

東京大学大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系  
先端エネルギー工学専攻

2004 年度修士論文

# プラズマワッシャーガンと合体加熱法を用いた球状トカマクの高ベータ化実験

学籍番号 36202  
氏名 小川 徹  
指導教員 小野 靖教授

(2005 年 2 月 14 日 提出)

## 内容梗概

高ベータが可能となる球状トカマクを用いて核融合炉を実現するためにはセンターソレノイドを用いずに立ち上げる必要があり、また、高ベータ状態を維持しなければならない。本論文では球状トカマクの立ち上げ方法に注目し、第一に低  $q$  でのトーラス合体により効率的な加熱を行い、急速に外部トロイダル磁場を立ち上げることでよい閉じこめ特性を得る方法を提案する。また、初期プラズマの効率的な生成のための予備電離としてワッシャーガンを用いることができないか実験的に検証を行った。合体実験では外部トロイダル磁場を立ち上げた場合でも低  $q$  に特徴的な加熱効果が得られ、トロイダル磁場を立ち上げることでその熱エネルギーをより長く閉じこめておけるという傾向を得た。ワッシャーガンの実験では基礎実験を行い、そのメカニズムについて検討を行った結果、プラズモイドとして入射している考えると水素の場合についてよく説明できた。しかし、アルゴンについては説明できず、真空容器内へ電子電流が入射していることなど不明な点が多い。また、プラズマ生成のための予備電離とワッシャーガンを用いることで、用いなかった場合に比べ、生成されたコンパクトトーラスに 10%程度のポロイダル磁束が増加した。

---

# 目 次

1	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	球状トカマク	1
1.3	トカマク型配位の生成法	2
1.4	プラズマ合体を用いた球状トカマク生成	3
1.5	球状トカマクにおける破壊的不安定	4
1.5.1	キンクモード	4
1.5.2	バルーニングモード	5
1.6	プラズマワッシャーガン	6
1.7	研究の目的	7
2	実験装置	8
2.1	TS-4 装置構成	8
2.1.1	フラックスコアによるプラズマ生成	8
2.1.2	平衡磁界コイル	11
2.1.3	中心導体アセンブリー	11
2.2	計測系	11
2.2.1	磁場計測	11
2.2.2	トロイダルモード計測	13
2.2.3	ロゴウスキーコイル	14
2.2.4	$CO_2$ レーザー干渉による電子密度計測	14
3	低 $q$ 合体によるコンパクトトーラスにより生成した球状トカマクの安定性に関する検討	16
3.1	本実験の目的	16
3.2	実験方法	16
3.3	加熱効果に関する検討	17
3.4	低 $n$ モードに関する検討	19

3.5	高 $n$ モード (バレーニング不安定) に関する検討 . . . . .	21
3.5.1	安定解析用コード . . . . .	21
3.5.2	合体実験により生成した球状トカマクの平衡の再構成 . . . . .	27
3.6	本章のまとめ . . . . .	29
4	TS-4 装置におけるワッシャーガンの開発と適用	30
4.1	本実験の目的 . . . . .	30
4.2	ワッシャーガン . . . . .	30
4.3	ワッシャーガン基礎実験 . . . . .	31
4.4	ワッシャーガンによる粒子供給のメカニズムに関する考察 . . . . .	34
4.4.1	ワッシャーガンのメカニズムに関する検討のまとめ . . . . .	37
4.5	プラズマ生成実験への適用 . . . . .	38
4.5.1	予備電離としての効果の検証 . . . . .	38
4.5.2	粒子供給効果の検証 . . . . .	41
4.5.3	本実験のまとめ . . . . .	42
4.6	本章のまとめ . . . . .	42
5	結論	44
	謝 辞	1
	参 考 文 献	2
	発 表 文 献	3

---

# 目 次

1.1	球状トカマクのご概念図 . . . . .	2
1.2	トーラスプラズマ合体による加熱 . . . . .	3
1.3	磁気リコネクション . . . . .	4
1.4	トカマク型配位におけるキンクモード . . . . .	5
1.5	トカマク型配位におけるバーニングモード . . . . .	5
1.6	球状トカマクにおけるバーニングモードの安定領域 . . . . .	6
1.7	プラズマ注入装置のご概念図 . . . . .	7
2.1	TS-4 全体図 . . . . .	9
2.2	TS-4 装置のフラックスコア . . . . .	10
2.3	フラックスコアによるプラズマ生成法 . . . . .	10
2.4	磁場計測システム . . . . .	12
2.5	ロゴウスキーコイル . . . . .	14
3.1	各コイル電流の電流波形 . . . . .	17
3.2	Ar を用いた際のご同極性合体実験における磁気面の時間変化 ((a) トロイダル 磁場を急速印加なし、(b) 同極性合体 + 急速トロイダル磁場 ( $I_{tfc} = 19[\text{kAT}]$ ))	18
3.3	安全係数 $q$ 値の時間変化 . . . . .	19
3.4	圧力 $P$ の規格化 $\Psi$ 変化 ( $I_{tfc} =$ (a)0[kAT], (b)5[kAT], (c)8[kAT], (d)15[kAT], (e)19[kAT], (f)25[kAT]) . . . . .	20
3.5	$I_{tfc}$ と熱圧力を保持している時間の関係 . . . . .	21
3.6	各 $I_{tfc}$ におけるポロイダル磁束の時間変化 . . . . .	21
3.7	$I_{tfc} = 0$ [kAT] のときのトロイダルモード ( $n = 1 \sim 4$ ) の振幅の時間変化 . . .	22
3.8	$I_{tfc} = 6$ [kAT] のときのトロイダルモード ( $n = 1 \sim 4$ ) の振幅の時間変化 . . .	23
3.9	$I_{tfc} = 23$ [kAT] のときのトロイダルモード ( $n = 1 \sim 4$ ) の振幅の時間変化 . .	24
3.10	$n$ モードの振幅の最大値と $q$ 値の関係 . . . . .	25
3.11	磁気面座標。 $\Psi$ :磁気面、 $\chi$ :ポロイダル角度 . . . . .	26

3.12	$I_{tfc} = 30[\text{kAT}]$ のときの $t = 400[\mu\text{sec}]$ における規格化圧力の規格化 $\Psi$ 分布とその近似曲線	28
3.13	同極性合体実験をもとに生成した球状トカマクの安定境界	29
4.1	TS-4 に設置したワッシャーガン	30
4.2	ワッシャーガンの接続図	31
4.3	$I_{bank}$ 、 $I_d$ 、 $I_{inj}$ の各電流、および $\text{CO}_2$ レーザ干渉計によって計測した密度の線積分値の典型的な波形	32
4.4	2D 可視光イメージ計測システムによるワッシャーガンからの発光の確認	33
4.5	$I_{inj}$ とコンデンサバンク充電電圧の関係	33
4.6	$I_{inj}$ と密度の線積分値 $n_e L$ の時間変化 ((a) $\text{H}_2$ 、(b) $\text{Ar}$ )	34
4.7	予備電離として従来の直流電源のみを用いたシングルショットにおける磁気面の時間変化	39
4.8	フラックスコア内の各コイルに流れる電流波形	39
4.9	予備電離としてワッシャーガンの有無によるそれぞれ (a) ポロイダル磁束、(b) 密度の線積分値の時間変化 (赤：従来の予備電離と併せてワッシャーガンを予備電離として使用。青：従来の予備電離のみでプラズマ配位を生成)	40
4.10	シングルショットにおける磁気面の時間変化 ((a) ワッシャーガンは用いなかった場合、(b) $t = 400[\mu\text{sec}]$ にワッシャーガンへの通電をスタートさせた場合)	41
4.11	シングルショットにおける密度の時間変化 ((a) ワッシャーガンを用いなかった場合、(b) $t = 400\mu\text{sec}$ にワッシャーガンへの通電をスタート、 $t = 500\mu\text{sec}$ にクローバーを用いた場合)	42

---

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 研究背景

ほぼ 40 年におよぶ核融合炉の研究開発はトカマクと呼ばれる装置を中心に行われてきた。JET 装置や JT-60 装置などの大型の装置においては入力エネルギーと出力エネルギーとがつりあう「臨界プラズマ条件」を達成している。ITER では自己点火条件を目指しトカマク方式の研究が行われる。

しかし、トカマクでは装置が大型になってしまい、コストも莫大になってしまう。核融合炉の経済的に見る時に重要になってくるのが式 (1.1) に示すベータ値 (プラズマ圧力 / 磁気圧) の改善である。

$$\beta = \frac{\langle p \rangle}{\frac{B^2}{2\mu_0}}. \quad (1.1)$$

すなわち、プラズマ熱圧力をより少ない磁気圧で閉じ込めたい。通常のトカマクではベータ値は数 % 程度である。そこでより効率的な磁気閉じ込め配位として球状トーラスが注目されている。球状トーラスは、トカマク同様の閉じこめ時間を確保しつつ、少ない磁気圧で高ベータのプラズマ磁気閉じ込めが可能で装置の小型化にも有利である。

### 1.2 球状トカマク

各種のコンパクトトーラスの中でも球状トカマクはコンパクトトーラスの持つ高ベータ特性とトカマクの良い閉じこめ特性をあわせ持つと考えられ特に注目を集めている。球状トカマクは従来のトカマクのアスペクト比を ( $A$ =大半径  $R$ / 小半径  $a$ ) を 2 以下としたものである。球状トカマクの概念図を図 1.1 に示した。

Troyon のスケーリング則 [?] によれば、高アスペクト比のトカマクのトロイダルベータ値の最大は式 1.2 で与えられ、アスペクト比が小さくなるに従いベータ値は大きくなる。

$$\beta_{Tmax} \simeq 5C\kappa/Aq_j \simeq CI_p/a\beta_T \quad (1.2)$$

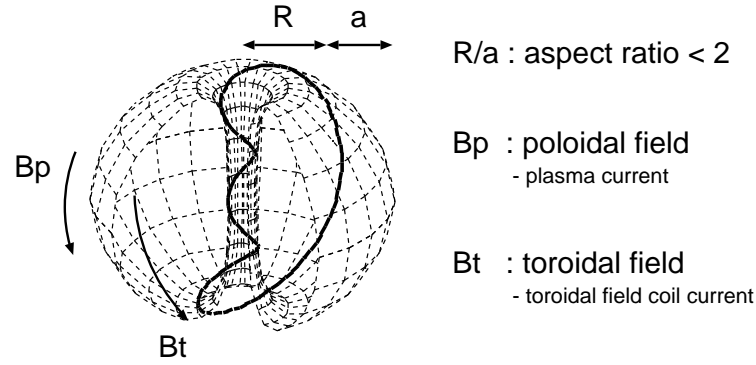


図 1.1: 球状トカマク概念図

ただし,  $C$  は 3% 程度の定数,  $\kappa$  はプラズマの楕円度,  $A$  がアスペクト比,  $q_j$  はプラズマ端での安全係数である. 球状トカマクにおいてアスペクト比が極端に小さくなり, またプラズマ電流を多く流せるようになった場合, Troyon の式 1.2 に補正を加える必要があるが, 依然アスペクト比の減少はベータ値の増大につながる. 高ベータなコンパクトトーラスに安定化のための外部トロイダル磁場を加えたものとも考えることもでき, FRC 等で見られる高ベータ化のために欠かせない反磁性電流が条件によっては生成されることがわかっている.

安定性の面では, 球状トカマクでは磁力線が曲率のよいトーラス内側に長くとどまるため, 平均的にもよい曲率を持つ安定な磁場配位となる. さらに部分的な絶対極小磁場配位や速い流れおよび強い流速シア ( $>$  アルヴェン速度, 音速), 高い誘電率 ( $\sim 10^2$ ), 100% 近い自発電流など安定化および高ベータに有利な特徴を多数持つ可能性が指摘されている.

これまでの球状トカマク装置ではカラム研究所の START で  $\beta \sim 40\%$  が記録され, 高ベータが実証されたが, 現在はトカマク装置に並ぶ, メガアンペアクラスのプラズマ電流を持つ MAST(カラム研究所), NSTX(プリンストンプラズマ物理研究所) が運転を開始しており, その成果が注目されている.

### 1.3 トカマク型配位の生成法

トカマク型配位はプラズマ熱圧力を閉じ込めるためのポロイダル磁場  $B_p$  をトロイダルプラズマ電流  $I_{plasma}$  により生成し, 配位の安定化のためのトロイダル磁場  $B_t$  をトーラスを取り巻く外部コイル電流  $I_{tfc}$  により生成する. トロイダルプラズマ電流  $I_{plasma}$  はトーラスに沿って設置された環状コイルによって変流器の原理により誘導される.



## 1.4 プラズマ合体を用いた球状トカマク生成

球状トカマクは限界ベータ値を大きくすることができるなど閉じこめを考えるうえでは有利な点が多いが、アスペクト比が小さいために初期プラズマの立ち上げや電流駆動、ジュール加熱のためのセンターコイルのスペースを確保できないという欠点をもつ。センターコイルによるものに替わる方法として本研究室では合体法を提案している。その概念図を図 1.2 に示した。2 つのトーラスプラズマを軸方向におしつけることで磁気リコネクションを

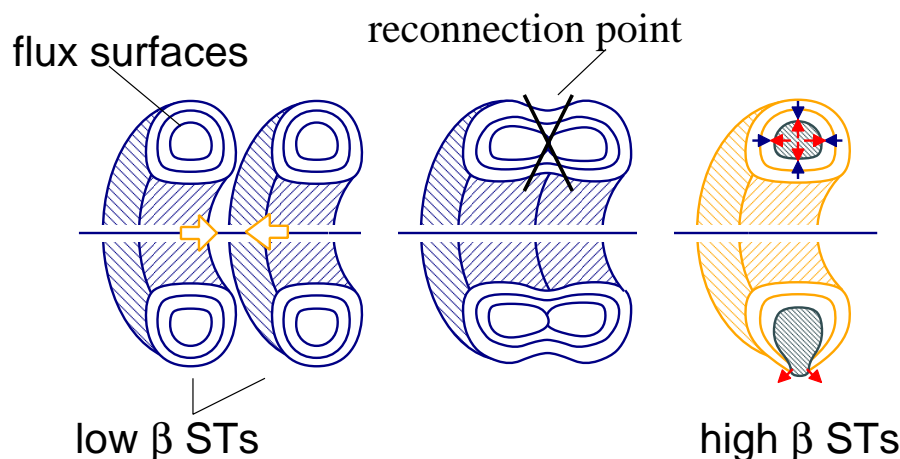


図 1.2: トーラスプラズマ合体による加熱

介して合体が生じる。この方法では初期トーラスプラズマを外部コイル近傍で生成できるため通常に比べ有効磁束の小ささを補うことができる。

また、合体法では磁気リコネクションの際に解放される磁場のエネルギーをプラズマの加熱エネルギーに利用できる。この加熱では中性粒子ビーム入射 (neutral Beam Injection: NBI) や高周波 (RF) 加熱と異なりプラズマ全体を加熱することができる。このため立ち上げ直後から高ベータな配位が得られる。ここで、磁気リコネクションとは反平行な磁場がつながかわる現象で、図 1.3 に示したように大きなインフローとアウトフローを伴い、この過程でイオンが選択的に加熱される。磁気リコネクションにより解放されるエネルギーは以下のように見積もることができる。プラズマ中では磁気圧力と熱圧力の間に

$$\frac{B^2}{2} = \frac{3}{2} n k T \quad (1.3)$$

が成り立つので、磁気リコネクションにより解放される磁場を  $B = 1[\text{T}]$ 、プラズマ密度を  $n = 10^{20}[\text{m}^{-3}]$  とすると得られる温度は  $T \sim 20[\text{keV}]$  となる。合体はアルヴェン時間のオーダーで進行する高速現象であるため、小型の閉じ込め実験装置でも JT-60U 等大型装置に使われる NBI 装置、RF 装置に匹敵する数 10MW の加熱パワーが得られる。TS-4 装置では  $B \sim 0.05[\text{T}]$  であるので  $T \sim 60[\text{eV}]$  程度である。

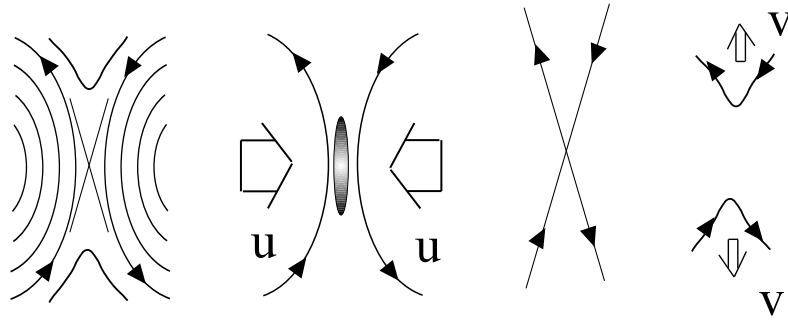


図 1.3: 磁気リコネクション

また合体前後における磁束は配位の軸対称性およびプラズマが完全導体であると仮定すれば磁束保存により次式のようになる。

$$\text{トロイダル磁束} : \Phi = \Phi_1 + \Phi_2 \quad (1.4)$$

$$\text{ポロイダル磁束} : \Psi = \max(\Psi_1, \Psi_2) \quad (1.5)$$

このときトロイダル磁束の向きが同一の場合、トロイダル磁束は増加し、ポロイダル電流を駆動することも可能である。

以上によりプラズマ合体は高ベータな球状トカマク立ち上げに最適な方法であると考えられており、TS-3 装置ではその有効性が示されている。[?],[1]

## 1.5 球状トカマクにおける破壊的不安定

球状トカマクにおいてディスラプションを引き起こす最も大きな不安定としてバルーニングモードとキンクモードの 2 つがあげられる。以下でそれぞれについて述べる。

### 1.5.1 キンクモード

球状トカマクではプラズマ中に流れるトロイダル電流によってポロイダル磁場を生成する。両者に由来するローレンツ力によりトーラス径方向の圧力平衡が得られ、さらにプラズマ自身の電気抵抗から生じるジュール発熱によりプラズマを加熱することもできる。

しかし、同時にこのトロイダル電流はキンクモードを引き起こす。キンクモードとはプラズマの一部に生じた曲がり成長する現象で、成長するとプラズマが外部壁に接触し配位の消滅に至る。図 1.4 にトカマクにおけるキンクモードの 1 例を示した。プラズマ電流  $I_{plasma}$  により生成されたポロイダル磁場  $B_p$  は曲がりの内側で大きく、外側で小さくなる。そのためいったん曲がりが生じるとさらに曲がる方向へ力が生じ破壊的な不安定となる。キンク不安定は一般にモード数が低く、その中でもモード数が低いものほど危険性は高い。

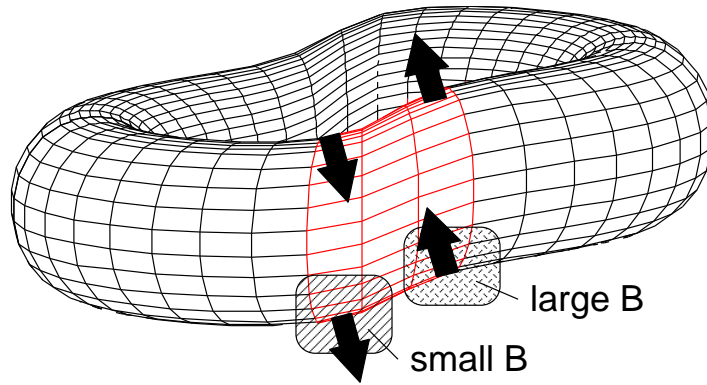


図 1.4: トカマク型配位におけるキンクモード

低ベータトカマクにおいてはプラズマの抵抗が小さくなるほどキンク不安定の成長度合いも小さくなるが、高ベータではプラズマの抵抗に関係なくキンク不安定は発生、成長することが示されている。[3]

### 1.5.2 バルーニングモード

高ベータ化するにしたがってプラズマ圧が高まるが、プラズマ圧の勾配が磁気圧を越えるとバルーニングモードが生じる。トカマクにおけるバルーニング不安定を図 1.5 に示した。トーラス型の配位では一般的にトーラス外側は悪い曲率を持ち、交換型不安定が生じや

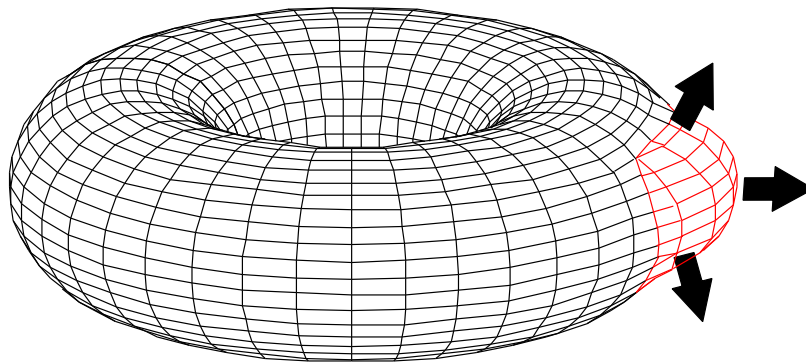


図 1.5: トカマク型配位におけるバルーニングモード

すい。バルーニングモードは交換型不安定の 1 つであり、トーラス外側の磁場の弱いところが急激に膨らむ不安定である。バルーニングモードは局所的に発生する不安定であるが、その粒子、エネルギー損失は大きく、配位を崩壊させる。

しかし、バルーニング不安定には圧力勾配の制約がなくなる第 2 安定領域と呼ばれる領域が存在する。MHD によるプラズマの平衡計算により球状トカマクにおける第 2 安定領域は

磁気シア  $S = dp/d\Psi$ , プラズマ圧力勾配  $\alpha = dq/d\Psi$  をパラメータとして図 1.6 のように表すことができる。プラズマ圧力が増大することで不安定領域に突入する左側の領域を第 1

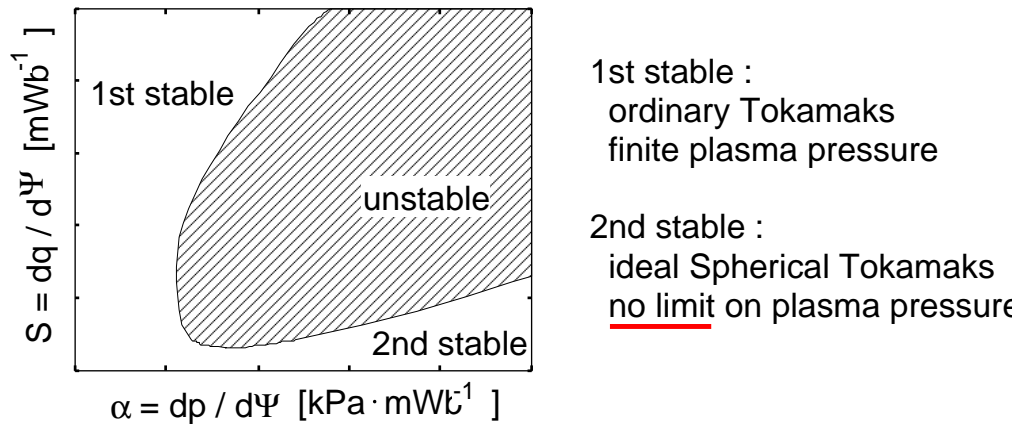


図 1.6: 球状トカマクにおけるバルーニングモードの安定領域

安定領域, プラズマ圧力に制限のなくなる右下の領域を第 2 安定領域と呼ぶ。従来のトカマクでは第 1 安定領域と第 2 安定領域の間に窓がなく, 第 2 安定領域に遷移させることが不可能であったが, 球状トカマクでは図 1.6 のように比較的大きな窓が存在し, 電流プロファイルを制御することで安定に遷移させることが可能であると考えられる。

また, 本研究室では 100% 近いベータ値を持つ FRC に外部トロイダル磁場を後から加えることによって直接第 2 安定領域に存在する高ベータ球状トカマクを作る方法も提案している。[4],[5]

## 1.6 プラズマワッシャーガン

球状トカマクを高ベータ化するために本研究室では高ベータ FRC を生成し、その後急速にトロイダル磁界を印加する方法をはじめ様々な立ち上げ方法を提案し、実験により検証している。本研究では、ワッシャーガンをプラズマ注入装置として用いることで初期プラズマ配位をより効率よく生成することができないか、また、イオンビーム、もしくは中性粒子ビームとして使用し、生成した球状トカマクをより高ベータにできないか、あるいは高ベータ状態をより長く維持できないか考える。

プラズマ源をはじめとしてイオン・電子ビーム、プラズマプロセスとしてなどより効率のよいプラズマ源は応用範囲が広い。核融合の分野では低電流トカマクの立ち上げ等において研究・開発が行われてきた。従来では注入電流源としてはバイアスをかけた金属電極からの熱電子を用いており、このような電極はプラズマ中の不純物と相互作用を起こす、放出電子電流は電極の特性で制限されてしまう、などといった欠点があった。そこでこれらの

欠点を改良した、ワッシャーガンを用いたプラズマ源が提案され、開発されている。このような研究は例えば Madison symmetric torus(MST) の逆転磁場ピンチにおいて行われており [6]、テアリング不安定性の抑制やプラズマ電流の最適化による輸送現象の減少などのために用いられている。図 1.7 に MST で開発されているプラズマワッシャーガンの概念図

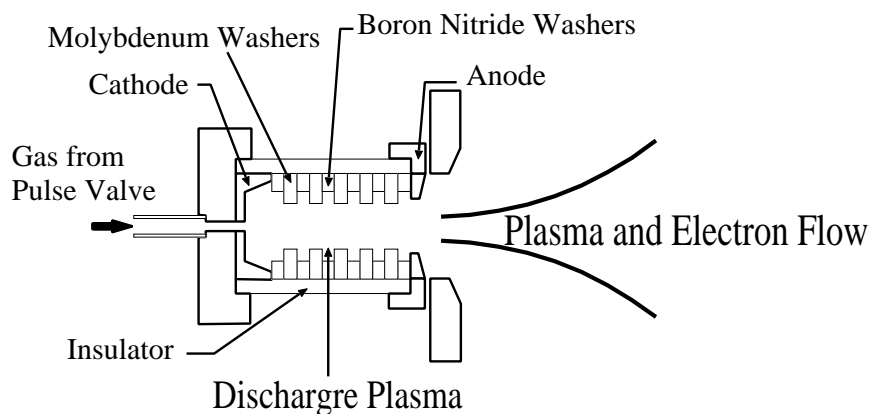


図 1.7: プラズマ注入装置の概念図

を示した。電子・プラズマ源として電極間のアーク放電を利用している。

## 1.7 研究の目的

本研究室の TS-3 装置における実験によってリコネクションによるイオン加熱を用いた合体加熱法は球状トカマクの早いベータの立ち上げ法として非常に魅力的であることが示されている。イオン加熱効果はトロイダル磁場に反比例するのでスフェロマックを合体させることで高い加熱効果を得、その後、トロイダル磁場を急速に印加することで高い閉じこめ性能を確保する方法が有効的であると考えられている。本研究ではこの合体加熱法により球状トカマクを生成し、加熱効果、および高ベータ球状トカマクにおいて非常に危険となるキック・バルーニング不安定性について検討することを目的とする。

また、TS-4 装置においてプラズマワッシャーガンシステムを構築し、高磁場、高ベータのプラズマ配位を得るために、初期プラズマをより効率的に生成するための予備電離として、あるいは、ワッシャーガンを中性粒子加熱、粒子供給を目的として利用できないか検証する。

---

## 第 2 章

### 実験装置

#### 2.1 TS-4 装置構成

ここでは本研究で用いた TS-4 プラズマ合体実験装置について述べる。本研究室では TS-3 装置により異極性合体を用いた FRC の生成や同極性合体を用いた加熱、電流駆動、異極性合体による FRC を経由しての球状トカマクの生成などを提案、実証してきた。TS-4 装置はこの TS-3 装置を大型化したものである。図 2.1 に実験装置 TS-4 の全体図を示した。真空容器はおよそ直径が 1600[mm]、全長 1600[mm] のステンレス製の八角柱状である。以下では径方向を  $r$  方向、トロイダル方向を  $\theta$  方向、中心対称軸方向を  $z$  方向とする円筒座標系で位置を表す。

##### 2.1.1 フラックスコアによるプラズマ生成

TS-4 装置ではフラックス・コアによる誘導方式でプラズマを生成しているため電極間の放電により、プラズマ生成、トロイダル電流を注入するのではなく、フラックス・コアに内蔵されたトロイダル磁界コイル (TF コイル) 通電時の周回電圧で生じるフラックス・コア表面、小半径方向に一樣な電界によってプラズマ生成、また TF コイル電流によってトロイダル電流を注入するので、局所的な放電電流の集中がないため、不純物が混入しにくく、また封入ガス圧を低く設定できるという利点も持つ。図 2.2(a) に TS-4 装置のフラックスコアを示す。TS-4 装置のフラックスコアは、大半径 500[mm]、小半径 100[mm] のトーラス形状で、1[turn] の PF コイルと 20[turn] の TF コイル 2 個からなる。フラックス・コア方式では PF、TF コイルの電流波形の周期が近いほど効率よくエネルギーが注入される。電源としては二つのフラックス・コアの PF、TF コイルそれぞれに 100kJ のコンデンサバンクを用いている。

フラックスコアによるプラズマ生成方法を図 2.3 を参考に紹介する。

##### 1) PF コイルの通電開始

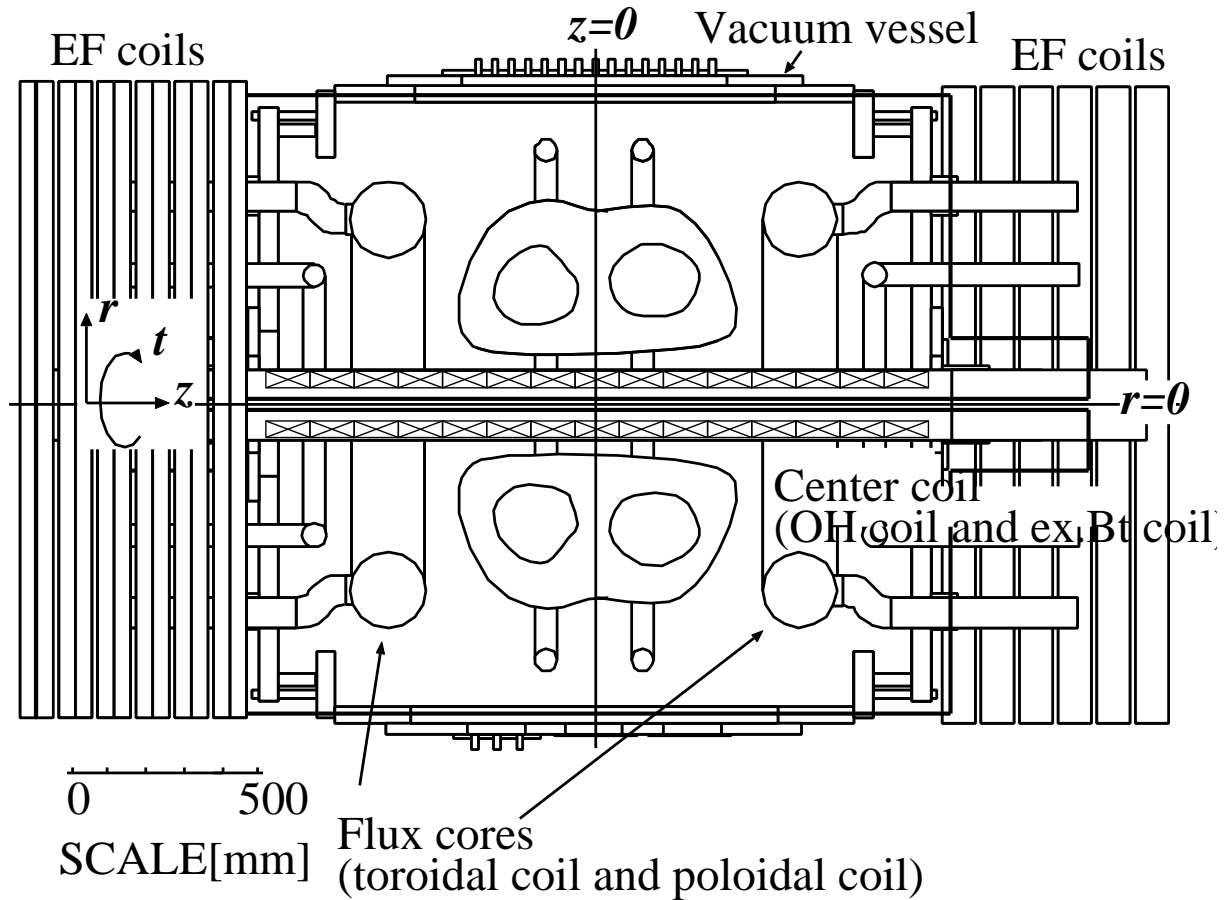
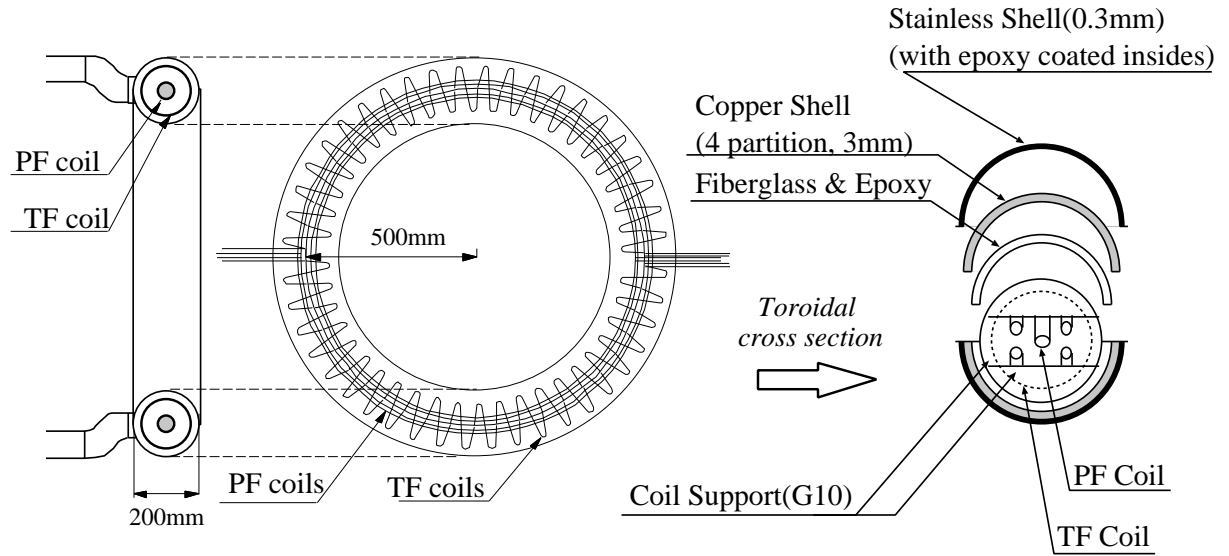


図 2.1: TS-4 全体図

- 2) PF コイル電流がピークになる付近で TF コイルの通電開始。TF コイルの通電時にはフラックスコア全体、小半径方向に式 (2.1) で近似される一様電界が生じる。この電界集中によってフラックスコアの周辺に初期プラズマが生成され、同時にそのコイル電流によってプラズマ中にポロイダル電流が注入される。
- 3) 初期プラズマは生成後、注入されたポロイダル電流のフープ力によって磁界の弱い方向、径方向には中心に向かって押し出される。フラックスコア内部で磁気リコネクション点が形成され、コイルと鎖交しないトラスプラズマが成長し、最終的には PF コイルの反転によってフラックスコアから磁気リコネクションを介して切り離される。
- 4) フラックスコアから切り離された初期プラズマは、生成時に与えられたヘリシティを保ちながらスフェロマックへ緩和していく。二つのスフェロマック配位は互いに接近していく。
- 5) 磁気リコネクションを介して合体が進行し、新たに合体による配位が生成される。



Major radius = 500mm, Minor radius = 100mm

TF coil : 20 turn coil  $\times$  2 (parallel).

PF coil : 1 turn coil  $\times$  4 (parallel).

図 2.2: TS-4 装置のフラックスコア

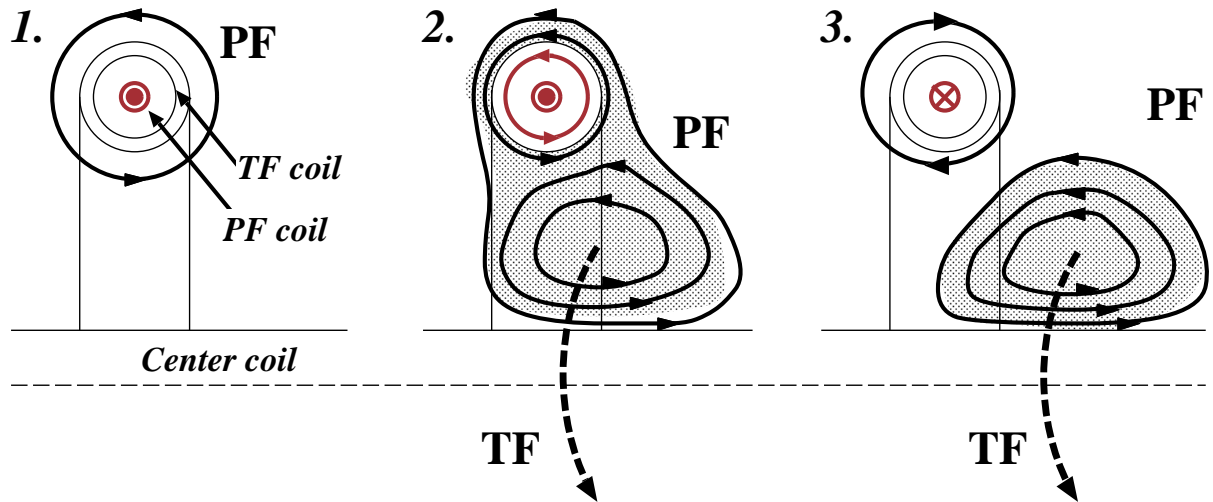


図 2.3: フラックスコアによるプラズマ生成法

PF コイル通電以前に予め外部トロイダル磁界コイル電流を通電しておくことにより、スフェロマックの他にコンパクト RFP および ST を生成することができる。コンパクト RFP の場合にはフラックスコアの TF コイルの生成する磁界と逆向きに外部トロイダル磁界を印加し、ST の場合には同方向のトロイダル磁界を印加する。



### 2.1.2 平衡磁界コイル

平衡磁界コイル (EF コイル) は内部電流系プラズマが大半径方向に広がろうとするフォープ力を抑制するものでプラズマ電流と逆方向の電流を通電する。TS-4 装置の EF コイルは左右それぞれ 320[turn]、12 個の直径 1600[mm] のコイルよりなる EF コイルの電源は 3 相 3 k V の誘導電動機により駆動され、定格 850V、1.42kA、1.2MW の直流発電機である。

### 2.1.3 中心導体アセンブリー

中心導体は一般に導体壁に覆われた円柱形状で装置の中心軸上に設置され、外部トロイダル磁界コイルと OH コイルが内蔵されている。

外部トロイダル磁界コイル TS-4 装置の中心導体の大きな特徴として 2 種類の外部トロイダル磁界用の回路を持つことである。一つは高速コンデンサバンク用のもので、中心部分に 1[turn] コイルを有し、もう一つはそれを囲むように設置された 8[turn] コイルで低速コンデンサバンク用の回路である。この構造により、異極性合体により高ベータ FRC を生成し、その後急速に外部トロイダル磁界をかけることで高ベータ球状トカマクを生成する実験を行うことができる。

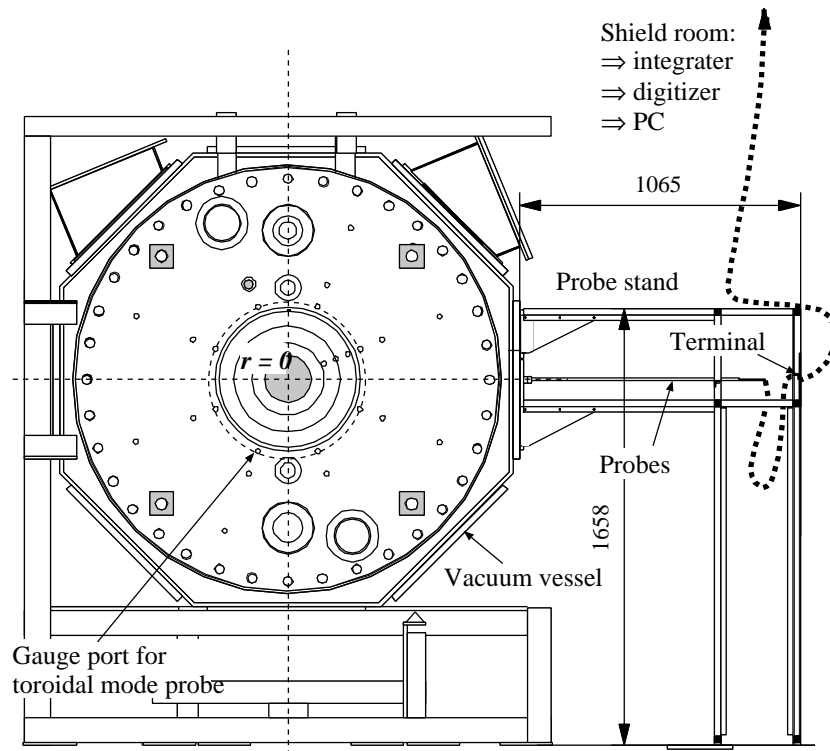
OH コイル OH コイルはプラズマ電流の駆動および加熱に使用するコイルである。中心導体に巻きつくように設置され、プラズマ電流の駆動、加熱の原理は変圧器と同様である。TS-4 装置の OH コイルとしては 46[turn](中心部 40[mm/turn] で 42[turn]、端部 100[mm/turn] でそれぞれ 2[turn]、全長 2080[mm]) のコイルが往復 2 本ずつあり、また巻き数 0 で返す回路を二つ持っている。この 6 つの回路を組み合わせることにより、片道分 46[turn] のコイルのインダクタンスを  $L$  とすると、 $4L$ 、 $2L$ 、 $L$ 、 $L/2$  の 4 種類のインダクタンスの選択が可能である。TS-4 装置は

## 2.2 計測系

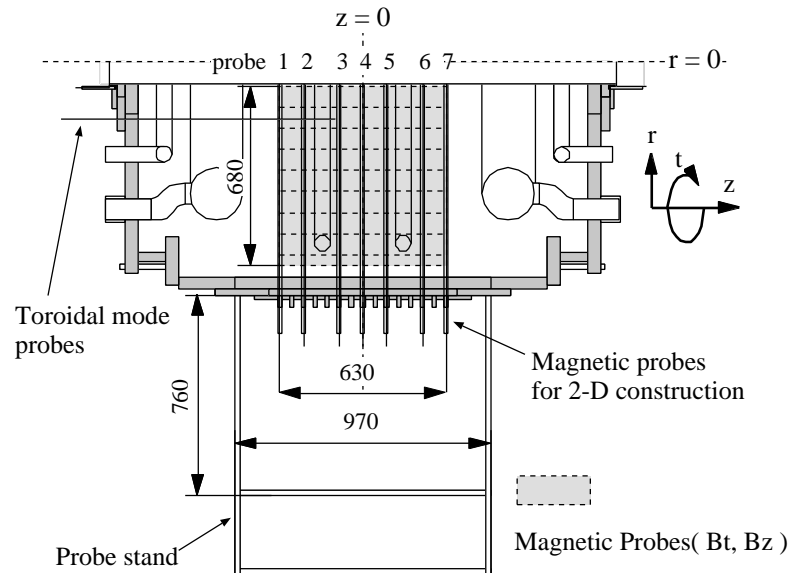
### 2.2.1 磁場計測

図 2.4 に現在 TS-4 装置の主要な計測系である、装置中心軸  $z$  方向に 7 点、半径  $r$  方向に 10 点、2 成分 ( $B_z, B_t$ ) の計 140 測定点の磁気プローブアレイと計測範囲である。ピックアップコイルは外径 5[mm] 巻数 300[turn] 線径 0.05[mm](日本コイル製) でこれを 5[mm] 角のベーク棒に埋め込んだ上で外径 10[mm] のガラス管に挿入した、2 成分 ( $B_z, B_t$ ) に対しそれぞれ 10 測定点を持つ磁気プローブとなっている。コイル両端にあらわれる電圧  $V$  はプローブ内を貫通する磁束  $\phi$  およびコイル巻数  $N$  から次式で与えられる。

$$V = N \frac{d\phi}{dt} \quad (2.1)$$



(a) Side view of the system



(b) Magnetic probes

図 2.4: 磁場計測システム

この 7 本の磁気プローブを装置側面のゲージポートから径方向に中心導体表面までの 2 次元平面上に設置されている。全てのピックアップコイルの信号は増幅器 (10 倍)、積分器 (時定数 10[ms])、デジタイザーを通して計算機に入り同時に計算される。本研究では、サンプリング時間は 2[μs] とし、一回一測定点につき 500 点、1000[μsec] 時間の計測が可能である。

この r-z 平面をカバーする 2 次元プローブアレイによって軸対称性 ( $\partial/\partial\theta = 0$ ) を仮定し、 $B_z$  分布からポロイダル磁束  $\Psi$

$$\Psi(r, z) = \int_{r_{\min}}^r B_z(r, z) 2\pi r dr \quad (2.2)$$

および径方向磁場  $B_r$

$$B_r = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad (2.3)$$

を計算することができる。さらに電流密度  $j$  はアンペールの法則  $\mu_0 j = \nabla \times B$  から

$$\begin{aligned} j_t &= \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial B_z}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial z} \right) \\ j_z &= \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial(r B_t)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial(r B_t)}{\partial r} \end{aligned}$$

圧力勾配の径方向成分  $p_r$  は圧力と磁気圧の平衡式 (??) から

$$p(r, z) = \int_{r_{\min}}^r (j_t B_z - j_z B_t) dr \quad (2.4)$$

より求まる。ここで固有値  $\lambda$  の簡易的計測法としてポロイダル固有値  $\lambda_p$  を導入する。 $\lambda_p$  はポロイダル方向の Taylor 平衡解  $\mu_0 j_z = \lambda_p B_z$  より

$$\lambda_p = \frac{\mu_0 \int_{r_{\min}}^r j_z 2\pi r dr}{\Psi} = \frac{\mu_0 I_{pol}}{\Psi} = \frac{2\pi r B_t}{\Psi} \quad (2.5)$$

と求まる。ここで  $I_{pol}$  はポロイダル電流である。

$$I_{pol} = \int_{r_{\min}}^r j_z 2\pi r dr \quad (2.6)$$

無力磁場配位においては  $\lambda = \lambda_p$  となる。

### 2.2.2 トロイダルモード計測

TS-4 装置ではその他トロイダルモードの計測を行っている。トロイダルモード数  $n$  とは、不安定性などによるプラズマの変形をトロイダル方向に関してフーリエ分解したときに得られるモード次数のことである。モード計測用プローブのピックアップコイルは 2 次元計測用磁気プローブと同じもので、これをベーク棒に埋め込みガラス管に挿入された 2 次元計測用磁気プローブと同様の形状をしている。モード計測計測用プローブは 8 本で、それ

ぞれベーク棒の先端に 3 成分 ( $B_r, B_z, B_t$ )、1 点の測定点を持っている。これを、真空容器に軸方向から挿入し、測定点を半径方向  $r=294.5[\text{mm}]$ 、軸方向  $z=77[\text{mm}]$ (装置中央が  $z=0$ ) に設置する。各ピックアップコイルの信号は積分器、デジタイザーを通して計算機でデジタルフーリエ変換される。これによって、トロイダルモード  $n = 1, 2, 3, 4$  までの計測が可能である。本研究では 2 次元計測用磁気プローブと同様、サンプリング時間は  $2[\mu\text{s}]$  とし、 $1000[\mu\text{s}]$  間の計測を行う。図 2.4 に 2 次元計測用磁気プローブアレイと共に、モード計測用プローブの配置を示す。

### 2.2.3 ログウスキーコイル

ログウスキーコイル (Rogowski coil) は被測定回路の周囲に巻きつけることによって電流を測定することができる。図 2.5 にその原理を示す。

ログウスキーコイルの感度  $\alpha$  は図 2.5 より全長  $l$  と巻数  $n$  そして断面積  $S$  とすると概算で次式の関係より簡単に求まる。

$$e = n \frac{d\Psi}{dt} = \frac{\mu_0 n S}{l} \frac{dI}{dt} \quad (2.7)$$

$$\alpha = V/I = \frac{\mu_0 n S}{l RC} \quad (2.8)$$

ここで  $RC$  は積分器の時定数である。 $l \sim 0.3[\text{m}]$ 、 $n = 400$ 、 $S \sim 0.000314[\text{m}^2]$ 、そして  $RC=20[\text{msec}]$  とし、これを増幅器によっておよそ 20 倍に増幅することによって感度  $\sim 0.05[\text{V/kA}]$  が実現されている。

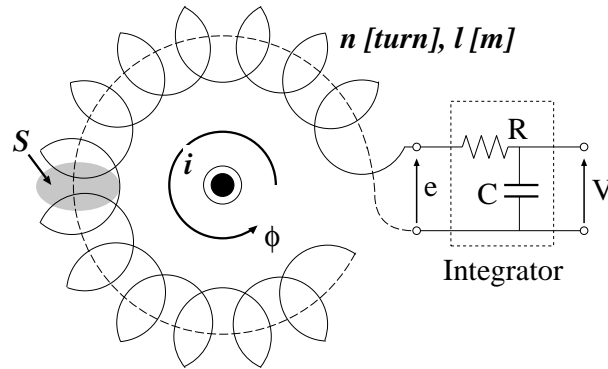


図 2.5: ログウスキーコイル

### 2.2.4 $\text{CO}_2$ レーザー干渉による電子密度計測

レーザ干渉計によるプラズマ電子密度計測は、プラズマ領域でレーザの屈折率がプラズマの粒子の密度に比例して変化することを利用している。たとえば、ひとつの光源からレー

レーザー光を二つに分け、一方はそのまま受光部（ディテクタ）へ、もう一方はプラズマが発生する領域（TS-3 及び TS-4）を通過して受光部へ到達させて両者を干渉させることを考える。両者の光路差（位相差）の変化、即ち観測時の位相差から初期状態の位相差を差し引いたものは密度をレーザパス上で積分した値に比例している。これにより、プラズマ粒子の密度の様子を時系列で計測することが可能である。特に、CO<sub>2</sub> レーザの波長域（10.6 $\mu$ m 近辺）では、屈折率はほぼプラズマ電子密度によってのみ決まるので、これにより電子密度の計測が可能となる。

7 チャンネルでの計測が可能であり、詳細な電子密度分布計測が得られる。パスの位置は合体生成されたプラズマの中央平面 ( $z=0$ ) 上を通るようになっている。

---

## 第 3 章

# 低 $q$ 合体によるコンパクトトラスにより生成した球状トカマクの安定性に関する検討

### 3.1 本実験の目的

合体させる CT の  $q$  値が小さい程合体によるプラズマの加熱効果は大きいと考えられている。これは、合体させる CT の  $q$  値が小さい程磁場の全成分に対する磁気リコネクションに寄与する磁場の成分の割合が大きくなるためである。このリコネクションによるアウトフローは主にイオンを加熱すると言われている。しかし一方で低  $q$  である FRC あるいはスフェロマックといった配位は数多くの実験から  $\tau_E$  が非常に小さいといわれており、熱圧力を長時間閉じこめておくことはできない。

そこで、高い加熱効果の期待できる低  $q$  領域で合体を行い、その後急速に外部トロイダル磁場 ( $exB_t$ ) 印加し、トカマク配位として熱圧力を閉じこめ、同時に反磁性電流を駆動する方法が本研究室で提案されている。

本実験ではスフェロマック-スフェロマック合体により生成した CT に急速にトロイダル磁場を印加することで球状トカマクを生成し、高い加熱効果が得られるか、低  $q$  での合体が球状トカマクの立ち上げ法の一つとして考え得るか検証することを目的とする。

### 3.2 実験方法

プラズマを生成するフラックスコアの PF、TF コイル電流に対して、図 3.1 のように外部トロイダル磁界急速立ち上げ用の中心導体電流 ( $I_{tfc}$ ) を流す。具体的には合体の終了と同時に外部トロイダル磁界が立ち上がりはじめるようにしている。このような電流波形を得るために、高速コンデンサバンクと低速コンデンサバンクの二つのコンデンサバンクを使用している。図 3.2 に各々 (a) スフェロマックの同極性合体により新たなスフェロマックを生成した場合および (b) スフェロマックの同極性合体によって生成されたスフェロマックに急速に外部トロイダル磁場を印加した場合 ( $I_{tfc} = 19[\text{kAT}]$ ) の磁気面およびトロイダル磁

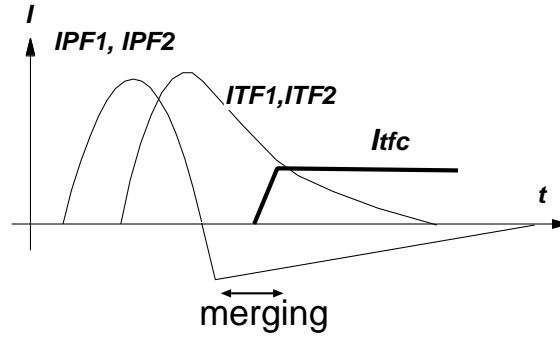


図 3.1: 各コイル電流の電流波形

場の時間変化を示す。この実験では放電気体は Ar である。図中のカラーマップは青が紙面手前向き、赤が紙面方向のトロイダル磁場の強さを示している。左右のフラックスコアにより生成されたスフェロマックが時間とともに移動し、中央付近で磁力線のつながりかわりが起こり、最終的に一つの配位となる様子がわかる。図 3.2(b) では  $380\mu\text{sec}$  前後で合体が終了するまでは (a) と同様であるが、その後合体と同時に外部トロイダル磁界電流が急速に立ち上がりプラズマ内部まで浸透する。ここで安全係数  $q$  値の時間発展を調べると図 3.3 のようになる。合体が完了し、外部トロイダル磁界が印加されると 1 より小さかった  $q$  値が  $400\mu\text{sec}$  にはプラズマ端で 1 より大きくなり、新しく球状トカマク配位が生成されていることがわかる。

このような実験を外部トロイダル磁界の強さを変化させて行い、プラズマ合体の加熱効果とあわせて外部トロイダル磁界と配位の安定性について検討する。

### 3.3 加熱効果に関する検討

図 3.4 に外部トロイダル磁界の大きさを变化させた時の圧力分布 ( $P$ ) の時間変化を示す。 $P$  は MHD 平衡を仮定して、 $\nabla P = j \times B$  から求めている。ポロイダル磁束はここではプラズマ端で 0、磁気軸で 1 となるように規格化している。どのトロイダル磁界での合体実験も  $378\mu\text{sec}$  付近で合体が完了している。合体終了から、直後にかけて圧力は最大値を取り、その後減衰している。図 3.5 に  $I_{tfc}$  と熱エネルギーを保持している時間の関係を示す。外部トロイダル磁場を印加しない場合 (図 3.4(a)) には、熱エネルギーが 0 となる時間はおよそ  $40[\mu\text{sec}]$  程度である。(b) ~ (f) は図 3.2(b) のように外部トロイダル磁場を印加しており、順番にその大きさが大きくなっている。最大圧力の大きさは外部トロイダル磁界の大きさには依存しないが、熱エネルギーが 0 となる時間は  $I_{tfc}$  とともに長くなる傾向にあり、 $I_{tfc}=10[\text{kAT}]$  で  $60[\mu\text{sec}]$ 、 $20[\text{kAT}]$  で  $80[\mu\text{sec}]$  程度となった。熱エネルギーを保持している時間は  $I_{tfc}$  とともに長くなるが  $I_{tfc}=20[\text{kAT}]$  程度で飽和している。

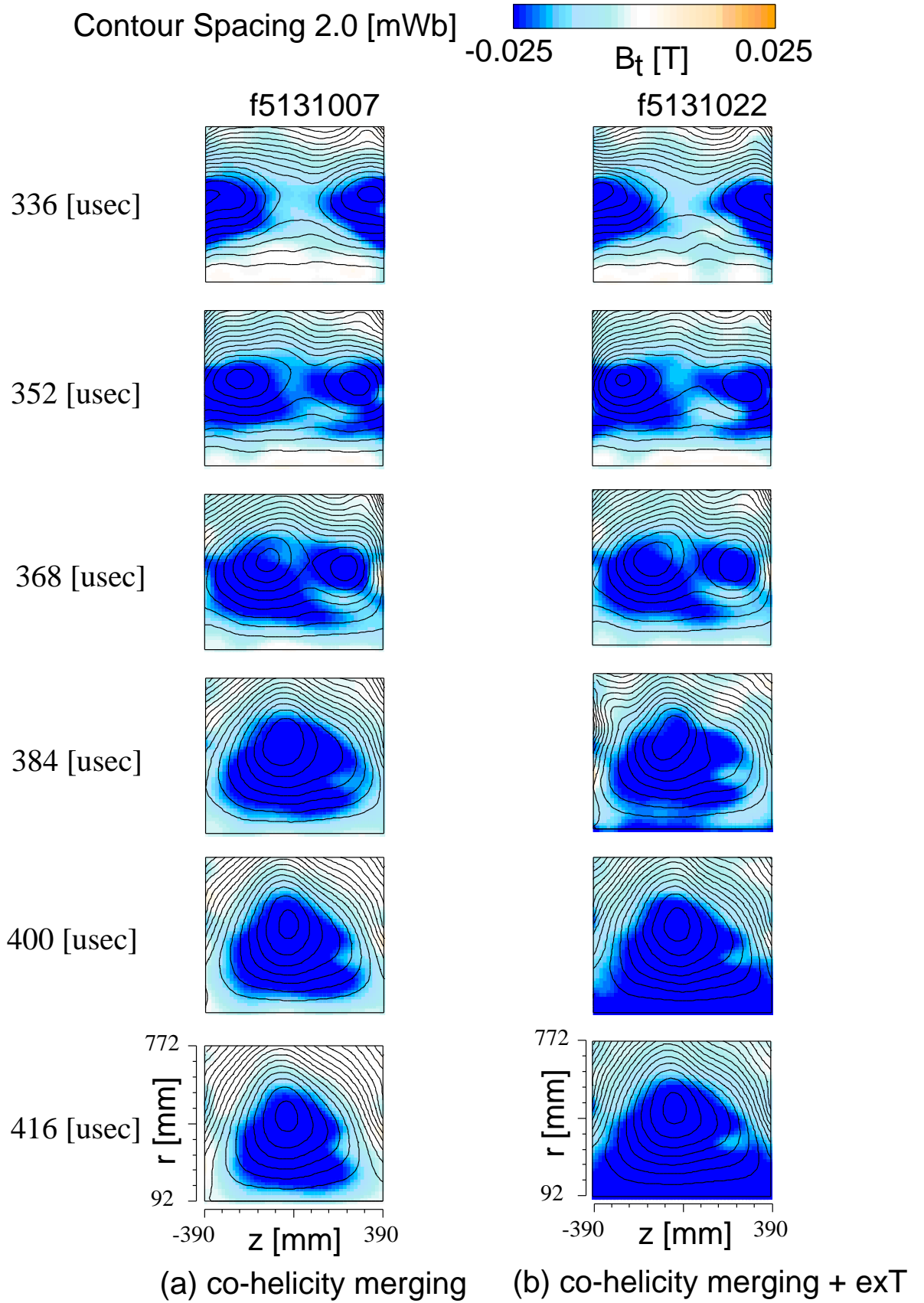


図 3.2: Ar を用いた際の同極性合体実験における磁気面の時間変化 ((a) トロイダル磁場を急速印加なし、(b) 同極性合体 + 急速トロイダル磁場 ( $I_{tfc} = 19[\text{kAT}]$ ))



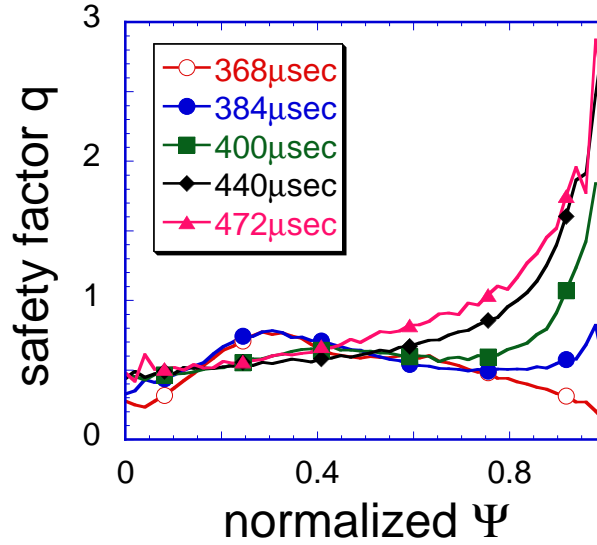


図 3.3: 安全係数  $q$  値の時間変化

ポロイダル磁束の減衰時間を調べてみると図 3.6 のようになる。ここではポロイダル磁束は減衰時間を比較しやすくするために各ショットの最大値で規格化している。 $I_{tfc}$  を大きくする程減衰時間は大きくなり、 $I_{tfc}=13[\text{kAT}]$  程度で飽和していることがわかる。

### 3.4 低 $n$ モードに関する検討

次にトロイダルモード計測用プローブによって計測した  $n = 1 \sim n = 4$  の低  $n$  モードに関する検討を行う。図??に印加する外部トロイダル磁界の大きさを変化させたときに安全係数  $q$  値が時間とともにどのように変化するかを示す。外部トロイダル磁界の大きさとともにプラズマ端での  $q$  値は大きくなるので、低トロイダルモードに対して安定となることが予想される。

図 3.7~3.9 にそれぞれ  $I_{tfc} = 0[\text{kAT}]$ 、 $I_{tfc} = 6[\text{kAT}]$ 、 $I_{tfc} = 23[\text{kAT}]$  のときのトロイダルモードの時間変化を示す。各成分とも  $n = 1$  のトロイダルモードが大きくなる傾向にある。合体終了後外部トロイダル磁界が印加されることでトロイダルモードの  $B_z$  成分に関しては、印加しない場合に比べ小さくなっているのがわかる。 $B_r$  成分と  $B_t$  成分は外部トロイダル磁界を印加しない場合、合体直後と大きさに変化はほとんど見られないのに対して外部トロイダル磁界を印加すると時間とともに減少していく傾向にあるが、 $B_z$  成分に比べ、その差は顕著ではない。

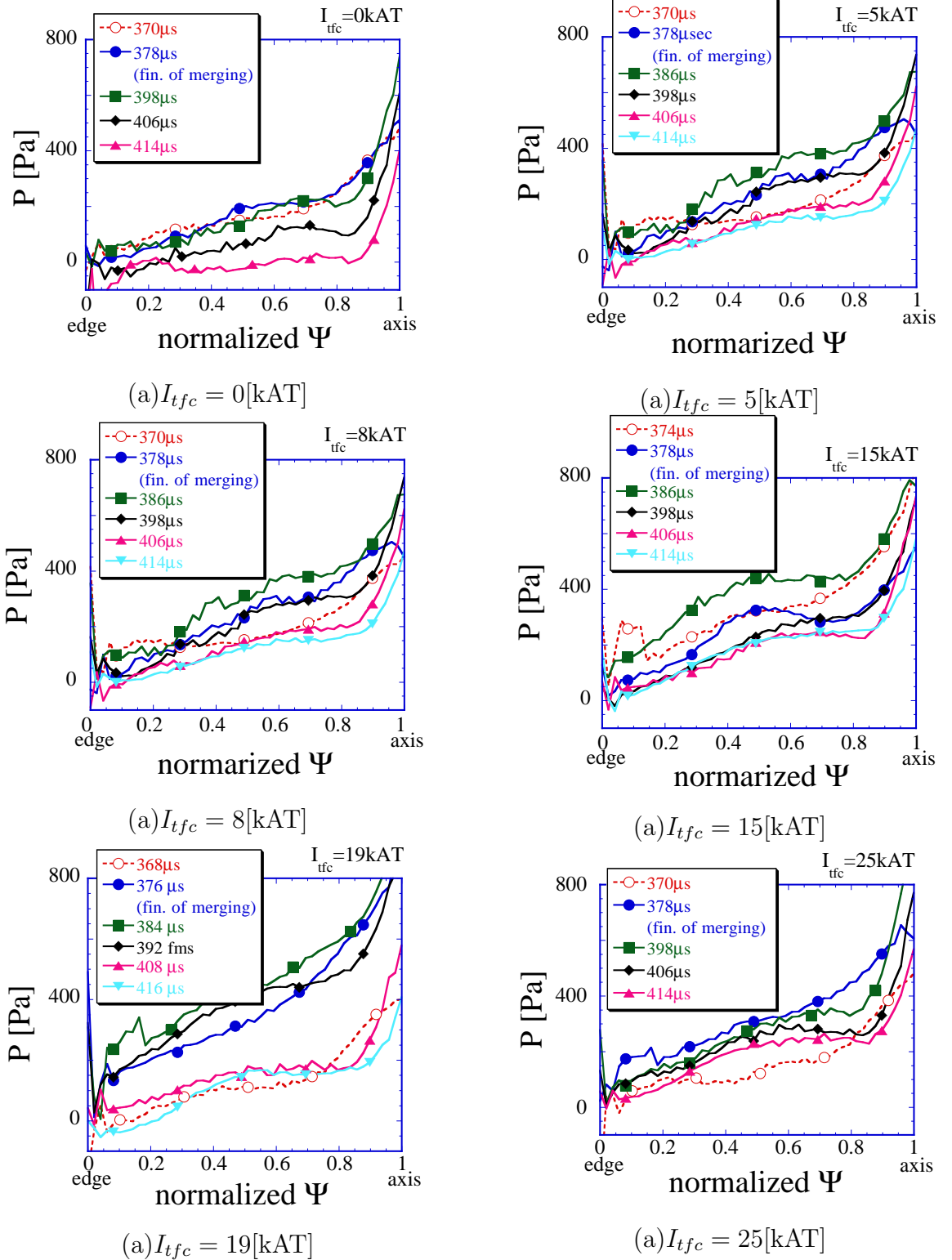


図 3.4: 圧力  $P$  の規格化  $\Psi$  変化 ( $I_{tfc} =$ (a)0[kAT], (b)5[kAT], (c)8[kAT], (d)15[kAT], (e)19[kAT], (f)25[kAT])

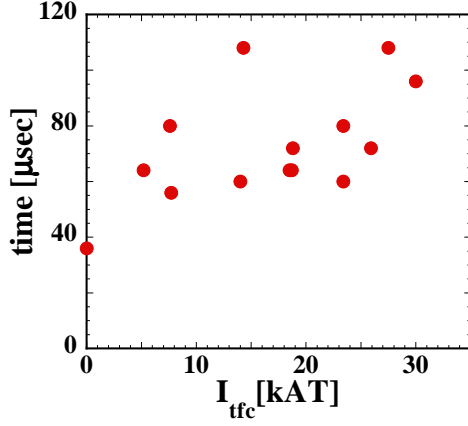


図 3.5:  $I_{tfc}$  と熱圧力を保持している時間の関係

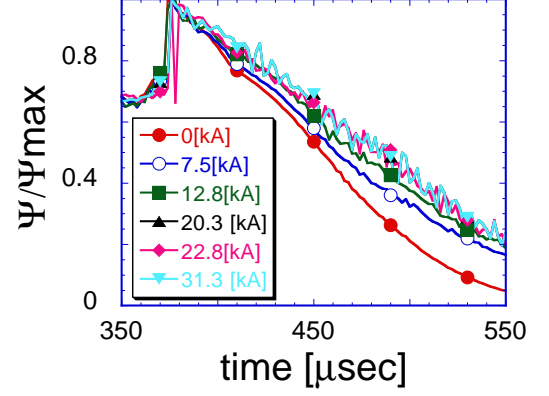


図 3.6: 各  $I_{tfc}$  におけるポロイダル磁束の時間変化

### 3.5 高 $n$ モード (バルーニング不安定) に関する検討

ここでは同極性合体によって生成したスフェロマックに急速に外部トロイダル磁場を印加することで生成した球状トカマクの高  $n$  モード、特にバルーニング不安定に関する安定解析を行う。

#### 3.5.1 安定解析用コード

プラズマを電磁流体と仮定すると巨視的平衡に関する次の 3 つの方程式が得られる。

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p, \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.3)$$

式 (3.1) は磁気圧と圧力勾配との力のつりあいの式で、式 (3.2)、(3.3) はマクスウェル方程式である。プラズマが主軸に対して軸対称である時を考え円筒座標系  $(r, \varphi, z)$  を用いる。式 (3.1) に  $\mathbf{B}$  および  $\mathbf{j}$  をかけると

$$\mathbf{B} \cdot \nabla p = 0 \quad \mathbf{j} \cdot \nabla p = 0 \quad (3.4)$$

となり、磁束と電流は圧力一定の面に横たわる。この閉じた面を考え、その方程式を

$$\Psi = \text{const}. \quad (3.5)$$

とする。 $\nabla \Psi$  はこの面に垂直であり、この面に横たわる  $\mathbf{B}$  と垂直なので

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \Psi = 0 \quad (3.6)$$

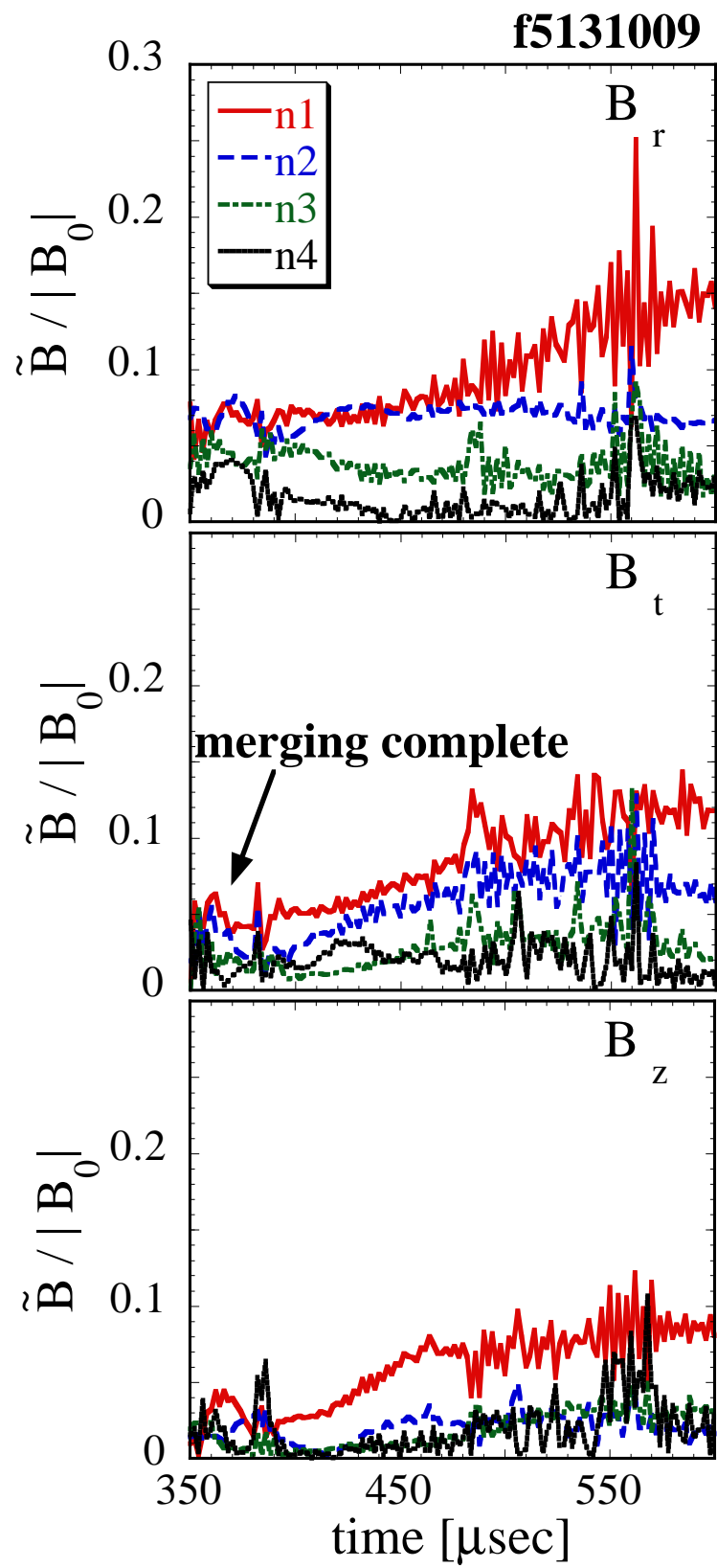


図 3.7:  $I_{tfc} = 0$  [kAT] のときのトロイダルモード ( $n = 1 \sim 4$ ) の振幅の時間変化

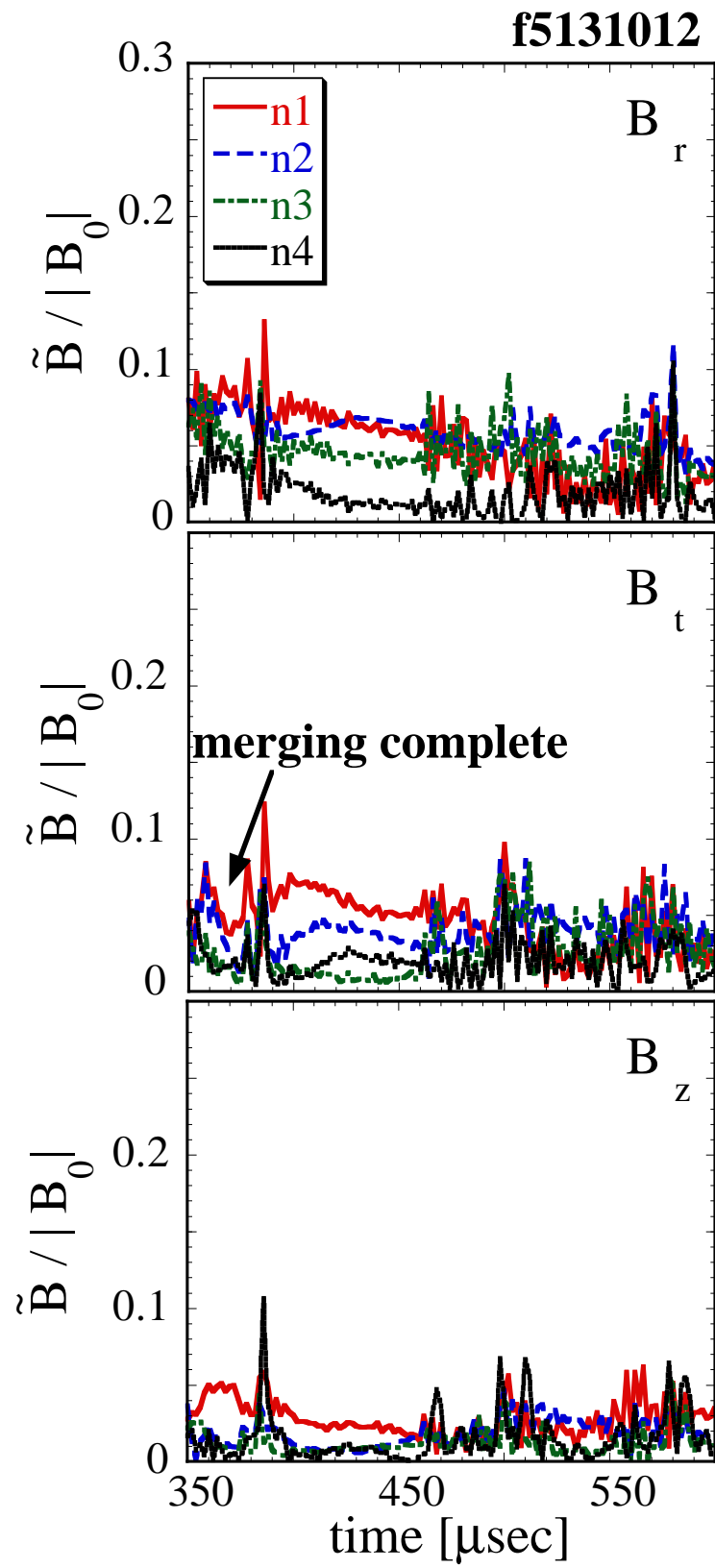


図 3.8:  $I_{tfc} = 6$  [kAT] のときのトロイダルモード ( $n = 1 \sim 4$ ) の振幅の時間変化

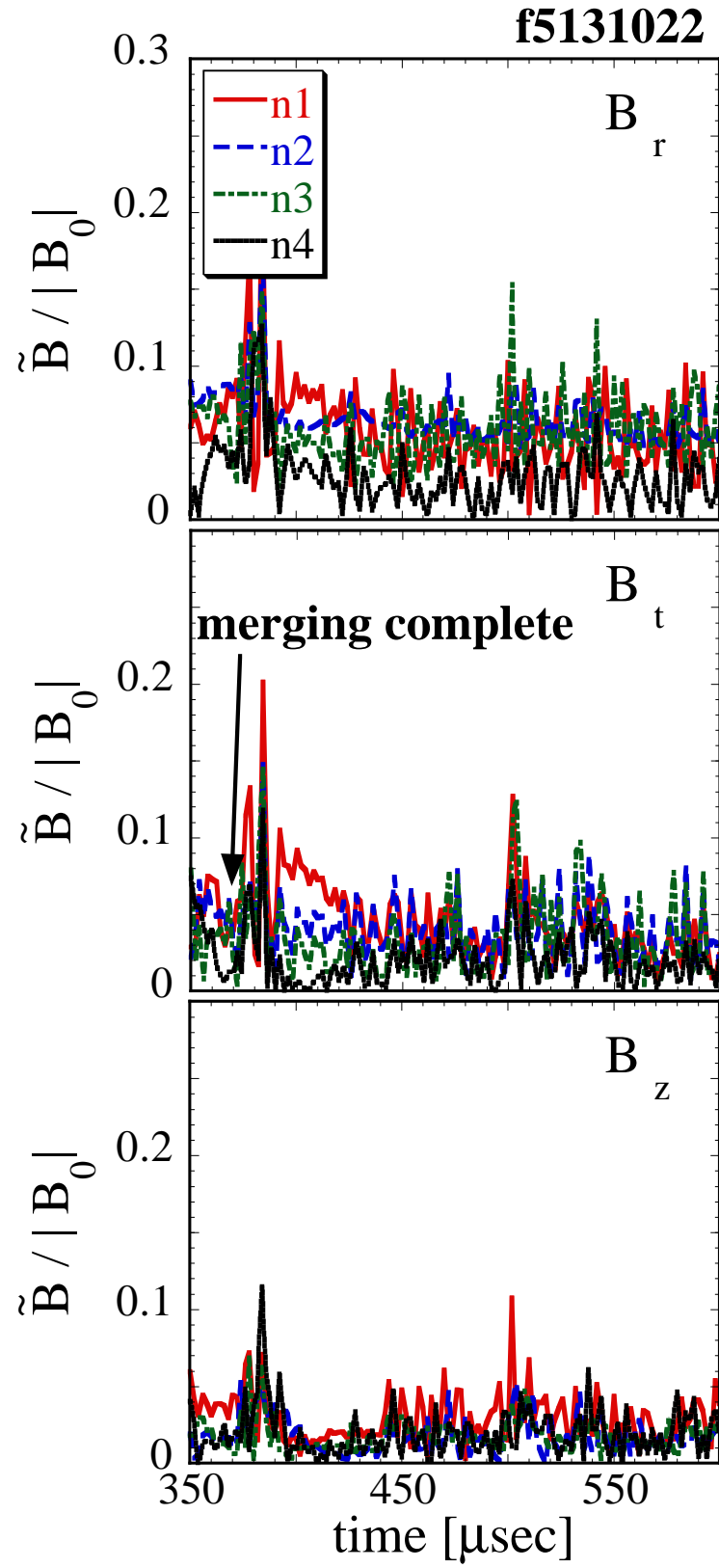


図 3.9:  $I_{tfc} = 23$  [kAT] のときのトロイダルモード ( $n = 1 \sim 4$ ) の振幅の時間変化

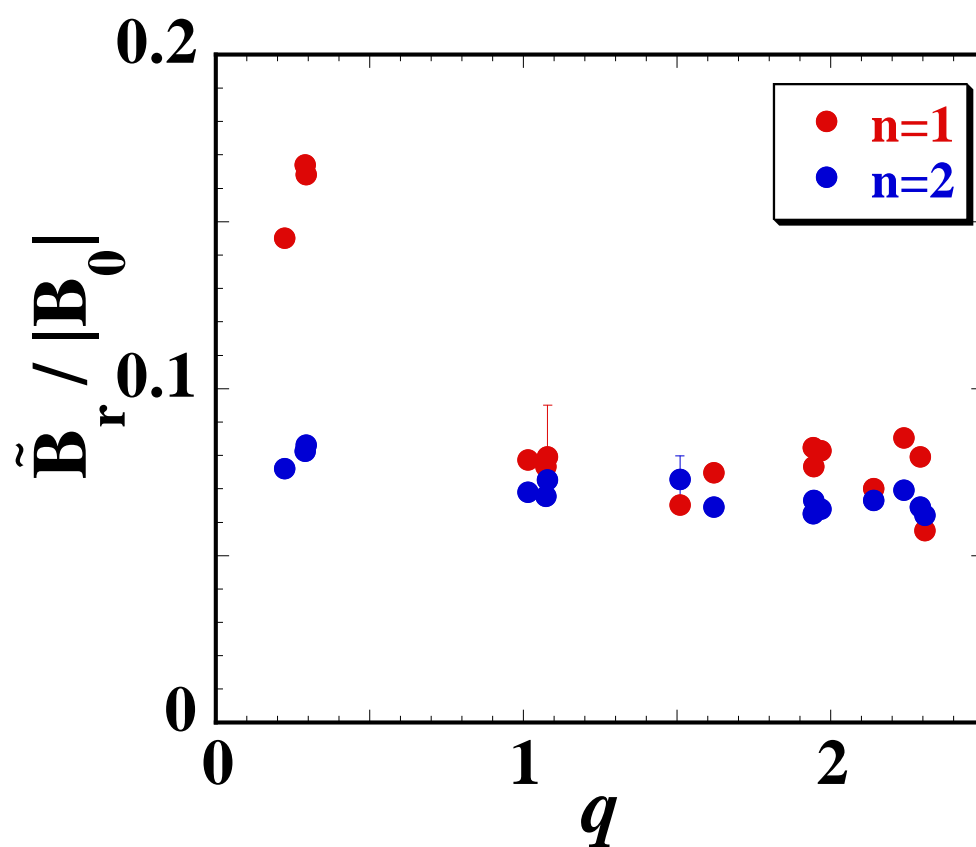


図 3.10:  $n$  モードの振幅の最大値と  $q$  値の関係

である。

$$B_r = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad B_\phi = B_\phi(r, z) \quad (3.7)$$

とおくと式 (3.3) と式 (3.6) とは同時に成り立つ。式 (3.7) の  $B_z$  の式より

$$\Psi = \int_0^r 2\pi r B_z dr \quad (3.8)$$

となる。 $\Psi$  は磁気面関数と呼ばれ、 $z = \text{const.}$  面内で半径  $r$  の円内を通過する磁束と等しい。 $\Psi$  は表面関数である。平衡をあらわす式において  $B$  と  $j$  は対称的であることから推察できるように電流密度についても磁場における磁気面関数のような等圧面で一定となる関数  $I$  が存在する。 $I = \text{const.}$  であらわされる面を電流面といい、 $I$  は  $\Psi$  の関数となる。圧力  $p$  も  $\Psi$  の関数となり、

$$\mu_0 j_\phi = -\frac{1}{2\pi r} \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) = 2\pi \left( \mu_0 r \frac{\partial p}{\partial \Psi} + \frac{1}{2r} \frac{\partial I^2}{\partial \Psi} \right) \quad (3.9)$$

なる方程式が得られ、これを Grad-Shafranov 方程式 (GS 方程式) という。GS 方程式では表面関数  $\Psi$ 、 $p(\Psi)$ 、 $I(\Psi)$  を与えることでプラズマの平衡の関係式を一つの微分方程式であらわすことができる。

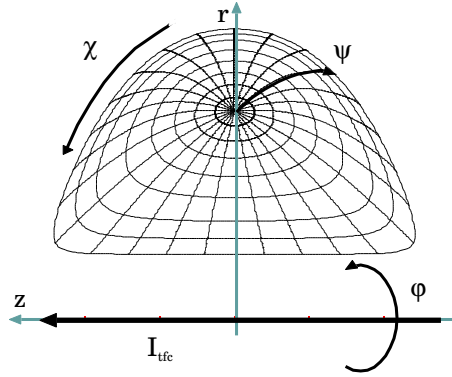


図 3.11: 磁気面座標。 $\Psi$ :磁気面、 $\chi$ :ポロイダル角度

以上で求められた GS 方程式を図 3.11 に示すような磁気面座標系で解き、平衡を求めているのが TOQ コードである。ここで  $\chi$  は次式 (3.10)

$$\nabla \Psi \cdot \nabla \chi = 0 \quad (3.10)$$

を解くことで得られ、ポロイダル角度的関数である。

安定解析用の BALOO コードは電流駆動項に比べ圧力駆動項が大きい時にエネルギー原理を磁気面座標を用いて書き直すことで得られる以下のバレーニング方程式を各磁気面についてルンゲクッタ法を用いて解くことで安定判別を行っている。

$$\frac{\partial}{\partial \chi} \left[ \alpha(\chi) \frac{\partial \xi}{\partial \chi} \right] - (K(\chi) - \omega^2) \xi = 0 \quad (3.11)$$



$$\alpha(\chi) = \frac{4\pi^2 f^4}{R^2 B^2} \left| \nabla(\varphi - q(\chi - \chi_k)) \right|^2 \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} K(\chi) &= \frac{R^2 \nu^2}{R_0^2 B^4} f p_\Psi \mathbf{B} \times \nabla(\varphi - q(\chi - \chi_k)) \cdot \nabla(2p + B^2) \\ &= -p_\Psi(\kappa_n + \kappa_g) \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\kappa_n = \frac{\nu^2 R^2}{R_0^2 B^2} \left( \frac{\partial}{\partial \Psi}(2p + B^2) + \frac{\nabla \Psi \cdot \nabla \chi}{|\nabla \Psi|^2} \frac{\partial}{\partial \chi}(2p + B^2) \right) \quad (3.14)$$

$$\kappa_g = -\frac{\nu^2 g^2}{q B^4} I \frac{\partial}{\partial \chi}(2p + B^2) \quad (3.15)$$

$$\nu = \frac{R_0}{2\pi} \int \frac{d\tau}{R^2} \quad (3.16)$$

境界条件は  $\chi = \pm\infty$  で  $\xi = 0$  から  $\chi = \pm 2m\pi$  で  $\xi = 0$ 、 $\frac{\partial \Phi}{\partial \chi} = \mp 1$  (復号同順) である。厳密に安定性を求めるならばエネルギー原理により  $\delta W$  の正負で判定しなければならない。しかし経験的に  $\chi = 0$  においてもっとも不安定になることがわかっているので BALOO コードでは  $\chi = 0$  において詳しく判定し、残りの点ではゼロクロスチェックを行っている。 $\chi = 0$  では式 (3.17) の正負の判別を行っている。

$$\delta' = \frac{\frac{\partial \xi}{\partial \chi}}{\xi} \quad (3.17)$$

式 (3.17) が負となるのは  $\partial \xi / \partial \chi < 0$  かつ  $\xi > 0$ 、または  $\partial \xi / \partial \chi > 0$  かつ  $\xi < 0$  の場合でこの時はともに摂動  $\xi$  はゼロに向かう傾きを持ち安定である。式 (3.17) が正となるのは  $\partial \xi / \partial \chi > 0$  かつ  $\xi > 0$ 、または  $\partial \xi / \partial \chi < 0$  かつ  $\xi < 0$  の場合でこの時はともに摂動  $\xi$  はゼロから離れる向きの傾きを持ち不安定である。交換型不安定に対する安定条件にメルシエ条件があり、これがバルーニング不安定に対して必要条件になっている。 $\chi = 0$  以外ではこのメルシエ条件を調べて安定かどうか判別している。

BALOO コードでは各磁気面の安定判別とともに安定境界を描かせることができる。これによってプラズマが第 1 安定領域にあるのか第 2 安定領域にあるのか判別することができる。

### 3.5.2 合体実験により生成した球状トカマクの平衡の再構成

同極性合体実験により生成した球状トカマクの平衡の再構成を試みた。実験結果としては  $I_{tfc} = 30[\text{kAT}]$  のもので  $t = 400[\mu\text{sec}]$  のものを使用した。平衡計算を行うために圧力分布関数  $P$ 、ポロイダル電流関数  $I_p$  を仮定した。実験結果を用い、最小二乗法により式 (3.18)、(3.19) のように多項式近似した。

$$P(\bar{\Psi}) = \sum_{i=0}^n a_i \bar{\Psi}^i \quad (3.18)$$

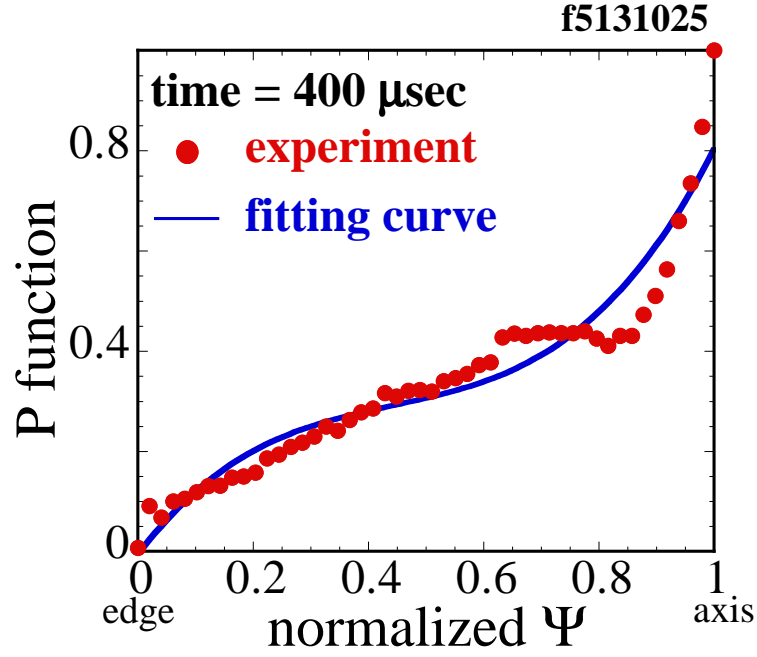


図 3.12:  $I_{tfc} = 30[\text{kAT}]$  のときの  $t = 400[\mu\text{sec}]$  における規格化圧力の規格化  $\Psi$  分布とその近似曲線

$$I_p(\bar{\Psi}) = \sum_{i=0}^n b_i \bar{\Psi}^i \quad (3.19)$$

近似係数は 3 次とし、セパトリクス上で  $P = 0$  (式 (3.20)) の拘束条件を導入した。

$$P|_{\text{separatrix}} = 0 \quad (3.20)$$

図 3.12 に平衡計算に使用した圧力分布とその近似曲線を示す。

平衡計算に用いる他のパラメータとして最大圧力は磁場計測から計算したもの、外部トロイダル磁場コイル電流はロゴスキーコイルにより計測した値を用いている。プラズマ電流は平衡計算の結果得られるポロイダル磁束が実験の磁場計測より得られるポロイダル磁束と等しくなるようにした。これはプラズマ配位が磁場計測範囲にすべておさまっていないため、計測範囲の外に流れているプラズマ電流を考慮したためである。

図 3.13 にこのときの 65 番目の磁気面の安定境界を示す。プラズマ配位を  $\Psi$  方向には 67 分割しているのでプラズマ端を示している。簡単にこの図の見方を説明する。各磁気面ごとに安定境界を求めることができ、図中の赤線で示したのが 65 番目の磁気面安定境界である。実際のプラズマのパラメータ  $(\alpha, S)$  の値で規格化しており、安定境界が  $(1, 1)$  を囲めばその磁気面は不安定となり、安定境界の外にあれば安定となる。今回の実験で得られた安定境界をみると安定境界が  $(1, 1)$  を囲んでおり、この磁気面は不安定ということになる。

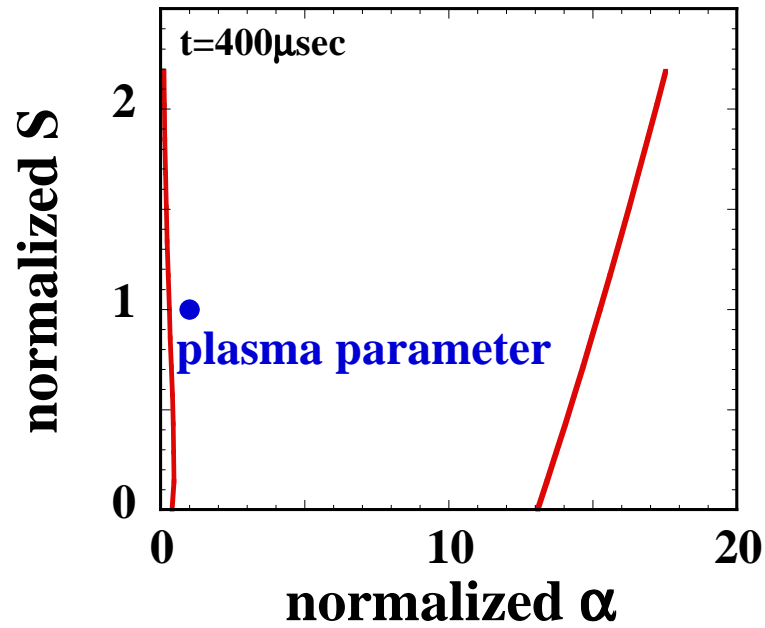


図 3.13: 同極性合体実験をもとに生成した球状トカマクの安定境界

### 3.6 本章のまとめ

低  $q$  領域での同極性合体により生成したスフェロマックに外部トロイダル磁場を急速に立ち上げる方法で球状トカマクを生成した。外部トロイダル磁場を立ち上げることで、合体によって磁気エネルギーが変換され得られた熱圧力を維持できる時間が長くなることがわかった。この効果は外部トロイダル磁場の大きさとともに大きくなるが、飽和する傾向にあることがわかった。

## 第 4 章

### TS-4 装置におけるワッシャーガンの開発と適用

#### 4.1 本実験の目的

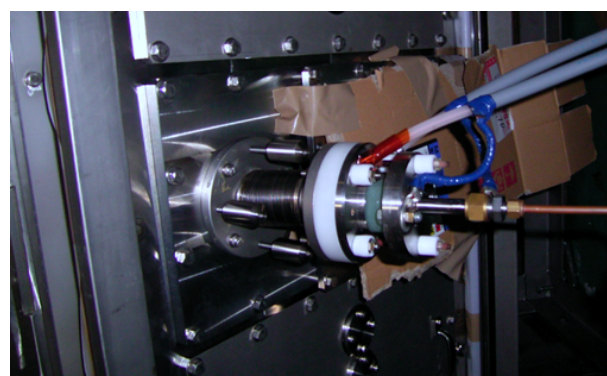
効率的なプラズマ源は初期プラズマ生成をはじめとして核融合研究において様々な分野で応用範囲が広い。アーク放電をプラズマ源として利用するワッシャーガンは、金属電極による電子放出のように材料による制限はなく、不純物も少ないので、プラズマ源として選択肢の一つとなっている。

本実験では TS-4 装置においてワッシャーガンシステムを構築し、プラズマワッシャーガンの特性を理解するとともに初期プラズマ生成の効率化のために使用できないか、また、CT 入射のように粒子供給として、あるいは中性粒子加熱のイオン源として利用できないか検討することを目的とする。

#### 4.2 ワッシャーガン



(a) ワッシャーガン



(b) TS-4 への取り付け図

図 4.1: TS-4 に設置したワッシャーガン

図 4.1 に TS-4 に設置したワッシャーガン、および TS-4 への取り付け図を示す。ワッシャー

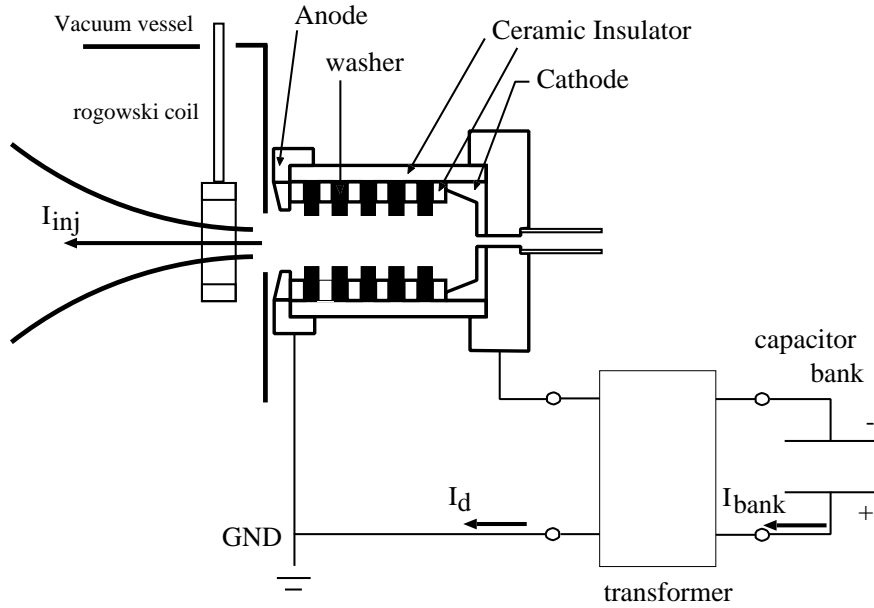


図 4.2: ワッシャーガンの接続図

ガンは主にアノード、カソードの各電極と放電路、放電路に設置されたワッシャーからなる。図 4.2 にワッシャーガンの設置および接続の模式図を示す。本研究で用いたワッシャーガンの寸法等は次の通りである。アノードには、内径 18mm、外径 105mm、厚さ 12mm、また、カソードには内径 5mm、外径 90mm、厚さ 15mm の SUS304 製の円盤状電極をそれぞれ用いている。放電路は径 14.5mm、長さ 31mm の円柱状で、内径 14.5mm、外径 19.5mm、厚さ 1.9mm の同じく SUS304 製のワッシャーが放電路にセラミック製の絶縁ワッシャーによって互いに絶縁され、設置されている。ワッシャーガンの電源には、容量 18.75[μF]、定格電圧 40[kV] の高速コンデンサバンクを使用しており、パルスでの運転が可能である。電源とワッシャーガンとは図 4.2 のように変圧器を介して接続している。変圧器の 1 次側電流を  $I_{bank}$ 、2 次側電流を  $I_d$  とし、ログスキーコイルを用いて計測している。またワッシャーガンのポート部分にはログスキーコイルが設置してあり、このログスキーコイルで測定している電流を  $I_{inj}$  とする。

### 4.3 ワッシャーガン基礎実験

ここではワッシャーガンの基礎特性についての実験結果を示す。本実験ではワッシャーガンへのガスの供給はガスパフではなく真空容器全体へガスを充填させることで行っている。また、ガス種は主に  $H_2$ 、Ar の 2 種類のガスを用いている。

まずはじめに図 4.3 にワッシャーガンを放電させたときの  $I_{bank}$ 、 $I_d$ 、 $I_{inj}$  の各電流およ

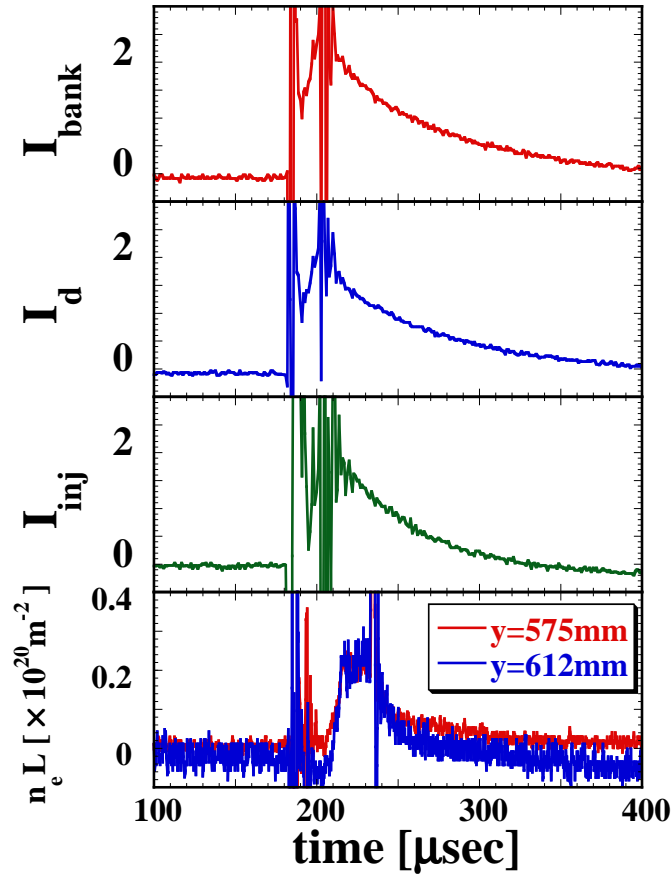
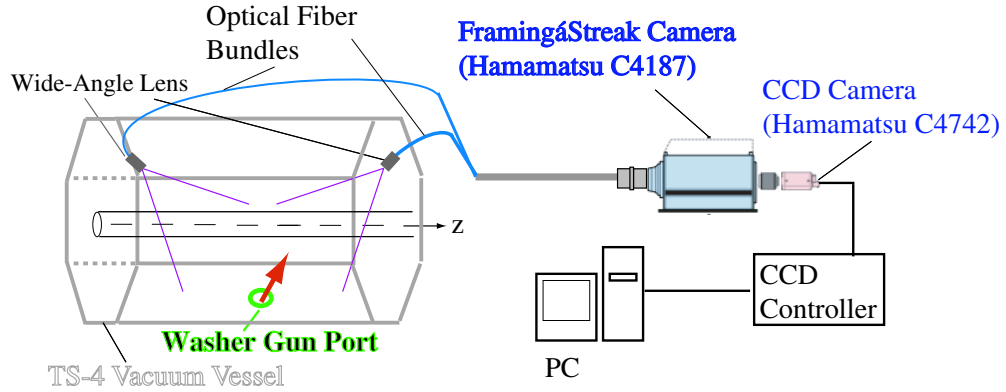


図 4.3:  $I_{bank}$ 、 $I_d$ 、 $I_{inj}$  の各電流、および  $\text{CO}_2$  レーザ干渉計によって計測した密度の線積分値の典型的な波形

び、 $\text{CO}_2$  レーザ干渉計によって計測した密度の線積分値の典型的な波形を示す。ここでは  $180[\mu\text{sec}]$  にコンデンサバンクの放電をスタートさせ、 $230[\mu\text{sec}]$  にクローバーをかけている。 $I_{inj}$  は  $I_d$  に比例した値となっている。また、最大値で  $0.2 \times 10^{20}[\text{m}^{-2}]$  程度の密度であるので、およそ  $1 \sim 4 \times 10^{20}[\text{m}^{-2}]$  のプラズマ配位と比較しても  $1/10$  程度であり、高密度のプラズマが得られているといえる。

TS-4 装置は 16 本の光ファイバプローブを用いた 2D 可視光イメージ計測システムを有しており [7]、図 4.4(a) はその概念図である。図 4.4(b)、(c) はこのシステムの光ファイバプローブのうち 2 本のプローブによって観察した結果である。プローブによって直径  $1416[\text{mm}]$  の円を見込んでいる。図中緑丸で示したのがワッシャーガンの入射ポートである。ワッシャーガン入射ポート近傍からの強い局在した発光が確認できる。フレーミングカメラはスタート時間をコンデンサバンクの放電開始時間、露光時間を  $100[\mu\text{sec}]$  として撮影しており、図 4.3 からワッシャーガンの放電時間中の発光を時間積分していることになる。

コンデンサバンクの充電電圧と  $I_{inj}$  の関係を調べたところ図 4.5 に示す結果が得られた。



Schematic drawing of the 2-D Image measurement system

(a) 2D 可視光イメージ計測システムの概念図



(b) ch.6



(c) ch.14

図 4.4: 2D 可視光イメージ計測システムによるワッシャーガンからの発光の確認

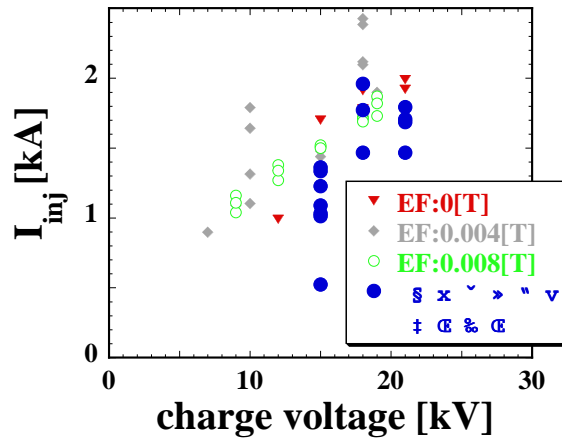


図 4.5:  $I_{inj}$  とコンデンサバンク充電電圧の関係

この実験では  $H_2$  ガスを用いて行っている。充電電圧が大きくなるとともに  $I_{inj}$  も大きくなる傾向にあり、この傾向は垂直磁場の有無にかかわらない。ここで垂直磁場の大きさは  $r = 14.5[\text{cm}]$  での値である。また、干渉計によって密度変化が計測されない場合にも充電

電圧とともに  $I_{inj}$  が大きくなる傾向にあるのは変わらない。密度が計測されるにはコンデンサバンクの充電電圧にしきい値が存在し、15[kV] 以上のとき密度変化が計測された。また、 $I_{inj}$  は充電電圧とともに飽和する傾向にある。

#### 4.4 ワッシャーガンによる粒子供給のメカニズムに関する考察

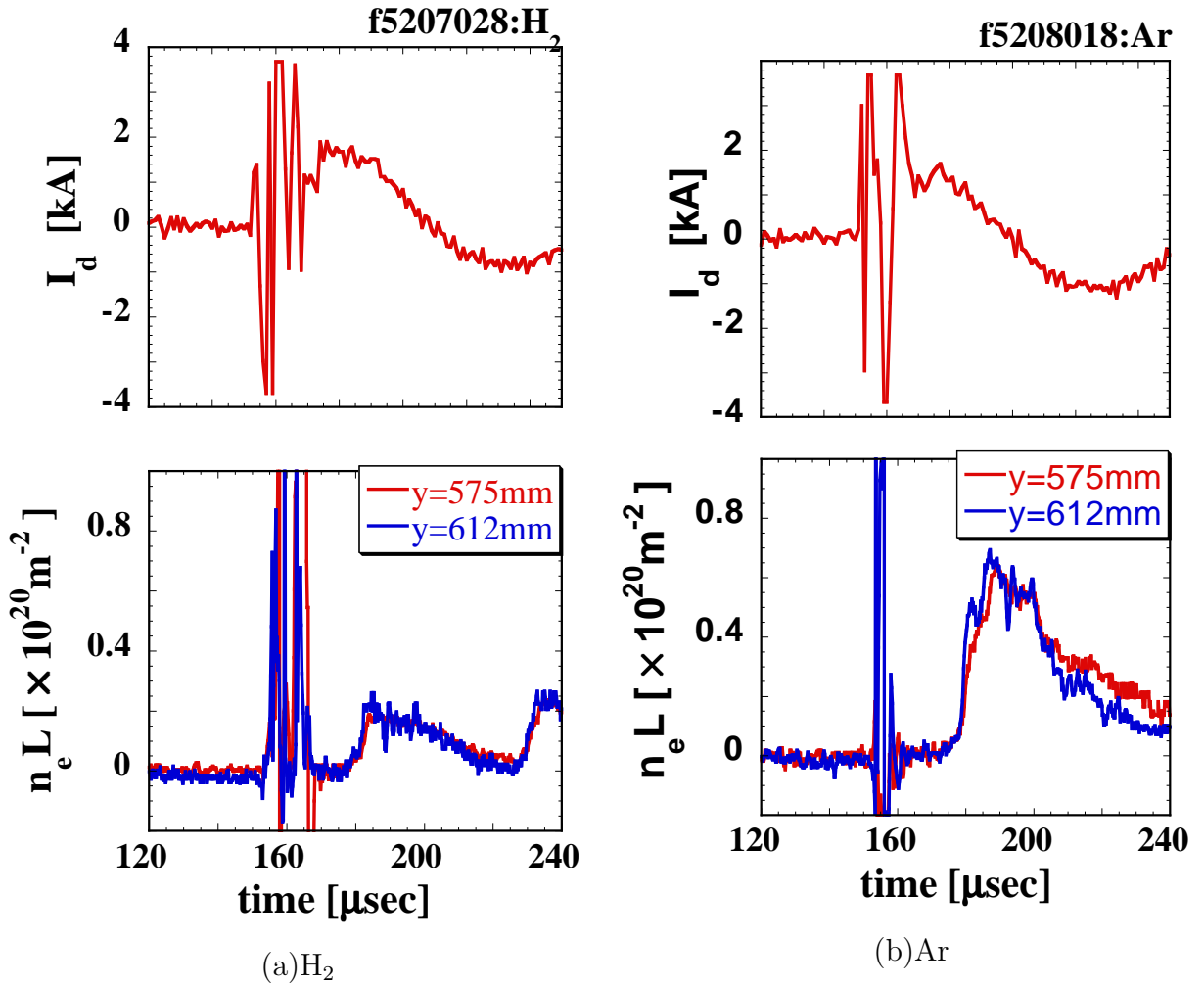


図 4.6:  $I_{inj}$  と密度の線積分値  $n_e L$  の時間変化 ((a) $H_2$ 、(b) $Ar$ )

図4.6にガス種の違いによる  $I_{inj}$ 、および  $CO_2$  レーザ干渉計により計測した  $n_e L$  の時間変化を示す。 $n_e L$  計測地点における  $z$  軸からの距離を  $y$  とすると各々  $y = 575[mm]$ 、 $y = 612[mm]$  である。以降では便宜上計測 chord における  $y$  がそれぞれ  $y = 575[mm]$ 、 $612[mm]$ 、 $687[mm]$  のものを ch.1、ch.2、ch.3 と呼ぶことにする。放電気体はそれぞれ (a) $H_2$ 、(b) $Ar$  である。充電電圧はいずれも 21[kV] に設定しており、背景磁場として 0.004[T] 程度の垂直磁場が印加されている。ワッシャーガンの入射方向上の ch.1 までの距離はワッシャーガンのアノードでおよそ 400[mm]、入射ポートで 310[mm] である。図 4.6 および、ワッシャーガン基礎実験、プラズマ生成実験において傾向が確認されたことをまとめると以下ようになる。



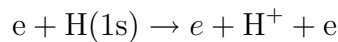
1.  $I_{inj}$  が最大となってから  $n_e L$  が最大となるまでの時間差は水素で  $5[\mu\text{sec}]$ 、アルゴンで  $13[\mu\text{sec}]$  であった。水素とアルゴンとで 2~3 倍程度の差があることになる。
2.  $n_e L$  の最大値は水素で  $1 \sim 2 \times 10^{19}[\text{m}^{-2}]$ 、アルゴンで  $2 \sim 6 \times 10^{19}[\text{m}^{-2}]$  であった。  
 $n_e L$  の大きさも 5 倍前後の差があることになる。
3.  $n_e L$  の時間変化の波形には立ち上がりの速いものと時定数の長い二つの成分がある傾向にある。
4. 垂直磁場の有無、密度変化の有無にかかわらず入射ポートに設置したロゴスキーコイルによって  $I_{inj}$  が計測されている。
5. 本実験ではアノードを接地としているが、接地しない場合にはワッシャーガンを放電させても  $n_e L$  に変化は現れなかった。

以上の実験より得られた傾向をもとにワッシャーガンから入射されプラズマに作用を及ぼしているものが何であるのか検討する。

まずはじめに図 4.4(b)、(c) に示した局在した発光からワッシャーガンによって入射されているビームの密度をおおざっぱに見積もる。発光している箇所の様子から密度の線積分値  $n_e L$  の  $L$  をおよそ  $500[\text{mm}]$  とした。水素の場合、 $n_e L \sim 2 \times 10^{19}[\text{m}^{-2}]$  であるので  $n_e \sim 4 \times 10^{19}[\text{m}^{-3}]$  とした。また、アルゴンについても同様に求めて、 $n_e \sim 2 \times 10^{20}[\text{m}^{-3}]$  とした。

#### 電離時間

まずはじめに、計測点で電子が中性粒子と衝突し、そこで中性粒子が励起され、電離しているとすると水素の電離時間は  $\sigma_H[\text{cm}^2]$  を電離反応



の衝突断面積とするとおよそ  $n_e < \sigma_H v >$  の逆数で見積もることができる。 $< \sigma_H v >$  は電子温度の関数であり、入射された電子の温度が  $T_e = 1, 10[\text{eV}]$  のときの反応断面積は  $< \sigma_H v > = 10^{-11}, 5 \times 10^{-9}[\text{cm}^3/\text{s}]$  となる [8]。よって ch.1 計測点付近での密度  $n_e = 4 \times 10^{19}[\text{m}^{-3}]$  を用いて電離時間  $\tau$  は  $T_e = 1[\text{eV}]$  のとき  $2.5[\text{msec}]$ 、 $T_e = 10[\text{eV}]$  のとき  $5[\mu\text{sec}]$  となる。 $T_e = 10[\text{eV}]$  であれば水素の密度変化を説明できるが、 $T_e = 10[\text{eV}]$  の電子のラーマー半径はおよそ  $2[\text{mm}](B=0.004[\text{T}])$  であるので垂直磁場を横切つての真空容器内部への侵入は難しく、電子による電離でプラズマが生じていると考えることはできない。

## 様々な拡散時間

次にイオンの拡散時間を見積もってみる。図 4.6 のとき、0.004[T] 程度の垂直磁場が印加されているので、ここでの拡散は磁場に垂直方向の拡散を考えることになる。古典拡散を考えると磁場に垂直方向の拡散は歩みの幅がラーマー半径  $r_L$  の乱歩過程と考えることができ、拡散係数  $D_{\perp}$  は

$$D_{\perp} = \frac{k_B T_{\nu}}{m \omega_c^2} \sim v_{th}^2 \frac{r_L^2}{v_{th}^2} \nu \sim \frac{r_L^2}{\tau_{\perp}^{ei}} \quad (4.1)$$

で与えられる [9]。

$$r_L = \frac{m_i v_i}{qB} \sim \frac{\sqrt{m_i T_i}}{qB}, \quad (4.2)$$

$$\tau_{\perp}^{ei} \sim \frac{(2\pi)^{1/2} 3\pi \epsilon_0^2 m_e^{1/2} T_e^{3/2}}{2Z^2 n_i e^4 \ln \Lambda} \quad (4.3)$$

の各式において、イオンの密度は電子と等しいと考え、入射ポート部分では  $n_i = 2 \times 10^{20} [\text{m}^{-3}]$  とし、磁場の大きさ、クーロン対数をそれぞれ

$$B \sim 4 \times 10^{-3} [\text{T}],$$

$$\ln \Lambda \sim 10$$

を用いる。 $T_i = T_e$  と仮定し、1[eV] の場合についておおざっぱに拡散係数を求めると  $D_{\perp} = 3 \times 10^3 [\text{m}^2/\text{sec}]$  となり、拡散に要する時間は

$$\tau \sim \frac{R^2}{D_{\perp}}$$

より  $\tau = 16 [\mu\text{sec}]$  となる。ただし、 $R$  は入射電流計測用のロゴスキーコイルから計測点までの距離 0.31[m] とした。同様に  $T_e = 10 [\text{eV}]$  のときの拡散に要する時間を見積もるとおよそ 500[μsec] となった。ここで拡散時間はラーマー半径が大きいほど小さくなる。同じ速度の場合、粒子の質量が大きいほどラーマー半径は大きくなるのでプロトンのおよそ 40 倍の質量を持つアルゴンは水素より速く拡散することになるが、図 4.6 より密度変化までの時間は水素と比べて等しい、あるいは遅いので入射ポートで生じたイオンが拡散による広がるメカニズムでは図 4.6 を説明することはできない。

次に、イオンのバックグラウンド気体中の原子による弾性散乱による拡散を考えてみる。このときの電離の時定数  $\tau$  は電子による電離と同様に見積もることができる。 $n_e < \sigma v >$  をここでは散乱断面積を用いて

$$n_i < \sigma v > \sim n_i v_i \sigma$$

で置き換えて考える。0.1[eV] のイオンで考えると散乱断面積は水素とアルゴンでそれぞれ  $0.65 \times 10^{-14} [\text{cm}^2]$ 、 $0.6 \times 10^{-14} [\text{cm}^2]$  となる [10]。  $n_i v_i$  は入射電流  $I_{inj}$  を用いて

$I_{inj}/e$  で与えると  $\tau$  はそれぞれ水素で  $14[\text{msec}](I_{inj} = 1.7 \times 10^3[\text{A}])$ 、アルゴンの場合  $17[\text{msec}](I_{inj} = 1.6 \times 10^3[\text{A}])$  と求められる。考えているタイムスケールと比べ、非常に遅いのでやはり密度変化のタイムスケールを説明できない。

#### プラズモイド

次にプラズマがプラズモイドとして入射されるとしてその速さを調べる。プラズモイドの運動量の変化は自らの電流とその電流による磁場による力  $j \times B$  によってもたらされる。放電電流  $I_d$ 、放電路内径  $a$ 、放電時間  $\Delta t$  はそれぞれ、 $2[\text{kA}]$ 、 $15[\text{mm}]$ 、 $50[\mu\text{sec}]$  とすると

$$m_i n_i \Delta v \sim I_d \times B \Delta t \quad (4.4)$$

より、プラズモイドの入射速度を求めると水素の場合で  $\nabla \times B = \mu_0 \vec{j}$ 、イオンの密度は  $n_i = 4 \times 10^{19}[\text{m}^{-3}]$  を用いて

$$\Delta v \sim \frac{\mu_0 I_d^2 \Delta t}{a m_i n_i} = \frac{(4\pi \times 10^{-7}) \times (2 \times 10^3)^2 \times (50 \times 10^{-6})}{(15 \times 10^{-3}) \times (1.6726 \times 10^{-27}) \times (4 \times 10^{19})} = 2.5 \times 10^5[\text{m/sec}] \quad (4.5)$$

となる。計測点までの距離を  $400[\text{mm}]$  とするとこの速さで真空容器中に入射されたとすると要する時間はおよそ  $2[\mu\text{sec}]$  となる。これは水素の場合、密度変化を説明することができる。また、プラズモイドの動圧  $\rho v^2/2$  と垂直磁場の磁気圧  $B_{max}^2/2\mu_0$  のバランスから上記速度を持つプラズモイドが真空容器内に侵入できる最大の磁場強度は  $B_{max} = 0.072[\text{T}]$  となり、本実験では十分に侵入できることになる。

同様にアルゴンの場合にも入射速度を求めるとおよそ  $2.5 \times 10^3[\text{m/sec}]$  となり、計測点までの時間は  $160[\mu\text{sec}]$  程度となる。アルゴンについても  $B_{max}$  を求めるとおよそ  $0.007[\text{T}]$  となる。

アルゴンについては今回の見積もりでは密度変化のタイムスケール、 $B_{max}$  とともに説明するのは難しい。

#### anode の接地について

anode を接地しない状態ではワッシャーガンが放電しても発光、あるいは密度の変化を確認することはできなかった。真空容器に対する anode の電位が関係すると思われる。真空容器と anode の間に正負の各バイアス電圧を印加する実験を行うことで判明するものと考えられる。

#### 4.4.1 ワッシャーガンのメカニズムに関する検討のまとめ

- 磁場を横切った侵入となるのでラーマー半径を考えると入射電子が真空容器内部まで侵入し、中性粒子を衝突電離し、プラズマを生成しているとは考えにくい。

- 入射ポート部分で生成されたプラズマが、古典拡散により真空容器内部まで拡散していると考えたと質量比からアルゴンの方が速く密度変化が生じていなければならない、水素の方が密度変化が速いことを説明できない。
- プラズモイドが自己電流と自己磁場によって加速されていると考えたと水素の場合、タイムスケールを説明できるが、アルゴンについては難しい。

以上のことから、上記の機構のいくつかの複合過程と考えるとする。密度変化には 2 種類の成分があることから、時定数の速いものはプラズモイドが計測点を通過するときに現れるもので、時定数の遅いものは拡散による変化と考えたと、水素の場合については説明できる。しかし、アルゴンについては説明できず、真空容器内へ電子電流が入射されていることなど不明な点が多い。

## 4.5 プラズマ生成実験への適用

### 4.5.1 予備電離としての効果の検証

本実験の目的

TS-4 装置ではプラズマ生成用のフラックスコアに 4 台の 100kJ コンデンサバンクを使用している。この 4 台のコンデンサバンクのエネルギーを効率よくプラズマ配位形成、磁気エネルギー、熱エネルギーに利用するためにはフラックスコアを用いた誘導方式以外の方法による予備電離が必要となる。現在、 $\pm 1.5\text{kV}$  の直流電源によってグロー放電を起こすことでそれを予備電離に利用している。一方、ワッシャーガンを用いた放電で高密度プラズマ生成が確認された。これを従来の予備電離に変わるものとして利用できないか、また、併用することでより効率よくプラズマを生成できないか TS-4 装置においてプラズマ生成実験に用いることで検証する。

実験方法

この実験ではワッシャーガンの予備電離としての効果を確認しやすくするために、合体プラズマではなく片方のプラズマのみを生成して実験を行った(シングルショット)。予備電離として従来の直流電源のみを用いたシングルショットの場合の磁気面の変化の様子を図 4.7 に示す。この実験ではプラズマは画面右側のフラックスコアで生成され、時間とともにフラックスコアから引き離され、中央に移動している様子がわかる。

第 2 章で説明したようにプラズマは左右のフラックスコアで生成する。プラズマを生成するための PF、TF コイルの電流波形を図 4.8 に示す。200 $\mu\text{sec}$  付近で TF コイルへの通電が開始し、プラズマが生成される。この時にフラックスコアのまわりに荷電粒子が存在す

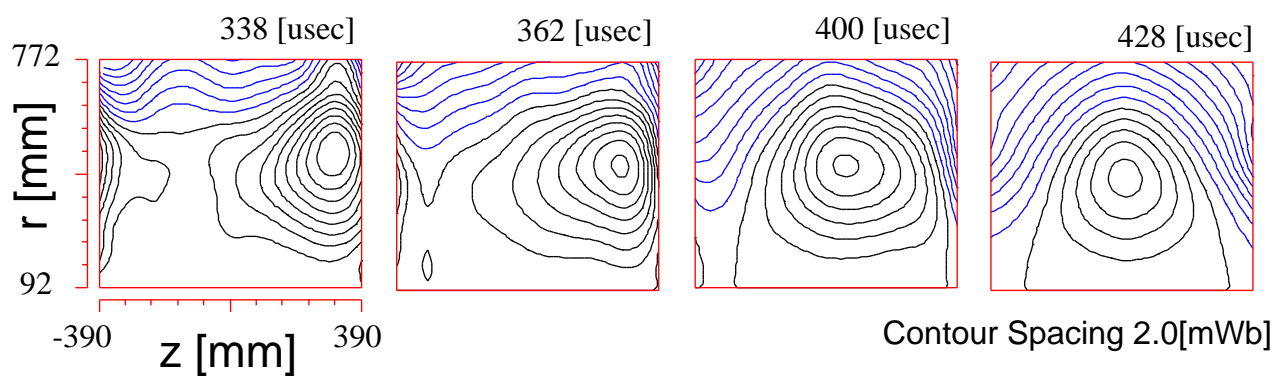


図 4.7: 予備電離として従来の直流電源のみを用いたシングルショットにおける磁気面の時間変化

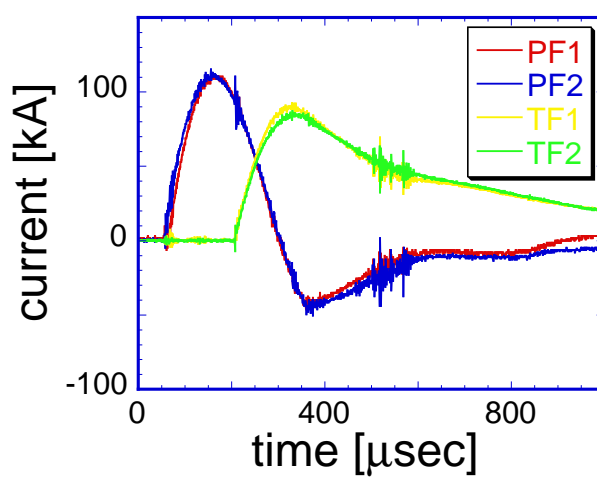


図 4.8: フラックスコア内の各コイルに流れる電流波形

ると放電が起こりやすくなり、効率的にプラズマが生成し、エネルギーの高い配位となる。そこで本実験では  $150 \sim 200 \mu\text{sec}$  程度でワッシャーガンへの通電を開始し、予備電離として使用し、ワッシャーガンを併用した場合としない場合についてポロイダル磁束を比較し、予備電離としての効果を検証した。

#### プラズマ生成実験

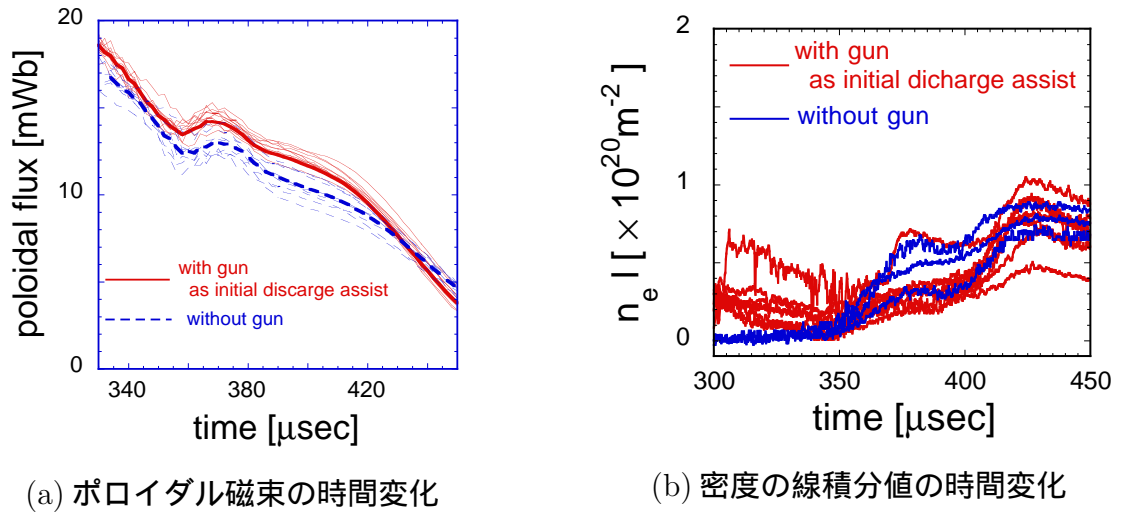


図 4.9: 予備電離としてワッシャーガンの有無によるそれぞれ (a) ポロイダル磁束、(b) 密度の線積分値の時間変化 (赤：従来の予備電離と併せてワッシャーガンを予備電離として使用。青：従来の予備電離のみでプラズマ配位を生成)

図 4.9 に (a) ポロイダル磁束および (b) 密度の線積分値の時間変化を示す。図 4.9(a) の赤の実線で示したのが従来の予備電離に加えてワッシャーガンも使用した場合で、青の点線で示したのが、ワッシャーガンは使用せずに従来の予備電離のみを用いてシングルショットの実験を行った場合である。 $t = 180 \mu\text{sec}$  からワッシャーガンへの通電を行っており、クローバーは用いていない。各々他の線に比べ太くしてある線は各ショットの平均値である。ポロイダル磁束は磁気軸が求められるようになる  $330 \mu\text{sec}$  以降から  $450 \mu\text{sec}$  までプロットしている。磁気軸が現れる時刻から  $400 \mu\text{sec}$  程度まではワッシャーガンを併用した場合の方がポロイダルフラックスは有意に 10% 程度大きくなっている。図 4.9(b) 密度の線積分値の時間変化は実線で示したのがワッシャーガンも使用した場合、点線で示したのがワッシャーガンは使用しなかった場合である。計測地点は  $y = 575 [\text{mm}]$  である。ワッシャーガンを用いた時はプラズマが中央付近に移動してくる前から密度が存在する。移動した後の密度変化には、使用した場合としない場合とで有意な差は認められなかった。詳細は不明だが、生成されるプラズマ粒子数が充填ガス量で制限されている可能性等が考えられる。

### 4.5.2 粒子供給効果の検証

#### 本実験の目的

ワッシャーガンからプラズモイドが入射されている場合、プラズマ配位に入射することで粒子供給として使用できる可能性がある。本節ではその効果について検証する。

#### 実験結果

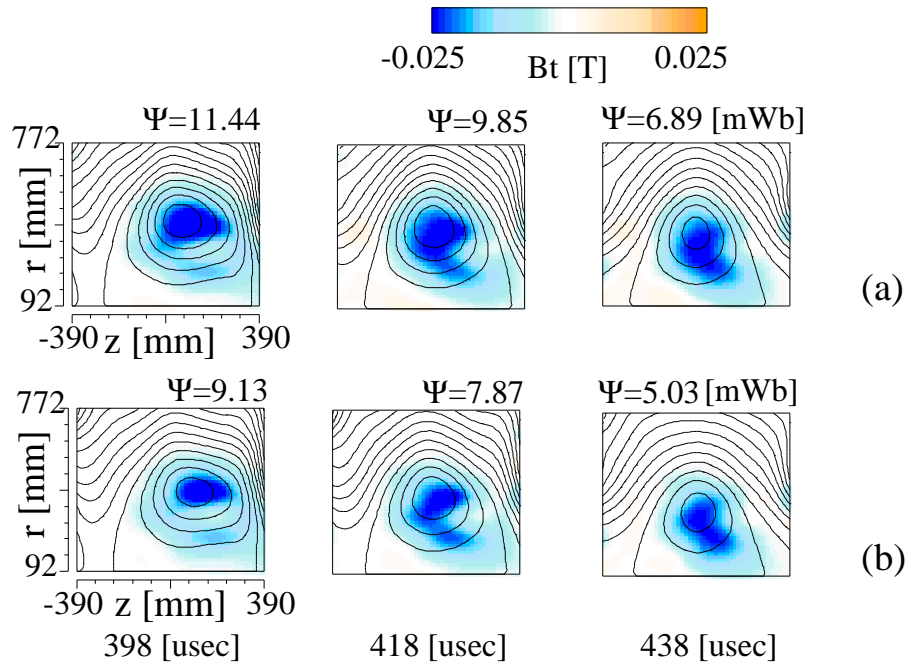


図 4.10: シングルショットにおける磁気面の時間変化 ((a) ワッシャーガンは用いなかった場合、(b)  $t = 400[\mu\text{sec}]$  にワッシャーガンへの通電をスタートさせた場合)

図 4.10 にシングルショットにおける磁気面の時間変化を示す。各々(a) ワッシャーガンを用いなかった場合、(b)  $t = 400\mu\text{sec}$  にワッシャーガンへの通電をスタート、 $t = 500\mu\text{sec}$  にクローバーを用いた場合の磁気面の時間変化である。磁気面においてはワッシャーガンの放電の有無による有意な変化は見られない。プラズモイドとして入射されている場合、 $j \times B$  によって加速されているとした見積もりからプラズモイドが侵入できる磁場の大きさの最大値はおよそ  $0.007[\text{T}]$  であった。本実験では、プラズマ端で  $0.01[\text{T}]$  程度であるのでプラズマ内部までの侵入は難しく、プラズマ配位には影響を与えることができていないと考えられる。この時の密度の線積分値の時間変化を図 4.11 に示す。ch.1 および ch.2 では密度に有意な差は見られなかったが、ch.3 ではワッシャーガンへの放電に起因すると考えられる変化が見られた。ch.3 は最も外側の点を計測しており、ワッシャーガンから入射されたプラ

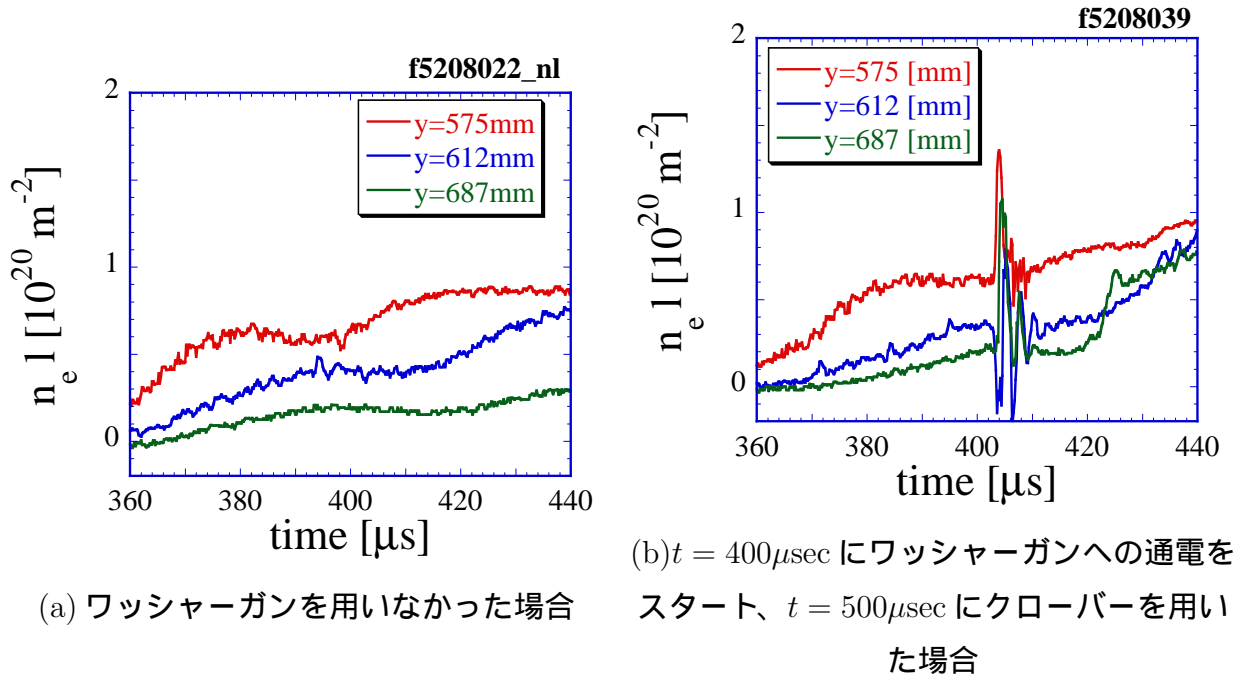


図 4.11: シングルショットにおける密度の時間変化 ((a) ワッシャーガンを用いなかった場合、(b)  $t = 400\mu\text{sec}$  にワッシャーガンへの通電をスタート、 $t = 500\mu\text{sec}$  にクローバーを用いた場合)

ズモイドが内部まで侵入できていないことがわかる。

#### 4.5.3 本実験のまとめ

TS-4 装置において、ワッシャーガンを従来の電極と併用して予備電離として使用したところ、ポロイダル磁束が 10% 程度増加するという結果が得られた。しかし、生成されたプラズマの密度には有意な差は見られなかった。粒子供給としてプラズマ配位に対して用いた場合は密度に変化は見られたが磁気面に変化は見られなかった。

### 4.6 本章のまとめ

TS-4 装置の初期プラズマ生成の効率化のためにワッシャーガンのシステムを構築し、基礎実験、およびシングルプラズマ生成実験を行った結果、以下のことが示唆された。

- ワッシャーガンに関する基礎実験における検討からワッシャーガンによるプラズマ生成の機構はプラズモイドの入射である可能性が示唆された。しかし、入射ポートでの計測から電子電流が真空容器内に入射されていること、Ar 放電では時間スケールを説明できないことなどまだ不明なことも多い。また、アノードの真空容器に対する電位状態 (同電位にするか、浮遊電位にするか) によりプラズマ生成が行われるか否かの違いがある。現在のところ原因は不明である。



- フラックスコアを用いたプラズマの生成のための予備電離としてワッシャーガンを代用したところ、用いなかった場合に比べ生成されたコンパクトトラスに 10%程度のポロイダル磁束の増加が見られた。しかし、生成されるプラズマに密度の増加は見られなかった。
- CT への粒子供給の効果を検証するために CT へのビーム入射実験を行った。ビーム入射を行うか行わないかで磁気面に変化は見られなかった。これは、プラズモイドの動圧と磁気圧とを比較したときにプラズマ内部までプラズモイドが侵入できていないためと考えられる。密度変化も最も外側の計測点では変化が計測されたがプラズマ内部の計測点では変化が見られなかったことからわかる。

---

## 第 5 章

### 結論

球状トーラスの立ち上げ方法として低  $q$  での同極性合体により加熱効果を得てから急速に外部トロイダル磁場を立ち上げることでトロイダル磁場の閉じこめ効果を期待する方法を提案した。その結果以下のことがわかった。低  $q$  のときと同様の加熱効果が得られ、上昇した圧力を保持できる時間も外部トロイダル磁場とともに長くなる傾向を得た。これは、高  $q$  になることで  $n = 1$  モードが安定化され、閉じこめが改善したと考えられる。

また、TS-4 においてワッシャーガンシステムを構築した。基礎実験をとおしてワッシャーガンによるプラズマ生成のメカニズムについて検討したところプラズモイドの入射である可能性が示唆された。しかし、アルゴンでは説明できないこと、真空容器内へ電子電流が入射されていることなど不明な点も多く残っている。プラズマ生成のための予備電離としてワッシャーガンを代用したところ、用いなかった場合に比べ生成されたコンパクトトーラスに 10%程度のトロイダル磁束の増加が見られたが、密度には有意な差は認められなかった。

---

# 謝 辞

本研究を行うにあたり、研究の機会を与えて下さり親身の御指導と有益な助言をいただいた小野靖教授に厚く御礼申し上げます。

実験資材の調達その他細かな面倒を見ていただきました板垣敏文助手に深く感謝いたします。

河森栄一郎助手には実験から研究に関するいろいろなことに相談にのって頂きました。心より感謝いたします。

博士課程の村田幸弘氏、梅田耕太郎氏には実験およびデータ処理においていろいろと面倒を見て頂き、適切な助言をいただきました。心より御礼申し上げます。

修士課程2年の岩間健宏君、住川隆君、廣田大輔君とはお互いに励まし合い、高め合うことによって有意義な2年間を過ごすことができました。ありがとうございます。

修士課程1年の石井謙一君、加戸孝允君、園田将人君、卒論生の今澤良太君、今中平造君、仮屋明美君、関谷佳生君には研究生活の中でいろいろお世話になりました。ありがとうございます。

最後に小野研究室のますますの御発展を願い謝辞とさせていただきます。

---

## 参 考 文 献

- [1] Y.Ueda and Y.Ono, J.Plasma Fusion Res. SERIES vol.2 p.202, 1999
- [2] Y.Ono,M.Yamada,T.Akao,T.Tajima and R.Matsumoto, Phys.Rev.Lett. vol.76 p.3328, 1996
- [3] Robert G.Kleva, Physics of Plasmas vol.3 no.6 p.2337, 1996
- [4] 植田 喜延, 東京大学博士論文 2000
- [5] Y.Ono and M.Inomoto, Physics of Plasmas vol.7 no.5 p.1863, 2000
- [6] G.Fiksel,A.F.Almagri,D.Craig,M.Iida,S.C.Prager and J.S.Sarff, Plasma Source Sci. Technol. vol.5 p.78, 1996
- [7] 浦山 賢治, 東京大学卒業論文 2003
- [8] H.Tawara and T.Kato TOTAL AND PARTIAL IONIZATION CROSS SECTION OF ATOMS AND IONS BY ELECTRON IMPACT, Institute of Plasma Physics, Nagoya University
- [9] F.F.Chen INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS 丸善
- [10] J.G. ハンハート, 藪本忠一訳 プラズマ物理, コロナ社
- [11] N.Hukumoto, M.Nagata, T.Uyama, T.Ogawa, H.Ogawa, K.Hasegawa, T.Shibata, H.Kimura Specification of a Compact Toroid Injector and Initial Injection into Experiment into Tokamak Plasma Trans,IEEJ, vol.119-A No.11, 1999

---

## 発 表 文 献

- [1] 小川 徹, 木村 俊郎, 小野 靖「球状トカマクの形状効果に関する数値解析」, 電気学会部門大会, 長岡, 2003 年 8 月
- [2] 小川 徹, 木村 俊郎, 小野 靖「球状トカマクの形状効果に関する数値解析」, 平成 15 年度核融合科学共同研究, 土岐, 2003 年 11 月
- [3] 小川 徹, 木村 俊郎, 小野 靖「球状トカマクの形状効果に関する数値解析」, 電気学会論文誌 A 2004 年 5 月号
- [4] 小川 徹, 河森 栄一郎, 岩間 健宏, 住川 隆, 小野 靖「合体 ST 実験における高ベータ球状トーラス研究の進展」, 第 5 回核融合エネルギー連合講演会, 仙台, 2004 年 6 月
- [5] 小川 徹, 河森 栄一郎, 岩間 健宏, 住川 隆, 小野 靖「合体を用いたコンパクトトーラス配位の長寿命化」, プラズマ核融合学会第 21 回年回, 静岡, 2004 年 11 月
- [6] 小川 徹, 河森 栄一郎, 小野 靖「高ベータ球状トカマクの実験的・数値的安定解析」, 平成 16 年度核融合科学共同研究, 土岐, 2004 年 12 月