

電子科学研究科

GD

0

0002515880

R

96

静岡大学附属図書館

小型トカマクプラズマの水平位置 フィードバック制御システム



平成 12 年 2 月

水 野 保 則

目次

1 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 研究目的	2
参考文献	4
2 小型トカマクHAMANA-T,TII装置	5
2.1 はじめに	5
2.2 トカマクの動作原理	6
2.3 装置本体	7
2.3.1 HAMANA-T	7
2.3.2 HAMANA-TII	7
2.4 電源系	9
2.4.1 コンデンサ電源回路	9
2.4.2 自動運転システム	11
2.5 排気系	12
2.5.1 排気およびガス導入	12
2.5.2 異常時の動作	15
2.6 計測系	15
2.6.1 計測センサー	15
2.6.2 メモリ装置	16
参考文献	18
3 初期プラズマの基本垂直磁界印加タイミング制御	19
3.1 はじめに	19
3.2 ジェネレータ同期パルス	20
3.3 プラズマ成長過程と発光量	21
3.4 プラズマ同期パルスの発生	22
3.5 動作結果	24

3.6	まとめ	25
	参考文献	26
4	矩形垂直磁界発生回路	27
4.1	はじめに	27
4.2	垂直磁界回路	28
4.2.1	垂直磁界コイルの配置	28
4.2.2	クローバ回路	29
4.2.3	矩形磁界回路	32
4.2.4	クローバ回路と矩形磁界回路の出力電流波形比較	33
4.3	矩形垂直磁界印加のプラズマ応答	34
4.3.1	プラズマ電流と水平変位の計測	34
4.3.2	クローバ垂直磁界と矩形垂直磁界を印加したときの プラズマ応答	36
4.3.3	印加タイミング変化によるプラズマ応答	39
4.3.4	矩形垂直磁界強度変化によるプラズマ電流と水平変位	39
4.4	考察	43
4.4.1	立上り時間	43
4.4.2	定電流持続時間	44
4.5	まとめ	45
	参考文献	46
5	制御垂直磁界発生用デジタルドライブ回路	48
5.1	はじめに	48
5.2	ドライブ回路出力電流	49
5.3	パルス制御垂直磁界によるプラズマ水平変位	50
5.4	ドライブ回路	50
5.5	ドライブ回路の動作特性	52
5.5.1	入出力特性	52
5.5.2	パルス応答特性	54
5.5.3	周波数特性	54
5.6	プラズマ水平位置制御回路	58
5.7	ドライブ出力とプラズマ電流持続時間	61
5.8	考察	61
5.9	まとめ	63
	参考文献	64

6	プラズマ水平位置フィードバック制御システム	66
6.1	はじめに	66
6.2	フィードバック制御システムの構成	67
6.3	水平変位演算回路	68
6.3.1	水平変位の計算	68
6.3.2	水平変位演算回路	71
6.4	PID制御回路	71
6.5	ドライブ回路	74
6.6	フィードバック制御システムの動作結果	74
6.7	考察	78
6.8	まとめ	81
	参考文献	82
7	総括	84
A	垂直磁界電源用トリガギャップスイッチ	87
A.1	はじめに	87
A.2	ギャップスイッチの構造	88
A.2.1	電極と磁界発生コイル	88
A.2.2	トリガ回路と磁界発生回路	89
A.3	ギャップスイッチの諸特性	90
A.3.1	自爆電圧特性	90
A.3.2	100%トリガ特性	92
A.3.3	トリガ遅れ特性	92
A.3.4	磁界印加特性	95
A.3.5	雑音波形	95
A.4	基本垂直磁界電源回路におけるギャップスイッチの特性	97
A.4.1	基本垂直磁界電源回路と印加タイミング	97
A.4.2	トリガ遅れ特性	97
A.4.3	基本垂直磁界コイル電流とプラズマ電流	99
A.5	考察	99
A.5.1	自爆電圧特性とトリガ機構	99
A.5.2	磁界印加による標準偏差減少	100
A.6	まとめ	102
A.7	資料	103
A.7.1	はじめに	103
A.7.2	TGSの構造	104

A.7.3	自爆電圧の圧力依存性	105
A.7.4	100%トリガ電圧領域	106
A.7.5	圧力による100%トリガ電圧領域の変化	107
A.7.6	トリガ遅れのばらつきの標準偏差	108
A.7.7	磁界印加とトリガ遅れの標準偏差	109
A.7.8	トリガ遅れの標準偏差と印加磁界の効果	110
A.7.9	トリガ位置とトリガ遅れの標準偏差	111
A.7.10	主電極面積とトリガ遅れの標準偏差	112
A.7.11	結果の検討	113
	参考文献	115
B	著者による発表論文	116
B.1	本研究に関する論文、国際会議、研究会、紀要および学会 発表	116
B.2	その他の論文および学会発表	119
	謝 辞	120

記号の意味

第1章 序論

R [m] プラズマ主半径
 a [m] プラズマ小半径

第2章 小型トカマク HAMANA-T, TII

R_0 [m] トーラス真空容器主半径
 a_c [m] トーラス真空容器小半径
 t_c [m] トーラス真空容器厚み
 a_L [mm] リミタ半径
 t_s [μ s] 表皮時間
 R_T [m] トロイダルコイル主半径
 N_T [m] トロイダルコイル巻数
 L_T [mH] トロイダルコイルインダクタンス
 B_T [T] トロイダル磁界

第3章 初期プラズマの基本垂直磁界タイミング制御

C_T トーラス真空容器
 BVFC 基本垂直磁界コイル
 B_{vb} [G] 基本垂直磁界
 B_{hb} [G] 基本水平磁界
 E_T [V/m] トロイダル電界
 V_i [V] ループ電圧
 I_p [kA] プラズマ電流
 T_p [ms] プラズマ電流持続時間
 B_{vbopt} [G] 最適基本垂直磁界
 I_{pmax} [kA] 最大プラズマ電流

第4章 矩形垂直磁界発生回路

TGS	トリガギャップスイッチ
BVFC	基本垂直磁界コイル(クローバコイル)
B_{VB} [G]	クローバ垂直磁界
i_b [A]	クローバ垂直磁界電流
RVFC	制御垂直磁界コイル(矩形磁界コイル)[4章のみ]
B_{VR} [G]	矩形垂直磁界
i_r [A]	矩形垂直磁界電流
Δ_H [cm]	水平変位
t_{VB} [ms]	矩形垂直磁界印加タイミング
r_t [A/ms]	電流上昇率
f_t [A/ms]	電流下降率
n	ディケイインデックス
T_0 [ms]	電流の立ち上がり時間
L_r [μ H]	矩形磁界コイルのインダクタンス成分
R_r [Ω]	矩形磁界コイルの抵抗成分
T_r	トランジスタ
V_r [V]	矩形垂直磁界回路の充電電圧
I_c [A]	T_r のコレクタ電流

第5章 制御垂直磁界発生用デジタルドライブ回路

I_{vf} [A]	制御垂直磁界電流
B_v [G]	外部垂直磁界
B_{vf} [G]	制御垂直磁界
B_{vi} [G]	鉄心イメージの垂直磁界成分
I_{vb} [A]	基本垂直磁界電流
B_0 [G]	R_0 に保持するに必要とする垂直磁界
l_i [H]	プラズマの内部インダクタンス
β	ポロイダル磁気圧に対する平均プラズマ圧力の比
B_{vfp} [G]	パルス制御垂直磁界
CVFC	制御垂直磁界コイル
R_v [Ω]	CVFCの抵抗成分
L_v [μ H]	CVFCのインダクタンス成分
V_i [V]	デジタルドライブの入力電圧
LLS	リニアレベルセンサ

CMP	コンパレータ
V_{ref} [V]	CMPの基準電圧
h_{FE}	Trの直流電流増幅率
R_b [Ω]	ベース抵抗
V_{cmp} [V]	コンパレータ出力電圧
V_s [V]	Trの飽和電圧
V_z [V]	CVFCの電圧降下分($R_v \cdot I_{vf}$)
I_{pf} [kA]	制御垂直磁界を印加したときのプラズマ電流

第6章 プラズマ水平位置フィードバック制御システム

Δ_{H0} [cm]	プラズマ水平位置設定信号
B_z [G]	外部垂直磁界 [6章のみ]
T_{eq} [s]	等価時定数

付録A 垂直磁界電源用トリガギャップスイッチ

I_b [A]	磁界発生コイル電流
B [G]	磁界発生コイルが生じる磁界(トリガ磁界)
V_{tri} [kV]	針端放電電圧
V_t [V]	トリガ電圧
I_m [A]	主電流(主放電回路に流れる電流)
V_m [kV]	主電圧(主電極に印加される電圧)
V_{bd} [kV]	自爆電圧
τ_d [μ s]	トリガ遅れ時間
τ_{STD} [μ s]	トリガ遅れのばらつきの標準偏差
p [mTorr]	圧力
ATGS	空気トリガギャップスイッチ
HTGS	ヘリウムトリガギャップスイッチ

第1章

序論

1.1 研究の背景

現在の発電量の85~90%が化石燃料に、10~15%が水力・原子力に、残りの1%が風力その他にそれぞれ依存している。これら発電の残りのエネルギー資源量を現在の年間使用量で除算すると石油が50年、石炭が200年、天然ガスが60年、ウランが70年となる。いずれにしても資源の枯渇は避けられない[1]。

もし水からエネルギーを取り出すことが出来るならば、海水があるかぎりエネルギーの枯渇は避けられる。地球上に小型の太陽を作ることが出来るなら、人類はほぼ永遠のエネルギーを手にすることができる。この小型の太陽が核融合反応炉である。核融合反応エネルギーはD-T燃料1[g]でタンクローリ1台分に相当し、これはウラン燃料1[g]の発生エネルギーの約4倍となる[2]。

原子核同士が融合するとき、その質量欠損分が反応エネルギーとして出力される。核融合反応の原子核同士は猛烈なクーロン反発に逆らって、核力の働く範囲まで近づかなければならない。核融合実験初期にはコライダによる反応も考えられたが、反応量が少なすぎてこれは全く問題にならなかった。その後ローソンらが核融合条件を示し、プラズマを利用した実験が行われるようになった[3]。

核融合エネルギーを利用するためには、高温・高密度の炉心プラズマを一定時間以上容器内に閉じ込め、十分な熱核融合反応を起こさなければならない。この炉心プラズマが満足すべき条件を炉心プラズマ条件という。炉心プラズマ条件は「臨界プラズマ条件」、「ローソン条件」、「点火条件」の順に厳しくなる。プラズマの核融合出力と加熱入力之比を「Q値」

というが、 $Q=1$ の条件を臨界プラズマ条件という [2]。

第一次石油ショックの前後から、臨界プラズマ条件をめざして、米国のTFTR(Tokamak Fusion Test Reactor:主半径 $R=2.48$ [m], 小半径 $a=0.85$ [m])、欧州のJET(Joint European Torus: $R=2.96, a=1.25$)、日本のJT60 (Japan Torus 60m³: $R=3, a=2$) などの大型トカマクが建設された [4][5]。これらは世界を代表する3大トカマク装置と呼ばれている。JETとJT60が $Q \geq 1$ を達成している。その後の研究はさらに厳しい点火条件をめざしている。そのため、国際協力によるさらに大型のトカマク装置ITER(International Thermonuclear Experimental Reactor: $R=8.1, a=2.8$)が建設される予定である [6]。

一方、小型トカマク装置も大学等の講座レベルの研究室や、中国、インド等の開発国を中心として世界中で研究されている [6]。WT-3(京都大学: $R=0.65, a=0.2$)、CSTN(名古屋大学: $R=0.4, a=0.1$)、HT-7(日立製作所: $R=0.39 \sim 0.44, a=0.08 \sim 0.12$)、HT-6B(中国: $R=0.45, a=0.125$)、ADITYA(インド: $R=0.75, a=0.25$)、MT-1A(ハンガリ: $R=0.40, a=0.125$) 等々数多くの装置が稼働している [7]。これらの装置は、大型装置にはない方法でプラズマ閉じ込めを改善し、物理機構を解明しようとしていると共に、プラズマ位置制御技術を目指している。

1.2 研究目的

小型トカマク装置は、小型のゆえに装置固有の問題を持っている。トロイダル磁界に巻き付きながらその方向に進む荷電粒子は、磁界の勾配によって装置の上下にドリフトする。これは一般にトロイダルドリフトと呼ばれる。小型装置の小半径は小さいので、生成粒子はこのドリフトによって短時間でトーラス真空容器外壁に到達し消滅する。さらに、プラズマは生成後も磁気圧勾配やプラズマ圧力による外向きのフープ力のために高速に外向きに変位する。

HAMANA-Tの特徴は、先に述べた種々の小型装置に比べ主半径や小半径においてさらに小さいことであり、厚肉シェルを装備していないことである。Lモード比例則は、大きさの異なる様々な実験装置で得られた装置寸法とエネルギー閉じ込め時間の関係を表す実験式である。HAMANA-Tの寸法はこの式の下限に位置する大きさである。また、厚肉シェルはプラズマ変位に対して自動的に垂直磁界を生じ、プラズマはほぼ表皮時間内では自動的に保持される。しかし、HAMANA-Tはあえてシェルなしでプラズマ生成初期からの位置制御技術を研究すること、またシェルのた

めの十分な取付空間を得られないことなどの理由から、HAMANA-Tは厚肉シェルを装備していない。したがって、HAMANA-Tの主な意義はこのシェルレストカマクのプラズマ位置制御技術にある。

HAMANA-Tは小型でしかも厚肉シェルを持たないので、プラズマはより高速に生成初期から外向きに変位する。荷電粒子温度・密度などのプラズマパラメータを計測する場合、プラズマをトーラス真空容器中心付近にできるだけ長く安定に閉じ込める必要がある。

荷電粒子をトーラス真空容器中心付近に生成するには、荷電粒子にタイミング良く垂直磁界を印加するとともに、その後生じるプラズマ電流と垂直磁界とによる内向きの力で、外向きのフープ力を平衡させる必要がある。本研究の目的は、プラズマに絶縁破壊時からタイミング良く基本垂直磁界を印加し、さらに高速にプラズマ位置を検出・演算するとともに制御垂直磁界をフィードバック制御によって印加し、プラズマをトーラス真空容器中心付近に長く保持することにある。具体的な目的は、

1. 基本垂直磁界の印加タイミング制御回路
2. 矩形垂直磁界発生回路
3. 制御垂直磁界発生用デジタルドライブ回路
4. プラズマ水平位置フィードバック制御回路

を研究開発して、トカマクプラズマの水平位置フィードバック制御システムを完成させることである。

本研究はHAMANA-Tのプラズマをトーラス真空容器内に生成し、フィードバック制御によりトーラス真空容器中心付近にプラズマを安定に閉じ込めることに成功している。この成功は、プラズマ電流持続時間を伸長し、後のプラズマパラメータの計測および二段ジュール加熱実験に重要な役割を果たしている。

なお、過渡的ではあるが手頃な大電流を与える数kVのコンデンサ電源は、多くの研究室においてしばしば利用される。このコンデンサ電源に使用される始動スイッチは、サイラトロン、イグナイトロン、トリガギャップスイッチなどである。トリガギャップスイッチは安価で容易に製作され、始動電圧も可変になるなどの優位な側面も持つが、その数kVの始動特性は数十kVに比較して極端に劣り、自爆放電や不始動が発生する。HAMANA-Tのプラズマ磁気閉じ込め技術を応用して、トリガ部に磁界を印加する新たなトリガギャップスイッチを研究開発した。この垂直磁界電源用トリガギャップスイッチについて付録Aに説明する。このスイッチは数kVでも自爆放電や始動ミスをせず、始動遅れやばらつきも小さい。

参考文献

- [1] Hans Blix, 金子熊夫訳, “21世紀における原子力発電の国際的な必要性,” 日本原子力学会誌, vol.40, no.8, pp.22-32, 1998.
- [2] 高村秀一, “プラズマ工学入門,” 森北出版株式会社, 1997.
- [3] 入江克, “新しい核融合への道-トカマクは越えられるか-,” 丸善株式会社, 1988.
- [4] 宮本建郎, “核融合をめざしたプラズマの研究,” 日本物理学会誌, vol.51, no.8, pp549-556, 1996.
- [5] M.O. ハグラー, M. クリステンセン, 武田進訳, “核融合工学入門,” 東明社, 1980.
- [6] 安積正史, “JT-60研究の成果と展望,” 原子力EYE, vol.44, no.9, pp.10-13, 1998.
- [7] 小川雄一, “IAEA technical committee meeting(TCM) on “Research using small Tokamak” 報告,” プラズマ・核融合学会誌, vol.69, no.2, pp.137-139, 1993.

第2章

小型トカマク HAMANA-T, TII 装置

本研究に使用した小型トカマク装置HAMANA-Tは、1975年の設計・製作・運転開始以来年々周辺装置において改良されている。HAMANA-Tは装置本体・電源系・排気系・計測系から構成されており、全ての系はパーソナルコンピュータなどで自動運転している。本章では実験装置HAMANA-T・HAMANA-TIIおよびその周辺装置を示す。

2.1 はじめに

小型トカマク装置HAMANA-T($R=0.2, a=0.035$)はトーラスプラズマの絶縁破壊機構の解明、ジュール加熱実験、プラズマの分光計測およびエネルギー閉じ込め時間のLモード比例則下限の検証などを目的に設計製作されている。HAMANA-Tの装置本体の設計製作は1975年から開始し、電源系・排気系・計測系など周辺装置がその後も年々充実してきている。1983年のトロイダル自動充電装置、1987年の電源シーケンシャル始動制御装置、1994年のパーソナルコンピュータによる自動運転装置、1997年のトーラス真空容器とその架台の変更およびCAMAC計測システムの導入は大きな改良である。1997年のトーラス真空容器変更からHAMANA-TはHAMANA-TIIと改名している。

HAMANA-Tは装置本体・電源系・排気系・計測系の4系統で構成されている。装置本体の変流器鉄心は、日本原子力研究所JFT-2の1/5モデルであり、生成プラズマは小さいが、装置全体の大きさは学科研究室のレベルとしては比較的大きい。電源系は、トロイダル磁界コイル電源・

一次巻線電源・基本垂直磁界コイル電源など数多くの電源から成り、それらのほとんどはコンデンサ電源である。コンデンサ電源の充放電の指令はパーソナルコンピュータによって制御され、充電開始から放電ショットまでの全ては自動運転となっている。プラズマを容れるトーラス真空容器の排気系は、ターボ分子ポンプ・ロータリーポンプ・自動バルブ・コンプレッサ・真空計測装置から構成され24時間稼働している。停電、コンプレッサの空圧低下やトーラス真空容器内の真空劣化のときは、プログラブルコントローラが自動的に作動し、最適な状態で停止するよう監視している。プラズマの放電は1.3~2.5[ms]の短時間の現象である。さらに、計測系の一回の放電に計測するデータチャンネル数は8~10と多いので、メモリスコープおよびCAMACマルチチャンネルディジタル化によって記憶し、パーソナルコンピュータによって解析する。これら装置の設計・製作・組立および自動運転化は、著者らによって行われた。

2.2 トカマクの動作原理

トカマク装置は主に変流器鉄心、変流器鉄心脚鉄周りのステンレス製トーラス真空容器、これを取り囲むように配置されたトロイダル磁界コイル、トーラス真空容器の上下に配置された変流器一次巻線、バイアス巻線、垂直磁界コイル、水平磁界コイルおよび排気装置からなる。

変流器一次巻線電源のコンデンサバンクが放電すると、二次回路のトーラス真空容器内の動作ガスがまず絶縁破壊する。コンデンサバンクが放電を続け、プラズマが生成されプラズマ電流が生じる。このとき、あらかじめ印加されているトロイダル方向の磁界は、プラズマ電流によるポロイダル方向の磁界と鎖交する。この鎖交するトロイダル磁界とポロイダル磁界がトーラス真空容器内に磁気面を形成し、プラズマをその磁気面内に閉じ込める。さらに、プラズマ電流はジュール熱によってプラズマを加熱する。

一方、生成されたプラズマはその圧力による広がろうとする力と、プラズマ電流によるフープ力のために外向きに変位するので、このままではプラズマはトーラス真空容器内のリミタに接触し短時間で消滅する。プラズマ水平位置はプラズマ電流および外部印加の垂直磁界とによる水平方向内向きの力が上記の外向きの力と平衡して、プラズマ水平位置が決まる。

2.3 装置本体

2.3.1 HAMANA-T

図2.1はHAMANA-Tの本体を示す。中心にある変流器鉄心の一次巻線104[turns]の電流が鉄心主脚部周囲に配置されたトーラス真空容器（主半径20[cm]、小半径5.6[cm]、リミタ半径3.5[cm]、肉厚0.2[cm]）内にトロイダル電界0.33[V/cm]を印加した後、針端ギャップ放電が初期電荷を供給する。この電界が水素ガス0.33[mTorr]を絶縁破壊する。この結果生じたプラズマが変流器二次回路となり、プラズマ電流が誘起される。

トーラス真空容器が薄肉シェルとして垂直磁界を作るとき、その表皮時間は96.4[μ s]である[1]。トーラス真空容器を取り囲むように放射状に配置されているトロイダル磁界コイル18[turns] \times 20[個]は、トーラス方向の閉じ込め磁界 $B_t = 0.4$ [T]を発生する。水平磁界コイルがトロイダル磁界コイルの上下に取り付けられており、トロイダル磁界コイルの渡り線、巻き戻し線、取り付け誤差による不整磁界を補償し、あるいはプラズマ垂直位置を安定させる。基本的なプラズマ水平位置を決める基本垂直磁界コイルがトロイダル磁界コイルの上下に、プラズマ水平変位を制御する制御垂直磁界コイルがトーラス真空容器上下にそれぞれ巻かれている。

2.3.2 HAMANA-TII

図2.2はHAMANA-TII主要部配置を、表2.1はHAMANA-TとHAMANA-TIIのトーラス真空容器とトロイダルコイルの諸元を、それぞれ示す。HAMANA-TとHAMANA-TIIの違いは、トロイダルコイル数が変わりトーラス真空容器およびそれらの取付台が改良されている点である。HAMANA-TIIのトーラス真空容器はステンレス製円形断面18角形構造であり、その主半径は23[cm]、小半径は5.4[cm]、肉厚は0.3[cm]、モリブデン製リミタの小半径は4.25[cm]である。トーラス真空容器はターボ分子ポンプにより 5.2×10^{-7} [Torr]まで排気され、動作水素ガス圧力はHAMANA-Tと同様に実験中 3.33×10^{-4} [Torr]に保たれる。さらにこの容器は小型ながらプラズマ観測用角ポートおよび丸ポートをそれぞれ16カ所に備えており、さらにテフロンリングにより2カ所で絶縁されている。この容器の薄肉シェルとしての表皮時間は0.14[ms]である[1]。プラズマを閉じ込めるためのトロイダル磁界0.4[T]は、18個のトロイダルコイルにより印加される。その不整磁界を補償するための水平磁界1.7[G]が内向きに印加

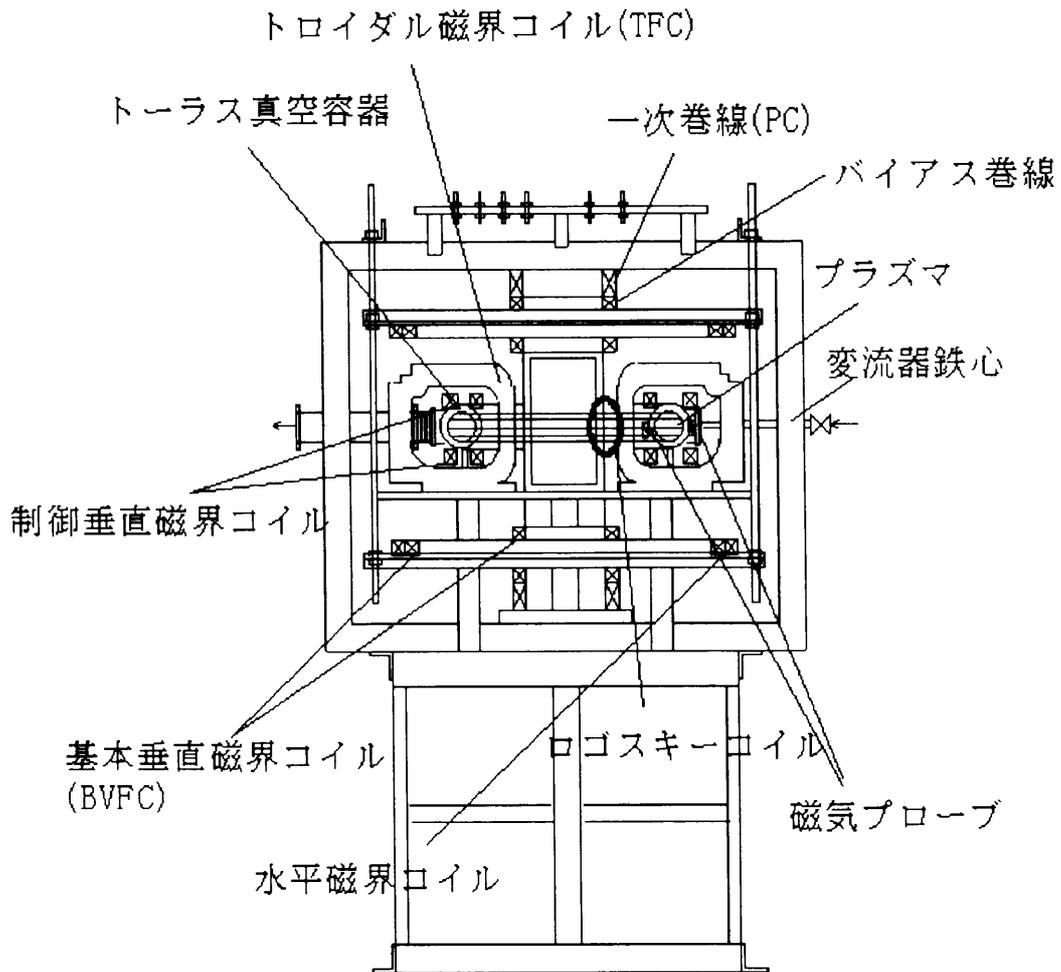


図 2.1: HAMANA-T

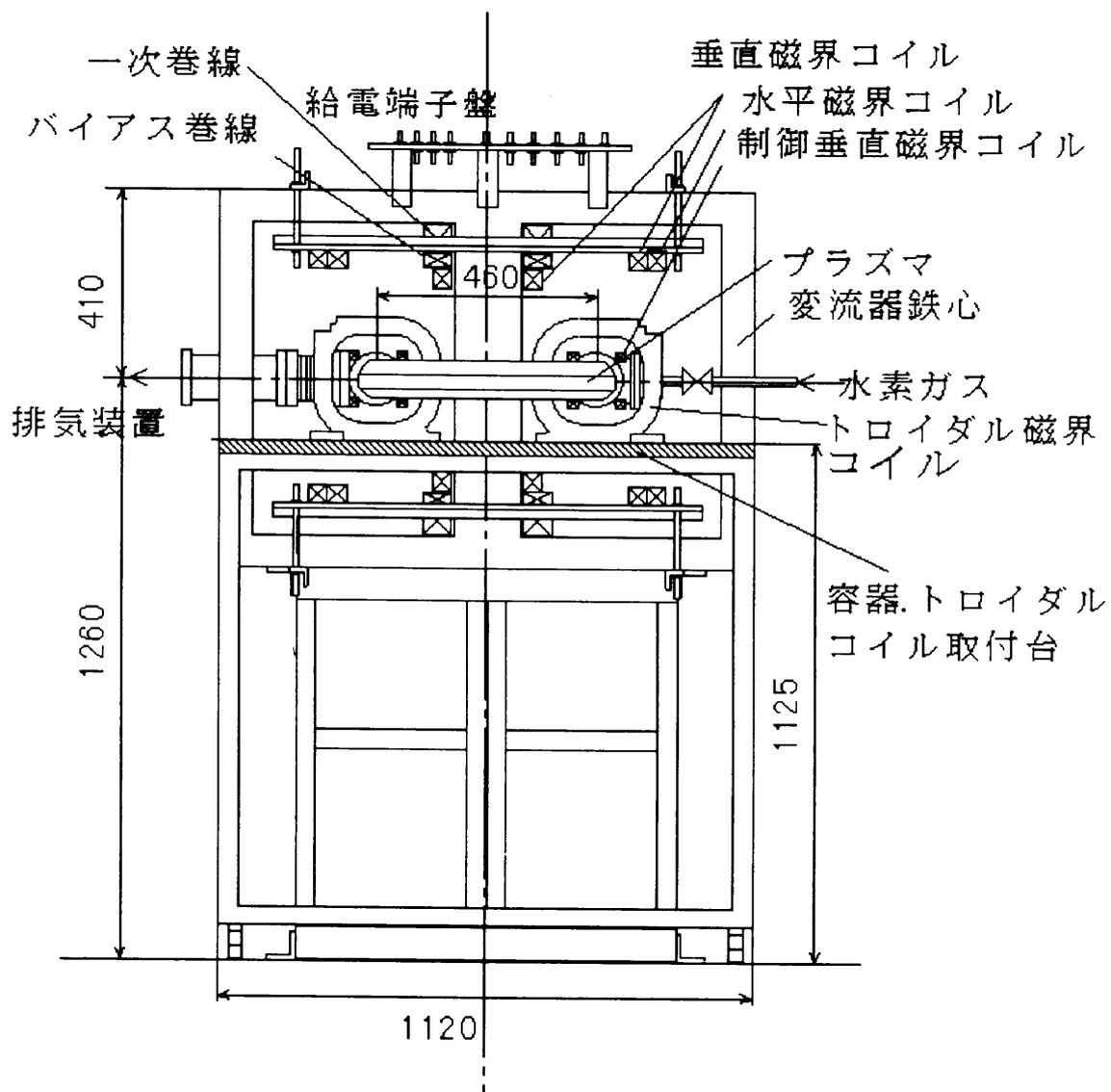


図 2.2: HAMANA-TII

表 2.1: HAMANA-T および TII のトーラス真空容器とトロイダルコイルの諸元

トーラス真空容器の諸元	HAMANA-T	HAMANA-TII
主半径 R_c [m]	0.2	0.23
小半径 (内径) a_c [m]	0.055	0.054
厚さ t [m]	0.002	0.003
リミタ半径 a_L [m]	0.035	0.0425
表皮時間 t_s [μ S]	96.4	144.6
トロイダルコイルの諸元	HAMANA-T	HAMANA-TII
主半径 R_T [m]	0.21	0.24
コイル数 [個]	20	18
巻数 N [turns]	16 \times 20	16 \times 18
インダクタンス L_T [mH]	3.9	3.02
設定磁束密度 B_T [T]	0.4	0.4

される。

2.4 電源系

2.4.1 コンデンサ電源回路

プラズマを生成するための電源は、高エネルギートロイダル磁界電源、変流器一次巻線電源および基本垂直磁界電源、低エネルギー水平磁界電源、初期電荷供給電源、ギャップスイッチトリガ電源とバイアス電源から構成される。バイアス電源を除くこれら全ての電源はコンデンサ電源であり、自動的に充放電を繰り返す自動運転システムによって制御される。図 2.3 にコンデンサ電源の基本的な回路構成を示す。コンデンサ電源回路は、充電装置 C、充放電コンデンサ C_1 、ダンピング抵抗 R_1 、磁界発生コイル FC およびクローバダイオード D_1 から構成され、充放電用のスイッチ SW1・SW2・SW3 が接続されている。高エネルギー電源の SW1・SW2 は高電圧用電磁スイッチであり、SW3 はトリガギャップスイッチまたはサイリスタである。低エネルギー電源には SW2 は接続されない。SW1 が閉じると、分圧抵抗によって検出された C_1 の充電電圧 V_c は、制御回路 $C_{cont.}$ によって設定電圧まで充電される。SW1・SW2 はインターロック接続され、 C_1 の

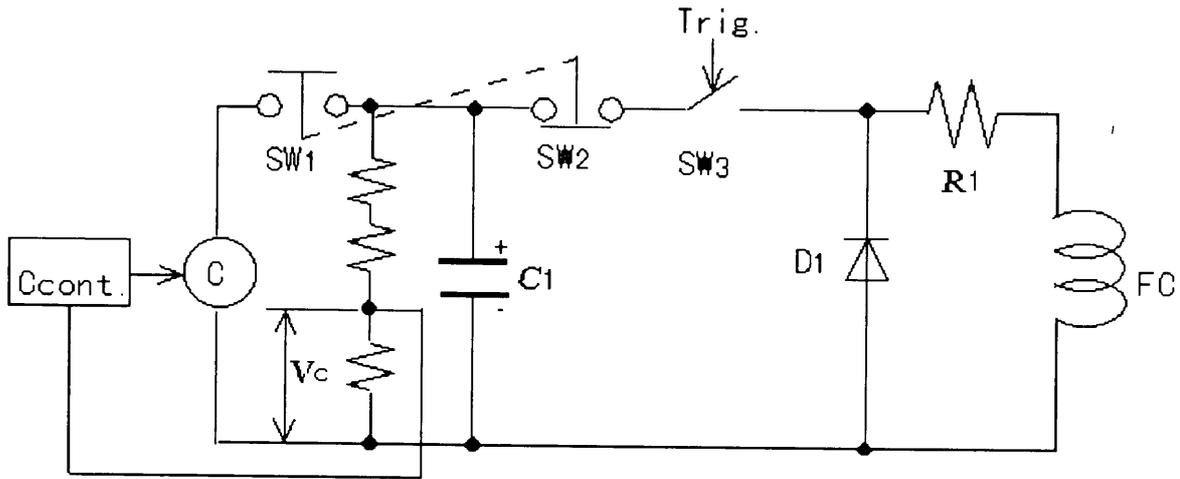


図 2.3: コンデンサ電源回路

表 2.2: 主要電源のコンデンサ容量と最大充電電圧

	コンデンサ容量 [μ F]	最大充電電圧 [kV]
トロイダル磁界電源	652	5.0
変流器一次巻線電源	20~80	8.0
基本垂直磁界電源	5~40	4.0

充電が完了すると、SW1は開、SW2は閉となり、放電準備が完了する。SW3はシーケンシャル始動装置からのトリガパルスを受けトリガ動作する。磁界発生コイルFCを流れる電流は、D1によってクローバされる。表2.2は高エネルギー電源のコンデンサ容量と最大充電電圧を示す。トロイダル磁界電源のコンデンサ容量が最も大きく、充電エネルギーが大きい。トロイダル磁界電源コンデンサの充電時間は他の電源に比べ長いので、専用の高速自動充電装置 [2][3] を開発し、時間短縮している。

2.4.2 自動運転システム

HAMANA-Tの電源は自動的に充放電運転する。低エネルギー電源が自動充電動作する場合には、それぞれ個別の充電装置が設定電圧までコンデンサを充電し、充電完了後にシーケンシャル始動装置からの放電指令を

待つ。高エネルギー電源の場合、充電装置の始動・停止・放電準備は、全てパーソナルコンピュータからインターフェースを介した指令によって動作する。電源はそれぞれの充電動作の後に、低エネルギー電源と同様に放電指令を待つ。図2.4にパーソナルコンピュータを中心とした高エネルギー電源の自動運転システムブロック図を示す。それぞれの充電装置からの充電完了信号を受けたパーソナルコンピュータは、一定時間後マスターパルスを出力してトロイダル磁界電源を始動させる。トーラス真空容器周囲に巻かれた磁界検出コイルがトロイダル磁界印加を検出し、シーケンシャル始動装置 [4] がその検出信号に応じて設定されたタイミングのジェネレータ同期パルスを出力する。このジェネレータ同期パルスがそれぞれの電源を最適なタイミングで始動させる。図2.5は磁界・電界のそれぞれの印加タイミング波形を示す。トロイダル磁界 B_T は立ち上がりから 2.5 [ms] 後に最大となりその後クローバされ一定となる。水平磁界は B_T とほぼ同時に、基本垂直磁界 B_{vb} 、変流器二次回路となるプラズマのループ電圧 V_l は B_T 最大時刻に正確に印加されている。プラズマ電流 I_p は V_l 印加と同時に流れ始める。全てのコンデンサ電源は放電完了の後、放電完了信号を出力し、パーソナルコンピュータはその信号を受けて、次のサイクルの充電準備を開始する。この自動運転システムは現在までに数千回の連続運転を記録している。

2.5 排気系

2.5.1 排気およびガス導入

トーラス真空容器はターボ分子ポンプ・ロータリーポンプによって、 2.6×10^{-6} [Torr] まで排気される。ターボ分子ポンプ上のマニホールドの圧力計測は 8.1×10^{-7} [Torr] である。トーラス真空容器および配管内の圧力は電離真空計またはピラニ真空計で計測される。水素ガスはピエゾバルブにより導入され、 H_2 圧力調整装置によって実験中は常に 3.33×10^{-4} [Torr] に保たれる。図2.6は真空排気システムの概念図を示す。図中 V はバルブを、C は空気圧を調整してゲートバルブを動かすための電磁弁を表す。トーラス真空容器内圧力が 10^{-3} [Torr] 以下でないとターボ分子ポンプは始動しない。さらに、圧力が 10^{-3} [Torr] 以下でないとバルブの開閉も行われなないように、プログラマブルコントローラが制御する。

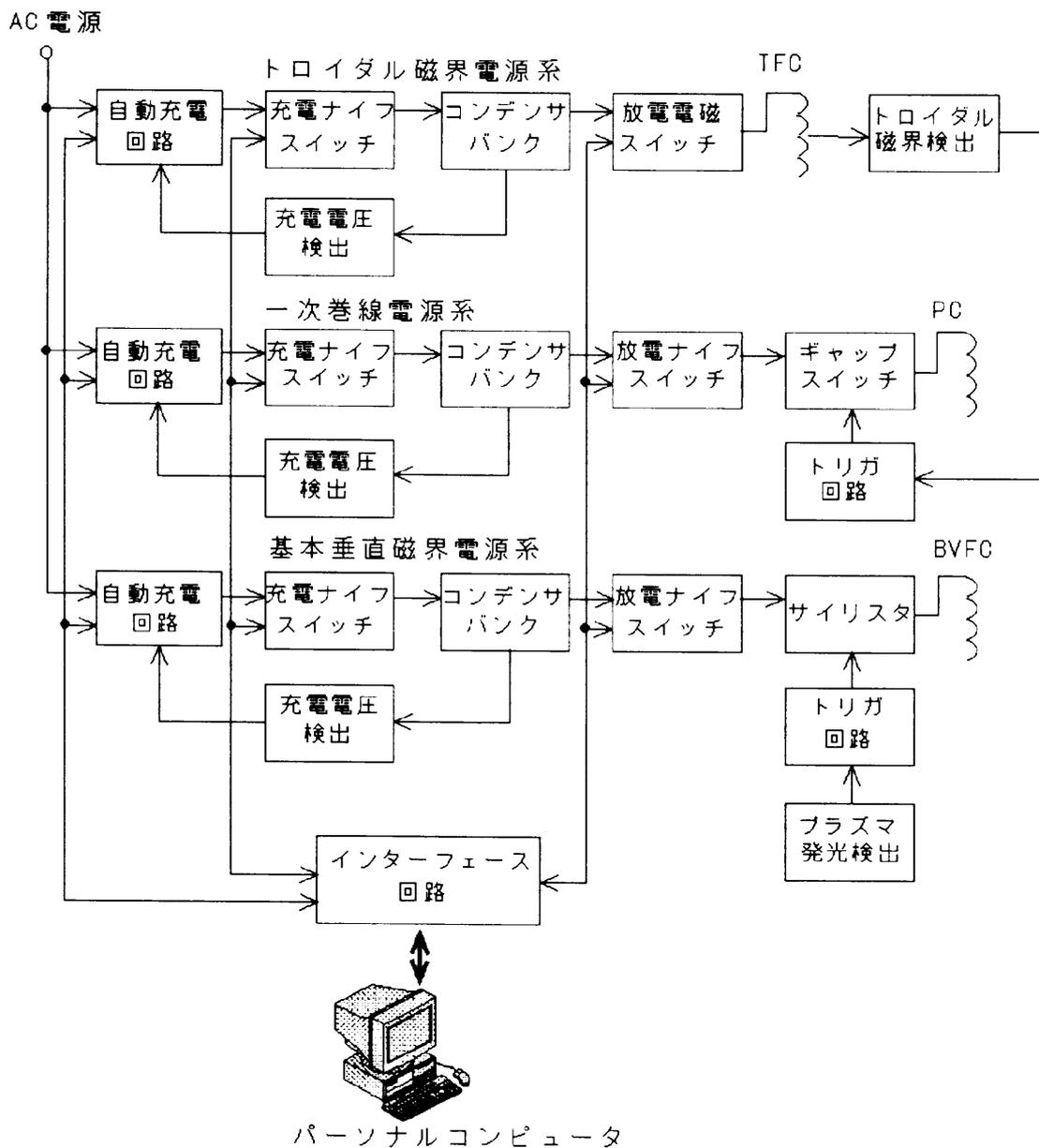


図 2.4: パーソナルコンピュータを中心とした高エネルギー電源の自動運転システムブロック図

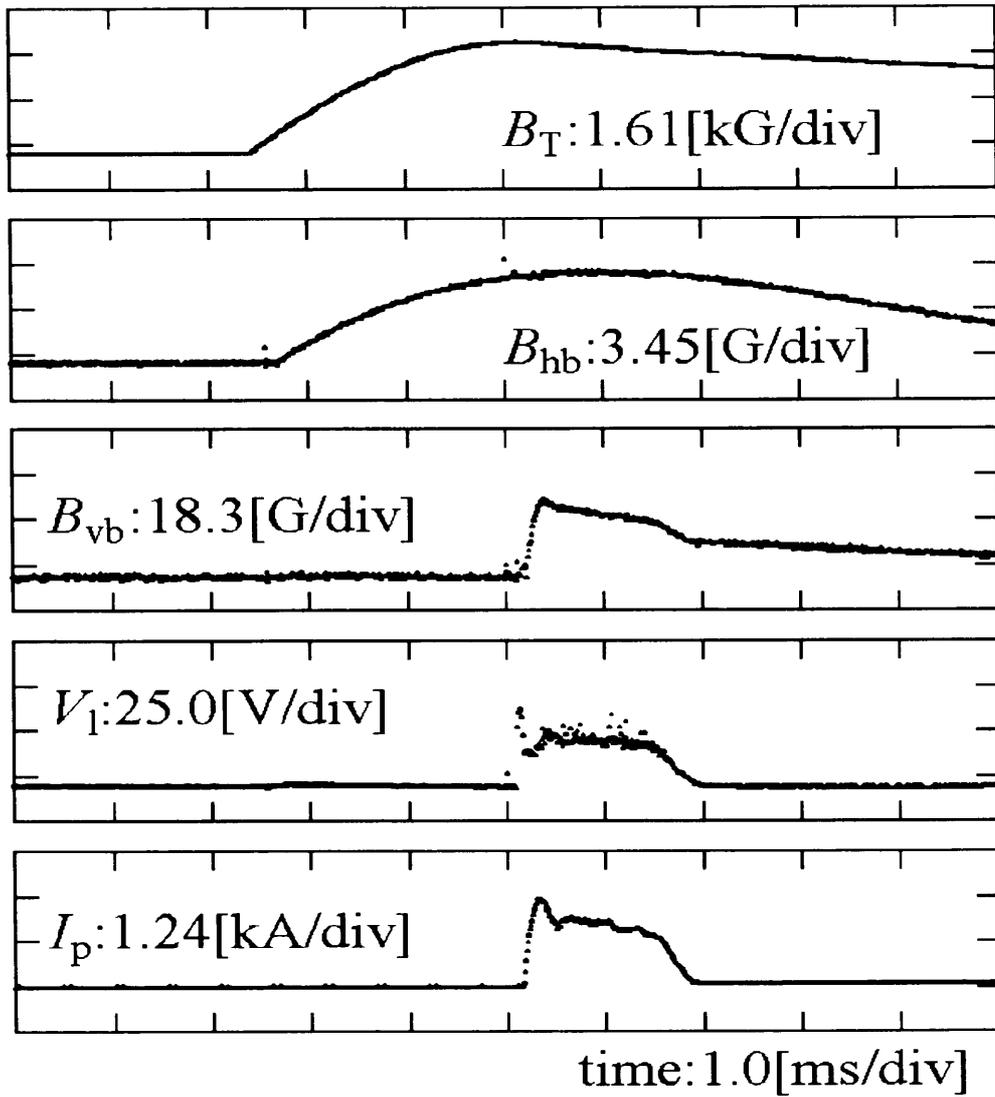


図 2.5: 磁界・電界の印加タイミング

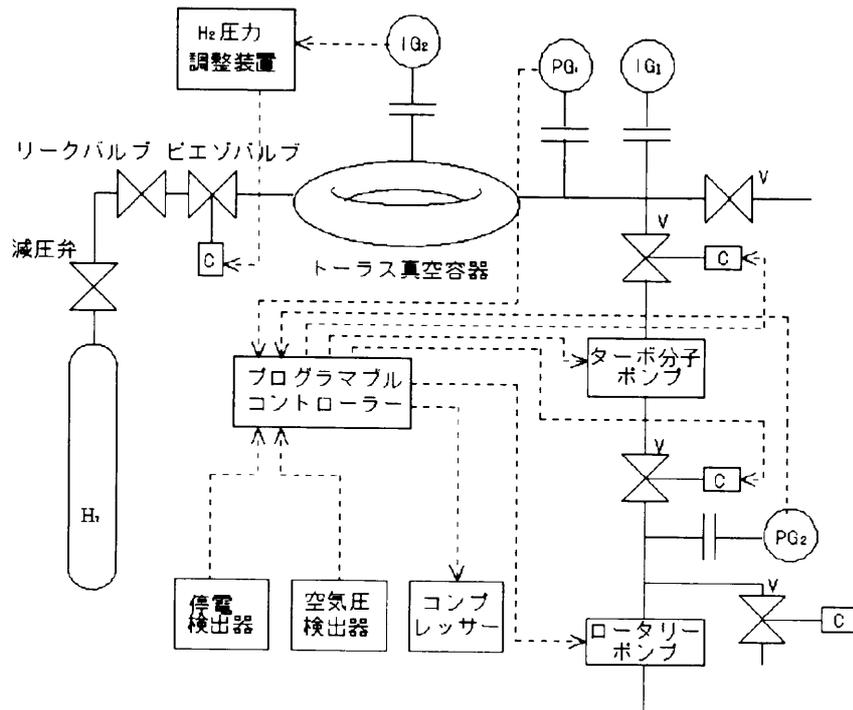


図 2.6: 真空排気システム

2.5.2 異常時の動作

トーラス真空容器内面からの不純物の放出は、純粋なプラズマ生成を妨げる。そこで、不純物が付着しないように常に容器内を高真空に保つ必要がある。真空排気システムが24時間作動し、清浄な高真空を実現する。しかし、トーラス真空容器内の真空劣化、電源電圧の異常、バルブを動かす空気圧の低下などが発生したとき、真空・空気圧・電圧のそれぞれのセンサーはただちにそれを感知する。そして、プログラマブルコントローラーはランプとブザーで人間に知らせるとともに、トーラス真空容器への空気の逆流を防ぐため、バルブの開閉やポンプの停止を制御する。

2.6 計測系

2.6.1 計測センサー

計測系はプラズマパラメータの計測センサーとその信号を記録するメモリ装置からなる。ループ電圧 V_L はトーラス真空容器上部に取付られた

ワンターンコイルにより、プラズマ電流 I_p はトーラス真空容器に鎖交するように置かれたロゴスキーコイルにより、それぞれ検出される。プラズマ水平位置を検出する2個の磁気プローブ $S_1 \cdot S_3$ は小半径6[cm]、ポロイダル角 $\theta = 0 \cdot \theta = \pi$ の位置に取り付けられている。基本水平磁界電流 I_{hb} 、基本垂直磁界電流 I_{vb} および制御垂直磁界電流 I_{vf} を計測するロゴスキーコイルは、それぞれの接続ケーブルに鎖交するように取付られている。さらに、光電子増倍管が装置赤道面近傍のプラズマ発光をトーラス真空容器の発光観測用窓を通して検出する。図2.7はプラズマ計測系のセンサー取付け位置とメモリ装置を示す。光電子増倍管からの光信号 Q およびプラズマ水平変位演算出力 Δ_H はバッファアンプ B を介して、ループ電圧 $V_{11} \cdot V_{12}$ は分圧器 D を介して、ロゴスキーコイルの電流信号 $I_{hb} \cdot I_p \cdot I_{vb} \cdot I_{vf}$ および磁気プローブの磁気信号 $S_1 \cdot S_3$ は積分器 S を介して、それぞれメモリスコープまたはCAMACマルチチャンネルディジタイザーに記録される。

2.6.2 メモリ装置

プラズマの持続時間は通常1.3[ms]から2.5[ms]で最長でも5[ms]を越えない。この短時間のプラズマ現象を同時に多数記録するには、多チャンネルのメモリ装置が必要である。メモリスコープKDS103およびDS8613がそれぞれ2チャンネルずつ、CAMACマルチチャンネルディジタイザーが8チャンネル(最大16チャンネル)のセンサー信号を記録する。これらのメモリ装置の動作はパーソナルコンピュータによって制御され、それぞれのデータはフロッピーディスクあるいはMOディスクに記録される。

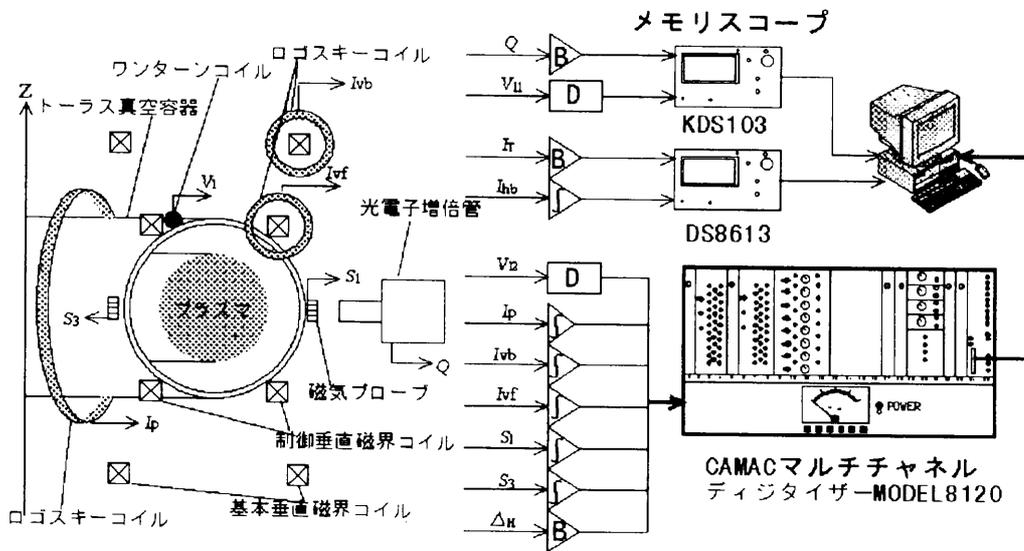


図 2.7: プラズマ計測系のセンサー取付け位置とメモリ装置

参考文献

- [1] T.Sometani, Y.Mizuno, M.Muramatsu, T.Aoki, M.Nakamura, “Position control of a small tokamak plasma,” *Proc. 1996 Int. Conf. on Plasma Phys. Nagoya*, vol.2, pp.1242-1245, 1996.
- [2] 水野保則, 尾藤文男, 藤田和彦, 吉成敏明, 染谷太郎, “トロイダル磁場コンデンサバンク自動充電回路,” エネルギー特別研究(核融合)総合総括班事業, プラズマ核融合技術研究会資料, pp.132-135, 1985.
- [3] 水野保則, 染谷太郎, “コンデンサバンク高速自動充電システム,” 静岡大学工学部研究報告, vol.37, pp.17-22, 1986.
- [4] 水野保則, 石野孝, 富田篤, 染谷太郎, “コンデンサバンク用気中ギャップスイッチシーケンシャル始動装置,” 昭和62年度電気関係学会東海支部連合大会予稿集, p.12, Oct. 1987.

第3章

初期プラズマの基本垂直磁界印加 タイミング制御

コンデンサ電源を充放電制御するためのパーソナルコンピュータは、トロイダル磁界電源・基本垂直磁界電源およびプライマリ電源を充電した後に、パルスジェネレータ始動のためのマスターパルスを出力する。このマスターパルスを基点とするジェネレータ同期パルスが基本水平磁界電源・基本垂直磁界電源・変流器一次電源および初期電荷供給電源をそれぞれのタイミングで始動させる。しかし、絶縁破壊開始の遅れがばらつくため、必要な基本垂直磁界がプラズマに常に印加されるとは限らない。プラズマ同期パルス発生回路は、プラズマ生成時の微弱な発光を検出して、直ちにプラズマ同期パルスを生成する。このプラズマ同期パルスがプラズマに必要な基本垂直磁界を常に印加する。本章はそのプラズマ同期パルスによって基本垂直磁界印加タイミングを制御する方法を提案する。

3.1 はじめに

HAMANA-Tは厚肉導電性シェルを持たないので、準定常プラズマ平衡のための基本垂直磁界はプラズマ生成と同時に印加され、プラズマ位置を制御する。パルスジェネレータからのプログラムされたジェネレータ同期パルスが、基本垂直磁界のこの印加タイミングを一般に設定している。しかしながら、容器内のガス状態が変化し、プラズマが遅れて生成する場合や、トリガギャップスイッチ等が遅れて始動し、変流器一次電圧が基本垂直磁界より遅れて印加される場合には、生成したプラズマは

過大に上昇した基本垂直磁界を印加される。そのプラズマはこのとき内側に移動し、リミタに衝突して短時間で消滅する。また、プラズマは最悪の場合に生成されない。変流器一次電圧印加からプラズマ生成までの遅れは平均 $100[\mu\text{s}]$ 、ジッタの標準偏差は $48[\mu\text{s}]$ である。

さらに、HAMANA-Tは一对の磁気プローブをプラズマ水平位置フィードバック制御のための位置計測手段として使用している。磁気プローブの出力はプローブ取付時の微妙な誤差のためにトロイダル磁界や基本垂直磁界の信号を含み、これらが位置信号と同程度の大きさになる。これらの磁界信号が演算誤差の原因となり、結果として位置制御を不正確にする。

プラズマ同期パルス発生回路は、プラズマ生成時の微弱な放電発光を光電子増倍管で検出し、直ちに基本垂直磁界動作タイミングパルス（プラズマ同期パルス）を発生する。その結果、基本垂直磁界がプラズマ生成に同期して安定に印加され、ジッタの標準偏差は $7[\mu\text{s}]$ に減少する。この方法は、プラズマ生成に常に同期して基本垂直磁界を印加するため、基本垂直磁界の所望の効果がプラズマ成長時に得られる。さらに、プラズマ同期パルスが演算開始信号としても機能すれば、トロイダル磁界信号による誤差やコンデンサ放電の雑音による誤差が低減され、制御垂直磁界も安定に印加される。

3.2 ジェネレータ同期パルス

図3.1にジェネレータ同期パルスを中心とする信号の流れのブロック図を示す。コンデンサ電源を充放電制御するためのパーソナルコンピュータは、高エネルギー電源充電後、マスターパルスを出力する。このマスターパルスを基点とするパルスジェネレータは種々のタイミングのジェネレータ同期パルスを出力し、基本水平磁界電源・基本垂直磁界電源・変流器一次電源および初期電荷供給電源がそれぞれのタイミングで始動する。さらに、磁気プローブからの位置信号やロゴスキーコイルからの電流信号の積分や演算も、このジェネレータ同期パルスを基準として開始する。

基本垂直磁界はプラズマ生成期には弱く、プラズマ成長とともに強く、プラズマ生成後は一定に印加されることが望ましい。しかし、絶縁破壊開始の遅れが存在するため、基本垂直磁界がジェネレータ同期パルスによって一定時間後に印加されても、必要な大きさの基本垂直磁界が常にプラズマに印加されるとは限らない。

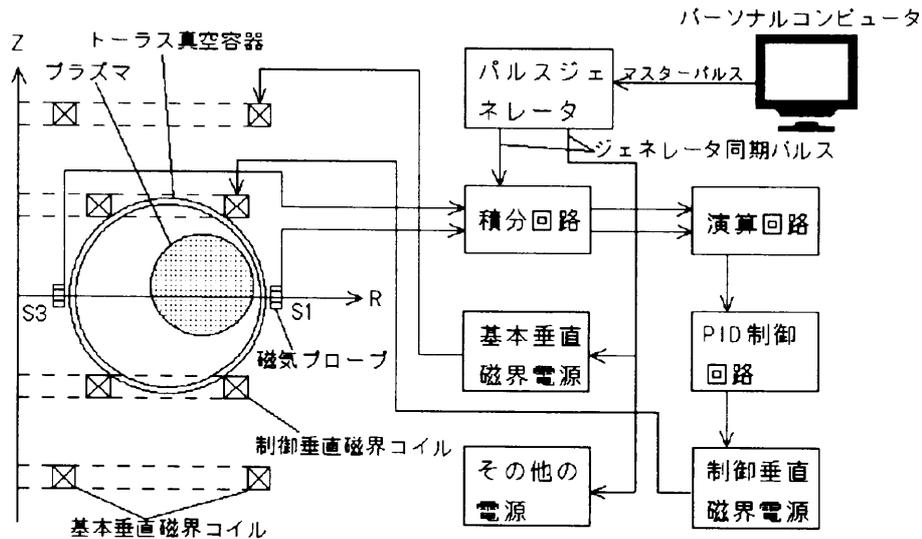


図 3.1: ジェネレータ同期パルスを中心とする信号の流れ

3.3 プラズマ成長過程と発光量

トカマク放電の電離過程における電子またはイオンの密度が n であるとき、 n の時間変化は、

$$\frac{dn}{dt} = (Ng - d)n \quad (3.1)$$

で表される。ここで、 N は中性原子密度、 g は衝突による電離周波数、 d はトロイダルドリフト等による電子の損失係数である。一方、発光量 Q は光電子増倍管に入射され、 Q に比例する光電子増倍管出力電圧に変換される。光電子増倍管で観測された Q とプラズマ電流 I_p の時間変化を図 3.2 に示す。初期の Q は、プラズマ成長とともにほぼ時間の指数関数で上昇する。したがって、 A が定数、 b が成長率であるとき、 Q は次式により近似される。

$$Q = A \exp(bt) \quad (3.2)$$

式 (3.1) の解である n は式 (3.2) と相似の指数関数となり、式 (3.1) と (3.2) は発光量 Q が電子密度に比例することを示している [1]。したがって、プラズマ成長過程を表す電圧波形が発光量の計測により得られる。この電圧波形がパルス化されれば、プラズマ同期パルスが得られる。

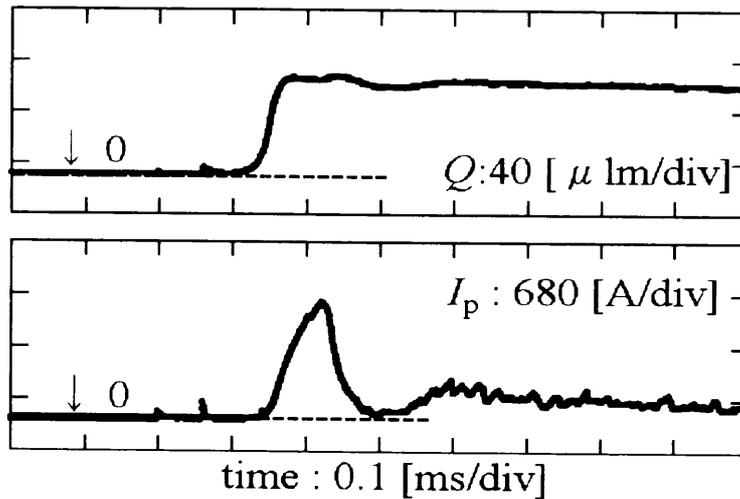


図 3.2: 発光量 Q とプラズマ電流 I_p の波形

3.4 プラズマ同期パルスの発生

プラズマ成長過程の初期発光信号が遅れなくパルス化されるためには、微弱な発光が放電初期段階から検出されねばならない。光電子増倍管が装置赤道面近傍のプラズマ発光量をトーラス真空容器に設けられた発光観測用窓を通して計測する。使用した光電子増倍管 HTV7102 の分光感度範囲は400-1200[nm]、最高感度波長は800[nm]、応答時間は2.2[ns]、陽極感度は5.0[A/lm]で、動作ガスである水素の主要発光波長はこの感度範囲に入る [2]。

プラズマ同期パルス発生回路は、光電子増倍管の出力16[μlm](0.8[V])をしきい値として、波高値13.5[V]、パルス幅2.8[ms]、遅れ時間40[ns]のプラズマ同期パルスを発生する。このパルスは、基本垂直磁界電源の遅延回路を介して始動回路に入力され、基本垂直磁界を発生する。

磁気プローブ S1,S3 が、計測センサとしてトーラス真空容器周囲赤道面上に取付けられている (2章参照)。この磁気プローブからの一連のプラズマ位置信号は積分回路・演算回路・PID 制御回路に導かれ、この制御回路がその後電流ドライブ回路の出力による制御垂直磁界の形でプラズマ水平位置をフィードバック制御する。このとき、プラズマ同期パルスが演算開始信号となる。図 3.3 はプラズマ同期パルスを中心とした信号の流れのブロック図を示す。

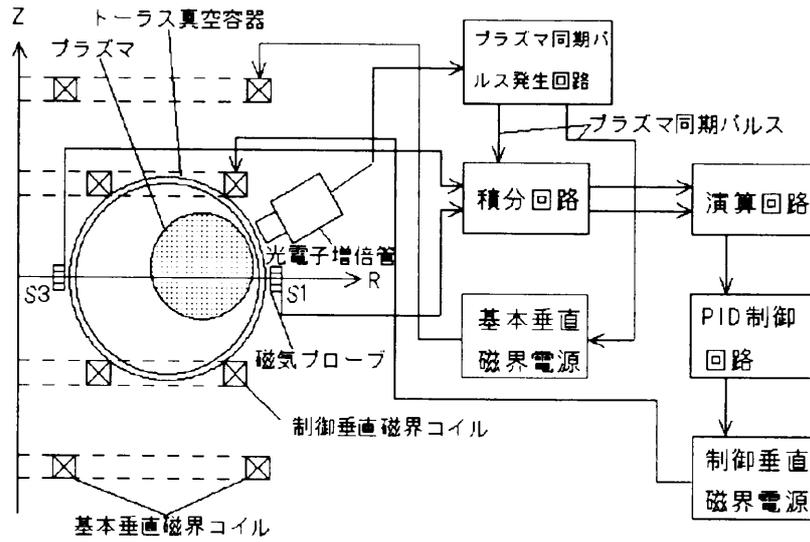


図 3.3: プラズマ同期パルスを中心とした信号の流れ

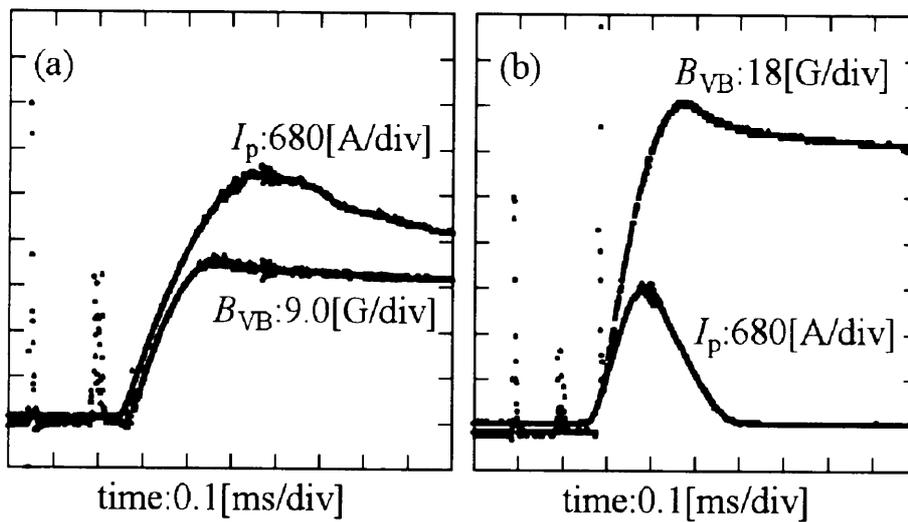


図 3.4: プラズマ電流 I_p と基本垂直磁界 B_{vb} の波形

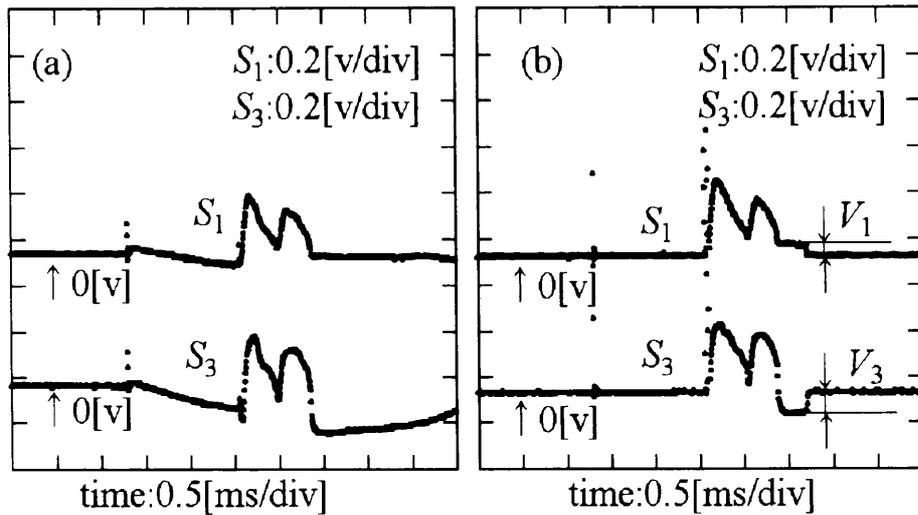


図 3.5: 磁気プローブ信号の積分波形

3.5 動作結果

基本垂直磁界 B_{vb} およびプラズマ電流 I_p の波形を図 3.4(a)、(b) に示す。(a) は最適基本垂直磁界 B_{vbopt} が印加された場合の I_p 波形、(b) は B_{vb} の最大値が B_{vbopt} のその 4 倍、立上り傾斜 dB_{vb}/dt が dB_{vbopt}/dt の 3.5 倍である場合の I_p 波形である。(a) の I_p は、 B_{vb} の上昇と共に成長して 0.32 [ms] 後に最大電流 $I_{pmax} = 3.6$ [kA] となる。 I_{pmax} 後の I_p は徐々に減少し、1.3 [ms] の間流れ続ける (図示外)。(b) の I_p は 0.13 [ms] 後に I_{pmax} の 2 [kA] となる。しかし B_{vb} が上昇しているにも拘らず、 I_p はその後急激に減少する。しかも I_p は 0.3 [ms] の間しか流れない。すなわち B_{vb} の波形が最適である場合、 I_{pmax} は大きく、電流持続時間も長い。さらに、(a)、(b) の B_{vb} は I_p 生成後 20 [μ s] の遅れでともに確実に印加されている。 B_{vb} の波形そのものは最適であっても、この遅れが変動すれば、 B_{vb} はプラズマにとってもはや最適ではあり得ない。プラズマ同期パルスが用いられる場合、 B_{vb} の遅れの平均は 24 [μ s]、ジッタの標準偏差は 7 [μ s] で、プラズマ非同期パルス (ジェネレータ同期パルス) のその 1/7 に改善される。

磁気プローブ出力信号の積分波形 S_1 、 S_3 を図 3.5(a)、(b) に示す。(a) の波形の積分はジェネレータ同期パルスにより、(b) のそれはプラズマ同期パルスにより開始している。プラズマ同期パルスが積分を開始すれば、トロイダル磁界による誤差信号は減少する。(b) の V_1 、 V_3 は B_{vb} の信号成分で

ある。これは次の演算回路で自動的に差し引かれる。

3.6 まとめ

プラズマ生成時の微弱な放電発光を光電子増倍管で検出し、遅れなく基本垂直磁界を印加するプラズマ同期パルスが発生させた。その結果、基本垂直磁界は絶縁破壊開始の時間に同期して安定にプラズマに印加され、変流器一次電圧印加からプラズマ生成までの遅れは $100[\mu\text{s}]$ から $24[\mu\text{s}]$ に、ジッタの標準偏差は $48[\mu\text{s}]$ から $7[\mu\text{s}]$ に短縮出来た。この方法は、プラズマ生成に常に同期して基本垂直磁界を印加するため、基本垂直磁界の所望の効果がプラズマ成長時に得られる。さらに、プラズマ同期パルスが演算開始信号としても機能すれば、トロイダル磁界信号による誤差やコンデンサ始動の雑音による誤差が低減し、制御垂直磁界も安定に印加される。プラズマ同期パルスのこのような満足な動作は、厚肉シェールを持たず短い特性時間の小型トカマク HAMANA-T におけるプラズマ生成を確実にした。

参考文献

- [1] T Sometani, K Sugauma and Y Mizuno, “ Luminescence growth measurement and toroidal drift study in Tokamak ionaization phase, ” *Plasma Phys. Control. Fusion* ,vol.35, pp.17-23, 1993.
- [2] “ 光電子増倍管と関連製品マニュアル, ” 浜松フォトニクス株式会社, vol.T-100, Aug.1993.

第4章

矩形垂直磁界発生回路

基本垂直磁界電源の形式は、プラズマ電流持続時間や電流容量によって選択される。プラズマ持続時間が短く電流容量が比較的大きい装置では一般にコンデンサ電源が使用される。コンデンサ電源の放電電流制御には、クローバ回路やそれを改良したパワークローバ回路が採用される。しかし、これらの回路は一定の垂直磁界を正確に発生することは難しい。このことはプラズマの水平変位が大きくなることを意味する。そこで本章では、コンデンサの定電流放電をトランジスタによって制御し、垂直磁界コイルに立上りの速い矩形状大電流を流す矩形磁界回路を提案する。これをHAMANA-TIIに取付けた結果、プラズマの水平変位がクローバ垂直磁界に比べ減少した。

4.1 はじめに

高温プラズマ発生装置には、パルス放電が利用される。エネルギー蓄積手段は大別して、静電エネルギー形のコンデンサ、誘導エネルギー形のインダクタンスおよび運動エネルギー形の発電機である。エネルギー放出時間が短い場合には、コンデンサが、やや長い場合にはインダクタンスが、さらに長い場合には発電機等が用いられる [1]。

高温プラズマ発生装置の一つであるトカマク装置には、種々の磁界電源が使用されている [2][3]。この装置のポロイダル磁界電源にもコンデンサがよく使用される。ポロイダル磁界、例えば基本垂直磁界は速く立上り、しかもその最大磁界後にはあまり減衰しないことが要求される。このコンデンサ電源にはクローバ回路が採用されている。これは、最大電流時に負荷回路を短絡して電流の減衰振動を押さえることができる [4][5]。し

かし、この回路の時定数は回路素子やケーブル等によって決定され、クローバ後の電流減衰を押さえることが難しい。そこで、クローバ後の電流減衰を任意に制御できるパワークローバ回路が考案され使用されている [6][7][8]。

さらに、上記回路は高速大電流仕様スイッチとして一般にはトリガギャップスイッチを使用しているが、半導体式クローバ回路¹や半導体式パワークローバ回路²もトリガギャップスイッチの代わりに使用されている [9]。

本章では、受動素子のみのクローバ回路やパワークローバ回路とは全く異なり、能動素子を使用する定電流出力ユニット型の基本垂直磁界発生用矩形磁界回路を提案する。このユニットはコンデンサ・小型トランジスタ・コンパレータからなる。この回路は複数ユニットからなり、動作するユニットの数を変えることによって出力電流を制御する。この回路は電流持続時間2.5[ms]、最大電流80[A]程度のいわば中電流領域の電源であるが、現在実験に使用している基本垂直磁界発生用クローバ回路に比べ電流上昇率が最大電流に依存せず大きく一定になること、電流下降率がほとんど零になるなどの特徴を持っている。この基本垂直磁界発生用矩形磁界回路をHAMANA-TIIに取り付けた結果、プラズマ水平位置が安定し、プラズマ水平変位が減少した。さらに、大きい電流上昇率のこの矩形垂直磁界が印加されると、トーラス真空容器の薄肉シェルとしての効果とその及ぶ時間が明らかになる。

4.2 垂直磁界回路

4.2.1 垂直磁界コイルの配置

プラズマ水平位置をトーラス真空容器中心付近に設定する垂直磁界は、基本垂直磁界コイルと制御垂直磁界コイルから生じる。基本垂直磁界コイルはクローバ回路に、制御垂直磁界コイルは矩形磁界回路に、それぞれ接続されている。したがって、以後この章では基本垂直磁界コイルをクローバコイル、制御垂直磁界コイルを矩形磁界コイルと呼ぶ。クローバコイルは装置赤道面から上下25.3[cm]に設置され、矩形磁界コイルは赤道面から上下4.2[cm]でトーラス真空容器ほぼ外面に取り付けられている。図4.1にトーラス真空容器を中心とする垂直磁界コイルの配置を示す。

¹サイリスタと環流ダイオード(クローバダイオード)を組み合わせる。

²クローバダイオードを複数段接続してその中間に容量の大きいコンデンサを接続する。

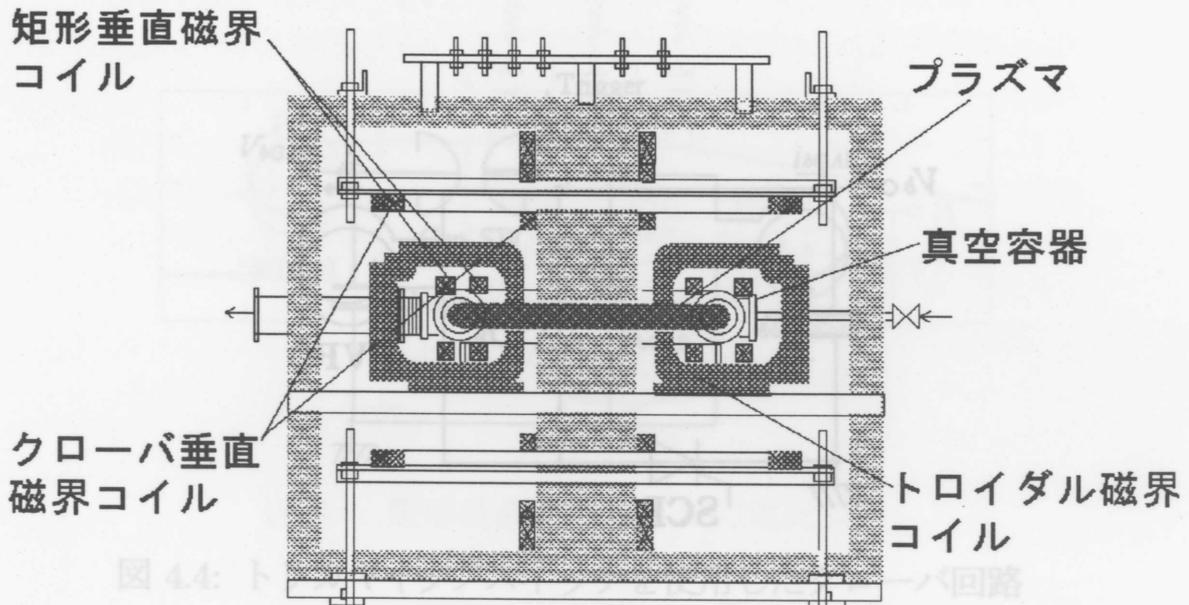


図 4.1: トーラス真空容器を中心とする垂直磁界コイルの配置

クローバコイルは0.332[G/A]の磁界を、矩形磁界コイルは0.265[G/A]の磁界を容器中心にそれぞれ発生する。クローバコイルのインダクタンス L_b は1.9[mH]、矩形磁界コイルのインダクタンス L_r は77[μ H]である。

4.2.2 クローバ回路

図4.2はクローバ回路を示す。この回路は充電回路・充放電コンデンサ C_b ・サイリスタSCR・クローバダイオード D_b およびクローバコイルBVFCから成る。クローバ回路の最大電流値までの時間（クローバ時間）を T_0 、 T_0 までの電流を i_{b1} 、 T_0 以後の電流を i_{b2} 、とすればクローバ回路の電流 i_b は次式で表わされる。

$$i_{b1} = \frac{V_b}{\omega_0 L_b} e^{-\frac{R_{b1}}{2L_b} t} \sin \omega_0 t \quad (4.1)$$

$$i_{b2} = \frac{V_b}{\omega_0 L_b} e^{-\frac{R_{b2}}{2L_b} (t-T_0)} \quad (4.2)$$

ここで、 V_b は C_b の充電電圧、 R_{b1} はBVFCの抵抗成分およびSCRの順方向抵抗の和、 R_{b2} はBVFCの抵抗成分および D_b の順方向抵抗の和をそれぞれ表わす。 $R_{b1,2}^2 \ll 4L_b/C_b$ であるので $\omega_0 \simeq 1/\sqrt{L_b C_b}$ と近似した。この回路の立上り時間は近似的に $T_0 = \pi\sqrt{L_b C_b}/2$ である。すなわち、 T_0 は

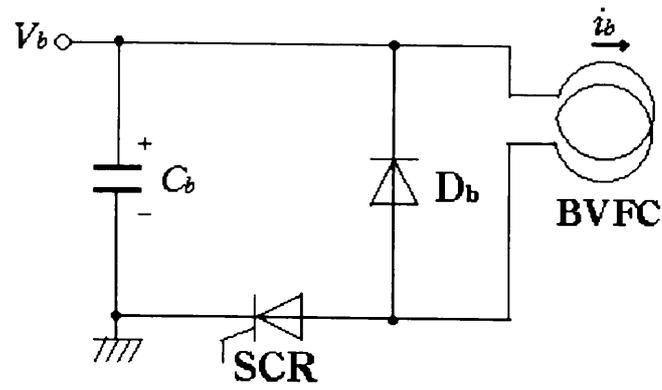


図 4.2: サイリスタを使用したクローバ回路

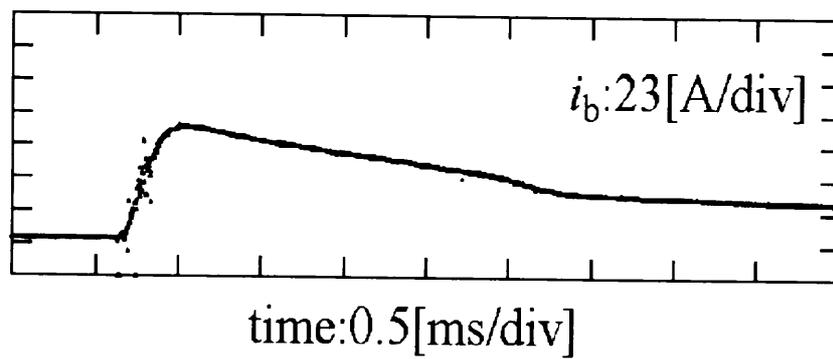


図 4.3: クローバ垂直磁界コイルの電流波形

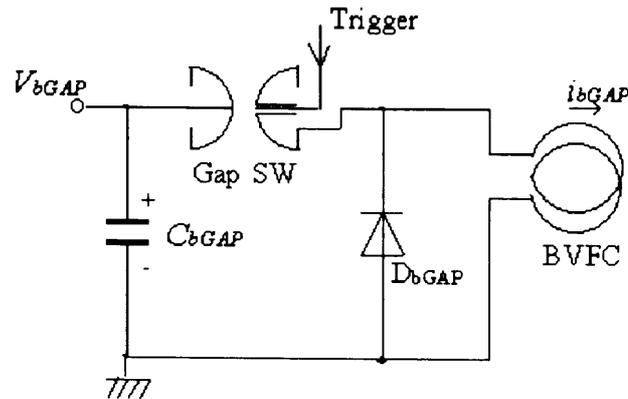


図 4.4: トリガギャップスイッチを使用したクローバ回路

L_b 、 C_b の大きさから決定される。さらに、電流の減衰は式(4.2)の指数部の R_{b2} 、 L_b の大きさから決定される。立上り時間を短くするには、 C_b あるいは L_b を小さくする必要がある。しかし、 L_b は印加垂直磁界強度あるいは垂直磁界分布を優先して幾何学的に決定されるため、回路設計の際に C_b を小さくすることになる。ただ、 C_b を小さくすると $i_{b1,2}$ が小さくなるため、 V_b を大きくする必要がある。 i_{b2} の減衰を押さえるには L_b を大きくするか R_{b2} を小さくする必要がある。前述の理由で L_b を変えられないため、 R_{b2} を小さくすることになるが、 R_{b2} はダイオードとBVFCの抵抗成分であるのでこれを可変に出来ない。すなわち、クローバ回路の i_b は、 C_b と V_b によって決定される。図4.3にプラズマ生成時の i_b 波形を示す。このとき i_b の立上り時間は0.31[ms]、最大電流は80[A]、減衰定数は2.5[ms]である。

充電電圧 V_{bGAP} が10[kV]を越える場合、サイリスタの最大耐電圧は2~3[kV]であるので、始動スイッチとしてトリガギャップスイッチが一般に使われる。図4.4にトリガギャップスイッチを使用したクローバ回路を示す。この回路は充電回路・充放電コンデンサ C_{bGAP} ・クローバダイオード D_{bGAP} およびクローバコイルBVFCから構成される。サイリスタのトリガ特性は良好であるが、トリガギャップスイッチのトリガ遅れやそのばらつきが10[kV]以下の電圧では大きい。このためトリガギャップスイッチは垂直磁界印加タイミング制御に適していない。そこで、付録Aでは2~10[kV]の範囲でトリガ遅れやそのばらつきの少ない低電圧用低気圧トリガギャップスイッチを提案しその実験結果を示している。

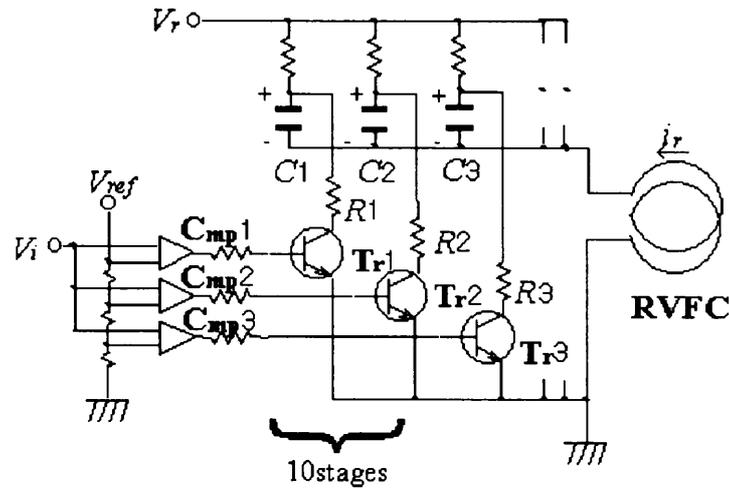


図 4.5: 矩形磁界回路

4.2.3 矩形磁界回路

充放電コンデンサ C 、トランジスタ Tr 、コンパレータ Cmp でユニットを作り、その10ユニットと矩形磁界コイル $RVFC$ で矩形磁界回路が構成する。図4.5は矩形磁界回路を示す。矩形磁界回路の動作タイミングおよび出力電流は、入力パルス電圧 V_i によって決まる。 V_i はプラズマ同期パルスをトリガとする矩形磁界回路用パルス発生器により作られる。リニアレベルセンサは V_i に応じて10段階の比較電圧を持つコンパレータで構成され、その出力パルス電流がそれぞれのトランジスタを動作させる。それぞれのトランジスタがこの電流によって、 V_r に充電されたコンデンサを定電流放電する。矩形磁界コイルの矩形電流 i_r はトランジスタの動作数 n に比例する。すなわち、 i_r は次式で表わされる。

$$i_r = \left\langle \frac{V_i}{V_{ref}} \right\rangle I_c \quad (4.3)$$

ここで、 V_{ref} はコンパレータの基準電圧を、 I_c は一段分のトランジスタのコレクタ電流を、それぞれ表わす。 $\langle \rangle$ は商の整数部を表わす。図4.6は矩形磁界回路の i_r 波形を示す。この i_r の立上り時間は $0.08[\text{ms}]$ 、最大値は $60[\text{A}]$ 、持続時間は $2.5[\text{ms}]$ である。 $2.5[\text{ms}]$ 以降の i_r はトランジスタの設定制御電流以下になり、なだらかに減衰する。この回路の特徴をまとめると、次のようになる。

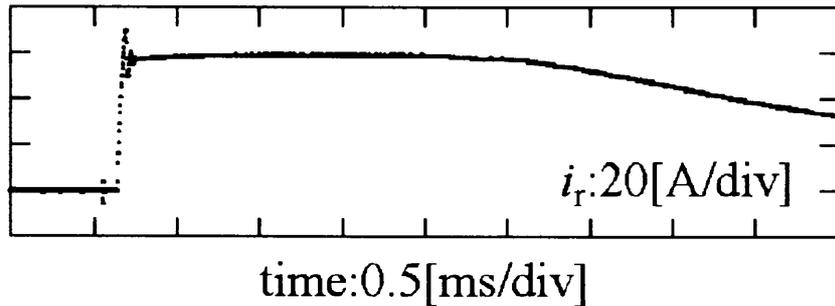


図 4.6: 矩形垂直磁界コイルの電流波形

1. 1ユニットはコンデンサ C 、トランジスタ Tr およびコンパレータ Cmp からなり、この10ユニットを組み合わせて構成される。
2. このユニット構成がトランジスタの単純な並列接続における電流分担不均衡によるトランジスタ連続破壊を回避する。
3. トランジスタがコンデンサ放電を定電流制御する。
4. 矩形出力電流 i_r は1ユニット分のコレクタ電流 I_c のユニット数倍になる。
5. コンデンサの充電電圧 V_r が高いと、矩形出力電流 i_r の電流上昇が急峻になる。
6. 矩形出力電流持続時間 T_p を長くするには、コンデンサ容量 C を大きくするか、その充電電圧 V_r を高くするかまたは I_c を小さくすればよい。

4.2.4 クローバ回路と矩形磁界回路の出力電流波形比較

それぞれの回路の出力電流波形を比較すると次のようになる。

1. **最大電流 I_{max}** : クローバ回路の I_{max} は $V_b/(\omega_0 L_b)$ で表され、 I_{max} は充電電圧 V_b の大きさに比例する。矩形磁界回路の I_{max} は nI_c で表されユニット数 n に比例する。
2. **立上り時間 T_0** : I_{max} までの時間を T_0 とすれば、クローバ回路の T_0 は $(\pi/2)\sqrt{L_b C_b}$ で表され、充電電圧に依存せず一定である。矩形磁界回路の T_0 はほぼ $nI_c(L_r/V_r)$ で表され、ユニット数に比例する。
3. **電流上昇率 $r_t (= I_{max}/T_0)$** : クローバ回路の r_t はほぼ $(2/\pi)(V_b/L_b)$ で表され、充電電圧 V_b が大きくなるに従って r_t も大きくなる。矩形磁界回路の r_t はトランジスタ Tr の応答時間とトランジスタを単にスイッチと考えた場合の I_c の立上り時間とからなるが、ここでは前者を無視すると r_t は V_r/L_r で表される。この r_t はユニット数に無関係に一定となる。
4. **電流下降率 f_t** : クローバ回路の減衰定数 τ は $R_{b2}/(2L_b)$ で表され $2.5[\text{ms}]$ であり、時間 T_0 からプラズマ電流消滅時間 $2.5[\text{ms}]$ までの f_t は図 4.3 より $7.6[\text{A/ms}]$ である。矩形磁界回路の出力電流はトランジスタによって $2.5[\text{ms}]$ までは一定に制御されている。したがって、 $f_t = 0$ となる。

基本垂直磁界強度を変化する場合、クローバ回路は充電電圧 V_b を変えるため I_{max} や r_t も変化してしまう。さらに、 i_b が減衰するため基本垂直磁界強度を一定に保つことが難しい。一方、矩形磁界回路は充電電圧 V_r を変えないので、 I_{max} や r_t は V_r によって変化しない。しかし、 i_r がユニット数に依存するため、ユニット数が少ない場合、電流を可変にするときの量子化誤差が無視できなくなる。さらに、図 4.3 に示されるクローバ回路電流は、プラズマ実験時にプラズマ電流に比例する重畳波形を含むが、図 4.6 に示される矩形磁界回路電流は、そのような波形変動を示さない。クローバ回路と矩形磁界回路の出力電流波形比較を表 4.1 に示す。

4.3 矩形垂直磁界印加のプラズマ応答

プラズマに矩形磁界を印加して、プラズマ電流 I_p およびプラズマ水平変位 Δ_H から矩形磁界の基本垂直磁界としての優位性を論ずる。

4.3.1 プラズマ電流と水平変位の計測

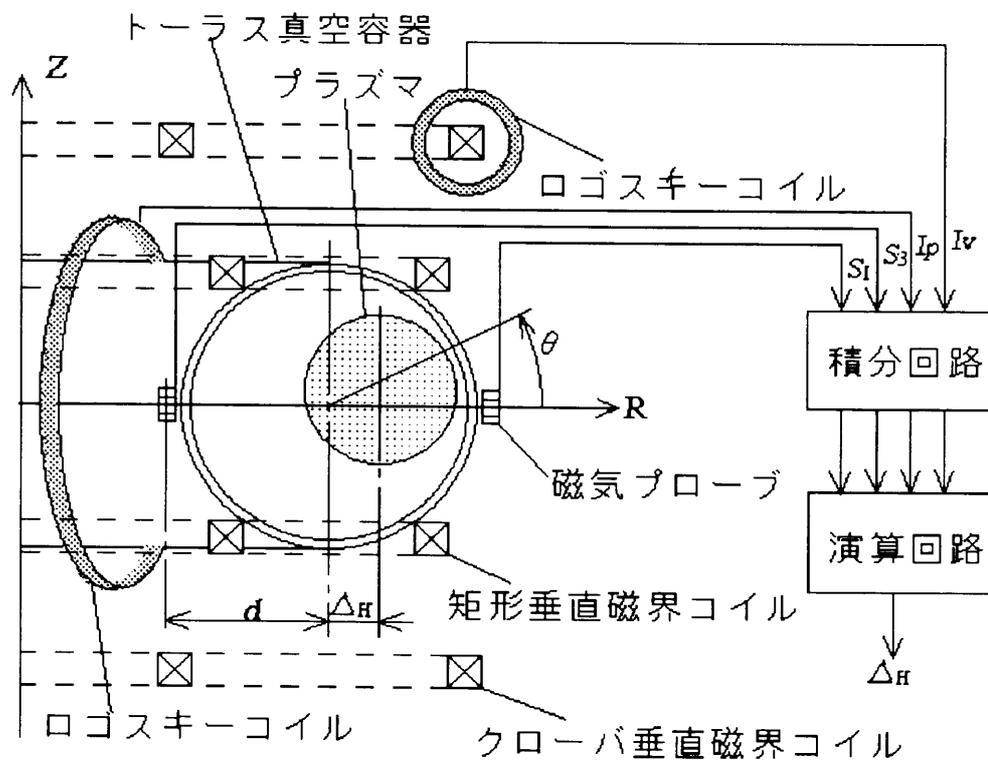


図 4.7: 水平変位 Δ_H 計測システムのセンサー配置と信号の流れ

表 4.1: クローバ回路と矩形磁界回路の出力電流波形比較

	クローバ回路	矩形磁界回路
最大電流 I_{max}	充電電圧 V_b に依存	ユニット数 n に比例
立上がり時間 T_0	一定	ユニット数 n に比例
電流上昇率 r_t	充電電圧 V_b に依存	充電電圧 V_r に依存せず一定
電流下降率 f_t	大きい	ほぼ零

水平変位計測システムのセンサー配置は、第2章プラズマ計測センサーで述べた通りであるが、磁気プローブ $S_1 \cdot S_3$ は小半径 $d=67\text{mm}$ の円周上でポロイダル角度 $\theta = 0$ と $\theta = \pi$ の位置に設置されている。 $S_1 \cdot S_3 \cdot$ 垂直磁界電流 I_v 、プラズマ電流 I_p 信号は積分回路に導かれた後、アナログ演算回路により実時間で Δ_H の計算に使われる。 Δ_H 計測システムのセンサー配置と信号の流れを図4.7に示す。 Δ_H の演算は次式で与えられる³[10]。

$$\frac{\Delta_H}{d} = \frac{S_1 - S_3 - (k_1 - k_3 + 2Cb_v \frac{a^2}{d^2}) I_v - 2Cb_i (1 + \frac{a^2}{d^2}) I_p}{S_1 + S_3 - (k_1 + k_3) I_v} + \frac{d}{2R_0} \left\{ \left(\ln \frac{8R_0}{a} - 1 \right) \frac{a^2}{d^2} + \ln \frac{8R_0}{d} \right\} \quad (4.4)$$

ここで、 S_1 、 S_3 は磁気プローブの積分出力、 k_1 、 k_3 はプラズマが発生せず I_v だけが流れたときの $I_v 1[\text{A}]$ 当たりの S_1 、 S_3 の積分出力、 C はこの積分出力を電圧に換算するための係数である。さらに、 b_v は主半径 R_0 における $I_v 1[\text{A}]$ 当たりの外部印加垂直磁界 B_V および b_i は $I_p 1\text{A}$ 当たりの R_0 における鉄心イメージによる垂直磁界成分を表す。

4.3.2 クローバ垂直磁界と矩形垂直磁界を印加したときのプラズマ応答

共に 15.5G のクローバ磁界 B_{VB} (本章では基本垂直磁界を B_{vb} でなく B_{VB} と記す) と矩形磁界 B_{VR} を印加した場合の I_p と Δ_H 波形を比較する。

³ この計算式の導出は第6章水平変位の計算に示す。

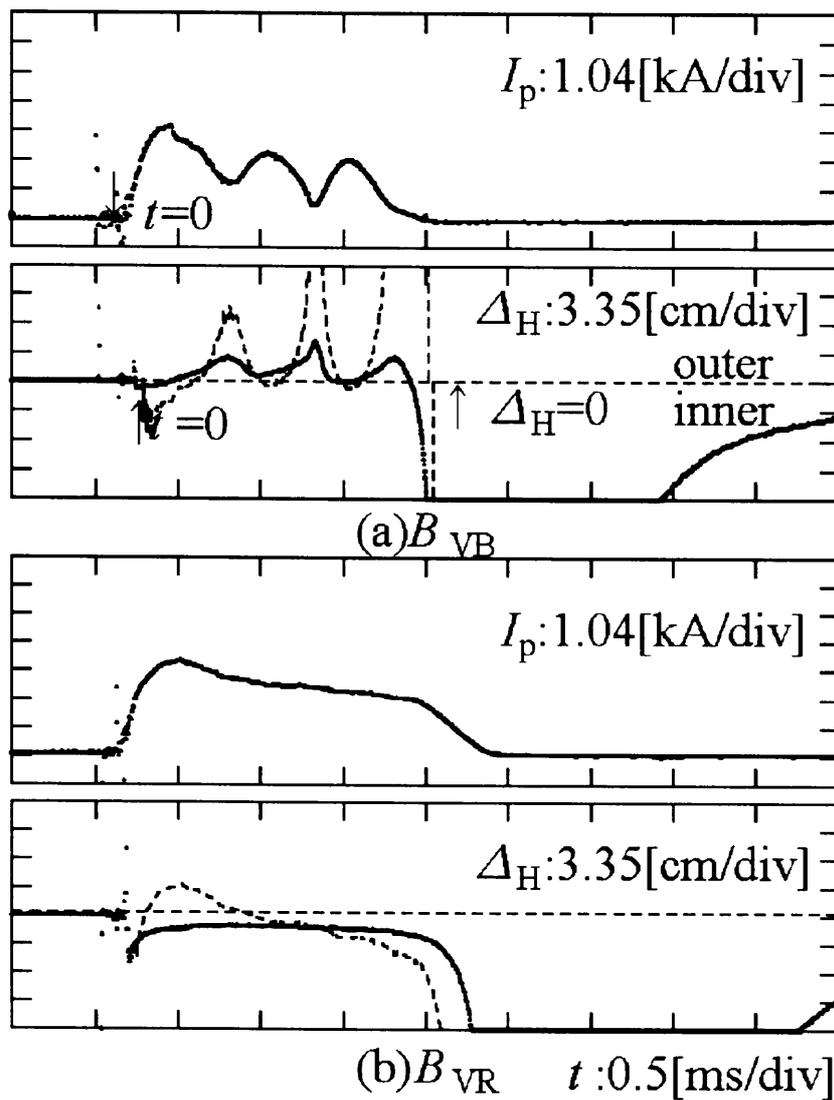


図 4.8: クローバまたは矩形垂直磁界を印加した場合のプラズマ電流 I_p と水平変位 Δ_H の波形 (波線は Δ_H の計算値)

図4.8(a)(b)は B_{VB} または B_{VR} を印加した場合の I_p と Δ_H 波形を示す。基本垂直磁界の印加タイミングはどちらの波形の場合にもプラズマ生成と同時である。 Δ_H が0より小さいとき変位は内向きで、大きいとき変位は外向きである。

B_{VB} 印加の I_p は減衰しながら3回の増減を繰り返す。まず I_p は生成と同時に急上昇し、最大の3.35[kA]に達して減衰を始める。 I_p が極小値1.33[kA]になりその後再び上昇に転じ以後増減を繰り返す。この時 Δ_H は外向き3[cm]であり、以後プラズマは外向き変位・内向き変位を繰り返して消滅する。 B_{VB} はプラズマ放電期間中クローバ動作のために15.5[G]から約9[G]に減衰する。プラズマの運動方程式から $I_p=3$ [kA]一定として Δ_H を計算すると、 Δ_H は15.5[G]で2.0[cm]、6.5[G]で10.1[cm]となる。さらに、 $I_p=2$ [kA]一定として計算すると、 Δ_H は15.5[G]で-4.9[cm]となる。すなわち、 I_p が大きいときには変位は外向きになり、 I_p が小さいときには内向きになる。さらに B_{VB} が大きい時には内向きになり、小さい時には外向きになる。リミタが実際にはプラズマ周囲にあるため、プラズマの断面積が外向き変位と共に減少し I_p が減衰する。このことが過剰な B_{VB} による内向きの水平変位を生じる。プラズマが内向きに転じると再びその断面積が増加し I_p が増加する。その結果図4.8(a)の振動が生じると考えられる。

一方 B_{VR} 印加の I_p は、 B_{VB} 印加のときと同様に生成と同時に急上昇する。 I_p の最大は B_{VB} 印加時とほぼ同じの3.41[kA]である。しかし、 I_p は増減を繰り返さず徐々に単調減少する。その時の Δ_H は変動せず内向き0.7[cm]でほぼ一定となる。 B_{VR} はプラズマ放電期間中15.5[G]一定である。プラズマの運動方程式から $I_p=3$ [kA]一定として Δ_H を計算すると、 Δ_H は外側2.0[cm]となるが、プラズマは実際にはトーラス真空容器中心付近に留まることになり、断面積の変化は生じず、 I_p はほぼ一定となる。したがって、図4.8(b)の Δ_H は振動を生じないと考えられる。

なお、図4.8(a)(b)の破線は、 B_{VB} または B_{VR} を用いてプラズマの運動方程式から計算した Δ_H の値を表している⁴。計算した Δ_H は I_p による鉄心イメージの垂直磁界成分(理論値)の影響を大きく受けて、 I_p に似た変動を生じる。しかし、観測された Δ_H ではそのような変動を生じない。

I_p の両波形とも生成と同時に急上昇するが、これはトーラス真空容器の薄肉シェルとしての効果[10]が自動的に垂直磁界を生じ平衡を保つためと考えられる。減衰する B_{VB} が印加された場合には、プラズマは最大の I_p の後に平衡位置からずれて外向き変位を開始し、 I_p は減少する。一方、一定な B_{VR} が印加される場合には、プラズマは最大の I_p の後も平衡

⁴理論式は第6章考察で導出している。

位置を保ちつづける。この結果、 I_p 持続時間は B_{VB} 印加の場合に比較して約1.26倍長くなる。すなわち、クローバ垂直磁界 B_{VB} はクローバ動作によって最適値から減衰し、 Δ_H が大きく内外に変位するため、増減するプラズマの断面積が安定な I_p 成長を妨げる。一方、矩形垂直磁界 B_{VR} は一定であるため、 Δ_H はほとんど変動せず、プラズマが安定に形成されるためと考えられる。

4.3.3 印加タイミング変化によるプラズマ応答

磁界印加タイミングは第3章で述べた通りプラズマ発光と常に同時であるが[11]、 B_{VR} がプラズマ生成の前あるいは後に印加される場合には、プラズマ電流 I_p と水平変位 Δ_H は変動する。図4.9は B_{VR} 印加タイミングを変えた場合の I_p と Δ_H 波形を示す。(a)のタイミングは I_p 生成より0.12[ms]前、(b)のタイミングは0.1[ms]後、(c)のタイミングは(b)より0.4[ms]後である。図中 t_{BV} が印加タイミングを示す。

0.12[ms]前のタイミングのとき、 I_p は成長して最大値の後に緩やかに減少する。その時の Δ_H はほぼ一定である。しかし、タイミングがこれよりさらに前にある場合には、プラズマは生じない。これはプラズマ生成時の不要な B_{VR} が、絶縁破壊を阻止するためと考えられる。タイミングが0.1[ms]後でも、 I_p は成長し電流最大の後緩やかに減少する。タイミングが0.4[ms]後では、 I_p は電流最大の後急速に減少し、 B_{VR} 印加後に再び上昇する。0.1[ms]後のタイミングの Δ_H は一定であるが、0.4[ms]後のタイミングの Δ_H は B_{VR} の印加までは外向きで、印加後に一旦内向きになった後、内側3[cm]でほぼ一定となる。すなわち、 B_{VR} 印加はプラズマ発光と同時あるいはその直後が最適であるといえる。

容器の寸法から計算した薄肉シェルとしての表皮時間は0.14[ms]である。 B_{VR} の印加がこの時間前の場合、大きい B_{VR} が絶縁破壊を妨げる。さらに、 B_{VR} の印加がこの時間より遅れた場合、 B_{VR} が印加されない期間でも、 I_p はシェル効果のため一旦上昇すると考えられる。すなわち、電流上昇率 r_t が大きく印加区間の明確な矩形垂直磁界が容器の薄肉シェルとしての効果を明らかにしている。

4.3.4 矩形垂直磁界強度変化によるプラズマ電流と水平変位

B_{VR} の強度を変化して I_p と Δ_H を検討する。図4.10(a)~(c)は B_{VR} を3段階に強めたときの I_p と Δ_H 波形である。5.9[G]印加の I_p と Δ_H はともに振動する。10.6[G]印加の Δ_H はやや外側で、 I_p はやや小さい。13.9[G]印

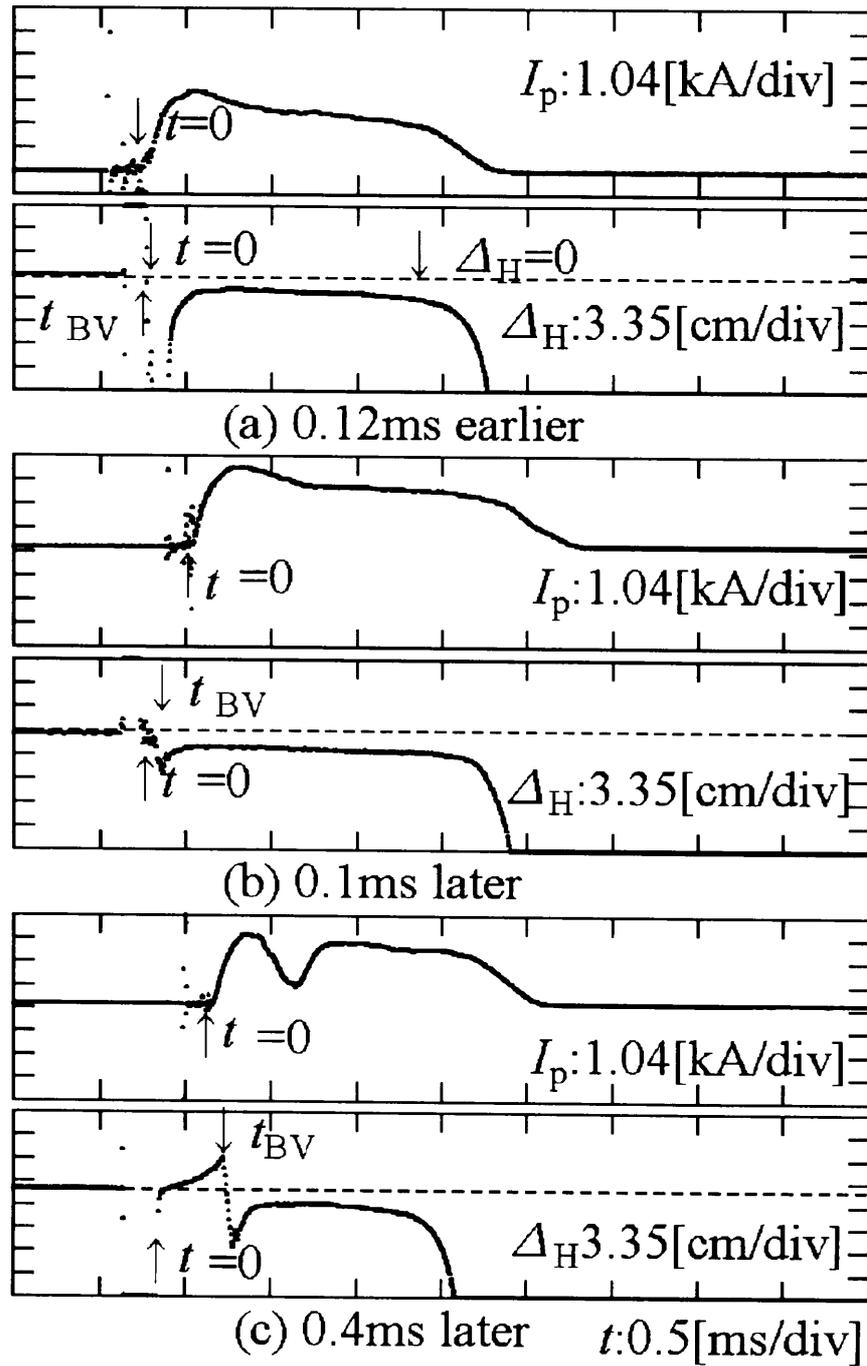


図 4.9: 矩形垂直磁界の印加タイミングを変化させた場合のプラズマ電流 I_p と水平変位 Δ_H の波形

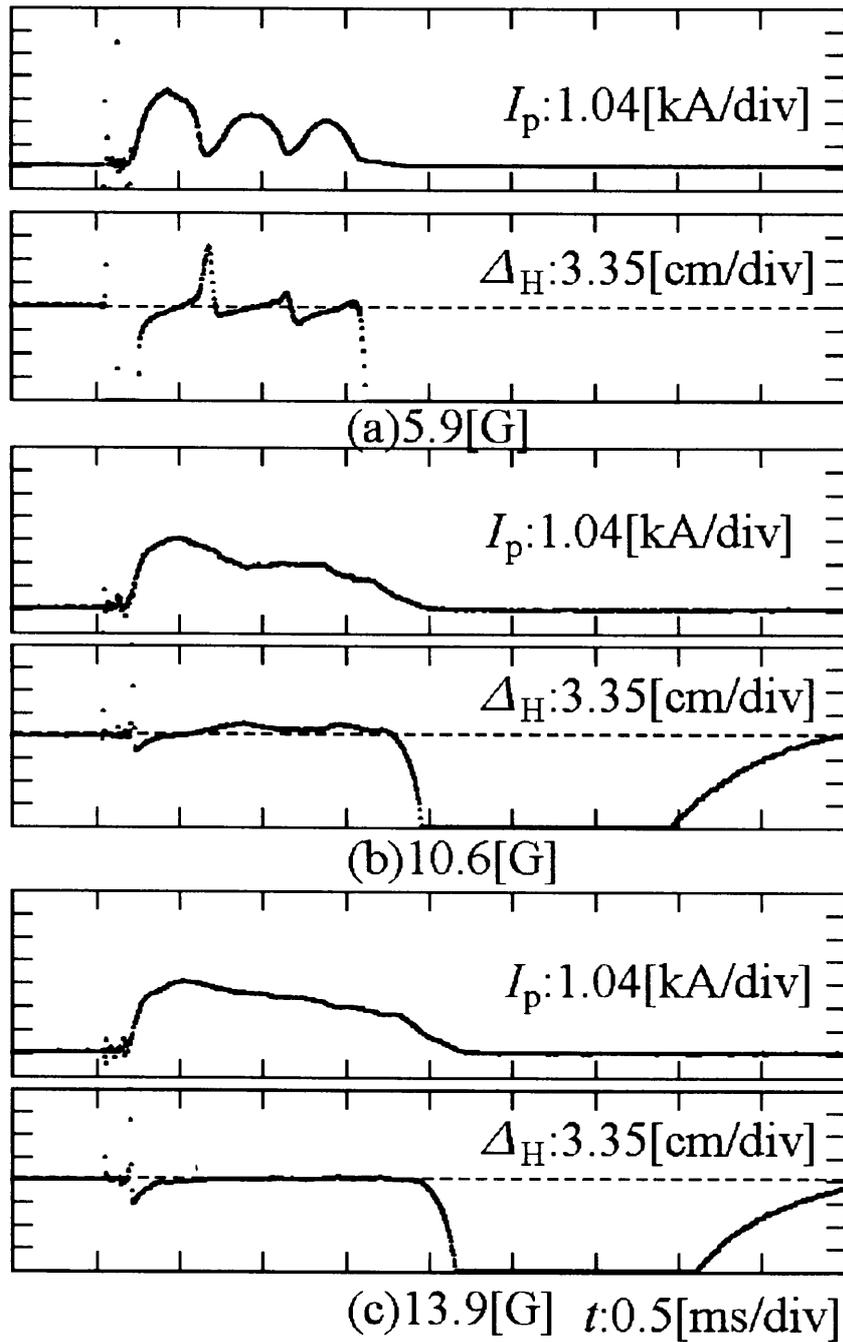


図 4.10: 矩形垂直磁界強度を変化させた場合のプラズマ電流 I_p と水平変位 Δ_H の波形

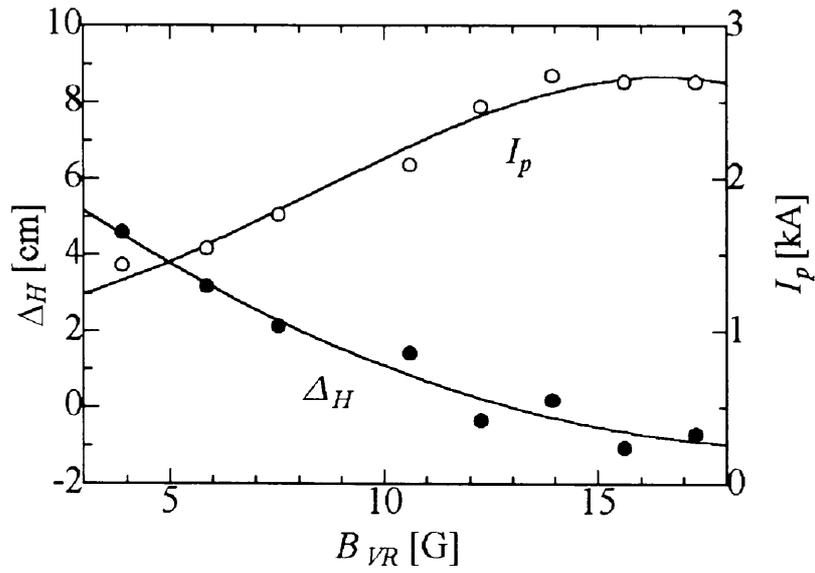


図 4.11: 矩形垂直磁界 B_{VR} とプラズマ電流 I_p 、水平変位 Δ_H の関係

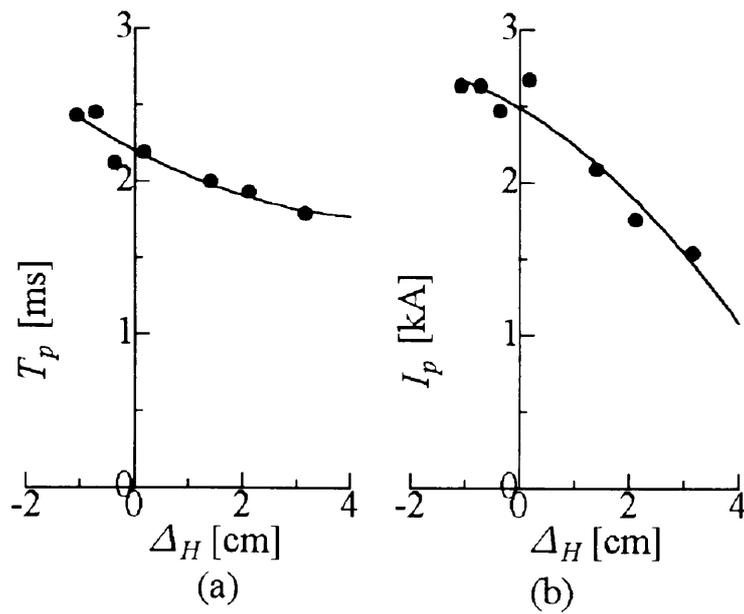


図 4.12: 水平変位 Δ_H とプラズマ電流持続時間 T_p 、プラズマ電流 I_p の関係

加の Δ_H は容器中心付近で安定である。 I_p の最大値は3.1[kA]で持続時間も長い。この付近の磁界強度が Δ_H を最小にし安定にする。

B_{VR} を横軸に取り、 I_p 生成後0.8[ms]の I_p と Δ_H のプロットを図4.11に示す。 B_{VR} が12[G]から17[G]付近であるとき、 I_p は最大になり、 Δ_H は最小となる。このときのプラズマは安定に保持されていると考えられる。

さらに、 Δ_H を横軸に取り、 I_p とプラズマ電流持続時間 T_p のプロットを図4.12(a)(b)にそれぞれ示す。 Δ_H が-1[cm]から0[cm]でトーラス真空容器中心付近にあるほど、 I_p は大きくなり、 T_p は長くなる。生成されるプラズマの位置や断面形状をこの実験から決定できないが、仮にプラズマの電流密度がトーラス小半径の二次関数で分布し、このプラズマがトーラス真空容器中心付近で生成されてここで安定に保持されれば、 I_p が最も成長し、プラズマ消滅までの時間 T_p が長くなると考えられる。そして、小さい電流下降率 f_t の矩形垂直磁界 B_{VR} 印加がこのことを可能にしている。

さらに、垂直磁界分布のディケイ・インデックス[14]を n とするととき、位置安定領域($0 < n < 3/2$)の中心部は、トーラス真空容器中心よりやや内側にある。このため、生成されたプラズマがこの中心部で安定に保持されると考えられる。これが I_p を大きくし T_p を伸張する。これらのことは、時間的に一定な垂直磁界 B_{VR} を印加することによって、始めて可能になった。

4.4 考察

矩形磁界回路の出力電流 i_r の立上り時間 T_0 と定電流持続時間 T_d を検討する。

矩形磁界コイルRVFCの上下巻線とも右巻の外側巻線と左巻の内側巻線からなる。すなわち、RVFCは巻戻しコイルであるので、そのインダクタンス L_r は小さく、原理的にプラズマと結合せず、プラズマとの相互インダクタンスは小さいと考えられる。したがって、矩形磁界回路の負荷インピーダンスは小さいインダクタンス成分 L_r と小さい抵抗成分 R_r で構成される。

4.4.1 立上り時間

矩形磁界回路1ユニットの電流の立上り時間 T_{01} はトランジスタTrのターオン時間 T_{on1} と $L_r - C - R$ 回路電流の上昇時間 T_{LCR1} で決定され、次

式となる。

$$T_{01} = T_{on1} + T_{LCR1} \quad (4.5)$$

T_{on1} は数 $[\mu s]$ のオーダーであり、 T_{LCR1} は数百 $[\mu s]$ のオーダーである。したがって、 T_{01} はほぼ T_{LCR1} で決定される。さらに、 n ユニットの T_0 は T_{01} の n 倍で、次式で表される。

$$T_0 = nT_{01} \doteq nI_c \frac{L_r}{V_r} \quad (4.6)$$

ここで、 V_r はコンデンサの充電電圧、 L_r/V_r は $L_r - C - R$ 回路電流の上昇率 r_t の逆数である。

これが矩形磁界回路の立上り時間を示す式である。 T_0 は V_r の大きさに依存し、 T_0 を短くするには V_r を大きくすれば良いことがわかる。

4.4.2 定電流持続時間

矩形磁界回路1ユニットのコンデンサの電荷量 Q は充電電圧 V_r 、コンデンサ容量 C を用いて次式で表わされる。

$$Q = \int_0^{T_{d1}} I_c dt = CV_r \quad (4.7)$$

トランジスタ T_r のコレクタ・エミッタ飽和電圧 $V_{CE(sat)}$ 以下のコレクタ電流 I_c は定電流制御されない。したがって、定電流制御された I_c の流れつづける時間は C の充電電圧が V_r から $V_r - \{I_c(R + R_r) + V_{CE(sat)}\}$ まで減少する時間となる。この電圧を式(4.7)の V_r に代入し、 $t = 0$ から $t = T_{d1}$ まで積分した結果を T_{d1} について解くと次式となる。ここで、 T_{d1} は1ユニットの定電流持続時間を表す。

$$T_{d1} = \frac{C[V_r - \{I_c(R + R_r) + V_{CE(sat)}\}]}{I_c} \quad (4.8)$$

$V_{CE(sat)}$ および $I_c(R + R_r)$ は数[V]であり V_r に比較して十分小さいので、これらを省略すれば、 n ユニットの定電流持続時間 T_d は次式となる。

$$T_d \doteq \frac{nCV_r}{i_r} = \frac{CV_r}{I_c} (= T_{d1}) \quad (4.9)$$

すなわち、 T_d は1ユニットの電流持続時間 T_{d1} に等しい。

これが矩形磁界回路の定電流持続時間を示す式であり、 T_d は V_r に依存し T_d を長くするには V_r を大きくすれば良いことを表している。

すなわち、矩形磁界回路の出力電流 i_r は V_r の大きさに依存しないため、 V_r を充分大きくして、立上り時間 T_0 を短く定電流持続時間 T_d を長くすることが可能であることがわかる。

4.5 まとめ

基本垂直磁界発生用矩形磁界回路が従来のクローバ回路に代わりに考案された。矩形磁界回路は複数ユニットのそれぞれのコンデンサに充電された電荷を、それぞれのトランジスタによって同時に定電流放電する。矩形磁界回路の出力電流波形は、クローバ回路に比較して大きな電流上昇率とほぼ零の電流下降率を持つ。製作された矩形磁界回路の電流上昇率は750[A/ms]、電流持続時間2.5[ms]である。したがって、矩形垂直磁界はクローバ垂直磁界に比べほとんど減衰せず、プラズマ水平変位を減少させる。すなわち、この磁界はプラズマをトーラス真空容器中心付近に安定に閉じこめるとともに、プラズマ電流持続時間を長くする。さらに、大きい電流上昇率の矩形垂直磁界は、トーラス真空容器の薄肉シェルとしての効果を明らかにすることができる。

参考文献

- [1] 電気学会大電流応用技術調査専門委, “大電流工学ハンドブック,” コロナ社, 1992.
- [2] E.Bertolini, “Main power supplies for large toroidal fusion experiments,” *Symp. Fus. Technol., vol.10th*, no.2, pp.705-728, 1978.
- [3] H.S.Hutchins, E.P.Gagnon, “Design and analysis of poloidal field power systems for the TEXT Tokamak,” *Proc. 8th Symp. Eng. Probl. Fusion Res., 1979*, vol.3, pp.1247-1257, 1979.
- [4] 電気学会核融合専門委, “核融合における技術—現状と問題点,” 電気学会技報, no.72, May 1966.
- [5] 中野義映, “クローバスイッチ,” 放電研究, no.31, p.29, 1967.
- [6] 北川史郎, “新しいソパークローバ回路について,” 核融合研究, vol.32, no.6, 1974.
- [7] 佐藤康宏, 武田昭平, 井上訓一, “直列接続型ソパークローバ方式,” 電総研彙報, vol.41, no.11, p865, 1977.
- [8] 佐藤康宏, 武田昭平, “直列接続型ソパークローバの改良,” 昭和56電気学会全国大会, no.51, 1981.
- [9] 電気学会, “パワーエレクトロニクスの基礎,” オーム社, 1993.
- [10] T.Sometani, Y.Mizuno, M.Muramatsu, T.Aoki and M.Nakamura, “Position control of a small Tokamak plasma,” *Proc. 1996 Int. Conf. on Plasma Phys, Nagoya*, vol.2, pp.1242-1245, 1996.
- [11] 水野保則, 染谷太郎, “シェルレストカマク初期プラズマの垂直磁界印加タイミング制御,” 電気学会論文誌A, vol.115-A, no.9, p.914, 1995.

- [12] V.S.Mukhovatov and V.D.Shfranov, "Plasma equilibrium in a Tokamak," *Nucl. Fusion*, vol.11, p605, 1971.
- [13] M.Fujiwara, S.Itoh, K.Matsuoka, K.Matsuura, K.Miyamoto and A.Ogata, "Conceptional design of the vertical control system in JIPP T-II," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.14, no.5, p.675, May 1975.
- [14] 内田岱二郎, 井上信幸, "核融合とプラズマの制御下," 東京大学出版会, 1982.
- [15] 水野保則, 染谷太郎, "デジタルドライブを用いたトカマクプラズマの水平位置フィードバック制御装置," *電気学会論文誌A*, vol.118-A, no.5, p.523, 1998.

第5章

制御垂直磁界発生用デジタルドライブ回路

トカマク装置の垂直磁界は基本垂直磁界と制御垂直磁界からなる。前章では基本垂直磁界発生のための矩形磁界回路について述べた。ここでは制御垂直磁界発生用デジタルドライブ回路について述べる。制御垂直磁界発生のための回路は一般にドライブ回路と呼ばれている。本章では制御垂直磁界電流が比較的小さく、プラズマ電流持続時間が短い小型トカマク装置用のドライブ回路を提案する。このドライブ回路は市販の小型トランジスタや小型コンデンサを使用しているにも拘わらず、 $80[A_{p-p}]$ の電流を出力する。このドライブ回路をHAMANA-Tに取り付けると、プラズマ水平位置が安定に制御され、プラズマ電流持続時間は伸長される。

5.1 はじめに

垂直磁界はトカマクプラズマの水平位置制御のために印加される。この垂直磁界は基本垂直磁界と制御垂直磁界からなる。基本垂直磁界はプラズマの準定常平衡のために、制御垂直磁界はプラズマ水平位置フィードバック制御のために印加される [1]-[7]。サイリスタにより三相交流電流を制御するPWM制御回路 [1]、トランジスタバンクにより直流電流を制御するトランジスタ制御回路、あるいはその回路のプッシュプル電力増幅回路 [5] が制御垂直磁界発生回路として、一般に採用されてる。

しかしながら、これらの制御回路は比較的大型トカマク装置に設置され、そのプラズマ電流持続時間は $30[ms]$ 以上である。HAMANA-Tのプラズマ電流持続時間は $1.3\sim 2.5[ms]$ と短いので、これらの大型装置のため

の制御回路はそのままでは適用されない。HAMANA-Tの制御垂直磁界コイルの巻数は少なくそのインピーダンスが小さいので、短時間であるが大電流容量の駆動回路が必要である。さらに、プラズマの電流持続時間が短いので、応答時間の短い駆動回路が必要である。

そこで、複数の小型コンデンサをそれぞれの小型トランジスタを介してデジタル的に定電流放電し、その放電電流によって制御垂直磁界電流を得るようにした、デジタルドライブ(ドライブ)回路を提案する。このドライブ回路を制御垂直磁界コイルに接続すれば、所望の制御垂直磁界を得る。さらに、その制御垂直磁界によってプラズマ水平位置をトーラス真空容器中心付近に安定に維持し、プラズマ電流持続時間を延長させる。

5.2 ドライブ回路出力電流

垂直磁界がプラズマの水平変位に応じて印加され、その位置を安定化する。垂直磁界 B_v は定常的に印加される基本垂直磁界 B_{vb} 、制御垂直磁界 B_{vf} および鉄心イメージの垂直磁界成分 B_{vi} からなり、次式で表される。

$$B_v = B_{vb} + B_{vf} + B_{vi} = b_{vb}I_v + b_{vf}I_{vf} + b_{vi}I_p \quad (5.1)$$

ここで、 b_{vb}, b_{vf} および b_{vi} は電流 1[A] 当たりの B_{vb}, B_{vf} および B_{vi} の較正係数であり、 I_{vb}, I_{vf} および I_p はそれぞれ基本垂直磁界電流、制御垂直磁界電流およびプラズマ電流である。

一方、プラズマ水平位置を R_0 に保持するために必要な垂直磁界 B_0 は次式で与えられる [8]。

$$B_0 = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \left(\ln \frac{8R_0}{a} - \frac{3}{2} + \frac{2\pi}{\mu_0} l_i + \beta_p \right) \quad (5.2)$$

ここで、 l_i はプラズマの単位長さ当たりの内部インダクタンス、 β_p はポロイダル磁気圧に対する平均プラズマ圧力の比である。 $l_i = \mu/8\pi$ 、 $\beta_p = 0.1$ 、 $I_p = 2[\text{kA}]$ をそれぞれ代入し B_0 を計算すれば、 B_0 は $26.8[\text{G}]$ となる。さらに、プラズマが R_0 から Δ_H だけ水平に位置変位したとすれば、必要な垂直磁界は $B_0 + \Delta B_0$ で表される。仮に ΔB_0 が B_0 の 20[%] であると考えれば、 I_{vf} はつぎの式で表される。

$$I_{vf} = \frac{\Delta B_0}{b_{vf}} = \frac{0.2B_0}{B_{vf}} \quad (5.3)$$

このときの I_{vf} は $\pm 34[\text{A}]$ と計算される。したがって、ドライブ回路の必要な出力電流は多めに見積もって $\pm 40[\text{A}]$ となる。

5.3 パルス制御垂直磁界によるプラズマ水平変位

磁気圧勾配およびプラズマ圧力によって生じる外向きのフープ力と垂直磁界 B_v による内向きの電磁力が平衡しないとき、プラズマは半径方向に変位する。この変位の時定数はパルス制御垂直磁界 B_{vfp} によって測定される。 $B_{vfp}=0$ の場合の水平変位 Δ_H の波形が図5.1(a) に、 $B_{vfp}=+3[\text{G}]$ の場合の波形が (b) に、 $B_{vfp}=-5[\text{G}]$ の場合の波形が (c) にそれぞれ示される。それぞれの波形の上側は外向き変位、下側は内向き変位を表している。(a) の B_v は基本垂直磁界 B_{vb} と鉄心イメージの垂直磁界成分 B_{vi} からなるため、プラズマは発生後徐々に外向き変位し、 $\Delta_H=3[\text{cm}]$ でほぼ一定値となる。基本垂直磁界電流 I_{vb} はクローバされ、時間とともに減衰するで、 B_{vb} は $15.6[\text{G}]$ から $9.4[\text{G}]$ まで減少変化している。さらに、このときの Δ_H の時定数 T は $0.17[\text{ms}]$ である。(b) の B_{vfp} はプラズマ発生後 $1[\text{ms}]$ からプラスに印加される。この B_{vfp} が印加された後、プラズマは徐々に内向きに変位する。 Δ_H の T は $0.32[\text{ms}]$ である。(c) の B_{vfp} はプラズマ発生後 $1.2[\text{ms}]$ からマイナスに印加される。プラズマは B_{vfp} の印加後急速に外側に変位する。このとき T は $0.07[\text{ms}]$ となる。すなわち、 B_{vb} が少なく一定に印加されるとすれば、 $B_{vfp}=0$ の場合のプラズマは外向きに変位する。さらに、マイナスに B_{vfp} を印加した場合、プラズマは急速に外向きに変位しその T は $B_{vfp}=0$ の場合の $1/2.4$ になる。プラスの B_{vfp} を印加した場合、プラズマは内向きにゆっくり変位する。このことは B_{vfp} が最適に印加されれば、プラズマの水平変位を最小に抑えることが可能であることを示唆している。

5.4 ドライブ回路

図5.2はドライブ回路を示す。ドライブのユニットはリニアレベルセンサ LLS、充放電コンデンサ C 、トランジスタ Tr および保護抵抗 R からなる。制御垂直磁界コイル CVFC の抵抗成分 R_v は $0.2[\Omega]$ 、インダクタンス成分 L_v は $15[\mu\text{H}]$ 以下である。リニアレベルセンサ LLS は複数のコンパレータ CMP から構成される。LLS は入力電圧 V_i の大きさに対応するパルス電流をそれぞれのユニットに一定期間出力する。ユニットの Tr は C をその一定期間定電流放電させる。結果として、 V_i の大きさに対応するデジタル電流が CVFC に出力される。CVFC の制御垂直磁界電流 I_{vf} は次式で表される。入力電圧 V_i に対する CMP の出力個数を n_x 、CMP の基準電圧を V_{ref} とすれば、

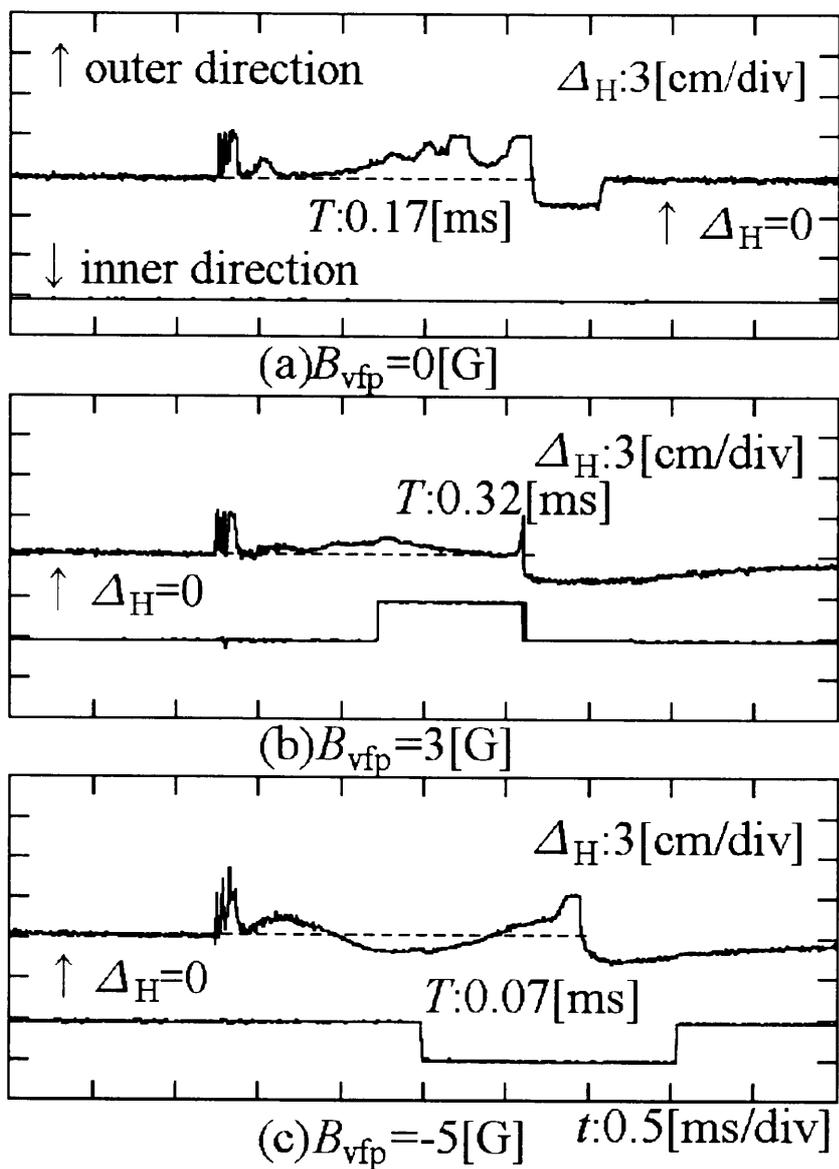


図 5.1: パルス制御垂直磁界 B_{vfp} を印加するときのプラズマ水平変位 Δ_H

$$n_x = \left\langle \frac{V_{in}}{V_{ref}} \right\rangle \quad (5.4)$$

となる。ただし、 $\langle \rangle$ は整数部分を意味する。ここで、すべてのTrの直流電流増幅率 h_{FE} およびベース抵抗 R_b 、保護抵抗 R の値が等しいと仮定すれば

$$\begin{aligned} |I_c| &= I_{c11} = I_{c12} = \dots = I_{c1n} \\ &= -I_{c21} = -I_{c22} = \dots = -I_{c2n} \end{aligned} \quad (5.5)$$

となる。したがって、制御垂直磁界電流 I_{vf} は次のように表される。

$$I_{vf} = n_x |I_c| = n_x h_{FE} \frac{|V_{cmp}|}{R_b} \quad (5.6)$$

ここで、 V_{cmp} は正負極性のCMPの出力電圧である。したがって、 I_{vf} は一定のコレクタ電流 I_c の整数倍となる。すなわち、このドライブは入力電圧 $|V_i|$ に対して分解能 n_x のデジタルな I_{vf} を出力する。

さらに、この I_{vf} の電流持続時間 T_d は、 C の大きさとその充電電圧 V_c および I_c から次のように表される。

$$T_d = \frac{C \{V_c - (V_s + V_z)\}}{I_c} \quad (5.7)$$

ここで、 V_s はTrの飽和電圧、 V_z はCVFCの電圧降下分である。実際の V_s, V_z は数Vであるので、これらは V_c に比較して一桁から二桁小さい。すなわち、 T_d は段数に無関係に式(5.7)で与えられ、 C または V_c の大きさで決定される¹。

5.5 ドライブ回路の動作特性

5.5.1 入出力特性

繰り返し周波数 $f=1$ [kHz]、振幅電圧 $V_{ip-p}=\pm 8$ [V]の三角波をドライブの入力電圧 V_i としたとき、 V_i と制御垂直磁界電流 I_{vf} の波形を図5.3(a)(b)に示す。 I_{vf} 波形はシャント抵抗 $0.1[\Omega]$ により計測されている。このとき C はそれぞれ15[V]に充電されている。(b)の I_{vf} 波形は量子化誤差のため

¹ T_d の詳細は第4章考察参照

階段状となるが、全体として V_i 波形と相似である。 I_{vf} 波形のプラス側の階段の高さはマイナス側の階段の高さより大きいので、プラス側の振幅はマイナス側の振幅に較べ大きくなる。さらに、(c) および (d) の I_{vf} 波形は V_i の f を 5[kHz] および 10[kHz] に変えた場合の波形である。 I_{vf} 波形は 1[kHz] の場合と同様に全体として V_i 波形と相似であるが、 f が高くなるにしたがって出力振幅が周波数特性のために減少している。

図5.4は f を 1[kHz] としたときの V_i と I_{vf} の振幅の関係を示している。 I_{vf} の階段の高さや幅はどちらもほぼ一定となっている。これは、階段の幅はコンパレータ CMP の基準電圧 V_{ref} のばらつきに、階段の高さは Tr の直流電流増幅率 h_{FE} のばらつきにそれぞれ依存するため、それらがほぼ均一になっていることを示している。

5.5.2 パルス応答特性

波巾 $T=0.2$ [ms]、振幅電圧 $V_{ip-p}=\pm 8.2$ [V] の矩形パルスを入力電圧 V_i とした場合の I_{vf} 波形を図5.5に示す。上の図が入力 V_i 波形、下の図が I_{vf} 波形である。 I_{vf} 波形は V_i 波形と同様に矩形状を示すが、立上りと立下りの遅れが生じている。この遅れの時定数は 18 [μ s] であり、これが CVFC を含むドライブの時定数となる。

5.5.3 周波数特性

V_i の繰り返し周波数 f が 100[Hz] から 100[kHz] まで変化する場合の I_{vf} の周波数特性を図5.6に示す。図中単に I_{vf} と書かれたプロットはプラス出力を、 $-I_{vf}$ はマイナス出力をそれぞれ表している。 I_{vf} は 100[Hz] から 1[kHz] までは徐々に上昇し、1[kHz] から 10[kHz] で最大振幅の 43.3[A] となる。その後 I_{vf} は 10[kHz] 以上で急激に減少する。 $-I_{vf}$ も同様に 100[Hz] から 1[kHz] までは徐々に上昇し、1[kHz] から 10[kHz] で最大振幅を示す。 $-I_{vf}$ はその後も同様に 10[kHz] 以上で急激に減少する。100[kHz] の $\pm I_{vf}$ は 10[A] まで減少する。これは、C と Tr の出力インピーダンスによる周波数応答が低周波域において、CMP のスルーレートと Tr の応答速度が高周波域において出力 I_{vf} に影響しているためと考えられる。

5.6 プラズマ水平位置制御回路

プラズマ水平位置制御回路の位置計測については第2章プラズマ計測センサーに、プラズマ水平変位の演算回路およびPID制御回路について

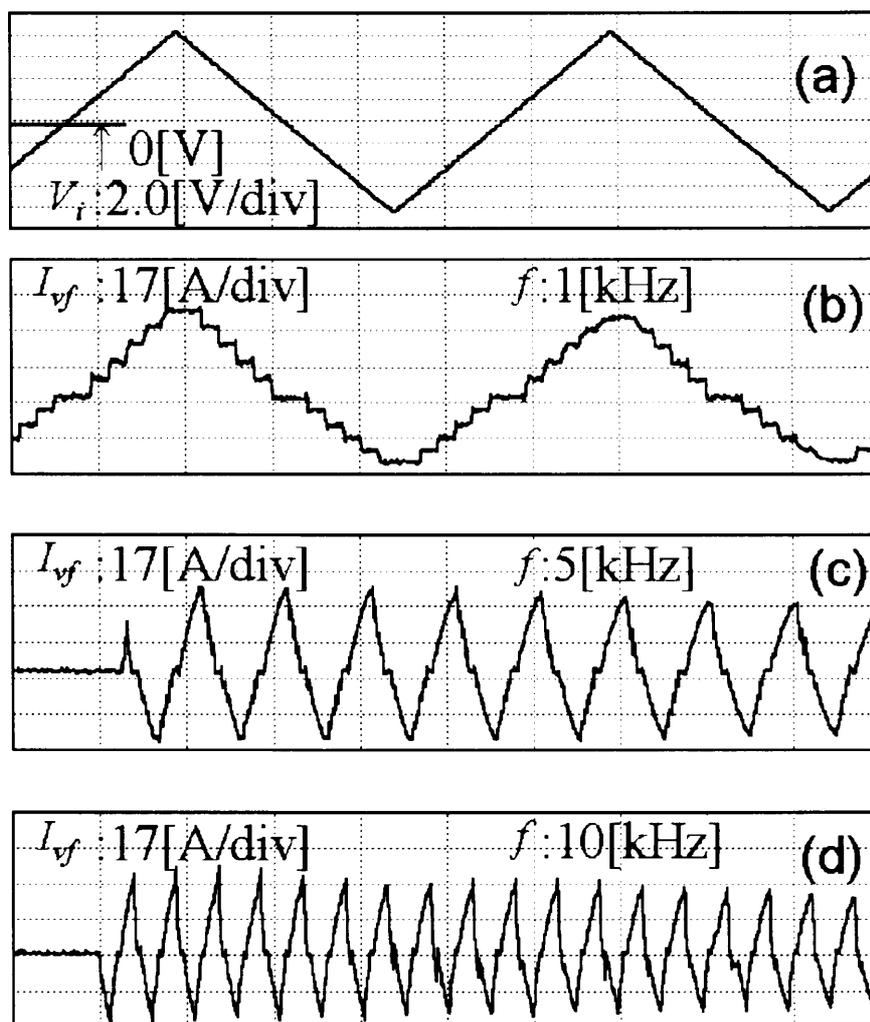


図 5.3: 入力電圧 V_i と制御垂直磁界電流 I_{vf} の波形比較

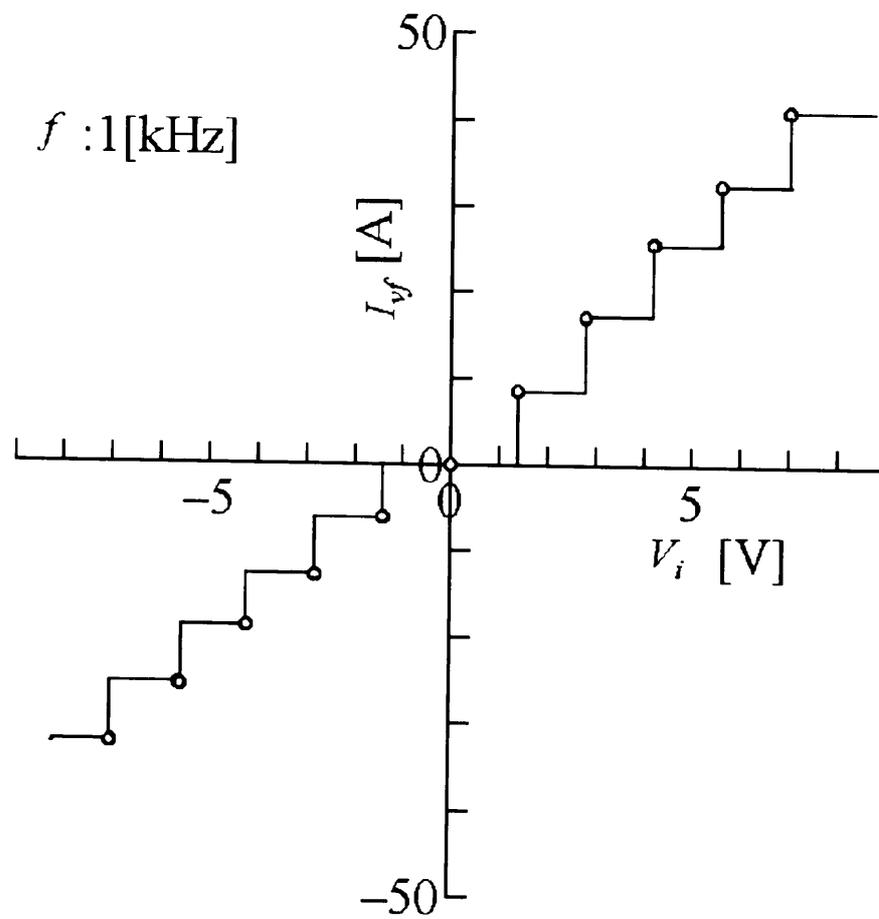


図 5.4: 入力電圧 V_i と制御垂直磁界電流 I_{vf} の関係

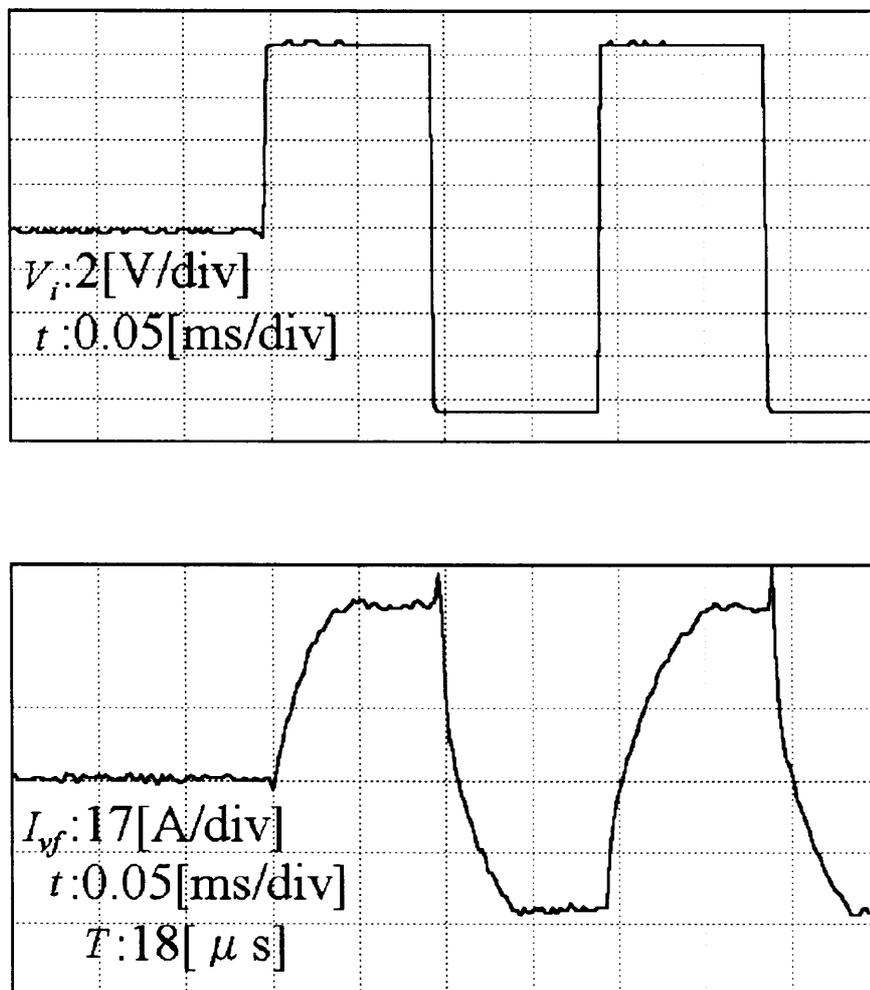


図 5.5: パルス応答特性

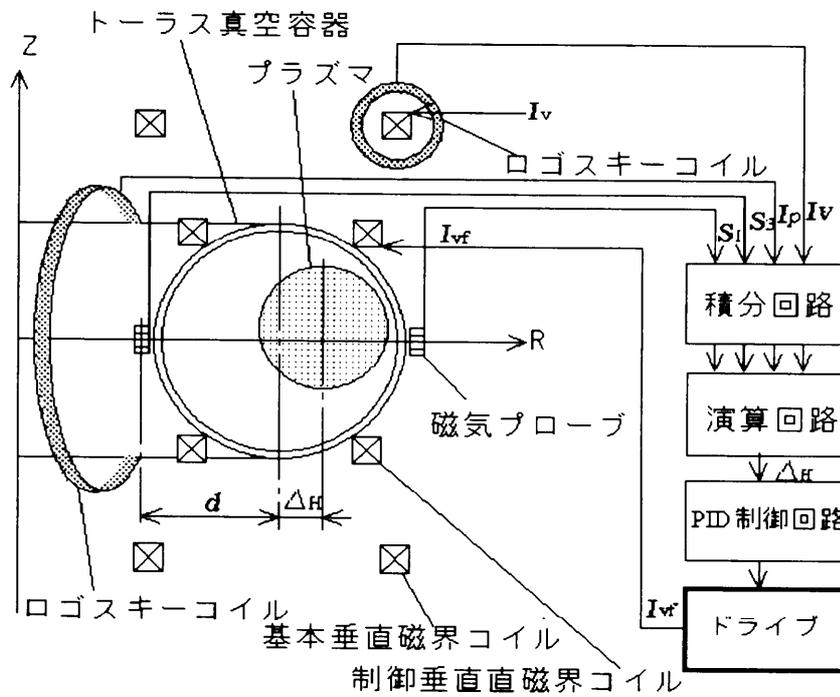


図 5.7: プラズマ水平変位制御回路のブロック図

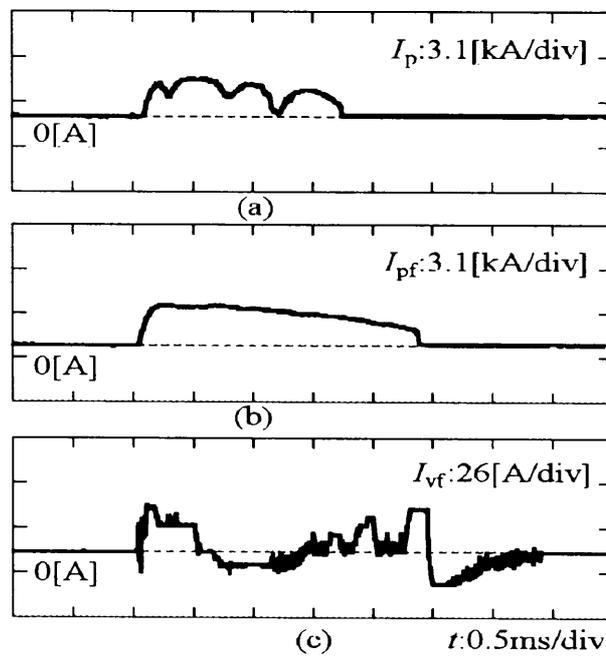


図 5.8: ドライブ出力とプラズマ電流持続時間、(a) 基本垂直磁界のみ印加したときのプラズマ電流 I_p 、(b) ドライブによって制御垂直磁界を印加したときのプラズマ電流 I_{pf} 、(c) その時の制御垂直磁界電流 I_{vf} 波形

波形に似て激しく変動する。(b)の I_{pf} 波形は(a)の I_p 波形に比べほとんど平坦で、最大値から徐々に減少する。(b)の I_{pf} の最大値は2.94[kA]、 T_p は2.26[ms]である。このときの Δ_H はほぼトーラス真空容器中心付近に留まっている。さらに、(c)の I_{vf} 波形は正負極性にデジタル的に変化しながら出力されている。すなわち、ドライブ回路が制御垂直磁界 B_{vf} を発生するとき、 T_p は1.37倍長くなり、 I_{pf} や Δ_H の変動は小さい。このドライブがHAMANA-Tのプラズマ水平位置制御を可能にする。

5.8 考 察

HAMANA-Tのプラズマは短期間に生成され高速で外向きに変位する。制御垂直磁界はこのプラズマの水平変位を制御する。制御垂直磁界回路は、80[A_{p-p}]程度 of 出力電流を必要とする。このクラスの電流源は一般には大電流トランジスタまたは10[A]程度の小型トランジスタの並列接続からなる。しかし、大電流トランジスタの直流増幅率 h_{FE} はかなり大きく、ベース電流の微少な変化が出力に大きく反映し、大電流トランジスタは正確なプラズマ位置制御には不向きである。さらに、大電流トランジスタの出力電流が大きくなるにつれて、 h_{FE} が減少する傾向があり、これも正確な電流制御には不向きである。大電流トランジスタは一般に単なるスイッチング用に使用されている。

並列トランジスタ接続は、定電流回路として有効であるが、ベース電流を均等化することが重要となる。ベース電流の微少な不均一が、コレクタ電流の大きな不均衡を誘発し、所望の出力が得られないことがある。さらに、この現象が進むと一つのトランジスタだけが大きな電流を負担し、そのトランジスタの熱暴走によって破壊に至る。一つのトランジスタの破壊は、他のトランジスタの破壊を誘発し、全トランジスタ破壊に至る。

しかし、ドライブ回路は市販の電子回路用の小型コンデンサと小型トランジスタを多数組み合わせることによって大電流を実現している。この回路は「単にコンデンサとトランジスタを組み合わせ、定電流放電する。」という意味でなく、出力電流値をユニットの数によって可変にし、そのユニット数を入力電圧波形によって制御するという新しい方法を提案していることにある。この方法は上記大電流トランジスタと並列トランジスタ接続の欠点を補う。さらにこの方法はAD変換を用いず入力デジタル信号から直接電流波形制御することを可能にし、小型トカマク装置のプラズマ位置の変動をコンピュータにより高速制御することを可能に

する。以下にドライブ回路の特徴を列記する。

1. 大電流制御のためのトランジスタ制御回路は一般に絶縁トランスを介して接続されるが、このドライブのトランジスタエミッタがグランド電位にあるので、ベース制御回路はトランスを介さず直接に接続される。
2. 大電流トランジスタの直流電流増幅率はコレクタ電流の増加に伴い変化するため、ベース電流が一定であっても、コレクタ電流は変化する。一定のコレクタ電流で動作するこのドライブはそのような問題点を持たない。
3. 大電流制御回路はしばしば小型トランジスタの並列接続からなる。この回路はコレクタ電流のアンバランスによってトランジスタの全破壊現象を生じる。これは、コレクタ損失の不均衡が一つのトランジスタに電流を集中させ、そのトランジスタが熱暴走を生じ、次々に他のトランジスタが破壊される現象である。このドライブのそれぞれのコンデンサ電源はそれぞれ一つのトランジスタを備えているため、コレクタ損失の不均衡は問題とならない。むしろ、 n ユニットの接続が出力電流を増大するため、多数の小電力トランジスタの並列使用が簡易かつ安全な大電流回路となる。
4. ドライブ回路が n ユニットで構成されるとき、制御垂直磁界電流は1ユニットの出力電流の n 倍となる。
5. 1ユニットにマイクロプロセッサの1ビットを対応させて接続すれば、AD変換回路を介さずに任意の大電流波形をマイクロプロセッサで制御できる。
6. 正負極性のユニット数を異にして、必要とする極性の出力を大きくすることが可能である。
7. ドライブ回路の分解能は(最大入力電圧) / (ユニット数) で表される。したがって、最大入力電圧 ± 5 [V]で5ユニットのドライブ回路は ± 1 [V]の変換誤差を生じる。ユニット数が多い場合、変換誤差はさらに減少し、なめらかな波形出力が可能となる。
8. プッシュプル接続回路のクロスオーバ歪量は使用するトランジスタによって決定されるが、ドライブ回路の同様の歪みは、ユニット数を大きくすることによって減少される。

9. コンデンサ電源を使用するドライブ回路は、短時間ながら大電流を流すことができるので、回路がコンパクトに製作される。
10. 制御垂直磁界コイルのインダクタンスが14[mH]以上となる場合や入力周波数が高い場合、出力波形の再現性は悪くなる。

5.9 まとめ

複数のコンデンサをそれぞれのトランジスタを介してデジタル的に定電流放電して制御垂直磁界を得るようにした、デジタル制御垂直磁界回路(ドライブ回路)を提案した。このドライブ回路の最大電流は±43.3[A]、最大電流持続時間は5[ms]、入力に対する出力の忠実度は8.5[A]である。コンデンサ,トランジスタ,保護抵抗およびコンパレータからなるユニットの数が多くなれば最大出力電流は大きくなり、入力に対する出力の忠実度は向上する。このドライブがHAMANA-Tの制御垂直磁界コイルに取り付けられた結果、ドライブはプラズマ水平変位信号に応じて高速に制御垂直磁界電流を出力し、最適な制御垂直磁界が時間遅れなくプラズマに印加された。この制御垂直磁界がプラズマ水平変位をトラス真空容器中心付近に安定に維持し、プラズマ電流が安定化するとともに2.79[kA]から2.94[kA]に増大する。さらに、プラズマ電流持続時間は1.64[ms]から2.26[ms]まで伸長する。

参考文献

- [1] M.Fujiwara, S.Itoh, K.Matsuoka, K.Matsuura, K.Miyamoto and A.Ogata, “ Conceptional design of the vertical control system in JIPP T-II, ” *Jpn.J.Appl.Phys.*, vol.14, no.5, pp.675-690, May 1975.
- [2] J.Hugill and A.Gibson, “ Servo-control of plasma position in Cleo-Tokamak, ” *Nucl. Fusion*, vol.14, pp.611-618, 1974.
- [3] J.L.Anderson, R.S.Booth, R.J.Colchin and R.V.Miskell, “ Feedback control for plasma equilibrium in Ormak, ” *ibid.*, vol.16, pp.629-637, 1976.
- [4] K.Toi, K.Sakurai, S.Itoh, K.Matsuura and S.Tanahashi, “ Control of horizontal plasma position by feedforward-feedback system with digital computer in the JIPP T-II Tokamak, ” *Jpn.J.Appl.Phys.*, vol.19, no.12, pp.2457-2465, Dec. 1980.
- [5] M.Emaami, A.Hirose, H.M.Skarsgard, H.C.Wood, “ Microprocessor-based controller for plasma position in a Tokamak, ” *IEEE Trans.Instrum.Meas.*, vol.40, pp.715-719, Aug. 1991.
- [6] Y.Baoshan, J.Boliang, Y.Kailin, J.Qinghua, J.Yunxia, T.Manqu and W.Shangbing, “Feedback control of the position in HL-1 Tokamak, ” *Proc. IEEE Symp. Fusion Eng. (USA) 14th*, vol.2, pp.757-760, 1991.
- [7] V.A.Belyakov, S.E.Bener, E.N.Bondarchuk, N.I.Doinikov, O.A.Minyaev, E.N. Rumjantsev and S.E.Sychevsky, “ Plasma position and current control in T-15 Tokamak, ” *Plasma Devices and Operations*, vol.2, pp.61-75, 1992.
- [8] 内田岱二郎, 井上信幸, “核融合とプラズマの制御下,” 東京大学出版会, p106, Oct. 1993

- [9] T.Sometani, Y.Mizuno, H.Muramatsu, T.Aoki and M.Nakamura, “Position control of a small Tokamak plasma,” *Proc.1996 Int.Conf.on Plasma Phys. Nagoya*, vol.2, pp1242-1245, 1996.

第6章

プラズマ水平位置フィードバック制御システム

小型トカマク装置のプラズマはフープ力などの外向きの力のため高速で変位する。基本垂直磁界はトーラス真空容器中心付近にプラズマを保持するが、プラズマ電流の変動による位置変位には対応できない。そこで、制御垂直磁界を印加する。しかし、小型装置の電流持続時間は数[ms]であるため、中大型装置に比べ時定数の短いかなり高速な制御が必要となる。第6章ではHAMANA-Tのプラズマ水平位置フィードバック制御システムについて述べる。

6.1 はじめに

トカマク装置の特徴は、トロイダル方向の磁界とプラズマ電流の作るポロイダル方向の磁界による磁気面がプラズマを閉じ込めることである。しかしポロイダル磁界の磁気圧は、プラズマの内側において外側におけるよりも大きいため、プラズマは外側に広がりリミタと接触し消滅する。これを防ぐために印加される基本垂直磁界がプラズマをトーラス真空容器中心付近に一応は保持する。この装置のプラズマ電流、それによるポロイダル磁界はプラズマパラメータの変化と共に変化し、プラズマ位置に影響する。イオン温度、エネルギー閉じ込め時間、プラズマ密度が十分な再現性で実測されるためには、プラズマをトーラス真空容器中心付近に安定に保持することが必要である。

トカマク装置のプラズマ位置制御法は種々論じられている [1]~[7]。それらは理論的にトカマク位置制御システムの設計を論じたもの [1] やアナ

ログ [2][3] およびデジタル [4][5] 制御装置を取り付けて位置制御を行った結果を論じたものである。これらのトカマク装置はHAMANA-Tに比較して中型あるいは大型装置である。これら装置のプラズマ電流持続時間はほとんど100[ms]以上であり、プラズマ電流波形は比較的平坦である。小型装置であるHAMANA-Tのプラズマ電流持続時間は1.3~2.5[ms]と短く、その電流は絶縁破壊後急速に成長しかつ激しく変動する¹。さらに、小型装置は不整磁場による影響を大きく受ける [8][9][10] ため、放電が再現性に乏しく、プラズマの運動は理論式では扱いにくい。また、HAMANA-Tはステンレス製トーラス真空容器としての薄肉シェルしか持たないため、基本垂直磁界が印加されても、プラズマは約 4.8×10^4 [m/s²] の加速度でプラズマ生成初期から外向き変位する。

プラズマがトーラス真空容器中心付近に安定に生成するためには、プラズマはその生成初期から位置制御させる必要がある。HAMANA-Tは基本垂直磁界によってトーラス真空容器中心付近にプラズマを生成し、制御垂直磁界とフィードバックによりプラズマの水平位置を制御する。この制御垂直磁界には、プラズマ生成時の急激な位置変位や準定常状態での外向き変位を考慮してPID制御を適用する。本章では、水平位置フィードバック制御システムが高速に変位するプラズマをトーラス真空容器中心付近あるいは任意の位置に保持できることを実験的に明らかにする。

6.2 フィードバック制御システムの構成

フィードバック制御システムは、プラズマ水平位置を検出する磁気プローブ、ロゴスキーコイル、それらの演算のための積分回路、水平変位演算回路、プラズマ水平位置設定回路、加算回路、PID制御回路、ドライブ回路および制御垂直磁界コイルからなる。図6.1はプラズマ水平位置フィードバック制御システムのブロック図を示す。プラズマ水平変位計測のためのセンサーは、第2章プラズマ計測センサーで述べた通りに設置され、プラズマ電流 I_p ・基本垂直磁界電流 I_{vb} ・制御垂直磁界電流 I_{vf} ・磁気プローブ S1・S3によって、プラズマ水平位置を検出する。S1・S3の巻数は300回、ボビン直径は0.3[cm]である。それぞれの磁気プローブおよびロゴスキーコイル信号は積分された後、プラズマ水平変位演算回路に入力される。演算されたプラズマ水平変位 Δ_H は、プラズマの水平位置設定信号 Δ_{H0} と加算された後、PID制御回路に出力される。PID制御回路出力がドライブ回路によって駆動された後、 I_{vf} が制御垂直磁界コイルに

¹第4章図1.8(a) 参照

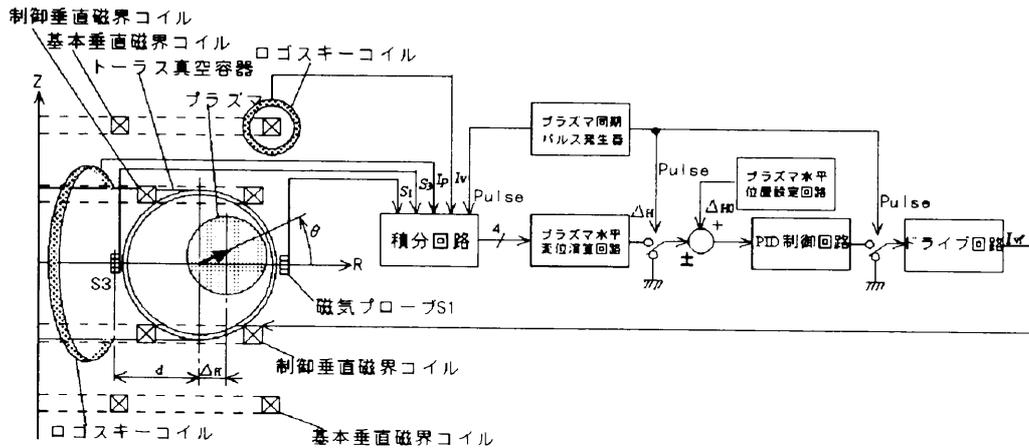


図 6.1: プラズマ水平位置フィードバック制御システムのブロック図

より制御垂直磁界 B_{vf} をプラズマに印加する。積分動作、加算回路およびドライブ回路入力信号は、絶縁破壊時の発光に同期して作られるプラズマ同期パルスを基準としているので、絶縁破壊がトロイダル電界印加時点から実験ショットごとになずれても、それぞれの動作タイミングは常に適正である [12]。なお、プラズマ同期パルス発生回路については第3章に詳述している。

6.3 水平変位演算回路

6.3.1 水平変位の計算

プラズマの主半径方向に働く力は、プラズマの外向きにフープ力、プラズマ圧力による外向きの力、プラズマ内部のトロイダル磁界の張力による内向きの力およびプラズマ外部のポロイダル磁界の圧力による外向きの力からなる。これらと外部垂直磁界 B_z^2 による主半径方向内向きの力が平衡したとき、プラズマ水平変位 Δ_H は一定値となる。 B_z は準定常的に印加される基本垂直磁界 B_{vb} 、鉄心イメージによる垂直磁界成分 B_{vi} およびプラズマ位置をフィードバック制御するための制御垂直磁界 B_{vf} から

²外部垂直磁界を表す記号は B_v であるが、これは $B_{vb} \cdot B_{vi}$ や B_{vf} などの記号と紛らわしいので本章では B_z を用いる。

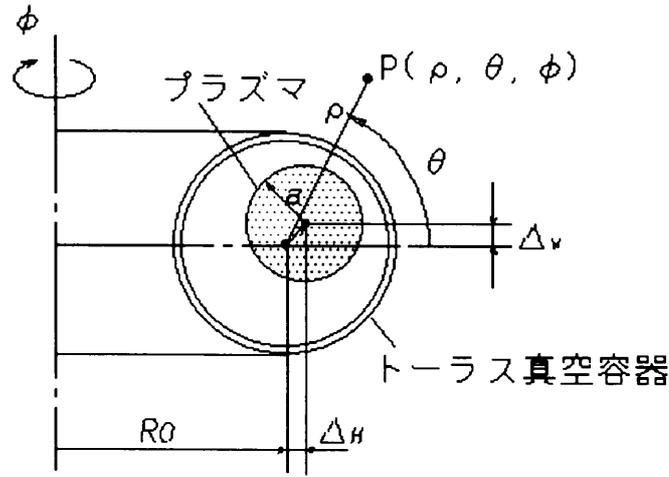


図 6.2: 擬円筒座標系と観測点 P

なる。したがって、 B_z は式(5.1)と同様に

$$\begin{aligned} B_z &= B_{vb} + B_{vf} + B_{vi} \\ &= b_{vb}I_{vb} + b_{vf}I_{vf} + b_{vi}I_p \end{aligned} \quad (6.1)$$

となる。ここで、 b_{vb} はトーラス真空容器主半径 R_0 における $I_{vb}1[A]$ 当たりの B_{vb} 、 b_{vi} は $I_p1[A]$ 当たりの R_0 における B_{vi} 、 b_{vf} は $I_{vf}1[A]$ 当たりの B_{vf} である。

平衡状態にあるプラズマ近傍の空間はプラズマ電流自身による磁界と平衡を維持するための外部磁界により占められている。図6.2の擬円筒座標系の観測点 $P(\rho, \theta, \phi)$ におけるプラズマ電流 I_p 自身による磁界成分は

$$\begin{aligned} B_\rho &= \left\{ \frac{a}{2R_0} B_a \left(-\lambda \frac{a^2}{\rho^2} - \ln \frac{8R_0}{\rho} + 1 \right) - B_a \frac{a \Delta_H}{\rho^2} \right\} \sin \theta \\ &\quad + B_a \frac{a \Delta_V}{\rho^2} \cos \theta \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$\begin{aligned} B_\theta &= B_a \frac{a}{\rho} + \left\{ \frac{a}{2R_0} B_a \left(\lambda \frac{a^2}{\rho^2} - \ln \frac{8R_0}{\rho} \right) + B_a \frac{a \Delta_H}{\rho^2} \right\} \cos \theta \\ &\quad + B_a \frac{a \Delta_V}{\rho^2} \sin \theta \end{aligned} \quad (6.3)$$

となる。ここで

$$B_a = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a}, \quad \lambda = \frac{2R_0 B_z}{a B_a} - \ln \frac{8R_0}{a} + 1 \quad (6.4)$$

である。 B_z はプラズマ平衡に必要な外部垂直磁界である[11]。外向きのプラズマ水平変位 Δ_H を正、上向きのプラズマ垂直変位 Δ_V を正としている。アスペクト比の逆数 a/R_0 が1より十分小さいとき、式(6.2)・(6.3)は a/R_0 の1次のオーダーの範囲で成立する。 $B_a \cdot \lambda$ は a/R_0 に関して0次の量であり、 $\Delta_H/\rho \cdot \Delta_V/\rho$ は1次の量として扱われる。変位するプラズマがリミタに接触すると a は実際には変化するが、その変化は2次のオーダーである。さらに $\rho = d$ の円周上にある磁気プローブ $S_1 \cdot S_3$ の積分出力が $S_1 \cdot S_3$ であれば、

$$S_1 = u_1 - k_1 I_{vb} - C b_{vi} I_p \quad (6.5)$$

$$S_3 = u_3 - k_3 I_{vb} - C b_{vi} I_p \quad (6.6)$$

となる。ここで、 $u_1 \cdot u_3$ は真のプラズマ水平変位信号、 $k_1 \cdot k_3$ は $S_1 \cdot S_3$ の $I_{vb}1[A]$ 当たりの $R_0 + d$ と $R_0 - d$ における較正係数であり、 $k_1 I_{vb} \cdot k_3 I_{vb}$ はプラズマが生じないときの $S_1 \cdot S_3$ の同様の位置での B_{vb} 信号成分となる。この $S_1 \cdot S_3$ はその位置では制御垂直磁界をほとんど感知しない。 C は積分回路の較正係数であり、 $C b_{vi} I_p$ はプラズマ電流による R_0 における B_{vi} 成分である。さらに、式(6.3)より $u_1 + u_3$ および $u_1 - u_3$ は

$$u_1 + u_3 = 2B_a \frac{a}{d} \quad (6.7)$$

$$u_1 - u_3 = 2 \left\{ \frac{a}{2R_0} B_a \left(\lambda \frac{a^2}{d^2} - \ln \frac{8R_0}{d} \right) + b_a \frac{a \Delta_H}{d^2} \right\} \quad (6.8)$$

となる。したがって、 Δ_H/d は

$$\frac{\Delta_H}{d} = \frac{u_1 - u_3}{u_1 + u_3} - \frac{d}{2R_0} \left(\lambda \frac{a^2}{d^2} - \ln \frac{8R_0}{d} \right) \quad (6.9)$$

となり、さらにこの式の λ に式(6.4)を、式 λ 中の B_z に式(6.1)を代入して整理すると、 Δ_H/d は

$$\begin{aligned} \frac{\Delta_H}{d} = & \frac{S_1 - S_3 - (k_1 - k_3 + 2C b_{vb} \frac{a^2}{d^2}) I_{vb} - 2C b_{vi} (1 + \frac{a^2}{d^2}) I_p - 2C b_{vf} \frac{a^2}{d^2} I_{vf}}{S_1 + S_3 - (k_1 + k_3) I_{vb}} \\ & + \frac{d}{2R_0} \left\{ \left(\ln \frac{8R_0}{a} - 1 \right) \frac{a^2}{d^2} + \ln \frac{8R_0}{d} \right\} \end{aligned} \quad (6.10)$$

となる。ここで、 $k_1 \cdot k_3$ および C はそれぞれ $0.00198[V/A] \cdot -0.00184[V/A] \cdot 47.7[V/T]$ である。さらに、 $b_{vb} \cdot b_{vi}$ はそれぞれ $4.64 \times 10^{-5} \cdot 8.03 \times 10^{-7}[T/A]$ である。

したがって、 $S_1 \cdot S_3 \cdot I_{vb} \cdot I_p$ および I_{vf} を入力とする式(6.10)の逐次演算回路を製作すれば、 Δ_H をほぼ実時間で計算できる。

6.3.2 水平変位演算回路

プラズマ位置をフィードバック制御するために、水平変位 Δ_H をHAMANA-Tの特性時間内に高速に計算しなければならない。本研究では、入出力にアナログからデジタル、デジタルからアナログへの変換時間を必要としない高速なアナログプラズマ水平変位演算回路を採用した。図6.3は積分回路と水平変位演算回路を示す。それぞれのプローブ信号 $S'_1 \cdot S'_3 \cdot I'_{vb} \cdot I'_{vf}$ および I'_p はまず積分回路に入力される。これらの信号はその後加減算および倍率器に、さらに次段の加減算回路を介して除算回路に加えられる。その後定電圧源が除算回路出力に定数を加算する。加減算回路は全てスルーレート $12[V/\mu s]$ のOPアンプを、除算回路はスルーレート $20[V/\mu s]$ のアナログ除算IC-AD534を使用している。 A_1 から A_5 で示される倍率器の増幅度は、 $A_1 = k_1 + k_3 + 2Cb_{vb}a^2/d^2$ 、 $A_2 = k_1 + k_3$ 、 $A_3 = 2Cb_{vi}(1 + a^2/d^2)$ 、 $A_4 = (d/2R_0)[\{\ln(8R_0/a) - 1\}(a^2/d^2) + \ln(8R_0/d)]$ 、 $A_5 = 2Cb_{vf}a^2/d^2$ でそれぞれ表される。

$\Delta_H = 0$ の B_{vb} を最適基本垂直磁界 B_{vbopt} とすれば、 B_{vbopt} より小さい B_{vb} を印加した場合のプラズマの Δ_H 波形を図6.4(a)に、 B_{vbopt} を印加した Δ_H 波形を図6.4(b)に、 B_{vbopt} より大きい B_{vb} を印加した場合の Δ_H 波形を図6.4(c)にそれぞれ示す。プラズマは図(a)では外向きに、図(c)では内向きに変位し、図(b)ではほぼトーラス真空容器中心位置にある。プラズマの水平変位演算回路はプラズマ生成とほぼ同時に Δ_H の演算を開始し、プラズマの Δ_H を忠実に演算している。

6.4 PID 制御回路

プラズマ水平位置が設定値に一致し、発生した偏差が出来るだけ速やかに減衰するように、PID制御が採用される。PID制御回路の定数を、ジューラ・ニコルスの方法で水平変位 Δ_H のステップ応答から決定する。しかし、 Δ_H を定常状態で計測できないので、比較的定常なプラズマに制御垂直磁界 B_{vf} をステップ状に印加し、そのときの Δ_H から等価時定数 T および等価むだ時間 L を決定する。

T を $0.2[ms]$ 、 L を $0.1[ms]$ とした。さらに、PID定数をP制御の場合 $K = T/L$ 、PI制御の場合 $K = 0.9T/L$ 、 $T_I = 3.3L$ 、PID制御の場合 $K = 1.2T/L$ 、 $T_I = 2L$ 、 $T_D = 0.5L$ からそれぞれ決定する。ここで K は比例ゲイン、 T_I は積分時間、 T_D は微分時間である[14]。プラズマの Δ_H 波形はショットごとに多少異なるため、厳密な定数決定は難しい。したがって、この方法で決定された定数がPID調節の一応の目安となり、実際の

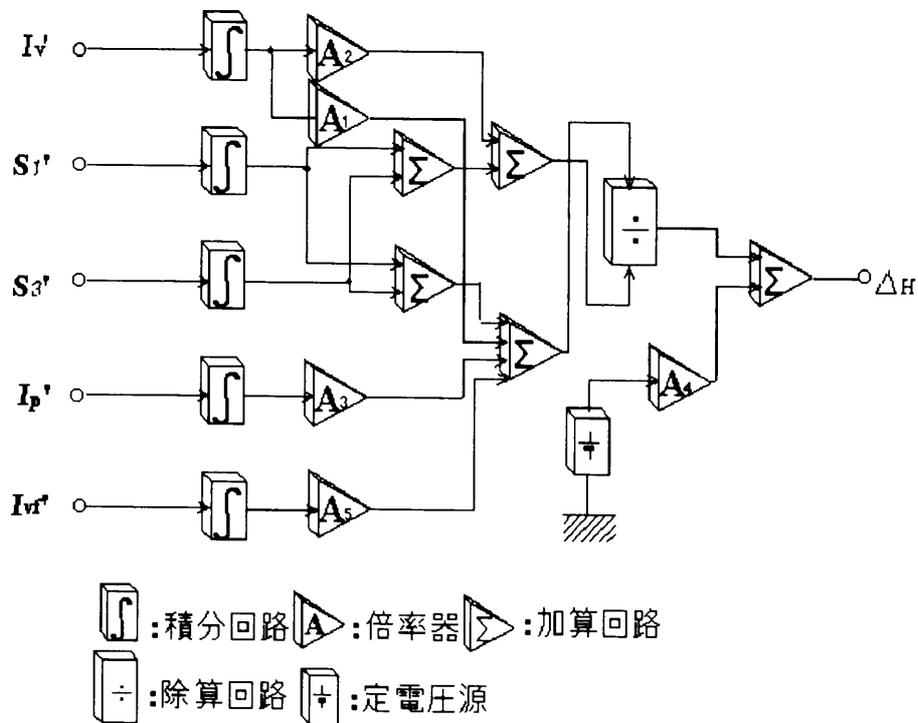


図 6.3: プラズマの水平変位演算回路 [A₁からA₅は
 $A_1 = k_1 + k_3 + 2Cb_{vb}a^2/d^2$, $A_2 = k_1 + k_3$, $A_3 = 2Cb_{vi}(1 + a^2/d^2)$,
 $A_4 = (d/2R_0)[\{\ln(8R_0/a) - 1\}(a^2/d^2) + \ln(8R_0/d)]$,
 $A_5 = 2Cb_{vf}a^2/d^2$ の倍率をそれぞれ持つ。]

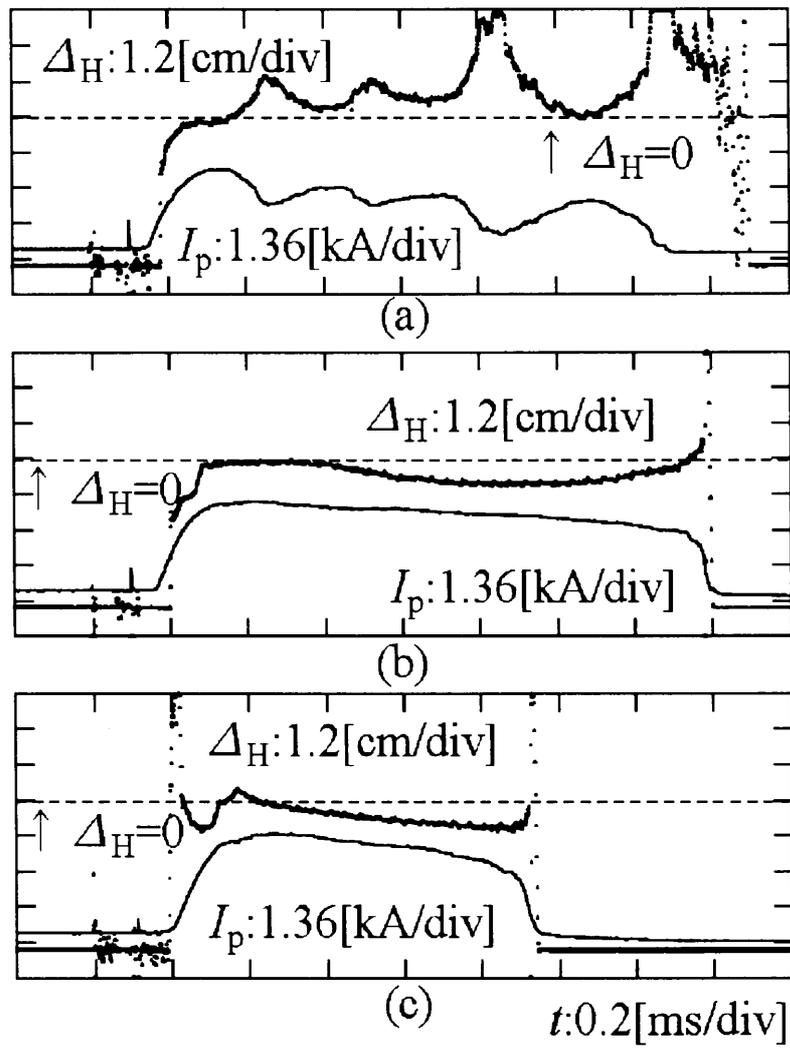


図 6.4: 水平変位 Δ_H とプラズマ電流 I_p の波形

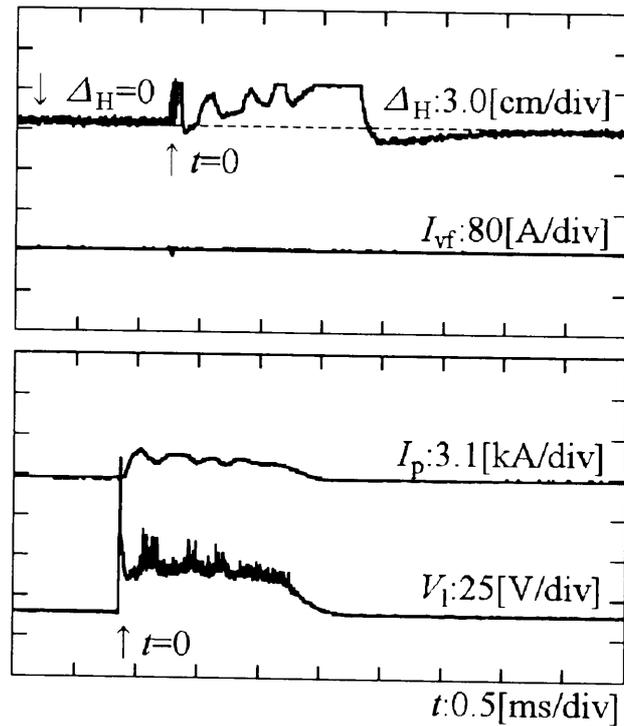


図 6.5: フィードバック制御のないときの水平変位 Δ_H 、プラズマ電流 I_p およびループ電圧 V_l の波形

定数成分は調整つまみによって微調整される。

6.5 ドライブ回路

PID 制御回路の出力信号はドライブ回路に入力され電流増幅される。この電流はデジタルに増減し、制御垂直磁界コイルで制御垂直磁界 B_{vf} を生じる。ここで使用したドライブは正負極性ともに 10 ユニットからなる。ドライブ回路の詳細を第 5 章に書いているので、その説明を省略する。

6.6 フィードバック制御システムの動作結果

フィードバック制御動作がない場合の動作結果は図 6.5 に示される。プラズマはプラズマ電流 I_p 発生と同時に急速に外向き変位し、外側リミタに接触した後、内向き変位に転じる。 I_p はプラズマのリミタ接触と同時

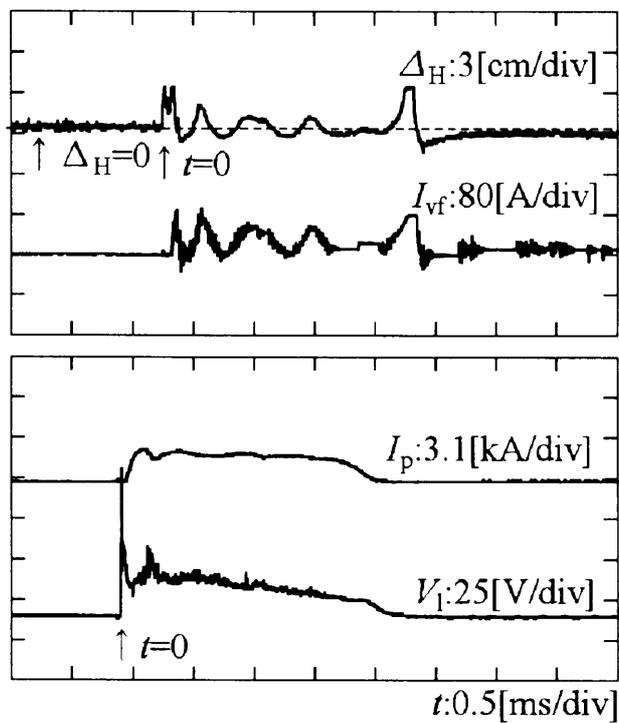


図 6.6: P 制御のときの水平変位 Δ_H 、プラズマ電流 I_p およびループ電圧 V_l の波形

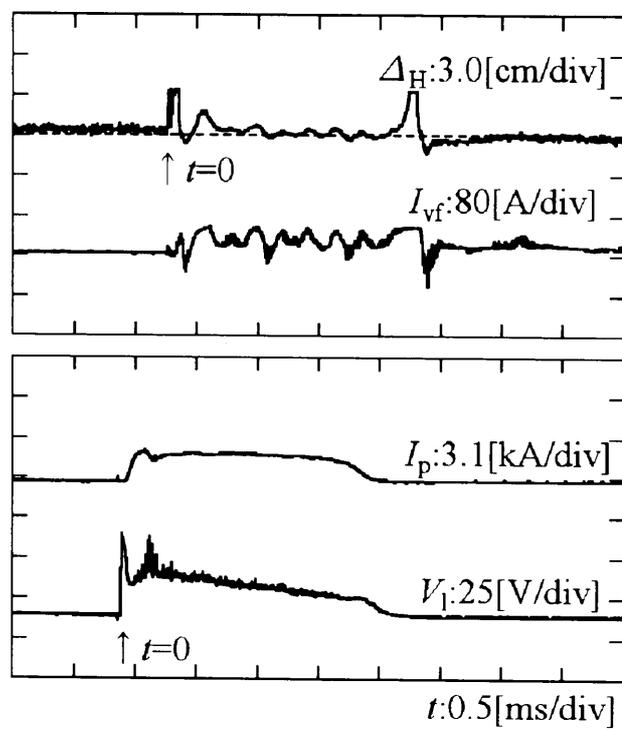


図 6.7: PD 制御のときの水平変位 Δ_H 、プラズマ電流 I_p およびループ電圧 V_l の波形

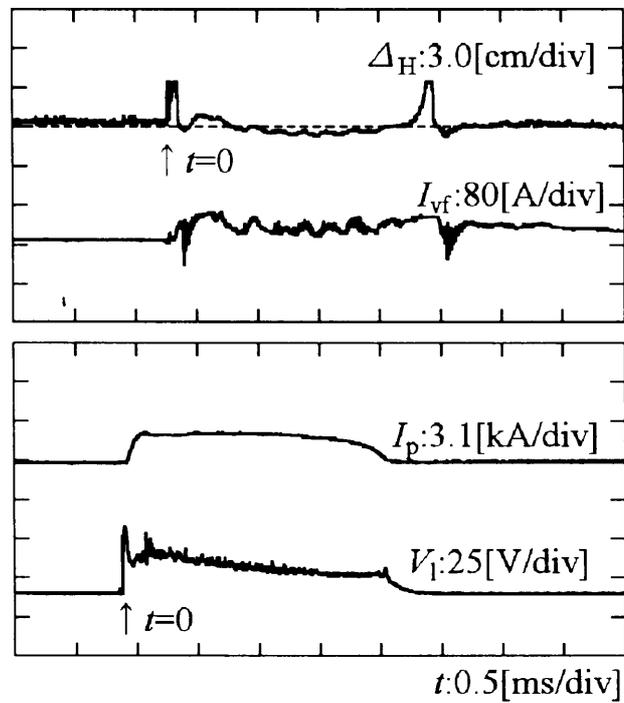


図 6.8: PID 制御のときの水平変位 Δ_H 、プラズマ電流 I_p およびループ電圧 V_l の波形

に減少する。 I_p がその後再び増加に転じると、プラズマは外向き変位し、リミタ接触、内向き変位を繰り返しながら徐々に外側に変位し、最後に外側でリミタに深く接触し消滅する。このときのループ電圧 V_l は29[V]と高く、 I_p 持続時間は1.6[ms]と短い。

フィードバック制御システム動作時の水平変位 Δ_H 、制御垂直磁界電流 I_{vf} 、 I_p および V_l 波形を図6.6から図6.8に示す。制御効果が良く現れるように、 $\Delta_H = 0$ とする最適基本垂直磁界 B_{vbopt} より少ない8[G]がこのときプラズマに印加されている。さらに、プラズマ水平位置設定値 Δ_{H0} は全て0(主半径20[cm])に設定されている。

P(比例)動作のフィードバック制御結果を図6.6に示す。プラズマは外向き変位した後、直ちに $\Delta_H=0$ の位置に引き戻される。このときの I_{vf} は Δ_H の変位に同期して変化する。 I_{vf} の最大値は80[A]である。 V_l は25[V]付近から単調減少する。 I_p 持続時間は2.04[ms]と長くなる。

PD動作の制御結果を図6.7に示す。D(微分)動作がP動作に加わったので Δ_H は減少するが、 Δ_H の変動周波数は増加する。 I_{vf} はP動作時に比べ激しく変化するが、 I_p はP動作のときより滑らかになる。

PID動作時の制御結果を図6.8に示す。I(積分)動作がPD動作に加わったので、 Δ_H の変動幅は減少し滑らかになると共に、プラズマはトーラス真空容器中心の $\Delta_H = 0$ 付近に留まる。

さらに、 Δ_{H0} が内側0.6・1.2・1.8・2.4[cm]、外側1.2cmに設定された場合の $\Delta_H \cdot I_{vf}$ 波形を図6.9(a)~(e)に示す。 Δ_{H0} がトーラス真空容器中心より内側に設定されるときには、プラズマは設定位置に正確に留まり、位置制御が安定している。一方、図6.9(e)が示すように、 Δ_{H0} がトーラス真空容器中心より外側に設定されるときには、 Δ_H は激しく変動する。しかし、外側への単調変位は図6.5のフィードバック制御のないときに比較し減少している。 Δ_H のこの特性は B_{vb} のディケイ・インデックスによる安定領域が R_0 より内側に存在することと一致する[13]。さらに、図6.5~6.9の全ての I_{vf} 波形は、ドライブ回路がPID制御回路の出力信号に忠実に電流を出力していることを示している。

6.7 考察

HAMANA-Tにおけるプラズマの水平変位の式を導出し、実験結果を考察する。厚肉シェルを持たないこの装置の Δ_H は、 B_{vf} を含む B_z によつ

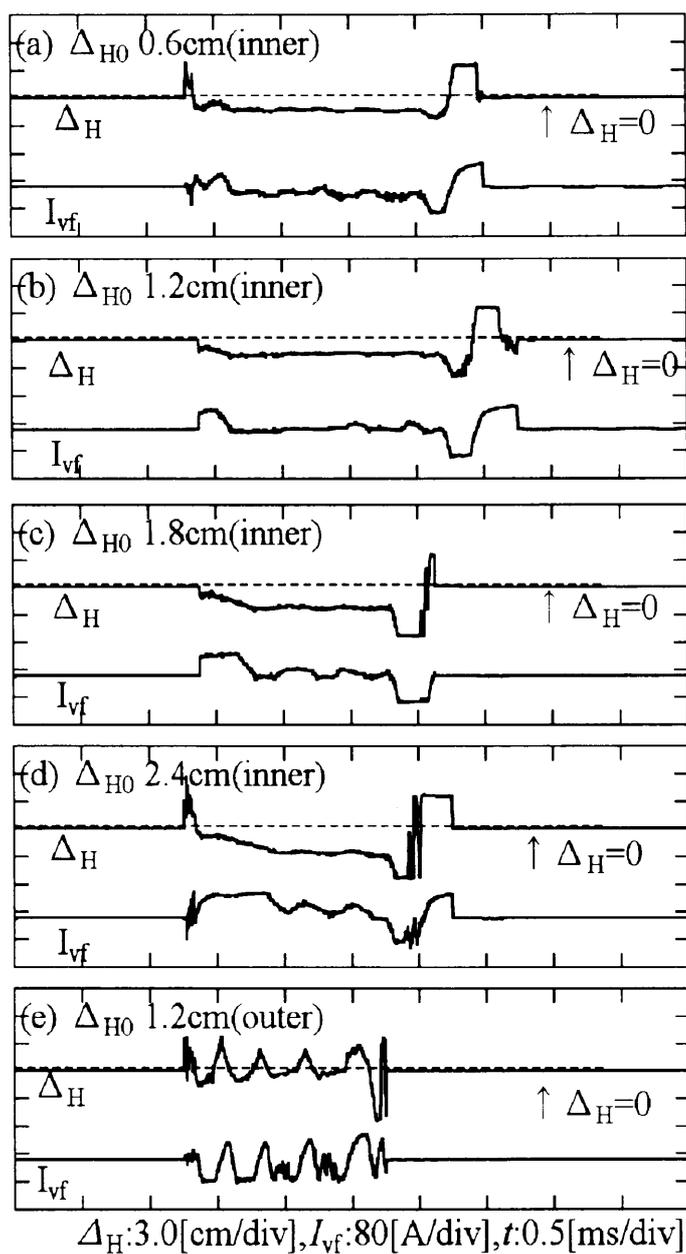


図 6.9: プラズマ水平位置設定値 Δ_{H0} を変えたときの水平変位 Δ_H と制御垂直磁界電流 I_{vf} の波形

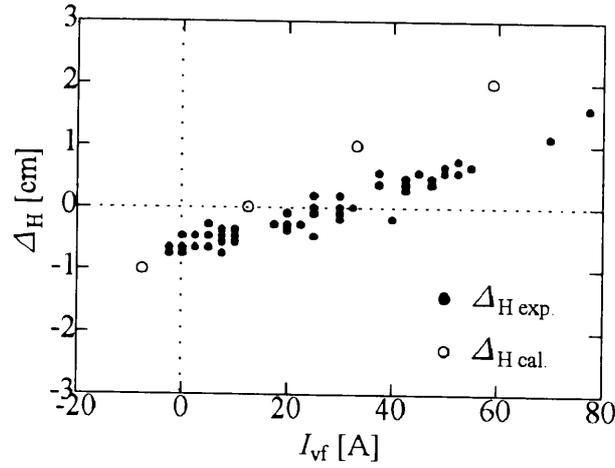


図 6.10: 制御垂直磁界電流 I_{vf} と実験による水平変位 Δ_{Hexp} および計算による水平変位 Δ_{Hcal} との関係

て変化する。したがって、プラズマの運動方程式は、

$$m \frac{d^2 \Delta_H}{dt^2} = -2 \pi R I_p (B_z - B_0) \quad (6.11)$$

で与えられる [1]。ここで m はプラズマの質量、 R はプラズマの主半径 ($= R_0 + \Delta_H$) である。 B_0 はプラズマの主半径をトーラス真空容器主半径 R_0 に保持するために必要とする垂直磁界であり式 (6.4) で表される。

式 (6.11) を Δ_H に関して展開し、その二次以降の微少量を無視すると共に、 Δ_H に関して整理すれば、

$$\Delta_H = -\frac{R_0}{B_0 (A + 1 - n)} \{ (B_{vb} + B_{vi} - B_0) + B_{vf} \} \quad (6.12)$$

となる。 $m d^2 \Delta_H / dt^2$ は B_{vf} と比較して十分小さいことを導出に際して考慮した。ここで A および n は、

$$A = -\frac{R dI_p}{I_p dR} \quad (6.13)$$

$$n = -\frac{R dB_z}{B_z dR} \quad (6.14)$$

で与えられる。 n はディケイ・インデックスと呼ばれ、安定なプラズマ位置のために必要な条件は $0 < n < 3/2$ である [13]。HAMANA-T では、 n

をほぼ0.75とし、 Δ_H-I_p トレースを $R-I_p$ グラフに書き直してから A を求め0.5としている。式(6.12)がHAMANA-Tのプラズマ水平変位 Δ_H を表す式である。

さらに、 K_1, K_2 がゲイン定数であるとき、式(6.12)は

$$\Delta_H = K_1(K_2 + B_{vf}) \quad (6.15)$$

と表され、 Δ_H は B_{vf} の一次関数となる。

図6.6に示したP制御のときの I_{vf} とそのときの Δ_H の関係を図6.10の黒丸で示す。それぞれのプロットはほぼ直線上にあり、実験的による Δ_H は I_{vf} の一次関数で近似されることが示される。式(6.12)を用いて Δ_H から I_{vf} を計算した結果を図6.10の白丸で示す。 b_{vb} 、 b_{vi} および b_{vf} は位置の関数であるので、 Δ_H は異なる係数値で計算されている。小さい I_{vf} の Δ_H 計算値は実験値と良く一致するが、 I_{vf} が大きいと誤差が拡大する。これは、この放電ショットの実際のP制御のプロセスゲインが計算値より大きいためと考えられる。すなわち、プラズマの運動方程式から計算される Δ_H は、P(比例)制御がプラズマの Δ_H 制御には妥当であることを示している。

放電プラズマのショットごとの再現性や不整磁界等による外乱、さらにこの式導くにあたって省略された容器の薄肉シェルとしての効果や、代入された l_i や β_p の値による Δ_H への影響などの補償は実際にはない。そこで、工学的観点よりP,PD,PIDのフィードバック制御を行って実際の効果を実験したが、放電初期から Δ_H を滑らかに制御し、 I_p を安定に流すPID制御が最も優れていることを実験的に証明できた。

6.8 まとめ

プラズマ水平位置フィードバック制御システムが試作され、HAMANA-Tのプラズマ水平位置が生成初期から制御された。P,PD,PID動作のフィードバック制御を行って実際の効果を実験したが、放電初期からプラズマ水平変位を滑らかに制御し、プラズマ電流を安定に流すPID制御が最も優れていることを証明できた。この制御システムはプラズマ電流持続時間を1.3[ms]から2.1[ms]に伸長すると共にループ電圧を25[V]から20[V]に減少した。さらに、このシステムにおけるプラズマ水平変位の変動幅は3.5[cm]から0.5[cm]以内に縮小し、トーラス真空容器の内側領域においてプラズマ生成初期から水平位置を正確に設定することが可能になった。

参考文献

- [1] M.Fujiwara, S.Itoh, K.Matsuoka, K.Matsuura, K.Miyamoto and A.Ogata, "Conceptional design of the vertical control system in JIPP T-II," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.14, no.5, pp.675-690, May 1975.
- [2] J.Hugill and A.Gibson, "Servo-control of plasma position in Cleo-Tokamak," *Nucl. Fusion*, vol.14, pp.611-618, 1974.
- [3] J.L.Anderson, R.S. Booth, R.J.Colchin and R.V.Miskell, "Feedback control for plasma equilibrium in Ormak," *Nucl. Fusion*, vol.16, pp.629-637, Apr. 1976.
- [4] K.Toi, K.Sakurai, S.Itoh, K.Matsuura and S.Tanahashi, "Control of horizontal plasma position by feedforward-feedback system with digital computer in the JIPP T-II Tokamak," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.19, no.12, pp.2457-2465, Dec.1980.
- [5] M.Emaami, A.Hirose, H.M.Skarsgard and H.C.Wood, "Microprocessor-based controller for plasma position in a Tokamak," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol.40, no.4, pp.715-719, Aug. 1991.
- [6] Y.Baoshan, J.Boliang, Y.Kailin, J.Qinghua, J.Yunxia, T.Manqu and W.Shangbing, "Feedback control of the position in HL-1 TOKAMAK," *Proc. 14th IEEE Symp. Fusion Eng.*, vol.2, pp.757-760, 1991.
- [7] V.A.Belyakov, S.E.Bender, E.N.Bondarchuk, N.I.Doinikov, O.A.Minyaev, E.N.Rumjantsev and S.E.Sychevsky, "Plasma position and current control in T-15 Tokamak," *Plasma Dev. and Oper.*, vol.2, pp.61-75, 1992.

- [8] 染谷太郎, 藤沢登, 長谷部堅陸, “ JFT-2における絶縁破壊の実験,” 放電研究, vol.69, p.20, 1977.
- [9] 嶋田隆一, “誘導放電 (トカマク放電),” プラズマ・核融合学会誌, vol.69, no.4, p.329, Apr.1993.
- [10] T.Sometani, Y.Mizuno, “ Evaluation of error poloidal field in an Iron-Cored Tokamak,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.30, no.4, pp.844-847, 1991.
- [11] T.Sometani, Y.Mizuno, H.Muramatsu, T.Aoki and M.Nakamura, “ Position control of a small Tokamak plasma,” *Proc. 1996 Int. Conf. Plasma phys. Nagoya*, vol.2, pp.1242-1245, 1996.
- [12] 水野保則, 染谷太郎, “シェルレストカマク初期プラズマの垂直磁界印加タイミング制御,” 電気学会論文誌 A, vol.115-A, no.9, p.914, 1995.
- [13] 内田岱二郎, 井上信幸, “核融合とプラズマの制御下,” 東京大学出版会, p106, Jun. 1982.
- [14] 高木章二, “メカトロニクスのための制御工学,” コロナ社, p194, Oct.1993.

第7章

総括

次世代の発電を目的とする核融合研究が世界的に行われている。大型トカマク装置であるJETとJT60はほぼ「臨界条件」を達成している。さらに条件の厳しい「点火」を目指すより大型のITER装置が計画中である。一方、小型のトカマク装置も世界中で研究されている。小型装置は大型装置では行われなようなプラズマ閉じ込めの改善や、物理機構の解明を目的としている。

本研究の目的は、小型トカマク装置HAMANA-Tの高速に外向き変位するプラズマをトーラス真空容器中心付近に生成し、プラズマ水平位置を検出・フィードバック制御して長時間安定に保持することである。そのために、初期プラズマの基本垂直磁界印加タイミング制御回路、矩形垂直磁界発生回路、制御垂直磁界発生用デジタルドライブ回路およびプラズマ水平位置フィードバック制御回路を研究・開発し、これらによってフィードバックシステムを構成する。

本研究に使用された実験装置HAMANA-TおよびTIIは装置本体・電源系・排気系および計測系から構成されている。装置本体は主に変流器鉄心、変流器脚鉄周りのトーラス真空容器(T:主半径20[cm]・リミタ半径3.5[cm],TII:23[cm]・4.25[cm])、これを取り囲むように配置されたトロイダル磁界コイル、トーラス真空容器上下に配置された変流器一次巻線、バイアス巻線、垂直・水平磁界コイルからなる。電源系の全電源(バイアス電源を除く)はコンデンサ電源で構成されてる。それらの電源の全ての充放電はパーソナルコンピュータで制御され、プラズマは自動的に繰り返し生成される。排気系はロータリーポンプ・ターボ分子ポンプで構成され常時排気されている。真空劣化・停電・ゲートバルブの空気圧低下の異常が発生すると、プログラマブルコントローラが自動にバルブを閉じるとともにポンプを停止し、異常事態を表示する。計測系は、プラズマ

電流・ループ電圧・プラズマ水平位置・プラズマ発光および磁界コイル電流を測定する。プラズマ電流および水平位置を計測するロゴスキーコイルと磁気プローブの信号は積分器を介して記録装置に入力される。ループ電圧を計測するワンターンコイルの信号は分圧器を介して、プラズマ発光を計測する光電子増倍管の信号はバッファアンプを介して記録装置に入力される。記録装置はメモリスコープまたはCAMACマルチチャンネルディジタイザからなり、パーソナルコンピュータがそのデータを解析・保存する。

HAMANA-Tは厚肉の導電性シェルを持たないので、準定常プラズマ平衡のための基本垂直磁界は、プラズマ生成と同時に印加されプラズマ位置を制御する。しかし、トーラス真空容器内のガス状態が変化して、プラズマが遅れて生成する場合や、トリガギャップスイッチのトリガが遅れて、基本垂直磁界が予定のプラズマ生成時刻より先に印加される場合、プラズマは生成されない。

基本垂直磁界の印加タイミングを制御するプラズマ同期パルスは、プラズマ生成時の微弱な放電発光をフォトマルで検出し、直ちにパルス化することによって得られる。基本垂直磁界がプラズマ同期パルスを基準としてプラズマに印加されれば、変流器一次電圧印加からプラズマ生成までの遅れは $100[\mu\text{s}]$ から $24[\mu\text{s}]$ に、ジッタの標準偏差は $48[\mu\text{s}]$ から $7[\mu\text{s}]$ に減少する。基本垂直磁界の所望の効果がプラズマ生成期にもプラズマ同期パルスにより得られる。さらに、プラズマ同期パルスを積分器のリセット信号とすれば、プラズマ生成前からセンサー類に入力され積分される誤差信号を減少できる。

矩形垂直磁界回路はそれまでのクローバ回路に代わって考案された。矩形垂直磁界回路は複数のコンデンサに充電された電荷を、トランジスタを介して同時に定電流放電する。矩形垂直磁界回路の電流上昇率は、同じ並列コンデンサ容量を持つクローバ回路に比較して大きく、電流下降率はかなり小さい。製作された矩形垂直磁界回路の電流上昇率は $750[\text{A}/\text{ms}]$ 、電流持続時間 $2.5[\text{ms}]$ である。矩形垂直磁界はクローバ垂直磁界に比べ、電流減衰による減少をあまり受けず、プラズマ水平変位を減少させる。すなわち、この矩形垂直磁界はプラズマをトーラス真空容器中心付近に安定に閉じこめるとともに、プラズマ電流持続時間を長くする。さらに、大きい電流上昇率の矩形垂直磁界は、トーラス真空容器の薄肉シェルとしての効果を明らかにすることができる。

ドライブ回路は、コンデンサ、コンパレータ、トランジスタからなるユニットを正負10ユニット組み合わせて構成される。それぞれのユニットはリニアレベルセンサの指示にしたがって動作し、出力電流の大きさ

はデジタル的に、すなわち階段状に変化する。ユニット数が多くなれば、出力電流はなめらかになり、入力波形に対する出力波形の忠実度は向上する。ドライブ回路がプラズマ水平位置制御回路に組み込まれ動作した結果、この回路はプラズマ水平位置信号に応じて高速に制御垂直磁界電流を出力し、プラズマ水平位置をトーラス真空容器中心付近に安定に制御する。このとき、プラズマ電流は2.79[kA]から2.94[kA]に増大し、プラズマ電流持続時間は1.64[ms]から2.26[ms]まで伸長した。

HAMANA-Tのプラズマ水平位置を生成初期から制御するプラズマ水平位置フィードバック制御システムは、プラズマ位置を検出する磁気プローブとロゴスキーコイル、それらの演算のための積分回路、水平変位演算回路、プラズマ水平位置設定回路、PID制御回路、ドライブ回路および制御垂直磁界コイルから構成される。このシステムによって、P・PD・PID動作のフィードバック制御を行った結果、プラズマ電流を安定に流すPID制御が最も優れていることを実験的に示した。この制御システムによって、プラズマ水平変位の変動幅を3.5[cm]から0.5[cm]に縮小し、トーラス真空容器の内側領域においてプラズマ生成初期から水平位置を正確に設定することができた。

付録Aは著者らが開発した垂直磁界電源用トリガギャップスイッチを提案している。このトリガギャップスイッチは低電圧用低気圧トリガギャップスイッチと呼ばれ、電極を内蔵するパイレックスガラス製真空容器からなり、低真空状態で動作する。トリガ放電の電荷はトリガ磁界によって収束される。このトリガギャップスイッチの使用電圧範囲は1.25[kV]から4.0[kV]と低く、しかも自爆放電や不始動が発生しない。トリガ遅れのばらつきの標準偏差は、トリガ放電と同時に印加するトリガ磁界の増大とともに減少する。基本垂直磁界電源回路にこのトリガギャップスイッチを取付た結果、この回路のコンデンサ電源を満足なトリガ動作で放電させることができた。このトリガギャップスイッチが565[A]まで投入できることを確認している。

さらに、トリガギャップスイッチの動作気体をヘリウムに変えて、トリガ電圧・主電極径・主電極とトリガ電極間隔およびトリガ磁界の強さを変化させたときのトリガ特性のグラフを資料として添付している。ヘリウムトリガギャップスイッチの動作範囲は空気のそれに比べ広く、トリガ遅れやそのばらつきの標準偏差は小さい。

付録 A

垂直磁界電源用トリガギャップスイッチ

クローバ垂直磁界電源によく使用されるスイッチは気中トリガギャップスイッチ (TGS) である。TGS の主電極電圧数 [kV] における始動特性は、10[kV] 以上における始動特性に比較して極端に劣り、電極間隔の調整不良による自爆放電や不始動が発生する。HAMANA-T の運転はこのようなどときには中断を余儀なくされる。そこで、本章ではパイレックスガラス製真空容器に納めた低電圧用低気圧トリガギャップスイッチを提案する。このスイッチは、垂直磁界電源用トリガギャップスイッチとして良好なトリガ特性を示す。本章最後にはトリガギャップスイッチの動作気体をヘリウムに変えたときのトリガ特性を資料として添付する。ヘリウムトリガギャップスイッチの動作範囲は空気のそれに比べ広く、トリガ遅れやそのばらつきの標準偏差は小さい。

A.1 はじめに

過渡的ではあるが手頃な大電流を与える数 [kV] のコンデンサ電源は、多くの研究室においてしばしば利用される。コンデンサ電源の放電スイッチは、通常イグナイトロン、サイラトロン、サイリスタ、トリガギャップスイッチである。イグナイトロンの製造は、国内ではすでに中止されているので、これらの入手は大変困難である。さらに、サイラトロンはパルスレーザー用として多用されているが、高価である。サイリスタは容易に入手されるが、定格 4.0[kV]、500[A] クラスの定価は 10 万円以上となる。安価な小容量サイリスタ複数がスタック接続で使用される場合、分圧

抵抗を通る漏れ電流が問題となる。さらに各サイリスタのゲートタイミングがずれると、全てのサイリスタが破壊することがある。トリガギャップスイッチ(トリガトロン)は研究室で容易に製作でき、ギャップ間隔の調整による始動電圧が可変であるなど魅力的な側面を持つ[1][2]。しかしながら、トリガトロンの1.25[kV]ないし4[kV]における始動特性は10[kV]以上における始動特性に比較して極端に劣り、電極間隔の調整不良によってトリガ無しで生じる「自爆放電」が発生したり、トリガ放電が生じても主放電が生じない「不始動」がある。HAMANA-Tの垂直磁界電源のコンデンサバンクの一つでもあるショットにおいて誤ったタイミングで放電すれば、そのショットの実験は失敗する。

垂直磁界電源を安定に始動するため、不始動や自爆放電が無く、トリガ遅れのばらつきが15[μ s]以内の安定に動作する低電圧用低気圧トリガギャップスイッチ(以下ギャップスイッチ)を試作する。ギャップスイッチは真空容器に納められ、主電極部とトリガ部とからなり、トリガ部は主電極に対して垂直方向に取り付けられた一対のトリガ電極と、その周囲に設けられた磁界発生コイルを備える。

ギャップスイッチを垂直磁界電源に取り付け作動させた結果、(1)不始動や自爆放電が無く(2)トリガ遅れのばらつきが15[μ s]以内にあるスイッチ動作を得ることができた。

A.2 ギャップスイッチの構造

A.2.1 電極と磁界発生コイル

図A.1にギャップスイッチ主要部の構造を示す。ギャップスイッチは、間隔2[mm]を保って対向させた一対の直径30[mm]の黄銅製主電極と主電極中心軸から半径方向に17[mm]離れた位置に取り付けられた一対のトリガ電極を持つ。トリガ電極は、絶縁用テフロンチューブを介して軸心間隔1.5[mm]で平行に配置された直径1.0[mm]のステンレス線からなり、それらの先端が針端ギャップを形成している。この針端ギャップのトリガ放電が主電極の主放電をトリガする。さらに、直径11.5[mm]、長さ25[mm]、巻数60[turns]の磁界発生コイルがトリガ電極の後部を取り囲むように取り付けられている。これらの主電極、トリガ電極、磁界発生コイルをすべてパイレックスガラス製真空容器に納め、この容器をロータリーポンプで7から15[mTorr]に排気し、ギャップスイッチを低気圧の空气中で動作させる。

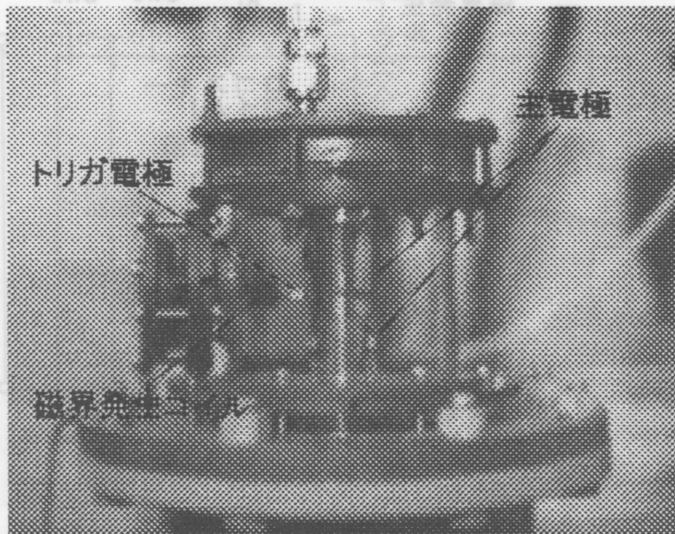


図 A.1: ギャップスイッチ主要部の構造

A.2.2 トリガ回路と磁界発生回路

図A.2はギャップスイッチ・主放電回路・トリガ回路および磁界発生回路を示す。ギャップスイッチのトリガ回路は、 $660[\mu\text{F}]$ の充電コンデンサ C_2 、始動用サイリスタ SCR1 及び巻数比1:100の昇圧トランス ST1 からなる。トリガ回路の100ないし400[V]の C_2 の充電電圧 V_t は、SCR1・ST1を介してトリガ電極に印加される。印加される電圧を針端放電電圧 V_{tri} と呼ぶ。磁界発生回路は、 $1.32[\text{mF}]$ の充電コンデンサ C_3 、始動用サイリスタ SCR2、巻数比1:1の絶縁トランス ST2 からなる。主放電回路は $40[\mu\text{F}]$ ・ $10[\text{kV}]$ のコンデンサバンク C_1 ・そのコンデンサの充電回路・電圧印加スイッチ SW1・ $10[\Omega]$ の負荷抵抗 R_1 及びギャップスイッチからなる。主電極に印加される電圧を主電圧 V_m 、主放電回路に流れる電流を主電流 I_m と呼ぶ。 I_m や磁界発生コイルに流れる電流 I_b はロゴスキーコイルにより測定される。さらに、トリガ放電発光、主放電発光はライトガイドを介して光電子増倍管により測定される。 C_3 が200[V]に充電されたとき、 I_b は29[A]となり、最大22[G]の磁界がトリガ電極先端において軸方向に発生する。圧力 $P=7[\text{mTorr}]$ ・ $V_t=50[\text{V}]$ ・ $V_b=200[\text{V}]$ の場合の I_b 波形を図A.3上に、 V_{tri} 波形を下に、それぞれ示す。針端ギャップの5[kV]の絶縁破壊は掃引速度の関係でこの図に明瞭に現れていないが、トリガ放電は絶縁破壊の後、直ちにアーク放電に移行する。さらに、この図が示すように、磁界発生コイル電流が最大であるとき、トリガ放電の絶縁破壊電圧が印加

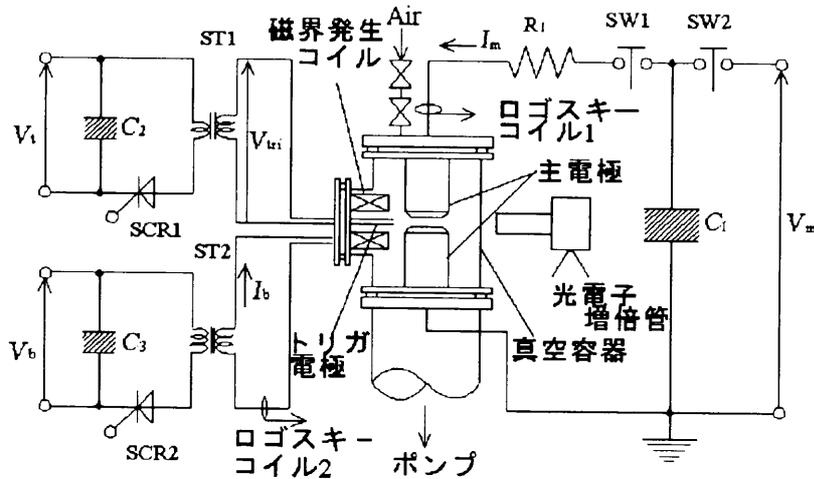


図 A.2: ギャップスイッチとその周辺回路

されるように、ギャップスイッチ用パルスジェネレータがタイミングを調整している。

A.3 ギャップスイッチの諸特性

A.3.1 自爆電圧特性

主放電のトリガ電圧範囲を決定する目的で、最初に自爆放電の圧力依存性を測定する。自爆電圧 V_{bd} は次の方法で決定する。まず、ある圧力ときの主電圧 V_m を、明らかに主放電を生じない適当な電圧から 200[V] ずつ上昇変化させてギャップスイッチに印加する。この操作を繰り返し、明らかに主放電を生じる最低電圧を記録する。つぎに、明らかに主放電を生じる電圧から V_m を 200[V] ずつ下降変化させて主放電の生じる最低電圧を記録する。この手順を 2 ないし 3 回繰り返すと、 V_m の上昇変化及び下降変化時の最低主放電電圧は、ほぼ一致するようになる。この一致する最低主放電電圧を V_{bd} とする。図 A.4 に V_{bd} の圧力 P 依存性を示す。7 から 27[mTorr] の圧力範囲で、 V_{bd} は 6.8 から 1.0[kV] まで変化する。

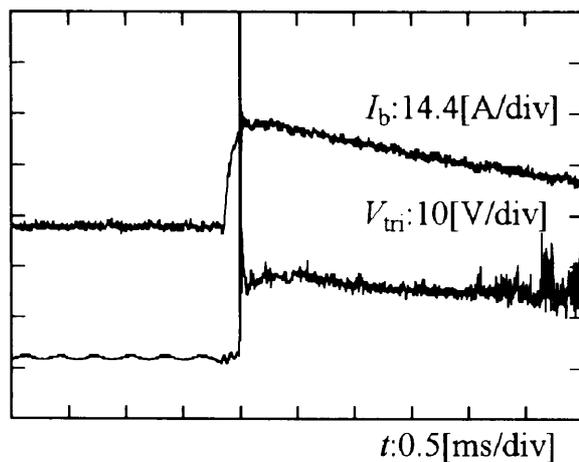


図 A.3: 磁界発生コイル電流波形 I_b と針端放電波形 V_{tri}

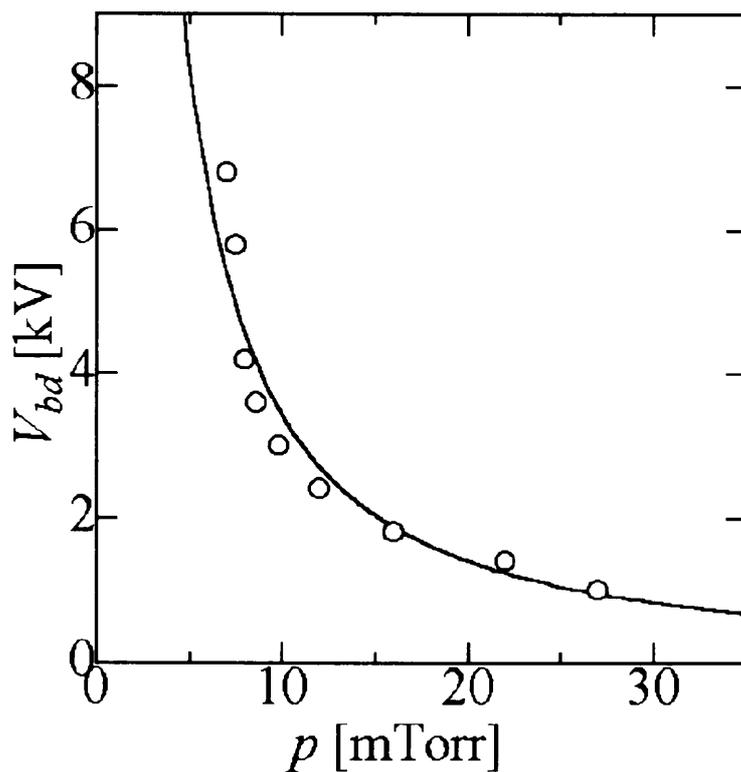


図 A.4: 圧力 P に対する自爆電圧 V_{bd} の変化

A.3.2 100%トリガ特性

ギャップスイッチが不始動を生じないために、100%トリガ可能な電圧範囲すなわち100%トリガ領域を決定する必要がある。ここで、トリガ電圧 V_t をトリガ電極に10回印加したとき、主放電を n 回生じさせたとすれば、トリガ率を $10n\%$ で定義する。圧力が $7.5 \cdot 8.0$ [mTorr]である場合の主電圧 V_m に対する100%トリガ特性を図A.5に示す。プロット(○)より上側が100%トリガ領域である。 V_m が高くなるに従って、 V_t は低くなる。すなわち、主放電が弱いトリガ放電により生じる。ギャップスイッチが100%トリガ領域で動作すれば、自爆放電や不始動は生じない。図A.5のプロット(×)は、トリガ放電と同時に22[G]の磁界を印加したときの100%トリガ特性である。磁界印加の効果は、100%トリガ特性には明瞭には現れない。図A.5には示さないが、圧力10[mTorr]で $2.0 \sim 2.6$ [kV]、圧力13[mTorr]で $1.8 \sim 2$ [kV]の100%トリガ領域を得ている。さらに、ギャップ間隔が2mmでギャップスイッチと同じトリガ回路を持つトリガトロンの100%トリガ特性を比較のために図A.5のプロット(□)により示す。トリガトロンの V_t は50[V]であり、ギャップスイッチの V_t に比較して低い。しかし、トリガトロンの不始動が $V_m = 3.0 \cdot 3.25$ [kV]で湿度など測定環境の違いによって発生するので、トリガトロンのトリガ領域は3.5[kV]から上の狭い領域となる。

A.3.3 トリガ遅れ特性

100%トリガ領域内でトリガ電圧 V_t を400[V]一定として、トリガ放電から主放電までのトリガ遅れ τ_d を測定する。各主電圧 V_m ごとにギャップスイッチを10回トリガして τ_d を測定し、 τ_d のばらつきをその標準偏差で評価する。圧力 $P = 7.5$ [mTorr]のときの V_m に対する τ_d の標準偏差 τ_{STD} を図A.6に示す。プロット(○)は磁界を印加しない場合、プロット(×)は22[G]の磁界を印加した場合の τ_{STD} をそれぞれ示す。磁界を印加した場合の τ_{STD} は 8.8 [μ s]に減少し V_m によらずほぼ一定となる。トリガ遅れの平均値は磁界を印加しない場合 65.6 [μ s]、22[G]印加した場合 26.4 [μ s]である。磁界印加による τ_{STD} の減少傾向は、圧力 $8 \cdot 10 \cdot 13$ [mTorr]でも同様に認められる。さらに、図A.6にトリガトロンの τ_{STD} のプロット(+)も示した。トリガトロンの τ_{STD} は 2 [μ s]であり、ギャップスイッチの τ_{STD} に比較して小さいが、これが可能な V_m の範囲は狭い。

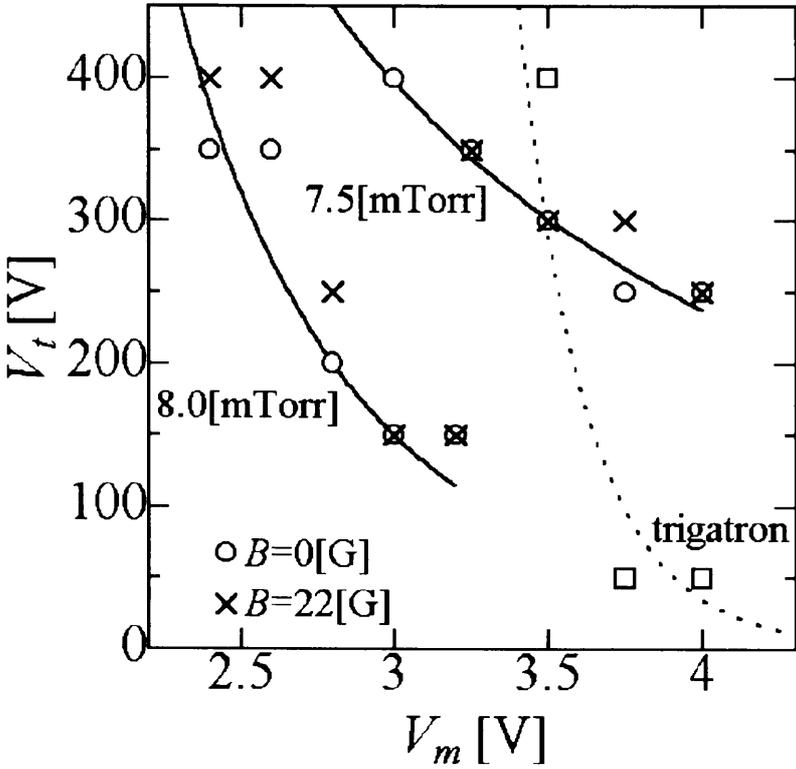


図 A.5: 100%トリガ特性

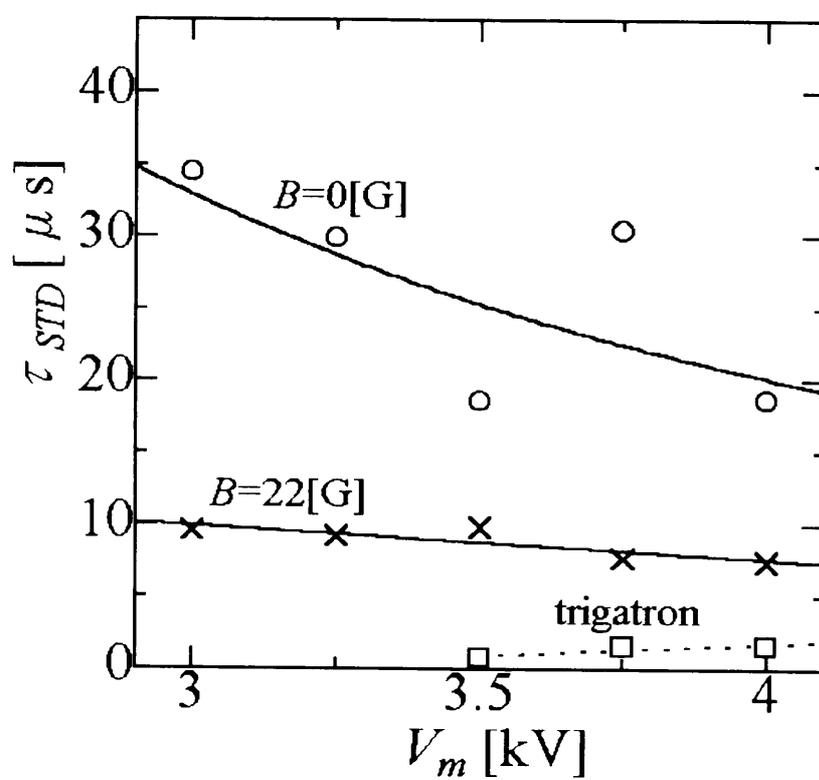


図 A.6: 主電極電圧 V_m に対するトリガ遅れの標準偏差 τ_{STD} の変化

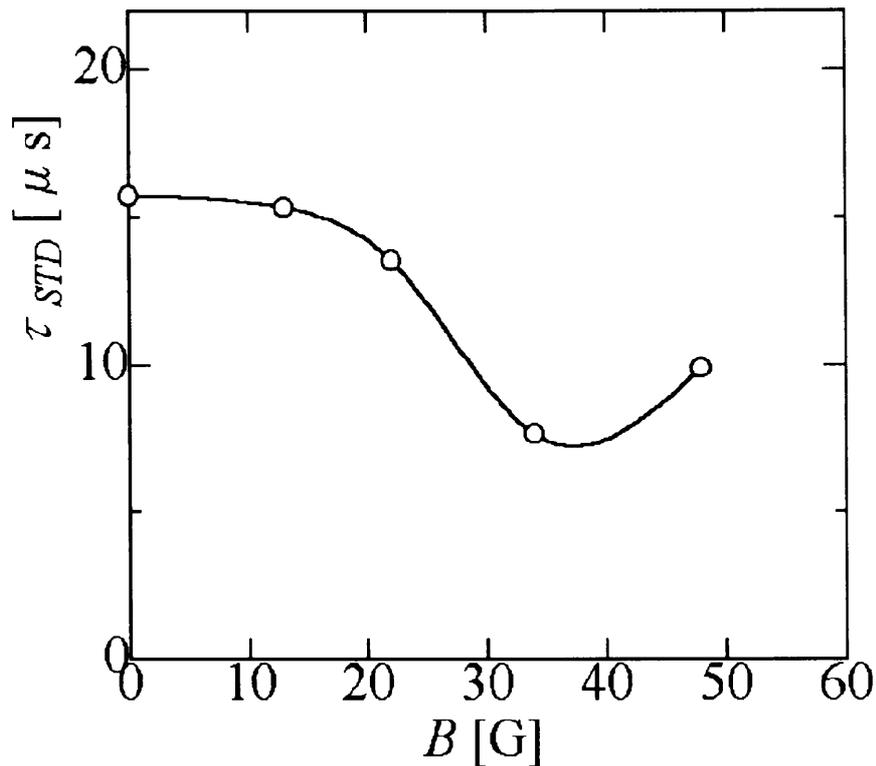


図 A.7: 印加磁界 B に対するトリガ遅れの標準偏差 τ_{STD} の変化

A.3.4 磁界印加特性

磁界印加の効果をより詳細に調べるために、トリガ電圧 V_t を 400[V]・主電圧 V_m を 3.5[kV]・圧力 P を 7.5[mTorr] 一定とし磁界を変化してトリガ遅れ τ_d を測定する。図 A.7 は印加磁界の大きさ B と標準偏差 τ_{STD} の関係を示すグラフである。 B が 0[G] から 48[G] に増加するにつれて、 τ_{STD} は 15.7[μ s] から 9.9[μ s] に減少する。なお、磁界を変化させた場合の τ_d の最大値は磁界の強さとともに減少するが、その最小値はほぼ一定である。

A.3.5 雑音波形

ギャップスイッチから発生する雑音は、ギャップスイッチの近傍にあってタイミング動作をしている種々のパルス回路に進入し、誤動作を誘発させる。主電圧 $V_m=3$ [kV]・主電流 $I_m=300$ [A]・抵抗負荷を共通にして、

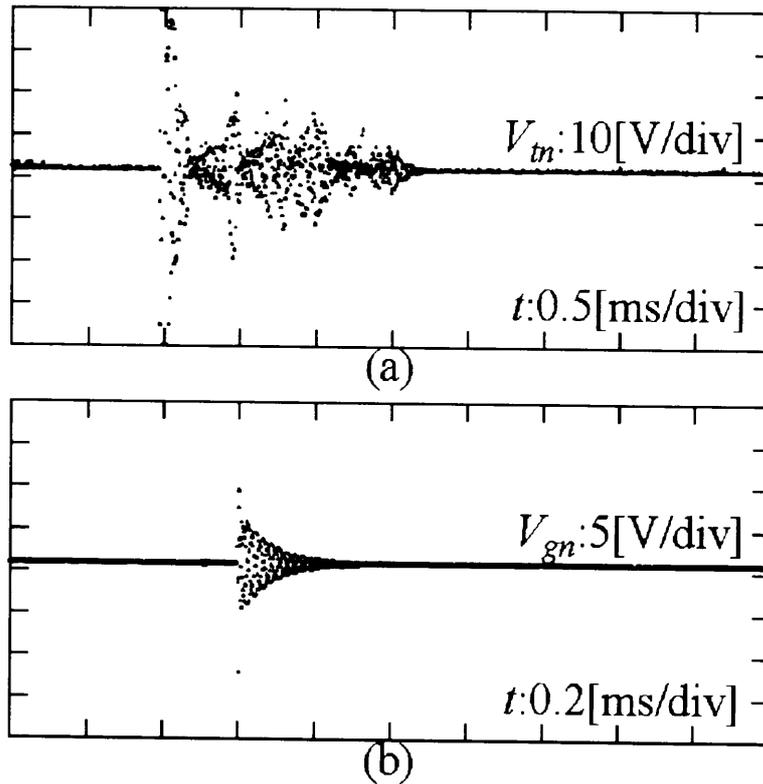


図 A.8: トリガトロン V_{tn} とギャップスイッチ V_{gn} の雑音波形

ギャップスイッチ (圧力 $P=7[mTorr]$) とトリガトロンの雑音波形をセンサコイルで測定する。直径 $54[mm]$ ・ 10 ターンのセンサコイルは、主電極中心軸から径方向に $150[mm]$ 離れた位置に配置される。図 A.8(a) にトリガトロンの雑音電圧波形を、図 A.8(b) にギャップスイッチの雑音電圧波形を示す。両波形の時間および電圧軸は異なっている。図よりトリガトロンの雑音電圧は $\pm 35[V]$ 、雑音継続時間は $175[\mu s]$ であり、ギャップスイッチの雑音電圧は $\pm 10[V]$ 、雑音継続時間は $30[\mu s]$ であることがわかる。ギャップスイッチの最大雑音電圧は、トリガトロンのそれより $25[V]$ 低く、前者の継続時間は後者のそれより $145[\mu s]$ 短い。

A.4 基本垂直磁界電源回路におけるギャップスイッチの特性

A.4.1 基本垂直磁界電源回路と印加タイミング

HAMANA-T 運転時のプラズマ電流が 10[kA] 以上であるとき、プラズマ平衡に必要な垂直磁界は 134[G] 以上となる。変流器鉄心がプラズマ電流のイメージ磁界としてこの垂直磁界の約 60% を生じるので [5]、基本垂直磁界コイルが負担する磁界は 54[G] 以上である。このときの基本垂直磁界発生コイルの電流は 120[A] 以上である。基本垂直磁界電源回路は、コンデンサバンク・その充電部・電圧印加スイッチ・ dB_v/dt 調整用可変インダクタ・基本垂直磁界コイル・クローバダイオード及びギャップスイッチからなる。ギャップスイッチのトリガ信号はプラズマ同期パルス発生回路¹およびギャップスイッチ用パルスジェネレータを介してトリガ回路に入力される。磁界発生回路のトリガ信号も同様にこのパルスジェネレータによってタイミング調整され、トリガ回路に入力される。

A.4.2 トリガ遅れ特性

抵抗負荷時と同様に 100% トリガ領域内でトリガ電圧を 400[V] 一定として、トリガ電流の始点から基本垂直磁界コイル電流の始点までのトリガ遅れを測定する。図 A.9 に圧力 $P=7.0$ [mTorr] の場合の主電圧 V_m に対する標準偏差 τ_{STD} のプロットを示す。プロット (○) は、磁界を印加しない場合の τ_{STD} であり、プロット (×) は、34[G] の磁界を印加した場合の τ_{STD} である。なお、磁界を印加しない場合及び印加する場合のトリガ遅れ τ_d の平均値はそれぞれ 74.0[μ s]・59.0[μ s] である。磁界を印加しない場合の τ_{STD} の平均 44.2[μ s] は磁界を印加する場合の 14.8[μ s] まで 29.4[μ s] 減少する。ここでは示さないが、圧力を $P=8.0 \sim 10.0$ [mTorr] に変化しても、磁界印加による遅れの平均値、標準偏差は同様な減少傾向を得る。このとき、100% トリガ領域は、 $P=8$ [mTorr] で 1.75[kV] から 2.75[kV]、 $P=10$ [mTorr] で 1.25[kV] から 1.75[kV] である。さらに、図 A.9 にトリガトロン¹の τ_{STD} のプロット (+) も示す。トリガトロン¹の τ_{STD} の平均は、6.9[μ s] と最も短い、これが可能な主電圧の範囲は狭い。

¹この回路については第 3 章で詳述している。

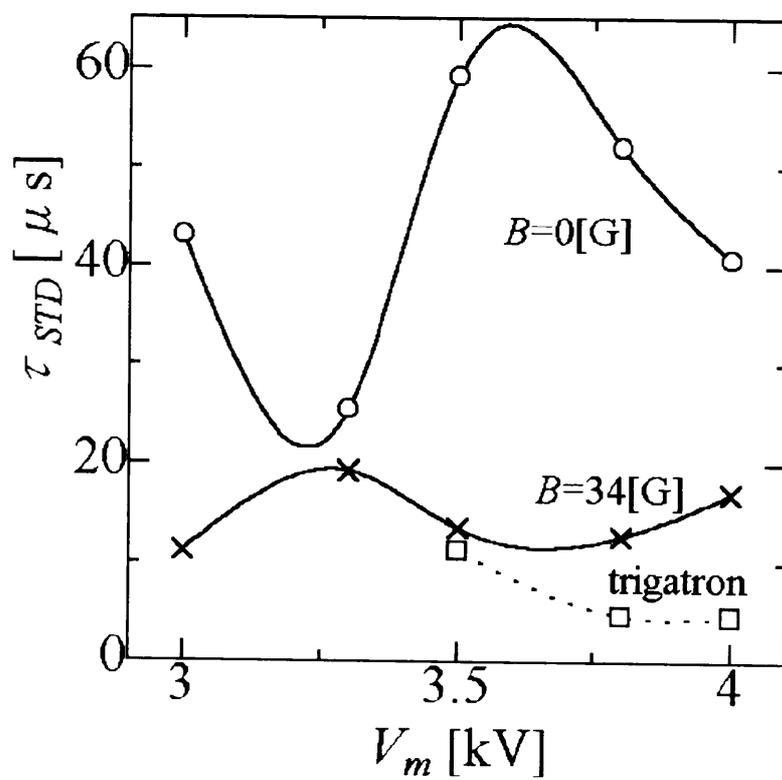


図 A.9: 基本垂直磁界電源に取り付けられたギャップスイッチの主電圧 V_m とトリガ遅れの標準偏差 τ_{STD} の変化

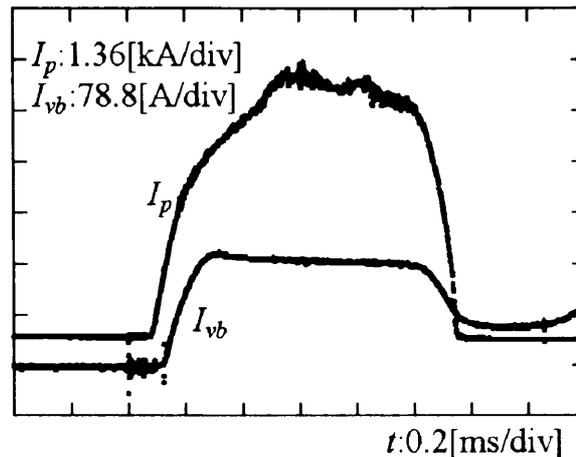


図 A.10: 基本垂直磁界コイル電流 I_{vb} 波形とプラズマ電流 I_p 波形

A.4.3 基本垂直磁界コイル電流とプラズマ電流

試作したギャップスイッチを基本垂直磁界電源回路に用いHAMANA-Tを運転した結果、所望のスイッチ動作を得た。図A.10下に基本垂直磁界コイル電流 I_{vb} 波形を、上にプラズマ電流 I_p 波形をそれぞれ示す。トリガ回路はプラズマ発光を基点として動作し、ギャップスイッチはこの基点から最大 $50[\mu s]$ の遅れで動作する。その遅れはプラズマ成長にとって問題とならない。図より I_{vb} はクローバーされ、最大 $173.4[A]$ を経過し、 $0.7[ms]$ 間継続する。 I_p は I_{vb} と共に上昇し最大値 $6.8[kA]$ に達する。これらの波形は、ギャップスイッチがプラズマ発生の直後に正しく動作し、必要とする I_{vb} が流れていることを示している。なおこのギャップスイッチが $565[A]$ まで投入できることを確認している。

A.5 考察

A.5.1 自爆電圧特性とトリガ機構

圧力 $7[mTorr]$ の室温での空気の平均自由行程は $7.23[mm]$ 、電子の平均自由行程は $40.9[mm]$ である。これらの数値と主電極のギャップ間隔 $2[mm]$ は一見真空絶縁破壊の条件を与える。しかし、図A.4の自爆電圧特性は圧力依存性を示している。従って、本ギャップスイッチの絶縁破壊は、低気

圧領域から真空領域に移るいわば遷移領域の絶縁破壊と考えられる。主電極間隙が絶縁破壊に至る過程は、低気圧中の電子による衝突電離作用 (α 作用) と陽イオンによる陰極面の二次電子放出作用 (γ_i 作用) が重要な役割を演ずる低タウンゼント機構に依存していると考えられる [7]。

トリガ放電により発生した電子 (トリガ電子) やイオン (トリガイオン)、それに誘発されるトリガ電極からの金属蒸気プラズマは、主電極間に注入され上記低タウンゼント機構を助長する。すなわち、 α 作用及び γ_i 作用は、低気圧中の短い主電極間隙では、極めて低い確率で生じるが、トリガ放電プラズマがこれらの作用を確実にし、結果として低主 (電極) 電圧を与える。図 A.5 のトリガ電圧が 300[V] 一定であるとき、7.5[mTorr] 及び 8[mTorr] の主 (電極) 電圧はそれぞれ、3.5[kV] および 2.5[kV] である。これらは同じ圧力の自爆電圧よりそれぞれ 2.3[kV] および 1.7[kV] 低い。すなわち、トリガ放電が図 A.4 の自爆電圧特性を左へ移動させたことになる。

A.5.2 磁界印加による標準偏差減少

上記トリガ放電の金属蒸気プラズマに先行するトリガ電子の一部は、トリガ放電及び両極性拡散により決まる速度で主電極間隙に到達する。トリガイオンの一部もこれに伴って同様の速度で主電極間隙に到達する。従って、磁界印加による標準偏差減少は、主にトリガ電極から主電極間隙に到達するトリガ電子やトリガイオンの数が磁界印加によって安定になることから説明される。図 A.11 にギャップスイッチトリガ機構の概念図を示す。

磁界がトリガ放電に印加されない場合 トリガ放電により発生した電子やイオンは、立体角 4π の全方位に向かって飛散する。したがって、発生した電子やイオンのごく一部が、主電極間隙がトリガ電極先端に対して張る立体角 (主電極立体角) の内部に飛来し、主放電のトリガに寄与するトリガ電子やトリガイオンの数は少ない。しかも、トリガ電子やトリガイオンはトリガ放電の度毎に必ずしも同じようには飛散しないので、主電極立体角内に飛来するトリガ電子やトリガイオンの数はトリガ放電の度毎に変化する。これがトリガ遅れのばらつきを大きくしていると考えられる。

磁界がトリガ放電に印加される場合 22[G] の磁界から計算されるトリガ電子のラーマ半径²は 5.5[mm] で、トリガ電子の平均自由行程 (40[mm]) の 1/7.3 となる。従って、発生されるトリガ電子のかなりの部分が、磁界

²このときのトリガ電子のエネルギーは 18.3×10^{-19} [eV] として計算している。

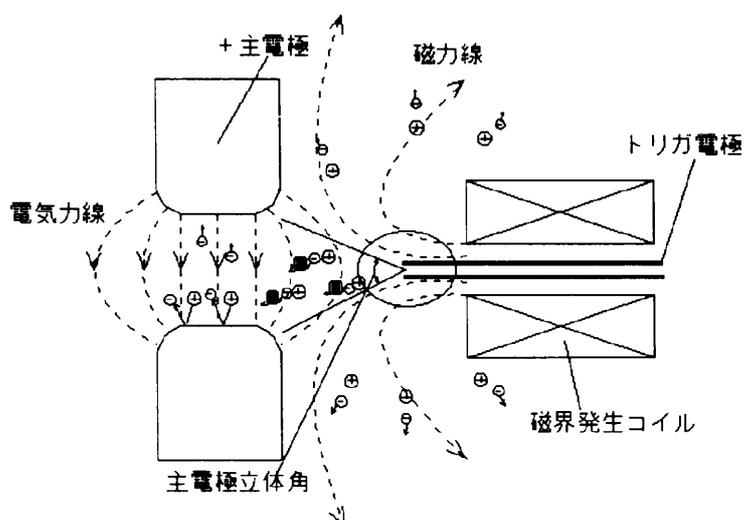


図 A.11: ギャップスイッチトリガ機構の概念図

発生コイルの一端から発散する磁力線により閉じ込められると考えられる。トリガ電子は、中性粒子に衝突することなくラーマ運動を行いながら、磁力線に沿って運動する。主電極立体角に飛来するトリガ電子数は、磁界が印加されない場合に比較して増加する。また この立体角に飛来するトリガ電子数は、磁界による閉じ込めによって、何れのトリガ放電においても安定する。一方、空気中の、例えば酸素イオンのラーマ半径³は 29.6[mm] で、その平均自由行程より長くなる。このことは、磁界印加のトリガイオン閉じ込めへの寄与は、ほとんどないと考えられる。しかし、トリガイオンの一部は、両極性拡散電界によって主電極間隙に到達する。磁界が強くなるにつれて、この様にして主電極間隙に到達するトリガ電子及びトリガイオンの数は増加かつ安定し、図A.7の結果が得られる。

トリガトロンのトリガ用針電極の先端は、主電極の一方に設けられた軸孔の開口端に位置している。主電極電流が流れる度に、これが開口端を損耗し、ここにおける主電極間電界を著しく歪ませる。このような電界の歪や気中の湿度変化などが、トリガトロンにおける頻繁な不始動、自爆放電の原因であると考えられる。これに対して、このギャップスイッチの電極構造は低気圧容器に納められ湿度などの外気の影響が除かれている。さらに、トリガ電極が主放電の影響を受けないように工夫されかつ磁界による閉じ込めがトリガ電子を安定に供給する。従って、不始動や自爆放電のない広い100%トリガ領域が得られたと考えられる。

³このときのトリガ酸素イオンのエネルギーは 8.3×10^{-19} [eV]として計算している。

A.6 まとめ

低電圧用低気圧トリガギャップスイッチを試作した。これは電圧範囲 1.25[kV] から 4.0[kV] において自爆放電や不始動を発生せず、良いトリガ特性を持つ。このスイッチのトリガ放電に磁界を印加すると、トリガ遅れの標準偏差は磁界の強さの増大と共に減少する。さらに、このトリガギャップスイッチの雑音電圧はトリガトロンのそれに比較して低く、そのノイズ継続時間は短い。

ギャップスイッチを HAMANA-T の垂直磁界電源回路に取り付けて動作させた結果、この回路のコンデンサ電源を満足に放電できた。また、このギャップスイッチが 565[A] まで投入できることを確認している。

A.7 資料

A.7.1 はじめに

気中トリガギャップスイッチ(トリガトロン)がコンデンサ電源の放電スイッチとして使用される場合、主電極の有孔部周辺が激しく損耗し、初期のトリガ特性が得られなくなる。さらに、トリガトロンが8[kV]以下の電圧で使用され、ギャップ長の調整が適当でない場合には、不始動や自爆放電が発生する。これらの問題の解決のために低電圧用低気圧空気トリガギャップスイッチ(ATGS)を試作し、A.2~A.6ではATGSの良好な特性を述べた[3][4]。

ATGSの動作気体である空気を同様な圧力範囲のヘリウムで置換し、ヘリウムトリガギャップスイッチ(HTGS)の実験を行った。HTGSは動作電圧範囲0.1[kV]から6[kV]において自爆放電や不始動を発生することなく満足に動作する。HTGSの動作電圧範囲はATGSに比較して広く、そのトリガ遅れのばらつきもより小さい。HTGSのトリガ電極先端が主電極から離れるとトリガ遅れのばらつきは増大するが、トリガ放電に印加する磁界の強さと共に減少する。

ここではHTGSの動作電圧範囲、磁界印加効果、トリガ位置効果および主電極の面積効果に関する実験結果を資料として添付する。

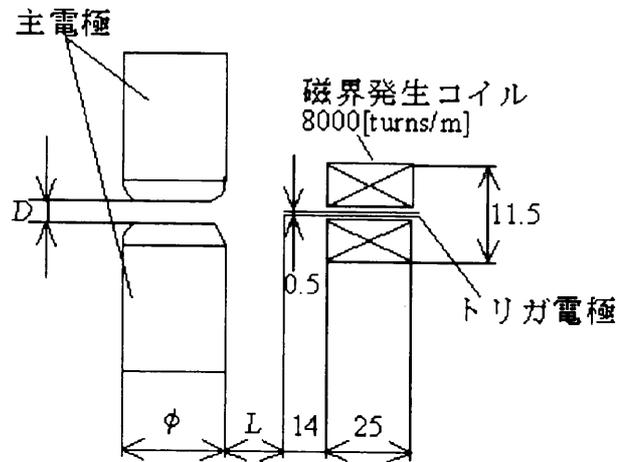


図 A.12: TGS 主要部の構造

A.7.2 TGS の構造

使用した TGS は図 A.1 写真と同様である。主要部構造を図 A.12 にスケッチで示す。主電極は角を丸めた一対の黄銅製円柱からなり、トリガ電極は直径 1[mm]、間隔 0.5[mm] の一対のステンレス製針電極からなる。トリガ電極の先端は、ギャップ中心面上において主電極側面から距離 L の点に配置される。この電極の針端放電が主電極をトリガする。さらに磁界発生コイル(直径 11.5[mm]・長さ 25[mm]・巻数 200 ターン)がトリガ電極の周囲に取付けられている。これら電極全体をパイレックスガラス製真空容器に納め、容器下部に連結されたロータリポンプおよび油拡散ポンプにより 10^{-6} [Torr] まで排気する。容器内の空気 (Air) またはヘリウム (He) の圧力は上部に取付けた 2 段のリークバルブにより 7[mTorr] から 190[mTorr] までに調整される。付録 A-図 A.2 と同様な実験回路の説明を省略するが、トリガ磁界発生回路の充電コンデンサ C_3 を 3.6[mF] に変更している。

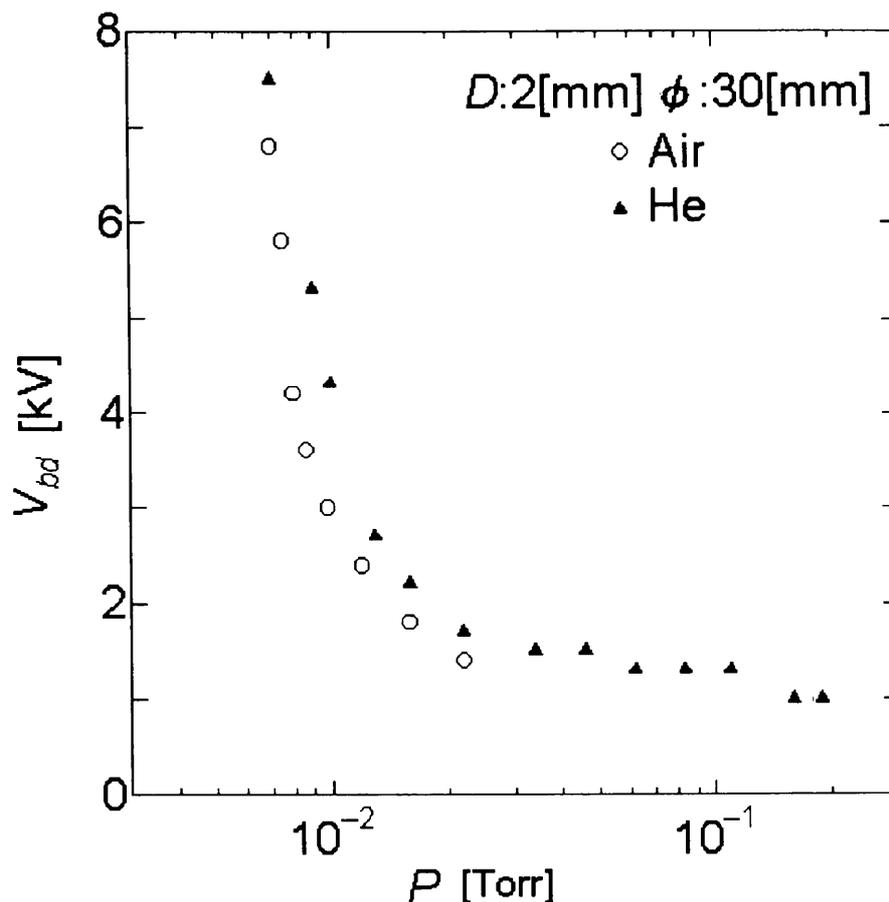


図 A.13: Air と He の自爆放電電圧 V_{bd} の圧力依存性

A.7.3 自爆電圧の圧力依存性

図 A.13 は主電極間のギャップ長 D が 2[mm]、直径 ϕ が 30[mm] である場合の Air (7~23[mTorr]) および He (7~190[mTorr]) の V_{bd} 圧力依存性を示す。Air と He の V_{bd} は圧力上昇に従いともに指数関数的に減少する。これは Air と He の圧力がともにパッシェン曲線 [3] の最小値よりも左側の圧力範囲で変化するためと考えられる。この圧力範囲の He の V_{bd} は Air のそれより常に高い。100[mTorr] 以下の放電形態は火花後直ちにアーク放電となるが 100[mTorr] 以上の放電形態は火花後約 0.5~1 秒間のグロー放電を経由してアーク放電に移行することもある。

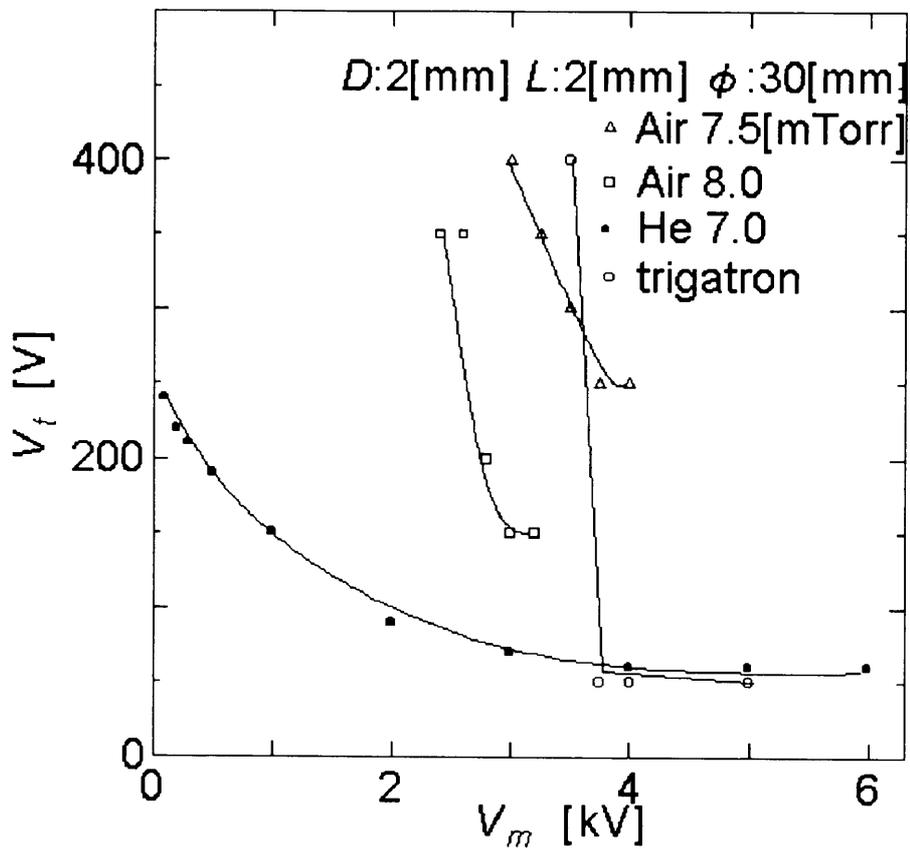


図 A.14: TGS の 100%トリガ電圧 V_t と主電圧 V_m

A.7.4 100%トリガ電圧領域

図A.14はATGS・HTGSの100%トリガ電圧領域を示す。 V_m が高くなるにしたがって、 V_t は低くなる。さらにこの図にはTGSと同様のギャップ長およびトリガ回路を持つトリガトロンの100%トリガ電圧領域も示している。HTGSの100%トリガ電圧領域が最も広く、ATGSの約5倍である。

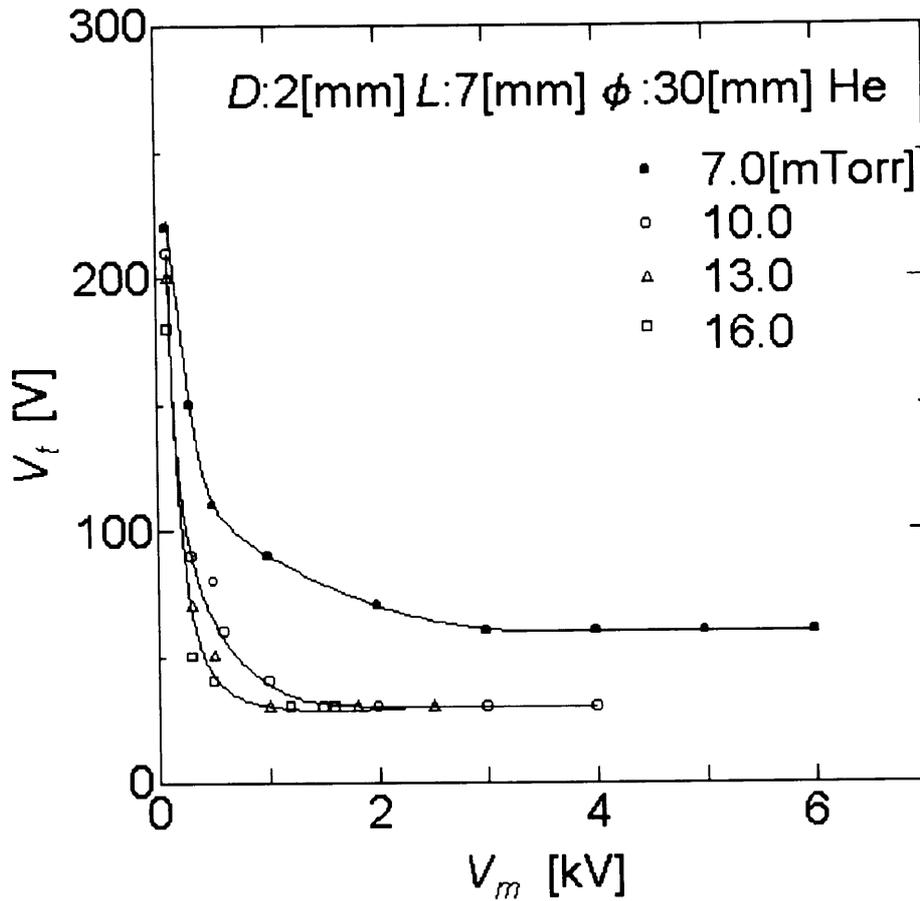


図 A.15: いくつかの圧力における HTGS の 100% トリガ電圧 V_t と主電圧 V_m

A.7.5 圧力による 100% トリガ電圧領域の変化

図 A.15 は $D=2[\text{mm}] \cdot L=7[\text{mm}] \cdot \phi=30[\text{mm}]$ 一定にして、He 圧力を 7・10・13・16 [mTorr] に変化した場合の 100% トリガ電圧曲線を示す。 V_m が低いときは、100% トリガ電圧 V_t は圧力上昇に伴って減少し、 V_m が高くなるにつれて 10 [mTorr] から 16 [mTorr] の V_t は一定の 30 [V] となる。これは C_2 の最低充電電圧が 30 [V] となっているためである。さらに、He 圧力が変化しても動作電圧 (トリガ可能主電圧 V_m) の最低値は変化せず約 100 [V] であるが、動作電圧の最高値は V_{bd} の 70 [%] から 80 [%] となるため、100% トリガ電圧領域は He 圧力の上昇と共に狭くなる。

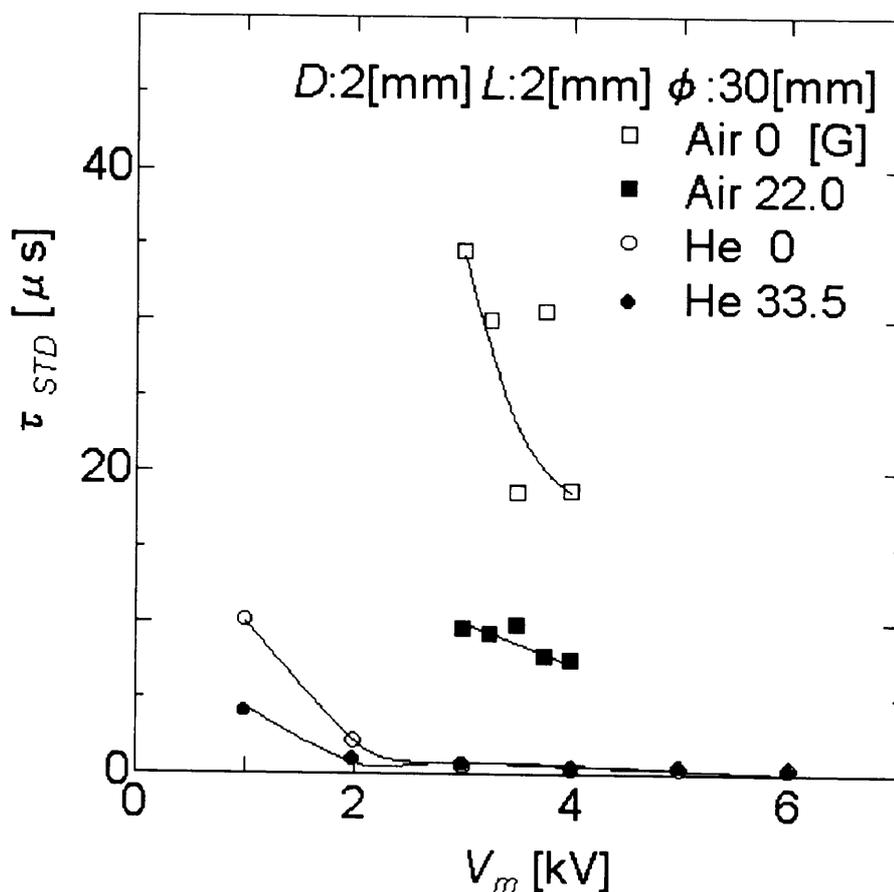


図 A.16: HTGS のトリガ遅れの標準偏差 τ_{STD} と主電圧 V_m ($L=2$ mm)

A.7.6 トリガ遅れのばらつきの標準偏差

図 A.16 は $D=2$ [mm] \cdot $L=2$ [mm] \cdot $\phi=30$ [mm] \cdot $P=7$ [mTorr](He) \cdot $P=7.5$ [mTorr](Air) の場合の V_m に対する τ_{STD} の変化を示す。ATGS の V_t は 400[V]、HTGS のそれは 150[V] である。 V_m が 3[kV] から 4[kV] まで変化するとき、HTGS の τ_{STD} が ATGS に比較して 2 桁小さい。さらに、ATGS の τ_{STD} は弱い磁界 (22[G]) によってかなり小さくなるが、HTGS の τ_{STD} はより強い磁界 (33.5[G]) によっても顕著には減少しない。

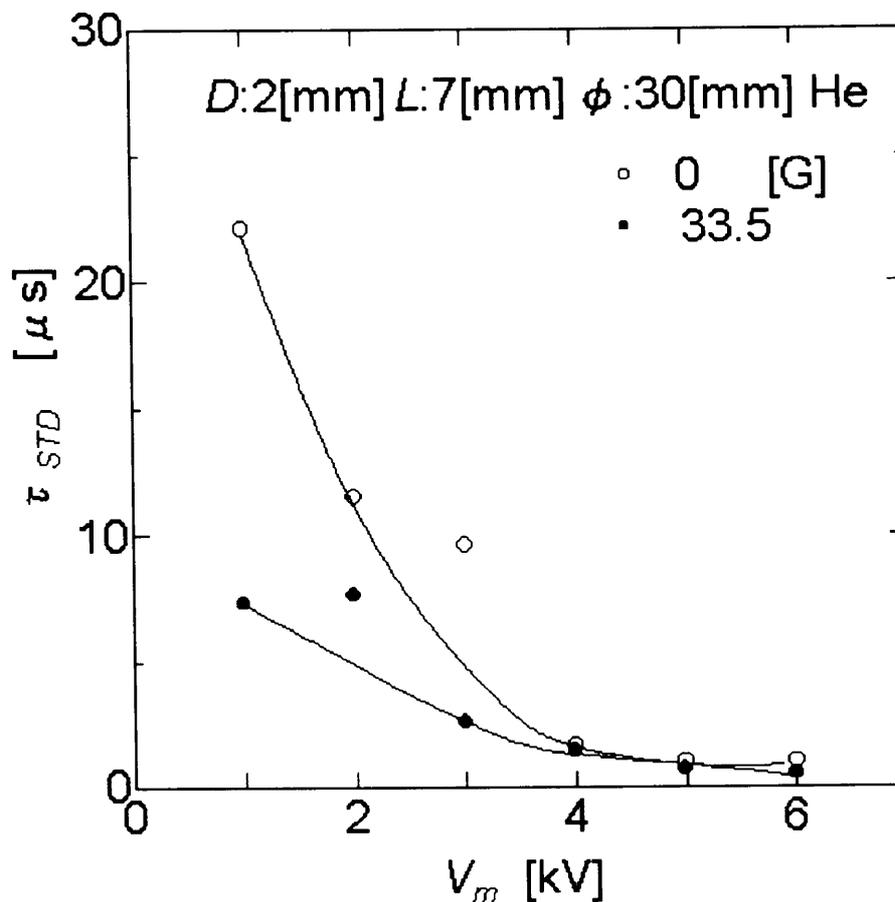


図 A.17: トリガ遅れの標準偏差 τ_{STD} と主電圧 V_m ($L=7\text{mm}$)

A.7.7 磁界印加とトリガ遅れの標準偏差

図A.17はトリガ位置 L を 7[mm] としたときの磁界印加の効果を示す⁴。このときのHe圧力を 7[mTorr] としている。以後全てのHe圧力を 7[mTorr] とする。 V_m が 3[kV] 以下であるときには、 τ_{STD} は 33.5[G] の磁界によりかなり減少している。しかし V_m が 4[kV] 以上であるときには、 τ_{STD} およびその変化が小さい。

⁴ L が 2[mm] ではHTGSの磁界印加効果がATGSに比較して明瞭に表れない。

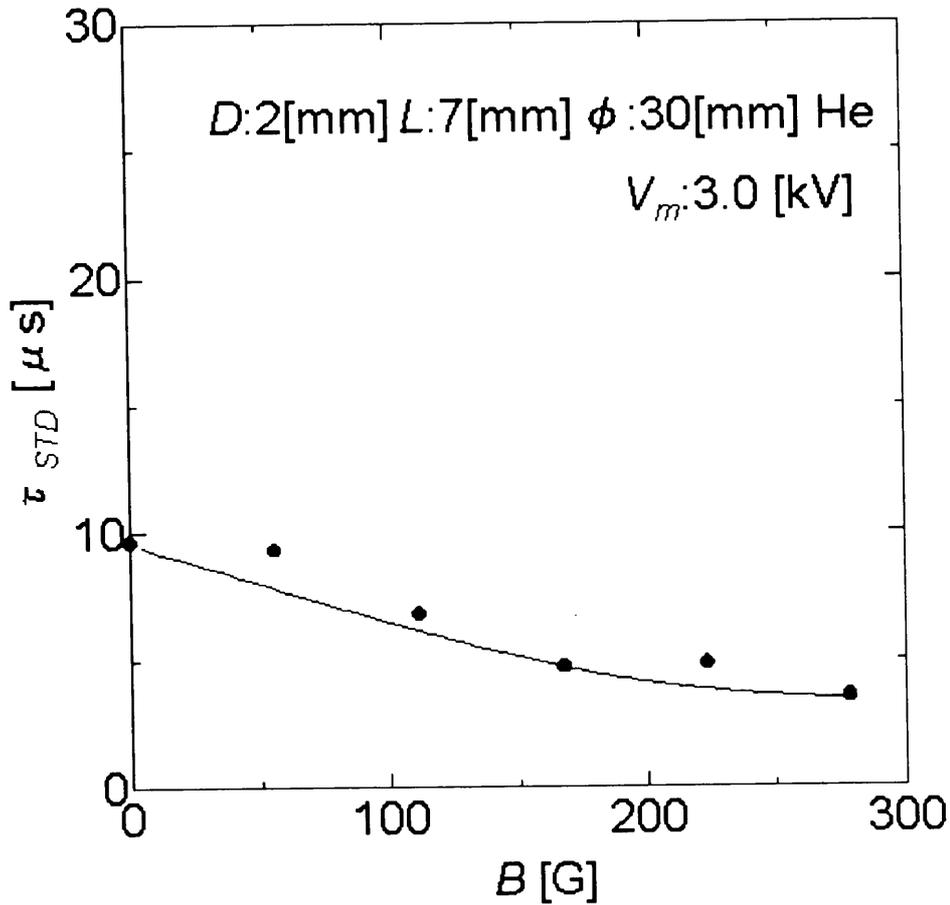


図 A.18: HTGS のトリガ遅れの標準偏差 τ_{STD} と印加磁界 B

A.7.8 トリガ遅れの標準偏差と印加磁界の効果

磁界印加効果を詳細に調べるために、 $L=7[mm]$ ・ $V_m=3[kV]$ を一定として、磁界を変化させて τ_{STD} を求めた。図 A.18 はその結果のグラフを示す。 τ_{STD} は磁界増加と共に徐々に減少している。

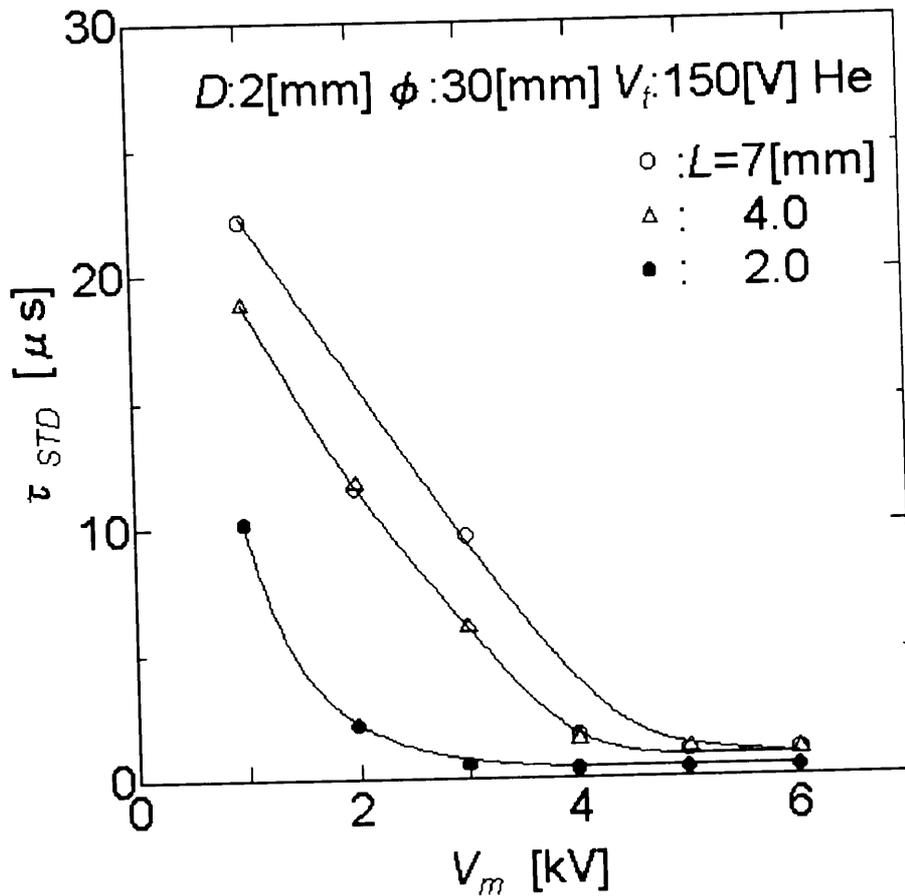


図 A.19: いくつかのトリガ位置 L に対する HTGS のトリガ遅れのばらつき τ_{STD} と主電圧 V_m

A.7.9 トリガ位置とトリガ遅れの標準偏差

図 A.19 はトリガ電圧 V_f を一定として、トリガ位置 L を変化したときの τ_{STD} である。 V_m が $1[kV]$ から $4[kV]$ まで変化するとき、 τ_{STD} は L の増加につれて大きくなる。 V_m が $5[kV]$ 以上であるときには、 τ_{STD} はほぼ $1.0[\mu s]$ となる。

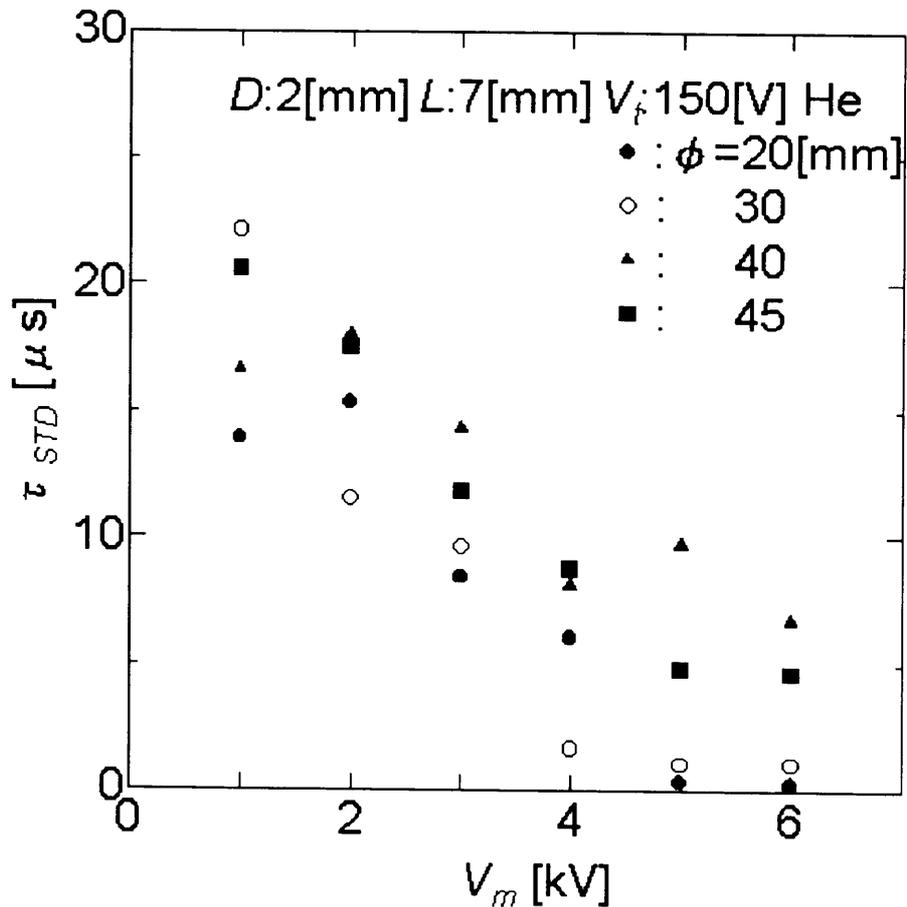


図 A.20: いくつかの主電極直径 ϕ に対するトリガ遅れの標準偏差 τ_{STD} と主電圧 V_m

A.7.10 主電極面積とトリガ遅れの標準偏差

図 A.20 は主電極直径 ϕ を変えたときの、 V_m に対する τ_{STD} の変化を示す。 τ_{STD} は全ての ϕ で V_m の上昇と共に減少する。 V_m が一定であるとき、 τ_{STD} は面積の増加による減少傾向を示さない。このことは、主放電が主にトリガ電極近傍の限られた部分で発生していることを示している。

A.7.11 結果の検討

自爆放電機構 圧力7[mTorr] 室温での He 原子の平均自由行程は20.5[mm]、電子のそれは116[mm]である。これらの値は、主電極間のギャップ長2[mm]に比較して十分に長く、一見真空絶縁破壊の条件を与える。しかし図 A.13 の V_{bd} は圧力依存性を示している。したがって、この領域での He の放電は、Air の放電と同様に低タウンゼント機構に依存していると考えられる [7]。

トリガ機構 トリガ放電の電子やイオン、トリガ電極からの金属蒸気プラズマは主電極に注入され、上記低タウンゼント機構を助長する。すなわち、トリガ放電プラズマが He の α 作用⁵ および γ_i 作用⁶ を確実にし、結果として低い主電圧 V_m を与える。He の7[mTorr] の自爆放電電圧 V_{bd} は高く7.5[kV] であるが、HTGS の動作電圧は100[V] まで下がる (図 A.14)。

トリガ遅れのばらつき 先行するトリガ電子に続く Air や He のトリガイオンがトリガ放電により同量の運動エネルギーを与えられるならば、軽い He イオンが Air 中の重いイオン例えば、酸素イオンより大きな速度でトリガ電極から飛散する。同数のトリガイオンが主電極間隙に到達する場合、He イオンが短い遅れ時間で主電極間隙に到達し、このことが結果としてトリガ遅れのばらつきを小さくすると考えられる (図 A.16)。

主電極の側面からトリガ電極先端までの距離 L が小さいときには主電極立体角は大きく、この立体角内に入るトリガ電子やトリガイオンの数は多い。したがって、主放電は安定にトリガされ τ_{STD} も小さくなる。 L が大きいときは、 τ_{STD} は逆に大きくなる。図 A.19 はこの傾向を示している。

印加磁界33.5[G] から計算される He トリガ電子のラーマ半径⁷ は3.6[mm] で、トリガ電子の平均自由行程⁸ より十分に小さい。したがって、主放電に寄与するトリガ電子の数は、ATGS の場合と同様に磁界によって増加する。また、He トリガイオンのラーマ半径は11.4[mm] で平均自由行程の約

⁵ ここでは低気圧中の電子による衝突電離作用を意味する。

⁶ 陽イオンによる主電極陰極面の二次電子放出作用を意味する。

⁷ このときのトリガ電子のエネルギーは 18.3×10^{-19} [eV] として計算している。

⁸ 7[mTorr] のとき118[mm] と計算される。

0.5倍となる。Heイオンの τ_{STD} もまたATGSの場合と同様に両極性拡散電界の効果によって減少する(図A.18)。しかし、 V_m が4[kV]以上であるときには、主電極の電界がこれらの電子およびイオンを主電極に急速に引き寄せ、 τ_{STD} を著しく減少させる。したがって、磁界の効果は明瞭には表れない(図A.17)。

参考文献

- [1] 林泉, 妹尾義文, “ 気中ギャップスイッチと真空スイッチの始動特性, ” 電気学会誌, vol.86-4、no.931, p.581, 1966.
- [2] 池田長康, “ ギャップスイッチから見た放電現象の諸問題, ” 放電研究, no.76, p21, 1979.
- [3] 水野保則, 染谷太郎, “ 低気圧トリガギャップスイッチの試作, ” 電気学会論文誌 A, vol.112-A, no.11, pp947-948, 1992.
- [4] 水野保則, 染谷太郎, “ 低気圧トリガギャップスイッチの試作, ” 電気学会論文誌 A, vol.114-A, no.6, pp439-444, 1994.
- [5] T.Sometani, N.Suzuki and N.Fujisawa, “Poloidal magnetic field of an iron-cored Tokamak, ” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.23, no.6, pp.729-731, 1984.
- [6] 電気学会, “ 放電ハンドブック, ” p.212, 電気学会,1974.
- [7] 諸隈之彦, 森為可, “ 低気圧放電, ” 昭和46年度電気学会全国大会シンポジウム, p.20, 1971.

付録 B

著者による発表論文

B.1 本研究に関する論文、国際会議、研究会、紀要および学会発表

1. 論文

- (1) T Sometani and Y Mizuno, “Evaluation of error poloidal field in an iron-cored Tokamak,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.30, no.4, pp.844-847, 1991.
- (2) 水野保則, 染谷太郎, “低気圧トリガギャップスイッチの試作,” 電気学会論文誌, vol.112-A, no.11, pp.947-948, 1992.
- (3) T Sometani, K Suganuma and Y Mizuno, “Luminescence growth measurement and toroidal drift study in Tokamak ionization phase,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol.35, pp.17-23, 1993.
- (4) 水野保則, 染谷太郎, “低電圧用低気圧トリガギャップスイッチの試作,” 電気学会論文誌, vol.114-A, no.6, pp.439-444, 1994.
- (5) 水野保則, 染谷太郎, “シェルレストカマク初期プラズマの垂直磁界印加タイミング制御,” 電気学会論文誌, vol.115-A, no.9, pp.914-915, 1995.
- (6) 水野保則, 村松秀紀, 青木孝充, 染谷太郎, “デジタルドライブを用いたトカマクプラズマの水平位置フィードバック制御装置,” 電気学会論文誌, vol.118-A, no.5, pp.523-529, 1998.

- (7) Y Mizuno and T Sometani, "Drive to generate digital current for control vertical field in a small Tokamak," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol.48, no.5, pp1001-1004, Oct. 1999.
- (8) 水野保則, 山根直人, 染谷太郎, "小型トカマク用矩形垂直磁界回路," 電気学会論文誌, vol.119-A, no.12, pp1390-1396, 1999.

2. 国際会議

- (1) T Sometani, Y Ohno and Y Mizuno, "Luminescence growth and poloidal magnetic field in Tokamak ionization phase," Proc. of 21th Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases, vol.1, p211, 1993.
- (2) T Sometani, Y Mizuno, H Muramatsu, T Aoki and M Nakamura, "Position control of a small Tokamak plasma," 1996 Int. Conf. on Plasma Phys., vol.2, pp.1242-1245, 1996.

3. 研究会

- (1) 水野保則, 尾藤文男, 藤田和彦, 吉成敏明, 染谷太郎, "トロイダル磁場コンデンサバンク自動充電回路," エネルギー特別研究(核融合)総合総括班事業, プラズマ核融合技術研究会資料, pp.132-135, 1985.
- (2) 水野保則, 染谷太郎, "低電圧用低気圧トリガギャップスイッチの動作特性," 電気学会研究会資料(高電圧研究会), vol.HV-94-184, pp.37-42, 1994.
- (3) 水野保則, 染谷太郎, "小型トカマク用デジタル制御垂直磁場発生回路," 1996年度技術研究会東京分科会報告集(文部省国立天文台, 電気通信大学), pp.95-98, 1997.
- (4) 水野保則, 染谷太郎, "小型トカマク用パルス垂直磁界発生回路," 平成10年度高エネルギー加速器研究機構技術研究会報告集, pp355-356, 1999.

4. 紀要

- (1) 水野保則, 染谷太郎, "コンデンサバンク高速自動充電システム," 静岡大学工学部研究報告, vol.37, pp.17-22, 1986.

5. 学会発表

- (1) 細田義門, 川島真生, 水野保則, 染谷太郎, “超電導小型トカマクの製作,” 低温学会, Sep.1982.
- (2) 染谷太郎, 水野保則, 細田義門, 川島真生, 須澤千鶴, “超電導小型トカマクの製作,” 日本物理学会秋の分科会, Oct. 1983.
- (3) 水野保則, 石野孝, 富田篤, 染谷太郎, “コンデンサバンク用気中ギャップスイッチシーケンシャル始動装置,” 昭和62年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1987.
- (4) 水野保則, 染谷太郎, “トカマク気体絶縁破壊電圧とトロイダル磁場の関係,” 昭和63年度電気関係学会東海支部連合大会, Sep. 1988.
- (5) 水野保則, 花田謙一郎, 大野祐司, 染谷太郎, “トカマク気体絶縁破壊電圧と電圧上昇率の関係,” 平成元年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1989.
- (6) 大野祐司, 水野保則, 染谷太郎, “トカマクにおける He 絶縁破壊機構の光診断,” 電気学会東海支部「プラズマエレクトロニクス」第7回若手セミナー, Nov. 1989.
- (7) 水野保則, 染谷太郎, “低気圧トリガギャップスイッチ,” 平成4年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1992.
- (8) 水野保則, 染谷太郎, “低気圧 He トリガギャップスイッチの動作特性,” 平成5年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1993.
- (9) 村松秀紀, 水野保則, 染谷太郎, “シェルレストカマクにおけるプラズマ位置の検出・制御,” 平成5年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1993.
- (10) 水野保則, 染谷太郎, “トカマク垂直磁界制御回路の試作,” 平成6年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1994.
- (11) 館山治, 水野保則, 染谷太郎, “小型トカマク装置の自動運転,” 平成6年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1994.
- (12) 田中直紀, 水野保則, 染谷太郎, “トカマクにおける二段ジュール加熱の研究,” 平成7年度電気関係学会東海支部連合大会, Sep. 1995.
- (13) 水野保則, 染谷太郎, “小型トカマク用制御垂直磁界ドライブ回路,” 平成7年度電気関係学会東海支部連合大会, Sep. 1995.

- (14) 水野保則, 染谷太郎, “小型トカマク用矩形垂直磁界発生回路,” 平成10年度電気関係学会東海支部連合大会, Sep. 1998.
- (15) 水野保則, 岩路寛康, 染谷太郎, “小型トカマク二段ジュール加熱回路,” 平成11年度電気関係学会東海支部連合大会, Sep. 1999.

B.2 その他の論文および学会発表

1. 論文

- (1) 長谷部堅陸, 水野保則, 西良樹, “高周波トーチ (グローおよびアーク) 放電における対極の影響,” 放電研究, vol.60, pp.68-72, 1974.

2. 学会発表

- (1) 水野保則, 長谷部堅陸, “高周波単極放電と直流または交流の重畳,” 昭和49年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1974.
- (2) 水野保則, 長谷部堅陸, “けい光ランプの End Glow 位相と始動電圧,” 昭和53年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1978.
- (3) 水野保則, 長谷部堅陸, “けい光ランプの End Glow 期間中における始動電圧の変化,” 昭和54年度電気関係学会東海支部連合大会, Oct. 1979.
- (4) 水野保則, 長谷部堅陸, “けい光ランプの End Glow 期間中における始動電圧の変化,” 昭和55年度電気関係学会東海支部連合大会, Nov. 1980.
- (5) 水野保則, 長谷部堅陸, “けい光ランプにおける End Glow と始動電圧,” 昭和56年度 (第14回) 照明学会全国大会, Apr. 1981.

謝 辞

大変に御多忙中にも関わらず、快く審査委員の任をお引き受けいただき、さらに懇切丁寧な御助言、御指導を賜りました静岡大学工学部 窪野隆能 教授、同大学電子工学研究所 渡邊健蔵 教授、同大学工学部 市川 朗 教授、犬塚 博 助教授、さらに染谷太郎 教授に感謝いたします。

特に染谷太郎 教授には著者が静岡大学に奉職して以来、長期に渡って御指導、御鞭撻をいただいております。著者が本学位論文を完成できたのは教授の御指導の賜であります。ここに謹んで深謝いたします。

また、本研究の遂行にあたり有益な御助言、御議論いただいた文部省核融合科学研究所 東井和夫 教授、静岡大学工学部 深尾正之 教授に深く感謝いたします。

本論文は昭和55年から現在まで本研究室において行われたトカマクプラズマの研究をまとめたものです。本研究室を卒業された多くの大学院生、卒業研究生には多大な御協力をいただいております。ここに深く感謝いたします。

著者の学生時代の恩師であり、論文執筆中、常に励ましをいただきました静岡大学工学部 荻田正巳 教授に感謝いたします。

さらに、同僚であり日頃から御助言いただいている静岡大学工学部文部技官 椋本介士 博士、押川達夫 博士に感謝します。また、執筆に際しては黒川正明 技官の他、電気システムコース技官のみなさんに励ましをいただきました。ここに感謝いたします。