

局所ヘリカル磁場コイルによるトカマク
プラズマの位置安定化に関する研究

氏名：安田 幸平

指導教員：藤田 隆明

目次

第1章 序論	11
1-1 核融合発電	11
1-2 環状磁場閉じ込め核融合炉	14
1-3 トカマク方式とヘリカル方式	15
1-4 トカマク方式における縦長断面配位と垂直移動現象	17
1-5 ヘリカル磁場によるプラズマ位置安定化	22
1-6 本研究の目的	28
1-7 本論文の構成	29
第2章 実験装置 TOKASTAR-2	30
2-1 TOKASTAR-2 装置外観	30
2-2 TOKASTAR-2 コイル系	32
2-2-1 トロイダル磁場(TF)コイル	33
2-2-2 オーミック加熱(OH)コイル	34
2-2-3 パルス垂直磁場(PVF)コイル	35
2-2-4 垂直磁場(VF)コイル	36
2-2-5 ヘリカル磁場(HF)コイル、追加ヘリカル磁場(AHF)コイル	37
2-2-6 形状制御(SC)コイル	38
2-3 ポロイダルリミター	39
2-4 電源系統	40
2-4-1 コンデンサーバンク電源	40
2-4-2 定常電源	40
2-5 マイクロ波入射装置	41
2-6 真空排気系、動作ガス導入系	43
2-7 計測機器	44
2-7-1 TOKASTAR-2 計測機器概要	44
2-7-2 マルチチャンネル磁気プローブ(MMP)	45
2-7-3 磁気プローブアレイ(MPA)	46
2-7-4 トロイダル磁気プローブ(TMP)	48
2-7-4-1 トロイダル磁気プローブ固定器具	51
2-7-4-2 トロイダル磁気プローブコイル	52
2-7-4-3 較正実験	53
2-7-4-4 周波数特性実験	56
2-7-5 磁束ループ(FL)	58
2-7-6 ロゴスキーコイル	58

2-7-7 高速度カメラ	59
2-8 解析コード	60
2-8-1 回路方程式コード	60
2-8-2 磁力線追跡計算コード：HSD	63
2-8-3 三次元平衡解析コード：VMEC	65
第3章 既存局所ヘリカルコイルを用いた水平位置安定化実験	68
3-1 トカマクプラズマの位置形状推定解析コードの開発	68
3-2 実験条件	75
3-3 実験結果	78
3-4 第3章のまとめ	84
第4章 既存局所ヘリカルコイルを用いた垂直位置安定化実験	85
4-1 新規コンデンサバンク電源の整備	85
4-2 実験条件	90
4-3 実験結果	94
4-4 第4章のまとめ	101
第5章 ヘリカル磁場が生成する実効的な水平、垂直磁場の評価	102
5-1 ヘリカル磁場の実効ポロイダル磁場評価コードの開発	102
5-2 VMEC コードとの比較による実効ポロイダル磁場の妥当性の検証	104
5-3 既存ヘリカルコイルの実効的な水平磁場	109
5-4 第5章のまとめ	111
第6章 新規局所ヘリカルコイルの設計・製作	112
6-1 概念設計	112
6-2 コイル形状の設計	119
6-3 新規局所ヘリカルコイルと軸対称コイルの磁場分布の比較	123
6-4 新規局所ヘリカルコイルの特徴	125
6-5 工学設計	130
6-6 新規定常電源の整備	133
6-7 新規コイルのインストール	137
6-8 第6章のまとめ	140
第7章 TOKASTAR-2 改造後のプラズマ実験	141
7-1 上下三角形コイル磁場(定常)印加による VDE 抑制実験	141
7-2 上下三角形コイル磁場(パルス)印加による VDE 抑制実験	147
7-3 上下三角形コイル磁場印加トカマクにおけるプラズマ電流磁場の三次元性	156
7-4 垂直位置安定化効果の整理	161
7-5 連続巻きヘリカルコイル等との比較	170
7-6 第7章のまとめ	175

付録 7-A トカマクプラズマの磁場揺動の観測.....	177
第 8 章 総括	182
8-1 本研究の総括	182
8-2 今後の展望	186
謝辞	189
参考文献	191
発表実績	193

図 1-1	磁場閉じ込め方式の発電の概略図 [1].....	12
図 1-2	ローソン図 [2].....	13
図 1-3	ラーマー運動の様子	14
図 1-4	単純トーラス磁場配位	14
図 1-5	トカマク方式の概略図 [3].....	15
図 1-6	ヘリカル方式の概略図 [3].....	16
図 1-7	Alcator-C-Mod で観測された VDE [6].....	19
図 1-8	ヘリカル磁場によるプラズマ位置安定化	22
図 1-9	CTH 装置の外観図 [17].....	23
図 1-10	CTH で報告されたプラズマ垂直位置安定化 [17].....	23
図 1-11	平行四辺形コイル[18].....	24
図 1-12	semi-stellarator windings の概略図 [15]	25
図 1-13	トカマクプラズマの位置安定化研究に関わるヘリカルコイル.....	26
図 2-1	TOKASTAR-2 とその真空容器内の外観	31
図 2-2	TOKASTAR-2 コイル系の概略図	32
図 2-3	TOKASTAR-2 コイル系のR-Z断面.....	32
図 2-4	TF コイルの概形及び寸法(mm).....	33
図 2-5	OH コイルの概形及び寸法(mm).....	34
図 2-6	PVF コイルの概形及び寸法(mm)	35
図 2-7	VF コイルの概形及び寸法(mm)	36
図 2-8	HF、AHF コイルの鳥瞰図	37
図 2-9	HF、AHF コイルのZ- ϕ 平面における配置(mm)及び電流の向き	37
図 2-10	SC コイルの概形及び寸法(mm).....	38
図 2-11	ポロイダルリミターの外観及び設置位置.....	39
図 2-12	コンデンサーバンク電源回路	40
図 2-13	TOKASTAR-2 におけるマイクロ波導入系の外観図	42
図 2-14	マイクロ波入射窓	42
図 2-15	真空排気系の概要図	43
図 2-16	計測機器配置	44
図 2-17	マルチチャンネル磁気プローブ(MMP)の外観.....	45
図 2-18	磁気プローブアレイ(MPA)の概略図	46
図 2-19	トロイダル磁気プローブ(TMP)の概略図.....	48
図 2-20	VMEC で計算した ULT 磁場印加トカマク平衡のプラズマ断面形状.....	49
図 2-21	ULT コイル電流スキャン時のプラズマ電流成分磁場のトロイダル方向分布.....	49
図 2-22	TMP 固定器具の概略図	51
図 2-23	TMP コイルボビンとピックアップコイルの概略図	52

図 2-24	校正用コイル	53
図 2-25	感度係数計測回路	54
図 2-26	校正用コイル電流 $I_1(t)$ と磁場 $B_1(t)$	55
図 2-27	$\partial B_1/\partial t$ と TMP コイルに誘起される電圧 $V_2(t)$	55
図 2-28	周波数特性計測用コイル	56
図 2-29	周波数特性計測の一例	56
図 2-30	高速度カメラ SA-Z の外観	59
図 2-31	高速度カメラの測定視野	59
図 2-32	フィラメント近似した軸対称コイルと真空容器(VV).....	60
図 2-33	フィラメント近似したヘリカルコイル系の鳥瞰図.....	63
図 3-1	フィラメント法コードのフローチャート	69
図 3-2	フィラメント法の概略図	72
図 3-3	フィラメント法で再構成したプラズマ位置形状の一例.....	73
図 3-4	円形断面実験における典型的なコイル通電波形.....	75
図 3-5	真空垂直磁場(上段)と n-index(下段)の赤道面における径方向分布	76
図 3-6	時間と径方向に対する n-index のカラーマップ	77
図 3-7	円形断面実験における典型的なプラズマ電流波形.....	78
図 3-8	ヘリカル磁場ありなしにおけるプラズマ位置形状の時間変化.....	79
図 3-9	プラズマ電流 1 kA のときの垂直磁場に対するプラズマ水平位置.....	80
図 3-10	HF、AHF コイルのZ- ϕ 平面における概略図と通電方向.....	81
図 3-11	HF、AHF コイルの通電方向	81
図 3-12	N=1HF コイル磁場ありなしにおけるプラズマ位置形状の時間変化	82
図 4-1	既存、新規コンデンサーバンク	85
図 4-2	新規充放電盤の外観図	86
図 4-3	新規充放電盤の回路図	86
図 4-4	遠隔制御盤の外観図	87
図 4-5	遠隔制御盤の回路図	87
図 4-6	サイリスタスイッチのゲートパルサー	88
図 4-7	ダイオードクローバー部の回路変更	89
図 4-8	ヘリカル磁場印加実験における典型的なコイル通電波形.....	90
図 4-9	SC コイル磁場ありなしの、赤道面における真空垂直磁場(上段)と n-index(下段)の径方向分布.....	92
図 4-10	SC コイル磁場ありなしの、ポロイダル磁束の RZ 分布	92
図 4-11	SC コイル磁場ありにおける時間と径方向に対する n-index のカラーマップ	93
図 4-12	ヘリカル磁場ありなしにおける典型的なプラズマ電流波形.....	94
図 4-13	SC コイル電流スキャン時のプラズマ位置形状の時間変化(ヘリカル磁場なし)	

.....	95
図 4-14 楕円度とプラズマ垂直位置の関係、VDE とプラズマ電流クエンチの関係...	96
図 4-15 ヘリカル磁場なしにおける SC コイル電流に対する VDE 前のプラズマ垂直位置	97
図 4-16 SC コイル電流スキャン時のプラズマ位置形状の時間変化(ヘリカル磁場あり)	98
図 4-17 各ヘリカルコイル電流における最大プラズマ電流値と VDE 前のプラズマ垂直位置の散布図.....	99
図 5-1 ヘリカル磁場の磁力線の一例	103
図 5-2 N=1HF コイルが生成する実効的な垂直磁場の径方向分布	104
図 5-3 N=1HF コイルが生成する実効的な垂直磁場のコイル電流値依存性	104
図 5-4 VMEC で計算した軸対称トカマク平衡のプラズマ断面形状	105
図 5-5 VMEC で計算した N=1HF 磁場印加トカマク平衡のプラズマ断面形状	105
図 5-6 実効的な垂直磁場を生成する HF コイルと上向き垂直磁場を生成する VF コイル	106
図 5-7 VMEC 計算における、HF コイル電流をスキャンしたときに大半径を同じ位置に保つために必要な VF コイル電流.....	107
図 5-8 磁力線追跡と VMEC 解析で求めた実効的な垂直磁場の比較	108
図 5-9 既存ヘリカルコイルが生成する実効的な水平磁場と軸対称コイルが生成する水平磁場の垂直方向分布.....	109
図 6-1 新規局所ヘリカルコイルの概略図	112
図 6-2 新規局所ヘリカルコイルが生成する実効的な水平磁場の垂直方向分布	113
図 6-3 各トロイダル角における ULT コイルを用いた磁力線追跡のポアンカレプロット	114
図 6-4 HF コイルの $Z-\phi$ 平面における配置.....	115
図 6-5 N=1HF コイルで計算した磁力線追跡の一例	115
図 6-6 三角形コイル着想の経緯	116
図 6-7 上側 ULT コイルを上から見た図	117
図 6-8 ULT コイルで計算した磁力線追跡の一例	117
図 6-9 簡易的な斜めコイル部による実効磁場の感度計算.....	119
図 6-10 斜めコイル部における辺の長さとは径方向に対する角度の実効的な水平磁場の感度	120
図 6-11 三角形形状のスキャン方法の概略図.....	121
図 6-12 三角形形状のスキャンにおいて評価した実効的な水平磁場.....	122
図 6-13 ULT コイルが生成する実効的な水平磁場と軸対称コイルが生成する水平磁場の垂直方向分布の比較.....	123

図 6-14	実効的な垂直磁場の径方向分布と実効的な水平磁場の垂直方向分布	125
図 6-15	実効的な水平磁場のコイル電流依存性	126
図 6-16	ULT コイルを用いて生成する真空閉磁気面の一例	127
図 6-17	AHF コイルを用いて生成する真空閉磁気面の一例	127
図 6-18	真空閉磁気面の回転変換の小半径方向分布	128
図 6-19	ULT コイルの断面図	130
図 6-20	ULT コイルの固定器具の概略図	131
図 6-21	上下追加リミターの外観図	132
図 6-22	新規定常電源の外観	133
図 6-23	新規定常電源のための ONOFF パルサーの回路図	135
図 6-24	ULT コイル電流波形の一例	135
図 6-25	製作した ULT コイルの外観図	137
図 6-26	線電流近似としての ULT コイルの初期設計座標と実寸座標	138
図 6-27	ULT コイルの初期設計座標と実寸座標による計算結果の比較	138
図 7-1	ULT 磁場印加実験における典型的なコイル通電波形	141
図 7-2	ULT 磁場なしにおける典型的なプラズマ電流波形	143
図 7-3	ULT 磁場ありにおける典型的なプラズマ電流波形	144
図 7-4	ULT 磁場(定常, 3.6 kAturns)ありなしにおけるプラズマ位置の比較	145
図 7-5	パルス ULT 磁場印加実験における典型的なコイル通電波形	147
図 7-6	ULT コイル電流 4.8 kAturns における典型的なプラズマ電流波形	148
図 7-7	ULT コイル電流 6 kAturns における典型的なプラズマ電流波形	149
図 7-8	ULT 磁場(パルス)ありなしにおけるプラズマ位置の比較	150
図 7-9	ULT 磁場なしにおけるカメラ画像	151
図 7-10	ULT 磁場ありにおけるカメラ画像	152
図 7-11	ULT 磁場印加トカマクにおける VDE しかかるが免れる放電例	154
図 7-12	図 7-11 におけるカメラ画像	154
図 7-13	ULT 磁場なしにおける TMP 計測磁場の時間変化	157
図 7-14	ULT 磁場なしにおける各時刻での TMP 計測磁場のトロイダル方向分布 ...	157
図 7-15	ULT 磁場ありにおける TMP 計測磁場の時間変化	158
図 7-16	ULT 磁場ありにおける各時刻での TMP 計測磁場のトロイダル方向分布 ...	158
図 7-17	各 ULT コイル電流におけるプラズマ水平位置に対する振幅 B_1/B_0	159
図 7-18	各 ULT コイル電流における VDE のプラズマ位置依存性	161
図 7-19	各 SC コイル電流における VDE のプラズマ位置依存性	162
図 7-20	水平磁場とその垂直方向微分の垂直方向分布	163
図 7-21	断面内一様平均で評価した水平磁場の垂直方向微分	164
図 7-22	水平磁場の垂直方向微分による VDE 発生条件のまとめ	165

図 7-23	水平磁場の垂直方向微分による VDE 成長率のまとめ	167
図 7-24	VDE 放電における ULT 磁場ありなしのプラズマ位置の比較	168
図 7-25	相似縮小した CTH のコイル系	171
図 7-26	作成した semi-stellarator windings のコイル座標	172
図 7-27	相似縮小した CTH コイル系で計算した真空閉磁気面	172
図 7-28	相似縮小した CTH コイル系で計算した回転変換の規格化小半径分布	173
図 7-29	連続巻きヘリカルコイル等で計算した実効的な水平磁場の垂直方向分布 ..	173
図 7-A-1	プラズマ電流成分の TMP 計測磁場の時間変化	178
図 7-A-2	各時刻での TMP 計測磁場のトロイダル方向分布	178
図 7-A-3	サインフィッティングにより求めた平衡成分磁場 B_0 の時間変化の一例 ..	179
図 7-A-4	トロイダル方向の磁場分布の揺動成分の時間変化の一例	180
図 7-A-5	表面安全係数に対する TMP1ch における磁場の揺動振幅	181

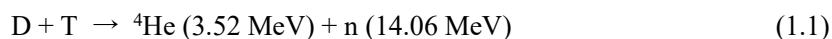
表 1-1	トカマク方式とヘリカル方式の特徴	16
表 1-2	真空容器の電気抵抗への要求 [12].....	21
表 2-1	TOKASTAR-2 設計プラズマパラメータ	31
表 2-2	MMP 各チャンネルの感度係数 NS と共振周波数 f_c	45
表 2-3	MPA 各チャンネルの座標、感度係数 NS 、共振周波数 f_c	47
表 2-4	TMP コイルの座標(R, Z, ϕ)、感度係数 NS 、共振周波数 f_c	57
表 2-5	回路方程式コードにおけるインプットとアウトプット	60
表 2-6	HSD コードにおけるインプットとアウトプット	63
表 2-7	VMEC コードにおけるインプットとアウトプット	65
表 3-1	フィラメント法コードにおけるインプットとアウトプット	68
表 3-2	円形断面トカマクへのヘリカル磁場印加実験における実験条件	75
表 4-1	縦長断面トカマクへのヘリカル磁場印加実験における実験条件	90
表 7-1	ULT 磁場(定常)印加実験における実験条件	142
表 7-2	ULT 磁場(パルス)印加実験における実験条件	147
表 7-A-1	TMP 磁場計測実験における実験条件.....	177

第1章 序論

1-1 核融合発電

我々人類にとってエネルギーを発電することは重要であり、現在では火力発電、原子力発電、再生可能エネルギーなど様々な発電方式が存在する。しかし、それぞれ燃料に限度量がある、高レベル放射性廃棄物を排出する、天候等により安定供給が難しいなど課題があり、それぞれの発電技術には一長一短がある。一方で、新しいエネルギー発電方式として核融合反応を利用した核融合発電が注目されている。核融合反応とは、水素などの2つの軽い原子核同士が衝突しより重い原子核を形成する反応である。反応後に生成した原子核の質量の和は、反応前の原子核の質量の和より減少しており、減少した質量の分だけ熱エネルギーとして放出される。核融合発電は、この核融合反応を利用し、放出された熱エネルギーを電気エネルギーに変換し発電を行う。

現在実用化に向けて考えられている核融合反応は、重水素 D と三重水素 T を用いた DT 反応である。反応式は



である。反応式のように、重水素 D と三重水素 T が核融合反応を起こし、ヘリウム原子核 ${}^4\text{He}$ と中性子 n を生成する。核融合反応を起こすためには、反応させる物質を原子核と電子が荷電分離した「プラズマ」状態にし、正の電荷を帯びた原子核同士を衝突させる必要がある。しかし、互いの原子核に斥力のクーロン力が発生するため、反応させる物質の原子核がこのクーロン障壁を超えるべく、数億度の超高温にして高速の原子核同士を衝突させなければならない。この DT 反応が実用に向けて考えられている理由は、DT 反応は他の核融合反応と比べて反応の起こりやすさを表す反応断面積が大きく、核融合反応を起こす条件が比較的平易であるためである。核融合発電の利点として以下の点が挙げられる。

- ・二酸化炭素を排出しない
- ・高レベル放射性廃棄物が発生しない
- ・核融合反応に必要な燃料は主に重水素 D と三重水素 T であり、重水素は海水中に含まれ事実上無尽蔵である。トリチウムは天然にはほとんど存在せず、リチウム Li を用いた



の反応で三重水素を生成することができる。リチウム資源は塩湖かん水等から取れるが、リチウム電池等の技術開発と共に需要が急速拡大している。一方海水中のリチウム濃度は比較的高く、海水からの回収技術の開発が進められている。海水からの回収も実用化すれば、重水素とリチウムともに無尽蔵な点が利点である。

- ・核分裂反応の中性子による連鎖反応を用いた原子力発電とは異なり、核融合反応を起こす条件は厳しく、その条件が崩れると核反応は停止し、異常時にも暴走しない

このように様々な利点を持ち、核融合発電は新エネルギーとして期待されており、世界中で研究が進められている。

核融合発電を行うには、プラズマを持続的に閉じ込める必要がある。核融合炉において有力視されているプラズマの閉じ込め方式として、荷電粒子が磁力線に巻きつく運動を利用した「磁場閉じ込め方式」と、レーザーを用いて燃料ペレットをプラズマ化して、爆縮による慣性力を利用した「慣性閉じ込め方式」がある。本研究で扱うのは磁場閉じ込め方式である。磁場閉じ込め方式の発電方法の概略を図 1-1 に示す。

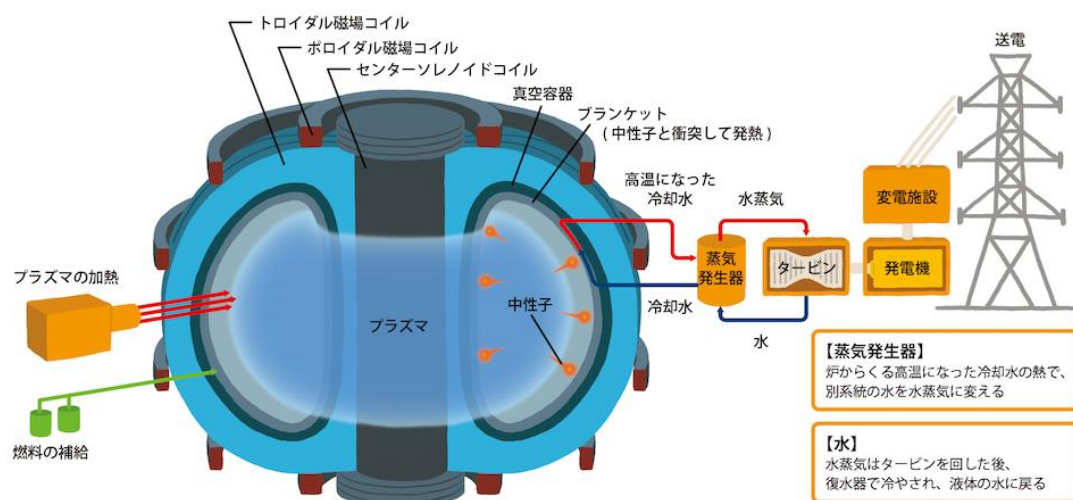


図 1-1 磁場閉じ込め方式の発電の概略図 [1]

後述するようにドーナツ状の真空容器内に重水素と三重水素の燃料を補給し、加熱装置によって数億℃に燃料を加熱し、プラズマ状態にする。そのプラズマは、真空容器の周りに設置されているトロイダル磁場コイルやポロイダル磁場コイルによって生成される磁場に閉じ込められている。真空容器の中にはブランケットと呼ばれる構造物が張り巡らされており、プラズマ状態において核融合反応が発生すると(1.1)式のようにヘリウム灰と 14.06 MeV の高エネルギー中性子が生成され、その高エネルギー中性子をブランケットで受け止める。それを熱エネルギーへと変化し、蒸気発生器によって水を温水水蒸気へと変化させ、その水蒸気を用いてタービンを回し、発電機を介すことによって電気エネルギーを取り出すことができる。また、ブランケット内にはリチウムがあり、(1.2)式のようにリチウムと中性子の反応から三重水素を生成する。ベリリウムやベリリウム合金が候補材として考えられている中性子増倍材も設置し中性子を増倍させて燃料の三重水素の生成を促す。

図 1-1 で示されるように、プラズマの加熱などにもエネルギーが必要になるため、核融合反応で取り出されるエネルギーがそのエネルギーを超えなければ、発電炉として運用するのは難しい。その指標として、核融合出力を外部加熱入力で割ったものとして定義されるエネルギー増倍率 Q がある。 $Q=1$ の状態は臨界プラズマ条件と呼ばれ、1 以上になると核

融合反応によって正味でエネルギーを取り出せられるということを意味する。実際に発電炉として成り立つためには $Q = 30 \sim 50$ 程度必要とされている。炉心プラズマの特性評価として、ローソン図を図 1-2 に示す。

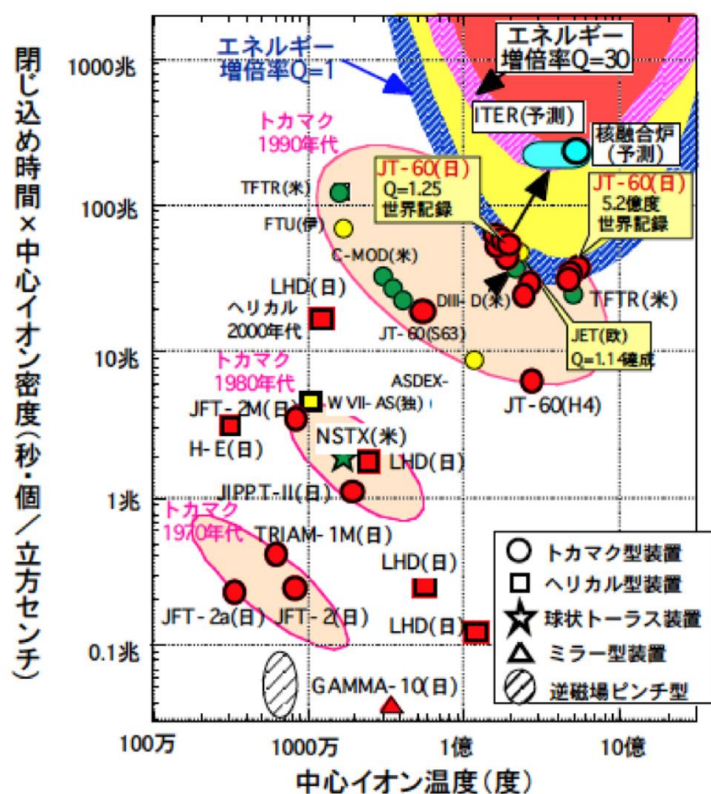


図 1-2 ローソン図 [2]

ローソン図において、横軸は中心イオン温度 T_i 、縦軸はプラズマ熱エネルギーとプラズマから損失するパワーの比として定義されるエネルギー閉じ込め時間 τ_E と中心イオン密度 n_i の積である。各閉じ込め方式、各装置において達成された点がプロットされている。トカマク型とヘリカル型については詳細を後述する。図の右上に $Q = 1$ や $Q = 30$ の領域が描かれており、エネルギー増倍率ごとに領域分けされている。 $Q = 1$ 付近は JT-60 などで達成されているが、さらなるエネルギー増倍率の達成を目指している。現在建設されている ITER では $Q = 10$ の達成を目標に掲げている。また、密度、温度、エネルギー閉じ込め時間の積 $n_i T_i \tau_E$ は核融合三重積と呼ばれ、エネルギー増倍率を大きくするには核融合三重積を大きくする必要がある。核融合研究で達成しなければならない目標の一つはエネルギー増倍率の向上であり、言い換えると核融合三重積の向上である。

1-2 環状磁場閉じ込め核融合炉

核融合炉におけるプラズマの閉じ込め方式として、磁場閉じ込め方式がある。イオンや電子が磁場中に存在するとき、図 1-3 のようにイオンと電子はラーマー運動と呼ばれる、磁力線に巻きつくようならせん状の運動をする。

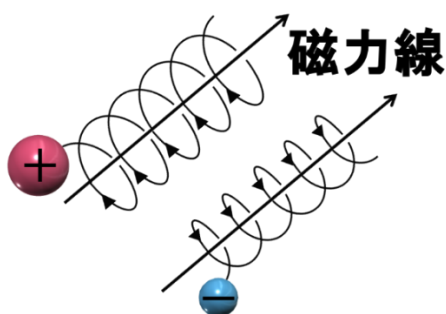


図 1-3 ラーマー運動の様子

環状磁場閉じ込め核融合炉では、このラーマー運動を利用し、磁力線を端のないトーラス構造にすることで、プラズマを閉じ込め、核融合反応を起こす。しかし、図 1-4 のように単純トーラス磁場配位では、プラズマを閉じ込めることはできない。その理由を以下に説明する。

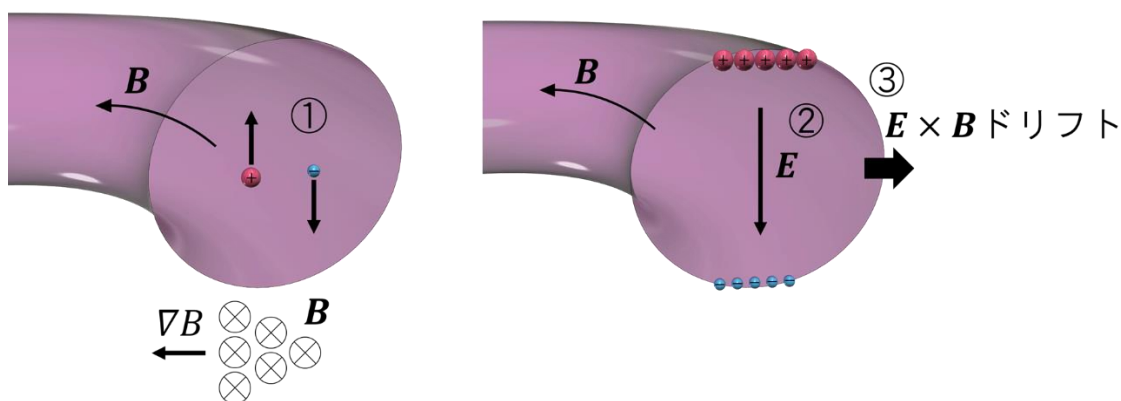


図 1-4 単純トーラス磁場配位。①磁場勾配ドリフト、②荷電分離による電場の発生、③ $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト。

①磁場勾配ドリフト、湾曲ドリフトによりイオンと電子が上部と下部に分かれる

②その結果、上下方向に電場が生じる

③発生した電場により $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトと呼ばれる作用により、大半径外側方向に広がる力を受け、プラズマが膨張する結果プラズマが漏れ出してしまう

これを防ぐためには、上部と下部を短絡させ電場をショートさせる必要があり、磁力線をポロイダル方向にひねりらせん状の磁力線を形成すればよい。磁力線をポロイダル方向にひねる磁場配位として、「トカマク方式」と「ヘリカル方式」があり、次節で説明する。

1-3 トカマク方式とヘリカル方式

トカマク方式は、図 1-5 のように単純トーラス磁場配位と同様にトロイダル方向の磁場(トロイダル磁場)を発生させ、プラズマ中にトロイダル方向の電流を駆動させることでポロイダル方向の磁場(ポロイダル磁場)を発生させ、トロイダル磁場とポロイダル磁場の合成によりらせん状の磁場を形成することができる。プラズマ中に電流を駆動させる方法として、センターソレノイドコイルを用いてトランスの原理を利用した電磁誘導方式と、プラズマ中に高エネルギー粒子ビームを照射する中性粒子入射加熱(NBI)や電磁波を利用した高周波(RF)入射等の非電磁誘導方式がある。トカマク方式の長所として

- ・軸対称でコイル構造が簡単のため製作等が比較的平易
- ・比較的小型で、建設コストが比較的安い

等が挙げられる。逆に、短所として

- ・プラズマ閉じ込めが急激に崩壊するディスラプションという現象が発生する
- ・電磁誘導方式の場合パルス運転になってしまい定常運転が難しいため、非電磁誘導方式の電流駆動が必要
- ・プラズマ位置が比較的不安定

等が挙げられる。主なトカマク型装置として、量子科学技術研究開発機構那珂核融合研究所にある JT-60SA や現在フランスで建設中の ITER などがある。

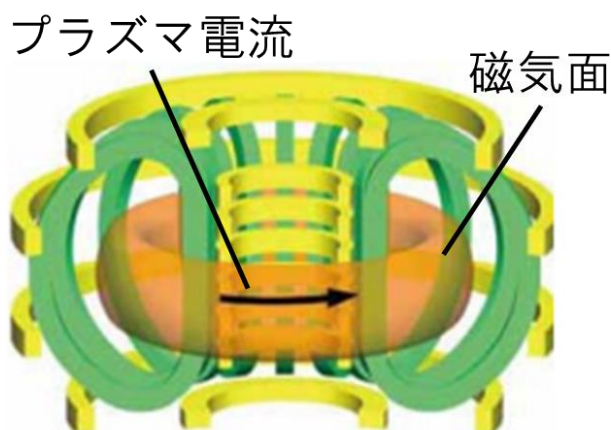


図 1-5 トカマク方式の概略図 [3]

ヘリカル方式は、図 1-6 のようにプラズマ電流を駆動させることなく外部磁場コイルのみでらせん状の磁場を形成する。ヘリカル方式の長所として

- ・プラズマ電流を駆動させる必要がないため、ディスラプションが発生しない
- ・定常運転が可能
- ・プラズマ位置が比較的安定

等が挙げられる。逆に、短所として

- ・コイル構造が非軸対称で複雑なため、製作等が難しい
- ・比較的大型で、建設コストが比較的高い

等が挙げられる。主なヘリカル型装置として、自然科学研究機構核融合科学研究所にある LHD やドイツのマックスプランク・プラズマ物理学研究所にある W 7-X などがある。

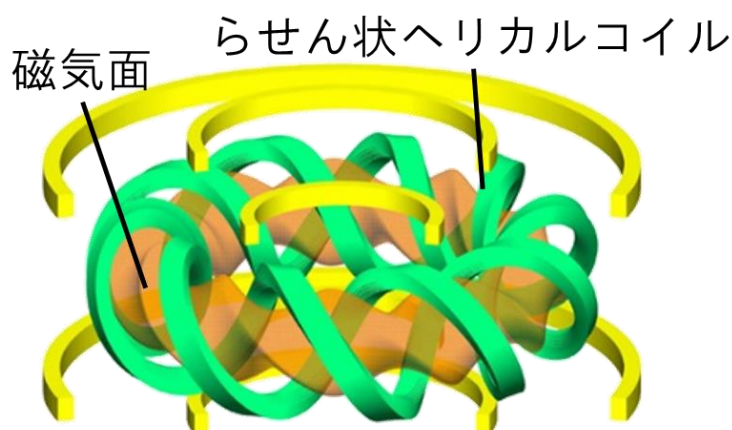


図 1-6 ヘリカル方式の概略図 [3]

トカマク方式とヘリカル方式の特徴をまとめたものを表 1-1 に示す。

表 1-1 トカマク方式とヘリカル方式の特徴

	トカマク型	ヘリカル型
原理	・外部コイルとプラズマ電流でらせん状の磁場を作る	・外部コイルのみでらせん状の磁場を作る
長所	<ul style="list-style-type: none"> ・軸対称でコイル構造が簡単 ・比較的小型 	<ul style="list-style-type: none"> ・ディスラプションが発生しない ・定常運転が可能 ・プラズマ位置が比較的安定
短所	<ul style="list-style-type: none"> ・ディスラプションが発生する ・定常運転が難しい ・プラズマ位置が比較的不安定 	<ul style="list-style-type: none"> ・非軸対称でコイル構造が複雑 ・比較的大型

1-4 トカマク方式における縦長断面配位と垂直移動現象

トカマク方式において、その断面形状はプラズマ性能に大きく関わる。特に、プラズマの縦半径と横半径の比で定義される楕円度 κ はプラズマの性能を決定する重要な因子である。楕円度は、トカマク方式におけるエネルギー閉じ込め時間、安全係数、ベータ値などのプラズマ性能に関わっている。それぞれについて説明する。

一つ目に、エネルギー閉じ込め時間は 1-1 節でも説明したように核融合三重積を担うパラメーターの一つであり、プラズマ中のエネルギー閉じ込めの時定数である。世界のプラズマ実験装置で得られた実験データに基づいてエネルギー閉じ込め時間のスケーリング則が求められている。ITER98(y,2)則 [4]によるエネルギー閉じ込め時間 $\tau_{E,th}^{IPB98(y,2)}$ [s]のスケーリング則は

$$\tau_{E,th}^{IPB98(y,2)} = 0.0562 M^{0.19} I_p^{0.93} B_t^{0.15} R_p^{1.39} a_p^{0.58} \kappa^{0.78} n_e^{0.41} P_h^{-0.69} \quad (1.3)$$

で与えられる。ここで、 M は平均イオン質量数、 I_p [MA]はプラズマ電流、 B_t [T]はトロイダル磁場、 R_p [m]はプラズマ大半径、 a_p [m]はプラズマ小半径、 κ は楕円度、 n_e [$\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$]は線平均電子密度、 P_h [MW]は加熱パワーである。(1.3)式より、エネルギー閉じ込め時間は楕円度の 0.78 乗に比例していることがわかり、楕円度の増加によりエネルギー閉じ込め時間を長くすることができる。さらには、エネルギー閉じ込め時間が高いほどエネルギー増倍率は高くなるため、楕円度の増加によりエネルギー増倍率も高くすることができる。

二つ目に、トカマクプラズマの安定性を表す指標として安全係数 q という指標がある。例えば、プラズマ表面での安全係数がある値より小さくなると不安定性が誘起されることがある。安全係数は、らせん状の磁力線がポロイダル方向に 1 周して元の位置に戻ってくるまでにトロイダル方向に何周したかを表す。一般的な縦長断面トカマクにおけるプラズマ表面での安全係数 q_a は

$$q_a = \frac{2\pi}{\mu_0} \frac{1 + \kappa^2}{2} \frac{1}{A} \frac{a_p B_t}{I_p} \quad (1.4)$$

で表される [5]。ここで、 μ_0 は真空の透磁率、 A はプラズマ大半径と小半径の比であるアスペクト比である。(1.4)式で表されるように、楕円度 κ を高くすることで、表面安全係数を一定に保ったままプラズマ電流を大きくすることができる。プラズマ電流を高くすることで、(1.3)式のエネルギー閉じ込め時間も高くすることができる。

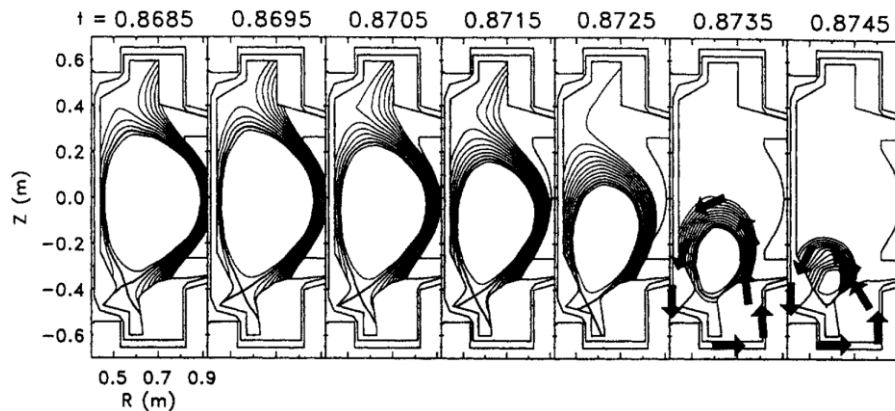
三つ目に、核融合炉の経済性を表す指標としてベータ値という指標がある。ベータ値はプラズマ圧力に対する磁気圧の比であり、ベータ値が高ければ高いほど小さい磁気圧でプラズマ圧力を閉じ込められるということを表しており、経済的であるということを示している。一般的な縦長断面トカマクにおけるトロイダルベータ値 β は

$$q_a \beta = 5 \frac{1 + \kappa^2}{2} \frac{\beta_N}{A} \quad (1.5)$$

で表される [5]。ここで、 β_N は規格化ベータ値である。(1.5)式で表されるように、楕円度を高くすることでトロイダルベータ値を大きくすることができる。以上のように、楕円度の増加は、エネルギー閉じ込め時間、エネルギー増倍率、プラズマ電流、ベータ値を高くし、トカマク型核融合炉のプラズマ性能を上げることができ、楕円度がトカマク型核融合炉において非常に重要な因子であることがわかる。

しかし、楕円度を高くする、つまり縦長断面トカマク配位の安定維持は簡単ではない。トカマクにおいて縦長断面にすると、プラズマの垂直位置が不安定になることが古くから知られ、垂直位置不安定性と呼ばれる。この垂直位置不安定性は楕円度が高くなるほど顕著となる。垂直位置不安定性によってプラズマが上下に移動してしまう現象を垂直移動現象 (Vertical Displacement Event : VDE) と呼ぶ。VDE は、ディスラプションの発生前に発生しその後ディスラプションを誘発させる場合もあれば、ディスラプション後に発生する場合もある。ディスラプションの前に発生する場合、プラズマが移動してプラズマ小半径が小さくなり、安全係数が限界まで低下するとプラズマの蓄積エネルギーが急激に放出される熱クエンチやプラズマ電流が急激に低下する電流クエンチが発生する。VDE が発生すると、移動したプラズマによる熱負荷や、それによって誘起される電磁力によって炉内構造物に損傷を与える可能性がある。プラズマが移動しているときに電流消滅によって生じる電場を起電力源とするハロー電流と呼ばれる電流が発生する。ハロー電流は最外殻磁気面の外側のスクレイプオフ層を流れており、プラズマから真空容器に流れる。ハロー電流はポロイダル成分が大きいため、トロイダル磁場と相互作用して炉内構造物に強力な電磁力を及ぼすことがある。大型装置などでこれら熱負荷や電磁力によって炉内構造物が破損したことが報告されている。そのため、VDE、ディスラプションによって生じるこの強力な熱負荷、電磁力に耐えられるよう炉内構造物の設計を行う必要がある。ただし、炉内構造物の工学設計は、ただ熱負荷や電磁力に耐えられるよう設計すればよいということではなく、例えば後述するようなプラズマ位置制御に有利か不利かを考えた真空容器の設計など、様々なファクターを考慮する必要がある、その設計は容易なことではない。このように、VDE、ディスラプションに伴って生じる熱負荷や電磁力による炉内構造物の損傷、さらにはそれらに伴う稼働率の低下に導く可能性があり、絶対に避けなければならない。VDE の典型例として米国の中型トカマク Alcator-C-Mod で観測された VDE [6] を図 1-7 に示す。

Disruption sequence, shot 950112013



Shot 950112013

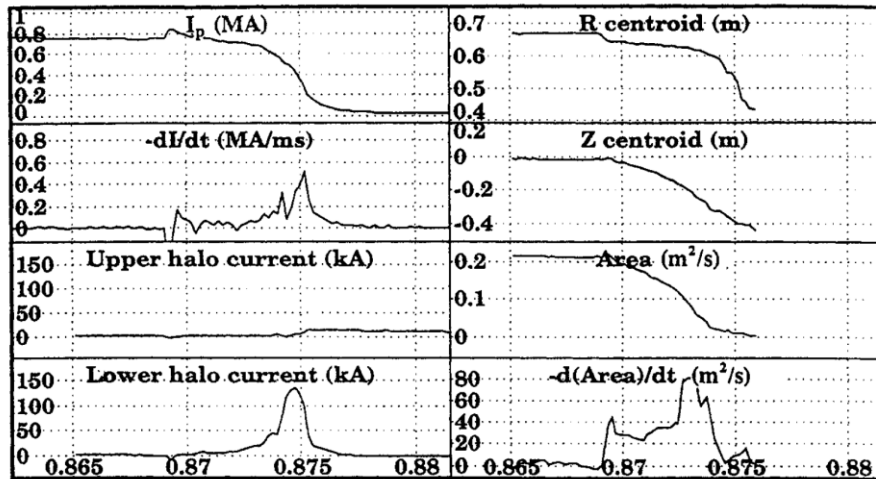


図 1-7 Alcator-C-Mod で観測された VDE [6]。(a)各タイムスライスにおけるプラズマ断面形状、(b)各観測波形。

図 1-7(a)は各タイムスライスにおけるプラズマ断面形状、(b)はプラズマ電流、プラズマ電流クエンチ速度、上下ハロー電流、プラズマ水平・垂直位置、断面積、断面積減少速度の時間変化を示している。図のように縦長断面トカマクのプラズマの垂直位置が移動し、断面積が減少し最終的にプラズマが消滅していることがわかる。装置下側においてハロー電流も観測されており、プラズマ電流の数割程度の大きなハロー電流が観測されている。

続いて、縦長断面トカマクのプラズマ位置形状制御について説明する。一般的に、垂直位置不安定な縦長断面トカマクは、

- ① 軸対称コイルを用いたプラズマ位置形状の能動的フィードバック制御
 - ② 真空容器、安定化導体壁を流れる渦電流を用いた受動的フィードバック制御
- によってそのプラズマ位置を制御する。①の軸対称コイルを用いたフィードバック制御では、磁気計測器などでプラズマ位置形状をリアルタイムで再構成し、得たい断面形状を表面

参照点として設定し、プラズマがその形状となるようにフィードバック制御用の軸対称コイルのコイル電流・電圧を制御する。フィードバック制御用の軸対称コイルは応答性を良くするためにプラズマの近くに設置され、真空容器の中に設置されることが多い。そのためフィードバック制御用の軸対称コイルはトロイダル磁場コイルと交差する。超電導コイルを途中繋ぐことは難しく、トロイダル磁場コイルと交差する形で超電導コイルを設置するのは技術的に困難であるため、フィードバック制御用コイルは常伝導コイルで構成される。トカマクには不均衡電磁力が相殺され VDE が発生しない垂直位置である中立平衡点が存在する [7] [8] [9]。上下対称プラズマ、上下対称対抗壁の場合の理想的な場合では中立平衡点は赤道面($Z = 0$)に存在するが、実際のプラズマや対向壁は上下対称でないことが多いため、中立平衡点は赤道面に存在するとは限らない。実際に JT-60U では、中立平衡点は赤道面の上 ~15 cm の所に存在すると報告されている [8] [9]。プラズマの電流重心位置がこの中立平衡点に来るようにフィードバック制御でプラズマ位置を制御することで VDE を回避することができる。しかし、どの程度の時間間隔でフィードバック制御を行うかを表すフィードバック周波数があり、その周波数を超えるようなディスラプションや VDE などの早い現象に対しては制御が追い付かず VDE を防ぎきることができない。この制御ではプラズマ位置形状を高精度に再構成する必要や制御におけるゲインを最適化する必要があり、JT-60SA など積極的に研究が行われている [10] [11]。

②の渦電流を用いたフィードバック制御では、プラズマ位置の変動によってプラズマ周りの真空容器や安定化導体壁にその変動を打ち消すよう渦電流が流れ、その結果プラズマを元の位置に押し戻す。この制御ではこちらから積極的に制御を働きかけなくてもプラズマを元の位置に押し戻すため、受動的フィードバック制御や壁安定化効果と呼ばれる。真空容器自体も壁安定化に効果的であるが、真空容器がプラズマから遠くなることもあるため、プラズマと真空容器の間に壁安定化効果用の導体壁、導体プレートを設置する場合もある。理想的には、プラズマの周りに完全導体壁(電気抵抗が 0)を設置すれば完全にプラズマ位置を制御することができる。しかし、その電気抵抗を下げれば下げるほど、ディスラプション時に流れる渦電流が増加し真空容器等にかかる電磁力が増加したり、導体壁の周りにあるコイルを通電する際にその磁場が導体壁によって遮蔽され磁場がプラズマ生成領域に浸透しなくなるため、この点では電気抵抗を下げることは不利に働く。プラズマ着火時の渦電流による不整磁場の抑制やディスラプション時の電磁力の低減のためには、電気抵抗が大きい方が有利に働くが、壁安定化効果は低下し、抵抗を上げるために真空容器の板厚を薄くしてしまうと真空容器の構造強度が落ちてしまうなどの問題が生じる。このように、真空容器・導体壁の電気抵抗の大小は様々な項目で有利になったり不利になったりする。真空容器の電気抵抗 R_v への要求をまとめたものを表 1-2 に示す [12]。

表 1-2 真空容器の電気抵抗への要求 [12]

項目	内容	R_v
プラズマ着火と電流誘起	電磁誘導電流駆動の場合、真空容器に誘起される渦電流による不整磁場を抑制しプラズマ中に電場を誘起してプラズマ着火をするには R_v は大きい方がよい	大
PF コイルによるプラズマ断面形状制御	PF コイルがプラズマに供給する磁場の浸み込みを真空容器が遮蔽しないためには R_v は大きい方がよい	大
プラズマ位置安定化	高ベータ化のために楕円度を大きくするとプラズマは不安定化するので、ブランケットを含めた炉内機器と共に壁安定化効果で安定化するには、 R_v は小さい方がよい	小
ディスラプション時の電磁力対策	真空容器に発生する電磁力低減に R_v は大きい方がよい	大
超電導コイルの AC ロス	プラズマ電流消滅で PF コイルに誘起電圧、誘起電流が発生し、超電導コイルの AC ロスの発生を抑制するには、磁場の浸み込みを真空容器が遮蔽するために R_v は小さい方がよい	小

このように真空容器の設計一つでも、様々なファクターを考慮しそれら全てを満足するような設計をしなければならない。この導体壁によるプラズマ位置制御は原型炉の設計においても積極的に研究されている [13][14]。原型炉の場合、ブランケットが存在するため安定化導体壁はブランケットと真空容器の間に設置されることが予定されており、導体壁はややプラズマから遠い設計となる。プラズマ位置制御の観点で、プラズマから安定化導体壁までの距離は評価することは重要である。原型炉の設計において、プラズマ中心から導体壁までの小半径距離 r_w とプラズマ小半径 a_p の比は、 $r_w/a_p = 1.35$ 程度必要と想定され、垂直位置制御性、ディスラプションに対する耐性など様々なファクターを考慮した上で、これらのフィードバック制御で用いて達成される楕円度は 1.65 程度とされている [14]。特に原型炉の場合、フィードバック制御コイルや安定化導体壁をプラズマに近接して設置するのは難しくなるため、今までの実験炉と比べ高楕円度を達成することは難しくなる。

以上をまとめると、楕円度が高くなるほどプラズマは高性能となるがプラズマ垂直位置は不安定になり、低ければプラズマの性能は下がるが垂直位置は制御しやすくなる。故に、プラズマの高性能化と安全性の確保はトレードオフの関係になる。安全性を確保した上で高楕円度を達成することが核融合炉の設計において非常に重要である。高楕円度の達成を制限してしまっているのが、垂直位置不安定性やディスラプションである。

1-5 ヘリカル磁場によるプラズマ位置安定化

1-4節で位置不安定なトカマクプラズマをフィードバック制御等で制御する必要があると述べたが、一方でヘリカル磁場印加によるトカマクプラズマ位置安定化が実験的 [15] [16] [17]、理論的 [18] [19] に報告されている。理論研究で述べられている、縦長断面トカマクの垂直位置不安定化とヘリカル磁場によるプラズマ位置安定化の原理の概念図を図 1-8 に示す。

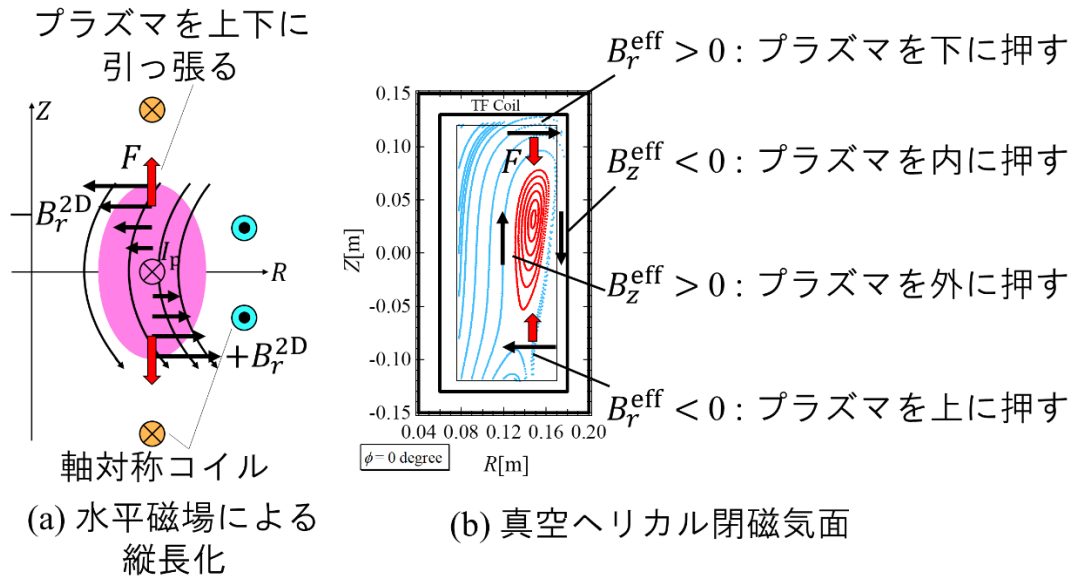


図 1-8 ヘリカル磁場によるプラズマ位置安定化

図 1-8 (a)は縦長断面トカマクの垂直位置不安定化の原理の概念図を示している。プラズマ電流は紙面手前から奥の方向に流れている。縦長断面トカマクにおいて、プラズマの上下に設置された軸対称コイルは赤道面で逆向きの水平磁場($Z < 0$ で $B_r > 0$ 、 $Z > 0$ で $B_r < 0$ 、つまり $\partial B_r / \partial Z < 0$)を生成する。この水平磁場は断面を縦長化させるとともに、垂直位置を不安定化させる。例えば擾乱などでプラズマの位置が少し上側に移動すると、水平磁場はコイルに近づくほど強くなるためより強い水平負方向の水平磁場をプラズマが感じるようになる。それによってさらにプラズマは上方向に移動し最終的に VDE となる。このように縦長断面トカマクの垂直位置は擾乱に弱い不安定な系であることがわかる。一方で、図 1-8 (b)は真空ヘリカル閉磁気面とヘリカル磁場による位置安定化の原理の概念図を示している。ヘリカル閉磁気面は回転変換を有し、その回転変換は実効的なポロイダル磁場 $B_{r,z}^{eff}$ を生成する。ここで、ヘリカル磁場の磁力線はトロイダル角によって異符号の水平磁場・垂直磁場を有するが、ある点から出発した磁力線はトロイダル方向に周回した後正味でドリフトした方向の成分がプラズマ平衡に実効的に影響を及ぼすと考えられるため、平衡に影響を及ぼす磁力線の正味のドリフトが生成する水平・垂直磁場成分を「実効的な」ポロイダル磁

場と呼ぶことにする。 $B_{r,z}^{\text{eff}}$ がプラズマ電流が生成するポロイダル磁場と同じ向きの場合、赤道面で逆向きの実効的な水平磁場($Z < 0$ で $B_r^{\text{eff}} < 0$ 、 $Z > 0$ で $B_r^{\text{eff}} > 0$ 、つまり $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z > 0$) とプラズマ電流とのローレンツ力が復元力として働き、プラズマを元の位置に押し戻し垂直位置が安定化されると考えられている [18][19]。言い換えれば、ヘリカル磁場が生成する実効的な水平磁場は垂直位置不安定化させる軸対称コイルが生成する水平磁場を打ち消すことができる。さらには、ヘリカル磁場が生成する実効的な垂直磁場 B_z^{eff} によってプラズマ水平位置も安定化されることが期待される。

参考文献 [17]における米国の CTH 装置では、連続巻きのヘリカルコイルを用いて楕円度 $\kappa \sim 2$ の高非円形配位においてプラズマの垂直位置安定化が報告された。CTH の外観を図 1-9 に、研究成果の一つを図 1-10 に示す。

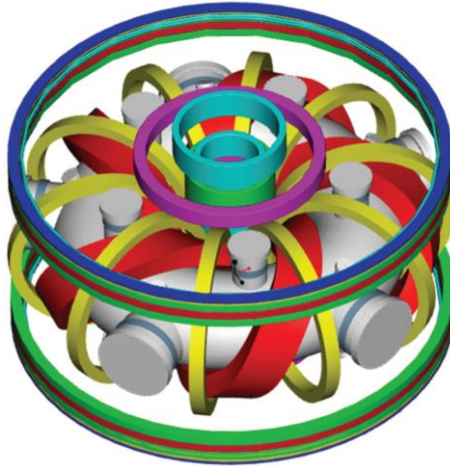


図 1-9 CTH 装置の外観図 [17]

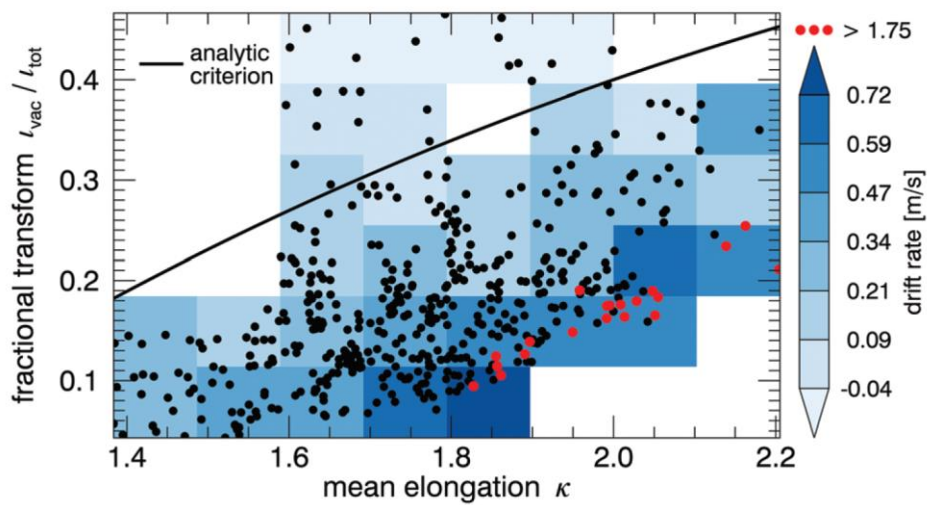


図 1-10 CTH で報告されたプラズマ垂直位置安定化 [17]。横軸は平均楕円度、縦軸は fractional transform、カラーマップは垂直ドリフト速度を示す。

図 1-10 における横軸はトロイダル方向で平均された楕円度、縦軸の fractional transform は印加したヘリカル磁場の回転変換をプラズマ電流も含めたトータルの回転変換で割った量、カラープロットはプラズマ垂直位置のドリフト速度を示している。回転変換とは磁力線のねじれ具合を表す指標であり、磁力線がトロイダル方向に 1 周する間にポロイダル方向を移動した角度を 2π で割った量で定義され 1-4 節で説明した安全係数の逆数である。縦軸が増加することはトータルの回転変換におけるヘリカル磁場の回転変換の割合が増加することを表す。ある fractional transform に着目して楕円度が高くなると、ドリフト速度のカラープロットが濃くなり垂直位置がより不安定であることを示す。一方で、ある楕円度に着目して fractional transform つまりヘリカル磁場の回転変換を高くすると、ドリフト速度のカラープロットが薄くなり垂直位置が安定化されていることが示す。それは $\kappa \sim 2$ の高非円形配位に対しても有用であることがわかる。このように、連続巻きヘリカルコイルが生成するヘリカル磁場によって垂直位置安定化されており、その安定化条件がヘリカル磁場の回転変換で整理されている。また、連続巻きヘリカルコイルを用いた実験において、垂直位置安定化だけではなくヘリカル磁場が生成する回転変換によってディスラプションの抑制も報告されている [20] [21] [22]。

連続巻きヘリカルコイルはヘリカル磁場によるプラズマ位置安定化など有用な成果を示したが、コイルはやや複雑な形状であるため、製作・保守が難しいため既存のトカマク装置への適用は容易なことではない。また、単純にコイルの数が増えることになるので、その分建設費もかさむことになる。図 1-8 の位置安定化の原理として真空閉磁気面を持つヘリカル磁場として説明したが、垂直位置安定化の観点では実効的な水平磁場を生成できれば必ずしも磁気面が閉じる必要性はなく、参考文献 [18] の理論研究では、図 1-11 で示されるような直線円筒プラズマの上下に設置された平行四辺形コイルが議論された。

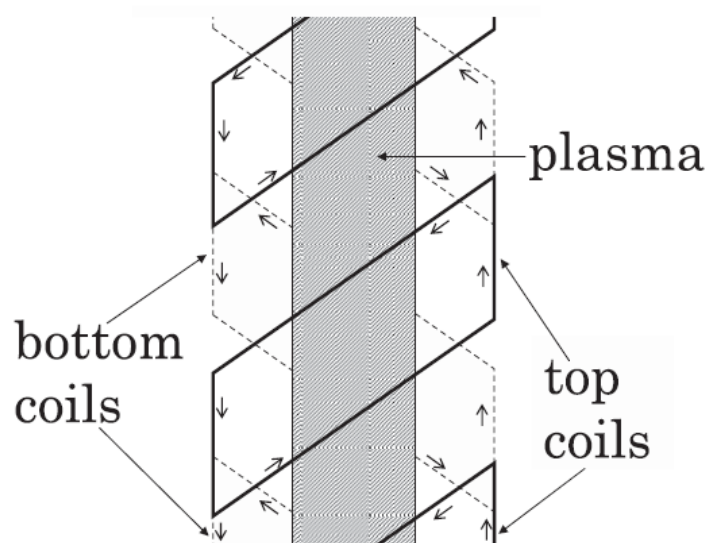


図 1-11 平行四辺形コイル[18]

このコイルは真空閉磁気面を生成しないが、図 1-8(b)で述べたような垂直位置安定化が可能な垂直方向分布を持つ水平磁場を生成することが可能であることが示されている。参考文献 [18]の理論研究において平行四辺形コイルによる垂直位置安定化に必要な非軸対称磁場強度の条件がプラズマなしの真空磁場の状況下で示されたが、その条件は大アスペクト比の円筒プラズマにおいてのみで妥当であった。その後参考文献 [19]において、トーラス幾何かつ、三次元 MHD 安定性解析コード TERPSICHORE [23]を用いたプラズマありでの計算に拡張された。トーラス幾何においても平行四辺形コイルによって垂直位置安定化が示され、楕円度の上昇が期待されることが報告された。ただし、計算は数パターンのコイル電流値で議論され、他のプラズマパラメータ等も含めパラメータスキャンはあまりなく、非軸対称磁場による垂直位置安定化条件は深く議論されず明確でない。

図 1-11 で示されるようなコイルは連続巻きコイルより配置・形状が簡易的で実用上望ましい。本論文では、配置・形状が簡易的なヘリカルコイルを「局所ヘリカル磁場コイル」と呼ぶことにする。参考文献 [15]では連続巻きコイルよりも簡易的な semi-stellarator windings と呼ばれるヘリカル磁場コイルによる実験的検証が報告された。semi-stellarator windings の概略図を図 1-12 に示す。

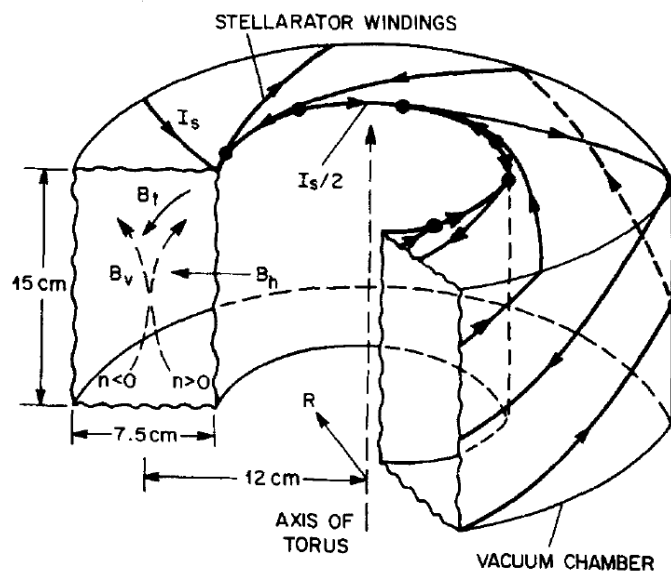


図 1-12 semi-stellarator windings の概略図 [15]

図 1-12 で示されるように、semi-stellarator windings は大半径外側、プラズマの上下を通るコイル群で構成される。トーラス内側を通らないため、装置中心でのスペースをセーブすることができることが特徴であると言及されている。semi-stellarator windings を用いてプラズマの水平・垂直位置安定化が報告された。しかし、参考文献 [15]ではプラズマ形状の再構成の言及はなく、達成された非円形度は明記されていないため、縦長断面トカマクへの適用性は

不明である。

以上、連続巻きヘリカルコイル、局所ヘリカルコイルなどによるプラズマ位置安定化について述べた。今まで述べたコイルと本研究で用いる TOKASTAR-2 [24] [25]のコイルをまとめた図を図 1-13 に示す。

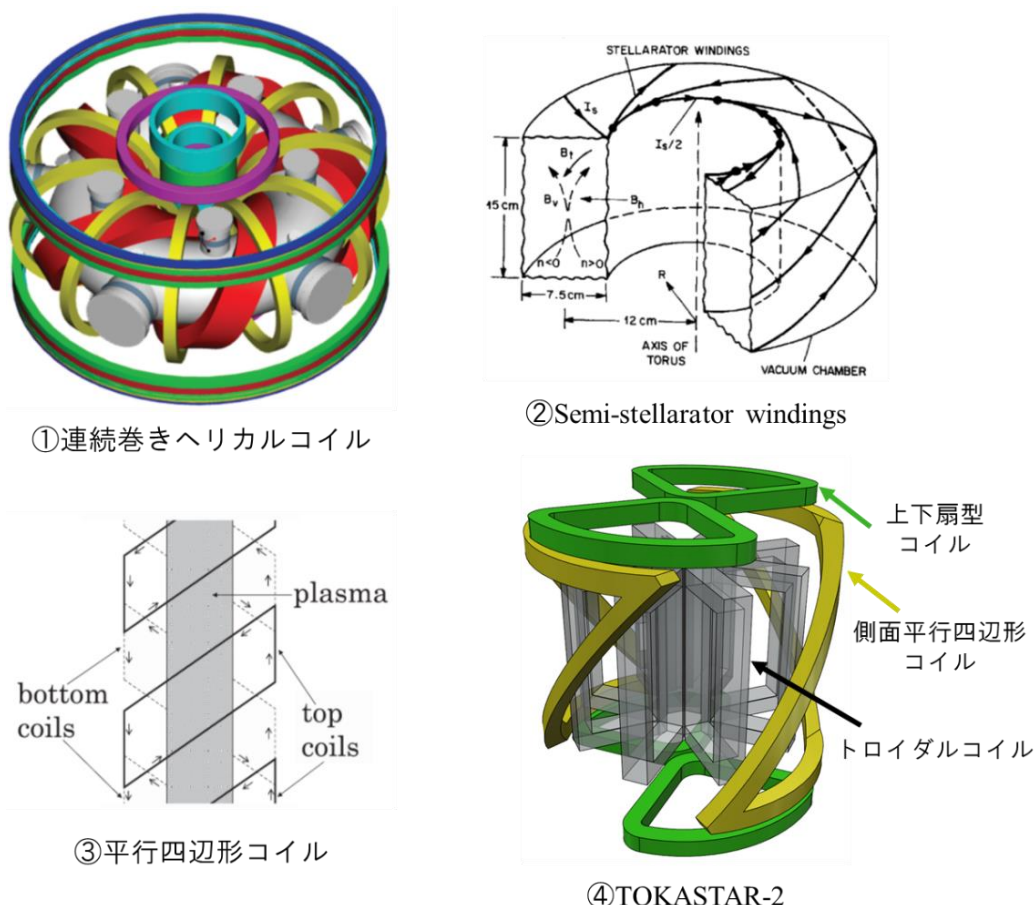


図 1-13 トカマクプラズマの位置安定化研究に関わるヘリカルコイル。①CTH [17]、②semi-stellarator windings [15]、③平行四辺形コイル [18]、④TOKASTAR-2。

これまでの議論を整理する。①連続巻きヘリカルコイルによる縦長断面トカマクにおける垂直位置安定化が示されヘリカル磁場の回転変換で安定化条件が整理された。しかし、実用上は連続巻きヘリカルコイルではなく局所コイルの方が望ましく、②semi-stellarator windings や③平行四辺形コイルにより実験的・理論的に位置安定化効果が検証された。②semi-stellarator windings では、位置安定化を実験的に示したが、達成された非円形度は明記されておらず、縦長断面トカマクへの適用性は不明である。局所ヘリカルコイルによる位置安定化の実験的検証は例が少なく、位置安定化に必要なヘリカル磁場の条件は明らかではない。そのため、位置安定化に最適な局所ヘリカルコイルの配置・形状の検討、さらには原型炉以降の核融合炉への適用可能性の検討も含め、局所ヘリカル磁場コイルによるプラズ

マ位置安定化に関する研究の余地が残されている。第2章以降で詳しく述べるが、④で示される TOKASTAR-2 における局所ヘリカルコイルは、トーラス内側を通るコイル部はなく、大半半径外側に設置された側面平行四辺形コイルとプラズマ上下に設置された上下扇型コイルで構成される。側面と上下に局所コイルが分割されておりより自由度の高い磁場配位が可能であることが特徴である。局所コイルながら計算上プラズマ電流なしでヘリカル磁場の真空閉磁気面を生成することも可能である。これら局所コイルを用いて、特に、まだ研究例が少ない縦長断面トカマクにおける垂直位置安定化を実験的に検証し、安定化に必要な条件を明らかにすることは意義深いと考える。ヘリカル磁場によって垂直位置安定化することができれば、非円形度の増加が期待できる。故に、VDE の危険性がない安全性とさらには高楕円度によるプラズマの高性能化を両立した核融合炉の設計の可能性を秘める。

1-6 本研究の目的

本研究の目的は、局所ヘリカル磁場コイルによるトカマクプラズマの位置安定化を実験的に検証することである。本研究で扱う課題は以下の 6 点である。

- ①トカマクプラズマの位置形状を推定する解析コードの開発を行い、側面平行四辺形コイルと上下扇型コイルで構成される既存の局所ヘリカルコイルを用いて、円形断面トカマクにおける水平位置安定化効果の検証を行った。
- ②断面を縦長化させるためのプラズマ上下にある軸対称コイルを 2016 年に設置した。2 台のコンデンサーバンク電源を新たに整備し、縦長断面トカマクを生成し、既存の局所ヘリカルコイルによる垂直位置安定化効果を検証した。
- ③しかし、②の実験においてヘリカル磁場による垂直位置安定化効果を得ることができなかった。1-5 節においてヘリカル磁場は実効的なポロイダル磁場を生成することを説明したが、TOKASTAR-2 においてそれらを定量的に評価したことはなかった。そこで、実験で安定化が見られなかった原因を調べるために、実効的なポロイダル磁場を評価する磁力線追跡計算コードを整備し、その評価を行った。
- ④③の検証によって新規の局所ヘリカル磁場コイルが必要であることが分かったため、整備した磁力線追跡計算コードに基づき新規局所ヘリカルコイルの設計・製作を行った。
- ⑤一方で、ヘリカル磁場印加時の非軸対称配位で重要となるトロイダル方向分布の磁場分布の計測ができていなかった。そこで垂直磁場を計測するピックアップコイルをトロイダル方向に並べた新規磁気計測器の設計・製作を行った。
- ⑥④と⑤で整備した新規局所ヘリカルコイル、新規磁気計測器を設置する装置改造を行い、実験を行った。新規局所ヘリカルコイルによる垂直位置安定化効果を検証した。

1-7 本論文の構成

本論文は、本章を含め 8 章から構成される。第 2 章では、トカマク・ヘリカル混成プラズマ閉じ込め装置 TOKASTAR-2 及び、本論文で整備した新規磁気計測器について説明する。第 3 章では、円形断面トカマクにおける既存局所ヘリカルコイルによるプラズマ水平位置安定化の検証について説明する。第 4 章では、縦長断面トカマクにおける既存局所ヘリカルコイルの垂直位置安定化効果の検証について説明する。第 5 章では、ヘリカル磁場が生成する実効的なポロイダル磁場を検証する磁力線追跡計算コードの開発及び、既存コイルが生成する実効的なポロイダル磁場の検証について説明する。第 6 章では、新規局所ヘリカルコイルの設計・製作について説明する。第 7 章では、新規局所ヘリカルコイル及び新規磁気計測器を用いたプラズマ垂直位置安定化効果の検証について説明する。第 8 章では、本研究のまとめと今後の課題について述べる。

第2章 実験装置 TOKASTAR-2

2-1 TOKASTAR-2 装置外観

TOKASTAR-2 は、局所ヘリカルコイルを持つトカマクヘリカル混成プラズマ閉じ込め実験装置である。TOKASTAR-2 は、トカマクヘリカル混成の TOKASTAR 配位を源流とする装置である。参考文献 [20] [21]などでヘリカル磁場によるトカマクにおけるディスラプション抑制等を示したが、いずれも連続巻きコイルを用いたアスペクト比が大きい磁場配位であった。ディスラプションがないコンパクトで低コスト設計の核融合炉を実現するために、低アスペクト比で簡易的なヘリカルコイルを有する新しいトカマクヘリカル混成磁場方式 TOKASTAR 配位が提案された [26]。コンパクト設計のトカマクヘリカル混成磁場配位におけるディスラプション抑制の検証等を目的に研究が進められた。TOKASTAR に関する研究として、TOKASTAR 配位の提案、プラズマ実験装置第 1 号である C-TOKASTAR を経て、2 号機の TOKASTAR-2 と研究のフェーズが進んでいる。C-TOKASTAR までの研究で、TOKASTAR 配位の平衡解析や閉磁気面の形成の確認等の成果を挙げたが [27] [28]、C-TOKASTAR ではプラズマ電流を駆動させることができず、実験の自由度も低かったため TOKASTAR-2 が建設された。TOKASTAR-2 は TOKASTAR 配位とやや異なるコイル群で構成されるためプラズマ電流なしでヘリカルコイルによる真空閉磁気面が必ずしも生成できるわけではなかったが、閉磁気面生成を可能とする上下扇形コイルである AHF コイルの設計・製作が進められた [29]。また、当初のトカマク運転の際にはプラズマ電流が数 100 A 程度しか駆動させることができなかったが、軸対称平衡解析による垂直磁場コイル電流の最適化により ~ 2 kA 程度のプラズマ電流を駆動させることが可能となった [30]。このように TOKASTAR-2 におけるヘリカル配位、トカマク配位それぞれの高性能化が進められ、最近の研究では本論文でも議論されるヘリカル磁場によるトカマクプラズマの位置安定化に関する研究等に注力している。

TOKASTAR-2 の外観と真空容器内の外観を図 2-1 に示す。

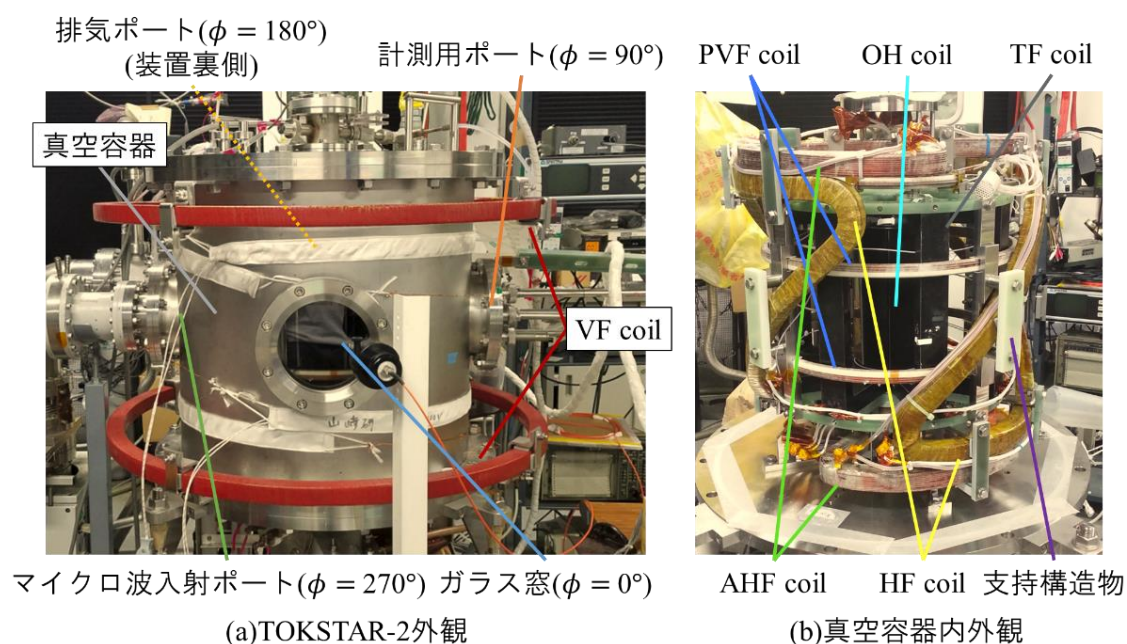


図 2-1 TOKASTAR-2 とその真空容器内の外観

図 2-1(a)において、中央の大きな銀色の構造物が真空容器であり、赤色の構造物は VF コイルと呼ばれるヘルムホルツコイルであり、真空容器外に設置されている。VF コイル以外の全てのコイルが図 2-1 (b)のように真空容器内に収納されている。コイルの詳細は次節で説明する。真空容器の側面には 4 つのポートが存在し、写真正面のポートにはガラス窓がある。そこをトロイダル角 $\phi = 0^\circ$ として、真空容器を上から見て反時計周りに、 $\phi = 90^\circ$ 側には計測用ポート、 $\phi = 180^\circ$ 側には排気ポート、 $\phi = 270^\circ$ 側にはマイクロ波入射ポートがある。TOKASTAR-2 のプラズマパラメータを表 2-1 に示す。

表 2-1 TOKASTAR-2 設計プラズマパラメータ

プラズマ大半径 R_p [m]	~ 0.11
プラズマ小半径 a_p [m]	~ 0.04
アスペクト比 $A(= R_p/a_p)$	$2 \sim 3$
プラズマ電流 I_p [kA]	~ 2
トロイダル磁場 B_ϕ [T]	~ 0.1

2-2 TOKASTAR-2 コイル系

TOKASTAR-2 コイル系の概略図を図 2-2 に、その R - Z 断面を図 2-3 に示す。TOKASTAR-2 のコイル系は全部で7種類のコイルから構成され、その名称と役割は図 2-2 に示される。

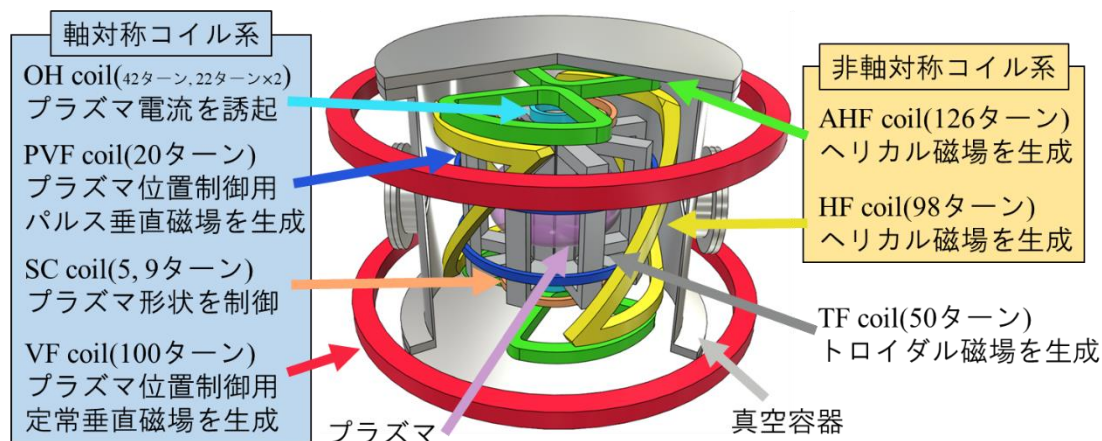


図 2-2 TOKASTAR-2 コイル系の概略図

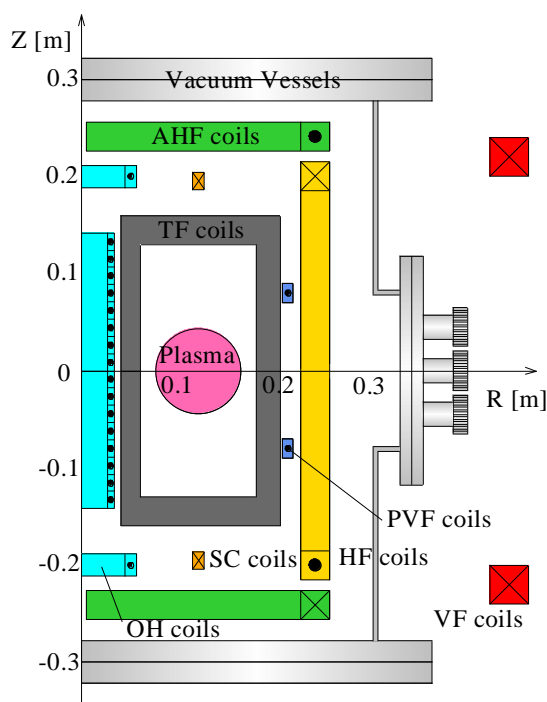


図 2-3 TOKASTAR-2 コイル系の R - Z 断面

7つのコイルによる磁場を適切に組み合わせることで、ECH プラズマ(TF コイルとマイクロ波によって生成される単純トーラスプラズマ)、トカマクプラズマ、ヘリカルプラズマ、トカマクヘリカル混成プラズマを生成することができる。各コイルについて説明する。

2-2-1 トロイダル磁場(TF)コイル

トロイダル磁場(Toroidal Field : TF)コイルは、トロイダル磁場を生成する目的で使用される。TF コイルの鳥瞰図及び寸法を図 2-4 に示す。TF コイルは、1つのコイルあたり $\phi 3.2$ の導線が 50 ターン巻かれており、8 個すべてが直列に接続されている。8 個の TF コイルは OH コイルが設置されている Z 軸を中心にトロイダル方向に設置されている。TF コイルの内側は縦横 260×120 mm となっており、厳密には後述されるポロイダルリミターによって制限されるが、この範囲内でトラスプラズマが形成されることになる。縦長の TF コイルとなっており、縦長断面トカマクの生成や垂直移動現象の研究に適したコイルとなっている。TF コイルは、0.2 mF のコンデンサーに接続され、パルス的に通電される。

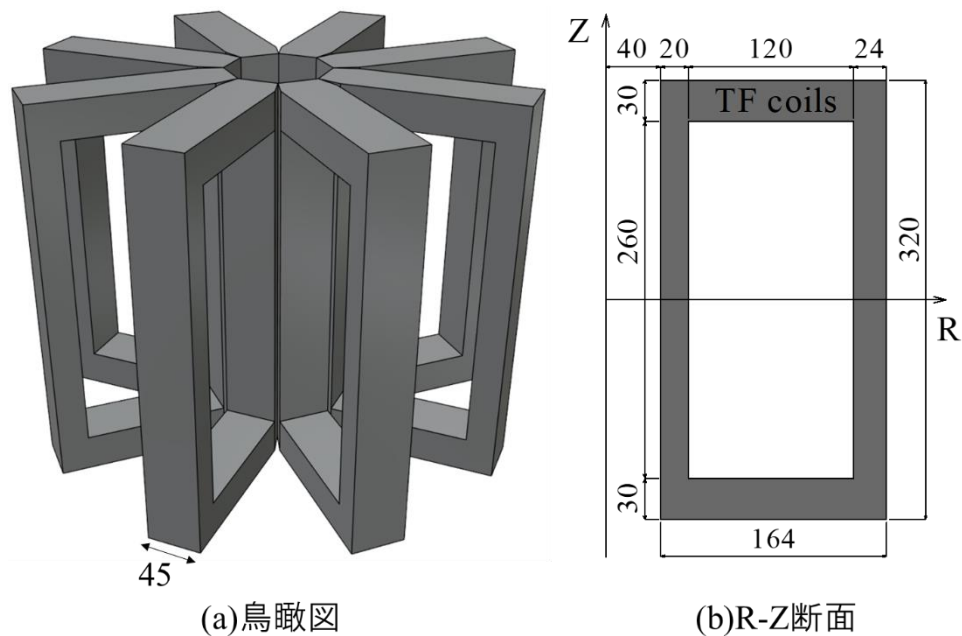


図 2-4 TF コイルの概形及び寸法(mm)

2-2-2 オーミック加熱(OH)コイル

オーミック加熱(Ohmic Heating: OH)コイルは、プラズマ電流を誘起し、オーム加熱を行う目的で使用される。OH コイルの鳥瞰図及び寸法を図 2-5 に示す。OH コイルは、TF コイルに囲まれるような三つのコイル系から構成される。中央のコイルは、2 本の $\phi 3.2$ の導線を平行にして 42 ターン巻いたもの(見かけ上 84 ターンに見える)を一層とした二層構造となっており、上下のコイルはそれぞれ 22 ターンの導線が巻かれ、三つのコイルは直列に接続されている。上下のコイルはプラズマ生成領域へのエラー磁場の侵入を防ぐために設置されている。OH コイルは、0.4 mF のコンデンサーに接続され、パルス的に通電される。

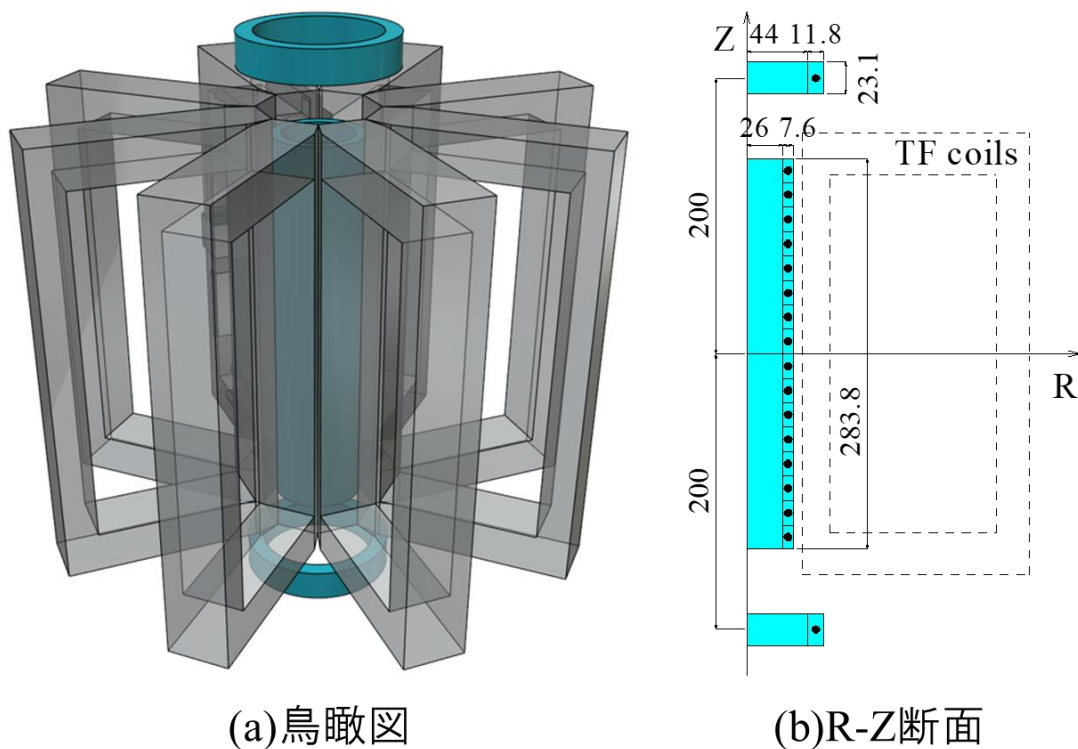


図 2-5 OH コイルの概形及び寸法(mm)

2-2-3 パルス垂直磁場(PVF)コイル

パルス垂直磁場(Pulse Vertical Field : PVF)コイルは、TF コイルの側面に 2 つ設置され、プラズマ位置制御のためのパルス垂直磁場を生成する目的で使用し、プラズマ電流を駆動させる際に用いられる。PVF コイルの鳥瞰図及び寸法を図 2-6 に示す。1 つのコイルあたり $\phi 3.0$ の導線が 20 ターン巻かれている。0.2 mF のコンデンサーに接続され、パルス的に通電される。プラズマ電流が流れる際に生じる、プラズマ圧力によって径方向外側へ広がろうとする力やトラスプラズマ特有のプラズマリングが径方向外側に広がろうとするフープ力とバランスするための下向き垂直磁場を生成し、プラズマ電流とのローレンツ力によって径方向内側へ抑える力を生成することができる。OH コイルの電流の時間変化によってプラズマ電流が誘起される際に、プラズマの平衡を保つためには、OH コイルの時定数に見合った適切な時定数を持つ PVF コイル電流を流す必要があり [30]、2 つの PVF コイルを直列に結線した場合時定数が長くなりすぎてしまうため、並列に結線している。

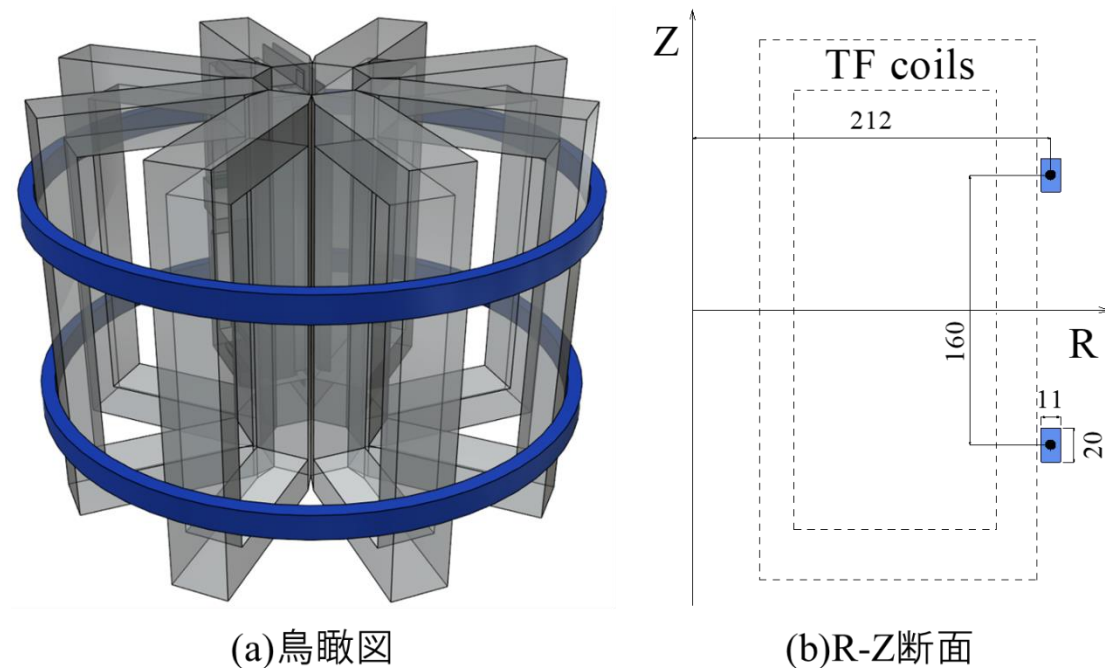


図 2-6 PVF コイルの概形及び寸法(mm)

2-2-4 垂直磁場(VF)コイル

垂直磁場(Vertical Field: VF)コイルは、真空容器外に2つ設置され、本来は2つのVFコイルを直列接続しヘリカルプラズマを生成する際に、プラズマ位置制御のための垂直磁場を生成し、ヘリカルプラズマの水平位置を変える目的で使用する [31]。本研究では、2つのVFコイルにそれぞれ独立の定常電源を繋ぎ、水平磁場を生成することでトカマクプラズマの垂直位置の微調整の用途でも用いた。VFコイルの概形及び寸法を図2-7に示す。1つのコイルあたり $\phi 3.2$ の導線が100ターン巻かれており、ヘルムホルツコイルとなるように設置されている。定常電源(最大30A)により定常的に通電される。上側のVFコイルのみ通電することで水平負方向の水平磁場 $-B_r$ を生成することでプラズマを垂直上側に寄せることができ、一方下側のVFコイルのみ通電することで水平正方向の水平磁場 $+B_r$ を生成することでプラズマを垂直下側に寄せることができる。

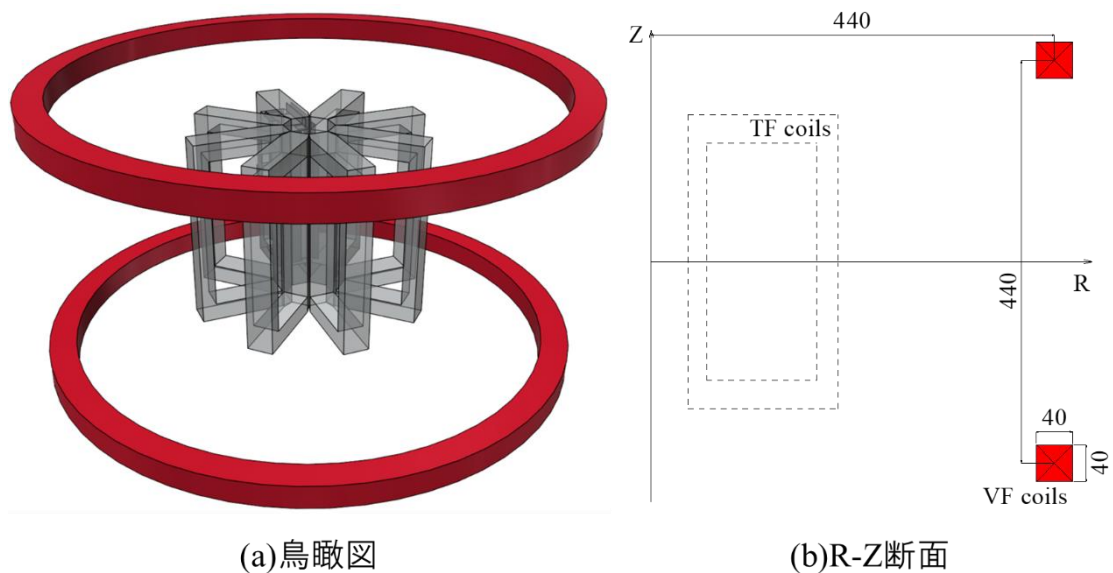


図 2-7 VFコイルの概形及び寸法(mm)

2-2-5 ヘリカル磁場(HF)コイル、追加ヘリカル磁場(AHF)コイル

ヘリカル磁場(Helical Field : HF)コイル、追加ヘリカル磁場(Additional Helical Field : AHF)コイルは、ヘリカル磁場を生成する目的で使用される。HF、AHF コイルの鳥瞰図を図 2-8、 Z - ϕ 平面における配置を図 2-9 に示す。HF コイルは、1つのコイルあたり $\phi 3.2$ の導線が 98 ターン巻かれ、2つのコイルが直列に接続されている。AHF コイルは、1つのコイルあたり $\phi 2.6$ の導線が 126 ターン巻かれ、4つのコイルが直列に接続されている。本研究において、HF コイルの電流導入を改造し、2つの HF コイルの電流を互いに逆向きにする $N=1$ 通電モードと、互いに同じ向きにする $N=2$ 通電モードを大気側で切り替えられるようにした。本研究では、 $N=1$ の HF コイルのみによるヘリカル磁場印加と、 $N=2$ の HF コイルと AHF コイルによるヘリカル磁場印加が議論される。HF コイルは平行四辺形の形、AHF コイルは扇形の形をしており、どちらもトーラス外側から設置することが特徴である。このように連続巻きヘリカルコイルより配置・形状が単純であるため、「局所ヘリカル磁場コイル」と呼んでいる。AHF コイルは、HF コイルの上下の弧の部分で生成する水平磁場を打ち消す。電源は、定常電源(最大 30 A)または、本研究で整備したより大電流を流せる新規のコンデンサーバンク電源で通電される。新規コンデンサーバンク電源については 4-1 節で後述する。

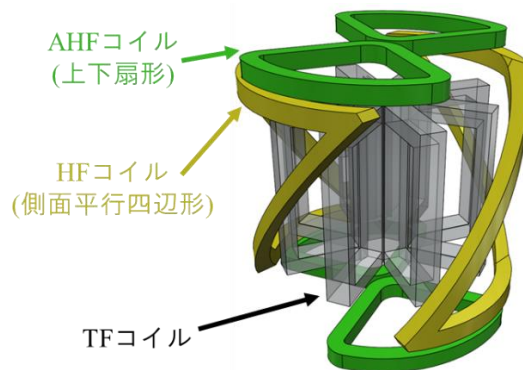


図 2-8 HF、AHF コイルの鳥瞰図

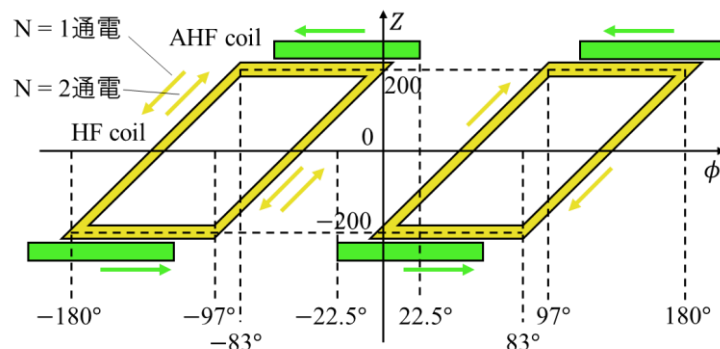


図 2-9 HF、AHF コイルの Z - ϕ 平面における配置(mm)及び電流の向き

2-2-6 形状制御(SC)コイル

形状制御(Shape Control : SC)コイルは、TF コイルの上下に 2 つ設置され、プラズマ形状制御のための磁場を生成する目的で使用される。トカマク実験において、真空磁場における垂直磁場の規格化された径方向変化率である n -index を調整することで縦長断面トカマクを生成することができる。SC コイルの概形及び寸法を図 2-10 に示す。1 つのコイルあたり $\phi 2.6$ の導線が内側に 9 ターン、外側に 5 ターンの導線が巻かれており、それぞれからコイルフィーダーが引き出され、独立のコイルとして使用可能である。ただし、図中の丸印は銅線の引き出し線のためのスペースを含むため、ターン数より多い。本研究では 9 ターンコイル部と 5 ターンコイル部を直接接続し、14 ターンのコイルとして使用した。本研究で、SC コイル用の新しいコンデンサーバンク電源を整備した。それについては 4-1 節で詳しく説明する。

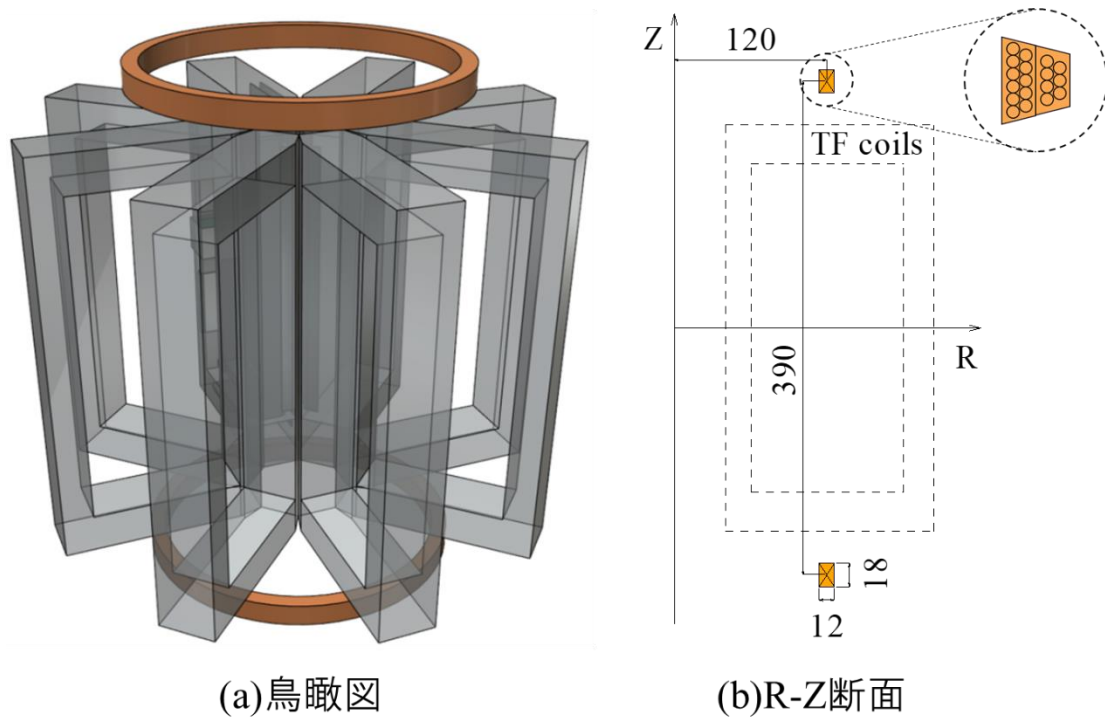


図 2-10 SC コイルの概形及び寸法(mm)

2-3 ポロイダルリミター

ポロイダルリミターはプラズマ境界を決めるためのステンレス製のリミターである。ポロイダルリミターの外観及び設置位置を図 2-11 に示す。右図は装置を上から見た図であり、ポロイダルリミターはトロイダル角 $\phi = 202.5^\circ$ の TF コイルの内壁に沿うように設置されている。ポロイダルリミターを設置する以前は、プラズマ境界は TF コイル内壁またはロゴスキーコイルで決まっており、不純物発生の懸念もあったが、ポロイダルリミターによりプラズマ境界を明確にした。ポロイダルリミターによって、プラズマ生成領域は、 $(R_{in}, R_{out}, Z) = (0.0754 \text{ m}, 0.171 \text{ m}, \pm 0.12 \text{ m})$ となる。3-1 節で説明するフィラメント法コードで推定されるトカマクプラズマの境界は、このポロイダルリミターによって決められている。

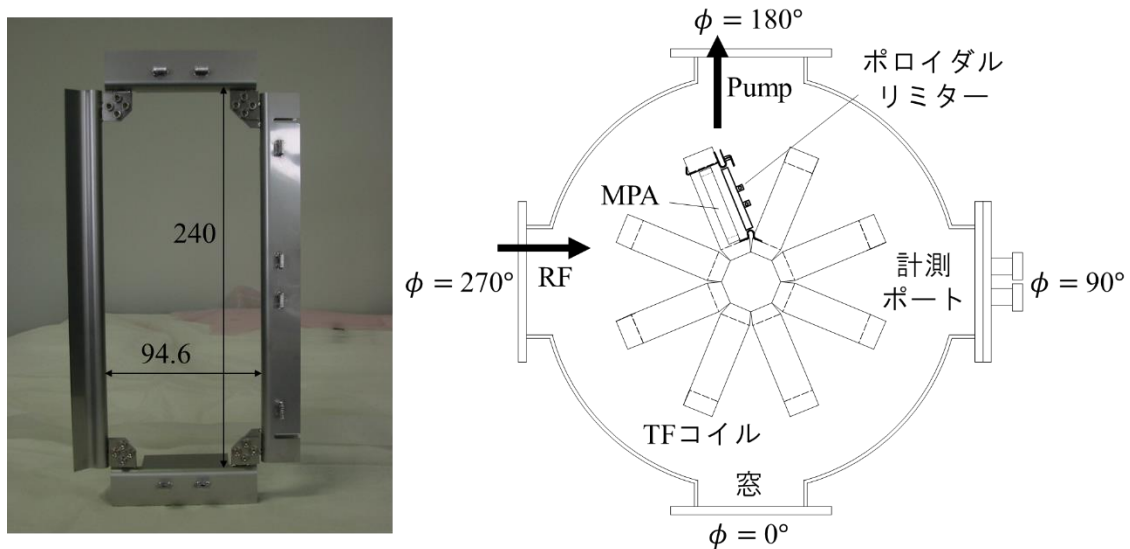


図 2-11 ポロイダルリミターの外観及び設置位置

2-4 電源系統

2-4-1 コンデンサーバンク電源

図 2-12 に、コンデンサーバンク電源回路を示す。制御盤のスタートスイッチを押すことで各コイル用のコンデンサーバンクに充電が行われ、トリガースイッチを押すことによって、ディレイパルサーを用いた遅延回路により、各コイル電源回路の放電スイッチに対して複数のトリガーパルスが出力される。これにより、TF コイル、OH コイル、PVF コイルへのパルス放電、マイクロ波入射、各種計測が任意の時間差により行われる。本論文における実験では、TF コイルと PVF コイルに 0.2 mF、OH コイルには 0.4 mF、SC コイルは 0.1 mF、第 4 章の実験での HF コイルと AHF コイルの直列回路に 5 mF のコンデンサーが接続されている。

TF コイルと PVF コイルの電源回路にはダイオードクローバーが、OH コイルの電源回路にはイグナイトロクローバーが組み込まれており、コイルの放電波形を正弦波形から減衰時間を引き延ばした形へと変更することが可能である。放電スイッチとしては、TF コイルや PVF コイル回路系にはサイリスタスイッチを、OH コイル回路系にはイグナイトロンを採用している。スイッチ保護の為に放電電流に上限を設けており、例えばイグナイトロン使用回路は 2500 A を超えないように実験を行っている。

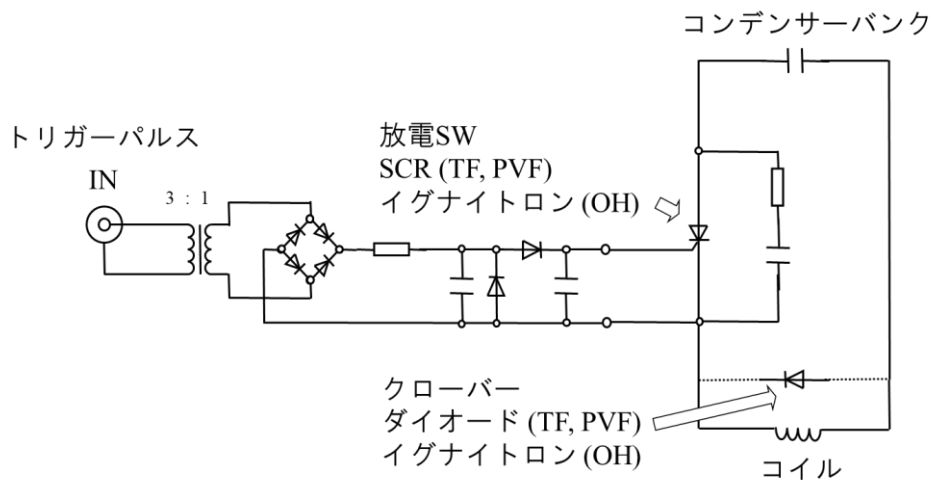


図 2-12 コンデンサーバンク電源回路

2-4-2 定常電源

定常電源は HF コイル、AHF コイル、VF コイルの通電に使用されており、それぞれが独立に、最大 30 A の電流を流すことが出来る。各コイルへの放電は、パルス放電電源のコンデンサーバンクへの充電が完了したと同時に通電を開始される。また、コンデンサー充電分を放電しきった後にコイルへの通電が終了するように設定されている。

2-5 マイクロ波入射装置

TOKASTAR-2 において、トロイダル磁場と 2.45 GHz のマイクロ波を用いた高周波(RF)による電子サイクロトロン共鳴加熱(Electron Cyclotron Heating : ECRH)によってプラズマの生成・加熱を行う。電子は磁場強度 B において、磁力線の周りを電子サイクロトロン周波数 f_{ec} でラーマー運動を行う。電子サイクロトロン周波数は、次式で与えられる。

$$f_{ec} = \frac{eB}{2\pi m_e} \quad (2.1)$$

m_e は電子の質量、 e は電荷素量である。この電子サイクロトロン周波数と同じ周波数の RF 波を入射すると、電子の運動の向きとマイクロ波の電界により電子が加速される向きが一致する場合、電子が効率よく加速されエネルギーが与えられる。エネルギーを与えられた電子が中性粒子との衝突を繰り返すことで電離が進行し、プラズマが生成される。

TOKASTAR-2 におけるマイクロ波導入系の外観図を図 2-13 に、導波管変換機等を外した状態でのマイクロ波ポートの入射窓を図 2-14 に示す。マイクロ波は以下のように真空容器内へ入射及び反射される。

- ①マグネトロン発振器から 2.45 GHz のマイクロ波を発振
- ②矩形導波管を通り、パワーモニターで進行波電力 P_f を計測後、スタブチューナを通過
- ③2 つの E コーナー導波管により進路を変更
- ④H コーナー導波管により電界の偏波方向を 90° 曲げトロイダル磁場と直交にすることで異常波(Extra ordinary wave, X モード)を実現
- ⑤導波管変換機(矩形→円形)、円形導波管を通過
- ⑥図 2-14 で示される真空を封じる石英窓を経て、真空容器内へ入射
- ⑦真空容器、コイル系、プラズマなどによりマイクロ波が反射される
- ⑧反射波は各種導波管内へ返り、スタブチューナにより整合が取られ、パワーモニターより反射電力 P_r を計測

H コーナー導波管に繋がる E コーナー導波管を外すことで正常波(Ordinaray wave, O モード)で入射することも可能であるが、X モードの方が TOKASTAR-2 において低ガス圧帯でもプラズマが着火しやすいため [32]、X モード入射を採用している。最終的にマグネトロン発振器を保護するため、発振器に到達する前にアイソレータで吸収される。スタブチューナはプラズマ非点火時の反射電力が小さくなるように調節してある。

(2.1)式より、TOKASTAR-2 に入射する 2.45 GHz のマイクロ波と共鳴を起こす基本サイクロトロン共鳴磁場(トロイダル磁場強度)は、 $B_\phi = 0.0875 \text{ T}$ である。この磁場強度を持つ位置を ECR 層(Electron Cyclotron Resonance Layer: ECRL)と呼ぶ。本論文では、上記で点火された予備電離プラズマを ECH プラズマと呼ぶ。

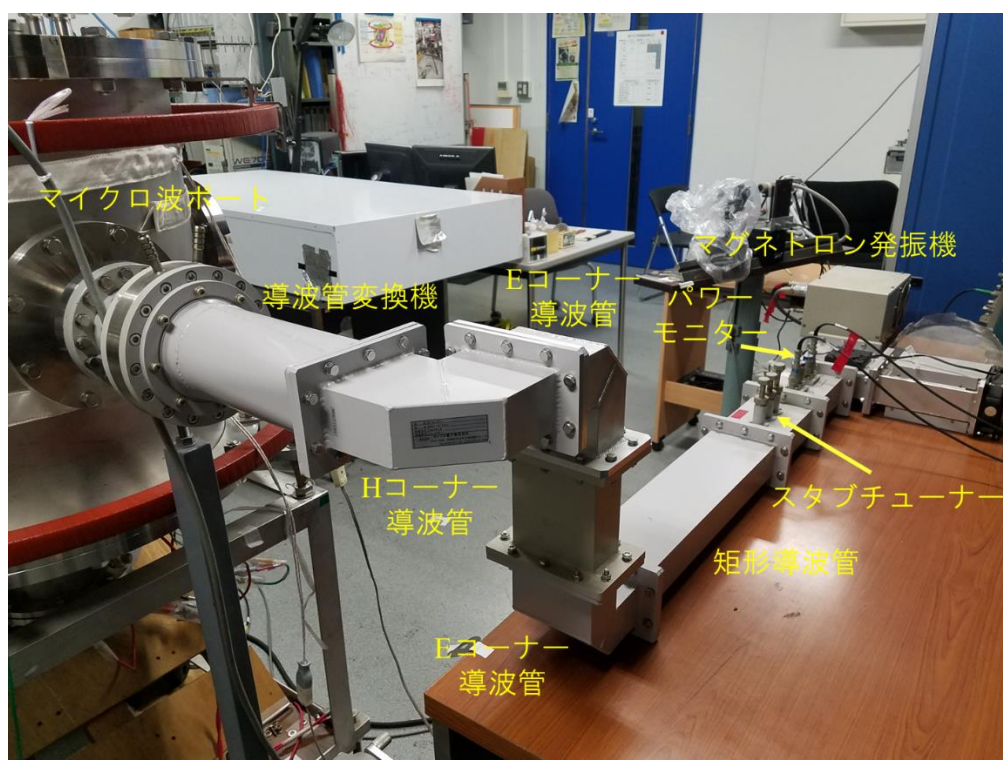


図 2-13 TOKASTAR-2 におけるマイクロ波導入系の外観図

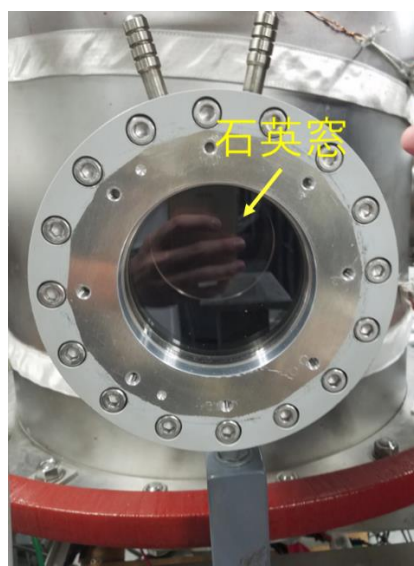


図 2-14 マイクロ波入射窓

2-6 真空排気系、動作ガス導入系

真空排気系の概略図を図 2-15 に示す。真空容器内の圧力を大気圧から真空にする際には、2 種類の真空ポンプを用いる。始めにロータリーポンプを作動させ、 $\sim 7.5 \times 10^{-2}$ Torr まであら引きを行い、その後ターボ分子ポンプでの排気に切り替えて 10^{-6} Torr オーダーの高真空状態とする。低～中真空時の圧力はピラニゲージ、高真空時($< 10^{-3}$ Torr)の圧力は電離真空計にてモニターされている。ロータリーポンプは、動作ガスのガスボンベから真空容器までの導入ライン(チューブ)の真空排気のあら引きをするためにも用いられる。プラズマ実験を行う際には、ニードルバルブにより動作ガスを真空容器内に導入し、圧力を一定に保持する。本論文の実験では、動作ガスとして N_2 を用いた。

真空容器を高真空状態に保つため、プラズマ生成実験中も含めターボ分子ポンプを常時稼働させている。真空容器内にある残留ガスを取り除くために、真空容器側面に巻かれた電熱線により真空容器を加熱するベーキングや、ECH プラズマによる残留ガスのスパッタリングを目的とした放電洗浄を行うことがある。

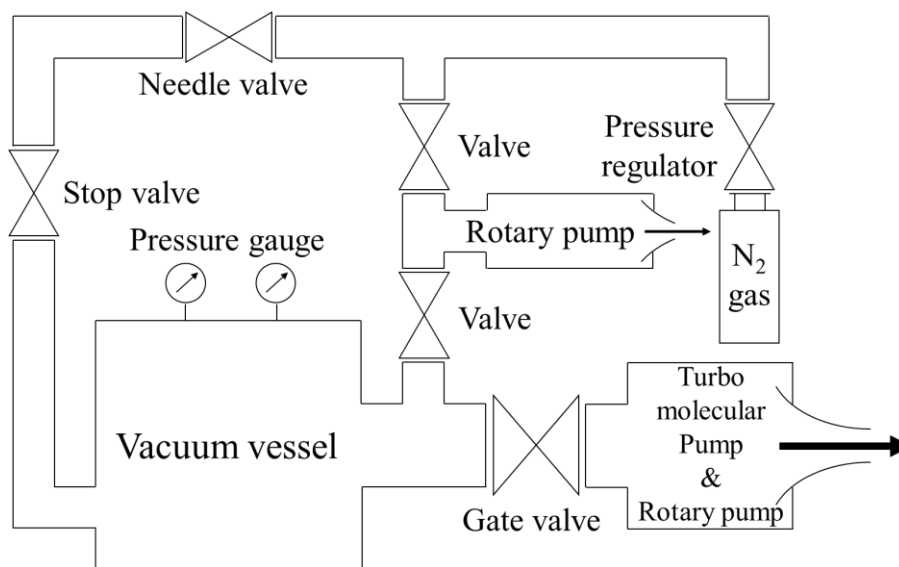


図 2-15 真空排気系の概要図

2-7 計測機器

2-7-1 TOKASTAR-2 計測機器概要

TOKASTAR-2 で使用されている計測機器の配置を図 2-16 に示す。

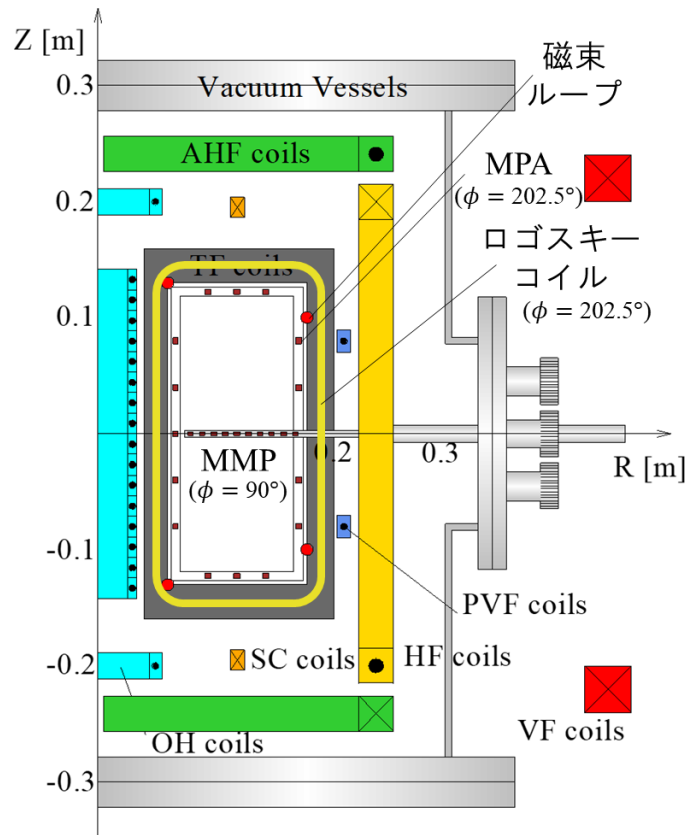


図 2-16 計測機器配置

TOKASTAR-2 では、磁気プローブなどの電磁気計測機器、高速度カメラなどの光学計測機器を使用しており、図 2-16 では主に電磁気計測機器の配置を示している。本論文に関する計測機器として、磁気計測器は 2-7-2～2-7-6 節で、高速度カメラは 2-7-7 節で説明する。本研究で新たに導入したトロイダル磁気プローブ(TMP)は 2-7-4 節で詳しく説明する。TOKASTAR-2 には他に静電プローブや分光器などがあるが、本論文と無関係であるためそれらの説明は割愛する。プローブが挿入されているフランジは、 $Z = 0, \pm 0.045$ m の位置に縦 3 つのゲージポートが 2 列並んだ計 6 つのポートがある。2-7-2 節で説明するマルチチャンネル磁気プローブは、そのポートから挿入される。磁気プローブのステンレスジャケットを差し込んであるポートの O リングにはグリースが塗布され、真空状態を維持したままプローブを径方向に動かすことができる。

2-7-2 マルチチャンネル磁気プローブ(MMP)

磁気プローブは、磁場強度を計測する目的で使用される。プローブに設置されたコイル内の磁束の変化による誘導電圧を計測し、次式のように得られた電圧 V を数値積分することで、磁場強度を求めることができる。

$$B = -\frac{1}{NS} \int V dt \quad (2.2)$$

N は巻き数、 S はコイル断面積である。 NS が感度係数となる。マルチチャンネル磁気プローブ(Multi-channel Magnetic Probe : MMP)の外観図を図 2-17 に示す。



図 2-17 マルチチャンネル磁気プローブ(MMP)の外観

MMP は 10 個の計測コイルが設置されているが、製作の過程で先端のチャンネルから数えて 7 つ目のコイルが断線した。そのため、実際に計測が可能なのは 9 個のコイルである。先端から 1, 2, 3, ..., 10 ch と名づけており、それぞれ 10 mm 間隔で設置されている。MMP の各チャンネルの感度係数 NS と、周波数特性に関する共振周波数 f_c を表 2-2 に示す。

表 2-2 MMP 各チャンネルの感度係数 NS と共振周波数 f_c

ch	感度係数 NS [m^2]	共振周波数 f_c [kHz]
1	6.1888×10^{-4}	511
2	6.2587×10^{-4}	534
3	6.4987×10^{-4}	583
4	6.9931×10^{-4}	635
5	6.8490×10^{-4}	715
6	6.6560×10^{-4}	660
8	6.7051×10^{-4}	735
9	6.5052×10^{-4}	740
10	5.3030×10^{-4}	1090

プラズマ生成領域の磁場を計測する際は、MMP は装置側面の $Z = 0$ より挿入され、先端の 1ch はおよそ $R = 0.07 \sim 0.2$ m の範囲で動かすことができる。さらに、計測方向も調整することができ、トロイダル磁場 B_ϕ や垂直磁場 B_z を計測することができる。垂直磁場を計

測するための MMP の位置調整の順序を以下である。①磁気プローブを積分器に接続する。②TF コイルに通電し、トロイダル磁場を生成する。③積分器によって得られた信号をオシロスコープで確認。④その積分出力信号が最小となるようにプローブの向きを調整。このように向きを調整し、出力信号がほぼ検出されなければ、トロイダル方向の磁場の信号を拾っていないということになり、垂直磁場を計測することができる。MMP コイルは、特性インピーダンス $50\ \Omega$ の同軸ケーブルに接続され、 $50\ \Omega$ の終端抵抗を介して、誘導電圧の微分波形としてデジタルオシロスコープに出力される。1ch のみ積分器を経由し、積分信号も出力されるが、積分器を経由した信号には、RF によるノイズが加わり正確な測定が難しい。そのため、積分器は MMP の位置調整にのみ用いられ、プラズマ(RF)ありの磁場計測の際には、微分波形を数値積分することで磁場の値を得ている。

2-7-3 磁気プローブアレイ(MPA)

2-7-2 節で説明した MMP はプラズマ生成領域の磁場を計測することができ、以前は MMP をプラズマに挿入し、取得したプラズマ内部磁場分布からプラズマ位置を推定していた[33]。しかし、MMP をプラズマに挿入してしまうとプラズマ電流が大幅に減少するという問題があり、この問題を解決するために磁気プローブアレイ(MPA)が開発された。MPA はトロイダルリミターの影に隠れるように TF コイルに沿うように設置されたセラミック製のロッドの中に格納された 16ch のピックアップコイルで構成される。これによりプラズマに接触することなく磁場計測が可能であり、この計測した磁場データを、3-1 節で説明するフィラメント法コードに与えることでトカマクプラズマの位置形状を推定することができる。MPA の概略図と外観図を図 2-18 に示す。

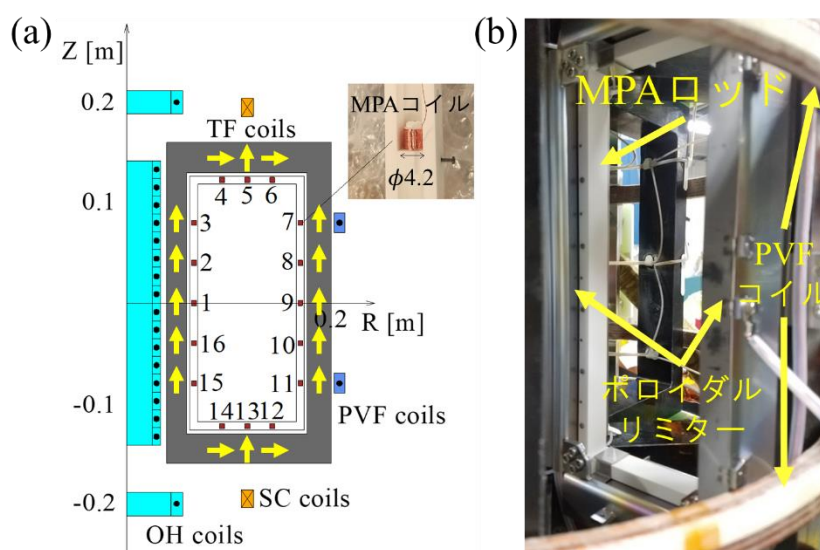


図 2-18 磁気プローブアレイ(MPA)の概略図。(a)MPA 断面図、(b)MPA 外観。

MPA の各計測コイルは、トロイダル角 $\phi = 202.5^\circ$ においてポロイダル方向に設置されている。15, 16, 1, 2, 3ch は径方向内側、4~6ch は上側、7~11ch は径方向外側、12~14ch は下側に設置され、4, 6, 12, 14ch は水平磁場 B_r 、それ以外は垂直磁場 B_z を計測する。MPA の計測コイルは全 180 ターンで構成され、MMP と比べて計測位置はややプラズマから遠くなるためその感度係数は MMP の数倍以上で設計された。MPA の各チャンネルの感度係数 NS と、周波数特性に関する共振周波数 f_c を表 2-3 に示す。

表 2-3 MPA 各チャンネルの座標、感度係数 NS 、共振周波数 f_c

ch	(R, Z) [m]	NS [m ²]	f_c [kHz]
1	(0.064, 0)	2.871×10^{-3}	84.6
2	(0.064, 0.04)	2.842×10^{-3}	85.7
3	(0.064, 0.08)	2.795×10^{-3}	84.9
4	(0.092, 0.1225)	2.850×10^{-3}	84.8
5	(0.117, 0.1225)	2.948×10^{-3}	81.7
6	(0.142, 0.1225)	2.864×10^{-3}	85.3
7	(0.17, 0.08)	2.813×10^{-3}	84.0
8	(0.17, 0.04)	2.814×10^{-3}	85.3
9	(0.17, 0)	2.881×10^{-3}	85.1
10	(0.17, -0.04)	2.824×10^{-3}	86.2
11	(0.17, -0.08)	2.771×10^{-3}	83.3
12	(0.142, -0.1225)	2.852×10^{-3}	86.0
13	(0.117, -0.1225)	2.887×10^{-3}	85.8
14	(0.092, -0.1225)	2.856×10^{-3}	85.7
15	(0.064, -0.08)	2.810×10^{-3}	85.3
16	(0.064, -0.04)	2.813×10^{-3}	83.5

2-7-4 トロイダル磁気プローブ(TMP)

3-1 節で詳しく述べるが、TOKASTAR-2 では 2-7-3 節で説明したポロイダル方向にピックアップコイルを並べた磁気プローブアレイ(MPA)を用いた軸対称解析であるフィラメント法を用いてトカマクプラズマの位置形状推定を行っている。しかしヘリカル磁場印加のケースにおいては、より正確な評価のためには軸対称解析では不十分であり、非軸対称配位のケースで重要となる磁場のトロイダル方向分布の計測ができていなかった。軸対称トカマクにおいてプラズマ位置形状推定を行う場合は、本研究でも扱うフィラメント法 [34]やコーシー条件面(Cauchy-Condition Surface : CCS)法 [35]などが用いられるが、非軸対称プラズマでプラズマ位置形状推定を行う場合は、コーシー条件面法を三次元に拡張した三次元コーシー条件面法 [36]や 1-5 節で説明した CTH 装置でも用いられた実験計測値から三次元平衡解析を行う V3FIT コード [37]等の手法が確立されている。いずれの手法でも磁気計測値から再構成を行う。軸対称系の推定では一つのトロイダル角におけるポロイダル方向の磁場計測のみで十分であるが、非軸対称系の推定ではそれに加えてトロイダル方向も含む三次元的な磁場情報が必要不可欠である。そこで、ヘリカル磁場印加時の非軸対称トカマクの位置形状推定に向けて、垂直磁場 B_z を計測するピックアップコイルをトロイダル方向に並べた磁気プローブを新たに設計・製作した。以下、トロイダル磁気プローブ(Toroidal Magnetic Probe : TMP)と称する。主な目的は、垂直磁場のトロイダル方向分布を計測することにより、①三次元平衡解析等によりヘリカル磁場印加トカマクのプラズマ位置形状推定を行う、②渦電流の三次元性を検証することである。TMP の外観図と、装置を上から見た概略図を図 2-19 に示す。

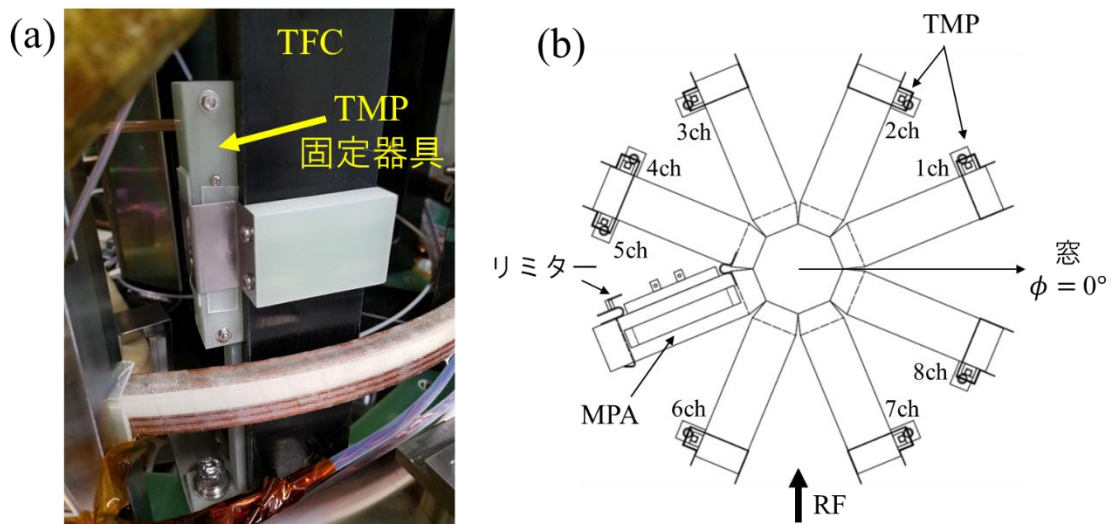


図 2-19 トロイダル磁気プローブ(TMP)の概略図。(a)TMP8ch の外観図、(b)装置を上から見た図。

磁場を計測するピックアップコイルを格納した固定器具が径方向外側TFコイル外脚の側面に設置され、同様の構造がトロイダル方向に並べられている。合計ch数は8であり、全て垂直磁場 B_z を計測する。TMPの各chの位置を感度係数や遮断周波数と共に後に表2-4に示す。本節では、TMPの製作過程及び特性試験の結果について説明する。

TMP計測で期待できる磁場データの一例を示す。第6章で詳しく述べるヘリカルコイル(ULTコイル)を用いて、2-8-3節で説明する三次元平衡計算コードVMECで計算したヘリカル磁場印加トカマクの位置形状を図2-20に、ULTコイル電流をスキャンしたときに、TMPがある (R, Z) でのプラズマ電流成分磁場のトロイダル方向分布を図2-21に示す。

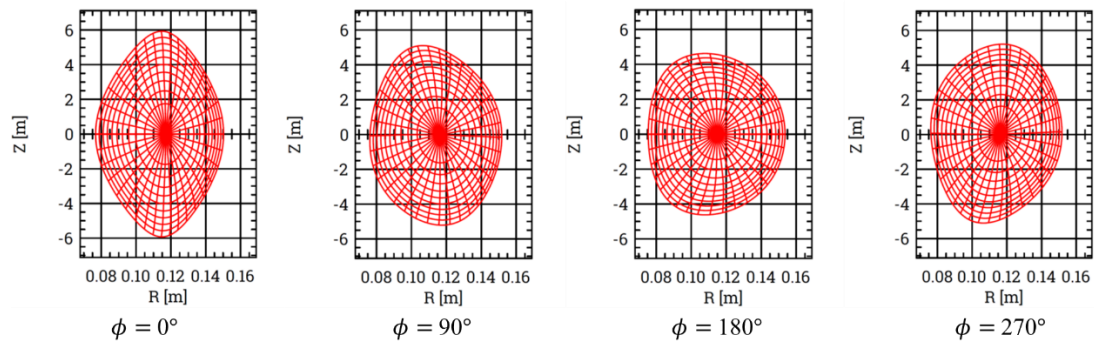


図 2-20 VMEC で計算した ULT 磁場印加トカマク平衡のプラズマ断面形状

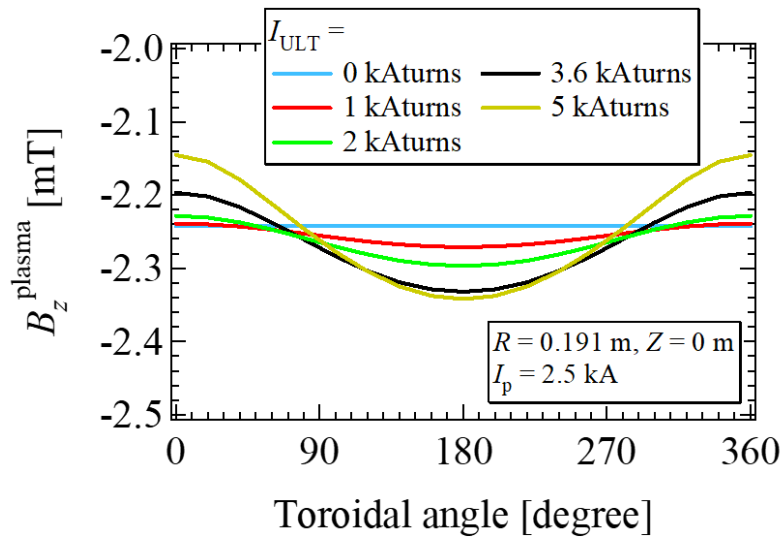


図 2-21 ULT コイル電流スキャン時のプラズマ電流成分磁場のトロイダル方向分布。ULT コイル電流は、青線：0 kAturns、赤線：1 kAturns、緑線：2 kAturns、黒線：3.6 kAturns、黄色線：5 kAturns。 RZ 座標は TMP がある $(R, Z) = (0.191 \text{ m}, 0 \text{ m})$ 。

図 2-20 では実験のコイル電流値を参照し、断面を縦長にする SC コイルも用いている。ULT コイル電流は $I_{ULT} = 3.6 \text{ kAturns}$ である。SC コイルも用いていることから断面形状はやや縦長になり、ULT 磁場印加によってトロイダル角によって断面形状が異なっていることがわかる。図 2-21 では、 $I_{ULT} = 0 \text{ kAturns}$ の ULT 磁場なしの純粋トカマクの場合プラズマ電流成分磁場はトロイダル方向で一様であるが、ULT コイル磁場ありの場合サインカーブのように $n=1$ でプラズマ電流成分磁場がトロイダル角によって強度が異なっていることがわかる。また ULT コイル電流が高くなるほどその振幅が大きくなり、三次元性がより強まる。TMP ではこのようなプラズマ電流成分磁場のトロイダル方向分布を計測し、プラズマ電流の三次元性を観測可能になることが期待できる。

2-7-4-1 トロイダル磁気プローブ固定器具

TMP のピックアップコイルは FRP 製の固定器具に格納されている。設計した TMP の固定器具を図 2-22 に示す。

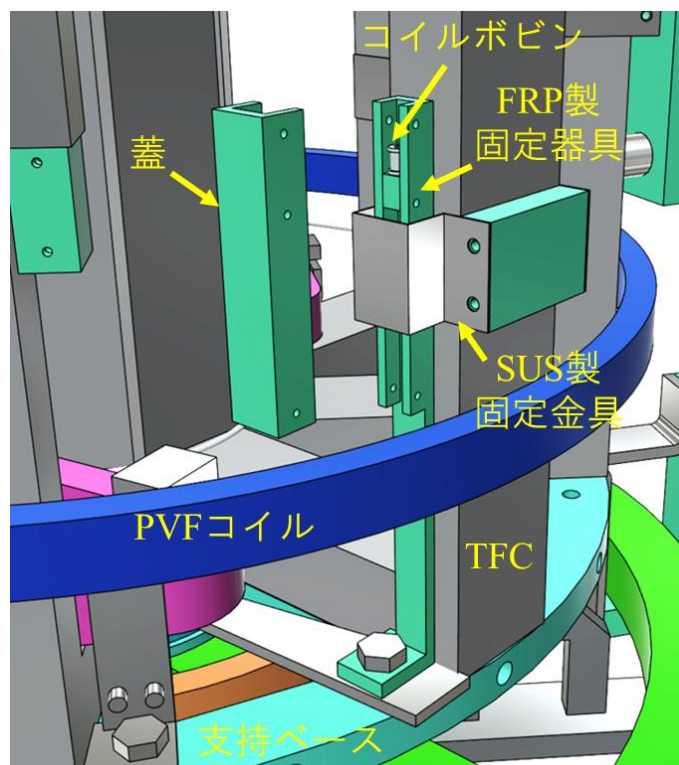


図 2-22 TMP 固定器具の概略図

固定器具はコの字の構造となっており、そこにピックアップコイルのコイルボビンを置くための台座が備わっている。蓋もコの字の構造となっており、コの字とコの字がかみ合うようになっている。ピックアップコイルの周りを固定器具と蓋が覆っており、プラズマから保護する。TMP 固定器具の脚の下部にはキリ穴が開いており、TF コイルを固定するための支持ベースのタップ穴にネジ止めされ、TF コイルの側面に TMP 固定器具が固定される。支持ベースへの固定だけではやや不十分であると考え、SUS 製の固定金具を用いて TMP 固定器具の腹部分を TF コイル外脚に固定している。MPA の場合は固定器具にマコールを使用したが、マコールは真空中で使うには良い材料であるが高コストの材料である。今回の TMP ではプラズマ生成領域の外側での設置でありマコールに拘る必要はないと考え、ロッドの材料は FRP を採用し、コストダウンを図っている。

2-7-4-2 トロイダル磁気プローブコイル

TMP のピックアップコイルは、マコール製のコイルボビンに $\phi 0.1$ の導線を巻き線機を用いて巻くことによって製作した。マコールは耐熱性、電気絶縁性に優れ、低ガス放出で真空中に使用することに長けている。コイルボビン、導線の巻き数等の設計は MPA を参考にしており、ほぼ同じ設計となっている。コイルボビンの設計図とピックアップコイルの外観図を図 2-23 に示す。

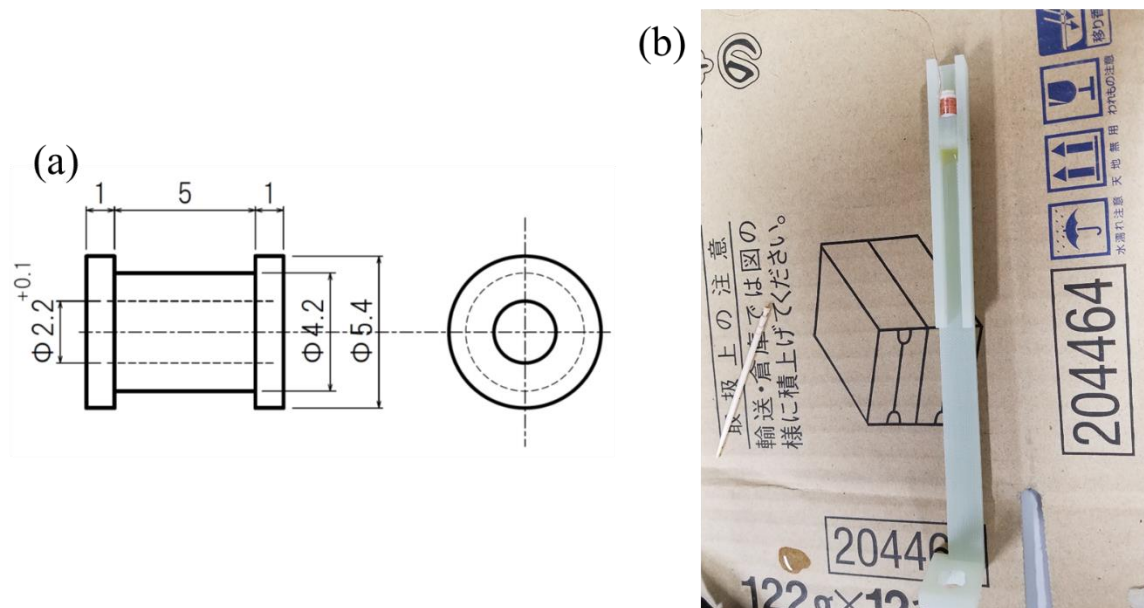


図 2-23 TMP コイルボビンとピックアップコイルの概略図。(a)TMP コイルボビンの設計図、(b)ピックアップコイルと固定器具の外観図。

図 2-23 (a)より、ボビンの外径は 5.4 mm、高さは 7 mm である。コイルの巻き数は、高い感度係数と測定に十分な周波数特性を備える観点から、 $\phi 0.1$ の導線を用いて 180 ターンで巻かれる。1 層 40 ターン程度の 5,6 層程度で巻かれている。ボビンは中央に穴が空いており、その穴を通して台座にネジ止めされる。引き出し線は、計測ノイズを減らすために二つの引き出し線同士を振るツイストペア処理を行っている。図 2-23 (b)のように、引き出し線は固定器具の上の穴から引き出させる。引き出し線には保護のためテフロンチューブを通し、最終的には電流導入端子を通して真空から大気へ引き出し線が引き出される。

2-7-4-3 較正実験

設計された TMP を固定器具に設置する前に、TMP ピックアップコイルの較正実験を行った。磁場を求める際には、TMP で計測された微分波形の出力電圧を積分し感度係数 NS で割る必要がある。

$$B_z = -\frac{1}{NS} \int V dt \quad (2.3)$$

NS はコイルの巻き数と断面積の積であるが、その値はコイルの製作精度によって必ずしも設計図の値を取るわけではない。そのため感度係数の実験値を求める必要があるため、既知の磁場(計算値)で感度係数 NS を求める。較正には図 2-24 の較正用コイルを用いた。この較正用コイル中央に TMP コイルを入れて、較正実験を行った。較正の手順を以下に示す。



図 2-24 較正用コイル

①較正用コイルの自己インダクタンス L と抵抗 R を、LCR メーター(sanwa 製 LCR700)を用いて求めた。その結果、 $L = 208.3 \mu\text{H}$ 、 $R = 0.302 \Omega$ であった。

②図 2-25 のような感度係数計測回路を組み、較正用コイルに正弦波を入力。左側の発振器が繋がれた回路における 50Ω は発振機出力インピーダンスであり、もう一つは発振器に接続した較正用コイルに対して、マッチングを取るための外部抵抗である。較正用コイルの入力電圧 $V_1(t)$ を計測し、その振幅 V_1 を求めた。

$$V_1(t) = V_1 \sin \omega t \quad (2.4)$$

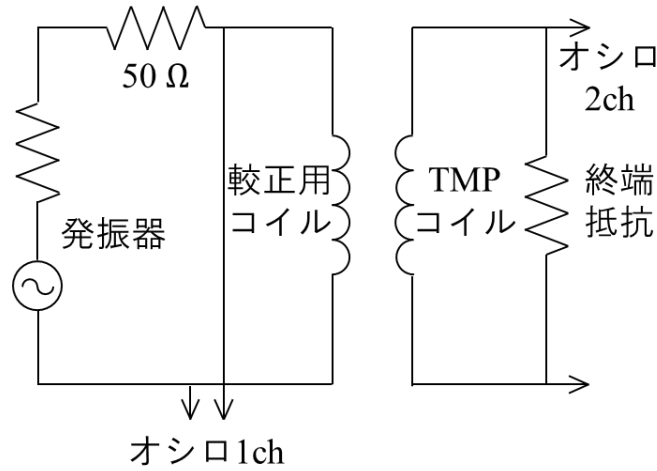


図 2-25 感度係数計測回路

③RL 直列回路の理論式から校正用コイルに流れる電流 $I_1(t)$ を算出。

$$I_1(t) = \frac{V_1}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} \sin\left(\omega t - \text{atan} \frac{\omega L}{R}\right) \quad (2.5)$$

④校正用コイルを円環コイルの集合体と見なし、校正用コイルが作る磁場は各円環コイルが作る磁場の足し合わせと見なす。 (r, z) 座標系において、 (r_c, z_c) に流れる円環電流 C_i が (r, z) の位置に作る垂直磁場は

$$B_z = \frac{\mu_0 k C_i}{4\pi \sqrt{r r_c}} \left(K(k) - \frac{r^2 - r_c^2 + (z - z_c)^2}{(r - z_c)^2 + (z - z_c)^2} E(k) \right) \quad (2.6)$$

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

$$k^2 = \frac{4r_c r}{(r_c + r)^2 + (z_c - z)^2}$$

で与えられる。 $K(k)$ 、 $E(k)$ は第一種と第二種の完全楕円積分である。TMP コイルは $(r, z) = (0 \text{ m}, 0 \text{ m})$ にあり、③で求めた校正用コイル電流 $I_1(t)$ から TMP コイルの場所に作る磁場 $B_1(t)$ を計算した。校正用コイル電流 $I_1(t)$ と磁場 $B_1(t)$ を図 2-26 に示す。

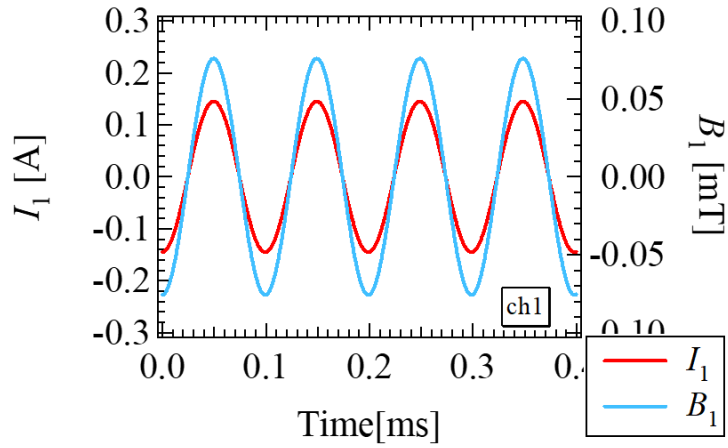


図 2-26 較正用コイル電流 $I_1(t)$ と磁場 $B_1(t)$ 。赤線： $I_1(t)$ 、青線： $B_1(t)$ 。

⑤ $B_1(t)$ を数値微分し、 $\partial B_1(t)/\partial t$ を算出。その振幅 $\partial B_1/\partial t$ を求めた。

⑥ TMP コイルに相互誘導によって誘起される電圧 $V_2(t)$ を計測し、その振幅 V_2 を求めた。

$\partial B_1(t)/\partial t$ と TMP コイルに誘起される電圧 $V_2(t)$ の一例を図 2-27 に示す。

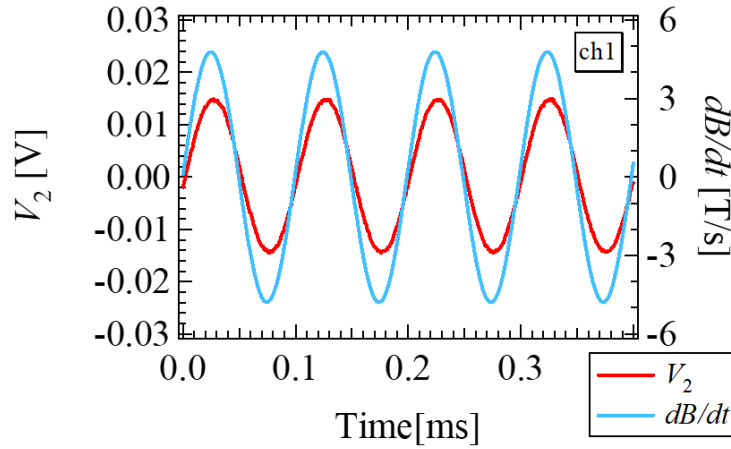


図 2-27 $\partial B_1/\partial t$ と TMP コイルに誘起される電圧 $V_2(t)$ 。青線： $\partial B_1/\partial t$ 、赤線： $V_2(t)$ 。

⑦ 誘導電圧と磁場の微分値の比

$$NS = \frac{V_2}{\partial B_1/\partial t} \quad (2.7)$$

により、感度係数 NS を算出。

⑧ ②～⑦の操作を全ての TMP コイルで行い、それぞれの感度係数 NS を求めた。その結果は後に共振周波数 f_c と共に表 2-4 に示す。

2-7-4-4 周波数特性実験

続いて、図 2-28 に示す較正用コイルで用いたものと別のコイル(周波数特性コイルと呼ぶ)を用いて、図 2-25 と同様の回路を組み、周波数特性の指標である共振周波数 f_c を計測した。別のコイルを用いた理由は、較正用コイルよりも周波数特性コイルの方が、巻き数が少なく自己インダクタンスが小さいため、周波数特性コイル自体の周波数特性が良くなるためである。発振する周波数を変えて、入力波形の振幅 V_1 と誘導電圧の波形の振幅 V_2 を求め、ゲイン $\text{Gain} = 20\log(V_2/V_1)$ [dB] を求めた。



図 2-28 周波数特性計測用コイル

計測値をプロットした後、6 次関数でフィッティングを行い、近似曲線を求めた。その切片からゲインが -3 dB となる共振周波数 f_c を求めた。その一例を図 2-29 に示す。

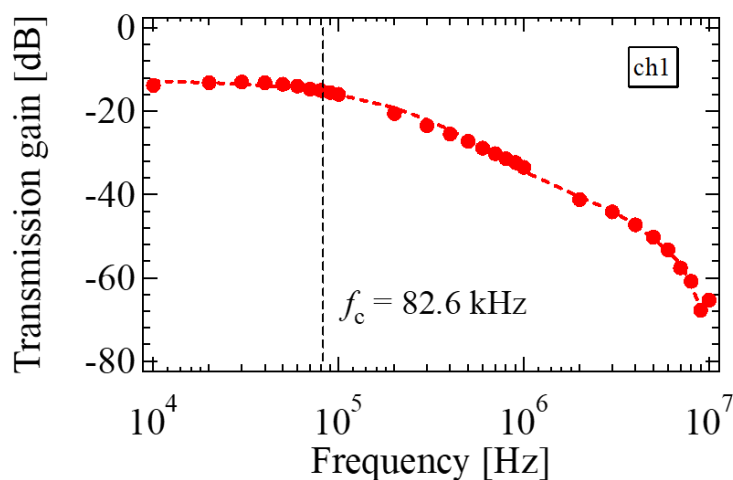


図 2-29 周波数特性計測の一例

全 ch の感度係数 NS 、共振周波数 f_c を、コイル座標(R, Z, ϕ)とともに表 2-4 に示す。

表 2-4 TMP コイルの座標(R, Z, ϕ)、感度係数 NS 、共振周波数 f_c

ch	(R, Z) [m]	ϕ [°]	NS [m ²]	f_c [kHz]
1	(0.191, 0)	31.4	3.064×10^{-3}	82.6
2	(0.191, 0)	58.6	2.705×10^{-3}	90.7
3	(0.191, 0)	121.4	2.700×10^{-3}	90.3
4	(0.191, 0)	148.6	2.693×10^{-3}	91.9
5	(0.191, 0)	166.4	2.629×10^{-3}	94.9
6	(0.191, 0)	238.6	2.695×10^{-3}	94.5
7	(0.191, 0)	301.4	2.704×10^{-3}	88.9
8	(0.191, 0)	328.6	2.929×10^{-3}	86.7

製作したコイルのスペックは MPA とほぼ同じであるので、感度係数 NS 、共振周波数 f_c の実験値は表 2-3 の MPA の値と近い値になった。

他の磁気計測器と同様に、TMP も特性インピーダンス 50Ω の同軸ケーブルに接続され、 50Ω の終端抵抗を介して、磁場の微分波形である誘導電圧としてデジタルオシロスコープに入力される。微分波形を数値積分することで磁場の値を得ている。微分信号のオフセットによる積分信号のドリフトを防ぐために、データ収集後から PVF コイルなどの通電時刻の直前までの微分信号の平均値からオフセットを評価し、それを生信号から差し引いてから数値積分を行っている。

こうして製作した TMP により垂直磁場のトロイダル方向分布を計測することが可能となった。

2-7-5 磁束ループ(FL)

磁束ループ(Flux Loop: FL)は、ポロイダル磁束を計測する目的で使用される。ポロイダル磁束は、Z 軸を中心とした半径 R の円を貫く磁束で定義される。真空容器内に 1 ターンの磁束ループが 4 つ設置され、内側は $(R, Z) = (0.06 \text{ m}, \pm 0.13 \text{ m})$ 、外側は $(R, Z) = (0.18 \text{ m}, \pm 0.10 \text{ m})$ に設置され計 4ch である。厳密には、磁束ループは TF コイルの内脚と外脚に沿うように設置されているため、その一周は八角形のような形をしているが、円と見なすことにする。磁束ループを貫く磁束の微分値として電圧が計測されるため、次式のように計測された電圧を数値積分することで、ポロイダル磁束 Φ を求めることができる。3-1 節のフィラメント法コードで用いられるポロイダル磁束関数 ψ は、ポロイダル磁束を 2π で割ったものである。

$$\psi = \frac{\Phi}{2\pi} = -\frac{1}{2\pi} \int V dt \quad (2.3)$$

2-7-6 ログスキーコイル

ログスキーコイルは、トカマク放電時におけるトロイダル方向へ流れるプラズマ電流 I_p を計測する目的で使用される。ログスキーコイルは TF コイルに取り付けたポロイダルリミターに沿うようにポロイダル方向を一周するように設置されている。プラズマ電流が作るポロイダル磁場によって生じる電圧を計測し、次式のように数値積分することでプラズマ電流値の値を求めることができる。

$$I_p = K_{\text{rogo}} \int V dt \quad (2.4)$$

K_{rogo} は感度係数であり、 $K_{\text{rogo}} = 4.00246 \times 10^7 \text{ A/Vs}$ である。

これらの磁気計測器 MMP、MPA、TMP、FL、ログスキーコイルは、特性インピーダンス 50Ω の同軸ケーブルに接続され、 50Ω の終端抵抗を介して微分波形である誘導電圧としてデジタルオシロスコープに出力される。微分波形を数値積分することで磁場、磁束の値を得ている。数値積分における微分信号のオフセットによる積分信号のドリフトを防ぐために、データ収集開始後から PVF コイルなどの通電時刻の直前までの微分信号の平均値からオフセットを評価し、それを生信号から差し引いてから数値積分を行っている。

2-7-7 高速度カメラ

高速度カメラは、プラズマ挙動を捉えるための計測窓から、プラズマからの可視光放射を撮影するために使用される。高速度カメラは自然科学研究機構核融合科学研究所から貸与されるもので、PHOTRON 製 FASTCAMSA-Z である。SA-Z の外観を図 2-30 に示す。



図 2-30 高速度カメラ SA-Z の外観

カメラは三脚で固定され、水平器を用いて位置を調整してある。カメラ撮影には、f16 mm の C マウントレンズを使用し、フレームレート数は 60000 fps(896×368 pixels)である。カメラの測定視野を図 2-31 に示す。

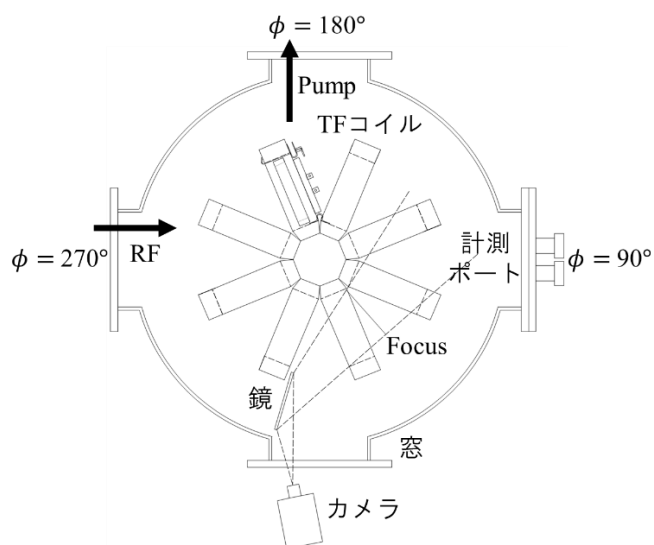


図 2-31 高速度カメラの測定視野

視野拡大のために、真空容器内に設置された鏡を用いている [38]。鏡による撮影像のゆがみは無視できると考えられている。高速カメラには充放電制御系からの外部トリガーが入ることで、パルス成形回路を通してカメラ撮影が開始される。

2-8 解析コード

2-8-1 回路方程式コード

回路方程式コードは、軸対称コイルについてコイル電流の時間変化を入力することで、真空容器に流れる渦電流を計算し、コイルと渦電流成分の磁場、磁束分布を求めるコードである。一般的に、渦電流の分布を計測することは困難であり、渦電流が流れる導体系を軸対称フィラメントの集合体で近似し、軸対称系からなる回路方程式を解くことで渦電流分布を推定することができる。回路方程式コードにおける主なインプットとアウトプットをまとめたものを表 2-5 に示す。

表 2-5 回路方程式コードにおけるインプットとアウトプット

インプット	アウトプット
<ul style="list-style-type: none"> ・ PVF, OH, SC の軸対称コイルのコイル電流値 ・ 軸対称コイルのコイル位置(R_c, Z_c) ・ 真空容器モデル：分割導体座標、厚み、抵抗率 	<ul style="list-style-type: none"> ・ 真空容器中の渦電流分布 ・ 任意の位置における、コイル磁場、渦電流磁場

真空容器をフィラメントの集合体として近似し、各導体で成り立つ回路方程式である連立微分方程式を解く。フィラメント分割した真空容器とコイル座標を図 2-32 に示す。

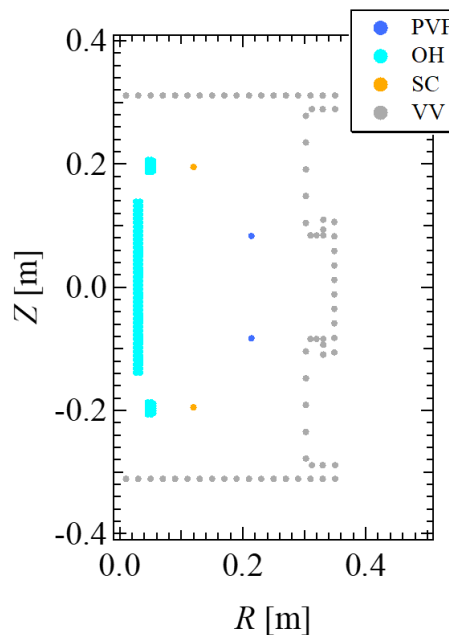


図 2-32 フィラメント近似した軸対称コイルと真空容器(VV)

現在の計算モデルでは、PVF コイル, SC コイルは 1 本フィラメント近似、OH コイルは巻き数分のフィラメントの集合体、真空容器は 72 個のフィラメントの集合体でそれぞれ構成されている。磁場の計算値が実験値と一致するように、真空容器等の計算モデルの改良が進められており、図 2-32 は改良モデルを示している [39]。真空容器の各導体フィラメントに関して次の回路方程式が成り立つ。添え字は各渦電流導体である。

$$\begin{aligned}
R_1 I_1 + L_1 \frac{dI_1}{dt} + M_{1,2} \frac{dI_2}{dt} + \cdots + M_{1,72} \frac{dI_{72}}{dt} + M_{1,\text{coil1}} \frac{dI_{\text{coil1}}}{dt} + \cdots + M_{1,\text{coil4}} \frac{dI_{\text{coil4}}}{dt} &= 0 \\
R_2 I_2 + M_{2,1} \frac{dI_1}{dt} + L_2 \frac{dI_2}{dt} + \cdots + M_{2,72} \frac{dI_{72}}{dt} + M_{2,\text{coil1}} \frac{dI_{\text{coil1}}}{dt} + \cdots + M_{2,\text{coil4}} \frac{dI_{\text{coil4}}}{dt} &= 0 \\
&\vdots \\
R_{72} I_{72} + M_{72,1} \frac{dI_1}{dt} + M_{72,2} \frac{dI_2}{dt} + \cdots + L_{72} \frac{dI_{72}}{dt} + M_{72,\text{coil1}} \frac{dI_{\text{coil1}}}{dt} + \cdots + M_{72,\text{coil4}} \frac{dI_{\text{coil4}}}{dt} &= 0
\end{aligned} \tag{2.8}$$

ここで、以下のベクトル、行列を定義する。

$$\begin{aligned}
\mathbf{I}_{\text{eddy}} &= \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_{72} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{I}_{\text{coil}} = \begin{bmatrix} I_{\text{coil1}} \\ I_{\text{coil2}} \\ I_{\text{coil3}} \\ I_{\text{coil4}} \end{bmatrix} \\
\mathbf{R}_{\text{vv}} &= \begin{bmatrix} R_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & R_2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & R_{72} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{L}_{\text{vv}} = \begin{bmatrix} L_1 & M_{1,2} & \cdots & M_{1,72} \\ M_{2,1} & L_2 & \cdots & M_{2,72} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{72,1} & M_{72,2} & \cdots & L_{72} \end{bmatrix} \\
\mathbf{M}_{\text{c,vv}} &= \begin{bmatrix} M_{1,\text{coil1}} & M_{1,\text{coil2}} & M_{1,\text{coil3}} & M_{1,\text{coil4}} \\ M_{2,\text{coil1}} & M_{2,\text{coil2}} & M_{2,\text{coil3}} & M_{2,\text{coil4}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ M_{72,\text{coil1}} & M_{72,\text{coil2}} & M_{72,\text{coil3}} & M_{72,\text{coil4}} \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{2.9}$$

\mathbf{I}_{eddy} は未知数渦電流ベクトル、 \mathbf{I}_{coil} はコイル電流ベクトル、 \mathbf{R}_{vv} は真空容器フィラメントの抵抗の対角行列、 \mathbf{L}_{vv} は真空容器フィラメントのインダクタンス行列であり、対角成分は各フィラメントの自己インダクタンス、非対角成分は各フィラメント間の相互インダクタンス、 $\mathbf{M}_{\text{c,vv}}$ はコイルと真空容器フィラメント間の相互インダクタンス行列である。真空容器の各フィラメントは矩形断面円環と考え、大半径を r_i 、横幅を a_i 、縦幅を b_i 、抵抗率を ρ_i [Ωm] とすると各フィラメント導体の抵抗値 R_i は以下で与えられる。

$$R_i = \rho_i \frac{2\pi r_i}{a_i b_i} \tag{2.10}$$

真空容器フィラメントの自己インダクタンス L_i は以下で与えられる。

$$L_i = 2\pi \frac{\mu_0 r_i}{2} \left(\ln \frac{8r_i}{R_s} - 2 \right) \tag{2.11}$$

$$\ln R_s = \frac{1}{2} \ln(a_i^2 + b_i^2) - \frac{b_i^2}{12a_i^2} \ln \left(1 + \frac{a_i^2}{b_i^2} \right) - \frac{a_i^2}{12b_i^2} \ln \left(1 + \frac{b_i^2}{a_i^2} \right) + \frac{2b_i}{3a_i} \tan^{-1} \frac{a_i}{b_i} + \frac{2a_i}{3b_i} \tan^{-1} \frac{b_i}{a_i} - \frac{25}{12}$$

i 番目と j 番目の円環導体フィラメント間の相互インダクタンスは $M_{i,j}$ は以下で与えられる。

$$M_{ij} = \frac{2\mu_0}{k} \sqrt{r_i r_j} \left(\left(1 - \frac{k^2}{2} \right) K(k) - E(k) \right) \quad (2.12)$$

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

$$k^2 = \frac{4r_i r_j}{(r_i + r_j)^2 + (z_i - z_j)^2}$$

$K(k)$ 、 $E(k)$ は第一種と第二種の完全楕円積分、 (r_i, z_i) はフィラメント位置、 μ_0 は真空の透磁率である。(2.9)式のベクトル、行列を用いると(2.8)式の回路方程式は以下のように書くことができる。

$$L_{vv} \frac{d\mathbf{I}_{\text{eddy}}}{dt} + R_{vv} \mathbf{I}_{\text{eddy}} + M_{c,vv} \frac{d\mathbf{I}_{\text{coil}}}{dt} = 0 \quad (2.13)$$

(2.13)式は未知数渦電流ベクトルに関する連立微分方程式である。この微分方程式を4次のRuge-Kutta法で解くことによって真空容器に流れる渦電流分布を求めることができる。

渦電流分布を求めた後、コイルと渦電流が生成する任意の位置における磁場と磁束を計算することができる。各コイル、各真空容器フィラメントを合わせた全ての電流フィラメントの個数を n_c 、磁場・磁束を求める任意の位置を $\mathbf{r} = (R, Z)$ 、電流フィラメントの位置を $\mathbf{r}_i = (R_i, Z_i)$ 、電流フィラメント(コイル、渦電流)の電流を $I_i(\mathbf{r}_i)$ とすると、任意の位置における水平磁場 $B_r(\mathbf{r})$ 、垂直磁場 $B_z(\mathbf{r})$ と磁束 $\psi(\mathbf{r})$ は以下で与えられる。

$$B_r(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{n_c} G_{B_r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) I_i(\mathbf{r}_i)$$

$$G_{B_r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) = \frac{\mu_0 k}{4\pi \sqrt{RR_i}} \frac{Z - Z_i}{R} \left(-K(k) + \frac{R^2 + R_i^2 + (Z - Z_i)^2}{(R - R_i)^2 + (Z - Z_i)^2} E(k) \right) \quad (2.14)$$

$$B_z(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{n_c} G_{B_z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) I_i(\mathbf{r}_i)$$

$$G_{B_z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) = \frac{\mu_0 k}{4\pi \sqrt{RR_i}} \left(K(k) - \frac{R^2 - R_i^2 + (Z - Z_i)^2}{(R - R_i)^2 + (Z - Z_i)^2} E(k) \right) \quad (2.15)$$

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{n_c} G_\psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) I_i(\mathbf{r}_i)$$

$$G_\psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) = \frac{\mu_0}{\pi k} \sqrt{RR_i} \left(\left(1 - \frac{k^2}{2} \right) K(k) - E(k) \right) \quad (2.16)$$

$G_{B_r}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i)$ 、 $G_{B_z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i)$ 、 $G_\psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i)$ は電流フィラメントの位置と磁場・磁束を計算する位置で決まる係数、 $K(k)$ 、 $E(k)$ は第一種と第二種の完全楕円積分である。

2-8-2 磁力線追跡計算コード：HSD

磁力線追跡計算コード HSD(Helical System Design) [40]は、ヘリカルコイル系が生成する磁場を計算し、磁力線の軌道を追跡することでヘリカルコイルが生成する真空磁気面を計算するコードである。HSD コードにおける主なインプットとアウトプットをまとめたものを表 2-6 に示す。

表 2-6 HSD コードにおけるインプットとアウトプット

インプット	アウトプット
・ コイル座標(X, Y, Z)	・ 任意の位置における磁場分布
・ 各コイル電流	・ 各トロイダル角における磁気面形状
・ 磁力線追跡の始点位置	・ 閉磁気面の回転変換

回路方程式コードのような軸対称系とは異なり、HSD コードでは非軸対称系におけるヘリカルコイルが生成する磁場を計算する必要があるため、コイル座標は三次元的な座標で入力する。図 2-33 のようにコイルはフィラメント近似で入力する。巻き数があるコイルを 1 本のフィラメントで入力することから、コイル電流値は、電流×巻き数の単位である Aturns で入力する。

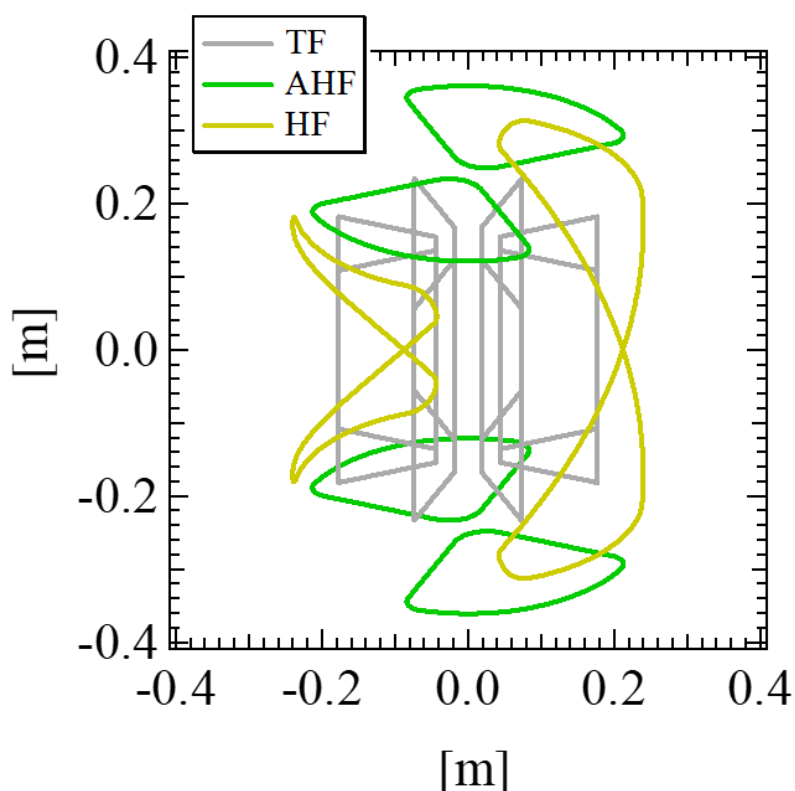


図 2-33 フィラメント近似したヘリカルコイル系の鳥瞰図

HSD における磁力線追跡の計算手順は以下の通りである。

①磁力線追跡計算の始点を指定する。

②Biot-Savart の法則

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{s} \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (2.17)$$

を用いて、その点における磁場ベクトルを計算する。なお、VF コイルのような軸対称コイルについては回路方程式コードでも用いた楕円積分による理論値(2.14)式や(2.15)式で磁場を計算する。

③磁場ベクトルの方向に磁力線位置を線素分(1 mm)進める

④②と③を繰り返し、磁場ベクトルを計算しつつ磁力線の軌跡を進める

この計算を繰り返し、閉磁気面を形成した場合計算を終了する。または、コード内で TF コイルやポロイダルリミターを模擬したりリミターがコード内で設定されており、磁力線がそのリミターに接触した場合計算を一旦ストップし、別の始点位置から再計算する。

2-8-3 三次元平衡解析コード：VMEC

VMEC(Variational Momentum Equilibrium Code)コード [41] [42]は、非軸対称プラズマの三次元平衡を求めプラズマ位置形状等を得ることができる三次元平衡計算コードである。本論文では、核融合科学研究所から借用して計算コードを使用した。一般的にヘリカルプラズマで使用されることが多いが、本論文ではヘリカル磁場印加トカマクにおける三次元平衡を求める目的でを使用した。VMEC コードにおける主なインプットとアウトプットをまとめたものを表 2-7 に示す。

表 2-7 VMEC コードにおけるインプットとアウトプット

インプット	アウトプット
<ul style="list-style-type: none"> ・ コイル座標(X, Y, Z)、真空容器座標 (軸対称モデル) ・ プラズマ電流値、コイル電流値 ・ 電流分布、圧力分布 ・ 総トロイダル磁束 	<ul style="list-style-type: none"> ・ プラズマの位置形状 ・ 任意の位置におけるプラズマ電流成分磁場 ・ 安全係数など

2-8-1 節で説明した回路方程式コードと異なり、非軸対称コイルだけでなく軸対称コイルもコイル座標を三次元的座標で入力する。HSD コードと同様、コイル座標がフィラメント近似して入力されている。そのためコイル電流値は HSD 同様 Aturns の単位で入力する。TOKASTAR-2 の場合、渦電流磁場もプラズマ平衡に大きく関与するため、回路方程式コードと同様に真空容器モデルが軸対称フィラメント群として入力されている。真空容器フィラメントの電流値は、別途回路方程式コードで求めて入力している。プラズマ平衡には、プラズマ電流密度分布とプラズマ圧力分布を与える必要がある。3-1 節で後述するフィラメント法コードや軸対称平衡コードなどでの軸対称コードでは、プラズマの入れ子状となっている各磁気面を表すラベルとしてポロイダル磁束を使用することが多いが、VMEC コードでは三次元平衡を取り扱うためポロイダル磁束を磁気面を表すラベルとして使用することは難しい。そのため VMEC ではトロイダル磁束を磁気面のラベルとして使用する。入力する電流分布と圧力分布はトロイダル磁束の関数として入力する。特に、最外殻磁気面で規格化した規格化トロイダル磁束 s を用いる。規格化トロイダル磁束は $0 \leq s \leq 1$ の値を取り、 $s = 0$ が磁気軸、 $s = 1$ がプラズマ境界を表し、規格化小半径 ρ と $s \sim \rho^2$ の関係がある。本論文の VMEC の計算では、断りがない限り電流分布 $j_p(s)$ と圧力分布 $p(s)$ は以下の式で与えている。

$$\begin{aligned} j_p(s) &= j_0(1 - s) \\ p(s) &= p_0(1 - s) \end{aligned} \quad (2.18)$$

j_0, p_0 は磁気軸での値であり、中心から径方向外側に行くほど減少する分布である。 j_0 の値は別途入力するプラズマ電流値から決定されるので、実際のインプットでは j_0 は入力する必要はない。磁気軸での圧力値 p_0 は入力する必要がある。TOKASTAR-2 における電子温度・密度計測は分光法などで進められており [43]、それらの値から本論文の計算では $p_0 = 5 \text{ Pa}$ として入力している。

VMEC はプラズマ全領域で入れ子状の磁気面を仮定する MHD 平衡コードであり、エネルギーの極値を基にした計算手法で三次元平衡を求める。VMEC では磁気面座標系を採用しているため磁気面はプラズマ全領域で入れ子状となり磁気面の存在を仮定しているため、一般に磁気島を計算することはできない。初期はプラズマ境界を固定した固定境界値問題を解く固定境界 VMEC であったが、外部コイル電流と矛盾のない境界を求める自由境界 VMEC がその後開発された。固定境界 VMEC では磁力線追跡計算を用いて外部コイルが生成する真空閉磁気面を求め、その最外殻磁気面の磁気面形状をフーリエ級数で表現したものをプラズマ境界として平衡計算を行うことが多い。TOKASTAR-2 ではヘリカル磁場が生成する磁場と比較して、同程度もしくはそれ以上の強さを持つポロイダル磁場を生成するプラズマ電流を含めた平衡計算を行うため、プラズマ電流を含めたときの三次元平衡のプラズマ形状とヘリカル磁場のみの磁力線追跡計算で求めた真空閉磁気面の形状は大きく異なると予想され固定境界 VMEC での計算は適切でないため、本論文で使用したのは自由境界 VMEC である。プラズマの磁気エネルギーと熱エネルギーの和を

$$W_p = \int_{V_p} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} + p \right) dV \quad (2.19)$$

で表す。 $B^2/2\mu_0$ はプラズマ内部の磁気圧、 p はプラズマ圧力、 V_p はプラズマ体積である。変分原理を用いると、(2.19)式が極値となり、プラズマエネルギー W_p が最小値に近づくとき、電磁流体力学的な力

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (2.20)$$

が 0 に向かって収束していき、磁気圧とプラズマ圧力の平衡が成り立つ [44]。ここで、 \mathbf{j} はプラズマ電流密度である。VMEC ではプラズマエネルギーを最小化することにより、 $R = R(s, \theta, \zeta)$ と $Z = Z(s, \theta, \zeta)$ の関係式を計算する。ここで、 (s, θ, ζ) は磁気面座標系であり、 s は磁気面のラベルを表す径方向座標、 θ はポロイダル角、 ζ はトロイダル角である。円筒座標 (R, ϕ, Z) と磁気面座標 (s, θ, ζ) の関係は

$$\begin{aligned} R &= \sum_{m,n} R_{mn}(s) \cos(m\theta - n\zeta) \\ Z &= \sum_{m,n} Z_{mn}(s) \cos(m\theta - n\zeta) \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\phi = \zeta$$

であり、フーリエ球数の形で表される。ここで、 R_{mn} , Z_{mn} はフーリエ成分である。 R_{mn} , Z_{mn} が変わると磁気面形状が変化するため、プラズマエネルギーが最小となる R_{mn} , Z_{mn} を求め

ることで平衡を得る。

固定境界 VMEC では磁力線追跡計算で求めた真空閉磁気面の最外殻磁気面形状をプラズマ境界として平衡計算を行うことが多いが、自由境界 VMEC では以下のように境界を評価する。プラズマ境界では、プラズマ内部の全圧力とプラズマ外部の磁気圧がバランスするため、

$$\frac{B_p^2}{2\mu_0} + p = \frac{B_v^2}{2\mu_0} \quad (2.22)$$

の関係式が成り立つ。左辺第一項はプラズマ内部の磁気圧、右辺は真空領域の磁気圧である。境界形状を規定するための拘束条件として、プラズマ領域の大きさを入力する必要がある。プラズマ領域の大きさはトロイダル磁束を入力として与える。入力として与えた全トロイダル磁束が一定という拘束条件の下、(2.22)式で表される圧力バランスの式を変分問題として解くことで、前述のプラズマ内部の平衡問題と同様にプラズマ境界の形状を求める。自由境界計算においては、プラズマ境界の形状を求める計算と、求めた境界形状を境界条件としてプラズマ内部の平衡計算を交互に繰り返す。

第3章 既存局所ヘリカルコイルを用いた水平位置安定化実験

本章では、トカマクプラズマの位置形状を推定する解析コードの開発を行い、側面平行四辺形コイルである HF コイルと上下扇型コイルである AHF コイルを用いて、円形断面トカマクにおける水平位置安定化効果の検証を行った。

3-1 トカマクプラズマの位置形状推定解析コードの開発

ヘリカル磁場による位置安定化効果を検証するためには、実験で点けたトカマクプラズマの位置形状を求めることは必要不可欠である。TOKASTAR-2 では、プラズマ内部に磁気プローブ(MMP)を挿入する方法 [33]、高速度カメラでプラズマの挙動を観測する方法 [45] でプラズマ位置の推定が行われた。しかし、MMP はプラズマに挿入するためプラズマ電流・位置に影響を及ぼす、カメラでは反射光なども観測され、また撮影される発光強度は視線積分量のため正確な位置形状を計測するのが難しい等の課題があった。そこで、フィラメント電流近似法(Filament Current Approximation : FCA)に基づくトカマクプラズマの位置形状推定を行う解析コードを開発した。フィラメント電流近似法コードでは、プラズマ外部に設置された磁気プローブアレイ(MPA)や磁束ループ(FL)で計測した磁場や磁束の実験データを入手することで、実験で点けたトカマクプラズマの位置形状を推定することができる。その名の通り、プラズマ電流を数本の円環線電流(フィラメント)で近似し、フィラメントによる磁場の計算値が実験磁気データに一致するように、フィラメントの位置や電流を最小二乗法などで求めることで、プラズマ電流が生成する磁場や磁束を再構成する [34]。プラズマを線電流で近似していることからプラズマ内部の磁場分布等を再構成することは難しいが、フィラメントより外側の分布、つまり最外殻磁気面は再構成可能であることが知られている。フィラメント法コードにおける主なインプットやアウトプットを表 3-1 に、計算のフローチャートを図 3-1 にまとめる。

表 3-1 フィラメント法コードにおけるインプットとアウトプット

インプット	アウトプット
・ プラズマ放電時の MPA の磁場実験値と FL の磁束実験値	・ プラズマの位置形状
・ プラズマなしでの MPA の磁場実験値と FL の磁束実験値	・ プラズマ最外殻磁気面外の任意の位置における磁場や磁束
・ プラズマ電流、コイル電流の実験値	

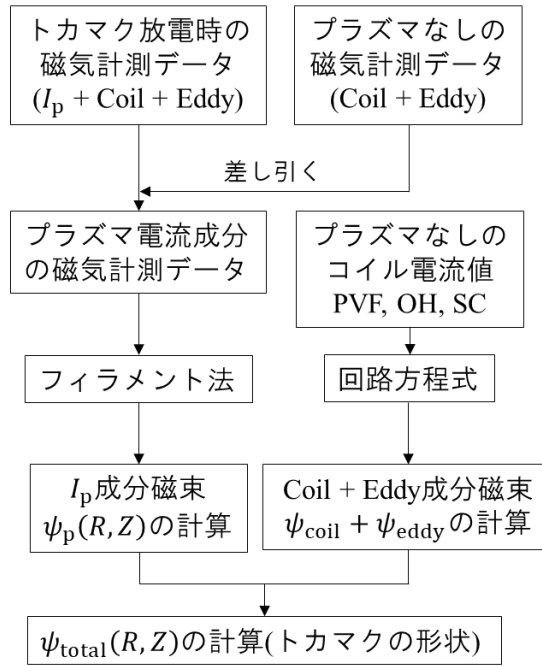


図 3-1 フィラメント法コードのフローチャート

フローチャートに即して計算方法を以下に述べる。トカマクプラズマのような軸対称系では、 Z 軸を中心にトロイダル方向に対して一様であるので、物理量に対してトロイダル方向に関する偏微分 $\partial/\partial\phi = 0$ が成り立つ。 Z 軸中心の半径 R の円を貫く磁束を 2π で割ったものであるポロイダル磁束関数を以下で定義する。

$$\psi = \frac{1}{2\pi} \iint_S \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS = \frac{1}{2\pi} \int_c \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = RA_\phi \quad (3.1)$$

ここで、 S は半径 R の円、 c は半径 R の円周に沿った閉曲線、 A_ϕ はトロイダル方向のベクトルポテンシャルである。軸対称系であるトカマクプラズマの磁気面はポロイダル平面(RZ 平面)においてこのポロイダル磁束の等高線として表される。トカマクプラズマの磁場配位として、リミター等の構造物と接する最も外側の磁気面を最外殻閉磁気面とするリミター配位や磁気面がリミター等から浮いたダイバーター配位があることが知られている。TOKASTAR-2 のトカマクプラズマでは基本的には 2-3 節で説明したポロイダルリミターによって規定されるリミター配位であり、リミターと接する磁気面を最外殻磁気面すなわちプラズマ表面と見なす。プラズマ位置を記述する方法として、最外殻磁気面の幾何中心位置、磁気軸位置、プラズマ電流の電流重心位置と様々あるが、本論文では基本的に電流重心位置をプラズマ位置として議論する。トカマク放電において、ポロイダル磁束関数は以下のようになる。

$$\psi_{\text{total}} = \psi_{\text{pl}} + \psi_{\text{coil}} + \psi_{\text{eddy}} \quad (3.2)$$

ここで、 ψ_{pl} はプラズマ電流が生成するポロイダル磁束関数、 ψ_{coil} は外部コイルが生成するポロイダル磁束関数、 ψ_{eddy} は真空容器に流れる渦電流が生成するポロイダル磁束関数であ

る。よって、任意の位置(R, Z)におけるそれぞれが生成するポロイダル磁束関数を再構成することができる。トカマクプラズマの位置形状を推定することができる。

プラズマ電流が生成する磁束 ψ_{pl} の再構成にフィラメント法が使われる。プラズマ電流フィラメントの位置や電流を決定するために、MPA と FL 位置におけるプラズマ電流が生成する磁場と磁束をインプットとして用意しなければならない。トカマク放電時に MPA と FL で、トータル磁場と磁束

$$\begin{aligned} B_k^{\text{total,exp}} &= B_k^{\text{pl,exp}} + B_k^{\text{coil,exp}} + B_k^{\text{eddy,exp}} \\ \psi_j^{\text{total,exp}} &= \psi_j^{\text{pl,exp}} + \psi_j^{\text{coil,exp}} + \psi_j^{\text{eddy,exp}} \end{aligned} \quad (3.3)$$

が計測される。ここで、添え字 k, j は MPA と FL の ch 番号、 $B_k^{\text{pl,exp}}$, $B_k^{\text{coil,exp}}$, $B_k^{\text{eddy,exp}}$ は各々プラズマ電流、コイル、渦電流が生成する磁場の実験値である。磁束も同様である。これに対して、実験条件は変えず RF のみ入射せずプラズマを点火しない場合に計測すると、

$$\begin{aligned} B_k^{\text{vac,exp}} &= B_k^{\text{coil,exp}} + B_k^{\text{eddy,exp}} \\ \psi_j^{\text{vac,exp}} &= \psi_j^{\text{coil,exp}} + \psi_j^{\text{eddy,exp}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

が計測される。よって、コイル、渦電流が生成する磁場・磁束がプラズマ点火時と非点火時で同一であれば、トータル磁場、磁束の(3.3)式からプラズマ非点火時の磁場、磁束の(3.4)式を差し引いて

$$\begin{aligned} B_k^{\text{pl,exp}} &= B_k^{\text{total,exp}} - B_k^{\text{vac,exp}} \\ \psi_j^{\text{pl,exp}} &= \psi_j^{\text{total,exp}} - \psi_j^{\text{vac,exp}} \end{aligned} \quad (3.5)$$

よりプラズマ電流が作る磁場と磁束を得ることができる。しかし、同じ実験条件でも特に PVF コイルのコイル電流がプラズマありなしで、数 10 A 程度(最大値の数%~10%程度に相当)変わることがある。これはプラズマと PVF コイルとの相互インダクタンスによるものであると考えられ、プラズマありなしで PVF コイルが生成する磁場が変わることになる。故に、(3.5)式で求めた $B_k^{\text{pl,exp}}$, $\psi_j^{\text{pl,exp}}$ は厳密にはプラズマ電流が生成する磁場と磁束だけでなく、この PVF コイル電流差の磁場やさらにはプラズマ電流による渦電流が生成する磁場も含むことは留意すべき点である。これらの寄与は PVF コイルの位置に置かれた 2 本の追加フィラメントによってモデル化した。プラズマありなしのコイル電流の差は PVF コイルで顕著であり、OH コイルや SC コイルは PVF コイルほど差は出ない。2-8-1 節でも説明した回路方程式コードによる磁場、磁束の計算値をトータル磁場から差し引きプラズマ電流磁場を抽出する方法も一般的であるが、本実験装置では最大でプラズマ電流の 6 倍程度に相当する~12 kA 程度の大きい渦電流が流れることもあり、磁場の計算値が実験値とやや合わず、プラズマ電流成分磁場を上手く抽出することが難しい。故に、プラズマなしの実験値を用いてプラズマ成分磁場を抽出している。

はじめに、プラズマ電流を 1 本フィラメントで近似し、プラズマの初期位置推定を行う。プラズマ生成領域に 0.5 mm 間隔でフィラメントの RZ 計算格子を用意する。各計算格子のフィラメントが生成する磁場、磁束の計算値と、プラズマ電流成分の磁場、磁束の実験値の残差二乗和である

$$E_{\text{fila}} = \sum_{k=1}^{16} \left(B_k^{\text{pl,cal}} - B_k^{\text{pl,exp}} \right)^2 + a_p \sum_{j=1}^4 \left(\psi_j^{\text{pl,cal}} - \psi_j^{\text{pl,exp}} \right)^2 \quad (3.6)$$

を計算する。和の数 16 は MPA の全 ch 数、4 は FL の全 ch 数、 $B_k^{\text{pl,cal}}$ 、 $\psi_j^{\text{pl,cal}}$ は 1 本フィラメントが生成する磁場と磁束の計算値、 a_p は磁束項の重みであり、 $a_p = 10000 \text{ T}^2/\text{Wb}^2$ とした。フィラメントが生成する任意の位置(R, Z)における水平磁場 B_r^{cal} 、垂直磁場 B_z^{cal} 、磁束 ψ^{cal} の計算値は、楕円積分を用いた以下の式で計算される。

$$B_r^{\text{cal}} = \frac{\mu_0 k I_p^{\text{exp}}}{4\pi\sqrt{RR_f}} \frac{Z - Z_f}{R} \left(-K(k) + \frac{R^2 + R_f^2 + (Z - Z_f)^2}{(R - R_f)^2 + (Z - Z_f)^2} E(k) \right) \quad (3.7)$$

$$B_z^{\text{cal}} = \frac{\mu_0 k I_p^{\text{exp}}}{4\pi\sqrt{RR_f}} \left(K(k) - \frac{R^2 - R_f^2 + (Z - Z_f)^2}{(R - R_f)^2 + (Z - Z_f)^2} E(k) \right)$$

$$\psi^{\text{cal}} = RA_\phi = \frac{\mu_0 I_p^{\text{exp}}}{\pi k} \sqrt{RR_f} \left(\left(1 - \frac{k^2}{2} \right) K(k) - E(k) \right) \quad (3.8)$$

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

$$k^2 = \frac{4RR_f}{(R_f + R)^2 + (Z - Z_f)^2}$$

$K(k)$ 、 $E(k)$ は第一種と第二種の完全楕円積分、 (R_f, Z_f) はフィラメント位置、 I_p^{exp} はロゴスキーコイルで計測したプラズマ電流の実験値、 μ_0 は真空の透磁率である。この (R, Z) に MPA 位置と磁束ループ位置を代入すれば、1 本フィラメントが生成する MPA 位置での磁場と FL 位置での磁束、 $B_k^{\text{pl,cal}}$ 、 $\psi_j^{\text{pl,cal}}$ を計算することができる。(3.6)式で表されるエラーが最も小さくなるフィラメント位置がプラズマ電流重心位置の初期推定位置である。

フィラメント法の概略図を図 3-2 に示す。図 3-2 のように、この初期推定位置の周りに六角形に 6 本のフィラメントを置く。フィラメントを 6 本にすることで、1 本と比べプラズマの形状を精度よく求めることができる。六角形のフィラメントはプラズマの最外殻磁気面より大きくならないように置く。特に縦長断面トカマクにおいては、縦長の六角形のフィラメントを置く場合もある。前述のように、プラズマの有無による PVF コイル電流の差を模擬するための追加フィラメントも PVF コイル位置に置いている。

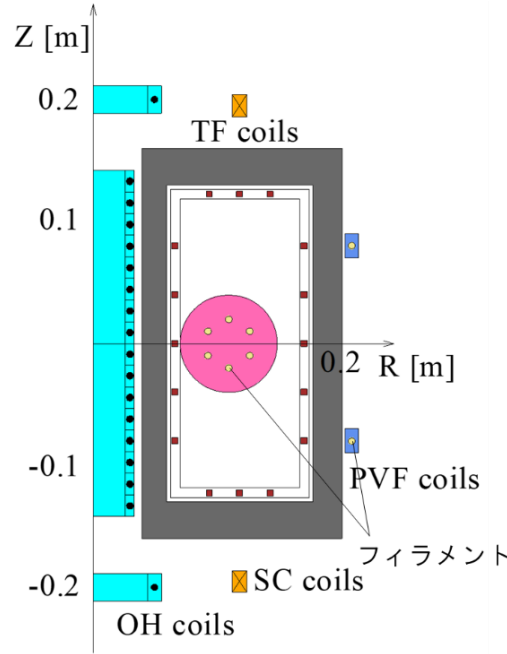


図 3-2 フィラメント法の概略図

1 本フィラメント同様、実験値と計算値の残差の二乗和

$$E_p = \sum_{k=1}^{16} (B_k^{\text{pl,cal}} - B_k^{\text{pl,exp}})^2 + a_p \sum_{j=1}^4 (\psi_j^{\text{pl,cal}} - \psi_j^{\text{pl,exp}})^2 + b_p \sum_{i=1}^8 I_i^2 \quad (3.9)$$

を最小化するために、 $\partial E_p / \partial I_i = 0$ を満たす最小二乗法の連立方程式を解き、フィラメント電流である未知数 I_i を求める。ここでの $B_k^{\text{pl,cal}}$, $\psi_j^{\text{pl,cal}}$ は 6 本フィラメントによる磁場と磁束の計算値である。第三項はペナルティー項と呼ばれ、この第三項なしで未知数 I_i を求めると正負の大電流となってしまう、物理的な意味がなくなってしまう。この第三項があることでそれを防ぐことができる。第三項の和の数 8 はプラズマ電流模擬フィラメント 6 本と PVF コイルに置いた追加フィラメントの 2 本の合計である。この計算ルーチンでは、フィラメントの六角形の径や縦長さ、第三項の重み b_p をスキャンし、それぞれで(3.9)式を解き最もエラーが小さい場合を最終的なフィラメント電流の解としている。六角形の径はその径がプラズマよりも大きくならないように、重み b_p はプラズマ電流を模擬するフィラメント電流が全て正になるような解を選択している。求めたフィラメント電流 I_i とその座標(R_{fi} , Z_{fi})よりプラズマ電流重心位置

$$R_j = \frac{\sum_{i=1}^6 R_{fi} I_i}{\sum_{i=1}^6 I_i}, \quad Z_j = \frac{\sum_{i=1}^6 Z_{fi} I_i}{\sum_{i=1}^6 I_i} \quad (3.10)$$

を求めることができる。こうして求めたフィラメント電流を用いてフィラメント外の任意の位置におけるプラズマ電流成分の磁場、磁束分布を求めることができる。

次に、(3.2)式におけるコイル電流と渦電流が生成する磁束分布 $\psi_{\text{coil}} + \psi_{\text{eddy}}$ を求める方法

について説明する。コイル電流と渦電流が生成する磁束分布は 2-8-1 節で説明した回路方程式コードで求めている。フィラメント法ルーチンで、プラズマありなしの PVF コイルの差も求まるためプラズマ電流磁束 ψ_{pl} 、プラズマ点火時の PVF コイルが生成する磁束 $\psi_{PVF,pl}$ 、真空放電時の磁束 $\psi_{PVF,vac}$ とすると、磁束分布 $\psi_{pl} + \psi_{PVF,pl} - \psi_{PVF,vac}$ を再構成している。それに加えて、プラズマなしのコイル電流値を入力して、2-8-1 節で説明した回路方程式を解き、渦電流分布を求めている。コイル電流値と求めた渦電流分布を用いると、コイル電流が生成する磁束 $\psi_{coil} = \psi_{PVF,vac} + \psi_{OH} + \psi_{SC}$ ($\psi_{OH} + \psi_{SC}$ は OH、SC コイルが生成する磁束、プラズマありなしでコイル電流値は変わらないため pl,vac の添え字なし) と、渦電流が生成する磁束分布 ψ_{eddy} が求まる。これらを足し算すると、トータルの磁束 $\psi_{total} = \psi_{pl} + \psi_{PVF,pl} + \psi_{OH} + \psi_{SC} + \psi_{eddy}$ の再構成が完了する。

まとめると、フィラメント法によってプラズマ電流成分の磁束 ψ_{pl} (厳密にはプラズマありなしの PVF 磁場の差も含む) を、回路方程式を用いてコイル、渦電流成分の磁束 $\psi_{coil} + \psi_{eddy}$ を計算し、トカマクプラズマの最外殻磁気面を求めることができる。プラズマ境界を規定するポロイダルリミターに沿ってポロイダル磁束関数を計算し、その最大値を ψ_{lim} とすると、 $\psi(R,Z) = \psi_{lim}$ となる曲線がリミター配位の最外殻磁気面の形状を与える。再構成した実験プラズマのプラズマ形状の一例を図 3-3 に示す。SC コイルを用いていない円形断面トカマクである。

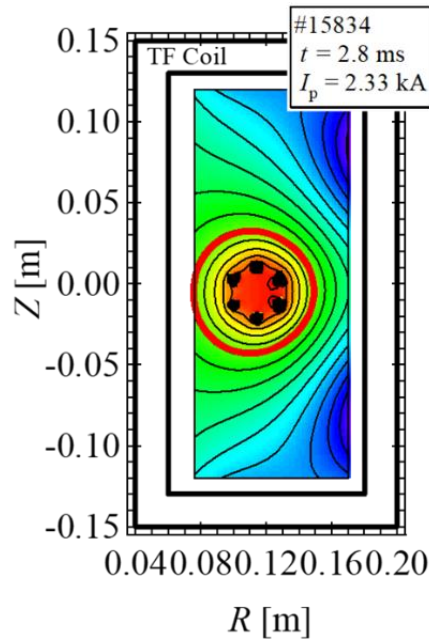


図 3-3 フィラメント法で再構成したプラズマ位置形状の一例。黒点：6 本フィラメント、赤線：最外殻磁気面

6 本のフィラメントの外側の磁束分布を再構成し、赤線の最外殻磁気面が求められる。本論文では、プラズマ位置を議論する際は(3.10)式の電流重心位置を用いる。本論文でよく用い

る楕円度 κ は、プラズマ断面の径方向で最も外側の座標 R_{\max} 、最も内側の座標 R_{\min} 、垂直方向で最も上側の座標 Z_{\max} 、最も下側の座標 Z_{\min} を求めて、次式より求めた。

$$\kappa = \frac{Z_{\max} - Z_{\min}}{R_{\max} - R_{\min}} \quad (3.11)$$

また、求めた最外殻磁気面においてポロイダル磁場を線積分することで表面安全係数 q_a を次式により求めることができる。

$$q_a = \frac{B_{t0}R_0}{2\pi} \oint \frac{ds}{R^2 B_p} \quad (3.12)$$

B_{t0} は大半径位置のトロイダル磁場(2-8-2 節で説明した HSD の磁場計算モジュールを用いて TF コイルが $\phi = 0^\circ$ に生成するトロイダル磁場として評価)、 R_0 はプラズマ幾何大半径、 B_p は $\sqrt{B_r^2 + B_z^2}$ で表されるポロイダル磁場、 ds は最外殻磁気面に沿う微小線素である。

なお、本研究ではヘリカル磁場を印加した非軸対称トカマクも扱う。フィラメント法は軸対称を前提としたコードであるので非軸対称トカマクに適用するのは適切でないが、非軸対称トカマクの位置形状推定は現状整備されていないため、その三次元性を無視してヘリカル磁場なしと同様に求める。カメラ計測と比較するとヘリカル磁場が強くなるにつれカメラ画像とフィラメント法による形状が合わなくなるという傾向を得ている。

3-2 実験条件

本節では、円形断面トカマクにおける局所ヘリカルコイルによる水平位置安定化実験の実験条件やプラズマ位置安定性の指標である n -index について説明する。典型的な各コイルの通電波形を図 3-4 に、実験条件をまとめたものを表 3-2 に示す。

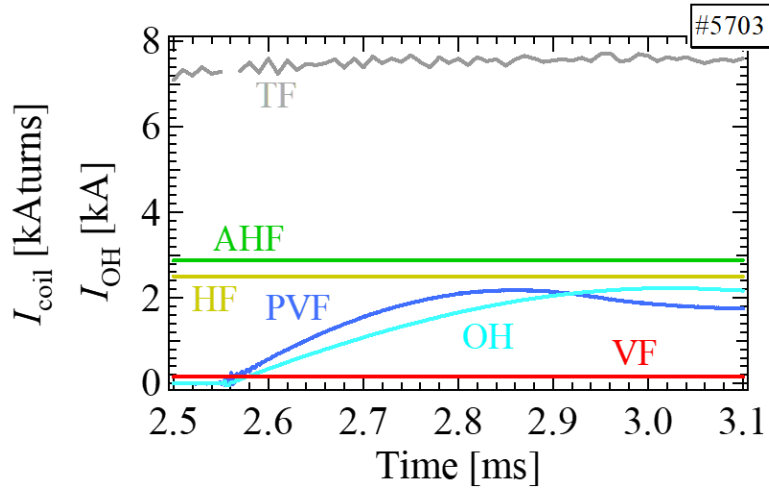


図 3-4 円形断面実験における典型的なコイル通電波形。 $V_{PVF} = 0.30$ kV、 $V_{OH} = 2$ kV。

表 3-2 円形断面トカマクへのヘリカル磁場印加実験における実験条件

コイル	充電電圧 V [kV]	静電容量 C [mF]	通電時刻 t [ms]	電流値 [kAt]
TF	1.1	0.2	0.45	
OH	1.6, 1.7, 1.8, 2	0.4	2.55	-
PVF (上下並列)	0.20 ~ 0.42 の中 で適宜スキャン	0.2	2.55	-
HF (N=2)	-	-	-	0, 2.5
AHF	-	-	-	0, 2.85
VF (上下直列)	-	-	-	0, 0.15

プラズマ放電のシーケンスは以下である。

- ①最初に定常電源で HF コイル、AHF コイル、VF コイルに通電開始
- ②TF コイルに通電開始し、2.45 GHz の RF を入射
- ③トロイダル磁場強度が >0.0875 T に達し、ECR 層が形成され、予備電離プラズマ(ECH プラズマ)が生成される
- ④TF コイル電流がフラットトップ時に、OH コイルと PVF コイルに通電開始し、トカマクプラズマが生成される

PVF コイル、OH コイル、TF コイルはコンデンサバンク電源で、HF コイル、AHF コイル、VF コイルは定常電源で通電した。コンデンサバンク電源についてはディレイパルサーによって各コイルの通電時刻を設定する。HF コイルと AHF コイルはそれぞれ独立の定常電源で通電され、本実験では HF コイルは $N=2$ の通電モードで通電した。上下直列に接続した VF コイルはヘリカル磁場印加時に使用される。HF コイル、AHF コイル、VF コイルは計算上真空閉磁気面を生成する条件とした。これらの電流はトカマクプラズマが点く前から定常磁場として印加される。本実験では、表 3-2 で示されるようにヘリカル磁場ありなしで OH コイル電流とプラズマの水平位置を調整する PVF コイル電流をスキャンした。ヘリカル磁場ありなしでプラズマ水平位置を比較し、ヘリカル磁場の水平位置への効果を調査した。

PVF コイル電流をスキャンすることで、プラズマ水平位置を調整するとともにプラズマ位置安定性の指標である n -index も変化する。 n -index は、真空垂直磁場(プラズマ電流磁場は含まず、軸対称磁場の話であることからヘリカル磁場も含めない) B_z の径方向変化率であり、次式で表される。

$$n = -\frac{R}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial R} \quad (3.13)$$

一般的に、 $0 < n < 1.5$ が位置安定性を持つ領域であり、 $n < 0$ で垂直位置不安性が生じ、 $n > 1.5$ の領域で水平位置不安性が生じるとされる [46]。本実験でターゲットとするのは、プラズマ水平位置への効果を調べることから n -index が高い(>1.5)磁場配位である。回路方程式コードで計算した、図 3-4 で示される PVF コイル充電電圧が $V_{\text{PVF}} = 0.30 \text{ kV}$ とやや強めた $V_{\text{PVF}} = 0.33 \text{ kV}$ のコイル通電波形の $t = 2.85 \text{ ms}$ における、赤道面での真空垂直磁場 B_z と n -index の径方向分布を図 3-5 に示す。

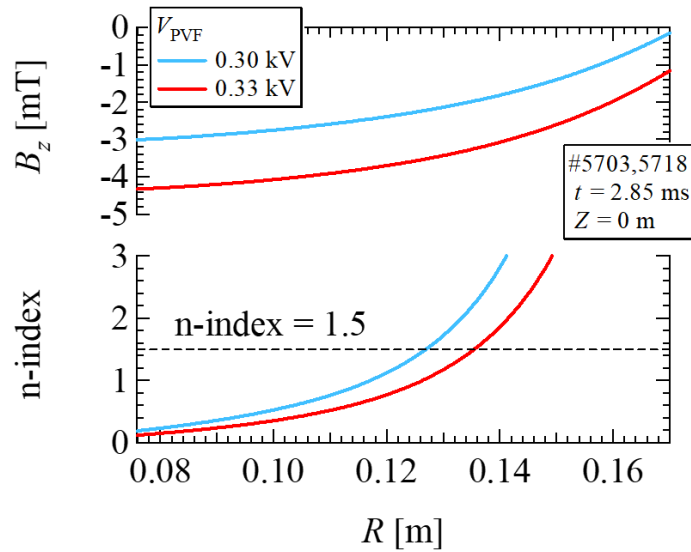


図 3-5 真空垂直磁場(上段)と n -index(下段)の赤道面における径方向分布。青線: $V_{\text{PVF}} = 0.30 \text{ kV}$ 、赤線: $V_{\text{PVF}} = 0.33 \text{ kV}$ 。

垂直磁場の負符号は垂直磁場が下向きであることを示す。垂直磁場は径方向内側ほど強く、外側ほど弱い。n-index は径方向内側ほど小さく、径方向外側ほど大きい。n-index は垂直位置不安定性が生じる条件である負とはならず正の値を取る。 $V_{\text{PVF}} = 0.30 \text{ kV}$ の条件においては $R > 0.127 \text{ m}$ の領域で n-index は 1.5 以上の値を取り、水平位置不安定となる磁場配位となる。一方で、 $V_{\text{PVF}} = 0.33 \text{ kV}$ の条件においては垂直磁場が強まり、n-index は $R > 0.136 \text{ m}$ の領域で 1.5 以上の値を取り、 $V_{\text{PVF}} = 0.30 \text{ kV}$ の条件と比較すると n-index が 1.5 以上を取る R 位置は外側へ変化する。このように、PVF コイル充電電圧を変化させると、プラズマ水平位置を調整するとともに n-index も変化する。n-index の時間変化も議論するために、 $V_{\text{PVF}} = 0.30, 0.33 \text{ kV}$ の条件における赤道面での時間と径方向位置に対する n-index のカラーマップを図 3-6 に示す。

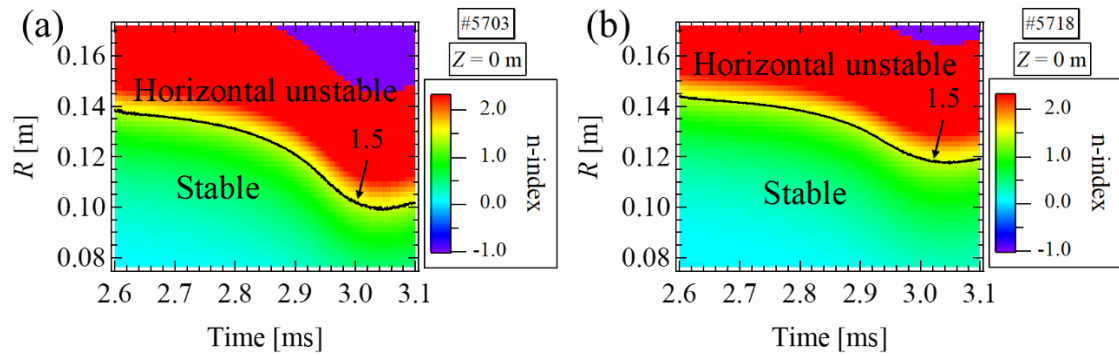


図 3-6 時間と径方向に対する n-index のカラーマップ。(a) $V_{\text{PVF}} = 0.30 \text{ kV}$ 、(b) $V_{\text{PVF}} = 0.33 \text{ kV}$ 。n-index < 1.5 の領域が安定、n-index > 1.5 の領域が水平位置不安定である。

先ほど説明したように、時間全体で見ても n-index は径方向内側ほど小さく、外側ほど大きいことがわかる。また、 $V_{\text{PVF}} = 0.33 \text{ kV}$ よりも $V_{\text{PVF}} = 0.30 \text{ kV}$ の方が、n-index > 1.5 の水平位置が不安定である領域が広く、その領域は時間後半ほど広い。つまり、 $V_{\text{PVF}} = 0.30 \text{ kV}$ の比較的垂直磁場が弱い(PVF コイル充電電圧が低い)磁場配位でかつ n-index がより高くなる時間後半で水平位置が不安定となるプラズマが期待される。なお、時間後半かつ径方向外側にある紫のマップで示される n-index が負の領域は垂直磁場の符号が反転していることに起因するが、その時間ではプラズマは消滅に近いフェーズであるので大きな問題とはならない。次節では、これらの磁場配位下でトカマクプラズマを点け、ヘリカル磁場を印加した際の結果について述べる。

3-3 実験結果

最初に、OH コイル充電電圧 $V_{OH} = 2 \text{ kV}$ における PVF コイル充電電圧をスキャンした際のヘリカル磁場ありなしでの典型的なプラズマ電流波形を図 3-7 に示す。

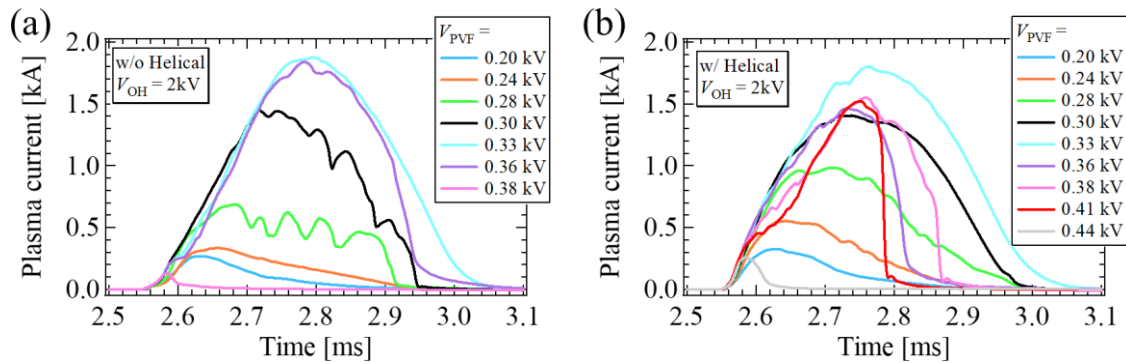


図 3-7 円形断面実験における典型的なプラズマ電流波形。(a)ヘリカル磁場なし、(b)ヘリカル磁場あり。凡例は PVF コイル充電電圧。

プラズマ電流の到達値は、PVF コイル充電電圧が高くなると(垂直磁場が強くなると)増加し、ヘリカル磁場ありなしの両方で $V_{PVF} = 0.33 \text{ kV}$ 付近で最大 $\sim 1.9 \text{ kA}$ となった。ヘリカル磁場なしでは、低 V_{PVF} でプラズマ電流が複数のピークを持つが、ヘリカル磁場ありでは複数のピークを持たず、山なりの波形となっている。これは水平位置安定化に関係しており、後述する。PVF コイル充電電圧を高くしすぎると放電しはじめで消滅してしまい、トカマクプラズマは成長しなかった。ヘリカル磁場なしと比較すると、ヘリカル磁場ありはより高い PVF コイル充電電圧でもトカマクプラズマが点いた。

続いて、ヘリカル磁場ありなしのプラズマ水平位置の比較について述べる。図 3-5、図 3-6 で述べた n -index の違いが表れる 2 つの PVF コイル充電電圧 $V_{PVF} = 0.30, 0.33 \text{ kV}$ における、ヘリカル磁場ありなしでのプラズマ位置の時間変化を図 3-8 に示す。OH コイル充電電圧は $V_{OH} = 2 \text{ kV}$ である。

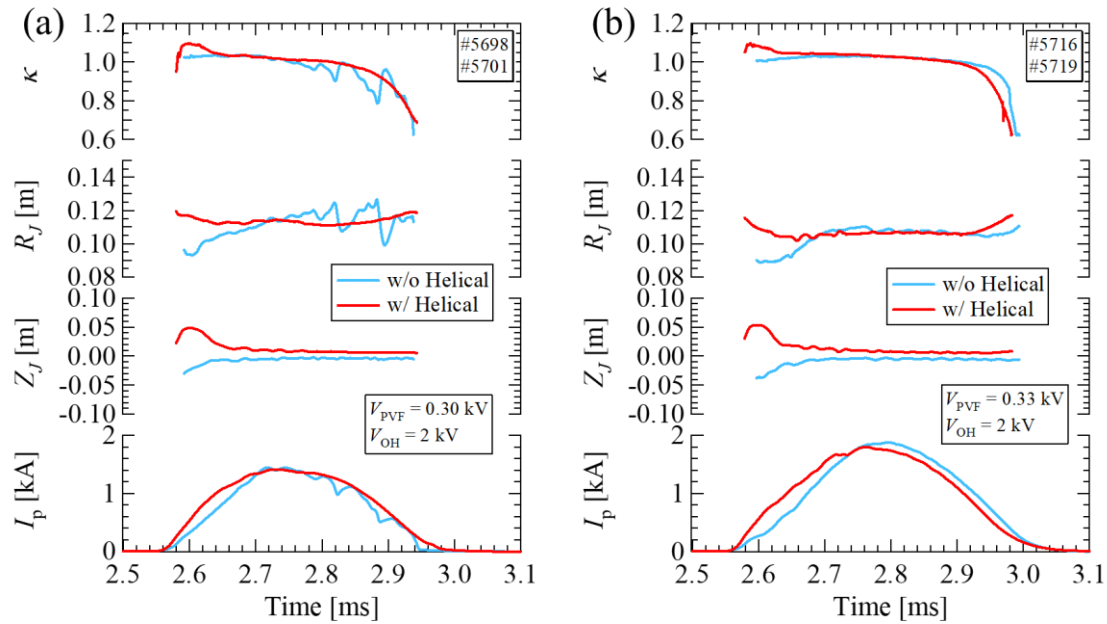


図 3-8 ヘリカル磁場ありなしにおけるプラズマ位置形状の時間変化。(a) $V_{\text{PVF}} = 0.30$ kV、(b) $V_{\text{PVF}} = 0.33$ kV。上段から楕円度 κ 、プラズマ水平位置 R_J 、垂直位置 Z_J 、プラズマ電流 I_p を示す。青線：ヘリカル磁場なし、赤線：ヘリカル磁場あり。

本実験では円形断面実験であるため、楕円度は 1 付近または 1 より小さい値となった。図 3-6 で述べたように、 $V_{\text{PVF}} = 0.30$ kV の条件と比較して $V_{\text{PVF}} = 0.33$ kV の条件では n-index が安定な領域 ($n\text{-index} < 1.5$) が広く、かつ垂直磁場も強いため n-index が安定な水平方向内側でプラズマが点く。そのため、図 3-8(b) で示されるようにプラズマの水平位置は時間に対して大きくは変化せず、ヘリカル磁場ありなしで大きな差は見られなかった。それに対し、 $V_{\text{PVF}} = 0.30$ kV の条件では、n-index が不安定な領域 ($n\text{-index} > 1.5$) が比較的広く、かつ垂直磁場も弱いため n-index が不安定な水平方向外側でプラズマが点く。そのため、図 3-8(a) で示されるようにヘリカル磁場なしではプラズマ水平位置が振動する現象が観測された。その水平位置の振動とともにプラズマ電流の波形も変動している。一方でヘリカル磁場ありでは、水平位置の振動現象が抑制され、水平位置が安定化されることを明らかにした。

次に、各 OH コイル充電電圧 ($V_{\text{OH}} = 1.6, 1.7, 1.8, 2.0$ kV) で PVF コイル充電電圧をスキャンしたときのプラズマ水平位置の傾向のまとめについて述べる。ヘリカル磁場ありなしで、プラズマ電流が 1 kA のときの垂直磁場に対するプラズマ水平位置を図 3-9 に示す。

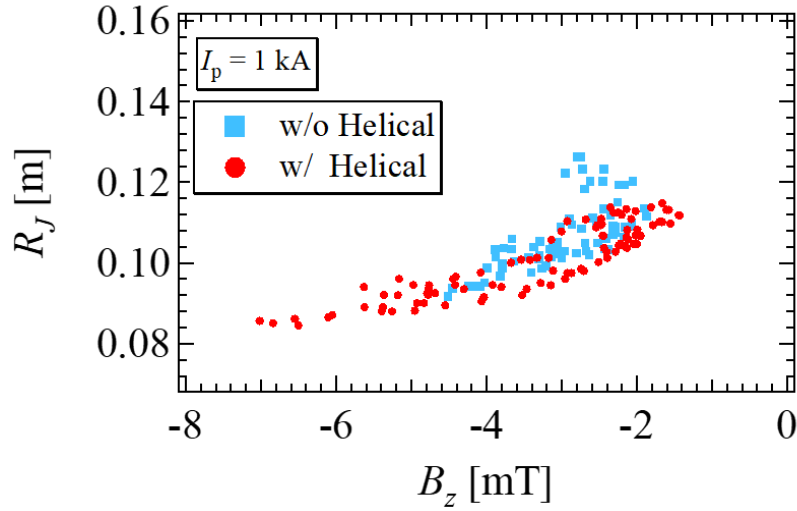


図 3-9 プラズマ電流 1 kA のときの垂直磁場に対するプラズマ水平位置。青点：ヘリカル磁場なし、赤点：ヘリカル磁場あり。垂直磁場は電流重心位置における PVF コイル、OH コイル、渦電流の磁場の合計値。

垂直磁場は、電流重心位置におけるヘリカル磁場を含まない PVF コイル、OH コイル、渦電流の軸対称成分のみの合計値として評価している。図 3-8 で説明したように、ヘリカル磁場なしでは弱垂直磁場 $B_z \sim -2.5$ mT 付近においてプラズマ水平位置の水平外側への変位が見られるが、ヘリカル磁場ありではそれが抑制されていることがわかる。このように、弱垂直磁場下において、ヘリカル磁場印加によるプラズマ水平位置の安定化を示した。

最後に、ヘリカルコイルにおける $N=1$ 通電モードによる実験について述べる。上記で説明した実験は、HF コイルを $N=2$ の通電モードで通電した。より簡易的なコイルで、つまりプラズマ上下に設置した AHF コイルを用いずに、側面平行四辺形コイルである HF コイルのみによる水平位置安定化実験を行った。HF コイルのみ印加時でプラズマを点ける場合は、 $N=2$ の通電モードから $N=1$ 通電モードに変更する必要があるため、 $N=1$ と $N=2$ の通電モードの違いについて説明する。HF コイルと AHF コイルの通電方向を示す、コイルの Z - ϕ 平面における概略図を図 3-10 に、コイルの鳥瞰図を図 3-11 に示す。

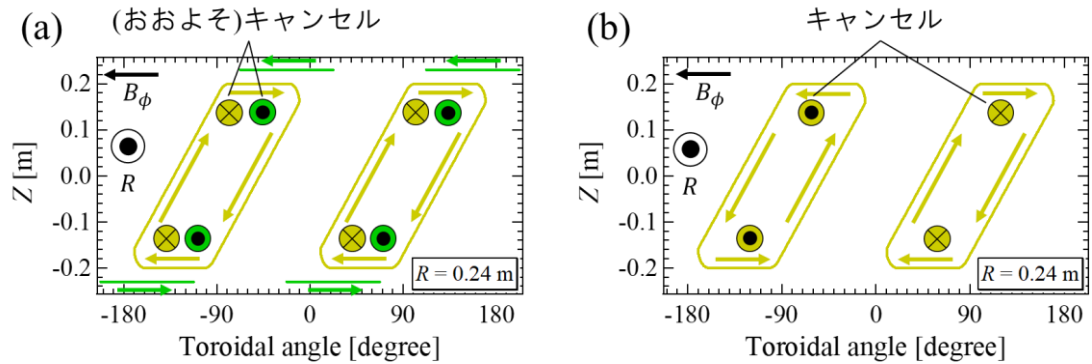


図 3-10 HF、AHF コイルのZ- ϕ 平面における概略図と通電方向。(a) $N=2$ 通電モード。(b) $N=1$ 通電モード。図中の黄色、緑の紙面奥手前を示すシンボルは、それぞれ HF コイルと AHF コイルの上下部が生成する水平磁場の向きを表す。

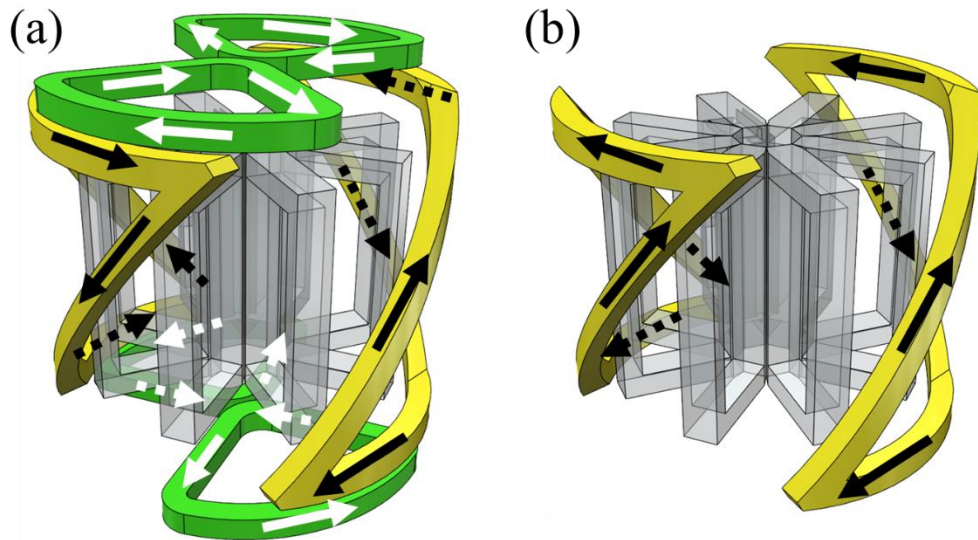


図 3-11 HF、AHF コイルの通電方向。(a) $N=2$ 通電モード、(b) $N=1$ 通電モード。黒矢印が HF コイルの通電方向、白矢印が AHF コイルの通電方向を示す。

図 3-10 は HF コイルと AHF コイルの弧の部分の断面の中心位置である $R = 0.24 \text{ m}$ におけるトロイダル方向における展開図を示している。紙面の奥と手前が径方向に対応し、紙面奥が径方向負方向、紙面手前が正方向となる。仮に、 $N=2$ の HF コイルのみでトカマクプラズマへの印加を考えると、図 3-10(a)の黄色の紙面奥のシンボルで示されるように、HF コイルの上下部が負方向の水平磁場を生成してしまい、プラズマが垂直上方向に大きく引っ張られてしまう。AHF コイルの役割は、HF コイルと逆向きに電流を流し、HF コイルの上下部が生成する水平磁場を打ち消すことにある。つまり、 $N=2$ で通電する場合は HF コイルと AHF コイルをセットで通電する必要がある。それに対して、 $N=1$ で HF コイルを通電する場合は、HF コイルの上下部が水平磁場を生成するものの、2 個の HF コイルの電流の向

きが逆のため、トカマクプラズマの垂直位置の変位への寄与という観点では2個のHFコイルが生成する水平磁場同士がキャンセルされるため、プラズマが垂直方向どちらかに引っ張られることはないと考えられる。つまり、HFコイルを $N=1$ で通電すれば、AHFコイルを用いずに、かつ垂直位置に大きく影響を及ぼさずトカマクプラズマへの印加が可能である。図 3-10 の状況を三次元的に描いたのが、図 3-11 である。

そこで、 $N=1$ のHFコイルのみを用いてトカマクプラズマへのヘリカル磁場印加実験を行った。なお、上記の $N=2$ の実験と実験日が異なる。図 3-8 と同様に、やや弱垂直磁場の条件にあたる $V_{\text{PVF}} = 0.30 \text{ kV}$ における、 $N=1$ HFコイルで生成したヘリカル磁場ありなしでのプラズマ位置の時間変化を図 3-12 に示す。OHコイル充電電圧は $V_{\text{OH}} = 2 \text{ kV}$ である。

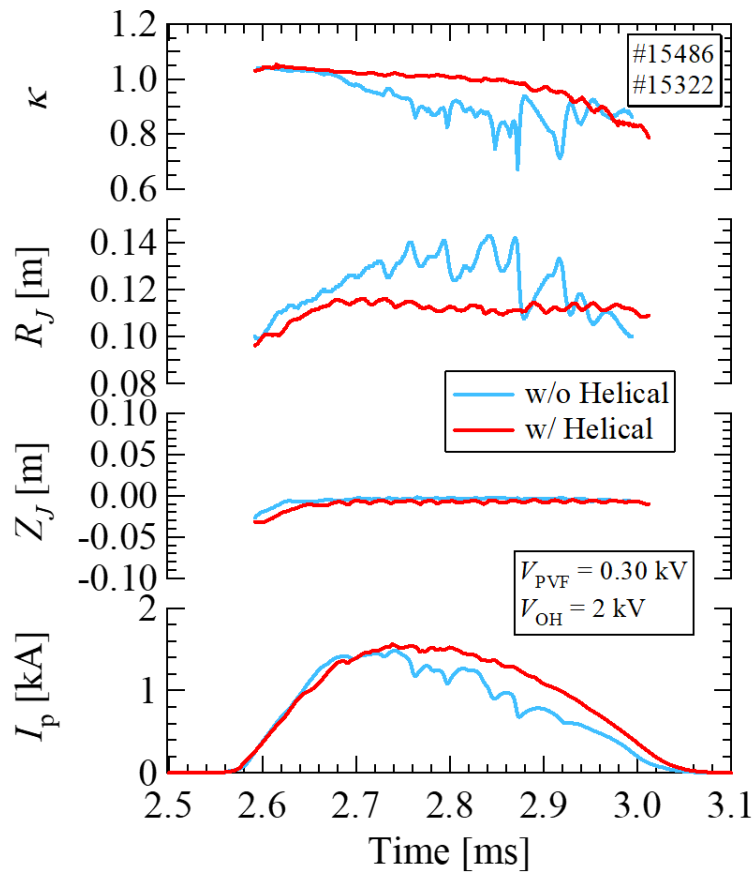


図 3-12 $N=1$ HFコイル磁場ありなしにおけるプラズマ位置形状の時間変化。上段から楕円度 κ 、プラズマ水平位置 R_J 、垂直位置 Z_J 、プラズマ電流 I_p を示す。青線：ヘリカル磁場なし、赤線：ヘリカル磁場あり。

ヘリカル磁場なしではプラズマ水平位置が振動する現象が見られているのに対し、 $N=1$ のHFのみで生成したヘリカル磁場印加で、水位位置の振動現象が抑制された。1-5節で説明した semi-stellarator windings による水平位置安定化は、大半外側とプラズマ上下を通る局

所へリカルコイルによる安定化効果であるのに対して、本実験により semi-stellarator windings より簡易的な、大半径外側に設置した側面平行四辺形コイルのみで水平位置安定化が可能であることを明らかにした。

3-4 第3章のまとめ

本章では円形断面トカマクにおける局所ヘリカルコイルによるプラズマ水平位置安定化について述べた。

・トカマクプラズマ位置形状推定コードの開発

ヘリカル磁場印加によるプラズマ位置安定化効果を調べるには実験で点けたトカマクプラズマの位置形状推定を行う必要があるため、磁気プローブアレイと磁束ループの外部磁気計測のみで位置形状推定を行う解析コードを開発した。解析手法として、プラズマ電流を円環フィラメントとして近似し、外部磁気データに合うようにフィラメントの位置・電流の決定することで磁束分布の再構成を行うフィラメント電流近似法を用いた。TOKASTAR-2ではプラズマ電流の6倍程度の非常に大きい渦電流が真空容器に流れるが、真空容器を円環フィラメントの集合体で近似し回路方程式を解くことで渦電流分布を求め磁束分布を求めた。以上の計算を組み合わせて、プラズマ電流の6倍程度の非常に大きい渦電流がある状況下でその磁場を評価する手法を開発し、プラズマ位置形状の推定を確立した。

・円形断面トカマクにおけるヘリカル磁場によるプラズマ水平位置安定化実験

円形断面トカマクにおけるヘリカル磁場によるプラズマ水平位置安定化実験を行い、上記の解析コードも用いて解析を行った。プラズマ位置の安定性は垂直磁場の径方向変化率である n -index で理解できる。垂直磁場を生成する PVF コイルのコイル電流をスキャンすることで、プラズマ水平位置と n -index 分布を変化させた。PVF コイルの充電電圧をやや低めにした弱垂直磁場下では、水平位置不安定となる n -index > 1.5 となる領域を径方向外側で広く生成し、かつプラズマを径方向外側で点けることができる。その磁場配位下でヘリカル磁場なしのトカマクプラズマを点けると、プラズマ水平位置が振動する水平位置不安定な現象が観測された。同じ磁場配位でヘリカル磁場を印加すると、水平位置の振動現象が抑制されプラズマ水平位置安定化を示した。ヘリカル磁場は、 $N=2$ の側面平行四辺形(HF コイル)・AHF コイルの両方印加と、 $N=1$ の側面平行四辺形(HF コイル)のみ印加の2通りで実験を行い、両方で水平位置安定化を示した。先行研究で水平位置安定化を示した semi-stellarator windings は、大半径外側とプラズマ上下を通る局所ヘリカルコイルによる安定化効果であるのに対して、本実験により semi-stellarator windings より簡易的な、大半径外側に設置した側面平行四辺形コイルのみで水平位置安定化が可能であることを明らかにした。

以上、円形断面トカマクにおける局所ヘリカルコイルによるプラズマ水平位置安定化を議論した。次章では、縦長断面トカマクにおける局所ヘリカルコイルによる垂直位置安定化について議論する。

第4章 既存局所ヘリカルコイルを用いた垂直位置安定化実験

ヘリカル磁場による垂直位置への効果を調べるために、プラズマ上下の軸対称コイルである SC コイルによって縦長断面トカマクを生成し、既存の局所ヘリカルコイルである HF コイルと AHF コイルが生成するヘリカル磁場を印加した実験を行った。本章では、その実験準備、実験条件、実験結果について述べる。

4-1 新規コンデンサバンク電源の整備

トカマクプラズマの非円形度を変え、縦長断面トカマクを生成するための SC コイルが 2016 年 4 月に設置されたが、SC コイル用の電源系がなかったため縦長断面の実験が行えていなかった。そこで、本研究において新規コンデンサバンク電源を 2 系統分整備した。

本研究室には、既存の静電容量 0.2 mF のコンデンサーが 6 基あり、新規のコンデンサーを 2017 年 3 月に購入した。内訳は、全て定格電圧 1 kV で、静電容量 0.1 mF \times 7、0.5 mF \times 2、1 mF \times 4 である。この新規コンデンサーは SC コイルだけでなく、ヘリカルコイル系の電流増強のため想定し時定数が長い通電を行うためにも、既存のコンデンサーと比べて定格電圧はやや低い静電容量が高いものを購入した。既存と新規のコンデンサバンクの外観図を図 4-1 に示す。



図 4-1 既存、新規コンデンサバンク。下の鼠色のコンデンサーが既存、上の白色のコンデンサーが新規。

コンデンサーを新規購入後、コンデンサーバンク電源の充放電盤システムを整備し、2018年7月に完成した。充放電盤は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の吉田研究室から2基譲り受け、それを TOKASTAR-2 用に手を加え改造したものである。整備した充放電盤の外観を図 4-2 に、回路図を図 4-3 に示す。



図 4-2 新規充放電盤の外観図

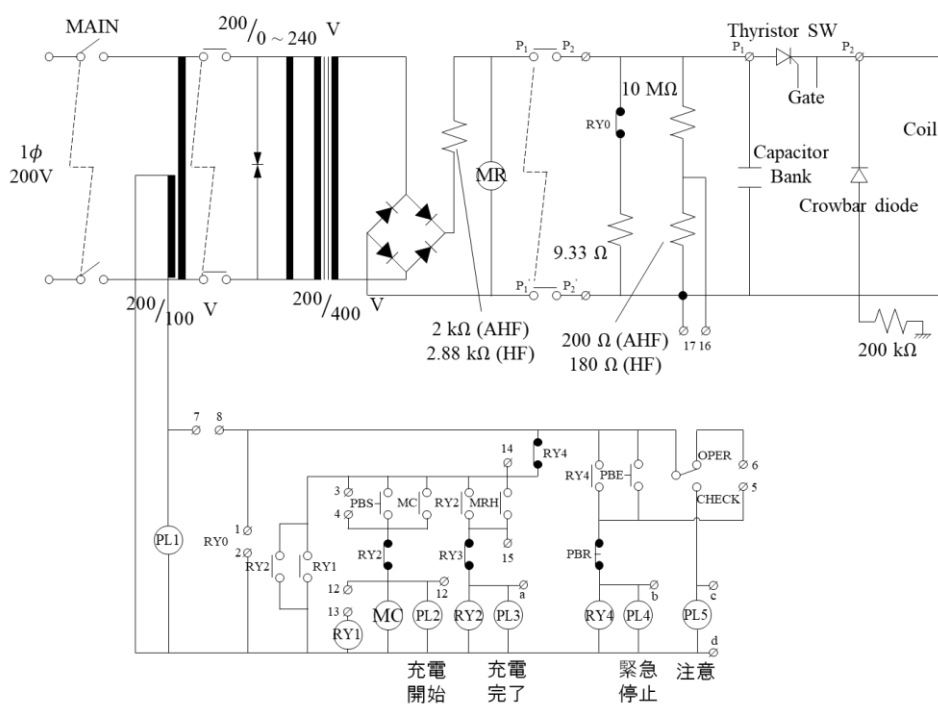


図 4-3 新規充放電盤の回路図。RY はリレースイッチ、PL はランプ、 ϕ は外部回路に繋がる連絡端子を示す。

この充放電盤は、入力 AC200 V によってコンデンサーへ充電でき、内部にサイリスタスイッチを内蔵し、充電完了後に後述するゲートパルサーによってコイルへの通電を可能とする。またダイオードクローバーも内蔵し、電流波形の引き延ばしも可能となっている。

この充放電盤はそれ自体でコイルの充電、通電が可能であるが、実際のオペレーションでは他コイルと同時に通電する必要があるため、中央制御盤とそのシステム系をドッキングする必要がある。そのために、充放電盤を遠隔で制御可能な遠隔制御盤を製作した。遠隔制御盤の外観を図 4-4 に、回路図を図 4-5 に示す。



図 4-4 遠隔制御盤の外観図

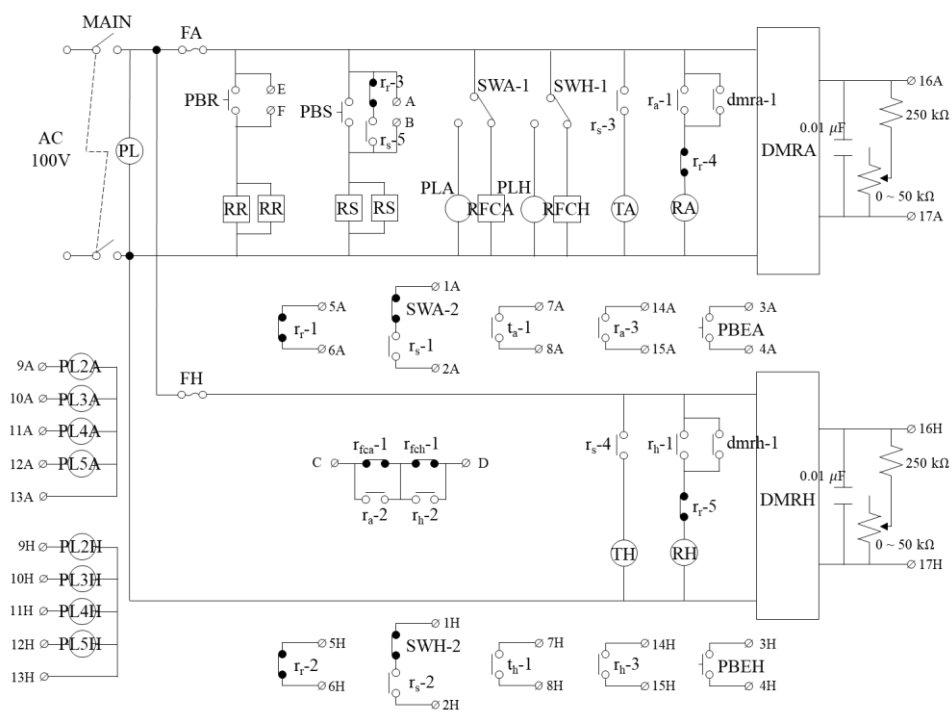


図 4-5 遠隔制御盤の回路図。R-はリレースイッチ、T-はタイマー、DMR はデジタルメーターリレー。

この遠隔制御盤は中央制御盤と隣接して設置されている。整備した充放電盤はこれらと少し離れた位置に設置されているが、この遠隔制御盤によって普段実験のオペレーションする場所から遠隔で充放電盤の操作を行うことができる。またこの遠隔制御盤は中央制御盤とドッキングされており、中央制御盤の制御によってこの遠隔制御盤を仲介して充放電盤の操作を行うことができ、コイルへの通電が可能となっている。

最後に、サイリスタスイッチのゲートパルサーを製作した。サイリスタスイッチはゲートに電圧パルスが入力されると、スイッチが ON する。ゲートパルサーの回路図を図 4-6 に示す。

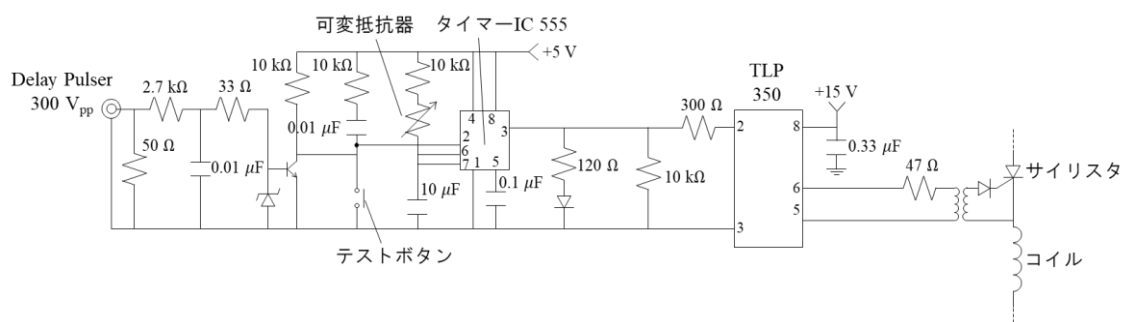


図 4-6 サイリスタスイッチのゲートパルサー

ゲートパルサーでは、各コイルの通電時間等を決めるディレイパルサーから伝達される電圧パルスを降圧し、タイマーIC555を駆動するトリガー信号とする。このトリガー信号によりサイリスタがONとなる時刻が決定される。このICにトリガー信号が入るとパルス時間幅 $\tau = \ln(3)RC$ の矩形パルスが発振され、サイリスタスイッチのゲート信号として入力される。TLP350は東芝製のフォトカプラである。

こうして整備した新規コンデンサー、充放電盤、遠隔制御盤、サイリスタスイッチ用のゲートパルサーによってコンデンサーバンク電源系が2系統分完成し、1系統分を使用してSCコイルへの通電が可能となった。また、ヘリカルコイル系は元々30 A/80 Vの定常電源によって通電を行っていたが、もう1系統分をヘリカルコイル系に使用することにした。ただし、定常電源の場合はHFコイルとAHFコイルにそれぞれ独立電源を用いていたが、このコンデンサーバンク電源を使用する場合はHFコイルとAHFコイルを直列に結線して通電した。詳しい通電シーケンスは次節で説明する。

なおSCコイルに通電する際の注意点として、次節でも後述するがSCコイルはPVFコイルやOHコイルより0.1 msほど遅れて通電を開始する。その場合、それらのコイルによる相互誘導により、設定したSCコイルの通電開始時刻よりも早めにSCコイルにその誘導電流が通電され、プラズマに影響を与えることがわかった。そこで、その誘導電流を防ぐために、図4-3でいう右上部に描かれているコイルに近い回路部を図4-7のように変更した。

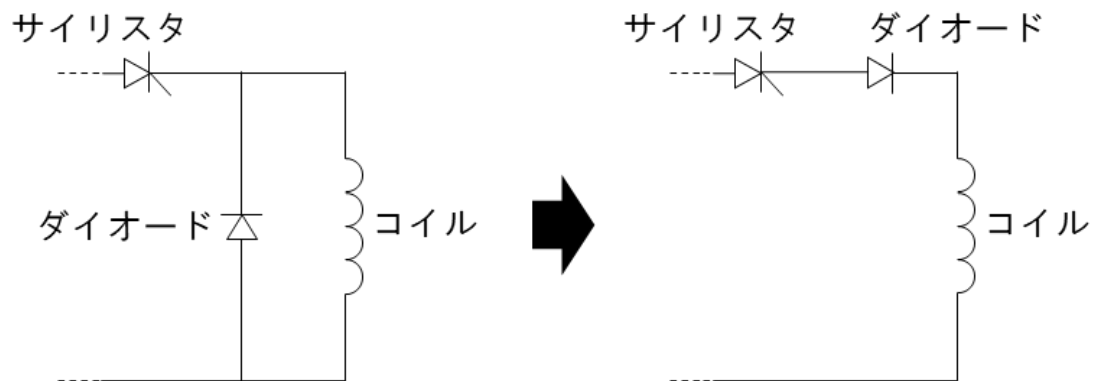


図 4-7 ダイオードクローバー部の回路変更

クローバーとして使用しているダイオードをコイルに直列接続し、整流として使用する。これによって電流は一方方向にしか流れず、SC コイルの電流は PVF コイルや OH コイルと逆向きであるので、PVF コイルや OH コイルによる誘導電流は流れない。つまり、SC コイルの通電では、誘導電流は流れないが、クローバーによる SC コイル電流の引き延ばしはない。これによって、不正な誘導電流が流れることなく、PVF コイルや OH コイルより遅らせて SC コイルに通電を行うことが可能となった。

このように、全てのコイルはコンデンサーバンク電源または定常電源を用いて通電される。一般的には、縦長断面トカマクの制御はプラズマ位置のフィードバック制御を有した電源系で実施されるが、本研究ではコンデンサーバンク電源によるプレプログラミング放電でありプラズマ位置のフィードバック制御は実施していないため、自由に動くトカマクプラズマをヘリカル磁場で制御するという実験となる。

4-2 実験条件

本節では、SC コイルを用いた縦長断面トカマク実験の実験シーケンス・実験条件、n-index の変化等について述べる。前述のように、各コイルにはコンデンサーバンク電源や定常電源によって通電される。コンデンサーバンク電源についてはディレイパルサーによって各コイルの通電時刻を設定してある。典型的な各コイルの通電波形を図 4-8 に、実験条件をまとめたものを表 4-1 に示す。

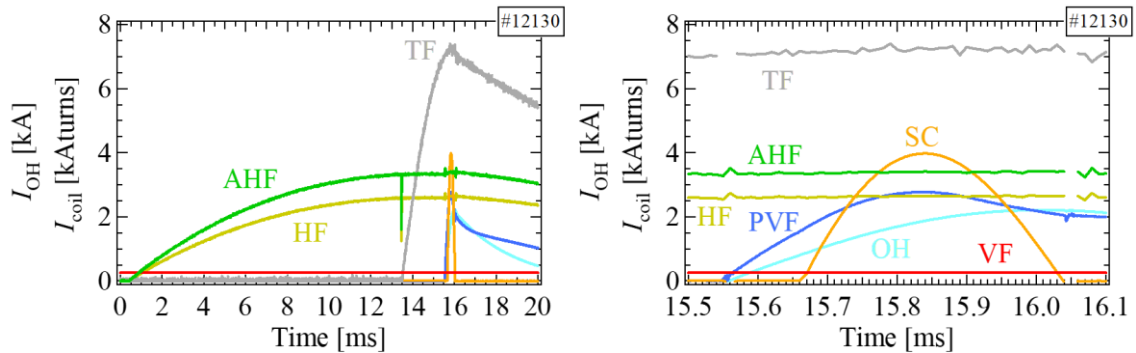


図 4-8 ヘリカル磁場印加実験における典型的なコイル通電波形。 $V_{PVF} = 0.35$ kV, $V_{SC} = 0.28$ kV, $I_{VF}^{upper} = 0.25$ kAturns。右図は左図の拡大図。

表 4-1 縦長断面トカマクへのヘリカル磁場印加実験における実験条件

コイル	充電電圧 V [kV]	静電容量 C [mF]	通電時刻 t [ms]	電流値 [kAt]
HF+AHF (直列)	0(w/o Helical), 0.12, 0.24, 0.36	5	0.45	-
TF	1.1	0.2	13.45	-
OH	2	0.4	15.55	-
PVF (上下並列)	0.33 ~ 0.42 の中 で適宜スキャン	0.2	15.55	-
SC (上下直列)	0.12 ~ 0.28, 0.04 刻みでスキャン	0.1	15.65	-
VF (上下独立)	-	-	-	上下独立に 適宜スキャン

プラズマ放電のシーケンスは以下である。

- ①最初に定常電源で VF コイルに通電開始
- ②直列に結線した HF コイルと AHF コイルであるヘリカルコイル系に通電開始
- ③TF コイルに通電開始し、2.45 GHz の RF を入射
- ④トロイダル磁場強度が >0.0875 T に達し、ECR 層が形成され、予備電離プラズマ(ECH プ

ラズマ)が生成される

- ⑤TF コイル、ヘリカルコイル系電流がフラットトップ時に、OH コイルと PVF コイルに通電開始し、トカマクプラズマが生成される
- ⑥OH コイル、PVF コイルの通電 0.1 ms 後に SC コイルに通電開始し、楕円度を上げる

PVF コイル、OH コイル、TF コイルにはそれぞれ 0.2 mF, 0.4 mF, 0.2 mF のコンデンサーを使用した。SC コイルの通電は PVF コイルや OH コイルと同程度の時定数で通電するため、比較的低い静電容量 0.1 mF で通電し、HF コイルと AHF コイルを直列に繋いだヘリカルコイルには高い静電容量 5 mF で通電する。TF コイルとヘリカルコイル系がフラットトップとなる時間帯にトカマクコイル系を通電する。TF コイルとヘリカルコイル系は時定数が長いので、トカマク放電時は準定常とみなせる。後述するが、縦長断面トカマクにおける VDE の特性は VDE 前の垂直位置に依存するため、垂直位置の微調整を行うために VF コイルを用いた。本実験では VF コイル上下にそれぞれ独立定常電源を結線し、片方のみに通電することで水平磁場を生成することにより垂直位置を微調整した。本実験では、表 4-1 に示されるようにヘリカル磁場ありなしでプラズマの水平位置、垂直位置、楕円度、ヘリカル磁場強度を調整する PVF コイル、SC コイル、VF コイル、ヘリカルコイル電流をスキャンした。ヘリカルコイル充電電圧は 0(w/o Helical), 0.12, 0.24, 0.36 kV の 4 ケースでスキャンしており、これは HF コイルのフラットトップ電流値 0, ~2.6, ~5.2, ~7.8 kAturns に対応している。ヘリカル磁場ありなしでプラズマ位置等を比較し、ヘリカル磁場の垂直位置への効果を調査した。

ここで、ヘリカル磁場なしの軸対称磁場について SC コイル磁場ありなしの違いについて説明する。今回の実験でターゲットとするのは、n-index が負となる磁場配位である。n-index が負になるほど楕円度は大きくなるが、垂直位置が不安定になる。n-index

$$n = -\frac{R}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial R} \quad (4.1)$$

が負になることは、第 1 章の図 1-8 (a) で述べた縦長断面トカマクにおける垂直位置不安定化させる水平磁場分布と対応している。円筒座標系(R, ϕ, Z)での Maxwell 方程式 $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ における ϕ 成分を抽出すると、次式で表される。

$$\frac{\partial B_z}{\partial R} = \frac{\partial B_r}{\partial Z} \quad (4.2)$$

つまり、n-index が負になることは $\partial B_z / \partial R < 0$ つまり $\partial B_r / \partial Z < 0$ になり、縦長断面トカマクが垂直位置不安定とさせる水平磁場分布と対応している。

第 3 章の SC コイル磁場なしの実験では n-index が負となる磁場配位を生成することができなかったが、SC コイル磁場を用いることで n-index が負となる磁場配位を生成することができる。図 4-8 のコイル通電波形の $t = 15.85$ ms における SC コイル磁場ありなしの、赤道面における真空垂直磁場 B_z と n-index の径方向分布を図 4-9 に、磁束の RZ 分布を図 4-10

に示す。

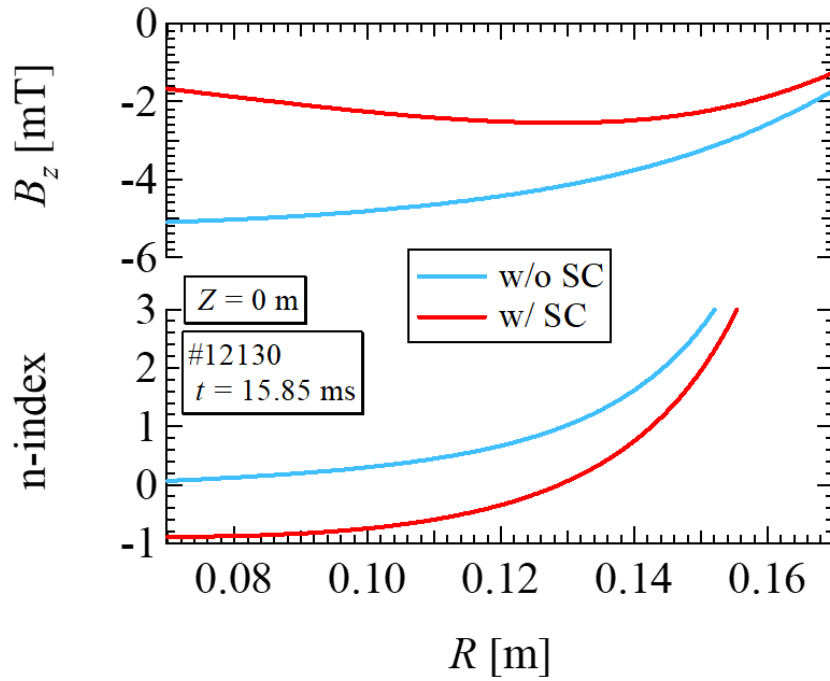


図 4-9 SC コイル磁場ありなしの、赤道面における真空垂直磁場(上段)と n -index(下段)の径方向分布。青線：SC コイル磁場なし、赤線：SC コイル磁場あり。

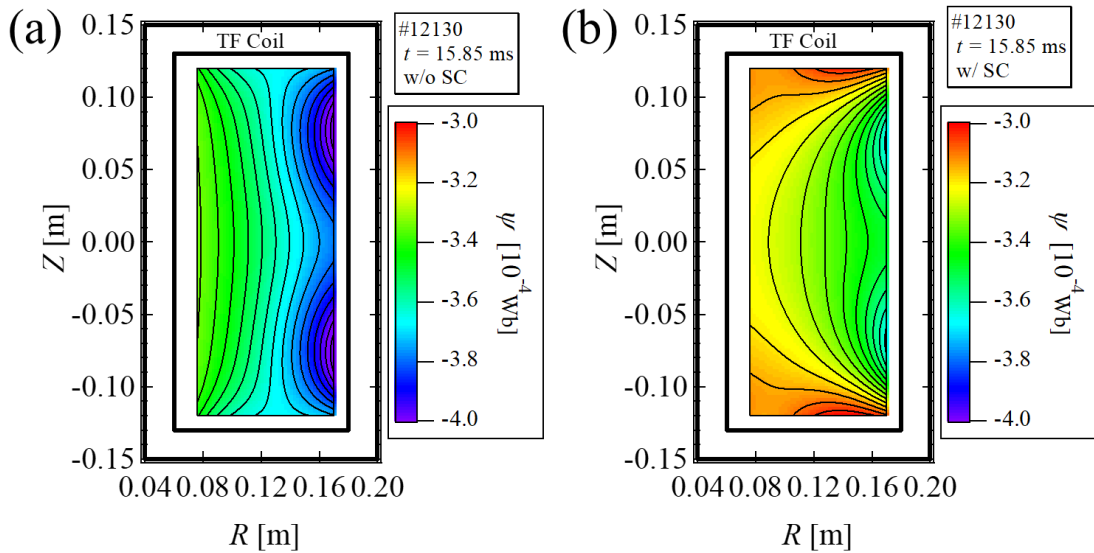


図 4-10 SC コイル磁場ありなしの、ポロイダル磁束の RZ 分布。(a)SC コイル磁場なし、(b)SC コイル磁場あり。

図 4-9、図 4-10 は、ヘリカル磁場なしの軸対称コイルの寄与のみで回路方程式コードで計算した磁場、磁束分布である。SC コイル磁場なしとは、図 4-8 で SC コイルが 0 と設定して計算し、PVF コイル磁場と OH コイル磁場、渦電流磁場の寄与であるということを示す。図 4-9 によると、SC コイル磁場があることで特に径方向内側で磁場が弱くなり、 n -index が負となる磁場配位が達成できていることがわかる。図 4-10 の磁束分布によると、SC コイル磁場なしの場合は磁力線の曲率がトラス外側に向かって凸となっているが、SC コイル磁場ありの場合ではトラス内側に向かって凸となっており、磁束分布が変化している様子がわかる。 n -index の時間変化も議論するために、図 4-9 の SC コイル磁場ありの条件 ($V_{SC} = 0.28$ kV) と SC コイル電流を落とした $V_{SC} = 0.12$ kV の条件における、赤道面での時間と径方向位置に対する n -index のカラーマップを図 4-11 に示す。

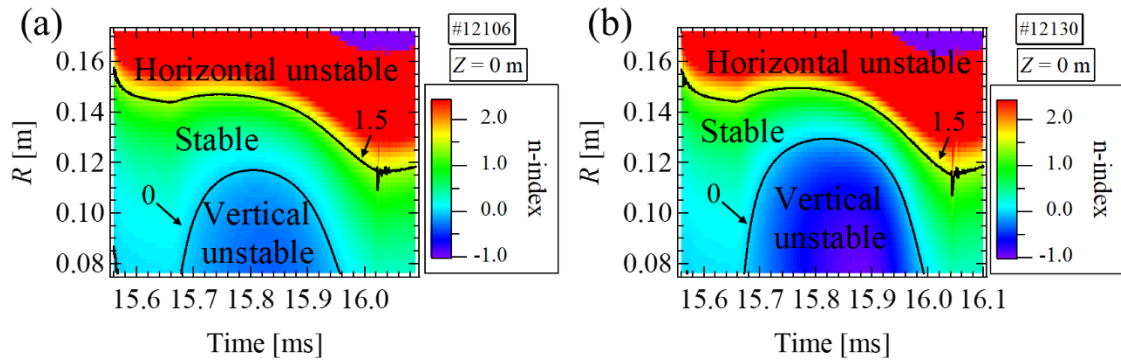


図 4-11 SC コイル磁場ありにおける時間と径方向に対する n -index のカラーマップ。(a) $V_{SC} = 0.12$ kV、(b) $V_{SC} = 0.28$ kV。 $0 < n\text{-index} < 1.5$ の領域が安定、 $n\text{-index} > 1.5$ の領域が水平位置不安定、 $n\text{-index} < 0$ が垂直位置不安定であることを示す。

図 4-8 で示されるように、SC コイル電流が立ち上がる $t = 15.65$ ms 後から n -index が負になる領域が現れ、電流がピークに達する $t = 15.85$ ms 付近で最も n -index が低くなる。 $t = 15.85$ ms 以降は SC コイル電流は下がっていくため、 n -index が負になる領域も狭くなる。図 4-11(a)の $V_{SC} = 0.12$ kV よりも、SC コイル電流を上げた図 4-11(b)の $V_{SC} = 0.28$ kV の方が、 n -index がより負になりその領域も広がる。径方向外側では水平位置が不安定となる n -index が 1.5 以上の領域も存在するが、本実験では PVF コイル充電電圧を高めに設定し垂直磁場を強めて径方向内寄せのトカマクプラズマを点けるため、第 3 章で議論したような弱垂直磁場の条件で現れる水平位置不安定な挙動はあまり問題とならない。次節以降の実験では、このように n -index が負となるような磁場配位で垂直位置が不安定となる磁場配位で、ヘリカル磁場印加による垂直位置への効果を調査した。

4-3 実験結果

最初に、ヘリカル磁場ありなしでの典型的なプラズマ電流波形を図 4-12 に示す。

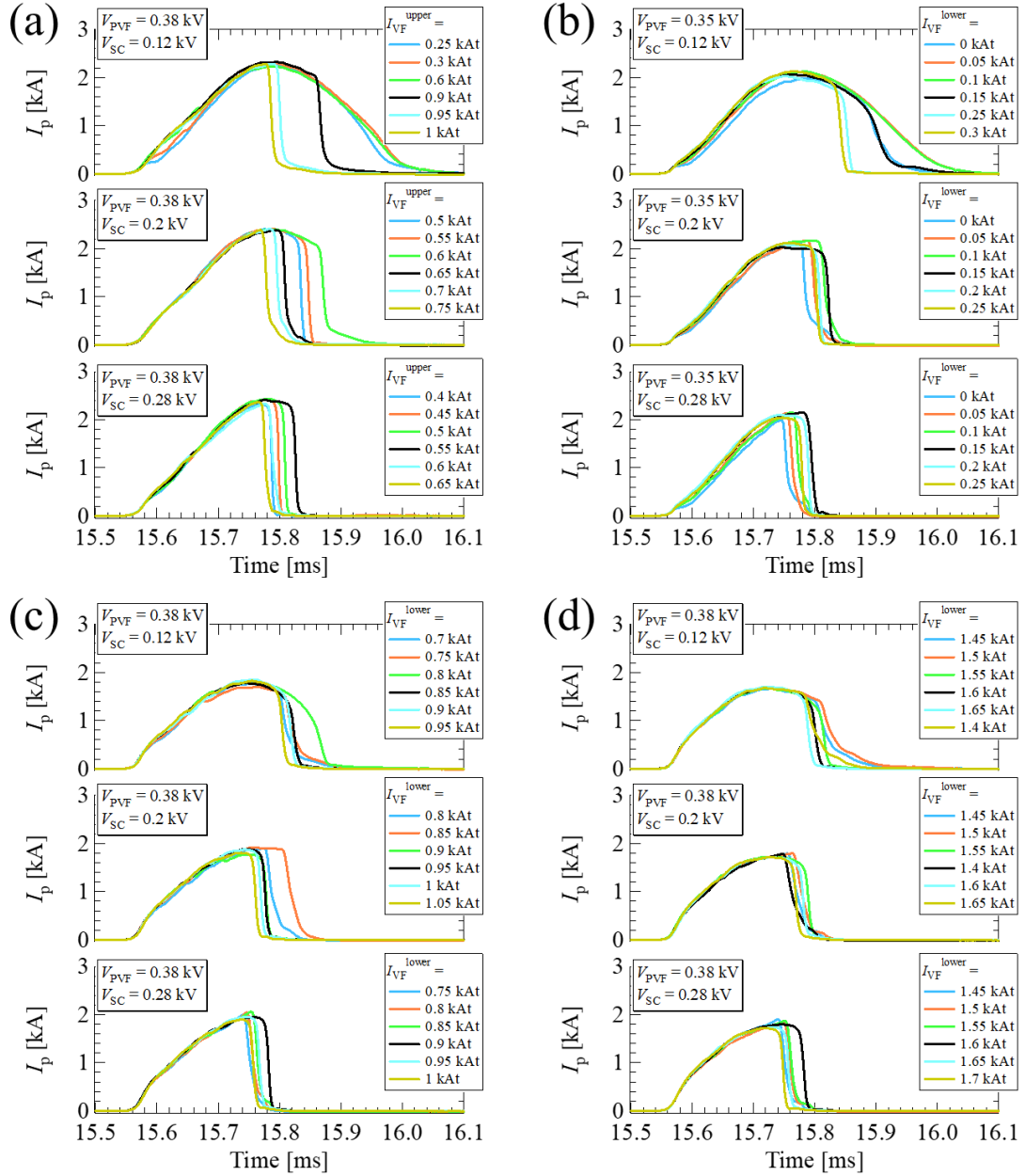


図 4-12 ヘリカル磁場ありなしにおける典型的なプラズマ電流波形。HF コイル電流は、(a)0 kAt (w/o Helical)、(b)2.6 kAt、(c)5.2 kAt、(d)7.8 kAt。上段から SC コイル充電電圧が低い順。凡例は VF コイル電流。

図 4-12 (a)~(d)はそれぞれ HF コイル電流が 0(w/o Helical)、2.6, 5.2, 7.8 kAt のケースであり、各图上段から SC コイル充電電圧が低い順 ($V_{SC} = 0.12, 0.20, 0.28$ kV)である。各ヘリカル

コイル電流のケースで、PVF コイル充電電圧は固定しており、凡例は VF コイル電流を示している。ヘリカル磁場なしのケースを見ると、従来の SC コイル電流なしの円形断面実験では最高プラズマ電流値が~2 kA であるのに対して、プラズマ電流の最高値~2.5 kA 程度となっており SC コイルに通電したことによりプラズマ電流の最高値が上昇した。SC コイル充電電圧が高いケースにおいては、時間後半でプラズマ電流が急激に減少するプラズマ電流クエンチが見られた。これは VDE 発生後に見られるものであり詳細は後述する。ヘリカル磁場ありでも同様にプラズマ電流クエンチが発生しており、またプラズマ電流の最高値はヘリカル磁場が高くなるほど減少し、望ましくない結果となった。ヘリカル磁場印加時の傾向も後述する。

最初に、ヘリカル磁場なしの純粋トカマクのケースで VDE の傾向等を調査した。VDE の断面を縦長にする SC コイル電流依存性について調べた。ヘリカル磁場なしでの SC コイル電流をスキャンしたときのプラズマ位置形状の時間変化の一例を図 4-13 に示す。

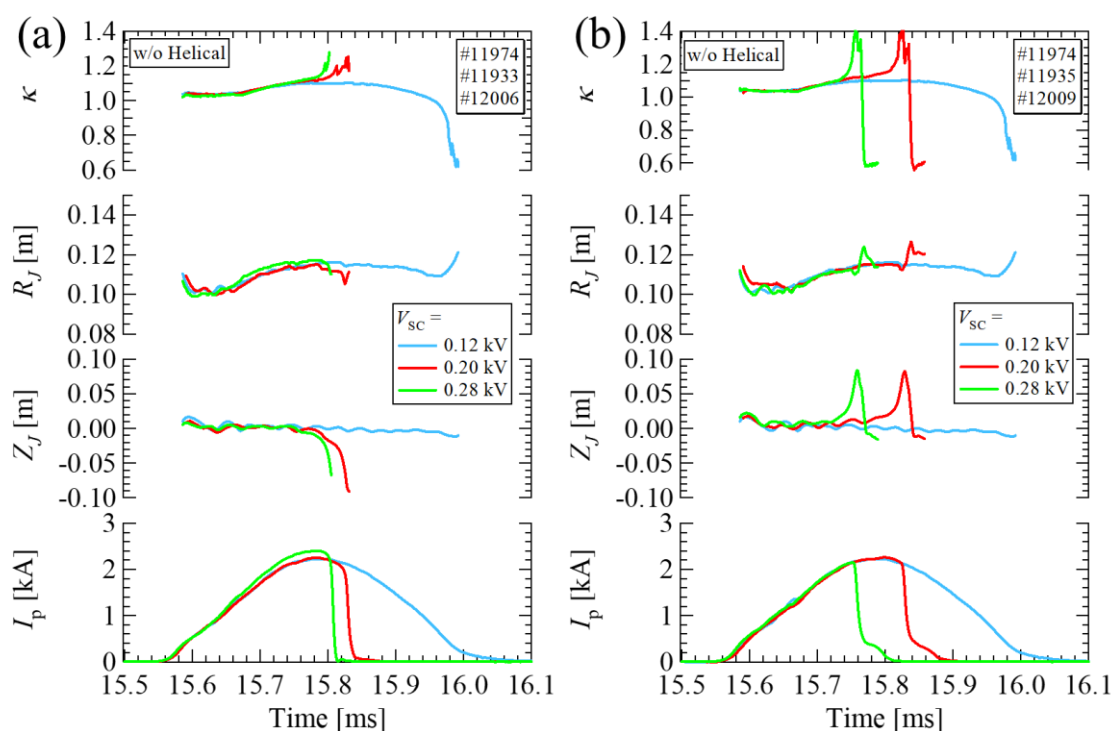


図 4-13 SC コイル電流スキャン時のプラズマ位置形状の時間変化(ヘリカル磁場なし)。(a) 下側 VDE のケース、(b)上側 VDE のケース。上段から楕円度 κ 、プラズマ水平位置 R_j 、垂直位置 Z_j 、プラズマ電流 I_p を表す。SC コイル充電電圧 V_{sc} について、青線：0.12 kV、赤線：0.20 kV、緑線：0.28 kV。

上段から楕円度 κ 、プラズマ水平位置 R_j 、垂直位置 Z_j 、プラズマ電流 I_p の時間変化を示している。SC コイル電流は $V_{sc} = 0.12, 0.20, 0.28$ kV の 3 ケースである。図 4-13(a)は上側 VDE

が発生した放電、図 4-13(b)は下側 VDE が発生した放電であり、VF コイルが生成する水平磁場によって図 4-13(a)は垂直位置をやや上寄せ、図 4-13(b)は下寄せにしている。同じ SC コイル充電電圧の放電の中でも、PVF コイルと VF コイルをスキャンした複数ショットがあるので、プラズマ位置がなるべく近いショット同士で比較している。どのケースにおいても SC コイル電流が立ち上がる $t = 15.65$ ms 付近から橢円度がやや上昇していることがわかる。SC コイル充電電圧が小さいとき ($V_{SC} = 0.12$ kV) VDE は発生せず垂直位置は安定しているが、SC コイル充電電圧を高くすると ($V_{SC} = 0.20, 0.28$ kV) 垂直位置不安定性による VDE が見られるようになった。このように、プラズマ上下に設置した SC コイルにより垂直位置不安定な縦長断面トカマクを生成することができるようになった。図 4-11 で示されるように、SC コイル電流が高い方が n -index がより早く負になるので、 $V_{SC} = 0.20$ kV のケースより 0.28 kV のケースの方がより早いタイミングで VDE が発生している。上側 VDE のケースでは、VDE が発生した後に垂直位置が赤道面付近に戻る不自然な挙動が見られている。トロイダル磁場の向きを反転させたときには下向き VDE で見られるようになり傾向が変化したので、この現象はトロイダル磁場の誤差磁場によるだと考えられる。次に、橢円度とプラズマ垂直位置の関係、VDE とプラズマ電流クエンチの関係を見た。図 4-13(a)の $V_{SC} = 0.28$ kV のケースにおける、橢円度に対するプラズマ垂直位置を図 4-14(a)に、垂直位置、プラズマ電流の図の拡大図を図 4-14(b)に示す。

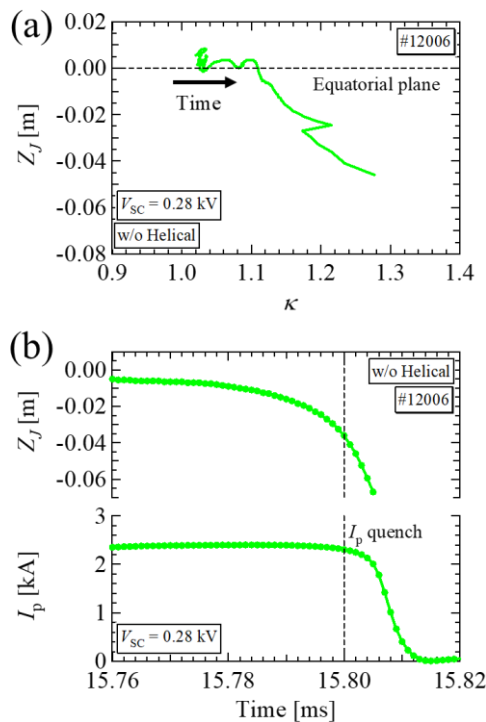


図 4-14 橢円度とプラズマ垂直位置の関係、VDE とプラズマ電流クエンチの関係。(a)橢円度に対するプラズマ垂直位置、(b)図 4-13(a)の $V_{SC} = 0.28$ kV のケースにおける垂直位置 Z_J 、プラズマ電流 I_p の図の拡大図。

図 4-14(a)は、プラズマ垂直位置と楕円度が時間とともにどう推移しているかを示しており、図でいうと楕円度の低い方を始点に時間が経過している。楕円度が~1.1 程度まで増加するまではプラズマ垂直位置はほぼ赤道面付近にいるが、楕円度が 1.1 程度を超えると VDE が発生し VDE 中は楕円度が高くなっていることがわかる。図 4-14(b)は VDE とプラズマ電流クエンチのタイミングの関係を調べるために拡大図で示しており、VDE が発生し垂直位置が赤道面から 0.04 m 程度離れた所で、つまり VDE が発生した後にプラズマ電流クエンチが発生している。VDE は、ディスラプションに伴い電流クエンチ中に観測される場合と、ディスラプションより先に VDE が発生する場合がある。後者の場合、プラズマの移動に従ってプラズマの断面積(プラズマの小半径)が小さくなり、安全係数が限界まで低下した時点でサーマルクエンチおよび電流クエンチが発生する [47]。今回の実験のケースでは、後者つまり VDE の後に電流クエンチが発生しているため、そのような安全係数の低下によるクエンチが一つの原因として考えられる。電流クエンチ速度は非常に速く、100 MA/s を超えている。

次に、VDE 前の垂直位置に対する VDE の発生条件および移動方向の依存性を調べた。ヘリカル磁場なしの全放電を集計して調べた、SC コイル電流に対する VDE 前のプラズマ垂直位置を図 4-15 に示す。SC コイル充電電圧は $V_{SC} = 0.12, 0.16, 0.20, 0.24, 0.28$ kV の 5 ケースである。

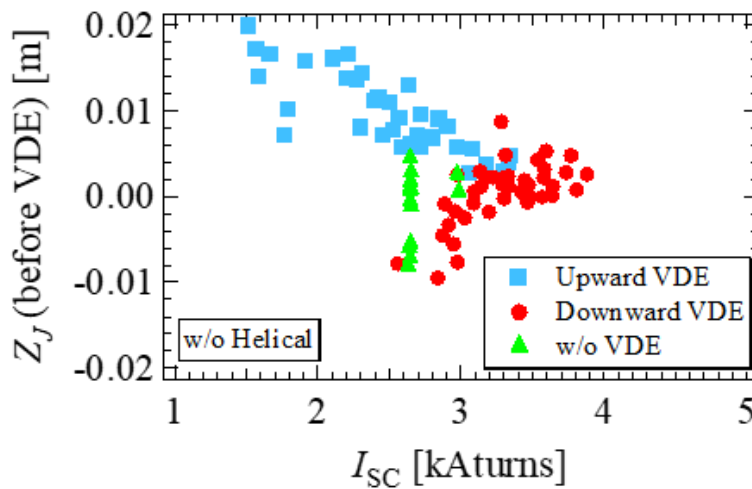


図 4-15 ヘリカル磁場なしにおける SC コイル電流に対する VDE 前のプラズマ垂直位置。青点：上側 VDE 放電、赤点：下側 VDE 放電、緑点：VDE 非発生放電。

青四角が上側 VDE 放電、赤丸が下側 VDE 放電、緑三角が VDE 非発生放電として区別している。VDE 前のプラズマ垂直位置は、プラズマの立ち上がり後から VDE が発生する前までの垂直位置を平均することで評価している。VDE が発生した時刻を、プラズマ垂直位置が平均値として評価した VDE 前の垂直位置から ± 0.01 m 離れた時刻として定義した。横軸の SC コイル電流は、VDE 発生放電では VDE 発生時刻での値、VDE 非発生放電では SC コ

イル電流の最大値として評価した。前にも簡単に触れたが、VDE 前のプラズマ垂直位置が赤道面の upper 側にある場合 upper VDE 放電のプロットが密集し、赤道面の lower 側にある場合 lower VDE 放電のプロットが密集しており、VDE の方向は VDE 前の垂直位置に依存する。VDE 前の垂直位置が赤道面よりやや upper 側なら upper VDE が、赤道面より lower 側なら lower VDE が発生するということである。また、SC コイル電流値が低いケース ($I_{SC} \sim 2.6$ kAturns) で、プラズマ垂直位置が比較的赤道面付近に近い場合は VDE が発生していないが、赤道面から離れすぎると VDE が発生している。このように VDE の発生/非発生にも VDE 前のプラズマ垂直位置に関わることがわかる。一方で、SC コイル電流が高いケース ($I_{SC} > 3$ kAturns) では、プラズマ垂直位置が赤道面に近くても VDE が発生する。ちなみに、lower VDE の低 I_{SC} 部のプロットが少ないのは垂直位置を微調整している VF コイル電流のスキャン範囲に偏りがあったことに主に起因している。このように、ヘリカル磁場なしのケースにおける VDE に対する、断面を縦長にする SC コイル電流値依存性や VDE 前のプラズマ垂直位置依存性等について基礎的な性質をまとめることができた。

次に、トカマクプラズマに HF コイル、AHF コイルが生成するヘリカル磁場を印加し垂直位置安定性へのヘリカル磁場の効果を調べた。図 4-13 と同様に、ヘリカル磁場ありでの SC コイル電流をスキャンしたときのプラズマ位置形状の時間変化の一例を図 4-16 に示す。

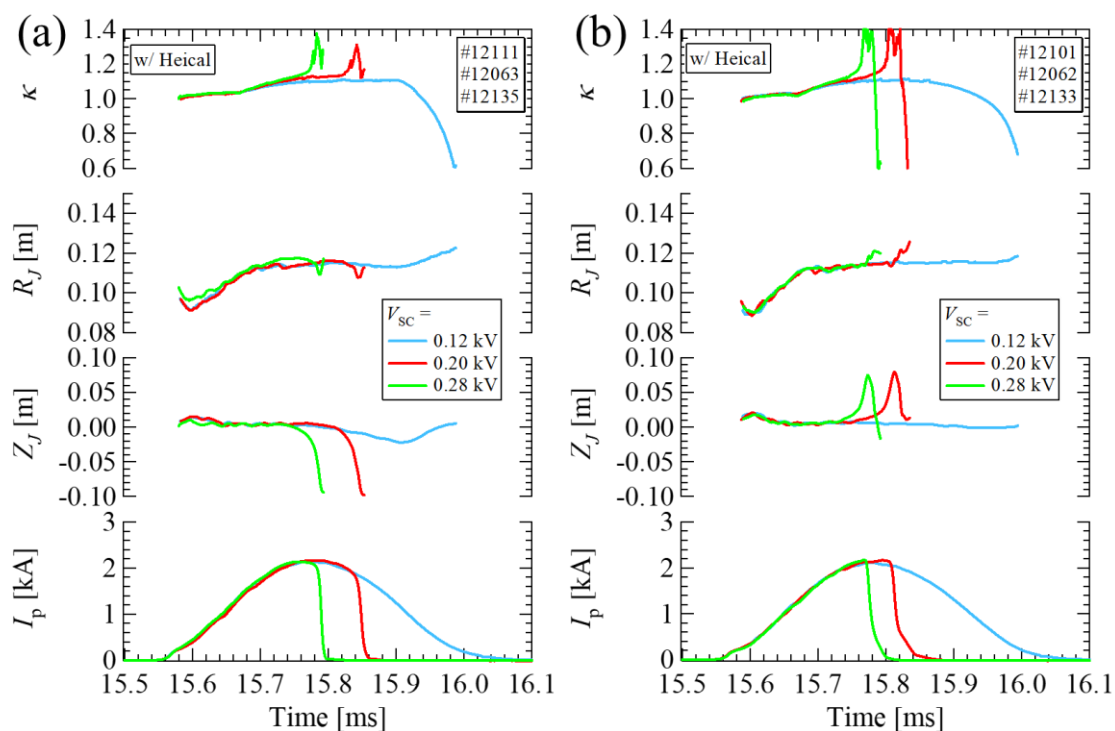


図 4-16 SC コイル電流スキャン時のプラズマ位置形状の時間変化(ヘリカル磁場あり)。(a) 下側 VDE のケース、(b) 上側 VDE のケース。HF コイル電流は ~ 2.6 kAturns。上段から安全係数 κ 、プラズマ水平位置 R_j 、垂直位置 Z_j 、プラズマ電流 I_p を表す。SC コイル充電電圧 V_{SC} について、青線：0.12 kV、赤線：0.20 kV、緑線：0.28 kV。

SC コイル電流は $V_{SC} = 0.12, 0.20, 0.28$ kV の 3 ケースで、HF コイル電流は ~ 2.6 kAturns である。図 4-16(a)は下側 VDE が発生した放電、図 4-16(b)は上側 VDE が発生した放電である。ヘリカル磁場なしの図 4-13 と同様に、SC コイル充電電圧が小さいとき ($V_{SC} = 0.12$ kV)VDE は発生せず垂直位置は安定しているが、SC コイル充電電圧を高くすると ($V_{SC} = 0.20, 0.28$ kV)VDE が見られ、VDE の傾向としてはヘリカル磁場なしと比べて大きな改善は見られなかった。ヘリカル磁場の強度が足りない可能性を考え、ヘリカルコイル充電電圧を上げヘリカルコイル電流を高くした実験も実施した。SC コイル充電電圧が低いケース ($V_{SC} = 0.12$ kV) の全放電でまとめた、各ヘリカルコイル電流における最大プラズマ電流値と VDE 前のプラズマ垂直位置の散布図を図 4-17 に示す。

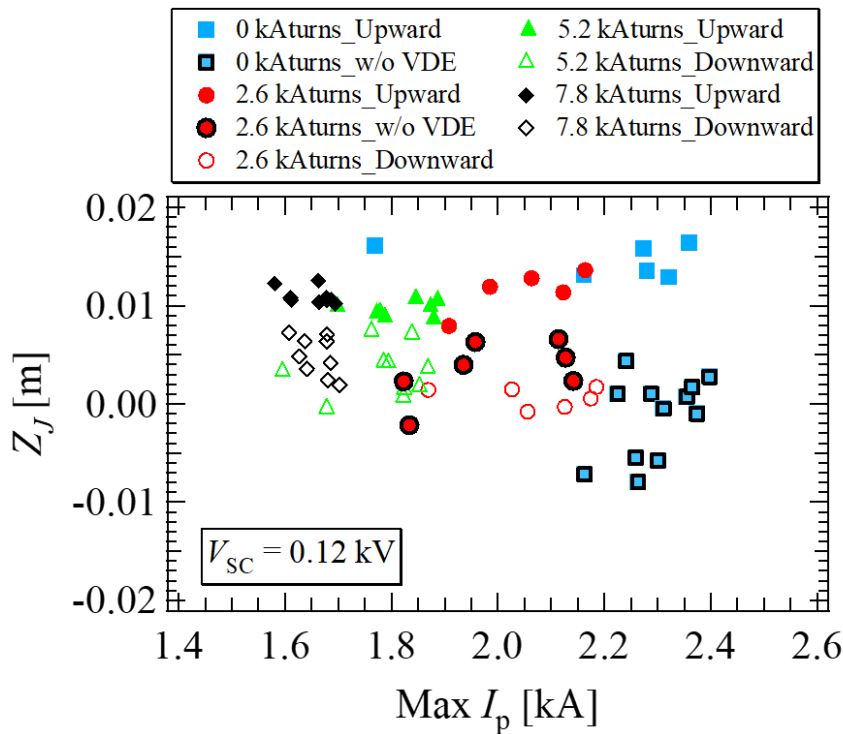


図 4-17 各ヘリカルコイル電流における最大プラズマ電流値と VDE 前のプラズマ垂直位置の散布図。HF コイル電流が、青点：0 kAturns(w/o Helical)、赤点：2.6 kAturns、緑点：5.2 kAturns、黒点：7.8 kAturns。クローズシンボル：上側 VDE 放電、オープンシンボル：下側 VDE 放電、黒枠付きクローズシンボル：VDE 非発生放電。

HF コイル電流は $I_{HF} = 0$ (w/o Helical), 2.6, 5.2, 7.8 kAturns の 4 ケースである。各ヘリカルコイル電流値で、クローズシンボルが上側 VDE 放電、オープンシンボルが下側 VDE 放電、黒枠があるクローズシンボルが VDE 非発生放電と区別している。一番 SC コイル充電電圧が低いケースということもあり、例えばヘリカル磁場なしのケースでは VDE 非発生放電が見られる。一方で、ヘリカル磁場ありの $I_{HF} = 2.6$ kAturns のケースでも VDE 非発生放電は

見られるものの、赤のオープンシンボルで示されるように赤道面付近で下側 VDE の放電も見られる。また、ヘリカル磁場がより強い $I_{HF} = 5.2, 7.8 \text{ kAturns}$ のケースでは、VDE 非発生放電は見られずいずれの放電でも VDE が発生してしまっていることがわかる。さらに、ヘリカル磁場が弱い順 ($I_{HF} = 0(\text{w/o Helical}), 2.6, 5.2, 7.8 \text{ kAturns}$) で、プラズマ電流の最大値がそれぞれ $\sim 2.4 \text{ kA}$, $\sim 2.2 \text{ kA}$, $\sim 1.9 \text{ kA}$, $\sim 1.7 \text{ kA}$ となり、ヘリカル磁場が強くなるほど到達できるプラズマ電流も下がる傾向となり望ましくない結果となった。このように、SC コイル充電電圧が最も低いケースでさえ、かつプラズマの垂直位置を調整しても、ヘリカル磁場印加による垂直位置安定性への改善は見られなかった。これらから、既存のヘリカルコイル (HF+AHF コイル) では VDE を解消することはできず、垂直位置安定化への効果はないと結論付けた。

4-4 第4章のまとめ

本章では、縦長断面トカマクにおける既存の局所ヘリカルコイル(側面平行四辺形 HF コイル+上下扇型コイル AHF コイル)による垂直位置安定化実験について述べた。プラズマ上下の軸対称コイル(SC コイル)とヘリカルコイルについて定常電源より大電流を流すためのコンデンサーバンク電源を2系統分新たに整備した。第3章で議論した円形断面トカマクに対し、プラズマの上下の軸対称コイル(SC コイル)を追加で用いることで、 n -index が負となる磁場配位を生成し、垂直位置不安定な縦長断面トカマクを生成することができた。まず、プラズマ水平・垂直位置、 n -index を調整する PVF コイル、VF コイル、SC コイルの各コイル電流をスキャンして、ヘリカル磁場なしで VDE の傾向を調査した。VDE の向きが VDE 前の垂直位置に依存する傾向(上寄せにすると上側 VDE、下寄せにすると下側 VDE が発生する)、VDE が発生する垂直位置の範囲の SC コイル電流依存性(SC コイル電流が小さく垂直位置を赤道面付近に調整すると VDE は発生しないが SC コイル電流が大きい場合は位置調整しても VDE が発生する)、といった基礎的な性質を示した。続いて、縦長断面トカマクにヘリカル磁場を印加して、垂直位置への効果を調べた。しかし、VDE は解消されず、ヘリカルコイル電流を高くしても到達できるプラズマ電流値は数 100 A 程度落ちてしまった。SC コイル充電電圧が最も低く比較的 VDE しにくい条件で VDE の発生条件を整理したが、ヘリカル磁場の強度を高くしたり、垂直位置を微調整してもヘリカル磁場により VDE が抑制されたといった明確な効果は得られなかった。本章による実験から、既存のヘリカルコイル(HF+AHF コイル)では VDE を解消することはできず、垂直位置安定化への効果はないと結論付けた。次章では、既存のヘリカルコイルが安定化に寄与がない理由を調べるために、磁力線追跡計算を用いてヘリカル磁場が生成する実効的な水平磁場を評価した。

第5章 ヘリカル磁場が生成する実効的な水平、垂直磁場の評価

既存ヘリカルコイルでは垂直位置安定化への効果がないことが第4章の実験でわかり、既存コイルが有効でない理由を検証するために、1-5節で説明したヘリカル磁場が生成する実効的なポロイダル磁場を評価した。そのためのコード開発、計算結果について述べる。

5-1 ヘリカル磁場の実効ポロイダル磁場評価コードの開発

閉磁気面の有無に関わらずヘリカル磁場が回転変換を持つとき、実効的なポロイダル磁場を生成する。例えば、ある点から出発したトロイダル磁場とヘリカル磁場を合成した磁力線がトロイダル方向を1周し、出発点と同じポロイダル面を通過する際に水平方向にドリフトした場合、この磁力線には実効的な水平磁場が存在すると考えられる。実効的なポロイダル磁場は磁力線のトロイダル方向周回後の磁力線のドリフトで生成されるので、磁力線に沿って磁場を平均することでヘリカル磁場が生成する実効的なポロイダル磁場を評価することができる [15][19]。プラズマ電流がない真空磁場で、トロイダル方向に動く磁力線に沿って磁場を平均して評価する。ヘリカル磁場が生成する実効的なポロイダル磁場を評価するために、2-8-2節で説明した磁力線追跡計算コード HSD を改良した計算コードを開発した。計算手順は以下の通りである。

①磁力線追跡計算の始点を指定する。トロイダル角 $\phi = 0^\circ$ から出発する。

②Biot-Savart の法則

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{s} \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (5.1)$$

を用いて、その点における磁場ベクトルを計算する。なお、VF コイルのような軸対称コイルについては回路方程式コードでも用いた楕円積分による理論値(2.14)式や(2.15)式で磁場を計算する。

③磁場ベクトルの方向に磁力線位置を線素分(1 mm)進める。

④②と③を繰り返し、磁場ベクトルを計算しつつ、磁力線がトロイダル方向に1周するまで磁力線の軌跡を進める。

⑤磁力線の軌跡を進める際、磁力線がトロイダル方向1周するまでに磁力線に沿って水平磁場 B_r と垂直磁場 B_z を平均し、次式によって実効的な水平磁場 B_r^{eff} 、垂直磁場 B_z^{eff} を計算する。

$$B_{r,z}^{\text{eff}} = \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} B_{r,z} ds / \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} ds \quad (5.2)$$

ここで、 ds は磁力線に沿った微小線素である。

⑥計算点を定義する必要がある。今回は追跡した磁力線座標(R, Z)の平均として計算点を定義した。次式によって定義位置(R_{av}, Z_{av})を計算する

$$R_{av} = \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} R ds / \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} ds, \quad Z_{av} = \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} Z ds / \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} ds \quad (5.3)$$

定義位置は追跡した後で決まるので、計算したい位置と定義位置が一致するようにイテレーションによって磁力線の追跡開始位置を変えつつ、計算したい位置での $B_{r,z}^{eff}$ を計算する。ヘリカル磁場中で追跡した磁力線の一部を図 5-1 に示す。

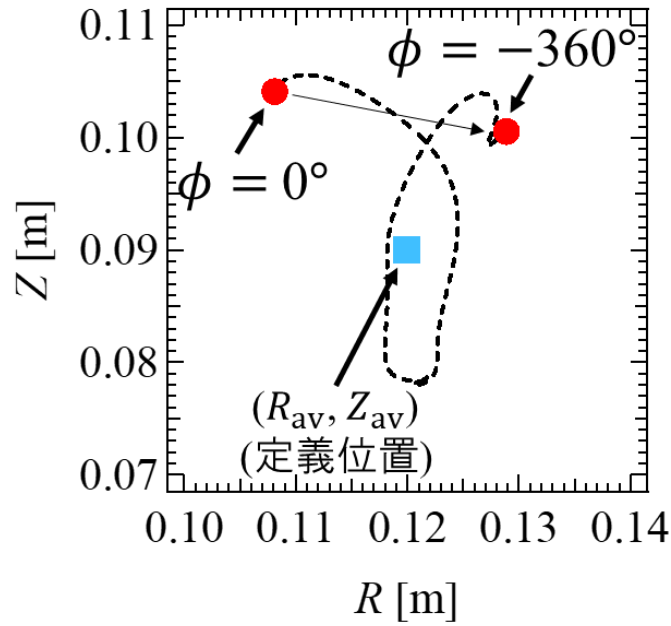


図 5-1 ヘリカル磁場の磁力線の一部。赤点：磁力線の始点と終点、青点：計算定義位置を表す。

トロイダル方向 1 周するまでの磁力線の軌跡を同じ RZ 面に描いている。青点が定義位置である。この例では $\phi = 0^\circ$ から出発した磁力線がトロイダル方向 1 周した後に磁力線が水平方向外側にドリフトしており、この磁力線には実効的な外側水平磁場が存在すると思われる。後述のように、垂直位置への効果を考える際には、プラズマ生成領域中心 $R = 0.12 \text{ m}$ における実効的な水平磁場の垂直方向分布を計算し、考察する。

5-2 VMEC コードとの比較による実効ポロイダル磁場の妥当性の検証

本節では、5-1 節で説明した磁力線追跡計算を用いた磁力線に沿って磁場を平均することにより評価した実効的なポロイダル磁場の妥当性の検証について述べる。具体的には、2-8-3 節で説明した VMEC コードを用いて、TOKASTAR-2 における HF コイルが生成する実効的な垂直磁場について検証した。磁力線追跡計算で評価した、側面平行四辺形コイルである N=1 で結線した HF コイル(以後 N=1HF コイルと呼ぶ)が生成する実効的な垂直磁場の径方向分布を図 5-2 に示す。さらに、 $(R, Z)=(0.12 \text{ m}, 0 \text{ m})$ の場所で評価した、HF コイル電流をスキャンしたときの実効的な垂直磁場の HF コイル電流依存性を図 5-3 に示す。

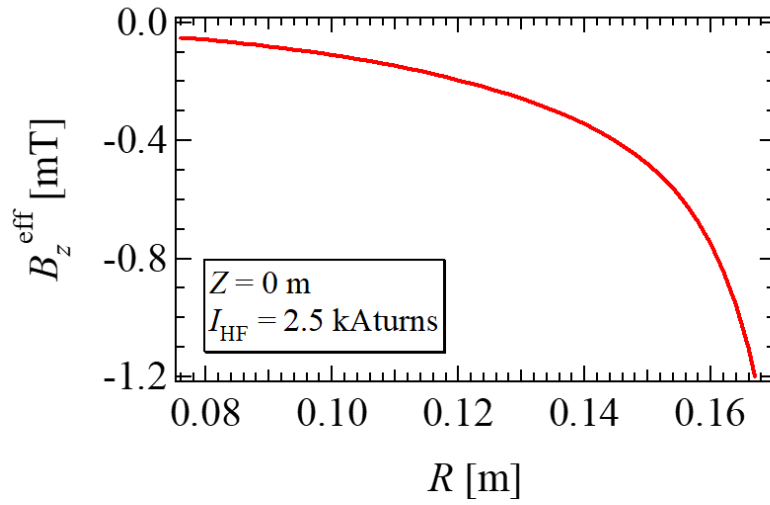


図 5-2 N=1HF コイルが生成する実効的な垂直磁場の径方向分布。 $I_{\text{HF}} = 2.5 \text{ kAturns}$ 、 $I_{\text{TF}} = 7.5 \text{ kAturns}$ 。

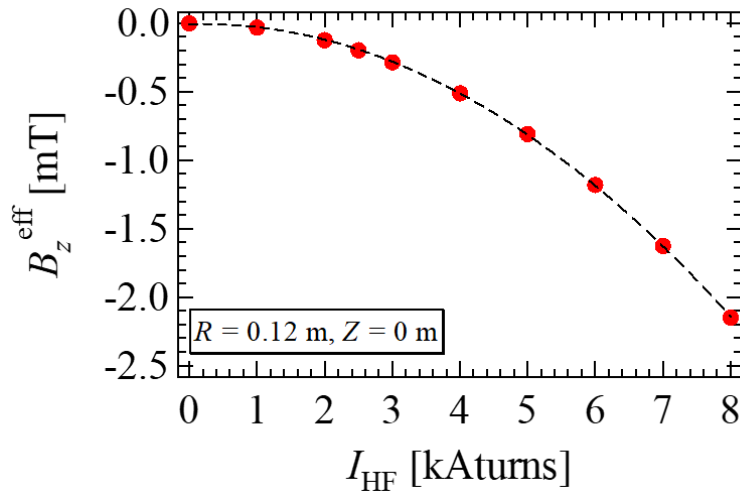


図 5-3 N=1HF コイルが生成する実効的な垂直磁場のコイル電流値依存性。 $(R, Z)=(0.12 \text{ m}, 0 \text{ m})$ の位置で実効磁場を計算した。黒の点線は二次関数フィッティング。

この計算では HF コイルと TF コイルを用いて計算しており、図 5-2 におけるコイル電流の条件は $I_{\text{HF}} = 2.5 \text{ kAturns}$ 、 $I_{\text{TF}} = 7.5 \text{ kAturns}$ である。後の 6-1 節においても詳しく説明するが、HF コイルは径方向外側ほど急激に強くなる実効的な下向き垂直磁場を生成することができる。図 5-3 において黒の点線は二次関数フィッティングを示している。図 5-3 によると、実効的な垂直磁場と HF コイル電流の関係は線形ではなく、実効的な垂直磁場は HF コイル電流の 2 乗に比例するという性質がある。なお、この性質は 1-5 節で述べた semi-stellarator windings 等でも言及されている [15]。本節の計算では、VMEC コードを用いて、HF コイル電流を生成する実効的な垂直磁場の値と、実効的な垂直磁場がコイル電流の 2 乗に比例するという性質について検証する。

VMEC で計算したヘリカル磁場なしの軸対称トカマクの平衡を図 5-4 に、 $N=1$ HF 磁場を印加したトカマクの平衡を図 5-5 に示す。

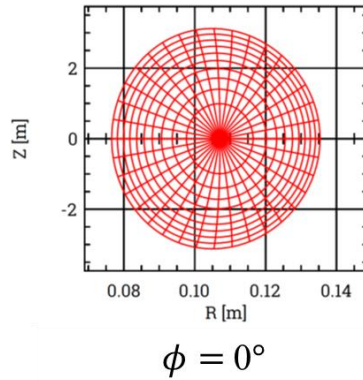


図 5-4 VMEC で計算した軸対称トカマク平衡のプラズマ断面形状。プラズマ電流は 2 kA。

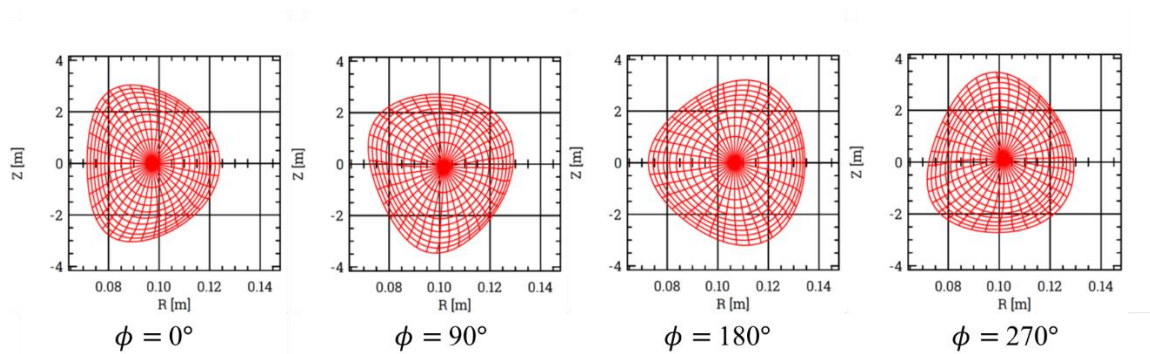


図 5-5 VMEC で計算した $N=1$ HF 磁場印加トカマク平衡のプラズマ断面形状。プラズマ電流は 2 kA、HF コイル電流は 2.5 kAturns。

図 5-4 における計算では、プラズマ電流値は 2 kA、コイル電流値は実験データを参照し、真空容器に流れる渦電流は回路方程式コードで別途評価した渦電流分布を入力した。軸対称であるため各トロイダル角でプラズマ形状は同じであるので、 $\phi = 0^\circ$ のみ示している。図 5-5 における計算条件は、プラズマ電流値等は図 5-4 と同じであり、HF コイル電流は 2.5 kAturns である。HF コイル磁場印加によりトロイダル角によってプラズマ形状が異なることがわかる。HF 磁場を印加しないときの大半径は $R_p = 0.106$ m であり、HF 磁場を印加したときの大半径は $R_p = 0.101$ m である。HF 磁場以外は同一条件であるので、これは HF 磁場印加による実効的な垂直磁場により大半径が内側に移動したと考えられる。このように VMEC 計算においても N=1HF コイルが生成する磁場が実効的な垂直磁場として働くことを確認することができた。

次に、磁力線追跡計算で求めた HF コイルが生成する実効的な垂直磁場がコイル電流値の 2 乗に比例するという性質を、VMEC 計算においても検証する。方法として、VMEC 計算において HF コイル電流をスキャンしたときに、大半径が動かないように逆向きの垂直磁場を生成する VF コイル磁場も印加し、HF コイル電流をスキャンしたときに大半径が動かないようにするために必要な VF コイル電流値を調べることで検証した。その概略図を図 5-6 に示す。

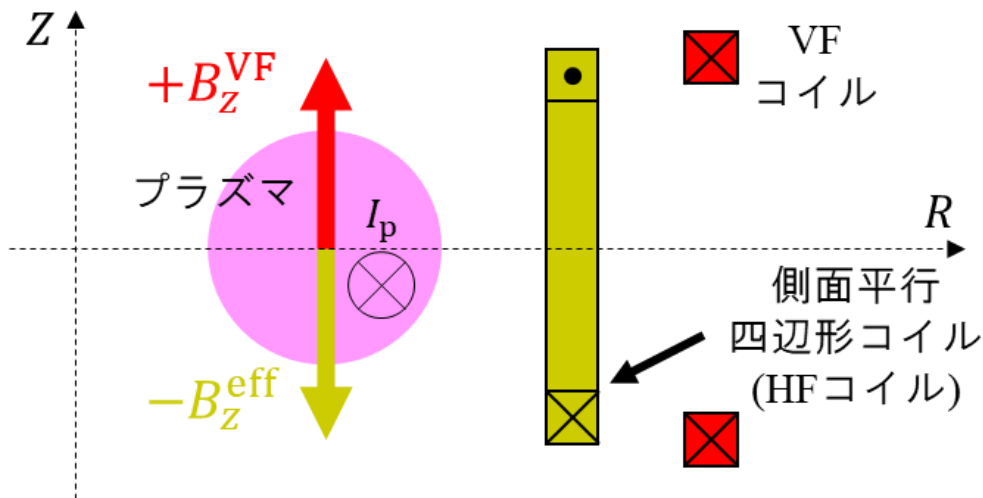


図 5-6 実効的な垂直磁場を生成する HF コイルと上向き垂直磁場を生成する VF コイル

図 5-6 は断面図を示している。N=1HF コイルは実効的な下向き垂直磁場を生成し、プラズマ電流とのローレンツ力で径方向内側にシフトする一方で、軸対称の VF コイルは上向き垂直磁場を生成し、プラズマ電流とのローレンツ力で径方向外側にシフトする。今回の計算では、HF コイル電流をスキャンし、大半径位置が動かないように VF コイル電流もスキャンした。VF コイルは上下で同じ電流値を入力している。図 5-4 で計算した大半径 $R_p = 0.106$ m の軸対称トカマクを基準に、HF コイル電流と VF コイル電流をスキャンした。HF コイル電流をスキャンしたときに、大半径を同じ位置($R_p = 0.106$ m)に保つために必要な VF コイ

ル電流を図 5-7 に示す。

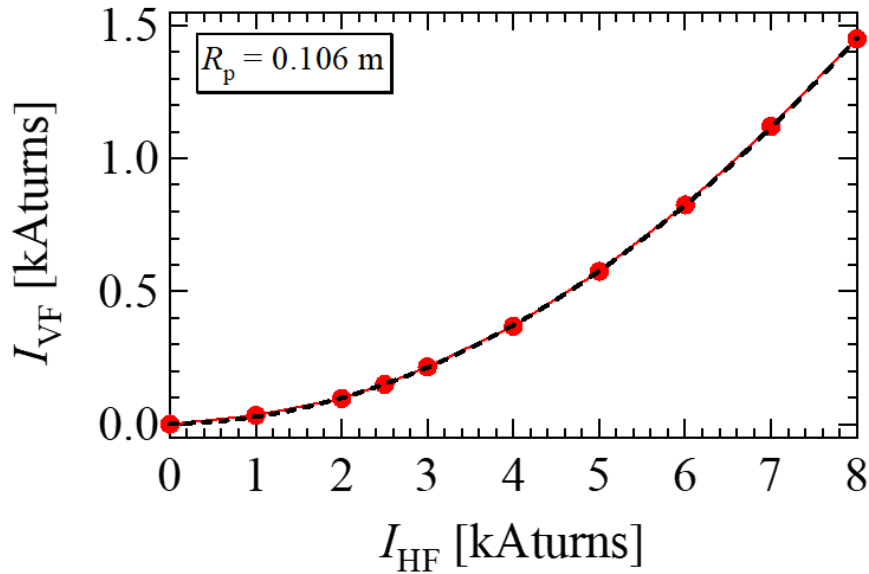


図 5-7 VMEC 計算における、HF コイル電流をスキャンしたときに大半径を同じ位置に保つために必要な VF コイル電流。黒の点線は二次関数フィッティングを示している。

黒の点線は二次関数フィッティングを示している。HF コイル電流をスキャンした時に、大半径を同じ位置に保つために必要な VF コイル電流も単調増加し、その間の関係は線形ではなく 2 乗の関係となる。軸対称コイルである VF コイルにおけるコイル電流と磁場の間の関係は当然線形であるので、これは $N=1HF$ コイルが生成する実効的な垂直磁場が HF コイル電流の 2 乗に比例するということを示している。このように、磁力線追跡計算で求めた性質を VMEC 計算においても確認することができた。

最後に VMEC 計算を用いて、磁力線追跡計算で求めた実効的な垂直磁場の値の妥当性を簡略に検証した。先ほどの計算では、HF コイル電流をスキャンしたときに、大半径が動かないような逆向きの垂直磁場を生成する VF コイルの電流値を求めた。故に、VMEC の計算においては、 $N=1HF$ コイルが生成する実効的な垂直磁場は VF コイル単体が生成する垂直磁場に異符号をかけたものと同程度となると考えられる。そこで、磁力線追跡計算(HSD)で求めた $N=1HF$ コイルが生成する実効的な垂直磁場と、VMEC で評価した VF コイル電流値を用いて VMEC とは別に楕円積分計算で求めた VF コイル単体磁場に異符号をかけたものとして評価した実効的な垂直磁場を比較した。それぞれの実効的な垂直磁場は、大半径位置($(R, Z) = (0.106 \text{ m}, 0 \text{ m})$)の場所で求めた。磁力線追跡計算で求めた実効的な垂直磁場に対する、VMEC で評価した VF コイル電流値を用いて求めた実効的な垂直磁場を図 5-8 に示す。

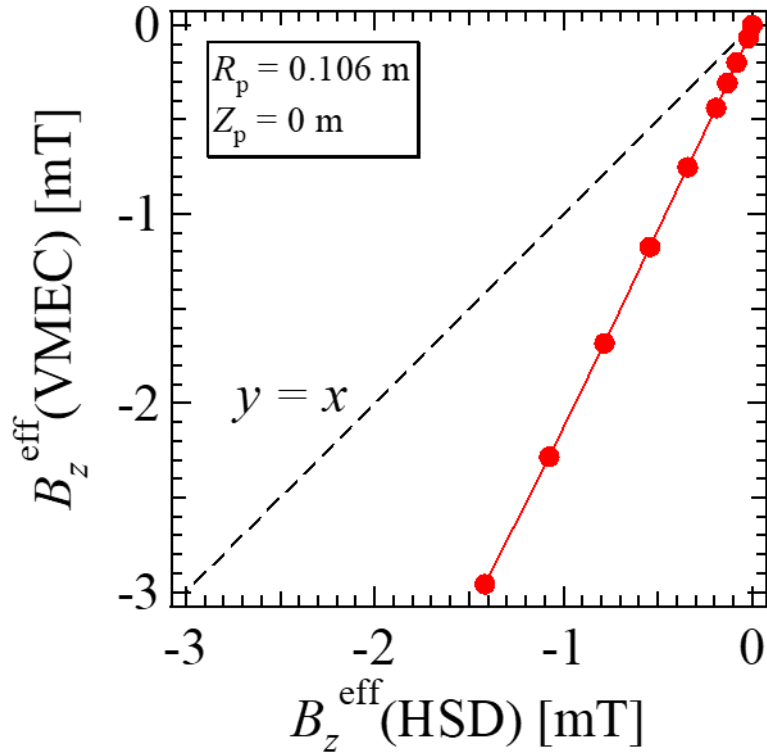


図 5-8 磁力線追跡と VMEC 解析で求めた実効的な垂直磁場の比較

磁力線追跡計算と VMEC 解析の両方で求めた $N=1\text{HF}$ コイルが生成する実効的な垂直磁場は、同オーダーとはなるが、磁力線追跡で求めた値は VMEC 解析で求めた値よりファクター 2 程度小さい結果となった。磁力線追跡計算で求めた実効的な垂直磁場は、あくまで三次元的な磁場を二次元的に考える近似的な計算であるため差が生じたと考えられる。また、今回の比較は大半径位置で求めた値同士で比較したが、実際には特に $N=1\text{HF}$ コイルが生成する実効的な垂直磁場は場所によって値が大きく異なる空間分布を持つため、その効果を見逃したことも差の原因として考えられる。磁力線追跡で求める実効的なポロイダル磁場計算は、定量的にはファクター数倍程度は実際の値と異なる可能性があるが、三次元な磁力線がどの方向にドリフトしてどのような実効的なポロイダル磁場として働くかを定性的に調べるには効果的であると考えられる。

5-3 既存ヘリカルコイルの実効的な水平磁場

第4章での実験におけるヘリカル磁場の効果を検証するために、開発した磁力線追跡計算コードを用いて、既存ヘリカルコイルが生成する実効的な水平磁場を計算した。ヘリカル磁場の計算条件は、各 HF コイル、AHF コイル、下側 VF コイル、TF コイルの電流は、 $I_{\text{HF}} = 2.6 \text{ kAturns}$ 、 $I_{\text{AHF}} = 3.34 \text{ kAturns}$ 、 $I_{\text{VF}}^{\text{lower}} = 0.2 \text{ kAturns}$ 、 $I_{\text{TF}} = 7.5 \text{ kAturns}$ であり、第4章のヘリカル磁場ありでの実験条件の一つと同じ条件である。軸対称コイルと渦電流が生成する水平磁場も 2-8-1 節で説明した回路方程式コードで計算した。PVF コイル、OH コイル、SC コイル、総渦電流の電流値は、 $I_{\text{PVF}} = 3.24 \text{ kAturns}$ 、 $I_{\text{OH}} = 1.92 \text{ kA}$ 、 $I_{\text{SC}} = 3.67 \text{ kAturns}$ 、 $I_{\text{eddy}} = 10.3 \text{ kA}$ であり、実験条件の一つと同じ条件である。 $R = 0.12 \text{ m}$ で計算した既存ヘリカルコイルが生成する実効的な水平磁場と軸対称コイルが生成する水平磁場の垂直方向分布を図 5-9 に示す。

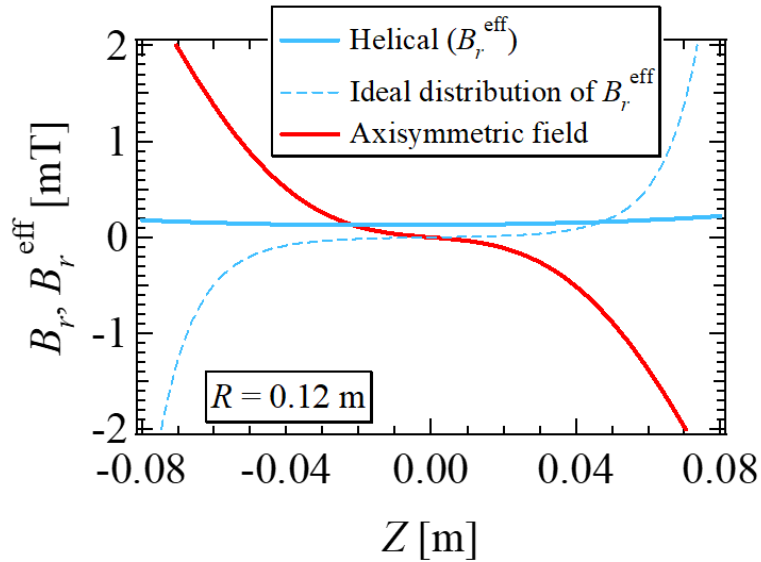


図 5-9 既存ヘリカルコイルが生成する実効的な水平磁場と軸対称コイルが生成する水平磁場の垂直方向分布。赤線：軸対称コイルによる水平磁場、青実線：既存ヘリカルコイルによる実効水平磁場、青点線：垂直位置安定化のための上下反対称分布の実効水平磁場の一例。

図 5-9 のように、軸対称コイルが生成する水平磁場は赤道面の上下の逆向きに上下反対称分布($Z < 0$ で $B_r > 0$ 、 $Z > 0$ で $B_r < 0$ 、つまり $\partial B_r / \partial Z < 0$)であり、この水平磁場がプラズマ垂直位置を不安定化させる。青の点線は、垂直位置安定化のためにヘリカル磁場が生成すべき理想的な実効的な水平磁場であり、軸対称コイルの水平磁場とは逆向きに上下反対称分布($Z < 0$ で $B_r^{\text{eff}} < 0$ 、 $Z > 0$ で $B_r^{\text{eff}} > 0$ 、つまり $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z > 0$)で、このような実効水平磁場が生成できれば復元力として働き垂直位置安定化に寄与すると考えられる。しかし、実際の既存ヘリカルコイルが生成する実効的な水平磁場は、上下反対称分布とはならず、特に赤道面

から離れた位置では軸対称コイルが生成する磁場よりも磁場強度も非常に弱い。よって、実験においてこのヘリカル磁場では垂直位置安定化への寄与が見られなかったと結論づけた。

プラズマの垂直位置安定化には図 5-9 の青の点線のようなヘリカル磁場の実効的な水平磁場が必要であるが、既存のヘリカルコイルではそのような磁場は生成するのは困難である。よって、新規の局所ヘリカルコイルが必要であるという結論に至った。新規の局所ヘリカルコイルとして、生成する実効的な水平磁場が

- ①上下反対称分布($Z < 0$ で $B_r^{\text{eff}} < 0$ 、 $Z > 0$ で $B_r^{\text{eff}} > 0$ 、つまり $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z > 0$)
- ②磁場強度を強める。赤道面から離れた位置で、軸対称コイルと同程度の $\sim \text{mT}$ 程度を満たすようなコイルが必要である。

5-4 第5章のまとめ

- ・ヘリカル磁場が生成する実効ポロイダル磁場評価コードの開発

ヘリカル磁場による垂直位置安定化は、ヘリカル磁場が生成する赤道面上下で逆向きの実効的な水平磁場とプラズマ電流とのローレンツ力による復元力によって達成されることが考えられている。本章では、ヘリカル磁場が生成する実効的なポロイダル磁場を評価する磁力線追跡計算コードを開発し、その評価を行った。実効的なポロイダル磁場はトロイダル方向周回後の磁力線のドリフトで生成されるため、プラズマ電流がない真空磁場でヘリカル磁場の磁力線がトロイダル方向1周する間の磁場の磁力線に沿った平均として、実効的なポロイダル磁場を評価した。

- ・実効ポロイダル磁場の妥当性の検証

側面平行四辺形コイル(HF コイル)が生成する実効的な垂直磁場について、三次元平衡解析コード VMEC と比較することで、磁力線追跡計算による実効的なポロイダル磁場計算の妥当性について検証した。磁力線追跡の評価では、HF コイルが生成する実効的な垂直磁場はコイル電流の2乗に比例する性質が得られたが、VMEC の解析においても同様な傾向が得られ、定性的な性質は両者で一致した。定量的な評価について、磁力線追跡で評価した実効磁場は、VMEC では評価したものと比較して、同オーダーとはなるがファクター2程度小さい結果となった。磁力線追跡計算による評価はあくまで近似的な計算であり、かつ実効磁場の空間分布を無視した比較であるため差が生じたと考えられる。磁力線追跡で求める実効的なポロイダル磁場計算は、定量的にはファクター数倍程度は実際の値と異なる可能性はあるが、三次元な磁力線がどの方向にドリフトしてどのような実効的なポロイダル磁場として働くかを定性的に調べるには効果的であることを示した。

- ・既存ヘリカルコイルの実効的な水平磁場の評価

前章で示した既存ヘリカルコイル(HF コイル, AHF コイル)が垂直位置安定化に効果がない理由を調べるために、開発した磁力線追跡計算コードを用いてその実効的な水平磁場を評価した。既存ヘリカルコイルが生成する実効的な水平磁場は、復元力として働く赤道面上下で逆向きの分布とならず、垂直位置不安定化させる水平磁場と比べて磁場強度が非常に小さいことを明らかにした。故に、既存ヘリカルコイルでは垂直位置安定化は困難であり、赤道面の上下で逆向きの上下反対称分布($Z < 0$ で $B_r^{\text{eff}} < 0$ 、 $Z > 0$ で $B_r^{\text{eff}} > 0$ 、つまり $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z > 0$)かつ、実効磁場が $\sim \text{mT}$ 程度のより強い磁場を生成できるような新規局所ヘリカルコイルが必要であると結論づけた。次章では、新規局所ヘリカルコイルの設計・製作について述べる。

第6章 新規局所ヘリカルコイルの設計・製作

前章までの解析で既存局所ヘリカルコイルでは垂直位置安定化への効果はなく、復元力として働く実効的な水平磁場を生成するのが難しいことを明らかにした。本章では、新規局所ヘリカルコイルの設計・製作、特徴などについて述べる。

6-1 概念設計

新規局所ヘリカルコイルとして、図 6-1 に示すような上下に 2 個ずつ設置された三角形コイルを設計・製作した。

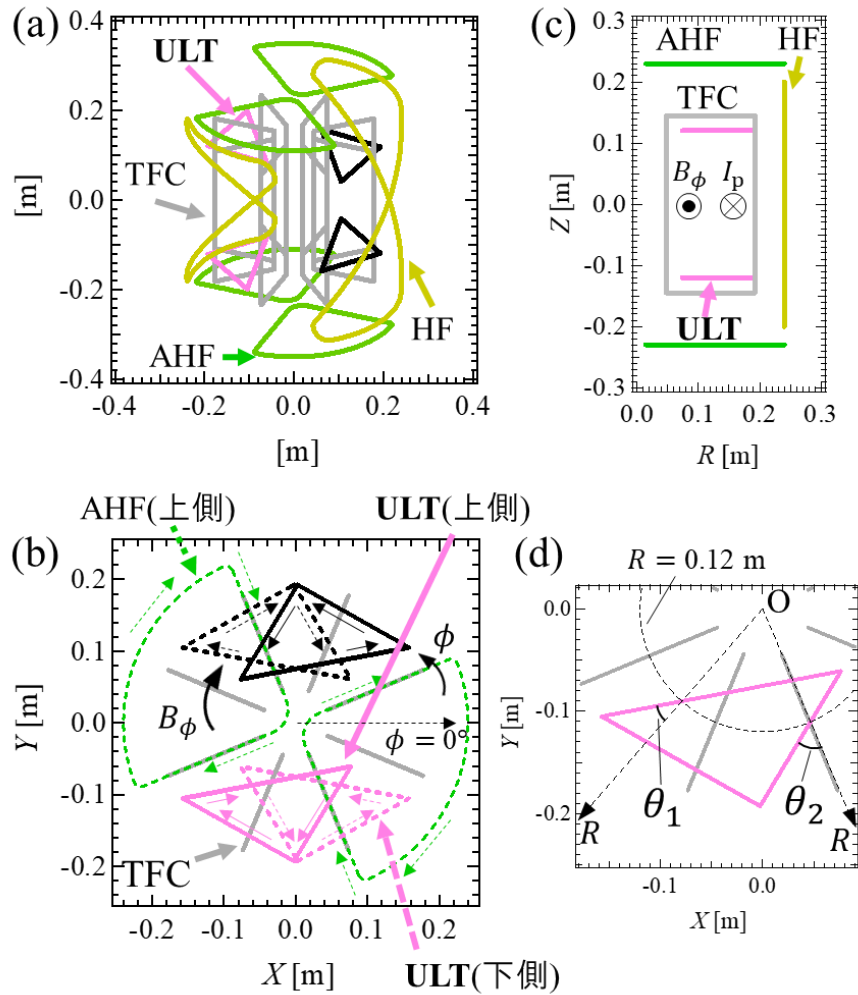


図 6-1 新規局所ヘリカルコイルの概略図。(a)鳥瞰図、(b)上から見た図、(c)ポロイダル面への射影図、(d)(c)の拡大図。

以後この新規局所ヘリカルコイルは ULT(Upper and Lower Triangular)コイルと称する。磁場強度を強めるために、TF コイルの中に設置した。電流中心の垂直位置は $Z = \pm 0.12 \text{ m}$ である。TF コイルの中の狭い空間に多くのコイルを設置するのは困難であるため、上下各 2 個ずつとし、2 つのコイルは電流を逆向きに通電する。ULT コイルは水平平面で径方向から回転し、径方向を横切るようなコイル部を持ち、それを表す指標として $R = 0.12 \text{ m}$ における径方向とコイル部の角度 θ_1, θ_2 を図 6-1(d)に示している。全ての ULT コイルにおいて、 $\theta_1 = 38^\circ, \theta_2 = 54^\circ$ である。このコイル部が実効的な水平磁場を生成するのに重要な役割を果たす。詳細は後述する。具体的な ULT コイルの形状やこれらの θ_1, θ_2 の値は 6-2 節で議論する評価で決定されており、6-2 節で後述する。

$R = 0.12 \text{ m}$ における ULT コイルが生成する実効的な水平磁場の垂直方向分布を図 6-2 に、各トロイダル角における磁力線追跡のポアンカレプロットを図 6-3 に示す。ULT コイル、TF コイルの電流は、 $I_{\text{ULT}} = 2.6 \text{ kAturns}$ 、 $I_{\text{TF}} = 7.5 \text{ kAturns}$ であり、ULT コイル電流値は図 5-9 で計算した HF コイル電流値と値を合わせている。

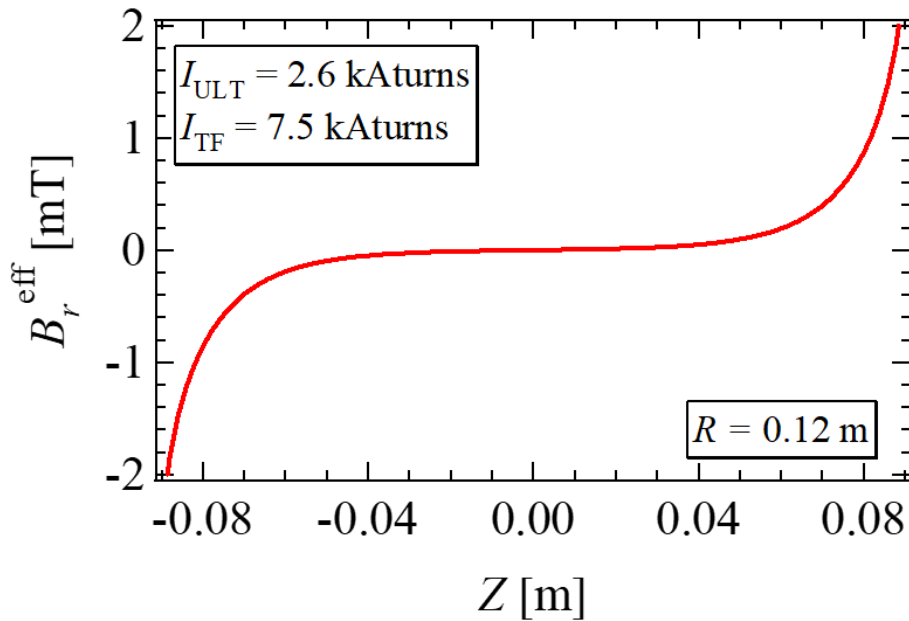


図 6-2 新規局所ヘリカルコイルが生成する実効的な水平磁場の垂直方向分布。ULT コイル、TF コイルの電流は、 $I_{\text{ULT}} = 2.6 \text{ kAturns}$ 、 $I_{\text{TF}} = 7.5 \text{ kAturns}$ 。水平位置は $R = 0.12 \text{ m}$ 。

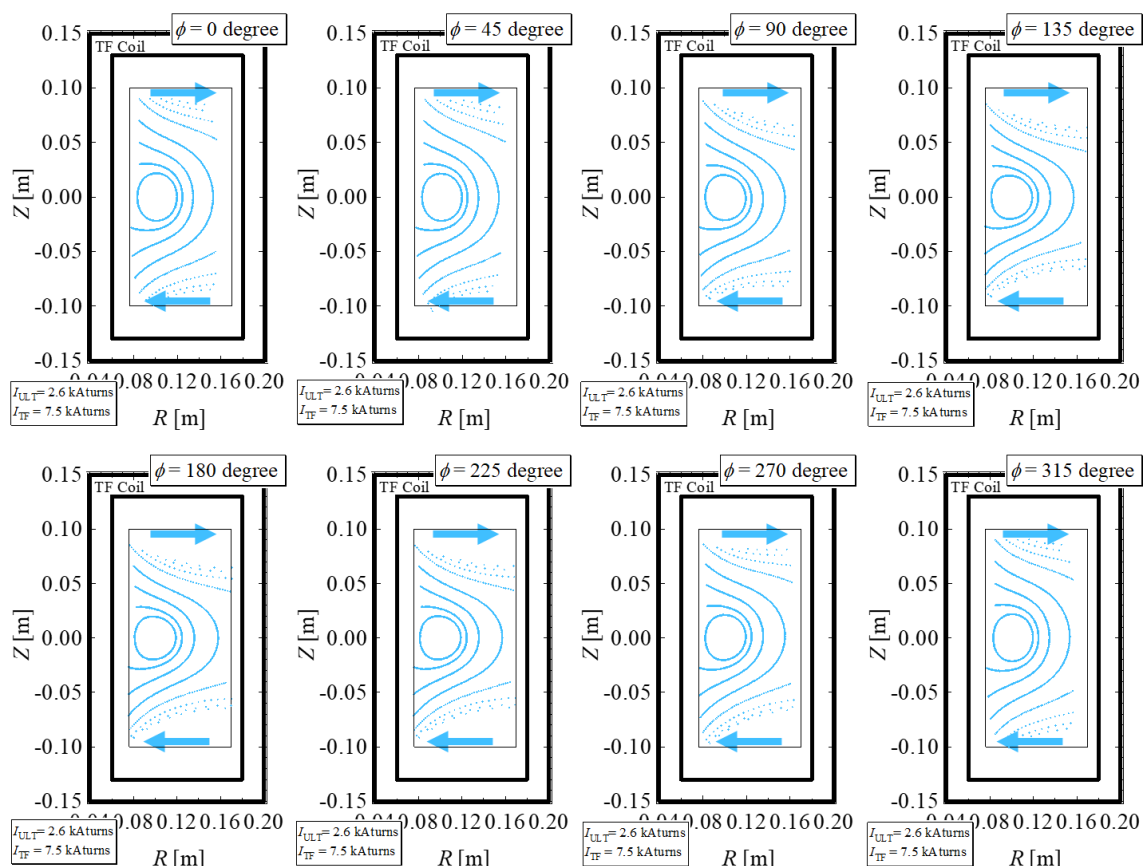


図 6-3 各トロイダル角における ULT コイルを用いた磁力線追跡のポアンカレプロット。青矢印は磁力線がドリフトする方向を示している。

図 6-2 のように、実効的な水平磁場は赤道面で逆向きの上下反対称分布($Z < 0$ で $B_r^{\text{eff}} < 0$ 、 $Z > 0$ で $B_r^{\text{eff}} > 0$ 、つまり $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z > 0$)となり、ULT コイルに近づくにつれ強度が急激に強くなり、コイル近傍では軸対称コイルが生成する垂直位置を不安定化させる水平磁場と同オーダーである $\sim \text{mT}$ のオーダーを達成する。故に、この上下反対称分布の実効的な水平磁場が復元力として働き、垂直位置安定化が期待される。図 6-3 において青矢印は磁力線が水平方向にドリフトする方向を示している。図 6-3 によると、赤道面より下側では磁力線は水平方向内側へ、赤道面より上側では水平方向外側へドリフトしていることがわかる。

ULT コイルを着想した経緯について説明する。5-2 節でも説明したように、既存コイルの側面平行四辺形コイルである HF コイルは実効的な下向き垂直磁場を生成することができる。ULT コイルはこの側面平行四辺形コイルをヒントに着想した。実効的な下向き垂直磁場を生成する、つまり磁力線がトロイダル方向に 1 周した後に磁力線が垂直下向きにドリフトする理由を図 6-4 と図 6-5 で説明する。図 6-4 は垂直位置 Z - トロイダル角 ϕ における HF コイルの配置、図 6-5 は $N=1$ HF コイルで計算した磁力線追跡の一例を示している。HF コイルの R 座標はどこでも同一で $R_{\text{HF}} = 0.24 \text{ m}$ であるため、図 6-4 のような $Z - \phi$ 図を描くことができる。

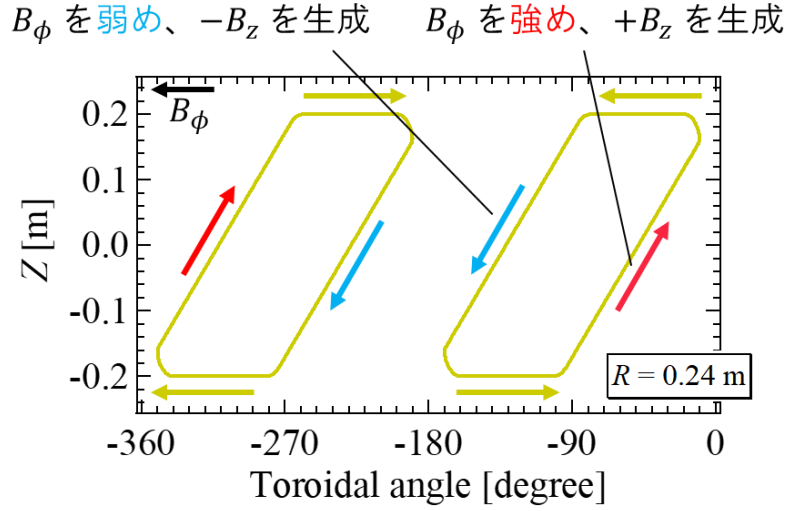


図 6-4 HF コイルの $Z-\phi$ 平面における配置。HF コイルのトロイダル方向における展開図を表す。紙面奥手前は径方向を表す。

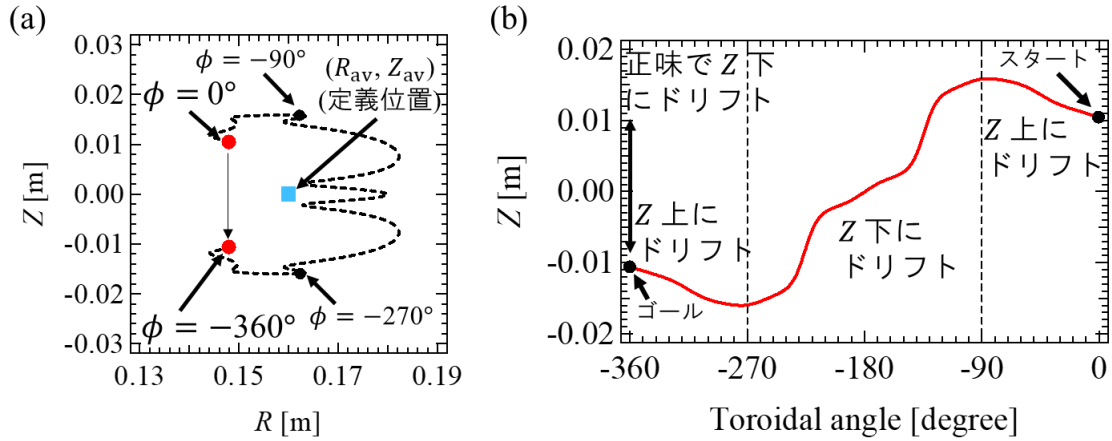


図 6-5 $N=1$ HF コイルで計算した磁力線追跡の一例。(a) RZ 平面図、(b)トロイダル角に対する磁力線の Z 座標。(a)において、赤点：磁力線の始点と終点、青点：計算定義位置を表す。

図 6-4 において、TF コイルが生成するトロイダル磁場の向きはトロイダル方向負方向であり、図 6-4 でいうと左向きである。HF コイルの $-90^\circ < \phi < 0^\circ$ 、 $-360^\circ < \phi < -270^\circ$ のコイル部と $-270^\circ < \phi < -90^\circ$ のコイル部は電流が逆向きである。HF コイルは、前者は上向きの垂直磁場と元のトロイダル磁場を強める負方向のトロイダル磁場を生成し、後者は下向きの垂直磁場と元のトロイダル磁場を弱める正方向のトロイダル磁場を生成する。HF コイルの上下のコイル部も磁場を生成するものの、2 個の HF コイルの電流が逆向きであるため磁力線のドリフトという観点では正味でその磁場による影響はキャンセルされる。2 個の HF コイルを逆向きにしている理由はこの上下コイル部の影響をキャンセルするためである。

図 6-5 において、この磁力線は $\phi = 0^\circ$ に出発し、トロイダル方向を 1 周し $\phi = -360^\circ$ に到達

したときに垂直下側へドリフトしている。実効的な垂直磁場の計算でいうと、計算定義位置が $(R_{av}, Z_{av}) = (0.16 \text{ m}, 0 \text{ m})$ の計算ケースである。図 6-5(b)において実際に磁力線は、 $-90^\circ < \phi < 0^\circ$ と $-360^\circ < \phi < -270^\circ$ では垂直上にドリフトし、 $-270^\circ < \phi < -90^\circ$ では垂直下にドリフトしていることがわかる。そのときに重要なことは、磁力線はトロイダル磁場が弱い程垂直方向にドリフトしやすくなり、トロイダル磁場が強い程垂直方向にドリフトしにくくなるということである。故に、 $-90^\circ < \phi < 0^\circ$ と $-360^\circ < \phi < -270^\circ$ ではトロイダル磁場が強まっているため比較的垂直上にドリフトしにくく、 $-270^\circ < \phi < -90^\circ$ ではトロイダル磁場が弱まっているため比較的垂直下にドリフトしやすい。そのためこの磁力線はトロイダル方向 1 周後に正味で垂直下にドリフトする。故に、HF コイルが実効的な垂直磁場を生成できる原理は、トロイダル磁場と垂直磁場を両方生成する斜めのコイル部が、トロイダル磁場を変調させつつ垂直磁場によって正味で垂直下向きにドリフトさせる磁力線を生成することである。

よって、1-5 節で説明した理論研究でも報告されているプラズマ上下の平行四辺形コイルのように、新規局所ヘリカルコイルの概念設計として、HF コイルのような平行四辺形コイルをプラズマの上下部に設置すれば実効的な水平磁場を生成することが可能であると着想した。そこで、最初に着想したコイルは図 6-6(a)に示すような上下に設置された四角形コイルである。

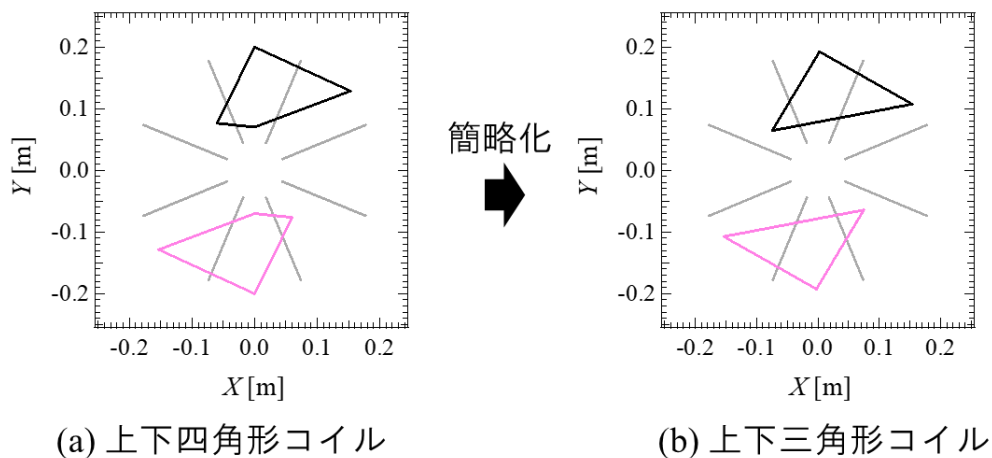


図 6-6 三角形コイル着想の経緯

トラス形状に合うように平行四辺形から少し歪な四角形へと変形してある。さらに、この四角形コイルを簡略化したものが図 6-6(b)に示すような最終的な三角形コイルである。プラズマ大半径と小半径の比であるアスペクト比がやや低い TOKASTAR-2 では、より簡略的な三角形コイルが望ましい。このように簡略化したコイルでも実効的な水平磁場を生成することができる。よって、側面平行四辺形コイルから着想し、三角形コイルへと簡略化したものが ULT コイルである。

同様に、上側 ULT コイルを上から見た図を図 6-7、ULT コイルで計算した磁力線追跡の一例を図 6-8 に示す。

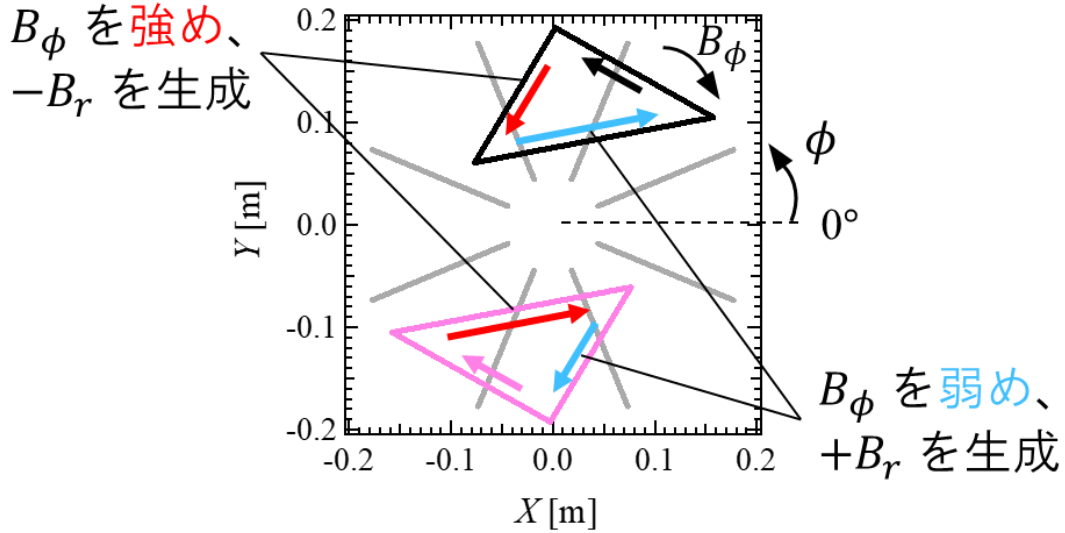


図 6-7 上側 ULT コイルを上から見た図

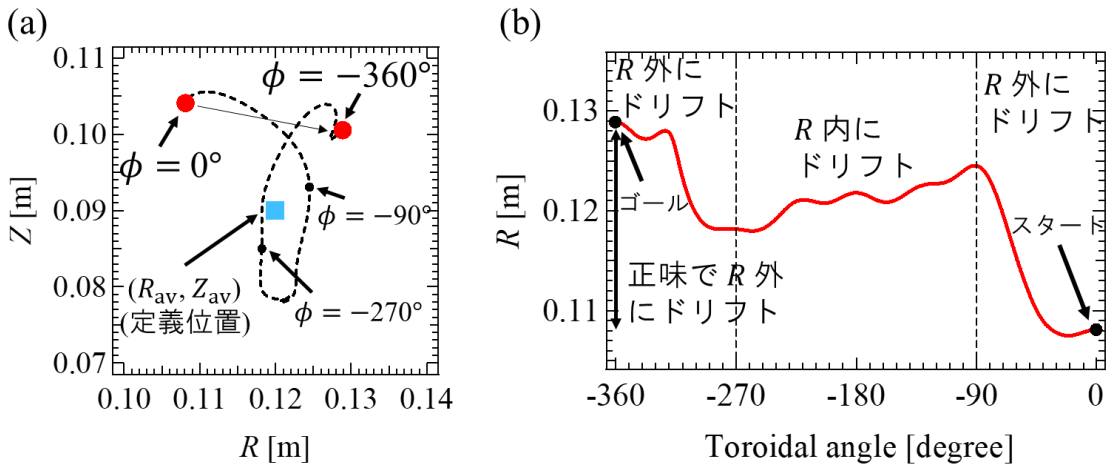


図 6-8 ULT コイルで計算した磁力線追跡の一例。(a) RZ 平面図、(b) トロイダル角に対する磁力線の R 座標。(a)において、赤点：磁力線の始点と終点、青点：計算定義位置を表す。

図 6-7 において TF コイルが生成するトロイダル磁場の向きはトロイダル方向負方向(時計回り)である。2つの ULT コイルの電流の向きが逆であり、赤矢印のコイル部は内向きの水平磁場と元のトロイダル磁場を強める負方向のトロイダル磁場を生成し、青矢印のコイル部は外向きの水平磁場と元のトロイダル磁場を弱める正方向のトロイダル磁場を生成する。ULT コイルの径方向外側のコイル部も磁場を生成するものの、2 個の ULT コイルの電流が逆向きであるため磁力線のドリフトという観点では正味でその磁場による影響はキャンセ

ルされる。2 個の ULT コイルを逆向きにしている理由はこのコイル部の影響をキャンセルするためである。図 6-8 において、この磁力線は $\phi = 0^\circ$ に出発し、トロイダル方向を 1 周し $\phi = -360^\circ$ に到達したときに水平方向外側へドリフトしている。実効的な水平磁場の計算でいうと、計算定義位置が $(R_{av}, Z_{av}) = (0.12 \text{ m}, 0.09 \text{ m})$ の計算ケースである。図 6-8(b)において実際に磁力線は、 $-90^\circ < \phi < 0^\circ$ と $-360^\circ < \phi < -270^\circ$ では水平方向外側にドリフトし、 $-270^\circ < \phi < -90^\circ$ では水平方向内側にドリフトしていることがわかる。N=1HF コイルのケースと同様に、磁力線はトロイダル磁場が弱いほど水平方向にドリフトしやすくなり、トロイダル磁場が強い程水平方向にドリフトしにくくなるため、トロイダル磁場が弱まっている $-90^\circ < \phi < 0^\circ$ と $-360^\circ < \phi < -270^\circ$ では比較的 horizontal 方向外側にドリフトしやすく、トロイダル磁場が強まっている $-270^\circ < \phi < -90^\circ$ では比較的 horizontal 方向内側にドリフトしにくい。そのためこの磁力線はトロイダル方向 1 周後に正味で horizontal 方向外側にドリフトする。故に、ULT コイルが実効的な水平磁場を生成できる原理は、トロイダル磁場と水平磁場を両方生成する径方向に対して斜めのコイル部が、トロイダル磁場を変調させつつ水平磁場によって正味で赤道面上側では horizontal 方向外側に、赤道面下側では horizontal 方向内側にドリフトさせる磁力線を生成することである。既存の AHF コイルも上下に設置されたコイルであるが、AHF コイルと ULT コイルのコイル形状で異なる点は、ULT コイルは径方向に対して斜めのコイル部を持っていることである。以上のように ULT コイルを着想した。具体的な三角形の形状の決定方法は次節で説明する。

6-2 コイル形状の設計

概念設計を行った ULT コイルに対して、本節では具体的な ULT コイルの形状をどのように決定したかについて述べる。最初に、コイルの辺の長さ・角度に対する実効的な水平磁場の感度を簡易的に調べた。前節で説明したように実効的な水平磁場は径方向を横切る斜めのコイル部で生成することができるので、図 6-9(a)に示すような簡易的な斜めコイル部で感度計算を行った。

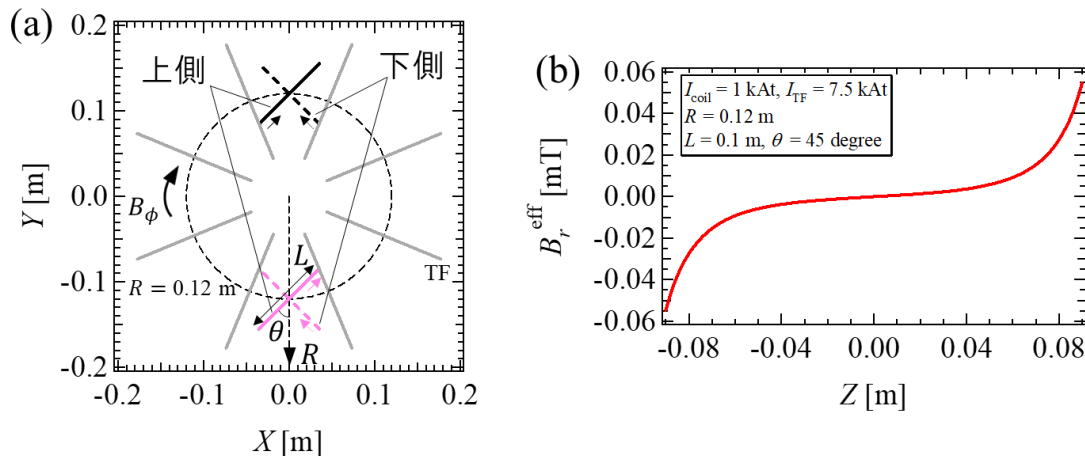


図 6-9 簡易的な斜めコイル部による実効磁場の感度計算。(a)装置を上から見た計算体系。桃色と黒色が簡易コイル部。長さが L 、径方向との角度が θ 。(b) $L = 0.1$ m、 $\theta = 45^\circ$ で計算した $R = 0.12$ m における実効的な水平磁場の垂直方向分布。

図 6-9(a)は装置を上から見た図であり、桃色と黒色の線電流が簡易コイル部である。コイルと言いつつ電流ループは閉じておらず、線分コイルの中心が $R = 0.12$ m 上にあり、長さを L 、径方向に対する角度を θ とする。4つの線分コイルの位置・長さが同様に設定されており、 Z 位置は ± 0.12 m とした。 $L = 0.1$ m、 $\theta = 45^\circ$ として、 $R = 0.12$ m における実効的な水平磁場の垂直方向分布を計算したのが図 6-9(b)である。簡易コイルの電流値は $I_{\text{coil}} = 1$ kAturns、TF コイル電流は $I_{\text{TF}} = 7.5$ kAturns である。図 6-2 で示したのと同様に、赤道面上下で逆向きのコイルに近づくほど急激に強くなる実効的な水平磁場が生成できている。実効的な水平磁場を生成できる斜めコイル部の辺の長さ・径方向に対する角度の実効磁場の感度を調べるために、 L と θ をスキャンした。ループになっていない電流素片に対して計算しており、角度や辺の長さを変えると実際にはそれに繋がる部分が生成する磁場も変化するがその寄与は無視し、ULT コイルの一部の寄与について検証する。コイル電流値は $I_{\text{coil}} = 1$ kAturns、 $I_{\text{TF}} = 7.5$ kAturns で固定し、 $\theta = 45^\circ$ で固定して L をスキャンしたときの実効的な水平磁場の変化を図 6-10(a)に、 $L = 0.1$ m で固定して θ をスキャンしたときの変化を図 6-10(b)に示す。実効磁場は $(R, Z) = (0.12 \text{ m}, 0.07 \text{ m})$ の位置で計算した。

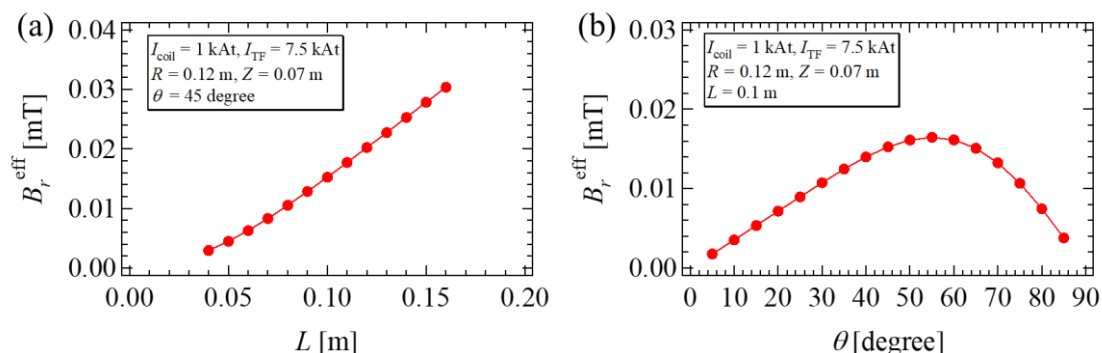


図 6-10 斜めコイル部における辺の長さ L と径方向に対する角度 θ の実効的な水平磁場の感度。(a)辺の長さ L のスキャン。(b)径方向に対する角度 θ のスキャン。実効磁場は $(R, Z) = (0.12 \text{ m}, 0.07 \text{ m})$ の位置で計算した。

実効的な水平磁場は、辺の長さ L に対しては単調増加であり、つまりコイルの長さが長いほど実効的な水平磁場は強くなる。一方、径方向に対する角度 θ に対しては極大値を持ち、 $\theta = 55^\circ$ 程度で最大となった。まとめると、ULT コイルの実効的な水平磁場を生成する径方向に対する斜めのコイル部は、辺の長さが長いほど、または径方向に対する角度が 55° 程度に設定すると実効的な水平磁場を強くすることができる。

続いて、ULT コイルの実際のコイル形状を決定した。基本的な指針として、ULT コイルを設置する TF コイルの中にはポロイダルリミターや磁気プローブアレイなどの構造物があり、ULT コイルがそれらや TF コイルと干渉しないように、ULT コイルの三角形形状をスキャンしてなるべく実効的な水平磁場を強くできるようなコイルを目指した。先ほどの感度計算では斜めの線分コイルの中心が $R = 0.12 \text{ m}$ 上にあるように計算をしたが、次のスキャン計算では三角形のループを作る関係上自由度はないため、斜めのコイル部の中心が $R = 0.12 \text{ m}$ 上にあるとは限らない。ULT コイルの三角形形状のスキャン方法の概略図を図 6-11 に示す。

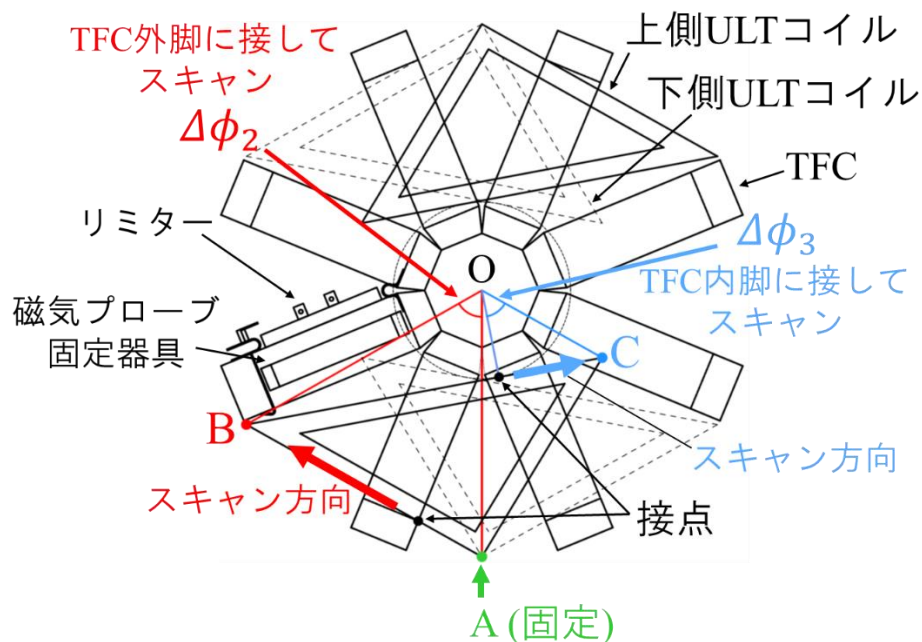


図 6-11 三角形形状のスキャン方法の概略図。頂点 A は固定し、 $\Delta\phi_2$, $\Delta\phi_3$ をスキャンすることで、頂点 B, C がスキャンされる。

装置を上から見た図であり、設定した角度をスキャンすることにより三角形形状を決定するための概略図である。上側 ULT コイルにおいて、頂点 A を固定し、それぞれが TF コイルの脚に接するように辺 AB と BC を設定した。辺をなるべく長くするために、頂点 A は TF コイルの間のなるべく径方向外側の場所に固定した。辺 AB は TF 外脚に、辺 BC は TF 内脚(ただし、実際のコイル設置がギチギチにならないよう少しマージンを持たせている)に接している。他の機器と干渉しない範囲で、頂点 A と B の間の角度 $\Delta\phi_2$ と、TF 内脚との接点と頂点 C の間の角度 $\Delta\phi_3$ をスキャンした。辺 BC が TF 内脚と接する位置および辺 BC の方向は $\Delta\phi_2$ の値に依存して変化する。上側 ULT コイルと下側 ULT コイルが直線 OA に関して対称になるように、下側 ULT コイルの形状も上側 ULT コイルと同様に設定し、スキャンしている。 $\Delta\phi_2$ のスキャン範囲は TF 外脚と上側 ULT コイルとの干渉で、 $\Delta\phi_3$ のスキャン範囲は磁気プローブアレイ(MPA)の固定器具と下側 ULT コイルとの干渉で制限される。コイルの厚みは 1.4 cm と想定し、断面の中心線を 1 本フィラメント近似として磁力線追跡計算で使用した。図 6-11 において角度 $\Delta\phi_2$ と $\Delta\phi_3$ をスキャンして、三角形形状のスキャンにおいて評価した実効的な水平磁場を図 6-12 に示す。

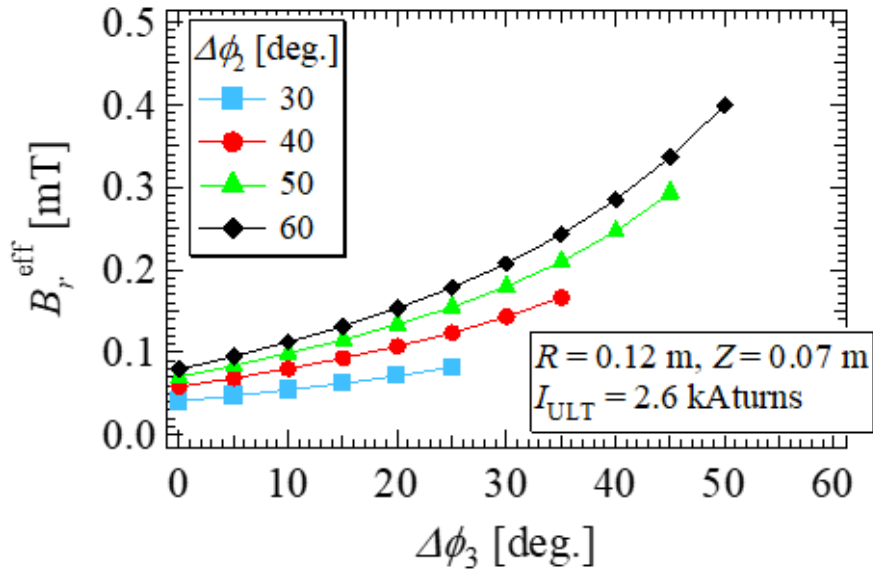


図 6-12 三角形形状のスキャンにおいて評価した実効的な水平磁場。横軸は図 6-11 における $\Delta\phi_3$ 、凡例は図 6-11 における $\Delta\phi_2$ を表す。計算位置は $(R, Z) = (0.12 \text{ m}, 0.07 \text{ m})$ 。コイル電流は、ULT コイル電流 $I_{\text{ULT}} = 2.6 \text{ kA turns}$ 、TF コイル電流 $I_{\text{ULT}} = 7.5 \text{ kA turns}$ で固定。

実効的な水平磁場は $(R, Z) = (0.12 \text{ m}, 0.07 \text{ m})$ の場所において評価した。横軸に $\Delta\phi_3$ 、凡例に $\Delta\phi_2$ を取っている。 $\Delta\phi_2$ の値によって計算された $\Delta\phi_3$ の値の範囲が異なっているが、これは前述のように ULT コイルが TF コイル等と干渉しない範囲内でスキャンしているためである。 $\Delta\phi_2$ と $\Delta\phi_3$ が高いほどコイル形状が大きくなるため、実効的な水平磁場は $\Delta\phi_2$ と $\Delta\phi_3$ の値に対して単調増加していることがわかる。図 6-12 の結果から、 $\Delta\phi_2$ と $\Delta\phi_3$ の値はそれぞれ $\Delta\phi_2 = 60^\circ$ と $\Delta\phi_3 = 50^\circ$ と決定した。図 6-1 における ULT コイルの中心線はこれらの値を用いて決定したコイル形状を用いて描かれている。図 6-1(d)で示したように ULT コイルの 2 つの斜めのコイル部の径方向に対する角度は $\theta_1 = 38^\circ$ 、 $\theta_2 = 54^\circ$ である。感度計算では線分コイルの中心が $R = 0.12 \text{ m}$ に計算したのに対し、ULT コイルの形状の斜めのコイル部の中心が $R = 0.12 \text{ m}$ にあるわけではないため厳密には少し異なるが、形状を決定した ULT コイルの一つの斜めのコイルの径方向の角度 θ_2 は、感度計算で求めた実効的な水平磁場が極大となる角度 ($\theta = 55^\circ$ 程度) と近い値となった。 θ_1 は 55° よりやや小さくなったがその分辺の長さは比較的長めにできているので実効磁場をなるべく強くできていると考えられる。このように、ULT コイルが他の機器と干渉しない範囲で実効的な水平磁場がなるべく強くなるように、ULT コイルの三角形形状を決定した。

6-3 新規局所ヘリカルコイルと軸対称コイルの磁場分布の比較

本節では、設計した ULT コイルが生成する垂直位置安定化させる実効的な水平磁場と、軸対称コイルが生成する垂直位置不安定化させる水平磁場の比較を行った。 $R = 0.12 \text{ m}$ で計算した ULT コイルが生成する実効的な水平磁場と軸対称コイルが生成する水平磁場の垂直方向分布の比較を図 6-13 に示す。

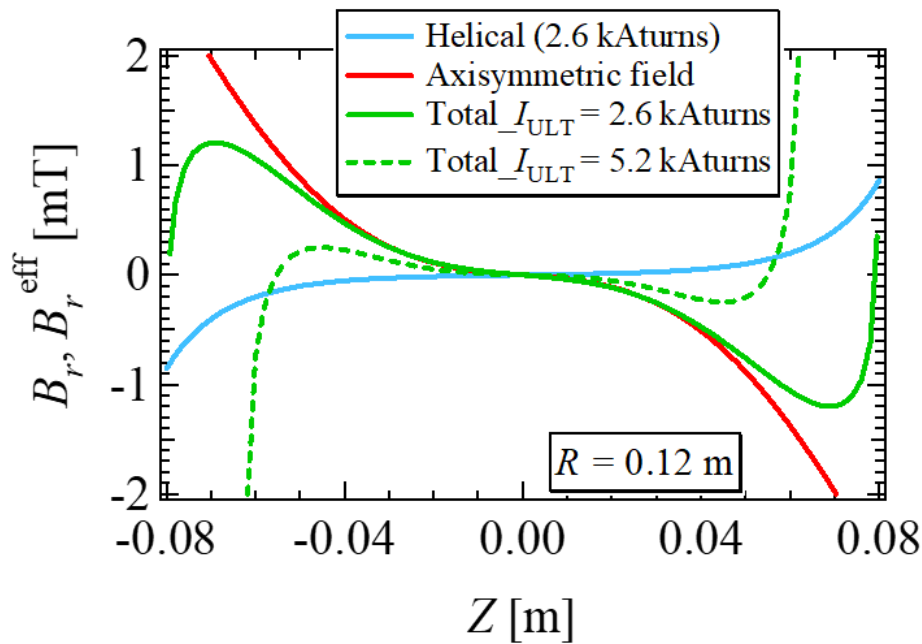


図 6-13 ULT コイルが生成する実効的な水平磁場と軸対称コイルが生成する水平磁場の垂直方向分布の比較。青線：ULT コイルによる実効磁場、赤線：軸対称コイルによる磁場、緑実線：ULT コイル(2.6 kAturns)と軸対称コイルによるトータル磁場、緑点線：ULT コイル電流 5.2 kAturns でのトータル磁場。

図 6-13 の青線は ULT コイルが生成する実効的な水平磁場であり、計算条件は $I_{ULT} = 2.6 \text{ kAturns}$ 、 $I_{TF} = 7.5 \text{ kAturns}$ である。赤線は回路方程式コードで計算した軸対称コイルと渦電流が生成する水平磁場であり、計算条件は $I_{PVF} = 3.25 \text{ kAturns}$ 、 $I_{OH} = 1.92 \text{ kA}$ 、 $I_{SC} = 3.67 \text{ kAturns}$ 、 $I_{eddy} = 10.3 \text{ kA}$ である。ULT コイルが生成する実効的な水平磁場と軸対称コイルが生成する水平磁場は、 $\partial B_r / \partial Z$ の符号が異なる。緑の実線は、ULT コイル磁場と軸対称コイル磁場が両方ある状態で計算したトータルの実効的な水平磁場である。ULT コイル電流値は $I_{ULT} = 2.6 \text{ kAturns}$ である。実効的な水平磁場を計算する(5.1)式において磁力線の軌跡が異なるので、トータル磁場の緑の実線は、ULT コイルが生成する実効的な水平磁場である青線と軸対称コイルが生成する水平磁場である赤線の和と一致するとは限らない。緑の実線と赤線を比較すると、ULT コイルが生成する磁場との合成により垂直位置不安定化さ

せる水平磁場が減少していることが分かる。ただし、その水平磁場の分布はまだ垂直位置不安定化させる分布である($\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z < 0$)。そこで、ULT コイル電流値を倍にして(5.2 kAturns) 計算したトータル磁場が緑の点線である。ULT コイル電流を増やしたことにより、特に赤道面から離れた位置では、水平磁場は垂直位置安定化させる分布となった($\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z > 0$)。このように ULT コイル磁場は、軸対称コイルが生成する垂直位置不安定化させる水平磁場を減少させることができる。故に、ULT コイルはプラズマの垂直位置を安定化させることができると期待される。

6-4 新規局所ヘリカルコイルの特徴

これまでに新規局所ヘリカルコイルである ULT コイルは実効的な水平磁場によって垂直位置安定化を期待できることを説明したが、既存コイルである HF コイルと新規コイルである ULT コイルとの違い、特徴を説明する。

HF コイルはプラズマ外側側面に設置された平行四辺形コイルであり、ULT コイルはプラズマ上下に設置された三角形コイルである。ULT コイルと $N = 1$ の HF コイルが生成する、赤道面における実効的な垂直磁場の径方向分布と $R = 0.12 \text{ m}$ における実効的な水平磁場の垂直方向分布を図 6-14 に示す。TF コイル電流 $I_{\text{TF}} = 7.5 \text{ kAturns}$ 、HF コイル電流 $I_{\text{HF}} = 2.5 \text{ kAturns}$ 、ULT コイル電流 $I_{\text{ULT}} = 2.5 \text{ kAturns}$ のコイル電流の条件で計算した。

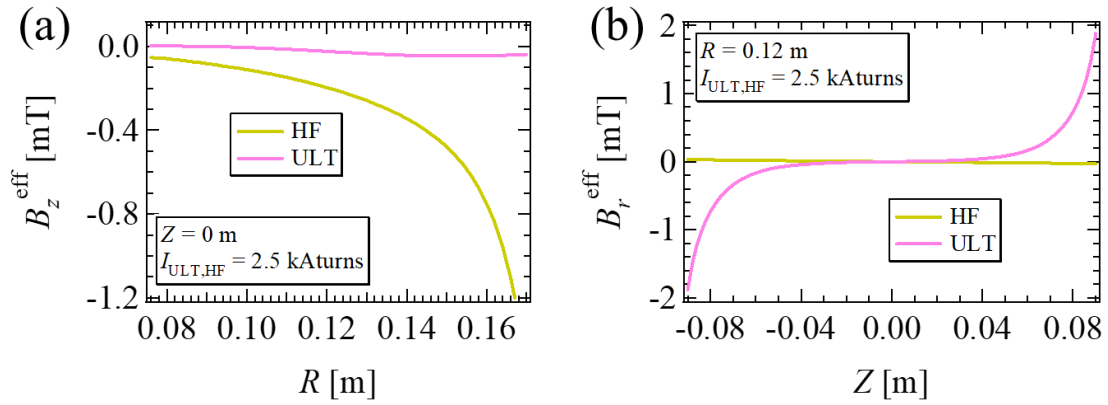


図 6-14 実効的な垂直磁場の径方向分布と実効的な水平磁場の垂直方向分布。(a)赤道面における B_z^{eff} の径方向分布、(b) $R = 0.12 \text{ m}$ における B_r^{eff} の垂直方向分布。黄色線：HF コイル磁場、桃線：ULT コイル磁場。コイル電流値の計算条件は、TF コイル電流 $I_{\text{TF}} = 7.5 \text{ kAturns}$ 、HF コイル電流 $I_{\text{HF}} = 2.5 \text{ kAturns}$ 、ULT コイル電流 $I_{\text{ULT}} = 2.5 \text{ kAturns}$ 。

側面平行四辺形コイルである HF コイルは、図 6-14(b)のように実効的な水平磁場は非常に弱い、図 6-14(a)のように R 外側ほど急激に強くなる実効的な垂直磁場を生成する。一方で、上下三角形コイルである ULT コイルは、図 6-14(a)のように赤道面での実効的な垂直磁場は非常に弱い、図 6-14(b)のように赤道面から離れるほど急激に強くなる実効的な水平磁場を生成する。つまり、軸対称コイルでは垂直磁場と水平磁場を独立に制御することは困難であるが、非軸対称コイルであるヘリカルコイルでは HF コイルと ULT コイルのように側面コイルと上下コイルに分割することで、実効的な磁場の水平成分と垂直成分を独立に制御することができる。

次に、ULT コイルが生成する実効的な水平磁場のコイル電流値依存性について説明する。 $(R, Z) = (0.12 \text{ m}, 0.07 \text{ m})$ の場所で計算した、ULT コイル電流をスキャンしたときの実効的な水平磁場の ULT コイル電流値依存性を図 6-15 に示す。

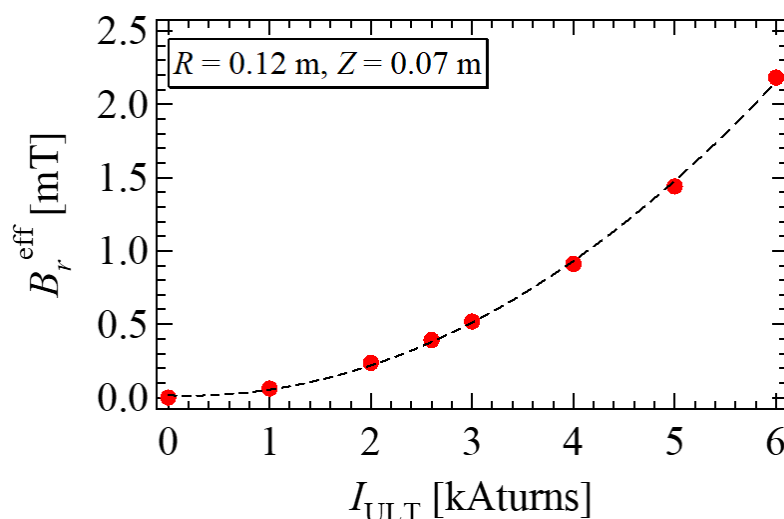


図 6-15 実効的な水平磁場のコイル電流依存性。計算位置は $(R, Z) = (0.12 \text{ m}, 0.07 \text{ m})$ 。黒の点線は二次関数によるフィッティング。

黒の点線は二次関数によるフィッティングである。通常の軸対称コイルではコイル磁場はコイル電流に対して線形であるが、図 6-15 で示されるように、ULT コイル磁場が生成する実効的な水平磁場と ULT コイル電流の関係は線形ではなく、実効的な水平磁場はコイル電流の 2 乗に比例していることが分かる。これは、前述のように ULT コイルが実効的な水平磁場を生成する原理としてトロイダル磁場と水平磁場の 2 成分の磁場を生成することに起因していると考えられる。このような磁場のコイル電流依存性は軸対称磁場では実現できない依存性であり、ヘリカルコイル特有の特徴である。

最後に ULT コイルを用いた真空閉磁気面の生成について言及する。TF コイル、HF コイル、ULT コイルと容器外軸対称コイルである VF コイルを同時に通電することで真空閉磁気面も生成することが可能である。真空閉磁気面の計算結果の一例を図 6-16 に示す。比較として、TF コイル、HF コイル、AHF コイル、VF コイルを用いて生成できる真空閉磁気面の一例を図 6-17 に示す。各トロイダル角における閉磁気面の断面図を示している。

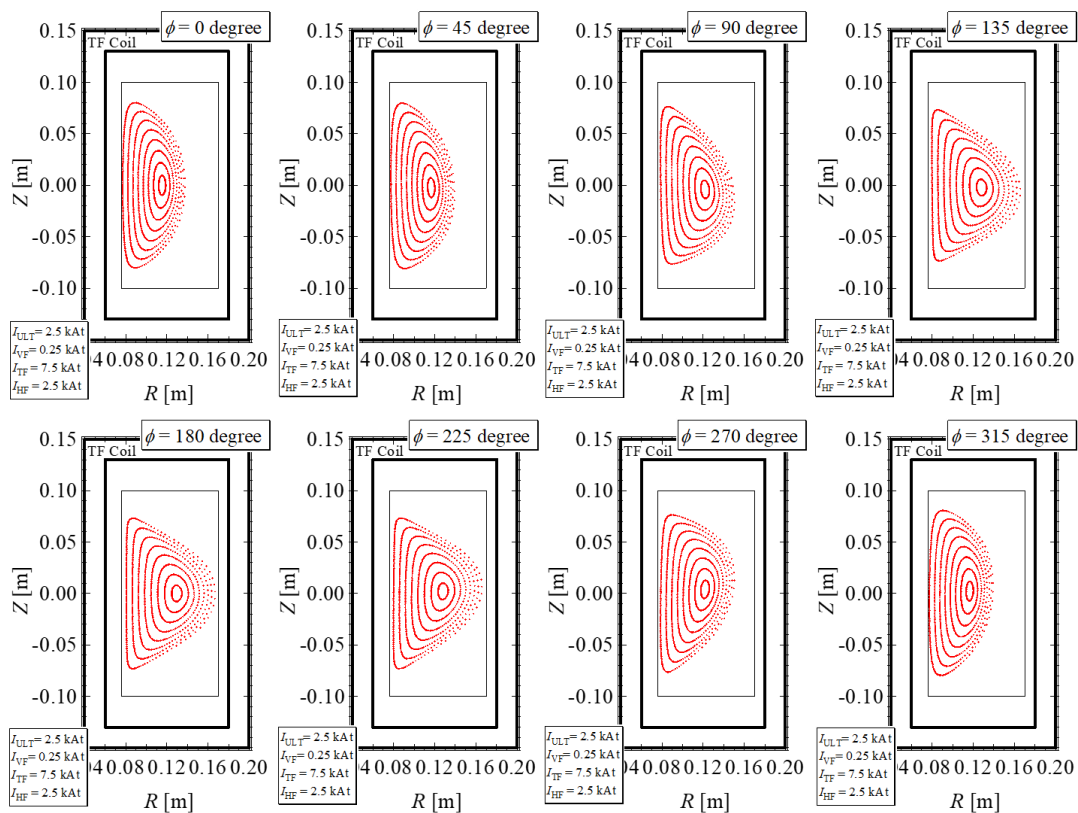


図 6-16 ULT コイルを用いて生成する真空閉磁気面の一例。コイル電流値の計算条件は、TF コイル電流 $I_{TF} = 7.5$ kAturns、HF コイル電流 $I_{HF} = 2.5$ kAturns、ULT コイル電流 $I_{ULT} = 2.5$ kAturns、VF コイル電流 $I_{VF} = 0.25$ kAturns。

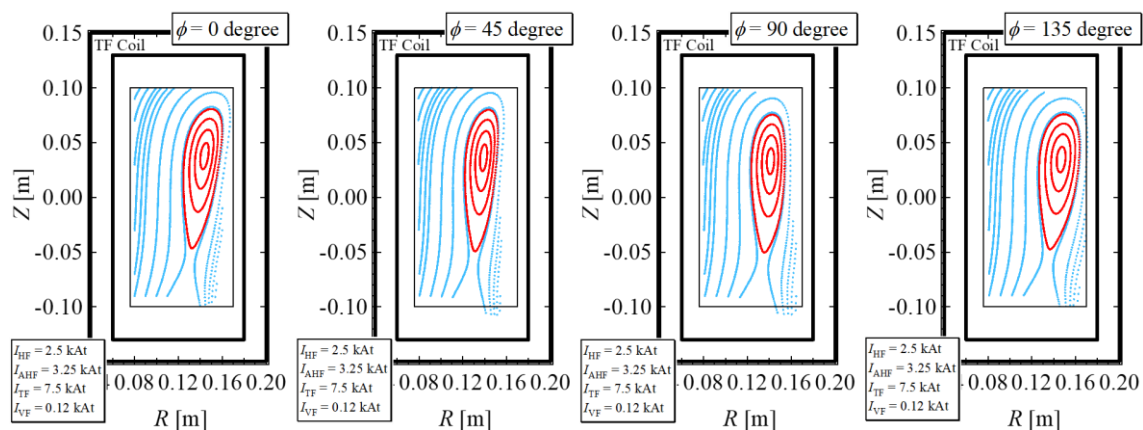


図 6-17 AHF コイルを用いて生成する真空閉磁気面の一例。赤点が閉じた磁気面。青点が閉じていない磁気面を示す。コイル電流値の計算条件は、TF コイル電流 $I_{TF} = 7.5$ kAturns、HF コイル電流 $I_{HF} = 2.5$ kAturns、AHF コイル電流 $I_{AHF} = 3.25$ kAturns、VF コイル電流 $I_{VF} = 0.12$ kAturns。

HF コイルの通電モードは、ULT コイルを用いて計算した図 6-16 では $N = 1$ 、AHF コイルを用いて計算した図 6-17 では $N = 2$ である。故に、ULT コイルを用いた計算では各トロイダル角で磁気面の断面形状は異なるが、AHF コイルを用いて計算ではある断面と 180° 反対の断面は同じ形状となる。そのため図 6-17 ではトロイダル角 180° 、 225° 、 270° 、 315° の断面図は割愛している。図 6-17 のように HF コイルと既存の上下コイルである AHF コイルを用いて、元々計算上真空閉磁気面を生成することはできたが、実効的な水平磁場が弱いいため非常に楕円度の大きい磁気面となり、HF コイルと AHF コイルのコイル電流の比を絶妙に合わせないと閉じた磁気面を生成することが難しかった。また磁気軸が赤道面から大きく離れた上下非対称な形状の閉磁気面しか生成することができなかった。一方で、ULT コイルを用いた場合は、図 6-16 のように磁気軸が赤道面にあるような上下対称に近い閉磁気面を生成することが可能であり、例えば ULT コイルと HF コイルのコイル電流の比を変えることで閉磁気面の楕円度なども変えられるなど自由度の高い真空閉磁気面を生成することができる。ただし、AHF コイルを用いた磁場配位において、静電プローブ計測により推定されたプラズマ形状は計算上の閉磁気面とはやや異なっており [48]、磁気面形状を実験的に求める磁気面計測でも、計算結果と計測結果は必ずしも一致していない [49] [50]。コイルの設置誤差等による誤差磁場の影響で実際には計算と異なる磁気面となりえることは留意する。

図 6-16、図 6-17 のケースにおける回転変換の規格化小半径分布を図 6-18 に示す。

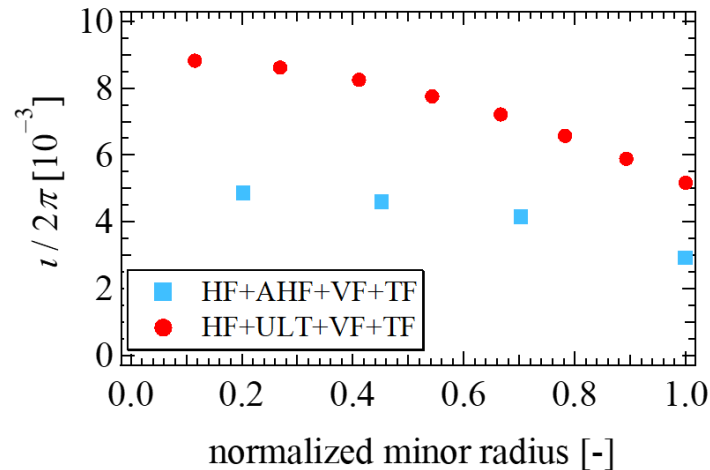


図 6-18 真空閉磁気面の回転変換の小半径方向分布。青点：図 6-17 で計算した AHF コイルを用いた閉磁気面による回転変換、赤点：図 6-16 で計算した ULT コイルを用いた閉磁気面による回転変換。

規格化小半径は、トロイダル $\phi = 0^\circ$ の各閉磁気面の短軸 a と長軸 b より小半径を $r = \sqrt{ab}$ として計算し、最外殻閉磁気面の小半径で規格化した値として計算した。一般的に回転変換は小半径が大きいほどつまり断面積が大きいほど低くなるが、図 6-17 で計算した AHF コ

イルを用いた閉磁気面より、図 6-16 で計算した ULT コイルを用いた閉磁気面は断面積が 2.5 倍程度大きいにもかかわらず回轉變換が増加していることがわかる。コイル電流値にもよるが、回轉變換は $10^{-3} \sim 10^{-2}$ 程度の大きさとなり、一般的な連続巻きヘリカルコイルで生成する閉磁気面の回轉變換と比較するとやや弱い(例えば 1-5 節で説明した CTH 装置では 10^{-1} の大きさ [17])。古くより、回轉變換を持ったヘリカル磁場をトカマクプラズマに印加することでディスラプションが抑制されることが報告されている [20] [21]。本論文では言及しないが、局所ヘリカルコイルで生成した回轉變換を持つヘリカル磁場によるディスラプション抑制実験も興味のある研究テーマであり、上記で説明したヘリカル閉磁気面によるディスラプション抑制実験が考えられる。

6-5 工学設計

これまでの節で、新規局所ヘリカルコイルである ULT コイルの線電流近似として三角形の形状を決定した。次に、実際にコイルを製作するために工学設計を行う必要がある。具体的には、コイルの巻き数と導線径の決定、コイルの固定方法の検討である。

コイルの巻き数と導線径の決定について説明する。巻き数と導線径の決定で考慮すべき点は、以下の3点である。

- ①達成できる電流値(Aturns)の最大値
- ②プラズマ生成領域の縮小
- ③通電時のコイルの発熱

巻き数を増やせば達成できるコイル電流の最大値(Aturns)を高くすることができるが、一方で ULT コイルは TF コイルの中のプラズマ生成領域に設置するため、その分コイルの厚みが厚くなるためプラズマ生成領域が狭くなってしまう。また、導線径を細くすればコイルの厚みを薄くできプラズマ生成領域の縮小を小さくできるが、一方で抵抗が大きくなるためコイルの発熱量が高くなる。後述するが、ULT コイルの電源は 60 A/60 V の現有の定常電源を使用し、上下全4つのコイルを直列結線して使用することを想定したため、合成抵抗が $1\ \Omega$ 、1個当たりの抵抗を $0.25\ \Omega$ 以下にする必要がある。このようにいくつかトレードオフの関係があり、その中で巻き数と導線径を決定する必要がある。

抵抗値の概算値を算出して検討した結果、導線径については、既存コイルである AHF コイルを巻いている $\phi 2.6$ の導線径より1つ細い規格である $\phi 2.0$ の導線径を採用した。巻き数については、導線のリターンにより巻き層方向の電流成分をキャンセルできるため偶数の巻き層が好ましく、7,8 ターン×8 層の巻き数の総数 60 ターンとした。設計したコイルの断面図を図 6-19 に示す。

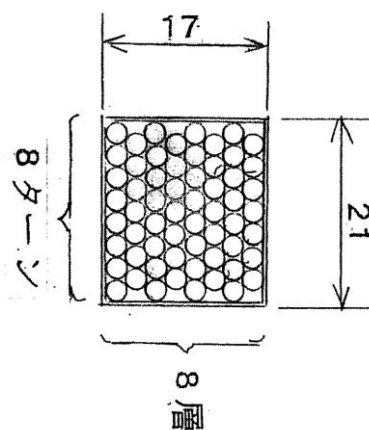


図 6-19 ULT コイルの断面図

次に、ULT コイルの固定方法を検討した。TOKASTAR-2 には、TF コイルを固定している支持ベースがあり、そこには他の構造物をとめるための M8 タップが元々切ってある。そのタップを用いた、各コイルを 3 か所で固定する固定器具を設計した。設計した固定器具の外観図とその断面図を図 6-20 に示す。

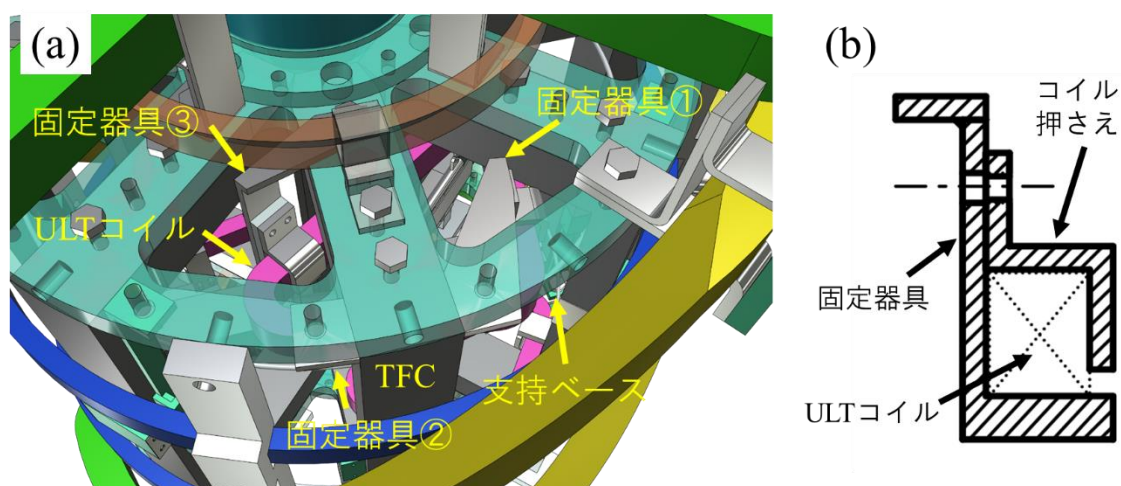


図 6-20 ULT コイルの固定器具の概略図。(a)ULT コイルと固定器具の外観図、(b)固定器具の断面図。

図 6-20(b)のように、固定器具でコイルを支え、コイル押さえを固定器具にネジ止めすることでコイルを固定することができる。コイルを設計の角度で設置するために、固定器具の形状、各辺の角度を決定した。かなり狭い空間での作業であるが、どこからスパナが入るかなども考慮して設計した。

ULT コイルをそのままプラズマ生成領域である TF コイルの中に設置する場合、コイルの厚みが既存のポロイダルリミター(リミター上下位置 $Z_{lim} = \pm 0.12 \text{ m}$)を超えてしまうため、ULT コイルがプラズマに曝されてしまう。そこで、コイルの保護のためにポロイダルリミターの上下部を増設した。製作した上下追加リミターの外観図を図 6-21 に示す。

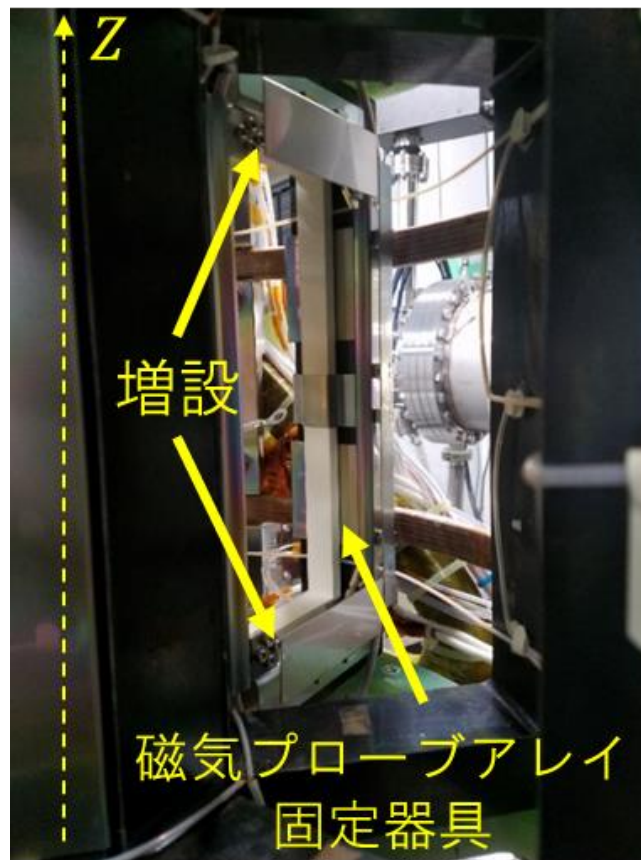


図 6-21 上下追加リミターの外観図

既存のポロイダルリミターには他の構造物をとめるための M3 タップがあり、そのタップを利用して上下追加リミターを固定してある。追加前後のリミター上下位置は、 $Z_{\text{lim}} = \pm 0.12 \text{ m} \Rightarrow \pm 0.10 \text{ m}$ となる。プラズマがこの上下追加リミターで制限され、ULT コイルがリミターの影に隠れるため、ULT コイルへのプラズマからのダメージを減少させることができると考えられる。

6-6 新規定常電源の整備

続いて、ULT コイル用の定常電源を2台整備した。その定常電源は、高砂製作所製 GP060-60R Regulated DC Power Supply である。定格 60 A/60 V である。外観図を図 6-22 に示す。ULT コイルは、上側コイル直列と下側コイル直列を独立に通電することも想定したため 2 台分整備した。



図 6-22 新規定常電源の外観

定常電源の整備で最も考慮した点は通電時間である。ULT コイルは $\phi 2.0$ という比較的細い導線で巻いており通電の際のコイル発熱の高さが懸念されるため、なるべく短い時間での通電が望まれる。通電時間の検討のために、想定されるコイルの温度上昇量 ΔT を概算した。電流 $I(t)$ 、抵抗 R (通電時は一定と仮定) のときのコイル発熱量 Q は単純に以下で書ける。

$$Q = \int_0^t I^2(t) R dt \quad (6.1)$$

コイルの導線の長さを l 、直径を ϕ 、銅の抵抗率を ρ とすると、コイル抵抗は以下で書ける。

$$R = \frac{4\rho l}{\pi\phi^2} \quad (6.2)$$

(6.2)式を(6.1)式に代入すると

$$Q = \frac{4\rho l}{\pi\phi^2} \int_0^t I^2(t) dt \quad (6.3)$$

コイルの発熱量 Q と温度上昇量 ΔT の関係は、コイルの質量 m 、比熱 c を用いると以下で書ける。

$$Q = mc\Delta T \quad (6.4)$$

コイルの質量は、銅の密度を ρ_m とすると単純に以下で書ける。

$$m = \frac{\pi\phi^2 l \rho_m}{4} \quad (6.5)$$

(6.5)式を(6.4)式に代入すると

$$Q = \frac{\pi\phi^2 l \rho_m c \Delta T}{4} \quad (6.6)$$

(6.3)式と(6.6)式をイコールで結び、簡単にすると

$$\begin{aligned} \frac{4\rho l}{\pi\phi^2} \int_0^t I^2(t) dt &= \frac{\pi\phi^2 l \rho_m c \Delta T}{4} \\ \therefore \Delta T &= \frac{16\rho}{\pi^2 \phi^4 \rho_m c} \int_0^t I^2(t) dt \end{aligned} \quad (6.7)$$

故に、コイルの温度上昇量 ΔT は(6.7)式のように書け、設計に関わるものとして、コイルの導線径 ϕ 、コイル電流値 $I(t)$ 、つまり電流密度と通電時間で決定される。

ULT コイル電流を一旦定常と考え、通電時間を t とし、各物理量の $\rho = 1.68 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ (室溫程度での値)、 $c = 0.419 \text{ J/gK}$ 、 $\rho_m = 8.9 \times 10^6 \text{ g/m}^3$ 、 $I = 60 \text{ A}$ (電源スペック上の最大値)、 $\phi = 2 \times 10^{-3} \text{ m}$ を代入すると、温度上昇量は以下となる。

$$\Delta T_{\text{ULT}} = \frac{16 \times 1.68 \times 10^{-8}}{\pi^2 \times (2 \times 10^{-3})^4 \times 8.9 \times 10^6 \times 0.419} \times 60^2 \times t \cong 1.64t \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (6.8)$$

比較のために、既存コイルである AHF コイルに対しても計算した。AHF コイルの場合は、 $I = 30 \text{ A}$ (既存定常電源の最大値)、 $\phi = 2.6 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、通電時間は約 3 s 程度であるので、

$$\Delta T_{\text{AHF}} = \frac{16 \times 1.68 \times 10^{-8}}{\pi^2 \times (2.6 \times 10^{-3})^4 \times 8.9 \times 10^6 \times 0.419} \times 30^2 \times 3 \cong 0.431 \text{ }^\circ\text{C} \quad (6.9)$$

AHF コイルは今までの実験の実績上、実験中に何ショットも通電していると、コイルの温度上昇で抵抗が上がり同じ印加電圧に対して電流が微妙に下がっていくことがある程度で、コイル発熱で大きな問題が起こったことはない。故に、ULT コイルも AHF コイルと同程度の温度上昇量なら問題とはならないと考えられるため、(6.8)式と(6.9)式を比較すると ULT コイルの通電時間は 1 s 以下のなるべく短い通電時間が望ましいことがわかった。これを念頭において、新規定常電源の整備を行った。

新規定常電源は外部スイッチによって電流を ON/OFF できる機能があり、その機能で ON/OFF をするための半導体スイッチを搭載したパルサーを製作した。そのパルサーによって通電時間を外部から決められる上に定常電源の ON/OFF を制御することができる。定常電源のパルサーの回路図を図 6-23 に示す。

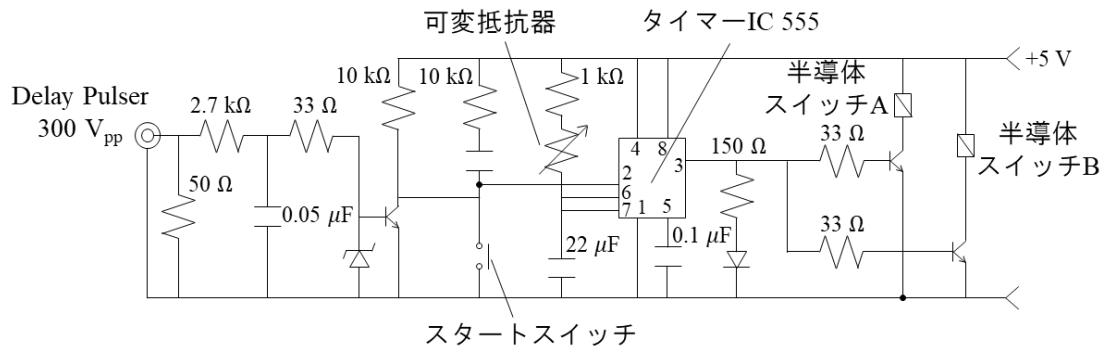


図 6-23 新規定常電源のための ON/OFF パルサーの回路図

このパルサーは、4-1 節で説明した新規コンデンサーバンク電源のサイリスタスイッチのゲートパルサーの回路と似ている。このパルサーにおいて、プラズマ放電を開始する中央制御盤の Ignition スイッチが押されると、それと同時に図 6-23 のスタートスイッチが ON となりタイマー IC555 を駆動するトリガー信号とする。この IC にトリガー信号が入るとパルス時間幅 $\tau = \ln(3)RC$ の矩形パルスが発振され、半導体スイッチの駆動信号として入力される。図には書かれていないが、半導体スイッチの出力が定常電源の外部連絡端子と繋がっている。IC555 のパルスが出力されている間だけ半導体スイッチが駆動され、定常電源の電流もその間 ON となる。パルス時間幅は $\tau = \ln(3)RC$ であり、パルサーに搭載した外部から変えられる可変抵抗器によって抵抗を変えられるため、つまり可変抵抗器を調整することで通電時間も変えることが可能である。図中の半導体スイッチ A、B は 2 台分の電源のスイッチに対応している。このパルサーを用いて 4 つを直列接続した ULT コイル電流に最大~60 A 通電したときの、コイル電流波形の一例を図 6-24 に示す。

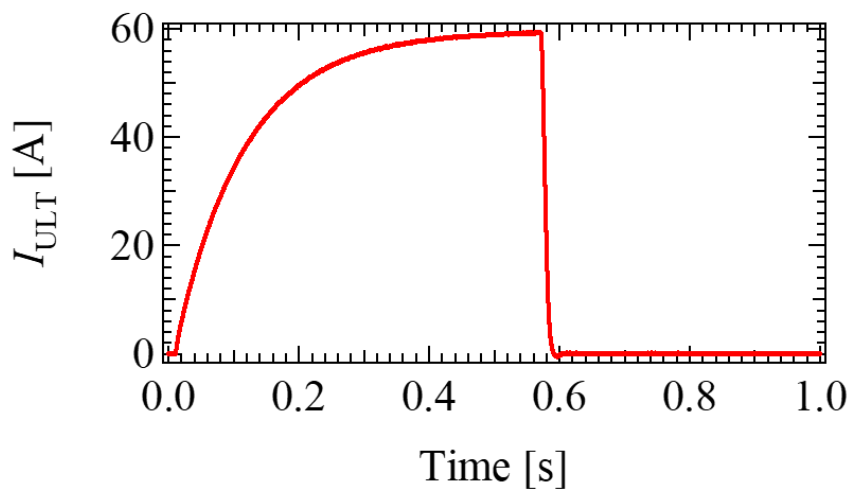


図 6-24 ULT コイル電流波形の一例

図 6-24 のように、この定常電源では電流がフラットになるまでに ~ 0.5 s 程度で必要であることがわかった。一方で、要求された短い通電時間は達成することができた。実験のオペレーションとしては、プラズマ放電を開始する Ignition スイッチを押すとまず ULT コイル電流を通電し始め、 ~ 0.5 s 後の ULT コイル電流がフラットである間にディレイパルサーによって他のコイルの通電や RF の入射を開始する。 ~ 0.5 s のこの通電波形を用いて(6.7)式を用いてコイル温度上昇量を計算すると、 ~ 0.66 °Cとなり(6.9)式の AHF と同程度に温度上昇量を抑えることができた。

以上、ULT コイル用の定常電源の整備が完了し、第 7 章の一部の実験ではこの定常電源を用いて ULT コイルに通電する。

6-7 新規コイルのインストール

以上の節で、ULT コイルの設計が終わり、ULT コイルを 4 つ製作した。製作は有限会社湘南技研に制作を依頼した。コイル 1 個あたりの抵抗と自己インダクタンスは、 $0.15\ \Omega$ と $0.58\ \text{mH}$ 程度となった。実際に TOKASTAR-2 に設置した後の ULT コイルの外観図を図 6-25 に示す。

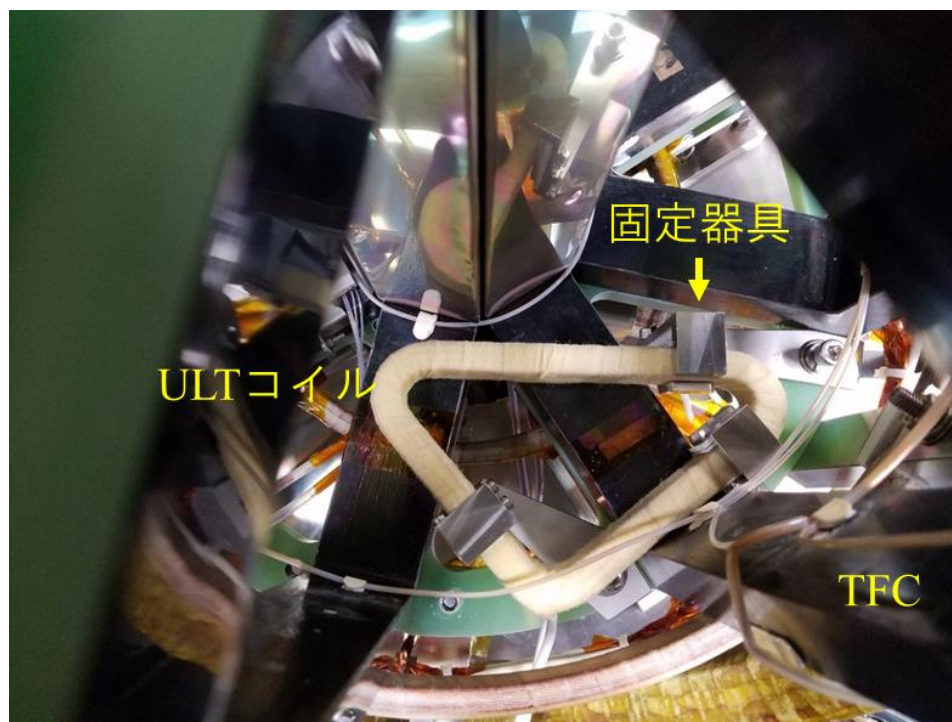


図 6-25 製作した ULT コイルの外観図

製作した固定器具を用いて大きな問題なく ULT コイルを設置することができた。三角形の角の部分で導線を鋭角に曲げるのは困難であるため、図のように角は丸まる。この角を丸めた部分が不整磁場として働くことが懸念されたため、この丸めた角を考慮して再度磁力線追跡計算を行った。具体的には、実効的な水平磁場の計算と $N = 1\text{HF}$ コイル等も用いた真空閉磁気面を再度計算した。線電流近似としての、元々の角が丸まっていない ULT コイルの初期設計座標と、ULT コイルの実寸から算出した角が丸まっている ULT コイルの座標の比較を図 6-26 に示す。

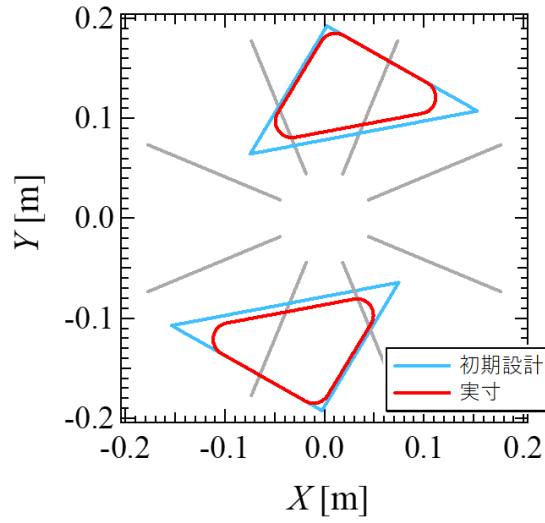


図 6-26 線電流近似としての ULT コイルの初期設計座標と実寸座標。青線：初期設計の ULT コイル断面の中心座標、赤線：実寸の中心座標。

実際のコイルは、角が丸まっているうえに初期設計より若干小さく出来上がっている。初期設計と実寸で計算した、 $R = 0.12 \text{ m}$ における ULT コイルが生成する実効的な水平磁場の垂直方向分布と、N=1HF コイル、TF コイル、VF コイルで計算した真空閉磁気面の一例を図 6-27 に示す。

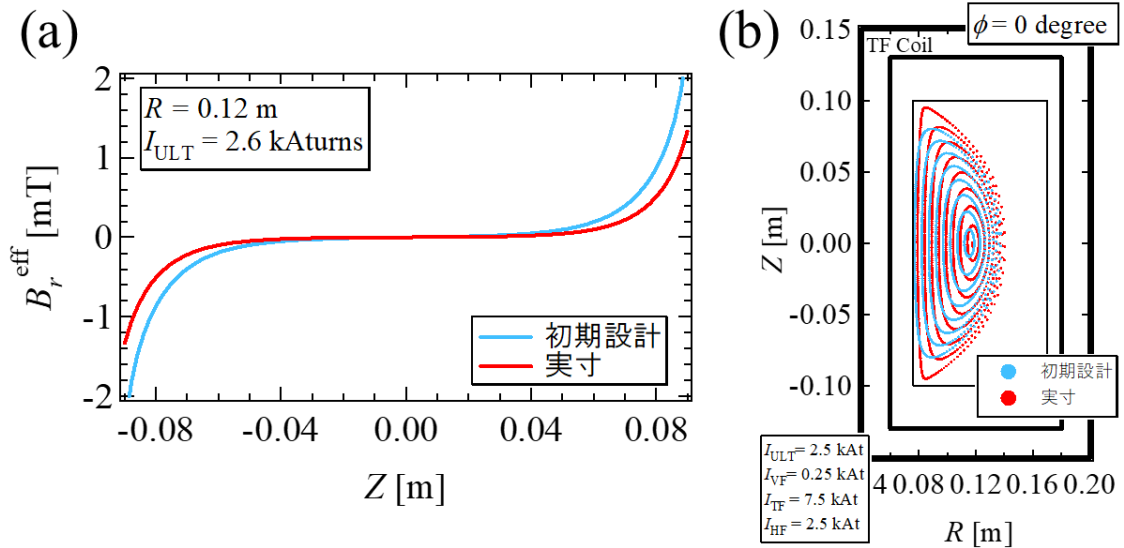


図 6-27 ULT コイルの初期設計座標と実寸座標による計算結果の比較。(a) $R = 0.12 \text{ m}$ における B_r^{eff} の垂直方向分布、(b) 真空閉磁気面 ($\phi = 0^\circ$)。青線・青点：初期設計による計算、赤線・赤点：実寸座標による計算。

図 6-27(a)において、コイルの角が丸まっても初期設計とほぼ変わらない実効的な水平磁場分布を形成することができた。ただし、コイルの角が丸まったうえにコイル自体も初期設計よりやや小さく出来上がっているので初期設計と比べると磁場は数割程度減少している。図 6-27(b)の真空閉磁気面においても、初期設計と比べ大きさはやや変わるが問題なく閉磁気面を形成することができた。コイルの角の丸まりは不整磁場を生成すると懸念されたが、上下2個のコイルの電流の向きが逆であるので、不整磁場を生成しても磁力線のドリフトという観点ではその寄与を互いにキャンセルするため大きな影響がなかったと考えられる。

6-8 第6章のまとめ

本章では、垂直位置安定化のための新規局所ヘリカルコイルの設計・製作について述べた。

・新規局所ヘリカルコイルの設計、特徴

既存の側面平行四辺形コイル(HF コイル)が実効的な垂直磁場を生成できる点から着想した、プラズマの上下に2個ずつ設置した三角形コイル(Upper and Lower Triangular:ULT コイル)を設計した。既存の AHF コイルも上下に設置した扇形コイルであるが、AHF コイルとの違いは、ULT コイルは径方向を横切る斜めのコイル部を持つ点である。その斜めのコイル部がトロイダル磁場と水平磁場を両方生成し、トロイダル磁場を変調することで実効的な水平磁場を生成することができる。磁場をより強めるために、プラズマ近接の TF コイル内部に設置し、ULT コイルの形状は他の機器と干渉しない範囲で、なるべく実効的な水平磁場が強くなるようにその三角形形状をスキャンすることで決定した。その実効的な水平磁場は、赤道面の上下で逆向きの上下反対称分布($Z < 0$ で $B_r^{\text{eff}} < 0$ 、 $Z > 0$ で $B_r^{\text{eff}} > 0$ 、つまり $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z > 0$)で、コイルに近づくほど(赤道面から離れるほど)急激に強くなる。この実効磁場は、軸対称コイルが生成する垂直位置不安定化させる水平磁場を低減し、ULT コイル電流が高いほどより低減でき(実効的な水平磁場はコイル電流の2乗に比例する)垂直位置安定化効果が期待される。さらに、既存の HF コイルと容器外軸対称コイル(VF コイル)を組み合わせて用いることで、既存コイルでは生成することが困難であった磁気軸が赤道面にあり、かつ回転変換がより強い真空閉磁気面を生成することもできることを示した。

・新規局所ヘリカルコイルの工学設計、製作

コイルの厚みなどを考慮して、ULT コイルの巻き数は60ターンとし、設置のための固定器具も設計・製作した。また、ULT コイルを用いた実験の準備のため、60 A/60 V の定常電源も2台新たに整備した。製作した4つの ULT コイルを TOKASTAR-2 に設置する装置改造を行った。なお、実際に製作した ULT コイルは、三角形の角の部分で導線を鋭角に曲げるのは困難であるため角は丸まるが、角の丸まり部があったとしても重大な不整磁場とならず、垂直位置安定化に必要な実効的な水平磁場や真空閉磁気面は生成可能であることを示した。

以上、新規局所ヘリカルコイルである ULT コイルの設計・製作が完了した。ULT コイルを用いた実験は次章で詳しく議論する。

第7章 TOKASTAR-2 改造後のプラズマ実験

第 6 章で説明した上下三角形(ULT)コイル、上下追加リミターと 2-7-4 節で説明したトロイダル磁気プローブ(TMP)を TOKASTAR-2 に設置する装置改造を 2020 年 5 月に完了させた。本章では、ULT コイルと TMP を新しく設置した改造後のプラズマ実験について述べる。

7-1 上下三角形コイル磁場(定常)印加による VDE 抑制実験

縦長断面トカマクにおける上下三角形コイル(ULT)磁場印加による VDE 抑制実験を行った。ULT 磁場印加実験における典型的なコイル通電波形を図 7-1 に、各コイルの実験条件をまとめたものを表 7-1 に示す。

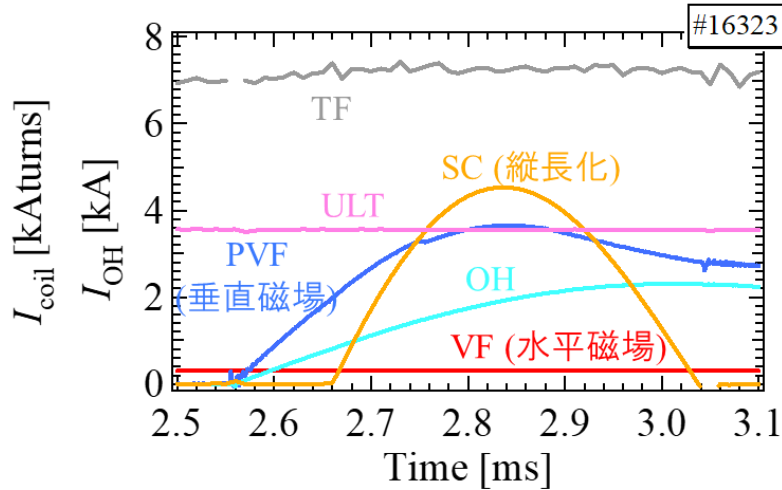


図 7-1 ULT 磁場印加実験における典型的なコイル通電波形。 $V_{\text{PVF}} = 0.42 \text{ kV}$, $V_{\text{SC}} = 0.32 \text{ kV}$, $I_{\text{VF}}^{\text{upper}} = 0.3 \text{ kAtums}$ 。

表 7-1 ULT 磁場(定常)印加実験における実験条件

コイル	充電電圧 V [kV]	静電容量 C [mF]	通電時刻 t [ms]	電流値 [kAt]
TF	1.1	0.2	0.45	-
OH	2	0.4	2.55	-
PVF (上下並列)	0.32 ~ 0.42 の中 で適宜スキャン	0.2	2.55	-
SC (上下直列)	0.12 ~ 0.32, 0.04 刻みでスキャン	0.1	2.65	-
ULT (上下直列)	-	-	-	0, 3.6
VF (上下独立)	-	-	-	数百 At 程度で 適宜スキャン

ULT コイルは 6-6 節で説明した新規定常電源、VF コイルは上下独立にそれぞれ既存定常電源を用い、それら以外のコイルはコンデンサーバンク電源を用いた。新規定常電源は上限 60 A であり、ULT コイルの上下を直列に結線し上限の 60 A を通電した。ULT コイルは 60 ターンであるので、3.6 kAt 相当する。TF コイルによる誤差磁場によりトカマクプラズマは赤道面よりやや下側で点くため、基本的には上側 VF コイルを用いてその水平磁場で上側へ引っ張ることで垂直位置を微調整した。本実験では、表 7-1 に示されるように ULT コイル磁場ありなしで、プラズマの水平位置、垂直位置、楕円度を調整する PVF コイル、VF コイル、SC コイル電流をスキャンした。ULT コイル磁場ありなしでプラズマ位置等を比較し、ULT コイル磁場の垂直位置への効果を調査した。

典型的なプラズマ電流波形を ULT 磁場なしについて図 7-2 に、ULT 磁場ありについて図 7-3 に示す。

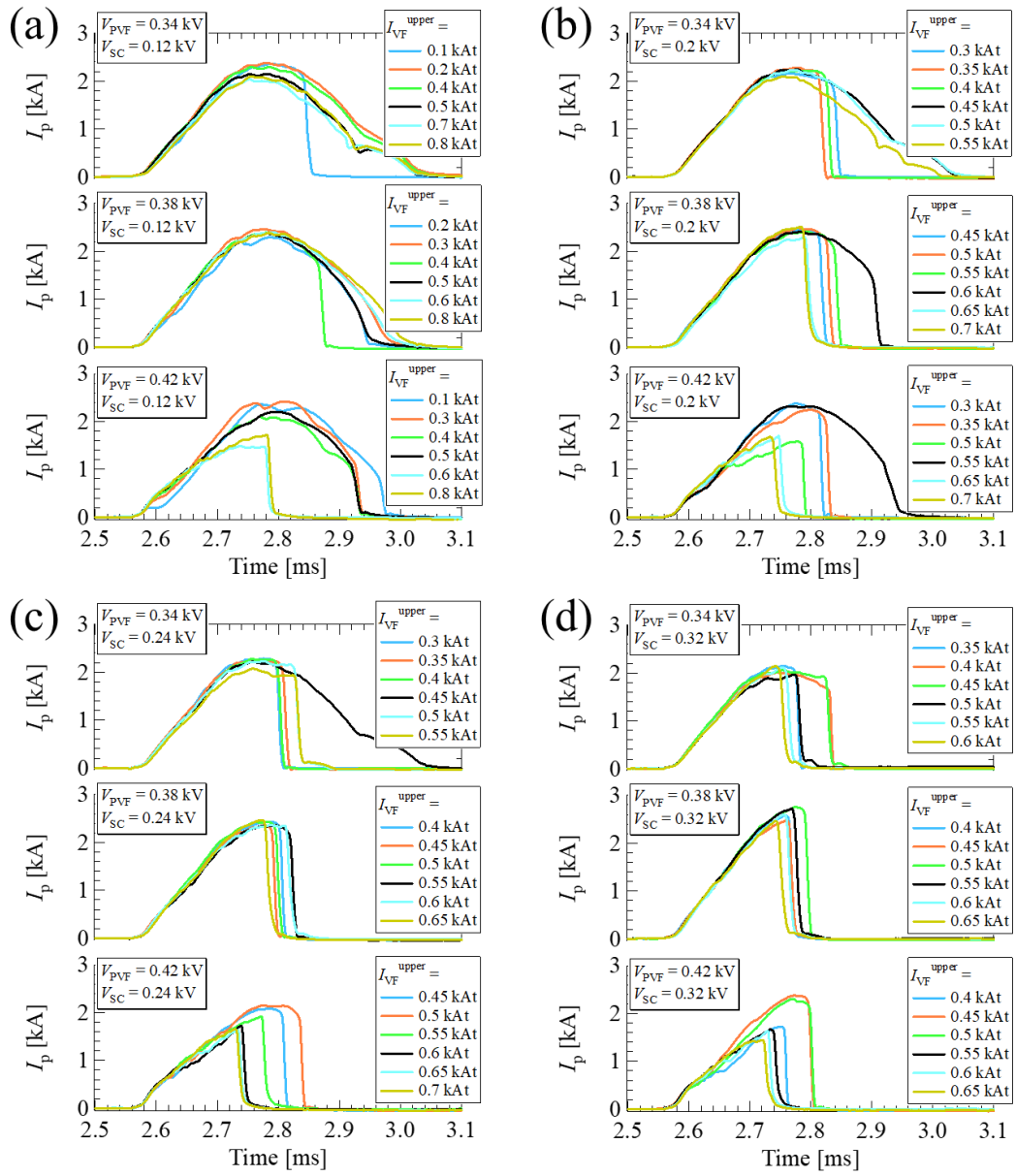


図 7-2 ULT 磁場なしにおける典型的なプラズマ電流波形。(a) $V_{SC} = 0.16$ kV、(b) $V_{SC} = 0.20$ kV、(c) $V_{SC} = 0.24$ kV、(d) $V_{SC} = 0.32$ kV。上段から PVF コイル充電電圧が低い順。凡例は VF コイル電流を表す。

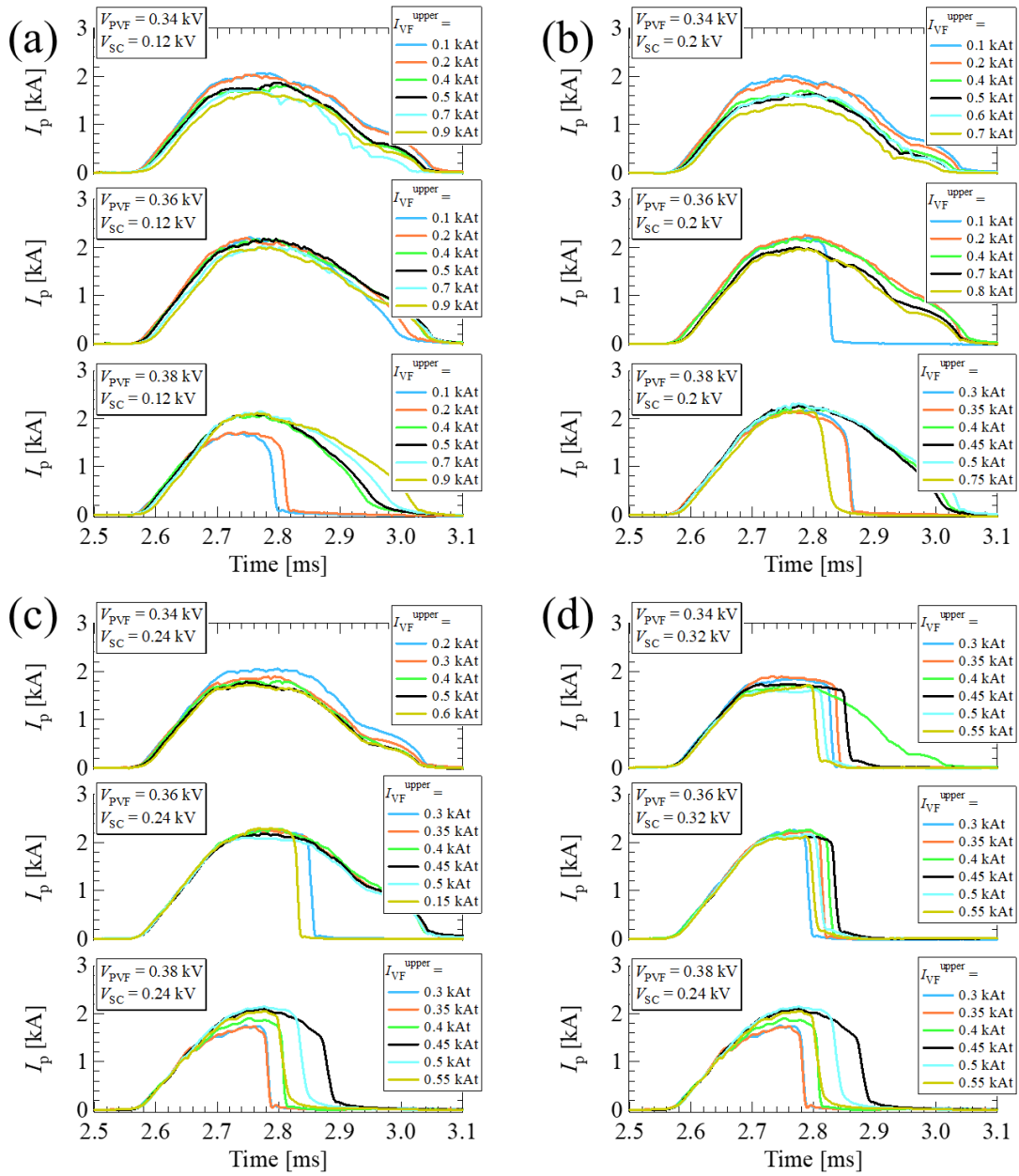


図 7-3 ULT 磁場ありにおける典型的なプラズマ電流波形。(a) $V_{SC} = 0.16$ kV、(b) $V_{SC} = 0.20$ kV、(c) $V_{SC} = 0.24$ kV、(d) $V_{SC} = 0.32$ kV。上段から PVF コイル充電電圧が低い順。凡例は VF コイル電流を表す。

(a)~(d)は各 SC コイル充電電圧、各図上段から PVF コイル充電電圧が低い順(平衡垂直磁場が低い順)、凡例は上側 VF コイル電流を示している。到達する最大プラズマ電流値は実験条件により異なるが、ULT 磁場なしの場合最も高くなったケースにおいて~2.8 kA 程度、ULT 磁場ありの場合~2.4 kA 程度となった。全体的に見ても ULT 磁場ありの場合は到達するプラズマ電流値はなしの場合と比べて数 100 A 程度落ちる結果となった。SC コイル充電電圧が

高い条件において I_p クエンチが多く見られ、低い条件では垂直位置を微調整する VF コイルの値によっては I_p クエンチが見られない放電が見られた。一方で ULT 磁場ありの場合も同様の傾向は見られるが、同じ SC コイル充電電圧で比較したときに ULT 磁場なしの場合と比べて I_p クエンチを起こす放電が少なくなっている傾向が見られる。これは VDE が抑制されていることを示しており、後述する。

ULT 磁場ありなしにおけるプラズマ位置の比較の一例を図 7-4 に示す。

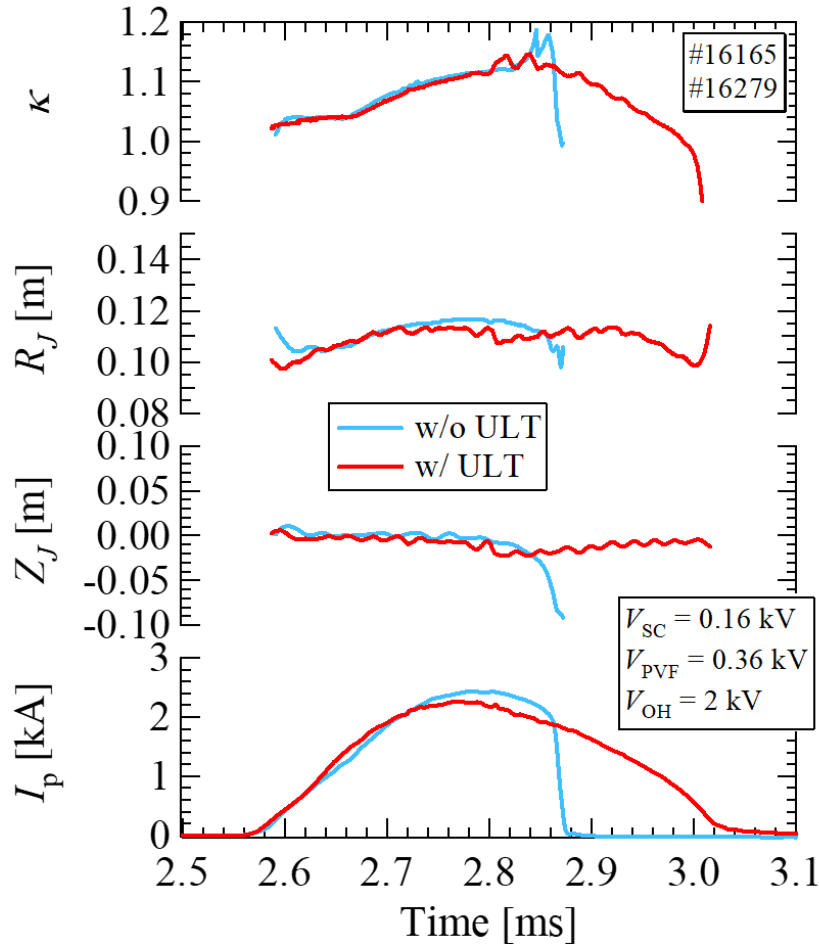


図 7-4 ULT 磁場(定常, 3.6 kAturns)ありなしにおけるプラズマ位置の比較。上段から楕円度 κ 、プラズマ水平位置 R_J 、垂直位置 Z_J 、プラズマ電流 I_p を表す。青線：ULT コイル磁場なし、赤線：ULT コイル磁場あり。

実験条件は、ULT 磁場なしは $V_{SC} = 0.16$ kV, $V_{PVF} = 0.36$ kV, $I_{VF}^{upper} = 0.5$ kAturns、ULT 磁場ありは $V_{SC} = 0.16$ kV, $V_{PVF} = 0.36$ kV, $I_{VF}^{upper} = 0.1$ kAturns である。SC コイル充電電圧は同じである。後述するが、n-index がより負になるプラズマ水平位置が内側にある場合や、VDE 前の垂直位置が赤道面から離れている方が VDE しやすい傾向がある。今回のケースでは ULT 磁場ありの方が水平位置が内側にあり、かつ垂直位置も赤道面からより離れており、

本来であれば ULT 磁場ありの方が VDE しやすい条件となる。ULT 磁場なしでは下側 VDE が発生しているが、ULT 磁場ありでは ULT 磁場なしよりも VDE が発生しやすい条件であるにも関わらず VDE が抑制されている。プラズマの上下部のみに設置した ULT コイルによる垂直位置安定化を確認することができた。

ULT コイルの性能をより検証するために、ULT コイル電流をスキャンする実験を行うことにした。しかし、整備した定常電源ではスペック上本実験以上に電流を増やすことができないため、コンデンサーバンク電源を用いて実験を行った。詳細は次節で説明する。ULT 電源をスキャンする実験を通して VDE の傾向を整理した。本節の定常電源実験と次節のパルス電源実験をまとめた整理は、7-4 節で議論する。

7-2 上下三角形コイル磁場(パルス)印加による VDE 抑制実験

7-1 節で ULT コイルによる垂直位置安定化効果の一端を示したが、さらに効果を高めるために ULT コイル電流を高めた実験を行った。しかし、定常電源のスペック上 7-1 節で行った実験以上に ULT コイル電流を高められないため、ULT コイルにコンデンサーバンク電源を用いることで電流を高めた。典型的なコイル通電波形を図 7-5 に、各コイルの実験条件をまとめたものを表 7-2 に示す。

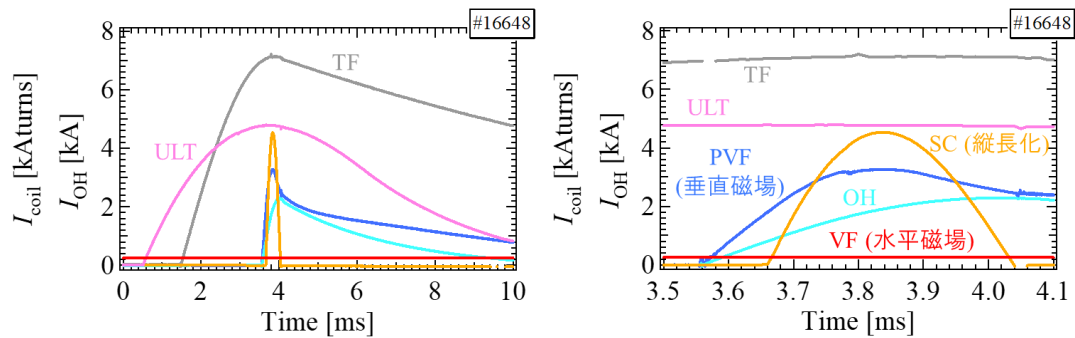


図 7-5 パルス ULT 磁場印加実験における典型的なコイル通電波形。 $V_{\text{PVF}} = 0.38 \text{ kV}$, $V_{\text{SC}} = 0.32 \text{ kV}$, $V_{\text{ULT}} = 0.12 \text{ kV}$, $I_{\text{VF}}^{\text{upper}} = 0.25 \text{ kAturns}$ 。右図は左図の拡大図。

表 7-2 ULT 磁場(パルス)印加実験における実験条件

コイル	充電電圧 V [kV]	静電容量 C [mF]	通電時刻 t [ms]	電流値 [kAt]
TF	1.1	0.2	1.45	-
OH	2	0.4	3.55	-
PVF (上下並列)	0.32 ~ 0.42 の中 で適宜スキャン	0.2	3.55	-
SC (上下直列)	0.12 ~ 0.32, 0.04 刻みでスキャン	0.1	3.65	-
ULT (上下直列)	0.12, 0.15	3	0.5	-
VF (上下独立)	-	-	-	0.5 kAt 程度で 適宜スキャン

VF コイルは上下独立にそれぞれ既存定常電源を用い、VF コイル以外のコイルはコンデンサーバンク電源を用いた。TF コイルと ULT コイルを先に通電開始し、それらがフラットトップとなる時間帯にトカマクコイル系を通電した。ULT コイル電流の時定数を長くするために、ULT コイルは静電容量が比較的高い 3 mF のコンデンサーを使用した。TF コイルと ULT コイルは時定数が長いため、トカマク放電時は準定常とみなせる。7-1 節の実験と同様

に、VF コイルによる水平磁場で垂直位置を微調整した。TF の誤差磁場により赤道面よりやや下で点くので基本的には上側 VF コイルを調整しているが、さらに下側に引っ張るために下側 VF コイルも適宜使用した。ULT コイル電流がフラットトップで $\sim 80, 100$ A (4.8 kAtorns, 6 kAtorns に相当) となるように充電電圧を調整し、その 2 パターンで表 7-2 に示されるように、プラズマの水平位置、垂直位置、楕円度を調整する PVF コイル、VF コイル、SC コイル電流をスキャンした。

典型的なプラズマ電流波形を ULT コイル電流 4.8 kAtorns は図 7-6 に、6 kAtorns は図 7-7 に示す。

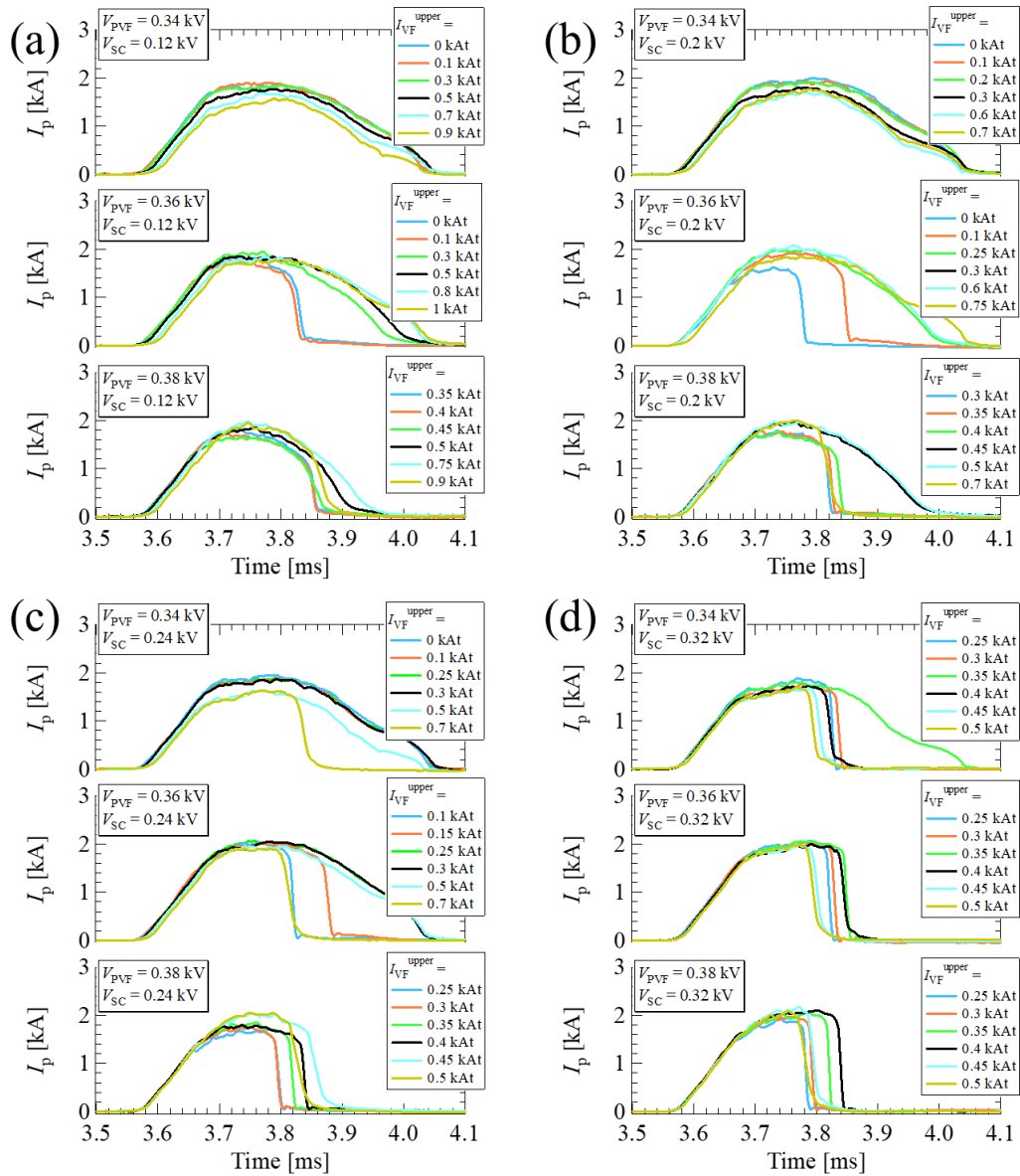


図 7-6 ULT コイル電流 4.8 kAtorns における典型的なプラズマ電流波形。(a) $V_{SC} = 0.16$ kV、(b) $V_{SC} = 0.20$ kV、(c) $V_{SC} = 0.24$ kV、(d) $V_{SC} = 0.32$ kV。上段から PVF コイル充電電圧が低い順。凡例は VF コイル電流を表す。

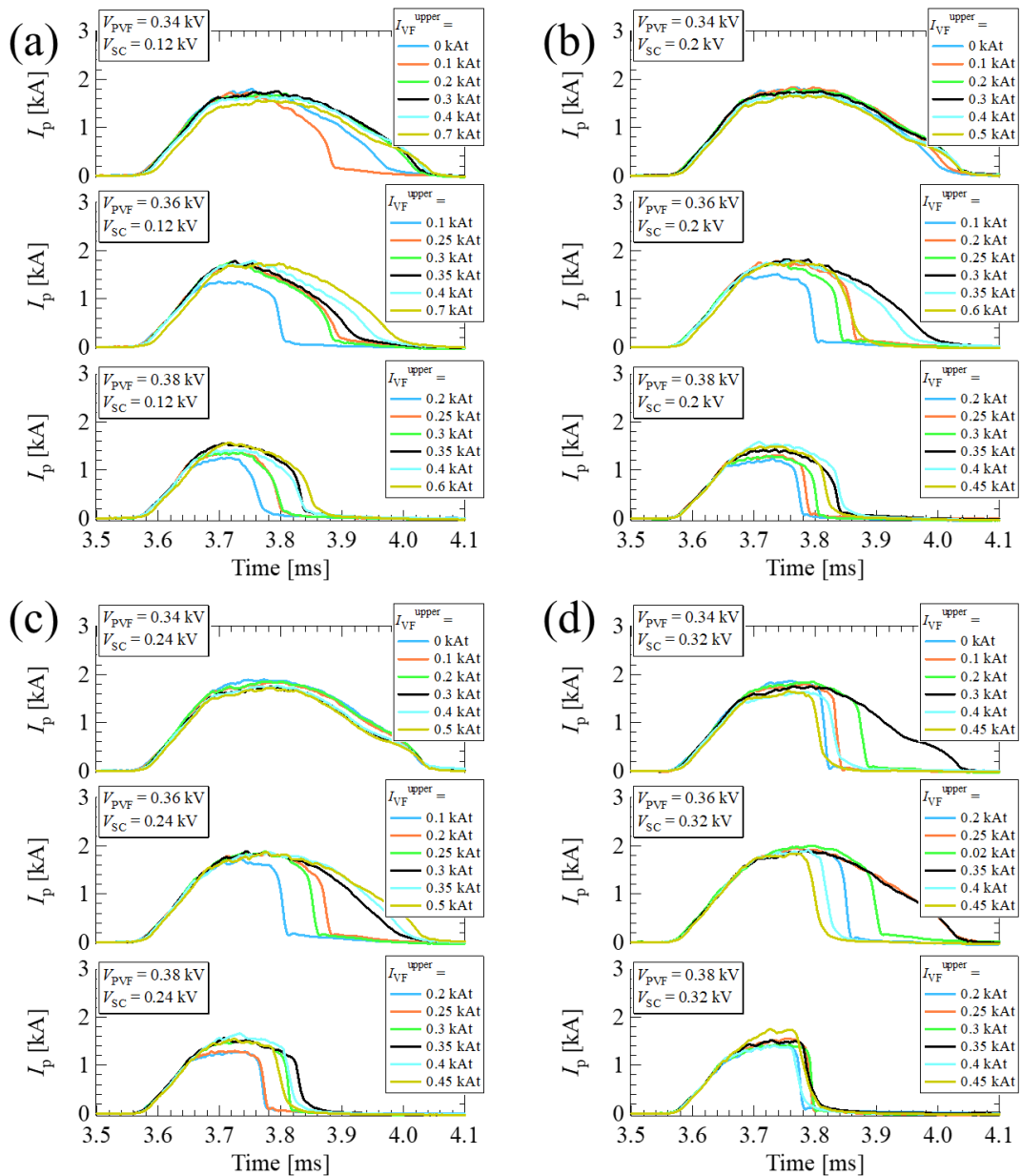


図 7-7 ULT コイル電流 6 kAtums における典型的なプラズマ電流波形。(a) $V_{SC} = 0.16$ kV、(b) $V_{SC} = 0.20$ kV、(c) $V_{SC} = 0.24$ kV、(d) $V_{SC} = 0.32$ kV。上段から PVF コイル充電電圧が低い順。凡例は VF コイル電流を表す。

(a)~(d)は各 SC コイル充電電圧、各図上段から PVF コイル充電電圧が低い順(平衡垂直磁場が低い順)、凡例は上側 VF コイル電流を示している。到達する最大プラズマ電流値は実験条件により異なるが、ULT コイル電流~4.8 kAtums の場合最も高くなったケースにおいて~2.2 kA 程度、~6 kAtums の場合~2 kA 程度となった。各条件全体的に見ても ULT コイル電流が高いほど到達できるプラズマ電流が落ちる結果となった。ULT 磁場を印加すると到達

できるプラズマ電流値が下がる原因としては輸送特性や閉じ込め特性の劣化などが考えられるが、詳しい理由は判明しておらず今後の課題である。プラズマ電流値は落ちてしまうが、SC コイル充電電圧が高く本来 VDE が発生しやすい条件においても、VDE が抑制され I_p クエンチを起こす放電が少なくなっている傾向が見られる。

ULT 磁場ありなしにおけるプラズマ位置の比較の一例を図 7-8 に示す。

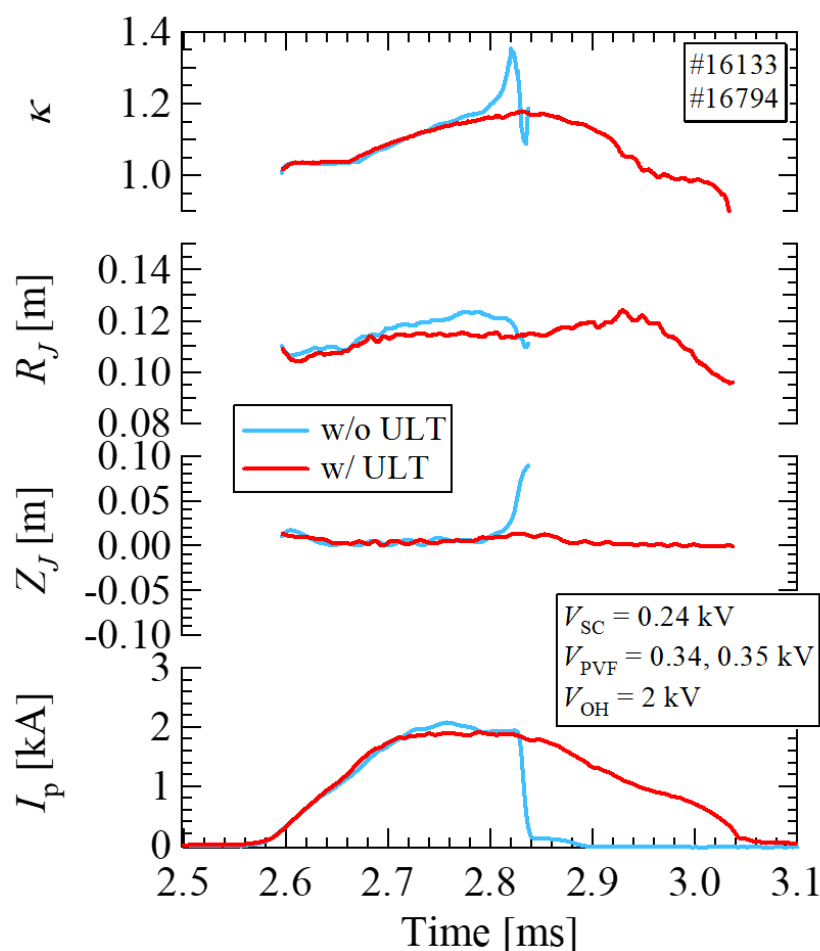


図 7-8 ULT 磁場(パルス)ありなしにおけるプラズマ位置の比較。上段から楕円度 κ 、プラズマ水平位置 R_J 、垂直位置 Z_J 、プラズマ電流 I_p を表す。青線：ULT コイル磁場なし、赤線：ULT コイル磁場あり (4.8 kAturns)。

実験条件は、ULT 磁場なしは $V_{SC} = 0.24$ kV, $V_{PVF} = 0.34$ kV, $I_{VF}^{upper} = 0.55$ kAturns、ULT 磁場ありは $V_{SC} = 0.24$ kV, $V_{PVF} = 0.35$ kV, $I_{VF}^{upper} = 0.55$ kAturns, $I_{ULT} \sim 4.8$ kAturns である。SC コイル充電電圧は同じであり、垂直位置もほぼ同じ位置にある。なお、今回のパルス電源実験と前節の実験では放電開始時刻が 1 ms 異なるために、ULT 磁場ありの放電をなしの波形と時刻を合わせている。本ケースにおいても ULT 磁場ありの方が水平位置が内側にあり、本来であれば ULT 磁場ありの方が VDE しやすい条件となる。ULT 磁場なしでは上側 VDE が

発生しているが、ULT 磁場ありでは ULT 磁場なしよりも VDE が発生しやすい条件であるにもかかわらず VDE が抑制されている。

高速度カメラで撮影した画像を、ULT 磁場なしは図 7-9 に、ULT 磁場ありは図 7-10 に示す。フィラメント法で推定したプラズマ形状も黒線で重ねて示してある。カメラ画像におけるカラープロットは発光強度分布を示している。

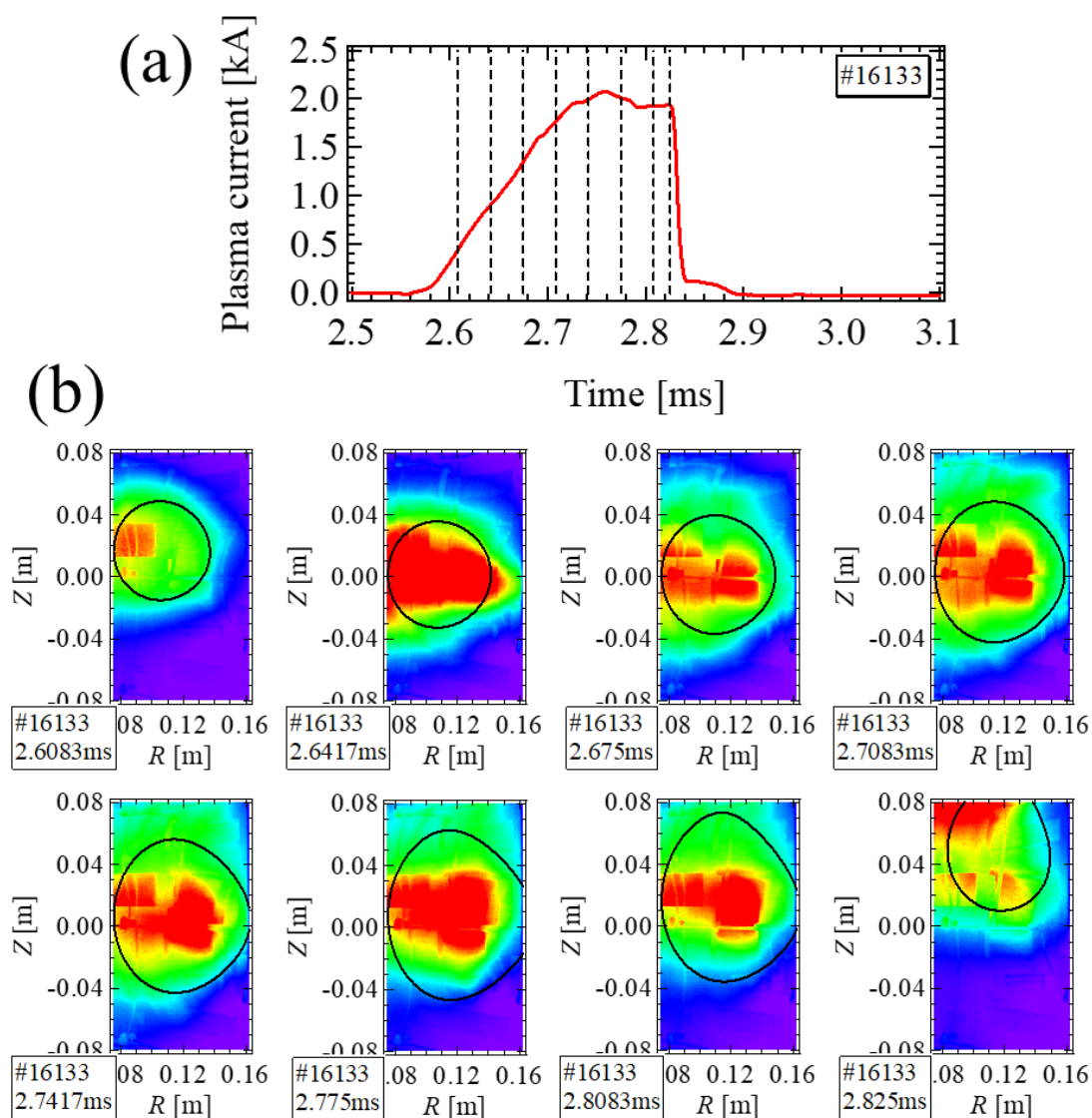


図 7-9 ULT 磁場なしにおけるカメラ画像。(a)プラズマ電流波形、(b)点線の時刻におけるカメラ画像。黒線はフィラメント法によるプラズマ形状。カラーマップは発光強度を表す。

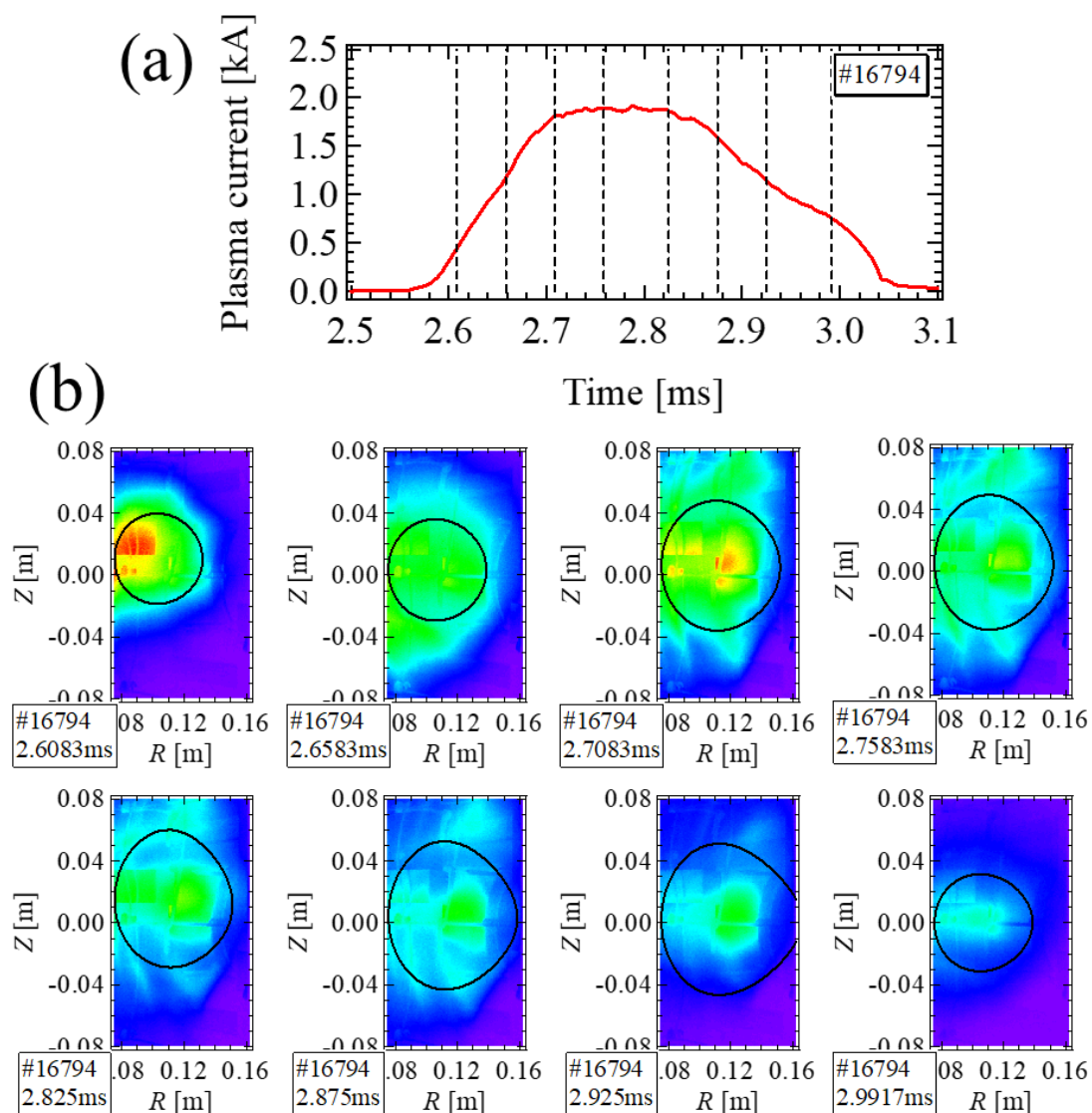


図 7-10 ULT 磁場ありにおけるカメラ画像。(a)プラズマ電流波形、(b)点線の時刻におけるカメラ画像。黒線はフィラメント法によるプラズマ形状。カラーマップは発光強度を表す。

カメラ画像においても、ULT 磁場なしでは上側 VDE が発生し、ULT 磁場ありでは VDE が発生していないことがわかる。カメラ画像とフィラメント法で推定したプラズマ形状を比較すると、カメラ画像における発光分布のどこがトカマクプラズマの境界となっているか不明瞭であるという問題もあるものの、例えば黒線で示されるフィラメント法によるプラズマ形状の外側においてもカメラ画像ではプラズマが発光しているなど、ULT 磁場なしの軸対称トカマクの場合でもカメラ画像におけるプラズマ形状とフィラメント法で推定したプラズマ形状はやや合っていないことがわかる。これは、フィラメント法の解析における計算しているコイル・渦電流磁場の精度の問題であると考えられており、コイル・渦電流磁場の精度向上が図られている [39] [51]。一方で、ULT 磁場ありの場合においては、プラズマ

の立ち上がりや消滅フェーズでは SC コイル電流が低い時間帯ではプラズマ断面は円形に近く、カメラ画像とフィラメント法のプラズマ形状の差は小さい。一方で、SC コイル電流が高い時間帯では、フィラメント法のプラズマ形状よりもカメラ画像ではプラズマがより縦長になっている様子がわかる。このように ULT 磁場印加トカマクにおいて、特に SC コイル電流が高い時間帯ではカメラ画像とフィラメント法のプラズマ形状がやや合わないことが分かった。フィラメント法は軸対称解析であるため、ULT 磁場印加トカマクでは三次元的な解析が必要である。ただし、形状は異なるもののプラズマがどこに動いているか等のプラズマ位置の傾向については、カメラ画像とフィラメント法で差は少なく、軸対称のフィラメント法でも推定可能であると考えられる。また、図 7-9(b)と図 7-10(b)のカメラ画像における可視光発光強度のカラーマップは同じイメージアピランスで示しており、図 7-9(b)の ULT 磁場なしではプラズマ中心付近では赤いマップが広がり発光強度が強いが、図 7-10(b)の ULT 磁場ありではあまり赤いマップはなく発光強度が落ちている。発光強度の変化は電子温度・密度の変化が関わっていることが考えられ、TOKASTAR-2 には電子温度・密度計測やイオン温度計測用の分光器が備わっているため、それらを計測することで考察を深められると考えられる。ただし、本実験では動作ガスが窒素での実験であるため、分光計測ではヘリウム等で実験する必要がある。

続いて、図 7-8 で示したような放電例とは別に興味深い放電が見られたので以下に述べる。その放電例を図 7-11 に、図 7-11 での点線での時刻でのカメラ画像を図 7-12 に示す。図 7-12 ではフィラメント法によるプラズマ形状も黒線で示している。

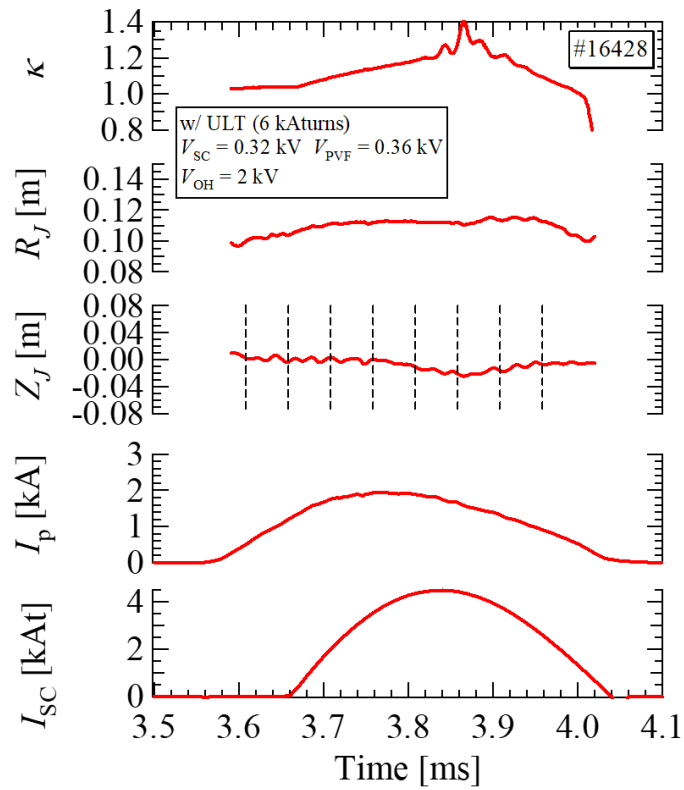


図 7-11 ULT 磁場印加トカマクにおける VDE しかかるが免れる放電例。上段から楕円度 κ 、プラズマ水平位置 R_J 、垂直位置 Z_J 、プラズマ電流 I_p 、SC コイル電流 I_{SC} を表す。

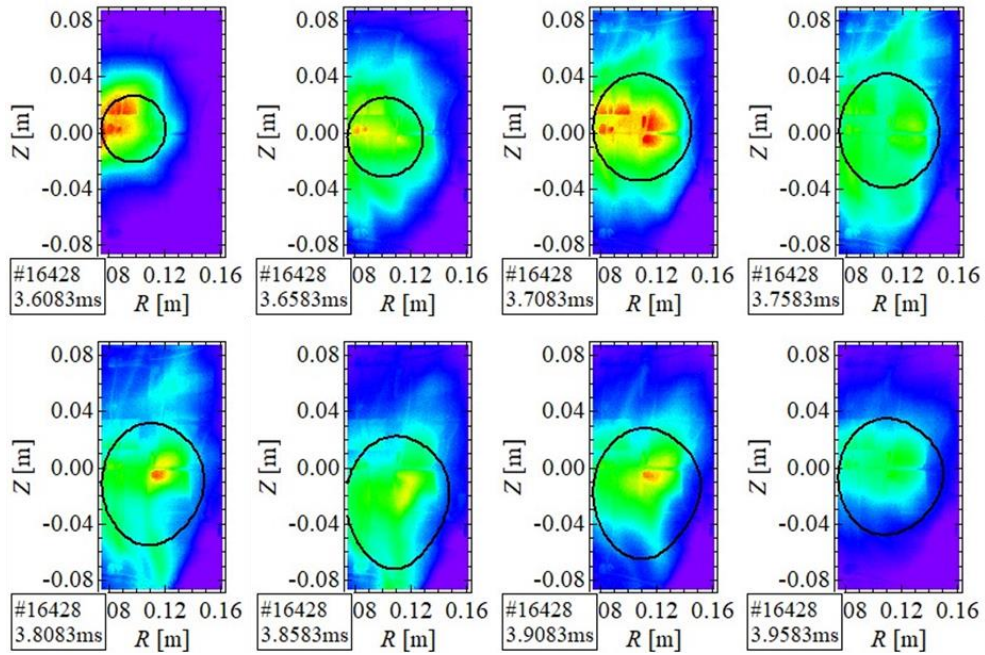


図 7-12 図 7-11 におけるカメラ画像。黒線はフィラメント法によるプラズマ形状。カラーマップは発光強度を表す。

実験条件は、 $V_{SC} = 0.32$ kV, $V_{PVF} = 0.36$ kV, $I_{VF}^{upper} = 0.25$ kAturns, $I_{ULT} \sim 6$ kAturns である。図 7-11 や図 7-12 で示されるように、 $t = 3.75$ ms 付近からプラズマ垂直位置がやや下方向に移動し VDE しかかるが、最終的には VDE せず赤道面に戻る放電が見られた。本来プラズマが上下方向に移動した時点で、SC コイルに近づき垂直位置不安定化させる水平磁場がよりプラズマに効くため最終的に VDE に陥るはずである。それにも関わらず、この放電はプラズマが赤道面からやや離れても VDE が発生しなかった。最終的に赤道面に戻るのは SC コイルが $t = 3.85$ ms でピークに達しその後電流値が下がるためでもあると考えられるが、ULT 磁場印加トカマクでは赤道面から少し離れても VDE が発生せずに垂直位置安定化されていることがこの放電からわかる。なお、この現象については同じ実験条件で再現性を確かめたわけではないが、いくつかの放電で同様の現象が見られており、特殊な現象でなくその意味では再現性のある現象である。

本節では、コンデンサーバンク電源を用いた ULT コイル磁場印加による垂直位置安定化を示す放電波形について述べた。ULT 印加トカマクにおける高速度カメラで撮影したプラズマ形状と磁気計測に基づく(軸対称解析の)フィラメント法で推定したプラズマ形状はやや差があるように見える。ULT 磁場印加トカマクは非軸対称プラズマであるので軸対称解析では不十分であり、次節ではトロイダル磁気プローブ(TMP)で計測したプラズマ電流磁場を調べ、ULT 磁場印加トカマクにおけるプラズマの三次元性について議論する。

7-3 上下三角形コイル磁場印加トカマクにおけるプラズマ電流磁場の三次元性

本節では、上下三角形(ULT)コイル磁場印加トカマクにおける、トロイダル磁気プローブで計測したプラズマ電流磁場の三次元性について述べる。プラズマ放電時の計測磁場(プラズマ電流磁場+コイル磁場+渦電流磁場)からプラズマなしの真空放電の計測磁場(コイル磁場+渦電流磁場)を差し引き、プラズマ電流磁場を算出した。図 7-8 において、トロイダル磁気プローブ(TMP)で計測した ULT コイル磁場なしのケースにおけるプラズマ電流磁場の時間変化と各時間におけるプラズマ電流磁場のトロイダル方向分布を図 7-13、図 7-14 に、ULT コイル磁場ありにおけるプラズマ電流磁場の時間変化と各時間におけるプラズマ電流磁場のトロイダル方向分布を図 7-15、図 7-16 に示す。なお、図 7-14、図 7-16 において、次式で表されるような TMP 計測磁場のトロイダル方向分布を低次のサインカーブでフィッティングを行った。

$$B_z(\phi) = B_0 + B_1 \sin(\phi + \phi_1) + B_2 \sin(2\phi + \phi_2) \quad (7.1)$$

平衡成分を表す B_0 と、揺動成分を表す $n = 1, 2$ のサインカーブで表されるフィッティングである。 ϕ はトロイダル角(ガラス窓があるトロイダル角が $\phi = 0^\circ$ 、装置を上から見て反時計回りに取っている)、 B_1, B_2 は $n = 1, 2$ の成分の揺動振幅、 ϕ_1, ϕ_2 は $n = 1, 2$ の成分の位相を表す。図 7-14、図 7-16 における黒の点線がサインフィッティングである。

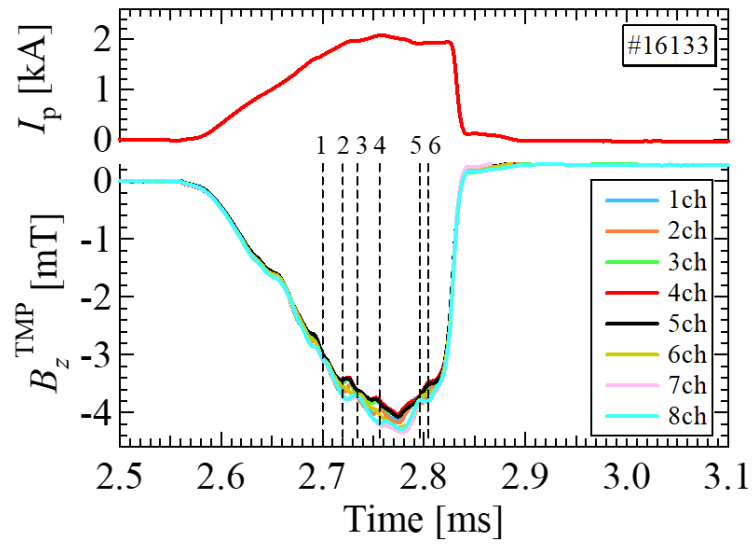


図 7-13 ULT 磁場なしにおける TMP 計測磁場の時間変化。上段：プラズマ電流、下段：TMP 計測磁場。凡例は TMP の ch を表す。

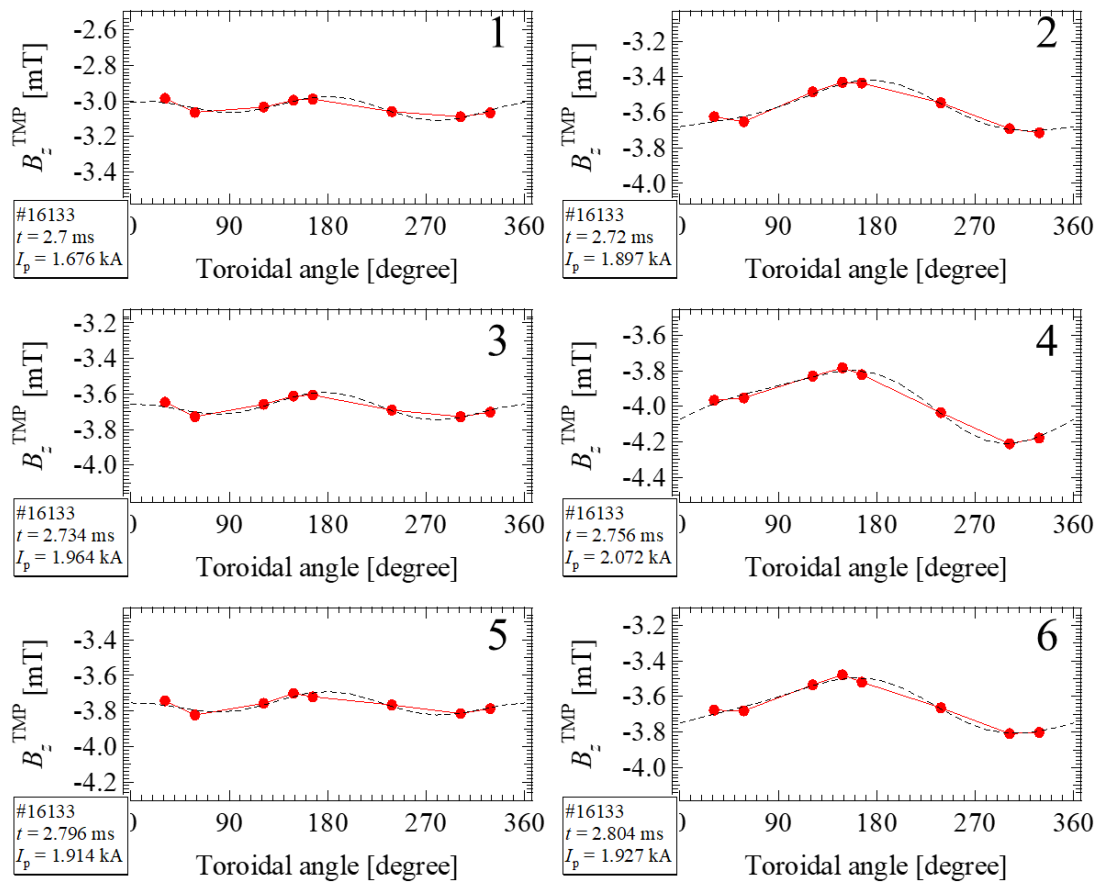


図 7-14 ULT 磁場なしにおける各時刻での TMP 計測磁場のトロイダル方向分布。図 7-13 の数字の時刻と対応している。

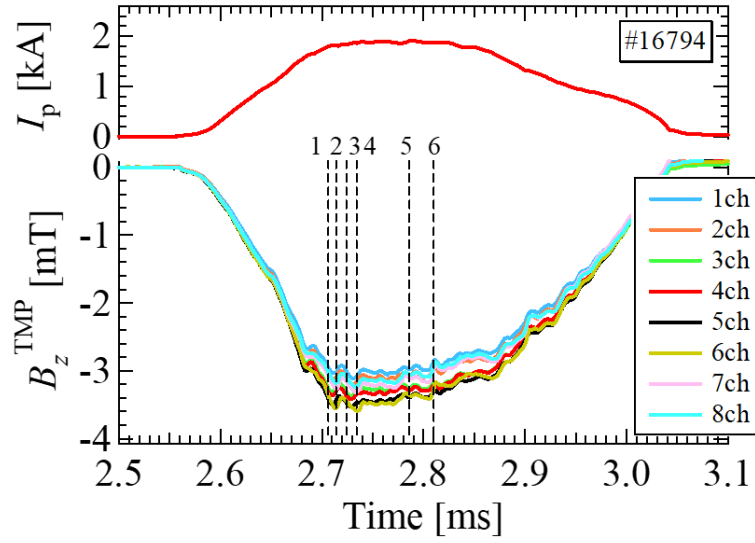


図 7-15 ULT 磁場ありにおける TMP 計測磁場の時間変化。上段：プラズマ電流、下段：TMP 計測磁場。凡例は TMP の ch を表す。

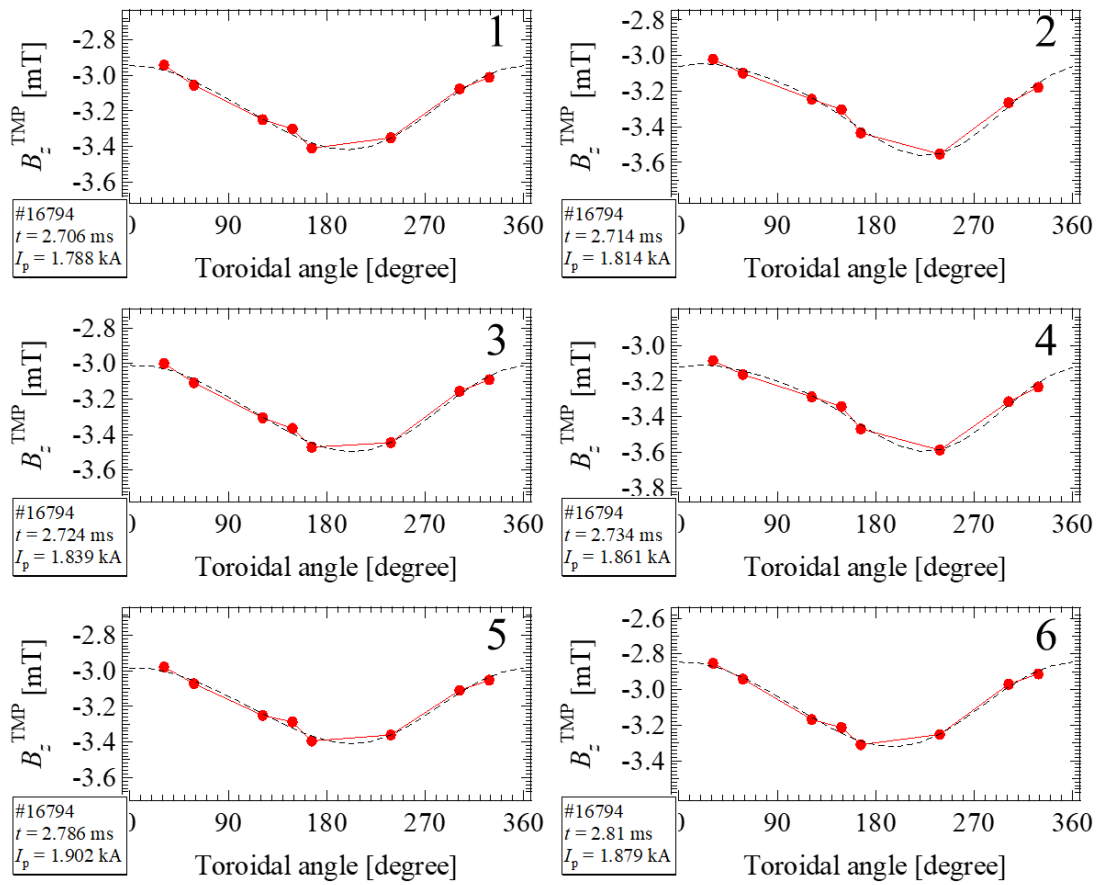


図 7-16 ULT 磁場ありにおける各時刻での TMP 計測磁場のトロイダル方向分布。図 7-15 の数字の時刻と対応している。

図 7-13、図 7-14 の ULT 磁場なしでは、図 7-14 の 2,4,6 を見るとわかりやすいが時刻によってプラズマ電流磁場はトロイダル方向に一様にならず、磁場揺動が見られており軸対称トカマクであるが三次元的な磁場構造となっている。この磁場揺動の解析については、付録 7-A に詳しく記載した。 $n=1$ の磁場揺動ということがわかっている。一方、図 7-15、図 7-16 の ULT 磁場ありでは、全ての時刻でトロイダル方向分布がサインカーブのようになっており $n=1$ の構造(全時間帯でおおよそ $\phi=0, 360^\circ$ で山、 $\phi=180^\circ$ で谷)が見られ、ULT 磁場印加による磁場の三次元性が見られる。ただし、例えば図 7-16 の 1 と 2 を見比べると比較的わかりやすいが、時間帯によってトロイダル方向分布の位相がやや異なっており、ULT 磁場印加による $n=1$ 構造の上に ULT 磁場なしでも見られた磁場揺動が乗っている。

各コイル電流のスキャン実験において、各放電・各時間で TMP 計測磁場のトロイダル方向分布をサインフィッティングし解析を行い、磁場の三次元性について特性をまとめた。各放電であるプラズマ電流値のときの、プラズマ水平位置と、(7.1)式のサインフィッティングにおける $n=1$ の振幅 B_1 と $n=0$ 成分 B_0 を用いて $n=0$ 成分に対する $n=1$ 成分の割合 B_1/B_0 を求め、 B_1/B_0 とプラズマ水平位置の関係を調べた。 B_1/B_0 が大きいほどプラズマ電流磁場の三次元性が強いことに対応している。ただし、ULT 磁場ありでは、ULT 磁場印加による $n=1$ の成分と、前述した磁場揺動による $n=1$ の成分の両方を含むため、その点は留意する。プラズマ電流が 1 kA、1.5 kA の時刻における、各 ULT コイル電流でのプラズマ水平位置に対する B_1/B_0 の関係を図 7-17 に示す。プラズマ電流の増加フェーズと減少フェーズで、1 つの放電で同じプラズマ電流値は 2 回算出されるが、増加フェーズのみで各値を算出した。

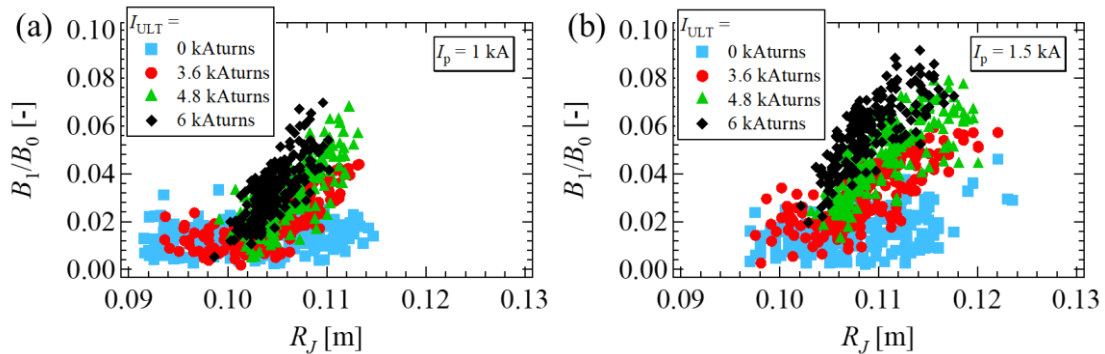


図 7-17 各 ULT コイル電流におけるプラズマ水平位置に対する振幅 B_1/B_0 。(a) $I_p = 1$ kA、(b) $I_p = 1.5$ kA、ULT コイル電流が、青点：0 kAturns(w/o ULT)、赤点：3.6 kAturns、緑点：4.8 kAturns、黒点：6 kAturns。

TMP は径方向外側($(R, Z) = 0.191$ m, 0 m)に設置されており、プラズマ水平位置が外側ほど TMP に近づくため B_1/B_0 は強まるはずである。 B_1/B_0 とプラズマ水平位置との相関を見たときに、確かにプラズマ水平位置が外側ほど B_1/B_0 が高くなっている。ULT コイル電流が高いほど非軸対称磁場も強くなるためプラズマ電流磁場の三次元性も強まるはずであるが、

B_1/B_0 のプラズマ水平位置分布を各 ULT コイル電流同士比較すると、その傾向に対しても確かに ULT コイル電流が高いほど B_1/B_0 が高くなっている。図 7-17(a)の $I_p = 1 \text{ kA}$ での分布と図 7-17(b)の $I_p = 1.5 \text{ kA}$ での分布を比較すると、どちらも B_1/B_0 は同程度となりプラズマ電流による差は明確には見られなかった。このように、TMP 計測によってプラズマ電流磁場の三次元性の、プラズマ水平位置、ULT コイル電流、プラズマ電流値依存性について傾向を得ることができ、磁場揺動や非軸対称磁場印加によるプラズマ電流成分磁場の三次元性を計測することに成功した。磁気プローブアレイ(MPA)と TMP による三次元的な情報も含んだ磁場計測を用いて ULT 磁場印加のような非軸対称トカマクの位置形状推定を行うことは今後の課題である。

次節では、ULT コイル磁場ありなしにおける VDE のプラズマ位置依存性や、垂直位置安定化条件の整理などについて議論する。次節の解析ではプラズマ位置形状の情報を多用するが、非軸対称トカマクの位置形状推定は未実施のため、(軸対称解析の)フィラメント法で推定した位置形状を用いる。

7-4 垂直位置安定化効果の整理

本節では、7-1 節、7-2 節の各コイル電流のスキャン実験でまとめた VDE のプラズマ位置依存性、垂直位置安定化条件、VDE 成長率について議論する。ULT コイル電流は 4 パターン ($I_{ULT} = 0, 3.6, 4.8, 6 \text{ kAturns}$)、SC コイル充電電圧は 6 パターン ($V_{SC} = 0.12, 0.16, 0.20, 0.24, 0.28, 0.32 \text{ kV}$) スキャンし、PVE, VF コイル電流のスキャンも含め、534 の VDE 発生放電と 312 の VDE 非発生放電の合計 846 放電の実験データを取得した。始めに、各 SC コイル充電電圧、ULT コイル電流について VDE のプラズマ位置依存性について調べた。SC コイル充電電圧 $V_{SC} = 0.24 \text{ kV}$ における各 ULT コイル電流 ($I_{ULT} = 0, 3.6, 4.8, 6 \text{ kAturns}$) での VDE のプラズマ位置依存性を図 7-18 に示す。

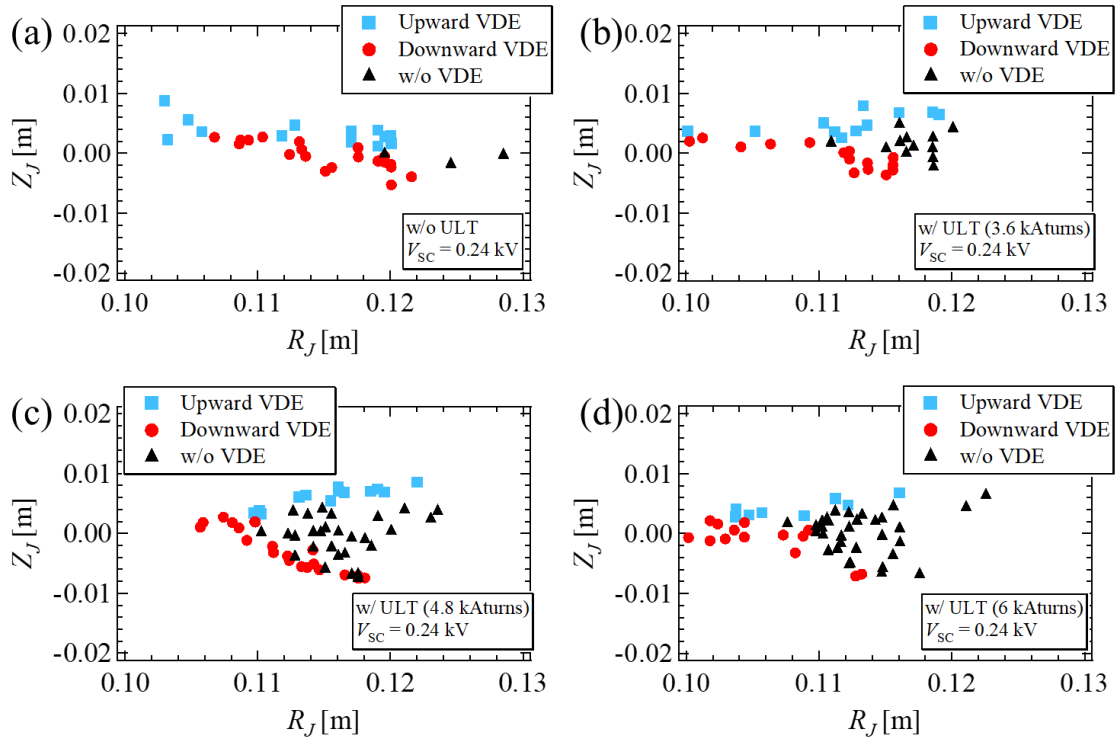


図 7-18 各 ULT コイル電流における VDE のプラズマ位置依存性。(a) $I_{ULT} = 0 \text{ kAturns}$ 、(b) $I_{ULT} = 3.6 \text{ kAturns}$ 、(c) $I_{ULT} = 4.8 \text{ kAturns}$ 、(d) $I_{ULT} = 6 \text{ kAturns}$ 。青点：上側 VDE 放電、赤点：下側 VDE 放電、黒点：VDE 非発生放電を表す。

図 7-18(a), (b), (c), (d) は各々 ULT コイル電流が 0, 3.6, 4.8, 6 kAturns のケースと対応している。横軸のプラズマ水平位置は SC コイル電流が立ち上がっている途中で VDE が起きやすい時間帯の直前である $t = 2.75 \text{ ms}$ (パルス電源実験では $t = 3.75 \text{ ms}$ に対応) における値であり、縦軸のプラズマ垂直位置は VDE する前の垂直位置を表しており、VDE 発生放電についてはプラズマの立ち上がり後から VDE が発生する前での垂直位置の平均、VDE 非発生放電につ

いては立ち上がり後から $t = 2.75$ ms (パルス電源実験では $t = 3.75$ ms に対応) までの平均値で評価している。上側 VDE 放電は青色四角、下側 VDE 放電は赤色丸、VDE 非発生放電は黒色三角でそれぞれプロット分けしている。図 7-18 (a) の ULT 磁場なしの図を見ると、上側 VDE 放電は上側に、下側 VDE 放電は下側に多く分布しており、VDE 前の垂直位置が上寄せの場合に上側 VDE が、下寄せの場合に下側 VDE が発生する傾向があることと対応している。一方 VDE 非発生放電は R 方向外側の赤道面付近に分布しており、これは平衡垂直磁場の n -index 分布が R 方向外側ほど増加し正になるため、垂直位置不安定になりにくいことに対応していると考えられる。図 7-18 (b), (c), (d) の ULT 磁場ありのケースでは、同様に上側 VDE 放電は上側に、下側 VDE 放電は下側に多く分布しているが、図 7-18 (a) の ULT 磁場なしのケースよりも n -index が負になる R 方向内側や赤道面からやや離れた場所においても VDE 非発生放電が分布しており、VDE 非発生領域が広がっていることがわかる。さらに、ULT コイル電流が増えるほどその非発生領域が広がっており、ULT コイル電流が高いほど垂直位置安定化効果が大きくなっていることがわかる。

続いて、ULT コイル電流を固定して SC コイル電流をスキャンしたときのまとめについて説明する。 $I_{ULT} \sim 4.8$ kAturns における各 SC コイル充電電圧(=0.24, 0.28, 0.32 kV、最大の電流値で $\sim 3.8, 4.1, 4.5$ kAturns に対応)での VDE のプラズマ位置依存性を図 7-19 に示す。

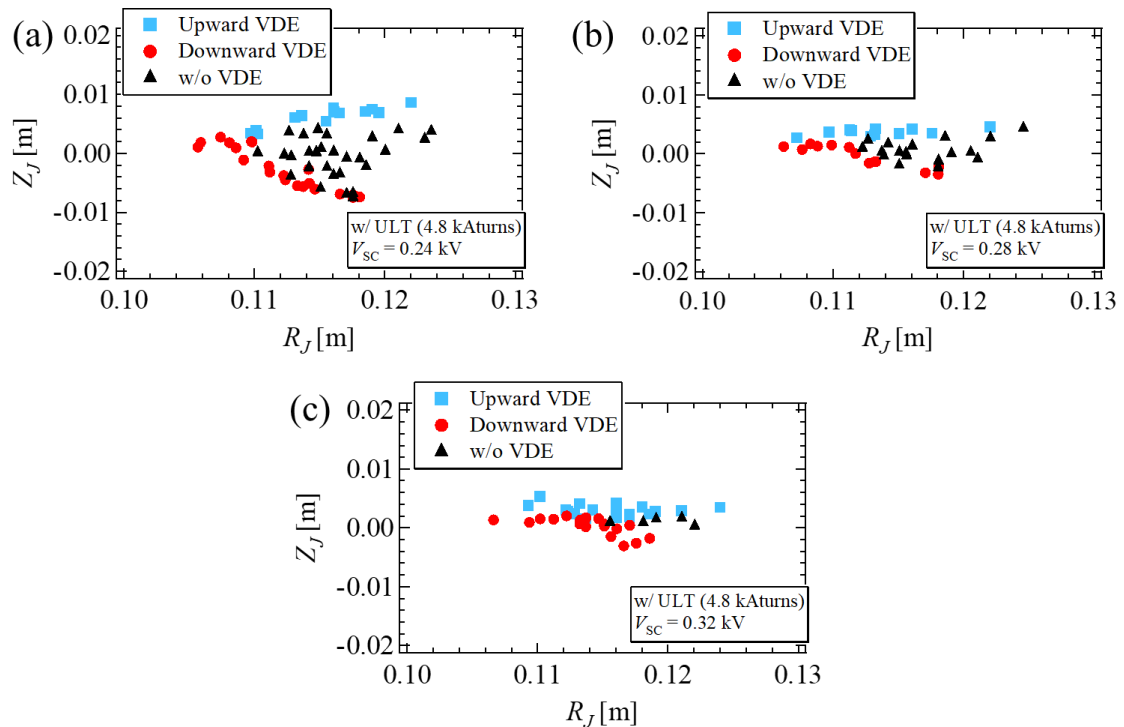


図 7-19 各 SC コイル電流における VDE のプラズマ位置依存性。(a) $V_{SC} = 0.24$ kV、(b) $V_{SC} = 0.28$ kV、(c) $V_{SC} = 0.32$ kV。青点：上側 VDE 放電、赤点：下側 VDE 放電、黒点：VDE 非発生放電を表す。

図 7-19 (a), (b), (c)は各々SC コイル充電電圧が 0.24, 0.28, 0.32 kV のケースと対応している。水平位置、垂直位置の評価方法やシンボルの意味などは図 7-18 と同様である。黒三角の VDE 非発生放電について着目すると、SC コイル電流が増加すると、VDE の非発生放電がより R 方向外側に分布し、VDE する前の垂直位置の幅も狭くなっていることが分かる。図 4-11 で示したように、SC コイル電流が増加すると垂直位置不安定化させる平衡磁場の n-index 分布がより負になるため、VDE 非発生領域が狭くなることもそのことから理解することができる。

このように、VDE のプラズマ位置依存性について、ULT コイル電流と SC コイル電流のスキャン結果から傾向をまとめた。ULT コイル電流を増加させると VDE 非発生領域が広がり、SC コイル電流を増加させると VDE 非発生領域は狭くなることを示した。要するに、プラズマの垂直位置安定/不安定は ULT コイル電流と SC コイル電流の兼ね合いで決定される。これは、1-5 節で説明したような垂直位置不安定化させる軸対称コイルが生成する水平磁場と、垂直位置安定化させるヘリカル磁場が生成する実効的な水平磁場との兼ね合いで決定されることと対応していると考えられる。そこで、垂直位置安定化に関する指標として水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r / \partial Z$, $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ を用いて、VDE 発生/非発生を分類し垂直位置安定化条件を整理した。SC コイルを含む軸対称コイル・渦電流が生成する水平磁場 B_r と ULT コイルが生成する実効的な水平磁場 B_r^{eff} の垂直方向分布を図 7-20(a)に、それら水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r / \partial Z$, $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ の一例を図 7-20 (b)に示す。水平位置は $R = 0.09, 0.12$ m で計算した。

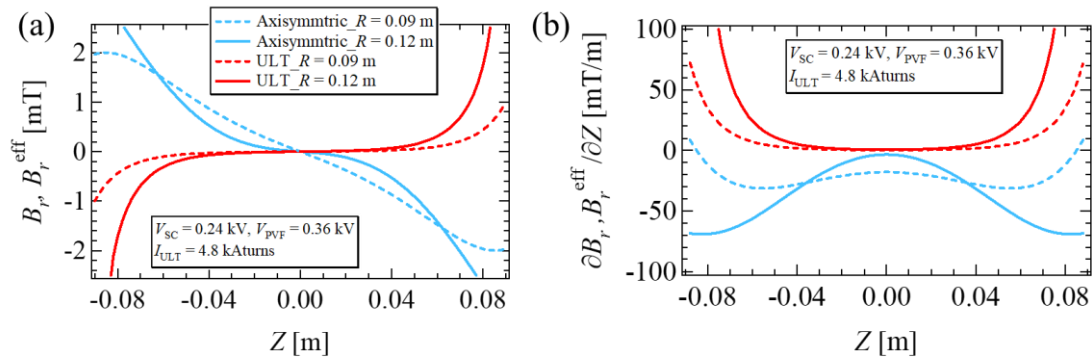


図 7-20 水平磁場とその垂直方向微分の垂直方向分布。(a)軸対称コイルが生成する水平磁場 B_r と ULT コイルが生成する実効的な水平磁場 B_r^{eff} 。(b)垂直方向微分 $\partial B_r / \partial Z$, $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ 。青線：軸対称コイル水平磁場、赤線：ULT コイル実効水平磁場、実線： $R = 0.12$ m での値、点線： $R = 0.09$ m での値。

軸対称コイルの水平磁場は、 $Z < 0$ で $B_r > 0$, $Z > 0$ で $B_r < 0$ でありつまり $\partial B_r / \partial Z < 0$ である。赤道面付近では、水平方向内側の方が $|\partial B_r / \partial Z|$ が大きい。一方、ULT コイルの実効水平磁場は $Z < 0$ で $B_r^{\text{eff}} < 0$, $Z > 0$ で $B_r^{\text{eff}} > 0$ でありつまり $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z > 0$ である。 $R = 0.09$ m

と $R = 0.12 \text{ m}$ で比較すると、 $R = 0.12 \text{ m}$ の方が $|B_r^{\text{eff}}|$ が倍程度強く、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ はコイルに近づくほど(赤道面から離れるほど)急激に強くなることが特徴である。水平磁場の垂直方向微分について、軸対称コイルと ULT コイルの両方で異符号であり ULT コイル磁場印加トカマクにおいて、 $\partial B_r/\partial Z$ と $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ の大小比較で VDE 発生/非発生が、つまり垂直位置安定化が決定されると考えられる。そこで、本実験の全放電で $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ を評価し、それらの大小比較で垂直位置安定化条件を整理した。

$\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ は、プラズマ断面内に 2 mm 間隔の計算格子を設定し、それらの点で $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ を計算し全格子で一様平均することで評価した。 $\partial B_r/\partial Z$ は軸対称コイルの PVF コイル、OH コイル、SC コイル、VF コイルと渦電流の寄与として回路方程式コードで計算し、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ は ULT コイル、TF コイルを用いて磁力線追跡計算コードで計算した。断面内の平均操作に関しては、プラズマの電流密度分布を用いて電流分布を重みとして平均する方が望ましいが、電流密度分布は未知であるため一様平均とした。プラズマ断面は(軸対称)フィラメント法で推定した断面形状を用いた。断面平均の概略図を図 7-21(a)に、図 7-8 の ULT 磁場印加トカマクのケースにおいて計算した $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ の時間変化を図 7-21 (b)に示す。

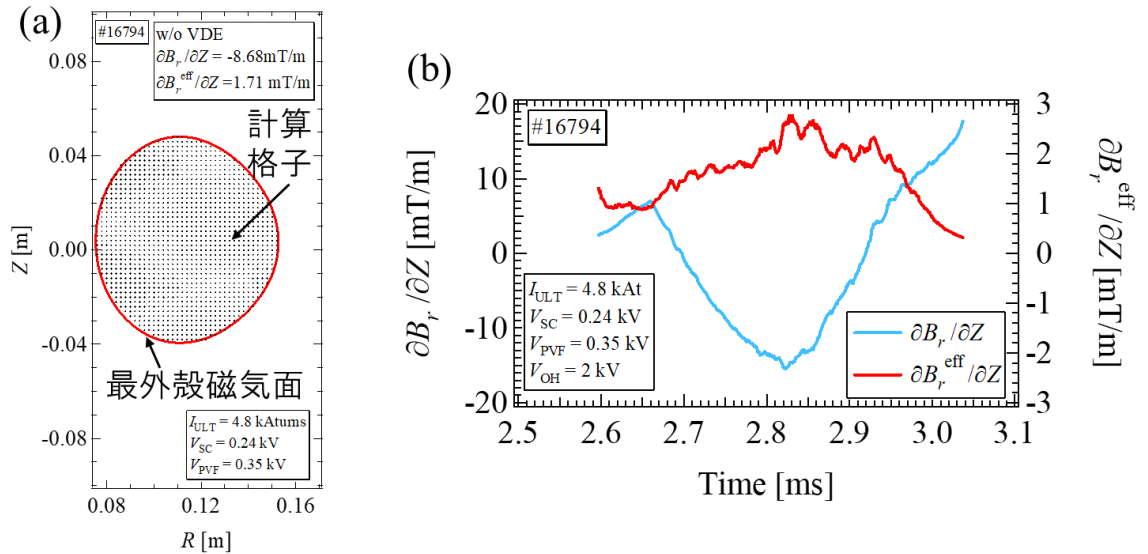


図 7-21 断面内一様平均で評価した水平磁場の垂直方向微分。(a)断面平均の概略図、(b) 図 7-8 の ULT 磁場印加トカマクのケースにおいて計算した $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ の時間変化。青線：軸対称コイルによる $\partial B_r/\partial Z$ 、赤線：ULT コイルによる $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ 。

図 7-21 (b)において、 $\partial B_r/\partial Z$ は最初正の値を取るが、SC コイル電流が立ち上がる $t = 2.65 \text{ ms}$ 付近から減少し始めて負に到達し、SC コイル電流がピークに達する $t = 2.85 \text{ ms}$ 付近で最も負になる。その後 SC コイル電流が下がるため $\partial B_r/\partial Z$ も正方向に増加する。平均操作をしているためプラズマ位置形状の寄与も含まれるが、SC コイル電流が大きく時間変化するため、 $\partial B_r/\partial Z$ の時間変化は SC コイルの電流とその時間変化が支配的である。一方

$\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ については、ULT コイル・TF コイル電流はトカマク放電時間内では準定常でそれらの磁場も準定常であるが、断面平均操作のためプラズマ位置形状の時間変化に対応して $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ も時間変化する。図 7-20 で示したように、水平方向外側や赤道面から離れるほど B_r^{eff} は強いため、プラズマ水平位置が外側や垂直位置が赤道面から離れる場合、または楕円度が増加すると $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ も増加する。

本実験の全放電(846 放電)において、断面一様平均で評価した $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ の時間変化を計算した。 $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ による VDE 発生条件のまとめを図 7-22 に示す。

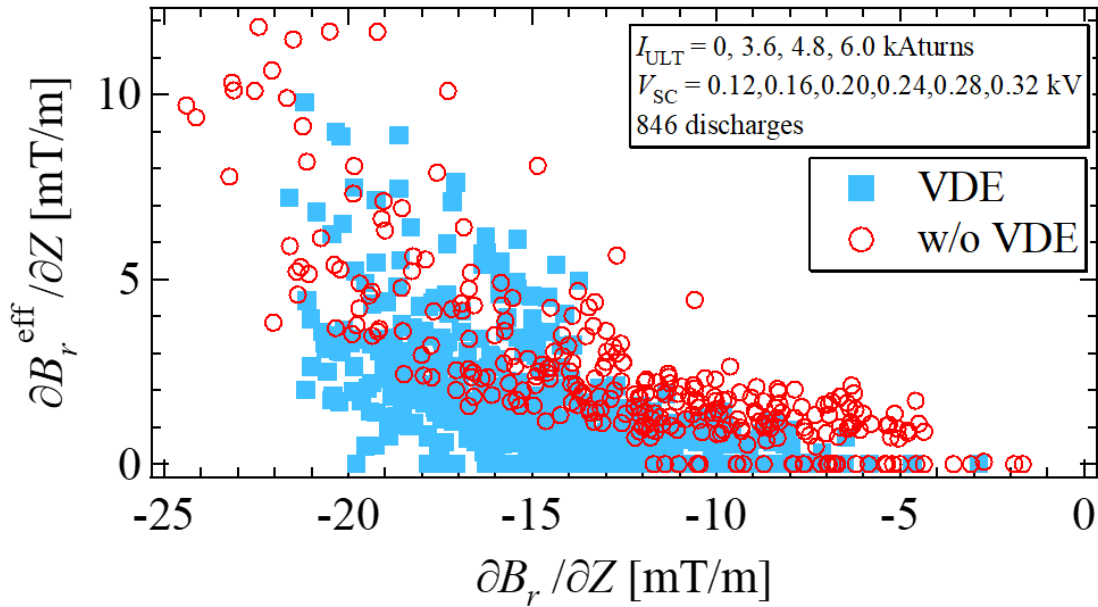


図 7-22 水平磁場の垂直方向微分による VDE 発生条件のまとめ。 $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ は、VDE 発生放電については VDE 発生開始時、VDE 非発生放電については $|\partial B_r/\partial Z|$ が最大となる時刻で計算した。青点：VDE 放電、赤点：VDE 非発生放電を表す。

横軸に $\partial B_r/\partial Z$ を取り、縦軸に $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ を取っており、横軸の値が(負に)大きくなることは SC コイル磁場の寄与が大きくなり、縦軸の値が大きくなることは ULT コイル磁場の寄与が大きくなることに対応する。 $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ は、VDE 発生放電については VDE 発生開始時(VDE 前垂直位置から ± 0.01 m 移動した時刻と定義した)、VDE 非発生放電については $|\partial B_r/\partial Z|$ が最大となる時刻(およそ $t = 2.85$ ms 付近)で計算した。 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z = 0$ は ULT 磁場なしの放電と対応している。SC コイル磁場の寄与が強く ULT コイル磁場の寄与が弱い場合は VDE が発生しやすいことが予想されるが、確かに $|\partial B_r/\partial Z|$ が高く $|\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z|$ が低い領域では VDE 発生放電が多く分布していることがわかる。ある $\partial B_r/\partial Z$ に着目して $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ を増加させると VDE 非発生放電が分布し、 $|\partial B_r/\partial Z|$ が高いほど VDE 非発生放電が分布するのに必要な $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ の値が高くなる。このように、ややばらつきはあるが VDE

発生/非発生境界の相関が見られることがわかる。理想的には VDE 発生/非発生境界つまり垂直位置安定性境界は、 $|\partial B_r/\partial Z| = |\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z|$ となることが考えられるが、計算精度の問題もあるのか $|\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z|$ の方がやや低くても VDE 非発生放電が分布している。おおよそではあるが、軸対称磁場の $\partial B_r/\partial Z$ の数分の 1 程度の $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ の非軸対称磁場を印加すると VDE が抑制されることを明らかにした。 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ がやや低い理由として二点考えられる。一つは、5-2 節で述べた VMEC 解析との比較より、磁力線追跡計算コードで評価される実効磁場は VMEC 解析で求めた値より 1/2 程度小さく見積もられており、その点が寄与している可能性がある。二つ目に、今回の解析において $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ は、(軸対称の)フィラメント法で推定した断面内の一様平均で評価している点が原因と考えられる。 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ は赤道面から離れるほど急激に強くなることから、実際の断面がより縦長になっている場合、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ はより高く見積もられることが期待できる。そのため、ULT コイル磁場印加時の非軸対称トカマクの位置形状推定が可能となれば、トロイダル角で断面形状は異なるが、例えばトロイダル方向で平均した平均楕円度を求めその断面内で $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ を平均すればより正確に評価できることが考えられる。

次に、VDE の成長率(growth rate)を求め、ULT コイル磁場印加による効果を調べた。成長率とは VDE の移動速度に関する量である。前述のように、ULT コイル磁場を印加すると VDE が非発生となるプラズマ位置の領域が広がるが、ULT コイル磁場ありでもプラズマの水平位置を内寄せにしすぎたり、垂直位置が赤道面から離れすぎると VDE が発生する(図 7-18, 図 7-19 参照)。ただし、ULT コイルによる実効的な水平磁場はコイルに近づくほど急激に強くなるので、VDE が発生したとしても VDE の移動速度を落とし成長率が下がることが期待される。そこで、ULT 磁場ありなしで VDE 成長率を求め、水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ で整理した。本論文では、VDE 発生放電においてプラズマ垂直位置 Z_f が垂直位置 $Z = \pm 0.02 \text{ m} \sim Z = \pm 0.05 \text{ m}$ の区間を移動するのに要した時間 $\tau_{\pm 0.02 \text{ m} \sim \pm 0.05 \text{ m}}$ の逆数を VDE 成長率 γ_{VDE} と定義した。次式のように書ける。

$$\gamma_{\text{VDE}} = \frac{1}{\tau_{\pm 0.02 \text{ m} \sim \pm 0.05 \text{ m}}} \quad (7.2)$$

本実験の全 VDE 放電(534 放電)で、 $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ 、成長率を求めた。 $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ に対する VDE 成長率のまとめを図 7-23 に示す。

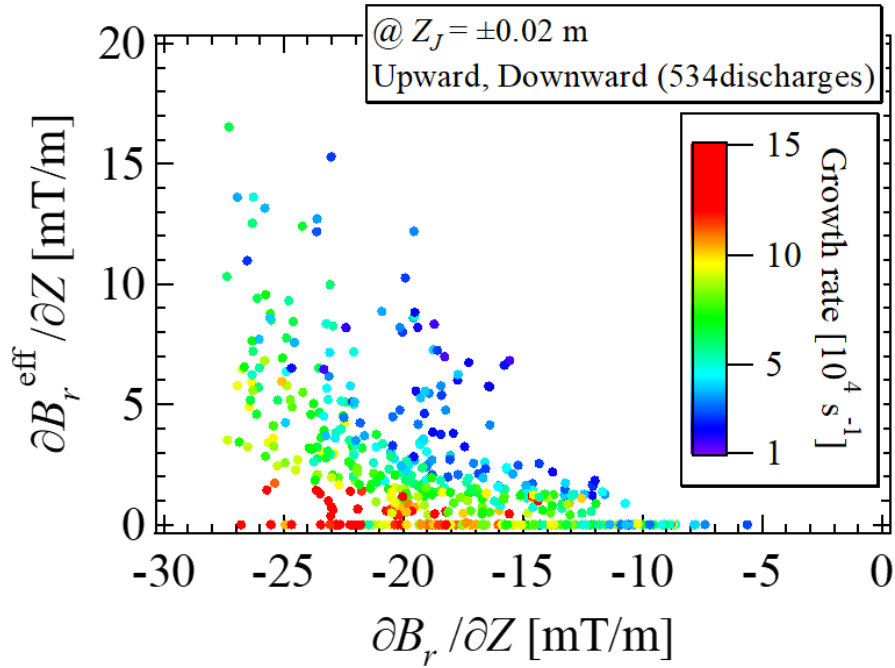


図 7-23 水平磁場の垂直方向微分による VDE 成長率のまとめ。プロットの色具合が成長率に対応する。 $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ はプラズマ垂直位置 $Z_J = \pm 0.02$ m の時の値で評価。

$\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ は先ほど同様断面一様平均で求め、プラズマ垂直位置 $Z_J = \pm 0.02$ m の時の値で評価した。各放電の $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ をプロットし、プロットの色具合が成長率に対応している。 $\partial B_r/\partial Z$ が高いほどつまり SC コイル磁場の影響が強いほどプロットの色が赤色に近づき、成長率が増加している。一方、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ が高いほどつまり ULT コイル磁場の影響が強いほどプロットの色が青色に近づき、成長率が減少していることがわかる。このように、VDE の成長率を水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ で整理することができ、ULT コイル磁場印加により成長率が減少することを明らかにした。成長率が下がる様子を示すために、VDE 放電における ULT コイル磁場ありなしの放電波形の時間変化の一例を図 7-24 に示す。

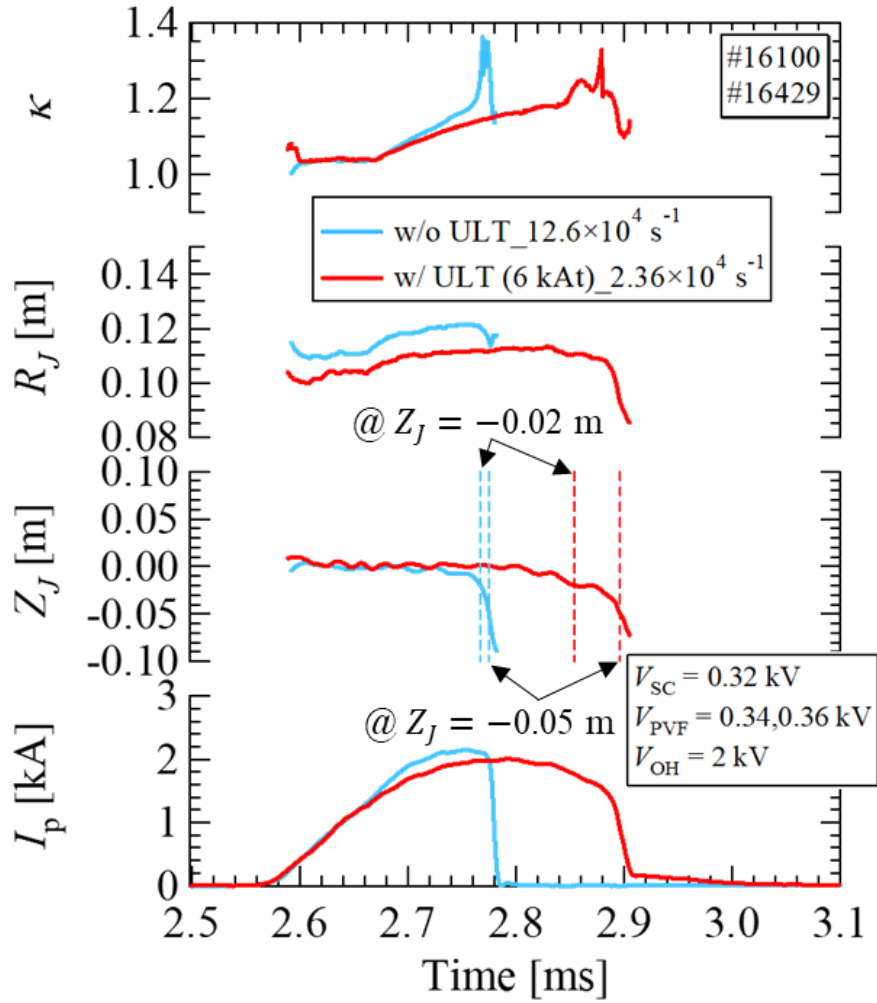


図 7-24 VDE 放電における ULT 磁場ありなしのプラズマ位置の比較。上段から楕円度 κ 、プラズマ水平位置 R_J 、垂直位置 Z_J 、プラズマ電流 I_p を表す。青線：ULT コイル磁場なし、赤線：ULT コイル磁場あり (6 kAts)。点線は Z_J が $Z = -0.02, -0.05$ m の時刻を表している。

実験条件はいずれも SC コイル充電電圧は $V_{SC} = 0.32$ kV、PVF コイル充電電圧は、ULT 磁場なしは $V_{PVF} = 0.34$ kV、ULT 磁場ありは $V_{PVF} = 0.36$ kV で ULT 磁場なしの方がプラズマ水平位置が外側にあり、いずれも下側 VDE 放電である。ULT コイル電流は $I_{ULT} = 6$ kAts である。垂直位置には $Z_J = -0.02, -0.05$ m の時刻を表す補助線を引いている。ULT 磁場なしより ULT 磁場ありの方が、 $Z = -0.02$ m ~ -0.05 m の区間を移動するのにより時間を要しており、緩やかに VDE していることがわかる。その区間を移動するのに要した時間で求めた成長率は、ULT コイル磁場なしは $\gamma_{VDE} = 12.6 \times 10^4$ s⁻¹、ULT コイル磁場ありは $\gamma_{VDE} = 2.36 \times 10^4$ s⁻¹ であり、成長率が 1/5 程度となった。

以上、プラズマ位置の観点による VDE 発生条件の整理、水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r / \partial Z$ 、

$\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ の指標を用いて ULT コイルによる垂直位置安定化条件、VDE 成長率の整理を行った。今回の解析では、プラズマ位置は軸対称解析のフィラメント法で推定し、 $\partial B_r/\partial Z$ 、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ の整理もフィラメント法の断面を用いたなど簡易的な部分もあり解析の向上の余地がある。ULT 磁場印加トカマクにおける三次元的なプラズマ位置形状を求めその位置形状を用いた解析や楕円度も用いた整理が考えられる。次節では、実効的な水平磁場について連続巻きヘリカルコイルとの比較について議論する。

7-5 連続巻きヘリカルコイル等との比較

本章の最後に、上下三角形(ULT)コイルと連続巻きヘリカルコイル、semi-stellarator windings の比較について言及する。1-5 節で説明したように、米国の CTH 装置では図 1-9 に示されるような連続巻きヘリカルコイルを用いて縦長断面プラズマの垂直位置安定化が示されており、楕円度、ヘリカル磁場の回転変換に対する VDE の垂直ドリフト速度を整理し、ヘリカル磁場の回転変換でその安定化条件が整理された [17]。本論文で用いた ULT コイルは、基本的に ULT コイル単体では真空閉磁気面を生成することはできずその回転変換では安定化条件を議論するのは難しく、その代わりに ULT コイルが生成する実効的な水平磁場の垂直方向微分で安定化条件を整理した。連続巻きコイルでも局所コイルでも定性的な安定化の原理(図 1-8 参照)は同様であると考えられるため、CTH 装置の連続巻きコイルにおいても実効的な水平磁場で安定化条件が整理できると考えられる。そこで ULT コイルと連続巻きコイルの比較のために、連続巻きコイルによる実効的な水平磁場と、さらには図 1-12 で示したような semi-stellarator windings の実効磁場を計算した。

連続巻きヘリカルコイルによる計算は、イメージしやすいように CTH の連続巻きコイルを TOKASTAR-2 の装置サイズに相似縮小して計算を行った。CTH 装置は、トーラス真空容器中心の大半径位置が $R_{vv} = 0.75$ m、小半径が $a_{vv} = 0.29$ m であるのに対し(アスペクト比 $A \sim 2.6$)、TOKASTAR-2 のプラズマ生成領域の中心は $R = 0.12$ m、プラズマ小半径が ~ 0.04 m 程度($A \sim 3$)でありアスペクト比が近いので、CTH のコイル系を相似縮小することができる。連続巻きコイルによる真空閉磁気面は、後に図示する連続巻きコイルである HF(Helical Field)コイル(TOKASTAR-2 における側面四辺形コイルの HF コイルと偶然同じ名前である)、2 対の軸対称コイルである OVF(Outer Vertical Field)コイルを用いて生成することができる。HF コイルはポロイダル断面に射影すると円状になりその大半径位置は $R_{HF} = 0.75$ m、小半径は $a_{HF} = 0.385$ m、OVF コイルの大半径は $R_{OVF} = 1.266$ m、垂直位置は $Z_{OVF} = \pm 0.523$ m である [52]。HF コイル座標の、ポロイダル角 θ に対するトロイダル角成分 $\phi(\theta)$ は以下の巻き線則 [52]で作成した。

$$\phi(\theta) = \frac{2}{5}\theta - 0.252 \sin \theta + 0.052 \sin 2\theta - 0.024 \sin 3\theta \quad (7.3)$$

作成した TOKASTAR-2 装置サイズのコイル系では、 $R_{HF} = 0.12$ m、 $a_{HF} = 0.0616$ m、 $R_{OVF} = 0.203$ m、 $Z_{OVF} = \pm 0.0837$ m とした。作成した線電流近似としての HF コイルと OVF コイルのコイル座標を図 7-25 に示す。

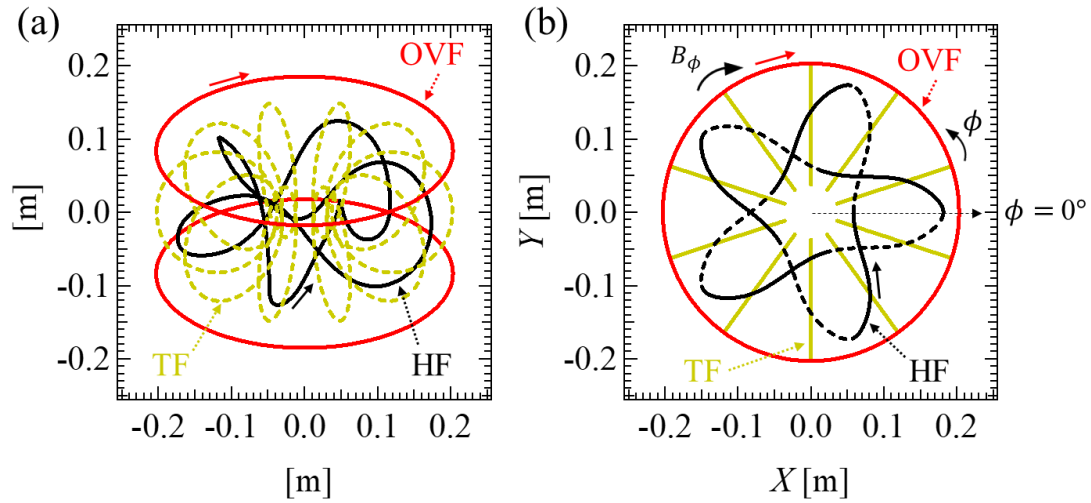


図 7-25 相似縮小した CTH のコイル系。(a)鳥瞰図、(b)上から見た図、HF コイルにおける実線部は赤道面より上側、点線部は下側を表す。実線矢印はコイル電流の向きを示す。

CTH の連続巻きコイルである HF コイルはトルサトロンと呼ばれるタイプのヘリカルコイルであり、トロイダル磁場(向きは上から見て時計回り)も生成する。ヘリカルコイルの周期性は $N=5$ であり、トロイダル角 72° 毎に真空閉磁気面の断面形状は同一の形状となる。トロイダル磁場コイルなしでも真空閉磁気面を生成することができる。トロイダル磁場コイルを用いると、トロイダル磁場とポロイダル磁場の比を調整することができるため回転変換を調整することができる。HF コイルが生成するトロイダル磁場と同じ向きのトロイダル磁場を TF コイルで印加すると、回転変換は減少する。OVF コイル電流は上から見て時計周りに流れ、下向き垂直磁場コイルを生成する。真空閉磁気面を生成するには軸対称コイルの OVF コイルが生成する磁場を印加しなければならず、その電流値を調整すると閉磁気面の水平位置を調整することができる。

続いて、semi-stellarator windings についても線電流近似のコイル座標を作成した。CTH の場合は参考文献 [52]の中に連続巻きコイルの座標の設計値が詳しく記載されていたためその座標を用いて相似縮小で作成することができたが、semi-stellarator windings については詳しい座標情報がないため、図 1-12 で示される semi-stellarator windings の図を参考におおよそ座標を作成した。作成した線電流近似としての semi-stellarator windings のコイル座標を図 7-26 に示す。

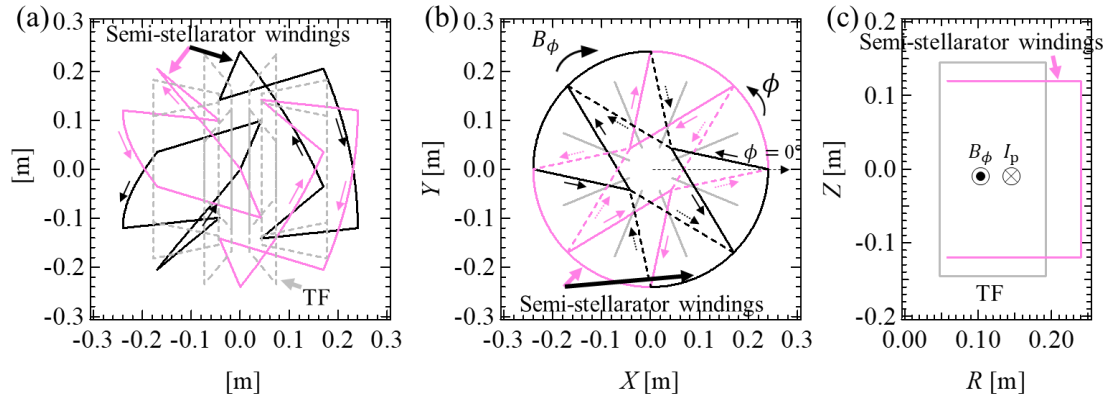


図 7-26 作成した semi-stellarator windings のコイル座標。(a)鳥瞰図。(b)上から見た図、コイルの点線部は下側コイル部を示す。(c)ポロイダル断面射影図。

semi-stellarator windings は側面と上下にコイルが通る。N=2 であり、隣同士のコイルは電流の向きを逆とした。図 7-26(c)で示されるように、側面部は同じ R であり $R = 0.24$ とし、上下部の Z は $Z = \pm 0.12$ m (ULT コイルと同等) とした。TF コイルは、TOKASTAR-2 の TF コイルと同じである。

まず、連続巻きコイルにおいて真空閉磁気面を計算した。HF コイル電流 $I_{\text{HF}} = 10$ kAturns、OVF コイル電流 $I_{\text{OVF}} = 3.3$ kAturns、TF コイル電流 $I_{\text{TF}} = 0.6$ kAturns の条件で計算した真空閉磁気面形状を図 7-27 に、その回転変換の規格化小半径分布を図 7-28 に示す。

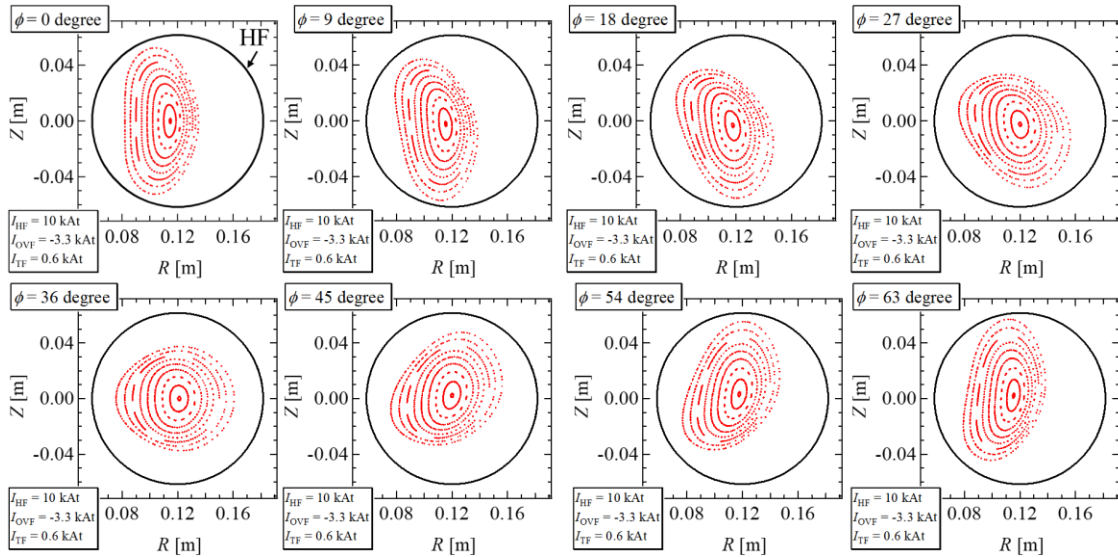


図 7-27 相似縮小した CTH コイル系で計算した真空閉磁気面。トロイダル角 9° 毎の断面形状を示している。 $I_{\text{HF}} = 10$ kAturns、 $I_{\text{OVF}} = 3.3$ kAturns、 $I_{\text{TF}} = 0.6$ kAturns。黒の実線は HF コイルのポロイダル断面射影図を表す。

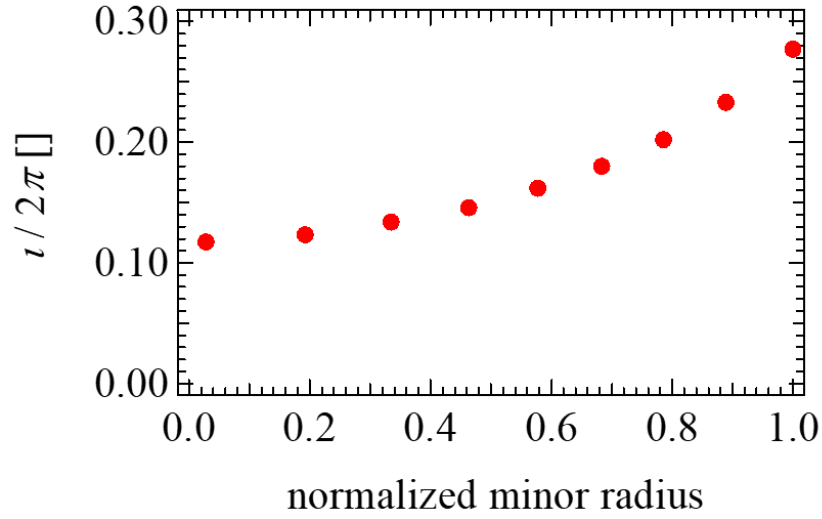


図 7-28 相似縮小した CTH コイル系で計算した回転変換の規格化小半径分布

図 7-27 のように、相似縮小した連続巻きヘリカルコイルで真空閉磁気面を計算することができた。最外殻磁気面の回転変換は ~ 0.28 である。

連続巻きコイル、semi-stellarator windings、ULT コイルが生成する実効的な水平磁場の $R = 0.12 \text{ m}$ における垂直方向分布を図 7-29 に示す。

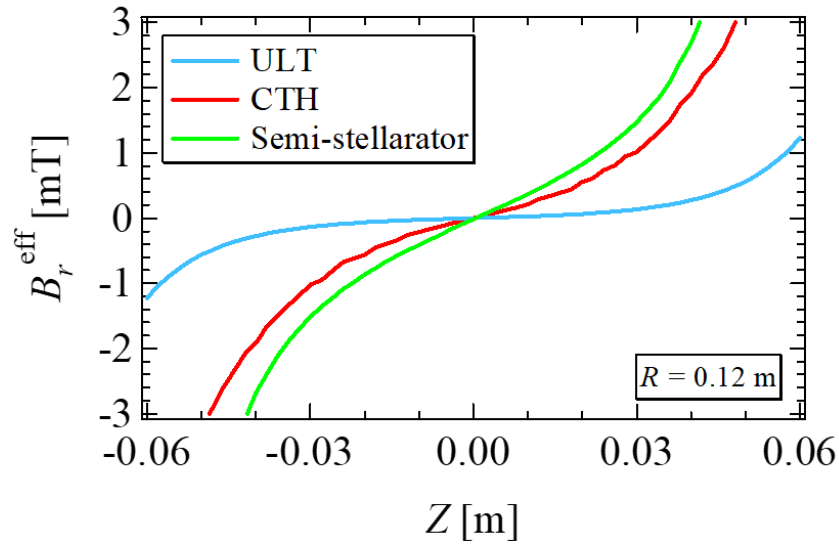


図 7-29 連続巻きヘリカルコイル等で計算した実効的な水平磁場の垂直方向分布。青線：ULT コイル、赤線：連続巻きヘリカルコイル、緑線：semi-stellarator windings。

連続巻きコイルについては、図 7-27 と同一コイル電流条件とした。semi-stellarator windings については、semi-stellarator windings 電流値 $I_{\text{ssw}} = 10 \text{ kAturns}$ 、TF コイル電流値 $I_{\text{TF}} = 7.5 \text{ kAturns}$ とした。ULT コイルについては、ULT コイル電流 $I_{\text{ULT}} = 10 \text{ kAturns}$ 、TF コイル電流

$I_{TF} = 7.5 \text{ kAturns}$ とした。N=1 の系である ULT コイルの実効磁場の計算ではトロイダル方向 1 周($0^\circ \sim -360^\circ$)で磁力線に沿った平均磁場として評価したが、CTH の HF コイルは N=5 の系であるためトロイダル方向 $0^\circ \sim -72^\circ$ の区間で、semi-stellarator windings は N=2 の系であるためトロイダル方向 $0^\circ \sim -180^\circ$ の区間で磁力線に沿った平均磁場として計算した。3 種類のヘリカルコイル電流値は同一としたが、コイルの周期数は異なる。また、ULT コイルや semi-stellarator windings の垂直位置が $Z = \pm 0.12 \text{ m}$ であるのに対して、連続巻きコイルは図 7-28 の黒線に示されるようにそのポロイダル断面射影図の小半径は $a_{HF} = 0.0616 \text{ m}$ であり、連続巻きコイルの方が赤道面に近い。トロイダル磁場に関しては、どのケースにおいても $R = 0.12 \text{ m}$ における値が 0.1 T 程度になるようにした(ULT コイルと semi-stellarator windings は $\phi = 22.5^\circ$ 、連続巻きコイルは $\phi = 0^\circ$ での値)。ULT コイルによる実効的な水平磁場と同様、連続巻きヘリカルコイルや semi-stellarator windings による実効的な水平磁場もコイルに近づくほど急激に強くなる赤道面上下で逆向きの磁場分布($Z < 0$ で $B_r^{\text{eff}} < 0$ 、 $Z > 0$ で $B_r^{\text{eff}} > 0$ つまり $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z > 0$)となった。逆に言えば ULT コイルは、垂直位置安定化を示した連続巻きコイルが生成する実効的な水平磁場と同様な磁場を、プラズマ上下のみに設置した簡易的な局所コイルで生成することができると言える。また連続巻きヘリカルコイルの実験においては、閉磁気面を生成するために軸対称コイル(OVF コイル)磁場も生成する必要があったが、本論文における実験では ULT コイル単体のみで安定化が可能でありその点も簡略的である。ULT コイルと semi-stellarator windings を比較すると、ULT コイルと semi-stellarator windings の上下部の垂直位置は同じであるが semi-stellarator windings の方が 1 桁程度実効磁場が強いのは、semi-stellarator windings のコイル数が多く、上下部の辺の長さも長いからだと考えられる。ULT コイルは工学的制約の理由で、コイルの数が上下 2 個ずつかつ辺の長さも TF コイル内に入るよう短めに設計したが、仮にコイル数を増やしたり辺の長さも長くできればより実効磁場を強くできることが期待できる。同じコイル電流値でもその分 ULT コイルをプラズマから遠ざけることができ、コイルを遠ざけられることは将来の原型炉等で重要な点である。コイルの個数や形状を変えても、図 7-22 や図 7-23 でまとめたように実効的な水平磁場を垂直位置安定化の指標として、その設計に役立てることができる。と考えられる。

まとめると、連続巻きヘリカルコイルや semi-stellarator windings においてもプラズマ上下部の径方向を横切る斜めのコイル部が水平磁場を生成するが、上下三角形(ULT)コイルは安定化に必要な実効的な水平磁場を生成する斜めのコイル部を取り出したようなコイルで、連続巻きヘリカルコイル等よりもコイルを簡略化することができた。安定化の指標として実効的な水平磁場の垂直方向微分を用いて垂直位置安定化条件や成長率を整理したことで、ULT コイルによる垂直位置安定化を実証した。

7-6 第7章のまとめ

本章では、新規局所ヘリカルコイルである上下三角形(ULT)コイルと垂直磁場のトロイダル方向分布を計測するトロイダル磁気プローブ(TMP)を設置した装置改造後の実験について述べた。

・縦長断面トカマクにおける ULT コイルによる垂直位置安定化実験

ULT コイルを用いて、縦長断面トカマクへの垂直位置への効果を調べた。縦長断面トカマクにおいて ULT コイル磁場の印加により、垂直磁場の n -index がより負になり VDE しやすくなる水平位置内側や垂直位置が赤道面から離れた位置でも VDE が抑制され、VDE が発生しないプラズマ位置の領域が広がることを明らかにした。さらに、断面を縦長にする SC コイルの電流が高くなると VDE が発生しないプラズマ位置の領域が狭くなる一方で、ULT コイル電流が高くなると広がる実験結果が得られ、ULT コイル磁場が強まるほど垂直位置安定化に効果的であることを示した。つまり、垂直位置不安定化させる SC コイルが生成する水平磁場と、垂直位置安定化させる ULT コイルが生成する実効的な水平磁場との兼ね合いで VDE の発生条件が決定される。また、ULT 磁場印加トカマクでは、途中で垂直位置がやや変位し VDE しかかるが最終的には VDE を免れる興味深い放電が観測された。本来であればプラズマが上下方向に移動した時点で VDE に陥るはずだが、ULT 磁場印加トカマクでは赤道面から少し離れても VDE が発生せず垂直位置安定化されていることを示した。トロイダル磁気プローブを用いた磁場計測では、ULT 磁場印加によるトロイダルモード数 $n = 1$ の磁場構造を持つプラズマ電流の三次元性が見られ、ULT コイル電流が高くなると $n = 1$ の磁場の振幅も高くなることを示した。

・水平磁場の垂直方向微分による垂直位置安定化条件、VDE 成長率の整理

VDE 発生条件のプラズマ位置依存性について、垂直位置不安定化させる SC コイル電流と安定化させる ULT コイル電流の定性的な依存性が得られたので、それら水平磁場の垂直方向微分を用いて ULT コイル磁場による垂直位置安定化条件を整理した。SC コイルによる水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r / \partial Z$ と ULT コイルによる実効的な水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ を、フィラメント法で得た断面内の一様平均として評価した。それら求めた $\partial B_r / \partial Z$, $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ を用いて VDE 発生/非発生を整理した。SC コイル磁場が強く、ULT コイル磁場が弱い場合つまり $\partial B_r / \partial Z$ が高く、 $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ が低い場合 VDE が発生しやすくなることが予想されるが確かにその傾向が見られた。ある $\partial B_r / \partial Z$ に着目して $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ を増加させると VDE が非発生となり、およそ軸対称磁場の $\partial B_r / \partial Z$ の数分の 1 程度の $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ の非軸対称磁場を印加すると VDE が抑制されることを明らかにした。

ULT コイル磁場印加トカマクにおいて VDE が発生したとしてもコイルに近づくほど急激に強くなる実効的な水平磁場で VDE の移動速度を減少させることが予想されるので、VDE

成長率への ULT コイル磁場の効果も調査した。成長率についても $\partial B_r/\partial Z$, $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ でその効果を整理した。 $\partial B_r/\partial Z$ が高いほどつまり SC コイル磁場の影響が強いほど成長率が増加し、 $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ が高いほどつまり ULT コイル磁場の影響が強いほど成長率が減少していることを示した。比較ケースにもよるが ULT 磁場印加により VDE 成長率を 1/5 程度減少させることができ、VDE が発生したとしても ULT コイル磁場により VDE 成長率を減少させ、VDE を緩やかにすることができることを明らかにした。 $\partial B_r/\partial Z$, $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ による整理では軸対称解析のフィラメント法の断面内一様平均で行ったなど簡易的な部分もあり解析の向上の余地がある。今後の課題として、トロイダル磁気プローブ等を用いた非軸対称トカマクの位置形状推定を進めたうえで、その位置形状を用いた整理や楕円度も用いた整理が考えられる。

・連続巻きヘリカルコイル等との比較

最後に、連続巻きヘリカルコイルや semi-stellarator windings が生成する実効的な水平磁場を計算した。連続巻きコイルや semi-stellarator windings も ULT コイルと似たような分布の実効的な水平磁場となり、逆に言えば ULT コイルは垂直位置安定化を示した連続巻きヘリカルコイルと同様な実効的な水平磁場を生成することができ、垂直位置安定化に必要なコイルを簡略化することができたと言える。連続巻きコイルの実験である CTH の先行研究ではヘリカル磁場の回転変換で垂直位置安定化効果が整理されたが、本研究で整理したようにヘリカル磁場が生成する実効的な水平磁場を指標としても垂直位置安定化効果を整理できると考えられる。実効的な水平磁場による整理は、ULT コイルのような真空閉磁気面を有さない非軸対称コイルにおいても適用することができる。

以上、水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r/\partial Z$, $\partial B_r^{\text{eff}}/\partial Z$ を用いて垂直位置安定化条件、成長率を整理することができ、プラズマ上下のみに設置した三角形形状の局所コイルで縦長断面トカマクの垂直位置安定化が可能であることを実証した。

付録7-A トカマクプラズマの磁場揺動の観測

トロイダル磁気プローブ(TMP)を用いた磁気計測によりトカマクプラズマの磁場揺動を新しく観測した。各コイルの実験条件をまとめたものを表 7-A-1 に示す。

表 7-A-1 TMP 磁場計測実験における実験条件

コイル	充電電圧 V [kV]	静電容量 C [mF]	通電時刻 t [ms]
TF	1.1	0.2	0.45
OH	2	0.4	2.55
PVF (上下並列)	0.20 ~ 0.43, 0.01 刻みでスキャン	0.2	2.55

ヘリカル磁場、縦長断面生成のための SC コイル磁場は印加せず、軸対称トカマクの円形断面プラズマ実験である。プラズマ水平位置を制御する PVF コイルの充電電圧をスキャンした。RF を入射せずプラズマを点けない真空放電における各磁気計測データも取得しており、プラズマ放電時の計測磁場からプラズマなしの真空放電の計測磁場を差し引き、TMP においてプラズマ電流成分の磁場波形を算出した。真空放電における TMP 磁場計測によると、コイル・渦電流磁場も ch 毎により異なり、コイル・渦電流磁場が三次元性を持つことが分かったが、今回のプラズマ電流成分磁場は真空放電の計測値を差し引くことで算出しているため、コイル・渦電流磁場の三次元性も一緒に差し引くことができている。TMP で計測したプラズマ電流成分磁場の時間変化の一例を図 7-A-1 に、各時間における TMP 計測磁場のトロイダル方向分布を図 7-A-2 に示す。図 7-A-2 の黒の点線は、(7.1)式によるサインフィッティングである。到達するプラズマ電流値は PVF コイル充電電圧によって変動するが、図に示しているデータは PVF コイル充電電圧が $V_{\text{PVF}} = 0.36$ kV の垂直磁場をやや強めに印加した、プラズマ電流が高く流れるような実験条件のものである。

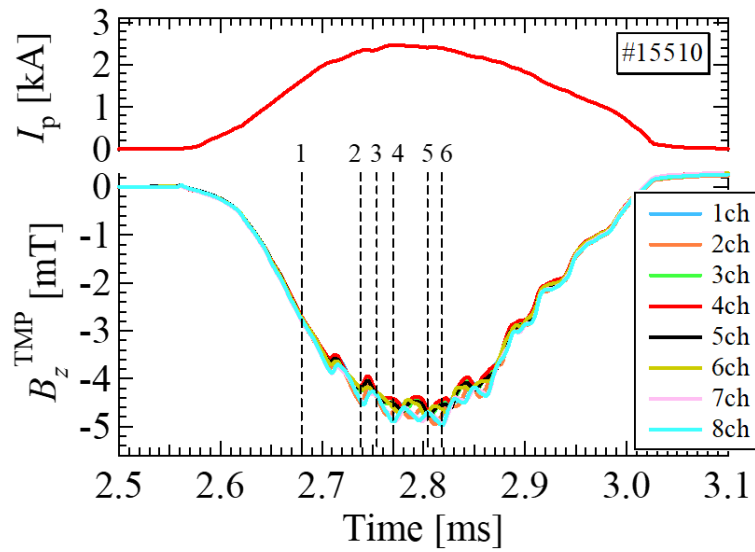


図 7-A-1 プラズマ電流成分の TMP 計測磁場の時間変化。上段：プラズマ電流、下段：TMP 計測磁場。凡例は TMP の ch を表す。

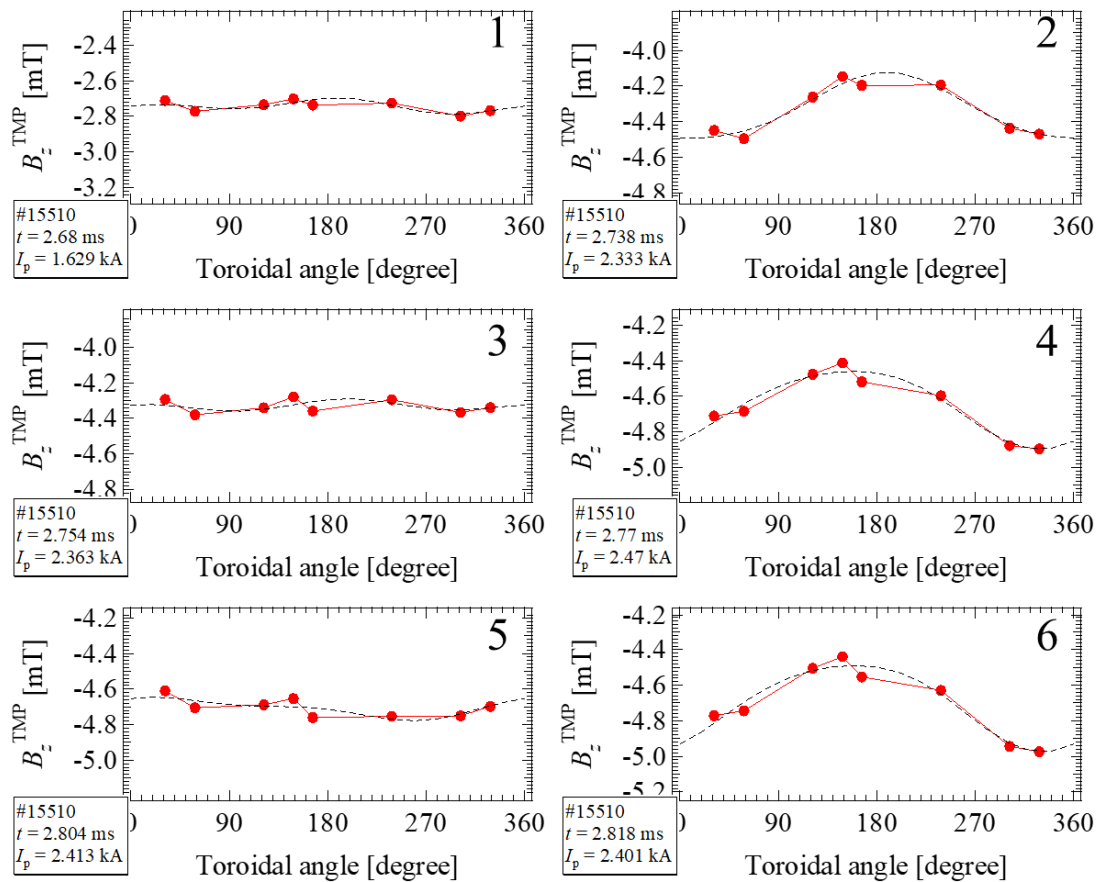


図 7-A-2 各時刻での TMP 計測磁場のトロイダル方向分布。図 7-A-1 の数字の時刻と対応している。

図 7-A-1 の時間変化の図や図 7-A-2 の磁場のトロイダル方向分布に示されるように、軸対称トカマクにも関わらず、トロイダル角によって磁場の値が異なり三次元性を持つことが観測された。例えば、図 7-A-2 の 1 の時刻と 2 の時刻を比較すると比較的わかりやすいが、垂直磁場のトロイダル方向分布が比較的一様になるフェーズと、三次元的になるフェーズがありそれらのフェーズが繰り返し発生するような磁場揺動となっている。

磁場揺動をより詳しく調べるために、図 7-A-1 の時間変化の図から、(7.1)式のサインフィッティングで求めた図 7-A-3 で表される平衡成分を表す B_0 を差し引くことで磁場の揺動成分を抽出した。

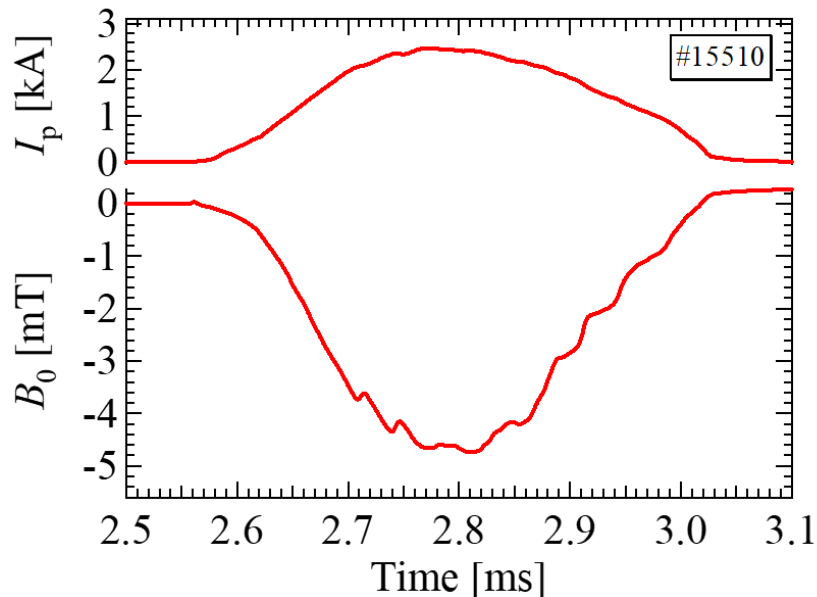


図 7-A-3 サインフィッティングにより求めた平衡成分磁場 B_0 の時間変化の一例。上段：プラズマ電流、下段：平衡成分磁場 B_0 。

サインフィッティングで求めた B_0 を差し引くことで求めたトロイダル方向の磁場分布の揺動成分の時間変化の一例を図 7-A-4 に示す。

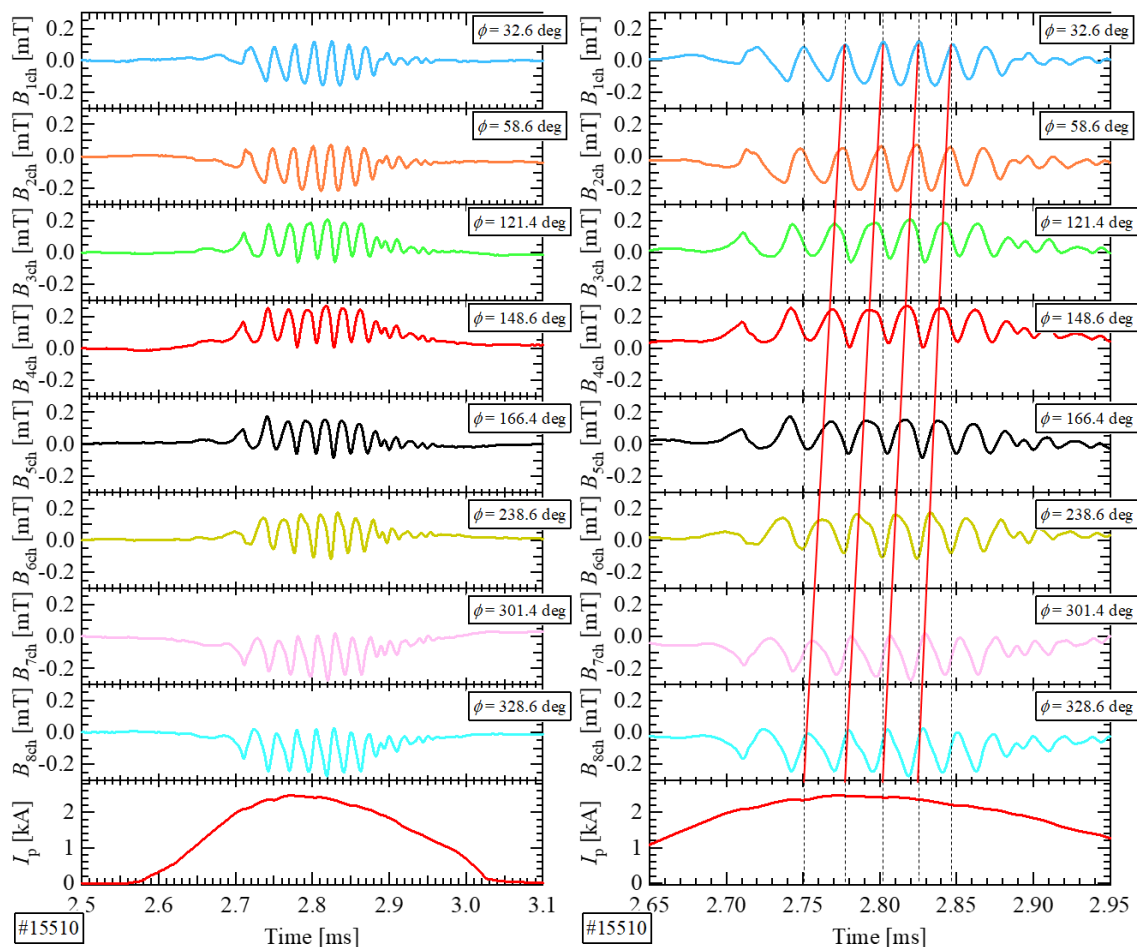


図 7-A-4 トロイダル方向の磁場分布の揺動成分の時間変化の一例。右図は左図の拡大図。上段から各 TMP の ch の波形を表し、トロイダル角が小さい順。最下段はプラズマ電流。

図 7-A-4 において、上段から TMP の 1ch~8ch の揺動成分の時間変化を表しており、一番下段はプラズマ電流の時間変化である。プラズマ電流の立ち上がりや消滅フェーズでは、各 ch で揺動成分はほぼ 0 であるが、プラズマ電流が高いフェーズ($t = 2.7 \sim 2.9$ ms 付近)では磁場がサインカーブのように波打っており磁場揺動が現れている。右図は左図の拡大図であり、一番上段の TMP1ch の揺動部の山に合わせて垂直方向に黒の点線を引き、各 ch の揺動部の山同士を通るように斜めに赤の点線も引いている。それらの線から、ch によって揺動部が位相差を持つことがわかる。また、斜めの赤の実線を見て、トロイダル方向がほぼ 1 周する、トロイダル角 $\phi = 32.4^\circ$ の 1ch と $\phi = 328.6^\circ$ の 8ch で揺動部を比較すると、1ch と 8ch でほぼ波 1 つ分位相差がずれていることが分かる。トロイダル方向 1 周で波 1 つ分位相差があることから、トロイダルモード数 $n=1$ の揺動であることを示している。今回新たに設置したトロイダル方向に設置した磁気プローブにより $n=1$ の磁場揺動を新たに観測することができた。

磁場揺動と安全係数の相関について議論する。図 7-A-4 で示されるように、この磁場揺動はプラズマ電流が最大となる時刻付近で観測されるため、プラズマ電流が最大となる時刻付近で磁場の揺動成分の最大値と最小値を求め、(最大値-最小値)/2 として磁場の揺動振幅を評価した。プラズマ電流が最大となる時刻における表面安全係数に対する TMP1ch で評価した磁場の揺動振幅の関係を図 7-A-5 に示す。

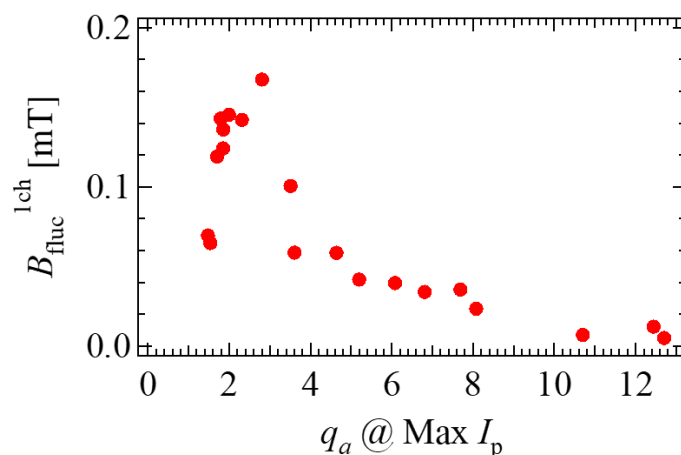


図 7-A-5 表面安全係数に対する TMP1ch における磁場の揺動振幅。安全係数はプラズマ電流が最大となる時刻における値。

磁場の揺動振幅は、プラズマ電流が低いことに対応する安全係数が高い放電で低くなり、プラズマ電流が高いことに対応する安全係数の低い放電で高くなった。特に、表面安全係数が 2 付近で高くなっており、トロイダルモード数が 1 であることからポロイダルモード数 2 のモードが存在する可能性がある。ポロイダルモード数の値は、ピックアップコイルをポロイダル方向に並べた磁気プローブアレイ(MPA)で評価できると考えられる。このように、安全係数が低くなるプラズマ電流が高い放電で磁場揺動が発生することを示した。

この磁場揺動がどのような MHD 不安定性と関係があるかどうかは、ポロイダルモード数の実測や、MHD 安定性解析等でどのような不安定性が起こりやすいかを調べる必要がある。本研究の垂直位置安定化研究に関することとしては、MPA や TMP を用いた磁場計測による非軸対称トカマクの位置形状推定を行うことを計画しており、磁気計測値に磁場揺動が乗っている場合留意しておく必要がある。

第8章 総括

8-1 本研究の総括

トカマク型核融合炉ではプラズマ位置不安定性やディスラプションによる熱負荷や電磁力による炉内機器の損傷が問題となる。特に、縦長断面トカマクはベータ値を高くできるなどトカマク方式に必須なものであるが、垂直移動現象(Vertical Displacement Event:VDE)を伴う垂直位置不安定配位である。楕円度を上げるほどプラズマ性能は向上するが垂直位置はより不安定になり、到達できる楕円度は垂直位置不安定性で制限される。位置制御の手法として、高速制御軸対称コイルによるプラズマ位置のフィードバック制御や導体壁に流れる渦電流による壁安定化効果が一般的であるが、一方で外部ヘリカル磁場印加がプラズマ位置安定化に効果的であり、特に連続巻きヘリカル磁場コイルを用いた実験で高楕円度プラズマにおいても垂直位置安定化が報告されている。実用上は連続巻きコイルより配置・形状が簡易的でトカマク装置への適用が容易な「局所ヘリカル磁場コイル」の方が望ましく、その安定化効果も報告されている。しかし、特に局所コイルによる縦長断面トカマクにおける垂直位置安定化の実験的検証は例が少なく、位置安定化に必要なヘリカル磁場の条件は明らかではない。本研究の目的は、トカマク・ヘリカル混成装置 TOKASTAR-2 を用いて、局所ヘリカル磁場コイルによる位置安定化を実験的に検証することである。TOKASTAR-2 は大半径外側に設置された側面平行四辺形コイル(HF コイル)と上下に設置された上下扇形コイル(AHF コイル)で構成される分割された局所コイルを有する点が特徴である。本研究では、(1)既存局所ヘリカルコイルによる水平位置安定化実験、(2)既存局所ヘリカルコイルによる垂直位置安定化実験、(3)新規局所ヘリカルコイルの設計・製作、(4)新規局所ヘリカルコイルによる垂直位置安定化実験を実施した。

第1章では、トカマクプラズマの位置制御の概要、ヘリカル磁場による位置安定化に関する先行研究等について説明し、本研究の目的を述べた。

第2章では、TOKASTAR-2 装置の磁場コイル系などについて説明した。本研究で新たに導入した垂直磁場のトロイダル方向分布を計測するトロイダル磁気プローブについても述べた。トロイダル磁気プローブは8ch分製作し、赤道面の径方向外側に設置し、非軸対称磁場配位で重要となる磁場の三次元性の計測を可能とした。トロイダル磁気プローブは第6章で述べたULTコイルと同時期に設置した。

第3章では、既存局所ヘリカルコイルを用いた円形断面トカマクにおける水平位置安定化実験について述べた。トロイダル方向に並べた磁場計測器と磁束ループの外部磁気計測でプラズマ位置形状推定を行うフィラメント電流近似法を用いた解析コードを開発した。プラズマ電流の6倍程度の非常に大きい渦電流がある状況下での位置形状の推定を確立した。垂直磁場をスキャンし、ヘリカル磁場ありなしでプラズマ水平位置を比較した。垂直磁

場がやや弱い磁場配位では、水平位置不安定とされる垂直磁場の decay-index が 1.5 以上の領域が径方向外側で広く現れる。その磁場配位では径方向外側でプラズマが生成され水平位置が振動する現象が観測されたが、ヘリカル磁場により抑制され、水平位置が安定化されることを明らかにした。先行研究では、大半径外側とプラズマ上下を通るコイルである semi-stellarator windings での水平位置安定化が報告されたが、より簡易的な側面平行四辺形コイルのみで水平位置安定化が可能であることを明らかにした。

第 4 章では、既存局所ヘリカルコイルを用いた縦長断面トカマクにおける垂直位置安定化実験について述べた。2 台のコンデンサーバンク電源を新たに整備し、プラズマの上下に設置した軸対称コイルである SC コイルを新たに用いて、VDE が発生する垂直位置不安定な縦長断面トカマクを生成する実験を行った。ヘリカル磁場を印加しない場合、VDE の向きが VDE 前の垂直位置に依存する、SC コイル電流が低い場合垂直位置を赤道面付近に調整すると VDE が発生しない、といった基礎的な性質を示した。ヘリカル磁場を印加して、垂直位置への効果を調べた。しかし、これらの特性に大きな変化は見られず、VDE は解消されなかった。SC コイル電流を低く、ヘリカルコイル電流を高くしても VDE 抑制について明確な効果は得られなかった。これらの結果から既存ヘリカルコイル(HF コイル+AHF コイル)は垂直位置安定化への効果はないと結論付けた。

第 5 章では、位置安定化をもたらすと考えられるヘリカル磁場が生成する実効的な垂直・水平磁場の評価について述べた。ヘリカル磁場による垂直位置安定化は、ヘリカル磁場が生成する赤道面上下で逆向きの実効的な水平磁場 B_r^{eff} のローレンツ力による復元力によって達成されると考えられている。そこで、既存ヘリカルコイルが垂直位置安定化に有効でない理由を調べるために、ヘリカル磁場においてトロイダル方向に周回する磁力線に沿った磁場の平均値として実効的な水平磁場を評価する磁力線追跡計算コードを開発した。既存ヘリカルコイルによる実効水平磁場は復元力として働く赤道面上下で逆向きの分布とならず、SC コイル等が生成する垂直位置不安定化させる水平磁場と比べて磁場強度が非常に弱いことを明らかにした。磁場分布の改善のためには新規コイルが必要であると結論付けた。

第 6 章では、垂直位置安定化のための新規局所ヘリカルコイルの設計・製作について述べた。既存の側面平行四辺形コイルである HF コイルが実効的な垂直磁場を生成できる点から着想した、プラズマ上下に 2 個ずつ設置した三角形コイル(Upper and Lower Triangular:ULT コイル)を設計した。既存の AHF コイルも上下に設置した扇形コイルであるが、AHF コイルとの違いは、ULT コイルは径方向を横切る斜めのコイル部を持つ点である。その斜めのコイル部がトロイダル磁場と水平磁場を両方生成し、トロイダル磁場を変調することで実効的な水平磁場を生成することができる。その実効的な水平磁場は、赤道面の上下で逆向きの分布で、コイルに近づくほど(赤道面から離れるほど)急激に強くなるため、垂直位置安定化への効果が期待される。磁場をより強めるために、プラズマ近接の TF コイル内部に設置した。他の機器と干渉しない範囲で実効水平磁場が最大となるようにその三角形形状をスキャンすることでコイル形状を決定した。コイルの厚みなどを考慮して、ULT コイルの巻

き数は 60 ターンとし、設置のための固定器具も設計・製作し、ULT コイルを用いた実験の準備のため、60 A/60 V の定常電源も 2 台新たに整備した。さらに、軸対称コイルでは実現できない実効水平磁場が ULT コイル電流の 2 乗に比例する性質や、側面平行四辺形コイル等と組み合わせることで、既存コイル系では困難であった磁気軸が赤道面にあり、かつ回転変換がより強い真空閉磁気面を生成できることを示した。

第 7 章では、ULT コイルとトロイダル磁気プローブを設置した装置改造後の実験について述べた。トロイダル磁気プローブを用いた磁気計測により、ULT コイル磁場印加によるトロイダルモード数 $n=1$ の磁場構造が見られ、ULT コイル電流が高くなると $n=1$ の磁場振幅も高くなることを示した。また、ヘリカル磁場なしの軸対称トカマクにおいても見られる $n=1$ の磁場揺動も新たに観測した。ULT コイルを用いて縦長断面トカマクへの垂直位置への効果を調べた。ULT コイル磁場印加により、垂直磁場の decay-index がより負になり VDE しやすい水平位置内側や垂直位置が赤道面から離れた位置でも VDE が抑制され、VDE が発生しないプラズマ位置の領域が広がることを明らかにした。さらに、断面を縦長にする SC コイル電流が高くなるとその領域が狭くなり、ULT コイル電流が高くなると広がった。つまり、垂直位置不安定化させる SC コイルが生成する水平磁場と、垂直位置安定化させる ULT コイルが生成する実効的な水平磁場との兼ね合いで VDE の発生条件が決定される。

定量的評価として、約 850 の全放電で評価した、SC コイル磁場を含む軸対称コイルによる水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r / \partial Z$ と ULT コイルによる実効的な水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ を用いて VDE 発生条件つまり垂直位置安定化条件を整理した。 $\partial B_r / \partial Z$ が高く、 $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ が低い場合、つまり SC コイル磁場が強く ULT コイル磁場が弱い場合、VDE が発生しやすい傾向が見られた。垂直位置安定化条件として、軸対称磁場の $\partial B_r / \partial Z$ のおおよそ数分の 1 程度の $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ のヘリカル磁場を印加すると VDE が抑制されることを明らかにした。また、ULT コイル磁場印加トカマクにおける、VDE 成長率への ULT コイル磁場の効果も調査した。成長率は、 $\partial B_r / \partial Z$ が高いほど増加し、 $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ が高いほど減少することを示し、ULT コイル磁場印加トカマクにおいて VDE が発生したとしても VDE 成長率を減少させるつまり VDE を緩やかにできることを明らかにした。

最後に、先行研究の連続巻きヘリカルコイル等との比較のために、連続巻きヘリカルコイルや semi-stellarator windings が生成する実効的な水平磁場を計算した。それらの実効水平磁場は ULT コイルが生成する磁場と同様な分布となり、逆に言えば ULT コイルは垂直位置安定化を示した連続巻きヘリカルコイルと同様な実効的な水平磁場を生成することができ、垂直位置安定化に必要なコイルを簡略化することができたと言える。連続巻きコイルを用いて実験を行った CTH の先行研究では、ヘリカル磁場の真空閉磁気面の回転変換を指標として垂直位置安定化効果が整理された。実効磁場による整理は、ULT コイルのような真空閉磁気面を生成しないヘリカルコイルにおいても適用可能であり、本研究では実効水平磁場を指標として垂直位置安定化効果を整理できることを実験的に示した。以上、プラズマ上

下のみに設置した三角形形状の簡易的な局所コイルで縦長断面トカマクの垂直位置安定化が可能であることを実証した。

以上のように本研究では、ヘリカル磁場のトカマクプラズマ位置への効果に関連して、安定化をもたらすと考えられる実効水平・垂直磁場の評価に基づき、側面平行四辺形コイル磁場印加による水平位置安定化、及び新規に設計・製作した上下三角形コイル磁場印加による垂直位置安定化を実証した。さらに実効水平磁場を指標とした垂直位置安定化条件を明示した。これらの成果は、位置安定化のためのヘリカルコイルの簡略化の可能性を示すとともに、トカマクプラズマの位置形状制御研究に新たな知見を与え貢献するものである。

8-2 今後の展望

今後の展望として以下の点が挙げられる。

- ①三次元平衡コード等を用いたヘリカル磁場印加トカマクの位置形状推定
 - ②ULT コイルによる垂直位置安定化等のより詳細な整理
 - ③より高橢円度配位をターゲットとした実験
 - ④理論計算による垂直位置安定性解析
 - ⑤ULT コイル磁場印加時の到達可能プラズマ電流の減少の理由の調査
- それぞれの項目について以下に記す。

①三次元平衡コード等を用いたヘリカル磁場印加トカマクの位置形状推定

本論文における実験では、ヘリカル磁場印加トカマクであっても軸対称を前提としたフィラメント法でプラズマ位置形状を推定した。しかし、ヘリカル磁場印加により当然プラズマの形状は三次元的になるため、三次元的なプラズマ位置形状を求める必要がある。特に、到達できる橢円度を調べるためにも三次元プラズマ位置形状を求めなければならない。そのために、本論文で整備した磁場の三次元情報を含むトロイダル磁気プローブやポロイダル磁気プローブで計測した磁場データを用いた再構成が考えられる。その一つの方法として、本論文でも使用した三次元平衡解析コード VMEC で実験プラズマの位置形状推定するのも一つの手であるが、課題として、軸対称のトカマクプラズマに対して、軸対称平衡コードによる平衡解と VMEC で計算した平衡解が完全には一致しないという問題がある。その問題も絡んでいるのか、ヘリカル磁場印加トカマクで計測したトロイダル磁気プローブによる実測値と適当な電流分布を仮定して計算した VMEC によるトロイダル磁気プローブの場所における磁場の計算値が一致せず、ヘリカル磁場印加トカマクの位置形状推定が難しいのが現状である。VMEC を使わずより簡単な計算として、プラズマ電流をフィラメントで近似してプラズマ電流成分磁場とヘリカルコイルが生成する磁場で磁力線追跡をして簡略的にプラズマ位置形状を求める方法も考えられる。

②ULT コイルによる垂直位置安定化等のより詳細な整理

本論文において、垂直位置不安定化させる SC コイルの水平磁場、安定化させる ULT コイルの実効的な水平磁場の垂直方向微分 $\partial B_r / \partial Z$, $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ を用いて ULT コイルによる垂直位置安定化条件、VDE 成長率への効果を整理した。ただし、 $\partial B_r / \partial Z$, $\partial B_r^{\text{eff}} / \partial Z$ による整理では軸対称解析のフィラメント法の断面内一様平均で行ったなど簡易的な部分もあり解析の向上の余地がある。①の ULT 磁場印加時の非軸対称トカマクの位置形状推定を進めたうえでその位置形状を用いればより詳細な解析を行うことができると考えられる。また垂直位置安定化を示したものの、ULT コイルによって橢円度をさらに向上できるかどうかはまだ明確ではなく、他にも橢円度を上げた際の安全係数への効果(プラズマ電流を増大で

きるか)等も検証する必要がある。ULT コイルによって橢円度の上昇を確認することができれば、高橢円度配位と垂直位置安定を両立させたプラズマを実証することができよりインパクトのある成果となる。

③より高橢円度配位をターゲットとした実験

本論文での実験では橢円度が ~ 1.2 程度の実験であり、軸対称コイルによるフィードバック制御・壁安定化効果による制御を基にした他のトカマク装置と比べてやや低い。実際のトカマク型核融合炉ではより高橢円度配位で運転されるため、より高橢円度配位をターゲットとして ULT コイルを用いた実験を行う必要がある。ULT コイル電流を高めれば安定化効果は高まるので、ULT コイル磁場を非常に強めに印加すればフィードバック制御等がなくても高橢円度配位を達成できる可能性はあるが、むやみに強く印加しても他のプラズマ性能(プラズマ電流など)に影響を与えてしまう。そこで、プラズマ位置のフィードバック制御と ULT コイルを組み合わせたオペレーションが考えられる。ULT コイルを印加すれば成長率を低下させることができるので、高橢円度配位においてより容易にフィードバック制御を行えることが予想され、その結果橢円度の向上も期待できる。TOKASTAR-2 では現在はコンデンサバンク電源によるプレプログラミング放電でコイル電流を通電しているため、フィードバック制御を組みこむためには回路系統の改造などハード・ソフトともに整備する必要がある。またトカマク放電が現状 ~ 0.5 ms 程度の放電時間で短いため、フィードバック制御の周波数を非常に速くする必要がある。フィードバック制御の周波数を速くするのが難しいのであれば放電時間を延ばす必要がある。

④理論計算による垂直位置安定性解析

本論文では、簡単な磁力線追跡計算で ULT コイルが生成する磁力線や実効的な水平磁場を評価し、実験的に ULT コイルの垂直位置安定化を検証した。一方で、理論的なアプローチによる検証は乏しいのが現状である。磁力線追跡計算による ULT コイル磁場の検証はあくまでプラズマのない真空磁場での話であり、プラズマがある状態でのシミュレーションがより望ましい。一つの方法として、TERPSICHORE コードによる三次元 MHD 安定性解析を予定しており、垂直位置安定化条件の理論予測モデルの確立、さらには実験との比較も検討したい。

⑤ULT コイル磁場印加時の到達可能プラズマ電流の減少の理由の調査

本論文における実験で、ULT コイルによる垂直位置安定化を示したが、ULT コイルの電流が高くなるほど到達できるプラズマ電流値は下がるという望ましくない結果となった。プラズマ電流値が下がる原因としてプラズマ周辺部での閉磁気面の破壊などによる閉じ込め特性や輸送特性の劣化が考えられるが、詳しく原因を調べる必要がある。三次元解析コード等で閉じ込め・輸送特性を調べることが考えられる。今回製作した ULT コイルはあくま

で垂直位置安定化の観点のみで設計されており、プラズマ電流が下がる原因が判明した場合には、局所ヘリカル磁場コイルの設計は垂直位置安定化の観点のみでなく、プラズマの閉じ込め・輸送特性の変化なども考慮する必要がある可能性がある。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々からご指導、ご協力を頂きましたことを深く感謝いたします。

藤田隆明教授には、指導教員として研究の遂行及び本論文の執筆にあたり、その方向性など数々の助言、ご指導をして頂きました。本論文で進めた実験や解析、製作したコイルや磁気プローブなど様々な研究課題において助言を頂きました。また、アメリカの国際学会での研究発表する機会を作っていただくなど、研究生活で貴重な体験を積むことができました。ありがとうございました。

岡本敦准教授には、藤田先生とともに日々の会合において多くのご助言をいただきました。また、本論文ではコイルや磁気プローブなど多くの機器を購入しましたが、購入の管理等のやりくりや高速度カメラ借用の手続き等々実験のサポートをしていただきました。ありがとうございました。

技術補佐員の有本英樹先生には、本論文で整備した各種コイルの電源、放電システム系の構築に多大なご協力をいただきました。電気系の知識に乏しい私に電気系の知識を伝授いただき、また本論文で設計したコイルやその固定器具、磁気プローブの設計についてその都度助言をいただきました。ありがとうございました。

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の吉田研究室には、本論文で整備した SC コイル系の放電システムの充放電盤をお譲りいただきました。ありがとうございました。

高速度カメラの使用に関して、NIFS 計測機器等共同利用制度の支援を受けました。ありがとうございました。

核融合科学研究所の鈴木康浩准教授には、本研究で用いた計算コード VMEC の整備をして頂きました。計算コードに関して、メールにおいて多くの質問に対して丁寧なご説明をしてくださいました。ありがとうございました。

核融合科学研究所の渡邊清政教授には、学会や研究会などで数々のコメントをいただきました。私が修士のときから副査を担当いただき大変お世話になりました。また、私を研究会に誘ってくださったり、東京工業大学とのネットワーク型共同研究の世話人もしてくだ

さいました。ありがとうございました。

私たちと同じくヘリカル磁場のプラズマ位置への効果を研究されている東京工業大学の飯尾俊二教授、筒井広明准教授、飯尾・筒井研究室ご出身の畠山昭一さん、村山真道さん、飯尾・筒井研究室所属の内藤晋さん、宗近洸洋さんをはじめとする大学院生の方々とは、学会や研究会でお互いの研究の進捗を話し合い、有益なコメントを頂きました。ありがとうございました。

東京大学井研究室の近藤恭平さんや九州大学花田研究室の小島信一郎さんらとは、学会や研究会などで議論を交わしました。お互いドクターに進学したので、長い付き合いとなりました。特に、近藤さんとはトカマクプラズマの位置形状再構成について深く議論を交わしました。ありがとうございました。

TOKASTAR 2 共同研究者で私の先輩にあたる、先砥達也さん、下岡祐介さん、伊藤宏真さん、杉岡諒一さん、村岡賢治さんには、実験に関する知識を教えていただき、様々な議論を交わしました。ありがとうございました。特に、村岡さんは磁気プローブアレイの設計をしてくださいました。その設計が本論文で設計したトロイダル磁気プローブの設計の基礎となっています。ありがとうございました。

TOKASTAR 2 共同研究者で私の同期、後輩にあたる、箕浦誠人君、横山亮磨君、山内崇弘君、池田稜平君、木股空良君、門啓太郎君、角田圭志君には、日々の実験を手伝っていただき、研究について様々な議論を交わしました。新しい機器を入れるための TOKASTAR-2 の解体、復旧の際や、回路系統の改造の際にもご協力いただきました。ありがとうございました。

そのほか研究室の先輩、同期、後輩の皆様とも研究に関する議論をかわしました。ありがとうございました。

参考文献

- [1] 株式会社東芝, <https://www.toshiba-clip.com/detail/7981>.
- [2] 鎌田裕, RASIOISOTOPES, **67**, 153-159 (2018).
- [3] 核融合科学研究所, <http://www.nifs.ac.jp/>.
- [4] ITER Physics Expert Groups on Confinement and Transport and Confinement Modelling and Database ITER, Nucl. Fusion **39**, 2175 (1999).
- [5] 鎌田裕, J. Plasma Fusion Res. **79**, 123-135 (2003).
- [6] R. S. Granetz *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 545 (1996).
- [7] Y. Nakamura *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 643 (1996).
- [8] R. Yoshino *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 295 (1996).
- [9] R. Yoshino *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 1161 (1997).
- [10] Y. Miyata *et al.*, Plasma and Fusion Research **9**, 3403045, (2014).
- [11] Y. Miyata *et al.*, Review of scientific instruments **86**, 073511 (2015).
- [12] 岡崎隆司, 「核融合炉設計入門」, 丸善プラネット株式会社 (2019).
- [13] H. Takase *et al.*, Fusion Eng. Design. **109-111**, 1386 (2016).
- [14] H. Utoh *et al.*, Fusion Eng. Des. **103**, 93 (2016).
- [15] H. Ikezi, K.F. Schwarzenegger and C. Ludescher., Phys. Fluids **22**, 2009 (1979).
- [16] K. Sakurai and S. Tanahashi., J. Phys. Soc. Jpn **49**, 759 (1980).
- [17] M. C. ArchMiller, *et al.*., Phys. Plasmas **21**, 056113 (2014).
- [18] A. Reiman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 135007 (2007).
- [19] A. D. Turnbull., *et al.*, Nucl Fusion **56**, 086006 (2016).
- [20] W VII-A TEAM, Nucl. Fusion **20**, 1093 (1980).
- [21] J. Fujita *et al.*, IEEE Transaction on Plasma Science PS-9,180 (1981).
- [22] M. D. Pandya *et al.*, Physics of Plasmas **22**, 110702 (2015).
- [23] D.V.Anderson *et al.*, Int. J. Supercomput. Appl. **4**, 34 (1990).
- [24] K. Yamazaki *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **8**, 1044 (2009).
- [25] T. Oishi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **9**, 69 (2010).
- [26] K. Yamazaki and Y. Abe, Nagoya Research Report IPPJ-718 (1985).
- [27] Y. Taira *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, S1025 (2010).

- [28] H. Ozeki *et al.*, Plasma Fusion Res. **7**, 2403144 (2012).
- [29] M. Hasegawa *et al.*, Plasma and Fusion Res. **7**, 2402116 (2012).
- [30] R. Nishimura *et al.*, Plasma Fusion Res. **9**, 3402059 (2014).
- [31] 西村怜哉, 名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻修士論文 (2014).
- [32] 杉岡諒一, 名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻修士論文 (2017).
- [33] T. Ueda, H. Arimoto, T. Fujita *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **10**, 3402065 (2015).
- [34] D. W. Swain and G. H. Neilson, Nucl. Fusion **22**, 1015 (1982).
- [35] K. Kurihara, Fusion Eng. Des. **51-52**, 1049 (2000).
- [36] M. Itagaki *et al.*, Plasma Phys. Contorol. Fusion **53**, 105007 (2011).
- [37] J. D. Hanson *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 075031 (2009).
- [38] 先砥達也, 名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻修士論文 (2016).
- [39] 池田稜平, 名古屋大学大学院工学研究科総合エネルギー工学専攻修士論文 (2020).
- [40] K.Yamazaki *et al.*, Fusion Technology **21**, 147 (1992).
- [41] S.P. Hirshman and J. C. Whitson, Phys. Fluids **26**, 3553 (1983).
- [42] S.P. Hirshman, W.I. van Rij and P. Merkel,, Comput. Phys. Commun. **43**, 143 (1986).
- [43] R. Yokoyama *et al.*, Plasma and Fusion Res. **13**, 3402047 (2018).
- [44] M.D. Kruskal and R.M. Kulsrud, Phys. Fluids, **1**, 265 (1958).
- [45] T. Sakito *et al.*, Plasma Fusion Res. **11**, 2402074 (2016).
- [46] V. S. Mukhovatov, V. D. Shafranov, Nucl. Fusion **11**, 605 (1971).
- [47] Y. Kawano *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **86**, 3-16 (2010).
- [48] H. Itoh *et al.*, Plasma Fusion Res. **13**, 1402039 (2018).
- [49] 山内崇弘, 名古屋大学大学院工学研究科総合エネルギー工学専攻修士論文 (2019).
- [50] 門啓太郎, 名古屋大学工学部物理工学科量子エネルギー工学コース卒業論文 (2020).
- [51] 村岡賢治, 名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻修士論文 (2017).
- [52] Joshua T. Peterson, Ph.D thesis (2008), Auburn university.

発表実績

査読付き原著学術論文

1. “Estimation of tokamak plasma position and shape in TOKASTAR-2 using magnetic field measurement”
Kouhei YASUDA, Hideki ARIMOTO, Atsushi OKAMOTO, Takaaki FUJITA, Masato Minoura, Ryoma YOKOYAMA, Takahiro YAMAUCHI
Plasma and Fusion Research, **13** 3402072/5pages (2018).
2. “Study on stabilization of vertical position of tokamak plasma with local helical coils in TOKASTAR-2”
Kouhei YASUDA, Takaaki FUJITA, Atsushi OKAMOTO, Hideki ARIMOTO, Ryohei IKEDA, Sora KIMATA, Keitaro KADO
Plasma and Fusion Research, **15** 1402083/7pages (2020).

国際学会

1. “Estimation of tokamak plasma position and shape in TOKASTAR-2 using magnetic field measurement”
Kouhei YASUDA, Hideki ARIMOTO, Atsushi OKAMOTO, Takaaki FUJITA, Masato Minoura, Ryoma YOKOYAMA, Takahiro YAMAUCHI
26th International Toki Conference, Dec. 5-8, Toki (Japan), P1-38 (2017).
2. “Stabilization of tokamak plasma position by the local helical coils in TOKASTAR-2”
Kouhei YASUDA, Takaaki FUJITA, Atsushi OKAMOTO, Hideki ARIMOTO, Takahiro YAMAUCHI, Ryohei IKEDA, Sora KIMATA
2nd Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, Nov. 12-16, Kanazawa (Japan), MFP-03 (2018).
3. “Study on stabilization of plasma vertical position of tokamak plasma with local helical coils in TOKASTAR-2”
Kouhei YASUDA, Takaaki FUJITA, Atsushi OKAMOTO, Hideki ARIMOTO, Ryohei IKEDA, Sora KIMATA, Keitaro KADO
61st Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, Oct. 21-25, Fort Lauderdale (Florida), UP10.00105 (2019).

国内学会

1. TOKASTAR-2 におけるヘリカル磁場配位の改善
安田幸平, 藤田隆明, 岡本敦, 有本英樹, 伊藤宏真, 杉岡諒一, 村岡賢治, 箕浦誠人, 横山亮磨, 山内崇弘

- プラズマ・核融合学会第 33 回年会, 11.29-12.2, 東北大学, 29aP35 (2016)
2. Estimation of tokamak position and shape in TOKASTAR-2 using filament current approximation method
安田幸平, 有本英樹, 岡本敦, 藤田隆明, 箕浦誠人, 横山亮磨, 山内崇弘
PlasmaConference 2017, Nov. 20-24, Himeji (Japan), 22P-35 (2017)
 3. TOKASTAR-2 におけるトカマクプラズマの径方向位置への外部ヘリカル磁場の効果
安田幸平, 有本英樹, 岡本敦, 藤田隆明, 山内崇弘
第 12 回核融合エネルギー連合講演会, 6.29-30, ピアザ淡海, 28P-108 (2018)
 4. TOKASTAR-2 における縦長断面トカマクの生成とヘリカル磁場の効果
安田幸平, 藤田隆明, 岡本敦, 有本英樹, 山内崇弘, 池田稜平, 木股空良, 門啓太郎
プラズマ・核融合学会第 35 回年会, 12.3-6, 大阪大学, 4Pa53 (2018)
 5. TOKASTAR-2 におけるトカマクプラズマの垂直位置制御へのヘリカル磁場の効果
安田幸平, 藤田隆明, 岡本敦, 有本英樹, 山内崇弘, 池田稜平, 木股空良, 門啓太郎
物理学会 2019 秋季大会, 9.10-12, 岐阜大学, 10pK21-7 (2019)
 6. TOKASTAR-2 におけるトカマクプラズマの垂直位置安定化のための局所ヘリカルコイルの改良
安田幸平, 藤田隆明, 岡本敦, 有本英樹, 山内崇弘, 池田稜平, 木股空良, 門啓太郎
プラズマ・核融合学会第 36 回年会, 11.29-12.2, 中部大学, 30P42 (2019)
 7. TOKASTAR-2 における上下三角形コイルによるトカマクプラズマの垂直位置制御
安田幸平, 藤田隆明, 岡本敦, 有本英樹, 木股空良, 門啓太郎, 角田圭志
物理学会 2020 秋季大会, 9.8-11, オンライン, 9aB2-1 (2020)
 8. TOKASTAR-2 における上下三角形コイルによる非軸対称磁場の垂直位置安定性への効果
安田幸平, 藤田隆明, 岡本敦, 有本英樹, 木股空良, 門啓太郎, 角田圭志
プラズマ・核融合学会第 37 回年会, 12.1-4, オンライン, 3P52 (2020)