

博士学位論文

トカマク型核融合装置における電流
消滅時のプラズマ応答に関する研究

名古屋大学大学院

工学研究科エネルギー理工学専攻

柴田 欣秀

目次

第1章 序論

1.1 エネルギー情勢	1
1.2 核融合発電の開発	3
1.3 環状磁場閉じ込め核融合	6
1.4 トカマク装置におけるディスラプション現象	8
1.5 ディスラプション時に発生する現象	15
1.5.1 熱クエンチ(Thermal quench)	15
1.5.2 電流クエンチ(Current quench)	16
1.5.3 ハロー電流	16
1.5.4 渦電流	18
1.5.5 逃走電子	29
1.6 本研究の目的・特色	32
1.7 本論文の構成	35
参考文献	36

第2章 基礎物理

2.1 環状型核融合装置におけるプラズマ電流	40
2.1.1 トカマク装置における誘導電流	40
2.1.2 NBI 駆動電流 (大河電流)	41
2.1.3 ブートストラップ電流	43
2.1.4 フィルシュ・シュルター電流	45
2.2 電流クエンチ時の電流減衰モデル	47
2.2.1 電流減衰モデルに用いる回路方程式	47
2.2.2 プラズマ抵抗率	50
2.2.3 プラズマインダクタンス	52
付録 2.A ディスラプション時における回路方程式について	56
参考文献	58

第3章 大型トカマク装置 JT-60U におけるネオンガスパフを用いたディスラプション時の電流減衰モデルの検証

3.1 緒言	59
3.2 大型トカマク装置 JT-60U	60
3.3 JT-60U における電子温度計測	62

3.3.1	電子サイクロトロン放射(ECE)計測	62
3.3.2	ヘリウム原子線発光強度比を用いた電子温度・電子密度計測	66
3.3.3	JT-60Uにおけるヘリウム原子線発光強度比計測	69
3.4	JT-60Uにおける平衡パラメータの評価	70
3.4.1	トカマク装置におけるプラズマ平衡制御	70
3.4.2	コーシー条件面法におけるプラズマ形状、位置の同定	71
3.4.3	ディスラプション時におけるプラズマパラメータの評価	77
3.5	JT-60Uにおけるネオンガスパフによる放射崩壊ディスラプション時の 電流減衰時間の評価	79
3.5.1	ネオンガスパフにおけるディスラプション実験	79
3.5.2	ECE計測による電流クエンチ時の電子温度分布の時間発展	82
3.5.3	電流クエンチ時の電子温度分布の評価	84
3.5.4	電流クエンチ時の実効電荷分布の評価	84
3.5.5	電子温度と電流減衰時間の関係	87
3.5.6	CCS法により評価したプラズマインダクタンスの時間発展	89
3.5.7	プラズマインダクタンスの時間変化を考慮した場合の電流 減衰時間の評価	91
3.6	結言	93
付録 3.A	電子温度分布評価がプラズマ抵抗値評価に与える影響について	95
付録 3.B	CCS法における渦電流の効果について	99
	参考文献	101

第4章 大型トカマク装置 JT-60U における高 β_p ディスラプション時の電流減衰モデルの検証

4.1	緒言	103
4.2	高 β_p ディスラプションにおける電流クエンチ時のプラズマ パラメータ評価	104
4.2.1	JT-60Uにおける反磁性計測	104
4.2.2	JT-60Uにおける電子密度計測	106
4.2.3	電子温度、電子密度計測を用いたポロイダルベータ値の評価	108
4.3	高 β_p ディスラプションにおける電流クエンチ時の電流減衰 モデルの検証	111
4.3.1	高 β_p ディスラプションにおける電流クエンチ時のプラズマ 応答	111
4.3.2	高 β_p ディスラプションにおける電流クエンチ初期での電流 減衰モデルの検討	116

4.3.3 実効電荷がプラズマ抵抗評価に与える影響について	118
4.4 結言	120
参考文献	121

第 5 章 環状型核融合装置におけるプラズマ放電終了時のプラズマ応答に関する研究

5.1 緒言	122
5.2 大型ヘリカル装置 LHD	123
5.3 大型トカマク装置 JT-60U における電流ランプダウン時のプラズマ 応答	127
5.4 大型ヘリカル装置 LHD における放電終了時のプラズマ応答	134
5.5 結言	137
参考文献	139

第 6 章 総括

6.1 本研究のまとめ	140
6.2 今後の課題	142
参考文献	144

謝辞	145
----	-----

研究実績	147
------	-----

第 1 章 序論

1.1 エネルギー情勢

2011 年 3 月 11 日 14 時 46 分 18 秒（日本時間）宮城県牡鹿半島沖を震源とする東日本大震災が発生した。この震災では観測史上最大のマグニチュード 9.0 の揺れが発生し、未曾有の震災被害をもたらした。このとき発生した 10 m 以上の津波が東京電力福島第一原子力発電所を襲い、原子力災害が発生させた。この出来事は日本、延いては世界中のエネルギーに対する考え方を変化させたものであるといっても過言ではない。現在、日本のエネルギー情勢は変革期にある。

産業革命以降、急速に人類のエネルギー消費量が拡大し、現在では人口増加や経済成長に伴って、使用可能なエネルギー貯蔵量が消費量を上回る瞬間が差し迫っている。現在のエネルギー源の多くは簡易的な取り扱いが可能な石油、石炭、天然ガスなどの化石燃料に依存しているが、それらはある特定地域の地中、もしくは海底などにしか存在しておらず、化石燃料の利権関係で紛争や戦争が繰り返し発生している。また、現在確認されている化石燃料のおおよそのエネルギー供給可能量は、石油で約 40 年、石炭で約 230 年、天然ガスで約 60 年であると予測されているが[1]、化石燃料の消費量は年々増加しているため十分と言える量ではない。非化石エネルギーであり、質量単位あたりのエネルギー供給量が大きい原子力発電はエネルギー資源の乏しい日本において、技術で獲得できる事実上の国産エネルギーであった[2]。日本の原子力施設保有数はアメリカ、フランスについて世界第 3 位であった。しかし、東京電力福島第一原子力発電所の事故を受け、日本においても定期検査後の原子力発電所の再稼働が非常に難しい状況になっている。世界中の国々においても原子力政策が変化しつつある。イタリアにおいては日本の原子力災害を受け、原子力発電所の建設地選定や建設に関わる全ての手続きを 1 年間停止することを発表した[2]。しかし、その後原子力エネルギーの再導入を試みたが、国民投票により再導入に関する法案の廃案が決定した。このように、世界中ではますます化石燃料に依存した発電方式が必要とされる状況になりつつある。

新エネルギー開発が急がれる理由の一つとして燃料の枯渇があるが、その他の理由としては環境問題も関係している。化石燃料を使用する際には温室効果ガスである二酸化炭素が大気中に放出される。産業革命以降、大気中の二酸化炭素濃度に急増し、近い将来、地球規模の異常気象や海水面の上昇を引き起こすことが懸念されている。2007年にフランスのパリで承認された気候変動に関する政府間パネル(IPCC : Intergovernmental Panel on Climate Change)の第4次評価報告書において、気候システムに温暖化が発生していることを断定し、人為起源の温室効果ガスの増加によって、20世紀半ば以降に観測された世界平均気温の上昇のほとんどがもたらされた可能性がかなり高いことを断定した[3]。今後はさらなる環境破壊を防止すべく、世界中の国々が一丸となって温室効果ガス削減に取り組む必要がある。これらの問題を解決するためには、脱化石燃料の社会を構築する必要がある。そのために新しいエネルギー源の開発が急務とされている。新しいエネルギー源としては以下の条件を満たすことが必須であると考えられる。

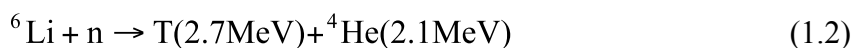
- ① 資源量が豊富、且つ特定地域に偏在していないこと
- ② 既存のエネルギー源に比べ、価格が同等、もしくは安価であること
- ③ 環境破壊に対する影響が小さく、廃棄物が少ないこと
- ④ 十分なエネルギー量を安定して供給することができること
- ⑤ 災害時や事故時の被害が最小限におさえることができること

これらの条件に適合するエネルギー源の一つとして挙げられるのが核融合エネルギーである。具体的には、太陽エネルギーの源である核融合反応を地上でおこなす「核融合発電」が挙げられる。次節において核融合発電について説明する。

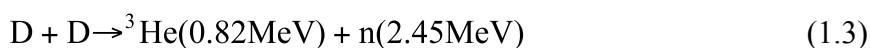
1.2 核融合発電の開発

核融合反応は2つの原子核同士が衝突し、融合反応を起こすことにより大きな原子核を形成する反応のことである。原子力発電の炉内で発生する反応とは全く逆の反応になる。このとき、反応前後で質量損失が発生し、その損失分がエネルギーとして放出される。将来の核融合炉の燃料として考えられている重水素(D)と三重水素(T)による核融合反応によって、燃料1 gあたりに得られるエネルギーを比較すると原子力発電（ウラン）の核分裂反応よりも大きなエネルギーを得ることができる。また、反応時には原子力発電と同様に中性子が発生するが、核融合反応では中性子が反応に寄与しないため、原子力発電のような連鎖反応を起こさない。現在、核融合エネルギーとして利用が考えられている主な反応を以下に示す[4]。

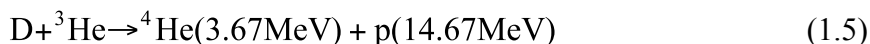
○重水素(D) – 三重水素(T) 反応



○重水素(D) – 重水素(D) 反応



○その他の核融合反応



ここでn、p、He、Li はそれぞれ中性子、陽子、ヘリウム、リチウムを示す。核融合では燃料である重水素が海水中から取得することが可能であるため資源量が豊富、且つ特定地域に偏在していないこと、環境破壊につながる二酸化炭素や窒素酸化物を出さないことが利点として挙げられる。核融合反応を発生させ

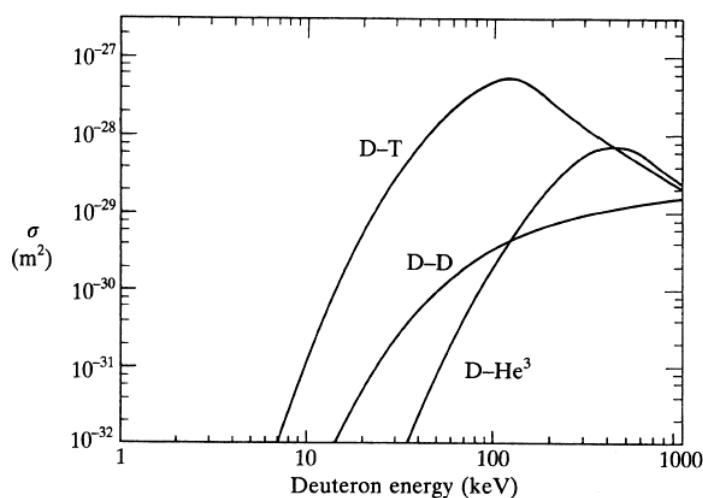


図 1.2.1 各核融合反応における重水素のエネルギーと核融合反応断面積 σ の関係図 [5]。

るためには、原子核同士がクーロン斥力に打ち勝ち、核力が働く距離にまで接近させる必要があるため、核融合エネルギーを利用するためには高温を維持しなければならないという問題がある。式(1.1)–(1.5)に示すような重水素の原子核(D)をそれぞれ重水素(D)、三重水素(T)、ヘリウム3(He^3)に衝突させた時の核融合反応断面積を図1.2.1に示す[5]。ここで、核融合反応断面積とは重水素があるエネルギーを持った場合、どれくらい核融合反応が発生しやすいのかを示す指標である。図1.2.1より、式(1.1)に示すD-T反応が他の反応に比べて低エネルギーで発生しやすいことが示されているが、核融合反応を効率よく発生させるためには100keV程度のエネルギーの重水素粒子を生成しないといけないことを示している。実際100keVというエネルギーを温度換算すると10億 $^{\circ}\text{C}$ に相当し、膨大な温度まで粒子を加熱する必要があることが分かる。そのため、核融合反応にとって外部からの加熱は非常に重要な役割を果たす。実際の核融合炉においては一度外部からの加熱を遮断すれば核融合反応は勝手に停止し、原子力発電のような暴走は発生しないことが核融合発電の最大の利点となる。しかし、反対に中性子が装置内の壁に衝突することにより放射化し、低・中レベル放射性廃棄物が生まれること、またD-T反応に必要な三重水素は放射性物質であるため炉内に必ず閉じ込める必要があることが問題として挙げられる。核融合炉内で中性

子照射により発生する低・中レベル放射性廃棄物については原子炉内で発生する高レベル放射性廃棄物に比べて相対的に安全であると考えられる[6]。

核融合反応を効率よく発生させるためには、粒子を高温にする他に一定領域内に高温粒子を留めることも非常に重要となる。そのため、磁場閉じ込め方式と慣性閉じ込め方式の2つの方式が考えられ、世界中で研究が行われている[7]。慣性閉じ込め方式による核融合は、慣性力を利用し核融合反応を引き起こすためこのような呼び名で呼ばれている。また、レーザーを用いることからレーザー核融合とも呼ばれている。主な手法としては直径1～2 mm程度の小さな球状ペレット内に核融合燃料を封入し、強力なレーザー光あるいは荷電粒子ビームで極めて短時間（ナノ秒以下）に照射することでペレットを爆縮し、非常に高密度なプラズマが慣性力を利用して閉じ込められ、核融合反応が発生する。現在、レーザー核融合では大阪大学で考案された「高速点火」が中心的課題となっている。この方法は、1ナノ秒以下で起こす燃料の圧縮過程の途中で、別の強力なレーザー光を入射して、圧縮された燃料の一部分から核融合反応を発生させ、そのエネルギーを利用して燃料全体に核融合反応をいきわたらせる方法であり、高い核融合利得が得られることが期待されている[7]。

磁場閉じ込め方式ではその名前の通り、磁場の力を利用してプラズマを閉じ込める方法である。この磁場閉じ込め方式において核融合反応を効率よく発生させるためには、「燃料粒子のプラズマ化」、「プラズマの高温、高密度化」、「プラズマの閉じ込め時間の向上」が非常に重要なポイントとなる。

「燃料粒子のプラズマ化」は原子核同士を衝突させるためには必須の条件であり、またイオンが磁力線に巻き付く性質を利用してある領域内にプラズマ粒子を閉じ込めることが可能となる。燃料粒子の加熱という観点から考えても、電場を用いた加速等も行えることが有利な点となる。「プラズマの高温、高密度化」は核融合反応の確率を向上させるためには必須の条件となる。原子核同士は正電荷を持っているため、クーロン斥力が働く。そのため、クーロン斥力に逆らって核融合反応が発生する程度まで原子核同士を近づけるためには、プラズマの高温化が必要となる。また、いくら温度が高くても、原子核の個数が少なければ反応は発生しにくくなるため、密度も重要となる。「プラズマのエネ

ルギー閉じ込め時間の向上」は核融合炉の発電効率を向上させるためには非常に重要となる。エネルギー閉じ込め時間が短い状況の場合、外部から投入したエネルギーがプラズマよりすぐに散逸し、核融合反応の維持のためには更なる外部からの加熱が必要となる。発電効率の高い発電炉の開発のためには、エネルギー閉じ込め時間の向上が重要な指標となる。

磁場閉じ込め方式では、上記の条件を満たすべく様々な方式が考えられており、トカマク型、ヘリカル型、ミラー型、逆磁場ピンチ型などが存在する。次節では、磁場閉じ込め方式の中で、最も高いプラズマ性能を達しているトカマク方式について説明する。

1.3 環状磁場閉じ込め核融合

トカマク方式は環状型磁場閉じ込め方式の一部である。環状型磁場閉じ込め方式では荷電粒子が磁力線に巻きつく性質を利用して、磁力線を端の無いトーラス構造にすることによりプラズマを閉じ込める。単純トーラスと呼ばれる方式では、トロイダル磁場（外部コイルにより生成されるトーラスの周回方向の磁場）の磁場勾配効果と磁力線が曲がっている効果によって、電子とイオンが垂直反対方向にドリフトし、荷電分離が発生する。この荷電分離により誘起された電場とトロイダル磁場によってプラズマ粒子はトーラス外側にドリフトされ、閉じ込められなくなるといった問題が発生していた。そこで、トロイダル方向に電流を流すことによりポロイダル方向の磁場を発生させ、磁力線を螺旋状にし、荷電分離をトーラス一周方向で消滅させる方式がロシアの研究者達により考案された。この方式はトカマク(Tokamak)と呼ばれており、名前の由来はロシア語の「電流」、「容器」、「磁気」、「コイル」の単語の頭文字の組合せにより起因する[8]。トカマク型核融合装置の概略図を図1.3.1に示す。トカマク型核融合装置では、発電システムとしての絶対条件である外部加熱入力と核融合出力が等しくなる「臨界プラズマ条件」($Q=1$ 、エネルギー増倍率 Q は外部加熱入力と核融合出力パワーの比)が達成され、その次の段階として国際熱核融合実験炉 (ITER:International Thermonuclear Experimental Reactor) の工学設計

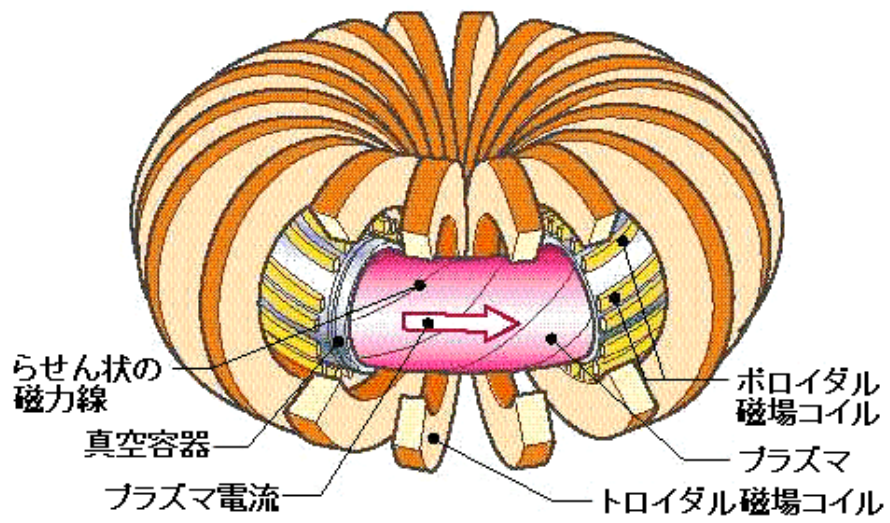


図 1.3.1 トカマク方式の概略図[9]。

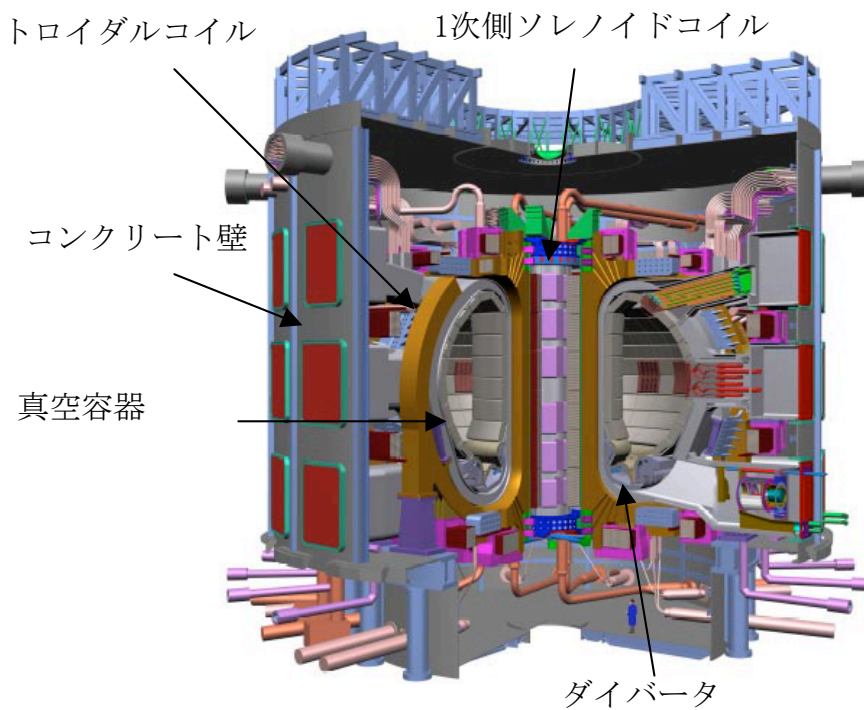


図1.3.2 ITERの概観図[12]。

表1.3.1 ITERの主要パラメータ[13]。

核融合出力	500 MW
プラズマ大半径	6.2 m
プラズマ小半径	2.0 m
非円形度	1.7
三角度	0.33
プラズマ電流	15 MA
トロイダル磁場	5.3 T
加熱パワー	73 MW
プラズマ断面積	22 m ²

が完了し[10, 11]、現在建設段階にある。図1.3.2にITERの外観図を、表1.3.1にITERの主要パラメータを示す。このITERにおいては、エネルギー増倍率 Q が10以上となるような核融合燃焼の運転の確立を目指している。また、ITERが完成する前に検討すべき問題点は非常に多く有り、これらは日本の大型トカマクJT-60Uの超伝導化改修装置JT-60SA[14]や国際核融合材料照射装置(IFMIF)[15]のための工学実証、工学設計活動(IFMIF-EVEDA[16])が幅広いアプローチ活動 (Broader Approach) で今後、検討されていくことになっている。

トカマク装置では、プラズマの閉じ込め時間が長く、圧力が高いような高性能のプラズマ運転を目指すときに、プラズマ電流が一瞬にして消滅してしまうディスラプションと呼ばれる現象が発生することがある。ITERなどの巨大な蓄積エネルギーを有した装置ではディスラプションの発生が装置の破壊を引き起こす可能性が示唆されている。次節において、ディスラプション発生時に観測される現象や問題点、発生原因について述べる。

1.4 トカマク装置におけるディスラプション現象

トカマク装置で発生するディスラプション現象では、プラズマの閉じ込めが急激に破壊され、プラズマ中に蓄積された膨大な熱エネルギー、電磁エネルギーが数ミリ秒で放出される。これらの巨大なエネルギーの放出はプラズマを支

える容器等に放出され、巨大な負荷を発生させてしまう。また、将来の核融合炉においてはプラズマの消滅は核融合反応の停止につながるため、回避されるべき現象である。トカマク装置が今後の新エネルギー源となるためには、如何にディスラプションを回避・制御することが非常に重要となる。そのためには、ディスラプションの発生原因や基礎物理を理解することが重要である。

プラズマの状態がある限界条件に達するとMHD (Magnetohydrodynamics、電磁流体力学) 不安定性が発生し、ディスラプションが発生する。この時に発生するMHD不安定性を如何に小さくし消滅させられるかが、ディスラプションの制御・回避には重要となる。現在までの研究において、ディスラプションは様々な要因により発生することが報告されている。以下に、今までに解明されている原因について述べる。MHD不安定性の発生を議論する上において重要となるトカマクプラズマの安定性を表す安全係数 q という指標がある。この安全係数はあるトロイダル角 ϕ のところで磁力線がポロイダル断面上のある位置を貫通しているとすると、その磁力線がポロイダル方向に一周して元の位置に戻ってくるまでにどれだけトロイダル方向に周回したかを表す。安全係数は以下の式で表される[17]。

$$q = \frac{1}{2\pi R} 2\pi r \frac{B_\phi}{B_\theta} = \frac{rB_\phi}{RB_\theta}. \quad (1.6)$$

ここで、 R はプラズマ大半径、 r はプラズマ小半径、 B_ϕ はトロイダル磁場強度、 B_θ はポロイダル磁場強度を表す。式(1.6)からプラズマ電流が増加するとポロイダル磁場強度 B_θ が増加し、プラズマ表面の安全係数 q_a が減少することがわかる。このプラズマ表面の安全係数 q_a が2に近づくとテアリング不安定性によるディスラプションが発生することが各トカマク装置で報告されている[18]。小型トカマク装置HYBTOK-IIにおいては、 q_a が2に近づくことにより $m/n = 3/2$ のテアリングモードが発生し、ディスラプションに至っていることが報告されている[19]。上記の内容はプラズマ電流が増加することによりプラズマ表面の安全係数が低下した場合を想定していたが、密度増加に起因するテアリング不安定性の発生も報

告されている。プラズマの密度が増加すると、不純物による放射が主にプラズマ周辺部において大きくなり、周辺部の温度が減少することで実効的にプラズマの半径が減少する。式(1.6)に示すようにプラズマ小半径の減少はプラズマ表面の安全係数の低下につながるため、 q_a が2に近づき、テアリング不安定性によるディスラプションが発生する。図1.4.1に横軸に村上係数、縦軸に安全係数の逆数にとった、密度限界領域を表した図を示す[20]。密度上限の指標としては村上係数よりも式(1.7)に示すグリーンワールド係数[21]がよく用いられている。

$$n \leq I_p / \pi a^2 . \quad (n \text{ in } 10^{20} \text{ m}^{-3}, I_p \text{ in MA}, a \text{ in m}) \quad (1.7)$$

さらに、JT-60Uにおいて高 l_i ディスラプション (l_i は内部インダクタンスを表し、等価的に電流密度分布の尖度を表す)、垂直不安定性により発生するディスラプション、高 β_p ディスラプション (β_p はポロイダルベータ値を表し、プラズマ圧力、

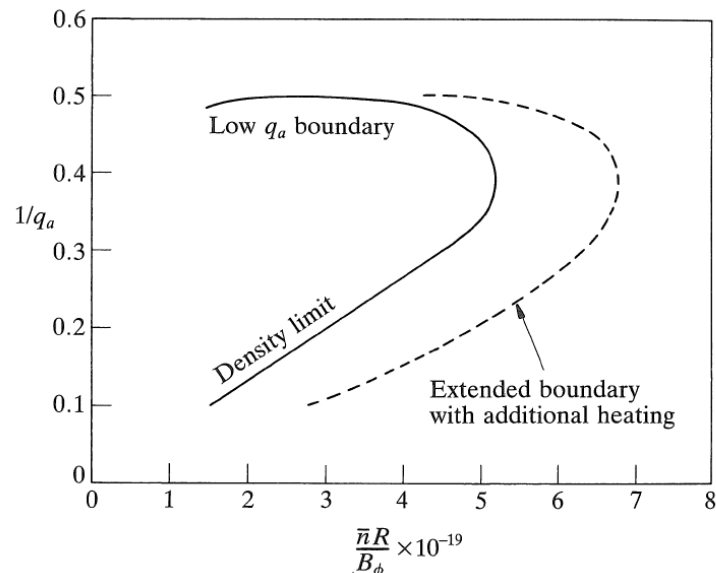


図 1.4.1 ディスラプションの発生領域を表したグラフ(Hugill 図)。横軸は村上係数と呼ばれる。

プラズマ電流が作り出す磁気圧の比を表している)の研究も行われている[22]。高 l_i ディスラプションは電子密度が $\leq 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の低密度プラズマにおいて電流ランプダウン中、もしくはプラズマ電流が $I_p \geq 1.5 \text{ MA}$ の放電で多く観測されている。この高 l_i ディスラプションは電流密度分布がピークした形になることにより発生するテアリング不安定性がトリガーとなっている。そのため、高 l_i ディスラプションを回避するためには内部インダクタンスを低く保つ必要がある。図1.4.2は実際にJT-60Uにおいて高 l_i ディスラプション回避実験の結果を表した図である。この実験ではプラズマ電流ランプダウン中にプラズマ小半径を小さくすることで、電流密度分布のピーク化を防ぎ、高 l_i ディスラプションの発生を抑制している。

JT-60Uにおける垂直位置不安定性によるディスラプションはプラズマ電流が300kA程度の低いプラズマ電流の放電において多く発生している[22]。しかし、通常はこのように低いプラズマ電流での放電は行わない。垂直不安定性が起きたとしても外部コイルによりフィードバック制御を行うことが可能である。

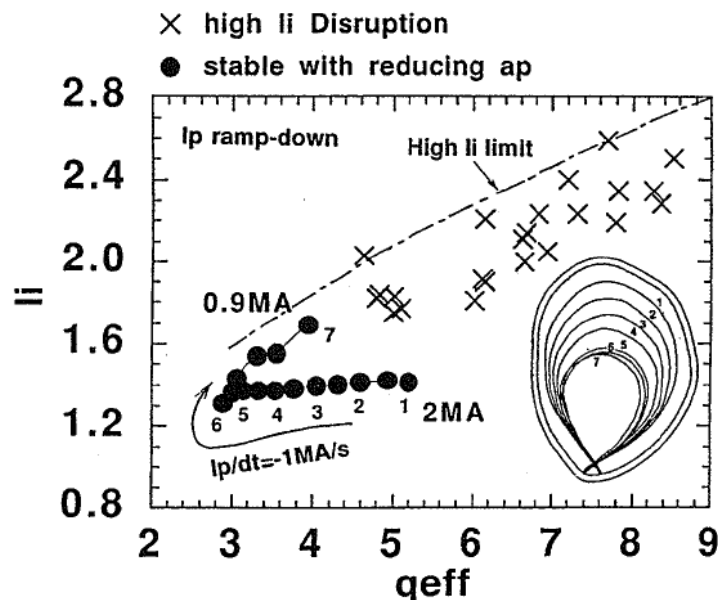


図 1.4.2 JT-60U におけるプラズマ電流ランプダウン時の高 l_i ディスラプション回避実験の結果。×が実際に高 l_i ディスラプションが発生した放電、●は安定にランプダウン出来た放電を表す[22]。

圧力分布より発生する理想的MHD不安定性が引き金となって発生する高 β_p ディスラプションはJT-60Uにおけるダイバータ配位の高 β_p 実験時に多く観測されている。このとき、 β_p の急激な減少時にプラズマが内側の第一壁にぶつかることが観測されている。さらに、プラズマの安全係数が3 - 14の範囲にある放電においては熱クエンチのような現象が観測され、15 - 20 msの間に数MJのプラズマエネルギーが放出されることが確認された。図1.4.3は実際に高 β_p コラプスが起きた放電に対して、プラズマの実効安全係数 q_{eff} と蓄積エネルギーを比較した図である。図中の \times は β_p コラプス後に電流クエンチが発生した放電、 \circ は β_p コラプス後に電流クエンチが発生しなかった放電を表す。 β_p コラプス後の電流クエンチは q_{eff} が4 - 6、蓄積エネルギー W_p が4.5 MJ以上の範囲の放電でしか発生せず、 β_p コラプス後の電流クエンチを防ぐためには運転領域をこの範囲以外にすればよいことがわかっている。

プラズマ圧力に関係したディスラプションとしてはベータ限界により発生す

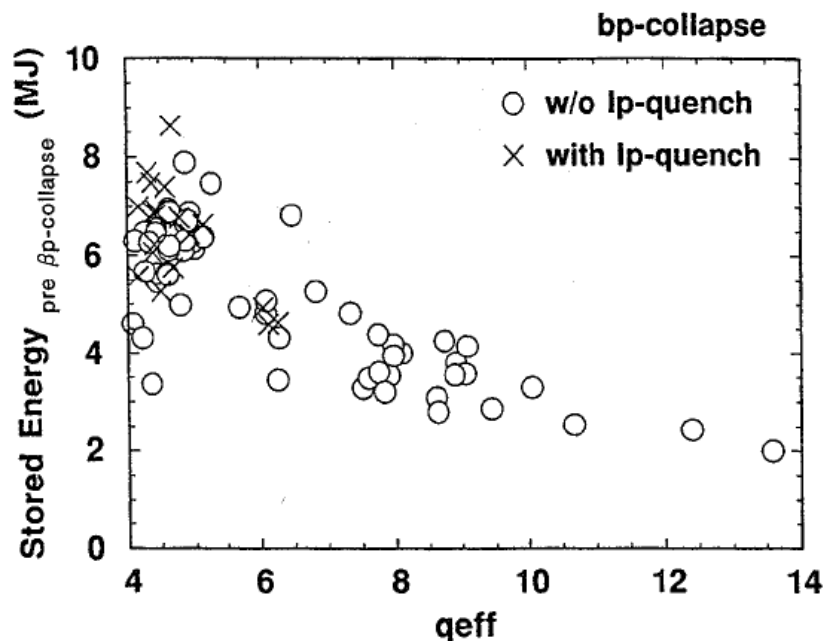


図 1.4.3 JT-60Uにおける β_p ディスラプション発生直前のプラズマの実効安全係数と蓄積エネルギーの比較。 \times が電流クエンチが起きた放電、 \circ が電流クエンチが発生しなかった放電[22]。

るディスラプションも存在する。ベータ値とは核融合発電において経済的指標を表しており、実際にはプラズマ圧力を磁気圧で割った値である。実際にはこのベータ値が高いプラズマは小さな閉じ込め磁場で高性能なプラズマを閉じ込めているため、経済的な核融合炉につながる。しかし閉じ込め磁場が弱いため、プラズマ性能を向上させるとプラズマが不安定になり、ディスラプションが発生してしまう。ディスラプションが発生する限界のベータ値をベータ限界と呼んでいる。ディスラプション発生指標として規格化ベータ β_N (トロロン係数とも呼ぶ)が用いられ、次の式で定義される[23]。

$$\beta_N = \frac{\beta a B_t}{I_p}. \quad (\beta \text{ in } \%, I_p \text{ in MA}, a \text{ in m}, B_t \text{ in T}) \quad (1.8)$$

図 1.4.4 に各国のトカマク装置におけるベータ限界値を示す[24]。 $\beta_N=3.5$ 程度が各トカマク装置の限界値であるが、電流分布、圧力分布、プラズマの形状を最適化することによりベータ限界値が上昇することが実験で確認されている。また、それらの依存性については物理的な解明が行われており、圧力分布の平坦化、プラズマ形状の三角度が増大することによりベータ限界値を上げることが可能であることが報告されている。実際に圧力分布の平坦化したことによるベータ限界の上昇の例を図 1.4.5 に示す[25]。

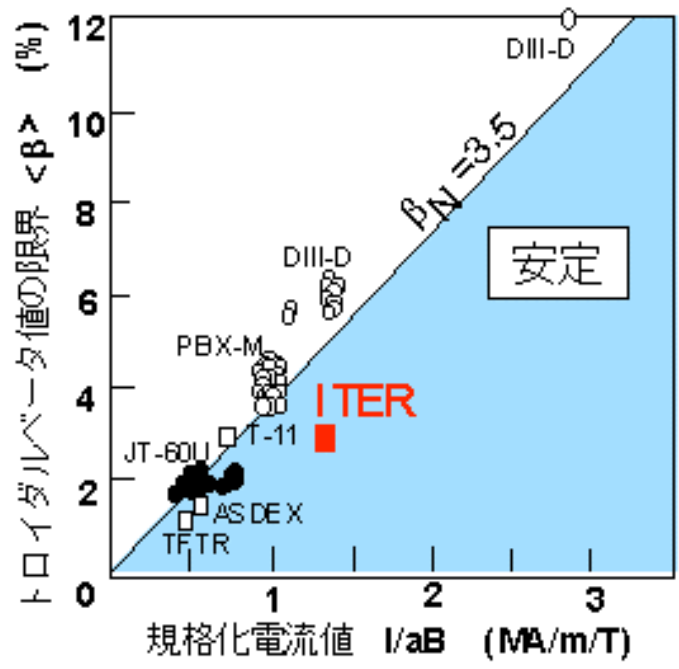


図 1.4.4 各トカマク装置のベータ限界[24]。

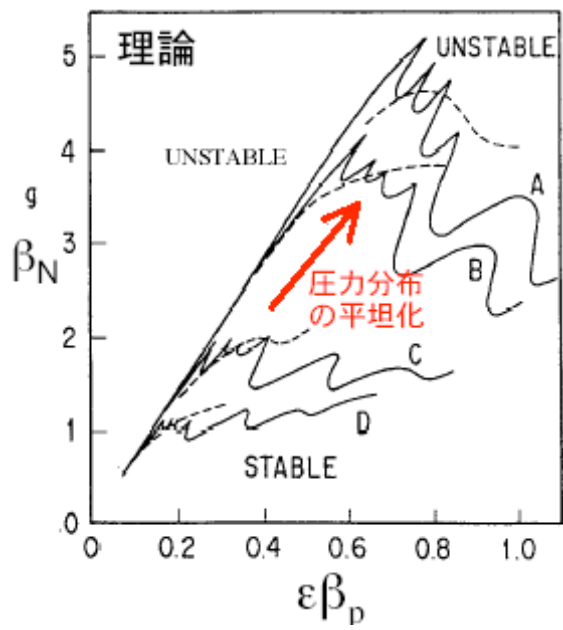


図1.4.5 圧力分布の変化によるベータ限界の増加[25]。

1.5 ディスラプション時に発生する現象

ディスラプション発生時には様々な現象が発生することが今までの研究において報告されている[10]。次節よりディスラプション発生時に装置負荷を与える現象に着目し、説明を行う。

1.5.1 熱クエンチ (thermal quench)

環状磁場閉じ込め核融合装置では磁気面を形成することにより、プラズマ粒子の拡散を低減し、高温・高密度のプラズマを閉じ込めている。しかし、MHD不安定性を引き金にプラズマ内部で磁力線のつなぎ変えが発生し、ディスラプション時にはその磁気面が破壊されてしまう。磁気面の破壊はプラズマの閉じ込め能力の喪失を意味しており、この現象に付随してプラズマの熱エネルギーが大量に放出される[26]。この現象は熱クエンチと呼ばれており、現在のトカマクでは約 100 μsec の短時間に起こるためプラズマ対向機器の表面が溶融したり蒸発したりする[22]。ITER においては現在までのトカマク装置に比べてプラズマに蓄積されるエネルギーが非常に大きくなることが予想されている[10]。実際には 33MJm^{-2} の熱負荷が 1ms 以内で放出されるため、ダイバータ候補材である炭素やタングステンの溶融/昇華のエネルギー密度のしきい値を遥かに超えた熱負荷がかかることが予測されている。そのような熱負荷に耐える材料は地球上に存在しないため、ディスラプション発生時には熱クエンチ時に発生する熱負荷によりプラズマ対向材料を頻繁に交換しなければならないことが懸念されている。そのため、熱クエンチ時の熱負荷低減対策として不純物を含む氷結ペレットや高速ガスジェットを用いた緩和法が考案されている[27, 28]。この手法ではディスラプションの前兆現象である MHD 不安定性の検出と同時に不純物ペレットやガスをプラズマに入射し、プラズマの持つ熱エネルギーの大部分を放射により放出し、プラズマからの熱流束を散逸させることが目的である。実際に多くの装置で実験が行われ、この手法が有用な方法であることが確認されている。一方、熱負荷対策としての不純物入射には問題点も存在する。例えば、不純物入射が不十分（プラズマ中心部まで挿入されない）な場合、プラズマ周

辺部の温度を冷却し、密度限界に起因するテアリング不安定性を引き起こす可能性がある。また、電子温度の急激な低下により電流密度分布の急激な平坦化が生じることが小型トカマク装置 LT-3 で報告されている[29]。その際には、急激な電流密度分布の変化に伴いポロイダル磁束分布が変化し、磁束を保存するためにトロイダル方向の大きな電場が発生している。そのため、入射する不純物の種類や入射速度などの最適化を行う必要がある。現在、これらの最適化は国際トカマク物理活動 (ITPA) の重要課題として、世界中のトカマク装置で検証がなされている。

1.5.2 電流クエンチ (Current quench)

熱クエンチ時の熱負荷によって第一壁よりダストと呼ばれる不純物が発生し、プラズマに侵入することでさらに放射冷却を引き起こす。熱クエンチ後は電子温度が低下するため、プラズマの電気抵抗が急激に増加し、プラズマ電流の急激な減少が発生する。この現象は電流クエンチと呼ばれ、真空容器等の導電性構造物に電磁力を発生させるため問題となっている。例えば、JT-60U においては電流クエンチ時の電磁力は 10 MN のオーダーに達すると考えられており、その電磁力に耐えられるような真空容器が製作されている[30]。この現象時には主に「渦電流」、「ハロー電流」、「逃走電子」が発生することが広く知られており、その発生が装置負荷を生み出している。次節よりそれらの詳しい説明、及び発生の緩和法についての今までの研究結果について説明する。

1.5.3 ハロー電流

トカマク装置では高ベータ化の研究の過程で縦長非円形断面のプラズマにおいては垂直方向に不安定になる傾向があることが分かり、そのような傾向を垂直位置不安定性と呼んでいる[31]。通常のプラズマの垂直位置はプラズマの移動により真空容器に生じる誘導電流の安定化効果によって、移動が緩和される。この時間は真空容器の抵抗によって決まる電流のしみ込み時間 $\tau = L_s / R_s$ 程度である。ここで L_s 、 R_s はそれぞれ真空容器の自己インダクタンス、一周抵抗である。この時間は大型、中型トカマク装置では数ms程度であるため、水平磁場コ

イルを用いた制御を行う場合、そこまで速い制御は必要とされない[32]。しかし、プラズマが不安定になりプラズマの垂直位置を保つために必要な水平磁場コイルの電源の限界に達した場合には、制御できなくなる可能性がある。また、ディスラプションの電流クエンチ時に電流密度分布が尖化した場合、実効的にプラズマが容器から離れ、真空容器の安定化効果が減少し垂直位置制御が失われる。このような垂直位置の制御が失われた状態を垂直移動現象(VDE : Vertical Displacement Event)と呼んでいる。通常のプラズマ放電時は電子温度が高い状態で垂直位置が不安定になることからhot plasma VDE、電流クエンチ時に発生する場合は電子温度が低いことからcold plasma VDEと呼ばれることもある。

JETにおいて電流クエンチ中にプラズマから真空容器に流入する電流が発生し、この電流が原因と思われる第一壁の破損が確認された[32]。このとき真空容器に流入した電流はVDEによってプラズマと真空容器が接触し、磁力線が閉じていない最外殻磁気面外側のスクレイプオフ層に流れている電流が真空容器に流入したものと考えられている。電流が流れる領域のポロイダル断面形状がおぼろ月にかかるかき(halo)に似ていることからハロー電流と呼ばれている。この電流による真空容器の損傷は他の装置でも観測されており、JT-60Uでは3MAのディスラプション時に第一壁の炭素繊維強化炭素複合材 (CFC) タイルの破損[33]が、Alcator C-Modでは真空容器のボルトやタイルの破損[32]が確認されている。ハロー電流は最外殻磁気面外側の冷たいプラズマ領域の開いた磁力線に沿って、ダイバータ側を迂回している第一壁構造部をインピーダンスが最小になるような条件で還流する。このとき第一壁付近ではハロー電流のポロイダル成分がかなり大きいため、トロイダル磁場との相互作用により大きなローレンツ力を生み出し、壁や真空容器内の構造物の損傷や装置の短命化につながる可能性が高い[33 - 35]。また、ハロー電流はスクレイプオフ層では電流パスが3次元構造を有しているため、実際の観測において強いトロイダル・ポロイダル非対称性が示されており[10, 36, 37]、その影響を考えた真空容器の設計は極めて複雑なものになっている[37]。そのため、VDEの抑制が可能であれば、ハロー電流、すなわち電磁力を大幅に減少させることが可能である。その発生機構やその回避方法の研究が精力的に行われている[10, 38 - 40]。図1.5.1に中型トカマク装置

Alcator C-Modのディスラプションで観測された典型的なVDEを示す[41]。この放電においては電流クエンチとほぼ同期してプラズマが下方のダイバータ側に向かって急速に移動している。また、VDE によってプラズマが大きく下側に変位し、全プラズマ電流の25 %という大量のハロー電流が発生している。電流消滅と同時にVDE が発生することはJT-60U などすべてのトカマクに共通してみられ、一般に電流の消滅時間が短くなるとVDE が発生しやすい傾向にある。

1.5.4 渦電流

電流クエンチ時にプラズマ電流が急激に減少すると、プラズマ電流が周りの真空容器等の導電性構造体に作り出していた磁束を保存するように渦状の電流が発生する。この電流は電流の経路の形から渦電流と呼ばれている。この渦電流はマクスウェル方程式でも定義されているように広く知られた現象である。しかし、トカマク装置では渦電流が発生する構造体にトロイダル磁場や制御用の磁場が印加されるため、それらとの相互作用により電磁力が発生し、その大

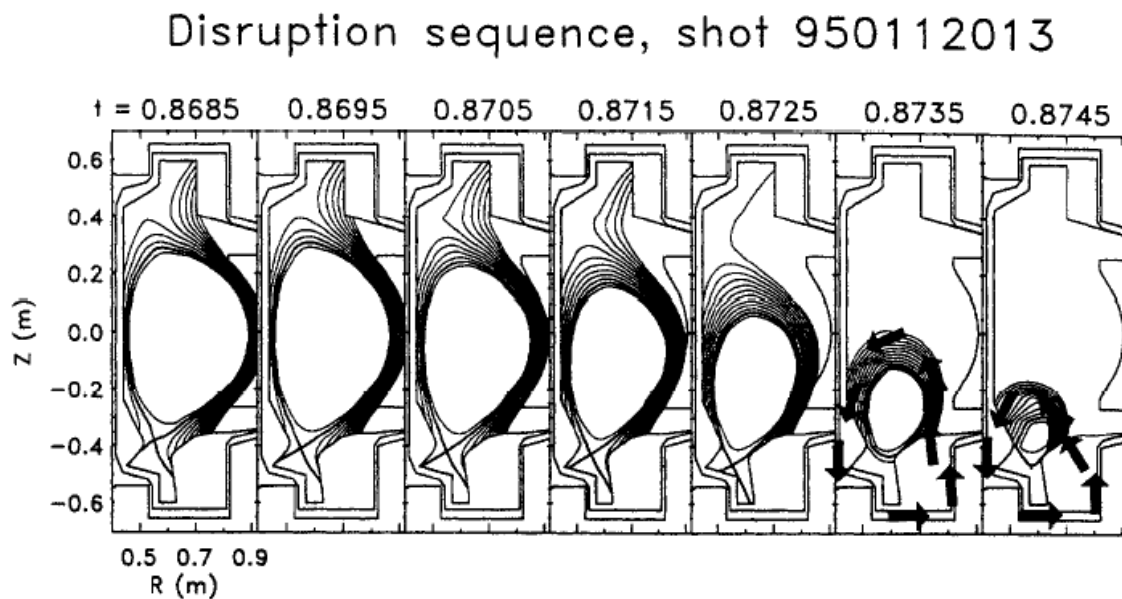


図 1.5.1 Alcator C-Mod トカマクにおけるディスラプション時のVDE[41]。

きさは渦電流の大きさに比例する。また、渦電流は電流クエンチ時の電流減衰率に比例して大きくなるため、電流クエンチ時の電流減衰時間が重要となる。実際にJT-60Uにおいては、短い電流減衰時間の電流クエンチが発生したときに、装置に発生する衝撃を和らげるためにダンパーが装着されている。ITERなどの大型トカマク装置では装置の健全性の観点から、電流クエンチ時にどれくらいの電磁力が発生するのかを考慮し、設計を行う必要がある。そのため、ITERで発生する電流クエンチ時の電流減衰時間を予測するために、各トカマク装置における電流減衰時間のデータベースが作成されている[10]。図1.5.2に実際に作成されたデータベースを示す。このデータベースにおいては5つのトカマク装置で今までに発生した電流クエンチ時の実際の電流減衰時間をまとめており、プラズマ電流が電流クエンチ発生前のプラズマ電流値に対して80%から20%まで減衰するまでの時間を使用して、電流減衰時間を定義している。しかし、注意すべき点はすべてのトカマク装置で電流減衰時間の定義が違うことである。このデータベースにおいてはASDEX-U、 Alcator C-Mod、 JT-60Uは同一の定義を使用

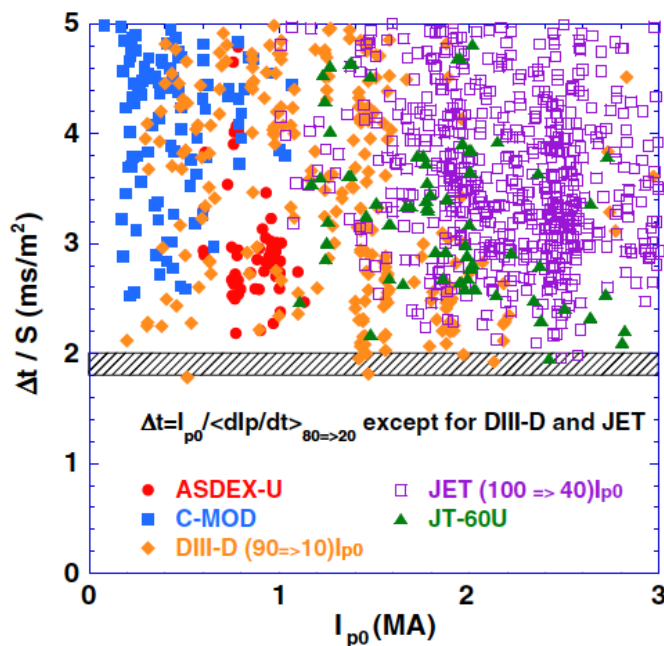


図 1.5.2 各トカマク装置における電流クエンチ時の規格化電流減衰時間のデータベース[10]。

しているが、JETにおいては100% から40%まで、DIII-Dでは90%から10%までの時刻を使用し、電流減衰時間を定義している。この場合、プラズマ電流が直線的に減少していることを仮定し、電流減衰率より実際の電流減衰時間を算出している。このデータベースではプラズマ断面積で規格化した電流減衰時間の下限値は 1.8 ms/m^2 であることが示され、この下限値を用いてITERでの真空容器等の設計が行われている。電流クエンチ時のプラズマ電流が直線的に減少する場合にはこのような定義の違うものを同じデータベースに並べることは有用であると考えられる。しかし、電流クエンチ時にプラズマ電流が実際に直線的に減少するとは限らない。仮に、プラズマ電流が指数的に減少した場合、最大の電磁力はプラズマ電流の傾きが最大となる時刻で発生する。上記のデータベースのようにある時刻間の電流値が直線的に変化したという定義により電流減衰時間を評価すると、実際に発生する電磁力を過大、もしくは過小評価してしまう。そこで、各装置において電流減衰時間の定義についての検討も行われている。JT-60Uにおいて実際の電流クエンチ時の電流波形を調査したところ、多くの電流波形は指数もしくは直線でフィッティングできることが分かっている[34]。図1.5.3に指数フィッティングが適している場合のJT-60Uにおけるプラズマ電流波形、図1.5.4に直線フィッティングが適している場合のJT-60Uにおけるプラズマ電流波形を示す。また、図1.5.2で使用されているJT-60Uのディスラプション放電において、どちらのフィッティングが適しているのかも調査されている（図1.5.5）。この調査においては2乗平均平方根誤差(RMSE)を評価することにより、指数、直線フィッティングのどちらが適しているのかを判断している。この調査により電流減衰時間が短い放電においては、指数フィッティングが適していることが判明した。JETにおいても電流減衰時間の定義に対する検討が行われている[42]。図1.5.6はJETで発生したディスラプション時の電流減衰時間のデータベースを表している。このデータベースの作成の際には、2つの電流減衰時間の定義が使用されている。図中の▲は80-20%まで電流が減衰する際の時刻を使用して直線的に評価、△は100-40%まで電流が減衰する際の時刻を使用して直線的に評価した場合を表している。▲のデータは図1.5.2に使用されているデータと同じである。実際に規格化電流減衰時間の最小値は100-40%の定義を使用して求

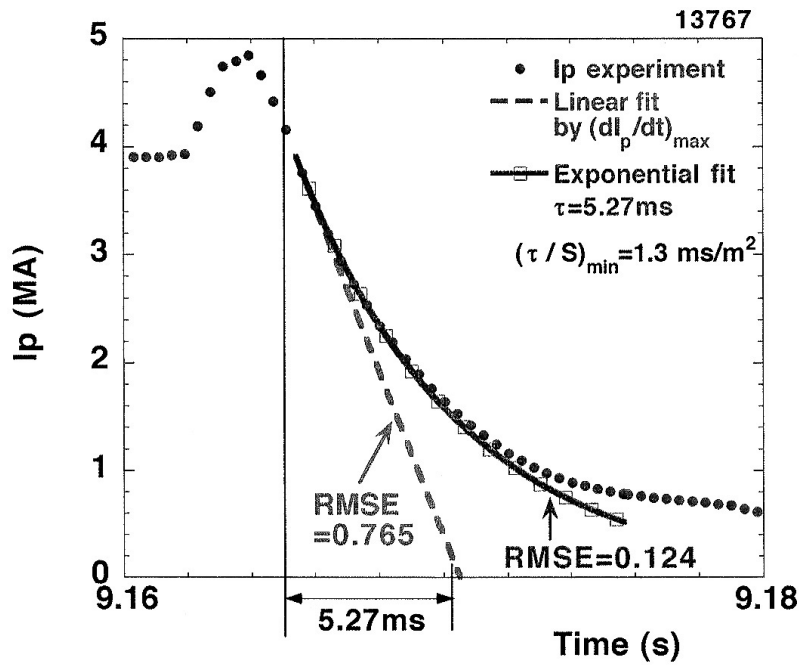


図 1.5.3 指数フィッティングが適した場合の JT-60U の電流クエンチにおけるプラズマ電流波形[34]。破線が直線、実線が指数でフィッティングをした場合を示す。

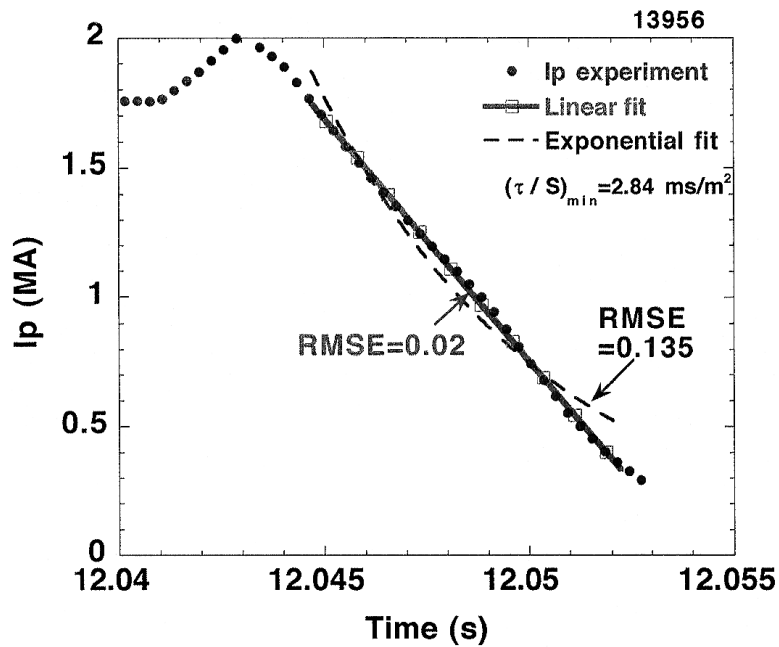


図 1.5.4 直線フィッティングが適した場合の JT-60U の電流クエンチにおけるプラズマ電流波形[34]。破線が直線、実線が指数でフィッティングをした場合を示す。

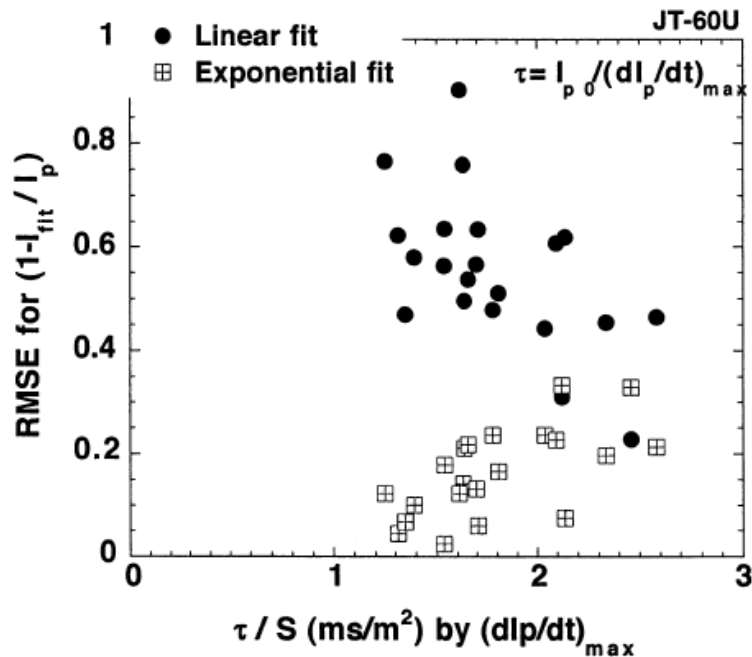


図 1.5.5 JT-60U における電流クエンチ時のプラズマ電流波形に対する指数、直線フィッティングの精度の比較[34]。

めたものであり、 2.1 ms/m^2 であることが分かった。同じ放電において80-20%の定義を使用した場合は 2.66 ms/m^2 、最大瞬時値を使用した場合は 1.9 ms/m^2 となっている。核融合炉の設計には電磁力の最大瞬時値も重要であるが、電流クエンチ時に常に装置にかかる電磁力も装置保護の観点から重要となる。そのため、電磁力の評価のためにどの電流減衰時間の定義を使用するのが適しているのかを議論することは重要である。

今までの検証はアスペクト比（プラズマ大半径と小半径の比）が大きいトカマク装置での検証であった。核融合装置の経済性の観点から、低アスペクト比の球状トカマク装置の建設、実験が現在勢力的に進められている。球状トカマク装置での電流クエンチ時の電流減衰時間の調査はプリンストンプラズマ研究所（アメリカ）所有のNSTXで行われている[43]。図1.5.7にNSTXで調査された電流減衰時間のデータベースを示す。NSTXでの規格化電流減衰時間の下限値は 0.5 ms/m^2 であり、通常のアスペクト比が高い装置に比べて1/4倍程度も小さくなることが判明した。この値の違いはプラズマインダクタンスの違いとして説明され

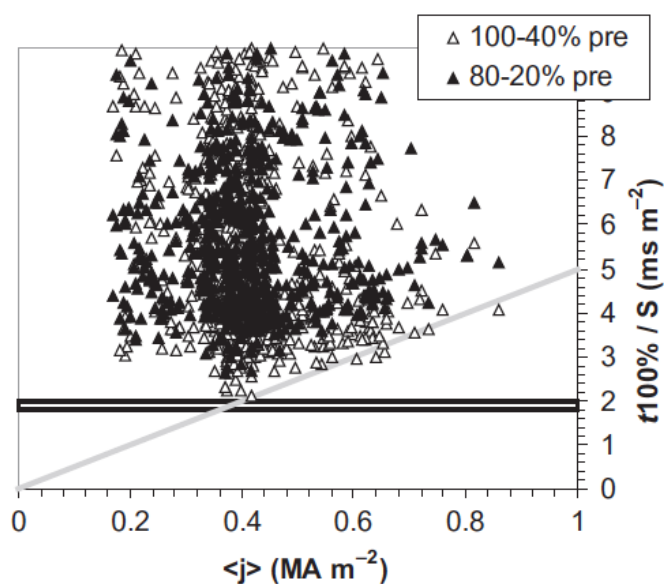


図 1.5.6 JET における電流クエンチ時の電流減衰時間のデータベース[42]。

ている。球状トカマク装置ではプラズマインダクタンスが通常のアスペクト比のトカマク装置に比べて1/4倍程度小さくなるため、そのような違いが出たと説明している。

電流クエンチ時の電流減衰時間の評価はITERや将来の原型炉で発生する電磁力の評価の精度の向上につながるため、非常に重要な研究である。しかし、電流減衰時間を制御することが出来れば、電流クエンチ時の電磁力の緩和も可能となる。そこで、JT-60Uでは電流クエンチ時における電流減衰時間のパラメータ依存性を調査している[44]。図1.5.8はオーミック放電で発生した密度限界ディスラプションにおける電流クエンチ直前の蓄積エネルギー、放射エネルギー、電流減衰時間の比較をした結果である。図1.5.8より密度限界のディスラプションにおいて電流クエンチ直前の蓄積エネルギーが大きくなるにつれて、電流減衰時間が減少する結果が得られている。そして、図1.5.8(b)は蓄積エネルギーと放射エネルギーの比較をしており、蓄積エネルギーは放射損失によりほぼ失われている。そのため、図1.5.8(c)のように放射エネルギーと電流減衰時間を比較すると蓄積エネルギーと同じような相関を得ている。これより、オーミック放

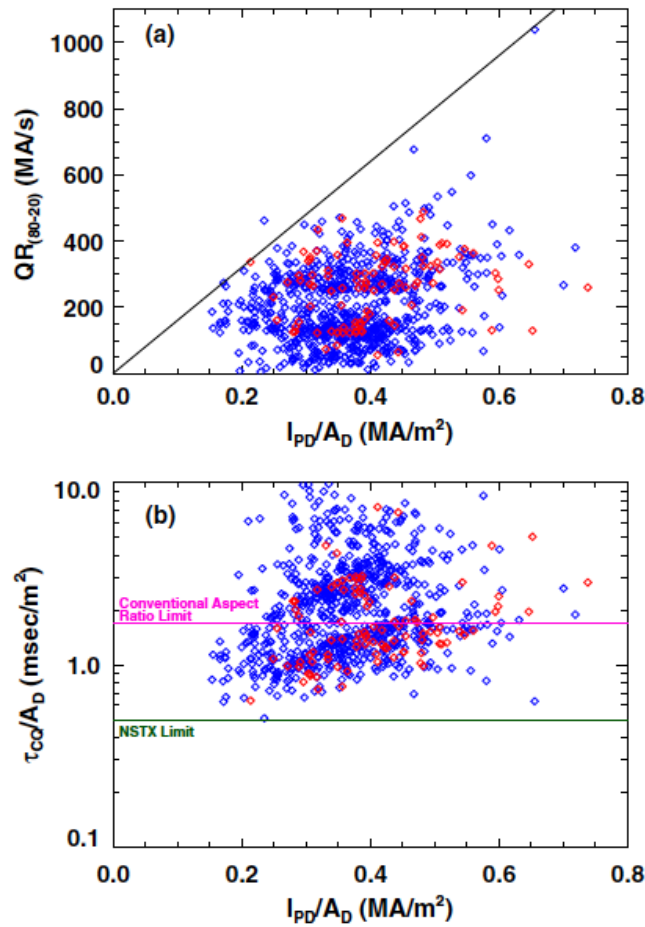


図 1.5.7 NSTX における電流クエンチ時のデータベース[43]。(a)は電流減衰率、(b)は規格化電流減衰時間を表す。通常のアスペクト比のトカマク装置に比べて規格化電流減衰時間は 1/4 程度となっている。

電における密度限界ディスラプションでは電流クエンチ直前の蓄積エネルギーを制御することにより電流減衰時間の制御できる可能性がある。また、図1.5.9に示すように他のディスラプションにおいても同様の結果を得ている[44]。また、3つの発生原因が異なるディスラプションにおいてプラズマの実効安全係数 q_{eff} と電流減衰時間の調査を行っている。図1.5.10にその結果を示す。ディスラプションの発生原因はそれぞれ異なるが、オーミック放電における電流クエンチ時の電流減衰時間はプラズマの実効安全係数に比例するような結果を得ている[44]。また、オーミック放電以外にもNBI入射が行われている放電についても電

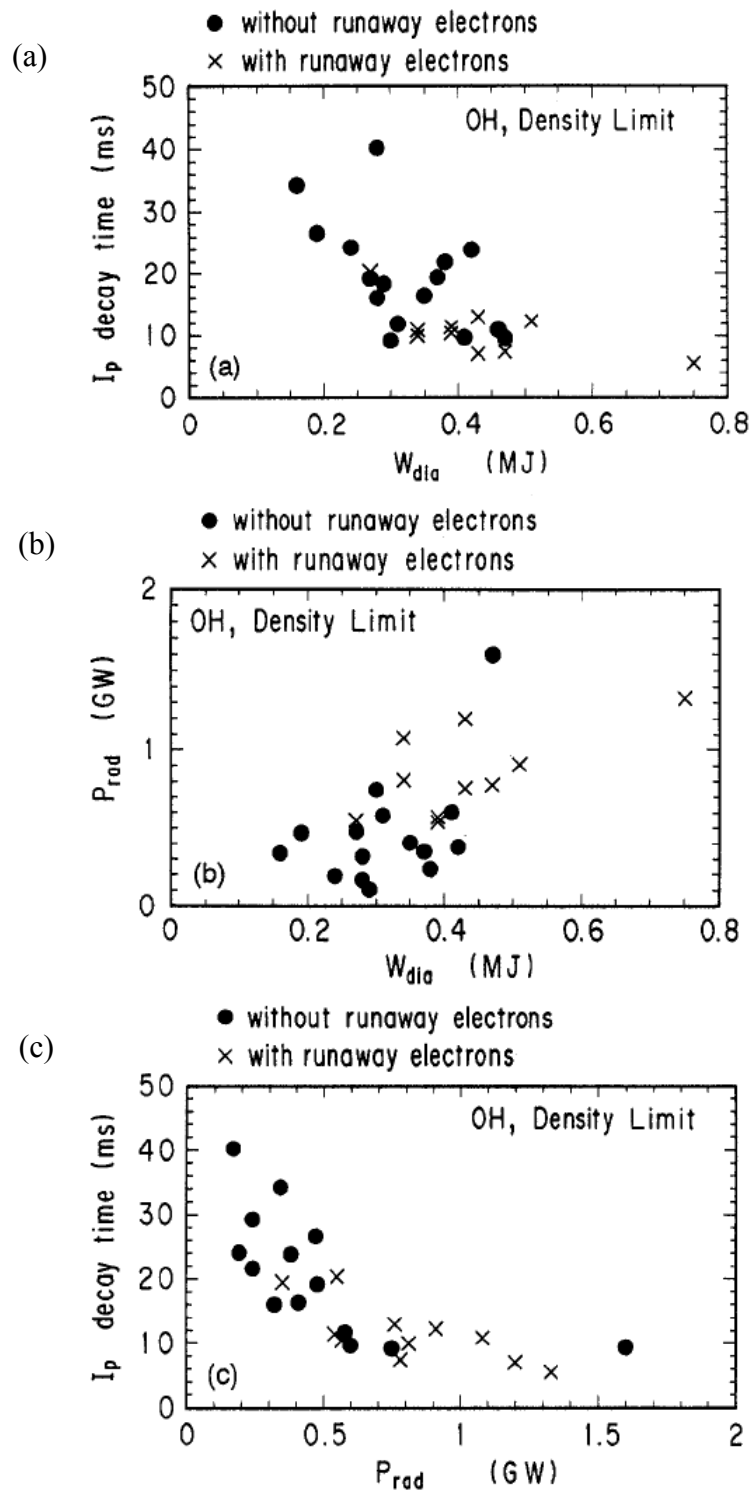


図 1.5.8 オーミック放電の密度限界ディスラプションにおける (a) ディスラプション直前の蓄積エネルギー W_{dia} と電流クエンチ時の電流減衰時間、(b) 蓄積エネルギー W_{dia} と放射エネルギー P_{rad} 、(c) 放射エネルギー P_{rad} と電流減衰時間の比較[44]。

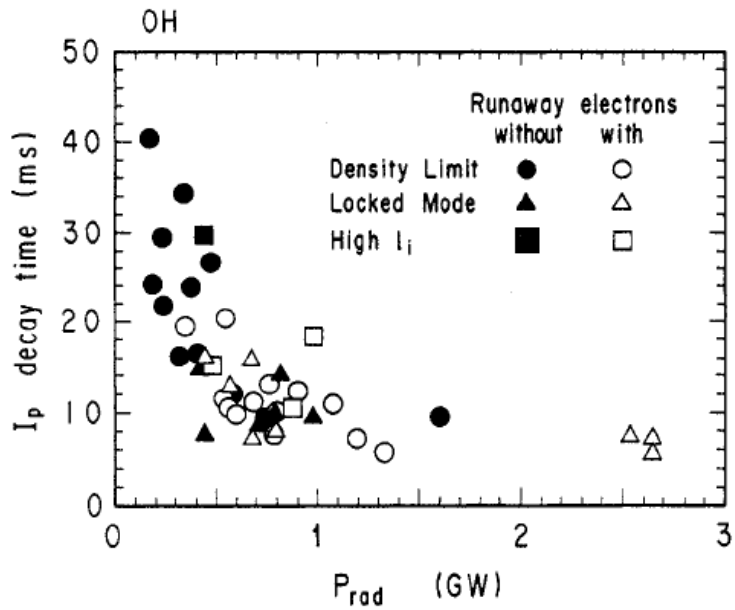


図 1.5.9 電流クエンチ時の放射エネルギーと電流減衰時間の比較。○は密度限界ディスラプション、△はロックモードディスラプション、□は高 I_i ディスラプションを表す。シンボルの黒塗りは逃走電子の発生した放電を表す[44]。

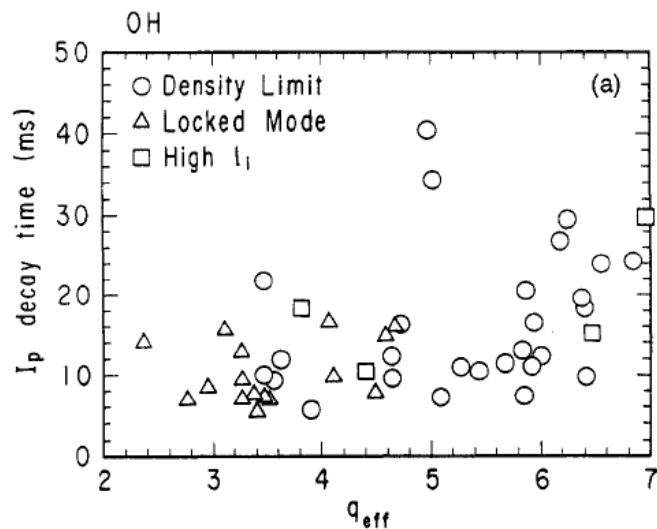


図 1.5.10 オーミック放電における電流クエンチ直前のプラズマの実効安全係数 q_{eff} と電流減衰時間の比較。○は密度限界、△はロックモード、□は高 I_i ディスラプションが発生した放電を表す[44]。

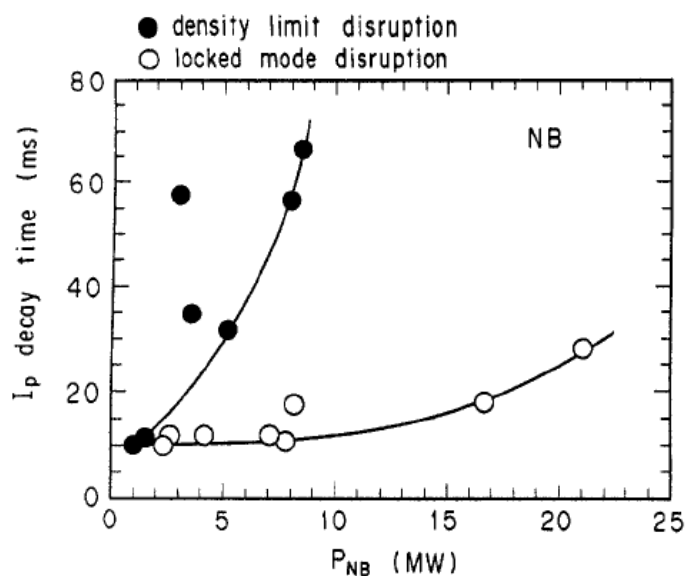


図 1.5.11 NBI 入射放電において発生した電流クエンチ時の電流減衰時間と NBI 入射パワーの比較。●は密度限界、○はロックモードディスラプション時を表す[44]。

流減衰時間の調査を行っている。図1.5.11は熱クエンチ時のNBI入射パワーと電流減衰時間の比較を行った結果である。熱クエンチ時にNBI入射をしてプラズマを加熱すると、電流減衰時間は大きくなるという結果を得ているが、ロックモードディスラプションの際には、NBI入射に対する電流減衰時間の増加の依存性が低いこと、結果的に放出する蓄積エネルギーを増加させていることから、実質的な電流減衰時間の制御に用いることは難しい結果となっている。

さらに、電流クエンチ時の電流減衰率の緩和法として希ガス入射が検討されている[45-48]。Tore Supraにおいては様々な希ガスプラズマを電流クエンチ中に挿入し、すべての希ガスプラズマにおいて電流減衰率の低減が観測されている(図1.5.12)[47]。特に軽いガスにおいては逃走電子(1.5.5節で後述)の発生が抑制されることが分かり、希ガスプラズマ入射はディスラプション全体の緩和法として注目を浴びている。このようなシステムはディスラプション緩和システム(DMS : Disruption Mitigation System)と呼ばれている。しかし、DMSを用いたディスラプション緩和法を実際のトカマク装置で行うためにはあらかじめディ

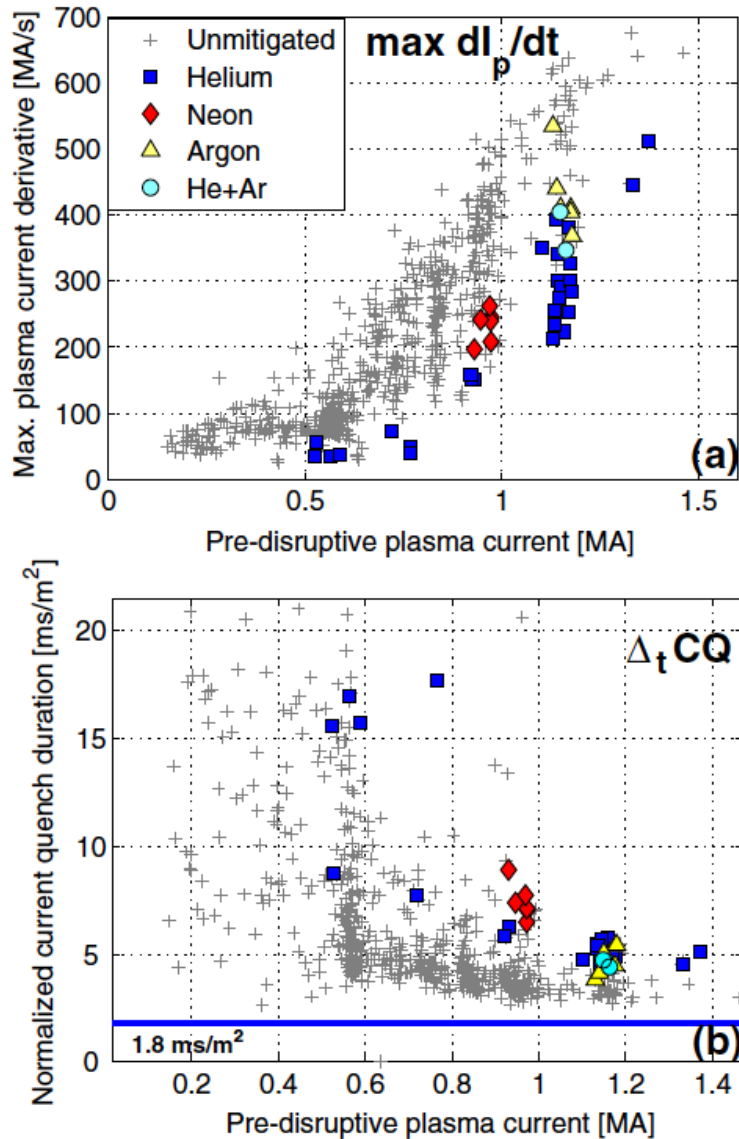


図 1.5.12 Tore Supra における DMS を用いたディスラプション緩和の検証結果[47]。特に軽い希ガス（ヘリウム）を入射した際に電流減衰の緩和が顕著に観測された。

スラプション発生を予測する必要があるが、DMSの起動には機械的な関係から最低でも10-20msが必要であることが指摘されており[49]、早期のディスラプションの発生検知が鍵となる。そのため、DMSの完成には正確なディスラプションの発生予測の精度が求められている。また、希ガスプラズマ入射が電流減衰の緩和をもたらす物理機構は明確になっておらず、入射する希ガスの種類や量、

タイミングなどは試行錯誤により検討されている。

1.5.5 逃走電子 (runaway electrons) [50]

電流クエンチで生じた強いトロイダル電場によって、プラズマ内部で電子が加速され、10 MeV以上の高エネルギー状態のままトロイダル方向を周回する現象がトカマク装置では観測されている。強い電場が加わると、電子は加速されるのと同時に電子、及びイオンとのクーロン衝突による減速を受ける。衝突による電子の減速は速度の二乗に反比例するので、速度が増すごとに衝突頻度は低下し、電場により限りなく加速される。加速によって速度分布の重心からどんどん離れてゆく電子は逃走電子と呼ばれている。逃走電子が発生した場合の電子の速度分布関数は図1.5.13の様になることが知られている[51]。ある速度以上の電子が多く発生し、速度分布関数はテールを引いたような形に変化する。基本的には磁力線に沿った方向にプラズマは動きやすいため、磁力線と平行方向に多くの逃走電子が発生する。以下で逃走電子が発生する為に必要な最小電場を評価する。衝突による減速が小さくなり、電場により電子が加速され続ける条件は

$$Ee > \frac{mv_e}{\tau_s}, \quad (1.9)$$

で与えられる。式(1.9)の左辺が電場による加速、右辺が衝突による減速を表す。ここで τ_s は減速時間を表しており、以下の式で表される。

$$\tau_s = \frac{4\pi\epsilon_0^2 m^2 v^3}{n_i e^4 \ln \Lambda Z^2 Z_1^2 (1 + m/m_1)}, \quad (1.10)$$

ここで、添え字の1は場の粒子を、 $\ln \Lambda$ はクローン対数を表す。式(1.10)を用いることにより、電子-電子衝突による減速時間 τ_{se} と電子-イオン衝突による減速時

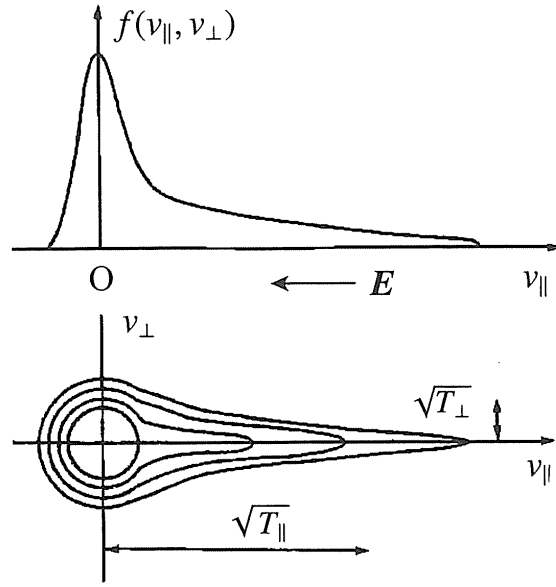


図 1.5.13 逃走電子が存在する場合の電子の速度分布関数[51]。

間 τ_{si} はそれぞれ次のように表される。

$$\tau_{se} = \frac{2\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v^3}{ne^4 \ln \Lambda}, \quad (1.11)$$

$$\tau_{si} = \frac{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v^3}{ne^4 \ln \Lambda}, \quad (1.12)$$

ここでは、プラズマの準中性条件 ($n_e = n_i = n$) を用いている。これら 2 種類の衝突を考慮した減速時間は以下のようなになる。

$$\tau_s = \frac{4}{3} \frac{\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v^3}{ne^4 \ln \Lambda}, \quad (1.13)$$

式(1.13)を式(1.9)に代入することで、逃走電子になる臨界の電子速度 v_c が求まる。

$$v_c^2 = \frac{3ne^3 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 E} = 2.3 \times 10^{-4} \frac{n}{E}, \quad (\ln \Lambda = 17) \quad (1.14)$$

この速度に対応する電子のエネルギーは

$$\frac{1}{2} m_e v_c^2 = 6.6 \times 10^{-19} \frac{n}{E}, \quad (1.15)$$

となる。電場が十分小さい場合、式(1.14)で計算される臨界速度は光速に近づく。電子の速度は光速を超えることができないため、電場が十分小さい場合には逃走電子は発生しない。すなわち逃走電子が発生する電場には下限が存在し、以下のように表され、ドライサ電場と呼ばれる。

$$E > \frac{3ne^4 \ln \Lambda}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^2}, \quad (1.16)$$

逃走電子が作る電流がプラズマ電流の50 %以上にも及ぶ場合があることがJETで報告されている[52]。逃走電子発生時にはプラズマ電流波形は図1.5.14のように長いテールをひくような特徴を示す。逃走電子は指向性が強く、非常に局在化して第一壁等のプラズマ対向壁に衝突するため、大きな損傷や放射化が発生する。熱クエンチや電流クエンチの緩和技術として、不純物入射について紹介

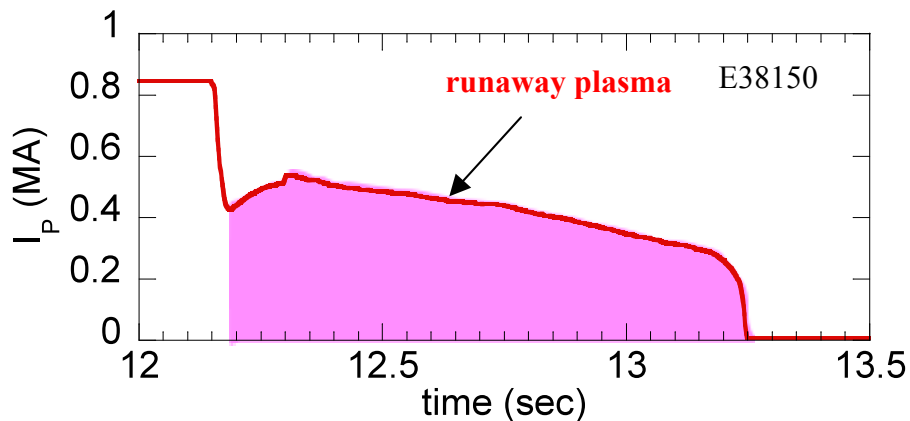


図 1.5.14 JT-60U における逃走電子が発生したときのプラズマ電流の波形[53]。

したが、逃走電子による装置負荷低減にも不純物入射が有効であることが報告されている[47, 54, 55]。

1.6 本研究の目的・特色

トカマク型核融合発電炉の早期実現のためには、経済的な観点からコンパクトな装置の完成が必要である。また、効率的に核融合反応を起こすためにはプラズマの高性能化が必要となる。しかし、プラズマの温度や密度を上昇させることは、これまでに記述してきた通りディスラプションの発生の危険性を増すこととなる。そのため、装置設計の際にはディスラプション発生時の装置負荷に耐えるような設計をする必要がある。装置破壊に至る負荷の発生が理論的に予想される場合にはディスラプションの回避・緩和技術の確立が重要となる。

ITERはその名前のおり実験炉であるため、当然将来の核融合炉でのディスラプション緩和・回避技術の確立のためにディスラプション実験を行う必要がある。しかし、ITERのように実験時に中性子が多く発生する装置では部品の交換などが難しいため、極力装置が破壊されないようにしなければならない。ディスラプション時の装置負荷の緩和法はITER建設完了までに確立されるべき課題であるが、現在具体的な方法が確立されていない。本研究では電流クエンチ時に発生する渦電流に起因した電磁力の緩和法を確立すべく、電流減衰時間の制御に着目した。ディスラプション時に発生する電磁力は電流クエンチ時の電流減衰時間により決定され、ディスラプション時に発生する電磁力制御のためには電流減衰時間を制御する必要がある。電流減衰時間の予測モデルとしてプラズマを簡単な電気回路として置き換えて考える「L/Rモデル」というモデルが現在考案されているが、ディスラプション時のプラズマパラメータ計測の難しさから、これまで実験的な検証はおこなわれていない。そこで、本研究では日本原子力研究開発機構所有の大型トカマク装置JT-60Uにおける電流減衰時の電流減衰モデルの実験的検証を行うことを目的とした。具体的には、ネオンガスパフ、高ポロイダルベータディスラプション放電において電流クエンチ中の電

子温度計測を試み、コーシー条件面 (CCS) 法に基づくプラズマ平衡量の評価と組み合わせて電流減衰モデルの検証を行う。

また、トカマク装置ではMHD平衡を保つためにプラズマ電流を使用しているため、放電終了時には必ずプラズマ電流の立ち下げ（電流ランプダウン）が存在する。電流ランプダウン時にはプラズマ電流が減少すると同時にプラズマの閉じ込め性能も低下し、プラズマは不安定な状態へと変化していく。実験を行う観点から考えると、電流ランプダウンのプラズマ電流の立ち下げ速度を早くできれば、より定常状態のプラズマを長くすることが可能となり、多くの実験を遂行できる。そのためには、如何にプラズマの立ち上げ、立ち下げが行えるかが重要となる。電流ランプダウン時において急激なプラズマ電流の減少はディスラプションにつながるため、最適な電流ランプダウン減衰率の確立が必要である。しかし、ITERのような大電流のプラズマ電流のランプダウンは経験しておらず、また、ITERを模擬した電流ランプダウンの実験は各トカマク装置で行われているが[56 -60]、現状では不十分であることが指摘されている。

そこで、本研究においては電流ランプダウン時のプラズマの挙動に関する研究が今までに行われていないJT-60Uでの電流ランプダウンに着目し、電流ランプダウン時のプラズマの振る舞いについて調査を行った。また、比較研究としてヘリカル装置での電流の立ち下げについても調査を行っている。ヘリカル装置では外部磁場により閉じ込め磁場を形成しているため、プラズマの閉じ込めにプラズマ電流を必要としない。しかし、ヘリカル装置では有意なNBI駆動の大河電流[61]やブートストラップ電流[62]が発生することが知られている。そのため、閉じ込め磁場が変化しない場合の電流ランプダウンではプラズマがどのような応答をするのかを調べるのが可能である。実際には核融合科学研究所所有の大型ヘリカル装置LHDにおいてNBI駆動のプラズマ電流が発生している放電終了時にプラズマがどのような応答をしているのかを調査した。

以下に本研究の特色を示す。

- ・大型トカマク装置JT-60Uにおけるネオンガスパフディスラプション実験の実施、及び電流クエンチ時のプラズマ抵抗、プラズマインダクタンスの評価

大型トカマクでは現行の計測手法によって電流減衰中のプラズマ全体の電子温度分布の時間変化を計測することは困難であるため、本研究ではJT-60Uトカマクにおいて電子サイクロトロン放射計測とヘリウム原子線発光強度比計測を組み合わせることにより電子温度分布の評価を行う。ヘリウム原子線発光強度比計測から衝突・輻射モデルを用い、計算コードとしてGOTOコードを用いて電子温度を評価する。

また、CCS法に基づくプラズマ平衡量の評価により電流減衰中のプラズマインダクタンスの評価を行い、電流減衰モデルの検証を行う。電子温度計測では2つの電子温度計測を組み合わせることによりプラズマ抵抗を評価し、またCCS法に基づく磁場平衡計算によりプラズマインダクタンスを評価することにより、電流減衰時のモデル検証を行うことが本研究の特徴である。

- ・大型トカマク装置JT-60Uにおける高ポロイダルベータ放電下で発生した電流クエンチ時の電流減衰モデルの検証

ITERのような大型トカマク装置では経済性の観点から、高ポロイダルベータ値のプラズマ放電が実施される。電流減衰モデルの評価に必要なプラズマインダクタンスは磁気計測により評価しているのだが、電流クエンチ時には計測装置周辺に渦電流が発生し、高ポロイダルベータ値の評価の際には大きなノイズが乗り、磁気計測よりプラズマインダクタンスの時間発展が正しく評価できないという問題があった。そのため、本研究では電子サイクロトロン計測より求めた電子温度分布、レーザー干渉計測より求めた線平均電子密度を用いて電流クエンチ中のポロイダルベータ値を評価し、高ディスラプション放電における電流減衰モデルの検証を可能とした。電流クエンチ中の精度の高いポロイダルベータ値の時間発展の評価を行ったことが本研究の特徴である。

・大型トカマク装置JT-60U、及び大型ヘリカル装置LHDにおける放電終了時のプラズマ応答の調査

本研究では今までに調べられていない大型トカマク装置JT-60Uの電流ランプダウン時、大型ヘリカル装置における電流消滅時のプラズマ応答を調べたことが特徴である。この両者の比較は放電終了時に閉じ込め磁場の有無がプラズマにどのように影響を与えるのかを調べている。この研究によりトカマク装置における電流ランプダウン時の新たな制御法を提案できる可能性がある。

1.7 本論文の構成

本論文は、本章を含め6章から構成される。第2章では、環状型核融合装置で発生するプラズマ電流、トカマク型核融合装置において考えられているディスラプション時の電流減衰モデルについて説明する。第3章では電流減衰モデルの検証に必要な電子温度計測、CCS法に基づくプラズマ平衡量の評価について述べ、大型トカマク装置JT-60Uで実施したネオンガスパフディスラプション実験、現在考えられている電流減衰モデルの検証結果について説明する。第4章では渦電流が多く発生する場合の精度の高いポロイダルベータ値の評価法について述べ、大型トカマク装置JT-60Uにおいて発生した高ポロイダルベータディスラプション時の電流減衰モデルの検証結果について説明する。第5章では大型トカマク装置JT-60Uの電流ランプダウン時、大型ヘリカル装置LHDにおける電流消滅時のプラズマ応答について述べ、両者の現象の違いについて説明する。第6章で本研究のまとめと今後の課題について述べる。

参考文献

- [1] 現代エネルギー・環境論、「エネルギー教育研究会」(株)電力新報社 (1997).
- [2] 経済産業省 資源エネルギー庁：エネルギー白書2011.
- [3] 環境省：報道発表資料，気候変動に関する政府間パネル(IPCC)第4次評価報告書 第1作業部会報告書（自然科学根拠）の公表について。
<http://www.env.go.jp/press/press.php?serial=7993>
- [4] 高村秀一、「プラズマ工学入門」森北出版株式会社 (1997), p. 228.
- [5] J. A . Wesson, Tokamaks 3rd edition, Oxford University Press (2004), Ch. 1.
- [6] 「未来をつくるエネルギー—核融合発電への挑戦—」文部科学省核融合科学研究所 (2001).
- [7] 狐崎昌雄、吉川庄一、「新・核融合への挑戦」講談社 (2003), p. 184.
- [8] 宮本健郎、「プラズマ物理入門」岩波書店 (1994), P.226.
- [9] 岡本制晃：名古屋大学博士論文「トカマクディスラプションにおけるプラズマ内部構造ダイナミクスの計測および電流減衰時間の評価に関する研究」(2007).
- [10] ITER Physics Basis: Nucl. Fusion **47** (2007).
- [11] 小特集「ITER 物理R&D」専門家グループの現状と展望：プラズマ・核融合学会誌**72** (1996) 495.
- [12] ITER Council "Final Report of the ITER ENGINEERING DESIGN ACTIVITIES" (2001).
- [13] M. Shimada, *et al.*, Nucl. Fusion **47** (2007) S1.
- [14] S. Ishida, P. Barabaschi, Y. Kamada and the JT-60SA Team, Fusion Eng. Des. **85** 2070 (2010).
- [15] 小特集「国際核融合材料照射施設(IFMIF)の設計と開発の現状」：プラズマ・核融合学会誌 **82** (2006).
- [16] 文部科学省：IFMIF – EVEDA, 文部科学省研究開発局, 第二回ITER推進検
査会。
http://www.mext.go.jp/a_menu/shinkou/iter/suishin/siryu/05090501/002_4.pdf
- [17] 高村秀一、「プラズマ加熱基礎論」名古屋大学出版 (1986), P.91.
- [18] J. A. Wesson, R. D. Gill, M. Hugon, F. C. Schuller, *et al.*, Nucl. Fusion **29** (1989) 641.
- [19] M. Okamoto, S. Takamura, N. Ohno, S. Kajita, Y. Kikuchi, *et al.*, Nucl. Fusion **47** (2007) 1106.
- [20] J. A . Wesson, Tokamaks 3rd edition, Oxford University Press (2004), Ch. 7, P. 377.

- [21] M. Greenwald, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** (2002) R27.
- [22] R. Yoshino, Y. Neyatani, N. Isei, M. Matsukawa, N. Hosogane, *J. Plasma Fusion Res.* **70** (1994) 1081.
- [23] 関昌弘, 「核融合炉工学概論」日刊工業新聞社 (2001), P.28.
- [24] 内閣府原子力委員会：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, 第3章 トカマク方式による核融合エネルギー実現の技術課題と見通し。
<http://www.aec.go.jp/jicst/NC/senmon/old/kakuyugo/siryo/siryo136/siryo23.htm>
- [25] T. Ozeki, M. Azumi, Y. Kamada, S. Ishida, Y. Neyatani and S. Tokuda, *Nucl. Fusion* **35** (1995) 861.
- [26] J. D. Callen, B. V. Waddell, B. Carreras, M. Asumi, P. J. Catto, H. R. Hicks, *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Res. IAEA, Vienna* **1** (1978) 415.
- [27] R. Yoshino, Y. Neyatani, N. Isei, M. Matsukawa, N. Hosogane, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Res. 1994 IAEA, Vienna* **1** (1995) 685.
- [28] D. G. Whyte, T. C. Jernigan, D. A. Humphreys, A. W. Hyatt, C. J. Lasnier, P. B. Parks, T. E. Evans, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 055001.
- [29] I. H. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 338.
- [30] Y. Neyatani, T. Horie, T. Ando, H. Horiike, *et al.*, *Plasma Devices and Operations* **1**(1991) 183.
- [31] F. C. Schuller, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** (1995) A135.
- [32] 解説「ハロー電流」：プラズマ・核融合学会誌 **72** (1996) 403.
- [33] K. Masaki, T. Ando, K. Kodama, T. Arai *et al.*, *J. Nucl. Mater.* **220-222** (1995) 390.
- [34] M. Sugihara, V. Lukash, Y. Kawano, R. Yoshino, Y. Gribov, R. Khayrutdinov, N. Miki, J. Ohmori, M. Shimada, *J. Plasma Fusion Res.* **79** (2003) 706.
- [35] O. Gruber, *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1994 IAEA, Vienna* **1** (1995) 675.
- [36] P. J. Knight, G. G. Castle, A. W. Morris, A. Caloutsis, C. G. Gimblett, *Nucl. Fusion* **40** (2000) 325.
- [37] Y. Neyatani, R. Yoshino, Y. Nakamura, S. Sakurai, *Nucl. Fusion* **39** (1999) 559.
- [38] R. O. Sayer, Y. K. M. Peng, S. C. Jardin, A. G. Kellman and J. C. Wesley, *Nuclear Fusion* **33** (1993) 969.
- [39] R. Yoshino, Y. Nakamura, Y. Neyatani, *Nucl. Fusion* **36** (1996) 295.
- [40] Y. Nakamura, R. Yoshino, Y. Neyatani, T. Tsunematsu, M. Azumi, N. Pomphrey, S. C. Jardin, *Nucl. Fusion* **36** (1996) 643.
- [41] R. S. Granetz, I. H. Hutchinson, J. Sorci, J. H. Irby, B. LaBombard, D. Gwinn,

- Nucl. Fusion **36** (1996) 545.
- [42] V. Riccardo, P. Barabaschi and M. Sugihara, Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005) 117.
- [43] S. P. Gerhardt, J. E. Menard and the NSTX Team, Nucl. Fusion **49** (2009) 025005.
- [44] R. Yoshino, Y. Neyatani, N. Hosogane, S. W. Wolfe, *et al.*, Nucl. Fusion **33** (1993) 1599.
- [45] E. M. Hollmann, T. C. Jernigan, M. Groth, D. G. Whyte, D. S. Gray, *et al.*, Nucl. Fusion **45** (2005) 1046.
- [46] D. G. Whyte, R. Granetz, M. Bakhtiari, V. Izzo, T. Jernigan, *et al.*, J. Nucl. Mater. **363–365** (2007) 1160.
- [47] C. Reux, J. Bucalossi, F. Saint-Laurent, C. Gil, P. Moreau, *et al.*, Nucl. Fusion **50**, (2010) 095006.
- [48] R. S. Granetz, E. M. Hollmann, D. G. Whyte, V. A. Izzo, G. Y. Antar, *et al.*, Nucl. Fusion **47** (2007) 1086.
- [49] D.G. Whyte (Private communication).
- [50] J. A. Wesson, Tokamaks 3rd edition, Oxford University Press (2004), Ch. 2.
- [51] 高村秀一, 「境界領域プラズマ理工学の基礎」 森北出版 (2010), P.81.
- [52] R. D. Gill, Nucl. Fusion **33** (1993) 1613.
- [53] Y. Kawano, T. Nakano, A. Isayama, H. Tamai *et al.*, Proceedings of 32nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona, 27 June - 1 July 2005 ECA Vol.**29C**, P-2.068.
- [54] R. Yoshino, T. Kondoh, T. Neyatani, K. Itami, Y. Kawano and N. Isei, Plasma Phys. Control. Fusion, **39** (1997) 313.
- [55] M. Bakhtiari, H. Tamai, Y. Kawano, G. J. Kramer, A. Isayama, T. Nakano, Y. Kamiya, R. Yoshino, Y. Miura, Y. Kusama and Y. Nishida, Nucl. Fusion, **45** (2005) 318.
- [56] P. A. Politzer, G. L. Jackson, D. A. Humphreys, T. C. Luce, A. W. Hyatt, and J. A. Leuer, Nucl. Fusion **50** (2010) 035011.
- [57] G. L. Jackson, P. A. Politzer, D. A. Humphreys, T. A. Casper, A. W. Hyatt, *et al.*, Phys. Plasmas **17** (2010) 056116.
- [58] A. C. C. Sips, T. A. Casper, E. J. Doyle, G. Giruzzi, Y. Gribov, *et al.*, Nucl. Fusion **49** (2009) 085015.
- [59] M. J. May, M. Finkenthal, H. W. Moos, K. B. Fournier, W. H. Goldstein, *et al.*, Nucl. Fusion **42** (2002) 1299.
- [60] E. Fable, C. Angioni, J. Hobirk, G. Pereverzev, S. Fietz, *et al.*, Nucl. Fusion **51** (2011) 043006.

[61] T. Ohkawa, Nucl. Fusion **10** (1970) 185.

[62] M. N. Rosenbluth, *et al.*, Phys. Fluids. **15** (1972) 116.

第 2 章 基礎物理

2.1 環状型核融合装置におけるプラズマ電流

環状型核融合装置においては螺旋構造を有した磁力線によりプラズマを閉じ込めている。その螺旋構造の磁力線の作り方は方式ごとに異なる。トカマク方式では外部コイルより作るトロイダル磁場とプラズマに電流を流すことにより発生させるポロイダル磁場の重ね合わせにより、螺旋構造の磁力線を作り出している。そのため、トカマク型核融合装置においてプラズマ電流は必須のものとなっている。一方、ヘリカル方式においては、螺旋状の磁力線を外部磁場によって発生させるため、トカマク装置のようにプラズマ電流は必要としない。しかし、中性粒子入射装置(Neutral Beam Injection:NBI)により発生する高エネルギーイオンやプラズマ圧力分布により NBI 駆動電流 (大河電流)、ブートストラップ電流、そしてフィルシュ・シュルター電流が発生する。NBI 駆動電流やブートストラップ電流はトカマク装置でも発生する。本節ではそれらのプラズマに発生する電流について説明する。

2.1.1 トカマク装置における誘導電流

トカマク装置は図 2.1.1(b)に示すようにトランスの原理を利用してプラズマに電流を流している。プラズマを 2 次側の回路として考え、1 次側のコイル電流値を変化させることにより磁束を発生させ、2 次側のプラズマに電圧が発生する。2 次側に発生する電圧は 1 次側の電流の変化率に比例して発生するため、磁束が飽和すると電流は発生しなくなる。そのため、小型トカマク型装置では放電実験の初期期間では空芯を利用していたが、飽和磁束の関係から鉄心の設置を行っている場合がある。しかし、大型トカマク装置では鉄心の設置は困難であるため空芯であることが多い[2]。

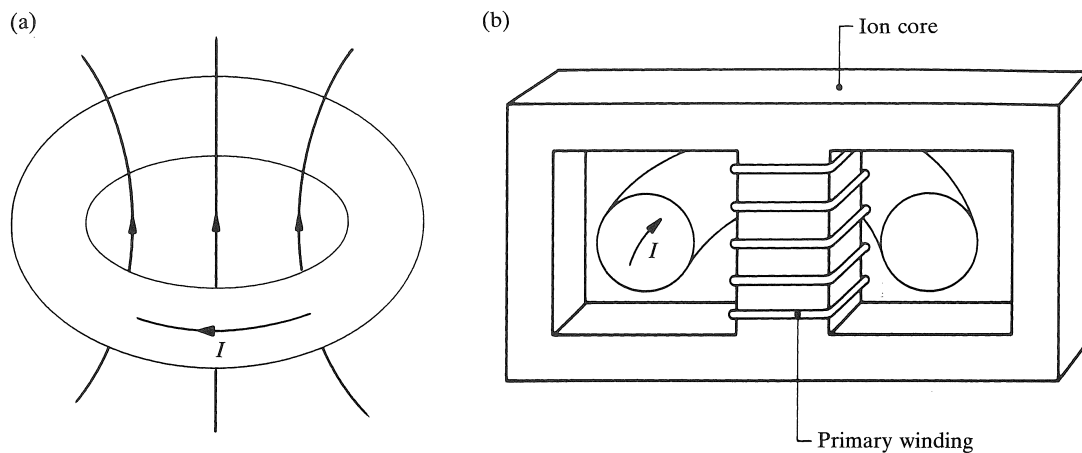


図 2.1.1 トカマク型核融合装置における誘導電流の発生方法[1]。(a)は誘導電流の模式図、(b)は実際のトカマク装置での例を表す。基本的にはトランスの原理を利用して、プラズマに電流を発生させている。

2.1.2 NBI 駆動電流 (大河電流)

中性粒子入射装置で生成された高速中性粒子ビームはプラズマ中に入射されると荷電交換などの原子分子過程により高速イオンに変わる。高速イオンビームのエネルギー E_b が臨界エネルギー E_{cr} より高いと入射イオンはプラズマ中のイオンではなく電子と衝突する。臨界エネルギー E_{cr} は以下の式で表される[3]。

$$E_{cr} = 14.8T_e \left(\frac{1}{n_e} \sum_i \frac{n_i Z_i^2 A_b^{3/2}}{A_i} \right)^{2/3}. \quad (2.1)$$

ここで、 A_i はプラズマイオンの、 A_b は入射イオンの質量数、 n_i はプラズマイオンの密度、 Z_i はプラズマイオンの電荷を表す。高速イオンビームのエネルギーが臨界エネルギー E_{cr} より低い場合は主にイオンとの衝突が起こる。

今、ビームの走る方向を正に考えると、ビームとプラズマ中の電子との衝突により発生する力は Braginskii の衝突時間 τ_B^{ob} を用いて以下のように表すことができる。

$$F_1 = \frac{n_e m_e v_b}{\tau_B^{eb}}, \quad (2.2)$$

$$\tau_B^{eb} = 1.09 \times 10^{-4} \frac{T_e^{3/2}}{Z_b^2 (n_b/10^{20}) \ln \Lambda}. \quad (2.3)$$

ここで、 v_b はビームの速さ、 n_b 、 Z_b はビームイオンの密度、電荷数を表す。式(2.3)の Braginskii の衝突時間は電子-イオン衝突を考えたものである。この力を受けて電子はビームと同じ方向に加速される。しかし、ビームによって加速された電子はプラズマ中のイオンと衝突することにより減速される。このときの力は以下の式となる。

$$F_2 = -\frac{n_e m_e v_d}{\tau_B^{ei}}. \quad (2.4)$$

ここで、 v_d は電子のドリフト速度であり、 τ_B^{ei} は電子-イオン衝突における Braginskii の衝突時間を表している。評価する式としては式(2.3)においてビームに関するパラメータをイオンに関するものに変更した式となる。

定常状態が達成されたとすると、つりあいの式は

$$F_1 + F_2 = \frac{n_e m_e v_b}{\tau_B^{eb}} - \frac{n_e m_e v_d}{\tau_B^{ei}} = 0, \quad (2.5)$$

となり、高速イオンとの衝突に発生した電流は以下のように表される。

$$j_e = -\frac{\tau_B^{ei}}{\tau_B^{eb}} \frac{n_e}{Z_b n_b} j_b, \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} j_b &= n_b Z_b e v_b, \\ j_e &= -n_e e v_d. \end{aligned} \quad (2.7)$$

j_e と j_b は電子およびビームに基づく電流である。

結局、中性粒子ビーム入射によってプラズマ内に励起される電流はビームイ

オン自体が作り出す電流とビームイオンと電子の衝突により発生する電流の総和となる。すなわち、全駆動電流密度は

$$j_{bd} = j_b + j_e = j_b \left(1 - \frac{\tau_B^{ei}}{\tau_B^{eb}} \frac{n_e}{Z_b n_b}\right), \quad (2.8)$$

となる。Braginskii の衝突時間より

$$\tau_B^{eb} \propto \frac{1}{Z_b n_b}, \quad \tau_B^{ei} \propto \frac{1}{Z_{eff} n_e}, \quad (2.9)$$

に注意すると、全駆動電流密度は下記のように書きなおすことができる。

$$j_{bd} = j_b \left(1 - \frac{Z_b}{Z_{eff}}\right). \quad (2.10)$$

この式は大河氏によって与えられた表式であり、中性粒子ビーム駆動の電流は大河電流とも呼ばれる[4]。式(2.10)は純粋な水素プラズマに陽子のビームを入射するとビームによる電流は電子による遮蔽電流でちょうど打ち消され、正味電流が 0 となることを意味している。

2.1.3 ブートストラップ電流

プラズマがバナナ領域にあるとき、圧力勾配による径方向の電流拡散がトロイダル方向に電流を誘起することが理論的に予測された[5]。この電流はブートストラップ電流と呼ばれ、後に JT-60U、TFTR などの大型トカマク装置で実験的にブートストラップ電流の存在が証明された。

図 2.1.2 にブートストラップ電流の概念図を示す[6 - 8]。衝突周波数がプラズマ周波数より小さい領域では電子はバナナ軌道を描く。電子密度 n_i に勾配があると図 2.1.2 に示す A 点を通る近接したバナナ粒子の数に差 $(dn_i/dr) \Delta_b$ が生じる。

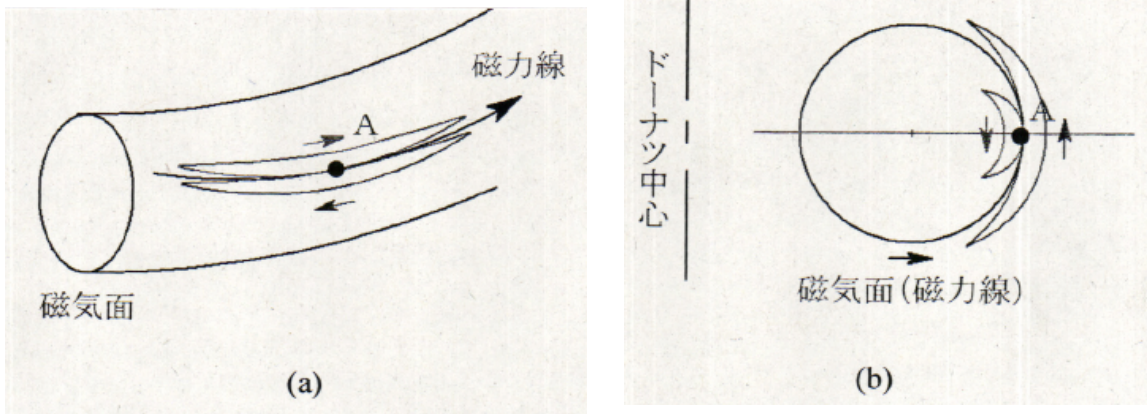


図 2.1.2 ブートストラップ電流の概念図。(a)ある磁力線上の A 点におけるバナナ軌道。(b)磁気面の断面図。磁力線の内側と外側で異なるバナナ軌道を示す[6・8]。

ここで、 Δ_b はバナナ起動の幅である。捕捉粒子の磁力線に沿う方向の速度は熱速度を v_T とすると $v_{||} = \varepsilon^{1/2} v_T$ であるので、点 A において密度 n_t における捕捉電子による電流密度は以下のようなになる。

$$j_{\text{banana}} = -(ev_{||}) \left(\frac{dn_t}{dr} \Delta_b \right) = -\varepsilon^{3/2} \frac{1}{B_p} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (2.11)$$

ここで、 ε は $\varepsilon = a/R$ (a はプラズマ小半径、 R はプラズマ大半径) でアスペクト比を、 B_p はポロイダル磁場を表している。バナナ領域に存在する非捕捉粒子は捕捉粒子との衝突により、同じ方向にドリフトする。そしてイオンとの衝突により定常状態になる。定常状態における非捕捉粒子のドリフトを v_{nontrap} とすると、ドリフト速度は

$$v_{ei} m_e v_{\text{nontrap}} = \left(\frac{v_{ee}}{\varepsilon} \right) m_e \left(\frac{j_{\text{banana}}}{-en_e} \right), \quad (2.12)$$

となる。 v_{ei} は電子-イオンの散乱の衝突周波数、 v_{ee} は電子-電子の散乱の衝突周

波数、 v_{ee}/ε は非捕捉粒子と捕捉粒子の有効衝突周波数を表す。 v_{nontrap} の平均速度を持つ非捕捉粒子（トラス方向に周回している電子）による電流密度は

$$j_{\text{boot}} = -0.33\varepsilon^{1/2} \frac{1}{B_p} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (2.13)$$

となる。この電流がブートストラップ電流である。ポロイダルベータ β_p を用いると、全ブートストラップ電流 I_{boot} のプラズマ電流 I_p に対する比は

$$\frac{I_{\text{boot}}}{I_p} = -0.33 \left(\frac{a}{R} \right)^{1/2} \beta_p, \quad (2.14)$$

で与えられる。もし、 β_p が大きく、圧力分布が急峻な場合はこの比は 1 に近くなり、ほとんどがブートストラップ電流によるものとなる。

2.1.4 フィルシュ・シュルター電流

圧力が等方的なときプラズマ中の電流 \mathbf{j} は圧力平衡の式 $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ と定常状態における式 $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ より

$$j_{\perp} = \frac{\mathbf{b}}{B} \times \nabla p, \quad (2.15)$$

$$\nabla j_{\parallel} = -\nabla j_{\perp} = 2\nabla p \cdot \left(\nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \times \bar{\mathbf{B}} \right) \frac{\mu_0}{B^4}, \quad (2.16)$$

で与えられる[7,8]。ベータ比が小さい時は

$$\frac{\partial j_{\parallel}}{\partial s} = 2\nabla p \cdot \frac{(\nabla B \times \mathbf{b})}{B^2}, \quad (2.17)$$

となる。ここで、 s は磁力線に沿った長さである。0 次近似では $B \propto 1/R$ 、 $p = p(r)$ 、

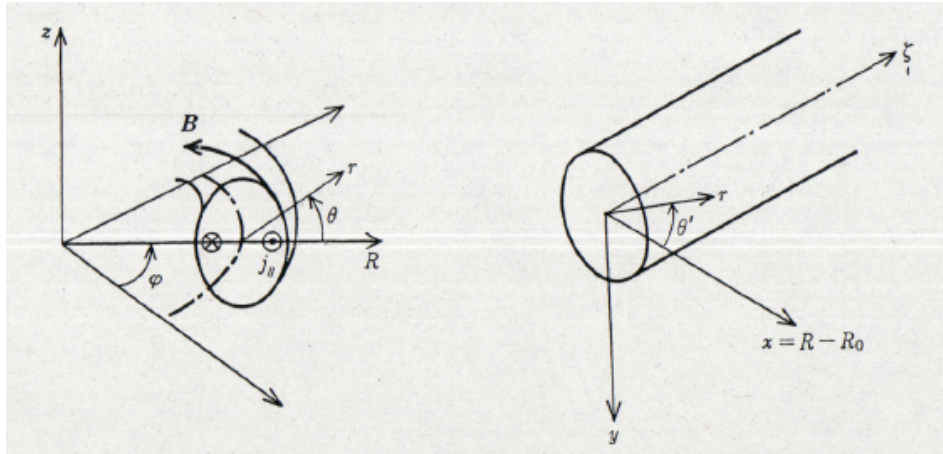


図 2.1.3 トーラスプラズマ中のフィルシュ・シュルター電流 j_{\parallel} の向き [7,8]。

$\partial/\partial s = (\partial\theta/\partial s)\partial/\partial\theta = (\iota/(2\pi R))\partial/\partial\theta$ とすることができる。ここで、 ι は回転変換角で、図 2.1.3 において磁力線がトーラスを 1 周して s が $2\pi R$ 増えると、 θ は ι だけ増加する。すると式(2.17)は

$$\frac{\iota}{2\pi R} \frac{\partial}{\partial\theta} j_{\parallel} = -\frac{\partial p}{\partial r} \frac{2}{RB} \sin\theta, \quad (2.18)$$

となる。すなわち、

$$\frac{\partial}{\partial\theta} j_{\parallel} = -\frac{4\pi}{\iota B} \frac{\partial p}{\partial r} \sin\theta, \quad (2.19)$$

となり、式(2.19)を θ で積分すると

$$j_{\parallel} = \frac{4\pi}{\iota B} \frac{\partial p}{\partial r} \cos\theta, \quad (2.20)$$

を得る。この電流をフィルシュ・シュルター電流という。このプラズマ電流は

トロイダルドリフトによる荷電分離によって生ずる電荷を磁力線に沿って短絡するために流れ、その大きさは回轉變換角に反比例する。

2.2 電流クエンチ時の電流減衰モデル

2.2.1 電流減衰モデルに用いる回路方程式

プラズマを図 2.2.1 に示すように抵抗とコイルからなる簡単な電気回路に置き換えて考える。このときプラズマの磁束保存式は以下のように表すことができる。

$$\frac{d}{dt}(L_p I_p) + R_p I_p = V_{ex}. \quad (2.21)$$

ここで、 I_p はトロイダル方向のプラズマ電流、 V_{ex} は外部からプラズマにかかる実効的な電圧、 L_p はプラズマインダクタンス、 R_p はプラズマ抵抗を表している。式(2.21)を展開すると、以下のような回路方程式を得る。

$$\frac{dL_p}{dt} I_p + L_p \frac{dI_p}{dt} + R_p I_p = V_{ex}. \quad (2.22)$$

ディスラプション発生時に外部からのプラズマにかかる電圧 V_{ex} が 0 となったとすると、式(2.22)は以下のように変形することができる。

$$\frac{dL_p}{dt} I_p + L_p \frac{dI_p}{dt} + R_p I_p = 0. \quad (2.23)$$

ここで、プラズマ抵抗 R_p とプラズマインダクタンス L_p が時間変化しないと

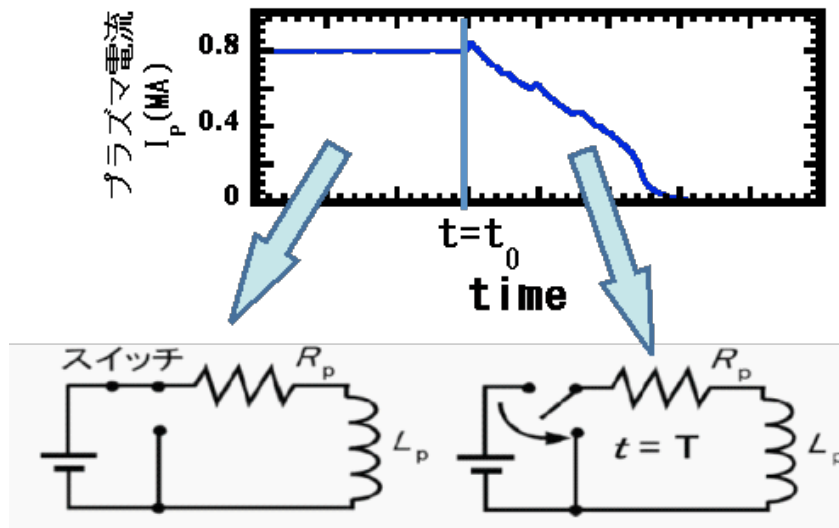


図 2.2.1 ディスラプション時のプラズマを回路で表した模式図。

仮定すると、式(2.23)は以下のように変形することができる。

$$\frac{dI_p}{dt} / I_p = -\frac{L_p}{R_p}. \quad (2.24)$$

ディスラプション発生時 $t = t_0$ でのプラズマ電流を I_{p0} として、式(2.24)を解くと、

$$I_p = I_{p0} \exp(-t/\tau), \quad (\tau = L_p/R_p) \quad (2.25)$$

が得られる。ここで式(2.25)の τ は電流減衰の時定数を表しており、この時定数を使用して電流クエンチ時の電流減衰時間を予測するのが「 L/R モデル」と呼ばれる電流減衰モデルである。プラズマの抵抗率 η_p はプラズマの大半径 R_0 と断面積 S を用いて、

$$\eta_p = \frac{R_p S}{2\pi R_0}, \quad (2.26)$$

と表すことができる。式(2.26)を用いて L/R モデルの時定数 $\tau = L_p/R_p$ を書き換えると、

$$\frac{\tau}{S} = \frac{L_p/2\pi R_0}{\eta_p}, \quad (2.27)$$

となる。この値は一般的に（プラズマ断面積により）規格化（した）電流減衰時間と呼ばれている。それゆえ、このモデルに基づいて前章の図 1.5.2 で示した各トカマク装置における電流減衰時間のデータベースでは実際の規格化電流減衰時間が調べられている。

式(2.27)において規格化電流減衰時間はプラズマ抵抗率 η_p に反比例する形を示している。プラズマ抵抗率 η_p は電子温度 T_e と実効電荷 Z_{eff} で決定されるため（次節で説明）、規格化電流減衰時間は T_e と Z_{eff} に依存することになる。また、プラズマインダクタンス L_p はプラズマ大半径 R_0 に比例する量であるため装置の大きさに依存するが、大型トカマク装置では大半径にそれほど違いがないため、装置間の違いはあまりないものと考えられる。以上のことより、規格化電流減衰時間は電子温度 T_e と実効電荷 Z_{eff} で決定されると考えられる。しかし、ディスラプション時の計測の難しさから、上記のモデルは ITER での電磁力評価の指標になっているのにも関わらず、実験的な検証がされていないのが問題となっている。DIII-D では電流減衰中に大量のヘリウムガスパフを行うことにより、再結合放射強度計測から電流クエンチ時の電子温度、実効電荷の計測を行っているが[9]、モデル検証までには至っていない。

L/R モデルでは電流クエンチ時の外部からプラズマにかかる電圧を 0 と仮定しているが、実際にはそのような状況にはならない。そのため、一般的なディスラプション時の回路方程式は以下のようなになる。

$$\frac{dL_p}{dt} I_p + L_p \frac{dI_p}{dt} + R_p I_p = V_{\text{ex}}. \quad (2.28)$$

しかし、式(2.28)において左辺の項が右辺よりも十分大きければ式(2.23)に近似することは可能である。一般的には大型トカマク装置では左辺の項が右辺よりも 1

～2桁ほど大きく、装置が大きくなればなるほどこの傾向が顕著になる。一方、小型トカマク装置においては右辺と左辺の項がほとんど同じオーダーになるため、規格化電流減衰時間を用いた評価を行うことができないことが分かっている[10]。そのような場合には、電流の時間発展を考える際には式(2.28)を用いてプラズマ電流値を逐次計算する必要がある。

2.2.2 プラズマ抵抗率

電子群とイオン群の速度分布がそれぞれマクスウェル分布である時の電子の衝突時間 τ_e は次式で表される[11]。

$$\tau_e = 3(2\pi)^{3/2} \frac{\epsilon_0^2 m_e^{1/2} T_e^{3/2}}{n_i Z_i^2 e^4 \ln \Lambda}. \quad (2.29)$$

ここで、 n_i はイオン密度、 Z_i はイオンの電荷数、 e は素電荷量、 $\ln \Lambda$ はクーロン対数、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 m_e は電子の質量、 T_e は電子温度を表す。クーロン対数 $\ln \Lambda$ は次のように表される[12]。

$$\ln \Lambda = \ln \left[\left(\frac{3}{2Z_i e^3} \right) \left(\frac{(4\pi\epsilon_0 k T_e)^{3/2}}{(\pi m_e)^{1/2}} \right) \right]. \quad (2.30)$$

式(2.29)は1種類のイオンと電子との衝突時間を表す。今、電場 E によって電子が加速され、繰り返しイオンと衝突することにより一定速度 v で運動している時を考える。そのときの運動方程式は以下のように表される。

$$0 = eE - \frac{m_e v}{\tau_e}. \quad (2.31)$$

また、オームの法則 ($E = \eta j$, $j = en_e v$) より式(2.31)を変形すると、

$$E = \frac{m_e v}{e \tau_e} = e n_e v \frac{m_e}{n_e e^2 \tau_e},$$

$$\eta = \frac{n_i Z_i^2}{n_e} \frac{e^2 m_e^{1/2} \ln \Lambda}{3(2\pi)^{3/2} \epsilon_0^2 T_e^{3/2}}, \quad (2.32)$$

となる。ここでは電子の速度分布関数がマクスウェル分布であると仮定している。しかし、電場 E により加速された高速の電子が多数存在すると、速度分布関数は歪んだ形となる。この効果を考慮した運動論的な計算によると、式(2.32)は 0.51 倍される事になることが確認されている[13]。

式(2.32)においてプラズマの準中性条件 ($n_e = Z_i n_i$) と上記の 0.51 倍を考慮すると、

$$\eta = 0.51 \times Z_{\text{eff}} \frac{e^2 m_e^{1/2} \ln \Lambda}{3(2\pi)^{3/2} \epsilon_0^2 T_e^{3/2}} = 1.65 \times 10^{-9} Z_{\text{eff}} (T_e [\text{keV}])^{-3/2} \ln \Lambda, \quad (2.33)$$

となる。これらの計算を行った人物の名前から式(2.34)はスピッツァー抵抗率と呼ばれている。ここで、イオンは 1 種類ではなく、数種類のイオンが存在することが考えられており、以下の式で定義される実効電荷 Z_{eff} [14]を用いて式(2.32)を変形している。

$$Z_{\text{eff}} = \sum \frac{Z_j^2 n_j}{Z_j n_j}. \quad (2.34)$$

また、中性粒子との剛体衝突を考慮した場合のプラズマ抵抗率の評価も行われており[15]、電子温度が 1 eV 以上の条件では式(2.33)のスピッツァー抵抗率で表せられることが確認されている。

2.2.3 プラズマインダクタンス

プラズマのインダクタンスはプラズマ内部、外部インダクタンスという 2 種類の定義で表すことができる。以下で、その 2 種類の定義について説明する。

○プラズマ内部インダクタンス L_i

プラズマ電流 I_p がプラズマ内部に作る磁場の磁気エネルギーは、プラズマ内部インダクタンスを L_i とすると $L_i I_p^2 / 2$ で定義され、またプラズマ内部のポロイダル磁場の磁気エネルギーは $B_\theta^2 / 2\mu_0$ であるので、以下のようなエネルギー保存式が成り立つ。

$$\frac{1}{2} L_i I_p^2 = \int \frac{B_\theta^2}{2\mu_0} dV. \quad (2.35)$$

ここで、 $\int dV$ は体積積分を表している。式(2.35)を展開すると

$$L_i = \frac{\mu_0 \int B_\theta^2 2\pi R_0 2\pi r dr}{4\pi^2 a^2 B_{\theta a}^2} = \frac{1}{2} \mu_0 R_0 l_i, \quad (2.36)$$

となる。ここで内部インダクタンス l_i を以下のように定義している[16]。

$$l_i = \frac{\overline{B_\theta^2}}{B_{\theta a}^2} = \frac{\int_0^a 2\pi r B_\theta^2 dr / \pi a^2}{B_{\theta a}^2} = \frac{2 \int_0^a B_\theta^2 r dr}{a^2 B_{\theta a}^2}. \quad (2.37)$$

○プラズマ外部インダクタンス L_e

プラズマ外部インダクタンス L_e は環状プラズマ内に生じる磁束を Φ とすると、 $\Phi = L_e I$ から求めることが可能である。今、図 2.2.2(a) のような円環状導線においてプラズマ電流 I_p が中心線 C に集中して流れていると考える。磁束 Φ は中心線 C に電流 I_p を流すときに環の内側の周 C' に生じる磁束と等価である。そのため、

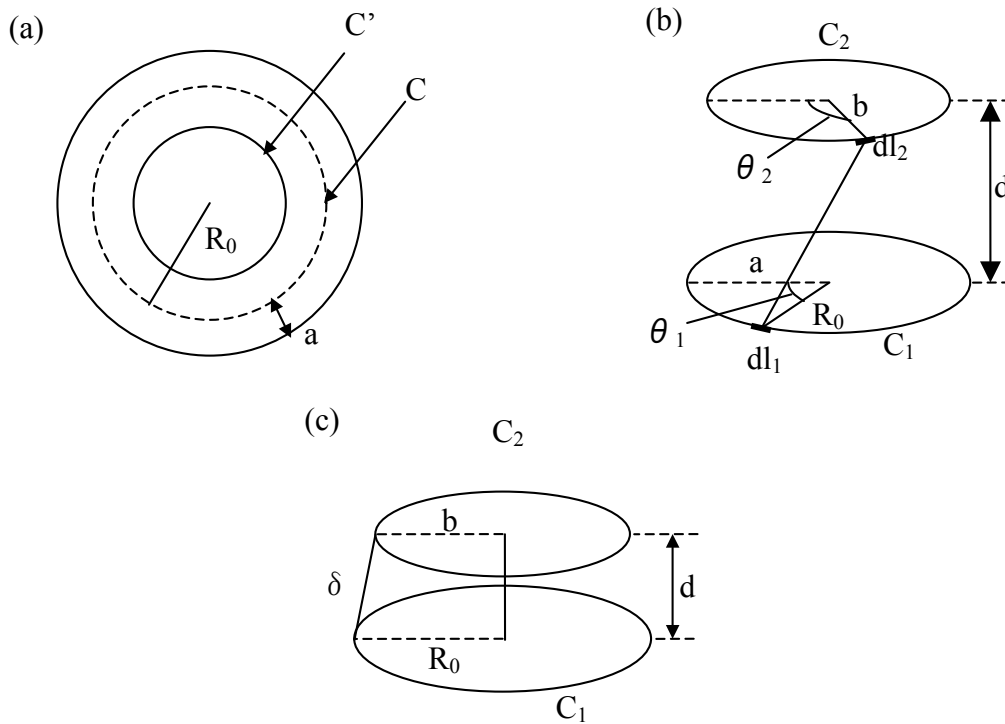


図 2.2.2 (a)半径 a の断面をもち、大半径 $R_0 (>> a)$ の円環状導線を考えた場合、
 (b)2 つの円形コイル C_1 (半径 : a)、 C_2 (半径 : b) が中心距離 d だけ離れて置かれている場合、
 (c)半径がほとんど等しい 2 つの円形コイルが接近して正対している場合の模式図[17]。

外部インダクタンス L_e は中心線 C と C' の相互インダクタンス M ($M = \Phi I$) から導くことが可能である[18]。図 2.2.2(b) のような中心距離 d だけ離れた 2 つの円形コイルを考えて、ノイマンの公式を適用すると、相互インダクタンス M は

$$\begin{aligned}
 M &= \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{C_1} \oint_{C_2} \frac{\cos(\theta_1 - \theta_2) dl_1 dl_2}{r} \\
 &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{ab \cos(\theta_1 - \theta_2) d\theta_1 d\theta_2}{\sqrt{R_0^2 + b^2 + d^2 - 2ab \cos(\theta_1 - \theta_2)}}, \tag{2.38}
 \end{aligned}$$

のように表すことができる。ここで、 $\theta_1 - \theta_2 = \pi - 2\phi$ 、 $k^2 = \frac{4R_0b}{(R_0 + b)^2 + d^2}$ とす

ると相互インダクタンス M は

$$M = \mu_0 \sqrt{R_0 b} \left\{ \left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right\}, \quad (2.39)$$

と表すことができる。ここで、

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}}, \quad E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi} d\phi,$$

と定義している。次に図 2.2.2(c) のような状況を考えると、 $d = 0, R_0 \approx b$ のとき、 $k \approx 1$ となるため、

$$E(k) \approx \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - \sin^2 \phi} d\phi \approx 1, \quad (2.40)$$

となる。また、 $1 - k^2 = k'^2$ 、 $k' \ll \varepsilon \ll 1$ とすると $K(k)$ は、

$$\begin{aligned} K(k) &= \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{\cos^2 \phi + k'^2 \sin^2 \phi}} \\ &= \int_0^{\pi/2 - \varepsilon} \frac{d\phi}{\sqrt{\cos^2 \phi + k'^2 \sin^2 \phi}} + \int_{\pi/2 - \varepsilon}^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{\cos^2 \phi + k'^2 \sin^2 \phi}} \\ &= \ln \frac{4}{k'}, \end{aligned} \quad (2.41)$$

となる。この場合は

$$k'^2 = 1 - k^2 \approx \frac{(R_0 - b)^2 + d^2}{(2R_0)^2} = \left(\frac{\delta}{2R_0} \right)^2, \quad \delta = \sqrt{(R_0 - b)^2 + d^2},$$

であるため $K(k)$ は

$$K(k) = \ln \frac{8R_0}{\delta}, \quad (2.42)$$

となる。よって、式(2.39)より2つの円環状電流の相互インダクタンス M は

$$M = \mu_0 R_0 \left(\ln \frac{8R_0}{a} - 2 \right), \quad (2.43)$$

となる。

○プラズマインダクタンス L_p

プラズマ電流 I_p が作る磁場の全磁気エネルギーは $L_p I_p^2 / 2$ で表され、これはプラズマ内部の磁気エネルギーとプラズマ外部の磁気エネルギーの和であるから、

$$\frac{1}{2} L_p I_p^2 = \frac{1}{2} L_i I_p^2 + \frac{1}{2} L_e I_p^2 = \frac{1}{2} (L_i + L_e) I_p^2, \quad (2.44)$$

となる。よって式(2.36)、(2.43)よりプラズマインダクタンスは次式のように表すことが出来る。

$$L_p = L_i + L_e = \mu_0 R_0 \left(\frac{1}{2} l_i + \ln \frac{8R_0}{a} - 2 \right). \quad (2.45)$$

付録 2.A ディスラプション時における回路方程式について

ディスラプション時の回路方程式を考える際にエネルギー保存式から考えた場合、磁束保存式から考えた場合では式に若干の違いがあり、問題となっている。本論文で採用している回路方程式 (式(2.22)) は磁束保存式から考えた場合の式となっている。ここでは、エネルギー保存式から考えた場合についての回路方程式の導出について記載する。

図 2.2.1 に示すように抵抗とコイルからなる簡単な電気回路に置き換えて考える。このときのエネルギー保存式は以下のようなになる[19]。

$$V_{\text{ex}} I_p = R_p I_p^2 + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} L_p I_p^2 \right). \quad (2.A.1)$$

ここで、 I_p はトロイダル方向のプラズマ電流、 V_{ex} は外部からプラズマにかかる実効的な電圧、 L_p はプラズマインダクタンス、 R_p はプラズマ抵抗を表している。式(2.A.1)を展開すると

$$\frac{1}{2} \frac{dL_p}{dt} I_p + L_p \frac{d}{dt} I_p + R_p I_p = V_{\text{ex}}, \quad (2.A.2)$$

という回路方程式を得ることができる。ディスラプション発生時に回路の電源電圧が 0 となったとすると、式(2.A.2)は以下のように変形することができる。

$$\frac{1}{2} \frac{dL_p}{dt} I_p + L_p \frac{d}{dt} I_p + R_p I_p = 0, \quad (2.A.3)$$

上記の式がエネルギー保存式から考えた場合のディスラプション時の回路方程式となり、磁束保存式から考えた場合の回路方程式 (式(2.23)) とは左辺第 1 項の

係数が異なっている（単純に 1/2 倍の違いがある）。本来ならば一致すべきであるが、なぜ係数に違いが発生してしまうのかは理解されていない。しかし、式 (2.A.1) のエネルギー保存則ではプラズマリング内に蓄積されたエネルギーは考えているが、プラズマリング自体の運動エネルギーまでは考慮されていない。プラズマリング自体の運動エネルギーは動重力(ponderomotive force)[20]で説明でき、その効果をエネルギー保存則に加えると磁束保存式、エネルギー保存式から回路方程式を導き出した場合に一致するという意見もあるが、完全な理解・導出までには至っていない。両者の違いについては今後解決すべき問題となっている。

参考文献

- [1] J. A. Wesson 2004 Tokamaks 3rd edition, Oxford University Press (2004), ch. 1, P.17.
- [2] J. A. Wesson 2004 Tokamaks 3rd edition, Oxford University Press (2004), ch. 11, P.590.
- [3] 高村秀一、「プラズマ加熱基礎論」名古屋大学出版会 (1986), P.75.
- [4] T. Ohkawa, Nucl. Fusion **10** (1970) 185.
- [5] M. N. Rosenbluth, *et al.*, Phys. Fluids. **15** (1972) 116.
- [6] 竹内伯夫：名古屋大学博士論文「速波を用いたヘリカルプラズマの電流分布制御の検討」(2004).
- [7] 宮本健郎、「プラズマ物理入門」岩波出版 (1991), P.77.
- [8] 宮本健郎、「核融合のためのプラズマ物理」岩波出版 (1976), P.169.
- [9] D. G. Whyte, D. A. Humphreys and P. L. Taylor, Phys. Plasma **19** (2000) 4052.
- [10] M. Okamoto, N. Ohno and S. Takamura, Plasma and Fusion Res., **3** (2008) 006.
- [11] 高村秀一、「プラズマ理工学入門」森北出版株式会社 (1997), p. 163.
- [12] I. P. Shkarofsky, T. W. Johnston and M. P. Bachynski, “The Method of solution Particle Kinetics of Plasmas”, Addison Wesley Publishing Company (1966), p. 258.
- [13] L. Spitzer and R. Härm, Physical Review **89** (1953) 977.
- [14] J. A. Wesson 2004 Tokamaks 3rd edition, Oxford University Press (2004), ch. 2.
- [15] M. Bakhtiari and D. G. Whyte, Phys. Plasmas **13** (2006) 112511.
- [16] J. A. Wesson 2004 Tokamaks 3rd edition, Oxford University Press (2004), ch. 3.
- [17] 岡本征晃：名古屋大学博士論文「トカマクディスラプションにおけるプラズマ内部構造ダイナミクスの計測および電流減衰時間の評価に関する研究」(2007).
- [18] 後藤憲一、山崎修一郎、「詳解電磁気学演習」共立出版 (1990), p. 284.
- [19] V. S. Mukhovatov, V. D. Shafranov, Nucl. Fusion **11** (1971) 605.
- [20] I.E. Tamm, “Fundamentals of the Theory of Electricity”, English translation of 9th Russian edition, Mir Publisher (1979).

第3章 大型トカマク装置 JT-60U におけるネオンガス パフを用いたディスラプション時の電流減衰モデルの 検証

3.1 緒言

第1章で述べたようにディスラプション時に発生する電磁力は電流減衰率に比例して大きくなる。ITERでは現存する大型トカマク装置の5~10倍程度のプラズマ電流を流すことが予定されており[1]、電流クエンチ時の電磁力で装置が破壊される可能性がある。電磁力は電流減衰率に比例しているため、この電流減衰率の制御が可能であればディスラプション時に発生する電磁力を低減することができる。電流減衰時間の予測モデルとして考えられている L/R モデルでは、電流減衰時間は電子温度の $3/2$ 乗に反比例し、実効電荷に比例するという理論予測がされているが、中型、大型トカマク装置において、ディスラプション時の電子温度計測は電流減衰時間が非常に短いことや低温領域であることが原因で、現行の電子温度計測に用いられている電子サイクロトロン放射計測やトムソン散乱計測では困難となっている。そのため、ディスラプション時の電流減衰のデータベース[1]には電子温度の計測値が反映されていない。大型トカマク装置において、電流消滅モデルが成り立つことを実験的に示すことは非常に重要であるため、電流クエンチ時の精度の高い電子温度計測が必要となる。本章では、プラズマ中心の電子温度計測として使用した電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測、またプラズマ周辺の電子温度計測として使用したヘリウム原子の衝突・輻射モデルを用いた電子温度の評価方法について説明する。そして、2つの電子温度計測からディスラプション中の電子温度を評価し、大型トカマク装置 JT-60U においてネオンガスパフにより発生したディスラプション時の電流クエンチ中の電子温度と実際の規格化電流減衰時間との関係を明らかにする。

さらに、コーシー条件面 (CCS) 法 (3.4.2 節で説明) に基づいたプラズマ平衡

量の計算によりプラズマインダクタンスを評価し、ネオンガスパフを用いたディスラプション時の L/R モデルの妥当性について実験的に検討する。

3.2 大型トカマク装置 JT-60U

JT-60U (JAERI Tokamak-60 Upgrade) は茨城県の日本原子力研究開発機構が有する大型トカマク装置である。図 3.2.1 に JT-60U の装置図[2]、および表 3.2.1 に同装置の主要パラメータを示す[3]。JT-60U はヨーロッパの JET およびアメリカの TFTR とともに、いわゆる 3 大トカマクの一つである。改造後、1991 年に運転を開始し、1994 年には核融合三重積の当時の世界最高値 1.2×10^{21} [$\text{keV} \cdot \text{s} / \text{m}^3$] を達成している。現在、JT-60U は 2008 年 9 月の実験終了と同時にシャットダウンされ、100 秒程度に放電時間を延ばし定常化の実験研究を進めるためにトロイダル磁場コイル及びポロイダル磁場コイルを超電導コイルへ改修する JT-60SA

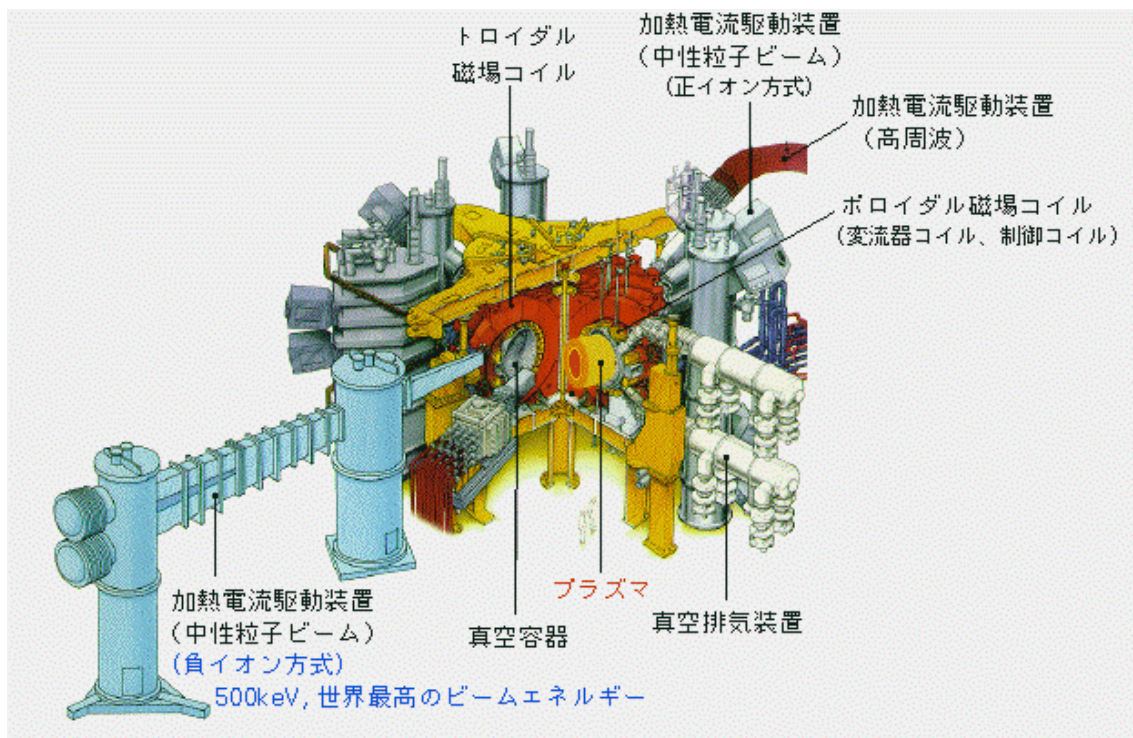


図 3.2.1 JT-60U 概略図[2]。

表 3.2.1 JT-60U の主要パラメータ[3]。

プラズマ半径	3.0 - 3.56 m
プラズマ小半径	0.7 - 1.05 m
プラズマ電流	~ 5 MA
トロイダル磁場	~ 4.8 T
プラズマ体積	~ 95 m ³
放電時間	65 s
加熱入力(中性粒子ビーム)	40 MW
蓄積エネルギー	10.9 MJ
エネルギー増倍率(D-T 反応)	1.25
核融合積(最高値)	1.53×10^{21} keVsm ⁻³

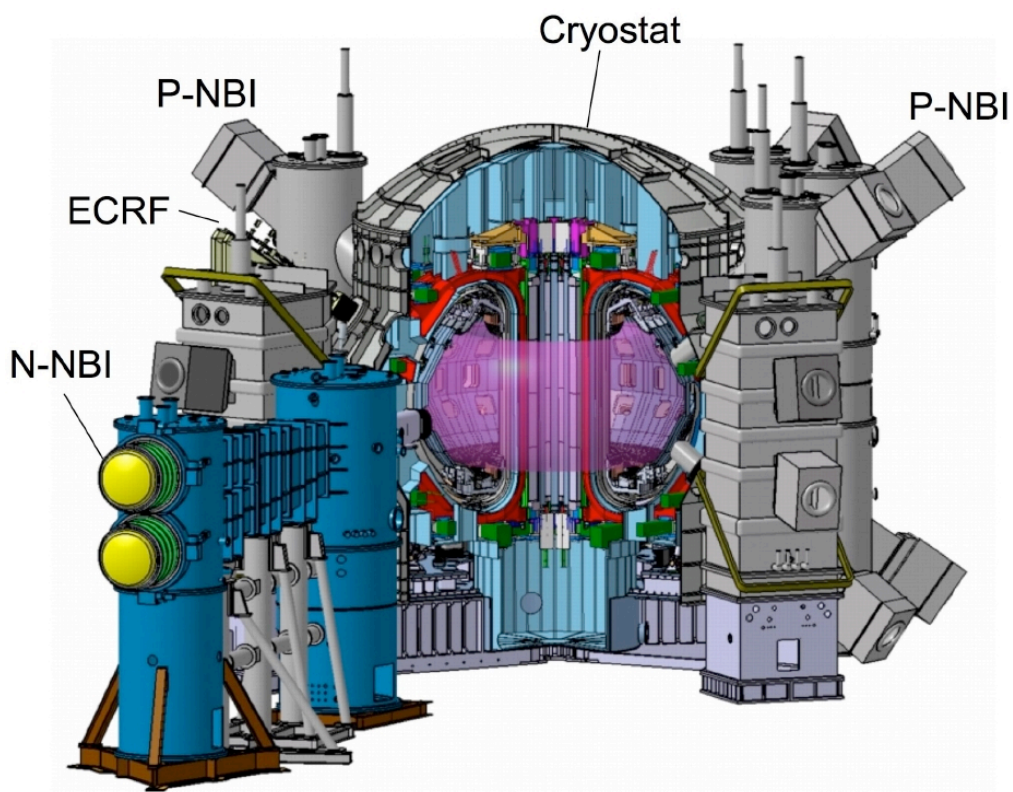


図 3.2.2 JT-60SA の外観図[5]。

計画が進行している[4]。

JT-60SA 計画はトカマク国内重点化装置計画と幅広いアプローチ (BA) におけるサテライトトカマク計画が合わさった計画として、ITER 支援および ITER 補完研究を行うことを目的としている。JT-60SA の装置概要図を図 3.2.2 に示す[5]。JT-60SA は ITER のように欧州と共同で部品の調達をする計画となっている。JT-60SA 完成後は ITER 支援のためのハイブリット運転を含む ELMy H モード運転 (ITER の運転シナリオに関する物理的な評価およびデータベースの提供が目的) および完全非誘導電流運転に加え、定常高ベータ ($\beta > 3.5$) 運転等原型炉に適用可能な運転シナリオの研究が行われる予定である[6]。

3.3 JT-60U における電子温度計測

JT-60U にはトムソン散乱計測、電子サイクロトロン放射計測など様々な電子温度計測のための計測装置が設置されている。本節では今回ディスラプション時の電子温度計測に用いた電子サイクロトロン計測およびヘリウム原子線発光強度比を用いた電子温度測定の原理と概略を紹介する。

3.3.1 電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測

磁場核融合装置では高温のプラズマを閉じ込めるために磁場を利用している。そのため、磁場中の電子は磁力線の周りを螺旋運動し、このときの加速度により電子サイクロトロン放射が生じる。この放射スペクトルを利用して電子温度を計測する方法が電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測である。この方法は直接計測のプローブ法とは違い、プラズマからの発光を計測する間接的な計測であるため、各種大型トカマク装置の計測に使われている。

今、トカマク装置に閉じ込められたプラズマからのサイクロトロン放射を考える。トロイダル磁場 B_t 中の電子サイクロトロン周波数 $\omega_{ce} = eB_t/m_e$ とその高調波 ($\omega = n\omega_{ce}$, $n=1, 2, 3, \dots$) の電磁波を放出する。このとき、この放射と同時にプラズマ中で共鳴的な吸収 (サイクロトロン共鳴吸収) も存在する。さらに、電

子と放射（光子）が熱平衡状態にあるプラズマ中では Kirchoff の法則より、ECE 強度は次式のようになる。

$$I = (\omega^2/8\pi^3c^2)\kappa T_e[1 - \exp(-\tau)]. \quad (3.1)$$

ここで、 τ はプラズマの光学的厚さである。 $\tau \gg 1$ の場合、プラズマは光学的に厚いといわれ、その放射強度は高温側、長波長側における Reyleigh-Jeans 近似の黒体放射強度 $I_b = (\omega^3/8\pi^3c^2)\kappa T_e$ に等しくなり、ECE 強度は電子温度に比例する。トカマク装置では図 3.3.1[7]のような座標系をとり、 B_0 をプラズマ中心での磁場強度、 R を大半径とすると、トロイダル磁場 B_t は次式のように変化する。

$$B_t = B_0 \frac{R}{R+x}. \quad (3.2)$$

電子サイクロトロン周波数 ω_{ce} 、及びその高調波 ($n\omega_{ce}$) は磁場強度に比例する。図 3.3.1 (a)にあるようにプラズマ内部では磁場強度 B は位置 x に依存するため、各点でのサイクロトロン周波数も異なる。そのことから各 x 点に対応する周波数の ECE 強度（図 3.3.1 (b)）を測定することにより電子温度分布を求めることができる。しかし、ここで問題となってくるのがプラズマの光学的厚さである。プラズマが光学的に薄い場合は ECE 強度が電子温度と比例関係ではなくなるため、この光学的厚さを知ることがとても重要となってくる。光学的厚さ τ の大きさは電磁波の伝搬モード（正常波、異常波）や高調波の次数で異なるが、通常のトカマクプラズマでのパラメータに対して光学的に厚くなる 2 次の異常波が使われ、光学的厚さは次式で表される[7]。

$$\tau = 2\pi^2 \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \left(\frac{\kappa T_e}{mc^2} \right) \frac{R}{\lambda}. \quad (3.3)$$

ここで、 ω_{pe} はプラズマ周波数、 λ は波長を表す。この式より光学的厚さは高温・高密度のプラズマほど大きくなり、 $\tau \gg 1$ の条件を満たしやすくなる。プラズマから発生する電子サイクロトロン放射光のスペクトル計測法としてはフーリエ

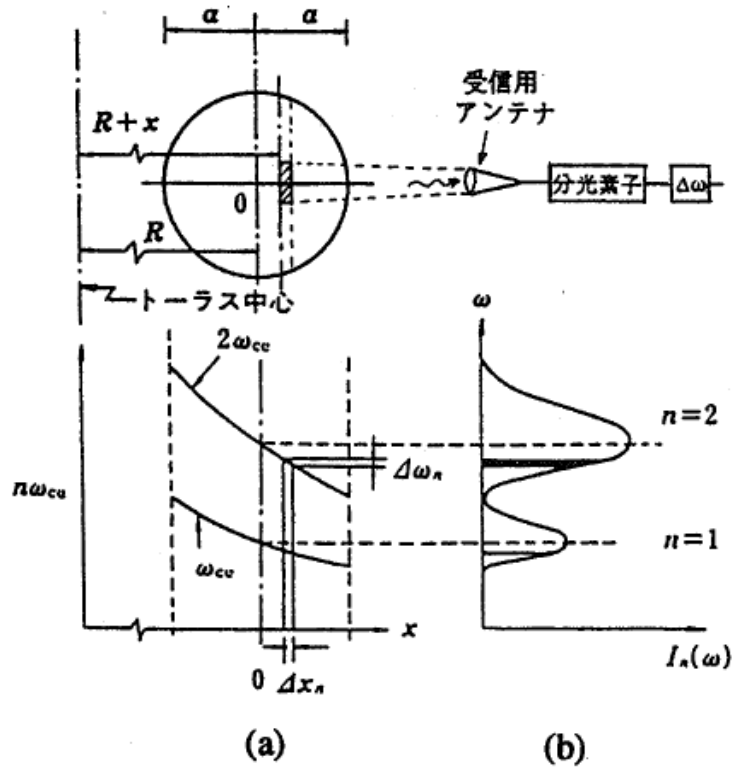


図 3.3.1 トカマク装置でのサイクロトロン放射測定の実験原理図、(a) $n\omega_{ce}$ の空間分布、(b)サイクロトロン放射スペクトルの分布。

変換分光法、ヘテロダイン法、ファブリ・ペロー法、フィルター法、回折格子ポリクロメータ法などがある。今回使用した JT-60U に設置されている ECE 計測システムではフーリエ変換分光システム (FTS)、回折格子ポリクロメータシステム (GPS)、ヘテロダインシステム (HRS) の装置が設置してある。各システムの特性を表 3.3.1 に示す[8]。FTS は液体窒素を使用してキャリブレーションしており、GPS や HRS は FTS のデータを使用してキャリブレーションしている。ECE システムの受信アンテナは P14 と P17 ポート (図 3.3.2) に設置してあり、導波管を通じて計測室に設置された受信システムで放射光を計測している。

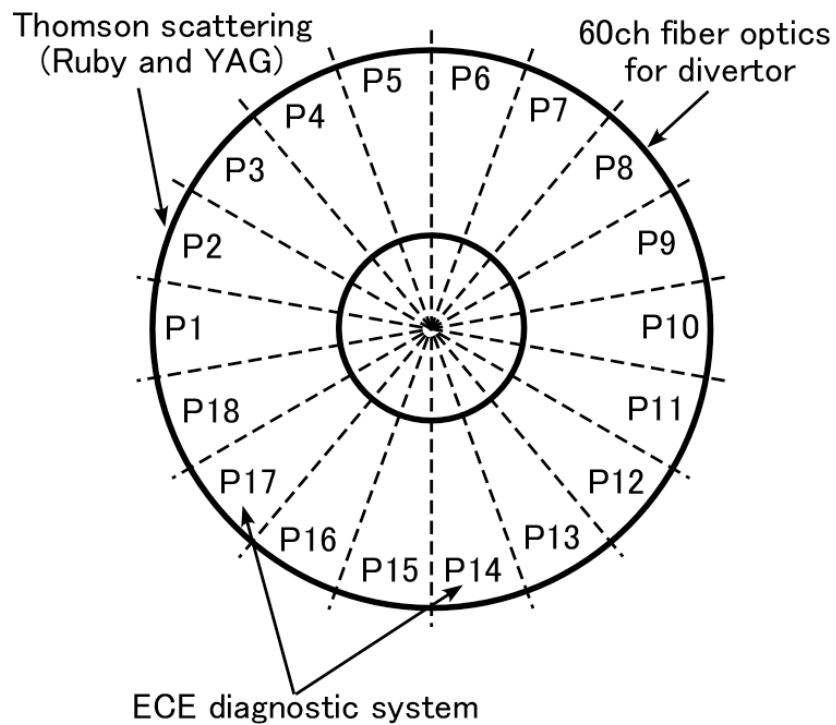


図 3.3.2 JT-60U の計測ポート。

表 3.3.1 ECE 計測システムの装置特性[8]。

	FTS	GPS	HRS
時間分解能(最高値)	~ 25 ms	20 μ s	20 μ s
周波数 (GHz)	100-800	100-300	152-200; 102-124
周波数分解能 (GHz)	3.66	1.3-2	0.5
空間分解能 (cm, $B_t = 4T$ のとき)	5.6	2.0	1.2
チャンネル数	512	40	40
キャリブレーション	絶対値	相対値	相対値

3.3.2 ヘリウム原子線発光強度比を用いた電子温度・電子密度計測

衝突・輻射モデルを用いてある励起準位のポピュレーションのレート方程式は下記のように表される。

$$\frac{d}{dt}n(p) = \sum_{q < p} C(q,p)n_e n(q) + \sum_{q > p} \{F(q,p)n_e + A(q,p)\}n(q) + \{\beta(p) + \alpha(p)n_e\}n_e n_i - \left[\left\{ S(p)n_e + \sum_{q > p} C(p,q)n_e + \sum_{q < p} F(p,q)n_e + A(p,q) \right\} n(p) \right]. \quad (p=1, 2, 3\dots) \quad (3.4)$$

ここで、 $n(p)$ 、 n_e 、 n_i はそれぞれ、 p 準位のポピュレーション密度、電子密度、イオン密度を示す。 $C(p, q)n_e n(p)$ は電子衝突励起、 $F(q, p)n_e n(q)$ は電子衝突脱励起、 $A(q, p)n(p)$ は自発放出遷移、 $\beta(p)n_e n_i$ は輻射再結合、 $\alpha(p)n_e^2 n_i$ は三体再結合、 $S(p)n_e n(p)$ は電子衝突電離を示す。式(3.4)については、レート方程式の左辺を 0 と仮定し、準定常状態が成り立っていると考えるのが一般的である。このような近似のことを準定常状態近似 (Quasi Steady State Solution)と呼んでおり、水素原子について準定常状態近似の妥当性があることが調べられている [9,10]。レート方程式の左辺を 0 にすることで、式(3.4)は各励起準位のポピュレーションに対する線形代数方程式となり、各励起準位の式を連立させて解くことが可能となる。準定常状態近似は準安定準位（ヘリウムの場合は 2^1S 、 2^3S ）、及び基底状態へは適応できないため、それらを除いた準位に対して適応される。準定常状態近似を適応した各励起準位に関する方程式は以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n(2) \\ \cdot \\ n(p) \\ \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} n(1) + \begin{pmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{pmatrix} n_i. \quad (3.5)$$

この連立方程式を解くことにより、各励起準位のポピュレーションは以下のように表すことができる。

$$n(p) = R_0(p)n_e n_i + R_1(p)n_e n(1). \quad (3.6)$$

ここで、 $R_0(p)$ および $R_1(p)$ はポピュレーション係数を表しており、電子温度および電子密度の関数となる。このように励起準位のポピュレーションを求める考え方を衝突・輻射モデルと呼ぶ。式(3.6)の右辺第一項 (He イオンの再結合) を無視すると、

$$n(p) = R_1(p) \cdot n(\text{He}) \cdot n_e, \quad (3.7)$$

となる。ここで、 $n(\text{He})$ は基底状態のヘリウム原子の密度を表す。準位 p から q へ遷移する光の強度を I_{pq} とすると、

$$I_{pq} = A(p,q)R_1(p)n(\text{He})n_e, \quad (3.8)$$

で表すことができる。本研究では衝突・輻射モデルの計算に GOTO コード[11] を用いた。GOTO コードから計算されるポピュレーション係数を用いて式(3.5)の連立方程式から各準位の発光強度を計算することが可能である。図 3.3.3 にヘリウムのエネルギー準位図を、また図 3.3.4 に図 3.3.3 中に示してある 3 つの励起準位からの発光強度の比を示す。今回の電子密度・電子温度計測に用いる 3 本のスペクトルの遷移は $2p^1P-3d^1D$ (667.8nm)、 $2p^3P-3s^3S$ (706.5nm)、 $2p^1P-3s^1S$ (728.1nm) である。図 3.3.4 の計算結果から、667.8 nm と 728.1 nm のスペクトル線強度比は電子密度に依存し、728.1 nm と 706.5 nm のスペクトル線強度比は $n_e \leq 10^{19} \text{ m}^{-3}$ では電子温度に強く依存することが確認できる。ヘリウム原子線発光強度比法とは、この 2 つの強度比の電子温度、電子密度の依存性を利用し、計測値と計算値の比較を行うことで、電子温度と密度を決定することができる。この手法が、ドイツのトカマク装置 TEXTOR[13]、EU のトカマク装置 JET[14, 15]、日本のトカマク装置 JT-60U[10]、日本のヘリカル装置 LHD[11]、名古屋大学の直線型ダイバータ模擬実験装置 NAGDIS-II[16]で適用され、成果が報告されている。

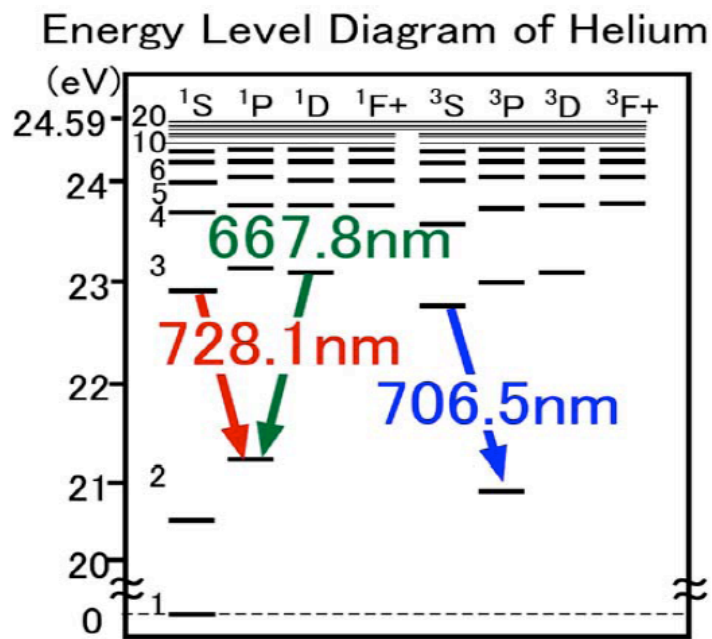


図 3.3.3 ヘリウム原子のエネルギー準位図[12]。

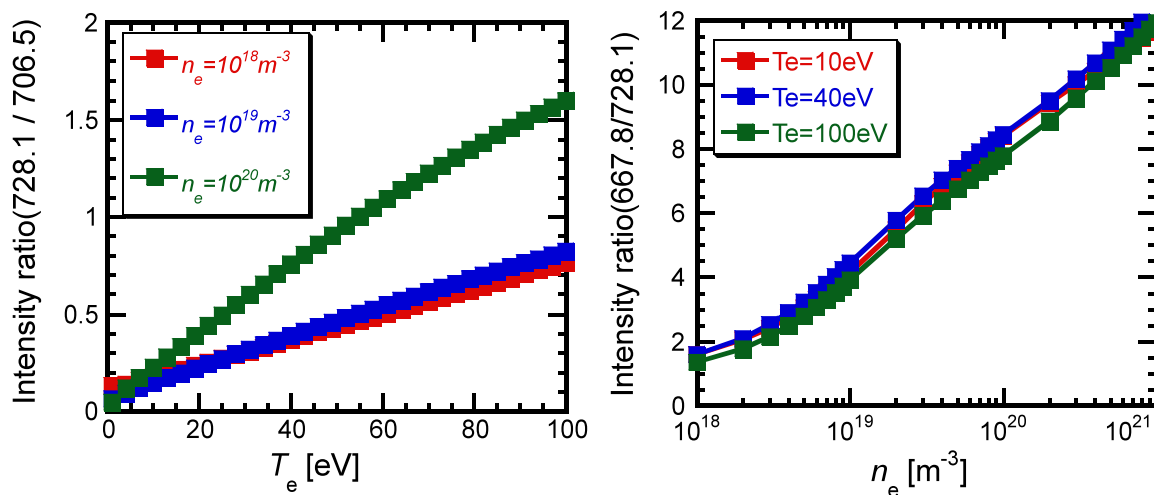


図 3.3.4 衝突・輻射モデルを用いたヘリウム原子線発光線強度比の計算結果 [12]。

3.3.3 JT-60U におけるヘリウム原子線発光強度比計測

JT-60Uにおけるヘリウム原子線発光強度比法に用いた視線の位置を図3.3.5に示す[12]。実際の計測においては外側の視線(outer)を利用している。計測時には干渉フィルタを用いた高時間分解能の分光器の計測システムを使用した。図3.3.6に計測に用いた分光器の概略図を示す[12]。プラズマからの発光は光ファイバーを用いて分光器に導き、コリメータレンズを用いて平行光にし、透過ミラーと全反射ミラーを用いて光を3等分する。それらの光を中心波長が HeI の3つの波長の干渉フィルタを通すことで 667.8 nm, 706.5 nm, 728.1 nm のヘリウム原子のスペクトル線強度は光電子増倍管を用いて電圧として計測される。同じ視線の光を3等分して1ショットで電子温度・密度を評価できることがこの分光器の特徴である。計測器の時間分解能は 50 μs であるが、解析では統計的誤差を小さくするため 500 μs でスムージングを行い、解析を行った。

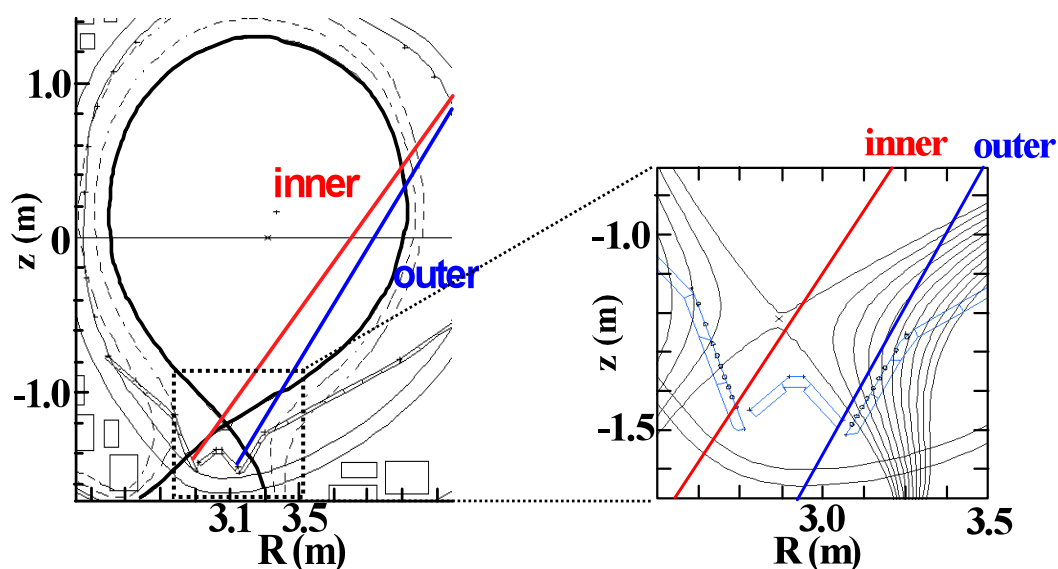


図 3.3.5 JT-60U でのプラズマと計測視線の位置関係。左が全体像で、右がダイバータ付近の計測視線[12]。

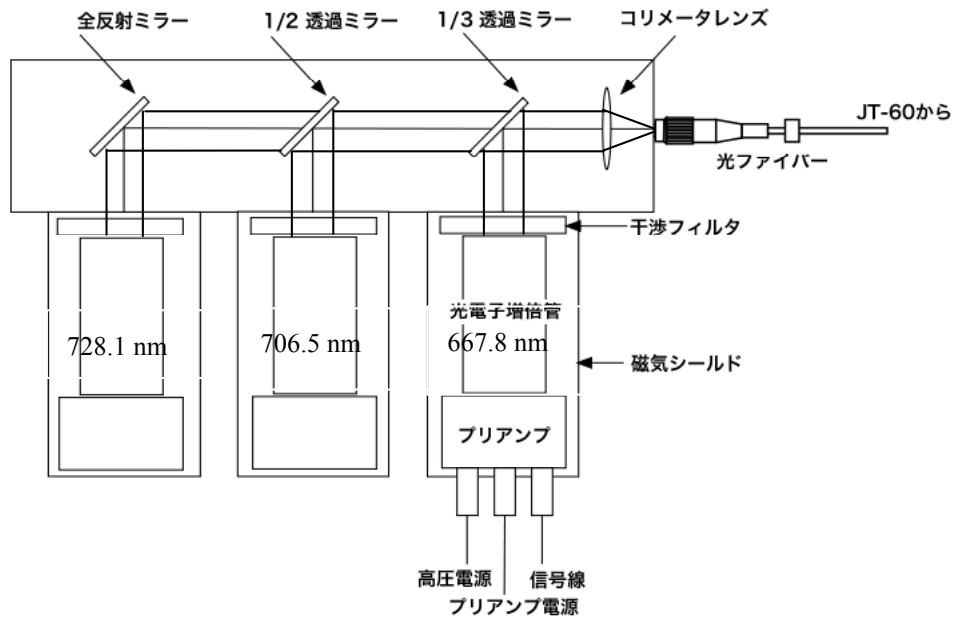


図 3.3.6 ヘリウム原子線発光計測に用いた分光器の概略図[12]。

3.4 JT-60U における平衡パラメータの評価

3.4.1 トカマク装置におけるプラズマ平衡制御

核融合反応を効率よく発生させるためには高温・高密度のプラズマを生成し、真空容器内の所定の位置にしかるべき形状で保持あるいは変化させる必要がある。このためには2つの観点からの力の平衡が重要となってくる。その2つとはマイクロな範囲で成り立つ電磁力と磁場勾配の力の平衡 ($\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p$) とマクロな範囲で成り立つ円環状プラズマ全体にかかる力の平衡である。ドーナツ状のプラズマにはプラズマ圧力、トロイダル磁場の張力、そして単一電流リングのフープ力の外側に広がろうとする力があり、これらの力を抑える必要がある。さらに近年主流となっている縦長プラズマには1.5.3節で説明した縦長プラズマ特有の垂直位置不安定性もある。このようにミクロ的にもマクロ的にも力がかかるトカマク装置においてプラズマの位置制御のために、外部アクチュエータであるコイルの発生磁場を用いて、主としてマクロ的な平衡状態を制御する一連の動作のことを「プラズマ平衡制御」と呼んでいる[17]。プラズマ平衡制御の

構成要素は以下のようなになる。

- (1)計測信号からプラズマ電流、位置、形状などプラズマ平衡緒量を同定する。
- (2)同定した緒量を用いて、プラズマを希望する状態に制御するため、フィードバック制御等で外部磁場用のコイルを制御する。

世界各国のトカマク装置でプラズマ平衡の実験解析が行われており、JT-60Uでも盛んに研究されている。JT-60Uでは外部磁場計測（磁場、磁束計測）からプラズマ内部にCauchy条件面を設定し、プラズマ外部の磁場と磁束を求め、プラズマ形状の同定を実時間で行い、プラズマの位置の実時間制御に成功している[18]。実際のプラズマ形状の同定法については次節で紹介する。

3.4.2 コーシー条件面法におけるプラズマ形状、位置の同定

前節で説明したようにプラズマ平衡制御は定常運転をする上で重要である。プラズマの平衡制御のためには精度よくプラズマの形状や位置を同定する必要がある。JT-60Uではコーシー条件面（CCS : Cauchy-Condition Surface）法を使用してプラズマ形状、位置の同定を高速かつ精度よく行っている。実際にJT-60Uで行われている形状、位置同定について下記に詳しく説明する[17-20]。

トカマク型プラズマはミクロに見ると磁場リップルなどが存在し、厳密にはトロイダル方向に一様ではないが、今はマクロな範囲で考えているためトロイダル方向に一様であると考え。プラズマ平衡解析においてプラズマ電流やコイル電流は時間変化をするが、装置に発生する渦電流を無視すれば静的な電磁場の解析となる。したがって、下記に示す電流分布 \mathbf{j} と磁場 \mathbf{B} との関係を表す定常場のマクスウェル方程式が基礎の方程式となる。

$$\text{rot}\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{j}, \quad (3.9)$$

$$\text{div}\mathbf{B} = 0. \quad (3.10)$$

式(3.9)にある μ_0 は真空の透磁率を表す。式(3.10)より $\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$ となるベクトルポテンシャル \mathbf{A} を導入し、式(3.9)に代入すると、

$$\text{rot}(\text{rot}\mathbf{A}) = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (3.11)$$

という式を得る。ここで、円筒座標系 (r, ω, z) をとり、先ほど考えたトカマクの軸対称性（トロイダル方向に対しては $\partial/\partial\omega = 0$ ）とクーロンゲージ $\text{div}\mathbf{A} = 0$ を考慮すると下記のような式に変形することができる。

$$\text{div}\left(\frac{\text{grad}\phi}{r^2}\right) = -\frac{\mu_0 j_\omega}{r}. \quad (3.12)$$

ここで、 ϕ は磁束関数 ($\phi = rA_\omega$; A_ω はベクトルポテンシャル \mathbf{A} のトロイダル成分)、 j_ω はトロイダル方向のプラズマ電流密度、 r はトカマク体系中心軸からの距離を表している。ある点での磁束関数値 ϕ の勾配 (r および z 方向の微分) と r 方向、 z 方向のポロイダル磁場（磁束密度） $\mathbf{B}_{\text{pol}} = (B_r, B_z)$ とは、以下に示す関係がある。

$$\mathbf{B}_{\text{pol}} \equiv \frac{1}{r} \cdot \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \text{grad}\phi. \quad (3.13)$$

すなわち、磁束関数の勾配を求めることによりその点でのポロイダル磁場を求めることができる。ここで、式(3.12)の微分方程式を解くためにグリーン関数法を導入する。

グリーン関数法とはグリーン関数を使用して偏微分方程式を積分を含む形式に変換して解析解を構成し、そこに境界条件を適用して解を完成させる方法のことである。グリーン関数は以下の様に表わされる[21]。

$$\begin{aligned} G(x,y) &\equiv G(r_x, z_x, r_y, z_y) \\ &\equiv \frac{4}{k} \sqrt{r_x \cdot r_y} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) \cdot K(k) - E(k) \right]. \end{aligned} \quad (3.14)$$

ここで、 $K(k)$, $E(k)$ は第 1 種および第 2 種完全楕円積分であり、
 $k^2 \equiv 4 \cdot r_x \cdot r_y / [(r_x + r_y)^2 + (z_x + z_y)^2]$ となる。次式に表す恒等式

$$\operatorname{div}\left(f \cdot \frac{\operatorname{grad}g}{r^2}\right) - \operatorname{div}\left(g \cdot \frac{\operatorname{grad}f}{r^2}\right) = f \cdot \operatorname{div}\left(\frac{\operatorname{grad}g}{r^2}\right) - g \cdot \operatorname{div}\left(\frac{\operatorname{grad}f}{r^2}\right), \quad (3.15)$$

を用いて、 $f = \phi(\mathbf{y})$ 、 $g = G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ を代入後、領域 Ω_p で積分すると式(3.16)を得る。

$$\begin{aligned} \sigma \cdot \phi(x) + \int_{\partial\Omega_p} [G(x, y) \cdot \operatorname{grad}\phi(y) - \phi(y) \cdot \operatorname{grad}G(x, y)] \cdot \frac{dS(y)}{r_y^2} \\ = \int_{\Omega_p} \mu_0 j(y) \cdot G(x, y) \cdot \frac{dV(y)}{r_y^2}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

ここで、 $\sigma \equiv 8\pi^2((x \in \Omega_p), 4\pi^2(x \in \partial\Omega_p), 0(x \in (\Omega_p + \partial\Omega_p)))$ (以外)、 Ω_p は電源を含む全領域、 $\partial\Omega_p$ は領域 Ω_p を囲む領域を表す。この領域の選び方によっては様々な関係式を得ることができる。例えば、 Ω_p をプラズマ、 $\partial\Omega_p$ をプラズマ最外殻磁気面（プラズマ境界）とすればプラズマ電流密度分布と内部の磁束関数の関係を求めることができる。 $\partial\Omega_p$ は同じで、 Ω_p はプラズマを除く領域にすれば、プラズマ外側の磁束関数を求めることができる。一般的に偏微分方程式である式(3.12)の解の決定条件は式(3.12)の右辺にある電流分布が既知であるという条件下で「ディレクレ条件（この場合では磁束計測）またはノイマン条件（この場合では磁束密度計測）のどちらかが全境界上で与えられた時に一意に解が確定する」とされている[22]。しかし、解析領域にプラズマを入れると電流密度が未知となってしまう、上記の決定条件に反する。そのため、式(3.12)の右辺にある電流分布が既知あるいは 0 であるような領域を選び、解析領域からプラズマを排除する必要がある。式(3.16)からわかるように、プラズマの位置形状を同定するためには左辺の積分において境界上の ϕ および $\operatorname{grad}\phi$ が必要であり、右辺の計算では領域内の電流密度 j が必要となる。つまり、同定のために要求される物理量は、電流 (j)、磁束密度 (B)、磁束 (ϕ) となる。

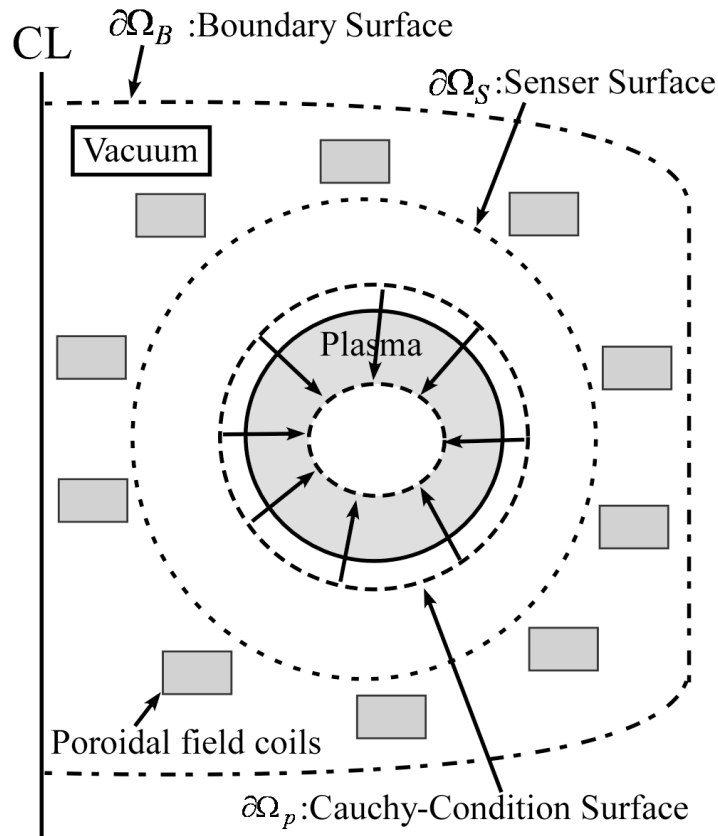


図 3.4.1 磁気面再構築の概念図。

磁気面再構築の概念図を図 3.4.1 に示す。図 3.4.1 に示すようにポロイダル断面内に 3 つの閉曲線を考える。計測器を設置する閉曲線 $\partial\Omega_s$ 、 $\partial\Omega_s$ に包括されるプラズマ側の閉曲線 $\partial\Omega_p$ 、そして全体を包括する閉曲線 $\partial\Omega_B$ の 3 つの閉曲線である。この 3 つの閉曲線の中で 2 曲線に挟まれた領域において式(3.16)を適用する。すると、境界積分方程式 (式(3.16)) は以下の 3 領域への適用による 3 つの方程式に基づく。

① $\partial\Omega_B - \partial\Omega_s$ 領域において、観測点を $\partial\Omega_s$ 上に置くと $\partial\Omega_s$ 上での磁束と磁束密度との②とは独立の関係が得られる。

② $\partial\Omega_s - \partial\Omega_p$ 領域において、観測点を $\partial\Omega_s$ 上に置くと $\partial\Omega_p$ 上及び $\partial\Omega_s$ 上での磁

束と磁束密度との関係が得られる。

- ③ $\partial\Omega_s - \partial\Omega_p$ 領域において、観測点を $\partial\Omega_p$ 上に置くと $\partial\Omega_p$ 上及び $\partial\Omega_s$ 上での磁束と磁束密度との②とは独立の関係が得られる。

これらの3つの境界方程式から $\partial\Omega_p$ 上での磁束と磁束密度が算出され、 $\partial\Omega_B - \partial\Omega_p$ 領域での磁束が計算できるようになる。そしてプラズマ表面磁束値の等高線を調べることによりこの領域に含まれるプラズマ最外殻磁気面が再構築できる。

しかし、実際にはプラズマ最外殻磁気面の同定法として JT-60U では計測器設置面 $\partial\Omega_s$ 上の計測量への条件を緩和するために、 $\partial\Omega_s$ 上での磁束と磁束密度を最小二乗法で求めるコーシー条件面 (CCS) 法を用いている。コーシー条件面法では以下の2領域へ適用して積分方程式を構成する。

- ④ $\partial\Omega_B - \partial\Omega_p$ 領域において、観測点を $\partial\Omega_s$ の計測器設置閉曲線に置くと $\partial\Omega_p$ 上での磁束と磁束密度との関係が得られる。

- ⑤ $\partial\Omega_B - \partial\Omega_p$ 領域において、観測点を $\partial\Omega_p$ 上に置くと $\partial\Omega_p$ 上での磁束と磁束密度との関係が得られる。

④の関係式は計測点数分だけ構成することができる積分方程式である。⑤の方程式は境界積分方程式となる。これらの方程式を連立して $\partial\Omega_p$ 上での磁束と磁束密度が算出され、先ほどと同様にプラズマ最外殻磁気面が同定される。この様にしてプラズマの最外殻磁気面は磁気センサーから同定されているのである。

一方、プラズマの電流中心は MCCP (Maximum Correlation Coefficient Product) 法を使って求められている。MCCP 法は図 3.4.2 に示すように真空容器内に設置した 20×20 本の単一フィラメント電流が真空容器外に設置してあるセンサー位置でそれぞれ発生させたデータと実際の計測値との相関を調べ、最も高い相関を示すフィラメント電流の位置を電流中心として評価する方法である。磁気計測器としては、CCS 法と同様に磁束ループおよび磁気センサーを使い、 n 個

のセンサーに対して以下のような相関係数 η を定義している。

$$\eta^2 = \frac{\left\{ \sum_i^n (X_i - X_{AV})(Y_i - Y_{AV}) \right\}^2}{\sum_i^n (X_i - X_{AV})^2 \sum_i^n (Y_i - Y_{AV})^2}. \quad (3.17)$$

ここで、 X_i, Y_i はそれぞれ計測器位置 i での計測値とフィラメント電流による予測値で、添え字 AV は X あるいは Y の平均値を示している。MCCP 法では、磁束ループと磁気センサーに対する相関係数をそれぞれ、 η_ϕ^2, η_B^2 とおく時、 $\eta_\phi^2 \times \eta_B^2$ が最小となるフィラメント電流の大半径位置を電流中心 R_j と定義する。本研究では電流中心 R_j をプラズマ大半径 R_0 としている。

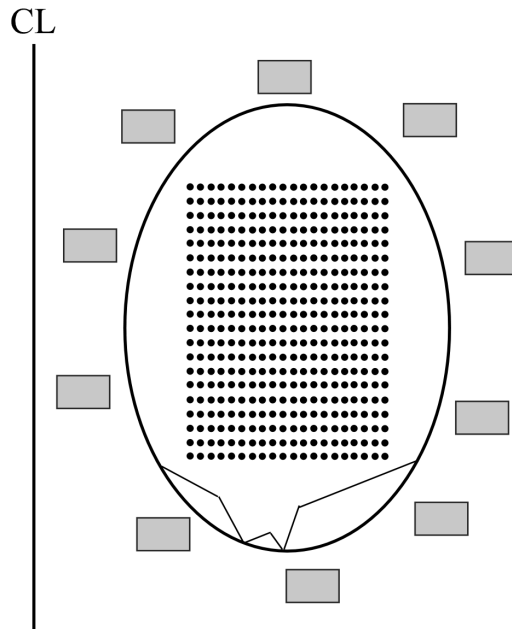


図 3.4.2 MCCP 法におけるフィラメント電流の概念図。

3.4.3 ディスラプション時におけるプラズマパラメータの評価

回路方程式から電流減衰時間を予測するためにはディスラプション時のプラズマインダクタンス L_p とプラズマ抵抗 R_p を評価することが重要となってくる。プラズマインダクタンスとプラズマ抵抗の評価方法は 2.2 節で記述した通りであるが、それぞれを評価するために必要なパラメータを下記にリストアップする。

<プラズマインダクタンス L_p >

- ・プラズマ大半径 R_0
- ・プラズマ小半径 a
- ・内部インダクタンス l_i

<プラズマ抵抗 R_p >

- ・プラズマ大半径 R_0
- ・プラズマ断面積 S
- ・電子密度 n_e
- ・電子温度 T_e

プラズマ大半径 R_0 、プラズマ小半径 a 、プラズマ断面積 S については 3.4.2 節で説明した CCS 法および MCCP 法により求めることができる。内部インダクタンス l_i も同様に CCS 法を用いて求めており、円形軸対象プラズマを考えた場合、ポロイダルベータ値 β_p とシャフラノフラムダ Λ から次の関係を使って評価することができる[23]。

$$\Lambda = \beta_p + \frac{l_i}{2}. \quad (3.18)$$

そして、ポロイダルベータ値 β_p はプラズマの反磁性計測から、シャフラノフラムダ Λ は CCS 法で得られたプラズマ境界面上の磁場を使って評価できるため、式(3.18)より内部インダクタンス l_i を評価することができる[24]。CCS 法より評

価されるシャフラノフラムダ、MCCP 法より評価されるプラズマ中心の同定精度については様々なサンプル平衡を用いることにより検証されている。図 3.4.3 に CCS 法におけるシャフラノフラムダの同定誤差分布のヒストグラムを示す。この同定誤差は以下のようにして計算されている。

- ① 様々なサンプル平衡を用意し、サンプル平衡が磁気センサーに作り出す信号を計算する。
- ② 磁気センサーの信号より CCS 法を用いてプラズマ形状を同定し、シャフラノフラムダを同定する。
- ③ サンプル平衡のシャフラノフラムダと CCS 法により計算されたシャフラノフラムダの差を同定誤差とする。

実際には 5063 のサンプル平衡を作成し、同定誤差を評価している。図 3.4.3 での平均誤差は -0.016 であり、標準偏差は 0.17 である。図 3.4.3 より CCS 法でのシャフラノフラムダの同定誤差は非常に小さいことが分かる。また、プラズマ中心の同定誤差についても調査されており、 $R \sim 3.5$ m の磁気軸配位では 1.3 cm 程度の同定誤差しかないことがサンプル平衡を用いて示されている。しかし、ディスラプション中はプラズマ電流が急激に減少するため、真空容器に渦電流が発生し、磁気センサーに影響を与えてしまう可能性がある。特にポロイダルベータ値計測に使用している反磁性計測に渦電流が与える影響は大きい。そこで、ディスラプション中の渦電流が磁場平衡計算 (CCS 法) にどれくらい影響を与えるかについて、渦電流の効果を取り入れた CCS 法により評価した。実際には内部インダクタンスに関しては従来の CCS 法で評価したものと比べて 6%程度の誤差である (詳しくは付録 3.B を参照)。そこで、本研究では渦電流の効果を考えていない CCS 法、MCCP 法により平衡量を評価している。

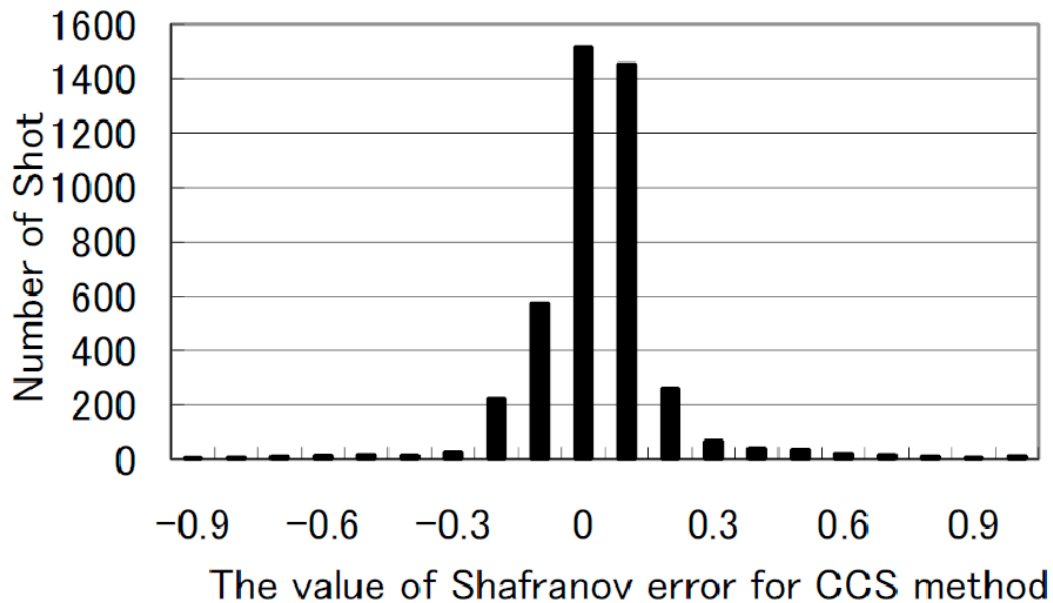


図 3.4.3 CCS 法におけるシャフランオフラムダの同定誤差のヒストグラム。

3.5 JT-60U におけるネオンガスパフによる放射崩壊ディスラプ

ション時の電流減衰時間の評価

3.5.1 ネオンガスパフにおけるディスラプション実験

JT-60U では今までの実験の中で数多くのディスラプションが発生しているが、完全にディスラプション物理の解明はされていないため、発生原因の特定をすることが難しい。そこで、今回はディスラプション発生原因を限定するために重水素放電中にネオンガスパフを行い、故意に放射崩壊ディスラプションを発生させる実験を行った。今回のディスラプション実験における各種物理パラメータの時間発展を図 3.5.1 に示す。 $t=12\text{ s}$ よりネオンガスパフを行った後、電子密度が少し上昇すると同時に蓄積エネルギーが減少している。そして、熱クエンチ発生直後によく観測されるプラズマ電流 I_p のポジティブスパイクが観測され、 $t=12.09\text{ s}$ より電流クエンチが発生している。この時、電流クエンチ中に

急激な電子密度増加も観測されている。

そこで、今回はこのような放電波形をした 9 ショットのネオンガスパフディスラプション放電について電流減衰の解析を行った。解析対象とした放電の主な実験パラメータを表 3.5.1 に示す。実験ではプラズマ体積とプラズマ大半径を固定し、プラズマ表面の安全係数とトロイダル磁場を変化させている。そして、ディスラプション時に接線方向の NBI を ON/OFF し、その際の電流減衰時間の変化についても調べた。図 3.5.2 に今回の実験における NBI の ON/OFF 時の電流減衰時間と安全係数 q_{surf} の関係を示す。図 3.5.2 の $\tau_{100\%-90\%}$ は後述する式(3.20)を

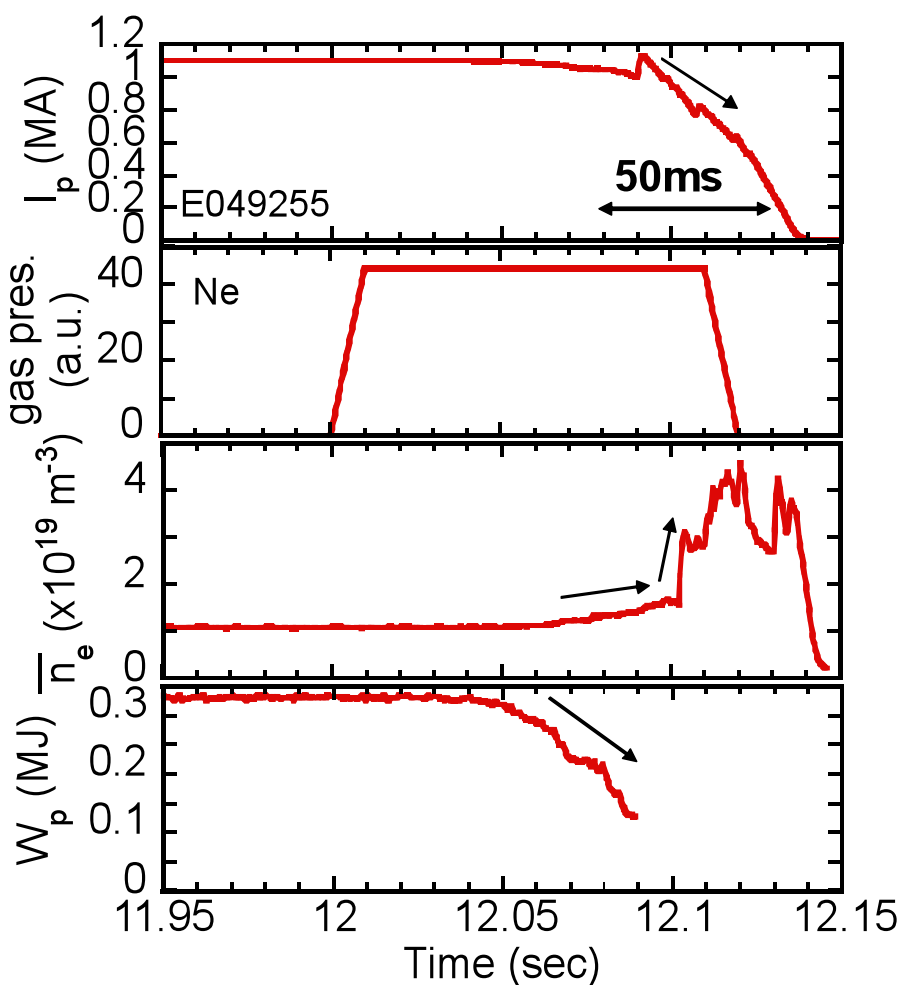


図 3.5.1 ネオンガスパフディスラプション実験におけるプラズマ電流 I_p 、ネオンガスパフ、線平均電子密度 n_e 、蓄積エネルギー W_p の時間発展。

表 3.5.1 カレントクエンチ直前の実験パラメータ。

プラズマ表面での安全係数 q_{surf}	5 - 10
トロイダル磁場 B_t	1.5 - 3.8 T
プラズマ体積 V	58 m ³
プラズマ大半径 R_{major}	3.22 m

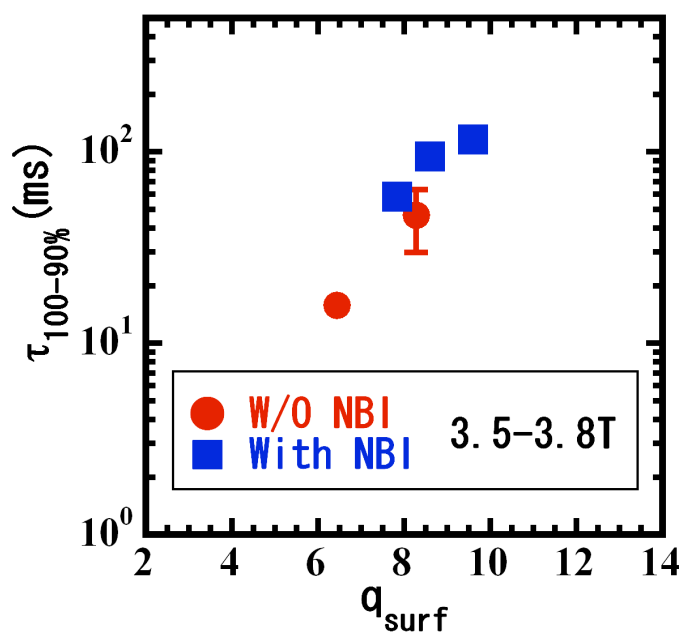


図 3.5.2 電流減衰時間とプラズマ表面の安全係数 q_{surf} とトロイダル磁場 B_t の関係。

用いて定義した電流減衰時間である。以前の JT-60U におけるディスラプション研究（図 1.5.10, 1.5.11）で電流クエンチ中の NBI 入射パワー、及びプラズマの安全係数と電流減衰時間の依存性が確認されており、今回の実験時においても同様の依存性があるかについて調べた。図 3.5.2 より、初期の電流減衰では NBI が入射時の方が NBI なしの条件に比べて電流減衰時間は長くなり、加えて、トロイダル磁場が同条件のショットにおいて電流減衰時間はプラズマ表面の安全

係数とともに増加することが確認された。また、今回の実験においてはこの結果から電流クエンチ直前のプラズマ表面の安全係数とトロイダル磁場の設定を各ショットにおいて変化させることにより、実験時に 15 - 120 ms の幅広い電流減衰時間を有したディスラプション放電を得ている。

3.5.2 ECE 計測による電流クエンチ時の電子温度分布の時間発展

ネオンガスパフにおけるディスラプション時の電流減衰時間の決定機構の解明のために、電流クエンチ時の電子温度計測として ECE 計測とヘリウム原子線発光強度比を用いた電子温度計測を行った。図 3.5.3 にディスラプション時の ECE 計測の結果を示す。通常のカマク装置でのディスラプションでは電流クエンチが起こる前に熱クエンチが発生し、この熱クエンチによりプラズマが持つ熱エネルギーが短時間で吐き出され、プラズマ全体の電子温度が数 eV まで減少すると考えられてきた。しかし、図 3.5.3 にあるようにネオンガスパフによるディスラプション時では電流減衰の初期段階において数百 eV (図 3.5.3 で示した放電では約 400 eV 程度) のピークした電子温度分布があることが判明した。そこで、今回は電子温度分布が ECE 計測で評価可能な初期の電流減衰に注目し、電流減衰中の電子温度分布を評価した。しかし、3.3.1 節で説明したように ECE 計測で電子温度を評価するためには光学的に厚いプラズマである必要がある。そこで、今回の解析した放電において式(3.3)を使用して光学的厚さ τ について調べた。その結果を図 3.5.4 に示す。図 3.5.4 より電子温度が 100 eV 以上の領域においては $\tau \sim 1$ であるから、今回の計測において強度は T_e に比例しているとしている。ECE 計測では各ショットにおいて中心付近の電子温度しか計測することはできず、ディスラプション時の電子温度分布を評価するためには周辺の電子温度計測が必要である。そこで、今回は周辺領域の電子温度計測としてヘリウム原子線発光強度比を用いた電子温度計測を行った。

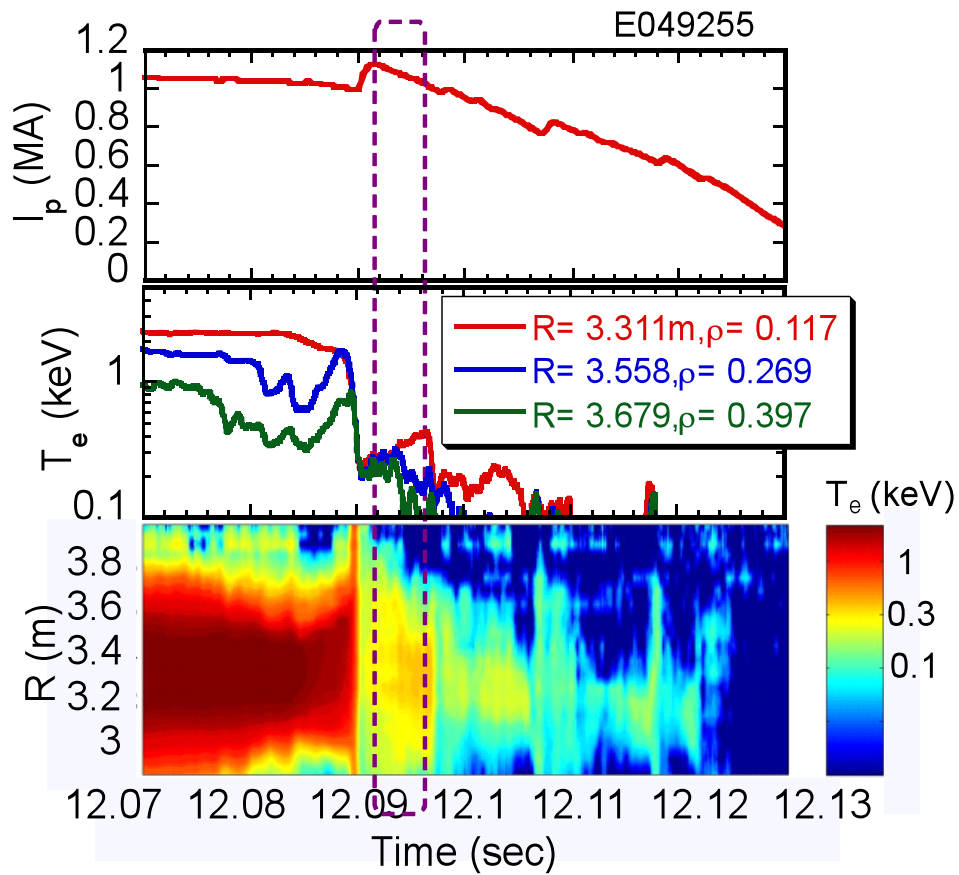


図 3.5.3 ディスラプション時における ECE 計測による電子温度計測。

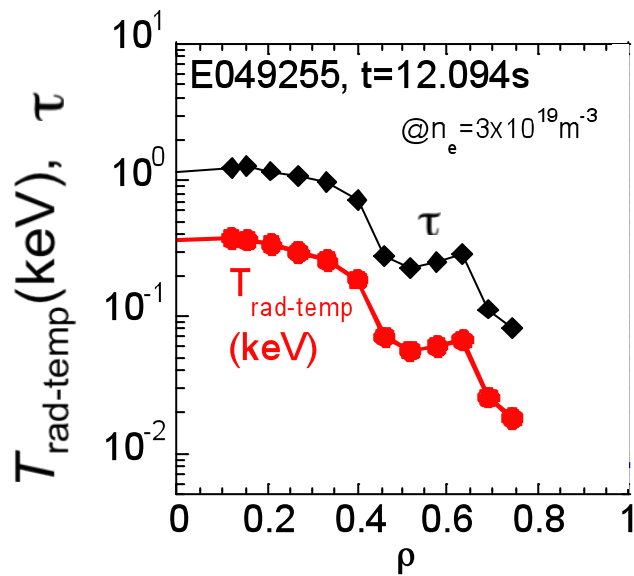


図 3.5.4 ディスラプション時における光学的厚さ τ と ECE 計測による電子温度 $T_{\text{rad-temp}}$ の空間分布。

3.5.3 電流クエンチ時の電子温度分布の評価

ECE 計測では評価できない周辺領域において、ヘリウム原子線発光強度比を用いた電子温度計測を行った。実際に計測した 3 本のヘリウム原子の発光強度と発光強度比から評価した電子温度の時間発展を図 3.5.5 に示す。計測に用いた視線は図 3.3.5 にある外側の視線である。ヘリウム原子線発光計測は線積分計測であるため、どの位置での電子温度を計測しているかは正確には分からない。ヘリウム原子線発光計測に用いた視線が通る最小規格化半径は $\rho = 0.7$ であり、この位置での積分の重みが最も大きくなると考え、本計測では $\rho = 0.7$ の位置の電子温度を反映するものと見なした。そして、ECE 計測で得られた電子温度分布と組み合わせることにより、電流クエンチ時の電子温度分布を評価した。図 3.5.6 は評価した電流クエンチ時の電子温度分布である。ECE 計測やヘリウム原子線発光強度比法により計測できていない範囲については、直線的に電子温度が変化しており、プラズマの端では電子温度が 0 になると考えて評価を行った。今回の電子温度計測では上記に記載したように様々な仮定が用いられている。その仮定が今回の電流減衰モデルの検証に与える影響は小さいが、詳細な議論については付録 3.A に記述する。

3.5.4 電流クエンチ時の実効電荷分布の評価

L/R モデルでは電流減衰時間は電子温度 T_e の $3/2$ 乗に反比例するが、一方で実効電荷 Z_{eff} にも比例する。そこで、実際にはディスラプション時の電子温度だけではなく、実効電荷も評価する必要がある。実効電荷の評価方法としては連続スペクトルから評価する方法があるが、今回のようにネオンガスパフによるディスラプション時には背景光が強くなり、評価をするのが難しくなる。実験ではネオンをプラズマにガスパフしているので、図 3.5.1 に示す電子密度の上昇はガスパフしたネオン自身が電離することにより増加したと考えられる。ネオンイオンの存在確率の電子温度依存性は Arnauld と Rothenflug により計算されており [25]、図 3.5.7 で示される結果となっている。そこで、この計算結果を用いて電子温度分布から電流クエンチ中の実効電荷の評価を行った。

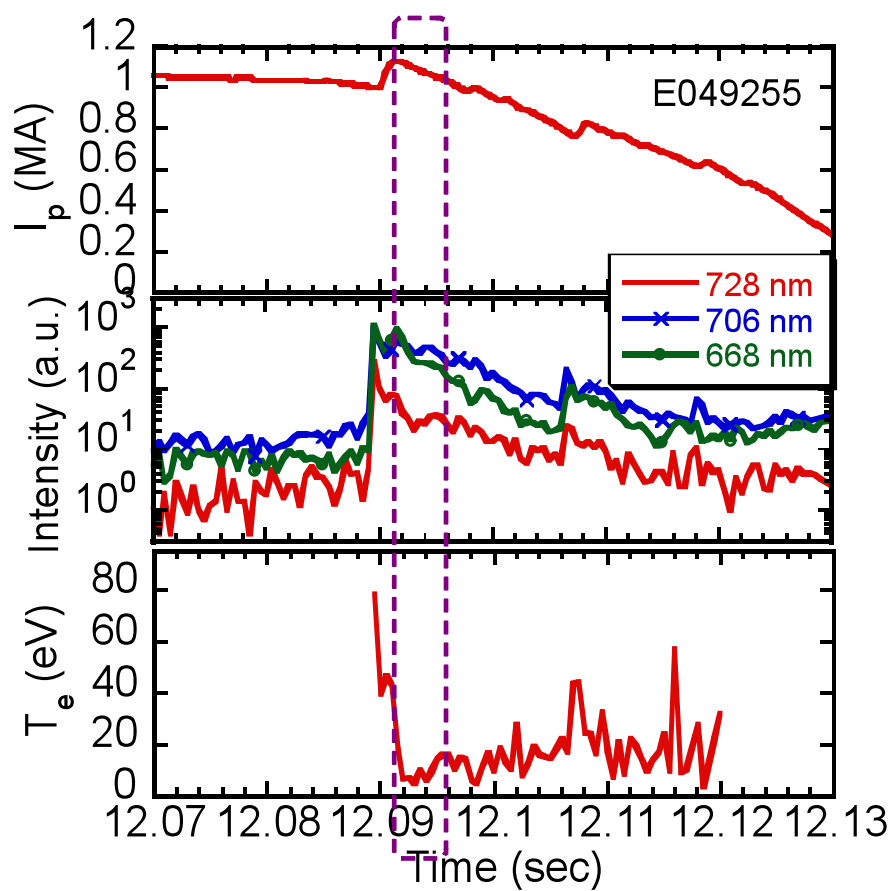


図 3.5.5 ディスラプション時におけるヘリウム原子線発光計測と評価した電子温度の時間発展。

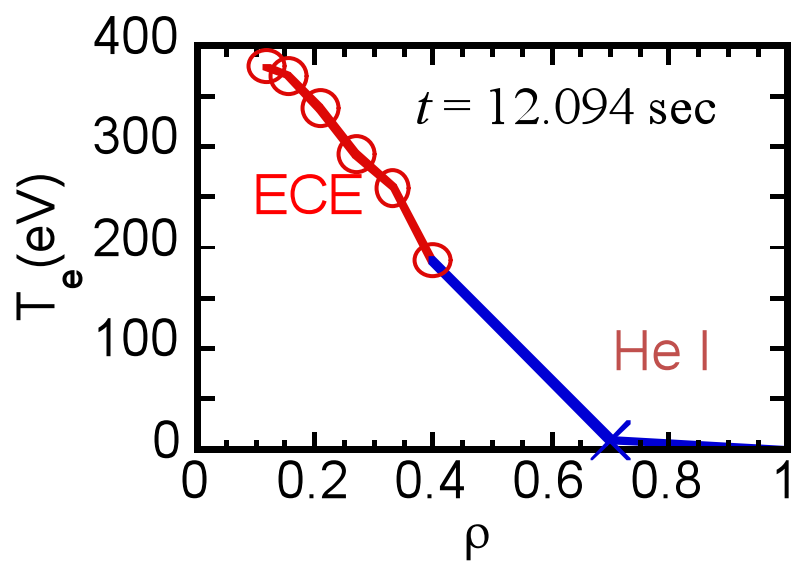


図 3.5.6 ECE 計測とヘリウム原子線発光強度比を用いて評価した電流減衰初期の電子温度分布。

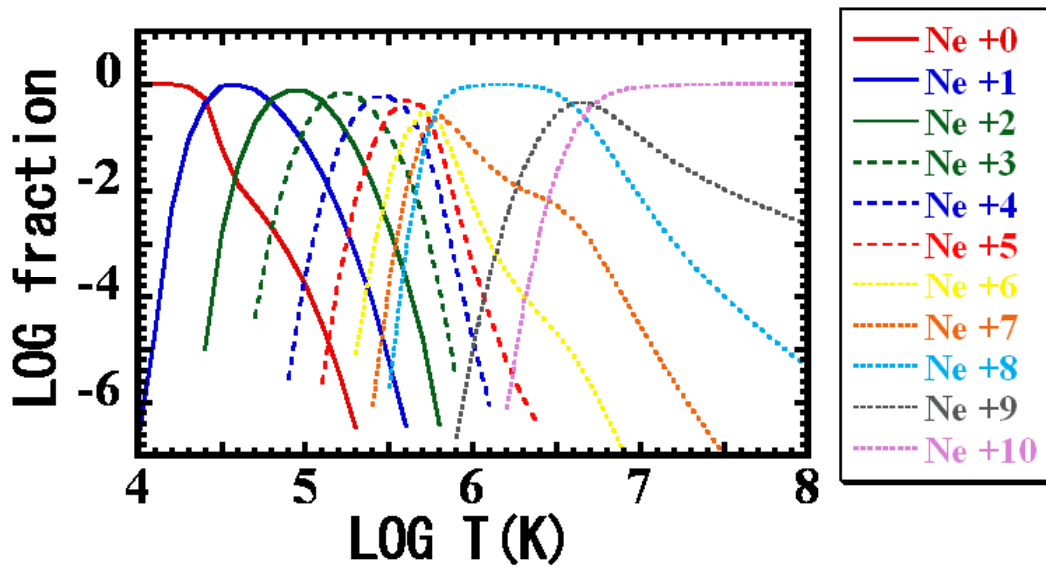


図 3.5.7 ネオンイオンの存在確率の電子温度依存性[25]。

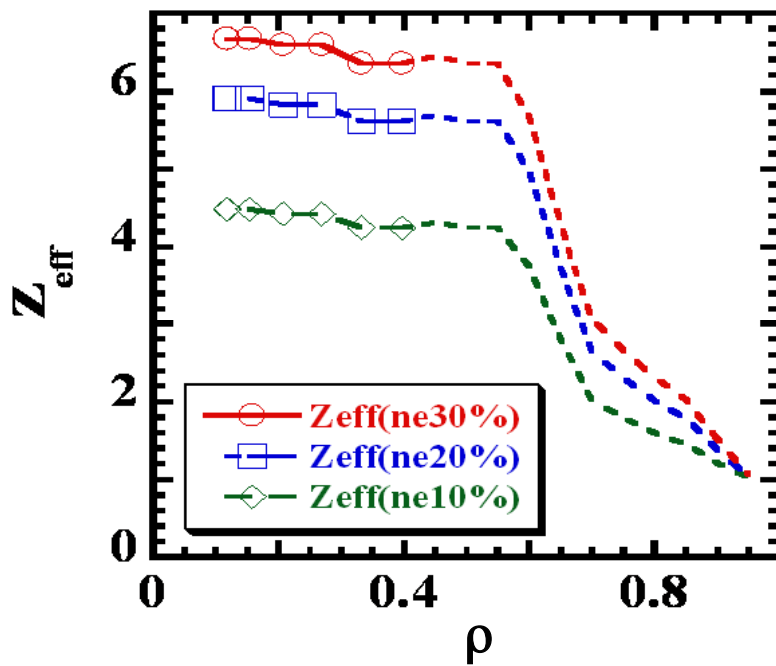


図 3.5.8 ネオンイオンの存在確率の電子温度依存性から求めた実効電荷分布。プラズマ抵抗率の計算の際にはネオンが 20%混入したと仮定した場合の実効電荷分布を使用。

実効電荷を求める際には式(2.34)を用いており、ネオンが重水素に対して 10%、20%、30%混入した場合を考えている。実際に評価した電流減衰時の実効電荷分布を図 3.5.8 に示す。図 3.5.8 において実線で描かれた部分は ECE 計測から得られた電子温度より評価しており、破線部分はヘリウム原子線発光強度比法により評価した電子温度分布から得た領域となっている。プラズマ抵抗率を計算する際にはディスラプション中の電子密度増加がネオンが重水素に対して 20%混入した場合に電離する電子の密度とほぼ一致することから、20%混入した場合の実効電荷分布を使用している。

3.5.5 電子温度と電流減衰時間の関係

電流減衰時間と電子温度、実効電荷の関係性を明らかにするために、下記の式(3.19)を用いて電流減衰中のプラズマ抵抗率を評価した (図 3.5.6)。図 3.5.9 に示すように電子温度が分布を持つため、それに伴いプラズマ抵抗率も分布を持つ。そこで、面積平均によりプラズマ全体のプラズマ抵抗率を求めている。

$$\begin{aligned}\bar{\eta}_p &= S / \int_0^a \sigma_p(r) 2\pi r dr, \\ \sigma_p(r) &= 1/\eta_{\text{Spitzer}}(r).\end{aligned}\tag{3.19}$$

ここで、 σ_p はプラズマの導電率、 η_{Spitzer} は式(2.33)で定義したスピッツァー抵抗率を表す。そして、比較のために必要な実際の電流減衰時間の指標として、電流が 100%から 90%まで減少する時刻の電流減衰率を使用した (図 3.5.3 や 3.5.5 の囲まれた領域を使用している)。実際には次式を使用して評価している。

$$\tau_{100\%-90\%} = I_{p0} / (\Delta I_p / \Delta t).\tag{3.20}$$

ここで、 I_{p0} は電流減衰直前の電流値、 ΔI_p は電流の 10%の減少分、そして Δt は

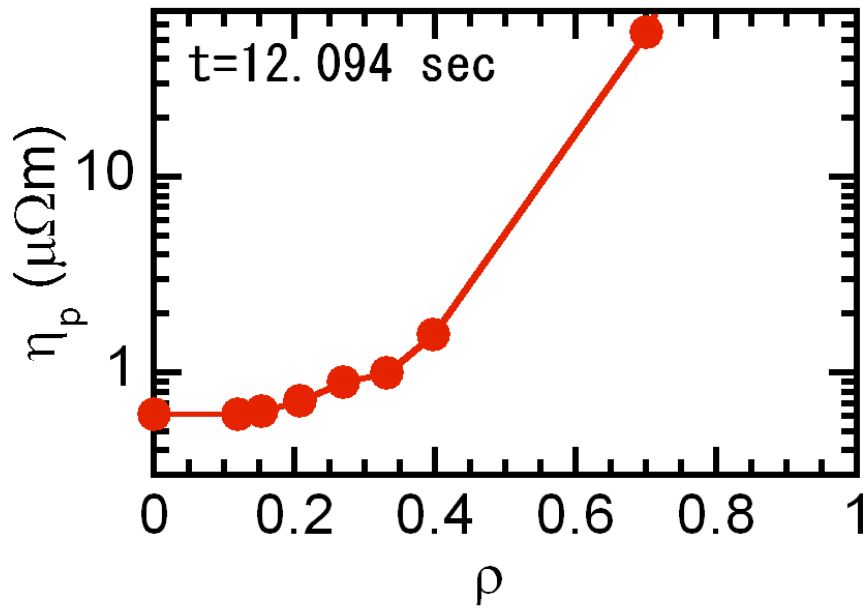


図 3.5.9 電子温度、実効電荷分布から求めたプラズマ抵抗率の分布。

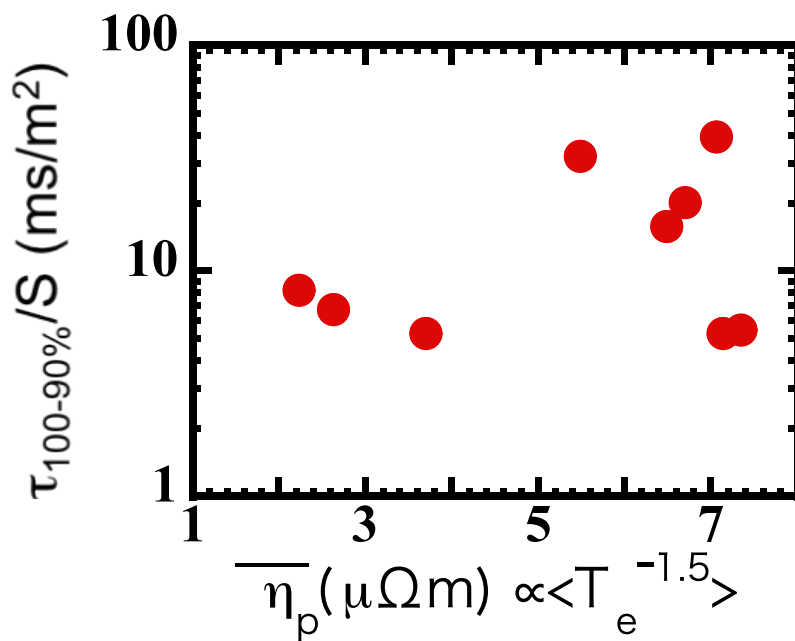


図 3.5.10 規格化電流減衰時間とプラズマ抵抗率の比較。

10%減少する時間を表している。ネオンガスパフディスラプション時の電流減衰初期における規格化電流減衰時間とプラズマ抵抗率を比較した結果を図 3.5.10 に示す。式(2.27)にあるように L/R モデルではプラズマ抵抗率は電流減衰時間と反比例する形になる。しかし、図 3.5.10 ではそのような相関を確認することができなかった。これは、電流減衰初期においては L/R モデルにあるように電子温度、実効電荷が電流減衰時間を決定する主な物理機構ではない可能性が考えられる。

また、各トカマク装置において L/R モデルの検証が行えないもう一つの理由として、プラズマインダクタンスの評価が難しいという点がある。そこで、次節では実際に電流減衰中のプラズマインダクタンスを評価し、モデルから評価される電流減衰時間と実際の値との比較を行う。

3.5.6 CCS 法により評価したプラズマインダクタンスの時間発展

プラズマインダクタンス L_p を評価するためにはプラズマの形状や内部インダクタンス L_i を評価する必要がある。それらはプラズマ表面のポロイダル磁場計測、電流密度分布計測を行うことにより評価することができる。しかし、実際に大型トカマク装置で放電中に磁気プローブを挿入することは熱負荷・電磁力的に考えても不可能である。そこで、JT-60U では 3.4 節で説明したように真空容器内部に設置した磁気センサーにより上記の平衡量を評価している。電流クエンチ時における CCS, MCCP 法により評価した内部インダクタンス L_i 、プラズマ内部インダクタンス L_i 、プラズマ外部インダクタンス L_e 、プラズマ断面積 S 、プラズマ大半径 R_0 の時間発展を図 3.5.11 に示す。プラズマインダクタンスの評価方法としては式(2.45)を使用して評価している。ネオンガスパフディスラプション放電ではガスパフにより電流クエンチ直前のポロイダルベータ値はかなり低いこと、また渦電流が反磁性計測に与える影響が大きいことから、電流クエンチ中のポロイダルベータ値がディスラプション発生前の値から変化をしないと仮定して、内部インダクタンスを評価した。内部インダクタンス L_i はプラズマの電流密度分布の尖度を表すパラメータである。実際に CCS 法により評価したとこ

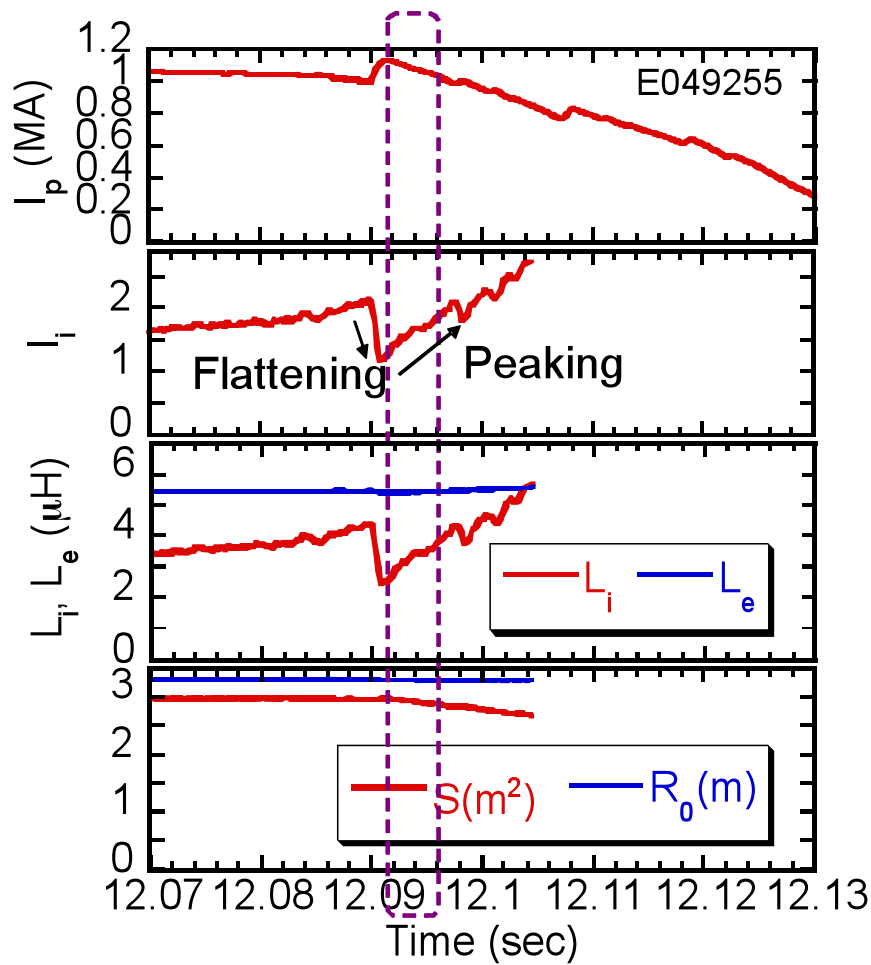


図 3.5.11 CCS 法より求めた電流減衰中の内部インダクタンス l_i 、プラズマ内部インダクタンス L_i 、プラズマ外部インダクタンス L_e 、プラズマ断面積 S 、プラズマ大半径 R_0 の時間発展。

ろ、解析の対象としている電流減衰初期の段階では内部インダクタンス l_i が急激に上昇しており、電流密度分布が急激に尖化していることが判明した。図 3.5.3 で示した ECE 計測ではプラズマ中心部が加熱される様子が計測されており、プラズマ中心部のプラズマ抵抗の減少が電流密度分布の尖化を引き起こしている可能性が高い。また、プラズマ断面積 S やプラズマ大半径 R_0 も電流減衰初期の段階ではほとんど変化しておらず、電流密度分布の尖化はプラズマ形状の変化に起因していないことが分かる。図 3.5.10 で示したように規格化電流減衰時間とプラズマ抵抗率に相関が見られない要因として急激にプラズマインダクタンス、詳しく言えばプラズマ内部インダクタンスが急激に変化している可能性が

考えられる。

3.5.7 プラズマインダクタンスの時間変化を考慮した場合の電流減衰時間の評価

L/R モデルでは対象としているプラズマにおいてプラズマインダクタンス、プラズマ抵抗が時間変化しないという仮定より電流減衰時間の理論式を導き出していた。しかし、CCS 法によりプラズマインダクタンスを評価したところ電流減衰初期の段階ではプラズマインダクタンスが時間変化していることが判明した。それゆえ、初期の電流減衰においてはプラズマインダクタンスの時間変化を考慮する必要がある。今回、プラズマインダクタンスの時間変化の効果を考えた回路方程式から電流減衰時間の理論式を導き出した。実際には回路方程式(式(2.28))に以下の条件を適用している。

- ①一周電圧 V_{ex} は他の項に比べて小さく無視できる。
- ②プラズマ抵抗 R_p は時間変化しない。

上記の条件より、次式の回路方程式を導くことができる。

$$\left(\frac{dL_p}{dt} + R_p \right) I_p + L_p \frac{d}{dt} I_p = 0. \quad (3.21)$$

図 3.5.12 は上記の回路方程式の各項の係数を比較したものである。図 3.5.12 より電流減衰時間が小さい（早く電流が減衰する）放電ほどプラズマインダクタンスの時間変化の寄与が大きくなることがわかった。

式(3.21)の微分方程式を解くことにより、プラズマインダクタンスの時間変化を考慮した電流減衰時間を導くことができる。

$$\tau_{L/(R+dL/dt)} = \frac{L_p}{\Delta L_p / \Delta t + R_p}. \quad (3.22)$$

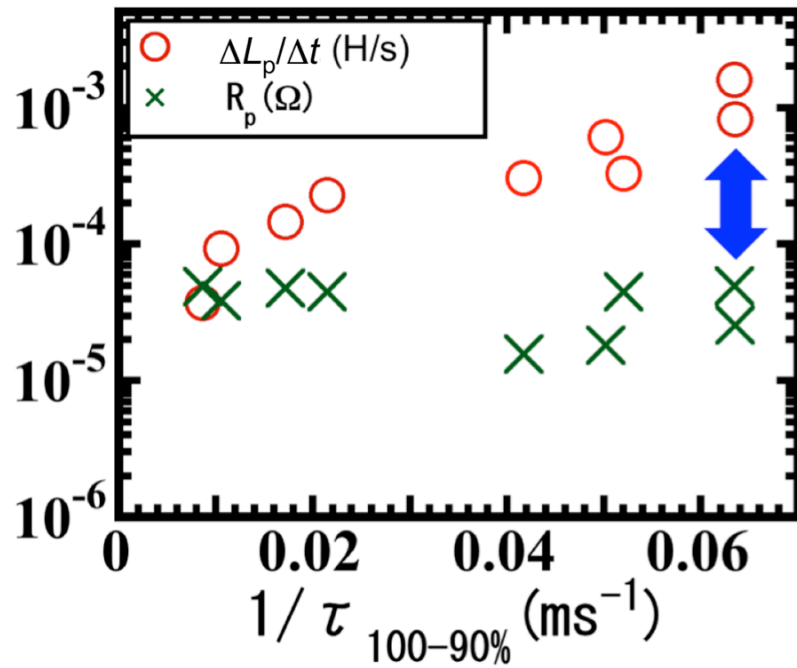


図 3.5.12 プラズマインダクタンスの時間変化を考慮した回路方程式の各項の係数の比較。

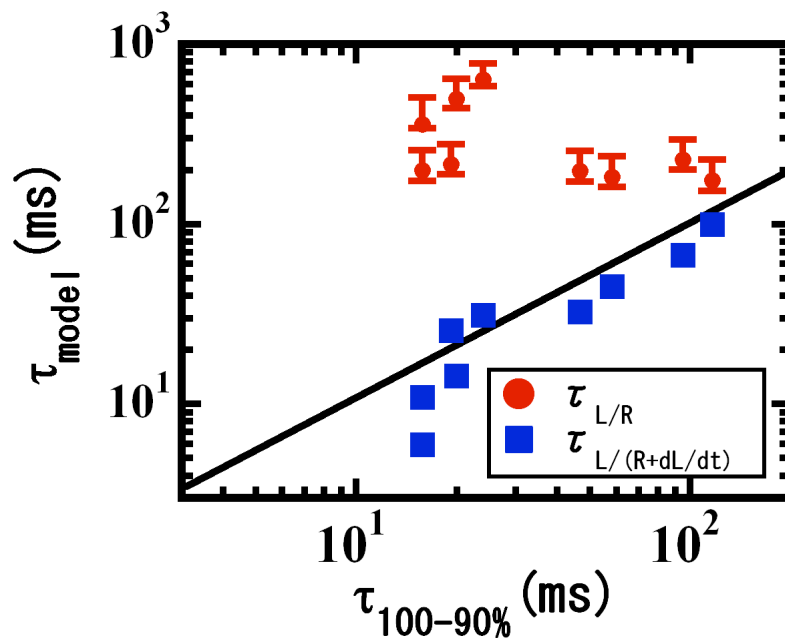


図 3.5.13 L/R モデル、プラズマインダクタンスの時間変化を考慮した電流減衰モデルから評価した理論値と実際の電流減衰時間の比較。エラーバーは重水素に対するネオンの混入率を変化させた場合を表している。

この式を用いて電流減衰時間を評価し、実験的に得られた電流減衰時間との比較をした結果を図 3.5.13 に示す。図中の $\tau_{L/R}$ は式(2.25)で示すように L/R モデルから予測される電流減衰時間、 $\tau_{L/(R+dL/dt)}$ は式(3.22)を使用して評価した理論値である。 $\tau_{L/(R+dL/dt)}$ を評価するのに必要な $\Delta L_p/\Delta t$ については図 3.5.11 に示した領域(初期の電流減衰)において傾きを求めることにより評価した。図 3.5.13 の黒線は理論値と実験値の一致を表す線であるが、プラズマインダクタンスの時間変化を考慮した理論値が実際の電流減衰時間とよく一致していることがわかる。すなわち、ガスパフにより発生したディスラプションの電流減衰初期においてはプラズマインダクタンスの時間変化が電流減衰時間の決定に大きく寄与していることが判明した。

3.6 結言

今回大型トカマク装置 JT-60U においてネオンガスパフによりディスラプションを発生させ、初期の電流減衰に対して電流減衰モデルの検証を行った。電流減衰中の ECE 計測を用いて電子温度を評価したところ、電流クエンチ時にはピークした電子温度分布(プラズマ中心では数百 eV の電子温度を持つ分布)が存在することが判明した。また、ECE 計測で評価できないプラズマ周辺領域の電子温度の評価としてヘリウム原子線発光強度比を用いた電子温度計測を行い、2 つの電子温度計測により電流減衰中の電子温度分布の評価を行った。 L/R モデルでは電流減衰時間は電子温度の $3/2$ 乗に比例すると考えられているが、一方で実効電荷に反比例する形となるため、実質的には実効電荷の評価も必要である。ディスラプション実験ではネオンをガスパフすることによりディスラプションを発生させているため、ディスラプション時の電子密度増加はネオンが電離したことにより起きていると考えられる。そこで、実効電荷を評価するためにコロナ平衡時におけるネオンのイオン化率を使用して電子温度分布から実効電荷分布を評価し、電流減衰時のプラズマ抵抗率を評価した。実際に電流減

衰時間とプラズマ抵抗率の比較を行ったところ、 L/R モデルにあるようなプラズマ抵抗率と電流減衰時間の相関は見られなかった。

また、初期の電流減衰において L/R モデルの検証を行うために CCS 法と MCCP 法を用いて電流減衰時のプラズマ平衡量を評価したところ、電流減衰の初期段階ではプラズマインダクタンス（特にプラズマ内部インダクタンス）が急激に上昇していることが判明した。特に電流減衰が速い放電ほどその効果大きい。そこで、 L/R モデルではプラズマインダクタンスの時間変化を無視しているため、その効果を取り入れた回路方程式より電流減衰時間の理論式を導出した。新しい電流減衰モデルより理論値を評価し、実際の電流減衰時間との比較を行ったところ、良い傾向の一致を得ることができた。

大型トカマク装置 JT-60U において、ネオンガスパフにおけるディスラプション時には初期の電流減衰時間に L/R モデルのような依存性はないことが判明した。また、電流減衰時間の決定にはプラズマインダクタンスの時間変化が大きく寄与しており、今回提案したプラズマインダクタンスの時間変化を考慮した電流減衰モデルの方が適している。しかし、初期の電流減衰においてプラズマ内部インダクタンスが大きく変化、言い換えれば電流密度分布がピークしていく理由はわかっておらず、その機構の解明は今後の課題である。基本的には電流クエンチ前に MHD 的な不安定性が起きて電流クエンチが起こっているため、前駆現象期におけるモード解析などを行うことにより、不安定性の特定などが必要である。さらに今回の検証は限られたプラズマパラメータの放電で行われているため、提唱したモデルの一般性をより広いパラメータ領域で確認する必要がある。そのモデルの一般性の検証については次章で説明する。

付録 3.A 電子温度分布評価がプラズマ抵抗値評価に与える影響について

○ECE 計測における光学的厚さについて

ECE 放射強度は式(3.1)より以下のように表される。

$$I = (\omega^2/8\pi^3c^2)\kappa T_e[1 - \exp(-\tau)]. \quad (3.A.1)$$

3.5.2 節にあるように今回の ECE 計測では光学的厚さ $\tau \sim 1$ の条件下でもサイクロトロン放射強度は電子温度の情報を反映していると見なして、電子温度評価時には右辺第 2 項を無視し、以下のような式を用いてサイクロトロン放射強度から電子温度を評価している。

$$I = (\omega^2/8\pi^3c^2)\kappa T_e. \quad (3.A.2)$$

しかし、厳密に考えれば $\tau \sim 1$ のプラズマでは式(3.A.1)の右辺第 2 項を無視することが出来ない。そのため、光学的厚さを考慮することで、電子温度評価、延いてはプラズマ抵抗率評価にどのような影響があるのかを評価した。図 3.A.1 に式(3.A.2)を用いてサイクロトロン放射強度から評価した電子温度分布 (Case1)、式(3.A.1)を用いて評価した電子温度分布 (Case2) を示す。今回のディスラプション放電では ECE 計測で評価している領域は $\rho \leq 0.4$ のプラズマ領域である。図 3.A.1 より光学的厚さを考慮すると考慮しない場合に比べて、電子温度は約 2 倍程度大きくなるのが分かる。また、今回評価した電子温度分布よりプラズマ抵抗率を評価した。図 3.A.2 にその結果、表 3.A.1 に各場合におけるプラズマ抵抗率の面積平均値を示す。光学的厚さを考慮した場合は考慮しない場合に比べて電子温度が高くなるため、プラズマ抵抗値の平均値は小さくなる。今回電

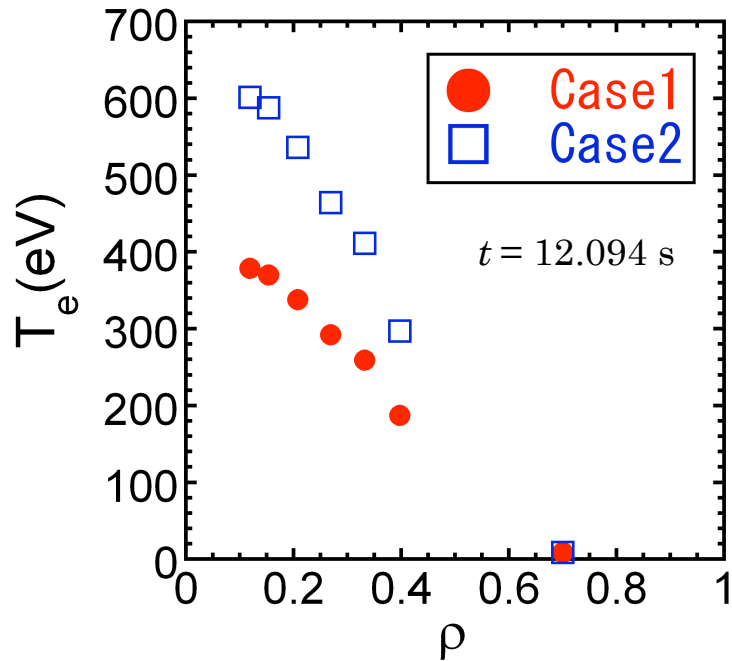


図 3.A.1 SN:49255 における電流クエンチ時の電子温度分布の評価。Case1 は光学的厚さを無視した場合（式(3.A.2)を用いて評価）、Case2 は光学的厚さを考慮して評価した場合（式(3.A.1)）の電子温度分布を表す。

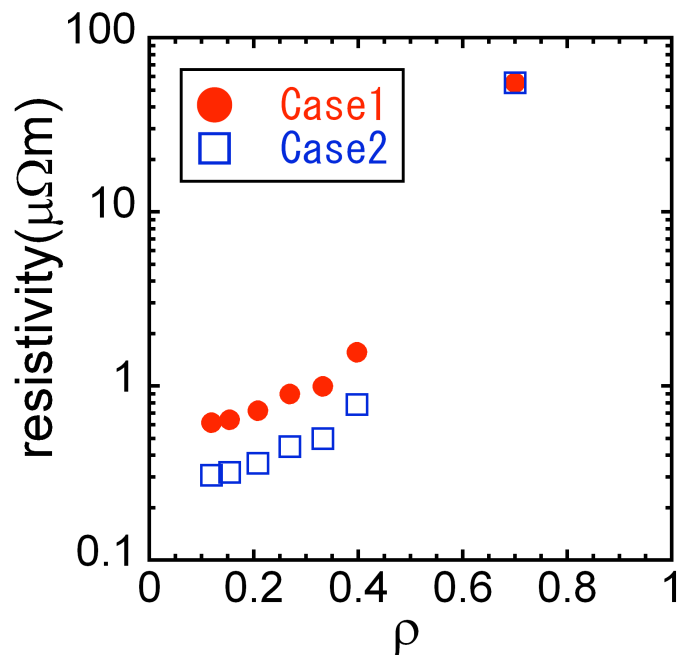


図 3.A.2 SN:49255 における電流クエンチ時のプラズマ抵抗率分布。

表 3.A.1 プラズマ抵抗率の面積平均値の比較。

プラズマ抵抗率の平均値(Case1)	$4.46 \times 10^{-6} \Omega\text{m}$
プラズマ抵抗率の平均値(Case2)	$2.32 \times 10^{-6} \Omega\text{m}$

流減衰モデルの検証を行っているディスラプション放電では、プラズマ抵抗に比べてプラズマインダクタンスの時間変化率の方がかなり大きい。そのため、光学的厚さを考慮した場合はよりプラズマ抵抗値が小さくなり、プラズマインダクタンスの時間変化率との差が大きくなるため、モデル検証時には光学的厚さの影響は小さいと考えられる。

○ヘリウム原子線発光計測の計測点の効果

電流減衰時の周辺領域の電子温度分布評価に使用したヘリウム原子線発光計測は分光測定であるため、どの位置での電子温度を計測しているかが正確には分からない。図 3.3.5 はヘリウム原子線発光計測に用いた視線を表しているが、このとき視線が通る最小規格化半径は $\rho = 0.7$ であったため、ヘリウム原子線発光計測では $\rho = 0.7$ の位置の電子温度を計測していると考え、ECE 計測で得られた電子温度分布と組み合わせることにより、電流クエンチ時の電子温度分布を評価した。しかし、計測点の定義にも不確定性があるため、計測点が変わることによりどれだけプラズマ抵抗の評価に影響を与えるかについて評価した。視線が通る最少規格化半径は $\rho = 0.7$ であるが、最大規格化半径は $\rho = 1$ である。そこで、ヘリウム原子線発光計測の計測点を $\rho = 1$ と考えて電子温度分布を評価し、電流減衰中のプラズマ抵抗を評価した。図 3.A.3 に結果を示す。電子温度分布の評価の際には図 3.5.6 と同じように計測できていない領域は線形的に電子温度が変化していくと考えている。図 3.A.3 で示すように、計測点の違いはプラズマ抵抗を評価する際にはあまり影響はなく、プラズマインダクタンスの時間変化に比べて小さいものであった。そのため、ヘリウム原子線発光計測の計測点

の効果は電流減衰時間の評価にあまり影響がないと考えられる。

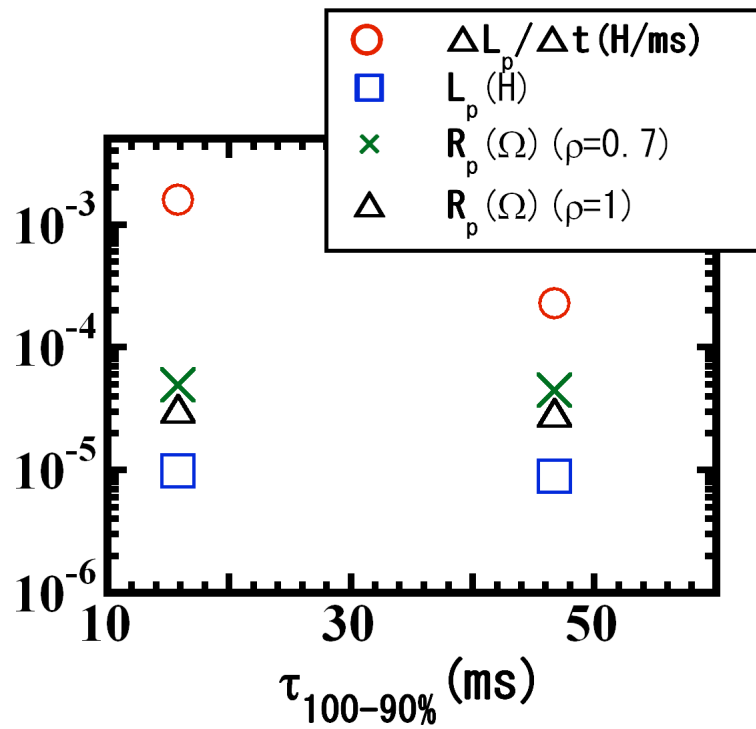


図 3.A.3 中性ヘリウム発光計測の計測点の違いに対するプラズマ抵抗への影響の評価。×は中性ヘリウム計測の計測点が規格化半径 $\rho = 0.7$ と考えた場合のプラズマ抵抗。△は中性ヘリウム計測の計測点が規格化半径 $\rho = 1$ と考えた場合のプラズマ抵抗。

付録 3.B CCS 法における渦電流の効果について

プラズマ電流が減衰する際には、真空容器などの導体内に渦電流が発生する。JT-60U では真空容器外部に設置した磁気センサーの信号により、プラズマ形状の同定を行っている。プラズマが定常状態（プラズマ電流が一定）にある時は、渦電流は発生しない。しかし、電流クエンチ時やプラズマ立ち上げ時などの過渡的なときは真空容器内に多くの渦電流が発生し、真空容器近くに設置してある磁気センサーに渦電流が作り出す磁場成分がプラズマ自体からの信号に上乘せられる可能性がある。渦電流がどれだけ影響を与えるかについて調べるために、JT-60U で稼働している渦電流の効果を取り入れた CCS に基づく磁場平衡計算コード[20]を使用して評価を行った。渦電流の効果調べるために、ポロイダルベータ値 β_p 、シャフラノフラムダ Λ 、内部インダクタンス l_i の比較をしている。渦電流の効果の比較をした結果を図 3.B.1、3.B.2 に示す。図 3.B.1 は渦電流が多く発生したと考えられるプラズマ電流の減衰率が大きい放電 (SN : 49051)、図 3.B.2 は電流減衰率が小さい放電 (SN : 49605) に対して行った結果である。図よりポロイダルベータ値 β_p と内部インダクタンス l_i には渦電流の効果が見られる。内部インダクタンス l_i は(3.18)式を用いて評価しているため、渦電流の効果があるのはポロイダルベータ β_p のみとなる。図 3.B.1、3.B.2 よりポロイダルベータの渦電流の影響は、渦電流が多く発生すると考えられる放電でも 5%程度の影響しかない。つまり、内部インダクタンスの渦電流の影響もそれ以下となる。このように渦電流の効果が比較的小さいため、電流減衰モデルの検証では渦電流の効果を見逃している。

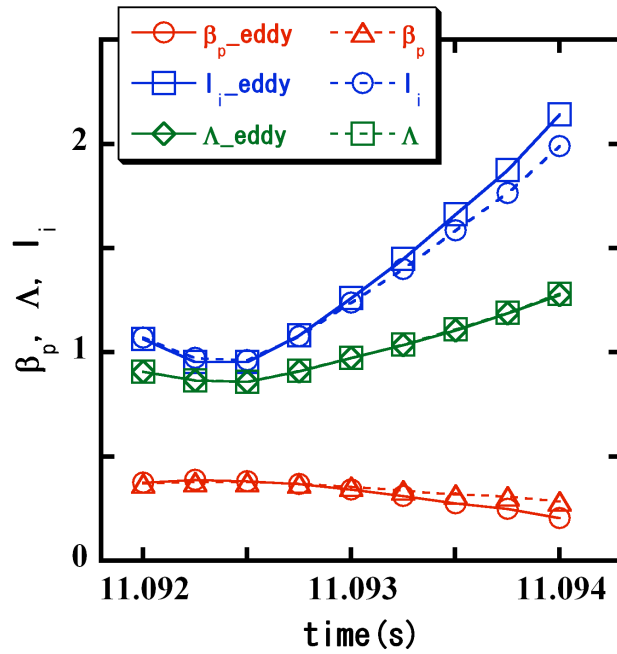


図 3.B.1 放電番号 49051 における渦電流の効果の比較。eddy とついているパラメータは渦電流の効果考えた CCS 法により評価したもの。

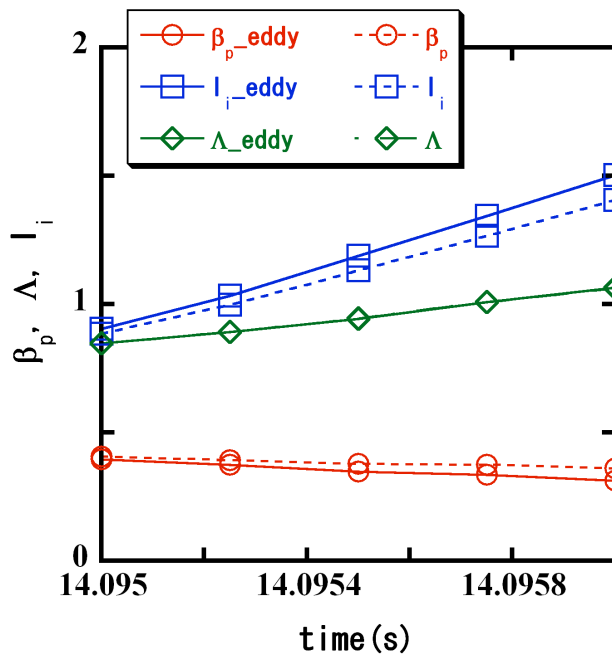


図 3.B.1 放電番号 49605 における渦電流の効果の比較。eddy とついているパラメータは渦電流の効果考えた CCS 法により評価したもの。

参考文献

- [1] M. Shimada, *et al.*, Progress in the ITER Physical Basis Chapter 1, Nucl. Fusion **47**, S1 (2007).
- [2] JAEA ホームページ：臨界プラズマ試験装置 JT-60U.
<http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/jt60/html/souti.html>
- [3] Y. Kamada, T. Fujita, S. Ishida, M. Kikuchi, S. Ide, *et al.*, Fusion Sci. and Tec., **42** (2002) 185.
- [4] 藤田隆明：「JT-60SA での実験計画と運転可能な性能範囲」.
<http://www.naka.jaea.go.jp/forum/fasttrackcluster/070326/report3.pdf>
- [5] JAEA ホームページ： JT-60SA Homepage.
<http://www.jt60sa.org/index.htm>
- [6] 解説「日欧の幅広いアプローチ計画と国内計画による JT-60SA 計画」：プラズマ・核融合学会誌 **82** (2006) 455-469.
- [7] プラズマ・核融合学会編, 「プラズマ診断の基礎」 名古屋大学出版会 (1990).
- [8] JAEA ホームページ： JT-60U 計測器一覧.
http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/english/diag/html/diag_44.html
- [9] J. S. Chang, R.M. Hobson, 市川幸美, 金田輝男：完全電離気体の原子・分子過程（東京大学出版局、1997）.
- [10] H. Kubo, M. Goto, H. Takenaga, A. Kumagai, T. S. S. Sakurai, N. Asakura, S. Higashijima, and A. Sakasai, J. Plasma Fusion Res. **75** (1999) 945.
- [11] M. Goto, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. **76** (2003) 331.
- [12] 岡本征晃：名古屋大学博士論文「トカマクディスラプションにおけるプラズマ内部構造ダイナミクスの計測および電流減衰時間の評価に関する研究」(2007).
- [13] B. Schweer, G. Mank, A. Pospieszczyk, B. Brosda, and B. Pohlmeier, J. Nucl. Mater. **196–198** (1992) 174.
- [14] S. J. Davies, P. D. Morgan, Y. Ul’Haq, C. F. Maggi, S. K. Erements, W. Fundamenski, L. D. Horton, A. Loarte, G. F. Matthews, R. D. Monk, and P. C. Stangeby, J. Nucl. Mater. **241–243** (1997) 426.
- [15] Y. Andrew, S. J. Davies, D. Elder, L. D. Horton, G. F. Matthews, A. Meigs, P. D. Morgan, M. O’Mullane, M. Stamp, R. Prentice, and P. C. Stangeby, J. Nucl. Mater. **266–269** (1999) 1234.
- [16] S. Kajita, N. Ohno, S. Takamura and T. Nakano, Phys. Plasmas **13** (2006) 013301.
- [17] 講座「3. トカマクにおけるプラズマ平衡の実験解析」：プラズマ・核融合学

- 会 **76** (2000) 65-82.
- [18] K. Kurihara, Y. Kawamata, M. Sueoka, H. Hosoyama, I. Yonekawa, *et al.*, Fusion Eng. Des., **74** (2005) 527-536.
- [19] K. Kurihara, Fusion Eng. Des. **51-52** (2000) 1049.
- [20] K. Kurihara, Fusion Eng. Des. **19** (1992) 235-257.
- [21] 遠木幸成, 阪井章, 「基礎課程 関数論」 学術図書出版会 (1966) P.95.
- [22] P.M. Morse and H. Feshbach, “Methods of Theoretical Physics” McGraw-Hill Book Company Inc. (1953).
- [23] 宮本健郎, 「プラズマ物理入門」 岩波書店 (1991).
- [24] V. D. Shafranov, Plasma Phys. **13** (1971) 757.
- [25] M. Arnaud, R. Rothenflug, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **60** (1985) 425.

第4章 大型トカマク装置 JT-60U における高 β_p ディスラプション時の電流減衰モデルの検証

4.1 緒言

原型炉や商業炉においては発電炉としての経済性の観点からエネルギー増倍率の高い核融合プラズマを生成することが重要である。そのためには、いかに小さな磁場で高温、高密度のプラズマを閉じ込められるかが重要となる。核融合プラズマでは経済的な指標としてベータ値 β というものが存在する。ベータ値とはプラズマの圧力と閉じ込めに使用しているコイルの磁気圧で割った無次元量であり、このベータ値が高いプラズマほど少ない磁場で高温、高密度なプラズマを閉じ込めていることになる。そのため、実験炉である ITER においてどこまでベータ値を向上させることができるかということが、核融合発電の成功の鍵となっている。実際にベータ値の高いプラズマでは高温、高密度なプラズマなのにも関わらず、閉じ込め磁場が小さいためプラズマが不安定な状態になりやすく、ディスラプションの発生確率が上がってしまうことが問題となっている[1]。そのため、ITER[2]や JT-60SA[3]において原型炉に向けた高ベータ値プラズマ放電での制御手法の確立を目的とした実験が予定されている。

前章では JT-60U のネオンガスパフディスラプションにおいては、電流減衰初期に既存の L/R モデルが成り立たず、我々が提案したプラズマインダクタンスの変化率を考慮した電流減衰モデルで実際の電流減衰時間が精度よく再現できることを示した。しかし、前章の結果は限定された放電での検証であるため検証結果には一般性が無く、またベータ値が低い放電での検証であった。そのため、ベータ値が高い放電で発生するディスラプション時の電流減衰モデルの検証は ITER などでの装置負荷予測には非常に重要だと考えられる。本章では JT-60U のポロイダルベータ値が高い放電で発生したディスラプション放電をモデル検証の対象とした。まず、プラズマパラメータ計測値について説明し、評価したパラメータを用いて電流クエンチ時の電流減衰モデルの検証を行うこ

とで、我々が提案した電流減衰モデルの一般性について明らかにする。

4.2 高 β_p ディスラプションにおける電流クエンチ時のプラズマパラメータ評価

電流減衰モデルの検証を行うためには、プラズマインダクタンス、プラズマ抵抗を評価する必要がある。電流クエンチ中の電子温度計測、内部インダクタンスやプラズマ大半径、小半径の同定が重要となる。本章において電子温度計測は 3.3.1 節で説明した電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測を、プラズマ大半径、小半径の同定には 3.4.2、3.4.3 節で説明した CCS 法や MCCP 法を用いて評価した。電流クエンチの時に発生する真空容器の渦電流が反磁性計測に大きく影響を与えるため、高ポロイダルベータ放電で発生したディスラプションでは精度の高いポロイダルベータ値計測が行えないため、本章においては電流クエンチ中の電子温度計測、電子密度計測値を用いて、電流クエンチ時のポロイダルベータ値の時間発展の評価を行った。本節ではポロイダルベータ値計測に使用している JT-60U における反磁性計測の説明、また、密度計測に使用したレーザー干渉計測について説明する。さらに、電子温度、電子密度を用いたポロイダルベータ値の評価法についても説明する。

4.2.1 JT-60U における反磁性計測

プラズマに蓄積されたエネルギーを正確に評価することは核融合プラズマのエネルギー閉じ込め特性を評価するために重要である。蓄積エネルギーの評価法としてはプラズマパラメータの分布計測データを積分して算出する方法とプラズマの反磁性的特性を利用してトロイダル磁束の変化から評価する手法がある。しかし、前者の評価法では分布計測の時間分解能が良くないことや、イオン温度、密度評価に理論解析が必要なことなどから、放電時の実時間制御用の計測には向いていない。後者の反磁性計測法は磁気計測を用いているため、速い時間変化の現象にも対応することができる。反磁性計測法ではトロイダル磁束の変化 $\Delta\psi$ を計測し、そこからポロイダルベータ値、蓄積エネルギーを評価し

ている。

以下で反磁性計測での評価法について説明する[4, 5]。円形近似した圧力バランスの式は下記のように表すことができる。

$$\begin{aligned}\langle p \rangle &= \frac{B_\theta^2(a)}{2\mu_0} + \frac{2}{2\mu_0} (B_t^2(a) - \langle B_t^2 \rangle) \\ &\approx \frac{B_\theta^2(a)}{2\mu_0} - \frac{2B_t(a)}{2\mu_0} \frac{\Delta\psi}{\pi a^2},\end{aligned}\tag{4.1}$$

$$\Delta\psi = \pi a^2 \langle B_t - B_t(a) \rangle.\tag{4.2}$$

ここで、 $\langle \rangle$ は体積平均を表し、 p はプラズマ圧力、 a はプラズマ小半径、 B_t 、 B_θ はトロイダル、ポロイダル磁場を表す。ポロイダルベータ値 β_p の定義は以下のように表すことができる[6]。

$$\beta_p = \frac{\langle p \rangle}{B_\theta^2(a)/2\mu_0}.\tag{4.3}$$

式(4.3)に式(4.1)を代入すると、

$$\beta_p = 1 - \frac{2B_t(a)\Delta\psi}{B_\theta^2(a)\pi a^2} = 1 - \frac{8\pi B_t(a)}{\mu_0^2 I_p^2} \Delta\psi,\tag{4.4}$$

となる。式(4.4)より反磁性計測によって得られるトロイダル磁束の変化からポロイダルベータ値を評価することが可能であることがわかる。図 4.2.1 に JT-60U 真空容器内に設置されている反磁性ループの模式図を示す[4]。JT-60U ではこの反磁性ループを用いてトロイダル磁束の変化を計測している。しかし、図 4.2.1 に示す反磁性ループはトーラス主軸を通る平面に対して少し傾きを持っており、真空容器に発生する渦電流の効果に加え、ポロイダル磁場コイルの

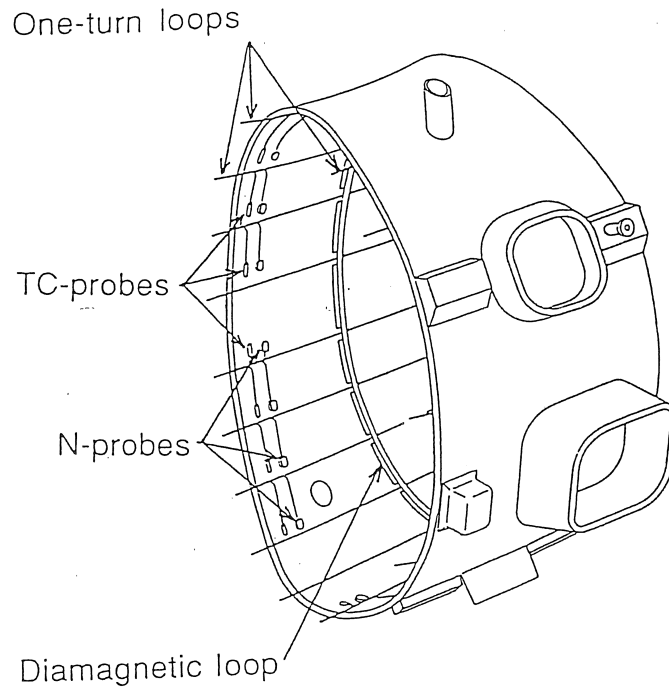


図 4.2.1 JT-60U における反磁性ループ (diamagnetic loop) の模式図。ポロイダル方向に 1 周するような形で設置されている。

影響も受ける。渦電流の効果に関しては、真空容器に流れる渦電流の回路方程式をモデル化し、渦電流補正を行うために必要な係数を概算し、オペアンプを用いた加算回路により反磁性ループ信号値を補正している。しかし、実際には様々な時定数を持った渦電流が真空容器には存在しているが、補正に必要な係数を概算する際には一番長い時定数の渦電流を仮定して計算を行っている。そのため、電流クエンチ時のような速い電流減衰時には現状の補正係数では正しい渦電流の補正が出来ない。そこで、プラズマパラメータ分布計測からポロイダルベータ値の評価を試みた。

4.2.2 JT-60U における電子密度計測

プラズマパラメータからポロイダルベータを評価する際には、式(4.3)のようにプラズマ圧力、ポロイダル磁場の磁気圧の評価が必要である。ポロイダル磁

場の磁気圧はプラズマ小半径、プラズマ電流が既知であれば計算することが可能である。電流クエンチ時のプラズマ小半径は CCS 法より、プラズマ電流値はロゴスキーコイルより計測可能である。一方、プラズマ圧力を評価するためにはプラズマの温度、密度の計測が必要である。JT-60U には電子密度計測としてトムソン散乱計測、レーザー干渉計測が存在する[7]。今回は遠赤外線レーザーを用いた干渉計測(FIR : Far - InfraRed)により電流クエンチ時の電子密度評価を行った。

電子密度の信頼性の高い計測法として、マイクロ波を用いた干渉計測法がトカマク装置では使用されていた[8]。しかし、生成されるプラズマの高密度化により、マイクロ波の遮断や屈折の効果が無視できなくなってきたため、遠赤外線レーザーを用いた干渉計測へと移行された。干渉計測法は電磁波の屈折率がプラズマの電子密度に依存することを利用して、図 4.2.2 に示すようなシステムを用いて真空中とプラズマ中で発生する電磁波の位相差を計測し、電子密度を計測する手法である。プラズマの有無により発生する位相差は以下の式で表される[8]。

$$\Delta\phi = \frac{\lambda e^2}{m_e c^2} \int n_e dl. \quad (4.5)$$

ここで λ は入射している電磁波の波長を表す。式(4.5)より計測される位相差が電磁波の経路に沿った線積分電子密度に比例する形となっている。

JT-60U のレーザー干渉計測システムの全体図を図 4.2.3 に示す。光源としては CH₃OH レーザーを使用しており[10]、計測視線はプラズマ周辺部を通る U1 とプラズマ中心部を通る U2 の 2 視線である。時間分解能としては 1 ms の計測が可能である。今回の計測においてはプラズマ中心部の計測を行っている U2 の視線を用いて電子密度の計測を行っている。

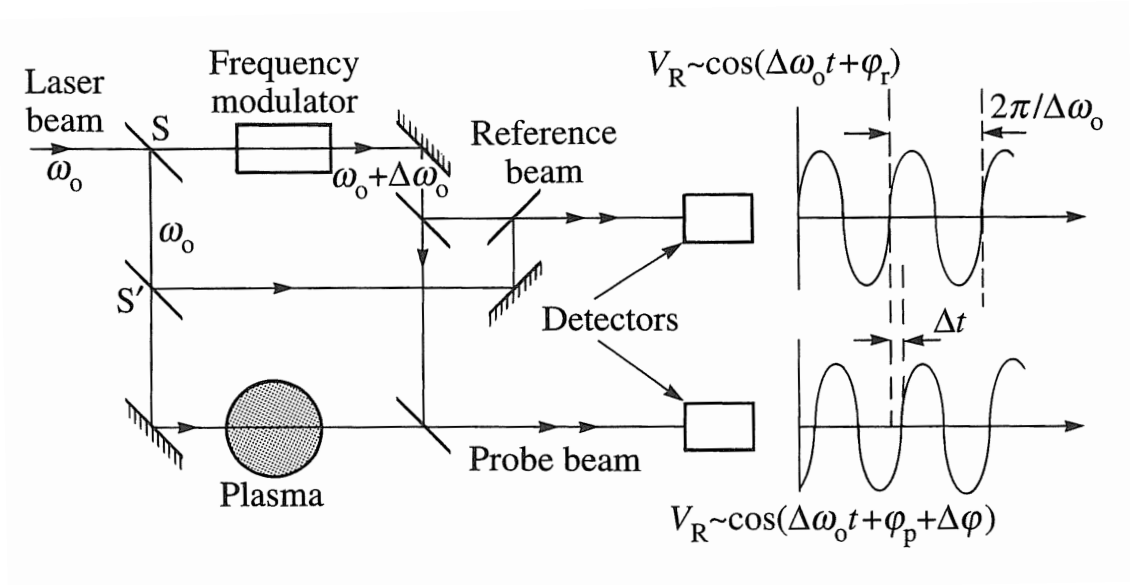


図 4.2.2 干渉計測の模式図[8]。

4.2.3 電子温度、電子密度計測を用いたポロイダルベータ値の評価

図 4.2.4(c), (d)に電子サイクロトロン放射計測で計測した電子温度、レーザー干渉計測により計測した線平均電子密度の時間発展を示す。電流クエンチの初期においては電子温度、電子密度の両計測が出来ており、これらよりポロイダルベータ値の評価が可能となる。ポロイダルベータ値の評価には下記の式を使用した。

$$\beta_p = \frac{\langle p \rangle}{B_\theta^2(a)/2\mu_0} = \alpha \frac{\int_0^a T_e(r)n_e r dr / S}{\mu_0 I_p^2 / (8\pi^2 a^2)}, \quad (4.6)$$

$$\alpha = \langle \beta_{p\text{-CCS}} \rangle / \langle \beta_p \rangle.$$

ここで、 $\langle \beta_p \rangle$ 、 $\langle \beta_{p\text{-CCS}} \rangle$ は電子温度、電子密度計測より求めたポロイダルベータ値、ディスラプション発生前の反磁性計測から求めたポロイダルベータ値の時間平均値を表す。このとき平均時間としては 5ms の時間幅を使用している。式 (4.3)のポロイダルベータ値の定義より考えると、評価するにはプラズマ圧力が必要となる。通常、プラズマ圧力は下記のように表される。

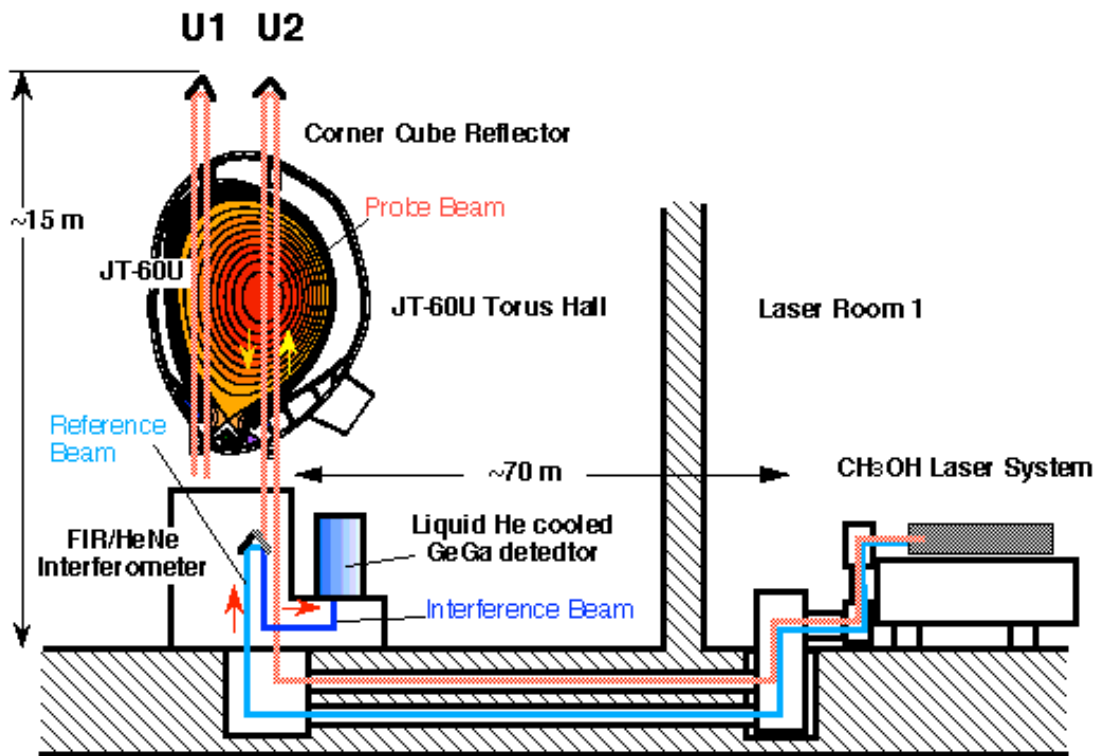


図 4.2.3 JT-60U におけるレーザー干渉計測の模式図[9]。計測視線としてはプラズマ中心を通る U2、プラズマ周辺部を通る U1 の 2 種類。

$$p = p_i + p_e = n_i T_i + n_e T_e. \quad (4.7)$$

ここで、 n_i 、 T_i はイオン密度、イオン温度を表す。本来ならば、ポロイダルベータ値の評価の際にはイオンの温度、密度の計測も必要となる。しかし、ディスラプション時のこれらの計測は非常に難しく、評価することが出来なかった。そのため、式(4.6)では電子の振る舞いのみを考慮した式になっている。また、ディスラプション発生前の反磁性計測によるポロイダルベータ値は渦電流の影響が少ないため（プラズマが定常状態にあるため）、そこでの反磁性計測には精度があると考え、評価の際には両者の値が一致するように α という係数を導入した。図 4.2.4(b) にポロイダルベータ値の評価結果を示す。緑線が反磁性計測より評価した場合、青線が式(4.6)で評価したポロイダルベータ値を表している。図 4.2.4 より電流クエンチ時には反磁性計測で評価した場合、電子温度が

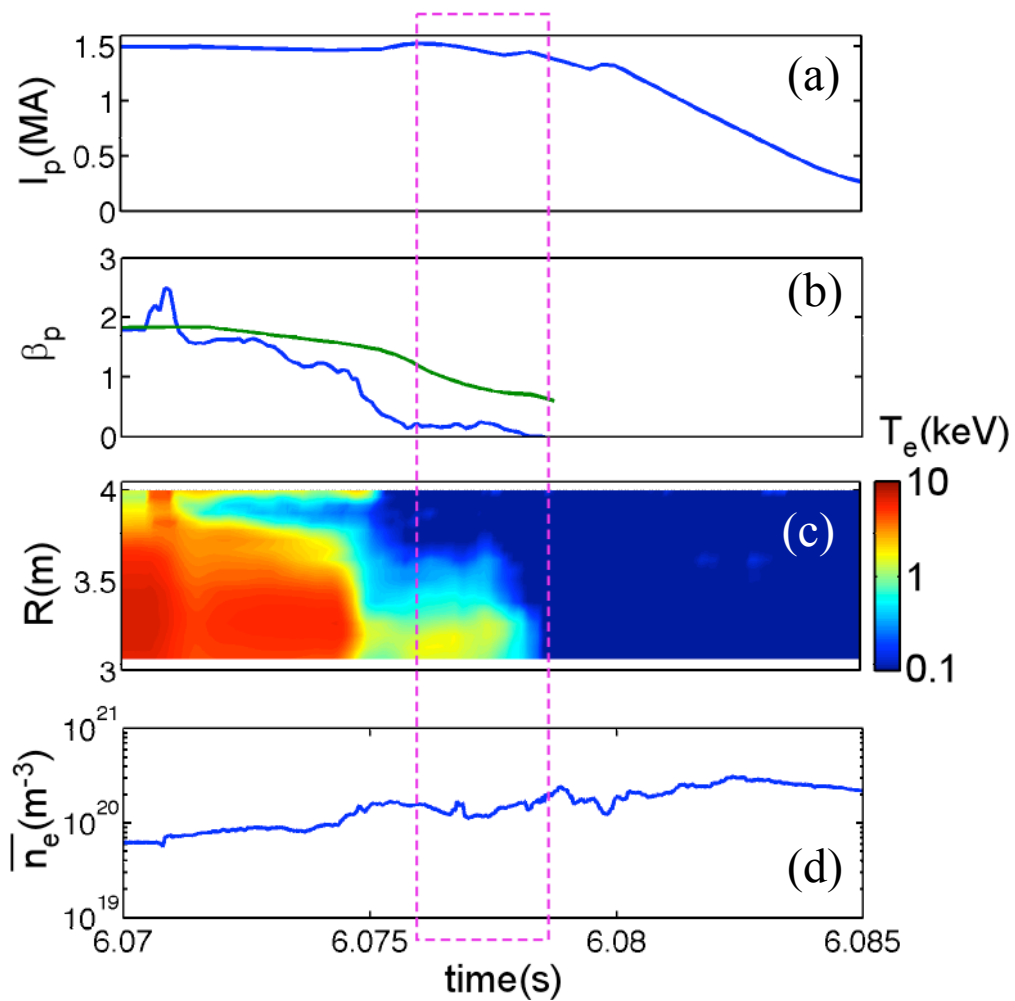


図 4.2.4 電流クエンチ時の(a)プラズマ電流、(b)ポロイダルベータ値、(c)電子温度分布、(d)線平均電子密度の時間発展。ポロイダルベータ値は反磁性計測 (緑)、電子温度、電子密度 (青) より評価したものを示している。電子温度計測は ECE 計測、電子密度は FIR 計測より評価した。

急激な減少しているような状況でも、ポロイダルベータ値の変化があまり見えず、渦電流の影響を大きく受けてしまいポロイダルベータ値の値が過大評価されていることが分かる。同時刻において電子温度、電子密度の時間変化より評価した場合は電子温度の減少と共に、ポロイダルベータ値の減少が確認できる。

4.3 高 β_p ディスラプションにおける電流クエンチ時の電流減衰モデルの検証

本章では解析対象として JT-60U の 2008 年度の実験サイクルで発生した高 β_p ディスラプション放電を対象にし、電流減衰モデルの検証を行った。図 4.3.1 にディスラプション発生前のポロイダルベータ値を示す。図においては参考に 3 章で議論したネオンガスパフディスラプション時のデータも記載した。今回の解析放電においては、ディスラプション発生前のポロイダルベータ値としては 1.4 ~ 2.3 % 程度であり、ネオンガスパフディスラプションに比べて 10 倍程度の違いがある。また、前節で述べたように高いポロイダルベータ値でのディスラプションにおいては、電流クエンチ時のポロイダルベータ値の時間発展が反磁性計測より評価すると過大評価されてしまう。そこで、4.2.3 節で述べた手法を用いて電流クエンチ時のポロイダルベータ値の評価を行った。実際には電流クエンチ時の電子温度、電子密度計測が難しく、今回の解析放電において 5shot (図 4.3.1 の□) のみ評価できたため、その放電において電流減衰モデルの検証を行った。

4.3.1 高 β_p ディスラプションにおける電流クエンチ時のプラズマ応答

図 4.3.2 に高 β_p ディスラプションにおける電流クエンチ時の典型的なプラズマパラメータの時間発展を示す。この放電は高 β_p H-mode 実験で起きたディスラプションであり、磁気配位は以下のようにになっている；楕円度 $\kappa = 1.58$ 、三角度 $\delta = 0.18$ 、アスペクト比 $\varepsilon = 4.24$ 。プラズマ外部インダクタンスの評価に使用している式(2.43)を導出する際にはプラズマ断面が円形であるという仮定を用いている。しかし、この放電のように楕円度が高いプラズマにおいてはプラズマ外部インダクタンスの評価に式(2.43)を使用することが出来ない。楕円度 κ を考慮した場合のプラズマ外部インダクタンスの評価式は以下のように表すことが出来る。

$$L_e = \mu_0 R_0 \left(\ln \frac{16R_0}{a(1+\kappa)} - 2 \right). \quad (4.8)$$

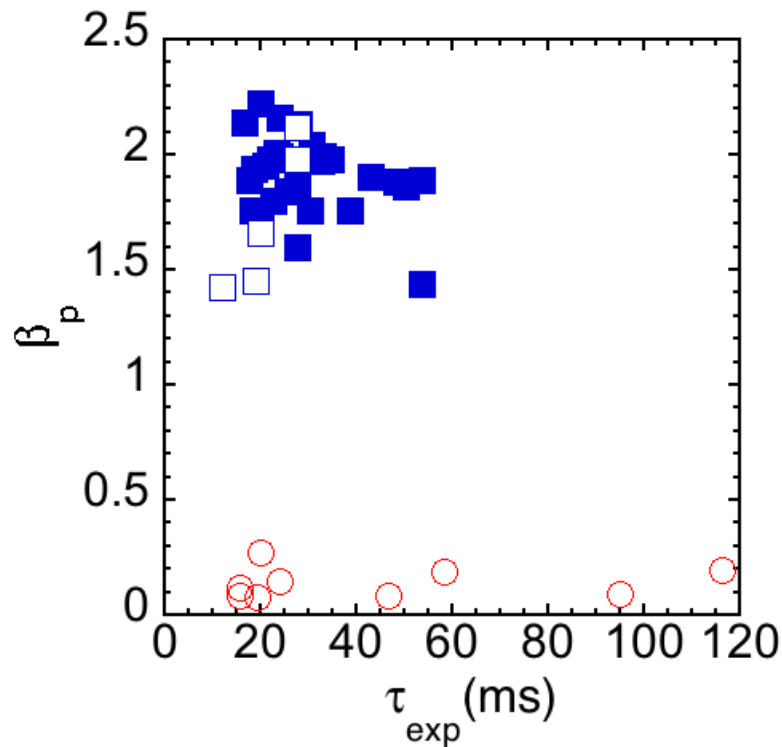


図 4.3.1 ディスラプション発生前のポロイダルベータ値の比較図。□、■が今回解析対象としている高 β_p 放電でのデータ、○が 3 章で検証をおこなったネオンガスパフディスラプション放電でのデータ。両者の放電においてはディスラプション時のポロイダルベータ値にかなりの違いがある。

今回、解析対象とした放電ではディスラプション発生前の楕円度が 1.4 – 1.6 程度であったため、プラズマ外部インダクタンスの評価には式(4.8)を使用した。

図 4.3.2 に示している放電では $t = 6.0745$ s より熱クエンチが発生しており、電子温度の急激な減少が確認できる。熱クエンチ開始後に内部インダクタンス L_i は増加しており、プラズマ電流の小さな正スパイクが観測できる。また、電流クエンチは $t = 6.076$ s より開始しており、プラズマ内部インダクタンスが増加している。今回の検証においても 3 章のネオンガスパフディスラプションと同様に、プラズマパラメータが評価できている電流減衰の初期段階（プラズマ電流が 10%減少する間）に着目している。実際の電流減衰時間の評価の際には式(3.20)を使用した。図 4.3.2 の放電において式(3.20)より電流減衰時間を評価す

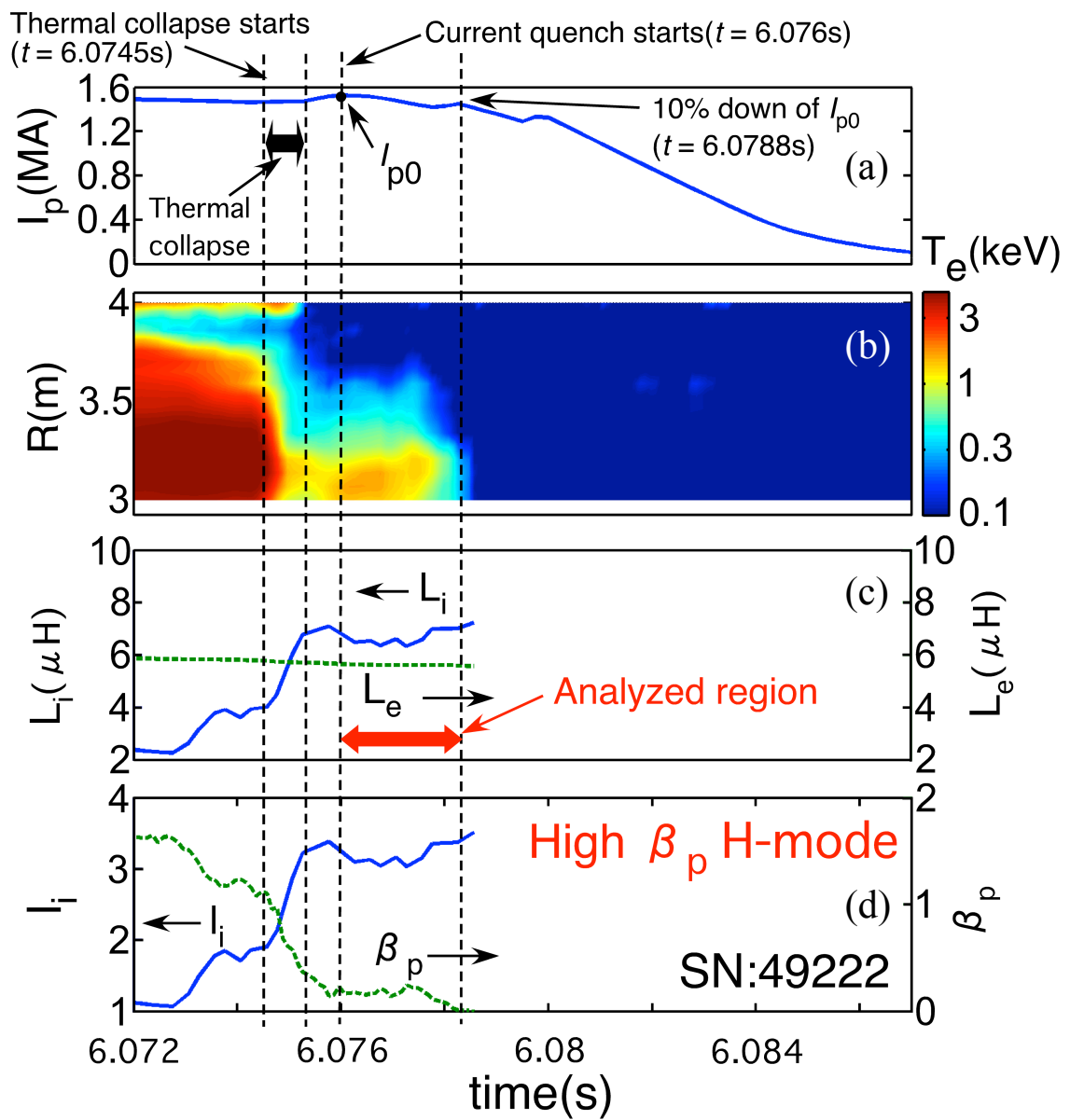


図 4.3.2 高 β_p ディスラプション放電における典型的なプラズマパラメータの時間発展。(a)はプラズマ電流、(b)は ECE 計測より評価した電子温度分布、(c)はプラズマ内部、外部インダクタンス、(d)はポロイダルベータ値、内部インダクタンス I_i を示している。

ると 18.9 ms となる。ネオンガスパフによるディスラプション時と比較すると、ディスラプション発生前のプラズマの応答が異なる。図 4.3.3 にネオンガスパフディスラプションにおける電流クエンチ時の典型的なプラズマパラメータの時間発展を示す。この放電では $t = 16.03892$ s より熱クエンチが発生しており、電子温度の急激な減少が確認できる。熱クエンチ開始後に内部インダクタンス L_i は減少しており、高 β_p ディスラプション時とは違ってプラズマ電流の大きな正スパイクが観測できる。また、電流クエンチは $t = 16.3905$ s より開始しており、プラズマ内部インダクタンスが増加している。この放電での実際の電流減衰時間は 19.2 ms であり、図 4.3.2 で示した高 β_p ディスラプション放電と電流減衰時間がほぼ一致している。電流減衰時間が同じであるのにも関わらず、両者の放電においては電流クエンチの初期において 2 倍程度の電子温度の違いがあることが判明した。そのため、両ディスラプション放電において電流クエンチ開始直後の電子温度を調査した。その結果を図 4.3.4 に示す。高 β_p ディスラプション放電では電流クエンチ開始直後に 1 keV (3 放電においては 3 keV) 以上の電子温度が存在することが判明した。一方、ネオンガスパフディスラプションにおいては 0.8 keV 以下の電子温度であった。これはディスラプションを発生させるためにネオンガスパフを行っており、放射冷却により電子温度が低下したためだと考えられる。これまでのディスラプション物理では熱クエンチによりプラズマの電子温度が数 eV 程度まで減少し、プラズマ抵抗が急激に増加することにより電流クエンチが発生すると考えられていた[11]。しかし、上記の実験結果はそれを完全に覆す結果となっており、プラズマ中心の電子温度がかなり高い状態でも電流クエンチが開始することが判明した。また、電流減衰時間が速い領域に着目すると、高 β_p ディスラプションとネオンガスパフディスラプション放電においてプラズマ中心の電子温度に大きな違いがあるのにも関わらず、電流減衰時間はほぼ一致している。つまり、電流減衰の初期段階においては高 β_p ディスラプション放電においてもネオンガスパフ時と同様に電子温度が電流減衰時間の決定に大きく関わっていない可能性があることが示唆される。

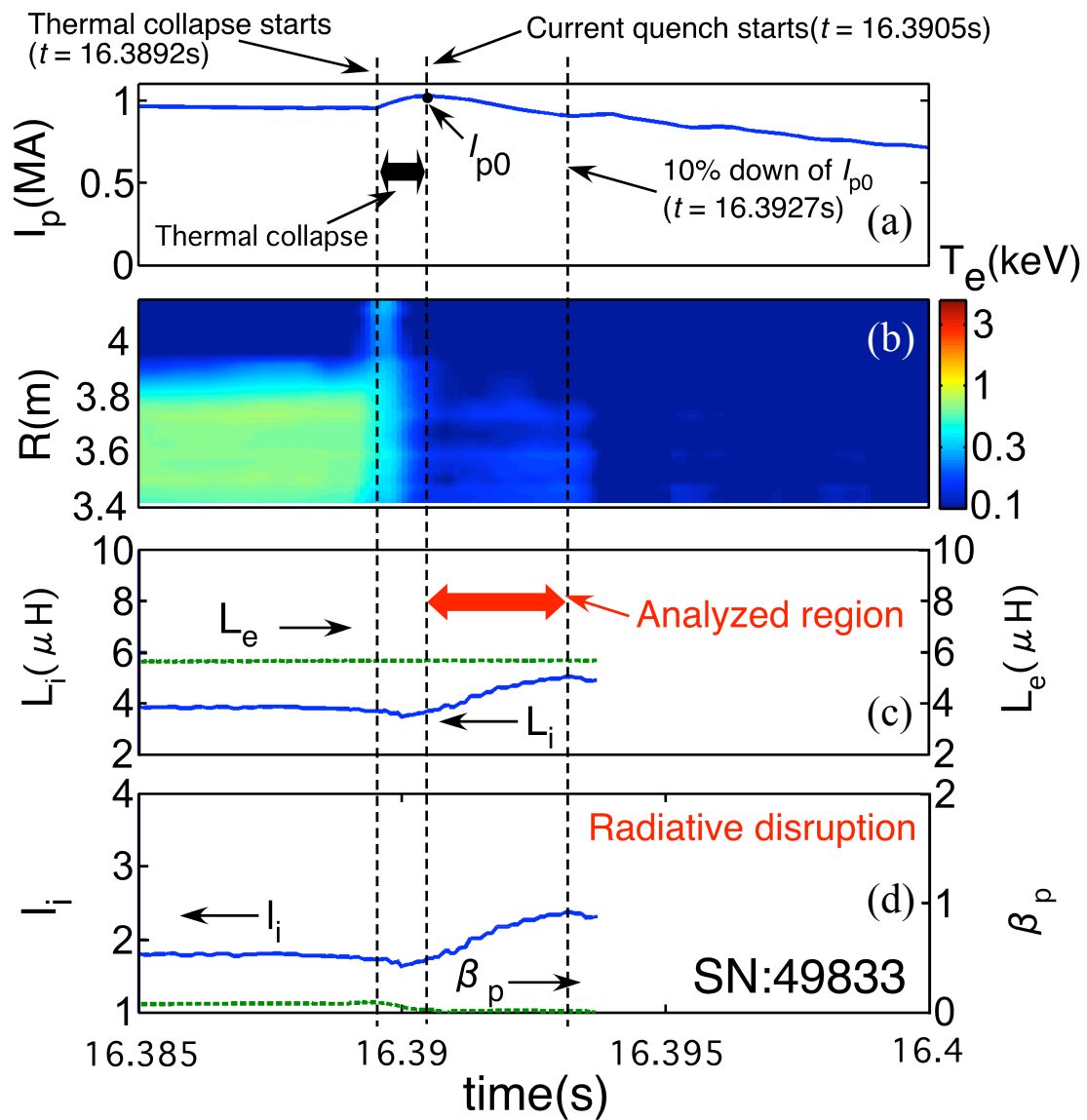


図 4.3.3 ネオンガスパフディスラプション放電における典型的なプラズマパラメータの時間発展。(a)はプラズマ電流、(b)はECE計測より評価した電子温度分布、(c)はプラズマ内部、外部インダクタンス、(d)はポロイダルベータ値、内部インダクタンス l_i を示している。

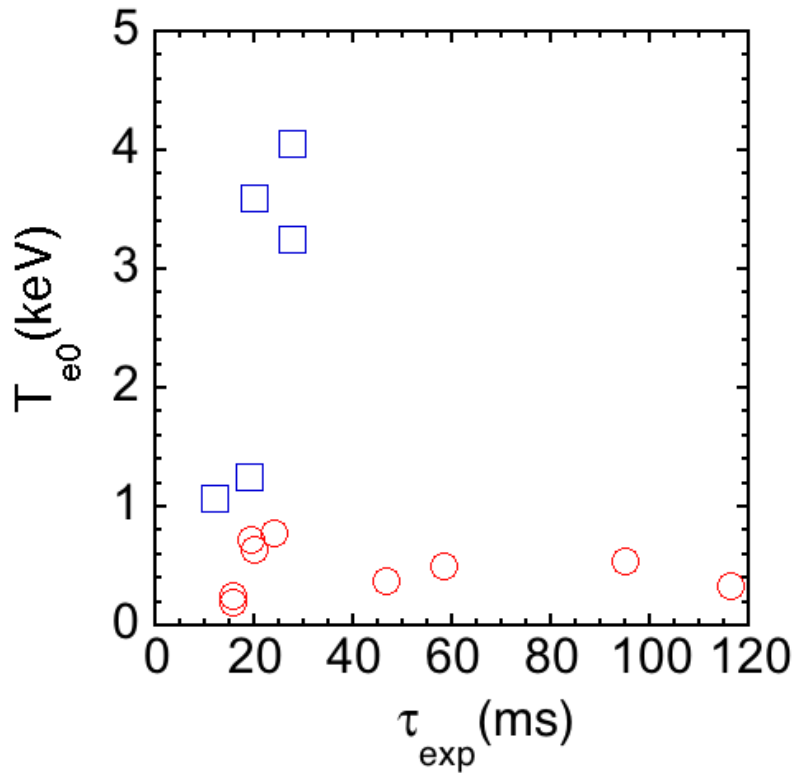


図 4.3.4 高 β_p ディスラプション(□)、及びネオンガスパフディスラプション(○)における電流クエンチ開始直後のプラズマ中心の電子温度 T_{e0} 。高 β_p ディスラプション放電では電流クエンチ開始直後の 1 keV 以上の電子温度が存在していることが判明した。

4.3.2 高 β_p ディスラプションにおける電流クエンチ初期での電流減衰モデルの検討

計測より評価したプラズマ抵抗 R_p 、プラズマインダクタンス L_p を用いて高 β_p ディスラプション放電における電流減衰モデルの検証を実施した。図 4.3.5 に電流減衰モデルの検証の結果を示す。プラズマ抵抗 R_p は電子温度分布より式(2.33)、(3.19)を用いて評価した。実効電荷については空間的に一様に $Z_{\text{eff}} = 3$ であると仮定した。プラズマインダクタンス L_p については式(2.36)、(4.8)を用いて評価した。また、電流減衰時間の実験値 τ_{exp} は式(3.20)、 L/R モデルの理論値 (図 4.3.5 の黒抜きのシンボル) は式(2.28)を、3 章で新たに提案したプラズマインダクタンスの時間変化を考慮した電流減衰モデル (図 4.3.5 の白抜きのシンボル)

は式(3.22)を用いて評価を行った。実際には高 β_p ディスラプション放電においても電流クエンチの初期段階では L/R モデルで評価した理論値は実際の電流減衰時間に比べて、10 倍程度大きく見積もられることが判明した。また、3 章で新たに提案した電流減衰モデルの方が実際の電流減衰時間とよく一致している様子がわかる。この結果はネオンガスパフディスラプション時と同様に、特に電流減衰が速い放電の電流クエンチ初期においては、既存の L/R モデルは成立せず、プラズマインダクタンスの時間変化率が電流減衰時間の決定に大きく寄与していることを示している。

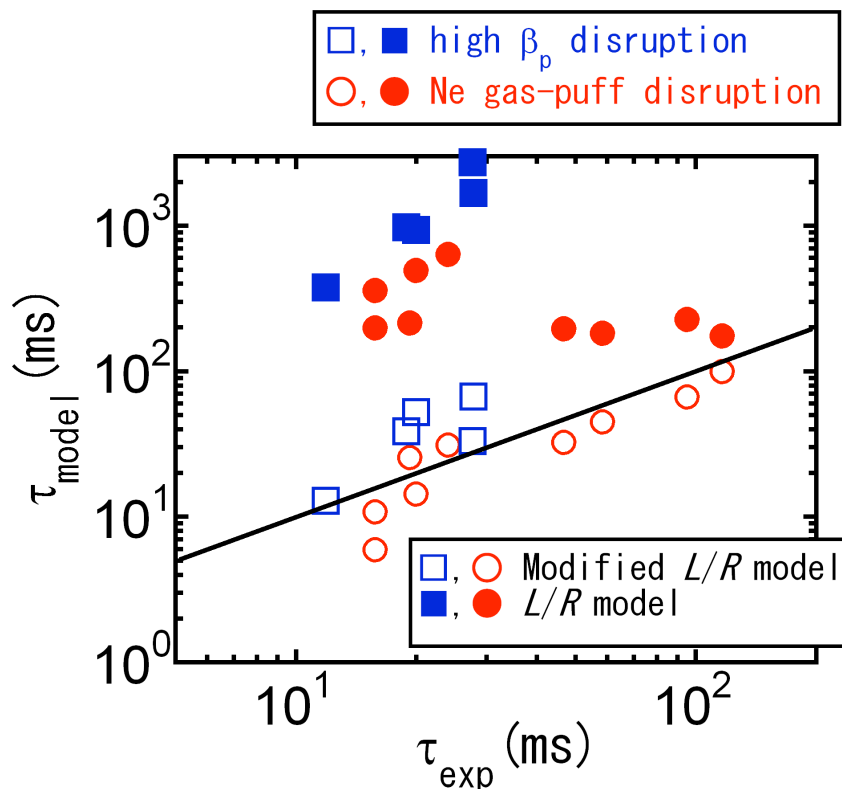


図 4.3.5 高 β_p ディスラプション放電における電流減衰モデルの検証の結果。黒抜きのシンボルは L/R モデルにより、白抜きのシンボルはプラズマインダクタンスの時間変化を考慮した電流減衰モデル (式(3.22)) により評価した理論値を表す。四角のシンボルは高 β_p ディスラプション放電、丸のシンボルはネオンガスパフディスラプションの場合を示している。

4.3.3 実効電荷がプラズマ抵抗評価に与える影響について

プラズマ抵抗 R_p を評価する際に実効電荷は空間的に一様で $Z_{\text{eff}} = 3$ という仮定を用いている。しかし、式(2.33)に示すように実効電荷はプラズマ抵抗率評価に直接関係してくるため、仮定による誤差を評価する必要がある。実際には電流クエンチ時に電子温度が空間分布を持っているため、実効電荷も空間分布を持つ。そこで、実効電荷の分布を考慮し、今回の電流減衰モデル検証への影響の調査をした。今回、下記の式に示すような実効電荷分布を仮定した。

$$Z_{\text{eff}} = Z_0(1 - \rho^2) + 1, \quad (Z_0 = 5) \quad (4.9)$$

仮定した実効電荷分布を図 4.3.6 に示す。式(4.9)は面積平均値が 3 となるように、またプラズマの端で実効電荷が 1 になるように係数を決定している。また、実効電荷分布を考慮した場合のプラズマ抵抗値を図 4.3.7 に示す。実際に実効電荷

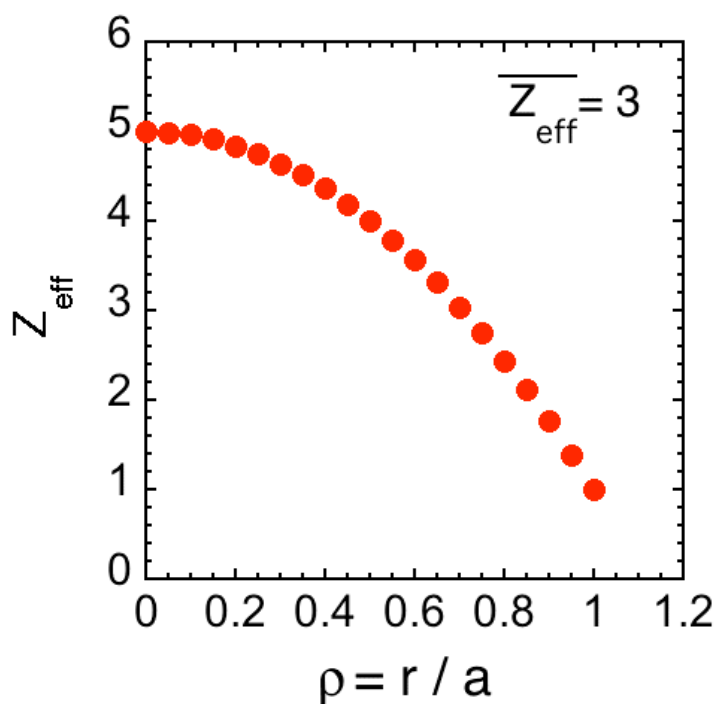


図 4.3.6 仮定した実効電荷分布。2乗分布で面積平均値が 3 になるように設定した。

分布を考慮した場合は考慮しない場合に比べてプラズマ抵抗値が大きくなる
 ことが分かる。また、式(3.22)の電流減衰モデルの理論式ではプラズマ抵抗値と
 プラズマインダクタンスの時間変化率との絶対値の大きさが重要となる。図 4.3.7
 に示すようにプラズマ抵抗値はプラズマインダクタンスの時間変化率比べて 10
 分の 1 程度であり、実効電荷分布の影響が出るためには少なくとも現在の仮定
 の 10 倍程度ほど大きくなる必要がある。そのような実効電荷は現実的にあり得
 ないため、実効電荷の仮定が今回の電流減衰モデルの検証に与える影響は無視
 できると考えられる。

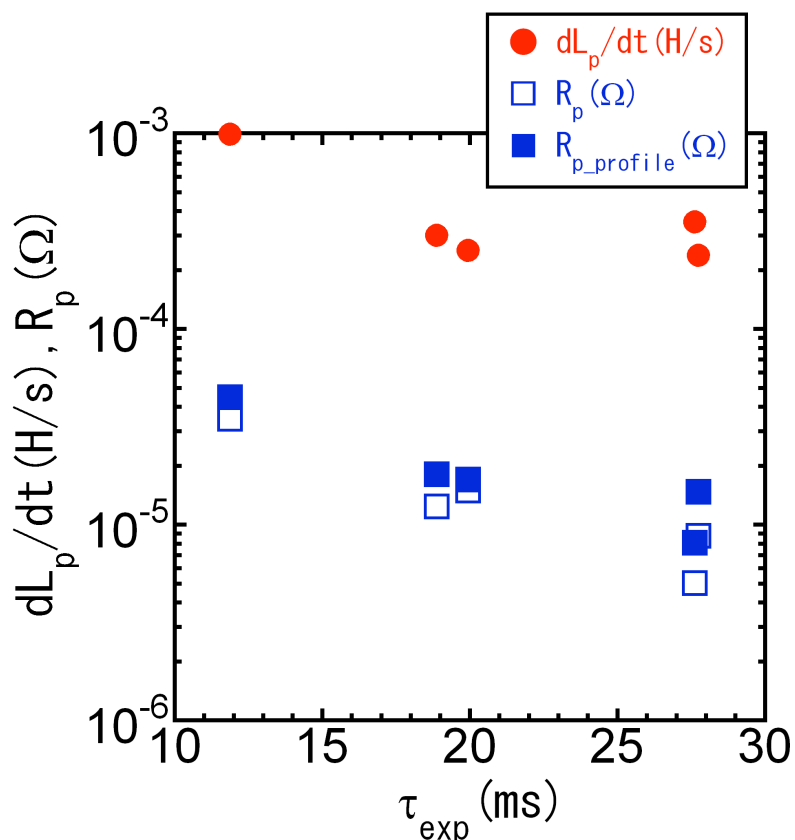


図 4.3.7 プラズマ抵抗、プラズマインダクタンスの時間変化の絶対値の比較。

4.4 結言

今回、JT-60Uの高ポロイダルベータ放電で発生したディスラプションにおいて、電流クエンチ時の電流減衰モデルの実験的検証を行った。電流減衰モデルの検証には電流クエンチ時のプラズマ抵抗とプラズマインダクタンスの評価が必要となる。プラズマ抵抗については電子サイクロトロン放射計測より求めた電子温度分布より評価を行った。プラズマインダクタンスについてはCCS法により評価したシャフラノフラムダと電子温度分布、レーザー干渉計測で求めた線平均電子密度を用いて計算したポロイダルベータ値より評価した。電流減衰モデルの検証の際にはプラズマパラメータが評価できる電流クエンチの初期段階に着目した。高ポロイダルベータディスラプション放電でも電子温度が電流減衰時間の決定に重要な役割を果たしていないことがわかり、ネオンガスパフディスラプション同様に既存の L/R モデルが使用できないことを示した。また、3章で提案したプラズマインダクタンスの時間変化を考慮した電流減衰モデルを使用した場合、実際の電流減衰時間を高い精度で再現できることが判明し、様々なプラズマパラメータに適した電流減衰モデルを実験的に示すことに成功した。

今回の解析により様々な状況で発生したディスラプションの電流クエンチ初期ではプラズマインダクタンス、特にプラズマ内部インダクタンスが時間変化していることが判明した。プラズマ内部インダクタンスが時間変化しているということは、電流密度分布が変化していることになる。そのため、3.6節でも述べたように電流密度分布の決定機構が判明すれば、物理に基づいた電流減衰時間の制御法を具体的に提言できるようになる。しかし、電流密度分布の決定機構を調査するためにはプラズマパラメータの分布計測が非常に重要となるが、ディスラプション時の計測の難しさから現状では電子温度の計測しか出来ない。そのため、電流密度分布の決定機構を解明するためにはDINA[12]やTSC[13]のような1次元の輸送と2次元の軸対称MHD平衡計算が組み合わさったディスラプションシミュレーションコードを用いた検証が今後の研究では必要となる。

参考文献

- [1] Y. Sakamoto, H. Takenaga, T. Fujita, S. Ide, T. Suzuki, et al., *Nuclear Fusion* **47** (2007) 1506.
- [2] M. Shimada, *et al.*, Progress in the ITER Physical Basis Chapter 1, *Nucl. Fusion* **47**, S1 (2007).
- [3] S. Ishida, P. Barabaschi, Y. Kamada and the JT-60SA Team, *Fusion Eng. Des.* **85** 2070 (2010).
- [4] 辻 俊二他：「JT-60/JT-60Uにおける反磁性測定法(JAERI-M 91-196)」日本原子力研究所 (1991).
- [5] プラズマ・核融合学会編、「プラズマ診断の基礎と応用」コロナ社 (2006) P.38.
- [6] 宮本健郎、「プラズマ物理入門」岩波書店 (1994), P.69.
- [7] JAEA ホームページ：JT-60U 計測器一覧.
http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/english/diag/html/diag_44.html
- [8] J. A. Wesson 2004 Tokamaks 3rd edition, Oxford University Press (2004) ch. 10, P.507.
- [9] JAEA ホームページ：Far Laser Interferometer.
http://www-jt60.naka.jaea.go.jp/english/diag/html/diag_47.html
- [10] T. Fukuda and A. Nagashima, *Rev. Sci. Instrum.* **60** (1989) 1080.
- [11] J. A. Wesson, R. D. Gill, M. Hugon, F. C. Schuller, J. A. Snipes, *et al.*, *Nucl. Fusion* **29** (1989) 641.
- [12] R. R. Khayrutdinov and V. E. Lukash, *J. Comput. Phys.* **109** (1993) 193.
- [13] S. C. Jardin, N. Pomphrey and J. Delucia, *J. Comput. Phys.* **66** (1986) 481.

第 5 章 環状型核融合装置におけるプラズマ放電終了時のプラズマ応答に関する研究

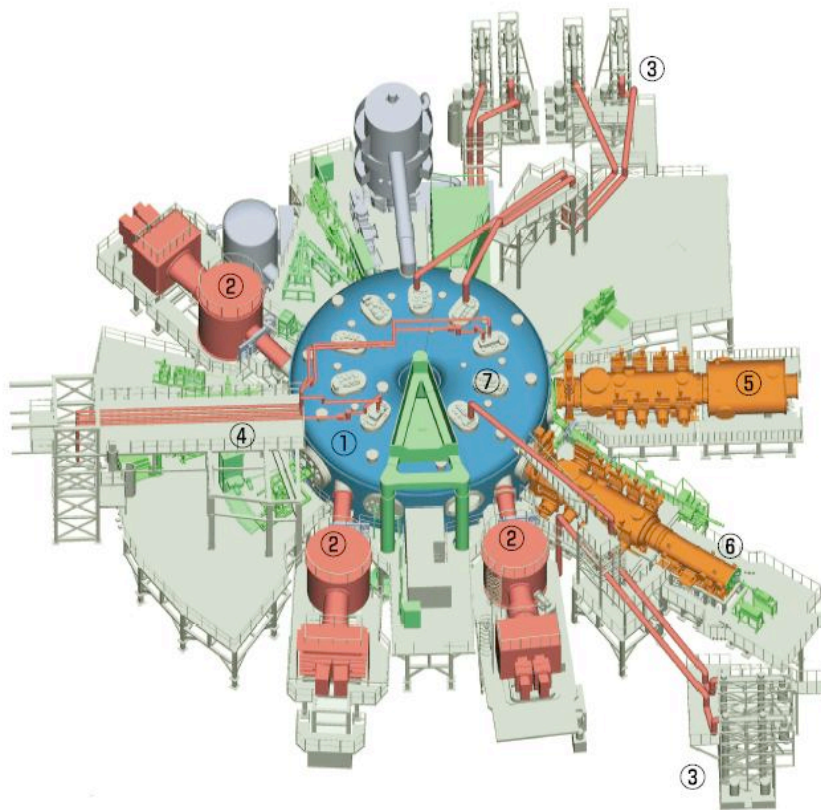
5.1 緒言

1.3 節で述べたようにトカマク型核融合装置ではプラズマの閉じ込めにプラズマ電流が重要となるが、プラズマ電流の発生方法はトランスの原理を使用しているためプラズマ放電が必ずパルス運転となってしまふ。そのため、トカマク装置でプラズマ放電を終了する際には、「電流ランプダウン」というプラズマ電流の立ち下げが必要となる。この電流ランプダウンにおいては閉じ込めに必要なプラズマ電流を減少させていくため、当然プラズマが不安定な状態になる可能性が高い。そのため、電流ランプダウン中にディスラプションが発生しないようにプラズマの制御が必要となる。ITER においては 15 MA という巨大なプラズマ電流を流すことが予定されており [1]、一周電圧を現実的な値に抑えながら電流を立ち下げるためには、電流ランプダウンに長時間がかかることが予測される。しかし、ITER のような大電流の立ち下げを経験したことがないことや、放電時間にも限りがあるためディスラプションを発生させずに如何にプラズマ電流を早く減少させるかが問題となる。そのため、ITER の電流ランプダウンを想定した実験が Alcator C-Mod、ASDEX-U、DIII-D、JET で行われている [2-6]。General Atomics 社の DIII-D においては電流ランプダウン時の電流減衰率を 1.1 MA/s とした場合にディスラプションが発生することを報告している [4, 5]。上記の電流減衰率で考えれば、ITER において安全にプラズマ電流を 0 にするためには最低でも 15 秒かかる計算になる。また、安全にプラズマ電流を減少させられたとしてもプラズマ電流値が 0.1 MA に達したときにディスラプションが発生することも系統的に判明しており、ディスラプションは垂直位置制御が終了したことによりプラズマ位置が不安定になり発生したと報告されている。しかし、現状での電流ランプダウンに関するデータはまだ不十分であり、ITER における重要課題の 1 つとして各トカマク装置でのデータの提供が求め

られている[4]。一方、ヘリカル型装置では基本的に外部磁場のみでプラズマを閉じ込めているため、プラズマ電流は必要としない。しかし、2章で述べたように大河電流やブートストラップ電流などの自発電流により 100 kA 程度のプラズマ電流が発生することがある。当然、プラズマ電流が減少しても閉じ込め磁場には影響しないため、磁気面が存在する中での電流の立ち下げとなる。本章では、まず解析に使用した大型ヘリカル装置 LHD について説明する（大型トカマク装置 JT-60U については 3 章で説明しているため、そちらを参照のこと）。また、大型トカマク装置 JT-60U の放電終了時の電流ランプダウン、大型ヘリカル装置 LHD における放電終了時のプラズマ電流の減衰に着目し、プラズマがどのような応答を示しているのかを調査する。さらに、両装置での結果を比較することにより、電流減衰中の磁気面の有無がどのように影響を及ぼすのかを調べる。

5.2 大型ヘリカル装置 LHD

大型ヘリカル装置 LHD (Large Helical Device) は自然科学機構核融合科学研究所が所有する大型核融合装置であり、超伝導コイルをらせん状に巻いたポロイダルおよびトロイダルモード数がそれぞれ $l=2$ 、 $m=10$ のヘリカル型磁場閉じ込め装置である[7]。ヘリカル型装置はプラズマの閉じ込めにプラズマ電流を必要としないので、トカマク型装置のようにディスラプションが発生せず、定常運転に向いていると考えられている。図 5.2.1 に鳥瞰図を、図 5.2.2 に LHD の本体断面図を示す。図 5.2.1, 5.2.2 に示す LHD は閉じ込め磁場を発生させる超伝導ヘリカルコイル、ポロイダルコイル、プラズマ真空容器、コイルにかかる電磁力を支えるための電磁力支持構造物、超伝導コイル断熱のための真空容器から構成される。そして、LHD はトカマクのように誘導電流加熱を行うことができないため、プラズマは ECH (82.7 と 84GHz) により生成され、負イオンの NBI により加熱され保持している。また、表 5.2.1 に LHD の主要なパラメータを示す。



- ①本体
- ②中性粒子入射加熱装置
- ③イオンサイクロトロン共鳴加熱装置 (ICRF)
- ④電子サイクロトロン共鳴加熱装置(ECH) (パワー伝送用導波管)
- ⑤ローカルアイランドダイバータ (LID)
- ⑥真空排気装置
- ⑦計測ポート
- ⑧超伝導ヘリカルコイル
- ⑨超伝導ポロイダルコイル
- ⑩プラズマ

図 5.2.1 大型ヘリカル装置 LHD の鳥瞰図[8]。

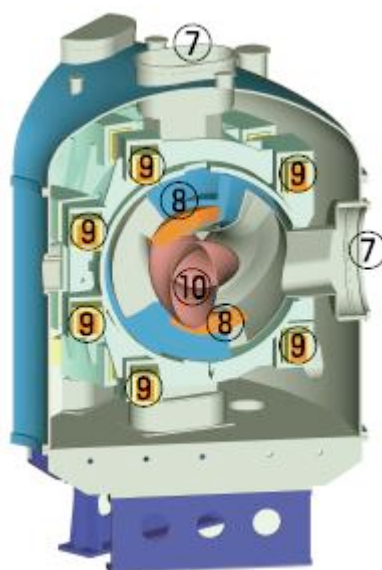


図 5.2.1 大型ヘリカル装置 LHD の本体断面図[8]。

表 5.2.1 大型ヘリカル装置 LHD の主要パラメータ。

プラズマ大半径 R_0	3.6 - 3.9 m
プラズマ小半径 a	0.6 - 0.65 m
プラズマ体積 V	30 m ³
磁場強度 B	3 T
ポロイダルモード数 l	2
トロイダルモード数 m	10
ヘリカルコイルのピッチ数	2 × 5

また、各種プラズマ計測を行うために、LHD では多くの計測装置が設置されている。LHD に設置された計測器の概略図を図 5.2.3 に示す。一つのパラメータを複数の計測器によって測定することにより、空間的な情報や、時間的な変化などの計測でより信頼性の高い測定を目指している。核融合発電を実用化す

るためには、超高温・高密度プラズマの定常的な維持が必要である。LHD では、トカマクプラズマとヘリカルプラズマを比較し、総合的にトラスプラズマの閉じ込め特性、および高ベータプラズマの物理的な理解を深めることを目標としている。実際に 2008 年までに LHD で達成されたパラメータを表 5.2.2 に示す。LHD では経済的な磁場閉じ込め核融合を実現するために必要なベータ値が 5%以上のプラズマの長時間保持に成功している[10]。

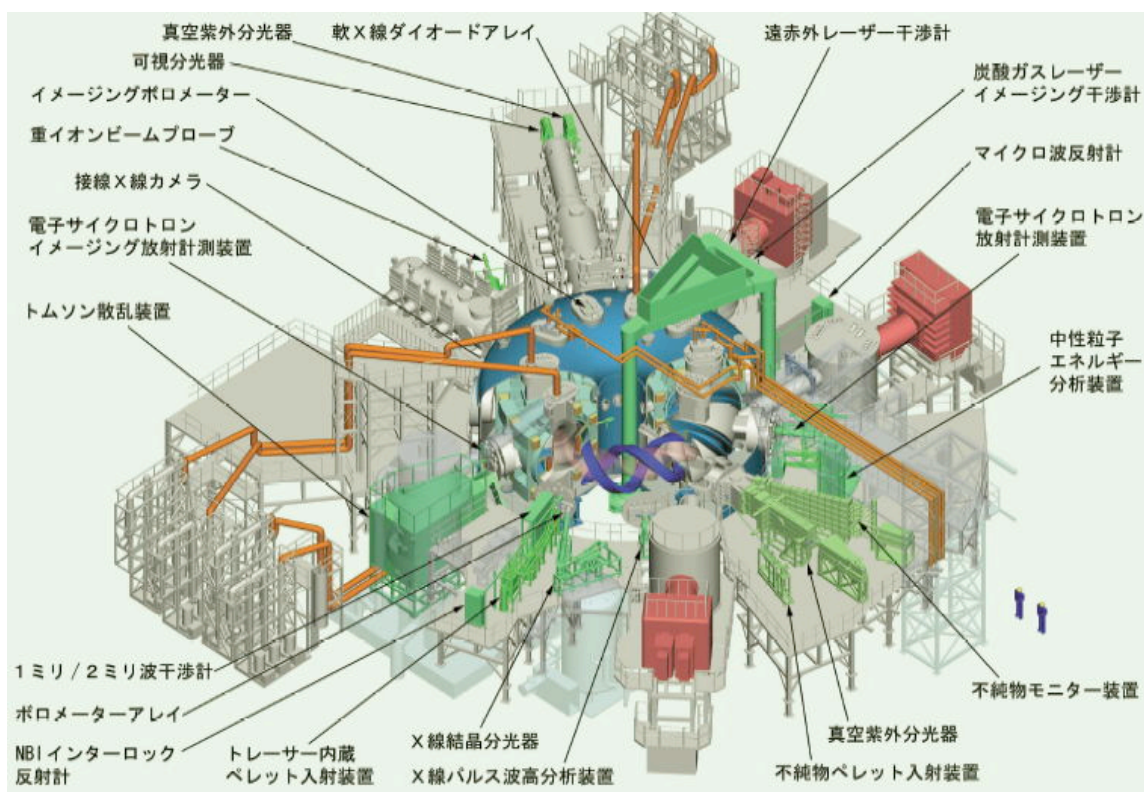


図 5.2.3 LHD における計測器の概略図。

表 5.2.2 LHD における達成パラメータ。

最高電子温度 T_e	10 keV
最高イオン温度 T_i	6.5 keV
最高閉じ込め時間 τ_E	0.36 s
核融合三重積 $n\tau_E T$	$4.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}\text{keV}$
最高蓄積エネルギー W_p	1.44 MJ
最高ベータ値 $\langle\beta\rangle$	5.0 % (磁場 0.425 T)
最高密度 n_e	$1.0 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$
最長放電時間	3900 s
最大加熱エネルギー	1.6 GJ

5.3 大型トカマク装置 JT-60U における電流ランプダウン時のプラズマ応答

電流ランプダウン時のプラズマの振る舞いを調べるために、JT-60U における 2008 年の実験キャンペーンにおいて実施された電流ランプダウン (806 shots) を調査した。今回の調査により電流ランプダウンでは DIII-D で報告されたように全電流ランプダウンの 88 % の放電で不安定な状態になり、プラズマ電流の正スパイクと急激な電流減衰が観測されることが判明した (図 5.3.1)。また、図 5.3.2 に電流ランプダウン時に電流の正スパイクが発生するタイミングを示す。図に示すようにほとんどの放電においては、電流ランプダウン前のプラズマ電流の 20 % 程度までは安全に立ち下げることに成功している。また、ディスラプションの発生を示すプラズマ電流の正スパイクは電流ランプダウン前のプラズマ電流の 5-7.5 % の時に多く発生していた。上記の結果は電流ランプダウン時にある程度の状態まではプラズマの制御に成功していることを示している。しかし、初期のプラズマ電流の 5~7.5 % に達するとなぜ安定的にプラズマを制御で

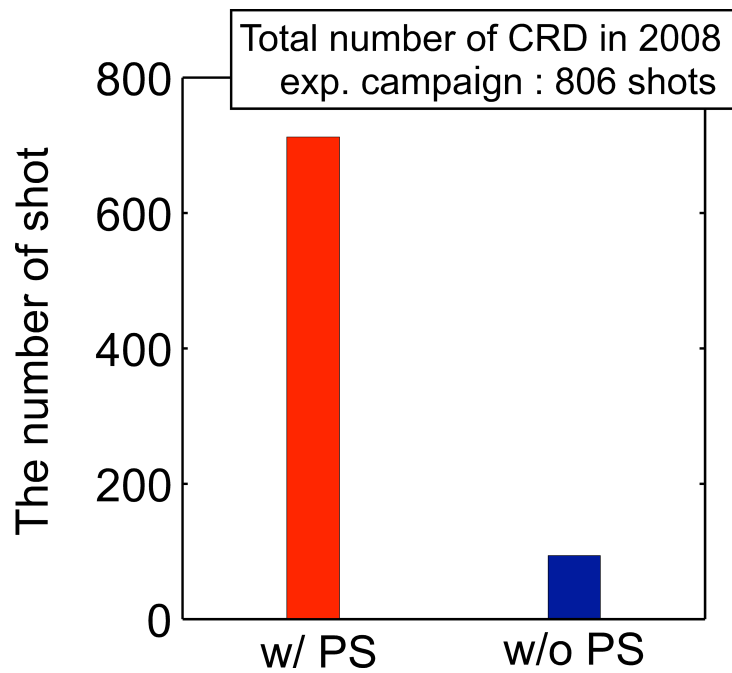


図 5.3.1 JT-60U の 2008 年実験キャンペーンにおける電流ランプダウン中での正スパイクの発生率。多くの正スパイクが発生している放電は全体の 88% であり、かなりの電流ランプダウンで発生している。

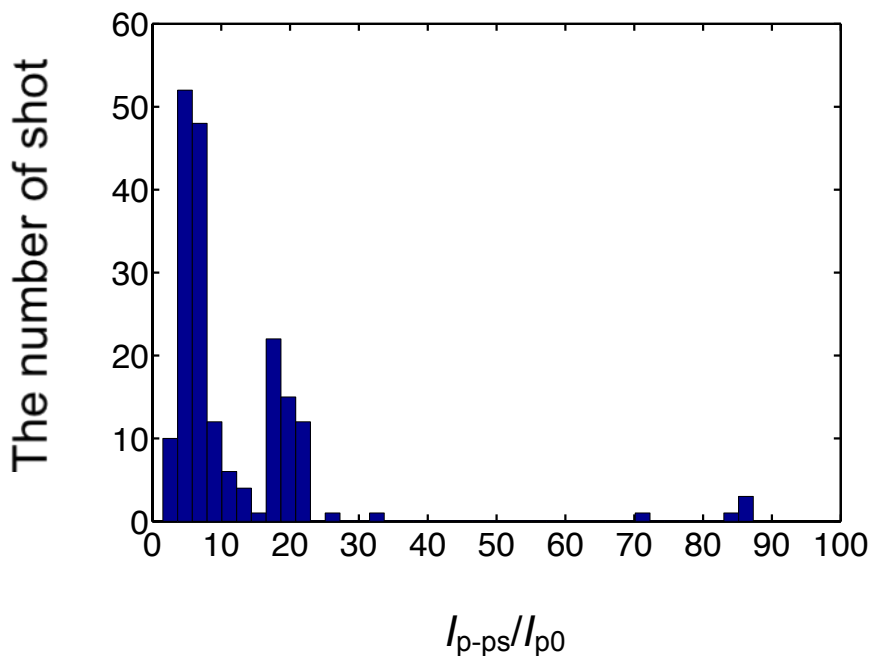


図 5.3.2 プラズマ電流の正スパイクが発生するタイミングを表すヒストグラム。 I_{p-ps} は正スパイクが発生した時、 I_{p0} は電流ランプダウン前のプラズマ電流値を表す。

きないのかということの解明することは重要である。そこで、このプラズマ電流の正スパイクがどのような原因で発生しているのかを調べるために、電流ランプダウン時のプラズマパラメータの振る舞いについて調査した。

図 5.3.3 に JT-60U における電流ランプダウン時の典型的なプラズマパラメータの時間発展を示す。プラズマインダクタンス、大半径、断面積については 3.4.2 節で示した CCS, MCCP 法を、ポロイダルベータ値については 4.2.1 節で示した反磁性計測より評価した。図 5.3.3 に示す放電では $t = 17.5$ s より電流ランプダウンが開始している。電流ランプダウン中においてはプラズマ電流を減少させるために、プラズマ電流が流れている方向とは逆のトロイダル方向に電圧を印加している。このとき、プラズマ大半径、プラズマ断面積、ポロイダルベータ値は電流ランプダウン中盤まではほとんど変化しないが、内部インダクタンスが徐々に増加している。すなわち、電流ランプダウン時に電流密度分布が尖化していることを示している。これは外部コイルより印加している逆電圧が徐々にプラズマにしみ込み、プラズマ周辺部の電流から減少しているためであると考えられる。電流ランプダウン時に電流密度分布が尖化していくという結果は他のトカマク装置でも観測されている[2-6, 11]。この電流ランプダウンでは、プラズマ電流が 60kA 程度になった時にプラズマ電流の正スパイクが発生している。

電流の正スパイク発生時にプラズマにどのような現象が発生しているのかを調べるために、電流ランプダウン終盤での電子温度の振る舞いについて調査した。図 5.3.4 に電流ランプダウン終盤のプラズマ電流の正スパイク発生時のプラズマ電流、電子温度の時間発展を示す。電子温度については 3.3.1 節で示した電子サイクロトロン放射計測より評価している。この放電ではプラズマの光学的厚さを評価したところ、100eV 以下の電子温度では ECE 計測の精度が悪いことが判明したため、100eV 以上の電子温度のみを表示している。図 5.3.4(b) に示すように、 $t = 19.0 \sim 19.91$ s の間でプラズマが一旦加熱され、その後電子温度が急激に減少し、プラズマ中心の電子温度が 200eV を下回った直後にプラズマの正スパイクが発生している。電子温度の急激な減少、プラズマ電流の正スパイクの発生はディスラプション時によく観測されている現象であり、JT-60U の電

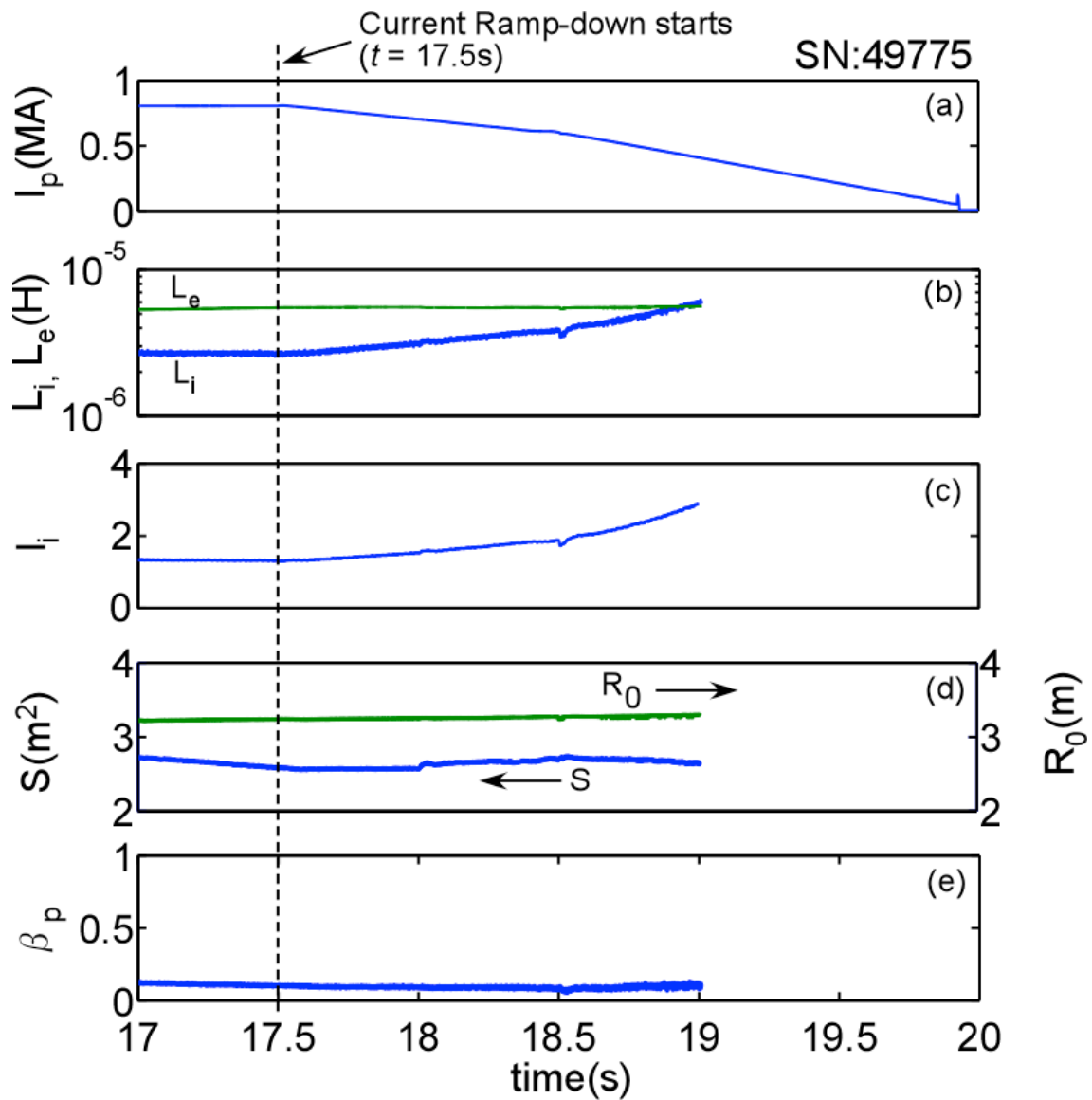


図 5.3.3 JT-60U における電流ランプダウン時の典型的なプラズマパラメータの時間発展。(a)はプラズマ電流、(b)はプラズマ内部、外部インダクタンス、(c)は内部インダクタンス、(d)プラズマ断面積、プラズマ大半径、(e)はポロイダルベータ値を示す。

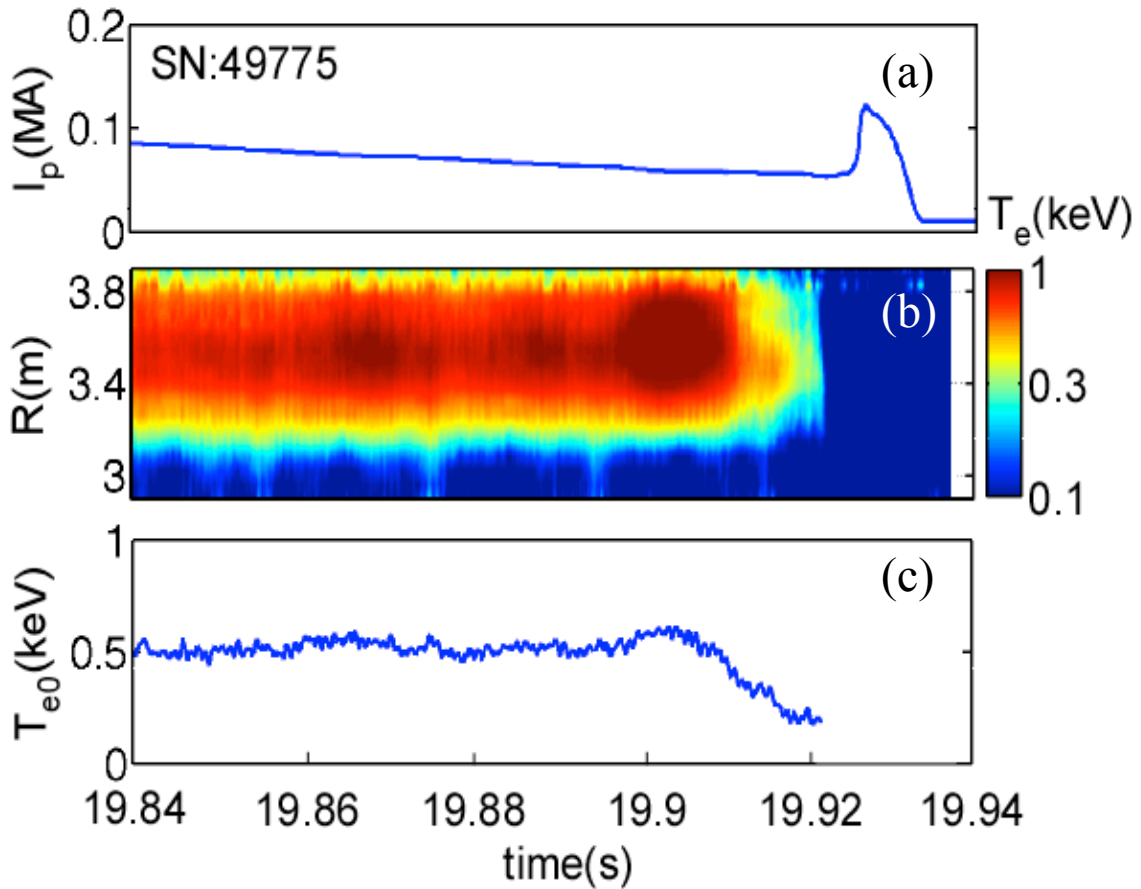


図 5.3.4 電流ランプダウン終盤の(a)プラズマ電流、(b)電子温度分布、(c)プラズマ中心の電子温度の時間発展。

流ランプダウンにおいても DIII-D と同様にディスラプションが発生していることが確認された。ディスラプションが発生した原因としては MHD 不安定性の成長やプラズマ位置の不安定化などが考えられる。そこで、ポロイダル方向に設置された複数の磁気プローブの信号値からディスラプション発生時のプラズマ位置の推測を行った。図 5.3.5 に JT-60U に設置されている磁気プローブのポロイダル位置、図 5.3.6 に各磁気プローブで計測した磁場強度の時間発展を示す。図 5.3.6 より電子温度が急激に減少している時刻では真空容器外側下方向に設置された T19, T14, T13 の順に磁場強度の増加、ピークが観測された。さらに、プラズマ電流の正スパイク発生時には真空容器内側下方向に設置された

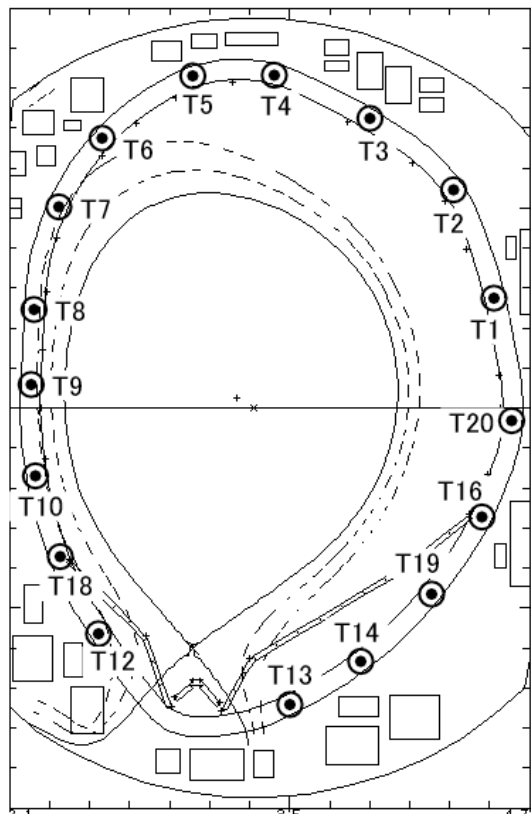


図 5.3.5 JT-60U におけるポロイダル方向に設置された磁気プローブ位置の模式図。真空容器内側にポロイダル方向にわたって 17 個設置されている。

T12, T18, T10 の順に磁場強度のピークが観測されており、これらの磁気データからプラズマ位置が不安定になり垂直下方向に移動し、ディスラプションが発生していることが推測される。さらに、電流クエンチ時には磁気データよりプラズマ位置が真空容器内側へ移動するのが観測されており、これはプラズマ電流が急激に減少することによりプラズマ自身のフープ力が減少し、外部コイルとの平衡が保てなくなったために移動したことが考えられる。垂直位置が不安定になる原因としては電流ランプダウン終盤ではプラズマ断面が縮小し、実効的に制御コイルから遠ざかることにより位置制御が効かなくなった可能性が高い。しかしながら、上記の結果は推測であるため、電流ランプダウン終盤に発生するディスラプション時の更なる正確なプラズマ位置データの取得が必要である。

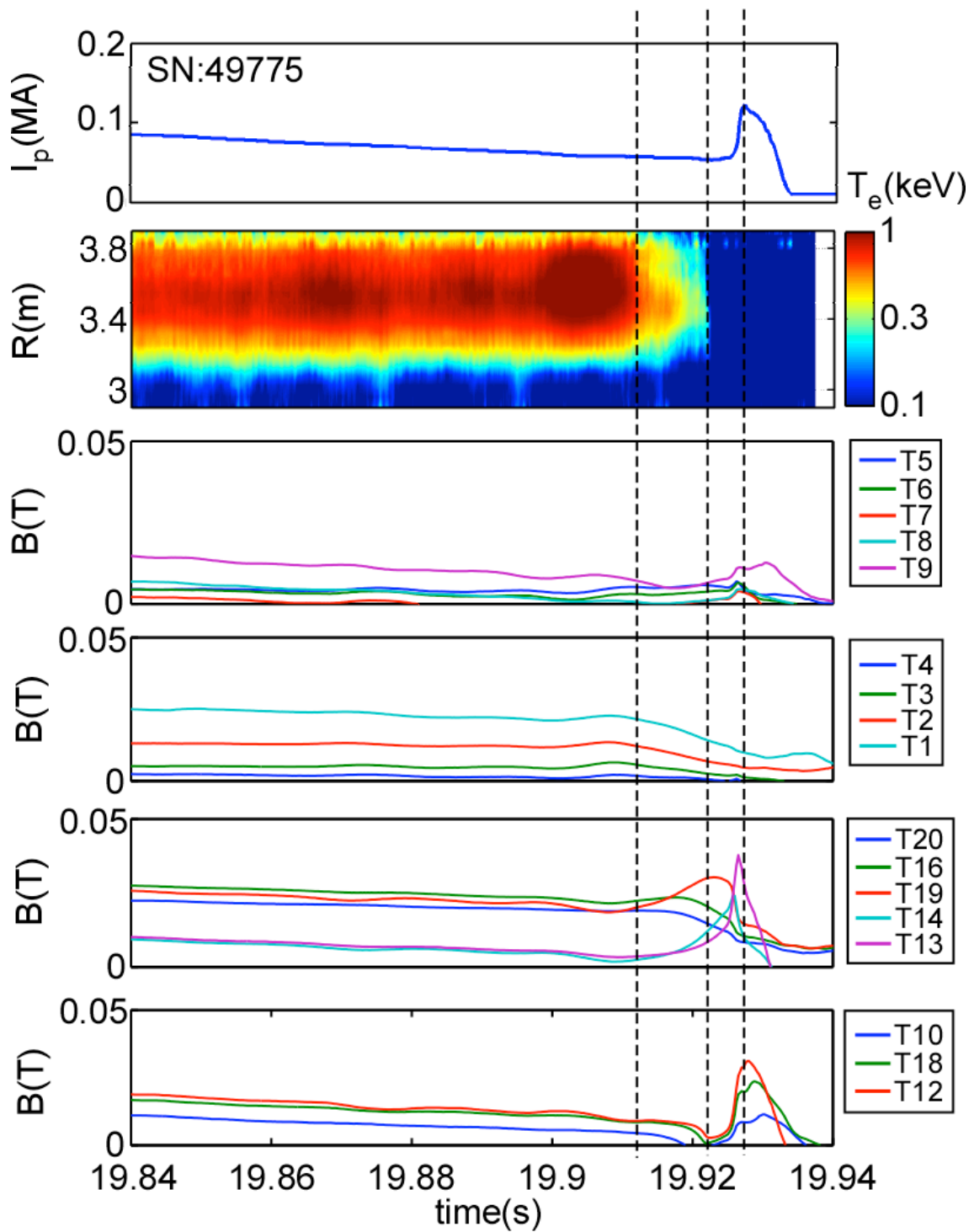


図 5.3.6 ディスラプション発生時のポロイダル方向に設置された各磁気プローブで計測した磁場強度の時間発展。第 3 カラム目は真空容器内側上方向、第 4 カラム目は真空容器外側上方向、第 5 カラム目は真空容器外側下方向、第 6 カラム目は真空容器内側下方向に設置された磁気プローブのデータである。

5.4 大型ヘリカル装置 LHD における放電終了時のプラズマ 応答

閉じ込め磁場が変化しない電流消滅時のプラズマの応答を調べるために、大型ヘリカル装置 LHD における NBI 駆動によりプラズマ電流が発生した放電に着目した。図 5.4.1 に LHD における放電終了時の典型的なプラズマパラメータの時間発展を示す。プラズマ抵抗は電子サイクロトロン放射計測より評価した電子温度と式(2.34)を用いて評価した。実効電荷については空間的に一様で $Z_{\text{eff}} = 3$ であるという仮定を用いている。また、プラズマインダクタンスについては本来なら平衡計算より内部インダクタンス、プラズマ形状を評価すべきではあるが、ヘリカル装置ではプラズマが 3 次元構造をしているため、トカマクのように軸対象の平衡計算が行えず平衡計算が複雑になってしまう。そのため、今回の評価においては電流消滅時の電子温度分布の計測が可能なこと、またヘリカル装置ではプラズマ電流が減少しても磁気面への影響は少ないことから、内部インダクタンス評価に必要な電流密度分布を電子温度分布の $3/2$ 乗に比例すると仮定した。

$$j(r) \propto T_e^{3/2}(r). \quad (5.1)$$

また、仮定した電流密度分布と用いて、下記の式よりポロイダル磁場分布を計算し、式(2.37)より内部インダクタンスの評価を行った。

$$B_\theta(r) = \mu_0 \int_0^r j(r) dS / (2\pi a). \quad (5.2)$$

図 5.4.1 の放電においては $t = 3.32$ s に NBI の出力が遮断され、それと同時にプラズマ電流の減衰が開始している。この放電は NBI により約 80 kA のプラズマ電流が誘起されている。LHD における放電消滅時ではゆっくりとした”Slow decay phase”の後に急激に電流が減衰する”Rapid decay phase”の 2 つの段階を

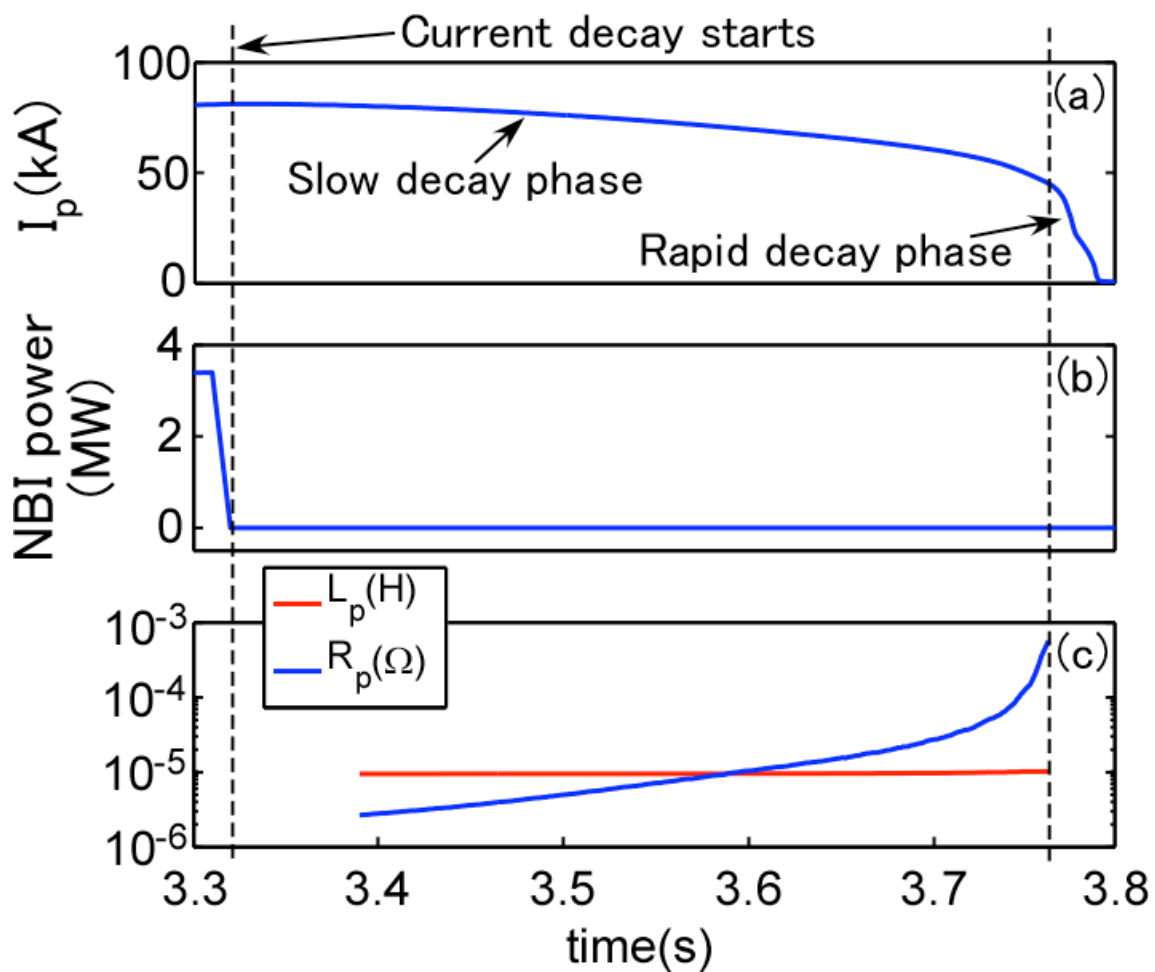


図 5.4.1 LHD における放電終了時の(a)プラズマ電流、(b)NBI 出力、(c)プラズマ抵抗、プラズマインダクタンスの時間発展。

経てプラズマ電流が消滅することが判明した。図 5.4.1(c)に示すように基本的には Slow decay phase ではプラズマインダクタンスは変化せず、プラズマ抵抗が変化している様子が観測されている。すなわち、LHD における Slow decay phase はトカマクのように電流密度分布がピークした形へと変化するのではなく、電流密度分布の形は変化せずに全体的に電子温度が減少し、プラズマ抵抗値が増加することにより発生していることを示している。また、JT-60U の電流ランプダウン時と同様に急激な電流減衰は観測されるが、LHD においては急激な電流減衰の前にプラズマ電流の正スパイクは観測されていない。そこで、Rapid decay phase でプラズマがどのような応答を示しているのかを調べるた

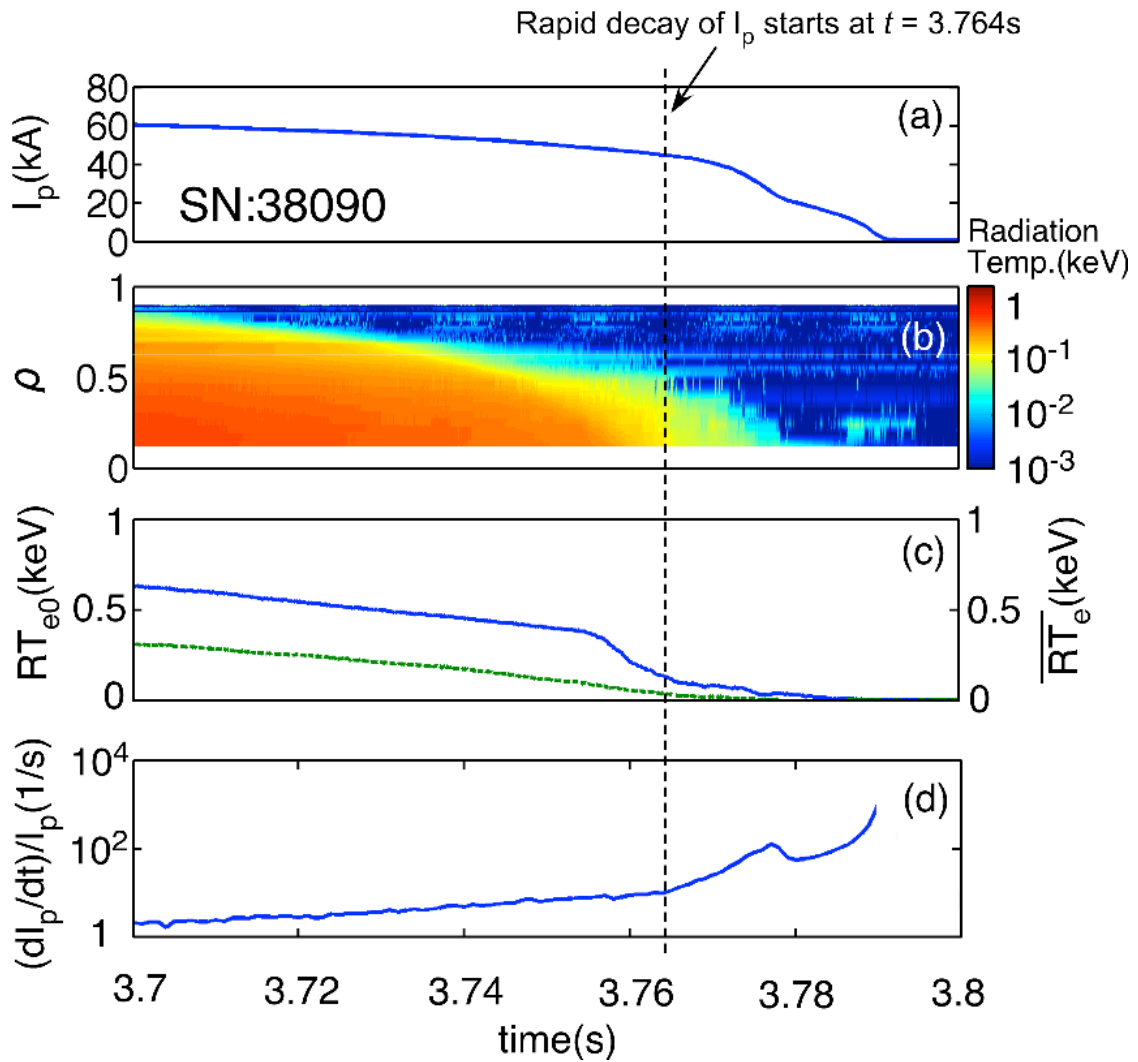


図 5.4.2 Rapid decay phase における(a)プラズマ電流 I_p 、(b)放射電子温度分布 RT_e 、(c)プラズマ中心の放射電子温度 RT_{e0} 、平均放射電子温度 \overline{RT}_e 、(d)電流減衰時間の逆数の時間発展。 RT_e は放射電子温度と呼び、光学的厚さを考慮しない電子温度を示している。

めに、ECE 計測より電子温度分布を評価した。その結果を図 5.4.2 に示す。図中に示す RT_e とはプラズマの光学的厚さを考慮していない電子温度のことを示しており、ここでは放射電子温度と呼ぶ。図 5.4.2 に示すようにプラズマ電流が減衰するにしたがってプラズマの高温領域が縮小しており、急激な電流減衰の発生前にはプラズマ全体は 100eV 以下の放射電子温度となっている。そのため、急激にプラズマ抵抗が増加し、急激な電流減衰が発生したと思われる。しかし、JT-60U の電流ランプダウン時とは違い、電子温度が緩やかに減少しているため、

電流密度分布の急激な変化やプラズマ位置の不安定化が発生せず、プラズマ電流の正スパイクが観測されなかったと考えられる。また、急激な電流減衰においても減衰中は放射電子温度が緩やかに減少しており、JT-60U の電流ランプダウン終盤に発生したディスラプション時とは電流の減衰率が大きく異なっている。トカマク装置とは違って放電終了時でも安定的に磁気面が存在しているため、JT-60U の電流ランプダウン終盤のような不安定な状態にならなかった可能性が高い。また、図 5.4.2(d)では Rapid decay phase 途中において電流減衰率の低下が観測されている。そのとき ECE 計測では放射電子温度を計測出来ていないことからかなり低い電子温度のプラズマが存在していることが分かる。このときには、急激にプラズマ抵抗が増加したことによりジュール加熱が発生し、プラズマの一周電圧が増加し、一時的に電流減衰率が減少したと考えられる。さらに、Rapid decay phase 時に観測された電流減衰率の一時的な減少はプラズマ電流の減衰が開始する前のプラズマ電流の絶対値が大きい放電でしか観測されないことも判明している[12]。

5.5 結言

今回、環状型核融合装置でのプラズマ放電終了時のプラズマ応答を調べるために、大型トカマク装置 JT-60U の電流ランプダウン、大型ヘリカル装置 LHD における放電終了時のプラズマの振る舞いについて調査を行った。JT-60U においては、2008 年に実施された電流ランプダウンの約 88%において電流ランプダウン中にプラズマ電流の正スパイクが観測され、プラズマ電流の正スパイクはプラズマ電流値が電流ランプダウン前のプラズマ電流値の 5 -7.5 %に達したときに一番多く発生していることが判明した。電流ランプダウン終盤での電流の正スパイクの発生機構を調べるために発生前後の電子温度分布を調査したところ、電流の正スパイク発生前には急激な電子温度の減少が発生していることが判明した。これらの現象はディスラプション時に観測されているものであり、JT-60U の電流ランプダウン終盤においてもディスラプションが発生している

ことを示している。また、磁気プローブのデータより、ディスラプション発生時にはプラズマの位置が装置下方に移動している様子が観測されており、JT-60U の電流ランプダウン終盤ではプラズマ位置が不安定になることによりディスラプションが発生していることが判明した。

大型ヘリカル装置 LHD では NBI 駆動により誘起されたプラズマ電流の減衰過程に着目した。LHD の放電終了時にはゆっくりと減衰する”Slow decay phase”を経て、急激にプラズマ電流が減衰する”Rapid decay phase”があることが判明した。しかし、Rapid decay phase の発生前には JT-60U のようにプラズマ電流の正スパイクは観測されなかった。そこで、Rapid decay phase での電子温度分布を調査したところ、LHD ではゆっくりと電子温度が縮小していることが判明した。LHD では外部コイルにより磁気面を形成しているためプラズマ電流が減衰しても安定的に磁気面が存在しており、JT-60U のような急激な電子温度の低下は発生しないことに起因する。また、JT-60U の電流ランプダウン終盤に発生したディスラプション時に比べてプラズマ電流の減衰率はかなり小さく、磁気面の存在が電子温度、プラズマ電流の変化にかなり影響を及ぼすことが判明した。

JT-60U ではプラズマ電流値が電流ランプダウン前のプラズマ電流値の 5 -7.5 %に達したときにディスラプションが多く発生していた。現状のトカマク装置では定常運転時のプラズマ電流値が小さいため発生するディスラプションの影響は少ないが、ITER のような高プラズマ電流運転の場合は注意が必要である。仮に電流ランプダウン時に上記の条件でディスラプションが発生した場合、プラズマ電流値が 0.75 – 1.1 MA に達したときにディスラプションが発生することになる。プラズマ電流値が 1MA 程度のディスラプションは装置に与える影響は小さいが、発生時にダストなどを発生させ次の放電への影響が大きいこと、また高確率で発生することは注意すべき事項である。JT-60U においてはディスラプションが発生していない電流ランプダウンも存在しているため、両者の運転条件などを比較することにより電流ランプダウン時に発生するディスラプションの発生条件を特定し、電流ランプダウン終盤で発生するディスラプションの回避法を確立することが必要である。

参考文献

- [1] M. Shimada, D. J. Campbell, V. Mukhovatov, M. Fujiwara, N. Kirneva, *et al*, Progress in the ITER Physical Basis Chapter 1, Nucl. Fusion **47** (2007) S1.
- [2] P. A. Politzer, G. L. Jackson, D. A. Humphreys, T. C. Luce, A. W. Hyatt, and J. A. Leuer, Nucl. Fusion **50** (2010)035011.
- [3] G. L. Jackson, P. A. Politzer, D.A. Humphreys, T.A. Casper, A.W. Hyatt, *et al* , Phys. Plasmas **17** (2010) 056116.
- [4] A. C. C. Sips, T. A. Casper, E. J. Doyle, G. Giruzzi, Y. Gribov, *et al* , Nucl. Fusion **49** (2009) 085015.
- [5] M. J. May, M. Finkenthal, H. W. Moos, K. B. Fournier, W. H. Goldstein, *et al* , Nucl. Fusion, **42** (2002) 1299.
- [6] E. Fable, C. Angioni, J. Hobirk, G. Pereverzev, S. Fietz, *et al* , Nucl. Fusion **51** (2011) 043006.
- [7] 「大型ヘリカル装置 (LHD) 計画」、プラズマ核融合学会誌、第 74 巻別冊 (1998).
- [8] 核融合科学研究所ホームページ：大型ヘリカル装置(LHD)の概要.
<http://www.lhd.nifs.ac.jp/home/lhd.html>
- [9] 三好秀暁：名古屋大学修士論文「周辺プラズマにおける非拡散的な輸送過程の統計解析」
- [10] 小森彰夫、他、「核融合科学研究所 LHD 第 11 サイクル実験成果の概要と重水素実験計画」(2007).
- [11] M. M. Shoucri, I. P. Shkarofsky, G. W. Pacher, H. D. Pacher, J. Kalnavarns, *et al.*, Nucl. Fusion **30** (1990) 2563.
- [12] Private communication with Prof. Kiyomasa Watanabe.

第 6 章 総括

6.1 本研究のまとめ

第 1 章では、初めに現在のエネルギー事情、新エネルギー源に関する見解と核融合発電の開発の位置づけについて述べた。核融合発電の開発状況については磁場閉じ込め核融合装置の 1 つであるトカマク装置と国際事業である国際熱核融合実験炉 ITER(International Thermonuclear Experimental Reactor)の状況について説明した。トカマク型核融合炉の実現のためには解決すべき問題であるディスラプション現象やその問題点について説明し、今までに世界中の研究機関で行われた研究成果について述べた。さらに、ディスラプションの発生原因や物理機構についての記述を行い、ディスラプション発生の制御や装置負荷の緩和に関する技術の検討、確立の重要性について言及した。本研究ではトカマク装置における電流消滅時のプラズマ応答について着目し、ディスラプション時の電磁力評価に必要なプラズマ電流減衰モデルの実験的検証、また、通常の放電終了時におけるプラズマの振る舞いについて調査することが目的であることを述べた。

第 2 章では、環状型核融合炉で発生するプラズマ電流について述べ、また、現状考えられているディスラプション時の電流減衰モデルについて説明した。

第 3 章では、大型トカマク装置 JT-60U において実施したネオンガスパフディスラプション実験の概要について説明し、電子サイクロトロン放射計測とヘリウム原子線発光強度比を用いた電子温度計測を組み合わせた電流減衰時の電子温度の評価について記述した。ネオンガスパフにおけるディスラプションでは熱クエンチが起きても電流減衰の初期の段階で中心が 400eV のピークした電子温度分布を持ちながらプラズマ電流が減衰していることがわかった。さらに、電子温度分布よりコロナ平衡におけるネオンのイオン化率より実効電荷分布を評価し、電流減衰中のプラズマ抵抗率の評価を行った。 L/R モデルでは規格化電流減衰時間とプラズマ抵抗率は反比例すると理論予測されているが、実際の規格化電流減衰時間とプラズマ抵抗率の関係を調べたところ L/R モデルにあるよ

うな相関は見られなかった。また、CCS 法に基づくプラズマ平衡量の計算によりプラズマインダクタンスの評価を行ったところ、電流減衰初期の段階ではプラズマインダクタンスが時間変化していることが判明し、電流減衰初期では L/R モデルが成り立たないことを実験的に示した。プラズマインダクタンスの時間変化を考慮した電流減衰モデルを新たに提案し、モデルの検証を行ったところ実際の電流減衰時間を再現性よく予測できることを示した。

第 4 章では、3 章で提案した電流減衰モデルの一般性を実験的に示すために、JT-60U の高ポロイダルベータ放電で発生したディスラプションにおいて、電流クエンチ時の電流減衰モデルの実験的検証を行った。プラズマ抵抗については電子サイクロトロン放射計測より評価した電子温度分布より評価を行った。プラズマインダクタンスについては CCS 法により評価したシャフラノフラムダと電子温度分布、レーザー干渉計測より評価した線平均電子密度を用いて計算したポロイダルベータ値より評価した。高ポロイダルベータディスラプション放電では電子温度が電流クエンチ初期の電流減衰時間の決定に重要な役割を果たしていないことがわかり、ネオンガスパフディスラプション同様に既存の L/R モデルが使用できないことを示した。また、3 章で提案したプラズマインダクタンスの時間変化を考慮した電流減衰モデルを使用した場合、実際の電流減衰時間を高い精度で再現できることが判明し、様々なプラズマパラメータに適した電流減衰モデルを実験的に示すことに成功した。

第 5 章では、環状型核融合装置でのプラズマ放電終了時のプラズマ応答を調べるために、大型トカマク装置 JT-60U の電流ランプダウン、大型ヘリカル装置 LHD における電流消滅時のプラズマの振る舞いについて調査を行った。JT-60U においては、2008 年に実施された電流ランプダウンの約 88%において電流ランプダウン中にプラズマ電流の正スパイクが観測され、その正スパイクが発生するタイミングとしてプラズマ電流値が電流ランプダウン前のプラズマ電流値の 5-7.5%に達したときに一番多く発生していることが判明した。電流の正スパイク発生前には急激な電子温度の減少が発生し、プラズマの位置が不安定になり、電流の正スパイクに至っていることが分かり、JT-60U の電流ランプダウン終盤においてディスラプションが発生していることを明らかにした。大型ヘリカル

装置 LHD では NBI 駆動により誘起されたプラズマ電流の減衰過程に着目し、LHD の電流消滅時にはゆっくりと減衰する”Slow decay phase”を経て、急激にプラズマ電流が減衰する”Rapid decay phase”が存在することを示した。しかし、急激な電流減衰の前には JT-60U のようにプラズマ電流の正スパイクは観測されず、放電終了時に磁気面の存在が急激な電子温度の減少の発生に影響すること示した。また、JT-60U の電流ランプダウン終盤に発生したディスラプション時に比べてプラズマ電流の減衰率はかなり小さく、電子温度、プラズマ電流の変化に磁気面の存在がかなり影響を及ぼすことを明らかにした。

6.2 今後の課題

今後の課題として、JT-60U の電流クエンチ時の電流減衰機構においては初期の電流減衰においてプラズマ内部インダクタンスが大きく変化、言い換えれば電流密度分布が尖化していく理由の解明があげられる。電流クエンチ時の電流密度分布の変化の決定機構を調査するためには、プラズマの分布計測が非常に重要となってくるが、実際には計測の難しさから JT-60U では分布計測が行えていない。そのため、電流密度分布の決定機構を解明するためには DINA[1]や TSC[2]のような 1次元の輸送方程式と 2次元の軸対称 MHD 平衡計算が組み合わせたディスラプションシミュレーションコードを用いた検証により、評価できていないプラズマパラメータの分布の評価が必要である。ITER でのディスラプション予測に使用されている DINA コードでは、電流クエンチ中の電子温度はパワーバランス（ジュール加熱と放射損失が釣り合うと仮定）を用いて評価している。その手法を用いて評価を行うと、コードにおける仮定により電子温度は数 eV という結果となるが、実際には JT-60U の電流減衰初期ではかなりの高温の電子温度が存在している。そのため、ディスラプション時のシミュレーションの精度を上げるためにも計測できているパラメータをシミュレーションに入力するようにするなどの改造がコードを用いた検証が必要となる。また、電流密度分布の決定機構のモデル化を行うことが出来れば、より精度の高いディ

スラプション時の電磁力評価ツールとなるため非常に重要である。

また、具体的なディスラプション時の電流密度分布の制御法の実験的検証も必要である。実際に電流クエンチ時の初期段階においては電流密度分布がピークな形に変化していくことが問題となっているため、プラズマ周辺部にプラズマ電流を駆動することができれば、電流密度分布のピーク化を防ぐことができる。将来のトカマク核融合炉に設置される加熱機構（例えば、NBI や ECH など）は放電初めの燃焼フェイズのみ使用されるため、定常運転時には使用されない可能性がある。そのため、NBCD や ECCD を利用したプラズマ周辺部での電流駆動はディスラプション時の装置負荷緩和に使用できる可能性が高い。ディスラプションの緩和においては、ディスラプションの発生を検知してから如何に早く緩和装置を起動し、動作させるかが重要となるが、ECCD の装置の立ち上げ時間は $\sim 10 \mu\text{s}$ とかなり速い起動時間を有しているため、DMS として多いに利用できる可能性がある。

さらに、5.5 節でも述べたように JT-60U の電流ランプダウン時にはディスラプションが発生していない放電も少数ながら存在している。そのため両者の放電を比較することにより、電流ランプダウン時にディスラプションの発生条件を明確にする必要がある。また、DIII-D で行われているような電流ランプダウン時のディスラプション発生に対する系統的な研究も必要である。大型トカマク装置において ITER の電流ランプダウンを模擬した実験を行うことは可能であるが、ITER のような大電流での電流ランプダウンを完全に再現することは出来ない。そのため、シミュレーションを用いた電流ランプダウンの検証も重要となる。シミュレーションの精度を上げるためにはより実験事実に基づいた物理機構のモデル化を行うことが重要となるため、JT-60U で得られた実験データ、もしくは他の装置の実験データを用いた電流ランプダウン時の物理機構のモデル化の検証が必要である。

参考文献

- [1] R. R. Khayrutdinov and V. E. Lukash, J. Comput. Phys. **109** (1993) 193.
- [2] S. C. Jardin, N. Pomphrey and J. Delucia, J. Comput. Phys. **66** (1986) 481.

謝辞

本研究の遂行ならびに本論文の執筆にあたり、終始丁寧な御指導、御鞭撻を賜りました名古屋大学工学研究科エネルギー理工学専攻教授 大野哲靖博士、ならびに核融合科学研究所教授 渡邊清政博士に謹んで厚く御礼申し上げます。

本論文をまとめるにあたり、貴重なご助言及び御討論いただきました原子力研究開発機構那珂核融合研究所 藤田隆明博士、核融合科学研究所教授 久保伸博士、ならびに名古屋大学エコトピア科学研究所准教授 梶田信博士に深く御礼申し上げます。

本研究を遂行するにあたり多くの貴重な御助言を頂きました石川工業高等専門学校学校助教 岡本征晃博士に深く御礼申し上げます。

JT-60U のディスラプションの電流減衰時間に関する研究を進める上でプラズマ平衡ならびに計算コードに関して多くの御協力、御討論をしていただいた日本原子力研究開発機構那珂核融合研究所 栗原研一博士、川俣陽一氏、ならびに解析グループの皆様に深く感謝致します。

JT-60U との共同研究において、多くの御助言を賜りました日本原子力研究開発機構那珂核融合研究所 河野康則博士、鎌田裕博士、諫山明彦博士、大山直幸博士、仲野友英博士、松永剛博士、滝塚知典博士、武智学博士、ならびに ITER 機構 杉原正芳博士に深く感謝いたします。また、ディスラプションの電流減衰時間に関する研究を進める上で、多くの御助言、御協力をいただきました JT-60U 実験グループの皆様に深く感謝いたします。

LHD における電流消滅実験において、多くの御助言、御協力をいただきました核融合科学研究所教授 竹入康彦博士、准教授 後藤基志博士、榊原悟博士、長壁正樹博士、助教 成嶋吉朗博士、ならびに LHD 実験グループの皆様に深く感謝致します。

解析において多大なご支援、御討論を頂きました核融合科学研究所助教 田中宏彦博士に深く感謝致します。また、実験装置の製作など、日頃より大変お世話になりました名古屋大学工学部技術職員 高木誠氏に心より感謝致します。

研究遂行から実験に至るまでいろいろとお世話になりました真鍋泰平氏、金沢由樹氏、河上翔氏に心から感謝を致します。また、研究遂行から日常生活までいろいろとお世話になりました大野研究室の皆様に心より感謝致します。

最後に、常日頃から私自身をここまで支えてくれた父、母、祖父、祖母そして家族に心から深く感謝いたします。

本研究の一部は、文部科学省科学研究費補助金（特別研究員奨励費 No. 22・7694）の補助により遂行された。

2012年2月

著者

研究業績

本論文に関する学術論文

第 3 章

1. “Study of Current Decay Time during Disruption in JT-60U Tokamak”
Y. Shibata, K.Y. Watanabe, M. Okamoto, N. Ohno, A. Isayama, K. Kurihara,
T. Nakano, N. Oyama, Y. Kawano, G. Matsunaga, S. Sakakibara, M. Sugihara,
Y. Kamada, and the JT-60U experimental team, Nuclear Fusion. **50** (2010) 025015.

第 4 章

2. “Study of Plasma Current Decay in the Initial Phase of High Poloidal Beta Disruptions in JT-60U”
Y. Shibata, K.Y. Watanabe, N. Ohno, M. Okamoto, A. Isayama, K. Kurihara,
N. Oyama, T. Nakano, Y. Kawano, G. Matsunaga, Y. Kamada, and M. Sugihara,
Plasma and Fusion Research **6** (2011) 1302136.

以上の研究論文に基づき、本博士学位論文が執筆された。

本論文に関する国際会議

第 3 章

1. “Investigation of the Influence of Plasma Inductance on Current Decay in JT-60U Disruptive Plasmas”
Y. Shibata, K.Y. Watanabe, N. Ohno, M. Okamoto, A. Isayama, K. Kurihara,
T. Nakano, N. Oyama, Y. Kawano, G. Matsunaga, S. Sakakibara, and M. Sugihara,
7th General Scientific Assembly of the Asia Plasma and Fusion Association in 2009,

Aomori, Japan, 27-30 October 2009.

第 4 章

2. “Investigation of the Current Decay Time in High β_p Disruptive Discharges of JT-60U”
Y. Shibata, K.Y. Watanabe, N. Ohno, M. Okamoto, A. Isayama, K. Kurihara, N. Oyama, T. Nakano, Y. Kawano, and M. Sugihara, 1st International Youth Conference on Fusion Energy, Daejeon, Republic of Korea, 9-10 October 2010.
3. “Validation of the Current Decay Model in the Initial Phase of Current Quench in High β_p Disruptive Discharges of JT-60U”
Y. Shibata, K.Y. Watanabe, N. Ohno, M. Okamoto, A. Isayama, K. Kurihara, N. Oyama, T. Nakano, Y. Kawano, and M. Sugihara, 38th EPS Conference on Plasma Physics, Strasbourg, France, 27 June -1 July 2011.

第 5 章

4. “Evaluation of Electron Temperature Dependence of Current Decay Time in Large Helical Device”
Y. Shibata, N. Ohno, M. Okamoto, K.Y. Watanabe, and M. Goto, 35th EPS Conference on Plasma Physics, Crete, Greece, 9-13 June 2008.
5. “Study of Plasma Current in Tokamak and Helical Devices”
Y. Shibata, K.Y. Watanabe, N. Ohno, M. Okamoto, S. Sakakibara, A. Isayama, Y. Kawano, 19th International Toki Conference, Toki, Japan, 8-11 December 2009.

本論文に関するその他の文献

第 3 章

1. “Study of Current Decay Time during Disruption in JT-60U Tokamak”
M. Okamoto, Y. Shibata, K.Y. Watanabe, N. Ohno, A. Isayama, K. Kurihara, T. Nakano, N. Oyama, Y. Kawano, G. Matsunaga, S. Sakakibara, M. Sugihara,

Y. Kamada, and the JT-60U experimental team, Proceedings of the 22nd IAEA Fusion Energy Conference, EX/7-2Rc (2008).

2. “Study of Current Decay Time during Disruption”

Y. Shibata, M. Okamoto, K.Y. Watanabe, N. Ohno, A. Isayama, K. Kurihara, T. Nakano, N. Oyama, Y. Kawano, G. Matsunaga, S. Sakakibara, M. Sugihara, Y. Kamada, and the JT-60U experimental team, Review of JT-60U Experimental Results in 2007 and 2008, JAEA-Review 2009-045 84-87.

第 4 章

3. “Validation of the Current Decay Model in the Initial Phase of Current Quench in High β_p Disruptive Discharges of JT-60U”

Y. Shibata, K.Y. Watanabe, N. Ohno, M. Okamoto, A. Isayama, K. Kurihara, N. Oyama, T. Nakano, Y. Kawano, and M. Sugihara, Proceedings of 38th EPS conference on plasma physics, P5.079 (2011).

第 5 章

4. “Evaluation of Electron Temperature Dependence of Current Decay Time in the Large Helical Device”

Y. Shibata, N. Ohno, M. Okamoto, K.Y. Watanabe, and M. Goto, Proceedings of 35th EPS conference on plasma physics, P2.095 (2008).