

JAERI-M

6 3 2 3

プラズマ位置・断面形状制御・II

(臨界プラズマ試験装置設計報告 X)

1975年11月

小方 厚・二宮博正・亀有昭久\*  
相川裕史\*\*・野田信明\*\*・鈴木康夫

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・断面形状制御・II  
( 臨界プラズマ試験装置設計報告 X )

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部  
小方 厚・二宮博正・亀有昭久\*・相川裕史\*\*  
野田信明\*\*・鈴木康夫

JT-60 のプラズマ位置 - 断面形状制御に対して、本体のコイルの巻き方、抵抗性シェルの時定数、抵抗性シェルの位置、制御用コイルの位置などがどのような影響を与えるかを検討した。つぎに適応制御、フィードフォワード制御、多変数制御、最適制御、プログラム制御等の技術を JT-60 の制御系への応用の観点から検討した。最後に位置、断面形状の検出法として、磁気プローブ法と光学法を記述した。

---

\* 三菱原子力工業大宮研究所

\*\* 名古屋大学プラズマ研究所

Servo-control of Plasma Position  
and Cross Section in JT-60, II

Atsushi OGATA, Hiromasa NINOMIYA, Akihisa KAMEARI\*,  
Hiroshi AIKAWA\*\*, Nobuaki NODA\*\* and Yasuo SUZUKI

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received November 11, 1975)

Design of the poloidal coils and resistive shells is described in controllability. Applications of the modern control techniques, such as adaptive, feedforward, decoupling, multi-variable, optimal and pre-programming, to the JT-60 are then considered. Two methods are proposed for detecting the position and the cross section of a plasma, i.e. magnetic probe system and optical ones.

---

\* On leave from Mitsubishi Atomic Power Industries Inc.,  
Omiya.

\*\* On leave from Institute of Plasma Physics, Nagoya  
University, Nagoya.

## 目 次

1. まえがき.....	1
2. 本体の設計が制御性に与える影響.....	3
3. 制御の方法.....	12
4. 位置・断面形状の検出.....	27
5. あとがき.....	34

## 1. ま え が き

このレポートはトカマク・プラズマの位置・断面形状制御について、前回のレポート<sup>1)</sup>の内容を前提とし、その後の検討結果をまとめたものである。

第2章には本体の設計の制御性に与える影響について記述してある。一例をあげると、ライナーの時定数の制御性に与える影響が2.2節中に述べられている。これは逆に言えばライナーの材質・構造の選択に制御の立場から指針を与えるのに際し役立つはずである。また第3章ではいくつかの制御上のテクニックを本制御系に応用しやすいかたちで紹介した。第4章では位置・断面形状の検出法について述べた。

主として水平変位制御系を中心に述べたが他の制御系もほぼ同様に取り扱いよい。また取り扱いを簡単にし、かつ見とおしよくするための仮定(たとえばライナーのシエル効果を無視するなど)を導入してのラプラス変換による取り扱いと、計算機によるシミュレーションとを検討の材料とした。シミュレーションには専用言語 FACOM ADSL を用いた<sup>2)</sup>。

内容はJT-60への応用を念頭においているが、一般のトカマクに応用しうるものである。

本文に用いた記号等は前回のレポートと統一したが、一部混乱を避けるためにかえたものである。以下にそれらをシミュレーションの際に用いた数値とともにまとめて示す。

添字	0	基準値		
	u	ライナー		
	v	垂直磁場コイル		
	H	水平磁場コイル		
	q	四重極磁場コイル		
	f	トロイダルコイル		
	c	変流器コイル		
	d	外乱		
	p	プラズマ		
	a	外部制御系		
記号	$a_p$	プラズマ小半径	$a_{p0} = a_0 = 1$	(m)
	$R_p$	プラズマ大半径	$R_{p0} = R_0 = 3$	(m)
	I	電流 (A)		
	$I_p$	プラズマ電流	$I_{p0} = I_0 = 3.3$	(MA)
	$\tau$	時定数		
			$\tau_u = 10^{-4}$	(sec)
			$\tau_v = 0.7$	(sec)
			$\tau_f = 0.1$	(sec)
			$\tau_a = 10^{-3}$	(sec)
	$K_p$	プラズマの利得 ( $mT^{-1}$ )		
	K	シエル効果の利得 ( $Tm^{-1}$ )		
	G	外部制御系の利得 ( $Vm^{-1}$ または $Tm^{-1}$ )		

r	小半径 (m)	$r_u = 1.3$	( m )
		$r_v = 1.6$	( m )
		$r_f = 2.3$	( m )
$\nu$	電流から磁場への変換係数 ( $TA^{-1}$ )		
N	コイル巻数		
x	水平変位 (m)		
y	楕円変形 (m) 前回のレポートでは $d$		
z	垂直変位 (m)		

上記以外にも、前回のレポートで用いた記号を断りなく用いる場合がある。なお本文中「現在の設計」とあるのは大型トカマク実験専門家会議（ドゥブナ，1975）<sup>3)</sup> に報告された設計であり、上記の数値もそれに従っている。

## 2. 本体の設計が制御性に与える影響

制御の立場から本体の設計を評価するとき問題になるのは、本体の構成要素（コイル類、真空容器、ライナー等、ライナーの冷却用に銅板が用いられる可能性もある）の持つ抵抗性シェルとしての効果である。この効果は、外部制御系がおいつけない速い変位・変形をおさえる反面、外部制御系の命令がプラズマに伝わるのを妨害する。この章では主としてこのシェル効果について検討する。

言うまでもなく、本体（あるいはその構成要素）の設計はさまざまな面からの評価の総合的な判断として決まる。例えばライナーの材料にMoを用いるときは加工性の点から小さい板をはりあわせて作ることになり、この板の大きさがシェル効果の時定数を決める。真空容器の場合は強度、一周電圧、観測ポート等からベローズと厚肉部の割合がきまり時定数がきまる。コイル類の場合は電力、修理性から小半径がきまりシェル利得に影響する等である。逆に言えば本体の設計の際に制御の立場からの要請を出すことが必要であり、本章の目的はこの要請にある程度定量的な基準を与えることと言ってもよい。

### 2.1 制御用コイルの巻き方

外部の制御系は検出器、位置の計算、電源におけるおくれ等による時間おくれを持つ。この時間おくれの間は外部制御系は有効ではなく、プラズマ周辺におかれた導体板群のシェル効果に頼らなければならない。JT-60の場合、プラズマにもっとも近い導体板はライナーと真空容器であるが、これらの時定数は1ms以下であると予想されている。（時定数の計算方法については別に発表する<sup>5)</sup>。）したがってこれらについてプラズマに近く存在する、制御用コイルのシェル効果に期待せざるを得ない。いいかえれば、シェル効果を持つようにコイルを巻かなければならない。

垂直磁場コイルを例にとって考えよう。標準的な方法は図2.1(a)に示すように、専用に垂直磁場を発生するためのコイルをもうけることである。この場合はシェル効果をもたらす渦電流の径路は明らかであろう。

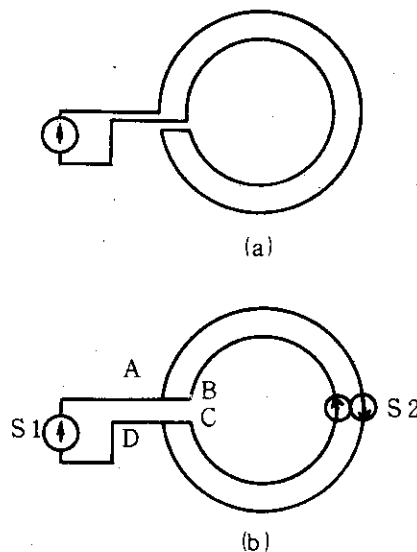
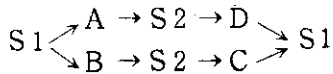


図2.1 垂直磁場コイルの巻き方  
(a)専用コイルを用いる設計。(b)変流器コイルと兼用される設計。



空心変流器コイルと垂直磁場コイルを兼用させる設計がJET<sup>4)</sup>などで行なわれている。この場合は図2.1(b)に示したように、変流器電流は



の径路を流れ、垂直磁場コイルの電流およびシェル効果をもたらす渦電流は

$$A \rightarrow S2 \rightarrow D \rightarrow C \rightarrow S2 \rightarrow B$$

の径路を流れる。AD間の電流は差し引きすると変流器コイル電源の向きになる。この方式では装置全体のコイルが少なくてすみ、電源も小さくてすむ。

## 2.2 抵抗性シェルの時定数

いわゆる「シェルなしの」トカマクでも、ライナー・真空容器に過渡的に渦電流が流れる。これらの導体板群は「抵抗性シェル」としての機能を持つわけである。これらの抵抗性シェルの時定数の影響を、外部制御系と関連させて検討しよう。

外部制御系のおくれ時間、具体的には計算機の演算時間、電源のおくれ時間（サイリスタ電源であれば、サイリスタのトリガに要する時間等）を総合的に  $\tau_a$  であらわそう。  $t < \tau_a$  なる領域では外部制御系の効果はあらわれないので、抵抗性シェルの時定数が長いことがのぞましいのは明らかである。また  $t > \tau_a$  なる領域では、外部の制御が伝わりやすいという点で、時定数が短いことがのぞましいように思える。

まず  $t < \tau_a$  なる領域について考えよう。ステップ状の外乱磁場が入ったとき、それに起因する変位が  $t = \tau_a$  までにどの程度成長するかを、水平変位について、前回のレポートの式(7)~(9)にもとづいて計算した。計算の際に用いた ( $\tau_u$  と  $\tau_v$  以外の) パラメータは前章にまとめてある。計算結果を図2.2にまとめた。現在の設計では抵抗性シェルとしてはライナーと真空容器があり、そのどちらも時定数は0.1msec程度と考えられている<sup>5)</sup>。また垂直磁場コイルの時定数  $\tau_v$  は0.7secである。なんらかのテクニックを用いライナーの時定数を一桁程度上げることは可能であろうが、図2.2はその程度の努力はあまり意味がないことを示している。また  $\tau_v$  がもっと短かいとすると (図2.2では  $\tau_v = 0.007$ )  $\tau_u$  に対する依存性はより顕著になる。

$t > \tau_a$  なる領域については、松浦らの方法<sup>6)</sup>がある程度の概念を与える。この方法では、外部制御系を利得G (コイルに与える電圧から磁場への伝達函数の直流分もふくめ、ここでは単位を  $Tm^{-1}$  とする) を持つ一次おくれ系

$$G / (1 + \tau_a s)$$

で近似する。みとおしを良くするためにライナーのシェル効果は考慮するがトロイダルコイルのシェル効果は無視する。全システムの特性格方程式は

$$Y_0 s^3 + Y_1 s^2 + Y_2 s + Y_3 = 0, \tag{2.1}$$

$$Y_0 = \tau_a \tau_u \tau_v \alpha (1 - K_p K_u),$$

$$Y_1 = \tau_a \tau_u (1 - K_p K_u) + \tau_u \tau_v \alpha (1 - K_p K_u)$$

$$\begin{aligned}
 & + \tau_v \tau_a (1 - k^2 K_p K_u), \\
 Y_2 & = \tau_a + \tau_u (1 - K_p K_u) + \tau_v (1 - k^2 K_p K_u), \\
 Y_3 & = 1 + K_p G, \\
 K & = \mu_0 I_p / (2 \pi r_u^2), \\
 k^2 & = r_u^2 / r_v^2, \\
 \alpha & = 1 - k^2,
 \end{aligned}$$

によって記述される。安定限界における利得を  $G_c$  とすると、そこではフルビッツの関係

$$(Y_1 Y_2 - Y_3 Y_0)_{G=G_c} = 0, \tag{2.2}$$

が成り立つ。この関係にもとづいて  $K_p G_c$  を  $\tau_u$  について図示すると一般には図 2.3 に示すようになり、 $\tau_u < \tau_{uc}$  であるかぎり、 $\tau_u$  は短いほど良いということになる。ここで  $\tau_u > \tau_{uc}$  の場合は、外部制御系のはたらきよりもライナーのシュル効果の方が本質的であると解釈すべきであろう。なお、JT-60 の設計値を入れると  $\tau_{uc}$  は数十 msec の程度となる。

トロイダルコイルのシュル効果を考慮し、外部制御系の特性をむだ時間  $G_{exp} (-\tau_a s)$  であらわした場合の一連のシミュレーションの結果を図 2.4 に示した。この結果は上述の考察で得た概念が正しいことを示している。

現在の設計では  $\tau_u = 0.1 \text{ msec}$  程度であることは前にも述べたが、この時定数は  $\tau_v = 0.7 \text{ sec}$  であるかぎりそれほど制御にとって都合の悪い値ではないと結論してよいであろう。

なお垂直磁場コイルの時定数についてもこれまでの議論がそのままあてはまる。すなわち  $t < \tau_a$  なる領域では長いほどよく、 $t > \tau_a$  なる領域では短いほどよい。ライナーの時定数を変えるにはライナーの構造・材質等の設計変更を必要とするのに対し、コイルの時定数はコイル電流からコイル電圧への負フィードバックを行なえば等価的に短くすることができる。このように定まるコイルのみかけの時定数の選択は、制御の対象となる変位の物理的性質の検討にもとづく、なんらかの評価関数を定義したうえで行なうべきである。

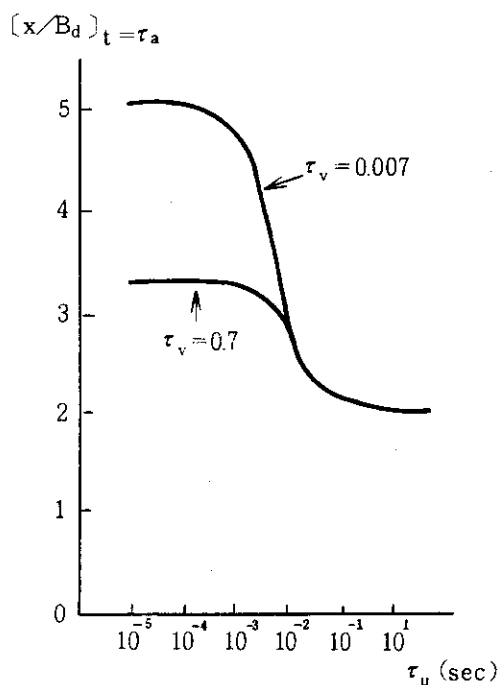


図 2.2 ステップ状の外乱磁場  $B_d$  による  $t = \tau_a$  における変位  $x$  のライナー時定数  $\tau_u$  への依存性

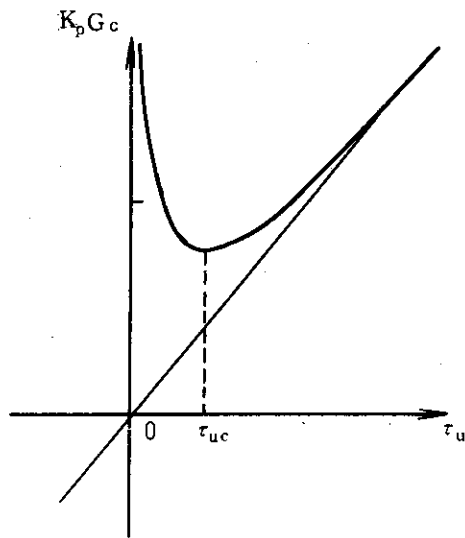


図 2.3 安定限界における利得  $G_c$  のライナー時定数  $\tau_u$  への依存性

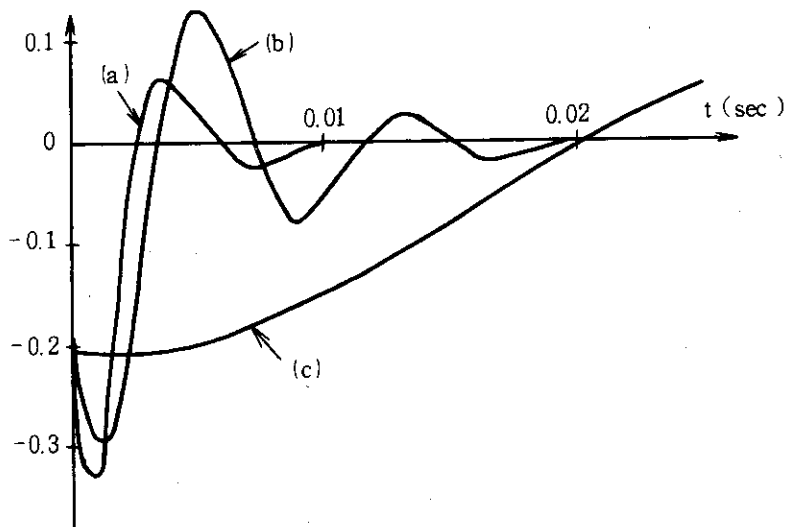


図 2.4 ステップ状の外乱磁場に対する変位。ライナーの時定数  $\tau_u$  は(a) 0.1msec, (b) 10msec, (c) 1 sec. 外部制御系の利得  $G = 50 \text{ kVm}^{-1}$ .

### 2.3 抵抗性シェルの位置

ここでは、抵抗性シェルが制御用コイルの内側にある場合と外側にある場合について考察する。前節同様水平変位制御系を対象とする。内側の抵抗性シェルにはライナー、外側のものにはトロイダルコイルが該当する。まず、垂直磁場コイル、一種類のコイル（ライナーまたはトロイダルコイル）、プラズマからなる系について解析的に検討し、つぎに計算機によるシミュレーションの結果と比較することにする。

まずトロイダルコイルのシェル効果を見せし、ライナーの効果のみを考える。前回のレポートの式(7)~(9)において、 $r_f = \infty$ とすればよい。外部制御系としては理想的な比例制御を考え、利得を  $G (V \cdot m^{-1})$  とし、 $V = Gx$ とおくと、次式を得る。

$$\begin{pmatrix} 1 & -K_p \nu_v & -K_p \nu_u \\ \frac{1}{1+s\tau_v} \left( \frac{G}{R} + s\tau_v KK_{pv} \right) & 1 & \frac{s\tau_v K_{uv}}{1+s\tau_v} \\ \frac{s\tau_u KK_{pu}}{1+s\tau_u} & \frac{s\tau_u K_{vu}}{1+s\tau_u} & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x \\ I_v \\ I_u \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_p B_d \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

これを  $I_u$  について解くと

$$\frac{I_u}{B_d} = \frac{B_0 s^2 + B_1 s + B_2}{A_0 s^2 + A_1 s + A_2} \quad (2.4)$$

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \tau_u \tau_v \{ 1 + KK_p \nu_u (K_{pu} - K_{vu} K_{pv}) \\ &\quad + KK_p \nu_u (K_{pv} - K_{uv} K_{pu}) - K_{vu} K_{uv} \}, \\ A_1 &= s\tau_v (1 + KK_{pv} K_p \nu_v) + s\tau_u (1 + KK_{pu} K_p \nu_u), \\ A_2 &= 1 + GK_p \nu_v / R, \\ B_0 &= \tau_u \tau_v KK_p (K_{pv} K_{vu} - K_{pu}), \\ B_1 &= \tau_u K_p (GK_{vu} / R - KK_{pu}), \\ B_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

$K_{xy}, \nu_x (x, y = u, v, p)$  を設計定数  $r_x, N_v$  を用いてあらわすと

$$A_0 = \left\{ 1 - \frac{I_0 K_p \mu_0}{2\pi} \left( \frac{1}{r_u^2} - \frac{1}{r_v^2} \right) - \frac{r_u^2}{r_v^2} \right\} \tau_u \tau_v$$

$$\begin{aligned}
 &= \{ 1 - K_p (K_u - K_v) - (r_u/r_v)^2 \} \tau_u \tau_v, \\
 A_1 &= \tau_u \left( 1 - \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r_u^2} K_p \right) + \tau_v \left( 1 - \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r_v^2} K_p \right) \\
 &= \tau_u (1 - K_p K_u) + \tau_v (1 - K_p K_v), \\
 A_2 &= 1 + GK_p \nu_v / R, \\
 B_0 &= \frac{2}{\pi} \tau_u \tau_v I_0 K_p r_u \left( \frac{1}{r_u^2} - \frac{1}{r_v^2} \right), \\
 B_1 &= \tau_u K_p \left( \frac{G}{R} \frac{N_v r_u}{r_v} + \frac{2 I_0}{\pi} \frac{1}{r_u} \right), \\
 B_2 &= 0,
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

ただし

$$K_x = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r_x^2}, \quad (x = f, u, v) \tag{2.7}$$

はシェル利得 (単位  $\text{Tm}^{-1}$ ), すなわち単位長さのプラズマ変位に対しシェルによって誘起される磁場を示すパラメータである。ここで

$$\begin{aligned}
 K_p < 0, \quad 1/r_u^2 - 1/r_v^2 > 0 \\
 1 - r_u^2/r_v^2 > 0
 \end{aligned}$$

であるから  $A_0 > 0$ ,  $B_0 < 0$  であるので  $s \gg 1$  すなわち外乱が生じた直後には  $I_u/B_d < 0$  である。すなわち,  $I_u$  は  $B_d$  を打ち消す向きであること, (負フィードバック効果を持つこと)を示している。また  $B_2 = 0$  であることは, ライナーの電流  $I_u$  が過渡的なものであることを示している。 $B_1$  の符号は  $G$  の大きさによるが, これについては後述する。

つぎに, ライナーの効果を無視し, トロイダルコイルのシェル効果について検討する。この場合は式 (2.3) における  $u$  を  $f$  に書きかえればよい。式 (2.6) に対応して

$$\begin{aligned}
 A'_0 &= \{ 1 - K_p (K_v - K_f) - (r_v/r_f)^2 \} \tau_f \tau_v, \\
 A'_1 &= \tau_f (1 - K_f K_p) + \tau_v (1 - K_v K_p), \\
 A'_2 &= 1 + GK_p \nu_v / R, \\
 B'_0 &= -\frac{2}{\pi} \tau_f \tau_v I_0 K_p \left( \frac{1}{r_v N} \frac{N r_v}{r_f} - \frac{1}{r_f} \right) = 0, \\
 B'_1 &= \tau_f K_p B_d \left\{ \frac{G}{R} \frac{r_v}{r_f} N + \frac{2 I_0}{\pi} \frac{1}{r_f} \right\}, \\
 B'_2 &= 0,
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

が得られ,

$$\frac{I_f}{B_d} = \frac{B_1 s}{A_0 s^2 + A_1 s + A_2} \quad (2.9)$$

とあらわせる。まず、内側シェルの場合と異なり  $B'_0 = 0$  であるから、 $I_f$  は  $B_d$  に対しておくれで流れはじめることがわかる。つぎに、 $B'_1$  の符号は  $G$  の大きさに依存する。すなわち

$$|G| > |G_c| = \frac{2R I_0}{\pi r_v N} \quad (2.10)$$

なる利得領域では  $I_f$  の電流は  $x$  と同方向、すなわち垂直磁場コイル電流とは逆方向になる。いいかえると、 $I_f$  は正フィードバック効果を有し、垂直磁場コイルを用いた制御を妨害する。このことは式(2.6)の  $B_1$  についてもあてはまるが、式(2.8)においては  $B'_0 = 0$  であるためより単純なかたちであらわれている。

以上の計算ではライナー、トロイダルコイルのどちらかの効果を見捨てたが、両方の効果をそれらの相互作用とともに考慮した計算結果を図2.5に示した。外部制御系の利得  $G = 0$  の場合は  $I_u$ 、 $I_f$  の向きは  $I_v$  と一致し、変位  $x$  をうちけす向きであるが、 $G = 50 (\text{kV m}^{-1})$  の場合には  $I_f$  の向きは  $I_v$  と逆向きで、トロイダルコイルの渦電流は正フィードバック効果を持つことがわかる。 $I_u$  の向きは複雑だがコイル電流を妨害する方向とみなしてよいであろう。

#### 2.4 制御用コイルの位置

制御用コイルの位置には次の三通りが考えられる。

- ① トロイダルコイルの内側 (現在の設計)
- ② トロイダルコイルの外側
- ③ 一部は内側、一部は外側

まず水平変位制御系を対象に、①と②を比較してみよう。2.2における考察から、以下の議論ではライナーの時定数は無視する。

②の場合はじつは変流器コイルもトロイダルコイルの外側に出すことを念頭においているので、トロイダルコイルの小半径は①にくらべて小さくすることができる。①の場合の  $r_{v①} = 1.6 \text{ m}$ 、 $r_{f①} = 2.3 \text{ m}$  に対して、②の場合はいちおう  $r_{v②} = 2.3 \text{ m}$ 、 $r_{f②} = 2.0 \text{ m}$  として定量的な比較を試みる。

外部制御系が動作をはじめまでの時間領域では、①は垂直磁場コイルのシェル効果、②ではトロイダルコイルのシェル効果がプラズマの変位をおさえる。シェルの利得は式(2.7)で与えられるがこれに前述の数値を代入すると  $K_{v①} = 0.23$ 、 $K_{f②} = 0.15$  を得る。変位量の初期値は

$$\left( \frac{x}{B_d} \right)_{t=0} = \frac{K_p}{1 + K_p K_x} \quad (2.11)$$

で与えられるので、 $K_p = 10 (\text{mT}^{-1})$  とすれば①の場合は  $3 \text{ mT}^{-1}$ 、②の場合は  $4 \text{ mT}^{-1}$  を得る。すなわち②の場合には外部制御系が追いつけないようなはやい変位に対する抑制効果は①の3/4程度に下がる。

外部制御系において比例制御を行なうものとする、定常偏差は開ループ利得  $1 + K_p G_{rv} / R_v$  が同じなら①、②とも同じになる。

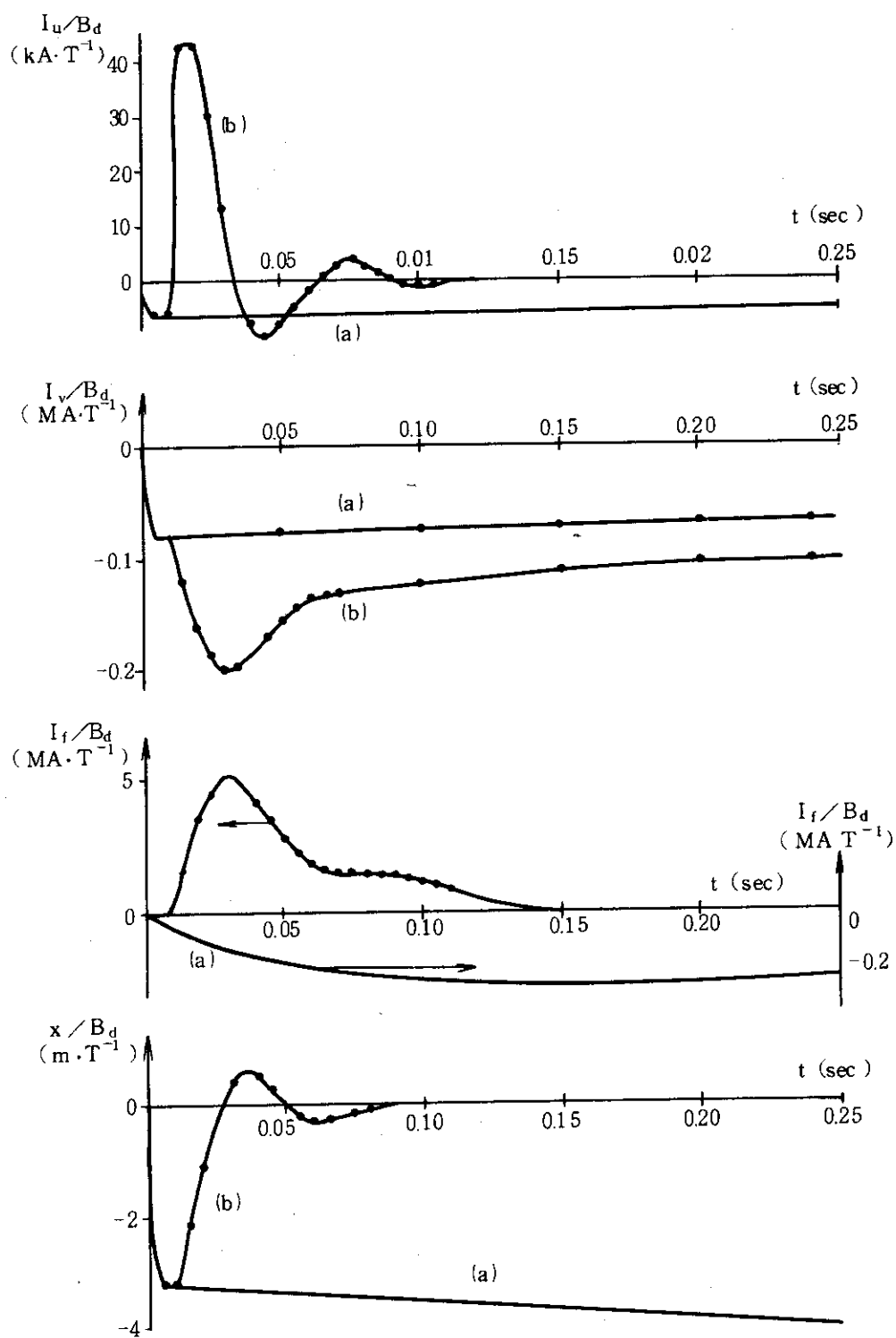


図 2.5 ステップ状の外乱に対するライナー電流, コイル電流, トロイダルコイルの渦電流および変位。外部制御系の利得  $G$  は (a) 0, (b)  $50 \text{ kV m}^{-1}$ 。

$$\nu_v = \frac{\mu_0 N_v}{4r_v} \propto \frac{1}{r_v}, \quad (2.12)$$

であるから、定常偏差が同一であるためには  $R_v$ ,  $N_v$  が①, ②について同じと仮定すれば

$$G_{\text{②}} = \frac{r_{v\text{②}}}{r_{v\text{①}}} G_{\text{①}} = 1.43 G_{\text{①}} \quad (2.12)$$

でなければならない。すなわち②の場合は4割以上大きい利得を必要とする。

過渡応答は2.2の議論で明らかのように、抵抗性シェルの時定数の影響をうける。②の場合は時定数の大きいシェルが制御用コイルの内側にあるとみなすことができ、外部制御系の命令が伝わりにくい。式(2.13)は②に対してより大きな利得を要求するが、図2.2が示すように②の場合の利得余裕は小さい。

以上の議論から明らかのように②の場合は①の場合にくらべて制御が困難になり、次章に述べるような種々のテクニックを必要とする。

③は、小さい時定数を持つフィードバック制御用コイルをトロイダルコイルの内側に置き、直流的な(あるいはゆっくりした時間変化を指定するプログラム制御を行なうための)コイルをトロイダルコイルの外側に置くという設計で、一般的に行なわれている<sup>7)</sup>。この場合の内側コイルの時定数は、シェル効果という観点からは長いほどよく、外部からの命令が伝わりやすいという観点からは短いほどよいので、その決定に際しては慎重な検討を必要とする。外側のコイルのシェル効果をも考慮すると、2.2節で述べたように③はあまり制御の容易な方法とはいえないが、それを補ないうるいくつかの利点がある。まずコイル同様電源も分割すれば、電源容量の最大値を小さくすることができる。また外側のコイルを、2.1節で述べたように変流器コイルと兼用させれば材料、空間、電源等の点で節約になる。

なお、式(2.7)からわかるように、シェル効果の利得は小半径の2乗に反比例する。したがってコイルはできるだけプラズマに近づけて巻くことがのぞましい。



### 3. 制御の方法

現在までに実績のあるトカマクの位置制御の方法には二通りがある。すなわちTO-1 に代表される磁場発生コイルに検出素子としての機能と操作素子としての機能を兼用させる方法<sup>8)</sup>と、CLEO に代表される検出素子と操作素子を分離させる方法である<sup>9)</sup>。前者の方法はいわば垂直磁場コイルをあたかも理想シェルのように使おうとするもので、能動的に位置を指定するような制御は行ないにくく、また大電力で行なうのには問題がある。ここではより標準的な方法であり、JT-60 で検討中である後者の方法について述べる。

古典的なフィードバック制御では対象をブラックボックスとみなす。この場合制御成績は制御系の利得による。しかし大きな装置では大電力を要することになるため利得に制限がつく。また、JT-60 では水平変位、垂直変位、楕円変形の制御を予定しているが、水平変位を修正するために垂直磁場コイルを動作させると、このコイルは四重極成分を持っているために、必然的に楕円変形が生じる。古典的な（あるいは単一の制御量を対象とするスカラー的な）フィードバック制御をこのような二変数制御系に適用すると、ひとたび水平変位がおこると、楕円変形・水平変位・楕円変形・水平変位……という減衰振動がおこされると予想されるが、この振動数がなにかの特性振動数と共鳴する危険も予想される。

このように古典的なフィードバック制御には限界があるために、新しい制御方法が考えられている。しかるに一般に言えることは、「高級な」制御方法は制御対象の「数学的に簡潔でしかも正確な」モデル化を必要とすることである。この要請はプラズマの性質と矛盾している。

また、「高級な」制御方法は実時間で実行しなければならない計算量が多いことも一般に言えることである。これは、フィードバックループに「むだ時間要素」が挿入されることと等価であり、制御性をそこなうものと言わなければならない。

以下に新しい制御方法のプラズマ位置・断面形状制御への応用がいくつか記述されている。どの方法をとるべきかは、起りうる変位・変形の大きさ、速さなどから決めるべきものであり、実験のようすをみながら制御方法をかえうる程度の柔軟性のある制御系を設計の目標とするべきであろう。

#### 3.1 プラズマのパラメータ変化と適応制御

前回のレポート<sup>1)</sup>ではプラズマの特性をあらわす量として、プラズマの利得（与えられた磁場に対するプラズマの変位あるいは断面形状変化量、単位  $\text{mT}^{-1}$ ）を導入した。水平変位に対する利得は

$$K_p = R_0 / (\Gamma B_{v0})$$

$$= \frac{4\pi R_0^2}{\mu_0 I_0 \{ 1 - \lambda - (\mu - n + 1) (\ln 8 R_0 / a_0 + A - 1/2) \}} \quad (3.1)$$

$$A = \beta + \ell_1 / 2 - 1 \quad (3.2)$$

$\lambda = 1/2$ ,  $\mu = 1/2$ ,  $n = 1/2$ ,  $R_0 = 3 \text{ m}$ ,  $a_0 = 1 \text{ m}$  とすると、 $I_0$  を MA 単位として

$$K_p = \frac{60}{I_0 (A + 2.17)} \quad (3.3)$$

この関係を図 3.1 に示した。

前回のレポートに示したモデルでは、プラズマのパラメータ変化は、プラズマ利得  $K_p$  の変化と解釈しなければならない。 $I_0, \beta, l_i$  を変数とし、次式によりパラメータ  $y$  の変化が  $K_p$  与える影響、あるいは  $K_p$  のパラメータ  $y$  の変化に対する感度を定義する。

$$S_y = \frac{\partial K_p}{K_p} \bigg/ \frac{\partial y}{y} = \frac{y}{K_p} \frac{\partial K_p}{\partial y}, \quad (3.4)$$

$$y = I_0, \beta, l_i$$

式 (3.1) を代入し、また (3.3) を導くときと同様のパラメータ  $\lambda, \mu, n, R_0, a_0$  を用いると

$$S_{I_0} = -1, \quad (3.5)$$

$$S_\beta = -\frac{\beta}{A + 2.33}, \quad (3.6)$$

$$S_{l_i} = -\frac{l_i}{2(A + 2.33)}. \quad (3.7)$$

$\beta = 1/2, l_i = 1/2$  (したがって  $A = -0.25$ ) と仮定してこれらの感度を推定してみると、 $S_\beta = -0.23, S_{l_i} = -0.11$  を得る。したがって  $I_0$  の変化に対する感度がこれらのうちでは最大である。

つぎに  $K_p$  の変化が制御成績におよぼす影響を、直流分だけを対象として、図 3.2 のモデルについて検討してみよう。ここで  $G$  (単位  $\text{Tm}^{-1}$ ) は制御系の総合的な利得をあらわす。

$$H = \frac{x}{x_0} = \frac{GK_p}{1 + GK_p} \quad (3.8)$$

とおけば、 $K_p$  の変化に対する  $H$  の感度は

$$S_{K_p} = \frac{\partial H}{H} \bigg/ \frac{\partial K_p}{K_p} = \frac{K_p}{H} \frac{\partial H}{\partial K_p} = \frac{1}{1 + GK_p}, \quad (3.9)$$

によって与えられる。これは外乱磁場が変位におよぼす効果

$$\frac{x}{B_d} = \frac{K_p}{1 + GK_p} \quad (3.10)$$

よりも一般には小さい。式 (3.9) より  $G$  が十分大きければ  $K_p$  が変化しても制御成績にはほとんど影響しない。制御系の時定数等の問題から  $G$  を大きくとれない場合は何らかの対策が必要とされる。

適応制御とよばれる方法では制御対象の動特性 (この場合はプラズマの利得) を常時計測し、制御系の制御法則をオンラインで調整しなおす。JIPPT-II ではこの方法が計画されている<sup>7)</sup>。この方法のブロック図を図 3.3 に示した。

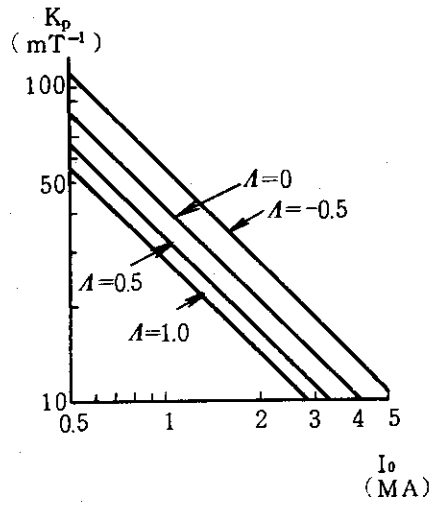


図 3.1 プラズマの利得  $K_p$  のプラズマ電流  $I_0$  への依存性

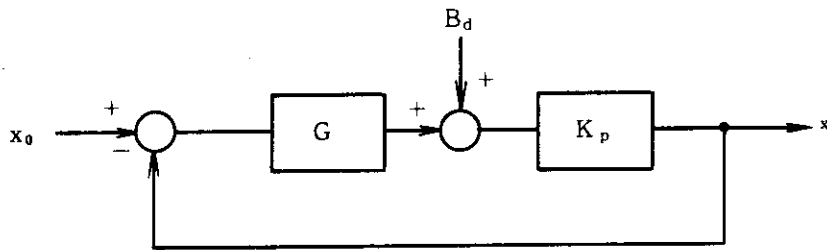


図 3.2 プラズマの利得  $K_p$  の変化に対する感度を検討するためのモデル

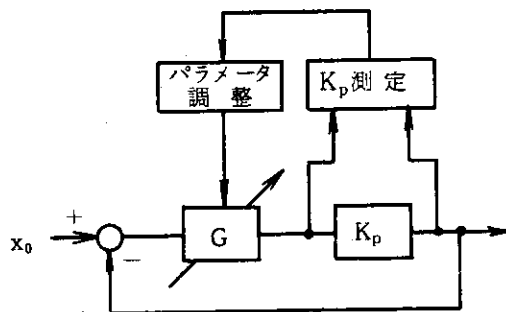


図 3.3 適応制御のブロック図

### 3.2 フィードフォワード制御

$I_p, A$  の平衡値  $I_0, A_0$  からのずれをそれぞれ外乱と考えることもできる。プラズマの運動方程式

$$M\ddot{R}_p = \frac{\mu_0}{2} I_p^2 \left( \ell_n \frac{8R_p}{a_p} + \beta_p + \frac{\ell_i - 3}{2} \right) - 2\pi R_p I_p B_v, \quad (3.11)$$

において  $M=0$  とし、また  $\beta + \ell_i/2 - 1 = A$  とおくと

$$f \equiv \frac{\mu_0 I_p}{2} \left( \ell_n \frac{8R_p}{a_p} + A - \frac{1}{2} \right) - 2\pi R_p B_v = 0 \quad (3.12)$$

を得る。 $R_p - R_0 = x$  とおき、 $I_p = I_0, a_p = a_0, R_p = R_0, A = A_0, B_v = B_{v0}$  なる点の近くで線型化すると

$$\begin{aligned} f &= f_0 + \frac{\partial f}{\partial I_p} \Delta I_p + \frac{\partial f}{\partial a_p} \Delta a_p + \frac{\partial f}{\partial A} \Delta A + \frac{\partial f}{\partial R_p} x + \frac{\partial f}{\partial B_v} \Delta B_v \\ &= f_0 + \frac{\mu_0}{2} \left\{ \left( \ell_n \frac{8R_0}{a_0} + A_0 - \frac{1}{2} \right) \Delta I_p + I_p \left( \Delta A - \frac{\Delta a_p}{a_0} + \frac{x}{R_0} \right) \right\} \\ &\quad - 2\pi (B_{v0} x + R_p \Delta B_v). \end{aligned} \quad (3.13)$$

ここで

$$B_{v0} = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi R_0} \left( \ell_n \frac{8R_0}{a_0} + A_0 - \frac{1}{2} \right), \quad (3.14)$$

となるように  $B_{v0}$  をきめると

$$f_0 = \frac{\mu_0}{2} I_0 \left( \ell_n \frac{8R_0}{a_0} + A_0 - \frac{1}{2} \right) - 2\pi R_0 I_0 B_{v0} = 0. \quad (3.15)$$

したがって

$$\begin{aligned} f &= \frac{\mu_0}{2} \left\{ \left( \ell_n \frac{8R_0}{a_0} + A_0 - \frac{1}{2} \right) \Delta I_p + I_p \left( \Delta A - \frac{\Delta a_p}{a_0} + \frac{x}{R_0} \right) \right\} \\ &\quad - 2\pi (B_{v0} x + R_p \Delta B_v) = 0. \end{aligned} \quad (3.16)$$

ここで

$$\Delta B_v = -\frac{n}{R_0} x B_{v0} + B_v + B_f + B_u + B_d, \quad (3.17)$$

$$\Delta I_p = -\frac{\mu}{R_0} x I_0 + I_d, \quad (3.18)$$

$$\Delta a_p = \frac{\lambda}{R_0} x a_0, \quad (3.19)$$

$$\Delta A = A_d, \quad (3.20)$$

とおく。\$I\_d, A\_d\$ は \$I\_p, A\$ の平衡値からのずれである。さらに

$$\Gamma = \frac{1 - \lambda}{\ell n \frac{8R_0}{a_0} + A_0 - \frac{1}{2}} - \mu + n - 1, \quad (3.21)$$

$$K_p = \frac{R_0}{\Gamma B_{v0}}, \quad (3.22)$$

を用いると次の関係式を得る。

$$x = K_p (B_v + B_f + B_u + B_d) - \frac{\mu_0}{2\pi\Gamma B_{v0}} \left\{ \left( \ell n \frac{8R_0}{a_0} + A_0 - \frac{1}{2} \right) I_d + I_0 A_d \right\} \quad (3.23)$$

前回のレポートでは第2項も第1項の \$B\_d\$ にくりこんでいたが、ここではこれらの効果を独立させた。このモデルにもとづいたプラズマ周辺のブロッ図を図3.4に示した。

このモデルにもとづき、\$I\_d, A\_d\$ を実時間で検出し、これらのもたらず変位・変形分だけ計算により制御量を変化させる方式は、フィードフォワード制御とよばれている。この方式によれば、検出可能な外乱に起因する変位は、外部制御系の時間おくれで済む時間領域をのぞけば、完全にとり去ることができる<sup>7)</sup>。しかし検出不可能な外乱による変位への配慮と、制御性の周波数特性の改善のためフィードバック制御も並用するのが現実的である。また式(3.23)の第二項を予測にもとづいてプログラムする方式も考えられる。

ここでは簡単なモデルを用い、フィードバック制御とフィードフォワード制御について必要な電源容量を比較してみよう。図3.5が用いるモデルを示したもので、二重わくで囲んだ部分が外部制御系の利得を示している。このモデルではライナー、トロイダルコイル等のシェル効果は無視し、外部制御系の時定数も十分短いものとした。フィードフォワード制御の場合に外部制御系で作るべき電圧は、図3.5(a)に示されるように、外乱磁場 \$B\_d(s)\$ に対し

$$(V_{ex})_{FF} = \frac{R}{\nu} B_d(s), \quad (3.24)$$

で与えられるが、フィードバック制御の場合(図3.5(b))には、外部制御系の利得を \$G\$ (単位は \$V m^{-1}\$) とすれば

$$(V_{ex})_{FB} = \frac{G K_p B_d(s)}{1 + \frac{\nu K_p}{sL + R} (s\tau K_v + G)} = \frac{L G K_p B_d(s)}{L + \tau \nu K_v K_p} \left\{ 1 + \frac{\frac{R}{\tau} \frac{R + G \nu K_p}{L + \tau \nu K_v K_p}}{s + \frac{R + G \nu K_p}{L + \tau \nu K_v K_p}} \right\}, \quad (3.25)$$

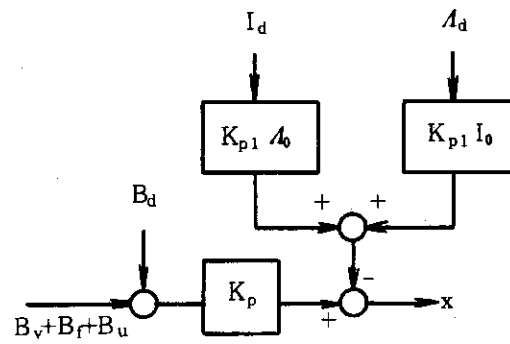


図 3.4  $I_p, A$  の変化を外乱とみなした場合のプラズマ周辺のブロック図  
 $K_{p1} = \mu_0 / (2\pi r B_{v0})$

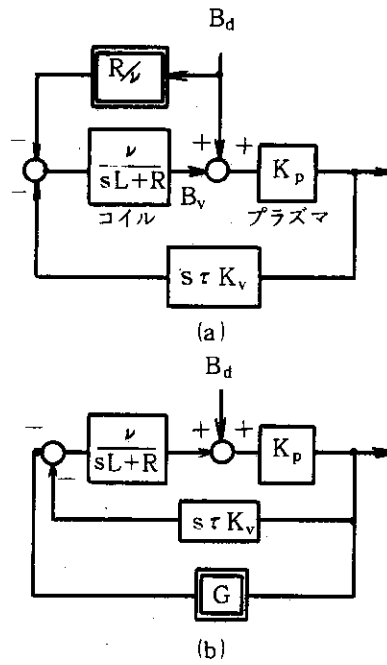


図 3.5 (a)フィードフォワード制御のモデル。  
 (b)フィードバック制御のモデル。二重  
 わくで囲んだ部分が外部制御系の伝達  
 関数を示している。

で与えられる。 $B_d(s)$ として単位ステップ関数を考えると、 $(V_{ex})_{FB}$ は初期値 $LGK_p / (L + \tau \nu K_v K_p)$ を持ち、時定数 $(L + \tau \nu K_v K_p) / (R + G \nu K_p)$ で最終値 $RGK_p / (R + \nu K_p G)$ に近づく。

フィードフォワード制御とフィードバック制御について、必要な電圧を比較してみると、初期値については

$$\left( \frac{(V_{ex})_{FF}}{(V_{ex})_{FB}} \right)_{t=0} = \frac{R}{\nu} \frac{L + \tau \nu K_v K_p}{LGK_p} = \frac{L + \tau \nu K_p K_v}{\tau \nu K_p G}, \quad (3.26)$$

であるが、 $L \ll \tau \nu K_v K_p$ の場合には

$$\left( \frac{(V_{ex})_{FF}}{(V_{ex})_{FB}} \right)_{t=0} \approx \frac{K_v}{G}, \quad (3.27)$$

と近似できる。すなわち $G$ を $K_v$ よりも大きくとろうとすると、フィードバック制御のほうが必要な電圧は高く、この比は $G$ に反比例する。最終値については

$$\left( \frac{(V_{ex})_{FF}}{(V_{ex})_{FB}} \right)_{t=\infty} = 1 + \frac{R}{\nu K_p G} > 1. \quad (3.28)$$

したがって定常状態ではフィードフォワード制御のほうが高い電圧を必要とする。

電源容量の観点からみたフィードフォワード制御の利点は、式(3.27)に示されるように、フィードバック制御では過渡的に大電圧を必要とする時間領域において、必要な電圧が小さくてすむことであろう。これは電源容量がコストを決定するような大型装置では非常な長所である。

### 3.3 分離制御

いままでの取り扱いでは水平方向変位の制御のみを対象として記述した。JT-60では垂直方向変位、プラズマ断面の楕円変形も制御の対象としている。水平方向変位を補正するための垂直磁場コイルはまた $n$ インデックスを作るために四重極磁場成分を持っている。したがって垂直磁場コイルを操作するときは、四重極磁場コイルも補正分だけ操作する必要がある。以下のふたつの節では水平方向制御系と、楕円形状制御系を一括して検討する。

みとおしをよくするため、ライナー、トロイダルコイルのシェル効果は無視する。 $I_p, A$ の変化は無視する。議論の道筋をたどることを目標とし、精確な議論でも煩雑な部分は省略する。

基礎となる式は

$$x = K_{px} (\nu_{vx} I_v + B_{dx}), \quad (3.29)$$

$$y = K_{py} (\nu_{vy} I_v + \nu_q I_q + B_{dy}), \quad (3.30)$$

$$L_q \dot{I}_{pq} + \dot{M}_{pq} I_p + M_{vq} \dot{I}_v + R_q I_q = V_q, \quad (3.31)$$

$$L_v \dot{I}_{vp} + \dot{M}_{vp} I_p + M_{vq} \dot{I}_q + R_v I_v = V_v, \quad (3.32)$$

である。前回のレポート同様、垂直磁場コイルの巻数 $N_v$ を、垂直磁場をつくるぶん $N_{1v}$ と、四重極磁場をつくるぶん $N_{2v}$ にわけて考える。

$$\alpha = n r_v / R_0 \quad (3.33)$$

を用いれば

$$N_{1v} = N_v / (1 + \alpha), \quad (3.34)$$

$$N_{2v} = \alpha N_v / (1 + \alpha), \quad (3.35)$$

であるが、インダクタンスの計算に用いる巻数は、それぞれ  $N_{1v}/2$  と  $N_{2v}/4$  である。四重極コイルと相互作用を持つのは  $N_{2v}$  のみとする。式 (3.29) ~ (3.32) の係数は設計定数を用いて以下のようにならわせる。

$$K_{px} = R_0^2 / (\Gamma \mu_0 I_0),$$

$$K_{py} = 2 \pi a_p^2 / (\mu_0 I_0),$$

$$\nu_{vx} = \mu_0 N_v / \{ 8 r_v (1 + \alpha) \},$$

$$\nu_{vy} = \alpha \mu_0 N_v a_p / \{ 16 r_v^2 (1 + \alpha) \},$$

$$\nu_q = \mu_0 r_p N_q / (8 r_q^2),$$

$$L_v = L_{vx} + L_{vy},$$

$$L_{vx} = \frac{\pi^2 \mu_0 R_0}{4} \left\{ \frac{N_v}{2 (1 + \alpha)} \right\}^2,$$

$$L_{vy} = \frac{\pi^2 \mu_0 R_0}{2} \left\{ \frac{\alpha N_v}{4 (1 + \alpha)} \right\}^2,$$

$$L_q = \pi^2 \mu_0 R_0 N_q^2 / 32,$$

$$M_{vq} = \frac{\pi^2 \mu_0 R_0}{32} \frac{r_v^2}{r_q^2} \frac{\alpha N_v N_q}{1 + \alpha},$$

$$\dot{M}_{vp} = \dot{M}_{vpx} + \dot{M}_{vpy},$$

$$\dot{M}_{vpx} = \frac{\pi \mu_0 R_0}{2} \frac{\dot{x}}{r_v} \frac{N_v}{2 (1 + \alpha)},$$

$$\dot{M}_{vpy} = \frac{\pi^2 \mu_0 R_0}{2} \frac{a_p \dot{y}}{r_v^2} \frac{\alpha N_v}{4 (1 + \alpha)},$$

$$\dot{M}_{pq} = \frac{\pi^2 \mu_0 R_0}{8} \frac{a_p \dot{y}}{r_q^2} N_q.$$

$x, y$  を用いて (3.31), (3.32) を書き直すと

$$L_q \dot{I}_q + \frac{M}{r_q} I_p \dot{y} + M_{vq} \dot{I}_v + R_q I_q = V_q, \quad (3.36)$$



$$L_v \dot{I}_v + \left( \frac{M_y}{r_v} \dot{y} + \frac{M_x}{r_v} \dot{x} \right) I_p + M_{vq} \dot{I}_q + R_v I_v = V_v, \quad (3.37)$$

ただし,  $M, M_x, M_y$  はインダクタンスの次元を持ち

$$M = \frac{\pi^2 \mu_0 R_0 a_p N_q}{8 r_q},$$

$$M_x = \frac{\pi \mu_0 R_0}{4} \frac{N_v}{1 + \alpha},$$

$$M_y = \frac{\pi^2 \mu_0 R_0 a_p}{8 r_v} \frac{\alpha N_v}{1 + \alpha},$$

である。式 (3.29), (3.30), (3.37) をラプラス変換すれば

$$\begin{pmatrix} sL_v + R_v & sM_{vq} & sM_x I_p / r_v & sM_y I_p / r_v \\ sM_{vq} & sL_q + R_q & 0 & sM I_p / r_q \\ -K_{px} \nu_{vx} & 0 & 1 & 0 \\ -K_{py} \nu_{vy} - K_{py} \nu_q & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_v \\ I_q \\ x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_v \\ V_q \\ K_{px} B_{dx} \\ K_{py} B_{dy} \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

および図 3.6 に示したブロックの図を得る。式 (3.38) の左辺のつくる行列を  $A$ , 余因子を  $A_{ij}$  とすると

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \frac{1}{|A|} \begin{pmatrix} |A_{13}| & |A_{23}| \\ |A_{14}| & |A_{24}| \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_v \\ V_q \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} |A_{33}| & |A_{43}| \\ |A_{34}| & |A_{44}| \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K_{px} B_{dx} \\ K_{py} B_{dy} \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

として変位・変形をあらわす式が得られる。

外乱の相互作用を打ち消すために, 図 3.7 に示すように操作量  $V_v, V_q$  は状態量  $x, y$  の線型関数として定める。すなわち

$$\begin{pmatrix} V_v \\ V_q \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{11} & K_{12} \\ K_{21} & K_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

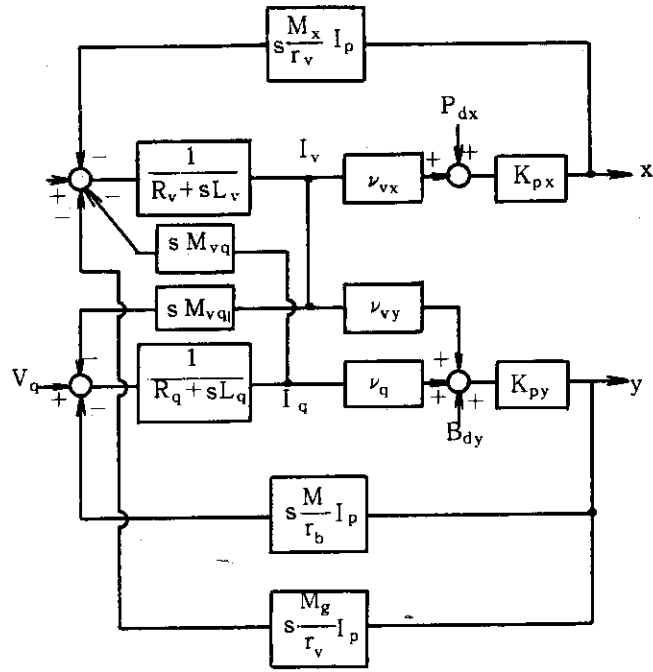


図 3.6 水平変位と楕円変形の相互作用のブロック図

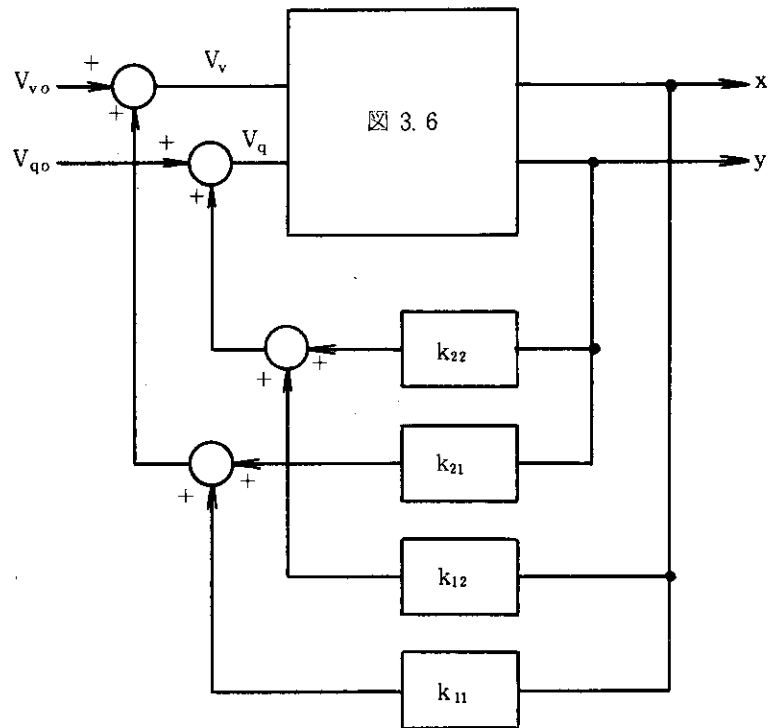


図 3.7 分離制御のブロック図

これを式 (3.39) に代入して整理すると

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} l_{11} & l_{12} \\ l_{21} & l_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K_{px} B_{dx} \\ K_{py} B_{dx} \end{pmatrix}, \quad (3.41)$$

を得ることができる。 $l_{12} = l_{21} = 0$  となるように  $K_{ij}$  をえらべば、 $x$  と  $y$  を分離して制御できる。フィードバックの利得は  $l_{11}$ ,  $l_{22}$  によって定まる。実時間で計算すべき式は、式 (3.40) である。

じつはこのようにして得られる  $K_{ij}$  は  $s$  の関数であり、実際に実現できるかどうかは疑問である。またこのような補償により不可制御モードが生ずる危険も指摘されている。<sup>11)</sup>

### 3.4 多変数制御

3.1 節で述べたようにプラズマ電流  $I_p$  の変化は水平変位の制御に影響するので、 $I_p$  を一定に保つように変流器コイルの電源を操作すればよりよい制御成績が得られると推察される。この節では  $x$ ,  $y$ ,  $z$  とともに  $I_p$  も制御の対象とみなす制御法について述べる。 $A$  も不可制御ではあるが独立した状態変数とみなすが  $a_p$  は一定と近似する。 $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $I_p$ ,  $A$  は後述するように可観測である。 $V_v$ ,  $V_H$ ,  $V_q$  および変流器コイル電圧  $V_c$  を操作量とし、 $I_v$ ,  $I_H$ ,  $I_q$  および  $I_c$  を媒介変数として採用する。ライナー、トロイダルコイルのシェル効果は無視する。外乱磁場はないものとする。3.2 節の前半に述べた線型化がなり立つ範囲の議論とする。正確な記述は煩雑なので、おおよその筋道をたどるのとどめる。また、物理的なイメージとの対応を重視するためにラプラス変換によらず、時間領域で取り扱う。

式 (3.23) はつぎのように簡略化される。

$$x = K_p B_v - \frac{\mu_0}{2\pi\Gamma B_{v0}} \left[ \left( \ell n \frac{8R_0}{a_0} + A_0 - \frac{1}{2} \right) I_d + I_0 A_d \right]. \quad (3.42)$$

また垂直方向変位、断面の楕円変形はそれぞれ

$$z = R_0 B_H / (n B_{v0}), \quad (3.43)$$

$$y = \frac{2\pi a_0^2}{\mu_0} \left( \frac{B_q}{I_0} - \frac{B_{q0} \Delta I_p}{I_0^2} \right), \quad (3.44)$$

で与えられる<sup>1)</sup>。ここで  $\Delta I_p$  は式 (3.18) で表わされる。

コイル間の相互作用は、回路方程式

$$L_v \dot{I}_v + \dot{M}_{pv} I_0 + M_{vq} \dot{I}_q + R_v I_v = V_v, \quad (3.45)$$

$$L_q \dot{I}_q + \dot{M}_{pq} I_0 + M_{vq} \dot{I}_v + R_q I_q = V_q, \quad (3.46)$$

$$L_H \dot{I}_H + \dot{M}_{pH} I_0 + R_H I_H = V_H, \quad (3.47)$$

によって与えられるが、これらの式は式 (3.42) ~ (3.44) とつぎの関係式

$$\dot{M}_{pv} = \frac{1}{r_v} (M_{vx} \dot{x} + M_{vy} \dot{y}), \quad (3.48)$$

$$\dot{M}_{pq} = \frac{M_q}{r_p} \dot{y}, \quad (3.49)$$

$$\dot{M}_{pH} = \frac{M_H}{r_H} \dot{z}, \quad (3.50)$$

$$B_v = \nu_v I_v, \quad (3.51)$$

$$B_H = \nu_H I_H, \quad (3.52)$$

$$B_q = \nu_q I_q, \quad (3.53)$$

によって結びつけることができる。ただし式 (3.48) ~ (3.50) において右辺のMはインダクタンスの次元を持つ量で、(3.48) においては垂直磁場コイルの垂直磁場成分・四重極成分それぞれのプラズマとの相互作用を分離して添字 x, y であらわした。式 (3.51) ~ (3.53) を式 (3.42) ~ (3.44) に代入すると  $I_v, I_q, I_H$  (および  $I_v, I_q, I_H$ ) が求められ、その結果を式 (3.45) ~ (3.47) に代入すると、まず

$$\dot{z} \left( \frac{L_H n B_{v0}}{\nu_H R_0} + \frac{M_H}{r_H} I_0 \right) = -z \left( \frac{R_H n B_{v0}}{\nu_H R_0} \right) + V_H, \quad (3.54)$$

が分離される。したがって z は他の状態変数と無関係なので独立に扱ってよいことになる。x, y,  $I_d, A_d$  に関する部分はずぎのかたちにまとめられる。

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{A}_d \\ \dot{I}_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ A \\ I_d \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_v \\ V_q \end{pmatrix} \quad (3.55)$$

$C_{ij}, d_{ij}$  の表記はここでは省略する。プラズマ電流については

$$\begin{pmatrix} L_p & M_{pc} \\ M_{pc} & L_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_d \\ I_c \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} R_p & 0 \\ 0 & R_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_d \\ I_c \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ V_c \end{pmatrix}, \quad (3.56)$$

の関係が成り立つ。また  $A_d$  に関し

$$\dot{A}_d = (A_d + A_s) / \tau_A, \quad (3.57)$$

なる関係を仮定する。 $A$  は式 (3.2) に示されるような関係で  $\beta$  と対応するので、 $A_s$  は、例えば中性粒子入射などの、 $\beta$  (すなわち  $A_d$ ) の発生項とみなすことができる。従来のトカマクの実験結果は式 (3.57) のような関係を示唆している。式 (3.55) ~ (3.57) をまとめて

$$\mathbf{C}\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{D}\mathbf{x} + \mathbf{u}, \quad (3.58)$$

$$\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_5) = (x, y, I_d, I_d, I_c),$$

$$\mathbf{u} = (u_1, \dots, u_5) = (V_v, V_q, A_s, 0, V_c),$$

とあらわすことができる。

$$\begin{aligned} \mathbf{C}^{-1} &= \mathbf{B}, \\ \mathbf{C}^{-1} \mathbf{D} &= \mathbf{A}, \end{aligned} \quad (3.59)$$

を用いると、式 (3.58) は次のようになる。

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}\mathbf{u}. \quad (3.60)$$

フィードバックは以下のように行なう。式 (3.58) の  $\mathbf{u}$  を操作可能なものと不可能なものに分ける。

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \mathbf{u}_a + \mathbf{u}_d, \\ \mathbf{u}_a &= (u_1, u_2, 0, 0, u_5) = (V_v, V_q, 0, 0, V_c), \\ \mathbf{u}_d &= (0, 0, u_3, u_4, 0) = (0, 0, A_s, 0, 0), \end{aligned} \quad (3.61)$$

フィードバックの係数のつくる行列を  $\mathbf{K}$  として

$$\mathbf{u}_a = \mathbf{K}\mathbf{x}, \quad (3.62)$$

によって外部の操作量を定める。ただし  $\mathbf{K}$  の要素のうち  $k_{3j} = k_{4j} = 0$  ( $j = 1, \dots, 5$ ) である。式 (3.60) の右辺は

$$\begin{aligned} \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}\mathbf{u} &= \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}(\mathbf{u}_a + \mathbf{u}_d) \\ &= (\mathbf{A} + \mathbf{B}\mathbf{K})\mathbf{x} + \mathbf{B}\mathbf{u}_d, \\ &= \mathbf{L}\mathbf{x} + \mathbf{B}\mathbf{u}_d, \end{aligned} \quad (3.63)$$

$$\mathbf{L} = \mathbf{A} + \mathbf{B}\mathbf{K}, \quad (3.64)$$

となる。ここで

$$\mathbf{L} = \mathbf{L}_0 = \begin{pmatrix} l_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & l_{22} & 0 & 0 & 0 \\ l_{31} & l_{32} & l_{33} & l_{34} & l_{35} \\ 0 & 0 & 0 & l_{44} & 0 \\ l_{51} & l_{52} & l_{53} & l_{54} & l_{55} \end{pmatrix}, \quad (3.65)$$

となるように  $\mathbf{K}$  を定める。いいかえると、実質的には 3 行 5 列の行列である  $\mathbf{K}$  を定めると、 $\mathbf{L}$  のうち 3 行 5 列は決定できるので、 $\mathbf{L}$  の行のうち制御対象となる状態量  $x, y, i_d$  を定める行を、式 (3.65) のように決定するのである。このように  $\mathbf{K}$  を定めると状態変数間の相互作用は排除され、たとえば  $x$  については、 $y, I_d, A_d$  の変化に起因するものは完全にゼロとすることができる。また外乱、雑音に対する制御系の利得は対角要素  $l_{11}, l_{22}, l_{44}$  によって定まる。

中性子入射などの予知可能な外乱に対しては

$$\mathbf{u}_a = \mathbf{K}\mathbf{x} + \mathbf{K}_d \mathbf{u}_d, \quad (3.66)$$

によりもうひとつの行列（やはり実質的には3行5列の行列である） $\mathbf{K}_d$ を導入すると、(3.60)の右辺は

$$\begin{aligned} \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}\mathbf{u} &= (\mathbf{A} + \mathbf{B}\mathbf{K})\mathbf{x} + \mathbf{B}(\mathbf{K}_d + \mathbf{I})\mathbf{u}_d \\ &= \mathbf{L}\mathbf{x} + \mathbf{M}\mathbf{u}_d, \end{aligned} \quad (3.67)$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{B}(\mathbf{K}_d + \mathbf{I}), \quad (3.68)$$

となる。ここで

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} & m_{35} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ m_{51} & m_{52} & m_{53} & m_{54} & m_{55} \end{pmatrix}, \quad (3.69)$$

となるように $\mathbf{K}_d$ を定めることができれば、外乱の影響も排除できる。（ただし、 $\mathbf{u}_d$ が式(3.61)であらわせる場合は $m_{13} = m_{23} = m_{43} = 0$ でありさえすればよい。）

この方法を実際の制御に応用しようとする、節のはじめにあげた仮定に関するものを除いても、いくつかの問題がある。まず式(3.58)から式(3.60)が導けるためには、 $\mathbf{B}$ の逆行列 $\mathbf{B}^{-1}$ が存在しなければならないが、これはそうきびしい条件ではない。式(3.56)および(3.57)の係数の決め方はプラズマ物理の問題とも関連するもので、今後の検討が必要である。

### 3.5 最適制御

前節までの議論では操作対象であるコイルの電圧・電流に対する制限は考慮しなかったが、実際の制御系ではこうした制限に目をつぶることはできない。したがっていくつかの制限条件のもとで、与えられた評価関数に極値を与えるべく制御を行なうことというかたちで問題を考えるのが妥当であろう。このような立場の理論は最適制御とよばれる範疇に入る。

具体的にはRiccatiの方程式により式(3.62)に対応するフィードバック係数を求めることになる<sup>12)</sup>。前章までの方法では、補償も考慮するとすれば、PID制御に代表される方式をとることになるのに対し、評価関数に極値を与える方式ではバングバング制御等も候補に上るであろう。

いずれにせよ制御条件まで考慮すると各コイルの電流・電圧などかなりの情報量にもとづいて操作量を計算しなければならない。この節のはじめに述べたように、制御の「高級さ」と「スピード」の選択にはトレード・オフが要求される。

### 3.6 非実時間制御

いままではプラズマ放電中の実時間での制御を対象として議論してきた。現状ではトカマク・プラズマはパルス的に生成され、JT-60の場合は10秒程度の放電につづいて5分ないし10分程度の放電準備時間がつづく。この準備時間にも計算機を用いて実時間制御に必要な計算を行なうことを検討中である。

3.1節に述べた適応制御以外の手法では、式(3.13)に示されるようにプラズマの運動方程式を線型化している。この線型化が成り立つためには $I_p$ ,  $A$ が大きくかわらないという仮定があるが、この仮定は現実的でなくて、むしろ(3.14)の $B_{vo}$ を時間の函数として実時間制御系に与えてしまうほうが賢明であると思われる。この $B_{vo}(t)$ の設定と、その設定をプラズマの実測にもとづいて修正することが、非実時間で行なうべき計算のひとつになるであろう。

また予知する外乱について、たとえば式(3.66)の方法で対処することができると考えられるが、この式の係数の設定と修正も非実時間で行なわねばならない。

上記のうち「修正」の部分は、計算機が「学習」することによってある程度自動的に行なえるものと考えられるが、その手法は確立されてはいない。最大傾斜法に代表される静的最適化からのアプローチや、運転をパターンとしてとらえるパターン認識からのアプローチが考えられる<sup>15)</sup>。

## 4. 位置・断面形状の検出

位置・断面形状の検出にはいくつかの方法が考えられるが、信頼性、得られる情報の多様さ（位置・断面形状のみならず  $I_p$ ,  $A$  等も求められる方法もある）、情報処理の複雑さ（位置・断面形状を求めるにはふつう計算処理を必要とする）等にいずれも一長一短がある。制御に用いたのと別な検出方法によって放電後クロスチェックを行なう必要があるであろう。また同一の方法でも複数組の検出器を用意しておき随時故障のチェックを行なうことも必要である。

また、ここでは検出器と制御器とが別な場合について述べるが、制御器すなわち制御用コイルの渦電流を測定して制御に用いる方法も考えられる。この方法については別に発表する<sup>16)</sup>。

### 4.1 磁気プローブによる方法

この検出法はソ連における一連の実験で実績があり、JIPPT-II で実時間制御に用いることが計画されている<sup>7)</sup>。またCLEOにおいて実時間制御に用いられた正弦プローブ法も<sup>8)</sup>、この検出法を変形したもののみならずとみなすことができる。この方法によれば  $x, y, z$  のみならず  $I_p, A$  も求められるので、前述した適応制御、フィードフォワード制御、多変数制御等のテクニックは容易に実現できる。反面、最終的な結果を得るまでにはかなり複雑な計算手順を必要とするので、実時間制御において用いると計算時間に起因するむだ時間が導入されることになる。

この節では添字  $h, v, q$  で水平変位、垂直変位、断面の楕円変形をあらわすことにする。まず水平変位について考えよう。水平変位によるポロイダル磁場は、ライナーと制御用コイル中間領域で

$$H_{h\omega} = A + B_{h\omega} \cos \omega, \quad (4.1)$$

$$A = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi r}, \quad (4.2)$$

$$B_{h\omega} = -\frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_0} \ell_n \frac{8R}{r} + \frac{1}{2\pi R_0} \left( C_2 - \frac{C_1}{r^2} \right), \quad (4.3)$$

$$H_{h\rho} = B_\rho \sin \omega, \quad (4.4)$$

$$B_{h\rho} = -\frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left( \ell_n \frac{8R_0}{r} - 1 \right) + \frac{1}{2\pi R} \left( C_2 + \frac{C_1}{r^2} \right), \quad (4.5)$$

であらわせる<sup>10)</sup>。ここで

$$C_1 = -\frac{\mu_0 I_p}{2} a_p^2 \left( \frac{2R_0 x}{a_p^2} + A + \frac{1}{2} \right) - \mu_0 \pi R_0 i_v r_v^2, \quad (4.6)$$

$$C_2 = \frac{\mu_0 I_p}{2} \left( \ell_n \frac{8R_0}{a_p} + A - \frac{1}{2} \right) + \mu_0 \pi R_0 i_v, \quad (4.7)$$



また  $i_v$  は垂直磁場コイルの電流密度である。ライナーに流れる電流は無視した。また、次の関係を用いる。

$$a_p = a_0 - kx. \quad (4.8)$$

プラズマがリミターに接触するときは  $k = \pm 1$  である。接触しないときは  $k = \lambda (a_0/R_0)$ ,  $\lambda = 1/2$  とおく。A,  $B_{h\omega}$ ,  $B_{h\rho}$  の測定値から  $x$ , A,  $I_p$  を求める。すなわち

$$I_p = \frac{2\pi r}{\mu_0} A, \quad (4.9)$$

$$A = \frac{2\pi R_0}{\mu_0 I_p} (B_{h\omega} + B_{h\rho}) - \ell n \frac{r}{a_0} - \frac{2\pi R_0 i_v}{I_p}, \quad (4.10)$$

$$x = \frac{r^2}{R_0 - a_0 k (A + 1/2)} \left[ \frac{\pi R_0}{\mu_0 I_p} (B_{h\omega} - B_{h\rho}) + \frac{1}{4} - \frac{1}{2} \frac{a_0^2}{r^2} \left( A + \frac{1}{2} \right) - \frac{\pi R_0 i_v}{I_p} \frac{r^2}{r^2} \right]. \quad (4.11)$$

垂直変位、断面の楕円変形の検出ではトロイダル効果は高次の効果として無視できる<sup>1)</sup>。またライナーの電流も無視することにする。垂直変位によるポロイダル磁場は

$$H_{v\omega} = A + B_{v\omega} \cos(\omega + \pi/2), \quad (4.12)$$

$$B_{v\omega} = -\frac{1}{2} \left( \frac{\mu_0 i_H r}{r_H} - \frac{\mu_0 I_0 z}{\pi} - \frac{a_p}{r^3} \right). \quad (4.13)$$

したがって  $a_p \sim a_0$  と近似すると

$$z = \frac{2\pi r^3}{\mu_0 I_p a_0} \left( B_{v\omega} + \frac{1}{2} \frac{\mu_0 i_H r}{r_H} \right). \quad (4.14)$$

断面の楕円変形によるポロイダル磁場についても、式(4.12)～(4.14)と対応する関係式が得られる。すなわち

$$H_{q\omega} = A + B_{q\omega} \cos 2\omega, \quad (4.15)$$

$$B_{q\omega} = -\frac{1}{2} \left( \frac{\mu_0 i_q r}{r_q} - \frac{\mu_0 I_p y}{\pi} - \frac{a}{r^3} \right). \quad (4.16)$$

$$y = \frac{2\pi r^3}{\mu_0 I_p a_0} \left( B_{q\omega} + \frac{1}{2} \frac{\mu_0 i_q r}{r_q} \right). \quad (4.17)$$

測定には図4.1(a)に示す $\omega$ 成分を検出するプローブ群と、(b)に示す $\rho$ 成分を検出するプローブ群を用いる。図(a)の $k$ ばんめのプローブの信号を積分した信号を $u_k$ とすると

$$u_k = A + u_{kh} + u_{kv} + u_{kq}, \quad (4.18)$$

この各項は次式の各項と対応する。

$$H_\omega = A + B_{h\omega} \cos \omega + B_{v\omega} \cos (\omega + \pi/2) + B_{q\omega} \cos 2\omega. \quad (4.19)$$

$\cos \omega, \cos (\omega + \pi/2), \cos 2\omega$  が互に直交するので

$$B_{h\omega} = \int_0^{2\pi} H_\omega \cos \omega d\omega, \quad (4.20)$$

$$B_{v\omega} = \int_0^{2\pi} H_\omega \cos (\omega + \pi/2) d\omega, \quad (4.21)$$

$$B_{q\omega} = \int_0^{2\pi} H_\omega \cos 2\omega d\omega. \quad (4.22)$$

また信号の単純和から A が求められる。この計算を図 4.1(a) のプローブ群の信号について離散的に行なう。すなわち、

$$A = \frac{1}{8} \sum_{k=0}^7 u_k, \quad (4.23)$$

$$B_{h\omega} = \frac{1}{4} \sum_{k=0}^7 u_k \cos \left( \frac{4\pi}{k} \right), \quad (4.24)$$

$$B_{v\omega} = \frac{1}{4} \sum_{k=0}^7 u_k \cos \left( \frac{4\pi}{k} + \frac{\pi}{2} \right), \quad (4.25)$$

$$B_{q\omega} = \frac{1}{4} \sum_{k=0}^7 u_k \cos \left( \frac{2\pi}{k} \right). \quad (4.26)$$

また、図 4.1(b) のプローブにより

$$H_\rho = B_{h\rho} \sin \omega, \quad (4.27)$$

が検出できる。上、下のプローブの信号を  $u_u, u_d$  であらわすと、

$$B_{h\rho} = (u_u - u_d) / 2. \quad (4.28)$$

この方法において検出量から状態量を求めるために必要な計算は、式 (4.23) ~ (4.26), (4.28) (4.9) ~ (4.11), (4.14) および (4.17) である。

## 4.2 光学的方法

図 4.2 に示すように、 $H_\alpha$  線はプラズマ周辺においてピーク値をとる。したがってプラズマ周辺部の  $H_\alpha$  線を空間的に精度よく測定すれば、 $x, z, y$  および  $a_p$  が得られる。図 4.2 に示すような分布を求めるにはアーベル変換を必要とするが、単に制御のために  $x, z, y, a_p$  を求めるのであれば複雑な計算は必要としない。

実際のセットアップとして、図 4.3 に示すようなものを検討している。すなわち、図 4.3(a) のよう

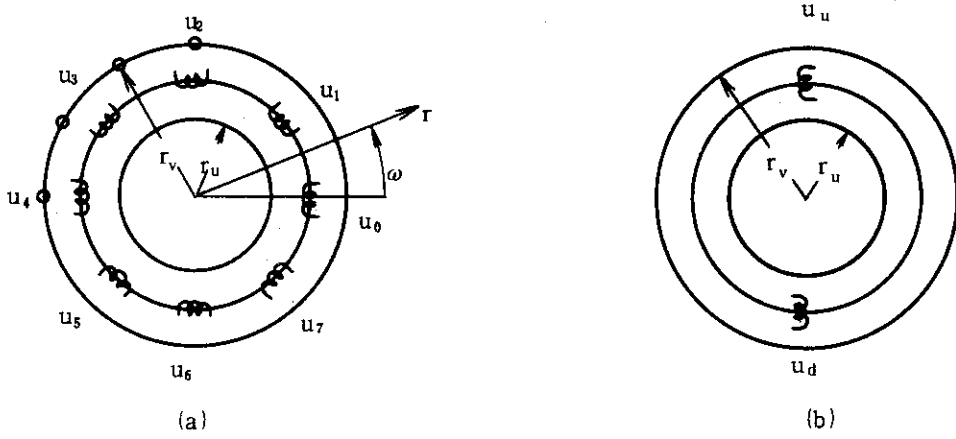


図 4.1 磁気プローブの配置。(a)ポロイダル磁場の $\omega$ 成分検出用。(b) $\rho$ 成分検出用

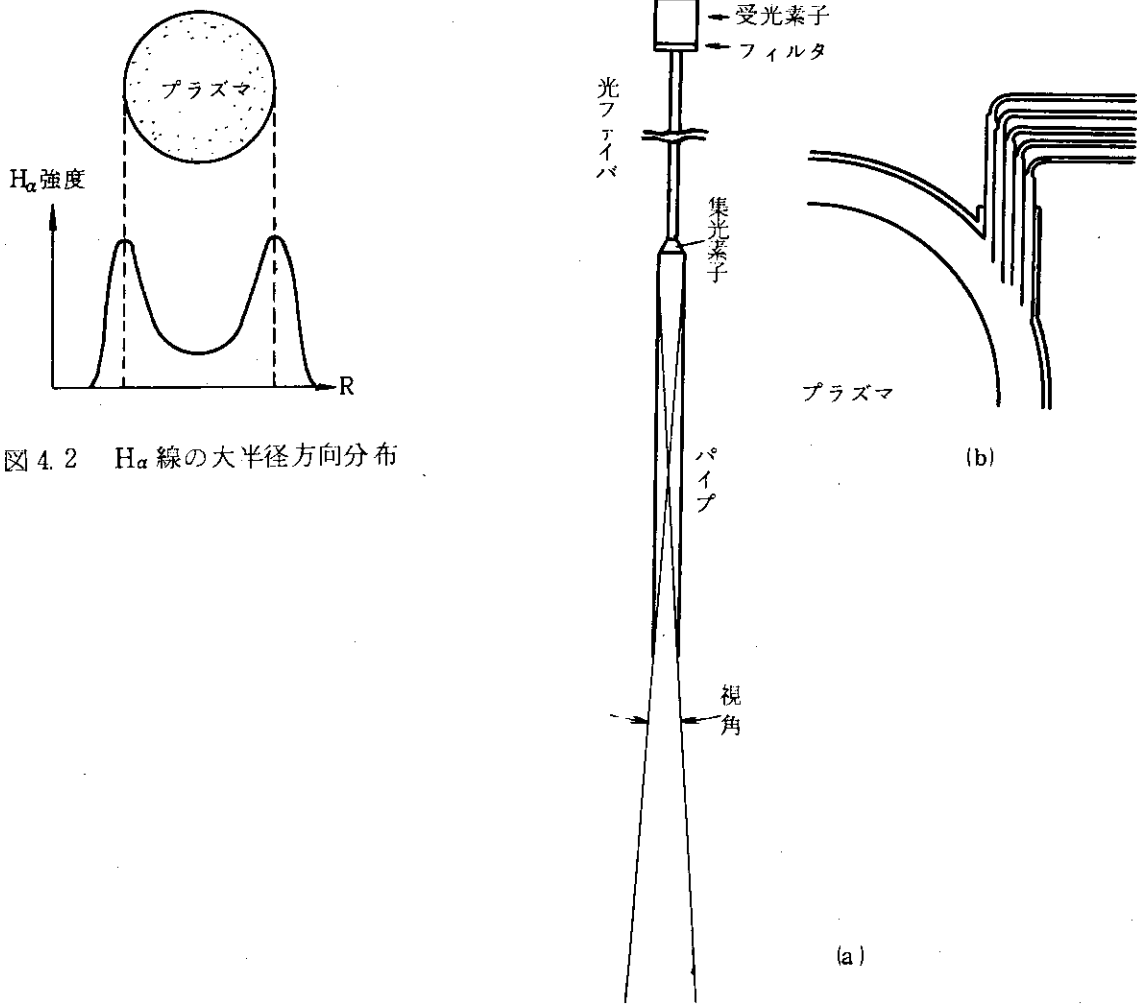


図 4.2  $H_\alpha$  線の大半径方向分布

図 4.3 光学的な検出法

にパイプの末端に光ファイバをつけたものを(b)のように大半径方向にならべる。パイプには二つの役割がある。視角を制限し、位置測定の空間的な分解能をあげることに、プラズマからのスパッタリングから光学系を保護することである。光通信用のファイバケーブルを用いればファイバ内の損失は  $3\text{dB}/100\text{m}$  以下にできる。物理的な面ではプラズマの光源としての強度の推定、技術的な面では受光素子の感度、光学系の冷却の方法、X線の影響などを検討中である。

この方法は磁気プローブ法にくらべより直接的であるという長所があるが、 $I_p$ ,  $A$  の値を知ることができない。JT-60 に応用する場合はポートが小さいため、広い領域にわたって変位・変形を検出できないのが難点である。

(補遺) 式 (4.13), (4.16) の導出

まず式 (4.16) を導く。プラズマ半径が

$$a_p = a_0 + y \cos 2\omega, \quad (4.29)$$

で示されるような変形をうけているとする。トロイダル効果は無視し図 4.4 にその断面を示すような円筒座標で考える。図の領域 I, II, III におけるベクトルポテンシャルは電流密度を  $j$  とすると

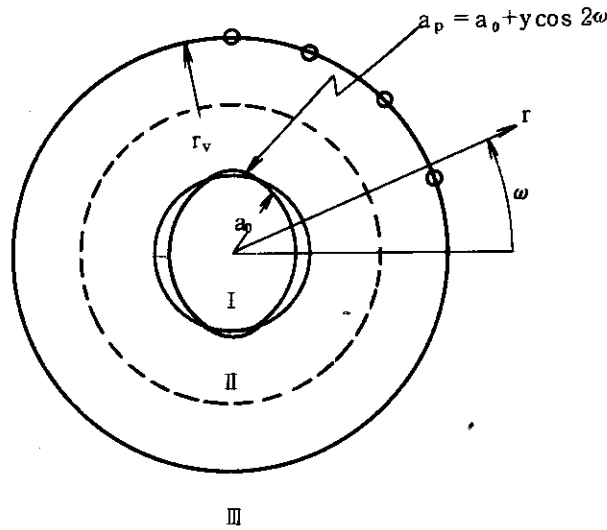


図 4.4 プラズマと装置のポロイダル断面

$$A_z^I = -\frac{1}{4} \mu_0 j r^2 + A_{00} \left( \frac{r}{a_p} \right)^2 \cos 2\omega, \quad (4.30)$$

$$A_z^{II} = A_0 + A_1 \ln \frac{r}{a_p} + \left\{ A_2 \left( \frac{r}{a_p} \right)^2 + A_3 \left( \frac{a_p}{r} \right)^2 \right\} \cos 2\omega, \quad (4.31)$$

$$A_z^{III} = A_0 + A_1 \ln \frac{r}{a_p} + A_4 \left( \frac{r_q}{r} \right)^2 \cos 2\omega, \quad (4.32)$$

によって表わされる。次の境界条件

$r = r_p$  において

$$\left. \begin{aligned} A_z^I &= A_z^{II}, \\ -\frac{\partial A_z^{II}}{\partial r} + \frac{\partial A_z^I}{\partial r} &= \mu_0 j y \cos 2\omega, \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

$r = r_q$  において

$$\left. \begin{aligned} A_z^{II} &= A_z^{III}, \\ -\frac{\partial A_z^{III}}{\partial r} + \frac{\partial A_z^{II}}{\partial r} &= \mu_0 i_q \cos 2\omega, \end{aligned} \right\} \quad (4.34)$$

と式 (4.30) ~ (4.32) とから  $A_0, \dots, A_4$  がつぎのように定められる。

$$A_0 = -\frac{1}{4} \mu_0 j a_p^2, \quad (4.35)$$

$$A_1 = -\frac{1}{2} \mu_0 j a_p^2, \quad (4.36)$$

$$A_2 = \frac{\mu_0 i_q a_p^2}{4 r_q}, \quad (4.37)$$

$$A_3 = \frac{1}{4} \mu_0 j y a_p, \quad (4.38)$$

$$A_4 = \frac{1}{4} \left\{ \mu_0 i_q r_q + \mu_0 j y a_p \left( \frac{a_p}{r_q} \right)^2 \right\}. \quad (4.39)$$

これを

$$H_\omega = -\frac{\partial A_z^\Pi}{\partial r} = -\left\{ \frac{A_1}{r} + 2 \left( A_2 \frac{r}{a_p^2} - A_3 \frac{a_p^2}{r^3} \right) \cos 2\omega \right\}, \quad (4.40)$$

に代入し、右辺 =  $A + B_{q\omega} \cos 2\omega$  とおき、さらに  $I_p = \pi a_p^2 j$  とおきかえれば、式 (4.16) が得られる。式 (4.13) の導出には、プラズマ半径が

$$a_p = a_0 + z \cos (\omega + \pi/2), \quad (4.41)$$

で表わされるものと仮定し、あとは上述したのとまったく同様の手順をたどればよい。

## 5. あ と が き

このレポートでは本体の設計の制御性に与える影響、制御の方法、位置・断面形状の検出法の三つについて記述した。前回のレポート同様垂直方向変位と楕円変形のとりあつかいではトロイダル効果を考慮しなかった。

また、外部制御系の性能は計算機と電源によってきまる。計算機としてはアナログ式のものやデジタル式のものがあり、一般に前者はスピード、価格の点で、後者は精度と柔軟さの点で特色があるとされている。第3章の後半に述べた「高級な」制御はデジタル式でなければ実行はむづかしい。両者の特色を生かしたハイブリッド式も考えることができる。トカマクの位置制御においては、アナログ式はCLEO<sup>8)</sup> TFRで実績があるが、デジタル式はまだ計画段階にある。JT-60における制御系でどちらの方式を用いるかはまだ検討中であるが、非実時間の計算機にはデジタル計算機を用いるつもりである。

電源（あるいは計算機出力とコイル入力をつなぐ増幅器と称した方が正確かもしれない）にはもはやトランジスタ式<sup>8)</sup>はパワーの点で考慮外である。テータ・ピンチ等の短寿命のパルスプラズマの不安定性のフィードバック制御には1GW程度のパワーを持つ真空管回路が用いられており<sup>13)</sup>、JT-60でもこの方式を検討してはいるが、価格の点からサイリスタ方式を第一候補と考えている。サイリスタ方式の場合は入出力特性は非線型性を持ち、その回路に忠実な数学的表現を行なうと煩雑なものになるが、階段波近似により線型化すると一種のサンプル値制御系と近似することができ、デジタル制御と類似のものになる。サイリスタのトリガ用のパルス位相制御回路をデジタル化できれば<sup>14)</sup>、デジタル計算機とはきわめて相性のよい電源であろう。

また、2.2節の最後に述べたように、コイル電流から計算機出力への小フィードバックループをつくるとコイルの時定数をみかけ上小さくできるが、この方法は電源の方式に依存する。いずれにせよ電源と計算機に関しては稿をあらためて述べることにしたい。このレポートにおいては著者のひとりがたずさわったJIPPT-IIの水平変位制御系の設計において、実際に用いることにした計算機とサイリスタ電源の仕様にもとづき、妥当な性能を仮定して検討した。

## 文 献

- 1) 鈴木, 二宮, 亀有: JAERI-M6050 (1975)
- 2) 99AR-0030-1 FACOM ADSL (富士通, 1975)
- 3) M. Yoshikawa et al.: IAEA Meeting of Specialists on Large Tokamak Experiments (Dubna, USSR, 1975)
- 4) Y. Suzuki: private Communication
- 5) A. Kameari: JAERI-M (to be published)
- 6) M. Fujiwara et al.: IPPJ-T-22 (1974)
- 7) 小方: 博士論文 (東京大学, 1975), M. Fujiwara et al.: Jap. J. Appl. Phys. 14 675 (1975)
- 8) J. Hugill and A. Gibson: Nuclear Fusion 14 611 (1974)

- 9) L. I. Artemenkov et al. : Nuclear Fusion 12 Suppl. p. 27 (1972)
- 10) V. S. Mukhovatov and V. D. Shafranov : Nuclear Fusion 11 605 (1971)
- 11) 高橋「システムと制御」(岩波, 1968)
- 12) 有本「線形システム理論」(産業図書, 1974)
- 13) D. L. Call et al. : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (4) 343 (1971)
- 14) T. Shintomi et al. : KEK-74-14 (1975)
- 15) 北川編「学習制御および学習制御機械」(共立, 1966)
- 16) A. Ogata and Y. Suzuki : submitted for publication.