

JAERI-M

7 8 4 5

プラズマ位置・形状制御系における
制御性能の検討

(臨界プラズマ試験装置設計報告・59)

1978年9月

相川裕史・都築直久*・木村豊秋・小方 厚

二宮博正・鈴木康夫

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

プラズマ位置・形状制御系における制御性能の検討
(臨界プラズマ試験装置設計報告・59)

日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部

相川 裕史・都築 直久^{*}・木村 豊秋

小方 厚・二宮 博正・鈴木 康夫

(1978年8月9日受理)

プラズマ位置・形状制御系において、制御対象の機能、負荷、外乱の種類、要求する制御応答の速度、精度を規定し、制御性能を決定しなければならない。外乱として、各種誤差磁場を考え、制御対象の負荷変動としては、プラズマ内部インダクタンス、ポロイダルペータ値を考え、要求する制御性能をプラズマの平衡、安定性、不純物検出器の性能などから決定した。その結果をポロイダル電源に対する要求事項としてまとめた。

*) 東京芝浦電機株式会社

Studies on performances of the control system of
plasma position and shape

Hiroshi AIKAWA, Naohisa TSUZUKI*, Toyoaki KIMURA,
Atsushi OGATA, Hiromasa NINOMIYA and Yasuo SUZUKI

Division of Large Tokamak Development,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received August 9, 1978)

Performance in the control system of plasma po-
sition and shape is determined by estimating the dis-
turbing field, system functions and load variation of
the controlled object. Various stray fields are con-
sidered as disturbing field. Plasma internal inductance
and poloidal beta are taken into consideration as
load variation of the controlled object. The required
performance is obtained through considerations of plasma
equilibrium, stability, impurity concentration and sen-
sors accuracy. The results are described as requests to
the poloidal power supply system.

Key words; Plasma Position, Plasma Shape, Tokamak, Con-
trol System Performance, Disturbing Field,
Load Variation

* On leave from Tokyo Shibaura Electric Co. Inc., Futyu

目 次

1.はじめに	1
2.制御装置の概要	2
2.1 制御の方法	2
1) スカラー的な制御	2
2) 分離制御	3
3) 二次形式評価関数に対する最適レギュレータ	5
2.2 測定の方法	8
2.3 制御装置の構成	9
3.固定リミターとプラズマとの相互作用	15
3.1 プラズマの安定性	15
3.2 熱負荷と不純物	19
1) はじめに	19
2) 接触面積(スクレイプ・オフ層)	20
3) リミタの温度上昇	22
4) 蒸発により発生する不純物	24
5) まとめ	27
4.制御系に影響を与える諸効果	34
4.1 コイル系に元来、存在する誤差磁場	35
4.2 架台、鉄筋、その他、装置周辺機器に誘起される電流による誤差磁場	39
4.3 コイル系、真空容器に誘起される誘導電圧、渦電流による外乱	40
4.4 検出器の検出誤差	40
4.5 プラズマによる“内乱”	43
5.制御装置に要求される性能	53
5.1 プラズマ維持時間	54
1) 制御電源容量の決定	54
2) 制御精度	57
5.2 プラズマ励起時間	58
1) 制御電源容量の決定	58
2) 制御精度	62
5.3 プラズマ消滅時間	62
5.4 磁気リミタを用いる場合	62
1) 磁気リミタ・コイル電源	62
2) 垂直磁場コイル電源	63
3) 四重極磁場コイル電源	63
6.まとめ	81

CONTENTS

1. Introduction	1
2. Review of control system	2
2.1 Methods of control	2
1) scalar control	2
2) separate control	3
3) optimal regulator for a cost function with a binary form	5
2.2 Methods of measurements	8
2.3 Composition of control system	9
3. Interaction between fixed limiters and plasma	15
3.1 Stability of plasma	15
3.2 Thermal load and impurities	19
1) introduction	19
2) contact area (scrape-off layer)	20
3) temperature increase of limiters	22
4) impurities by evaporation	24
5) summary	27
4. Various effects giving influences to the control system	34
4.1 Stray fields originally existing in the coil system ..	35
4.2 Stray fields caused by the currents induced in the support structure, reinforced concretes, and neighbouring conductors, etc..	39
4.3 Stray fields caused by the eddy current induced in the coils and the vacuum vessel	40
4.4 Error at the detection by the sensors	40
4.5 "Internal disturbance" by the plasma	43
5. Required performance in the control system	53
5.1 Plasma flat-top phase	54
1) determination of performance of power supply	54
2) accuracy of control	57
5.2 Plasma start-up phase	58
1) determination of performance of power supply	58
2) accuracy of control	62
5.3 Plasma shut-down phase	62
5.4 In case of a magnetic limiter operation	62
1) power supply of magnetic limiter coils	62

2) power supply of vertical field coils	6 3
3) power supply of quadrupole field coils	6 3
6. Summary	8 1

目 次

1.はじめに	1
2.制御装置の概要	2
2.1 制御の方法	2
1) スカラー的な制御	2
2) 分離制御	3
3) 二次形式評価関数に対する最適レギュレータ	5
2.2 測定の方法	8
2.3 制御装置の構成	9
3.固定リミターとプラズマとの相互作用	15
3.1 プラズマの安定性	15
3.2 热負荷と不純物	19
1) はじめに	19
2) 接触面積(スクレイプ・オフ層)	20
3) リミタの温度上昇	22
4) 蒸発により発生する不純物	24
5) まとめ	27
4.制御系に影響を与える諸効果	34
4.1 コイル系に元来、存在する誤差磁場	35
4.2 架台、鉄筋、その他、装置周辺機器に誘起される電流による誤差磁場	39
4.3 コイル系、真空容器に誘起される誘導電圧、渦電流による外乱	40
4.4 検出器の検出誤差	40
4.5 プラズマによる“内乱”	43
5.制御装置に要求される性能	53
5.1 プラズマ維持時間	54
1) 制御電源容量の決定	54
2) 制御精度	57
5.2 プラズマ励起時間	58
1) 制御電源容量の決定	58
2) 制御精度	62
5.3 プラズマ消滅時間	62
5.4 磁気リミタを用いる場合	62
1) 磁気リミタ・コイル電源	62
2) 垂直磁場コイル電源	63
3) 四重極磁場コイル電源	63
6.まとめ	81

CONTENTS

1. Introduction	1
2. Review of control system	2
2.1 Methods of control	2
1) scalar control	2
2) separate control	3
3) optimal regulator for a cost function with a binary form	5
2.2 Methods of measurements	8
2.3 Composition of control system	9
3. Interaction between fixed limiters and plasma	15
3.1 Stability of plasma	15
3.2 Thermal load and impurities	19
1) introduction	19
2) contact area (scrape-off layer)	20
3) temperature increase of limiters	22
4) impurities by evaporation	24
5) summary	27
4. Various effects giving influences to the control system	34
4.1 Stray fields originally existing in the coil system ..	35
4.2 Stray fields caused by the currents induced in the support structure, reinforced concretes, and neighbouring conductors, etc..	39
4.3 Stray fields caused by the eddy current induced in the coils and the vacuum vessel	40
4.4 Error at the detection by the sensors	40
4.5 "Internal disturbance" by the plasma	43
5. Required performance in the control system	53
5.1 Plasma flat-top phase	54
1) determination of performance of power supply	54
2) accuracy of control	57
5.2 Plasma start-up phase	58
1) determination of performance of power supply	58
2) accuracy of control	62
5.3 Plasma shut-down phase	62
5.4 In case of a magnetic limiter operation	62
1) power supply of magnetic limiter coils	62

2) power supply of vertical field coils	6 3
3) power supply of quadrupole field coils	6 3
6. Summary	8 1

1. はじめに

一般に、制御装置の設計には制御対象の機能、負荷、外乱の種類、大きさ、状態、要求される制御応答の精度、速度が定量的に与えられることが必要である。プラズマ制御の立場から言えば、制御対象であるプラズマ位置形状は、どのような意味をもって制御されるべきであるのか、プラズマのパラメータは、どの程度変化するのか、制御を妨げる外乱磁場はどのようなものであるか、それに対する制御性能は、どこまで要求すべきなのか等々を明確に定める必要がある。現在までに、我々はプラズマ制御に関連した各要素の静、動両特性について、理解が進み、更にその制御アルゴリズムの完成（トカマク回路論）によって、制御動作解析も可能になった。制御動作に関する要求について一応の目標を与えることによって、階段状外乱に対する応答の遅れ、最大過渡偏差、過渡応答の減衰、定常偏差などについて知識を得ている。一方、プラズマ制御に密接に関連する、本体（真空容器、ポロイダル・コイル、トロイダル・コイル）あるいは制御用のエネルギー源である電源の仕様、種類も、ほど固まりつつある。そこで、先に決めた制御動作に関する一応の目標を更に見直し、明確に物理的な見地から根拠づける必要がある。これによってプラズマ制御装置の各機器の設計の評価の基盤にすることとしたい。

本報告書は上記の事を目標に、次章では、プラズマ制御装置の概要を述べるとともに、関連する機器との関係を考察する事にする。即ち、プラズマ制御装置構成、制御手法の概要、その構成要素に生ずる制御性能上の問題点及びプラズマ・パラメータ変動に対する考え方等を述べる。第3章では、プラズマと真空容器、特に固定リミタとの相互作用に重点を置いた解析を基に、プラズマ制御性能への要求事項を述べる。まず、プラズマ平衡の立場から見た固定リミタとプラズマの相互作用から、制御に対する影響を述べ、次に、プラズマと固定リミタとの接触によって生ずるリミタ材の温度上昇、不純物の混入を考察の対象とする。第4章では、外乱、内乱（負荷の変動）及び検出器誤差等について定量的な考察をすすめ、その予想値を明確に定めることとする。第5章では、第2章～第4章迄の検討を受けて、そのシミュレーションを行い、制御系の定数を与えることとする。第6章は全体のまとめを記述する。

2. 制御装置の概要

ここでは、制御装置の概要を述べるわけであるが、これは制御の方法、測定の方法によって決まるものである。そこで、まず、これらについて述べ、つぎに制御装置の構成とくに JT-60 全体の制御系との関連を述べることにする。

2.1 制御の方法

ここでは、制御の方法を、単純なものから複雑なものへという順序で述べる。複雑なものほど、良い制御成績が期待できるであろうが、反面、我々の経験が乏しく、また制御系とくに計算機に高い能力が必要とされる。我々の制御系は、ここに記述したうち、もっとも複雑なものも実行しうるように設計されるはずである。

現在のフィードバック制御理論は、古典制御理論・現代制御理論を問わず、そのほとんどが、線形・集中定数・定常系を対象としている。一方我々がプラズマ制御で相手にする現象は、^{1)～3)} 程度の差こそあれ、非線形・分布定数・非定常系として記述すべきものである。

集中定数化のためには、トカマク回路論⁴⁾が有用であり、すでにいくつかの応用例がある。線形化については、今のところ線形化の成り立つ範囲で議論をあてはめるしかない。線形化の成り立つ範囲までは、現在の設計ではプレプログラム制御で持っていくことはなっているが、このプレプログラムの具体的な方法については、まだ具体的な手法を模索しているというのが現状である。直観的には、フラットトップ時は線形近似が成り立つと考えてさしつかえないであろう。また、フラットトップ時には、定常近似も成り立つと考えられる。

また、制御系の構成要素である、計算機、サイリスタ等も、非線形特性を有している。また、これらの要素の部分は、離散時間系として取り扱うべきである。もっとも、連続系と離散系との対応づけはむづかしいことではない。

1) スカラー的な制御

この方法では、制御用コイルと、状態変数は 1 対 1 に対応するものとして制御系を設計する。この対応を以下に示す。

空心交流器コイル \longleftrightarrow プラズマ電流

垂直磁場コイル \longleftrightarrow プラズマの水平位置

水平磁場コイル \longleftrightarrow プラズマの垂直位置

四重極磁場コイル \longleftrightarrow プラズマの橿円度

この立場からの設計はすでに文献 1, 2 に詳述されている。

この 1 対 1 の対応は厳密には成り立たない。その理由は、物理的な理由と工学的な理由とに大別できる。

まず、物理的な理由について述べる。プラズマ電流とプラズマ位置とは次の関係式で結ばれている。³⁾

$$\frac{\mu_0 I_p}{2} \left(\ln \frac{8R_p}{r_p} + A_1 - \frac{1}{2} \right) + 2\pi R_p B_v = 0 \quad (2.1)$$

すなわち、 I_p を変化させれば必然的に R_p も変化する。また、プラズマ断面を $\rho = r_p + \delta \cos 2\omega$ と書いたとき、橿円度をあらわす δ は次式で与えられる。⁴⁾

$$\begin{aligned} \delta &+ \frac{3 r_p^2}{4 R_p^2} \left(\ln \frac{8 R_p}{r_p} - \frac{5}{4} - \frac{A_1}{3} \right) - \frac{r_p^3}{R_p^2} A_2 \\ &- \frac{r_p^3}{R_p^2} \left(\ln \frac{8 R_p}{r_p} + A_1 - \frac{1}{2} \right) n=0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

ただしこれらの式で A_1 , A_2 は次式によって定義される。

$$B_\omega = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi r_p} \left\{ 1 + \frac{r_p}{R_p} A_1 \cos \omega + \left(\frac{r_p}{R_p} \right)^2 A_2 \cos 2\omega \right\} \quad (2.3)$$

とくに、

$$A_1 = \beta_p + \ell_i / 2 - 1 \quad (2.4)$$

式 (2.2) は R_p を変化させれば δ も変化することを示している。

次に工学的な理由について述べる。前述の 1 対 1 対応は、コイル配置が理想的で、空心変流器コイルはプラズマ領域に磁場を作らず、また垂直・水平・四重極磁場コイルは、それぞれ垂直磁場・水平磁場・四重極磁場だけを作ると仮定した場合に成り立つ。ところが現実には、空心変流器コイルは垂直磁場・水平磁場・四重極磁場成分を、それぞれ多少は作る。このことは他のコイルについてもあてはまる。(もっとも、JT-60 の場合は、垂直磁場コイルには n -インデックスを有するように、あえて四重極磁場成分を持たせてある。ここで議論の対象としているのは、これ以外の好ましからぬ磁場成分である。) これらの「好ましからぬ」磁場の大きさの見積りについては、後述する。

このように、1 対 1 の対応が成り立たないのであれば、成り立たないことも計算に入れた制御方法を用いることが当然考えられる。以下にそのような方法を述べる。ただし、以下に述べるような方法では、とたんに制御方法がむづかしくなり、制御装置の負担が大きくなる。そのうえ、理論と実際とのギャップが、スカラー的な方法にくらべてかなり大きい。一方、上記の 1 対 1 の対応は、厳密には成り立たないとしても、その誤差は高次のものである。スカラー的な方法では、これらを外乱とみなすことができ、ループ利得をあげることによって排除できることが期待される。

2) 分離制御

現実のシステムでは、物理的・工学的な理由により、前節の最初に述べた 1 対 1 の対応は成り立たない。そこで状態ベクトル (プラズマ電流、プラズマの水平位置・垂直位置・橿円度を要素とするベクトル, $x^t = (I_p, \Delta_H, \Delta_V, \delta)$) に何らかのマトリクス演算を行って、 x^t

と制御ベクトル（各コイルの電圧または電流， $u^t = (V_f, V_v, V_H, V_Q)$ または (I_f, I_v, I_H, I_Q) ）が見かけ上 1 対 1 に対応したようにしたうえで、スカラー的な制御の設計理論を応用しようという方法がまず考えられる。

この方法を、前述の物理的な干渉に対して適用することは、文献 5) で予備的考察がなされ、文献 2) でシミュレーションが行われた。このシミュレーションにおいては、分離制御を行うと場合によってはスカラー的な制御よりも制御成績が悪くなることが指摘された。しかしシミュレーションは物理的な干渉のみを対象としたので、工学的な干渉に対しては、この方法が有用である可能性もある。

ここでは、この方法についてさらに検討するための布石として、問題の定式化を示しておくことにする。ただし問題を簡単にするために、コイル以外の構成要素に流れるうず電流は無視する。

トカマク回路論によって得られる回路方程式は、線形化すると次の形にまとめることができる。

$$L \dot{x} + r x + I_{po} \dot{m} = Hu \quad (2.5)$$

ただし

$$x^t = (I_f \ I_v \ I_H \ I_Q \ I_p)$$

$$u^t = (V_f \ V_v \ V_H \ V_Q)$$

$$L = \begin{pmatrix} L_f & M_{fv} & M_{fH} & M_{fQ} & M_{fp} \\ M_{fv} & L_v & M_{vH} & M_{vQ} & M_{vp} \\ M_{fH} & M_{vH} & L_H & M_{HQ} & M_{Hp} \\ M_{fQ} & M_{vQ} & M_{HQ} & L_Q & M_{Qp} \\ M_{fp} & M_{vp} & M_{Hp} & M_{Qp} & L_p \end{pmatrix}$$

$$r^t = (\eta_f \ \eta_v \ \eta_H \ \eta_Q \ \eta_p)$$

$$\dot{m}^t = (\dot{M}_{fp} \ \dot{M}_{vp} \ \dot{M}_{hp} \ \dot{M}_{qp} \ \dot{L}_p)$$

$$H = \begin{pmatrix} 1 & & & & \\ & 1 & & & \\ & & 1 & & \\ & 0 & & 1 & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

である。線形化の過程は文献 6) と同様である。 m の要素はプラズマ位置・橍円度・ A_1 ・ A_2 に依存するが、 A_1 ・ A_2 は定数とみなし、式 (2.1)，(2.2) を線形化すると、結局 m を x を用いて書くことができる。そこで

$$I_{po} \dot{m} = M \dot{x}$$

として式 (2.5) に代入すると

$$(L + M) \dot{x} = -r x + Hu$$

$$\dot{x} = -(L + M)^{-1} r x + (L + M)^{-1} Hu \quad (2.6)$$

を得る。 $-(L + M)^{-1} r = A$ ， $(L + M)^{-1} H = B$ とおけば、この式はいわゆる標準形

$$\dot{x} = Ax + Bu \quad (2.7)$$

になる。

ところが、これはコイルが設計通りに配置された場合であって、現実の回路方程式は、トマク回路論から得られるのと異なる係数を持っている。従って、現実の回路方程式から得られる標準形は式(2.7)と異なる。これを

$$\dot{x}' = A'x' + B'u' \quad (2.8)$$

と書くことにする。 u' は現実のコイルにかける電圧、 x' は現実のコイルに流れる電流を要素とするベクトルである。 x' と x の関係を

$$x' = Tx \quad (2.9)$$

とおく。この式は、現実のコイル電流を、理想のコイル電流の成分に分解することを意味している。この T は測定することによって得られるであろう。式(2.9)を(2.8)に代入すると、次式がえられる。

$$\begin{aligned} T\dot{x} &= A'Tx + B'u' \\ \dot{x} &= T^{-1}A'Tx + T^{-1}B'u' \end{aligned} \quad (2.10)$$

この式は、(2.7)と同一の式でなければならないので、 $T^{-1}A'T = A$ 、 $T^{-1}B'u' = Bu$ である。 T (実測値)と A (計算値)から A' が、また $r = r'$ 、 $H = H'$ と仮定すれば A' から B' が求められる。式(2.10)は現実にコイルにかけた電圧と、そのときに理想的な配置を持ったコイルに流れる電流との関係を与えていている。

分離制御の目的とすることは、入力と出力を1対1に対応させることである。ここで出力の数が入力の数より多いと、分離は不可能である。出力の数の方が少いのはかまわないが、理論が複雑になる。出力としては1)の最初に述べたプラズマ電流、位置、形状をとってもよいし、あるいは各コイルが理想的に配置されたと仮定した場合のコイル電流をとってもよい。一般に、

$$y = Cx \quad (2.11)$$

によって入出力関係をあらわすことが行われる。

システムを分離し、かつ各サブシステムの伝達関数を与えられた伝達関数に一致させるために前置補償器をもうけるための方法は、制御の教科書に記述されている⁹⁾。

JT-60のコイル系は、前述した1対1の対応が成り立つように設計することを目指している。従ってスカラー的な方法によって十分対処できると思われるが、その判断は式(2.9)のマトリクス T に依存する。この分離制御の方法は、一般的多変数制御系に適用するには無理があるが、もともとほとんど分離しているものを完全に分離するために用いるためには適しているようである。

3) 二次形式評価関数に対する最適レギュレータ

以下に述べる方法は、多入力多出力系をそのまま全体としてとらえ、二次形式で定義された評価関数に極値を与えるようなフィードバック制御を見出そうとするものである。この方法は、文献6において、プラズマ電流とプラズマ位置を両方とも制御しようという意図のもとに適用することが試みられた。ここでは文献6の対象をやや拡大し、JT-60本来の目的である、温度 T 、密度 N の制御にこの方法を適用することを述べる。JT-60においてはガス注入量を操作することが予定されており、そのための定式化も試みられている。従ってここではガス

注入量も制御変数と考える。

みとおしを良くするために、位置制御の対象は水平方向のみとし、ポロイダルコイルは空心変流器コイルと垂直磁場コイルのみとする。うず電流の効果も無視する。また、電子密度とイオン密度、電子温度とイオン温度はそれぞれ等しいと仮定する。

ここで述べるのは、プラズマ物理と回路方程式とフィードバック制御理論を一体化し、プラズマの物理的パラメータを制御する方法である。その土台となる関係を図2.1に示す。この図では二重枠内がプラズマのパラメータ、一重枠内が制御入力、まるい枠内がこれらの関係を与える方程式である。

方法の筋道は、これらの方程式から状態方程式を導き（ここまでは2)で述べた方法と同じ思想である）、プラズマパラメータに対する二次形式評価関数をつくり、それに極値を与えるフィードバック則を定めるというものである。まず、何を変数とし、何を定数とするかを決める必要がある。ここでは以下のようにする。

定数：粒子閉じ込め時間 τ_p 、エネルギー閉じ込め時間 τ_E 、プラズマ小半径 r_p 、コイルのインダクタンス、抵抗など

制御入力：空心変流器コイル電圧 V_f 、垂直磁場コイル電圧 V_v 、ガス注入フラックス F_f

状態変数：プラズマ電流 I_p 、コイル電流 I_f , I_v 、プラズマ総粒子数 N 、プラズマ温度 T 、プラズマ内部インダクタンス ℓ_i

以下の諸量は媒介変数としてのみあらわれる。すなわち、以下の媒介変数は状態変数の関数であるとする。

ポロイダルベータ β_p 、 $A_1 = \beta_p + \ell_i / 2 - 1$ 、プラズマ抵抗 η_p 、プラズマ位置 R_p 、プラズマのインダクタンス L_p 、プラズマとコイルとの相互インダクタンス M_{pv} , M_{pf}

状態変数と媒介変数の関係は以下の式で与えられるものとする。

$$\beta_p = \frac{4 k N T}{\mu_0 R_p I_p^2} \quad (2.1.2)$$

$$\frac{\mu_0 I_p}{2} \left(\ln \frac{8 R_p}{r_p} + A_1 - \frac{1}{2} \right) + 2 \pi R_p \nu_v I_v = 0 \quad (2.1.3)$$

$$\eta_p = \text{const} \cdot T e^{-3/2} \quad (2.1.4)$$

式(2.1.2)は β_p の定義、式(2.1.3)は運動方程式でプラズマの質量を無視したもの、式(2.1.4)はいわゆるSpitzerの式である。 L_p , M_{pv} , M_{pf} は文献4)に従うものとする。これらの関係式を線形化し、以下に述べる関係式に代入すると、媒介変数は消去することができる。

つぎに、図2-1で丸枠で囲んだ関係式について述べる。まず回路方程式は⁴⁾

$$\frac{d}{dt} (L_p I_p) + \eta_p I_p + \frac{d}{dt} (M_{fp} I_f + M_{fv} I_v) = 0 \quad (2.15)$$

$$L_f \frac{d I_f}{dt} + \eta_f I_f + \frac{d}{dt} (M_{fp} I_p) + M_{fv} \frac{d I_v}{dt} = V_f \quad (2.16)$$

$$L_v \frac{d I_v}{dt} + \eta_v I_v + \frac{d}{dt} (M_{vp} I_p) + M_{fv} \frac{d I_f}{dt} = V_v \quad (2.17)$$

粒子バランスの式は⁸⁾

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_p} + \frac{1-\gamma}{1-\gamma R} \Gamma_f \quad (2.18)$$

ただし γ は escaping ratio , R は recycling ratio と呼ばれる量である。またエネルギーバランスは

$$\frac{d kNT}{dt} = -\frac{kNT}{\tau_E} + \eta_p I_p^2 \quad (2.19)$$

ここで右辺第2項はジュール入力である。(この節ではジュール加熱時を対象とする。)

運動方程式中にあらわれる内部インダクタンス ℓ_i はこれの従うべき物理法則がはっきりしないので定式化しにくい。しかし、実験事実として、急速にガスを注入すると電流分布が中心にかたよること、急速にプラズマ電流を増やすと逆に分布が表面にかたよることが知られているので、とりあえず次のようにおいておく。

$$\frac{d \ell_i}{dt} = -\frac{\ell_i}{\tau_1} + \frac{k_N}{N} \frac{dN}{dt} - \frac{k_p}{I_p} \frac{d I_p}{dt} \quad (2.20)$$

この式のおき方は実験によって決めるべきであろう。 ℓ_i は定数としてみなしてしまうのもひとつ的方法であるが、他の状態変数が巨視的な量であるのに対し、 ℓ_i はプラズマの電流分布といった量を代表する量といえをものであり、プラズマの安定性とも密接に関連する。従ってここでは ℓ_i を積極的に状態変数にとり入れ、かつ評価関数にも反映させるという方向で検討する。

以下の方法は文献 6)に示されている。すなわち式 (2.15) ~ (2.20) を、 $x = x_0 + \delta x$ として目標値 x_0 のまわりで線形化し、状態方程式

$$\dot{\delta x} = A \delta x + B \delta u \quad (2.21)$$

を導く。ただし $u = u_0 + \delta u$ であって、 u_0 がプログラム入力である。評価関数を

$$J = \int_{t_0}^{\infty} (\delta x^T Q \delta x + \delta u^T R \delta u) dt \quad (2.22)$$

で定義すると、このとき J を最小にする制御入力は

$$\delta u = -G \delta x \quad (2.23)$$

ただし

$$G = R^{-1} B K \quad (2.24)$$

であって K は次のマトリクス Riccati 方程式の解である。

$$-KA - A^t K - Q + KBR^{-1}B^tK = 0 \quad (2.25)$$

評価関数 (2.22) の右辺被積分項の第2項は入力エネルギーをおさえるための項であり、第1項は制御の目的によって決めるべき項である。たとえば、第1項を

$$\delta x^t Q \delta x = q_1 \delta R_p^2 + q_2 \delta T^2 + q_3 \delta N^2 + q_4 \delta I_i^2 \quad (2.26)$$

とおき、 q_1, \dots, q_4 をきめれば、 Q を決めることができる。

ここに述べた方法は、プラズマ電流、位置形状および密度の制御が、それぞれ単独でうまくいったうえで、実験のひとつとして試みるべきであろう。この方法は JT-60 の最高性能をいかに引き出すかという問題に向いており、最適制御理論を適用するとすれば、JET、TFTR でもこの方向に向うしかないと思われる。

2.2 測定の方法

前節で述べた 1), 2) の方法においては、プラズマ電流、プラズマ位置および形状が状態変数として必要である。プラズマ電流はロゴスキコイルにより容易に得ることができる。プラズマ位置を得る方法としては、磁気プローブ、SSD あるいは PIN ダイオードによるプラズマの高温領域観測、干渉法によるプラズマ密度分布からの推定、 $H\alpha$ あるいは $H\beta$ 線を手がかりとするプラズマ境界の観測の四種類がある（磁気プローブによる方法については文献 10), 11) においてすでに述べた。）これらの四つの方法で得られるプラズマの位置は、物理的に同一とは言えないことは注意を要する。すなわち磁気プローブ法で求められるのはプラズマ電流の中心、SSD あるいは PIN ダイオード法で求められるのは高温領域の存在領域、 $H\alpha$ 線から求められるのは中性原子の存在領域、干渉法では密度分布のかたよりである。

前節の 2) の方法では、制御変数の数だけの状態変数をフィードバックすればよいのに対し、3) の方法ではすべての状態変数をフィードバックする必要がある。3) に述べた方法でも、 I_p , I_f , I_v , N , T , ℓ_i のフィードバックが必要である。 I_p , I_f , I_v の測定は容易である。 N については n_e で代表させるとすれば、これは干渉測定から直接求めうる。¹²⁾ 残る二つの量については、現状では直接実時間で求めることは困難である。ただし、 x の要素を直接求める必要はなく、状態変数の数だけの独立した測定法があればよい。観測される変数からなるベクトル y があって、 x との関係

$$y = C x \quad (2.27)$$

あるいは

$$y = D \dot{x} + C x \quad (2.28)$$

が与えられ、かつ y と x の次元が同じであれば、 y から x を求めることができる。

このような観点から実時間で得られる記号を、式 (2.27) あるいは (2.28) の要素として書くことをここで試みる。まず前述の位置を与える信号（磁気プローブ、SSD あるいは PIN ダイオード、 H_α あるいは H_β 線強度）はすべて式 (2.13) からわかるように

$$\begin{aligned} \Delta &= f_\Delta (I_p, I_v, R_p, A_1) \\ &= f_\Delta (I_p, I_v, N, T, \ell_i) \end{aligned} \quad (2.29)$$

とあらわせるので、これを線形化すれば式 (2.27) の一要素とすることができる。また常磁性ループの測定により式 (2.12) の β_p が求められる。いわゆる一周ループ V_L は

$$\begin{aligned} V_L &= \eta_p I_p + \frac{d}{dt} (L_p I_p) \\ &= f_v (T, I_p, \dot{\ell}_i, \dot{R}_p \dot{I}_p) \\ &= f_v (T, I_p, \dot{I}_p, \dot{I}_v, \dot{N}, \dot{T}, \dot{\ell}_i) \end{aligned} \quad (2.30)$$

となり、式 (2.28) のベクトルの一要素となりうる。また将来は FIR 分光から T が直接求めうるようになることも考えられる。以上に述べたような信号と、直接求めうる I_p, I_v, N などを組合せれば式 (2.27) あるいは (2.28) において、 y と x の次元を等しくすることが 3) に述べた定式化の範囲では可能である。

前節ではうず電流の効果は全部無視した。この効果を無視しうるものであるかどうかは、目下検討中であるが、無視しえないとすれば、 I_f, I_v 等と同様にうず電流も状態変数にとり入れる必要がある。とくに前節 3) に述べた方法を適用するとすれば、すべての状態変数がわからないとフィードバックができないので、うず電流を実際に測定するか、あるいは他の測定結果から推定することが必要である。

うず電流の測定手段については、現在あまり積極的に検討されていない。実際に測定できればそれに越したことはないのであるが、次善の策としては、他の測定結果からうず電流の値を推定する方法がある。文献 4) にはうず電流の回路方程式が与えられているので、具体的にはこれを解けばよい。ただ、この方程式は微分方程式なので、初期値が分らなければ解けない。初期値が分らなくても、推定を可能とする方法には、オブザーバのアルゴリズムがある。⁹⁾

2.3 制御装置の構成

ここでは、フィードバック制御のための制御装置の構成と、その制御装置の、JT-60 全体の制御設備において占める役割について述べる。JT-60においては、全制御系は階層構造をなすものとされている。上部階層（全系制御設備）と、下部階層（個別制御装置）との分け方は、表 2.1 のように考えるのが妥当であろう。さて、フィードバック制御のための装置は、

全系制御設備と考えるべきか、個別制御設備と考えるべきかが問題である。（このような分類は、とくに JT-60 のように分割発注が前提となっている装置では、大きな問題である。）制御の方法において述べたもののうち、スカラー的な方法では、フィードバック制御装置は、個別制御装置に属するとすることはまず問題がない。もっとも表 2.1 の④については議論の余地がある。ところが、二次形式評価関数に対する最適レギュレータの方法をとるときを考えよう。このとき、表 2.1 の番号づけでいくと、フィードバック制御装置は、①、④では全系制御設備的な色あいを持つのに対し、②、③では個別制御装置的な色あいを保っている。

一方、フィードバック制御装置の内部構成は、図 2.2 に示すように分解できる。（図 2.2 において、実線で囲んだ部分を制御装置とみなすことにする。密度制御のためのフィードバック制御は、この図の対象外とする。）このように分解してみると、フィードバック制御装置が全系制御設備的な色あいを持つのは、データ収集部と演算部であることが分る。データ収集部は電磁気計測器とデータ処理装置にまたがっている。演算部で行う内容はスカラー的な方法をとるとしても文献 10) で示されているようにかなり複雑で、また位置と形状を独立に行うよりも一挙に出した方が能率的である。最適レギュレータの方法では、マトリクス・ベクトルの積を求め、電源制御部（少くとも四種類）とガス注入装置に命令を与えなければならない。一方、電源制御部およびガス注入装置の制御部は、与えられた電圧なり、ガス注入量なりを実現する役目を果せばよく、表 2.1 の分類でも個別制御に属するとみなすことができる。

上記の理由で、データ収集・演算部のみを全系制御設備の一部とした場合の構成を図 2.3(a) に示す。このとき、ひとつの電源制御をとってみると、データ収集・演算のための処理と、電源制御のための処理は、図 2.3(b) に示すように、パイプライン的に流れる。ここで t_1 はデータ収集・演算のために必要な時間、 t_2 は電源制御のために必要な時間である。この図では $t_1 > t_2$ としたが、必ずしもこうなるとは限らない。この図からわかるように、この部分での制御のおくれ時間は、 $t_1 + t_2$ であり、またサンプル値制御系と考えた場合の標本化周期は $\max(t_1, t_2)$ である。

見方をかえて、フィードバック制御装置全体を個別制御装置としてとらえて設計することも可能である。二次形式評価関数の方法では、いかにも演算部における処理内容が多いように思えるが、これも分解してしまえば加算器と乗算器で実現できる。とくに、与えられた処理は SIMD (single-instruction multiple-data) の範疇に入るので、必要な演算回数だけマイクロプロセッサを用いて並列処理を行うのに向いている。この方式を、制御理論でよく用いられるブロック図の形式で示したのが図 2.4 である。式 (2.23) と (2.27) を組合せ、 $u = -G C^{-1} x = H y$ とおけば、 $u_m = \sum h_m k y_k$ である。図 2.4 のスカラ倍する部分には乗算器、加算点には加算器が必要であるが、必要な個数だけこれを準備するものとすれば演算に必要な時間は、(乗算時間) + $\log_2 n \times$ (加算時間) でおよそ与えられる。価格の点では、乗算器、加算器等はいくらくさん用いたところで知れている。図 2.3 で示した方法にくらべた場合の欠点は、むしろケーブルの引きまわしのようなところにあると思われる。

現在の設計は図 2.3 のような方向で進んでいるが、図 2.4 のような方法についても検討する必要があると思われる。

文 献

- 1) 鈴木康夫, 二宮博正, 龜有昭久: JAERI-M 6050 (1975)
- 2) Tsuzuki, N et al (to be published)
- 3) Mukhovatov, V. S. and Shafranov, V. D.: Nuclear Fusion 11 (1971) 605
- 4) Suzuki, Y., Ninomiya, H., Ogata, A., Kameari, A. and Aikawa, H.: Jap. J. Appl. Phys. 16 (1977) 2237
- 5) 小方 厚, 二宮博正, 龜有昭久, 相川裕史, 野田信明, 鈴木康夫: JAERI-M 6323 (1975)
- 6) Ogata, A., Ninomiya, H. and Suzuki, Y.: JAERI-M 7126 (1977)
- 7) Ogata, A., Tsuzuki, N., Ninomiya, H and Suzuki, Y. (to be published)
- 8) Ogata, A. and Tazima, T. (to be published)
- 9) 例えば, 市川邦彦「自動制御系の設計理論」(産業図書, 1977)
- 10) Aikawa, H., Ogata, A. and Suzuki, Y.: Jap. J. appl. Phys. 15 (1976) 2031
- 11) Ogata, A., Aikawa, H. and Suzuki, Y.: Jap. J. appl. Phys. 16 (1977) 185
- 12) Matsuura, K., Fulita, J., Ogata, A. and Haba, K.: IPPJ-T-29 (1977)

表 2.1

	全系制御装置	個別制御装置
① 対象	個別制御装置 (複数の装置・機器にまたがる制御)	各装置・機器
② 内容	決 定	実 行
③ 時間	主として非実時間	実時間
④ 構成	主として大構成のミニコン	ハードウェア回路、マイクロコンピュータ小構成のミニコン

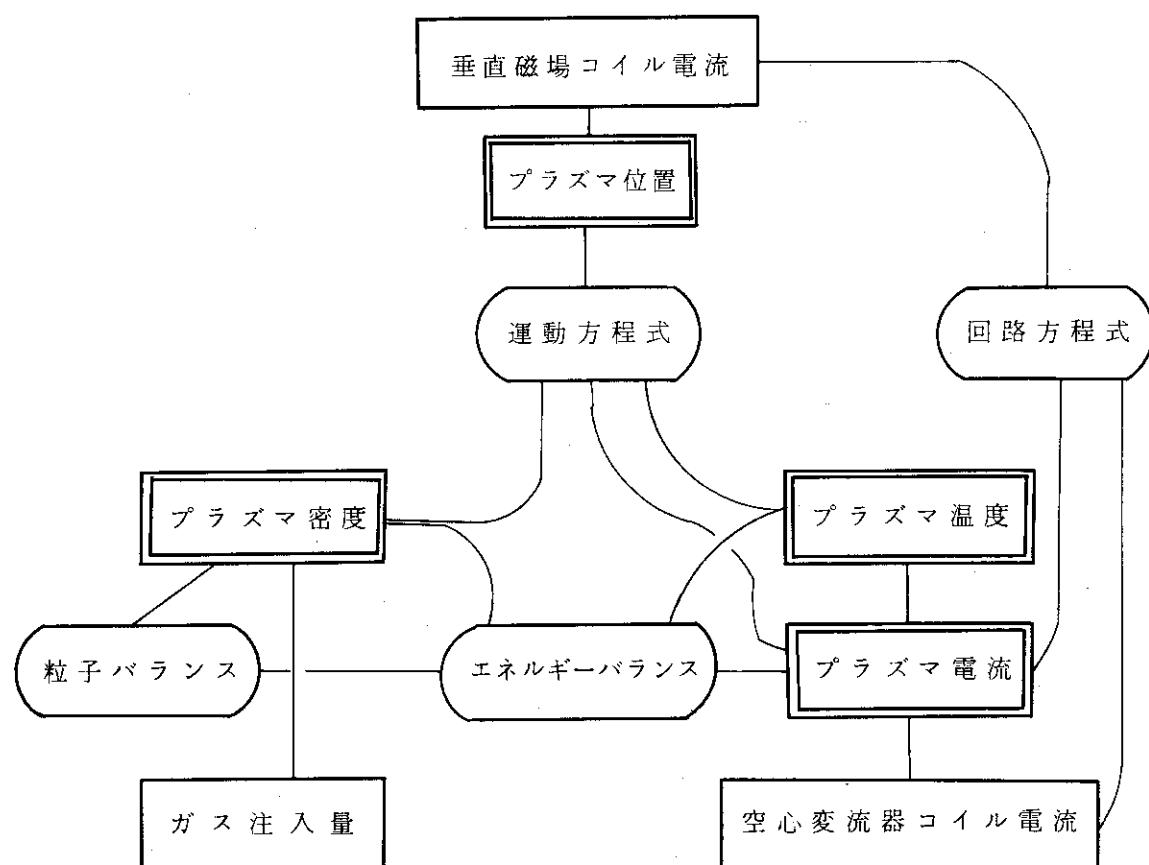


図 2.1

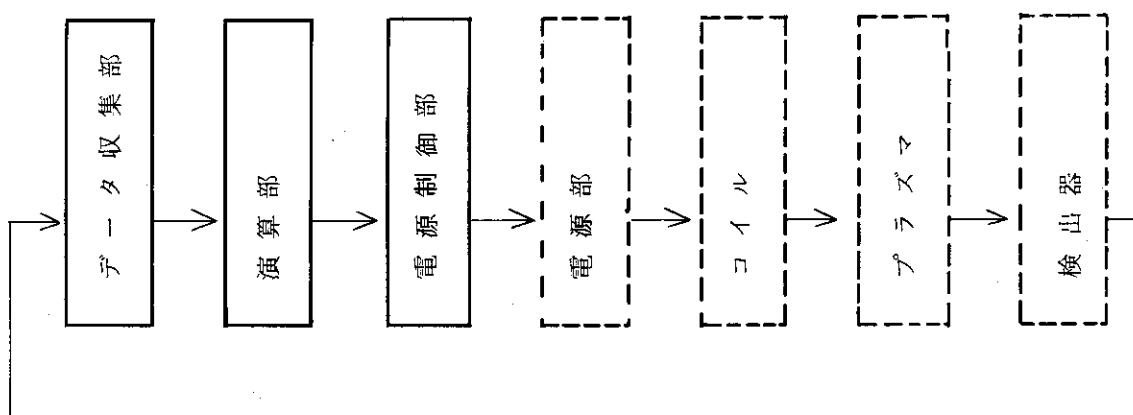


図 2.2

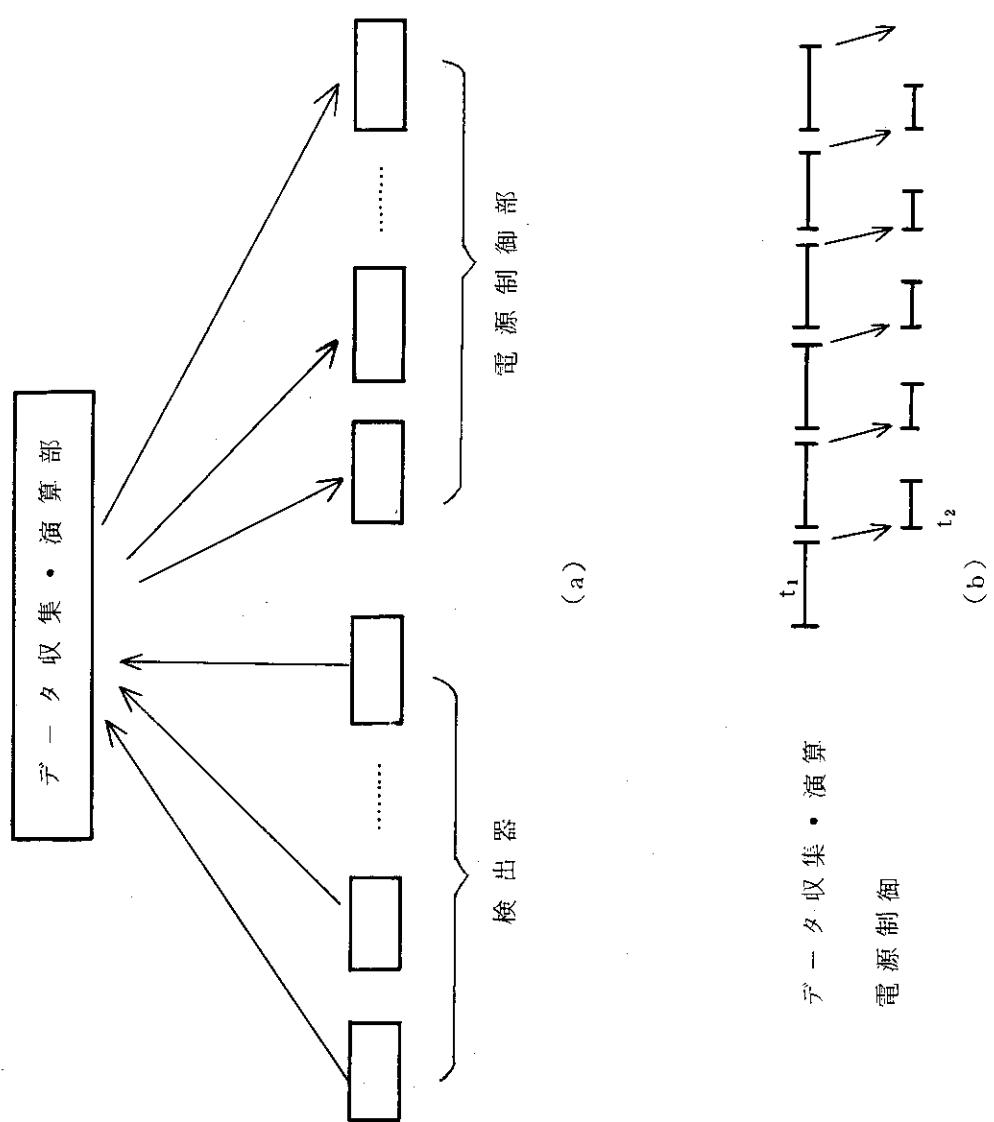


図 2.3

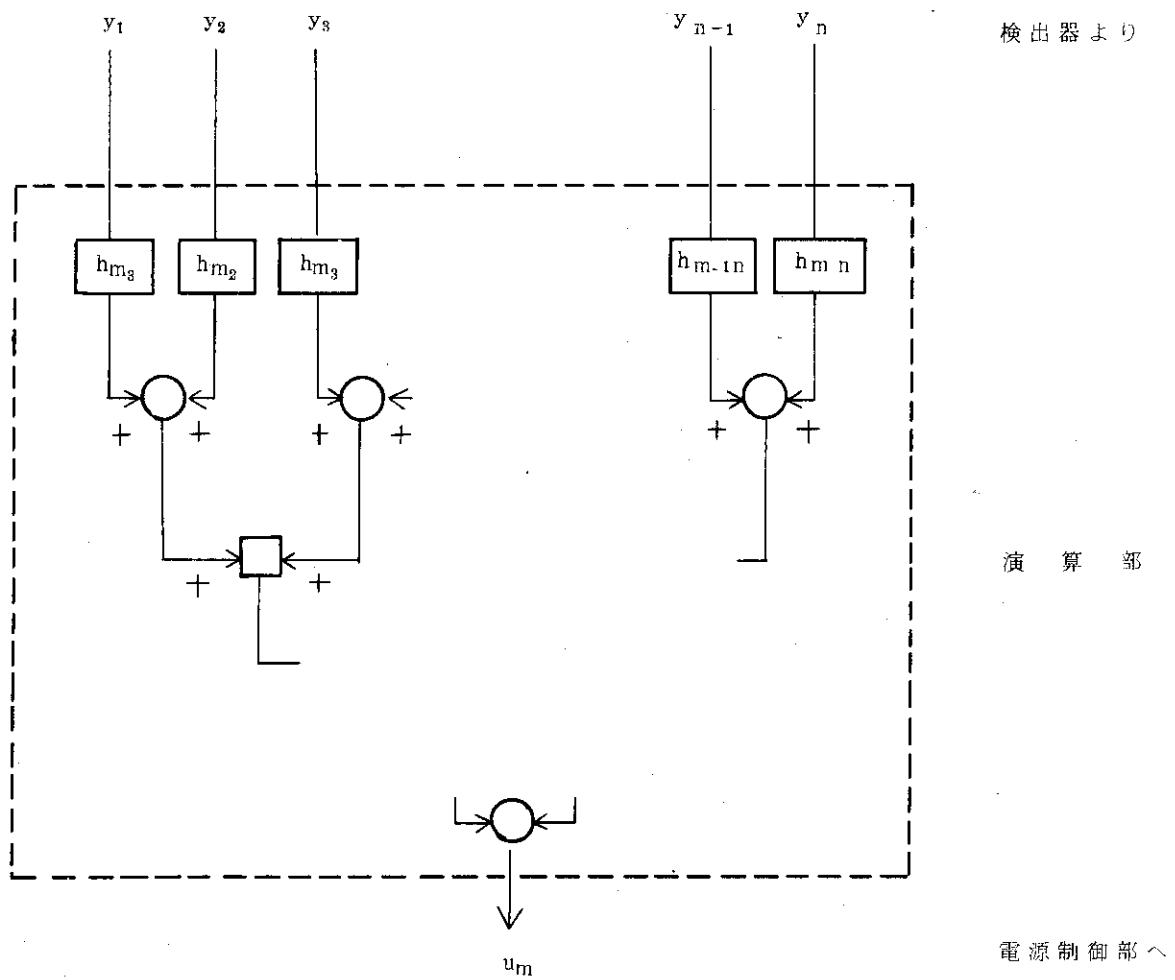


図 2.4

3. 固定リミターとプラズマとの相互作用

3.1 プラズマの安定性

プラズマにおけるMHD不安定性はプラズマの状態を大きく変え、非常に危険なものである。しかし、それらの成長率は $\mu\text{sec} \sim \text{msec}$ 程度で非常に早く、制御系によって押さえようとする事は無理であり、(いわゆる dynamic stabilization は、やらない。)我々としては、q値、磁場配位、シェル効果等によって、安定化を得る事を目標とする。たゞ、10 msec以上の遅い不安定性に対しては、制御系によって、安定化が可能と思われる。以下では、固定リミターによるプラズマの削り取りの効果がある場合の位置不安定性の制御に与える影響について考察した。

プラズマに対する水平方向の運動方程式は、よく知られているように、

$$\ddot{MR_p} = -\frac{\mu_0 I_p^2}{2} \left(\ln \frac{8R_p}{a_p} + A - \frac{1}{2} \right) - 2\pi R_p I_p B_v \quad (3.1.1)$$

$$A = \beta_p + \ell_i / 2 - 1$$

と書ける。ここで、 I_p ：プラズマ電流、 a_p ：プラズマ半径、 R_p ：プラズマ大半径、 β_p ：ポロイダル・ベータ、 ℓ_i ：内部インダクタンス、 M ：プラズマ質量、 B_v ：外部垂直磁場である。

次に、

$$M = 2\pi R_p \cdot \pi a_p^2 \rho$$

$$R_p = R_0 + \Delta_H$$

とおく。(Δ_H ：水平変位、 R_0 ：真空容器中心、 ρ ：プラズマ密度)ここで以下の仮定をおく。即ち、

$$B_v = \langle \delta B_v \rangle + \langle B_v \rangle$$

$$\langle B_v \rangle = (B_{v0} + B_{v1}) \left(1 - \frac{n_0}{R_0} \Delta_H \right)$$

$$B_{v0} = \frac{\mu_0 I_{p0}}{4\pi R_0} A_0$$

$$A_0 = \ln \frac{8R_0}{b_d} + \beta_p + \frac{\ell_i}{2} - \frac{3}{2}$$

$$\beta_p + \frac{\ell_i}{2} = \text{const.}$$

$$b_d = a_p \pm \Delta_H \quad (\text{複号 上; } \Delta_H > 0, \text{ 下; } \Delta_H < 0)$$

$$I_p = I_{po} = \text{const.}$$

$\langle \delta B_v \rangle$; エラー磁場(或いは外乱)の垂直磁場成分

$\langle B_v \rangle$; 垂直磁場コイル(+その他の誘導磁場)による垂直磁場

b_d ; 固定リミターの半径

これらの仮定は、いわゆる固定リミターによって、プラズマが削り取られた場合、プラズマ小半径は、その分だけ、小さくなるというものであり、その間、 I_p は、一定に流れるという条件である。 $b_d = a_p \pm \Delta_H$, $I_p = \text{const.}$ の条件について、少し考察を加えておく。一般に、プラズマの水平方向変位は、同時に磁気面の変位も伴なっているので、固定リミターとの衝突によって、磁気面の破壊が起ると考えられるが、その破壊の構造は、プラズマ電流密度分布にも依存するので、詳しい事は、不明であるが、ともかく、プラズマの外側から起る。 $b_d = a_p \pm \Delta_H$ という仮定は、 Δ_H の変位によって、プラズマの外側から、 Δ_H の厚さのみ、磁気面が固定リミターによって破壊されて、磁気軸は Δ_H の水平偏位が生じたにすぎない場合を考えている訳である。

次に、 $I_p = \text{const.}$ という仮定であるが、一般に、プラズマが、水平変位を生じた際には、 $L_p I_p$ (L_p : プラズマ自己インダクタンス) が変化しようとして、それを押さえようとする起電力が、変流器コイル、垂直磁場コイルに生ずる。故に、水平変位、 I_p の変化とも、多少は、押さえられるが完全ではなく、結局、 I_f を $I_p = 0$ となる様に V_f を制御する事によって、 $I_p = \text{const.}$ を達成する事を仮定している訳である。

上記の仮定を (3.1.1) に代入すると、

$$\ddot{\Delta}_H = -\omega^2 \Gamma \Delta_H - K \{ \langle \delta B_v \rangle + B_{v1} \} \quad (3.1.2)$$

$$\left. \begin{aligned} \omega^2 &= \frac{4VA^2}{A_0 b_d^2} \quad \left(VA^2 = \frac{B_{v0}^2}{\mu_0 \rho} \right) \\ \Gamma &= 1 - n_0 - \frac{1}{A_0} \left(1 \pm \frac{R_0}{b_d} \right) \\ K &= \frac{I_{po}}{\pi b_d^2 \rho} \end{aligned} \right\} \quad (3.1.3)$$

を得る。ここで、 Γ の正負が、(3.1.2) 式の安定性を決定する。(3.1.3) の Γ の表式をみると、($\pm R_0 / b_d$) の項があり、 $\Delta_H > 0$ で、 Γ の値が、異なってくる。ちなみに現在の設

計値を代入すると ($n_0 = 0.55$, $A_0 = 2.85$, $R_0 = 3.03\text{m}$, $b_d = 0.95\text{m}$), $\Gamma_+ = -1.02$ ($\Delta H > 0$ のとき), $\Gamma_- = 1.22$ ($\Delta H < 0$ のとき)を得る。 $\Delta H < 0$ の時は、安定でよいが、 $\Delta H > 0$ のときに、不安定になる場合があり得る。即ち、外側への変位の方が、不安定になり易いという結果が得られる。 $\Delta H > 0$ の両方の場合に安定であるためには n_0

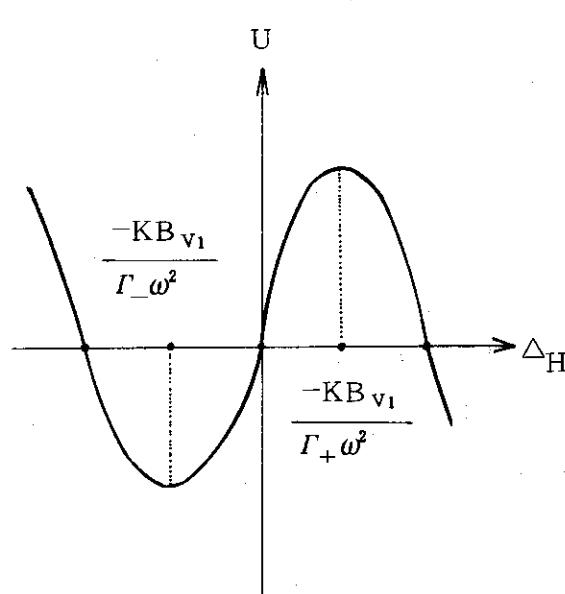
$$< 1 - \frac{1}{A_0} \left(1 \pm \frac{R_0}{b_d} \right)$$

なり、垂直方向の安定性とは相いれない事になってしまふ。(固定リミターの垂直方向の運動に対する影響は2次以上の効果で無視できる。) もち論、(3.1.2)式は $\Delta H > 0$ の場合、このままでは不安定であるが、実は B_{V1} の中に、 ΔH に依存する項が含まれている。それは、シェル効果である。もし、我々の系が全く、シェルレスであるならば(3.1.2)式は、時定数 $-1/\sqrt{-\omega^2 \Gamma} \sim 1 \mu\text{sec}$ 程度で、プラズマが外側に消滅してしまう事を意味している。この時定数は、現在、設計中の制御系の時定数よりも、4ケタ程早い。しかし、この不安定性の安定化はある程度、可能である。それは、バイアス磁場を作つておく事である。たとえば、 Γ_+ に相当する垂直磁場を B_{V1} に、加えておく事である。即ち、 $B_{V1} \cong -\frac{\omega^2 \Gamma_+ \Delta H}{K} \cong 8.55$

ΔH (cm) (単位: Gauss) をあらかじめ、バイアスしておく。 ΔH の大きさによって、 B_{V1} が変わるが、それは、適当に、 $\Delta H = 10\text{cm}$ と決めてしまうやり方がある。この場合の欠点は、 $\Delta H < 0$ の運動の安定化は、強力で、 $\Delta H > 0$ の運動の安定化は弱く、非対称となるので、定常偏差が生ずる可能性がある事と、たとえば $\Delta H = 10\text{cm}$ と決めたバイアス磁場の場合、 ΔH が正である臨界値になった時は、不安定となつて、 $\sim 1 \mu\text{sec}$ 程度で、プラズマが消滅してしまう可能性がある事である。即ち、この場合の系のポテンシャル・エネルギー U は、

$$U = \frac{\omega^2 \Gamma \Delta H^2}{2} + K B_{V1} \Delta H \quad (3.1.4)$$

となり、下図から、わかる様に、定常偏差は $\frac{-K B_{V1}}{\Gamma_- \omega^2}$ であり、臨界値は $\frac{-K B_{V1}}{\Gamma_+ \omega^2}$



となる。

次に、シェル効果が、あった場合を考える。一般に、シェル効果による磁場は、

$$B_{V1} = \frac{\mu_0 I_{po}}{2\pi r_u^2} \frac{\tau_u s}{1 + \tau_u s} \Delta H \quad (3.1.5)$$

と書ける。 $(r_u$; シェルの半径, τ_u ; シェル時定数, s ; ラプラス変換記号)

まず、 $\tau_u s \gg 1$ の場合、即ち、

早い変化の時には、(3.1.5)は $B_{v1} = \frac{\mu_0 I p_0}{2 \mu r_u^2} \Delta_H$ となり、(3.1.2)に、代入してやると、

$$\ddot{\Delta}_H = -\omega^2 \left\{ \Gamma + \frac{2 R_0^2}{A_0 r_u^2} \right\} \Delta_H - K \{ <\delta B_v> + B'_{v1} \}$$

を得る。故に、 $\Gamma + \frac{2 R_0^2}{A_0 r_u^2}$ は、 $r_u = 1.5 \text{ m}$ と考えても、我々の場合、十分に $\Gamma > 0$ となり、系は安定となる。

次に、 $\tau_u s \ll 1$ の場合を考える。この時には、(3.1.5)式は、

$$B_{v1} = \frac{\mu_0 I p_0}{2 \pi r_u^2} \tau_u s \Delta_H$$

となり、(3.1.2)式は、

$$\ddot{\Delta}_H + \frac{\mu_0 I p_0^2}{2 \pi b_d^2 r_u^2 \rho} \tau_u \dot{\Delta}_H + \omega^2 \Gamma \Delta_H = -K \{ <\delta B_v> + B'_{v1} \} \quad (3.1.6)$$

と書ける。この方程式は、不安定性を含んでおり、その成長率 γ は、

$$\gamma \sim - \frac{r_u^2 A_0 \Gamma_+}{2 R_0^2 \tau_u} \sim \frac{1.08}{\tau_u}$$

とわかる。故に、シェル時定数程度なので、比較的、ゆっくりした変化となる。(もちろん、 Γ が、正であれば、不安定性は起らない。)シェルがある場合の安定化の方法は、簡単には、先に述べた様に、バイアス磁場をかける事である。シェルレスの場合と、ほど同様の事が言える。

以上、述べてきた様に、ともかく、バイアス磁場をかける事で、固定リミターによる不安定化を防ぐ事が、できる。しかし、定常偏差と、 Δ_H の臨界値が、生じてしまう事が、わかった。これらを解決するための磁場配位というものは、今後の課題である。また、注意しておきたい事は、今まででは $I_p = \text{const.}$, $a_p = b_d \mp \Delta_H$ という仮定で進めてきたのであるが、たとえば、 $I_p = \text{const.}$ でない場合は、どうなるかという事である。ちなみに、一様電流密度を仮定した場合は、 $\left(I_p = I_{p0} \left(1 \mp \frac{2 \Delta_H}{b_d} \right) \right)$ (3.1.3) の Γ の表式に、新たに、 $\pm 2 R_0 / b_d$ が、加わる事になる。我々の場合、 $\pm 2 R_0 / b_d = \pm 6.38$ なので、今まで、議論してきた事とは逆に、 $\Gamma_+ = 5.36$, $\Gamma_- = -5.16$ と、正負の反対になり、 $\Delta_H < 0$ の側で、不安定になり易い。故に、バイアス磁場の方向も逆となる。故に、実際のプラズマでは、どのようなモデルが成り立つか、その点が重要となる。

3.2 熱負荷と不純物

3.2.1 はじめに

プラズマと固定リミタとの相互作用は、表3.1のように表わせる。これらの相互作用を不純物の発生という点から概観し、プラズマの位置・形状制御により制御可能であるかどうかという立場で以下に述べる。

プラズマ中の不純物はガス不純物(O, C等)と金属不純物(リミタ, 壁材等)に分類出来る。

ガス不純物は、リミタ表面に吸着している気体の脱離(desorption)という形で発生する。したがって、プラズマとリミタの接触により瞬時に発生するので、位置・形状制御の対象とはならないであろう。放電洗浄やチタンフラッシュ等によりリミタ表面を清浄にすることにより軽元素不純物はかなり減少することが知られている。¹⁾

金属不純物は、リミタや第1壁の構造材の元素である。その発生原因としては、スパッタリング、蒸発、アーキング等が考えられる。現在のプラズマでは、水素イオン H_1^+ によるスパッタリングはスクレイプオフ層におけるそのエネルギーが $\lesssim 100\text{ eV}$ であるので、通常の場合、シース電位による加速を考慮に入れてはほとんど無視出来る。これに対し、酸素(O^{2+})等によるスパッタリングについては、シースポテンシャルによりそのZ倍のエネルギーに加速されるため、金属不純物の発生原因として充分考えられる。²⁾しかし、軽元素イオンの発生

(desorption)がプラズマの位置・形状制御では制御出来ないので、むしろ表面処理等を充分施して軽元素不純物を少なくすることが重要である。また、荷電交換衝突による高速の水素原子 H_h^0 によるスパッタリングについては、現在のプラズマでは、金属不純物の発生に対する寄与は小さい。JT-60においては、そのfluxが増加する可能性もあるが、プラズマ性能によって H_h^0 のfluxおよびエネルギーは決まり、プラズマ全体について見れば一定であるので、位置・形状制御で抑制出来る類のものではない。プラズマとリミタの接触による熱負荷は、現在のプラズマでは $200 \sim 300\text{ W/cm}^2$ で、表面に細かな凹凸が無い限り問題はないと考えられる。しかし、JT-60ではこの熱負荷が大きくなることが予想されるので(最大 10 MW)、制御の対象となる。すなわち、位置・形状制御により熱負荷の分散をはかるわけである。

現在のプラズマにおける金属不純物の発生の原因はよく解明されていない部分もある。高エネルギー電子(逃走電子も含めて)の局在化でhot spotが出来て蒸発が起るとか、アーキングという現象がリミタ上で起るなどという説もあり、³⁾これらの解明を急ぐことも重要である。

以上の観点から、これらの相互作用のうちプラズマとリミタの接触による蒸发现象を取り上げ、位置・形状制御によりどの程度熱負荷の集中を避け、分散させることが出来るかについて検討した。

以下の検討においては、プラズマと固定リミタの接触について次のように仮定する。

1) プラズマのスクレイプオフ層(scrape-off layer)と固定リミタが接触する。即ち、プラズマの位置変化の速さ V_R は、スクレイプオフ層の形成の速さ V_{se} ($\simeq V_{th}$; イオンの熱速度)に較べて充分ゆっくりである。

$$V_R \ll V_{th}$$

2) エネルギー損失 P_x は最大 10 MWとする。即ち、接触面全体で最大 10 MWの熱負荷で、接触面全体に均一であるとする。

3) 固定リミタは、トロイダル方向に一周しているトロイダルリミタで、計 17 本ある。

以上の仮定のもとに、接触面積、温度上昇、蒸発による不純物量の順で計算を行う。

3.2.2 接触面積(スクレイプオフ層)

スクレイプオフ層の厚さ Δr は、

$$\Delta r = \sqrt{D t_{sc}} \quad (3.2.1)$$

で与えられる。⁴⁾ ここで、D はスクレイプオフ層におけるプラズマの拡散係数 (m^2/s) で、 t_{sc} は、粒子がスクレイプオフ層に存在する時間 (sec)，即ち、あるリミタから次に到達するリミタまでの走行時間を表わす。

スクレイプオフ層における拡散係数 D が plasma 表面の拡散係数に等しいと仮定すれば、粒子閉込め時間 τ_p (s) との関係は、

$$D = \frac{a^2}{5.8 \tau_p} \quad (3.2.2)$$

と表わせる。ここで、a は plasma の副半径である。(但し、plasma 密度の半径分布 $n(r)$ をベッセル分布と仮定する。)

バナナ領域における、擬古典拡散、実験則および擬ボーム拡散から導かれる閉込め時間はそれぞれ

$$\begin{aligned} \tau_{pc} &= \frac{0.47}{Z} a^2 B_p^2 T_e^{1/2} \left(\frac{10^{22}}{n_e} \right), \\ \tau_{Ex} &= 4 a^2 B_p, \quad (3.2.3) \\ \tau_B \gamma &= 28 \tau_B a^2 B_t / T_e, \end{aligned}$$

である。⁵⁾ ここで、

Z : 実効荷電数	$\cong 3$
R : plasma の主半径	3.0 (m)
a : plasma の副半径	0.95 (m)
n_e : plasma 表面での電子密度	$5 \times 10^{18} (m^{-3})$
T_e : " 電子温度 (eV)	
B_t : plasma 中心でのトロイダル磁場	4.5 (T)
B_p : plasma 表面でのポロイダル磁場	0.5 (T)

である。 T_e をパラメータとして ($10 \text{ eV} \sim 1000 \text{ eV}$) 閉込め時間はそれぞれ、表 3.2 のようになる。但し、 $\tau_B = 100$ とする。

粒子がスクレイプオフ層に存在する時間 t_{sc} は、スクレイプオフ層において粒子が磁力線に沿って運動するとすれば、

$$t_{sc} = \ell / V_{th} \quad (3.2.4)$$

で与えられる。ここで、 ℓ はプラズマが接触しているリミタから次に接触しているリミタまでの磁力線の長さで、 V_{th} はイオンの熱速度である。リミタから次のリミタまでの角度を θ 、ポロイダル方向の長さを ℓ_p とすると、図 3.1 (a) より

$$\ell_p = a \theta$$

$$\ell / \ell_p = \sqrt{B_t^2 + B_p^2} / B_p$$

$$\approx B_t / B_p \quad (B_t \gg B_p)$$

となって、

$$\ell = \theta \cdot \frac{B_t}{B_p} \quad a = \theta \cdot R_q \quad (a)$$

と表せる。ここで、 q (a) は $r = a$ における安全係数 (safty factor) である。したがって、第 3.2.4 式は、

$$t_{sc} = \theta \cdot \frac{B_t}{B_p} \cdot \frac{a}{V_{th}} = \theta \cdot R_q \cdot (a) \frac{\ell}{V_{th}} \quad (3.2.5)$$

となる。いま、プラズマが接触している本数を m とすれば、平均のリミタ間の角度 $\bar{\theta}$ は、

$$\bar{\theta} = 2\pi / m$$

で、 t_{sc} の平均は、

$$\overline{t_{sc}} = \frac{2\pi}{m} \frac{B_t}{B_p} \frac{a}{V_{th}} = \frac{2\pi R_q (a)}{m V_{th}} \quad (3.2.6)$$

と表わせる。これを、 m と T_i をパラメータにして求めると、表 3.3 のようになる。

第 3.2.1 式、第 3.2.2 式及び第 3.2.6 式より、 $\tau_p = \tau_E$ 、 $T_i = T_e$ を仮定すれば、スクレイプオフ層の厚さ Δr は、

$$\Delta r = a \left(\frac{\pi R_q (a)}{2.9 \tau_p m V_{th}} \right)^{1/2} \quad (3.2.7)$$

で与えられる。したがって、プラズマが接触しているリミタの本数 m 、プラズマの表面温度 T

$(T_i \approx T_e)$ をパラメータとして、各閉込時間について、 Δr を求めると、表 3.4 のようになり、 $1 \text{ (mm)} \sim 1 \text{ (cm)}$ の値をとる。

固定リミタの寸法は、図 3.1 (b) の通りで、断面の外周は 円で次のように表わせる。

$$\frac{x^2}{(0.045)^2} + \frac{y^2}{(0.020)^2} = 1 \quad (3.2.8)$$

スクレイプオフ層の厚さを $\Delta r \text{ (m)}$ とすると、接触の幅 $2x_1$ は、

$$2x_1 = 2 \{ 9\Delta r - 225(\Delta r)^2 \}$$

となる。したがって、接触面積 S は、 $\Delta r \ll 0.02 \text{ (m)}$ ならば、近似的に、

$$S = 2\pi R \times 2x_1 ,$$

すなわち、

$$S = 4\pi R \{ 9\Delta r - 225(\Delta r)^2 \} \quad (3.2.9)$$

と表わせる。これを、表 3.4 に対応させて求めると、表 3.5 のようになる。但し、各値は平均半径のリミタ $R_0 = 3.0 \text{ (m)}$ に対応するもので、() 内は最も内側のリミタ $R_{min} = 2.0 \text{ (m)}$ に対応する値である。スクレイプオフ層のプラズマの温度を 100 eV、閉込め時間を実験則に従うとした場合で、接触面積は $0.9 \text{ (m}^2)$ (最も内側のリミタで $0.6 \text{ (m}^2)$) である。

リミタの設置精度 ($r = 0.95 \pm 0.01 \text{ (m)}$) を考慮に入れると、接触面積はさらに小さくなる。すなわち、簡単のためにリミタが、図 3.1 (c) のようにうねっているとする。この場合、スクレイプオフ層 Δr が $1 \text{ (mm)} \sim 1 \text{ (cm)}$ に対応して、接触面積は一様な場合の接触面積の $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{2}$ となる。例えば、スクレイプオフ層のプラズマ温度を 100 eV、拡散係数が実験則に従う場合を考えると、 $\Delta r = 6.24 \times 10^{-3} \text{ (m)}$ で、1 本のリミタに一様に接触する場合の接触面積 S は $0.6 \text{ (m}^2)$ 、上記のようなリミタの設置誤差を考慮すれば、 S は $0.2 \text{ (m}^2)$ となる。

3.2.3 リミタの温度上昇

1) 1回の接触で上昇する温度 ΔT_{max}

接触時間 τ_T の間に、単位面積当り $Q/S = P_x \cdot \tau_T / S$ のエネルギーがリミタに加わるとする。

熱浸透長さ d は、

$$d = \sqrt{\frac{\kappa}{C_p \rho}} \cdot \tau_T$$

と表わせる。⁶⁾ここで、 κ ：リミタ材の熱伝導率、 C_p ：比熱、 ρ ：密度で、モリブデンに対しては、それぞれ、 $1.12 \text{ (J/cm} \cdot \text{sec} \cdot {^\circ}\text{K)}$ 、 $0.29 \text{ (J/gr} \cdot {^\circ}\text{K)}$ 、 $9.01 \text{ (gr/cm}^3)$ である。 $\tau_T = 1.0 \text{ (sec)}$ を選ぶと、 $d \approx 0.02 \text{ (m)}$ で、リミタの厚さより十分小さ

い。したがって、リミタを半無限固体媒質であると近似して、以下温度上昇を求める。

時刻 t 秒後のリミタ温度 $T(x, t)$ は、初期温度 $T(x, t=0)$ を T_0 とすれば、

$$T(x, t) = \frac{\alpha^{1/2}}{\kappa \pi^{1/2}} \int_0^t F(t-\tau) \exp \left(-\frac{x^2}{4\alpha t} \right) \frac{d\tau}{\tau^{1/2}} \quad (3.2.10)$$

で与えられる。⁷⁾ ここで、 $F(t-\tau)$ は、時刻 $(t-\tau)$ における表面に入射する熱流束で、 $\alpha \equiv \frac{\kappa}{C_p \rho}$ は温度伝播率である。いま、 $F(t-\tau) = P_x / S$ ($0 \leq t \leq \tau_T$) で一定であるので、リミタ表面の温度 $T(x=0, t)$ は、簡単に求まり、初期温度を T_0 とすると、

$$T(x=0, t) = T_0 + \frac{2(P_x/S)}{C} \sqrt{t} \quad (3.2.11)$$

と表わせる。ここで、 $C \equiv \sqrt{\pi \kappa \rho C_p}$ で、モリブデンに対しては、 $3.24 \times 10^4 (\text{J m}^{-2} \text{K}^{-1} \text{sec}^{-1/2})$ である。

したがって、接触時間 τ_T 後の最大上昇温度 ΔT_m は、

$$\Delta T_m = \frac{2(P_x/S)}{C} \sqrt{\tau_T} \quad (3.2.12)$$

と表わせる。 $P_x = 10 (\text{MW})$ 、 S をパラメータとして、接触時間 τ_T に対して、 ΔT_m を求めると、図 3.2 のようになる。したがって、 $S = 0.2 (\text{m}^2)$ で、 $\Delta T_m = 2000 (\text{°K})$ 以下とするためには、 $\tau_T = 0.4 (\text{s})$ 以下でなければならない。

2) ν 回繰返して接触する場合の上昇温度 $\Delta^\nu T_m$

1 本のリミタに接触する 1 回の時間を τ_0 として、 m 本のリミタに順番に ν 回ずつ繰返して接触する場合を考える。1 本のリミタへの熱流束は、図 3.3 のようになる。

$$F(t) = \begin{cases} P_x / S & ((k-1)m\tau_0 \leq t \leq \{(k-1)m+1\}\tau_0) \\ 0 & (\{(k-1)m+1\}\tau_0 < t < km\tau_0) \end{cases} \quad (3.2.13)$$

したがって、第 3.2.10 式より、表面温度 $T(x=0, t)$ は初期温度を T_0 とすると、

$$T(x=0, t) = T_0 + \frac{2(P_x/S)\sqrt{\tau_0}}{C} \sum_{k=1}^{\nu} \left\{ \sqrt{(k-1)m+1} - \sqrt{(k-1)m} \right\} \quad (3.2.14)$$

となる。すなわち、

$$\Delta^{\nu} T_m = \frac{2(P_x/S)\sqrt{\tau_0}}{C} \sum_{k=1}^{\nu} \{ \sqrt{(k-1)_m+1} - \sqrt{(k-1)_m} \} \quad (3.2.15)$$

である。したがって、 m をパラメータとして、全接触時間 $\tau_T = \nu m \tau_0$ に対する温度上昇 $\Delta^{\nu} T_m$ は、図 3.4 のようになる。ここで、

$$A = \sum_{k=1}^{\nu} \{ \sqrt{(k-1)_m+1} - \sqrt{(k-1)_m} \}$$

で、 $\tau_0 = 0.01$ (s) とする。この図からわかるように、1 本のリミタに接触する時間が 0.4 (s) である温度上昇（即ち、 $S = 0.2$ (m^2)、 $P_x = 10$ (MW) の場合、 $\Delta T_m = 2000$ ($^{\circ}$ K) である。）に抑えるためには、2 本のリミタに交互に接触する場合には 1.4 (s) まで許され、接触時間 τ_T が 10 (s) ならば、 $m = 6$ で実現できる。

3) 放電後のリミタ表面温度

3.2.3 1), 2) では、リミタの温度上昇について言及したが、放電後のリミタ表面の温度変化について考慮する必要がある。すなわち、放電から 10 分後に、リミタ表面の温度は次回の放電が可能な温度（500 $^{\circ}$ C 以下）でなければならない。

接触時間 τ_T 後、時刻 t におけるリミタ表面の温度は、 $t \leq \tau_T$ では、

$$T(x=0, t) = T_0 + \Delta T_m \exp(-\sqrt{t/\tau_T}) \quad (3.2.16)$$

で近似的に表わせ、温度変化（下降）の時定数は τ_T のオーダである。しかし、 $t \geq \tau_T$ では、熱浸透長さ d （第 3.2. 式）がリミタの厚みを越えるので、半無限媒質近似を用いることはできない。リミタに蓄積される熱は、その表面からと放射と、リミタが接触しているライナー等への熱伝達により放出される。これらを考慮に入れると、3 本のリミタに 10 (MW) の熱流束が 10 (s) 間入った場合、 $t > \tau_T (= 10 (s))$ では温度変化の時定数は、1000 (s) のオーダとなり、10 分後の表面温度上昇分の残りは、 ΔT_m の $1/3$ 程度となる。⁷⁾

したがって、このような場合には $T_0 = 0$ ($^{\circ}$ C) ならば、放電から 10 分後のリミタ表面を 500 ($^{\circ}$ C) 以下に抑えるためには、 $\Delta T_m = 1500$ ($^{\circ}$ C) 以下にする必要がある。

3.2.4 蒸発により発生する不純物

固体表面における蒸発速度 $n(T)$ は、表面温度を T ($^{\circ}$ K)，平衡蒸気圧を $p(T)$ (Torr) とすると、

$$n(T) = \tilde{\alpha} \cdot \frac{3.5 \times 10^{18}}{\sqrt{M}} \cdot \frac{p(T)}{\sqrt{T}} \left(\frac{\text{atoms}}{m^2 \cdot s} \right) \quad (3.2.16)$$

と表わせる。⁸⁾ ここで、 $\tilde{\alpha}$ は気相の原子が表面にくっつかない確率で、 $\tilde{\alpha} \approx 1$ である。（図 3.5 に示す。）

また、蒸気圧 $p(T)$ は

$$p(T) = p_0 \exp \left(-\frac{\Delta H}{k_B T} \right) \quad (3.2.17)$$

の形で表わせる。⁸⁾ ここで、 ΔH は昇化熱で、モリブデンに対しては $\approx 6.5 \text{ eV/atom}$ で、 k_B はボルツマン定数 $8.37 \times 10^{-5} (\text{eV}/\text{°K})$ である。

したがって、1回の接触で加熱時間に蒸発する量は、単位面積当り、

$$n = \frac{3.5 \times 10^{18}}{\sqrt{M}} p_0 \int_0^{\tau_T} \left[\frac{1}{\sqrt{T_0 + \Delta T_m \sqrt{t/\tau_T}}} \right] \times \exp \left\{ -\frac{\Delta H}{k_B (T_0 + \Delta T_m \sqrt{t/\tau_T})} \right\} dt \quad (3.2.18)$$

と表わせ、また、冷却時間に蒸発する量は、単位面積当り

$$n = \frac{3.5 \times 10^{18}}{\sqrt{M}} p_0 \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{T_0 + \Delta T_m \exp(-\sqrt{t/\tau_T})} \right] \times \exp \left\{ -\frac{\Delta H}{k_B (T_0 + \Delta T_m \exp(-\sqrt{t/\tau_T}))} \right\} dt \quad (3.2.19)$$

と表わせる。

したがって、1回の接触で蒸発する量は単位面積当り

$$n = n(T_m) \cdot (\tau_{heff} + \tau_{ceff}) \quad (3.2.20)$$

と表わすと、

$$\tau_{heff} \approx \tau_T \cdot \frac{k_B T_m}{\Delta H} \cdot \frac{T_m}{T_m - T_0} \left(2 - \frac{5 T_m - 3 T_0}{T_m - T_0} \cdot \frac{k_B T_m}{\Delta H} \right) \quad (3.2.21)$$

$$\tau_{ceff} \approx \tau_T \cdot 2 \left(\frac{k_B T_m}{\Delta H} \right)^2 \left(\frac{T_m}{T_m - T_0} \right)^2$$

である。ここで、 $T_m = T_0 + \Delta T_m$ である。モリブデンに対しては、 $T_0 = 800 (\text{°K})$ として、 $T_m \gtrsim 1100 (\text{°K})$ のとき、

$$(\tau_{heff} + \tau_{ceff})/\tau_T = 0.08 \sim 0.1$$

となるので、第3.2.20式は、近似的に

$$n \approx 0.1 \tau_T \dot{n} (T_m) \quad (3.2.22)$$

と表わせ、接触時間 τ_T にわたる平均的な蒸発速度 $\langle \dot{n} \rangle$ は、

$$\langle \dot{n} \rangle = n / \tau_T \approx 0.1 \dot{n} (T_m) \quad (3.2.23)$$

で与えられる。

不純物の密度を n_{imp} 、閉込め時間を τ_{imp} とすれば、 n_{imp} の時間変化は、

$$\frac{dn_{imp}}{dt} = -\frac{n_{imp}}{\tau_{imp}} + \frac{S \langle \dot{n} \rangle}{V} \quad (3.2.24)$$

で表わせる。ここで、Vはプラズマの体積で、 $V = 2\pi^2 a^2 R$ である。したがって、定常解として、

$$n_{imp} = \frac{S \langle \dot{n} \rangle \tau_{imp}}{2\pi^2 a^2 R} \quad (3.2.25)$$

が得られ、プラズマの密度を n_H とすれば、不純物の濃度 C_{imp} は、第3.2.23式、第3.2.25式から

$$C_{imp} = \frac{n_{imp}}{n_H} \approx \frac{S \tau_{imp} \dot{n} (T_m)}{20\pi^2 a^2 R n_H} \quad (3.2.26)$$

で与えられる。いま、 $n_H = 5 \times 10^{19} (\text{m}^{-3})$ 、 $a = 0.95 (\text{m})$ 、 $R = 3.0 (\text{m})$ を採用し、 $\tau_{imp} \approx \tau_H$ と仮定して、 $\tau_H = \tau_{ex} \approx 1.85 (\text{sec})$ を採用すれば、

$$C_{imp} \approx 6.9 \times 10^{-23} S \dot{n} (T_m) \quad (3.2.27)$$

となる。図3.6に、 $C_{imp} = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$ となる場合のSと τ_T の関係を示す。例えば、スクレイピオフ層のプラズマ温度が100(eV)、拡散係数が実験則に従う場合で、リミタの設置誤差を考慮に入れると、最も内側のリミタ1本に接触する場合で、その接觸面積Sは、 $0.2 (\text{m}^2)$ である。この場合不純物量の濃度を 10^{-3} (0.1%)以下に抑えるためには、接觸時間 τ_T は $0.25 (\text{sec})$ 以下でなければならないことがわかる。したがって、この温度上昇以下にリミタ表面温度を抑えるためには、1回に接觸する時間 τ_0 が $1.0 (\text{msec})$ で2本のリミタに交互に接觸する場合では、 $\tau_T = 0.76 (\text{s})$ まで許され、接觸時間 τ_T が $1.0 (\text{sec})$ ならば、 $m=8$ で実現できることがわかる。また、3本以上のリミタに接觸している場合には、その接觸面積は大きく、 $1.0 (\text{MW})$ の熱負荷が $1.0 (\text{sec})$ 続いてもほとんど問題はない。

したがって、プラズマが1本のリミタに接觸し、その熱負荷が $1.0 (\text{MW})$ であるような状態を避けるためには、位置・形状制御により3本以上のリミタに一様に接觸するようにするか、1本のリミタに接觸する場合であれば位置を制御して1本のリミタに接觸する時間を短かくす

る必要がある。

3.2.5 まとめ

プラズマと固定リミタの接触による蒸発現象に注目して、プラズマの位置・形状制御によりどの程度熱負荷の集中を避け、分散すべきかについて検討した。

固定リミタ(モリブデン)への熱負荷が10MW(JT-60仕様最大値)の場合の温度上昇と蒸発により発生する不純物量から、プラズマが1本のリミタに接触が許される時間 τ_T を求めた。最も厳しい場合は、周辺プラズマの温度が1keV、プラズマの拡散が擬古典拡散に従う場合で、不純物濃度 C_{imp} を 10^{-3} (0.1%)以下に抑えるためには、 $\tau_T = 0.05\text{ (sec)}$ 以下でなければならない。また、周辺プラズマの温度が100eVで、プラズマの拡散が実験則に従う場合には、リミタの設置誤差を考慮に入れて、 $C_{imp} = 10^{-3}$ (0.1%)以下に抑えるためには、 $\tau_T = 0.25\text{ (sec)}$ 以下でなければならない。したがって、このような状態を避けるためには、①位置・形状制御により、プラズマが3本以上のリミタに一様に接触するようにするか、②1本のリミタに接触する場合であれば、位置を制御して、1本のリミタに接触する時間を短かくする必要がある。(上述のプラズマの拡散が実験則に従う場合には、1本のリミタに1回の接触する時間を0.01secとすれば、8本のリミタに順番に接触させることができればよい。)

参考文献

- 1) P.E.Stoff et al.: Nucl.Fusion 15 (1975) 431.
- 2) FURR, A.K., FINFLD, C.R., J.App1.Phys. 41 (1970) 1739.
- 3) GUILE, A.E., Proc.IEE, IEE Reviews 118 (1971) 1131.
- 4) F.L.Hinton and R.D.Hazeltine, Phys. Fluids 17 (1974) 2236.
- 5) 宮本健郎：“核融合のためのプラズマ物理”，岩波書店，東京，(1976) 174.
- 6) M.Jakob, Heat Transfer, Vol.1, John Wiley, New York:Chapman & Hale Ltd. London (1958).
- 7) 臨界プラズマ試験装置詳細設計報告書，分冊No⑤-1(3/5).
- 8) R.Behrisch, Nucl.Fusion 12 (1972) 695.

表 3.1 プラズマと固定リミタとの相互作用

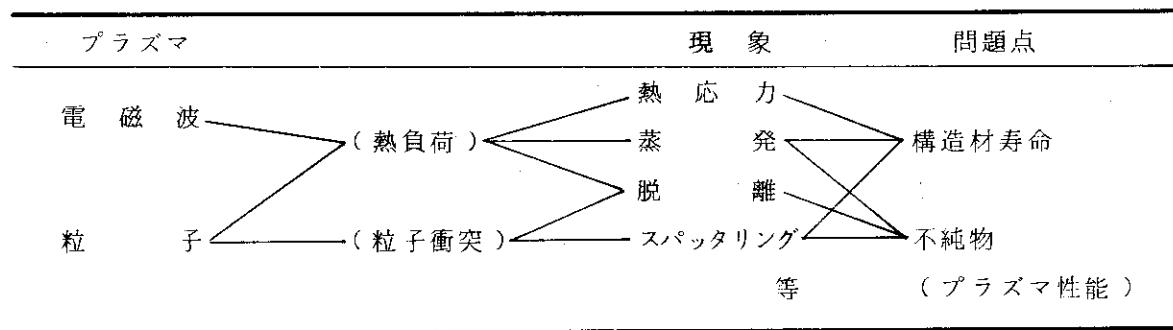


表 3.2 閉込め時間

τ_E (sec)	T_e (eV)	1 0	1 0 ²	1 0 ³
τ_{PC}		2.35	7.44	23.5
τ_{EX}		1.85	1.85	1.85
$\tau_{B\gamma}$ ($\gamma = 100$)		114	11.4	1.14

表 3.3 \bar{t}_{sc} (sec) の値

m	T_i (eV)	1 0	1 0 ²	1 0 ³
1		1.52×10^{-3}	4.81×10^{-4}	1.52×10^{-4}
3		5.07×10^{-4}	1.60×10^{-4}	5.07×10^{-5}
17		8.94×10^{-5}	2.83×10^{-5}	8.94×10^{-6}

表 3.4 スクレイプオフ層の厚さ Δr (m)

τ ($\tau_E = \tau_p$)	T(eV) m	1 0	1 0 ²	1 0 ³
τ_{PC} (sec)		2.35	7.44	23.5
	1	1.11×10^{-2}	3.18×10^{-3}	1.01×10^{-3}
	3	5.83×10^{-3}	1.84×10^{-3}	5.83×10^{-3}
	17	2.45×10^{-3}	7.74×10^{-4}	2.45×10^{-4}
τ_{Ex} (sec)		1.85	1.85	1.85
	1	1.13×10^{-2}	6.37×10^{-3}	3.58×10^{-3}
	3	6.52×10^{-3}	3.68×10^{-3}	2.07×10^{-3}
	17	2.74×10^{-3}	1.54×10^{-3}	8.68×10^{-4}
$\tau_{B\gamma}$ (sec)		114	11.4	1.14
	1	1.44×10^{-3}	2.57×10^{-3}	4.57×10^{-3}
	3	8.31×10^{-4}	1.48×10^{-3}	2.64×10^{-3}
	17	3.50×10^{-4}	6.23×10^{-4}	1.11×10^{-3}

表 3.5 接触面積 S (m²) ($R_0 = 3.0$ (m) に対して)

τ ($\tau_E = \tau_p$)	T(eV) m	1 0	1 0 ²	1 0 ³
τ_{PC} (sec)		2.35	7.44	23.5
	1	1.28 (8.53×10^{-1})	4.98×10^{-1} (3.32×10^{-1})	1.67×10^{-1} (1.11×10^{-1})
	3	2.53 (1.69)	8.93×10^{-1} (5.96×10^{-1})	2.92×10^{-1} (1.95×10^{-1})
	17	6.62	2.19	7.03×10^{-1}
τ_{Ex} (sec)		1.85	1.85	1.85
	1	1.36 (9.07×10^{-1})	8.93×10^{-1} (5.96×10^{-1})	5.43×10^{-1} (3.62×10^{-1})
	3	2.74 (1.82)	1.67 (1.11)	9.78×10^{-1} (6.25×10^{-1})
	17	7.24	4.20	2.41
$\tau_{B\gamma}$ (sec)		114	11.4	1.41
	1	4.70×10^{-1} (3.14×10^{-1})	8.16×10^{-1} (5.44×10^{-1})	1.37 (9.16×10^{-1})
	3	8.28×10^{-1} (5.52×10^{-1})	1.45 (9.67×10^{-1})	2.51 1.67
	17	2.00	3.54	6.22

注()内は、 $R_{min} = 2.0$ (m) に対する値である。

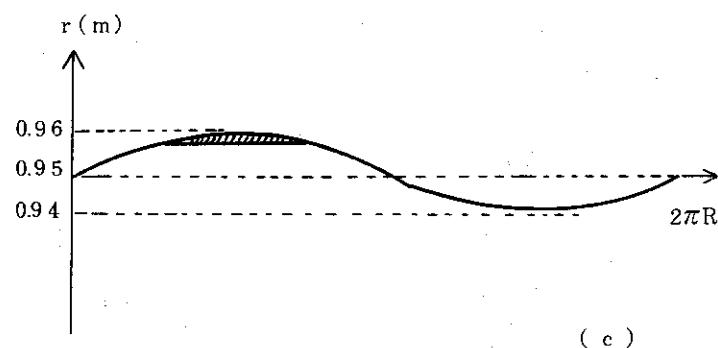
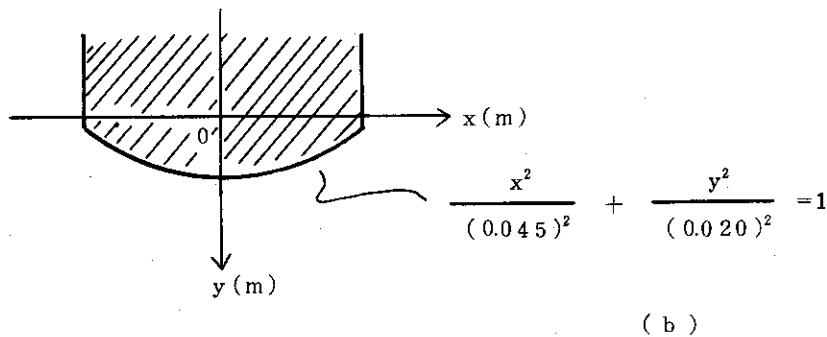
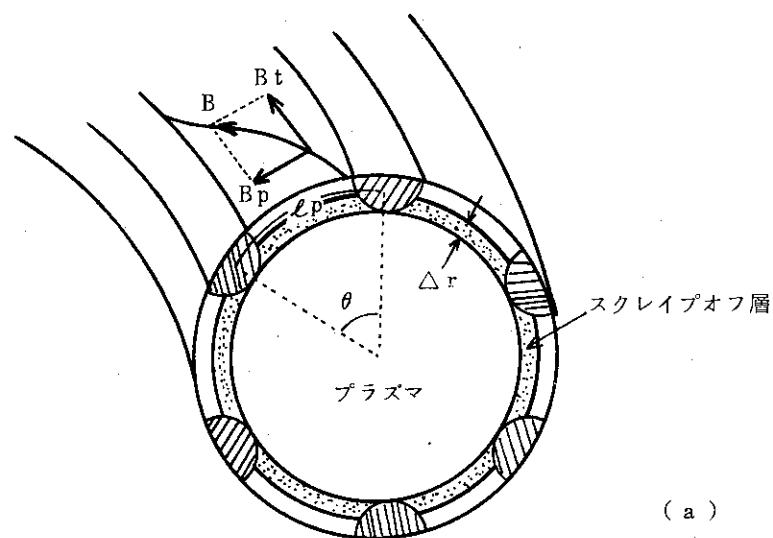


図 3.1 (a) 固定リミタの配置とスクレイプ・オフ層
 (b) 固定リミタの断面
 (c) 固定リミタの設置誤差のモデル

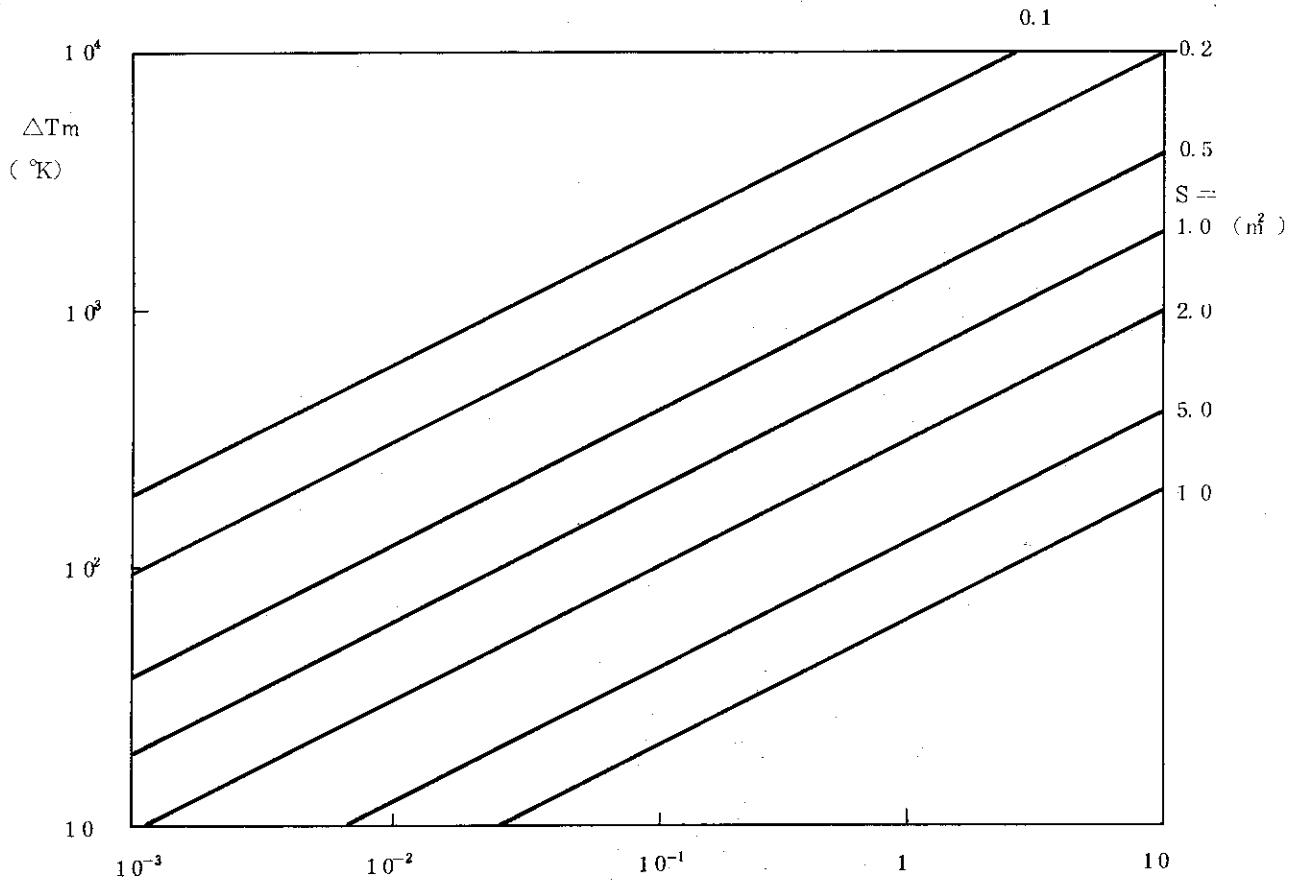
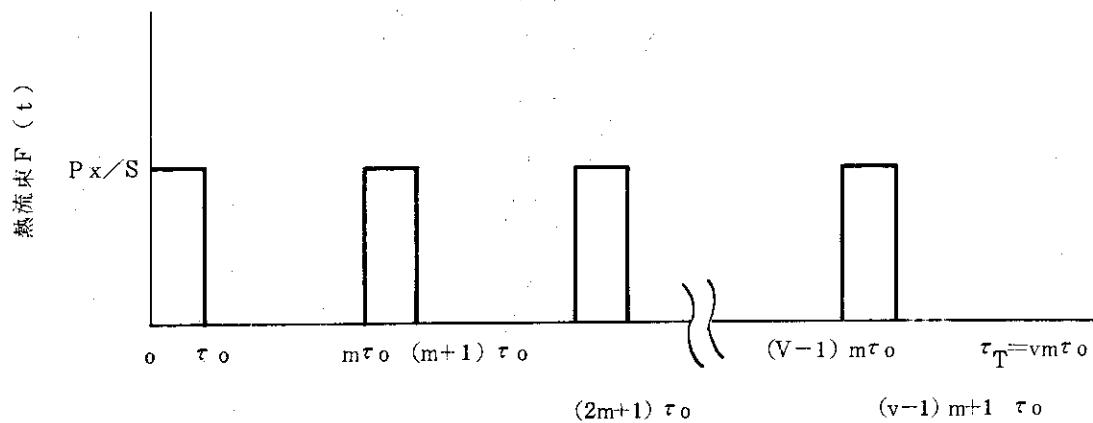


図 3.2 接触時間 τ_T (sec) と表面温度上昇 ΔT ($^{\circ}$ K) の関係、熱負荷 $P_x = 10$ (MW)、接触面積 S (m^2) はパラメータ



第 3.2.3.

図 3.3 m 本のリミタに順番に 2 回ずつ繰返して接触する場合の 1 本のリミタへの熱流束。

1 本のリミタに接触する 1 回の接触時間を τ_0 とする。

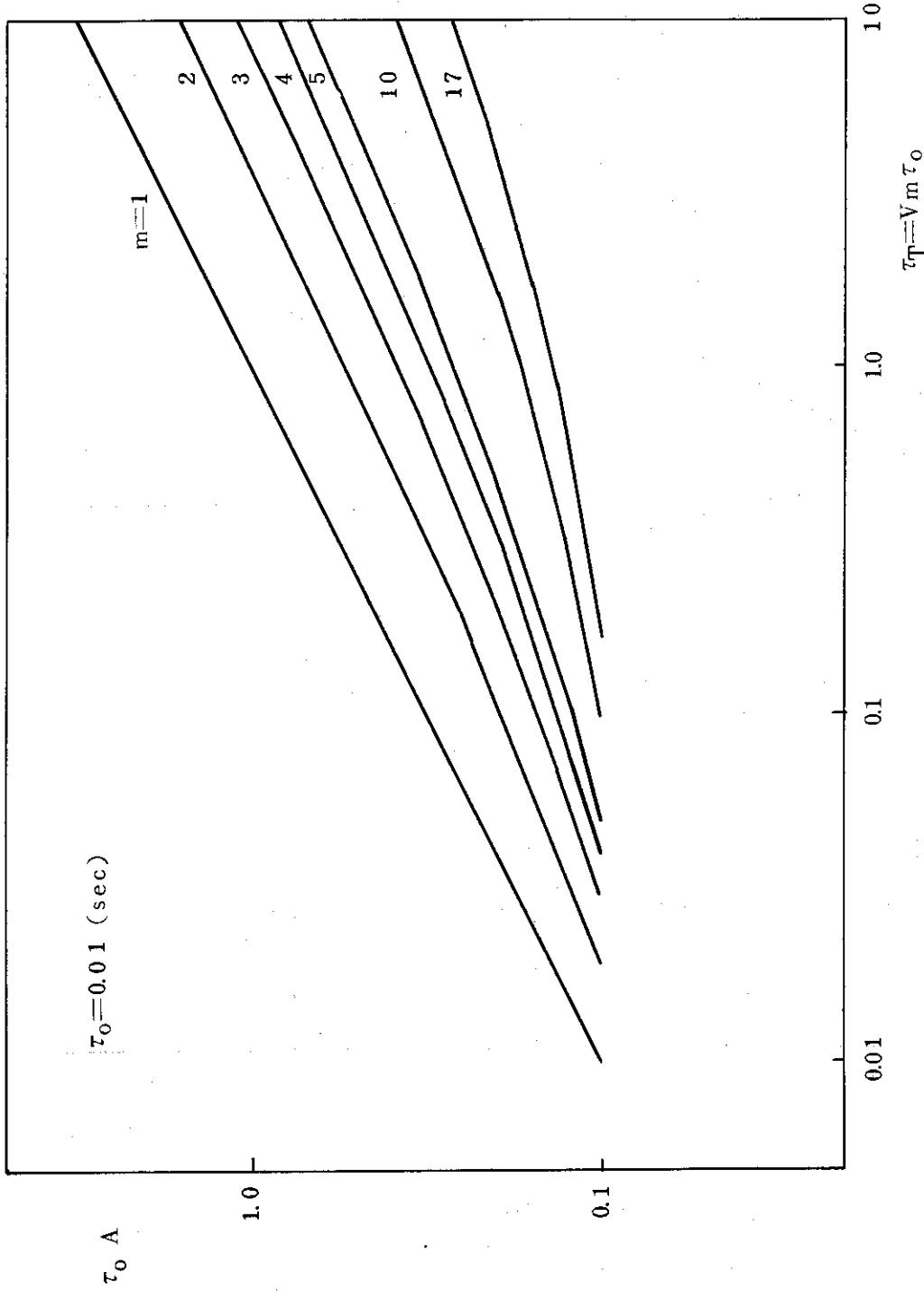


図 3.4 m 本のリミタに順番にν回ずつ繰返して接触する場合の温度上昇 $\Delta\nu T_m$ (°K)

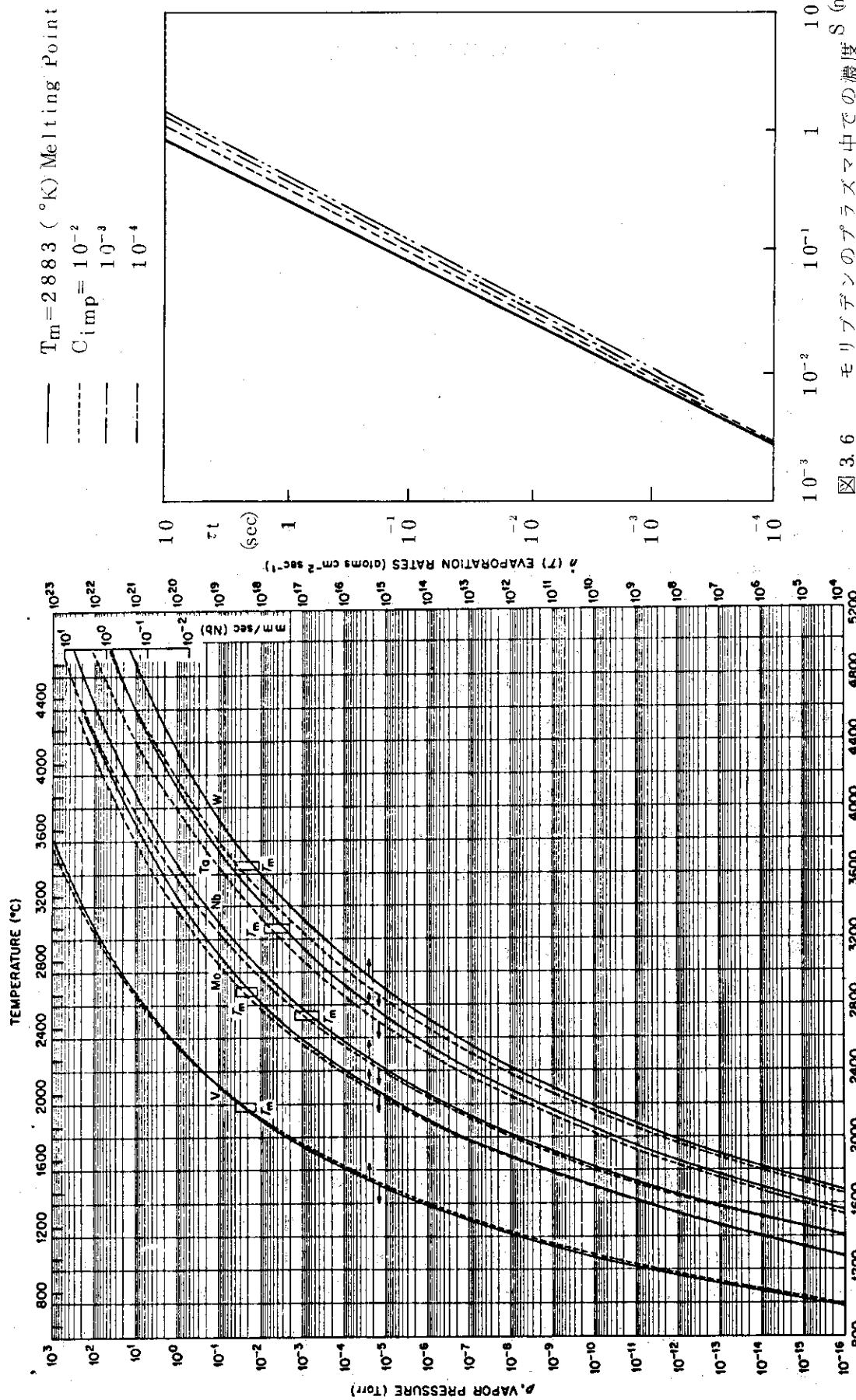


図 3.5 各種の金属に対する蒸気圧及び蒸発速度の温度依存性。(文献 8 より)

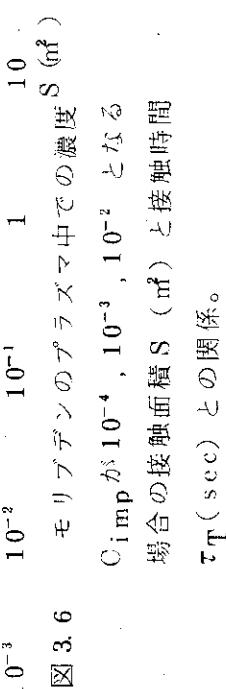


図 3.6 各種の金属に対する蒸気圧及び蒸発速度の温度依存性。(文献 8 より)

$C_{\text{imp}} = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$ となる場合の接触面積 S (m^2) と接触時間 τ_T (sec) との関係。

4. 制御系に影響を与える諸効果

プラズマ位置・形状制御において、制御回路を設計する際、外乱と称する、各種の誤差原因が入り込む。ここでは、図4.1の如きブロック図を基にして、誤差の評価を行う。図4.1の破線内部が制御用回路と考え、そこに入り込む外乱を考える。まず、実験条件設定によって、プレプログラム段階で、欲しいプラズマ位置、形状、電流などが与えられる。その値を基にして電源電圧が計算される。しかし、その計算の際、上に述べたプラズマ位置、形状、電流、その他の回路定数のみだけではなく、予想できる外部磁場の補正を考慮しなければならない。即ち、コイル系の設置誤差、設置基準から生ずる誤差磁場、架台、鉄筋、その他の周辺機器に生ずる誤差磁場、そして、真空容器、コイル系に誘起される渦電流などがある。その次に、プラズマ制御装置において、位置検出位置演算、電圧変換が行なわれるが、位置検出の所で、検出する際の検出器による誤差（主に設置誤差による）と雑音誤差が考えられる。これらの誤差を含んだ形での電圧変換が電なわれ、プレプログラムでの V_{ref} と比較されて電源部へ送られる。電源部にはMGの電源電圧変動、周波数変動が加わる。次に、垂直磁場コイルにおいては、他コイルよりの誘導電圧（真空容器etc.の渦電流によるハネ返りも含む）、プラズマ内乱による R_p , L_p の変化による誘導電圧、コイル抵抗値変化、コイル内電流分布変化、垂直磁場コイル自身によるシェル効果等々によって、垂直磁場コイルが所期のものではなくなる恐れがある。また、最後に、原因のわからない外乱が加わる。以上をまとめると、制御系に入り込む制御誤差の原因として、

- (I) コイル系に元来存在する誤差磁場（コイル設置誤差、設置基準に由来するもの）
- (II) 架台、鉄筋、その他装置周辺機器に誘起される電流による誤差磁場
- (III) コイル系、真空容器に誘起される誘導電圧、渦電流による外乱（シェル効果も含む）
- (IV) 検出器の検出誤差
- (V) プラズマの内乱（ R_p , L_p の変化）による誤差
- (VI) コイル抵抗値の変化
- (VII) その他、原因のわからない外乱

これらのうち、(I)は装置が完成された時点で、磁場分布を測定すれば、はっきりした値が得られ、その性質もわかるが、現状では、設置誤差を予想して、制御系を設計せざるを得ない。(II)については、三次元的に装置の幾何学的条件を考慮に入れてコンピューターで計算させなければわからないが、上下架台に流れる渦電流に関しては、解析が進んでいる。他の装置近辺の導体はすべて、ループをつくる様になっており、その影響は無視できる程度である。（プラズマ中心で、数G以下。）(III)については、この影響が一番大きい事は明らかであり、この効果を含まざるには、制御系の設計は不可能である。これまでも、真空容器、トロイダル・コイルの渦電流効果については、解析が進行中である。しかし、計算と実際とではどの程度、異なるかに（計算には種々の仮定を入れてある。）よって、誤差が生ずるが、それは、現在の所不明であり、これは、(IV)に含めざるを得ない。(V)の誤差は、主に設置誤差、ライナーの渦電流

によるものであり、この誤差以上に制御性能を上げても、制御性能は上がらない。しかし、将来、検出器の精度が大巾に改善される見通しがあれば、別である。(V)のプラズマ・パラメーターの変化であるが、これが、最も変化し易いものであり、これらの変化が、プラズマ位置・形状に、どの程度のずれを生ぜしめるかを検討しておく。(VI)のコイル抵抗値の変化は、せいぜい7～8%程度であり、時間変化も、ゆるやかなものである。故に、制御系に、電流検出回路が入っておれば問題にならないと思われる。

以下で各々について議論する。

4.1 コイル系に元来、存在する誤差磁場

引合仕様書によれば¹⁾

変流器コイルによる誤差磁場；130G

垂直磁場コイルによる誤差磁場；基準磁場の6%

四重極磁場コイルによる誤差磁場；80G

水平磁場コイルによる誤差磁場；基準磁場の10%

磁気リミタコイルによる誤差磁場；120G

} (4.1)

の誤差磁場が許容される。(上記の値は、空間的に一定ではなく、むしろ、プラズマ端での値と考えられる。プラズマ中心では更に数分の1程度以下であろう。また、上記の値は、軸対称成分のみであり、非軸対称分は、制御範囲外とした。)故に、これらのコイルに電流を流せば、それに伴なって上記の誤差磁場が比例的に重畠される事になる。故にこれらの誤差磁場を考慮した電流値を設定する必要があり、それはショット前のプレプログラムで組み入れる事になる。その際の I_f , I_v , I_Q , I_H , I_M の決め方は誤差磁場を極小にする様に最小2乗法などで決める必要がある。しかし、それでも誤差磁場を全く、なくす事は不可能であり、どの程度まで、なくせるかは実際に、コイルを設置した後に決まる。また、プラズマ領域での空間的なバラつきは、制御の対象外と考え、プラズマ中心軸上での値のみに限ることとする。

引合仕様書に依れば¹⁾、運転方式に5通りある。それぞれに共通なのは、プラズマ電流(I_p)と変流器コイル電流(I_f)、水平磁場コイル電流(I_H)であり、図4.2にその運転方法の1例を示す。ここでプレプログラムで組み込めなかった誤差磁場の割合を α とおくと、 I_f の誤差磁場は、

$$\text{立上り時;} \quad \Delta B_f \left(\frac{t_0 - t}{t_0} \right) \alpha_f \quad (4.2)$$

$$\text{フラット・トップ時;} \quad \left\{ \Delta B_f \left(\frac{t_0 - t_1}{t_0} \right) + \beta (t - t_1) \right\} \alpha_f \quad (4.3)$$

(ただし、 β はフラット・トップ時での電流波形の傾きに相当するプラズマ中心軸上で誤差磁場の傾き、 ΔB_f は、(4.1)の値)

水平磁場コイル電流(I_H)に関しては、立上り時も、フラット・トップ時も、 $\Delta B_H \cdot \alpha_H$

となる。ここでは簡単のため仕様書による運転方式①のみを考える。その時の I_v , I_M , I_Q は、図 4.2 に示すが上と同様にして、

$$I_v : \{ \Delta B_v (1 - e^{-t/\tau_1}) - \Delta B_{v0} \} \alpha_v \quad (4.4)$$

$$I_Q : \Delta B_Q \alpha_Q \quad (4.5)$$

$$I_M : \Delta B_M \alpha_M \quad (4.6)$$

が得られる。ここでは一応、水平方向位置制御について考えるため、これらの誤差磁場の垂直成分のみを評価しよう。その場合には、 I_f による誤差磁場は、文献 1, 文献 2 によると、等方的であり、 ΔB_f の $1/\sqrt{2}$ 程度と考えられる。 I_v による誤差磁場は、殆ど垂直磁場成分と考えてもよい。³⁾ また、 I_Q による垂直成分誤差磁場は $\sim 1/\sqrt{2}$, I_H による垂直成分誤差磁場は ~ 0 と考えられる。 I_M による誤差磁場は、垂直成分が殆どと考えられる。

次に、(4.2)～(4.6)は一般には、プラズマ中において異なる位置での値であり、現状では、それがどこにくるか不明である。 I_f に関しては、ほど一様に、この程度の誤差磁場がプラズマ端で生じていると思われる。更にプラズマ中心では、どの程度になっているかは、文献 2 の p 3 における議論によると、プラズマ端の $\lesssim 1/4$ 程度となる。 I_v , I_Q , I_H , I_M の場合も同様となる。故に議論をプラズマ中心に限定すれば、 $\alpha_f \sim 0.17$, $\alpha_H \sim 0$, $\alpha_Q \sim 0.1$, $\alpha_M \sim 0.05$ 程度となる。故に、(4.2)～(4.6)を加え合わせた表式で、与えられる誤差磁場がプラズマ中心に生ずる。プラズマ端では、中心よりも、4～5倍となる。この表式は、フラット・トップ時、立上り時とも、30～40 G 程度となるが、プレプログラミングで、どのように処理するかが問題である。最も現実的な考え方としては、プレプログラミングで、プラズマ中心のみの誤差磁場を 0 に合わせる事にし、他の空間における誤差磁場は無視するというやり方である。確かに、この方法は可能と思われるが、いくつかの問題点を含んでいる。即ち、第 1 に、プラズマ中心のみの値を平衡値に設定する事によって、プラズマ位置・形状制御は、充分であろうかという事である。トロイダル効果を考慮した逆アスペクト比の展開法では少くとも、プラズマ中心付近の制御は可能となろう。ただし、プラズマ端（あるいは、中心以外の場所）における不整磁場の増大は、各種の Helical mode 不安定性, Micro insta. の発生、そして、ひいてはプラズマ輸送に大きな影響を及ぼす可能性がある。第 2 に、断面形状への影響が考えられる。誤差磁場は多重極成分の、プラズマ端での発生を招来し、今までの四重極磁場による橿円変形制御を複雑にする。第 3 に、n 値の空間的なばらつきは、プラズマの挙動に、若干の修正を施さなくてはならない。たとえば、空間的に、n 値が負、あるいは、1.5 より大きい場所ができた場合は、どうであろうか。その場合には、その領域で位置・形状制御に不安定効果を与える事になる。たとえば、垂直磁場 $B_z(R)$ が、

$$B_z = B_{z0} - \frac{n_0 B_{z0}}{R_0} (R - R_0) + \Delta B_z \cos(kR + \varphi_0) \quad (4.7)$$

の様な形で与えられた場合、

$$\frac{\partial B_z}{\partial R} = - \frac{\bar{n}_o B_{z0}}{R_o} - k \Delta B_z \sin(kR + \varphi_0) \quad (4.8)$$

より、

$$\begin{aligned} n &= - \frac{R}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial R} = - \frac{R}{B_z} \left\{ - \frac{\bar{n}_o B_{z0}}{R_o} - k \Delta B_z \sin(kR + \varphi_0) \right\} \\ &= \frac{-R \left\{ - \frac{\bar{n}_o B_{z0}}{R_o} - k \Delta B_z \sin(kR + \varphi_0) \right\}}{\left\{ B_{z0} - \frac{\bar{n}_o B_{z0}}{R_o} (R - R_o) + \Delta B_z \cos(kR + \varphi_0) \right\}} \end{aligned} \quad (4.9)$$

となる。ここで、一応 $R = R_o$ (プラズマ中心)での議論に的をしづると、

$$\begin{aligned} n(R_o) &= \frac{\bar{n}_o B_{z0} + k R_o \Delta B_z \sin(kR_o + \varphi_0)}{B_{z0} + \Delta B_z \cos(kR_o + \varphi_0)} \\ &= \frac{\bar{n}_o + \frac{k R_o \Delta B_z}{B_{z0}} \sin(kR_o + \varphi_0)}{1 + \frac{\Delta B_z}{B_{z0}} \cos(kR_o + \varphi_0)} \end{aligned} \quad (4.10)$$

となり、 $\Delta B_z / B_{z0} \ll 1$ を考慮に入れると、(また簡単のため、 $kR_o \gg \bar{n}_o$ を仮定すると)

$$n(R_o) \approx \bar{n}_o + k R_o \frac{\Delta B_z}{B_{z0}} \sin(kR_o + \varphi_0) \quad (4.11)$$

を得る。即ち、 $\Delta B_z / B_{z0} \ll 1$ であっても、 kR_o が十分大きければ、 $n(R_o)$ の値は、 \bar{n}_o では、近似できない。今、

$$\Delta B_{z0} = \Delta B_z \cos(kR_o + \varphi_0) \quad (4.12)$$

とすると、(即ち、 $R = R_o$ での誤差磁場を ΔB_{z0} とした。)

$$\sin(kR_o + \varphi_0) = \pm \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta B_{z0}}{\Delta B_z} \right)^2} \quad (4.13)$$

となり、(4.11) の右辺の第2項は、

$$\pm kR_o \frac{\Delta B_z}{B_{z0}} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta B_{z0}}{\Delta B_z}\right)^2} \quad (4.14)$$

となる。 n に関する安定条件 $0 < n < 1.5$ を、(4.11)に代入し、(4.14)を考慮すると、

$$-\bar{n}_o < \pm kR_o \frac{\Delta B_z}{B_{z0}} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta B_{z0}}{\Delta B_z}\right)^2} < 1.5 - \bar{n}_o \quad (4.15)$$

となる。 \bar{n}_o に関しては、四重極磁場によって、我々は $0 \sim 1$ まで、可変にできる。(磁気リミターなし運転の時)この場合に、 k の不安定領域を求めておこう。まず、水平方向の不安定領域について、(4.15)の右辺は、 $\bar{n}_o = 0 \sim 1$ までとすると、 $1.5 \sim 0.5$ となる。その時、 k の不安定領域は、 $\Delta B_z / B_{z0} \sim 0.03$ ($B_{z0} \sim 3.2$ KGならば、 $\Delta B_z \sim 100$ Gとなる。この程度の空間的誤差磁場は考えられよう。), $\Delta B_{z0} / \Delta B_z \sim 0.2$ (上述の誤差磁場の議論では0とできるとしたが、一応、一般性をもたせるため)とすると、(即ち $\Delta B_{z0} \cong 20$ G)

$$k > 5.6 \text{ (at } \bar{n}_o = 1 \text{)}$$

$$k > 16.8 \text{ (at } \bar{n}_o = 0 \text{)}$$

となる。これらは、 $k = 2\pi/\lambda$ とおくと、

$$\left. \begin{array}{l} \lambda < 1.1 \text{ (m) (at } \bar{n}_o = 1 \text{)} \\ \lambda < 0.37 \text{ (m) (at } \bar{n}_o = 0 \text{)} \end{array} \right\} \quad (4.16)$$

を得る。現在、プラズマの半径が 0.95 mであるので(4.16)の値は、まあ、大丈夫であろう。装置が完成した時には、誤差磁場の評価も原理的に可能であり、その時点で、 λ , ΔB_z , ΔB_{z0} , などが得られると考えられる。そして、 λ の値が、 1.1 mより小さければ(これは、可能性は小さいが。)完全に、水平方向に不安定の系となり、 0.37 m $< \lambda < 1.1$ mであれば(ここでの議論は一応、 ΔB_z , ΔB_{z0} などが、上述の値だと仮定した場合である。)適当な, \bar{n}_o 値以下でなければならない事になり、四重極磁場の余裕度が、減少する結果を招く。同様にして、垂直方向の不安定領域を求めるとき、 $\sin(kR_o + \varphi_0) < 0$ の場合に、

$$\left. \begin{array}{l} \lambda < \infty \text{ (at } \bar{n} = 0 \text{)} \\ \lambda < 0.56 \text{ (m) (at } \bar{n} = 1 \text{)} \end{array} \right\} \quad (4.17)$$

を得る。即ち、 λ , ΔB_z , ΔB_{z0} が、規定された後では、ある適当な \bar{n}_o 値以上でなければならぬ。故に、実際的な手順としては、(4.15)を

$$\mp kR_0 \frac{\Delta B_z}{B_{z0}} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta B_{zo}}{\Delta B_z} \right)^2} < \bar{n}_o < 1.5 \mp kR_0 \frac{\Delta B_z}{B_{z0}} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta B_{zo}}{\Delta B_z} \right)^2}$$

(4.18)

の様に書き直した上で、 \bar{n}_o が 0 ~ 1 の間で、(4.18)を満足する領域がなければならない事になる。

4.2 架台、鉄筋、その他、装置周辺機器に誘起される電流による誤差磁場

装置周辺機器による誤差磁場は、本体上下架台、計測用架台、計測機器の磁気シールド、計測機器、各種支持用導体、配管などによって誘起される恐れがあるが、現在、原則として、本体周辺の金属は、ループをつくるないように、絶縁物を入れる。また、やむを得ざる場合を除いて、磁性体を使わない方針で、設計を進めている。現在まで判明した所によると、本体上下架台による誤差磁場 $\sim 100 G^3)$ のみである。ここで、その他の誤差磁場に対しても、粗い見積りをしておく。

(i) 計測機器の磁気シールド

これらは、計測機によって、形状も、大きさも異なるが、ここでは、一応、磁気シールドの個数は 40 個で、鉄の dipole 磁化 (M) によるものと考え、本体からの距離は 7 m とし、磁気シールドの体積 (V) は平均 $1 m^3$ とすると 1 個の磁気シールド・ケースによる本体付近の磁場 B_d は、

$$B_d \sim \frac{MV}{4\pi r^3} \sim \frac{1.6 \times 1}{4\pi \times 7^3} \sim 3.7 \times 10^{-4} \text{ wb/m}^2$$

(ここで M は、7 m の距離では飽和しており $\sim 1.6 \text{ Wb/m}^2$ となる。)

となる。磁気シールド・ケースは、 ~ 40 個程度であろう。しかし、これらによる効果は、空間的に異なるので、単純にはいかないが、全部合わせても、10 G 以下に押さえる事は十分、可能であろう。

(ii) 計測用架台等その他の装置周辺機器

計測用架台は、本体上部架台の上方 5.5 m の位置にあり、カットの入れ方は、ほど本体上部架台と同様である。故に約 $100 G \times \left(\frac{4.5}{10}\right)^3 \sim 9 G$ 程度の誤差磁場が考えられる。

その他の装置周辺機器で、磁性体を使用するものはなく、各種導体は、すべて、ループをつくる様に、カットを入れて製作するので、殆ど、無視できる程度の大きさになるであろう。次に、本体室に隣接するシールドルームに使用する軟鐵だが、(i)と同様にして見積ると、($\mu \cong 200$, $r = 1.2 \text{ m}$, $B_{ex} = 1.6 \text{ G}$, $V \cong 1.5 \text{ m} \times 1.5 \text{ m} \times 6 \times 10^{-3} \text{ m} \times 6 \sim 1.2 \text{ G}$) 程度となる。

4.3 コイル系、真空容器に誘起される誘導電圧渦電流による外乱

渦電流はプラズマに対して非常に大きな影響を与える事はよく知られており、JT-60においても、かなり調べられてきている⁴⁾。その効果は、トカマク回路論、有限要素法解析などに組み込む事によって、プレプログラミングに反映させる事は可能である。しかし、これらの渦電流を検出して、フィード・バック制御に使う事は、電流検出方法、計算時間などに問題があり、困難である。実際的な方法は、これらを、プレプログラミングに組み込んだ電圧設定を行なった上で、実際のショットとの差をフィード・バック制御で、補うという方法である。しかし、これらの渦電流の影響は非常に大きく、実際のショットとの差は、かなり大きいものであると思われる。特に、プラズマ立上り時においては、かなりの渦電流が、真空容器、トロイダル・コイルに流れ、その効果は、現在、検討中である。故に、場合によっては、立上り時初期の～20 msec 程度の間は、フィード・バック制御不可能となる事態も予想される。渦電流による効果をどの程度、制御系に組み込めるかは今後の検討課題である。

4.4 検出器の検出誤差

プラズマの位置・形状制御において、プラズマの位置・形状を検出する機能は非常に大きな役割を占めている。というのは、この検出器から観測した変位を基にして Feed back loop が構成されており、検出器の検出誤差があまりにも大きければ、その制御系全体の制御性能も、それで決まってしまう。反対に、検出器の誤差以上に、制御系の精度をはるかに高めても、無駄な事になる。現在、我々が考えている検出器は、磁気プローブである。その他に、テレビカメラ方式、軟X線方式など考えられるが、ここでは、磁気プローブ方式のみを対象とする。検出誤差原因として考えられるのは、磁気プローブの設置誤差と、ライナーの渦電流による雑音が主なものである。磁気プローブの設置誤差⁵⁾は、現在の設計基準では、ポロイダル方向の角度誤差を0.1ラジアン以下に押さえる事になっているので、それによるプラズマ水平(垂直)位置の誤差は2.9 cmとなる。次にライナーの渦電流による影響を考える。磁気プローブはライナーと真空容器との間に設置され、JAERI-M 6931 にあるように位置検出方法としては、磁気プローブの置かれている円周上で積分している。故にその円周より内側を流れる電流は磁気プローブの位置検出の雑音入力として入ってくる。即ち、

$$Y_1 = \int j_\varphi f_1 dS_\varphi = \frac{1}{\mu_0} \int (f_1 B_\tau + X g_1 B_n) dl$$

の積分において、左辺の j_φ がプラズマ電流のみであれば左辺≡0とおいて ΔH を求める事ができる。しかし、ライナーに渦電流が流れている場合、 j_φ は、

$$j_\varphi = j_o + j_e$$

(j_o : プラズマ電流密度, j_e : ライナー電流密度)

となる。一方、右辺の B_τ, B_n には、 $\lambda_n \rightarrow \lambda_n + \delta \lambda_n, \delta_n \rightarrow \delta_n + \delta \delta_n, \mu_n \rightarrow \mu_n +$

$\delta \mu_n$, $\kappa_n \rightarrow \kappa_n + \delta \kappa_n$ の如く, 便宜的に, ライナー電流による分 $\delta \lambda_n$, $\delta \delta_n$, $\delta \mu_n$, $\delta \kappa_n$ が加わる。簡単のため, 円筒近似で考えると,

$$\text{右辺の real part} = J \left[-\Delta H + \frac{\lambda_1 + \mu_1}{2} a + \frac{\delta \lambda_1 + \delta \mu_1}{2} a \right]$$

$$\text{右辺の imaginary part} = J \left[-\Delta V + \frac{\delta_1 - \kappa_1}{2} a + \frac{\delta \delta_1 - \delta \kappa_1}{2} a \right]$$

$$\text{左辺の real part} = \int j_\ell x dS \varphi$$

$$\text{左辺の imaginary part} = \int j_\ell z dS \varphi$$

となる。プローブで求める ΔH_{probe} , ΔV_{probe} の値としては, 左辺 $\equiv 0$ とおいて, 得られている。即ち,

$$\Delta H_{\text{probe}} = \frac{a}{2} (\lambda_1 + \mu_1 + \delta \lambda_1 + \delta \mu_1)$$

$$\Delta V_{\text{probe}} = \frac{a}{2} (\delta_1 - \kappa_1 + \delta \delta_1 - \delta \kappa_1)$$

となる。しかるに真の ΔH , ΔV は上式の $(\delta \lambda_1 + \delta \mu_1)$, $(\delta \delta_1 - \delta \kappa_1)$ の部分を除いたものである。上式の誤差は,

$$\frac{a}{2} (\delta \lambda_1 + \delta \mu_1) = \frac{1}{J} \int j_\ell x dS \varphi$$

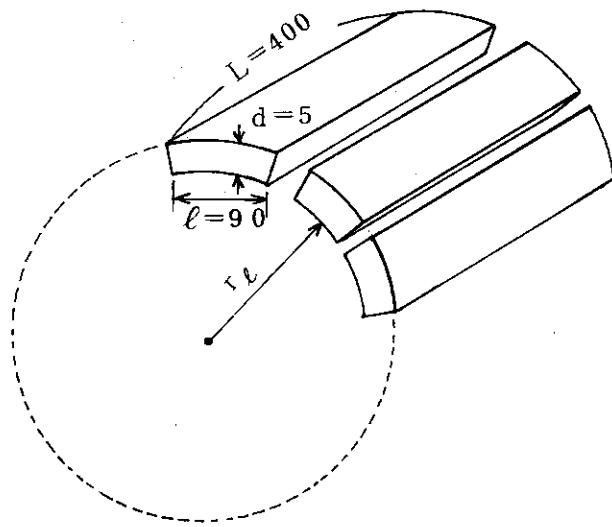
$$\frac{a}{2} (\delta \delta_1 - \delta \kappa_1) = \frac{1}{J} \int j_\ell z dS \varphi$$

となる。 $1/J \int j_\ell x dS \varphi$ が, どの程度の値か評価できればよい。(水平方向のみを考える。垂直も同様)

j_ℓ はライナーを横切る磁束の変化があれば生ずる。主な原因としては,

- ① プラズマ位置形状変化の際のポロイダル・フラックスの変化, 及び, それに伴う制御用磁場の変化
- ② プラズマの立上げ, 立下げの際の各種導体による渦電流の変化
- ③ 外乱

等が考えられるが, ここでは, $1/J \int j_\ell x dS \varphi$ の大体の order を求めておく。現在, ライナーの形状は,



の如く、設計されている。磁気プローブをライナーと真空容器の間に置く事は決定されているが、詳細な幾何学的配置は未定である。

今、簡単のため、外乱として、垂直磁場がステップ状に変化したとする。その時にライナーに流れる電流は、

$$\int j_\ell d \sim \cos \omega \cdot \frac{2B_{ev}}{\mu_0} \frac{\alpha_1}{\left(\frac{\tau_{ex}}{\tau_1} - 1 \right)} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_{ex}})$$

$(B_{eo}(1 - e^{-t/\tau_{ex}})$; 外部磁場, $\alpha_1 = 0.041$, $\tau_1 = 1.3 \text{ msec.}$)

の如く計算できる。⁶⁾

故に

$$\int j_\ell x dS \varphi = \int j_\ell (\xi - \Delta H) dS \varphi = \int j_\ell \xi dS \varphi - \Delta H \int j_\ell dS \varphi$$

に, $\int j_\ell dS \varphi = 0$, $\xi = r \cos \omega$, $dS \varphi = r dr d\omega$ を代入すると,

$$\int j_\ell x dS \varphi \approx \pi r_\ell^2 \cdot \frac{2B_{ev}}{\mu_0} \frac{\alpha_1}{\left(\frac{\tau_{ex}}{\tau_1} - 1 \right)} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_{ex}})$$

となる。故に、誤差は、

$$\frac{a}{2} (\delta \lambda_1 + \delta \mu_1) = \frac{1}{J} \int j_\ell x dS \varphi = \frac{\pi r_\ell^2}{J} \cdot \frac{2B_{eo}}{\mu_0} \frac{\alpha_1}{\left(\frac{\tau_{ex}}{\tau_1} - 1 \right)} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_{ex}})$$

となる。ここで, $B_{eo} = 0.3 \text{ T}$, $\tau_{ex} = 0.1 \text{ sec.}$, $\alpha_1 = 0.041$, $\tau_1 = 1.3 \text{ msec.}$ と考

える。(プラズマ立上り時) この式は, $t = \frac{\tau_1}{1 - \frac{\tau_1}{\tau_{ex}}} \ln \frac{\tau_{ex}}{\tau_1}$ において, 最大値

$$\frac{\pi r_\ell^2}{J} \cdot \frac{2B_{eo}\alpha_1}{\mu_0} \left(\frac{\tau_1}{\tau_{ex}} \right)^{1 - \frac{\tau_1}{\tau_{ex}}} \cong 2.5 \times 10^{-4} \text{ m}$$

をとる。(ただし, $r_\ell = 0.95 \text{ m}$, $J = 2.7 \times 10^6 \text{ A}$ とした。)これは非常に小さい値で問題はないのだが, 実際はプラズマ立上り時においては $J = 2.7 \times 10^6 \text{ A}$ ではなく, もつともかに小さい値である。仮に, $J = 100 \text{ KA}$ 時では, この誤差は, $2.5 \times 10^{-4} \times 2.7 \cong 6.75 \text{ cm}$ になり, 問題となり得る。即ち, プラズマ立上り時の最初の数 10 msec 以内は非常に誤差が問題となり, あとは, よほど大きな磁場変化がない限り, 問題とはならないであろう。

4.5 プラズマによる“内乱”

プラズマ・パラメータのうち, 制御に大きな影響を与えるのは, β_p, ℓ_i , である。(I_p は, 制御対象) ここで, β_p, ℓ_i の変化が, どの程度, プラズマ位置・形状に影響を与えるのか, 考えておこう。

水平位置制御用の外部垂直磁場は, よく知られている様に, プラズマ中心において, 平衡条件を満足するためには,

$$B_z = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_p} \left(\ln \frac{8R_p}{a_p} + \beta_p + \frac{\ell_i}{2} - \frac{3}{2} \right) \quad (4.5.1)$$

でなければならない。ここで, β_p, ℓ_i の時間変化率が, どの程度になるかが制御系にとって重要である。

ここで両辺の変分をとると

$$\frac{\delta B_z}{B_z} = \frac{\delta I_p}{I_p} - \frac{\delta R_p}{R_p} + \frac{\frac{\delta R_p}{R_p} \pm \frac{\delta R_p}{a_p} + \delta \left(\beta_p + \frac{\ell_i}{2} \right)}{\ln \frac{8R_p}{a_p} + \beta_p + \frac{\ell_i}{2} - \frac{3}{2}} \quad (4.5.2)$$

を得る。上式で $a_p = b \mp \Delta H$ (複号; $\Delta H > 0 \rightarrow$ 負符号, $\Delta H < 0 \rightarrow$ 正符号) を仮定し, リミター効果をとり入れてある。まず, 簡単のため, フラット・トップ時を考える。この時には, disruptive 不安定などのMHD的不安定性が生じなければ $I_p, R_p, \beta_p, \ell_i$ などの変化は, かなり小さいのが普通である。我々の制御目標としては, 最低限, 安定放電状態の場合の

制御を達成する事とする。

まず、 β_p, ℓ_i の変化率を、いくつかの仮定のもとで評価しておこう。

1) β_p

β_p は、次式で定義されている。

$$\beta_p = \frac{\langle p \rangle}{B_p^2 (a_p)/2\mu_0} \quad (4.5.3)$$

$$\frac{B_p^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0 I_p^2}{8\pi^2 a_p^2} \quad (4.5.4)$$

$\langle p \rangle$ は、プラズマの平均圧力。

故に、

$$\beta_p = \frac{8\pi^2 a_p^2}{\mu_0 I_p^2} \langle p \rangle \quad (4.5.5)$$

と書き直せる。ここで、 $a_p = \text{const.}$, $I_p = \text{const.}$ で、制御されているものとし、制御対象は、 R_p の水平位置変化のみとする。この時には、(4.5.5)式は

$$\frac{\partial \beta_p}{\partial t} = \frac{8\pi^2}{\mu_0} \cdot \frac{a_p^2}{I_p^2} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial t} \quad (4.5.6)$$

となる。ここで、 $\partial \langle p \rangle / \partial t$ を評価してみよう。密度分布を

$$n_e(r, t) = n_{eo}(t) \left(1 - \frac{r^4}{a_p^4} \right) \quad (4.5.7)$$

と仮定し、分布自体の時間変化は、ここでは考えない事にする。同様に、電子温度分布 $T_e(r, t)$ を

$$T_e(r, t) = T_{eo}(t) \left(1 - \frac{r^2}{a_p^2} \right)^{1(t)} \quad (4.5.8)$$

と仮定する。(ここで、 $T_i = T_e$ と一応、仮定する。) この時には、

$$\langle p \rangle = \frac{2}{\ell+2} \left(1 + \frac{1}{\ell+3} \right) n_{eo} T_{eo} \quad (4.5.9)$$

となる。故に、

$$\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial t} = 2(n_{eo} T_{eo} + T_{eo} n_{eo}) \frac{\ell+4}{(\ell+2)(\ell+3)} - \frac{2n_{eo} T_{eo} \ell}{(\ell+2)(\ell+3)}$$

$$\cdot \left\{ \frac{\ell+4}{\ell+2} + \frac{1}{\ell+3} \right\} \quad (4.5.10)$$

また、後述するように $I_p = \text{const.}$ の条件より、(P. 46)

$$\dot{\ell} = \frac{\pi a_p^2 AE}{I_p} T_{eo}^{1/2} \dot{T}_{eo} \quad (4.5.11)$$

が得られるので、(4.5.10) 式は、

$$\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial t} = 2(n_{eo} T_{eo} + n_{eo} \dot{T}_{eo}) \frac{\ell+4}{(\ell+2)(\ell+3)} - \frac{2n_{eo} T_{eo} B}{(1+2)(1+3)} \cdot \left(\frac{\ell+4}{\ell+2} + \frac{1}{\ell+3} \right) \quad (4.5.12)$$

$$\left(B = \frac{\pi a_p^2 A E T_{eo}^{3/2}}{I_p} \right)$$

となる。 $\ell = 2$ の時は、この式は、

$$\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial t} = -\frac{3}{5} (n_{eo} T_{eo} + n_{eo} \dot{T}_{eo}) - \frac{17B}{100} n_{eo} \dot{T}_{eo} \quad (4.5.13)$$

となる。 $T_{eo} = 10 \text{ KeV}$, $n_{eo} = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $\dot{T}_{eo} = 10^4 \text{ eV/sec}$, $n_{eo} = 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}/\text{sec}$. とすると (T_{eo} , n_{eo} に関しては、PLT の実験データでも、最も高い値を使用) (4.5.13) 式は、

$$\partial \langle p \rangle / \partial t \approx 2.02 \quad (4.5.14)$$

となる。

ii) ℓ_i

ℓ_i は、次式で定義されている。

$$\ell_i \equiv \frac{\int_0^{a_p} B_p^2(\rho) \rho d\rho d\omega}{\pi a_p^2 B_p^2(a_p)} \quad (4.5.15)$$

$$B_p(\rho) = \frac{\mu_0 \int_0^\rho j(\rho') \rho' d\rho' d\omega}{2\pi\rho} = \frac{\mu_0 \int_0^\rho j(\rho') \rho' d\rho'}{\rho} \quad (4.5.16)$$

$$B_p(a_p) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a_p} \quad (4.5.17)$$

ここで、 $j(\rho)$ は、電流密度。 $(4.5.16)$ 、 $(4.5.17)$ を $(4.5.15)$ に代入して、整理してやると、 ℓ_i は、

$$\ell_i = \frac{8\pi^2}{I_p^2} \int_0^{a_p} \frac{\left[\int_0^\rho j(\rho') d\rho' \right]^2}{\rho^2} \rho d\rho \quad (4.5.18)$$

と書き直せる。故に上式の時間微分をとると、

$$\frac{\partial \ell_i}{\partial t} = \frac{16\pi^2}{I_p^2} \int_0^{a_p} \frac{\int_0^\rho j(\rho') d\rho' \int_0^\rho \frac{\partial j}{\partial t}(\rho') d\rho'}{\rho^2} \rho d\rho \quad (4.5.19)$$

を得る。ここで、プラズマの“内乱”のみによる j の時間変化を考える。すると、電流密度 j は、プラズマコンダクタンス σ と、電場との積で書ける。

$$j = \sigma E \quad (4.5.20)$$

ここで、 E は簡単のため、空間的にも、時間的にも一定と考える。(即ち、 j 分布は、 $T_e^{3/2}$ に比例していると仮定している。)

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial t} E \quad (4.5.21)$$

と置ける。ここで、

$$\sigma = A T_e^{3/2} \quad (4.5.22)$$

と書けるので ($A = \gamma \cdot \frac{3.3 \times 10^4}{Z \ln A}$ 、 T_e (eV) 電子温度)， T_e の分布を、

$$T_e(r, t) = T_{eo}(t) \left(1 - \frac{r^2}{a_p^2} \right)^n \quad (4.5.23)$$

とおき、 $I_p = \int_0^{a_p} j(\rho) d\rho \cdot d\omega = \text{const.}$ の条件を考慮に入れ、($I_p = \pi a_p^2 A E$)

$T_{eo}^{3/2} / \left(\frac{3}{2} n + 1 \right)$ が得られる。), $\partial j / \partial t$ を求めると、

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{3}{2} A E T_{eo} \dot{T}_{eo}^{1/2} \left(1 - \frac{r^2}{a_p^2} \right)^{\frac{3}{2} n} \left\{ 1 + B \cdot \log \left(1 - \frac{r^2}{a_p^2} \right) \right\} \quad (4.5.24)$$

$$B = \frac{AT_{eo}^{3/2} E \pi a_p^2}{I_p} \quad (4.5.25)$$

となる。(4.5.20)と(4.5.24)を(4.5.19)に代入し、 $\partial \ell_i / \partial t$ を求める(一応、 $n = 2$ とおく。)

$$\partial \ell_i / \partial t \cong \frac{3\pi^2 a_p^4}{16 I_p^2} A^2 E^2 T_{eo}^2 \dot{T}_{eo} (1.45 - 0.26 B) \quad (4.5.26)$$

となる。ここで、 $T_{eo} = 10 \text{ KeV}$, $Z = 2$, $a_p = 0.95 \text{ m}$, $I_p = 2.7 \text{ MA}$

$$E = 4 I_p / A \pi a_p^2 T_{eo}^{3/2} \quad \text{として,}$$

$$\frac{\partial \ell_i}{\partial t} \cong 1.23 \times 10^{-4} \dot{T}_{eo} \quad (4.5.27)$$

(\dot{T}_{eo} : eV/sec)

を得る。 \dot{T}_{eo} として、これまでの実験結果を考えると、せいぜい、10 msecで100 eVが最高値に近い値と思われる。(フラット・トップ時では、大概の場合、この0.1倍程度と考えられる。)この値を想定すると、

$$\partial \ell_i / \partial t \cong 1.23 \quad (4.5.28)$$

を得る。

III) 実験結果との比較

それでは実験的には、 $\beta_p + \frac{\ell_i}{2}$ はどの程度で変化しているのであろうか。図4.3にPLTの結果をのせる。プラズマ立上り時は別にして、まず、電流維持時においては、 $\partial(\beta_p + \frac{\ell_i}{2}) / \partial t$ の最大値は、~3.1程度である。しかも、これは、 I_p の変化をみるとプラズマ電流維持時とはいっても、かなり I_p が変化している時($\partial I_p / \partial t \sim 10^6 \text{ A/sec.}$)である。また、この図からみて、殆ど I_p が変化しない場合は、 $\partial(\beta_p + \frac{\ell_i}{2}) \lesssim 0.1$ 以下に押さえられており、I), II)で与えた結果よりも、はるかに少ない。(これは、I), II)でも述べたように、 $\dot{T}_{eo}, \dot{n}_{eo}$ の変化率を、大きめに見積もったためである。)

ここで、PLTの実験結果を使って、 $I_p, R_p, \beta_p + \frac{\ell_i}{2}$ の変化が、平衡用垂直磁場にどの程度の変化率を要求するのか、考えてみよう。

図4.3より、(最大値として、)

$$\partial I_p / I_p \delta t \sim 2.0 / \text{sec}$$

$$\delta \left(\beta_p + \frac{\ell_i}{2} \right) / \delta t \sim 3.1 / \text{sec}$$

が、得られる。また、 $\delta R_p / R_p \delta t$ についてはPLTの立上り時のデータを借用すると、~

$3/\text{sec}$. となる。(図4.4)これらを、(4.5.2)に代入し、 $\partial B_z / \partial t$ を求めるとき、(複号は、大きい方をとる。) $\beta_p = 0.622$ ($\bar{n} = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\bar{T} = 10 \text{ KeV}$), $\ell_i = 1.45$, $I_p = 2.7 \text{ MA}$, $R_p = 3 \text{ m}$, $a_p = 0.95 \text{ m}$ として、JT-60のパラメータに、おきかえた。この値は、現在の設計では、 $\partial I_v / \partial t \sim 1.9 \times 10^5 \text{ A/sec}$ を与える。 $L_v = 10^{-2} \text{ H}$ を考慮に入れると、 $V_v \sim 1.9 \text{ kV}$ となる。この値は、シェル効果を考慮に入れれば、更に小さくなる。(また、この値は表6.2をみてもらえば、わかる様に、十分電源容量内の値である。)

次に、プラズマ立上り時を考える。この場合には、殆ど、 I_p の変化率で決定される。図4.4の $\beta_p + \frac{\ell_i}{2}$ や R_p の実験値は 25 msec 程度までは、検出器の精度がないため、信用できず、 I_p の立上り時間のみが、 V_v に影響を与えるものと思われる。(その効果は第5章で論ずる)

参考文献

- 1) JT-60引合仕様書;昭和52年3月
- 2) 相川裕史,二宮博正,亀有昭久,鈴木康夫;JAERI-M 6552(1976)
- 3) JT-60 Group;私信(1977)
- 4) 亀有昭久,鈴木康夫;JAERI-M 7120(1977)
- 5) 相川裕史,小方厚,鈴木康夫;JAERI-M 6931(1977)
- 6) 亀有昭久,相川裕史,二宮博正,鈴木康夫;JAERI-M 6468(1976)

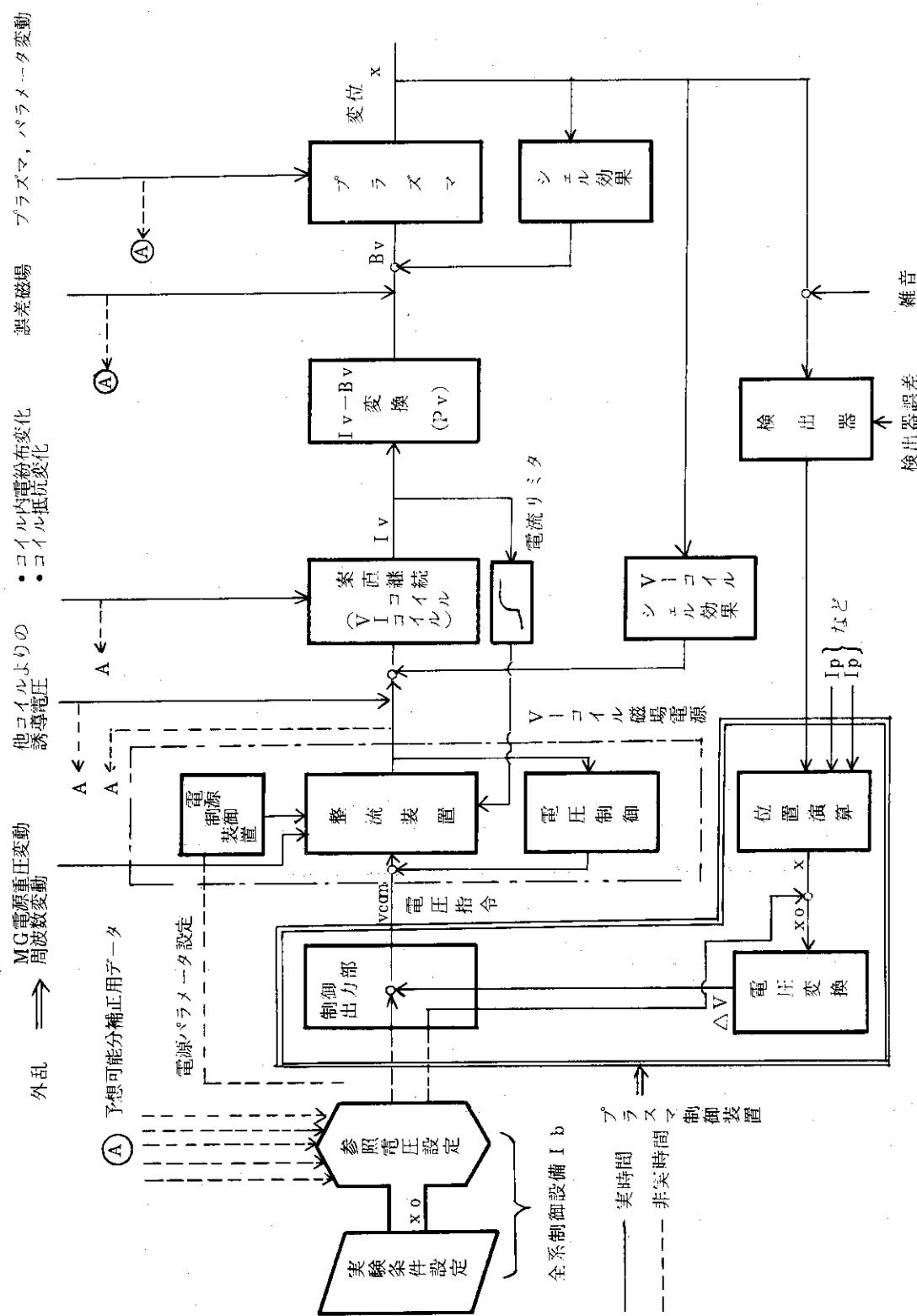


図 4.1 プラズマ水平位置(X)制御関係プロット

プラズマ電源

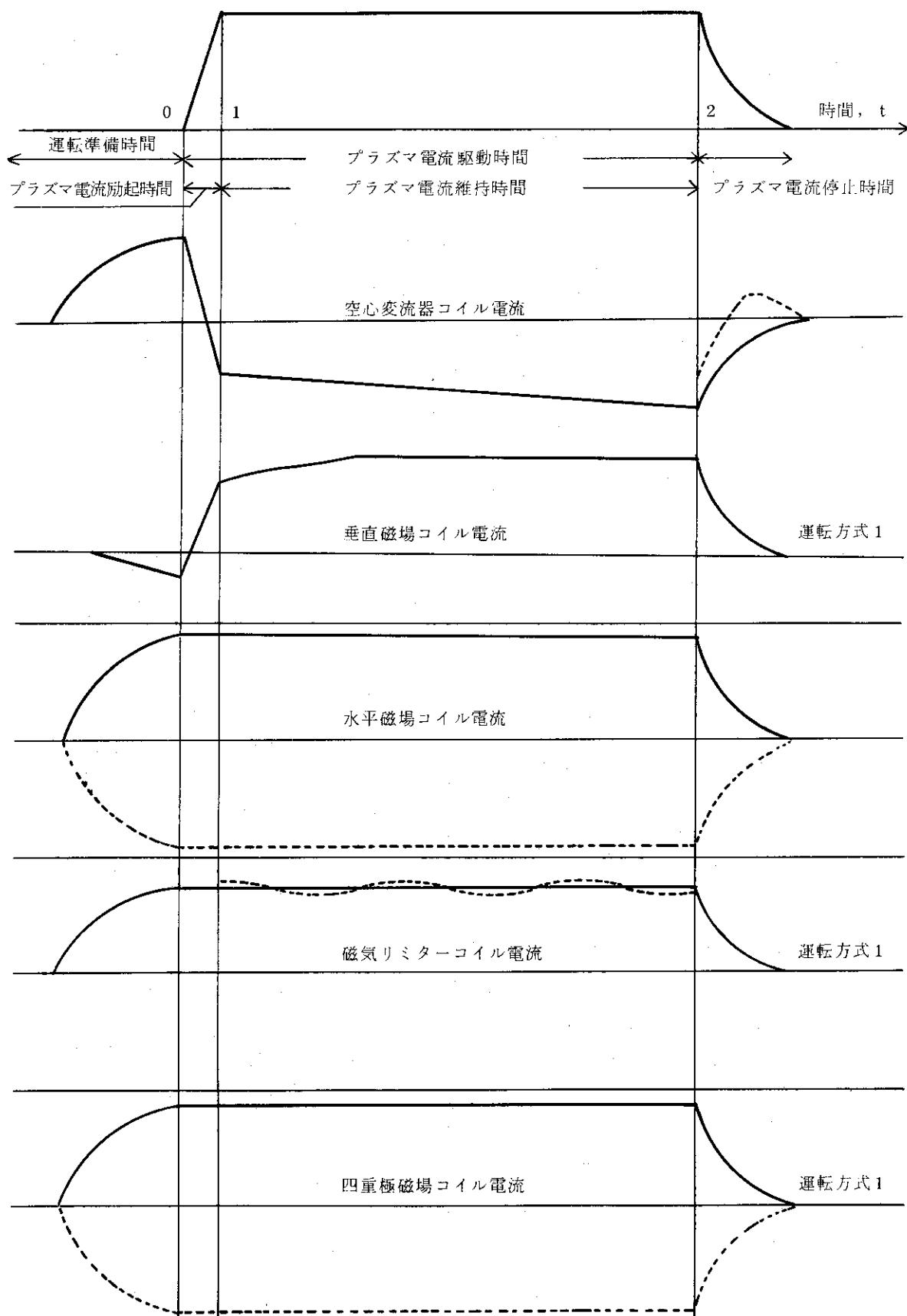


図 4.2 ポロイダル磁場コイル電源の基本運転モード

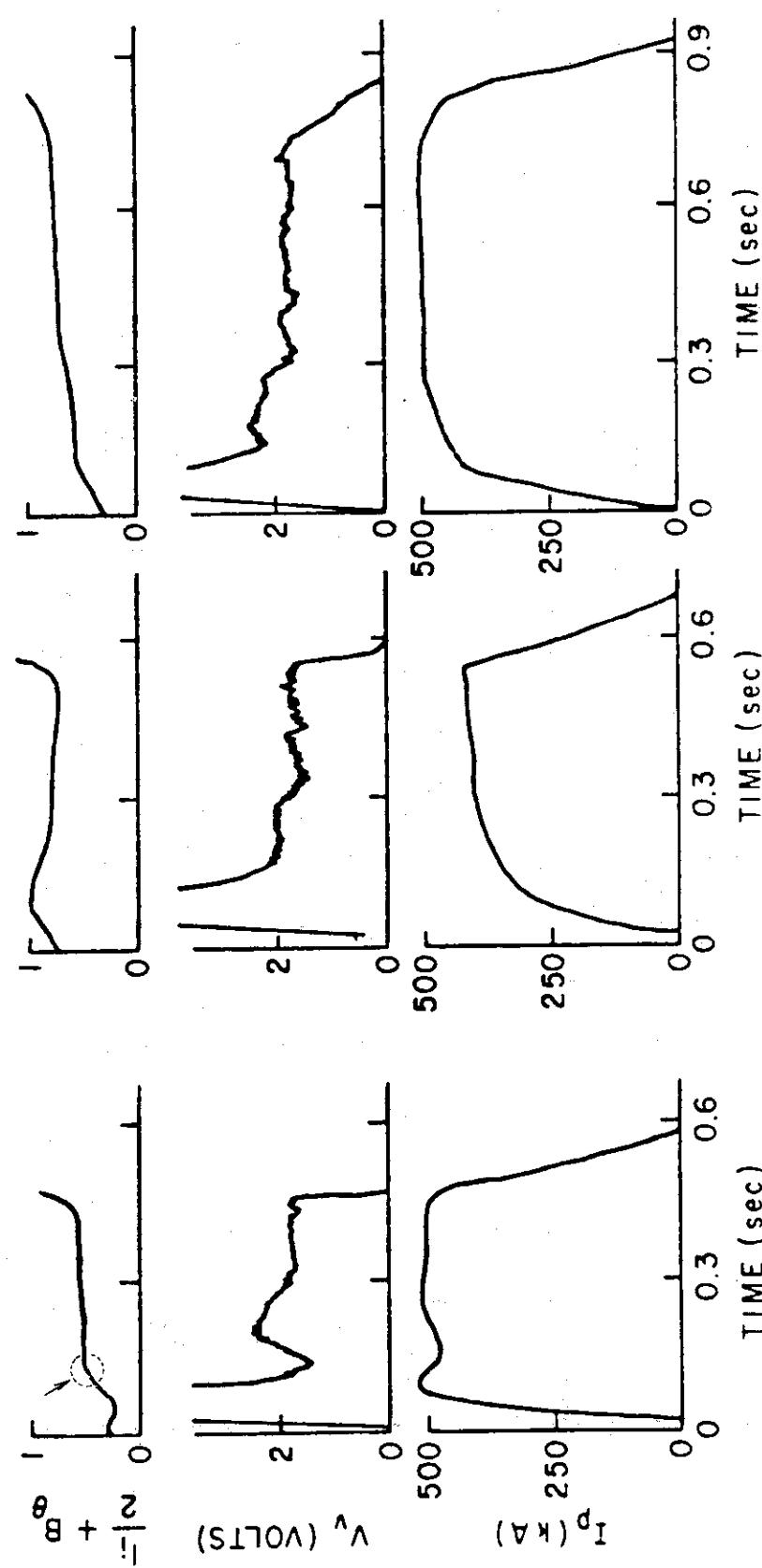


図 4.3 P LT の実験データ (1)

12-DEC-77 22:43:31 SHOT 15200

J A E R I - M 7 8 4 5

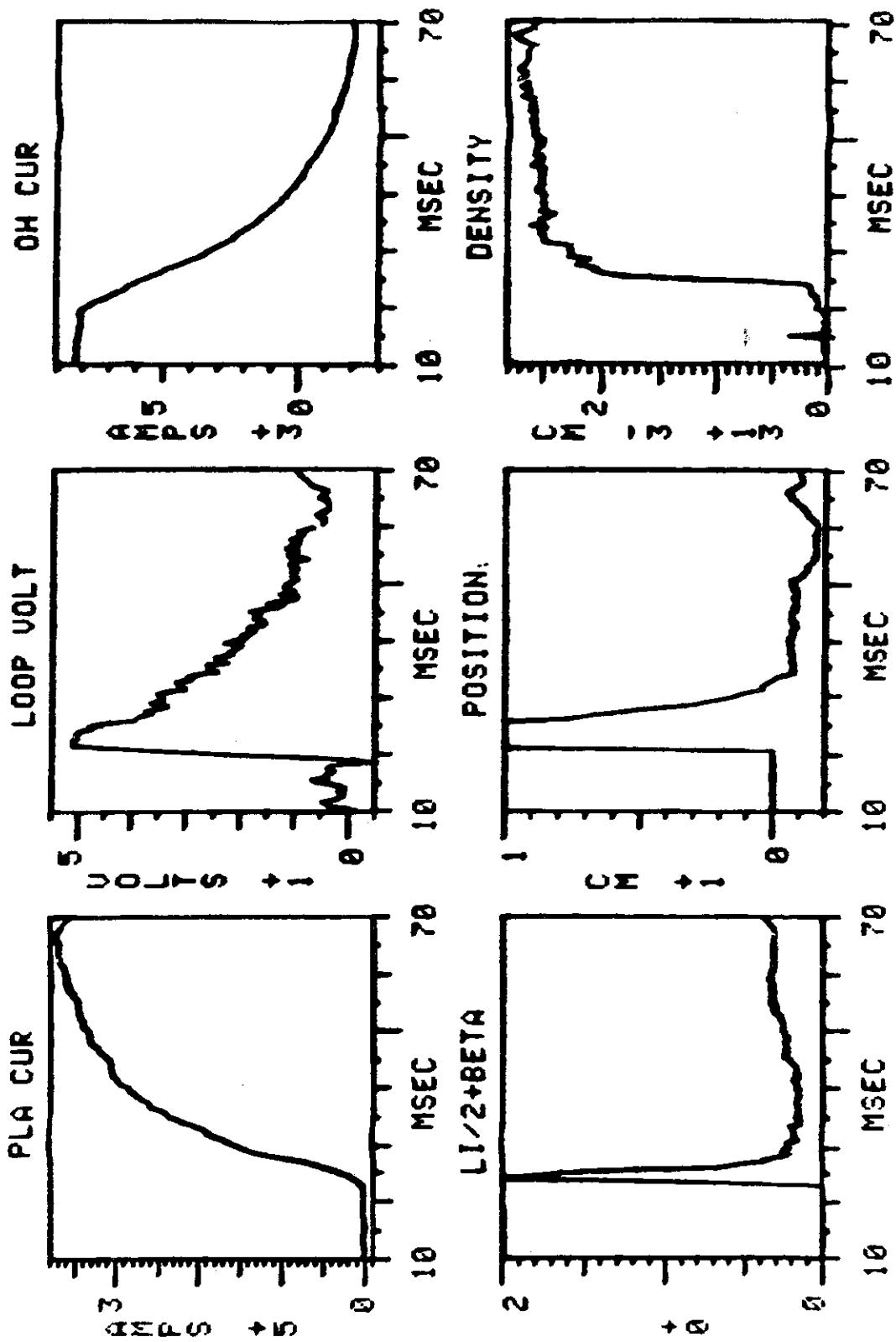


図 4.4 P, I, T の実験データ (2)

5. 制御装置に要求される性能

この章では、制御用電源を含む制御装置の仕様を決定する際の基礎となる制御装置の基本的性能を明確にすることを主眼とする。

プラズマの励起、維持および消滅の各段階においては、それぞれ、制御装置に要求される性能が異なるので、この章では、各段階を分けて検討する。すなわち 5.1 節はプラズマ維持時間、5.2 節はプラズマ励起時間、5.3 節はプラズマ消滅時間について検討する。

制御装置に要求される性能は、次の 2 種類に区別して考えるべきである。

(1) 制御精度

(2) 制御できる範囲(制御の幅、或はダイナミックレンジ)およびスピード

(1)は制御量をいかに正確に目標値に近づけるかを表わす。たとえば水平方向位置制御の場合、 R_p の値を 3.0 ± 0.03 [m] の範囲にしたいとき、 R_p の目標値 3.00 [m] に対し、 ± 1 [%] の精度を要求することになる。制御精度は、主に、制御量を検出するための検出器の精度によって左右され、検出器の精度以上には制御できないことは当然のことである。ここで注意すべきことは、検出器の精度は、ある定格出力値に対する精度として与えられるのであり、それより低い出力に対しては、通常、精度も低くなる。(2)は、制御装置を構成する各部の出力の限界をどこに設定するかまた、制御のスピードをどの程度に設定を表わす。制御装置を、① 検出器部分、② 制御調節部分(制御用計算機部分)および③ 電源部分の 3 つに分割して考えると、その制御装置によって制御できる範囲は、(①の出力範囲) \cap (②の出力範囲) \cap (③の出力範囲) となる。このうち、②については、かなりの融通性があるが、①、③については一度決めてしまったら、装置を別のものに取り替えないかぎり変更は不可能である。特に③については、取り替えるわけにいかないので、まずこれを最優先に検討すべきである。したがって、この章では、電源の出力の範囲内を制御できる範囲とみなす。電源の出力を電流と電圧とを区別して考えると電圧は特に制御のスピードに密接に関係する。この各々について出力範囲を定めることは電源容量を決定することであり、以下の節でもそれを中心に述べる。

なお、この章では、制御系の構成として、図 5.1 に示すような最も基本的なものを扱う^{1,2)}。制御量(制御対象の出力)は次の 4 種類あり、この各々に対し図 5.1 に示すフィードバック制御系が構成される。

- ① プラズマ電流 I_p の制御
- ② プラズマ水平方向位置 R_p の制御
- ③ プラズマ断面形状変形 δ の制御
- ④ プラズマ垂直方向位置 z の制御

表 5.1 に制御系のパラメータの値を示す。この表で、比例ゲイン、あるいは積分時間は制御系のステップ応答の誤差の積分を最小にするような値に選んだ。

5.1 プラズマ維持時間

(1) 制御電源容量の決定

制御電源の容量は、制御コイルに供給する最大電流と最大電圧で決まるが、このうち、最大電流は、要求される磁場の最大定格値によるので本体設計の際に決まってしまう。しかし最大電圧は制御の速さに密接に関係する。なぜなら、制御の速さはフィードバック制御のゲインに比例し、また、電圧の最大の振れ幅は、フィードバックゲインと制御量の最大の振れ幅との積に比例するからである。さらに、プレプログラム制御による場合は、電流の変化率 $\Delta I/\Delta t$ によって制御の速さは決まるが、コイルのインダクタンスが大きいので、最大電圧は $\Delta I/\Delta t$ にほぼ比例する。これらの制御性能は、制御に対する要求という形で前章までに述べられた。

制御の速さをどの程度に設定するかは、制御対象の性質がよくわからない場合、かなりむずかしい問題である。JT-60のポロイダルコイルの制御電源の場合とくに、どこまでを制御の対象とするかで、制御装置は大幅に異なってくるが、技術的な制約から、 μsec 程度の速い変化は制御の対象とすることができない。そのような速い変化はコイルあるいは真空容器などの渦電流による抑制効果すなわちシェル効果に期待する以外にない。したがって、 msec 以上ゆっくりとした変化を対象とすることになるので、次のようなものに限定される。

- (1) 第2段加熱などの外乱入力による変化。
- (2) 何らかの原因で生じた変位がある時間内に零にもどす。
- (3) ある時間内に制御量を所定の値にもっていく。
- (4) の場合、 β_p の変化によってその変化を次のように表現することができる。

$$\beta_p = \begin{cases} \beta_{pi} \\ \beta_{pi} + (\beta_{pf} - \beta_{pi})t/\tau \\ \beta_{pf} \end{cases} \quad (5.1)$$

ここで、 β_{pi} は変化前、 β_{pf} は変化後の β_p の値、 τ は β_p の変化の時間幅を意味する。
(2)で述べる変化の原因としては次のようなものが考えられる。すなわちプラズマ電流の励起時に生ずる立上げ誤差あるいは、予期できない不安定現象などである。
(3)の例としては、四重極磁場コイル電流によってプラズマ断面の非円形度を変える制御、あるいは、3章で述べたような、特定の1本のリミッタにプラズマが接触している時間を短かくする制御などである。しかし、(2)と(3)は、どちらも、ある時間内に制御量を所定の値だけ変化させることであるから、基本的には同じことである。したがって、以下では、(2)、(3)に対応する制御として固定リミッタにプラズマが接触している時間を制御する場合を検討する。

(1) β_p の変化に対する I_p , R_p , δ の一定制御

β_p の変化に対して I_p , R_p , δ を一定に保つ制御を行う場合のシミュレーション結果を図5.2に示す。シミュレーションモデルとして文献3を用いている。この図では、(5.1)のよう β_p の変化を仮定している。ただし、

$$\beta_{pi} = 0.2$$

$$\beta_{pf} = 1.0$$

$$\tau = 0.1 \text{ [sec]}$$

とした。実際には、これよりずっと遅い変化と考えられるが、この場合でも R_p は 1.4 [cm] しか変化せず、また電源電圧の最大変化も、

$$\text{垂直磁場コイル電圧: } \Delta V_v = 900 \text{ [v]}$$

$$\text{空心変流器コイル電圧: } \Delta V_f = 380 \text{ [v]}$$

$$\text{四重極磁場コイル電圧: } \Delta V_q = 215 \text{ [v]}$$

程度である。つまり、このような緩慢な変化に対しては、大きな電源電圧の変化を伴なわずに制御が可能である。なお、フィードバック制御系のパラメータは表 5-1 に示す。また、記号は次のように定義している。

$R - P$; プラズマ中心の大半径 R_p [m]

Δ ; プラズマ断面の変形度 δ [m]

$I - P$; プラズマ電流 I_p [A]

$I - V$; 垂直磁場コイル電流 I_v [A]

$I - F$; 変流器コイル電流 I_f [A]

$I - U_0$; 真空容器電流一様成分 I_{u0} [A]

$I - U_1$; 真空容器電流ダイポール成分 I_{u1} [A]

$I - U_{1X}$; 真空容器電流くら形電流 I_{u1x} [A]

$I - U_2$; 真空容器電流四重極成分 I_{u2} [A]

$I - Q$; 四重極磁場コイル電流 I_q [A]

$E - V(VV)$; 垂直磁場コイル電圧 E_v (V_v) [v]

$E - F(VF)$; 変流器コイル電圧 E_f (V_f) [v]

$E - Q(VQ)$; 四重極磁場コイル電圧 E_q (V_q) [v]

$B - Z$; 垂直磁場 B_z [T]

$N[S]$; n-index

(ii) プラズマが固定リミッタに接触する時間の制御

3章で述べられたように、プラズマが1箇所の固定リミッタに接触し続けることは避けなければならない。そのために、プラズマ位置のフィードバック制御によってプラズマを動かし、次々と接触するリミッタを変えることを考える。第3.2節の結果から、1つのリミッタに 1.0 [msec] 接触することを許容する場合、8個のリミッタが必要となることがわかつたので、ここでは、この場合について検討する。図5.3は、円周上に配置された8個のリミッタに次々にプラズマが接触するときのプラズマ中心の動きを示す。この図のように、プラズマ中心 (R_p, z) は幾何学的中心 (R_o, o) を中心として半径 ΔR の円を描くと考えられる。このようにプラズマ動かすためには、次のように、水平方向に正弦関数で動かし、同時に垂直方向に余弦関数で動かせば良いことが容易にわかる。

$$R_p = R_o + \Delta R \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t) \quad (5.2)$$

$$z = \Delta R \cdot \cos(2\pi f \cdot t) \quad (5.3)$$

図 5.4 は、図 5.1 に示すフィードバック制御を行ってプラズマ中心を (5.2) のように動かす場合のシミュレーション結果を示す。この図では、(5.2) のように R_p を動かすために、図 5.1 における基準値 C_0 として、

$$R_{p0} = 3.03 + 0.05 \cdot \sin(2\pi/0.08 \cdot t) \quad (5.4)$$

を与えた。 R_p の波形をみると、1サイクル後にはほぼ希望どおりの sin 波となっていることがわかる。ただし、変化幅の最大値が 0.057 [m] であり、基準値より大きな値となる。この原因としては、制御系の遅れあるいは、他のコイル、導体との相互作用の影響などが考えられる。 I_p , δ については、基準値は、一定値 ($I_{p0} = 2.7$ [MA] および $\delta_0 = 0$) が与えられているので、それらの変動を小さくするように制御される。したがって、その変動は I_p が 0.037 [MA], δ が 2 [mm] ときわめて小さい。図 5.5 は、垂直方向のプラズマ位置制御のみについて行ったシミュレーション結果であり図 5.4 と同様のことが言える。なお、記号は、

- I H : 水平磁場コイル電流 [KA]
- V O : 電圧基準値 [KV]
- V H : 水平磁場コイル電圧 [KV]
- I U : 真空容器電流 [KA]

である。

電源に必要とされる電圧は次のとおりである。

- 垂直磁場コイル V_V : -2.634 ~ 1.607 [KV]
- 水平磁場コイル V_H : -0.5048 ~ 0.5048 [KV]
- 変流器コイル V_f : -1.125 ~ 0.8788 [KV]

(iii) 断面形状変形の大きさの制御

四重極磁場コイル電流の制御によって n-index あるいは断面形状の変形の大きさ δ を変えることができる。このような制御を行う場合の四重極磁場コイル電源について調べる。制御は図 5.1 と同じであり、制御量は δ 、また、その基準値 δ_0 は次のように与える。

$$\delta_0 = \begin{cases} 0 & : t \leq 1.0 \\ 0 \text{ から } \pm 4.5 \text{ [cm] } \text{まで直線的変化} & : 1.0 \leq t \leq 1.1 \\ \pm 4.5 \text{ [cm] } \text{一定} & : 1.1 \leq t \end{cases}$$

図 5.6 は、 δ を 0 ~ +4.5 [cm]、また図 5.7 は、0 ~ -4.5 [cm] まで変化させる場合のシミュレーション結果である。これより、 δ を +4.5 [cm] まで変化させる場合は、

$$\begin{cases} n = 0.45 \sim 0.95 \\ I_q = 0 \sim 21.87 \text{ [KA]} \\ V_q = 0 \sim 999 \text{ [V]} \end{cases}$$

また、-4.5 [cm] まで変化させる場合は、

$$\begin{cases} n = 0.45 \sim -0.05 \\ I_q = 0 \sim -21.88 \text{ [KA]} \\ V_q = 0 \sim -998 \text{ [V]} \end{cases}$$

となる。

(2) 制御精度

(i) 空心変流器コイル

変流器コイル電流 I_f の変化率の最小値を求める。

$$\left(\frac{d I_f}{d t} \right)_{\min} = - \frac{\left\{ \eta_p \cdot I_p + \frac{d}{d t} (L_p \cdot I_p) \right\}_{\min}}{M_{pf}}$$

がプラズマ回路の式から導びける。 $I_p = L_p = 0$ とすると、

$$\left(\frac{d I_f}{d t} \right)_{\min} = - \frac{I_p}{M_{pf}} \cdot (\eta_p)_{\min} \quad (5.2)$$

であり、 η_p の最小値は $Z_{eff} = 1$, $\ln A = 1.6$, $T = 1.1.6 \times 10^7$ ($^{\circ}\text{K}$) とすると、

$$\eta_p = 5.6 \times 10^{-9} \text{ } [\Omega]$$

程度であるから、 $\eta_p = 5.6 \times 10^{-9}$, $M_{pf} = 1.4 \times 10^{-4}$, $I_p = 2.7 \times 10^6$ を (5.2) に代入して

$$\left(\frac{d I_f}{d t} \right)_{\min} = -108 \text{ } [\text{A/sec}]$$

となる。したがって、この程度の精度で変流器コイルの制御を行う必要がある。

(ii) 垂直磁場コイル

誤差磁場の垂直磁場成分が

$$\delta B_v = \Delta B_f \cdot \alpha_f + \Delta B_q \cdot \alpha_q + \Delta B_h \cdot \alpha_h \quad (5.3)$$

で与えられるので、 $\alpha_f = 0.17$, $\alpha_q = 0.1$, $\alpha_h = 0.04$, $\Delta B_f = 130$ [G], $\Delta B_q = 80$ [G], $\Delta B_h = 20$ [G] を代入すると

$$\delta B_v = 30.8 \text{ [G]}$$

したがって、垂直磁場コイル電流の最小値が

$$(\Delta I_v)_{\min} = 560 \text{ [A]}$$

となる。ただし、垂直磁場コイル電流が 56 [KA] のとき 3080 [G] の垂直磁場を発生すると仮定している。

(iii) 四重極磁場コイル

誤差磁場の四重極磁場成分が

$$\delta B_q = \Delta B_f \cdot \alpha_f + \Delta B_q \cdot \alpha_q + \Delta B_h \cdot \alpha_h + \Delta B_v \cdot \alpha_v \quad (5.4)$$

で与えられるので、 $\alpha_f = 0.17$, $\alpha_q = 0.25$, $\alpha_h = 0.025$, $\alpha_v = 0.25$, $\Delta B_f = 130$ [G], $\Delta B_q = 80$ [G], $\Delta B_h = 20$ [G], $\Delta B_v = 180$ [G]を代入して、

$$\delta B_q = 87.6 \text{ [G]}$$

を得る。これを電流値に換算すると、($\nu_q = 1.64 \times 10^{-6}$)

$$\Delta I_q = 5.34 \text{ [KA]}$$

この5[%]の精度を要求すると、

$$(\Delta I_q)_{\min} = 267 \text{ [A]}$$

となる。

(b) 水平磁場コイル

垂直磁場のつくる水平磁場成分は、

$$\delta B_R = \frac{n \cdot B_z}{R} \cdot \Delta z \quad (5.5)$$

$\Delta z = 0.03$ [m], $n = 0.1$, $R = 4.0$ [m], $B_z = 3.08 \times 10^3$ [G]のとき
 ΔB_R は最小値とみなし、

$$(\delta B_R)_{\min} = 2.31 \text{ [G]} \quad (5.6)$$

となる。一方、誤差磁場は、

$$\begin{aligned} \delta B_R &= \Delta B_f \cdot \alpha_f + \Delta B_q \cdot \alpha_q + \Delta B_h \cdot \alpha_h + \Delta B_v + \alpha_v \\ &= 5.16 \text{ [G]} \end{aligned} \quad (5.7)$$

ただし、 $\alpha_v = 0.025$, $\alpha_q = 0.25$, $\alpha_h = 0.25$, $\alpha_f = 0.17$, $\Delta B_f = 130$ [G]
 $\Delta B_q = 80$ [G], $\Delta B_h = 20$ [G], $\Delta B_v = 180$ [G]とした。(5.6)と(5.7)を比較すると、(5.6)がはるかに小さいので、 $(\delta B_R)_{\min}$ として2.31 [G]のほうをとる。これを電流値に換算する。 $(\nu_h = 9.24 \times 10^{-7})$

$$(\Delta I_h)_{\min} = 250 \text{ [A]}$$

5.2 プラズマ励起時間

(1) 制御電源容量

(i) 空心変流器コイル

しゃ断器回路の最大定格より、電圧の最大値は、

$$(V_f)_{\max} = 25.0 \text{ [KV]} \quad (5.8)$$

としている。したがって、電流の変化率の最大値は、

$$\begin{aligned} (\dot{I}_f)_{\max} &= \{ (V_f)_{\max} - \eta_f \cdot (I_f)_{\max} \} \cdot \frac{1}{L_f} \\ &= 2.94 \times 10^6 \quad [\text{A}/\text{s}] \end{aligned} \quad (5.9)$$

ただし、 $\eta_f = 3.49 \times 10^{-3}$ [Ω]、 $(I_f)_{\max} = 9.2 \times 10^3$ [A]、 $L_f = 8.4 \times 10^{-3}$ [H]とした。

(ii) 垂直磁場コイル

(5.9) より、 I_p の変化率の最大値は、

$$\begin{aligned} (\dot{I}_p)_{\max} &= - \frac{M_{pf}}{L_p} \cdot (\dot{I}_f)_{\max} \\ &= - 7.216 \times 10^7 \quad [\text{A}/\text{s}] \end{aligned} \quad (5.10)$$

ただし、 $M_{pf} = 1.4 \times 10^{-4}$ 、 $L_p = 5.7 \times 10^{-6}$ である。

平衡を維持するために必要な垂直磁場の変化率は、

$$\begin{aligned} \dot{B}_z &= \frac{\mu_0}{4\pi R_p} \left[\left(\ln \frac{8R_p}{r_p} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right) \cdot \dot{I}_p + \left(-\frac{r_p}{r_p} + \beta_p + \frac{l_i}{2} \right) \dot{I}_p \right] \end{aligned} \quad (5.11)$$

で与えられる。

$$r_p^2 = 0.95^2 \cdot \frac{I_p}{2.7 \times 10^6} \quad (5.12)$$

と仮定すると、

$$\dot{r}_p / r_p = \dot{I}_p / (2I_p)$$

となる。したがって、(4.11) は

$$\begin{aligned} \dot{B}_z &= \frac{\mu_0}{4\pi R_p} \left[\left(\ln \frac{8R_p}{r_p} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - 2 \right) \dot{I}_p + \left(\beta_p + \frac{l_i}{2} \right) I_p \right] \\ &\sim 8.45 \quad [\text{T}/\text{s}] \end{aligned} \quad (5.13)$$

ただし、 $\beta_p = l_i = 0$ 、 $r_p = 0.1$ 、 $\beta_p = l_i = 0.5$ とした。(5.13) を電流値に換算するには、 $\nu_v = 5.8 \times 10^{-6}$ [T/A] で (5.13) を割って

$$(\dot{I}_v)_{\max} = 1.536 \times 10^5 \quad [\text{A}/\text{sec}] \quad (5.14)$$

を得る。 I_p の変化によって垂直磁場コイルに誘起される起電力を考慮すると、必要となる垂直磁場コイル電圧は、

$$(V_v)_{\max} \sim \{M_{pv} \dot{I}_p + L_v \cdot \dot{I}_v\}_{\max} \\ = 1.21 \times 10^3 \quad (\text{v}) \quad (5.15)$$

となる。ただし、 $M_{pv} = 4.5 \times 10^{-5}$, $L_v = 1.0 \times 10^{-2}$ とする。

(ii) 四重極磁場コイル

トカマク回路論より、

$$n = [A \cdot I_{u_0} + B \cdot I_{u_1} + C \cdot I_{u_2} + D \cdot I_v + E \cdot I_q] \cdot \frac{1}{B_z} \quad (5.16)$$

ただし、

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \frac{3\mu_0}{16\pi R_u} \left(\ln \frac{8R_u}{r_u} - \frac{5}{4} \right) \\ B = -\frac{\mu_0}{16 \cdot r_u} \\ C = -\frac{\mu_0 \cdot R_u}{2 r_u^2} \\ D = -\frac{\mu_0 \cdot N_v}{4 k_v} \left(\frac{1}{4 r_v} + \frac{\alpha}{r_v^2} R_v \right) \\ E = -\frac{\mu_0 \cdot N_q}{2 \cdot k_q \cdot r_q} \left(\frac{\beta}{4} + \frac{R_q}{r_q} \right) \frac{R_p}{R_q} \end{array} \right.$$

である。

(4.16) の時間的変化率は、 I_{u_0} , I_{u_1} , I_{u_2} を無視すると、

$$\frac{\delta n}{\delta t} \sim \left[D \cdot \frac{\delta I_v}{\delta t} + E \cdot \frac{\delta I_q}{\delta t} \right] \cdot \frac{1}{B_z} - \frac{n}{B_z} \cdot \frac{\delta B_z}{\delta t} \quad (5.17)$$

したがって、 I_q の変化率の最大値は、

$$\left(\frac{\delta I_q}{\delta t} \right)_{\max} = \frac{1}{E} \left\{ B_z \cdot \left(\frac{\delta n}{\delta t} \right)_{\max} + \left(n_0 \cdot \frac{\delta B_z}{\delta t} - D \cdot \frac{\delta I_v}{\delta t} \right)_{\max} \right\} \quad (5.18)$$

したがって、(5.13), (5.14) および、

$$E = -\frac{4\pi \times 10^{-7} \times 10}{2 \times 1.31 \times 1.7} \times \left(\frac{0.211}{4} + \frac{3.45}{1.7} \right) \frac{3.03}{3.45} = -5.16 \times 10^{-6}$$

$$D = -\frac{4\pi \times 10^{-7} \times 3.2}{4 \times 1.055} \times \left(\frac{1}{4 \times 1.57} - \frac{0.3536 \times 3.35}{1.572} \right) = 3.062 \times 10^{-6}$$

$$n_0 = 0.55$$

$$\left(\frac{\delta n}{\delta t} \right) = 0$$

を (5.18) に代入すると、

$$\left(\frac{\delta I_q}{\delta t} \right)_{\max} = 1.08 \times 10^4 \quad (\text{A/S}) \quad (5.19)$$

となる。

したがって電圧の最大値は

$$\begin{aligned} (V_q)_{\max} &= (L_q \cdot \dot{I}_q + M_{qv} \cdot \dot{I}_v + M_{pq} \cdot \dot{I}_p + \eta_q \cdot I_q)_{\max} \\ &= 625.5 \quad (\text{V}) \end{aligned}$$

となる。ただし、 $L_q = 3.5 \times 10^{-3}$ ， $M_{qv} = 3.4 \times 10^{-4}$ ， $M_{pq} = -3.0 \times 10^{-6}$ (H)， $\eta_q = 14.1 \times 10^{-3}$ (Ω)， $I_q = 20 \times 10^3$ (A) とする。

(V) 水平磁場コイル

水平磁場が

$$B_R = \frac{n \cdot B_z}{R_p} \cdot z$$

で与えられるので⁴⁾、この時間変化は、

$$\begin{aligned} \frac{\delta B_R}{\delta t} &= \left(\frac{\delta n}{\delta t} \right) \left(\frac{B_z}{R_p} \cdot z \right) + \frac{n z}{R_p} \cdot \frac{\delta B_z}{\delta t} + \frac{n B_z}{R_p} \cdot \frac{\delta z}{\delta t} - \frac{B_z}{R_p^2} \cdot z \cdot \\ &\quad \frac{\delta R_p}{\delta t} \end{aligned}$$

プラズマ励起の初期においては、 $B_z \sim 0$ であるから、

$$\frac{\delta B_R}{\delta t} \sim \frac{n \cdot z}{R_p} \cdot \left(\frac{\delta B_z}{\delta t} \right) \quad (5.20)$$

となる。 $n = 0.95$ ， $z = 0.3$ ，および (5.13) を (5.20) に代入すると、

$$\left(\frac{\delta B_R}{\delta t} \right)_{\max} = 0.794 \quad (\text{T/S})$$

$$\left(\frac{\delta I_h}{\delta t} \right)_{max} = 0.794 / 9.24 \times 10^{-7} = 8.59 \times 10^5 \quad [A/S]$$

$$(V_h)_{max} = L_h \cdot \left(\frac{\delta I_h}{\delta t} \right)_{max} = 404 \quad [V]$$

となる。ただし、 $L_h = 4.7 \times 10^{-4}$, $\nu_h = 9.24 \times 10^{-7}$ とする。

(2) 制御精度

誤差磁場の大きさは、一般に電流値の大きな部分で大きいので、プラズマ励起時間の最後の部分で最大となる。これはプラズマ電流維持時間と同じである。検出器あるいは電源装置の精度は出力の最大値における誤差において決定されるので、制御の精度も同様である。したがってプラズマ励起時間における制御精度はプラズマ維持時間と同じものとする。

5.3 プラズマ消滅時間

プラズマ消滅時間の変化は、プラズマ励起時間のような急激な制御を行うことはなく、変流器コイルの時定数（約2秒程度）で電流値は減衰するものと予想される。この場合、 I_p の時間変化の最大値は、

$$(I_p)'_{max} = 2.7 \times 10^6 / 2 = 1.35 \times 10^6 \quad [A/S]$$

であり、プラズマ維持時間における変化 ($0.135 \times 10^6 / 0.1 = 1.35 \times 10^6$ [A/S]) と同程度となる。したがって、プラズマ消滅時間は、プラズマ維持時間と同一の電源で制御できることになる。また制御精度も4.2(2)と同様の理由で同じとする。

5.4 磁気リミッタを用いる場合

磁気リミッタを使用する場合、磁気リミッタコイルに90[KA]程度の電流を通電し、プラズマ電流 I_p は2.1[MA]を定格としている。したがって、磁気リミッタコイル電流 I_m のつくる誤差磁場（垂直磁場などに対する）の影響を別にすると、他のポロイダルコイル電源の容量は、磁気リミッタを使用しない場合 ($I_p = 2.7$ [MA]) に較べて小さくなると考えられる。また、プラズマが固定リミッタに接触する時間の制御などが必要ないので、さらに電源は小さなもので良いことになる。したがって、ここでは、 I_m を通電することにより増加する容量のみについて検討する。

(1) 磁気リミッタコイル電源

この電源の運転方式は次の2種類がある。

- (1) プラズマ電流の励起に先立ってあらかじめ励磁し一定値を保つ。
- (2) プラズマ維持時間において電流の振幅を150KATを越えない範囲で0.2～0.4[HZ]の周波数で正弦波的に変化させる。

(1)の場合は、磁気リミッタコイルの抵抗降下分のみの電圧を加えればよいので、

$$V_m = \eta_m \cdot I_m = 239 \text{ [v]}$$

ただし、 $\eta_m = 2.54 \times 10^{-3} \text{ [\Omega]}$ 、 $I_m = 94.4 \times 10^3 \text{ [A]}$ とする。(2)の場合、 I_m の変化率 \dot{I}_m が

$$\dot{I}_m = 2\pi f \cdot \Delta I_m$$

であるから、その最大値は、 $f = 0.4$ 、 $\Delta I_m = 18.75 \times 10^3$ を上式に代入して、

$$(I_m)_{max} = 4.71 \times 10^4 \text{ [A/s]}$$

となる。したがって、電圧の増加分は、

$$L_m \cdot (\dot{I}_m)_{max} = 43.3 \text{ [v]}$$

ただし、 $L_m = 0.92 \text{ [mH]}$ となる。

また、 I_m を変化させた場合、プラズマや各磁場コイルに誘起電圧が発生するが、変化がゆるやかなので、各磁場コイルのフィードバック制御が有効にはたらき；その影響は打ち消される。

(2) 垂直磁場コイル電源

磁気リミッタコイル電流が 0.86 [MAT] のとき、プラズマ中心に -400 [G] 程度の垂直磁場の誤差磁場をつくることが磁気リミッタコイルの設計からわかっている。この磁場は、平衡に必要な磁場と同方向であるから、垂直磁場コイル電流はその分小さくて良い。その反面、プラズマ励起初期では、垂直磁場は平衡に必要な値より大きくなるため、垂直磁場コイル電流 I_v は逆方向に流さなければならない。 $\nu_v = 5.8 \times 10^{-6} \text{ [T/A]}$ 、とすると、 I_v の逆方向電流の最大値は、

$$I_v = 6.9 \text{ [KA]}$$

となる。

(3) 四重極磁場コイル

磁気リミッタコイルを使用する場合、プラズマ電流励起の初期において八重極磁場がつくれれていることが要請される⁵⁾。そのために必要な四重極磁場コイル電流 I_{q1} は

$$I_{q1} = 0.645 \cdot I_{qmax} \sim 16.13 \text{ [KA]}$$

であることがわかっている。また、プラズマ維持時間においては、磁気リミッタコイル電流 I_m のつくる垂直磁場によって生ずる n 値の変化を補正するため、ある程度の I_{q2} を流す必要がある。この電流の方向は、プラズマ励起初期に流す方向と同じなので、図 5.8 の A のように I_q を変化させることになる。しかし、ここでは電源の最大電圧を決める目的としているので図 5.8 の B の場合を考えればよい。このとき、 I_q の変化率は

$$\dot{I}_q = 1.613 \times 10^5 \text{ [A/sec]}$$

となる。したがって、

$$V_q \sim L_q \cdot I_q = 565 \quad [v]$$

となる。この値は、5.1(1)で求めた値より小さいので、結局、磁気リミッタコイル電流を通電しない場合と同じ電源が用意されていれば十分である。

参考文献

- 1) Y.Suzuki, A.Ogata, H.Ninomiya, S.Nakagawa, N.Tsuzuki and T.Yamagishi : Control System of Plasma Position and Cross-section Shape in Large Tokamak Device, The 7th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research, Knoxville, USA (1977)
- 2) 都築, 二宮, 小方, 相川, 鈴木 : JAERI-M 7630 (1978)
- 3) Y.Suzuki, H.Ninomiya, A.Ogata, A.Kameari, H.Aikawa : Tokamak Circuit, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 16, 1977 pp. 2237-2244
- 4) 鈴木, 二宮, 龜有 : JAERI-M 6050 (1975)
- 5) 二宮, 龜有, 鈴木 : JAERI-M 6656 (1976)

表 5・1 制御系パラメータ

制御系パラメータ		数 量
計算機サンプル周期	T s m	1.0 [ms]
計算時間	T d	1.0 "
電源むだ時間	T th	1.0 "
比例ゲイン Kc	I p 制御	$3.0 \times 10^{-2} [V/A]$
	R p "	$5.8 \times 10^{14} [V/m]$
	δ "	$1.1 \times 10^{+5}$ "
	Z "	0.951×10^4 "
積分時間 Tc	I p "	0.5 [s]
	R p "	0.8 "
	δ "	0.25 "
	Z "	1.2 "

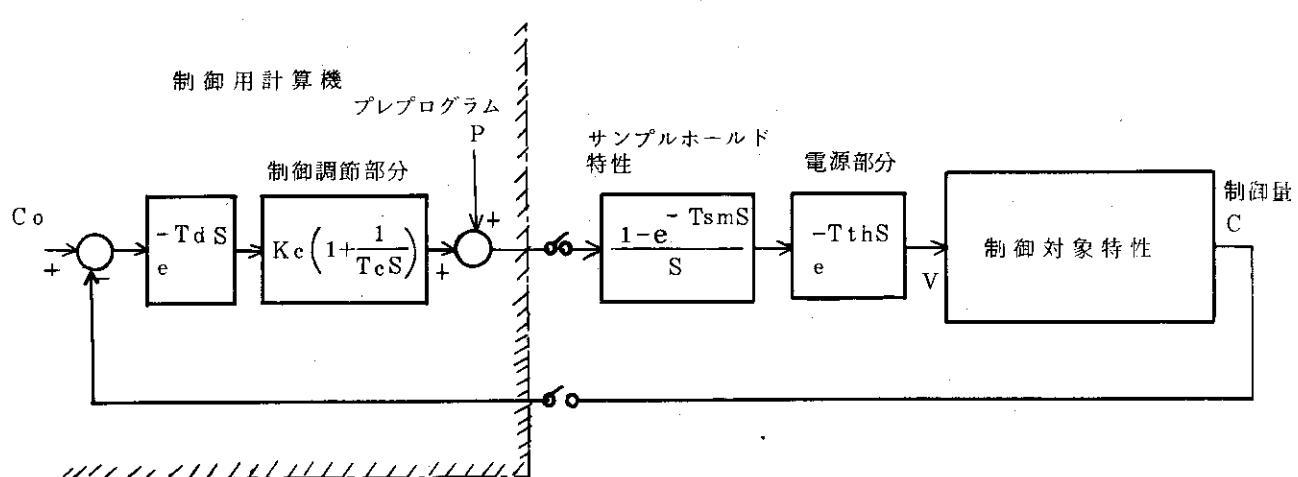
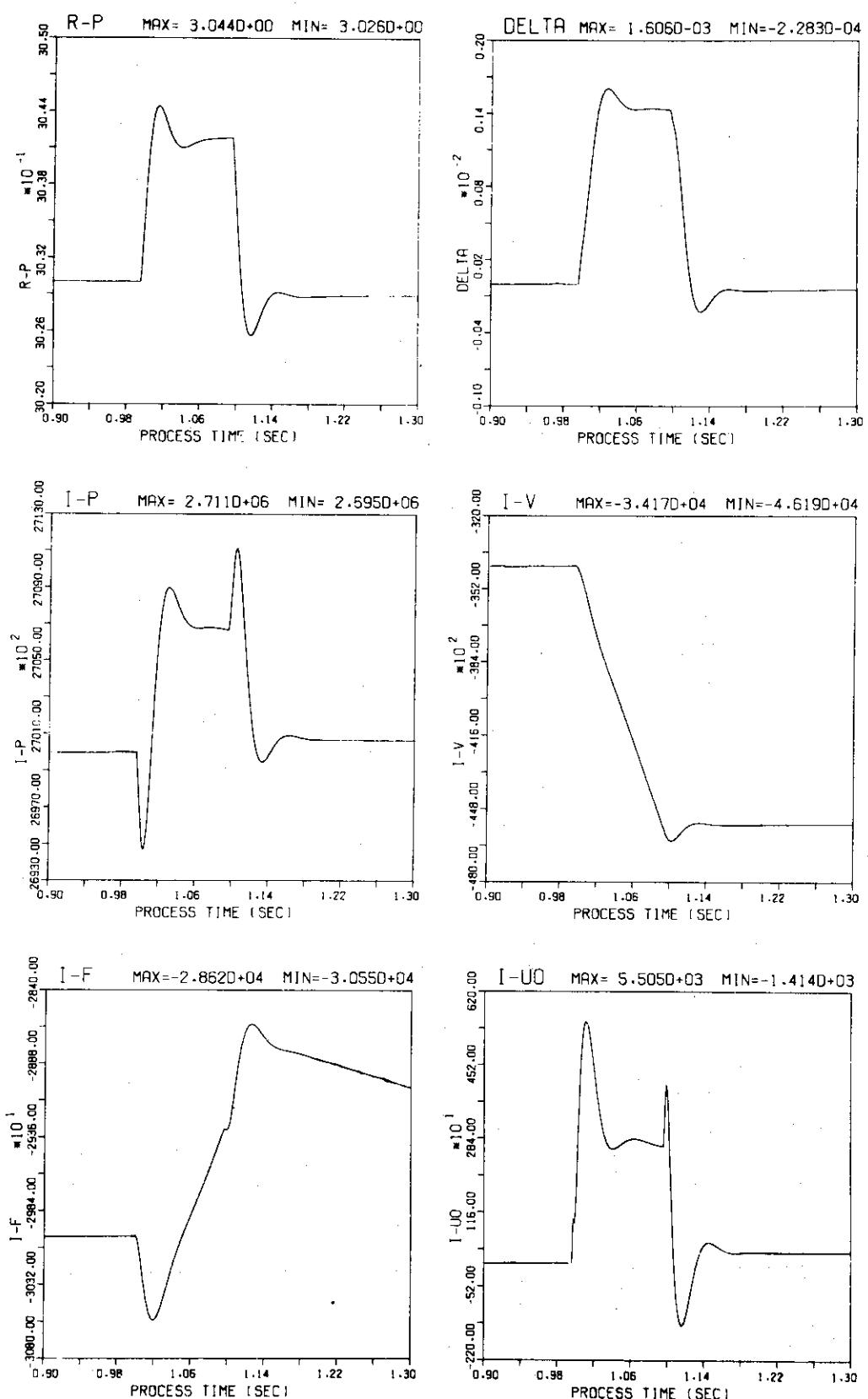


図 5.1 制御系の構成

FEEDBACK CONTROL SIMULATION



☒ 5.2 (a)

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

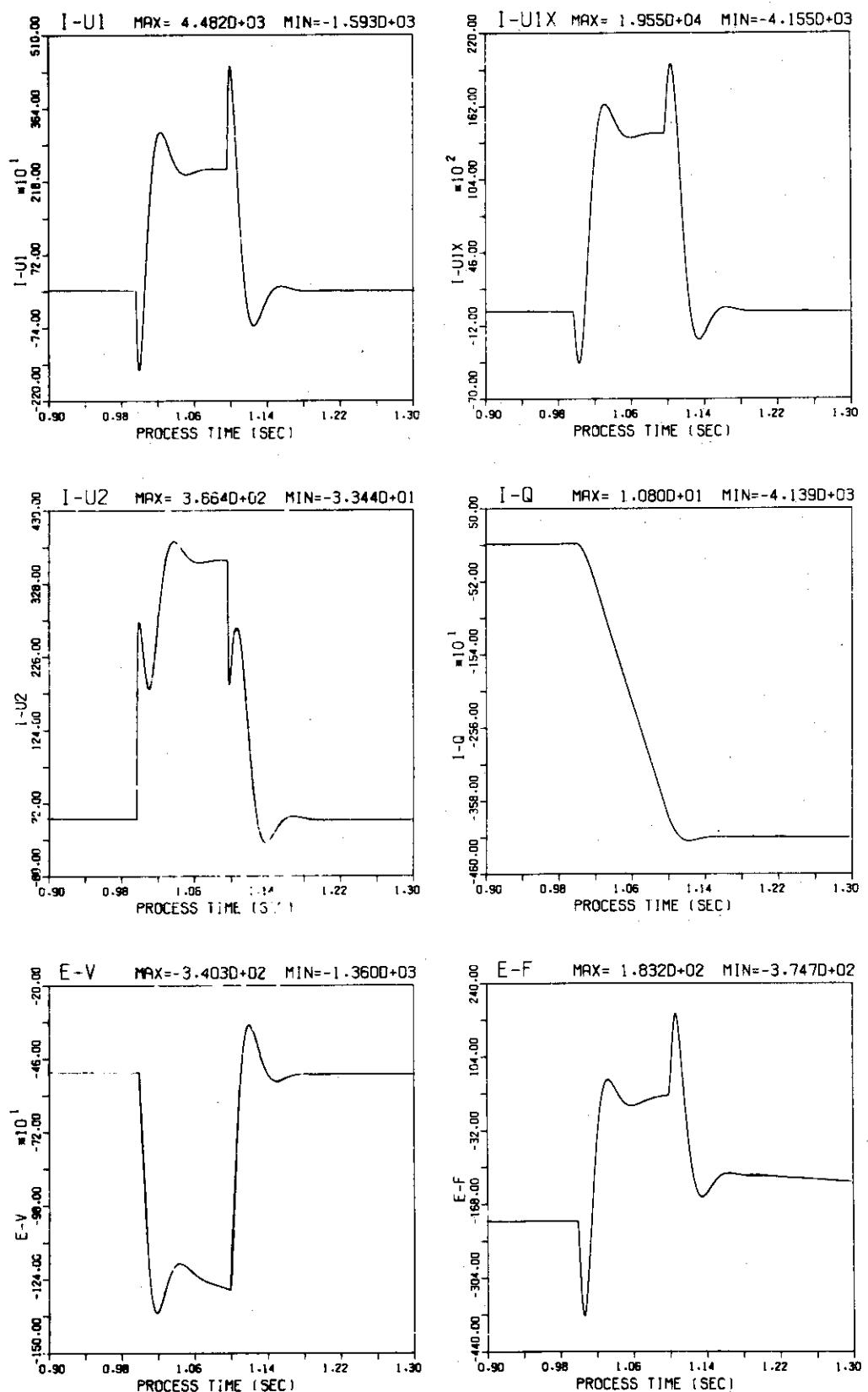


図 5.2 (b)

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

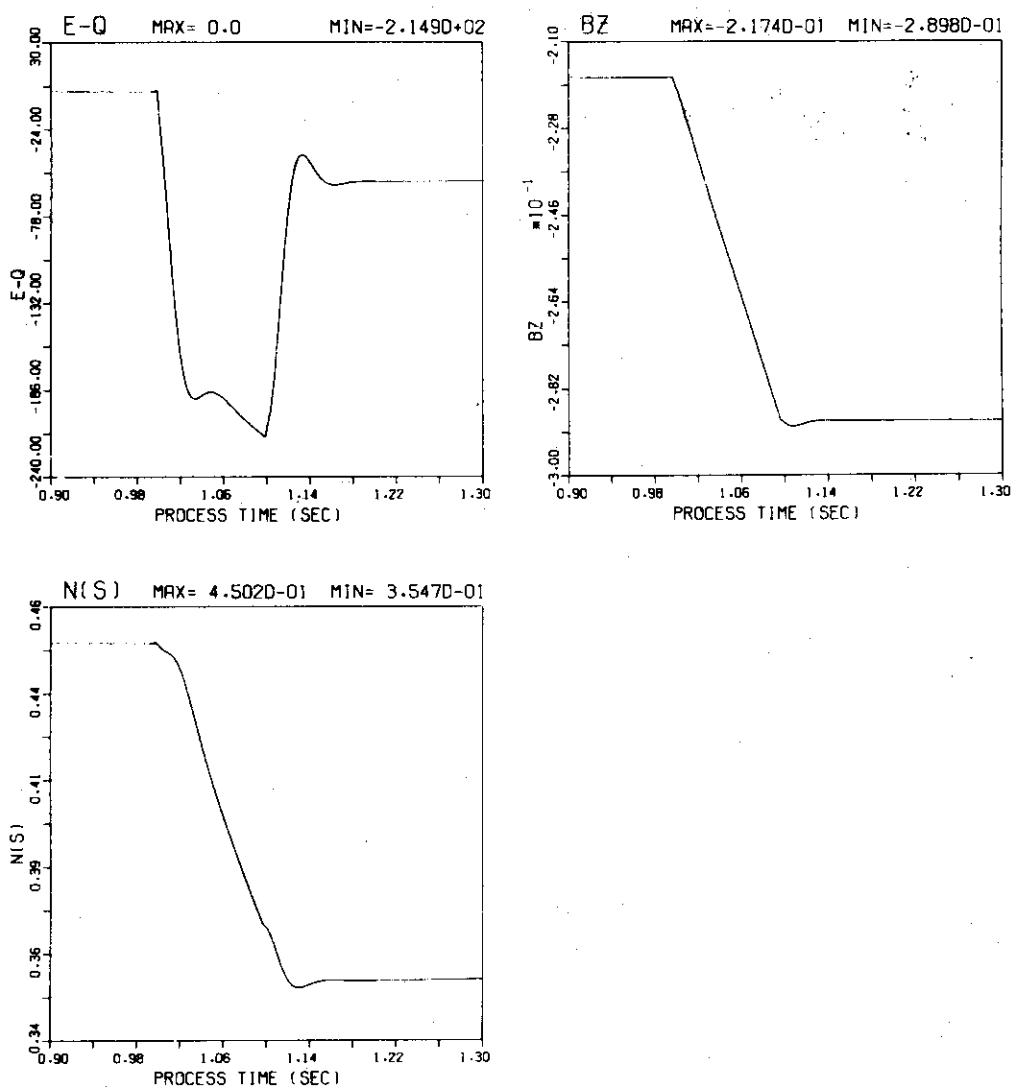


図 5.2 (c)

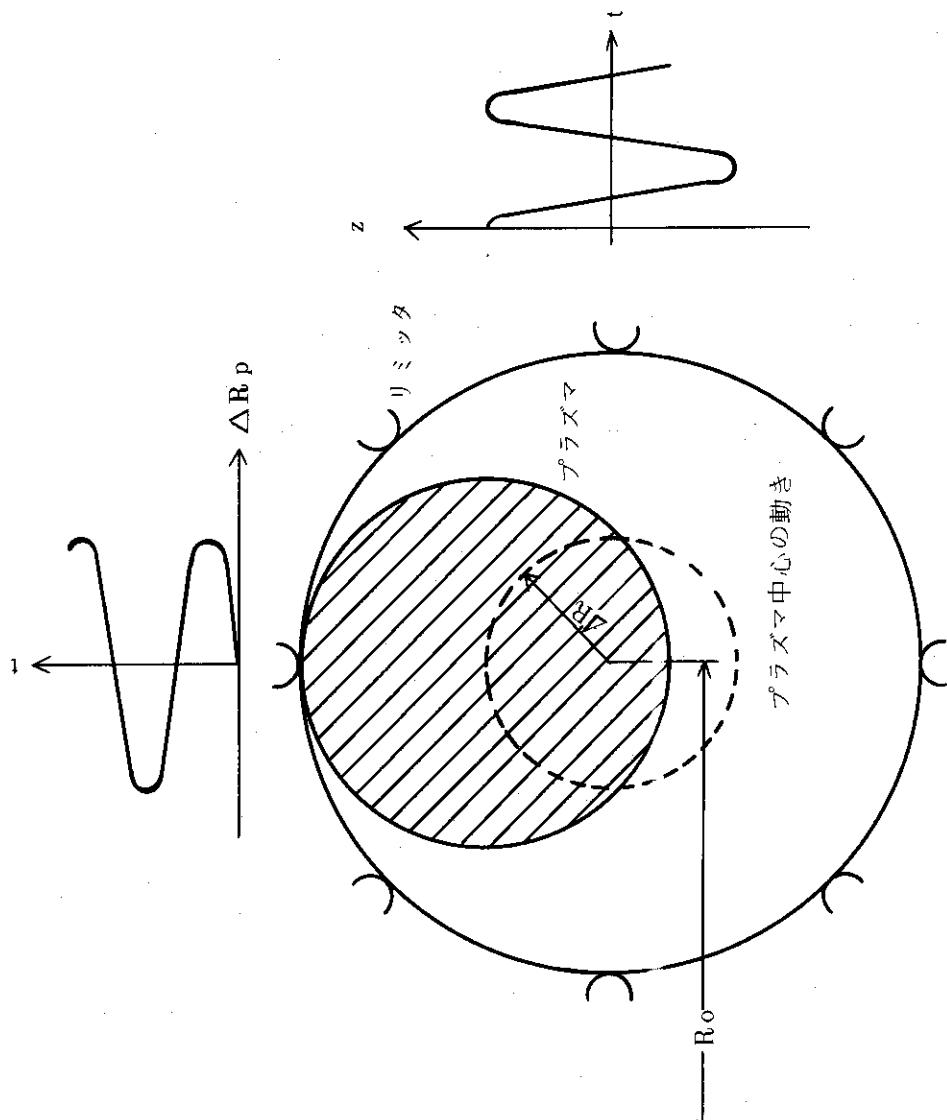


図 5.3 プラズマを固定リミッタに次々に接触させながら動かすときのプラズマ中心の動き

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

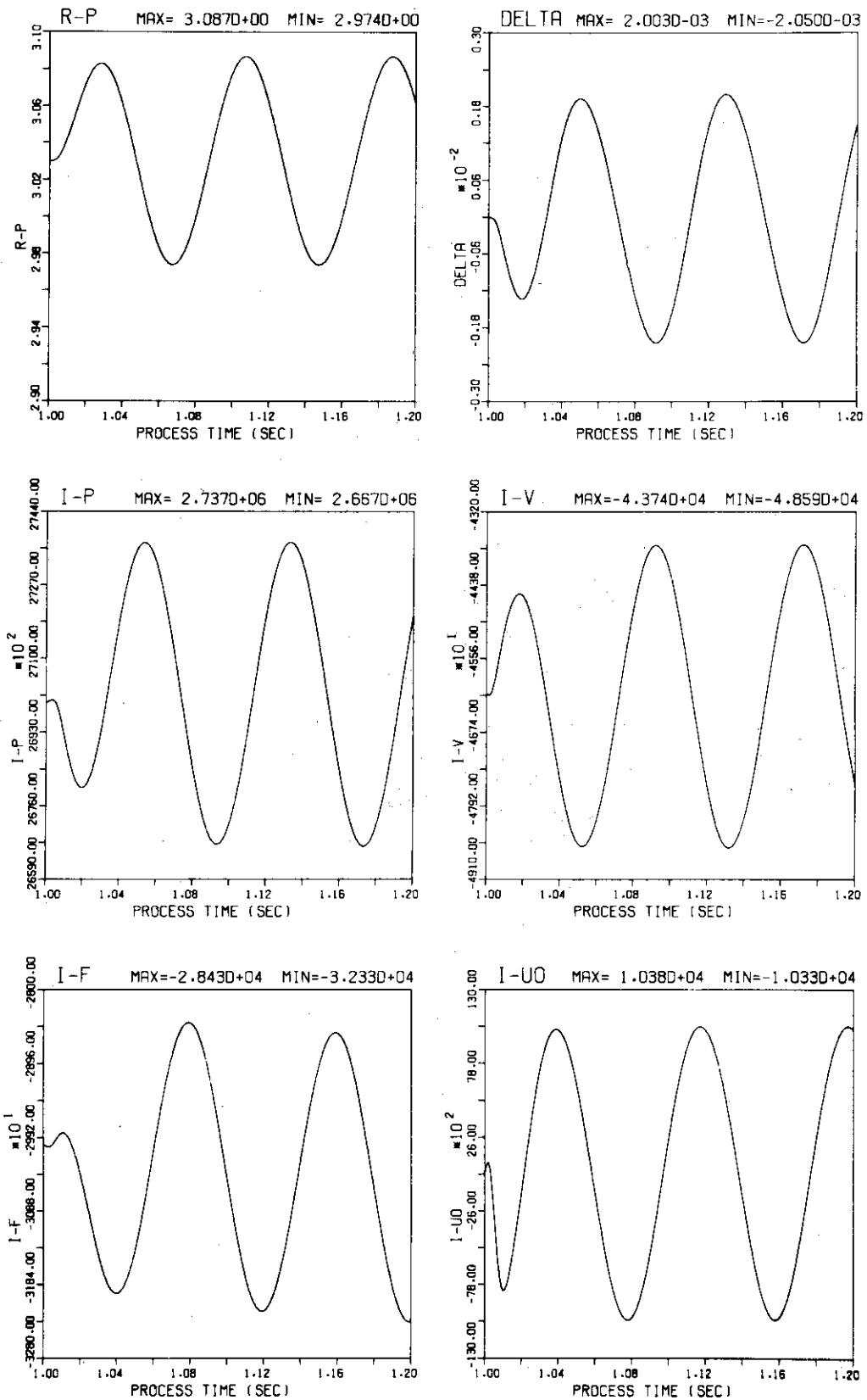


FIG. 5.4 (a)

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

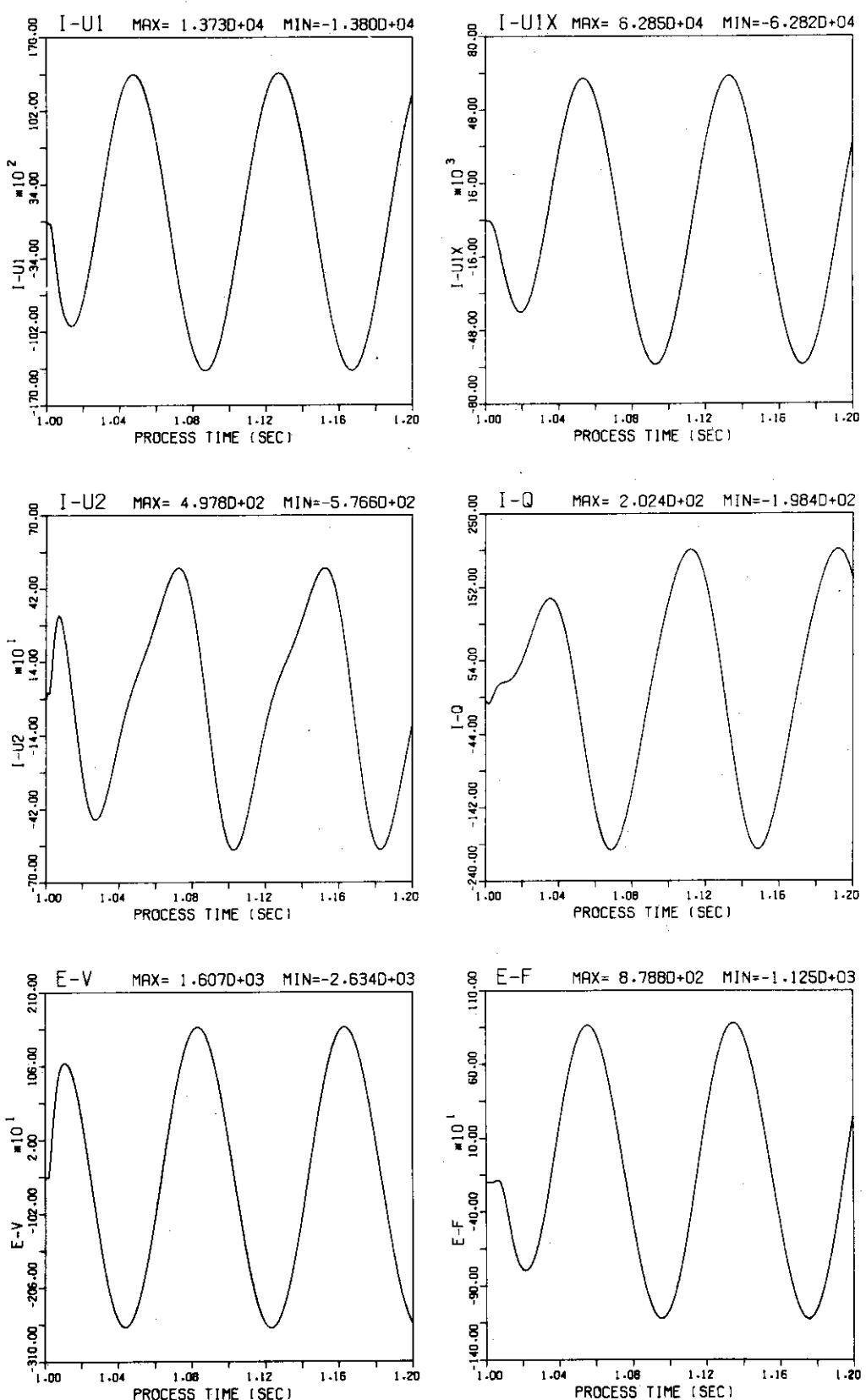
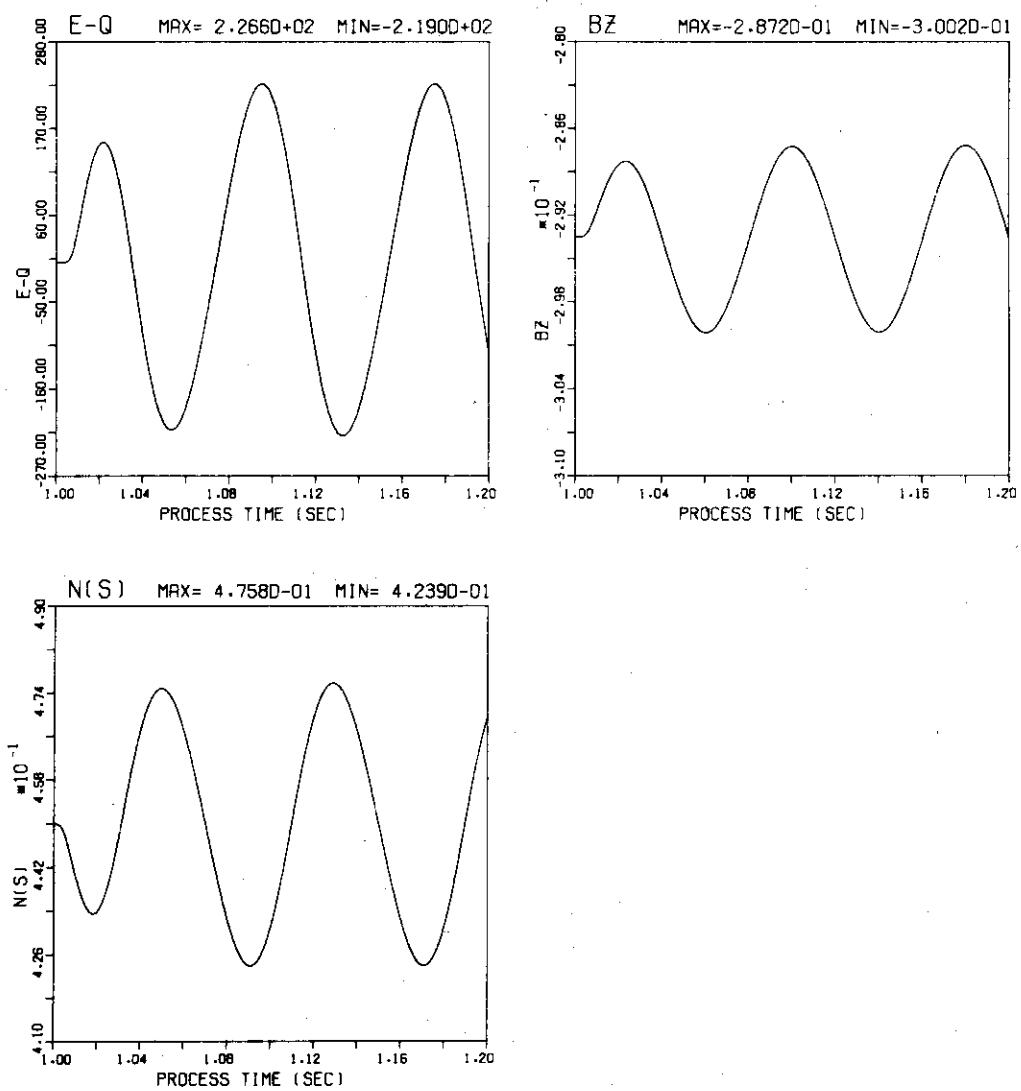


図 5.4 (b)

FEEDBACK CONTROL SIMULATION



☒ 5. 4 (c)

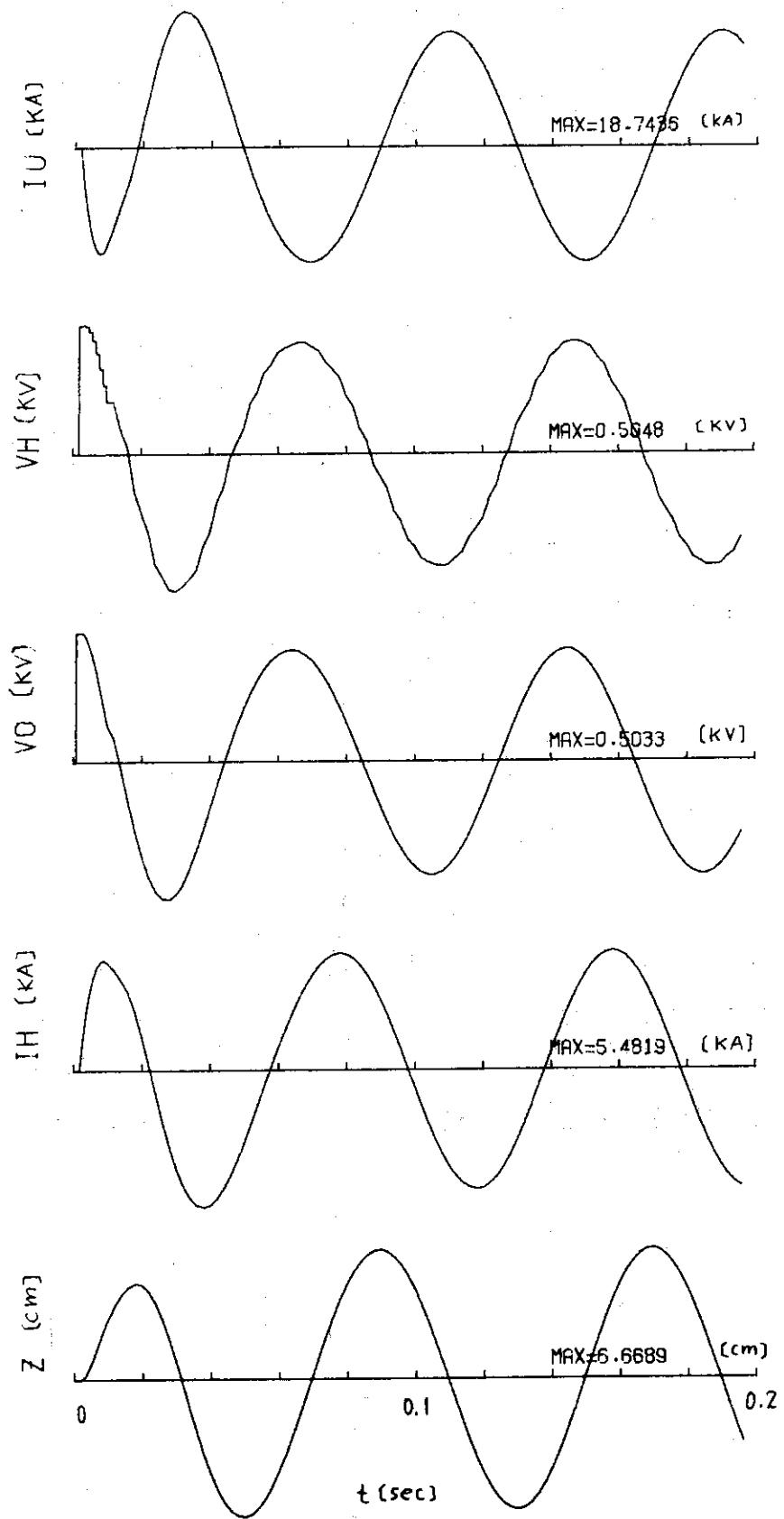


図 5.5

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

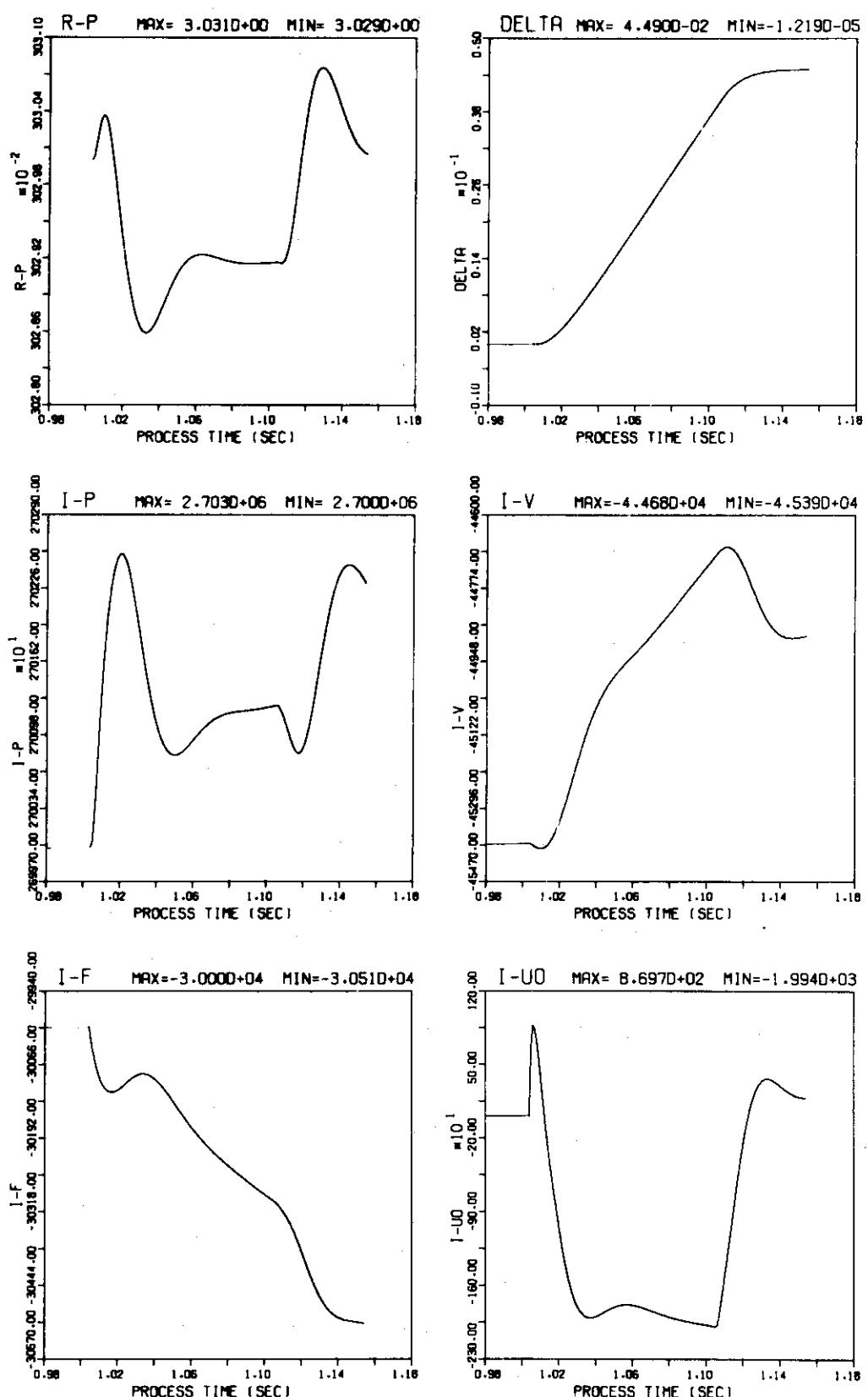


図 5. 6 (a)

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

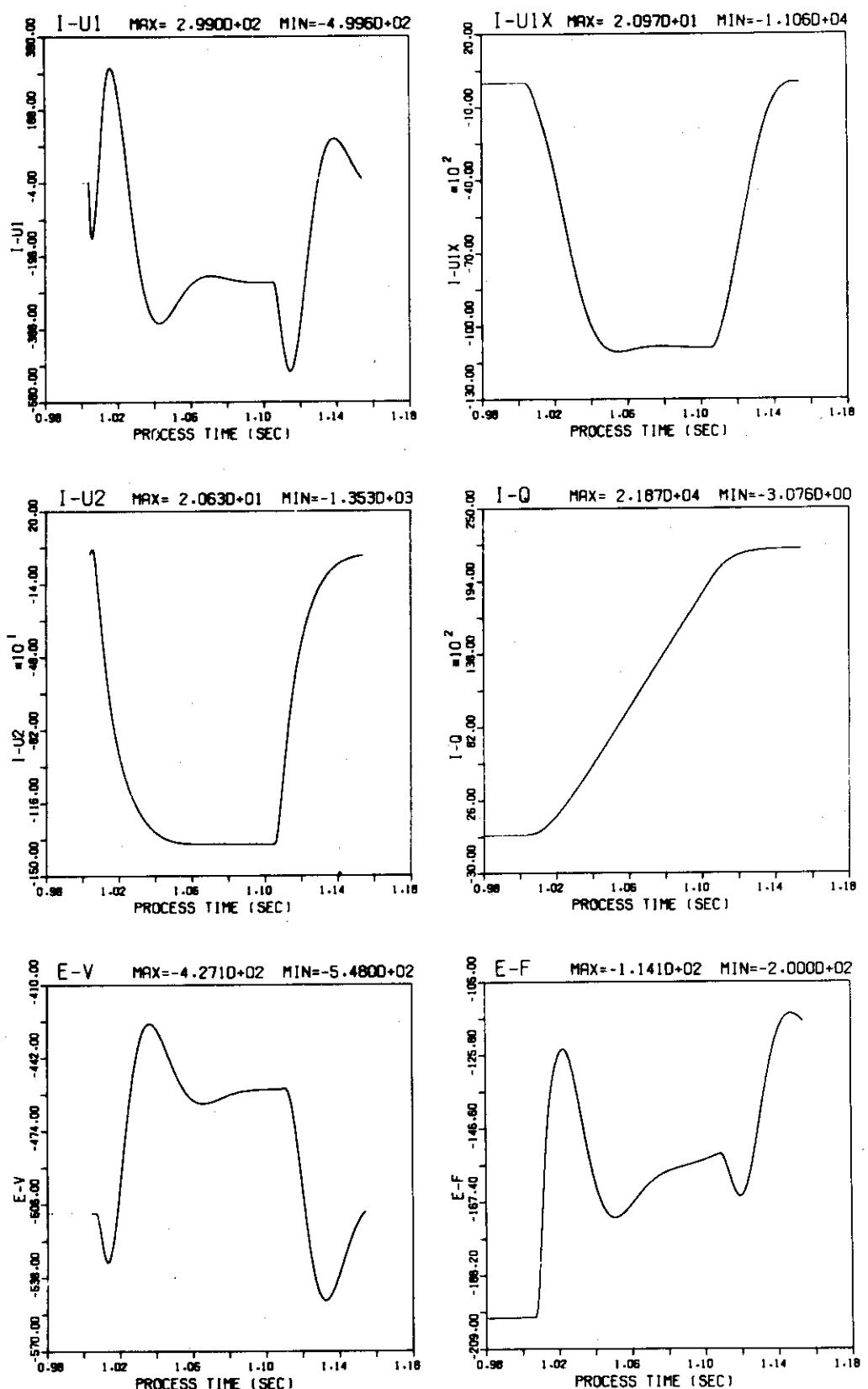


図 5.6 (b)

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

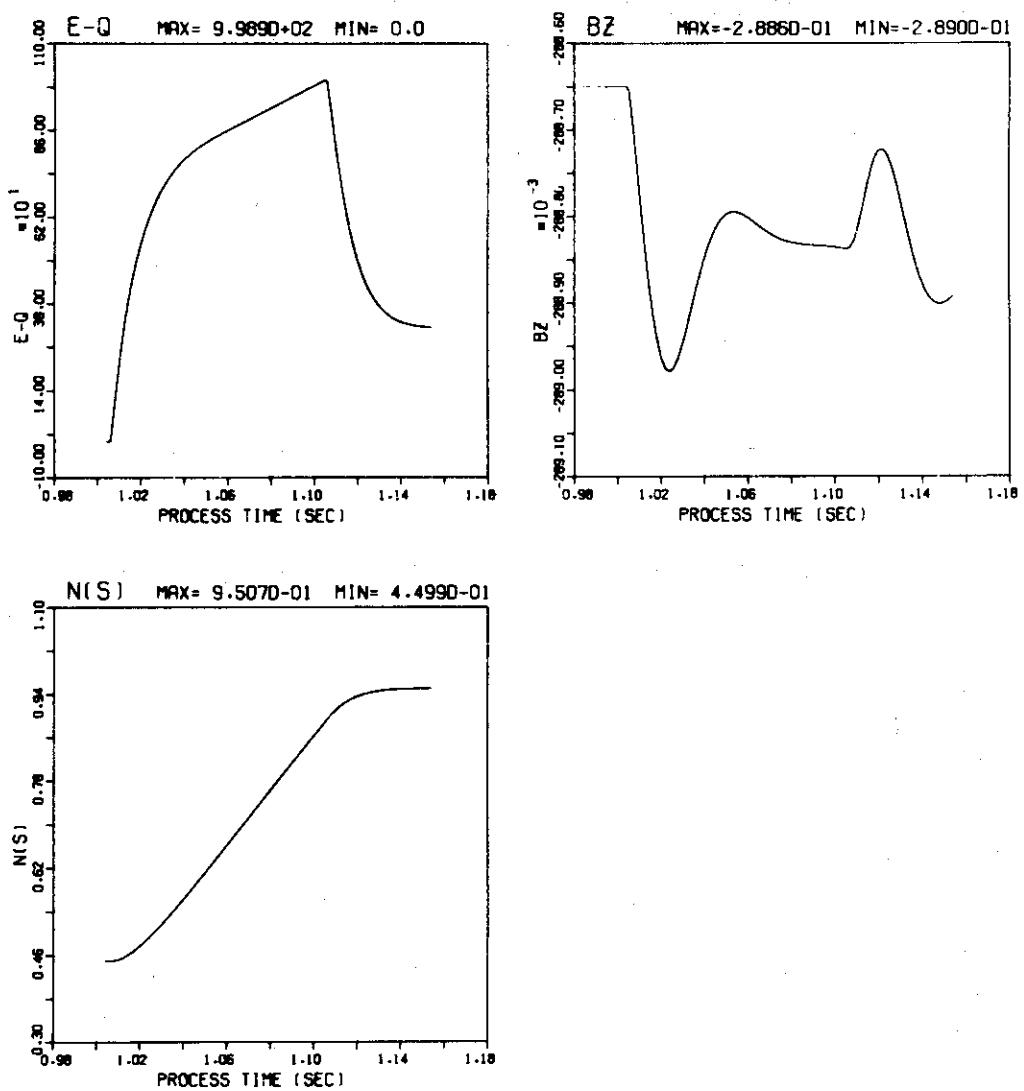


図 5.6 (c)

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

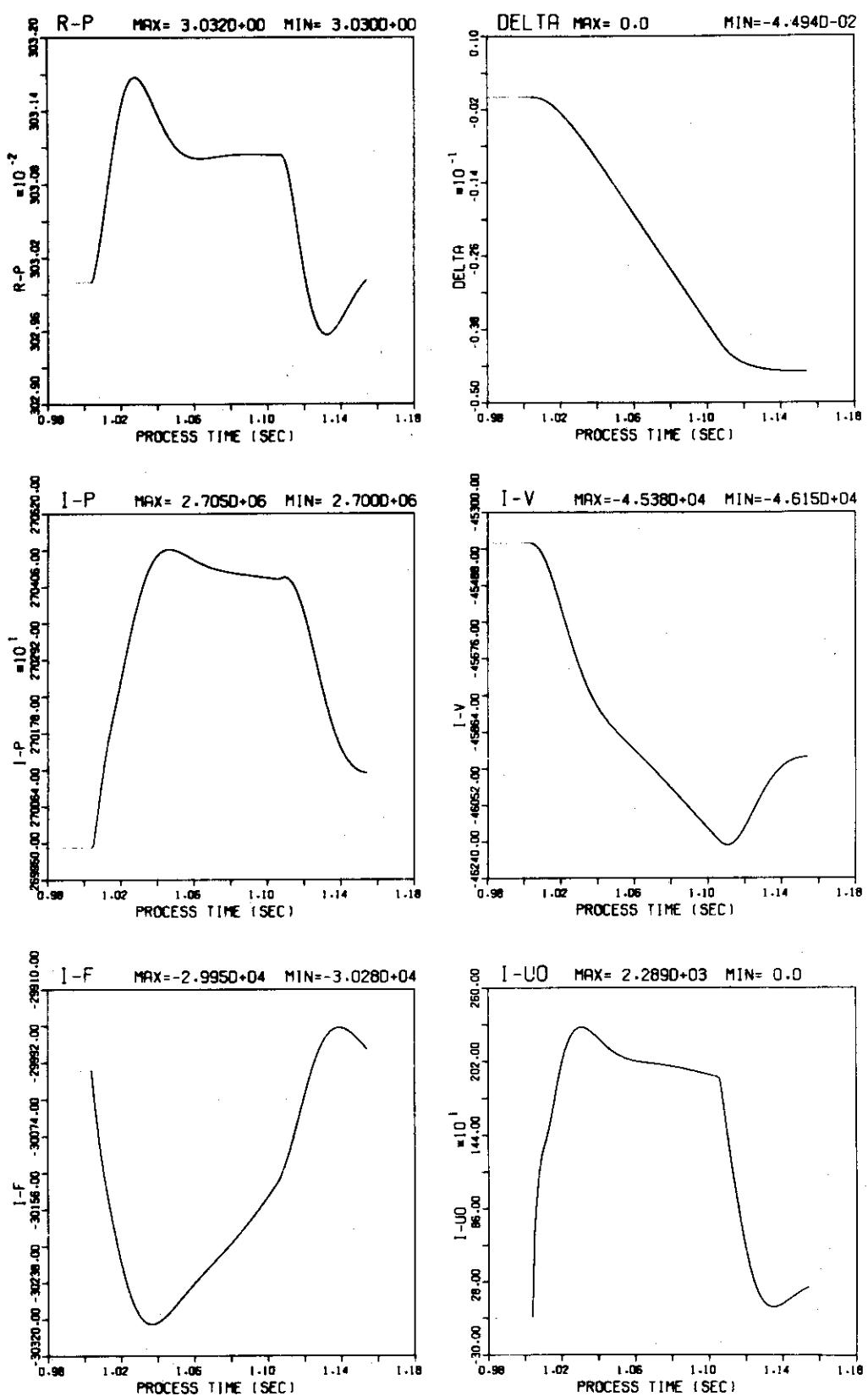


図 5.7 (a)

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

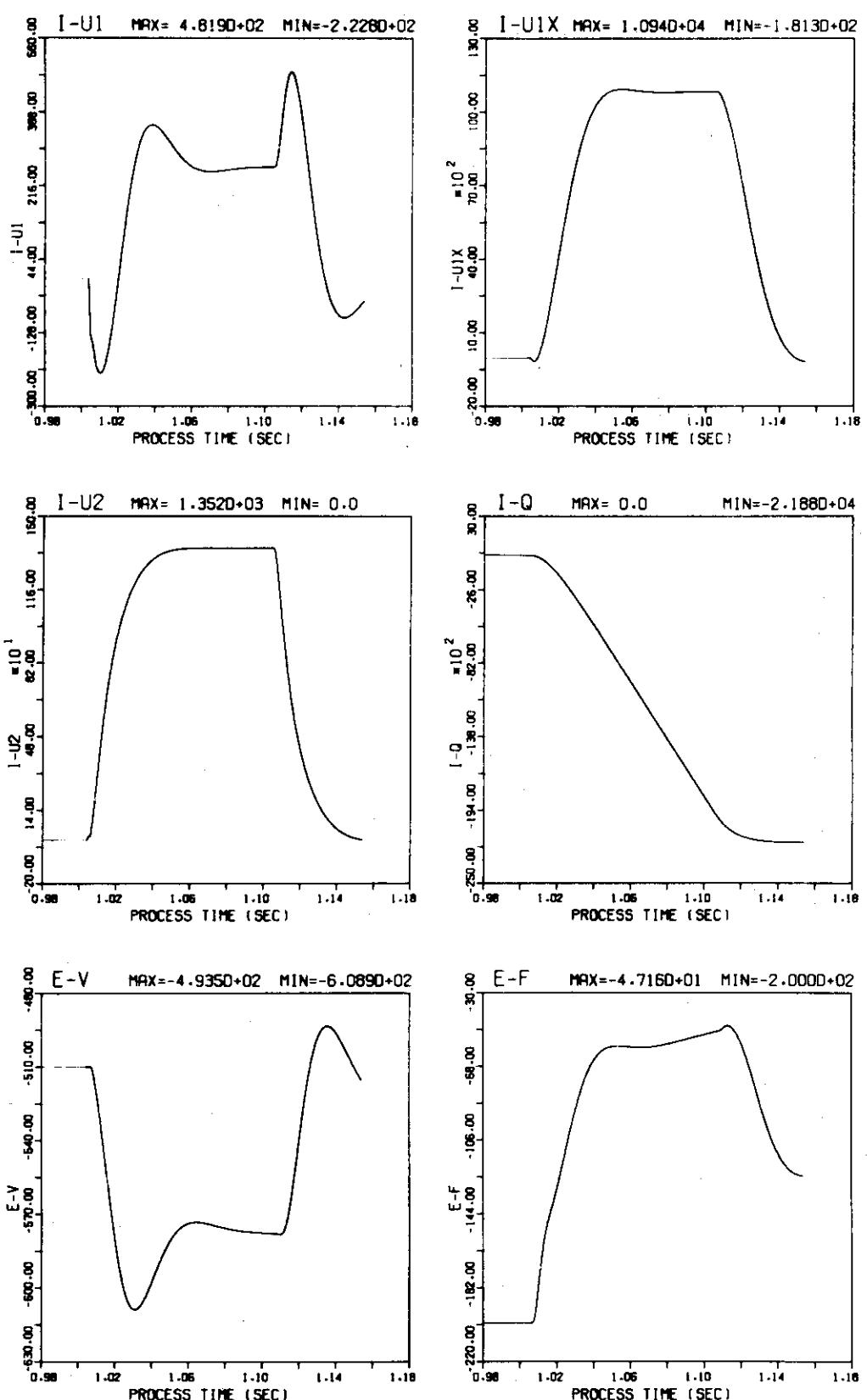


図 5.7 (b)

FEEDBACK CONTROL SIMULATION

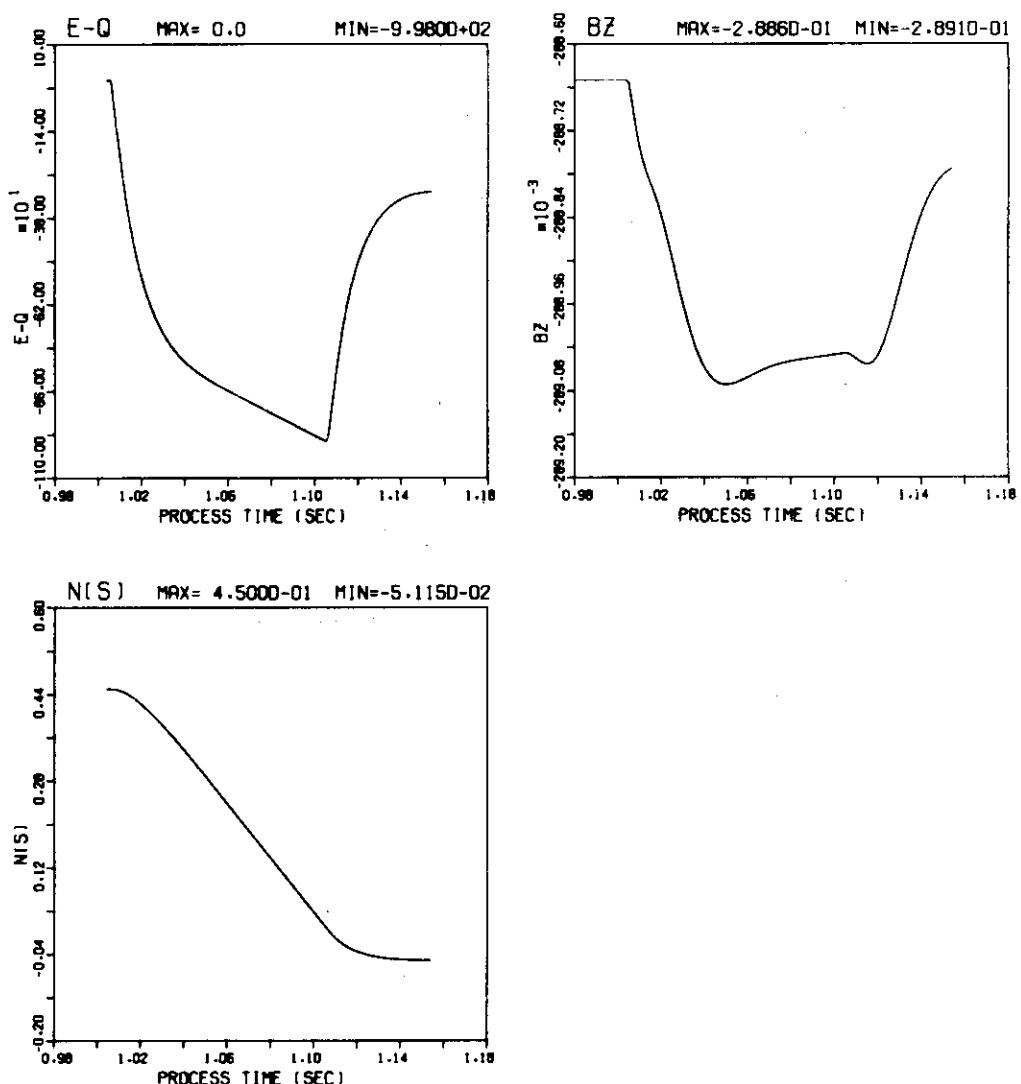
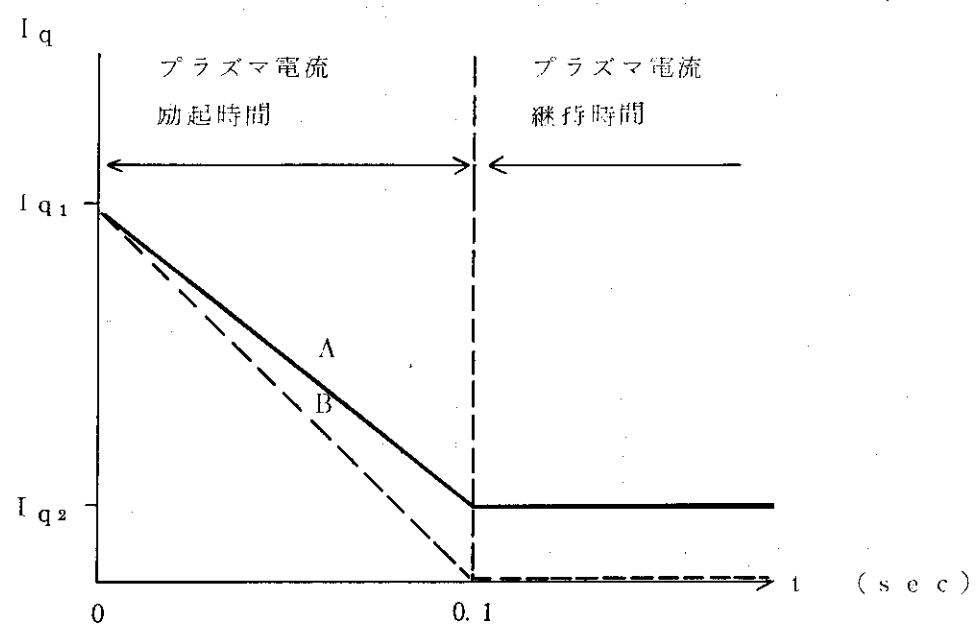


図 5.7 (c)

図 5.8 磁気リミッタ電流を通電する場合の I_q の変化

6. まとめ

以上、JT-60におけるプラズマ位置・形状制御系の性能を検討してきたわけであるが、定量的に明確に評価できる効果や、検討が遅れて第0次の値しか、わからないもの（たとえば誤差磁場）、更には、プラズマ実験の領域に入るような効果（たとえば、 β_p , I_i の変動）などが含まれており、現在の時点では、ある程度、余裕度をもって、制御系の設計せざるを得ない。余裕度をとり過ぎると、過大仕様となってしまい、反対に余裕度をケチると、実際の場合に、困る場合がてくる。我々の装置は、実験装置であり、現在、実験計画で、考えられている様な事は、少くとも、できるようにしておかねばならない。それらの物理的要求は、第3章、第5章で、検討されている。これらの要求事項を考慮しても、表6.1に示す条件で、プラズマ位置・形状を制御する事で、十分とわかる。この条件で、ポロイダル電源に対する要求をまとめてみたのが、表6.2である。この表によって、制御系の基本仕様が決定されるものと考えられる。最後に終始有益な議論と御指導をいただいた吉川允二JT-60第1開発室長をはじめとするグループ諸氏に感謝の意を表わします。

表6.1 仕様値を求めるに当って前提とした事項

- (A) 水平方向位置制御：次のような位置制御を行う。

$$R_{p0} = 3.03 + 0.05 \cdot \sin(2\pi / 0.08 \cdot t)$$

- (B) 垂直方向位置制御：次のような位置制御を行う。

$$Z_0 = 0.05 \cdot \cos(2\pi / 0.08 \cdot t)$$

- (C) 断面形状制御：断面形状の変形の大きさを最大で ± 4.5 [cm] とし、これを 0.1 [sec] で変化させ得る。このとき、 $n = 0 \sim 0.95$ となる。

- (D) プラズマ電流制御：(A)～(C)において、プラズマ電流を一定に保つ。(1～2 [%] 程度の変動は許容する)

表 6.2 ポロイダル電源仕様

(a) プラズマ電流維持消滅時間

	変流器コイル	垂直磁場コイル	四重極磁場コイル	水平磁場コイル
(I) _{max} (A)	9.17×10^3	5.734×10^3	2.50×10^3	2.17×10^3
(I) _{min} (A)	-9.17×10^3	0.	-2.50×10^3	-2.17×10^3
$(\frac{dI}{dt})_{max}$ (A/s)	1.33×10^5	1.90×10^5	2.20×10^5	4.32×10^5
(V) _{max} (V)	1.125×10^3	2.634×10^3	0.999×10^3	0.505×10^3
(V) _{min} (V)	-0.879×10^3	-1.607×10^3	-0.998×10^3	-0.505×10^3
(ΔI) _{min} (A)	$\frac{(dI)}{dt}_{min} 108$ (A/s)	280	267	109

(b) プラズマ電流励起時間 (これ以外は(a)と同じ)

	変流器コイル	垂直磁場コイル	水平磁場コイル
(I) _{max}	9.17×10^3	5.734×10^3	2.17×10^3
(I) _{min}	-3.00×10^3	0	-2.17×10^3
$(\frac{dI}{dt})_{max}$	2.94×10^6	1.536×10^5	8.59×10^5
(V) _{max}	2.50×10^3	1.00×10^3	0.404×10^3
(V) _{min}	0	0	-0.404×10^3

(c) 磁気リミッタを使用する場合 (これ以外は(a), (b)と同じ)

	垂直磁場コイル*	磁気リミッタコイル
(I) _{max}	5.734×10^3	9.44×10^3
(I) _{min}	-6.9×10^3	0
$(\frac{dI}{dt})_{max}$	1.536×10^5	4.71×10^4
(V) _{max}	1.00×10^3	282
(V) _{min}	0	0

* プラズマ励起時間のみ