

# 博士学位論文

## 電子サイクロトロン共鳴加熱時の 吸収電力評価及び熱・粒子輸送メカニズムの解明

平成26年度

名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻

博士課程後期課程

牧野良平

(指導教官：久保伸 教授)

# 目次

## 目次

<b>第 1 章 序章</b> .....	<b>1</b>
1.1 核融合発電の必要性 .....	1
1.2 核融合と研究段階 .....	2
1.3 本研究の目的と意義 .....	4
1.3.1 輸送解析における ECRH 吸収電力評価の重要性 .....	5
1.3.2 ECRH 時における電子掃出し現象 .....	6
1.3.3 閉じ込め性能に対する同位体効果 .....	8
1.4 本論文の構成 .....	12
参考文献 .....	13
<b>第 2 章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論</b> .....	<b>14</b>
2.1 電子サイクロトロン共鳴加熱 .....	14
2.1.1 Cold プラズマでの電子サイクロトロン共鳴加熱理論 .....	14
2.1.2 Hot プラズマでの電子サイクロトロン共鳴加熱理論 .....	19
2.1.3 波動の伝搬及び吸収 .....	20
2.1.4 プラズマ境界におけるミリ波と O-mode, X-mode のモード結合 .....	24
2.2 電子サイクロトロン共鳴加熱時の熱及び粒子輸送 .....	29
2.2.1 ECRH 時における捕捉粒子増加に起因する粒子輸送 .....	29
2.2.2 異常輸送とジャイロボーム拡散 .....	40
参考文献 .....	43
<b>第 3 章 実験装置及び解析手法</b> .....	<b>44</b>
3.1 大型ヘリカル装置 LHD .....	44
3.2 LHD における計測装置 .....	45
3.2.1 トムソン散乱計測 .....	47
3.2.2 電子サイクロトロン放射計測 .....	48
3.2.3 X 線結晶分光器 .....	49
3.2.4 X 線イメージング結晶分光計測 .....	51

## 目次

3.2.5	荷電交換分光法.....	52
3.2.6	反磁性磁束計測.....	53
3.2.7	重イオンビームプローブ.....	55
3.2.8	FIR レーザー干渉計.....	56
3.3	アーベル変換.....	57
3.4	条件付き平均化法(コンディショナルアベレージ).....	60
3.5	レイトレーシングコード LHDGauss 及び TRAVIS.....	63
3.6	統合輸送解析コード TASK3D-a パワーバランス解析用モジュール TRsnap.....	64
3.7	ECRH システム.....	65
3.7.1	ジャイロトロン.....	66
3.7.2	準光学的結合器(MOU).....	68
3.7.3	コルゲート導波管.....	69
3.7.4	偏波器.....	71
3.7.5	パワーモニター.....	72
	参考文献.....	73
<b>第 4 章</b>	<b>入射ミリ波電力及び偏波の実時間計測モニター開発.....</b>	<b>75</b>
4.1	背景及び計測原理.....	75
4.2	入射ミリ波電力及び偏波実時間計測モニターの構造.....	77
4.2.1	マイターバンドにおける方向性結合器.....	77
4.2.2	Orthomode transducer.....	79
4.2.3	ヘテロダイン法.....	80
4.2.4	FPGA 付高速 ADC.....	81
4.3	ミリ波電力及び偏波計算のための信号処理法.....	81
4.4	LHD の ECRH 伝送系における信号の振幅及び位相差検出試験.....	82
4.5	偏波スキャン実験における信号の振幅及び位相差検出試験.....	85
4.6	まとめ.....	88
	参考文献.....	89

# 目次

<b>第5章 加熱吸収電力評価法の確立</b> .....	<b>90</b>
5.1 LHDにおける反磁性磁束計測を用いた ECRH 吸収電力評価の従来法.....	90
5.2 電子温度分布及び電子密度分布を用いた ECRH 吸収電力評価法.....	91
5.2.1 ECE 計測及びトムソン散乱計測を用いた ECRH 吸収電力評価法.....	91
5.2.2 ヒートパルス伝搬解析法.....	93
5.3 反磁性磁束計測へのインダクタンスを考慮した ECRH 吸収電力評価法の提案.....	94
5.4 ECRH 吸収電力評価法の比較.....	98
5.4.1 実験方法.....	98
5.4.2 ECRH 吸収電力評価の比較結果.....	99
5.5 まとめ.....	103
<b>第6章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析</b> .....	<b>104</b>
6.1 磁場リップルニアトップ及びボトム ECRH 比較実験.....	104
6.1.1 実験方法.....	104
6.1.2 放電パラメータ.....	107
6.1.3 大電力 ECRH 時における加熱位置での局所的外向き粒子束と電位上昇.....	110
6.1.4 ニアトップ及びボトム ECRH 時の加熱開始直後加熱位置における粒子束の比較.....	115
6.2 磁場リップルトップ及びボトム ECRH 比較実験.....	118
6.2.1 実験方法.....	118
6.2.2 トップ及びボトム ECRH 時における電子密度応答の比較.....	120
6.3 ディスカッション.....	123
6.4 まとめ.....	126
参考文献.....	127
<b>第7章 水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱・粒子輸送特性の比較</b> .....	<b>128</b>
7.1 熱輸送特性比較.....	128
7.1.1 実験方法.....	128
7.1.2 解析手法.....	129
7.1.3 水素及びヘリウムの熱拡散特性比較結果.....	130
7.2 粒子輸送特性比較.....	134

## 目次

7.2.1	実験方法 .....	134
7.2.2	解析手法 .....	134
7.2.3	水素及びヘリウムの粒子輸送特性比較結果.....	137
7.3	まとめ .....	138
	参考文献.....	138
<b>第 8 章</b>	<b>総括 .....</b>	<b>140</b>
8.1	本研究のまとめ.....	140
8.2	今後の課題と展望.....	142
<b>謝辞</b>	<b>144</b>	
<b>研究業績</b>	<b>.....</b>	<b>145</b>

# 第1章 序章

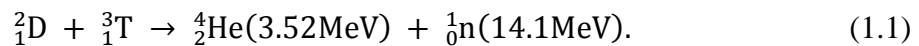
## 1.1 核融合発電の必要性

現在、人類にとってエネルギーは必要不可欠なものとなっている。エネルギー使用の恩恵を受け一方で、そのエネルギー源の約80%が石油・石炭・天然ガスなどの化石燃料に依存しており、大量のCO<sub>2</sub>を排出してきた。CO<sub>2</sub>などの温室効果ガスによる大気の温度上昇が報告されており、IPCC第4次評価報告書によると環境保全を適切に行った場合でも2100年には1~3℃の気温上昇をすることが予想されている[1.1]。化石燃料を主体に使用し、且つ世界経済が高い成長をした場合は2.4~6.4℃上昇することも予測されており、地球温暖化による弊害を防ぐためには化石燃料主体から他のエネルギー源に切り替えていく必要がある。原子力委員会により各発電方式での電力量1kWhあたりのCO<sub>2</sub>排出量が推定されている[1.2]。未知な部分は多いが、核融合発電は水力・軽水炉に次いでCO<sub>2</sub>排出量が低いと見積もられている。再生可能エネルギーとして代表的である風力発電や太陽光発電などはCO<sub>2</sub>排出や燃料に関しては優れているが、電力の安定性とエネルギー密度について問題点がある。例として、風力発電では一基あたり約1000kWの発電量だが、軽水炉は一基あたり約100万kW発電する。これらの理由からベース電源として軽水炉を推進しようとする動きがあったが、先日の東日本大震災で起きた福島原発事故を機会に原発の安全性に対する問題が明らかとなり、核分裂を用いた原発は縮小していかざるを得ない状況にある。増加するエネルギー需要及びCO<sub>2</sub>排出に対し新たな革新的発電方式が期待されている[1.3]。

これに対して新しい発電方式の中で核融合発電は様々な利点を持っている。核融合は燃料供給などにより制御ができるため安定で、且つ、発電量の制御ができ、高いエネルギー密度の発電をすることも可能であると考えられる。また、核分裂を利用した軽水炉とは異なり、核融合は事故などが発生しても自発的な反応は起こらないため安全性が高い。さらに、軽水炉では高レベル放射性廃棄物が生成されるが、核融合炉では高レベル放射性廃棄物は出ず、数十年間保管しておけば再利用できる低レベル放射性廃棄物しか生成されない。以上の理由から、将来の基盤となる発電システムとして核融合発電の早期実現が期待されている。

## 1.2 核融合と研究段階

核融合とは鉄よりも軽い原子核と原子核が核力により結合し新たな原子核を生成する反応のことである。核力に起因する結合エネルギーはクーロン力に起因する結合のエネルギーよりも非常に大きく、反応による結合のエネルギーの変動量も大きい。そのため、1回の核融合反応によって生じるエネルギーは1回の化学反応で生じるエネルギーの100万倍程度となっている。最初の核融合炉としては最も反応断面積が大きく容易であると考えられる重水素Dと三重水素Tの核融合反応が期待されている。D-T反応は次式のように表される。



D-T反応により3.52MeVのアルファ粒子 ${}^4_2\text{He}$ と14.1MeVの中性子 ${}^1_0\text{n}$ が生成される。磁場閉じ込め核融合装置では、生成されたアルファ粒子は電荷を持つためそのまま閉じ込められプラズマを加熱し、中性子のエネルギーは取り出されて発電に用いられる。

原子核どうしは通常クーロン力による斥力が支配的であるが、およそ $10^{-15}\text{m}$ よりも接近すると核力が支配的となり核融合反応が起きる。クーロン力を乗り越え核融合を連続的に起こすためには、物体を高温・高密度で長時間閉じ込める必要がある。具体例としては1億度以上の温度で $10^{20}$ 個/ $\text{m}^3$ 以上の高密度のD-Tプラズマを1秒以上閉じ込めなければならない。これを実現するための装置として図1-1のようなトーラス型磁場閉じ込め核融合装置で優れた性能が報告されている。1億度程度の超高温プラズマを固体容器で閉じ込めることは不可能である。そこで、磁場閉じ込め核融合装置では荷電粒子が磁力線に巻きつく特徴を利用してプラズマを真空中に浮かせている。磁力線が単純にトロイダル方向成分しか持たないようにすると、トーラス内側の方が磁場強度が強いために生じる磁気勾配ドリフトによりイオンと電子が分離する。その結果、電場が生じ、その電場とトロイダル磁場によりプラズマは大半径方向に押し出され消失してしまう。これを防ぐためにトーラス型磁場閉じ込め核融合装置では、磁力線をらせん状にしている。磁力線をらせん状にする方法として、プラズマ中に電流を流すことでポロイダル方向(小円周方向)に磁場を作る方法と、コイル自体をらせん状に巻き磁力線をらせん状にする方法がある。前者はトカマク型、後者はヘリカル型と呼ばれ、それぞれ代表的な装置を図1-1(a),(b)に示す。トカマク型はこれまで多くの装置で実験が行われ温度、密度、閉じ込め時間に対して磁場閉じ込め核融合装置で最高の性能を示している。ヘリカル型は主に外部コイルで磁場を形成するためプラズマに電流駆動する必要がない。そのため、定常運転が容易であり、MHD不安定に起因するプラズマ電流の消失によるディスラプションを起こさないことなどの利点がある。しかし、コイルの形状が複雑であるため製作に高度な技術が必要であること、非軸対称性があるためプラズマの閉じ込め

# 第1章 序章

を理論的に予測することが難しいことなど欠点もある。そのため、トカマク型とヘリカル型ともに研究が続いている。

上述の通り核融合には高温・高密度・長時間閉じ込めが必要であり、近年、図 1-2 に示すように温度×密度×エネルギー閉じ込め時間(核融合三重積)は増加し続けている。現在、トカマク型の国際熱核融合実験炉 ITER が日本、EU、ロシア、アメリカ、中国、韓国、インドの協力をもとに建設されている。この ITER は外部加熱入力と核融合出力の比であるエネルギー増倍率  $Q$  を 10 以上にし、核融合炉の科学的・技術的可能性を実証することを目的としている。

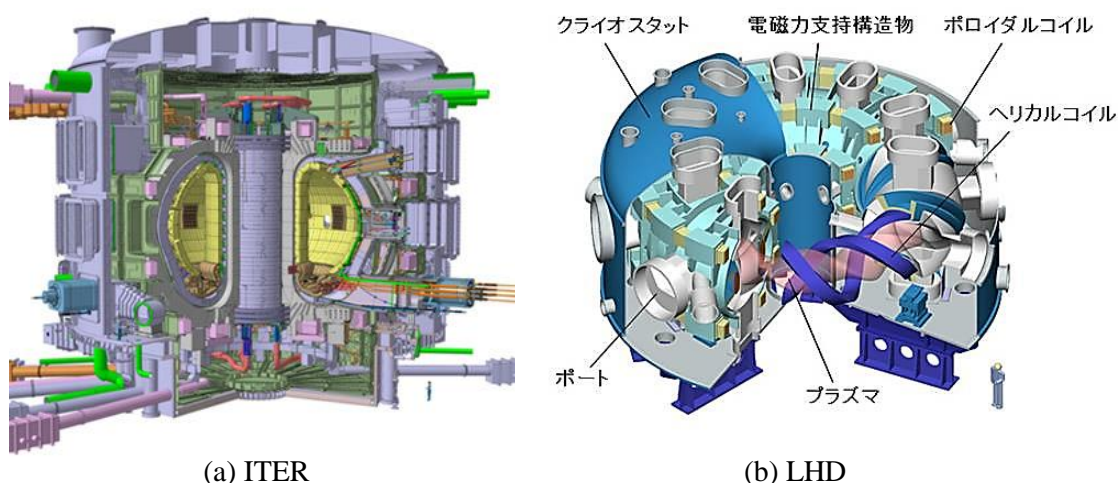


図 1-1 (a)国際熱核融合実験炉 ITER(建設中)[1.4], (b)大型ヘリカル装置 LHD[1.5]。

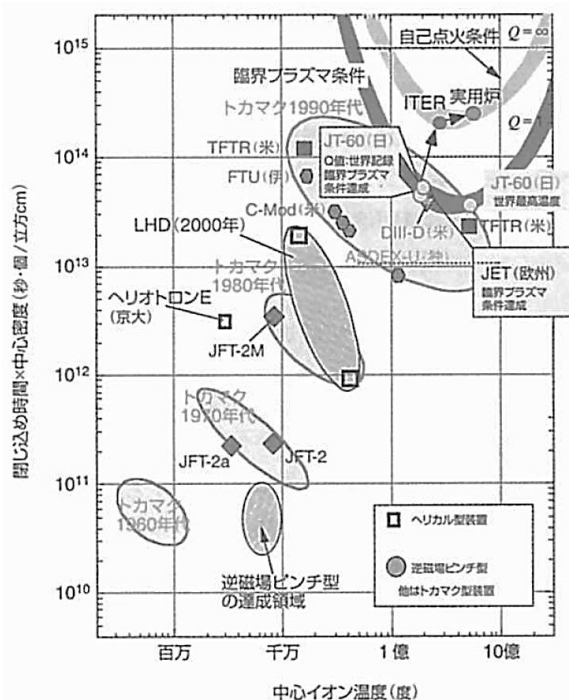


図 1-2 ローソン条件図[1.6]。



## 1.3 本研究の目的と意義

磁場閉じ込め核融合を実現するためには約1億度の高温プラズマを長時間維持することが必要とされる。このような超高温状態を生成・維持するためにはプラズマを加熱しなければならない。その加熱方法の一つが電子サイクロトロン共鳴加熱( ECRH )である。実際に核融合を起こすのはイオンであるが、電子の温度が低い場合はイオンの温度を上げようとしても電子へエネルギーが逃げてしまう。反対に電子の温度を上昇させることにより、間接的にイオン温度を上げることが可能であるため、電子温度を上昇させることが必要である。また、核融合を起こすための条件である高温・高密度・長時間閉じ込めを実現するためには、核融合プラズマの粒子及び熱輸送の物理機構を解明し、閉じ込め性能の向上と制御に繋げることが必須である。将来の核融合炉心プラズマ内で想定されているアルファ加熱では、核融合反応で生成されるアルファ粒子が 3.52MeV と高エネルギーであるため主に質量の小さい電子が加熱される。このことから特に、強い電子加熱がある場合の輸送の研究が重要である。 ECRH はプラズマ中の電子を直接加熱できる手法であり、核融合炉心プラズマに外挿しうる輸送研究を行う上で極めて有効な手法である。さらに、 ECRH には局所加熱性があるためプラズマの輸送特性や励起される不安定性の能動的な制御法としても期待されている。

図 1-3 は本研究の目的及び課題を示しており、図 1-4 は具体的に行った4つの研究内容の関係を示している。加熱時における輸送解析を行うためには、加熱電力の評価が必須となる。そこで、本研究では ECRH の加熱電力を正確に評価した上で ECRH 時の熱・粒子輸送メカニズムを解明することを目的とした。具体的には、まず加熱電力評価については入射ミリ波の電力及び偏波の実時間計測モニターの開発と、ミリ波が入射された結果としてプラズマに吸収される電力の新評価法の提案及び妥当性の検討を行った。このように ECRH 電力を正確に評価した上で、粒子及び熱輸送を解析した。 ECRH 時の輸送には様々な解明すべき現象があるが、本研究では特に、 ECRH 時における電子掃出し現象と、閉じ込め性能に対するイオン種依存性の2つを明確にすることを目的とした。 ECRH は中性粒子入射ビーム(NBI)加熱と異なり加熱時に粒子供給をしないため、より高純度の単一イオン種放電を行うのに適した加熱手法であり、閉じ込め性能のイオン種依存性を調べるために用いた。本章では、本研究の目的、意義、背景について概観を述べる。詳細は第2章以降で説明する。

# 第1章 序章

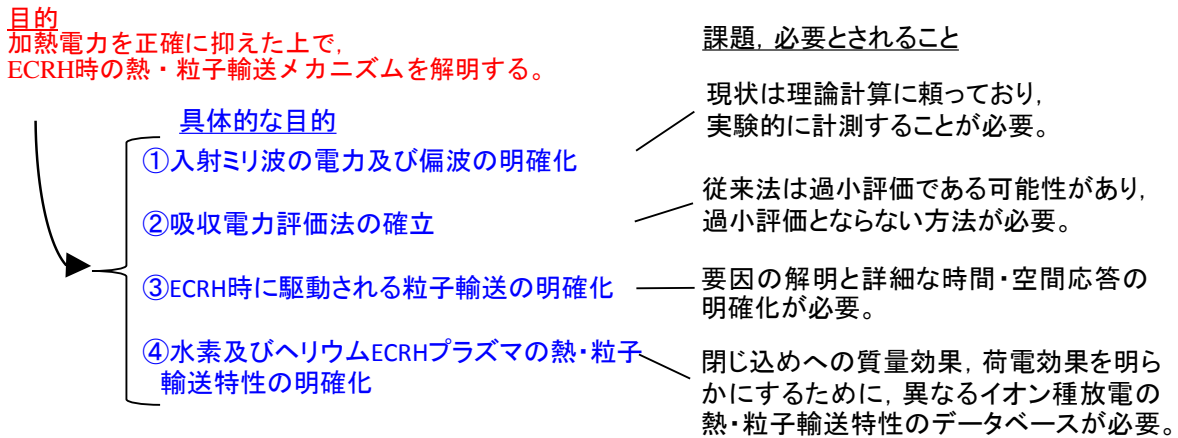


図 1-3 研究の目的及び課題。

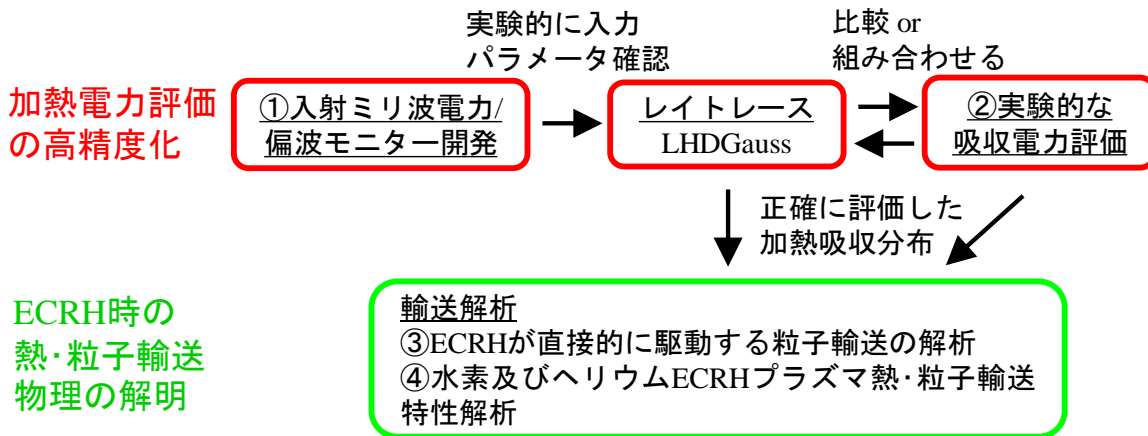


図 1-4 研究内容の関係図。

## 1.3.1 輸送解析における ECRH 吸収電力評価の重要性

ECRH 時の輸送特性解析をするためには、プラズマに吸収される ECRH 電力の空間分布評価が必要不可欠である。ECRH 時にプラズマが同様の温度、密度変化したとしても ECRH 吸収電力分布が違えば異なる輸送特性を持った現象であることになる。本研究においても、例えば第 6 章では加熱位置における粒子輸送に対する吸収電力依存性を求めており、第 7 章では ECRH 吸収電力分布を用いてパワーバランスの式を解くことにより、輸送特性を表すパラメータである熱拡散係数を求めている。さらに、近年の輸送研究の進展により、揺動や輸送が温度勾配等以外に ECRH 吸収電力そのものに依存する可能性も指摘されている[1.7]。これまで ECRH 時の輸送については、温度勾配・密度勾配・揺動の振幅と位相などをパラメータとして捕捉電子(TEM)モードやイオン温度勾配駆動(ITG)モードと呼ばれる不安定性に基づいた

## 第1章 序章

議論がなされてきたが[1.8]，今後はこれらに加え ECRH 吸収電力も考慮する必要がある。以上のように，加熱時における加熱吸収電力評価は輸送評価のために重要である。

これまで，入射した電子サイクロトロン波(EC 波)のレイトレーシング計算結果を基に加熱分布は評価されてきたが，近年の研究の進展により実験条件によっては従来の評価では実験結果を正しく再現できない場合があることが明らかになり，輸送研究を進める上でも，プラズマ加熱の最適化の面でも大きな問題となっている。この要因として，入射ミリ波電力及び偏波が設定値通りでないこと，吸収電力評価のエラー，考慮されていない加熱物理現象があること，の3つが考えられる。プラズマ中の波動と入射ミリ波の結合は偏波状態に依存するため，ECRH の特性は入射ミリ波の電力だけでなく偏波にも大きく影響される。今までは，入射ミリ波の電力及び偏波は設計値に基づいた数値計算に頼っていた。しかし，LHD の ECRH 伝送系は発振器から LHD 真空容器本体まで 100m 程度あり，途中には偏波器やミリ波の進行方向を 90° 曲げるマイターバンドが複数あるため，数値計算に不確定性が大きくなる。そこで，入射ミリ波の電力及び偏波を実験的に計測可能となるモニターの開発を本研究の目的の一つとした。一方で，実験的な加熱吸収電力評価としては，ECRH 吸収電力は ECRH 開始直前直後のプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値から求めることができる。LHD 実験では従来から反磁性磁束計測により測定されたプラズマ蓄積エネルギーから ECRH 吸収電力を評価している。本研究では ECRH 吸収電力を実験的に評価する従来法の問題点を指摘した上で，新たな加熱吸収電力評価法を確立することも目的とした。これら目的の達成はプラズマ加熱の最適化及び加熱時の熱・粒子輸送研究の進展に貢献するものである。

### 1.3.2 ECRH 時における電子掃出し現象

ヘリカルやトカマクなどのトーラス型核融合装置ではプラズマを大電力 ECRH により加熱した場合に，電子温度が上昇するだけでなく電子密度が減少することが知られている。図 1-5 は CHS(Compact Helical System) における ECRH による電子密度の減少の例である[1.9]。ECRH による電子掃出しは粒子閉じ込めの劣化とともに，加熱効率の劣化を引き起こす可能性がある。一方，この電子密度の減少によりプラズマ中に電場が形成される。電場は衝突拡散による新古典輸送を軽減し，電場勾配はプラズマ中の乱流の成長を抑え，閉じ込めを改善する可能性がある。ECRH は局所的に加熱できる特性もあり，輸送と電場を能動的に制御する方法として期待されている。LHD は後述の捕捉粒子の閉じ込めなどについても考慮され製作されており閉じ込め性能は過去のヘリカル装置よりも向上している。また，ECRH のパワーも MW 級と非常に大きく，計測装置も充実している。ITER やその後のヘリカル型国際核融合炉 FFHR，発電実証炉 DEMO などの大型核融合装置について計画が立って

## 第1章 序章

いる今、LHDにおけるECRHによる密度掃出し現象の理解は重要な課題である。

ECRHによる電子掃出し現象のメカニズムは明確になっていない。この密度減少の要因が二つ考えられている。詳細については次章で述べるが、まず一つはECRHが電子を磁場垂直方向に加速することで磁場リップルへの捕捉粒子が増加し、その結果、外向きの粒子束が増加することである[1.10]。一般的に捕捉粒子増加の効果はトカマク型よりもヘリカル型の方が大きいとされる。ヘリカル装置であるCHSではこの捕捉粒子増加の効果が大いといわれるような結果が報告されている[1.9]。電子掃出し現象のもう一つの要因は、電子温度勾配の増大や捕捉電子不安定性(TEMモード)などの不安定性の励起による閉じ込めの劣化である[1.8]。温度上昇による閉じ込めの劣化として、磁場平行方向への加速が主体である接線NBI加熱時にも電子密度の減少が観測されている。この2つの現象はECRHにより両方とも起きるものであり、分離して理解されていない。また、捕捉粒子増加による効果は図1-6のように粒子の軌道変化により生じ、温度勾配などの変化を必要としない。そのため、温度勾配などのパラメータが変化するよりも速い時間スケールから捕捉粒子増加の効果が表れる可能性がある。

本研究では、大型ヘリカル装置LHDにおけるECRHによる密度クランピング現象の理解を目的として、LHDの高時間・高空間分解能・高精度の計測機器を用いてECRHに対するプラズマ応答の詳細な時間・空間挙動を解明した。さらに、ECRHによる磁場リップルへの捕捉粒子増加に起因する粒子輸送の明確化を目的として、捕捉粒子の生成されにくい磁場リップルのトップと捕捉粒子の生成しやすい磁場リップルボトムへECRH入射した場合の比較を行った。

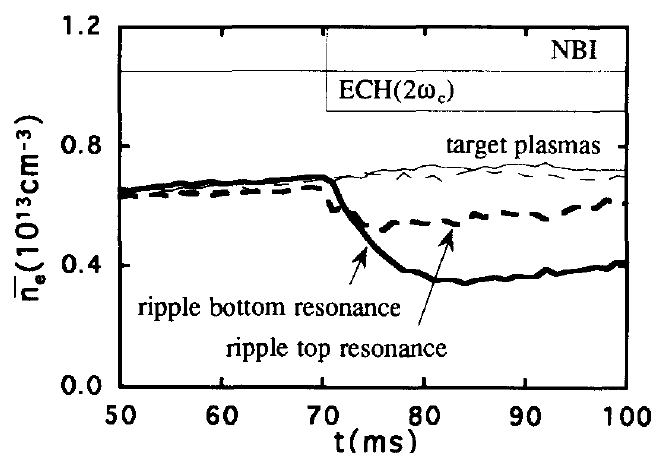


図1-5 CHSにおける磁場リップルのトップ及びボトムへECRH入射した時の電子掃出し現象の例[1.9]。捕捉粒子の生成されやすい磁場リップルのボトムへECRH時のほうが、捕捉粒子を生成されにくい磁場リップルのトップへECRHした場合よりも電子密度の減少が大きい。

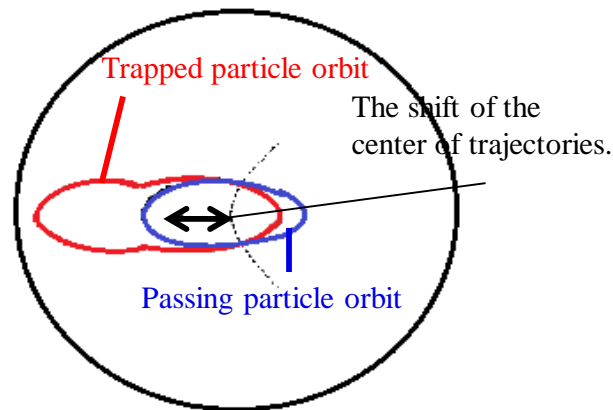


図 1-6 ヘリカル装置においてトロイダル方向に周回する通過(非捕捉)粒子と捕捉粒子とあるポロイダル断面の交点の軌跡[1.11]。磁場リップルに捕捉されることで軌道が変化する。

### 1.3.3 閉じ込め性能に対する同位体効果

トカマク型装置では、一般的に水素、重水素、三重水素と質量の増加に伴い、閉じ込めの改善が観測される。図 1-7 は JT-60U における H-mode での水素、重水素の閉じ込め時間の比較結果を示しており、同じ加熱パワーの場合、水素よりも重水素の方が閉じ込め時間が長くなっていることが分かる[1.12]。表 1-1 は様々なトカマク型装置、閉じ込めモードでの水素プラズマと重水素プラズマのエネルギー閉じ込め時間の比  $\tau_E(D)/\tau_E(H)$  を示している[1.13-14]。装置、閉じ込めモードによって閉じ込め改善の度合いは異なるが、どの装置、閉じ込めモードでも水素よりも重水素の方が閉じ込め時間が長い。一方で、ステラレーターでは同位体効果、質量効果による閉じ込め改善はトカマク型装置と比べて明瞭ではない[1.13]。図 1-8 はステラレーター系である W7-AS[1.15], ATF[1.16], Heliotron E においてスケーリング則から予測される閉じ込め時間と実験的にプラズマ蓄積エネルギーから求められた閉じ込め時間の関係を水素と重水素で描いた図である。この結果を基に各装置でのスケーリング則から想定される閉じ込め時間で規格化した閉じ込め時間を図 1-9 に示す。ATF, Heliotron E では重水素の方が水素よりも規格化された閉じ込め時間がデータのばらつきの範囲内で僅かに長く、W7-AS では同位体効果が見られない。しかし、W7-AS では図 1-10 に示す通り、プラズマの境界が磁気島により規定される場合に、同じ電力の ECRH で加熱し同じ電子密度にすると、重水素の方が水素よりもプラズマ蓄積エネルギーが 1.2 倍ほど高く、明確に同位体効果が見られた[1.17]。このような同位体効果はリミター配位や高出力 NBI 時でリサイクリングが大きい場合は明確ではなくなった[1.18]。また、CHS では重水素プラズマと水素プラズマで密度変調実験を行い粒子輸送特性の比較が行われている[1.19]。その結果では図 1-11 のように低密度領域において重水素の方が水素よりも粒子拡散係数が小さく、粒子閉じ込めが良

## 第1章 序章

いことが報告されている。以上のように、ステラレーター系では、統計的には図 1-8, 図 1-9 のようにエネルギー閉じ込め時間に対する同位体効果は明瞭に見られていないが、図 1-10, 図 1-11 に示したように輸送特性に対する同位体効果が明確に表れているデータもある。閉じ込め時間は温度や密度などのパラメータの分布などを考慮していない 0 次的な値であり、スケーリング則も様々な現象が起きた結果としての閉じ込め時間を統計的な視点から予測するものである。この 0 次的、統計的な視点では明確とはならない部分は図 1-8, 図 1-9 では閉じ込め時間のデータのばらつきとして扱われる。この統計的に見ると埋もれてしまう輸送特性への同位体効果を明らかにする必要がある。また、ステラレーター系では重水素実験を行っている装置は少なく、より多くの装置、実験でのデータが必要である。

ジャイロボーム拡散モデルのような大半の輸送モデルでは同位体質量が増加すると、ラーモア半径が大きくなり、閉じ込めは悪化すると予想されている。これらの輸送理論はトカマク型装置における同位体質量の増加に伴う閉じ込め改善と矛盾しており、現状は同位体効果について明らかにする理論は構築されていない。今後 ITER や初期の核融合発電炉では重水素-三重水素混合プラズマ放電が行われる予定であり、閉じ込め特性に対する同位体効果、質量効果は核融合発電を実現するために明らかにすべき重大な課題である。LHD では現状、水素またはヘリウムプラズマで実験が行われており、2016 年から重水素実験が予定されている。そこで、重水素実験前に予備データとして LHD において水素及びヘリウムプラズマでの熱輸送特性の違いを実験的に明らかにすることを目的とした。ECRH は中性粒子入射ビーム (NBI) 加熱と異なり加熱時にプラズマへ粒子供給をしないため、より高純度の単一イオン種放電を行うのに適した加熱手法である。さらに、ECRH は直接的には電子のみを加熱するため、イオンへの熱入力の評価は確立された古典的な理論で可能であり、電子への吸収電力分布を正確に評価することで電子及びイオン両者の閉じ込め特性を調べることができる。そのため、本研究では ECRH を用いて水素及びヘリウムプラズマ比較実験を行った。重水素とヘリウムでは質量だけでなく荷電数も異なるが、今後の重水素実験の結果と合わせれば荷電効果と質量効果の両方を明確にすることに繋がる。また、理論と合わせることで、今後の重水素実験の予測ができる可能性もある。同位体質量が大きいほうが後述のゾーナルフローが誘起されやすくなり、ゾーナルフローにより輸送が抑えられるため閉じ込め改善するという理論が提唱されている[1.20]。さらに、軽水素と異なるイオン種放電の実験をすることは、重水素実験に向けた様々な理論解析コードや計測装置の整備などに繋がる。また、水素よりもヘリウムのほうが一般的にプラズマの立ち上げがしやすく、H-mode になる閾値も低いとされている。そのため、ITER や Wendelstein 7-X など、大型磁場閉じ込め核融合装置の始動段階にヘリウム放電が予定されている。このようにヘリウムプラズマの輸送特性の明確化自体にも大きな意義がある。

# 第1章 序章

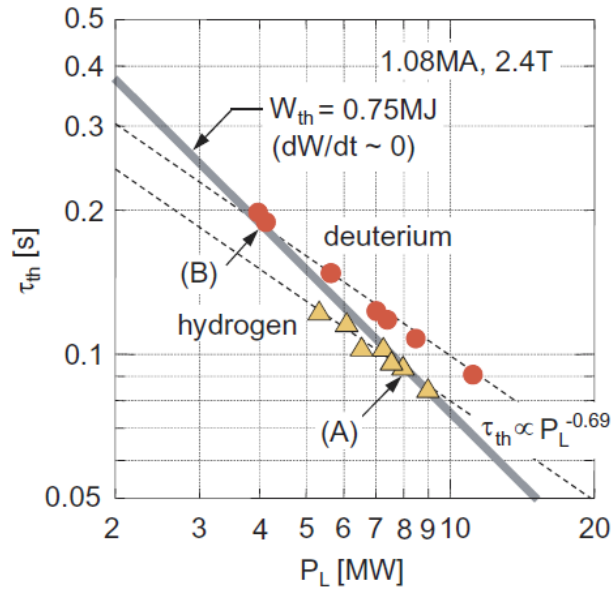


図 1-7 JT-60U における水素及び重水素プラズマのエネルギー閉じ込め時間の加熱パワー依存性[1.12]。

表 1-1 様々なトカマク型装置，閉じ込めモードでの重水素プラズマと水素プラズマのエネルギー閉じ込め時間の比  $\tau_E(D)/\tau_E(H)$  [1.13-14]。

Device	$\tau_E(D)/\tau_E(H)$			
	LOC	SOC	L-mode	H-mode
Alcator		1.5		
ASDEX	1.3	1.5	1.3	2.0
ASDEX Upgrade			1.4	1.4
DIII	1.0	1.4	1.4	2.0
FTU	1.1	1.4		
ISX-A	1.4	1.4		
ISX-B	1.4	1.4		
JET		1.4	1.2	
JFT-2M	1.1	1.4	1.4	1.4
JT-60U	1.2		1.4-1.6	
T-11	1.3	1.3		
TEXTOR	1.4	1.4		
TFTR			1.2	

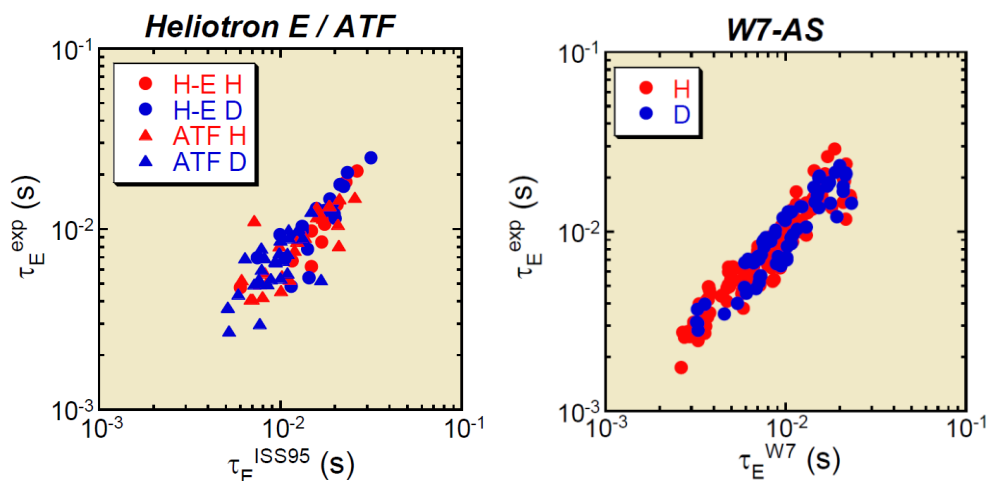


図 1-8 Heliotron E, ATF, W7-AS における水素と重水素のエネルギー閉じ込め時間の比較[1.18]。スケーリング則を基準にまとめている。

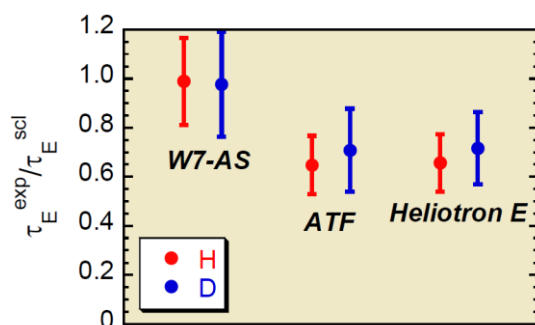


図 1-9 Heliotron E, ATF, W7-AS における水素及び重水素プラズマのスケーリング則を基準とした閉じ込め改善度[1.18]。

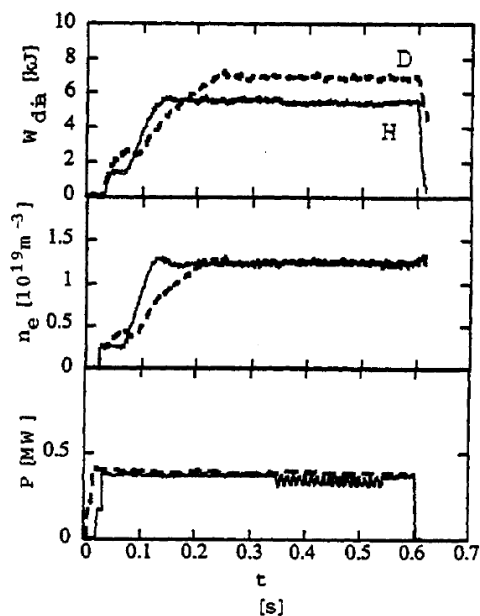


図 1-10 W7-AS における ECRH で維持された水素及び重水素プラズマのプラズマ蓄積エネルギー，電子密度，ECRH 電力の時間応答[1.17]。



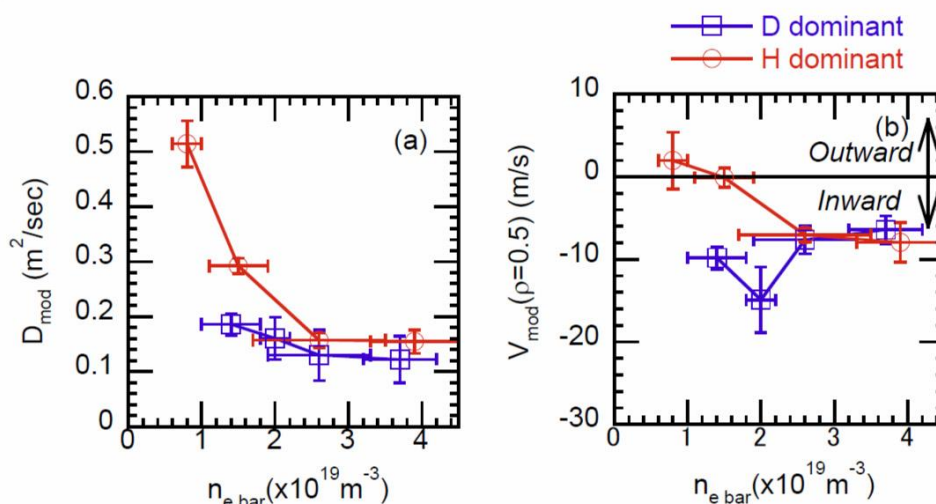


図1-11 CHSにおける水素プラズマと重水素プラズマの粒子拡散係数 $D$ と対流速度 $V$ の電子密度依存性[1.19]。

## 1.4 本論文の構成

本論文は全8章で構成される。本章においては研究の目的と背景、位置づけについて言及した。第2章では本研究に関わる理論について詳述する。まず、電子サイクロトロン共鳴加熱について特徴やモード、伝搬、吸収の原理について述べる。さらに、ECRHによる輸送を考える上で必要となる磁場リップルを考慮した単粒子輸送理論や電磁場揺動などに起因した輸送理論について述べる。第3章では本研究で用いたLHDの装置パラメータや計測装置、加熱装置及び基本となる解析方法とレイトレーシングコードLHDGauss, TRAVIS, 輸送解析コードTASK3Dについて述べる。

1.3節で述べたとおり、ECRH時の輸送解析にはECRH電力評価が必要不可欠である。第4章ではECRHの入射設定を実験的に明確にするために開発した入射ミリ波電力及び偏波実時間計測モニターについて、その構造及び試験結果について述べる。第5章では入射されたミリ波がプラズマに吸収された電力を実験的に評価するための新手法を提案し、その妥当性を示した。ECRHの入射電力及び偏波を第4章のモニターで、吸収電力を第5章で示す評価法で実験的に明確にした上で、第6章及び第7章ではECRH時の輸送解析を行った。第6章では電子掃出し現象に対するECRHによる磁場リップルへの捕捉粒子増加に起因する粒子輸送の寄与を明確にするために、捕捉粒子を生成しにくい磁場リップルのトップと捕捉粒子の生成しやすいボトムにECRH入射した場合の解析、比較結果を示す。第7章では水素及びヘリウムECRHプラズマの熱及び粒子輸送特性比較結果について述べる。熱及び粒子輸送の特性を代表するパラメータである拡散係数の比較結果を示す。第8章では本研究の総括及び今後の課題について述べる。

### 参考文献

- [1.1] Intergovernmental Panel on Climate Change, Assessment report 4, Working Group 1: The Physical Science Basis (2007).
- [1.2] 原子力委員会, 核融合エネルギーの技術的実現性・計画の拡がりと裾野としての基礎研究に関する報告書, 核融合会議開発戦略検討分科会 (2000).
- [1.3] NEDO/RITE,地球再生計画 (1998).
- [1.4] 国際熱核融合実験炉 <http://www.naka.jaea.go.jp/ITER/iter/>
- [1.5] 核融合科学研究所ホームページ <http://www.lhd.nifs.ac.jp/>
- [1.6] 特集 “核融合炉 トカマク炉設計と,その基礎となる炉心プラズマ物理,炉工学技術”, プラズマ・核融合学会誌 **87**, Supplement (2011).
- [1.7] S. Itoh and K. Itoh, Scientific Reports **2**, 860 (2012).
- [1.8] C. Angioni *et al.*, Nucl.Fusion **44**, 827 (2004).
- [1.9] H. Idei *et al.*, Fusion Engineering and Design **26**, 167 (1995).
- [1.10] 中島徳嘉, プラズマ・核融合学会誌66巻6号, 631 (1991).
- [1.11] K. Itoh *et al.*, J. Phys. Soc. Japan **58**, 482 (1989).
- [1.12] H. Urano *et al.*, Nucl. Fusion **53**, 083003 (2013).
- [1.13] U. Stroth, Plasma Phys. Controlled Fusion **40**, 9 (1998).
- [1.14] Bessenrodt-Weberpals M. *et al.*, Nucl. Fusion **33**, 1205 (1993).
- [1.15] F. Wagner *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 072509 (2005).
- [1.16] M. Murakami *et al.*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research **2**, 455 (1995).
- [1.17] U. Stroth *et al.*, Phys. Scripta. **51**, 655 (1995).
- [1.18] “大型ヘリカル装置における重水素実験計画”, [http://www.nifs.ac.jp/j\\_plan/pdf\\_1/](http://www.nifs.ac.jp/j_plan/pdf_1/)
- [1.19] K. Tanaka *et al.*, Proc. 41<sup>st</sup> EPS Conf., P4.019 (2014).
- [1.20] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 056101 (2009).

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

### 2.1 電子サイクロトロン共鳴加熱

磁場で閉じ込められた電子はローレンツ力により磁力線の周りをサイクロトロン運動している。電子サイクロトロン共鳴加熱(ECRH)とは、このサイクロトロン運動の整数倍周波数の電磁波を入射することにより共鳴させ温度を上昇させる加熱方法である。ECRHの主な特徴としては、アンテナをプラズマから離して設置ができることや局所加熱が可能であることなどがある。

電子サイクロトロン運動の周波数は式(2.1)のように磁場強度  $B[T]$  に依存している。

$$f_{\text{cyc}} = \frac{eB}{2\pi m_e} \approx 28B \text{ [GHz]}. \quad (2.1)$$

ここで、 $e$  は電荷素量、 $m_e$  は電子の質量である。したがって、共鳴層とよばれる ECRH で共鳴可能な位置は入射する電磁波の周波数と磁場強度により決まる。大型ヘリカル装置(LHD)などの磁場閉じ込め核融合装置では磁場強度が数テスラであるので、ECRHの周波数は数十~百数十ギガヘルツとなり、波長でいうと数ミリメートル程度のミリ波を使用している。ECRHの周波数と磁場強度から共鳴層の位置が決まり、ミリ波の軌道と共鳴層の交点が加熱位置となる。ECRHのビーム径はLHDでは30mm程度である。ECRHの発振器であるジャイロトロンは基本的には装置ごとに特定の単一周波数の電磁波を生成するため、ECRHアンテナの向きや磁場強度を操作することにより任意に加熱位置を設定することができる。本節ではECRHの特徴、モード、伝搬、吸収原理について主に参考文献[2.1-5]に基づき述べる。

#### 2.1.1 Cold プラズマでの電子サイクロトロン共鳴加熱理論

共鳴条件に近い場合、波動の位相速度がプラズマの熱運動速度と同等以下となるため、プラズマ粒子の熱運動と波の相互作用が強くなり、波動のエネルギーがプラズマに吸収されたり、波動のモードが変化したりなど熱運動の効果が表れる。一方で、共鳴条件から離れた条件下では、波動の位相速度はプラズマ粒子の熱運動よりも十分速いため、プラズマ粒子の熱運動と波の相互作用は小さくなる。そのため、共鳴条件に近い場合はプラズマの熱運動を考慮して波の伝搬、吸収を考える必要があるが、共鳴条件に近くない場合の波の伝搬についてはプラズマの熱運動を考慮しないモデルで近似することができる。そこで、まず熱運動を考慮しない Cold プラズマ、つまり電子とイオンの温度をゼロとした場合の波の伝搬を考える。

マクスウェル方程式を示す。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (2.3)$$

プラズマ中の波動を一次の摂動と考えて波数  $\mathbf{k}$ , 周波数  $\omega$  として  $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$  で表せるとすると, 次式(2.4),(2.5)で書き換えられる。

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{H} = \mathbf{j} - i\omega\varepsilon_0\mathbf{E}, \quad (2.4)$$

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{E} = i\omega\mathbf{B}. \quad (2.5)$$

式(2.4)の右辺  $\mathbf{j} - i\omega\varepsilon_0\mathbf{E} = \mathbf{j}_{\text{ex}} - i\omega\varepsilon_0\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}$  となる誘電率テンソル  $\mathbf{K}$  を導入する。 $\mathbf{j}_{\text{ex}}$  は外部源電流でゼロとする。式(2.4), (2.5)より波動方程式(2.6)が得られる。

$$\frac{c^2}{\omega^2} \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.6)$$

光速度  $c$  と波の位相速度の比である屈折率  $\mathbf{N} \equiv c\mathbf{k}/\omega$  を用いると, 式(2.6)は式(2.7)のようになる。

$$\mathbf{N} \times (\mathbf{N} \times \mathbf{E}) + \mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.7)$$

一方で, プラズマ粒子の運動方程式は次式のように表すことができる。

$$nm \frac{d\mathbf{v}}{dt} = nq(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \mathbf{P}. \quad (2.8)$$

ここで,  $q$  は電荷量,  $\mathbf{P}$  は圧力テンソルである。誘電率テンソル  $\mathbf{K}$  について冷たいプラズマ(温度 0 ケルビン;  $\mathbf{P} = \mathbf{0}$ ) を仮定して考える。1 次の微小量運動に対する運動方程式は,

$$-i\omega m \mathbf{v}_1 = q(\mathbf{E}_1 + \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0), \quad (2.9)$$

となり, 静磁場  $\mathbf{B}_0$  を  $z$  軸方向として  $\mathbf{v}_1$  について解く。添え字の 0,1 はそれぞれ 0 次, 1 次の成分であることを示している。

$$\begin{aligned} v_{1,x} &= \frac{-iE_x}{B_0} \frac{\omega_c \omega}{\omega^2 - \omega_c^2} - \frac{E_y}{B_0} \frac{\omega_c^2}{\omega^2 - \omega_c^2}, \\ v_{1,y} &= \frac{E_x}{B_0} \frac{\omega_c^2}{\omega^2 - \omega_c^2} - \frac{iE_y}{B_0} \frac{\omega_c \omega}{\omega^2 - \omega_c^2}, \\ v_{1,z} &= \frac{-iE_z}{B_0} \frac{\omega_c}{\omega}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここで,  $\omega_c \sim qB/m$  はサイクロトロン角周波数である。誘電率テンソル導入時の定義,

$$\mathbf{j} - i\omega\varepsilon_0\mathbf{E} = -i\omega\varepsilon_0\mathbf{K} \cdot \mathbf{E}, \quad (2.11)$$

に電流  $\mathbf{j} = nq\mathbf{v}$  と式(2.10)を代入することで次式(2.12)が求まる。

$$\mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

$$S = \frac{R + L}{2}, \quad (2.13)$$

$$D = \frac{R - L}{2}, \quad (2.14)$$

$$P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad (2.15)$$

$$R \equiv 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \omega_c^2}, \quad (2.16)$$

$$L \equiv 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad (2.17)$$

$$\text{プラズマ周波数; } \omega_{pe}^2 = \frac{nq^2}{\epsilon_0 m}. \quad (2.18)$$

得られた誘電テンソルと電場の積(2.12)を波動方程式(2.7)に代入し、屈折率  $N$  ベクトルの方向、つまり波動の伝搬方向を  $xz$  平面上になるよう  $x$  軸を取ると次式が書ける。

$$\begin{pmatrix} S - N^2 \cos^2 \theta & -iD & N^2 \sin \theta \cos \theta \\ iD & S - N^2 & 0 \\ N^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & P - N^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \quad (2.19)$$

ここで、 $\theta$  は静磁場  $\mathbf{B}_0$  の方向である  $z$  軸と波数  $\mathbf{k}$  方向のなす角度である。上式で波動電場  $\mathbf{E}_1$  がゼロ以外の解を持つためには、左辺の行列式がゼロでなければならない。

$$\begin{aligned} AN^4 - BN^2 + C &= 0, \\ A &= S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta, \\ B &= RL \sin^2 \theta + PS (1 + \cos^2 \theta), \\ C &= PRL. \end{aligned} \quad (2.20)$$

式(2.20)により波数  $\mathbf{k}$  と周波数  $\omega$  の関係(分散式)が表される。この分散式を満たすようにミリ波はプラズマ中を伝搬する。この式を次のように解くことで屈折率が得られる。

$$N_{0,x}^2 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}. \quad (2.21)$$

磁力線に対してほぼ垂直にミリ波を入射する場合( $\theta \sim \pi/2$ )に伝搬する波動について考える。式(2.20)は磁場垂直方向への伝搬の場合、

$$\begin{aligned} AN^4 - BN^2 + C &= 0, \\ A &= S, \\ B &= RL + PS, \\ C &= PRL, \end{aligned} \quad (2.22)$$

となる。この解は次のようになる。

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

$$N^2 = P, \quad N^2 = \frac{S^2 - D^2}{S}. \quad (2.23)$$

波動方程式(2.19)に $N^2 = P$ を代入すると、 $E_x=E_y=0$ ,  $E_z \neq 0$  となり静磁場と同じ方向のみに波動電場が存在する。これが正常波(O-mode)である。 $N^2 = (S^2 - D^2)/S$ の場合は磁場垂直方向への波動電場はゼロではない。これを異常波 X-mode と呼ぶ。

これらを用いて波動のカットオフについて考える。屈折率  $N$  がゼロ、つまり波動の位相速度が無限大になると波動は遮断される。式(2.23)より  $N=0$  を代入することでカットオフを求められる。

$$P = 0, \quad S - D = 0, \quad S + D = 0. \quad (2.24)$$

$P=N=0$  は O-mode のカットオフであり、波の周波数  $\omega$  がプラズマ周波数  $\omega_{pe}$  に等しくプラズマ遮断と呼ばれる。プラズマ周波数は電子密度に依存しており、O1-mode はプラズマ周波数が入射ミリ波の周波数と等しくなる電子密度よりも高い電子密度領域では伝搬できない。 $S \pm D = 0$ の条件に(2.13),(2.14),(2.16),(2.17)を代入することにより、X-mode でのカットオフ周波数は、

$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 \pm \frac{\omega_c}{\omega}. \quad (2.25)$$

と表せる。式(2.25)において+の場合を左回り遮断周波数 $\omega_L$ (L-hand カットオフ)、-の場合を右回り遮断周波数 $\omega_R$ (R-hand カットオフ)と呼ばれ、それぞれ次式で表される。次式では $\pm\omega_c$ の符号が+である場合は $\omega_R$ を-である場合は $\omega_L$ を示している。通常は遮断領域に達した波は反射される。

$$\omega = \frac{\pm\omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_{pe}^2)^{\frac{1}{2}}}{2} \equiv \begin{cases} \omega_R & (+) \\ \omega_L & (-) \end{cases}. \quad (2.26)$$

屈折率  $N$  が無限大、つまり波動の位相速度がゼロとなると波動とプラズマの振動は共鳴する。式(2.23)へ  $N=\infty$ を代入することで共鳴周波数を求められる。

$$S = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_c^2} = 0. \quad (2.27)$$

したがって、共鳴周波数 $\omega_{UH}$ は次式のようになる。

$$\omega_{UH}^2 = \omega_c^2 + \omega_{pe}^2. \quad (2.28)$$

この共鳴周波数 $\omega_{UH}$ を高域混成共鳴周波数という。図 2-1 は波動の伝搬可能領域を示す CMA 図と呼ばれる図である。縦軸は規格化された磁場強度の 2 乗で、横軸が規格化された密度の 2 乗を示している。図に示す通り O-mode はプラズマ周波数より高い電子密度領域では伝搬しない。ハッチ部は X-mode が伝搬できない領域である。X-mode の電磁波が反射を利用せずにサイクロトロン共鳴層まで伝搬するためには、図に示す通り大きく 2 通りある。一つは高磁場側から高域混成共鳴層と左回り遮断層(L-カットオフ)に入らない条件で入射することである。もう一つは低磁場

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

側から高調波サイクロトロン共鳴を狙い右回り遮断層(R-カットオフ)に入らない条件で入射する方法である。X-mode ECRH 時のカットオフ密度  $n_{R,cut}$  は式(2.25)に  $\omega_{pe}^2 = nq^2/(\epsilon_0 m)$ ,  $\omega_c = qB/m$ を代入することで求められる。

$$n_{R,cut} = \frac{\epsilon_0 m}{q^2} \left( \omega^2 - \frac{qB}{m} \omega \right). \quad (2.29)$$

本実験で使用した ECRH の周波数は 77GHz 及び 154GHz である。加熱位置での磁場強度は 1.375T または 2.75T となる。77GHz ECRH では磁場強度により第2高調波 X-mode(X2-mode)と基本波 O-mode(O1-mode)が使用され、この時のカットオフ密度はそれぞれ  $3.7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ ,  $7.4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  となり、これ以上の密度ではミリ波は加熱位置まで到達できない。同様に 2.75T において 154GHz ECRH については O1-mode が使用され、カットオフ密度は  $14.7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  である。以降の章で記した実験ではカットオフ密度の領域に入らない電子密度領域で実験を行っている。

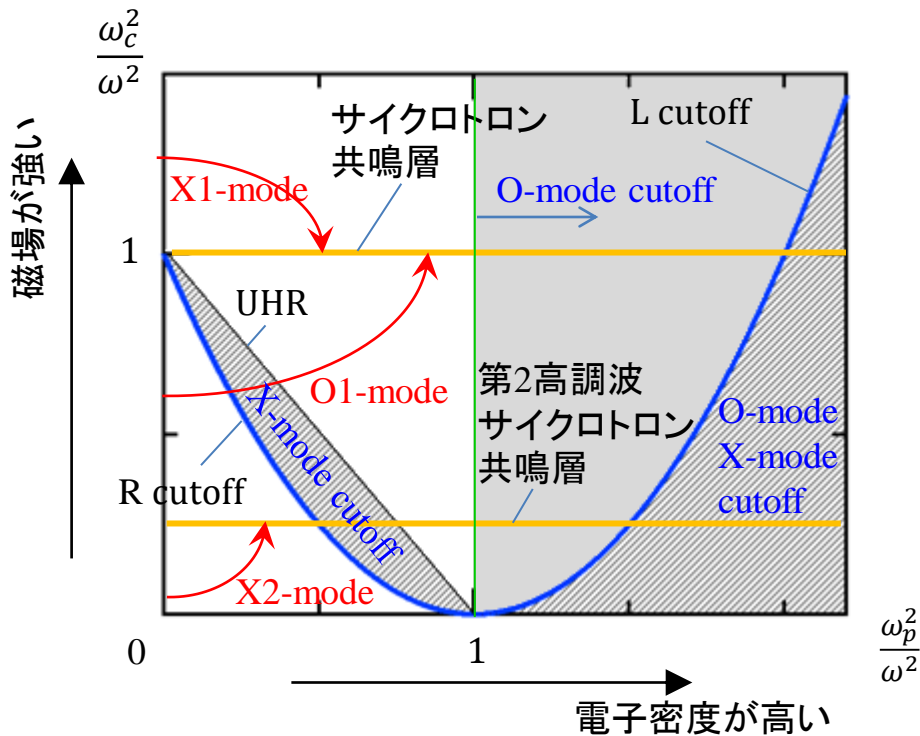


図 2-1 CMA 図。O-mode と X-mode のカットオフ領域を磁場・密度空間で描いたものである。高磁場側から入射した X1-mode と、低磁場側から入射した X2-mode, O1-mode の軌跡の概念図も記した。

## 2.1.2 Hot プラズマでの電子サイクロトロン共鳴加熱理論

共鳴層近傍ではプラズマ粒子の熱運動と波動の相互作用が強いため、粒子の熱運動を考慮して波の伝搬及び吸収を考える必要がある。波の伝搬及び吸収を計算するためには、Cold プラズマの場合と同様にプラズマの誘電率テンソルを求め波動方程式を解く必要がある。Cold プラズマでは、マクスウェル方程式から波動方程式(2.7)を導き出し、電子を温度ゼロの流体として運動方程式を解くことで電子の速度を得て、速度から電流を計算し誘電率テンソルを求めていた。Hot プラズマでは粒子の熱運動を考慮するため、粒子種  $a$  の運動方程式と同等のものは速度分布関数  $f_a$  を用いて次式のように表される。

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v}_a \cdot \nabla_r f_a + \frac{q_a}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_a \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_v f_a = 0. \quad (2.30)$$

ここで、プラズマが十分高温または低密度である場合は衝突項が十分小さいため、上式は衝突項を無視しておりブラソフ方程式と呼ばれる。一次の微小変動成分は次のようになる。

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla_r f_1 + \frac{q}{m} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_1) \cdot \nabla_v f_0 + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_v f_1 = 0. \quad (2.31)$$

本式を解くことにより速度分布関数の摂動成分  $f_1$  を求め、次式に代入することで、電流  $\mathbf{J}$  を得る。

$$\mathbf{J} = q \int \mathbf{v} f_1 d^3v \quad (2.32)$$

電流  $\mathbf{J}$  を式(2.11)に代入することにより、Hot プラズマでの誘電テンソルが得られる。ここでは、上式の詳細な解き方は参考文献[2.2]に委ね、Hot プラズマにおける誘電テンソルの各成分を以下に示す[2.1]。下記の誘電テンソルは、静磁場の向きを  $z$  方向としており、空間的に磁場及び電子密度が一様であること、プラズマ粒子の速度分布関数が 0 次的にマクスウェル速度分布であることを仮定している場合の値である。

$$\begin{aligned} K_{xx} &= 1 + \sum_a \left( \frac{i\sqrt{\pi}\omega_{pa}^2 z_0}{\omega^2 \mu_a} e^{-\mu_a} \sum_{l=-\infty}^{\infty} l^2 I_l(\mu_a) w(z_l) \right), \\ K_{xy} &= -K_{yx} \\ &= \sum_a \left( \frac{\sqrt{\pi}\varepsilon_a \omega_{pa}^2 z_0}{\omega^2} e^{-\mu_a} \sum_{l=-\infty}^{\infty} l(l - l') w(z_l) \right), \\ K_{xz} &= K_{zx} \end{aligned} \quad (2.33)$$



$$\begin{aligned}
 &= \sum_a \left( \frac{i\sqrt{2\pi}\omega_{pa}^2 z_0}{\omega^2 \sqrt{\mu_a}} e^{-\mu_a} \sum_{l=-\infty}^{\infty} l I_l z_l w(z_l) \right), \\
 \mathbf{K}_{yy} &= 1 + \sum_a \left( \frac{i\sqrt{\pi}\omega_{pa}^2 z_0}{\omega^2} e^{-\mu_a} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left[ \left( \frac{l^2}{\mu_a} + 2\mu_a \right) I_l - 2\mu_a I_l' \right] w(z_l) \right), \\
 \mathbf{K}_{yz} &= -\mathbf{K}_{zy} \\
 &= \sum_a \left( \frac{\sqrt{2\pi}\varepsilon_a \omega_{pa}^2 z_0 \sqrt{\mu_a}}{\omega^2} e^{-\mu_a} \sum_{l=-\infty}^{\infty} (I_l - I_l') z_l w(z_l) \right), \\
 \mathbf{K}_{zz} &= 1 + \sum_a \left[ \frac{2\omega_{pa}^2}{\omega^2} \left( z_0^2 + i\sqrt{\pi} z_0 e^{-\mu_a} \sum_{l=-\infty}^{\infty} z_l^2 I_l w(z_l) \right) \right].
 \end{aligned}$$

ここで,

$$\begin{aligned}
 \mu_a &= \frac{k_x^2 v_{ta}^2}{2\omega_{ca}^2}, \quad z_l = \frac{\omega - l\omega_{ca}}{k_z v_{ta}}, \quad v_{ta} = \left( \frac{2T_a}{m_a} \right)^{\frac{1}{2}}, \\
 \omega_{ca} &= \frac{|q_a|B}{m_a}, \quad \varepsilon_a = \frac{q_a}{|q_a|}, \quad \omega_{pa}^2 = \frac{n_a q_a^2}{m_a \varepsilon_0},
 \end{aligned} \tag{2.34}$$

$$I_l(\mu_a) = \left( \frac{\mu_a}{2} \right)^l \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left( \frac{\mu_a}{2} \right)^{2n}}{n! \Gamma(l+n+1)}, \quad w(z) = \frac{1}{i\pi} \int_s \frac{\exp(-x^2)}{x-z},$$

である。 $\mu_a^{1/2}$ は粒子  $a$  のラーモア半径と磁場に垂直方向の波長の比であり、有限ラーモア半径効果の指標になる値である。 $I_l(\mu_a)$ は第 1 種変形ベッセル関数である。 $w(z)$ は波動とプラズマ粒子との相互作用を表す関数である。

以上のように得られた誘電率テンソルを波動方程式(2.7)に代入し、Cold プラズマの時と同様に行列式をとることで分散式が求まり、Hot プラズマでの波の伝搬を明らかにすることができる。

### 2.1.3 波動の伝搬及び吸収

ここまでは、プラズマの諸パラメータが空間均一である仮定のもとで誘電率テンソルを求めてきた。実際のプラズマでは波動伝搬及び吸収に影響を与える密度や磁場などは不均一である。

プラズマの密度や磁場などのパラメータ  $F$  の変化が緩やかである場合を考える。

$$\frac{\nabla F}{F} \ll \lambda. \quad (2.35)$$

上式を満たす場合、波動の1波長 $\lambda$ 内でほとんどプラズマパラメータが均一であると近似でき、各位置において前節までに述べた誘電率テンソルなどを用いることができる。このように、波動伝搬を幾何光学的に扱うことができる。波動伝搬を考える場合、位置 $\mathbf{r}$ にある波束中心の波数 $\mathbf{k}$ と周波数 $\omega$ の関係を表した分散式 $D$ が重要となる。式(2.20)のような分散式 $D$ は一般的に誘電率テンソル $\mathbf{K}$ を用いて次式のように書ける。

$$D(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{r}) = \begin{vmatrix} K_{xx} - N_z^2 & K_{xy} & K_{xz} + N_x N_z \\ K_{yx} & K_{yy} - N_z^2 & K_{yz} \\ K_{zx} + N_x N_z & K_{zy} & K_{zz} - N_z^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (2.36)$$

ここで分散式 $D$ が $\mathbf{k}, \omega$ だけでなく位置 $\mathbf{r}$ の関数になっているのは、密度や磁場などのパラメータが $\mathbf{r}$ の関数となっているためである。式(2.36)で位置を固定して、波数 $\mathbf{k}$ で微分すると次式のようになる。

$$\frac{\partial D}{\partial \mathbf{k}} + \frac{\partial D}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = 0. \quad (2.37)$$

上式より波動の伝搬方向を示す群速度が次式のように表される。

$$\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = \frac{\partial D / \partial \mathbf{k}}{\partial D / \partial \omega}. \quad (2.38)$$

また、分散式をテイラー展開すると次式になる。

$$\frac{\partial D}{\partial \mathbf{k}} \delta \mathbf{k} + \frac{\partial D}{\partial \omega} \delta \omega = 0. \quad (2.39)$$

この式を $\delta t$ で割ると波数の時間変化が次式により表させる。

$$\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial t} = - \frac{(\partial D / \partial \mathbf{r}) \cdot (\partial \mathbf{r} / \partial t)}{\partial D / \partial \mathbf{k}} = - \frac{\partial D / \partial \mathbf{r}}{\partial D / \partial \omega}. \quad (2.40)$$

式(2.38),(2.40)を用いて、波動の軌跡に沿って逐一各位置で群速度と波数を解くことにより波動の伝搬した軌跡を求めることができる。これをレイトレースと呼ぶ。

プラズマに吸収される波動のパワー $P$ は波の軌跡 $\mathbf{r}$ に沿った位置において波数 $\mathbf{k} = \mathbf{k}_r + \mathbf{k}_i$ の虚部 $k_i$ を用いて次式のように表すことができる。

$$P = P_0(1 - e^{-\tau_{\text{op}}}) = P_0 \left( 1 - \exp \left[ - \int_0^r 2k_i d\mathbf{r} \right] \right). \quad (2.41)$$

ここで、 $\tau_{\text{op}}$ は光学的厚さと呼ばれる。上式により波動の伝搬及び吸収を求めることができる。ただし、遮断領域に近づき波動の波長が短くなっている場合には、式(2.35)の仮定が崩れるため誤差が格段に大きくなるため、波動方程式を解く必要がある。この方法では波動に沿った各位置において波数の虚部を分散式から難解な計算をしなければならない。誘電率テンソルをエルミート行列成分と反エルミート行列成分に分けて考えることで簡潔に吸収パワーを見積もることができる方法がある。任意

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

の行列は次式のように，エルミート行列と反エルミート行列の和で書き表される。

$$\begin{aligned} \mathbf{K} &= \mathbf{K}_H + i\mathbf{K}_A, \\ \mathbf{K}_H &= (\mathbf{K} + \mathbf{K}^{\text{T}*})/2, \\ \mathbf{K}_A &= (\mathbf{K} - \mathbf{K}^{\text{T}*})/(2i). \end{aligned} \quad (2.42)$$

ここで，エルミート行列とは転置行列の複素共役が元の行列と同じになるものであり，反エルミート行列とは転置行列の複素共役は元の行列に $(-1)$ を乗じたものとなる行列のことである。式(2.42)の第1式，第1項目がエルミート行列であり，第2項目が反エルミート行列である。次式で定義される吸収係数  $p_{ab}$  は誘電率テンソルのエルミート行列成分と反エルミート行列成分を用いて，式のように表すことができる。

$$\tau_{\text{op}} \equiv \int p_{ab} \, dr, \quad (2.43)$$

$$p_{ab} = \frac{\frac{\varepsilon_0}{2} \omega \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{K}_A \cdot \mathbf{E}}{\frac{1}{4} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}) - \frac{\omega \varepsilon_0}{4} \frac{\partial (K_H)_{ab}}{\partial \mathbf{k}} E_a^* E_b}. \quad (2.44)$$

垂直入射時と斜め入射時における O-mode と X-mode の吸収係数と光学的厚さは，参考文献[2.6]により Hot プラズマでの誘電率テンソルと上式を用いて解かれている。その光学的厚さの式を以下に示す。

### 垂直入射時

X-mode 基本波：

$$\tau_{X1} \sim \begin{cases} \pi^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \frac{L_B}{\lambda_0} & \left(\text{for } \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 < 2 \left(\frac{v_t}{c}\right)^2\right), \\ 5\sqrt{2}\pi^2 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_c^2}\right)^{\frac{3}{2}} \langle B(z_l) \rangle \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{v_t}{c}\right)^4 \frac{L_B}{\lambda_0} & \left(\text{for } \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 > 2 \left(\frac{v_t}{c}\right)^2\right). \end{cases} \quad (2.45)$$

X-mode 第  $n$  次高調波：

$$\tau_{Xn} = \frac{\pi^2 n^{2(n-1)}}{2^{n-1} (n-1)!} N_{\perp}^{(2n-3)} \left(1 + \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2}{n \left[n^2 - 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2\right]}\right)^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{v_t}{c}\right)^{2(n-1)} \frac{L_B}{\lambda_0}. \quad (2.46)$$

O-mode 基本波：

$$\tau_{O1} \sim \frac{\pi^2 n^{2(n-1)}}{2^{n-1} (n-1)!} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{n^2 \omega_c^2}\right)^{n-\frac{1}{2}} \langle D_n \rangle \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{v_t}{c}\right)^{2n} \frac{L_B}{\lambda_0}. \quad (2.47)$$

O-mode 第  $n$  次高調波：

$$\tau_{0n} = \frac{\pi^2 n^{2(n-1)}}{2^{n-1}(n-1)!} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{n^2 \omega_c^2}\right)^{n-\frac{1}{2}} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{v_t}{c}\right)^{2n} \frac{L_B}{\lambda_0}. \quad (2.48)$$

斜め入射時

X-mode 基本波 :

$$\tau_{X1} = \pi^2 N_X^5 \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}\right)^2 \left(\frac{\omega_c}{\omega_p}\right)^2 \left(\frac{v_t}{c}\right)^2 \cos^2 \theta \frac{L_B}{\lambda_0}. \quad (2.49)$$

O-mode 基本波 :

$$\tau_{O1} = \pi^2 N_O \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{v_t}{c}\right)^2 \frac{(1 + 2 \cos^2 \theta)^2 \sin^4 \theta L_B}{(1 + \cos^2 \theta)^3 \lambda_0}. \quad (2.50)$$

X-mode, O-mode 第  $n$  次高調波(両モード同じ式で表される。)

$$\tau_{OXn} = \frac{\pi^2 n^{2(n-1)}}{2^{n-1}(n-1)!} \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \left(\frac{v_t}{c}\right)^{2(n-1)} (\sin \theta)^{2(n-1)} (1 + \cos^2 \theta) \mu_n^{(O,X)}(\theta) \frac{L_B}{\lambda_0}. \quad (2.51)$$

ここで,

$$\mu_n^{(O,X)}(\theta) \equiv \frac{N_{O,X}^{2n-3} (n-1)^2 \left(1 - \frac{n+1}{n} f_{O,Xn}\right)^2}{(1 + \cos^2 \theta) \left[ (a_n^2 + b_n^2)^{\frac{1}{2}} \right]_{N=N_{O,X}}},$$

$$f_{O,Xn} = \frac{2 \left[ n^2 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \right]}{2 \left[ n^2 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \right] - \left[ \sin^2 \theta \mp \left( \sin^4 \theta + \frac{4}{n^2} \left\{ n^2 - \left(\frac{\omega_p}{\omega_c}\right)^2 \right\}^2 \cos^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} \right]}, \quad (2.52)$$

$$a_n^2 \equiv \left[ 1 + \frac{\left[ 1 - \left(\frac{\omega_p}{n\omega_c}\right)^2 \right] N^2 \cos^2 \theta}{\left[ 1 - \left(\frac{\omega_p}{n\omega_c}\right)^2 - N^2 \sin^2 \theta \right]^2} \times n^2 \left( 1 - \frac{n^2-1}{n^2} f_{O,Xn} \right)^2 \right]^2 \sin^2 \theta,$$

$$b_n^2 \equiv \left[ 1 + \frac{1 - \left(\frac{\omega_p}{n\omega_c}\right)^2}{\left[ 1 - \left(\frac{\omega_p}{n\omega_c}\right)^2 - N^2 \sin^2 \theta \right]^2} \times n^2 \left( 1 - \frac{n^2-1}{n^2} f_{O,Xn} \right)^2 \right]^2 \cos^2 \theta,$$

$L_B \equiv B_0/|dB_0/ds|$  は磁場の特性長,  $\lambda_0$  は真空中での波長である。

以上により加熱吸収パワーを求めることが可能である[2.7]。図 2-2 に LHD における 77GHz ECRH の光学的厚さの電子密度依存性について計算されたものを示す。X

モードの基本波以外では磁力線に対して垂直に電磁波を入射したほうが光学的に厚い。X1-mode は 2.1.1 節で述べたとおり，低磁場側から入射するとカットオフ層の存在により共鳴層に辿り着くことはできない。そのため，高磁場側から入射することになるが装置の制限上に高磁場側から電磁波を入射することは困難である。また，一般的にサイクロトロン周波数の高調波と共鳴させ加熱させる場合，高調波の次数が大きくなるほど加熱吸収効率は低くなる。そのため，LHD においては ECRH のために主に X2-mode または O1-mode を用いることが多い。

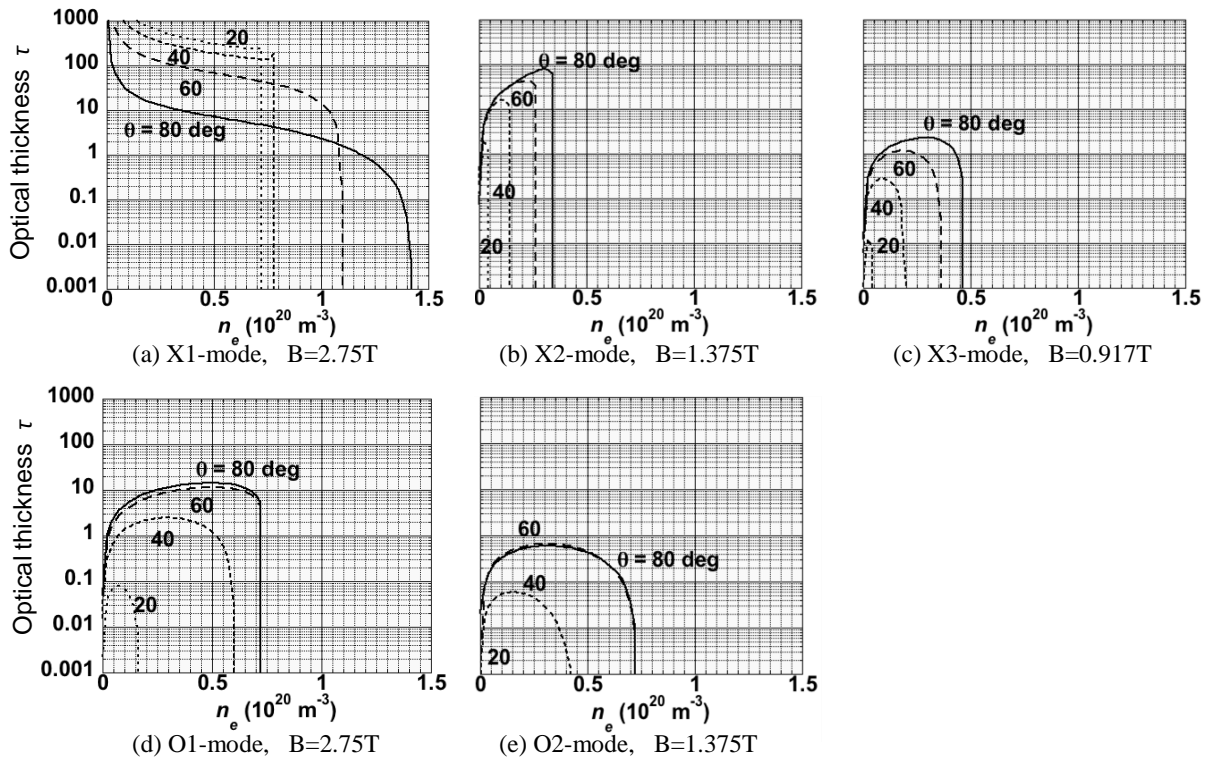


図 2-2 77GHz ECRH に対する光学的厚さの電子密度依存性。X-mode の(a)基本波，(b)第 2 高調波，(c)第 3 高調波と O-mode の(d)基本波，(e)第 2 高調波について示す。それぞれ磁場方向に対して 20°, 40°, 60°, 80°入射時の値を示している。電子温度を 5keV としている[2.8]。

### 2.1.4 プラズマ境界におけるミリ波と O-mode, X-mode のモード結合

ここまで O-mode もしくは X-mode が 100% の場合について扱ってきた。O, X-mode はともにプラズマ中における波動のモードである。実際に，ECRH のために使用するためには真空中からプラズマへミリ波を入射する必要がある。ミリ波は入射時にプラズマと真空の境界で O, X-mode のどちらかとなり，磁気シアが大きくない場合プラズマ中ではそのままのモードで分離したまま伝搬する。以下では O, X-mode と

なるようミリ波入射するための偏波条件について述べる。

波数方向を  $xz$  平面上になるよう  $x$  軸を取る。分散式を表している式(2.19)の 2,3 行目から次式のように波動電場が求められる。

$$\rho_{\text{rot}} = \frac{iE_x}{E_y} = \frac{N^2 - S}{D}, \quad (2.53)$$

$$\frac{E_x}{E_z} = \frac{N_{0,x}^2 \sin^2 \theta - P}{N_{0,x}^2 \sin \theta \cos \theta}. \quad (2.54)$$

上式に式(2.21)で得られた O-mode または X-mode の屈折率や電子密度、磁場を代入することにより、波動電場の各成分が求められる。式(2.53)の  $\rho_{\text{rot}}$  が 1 である場合は右回り円偏波、-1 の場合は左回り円偏波、0 または  $\infty$  の場合は線偏波、その他の場合は楕円偏波となる。

真空中ではプラズマ中とは異なり、波数方向に波動電場は存在しない。そこで、波数方向を基準とした座標系を定義する。波数方向に  $z_v$  軸を取り、先程の磁場方向を基準にした座標系における  $y_v$  軸をそのまま  $y_v$  軸とし、その両方に垂直な方向に  $x_v$  軸を取る。その座標系における電場( $E_{xv}$ ,  $E_{yv}$ ,  $E_{zv}$ )は次式により表される。

$$\begin{cases} E_{xv} = E_x \cos \theta - E_z \sin \theta \\ E_{yv} = E_y \\ E_{zv} = E_x \sin \theta + E_z \cos \theta. \end{cases} \quad (2.55)$$

以上の式(2.53)~(2.55)と(2.21)を用いて、プラズマ中で O-mode, X-mode になるような真空中における入射ミリ波の偏波特性を求めることができ、次式のようになる。

$$\begin{aligned} \rho_{\text{rot},v} &= \frac{iE_{xv}}{E_{yv}} = \frac{i(E_x \cos \theta - E_z \sin \theta)}{E_y} \\ &= \frac{N_{0,x}^2 - S}{D} \left( \cos \theta - \frac{N_{0,x}^2 \sin^2 \theta \cos \theta}{N_{0,x}^2 \sin^2 \theta - P} \cdot \sin \theta \right). \end{aligned} \quad (2.56)$$

図 2-3 は純粋な O-mode もしくは X-mode で入射するための偏波特性の入射角依存性である。磁場に対してミリ波を垂直入射する場合は、 $iE_x/E_y$  を O-mode, X-mode それぞれ  $\infty$  と 0 にする必要がある。つまり、垂直入射時は線偏波でミリ波を入射する必要がある。磁場に対して斜め入射する場合は楕円偏波で入射する必要があり、平行入射に近づくほど  $iE_x/E_y$  の絶対値は 1 となり円偏波になる。斜め入射時は O-mode と X-mode で円偏波の回転方向は反対回りである。垂直入射に近い場合、入射角の僅かな違いにより、最適な偏波状態が大きく変わる。ECRH の加熱効率を最大にするためには入射ミリ波の偏波を最適な状態にして入射することが重要である。

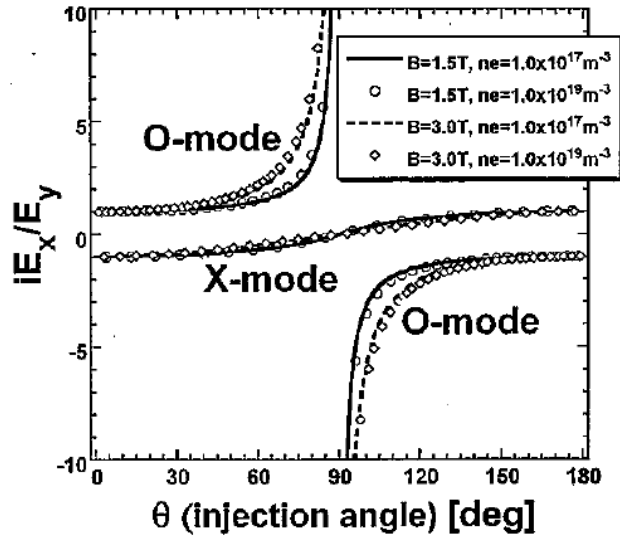


図2-3 O-modeもしくはX-modeを純度100%で入射するための偏波に対する入射角依存性[2.5]。

以上により、純粋な O-mode または X-mode で入射するための条件について述べた。以下では、任意の偏波状態のミリ波がプラズマ中に入射された場合に、O-mode と X-mode の割合がどうなるかについて説明する[2.9]。直交座標系において、磁場を  $z$  方向として波数方向を  $x, y, z$  軸とそれぞれ  $\alpha, \beta, \theta$  の角度を持った方向とすると、波動方程式(2.7)と Cold プラズマの誘電率テンソルの式(2.12)から次式のように波動方程式は次のようになる。

$$\begin{pmatrix} S - N^2 \sin^2 \alpha & -iD + N^2 \cos \alpha \sin \beta & N^2 \cos \alpha \cos \theta \\ iD + N^2 \cos \alpha \cos \beta & S - N^2 \sin^2 \beta & N^2 \cos \beta \cos \theta \\ N^2 \cos \alpha \cos \theta & N^2 \cos \beta \cos \theta & P - N^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \quad (2.57)$$

この式が意味を持つ解を持つために、左辺の行列の行列式はゼロになるため、屈折率は次式のようにになる。

$$N_{O,X} = \frac{RL \sin^2 \theta + PS(1 + \cos^2 \theta) \pm \sqrt{F}}{2(P \cos^2 \theta + S \sin^2 \theta)}, \quad (2.58)$$

$$F = [RL \sin^2 \theta + PS(1 + \cos^2 \theta)]^2 - 4PRL(P \cos \theta + S \sin^2 \theta).$$

また、式(2.57)を用いて式(2.53)と同様に波動電場の振幅比が求まる。

$$s_{pyz} = \frac{E_y}{E_z} = \frac{(N^2 \sin^2 \theta - P)[iD \cos \alpha + (N^2 - S) \cos \beta]}{(N^2 - S)N^2 \cos \theta \sin^2 \theta}, \quad (2.59)$$

$$s_{pxz} = \frac{E_x}{E_z} = \frac{(N^2 \sin^2 \theta - P)[(N^2 - S) \cos \alpha - iD \cos \beta]}{(N^2 - S)N^2 \cos \theta \sin^2 \theta}. \quad (2.60)$$

これらの式とプラズマ表面における接線方向への電場の連続性とポインティングベクトルを用いて、O-mode と X-mode の割合を評価する。磁力線垂直方向に比べ磁力線方向  $z$  には電子密度は均一であるためプラズマ境界面を  $x=0$  の平面とし、波動電

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

場を波数ベクトルに垂直な2方向の電場  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$  で表す。 $\mathbf{E}_1$  は  $xz$  平面で且つ波数ベクトルに垂直なベクトルとし、 $\mathbf{E}_2$  は波数ベクトルと  $\mathbf{E}_1$  の両方に垂直なベクトルとする。電場  $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$  の各成分は次のように表される。

$$\mathbf{E}_1 = \left( -|\mathbf{E}_1| \frac{\cos \theta}{\sin \beta}, 0, |\mathbf{E}_1| \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} \right), \quad (2.61)$$

$$\mathbf{E}_2 = \left( |\mathbf{E}_2| \frac{\cos \theta}{\tan \beta}, -|\mathbf{E}_2| \sin \beta, |\mathbf{E}_2| \frac{\cos \theta}{\tan \beta} \right). \quad (2.62)$$

O-mode, X-mode の波動電場をそれぞれ  $(E_{x0}, E_{y0}, E_{z0})$ ,  $(E_{xx}, E_{yx}, E_{zx})$  とすると、プラズマと真空の境界面 ( $x=0$ ) における境界面との接線方向 ( $y, z$  方向) には電場は次式のように連続性を持つ。

$$-|\mathbf{E}_2| \sin \beta = E_{y0} + E_{yx}, \quad (2.63)$$

$$|\mathbf{E}_1| \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} + |\mathbf{E}_2| \frac{\cos \theta}{\tan \beta} = E_{z0} + E_{zx}. \quad (2.64)$$

この式を  $(E_{z0}, E_{zx})$  について解くと次式のようになる。

$$\begin{pmatrix} E_{z0} \\ E_{zx} \end{pmatrix} = \frac{1}{s_{pyz,0} - s_{pyz,x}} \begin{pmatrix} -\frac{\cos \alpha}{\sin \beta} s_{pyz,x} & -\sin \beta - s_{pyz,x} \frac{\cos \theta}{\tan \beta} \\ \frac{\cos \alpha}{\sin \beta} s_{pyz,0} & \sin \beta + s_{pyz,0} \frac{\cos \theta}{\tan \beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\mathbf{E}_1| \\ |\mathbf{E}_2| \end{pmatrix}. \quad (2.65)$$

ここで、 $s_{pyz,0}, s_{pyz,x}$  はそれぞれ O-mode, X-mode に対して式(2.59)を計算した値である。 $s_{pyz,0}, s_{pyz,x}$  を求める際に、O-mode, X-mode では波数ベクトルの向きが真空と異なるため、波数ベクトルの向きを表す角度  $\alpha, \beta, \theta$  は次式のようにスネルの法則を用いて計算する必要がある。

$$\begin{aligned} \alpha_{0,x} &= \sin^{-1} \left( \frac{\sin \alpha}{N_{0,x}} \right), \\ \beta_{0,x} &= \cos^{-1} \left( \frac{\cos \beta}{N_{0,x}} \right), \\ \theta_{0,x} &= \cos^{-1} \left( \frac{\cos \theta}{N_{0,x}} \right). \end{aligned} \quad (2.66)$$

以上により、O-mode, X-mode の電場が得られ、ポインティングベクトルを求めることで、O-mode と X-mode の割合を評価する。ポインティングベクトルは次のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{0,x} &= \text{Re}[\mathbf{E}_{0,x} \times \mathbf{H}_{0,x}^*] = \text{Re}[\mathbf{E}_{0,x} \times (\mathbf{N}_{0,x} \times \mathbf{E}_{0,x}) / Z_0] \\ &= \text{Re}[(\mathbf{E}_{0,x} \cdot \mathbf{E}_{0,x}^*) \mathbf{N}_{0,x} \times (\mathbf{N}_{0,x} \times \mathbf{E}_{0,x})] / Z_0 \end{aligned} \quad (2.67)$$

ここで、 $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$  は真空の波動インピーダンスである。これを解くと次式になる [2.9]。



$$\mathbf{S}_{O,X} = \frac{n_{O,X} \cdot |E_{zO,X}|^2}{Z_0} \left[ (e_{O,X}^2 - g_{O,X})(\cos\alpha_{O,X}\hat{x} + \cos\beta_{O,X}\hat{y}) + \left( e_{O,X}^2 - \frac{n_{O,X}^2 - P}{n_{O,X}^2 \cos^2 \theta_{O,X}} \right) \cos\theta\hat{z} \right], \quad (2.68)$$

$$e_{O,X}^2 = s_{pxz,OX} \cdot s_{pxz,OX}^* + s_{pyz,OX} \cdot s_{pyz,OX}^* + 1,$$

$$g_{O,X} = \frac{4(n_{O,X}^2 - P)(n_{O,X}^2 \sin^2 \theta - P)}{n_{O,X}^4 \sin^2 2\theta}.$$

プラズマパラメータ及び偏波パラメータが分かれば式(2.68)を用いて O-mode, X-mode それぞれのポインティングベクトル $\mathbf{S}_O$ ,  $\mathbf{S}_X$ を計算することができる。以上から, プラズマ中における O-mode, X-mode のエネルギーの割合はそれぞれ  $S_O/(S_O+S_X)$ ,  $S_X/(S_O+S_X)$  となって求められる。

上述に基づき, プラズマ表面及び磁力線に垂直にミリ波を入射した例が参考文献[2.5]により計算されている。図 2-4 は様々なミリ波の入射角における O-mode, X-mode の純度の偏波依存性を示している。ここでは簡略化のため, プラズマと真空の境界では電子密度が低く, ミリ波の波長も短いため波数方向が変化していないと仮定している。偏向角 $\alpha$ はミリ波の電場の参照軸 $X$ と楕円の長軸がなす角であり, 楕円率 $\beta$ は楕円の長軸と短軸の大きさの比を表している。図 2-4 を見ると, 偏向角 $\alpha$ 及び楕円率 $\beta$ により O-mode の純度は大きく異なり, 入射角によっても純度は変化する。また, 入射角が変わると最も純度が高い楕円率 $\beta$ の値が変化することが分かる。このように, O, X-mode の純度の制御, ひいては加熱の最適化のためには偏波を適切な状態にして入射することが極めて重要である。

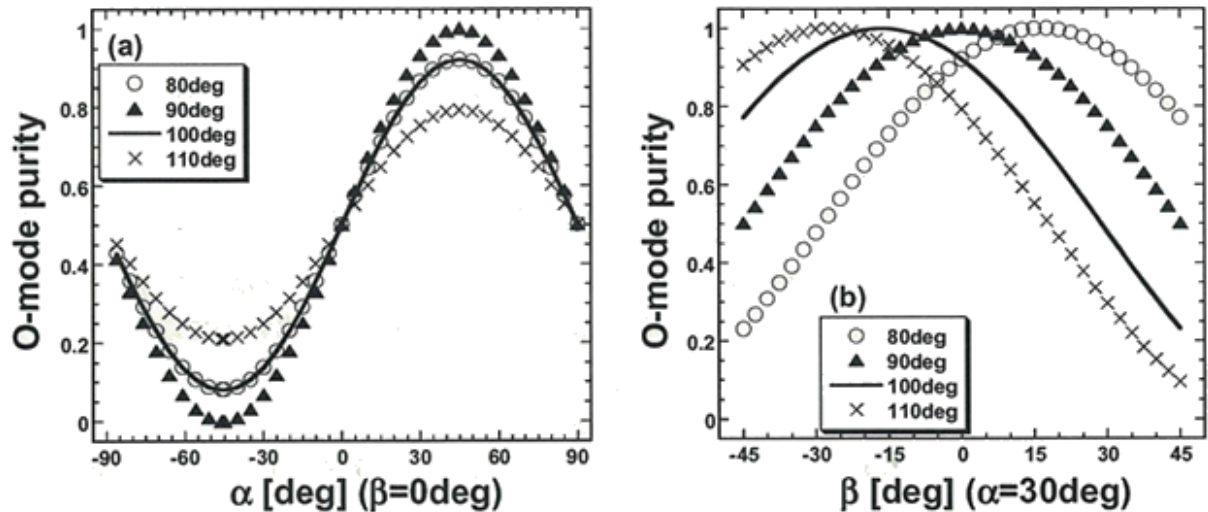


図 2-4 様々な入射角における O-mode の純度の(a)偏向角 $\alpha$ 依存性, (b)楕円率 $\beta$ 依存性。磁場に対して 80°, 90°, 100°, 110°の場合について示している[2.5]。

## 2.2 電子サイクロトロン共鳴加熱時の熱及び粒子輸送

トーラス型装置における核融合プラズマの熱及び粒子輸送は大別して新古典輸送と異常輸送に分けられる。トーラスプラズマにおける粒子軌道とクーロン衝突だけによって決まる輸送は新古典輸送と呼ばれ、その他の輸送は異常輸送と呼ばれる。異常輸送は電磁場の揺動などに起因していると考えられている。ここで、ECRH時に促進される熱及び粒子輸送の要因と考えられているものについて述べる。一つは温度上昇により閉じ込めが劣化し新古典輸送及び異常輸送が増大することである。そして、もう一つはECRHにより電子が磁場垂直方向へ加速され、磁場リップルに捕捉される電子が増加することに起因のものである。本節ではECRHで特徴的であると思われる捕捉粒子増加が要因であるものの理論に重きを置き説明を行う。ECRHによる捕捉粒子増加の効果は新古典輸送理論の拡張、または一部ともいうことができる。そのため、まず参考文献[2.10-11]などに基づいて新古典輸送について述べる。その後、捕捉粒子増加と関連したECRHによる粒子輸送について単粒子理論を用いて説明する。そして、最後に電磁場揺動などに起因した不安定性に基づく粒子輸送及びジャイロボーム拡散について述べる。

### 2.2.1 ECRH 時における捕捉粒子増加に起因する粒子輸送

#### 2.2.1.1 トーラス型における磁場リップルへの捕捉粒子

粒子の拡散の基本としてランダムウォークと呼ばれる次のような現象がある。集団的な粒子が存在するときに各粒子が $\tau_t$ 秒毎にある距離 $\Delta$ だけ無作為に動いたと仮定する。すると、時間 $t$ 秒が経過すると移動方向が全方向等確率である場合は集団的な粒子の平均位置は変化しないが、初期位置からの平均距離 $\langle |x(t)| \rangle$ は次式のようにゼロにはならず、粒子団は拡散することになる。

$$\langle x(t)^2 \rangle \sim \frac{\Delta^2}{\tau_t} = \nu_t \Delta^2. \quad (2.69)$$

$\nu_t$ は粒子が $\Delta$ だけ動く周波数で $\nu_t = 1/\tau_t$ である。上式からランダムウォークにおいてはステップ幅と呼ばれる $\Delta$ と、 $\Delta$ 動く周波数 $\nu_t$ によって拡散の度合いが決まる。

クーロン衝突による輸送を考える際には無衝突粒子軌道と実効衝突周波数が基礎となる。トーラス磁場に閉じ込められた粒子は無衝突では磁気モーメント $\mu$ と縦の断熱量 $J$ が保存され、粒子は閉じた軌道を描く。軌道を描き切れる衝突周波数では、この軌道面と磁気面のずれ $\Delta$ が上記ランダムウォークで述べた拡散のステップ幅に相当する。トーラス型磁場核融合装置では磁力線を辿っていくと閉じた面を描き、これを磁気面と呼ぶ。そして、実効衝突周波数 $\nu_{\text{eff}}$ が上記ランダムウォークで述べた $\Delta$ だけ動く周波数 $\nu_t$ に相当する。実効衝突周波数とは後に述べる特徴的な軌道の種類が変化するほど粒子の速度成分が変化する周波数のことである。

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

まず磁場閉じ込め核融合装置での粒子軌道を考える上で不可欠となる磁場ミラーとドリフトについて述べる。非一様な磁場下では、磁場垂直方向成分に速く  $\cos\theta_i=v_{\parallel}/v$  で定義されるピッチ角  $\theta_v$  が  $\pi/2$  に近い粒子は磁場の弱いところに捕捉されるという特徴がある。トーラス型装置では、装置の形状がドーナツ形であることに起因してトーラス内側ほど磁場強度が強くなり、外側ほど弱くなっている。これをトーラス性(トロイディシティ)と呼ぶ。運動エネルギー  $K$ 、質量  $m$  の荷電粒子を考えると、磁気モーメントの定義  $\mu=(1/2mv_{\perp}^2)/B$  より、

$$K = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \frac{1}{2}mv_{\perp}^2 = \frac{1}{2}mv_{\parallel}^2 + \mu B, \quad (2.70)$$

となり、磁場平行方向成分の速度  $v_{\parallel}$  は、

$$v_{\parallel} = \pm \sqrt{\frac{2(K - \mu B)}{m}}, \quad (2.71)$$

と表せる。保存量である磁気モーメント  $\mu$  が小さく、 $\mu < K/B_{\max}$  となる場合は  $|v_{\parallel}| > 0$  となり磁力線に沿って移動するが、 $\mu \geq K/B_{\max}$  のときは磁場のリップル(強弱)を超えられず磁場強度の弱いところに捕捉される。これは磁力線上に閉じ込まれるという意味ではなく、磁場のリップルに捕まるという意味である。

磁場リップルに捕捉された荷電粒子はドリフトと呼ばれるサイクロトロン運動の中心位置の移動により、捕捉されない粒子とは異なった特徴的な運動をする。一様な磁場  $\mathbf{B}$  に垂直な電場  $\mathbf{E}$  が一様に加わる場合の単一荷電粒子に対する運動方程式は次式のように表される。 $\mathbf{v}$  は荷電粒子の速度、 $m$  は質量、 $q$  は電荷量である。

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.72)$$

ここで、

$$\mathbf{v} \equiv \mathbf{u} + \mathbf{u}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}, \quad \mathbf{u}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (2.73)$$

となる  $\mathbf{u}$ 、 $\mathbf{u}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  を導入する。これを用いて式(2.72)を書き変えると、

$$\begin{aligned} m \frac{d\mathbf{u}}{dt} &= q \left( \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{(\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{B^2} \right) \\ &= q \left( \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{(\mathbf{E} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B} - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{B})\mathbf{E}}{B^2} \right) \\ &= q(\mathbf{u} \times \mathbf{B}), \end{aligned} \quad (2.74)$$

となり、速度  $\mathbf{u}$  のサイクロトロン運動となる。左辺は  $\mathbf{u}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  の時間変化がゼロであるため  $\mathbf{u}$  の時間微分となっており、2行目は電場  $\mathbf{E}$  と磁場  $\mathbf{B}$  が垂直であるため、 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$  としている。式(2.73),(2.74)より荷電粒子の運動はサイクロトロン運動  $\mathbf{u}$  とドリフト運動  $\mathbf{u}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$  の和で表される。磁場と垂直な力  $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$  として式(2.73)に代入すると、

ドリフト運動をより一般化した形式(2.75)が得られる。

$$\mathbf{v}_f = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (2.75)$$

磁場が湾曲している場合、曲率半径  $R_c$  とすると遠心力  $\mathbf{F} = mv_{\parallel}^2 \mathbf{R}_c / R_c^2$  を受ける。また、幾何学的な関係から  $B^2 \mathbf{R}_c / R_c^2 = -(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}$  と表される。したがって、磁場湾曲によるドリフト  $\mathbf{v}_{\text{curv}}$  は次式のようにになる。

$$\mathbf{v}_{\text{curv}} = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB} \frac{\mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{R_c^2} = \frac{mv_{\parallel}^2}{q} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^3}. \quad (2.76)$$

磁場勾配がある場合は  $\mathbf{F} = -\nabla(\mu B)$  に相当する力を受け、式(2.75)と磁気モーメント  $\mu$  の定義から次式のようにドリフト  $\mathbf{v}_{\text{grad}}$  する。

$$\mathbf{v}_{\text{grad}} = \frac{mv_{\perp}^2}{2q} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^3}. \quad (2.77)$$

上記のように磁場  $\mathbf{B}$  の非一様性によって次式のようにドリフト  $\mathbf{v}_{\text{dr}}$  が生じる。ここで  $T$  は温度で、エネルギー単位である。

$$\mathbf{v}_{\text{dr}} = \left( mv_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} mv_{\perp}^2 \right) \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{qB^3} \sim \frac{T}{qR_0 B_0}. \quad (2.78)$$

荷電粒子に対する磁場ミラーとドリフトについてここまで述べてきた。次にこれらを用いてトーラス型の荷電粒子の軌道について説明する。トーラス型装置を表す各座標・パラメータを図 2-5 に示す。 $R$  を大半径方向、 $r$  を小半径方向(または径方向)、 $\phi$  をトロイダル方向、 $\theta$  をポロイダル方向と呼び、 $Z$  軸から  $O$  点までの距離  $R_0$  を主半径、 $a$  をプラズマ小半径、 $R_0/a$  をアスペクト比という。図 2-6 はトーラス断面での通過粒子とトロイディシティーによる捕捉粒子の軌道を示している。トーラス型装置ではトロイディシティーにより磁場強度は大半径位置  $R$  に反比例し、

$$B = B_0 [1 - (r/R_0) \cos \theta] = B_0 [1 - \varepsilon_t \cos \theta], \quad (2.79)$$

と表され、 $r/R_0$  はトロイディシティーの大きさを表すものとして  $\varepsilon_t \equiv r/R_0$  を使う。 $B_0$  は大半径  $R_0$  での磁場強度である。上式(2.79)はトロイディシティー以外の磁場変動は無視した式である。このようにトーラス外側より内側のほうが磁場強度は強く、式(2.78)のようにトーラス上向き(または下向き)にドリフトする。図の例では、正イオンが常に磁場勾配ドリフトを上向きに受けており、磁場垂直方向成分の速度が平行成分に比べ一定以上の割合で速い場合はトロイディシティーにより捕捉(反射)される。粒子の捕捉される速度条件は磁場強度の式(2.79)を磁場ミラー捕捉される条件式(2.71)に代入することで次のようになる。

$$\frac{v_{\parallel}}{v} < \sqrt{\varepsilon_t}. \quad (2.80)$$

捕捉された粒子はトーラス上半分では磁気面より外側へドリフトし、下半分では磁気面より内側へドリフトしており閉じたバナナ軌道と呼ばれる軌道を描いている。

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

トロイディンティーに捕捉されない通過粒子の軌道面と磁気面のずれ  $\Delta_u$  はポロイダル角  $\theta \sim 0$  を基準にすると  $\theta \sim \pi$  で最大になる。 $\theta \sim 0$  から  $\theta \sim \pi$  までの磁力線の長さは  $\pi q_s R_0$  となる。 $q_s$  は磁力線がポロイダル方向に 1 周回るあいだに何周トロイダル方向に回るかという磁力線のねじれを表した安全係数と呼ばれるものである。この間  $\pi q_s R_0$  を移動する間に磁場勾配ドリフト  $v_{dr}$  により小半径方向へのずれ  $\Delta_u$  が生じる。 $\rho_L$  はラーモア半径である。

$$\Delta_u \sim v_{dr} \times \frac{\pi q_s R_0}{v_{\parallel}} \sim \rho_L q_s. \quad (2.81)$$

次に捕捉粒子の軌道面と磁気面のずれ  $\Delta_b$  について考える。反射点間の典型的な距離はおおよそ  $\pi q_s R_0$  となる。捕捉粒子の条件は式(2.80)であるので、捕捉粒子のおよその速度を  $v_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_t} v$  とする。以上より、捕捉粒子は磁場勾配ドリフト  $v_{dr}$  により小半径方向へのずれ  $\Delta_b$  が生じる。

$$\Delta_b \sim v_{dr} \times \frac{\pi q_s R_0}{v_{\parallel}} \sim \frac{\rho_L q_s}{\sqrt{\varepsilon_t}} \sim \frac{\Delta_u}{\sqrt{\varepsilon_t}}. \quad (2.82)$$

トロイディンティーに捕捉された粒子のほうが通過粒子よりも  $1/\sqrt{\varepsilon_t}$  倍だけ軌道面と磁気面のずれ  $\Delta$  が大きくなっている。このずれ  $\Delta$  は衝突拡散におけるステップ幅となるため、捕捉粒子のほうが拡散は大きいことになる。

次に実効衝突周波数について述べる。粒子の描く特徴的な軌道は磁場ミラーとドリフトに起因しており、速度成分比(ピッチ角  $\theta_v$ ;  $\cos\theta_v = v_{\parallel}/v$ )で分類することができる。ある特徴的な軌道の速度空間内での割合、つまりピッチ角分布の割合を  $F$  とすると、実効衝突周波数  $\nu_{eff}$  は、

$$\nu_{eff} = \frac{\nu}{F^2} \quad (F \leq 1). \quad (2.83)$$

となる。衝突は速度空間内での拡散と考えられるため  $F^2$  となっている。衝突周波数  $\nu$  はピッチ角を  $90^\circ$  程度変化させる周波数であり、磁場核融合装置では  $90^\circ$  変化させる前に磁場の非一様性により軌道が変化するため、実効衝突周波数のほうが衝突周波数より高くなる。本節で述べたトロイディンティーに捕捉される粒子については  $v_{\parallel}/v < \sqrt{\varepsilon_t}$  の条件から上式のピッチ角分布の割合  $F$  は  $F = \sqrt{\varepsilon_t}$  となるため、実効衝突周波数  $\nu_{eff,t}$  は次式のようになる。

$$\nu_{eff,t} = \frac{\nu}{\varepsilon_t}. \quad (2.84)$$

以上の軌道面と磁気面のずれ  $\Delta_b$  と実効衝突周波数  $\nu_{eff,t}$  で粒子の衝突拡散が決まる。

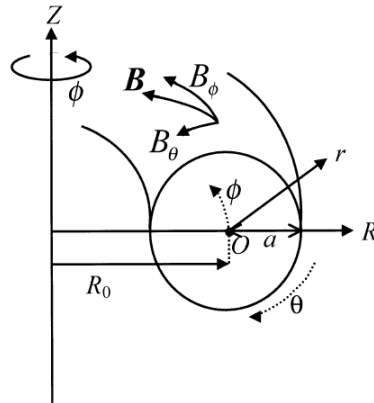


図 2-5 トーラス型装置の座標系とパラメータ[2.10]。

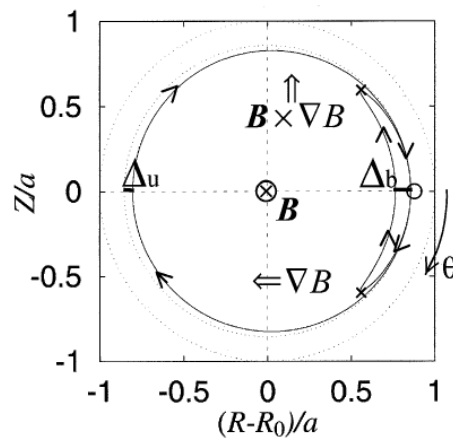


図 2-6 トーラス型装置における正イオン粒子軌道例。通過粒子・捕捉粒子の軌道と、軌道面と磁気面のずれ  $\Delta_u$ ,  $\Delta_b$ , 磁場勾配方向とそれによるドリフト方向を示している[2.10]。

### 2.2.1.2 ヘリカル型における磁場リップルへの捕捉粒子

ヘリカル型装置では磁場強度の変動として、装置の形状がトーラス型であることに起因するトロイディシティーとヘリカルコイルからの距離に起因するヘリカルリップルが存在する。式(2.85)は磁場強度  $B$  を簡易的に表したモデルである。

$$B = B_0 \{1 - \varepsilon_t(r) \cos\theta - \varepsilon_h(r) \cos(L\theta - M\zeta)\}. \quad (2.85)$$

$L$  はポロイダルピッチ,  $M$  はトロイダルピッチ(トロイダル方向に1周回る間のヘリカルリップルの周期数)である。左辺第2項はトロイディシティーであり, 第3項はヘリカルリップルを表している。ヘリカル装置では  $\varepsilon_h > \varepsilon_t$  の場合と  $\varepsilon_h < \varepsilon_t$  の場合がある。本論文で行った実験では ECRH 加熱位置において  $\varepsilon_h \lesssim \varepsilon_t$  となる。以降ではこの条件で粒子軌道などを考える。図 2-7 は磁力線に沿った位置での磁場強度の概略図を示している。トロイディシティーの大きな磁場変動に細かいヘリカルリップルが合わさった磁場強度となっている。磁力線上で一番磁場の強い位置をリップルト

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

ップ、弱いところをリップルボトムと呼ぶ。このような磁場中で、荷電粒子はピッチ角  $\theta_v$  ( $\cos\theta_v = v_{\parallel}/v$ ) の違いにより、大きく分けると次の3種類の軌道を描く。

- ①通過粒子 ( $v_{\parallel}/v > \sqrt{\epsilon_t}$ )
- ②遷移粒子 ( $\sqrt{\epsilon_h} < v_{\parallel}/v < \sqrt{\epsilon_t}$ )
- ③ヘリカル捕捉粒子 ( $v_{\parallel}/v < \sqrt{\epsilon_h}$ )

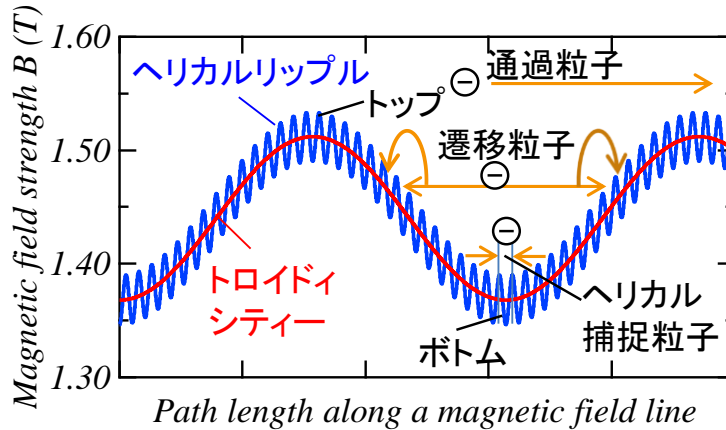


図 2-7 磁力線に沿った位置での磁場強度。トロイディシティーの方がヘリカルリップルより大きい場合であり、通過粒子・遷移粒子・ヘリカル捕捉粒子の概念図を示している。

図 2-8 はヘリカル装置での上記①, ②, ③に示す各特徴的な軌道を示している。磁気面は完全な円ではなく、トロイダル方向に進むにつれて捻れているが、この図はそれらのことを考慮した上で粒子の軌道を同一磁気面に投影したものである。

①は磁場平行成分の速度  $v_{\parallel}$  が大きく、トロイディシティーにもヘリカルリップルにも捕捉されない通過粒子である。ポロイダル方向に運動する周期が短く、磁場勾配ドリフト  $v_{dr}$  を受ける時間が短いため磁気面からのずれが小さい。

③は磁場垂直成分の速度  $v_{\perp}$  が平行成分の速度  $v_{\parallel}$  より十分大きく、ヘリカルリップルに捕捉されたヘリカル捕捉粒子である。ヘリカルリップルでミラー捕捉された粒子は小さなバナナ軌道を描き、その小さなバナナ軌道中心がポロイダル方向に回る。バナナ幅は小さいが、バナナ軌道中心がポロイダル方向に回るのに時間がかかるため、磁場勾配ドリフト  $v_{dr}$  により磁気面からのずれが大きくなる。磁気面からのずれが大きいことでプラズマ外向きへ流れる損失が大きい。

②は磁場垂直成分の速度  $v_{\perp}$  が平行成分の速度  $v_{\parallel}$  よりある程度大きく、トロイディシティーに捕捉されており、磁場の強いところで確率的にヘリカルリップルに捕捉される遷移粒子である。軌道面と磁気面のずれが大きく、ヘリカルリップルへの捕捉、非捕捉が確率的におきることで無衝突でも粒子損失につながる径方向への粒子の流れができる。

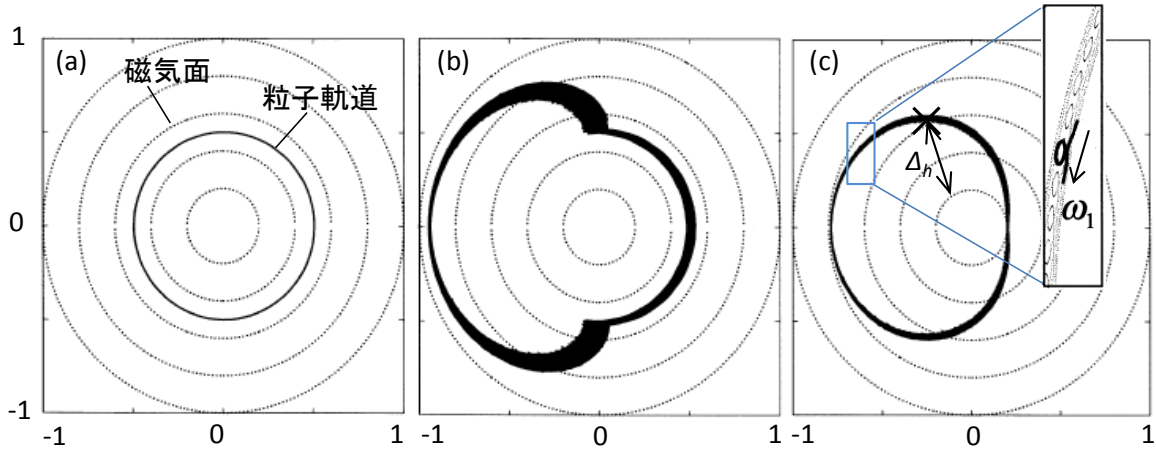


図 2-8 ヘリカル装置における、ある磁気面に落とし込んだ (a)通過粒子, (b)遷移粒子, (c)ヘリカル捕捉粒子の軌道[2.11-12]。(c)の×と  $\Delta_h$  はポロイダル方向に一周回る前にある位置×で衝突する場合の磁気面からのずれ  $\Delta_h$  を示している。

③のヘリカル捕捉粒子について磁気面からのずれや運動周期などを考える。ヘリカルリップルによる磁場勾配ドリフトは径方向成分も持っているが、ヘリカルリップルで反射し往復する間(小さなバナナ軌道を描いている間)に打ち消し合っている。そのため、軌道面の磁気面からのずれ  $\Delta$  はヘリカル捕捉され軌道を描いている間にトロイディシティーに起因する磁場勾配ドリフトで生じている。また、ヘリカルコイルによるヘリカルリップルの係数  $\varepsilon_h$  はおよそ小半径  $r$  の 2 乗に比例し磁場勾配が径方向にも存在する。これとトロイディシティーによるドリフトのポロイダル成分により図 2-8(c)のようにポロイダル方向へドリフトする。ヘリカル捕捉される速度条件はトロイディシティーに捕捉される粒子と同様の考えで、

$$\frac{v_{\parallel}}{v} < \sqrt{\varepsilon_h}, \quad (2.86)$$

である。上記の条件よりヘリカル捕捉される粒子の速度平面上での割合  $F_h$  は  $F_h \sim \sqrt{\varepsilon_h}$  となり、式(2.83)よりヘリカル捕捉粒子の実効衝突周波数  $\nu_{\text{eff,h}}$  は次のようになる。

$$\nu_{\text{eff,h}} = \frac{\nu}{\varepsilon_h}. \quad (2.87)$$

また、ヘリカルリップルに捕捉された小さなバナナ軌道を描く周波数  $\omega_b$  は、

$$\omega_b \sim \frac{Mv_{\parallel}}{2\pi R_0} \sim \frac{Mv\sqrt{\varepsilon_h}}{2\pi R_0}, \quad (2.88)$$

となる。 $M$  はトロイダルピッチである。この小さなバナナがドリフトによりポロイダル方向に回る周波数  $\omega_h$  はおよそ次式程度となる。

$$\omega_h \sim \frac{E\varepsilon_h(a)}{qa^2B}. \quad (2.89)$$

$E$  は粒子の運動エネルギー、 $q$  は電荷量、 $a$  はプラズマ小半径である。ヘリカル捕捉



粒子がポロイダル方向に1周以上回る場合は軌道面と磁気面のずれの平均 $\Delta_h$ はおよそ軌道の機械的中心, $\Delta_m$ の2倍程度となる(図2-9参照)[2.13]。ヘリカル捕捉粒子がポロイダル方向に1周回るまえに衝突してしまう程に実効衝突周波数が高い場合, 図2-8(c)のように磁気面からのずれ $\Delta_h$ は $v_{dr}/v_{eff}$ 程度となる。これまで, ヘリカル型磁場閉じ込め核融合装置の粒子軌道について述べてきた。次節ではこれらのことを用いて, ECRHによる粒子束生成について説明する。

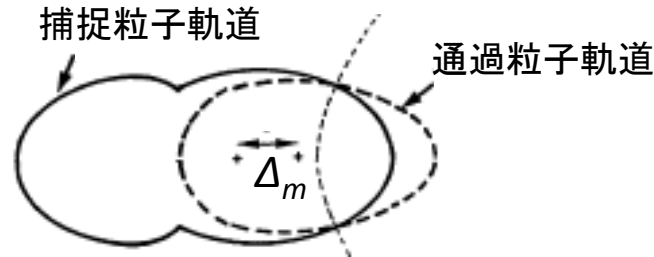


図2-9 通過粒子が磁場リップルによって捕捉された時の軌道の機械的中心の移動 $\Delta_m$ [2.13]。

### 2.2.1.3 ECRH 時における捕捉粒子増加に起因する粒子輸送

大電力 ECRH 時に電子密度が減少する要因の一つとして捕捉粒子増加が考えられている。ECRH 時における捕捉粒子増加により促進される粒子束(粒子の流れ)の単粒子理論について参考文献[2.13]に基づき説明する。

図2-10は速度平面上での ECRH による捕捉粒子生成の概念図である。ECRH は電子の磁場垂直方向成分の速度を加速する。そして, 磁場垂直方向成分速度が平行成分に比べ高くなることで, 通過粒子は遷移粒子, ヘリカル捕捉粒子へと軌道が変化する。通過粒子が遷移粒子, ヘリカル捕捉粒子となることで, 軌道面と磁気面のずれ $\Delta$ が増大し粒子の拡散が大きくなる。さらに, 軌道の平均小半径位置も移動するため, 実効的に無衝突で粒子が拡散する成分もある。捕捉粒子生成の速さに関わる ECRH による電子の磁場垂直方向への加速レートとステップ幅を計算し, ヘリカル型装置での ECRH による捕捉粒子増加で生成される粒子束を求める。

計算条件としては $\epsilon_h/\epsilon_t > 1/(L+Mq_s)$ となる程度にはヘリカルリップルが存在し, ヘリカルリップルに捕捉された小さいバナナ軌道を十分描ける実効衝突周波数帯であること( $\omega_b \gg v_{eff}$ )である。この節で述べる単粒子理論は, 一つの粒子の軌道を基にした理論であり, イオンは無視している。また, ECRH によりヘリカルリップルに捕捉される粒子が増加するという仮定で粒子束を計算しており, ヘリカル捕捉される粒子の効果が大きいとしてトロイディンティーのみに捕捉される粒子は考慮していない。本研究において行った磁気軸大半径位置 $R_{ax} \sim 3.6m$ の実験条件では ECRH 入射位置 $r_{eff} \sim 0.19m$ において $\epsilon_h \sim 0.01$ ,  $\epsilon_t \sim 0.05$ , 安全係数 $q_s \sim 3$ 程度であり, LHD では $L=2$ ,  $M=10$ であるので上記の第1条件は満たしている。また式(2.84)より電子温度 $3keV$ , 電子密度 $0.6 \times 10^{19} m^{-3}$ では $v_b$ はおよそ $1.1 \times 10^7 Hz$ となり, 実効衝突周波数は $1.8 \times$

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

$10^5 \text{ Hz}$ 程度となるため第2の条件も満たしている。上記において通常のピッチ角  $90^\circ$  変化を基準にした衝突周波数  $\nu$  は  $\nu = 5 \times 10^{-11} \times n_e / T_e^{3/2}$  で求めている。

簡易的に ECRH が電子の磁場垂直方向成分のみを加速すると仮定し、通過粒子が捕捉粒子になるレートを計算すると次式のように見積もられる。

$$\frac{1}{\tau} = \frac{v_\perp}{v_\perp} = \frac{P}{mnv_\perp^2} \quad (\text{at } v_\parallel \sim \sqrt{2\varepsilon_h} v_\perp). \quad (2.90)$$

$P$  は吸収される ECRH のパワーを示している。ヘリカル捕捉粒子の速度はおよそ  $v_\parallel \sim \sqrt{2\varepsilon_h} v_\perp$  である。ECRH の吸収パワーには速度依存性がある。そのため、基本波加熱では  $P = P_{\text{rf}}$  とし、第2高調波加熱では  $P = (v_\perp / v_T)^2 P_{\text{rf}}$  としている。 $P_{\text{rf}}$  は磁気面平均された ECRH 吸収パワーであり、ECRH のパワーを吸収した電子は瞬時に同一磁気面上の電子にパワーを平均的に吸収されると仮定している。式(2.90)にヘリカル捕捉粒子のおよその速度  $v_\perp^2 \sim v_T^2 / 2\varepsilon_h$  ( $v_T$ : 熱速度)を代入すると次式が得られる。

$$\frac{1}{\tau} = \begin{cases} \frac{\varepsilon_h P_{\text{rf}}}{nT} & (\text{基本波}) \\ \frac{P_{\text{rf}}}{2nT} & (\text{第2高調波}) \end{cases}. \quad (2.91)$$

電子は非捕捉状態から捕捉状態になることで径方向位置に変化することになる。上記の捕捉粒子生成の速さ  $1/\tau$  と前節 2.2.1.2 で示した捕捉粒子の軌道面と磁気面のずれ  $\Delta_h$  を用いて ECRH による捕捉粒子増加で生成される粒子束  $\Gamma_{\text{ECRH}}$  を求めると次のようになる。

$$\Gamma_{\text{ECRH}} \sim -\Delta_h \frac{d}{dr} \left( \frac{\Delta_h}{\tau} n \right). \quad (2.92)$$

ここでは  $\Delta_h \ll a$  と仮定している。さらに、ECRH 電力の吸収される幅に対して温度  $T$  の径方向変化は十分小さいと仮定している。ステップ幅  $\Delta_h$  は節 2.2.1.2 で述べたとおり捕捉粒子の実効衝突周波数  $\nu_{\text{eff}}$  に依存し、捕捉粒子がポロイダル方向に1周回れるか回れないかで次のようになる。

$$\Delta_h \sim \begin{cases} 2\Delta_m & (\omega_h > \nu_{\text{eff}}) \\ \frac{v_{\text{dr}}}{\nu_{\text{eff}}} & (\omega_h \leq \nu_{\text{eff}}) \end{cases}. \quad (2.93)$$

また、 $\Delta_h$  の径方向依存性が小さいと仮定すると本研究で使用している第2高調波加熱では式(2.91)を(2.92)に代入することで次式のようにになる。

$$\Gamma_{\text{ECRH}} \sim -\Delta_h^2 \frac{d}{dr} \left( \frac{P_{\text{rf}}}{2T} \right) \sim \Delta_h^2 \left( \frac{P_{\text{rf}}}{2T x_{\text{ECRH}}} \right). \quad (2.94)$$

上式では簡単のため、 $x_{\text{ECRH}}$  を ECRH 電力が吸収された径方向への幅として、径方向微分  $d/dr$  を  $-(1/x_{\text{ECRH}})$  としている。本実験におけるようなオフアキス加熱では式(2.94)は次式のようにになる。

$$\Gamma_{\text{ECRH}} \sim \begin{cases} \frac{\Delta_m^2 P_{\text{ab}}}{2\pi^2 q T_e r R_0 x_{\text{ECRH}}^2} & (\omega_h > \nu_{\text{eff}}) \\ \frac{\varepsilon_h^2(r) P_{\text{ab}} T_e^4}{5 \times 10^{-21} \pi^2 q r x_{\text{ECRH}}^2 B_0^2 R_0^3 n_e^2} & (\omega_h \leq \nu_{\text{eff}}) \end{cases} \quad (2.95)$$

$P_{\text{ab}}$  はプラズマに吸収された ECRH パワー、 $q$  は電荷量である。電子温度 3keV、電子密度  $0.6 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、磁場強度 1.375T、プラズマ小半径  $a=0.62\text{m}$ 、加熱位置  $r=0.19\text{m}$  でのヘリカルリップル  $\varepsilon_h(r) = 0.01$ 、最外殻磁気面でのヘリカルリップル  $\varepsilon_h(a) = 0.07$  とすると、ヘリカル捕捉粒子がポロイダル方向に回る周波数  $\omega_h$  は約 130Hz で、ヘリカル捕捉粒子の実効衝突周波数  $\nu_{\text{eff}}$  は約  $1.8 \times 10^5 \text{Hz}$  となる。本論文第 6 章における磁場リップルへの捕捉粒子増加に関する実験でのパラメータは上記に近い条件であり、ヘリカル捕捉された粒子がポロイダル方向に 1 周回れない条件 ( $\omega_h \leq \nu_{\text{eff}}$ ) が成り立ち、この理論での ECRH による粒子束は  $\varepsilon_h^2(r) r^{-1} x_{\text{ECRH}}^{-2} B_0^{-2} R_0^{-3} P_{\text{ab}} n_e^{-2} T_e^4$  に比例することになる。

また、 $(a-r) < \Delta$  となるようなプラズマ周辺部へ ECRH 入射した場合、非捕捉から捕捉状態になることで直接的にプラズマの外側へ電子が掃き出されることが考えられる。そこで、LHD での今回注目した条件、磁気軸  $R_{\text{ax}} \sim 3.6 \text{m}$  で加熱位置  $r_{\text{eff}} \sim 0.19 \text{m}$  ( $\rho \sim 0.3$ ) において LHD の粒子軌道解析プログラムを用いて軌道計算を行った [2.14]。図 2-11 はあるトーラス断面上で加熱位置である  $\Delta$  の点から出発した一つの電子が通過する位置を示しており、ポアンカレプロットと呼ばれるものである。ここでは通過粒子と遷移粒子の軌道の例を描いている。本実験における条件では遷移粒子は図のようにプラズマの外側へ直接逃げることはない。そして、図 2-12 はヘリカル捕捉粒子軌道の例としてピッチ角  $90^\circ$  の粒子軌道を規格化小半径位置  $\rho$ -トロイダル角平面で描いたものである。ピッチ角  $90^\circ$  の粒子をある点におくと図の線上を移動することを示している。加熱位置  $\rho \sim 0.3$  でヘリカル捕捉粒子が生成されてもプラズマの外側へ直接逃げるということがないことが分かる。このように軌道変化による直接的な粒子損失がほとんどない場合、単粒子理論では式(2.95)が ECRH による捕捉粒子増加で促進される粒子束となる。

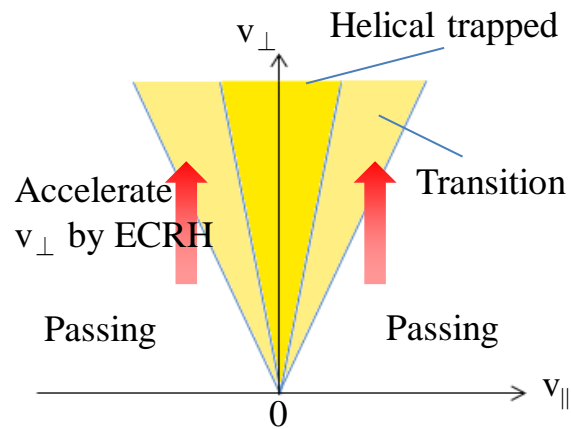


図 2-10 速度平面上での ECRH による捕捉粒子生成の概念図。

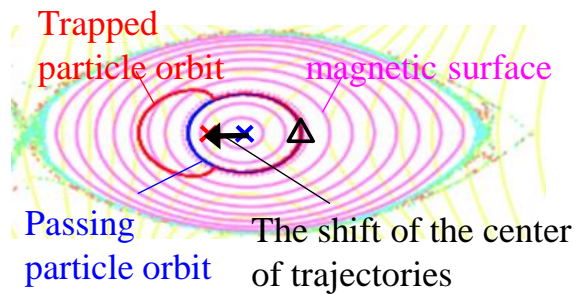


図 2-11 LHD においてトロイダル方向に周回する遷移粒子と通過粒子が、あるポロイダル断面を通過するときの交点の軌跡(ポアンカレプロット)。電子の出発点は加熱位置である  $\rho \sim 0.3$  の  $\Delta$  印にしている。ボトム加熱時の条件 ( $R_{ax} \sim 3.6 \text{ m}$ ,  $B_{ax} \sim 1.44 \text{ T}$ ) で計算している。通過粒子は遷移・ヘリカル捕捉粒子になることで平均小半径位置が変化し、磁気面と軌道面のずれも大きくなる。

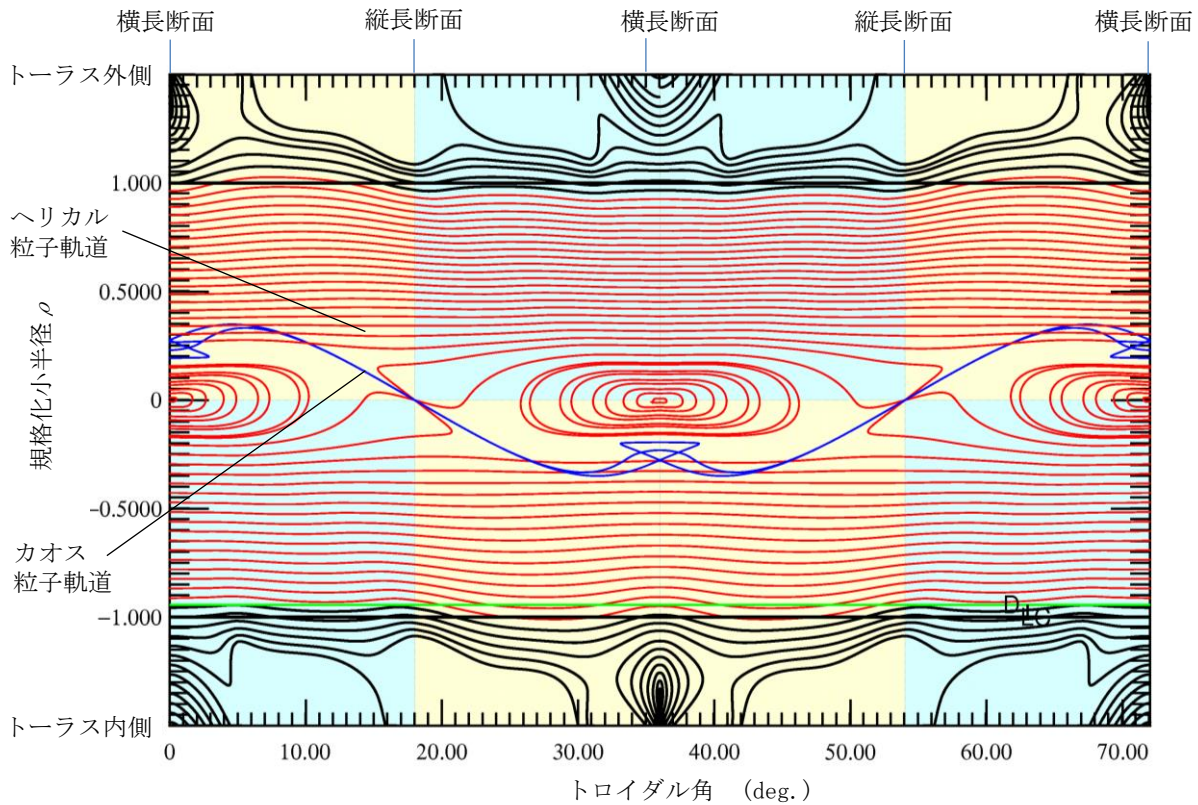


図 2-12 小半径-トロイダル角平面でのピッチ角 90°の粒子軌道図。図中の赤い線、黒い線はヘリカル捕捉粒子であり、青色の線はカオス軌道と呼ばれる特殊な軌道である。ピッチ角 90°の電子は図の線上を移動することになる。図ではトロイダル角 0°が横長断面、18°が縦長断面を示している。ボトム加熱時の条件( $R_{ax} \sim 3.6 \text{ m}$ ,  $B_{ax} \sim 1.44 \text{ T}$ )で計算している。

### 2.2.2 異常輸送とジャイロボーム拡散

プラズマの輸送はトーラス型プラズマの粒子軌道と 2 体衝突のみを考慮した新古典輸送よりも大きく、新古典輸送では決まらない成分を異常輸送と呼ぶ。異常輸送はプラズマ中に存在する様々な不安定性によって引き起こされる密度や電位などの揺動に起因する粒子の集団的な運動と考えられている。どのような固有振動に基づく揺らぎかによって輸送の特性が異なる。参考文献[2.3][2.15][2.16]などに基づき、このような輸送の特性について簡潔に述べる。

ここで静電的な揺らぎの場合を考える。プラズマの密度  $n$  が揺らいでおり、0 次  $n_0$  と 1 次の項  $\tilde{n}_k = n_k \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_k t)]$  から成るとすると、

$$n = n_0 + \sum_k \tilde{n}_k \quad (2.96)$$

と表せる。プラズマ中の揺動は時間的に成長または減衰するため、成長率  $\gamma_k$  を用いて、角周波数は次式となる。

$$\omega_k = \omega_{kr} + i\gamma_k \quad (2.97)$$

揺動電場 $\tilde{\mathbf{E}}_k$ により $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトが次式のように生じ,

$$\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \frac{\tilde{\mathbf{E}}_k \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.98)$$

密度揺動と電場揺動の結合により次式のような粒子束が生成される。

$$\Gamma_j = \langle \tilde{n}_k \cdot \tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} \rangle \quad (2.99)$$

$\langle \rangle$ は揺動の周波数に比べ、十分長い時間での時間平均を表している。各パラメータの揺動に対して $\langle \tilde{n}_k \rangle$ ,  $\langle \tilde{T}_k \rangle$ ,  $\langle \tilde{B}_k \rangle$ などはそれぞれゼロである。式(2.99)から分かるように、各揺動の位相差が輸送にとって重要となる。成長率 $\gamma_k$ がゼロである場合、密度揺動 $\tilde{n}_k$ と電場揺動 $\tilde{\mathbf{E}}_k$ の位相差がゼロとなる。位相差があり成長率 $\gamma_k < 0$ の場合、振動の振幅が減衰して拡散には寄与しない。位相差があり成長率 $\gamma_k > 0$ の場合は密度揺動 $\tilde{n}_k$ が時間と共に増大していき、やがて非線形効果により $|\tilde{n}_k|$ は飽和し落ち着く。ドリフト波を考えた場合、式(2.96)-(2.99)により、拡散係数 $D$ は次のようになる。

$$D = \left( \sum_k \frac{k_\theta \gamma_k}{|\nabla n_0| n_0} \frac{|\tilde{n}_k|^2}{\omega_k^*} \right) \frac{T_e}{eB} \quad (2.100)$$

ここで、 $\omega_k^* = k_\theta \frac{\nabla n_0 T_e}{n_0 eB}$ はドリフト周波数と呼ばれるものであり、添え字の $\theta$ はポロイダル方向成分であることを示しており、 $T_e$ の単位はジュール[J]としている。式(2.100)は時間の経過により増大していくが、非線形効果によりどこかで飽和する。式(2.100)のカッコ内が次の式のように1/16で飽和する場合をボーム拡散係数と呼ばれ、一般的に拡散係数の最大値を示すとされている。

$$D = \frac{1}{16} \frac{T_e}{eB} \quad (2.101)$$

乱流状態にあるプラズマでは、ある有限の空間スケール $\delta x$ のポテンシャルの渦が有限の時間 $\delta \tau$ で生成・消滅を繰り返している。その特徴的な有限時間の間に磁気面を横切る方向に $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトで $\xi$ だけ変位すると、拡散係数 $D$ は次のようになる。

$$D \sim \frac{\xi}{(\delta \tau)^2} \quad (2.102)$$

ちょうど $\xi$ がステップ幅、 $\delta \tau$ が衝突時間に相当する。イオン温度勾配不安定性(ITG)モードなどでは固有振動を考える時に、その波長の短波長側の上限はラーモア半径により決まる。トーラス型核融合装置では前節まで述べたように磁場リップルによる捕捉粒子が存在し、そのバナナ幅が短波長側の上限を決める固有振動が励起される。この捕捉粒子軌道のバナナ幅が短波長側の上限を決める固有振動による不安

## 第2章 電子サイクロトロン共鳴加熱及び輸送理論

定性を捕捉粒子モードと呼ぶ。電子の場合は捕捉電子不安定性(TEMモード)と呼ばれ、固有振動の短波長側の上限がラーモア半径より大きい捕捉粒子軌道のバナナ幅であるためステップ幅が広く、大きな粒子輸送につながる。

ECRHには2.1節で述べたように局所加熱性があり、ECRHにより温度勾配が大きく変化する。さらに、主に磁場垂直方向に加速するため捕捉粒子が生成されやすい。そのため、ECRH時の密度クランピング現象を考える上で、このITGモード、TEMモードなどに起因した粒子輸送は重要となる。

プラズマ中には様々な不安定性があるが、プラズマコア部ではITGモードとTEMモードが要因の異常輸送が大きいと考えられている。不安定性の物理的な描像を理解するため、具体例としてITGモードについて説明する。図2-13はプラズマ中心に近づくほどプラズマ圧力、磁場が強い場合のITGモードを表している。磁場の不均一性によるドリフト $v_{dr}$ は式(2.78)で示した通り、粒子速度に比例する。そのため、ドリフト運動方向にイオン温度の揺らぎが存在すると、ドリフト速度の差によってイオン密度分布にも図のように揺動が生じる。それにより荷電分離を戻す方向に電場 $E$ ができ、その電場 $E$ と磁場 $B$ による $E \times B$ ドリフトが生じる。 $E \times B$ ドリフトによる対流で圧力が高い場所 $\delta p_i > 0$ ではプラズマ中心の高圧力のプラズマが入り込み、圧力が低い場所 $\delta p_i < 0$ ではプラズマ中心の低圧力のプラズマが入り込む。その結果、温度揺動の振幅がさらに増大する。このようにして、ITGモードでは揺動が増大していき、やがて飽和する。ITGモードなどでは固有振動を考える時に、その波長の短波長側の上限はラーモア半径により決まる。ラーモア半径程度の微視的乱流が支配的で磁気シアが弱い場合の拡散係数は次式のようになる。

$$D \propto \frac{T_e \rho_i}{eB L_p} \quad (2.103)$$

ここで、 $\rho_i$ はイオンラーモア半径で、 $L_p$ は圧力勾配の特性長である。式(2.103)はジャイロボーム拡散係数と呼ばれる。トーラス型磁場閉じ込め核融合装置の熱拡散の特性はジャイロボーム拡散で表される場合が多い。しかし、ジャイロボーム拡散では式(2.103)のようにラーモア半径の増大、つまり質量の増加に伴い拡散が大きくなると予測されているが、実験では水素、重水素、三重水素と質量の増加に伴い拡散が小さくなり閉じ込め改善することが報告されている。このように、同位体質量増加に伴う閉じ込め改善は理論的に説明されていない。

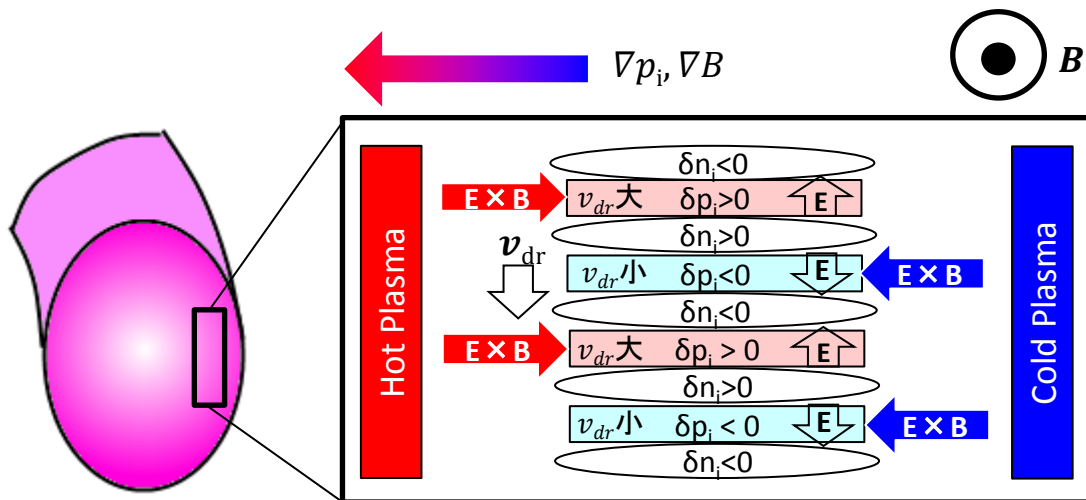


図 2-13 ITG モードの概念図[2.16]

## 参考文献

- [2.1] 高村秀一, プラズマ加熱基礎論, 名古屋大学出版会 (1986).
- [2.2] D. G. Swanson, 'PLASMA WAVES', Institute of Physics Publishing (2003).
- [2.3] 宮本健朗, 核融合のためのプラズマ物理, サイエンスカルチャー出版 (2012).
- [2.4] T. H. Stix, 'Waves in Plasmas', AIP (1992).
- [2.5] 野竹孝志, 大型ヘリカル装置における電子サイクロトロン共鳴加熱に関する研究, 名古屋大学工学研究科博士論文 (2005).
- [2.6] M. Bornatici *et al.*, Nucl. Fus. **23**, No. 9, 1153 (1983).
- [2.7] A. C. England *et al.*, Nucl. Fus. **29**, No. 9, 1527 (1989).
- [2.8] T. Shimosuma *et al.*, IAEA 2014, EXP6-34 (2014).
- [2.9] M. Saigusa, J. Plas. Fus. Res. **79**, No. 9, 844 (2003).
- [2.10] 中島徳嘉, プラズマ・核融合学会誌 66 巻 6 号, 631 (1991).
- [2.11] 横山雅之, プラズマ・核融合学会誌 76 巻 11 号, 1176 (2000).
- [2.12] S. Murakami *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **80** 9, 725 (2004).
- [2.13] K. Itoh *et al.*, J. Phys. Soc. Japan **58**, 482 (1989).
- [2.14] 渡辺二太, 吉田正信, 増崎貴, 江本雅彦, 長山好夫, LHD の磁力線・磁気面可視化プログラム, Research Report NIFS-TECH Series-14 (2006).
- [2.15] 岸本泰明, プラズマ・核融合学会誌 76 巻 12 号, 1280 (2000).
- [2.16] 洲鎌英雄, プラズマ・核融合学会誌 76 巻 10 号, 1007 (2000).



## 第3章 実験装置及び解析手法

### 3.1 大型ヘリカル装置 LHD

LHD は超伝導コイルによりらせん状の磁場を形成するヘリカル型磁場閉じ込め核融合装置であり、様々な加熱装置・計測装置などが備え付けられている。図 3-1 のように一対のらせん状に巻かれたヘリカルコイルと上下三対のポロイダルコイルが配置されており、主にこれらのコイルでらせん状の磁場が造られている。磁気軸大半径位置  $R_{ax}$  はコイルの電流値設定により 3.5m~4.1m の範囲で可変であり、磁場強度は約 3T まで可変である。プラズマの小半径  $a$  はおよそ 0.6m であり、アスペクト比は 6 程度である。ヘリカルコイルはトロイダル方向 1 周毎にポロイダル方向に 5 周まわるように捩じられており、トロイダル方向へ  $36^\circ$  毎に同形状の磁気面が形成されている。磁力線がポロイダル方向に 1 周回る間にトロイダル方向に何周回るかを表す安全係数は小半径位置によって異なるが中心付近で 3 程度となる。図 3-2 は第 6 章の“ECRH により駆動される粒子輸送解析”で重要となる各位置での実効的なヘリカルリップルの大きさ  $\varepsilon_{h,eff}$  を示している。添え字に *eff* がついている理由は、実際にはヘリカルリップルは単純な一つのフーリエ成分では表せず複数のフーリエ成分の和で表されるのであるが、このことを考慮しリップルが拡散にどの程度の影響を及ぼすかの実効的な値を表したものであるためである。

LHD には加熱装置として中性粒子ビーム入射加熱(NBI)・電子サイクロトロン共鳴加熱(ECRH)・イオンサイクロトロン共鳴加熱(ICRF)が設置されている。本研究では、NBI をプラズマの生成及び維持のために使用しており、ECRH 入射時におけるプラズマ応答について計測・解析した。

現在, LHD では実験期間は基本的には 3 分毎に 10 秒間のプラズマ放電実験が様々な条件で行われている。この 1 回 10 秒の実験を 1 ショットと呼び、本実験ではショット毎に条件を設定し実験している。

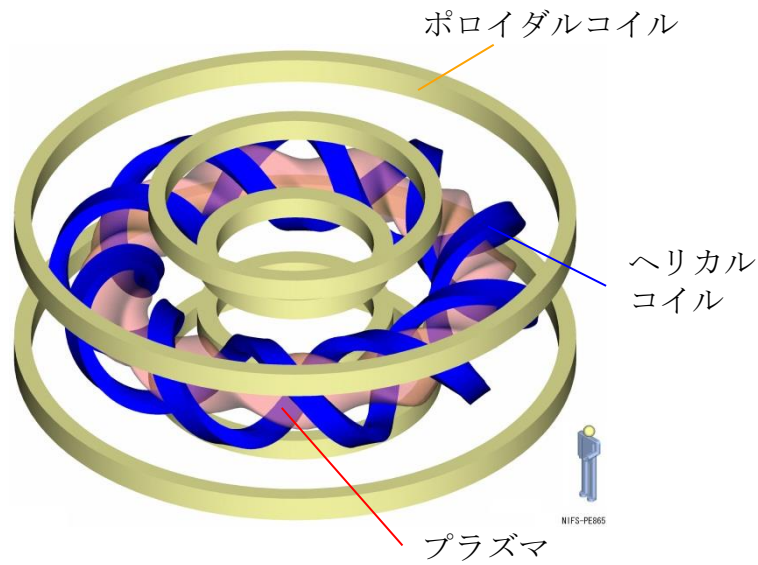


図 3-1 LHD の超電導コイル配置。

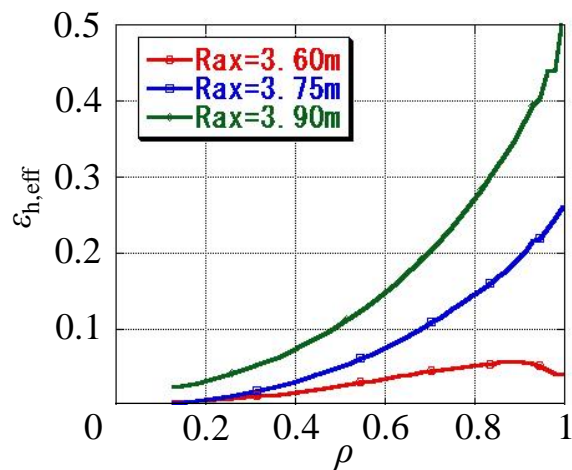


図 3-2 LHD における磁気軸  $R_{ax} \sim 3.6m, 3.75m, 3.9m$  の磁場配位における実効的ヘリカルリップルの大きさの分布。

### 3.2 LHD における計測装置

LHD には図 3-3 のように様々なプラズマ計測装置が設置されている。本研究では主に表 3.1 の計測装置を用いた。主に用いた各計測装置については以下で簡潔に述べる。

### 第3章 実験装置及び解析手法

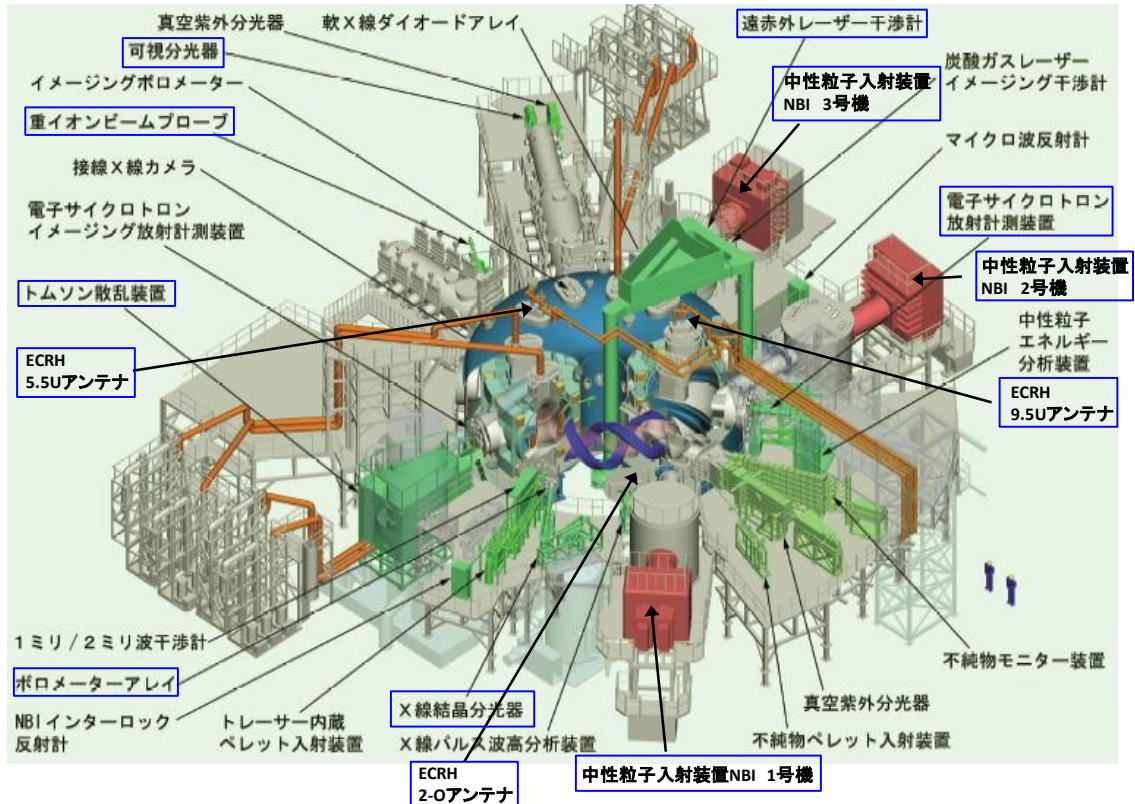


図 3-3 LHD における加熱装置とプラズマ計測装置。青色で囲んである装置は本研究において特に用いたものである[3.1]。

表 3-1 プラズマパラメータと計測機器名

パラメータ	計測機器名
電子温度	トムソン散乱計測 電子サイクロトロン放射(ECE)計測
線積分電子密度	FIR レーザー干渉計
電子密度	トムソン散乱計測 FIR レーザー干渉計データのアーベル変換
イオン温度	X線結晶分光器 X線イメージング結晶分光器(XICS) 荷電交換分光器(CXRS)
放射パワー	ボロメーター
水素ヘリウム比	可視分光器
プラズマ蓄積エネルギー	反磁性磁束計測
電位	重イオンビームプローブ(HIBP)

### 3.2.1 トムソン散乱計測

トムソン散乱計測により，電子温度・電子密度分布を計測することができる。トムソン散乱計測とはレーザー光をプラズマ中へ入射し，電子に散乱された光のスペクトルを計測することで各パラメータを得る計測方法である。入射されたレーザー光は散乱されてドップラーシフトにより波長が変化する。この時にスペクトルの広がり測定することで電子温度を計測し，散乱光強度が電子密度に比例することから散乱光強度に係数をかけ電子密度を計測する。本研究では，トムソン散乱計測で計測した電子密度は後に述べる FIR レーザー干渉計と比較し絶対値較正を行った。図 3-4 は LHD におけるトムソン散乱計測システムを示している。LHD では入射ビームとして1~2Jを10~50Hz程度で入射可能な複数本のYAGレーザーを用いている。計測のS/N比を向上させるためにYAGレーザーを複数本重ねて入射したり，時間分解能を向上させるためにそれぞれのYAGレーザーの入射時間をずらしたりと様々なオペレーションが可能である。レーザー入射時の後方散乱光を1.8×1.5mの大型集光ミラーにより，光ファイバーの先端に集光し，144個の5chポリクロメーターを用いて波長分析を行う。計測データの空間分解能は10~25mm程度で時間分解能は10~100msである。現在のLHDのトムソン散乱計測システムの計測可能なパラメータ領域は電子温度5eV~20keV程度であり，電子密度 $10^{18}\text{m}^{-3}$ 以上である。

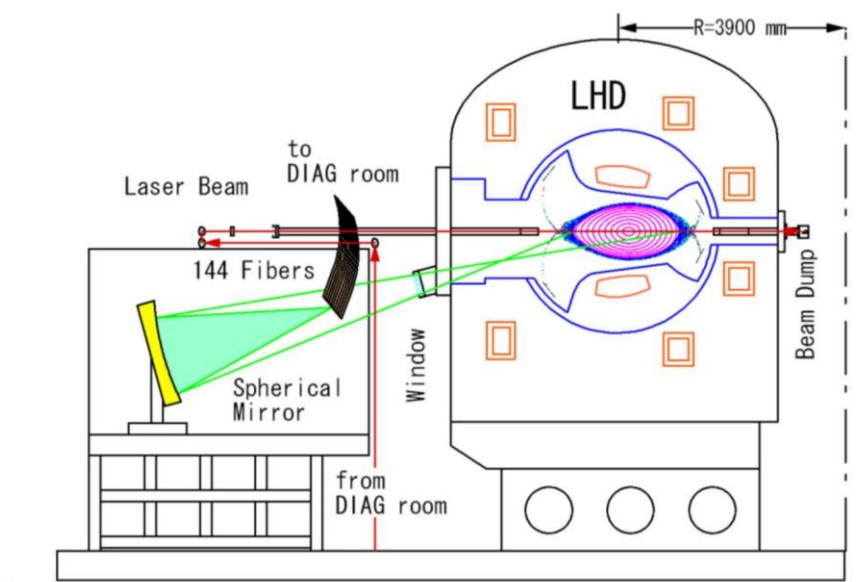


図 3-4 LHD におけるトムソン散乱計測システム[3.2].

### 3.2.2 電子サイクロトロン放射計測

電子サイクロトロン放射(ECE)計測は電子サイクロトロン運動により放射されるマイクロ波の強度を計測し、プラズマの電子温度を計測する方法である。電子が磁場中をサイクロトロン運動することで、主に電子サイクロトロン周波数  $\omega_{ce}$  の第2高調波の異常波(X2-mode)が放射・吸収される。その周波数  $\omega_{ECE}$  は磁場強度  $B$ [T]により決まり、

$$\frac{\omega_{ECE}}{2\pi} [\text{GHz}] = 2 \frac{\omega_{ce}}{2\pi} = \frac{2eB}{2\pi m_e} = 56B, \quad (3.1)$$

である。周波数  $\omega_{ECE}$  の電子サイクロトロン放射の強度  $I_{ECE}$  は、

$$I_{ECE} = \frac{\omega_{ECE}^2}{8\pi^3 c^2} k_B T_e (1 - e^{-\tau_w \omega_{ECE}}), \quad (3.2)$$

となる。ここで、 $c$  は光速、 $k_B$  はボルツマン定数、 $\tau_w$  は光学的厚さ、 $T_e$  は電子温度である。プラズマの光学的厚さ  $\tau_w$  が大きい場合はECE強度が電子温度に比例する。ヘリカル型装置では磁場強度分布はコイル電流によってほとんど決定される。このように、周波数と磁場強度から計測位置が決まり、強度から電子温度を計測できる。LHDでは、トムソン散乱計測等と比較することでECE計測による電子温度の絶対較正を行う。ECE計測は高時間分解能を持つという利点があり、LHDでは時間分解能が10マイクロ秒程度である。

次に計測領域について述べる。ECE計測では磁場垂直方向に伝搬するX2-modeの電子サイクロトロン放射を測定しているため、高域混成共鳴周波数  $\omega_h$  からRカットオフ周波数  $\omega_R$  の間ではカットオフされる。また、光学的厚さ  $\tau_w$  が薄い場合も温度計測が困難になる。これら2点と計測チャンネルの計測周波数、プラズマ中の磁場強度により計測可能点が決まる。

カットオフ密度について考える。 $2\omega_c > \omega_R$  となる箇所ではX2-modeの電磁波は伝搬しないため、カットオフ密度  $n_{R,cut}$  は次式のようにになる。

$$n_{R,cut} = 2 \frac{\epsilon_0 B^2}{m} \approx 1.94 \times 10^{19} B^2. \quad (3.3)$$

このカットオフ密度  $n_{R,cut}$  を超えるとX2モードはカットオフされる。本研究で行った実験はすべてカットオフ密度を超えない電子密度領域で実験を行っている。

LHDではECE計測はプラズマ横長断面で測定しており、計測位置はECEの測定周波数と磁場強度により決まる。ECE計測では計測チャンネルが複数あり、低磁場0.95~1.55Tの位置を測る53.5~86.5GHzのチャンネルが32チャンネル、高磁場1.90~2.80Tの位置を測る106.5~156.5GHzのチャンネルが39チャンネル、その中間1.75~1.92Tの位置を測る97.75~107.75GHzのチャンネルが11チャンネルある。ただし、この計測周波数内であっても、ECRHの周波数である77, 82.7, 84, 154GHz周辺では温度計測はできない。

以上で述べたように、トムソン散乱計測と比べECEの空間的な計測箇所数はチャンネル数、測定周波数及び磁場強度に依存するため多くないが、時間分解能は10マイクロ秒と高い特徴があり、トムソン散乱計測と共にLHDで温度計測に用いられている。

#### 3.2.3 X線結晶分光器

プラズマ中の不純物から放射されるスペクトル線のドップラー拡がりを結晶分光器により計測することでイオン温度を計測することができる。直接的には不純物イオン温度を計測していることになるが、通常の核融合プラズマのパラメータ領域( $n_i \sim 10^{19} \text{m}^{-3}$ ,  $T_i \sim \text{数 keV}$ )では不純物イオンと水素イオンのエネルギー緩和時間は1ms以下と短く、プラズマを構成する主イオンが準定常状態になるまでにかかる時間に比べ十分に短い[3.3]。そのため、不純物のイオン温度計測はミリ秒オーダー以上の時間ではプラズマの主イオンの温度計測をしているのと等価であると言える。後に述べる荷電交換分光法についても同様である。

束縛電子の電離ポテンシャルは主量子数の2乗におよそ反比例する。また、電子温度の上昇に伴い、不純物イオンは電離しやすくなる。そのため、イオンが放射するスペクトル線は、電子温度上昇に伴い可視、紫外、X線と波長が短くなる。LHDではプラズマの中心温度が高いため、不純物は $\text{Ar}^{16+}$ や $\text{Ti}^{20+}$ など多価に電離しX線領域のスペクトル線を放射する。イオンは熱運動をしているためスペクトル線は次式のようにドップラー効果により拡がる。

$$\frac{\lambda_L}{\Delta\lambda_D} \sim 1.3 \times 10^{14} \left( \frac{T_i}{A} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.4)$$

$\lambda_L$ は線スペクトルの中心波長、 $\Delta\lambda_D$ はドップラー拡がりの半値幅、 $A$ はイオンの質量数である。不純物イオンから放射されるスペクトルを計測することにより式(3.4)を用いてイオン温度を測定することができる。

図3-5はLHDにおける結晶分光器である。LHDでArまたはTi, Cr, Feのスペクトル線が計測可能となっており、本研究ではArラインのスペクトル拡がりを計測しイオン温度を測定している[3.4-5]。プラズマ中のArイオンから放出された線スペクトルを曲率のある水晶結晶により分光する。曲率を持たせることにより検出器へX線を集光させており信号強度を高くしている。分光したX線のスペクトルをCCD検出器により検出することでイオン温度を求める。

結晶分光器では計測視線上の線積分のスペクトルが検出器に感知される。そのため、図3-6のように計測対象である不純物イオンの密度分布や電子温度分布にスペクトルが依存することになる。プラズマ周辺部では電子温度が低いため、通常はプ

### 第3章 実験装置及び解析手法

ラズマ中心付近から放射されるスペクトルの強度が高い。そのため、結晶分光器は不純物イオン密度や電子温度分布に影響されながら、プラズマ中心付近のイオン温度を主に計測する装置となっている[3.4]。

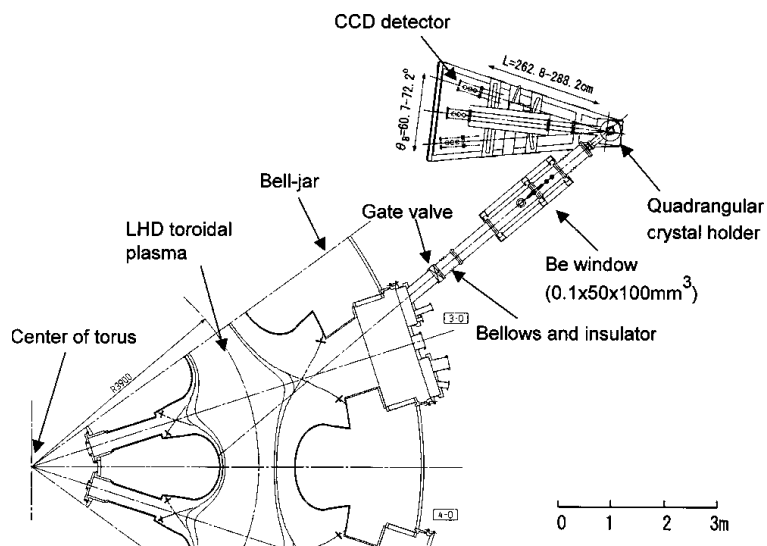


図 3-5 LHD における結晶分光計測システム[3.4]。

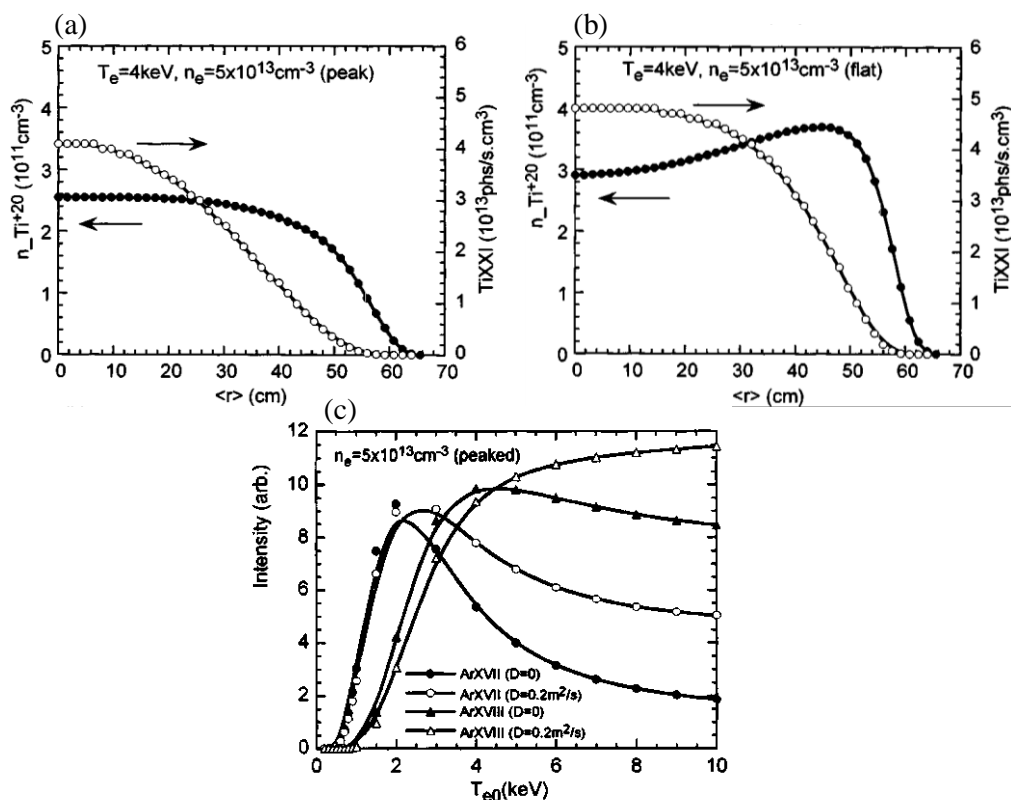


図 3-6 チタンイオン密度分布が(a)ピーキングしている場合、(b)フラットな場合の放射されるスペクトル線の発光強度分布。(c)Ar ラインの放射強度の中心電子温度依存性[3.4]。

### 3.2.4 X線イメージング結晶分光計測

LHD では X 線イメージング結晶分光器により、イオン温度分布計測を行っている[3.6-7]。後述の荷電交換分光計測は高密度領域において使用できず、計測時には NBI を入射しなければならない。一方で、X 線イメージングでは高密度領域に計測の制限はなく、プラズマから発せられる光を受動的に受けるためプラズマに影響を与えないという利点がある。X 線イメージング分光計測では  $\text{Ar}^{16+}$  のスペクトル線のドップラー拡がりからイオン温度を求めている。図 3-7、図 3-8 のように大半径外側から測定されており、複数の計測視線を持っている。計測の空間分解能は結晶のサイズと集光特性に依存する。X 線分光の結晶は計測視線の間隔が 2cm となるよう設計されており、分光された X 線を 2 次元検出器によりスペクトル測定する。計測の時間分解能は検出システムのデータ読み出し時間により制限されて最高 2.7ms となっており、通常は 20ms サンプルングでデータ収集されている。

複数計測視線の線積分値が計測されているため、同一磁気面上で温度や発光強度が均一であると仮定すると局所値に再構成することができる。イオン温度の線積分値からイオン温度分布を再構成するためにプラズマの平衡データ VMEC と STELLOPT コードを用いている[3.8]。

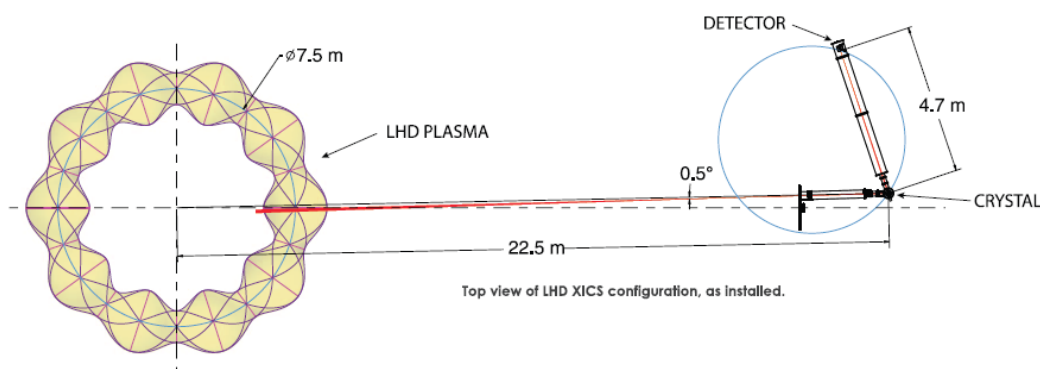


図 3-7 LHD における X 線イメージング結晶分光計測システム[3.6]。

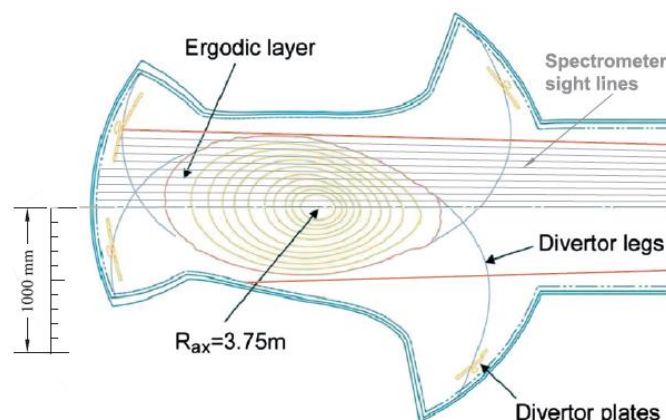


図 3-8 ポロイダル断面における X 線イメージング結晶分光器の計測視線。磁気面の下半分にも線は書かれていないが上半面と同等に計測視線がある[3.7]。



### 3.2.5 荷電交換分光法

プラズマ中の完全電離不純物と中性粒子ビームとの荷電交換により放射される光のドップラー広がり及びシフトを測定することにより、イオン温度とプラズマ回転を計測できる。LHD では完全電離した炭素  $C^{6+}$  が中性粒子ビームと荷電交換することで  $C^{5+}$  となり、その電子が下位のエネルギー準位に移る際に放射する可視光を測定することでイオン温度を計測している。中性粒子ビームと計測の視線の交点が観測位置となるため、多チャンネル化によりイオン温度分布を得られる。荷電交換分光法では計測する光が可視領域であるため、図 3-9 のように光ファイバーにより空間多チャンネル化ができ空間分解能を高くしやすい。LHD では荷電交換分光計測の空間分解能は 5~30mm 程度であり、時間分解能は 5ms 程度である。荷電交換分光計測は炭素と中性粒子ビームの荷電交換を利用しているため、NBI 加熱時のみ使用することが可能となる。

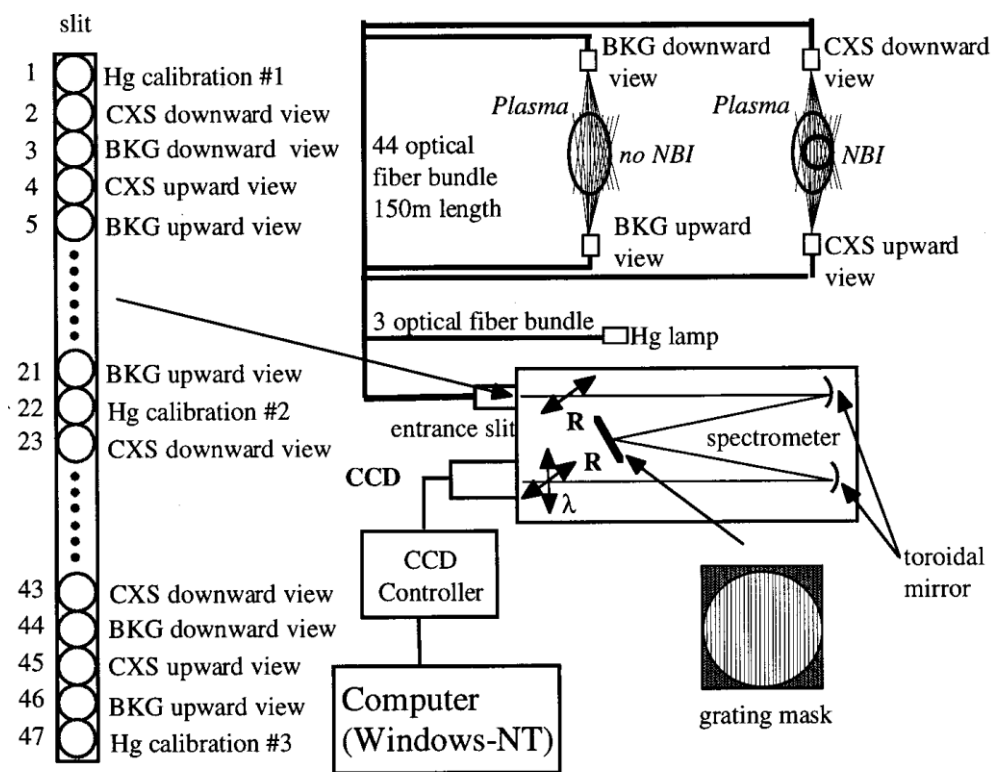


図 3-9 LHD における荷電交換分光計測システム[3.9]。

### 3.2.6 反磁性磁束計測

プラズマの周りに巻いたコイルにより反磁性磁束測定することで、プラズマ蓄積エネルギーを計測することができる[3.10-11]。平衡状態ではプラズマ圧力とローレンツ力が釣り合い $\nabla P = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ となるため、次式のようになる。

$$\nabla \left( \frac{B^2}{2\mu_0} + P \right) = \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (3.5)$$

1回巻ループに生じる誘導起電力  $V$  は次式のように、磁場  $\mathbf{B}$  のループ内面積分の時間微分となる。

$$V = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \int \mathbf{B} d\mathbf{S} \right). \quad (3.6)$$

圧力  $P$  はプラズマ蓄積エネルギー密度と等価であるため、式(3.1)(3.6)よりループに生じる誘導起電力の時間積分値を計測すればプラズマ蓄積エネルギーが求められる。

磁気計測では、プラズマ内部電流だけではなく真空容器自体やコイル周辺の構造物などに流れる渦電流の影響を受ける。LHD では図 3-10 に示す通りいくつかのロゴスキーコイル(RCs), フラックスループ, 磁気プローブが配置されている[3.12]。真空容器外のロゴスキーコイルにより、コイル電流及び構造物の渦電流が測定され、反磁性磁束計測に対する補正がされている。図 3-11 のようにヘリカルコイル, ポロイダルコイル, サポートシェル, コイルカン, シェルアームの誘導電流が計測されている。ここで、サポートシェルとはポロイダルコイルが電磁力により動くのを防ぐためのものであり、コイルカンとはヘリカルコイルを囲んでいる構造物、シェルアームはコイルカンを保持する構造物である。真空容器に流れる電流はヘリカルコイル, シェルアーム, サポートシェルに流れる電流との相互インダクタンス及び反磁性磁束ループの電圧から計算で求めている。以上のように、真空容器自体やコイル周辺の構造物などに流れる渦電流の影響を補正して反磁性磁束を計測する。しかし、装置の形状など考慮しきれていない部分もあるため、反磁性磁束計測へのインダクタンスの補正は完全ではない。一般的には次式により反磁性磁束からプラズマ蓄積エネルギーを算出できる。

$$W_p = \frac{3\pi B_t R}{\mu_0} \Delta\Phi_{\text{dia}}. \quad (3.7)$$

LHD では VMEC 平衡を基に 3D 磁場計算コード DIAGNO 及び JDIA によりプラズマ蓄積エネルギーを計算している[3.12]。

### 第3章 実験装置及び解析手法

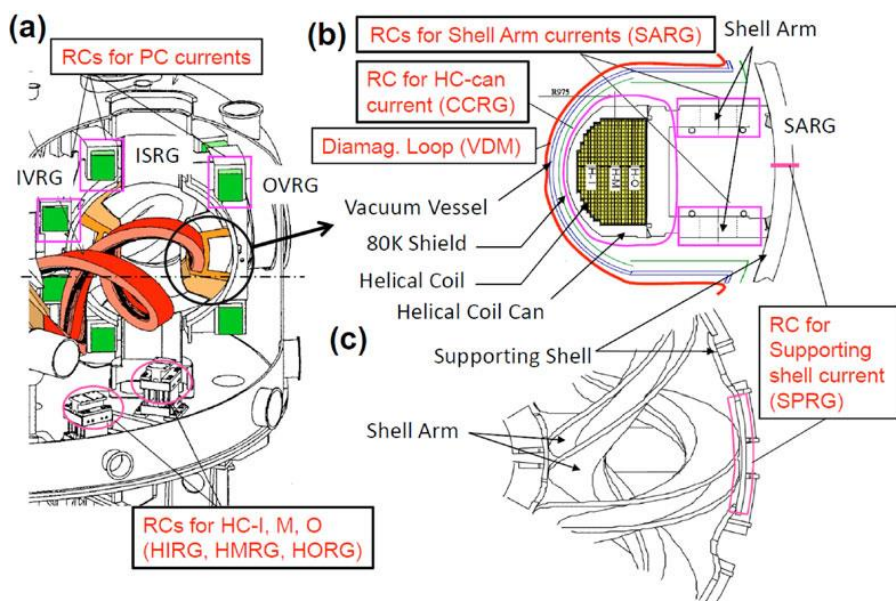


図 3-10 (a)ポロイダル断面, (b)ヘリカルコイル付近, (c)サポート部における反磁性磁束計測のための磁気計測装置の配置図[3.12]。

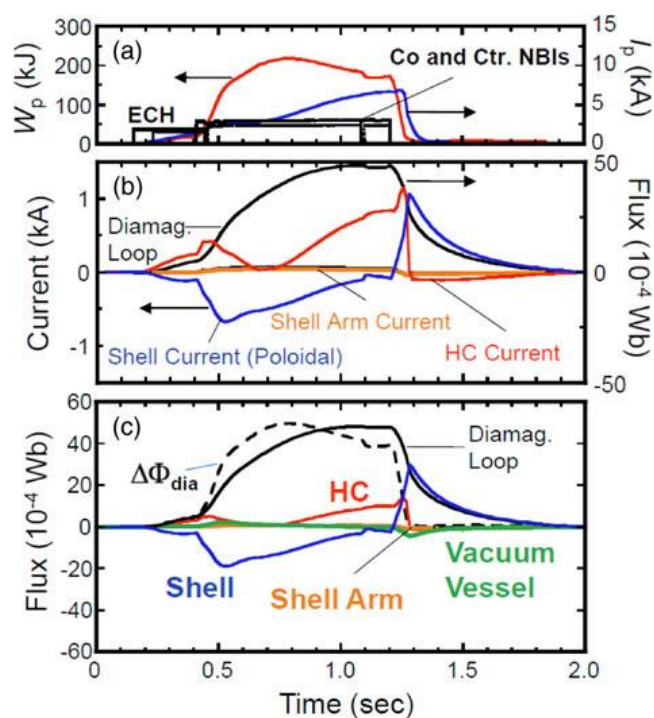


図 3-11 (a)ECH 及び NBI パワー, プラズマ蓄積エネルギー, プラズマ電流, (b)反磁性磁束ループの磁気フラックスとシェル, シェルアーム, ヘリカルコイルの電流, (c)反磁性フラックスと反磁性ループ, シェル, シェルアーム, ヘリカルコイル, 真空容器の磁気フラックスの時間変化[3.12]。

### 3.2.7 重イオンビームプローブ

重イオンビームプローブ(HIBP)は数 keV 以上の高温プラズマの電位を直接的に計測が可能な唯一の装置である。図 3-12 に LHD の HIBP 装置の概略図を示す。HIBP はイオン源、タンデム式加速器, 荷電分離器, 伝送系, 検出器などから成る。図 3-13 にプラズマ付近での HIBP の概念図を示す。まず, 1 次ビームである数 MeV に加速した  $\text{Au}^+$  ビームをプラズマ中に入射する。入射された  $\text{Au}^+$  ビームの一部はプラズマ中で電離し  $\text{Au}^{2+}$  となり, 2 次ビームとして検出器側に出ていく。電離時に電子が電荷量  $-e \times$  電位  $\phi$  のエネルギーを持ち去るため, 2 次ビーム  $\text{Au}^{2+}$  は 1 次ビーム  $\text{Au}^+$  よりも  $e\phi$  だけエネルギーが高くなる。したがって, 2 次ビームと 1 次ビームのエネルギー差を電荷素量  $e$  で割ることで電離した位置での電位を求めることができる。電離した位置と荷数によって軌道が異なるため, 電離した位置の特定も可能である。また, 静電偏向器を用いて 1 次ビームの入射角度を操作することにより, 計測位置を変えることができる。現状では 2 次ビームの検出チャンネルが 1 つであるため, 複数カ所の同時電位計測はできない。そのため計測モードとして, ビームパラメータを固定して一か所の電位を時間分解能 1 マイクロ秒の高時間分解能で計測するモードと, ビームの入射角を掃引して電位の空間分布を計測するモードがある。本研究では固定モードと 10Hz での掃引モードの両方を実験に応じて用いた。

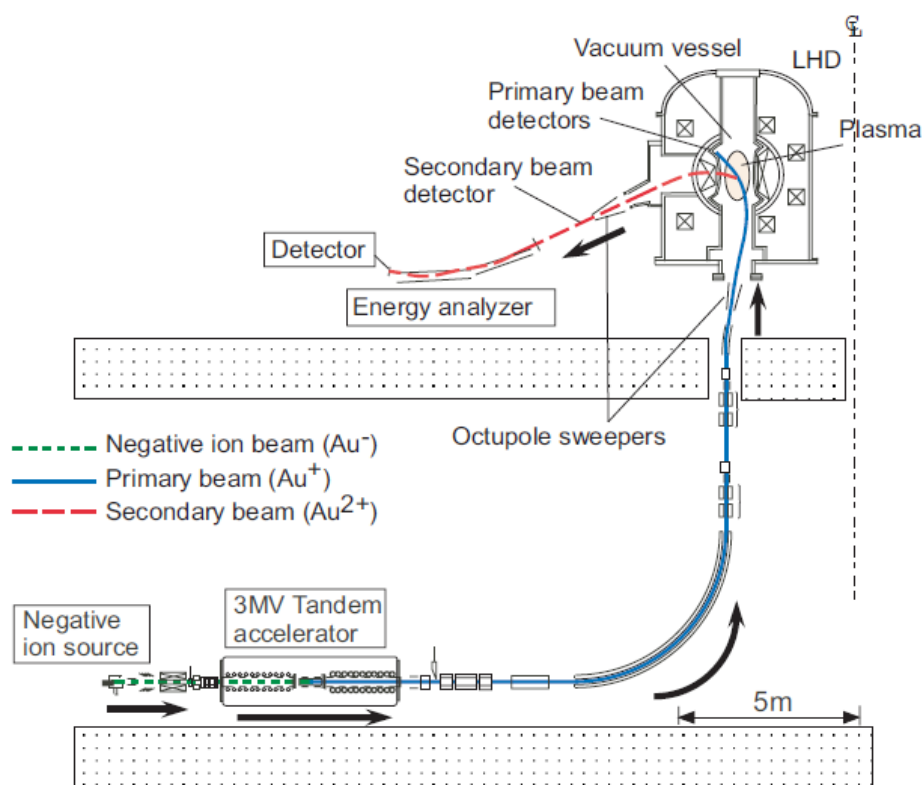


図 3-12 LHD における HIBP の装置概略図[3.13]。

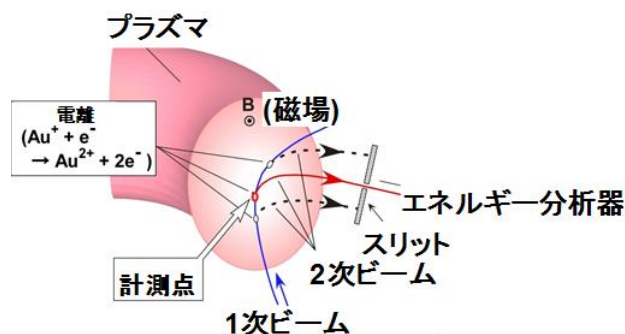


図 3-13 HIBP の概念図[3.14]。

### 3.2.8 FIR レーザー干渉計

FIR レーザー干渉計はプラズマの屈折率が電子密度に依存することを利用して、プラズマ中に FIR レーザーを入射し位相変化を計測することで電子密度を計測する装置である。トムソン散乱計測と比較して、LHD では FIR レーザー干渉計は時間分解能が最大 1 マイクロ秒と非常に高く、電子密度の絶対較正も必要としない。しかし、計測される位相差はレーザーの通った位置の線積分電子密度に比例するため、FIR レーザー干渉計は局所値ではなく線積分値を計測する装置である。入射するレーザーとしては波長が  $119\mu\text{m}$  の  $\text{CO}_2$  レーザー誘起  $\text{CH}_3\text{OH}$  レーザーを使用している [3.15]。FIR レーザー干渉計のコードが 13 チャンネル、コード間隔 90mm、コード幅 50mm で縦長断面において計測するように配置されている。図 3-14 は磁気軸 3.6m での各チャンネルの視線を表したものである。磁気軸 3.6m では大半径  $R=3.309\text{m}$  から  $R=4.209\text{m}$  までの 10 コード程度がプラズマを通る視線となる。複数の視線の線積分データが得られるため、3.3 節のように電子密度を同一磁気面上で均一であるとしてアーベル変換を行うことで、局所的な電子密度を求めることができる。

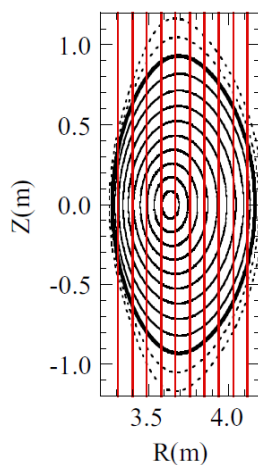


図 3-14 磁気軸 3.6m の磁場配位における FIR レーザー干渉計の計測視線[3.16]。赤い縦線が FIR レーザー干渉計の計測視線を示している。

### 3.3 アーベル変換

FIR レーザー干渉計により計測される電子密度はレーザーが通過軌跡上の線積分値である。これを電子密度の空間分布に再構成する方法としてアーベル変換とよばれる方法がある。本節では、LHD において FIR レーザー干渉計で計測した線積分電子密度を空間分布に再構成する方法を示す[3.17]。

一般的なアーベル変換は球対称や軸対称な関数形で用いられるが、LHD では同一磁気面上において電子密度が等しいと仮定している。この仮定のもと、図 3-8 のように複数の磁気面のリングと計測した線積分電子密度値から次式(3.8)を用いて電子密度の空間分布を求められる。 $NL$  は計測された線積分電子密度、 $n_{ei}$  は各磁気面上での平均電子密度、 $L_{ij}$  は  $j$  番目の磁気面上の FIR レーザー干渉計のコード  $i$  番目の長さを表している。

$$\begin{aligned}
 NL_1 &= n_{e1}L_{11} \\
 NL_2 &= n_{e1}L_{21} + n_{e2}L_{22} \\
 &\vdots \\
 &\vdots \\
 NL_i &= n_{e1}L_{i1} + n_{e2}L_{i2} + \dots + n_{ej}L_{ij} + \dots + n_{ei}L_{ii}
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

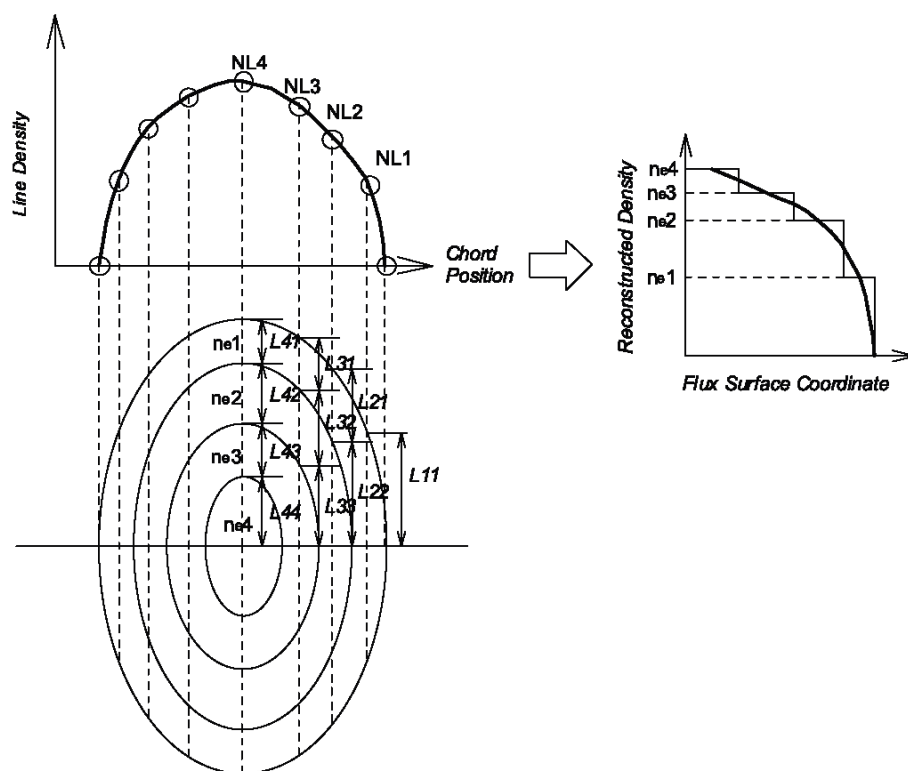


図 3-15 同一磁気面上の電子密度が等しいと仮定し、線積分電子密度から空間分布を求める概念図[3.17]。

### 第3章 実験装置及び解析手法

図 3-16 はアーベル変換の過程を示している。FIR レーザー干渉計により計測した線積分電子密度をアーベル変換するためには、電子密度がゼロとなる境界点が重要となる。真空磁場中における最外殻磁気面は、磁力線が真空容器壁に到達するまでの長さである接合長が無限大である最も外側の位置で定義される。KMAG コード [3.18] で磁力線の接合長が無限大になる位置を計算することで真空磁場中での最外殻磁気面を求められる。しかし、ヘリカル型装置では最外殻磁気面周辺にエルゴディック層という磁力線が不規則に入り組んだ層があるため、最外殻磁気面でも電子密度・電子温度はゼロにならない。そのため、電子密度がゼロになる境界点は計測した線積分電子密度のデータを補間・外挿し、値がゼロになる場所を境界点とする。よって、図 3-16 (f) のように最外殻磁気面より外側では電子密度がゼロになるところまで擬似的な磁気面を外挿している。

上記のような方法でアーベル変換するためには、多数の線積分値と磁気面数が必要となる。FIR レーザー干渉計は 13 コードであるため、スプライン補間・外挿することで実効的に線積分のデータ数を増やし、磁気面データも規格化小半径 0.05 毎に補間・外挿している。

磁気面については、MHD(電磁流体力学的)平衡計算コード VMEC[3.19]により既に計算されたデータベースを用いる。有限ベータ効果により磁気面形状は変化するため、プラズマ中心での $\beta$ 値(プラズマ圧力と磁場の圧力の比)がおよそ 0% から 2.0% まで 0.1% 毎に計算された磁気面データがデータベースには収納されている。各 $\beta$ 値すべての磁気面データでそれぞれアーベル変換をし、磁気軸よりトーラス内側で計測した $NL$ から求めた電子密度分布とトーラス外側で計測した $NL$ から求めた電子密度分布の違いが小さくなる結果を最終的に用いる。

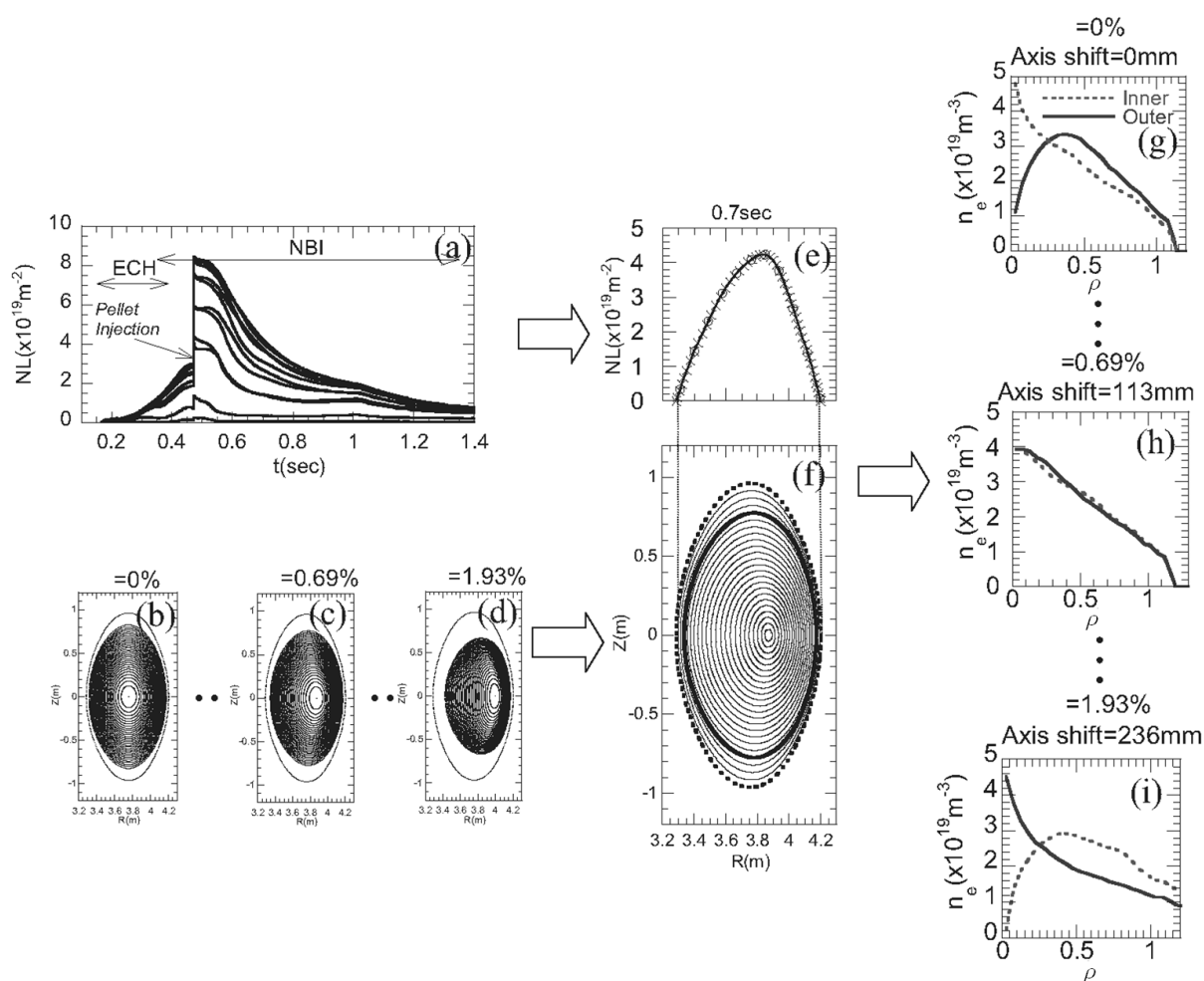


図 3-16 FIR レーザー干渉計で計測した線積分電子密度を空間分布に変換する過程 [3.17]。(a)は計測した線積分電子密度  $NL$  の時間変化, (b)~(d)は各ベータ値での磁気面データ, (e)は計測した線積分電子密度の大半径位置  $R$  での分布と補間・外挿結果, (f)は(e)で外挿したあと線積分電子密度がゼロになる位置まで磁気面を外挿した図, (g)~(i)は各  $\beta$  値で行ったアーベル変換後の電子密度分布を磁気軸より内側の  $NL$  から求めた結果と外側の  $NL$  から求めた結果を示している。



#### 3.4 条件付き平均化法(コンディショナルアベレージ)

複数回起きる着目する現象の発生時間を基準に、変化過程をより精度良く解析する方法として条件付き平均化法(コンディショナルアベレージ)がある。図 3-17(a)では、ECRH をオンオフ変調させる実験を行い同じ状態を複数回つくり、HIBP で計測した電位データを ECRH の開始時間を基準に重ね合わせ平均化することによりデータの精度を向上させている。この手法を条件付き平均化法という。本研究では条件付き平均化により様々な測定データの精度を向上させることを行っている。S/N 比は条件付き平均化により重ね合わせたデータの個数の平方根におよそ比例して向上する。

同様の考えにより、計測データの時間分解能を向上させることも行った。LHD では通常トムソン散乱計測の時間分解能は 16~33 ミリ秒(等間隔ではない)である。図 3-17(b)のように ECRH 開始の時間を基準に計測データを重ね合わせ実効的に時間分解能を上げることを行った。ECRH 変調の 1 パルス目は他と変化の仕方が異なるため、2 パルス目以降でデータを重ね合わせている。本手法により 3~4 ミリ秒の時間分解能に向上している。この条件付きデータの重ね合わせにより時間分解能を上げる場合は、各 ECRH 変調で同じようにデータが変化していることを十分確認する必要がある。

さらに、HIBP による電位計測では通常は時間変化を見るためにはビーム固定モードで空間 1 点しか測れないが、上述の時間分解能を向上させる手法と同様の手法により電位の空間分布の時間変化を計測した。方法としては、図 3-18 のように HIBP のビームを 10Hz の掃引モードにし、その掃引周波数と異なる周波数で ECRH をオンオフ変調し、ECRH 開始を基準にデータを重ね合わせる。ビーム掃引周波数と ECRH 変調周波数が異なるため、ECRH 開始毎に HIBP の計測位置は変化する。これらの手法を用いる実験では、ECRH 変調周波数とトムソン散乱の計測周波数、HIBP ビーム掃引周波数がずれるようにする。通常は HIBP で計測する電位の空間・時間変化を観測するためには、複数ショット(1 回 10 秒の放電実験)を使ってショット毎に 1 点ずつビーム固定モードで計測しなければならない。しかし、HIBP ビームスキャンと ECRH オンオフ変調を組み合わせることにより複数放電の計測値から分布を求めるのではなく、1 放電における 1 つのプラズマでの電位空間・時間分布を計測可能である。さらに LHD での限られた実験回数しかない中、1 回の放電実験で電位の空間・時間分布を計測することができる利点がある。以降の章における電位分布はこの手法を用いて求めている。

本研究ではこれらの条件付き平均化及びその応用法を用いることで、LHD の高精度・高時間分解能の計測器で測定したデータをさらに高精度・高時間分解能にして ECRH 時のプラズマ応答について議論している。

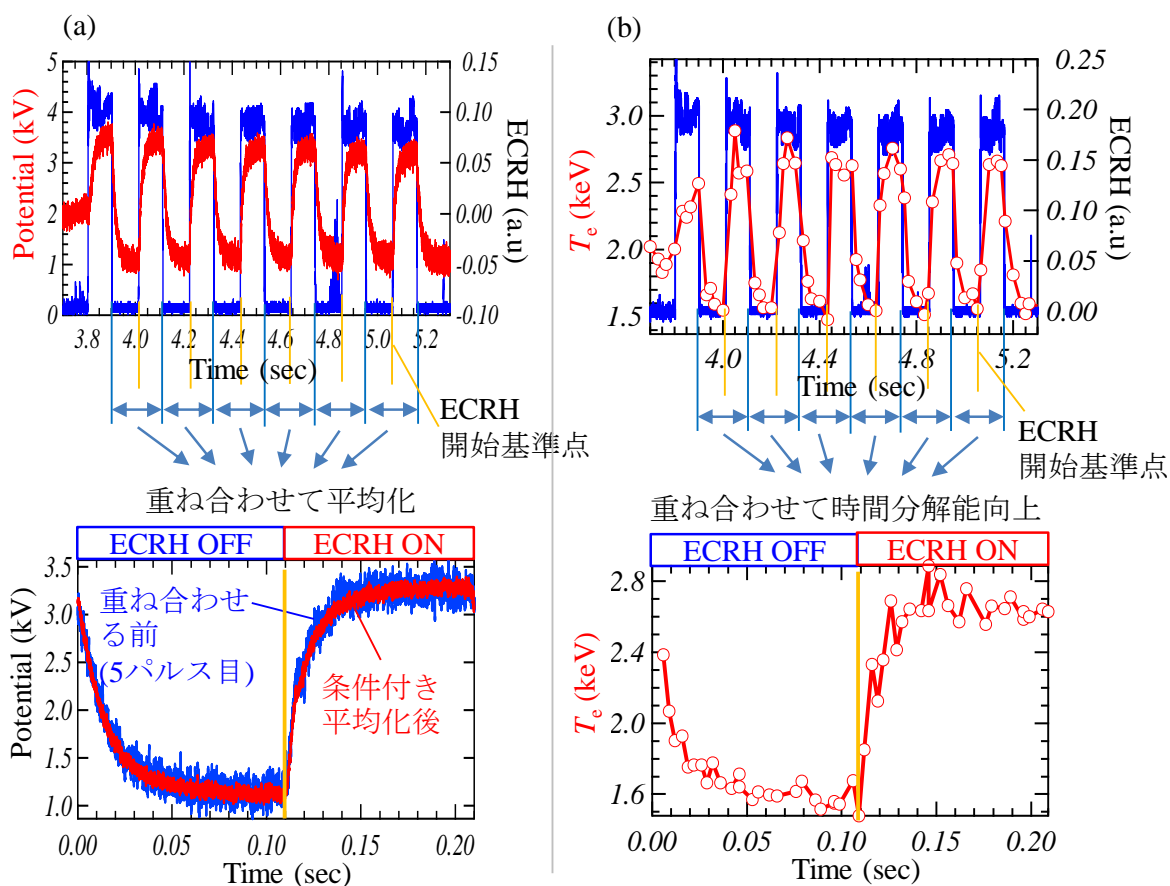


図 3-17 ECRH 開始時間を基準に条件付き平均化を適用した例。図の例では ECRH 開始時間を 0.11 秒にし、ECRH 開始前 0.11 秒間と開始後 0.10 秒間の区間を重ね合わせている。(a)電位を条件付き平均化しデータの精度を向上させた例。(b)トムソン散乱計測で測定した電子温度を ECRH 開始時間を基準に重ね合わせてデータの時間分解能を向上させた例。

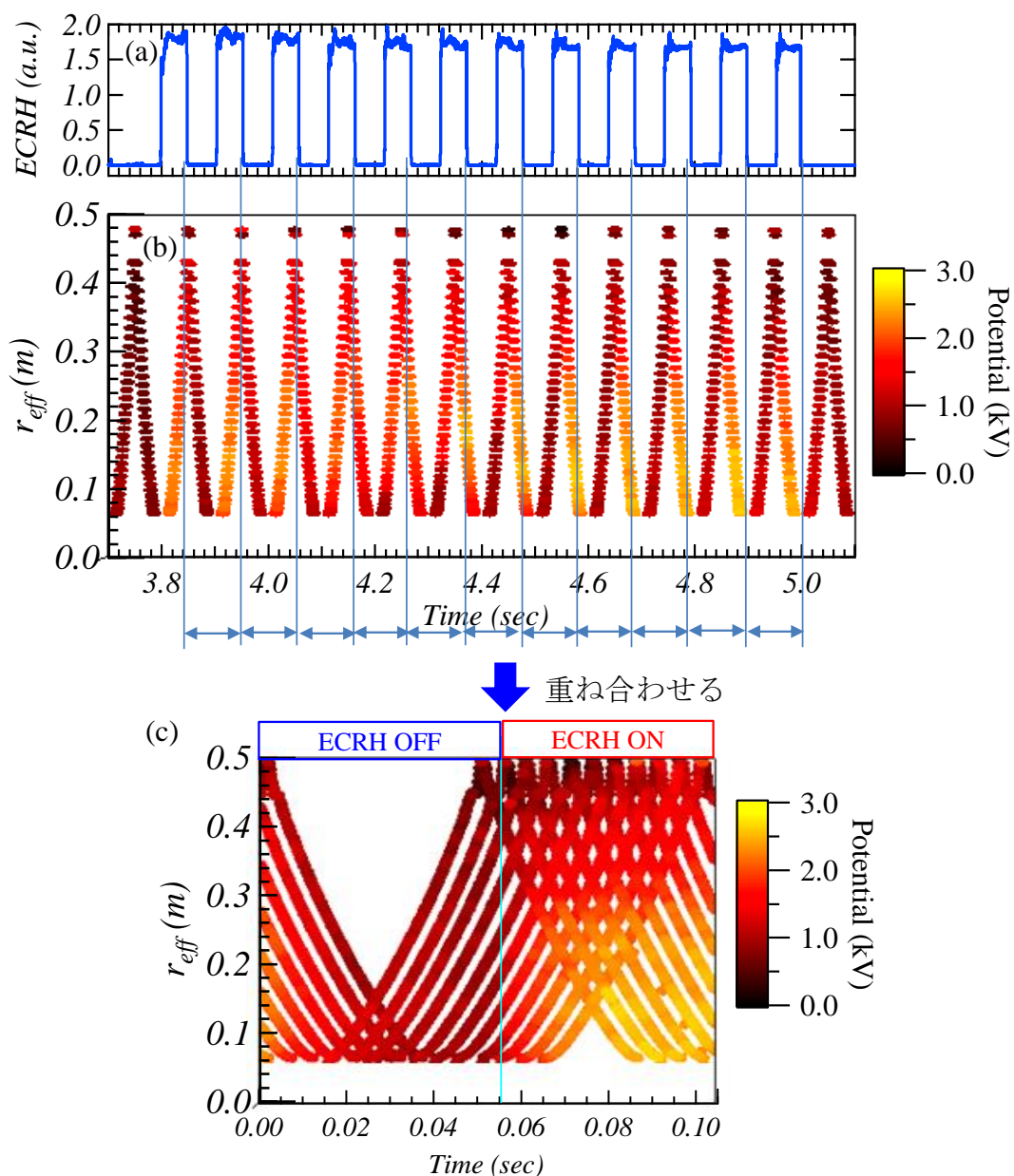


図 3-18 (a)ECRH の RF モニターの時間変化, (b) HIBP の計測位置を掃引した時の電位データの空間・時間分布, (c)ECRH 開始時間を基準に(b)の HIBP で計測した電位データを重ね合わせた例。HIBP の計測位置は 10Hz 掃引しており, ECRH は 50ms オン, 55ms オフで変調しており, 変調毎に HIBP 計測位置が異なっている。プラズマ小半径  $a_{99} \sim 0.6$  m に対して小半径位置 0.06 ~ 0.50 m 程度の領域を計測できている。

### 3.5 レイトレーシングコード LHDGauss 及び TRAVIS

LHD では ECRH のために、ミリ波の伝搬及び吸収を求めるレイトレーシングコードとして LHDGauss[3.20]と TRAVIS[3.21-23] を使用している。レイトレーシングコードにより ECRH や ECCD の計算が可能である。本研究ではこれらのコードを加熱吸収分布計算のために用いており、以下でレイトレーシングコードの伝搬及び吸収計算について簡潔に説明する。

まず LHDGauss について述べる。LHDGauss ではアンテナから入射される 350 本程度の光線それぞれについて伝搬及び吸収を計算する。実際にアンテナから入射されるのはガウスビームであるため、計算される 350 本程度の光線の初期位置はアンテナ上でガウス分布になるよう重みづけして配置される。ガウスビームのパラメータはアンテナ設計値を使用している。入射された光線の伝搬は Cold プラズマにおける分散式を用いて計算されており、吸収については 2.1.3 節で述べた Hot プラズマにおける weakly relativistic な誘電率テンソルを用いて求められた吸収係数  $p_{ab}$  を用いて計算される[3.24]。ここで、weakly relativistic とは相対論を低次の項だけ採用したようなモデルであり、 $v_t/c \ll 1$  の場合に適したモデルである。この時、伝搬及び吸収計算のために磁場や電子密度などプラズマパラメータが必要となる。磁場は磁場計算コード MGO により得られる真空磁場を用いる。LHD では平衡計算コード VMEC により様々な磁場配位における諸ベータ値での磁気面が計算されデータベースにされている。このデータベースの中で、トムソン散乱計測で測定された電子温度と電子密度の積が磁気面上で均一となるような磁気面を使用する。同一磁気面上では電子密度、電子温度が均一であるとして密度、温度データを 3 次元に拡張する。VMEC では最外殻磁気面より外側の磁気面は計算されないため、それより外における磁気面は外挿する。これらにより、3 次元での磁場、電子密度、電子温度データを得て、ミリ波の入射角及び偏波状態を基にレイトレースを行っている。LHDGauss では上記をすべてデカルト座標系で計算している。

次に TRAVIS について述べる。TRAVIS においてもアンテナから入射される各光線はガウス分布に重みづけされている。光線の伝搬は 2.1.3 節で述べた Hot プラズマにおける誘電率テンソル(weakly relativistic)を用いられており、吸収には Hot プラズマにおける full relativistic なモデルが用いられている。大半の場合において、伝搬は Cold モデルで十分であるが、共鳴層付近において有限ラーモア効果に起因して Cold モデルと weakly relativistic モデルに違いが現れる場合がある[3.25]。吸収についても weakly relativistic で説明がつく場合が多いが、 $v_t/c \ll 1$  を満たさないほどプラズマが高温になると厳密に相対論効果を考慮した full relativistic なモデルと差異が出る場合がある。weakly relativistic モデルと full relativistic モデルで違いが現れた例として ITER でのトロイダル角  $30^\circ$  入射した場合には、吸収のピーク位置は規格化小半径で 0.05 ほど差ができ、体積当たりの吸収電力密度のピーク値は 23% 程度の差が現れ

た[3.21]。計算に必要となる磁場構造は VMEC により計算され、Boozer 座標系に変換させた後に補間される。電子密度や電子温度は同一磁気面では均一であるとして、関数近似し3次元に拡張する。TRAVIS では LHD とは異なり、最外殻磁気面より外側のことは考慮せずに、最外殻磁気面において純粋な O-mode もしくは X-mode が入射された場合について波動の伝搬と吸収を求めている。

LHDGauss や TRAVIS などのレイトレーシングコードでは一般的に電子の速度分布はマクスウェル分布であると仮定している。加熱吸収密度を  $p_{\text{abs}}$ 、電子の衝突周波数を  $\nu_{\text{ee}}$  とすると、 $p_{\text{abs}} / (n_e T_e \nu_{\text{ee}}) \ll 1$  の場合に上記は成立し、大型装置の場合は多くの装置でこの条件を満たしている。マクスウェル速度分布と近似できない場合はレイトレースに Fokker-Planck の式を組み合わせなければならない。トカマクでは既にこの2つの組み合わせは行われているが、現状、ステラレーター系においては磁場配位が軸対称ではないことに起因して複雑化しており標準的に用いられている計算ツールはない。また、レイトレーシングコードは複数の光線の軌跡を追うことで波動の伝搬及び吸収を求める方法であるため、光の回折の効果が含まれていない。そのため、実際の加熱吸収分布よりも局所的にピーキングした吸収であるように評価されてしまう。波動のビーム径や吸収領域のスケール長が波長と同程度になると、この回折の影響が大きく現れる。この回折の効果まで含めるためには、近似的にはビームトレースを、より正確にはフルウェーブを解く必要がある。しかし、核融合装置において波動の振る舞いを調べるためにレイトレースは実用的な手法であり ECRH や ECCD、ECE 計算のために使われる代表的な手法である。

#### 3.6 統合輸送解析コード TASK3D-a パワーバランス解析用モジュール TRsnap

TASK3D-a[3.26]は非軸対称な磁場配位を持つ装置における輸送特性を明確にすることを目的に、様々な物理現象を記述する複数のシミュレーションコードを統合させた輸送解析コードである。本研究では、TASK3D-a 中のパワーバランスを評価するモジュールである TRsnap を第7章の水素及びヘリウム ECRH プラズマ輸送特性比較のために使用している。以下では、TRsnap によるパワーバランス解析について述べる[3.27]。

TRsnap は定常状態においてパワーバランスの式を解くことにより熱拡散係数を求めるモジュールである。パワーバランスの式は次のように表される。

$$\frac{1}{V'^{5/3}} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} n_j T_j V'^{5/3} \right) = - \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' Q_j) + P_j \quad (3.9)$$

ここで、 $V' = \partial V / \partial \rho$  であり、 $V$  は体積、 $\rho$  は規格化小半径、 $n$  は密度、 $T$  は温度、 $Q$  は熱流束、 $P$  は熱ソースである。添え字  $j$  は粒子種  $j$  の値であることを表している。

### 第3章 実験装置及び解析手法

ここで、平衡計算コード VMEC で求められた磁気面のうちトムソン散乱計測で測定された電子温度分布が磁気軸より内側と外側で対称になるものを選ぶことで規格化小半径  $\rho$  を求めている。パワーバランスの式(3.9)において熱ソース  $P_j$  は電子とイオンについてそれぞれ次式になる。

$$P_e = -\frac{n_e T_e}{\tau_{ei}} + \frac{n_i T_i}{\tau_{ie}} + P_{\text{Heat},e} - P_{\text{RL}} - P_{\text{IE}}, \quad (3.10)$$

$$P_i = \frac{n_e T_e}{\tau_{ei}} - \frac{n_i T_i}{\tau_{ie}} + P_{\text{Heat},i} - P_{\text{CX}}. \quad (3.11)$$

ここで、 $\tau_{ei}$  は電子とイオンの衝突緩和時間、 $P_{\text{Heat}}$  は加熱パワー、 $P_{\text{RL}}$  は放射損失、 $P_{\text{IE}}$  は不純物イオンのイオン化損失、 $P_{\text{CX}}$  は中性粒子との荷電交換損失である。放射損失  $P_{\text{RL}}$  や不純物イオンのイオン化損失  $P_{\text{IE}}$ 、中性粒子との荷電交換損失  $P_{\text{CX}}$  は特にプラズマコア部では小さいとされる[3.27]ため、現状の TRsnap では無視している。つまり、TRsnap では熱ソースを加熱パワーと衝突緩和によるパワーのみとしている。熱流束は次のように拡散項と対流項の和で表すことができる。

$$Q_j = -\langle |\nabla \rho^2| \rangle \chi_j n_j \frac{\partial T_j}{\partial \rho} + \langle \nabla \rho \rangle u_j n_j T_j + \frac{3}{2} \Gamma_j T_j. \quad (3.12)$$

$\Gamma$  は粒子束、 $\chi$  は熱拡散係数である。式(3.12)の左辺の第1項は拡散項であり、第2項は熱ピンチ、第3項は粒子束によってもたらされる項である。TRsnap では式(3.12)の熱拡散項以外は小さいとして、2,3項目を無視している。定常状態においてはパワーバランスの式(3.9)の左辺はゼロになり、熱拡散係数は次の式により求められる。

$$\chi_j = -\frac{\int P_j V' d\rho - \langle \nabla \rho \rangle V' u_j n_j T_j + \frac{3}{2} V' \Gamma_j T_j}{\langle |\nabla \rho^2| \rangle V' n_j \frac{\partial T_j}{\partial \rho}}. \quad (3.13)$$

TRsnap では式(3.13)において分子の2項目と3項目は無視し、パワー  $P_j$  は加熱パワーと衝突緩和によるパワーのみとして熱拡散係数  $\chi_j$  を求めている。

### 3.7 ECRH システム

本節では ECRH システムについて述べる。図 3-19 は現状の LHD ECRH システムの外観である。各 1MW 以上の出力パワーである 3 台の 77GHz、1 台の 154 GHz、0.8MW 84GHz、0.45MW 82.7GHz、定常入射可能である 0.2MW 84Gz のジャイロトロンを持つ。ジャイロトロンから発振された大電力ミリ波は準光学的結合器 (Matching-Optics-Unit: MOU) と呼ばれる曲率を持った複数のミラーにより、伝送管内で損失の少ない  $\text{HE}_{11}$  モードと電界分布が酷似している自由空間モードに変換される。このように MOU により変換されたミリ波は伝送系であるコルゲート導波管に高純度な  $\text{HE}_{11}$  モードを励起し、LHD 真空容器本体まで 100 メートルほど伝送される。伝送されたミリ波は準光学アンテナによってプラズマ中の目標加熱位置へ集光

されプラズマに吸収される。各伝送ラインには 10 数個のマイターベンドと呼ばれるミリ波の進行方向を 90° 曲げる機器が用いられている。また、一部のマイターベン  
ド設置部には、偏波制御可能なマイターベン  
ド型偏波器や入射ミリ波のパワーモニターが設置してある。以下では ECRH システムの各コンポーネントについて述べる。

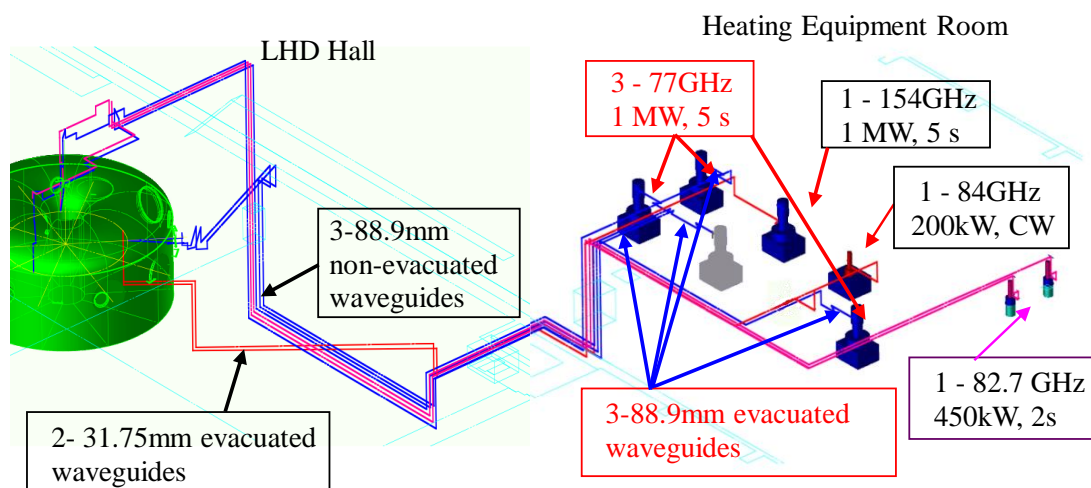


図 3-19 LHD における ECRH システム。

#### 3.7.1 ジャイロトロン

ジャイロトロンとは、空洞共振器内における磁力線周りを旋回する電子ビームの相対論的効果による集束作用(サイクロトロン共鳴メーザー作用)を利用して、シンクロトロン放射により電磁波を取り出す装置である[3.28-30]。ジャイロトロンにより ECRH で必要となる百ギガヘルツ帯の MW 級大電力ミリ波を発生させられる。

図 3-20 に LHD におけるジャイロトロン及び MOU の構造図を示す。まず、カソードから放出された電子は超電導マグネットによって生成された軸方向磁場と半径方向への電場により旋回しながら空洞共振器に引き出される。共振器に近づくほど軸方向磁場が強くなっており、それに伴い旋回運動は加速する。共振器内では電子はサイクロトロン共鳴周波数に近い周波数の共鳴電場と相互作用し、電子の磁場垂直方向のエネルギーの一部が電磁波に変換される。放出される電磁波は  $TE_{mn}$  モードであり、モード変換器により直線偏波のガウスビームに近いものに変換され、ミラーによって集光され放出される。ジャイロトロンと MOU の間の真空窓には百ギガヘルツ帯の電磁波でも誘電損失が小さく、真空特性や冷却特性に優れている CVD ダイヤモンドが使用されている。減速された電子はコレクタとキャビティー間にか

### 第3章 実験装置及び解析手法

けられた逆電場によって減速され回収されることにより実効的なミリ波生成効率が上げられている。現状，エネルギー変換効率は50%程度まで向上させられる。

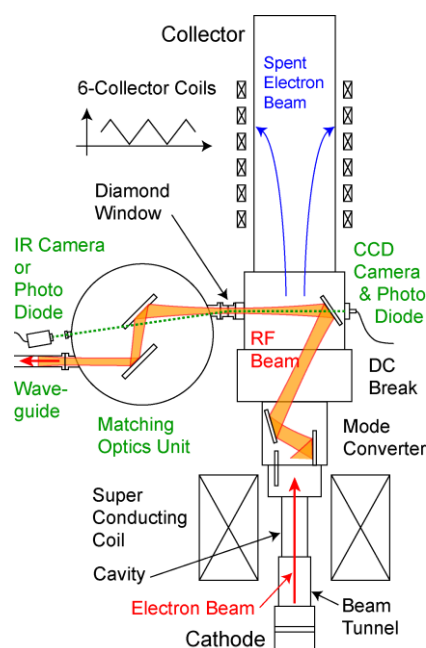


図 3-20 ジャイロトロン及び MOU の構造[3.31]。

ジャイロトロンの空洞共振器内における発振原理について述べる[3.32]。ジャイロトロンでは相対論効果を利用することで電子を集群し，共振器内を旋回させ減速した時の制動放射を電磁波として取り出している。図 3-21 は紙面手前向きの磁場中における高周波電場印加時の電子サイクロトロン運動を描いている。電子は相対論効果を考慮すると次式のサイクロトロン周波数 $\omega_c$ で旋回する。

$$\omega_c = \frac{eB}{m\gamma} \quad \gamma = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (3.14)$$

$\gamma$ は相対論的係数， $v$ は電子の速度， $c$ は光速である。ここに，サイクロトロン周波数とほとんど等しい周波数である高周波電場を印加する。この高周波電場と電子サイクロトロン運動の位相差により，減速される電子と加速される電子がある。サイクロトロン運動と高周波電場の周波数が等しい場合には，相対論効果を考慮しないと減速される電子は減速され続け，加速される電子は加速され続けることになる。相対論効果を考慮すると，式(3.14)が示すように加速された電子は角周波数が低くなり位相が遅れ，減速された電子は角周波数が高くなり位相が速くなるため，電子が集群する。サイクロトロン運動と高周波電場の周波数が等しい場合は図 3-21(a)のように位相空間で集群はするが，加速フェーズにある電子と減速フェーズにある電子の個数が等しくなり，電子ビームはエネルギー損失しない。図 3-21(b)のように高周



波電場の周波数をサイクロトロン周波数より若干高い場合について説明する。加速フェーズにある電子のほうが減速フェーズにある電子より速度が高いため、相対論効果により減速フェーズにある電子のほうがサイクロトロン周波数は高くなる。これにより、加速フェーズよりも減速フェーズにある電子のサイクロトロン周波数のほうが高周波電場の周波数に近くなる。そのため、電子は加速フェーズに比べ減速フェーズにある時間の方が長くなる。その結果、減速フェーズの電子の割合を高くすることができ、電子ビーム全体としてエネルギーが減り電磁波として放出される。

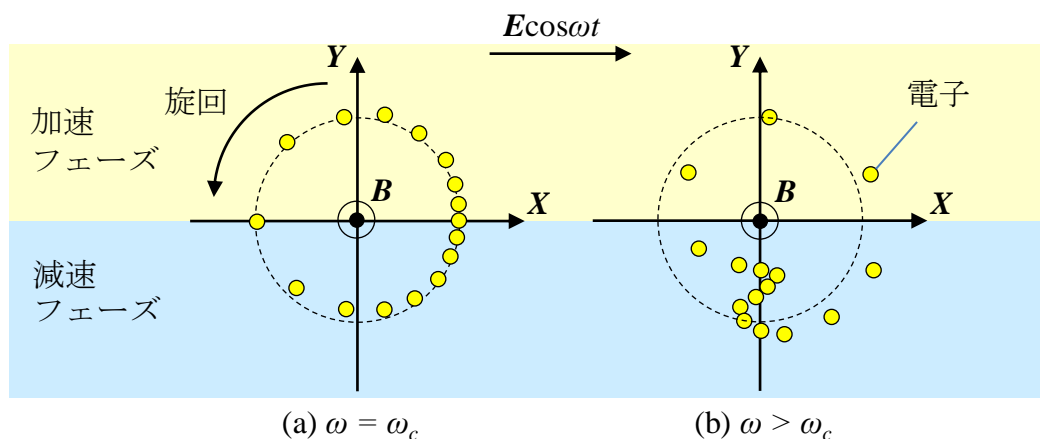


図 3-21 磁場中における高周波電場印加時における電子群のサイクロトロン運動。(a)サイクロトロン周波数と高周波電場の周波数が等しい場合。(b)高周波電場のほうが若干高い場合。

### 3.7.2 準光学的結合器(MOU)

準光学的結合器(MOU)とはジャイロトロンから放出された大電力ミリ波をコルゲート導波管内で最適な伝送モードである  $HE_{11}$  モードを高純度で励起するビームを成形する機器である。

ジャイロトロンにより放射されるミリ波はジャイロトロン内のモード結合器により直線偏波のガウスビームに近い状態として放射されるように設計されている。しかし、出力窓の熱負荷を抑えるために、伝送に最適とされるパワー分布よりも平坦な分布でビームは取り出されている。さらに、ジャイロトロンから出るミリ波は純粋なガウスビームではなく、サイドローブや高次モードを含んでいる。伝送系で損失が少ない  $HE_{11}$  モードにするために、MOU により電子ビームの位相および強度を調整する必要がある。MOU では図 3-22 のように 2 枚の銅製の位相補正鏡によりビーム成形している。MOU により成形されたビームはコルゲート導波管との結合効率が理論上 98%程度となっている[3.33-34]。

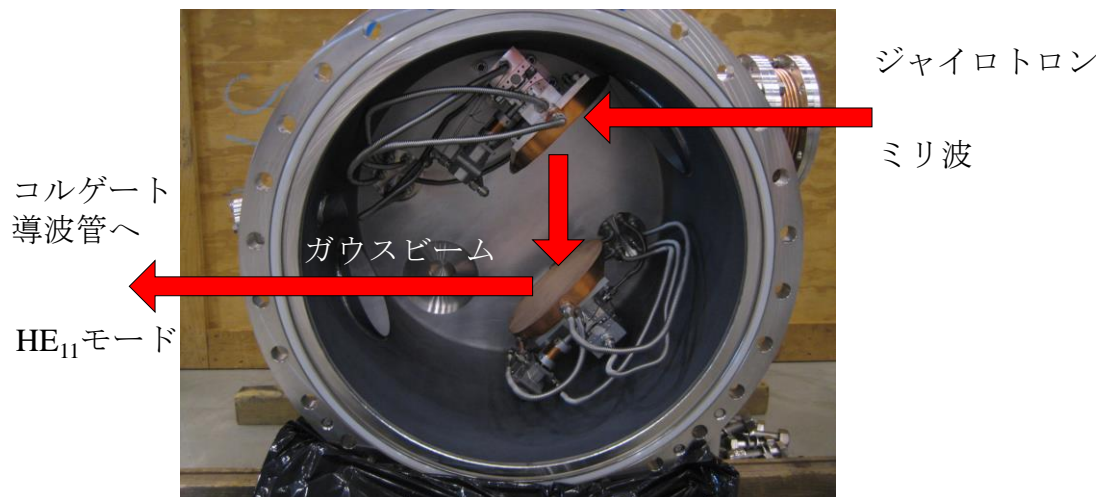


図 3-22 LHD における MOU。

### 3.7.3 コルゲート導波管

LHD では ECRH の伝送系に図 3-23 のような円筒状のコルゲート導波管を使用している。楕状の溝構造を持つコルゲート導波管中を後述する  $HE_{11}$  モードと呼ばれるモードで大電力ミリ波を伝送している。このコルゲート導波管はアーキングを抑え、低損失にするために波長よりも十分大きい内径になっており、オーバーサイズ導波管と呼ばれる。オーバーサイズコルゲート導波管中の  $HE_{11}$  モードは他モードと比較して次のような利点がある[3.30]。

- ・導波管内壁における軸方向の誘導電流がほとんど流れず、エネルギーの損失が小さい。
- ・導波管内壁の変形によるモード変換損失が小さい。
- ・導波管内壁近くにおける電磁場が弱いため、導波管のギャップ、ベンド、導波管端での回折損失が小さい。
- ・直線偏波に近いモードであり、偏波がよく定義できる。
- ・高次モード発生に起因するモード干渉等による高周波電場の電界集中が減り、アーキングが起きにくい。

LHD では 77 GHz, 154 GHz ECRH 用に直径 88.9mm のアルミニウム製コルゲート導波管を使用している[3.29]。1m または 2m のコルゲート導波管を複数接続することで長距離伝送路としている。コルゲーションのサイズはピッチ 0.8mm, リブの幅 0.2mm, 深さ 0.6mm となっており, 80 ~ 180GHz のミリ波に対して伝送損失は 2dB/km 以下となっている[3.35]。一般的にオーバーサイズのコルゲート導波管では, 抵抗損失は導波管径が大きくなると損失は低減し, 損失が少ない周波数領域も広がる。

### 第3章 実験装置及び解析手法

しかし、導波管径が大きいと不要モードが生じやすくなるため、長距離伝送では結果的に損失が大きくなる可能性もある。

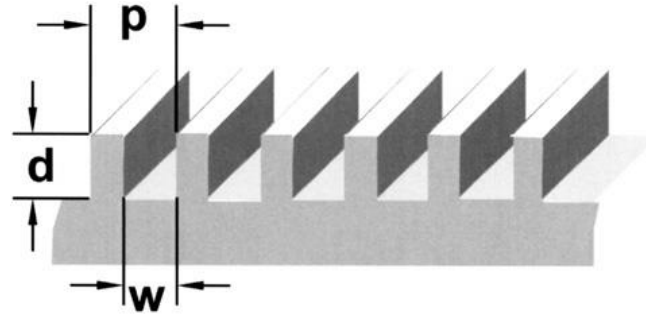


図 3-23 ECRH 用コルゲート導波管[3.30]。コルゲーションのサイズはピッチ 0.8mm, リブの幅 0.2mm, 深さ 0.6mm。

$HE_{11}$  モードは軸方向に電場成分を持たない  $TE_{11}$  モードと、軸方向に磁場成分を持たない  $TM_{11}$  モードが混合したモードである。コルゲート導波管の軸方向を  $z$  軸とすると、 $HE_{11}$  モードの電場及び磁場強度は円筒座標系  $(r, \varphi, z)$  では次式により与えられる[3.36]。

$$E_{\varphi} = J_0 \left( \frac{2.405r}{a} \right) \cos \varphi, \quad E_r = J_0 \left( \frac{2.405r}{a} \right) \sin \varphi, \quad E_z \sim 0,$$

$$H_{\varphi} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_r, \quad H_r = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} H_{\varphi}, \quad H_z \sim 0. \quad (3.15)$$

ここで、 $J_0$  は 0 次の第 1 種ベッセル関数、 $a$  は導波管内径である。図 3-24 は導波管内での電場及び磁場ベクトルの向きと電場の強度分布[3.37]を描いている。 $HE_{11}$  モードの電磁場ベクトルは  $\lambda/a \ll 1$  の場合ほとんど直線であり、その強度分布はビーム径が導波管内径の 0.64 倍のガウスビームと酷似しており、自由空間のガウスビームと効率よく結合する。

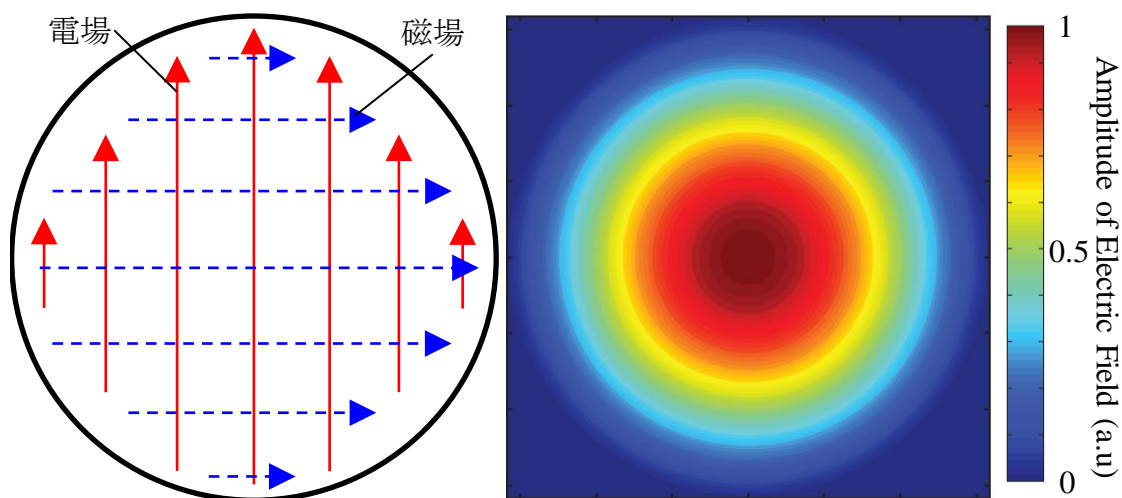


図 3-24 コルゲート導波管における電場及び磁場ベクトルの方向と電場の振幅分布。

### 3.7.4 偏波器

ミリ波の偏波状態はプラズマとのモード結合を決める主要なパラメータであり、ECRH 及び ECCD の最適化のためには入射ミリ波の偏波制御が不可欠となる。LHD では図 3-25 のような縦縞の溝が入った回転可動式コルゲート型マイターバンドを 2 枚使用して偏波制御を行っている[3.38]。

溝の幅を  $\lambda/2$  ( $\lambda$ ; ミリ波の波長) 以下にすると、溝と平行方向の電場は溝に侵入できない。一方で、溝と垂直成分の電場は侵入することができるため、平行成分と垂直成分の電場に位相差をつけることができる。簡単のためコルゲートのミラーに垂直にミリ波を入射した場合について考える。溝の深さを  $d_p$  とすると、位相差  $\tau$  は次式のようになる。

$$\tau = 2 \times \frac{2\pi d_p}{\lambda} \quad (3.16)$$

溝の深さを  $\lambda/4$  にすると偏波の一方向成分のみの位相が反転し、偏波の偏向角を変えることができる。溝の深さを  $\lambda/8$  にすると偏波の一方向成分の位相が  $\lambda/4$  だけ遅れ、偏波の楕円度を変えることができる。このように溝の深さが  $\lambda/4$ ,  $\lambda/8$  の 2 枚のコルゲートミラーを回転させ溝の向きを変えることにより、任意の偏波状態にすることが可能である[3.39]。LHD ではミリ波の進行方向を  $90^\circ$  曲げるマイターバンドにコルゲートミラーが取り付けられている。同様の考えにより、ミラーへの入射角が  $45^\circ$  であるため深さが  $(\lambda/4)\cos 45^\circ$ ,  $(\lambda/8)\cos 45^\circ$  程度の縦縞の溝が掘られており、モーター駆動で外部から回転させられるようにしている。以上により、LHD では偏波制御を行っている。

### 第3章 実験装置及び解析手法

コルゲートミラーに角度を持ってミリ波が入射される場合の偏波変化について、図3-25の座標系を用いて説明する。波数ベクトル  $\mathbf{k}$  とコルゲートミラーのなす角を  $\theta$ 、ミラーの回転角を  $\phi$  とすると、位相変化について考慮した実効的なコルゲートミラーの回転角  $\xi$  は次式のようにになる。

$$\xi = \tan^{-1}(\cos \theta \tan \phi). \quad (3.17)$$

LHD では波数ベクトルとコルゲートミラーがなす角  $\theta$  は  $45^\circ$  である。入射側のミリ波の電場を  $(E_{i\phi}, E_{i\theta})$  とすると反射側の電場を  $(E_{r\phi}, E_{r\theta})$  は次式により表すことができる。

$$\begin{pmatrix} E_{r\phi} \\ E_{r\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \xi & -\sin \xi \\ -\sin \xi & -\cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -e^{-i\tau/2} & 0 \\ 0 & -e^{-i\tau/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi \\ -\sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{i\phi} \\ E_{i\theta} \end{pmatrix}. \quad (3.18)$$

右辺の3つ目の行列は、入射側の波数方向を基準にした座標系からコルゲートの溝の平行方向、垂直方向、ミラー面に垂直な方向を基準にした座標系への座標変換行列である。2つ目の行列はコルゲートによる入射波と反射波の位相変化を示している。1つ目の行列は、コルゲートミラーの座標系から反射波の座標系への座標変換行列である。式(3.18)のようにコルゲートミラーにより偏波を変化させることができ、同様のものを2枚使用することにより任意の偏波を実現する。

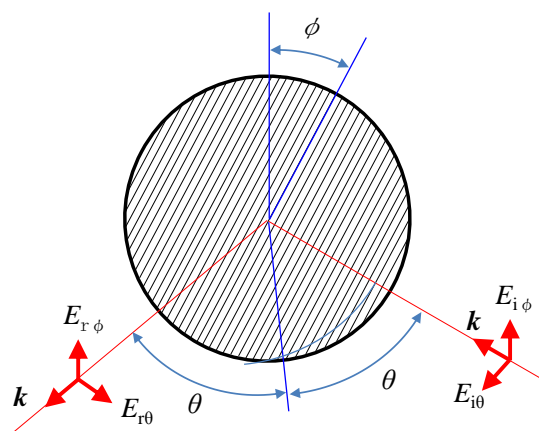


図3-25 マイターベンド型偏波器。

#### 3.7.5 パワーモニター

伝送系中でのミリ波電力を計測することが ECRH の把握ためには必要である。LHD では図3-26のようにマイターベンド型のパワーモニター(RF モニター)を使用している[3.40]。まず、マイターベンドミラーの中心付近に1列のカップリングホールを開け、大電力ミリ波の一部を矩形副導波管に結合させ取り出す。冷却水をカップリングホールの両側に流し、温度上昇とそれに伴うアーキングを防いでいる。取

### 第3章 実験装置及び解析手法

り出したミリ波をショットキーダイオードによりパワー計測する。このモニター構造を応用し、本研究では偏波計測も可能なモニターを作製した。開発したミリ波電力及び偏波実時間計測モニターについては第4章で記す。

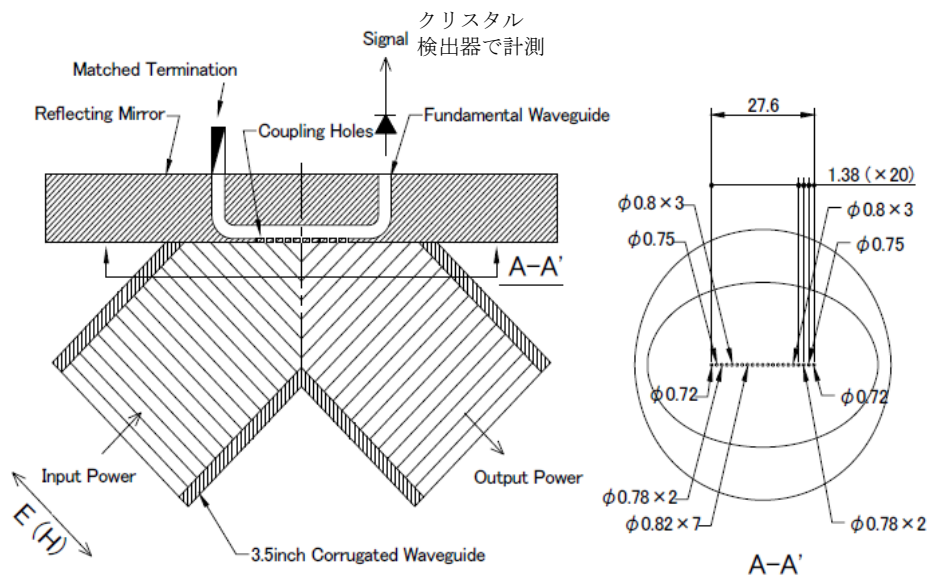


図 3-26 パワーモニターの構造[3.41]

### 参考文献

- [3.1] 核融合科学研究所公式ページ <http://www.lhd.nifs.ac.jp/home/lhd.html>
- [3.2] I. Yamada *et al.*, JINST **7**, C05007 (2012).
- [3.3] P. Bogen *et al.*, J. Nucl. Mater. **220–222**, 472 (1995).
- [3.4] S. Morita *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, No. 4, 2375 (2003).
- [3.5] M. Goto *et al.*, Fus. Sci. Tech. **58**, 394 (2010).
- [3.6] N. A. Pablant *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 083506 (2012).
- [3.7] M. Bitter *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 10E328 (2010).
- [3.8] S. Lazerson *et al.*, in 38th EPS Conference on Plasma Physics 2011.
- [3.9] K. Ida *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **71**, No. 6, 2360 (2000).
- [3.10] V. D. Pustovitov *et al.*, Nucl. Fusion **41**, No. 6, 721 (2001).
- [3.11] 天岸祥光, プラズマ・核融合学会誌 69 巻 10 号, 1187 (1993).
- [3.12] S. Sakakibara *et al.*, Fus. Sci. Tech. **58**, 471 (2010).
- [3.13] T. Ido *et al.*, ECA **30I**, P-4.119 (2006).
- [3.14] T. Ido *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **86**, No.9, 507 (2010).
- [3.15] Kawahata K. *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70** 707 (1999).
- [3.16] K. Tanaka *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 110 (2006).
- [3.17] K. Tanaka *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 050 (2008).

### 第3章 実験装置及び解析手法

- [3.18] Y. Nakamura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **69**, 41 (1993).
- [3.19] S.P. Hirshman and J.C. Whitson, Phys. Fluids **26**, 3553 (1983).
- [3.20] K. Shin *et al.*, AIP Conf. Proc. **669**, 187 (2003).
- [3.21] N. B. Marushchenko *et al.*, ‘Ray-tracing code TRAVIS for ECR heating, EC current drive and ECE diagnostic’, Computer Physics Communications **185**, 165 (2014).
- [3.22] N. B. Marushchenko *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 054002 (2008).
- [3.23] N. B. Marushchenko *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 129801 (2009).
- [3.24] M. Bornatici *et al.*, Nucl. Fus. **23**, No. 9, 1153 (1983).
- [3.25] E. Mazzucato *et al.*, Phys. Fluids **30**, 3745 (1987).
- [3.26] M. Yokoyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403016 (2013).
- [3.27] R. Seki *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 2402081 (2011).
- [3.28] 出原 敏孝, プラズマ・核融合学会誌 **73(3)**, 298 (1997).
- [3.29] T. Shimozuma, J. Plasma Fusion Res. **82**, No.8, 506 (2006).
- [3.30] T. Mutoh, T. Shimozuma, J. Plasma Fusion Res. **82**, No.6, 376 (2006).
- [3.31] H. Takahashi *et al.*, Proceedings of ITC18,318 (2008).
- [3.32] K. Sakamoto and T. Imai, J. Plasma Fusion Res. **71**, 5 (1995).
- [3.33] 高橋裕己, LHD における ECRH システムのアップグレード, 第 13 回若手科学者によるプラズマ研究会 (2010).
- [3.34] K. Ohkubo *et al.*, Int. J. Infrared Millimeter Waves **18**, No. 1, 23 (1997).
- [3.35] K. Ohkubo *et al.*, Int. J. Infrared Millimeter Waves **15**, No. 9, 1507 (1994).
- [3.36] Manfred K. Thumm, IEEE transactions on plasma science **30**, 755 (2002).
- [3.37] E. J. Kowalski *et al.*, “*Linearly Polarized Modes of a Corrugated Metallic Waveguide*”, PSFC/JA-10-61 (2010).
- [3.38] John L. Doane., Int. J. Infrared Millimeter Waves **13**, 11, 1727 (1992).
- [3.39] K. Tanaka *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **79**, No. 9, 844 (2003).
- [3.40] W. Kasperek *et al.*, Int. J. Infrared Millimeter Waves **24**, No. 4, 451 (2003).
- [3.41] 小林策治, LHD ECH グループ, “大型ヘリカル実験装置(LHD)における電子共鳴加熱(ECH)装置のマイクロ波伝送路の冷却と真空化”, KEK Proceedings , P-4-14 (2010).

## 第4章 入射ミリ波電力及び偏波の実時間計測モニター開発

### 4.1 背景及び計測原理

入射ミリ波の偏波状態はプラズマと波動の結合を決定する主要なパラメータであり、プラズマ中でのミリ波の軌跡や吸収分布、電流駆動分布に大きな影響を与えるため、大電力ミリ波の電力及び偏波計測は ECRH 及び ECCD にとって重要である。正常波(O-mode)と異常波(X-mode)とのモード結合はプラズマと真空の境界付近となる最外殻磁気面あたりでの磁場ベクトル、波数ベクトルの方向と偏波状態によって決定される[4.1]。LHD では入射偏波は偏波器を含め ECRH 伝送系の理想モデルを用いた理論計算に依存しており、プラズマ実験中に偏波は計測されていない。しかし、ジャイロトロンからプラズマまでの ECRH 伝送系の長さは 100m 以上あり、マイターバンドも 10 個以上あるため、偏波の理論計算は複雑になる。そこで、LHD の ECRH 伝送系のマイターバンドに実装できるよう、大電力入射ミリ波電力及び偏波の実時間計測モニターの開発を行った。過去にも複数の偏波モニターが開発されている[4.2-4]が、装置の複雑化に起因してメンテナンス回数が増加し、磁場閉じ込め核融合装置に常時実装されているものはない。本研究で開発したモニターは後述する通り、副導波管の形状を工夫することによりマイターバンドでのアーキングをなくすことと、ヘテロダイン法及び FPGA 付高速 ADC を用いることでミリ波回路を単純化することが特徴である。これらにより実用性を向上させ、LHD に実装できるようにする。

図 4-1 はミリ波の電場ベクトルの軌跡を描いたものである。偏波は偏向度  $\alpha$  と楕円率  $\beta$  で定義される。偏向角  $\alpha$  は参照軸 X と楕円の長軸がなす角である。LHD では、参照軸 X はトロイダル方向と波数ベクトルがなす平面内で波数に垂直な方向と定義されている。最適な ECRH のためには、プラズマと真空の境界付近でのミリ波の入射角や磁気シア、密度分布を考慮して偏波パラメータ  $\alpha$ ,  $\beta$  を設定する必要がある。しかし、現実的にはモニターを境界面に設置することはできないため、マイターバンドに設置可能な入射ミリ波電力及び偏波モニターを開発した。以下では、モニター試験のため、臨時的にモニターを設置したマイターバンド板に垂直な方向を参照軸 X としている。楕円率  $\beta$  は楕円の長軸と短軸の大きさの比を表している。波数  $k$  の向きを基準に右ねじの向きを正、左ねじの向きを負とされており、楕円率  $\beta$  の符号は電場の回転方向を示している。



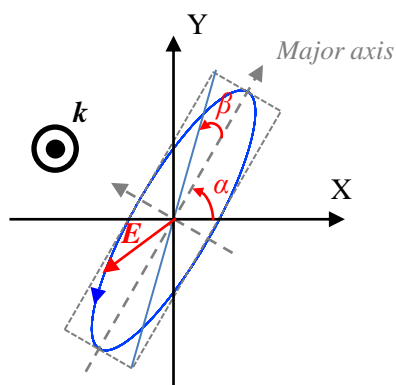


図4-1 偏波パラメータの定義。波数  $k$  を紙面垂直方向とした場合の偏向度  $\alpha$  と楕円率  $\beta$  を示している。原点から楕円までが電場ベクトルを表しており、青色の楕円が電場ベクトルの軌跡である。

ミリ波の波動電場は垂直2成分に分離して次式のように表すことができる。

$$E_x = E_{x0} \cos(\omega t), \quad (4.1)$$

$$E_y = E_{y0} \cos(\omega t + \varphi). \quad (4.2)$$

$E_{x0}$ ,  $E_{y0}$  は垂直2成分の電場の振幅で、 $\varphi$  は  $E_x$  と  $E_y$  の位相差である。以上の定義を用いると、偏向度  $\alpha$  と楕円率  $\beta$ 、パワー  $P_{in}$  は次式のようになる[4.5]。

$$\alpha = \frac{\tan^{-1} \left[ \tan \left( 2 \tan^{-1} \frac{E_{y0}}{E_{x0}} \right) \cos \varphi \right]}{2}, \quad (4.3)$$

$$\beta = \frac{\sin^{-1} \left[ \sin \left( 2 \tan^{-1} \frac{E_{y0}}{E_{x0}} \right) \sin \varphi \right]}{2}, \quad (4.4)$$

$$P_{in} = C(E_{x0}^2 + E_{y0}^2). \quad (4.5)$$

偏波パラメータ  $\alpha$ ,  $\beta$  はミリ波の垂直2成分の振幅比  $E_{y0}/E_{x0}$  と位相差  $\varphi$  から求めることが可能である。ミリ波のパワーは電場の振幅の2乗和に比例する。以上のように、ミリ波の垂直2成分の電場の振幅  $E_{x0}$ ,  $E_{y0}$  及び位相差  $\varphi$  を測定することで、ミリ波のパワー及び偏波を計測することができる。本研究で開発したモニターは振幅  $E_{x0}$ ,  $E_{y0}$  及び位相差  $\varphi$  を測定することでミリ波電力及び偏波を計測するものである。

## 4.2 入射ミリ波電力及び偏波実時間計測モニターの構造

図4-2に本研究で開発した入射ミリ波電力及び偏波実時間計測モニターの概略図を示す。本モニターはLHDのECRH伝送系の一部であるマイターバンドに設置できるように作製されている。マイターバンドに1列のカップリングホールを開け、コルゲート導波管中を通過するミリ波をモニター側の副導波管に漏れ出させる。漏れ出したミリ波はOrthomode transducer (OMT)により垂直2成分の電場に分けられる。分離された垂直2成分それぞれの偏波をヘテロダイン法により周波数を下げて、アンプで増幅させた後FPGA付高速ADCにより検出する。検出された信号を解析することで、垂直2成分の電場の振幅及び位相差を測定し、ミリ波の電力及び偏波を計測する。以下ではそれぞれの構成部分について詳細に述べる。

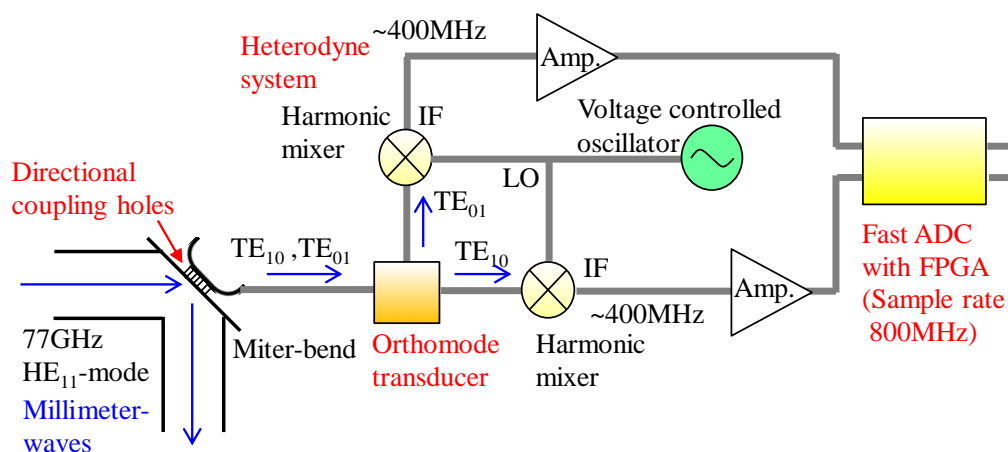


図4-2 入射ミリ波電力及び偏波実時間計測モニターの概略図。

### 4.2.1 マイターバンドにおける方向性結合器

入射ミリ波電力及び偏波モニターを取り付けるマイターバンドには図4-3のように一列の小さなカップリングホールが開けられており、副導波管へ主導波管のミリ波の一部を抽出している。カップリングホールのサイズ及び間隔と副導波管の形状及びサイズを適切に設計することで、方向性や結合度が適した値となるようにする。

カップリングホールから副導波管へ漏れ出した進行波と後進波の電場 $E_{FW}$ 、 $E_{BW}$ は次式のように表される。

$$E_{FW/BW} = \exp[\pm ik_z z] \times \sum_{d=1}^N A_d \exp[i(k_0 \sin \theta \mp k_z) z_d]. \quad (4.6)$$

$k_z$ 、 $k_0$ はそれぞれ副導波管及び主導波管における波数の導波管に平行な成分である。 $A_d$ は電場の振幅、 $\theta$ は入射角、 $z_d$ はホール $d$ の $z$ 座標である。77GHzミリ波は主導波管中を円形導波管の基本モードである $HE_{11}$ モードで伝送されている。 $HE_{11}$ モー

ドとガウスビームの類似性から、副導波管へ各ホールから漏れ出すミリ波の電場の振幅  $A_d$  は次式で表される[4.3]。

$$A_d \propto \omega a_d^3 \exp \left[ -k_z h \sqrt{\left( \frac{1.84}{k_z a_d} \right)^2 - 1} \right] \times \exp \left[ -\frac{z_p}{W_b} \right]. \quad (4.7)$$

$\omega$  は角周波数、 $a_d$  はホールの直径、 $h$  はホールの深さ、 $z_p$  はマイターバンド板の中心からホールまでの距離、 $W_b$  は  $HE_{11}$  モードをガウスビームに近似して得られるビーム幅である。式(4.6)より、

$$k_0 \sin \theta = k_z, \quad (4.8)$$

となる時、つまり、副導波管と平行な方向の波数が主導波管と副導波管で等しくなるとき、各ホールからの進行波は足し合わされることになる。一方で、後進波については各ホールからの後進波を打ち消し合わせて減衰させる。四角形の副導波管では波数  $k_z$  は次式のように書ける。

$$k_z = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left( \frac{m\lambda_0}{2a} \right)^2 - \left( \frac{n\lambda_0}{2b} \right)^2}. \quad (4.9)$$

$\lambda_0$  は真空中でのミリ波の波長、 $a, b$  は副導波管内の各辺の長さであり、上式  $k_z$  は矩形導波管の  $TE_{mn}$  モードの波数を示している。

マイターバンドにおける方向性結合器は進行波が足し合わされるよう上式(4.8)を満たし、且つ、ホール間隔によるブラッグ反射を避け、相互の反射が打ち消し合うように副導波管内での波長の4分の3となる長さに設計した。後進波を打ち消すようにしたのは各ホールから散乱された波が相互作用しないようにするためである。進行波と後進波のパワーの比を示す方向性  $D$  は次式のように定義され、式(4.6)、(4.7)を用いて計算することができる。

$$D \equiv 10 \log(E_{FW}^2 / E_{BW}^2) \quad (4.10)$$

本研究で作製した 77GHz ECRH 用の入射ミリ波パワー及び偏波モニターは表 4-1 に示す寸法となっており、方向性  $D$  は 32dB である。

副導波管の形状はミリ波の垂直 2 成分の両方が得られるようにするために内形を正方形にした。矩形導波管の基本モードである  $TE_{01}$  モードと  $TE_{10}$  モードだけが通過可能なように正方形の一辺の長さを決めた。従来、矩形導波管は長方形で偏波の一方向成分しか得られなかったため、偏波の垂直 2 成分の電場を取り出すためには 2 列のカップリングホールが必要となっていた。その 2 列のカップリングホールでのアーキングが問題となっていたが、本モニターでは副導波管の形状を正方形にすることでカップリングホールが 1 列となりアーキングを起きないようにした。以上で説明したマイターバンドにおける方向性結合器により、入射ミリ波の一部の垂直 2 成分両方の波動電場をモニター側へ抽出する。

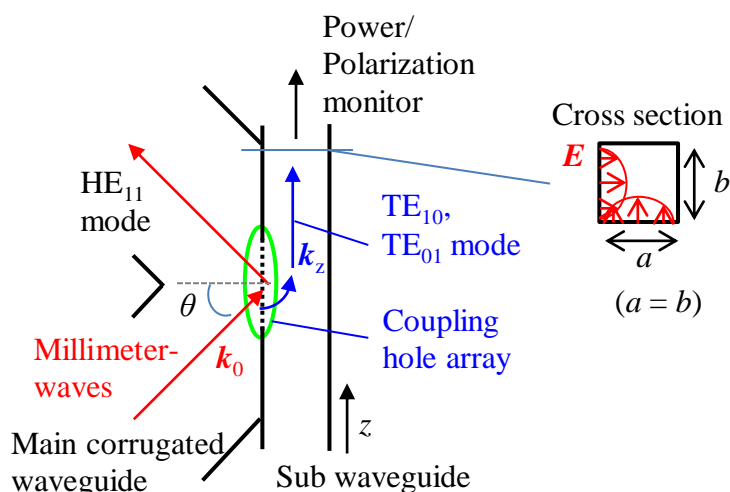


図 4-3 マイターバンドにおける方向性結合器及び副導波管断面図。

表 1 77GHz 用パワー及び偏波モニター副導波管及び主導波管の寸法

主導波管の内径	88.9mm
主導波管でのビーム径 $W_b$	28.8mm
副導波管の内径 $a, b$	2.755mm
ホール間隔 $h$	4.14mm
ホールの個数 $d$	9 個
ホールの直径 $a_d$	0.72mm(edge) ~ 0.80mm(center)

#### 4.2.2 Orthomode transducer

Orthomode transducer (OMT)によりミリ波の波動電場を垂直 2 成分に分波する。4.2.1 節で述べたようにマイターバンド付近における副導波管の内側の形状は  $TE_{01}$  モードと  $TE_{10}$  モードの 2 つが通過するように正方形になっている。そのため、図 4-4 のように本研究では内側の形状が正方形の OMT を開発した。管内形状が正方形の OMT はこれまでに参考文献[4.6-7]にあるように様々な形状のものが研究されている。それらの形状は複雑であり、本研究では機械工作がそれらに比べ比較的簡単にできる構造のものを設計・作製した。本研究で作製した OMT は図 4-4 のように正方形の副導波管に薄い板(セプタム)を入れ、式(4.9)の  $TE_{01}$ ,  $TE_{10}$  モードの存在条件を参考に  $TE_{01}$ ,  $TE_{10}$  モードの片方のみが通過するようにし、もう片方のモード成分はセプタムにより反射されて他方の出口へ行くようにした。OMT は出口 2 カ所に向かってテーパ構造となっており、出口は垂直 2 成分の片方しか通さない長方形をしている。以上により、偏波を垂直 2 成分の電場成分に分離する。

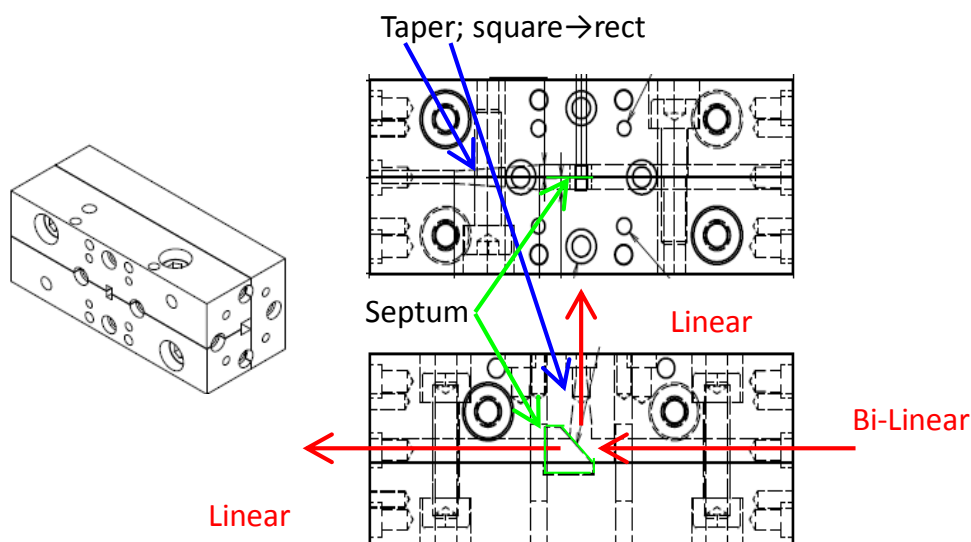


図 4-4 OMT の cad 図。

### 4.2.3 ヘテロダイン法

ECRH で使用するミリ波の周波数は 100GHz 前後と高周波数であるため、直接的に ADC で計測するのは困難である。そこで、ヘテロダイン法を用いることで、振幅及び位相情報を保ったまま信号を 400MHz 以下までダウンコンバートし、800MHz ADC により信号検出する。

ヘテロダイン法とは検出したい受信信号と、周波数の異なる別の信号を混合することにより、その差の周波数を持つ信号を生成する方法である。検出したい信号  $E_R$  の周波数を  $f_R$ 、もう一つの混ぜ合わせる信号  $E_L$  を生成させるローカルオシレーターの周波数を  $f_L$  とすると、混成された信号  $E_{IF}$  は式(4.13)のようになる。

$$E_R = V_R \cos(2\pi f_R t + \varphi_h), \quad (4.11)$$

$$E_L = V_L \cos(2\pi f_L t), \quad (4.12)$$

$$E_{IF} = V_R V_L \frac{\cos(2\pi(f_R + f_L)t + \varphi_h) + \cos(2\pi(f_R - f_L)t + \varphi_h)}{2}. \quad (4.13)$$

$V_R$ ,  $V_L$  はそれぞれ検出したい信号とローカルオシレーターの振幅、 $\varphi_h$  は 2 つの信号の位相差である。GHz オーダーの周波数を混合した場合、混成された信号出力の内、周波数が 2 つの信号の和になっている項は周波数が高すぎるため平均化され、差の周波数のみが検出されるようになる。この差の周波数を持つ信号は IF(中間周波数)信号と呼ばれ、式(4.13)が示す通り混成前の検出したい信号  $E_R$  の振幅及び位相情報を保持している。

開発したミリ波パワー及び偏波モニターでは、図 4-2 のようにローカルオシレー

ターとして周波数が入力電圧により制御可能な VCO(Voltage controlled oscillator)を使用し、信号を混成するためにハーモニックミキサを使用している。ハーモニックミキサとは、上記で述べた2つの信号の混成波だけではなく、ローカルオシレータの高調波との混成波も IF 信号として生成される機器である。本モニターでは IF 信号が 800MHz ADC の半分の周波数 400MHz 以下となるようにしている。77GHz ミリ波に対し VCO は 15.4GHz 程度に設定しており、ハーモニックミキサではローカルオシレータの5倍の高調波と 77GHz ミリ波の IF 信号を生成し、ADC により検出する。

### 4.2.4 FPGA 付高速 ADC

ミリ波パワー及び偏波モニターの IF 信号検出部には FPGA(Field Programmable Gate Array)付高速 ADC を用いた。ADC のサンプリング周波数は 800MHz のものを使用した。従来は、検出器として IQ(直交)検波器が用いられてきた[4.3]。IQ 検波器では偏波の垂直2成分の位相差を検出する際に  $0^\circ < \phi < 90^\circ$  の範囲でしか検出できないため、楕円度  $\beta$  の正負が判断できず、偏波が右回りか左回りか決定することができなかった。今回、高速 ADC により IF 信号を直接的に計測し FFT 等の解析により信号の位相を求めることで、全位相領域で位相検出が可能となり偏波の右回り、左回りの判断が可能となった。

また、プログラムが可能な回路である FPGA 付の ADC を用いることにより、将来的に解析速度を高め、フィードバック制御に繋がるようにした。FPGA は SP Device 社の SDR14 を使用しており、インターフェースとして Matlab を使用している。現状では、FPGA は ADC の制御と PC とのデータの遣り取りのために用いている。計測時間が 1 秒以内である場合は 800MHz でデータ採取するが、1 秒を超えて計測すると ADC のメモリが飽和してしまう。そのため、1 秒以上計測する場合は 800MHz で 4096 点データを採取するたびに FPGA から ADC にデータを送るようにし、そのデータを PC 上で解析している。このように、現状、FPGA は要求にあったように ADC を制御すること及び PC とのデータ遣り取りのために使用しており、今後プログラムを改良することや回路に解析用プログラムを埋め込むことで、より高速なデータ処理やフィードバック制御が可能となる。

## 4.3 ミリ波電力及び偏波計算のための信号処理法

IF 信号が ADC に検出された後、検出信号は PC に送信され FFT 等の処理をされ、ミリ波電力及び偏波計算に必要となる垂直2成分の偏波の振幅及び位相差が求められる。以下で信号処理法について述べる。

## 第4章 入射ミリ波電力及び偏波の実時間計測モニター開発

- ① PCに送られた時系列の信号データを2の $n$ 乗のデータ長毎に分け、それぞれにハニング窓関数を用いてFFTし、パワースペクトル、位相スペクトルを求める。
- ② IF信号を見つけるため、それぞれの時間においてパワースペクトルが最大値となる周波数を検出する。低周波数領域はノイズが大きいため、20MHz以上の周波数領域でパワースペクトルの最大値を見つける。
- ③ それぞれの時間においてのパワースペクトルについてピークとなる周波数を中心に前後5MHz程度で積分し、2乗根をとることでIF信号の振幅を得る。位相については、パワースペクトルがピークとなる周波数の位相スペクトルの値を用いる。ミリ波の垂直2成分の偏波の信号について、それぞれ以上のように振幅及び位相を計算する。位相差は垂直2成分の偏波の位相の差を取ることで得る。

フーリエ変換時にハニング窓関数を用いるのはFFTを有限区間に適用することに起因する終端処理の影響を小さくするためである。ジャイロトロンやローカルオシレーターの若干の周波数のぶれや拡がり、フーリエ変換を有限区間の離散データに適用することに起因して、IF信号のパワースペクトルは拡がりを持つ。これによって振幅スペクトルのピークを振幅とするのは間違いとなるため、パワースペクトルを周波数方向に積分し2乗根を振幅として取得している。以上の方法により、ミリ波の電力及び偏波情報の算出に必要な垂直2成分の振幅及び位相差を検出している。

### 4.4 LHDのECRH伝送系における信号の振幅及び位相差検出試験

LHDの77GHz ECRH伝送系のマイターベンダに作製した入射ミリ波電力及び偏波実時間計測モニターを設置し、信号検出試験を行った。図4-5の①の位置にモニターを設置した上で、759kW 77GHz ECRHを入射した。その結果について以下で述べる。

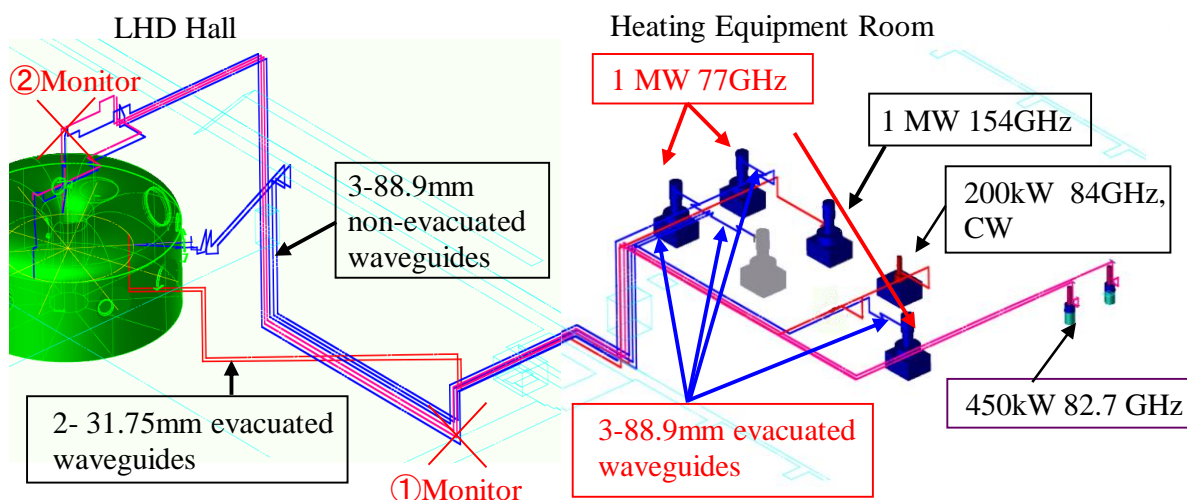


図 4-5 LHD の ECRH 伝送系の概略図。①及び②は入射ミリ波パワー及び偏波実時間計測モニター試験でのモニター設置位置を示している。

図 4-6(a)はジャイロトロンのパラメータから算出させるミリ波のパワーの設定値である。図 4-6(d)は ECRH 入射時におけるミリ波の垂直 2 成分の電場の規格化振幅スペクトルを示している。400MHz 以下の周波数で単独のピークを持つ IF 信号が検出されていることが分かる。図 4-7 はモニターで計測された IF 信号の振幅及び位相差スペクトルの時間応答を示している。ミリ波入射開始後 700 ミリ秒間に IF 信号の周波数が 50MHz ほど変化している。運転時にジャイロトロンキャビティが熱により膨張するためミリ波の周波数が変化することが報告されている。ジャイロトロンから発生する電磁波の周波数は次式のようにキャビティのサイズが大きくなるにつれ低周波数化する[4.8]。

$$\omega = c \sqrt{\frac{\chi_{mp}^2}{R_c^2} + \frac{l^2 \pi^2}{L^2}} \quad (4.14)$$

ここで、 $\chi_{mp}$ はベッセル関数の導関数の p 番目のゼロ点  $J'_m(\chi_{mp}) = 0$ 、 $R_c$ はキャビティの半径、 $L$ はキャビティの長さ、 $l$ は軸方向のモード数である。周波数変化の時定数が過去に報告されたキャビティの熱膨張による周波数変化の時定数と同程度であることから、今回観測された IF 信号の周波数の変化はキャビティの熱膨張のためであると考えられる[4.9]。このキャビティの熱膨張による周波数変化は数十 MHz~200MHz 程度であり、ECRH の発振周波数である百ギガヘルツ帯からすると小さな誤差であり加熱には問題は起きない。以上からも、この特定のピーク周波数を持つ信号はミリ波の IF 信号であると言え、同時に位相差も検出できていることが分かった。



## 第4章 入射ミリ波電力及び偏波の実時間計測モニター開発

図4-6(b),(c)は節4.3で述べたとおり、パワースペクトルがピークとなる周波数の前後5MHzのパワースペクトルを積分し2乗根を取ることで計算した振幅と、ピーク周波数での位相差の時間応答を示している。ミリ波が入射されている間、振幅及び位相差が一定となっていることが分かる。以上のように、モニターによりIF信号の振幅及び位相差の感知に成功した。

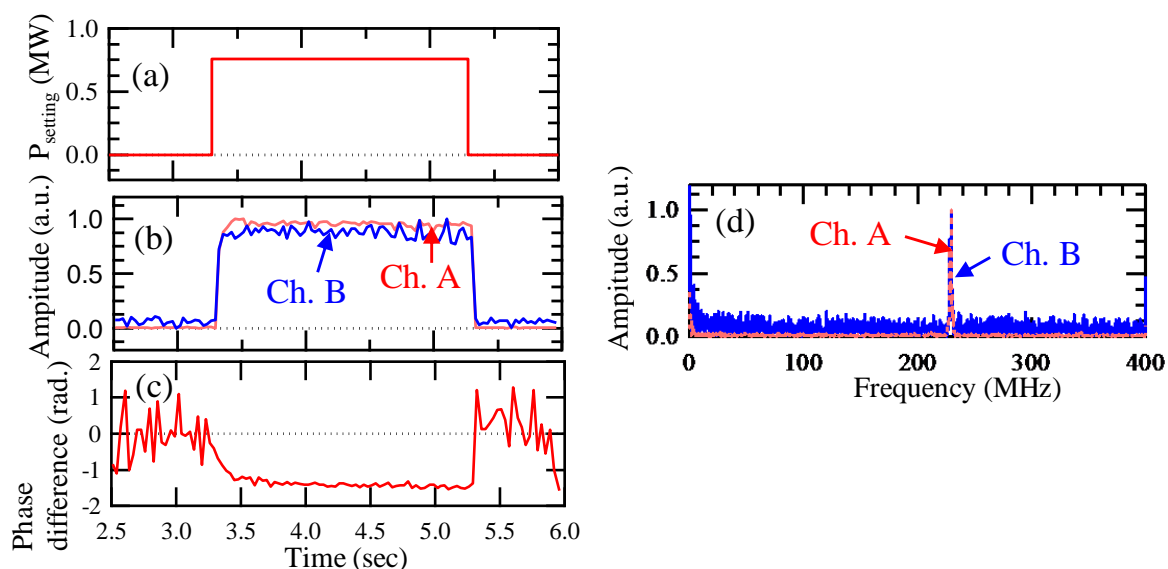


図4-6 (a)ジャイロトロンで発振されるミリ波電力の設定値, (b)モニターで計測されたミリ波の垂直2成分のIF信号の振幅, (c)位相差の時間応答。(d)振幅のスペクトル。

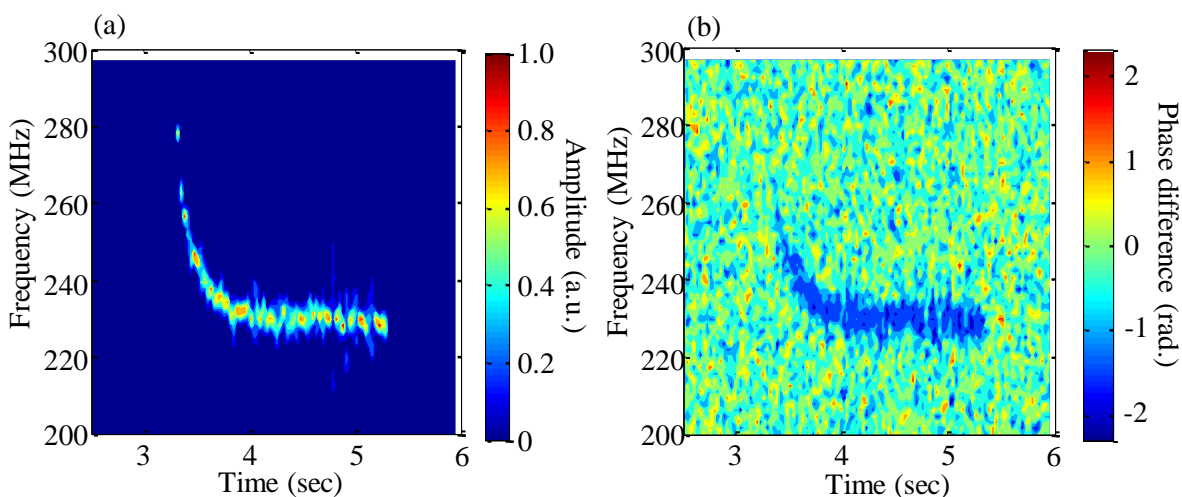


図4-7 (a)モニターで検出されたIF信号の振幅スペクトル, (b)ミリ波の垂直2成分の偏波の位相差スペクトルの時間応答。

#### 4.5 偏波スキャン実験における信号の振幅及び位相差検出試験

節4.4でIF信号の感知に成功していること示した。この節では偏波スキャン実験によって、感知された信号の値について信頼性について述べる。

まずマイターバンドから OMT までのハードウェア試験のために、ヘテロダイン及びADCの代わりにショットキーダイオードを直接 OMT に接続し偏波スキャン実験を行った。この実験では図4-5の①の位置にモニターを設置した上で、500kW 77GHz ECRH を入射した。直線偏波である楕円度  $\beta \sim 0^\circ$  で、偏向角  $\alpha$  を  $-90^\circ$  から  $+90^\circ$  まで掃引した。図4-8はショットキーダイオードで計測したパワーの偏向角  $\alpha$  依存性を示している。偏波器の設定から想定される理論値とショットキーダイオードにより計測されたパワーの実測値は、 $\alpha$  の差が平均  $10^\circ$  程度でおよそ一致している。以上から、主導波管のミリ波の垂直2成分が副導波管に定性的には想定通り抽出できており、OMT で分離されていることが確認された。

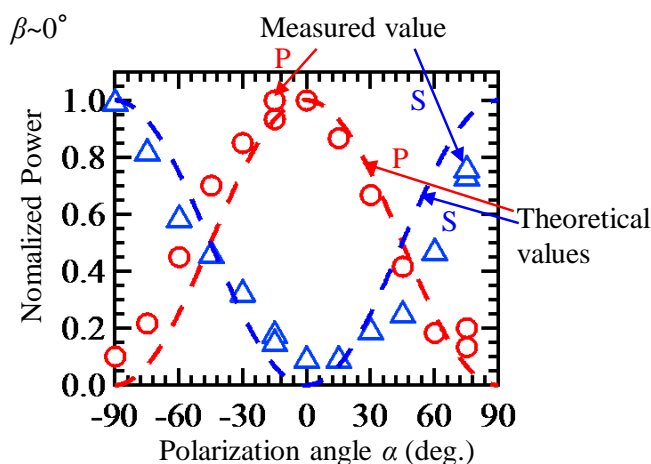


図4-8 楕円度  $\beta \sim 0^\circ$  におけるショットキーダイオードを用いて計測されたミリ波の垂直2成分の規格化振幅の偏向角  $\alpha$  依存性。線が偏波器の設定から想定される値であり、マーカーが実測値である。

次に、モニターシステム全体の試験のためにショットキーダイオードではなく図4-2のようにヘテロダインとADCをモニターに接続し、偏波スキャン実験を行った。この実験では図4-5の②の位置にモニターを設置した上で、210kW 77GHz ECRH を入射した。偏向角  $\alpha$ 、楕円度  $\beta$  をスキャンし、モニターによりミリ波の垂直2成分の振幅及び位相差を検出した。図4-9は振幅及び位相差の偏波依存性である。偏波器の設定から想定される理論値と実測値で振幅及び位相差の偏波依存性の傾向が合っている。本研究により、入射ミリ波の電力及び偏波を算出するために必要となるミリ波の垂直2成分の振幅及び位相差の同時検出に定性的には成功したと言える。今後、振幅及び位相差を絶対較正すること入射ミリ波の電力及び偏波を計測できるようになる。

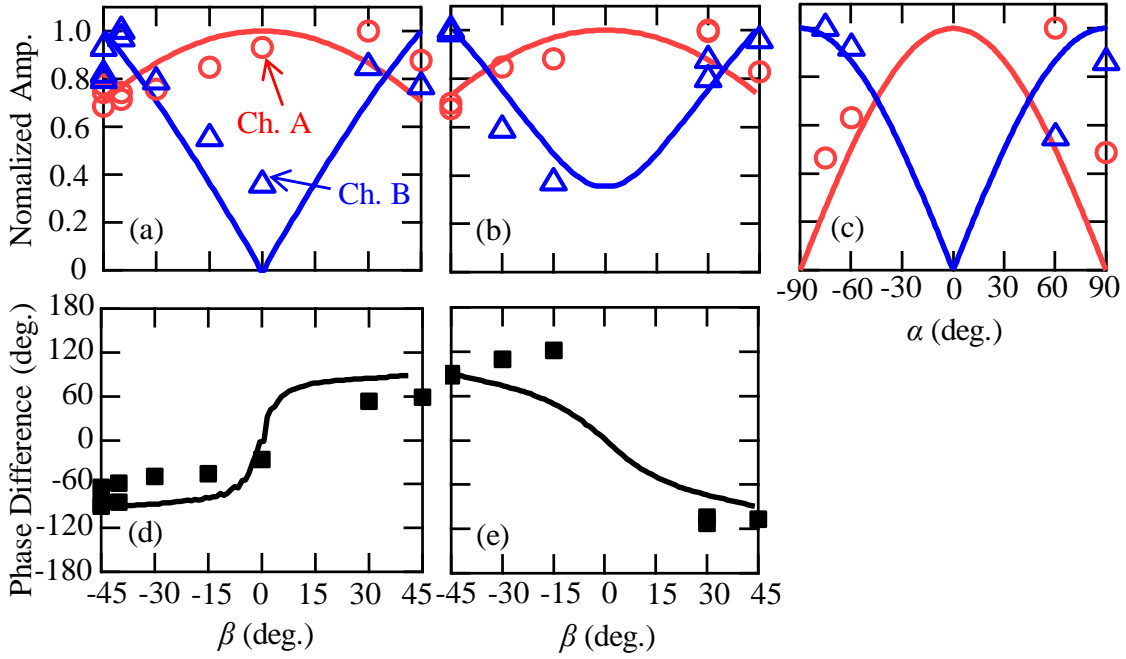


図4-9 FPGA 付 ADC を用いて計測したミリ波垂直2成分の振幅，位相差の偏向角  $\alpha$ ，楕円度  $\beta$  依存性。 $\alpha \sim 0^\circ$ における(a)振幅，(d)位相差の  $\beta$  依存性。 $\alpha \sim 15^\circ$ における(b)振幅，(e)位相差の  $\beta$  依存性。 $\beta \sim 0^\circ$ における(c)振幅の  $\alpha$  依存性。線が偏波器の設定値から想定される値であり，マーカーが実測値である。

偏波計測の精度について考察する。計測される波動電場の垂直2成分の振幅及び位相差の誤差  $\sigma_{E_x}, \sigma_{E_y}, \sigma_\varphi$  から偏向角  $\alpha$ ，楕円度  $\beta$  への誤差  $\sigma_\alpha, \sigma_\beta$  への誤差伝搬を求める。誤差伝搬はテイラー展開を利用し，その一次の項を用いることで次式のように計算することができる。

$$\begin{aligned}\sigma_\alpha^2 &= \left(\frac{\partial \alpha}{\partial F}\right)^2 \sigma_F^2 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \varphi}\right)^2 \sigma_\varphi^2, \\ \sigma_\beta^2 &= \left(\frac{\partial \beta}{\partial F}\right)^2 \sigma_F^2 + \left(\frac{\partial \beta}{\partial \varphi}\right)^2 \sigma_\varphi^2,\end{aligned}\tag{4.15}$$

$$F \equiv \tan^{-1}\left(\frac{E_{y0}}{E_{x0}}\right),$$

$$\sigma_F^2 = \frac{1}{1 + (E_{y0}/E_{x0})^2} \left( \frac{1}{E_{x0}^2} \sigma_{E_y}^2 + \frac{E_{y0}^2}{E_{x0}^4} \sigma_{E_x}^2 \right).$$

式(4.15)について式(4.3),(4.4)を用いて解くことにより誤差  $\sigma_\alpha, \sigma_\beta$  は次式のようにになる。

$$\begin{aligned}\sigma_\alpha^2 &= \left( \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 + (\tan 2F \cos \varphi)^2} \cdot \frac{2}{\cos^2 2F} \cos \varphi \right)^2 \sigma_F^2 \\ &\quad + \left( \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 + (\tan 2F \cos \varphi)^2} \sin \varphi \tan 2F \right)^2 \sigma_\varphi^2,\end{aligned}\tag{4.16}$$

$$\sigma_{\beta}^2 = \left( \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 + (\tan 2F \cos \varphi)^2} \cdot \frac{2}{\cos^2 2F} \cos \varphi \right)^2 \sigma_F^2 + \left( \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 + (\tan 2F \cos \varphi)^2} \sin \varphi \tan 2F \right)^2 \sigma_{\varphi}^2.$$

式(4.16)により，波動電場の垂直 2 成分の振幅及び位相  $E_{x0}, E_{y0}, \varphi$  とその誤差  $\sigma_{Ex}, \sigma_{Ey}, \sigma_{\varphi}$  が分かれば偏波計測のエラー評価が可能である。これら 6 つのパラメータ  $E_{x0}, E_{y0}, \varphi, \sigma_{Ex}, \sigma_{Ey}, \sigma_{\varphi}$  は振幅及び位相差を絶対較正することにより的確に得られる。ここでは，信号の振幅及び位相差について絶対較正していないため正確な誤差評価はまだできないが，偏波器の設定値が正しいと仮定してエラーを概算する。図 4-9 で示した偏波スキャン実験で得られた結果において偏波器の設定値から算出される振幅，位相差の理論値とモニターで計測した実測値の残差の標準偏差を  $\sigma_{Ex}, \sigma_{Ey}, \sigma_{\varphi}$  として， $\alpha, \beta$  の誤差を求めた。図 4-10 に波動電場の垂直 2 成分の振幅比及び位相差平面上での  $\alpha, \beta$  とその誤差を示す。 $F \sim 45^\circ$ ， $\varphi \sim \pm 90^\circ$  で  $\alpha$  の誤差が大きくなっているのは  $\beta \sim 45^\circ$ ，つまり円偏波に近づくため，楕円偏波の長軸方向という定義が意味を持たなくなるためである。LHD では ECRH のために主に線偏波の  $\beta \sim 0^\circ$  または円偏波の  $\beta \sim \pm 45^\circ$  が使用される。 $\beta \sim 0^\circ$  の時， $\alpha, \beta$  の誤差はそれぞれ約  $9^\circ$  であり， $\beta \sim \pm 45^\circ$  の時， $\beta$  の誤差は約  $9^\circ$  である。この誤差は，O-mode または X-mode を 100% で入射する設定にした場合，モードの純度に 5% 程度の誤差を与えるレベルである。

LHD では ECRH システムの向上やメンテナンスのために伝送系の変更や入れ替えが頻繁に行われる。そのため，それらの伝送系の変更が偏波計算コードに反映されないなど人為的なミスが生じやすい。現状，本モニターの計測精度を正確には評価できていないが，計測精度の概算の結果では本モニターはこれらのミスを回避することに現段階でも利用可能である。

モニターによる実測値のエラー要因は OMT で波動電場を垂直 2 成分に分波する純度が 100% でないことと外乱によるノイズが考えられる。今後 OMT の形状及び FPGA のプログラム，アンプやフィルター等のミリ波回路の最適化を行うことにより計測精度は向上させられる。計測に対するランダムノイズは FPGA のプログラムの改良により 10 分の 1 以下に低減できることが予測されている。モニターの計測誤差の主要因になっていると考えられる OMT については，波動電場の垂直 2 成分を分ける部分であるセプタムは OMT を分解して後付けで簡単に換えることができ，そのセプタムの形状を電磁界解析ソフト Comsol の結果を基に最適化すれば精度が上がる可能性がある。さらに，OMT のセプタム以外の形状についても，これまでは式(4.9)に示す  $TE_{01}, TE_{10}$  モードの存在条件から決めていたが，Comsol などの電磁界解析ソフトを用いて設計することで現状より高精度で波動電場を垂直 2 成分に分けられるものを作ることができる。

上述のように計測精度を向上させることで，より適切な偏波状態でミリ波を入射できるようになり，ECRH 及び ECCD の最適化に繋がる。本研究で開発した FPGA

## 第4章 入射ミリ波電力及び偏波の実時間計測モニター開発

を用いた ECRH 入射電力及び偏波実時間計測モニターは、将来的には ECRH の偏波及びパワー調整のフィードバック制御に繋げることも可能であり、今後の大型装置の標準と成り得るものである。

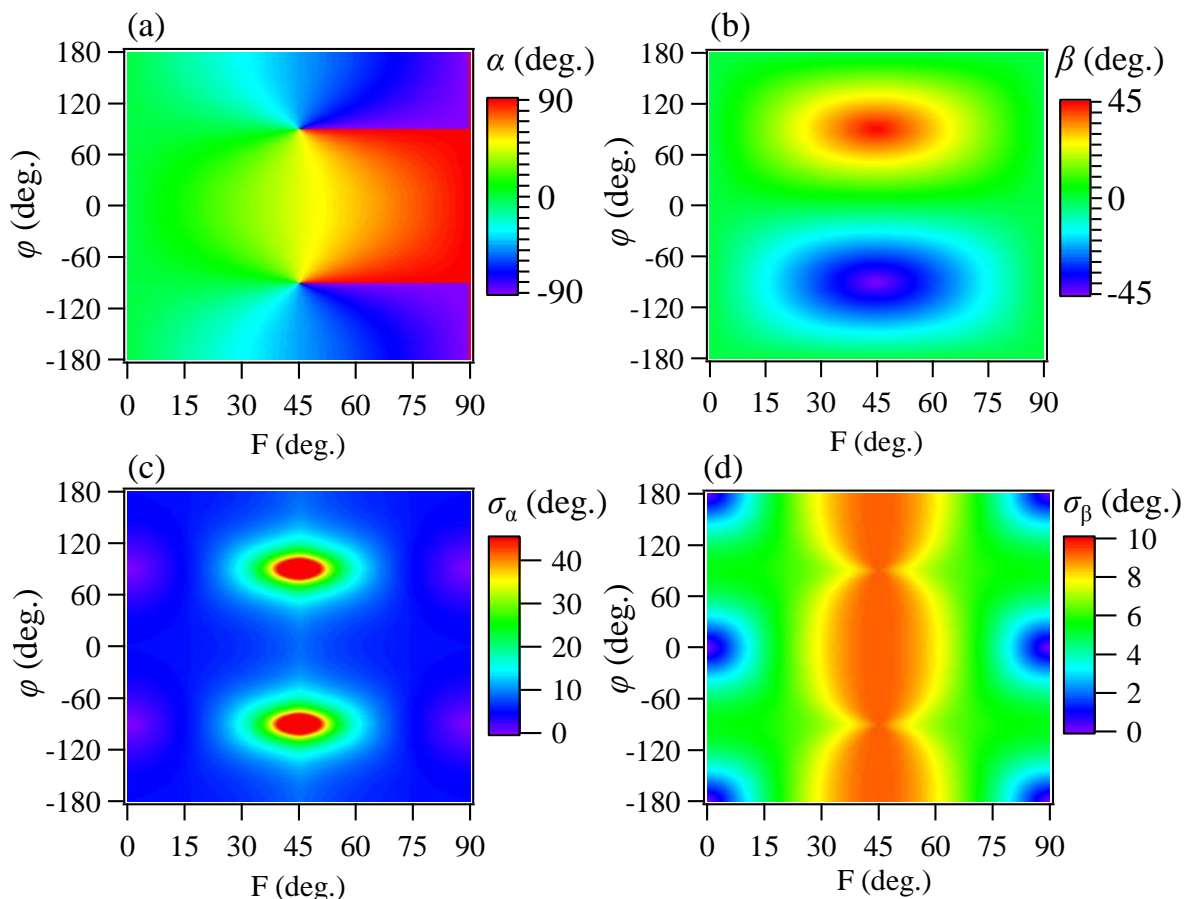


図 4-10 波動電場の垂直 2 成分の振幅比及び位相差平面で描いた(a) 偏向角  $\alpha$ , (b) 楕円度  $\beta$ , (c)  $\alpha$  の誤差, (d)  $\beta$  の誤差。

### 4.6 まとめ

LHD の ECRH 伝送系に実装できるように、入射ミリ波パワー及び偏波実時間計測モニターの開発を行った。本モニターはカップリングホール付のマイターバンド、OMT、ヘテロダイン干渉計、FPGA 付高速 ADC で構成される。開発したモニターによりパワー及び偏波を算出するために必要となるミリ波の垂直 2 成分の振幅及び位相差の同時検出に定性的に成功した。今後 OMT の形状及び FPGA のプログラム、アンプやフィルター等のミリ波回路の最適化を行うことにより計測精度は向上させることが可能である。

## 参考文献

- [4.1] R. Prater, *Physics of Plasmas* **11**, 2349 (2004).
- [4.2] S. Shimozuma *et al.*, *Journal of Microwave Power & Electromagnetic Energy* **43**, 1 (2009).
- [4.3] T. Notake *et al.*, *Rev. Sci. Inst.* **76**, 023504 (2005).
- [4.4] F. Felici *et al.*, *Rev. Sci. Inst.* **80**, 013504 (2009).
- [4.5] M. Born and E. Eolf, *Principles of Optics* (Pergamon, New York, 1974), p. 25.
- [4.6] G. Narayanan, and N. R. Erickson, *Proc. of the 13th International Space Terahertz Symposium*, 505 (2002).
- [4.7] G. Narayanan, and N. R. Erickson, *Proc. of the 14th International Space Terahertz Symposium*, 508 (2003).
- [4.8] 立松芳典, 斉藤輝雄, *J. Plasma Fusion Res.* **84**, No.12, 855 (2008).
- [4.9] 小笠原慎弥, 高精度共同トムソン散乱計測のためのミリ波帯大電力ジャイロトロンにおける不要モード発振抑制に関する研究, 名古屋大学博士課程学位論文 (2013).

## 第5章 加熱吸収電力評価法の確立

ECRH 時の輸送特性解析をするためには、プラズマに吸収される ECRH 電力の空間分布評価が必要不可欠である。近年の輸送研究では、輸送が温度勾配や密度勾配などだけでは説明づけることができず、加熱電力が直接的に輸送を駆動していることも示唆されている。以上のように輸送解析のためには加熱吸収電力評価が重要となる。一方で、加熱吸収電力評価は加熱物理としても重要なテーマである。本研究では、反磁性磁束計測で測定されたプラズマ蓄積エネルギーから加熱吸収電力を評価する新たな方法を提案し、他の加熱電力評価法と比較し、新手法の妥当性を示した。以下では、反磁性磁束計測を用いた従来法、ECE 計測及びトムソン散乱計測を用いる方法、新手法の3つについて順次説明し、その後、LHD 実験において各手法で吸収電力を評価し比較した結果について詳細に述べる。

### 5.1 LHD における反磁性磁束計測を用いた ECRH 吸収電力評価の従来法

加熱吸収電力はプラズマ蓄積エネルギーの時間変化から実験的に評価することができる。ECRH 入射されていない場合、プラズマ蓄積エネルギーの時間変化は次式のように書ける。

$$\frac{dW_{p0}}{dt} = -\frac{1}{\tau_{E0}} W_{p0} - P_{rad0} + P_{H0}. \quad (5.1)$$

$\tau_{E0}$  はエネルギー閉じ込め時間、 $P_{rad0}$  は放射パワー、 $P_{H0}$  は中性粒子入射ビーム加熱 NBI のような加熱パワーである。ECRH 入射時は、

$$\frac{dW_{p1}}{dt} = -\frac{1}{\tau_{E1}} W_{p1} - P_{rad1} + P_{H1} + P_{ECRH}, \quad (5.2)$$

と表すことができる。 $P_{ECRH}$  は追加で入射された ECRH の加熱パワーである。添え字の'0','1'はそれぞれ ECRH オフ時とオン時の値であることを示している。 $\tau_{E0} = \tau_{E1}$ ,  $W_{p0} = W_{p1}$ ,  $P_{rad0} = P_{rad1}$ ,  $P_{H0} = P_{H1}$  の時、ECRH 吸収電力は(5.1),(5.2)より次式のように表せる。

$$P_{ECRH} = \left( \frac{dW_{p1}}{dt} - \frac{dW_{p0}}{dt} \right). \quad (5.3)$$

この式(5.3)を用いて、ECRH オンオフ時のプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値の差から ECRH 吸収電力評価をすることができる。LHD では反磁性磁束計測を用いてプラズマの蓄積エネルギー  $W_p$  が計測されている。反磁性磁束計測は磁場配位に関係なく全ての磁場配位で蓄積エネルギーを測定できるため、磁場配位によらず吸収電

力が評価できる。そのため、LHDでは従来、ECRH吸収電力は図5-1(b)のようにECRH開始直前直後において反磁性磁束計測で計測されたプラズマ蓄積エネルギーの時間応答を線形近似し、その傾きの差から求めることがされている。

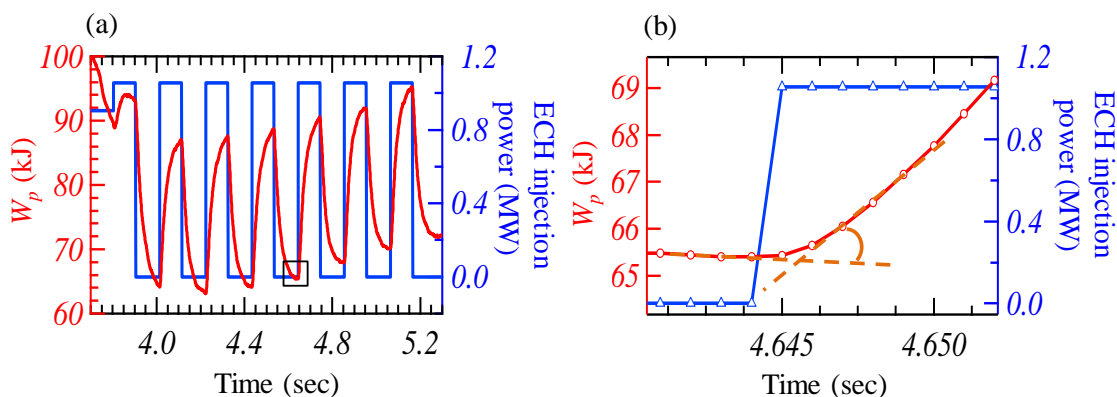


図 5-1 (a) ECRH オンオフ変調実験におけるプラズマ蓄積エネルギーの時間応答。(b) ECRH 開始時における拡大図と、ECRH 吸収電力評価のための ECRH 開始直前直後におけるプラズマ蓄積エネルギーの時間応答の線形近似。

## 5.2 電子温度分布及び電子密度分布を用いた ECRH 吸収電力評価法

### 5.2.1 ECE 計測及びトムソン散乱計測を用いた ECRH 吸収電力評価法

5.1 節で述べた方法と同様な方法で、ECE 計測により測定した電子温度及びトムソン散乱計測で測定した電子密度からプラズマ蓄積エネルギーの時間変化を計算し、ECRH 吸収電力を評価することができる。この方法では ECRH 吸収電力の空間分布も評価が可能である。ただし、ECE 計測の計測位置がプラズマ中の磁場強度に依存するため、ECRH 吸収領域で計測点が十分あるような磁場配位であることが必要である。以下では、ECE 計測及びトムソン散乱計測で測定した電子温度、電子密度を用いて吸収電力評価をする方法について述べる。

まず、ECE 計測で測定された電子温度データにデジタルフィルタをかけ電源ノイズと思われる 60Hz 及びその高調波信号を除去する。ECRH オンオフ変調実験において、ECRH オン開始のタイミングを基準にデジタルフィルタリング後の電子温度を条件付き平均化する。以上により S/N 比を向上させた電子温度について、図 5-2 (a)のように ECRH 開始直前直後数ミリ秒でそれぞれ線形近似し時間微分値を得る。吸収電力密度分布を評価するために、ECRH 開始直前直後の電子温度の時間微分値の差にトムソン散乱計測で測定した電子密度を乗じる(図 5-2 (b))。ここでは、ECRH 開始数ミリ秒間においては電子温度の変化に対して電子密度の変化が十分小さく、



## 第5章 加熱吸収電力評価法の確立

電子密度が一定としており、電子からイオンへ伝わるパワーも ECRH 吸収電力より十分小さいと仮定している。加熱吸収電力を評価するためには、ECE 計測がされていない位置に対して、吸収電力分布を外挿する必要がある。TRAVIS コードで計算される吸収電力分布の形状がガウス分布に酷似している場合が多いため、吸収電力分布をガウス関数フィッティングすることにより外挿するようにした。図中の破線はガウスフィッティング時における統計的な標準誤差を示している。ECRH 吸収電力が同一磁気面上で均一化されるとした上で、ECRH 吸収電力密度分布を体積分することにより ECRH 吸収電力を評価する。図 5-2(c)は  $r_{\text{eff}}$  より内側の吸収電力密度分布を体積分した値を示している。この例では、 $r_{\text{eff}} < 0.23\text{m}$  より内側に ECE 計測のチャンネルが無いことにより吸収電力密度のエラーが内側で大きくなっているが、体積分値については内側の体積が小さいことに起因してエラーが小さくなっている。

以上の方法によって、電子温度及び電子密度を用いて吸収電力評価が可能である。しかし、解析に用いた時間幅内にエネルギーの輸送が起きるため、吸収電力分布の形状としては本来よりも平坦化した形状を示すという特徴がある点に気を付ける必要がある。

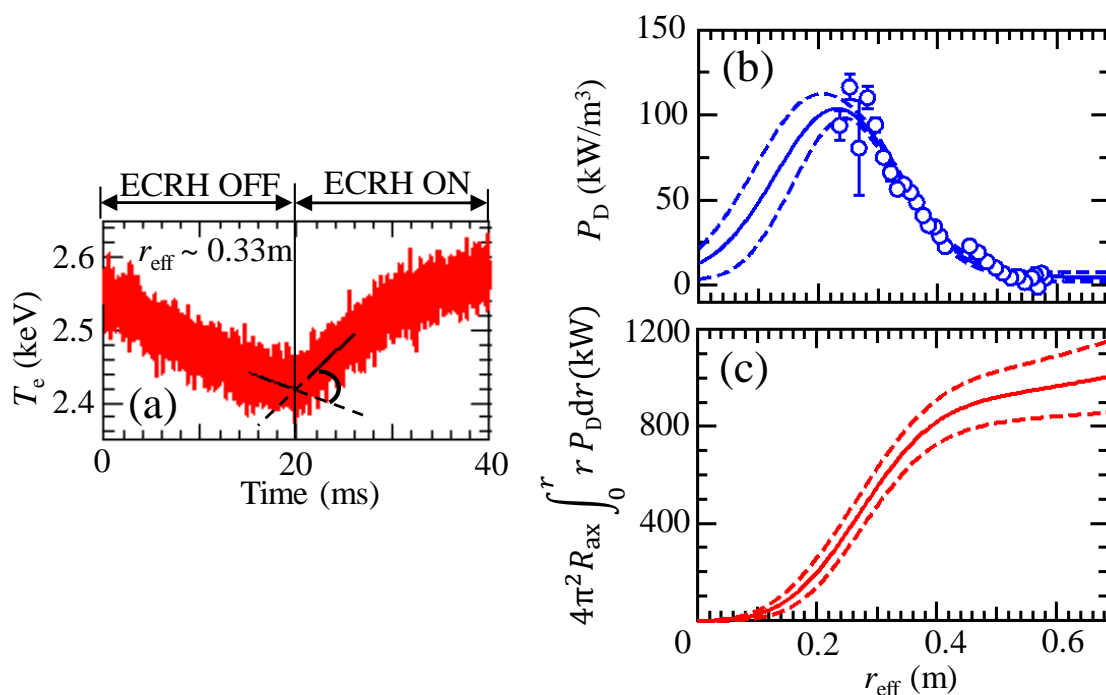


図 5-2 (a)デジタルフィルター及び条件付き平均化を適用した後の電子温度の時間応答及び、加熱吸収電力を求めるための線形近似。(b)ECRH 吸収電力分布。(c)  $r_{\text{eff}}$  より内側の吸収電力密度分布を体積分した値。(b),(c)の破線はガウスフィッティング時の標準誤差を示している。

## 5.2.2 ヒートパルス伝搬解析法

輸送解析時には加熱吸収電力だけでなく、ECRH が吸収された位置も重要となる。ECRH 吸収位置を実験的に特定するためにECE 計測で測定された電子温度データを用いる。ECRH をオンオフ変調させて各位置における電子温度の変調振幅及び位相を求めることで評価することができる。

ECE 信号を用いて加熱位置を特定する具体的な方法について述べる。まず、ECE 計測の各チャンネルの信号をトムソン散乱計測の温度データと比較することで絶対較正し、電子温度データにする。次に ECRH が変調されている時間帯で各位置での温度データをフーリエ変換し、ECRH の変調周波数と同じ周波数の位相及び振幅を得る。フーリエ変換の終端処理で生じる誤差を軽減するために、フーリエ変換を適用する時間範囲は ECRH オンオフ変調中で、且つ、ECRH 変調周期の定数倍の時間幅にする。高速フーリエ変換(FFT)は一般的によく知られている 2 の  $n$  乗( $n$ ;自然数)のデータに対して適用するのが解析時間は最速であるが、2 の  $n$  乗のデータ長でなくても任意のデータ長について素因数分解を利用して高速にフーリエ変換する方法がある。ECRH のオンオフ変調回数が数回程度と少ない場合は特に終端処理の影響が大きく現れるため、ECRH 変調周期の定数倍の時間幅でフーリエ変換することが重要である。ヒートパルス伝搬解析法は ECRH に対する温度応答が ECRH 変調ごとに同等であることを前提としているため、ECRH 変調中に徐々に温度が上昇している場合や NBI が途中で一時的にブレイクダウンしている場合などは誤差が大きくなるので注意が必要である。このような場合は、変調中の全体の傾向を適切に差し引くことも有用である。

図 5-3 は絶対較正後の電子温度の時間応答と電子温度変調振幅及び位相分布の例である。ここでは、位相の値が小さいことは位相が進んでいることを表している。位相が進んでいる位置が加熱位置となる。この例では実効小半径  $r_{\text{eff}} \sim 0.35$  付近に ECRH が吸収されていると評価される。

求めた電子温度変調振幅を 2 倍した値がおよそオンオフ変調 ECRH によって上昇した電子温度となる。ECE 信号を絶対較正し電子温度データにしなくとも位相は求められる。しかし、加熱位置付近では通常、電子温度の変調振幅が大きくなるため、振幅評価が加熱位置評価の補助となる。さらに、電子温度変調振幅が小さい場合、ECE 信号に対してノイズ成分が相対的に大きくなり、位相評価における S/N 比も低下し位相の信頼性が低い。以上から、よりの確に加熱位置を特定するためには ECE 計測で測定された電子温度の位相のみでなく振幅も評価したほうが良い。

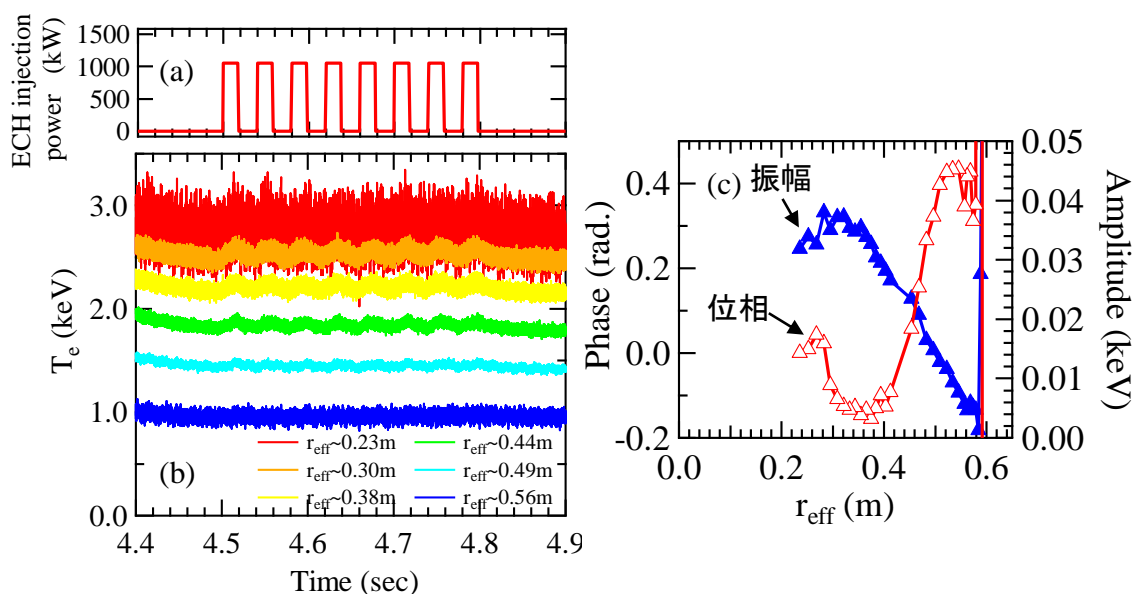


図 5-3 (a)設定入射 ECRH パワー, (b)ECE 信号を絶対較正し得た電子温度の時間応答。 (c)電子温度変調振幅及び位相。

### 5.3 反磁性磁束計測へのインダクタンスを考慮した ECRH 吸収電力評価法の提案

5.1 節で反磁性磁束計測を用いた加熱吸収電力評価の従来法について説明した。この従来法では、ECRH 開始直前直後で閉じ込め時間及びプラズマ蓄積エネルギーに差がないことを条件として評価しており、反磁性磁束計測の応答が十分速いことを想定している。

反磁性磁束計測の時間応答を鈍らせる要因としてインダクタンスがあるが、LHD では反磁性磁束計測に対するコイルや容器のインダクタンスの影響は補正されている。ここでは、ECRH 開始直後のような急な変化をする場合でも計測の時間応答は十分速いのかを考える。図 5-4 は ECRH オンオフ変調実験において反磁性磁束計測で測定したプラズマ蓄積エネルギーとその時間微分値の関係図を描いたものである。式(5.1),(5.2)が示す通り、図 5-4(b)の傾き  $(dW_p/dt)/(W_p)$  は  $-1/\tau_E$  と一致する。閉じ込め時間が一定であり、且つ、反磁性磁束計測に対するインダクタンス補正が十分であると、ECRH 開始と終了のタイミングで ECRH 吸収電力分だけプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値が急激に増減し、この図は平行四辺形になる。しかし、ECRH 開始と終了のタイミングに反磁性磁束計測で測定されたプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値は時間応答が鈍っている。図 5-5(a)は同一のプラズマ実験における ECE 計測及びトムソン散乱計測から測定した電子の運動エネルギーと反磁性計測で測定したプラズマ蓄積エネルギーの時間応答である。インダクタンスの影響を受けていな

## 第5章 加熱吸収電力評価法の確立

いECE計測及びトムソン散乱計測と比較して、反磁性磁束計測の時間応答がECRH開始と終了の直後鈍っている。図5-5(b)はその時の電子及びプラズマ蓄積エネルギーとその時間微分値の関係図を示したものである。ECE計測及びトムソン散乱計測では式(5.1),(5.2)が示す通りにECRH開始直後に電子の運動エネルギーの時間微分値が急激に上昇し、その後、正のエネルギー閉じ込め時間を持って変化している。一方で、反磁性磁束計測で測定した値はインダクタンスの影響によりECRH開始直後にプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値が急激には変化していない。以上により、ECRH開始直後のような急にプラズマ蓄積エネルギーが変化する場合は、補正しきれていないインダクタンスの影響により反磁性磁束計測は数ミリ秒の時定数を持って応答することを明らかにした。従来法では式(5.3)のようにECRH開始直前直後におけるプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値の変化量をECRH吸収電力としている。上記で示した反磁性磁束計測の時間鈍りによりプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値の変化量は本来よりも小さく見積もられる。そのため、反磁性磁束計測を用いたECRH吸収電力評価の従来法ではインダクタンスの影響が吸収電力を過小評価するように働く。特に、LHDではECRH開始直後4ミリ秒間程度は反磁性磁束計測の時間鈍りが大きく、この時間帯の反磁性磁束計測のデータからプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値を求めてはならない。

図5-4(b)及び図5-5(b)の傾き $(dW_p/dt)/(W_p)$ は $-1/\tau_E$ と一致する。ECRH開始前後数十ミリ秒間で傾き $(dW_p/dt)/(W_p)$ 、つまり閉じ込め時間 $\tau_E$ は変わっていない。したがって、反磁性磁束計測にインダクタンス補正不足の影響が現れていない時間帯で、且つ、ECRHオンオフ中の同プラズマ蓄積エネルギーとなる時間帯( $W_{p0} = W_{p1}$ )において、式(5.3)を用いて吸収電力を評価できる。具体的には、図5-4(b)のように $dW_p/dt - W_p$ 図を描き、計測の時間鈍りが無い時間帯で、ECRHオンオフ時の $W_{p0} = W_{p1}$ となる時の $dW_p/dt$ の差から吸収電力を求める。以上のように、反磁性磁束計測の時間鈍りの影響を考慮する加熱吸収電力評価法を新たに提案した。

従来法はプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値を求めるための線形近似する時間領域により、評価される吸収電力の値は変化する。図5-6は図5-4で示した実験について従来法で吸収電力評価し、その際にECRH開始直後の $dW_p/dt$ を求めるための線形近似する時間領域をスキャンした結果であり、従来法により評価されるECRH吸収電力の線形近似開始時間と線形近似する時間幅依存性を示している。ECRH開始直前の $dW_p/dt$ はECRH開始直前から10ms前までの間で線形近似して求めた。従来法は図5-6のように解析区間の選択の仕方に起因して吸収電力評価に任意性が大きい。新手法は閉じ込め時間が増えない限りでは評価に任意性は小さい。新手法は反磁性磁束計測の時間鈍りを考慮している点と評価の任意性が小さい点が従来法に比べての利点である。

本節で述べた吸収電力の新評価法を参考にして、従来法で吸収電力を評価する際にECRH開始後のどの時間区間の蓄積エネルギーのデータを線形近似して時間微分

## 第5章 加熱吸収電力評価法の確立

値を得るのが良いかを考察する。どの時間帯の蓄積エネルギーを用いるべきかは反磁性磁束計測の時間鈍りと閉じ込め時間、閉じ込め時間変化の時間スケールによって決まる。これらに加えて評価の S/N 比の観点から、 $dW_p/dt$  を求めるためにプラズマ蓄積エネルギーの時間応答を線形近似する時間幅、つまり何点の計測点で線形近似するかは反磁性磁束計測のノイズレベルによって決まる。図 5-4(b)のように  $dW_p/dt$ - $W_p$  図を描くことで、反磁性磁束計測の時間鈍りと、ECRH 開始前後の閉じ込め時間とその変化を確認できる。図 5-4(b)から前述したように、 $dW_p/dt$ - $W_p$  図が平行四辺形ではなくなっている時間帯は反磁性磁束計測の時間鈍りの影響が大きい。LHD では ECRH 開始直後 4 ミリ秒間程度は反磁性磁束計測の時間鈍りが特に大きく、この時間帯の反磁性磁束計測のデータからプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値を求めてはならない。また、閉じ込め時間の時間オーダーで  $dW_p/dt$  の値は変化していくので、閉じ込め時間に比べ十分短い時間スケールで評価しないとプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値が小さくなる。さらに、閉じ込め時間の変化が無視できる程度の短い時間で評価しなければならない。閉じ込め時間が変化していないとすると、ECRH 開始後、反磁性磁束計測から得られる  $dW_p/dt$  の値がほぼ一定となっている時間帯が反磁性磁束計測の時間鈍りの影響がない場合の評価に最も近く、その時間帯で線形近似し  $dW_p/dt$  の値を求めると良いと考えられる。以上により、従来法で評価する際の ECRH 開始後の解析区間は決まる。例として、LHD では ECRH 開始後 5 ミリ秒後から 15 ミリ秒後までの 10 ミリ秒間程度を線形近似して  $dW_p/dt$  を求めると良い。ノイズが大きく、より長い時間幅で線形近似する場合は解析区間が閉じ込め時間より十分短い時間であるかと、閉じ込め時間の変化の影響を受けていないかに注意する必要がある。

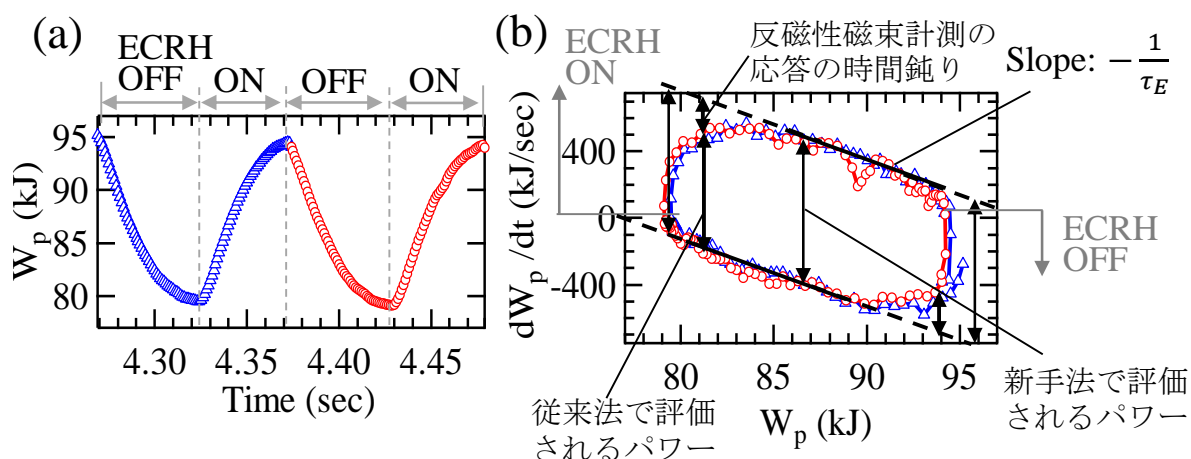


図 5-4 (a)反磁性磁束計測で測定したプラズマ蓄積エネルギーの時間応答及び(b)その時間微分値とプラズマ蓄積エネルギーの関係。1 ミリ秒毎のデータをプロットしている。ECRH は 50ms オン、55ms オフで変調されており、ECRH オン及びオフ開始時のタイミングも図示した。

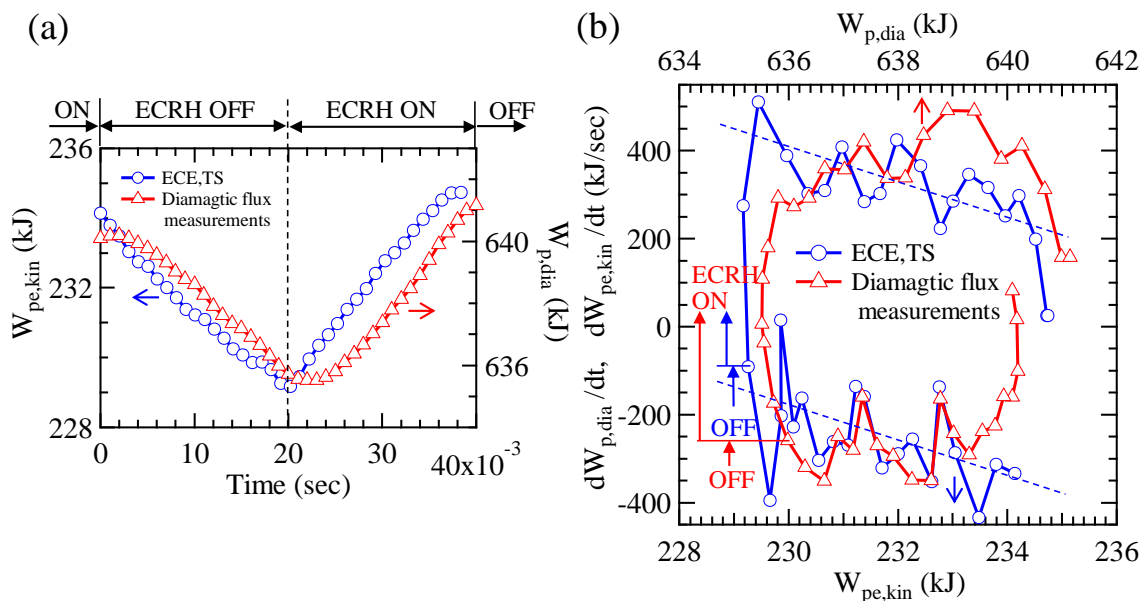


図 5-5 (a)ECE 計測及びトムソン散乱計測で測定した電子温度，電子密度を用いて求めたプラズマ中の電子の蓄積エネルギー  $W_{pe,kin}$  と，反磁性磁束計測で測定したプラズマ蓄積エネルギーの時間応答。(b)その時間微分値と電子の蓄積エネルギー及びプラズマ蓄積エネルギーの関係図。1 ミリ秒毎のデータをプロットしている。

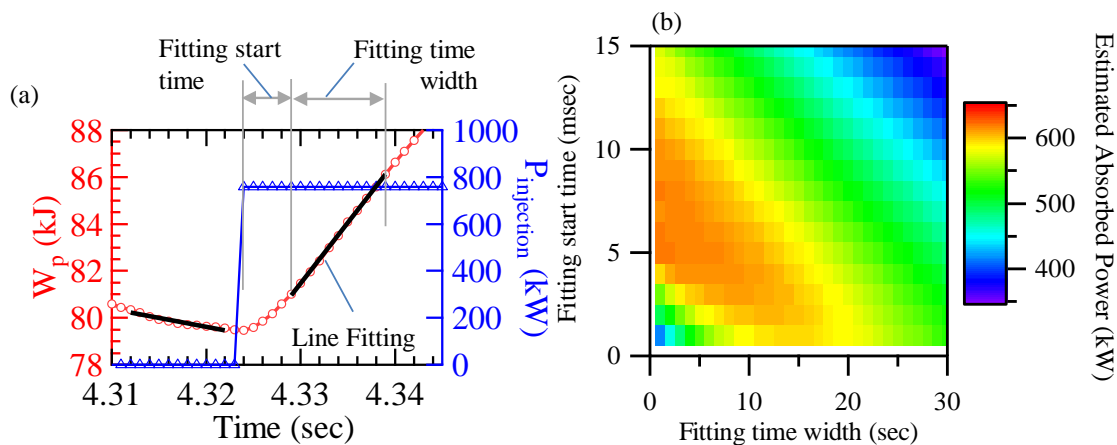


図 5-6 (a)反磁性磁束計測で測定したプラズマ蓄積エネルギーと ECRH 入射電力の設定値の時間応答。(b)入射電力 759kW の ECRH 時における従来法で評価される ECRH 吸収電力に対する，プラズマ蓄積エネルギーの時間微分値を求めるための線形近似開始時間と線形近似する時間幅依存性。閉じ込め時間は約 22 ミリ秒。

## 5.4 ECRH 吸収電力評価法の比較

### 5.4.1 実験方法

5.3 節で提案した反磁性磁束計測を用いた加熱吸収電力の新評価法の妥当性を検証するため、ECRH オンオフ変調実験において前節までで説明した方法を用いて加熱吸収電力評価し比較した。図 5-7 に複数方法で加熱吸収電力評価したショットの代表的な放電パラメータを示す。総入射パワー9.4MW の NBI で維持されたプラズマに約 1MW の 77GHz O1-mode ECRH 及び 154GHz X2-mode ECRH を 25Hz でオンオフ変調入射した。次節において様々な手法による加熱評価結果について述べる。

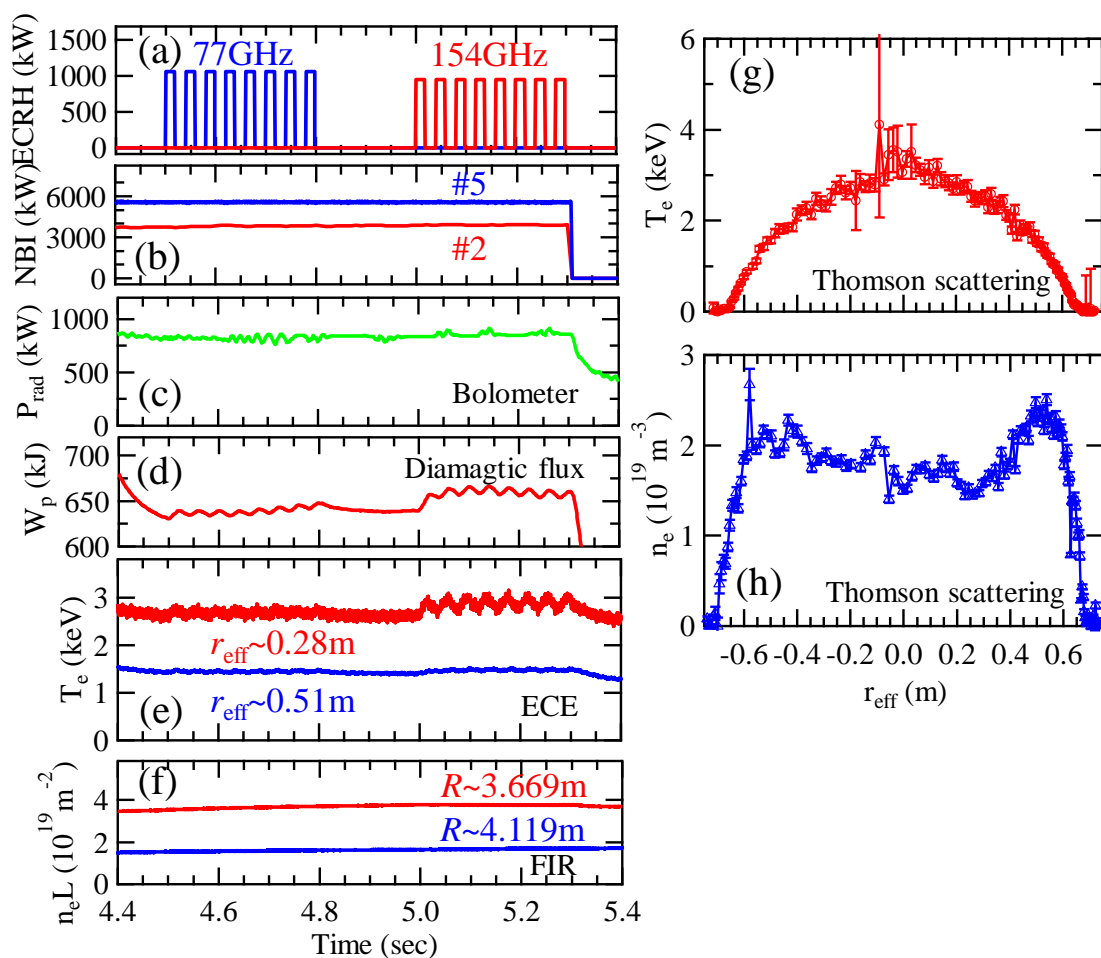


図 5-7 (a)ECRH の入射パワー設定値, (b)NBI 入射パワー, (c)ボロメーターで計測した放射パワー, (d)反磁性磁束計測で測定したプラズマ蓄積エネルギー, (e)ECE 計測で測定された電子温度, (f)FIR レーザー干渉計で測定した線積分電子密度, (g)トムソン散乱計測で測定した電子温度分布及び(h)電子密度分布。磁気軸の大半径位置は 3.6m。プラズマ小半径は約 0.63m。

### 5.4.2 ECRH 吸収電力評価の比較結果

77GHz 及び 154GHz ECRH に対しての複数手法で評価した吸収電力の結果について述べる。

ECE 計測及びトムソン散乱計測で得た吸収電力分布について図 5-8(a)に示す。図 5-8(b)は TRAVIS コードにより計算した ECRH 吸収電力分布であり、図 5-8(c)はヒートパルス伝搬解析結果である。ECE 計測、トムソン散乱計測で得た吸収分布をガウスフィッティングした時のピーク位置は TRAVIS コード及びヒートパルス伝搬解析から推定される吸収ピーク位置と矛盾が無く一致している。TRAVIS コードで求められた吸収分布形状よりも ECE 計測及びトムソン散乱計測で求められた吸収分布のほうが平坦であるのは、TRAVIS コードは熱輸送の効果を入れておらず、ECE 及びトムソン散乱計測を用いた評価法では解析に用いた時間幅内に起きる熱輸送の効果が入っているためであると考えられる。電子温度及び電子密度から吸収電力を評価する方法では、電子からイオンに伝わるパワーを無視している。クーロン衝突を介して電子からイオンへ伝わるパワーは次式のように書ける。

$$P_{ei} = \frac{n_i n_e e^4 \ln \Lambda}{2\sqrt{2}\pi^{3/2} \varepsilon_0^2 m_e^{-1/2} m_i} \frac{(T_e - T_i)}{T_e^{3/2}} \quad (5.4)$$

$m$  は質量、 $\ln \Lambda$  はクーロン対数であり、 $T$  は温度[J]である。添え字の  $i, e$  はそれぞれイオン、電子の値であることを表している。この式を用いて、電子への吸収電力評価時に用いた解析時間幅である 5 ミリ秒間に電子からイオンへ伝わるパワーがどの程度か算出した。その結果、電子からイオンへ伝わるパワーは 20kW 以下となり、ECRH が電子に吸収される電力に比べ十分小さいことが明らかとなった。そのため、ECE 及びトムソン散乱計測を用いた加熱吸収電力評価法ではイオンへ伝わるパワーは無視した。



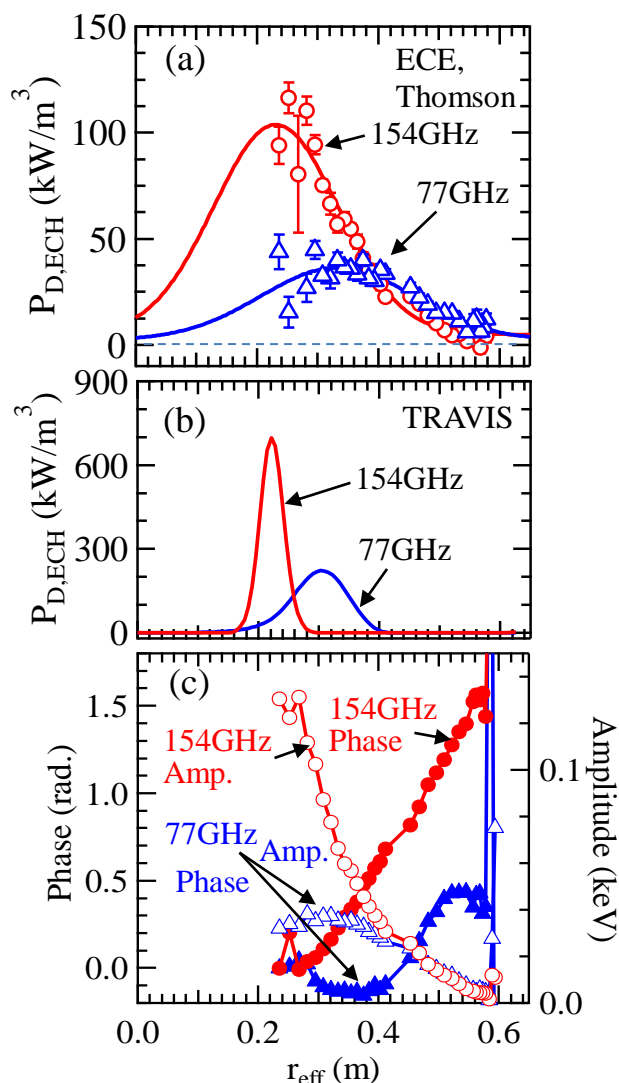


図 5-8 (a)ECE 計測及びトムソン散乱計測, (b)TRAVIS コードで求めた吸収電力密度分布。(c)ECE 計測で測定された電子温度の変調振幅及び位相。77GHz ECRH 及び 154GHz ECRH に対する評価結果。

図 5-9 は 4 つの手法で評価した ECRH 吸収効率の電子密度依存性である。トムソン散乱計測データのみ, トムソン散乱計測と ECE 計測データ, 反磁性磁束計測を用いた従来法, 新手法の 4 手法で評価した吸収効率を示している。5.2.1 節で述べた ECE 計測及びトムソン散乱計測で測定された電子温度及び電子密度から評価する方法と同様に, ECRH 開始及び終了のタイミングをトムソン散乱計測のタイミングに合わせればトムソン散乱計測の電子温度, 電子密度データのみで吸収電力を評価することが可能であり, 図 5-9 にはトムソン散乱計測データのみで評価した結果も示した。ここでは, 従来法で評価する際に反磁性磁束計測の時間鈍りの影響を小さくするために解析区間が最適化されており, ECRH 開始直後については ECRH 開始

## 第5章 加熱吸収電力評価法の確立

5ミリ秒後からプラズマ蓄積エネルギーの時間変化を線形近似している。この図5-9には評価のエラーレベルを示すために本節5.4においてこれまで述べてきた実験条件でエラーバーまで評価した結果と、その他の多くの実験で評価したエラーまでは得られていない結果を示している。これらの実験では、TRAVISコードにより計算される加熱電力吸収効率は77GHz, 154GHz ECRHともに99%以上であった。

反磁性磁束計測を用いた加熱吸収電力評価法のエラー $E_{\text{dia}}$ は次式に則り評価した。

$$E_{\text{dia}}^2 = E_{\text{std}}^2 + E_{\text{NBI}}^2 + E_{\text{rad}}^2 \quad (5.5)$$

$E_{\text{std}}$ ,  $E_{\text{NBI}}$ ,  $E_{\text{rad}}$ はそれぞれ吸収電力評価の標準誤差及びNBIパワーと放射パワーの時間変化に起因するエラーである。今回の場合、電子への吸収電力評価時に用いた解析時間幅の間にNBIパワーと放射パワーはそれぞれ $\pm 30\text{kW}$ ,  $\pm 20\text{kW}$ 以下の変化であり、その値をNBI及び放射に起因するエラーとしている。ECE及びトムソン散乱計測を用いた加熱吸収電力評価法のエラー $E_{\text{kin}}$ は次式の通りに評価した。

$$E_{\text{kin}}^2 = E_{\text{Gauss}}^2 + E_{\text{NBI}}^2 + E_{\text{rad}}^2 + E_{\text{ion}}^2 \quad (5.6)$$

$E_{\text{Gauss}}$ は加熱吸収電力密度分布をガウスフィッティングする際の標準誤差である。

$E_{\text{ion}}$ は電子からイオンに伝わるパワーをエラーとしたものを示している。

図5-9のように4つの手法で評価された吸収電力値を比べると、反磁性磁束計測を用いた新手法で評価した加熱吸収電力はエラーの範囲内でトムソン散乱計測及びECE計測で評価した吸収電力と同等になっている場合が多く、新手法には有意性があることを分かる。解析区間を最適化した従来法で評価した吸収電力はECE計測及びトムソン散乱計測で評価した吸収電力と同等となった。一方で新手法により評価した値は4手法の中では大きめになっており、吸収パワーが入射パワーよりエラーバー以上に大きく見積もられている場合がある。新手法が過大評価になっている場合がある要因としてECRHによって僅かに閉じ込め時間が変化したことや、電子の速度成分が磁場平行成分よりも垂直方向成分に大きくなっていることが考えられる。低電子密度領域になると高速電子の影響がECE計測に現れ、ECE計測を用いた吸収電力評価は過大評価となる。そのため、図5-9では低密度領域ではECE計測を用いた吸収電力が100%以上と評価されている。

## 第5章 加熱吸収電力評価法の確立

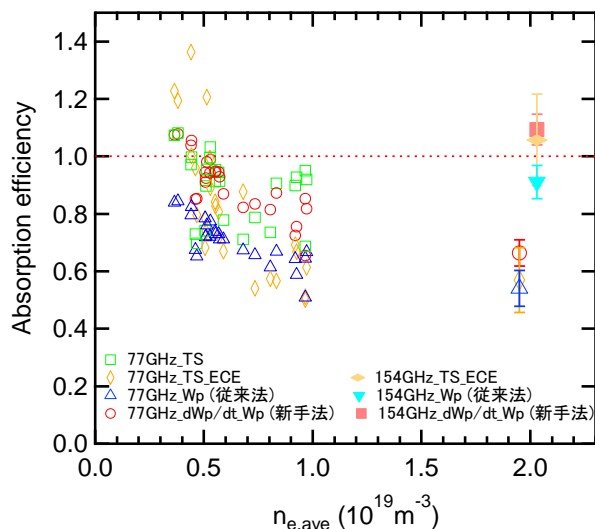


図 5-9 様々な手法で評価した ECRH 吸収効率の密度依存性。トムソン散乱計測データのみ，トムソン散乱計測と ECE 計測データ，反磁性磁束計測を用いた従来法，新手法の 4 手法で評価した吸収効率を示している。

以下では加熱吸収電力の各評価法について，それぞれ特徴を述べる。従来，LHD では ECRH 開始直前直後の反磁性磁束計測で測定されたプラズマ蓄積エネルギーの時間変化を線形近似することで時間微分値を求め吸収電力を求めている。反磁性磁束計測は ECE 計測と異なり，全ての磁場配位でプラズマ蓄積エネルギーを測定可能であり LHD では常時計測している。そのため，全ての実験で加熱の吸収電力を求めることができる利点がある。さらに，従来法はプラズマ蓄積エネルギーの時間変化を線形近似し，加熱開始直前直後での傾きの差分を吸収電力とするため，解析が非常に容易である。しかし，本章で述べたとおり従来法は解析区間による評価値の任意性があり，加熱吸収電力を過小評価する場合がある。図 5-4(b)のように， $dW_p/dt-W_p$  の関係を描くことにより，LHD では ECRH 開始直後 4 ミリ秒程度は吸収電力評価に用いてはならないことが明らかとなったため，従来法で評価する場合は加熱開始 5 ミリ秒後以降で評価することで過小評価及び評価値への任意性の問題はある程度抑えられる。

反磁性磁束計測を用いた加熱吸収電力の新評価法は従来法と同様に全ての磁場配位の実験で加熱の吸収電力を求めることができる。また，従来法とは異なり反磁性磁束計測の時間鈍りの影響を考慮している。さらに，従来法に比べて解析区間による評価値の任意性が小さい。しかし，反磁性磁束計測の影響を受けない時間のデータのみ使用するため，LHD において新手法では加熱が 20~30 ミリ秒以上入射されていないと評価することができない。また，閉じ込め時間の変化を考慮していないことに注意する必要がある。

ECE 計測及びトムソン散乱計測を用いる加熱吸収電力評価法は，ECE 計測位置が

## 第5章 加熱吸収電力評価法の確立

磁場強度に依存するため限られた磁場配位でしか用いることができない。しかし、反磁性磁束計測を用いた方法と異なり、計測の時間鈍りの問題はない。さらに、加熱吸収位置まで評価することができる。

### 5.5 まとめ

加熱吸収電力評価法について、反磁性磁束計測を用いた従来法の問題点を指摘し、新たな方法の提案及びその妥当性の検証を行った。反磁性磁束計測で測定されたプラズマ蓄積エネルギーの ECRH 開始直前直後の時間微分値から加熱吸収電力を評価する従来法では、反磁性磁束計測の時間鈍りが吸収電力を過小評価するように働くことを明らかにした。プラズマ蓄積エネルギーとその時間微分値の関係を描くことで、従来法の解析区間の最適区間を示した。LHD では ECRH 開始 4 ミリ秒間程度は反磁性磁束計測の時間鈍りの影響が大きく、従来法を用いる場合でもそれ以降の時間帯で評価することにより過小評価をある程度抑えることができることを述べた。これにより、解析が非常に簡潔で使用しやすい手法である従来法の改良点を示した。反磁性磁束計測へのインダクタンスの補正不足を考慮した上で加熱吸収電力を評価する方法を提案し、ECE 及びトムソン散乱計測を用いた吸収電力評価法で求めた吸収電力と比較した。その結果、新評価法は他手法に比べ僅かに大きめの吸収電力を示したがエラーの範囲内で同等となった。以上により、反磁性磁束計測へのインダクタンス補正不足を考慮した上で吸収電力評価をする新手法の有意性を示した。

## 第6章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析

ECRH 時の輸送解析には、プラズマへの加熱吸収電力評価が必要不可欠となる。前章までに述べた様々な加熱吸収電力評価法及び加熱理論計算コードを利用し、ECRH 吸収電力及び吸収位置を正確に評価した上で、本章及び次章では輸送解析を行った。本章では、ECRH 時に駆動される粒子輸送について調べた。特に、ECRH による磁場リップルへの捕捉粒子増加が粒子輸送に及ぼす影響を明確にするために、捕捉粒子が生成されやすい磁場リップルのボトムと、捕捉粒子がほとんど生成されないトップ、その中間のニアトップに同電力で ECRH 入射してプラズマ応答の詳細解析及び比較を行った。

以下の節では、まず LHD の標準磁場配位である磁気軸位置  $R_{ax} \sim 3.6\text{m}$  の配位において、磁場リップルのニアトップ及びボトムへ ECRH 入射した場合の結果について述べる。この磁場配位では、磁場リップルトップへ ECRH 入射することができなかつたため、代わりにニアトップへ入射した。この磁場配位の実験では FIR レーザー干渉計のアーベル変換や HIBP のデータが取得できているため、ECRH によって駆動される粒子輸送の詳細な時間・空間挙動を解明することと、磁場リップルへの捕捉粒子増加に起因する粒子束を明確にすることを目的に解析した。次に、ECRH による磁場リップルへの捕捉粒子増加に起因する粒子輸送をより明確にするため、磁場リップルが大きく、粒子軌道が粒子損失しやすい軌道であるとされる磁気軸位置  $R_{ax} \sim 3.9\text{m}$  の磁場配位において、磁場リップルのトップ及びボトムへ ECRH 入射した場合の解析結果について述べる。この磁場配位の実験では磁場リップルのトップ及びボトムへの ECRH 入射に成功したが、FIR レーザー干渉計のアーベル変換が適切に行えなかつたため、主に FIR レーザー干渉計で測定した線積分電子密度とトムソン散乱計測の電子密度分布を用いて粒子輸送について考察する。

### 6.1 磁場リップルニアトップ及びボトム ECRH 比較実験

#### 6.1.1 実験方法

LHD の標準磁場配位である磁気軸位置  $R_{ax} \sim 3.6\text{m}$  の配位において、磁場リップルのニアトップ及びボトムへ ECRH 入射を行い、電子密度・電子温度・プラズマの電位等について計測、解析を行った。

プラズマを約 160keV, 1300kW の負イオン源中性粒子ビーム入射(N-NBI)加熱により維持し、77GHz ECRH をオンオフ変調入射した。ECRH は 100ms オン,110ms オフまたは 50ms オン,55ms オフで変調入射している。ECRH 入射パワーは約 1MW をメインとして、ECRH による粒子輸送のパワー依存性を調べるために 500kW 程度の実験も行った。ECRH は O1-mode よりも電子を磁場垂直方向へ加速する X2-mode

## 第6章 ECRH時に駆動される粒子輸送の解析

を使用した。CHSではX2-modeの方がO1-modeよりも粒子の掃出しが大きいという報告がされている[6.1]。磁場強度は77GHzの第二高調波のミリ波が目標位置で吸収されるように、ニアトップ加熱時は $B_{ax}=1.375T$ 、ボトム加熱時は $B_{ax}=1.44T$ にした。図6-1はポロイダル断面上でのニアトップ加熱及びボトム加熱時の加熱位置を示している。ニアトップ、ボトム加熱ともに規格化小半径 $\rho\sim 0.3$ の位置を加熱した。図6-2は加熱位置設定後のヒートパルス伝搬解析結果である。規格化小半径 $\rho < 0.3$ にECEのデータはないが、加熱位置が $\rho\sim 0.4$ 以内であることは分かる。ニアトップ加熱は縦長断面で、ボトム加熱は横長断面で加熱を行っている。図6-3は加熱した小半径位置である $\rho\sim 0.3$  ( $r_{eff}\sim 0.19m$ )で切り開いたポロイダル-トロイダル平面上に磁場強度と磁力線を表したものであり、図6-4は加熱位置を通過する磁力線上での磁場強度と加熱位置である。図6-3、図6-4が示すように、ボトム加熱では磁力線上で磁場強度の一番弱い位置付近を加熱しており、ニアトップ加熱では磁力線上で磁場リップルボトムとトップの中間程度の磁場強度となる位置付近を加熱している。以上の実験において、電子密度をFIRレーザー干渉計、トムソン散乱計測で、電子温度をECE・トムソン散乱計測で、プラズマの電位をHIBPにより計測した。

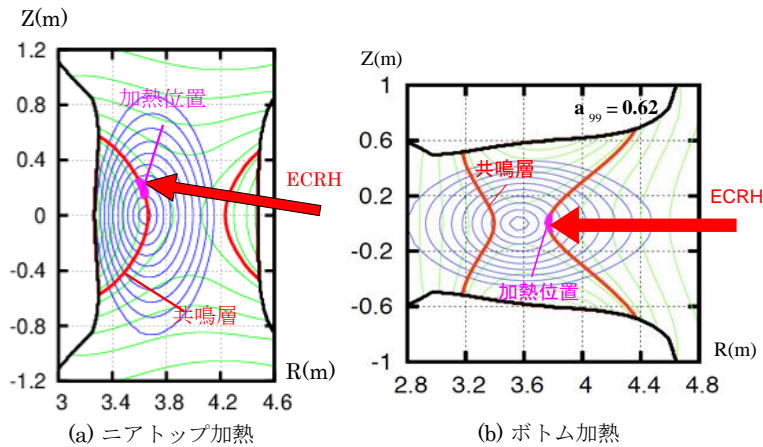


図6-1 ポロイダル断面上における磁場リップルの(a)ニアトップと(b)ボトムへのEC加熱位置。加熱位置の小半径位置は $\rho\sim 0.3$  [ $r_{eff}\sim 0.19m$ ]。赤い線は77GHz ECRHの共振層、青は磁気面、緑は磁場強度等高線を描いている。

## 第 6 章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析

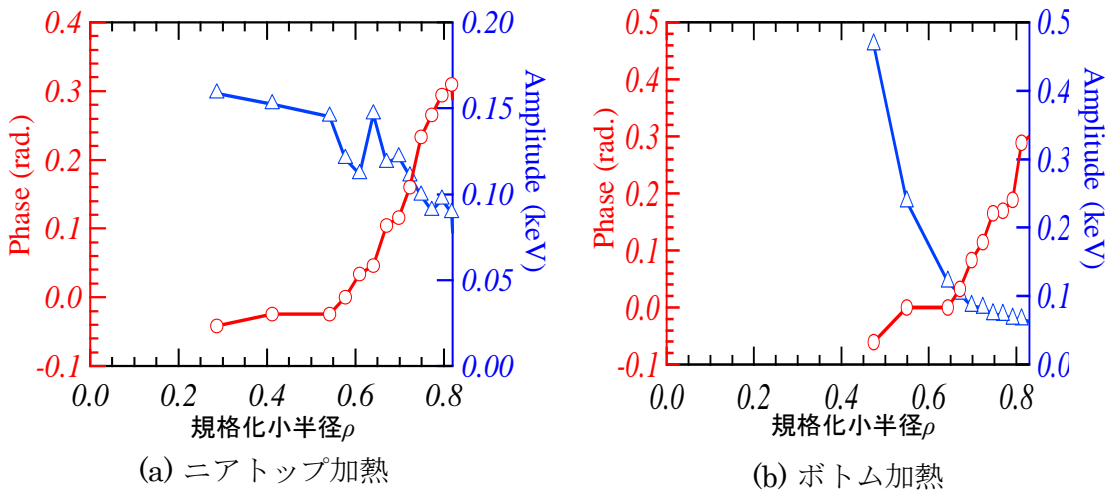


図 6-2 (a)ニアトップ加熱時, (b)ボトム加熱時における電子温度変調振幅及び位相。

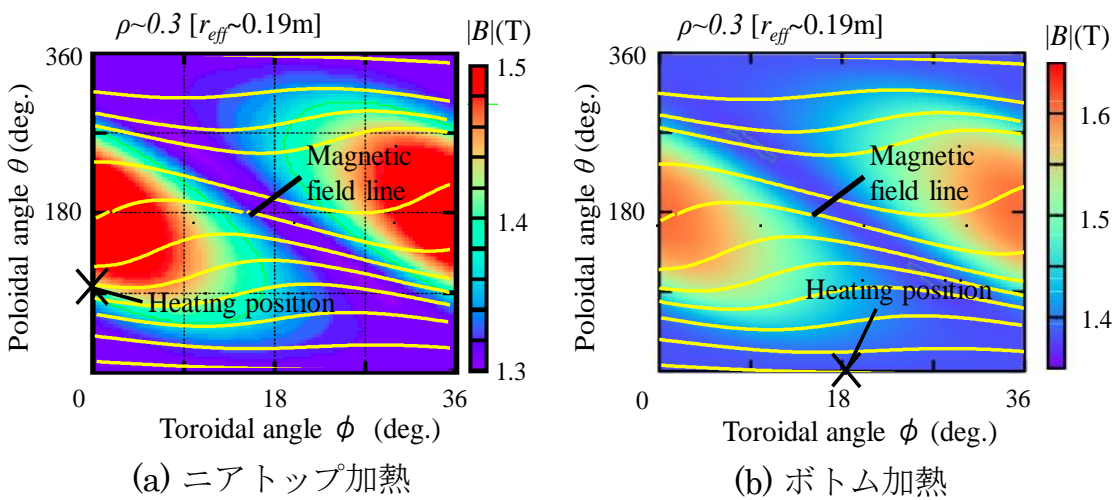


図 6-3 (a)ニアトップ加熱時, (b)ボトム加熱時の加熱位置である小半径位置  $\rho \sim 0.3$  [ $r_{eff} \sim 0.19$ m]におけるポロイダル-トロイダル平面上での磁場強度分布。磁力線の軌跡及び加熱位置も示している。

## 第6章 ECRH時に駆動される粒子輸送の解析

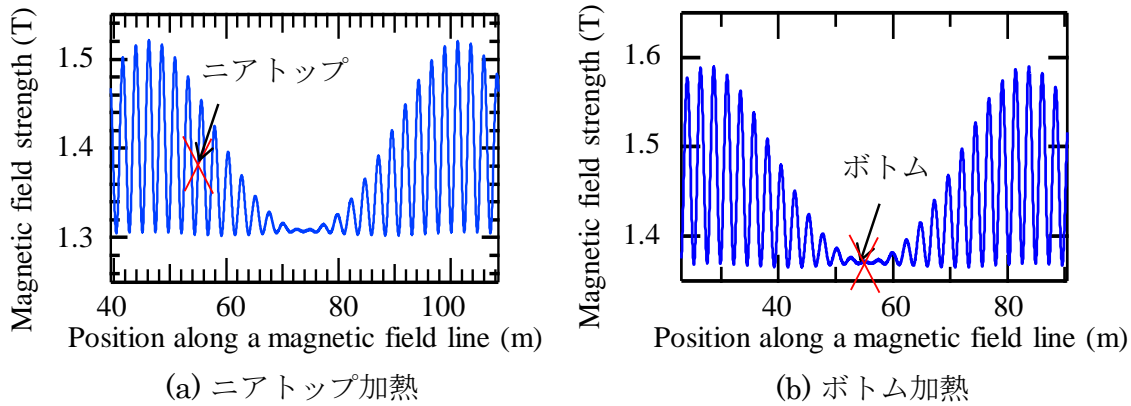


図 6-4 (a) ニアトップ加熱時, (b)ボトム加熱時における加熱位置を通る磁力線上における磁場強度及び加熱位置。

### 6.1.2 放電パラメータ

本研究で行った磁場リップルニアトップ及びボトム加熱実験の放電パラメータの典型例を示す。図 6-5 は ECRH の入射設定パワー, FIR レーザーで計測した線平均電子密度, 加熱位置付近での HIBP で計測した電位, トムソン散乱計測で計測した電子温度の時間変化を示している。ECRH の変調に伴い, 電子密度・電子温度・電位も変動している。図 6-6 はトムソン散乱計測で測定した電子温度分布と, FIR レーザー干渉計データをアーベル変換して得た電子密度分布, HIBP で計測した電位分布である。FIR レーザー干渉計をアーベル変換したデータはプラズマコア部では誤差が大きい。図 6-6 (b),(e)で灰色のハッチをかけているプラズマ中心付近で電子密度が高いように見えるのは, アーベル変換による誤差のためであると考えられる。しかし, 後に示す通り本実験の条件では, FIR レーザー干渉計をアーベル変換して得た電子密度は変化量としてはトムソン散乱計測と同程度であることが分かっている。そのため, このリップルニアトップ・ボトム比較実験において FIR レーザー干渉計データをアーベル変換して得た電子密度の変化量は正しいものとして解析を行う。これらのデータについて, 以降の節で解析・比較を行っていく。



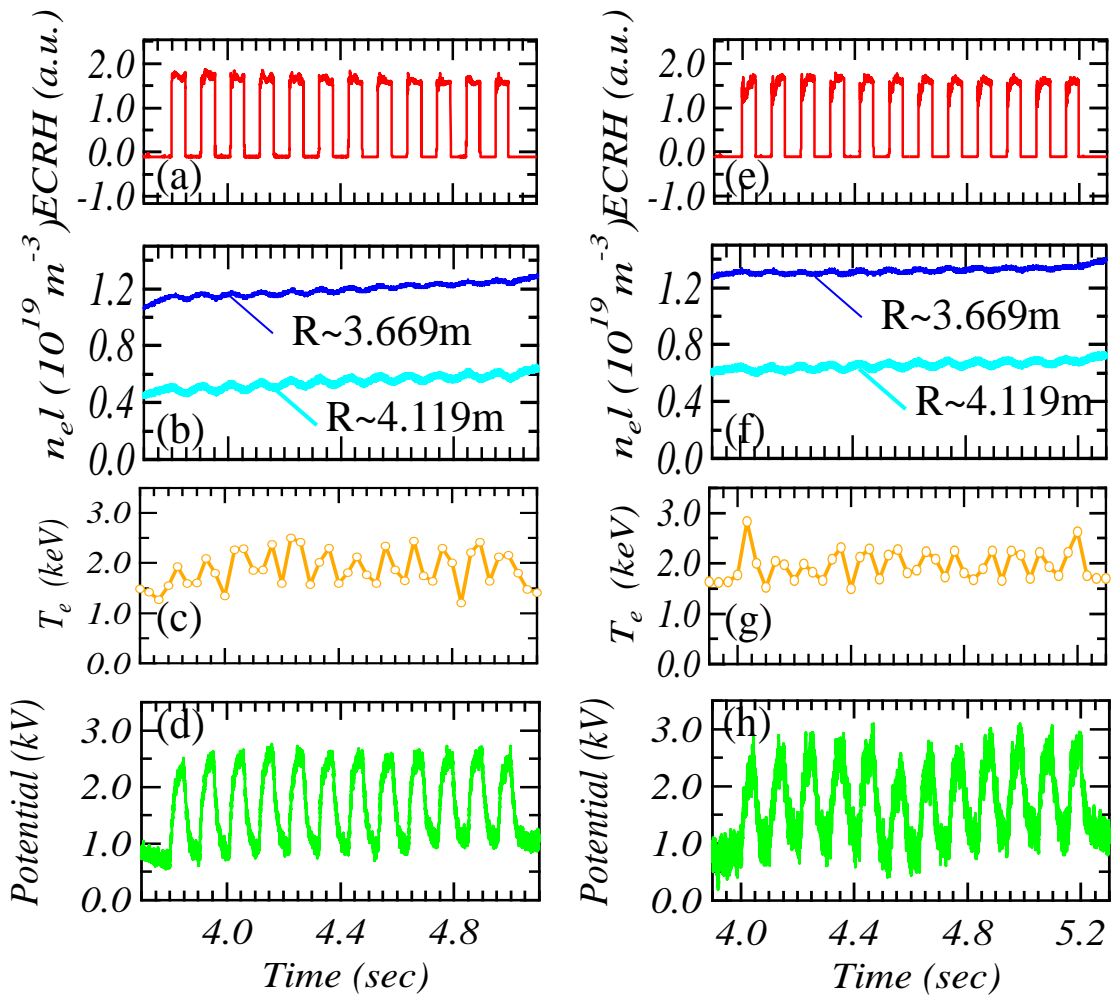


図 6-5 (a)~(d)はニアトップ加熱時、(e)~(h)はボトム加熱時のデータである。(a),(e)は ECRH の RF モニター、(b),(f)はプラズマ中心付近を通る  $R \sim 3.669 \text{ m}$  とプラズマ周辺部である  $R \sim 4.119 \text{ m}$  上の線積分電子密度、(c),(g)は加熱位置付近における電子温度、(d),(h)は加熱位置付近での電位の時間変化を示している。(h)の加熱位置付近での電位データは、4.5 秒の時に NBI がブレイクダウンにより 60ms 間入射停止したデータである。

## 第 6 章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析

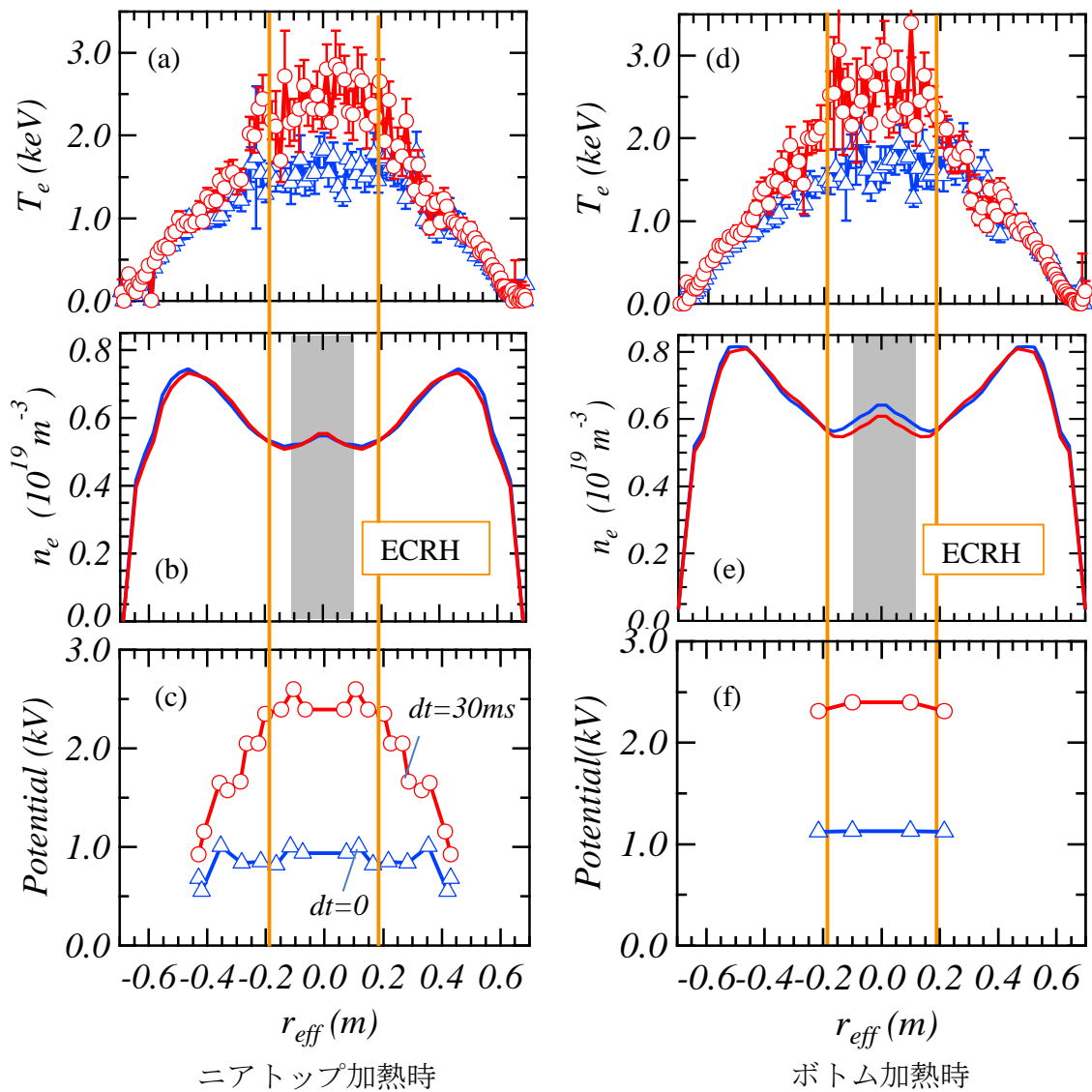


図 6-6 (a)~(c)はニアトップ加熱時, (d)~(f)はボトム加熱時のデータである。(a),(d) はトムソン散乱計測で計測した電子温度分布, (b),(e) は FIR レーザー干渉計データをアーベル変換して得た電子密度分布, (c),(f)は HIBP で計測した電位分布を表している。ECRH 入射直前( $dt=0ms$ )と開始後 30 ミリ秒後( $dt=30ms$ )を示している。(b),(e)のアーベル変換により求めた電子密度分布では中心部が絶対値としては誤差が大きい。中心部のハッチ部における電子密度が高く見えるのはアーベル変換の誤差である。加熱位置は  $\rho \sim 0.3$  [ $r_{eff} \sim 0.19m$ ] である。

### 6.1.3 大電力 ECRH 時における加熱位置での局所的外向き粒子束と電位上昇

図 6-7 は磁場リップルのニアトップ及びボトムへ ECRH 入射した時の線積分電子密度の応答を示している。FIR レーザー干渉計で計測した線積分電子密度に対して ECRH 開始時間を基準として条件付き平均化を適用したデータを用いている。縦長断面でプラズマ中心付近を通る  $R\sim 3.669\text{m}$  と、おもにプラズマ周辺部を通る  $R\sim 4.119\text{m}$  の視線上の線積分値を示している。過去の報告通り、ECRH により線積分電子密度が減少していることが分かる。この時の ECRH 入射パワーは  $800\text{kW}$  であり、5.3 節で述べた蓄積エネルギーの変化から求めた ECRH がプラズマに吸収されたパワーはニアトップ ECRH 時で  $948\pm 204\text{kW}$ 、ボトム加熱時で  $786\pm 232\text{kW}$  であった。電子温度、電子密度分布は前節の図 6-6 で示した通り同等である。ECRH による捕捉粒子増加の効果が大きいと仮定すると、捕捉粒子の生成されやすいボトムへ ECRH 入射した場合のほうが電子密度は減少することが予想される。しかし、 $R\sim 3.669\text{m}$ ,  $4.119\text{m}$  の視線両方ともにニアトップ・ボトム ECRH に対しての違いはほとんど見られなく、むしろニアトップの方が線積分電子密度は減少しているようにも見える。

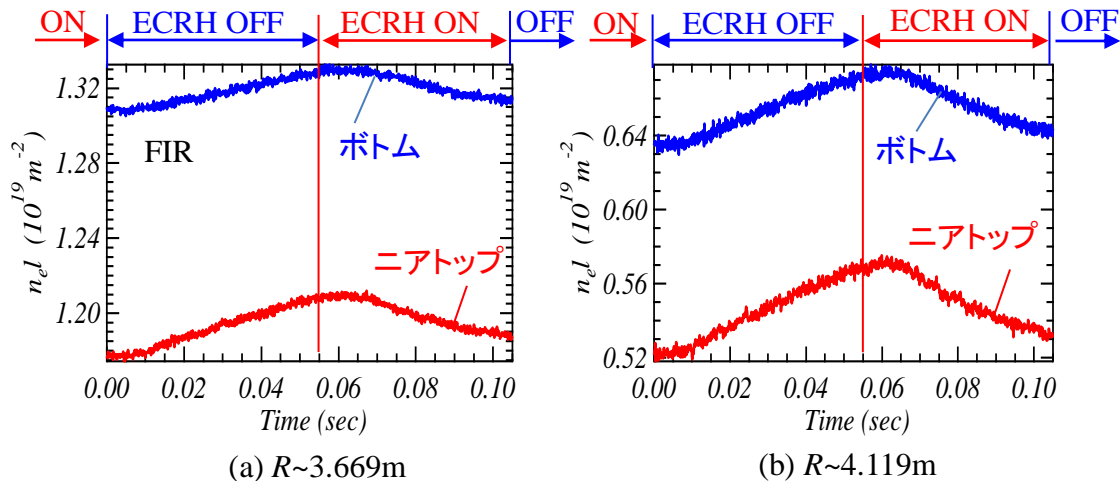


図 6-7 FIR レーザー干渉計で計測された縦長断面(a) $R\sim 3.669\text{m}$ 、(b) $R\sim 4.119\text{m}$  上の線積分電子密度の時間変化。ECRH 開始時間を  $0.055$  秒として条件付き平均化後の値を示している。

## 第 6 章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析

ECRH 時に駆動される粒子輸送及び電位応答について以下で述べる。FIR レーザー干渉計で計測した線積分電子密度データには、図 6-8 のようにプラズマがない場合でも 60Hz,120Hz,180Hz と 115Hz の信号が出ていた。60Hz,120Hz,180Hz は電源の周波数とその高調波周波数であるため電源ノイズと考え、115Hz の信号は検出器の振動によるものであると考えた[6.2]。これらはプラズマがない場合でも検出されたことからノイズであるとして条件付き平均化する前にデジタルフィルターで除去した。デジタルフィルター及び条件付き平均化後にアーベル変換をして電子密度の局所値を求めた。図 6-9(a)は FIR レーザー干渉計の線積分電子密度データをアーベル変換したもので加熱位置付近における電子密度であり、図 6-9(b)は(a)と同じ位置でのトムソン散乱計測により測定された電子密度の時間応答である。

トムソン散乱計測で測定した電子密度については時間分解能が 25 ミリ秒程度であったため、3.4 節で述べたとおり、ECRH 開始時間を基準にデータを重ね合われることにより時間分解能を高めた。電子密度は ECRH 変調のたびに 1~2%程度上昇していたため、ECRH 変調をしている時間帯で電子密度データを二次関数近似し、その傾向を差し引いた後にデータの重ね合わせを行った。

図 6-9 及び図 6-10 に示されている通り、加熱位置より内側の位置では ECRH 入射開始直後に電子密度が 5ms ほど一度減少し、その後上昇する傾向が見られた。この ECRH 開始直後 5ms というのは熱輸送の時間スケールである約 30ms と比べ速い時間スケールである。今回用いられている 3.3 節で述べたアーベル変換にはプラズマ中心部では誤差が大きくなる特徴がある。しかし、トムソン散乱計測でも同じ現象が観測されていることから、FIR レーザー干渉計をアーベル変換したデータの時間変化も有意である。ECRH による直接的な粒子損失のみを考えると、加熱位置の電子密度は減少して定常状態に近づき上昇しないはずであるが、ECRH 入射 5 ミリ秒後以降から時定数 40 ミリ秒程度で上昇した。図 6-11 はこの電子密度分布の 2 段階での変化を表すために ECRH 入射直前の値と ECRH 開始 5ms 後、95ms 後の値の差、つまり電子密度の変化量  $\Delta n_e$  を描いたものである。変化量  $\Delta n_e$  を求める時に用いた FIR レーザー干渉計データをアーベル変換した電子密度分布も参考として示している。電子密度分布が中心部で高いように見えるのはアーベル変換の誤差であるが、変化量  $\Delta n_e$  については上記で示したように有意である。ECRH 開始 5ms 後に加熱位置内側で電子密度が減少しており、ECRH 開始 95ms 後には電子密度が高いプラズマ周辺部  $r_{\text{eff}} > 0.4\text{m}$  で電子密度が減少しておりプラズマコア部では上昇していることが分かる。

ECRH 開始直後に電子密度の高速な減少が観測された加熱位置内側に注目し、図 6-12 にその電位と電子温度、電子密度の時間変化を示す。電位は HIBP をビーム固定モードでサンプリング周期 2 マイクロ秒の高時間分解能で計測したデータであり、電子温度はトムソン散乱計測、電子密度は FIR レーザー干渉計データをアーベル変換したデータを示している。電子温度は ECRH 開始時間を基準にデータ点を重ね合

## 第6章 ECRH時に駆動される粒子輸送の解析

わけて時間分解能を向上させたデータで、電位・電子密度は条件付き平均化により S/N 比を向上させたデータである。ECRH 開始直後に電子密度が急激に減少している間、電位の速い上昇が観測された。この電位の速い上昇は加熱位置より外側では見られなかった。これらの現象は ECRH によりイオンの粒子束よりも大きな電子の外向き粒子束が加熱位置付近で生成されていることを示している。

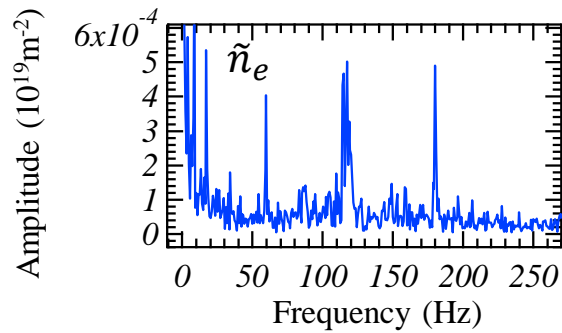


図 6-8 プラズマがない状態における FIR レーザー干渉計により計測した線積分電子密度の振幅の周波数応答。

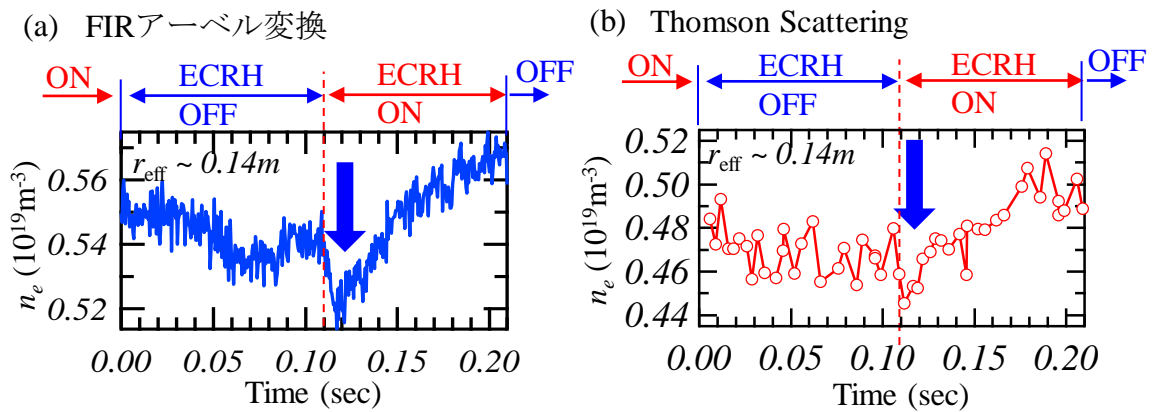


図 6-9 加熱位置付近における(a)FIR レーザー干渉計で計測した線積分値をアーベル変換し得た電子密度、(b)トムソン散乱計測で測定した電子密度の時間応答。

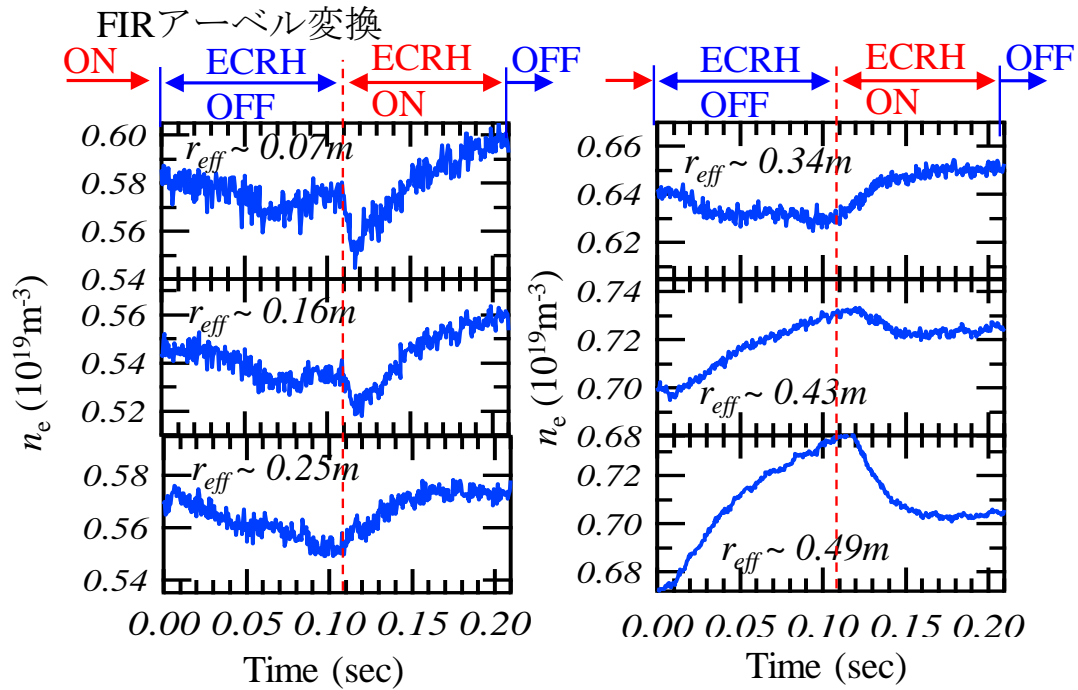


図 6-10 各位置における FIR レーザー干渉計データをアーベル変換した各位置における電子密度の時間応答。

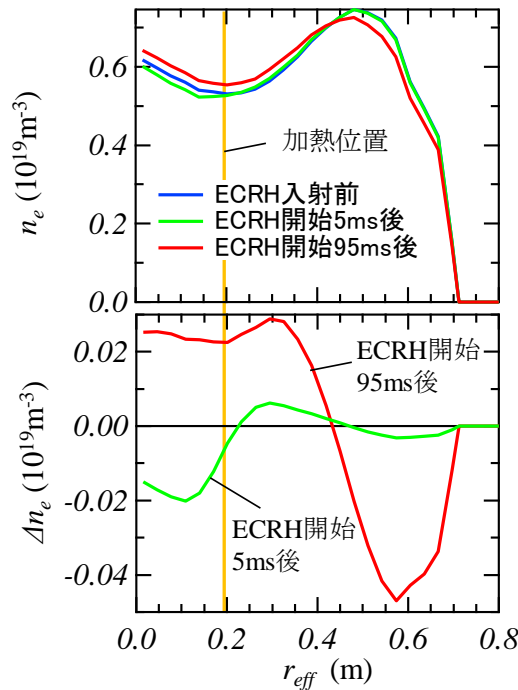


図 6-11 FIR レーザー干渉計データをアーベル変換して得た ECRH 入射直前と入射開始 5ms 後、95ms 後の電子密度分布及び ECRH 開始直前の電子密度からの電子密度の変動値  $\Delta n_e$  を示している。 $\Delta n_e$  が正負はそれぞれ ECRH 前に比べ増加、減少したことを示している。電子密度分布の中心部で電子密度が高くなっているのはアーベル変換による誤差である。

## 第 6 章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析

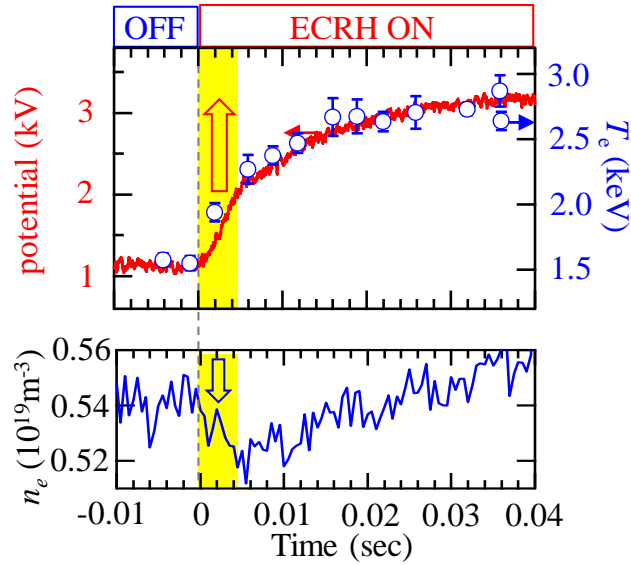


図 6-12 加熱位置付近( $r_{\text{eff}} \sim 0.14 \text{m}$ )におけるプラズマ電位，電子温度，電子密度の時間応答。

ECRH 入射時に駆動される電子の流れを明確にするために，単位時間・単位面積あたりを通過する電子数を表す粒子束  $\Gamma_e$  を計算する。電子の連続の式より，

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma_e + S, \quad (6.1)$$

となる。 $n_e$  は電子密度であり， $\Gamma_e$  は粒子(電子)束， $S$  はガスパフや壁からのリサイクリングなどによる粒子(電子)ソースを表している。粒子ソースは規格化小半径  $\rho < 0.7$  程度のプラズマ内部では無視できることが多い。粒子ソースを無視した場合，式(6.1)を体積分することにより粒子束  $\Gamma_e$  は次式のように表すことができる。

$$\Gamma_e = -\frac{1}{r} \int_0^r r' \frac{\partial n_e}{\partial t} dr'. \quad (6.2)$$

電子密度の空間・時間データがあれば，式(6.2)により粒子束を求めることができる。本実験では，FIR レーザー干渉計データをアーベル変換することにより電子密度の空間・時間データが得られており，これを用いて粒子束を計算する。

具体的な方法としては，まずアーベル変換した電子密度を ECRH 開始のタイミングを基準に条件付き平均化し，S/N 比を向上させた電子密度分布の時間変化データを作成する。次に電子密度分布の時間変化データをガウス平均化した。ガウス平均化とは次式の通りガウス分布のように重みづけした平均化のことである。 $n_{e\_avg}$  は平均化後の値， $N$  は規格化定数， $\sigma^2$  は分散である。

$$n_{e\_avg}(x) = \frac{1}{N} \sum_i n_e(x_i) \exp\left(-\frac{(x - x_i)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (6.3)$$

粒子束を求めるためには電子密度データを時間微分する必要があるが，通常の加重しない平均化では 2 点間の差分で時間微分を計算すると平均化を行った両端 2 点

## 第 6 章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析

のみが微分値に反映されるため、平滑化にガウス平均化を用いた。時間方向、空間方向へそれぞれ±約 2 ミリ秒、±約 0.06 メートルで  $1/e$  の重みづけになるようなガウス平均化を適用した。平均化した電子密度の時間・空間データをスプライン補間し、式(6.2)のように時間方向に微分し、空間方向に積分して粒子束を求めた。時間微分は微分を求める点の両隣 2 点の差分から求めた。時間方向にガウス平均化しているため、その分を反映した微分値となっている。

上記のように求めた粒子束を図 6-13(a)に示す。粒子束  $\Gamma_e$  は正が外向き、負が内向きの粒子束を表している。ECRH 開始直後約 5 ミリ秒間に加熱位置付近で外向きの粒子束が生成されていることを初めて観測した。

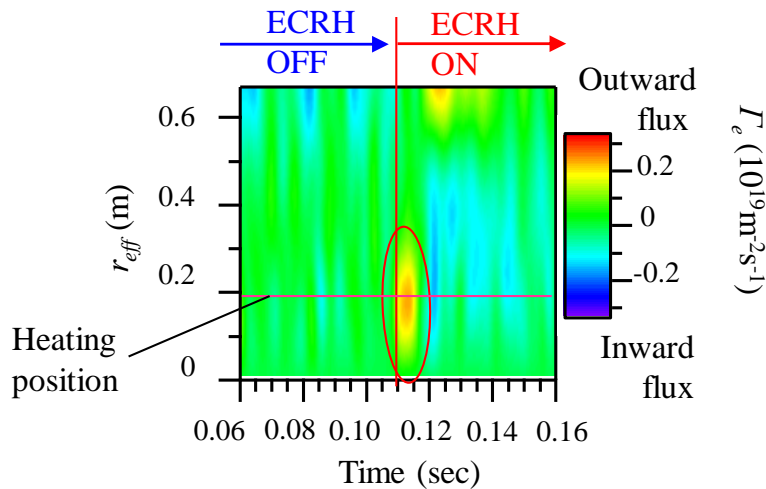


図 6-13 FIR レーザー干渉計のデータをアーベル変換し得た電子密度分布の時間変化のデータを用いて、連続の式により求めた ECRH 時における粒子輸送。

### 6.1.4 ニアトップ及びボトム ECRH 時の加熱開始直後加熱位置における粒子束の比較

ECRH により駆動される粒子輸送に対する磁場リップルへの捕捉粒子増加の影響を明確にするために、磁場リップルニアトップ及びボトム ECRH 時の粒子束を比較した。

図 6-14 はニアトップ加熱及びボトム加熱時における粒子束の空間時間分布を ECRH パワー数パターンについて示している。5.3 節で述べた方法で蓄積エネルギーから求めた ECRH 吸収パワー  $P_{ab,estimate}$  がニアトップ加熱時は 948kW, 598kW の 2 通り、ボトム加熱時は 1088kW, 786kW, 524kW 程度の 3 通りで粒子束計算を行った。ニアトップ・ボトム加熱ともに ECRH 開始直後に加熱位置付近で外向きの粒子束が生成され、その後ホローな密度の分布が崩れるようにプラズマコア部では内向きの粒子束が生成されている。これらの粒子束は ECRH のパワーが大きくなるほど増加し



## 第6章 ECRH時に駆動される粒子輸送の解析

ている。

図6-15は同程度のECRH吸収パワーのニアトップ及びボトム加熱時の加熱位置における粒子束の時間応答を示したものである。ECRH時の粒子束はニアトップ・ボトム加熱時で同程度である。

図6-16はECRH入射直後の加熱位置での外向き粒子束のパワー依存性を示している。ECRH開始3ms後の外向き粒子束の値からECRH入射開始前の値を差し引いている。ECRHのパワーに比例してECRH開始直後の外向き粒子束が増加していることが分かる。ECRH入射直後の外向きの粒子束は捕捉粒子増加の効果である可能性もあると思われたが、ニアトップ加熱時とボトム加熱時で同等の依存性であることが見られた。以上のようにニアトップ及びボトムECRH時のプラズマの応答について、加熱位置で生成される粒子束にFIRレーザー干渉計の計測誤差以上の違いが見られなかった。これは加熱位置における粒子束に対して、温度上昇による閉じ込めの劣化の影響など他の要因に比べ捕捉粒子増加の効果が十分小さいことを示している。

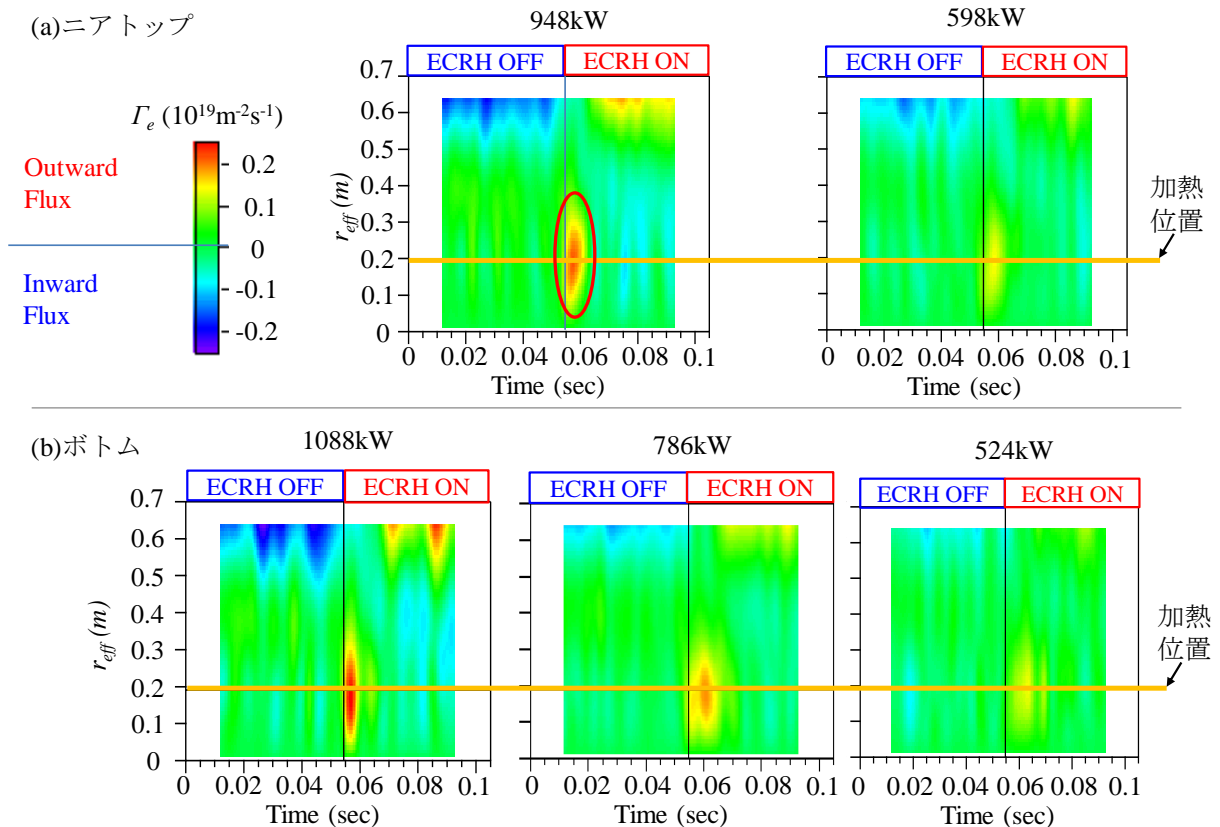


図6-14 (a)上段はニアトップ加熱時、(b)下段はボトム加熱時の粒子束の空間時間分布。ニアトップ加熱時は吸収電力466kW,239kW、ボトム加熱時は吸収電力509kW,364kW,208kWでの粒子束分布。カラースケールは全図同じである。

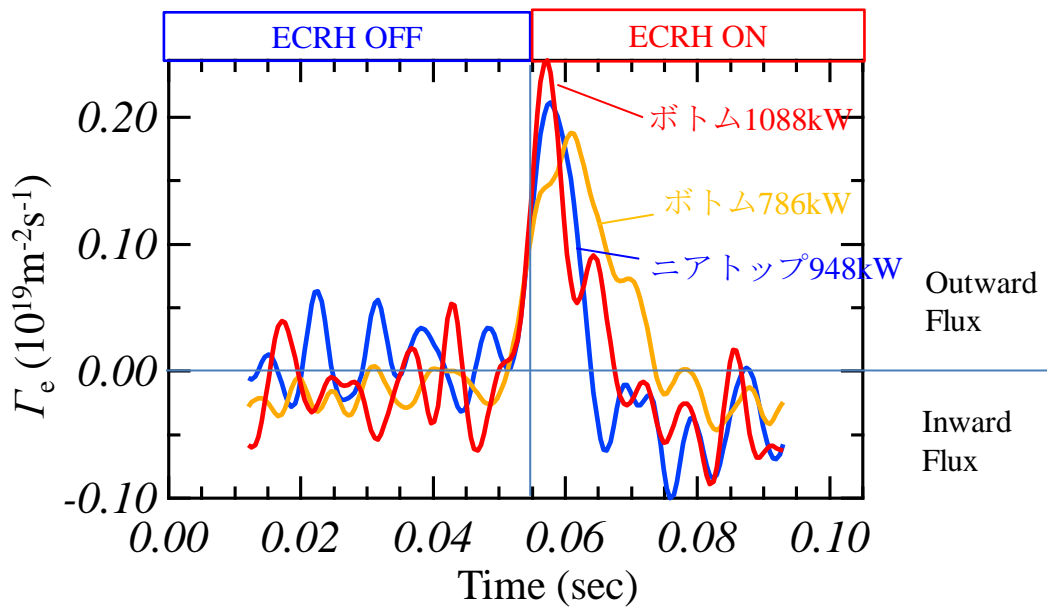


図 6-15 加熱位置におけるニアトップ・ボトム加熱時の粒子束の時間応答。

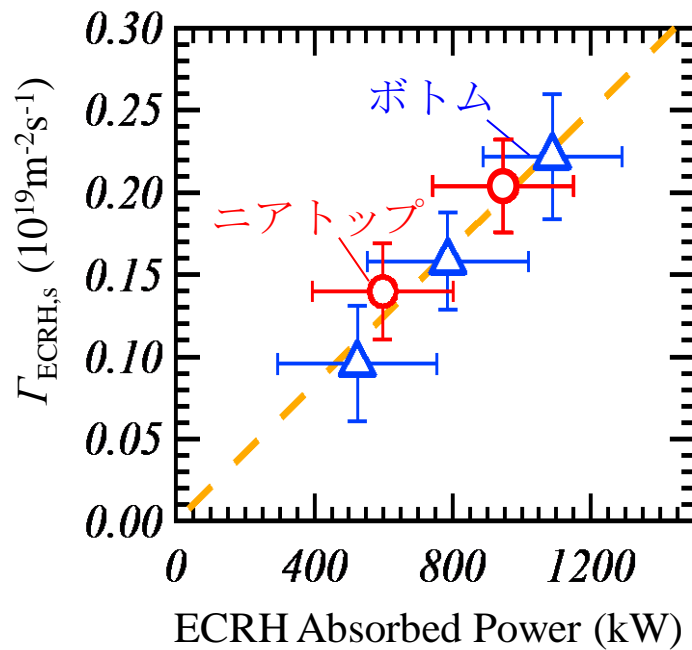


図 6-16 ニアトップ加熱及びボトム加熱時の ECRH 開始直後(3ms 後)の加熱位置における外向き粒子束のパワー依存性。ECRH 吸収パワーは 5.3 節で述べた  $w_p$  の変化から求めた値であり、パワーのエラーバーは ECRH オンオフ変調毎にこの ECRH 吸収パワー評価法で求めたパワーの標準偏差を示している。

## 6.2 磁場リップルトップ及びボトム ECRH 比較実験

### 6.2.1 実験方法

ECRH によって駆動される粒子輸送に対する磁場リップルへの捕捉粒子増加の影響を明確にするために、磁場リップルのトップ及びボトムへ ECRH 入射しプラズマ応答を比較した。

NBI 加熱により維持したプラズマに 1MW 77GHz X2-mode ECRH を入射した。ECRH は定常入射または 7.6Hz オンオフ変調した。ECRH 変調実験で評価したプラズマに吸収された ECRH 電力はトップ加熱時が  $430 \pm 30 \text{kW}$  でボトム加熱時が  $530 \pm 20 \text{kW}$  であった。磁気軸位置  $R_{ax} \sim 3.9 \text{m}$  の磁場配位において、図 6-17 のようにトップ、ボトム加熱ともに規格化小半径  $\rho \sim 0.3$  の位置を加熱する。磁場強度は 77GHz の第二高調波のミリ波が目標位置で吸収されるように、トップ加熱時は  $B_{ax} = 1.317 \text{T}$ 、ボトム加熱時は  $B_{ax} = 1.51 \text{T}$  にした。図 6-18(a)は加熱した小半径位置である  $\rho \sim 0.3$  ( $r_{eff} \sim 0.19 \text{m}$ )で切り開いたポロイダル-トロイダル平面上に磁場強度を表したものである。図 6-18(b)に加熱位置を通過する磁力線上での磁場強度と加熱位置を示す。磁場リップルトップ付近では磁場リップルの変動が小さくなっている。図 6-19 は規格化小半径位置-トロイダル角平面上でピッチ角  $90^\circ$  の捕捉粒子軌道の軌跡を描いたものである。磁気軸位置  $R_{ax} \sim 3.6 \text{m}$  の磁場配位よりも  $R_{ax} \sim 3.9 \text{m}$  の磁場配位のほうが捕捉粒子は小半径方向に動く距離が大きいことが分かる。これは  $R_{ax} \sim 3.9 \text{m}$  の磁場配位のほうが、粒子軌道的には捕捉粒子が逃げやすいことを示している。

図 6-20 は加熱位置設定後のヒートパルス伝搬解析結果である。加熱位置が規格化小半径  $\rho \sim 0.3$  付近と判断できる。以上の実験において、電子密度を FIR レーザー干渉計、トムソン散乱計測で、電子温度を ECE・トムソン散乱計測により計測した。

第6章 ECRH時に駆動される粒子輸送の解析

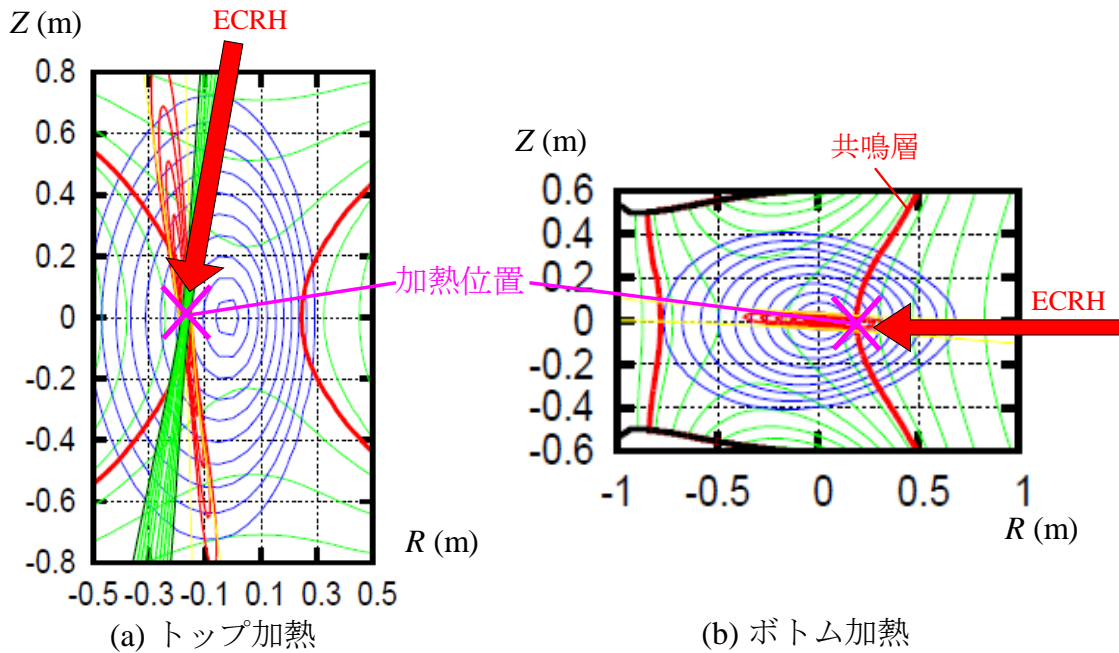


図6-17 ポロイダル断面上における磁場リップルの(a)トップと(b)ボトムへのEC加熱位置。加熱位置の小半径位置は $\rho \sim 0.3$  [ $r_{\text{eff}} \sim 0.19\text{m}$ ]。赤い線は77GHz ECRHの共鳴層、青は磁気面、緑は磁場強度等高線を描いている。矢印はおよそのECRHの入射視線である。

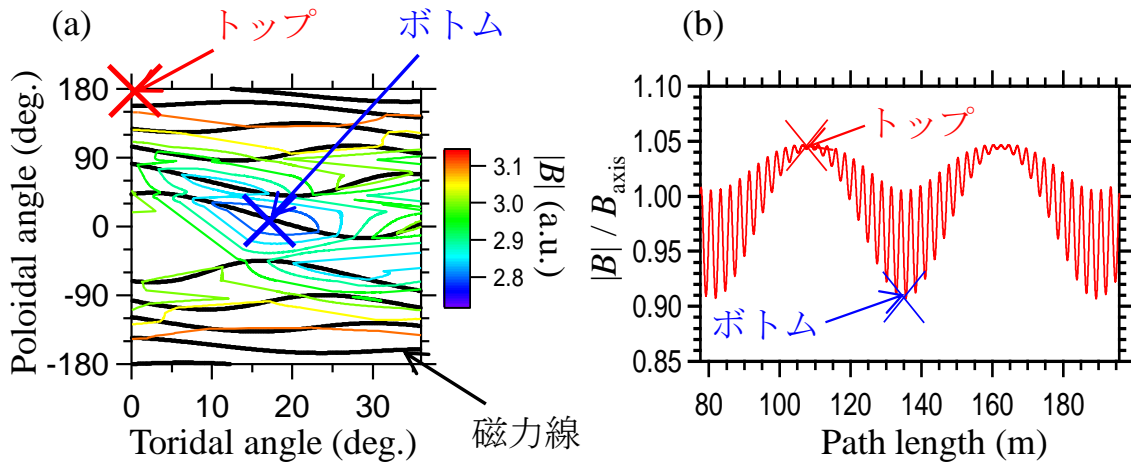


図6-18 (a)加熱位置である小半径位置 $\rho \sim 0.3$  [ $r_{\text{eff}} \sim 0.19\text{m}$ ]におけるポロイダル-トロイダル平面上での磁場強度分布。磁力線の軌跡及び加熱位置も示している。(b)加熱位置を通る磁力線上における磁場強度及び加熱位置。

## 第 6 章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析

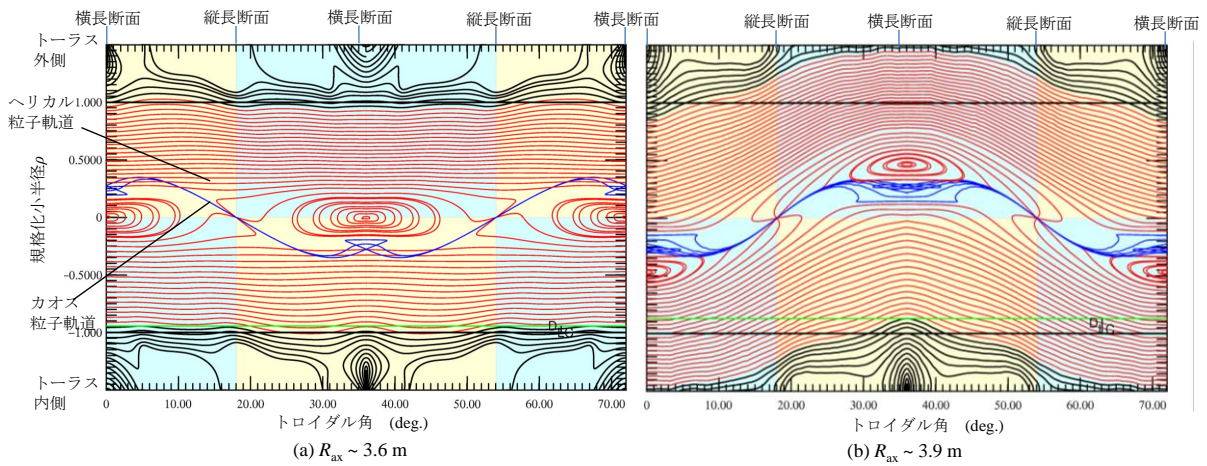


図 6-19 (a)磁気軸  $R_{ax} \sim 3.6$  m, (b) 磁気軸  $R_{ax} \sim 3.9$  m の磁場配位におけるピッチ角  $90^\circ$  の捕捉粒子の粒子軌道図。規格化小半径-トロイダル平面上での軌跡を示している。

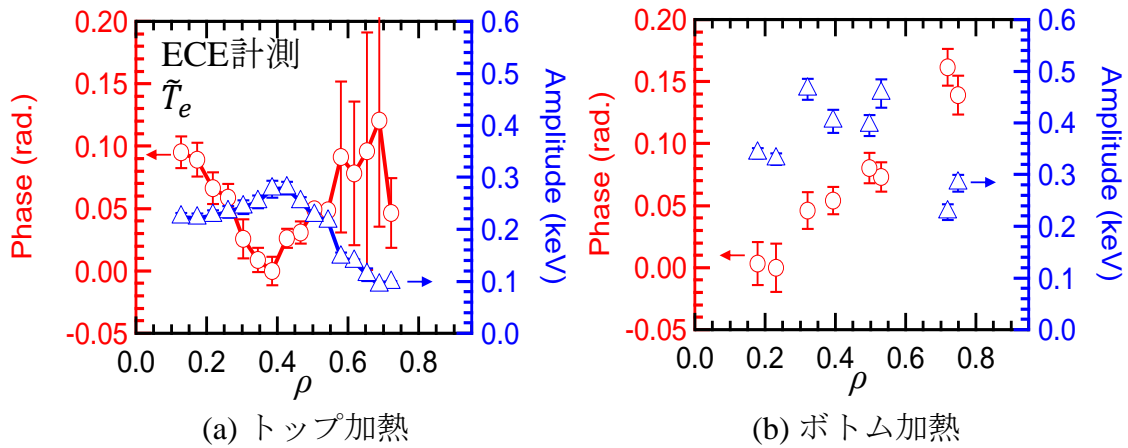


図 6-20 (a)トップ加熱時, (b)ボトム加熱時における電子温度変調振幅及び位相。

### 6.2.2 トップ及びボトム ECRH 時における電子密度応答の比較

以下では磁場リップルトップ及びボトムへの ECRH における電子密度応答の比較結果について述べる。図 6-21(c)~(e)は ECRH 時における FIR レーザー干渉計及びトムソン散乱計測で測定した線積分電子密度及び各位置における電子密度の時間応答である。磁場リップルのトップへ ECRH 入射した場合とボトムへ ECRH 入射した場合で電子密度応答に明確な差が無いことが分かる。図 6-22 は ECRH 開始直前と開始 500ms 後の電子温度, 電子密度分布を示しており, 図 6-23 はその 500ms 間での電子密度減少量の分布を表している。電子密度分布の変化についても磁場リップルトップ及びボトム ECRH で差異が無いことが明らかとなった。図 6-24 に ECRH を 7.6H オンオフ変調時に追従する線積分電子密度変化の変調振幅を示す。電子密度の変調振幅についてもトップ及びボトム ECRH 時で明確な差がなかった。

## 第6章 ECRH時に駆動される粒子輸送の解析

以上のように、電子密度の分布が変化していく時間スケールである 7.6Hz ECRH 時及び、準定常状態となる時間スケールである ECRH 開始後 500 ミリ秒後で、粒子輸送に対する EC 加熱位置の磁場リップルの影響は測定の計測誤差の範囲に収まる程度に小さい。これらにより、図 6-23, 図 6-24 が示す通り 100 ミリ秒オーダー以上の時間スケールにおいては ECRH による捕捉粒子増加に起因する粒子輸送が他メカニズムの粒子輸送に比べて十分に小さいことが明らかとなった。

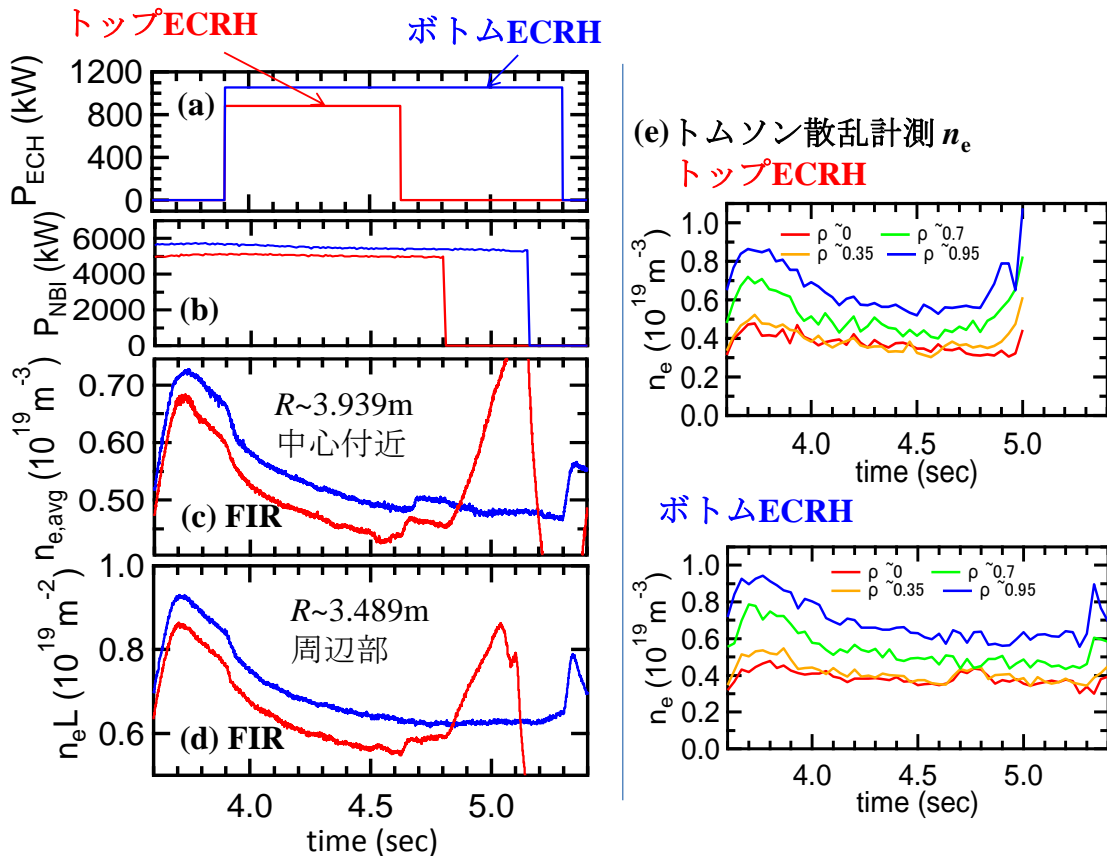


図 6-21 (a)ECRH 設定入射パワー, (b)NBI 入射パワー, (c),(d)FIR レーザー干渉計で計測されたプラズマ中心付近及び周辺部を通過する線積分電子密度, (e)トムソン散乱計測で測定された電子密度の時間応答。(a)~(d)でトップ加熱時を赤色, ボトム加熱時を青色で示している。

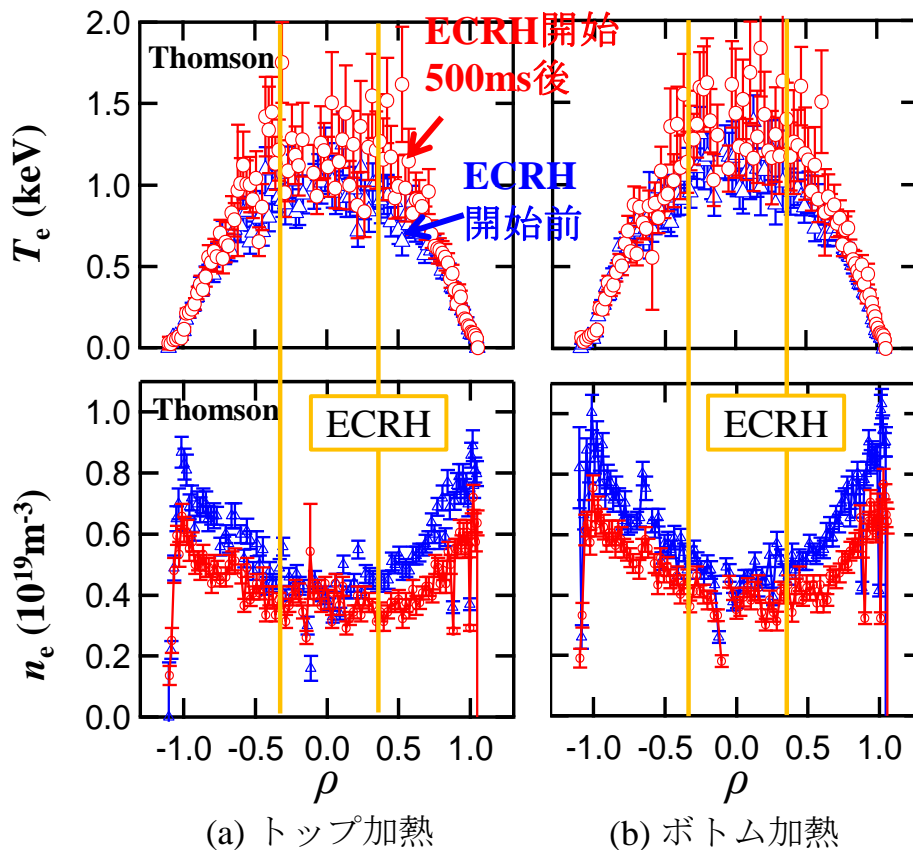


図 6-22 (a)トップ加熱時, (b)ボトム加熱時における ECRH 開始直前と ECRH 開始 500ms 後の電子温度及び電子密度分布。加熱位置は規格化小半径  $\rho \sim 0.3$ 。

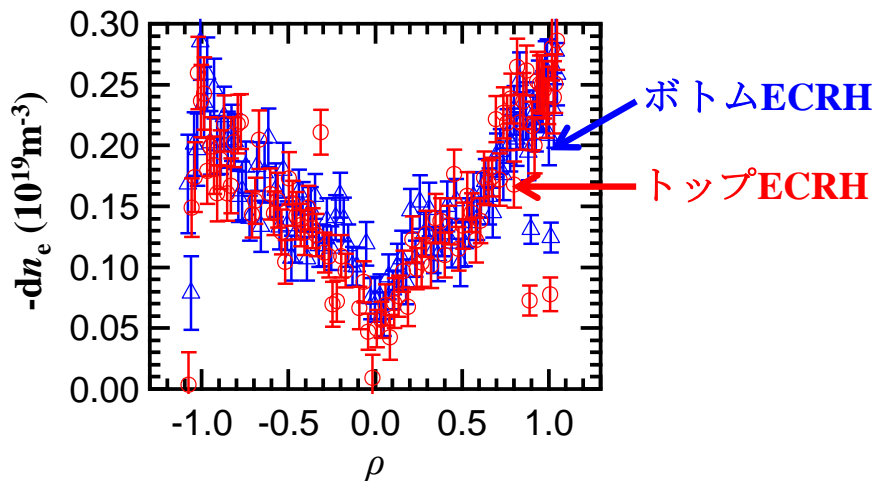


図 6-23 トップ及びボトム加熱時における ECRH 開始直前に対する開始 500ms 後の電子密度減少量の分布。

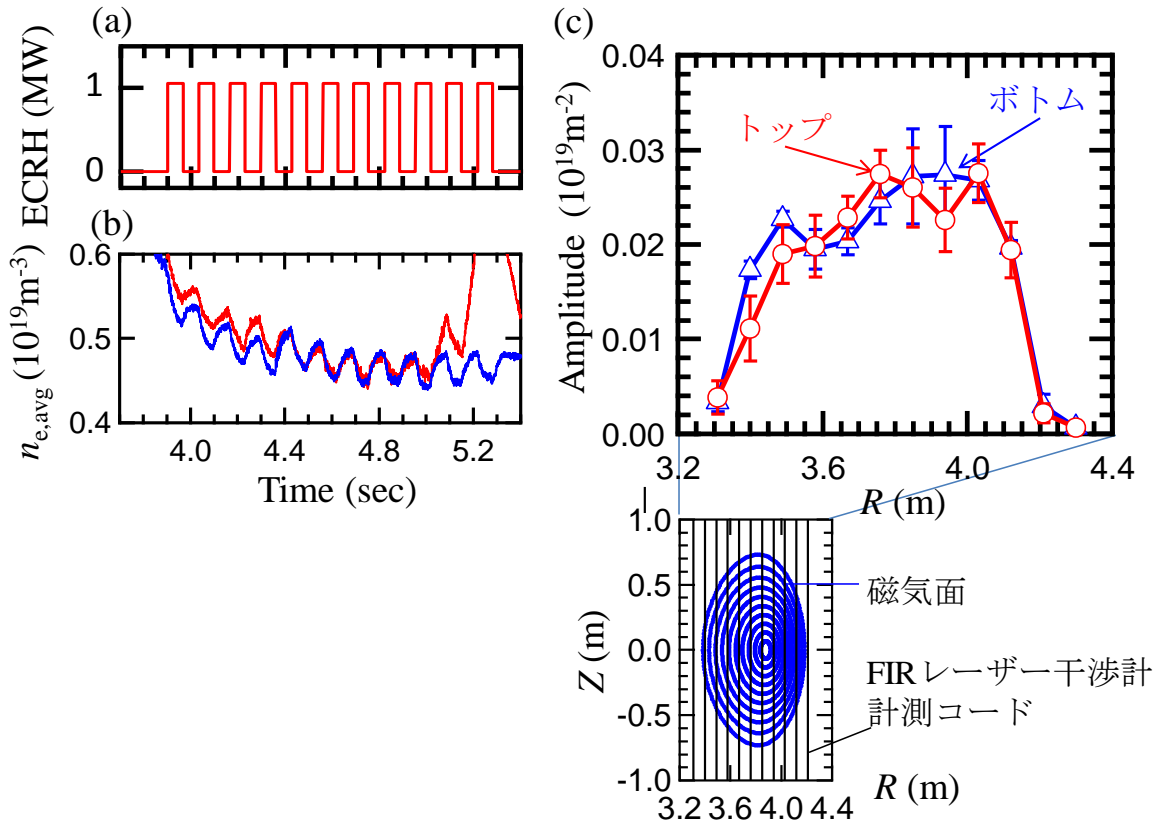


図 6-24 (a)ECRH 設定入射パワー，(b)プラズマ中心付近を通過する視線である  $R \sim 3.939 \text{ m}$  上の線平均電子密度の時間変化。(c)線積分電子密度の変調振幅。(c)のエラーバーは ECRH オンオフ 1 周期毎にそれぞれ線積分電子密度データを FFT し，得られた変調振幅の標準偏差を示している。

### 6.3 ディスカッション

ここでは，捕捉粒子増加による粒子束について理論面から考察する。理論的には捕捉粒子増加により促進される粒子束は加熱位置付近で局所的に生成され，時間スケールとしては非捕捉状態から捕捉状態への遷移する時間と捕捉粒子が移動する時間程度の時間帯から変化する。6.1.3 節で述べた磁場リップルニアトップ及びボトム ECRH 実験において，非捕捉状態から捕捉状態へと遷移する基準として式(2.90)の時定数  $\tau$  を求めると約 7 ミリ秒となる。また，捕捉粒子がポロイダル方向に一周回る時間は約 10 ミリ秒であった。これらは，蓄積エネルギーの変化から求めた ECRH がプラズマに吸収されたパワーを  $600 \text{ kW}$ ，電子密度  $n_e \sim 0.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ，電子温度  $T_e \sim 3 \text{ keV}$ ，加熱位置  $r_{\text{eff}} \sim 0.19 \text{ m}$ ，ECRH の吸収された幅を  $30 \text{ mm}$  として計算を行った。6.1.3 節で述べた ECRH 開始直後 5 ミリ秒間程度の中に観測された外向き粒子束は加熱位置付近で局所的に生成されているされており，捕捉粒子であると仮定しても，



## 第6章 ECRH時に駆動される粒子輸送の解析

空間的、時間的なスケールとしては問題ない。図 6-25 は加熱位置付近での加熱開始直後の外向き粒子束の実測値と、単粒子理論の式(2.95)を用いて計算した捕捉粒子増加に起因する粒子束の理論値を表している。単粒子理論ではニアトップ加熱とボトム加熱で生成される粒子束に差異があると予測されているが、実測値では差が見られなかった。このことから、LHDにおける ECRH 時の捕捉粒子増加に起因する粒子輸送は単粒子理論では説明できないことが明らかとなった。単粒子理論と実測値の差異の要因として、単粒子理論ではイオンについて無視していること、LHD は粒子軌道的に閉じ込めが良く無衝突で直接的にプラズマ外へ損失する粒子が少ないこと、速度平面上における電子の速度緩和が大きく ECRH による速度平面上のひずみが小さいこと、乱流輸送が大きいことなどが考えられる。

粒子束を表す次式のようなモデルがある。

$$\Gamma_e = -D_{e,n}\nabla n_e - n_e D_{e,T} \frac{1}{T_e} \nabla T_e + n_e V + \Gamma_{\text{ECRH}}. \quad (6.4)$$

$D_{e,n}$ ,  $D_{e,T}$  は拡散係数,  $V$  は対流速度を示している。 $\Gamma_{\text{ECRH}}$  は ECRH により増加する粒子束を表している。第一項, 第二項は拡散項であり, 第三項は対流項である。第一項, 第二項により促進される粒子束の向きを明確にするために, 図 6-26 (b)に 6.1 節で記述したボトム加熱時における $-\nabla n_e$ を,(c)に $-\nabla T_e$ , (d)に $\Delta T_e/T_e$ を示す。拡散係数  $D_{e,n}$  は常に正であり,  $D_{e,T}$  は乱流のモード等により正にも負にもなりうる[6.3]。トムソン散乱計測により得られた電子温度・電子密度データを ECRH 開始時間を基準に重ね合われることで時間分解能を向上させた後に小半径方向に微分し求めた。ECRH により駆動される粒子輸送という観点では, 加熱位置において局所的な外向きの粒子束が観測されたことは重要なことである。図 6-26 (c)に見られるとおり電子温度勾配も ECRH により加熱位置付近で局所的に上昇している。粒子束生成位置と温度勾配が大きい位置で  $r_{\text{eff}} \sim 0.08$  m 程度ずれているが, 粒子束計算に用いた FIR レーザー干渉計データのアーベル変換の精度や, アーベル変換時に用いた平衡データとトムソン散乱計測で用いられた平衡データの相違などに起因して空間位置に誤差が生じるためである可能性がある。時間スケールについては, 電子温度勾配は十数ミリ秒程度で飽和するように上昇しているが, ECRH 開始後数ミリ秒でも電子温度勾配は ECRH 前より大きくなっている。ECRH 開始の時間を基準にデータを重ね合わせ時間分解能を向上させたものの時間分解能が 3 ミリ秒程度であるため, 測定精度の点からも温度勾配と外向き粒子束の関係性を明確にするための十分なデータではない。また, 近年の研究により, 加熱パワーが直接的に輸送を駆動していることが指摘されており, この加熱位置からの局所的な外向き粒子束は加熱により直接的に駆動されている可能性もある[6.4]。

本論文で示した実験では ECRH 開始直後数ミリ秒に速い時間スケールで外向きの粒子束ができることが発見されたが, その要因までは明確にできておらず今後の課題である。電子温度勾配と粒子束の因果関係を明確にするためには, 加熱位置と同

## 第 6 章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析

じ実効小半径位置の電子温度を時間分解能が 10 マイクロ秒程度である ECE 計測により計測することが必要となる。

次に ECRH 開始 8ms 以降の長時間のスケールについて考える。この時間帯では、プラズマコア部( $r_{\text{eff}} < 0.5 \text{ m}$ )では内向きの粒子束が生成され、周辺部( $r_{\text{eff}} > 0.5 \text{ m}$ )では外向きの粒子束が観測されている。これらの粒子束は $-\nabla n_e$ と方向が同じである(図 6-26 (a,b))。また、ECRH 開始前後の $-\nabla n_e$ を比べると、 $0.2 \text{ m} < r_{\text{eff}} < 0.3 \text{ m}$ では ECRH 開始後の方が小さくなっており内向きの粒子束と矛盾しないものの、それ以外の領域では粒子束を密度勾配の時間変化だけでは説明できない。そして、図 6-26 (d)のように ECRH により電子温度は上昇している。以上から、ECRH 開始 8ms 以降の粒子束は電子温度の上昇による拡散係数  $D_{e,n}$  の増大に起因している可能性が高い。長時間スケールにおいては、プラズマコア部での内向きの粒子束が加熱開始直後に見られた局所的な外向きの粒子束より大きくなり、その結果としてプラズマコア部では ECRH 開始 8 ミリ秒後以降は電子密度が上昇したと考えられる。

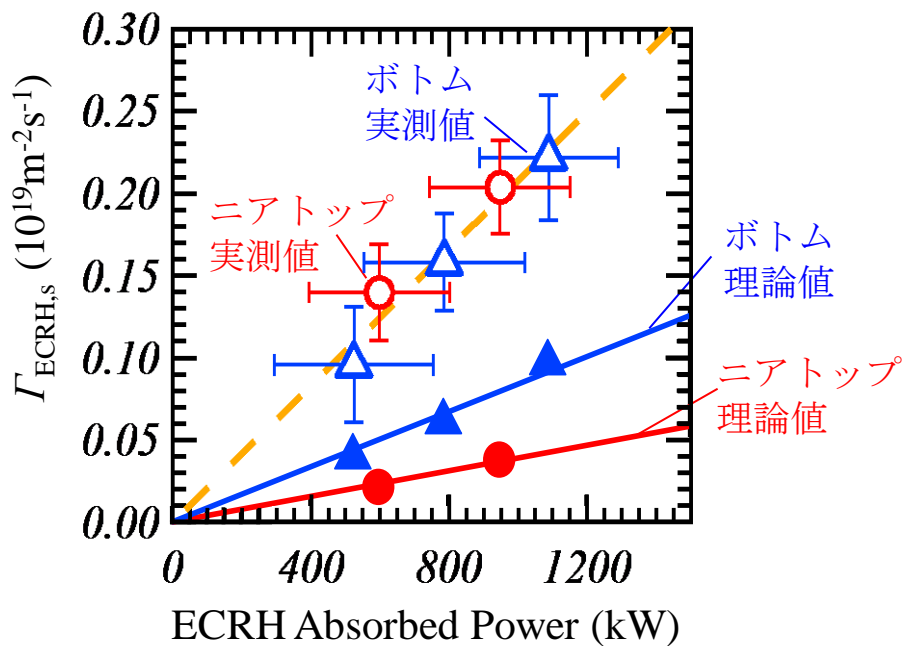


図 6-25 ニアトップ加熱及びボトム加熱時の ECRH 開始直後(3ms 後)の加熱位置における外向き粒子束の ECRH 吸収電力依存性。実測値及び単粒子理論に基づくボトム加熱時及びニアトップ加熱時の理論値を示す。

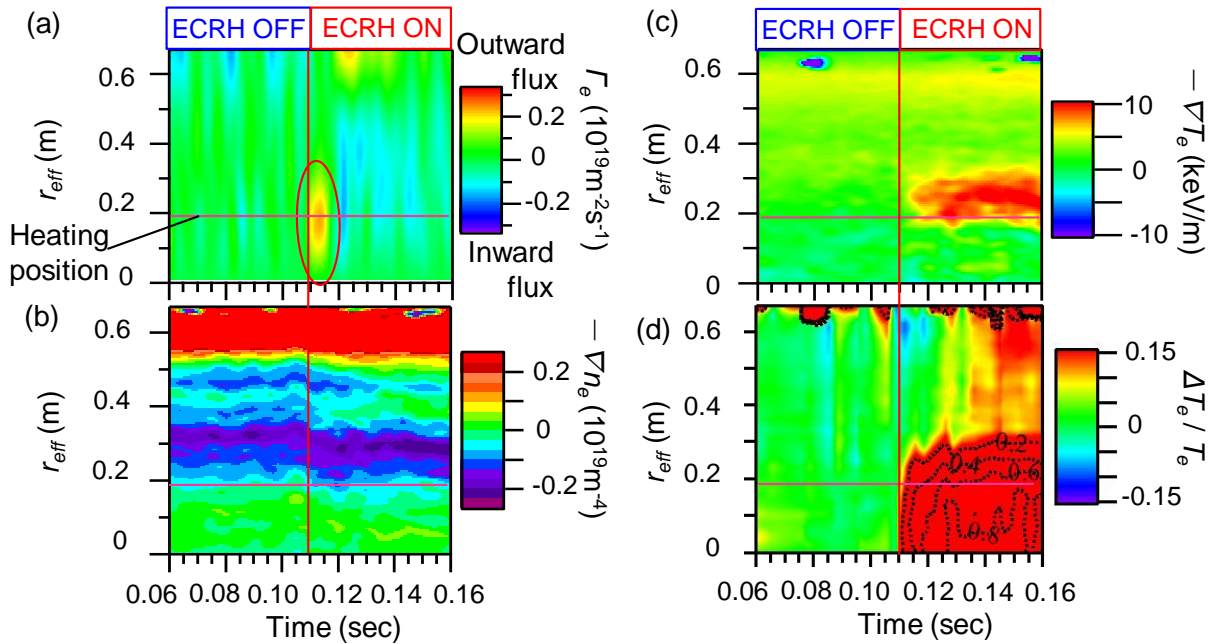


図 6-26 (a)FIR レーザー干渉計データをアーベル変換して得た電子密度分布から求めた粒子束, (b),(c),(d)トムソン散乱計測の電子密度( $n_e$ ), 電子温度( $T_e$ )から求め $-\nabla n_e$ ,  $-\nabla T_e$ ,  $\Delta T_e / T_e$ の時間・空間分布。

## 6.4 まとめ

トラス型磁場閉じ込め核融合装置では大電力 ECRH 時に電子密度の減少が観測される。本研究では、特に磁場リップルへの捕捉粒子増加に起因する粒子輸送を明確にすることを目的に、LHD において ECRH 時に駆動される粒子輸送について詳細に解析した。そのために、捕捉粒子がほとんど生成されない磁場リップルのトップと捕捉粒子が生成されやすいボトム、その中間の位置を加熱しプラズマ応答を解析した。以下に要点を述べる。

① ECRH 開始直後に加熱位置より局所的な外向き粒子束が生成されていることと、それに伴いプラズマ電位が上昇していることを初めて観測した。

② ECRH 開始直後数ミリ秒の加熱位置における外向き粒子束は ECRH 吸収電力に比例しており、ニアトップ加熱時及びボトム加熱時で差異はない。この外向き粒子束は単粒子理論では説明つけることができない。

③ 100 ミリ秒オーダー以上の時間スケールにおいて粒子輸送はトップ加熱時及びボ

## 第 6 章 ECRH 時に駆動される粒子輸送の解析

トム加熱時で差異はない。

上述の結果より，LHD において粒子輸送に対する EC 加熱位置の磁場リップルの影響は小さく，ECRH による捕捉粒子増加に起因する粒子輸送が他メカニズムの粒子輸送に比べて十分小さいことが明らかとなった。

### 参考文献

- [6.1] H. Idei *et al.*, Fusion Engineering and Design **26**, 167 (1995)
- [6.2] K. Tanaka *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 050 (2008)
- [6.3] E. Fable *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 115005 (2008)
- [6.4] S. Itoh and K. Itoh, Scientific Reports **2**, 860 (2012).

## 第7章 水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱・粒子輸送特性の比較

一般的にトカマク型装置では軽水素，重水素，三重水素と同位体質量の増加に伴いエネルギー閉じ込めが改善する[7.1]。一方で，ヘリカル型装置では輸送特性に対する同位体効果，質量効果は明確に報告されておらず明らかにすべき点である[7.2]。LHD では 2016 年より重水素実験が予定されている。そこで，重水素実験前に同位体効果，質量効果，荷電効果を明確にする一つの指標とするために，水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱及び粒子輸送特性を比較した。

### 7.1 熱輸送特性比較

#### 7.1.1 実験方法

LHD において水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱輸送特性比較実験を行った。水素及びヘリウムプラズマへ ECRH 入射し，電子温度，電子密度，イオン温度，水素ヘリウム比等のデータを取得した。図 7-1 は水素及びヘリウム熱輸送特性比較実験の ECRH 設定と放電パラメータの例である。プラズマは 1MW ECRH のみで維持した。ECRH は直接的には電子のみを加熱するため，イオンへの熱入力を確立された古典論で評価が可能であり，電子への吸収電力分布を正確に評価することで電子及びイオン両者の閉じ込め特性を調べることができる。NBI 加熱時には，NBI のゲートが開くため水素がプラズマ中に流入する。そのため，ヘリウムプラズマ実験時にヘリウムの純度を上げるために EC 加熱のみでプラズマを維持した。ヘリウムプラズマ実験前にはヘリウム純度を高くするために，ヘリウムグロー放電を用いて壁コンディショニングを行った。その結果，分光計測によって測定された水素及びヘリウムの純度は‘水素プラズマ’では水素約 90%，‘ヘリウムプラズマ’ではヘリウム約 70%~90%となった。定常状態のパワーバランスの式を解いて熱拡散係数を求めるために ECRH を定常入射した。ECRH 吸収電力及び吸収位置を評価するために 15Hz オンオフ変調入射実験も行った。同様の実験を行い，電子密度が  $0.4 \times 10^{19} \sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  のパラメータ領域のデータを取得した。

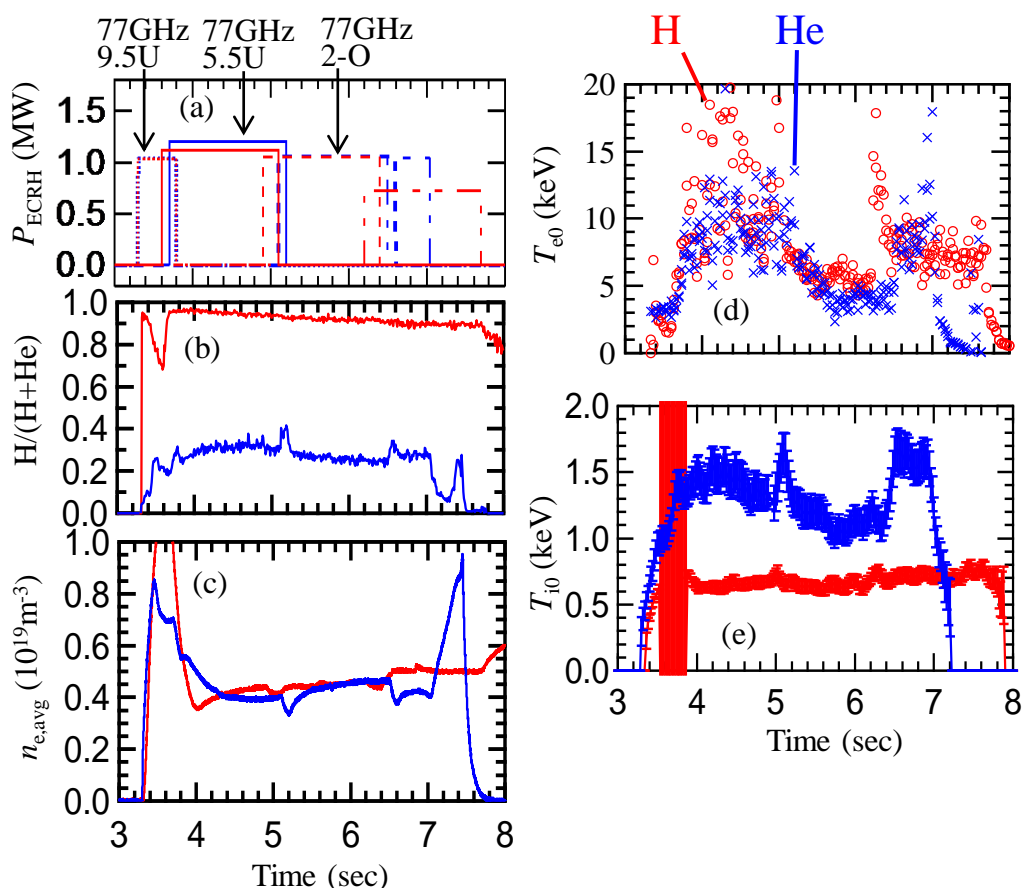


図 7-1 (a)ECRH 設定入射パワー, (b)分光計測により測定された水素ヘリウム比, (c)FIR レーザ干渉計で測定された線平均電子密度, (d)トムソン散乱計測により得られる中心電子温度, (e)結晶分光器を用いて測定された中心イオン温度の時間応答。赤色が水素, 青色がヘリウムを表している。

### 7.1.2 解析手法

ECRH を入射しプラズマが定常状態になった時の電子及びイオンの温度, 密度, ECRH 吸収電力の分布を用いてパワーバランス解析をして熱拡散係数を求める。水素及びヘリウム ECRH プラズマでそれぞれ熱拡散係数を求め比較する。

加熱時の熱輸送解析をするためには ECRH の吸収電力分布を評価する必要がある。ECRH 吸収パワーを複数の手法で実験的に評価し, 理論的にはレイトレーシングコード LHDGauss または TRAVIS コードを用いて計算した。5.4.2 節で述べたとおり, 実験的評価では総吸収電力としては正しいが輸送の影響で吸収電力分布形状は実際よりも広がって見積もられてしまう。一方でレイトレーシングコード LHDGauss や TRAVIS コードにおいて, プラズマ周辺部の電子密度勾配がレイトレースに大きな影響を与え, 実験結果を正しく再現できない場合があることが明らかになっており, 総吸収パワーの絶対値の精度が低い。そこで, 吸収分布形状はレイトレースの結果

## 第7章 水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱・粒子輸送特性の比較

を使い、実験的に求めたパワーで絶対較正する手法を用いた。具体的には ECRH 変調実験において、第5章で述べた4手法により吸収電力を計算する。その4つの方法に評価された値の平均値を実験的に評価された吸収電力の絶対値とし、ばらつきをエラーとした。この実験的に評価された吸収電力に合うように、レイトレースで求められた吸収分布に係数を乗ずることで、ECRH 吸収電力分布を得る。

評価した ECRH 吸収電力分布を用いて、輸送解析コード TASK3D-a 中のパワーバランスを評価するモジュールである TRsnap によりパワーバランス解析をし、熱拡散係数を求める。パワーバランス解析をする際に TASK3D-a TRsnap では、‘水素プラズマ’では水素の純度を 100%、‘ヘリウムプラズマ’ではヘリウムの純度を 100%と仮定している。

### 7.1.3 水素及びヘリウムの熱拡散特性比較結果

図 7-2 及び図 7-3 に熱輸送解析結果の例として線平均電子密度が  $0.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の時の水素及びヘリウム ECRH プラズマの電子温度・密度、イオン温度、ECRH 吸収電力分布、ヒートパルス伝搬解析結果、電子及びイオンの熱拡散係数の分布を示す。電子温度と電子密度には水素とヘリウム ECRH プラズマで明確な差が見られなかった。一方で、この電子密度領域ではイオン温度がヘリウムの方が高くなっていることが観測された。ECRH オンオフ変調実験においてヒートパルス伝搬解析を行った結果、図 7-2(e),(f)にみられるように加熱位置は  $\rho \sim 0.4$  よりも内側であることが分かった。したがって、TASK3D-a により評価された電子の熱拡散係数は  $\rho > 0.4$  のみに意味があるとして、図 7-3 (a)では  $\rho > 0.4$  の領域で電子熱拡散係数を示した。 $\rho > 0.4$  の領域では電子温度及び密度から予測されるとおり電子の熱拡散係数に水素とヘリウム ECRH プラズマで差は現れなかった。また、電子密度領域  $0.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  においては図 7-3 (b)のように  $0.4 < \rho < 0.9$  でエラーバーの範囲を超えて有意にヘリウムの方がイオンの熱拡散係数は小さいことが示された。図 7-4 は中心電子温度と中心イオン温度の電子密度依存性を示している。中心電子密度は水素とヘリウムで大きな差異はない。一方で、図 7-4(b)に示す通り結晶分光計測で測定された中心イオン温度は  $n_e < 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の低密度領域において水素よりもヘリウムの方が高く、密度の上昇に伴い中心イオン温度の差異は小さくなっている。図 7-4(c)のように X 線イメージング結晶分光計測で得られた中心イオン温度データも電子密度領域  $0.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  において水素よりヘリウムの方が中心イオン温度が高いことを示している。図 7-5(a)は  $\rho \sim 0.6$  における電子の熱拡散係数の電子密度依存性である。イオン温度分布を X 線イメージング計測、CXRS 計測、結晶分光器で測定した値を用いて熱輸送解析した結果について描いている。結晶分光器では中心イオン温度のみ得られるため、イオン温度分布はパラボラ分布を仮定した。結晶分光器の中心イオン温度か

## 第7章 水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱・粒子輸送特性の比較

らイオン分布を仮定する方法によってプラズマ周辺部では電子からイオンへ伝わるパワーの体積分値のエラーが大きくなる。これに起因して周辺部ではイオンの熱拡散係数のエラーが大きくなるため、熱輸送解析では  $\rho \sim 0.6$  の位置に注目した。電子の熱拡散係数評価の誤差の主要因は ECRH 吸収電力評価にあるため、図 7-5(a)では ECRH 吸収電力評価の誤差に起因する誤差をエラーバーとした。図 7-5(a)のように電子の熱拡散係数に水素プラズマとヘリウムプラズマで差異が無いことが明らかとなった。図 7-5(b)は  $\rho \sim 0.6$  におけるイオンの熱拡散係数の電子密度依存性である。イオン温度の分布形状は直接的にイオンの熱拡散係数に大きく影響を与えるので、分布形状まで得られる X 線イメージング計測、CXRS 計測で測定したイオン温度分布を用いて熱輸送解析した結果について示した。図 7-5(b)におけるイオンの熱拡散係数のエラーバーはイオン温度勾配評価に起因する誤差を示している。イオン温度勾配の誤差評価では次のような方法を用いた。X 線イメージング計測及び CXS 計測ではイオン温度分布とともにイオン温度計測のエラーが分かっている。イオン温度分布データにエラーバー内の大きさのランダムノイズを加え、その後イオン温度分布データを関数フィッティングしその傾きを取ることを繰り返す。500 回程度繰り返した後、500 回程度得られたイオン温度の勾配の標準偏差をイオン温度勾配のエラーとした。 $n_e < 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の低密度領域において、同電子密度領域ではヘリウムの方が水素と比べてイオンの熱拡散係数が小さく、イオンエネルギー閉じ込めが良くなっている。水素プラズマについて  $n_e > 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の密度領域における X 線イメージング計測及び CXS 計測を用いてイオン熱拡散係数を求められたデータはないが、結晶分光器で測定された中心イオン温度を参考にすると電子密度の上昇に伴い熱拡散係数の差は小さくなることが示唆される。 $n_e > 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の密度領域のイオンの熱拡散特性について明確な議論をするためには X 線イメージング計測や CXS 計測などで得られるイオン温度分布が必要である。また、低密度領域において同電子密度ではイオンのエネルギー閉じ込めが良いことが示されたが、同イオン密度で比べるとイオンの熱拡散係数は水素とヘリウムで同等となる。イオンについての閉じ込めの議論は水素とヘリウムで質量だけでなく荷電数も異なるため、慎重に進めていく必要がある。

以上のように、水素及びヘリウム ECRH プラズマで電子については熱拡散係数に差がないことが明らかとなり、イオンについては同電子密度の場合は質量が大きいヘリウムの方が  $n_e < 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の低密度領域において輸送特性は良いことが明らかとなった。



第7章 水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱・粒子輸送特性の比較

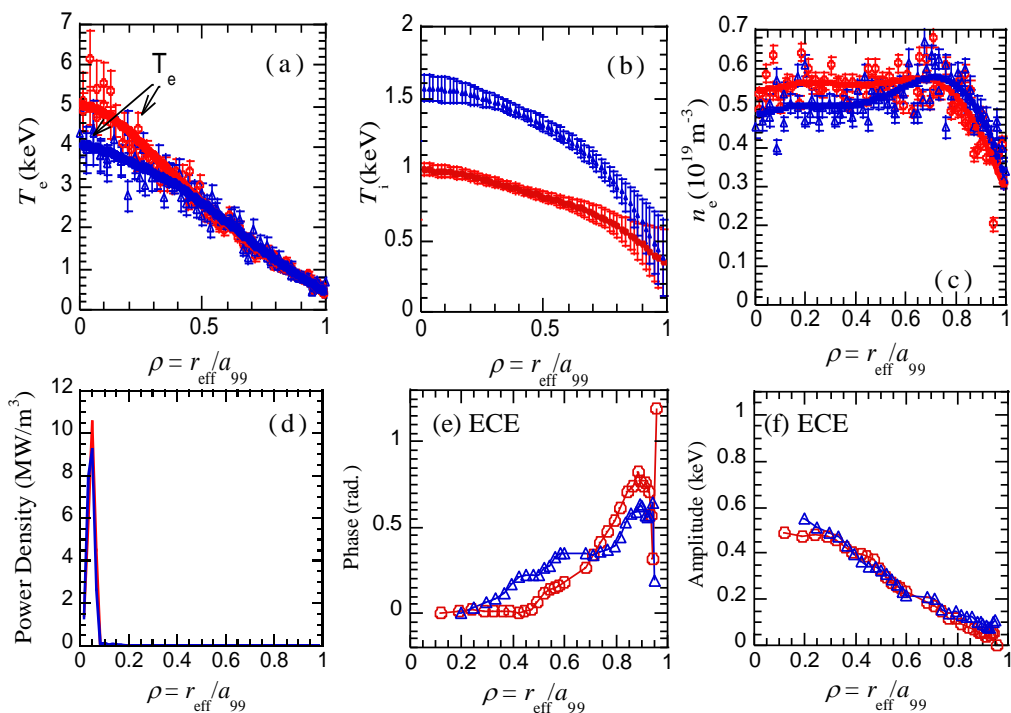


図 7-2 (a)トムソン散乱計測で測定された電子温度, (b) X 線イメージング計測により測定されたイオン温度, (c)電子密度, (d)ECRH 吸収パワー, (e)ヒートパルス伝搬解析によって得られた電子温度変化の位相及び(f)振幅の分布。赤色が水素, 青色がヘリウムを表している。

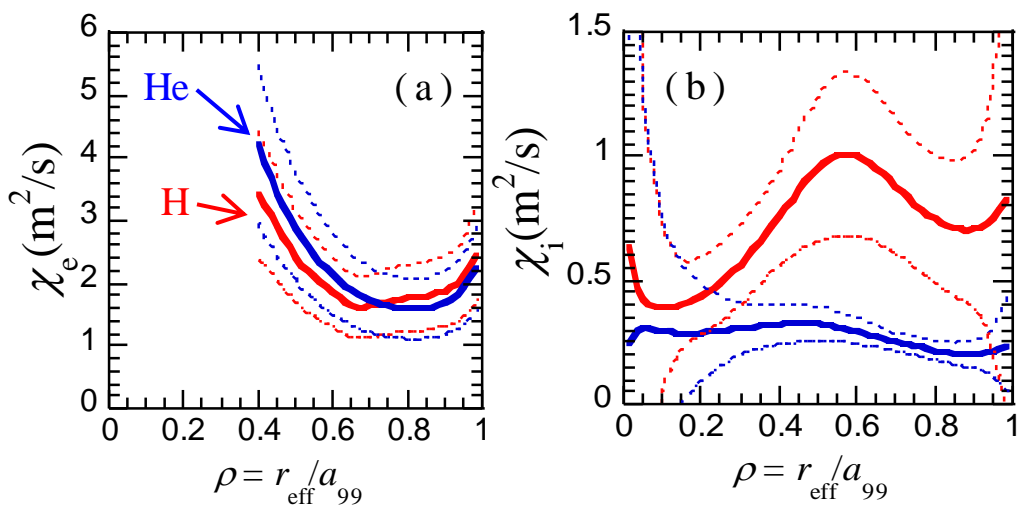


図 7-3 (a)電子の熱拡散係数, (b)イオンの熱拡散係数の分布。赤色が水素, 青色がヘリウムを表している。X 線イメージング計測で測定されたイオン温度を用いて評価した値を示している。破線は熱拡散係数評価のエラーを示している。図 7-1 に示す実験で H, He それぞれ 5.6 ~ 6.1 秒, 5.9 ~ 6.1 秒間のデータを解析した結果である。

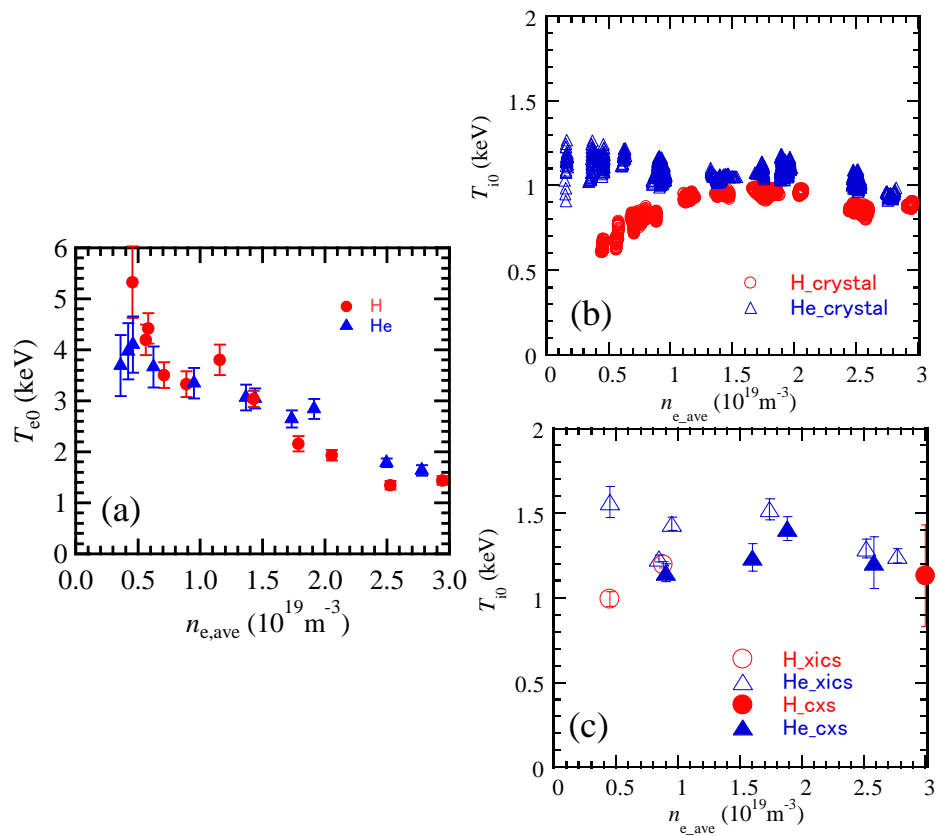


図 7-4 (a)トムソン散乱計測で測定した中心電子温度, (b)結晶分光器で測定した中心イオン温度, (c)X 線イメージング, CXS により測定した中心イオン温度の線平均電子密度依存性。

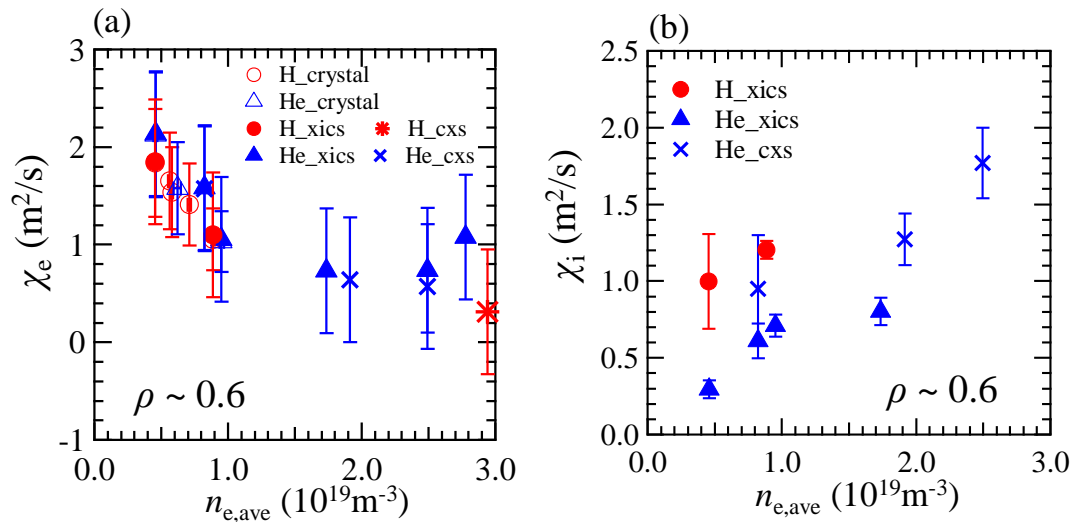


図 7-5 (a)電子の熱拡散係数, (b)イオンの熱度拡散係数の密度依存性。赤色が水素, 青色がヘリウムを表している。イオン温度を結晶分光器, X 線イメージング, CXS により測定した値を示している。

## 7.2 粒子輸送特性比較

### 7.2.1 実験方法

粒子輸送特性を調べるため、図 7-6 のように密度変調実験を行った。2.5 秒までは ECRH 及び NBI 加熱によりプラズマは生成，維持されている。それ以降は 77GHz 及び 154GHz の ECRH のみでプラズマを維持した。ECRH の総入射電力は 0.9MW とした。ガスパフのオンオフにより密度変調を行い，プラズマ内部まで粒子が侵入するように密度変調の周波数は 1.25Hz で実験を行った。水素プラズマ実験では密度変調中にほとんど電子密度は一定となっているが，ヘリウムプラズマ実験では電子密度が上昇傾向にある。ヘリウムプラズマ実験時に密度上昇したのは，壁からの粒子のリサイクリングに起因していると考えられる[7.3]。図 7-6(b)のように，ある時間で中心電子温度が急激に下がっていることが分かる。これは，電子密度の上昇に伴い電子 ITB (Internal Transport Barrier) から L-mode (Low confinement mode) に遷移したためである。本節では，L-mode 時において粒子輸送解析をし，水素 ECRH プラズマ及びヘリウム ECRH プラズマで比較した。

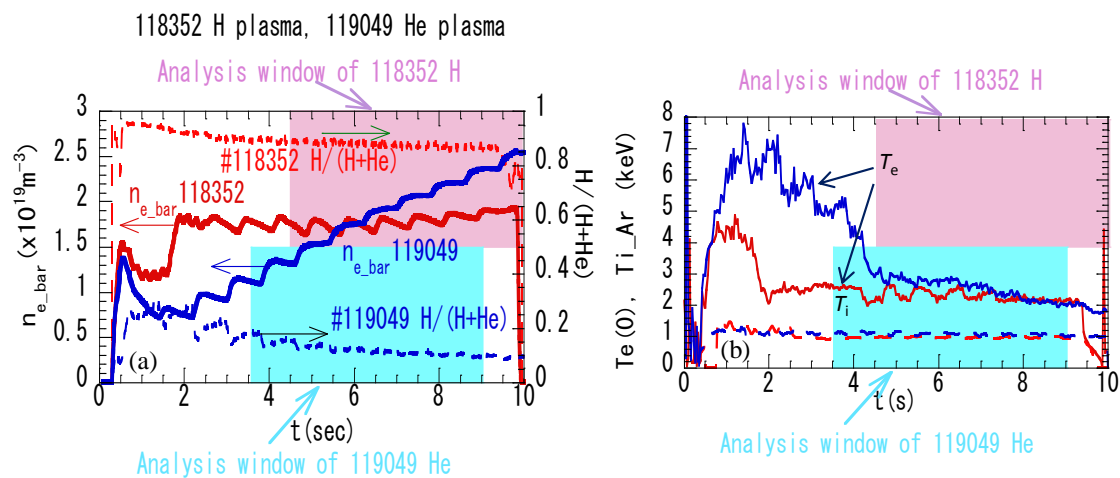


図 7-6 (a)線平均電子密度及び水素ヘリウム比 H/(H+He), (b)電子温度及びイオン温度の時間変化。赤色が水素プラズマ，青色がヘリウムプラズマの値を表している。

### 7.2.2 解析手法

密度変調実験は粒子輸送解析をするために有効な手段である[7.4-5]。以下では粒子輸送解析手法について述べる。

粒子束  $\Gamma$  は次式のように密度勾配に比例する項と対流項によって表すことができ

る。本解析法では最終的に粒子輸送特性を示すパラメータである粒子拡散係数  $D$  及び対流速度  $V$  を求める。

$$\Gamma = -D\nabla n_e + n_e V. \quad (7.1)$$

粒子の連続の式より電子密度の時間微分値は、次式のように粒子束  $\Gamma$  の発散と粒子ソース  $S$  によって表わされる。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma + S = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Gamma) + S. \quad (7.2)$$

右辺は円柱座標系での式である。式(7.2)において、電子密度  $n_e$  及び粒子ソース  $S$  については FIR レーザー干渉計データのアーベル変換と粒子ソース計算コード EIRINE を用いて求めることができる[7.6]。しかし、拡散係数  $D$  及び対流速度  $V$  を求めるためには、2つの未知数が対して式が1つしかないため、このままでは求めることができない。そこで、密度変調実験において電子密度の変調振幅及び位相を求め、電子密度の変調成分を実部と虚部の2つにすることで式(7.2)を解く。密度変調実験での各パラメータを下記のように定常成分と変調成分で表す。

$$n_e = n_{e,eq} + n_{e,mod}, \Gamma = \Gamma_{eq} + \Gamma_{mod}, S = S_{eq} + S_{mod}, \quad (7.3)$$

$$S_{mod} = \tilde{S} e^{i\omega t}, n_{e,mod} = \tilde{n}_e e^{i\omega t}, \partial n_{e,mod} / \partial t = i\omega \tilde{n}_e.$$

添え字の'eq'は定常成分を、'mod'は変調成分を示している。 $\tilde{n}_e$ は複素数であり、実部を $\tilde{n}_{eR}$ 、虚部を $\tilde{n}_{eI}$ とすると式(7.2)は実部、虚部それぞれ下記のように書ける。

$$\frac{\partial^2 \tilde{n}_{eR}}{\partial r^2} + \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{D} \frac{\partial D}{\partial r} - \frac{V}{D} \right) \frac{\partial \tilde{n}_{eR}}{\partial r} - \left( \frac{V}{rD} + \frac{1}{D} \frac{\partial V}{\partial r} \right) \tilde{n}_{eR} + \frac{\omega}{D} \tilde{n}_{eI} + \frac{\tilde{S}}{D} = 0, \quad (7.4)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{n}_{eI}}{\partial r^2} + \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{D} \frac{\partial D}{\partial r} - \frac{V}{D} \right) \frac{\partial \tilde{n}_{eI}}{\partial r} - \left( \frac{V}{rD} + \frac{1}{D} \frac{\partial V}{\partial r} \right) \tilde{n}_{eI} - \frac{\omega}{D} \tilde{n}_{eR} = 0. \quad (7.5)$$

中性粒子のプラズマ中への侵入速度は秒速キロメートルオーダーであるため、数 Hz の密度変調時に、粒子ソースの分布形状は一定であるとしている。そのため、 $S_{mod}$  と  $\tilde{S}$  の分布形状は同じであり  $\tilde{S}$  は実部しか持たないとしている。上式(7.4), (7.5)を解くことにより、粒子拡散係数  $D$  及び対流速度  $V$  が得られる。実際には、図7-7のように粒子拡散係数  $D$  及び対流速度  $V$  の分布のモデルを立て、電子密度の変調成分  $\tilde{n}_{eR,calc}$ ,  $\tilde{n}_{eI,calc}$  を計算し実験と合う  $D, V$  を求める。 $D$  のモデルでは図のようにプラズマ内側と外側で2つの値を持ち、その間を  $\rho_d$  を基準に幅  $\Delta\rho$  で線形的につなぐ分布を使用している。 $V$  のモデルでは、 $\rho \sim 0$  にて  $V \sim 0$  として  $V$  が  $\rho$  に比例して増加し  $\rho \sim \rho_d$  において傾きが変わる分布を使用した。密度変調の振幅及び位相を計算する際は、高時間分解能を持つ FIR レーザー干渉計のデータを用いる。FIR レーザー干渉計で計測された線積分電子密度をアーベル変換して得た電子密度分布データを用いて式(7.4), (7.5)を解くことが可能であるが、アーベル変換によりエラーが大きくなる。そこで、 $\tilde{n}_{eR,calc}$ ,  $\tilde{n}_{eI,calc}$  を FIR レーザー干渉計の各チャンネルの計測視線上で積

## 第7章 水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱・粒子輸送特性の比較

分し, FIR レーザー干渉計の実測値と合うような  $D, V$  を選ぶ。具体的には次式の  $E_{\text{mod}}$  が小さくなるようにする。

$$E_{\text{mod}} = \sum \left[ \left( \int \tilde{n}_{\text{eR\_exp}} dl - \int \tilde{n}_{\text{eR\_calc}} dl \right)^2 + \left( \int \tilde{n}_{\text{eI\_exp}} dl - \int \tilde{n}_{\text{eI\_calc}} dl \right)^2 \right]. \quad (7.6)$$

同様に粒子ソース  $S$  の分布及び粒子拡散係数  $D$ , 対流速度  $V$  の分布モデルを用いて, 電子密度の定常成分  $n_{\text{e,eq}}$  についても計算し, 実測値と合うように次式の  $E_{\text{eq}}$  が小さくなるようにする。

$$E_{\text{eq}} = \int (n_{\text{eq\_exp}} - \gamma_{\text{calc}} \cdot n_{\text{eq\_calc}})^2 dr. \quad (7.7)$$

粒子ソースコード **EIRINE** では粒子ソースの分布形状は得られるが, 絶対値は求められないため,  $n_{\text{eq\_calc}}$  の絶対値は分からない。そのため, 上式では実測値  $n_{\text{eq\_exp}}$  と合う係数  $\gamma_{\text{eq}}$  を  $n_{\text{eq\_calc}}$  に乗じている。

下記の  $E_{\text{total}}$  が小さくなるように  $D, V$  を決めることで, 定常成分と変調成分の両方が実測値と合う電子密度分布を形成する粒子拡散係数  $D$ , 対流速度  $V$  の分布を求める。

$$E_{\text{total}} = E_{\text{mod}} + \gamma_{\text{eq}} \cdot E_{\text{eq}} \quad (7.8)$$

$\gamma_{\text{eq}}$  の大きさにより, 定常成分と変調成分のどちらをより重要視し,  $D, V$  を決定するのか決める。

以上のように, 粒子拡散係数  $D$  と対流速度  $V$  のモデルを立て, 式(7.4), (7.5)を解くことで電子密度の定常成分及び変調成分を求め, 実験と比較することを繰り返して  $E_{\text{total}}$  が小さくなる粒子拡散係数  $D$  と対流速度  $V$  の分布を得る。

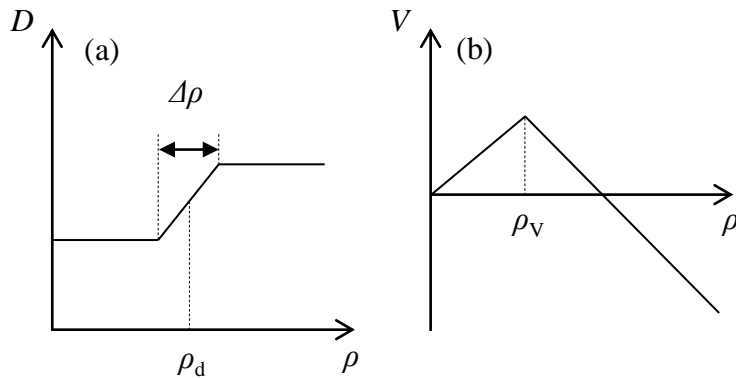


図 7-7 (a)粒子拡散係数  $D$  と(b)対流速度  $V$  のモデル

### 7.2.3 水素及びヘリウムの粒子輸送特性比較結果

図 7-6 で示した密度変調実験時において L-mode の時間帯である 6~6.8sec で平均化した電子温度及び電子密度，イオン化率分布を図 7-8 に示す。電子密度分布は水素の方が平坦であり，ヘリウムの方がホローな分布となっている。EIRINE で計算されたイオン化率分布により，水素の方がヘリウムよりも粒子ソースがプラズマ内側まで侵入していることが分かる。粒子拡散係数  $D$  と対流速度  $V$  の分布を求める際は前節で述べたとおり，この EIRINE で求めた粒子ソースも考慮している。図 7-9 に粒子拡散係数と対流速度の分布を示す。プラズマ周辺部においてヘリウムの方が水素よりも粒子拡散係数が大きくなっている。対流速度については，プラズマコア部ではヘリウムの方が外向きの対流速度であり，水素についてはほぼゼロである。プラズマ周辺部では，ヘリウムの方が水素よりも内向きに大きい対流速度となっている。プラズマ周辺部では粒子輸送特性は主に拡散項によって決定される。以上により，プラズマ周辺部においてヘリウムプラズマより水素プラズマの方が粒子閉じ込めは良いことが明らかとなった。

本節で述べた粒子輸送特性比較実験は平均電子密度  $n_{e,ave} \sim 1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  のパラメータ領域で行っている。 $n_{e,ave} \sim 1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の電子密度領域は，7.1 節の熱輸送特性比較の図 7-5 で示した通り，エラーバーの範囲以上で水素とヘリウム ECRH プラズマの電子熱拡散係数に差異がみられず，イオンについても結晶分光器の中心イオン温度計測データを基準にすると明確な差はないパラメータ領域である。

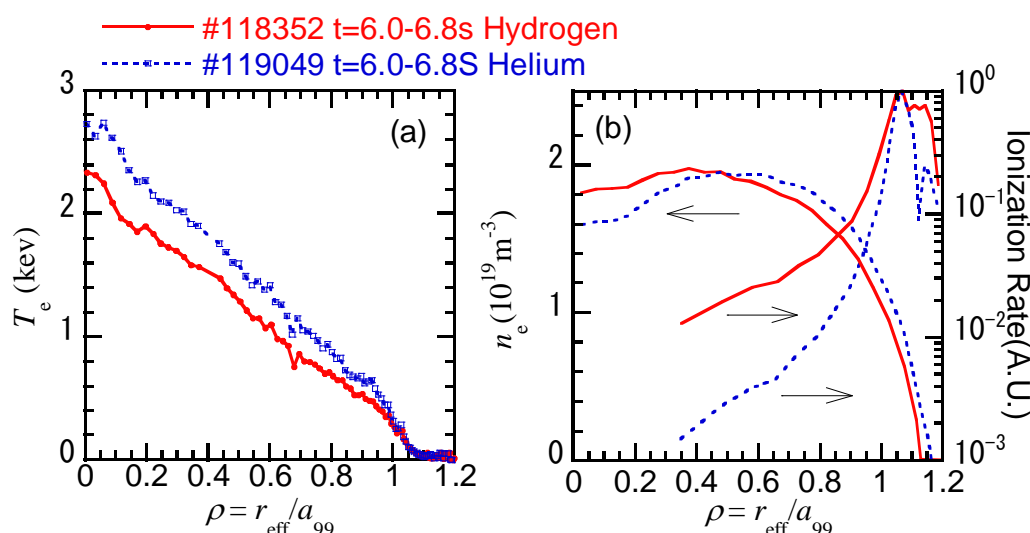


図 7-8 (a)電子温度，(b)電子密度及びイオン化率の分布。

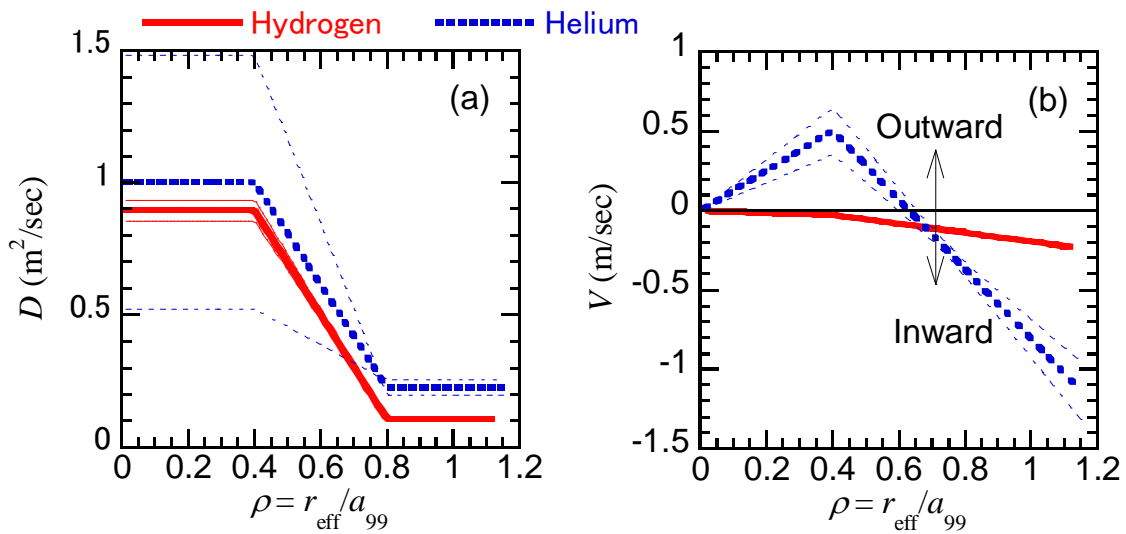


図 7-9 (a)粒子拡散係数, (b)対流速度の分布。破線はエラーを示している。赤色が水素プラズマ, 青色がヘリウムプラズマの値を表している。

### 7.3 まとめ

LHD において水素 ECRH プラズマとヘリウム ECRH プラズマの熱・粒子輸送特性の比較を行った。その結果, 電子の熱拡散特性に水素とヘリウム ECRH プラズマで差異がないことが明らかとなった。イオンについては  $n_{e,\text{ave}} < 1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の低密度領域において同電子密度領域ではヘリウムの方が熱拡散係数が小さく, エネルギー閉じ込めが良いことを示した。結晶分光器の中心イオン温度データを用いて求めた値を参考にすると電子密度の上昇に伴い水素とヘリウム ECRH プラズマでイオン熱拡散係数の差は小さくなることが示唆された。低密度領域において同電子密度ではイオンのエネルギー閉じ込めが良いことが示されたが, 同イオン密度で比べるとイオンの熱拡散係数は水素とヘリウムで同等となる。イオンについてのエネルギー閉じ込めの議論は水素とヘリウムで質量だけでなく荷電数も異なるため, 慎重に進めていく必要がある。また,  $n_{e,\text{ave}} \sim 1.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$  の電子密度領域において粒子輸送解析した結果, 粒子輸送については周辺部ではヘリウム ECRH プラズマの方が粒子拡散係数は大きく, 粒子閉じ込めが良くないことが明らかとなった。以上のように荷電効果と質量効果を明確にするための参考データが得られた。

### 参考文献

- [7.1] H. Urano *et al.*, Nucl. Fusion **53** (2013) 083003.
- [7.2] U. Stroth, Plasma Phys. Controlled Fusion **40**, (1998) 9.

## 第7章 水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱・粒子輸送特性の比較

[7.3] J. Miyazawa *et al.*, Nucl. Fusion **44** (2004) 154.

[7.4] K. Tanaka *et al.*, Fusion Sci. Tech. **58**, 70 (2010).

[7.5] K. Tanaka, “磁場閉じ込めプラズマの粒子輸送”, プラズマ若手夏の学校テキスト (2011).

[7.6] M. Shoji *et al.*, annual report 2014 in LHD.



## 第8章 総括

### 8.1 本研究のまとめ

ECRH 時の輸送解析のためには ECRH 吸収電力を正確に評価することが必要不可欠である。本研究では、ECRH の加熱電力を正確に評価した上で ECRH 時の輸送メカニズムを解明することを目的としてきた。具体的には、ECRH 入射ミリ波電力及び偏波の明確化、ECRH 吸収電力の明確化、ECRH による電子掃出し現象の一要因についての解明、水素及びヘリウムプラズマの熱及び粒子輸送特性の違いについての明確化、の4つを目的に LHD において研究してきた。以下にその成果を示す。

- ① ECRH のために大電力入射ミリ波の電力及び偏波実時間計測モニターを開発した。本モニターにより MW 級の大電力ミリ波の電力及び偏波計算に必要な垂直 2 成分の波動電場の振幅及び位相差の検出に成功した。(第 4 章)
- ② LHD など従来行われてきた、ECRH 開始直前直後の反磁性磁束計測によって測定されたプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値を用いて加熱吸収電力を見積もる方法は過小評価である可能性を指摘した。過小評価とならない新しい加熱評価法の提案をして妥当性を示した。(第 5 章)
- ③ ECRH 時に起きる電子掃出し現象の一要因について解明した。ECRH による磁場リップルへの捕捉粒子増加に起因する輸送が他の要因の輸送に比べ十分小さいことを明らかにした。また、その輸送解析過程で、大電力 ECRH 時に加熱開始直後に加熱位置から局所的な粒子束ができ、同時に電位上昇していることを初めて観測した。(第 6 章)
- ④ 水素及びヘリウム ECRH プラズマで電子の熱拡散に差異がないことを明らかにした。また、低密度領域では同電子密度の場合、ヘリウムの方がイオンのエネルギー閉じ込めが良い可能性を示唆した。(第 7 章)

以下では本論文の各章で述べた内容についてまとめる。

第 1 章では核融合研究の現状及び本研究の意義について述べた。核融合を実現するために必要となる高温、高密度、長閉じ込め時間を達成するためには、核融合プラズマの熱及び粒子輸送特性を把握し制御する必要がある。将来の核融合炉で主となると考えられているアルファ加熱が主に電子加熱であること、さらに ECRH が局所加熱性を持つため能動的なプラズマ制御法として期待されていることから、ECRH 時の輸送メカニズムの解明は重要である。ECRH 時の輸送解析のためには、ECRH 電力を評価することが必須であることを述べた。また、それらの加熱電力評価を用いて輸送解析を行った ECRH 時の電子掃出し現象と水素ヘリウム輸送特性の差異の明確化の重要性について述べた。

## 第 8 章 総括

第 2 章では本論文に関わる理論である ECRH の特徴、伝搬、吸収の原理と ECRH 時における輸送の原理について述べた。ECRH については Cold プラズマ及び Hot プラズマでの誘電率テンソルを求め、それを用いて O-mode 及び X-mode についてそれぞれ波動の伝搬及び吸収を説明した。そのうえで、真空中からプラズマ中へ波動を入射する時の、O-mode と X-mode へのモード結合の偏波依存性について述べた。また、ECRH による輸送を考える上で必要となる磁場リップルを考慮した単粒子輸送理論や電磁場揺動などに起因した輸送理論について述べた。

第 3 章では LHD の磁場構造など基本パラメータと計測装置、解析コード、ECRH システム、基本となる解析手法について述べた。計測装置については、本研究で特に使用したトムソン散乱計測、ECE 計測、X 線結晶分光器、X 線イメージング結晶分光計測、CXS 計測、反磁性磁束計測、HIBP 計測、FIR レーザー干渉計について簡潔に原理と LHD におけるシステムを説明した。解析手法はアーベル変換、条件付き平均化法とその応用について述べた。さらに、本研究で用いたレイトレーシングコード LHDGauss や TRAVIS コード、LHD 実験輸送解析コード TASK3D-a 中のパワーバランスを評価するモジュール TRsnap について述べた。ECRH システムについてはジャイロトロン、MOU、コルゲート導波管、偏波器、パワーモニターの原理と LHD におけるシステムを簡潔に説明した。

第 4 章では ECRH のための大電力入射ミリ波電力及び偏波実時間計測モニターについて、その構造及び試験結果について述べた。ECRH 伝送系の一部であるミリ波の進行方向を  $90^\circ$  曲げる機器マイターバンドに一系列のカップリングホールを開け、漏れ出したミリ波を垂直二成分の電場に分け、ヘテロダイン法により位相及び振幅を計測可能なようにした。副導波管のサイズを工夫し、且つ、検出器として FPGA 付高速 ADC を用いてミリ波コンポーネントの複雑化を避けることにより、LHD に実装しやすいようにした。偏波スキャン実験により本モニターの試験を行った結果、ミリ波の電力及び偏波計測に必要なミリ波の電場の垂直二成分の振幅及び位相差の計測に成功した。本研究で開発した FPGA を用いた ECRH 入射電力及び偏波実時間計測モニターは、将来的には ECRH の偏波及びパワー調整のフィードバック制御に繋げることも可能であり、今後の大型装置の標準と成り得る。

第 5 章では加熱吸収電力評価手法について反磁性磁束計測を用いた従来法と新手法、電子温度・密度を用いた評価法を説明し、その比較結果について述べた。加熱位置評価するためのヒートパルス伝搬解析についても説明した。現状 LHD などで主に使われている、ECRH 開始直前直後における反磁性磁束計測で測定したプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値から求める方法が加熱吸収電力を過小評価する可能性があることを示した。これは反磁性磁束計測に対するインダクタンスの寄与の補正が不十分であることに起因しているものであり、インダクタンス補正不足の影響が出ない新しい評価法を提案した。さらに、新手法と他手法の結果を比較することによりその妥当性を示した。一方で、従来法は解析が非常に簡潔で使用しやすい手

法であるため今後も使用されることが考えられるので、従来法を用いる場合の過小評価を抑えることができ解析の任意性も小さくなるようにする改良案も示した。

第 6 章では ECRH 時に起きる電子掃出し現象の一要因と考えられる捕捉粒子の効果を実験的に調べた結果について述べた。捕捉粒子の生成されにくい磁場リップルのトップと生成されやすいボトム、その中間の位置ニアトップに ECRH 入射した場合のプラズマ応答を解析、比較した。MW 級の大電力 ECRH 時に、加熱開始直後に加熱位置から局所的な外向き粒子束が生成され、同時に電位上昇していることを初めて観測した。しかし、トップ加熱時とボトム加熱時で加熱位置における粒子束および電子密度分布の変化に有意な差は見られなかった。以上により、LHD において ECRH 時の捕捉粒子増加に起因する輸送は乱流など他の要因の輸送と比べ十分に小さいことを明らかにした。

第 7 章では水素及びヘリウム ECRH プラズマの熱及び粒子輸送特性比較について述べた。熱輸送特性比較実験解析では ECRH 吸収電力を評価し、その得られた吸収分布をインプットパラメータの一つとしてパワーバランスを TASK3D-a を用いて解き、熱拡散係数を比較した。実験的評価と理論計算を組み合わせ ECRH 吸収分布を評価する方法について述べた。実験的評価により加熱吸収電力の絶対値を求め、理論計算により吸収電力分布形状を求めた。電子について、水素とヘリウム ECRH プラズマで熱拡散係数の差異が無いことを明らかにした。一方で同電子密度領域ではイオンについてはヘリウム ECRH プラズマの方が閉じ込めは良い可能性を示唆した。粒子輸送特性比較ではガスパフによる密度変調実験を行った。そのデータから粒子拡散係数及び対流速度を求める解析方法について説明した。粒子拡散は周辺部でヘリウムの方が大きいことが明らかになった。本結果は、今後の ITER や次期核融合炉における重水素、三重水素実験へ繋がる、閉じ込め特性に対する同位体効果、質量効果、荷電効果を明確にするための参考データの一つとなる。

### 8.2 今後の課題と展望

入射ミリ波電力及び偏波実時間モニターについて、電力及び偏波を計測可能であることと現状の偏波理論計算が実際の値と大きくはずれていないことは示したが、現段階では概算で測定誤差を見積もると  $\beta \sim 0^\circ$  の時、 $\alpha$ ,  $\beta$  の誤差はそれぞれ約  $9^\circ$  であり、 $\beta \sim \pm 45^\circ$  の時、 $\beta$  の誤差は約  $9^\circ$  と測定精度は高くない。今後、ミリ波の垂直 2 成分を分ける素子である OMT の改良、ミリ波回路の最適化、検出器に使用している FPGA のプログラムの改良を行うことにより計測精度が格段に向上することが見込まれており、改善すべき点である。計測に対するランダムノイズは FPGA のプログラムの改良により 10 分の 1 以下に低減できることが予測されている。モニターの計測誤差の主要因になっていると考えられる OMT については、形状をこれまで  $TE_{01}$ ,

TE<sub>10</sub> モードの存在条件の式から決めていたが、Comsol などの電磁界解析ソフトを用いて設計することで現状より高精度で波動電場を垂直 2 成分に分けられるものを作ることができる。

ECRH の加熱評価及び入射条件を決定するためにも用いられるレイトレーシングコードにおいて、プラズマ周辺部の電子密度勾配がレイトレースに大きな影響を与えている可能性が示唆されている。多くの実験について ECRH 吸収電力及びその偏波依存性を実験的に評価し、レイトレーシングなどの理論計算結果と比較し、加熱理論計算精度を向上させることが期待される。プラズマ周辺部での電子密度などの仮定法や、ビームレーシングの検討など実験結果を説明できる理論モデルを構築することが重要である。以上は輸送物理解明だけでなく加熱効率向上にも繋がる。

本研究により ECRH 時の電子掃出し現象の空間・時間応答を明らかにし、LHD において磁場リップルへの捕捉粒子増加に起因する粒子輸送が他要因の粒子輸送に比べ、十分小さいことは示した。ECRH 時の輸送メカニズムの解明をするためには、今後、ECRH 時の温度勾配・密度勾配・揺動・輸送の因果関係及び成長過程を実験的に明確にする必要がある。さらに、輸送・揺動の温度勾配・密度勾配に依存していない成分の ECRH 電力依存性を明らかにする必要がある。この点においても、本研究で開発した入射ミリ波電力及び偏波モニターと加熱吸収電力評価法は役立つと考えられる。一方で、水素及びヘリウム ECRH プラズマの輸送特性について実験的に明確にした。水素及びヘリウム ECRH プラズマ実験解析の過程で、LHD における輸送解析コードなど理論計算コードや装置が整備されたため、2016 年から始まる LHD 重水素実験がよりスムーズにできるようになった。今後得られる重水素実験の結果と、本研究で得られた水素、ヘリウムの輸送特性の結果は閉じ込め性能に対する質量効果、荷電効果の明確化に繋がる。さらに、同位体効果を説明するために提唱されている理論と比較するデータが増えたことにより、理論の妥当性の追求及びそれを用いた設計に繋がる。

以上のように、本研究が加熱効率の向上及び輸送メカニズムの解明に繋がることを期待して、本論文を締める。

## 謝辞

本研究を通じて多大なご指導を賜りました名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻ならびに自然科学研究機構核融合科学研究所教授 久保伸 博士, 同准教授 井戸毅 博士に深甚な感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり解析プログラムの提供から実験計画, 解析に至るまで多くのご助言とご協力を頂いた自然科学研究機構核融合科学研究所准教授 田中謙治 博士に甚大なる謝意を表します。

本論文の執筆にあたり, 貴重なご助言を頂きました名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻教授 大野哲靖 博士, 福井大学遠赤外領域開発研究センターセンター長 斉藤輝雄 博士に深く感謝いたします。

自然科学研究機構核融合科学研究所教授 下妻隆 博士, 同准教授 吉村泰夫 博士, 同准教授 伊神弘恵 博士, 同助教 高橋裕己 博士, 同助教 伊井亨 博士には本研究に関して毎週の ECH グループミーティングなどで有益なご助言を頂き, 本実験の遂行においては加熱装置の調整など多くのことでご協力いただきました。厚く謝意を申し述べます。

自然科学研究機構核融合科学研究所技術部 小林策治 氏, 伊藤哲 氏, 水野嘉識 氏, 岡田宏太 氏には ECRH システムの運転や LHD の配線関連, 実験装置の設計など実験を進めるにあたりご助言, ご協力いただきました。深く感謝いたします。

統合輸送解析コード TASK3D のご提供及びご助言, ご協力を頂いた自然科学研究機構核融合科学研究所教授 横山雅之 博士, 同助教 關良輔 博士に厚く謝意を申し述べます。

粒子軌道計算, 磁場分布に関して貴重なご助言とご協力を頂いた自然科学研究機構核融合科学研究所名誉教授 渡辺二太 博士に心よりお礼申し上げます。

自然科学研究機構核融合科学研究所助教 清水昭博 博士 には研究において有益なご助言と丁寧なご指導をして頂き, 深く感謝いたします。

本研究の遂行にあたりご協力頂いた自然科学研究機構核融合科学研究所所長 小森彰夫 博士, 同研究所プラズマ加熱物理系主幹 武藤敬 博士をはじめとする自然科学研究機構核融合科学研究所の皆様深く感謝いたします。

日ごろの研究所での学生生活で大変お世話になりました, 元名古屋大学大学院工学研究科 久保・井戸研究室 小笠原慎也 氏を初めとする自然科学研究機構核融合科学研究所で研究をされている名古屋大学, 総合研究大学院大学, 北海道大学, 東京工業大学の学生の皆様に大変感謝しております。

2015 年 1 月 牧野良平

## 研究業績

本論文に関する学術論文(査読有)

### 第4章

1. “*Development of a Real-Time Power/Polarization Monitor using FPGA for Electron Cyclotron Resonance Heating on LHD*”

R. Makino, S. Kubo, K. Kobayashi, S. Kobayashi, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, H. Igami, H. Takahashi, S. Ogasawara, T. Mutoh, *Plasma and Fusion Research* **9** (2014) 3405024.

2. “*Power/Polarization Monitor Development for High Power Millimeter-Wave*”

R. Makino, S. Kubo, K. Kobayashi, Sakuji Kobayashi, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, H. Igami, H. Takahashi, T. Mutoh, *Review of Scientific Instruments* **85** (2014) 11D831.

### 第5章

3. “*ECH absorbed power evaluation method compensated for temporal response of diamagnetic flux measurements on LHD*”

R. Makino, S. Kubo, T. Ido, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, M. Nishiura, H. Igami, H. Takahashi, S. Ogasawara, T. Mutoh, *JPS Conference Proceedings* **1** (2013) 015034.

### 第6章

4. “*Local and Fast Density Pump-out by ECRH in the LHD*”

R. Makino, S. Kubo, T. Ido, K. Tanaka, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, M. Nishiura, H. Igami, H. Takahashi, A. Shimizu, S. Ogasawara, *Plasma and Fusion Research* **8**, (2013), 2402115.

国際会議における発表(査読無)

1. “Fast response to ECRH on magnetic-ripple top and bottom in LHD”

R. Makino, S. Kubo, T. Ido, K. Tanaka, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, M. Nishiura, H. Igami, H. Takahashi, A. Shimizu, S. Ogasawara, 2nd Asia-Pacific Transport Working Group Meeting, Chengdu, China, May 2012, A-P08.

2. “Local and Fast Density Pump-out by ECRH in the LHD”

R. Makino, S. Kubo, T. Ido, K. Tanaka, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, M. Nishiura, H. Igami, H. Takahashi, A. Shimizu, S. Ogasawara, 22nd International Toki Conference, Gifu, Japan, November 2012, P3-46.

3. “Density pump-out phenomena during high power ECRH in the LHD”

R. Makino, S. Kubo, T. Ido, K. Tanaka, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, M. Nishiura, H. Igami, H. Takahashi, A. Shimizu, S. Ogasawara, RF Heating Technology Workshop 2012, Nara, Japan, December 2012, P11.

4. “ECH injection power measurements and absorption power estimation on LHD”

R. Makino, S. Kubo, T. Ido, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, M. Nishiura, H. Igami, H. Takahashi, S. Ogasawara, T. Mutoh, The 12th Asia Pacific Physics Conference, Chiba, Japan, July 14 – 19, 2013, D1-PWe-13.

5. “Development of a real-time power/polarization monitor using FPGA for electron cyclotron resonance heating on LHD”

R. Makino, S. Kubo, K. Kobayashi, S. Kobayashi, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, H. Igami, H. Takahashi, T. Mutoh, 23rd International Toki Conference, Gifu, Japan, November 2013, P1-52.

6. “Development of power/polarization monitor in the ECRH transmission line”

R. Makino, S. Kubo, K. Kobayashi, Sakuji Kobayashi, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, H. Igami, H. Takahashi, T. Mutoh, Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating 2014, Nara, Japan, April 2014, P-33.

## 研究業績

7. “Power/Polarization Monitor Development for High Power Millimeter-Wave”

R. Makino, S. Kubo, K. Kobayashi, S. Kobayashi, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, H. Igami, H. Takahashi, T. Mutoh, 20th Topical conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, Atlanta, USA, June 2014, 1.2.09.

8. “Heat and particle transport in hydrogen and helium ECH plasmas on LHD”

R. Makino, K. Tanaka, S. Kubo, M. Yokoyama, K. Ida, M. Goto, R. Seki, T. Ido, H. Yamada, Proceedings of European Physical Society Conferences on Plasma Physics 2014, Berlin, Germany, June 2014, P4.087.

9. “Comparison of heat and particle transport properties in hydrogen and helium ECRH plasmas on LHD”

R. Makino, K. Tanaka, S. Kubo, M. Yokoyama, M. Shoji, K. Ida, M. Goto, R. Seki, T. Ido, H. Yamada, N. Pablant, 24th International Toki Conference, Gifu, Japan, November 2014, P4-06

10. “Comparison of the energy and particle confinement of hydrogen and helium plasmas during ECRH on LHD”

R. Makino, K. Tanaka, S. Kubo, M. Yokoyama, M. Shoji, K. Ida, M. Goto, R. Seki, T. Ido, H. Yamada, N. Pablant, Plasma Conference 2014, Niigata, Japan, November 2014, 20PB-076

### 国内学会における発表等

1. ”LHDにおける磁場リップルトップ及びボトム ECH に対するプラズマ応答”

牧野良平, 久保伸, 井戸毅, 下妻隆, 吉村泰夫, 西浦正樹, 伊神弘恵, 高橋裕己, 清水昭博, 小笠原慎弥, 日本物理学会第 67 年次大会, 26pYG-11, 関西学院大学, 兵庫, 2012 年 3 月

2. “LHD における磁場リップルトップ/ボトム EC 加熱による密度クランピングと高速プラズマ応答”

牧野良平, 久保伸, 井戸毅, 田中謙治, 下妻隆, 吉村泰夫, 西浦正樹, 伊神弘恵, 高橋裕己, 清水昭博, 小笠原慎弥, 核融合エネルギー連合講演会 2012, 29A-09p, 神戸国際会議場, 兵庫, 2012 年 6 月



## 研究業績

### 3. “LHD における電子サイクロトロン加熱による密度クランピング”

牧野良平, 久保伸, 井戸毅, 田中謙治, 下妻隆, 吉村泰夫, 西浦正樹, 伊神弘恵, 高橋裕己, 清水昭博, 小笠原慎弥, 物理学年次大会 2012, 18pFA-8, 横浜国立大学常盤台キャンパス, 神奈川, 2012 年 9 月

### 4. “LHD における電子サイクロトロン加熱による局所的粒子束の高速応答”

牧野良平, 久保伸, 井戸毅, 田中謙治, 下妻隆, 吉村泰夫, 西浦正樹, 伊神弘恵, 高橋裕己, 清水昭博, 小笠原慎弥, 日本物理学会第 68 年次大会, 27pEC-7, 広島, 2013 年 3 月

### 5. “LHD における ECH のための入射ミリ波パワー/偏波実時間計測モニターの開発”

牧野良平, 久保伸, 小林賢矢, 小林策治, 下妻隆, 吉村泰夫, 伊神弘恵, 高橋裕己, 小笠原慎弥, 武藤敬, プラズマ・核融合学会第 30 回年会, 03aD09P, 東京工業大学, 東京, 2013 年 12 月

### 6. “LHD における磁場リップルトップ/ボトム ECH への電子サイクロトロン共鳴加熱に対するプラズマ応答”

牧野良平, 久保伸, 井戸毅, 下妻隆, 吉村泰夫, 西浦正樹, 伊神弘恵, 高橋裕己, 清水昭博, 小笠原慎弥, 日本物理学会 2014 年春季大会, 27aAE-3, 千葉, 2014 年 3 月

### 7. “LHD における水素及びヘリウムプラズマの輸送特性比較”

牧野良平, 田中謙治, 久保伸, 横山雅之, 庄司主, 居田克巳, 後藤基志, 關良輔, 井戸毅, 山田弘司, 平成 26 年度閉じ込め・輸送研究会, 岐阜, 2014 年 7 月