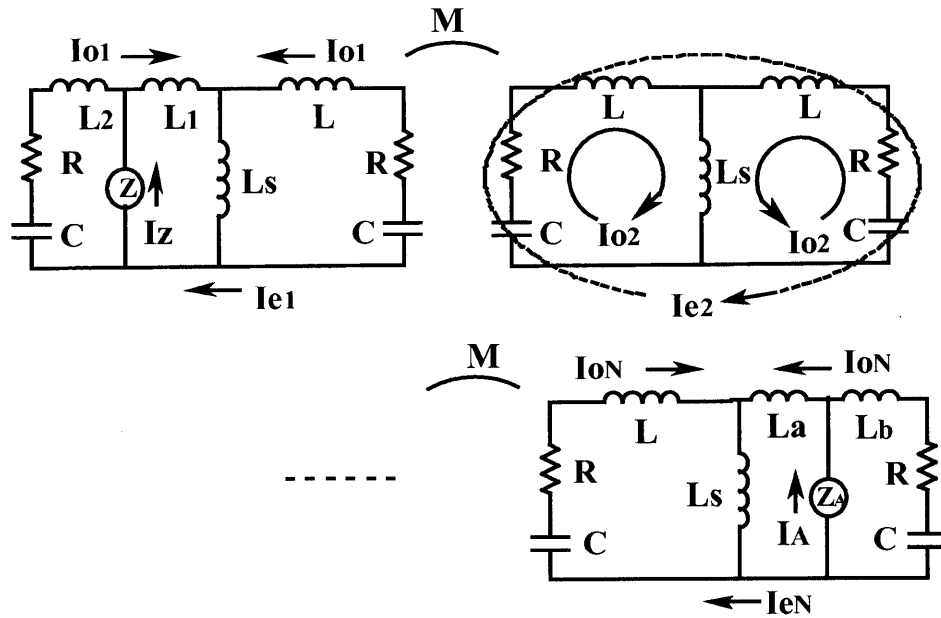


図 3-9 T字型アンテナ (LHD モデル) の等価回路

Z は給電部に対するアンテナ側のインピーダンス、 I_z は給電部に流れる電流、 Z_A は N 番目のアンテナ素子の終端部のインピーダンス、 I_A は Z_A に流れる電流、 I_{ek} 、 I_{ok} はそれぞれ各アンテナ素子に流れるイーブンモードの電流とオッドモードの電流、 L_1 および L_a はタップ位置を示す。

T 字型アンテナの原理を説明する。T 字型アンテナ (LHD モデル) の概念図を図 3-8 に、T 字型アンテナの等価回路を図 3-9 にそれぞれ示す。 k 番目のアンテナ素子におけるイーブンモードの電流値を $I_{e,k}$ 、オッドモードの電流値を $I_{o,k}$ 、支柱のインダクタンスを L_s 、ストラップにおける中心と給電点との間のインダクタンスを L_1 、同じく給電点とストラップの端までのインダクタンスを L_2 、イーブンモードとイーブンモードの相互インダクタンス M_{ee} を、オッドモードとオッドモードの相互インダクタンスを M_{oo} とする。ここで、対照的な構造からイーブンモードとオッドモードとの相互結合は小さいとみなしここでは考慮しない。

1 番目のアンテナ素子において、図 3-9 の等価回路における支柱 (L_s) に対して、左側と右側の回路で Kirchhoff の法則を用いてそれぞれ式を立てると

$$0 = \left(R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \right) (I_{e,1} + I_{o,1}) + 2i\omega L_s I_{o,1} + (i\omega L_1 + i\omega L_s) I_z + i\omega M_{ee} I_{e,2} + i\omega M_{oo} I_{o,2}, \quad (3-19)$$

$$0 = \left(R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \right) (I_{e,1} - I_{o,1}) - 2i\omega L_s I_{o,1} - i\omega L_s I_z + i\omega M_{ee} I_{e,2} - i\omega M_{oo} I_{o,2} \quad (3-20)$$

が得られる。さらに給電部分において Kirchhoff の法則を適用すると

$$ZI_z = -\left(R + i\omega L_2 + \frac{1}{i\omega C}\right)(I_{e,1} + I_{o,1}) \quad (3-21)$$

が得られる。式(3-19)と式(3-20)をそれぞれ加算、減算すると

$$0 = 2\left\{R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}\right\}I_{e,1} + i\omega L_1 I_z + 2i\omega M_{ee} I_{e,2}, \quad (3-22)$$

$$0 = 2\left\{R + i\omega(L + 2L_c) + \frac{1}{i\omega C}\right\}I_{o,1} + i\omega(L + 2L_s)I_z + i\omega M_{oo} I_{o,2} \quad (3-23)$$

が得られ、それぞれオッドモードとイーブンモードの特性を示す式に分離することができた。

各アンテナ素子の共鳴角振動数を求めるため、アンテナ素子が1本の場合を考える。式(3-22)と式(3-23)において M_{ee} および M_{oo} を 0 とおいて

$$0 = \left(R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}\right)I_e, \quad 0 = \left\{R + i\omega(L + 2L_s) + \frac{1}{i\omega C}\right\}I_o$$

の2式が得られる。さらに $R=0$ とおくと、アンテナ素子が1本におけるイーブンモードとオッドモードの共鳴振動数 ω_e 、 ω_o がそれぞれ

$$\begin{cases} \omega_e = 1/\sqrt{CL}, \\ \omega_o = 1/\sqrt{C(L+2L_s)} \end{cases} \quad (3-24)$$

と求まる。これは1つのアンテナ素子が2つの異なる共鳴周波数を持つことを示している。 $L=9.97 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $L_1=0.38 \text{H}$ 、 $L_s=1.45 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $C=60 \times 10^{-12} \text{F}$ 、 $R=1.0 \Omega$ として、この時の給電部におけるインピーダンスの周波数特性を図3-10に示す。

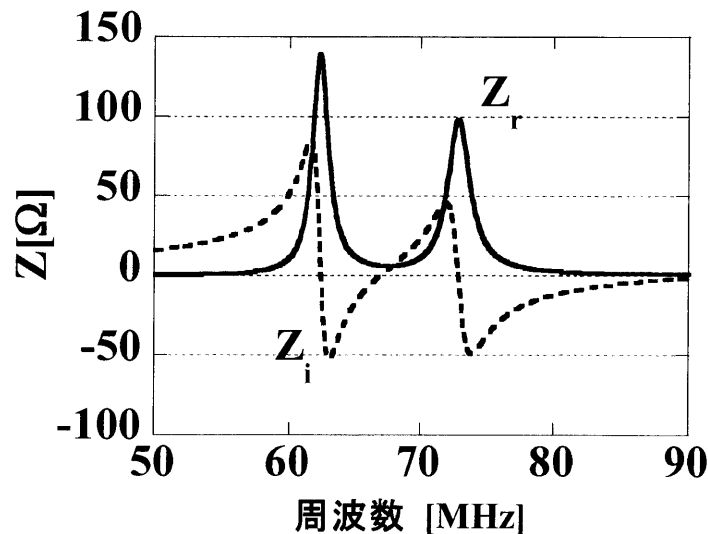


図3-10 アンテナ素子1本の場合のインピーダンス特性

イーブンモードとオッドモードの2つのモードが共鳴していることが確認できる。

イーブンモードの共鳴周波数は $f_e=72.78\text{MHz}$ 、オッドモードの共鳴周波数は $f_o=62.32\text{MHz}$ となる。インピーダンスの実数部の2つのピークが2つの共鳴モードの存在を示している。

次にアンテナ素子1本の場合を考える。式(3-22)と式(3-23)において $I_{e,2}$ と $I_{o,2}$ を省略し I_z を消去すると、アンテナ素子1本目におけるイーブンモードとオッドモードの電流比 $I_{e,1}/I_{o,1}$ が求められる。

$$\frac{I_{e,1}}{I_{o,1}} = \frac{R + i\omega(L + 2L_s) + \frac{1}{i\omega C}}{R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C}} \times \frac{L_1}{L_1 + 2L_s} \quad (3-25)$$

式(3-25)の右辺は周波数に依存する項と給電位置に依存する項の積となっている。 $I_{e,1}/I_{o,1}$ の周波数依存性と、支柱と給電位置との間のインダクタンス L_1 依存性のグラフをそれぞれ図3-11(a)と(b)に示す。給電位置を $y=l/6$ (l はアンテナストラップの長さ) に固定した場合、 $I_{e,1}/I_{o,1}$ の絶対値は図3-11(a)に示したようにイーブンモードの角周波数共鳴点で著しく大きくなる。一方、周波数を $f=75\text{MHz}$ に固定した場合、 $I_{e,1}/I_{o,1}$ は給電位置に依存する。 L_1 が小さくなればなるほど、すなわち給電部が支柱に近くなればなるほど、イーブンモードが弱くなり、 $L_1=0$ ではイーブンモードはゼロとなる。ただしアンテナ素子が2本以上ある場合は、イーブンモードとオッドモードの割合は一意的に決まらず、すべてのアンテナ素子を総合的に考慮する必要があるため、後で述べる2つの評価変数 $\sigma(\text{direc})$ と $\sigma(\text{purity})$ を用いて総合的に評価することが必要となる。

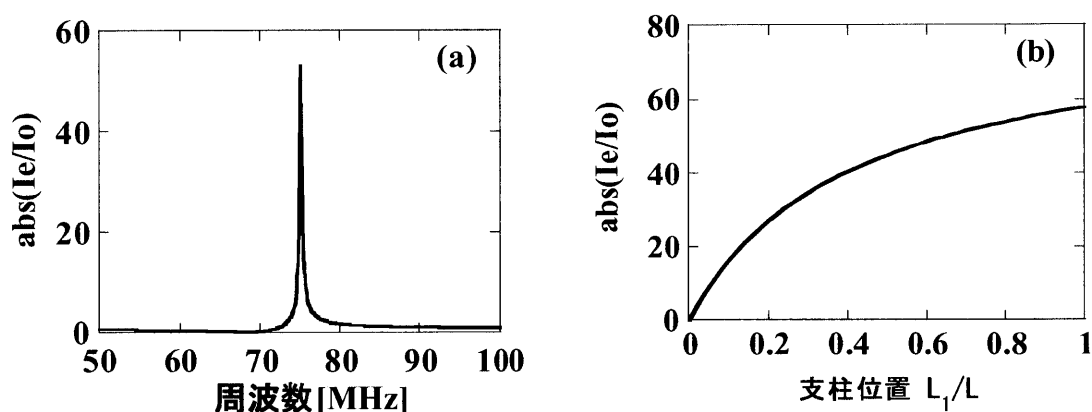


図3-11 イーブンモードの電流とオッドモードの電流の割合

アンテナ素子が1本の場合の(a)給電位置が固定の場合における周波数依存性、(b)周波数が固定の場合における支柱位置依存性

次にアンテナ素子が2本の場合、式(3-22)、式(3-23)より共鳴点はイーブンモードとオッドモードでそれぞれ2つずつ存在する。

$$\begin{cases} \omega_{e2} = 1/\sqrt{C(L \pm M_{ee})} \\ \omega_{o2} = 1/\sqrt{C(L + 2L_S \pm M_{oo})} \end{cases} \quad (3-26)$$

この式から分かるように、アンテナ素子2本の場合はアンテナ素子間の相互結合によって共鳴振動数が2つに分離される。すなわち結合係数 M_{ee} および M_{oo} が大きければ式(3-26)右辺の分母の±の項が大きくなり、共鳴周波数が1本の時から大きく分離される。アンテナ素子が2本の場合における給電部のインピーダンスの周波数特性を図3-12に示す。パラメータの値は模型実験から概算した値を採用し、 $L=9.97 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $L_1=0.38 \text{H}$ 、 $L_S=1.45 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $M_{ee}=1.67 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $M_{oo}=1.04 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $C=60 \times 10^{-12} \text{F}$ 、 $R=1.0 \Omega$ とし、このときイーブンモードの共鳴周波数は $f_{e1}=81.86 \text{MHz}$ 、 66.18MHz 、オッドモードの共鳴周波数は $f_{o2}=65.53 \text{MHz}$ 、 59.54MHz である。66MHz付近でイーブンモードとオッドモードが混在しているため、図3-12では合計3箇所共鳴のピークが確認できる。

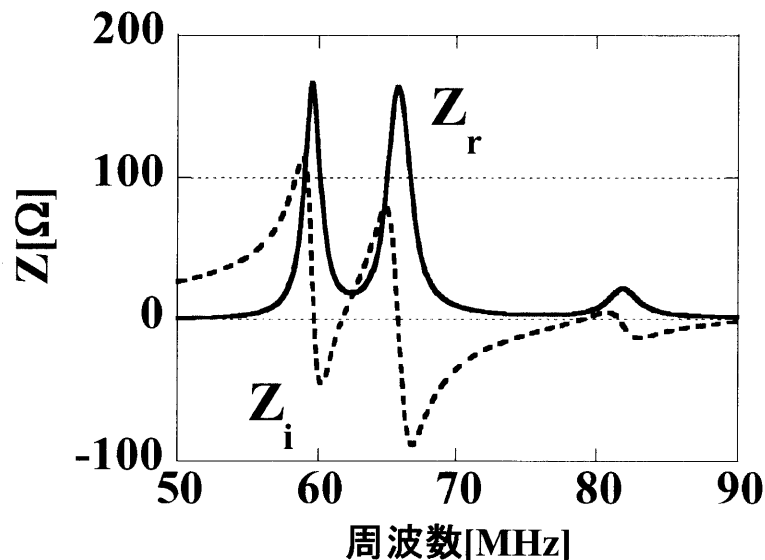


図3-12 アンテナ素子2本の場合の給電部におけるインピーダンス特性
共鳴点はイーブンモードとオッドモードそれぞれ2点ずつとなる。イーブンモードの共鳴周波数は81.86MHzと66.18MHz、オッドモードの共鳴周波数は65.53MHzと59.54MHzである。66MHz付近は2つのモードが混在していることになる。計算に用いたパラメータは $L=9.97 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $L_1=0.38 \text{H}$ 、 $L_S=1.45 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $M_{ee}=1.67 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $M_{oo}=1.04 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $C=60 \times 10^{-12} \text{F}$ 、 $R=1.0 \Omega$ 。

以下同様に、アンテナ素子が3本の場合、イーブンモードとオッドモードの各共鳴角振動数が3点ずつ現れ、

$$\begin{cases} \omega_{e3} = 1/\sqrt{CL}, 1/\sqrt{C(L \pm \sqrt{2}M_{ee})} \\ \omega_{o3} = 1/\sqrt{C(L+2L_s)}, 1/\sqrt{C(L+2L_s \pm \frac{\sqrt{6}}{2}M_{oo})} \end{cases} \quad (3-27)$$

と表すことができる。アンテナ素子の数が増えるたびにイーブンモードとオッドモードの共鳴周波数帯に幅ができる。このことはイーブンモードの共鳴周波数においてオッドモードの共鳴が混在する可能性があることを意味する。電流駆動および電子加熱のためにイーブンモードのみを選択的に強く励起しなければならない。

ここで2つのモードの電流がどれだけの割合で混在しているかを考える。アンテナ素子が1本の場合、イーブンモードの電流とオッドモードの電流は一般的に式(3-28)で与えられる。ただしアンテナストラップの長さを $2l$ 、イーブンモードの電流の振幅を I_{e0} 、オッドモードの振幅を I_{o0} 、イーブンモードの電流を I_e 、オッドモードの電流をと I_o 、アンテナストラップ上の位置を y とする(図3-8の座標参照)。

$$\begin{cases} I_e(x) = I_{e0} \cos\left(\frac{\pi y}{2l}\right) \cos(\omega t), \\ I_o(x) = I_{o0} \text{sign}(y) \cos\left(\frac{\pi y}{2l}\right) \cos(\omega t - \delta) \end{cases} \quad (3-28)$$

それぞれのモードの電流分布を図3-13に示す。

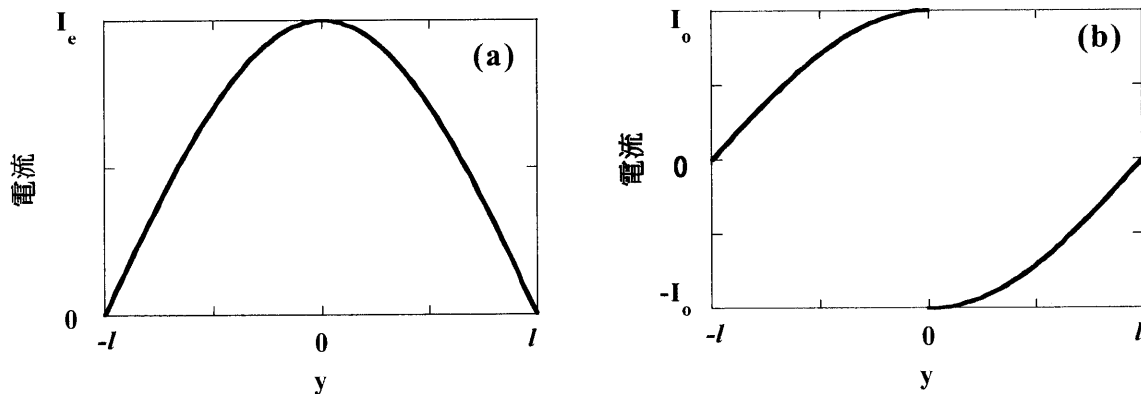


図3-13、イーブンモードとオッドモードの電流分布

(a)イーブンモードの電流分布、(b)オッドモードの電流分布。イーブンモードの電流はアンテナ素子の中心で最大振幅を持つが、オッドモードの電流はアンテナ素子の中心で振幅の符号が反転する。

最後に、アンテナ素子が N 本の場合を考える。以後 $\tilde{L} = i\omega L$ 、 $\tilde{C} = i\omega C$ 、 $\tilde{M}_{ee} = i\omega M_{ee}$ 、

$\tilde{M}_{oo} = i\omega M_{oo}$ $t_e = R + \tilde{L} + \frac{1}{\tilde{C}}$ 、 $t_o = R + \tilde{L} + 2\tilde{L}_S + 1/\tilde{C}$ 、 $t_2 = R + \tilde{L}_2 + 1/\tilde{C}$ と表記すると、

式(3-22)、式(3-23)、式(3-21)はそれぞれ

$$\begin{cases} 0 = 2t_e I_{e1} + \tilde{L}_1 I_z + 2\tilde{M}_{ee} I_{e2}, \\ 0 = 2t_o I_{o1} + (\tilde{L}_1 + 2\tilde{L}_S) I_z + 2\tilde{M}_{oo} I_{o2} \end{cases} \quad (3-29)$$

$$Z I_z = -t_2 (I_{e1} + I_{o1}) \quad (3-30)$$

と書き表される。同様に 2 番目、k 番目 ($3 \leq k \leq N-2$)、(N-1) 番目、N 番目のアンテナ素子に注目して、Kirchhoff の関係式を用いるとオッドモードとイーブンモードそれぞれについて方程式が立てられる。式(3-31)から式(3-34)にそれぞれ示す。

$$2 \text{ 番目} : \begin{cases} 0 = 2t_e I_{e2} + 2\tilde{M}_{ee} (I_{e1} + I_{e3}) + \tilde{M}_z I_z, \\ 0 = 2t_o I_{o2} + 2\tilde{M}_{oo} (I_{o1} + I_{o3}) + \tilde{M}_z I_z \end{cases} \quad (3-31)$$

$$k \text{ 番目} : \begin{cases} 0 = 2t_e I_{e,k} + 2\tilde{M}_{ee} (I_{e,k-1} + I_{e,k+1}) \\ 0 = 2t_o I_{o,k} + 2\tilde{M}_{oo} (I_{o,k-1} + I_{o,k+1}) \end{cases} \quad (3-32)$$

$$(N-1) \text{ 番目} : \begin{cases} 0 = 2t_e I_{e,N-1} + 2\tilde{M}_{ee} (I_{e,N-2} + I_{e,N}) - \tilde{M}_A I_A \\ 0 = 2t_o I_{o,N-1} + 2\tilde{M}_{oo} (I_{o,N-2} + I_{o,N}) + \tilde{M}_A I_A \end{cases} \quad (3-33)$$

$$N \text{ 番目} : \begin{cases} 0 = 2t_e I_{e,N} + 2\tilde{M}_{ee} I_{e,N-1} - \tilde{L}_a I_A \\ 0 = 2t_o I_{o,N} + 2\tilde{M}_{oo} I_{o,N-1} + (\tilde{L}_a + 2\tilde{L}_C) I_A \end{cases} \quad (3-34)$$

さらに N 番目から高周波電力ダミー負荷への接続部において

$$Z_A I_A = -t_b (I_{e,N} - I_{o,N}) \quad (3-35)$$

の関係が成り立つ。ただし $t_b = R + \tilde{L}_b + 1/\tilde{C}$ である。式(3-34)より、 $I_{e,N-1}$ と $I_{o,N-1}$ は $I_{e,N}$

と $I_{o,N}$ とで表すことができ、式(3-33)より $I_{e,N-2}$ と $I_{o,N-2}$ は $I_{e,N}$ と $I_{o,N}$ とで表すことができる。結局、各アンテナ素子に流れる電流 ($I_{e,k}$ ・ $I_{o,k}$) が給電部の電流値 I_z を用いて表すことができ、給電部のインピーダンス Z も求めることができる。

式(3-35)を式(3-34)に代入して

$$\begin{pmatrix} I_{e,N-1} \\ I_{o,N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11}^{(N-1)} & U_{12}^{(N-1)} \\ U_{21}^{(N-1)} & U_{22}^{(N-1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{e,N} \\ I_{o,N} \end{pmatrix} \quad (3-36)$$

ただし

$$U_{11}^{(N-1)} = -\left(2t_e + \frac{\tilde{L}_a t_b}{Z_A}\right) / 2\tilde{M}_{ee}, \quad U_{12}^{(N-1)} = \left(\frac{\tilde{L}_a t_b}{Z_A}\right) / 2\tilde{M}_{ee},$$

$$U_{21}^{(N-1)} = \frac{(2\tilde{L}_C + \tilde{L}_a)t_b}{Z_A} / 2\tilde{M}_{oo}, \quad U_{22}^{(N-1)} = -\left\{2t_o + \frac{(2\tilde{L}_C + \tilde{L}_a)t_b}{Z_A}\right\} / 2\tilde{M}_{oo} \text{ である。}$$

式(3-35)と式(3-36)とを式(3-33)に代入して

$$\begin{pmatrix} I_{e,N-2} \\ I_{o,N-2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11}^{(N-2)} & U_{12}^{(N-2)} \\ U_{21}^{(N-2)} & U_{22}^{(N-2)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{e,N} \\ I_{o,N} \end{pmatrix} \quad (3-37)$$

ただし

$$U_{11}^{(N-2)} = -\left(2t_e U_{11}^{(N-1)} + 2\tilde{M}_{ee} + \frac{\tilde{M}_A t_b}{Z_A}\right) / 2\tilde{M}_{ee}, \quad U_{12}^{(N-2)} = -\left(2t_e U_{12}^{(N-1)} - \frac{\tilde{M}_A t_b}{Z_A}\right) / 2\tilde{M}_{ee},$$

$$U_{21}^{(N-1)} = -\left(2t_o U_{21}^{(N-1)} - \frac{\tilde{M}_A t_b}{Z_A}\right) / 2\tilde{M}_{oo}, \quad U_{22}^{(N-2)} = -\left(2t_o U_{22}^{(N-1)} + 2\tilde{M}_{oo} + \frac{\tilde{M}_A t_b}{Z_A}\right) / 2\tilde{M}_{oo}$$

である。さて I_{ek} と I_{ok} を I_{eN} と I_{oN} とで表すためにはまず式(3-32)の漸化式を解かなければならない。式(3-32)から

$$\begin{cases} \tilde{M}_{ee} I_{e,k-1} + t_e I_{e,k} + \tilde{M}_{ee} I_{e,k+1} = 0 \\ \tilde{M}_{oo} I_{o,k-1} + t_o I_{o,k} + \tilde{M}_{oo} I_{o,k+1} = 0 \end{cases} \quad (3-38)$$

が得られる。特性方程式を立てると、イーブンモードについて

$$\begin{cases} I_{e,k-1} - \alpha_e I_{e,k} = \beta_e (I_{e,k} - \alpha_e I_{e,k+1}) = \dots = \beta_e^m (I_{e,k+m-1} - \alpha_e I_{e,k+m}) \\ I_{e,k-1} - \beta_e I_{e,k} = \alpha_e (I_{e,k} - \beta_e I_{e,k+1}) = \dots = \alpha_e^m (I_{e,k+m-1} - \beta_e I_{e,k+m}) \end{cases} \quad (3-39)$$

となる。ただし $\alpha_e = \frac{-t_e + \sqrt{t_e^2 - 4M_{ee}^2}}{2M_{ee}}$ 、 $\beta_e = \frac{-t_e - \sqrt{t_e^2 - 4M_{ee}^2}}{2M_{ee}}$ である。

今アンテナ素子が N 本の場合を考えているので、式(3-37)で $k=3$ 、 $k+m=N-1$ (すなわち $m=N-4$) とし、

$$\begin{cases} I_{e,2} - \alpha_e I_{e,3} = \beta_e^{N-4} (I_{e,N-2} - \alpha_e I_{e,N-1}) \\ I_{e,2} - \beta_e I_{e,3} = \alpha_e^{N-4} (I_{e,N-2} - \beta_e I_{e,N-1}) \end{cases}$$

が得られる。したがって

$$I_{e,2} = (F_{e,1} U_{11}^{(N-2)} - F_{e,2} U_{11}^{(N-1)}) I_{e,N} + (F_{e,1} U_{12}^{(N-2)} - F_{e,2} U_{12}^{(N-1)}) I_{o,N} \quad (3-40)$$

ただし $F_{e1} = \frac{\beta_e^{N-3} - \alpha_e^{N-3}}{\beta_e - \alpha_e}$ 、 $F_{e2} = \frac{\alpha_e \beta_e^{N-3} - \alpha_e^{N-3} \beta_e}{\beta_e - \alpha_e}$ である。

オッドモードについても同様の手法を用いて

$$I_{o,2} = (F_{o1}U_{21}^{(N-2)} - F_{o2}U_{21}^{(N-1)})I_{e,N} + (F_{o1}U_{22}^{(N-2)} - F_{o2}U_{22}^{(N-1)})I_{o,N} \quad (3-41)$$

ただし $\alpha_o = \frac{-t_o + \sqrt{t_o^2 - 4M_{oo}^2}}{2M_{oo}}$ 、 $\beta_o = \frac{-t_o - \sqrt{t_o^2 - 4M_{oo}^2}}{2M_{oo}}$ 、 $F_{o1} = \frac{\beta_o^{N-3} - \alpha_o^{N-3}}{\beta_o - \alpha_o}$ 、 $F_{o2} = \frac{\alpha_o \beta_o^{N-3} - \alpha_o^{N-3} \beta_o}{\beta_o - \alpha_o}$ である。今の議論と式(3-36)と式(3-37)とをまとめると、2番

目のアンテナ素子に関して

$$\begin{pmatrix} I_{e,2} \\ I_{o,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11}^{(2)} & U_{12}^{(2)} \\ U_{21}^{(2)} & U_{22}^{(2)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{e,N} \\ I_{o,N} \end{pmatrix} \quad (3-42)$$

と表すことができる。ただし $U_{11}^{(2)} = F_{e1}U_{11}^{(N-2)} - F_{e2}U_{11}^{(N-1)}$ 、 $U_{12}^{(2)} = F_{e1}U_{12}^{(N-2)} - F_{e2}U_{12}^{(N-1)}$ 、

$U_{21}^{(2)} = F_{o1}U_{21}^{(N-2)} - F_{o2}U_{21}^{(N-1)}$ 、 $U_{22}^{(2)} = F_{o1}U_{22}^{(N-2)} - F_{o2}U_{22}^{(N-1)}$ である。同様に 3 番目のアンテナ素子に関して

$$\begin{pmatrix} I_{e,3} \\ I_{o,3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11}^{(3)} & U_{12}^{(3)} \\ U_{21}^{(3)} & U_{22}^{(3)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{e,N} \\ I_{o,N} \end{pmatrix} \quad (3-43)$$

の関係が成り立つ。ただし $U_{11}^{(3)} = H_{e1}U_{11}^{(N-2)} - H_{e2}U_{11}^{(N-1)}$ 、 $U_{12}^{(3)} = H_{e1}U_{12}^{(N-2)} - H_{e2}U_{12}^{(N-1)}$ 、

$U_{21}^{(3)} = H_{o1}U_{21}^{(N-2)} - H_{o2}U_{21}^{(N-1)}$ 、 $U_{22}^{(3)} = H_{o1}U_{22}^{(N-2)} - H_{o2}U_{22}^{(N-1)}$ である。式(3-41)と式(3-42)

を式(3-29)と式(3-30)に代入してまとめると、入り口と出口の2種類の電流は、入り口の給電電流 I_z を用いて、式(3-44)のような 4×4 行列で表すことができる。

$$\begin{pmatrix} I_{e,1} \\ I_{o,1} \\ I_{e,N} \\ I_{o,N} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2t_e & 0 & 2\tilde{M}_{ee}U_{11}^{(2)} & 2\tilde{M}_{ee}U_{12}^{(2)} \\ 0 & 2t_o & 2\tilde{M}_{oo}U_{21}^{(2)} & 2\tilde{M}_{oo}U_{22}^{(2)} \\ 2\tilde{M}_{ee} & 0 & 2t_eU_{11}^{(2)} + 2\tilde{M}_{ee}U_{11}^{(3)} & 2t_eU_{12}^{(2)} + 2\tilde{M}_{ee}U_{12}^{(3)} \\ 0 & 2\tilde{M}_{oo} & 2t_oU_{21}^{(2)} + 2\tilde{M}_{oo}U_{21}^{(3)} & 2t_oU_{22}^{(2)} + 2\tilde{M}_{oo}U_{22}^{(3)} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} -\tilde{L}_1 I_z \\ -(\tilde{L}_1 + 2\tilde{L}_c) I_z \\ -\tilde{M}_z I_z \\ -\tilde{M}_z I_z \end{pmatrix} \quad (3-44)$$

したがって、各素子に流れる電流 I_a が I_z で与えられた。アンテナ素子 10 本における、各素子に流れるイーブンモードの電流 I_e とオッドモードの電流 I_o を図 3-14 に示す。式(3-25) (この式はアンテナ素子 1 本の場合) で触れたように、周波数によって各アンテナ素子におけるイーブンモードの電流とオッドモードの電流との

割合が変わるので、パスバンド内で周波数を適切に選択することによりイーブンモードとオッドモードを分離することができる。

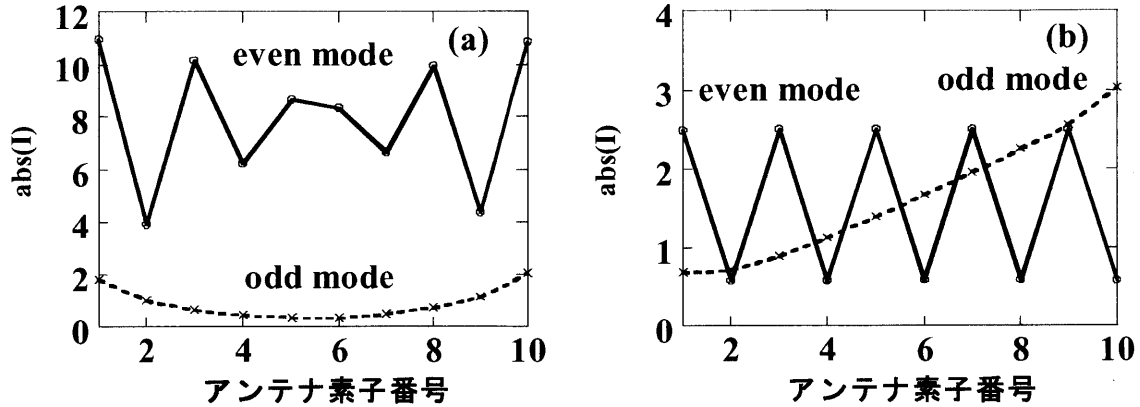


図 3-14、入力電流 $I_z=1$ 時の各アンテナ素子におけるイーブンモードとオッドモードの電流の振幅の絶対値。(a) $f=76\text{MHz}$ の場合はイーブンモードの電流が大きく、オッドモードと分離できている。(b) $f=75\text{MHz}$ の場合はイーブンモードとオッドモードの電流の大きさがほぼ同じであり、2つのモードが混在していることが分かる。

各電流が分かると入力部のインピーダンス Z が式(3-30)から求められる。後述する模型アンテナの実験からパラメータの値を概算して、 $L=9 \times 10^{-8} \text{ H}$ 、 $L_1=L_2=L_a=$

$L_b=4.5 \times 10^{-8} \text{ H}$ 、 $M_Z=M_A=3 \times 10^{-9} \text{ H}$ 、 $L_c=M_{ee}=M_{oo}=9 \times 10^{-9} \text{ H}$ 、 $C=50 \times 10^{-12} \text{ F}$ 、

$R=0.5\Omega$ 、 $Z_A=50\Omega$ とすると、給電部のインピーダンス Z が特性を数値的にしらべることができる。 Z の周波数特性を図 3-15 に示す。

図 3-15 において 65~80MHz に 15MHz 程のパスバンド幅が確認できた。パスバンドは式(3-38)の判別式の実数部から計算でき、イーブンモードとオッドモードに関してそれぞれ

$$t_e^2 - 4\tilde{M}_{ee}^2 > 0, t_o^2 - 4\tilde{M}_{oo}^2 > 0 \text{ すなわち}$$

$$\begin{aligned} 1/\sqrt{(L+2M_{ee})C} < \omega < 1/\sqrt{(L-2M_{ee})C} \\ 1/\sqrt{(L+2L_s+2M_{oo})C} < \omega < 1/\sqrt{(L+2L_s-2M_{oo})C} \end{aligned} \quad (3-45)$$

で与えられる。

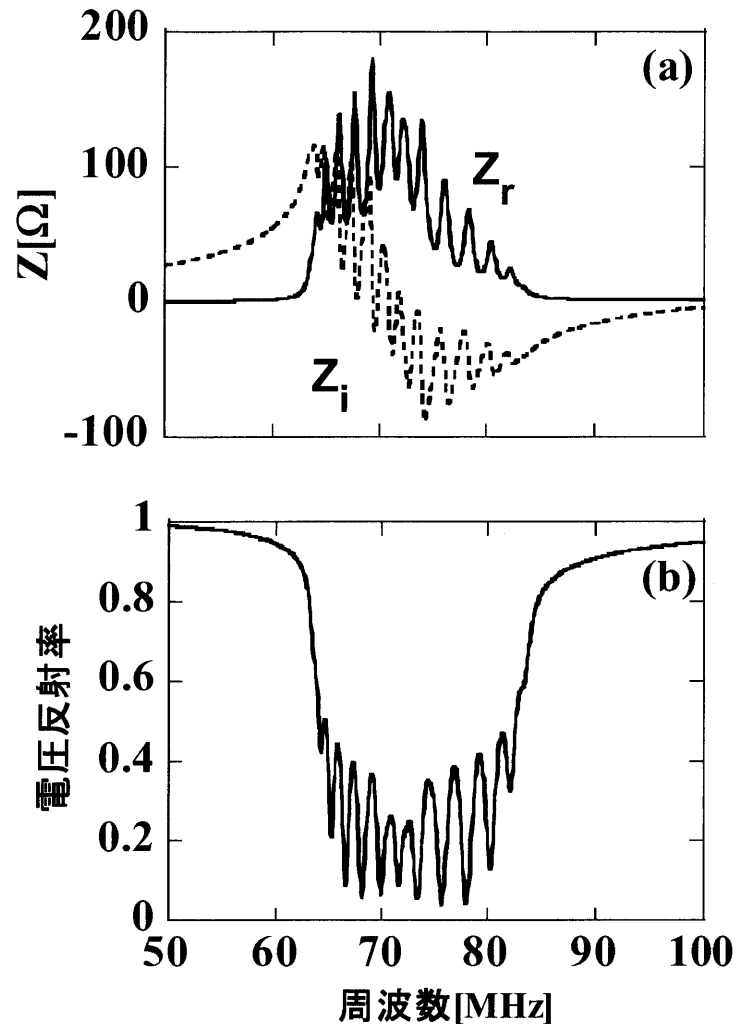


図 3-15 アンテナ素子 10 本の場合における給電部の(a)インピーダンス特性と(b)電圧反射率。

定在波の存在のために高周波特性が鋸歯状となっている。65-85MHz のパスバンド領域では電圧反射率が 40%以下であり、進行波の励起が期待できる。

またこのときコムラインアンテナから放出される電力を概算することができる。式(3-39)から、 $(I_{e,k+1} - \alpha_e I_{e,k})$ と $(I_{e,k+1} - \frac{1}{\alpha_e} I_{e,k})$ はそれぞれ一方向（図 3-9 の等価回路の右方向）と逆の方向（左方向）に伝搬するイーブンモードの波を示している。同様に $(I_{o,k+1} - \alpha_o I_{o,k})$ と $(I_{o,k+1} - \frac{1}{\alpha_o} I_{o,k})$ はそれぞれ右方向と左方向に伝搬しているオッドモードの波、すなわち進行波と反射波を示している。コムラインアンテナをプラズマ実験で使用する際に重要なことはイーブンモードの波のみを一方向に励起させることである。前述したようにイーブンモードとオッドモードの間の相互結

合を無視して、 $I_{e,k+1} - \frac{1}{\alpha_e} I_{e,k} = I_{e,k} - \frac{1}{\alpha_e} I_{e,k-1} = \dots = 0$ とおいて右方向だけに伝搬するイ

ーンモードの進行波を考慮すると、式(3-39)はより簡単な漸化式 $I_{e,k+1} = \frac{1}{\alpha_e} I_{e,k}$ にな

る。第1節で考察したアンテナ素子が無限にある場合の理論から、プラズマに放出する電力 P_{rad} 、給電部からアンテナに給電される電力 P_{in} 、アンテナの終端に透過する電力 $P_{transmit}$ がそれぞれ

$$P_{rad} = \left(\frac{1 - (\alpha_e^2)^{10}}{1 - \alpha_e^2} \right) \frac{1}{2} R I_1^2 \quad (3-46)$$

$$P_{in} = \left(\frac{1}{1 - \alpha_e^2} \right) \frac{1}{2} R I_1^2 \quad (3-47)$$

$$P_{transmit} = \left(\frac{(\alpha_e^2)^{10}}{1 - \alpha_e^2} \right) \frac{1}{2} R I_1^2 \quad (3-48)$$

と導出される。ここで I_1 は1本目のアンテナ素子に流れる電流である。このようにして電力の $P_{transmit}$ と P_{in} の比率である透過係数 α^2 は

$$\alpha^2 \equiv P_{transmit} / P_{in} = (\alpha_e^2)^{10} \quad (3-49)$$

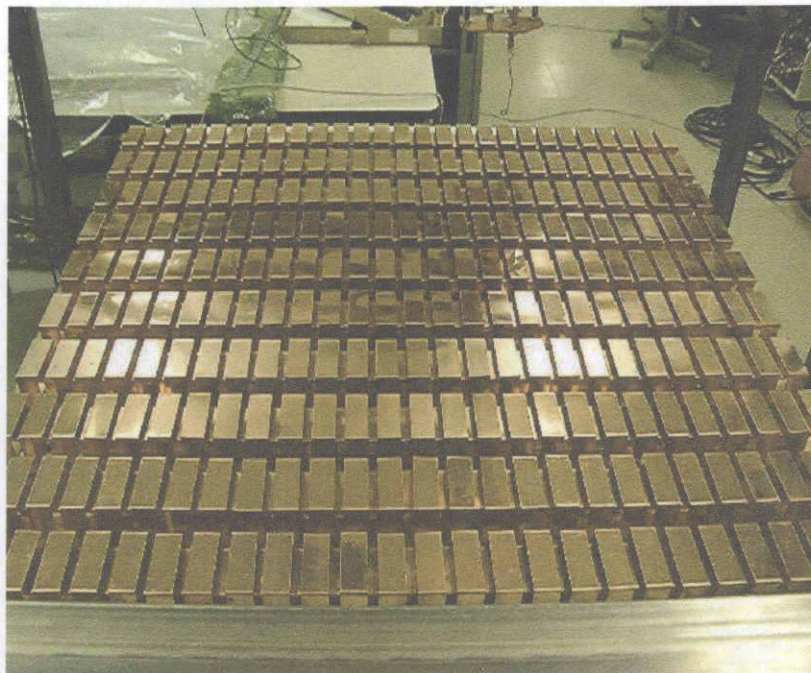
として表すことができる。

3-3 模型アンテナ試験

3-3-1 模型アンテナについて

本実験では電流駆動用進行波アンテナの高周波特性のモデル計算を行うと共に、LHD用実機アンテナの詳細を設計するに先立って同一サイズの銅製模型アンテナのモックアップを製作し、最適性能を引き出すためにその高周波特性を調べた。

実機アンテナは、真空容器およびプラズマの大きさを考慮してできる限り大きくなるように設計された。その結果 LHD用電流駆動用進行波アンテナは、各アンテナストラップの長さ 1129mm、幅 60mm、アンテナ素子 10本をトロイダル方向に並べたシステムとして決定した。そのうち両端の2本は高周波電力の入り口と出口であり、残りの8本は同一形状をしている (図 3-16(a))。



(a)



(b)

図 3-16 模型アンテナの写真 (a)アンテナ本体、(b)高周波磁気プローブ
模型アンテナは実機アンテナと異なりヘリカル形状でなく直線の形状となっ
ている。高周波磁気プローブはセミリジッドケーブルで作成し、プローブの
直径は約 2cm である。

各アンテナ素子はアンテナストラップ、バックプレート、27個の Faraday シールド
ドで構成されている。アンテナストラップはT字型をしており、中心部分におい

て支柱で支えられている。実機アンテナはヘリカルプラズマの形状に沿ってねじれた形状になっているが、模型アンテナは平坦な直線形状である。高周波電流の測定は三次元計測の可能な可動高周波磁気プローブを用いた（図 3-16(b)）。

模型アンテナはその構造から高周波の給電方法（直接結合もしくは電磁誘導接続）、給電点の位置（9 箇所）、終端のダミー負荷への接続点の位置（9 箇所）、アンテナ素子間の距離（アンテナ素子が 10 本の場合 20-60mm）、Faraday シールドの個数（0-27 個）、アンテナ素子の本数（1-10 本）が変えられる。

3-3-2 模型アンテナの基本性質

まず直径約 2cm の磁気ループプローブを用いてアンテナを給電し、アンテナ素子が 1 本、2 本、3 本の場合の測定を行った。測定に用いるプローブも図 16 に示した通り直径 2cm の磁気ループプローブである。測定結果からアンテナ素子が 1 本の場合、図 3-17(a)に示すように、72.77MHz と 62.34MHz の 2 つの共鳴周波数を得た。この 2 つの周波数のモードがイーブンモードあるいはオッドモードのどちらであるか調べるために、それぞれの周波数においてアンテナ素子に沿って電流とその位相分布を測定した。図 3-18(a)にその結果を示す。図の横軸は測定位置（アンテナストラップの半分の長さで規格化した位置）、縦軸は高周波電流および入射電力と電流の位相差である。電流の大きさに関して、イーブンモードの共鳴周波数においてはアンテナ素子の中心で最大になり、オッドモードの共鳴周波数においてはアンテナ素子の中心で「くぼみ」が観測された。これは純粋なオッドモードならばアンテナ素子の中心で位相が 180 度変化するので電流はゼロになるはずであるが、本実験の回路はイーブンモードとオッドモードを完全に分離できず両モードが混ざっているため、アンテナ素子の中心においても電流はゼロになっていないと解釈できる。しかしながらそれぞれのモードの中心周波数は得られる。72.77MHz では式(3-28)で示した中心で最大を持つイーブンモードの性質を、62.34MHz では中心で位相差が変わるオッドモードの性質を示している。イーブンモードの共鳴周波数 $f_{e1}=72.77\text{MHz}$ 、オッドモードの共鳴周波数 $f_{o1}=62.34\text{MHz}$ と確認できた。あらかじめ $L=1.55\times 10^{-7}\text{H}$ と見積もられているので（詳細は 3-5 節参照）、この値を用いると式(3-24)から $C=30.86\text{pF}$ 、支柱のインダクタンス $L_s=2.81\times 10^{-8}\text{H}$ と求められた。

次にアンテナ素子が 2 本の場合の測定を行った。アンテナ素子が 1 本の場合と同様な測定を行い、その周波数特性を図 3-17(b)に示した。式(3-26)で予測されたとおり、59.89MHz、65.84MHz、66.96MHz、83.69MHz の 4 つの共鳴周波数が観測され、電流の位相の変化から $f_{e2}=(66.96\text{MHz}, 83.69\text{MHz})$ 、 $f_{o2}=5(59.89\text{MHz}, 65.84\text{MHz})$ と判断した。ここで式(3-26)から、それぞれのモードに対して、アンテナ素子が 2

本の時の2つの共鳴周波数が分かると相互結合の強さがわかる。すなわち式(3-49)のように、2つの共鳴周波数の差から M_{ee} と M_{oo} が求まる。

$$\begin{cases} \Delta f_{even} = \frac{1}{2\pi\sqrt{c(L-M_{ee})}} - \frac{1}{2\pi\sqrt{c(L+M_{ee})}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{cL}} \frac{M_{ee}}{L} \\ \Delta f_{odd} = \frac{1}{2\pi\sqrt{c(L+2L_S-M_{oo})}} - \frac{1}{2\pi\sqrt{c(L+2L_S+M_{oo})}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{c(L+2L_S)}} \frac{M_{oo}}{L+2L_S} \end{cases} \quad (3-50)$$

上式より $M_{ee}=3.56 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $M_{oo}=2.02 \times 10^{-8} \text{H}$ と求められた。

以上より図 3-9 の等価回路を構成しているコムラインアンテナのパラメータがすべて得られたが、コムラインアンテナのモデル計算値と実測値との整合性を調べるために、アンテナ素子が3本の場合の測定を行った。図 3-17(c)のように、 $f_{e3}=(68.29\text{MHz}, 77.04\text{MHz}, 87.12\text{MHz})$ 、 $f_{o3}=(58.7\text{MHz}, 64.23\text{MHz}, 68.29\text{MHz})$ であった。式(3-27)の理論式に、図 3-17(a)(b)のデータから得られた L 、 L_S 、 C 、 M_{ee} および M_{oo} の値を代入するとイーブンモードの共鳴周波数の理論値は (63.22MHz, 72.77MHz, 88.56MHz) となる。この不一致は実測値がアンテナモデルと少し差異があることを示しているが、たとえば $f=72.77\text{MHz}$ に対する 77.04MHz との誤差 $\Delta f=4.3\text{MHz}$ であり $\Delta f/f \sim 5.9\%$ と小さいのでアンテナを定性的に調べるには満足のできるモデルとみなせる。

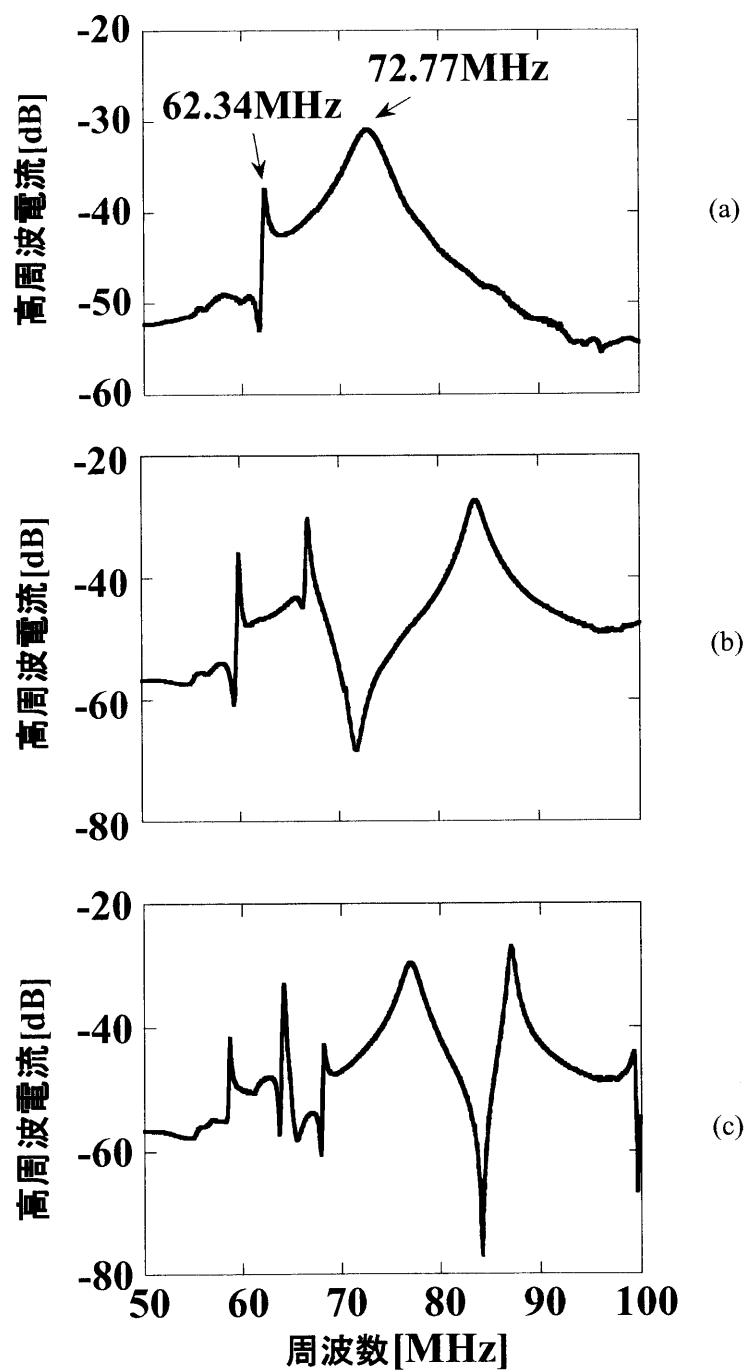


図 3-17 電磁誘導結合型の高周波特性。

- (a) アンテナ素子が 1 本の場合 $f_{e1}=72.77\text{MHz}$ 、 $f_{o1}=62.34\text{MHz}$ 。(b)アンテナ素子が 2 本の場合、 $f_{e2}=(66.96\text{MHz}, 83.69\text{MHz})$ 、 $f_{o2}=(59.89\text{MHz}, 65.84\text{MHz})$ 、
(c)3 本の場合、 $f_{e3}=(68.29\text{MHz}, 77.04\text{MHz}, 87.12\text{MHz})$ 、 $f_{o3}=(58.7\text{MHz}, 64.23\text{MHz}, 68.29\text{MHz})$ 。

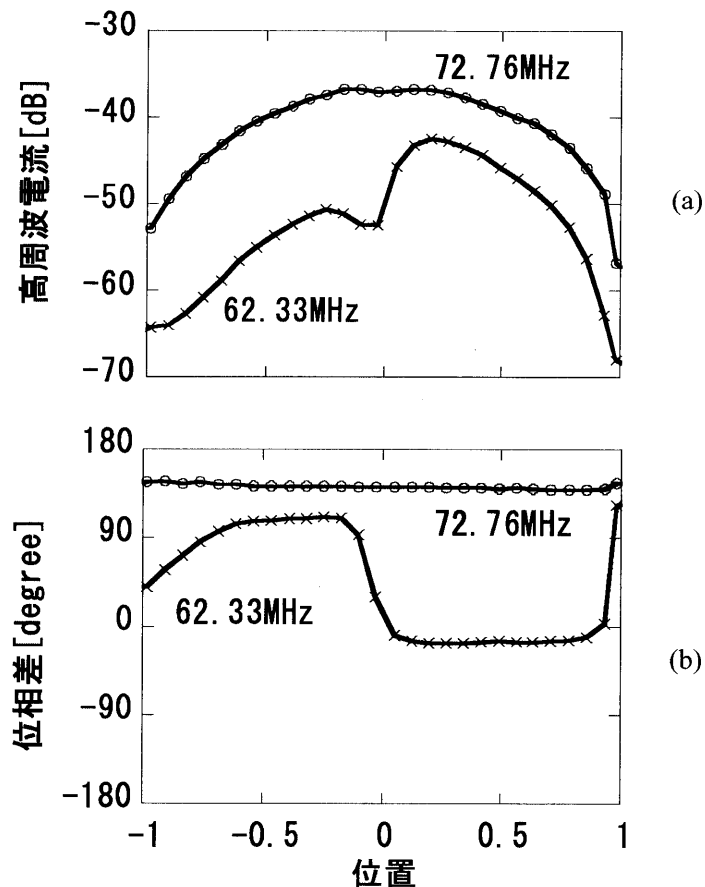


図 3-18 アンテナ素子 1 本におけるイーブンモードとオッドモードの電流特性。(a)高周波電流の振幅、イーブンモードの電流の振幅は中心部分で最大となり、オッドモードのそれは中心で小さくなる。(b)高周波電流の位相。イーブンモードは位相が変わらない。一方オッドモードは中心で大きく変化する。

3-3-3 給電位置に関する最適化

コムラインアンテナの大きな特徴の一つに、進行波通過周波数帯 (パスバンド) を持つことが挙げられる。この周波数帯内で周波数を変化させることにより波の位相速度を制御することができる。模型アンテナにおいて、高周波電力の給電位置とダミー負荷への接続位置 (タップ位置) を最適になるように実験的に決定し、そのときのパスバンドと電力透過率と反射率を確認する。

LHD コムラインアンテナは 10 本のアンテナ素子を並べて相互結合を利用して波動を伝搬させる仕組みとなっている。そのため両端のアンテナ素子は一方からの相互結合しか受けない。一方、給電は外部にある発振器から同軸管を経由して行われる。外部同軸管は両端のアンテナ素子にのみ接続されているため、外部同軸管の接続位置を調整することによって電氣的に両側から相互結合を受けている

ように模擬することができる。

模型アンテナにおいて、高周波電力の給電位置とダミー負荷への接続位置はそれぞれ9箇所ずつ変えられるように製作されている。終端のダミー負荷を 50Ω 、アンテナ素子間の距離をアンテナ長の $1/3$ である 32mm (標準値とする)に固定し、10本のアンテナ素子のそれぞれに流れる高周波電流を測定する。給電位置の最適値を決定するために、評価パラメータ CSWR (Current Standing Wave Ratio) を導入し、

$$CSWR = \frac{|I_f| + |I_r|}{|I_f| - |I_r|} = \frac{\max(|I_k|)}{\min(|I_k|)} \quad (3-51)$$

と定義した。

模型アンテナ実験における最適化の主な目的は 1) オッドモードの振幅を減らすこと、2) イーブンモードの前進波を励起し、反射波を減らすこと、3) アンテナ系を 50Ω 伝送系に一致させることである。これらの目的達成には給電のタップ位置と終端のダミーロードへのタップ位置が強く依存している。図 3-8 のアンテナ概念図や図 3-9 の等価回路から分かるように、タップ位置は $L_1/(L_1+L_2)$ で規格化することができる。このようにして、アンテナ系を 50Ω 伝送系に一致させるために、すなわち終端における反射波を減らすために終端のタップ位置依存性を調べた。評価パラメータ CSWR はアンテナ系が最適化された場合に 1 となるので、明確な指標となっている。

信号発生器 (SG) から給電部に高周波電力を送り、それぞれのアンテナ素子に流れる高周波電流を測定した。アンテナの終端部すなわち給電の出口側には 50Ω 抵抗器 (ダミーロード) が取り付けられている。両端のアンテナ素子は9つのタップ位置があり、アンテナストラップの長さ $2l$ で規格化した長さを使ってそれぞれ中心から距離 y を示すと ($y = 0.058l, 0.134l, 0.210l, 0.287l, 0.363l, 0.440l, 0.515l, 0.593l, 0.669l$) である。給電を入り口側と出口側を逆にすれば、コムラインアンテナを用いてプラズマ中に駆動する電流を逆向きにできるので、タップ位置は入り口側と出口側でトロイダル方向に対して対称とする。入り口側のタップ位置を $0.363l$ に固定し、出口側のタップ位置をスキャンして得られた結果を図 3-19 に示す。横軸がタップ位置、縦軸が評価パラメータ CSWR である。タップ位置 y が $0.36l$ の時、CSWR が最小値 2.09 であった。したがってこのタップ位置が最適とみなし以後の測定ではこのタップ位置を採用した。厳密に言えば、タップの最適位置には周波数依存性があるので、イーブンモードの中心周波数における最適タップ位置ということになる。

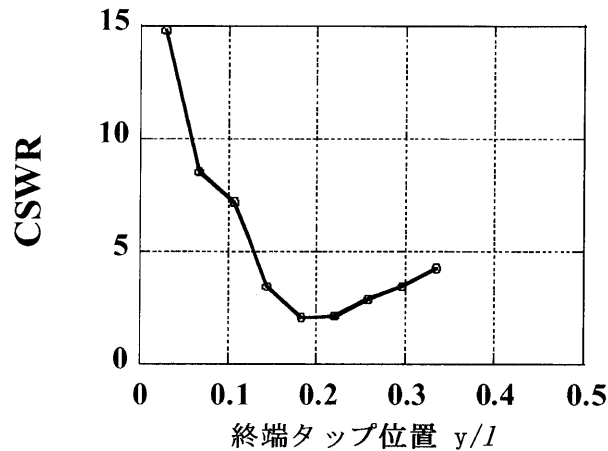


図 3-19 終端タップ位置の最適化

オープンモードの中心周波数 72.77MHz の場合、終端のタップ位置 $y=0.18l$ において、定在波の割合を示す CSWR を最小にすることができた。

3-3-4 アンテナの評価

アンテナ素子 10 本において同様の方法で高周波電流を計測した。アンテナの終端には 50Ω を取り付け、まずはパスバンドを調べるために周波数特性を調べた。最適化されたタップ位置において電力透過率を図 3-20 の(a)に、電力反射率を(b)にそれぞれ示す。模型アンテナのパスバンドは式(3-45)から、

$$\frac{1}{\sqrt{1+(2M_{ee}/L)}} < (f/f_e) < \frac{1}{\sqrt{1-(2M_{ee}/L)}} \quad (3-52)$$

$$\frac{1}{\sqrt{1+\{2M_{oo}/(L+2L_s)\}}} < (f/f_o) < \frac{1}{\sqrt{1-\{2M_{oo}/(L+2L_s)\}}}$$

と与えれ、オープンモードに関して 56.33MHz から 89.2MHz、オッドモードに関して 53.49MHz から 71.19MHz と求まる。図 3-20(a)の斜線部はそれぞれのモードのパスバンドを示している。

この理論値は測定された図 3-20(a)から判断できるパスバンド 72-89MHz とほぼ一致しており、モデルの整合性が確認できる。パスバンドの領域にある周波数はいずれも反射率が小さく、給電の入り口から出口まで高周波電力が透過していることが確認できた。また明確な特徴として、モデル計算における 2つのモードが混在している領域 (56.33MHz から 71.19MHz) においては透過率が激しい周波数特性を示している。オープンモードのみの領域は透過率のなだらかな周波数特性を示している。

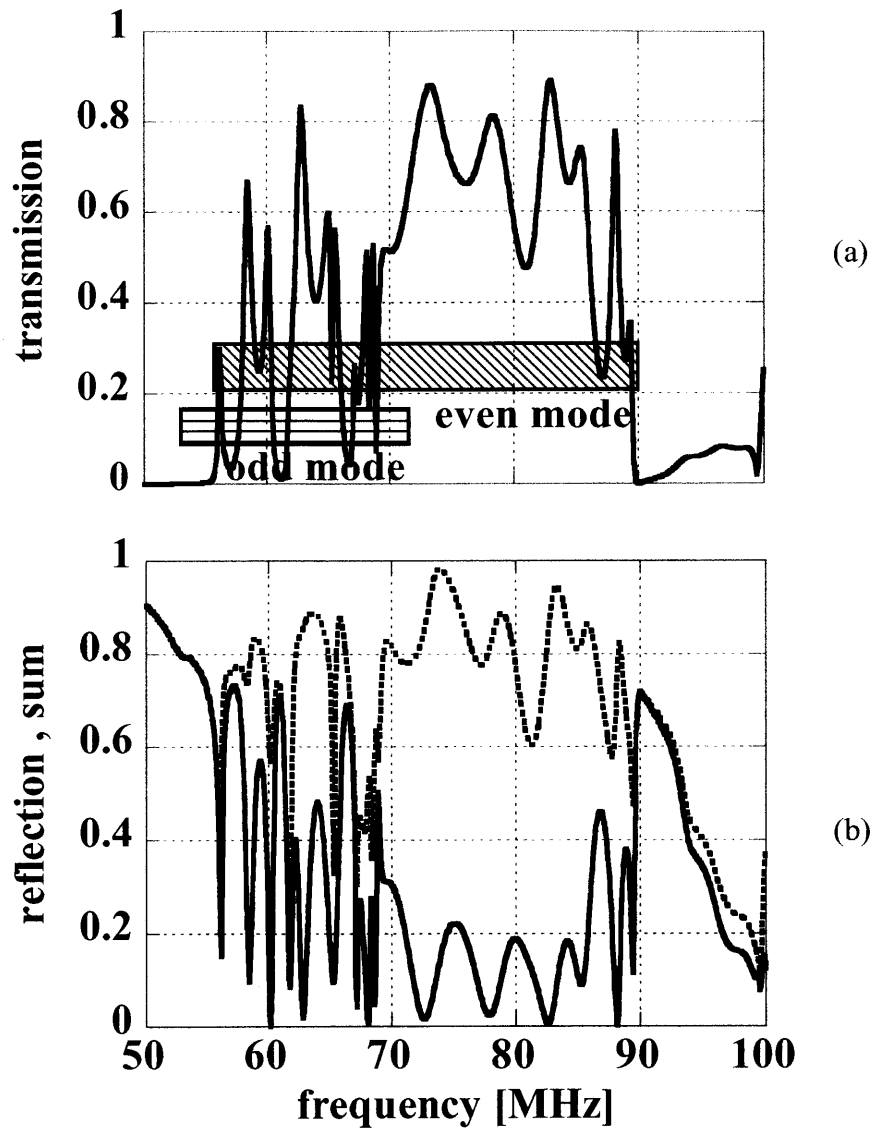


図 3-20 最適化されたタップ位置における(a)電力透過率、(b)電力反射率 (実線) および透過率と反射率の和 (点線)。 (a)の斜め線で囲まれた部分は計算によって算出されたイーブンモードのパスバンド (斜線) とオッドモードのパスバンド (横線)。実験結果も理論計算も共に 72-89MHz の周波数領域で 2つのモードの分離ができています。

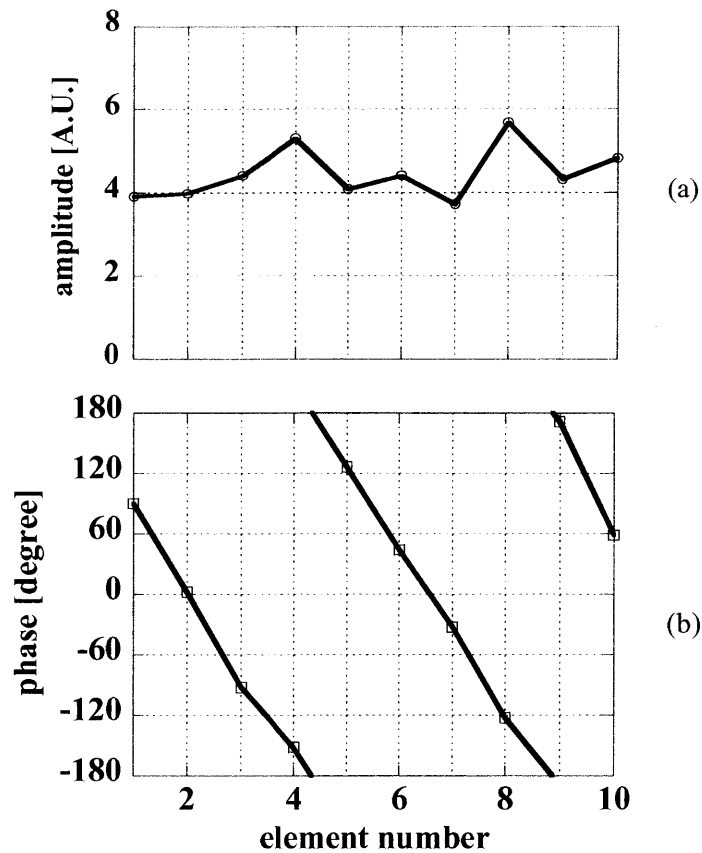


図 3-21 最適化されたタップ位置における中心周波数 (72.77MHz) の電流特性。(a)高周波電流の振幅。振幅の変化が小さく、評価パラメータ $\sigma(\text{direc})=0.7$ であった、(b)位相。約 72 度ずつ一定に変化し、指向性の高い伝搬が確認できた。

このような特徴は前章で得られたモデル計算から予測できたことである。イーブンモードのパスバンド領域では構造が複雑にならないのは、終端からの波の反射が小さく定在波が立たないためである。詳細は次章で述べる。

次に周波数がイーブンモードの中心周波数に注目して 10 本アンテナのそれぞれに流れる電流の振幅と位相について調べた。図 3-21(a)と(b)にそれぞれ示す。周波数は 72.77MHz で終端は 50Ω 抵抗器が取り付けられている。図 3-21 (b)から高周波電流の位相が約 72 度ずつほぼ一様に変化していることが分かる。このことはイーブンモードの進行波が主に励起できていることを意味している。モデル計算ではイーブンモードの中心周波数 72.77MHz において位相が 90 度ずつ変化するため、実験とモデル計算とでは少しの相違が見られることに留意しなければならない。ここで、この相違の原因として考えられることは、共鳴周波数の測定において単独のアンテナ素子はアンテナ取り付け枠からはずして測定を行っていることにある。その

共鳴周波数はアンテナ素子を置く位置で多少変わる。引用した数値はアンテナ素子が銅板の上に置いてある状態で測定した。そのため10本並べるための枠に載せて測定するとより高い共鳴周波数を示すと想定され、実験で測定された位相が90度と一致しないことも説明ができる。詳細は3-3-1に示す。アンテナ間位相差はパスバンドの下限で平均4.64度であり、波長が長くないため波の位相速度は極めて大きく、この場合電流駆動に適している。そして上限では172度と180度に近く、波長が長い場合波の位相速度は小さく、この場合電子加熱に適した条件となる。この全体的な周波数依存性は理論と一致し、測定において位相が90度ずれる周波数は77.39 MHzであった。また、図3-21(a)に見られるように、ほぼ同じ大きさの振幅が10本のアンテナ素子にそれぞれ流れていることが分かる。各アンテナ素子に流れる電流の一様性は駆動波の指向性に関連して重要である。そのため電流駆動効率と密接に関連する波の指向性の評価パラメータとして式(3-50)の電流の定在波の割合を示すCSWRに続き、

$$\sigma(\text{direc}) = \frac{|I_f|^2}{|I_f|^2 + |I_r|^2} \quad (3-53)$$

を導入する。 $\sigma(\text{direc})$ は $I_r=0$ で1となり、 $I_f=0$ で0となる。図3-21(a)からCSWR=1.53が得られる。このとき $\sigma(\text{direc})=0.7$ となり、入射した全電力の70%が進行波として伝搬されている。

以上により、模型アンテナの実験から少なくとも72MHzから89MHzの領域でコムラインアンテナのイーブンモードを強く励起できることが確認できた。

3-3-5 プラズマの模擬試験

最適化された高周波電力入射および出口のタップ位置を選択し、Faradayシールドとアンテナストラップとの間に抵抗 R_p を設置し、アンテナ前面に存在するプラズマを模擬した。

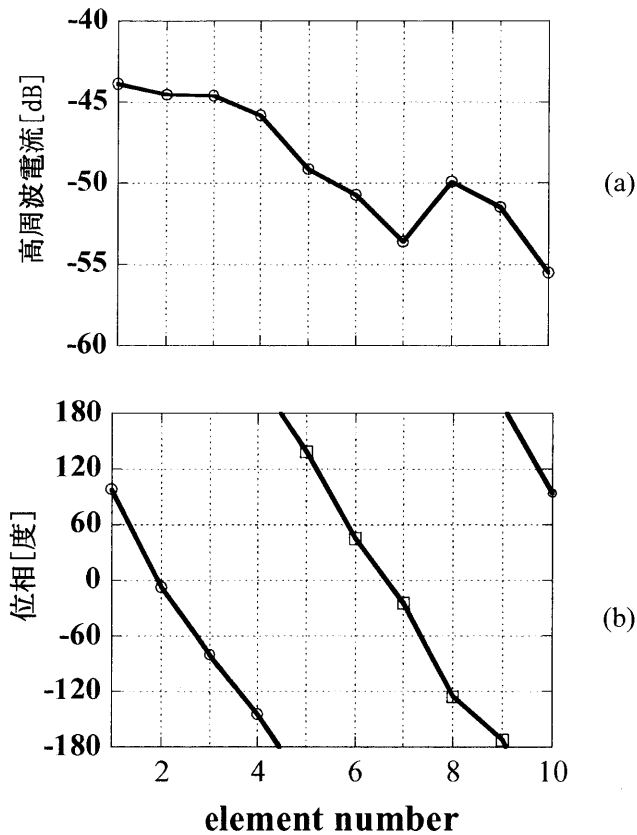


図 3-22 プラズマを模擬した場合の特性 (f=75.01MHz)

(a)高周波電流の振幅と(b)位相。抵抗 R_p のために伝搬にしたがって振幅が小さくなっていることが分かる。反射波が小さいため、位相の変化はほぼ一定である。

図 3-9 の等価回路において各アンテナ素子の抵抗 R で消費される電力 P_1 は $P_1 = \frac{1}{2}RI^2$ であり、Faraday シールドとアンテナストラップとの間に抵抗 R_p をが

ると、その抵抗で消費される電力 P_2 は $P_2 = \frac{V^2}{2R_p}$ となる。

また $V = \left(\frac{1}{j\omega C} + R \right) I \approx \frac{I}{j\omega C}$ であるので、プラズマを模擬するための抵抗 R_p は

$P_1 = P_2$ の関係から $R_p = \frac{1}{\omega^2 C^2 R} \approx 1k\Omega$ と算出できた。プラズマを模擬した時の高周

波電流の変化と位相差を図 3-22 に示す。位相差に関してはプラズマを模擬する前 (図 3-22) とほとんど変わっていないが、高周波電流が指数関数的に小さくなっているのが分かる。これは進行波のみ存在している場合における電流の式(3-2)の

理論で定性的に説明できる。

3-4 実機アンテナ試験 (導体支柱)

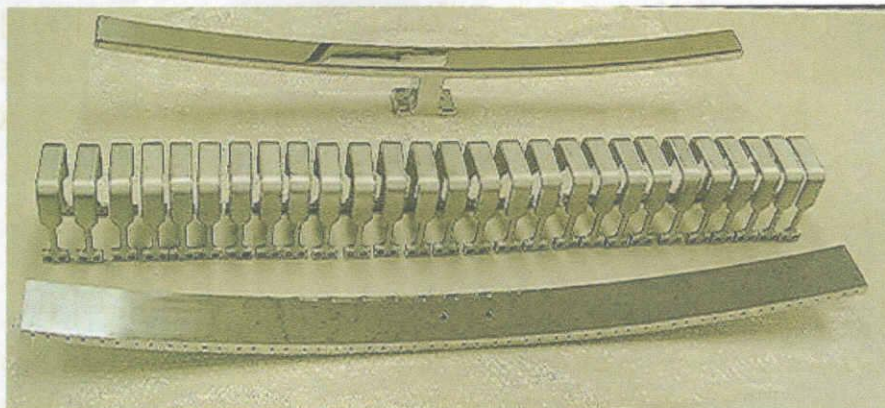
3-4-1 実機アンテナの基本性質

実機アンテナの写真を図 3-23 に示す。(a)は 10 本のアンテナを枠に乗せて正面から見た図、(b)は 1 つのアンテナ素子を分解し、写真の上からアンテナストラップ、Faraday シールド、バックプレーとの順に並べたものである。実機アンテナは LHD のヘリカル形状に沿って振れている。平板の模型アンテナにおいてイーブンモードの選択的な励起に成功したが、実機アンテナはこの振れがモードの分離にどのような影響を与えるのかに関心がある。以上を踏まえて模型アンテナでの実験手続きと同じように実機アンテナの高周波特性試験を実行した。まず模型アンテナにおける測定と同様に、アンテナ素子が 1 本の時の周波数特性を調べた。図 3-24 に横軸周波数、縦軸をアンテナに流れる電流を示す。模型アンテナにおけるアンテナ素子 1 本の場合は図 3-17 に示したとおり、イーブンモードの周波数もオッドモードの周波数もはっきりとピークが現れていた。実機アンテナ素子の材質は当初 SUS であり、共鳴のピークの鋭さを表す Q 値を概算すると $Q_{\text{SUS}}=5$ 、 $Q_{\text{copper}}=67$ であった。アンテナの周波数特性には材質による Q 値が大きく関係していると思われるため、 Q 値を大きくするために実機アンテナの各ストラップの表面に銅メッキを施した。

また各アンテナ素子の共鳴周波数は測定場所に依存するので注意した。これはアンテナのバックプレートがアースとならず、アンテナ素子がひとつのストラップとして作用し、その共鳴周波数が確認されたと思われる。この共鳴モードを本論文ではホールモードと呼ぶ。バックプレートを完全に接続することでこのモードは消すことができる。以下の実機アンテナの測定試験では 10 本のアンテナのバックプレート間を電氣的に接続してホールモードが存在しないようにした。



(a)



(b)

図 3-23 実機アンテナの写真

(a)正面全体図、(b)アンテナ素子、上からアンテナストラップ、Faraday シールド、バックプレート。模型アンテナと異なり、ヘリカル形状に合わせて振られている。

銅メッキを施し、銅板の上にアンテナ素子を置いて、アンテナ素子が1本の時のアンテナ電流と位相の変化を測定した。高周波電流の測定は模型アンテナと同様の方法で行った。すなわち、ストラップとバックプレートの中に励起用の磁気プローブを置き、その時に流れる高周波電流を計測用の磁気プローブで測定を行った。アンテナ素子が1本の場合と2本の場合の周波数特性を図 3-24(a)(b)にそれぞれ示す。イーブンモードの周波数が 65.0MHz に、オッドモードの周波数が

61.0MHz にそれぞれ分離することが確認できた。

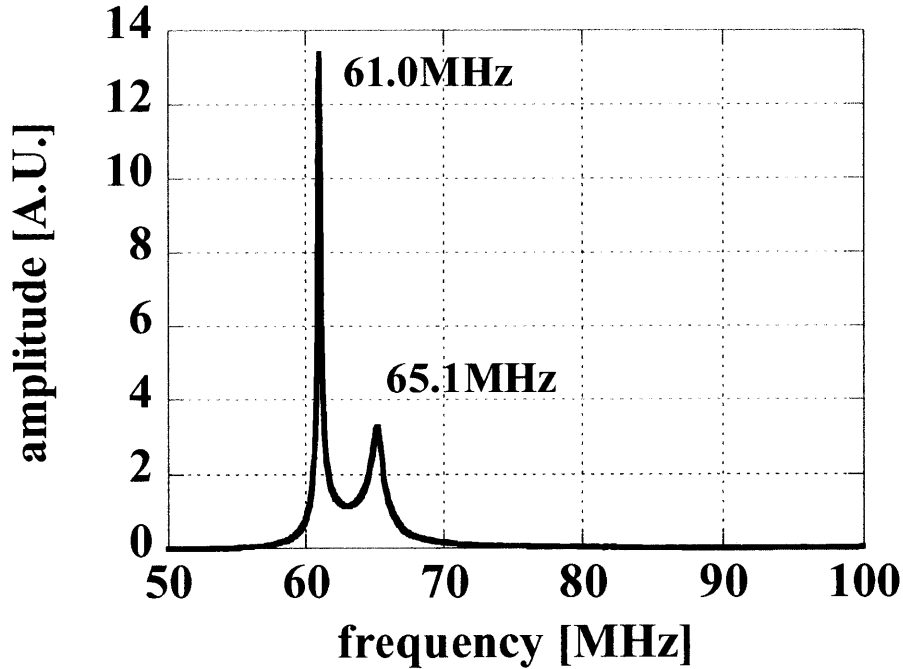


図 3-24 アンテナ素子 1 本における実機アンテナの高周波特性
イーブンモード、オッドモードの中心周波数はそれぞれ 65.1MHz、61.0MHz
であった。

それぞれのモードに関してアンテナに沿う電流の大きさと位相をしらべた。図 3-25(a)に高周波電流、(b)に位相をそれぞれ示す。模型アンテナの場合と同様に、イーブンモードの共鳴周波数(=65.1MHz)における電流の振幅の分布もオッドモードの共鳴周波数(=61.0MHz)の電流の分布も、式(3-28)によって与えられたオッドモードの分布に似ている。以上より、実機アンテナのパラメータが、 $L=1.55 \times 10^{-7} \text{H}$ 、 $C=38.78 \text{pF}$ 、 $L_S=0.97 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $M_{cc}=3.90 \times 10^{-8} \text{H}$ 、 $M_{oo}=3.68 \times 10^{-8} \text{H}$ と算出できた。

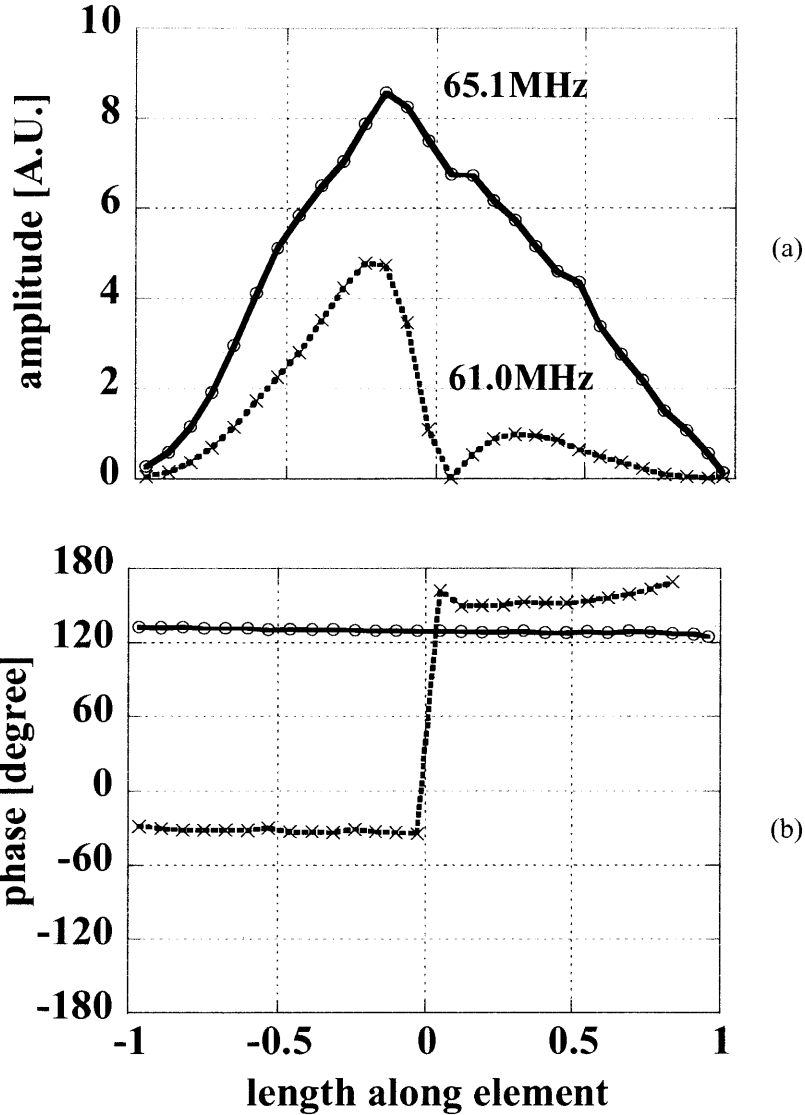


図 3-25 実機のアンテナ素子 1 本における(a)高周波電流、(b)電流の位相
 (a)高周波電流の振幅。イーブンモードの電流の振幅は中心部分で最大となり、
 オッドモードのそれは中心でくぼむ。(b)高周波電流の位相。イーブンモード
 は位相が変わらない。一方オッドモードは中心で大きく変化する。以上の特
 性は模型アンテナの場合 (図 3-18) と同じである。

3-4-2 給電位置の決定

模型アンテナで最適の給電位置を決定したのと同様に実機アンテナにおいても給電位置を決定した。各アンテナ素子に流れる RF 電流を測定し、10本目のアンテナ素子の終点に 50Ω の抵抗器を備えた。両端のアンテナ素子にはそれぞれ 9 つのタップ位置 $1/l_0$ があり、素子の中心からの規格化された距離は $1/l_0=0.058, 0.134,$

0.210、0.287、0.363、0.440、0.515、0.593、0.669 である。タップ位置に関する試験結果を図 3-26 に示す。横軸はタップ位置 l/l_0 であり、縦軸は単純化された評価パラメータである。タップ位置 l/l_0 が 0.36 の時、評価パラメータ CSWR は最小値 3.6 を示した。また終端を 50Ω でなくマッチング回路にした場合の測定を行った。結果は図 3-26 に点線で示してある。終端をマッチング回路に変えても最適のタップ位置は終端が 50Ω の時と同じ場所となった。

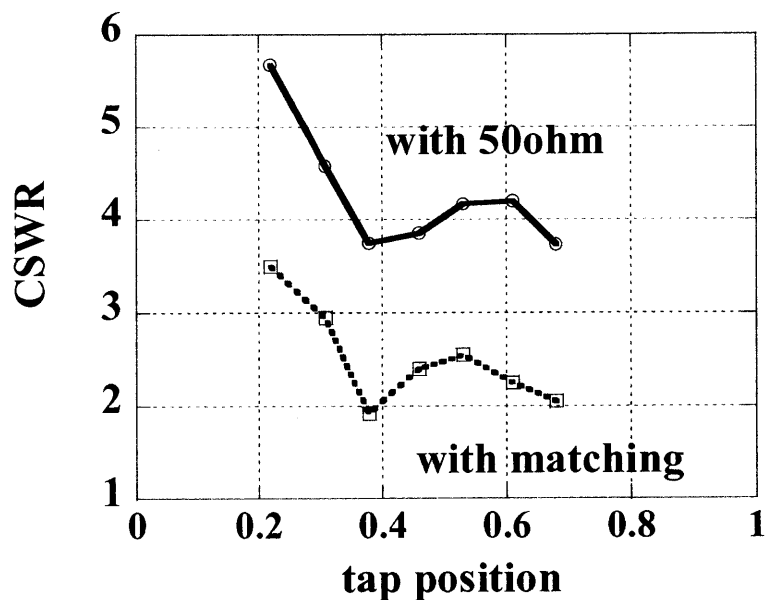


図 3-26 実機アンテナにおけるタップ位置の依存性

イーブンモードの中心周波数 65.1MHz において終端のタップ位置を変えて CSWR を調べた。実機アンテナにおける最適タップ位置は模型アンテナの場合とほぼ同じであった。赤線は終端が 50Ω の場合、青線は終端にマッチング回路をつけてイーブンモードの定在波を減らした場合。いずれの場合も同じタップ位置で最小の CSWR をとった。

最適化されたタップ位置において電力の透過率 P_{out}/P_{in} と反射率 P_{ref}/P_{in} を調べた。周波数の依存性を図 3-27 に示す。図の斜線部は計算で求めたイーブンモードとオッドモードのそれぞれのパスバンドである。透過率や反射率が波打つ性質は模型アンテナと同じである。しかしながらイーブンモードのパスバンド (50MHz から 100MHz) の全領域にわたってオッドモードの急峻なピークが混ざっていることに注意しなければならない。それらのピークは、狭いパスバンドを形成していることが認識される。模型アンテナでは2つのモードが完全に分離されていた。実機アンテナで図の斜線部分のようにモードが重なっている理由は、実機アンテナの相互インダクタンスが模型アンテナの相互インダクタンスよりも小さいことが考

えられる。すなわち実機アンテナの M_{oo} / M_{ee} が模型アンテナの M_{oo} / M_{ee} よりも大きいことと関係があると思われる。実機アンテナと模型アンテナの相互結合係数を表 1 にまとめる。

表 3-1 実機アンテナと模型アンテナのモード比

	M_{ee}	M_{oo}	M_{oo} / M_{ee}
実機アンテナ	$3.90 \times 10^{-8} \text{H}$	$3.68 \times 10^{-8} \text{H}$	0.94
模型アンテナ	$3.50 \times 10^{-8} \text{H}$	$2.20 \times 10^{-8} \text{H}$	0.63

表 3-1 において実機アンテナと模型アンテナの M_{ee} はほぼ同じオーダーであるのに対して、実機アンテナの M_{oo} は模型アンテナの M_{oo} よりも 1.67 倍も大きく、割合 M_{oo} / M_{ee} で比べると、実機アンテナは模型アンテナの 1.49 倍大きい。これは実機アンテナではオッドモードのパスバンドが広がったことを意味している。

次に周波数はイーブンモードの中心周波数に固定し、それぞれのアンテナ素子における電流の振幅と位相を測定した。図 3-28(b) に示すとおり、電流の位相は約 52 度ずつほぼ一定に変化した。モデル計算では中心周波数で位相が 90 度ずつ変化するの相違が見られた。しかしながらパスバンドはバンドの周波数下限で 0 度、上限で 180 度の変化を見せているためこの点はモデル計算と同じ特徴を有している。図 3-27 に示したパスバンドの中から特徴的な 8 つの周波数に注目し、それぞれ位相の変化を調べた。図 3-29 にその結果を示す。周波数を変更することによって位相平均変化の大きさが変わっているのが分かる。パスバンド内ならば周波数を変えることによって自由に波数を選べることを確認できた。ただし周波数は鋭いピークを持つオッドモードの周波数は避け、イーブンモードが強い周波数を探さなければならない。77 MHz から 80 MHz の周波数領域は、透過率が非常に低いので使用できない。現在のタップ位置においてオッドモード共鳴が偶然強い領域となっていることが予測される。

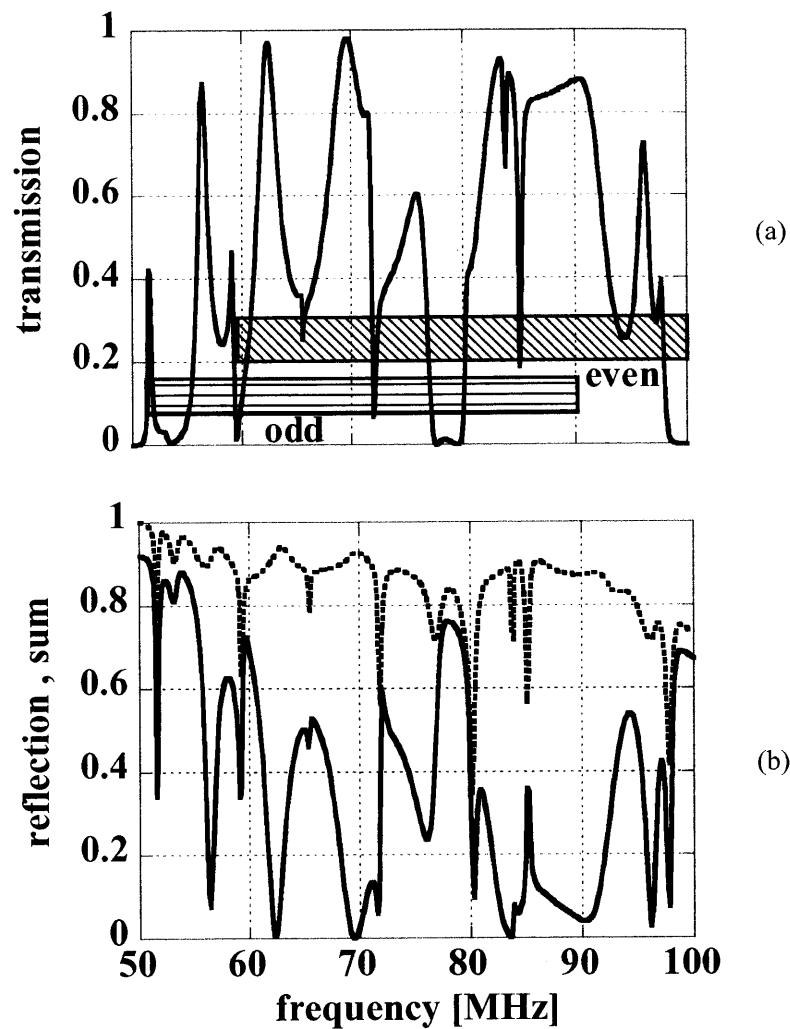


図 3-27 実機アンテナの透過率と反射率

最適化されたタップ位置における(a)電力透過率、(b)電力反射率（実線）および透過率と反射率の和（点線）。(a)の斜め線で囲まれた部分は計算によって算出されたイーブンモードのパスバンド（斜線）とオッドモードのパスバンド（横線）。模型アンテナの場合（図 3-21）と異なり、オッドモードのパスバンドが広く、イーブンモードとオッドモードの分離には適切な周波数選択が必要である。

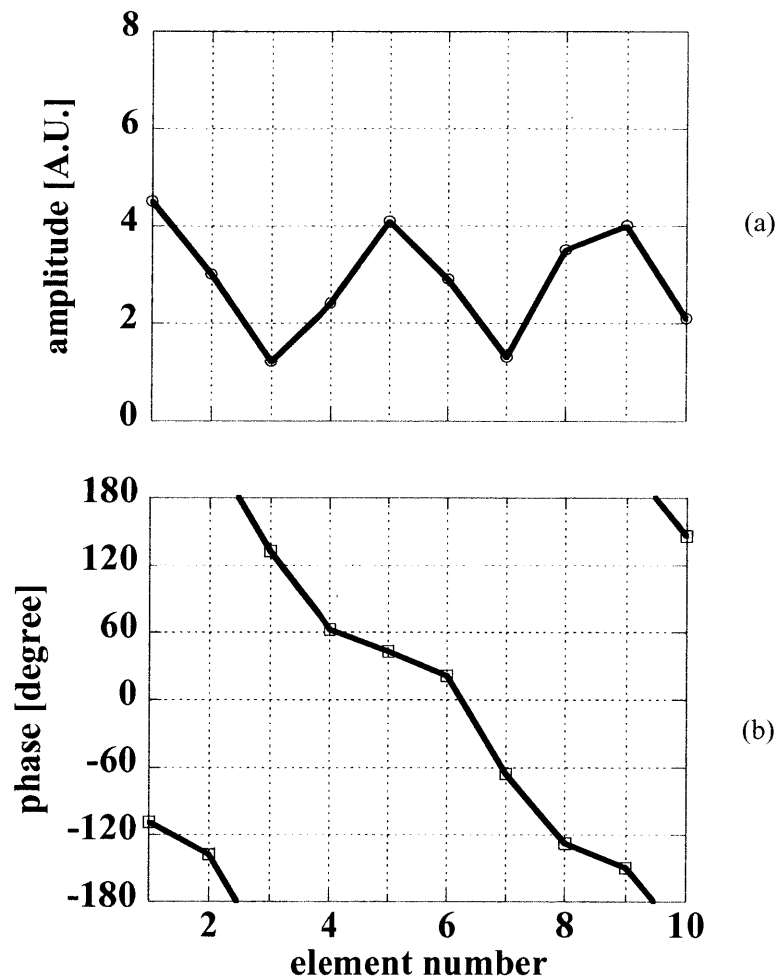


図 3-28 終端 50Ω の場合の高周波電流特性 ($f=65.1\text{MHz}$) (a) 振幅、(b) 位相
 評価パラメータ $\sigma(\text{direc})=0.75$ であり、電力の 75% が進行波として伝搬していることを意味する。この時の位相はアンテナ素子 1 本変わる毎に平均約 50 度で変化する。

図 3-28(b) と図 3-31 において、観測された位相の変化の一様性は駆動電流の指向性が良いことを示す。しかしながらその電流の振幅は図 3-28(a) に示すように 10 本のアンテナ素子にわたって変化しているため、終端からの反射波が生成していると考えられる。評価パラメータ $\sigma(\text{direc})=0.75$ であり、これは電力の 75% が進行波として伝搬していることを意味する。評価パラメータ $\sigma(\text{direc})$ の値は次節で示すようなインピーダンス整合を取り入れることによってさらに上げることができる。

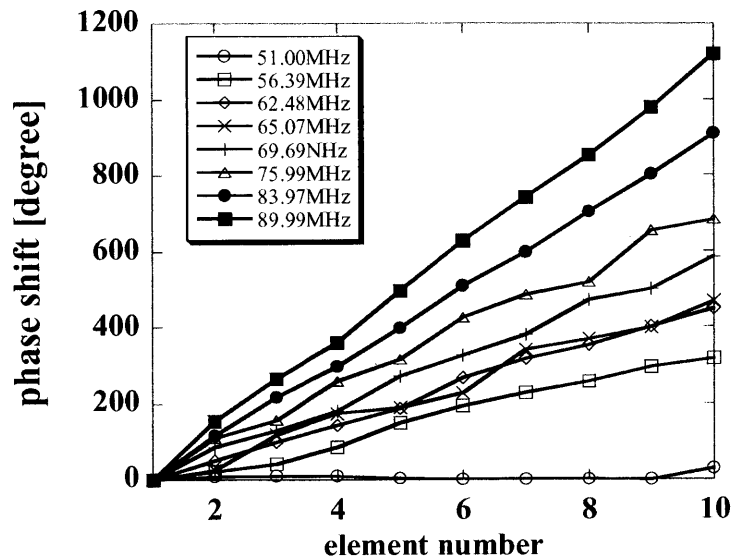


図 3-29 実機アンテナにおける各周波数における位相の変化

パスバンド内においてイーブンモードが強いと思われる周波数を選択し、横軸に素子番号、縦軸に位相としてその変化を調べた。図から適切に周波数を選択すれば指向性の高い電流が駆動できているので、実機アンテナにおいて励起する波の $k_{//}$ も選択できる。

3-4-3 インピーダンス整合

駆動電流の指向性を高めるために、アンテナ終端の 50Ω 抵抗器の代わりにインピーダンス整合器が取り付けられた。等価回路は図 3-9 に示したとおりであり、終端部のインピーダンス Z_A は複素平面上で変えられる。そこで終端部でインピーダンス整合をとり、評価パラメータ $\sigma(\text{direc})$ が最大となる操作条件を見つけた。

図 3-30 に中心周波数 65MHz で測定した RF 駆動電流の振幅と位相をそれぞれ示す。図 3-30(a) と図 3-28(a) から、マッチングをとっていない場合 ($\text{CSWR}=3.75$) よりもマッチングを取った場合の方が RF 電流の振幅は変動が小さい ($\text{CSWR}=1.92$)。それに対応して、マッチングをとった場合は $\sigma(\text{direc})=0.91$ が得られ、マッチングをとらない場合 $\sigma(\text{direc})=0.75$ に比べて著しく良い値が得られた。一方位相に関してはマッチングをとる前 (図 3-28(b)) と後 (図 3-30(b)) であまり差が見られない。位相の変化は駆動電流の指向性に関係があるが、指向性を評価する場合は $\sigma(\text{direc})$ を調べれば良い。

模型アンテナの章でも触れたように、パスバンドが波型になるのは終端からの反射が原因である。図 3-30 に示したように、中心周波数に注目した場合、反射はマッチングをとることで小さくすることができる。マッチング回路を導入することで反射は導入前に対して約 0.57 倍に小さくすることができた。整合をとった場

合と終端が 50Ω の場合の反射特性をそれぞれ図 3-31 に示す。本研究ではマッチング調整は終端でのみ行ったが、もう 1 つのマッチング回路を給電部にも採用すれば反射はゼロにできるだろう。同様に、図 3-31 は 65MHz は試験ではもっとも良い選択ではなかったかも知れない。しかしながら十分適用できる範囲にあると考えられる。

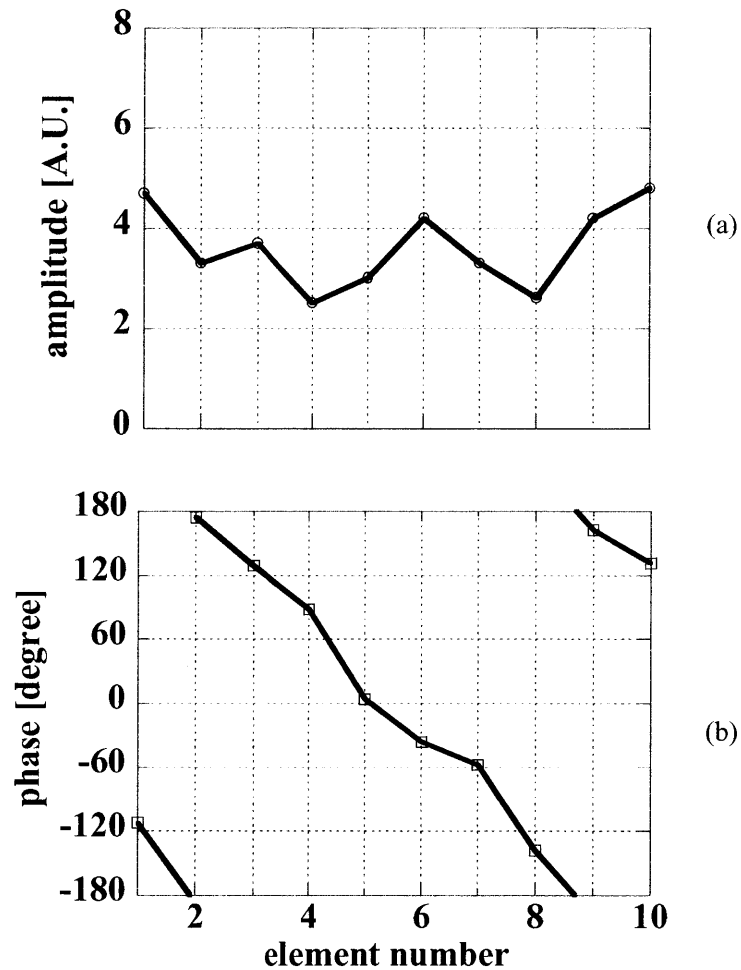


図 3-30 インピーダンス整合をとった場合の高周波電流の特性 ($f=65.1\text{MHz}$)
 (a)振幅、(b)位相。 $\sigma(\text{direc})=0.91$ が得られ、終端が 50Ω の場合 (図 3-30) に比べて 1 に近い値が得られた。

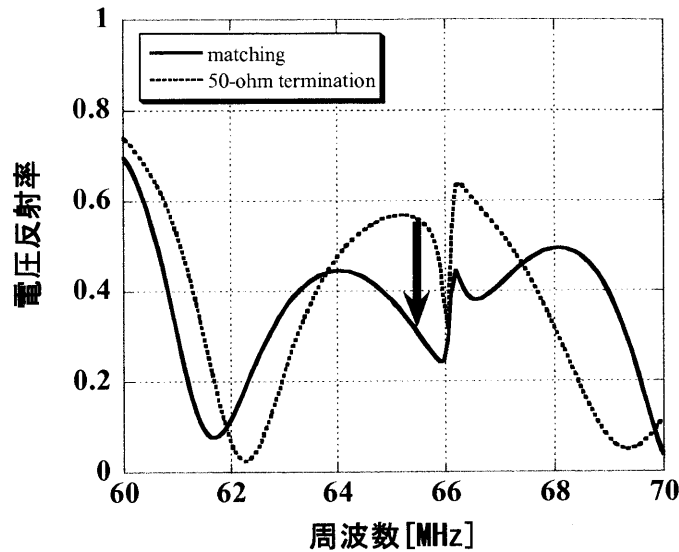


図 3-31 インピーダンス整合の効果

青線は終端が 50Ω の場合、赤線は終端にインピーダンス整合回路をつけて 65.1MHz でマッチングをとった場合の電圧反射率。マッチングをとることによって反射率が減っていることが分かる。

マッチングの役割は、別の表現をすると終端のインピーダンス Z_A を複素平面で調整し 50Ω に近い値にすることによって、コムラインアンテナのアンテナ素子数を無限にあるように見せることである。ただしマッチングをとる前に適切なタップ位置を選択することが必要である。

イーブンモードの純度を評価するために、RF 電流の振幅と位相がそれぞれのアンテナ素子の 3 点で測定された。すなわちストラップの中心 ($y=0$) と中心から両端に向かって $0.35l$ 離れた点 ($y=\pm 0.35l \equiv y_{\pm}$) の 3 点である。式(3-28)を使ってイーブンモードとオッドモードの振幅の大きさを求める公式がそれぞれ

$$I_{e0} = |I_0| \quad (3-54)$$

$$I_{o0} = \frac{\sqrt{(|I_+| \cos \delta_+ - |I_-| \cos \delta_-)^2 + (-|I_+| \sin \delta_+ + |I_-| \cos \delta_-)^2}}{2}, \quad (3-55)$$

と求まる。ここで $|I_0|$ と $|I_{\pm}|$ はそれぞれ $y=0$ と $y=y_{\pm}$ で測定された電流の振幅の大きさであり、 δ_{\pm} は $y=y_{\pm}$ における測定された電流の、 $y=0$ との位相差である。イーブンモードの純度を調べるために、評価パラメータとして

$$\sigma(\text{purity}) = \frac{\sum_{k=1}^{10} |I_{e,k}|^2}{\left(\sum_{k=1}^{10} |I_{e,k}|^2 + \sum_{k=1}^{10} |I_{o,k}|^2 \right)} \quad (3-56)$$

を定義した。イーブンモードのみ存在する場合 $\sigma(\text{purity})=1$ となり、オッドモードのみ存在する場合 $\sigma(\text{purity})=0$ となる。測定データを用いて 50Ω 終端の場合 $\sigma(\text{purity})=0.72$ 、マッチング終端の場合 $\sigma(\text{purity})=0.74$ と求めた。わずかな数値の変化が見られたが、ほとんど変わらない。このようにして、マッチング調整はイーブンモード純度には寄与しないが、駆動電流の指向性を改良するのに大変役に立つことが理解できた。

3-4-4 実機アンテナ試験（絶縁体支柱）

前節までの議論で、イーブンモードのみが存在する場合は好ましいことが分かった。そこで将来の設計のためにオッドモードを生成させる導体支柱を絶縁体支柱に取り替えて試験を行った[5]。支柱以外の部分や測定方法は前節と全く同じである。1本アンテナの周波数特性を図3-32に示す。オッドモードが明らかに消えたことが確認できる。イーブンモードのみが62.62MHzに存在し、この共鳴周波数は導体支柱の場合の65.1MHzに近い。

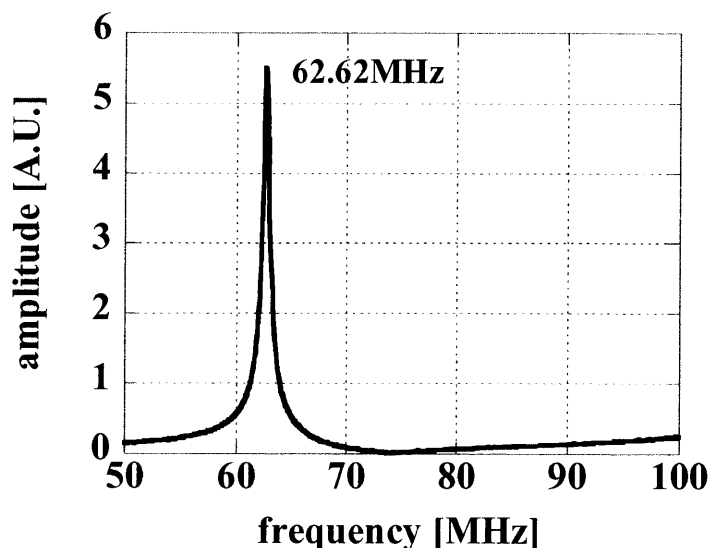


図 3-34 絶縁体支柱1本の場合の周波数特性

オッドモードがなくなりイーブンモードのみ励起されていることが分かる。
共鳴の中心周波数は62.62MHz。

同様に、アンテナ素子に沿って測定した高周波電流の振幅と位相を図3-33(a)と(b)にそれぞれ示す。振幅も位相も式(3-28)で与えられたイーブンモードの電流分布に非常に近いことが確認できた。

アンテナ素子を10本並べ、前節と同じ方法で各素子の3点で電流の振幅と位相を測定した。周波数は1本アンテナの中心周波数62.62MHzで固定してある。アン

テナは 50Ω 抵抗器で終端され、一方から給電される。測定結果を図 3-34(a) と (b) に示す。図 3-34(b) と図 3-28(b) を比較することにより、位相変化に関してはあまり差がないように見える。実際に、図 3-34(a) から終端が 50Ω の評価パラメータは $\sigma(\text{direc})=0.77$ であり、これは導体支柱の 0.75 とほぼ同じ値である。同様の実験から終端において整合をとると $\sigma(\text{direc})=0.87$ が得られる。これは導体支柱で整合をとった場合の 0.91 と同じくらい高い値である。

またイーブンモードの純度に関する測定を行った。終端が 50Ω の場合 $\sigma(\text{purity})=0.79$ であり、導体支柱の場合 0.72 よりも良い値を示した。整合をとった場合、 $\sigma(\text{purity})=0.85$ となり導体支柱の 0.74 に比べて大きな改善が見られた。

最後に電力透過率と反射率および透過率と反射率の和を図 3-35(a) (b) に示す。オッドモードが無くなったため、鋭く急峻な狭いパスバンドが消え、幅広く波打つパスバンドの特性がよりはっきりと現れた。

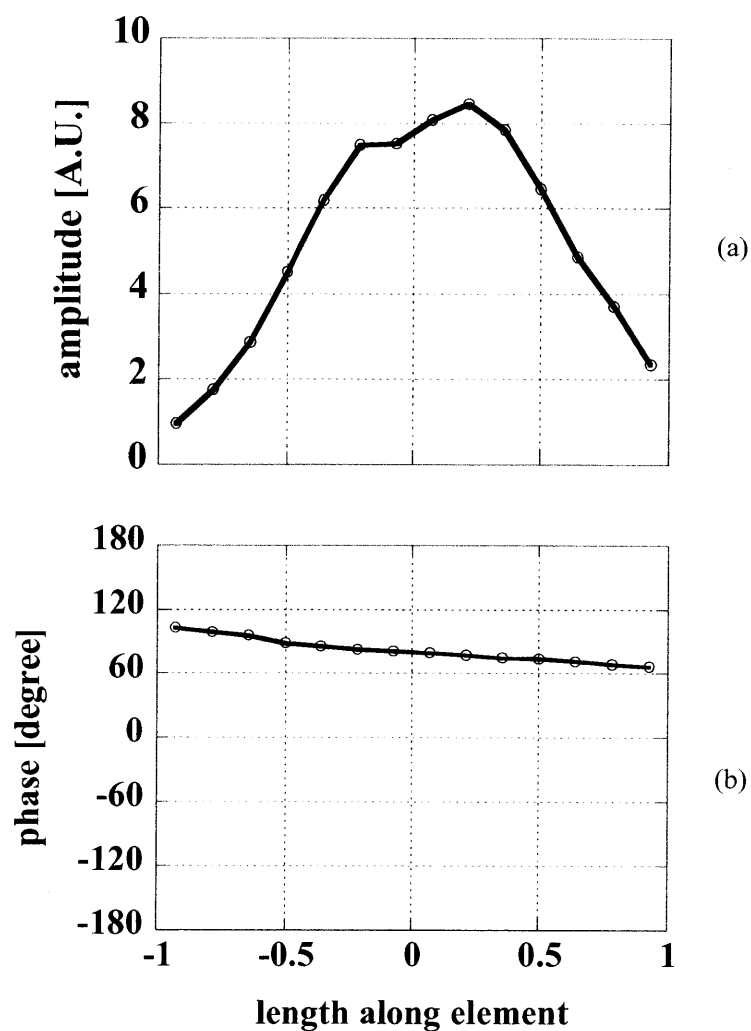


図 3-33 絶縁体支柱 1 本における高周波電流の特性(a)振幅、(b)位相
 振幅も位相も模型アンテナや実機アンテナと同じ特性であった。中心で最大
 とならないのは Faraday シールドが機械的に非対称であったことに起因して
 いると思われる。

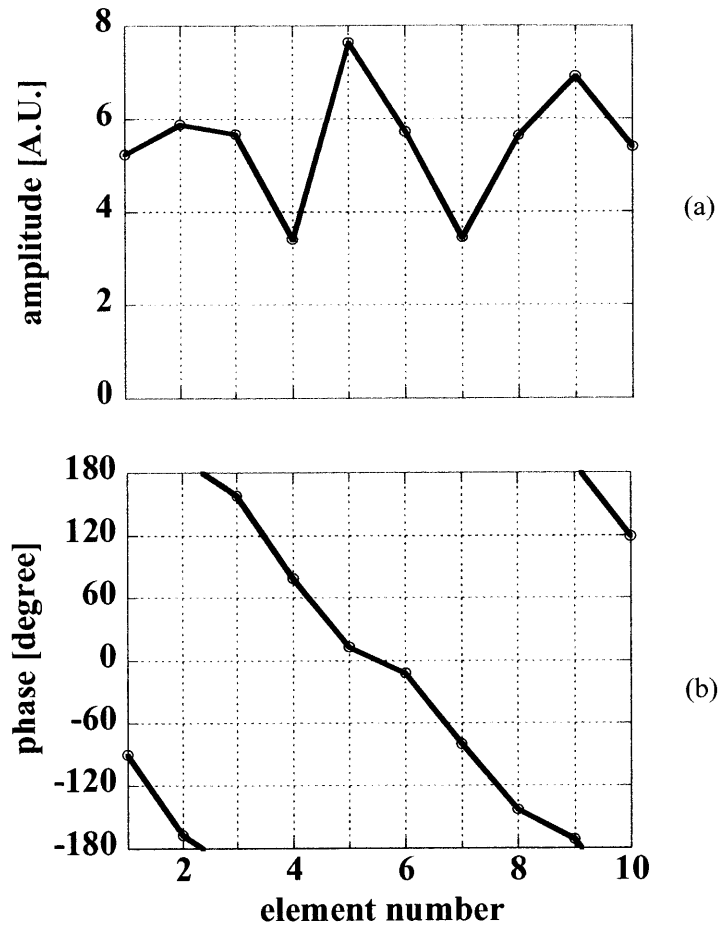


図 3-34 絶縁体支柱 10 本における(a)振幅の変化、(b)位相の変化
 周波数は 62.62MHz でマッチングをとった場合、 $\sigma(\text{direc})=0.87$ 、 $\sigma(\text{purity})=0.85$
 となった。

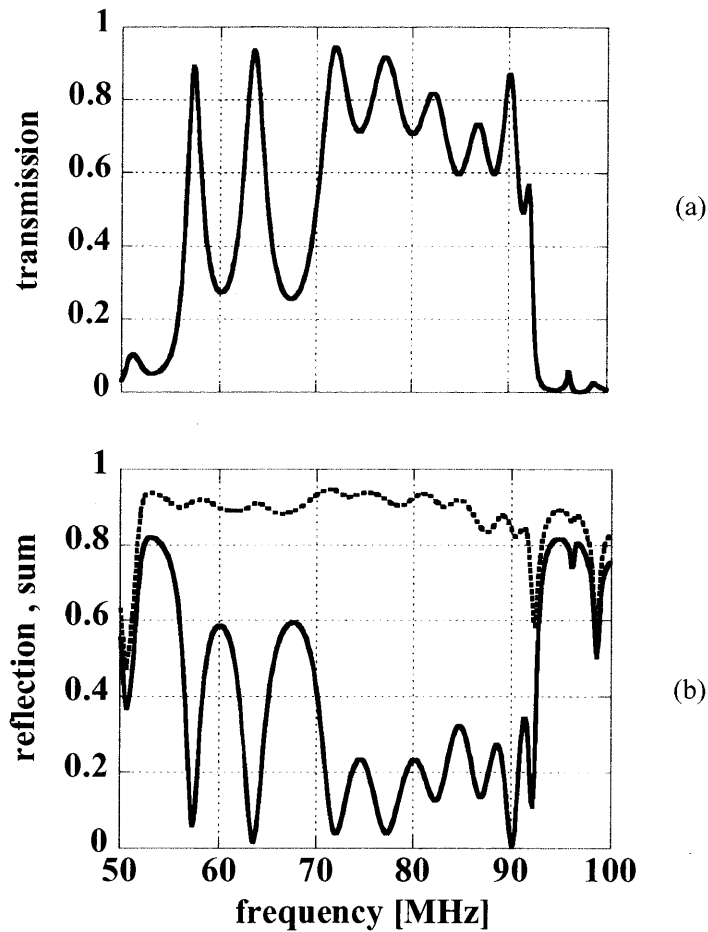


図 3-35 絶縁体支柱の(a)電力透過率、(b)反射率（実線）と、透過率と反射率の和（点線）である。和が1になっていないのは Ohmic 損失による。イーブンモードが存在する場合、透過率が鋭く下がる傾向が見られたが、絶縁体支柱ではイーブンモードのみ存在しているので、パスバンドの全領域にわたってなだらかな周波数特性が観測された。

以上より、イーブンモード純度は絶縁体支柱の採用によって著しく改善された。周波数に関する位相変化の依存性は他の場合とまったく同じである。すなわちパスバンドの下限で位相変化が0となり、パスバンドの上限で位相変化が180度になる。アンテナ素子1本での中心周波数は62.6MHzであるが、周波数90度ずれるのは79.1MHzの時である。モデル計算よりも高い周波数となっていた。

3-5 実験結果まとめ

前節において、イーブンモードの純度を示す指標として $\sigma(\text{purity})$ 、波の指向性を評価する指標として $\sigma(\text{direc})$ が使われた。ここで前節までに得られた結果を表 3-2 に示し、比較する。

表 3-2 評価パラメータ一覧

	理想値	実機 (50 Ω)	実機 (matching)	絶縁体支柱 (50 Ω)	絶縁体支柱 (matching)
$\sigma(\text{purity})$	1	0.72	0.74	0.79	0.85
$\sigma(\text{direc})$	1	0.75	0.91	0.77	0.87

マッチングシステムを導入することにより、指向性に関して評価パラメータが $\sigma(\text{direc}) = 0.91$ に著しく改善された。その一方でイーブンモードの純度に関する評価パラメータは $\sigma(\text{purity}) = 0.74$ であり、これはかなり良い値である。このようにして、製造された実機アンテナは LHD において高パフォーマンスな適用が期待できると判断できる。

しかしながら評価パラメータ $\sigma(\text{purity}) = 0.74$ は将来的には改善の余地があることに注意しなければならない。絶縁体支柱を導入したアンテナにおいて同様の測定が行われ、 $\sigma(\text{purity}) = 0.85$ というより良い結果が得られている。これは将来のコムラインアンテナの改善型モデルとしての1つの候補としてみなすことができる。オッドモードを除去することでより高いアンテナ性能が発揮できるかもしれない。

また、オッドモードの影響についてはよく理解できない部分があるが、LHD のようなねじれたコムラインアンテナの場合、イーブンモードとオッドモード間の相互結合が無視できない大きさで存在しているかもしれない。絶縁物体であるセラミックスは実際に真空容器内で使用した場合高圧で物理的に壊れる可能性が高い。しかしながらこの心配点は RF 電圧が低い場所に支柱を設置することで回避できることが期待できる。将来的なコムラインアンテナの他の改善点として、イーブンモードの純度に注目して 1) 各アンテナ素子の対称的な2箇所にて逆位相の RF 電力供給を行う、2) 給電方法を直接結合でなく磁気ループ結合とする、3) 導体支柱のインダクタンスを増やしてイーブンモードとオッドモードの中心周波数を遠ざける、4) オッドモードを弱めるような特別な構造を追加する、などが挙げられる。アンテナ設置に必要な空間が確保できるかどうかとも考慮すれば、これらの提案は将来的に有望となるだろう。

3-6 アンテナ・インピーダンス計算

コムラインアンテナの放射電力に関する評価を行うために参考文献[6]の方法で簡単なアンテナ・インピーダンスの計算を行った。図 3-36 に計算のためのモデル図を示す。座標系は x がプラズマの半径方向、 y がアンテナストラップに沿う方向、 z が磁場の方向である。

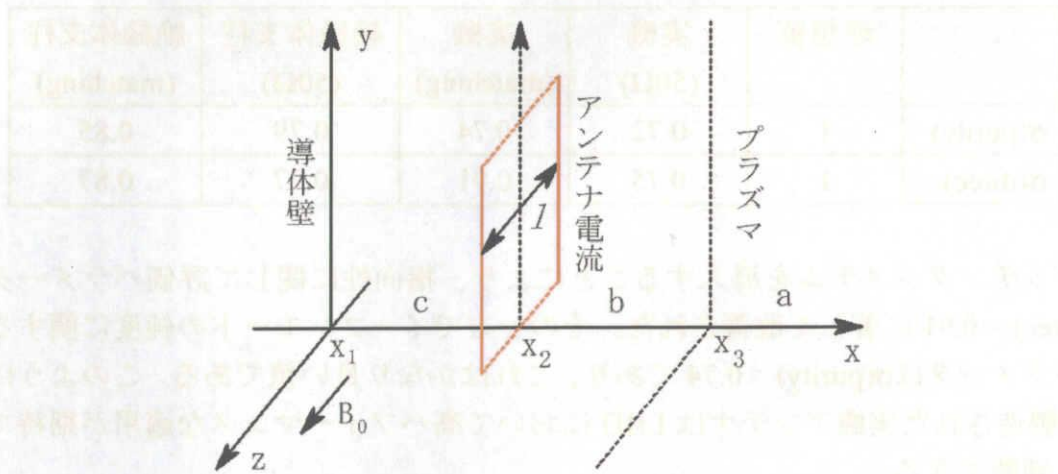


図 3-36 アンテナ・インピーダンス計算のためのモデル図

$x=x_1$ に導体壁を想定し、 $x=x_2$ には y 方向にアンテナ電流が流れている。その z 方向の幅は l であり、その幅にわたってアンテナ電流は一樣に流れているとする。プラズマは $x>x_3$ (領域 a) を占め、静磁場 B_0 は z 方向に加えられている。領域 b と c は真空とする。Faraday 遮蔽は考慮していない。また y 方向には一樣性を仮定している。

アンテナ電流は y 方向に一樣であり、導体壁はアンテナ素子の後ろ側に位置している。それぞれのアンテナ素子は幅 Δw と長さ $2l$ を有している。 n 番目のアンテナ素子における電流密度のフーリエ成分は

$$j_n(k_z) = \tilde{j}_0(k_z) \tilde{I}_n = \tilde{j}_0(k_z) |I_n| \exp(i\phi_n) \quad (3-57)$$

で与えられる。ここで $\tilde{j}_0(k_z)$ は規格化されたフーリエ成分であり、 $|I_n|$ はアンテナ電流の絶対値である。また ϕ_n は電流の位相である。 z における電場 $E_y(z)$ は

$$E_y(z) = \sum_{n=1}^{10} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(k_z) j_n(k_z) \exp(ik_z z - i\omega t) dk_z \quad (3-58)$$

によって与えられる。 m 番目のアンテナ素子におけるインピーダンス Z_{mn} はその並進対称性から

$$Z_{mn} = \frac{1}{2L} \exp\{-ik_z(z_n - z_m)\} \int_{-\Delta w/2}^{\Delta w/2} \psi(k_z) \tilde{j}_0(k_z) \exp(ik_z z') dz' \quad (3-59)$$

の形で与えられる。ここで $\psi(k_z)$ の簡単なモデルは

$$\psi(k_z) = \frac{-i\omega\mu_0}{2k_z} (e^{k_z\delta_2} - e^{-k_z\delta_2}) \frac{k_z (e^{k_z\delta_1} - e^{-k_z\delta_1}) + ik_x (e^{k_z\delta_1} - e^{-k_z\delta_1})}{k_z (e^{k_z\delta} - e^{-k_z\delta}) + ik_x (e^{k_z\delta} - e^{-k_z\delta})} \quad (3-60)$$

となる。ここで δ_1 はアンテナストラップとプラズマ中心との距離、 δ_2 はアンテナストラップと導体壁との距離、 $\delta (= \delta_1 + \delta_2)$ は導体壁とプラズマ中心の距離である。 k_x はプラズマ中の波数であり、その値はプラズマパラメータに依存する。アンテナからの放出電力 P_{ant} は

$$P_{ant} = \text{Re} \left[\sum_{m=1}^{10} \left(\sum_{n=1}^{10} Z_{mn} \tilde{I}_n \right) \tilde{I}_m^* \right] \quad (3-61)$$

で与えられる。プラズマの密度 $n_0 = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、アンテナストラップとプラズマの LCFS (Last Closed Flux Surface) との距離を 7cm として計算を行った。電流駆動用として用いることを意識してアンテナ電流の位相は隣接するストラップ毎に 90 度ずつずらした。すなわち $\phi_n = n(\pi/2)$ とした。計算結果を表 3-3 に示す。 \tilde{Z}_r と \tilde{Z}_i はそれぞれ単位長さ辺りのアンテナインピーダンスの実数部と虚数部である。

表 3-3 アンテナ・インピーダンスの計算結果 (プラズマあり)
 プラズマとアンテナの距離が 7cm の場合、アンテナのインピーダンスの計算からアンテナ素子 1 本あたりの実数部の平均値 $3.42 \Omega/\text{m}$ 、虚数部の平均値 $176.14 \Omega/\text{m}$ を得た。

アンテナ No.	1	2	3	4	5
$\tilde{Z}_r [\Omega/\text{m}]$	35.32	5.21	2.11	2.35	2.49
$\tilde{Z}_i [\Omega/\text{m}]$	173.39	179.63	175.18	174.28	174.24

アンテナ No.	6	7	8	9	10
$\tilde{Z}_r [\Omega/\text{m}]$	2.40	2.02	2.23	5.10	-25.02
$\tilde{Z}_i [\Omega/\text{m}]$	174.42	174.47	173.56	178.01	184.22

表 3-3 においてアンテナ素子 No.1 (入り口) と No.10 (出口) の \tilde{Z}_r の値が No.2 から 9 の値とかなり異なっている。これはそれぞれのアンテナ素子は入り口側の隣のアンテナから電力を受け取り、出口側に隣接するアンテナに電力を渡していることに理由がある。中間の 8 本のアンテナ素子はそのような効果が相殺している一方、両端のアンテナ素子は片側のアンテナが存在したいため値がことなっていると解釈できる。実際のアンテナの場合、両端のアンテナ素子には外部の同軸管が接続されているため、この同軸管のタップ位置を調整することで隣にアンテナ

があるように模擬することが可能である。No.1 アンテナから No.10 アンテナまでの \bar{Z}_r を足し合わせると、両端のアンテナの効果は打ち消され 1 本あたりの平均値 $\bar{Z}_r = 3.42 \Omega / \text{m}$ を得る。表 3-3 の上から第 3 列目は、アンテナ電流 $I_{\text{RF}}=500\text{A}$ の時の式(3-61)から得られた単位長さあたりの放出電力であり、全放出電力は 9.66MW/m である。アンテナ・インピーダンスの虚数部 \bar{Z}_i の値は表 3-3 の上から 2 行目から $176.14 \Omega / \text{m}$ と計算された。等価回路に現れるアンテナのパラメータ C、L、R の値は次の関係式によって決定される。

$$L = (2/\pi)(1/\omega)\bar{Z}_i l \quad (3-62)$$

$$C = 1/(L\omega^2) \quad (3-63)$$

$$R = (1/2)\bar{Z}_r l \quad (3-64)$$

係数 $(2/\pi)$ と $(1/2)$ は式(3-28)で示した電流分布を考慮して導出された値である。アンテナ・インピーダンス計算の結果から $L = 1.55 \times 10^{-7} \text{H}$ 、 $C = 38.78 \times 10^{-12} \text{F}$ 、 $R = 0.85 \Omega$ を得た。これらの値は以前の節で使用して来た値である。キャパシタンス C はアンテナ形状から概算した値と ($\sim 38\text{pF}$) と非常に近いことは注目に値する。これらの値と式(3-56)を使って電力透過係数 α^2 が 0.6 と計算された。次節では標準値として $\alpha^2 = 0.7$ を採用する。 α^2 の値はプラズマパラメータによって異なるので厳密な値は必要としない。

アンテナにかける高周波電圧を最大 35kV とすると、最大の放出電力は式(3-56)から約 3MW となる。LHD で評価される電流駆動効率 η は式(2-19)から計画しているプラズマパラメータにおいて

$$\eta \equiv I/P = 17.5\text{kA}/\text{MW} \quad (3-65)$$

と見積もられる。すなわち電圧が 35kV の時、駆動電流は 52kA と評価される。このようにして、現在のコムラインアンテナのデザインは、 i 分布を制御して MHD 安定性を得るために LHD で必要とされる電流 ($30\sim 50\text{kA}$) を駆動することが期待できる。

プラズマが無い場合においても同じ計算を行った。その結果を表 3-4 に示す。同じパラメータで計算を行い、 \bar{Z}_r のアンテナ一本辺りの平均値 $\bar{Z}_r = 0.38 \Omega / \text{m}$ と $R = 0.21 \Omega$ が得られた。他のパラメータ L、C、M は表 3-3 で求めた値と同一である。式(3-48)において、これらの値を用いると電力透過係数 $\alpha^2 = 0.88$ が得られる。残りの 12% は真空中に放出された電力であると思われる。図 3-20、図 3-27、図 3-35

において透過率と反射率の合計が 1 に満たない理由はこの損失によるところが大きい。したがって、オーミック損失は小さいとみなすことができるだろう。

表 3-4 アンテナ・インピーダンスの計算結果 (プラズマなし)
 プラズマが無い場合 (真空の場合)、アンテナのインピーダンスの計算からアンテナ素子 1 本あたりの実数部の平均値 $0.38 \Omega/m$ 、虚数部の平均値 $179.28 \Omega/m$ を得た。

アンテナ No.	1	2	3	4	5
$\tilde{Z}_r[\Omega/m]$	43.25	-5.87	-8.58	2.73	5.28
$\tilde{Z}_i[\Omega/m]$	188.07	190.64	171.04	168.40	176.93

アンテナ No.	6	7	8	9	10
$\tilde{Z}_r[\Omega/m]$	-2.60	-5.37	5.94	8.42	-40.69
$\tilde{Z}_i[\Omega/m]$	179.60	171.07	168.43	188.04	190.57

3-7 リング型電力合成器

α^2 をコムラインアンテナの電力透過係数とすると、式(3-49)から $\alpha^2 = (\alpha_c^2)^{10}$ と表される。このとき $\beta^2 = 1 - \alpha^2$ はプラズマに放出された電力の割合となる。コムラインアンテナは大面積を有しており、駆動電流の指向性をよくするために、 α^2 はループアンテナよりも大きい方がよい。一方、 α^2 の値が小さすぎると入射電力が 10 本アンテナの最後のアンテナ素子まで伝達されない可能性が生じる。したがって α^2 は 0.5 から 0.9 であることが望ましい。LHD で使用するコムラインアンテナは大面積のために真空用内で可変アンテナとするのが幾何学的に難しい。そのため水冷の機能はアンテナを支える枠のみに設置し、パルス運転用のアンテナとして設計された。水冷なしで熱負荷に耐えられるためには有る程度のプラズマとの距離が必要であり、アンテナの先端 (Faraday シールド) とプラズマの最外殻磁気面 (LCFS : Last Closed Flux Surface) との距離は 7cm とする予定である。このとき前節の計算より入射電力の透過率 α^2 は 0.6 であった。電力透過率 α^2 はプラズマの状態によって変化する値であるため、標準の実験条件で $\alpha^2 = 0.7$ を採用しても定性的な特性は $\alpha^2 = 0.6$ の場合と同じとみなすことができる。プラズマに吸収されず透過率した 70% の入射電力を有効に使う方法がある。それは「リング型電力合成器」を電力循環器として採用する方法であり、この合成器の導入により入射した電力の 100% をプラズマに放出できる。図 3-37 にリング型電力合成器を用いたアンテナシステムの概念図を示す。

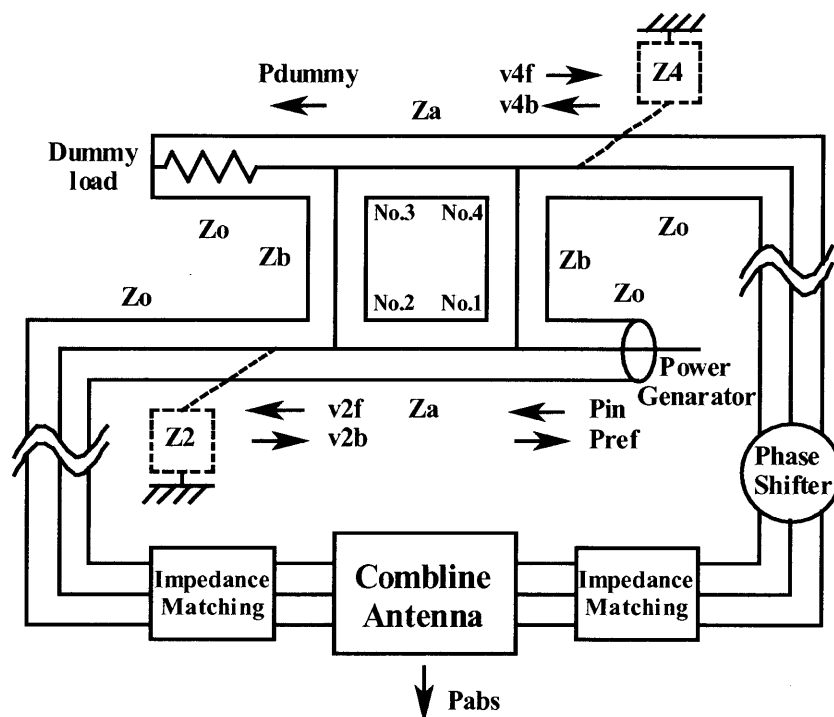


図 3-37 リング型電力合成器を用いたアンテナシステムの概念図

特性インピーダンス Z_0 、 Z_a 、 Z_b を有するリング型電力合成器を用いて透過した電力を再利用する。そのためにはコムラインアンテナの入射側と出力側にインピーダンス整合器が必要である。また信号発信機 (SG) と透過した電圧 V_{4b} の位相が 90 度ずれるように位相変換機が必要である。リング型の 4 つの角は図に示した通り、SG から時計回りに No.1 から No.4 とする。また下付き文字の“f”と“b”はそれぞれ進行波と反射波を意味する。

コムラインアンテナでリング型電力合成器を採用するためには 1 つの位相変換器と 2 つのインピーダンス整合器が必要となる。その 2 つの整合器はアンテナの給電側と透過側にそれぞれ設置し、整合器の電気特性をアンテナに対して対称にすることで進行波の指向性を逆向きにすることが可能である。

図 3-37 においてコムラインアンテナ全体のシステムはリング型電力合成回路とコムラインアンテナ本体との 2 つのブロックに分かれている。リング型電力合成器は 4 つのポートを有し、それぞれ高周波の給電部 (No.1 ポート)、コムラインアンテナへの入射部 (No.2 ポート)、模擬負荷への接続部 (No.3 ポート)、コムラインアンテナから透過した電力が循環されて入射される部分 (No.4 ポート) となっている。すなわち RF 電力は No.2 ポートから放出され、透過した電力は No.4 ポートに循環される。図 3-37 の Z_a と Z_b は電力合成器を構成する同軸ケーブルの特性イ

ンピーダンスである。この特性インピーダンスの値は α^2 の値によって決定される。 $\alpha^2 = 0.7$ の場合、 $Z_a = 27.6 \Omega$ 、 $Z_b = 33.1 \Omega$ の同軸ケーブルを採用すれば電力の再利用を最適に行うことができる。この他の同軸ケーブルの特性インピーダンス Z_0 はすべて 50Ω とする。

計算方法はインピーダンスを用いる方法と電気回路から連立方程式を立てる方法と2つある。ここでは前者の計算方法を用いて全体のシステムの電気特性を調べた(付録A参照)。図3-38に周波数に対する P_{ref}/P_{in} 、 P_{dummy}/P_{in} 、 P_{abs}/P_{in} を示す。電力合成器の効果を見るために、合成回路が無い場合のデータも示してある。イーブンモードの中心周波数65MHz付近で P_{abs} に注目すると合成器を用いることで電力が無駄なく使用でき、合成回路なしの場合よりも約3倍の大きさが得られていることが分かる。しかし最適の周波数帯は約5MHzでこれはコムラインアンテナのパスバンド全領域に対して使用するには不十分である。それゆえ、たとえば同軸ケーブルの長さを変えるなどのような、周波数帯を調整できる電力合成器の開発が必要であろう。

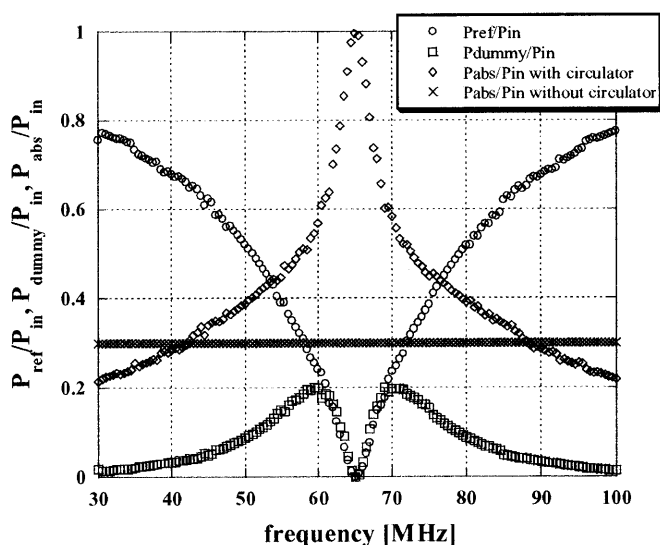


図 3-38 リング型合成器を用いた計算結果

○は信号発信機に戻ってくる電力、□は模擬負荷へ向かう電力、◇はリング型合成器があった場合のプラズマに吸収される電力、×はリング型合成器が無かった場合のプラズマに吸収される電力を示す。それぞれの値はリング型回路に入射する電力 P_{in} で規格化されている。イーブンモードの中心周波数65MHz付近において、合成器を用いた場合のプラズマの吸収電力は合成器なしの場合の約3倍得られている。

β^2 は RF 電力とプラズマの結合係数を表すが、その値はプラズマパラメータに依存する。それゆえ、電力合成回路が β^2 の変化にどれだけ依存するか調べることは重要である。図 3-39 に β^2 に対する $P_{\text{ref}}/P_{\text{in}}$ 、 $P_{\text{dummy}}/P_{\text{in}}$ 、 $P_{\text{abs}}/P_{\text{in}}$ を示す。 $0.1 < \beta^2 < 0.5$ すなわち $0.5 < \alpha^2 < 0.9$ という広い範囲で電力合成器が良く作用していることが分かった。

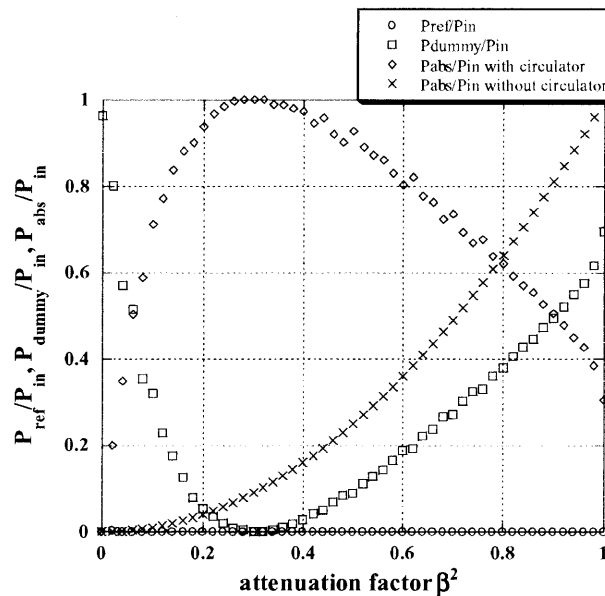


図 3-39 リング型合成器を用いた計算結果

横軸の β^2 はプラズマへ吸収された電力の減衰率を示す。すなわち電力透過率 α^2 と β^2 には $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ の関係がある。 $0.1 < \beta^2 < 0.5$ すなわち $0.5 < \alpha^2 < 0.9$ という広い範囲で 80%以上の $P_{\text{abs}}/P_{\text{in}}$ が得られる。

3-8 本章のまとめ

第 3 章において、LHD コムラインアンテナの電気特性が研究された。LHD のコムラインアンテナは大面積化のために特有の「T 字型」をしており、イーブンモードとオッドモードが混在しているためさまざまな問題が生じた。

これらの問題をまず模型アンテナを使って研究し、その結果に基づいて実機アンテナを最適化した。模型アンテナは平坦な形状であるのに対し、実機アンテナは LHD のヘリカル形状に沿って振れている。2 つのアンテナは同じ大きさであるが電気特性は異なる点が見られた。アンテナの特性試験の際に 2 つの変数 $\sigma(\text{purity})$ と $\sigma(\text{direc})$ を用いて評価した。 $\sigma(\text{purity})$ はイーブンモードの割合の指標であり、イーブンモードの純度をあげることでアンテナからプラズマの中心部に向けて加

熱・電流駆動が可能となる。 $\sigma(\text{direc})$ は定在波の割合の指標であり、マッチングをとることで改善される。

本章は以下のようにまとめることができる。1) 模型アンテナはイーブンモードの純度も指向性も良い特性を示した。2) 実機アンテナでもパスバンドが確認できたが、それは狭いバンドに分割されていた。イーブンモードが支配的である周波数帯を選択することによってプラズマ実験で使用可能である。3) 実機アンテナと模型アンテナとの違いは支柱の存在よりもむしろアンテナ素子間の相互インダクタンスの違いに依存している。4) オッドモードをなくすために絶縁体支柱のアンテナで特性試験を行った。イーブンモードの純度でも指向性でも良い特性が得られた。5) リング型電力合成器を使うことが電力循環の観点から有効であることが計算から確認できた。また電力合成器はプラズマ抵抗が変化しても使用できることが確認できた。

第3章付録

3-6節で用いた計算方法をここに記述する。外部回路の最適化に広く適用できる手法である。複素インピーダンス Z_2 と Z_4 がそれぞれ No-2 と No-4 のポートに仮想的に接続されているとする。その時、 j 番目から出力される電圧と電流(v_j, i_j) は次のように行列で表すことができる(ただし $j=1,2,3,4$)。

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} v_1 \\ i_1 \end{pmatrix} &= \left(\vec{E} - \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{K}_1 \right) \vec{M}^{14} \begin{pmatrix} 1 \\ (\vec{E} - \vec{M}^{14})_{22}^{-1} / (\vec{E} - \vec{M}^{14})_{12}^{-1} \end{pmatrix} V_1 \\
 \begin{pmatrix} v_2 \\ i_2 \end{pmatrix} &= \left(\vec{E} - \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{K}_2 \right) \vec{M}_a \begin{pmatrix} 1 \\ (\vec{E} - \vec{M}^{14})_{22}^{-1} / (\vec{E} - \vec{M}^{14})_{12}^{-1} \end{pmatrix} V_1 \\
 \begin{pmatrix} v_3 \\ i_3 \end{pmatrix} &= \left(\vec{E} - \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{K}_3 \right) \vec{M}_b \vec{K}_2 \vec{M}_a \begin{pmatrix} 1 \\ (\vec{E} - \vec{M}^{14})_{22}^{-1} / (\vec{E} - \vec{M}^{14})_{12}^{-1} \end{pmatrix} V_1 \\
 \begin{pmatrix} v_4 \\ i_4 \end{pmatrix} &= \left(\vec{E} - \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{K}_4 \right) \vec{M}_a \vec{K}_3 \vec{M}_b \vec{K}_2 \vec{M}_a \begin{pmatrix} 1 \\ (\vec{E} - \vec{M}^{14})_{22}^{-1} / (\vec{E} - \vec{M}^{14})_{12}^{-1} \end{pmatrix} V_1
 \end{aligned} \tag{A-1}$$

ここで V_1 は No-1 ポートに入力された電圧、 \vec{E} は単位行列、 $\vec{M}^{14} = \vec{M}_b \vec{K}_4 \vec{M}_a \vec{K}_3 \vec{M}_b \vec{K}_2 \vec{M}_a$ で定義される。さらに \vec{M}_s ($s = a, b$) は特性インピーダンス Z_s ($s = a, b$) を持った同軸ケーブルを通過する際の電流と電圧(V, I)の変化を示す行

列で

$$\vec{M}_s = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\pi f}{2f_0}\right) & -Z_s \sin\left(\frac{\pi f}{2f_0}\right) \\ \left(\sin\left(\frac{\pi f}{2f_0}\right)\right)/Z_s & \cos\left(\frac{\pi f}{2f_0}\right) \end{pmatrix} (s = a, b). \quad (\text{A-2})$$

で与えられる。f は RF 周波数で f_0 は中心周波数(65.1MHz)である。 \vec{K}_t ($t = 1, 2, 3, 4$)は Z_t ($t = 0, 2, 4$)のインピーダンスを持つ各コーナーで Kirchhoff の法則を適用する際に現れる行列で

$$\vec{K}_t = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/Z_t & 1 \end{pmatrix} (t = 2, 4), \quad \vec{K}_1 = \vec{K}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/Z_0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A-3})$$

で与えられる。

V_1 が与えられると v_2 と v_4 が分かるので、 Z_2 と Z_4 を与えれば同軸ケーブル中の進行電圧と反射電圧の大きさが求められ、

$$\begin{aligned} v_{2f} &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{Z_0}{Z_2}\right) v_2, & v_{2b} &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{Z_0}{Z_2}\right) v_2 \\ v_{4f} &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{Z_0}{Z_4}\right) v_4, & v_{4b} &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{Z_0}{Z_4}\right) v_4 \end{aligned} \quad (\text{A-4})$$

で表される。ここで添え字の“f”と“b”は RF 電圧の進行波と反射波、“2”と“4”は No-2 ポートと No-4 ポートをそれぞれ示す。

電力合成器の周波数特性を得るために、複素平面で Z_2 と Z_4 をスキャンし、 $v_{4b} = \alpha e^{i\delta} v_{2f}$ かつ $v_{2b} = \alpha e^{i\delta} v_{4f}$ の条件を満たすような Z_2 と Z_4 を採用した。回路(アンテナ、ケーブル、位相変換器、整合器などを含む)による位相の遅れ δ は、電力合成器が適正に作動するように π とした。

電力合成器への入射電力 P_{in} 、RF 発振源への反射電力 P_{ref} 、模擬負荷へ放出される電力 P_{dummy} 、プラズマ放射電力 P_{abs} はそれぞれ

$$P_{in} = \left| \frac{1}{2} \left(1 + \frac{v_1/i_1}{Z_0}\right) V_1 \right|^2 / Z_0 \quad (\text{A-5})$$

$$P_{ref} = \left| \frac{1}{2} \left(1 - \frac{v_1/i_1}{Z_0}\right) V_1 \right|^2 / Z_0 \quad (\text{A-6})$$

$$P_{dummy} = \text{Re}[v_3 i_3^*] \quad (\text{A-7})$$

$$P_{abs} = P_{abs.r} + P_{abs.l}$$
$$P_{abs.r} = (1 - \alpha^2) \frac{|v_{2f}|^2}{Z_0}, \quad P_{abs.l} = (1 - \alpha^2) \frac{|v_{4f}|^2}{Z_0}. \quad (\text{A-8})$$

で与えられる。

第 3 章 参考文献

- [1] C. P. Moeller, *et al.*, “A COMBLINE STRUCTURE FOR LAUNCHING UNIDIRECTIONAL FAST WAVE”, Proc. 10th Top. Conf. on Radio frequency Power in Plasmas, Boston (Wool bury, NY: AIP Press) *AIP Conf. Proc.*, 289 (1993).
- [2] H. Ikezi and D. A. Phelps, “TRAVELING WAVE ANTENNA FOR FAST WAVE HEATING AND CURRENT DRIVE IN TOKAMAKS”, *Fusion Technology* **31**, 106 (1997).
- [3] T. Ogawa, *et al.*, “Radiofrequency experiments in JFT-2M: Demonstration of innovative applications of a travelling wave antenna”, *Nuclear Fusion* **41**, 1767 (2001).
- [4] Y. Takase, *et al.*, “Initial results from the TST-2 spherical tokamak”, *Nuclear Fusion* **41**, 1543 (2001).
- [5] H. Ikezi, “COMBLINE ANTENNA WITH HALF- WAVELENGTH ELEMENTS”, *Internal Report of General Atomics*, GA-C23396 (2000).
- [6] J. Adam, *Report of Association EURATOM-C. E. A.*, EUR-CEA-FC-1004 (1979).

第4章 光線追跡法による電子加熱の評価

4-1 はじめに

第3章においてLHDプラズマの加熱・電流駆動のためのコムラインアンテナの設計、製作および高周波特性の試験結果について述べた。イオンサイクロトロン周波数帯の速波を使った直接の電子加熱はイオン加熱に比べて弱いエネルギー吸収機構である。磁場に平行成分の屈折率(N_{\parallel})は電子加熱に強い影響を与える。LHDプラズマにおいて電場が一定の簡単なモデルを用いて、電子の電力吸収分布を計算した。図4-1の横軸にプラズマの規格化小半径、縦軸に電子加熱の強さの指標である $\langle P_e \rangle / E_0^2$ をとる。 N_{\parallel} は2、6、8.84、10、14の5つの値に固定でそれぞれ計算した。計算では中心密度 $n_{e0} = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、中心電子温度 $T_{e0} = 3 \text{ keV}$ とした。この計算結果から N_{\parallel} の依存性が確認でき、 N_{\parallel} が大きいほど、すなわち速波の位相速度が小さいほど効率良い加熱が達成できる。コムラインアンテナは周波数のパスバンドを有しており、その周波数領域から電流駆動もしくは電子加熱に適切な周波数を介して、 N_{\parallel} を選ぶことができる。しかしながらプラズマ中で波が伝搬するとともに N_{\parallel} の値が変化する場合、図4-1に示した電子の電力吸収分布は大きく変化することが予想される。そのため、LHDにおいてコムラインアンテナを用いた電流駆動をより詳しく調べるために光線追跡法[1]を用いて解析を行う。

また、図2-3に示したとおり、電子加熱と電流駆動の間には密接な関係がある。コムラインアンテナは高磁場 ($B_T = 2.75 \text{ T}$) において第2高調波加熱に適している。詳しくは第4-3節で述べるが、この条件下において電子加熱とイオン加熱が競合することが予測される。光線追跡法を用いてこの競合の理論的な評価が可能となる。またコムラインアンテナに対する比較としてLHDのループアンテナを用いて計算も行う。

第4-2節において速波の分散式の近似形を説明する。この分散式を用いて光線追跡を行う。第4-3節において電子加熱の原理を簡単に示す。速波を用いた電子加熱の原理に電子ランダウ減衰、走行時間磁気ポンピング (TTMP: Transit Time Magnetic Pumping) 加熱、モード変換加熱などがある。そのうち直接の電子加熱は電子ランダウ減衰、走行時間磁気減衰であるが、ともに弱い加熱機構である。第4-4節において速波の近似分散式を用いて光線追跡法の原理を示す。第4-5節において光線追跡法の適用妥当性を証明し、光線追跡に用いた計算パラメータを挙げる。第4-6節において計算結果を示す。ここではヘリカル型の磁場配位とトカマク型の磁場配位の2つ配位において計算し、 k_{\parallel} アップシフトの違いによる

電子加熱の差異にも言及する。

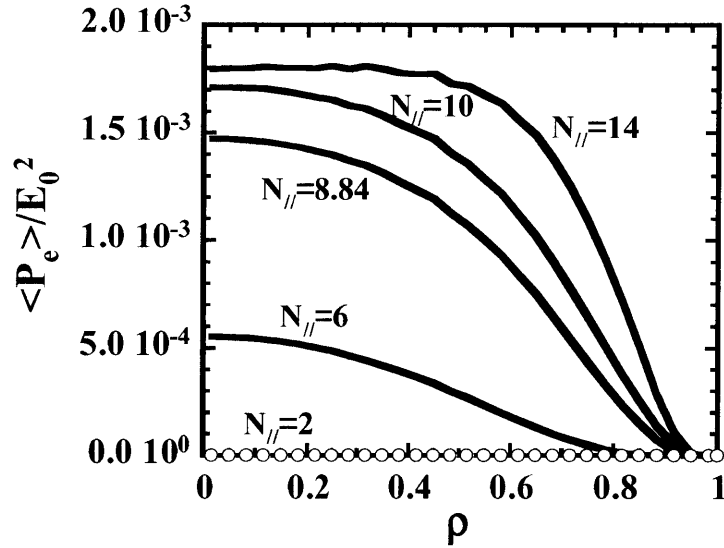


図 4-1 N_{\parallel} に対する電力吸収分布

電場が一定の場合の計算。 N_{\parallel} が大きいと電子加熱が強く起こり、また分布が幅広くなる。

4-2 速波の分散式

プラズマ中の波動現象を記述する方程式はマクスウェルの方程式であり、

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (4-1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (4-2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (4-3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4-4)$$

と記述される。ただし、 \vec{E} は電場、 \vec{D} は電束密度 ($\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$: ϵ_0 は真空の誘電率)、

\vec{H} は磁場、 \vec{B} は磁束密度 ($\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$: μ_0 は透磁率)、 ρ は電荷密度、 \vec{j} は電流密度

を表す。これらの式をフーリエ成分で書くと

$$i\vec{k} \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (4-5)$$

$$i\vec{k} \cdot \vec{B}(\vec{k}, \omega) = 0, \quad (4-6)$$

$$i\vec{k} \times \vec{E}(\vec{k}, \omega) = i\omega \vec{B}(\vec{k}, \omega), \quad (4-7)$$

$$i\vec{k} \times \vec{H}(\vec{k}, \omega) = \vec{j}(\vec{k}, \omega) - i\omega \epsilon_0 \vec{E}(\vec{k}, \omega) \quad (4-8)$$

となり、(4.8)式の右辺はテンソル \vec{K} を用いて

$$\vec{j}(\vec{k}, \omega) - i\omega \epsilon_0 \vec{E}(\vec{k}, \omega) = \vec{j}_{ext}(\vec{k}, \omega) - i\omega \epsilon_0 \vec{K} \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) \quad (4-9)$$

次のように書ける。ただし \vec{j}_{ext} は外部電流源による電流密度である。外部電流源がない場合、式(4-7)と式(4-8)より

$$\vec{N} \times (\vec{N} \times \vec{E}) + \vec{K} \times \vec{E} = 0 \quad (4-10)$$

となる波動方程式が得られる。ただし \vec{N} は屈折率で

$$\vec{N} = \frac{c}{\omega} \vec{k} \quad (4-11)$$

と表され、波数 \vec{k} と同じ向きのベクトルである。磁場や波数の座標は図 4-2 に示す。

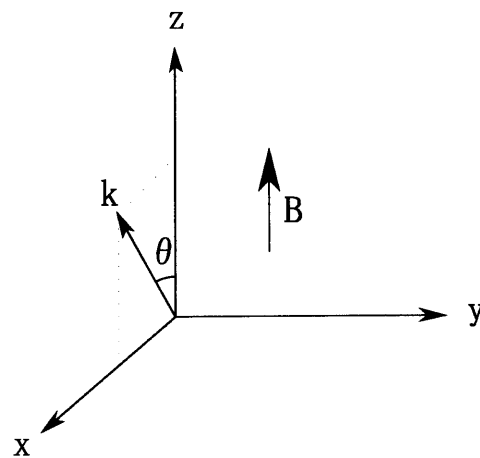


図 4-2 座標系

分散式に用いる座標系。波数ベクトルは x-z 平面にあり、磁場の向きが z 方向である。

波動方程式は x,y,z 成分で書けて、

$$\begin{pmatrix} K_{xx} - N_z^2 & K_{xy} & K_{xz} + N_x N_z \\ K_{yx} & K_{yy} - N_x^2 & K_{yz} \\ K_{zx} + N_x N_z & K_{zy} & K_{zz} - N_x^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (4-12)$$

となる。行列式を零とおくことで分散式が得られる。図 4-2 の座標系のように z を磁場の方向に、 \mathbf{k} ベクトルを xz 平面にとると次のように分散式 G が

$$\begin{aligned} G &= \begin{vmatrix} K_{xx} - N_z^2 & K_{xy} & K_{xz} + N_x N_z \\ K_{yx} & K_{yy} - N_x^2 - N_z^2 & K_{yz} \\ K_{zx} + N_x N_z & K_{zy} & K_{zz} - N_x^2 \end{vmatrix} \\ &= (K_{zz} - N_x^2) \{ (K_{xx} - N_z^2)(K_{yy} - N_x^2 - N_z^2) - K_{xy} K_{yx} \} \\ &+ (K_{zx} + N_x N_z) \{ K_{xy} K_{yz} - (K_{yy} - N_x^2 - N_z^2)(K_{xz} + N_x N_z) \} \\ &+ K_{zy} \{ K_{yx}(K_{xz} + N_x N_z) - K_{yz}(K_{xx} - N_z^2) \} = 0 \end{aligned}$$

と表すことができる。両辺を K_{zz} で割って

$$\begin{aligned} G &= \frac{K_{zz} - N_x^2}{K_{zz}} \{ (K_{xx} - N_z^2)(K_{yy} - N_x^2 - N_z^2) - K_{xy} K_{yx} \} \\ &+ \frac{K_{zx} + N_x N_z}{K_{zz}} \{ K_{xy} K_{yz} - (K_{yy} - N_x^2 - N_z^2)(K_{xz} + N_x N_z) \} \quad (4-13) \\ &+ \frac{K_{zy}}{K_{zz}} \{ K_{yx}(K_{xz} + N_x N_z) - K_{yz}(K_{xx} - N_z^2) \} = 0 \end{aligned}$$

ここで K_{xx} 、 K_{xy} 、 K_{xz} 、 K_{yx} 、 K_{yy} 、 K_{yz} 、 K_{zx} 、 K_{zy} 、 K_{zz} はそれぞれ

$$\left\{ \begin{aligned} K_{xx} &= 1 + \sum_{\alpha} \frac{i\sqrt{\pi}\omega_{p\alpha}^2 z_0}{\omega^2 \mu_{\alpha}} \exp(-\mu_{\alpha}) \sum_{l=-\infty}^{\infty} l^2 I_l(\mu_{\alpha}) w(z_l) \\ K_{xy} &= -K_{yx} = \sum_{\alpha} \frac{\sqrt{\pi}\varepsilon_{\alpha}\omega_{p\alpha}^2 z_0}{\omega^2} \exp(-\mu_{\alpha}) \sum_{l=-\infty}^{\infty} l(I_l - I'_l) w(z_l) \\ K_{xz} &= -K_{zx} = \sum_{\alpha} \frac{i\sqrt{2\pi}\omega_{p\alpha}^2 z_0}{\omega^2 \sqrt{\mu_{\alpha}}} \exp(-\mu_{\alpha}) \sum_{l=-\infty}^{\infty} l I_l w(z_l) \\ K_{yy} &= 1 + \sum_{\alpha} \frac{i\sqrt{\pi}\omega_{p\alpha}^2 z_0}{\omega^2} \exp(-\mu_{\alpha}) \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{l^2}{\mu_{\alpha}} + 2\mu_{\alpha} \right) I_l - 2\mu_{\alpha} I'_l \right] w(z_l) \\ K_{yz} &= -K_{zy} = \sum_{\alpha} \frac{\sqrt{2\pi}\varepsilon_{\alpha}\omega_{p\alpha}^2 z_0 \sqrt{\mu_{\alpha}}}{\omega^2} \exp(-\mu_{\alpha}) \sum_{l=-\infty}^{\infty} (I_l - I'_l) z_l w(z_l) \\ K_{zz} &= 1 + \sum_{\alpha} \frac{2\omega_{p\alpha}^2 z_0}{\omega^2} \left[z_0^2 + i\sqrt{\pi} z_0 \exp(-\mu_{\alpha}) \sum_{l=-\infty}^{\infty} z_l^2 I_l w(z_l) \right] \end{aligned} \right. \quad (4-14)$$

である[2,3]。ただし

$$\mu_\alpha = \frac{k_x^2 v_{t\alpha}^2}{2\omega_{c\alpha}^2}, z_l = \frac{\omega - l\omega_{c\alpha}}{k_z v_{t\alpha}}, v_{t\alpha} = \sqrt{\frac{2T_\alpha}{m_\alpha}}$$

$$\omega_{c\alpha} = \frac{|e_\alpha| B}{m_\alpha}, \varepsilon_\alpha = \frac{e_\alpha}{|e_\alpha|}, \omega_{p\alpha}^2 = \frac{n_\alpha e_\alpha^2}{m_\alpha \varepsilon_0}$$

である。分散式(4.13)において

$$K_{xx} = S_{stix}, K_{xy} = -iD_{stix},$$

$$N_x^2 = N_z^2 = N_\perp^2, N_z^2 = N_\parallel^2, N_x^2 + N_z^2 = N^2 \quad (4-15)$$

と近似することによって、コールド近似された速波の分散式 $\text{Re}[G]$ が(4-17)の条件から

$$\text{Re}[G] = \text{Re}[(K_{xx} - N_z^2)(K_{xx} - N^2) + K_{xy}^2]$$

$$= (S_{stix} - N_\parallel^2)(S_{stix} - N^2) - D_{stix}^2 \quad (4-16)$$

$$= N^2 N_\parallel^2 - (N^2 + N_\parallel^2) S_{stix} + S_{stix}^2 - D_{stix}^2$$

と得られる。ここで S_{stix} , D_{stix} はそれぞれ K_{xx} , $-iK_{xy}$ をコールド近似したものであり、 α を粒子の種類として

$$S_{stix} = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2}$$

$$D_{stix} = \sum_\alpha \frac{\varepsilon_\alpha \omega_{p\alpha}^2 \omega_{c\alpha}}{\omega(\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2)}$$

で表される[2]。また分散式(4-13)において近似

$$K_{xz} = K_{zx} \approx 0, K_{yz} = -K_{zy} \approx 0, K_{zz} \gg N_x^2 \quad (4-17)$$

を使うことによって、イオンに関する分散式の虚数部 $\text{Im}[G_{ion}]$ が

$$\text{Im}[G_{ion}] = \text{Im} \left[\{(K_{xx} - N_z^2)(K_{yy} - N^2) + K_{xy}^2\} - \frac{N_x^2}{K_{zz}} \{(K_{xx} - N_z^2)(K_{yy} - N^2) + K_{xy}^2\} \right] \quad (4-18)$$

と得られる。式(4-18)の右辺第2項は係数が小さいので括弧の中において数値の大きい成分だけ取り出すと

$$\text{Im}[G_{ion}] \approx \text{Im} \left[\{(K_{xx} - N_\parallel^2)(K_{yy} - N^2) + K_{xy}^2\} + \frac{N_x^2}{K_{zz}} \{K_{xx} N^2 - K_{xy}^2\} \right] \quad (4-19)$$

が得られる。

次に電子に関する分散式の虚数部 $\text{Im}[G_{\text{electron}}]$ について考える。

まず電子ランダウ減衰の分散式虚数部を導出する。分散式(4-13)において近似

$$l=0, K_{xx} = K_{yy} = S_{stix}, K_{xy} = -K_{yx} = iD_{stix}, K_{zz} \cong P_{stix} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}, \quad (4-20)$$

$$K_{yz} = K_{zy} = 0, K_{xz} = K_{zx} = 0, P_{stix} \gg N_{\perp}^2, \exp(-\mu_e) = 1, w(z_0) = \exp(-z_0)$$

を用いると、(4-13)の虚数部は、第2項と第3項が支配的であるので、

$$\begin{aligned} \text{Im}[G_{\text{electron}}] &= \text{Im} \left[\frac{K_{zx} + N_x N_z}{K_{zz}} \left\{ K_{xy} K_{yz} - (K_{yy} - N_x^2 - N_z^2)(K_{xz} + N_x N_z) \right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{K_{zy}}{K_{zz}} \left\{ K_{yx} (K_{xz} + N_x N_z) - K_{yz} (K_{xx} - N_z^2) \right\} \right] \end{aligned} \quad (4-21)$$

となる。この内、電子のランダウ減衰に関するは第1項目の中括弧内の第2項目 $(K_{yy} - N_x^2 - N_z^2)(K_{xz} + N_x N_z)$ であり、電子のランダウ減衰に関する分散式の虚数部

$\text{Im}[G_{\text{Landau}}]$ は、

$$\text{Im}[G_{\text{Landau}}] \cong \text{Im} \left[-\frac{N_x^2 N_z^2}{P_e \bar{P}_e} (S_{stix} - N^2) \bar{P}_e \right] \quad (4-22)$$

となる。ここで P_e は P_{stix} の電子に関する項であり、プラズマ分散関数を用いて

$$\begin{aligned} P_e &\cong \frac{2\omega_{pe}^2 z_0^2}{\omega^2} \left[1 + i\sqrt{\pi} z_0 w(z_0) \right] \\ &= \frac{2\omega_{pe}^2 z_0^2}{\omega^2} \left[1 + z_0 Z \right] = -\frac{\omega_{pe}^2 z_0^2}{\omega^2} Z' \end{aligned}$$

と変形できるので、式(4.22)を書き直すと

$$\text{Im}[G_{\text{Landau}}] \cong \frac{N_x^2 N_z^2 (S_{stix} - N^2)}{|Z'|^2} \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2 z_0} 2\sqrt{\pi} \exp(-z_0^2) \quad (4-23)$$

となる。

次に電子ランダウ減衰と走行時間磁気減衰 (TTMP: Transit Time Magnetic Pumping) との交差項に関する項を考える。分散式 (4-13)の第3項、中括弧内第2項 $K_{yz} (K_{xx} - N_z^2)$ から分散式虚数部 $\text{Im}[G_{\text{cross}}]$ は

$$\text{Im}[G_{\text{cross}}] \cong \text{Im} \left[\frac{K_{yz}^2}{K_{zz}} (S_{stix} - N_z^2) \right] \quad (4-24)$$

と表すことが出来る。さらに近似

$$\alpha = e, l = 0, z_0 = \omega/k_z v_{te}, k_{\perp} = \omega N_{\perp}/c$$

$$\mu_e = \frac{k_x^2 v_{te}^2}{2\omega_{ce}^2} \ll 1, z_0 = \frac{\omega}{k_z v_{te}} \ll 1, I_0(\mu_e) \approx 1 + \frac{\mu_e^2}{4} \approx 1, \quad (4-25)$$

$$I'_0(\mu_e) \approx \frac{\mu_e}{2}, w(z_0) = \exp(-z_0^2) + \frac{i2}{\sqrt{\pi}} \left(z_0 - \frac{2}{3} z_0^3 \right)$$

を用いて、 K_{yz} を変形すると

$$\begin{aligned} K_{yz} &= \sum_{\alpha} \frac{\sqrt{2\pi} \varepsilon_{\alpha} \omega_{p\alpha}^2 z_0 \sqrt{\mu_{\alpha}}}{\omega^2} \exp(-\mu_{\alpha}) \sum_{l=-\infty}^{\infty} (I_l - I'_l) z_l w(z_l) \\ &= \frac{\sqrt{2\pi} \varepsilon_e \omega_{pe}^2 z_0 \sqrt{\mu_e}}{\omega^2} \exp(-\mu_e) (I_0 - I'_0) z_0 w(z_0) \\ &= -\frac{\sqrt{2\pi} \omega_{pe}^2 z_0^2 \sqrt{\mu_e}}{\omega^2} \exp(-z_0^2) \end{aligned} \quad (4-26)$$

となり、また、

$$w(z_0) = \exp(-z_0^2) + \frac{i2}{\sqrt{\pi}} \left(z_0 - \frac{2}{3} z_0^3 \right) \quad (4-27)$$

から、 K_{zz} を変形すると

$$\begin{aligned} K_{zz} &= 1 + \sum_{\alpha} \frac{2\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left[z_0^2 + i\sqrt{\pi} z_0 \exp(-\mu_{\alpha}) \sum_{l=-\infty}^{\infty} z_l^2 I_l w(z_l) \right] \\ &= \frac{2\omega_{pe}^2 z_0^2}{\omega^2} \left[1 + i\sqrt{\pi} z_0 \exp(-z_0^2) \right] \end{aligned} \quad (4-28)$$

が得られる。さらに $\beta_e = \frac{n_e T_e}{B^2/2\mu_0}$, $v_{te} = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}$ を導入すると $\omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2 = \beta_e c^2/v_{te}^2$

となり、これらを式(4.24)に代入すると

$$\begin{aligned} \text{Im}[G_{cross}] &= -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{k_x^2 v_{te}^2}{2\omega_{ce}^2} z_0 \sqrt{\pi} \exp(-z_0^2) \text{Re}[S - N_z^2] \\ &= -\frac{N_{\perp}^2 \beta_e}{2} z_0 \sqrt{\pi} \exp(-z_0^2) \text{Re}[S - N_z^2] \end{aligned} \quad (4-29)$$

を得る。

最後に、電子の TTMP に関する項を考える。分散式(4-13)の第1項目において近似を用いることで電子の TTMP に関する分散式虚数部 $\text{Im}[G_{TTMP}]$ が

$$\begin{aligned} \text{Im}[G_{TTMP}] &= \text{Im} \left[\frac{K_{zz} - N_x^2}{K_{zz}} (K_{xx} - N_z^2)(K_{yy} - N_x^2 - N_z^2) \right] \\ &= \text{Im} \left[(K_{xx} - N_z^2)(K_{yy} - N_x^2 - N_z^2) \right] \end{aligned} \quad (4-30)$$

と表される。用いた近似式は式(4.14)と式(4.25)であり、

$$\begin{aligned} K_{yy} &= 1 + \frac{i\sqrt{\pi}\omega_{pe}^2 z_0}{\omega^2} \exp(-\mu_e) [2\mu_e I_0 - 2\mu_e I'_0] w(z_0) \\ &\approx 1 + \frac{i\sqrt{\pi}\omega_{pe}^2 z_0}{\omega^2} \frac{k_x^2 v_{te}^2}{\omega_{ce}^2} \exp(-z_0^2) \end{aligned}$$

の関係から

$$\begin{aligned} \text{Im}[G_{TTMP}] &\approx \text{Im}[(K_{xx} - N_z^2)(K_{yy} - N_x^2 - N_z^2)] \\ &= \left\{ \text{Re}[(K_{xx} - N_z^2)] \right\} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}\omega_{pe}^2 z_0}{\omega^2} \frac{k_x^2 v_{te}^2}{\omega_{ce}^2} \exp(-z_0^2) \right\} \quad (4-31) \\ &\approx \sqrt{\pi} z_0 \beta_e N_{\perp}^2 \exp(-z_0^2) \text{Re}[(K_{xx} - N_{\parallel}^2)] \end{aligned}$$

である。ただし $k_x = \omega N_{\perp}/c, k_z = \omega N_{\parallel}/c$ である。

式(4.16)、式(4.19)、式(4.29)、式(4.23)、式(4.29)、式(4.31)を式(4.13)に代入してまとめると、速波の分散式 G が

$$\begin{aligned} G &= \text{Re}[G_{ion}] + i \text{Im}[G_{ion}] + i \text{Im}[G_{Landau}] + i \text{Im}[G_{cross}] + i \text{Im}[G_{TTMP}] \\ &= \{(K_{xx} - N_{\parallel}^2)(K_{yy} - N^2) + K_{xy}^2\} + i \text{Im}[G_{ion}] \quad (4-32) \\ &\quad + i N_{\perp}^2 \sqrt{\pi} \exp(-z_0^2) \left\{ \frac{2N_{\parallel}^2(S - N^2)}{|Z|^2} \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2 z_0} + \frac{\beta_e}{2} \text{Re}[K_{xx} - N_z^2] \right\} \end{aligned}$$

と近似形で表せる[1]。

4 - 3 光線追跡法の原理

光線追跡法は波の伝播と減衰などを調べるために McVey ら[1]によって考案された手法である。波の波面の位置ベクトル \vec{r} と波数ベクトル \vec{k} が

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = -\frac{\partial G}{\partial \vec{k}} / \frac{\partial G}{\partial \omega} \quad (4-33)$$

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{\partial G}{\partial \vec{r}} / \frac{\partial G}{\partial \omega} \quad (4-34)$$

の2つの方程式の時間発展を解くことによって求めることができる。ここで G は波の分散式である。波の伝播はコールド（冷近似）プラズマの分散式で十分な精度が得られるのでこの分散式を採用した。波のエネルギー減衰計算には熱プラズマの分散式を採用した。波のエネルギーの減衰率 E/E_0 は波数の虚数部 k_i を用いて、

$$E/E_0 = \exp\left(-2 \int k_i \cdot dr\right) \quad (4-35)$$

と与えられる。ここで E 、 E_0 、 k_i はそれぞれ波のエネルギー、波のエネルギーの初期値である。波数ベクトルの虚数成分は、 $\text{Re}[G]=0$ 、波数ベクトルの虚数成分は実数成分よりもじゅうぶん小さいという近似を用いて

$$\begin{aligned} G(k_r + ik_i) &= \text{Re}[G] + i \text{Im}[G] \\ &= \left\{ \text{Re}[G] + \frac{\partial \text{Re}[G]}{\partial k_r} ik_i \right\} + i \left\{ \text{Im}[G] + \frac{\partial \text{Im}[G]}{\partial k_r} ik_i \right\} \\ &\approx i \left\{ \frac{\partial \text{Re}[G]}{\partial k_r} k_i + \text{Im}[G] \right\} = 0 \end{aligned}$$

すなわち

$$\text{Im}[G] = -\frac{\partial \text{Re}[G]}{\partial k_r} k_i \quad (4-36)$$

と計算することが出来る。式(4-35)に式(4-36)を代入することにより

$$E/E_0 = \exp\left(2 \int \text{Im}[G] \frac{\partial \text{Re}[G]}{\partial k_r} \cdot dr\right) \quad (4-37)$$

と変形され、さらに式(4-34)を用いて。

$$E/E_0 = \exp\left(-2 \int \text{Im}[G] \frac{\partial \text{Re}[G]}{\partial \omega} dt\right) \quad (4-38)$$

が得られる。本研究ではこの式(4-38)を波のエネルギー減衰の計算に用いた[5,6]。

速波の分散式はイオンによる項 G_{ion} と電子による項 G_{electron} に分けることができる。さらに電子による項はランダウ減衰 G_{Landau} による項と TTMP による項 G_{TTMP} とその2つの交差項 G_{cross} に分けることができる。従って、波のエネルギーがどの項によって減衰されているのかをそれぞれ求めることが可能である。

4-4 計算パラメータと適用妥当性

計算に用いたプラズマおよび装置パラメータは、LHD 実験で普通に得られる条件を採用した。磁気軸 $R_{\text{ax}}=3.6\text{m}$ 、電子密度分布 $n_e = n_{e0}(1-\rho^8)$ 、中心電子 $n_{e0}=2.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 温度分布 $T = T_0(1-\rho^2)$ 、中心温度 $T_0 = T_{e0} = T_{i0} = 3.0 \text{keV}$ である。ここで

ρ は規格化小半径であり、プラズマは電子と水素である。密度と電子温度の分布のグラフを図 4-3 に示す。

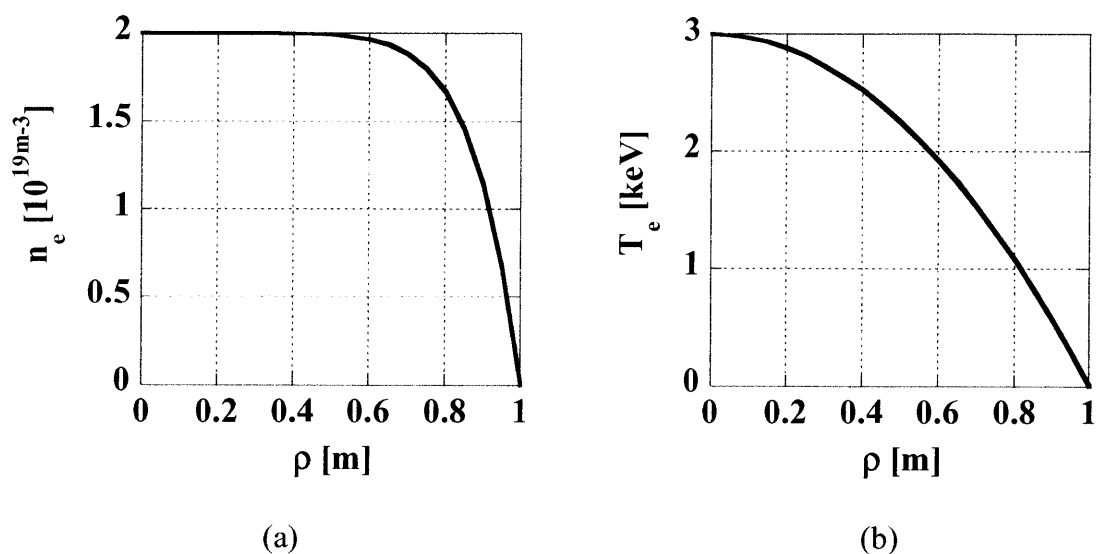


図 4-3 計算に用いた(a)電子密度と(b)電子温度の分布。横軸は規格化小半径 ρ 。

計算は4つの条件 (a) $f = 75.0\text{MHz}$, $B_T = 1.5\text{T}$, $k_{\parallel} = 13.9\text{m}^{-1}$ ($N_{\parallel} = 8.8$), (b) $f = 75.0\text{MHz}$, $B_T = 2.75\text{T}$, $k_{\parallel} = 13.9\text{m}^{-1}$ ($N_{\parallel} = 8.8$), (c) $f = 38.47\text{MHz}$, $B_T = 1.5\text{T}$, $k_{\parallel} = 5.0\text{m}^{-1}$ ($N_{\parallel} = 6.2$)および (d) $f = 38.47\text{MHz}$, $B_T = 2.75\text{T}$, $k_{\parallel} = 5.0\text{m}^{-1}$ ($N_{\parallel} = 6.2$) を想定して行った。ここで B_T は磁気軸でのトロイダル磁場、 k_{\parallel} は波数ベクトルの磁場に平行成分であり、光線追跡計算の初期値である。実験条件は表 4-1 にまとめる。

表 4-1 計算条件一覧

	周波数	トロイダル磁場	使用アンテナ	N_{\parallel}	テーマ
条件(a)	75.00MHz	1.50T	コムラインアンテナ	8.8	電子加熱
条件(b)	75.00MHz	2.75T	コムラインアンテナ	8.8	競合
条件(c)	38.47MHz	1.50T	ループアンテナ	6.2	競合
条件(d)	38.47MHz	2.75T	ループアンテナ	6.2	イオン加熱

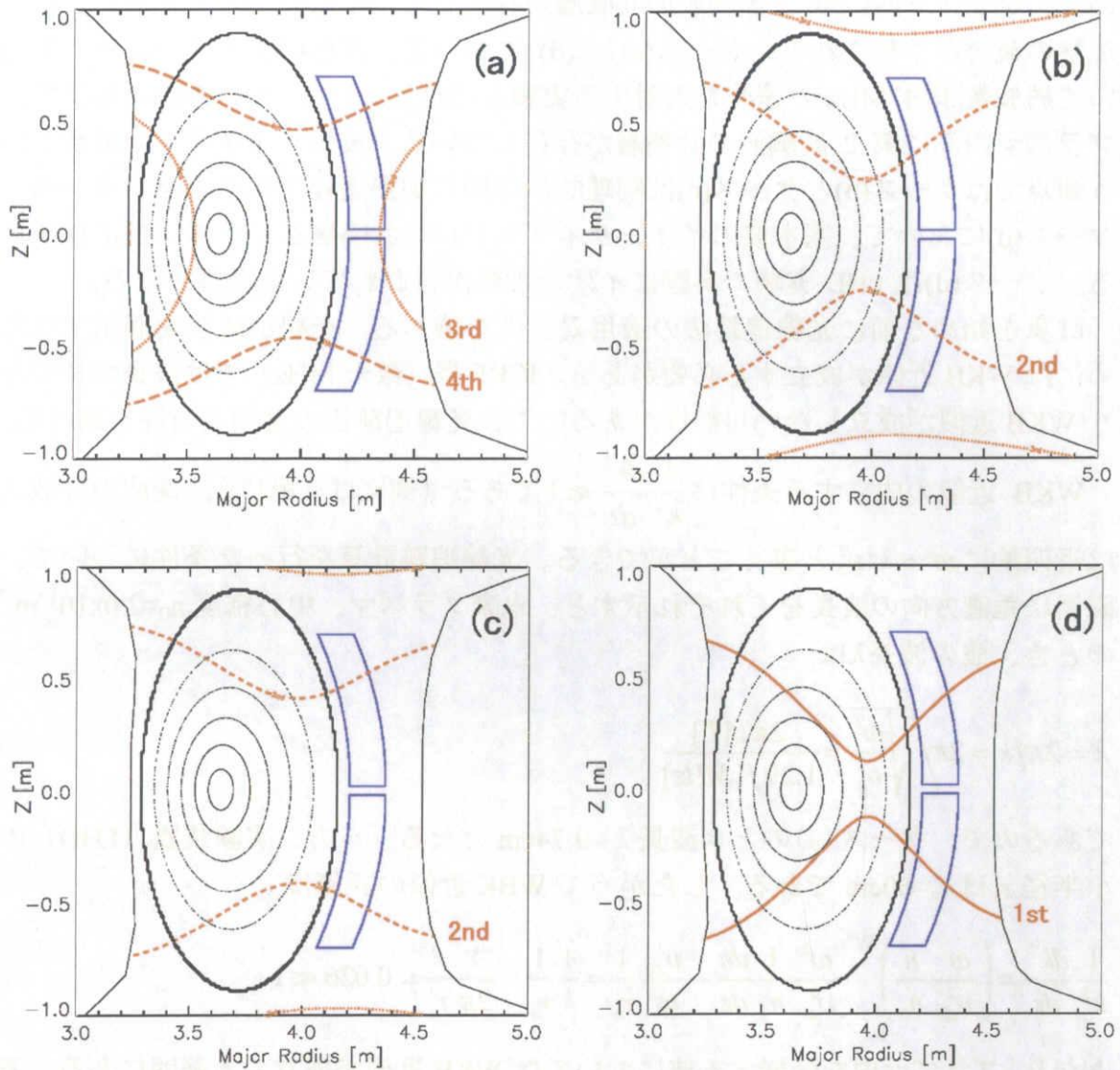


図 4-4 イオンサイクロトロン共鳴層の位置

(a)低磁場、高周波数のため3倍と4倍の高次高調波サイクロトロン共鳴層が見られる、(b)イオンの2倍高調波加熱と電子加熱の競合、(c)イオンの2倍高調波加熱と電子加熱の競合、物理的には(b)と同じ配位、(d)イオンサイクロトロン加熱として1倍のサイクロトロン共鳴層がプラズマ内に位置している。

図 4-4(a)から(d)において、高次イオンサイクロトロン共鳴層と最外殻磁気面の位置を示す。ケース(a)と(b)は $N_{\parallel}=8.8$ であり、コムラインアンテナを用いて周波数 75.0MHz の速波を入射する実験を想定している。ケース(a)において、イオン加熱に寄与する低次のイオンサイクロトロン共鳴層をプラズマ内から除外することができるが、3次と4次の高次共鳴層がプラズマ内に存在している。ケース(b)にお

いて、プラズマ内に第 2 高調波の共鳴層が存在しているため、イオン加熱と電子加熱の競合が予想される。ケース(c)と (d) において、既存のループアンテナを用いて周波数 38.47MHz の速波を入射する実験を想定している。ケース(c)において、プラズマ内部に第 2 高調波の共鳴層が存在している。波のエネルギーの減衰という観点ではケース(b)とケース(c)は物理的には同じ加熱過程であることが分かる。ケース(d)において、基本波のイオンサイクロトロン共鳴層がプラズマ内に存在する。ケース(d)は LHD 実験で実際にイオン加熱が行われている条件である。

計算を始める前に光線追跡法の適用妥当性を調べる。光線追跡法を適用するためには WKB 近似が成立する必要がある。ICRF 帯 (数十 MHz) では波長が長くなり WKB 近似が成立しない可能性があるため、光線追跡法の適用妥当性を調べる。

WKB 近似の成立する条件は $\frac{1}{k^3} \frac{dk^2}{dz} \ll 1$ である (例えば文献[7])。速波の分散式は近似的に $\omega^2 \approx k^2 v_A^2$ と書くことができる。光線追跡計算を行った条件について、磁場に垂直方向の波長をそれぞれ示すと、水素プラズマ、中心密度 $n_0 = 2.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ のとき、波の波長 λ は

$$\lambda = 2\pi/k \approx 2\pi / \sqrt{\frac{\omega^2}{v_A^2}} \approx \frac{2\pi B[T]}{1.29 f[\text{MHz}]}$$

であるので、ケース(a)のとき波長 $\lambda = 9.74 \text{cm}$ となる。一方、実験装置 (LHD) の小半径 r_a は $r_a = 60 \text{cm}$ である。したがって WKB 近似の評価は

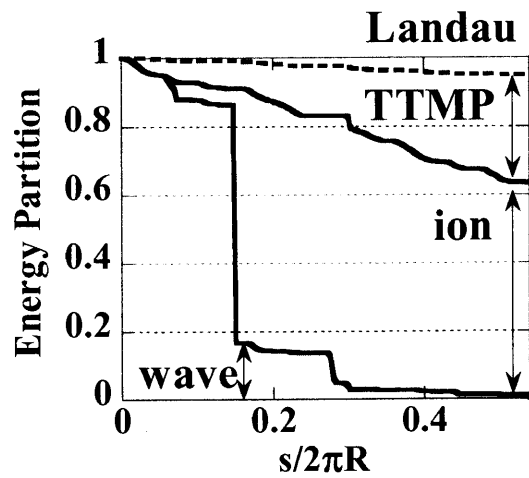
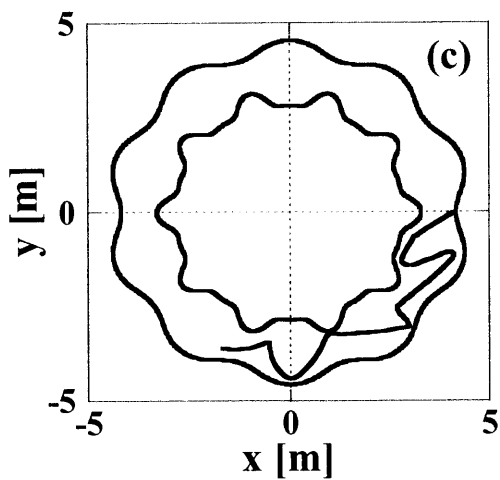
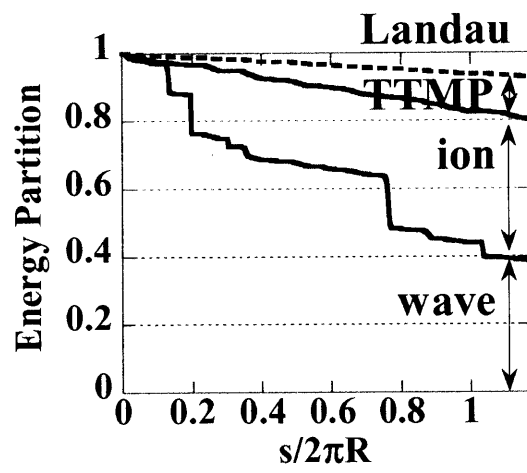
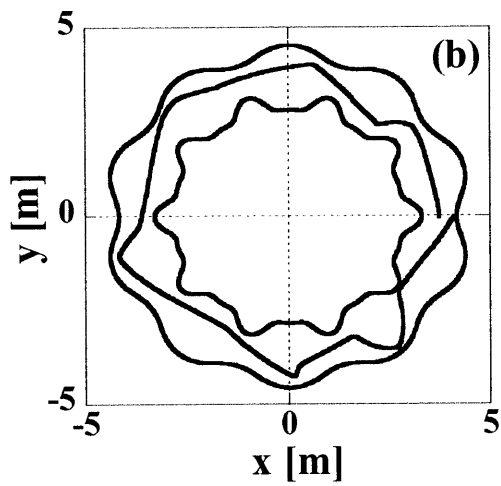
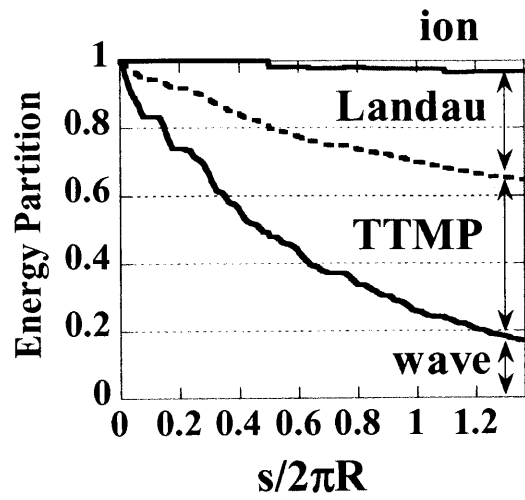
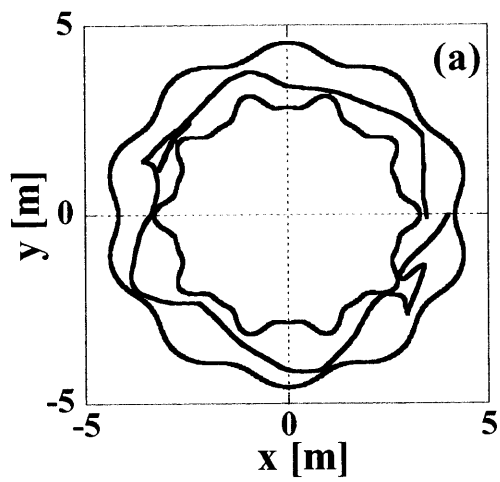
$$\frac{1}{k^3} \frac{dk^2}{dz} = \left(\frac{\omega^2 n}{v_{A0}^2 n_0} \right)^{-3/2} \frac{\omega^2}{v_{A0}^2} \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dz} \sim \frac{v_{A0}^2}{\omega^2} \frac{1}{r_a} = \frac{1}{k} \frac{1}{r_a} = \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda}{r_a} \approx 0.026 \ll 1$$

となり、プラズマ中を伝搬する波においては WKB 近似が成立する範囲にあると考えられる。

4 - 5 計算結果

4 - 5 - 1 電子加熱評価

計算結果を図 4-5(a)-(d)に示す。軌跡がトロイダル方向に一周したら計算を止めている。また波のエネルギーが 99%減衰した場合も途中で計算を中止している。



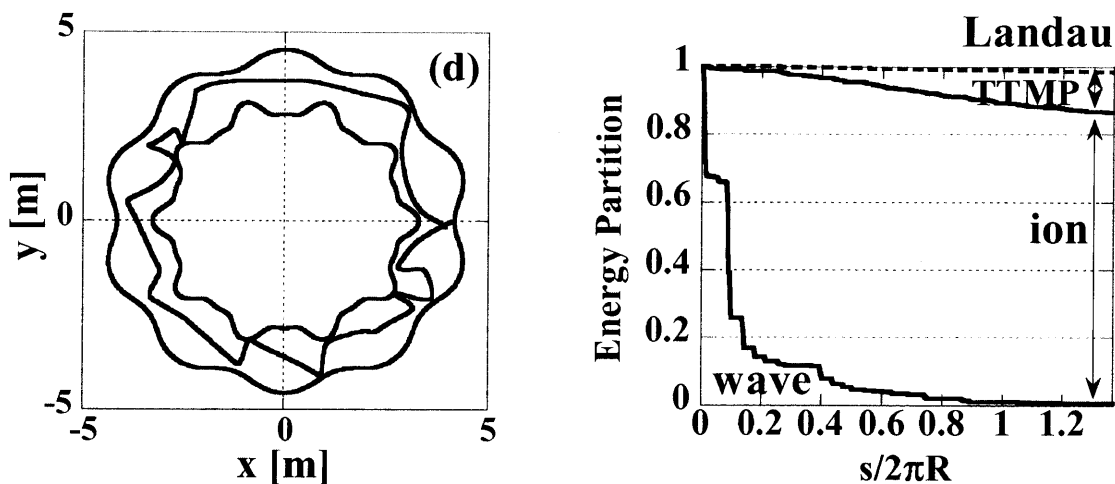


図 4-5 計算結果

左列の赤線は光線追跡法によって求めたある波面の軌跡を LHD の上から見た図である。黒線はプラズマの再外殻磁気面を表す。LHD は幾何学的に複雑な形状をしているので波面が戻っているように見える点もあるが、波はカットオフで反射を繰り返しながら伝搬している。右列はエネルギーの分配図である。横軸の s は波が進んだ距離、 R は LHD の大半径、Landau と書かれた領域は Landau 減衰によるエネルギー吸収、TTMP と書かれた領域は走行時間減衰と交差項によるエネルギー吸収、ion と書かれた領域はイオンサイクロトロン共鳴減衰によって吸収されたエネルギーである。

計算条件(a)-(d)はそれぞれ図 4-4(a)-(d)に対応している。図中の太線で書かれた境界の線は最外殻磁気面 (LCFS : Last Closed Flux Surface) である。速波は R 遮断層の内側で伝搬可能である。LHD の場合、 R 遮断層はヘリカル形状をなしている LCFS の少し内側に位置している。

図 4-5 の左側のコラムに LHD を上から見た波面の軌跡、右側のコラムにイオンおよび電子に吸収されたエネルギーの割合を示している。横軸の光線の軌跡長 s を LHD の円周 $2\pi R$ で規格化している。図 4-5(a)において、電子のエネルギー吸収がイオンのそれよりも大きいことが分かる。電子に関して、TTMP による吸収は Landau 減衰による吸収よりもわずかに大きい。図 4-5(b)において、イオンの第 2 高調波加熱と電子の減衰が競合を起すと思われたが、電子加熱よりもイオン加熱の方が大きかった。このことから電子加熱をおこすためには、低次のイオンサイクロトロン共鳴層をプラズマ内に存在しない状態にし、イオンサイクロトロン共鳴加熱が起こらないようにする必要がある。またループアンテナよりも大きな N_p を採用するべきであることが分かった。図 4-5(c)において、波のエネルギーはケース (b)と同様に第 2 高調波のイオンサイクロトロン共鳴層によってイオンに吸

収されている。ここで図 4-5(c)に示すように波のエネルギーの局所的な減衰が起こっている。これは N_{\parallel} が小さい速波がイオンサイクロトロン共鳴層を通過したために生じた現象である。すなわちイオンに関する吸収の項も考慮したプラズマ（熱いプラズマ）の分散式(4-19)の虚数成分に含まれる z_0 すなわち $1/k_{\parallel}$ 成分が寄与したと解釈できる。 k_{\parallel} が非常に小さい値の場合、 $\text{Im}[G_{\text{ion}}]$ が非常に大きな値となり、吸収が大きくなった。本計算において、波面の追跡には冷たいプラズマの分散式(4-16)、波の減衰・加熱には熱いプラズマの分散式(4-19)と2種類の分散式を用いているが、分散式を実数成分と虚数成分に分けるこの近似方法はこの点においては成立していない可能性がある。しかし、 k_{\parallel} シフトの影響で $k_{\parallel}=0$ の状態のままイオンサイクロトロン共鳴層を通過する確立は極めて小さいため、 k_{\parallel} や計算開始地点を変えていろいろな軌跡の平均をとることによって、エネルギー減衰の見積もりにはほとんど影響を及ぼさないとと思われる。図 4-5(d)において、イオンの減衰が電子の減衰よりも圧倒的に大きかった。LHD のプラズマ実験においてイオン加熱に成功しており[8-12]、この結果を光線追跡法計算でも定性的に示すことができた。ただし少数イオン加熱は少数イオンの含有量が重要であるため[マイノリティ加熱]、実験結果と計算結果を比較するためには、さらなる詳細な解析が必要であることに注意する。

4-5-2 k_{\parallel} アップシフト

第4-1節で述べたとおり、電子による波の吸収の大きさは N_{\parallel} が大きければ大きいほど強くなる（図 4-1）。この特徴は光線追跡法による分析でも確認できる。しかし速波伝搬中の N_{\parallel} はその初期値だけで決まるものでなく、プラズマ中を伝搬する間に波数 k_{\parallel} すなわち N_{\parallel} も変化する。 k_{\parallel} は電子加熱に大きな影響を与えるのでこの特徴は非常に重要である。

k_{\parallel} アップシフトのメカニズムを調べるためにトカマク磁場配位とヘリカル磁場配位との2つの磁場で光線追跡を行い比較した。ヘリカル磁場は MAGN[12]を採用し、トカマク磁場は

$$B_p(r) = \frac{B_0 a^2}{r q_a (R_0 + r \cos \theta)} \left[1 - \left(1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{q_a} \right] \quad (4-39)$$

を採用した[13]。ここで B_p はポロイダル磁場、 B_0 はトロイダル磁場、 R_0 は主半径、 a はプラズマ小半径、 θ はポロイダル角、 q_a は $r=a$ における安全係数である。

図 4-5(a) と 4-5(b)はそれぞれ $B_T = 1.5\text{T}$ と 2.75T のヘリカル磁場における計算結果であり、縦軸は k_{\parallel} 、横軸は $2\pi R$ で規格化した波面の軌跡を示してある。図 4-5(c) と 4-5(d)はそれぞれ $B_T = 1.5\text{T}$ と 2.75T のトカマク磁場における計算結果である。

ヘリカル磁場配位の k_{\parallel} シフト（アップシフトもダウンシフトも含む）はトカマク配位のシフトよりもずっと大きかった。これはヘリカル配位では強いリップルが存在するためであり、トロイダル配位では保証されているはずのトロイダルモード数の保存が崩れるためであると推察している。

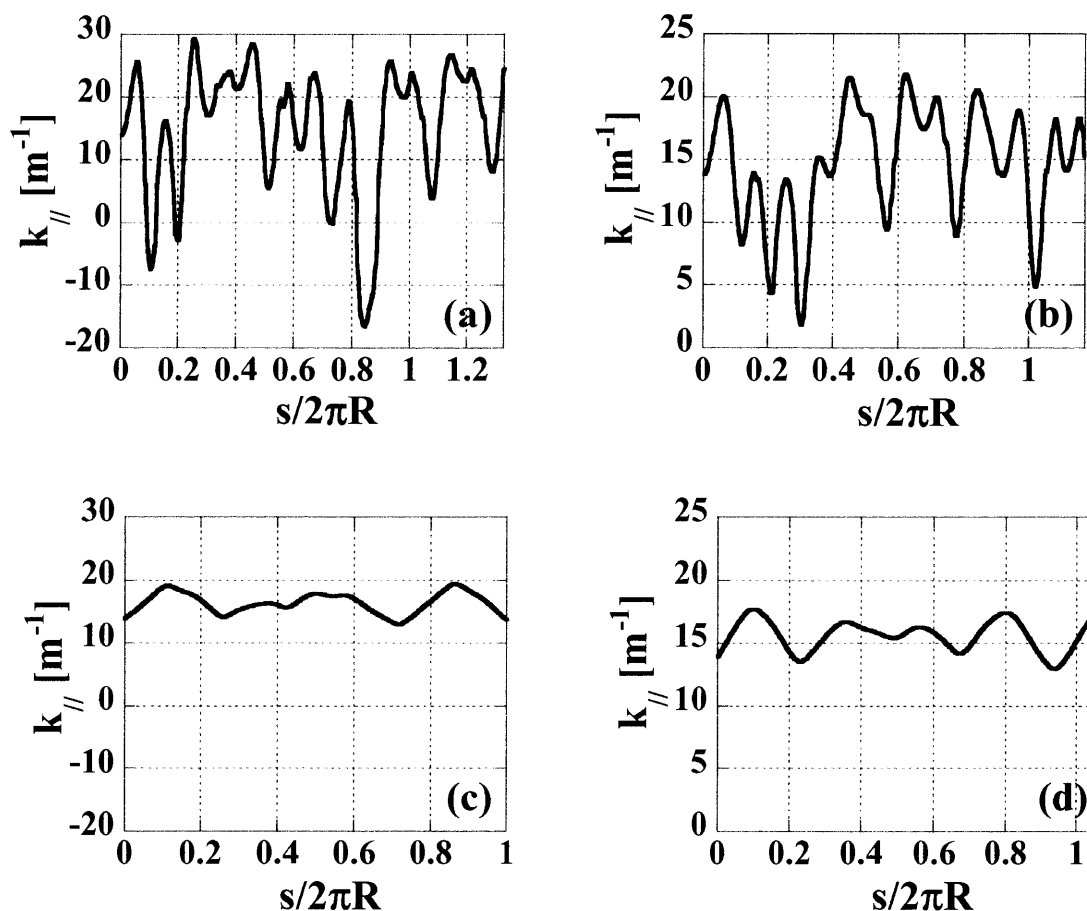


図 4-5 トカマク型磁場配位とヘリカル型磁場配位における k_{\parallel}
 (a)と(b)はヘリカル磁場配位における計算結果、(c)(d)はトカマク磁場配位における計算結果。ヘリカル磁場配位ではトカマク磁場配位に比べて k_{\parallel} の変化が大きい。大きな k_{\parallel} では電子加熱が起こりやすい。

4-6 本章のまとめ

LHD の 4 つのケースにおいて光線追跡法を用いて解析計算を行った。ケース(a) ($f=75.0\text{MHz}$, $k_{\parallel}=13.9\text{m}^{-1}$, $B_T=1.5\text{T}$, $N_{\parallel}=8.8$; コムラインアンテナ)において、電子による速波の減衰がイオンによる減衰よりも大きかった。ケース(b) ($f=75.0\text{MHz}$, $k_{\parallel}=$

13.9m^{-1} , $B_T=2.75\text{T}$, $N_{//}=8.8$; コムラインアンテナ)において、電子減衰はイオン減衰に比べて弱かった。ケース(c) ($f=38.47\text{MHz}$, $k_{//}=5.0\text{m}^{-1}$, $B_T=1.5\text{T}$, $N_{//}=6.2$; ループアンテナ)において、電子加熱に比べてイオンの第2高調波加熱が支配的であった。ケース(d) ($f=38.47\text{MHz}$, $k_{//}=5.0\text{m}^{-1}$, $B_T=2.75\text{T}$, $N_{//}=6.2$; ループアンテナ)において、基本波によるイオン加熱が支配的であった。

光線追跡法による計算において、ヘリカル配位では $k_{//}$ の値が著しく変化することが分かった。同じ装置サイズ・プラズマパラメータのトカマク配位で同様の計算を行った。ヘリカル配位の $k_{//}$ -シフトはトカマク配位のそれよりも大きいことが確認された。ヘリカル配位ではヘリカルリップルとトカマクリップルとが存在していることが $k_{//}$ -シフトを大きくする要因となっていると思われる。 $k_{//}$ -シフトはヘリカル配位に固有の現象であり、電子加熱の強さに対して大変重要な役目を担っていると考えられる。

第4章 参考文献

- [1] B. D. McVEY, "A RAY-TRACING ANALYSIS OF FAST-WAVE HEATING OF TOKAMAK," *Nuclear Fusion* **19**, 461 (1979).
- [2] T. H. Stix, "WAVES IN PLASMA", *AIP* (1992).
- [3] 高村秀一、「プラズマ加熱基礎論」、名古屋大学出版会、(1986).
- [4] 宮本健郎、「プラズマ物理入門」、岩波書店、(1991).
- [5] 鳥居祐樹、「ICRF 領域速波及び遅波を用いたヘリカル磁場配位プラズマの加熱研究」、名古屋大学博士論文、(2004).
- [6] N. Takeuchi, *et al.*, "Variation of N_{\parallel} and its Effect on Fast Wave Electron Heating on LHD," to be published in *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **6**, (2004).
- [7] R. B. White, "THEORY OF TOKAMAK PLASMA," *North-Holland Physics*, 332 (1989).
- [8] K. Saito, *et al.*, "Ion and electron heating in ICRF heating experiments on LHD," *Nuclear Fusion* **41**, 1021 (2001).
- [9] T. Watari, *et al.*, "The performance of ICRF heated plasmas in LHD," *Nuclear Fusion* **41**, 325 (2001).
- [10] T. Mutoh, *et al.*, "Ion cyclotron range of frequencies heating and high-energy particle production in the Large Helical Device," *Nuclear Fusion* **43**, 738 (2003).
- [11] R. Kumazawa, *et al.*, "Confinement characteristics of high-energy ions produced by ICRF heating in the large helical device," *Plasma Phys. Control. Fusion* **45**, 1037 (2003).
- [12] Y. Torii, *et al.*, "Derivation of energy confinement time and ICRF absorption in LHD by power modulation," *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, 1191 (2001).
- [13] 渡辺二太、「プラズマ分散関数の高精度・高速数値計算法」核融合研究 **65**, 556 (1991).
- [14] K. -L. Wong and M. Ono, "RADIO-FREQUENCY WAVE TRAJECTORIES FOR CURRENT DRIVE IN TOKAMAK REACTORS," *Nuclear Fusion* **23**, 805 (1983).

第5章 LHD プラズマ電子加熱実験

5-1 はじめに

前章において ICRF 速波の電子加熱機構と具体的な実験パラメータを用いてその評価を示した。ICRF 速波を利用した電子加熱にはいくつかの手法があり、世界の核融合装置において実験がなされている[1-6]。有効な電子加熱実験を行う方法として、(1) 高 T_e 電子加熱：電子サイクロトロン共鳴層がプラズマ中心に位置している磁場配位において大電力 ECH パワーを入射し、ICH や NBI を重畳して電子温度 T_e と電子密度 n_e の値を上げる方法、(2) 高次高調波電子加熱：低次のイオンサイクロトロン共鳴層がプラズマ内に存在しないような磁場配位においてランダウ減衰や走行時間減衰による電子加熱を狙う方法、(3) モード変換加熱：2 種イオン混成共鳴層において速波からモード変換したイオンバースタイ波の電子加熱、などがある。核融合科学研究所にある LHD において第3サイクル実験において ICRF 速波を用いたモード変換電子加熱に成功している[7, 8]。コムラインアンテナを用いた LHD プラズマの速波電流駆動実験に先立ち、電子加熱の可能性を検討するため、ループアンテナを用いて電子加熱の可能性を調べる。電子ランダウ減衰の強さは式(4-23)から分かるように、電子温度 T_e とプラズマ電子密度 n_e とに依存している。したがって、電子加熱がイオン加熱よりも弱い加熱機構である一方で、この2つのパラメータの値が変化したとき LHD のプラズマ実験において電子加熱が起きる可能性が高くなる。また電子加熱は速波アンテナの屈折率 N_{\parallel} にも依存するが、コムラインアンテナの N_{\parallel} (=8.8) よりも小さい N_{\parallel} (=6.6) を持つループアンテナで電子加熱が起こるかどうか物理的に興味深い点である。本章では LHD においてループアンテナを用いた電子加熱実験の可能性について調べる。

第5-2節において、高 T_e が達成できるように電子サイクロトロン共鳴層がプラズマ中心に位置し、イオンサイクロトロン共鳴層がプラズマ内に存在する磁場配位における実験結果を示す。第5-3節において、コムラインアンテナを利用する電子加熱実験を模擬した低磁場配位における実験結果を示す。第5-4節においてループアンテナを使用した電子加熱実験で得られた結果をまとめ、コムラインアンテナを用いた有効的な電子加熱実験の条件を提案する。

5-2 高 T_e 電子加熱実験

2004年度のLHD第8サイクル実験において、高 T_e 電子加熱と高次高調波電子加熱と2つの方法で電子加熱実験を試行した。まず本節では高 T_e 電子加熱実験によって得られた結果を示す。実験条件は、プラズマに入射する高周波電力の周波数 $f=38.47\text{MHz}$ 、トロイダル磁場 $B_t=2.829\text{T}$ 、磁気軸の位置 $R_{ax}=3.5\text{m}$ 、プラズマ断面の大きさを示す指標 $\gamma=1.254$ 、プラズマ断面の平均的な円形度を示す指標 $B_q=100\%$ であり、ヘリウムプラズマである。この時のイオンサイクロトロン共鳴層の位置を図5-1に示す。

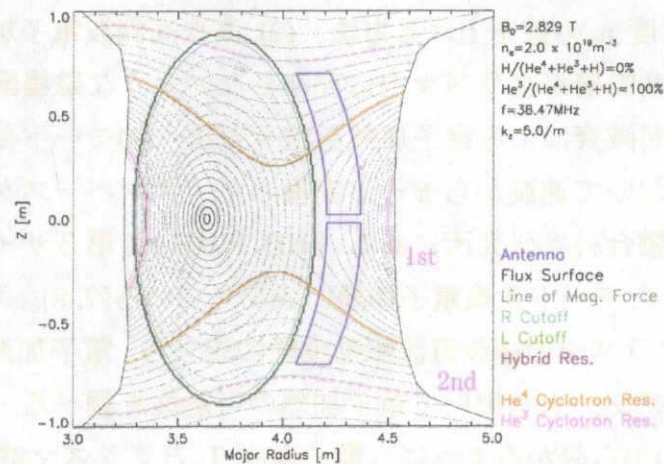


図 5-1 高 T_e 磁場配位におけるイオンサイクロトロン共鳴層の位置

電子加熱に寄与する電子サイクロトロン共鳴層がプラズマ中心に位置するが、イオン加熱に寄与する H イオンサイクロトロン共鳴層もプラズマ内に存在することに注意する必要がある。ランダウ減衰も走行時間磁気減衰もイオンサイクロトロン加熱に比べて弱い加熱機構であるため、低次のイオンサイクロトロン共鳴層がプラズマ中に位置している場合、ICRF を利用して電子加熱を起こすためには ECH でじゅうぶんに電子温度を高くしておく必要がある。

プラズマの電子密度 n_e は電子加熱と密接な関係があるため、密度を変えて実験を行った。ECH 生成加熱プラズマに加熱電力 $P_{ECH}=0.65\text{MW}$ と $P_{ICH}=0.5\text{MW}$ を入射した実験の放電波形図 5-2 に示す。

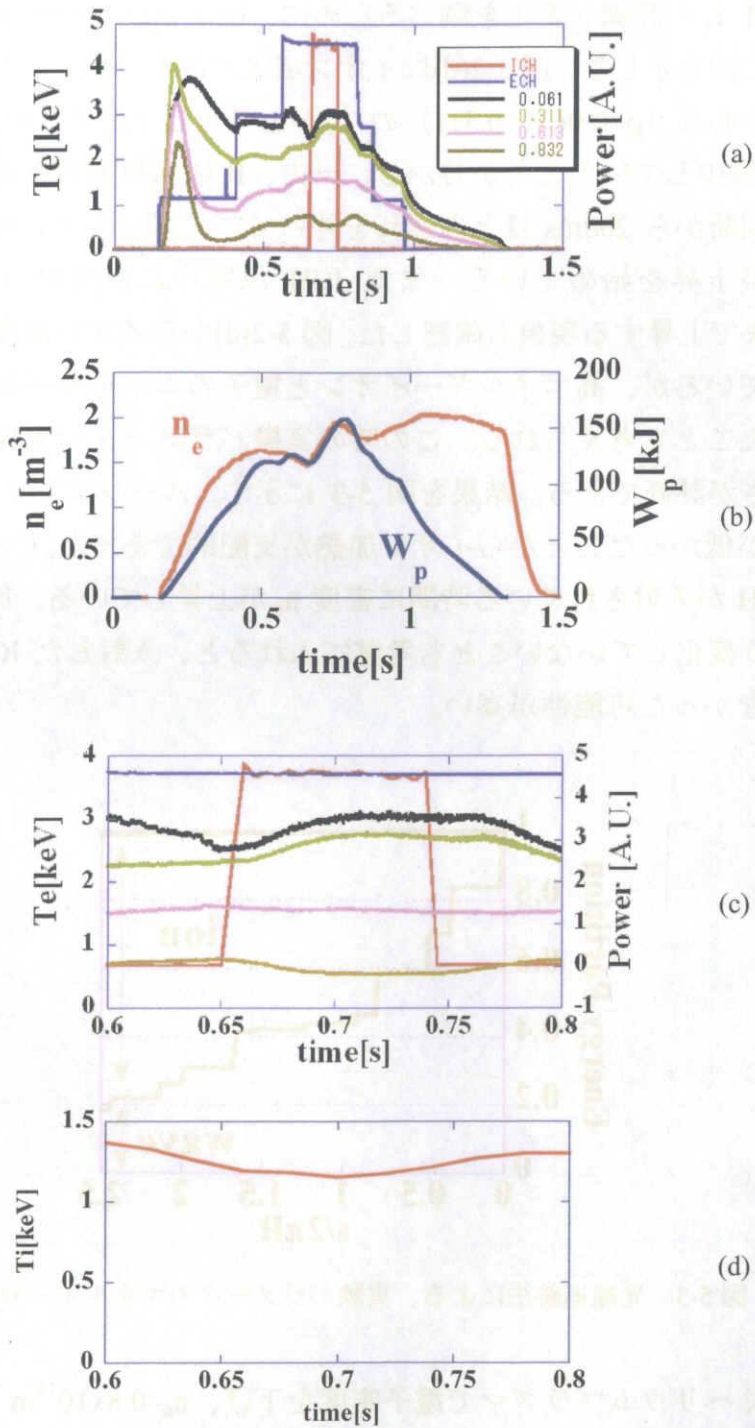


図 5-2 高 T_e 電子加熱実験 ($n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B = 2.829 \text{ T}$) の放電波形(a)入射電力、(b)密度と蓄積エネルギー、(c)電子温度 (拡大)、(d)イオン温度 (拡大)

図 5-2(a)には ECH 加熱電力、ICH 加熱電力、ECE によって測定された 4 ヶ所(プラズマ規格化小半径 $\rho = 0.061, 0.311, 0.613, 0.832$)の電子温度 T_e の時間発展が図示されている。図 5-2(b)にはプラズマ蓄積エネルギー W_p 、線平均電子密度 n_e を示してい

る。電子温度 T_e の詳細な変化を調べるために、図 5-2(c) に ICH 電力入射の前後時間を拡大した図を示した。図 5-2(d) はイオン温度である。ICH が入射された場合はプラズマの中心部 ($\rho=0.061$ 、 0.311) の T_e が上昇し、プラズマの外側 ($\rho=0.832$) の T_e が若干減少していることが分かる。一方、ICH 入射電力を遮断する瞬間に着目すると、切断から 200ms ほどの遅れを伴ってプラズマの中心側の T_e が下降し、外側の T_e が上昇を始めている。また ICH 放電中に密度が $1.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ から $1.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ まで上昇する現象も確認した。図 5-2(d) からイオン温度は電子温度よりも低く示しているが、高エネルギーイオンと電子のエネルギーとの間で熱のやり取りがあったことも考えられる。この時の実験パラメータで光線追跡を行うと電子加熱の強さが評価できる。結果を図 5-3 に示す。ループアンテナは k_{\parallel} が小さいことと密度が低かったことからイオン加熱が支配的であった。一方で、図 5-2(b) を見ると ICH が入射されている時間に密度 n_e が上昇している。図 5-2(d) のイオン温度があまり変化していないことも考慮に入れると、入射した ICH 電力はプラズマと結合しなかった可能性が高い。

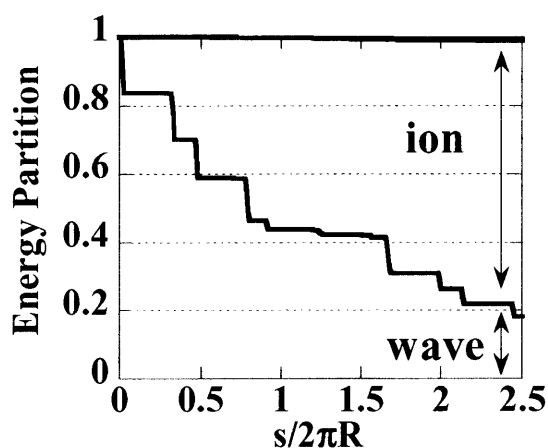


図 5-3 光線追跡法による、実験パラメータのエネルギー分配図

次に同じくヘリウムプラズマで電子密度を下げ、 $n_e=0.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ (ICH 入射直前の値) として行った実験結果を図 5-4 に示す。

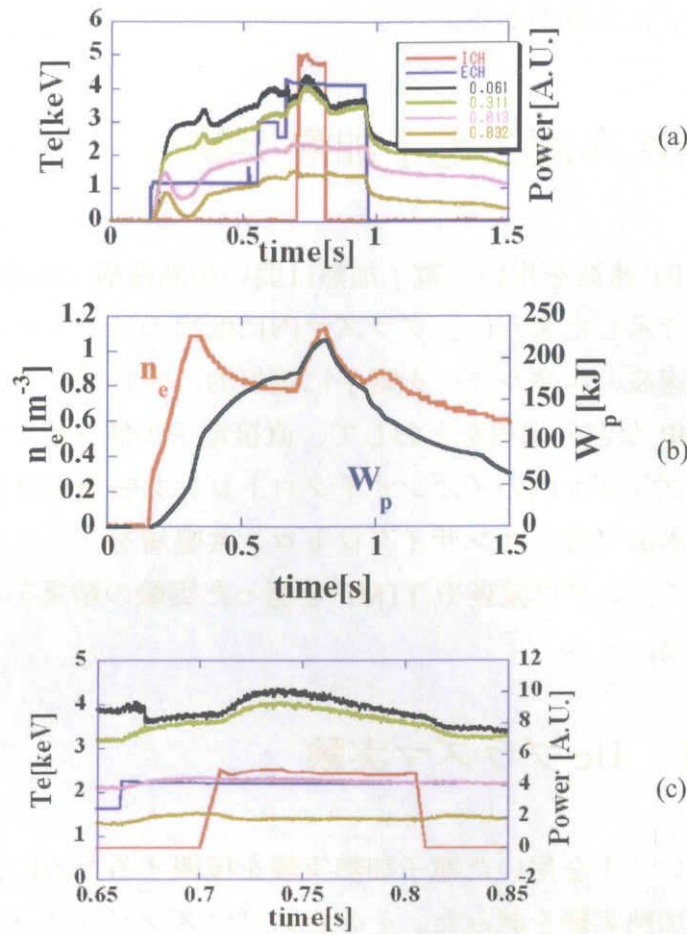


図 5-4 高 T_e 電子加熱実験の放電波形、 $n_e = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $B = 2.829 \text{ T}$ の場合
 (a)入射電力、(b)密度と蓄積エネルギー、(c)電子温度 (拡大図)

この図 5-4 から、前の 2 例と異なり ICH 入射直後からプラズマ中心部の温度が上昇し、加熱電力遮断直後から電子温度 T_e が減少し始めている。この時間差は本放電の場合約 100ms であり、図 5-2 の場合の 200ms よりも短い。前の二例の場合は、実験で設定した He プラズマに真空壁からのリサイクリングで H イオンが混入し、少数イオン加熱が起こっているものと推定する。この状況では、電子加熱機構は加速された高エネルギーイオンと電子のエネルギー交換による過程である。この場合高周波電力遮断直後の電子温度変化はイオンと電子のエネルギー交換時間で規定される。その時間は、 $\tau_s = 200 \text{ ms}$ 程度となり、実験で観測された値とほぼ一致する。一方電子密度の少ない場合には、相対的に混入する H イオン密度が減少し、高エネルギーイオンからの加熱効果が少なくなり、速波からの直接電子加熱を示唆している。この場合モード変換による電子加熱の可能性も検討する必要がある、H と He イオン比率、電子加熱分布、モード変換場所の計算などの検定により、さ

らに研究を続行する必要がある。

5-3 高次高調波電子加熱実験

高次高調波 ICRF 速波を用いた電子加熱は弱い加熱機構である。第4章の光線追跡法の計算結果で示したように、プラズマ内に低次のイオンサイクロトロン共鳴層が存在すると速波のエネルギーを電子に選択的に吸収させるのは難しい。ランダウ減衰や TTMP などの過程をとおして、直接電子加熱を起こすためには、低磁場配位においてプラズマ内のイオンサイクロトロン共鳴層が高次のものだけにする必要がある。本節ではイオンサイクロトロン共鳴層をプラズマ内に存在しない磁場配位においてランダウ減衰や TTMP を狙った実験の結果を示し、電子加熱の可能性を検討する。

5-3-1 He プラズマ実験

コムラインアンテナを用いた電子加熱実験を模擬するために、既設のループアンテナでの電子加熱実験を試みた。そのためプラズマパラメータおよび実験条件を以下のように選択した。通常 ICRF 加熱実験で使用する周波数は 38.47MHz である（コムラインアンテナの中心周波数は 75MHz 付近）。そのため磁場 $B=1.5T$ 、 $R_{ax}=3.6m$ を選択した。入射パワー $P_{ICH}=500-1000kW$ である。プラズマガスは He である。この時のイオンサイクロトロン共鳴層の位置を図 5-4 に示す。第三次高調波と第 4 次高次高調波の共鳴層がプラズマ内に位置していることが分かる。この実験で行われた 2 つの典型的な放電波形を図 5-5 に示す。プラズマは ECH で初期プラズマを生成し、 $P_{NBI}=1MW$ の NBI で加熱維持されており、そのプラズマに ICH 加熱電力を入射している。磁場強度が低いために ECE 計測による電子温度測定は、内側の磁場強度の高い場所に限定されている。そのため測定データは、規格化小半径 $\rho=0.611$ と 0.912 の電子温度の時間変化を示している。トムソン散乱計測で測定されたプラズマの中心部の電子温度を最低部の列に図示する。

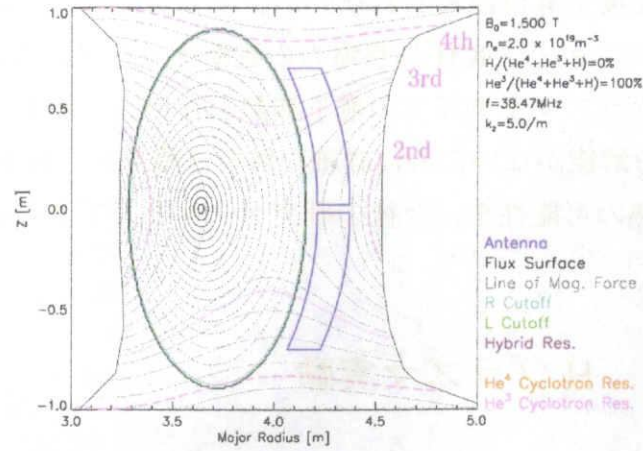


図 5-5 高次高調波電子加熱実験 (He ガス) におけるサイクロトロン共鳴層

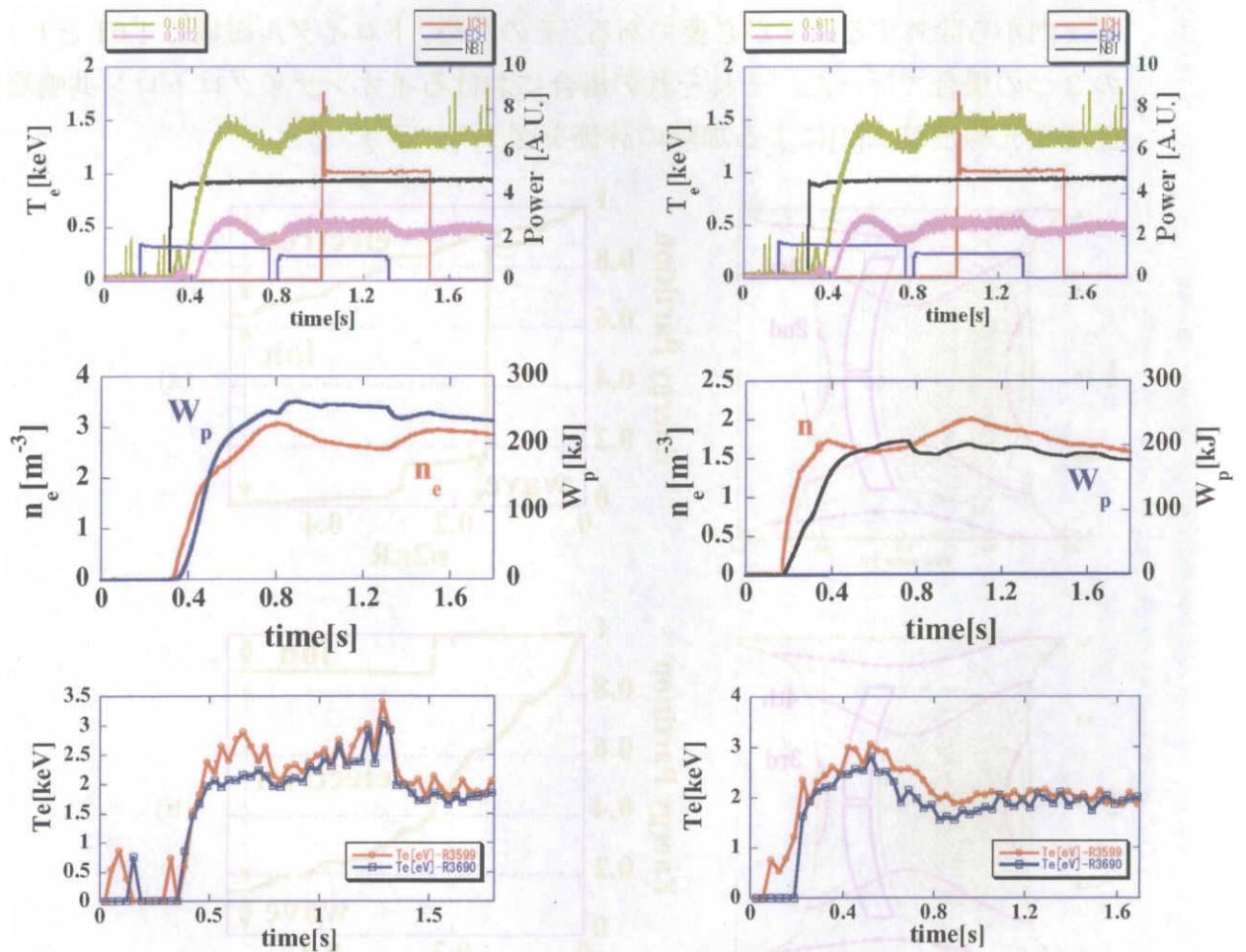


図 5-6 高次高調波電子加熱実験の放電波形

図 5-6 から ICH 単独入射 (右側列) の場合には、電子温度の変化が少ない。一方、ECH 加熱中に ICH を重畳させる (左側列) と、 $p=0.611$ と 0.912 のプラズマ外側に

においては、電子温度上昇は認められないが、トムソンデータによる磁気軸中心部の T_e に増加が認められる。ICH 加熱電力の遮断後トムソンの電子温度は早い減衰を示しており、プラズマ中央部での電子加熱の存在を示唆しているが、計測データに細かい時間分解能がないために詳細な解析は難しい。ECH と ICH が重畳した際に直接電子加熱の可能性を、今後の研究テーマとしてさらに研究を推進すべきである。

5-3-2 H プラズマ実験

水素イオンプラズマ実験のため、磁場を下げて電子加熱実験を行った。波の入射エネルギーを電子に伝えるためには、低次のイオンサイクロトロン共鳴層をプラズマ内から除外することが必要である。そのため、トロイダル磁場は 1.0T と 0.75T の 2 つの場合で行った。それぞれの場合におけるイオンサイクロトロン共鳴層の位置と光線追跡法[2]による加熱の評価を図 5-7 に示す。

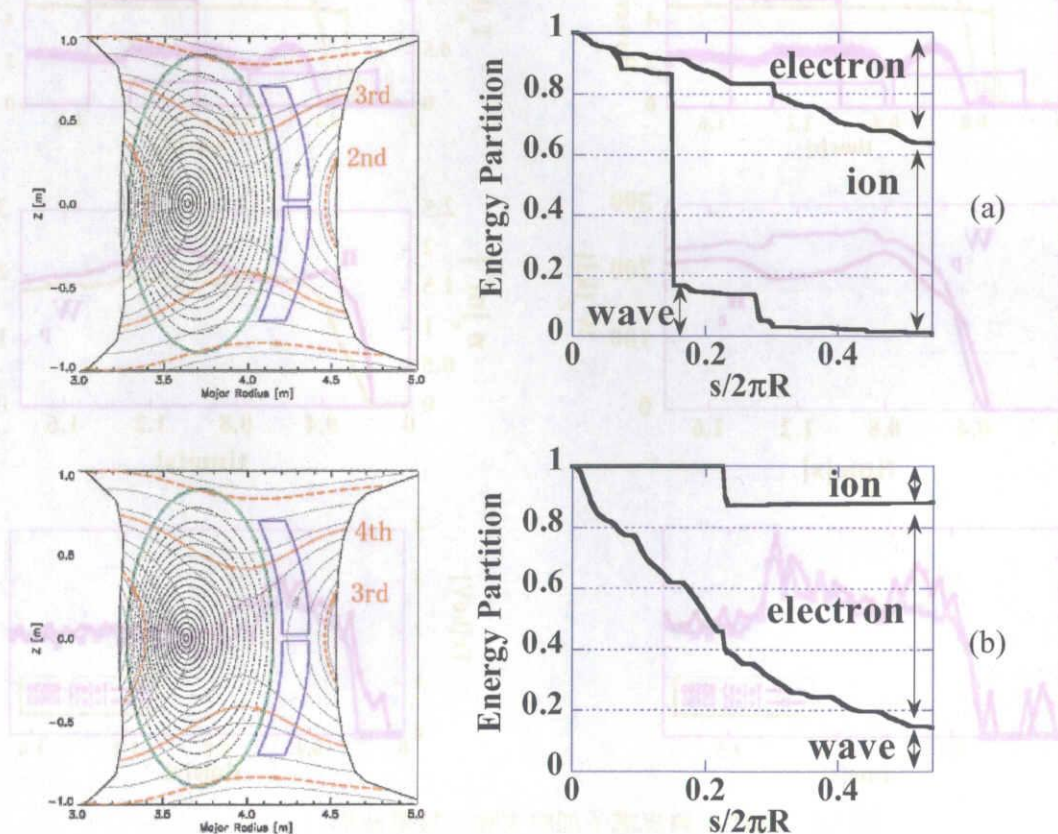


図 5-7 実験条件におけるイオンサイクロトロン共鳴層の位置と光線追跡法による加熱の評価(a)B=1.0T、(b)B=0.75T。

トロイダル磁場が 1.0T の時は 2 倍と 3 倍のイオンサイクロトロン共鳴層が、0.75T の時は 3 倍と 4 倍のイオンサイクロトロン共鳴層がプラズマ内に存在していることが分かる。共鳴層の位置や光線追跡法の計算には $T_{e0}=3\text{keV}$ 、 $n_{e0}=2.0\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、 $k_{\parallel}=5.0\text{m}^{-1}$ (この値は速波加熱アンテナの構造から計算される典型的な波数である) を適用した。電子温度が十分に高ければ $B_t=1.0\text{T}$ においてイオン加熱と電子加熱の競合が、 $B_t=0.75\text{T}$ において電子加熱が確認できると予測される。

$B_t=1.0\text{T}$ の場合の実験データを図 5-8 と図 5-9 に示す。前図と同じように NBI 加熱でプラズマ中心密度、 $0.2\text{-}1.1\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ の間で変えて維持されている。2 種類の密度において、それぞれ ICH 入射ありと入射なしとでその結果を比較した。図 5-8 に密度が $0.7\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ の場合の放電波形とトムソン計測による電子温度の結果を示す。ICH 加熱 $P_{\text{ICH}}=0.5\text{MW}$ は ECH と一部重複して 1.3 秒から 1.8 秒まで入射されている。ICH 加熱電力入射に伴い密度が上昇する傾向が見られたので、ICH 入射無しの比較の放電においては放電中に H ガスを入射して密度を上昇させ、電子密度を同じレベルにした。なお磁場が 1.0T よりも低い場合は ECH でなく NBI スタートアップとし、プラズマの点火と維持を行った。

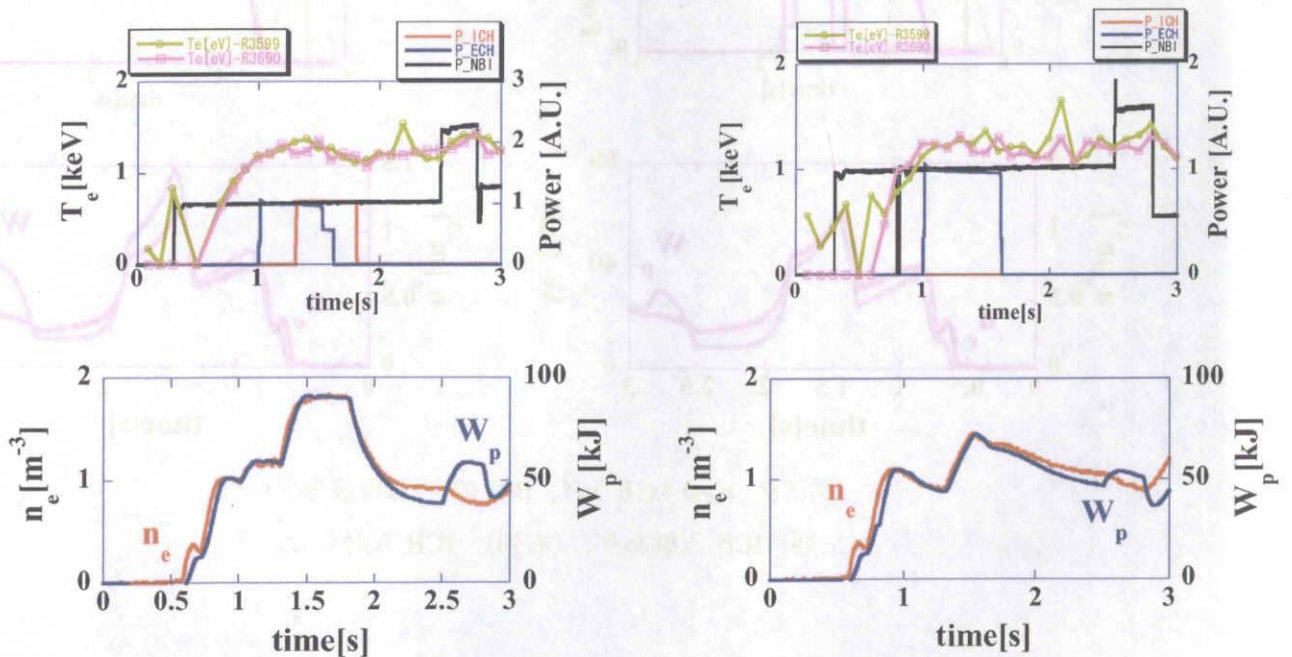


図 5-8 $n_e=0.7\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、 $B=1.0\text{T}$ の放電波形
(左列) ICH 入射あり、(右列) ICH 入射なし

図 5-8 から ICH 入射時の密度の大きさは $1.5\text{-}1.8\times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、電子温度は 1.0keV を示

している。光線追跡法によるモデル計算の結果では $T_{e0} \sim 3.0 \text{keV}$ としたので、ICRF 速波の領域で電子加熱がおこるためにはより高い電子温度が必要だと思われる。ICH 入射ありなしに関わらず電子温度に変化は見られなかった。図 5-8 において蓄積エネルギー W_p の上昇があり、速波のエネルギーが電子かイオンにのどちらかに吸収されたと解釈できる。しかしながら W_p と n_e とは密接な関係があり、 n_e が上がれば W_p も増加しており、図 5-8 右列の W_p に注目すると ICH 電力入射なしの状態においても密度が上がれば W_p が左列と同じくらい上昇しているのので、ICH パワーは電子にもイオンにも伝達されていないと解釈できる。

次に密度を下げて $n_e = 0.4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ とし、その実験結果を図 5-9 に示す。密度が低く、電子サイクロトロン共鳴層が 3 倍となるため、ECH 電力は電子に吸収されにくい。ICRF の入射による T_e の変化することは確認できなかった。ICRF 速波による電子加熱を起こすにはより高い T_e が必要であることが分かる。

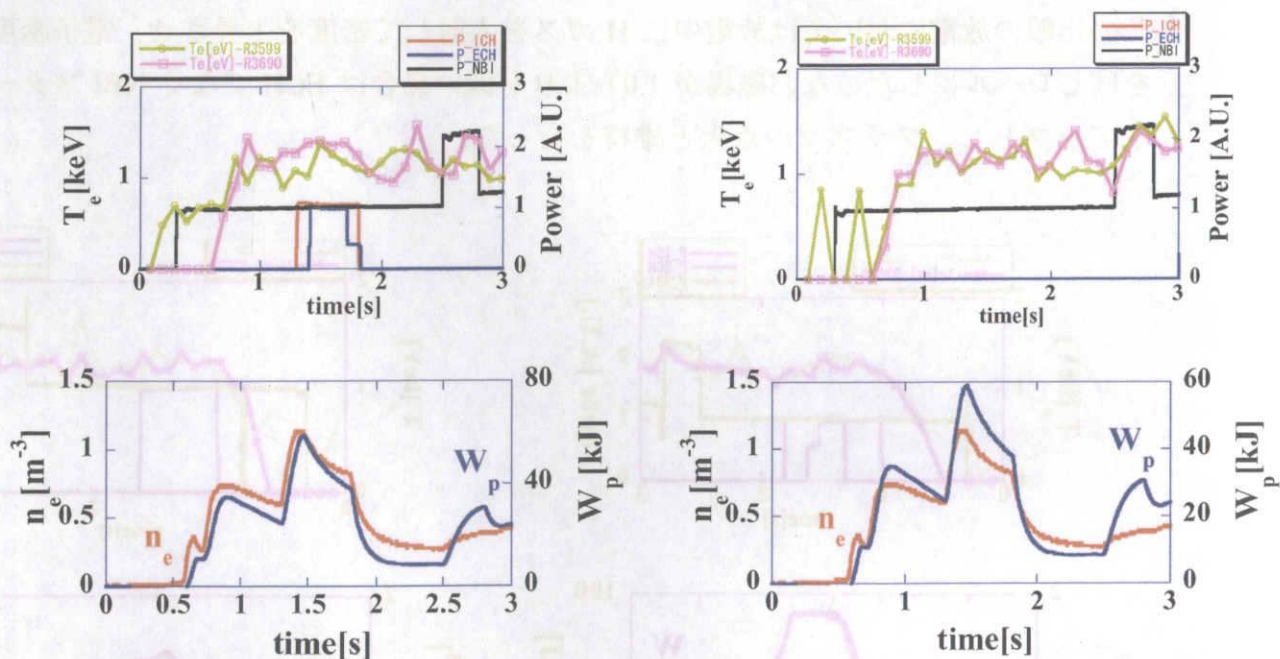


図 5-9 $n_e = 0.4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 $B = 1.0 \text{T}$ の放電波形
(左列) ICH 入射あり、(右列) ICH 入射なし。

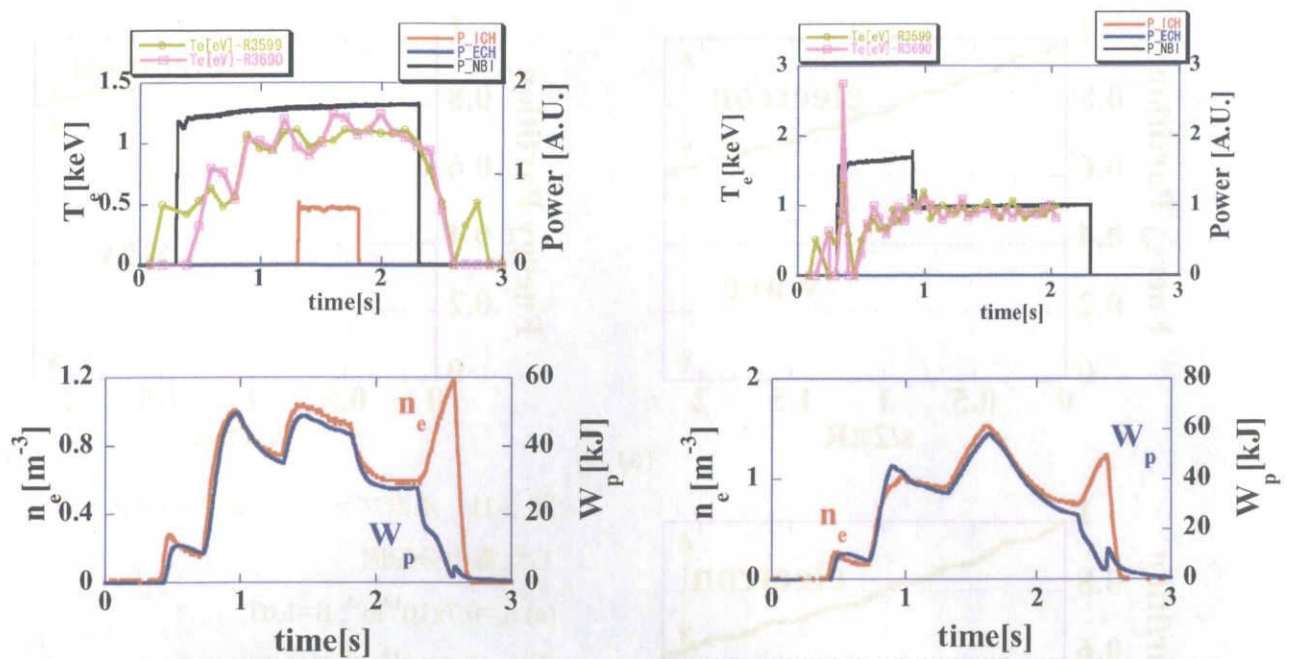
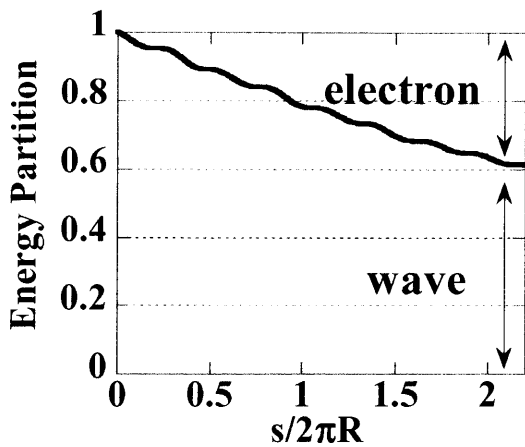


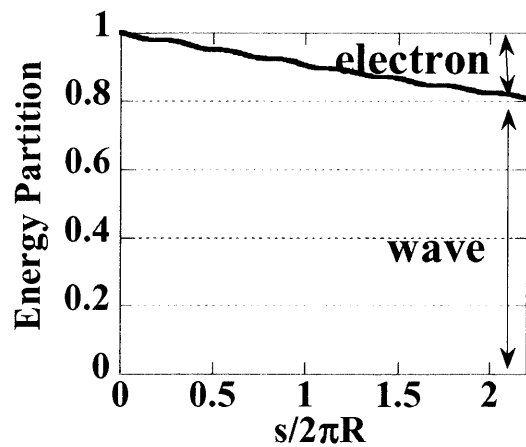
図 5-10 $n_e=0.4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、 $B=0.75 \text{T}$ の放電波形
 (左列) ICH 入射あり、(右列) ICH 入射なし

最後に磁場を 0.75T に下げ、低次のイオンサイクロトロン共鳴層を完全にプラズマから除外した。そのときの放電波形を図 5-10 に示す。電子密度は $0.4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ である。ECH 電力の入射の差異があるものの、図 5-10 の放電波形は図 5-9 の放電波形とよく似ている。ICH 電力の 500kW 入射によりトムソン計測による電子温度に変化は確認できなかった。

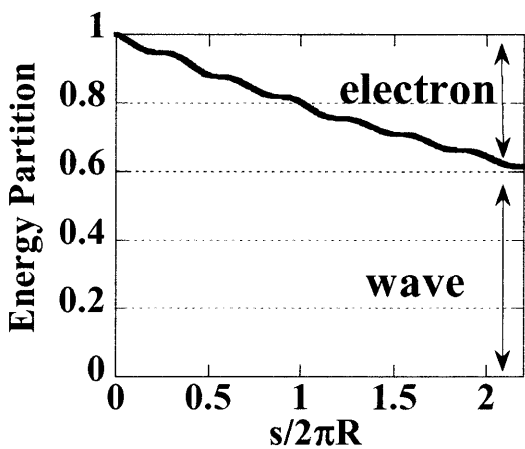
水素プラズマ実験のパラメータで光線追跡法を用いて電子加熱が起きるかどうかが調べた。図 5-11 に電力分配の計算結果を示す。図は波面がトロイダル方向に約 1 集したときのエネルギーを示す。低次のイオンサイクロトロン共鳴層が存在しないので電子の吸収が支配的となっている。水素プラズマ実験では ICRF の入射電力がプラズマの電子と結合しなかったように見えた。一方、ヘリウムプラズマ実験で ECH と重畳すると電子温度が上がって見えた。今後さらなる解析が必要である。



(a)



(b)



(c)

図 5-11 水素プラズマ実験のパラメータで計算した電力分配図

(a) $n_e=0.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B=1.0 \text{ T}$

(b) $n_e=0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B=1.0 \text{ T}$

(c) $n_e=0.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $B=0.75 \text{ T}$

イオンサイクロトロン減衰は小さい。

5-4 本章のまとめ

本章においてループアンテナを用いた LHD プラズマの電子加熱実験の結果を示し、イオンサイクロトロン速波の電子加熱実験の可能性について調べた。

以下に実験の結果をまとめる

1) 高 T_e 実験 ($B_t=2.829 \text{ T}$, $R_{ax}=3.5 \text{ m}$, He ガス : 電子サイクロトロン共鳴層がプラズマ中心に位している配位) : ICH 電力を入射すると、ECE 計測で測定した電子温度に変化が観測された。プラズマ中心部は電子温度が上昇し、周辺部分は少し減少した。ICH 電力遮断 200ms 後に電子温度が下がり始めてきたのでこれは電子加熱が起きたのではなくイオンからエネルギーが交換されたと解釈できる。ただし ICH 遮断後の電子温度減衰から電子加熱分布を測定するためにはさらに詳細な実験と解析が必要である。

2) 高次高調波電子加熱実験 ($B_t=0.75 \text{ T}-1.5 \text{ T}$, $R_{ax}=3.6 \text{ m}$, He ガスもしくは H ガス :

低次のイオンサイクロトロン共鳴層がプラズマ内に位置する配位) : ECH に ICH を重畳させると重畳している区間のみ電子温度の変化率が大きくなった。ランダウ減衰や TTMP などの弱い電子加熱機構で加熱を起こすには高 T_e 、高 n_e が必要であることを示唆していることが確認できた。

3) コムラインアンテナとループアンテナとの大きな違いは、励起する速波の屈折率($N_{//}$)の大きさである。第4章、第5章の光線追跡法による計算においては、 $k_{//}=5.0\text{m}^{-1}$ とした。しかし実際のループアンテナの $k_{//}$ は電子加熱を起こすには小さすぎる可能性が高い。電子加熱・電流駆動を目的とするならばパスバンド内で $N_{//}$ が選択できるコムラインアンテナは有効であろう。

第 5 章 参考文献

- [1] T.Ogawa, *et al.*, “Radio Frequency Experiments in JFT-2M: Demonstration of Innovative Applications of a Traveling Wave Antenna”, in Fusion Energy 2000 (Proc.18th Int.Conf., Sorrento, Italy, 2000) paper IAEA-CN-77/EXP4/06.
- [2] M.Ono, *et al.*, “Overview of the Initial NSTX Experimental Results”, in Fusion Energy 2000 (Proc.18th Int.Conf., Sorrento, Italy, 2000) paper IAEA-CN-77/OV4/2.
- [3] Y. Takase, *et al.*, “Initial results from the TST-2 spherical tokamak”, Nucl. Fusion **41**, 1543 (2001)
- [4] Y.Takase, *et al.*, “RF Wave Experiments on the TST-2 Spherical Tokamak”, In Proc.2000 Int.Congress on Plasma Phys. (Quebec, Canada, 2000), Vol.III, p.780
- [5] P.T.Bonoli, *et al.*, “Mode conversion electron heating in Alcator C-Mod: Theory and experiment”, *Phys.Plasmas* **7**, 1886 (2000).
- [6] J.R.Wilson, *et al.*, “High Harmonic Fast Wave Heating Experiments on NSTX”, in Fusion Energy 2000 (Proc.18th Int.Conf., Sorrento, Italy, 2000) paper IAEA- CN-77/EXP4/ 08.
- [7] K. Saito, *et al.*, *Nuclear Fusion* **41**, (2001)
- [8] N. Takeuchi, *et al.*, *J. Plasma Fusion Res. SERIES* **5**, (2002)

第6章 総括

6-1 本研究のまとめ

第1章では、エネルギー資源の問題から核融合研究の必要性を説明し、さらに定常な核融合炉には非誘導電流駆動の研究が必須であることを述べた。核融合実験装置における高速中性粒子入射と高周波電力による電流駆動研究の各種研究の進展を紹介した。コムラインアンテナを開発するにいたった背景を説明し、本研究の目的を示した。

第2章では、ヘリカル装置における電流分布制御の重要性を説明し、LHDでの非誘導電流駆動によるMHD安定化を検討した。電流駆動の計算方法を紹介し、電流駆動用進行波アンテナであるコムラインアンテナの設計を紹介した。また従来のコムラインアンテナと比較し、大面積であること、新しい概念を有するT字型のアンテナであることの特徴を示した。

第3章では、コムラインアンテナの等価回路を示し、モデル計算を行った。また模型アンテナにおける特性試験の実験でモードの分離に成功した。実機アンテナにおける測定結果を示し、最後に電流駆動効率向上のためにリング型電力合成器を挿入したシステムの計算を行い、全体のシステムを構築した。

第4章では、光線追跡法を用いて電子加熱機構を評価した。速波の分散式と光線追跡法の原理を説明し、4つの実験例を想定して計算を行った。またヘリカル磁場配位とトカマク磁場配位の比較を行い、 $k_{\parallel}(N_{\parallel})$ のアップシフトの振る舞いに違いがあることを示した。

第5章では、LHDにおける電子加熱プラズマ実験の結果をまとめ、コムラインアンテナを使用した電子加熱と電流駆動の可能性を検討した。

6-2 今後の展望

非誘導駆動電流による電流分布制御は、核融合プラズマのMHD安定化や閉じ込め改善に関して期待されている手法である。コムラインアンテナを用いた実験は中型トカマクJFT-2MやTST-2で初期的な電流駆動実験が行われているが、駆動電流の検出が容易であるヘリカル装置ではまだ行われていない。第4章で示したと

おり、ヘリカル配位はトカマク配位に比べて k_{\parallel} のシフトが大きいことは、電子加熱や電流駆動においてその分布への影響が大きい。今後は **LHD** でコムラインアンテナを用いた高調波加熱実験および電流駆動実験を行い、その効果を検討する計画を持っている。

光線追跡法において、イオンサイクロトロン加熱の周波数領域では、速波の波長が長いために **WKB** 近似が成立しないことが一般的に指摘されている。本計算パラメータでは **WKB** 近似がほぼ成立し、速波の光線追跡法の適用妥当性を示したが、カットオフの領域では波数が増大するために **WKB** 近似が適用できない。本研究の主題となる物理の理解においてはこの影響はないが、より精密な議論をするためには3次元波動解析コード（たとえば **ORION** コードや **TASK/WM** コードなど）を使った計算を行う必要がある。今後は3次元波動解析コードを用いて計算を行い、その結果と光線追跡法の結果を比較し検討する予定である。

謝辞

本研究を進めるにあたって多くの方々から多大なご協力をいただきましたことを心から感謝いたします。

指導教官の渡利 徹夫教授、熊澤 隆平助教授には研究全般において懇切丁寧にご指導いただきました。核融合科学研究所の ICRF 加熱グループの武藤 敬教授、関 哲夫助手、斉藤 健二助手、新保 富士夫係長、野村 五郎技官、横田 光弘技官、加藤 明己係長からは研究の進め方について多くの助言をいただきました。また LHD 共同研究としてコムラインアンテナについてご指導くださった東京大学の高瀬 雄一教授、第4章の光線追跡法による計算について多くの助言をくださった渡辺 二太教授には大変深く感謝いたします。また核融合科学研究所の LHD 実験グループの方々から多大な協力が得られたことを深く感謝いたします。また核融合科学研究所助手の清水 昭博助手、京都大学非常勤研究員の鳥居 祐樹博士、名古屋大学大学院生の野竹 孝志氏、大島 慎介氏、成廣 善三氏、星野 光保氏、濱村 賢司氏、総合研究大学大学院生の松下 啓行氏、東京大学大学院生の笠原 寛史氏には様々な面で協力していただき感謝しています。誠にありがとうございました。

本論文の作成にあたっては、名古屋大学大学院工学研究科の久木田 豊教授、名古屋大学エコトピア研究機構の大野 哲靖助教授、筑波大学数理物質科学研究科の市村 真助教授から貴重な御討論と御指導を頂きました。誠にありがとうございました。

研究業績

学会誌等

第3章

“The Radio Frequency Characteristics of the Comblin Antenna”

Takeuchi Norio, Kumazawa Ryuhei, Saito Kenji, Watari Tetsuo, Seki Tetsuo, Torii Yuki, Mutoh Takashi, Takase YuICHi and Yamamoto Taro

Journal of Plasma Fusion Research. SERIES 5, 314-317 (2002).

“OPTIMIZATION RESEARCH FOR THE STUDIES OF THE ELECTRIC PROPERTIES OF THE LHD COMBLIN ANTENNA”

N. Takeuchi, T. Watari, T. Seki, K. Saito, T. Watari, R. Kumazawa, T. Mutoh, K. Saito, Y. Torii, G. Nomura, A. Kato, F. Shimpo, Y. Takase, H. Kasahara, T. Taniguchi, H. Wada, N. Kasuga, K. Yamagishi, C.P. Moeller, M. Saigusa, Z. Yanping

to be published in *Fusion Science & Technology* (2005).

第4章

“Variation of $N_{//}$ and its effect on fast wave electron heating on LHD”

Takeuchi Norio, Seki Tetsuo, Torii Yuki, Saito Kenji, Watari Tetsuo, Takase YuICHi, Kumazawa Ryuhei, Mutoh Takashi, Watanabe

Tsuguhiro and Zhao Yanping

to be published in *Journal of Plasma Fusion Research. SERIES 6* (2004).

国際会議等

第3章

“The Radio Frequency Characteristics of the Comblin Antenna”

N. Takeuchi, K. Saito, R. Kumazawa, T. Watari, Y. Torii, T. Mutoh, T. Seki, T. Yamamoto, Y. Takase, F. Shimpo, G. Nomura, A. Kato, M. Yokota and LHD Experimental Group

Joint conference of 12th international Toki conference on plasma physics and controlled Nuclear Fusion and 3rd general scientific assembly of Asia plasma and fusion association, December 11-14, 2001, Toki-city, Japan

“Optimization of the LHD Comblin Antenna in ICRF Heating”

Norio Takeuchi and LHD ICRF Group

U.S.-Japan FY2001

Aichi, Japan, 1 March (2002).

第 3 章 と 第 4 章

“Optimization of the LHD Comblin Antenna in ICRF Heating”

Norio Takeuchi and LHD ICRF Group

U.S.-Japan FY2001

Aichi, Japan, 1 March (2002)

第 4 章

“Ray tracing calculation for the fast wave electron heating on LHD”

N. Takeuchi, T. Seki, Y. Torii, K. Saito, T. Watari, Y. Takase, R. Kumazawa, T. Mutoh, and T. Watanabe

13th international Toki conference on plasma physics and controlled Nuclear Fusion, December 9-12, 2003, Toki-city, Japan