

JAERI-M

6 2 9 2

トロイダループラズマ柱の水平変位動特性
解析モデル

1975年11月

上 林 有一郎・原 昌 雄

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、お申しこしてください。

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.

トロイダルプラズマ柱の水平変位動特性解析モデル

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

上林有一郎・原 昌雄

(1975年10月15日受理)

トロイダルプラズマ柱の水平方向変位に関する動特性解析モデル、および、このモデルにもとづき開発した周波数応答解析コード“FLIC”と時間応答解析シミュレーターについて述べ、合せて、これらを使用しての解析例をも示した。

JAERI-M 6292

A Kinetics Model for the Horizontal
Displacement of a Toroidal Plasma Column

Yuichiro KAMBAYASHI and Masao HARA

Division of Reactor Engineering, Tokai, JAERI

(Received October 15, 1975)

A kinetics model is presented which simulates the horizontal displacement of a toroidal plasma column in systems of the Tokamak type. Applications of the model are given with the obtained results, such as a numerical code "FLIC" which calculates the frequency characteristics and a analogue simulator which analyzes the time response.

目 次

序	1
1 トロイダループラズマ柱の平衡	2
1-1 圧力平衡	2
1-2 垂直平衡磁場	3
1-3 プラズマ柱の平衡の安定性	5
2 トロイダループラズマ柱の水平平衡位置動特性解析モデル	7
2-1 解析対象装置	7
2-2 プラズマ柱水平方向変位運動方程式	7
2-3 回路方程式	11
2-4 電流と磁場との関係	15
2-5 プラズマ柱水平位置動特性解析方程式	17
3 プラズマ柱水平位置動特性解析モデルの応用	18
3-1 プラズマ柱水平位置, 周波数応答解析コードFLIC	18
3-2 解析コード, FLIC, による解析例	19
3-3 プラズマ柱水平位置動特性シミュレーター	21
3-4 プラズマ柱水平位置動特性シミュレーターによる時間応答解析例	23
おわりに	26

序

トカマク・プラズマの閉じ込めに関して、早急な解明を必要とする事項の一つとして、プラズマ柱位置の平衡保持の問題がある。周知の如く、プラズマ柱は自身の持つ運動エネルギーによる膨脹性をもっており、従って、プラズマ柱を所定の位置に保持するには、この膨脹力と常に平衡する何らかの力を必要とする。トカマク・プラズマではこの力としては、トロイダル軸方向に流れるプラズマ電流と、これと垂直に交わる方向に加えられる磁場とにより発生するローレンツ力を用いている。

しかしながら、プラズマ柱の膨脹力は常に一定であるとは限らない。すなわち、プラズマ粒子の運動エネルギーは常に一定である保証は無いので、たとえ外部磁場を一定に保っておいても、プラズマ粒子の運動エネルギーが変れば、力の平衡がくずれ、プラズマ柱は変位を起すことになる。同様の事は、プラズマ粒子の持つ運動エネルギーが変らなくても、プラズマ電流あるいはその分布が変化すれば、例え外部磁場を一定に保っておいてもプラズマ柱は変位を起す。すなわちプラズマ柱の位置平衡はプラズマ・パラメーターにも依存している。従って、プラズマ・パラメーターを一定に保つ保証が無い限り、プラズマ柱を所定の位置に保持するためには、一つの方策として、プラズマ・パラメーターの変動に応じて垂直磁場を変化させ、常に力の平衡を回復し、プラズマ柱を所定の平衡位置にもどしてやると云う方策が考えられる。このためには、プラズマ柱の変位を検出し、所定の位置にもどすべく垂直磁場を操作する適当な制御系を設ける必要があり、所定の平衡位置の回復は、この外部制御系が如何なる働きをするか、すなわち、制御系に如何なる特性を付与するかに依存することになり、制御系は詳細な検討を要する項目となる。

また、この外部制御系の検討を進めるに際しては、その前提として、プラズマ柱の平衡位置に関する、プラズマ装置自身の持つ固有の特性を把握する必要がある。すなわち、プラズマ・パラメーターの変動の平衡位置に対する影響はもちろんの事、垂直磁場の変動がプラズマ柱の平衡位置に如何なる作用をおよぼすか、また、位置制御のための制御入力に対して、プラズマ柱の平衡位置が如何なる応答を示すか等を詳細に検討する必要がある。言い換えれば、外乱および制御入力に対する装置固有の応答特性を明確にする必要があり、動特性解析の進展が待たれる所である。

本報告書は、トカマク・プラズマに関する動特性解析の第一歩として、此の度開発した動特性解析モデルについて報告する。第1章では、動特性解析に際しての前提となる垂直平衡磁場、および、プラズマ柱の水平方向および垂直方向変位に際しての安定性について概略を述べた。第2章では、トロイダル・プラズマ柱の水平位置動特性解析モデルの導出をはかった。このモデルは、プラズマ圧力と、プラズマ電流と垂直磁場とにより発生するローレンツ力の平衡よりなる運動方程式、および、プラズマ柱とそれを取り囲む複数個の導体との電磁結合式より成る。第3章では、本モデルをもとに開発した周波数応答解析コード“FLIC”，および、アナログ計算機用動特性解析シミュレーターについて述べ、合せて、これらを用いての、プラズマ臨界試験装置(JT-60)を対象に行った解析例を示した。解析結果の詳細は別稿とし、ここでは本解析モデルの応用例として示すにとどめた。本稿では、単位は全てMKS単位系を使用した。

1 トロイダル・プラズマ柱の平衡⁽¹⁾⁽²⁾

トロイダル・プラズマ柱の平衡を規定するのは、(1)圧力平衡と(2)位置の平衡である。圧力平衡とはプラズマ粒子圧力と閉じ込め磁場圧力との平衡であり、位置の平衡とはプラズマ粒子圧力および環状電流によるプラズマ主半径の拡張力と、プラズマ電流と磁場とによるローレンツ力にもとづく抑制力との平衡である。そしてこれら圧力および位置の平衡は、プラズマ柱の断面形状、プラズマ電流分布、粒子圧力分布等に依存することは当然であるが、本稿では円形断面プラズマについて考察を進め、電流分布、圧力分布については常に対称性を仮定し、又トロイダル形状に起因する不均一性は小さいと仮定しこれを省略する。この仮定が成り立つためにはプラズマ副半径 (a_0) の主半径 (R_0) に対する比 (a_0/R_0) が充分小さくなければならないことは明らかである。

以上の仮定のもとに、本章では、(1-1) 圧力平衡、(1-2) 垂直平衡磁場、(1-3) プラズマ柱の平衡の安定性について述べるが、ここでは次章での動特性方程式の導出に際しての前提として概略を示すにとどめる。詳細は参考文献(1)(2)を参照されたい。

1-1 圧力平衡

先に述べた様に、プラズマ副半径 (a_0) の主半径 (R_0) に対する比 (a_0/R_0) が充分小さいと仮定し、トラスの弯曲を無視すると、プラズマ境界における圧力平衡は次式で表わすことができる。

$$\langle P \rangle + \frac{\langle B_{\phi i}^2 \rangle}{2\mu_0} = \frac{B_I^2}{2\mu_0} + \frac{B_{e0}^2}{2\mu_0} \quad (1)$$

ここに P はプラズマ粒子圧力であり、 $\langle \rangle$ はプラズマ断面内における平均値を意味する。 B_{ϕ} はトロイダル磁場をあらわし添字 j はプラズマ柱内を意味する。このトロイダル磁場 B_{ϕ} はプラズマ柱外では次式に従って変化するとする。座標は Fig. 1 に示したように定める。

$$B_{\phi e} = B_{e0} \frac{R_0}{R} \quad (2)$$

ここに B_{e0} は $R = R_0$ における $B_{\phi e}$ の値である。また、 B_I は、プラズマ柱内をトロイダル方向に流れるプラズマ電流 (I_p) にもとづく磁場であり、次式で表わされる。

$$B_I = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a_0} \quad (3)$$

Eq.(1)の左辺はプラズマ境界の内側における粒子圧力と磁場圧力の和であり、右辺はプラズマ境界の外側における磁場圧力を表わしており、Eq.(1)はこれら二者の平衡を意味している。又トカマク型装置では

$$B_{\phi e}^2 \gg B_I^2 \quad (4)$$

なるように設計されている。

又、本稿でプラズマ柱の位置の平衡を進めるに際して、Eq.(1)は常に成り立っていると仮定する。即ちプラズマ副半径に関する圧力平衡は常に満足されているとして、今後の検討を進める。

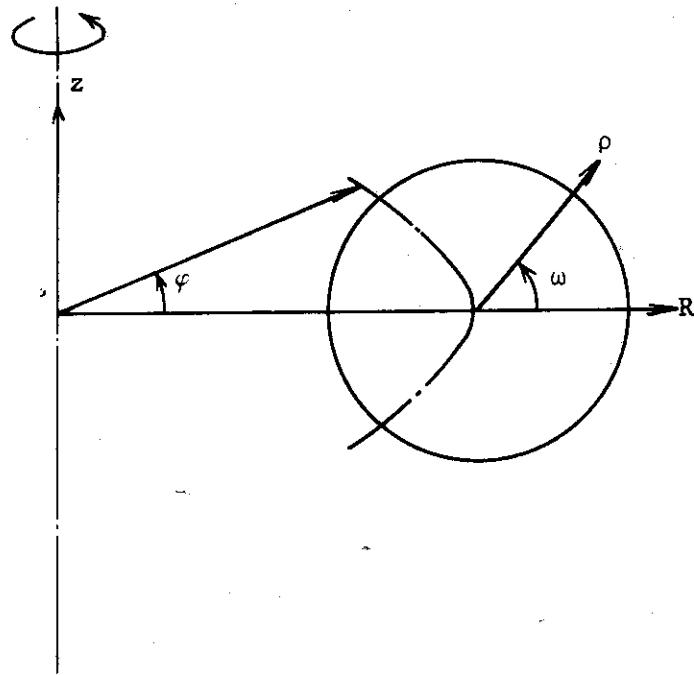


Fig. 1 Quasicylindrical coordinate system ρ, φ, ω

1-2 垂直平衡磁場

先に述べた様にプラズマ柱の平衡を規定するのは、圧力平衡と位置平衡であるが、本稿の主題である平衡位置に関する動特性は § 2 で述べ、ここでは、その準備として、垂直平衡磁場について考える。座標は Fig. 1 に示したように定める。

まずポロイダル磁場は関数 ψ を用いて次式で表わされる⁽¹⁾。

$$B = \frac{1}{2\pi R} [\Delta\psi \times \vec{e}_\varphi] \tag{5}$$

ここに \vec{e}_φ は φ 方向の単位ベクトルである。

関数 ψ は、プラズマ柱の外側では、座標 (ρ, φ, ω) を用いて近似的に次式で表わされる。

$$\psi = -\mu_0 R I \left(\ln \frac{8R}{\rho} - 2 \right) + \left[-\frac{\mu_0 I}{2} \left(\ln \frac{8R}{\rho} - 1 \right) \rho + \frac{C_1}{\rho} + C_2 \rho \right] \cos \omega \tag{6}$$

但し、 $\rho \ll R$ を仮定している。 C_1, C_2 は定数で境界条件より定まる。

Eq. (6) を Eq. (5) に代入し、ポロイダル磁場 B の ω 及び ρ 成分をもとめると、

$$B_\omega = \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \psi}{\partial \rho} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{1}{\rho} + \left[-\frac{\mu_0 I}{4\pi R} \ln \frac{8R}{\rho} + \frac{1}{2\pi R} \left(C_1 - \frac{C_1}{\rho^2} \right) \right] \cos \omega \tag{7}$$

$$B_\rho = -\frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \psi}{\rho \partial \omega} = \left[-\frac{\mu_0 I}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{\rho} - 1 \right) + \frac{1}{2\pi R} \left(C_2 + \frac{C_1}{\rho^2} \right) \right] \sin \omega \tag{8}$$

次にこのポロイダル磁場の ω 及び ρ 成分 B_ω, B_ρ のプラズマ表面における値を求める。先ず外部磁場が存在しないとすると

$$C_2 = 0^* \tag{9}$$

又、プラズマ圧力は磁力線に沿っては一定であり、プラズマ表面ではその直角成分は零であるはずである。従ってプラズマ境界においては、このプラズマ圧力と平衡する磁場圧力の直角成分も零であるはずである。即ち $B_\rho(\rho=a)=0$ より、 C_1 を求めることが出来る。

$$C_1 = \frac{\mu_0}{2} I a^2 \left(\ln \frac{8R}{a} - 1 \right) \tag{10}$$

従ってプラズマ境界における磁場圧力は

$$\frac{B_\omega^2(a)}{2\mu_0} = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{\mu_0 I}{2\pi a} \right)^2 \left(1 - 2\frac{a}{R} \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{1}{2} \right) \cos \omega \right) \tag{10}$$

となる。

ところで平衡時のプラズマ表面では、いたる所粒子圧力は一定であり、従ってこれと平衡する磁場圧力も一定であるはずである。しかるにEq.(11)を見ると、磁場圧力は ω の関数になっており、 $\omega=0$ で最小値、 $\omega=\pi$ で最大値となる。即ち磁場圧力は、トーラス内側で高く、外側で低くなっており、外部磁場の助けなしではプラズマ柱の平衡を達成することが出来ないことを示している。従ってプラズマ柱の平衡を達成するには、トーラス内側でポロイダル磁場を弱め、外側で強めるような適当な外部磁場を加える必要がある。

この外部磁場を定めるのはプラズマ表面におけるポロイダル磁場であり、これは次のように書き表わされる⁽ⁱ⁾。

$$B_\omega(a, \omega) = B_I \left(1 + \frac{a}{R} A \cos \omega \right) \tag{12}$$

$$A = \frac{\langle P \rangle}{B_I^2 / 2\mu_0} + \frac{l_i}{2} - 1 \tag{13}$$

$$\frac{\mu_0 J_i}{4\pi} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\int B_\omega^2 \rho d\rho d\omega}{\pi a^2 B_I^2} \tag{14}$$

$\frac{\mu_0}{4\pi} l_i$ は内部インダクタンスを表わす。

ここでプラズマ平衡に必要な外部磁場を求める。

先ずEq.(6)の関数 ψ をプラズマ柱内を流れる電流にもとづく ψ_p と外部磁場にもとづく ψ_e との和として書き表わす。

$$\psi = \psi_p + \psi_e \tag{15}$$

境界条件として、プラズマ表面では磁場の表面直角成分が無いこと

$$(\vec{B} \cdot \vec{n}) = 0$$

及び磁場の ω 成分の連続

$$B_\omega^e(a, \omega) = B_\omega^i(a, \omega) = B_I \left(1 + \frac{a}{R} A \cos \omega \right)$$

(注) * $\rho \rightarrow \infty$ とすると式(6)より $\psi = C_2 \rho \cos \omega$ 。即ち $B_z = \frac{C_2}{2\pi R}$ となり、これは外部源に起因する磁場をあらわしている。

を用いると

$$\psi_e = \frac{\mu_0}{2} I_p \left(\ln \frac{8R}{a} + A - \frac{1}{2} \right) \rho \cos \omega \quad (16)$$

$$\psi_p = -\mu_0 R I_p \left(\ln \frac{8R}{a} - 2 \right) + \frac{\mu_0}{2} I_p \left[-\ln \frac{8R}{\rho} + 1 - \frac{a^2}{\rho^2} \left(A + \frac{1}{2} \right) \right] \rho \cos \omega \quad (17)$$

ψ_e より外部磁場のトーラス動径方向成分及びトーラス面に垂直な方向成分を求めると

$$B_R = -\frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \psi_e}{\partial Z} = 0 \quad (18)$$

$$B_Z = \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \psi_e}{\partial R} = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} + A - \frac{1}{2} \right) \quad (19)$$

即ちプラズマ柱を平衡に保持するには、外部より磁場 B_Z を加える必要があり、これを平衡時の垂直磁場として、あらためて書くと、次式となる。

$$B_{Z0} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_p}{R} \left(\ln \frac{8R}{a} + A - \frac{1}{2} \right) \quad (20)$$

この平衡時の垂直磁場は、次章で、プラズマ柱の変位に関する動特性方程式を導く際に、使用する。

1-3 プラズマ柱の平衡の安定性

(1-2) より解るように、トカマク型プラズマでは、プラズマ柱の平衡を達成するには、外部から垂直磁場を加える必要がある。そしてこの垂直磁場が全く一様であれば、プラズマ柱の変位に際して場所の依存性はない。しかし一般には、プラズマ柱が所定の位置より変位する場合、これをもとの位置にもどす方向に力が働くことが望まれる。即ちこの力を発生は垂直磁場に場所依存性を持たせることにより実現可能であり、本稿では垂直磁場の弯曲を特性づけるのに次式を用いる。

$$m = + \frac{R}{B_Z} \frac{\partial B_Z}{\partial R} \quad (21)$$

E_q 、(21)は又次のようにも書ける。

$$B_Z \propto R^{+m} \quad (22)$$

垂直磁場に E_q 、(21)あるいは E_q 、(22) で表わされる特性を持たせることにより、垂直磁場自身に垂直成分と共に水平成分が存在することになり、プラズマ柱は変位に際して、場所に依存した力を受けることになる。そしてプラズマ柱の縦方向の変位に際して、これをもとの位置にもどすような力を期待するならば、少なくとも

$$m < 0 \quad (23)$$

でなければならない。

次にプラズマ柱が水平方向に変位した場合、プラズマ柱に働く力は次式で与えられる。

$$F = 2\pi R I_p (B_Z - B_{Z0}) \quad (24)$$

B_{Z0} は E_q 、(20) で与えられる平衡垂直磁場であり、 B_Z はプラズマ柱の存在位置における垂直磁場で

ある。

プラズマ柱が水平変位に際して安定なためには、Eq.(24)で表わされる力が変位と逆の方向に働くことが最小限必要である。即ち水平変位に際しての安定必要条件は次式となる。

$$\frac{\partial F}{\partial R} < 0 \quad (25)$$

ここで急激なプラズマ柱の変位に際しては、プラズマ柱に関する磁束の保存を仮定すると、水平方向変位に際しての安定必要条件は次のようになる⁽¹⁾。

$$m > -\frac{3}{2} \quad (26)$$

従ってプラズマ柱が垂直及び水平変位に際して安定であるためには、Eq.(23)とEq.(26)を同時に満足しなければならない。即ち、

$$-\frac{3}{2} < m < 0 \quad (27)$$

Eq.(27)がプラズマ柱の変位に際して、安定であるために、垂直磁場にかせられる必要条件である。

2 トロイダルプラズマ柱の水平平衡位置動特性解析モデル

§1で述べた様にプラズマ柱の平衡を規定するのは、圧力平衡と位置平衡であるが、本章では、圧力平衡は常に満足されているとし、この前提のもとにプラズマ柱の平衡位置の変位に際しての応答解析を目的とする解析モデルについて述べる。又位置の平衡については、垂直および水平の二方向があるが、垂直方向に関しては先に仮定したプラズマ断面の円形および対称性が満足される限り、Eq. (21)あるいは(22)で特性づけた垂直磁場の弯曲が変位をもとにもどすと考え、以下では水平平衡位置の変位について考察を進めよ。

2-1 解析対象装置

本解析が対象とする装置の概要をFig. 2に示す。

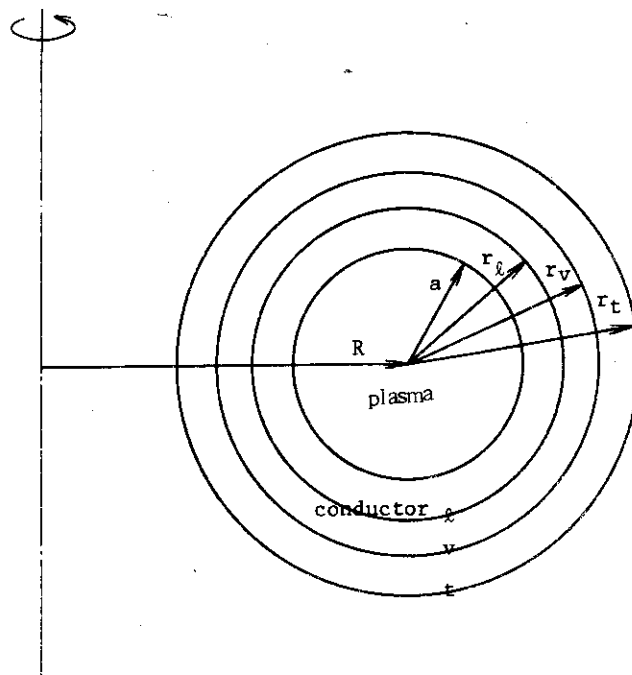


Fig. 2 Arrangement of the conductors

トーラス状プラズマ(P)を中心にその周りを3つの導体 (l, v, t) が取り囲んでいる。3つの導体の内、導体l及びtは外部回路との結合はないが、導体vは外部回路との連絡を持っている。即ち導体vは外部よりの垂直磁場の発生に用いると考える。又導体lおよびtは、夫々、ライナーおよびトロイダル・コイルと考えられるが、これらに流れる電流は相互インダクタンスにもとづくイメージ電流であり、元来のトロイダル電流とは異なるものである。

本解析モデルで用いる導体の半径 r 、時定数 τ 、あるいは、電流 I 、磁場 B 等の定数および変数については、添字l, v, tを添えて、それぞれの帰属を示すことにする。また、プラズマ柱の変位に関する符号は、主半径の増大方向を正、減少方向を負と定める。

2-2 プラズマ柱水平方向変位運動方程式

プラズマ柱は、初め、それを取り囲む導体の中心に位置し、平衡状態にあるとする。この場合、垂

直平衡磁場 B_{z0} は、先に求めたEq.(20)より、次式で表わされる。

$$B_{z0} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_p}{R} \Gamma \quad (28)$$

$$A = \frac{\langle P \rangle}{B_I^2 / 2\mu_0} + \frac{l_i}{2} - 1$$

$$= \beta_\theta + \frac{l_i}{2} - 1$$

$$\Gamma = \ell_n \frac{8R}{a} + A - \frac{1}{2}$$

$$= \ell_n \frac{8R}{a} + \beta_\theta + \frac{l_i - 3}{2}$$

そして、プラズマ柱の平衡が何らかの原因でくずれたとする。この原因としては、例えば、プラズマパラメーターの変動あるいは外部磁場の変動が考えられるが、ここでは、これらの変動を磁場外乱の形で一括して取り扱うことにする。

この外乱が加わった結果、平衡時にはEq.(28)で表わされる B_{z0} であった垂直磁場が B_z になったとすると、プラズマ柱に働く力 f は次式で表わされる。

$$f = 2\pi R I_p (B_{ze} - B_z) \quad (29)$$

垂直磁場を増加させる方向に磁場外乱が加わった場合、即ち、 $B_z > B_{z0}$ の場合には、プラズマ柱は内側（トラス半径の減少方向）に変位し、逆に垂直磁場を減らす方向に磁場外乱が加わった場合には、即ち、 $B_z < B_{z0}$ となった場合には、プラズマ柱は外側（トラス半径の増加方向）に変位する。このトラス半径増加の方向を、プラズマ柱の水平方向変位の正の方向と定める。又プラズマ柱の質量を M とすると、プラズマ柱の水平方向変位に関する運動方程式は次式となる。

$$M \frac{d^2 R}{dt^2} = 2\pi R I_p (B_{z0} - B_z) \quad (30)$$

$$= \frac{\mu_0}{2} I_p^2 \Gamma - 2\pi R I_p B_z$$

Eq.(30)の右辺の第1項は、環状電流およびプラズマ粒子圧力にもとづく拡張力であり、第2項は、ローレンツ力であり、内向きの力を表わしている。

次に、場所 R における垂直磁場 B_z を導体 l , v , t を流れる電流による磁場 B_l, B_v, B_t と磁場換算外乱 B_d の和よりなると考える。

$$B_z = B_v + B_l + B_t + B_d \quad (31)$$

B_v : 導体 v に流れる電流による垂直磁場

B_l : 導体 l に流れる電流による垂直磁場

B_t : 導体 t に流れる電流による垂直磁場

B_d : 垂直磁場に換算した外乱

これらの内、導体 l 及び t に流れる電流による垂直磁場 B_l, B_t および垂直磁場換算外乱 B_d は場所依存性は持たない一様磁場と考える。導体 v を流れる電流にもとづく垂直磁場 B_v に関しては、これ

に、半径 R についての湾曲特性を持たせ、1-3 で述べた、プラズマ柱の平衡に関する安定化の機能を付与する。即ち Eq. (21) より

$$\frac{R}{B_v} \frac{\partial B_v}{\partial R} = m \quad m: \text{定数} \quad (32)$$

Eq. (32) は又次のように書きかえることができる。

$$B_v = B_{v00} \left(\frac{R}{R_0} \right)^m \quad (33)$$

B_{v00} : トーラス断面中心における初期垂直磁場

ここで Eq. (33) を $R = R_0$ 近傍で線型化すると、

$$\delta R = R - R_0, \quad \delta R \ll R_0$$

$$\begin{aligned} B_v &= B_{v00} \left(1 + \frac{\delta R}{R_0} \right)^m \\ &\doteq B_{v00} \left(1 + m \frac{\delta R}{R_0} \right) \end{aligned} \quad (34)$$

すなわち、導体 v を流れる電流にもとづく垂直磁場 B_v は勾配 m なる場所依存性を持つと考える。 m の変化範囲は Eq. (27) より次式で与えられる。

$$-\frac{3}{2} < m < 0 \quad (35)$$

次に、プラズマ柱の変位に伴う、プラズマ副半径の変化であるが、ここでは、プラズマ柱の変位の際、トロイダル磁束が保存されると仮定すると、次式が求まる。

$$\left(\frac{a}{a_0} \right)^2 = \frac{R}{R_0} \quad (36)$$

a_0 はプラズマ柱がトーラス中心にある時の副半径である。

Eq. (36) を $R = R_0$ 近傍で線型化すると

$$a = a_0 \left(1 + \frac{\delta R}{2R_0} \right) \quad (37)$$

となるが、ここでは、プラズマ柱の変位に関する副半径の場所依存性を表わすパラメーター α を導入して次のように考える。

$$a = a_0 \left(1 + \alpha \frac{\delta R}{R_0} \right) \quad (38)$$

すなわち、プラズマ柱の水平方向に際しては、プラズマ副半径は勾配 α に従って変化すると考える。 α の変化範囲はトロイダル磁束が保存されたとした場合の $\alpha = 1/2$ と、副半径は変化しないとした場合の $\alpha = 0$ との間と考える。すなわち、

$$0 < \alpha < \frac{1}{2} \quad (39)$$

次に、プラズマ柱の水平方向変位に際してのプラズマ電流の変化は、プラズマ主半径の変化割合の n 乗に従うと仮定すると、次式で表わすことが出来る。

$$I_p = I_{p0} \left(\frac{R}{R_0} \right)^n \quad (40)$$

I_{p0} はプラズマ柱がトラス中心にある時の初期プラズマ電流である。

Eq. (40) を $R = R_0$ 近傍で線型化すると、

$$I_p = I_{p0} \left(1 + n \frac{\delta R}{R_0} \right) \quad (41)$$

すなわち、プラズマ電流は、プラズマ柱の水平方向変位の際、勾配 n なる場所依存性を持って変化すると考える。ここで勾配 n の変化範囲であるが、もしプラズマ柱が、ポロイダル磁束を保存するとすると、

$$n = -1 \quad (42)$$

となるが、通常、プラズマ柱は、これと直列のインダクタンスを持っており、従って、プラズマ電流は、プラズマ柱の急激な位置変動には追従し得えなと考え、 n の変化範囲として次式を仮定する。

$$-1 < n < 0 \quad (43)$$

このプラズマ柱と直列に存在するインダクタンスのために、Eq. (14) に示したプラズマ柱の内部インピーダンス、および、ポロイダルベーター値 β_0 も急激なプラズマ柱水平位置の変動には追従することが出来ないと考え、本解析においては、 I_1 及び β_0 は一定として取り扱う。

以上述べた、導体 v を流れる電流にもとづく垂直磁場 B_v 、プラズマ副半径 a 、および、プラズマ電流 I_p の場合依存性を考慮した上で、プラズマ柱の水平方向変位に関する運動方程式(30)の $R = R_0$ 近傍での線型化と試みる。まず、垂直磁場 B_v, B_l, B_t, B_d の時間変化を線型化して考える。すなわち、これらを定常平衡値と変動分の和として書き表わすと、次のようになる。

$$B_v = B_{v0} + \delta B_v \quad (44)$$

$$B_l = B_{l0} + \delta B_l \quad (45)$$

$$B_t = B_{t0} + \delta B_t \quad (46)$$

$$B_d = B_{d0} + \delta B_d \quad (47)$$

しかるに、プラズマ柱は、時刻 $t < 0$ では定常平衡状態にあると考え、外部回路の直接の連絡を持たない導体 l 、 t に流れる電流は零であり、また、外乱も入っていないので次式が導かれる。

$$B_{l0} = 0 \quad (48)$$

$$B_{t0} = 0 \quad (49)$$

$$B_{d0} = 0 \quad (50)$$

また導体 v に流れる電流にもとづく垂直磁場 B_v の場所依存性は Eq. (34) で与えられているので、Eq. (34) と(44)より次式を得る。

$$\begin{aligned} B_v &= (B_{vc0} + \delta B_{vc}) \left(1 + m \frac{\delta R}{R_0} \right) \\ &= B_{v0} + \delta B_v \end{aligned} \quad (51)$$

故に、Eq. (44), (45), (46), (47), (48), (49), (50), (51)より、次の関係式が求まる。

$$B_{v0} = B_{vc0} \quad (52)$$

$$\delta B_v = B_{v0} m \frac{\delta R}{R_0} + \delta B_{vc} \left(1 + m \frac{\delta R}{R_0}\right) \quad (53)$$

$$B_v = B_{v0} + \delta B_v \quad (54)$$

$$B_l = \delta B_l \quad (55)$$

$$B_t = \delta B_t \quad (56)$$

$$B_d = \delta B_d \quad (57)$$

以上の関係式を用いて、プラズマ柱の水平方向変位に関する運動方程式(30)を時間に関して線型化すると、次の関係式を得る。

$$M \frac{d^2 \delta R}{dt^2} = \frac{\mu_0 I_{p0}^2 \Gamma_0}{2} \left[\left(\frac{1-\alpha}{\Gamma_0} - 1 + n - m \right) \frac{\delta R}{R_0} - \left(\frac{\delta B_{vc}}{B_{vco}} + \frac{\delta B_l}{B_{vco}} + \frac{\delta B_t}{B_{vco}} + \frac{\delta B_d}{B_{vco}} \right) \right] \quad (58)$$

ここに

$$\Gamma_0 = 1 + n \frac{8 R_0}{a_0} + \beta_\theta + \frac{l_i - 3}{2} \quad (59)$$

$$B_{vco} = \frac{\mu_0 I_{p0} \Gamma_0}{4 \pi R_0} \quad (60)$$

である。

Eq.(58)は波動の方程式である。すなわち、振動数が

$$\left[\frac{\mu_0 I_{p0}^2 \Gamma_0}{2 M} \left(\frac{1-\alpha}{\Gamma_0} - 1 + n - m \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (61)$$

で伝播する波を表わしており、プラズマの場合には、この振動数は 10^6 c/s程度となる。一方、プラズマは、その閉じ込め磁場の発生に使われているコイルと互に磁氣的に結合している。従って、プラズマを周辺機器と共に見た場合、その周波数ののびは、せいぜい 10^3 c/s程度となる。また、本解析では、プラズマ自身固有の振動を対象としているのではなく、周辺コイルを含めたプラズマの動特性を目的としているので、このプラズマ固有の振動は省略する。言いかえれば、プラズマ質量は十分に小さいとし、プラズマ柱は磁場変動に即座追従し得るものと考え、Eq.(58)の左辺の項を省略する。従ってEq.(58)より、プラズマ柱の位置と磁場との関係は、次式で表わされる。

$$\left[\frac{1-\alpha}{\Gamma_0} - 1 + n - m \right] \frac{\delta R}{R_0} = \frac{\delta B_{vc}}{B_{vco}} + \frac{\delta B_l}{B_{vco}} + \frac{\delta B_t}{B_{vco}} + \frac{\delta B_d}{B_{vco}} \quad (62)$$

Eq.(62)と次節で述べるプラズマ柱および導体の相互の磁氣結合を表わす方程式とで、プラズマ柱の変位に関する動特性方程式が出来上る。

2-3 回路方程式

プラズマ柱とそれを取り囲む導体 (Fig. 2 の l , v , t) は、相互に磁氣的に結合している。従っ

て、プラズマ柱が何らかの要因で変位した場合、各導体には、その変位をさまたげる方向にイメージ電流が誘起される。また、導体自身も相互に、磁氣的に結合しており、ある導体に流れる電流が変化した場合、他の導体には、磁束の変化をさまたげる方向に電圧が誘起され、電流が流れる。この事は、外部から導体に流れる電流を制御し、プラズマ柱の位置を制御しようとする場合に、制御動作に遅れをもたらす可能性のあることを意味する。従ってプラズマ柱を周辺導体をも含めて、その動作特性を把握しようとする場合、プラズマ柱と周辺導体との磁氣的な結合関係を明確にする必要があり、ここでは、各導体に作用する電圧を基準にして、回路方程式の導出をはかる。

まず、各導体の持つ自己インダクタンス(L)と、導体相互間、および、各導体とプラズマ柱とのインダクタンス(M)であるが、これらインダクタンスの導出に際しては、各導体に流れる電流の、トラス切断面における線電流分布を余弦状分布と仮定した。またプラズマ柱の変位はインダクタンスの導出の際には、その変位より換算された電流が、プラズマ柱周辺を流れるとして解析した。すなわちプラズマ電流分布はプラズマ切断面で同様であると仮定し、電流の重畳を考え、プラズマ柱の運動を、プラズマ柱周辺を余弦状に線分布して流れる電流に置き換え、各導体との磁気結合を考え、相互インダクタンスを導出した。求めた自己および相互インダクタンスを以下、列記する。この場合、添字は、自己インダクタンスについては、それが、添字導体のものであることを表わし相互インダクタンスについては、それが添字導体間のものであることを表わす。又Nは、導体がコイルの場合の巻数であり、 r は、プラズマ柱を取り囲む導体の副半径を表わす。

$$L_{11} = \frac{\pi^2}{4} \mu_0 R_0 \quad (63)$$

$$L_{vv} = \frac{\pi^2}{4} \mu_0 R_0 N_v^2 \quad (64)$$

$$L_{tt} = \frac{\pi^2}{4} \mu_0 R_0 \quad (65)$$

$$M_{p1} = -\frac{\pi \mu_0}{2r_1} R_0 \delta R \quad (66)$$

$$M_{pv} = -\frac{\pi \mu_0}{2r_v} R_0 N_v \delta R \quad (67)$$

$$M_{pt} = -\frac{\pi \mu_0}{2r_t} R_0 \delta R \quad (68)$$

$$M_{1v} = \frac{\pi^2 r_1}{4 r_v} R_0 \mu_0 N_v \quad (69)$$

$$M_{1t} = \frac{\pi^2 r_1}{4 r_t} R_0 \mu_0 \quad (70)$$

$$M_{vt} = \frac{\pi^2 r_v}{4 r_t} R_0 \mu_0 N_v \quad (71)$$

次に、これら自己および相互インダクタンスを用いて、回路方程式を導出する。この際、導体1およびtは、外部回路と直接の結合はないが、導体vには、外部回路より電圧Vが印加されると考える。又各導体の持つ抵抗をR、その導体を流れる電流をIで表わし、添字で所属を示す。各導体それぞれにおいて、電圧に着目して回路方程式を書くと、次のようになる。

導体1について：

$$0 = R_1 I_1 + L_{11} \frac{dI_1}{dt} + \frac{dM_{p1}}{dt} \cdot I_p + M_{p1} \frac{dI_p}{dt} + M_{1v} \frac{dI_v}{dt} + M_{1t} \frac{dI_t}{dt} \quad (72)$$

導体 v について：

$$V = R_v I_v + L_v \frac{dI_v}{dt} + \frac{dM_{pv}}{dt} \cdot I_p + M_{pv} \frac{dI_p}{dt} + M_{vt} \frac{dI_t}{dt} + M_{vt} \frac{dI_t}{dt} \quad (73)$$

導体 t について：

$$0 = R_t I_t + L_t \frac{dI_t}{dt} + \frac{dM_{pt}}{dt} \cdot I_p + M_{pt} \frac{dI_p}{dt} + M_{tl} \frac{dI_l}{dt} + M_{tv} \frac{dI_v}{dt} \quad (74)$$

ここでEq.(66)を用いて、

$$\frac{dM_{pl}}{dt} = -\frac{\pi \mu_0}{2r_l} R_o \frac{d \delta R}{dt} \quad (75)$$

またEq.(4)のプラズマ電流とプラズマ柱位置との関係を用いて、

$$\begin{aligned} \frac{dI_p}{dt} &= \frac{dI_p}{dR} \frac{dR}{dt} \\ &= \frac{n}{R_o} I_p \frac{dR}{dt} \end{aligned} \quad (76)$$

またEq.(66), (75), (76)を用いて、

$$\frac{M_{pl} \frac{dI_p}{dt}}{\frac{dM_{pl}}{dt} \cdot I_p} = \frac{n \delta R}{R_o} \ll 1 \quad (77)$$

となるので、Eq.(72)において $\frac{dM_{pl}}{dt} \cdot I_p$ に比べて $M_{pl} \frac{dI_p}{dt}$ を省略する。
同様に、Eq.(67)より

$$\frac{dM_{pv}}{dt} = -\frac{\pi \mu_0}{2r_v} R_o N_v \frac{d \delta R}{dt} \quad (78)$$

また

$$\frac{M_{pv} \frac{dI_p}{dt}}{\frac{dM_{pv}}{dt} \cdot I_p} = \frac{n \delta R}{R_o} \ll 1 \quad (79)$$

同様に、Eq.(68)より

$$\frac{dM_{pt}}{dt} = -\frac{\pi \mu_0}{2r_t} R_o \frac{d \delta R}{dt} \quad (80)$$

また

$$\frac{M_{pt} \frac{dI_p}{dt}}{\frac{dM_{pt}}{dt} \cdot I_p} = \frac{n \delta R}{R_0} \ll 1 \quad (81)$$

となるので, Eq.(73)においては, $\frac{dM_{pv}}{dt} \cdot I_p$ に比べて $M_{pv} \frac{dI_p}{dt}$ を省略し, 又Eq.(74) においては,

$\frac{dM_{pt}}{dt} \cdot I_p$ に比べて $M_{pt} \frac{dI_p}{dt}$ を省略する。また, ここで, 次式で定義する各導体の時定数(τ)を導入する。

$$\tau_l = \frac{L_l}{R_l} \quad (82)$$

$$\tau_v = \frac{L_v}{R_v} \quad (83)$$

$$\tau_t = \frac{L_t}{R_t} \quad (84)$$

Eq.(75)~(84)を用いて, 回路方程式(72), (73), (74)を書き換えると, 次式を得る。

$$0 = \frac{1}{\tau_l} I_l + \frac{dI_p}{dt} - \frac{2}{\pi r_l} \frac{d\delta R}{dt} \cdot I_p + \frac{r_l N_v}{r_v} \frac{dI_v}{dt} + \frac{r_l}{r_t} \frac{dI_t}{dt} \quad (85)$$

$$\frac{V}{\tau_v R_v} = \frac{1}{\tau_v} I_v + \frac{dI_v}{dt} - \frac{2}{\pi r_v N_v} \frac{d\delta R}{dt} \cdot I_p + \frac{r_l}{r_v N_v} \frac{dI_l}{dt} + \frac{r_v}{r_t N_v} \frac{dI_t}{dt} \quad (86)$$

$$0 = \frac{1}{\tau_t} I_t + \frac{dI_t}{dt} - \frac{2}{\pi r_t} \frac{d\delta R}{dt} \cdot I_p + \frac{r_l}{r_t} \frac{dI_l}{dt} + \frac{r_v N_v}{r_t} \frac{dI_v}{dt} \quad (87)$$

ここで, Eq.(85), (86), (87)を線型化する。そのために先ず, 各導本を流れる電流 I_l, I_v, I_t , 導体 v の入力端電圧 V およびプラズマ電流 I_p を定常平衡値(添字 0)と変化分とに分ける。この内, 外部との直接の連絡を持たない導体 l および t を流れる電流の定常平衡値 I_{l0} および I_{t0} は零である。又導体 v を流れる電流の定常平衡値 I_{v0} はプラズマ柱の水平位置平衡の達成に必要な垂直磁場を供給し, 導体 v の入力端電圧の初期値 V_0 は, この I_{v0} を流すのに必要な電圧である。

$$I_l = I_{l0} + \delta I_l = \delta I_{l0} \quad (\because I_{l0} = 0) \quad (88)$$

$$I_v = I_{v0} + \delta I_v \quad (89)$$

$$I_t = I_{t0} + \delta I_t = \delta I_t \quad (\because I_{t0} = 0) \quad (90)$$

$$V = V_0 + \delta V \quad (91)$$

$$I_p = I_{p0} + \delta I_p = I_{p0} \left(1 + n \frac{\delta R}{R_0}\right) \quad (\because \text{Eq.(41)}) \quad (92)$$

Eq.(88)~(92)を用いて, 回路方程式(85), (86), (87)を書き換えると次式を得る。

$$0 = \frac{1}{\tau_l} \frac{\delta I_l}{I_{p0}} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_l}{I_{p0}} \right) - \frac{2 R_0}{\pi r_l} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta R}{R_0} \right) + \frac{r_l N_v}{r_v} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_v}{I_{p0}} \right) + \frac{r_l}{r_t} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_t}{I_{p0}} \right) \quad (93)$$

$$\frac{r_v \Gamma_o}{\pi \tau_v R_o N_v} \frac{\delta V}{V_o} = \frac{1}{\tau_v} \frac{\delta I_v}{I_{po}} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_v}{I_{po}} \right) - \frac{2R_o}{\pi r_v N_v} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta R}{R_o} \right) + \frac{r_l}{r_v N_v} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_l}{I_{po}} \right) + \frac{r_v}{r_t N_v} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_t}{I_{po}} \right) \quad (94)$$

$$0 = \frac{1}{\tau_t} \frac{\delta I_t}{I_{po}} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_t}{I_{po}} \right) - \frac{2R_o}{\pi r_t} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta R}{R_o} \right) + \frac{r_l}{r_t} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_l}{I_{po}} \right) + \frac{r_v N_v}{r_t} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_v}{I_{po}} \right) \quad (95)$$

上式で I_{vo} は次式の関係式を用いて I_{po} の関数で表わした。

$$I_{vo} = \frac{4r_v}{\mu_o N_v} B_{vco} \quad (96)$$

$$B_{vco} = \frac{\mu_o \Gamma_o I_{po}}{4\pi R_o} \quad (97)$$

$$\Gamma_o = \ln \frac{8R_o}{a_o} + \beta_\theta + \frac{l_i - 3}{2} \quad (98)$$

Eq.(96)の関係は次節で説明する。 B_{vco} はプラズマ柱の水平位置平衡に必要な初期垂直磁場であり、Eq.(60)に与えられている。

Eq.(93), (94), (95)において、変化量は全て、或る規準値に対する割合で整理した。すなわち、水平位置変位 (δR) はプラズマ主半径 (R_o) に対する比、導体 l, v, t を流れる電流の変化分 ($\delta I_l, \delta I_v, \delta I_t$) はプラズマ電流の定常平衡値 (I_{po}) に対する比、又導体 v の入力端電圧の変化分 (δV) は定常平衡垂直磁場 (B_{vco}) を供給する電流 (I_{vo}) を流すのに必要な入力端電圧 (V_o) に対する比として整理した。この方法は、モデルを用いて、実際に解析を進める際に、非常な便宜をもたらすものである。

以上Eq.(93), (94), (95)は、プラズマ柱の水平方向偏位に際しての、プラズマ柱とそれを取り囲む複数の導体の相互結合を解析モデル化したものであり、解析に際しては先に求めたプラズマ柱の運動方程式(62)と組合わせて用いる。

2-4 電流と磁場との関係

前節で求めたプラズマ柱の水平位置変位に際してのプラズマ柱とそれを取り囲む導体との結合式(93), (94), (95)は、各導体を流れる電流によって書き表わした。一方、2-2で求めたプラズマ柱の水平位置変動を表わす式Eq.(62)は、各導体を流れる電流にもとづく垂直磁場を用いて書き表わした。従って、プラズマ柱の水平位置変動式と回路方程式を結ぶ関係が必要である。すなわち、導体を流れる電流と、それにもとづく垂直磁場との関係式が必要であり、ここでは、この関係について述べる。

先ず前節でインダクタンスの導出の際に述べた様に本解析では、プラズマ柱の水平変位に際して導体に誘起される電流は、トーラス切断面において余弦状線分布をしていると仮定した。また外部回路との連絡を持つ導体 v も、その構造が、そこを流れる電流が、トーラス切断面において分布が余弦状となるように考慮されているとすると、導体に流れる電流は、その導体内側において、一様な垂直磁場を作り出す。そしてこの導体を流れる電流(I)と垂直磁場(B)との関係は次式で表わされる。

$$B_l = \frac{\mu_0 I_l}{4 r_l} \quad (99)$$

$$B_{vc} = \frac{\mu_0 N_v I_v}{4 r_v} \quad (100)$$

$$B_t = \frac{\mu_0 I_t}{4 r_t} \quad (101)$$

添字 (l, v, t) はそれぞれ導体との対応を表わし、また添字 c はトーラス切断面中心における値を表わす。なぜなら、導体 v を流れる電流 (I_v) による垂直磁場 (B_v) は、Eq.(34)に表わしたようにこれにプラズマ柱平衡位置に関する安定化の機能を付与するために勾配をもたせているので、この間の関係を明確にするため、本節において用いる垂直磁場 B_{vc} はトーラス切断中心における値であることを明記する。

次に、Eq.(99), (100), (101) を定常平衡値の近傍で線型化する。すなわち、各導体を流れる電流 (I) および、それにもとづく垂直磁場 B を、定常平衡値と変動分の和でもって表わすと次のようになる。

$$I_l = I_{l0} + \delta I_l = \delta I_l \quad (\because I_{l0} = 0) \quad (102)$$

$$I_v = I_{v0} + \delta I_v \quad (103)$$

$$I_t = I_{t0} + \delta I_t = \delta I_t \quad (\because I_{t0} = 0) \quad (104)$$

$$B_l = B_{l0} + \delta B_l = \delta B_l \quad (\because B_{l0} = 0) \quad (105)$$

$$B_{vc} = B_{vc0} + \delta B_{vc} \quad (106)$$

$$B_t = B_{t0} + \delta B_t = \delta B_t \quad (\because B_{t0} = 0) \quad (107)$$

Eq. (102) ~ (107) を Eq. (99), (100), (101) に代入し、Eq. (97) で表わされるプラズマ電流 I_{p0} と定常平衡垂直磁場 B_{vc0} との関係を用いて、電流および磁場を I_{p0} と B_{vc0} で規格化すると次式を得る。

$$\frac{\delta B_l}{B_{vc0}} = \frac{\pi R_0}{r_l \Gamma_0} \frac{\delta I_l}{I_{p0}} \quad (108)$$

$$\frac{\delta B_{vc}}{B_{vc0}} = \frac{\pi R_0 N_v}{r_v \Gamma_0} \frac{\delta I_v}{I_{p0}} \quad (109)$$

$$\frac{\delta B_t}{B_{vc0}} = \frac{\pi R_0}{r_t \Gamma_0} \frac{\delta I_t}{I_{p0}} \quad (110)$$

上式の式 Eq. (108), (109), (110) を用いることにより、各導体を流れる電流にもとづく垂直磁場が求まり、この垂直磁場を Eq. (62)、プラズマ柱の水平位置変動式に代入することによりプラズマ位置が求まる。そしてこのプラズマ位置の変動に際しては、各導体には、誘起電流が流れ、この間の関係は回路方程式 (93), (94), (95) を解くことにより求めることができる。そして新たに各導体を流れる電流にもとづく垂直磁場を求めることができる。

2-5 プラズマ柱水平位置動特性解析方程式

ここで、プラズマ柱水平方向変位に際しての、位置変動式(62)、導体間および導体とプラズマ柱との結合関係を表わす回路方程式(93), (94), (95)および導体を流れる電流と、それにもとづく垂直磁場との関係式(108), (109), (110)をまとめて記述し、プラズマ柱水平位置動特性解析方程式とする。

$$\left[\frac{1-\alpha}{\Gamma_0} - 1 + n - m \right] \frac{\delta R}{R_0} = \frac{\delta B_{vc}}{B_{vco}} + \frac{\delta B_l}{B_{vco}} + \frac{\delta B_t}{B_{vco}} + \frac{\delta B_d}{B_{vco}} \quad (111)$$

$$0 = \frac{1}{\tau_l} \frac{\delta I_l}{I_{po}} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_l}{I_{po}} \right) - \frac{2R_0}{\pi r_l} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta R}{R_0} \right) + \frac{r_l N_v}{r_v} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_v}{I_{po}} \right) + \frac{r_l}{r_t} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_t}{I_{po}} \right) \quad (112)$$

$$\frac{r_v \Gamma_0}{\pi \tau_v R_0 N_v} \frac{\delta V}{V_0} = \frac{1}{\tau_v} \frac{\delta I_v}{I_{po}} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_v}{I_{po}} \right) - \frac{2R_0}{\pi r_v N_v} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta R}{R_0} \right) + \frac{r_l}{r_v N_v} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_l}{I_{po}} \right) + \frac{r_v}{r_t N_v} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_t}{I_{po}} \right) \quad (113)$$

$$0 = \frac{1}{\tau_t} \frac{\delta I_t}{I_{po}} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_t}{I_{po}} \right) - \frac{2R_0}{\pi r_t} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta R}{R_0} \right) + \frac{r_l}{r_t} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_l}{I_{po}} \right) + \frac{r_v N_v}{r_t} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta I_v}{I_{po}} \right) \quad (114)$$

$$\frac{\delta B_l}{B_{vco}} = \frac{\pi R_0}{r_l \Gamma_0} \frac{\delta I_l}{I_{po}} \quad (115)$$

$$\frac{\delta B_{vc}}{B_{vco}} = \frac{\pi R_0 N_v}{r_v \Gamma_0} \frac{\delta I_v}{I_{po}} \quad (116)$$

$$\frac{\delta B_t}{B_{vco}} = \frac{\pi R_0}{r_t \Gamma_0} \frac{\delta I_t}{I_{po}} \quad (117)$$

また定数の出所を明確にするために補助式として、垂直磁場、プラズマ副半径、プラズマ電流の場所依存性を導入する定数 m , α , n および定数 Γ_0 の関係式を再記しておく。

$$B_v = B_{vco} \left(1 + m \frac{\delta R}{R_0} \right) \quad (118)$$

$$a = a_0 \left(1 + \alpha \frac{\delta R}{R_0} \right) \quad (119)$$

$$I_p = I_{po} \left(1 + n \frac{\delta R}{R_0} \right) \quad (120)$$

$$\Gamma_0 = \ln \frac{8 R_0}{a_0} + \beta_\theta + \frac{l_i - 3}{2} \quad (121)$$

以上でトカマク・プラズマ柱の水平位置動特性解析の基礎となる解析モデルの導出を終える。次章では、本解析モデルの応用について述べる。

3. プラズマ柱水平位置動特性解析モデルの応用

前章では、プラズマ柱の水平方向変位に際しての動特性解析モデルを導出したが、本章では、このモデルの応用例として、周波数応答解析への応用、および、時間応答特性への応用について述べる。

まず、周波数応答解析への応用としては、このたび開発した解析コードFLICについて述べる。FLICは、外乱に対するプラズマ柱水平位置の周波数応答特性および、一巡周波数応答特性の解析を目的とする解析コードであり、計算機付属のディスプレイ装置と併用することによりパラメータサーベイに際しての比較検討に強力な手段となる。この解析コードを使用しての解析例は3-2に示した。

また、時間応答解析への応用として、前章で求めた解析モデル（物理方程式）を機械方程式に変換し、アナログ・シミュレーターとし、パッチング・パネル上での結線図を3-3に示した。このアナログ・シミュレーターを使用しての時間応答解析例は3-4に示した。

3-1 プラズマ柱水平位置，周波数応答解析コードFLIC

解析コードFLICはFLIC1, FLIC2, FLIC3, FLIC4, FLIC5, FLIC6, FLIC7, FLIC8の総称である。この内FLIC1, FLIC2, FLIC3, FLIC4は磁場外乱に対するプラズマ柱水平位置の周波数応答解析を目的とするものであり、一方、FLIC5, FLIC6, FLIC7, FLIC8は一巡周波数応答解析を目的とするもので、プラズマ柱水平位置の外乱に対する安定性および制御性の検討にその使命を持つ。またFLIC1とFLIC5は、プラズマパラメータの相違が応答特性におよぼす影響の検討を目的とするものであり、FLIC2とFLIC6はプラズマ柱を取り囲む導体の電氣的時定数の応答特性への影響の検討を目的とする。

FLIC3, FLIC4, FLIC7, FLIC8は、プラズマ装置に外部制御系を設け、プラズマ柱水平位置の制御を試みる際、その外部制御系の特性がおよぼす、全体の応答特性への影響の検討を目的とするものであり、これらの内、FLIC3, FLIC7は、制御指令の遅れ、および制御用電源の時定数について、応答特性への影響を解析対象とするものであり、また、FLIC4, FLIC8はPID制御系を付与した場合の制御性の検討を目的とするものである。解析コードFLICとその適用をTable 1に示す。

Table 1 Adaptability of the numerical code FLIC

入力変数	外乱 ←→ 位置 周波数応答	一巡 周波数応答
プラズマ・パラメータ $\Gamma_0, \frac{1-\alpha}{\Gamma_0} - 1 + n - m$	FLIC 1	FLIC 5
導体の電氣的時定数 τ_l, τ_v, τ_t	FLIC 2	FLIC 6
位置検出および電源の時定数	FLIC 3	FLIC 7
PID制御系の係数	FLIC 4	FLIC 8

使用計算機はFACOM 230-60, 使用語はFORTRAN-IV, 使用記憶容量は64 K以下であり、計算時間は一周波数当り0.2秒以下である。使用定数の単位はMKS単位系である。

3-2 解析コード FLIC による解析例

解析コード FLIC を用いての解析例として、プラズマ臨界試験装置 (JT-60) を対象に求めた周波数応答を Fig. 3 ~ Fig. 10 に示す。解析に用いた数値を、以下に示す。

主半径	$R_0 = 3.0 \text{ m}$
副半径	$a_0 = 1.0 \text{ m}$
導体 l の 半径	$r_l = 1.2 \text{ m}$
巻数	$N_l = 1$
導体 v の 半径	$r_v = 1.4 \text{ m}$
巻数	$N_v = 64$
導体 t の 半径	$r_t = 1.8 \text{ m}$
巻数	$N_t = 1$
プラズマ電流	$I_{po} = 3.3 \times 10^6 \text{ A}$

Fig. 3 は外乱入力より見たプラズマ柱水平位置の周波数応答特性であり、FLIC 1 を用いて求めた。ここでは $\Gamma_0 = 2.2$ とし、また $(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n - m$ の値を -0.8 およびその近辺での値 -0.6 と -1.0 として、周波数応答特性に現われる相違を比較したものである。ここでは導体の電気的時定数は $\tau_l = 0.03$, $\tau_v = 0.5$, $\tau_t = 5.0$ を用いた。結果は $(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n - m = -0.8$ に対応する特性曲線を、両側より、 -0.6 および -1.0 に対応する特性曲線がはさむ形となり、三特性曲線は、低周波域より高周波域に進むにつれて相近よる傾向を示している。これと同じパラメーターが、外部電力入力端より見た、プラズマ柱水平位置の周波数応答特性にもたらす影響を比較したのが Fig. 4 であり FLIC 5 を用いて求めた。ここでも三特性曲線は低周波域より高周波域に進むにつれて一致の傾向を示し、また先の Fig. 3 と比較すると、Fig. 4 では特性曲線自身がなめらかなものとなっている。

次に Fig. 5, Fig. 6, Fig. 7 は、導体の電気的時定数の相違がもたらす、外乱入力より見たプラズマ柱水平位置の周波数応答特性における相違を比較したものであり FLIC 2 を用いて求めた。ここでは、 $\Gamma_0 = 2.2$, $(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n - m = -0.8$ を用いた。Fig. 5 では $\tau_l = 0.03$, $\tau_v = 0.5$ とし、 τ_t を 10.0 , 5.0 , 2.0 と 3 通りに変化させ、 τ_t の応答特性にもたらす影響を検討したものであるが、図よりわかる様に、低周波域では τ_t の相違による影響が現われているが、周波数が 1C/S 以上では、 τ_t の相違にもとずく応答特性の相違は見られない。Fig. 6 は $\tau_l = 0.03$, $\tau_t = 5.0$ とし、 τ_v を 1.0 , 0.5 , 0.2 と変化させ、 τ_v の応答特性にもたらす影響を比較検討したものであり、ここでは、高周波域をのぞいて、かなりの相違があらわれることを示している。Fig. 7 は $\tau_v = 0.5$, $\tau_t = 5.0$ とし τ_l を 0.03 , 0.02 , 0.01 と変化させ、 τ_l の応答特性にもたらす影響を比較検討したものであるが、この場合は、大きな相違は見られない。

一方、これら導体の電気的時定数の外部入力端より見たプラズマ柱水平位置の周波数応答特性におよぼす影響を比較検討したのが Fig. 8, Fig. 9, Fig. 10 であり FLIC 6 を用いて求めた。Fig. 8 は τ_l の応答特性におよぼす影響を検討したものであるが、この場合は、低周波域では応答特性に相違が現われているが、周波数が 1C/S 以上では τ_l の相違の影響は現われれないと言える。Fig. 9 は τ_v の応答特性におよぼす影響を検討したものであるが、この場合は、周波数域全域にわたって τ_v の相違の影響が現われることを示している。この相違は Fig. 6 に示した、外乱入力より見たプラズマ柱水平位置の周波数応答特性に現われた、 τ_v の影響と比較しても、かなり大きく、 τ_v の相違は、外部入力端より見た

プラズマ柱水平位置の応答特性に大きな影響をもたらすことがわかる。Fig. 10は r_1 の応答特性におよぼす影響を検討したものであるが、この場合は、Fig. 7に示した外乱入力より見たプラズマ柱水平位置の応答特性と同様、高周波域での相違はみられるが、周波数全域にわたって、さほどの相違は現われないことがわかる。

以上、解析コードFLICを用いての解析例として、プラズマ臨界試験装置 (JT-60) に関して求めた周波数応答解析を示したが、詳細については稿を改ためて報告する。

3-3 プラズマ柱水平位置動特性シミュレーター

プラズマ柱水平位置の外乱に対する時間応答,あるいは,外部回路を用いてのプラズマ柱の位置制御の検討の際に,強力な解析手段となるプラズマ柱水平位置動特性シミュレーターについて記述する。

先に第2章,第5章でプラズマ柱水平位置動特性方程式(Eq.(111)~(117))を求めたが,これらの式をアナログシミュレーターとして組み上げるために,物理方程式を機械方程式に変換する。すなわち,Eq.(111)~(117)に現われている物理変数を機械変数に置き換えるのであるが,その際に現われる変換係数を次下に述べる式で定義する。この際,添字Mは,その変数が機械変数であることを表わす。

$$\text{プラズマ柱変位} \quad \frac{\Delta R}{R_0} = \zeta_R \left[\frac{\Delta R}{R_0} \right]_M \quad (122)$$

$$\text{導体 l による磁場} \quad \frac{\delta B_l}{B_{vco}} = \zeta_{Bl} \left[\frac{\delta B_l}{B_{vco}} \right]_M \quad (123)$$

$$\text{導体 v による磁場} \quad \frac{\delta B_{vc}}{B_{vco}} = \zeta_{Bv} \left[\frac{\delta B_{vc}}{B_{vco}} \right]_M \quad (124)$$

$$\text{導体 t による磁場} \quad \frac{\delta B_t}{B_{vco}} = \zeta_{Bt} \left[\frac{\delta B_t}{B_{vco}} \right]_M \quad (125)$$

$$\text{磁場換算外乱} \quad \frac{\delta B_d}{B_{vco}} = \zeta_{Bd} \left[\frac{\delta B_d}{B_{vco}} \right]_M \quad (126)$$

$$\text{導体 l を流れる電流} \quad \frac{\delta I_l}{I_{po}} = \zeta_{Il} \left[\frac{\delta I_l}{I_{po}} \right]_M \quad (127)$$

$$\text{導体 v を流れる電流} \quad \frac{\delta I_v}{I_{po}} = \zeta_{Iv} \left[\frac{\delta I_v}{I_{po}} \right]_M \quad (128)$$

$$\text{導体 t を流れる電流} \quad \frac{\delta I_t}{I_{po}} = \zeta_{It} \left[\frac{\delta I_t}{I_{po}} \right]_M \quad (129)$$

$$\text{導体 v の入力端電圧} \quad \frac{\delta V}{V_0} = \zeta_v \left[\frac{\delta V}{V_0} \right]_M \quad (130)$$

$$\text{時 間} \quad t = \zeta_t [t]_M \quad (131)$$

以上の物理変数と機械変数の変換式(Eq.(122)~(131))を用いて,2-5で求めたプラズマ水平位置動特性方程式(Eq.(111)~(117))を機械方程式に書きなおす。この際,回路方程式については,積分形式を採用した。

$$-\left[\frac{\Delta R}{R_0} \right]_M = \frac{1}{\left| \frac{1-\alpha}{\Gamma_0} - 1 + n - m \right|} \left[\zeta_{Bl} \left[\frac{\delta B_l}{B_{vco}} \right]_M + \zeta_{Bv} \left[\frac{\delta B_{vc}}{B_{vco}} \right]_M + \zeta_{Bt} \left[\frac{\delta B_t}{B_{vco}} \right]_M + \zeta_{Bd} \left[\frac{\delta B_d}{B_{vco}} \right]_M \right] \quad (132)$$

$$-\left[\frac{\delta I_l}{I_{po}} \right]_M = \zeta_t \frac{1}{\tau_l} \left[\int \frac{\delta I_l}{I_{po}} dt \right]_M - \frac{\zeta_R 2R_0}{\zeta_{Il} \pi r_l} \left[\frac{\Delta R}{R_0} \right]_M + \frac{\zeta_{Iv} r_l N_v}{\zeta_{Il} r_v} \left[\frac{\delta I_v}{I_{po}} \right]_M + \frac{\zeta_{It} r_l}{\zeta_{Il} r_t} \left[\frac{\delta I_t}{I_{po}} \right]_M \quad (133)$$

$$-\left[\frac{\delta I_v}{I_{po}} \right]_M = \zeta_t \frac{1}{\tau_v} \left[\int \frac{\delta I_v}{I_{po}} dt \right]_M - \frac{\zeta_v \zeta_t}{\zeta_{Iv} \pi r_v R_0 N_v} \left[\int \frac{\delta V}{V_0} dt \right]_M - \frac{\zeta_R 2R_0}{\zeta_{Iv} \pi r_v N_v} \left[\frac{\Delta R}{R_0} \right]_M + \frac{\zeta_{It} r_l}{\zeta_{Iv} r_v N_v} \left[\frac{\delta I_t}{I_{po}} \right]_M$$

$$+ \frac{\zeta_{I_t} r_v}{\zeta_{I_v} r_t N_v} \left[\frac{\partial I_l}{I_{po}} \right]_M \quad (134)$$

$$- \left[\frac{\partial I_t}{I_{po}} \right]_M = \zeta_t \frac{1}{\tau_t} \left[\int \frac{\partial I_t}{I_{po}} dt \right]_M - \frac{\zeta_R}{\zeta_{I_t}} \frac{2R_o}{\pi r_t} \left[\frac{\Delta R}{R_o} \right]_M + \frac{\zeta_{I_l} r_l}{\zeta_{I_t} r_t} \left[\frac{\partial I_l}{I_{po}} \right]_M + \frac{\zeta_{I_v} r_v N_v}{\zeta_{I_t} r_t} \left[\frac{\partial I_v}{I_{po}} \right]_M \quad (135)$$

$$\left[\frac{\partial B_l}{B_{vco}} \right]_M = \frac{\zeta_{I_l} \pi R_o}{\zeta_{B_l} r_l \Gamma_o} \left[\frac{\partial I_l}{I_{po}} \right]_M \quad (136)$$

$$\left[\frac{\partial B_{vc}}{B_{vco}} \right]_M = \frac{\zeta_{I_v} \pi R_o N_v}{\zeta_{B_v} r_v \Gamma_o} \left[\frac{\partial I_v}{I_{po}} \right]_M \quad (137)$$

$$\left[\frac{\partial B_t}{B_{vco}} \right]_M = \frac{\zeta_{I_t} \pi R_o}{\zeta_{B_t} r_t \Gamma_o} \left[\frac{\partial I_t}{I_{po}} \right]_M \quad (138)$$

以上, Eq.(132)~(138) をアナログ・パッチング・パネルでの結線図として Fig. 11 にまとめた。

次節で, このシミュレーターを用いての, プラズマ柱水平位置の時間応答解析例を示す。

3-4 プラズマ柱水平位置動特性シミュレーターによる時間応答解析例

前節で述べたプラズマ柱水平位置動特性シミュレーターを用いての解析例として、プラズマ臨界試験装置 (JT-60) を対象に求めた時間応答を Fig. 12~Fig. 19 に示す。図は、入力として磁場換算外乱 ($\delta B_d/B_{vco}$) あるいは導体 v の入力端電圧 ($\delta V/V_o$) を階段状に +1% 変化させた場合の、プラズマ柱の変位 ($\delta R/R_o$) および導体 l, v, t にそれぞれ流れる電流の変化 ($\delta I_l/I_{po}, \delta I_v/I_{po}, \delta I_t/I_{po}$) の時間応答を示している。

解析に使用した数値は、周波数応答特性を求めた際に使用したものであり、標準として $\Gamma_o = 2.2$, $(1-\alpha)/\Gamma_o - 1 + n - m = -0.8$, $\tau_l = 0.03$, $\tau_v = 0.5$, $\tau_t = 5$ とし時間応答を求めると共に、必要に応じてこれらの定数の 1 つをパラメーターとして変化させ、その応答特性への影響を比較して示した。

Fig. 12 はプラズマ柱を取り囲む導体が 1 個の場合について求めたものであり、磁場換算外乱 ($\delta B_d/B_{vco}$) を階段状に +1% 変化させた場合の、プラズマ柱の変位 ($\delta R/R_o$) および導体電流 ($\delta I_i/I_{po}$, $i=l, v, t$) の時間応答を示している。図から解るように外乱 $\delta B_d/B_{vco}$ を正の方向、すなわち垂直磁場増加の方向に印加した場合、プラズマ柱は負の方向、すなわち主半径の減少方向に変位し、導体には、この変位をさまたげる方向、すなわち垂直磁場減少の方向に誘起電流が流れる。

また応答の時定数についてみると、Eq. (82), (83), (84) で定義した各導体の時定数はそれぞれ $\tau_l = 0.03$, $\tau_v = 0.5$, $\tau_t = 5$ であるが、図に示された応答では時定数 (T) はおよそ $T_l = 0.2$, $T_v = 2$, $T_t = 15$ となっている。これは、プラズマ柱と導体との間に存在する相互インダクタンスにもとづくものであり、ために Eq. (111), (117) を用いて磁場換算外乱より、プラズマ柱変位および導体電流へ伝達関数を求めると次式となる。

$$\frac{\delta R/R_o}{\delta B_d/B_{vco}} = \frac{1 + \tau_i S}{G \left[1 + \tau_i \left(1 - \frac{2R_o^2}{r_i^2 \Gamma_o G} \right) S \right]}$$

$$\frac{\delta I_i/I_{po}}{\delta B_d/B_{vco}} = \frac{S}{G \left[\frac{\pi r_i N_i}{2R_o \tau_i} \right] \left[1 + \tau_i \left(1 - \frac{2R_o^2}{r_i^2 \Gamma_o G} \right) S \right]}$$

ここに $G = \frac{1-\alpha}{\Gamma_o} - 1 + n - m$

$i = l, v, t$

である。

上式は磁場換算外乱を挿入した場合の、プラズマ柱位置および導体電流の時間応答には時定数

$$\tau_i \left(1 - \frac{2R_o^2}{r_i^2 \Gamma_o G} \right)$$

が存在することを示している。導体 l, v, t についてこの時定数 (T) を求めると $T_l = 0.24$, $T_v = 3.1$, $T_t = 21$ となり、プラズマ柱の動きは Eq. (82), (83), (84) で定義した τ_i ($i=l, v, t$) の $(1 - (2R_o^2/r_i^2 \Gamma_o G))$ 倍の時定数に支配されることがわかる。

Fig. 13 はプラズマ柱を取り囲む導体が 2 個の場合について求めたものである。この場合使用した時定数は Fig. 12 の場合と同様 $\tau_l = 0.03$, $\tau_v = 0.5$, $\tau_t = 5$ であるが、実際の応答は相互インダクタンスの効果により、これら τ_i (l, v, t) よりはるかに小さくなっている。前図 Fig. 12 より読み取った応答の

時定数は $T_l = 0.2$, $T_v = 2$, $T_t = 15$ であるが, Fig. 13より, 応答の時定数を読み取るとそれぞれ $T_{lv} = 2.1$, $T_{lt} = 15$, $T_{vt} = 17$ となり, 導体 l, v, t より 2 者を選び出し, 組み合わせて使用した場合, プラズマ柱の運動は大きい方の応答の時定数 T に支配されることを示している。

以下 Fig. 14~Fig. 19 ではプラズマ柱が 3 個の導体 l, v, t に取り囲まれている場合について, $(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n - m$ および Eq. (82), (83), (84) で定義した各導体の時定数をパラメトリックに変化させ, 応答におよぼす影響について考察したものである。

各図の(a)は垂直磁場増加の方向に磁場換算外乱を 1% 階段状に印加した場合の応答であり, いずれの場合もプラズマ柱は主半径の減少方向に変位し, プラズマ柱を取り囲む各導体には垂直磁場の増加をさまたげる方向に電流が誘起され, その電流は次第に減衰しているが, 減衰の様子は Eq. (82), (83), (84) で定義した τ_i ($i=l, v, t$) ではなく, Fig. 12 および Fig. 13 で述べた応答の時定数に近い値に従っていることがわかる。またプラズマ柱の平衡位置は応答の時定数 T に従って変位しているが最終的には $\delta R/R_0 = (\delta B_d/B_{vco}) / [(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n - m]$ に落ち着いている。

Fig. 14-(a)は $(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n - m$ の値をパラメータとし $-0.6, -0.8, -1.0$ と変え, この値が応答におよぼす影響と比較したものであり, 上式から明らかな様にそのパラメータの値が大きい程, プラズマ柱の最終平衡位置の変位は小さい。この図の外乱挿入直後の応答を拡大したものが Fig. 15 であり, $(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n - m$ の値が大きい程, プラズマ柱の変位は小さく, また導体に誘起される電流も小さいことを示している。Fig. 14-(a)に対応する周波数応答はすでに Fig. 3 に示した。

Fig. 16-(a)は導体 t の時定数 τ_t を 2, 5, 10 と変化させ, この値が応答におよぼす影響を比較したものである。図からわかるように, 応答には顕著な差があらわれているが, これは導体 t のみの場合の応答の時定数 T_t に変化をもたらす, この T_t がプラズマ柱の運動に支配的な効果をもたらす結果であると考えられる。図の導体電流は $\tau_t = 5$ に対応するものである。この図の外乱印加直後の応答を拡大して示したのが Fig. 17 で, 導体 l および v の電流には τ_t の影響はないと見てもさしつかえなかるうが, 導体 t に流れる電流とプラズマ柱位置とは強い相関のあることを示している。対応する周波数応答は Fig. 5 である。

Fig. 18-(a)は導体 v の時定数 τ_v を 0.2, 0.5, 1.0 と変化させ, 応答におよぼす影響を比較したものであるが, 導体 v の応答の時定数 T_v にあらわれる効果によりプラズマ柱変位の時間応答にわずかではあるが影響があらわれることがわかる。対応する周波数応答は Fig. 6 である。

Fig. 19-(a)は導体 l の時定数 τ_l を 0.01, 0.02, 0.03 と変化させ応答におよぼす影響を比較したものであるが, 図からわかるように, τ_l の値は応答にほとんど影響しないといえる。この理由は応答は Fig. 12, Fig. 13 で述べた応答の時定数 T に支配されており, 導体 l のみによる応答の時定数 T_l が導体 v および t それぞれ単独の応答の時定数 T_v, T_t に比べていかにも小さいことによると考えられる。対応する周波数応答は Fig. 7 である。

次に Fig. 14, 16, 18, 19 の(b)であるが, これは導体 v の入力端電圧を階段状に +1% 変化させた場合の応答であり, いずれの場合も導体 v の電流増加に際して, プラズマ柱は主半径の減少方向に変位し, 導体 l および t には垂直磁場の減少方向に電流が誘起される。そしてこれらの電流は Fig. 12, 13 で述べた応答の時定数に近い値に従って減衰しているのは(a)図の場合と同様である。また入力端電圧の +1% の階段状変化は, 導体 v の定常平衡電流で約 +0.005% の変化となり, これは Eq. (116) より垂直磁場に換算して約 +1% の増加となる。この結果, プラズマ柱の平衡位置は磁場換算外乱を +

1%階段状に印加した各図(a)の場合と同様、応答の時定数Tに従って変化しながら、最終的には $\delta R/R_0 = \partial V/V_0 \mathcal{M}(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n - m$ に落ちつくことになる。Fig. 14-(b)は導体vの入力電圧を変化させた場合、プラズマ柱の運動方程式Eq.(111)にあらわれる $(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n + m$ を-0.6, -0.8, -1.0と変化させ、この値が応答におよぼす影響を比較したものであり、同時に示した電流は $(1-\alpha)/\Gamma_0 - 1 + n - m = -0.8$ に対応するものである。プラズマ柱の最終的な平衡位置は前式に示したように、パラメータの値が大きい程、プラズマ柱の変位は小さくなる。Fig. 14-(b)に対応する周波数応答はすでにFig. 4に示した。Fig. 16-(b)は導体tの時定数 τ_t を2, 5, 10と変化させ、応答への影響を比較したものであり、図中の電流は $\tau_t = 5$ に対応するものである。 τ_t の値は応答の周波数に支配的な影響をおよぼすので、 τ_t の相違はプラズマ柱の変位に明らかな効果をもたらしている。対応する周波数応答はFig. 8に示した。Fig. 18-(b)は導体lの時定数 τ_l を0.01, 0.02, 0.03と変化させ応答への影響を比較したものであるが、応答には τ_l の相違は影響しないといってさしつかえなからう。対応する周波数応答はFig. 10に示した。

以上、プラズマ柱水平変化に関する時間応答の解析例を示したが、プラズマ柱の変位に関する基本的な性質をよみとるには十分な解析例と考える。また本シミュレーターは、今後外部制御系を付加した際の応答特性の把握や、本モデルの確立に際してもうけた仮定条件の改良等に際して、十分その基礎となりうるものである。

おわりに

本解析を進めるに際して、その前提条件として、プラズマ柱に関する圧力平衡を仮定している。すなわち、プラズマ粒子圧力と磁場圧力の平衡を仮定した上で、プラズマ柱の水平方向位置の変動に関する動特性解析モデル、および、解析例について述べた。そしてモデル化に際しては、プラズマ柱断面の円形と仮定したが、プラズマ柱に関する圧力平衡、および、位置平衡は、プラズマ断面形状および、断面におけるプラズマ電流の分布、および、プラズマ粒子圧力分布に左右されることは当然である。プラズマ柱の断面形状はプラズマ保持磁場の構成に依存する。そしてこの断面形状が、水平面に関する垂直方向の対称性を持たない場合は当然、プラズマ柱の垂直方向変位も存在するであろう。従って、より一般化した問題としては、本解析に示した、プラズマ柱の水平方向変位に関する解析と、プラズマ柱の断面形状およびプラズマ柱の垂直方向変位を結合した解析を行う必要がある。本解析においては、プラズマは円形断面導体に囲まれているとしたため、プラズマ柱断面に関する円形の仮定には、それなりの論拠があるが、将来の融合炉を想定した場合、熱除去および放射損傷を考えれば、プラズマ柱を取り囲む導体に、プラズマ柱の断面形状の保証を依存するということはまずなからう。従って、この円形断面導体のはたしている役割は、外部より加えられる磁場に置換され、その際には、この磁場の構成と、垂直および水平方向変位を結び合せた解析は、より現実的な有用性を持つものとなる。また、本稿第3章に、本解析モデルの応用例として示した、プラズマ柱水平方向変位に関する周波数応答解析については、詳細は別稿として準備を進めている。

最後に、本解析を進めるに当たり、種々御教示、御討論の労をいただきました、核融合研究部、鈴木康夫氏、原子炉工学部、小山謙二氏に、感謝の意を呈します。

参 考 文 献

- 1) V. S. MUKHOVATOV, V. D. SHAFRANOV, Plasma Equilibrium in a TOKAMAK, Nuclear Fusion 11 (1971)
- 2) M. A. LEONTOVICH, Reviews of Plasma Physics 2, Translated from Russian by HERBERT LASHINSKY, Consultants Bureau, New York (1966)
- 3) S. I. BRAGINSKY, V. D. SHAFRANOV, High -temperature Pinches, Fizika Plazmy i Problema Upravliaemykh Termoiadernykh Reaktsii, AN SSSR Moscow, (1958)
- 4) J. HUGILL, A. GIBSON, Servo Control of Plasma Position in CLEO-TOKAMAK, CLM-P 382, (1974)
- 5) 中野義映, プラズマ工学, コロナ社 (1970)
- 6) 竹山説三, 電磁気学現象理論, 丸善
- 7) 長谷川明, 汎用グラフ作成サブルーチンGPLOT 1, 自動グラフ作成コードGPLOTの開発, JAERI-memo 4255 (1970)

Fig.3
 Frequency Characteristics
 Disturbance ($\delta B_d/B_{vco}$)
 \rightarrow Plasma Position ($\delta R/R_0$)

$\Gamma_0 = 2.2$
 $G = -0.6$ --- Δ ---
 -0.8 --- \circ ---
 -1.0 --- \times ---
 $\tau_f = 0.03$
 $\tau_v = 0.5$
 $\tau_t = 5.0$

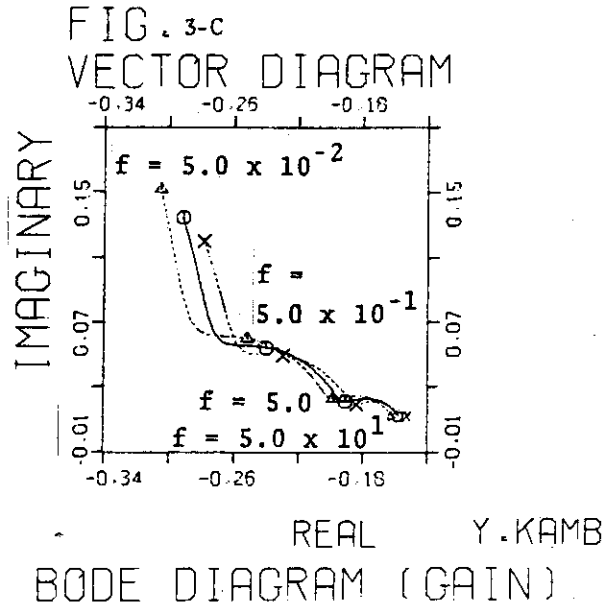


FIG. 3-A

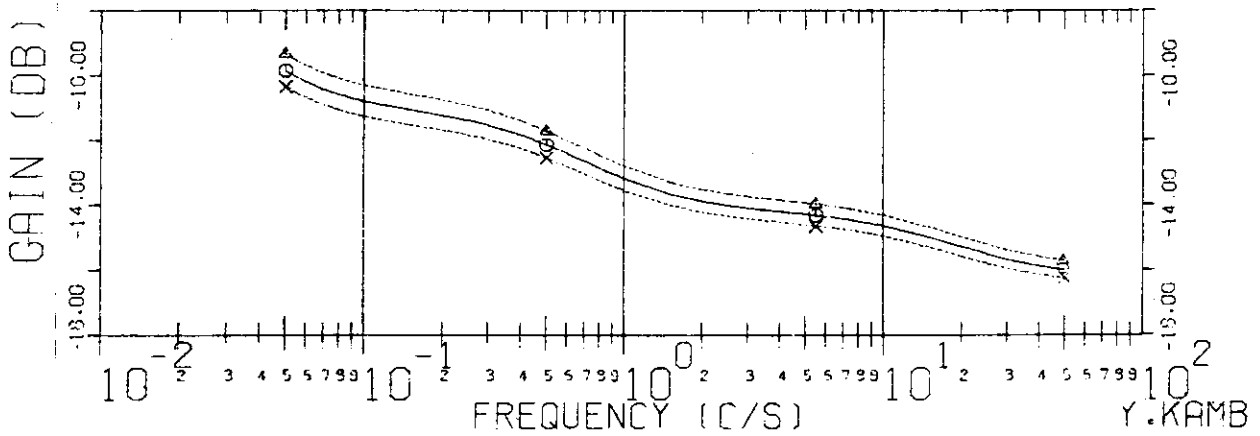


FIG. 3-B

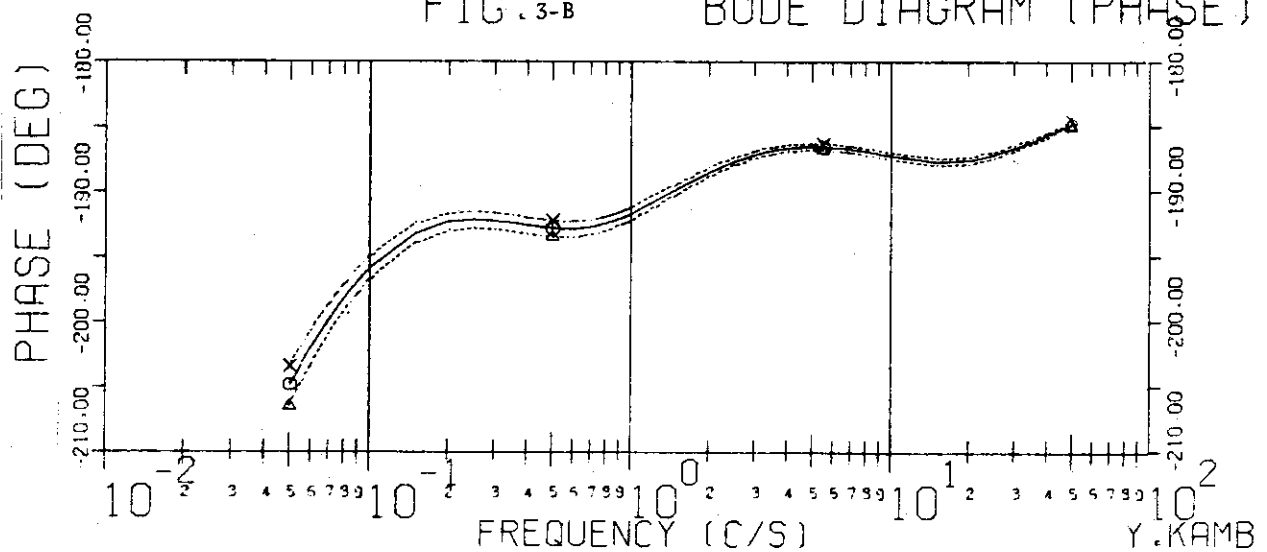
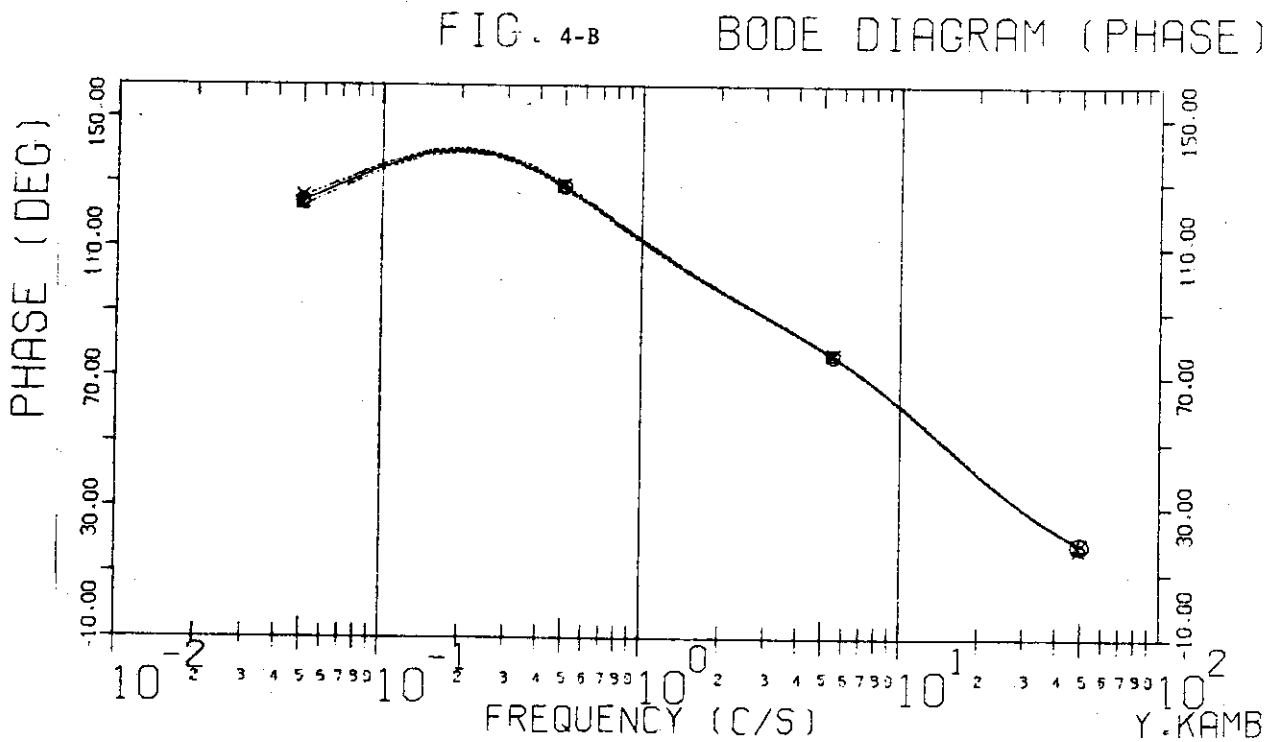
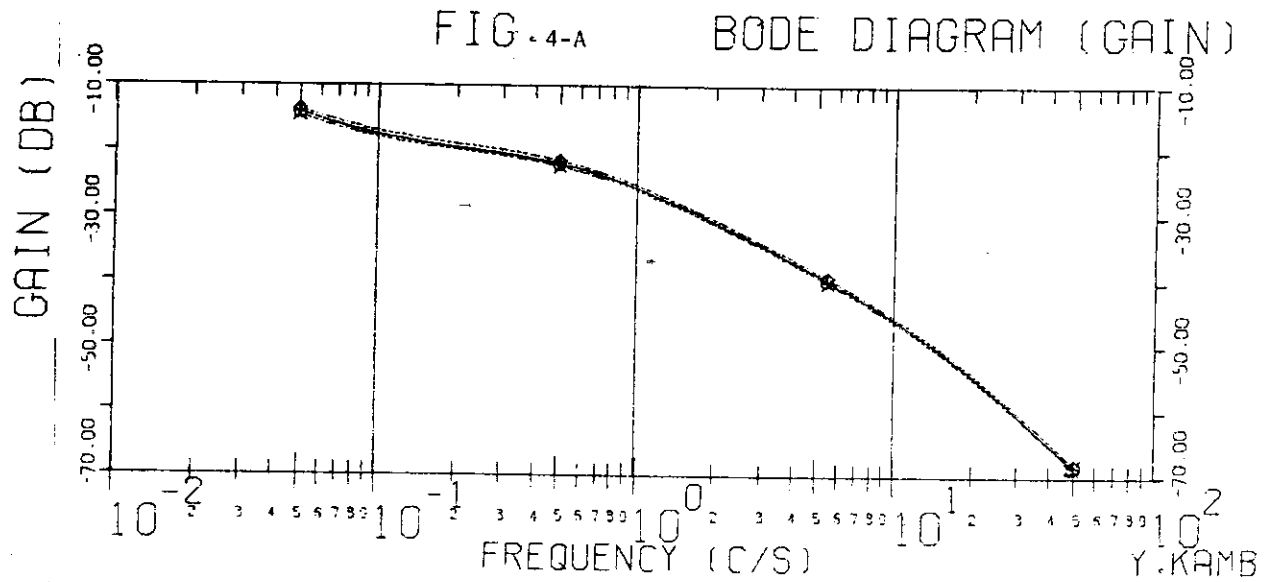
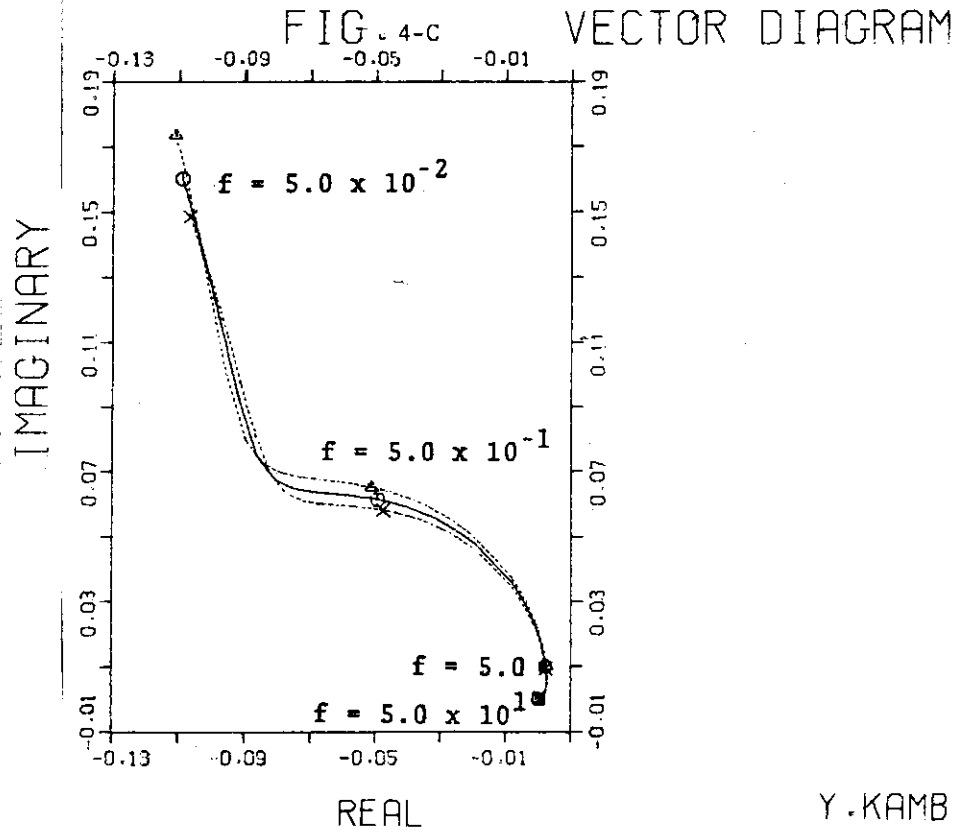


Fig.4 Frequency Characteristics
Terminal Voltage ($\delta V/V_0$) \rightarrow Plasma Position ($\delta R/R_0$)

$\Gamma_0 = 2.2$ $\tau_l = 0.03$
 $G = -0.6$ --- Δ --- $\tau_v = 0.5$
 - 0.8 --- \circ --- $\tau_t = 5.0$
 - 1.0 --- \times ---





Y.KAMB

Fig. 5
 Frequency Characteristics
 Disturbance ($\delta B_d/B_{vco}$)
 → Plasma Position ($\delta R/R_0$)

$\Gamma_0 = 2.2$
 $G = -0.8$
 $\tau_x = 0.03$
 $\tau_y = 0.5$
 $\tau_t = 10.0$

10.0	---	△	---
5.0	---	○	---
2.0	---	×	---

FIG. 5-C
 VECTOR DIAGRAM

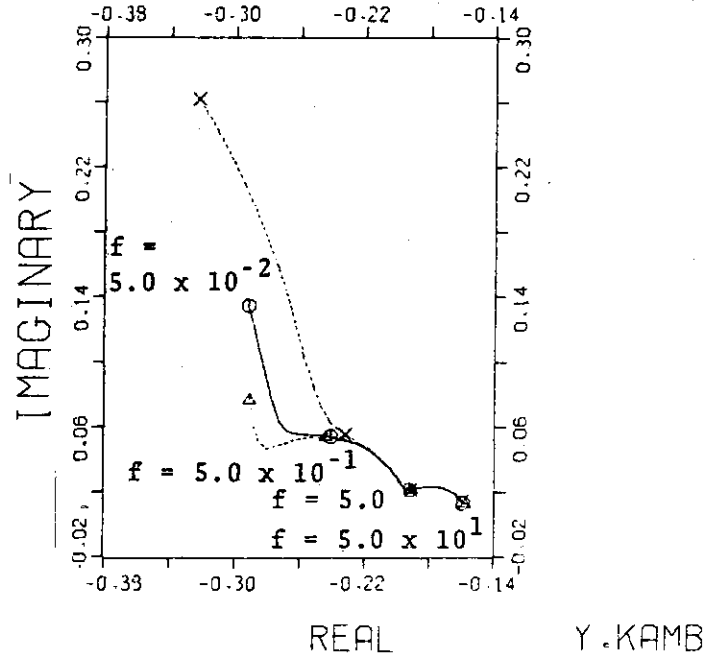


FIG. 5-A BODE DIAGRAM (GAIN)

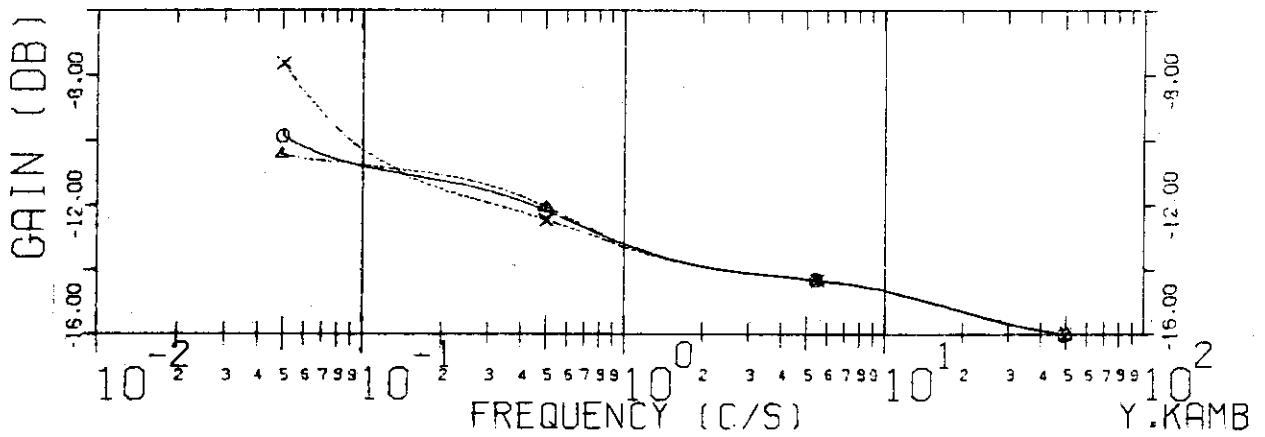


FIG. 5-B BODE DIAGRAM (PHASE)

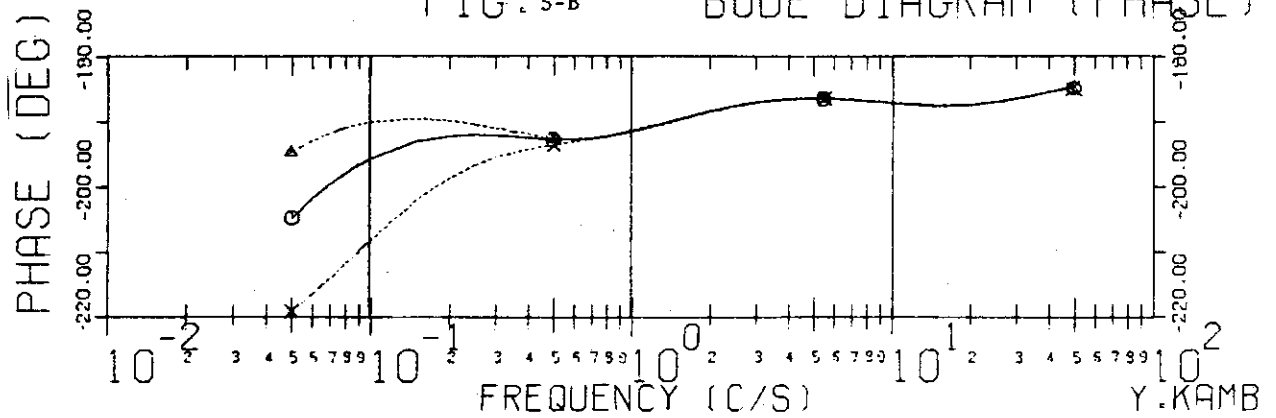


Fig. 6
 Frequency Characteristics
 Disturbance ($\delta B_d/B_{vco}$)
 → Plasma Position ($\delta R/R_0$)

$\Gamma_0 = 2.2$
 $G = -0.8$
 $\tau_c = 0.03$
 $\tau_v = 1.0$ --- Δ ---
 0.5 --- \circ ---
 0.2 --- \times ---
 $\tau_t = 5.0$

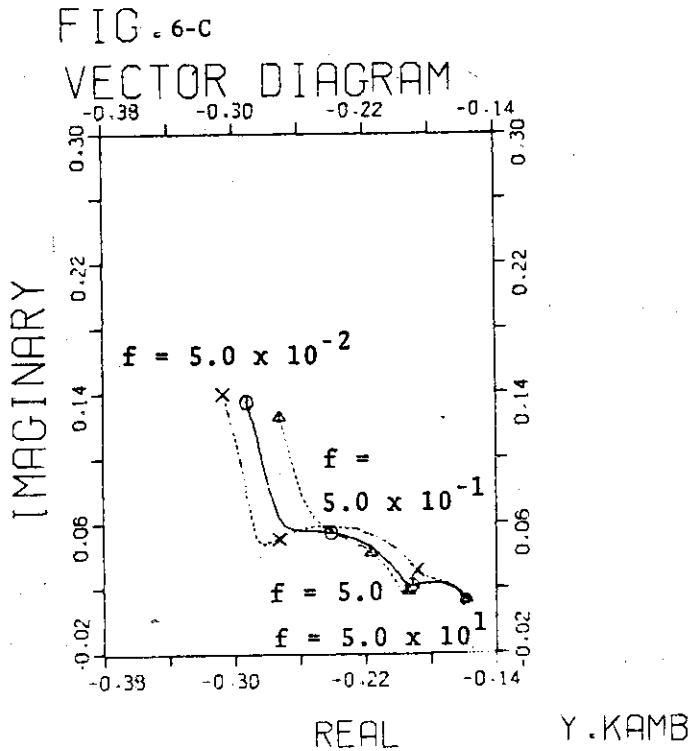


FIG. 6-A

BODE DIAGRAM (GAIN)

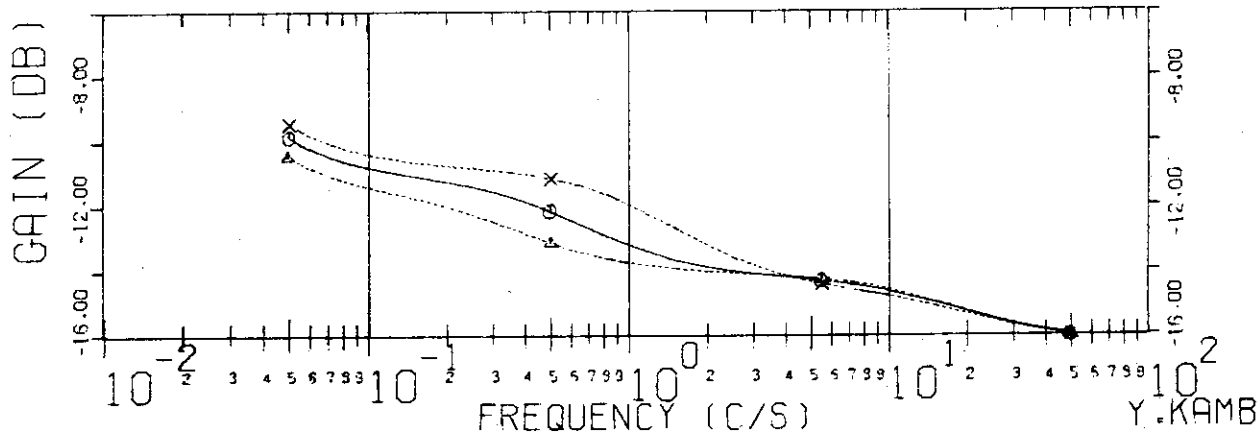


FIG. 6-B

BODE DIAGRAM (PHASE)

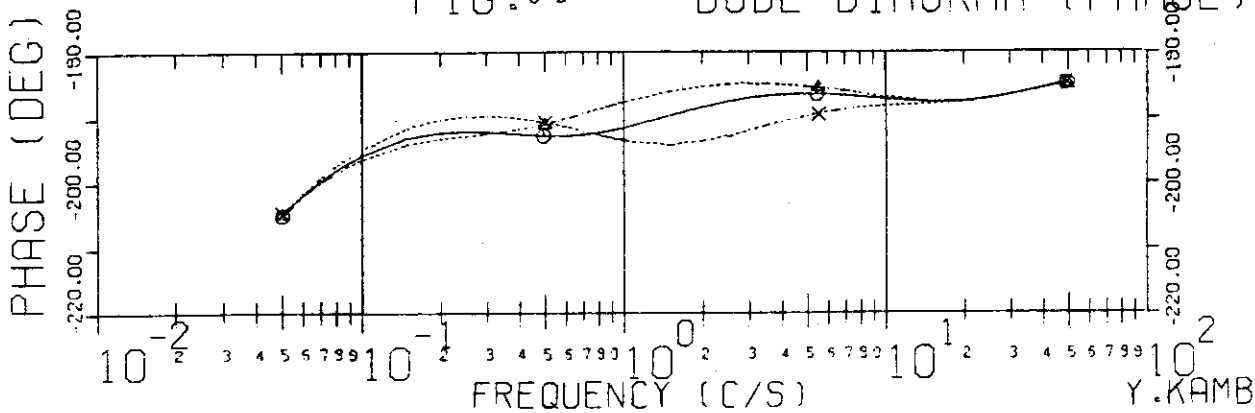


Fig. 7
Frequency Characteristics
Disturbance ($\delta B_d/B_{vco}$)
→ Plasma Position ($\delta R/R_0$)

$\Gamma_0 = 2.2$
 $G = -0.8$
 $\tau_L = 0.03$ --- Δ ---
 0.02 --- \circ ---
 0.01 --- \times ---
 $\tau_y = 0.5$
 $\tau_t = 5.0$

FIG. 7-C
VECTOR DIAGRAM

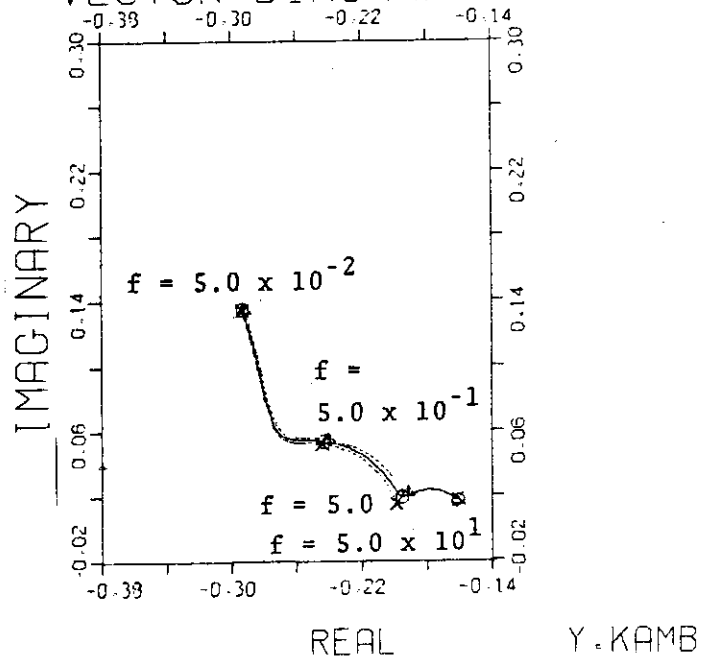


FIG. 7-A

BODE DIAGRAM (GAIN)

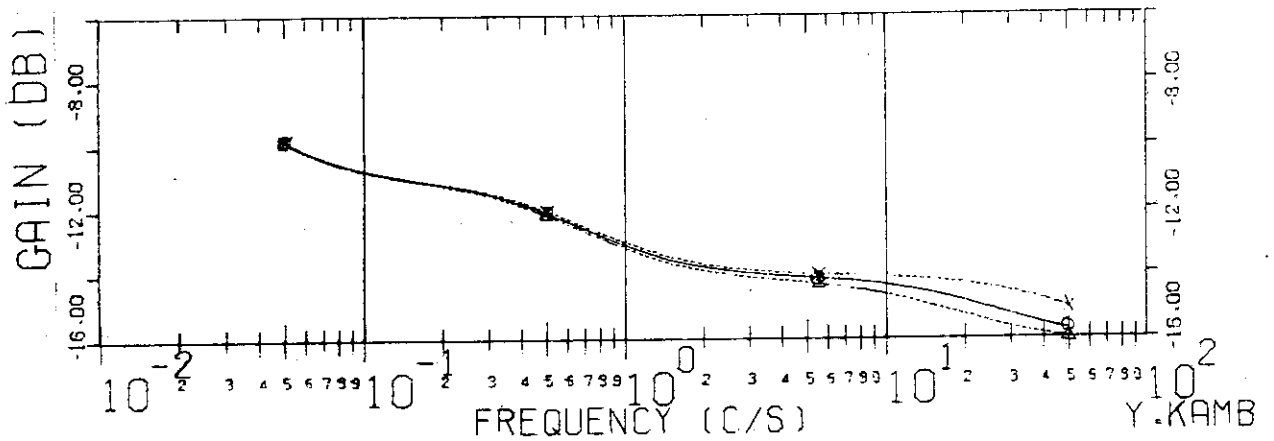
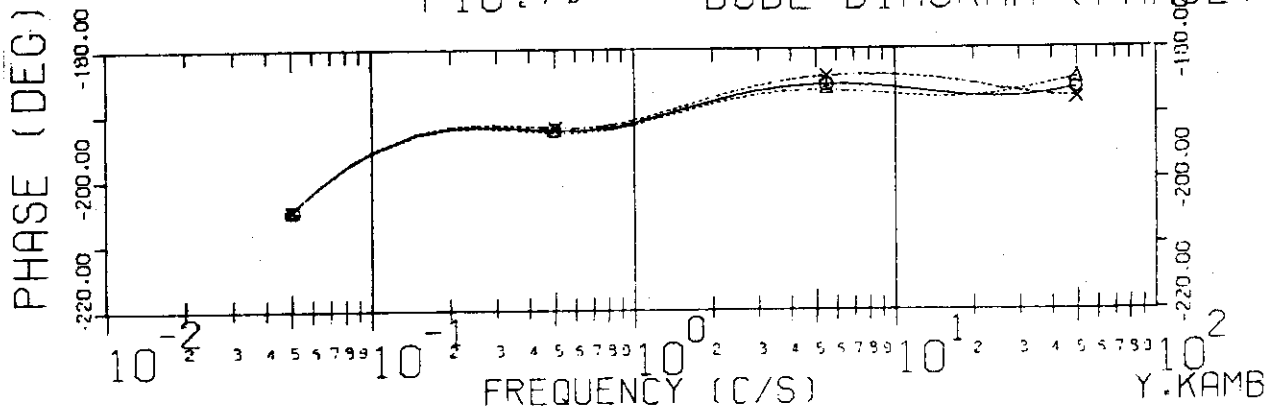
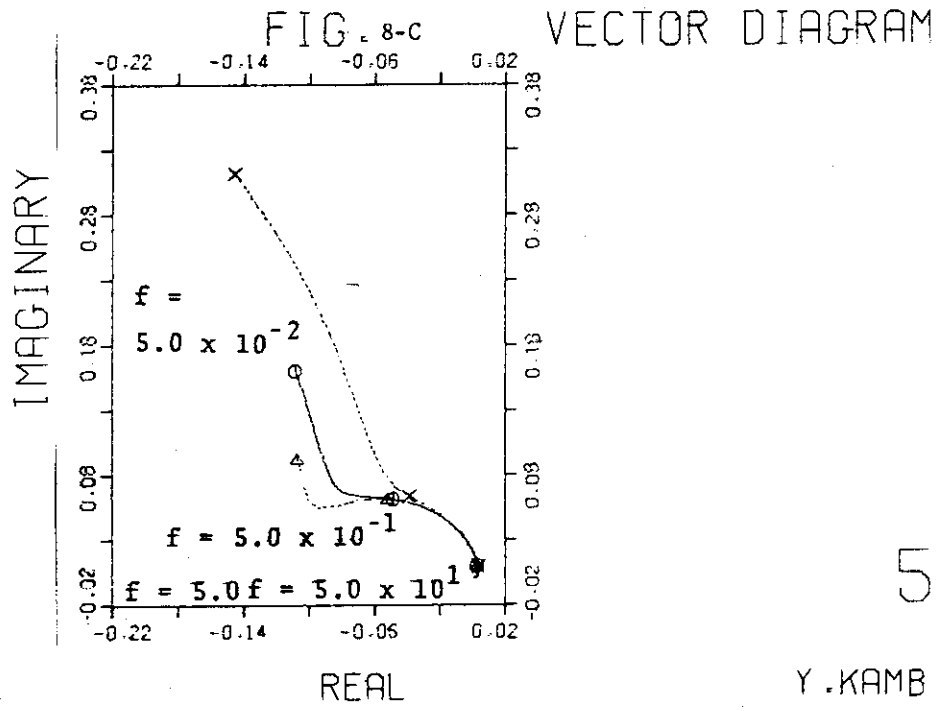


FIG. 7-B

BODE DIAGRAM (PHASE)





5

Y. KAMB

Fig.9 Frequency Characteristics
 Terminal Voltage ($\delta V/V_0$) \rightarrow Plasma Position ($\delta R/R_0$)
 $\Gamma_0 = 2.2$ $\tau_l = 0.03$ $\tau_v = 1.0$ --- Δ --- $\tau_t = 5.0$
 $G = -0.8$ 0.5 --- \circ ---
 0.2 --- \times ---

FIG. 9-A BODE DIAGRAM (GAIN)

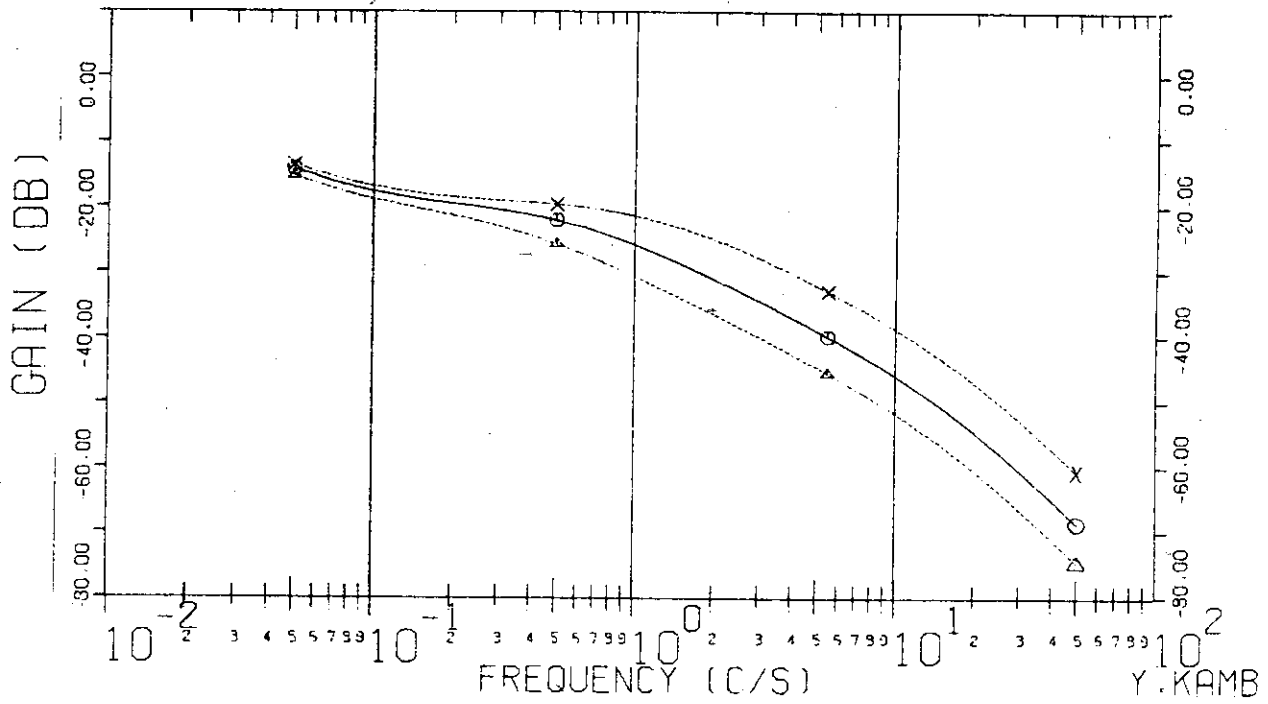


FIG. 9-B BODE DIAGRAM (PHASE)

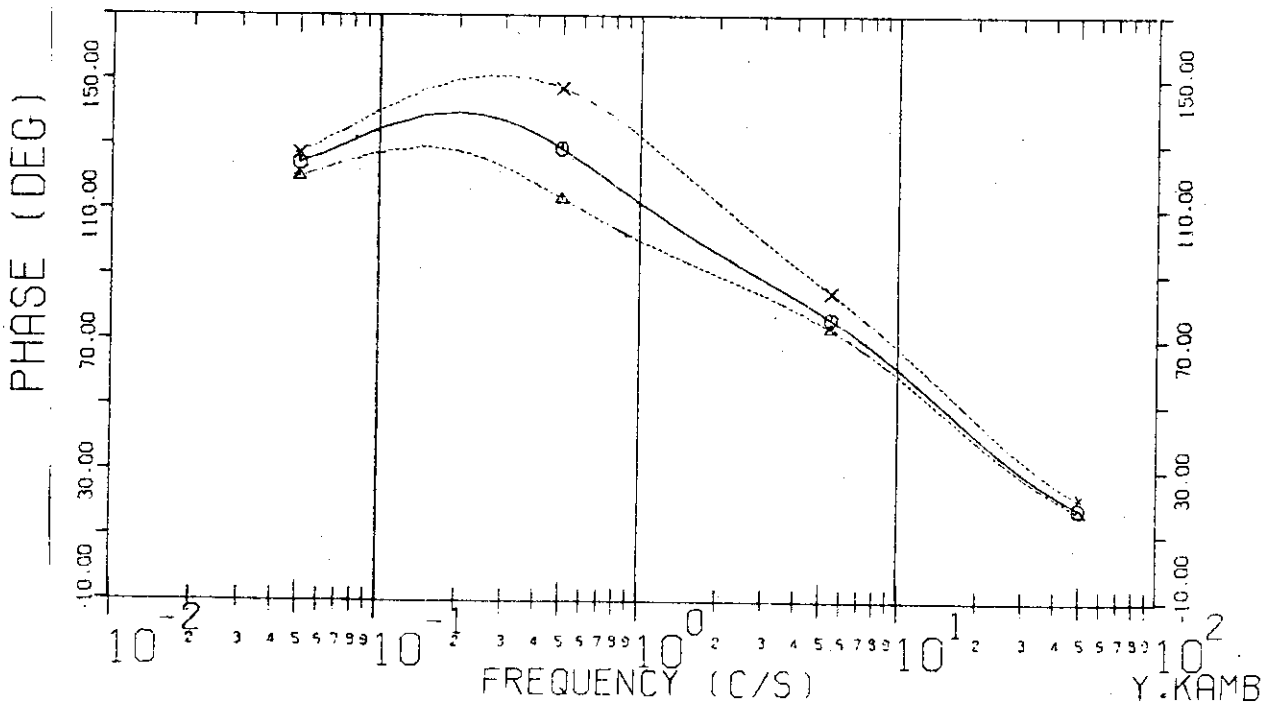
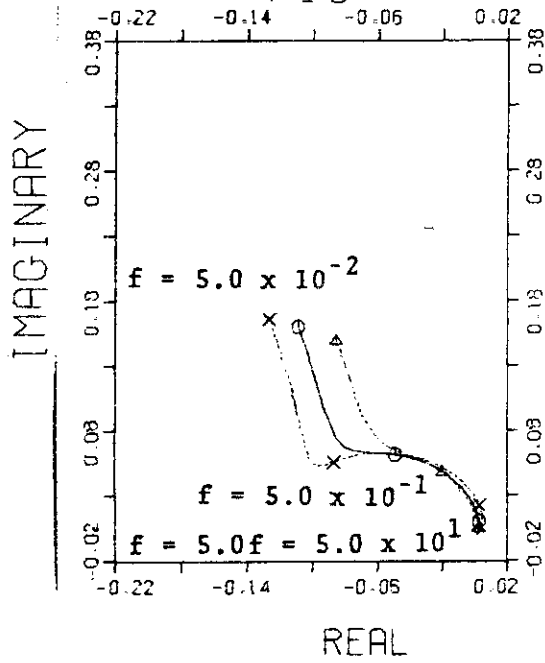


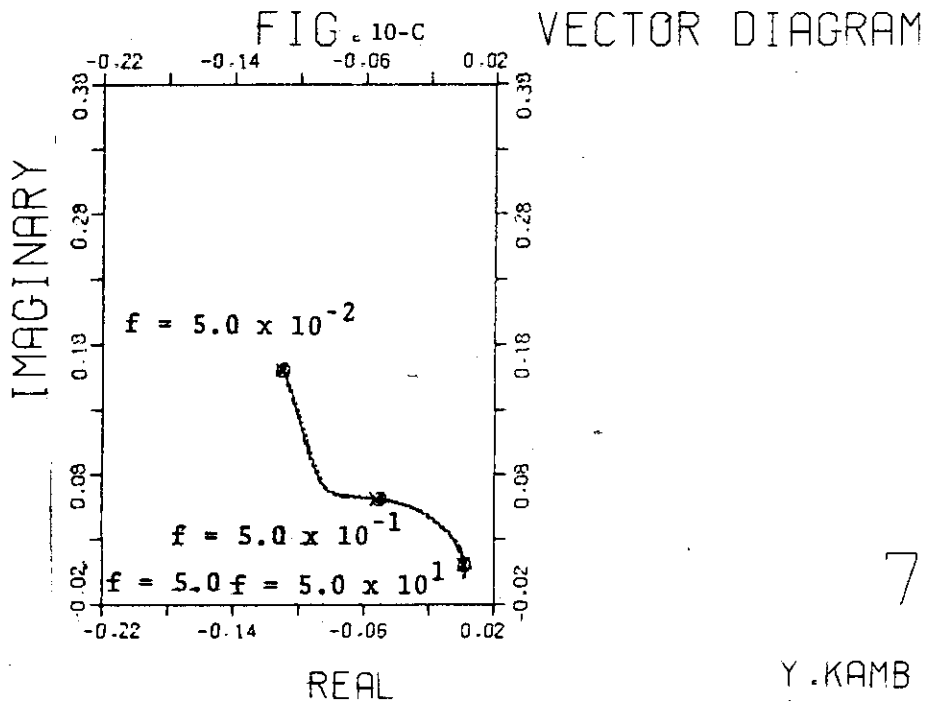
FIG. 9-C

VECTOR DIAGRAM



6

Y. KAMB



7

Y.KAMB

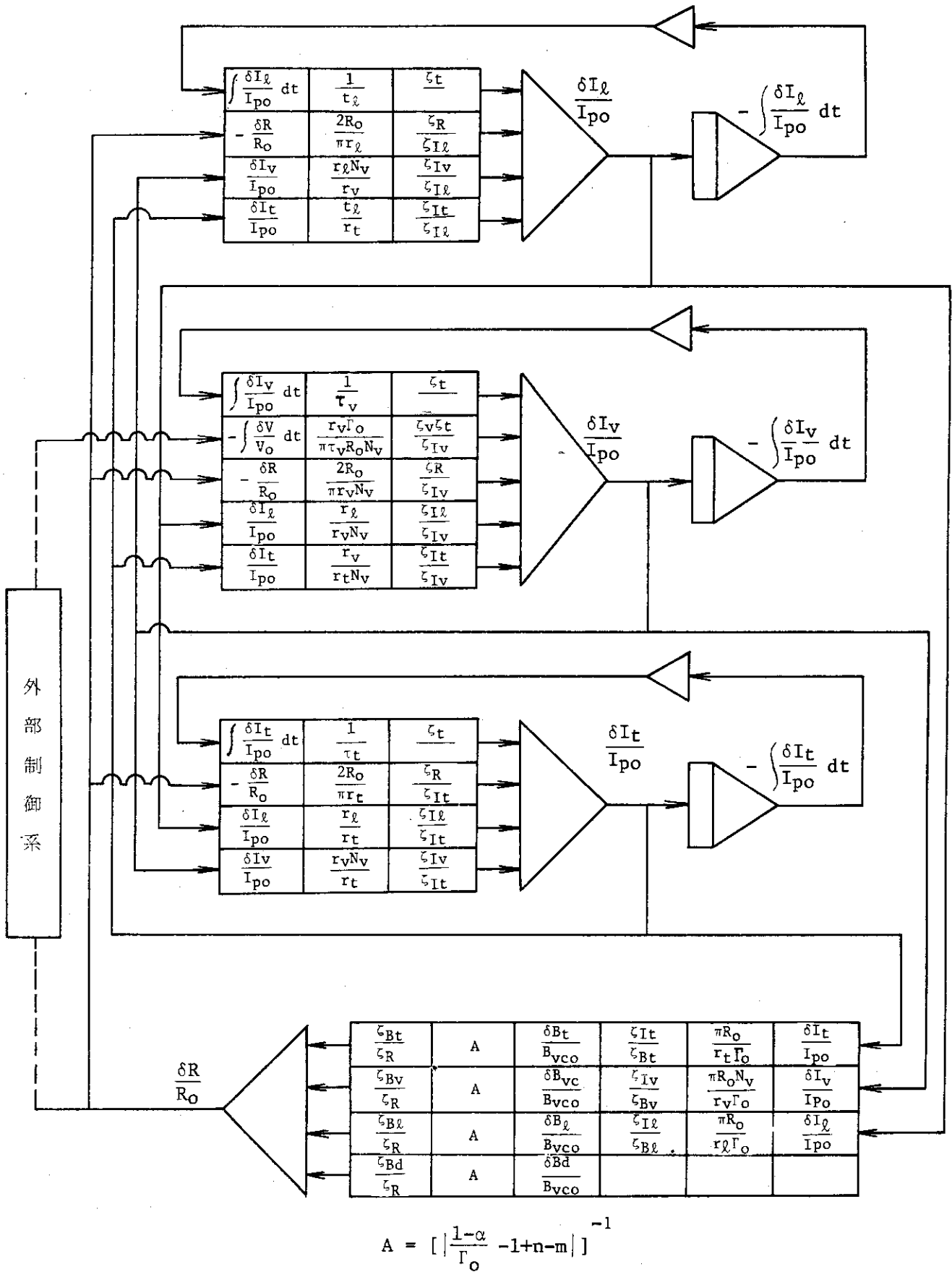


Fig.11 Analogue model simulating the horizontal displacement of the plasma column

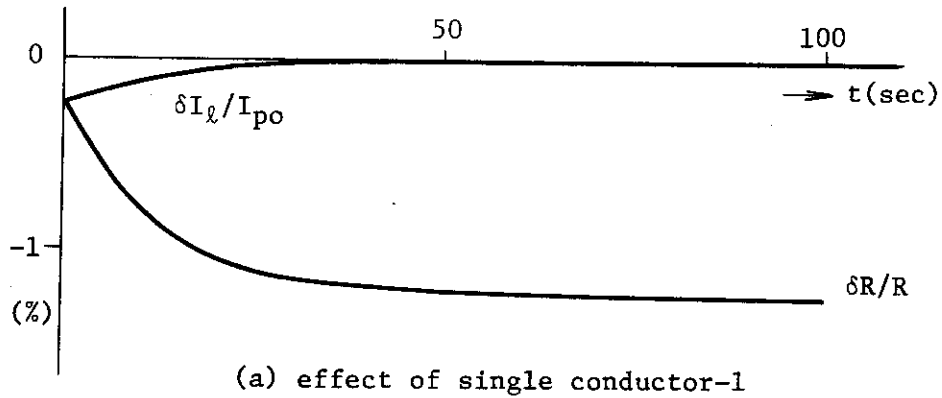
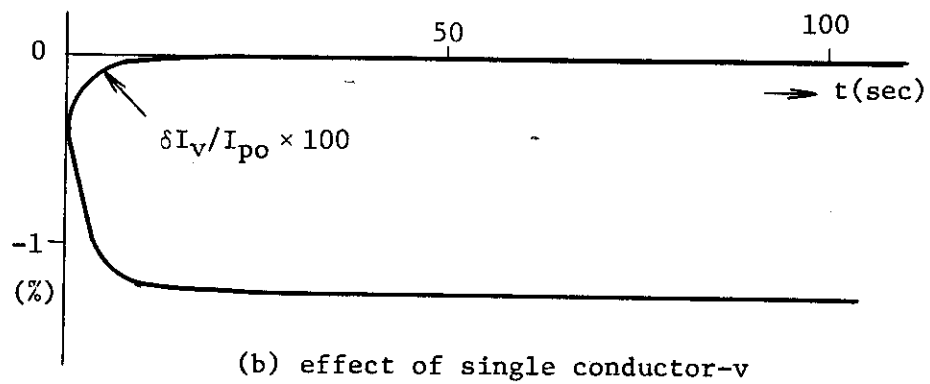
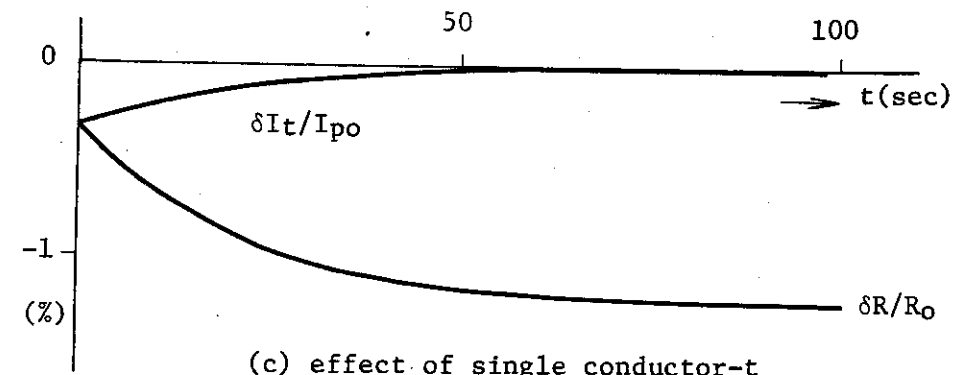


Fig.12 Time response of plasma position, etc. to 1% step change of $\delta B_1 / B_{vco}$

$$\Gamma_0 = 2.2, (1-\alpha) / \Gamma_0 - 1 + n - m = -0.8$$

$$\tau_l = 0.03 \text{sec}, \tau_v = 0.5 \text{sec}, \tau_t = 5 \text{sec}$$

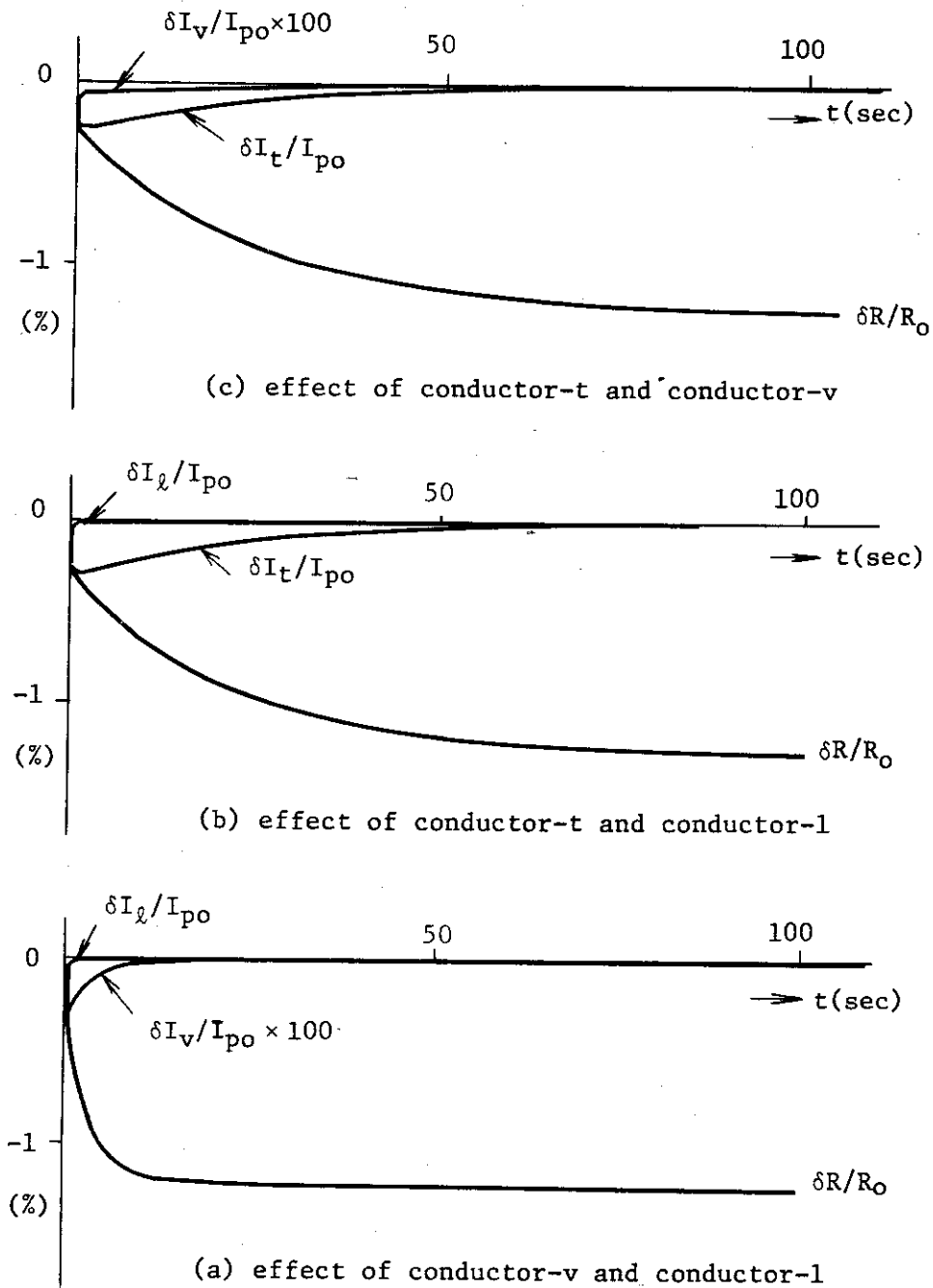


Fig.13 Time response of plasma position, etc. to 1% step change of B_d/B_{vco}

$$\Gamma_0=2.2, (1-\alpha)/\Gamma_0-1+n-m=-0.8$$

$$\tau_l=0.03\text{sec}, \tau_v=0.5\text{sec}, \tau_t=5\text{sec}$$

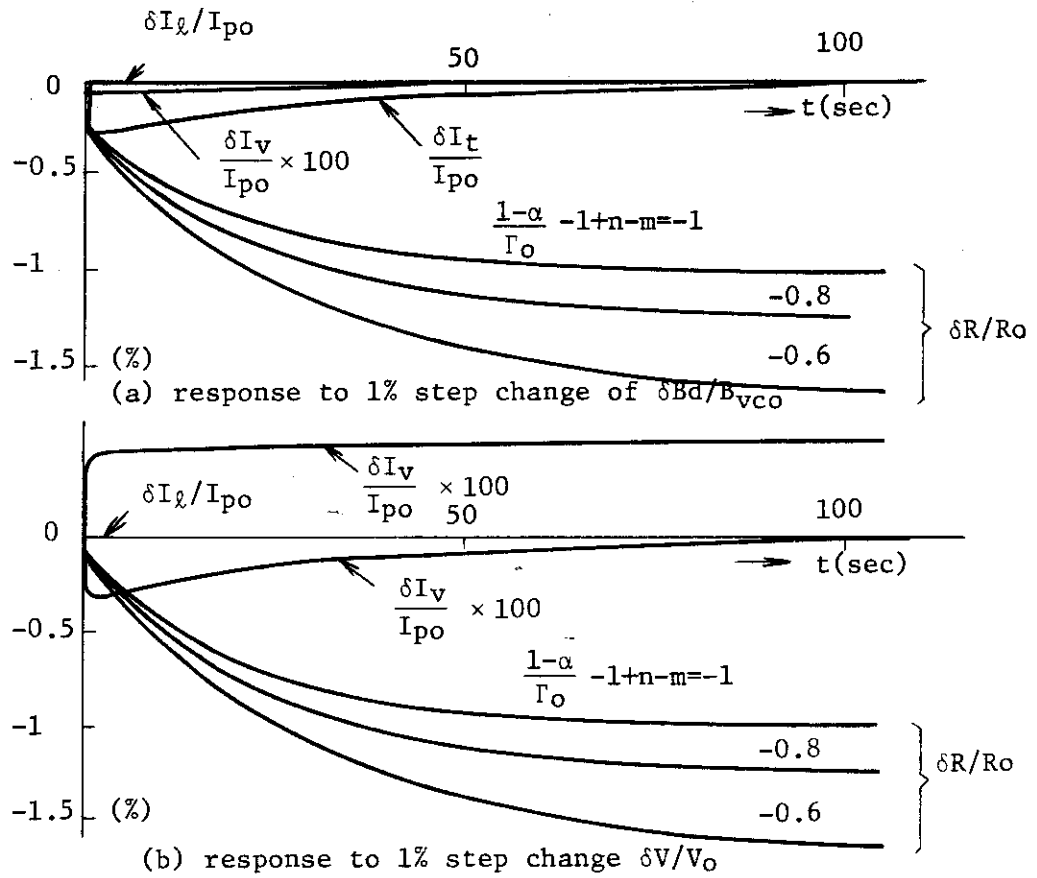


Fig.14 Time response of plasma position, etc.
 ($\Gamma_0=2.2$, $\tau_\ell=0.03\text{sec}$, $\tau_V=0.5\text{sec}$, $\tau_t=5\text{sec}$)

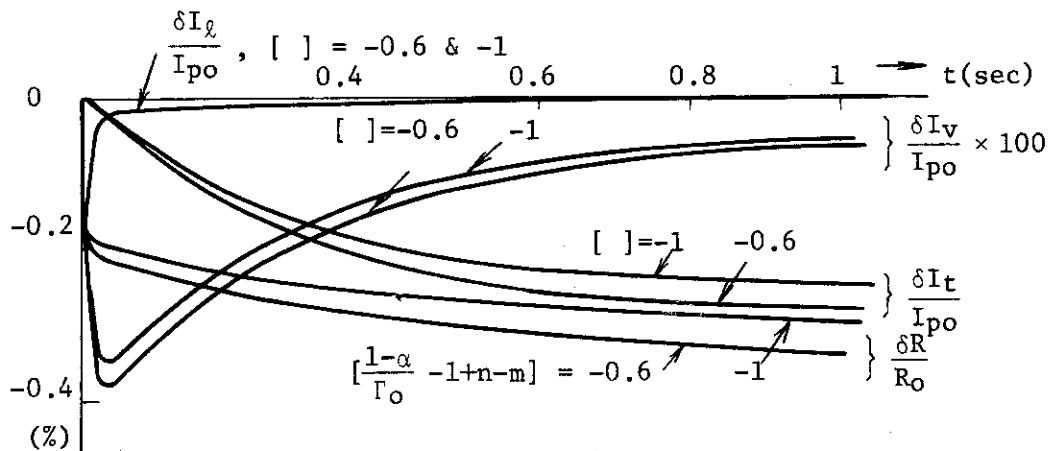


Fig.15 Time response of plasma position, etc. to 1% $\delta B_d/B_{VCO}$ step input (same case in Fig.14-a)

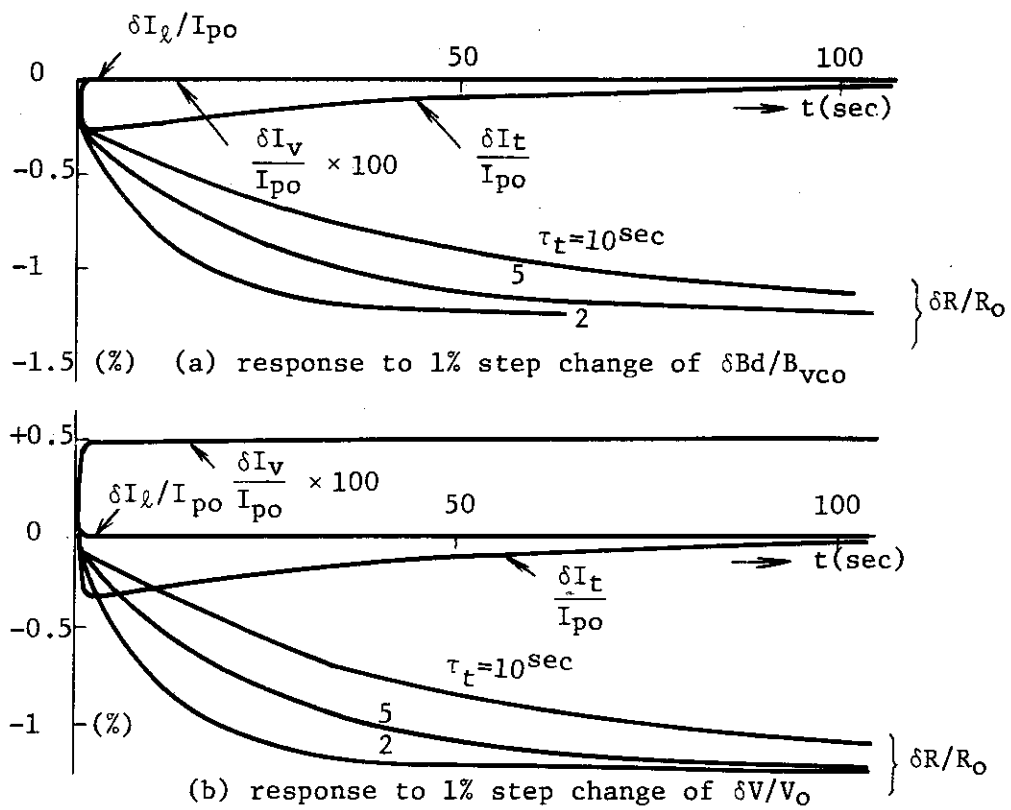


Fig.16 Time response of plasma position, etc.
 $(\Gamma_0=2.2, (1-\alpha)/\Gamma_0-1+n-m=-0.8, \tau_\ell=0.03\text{sec}, \tau_v=0.5\text{sec})$

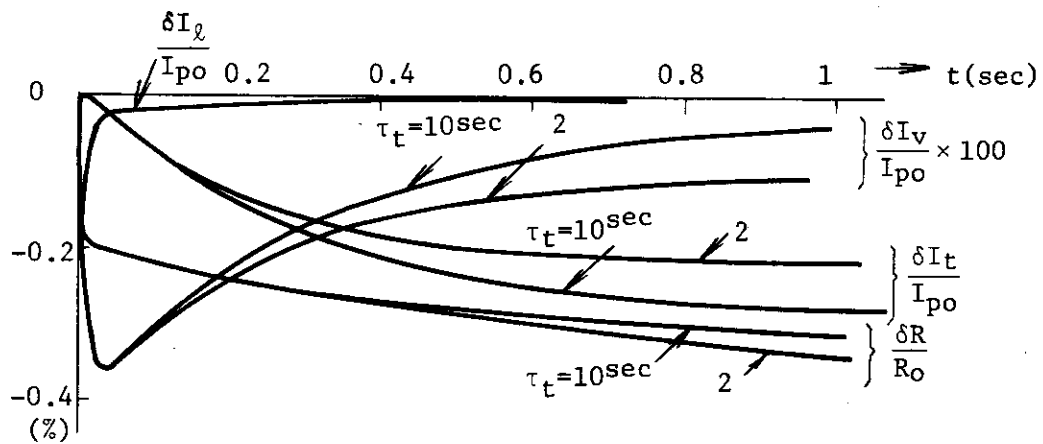


Fig.17 Time response of plasma position, etc. to 1% $\delta B_d/B_{VCO}$ step input (same case in Fig.16-a)

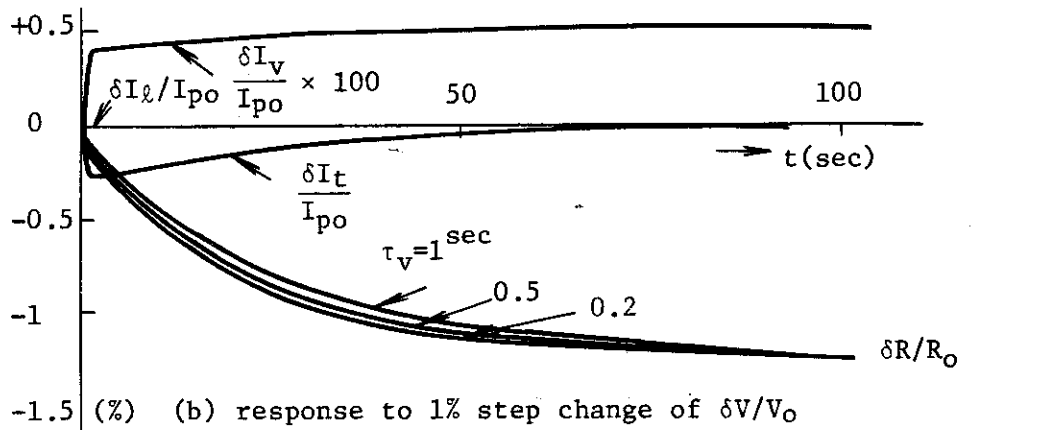
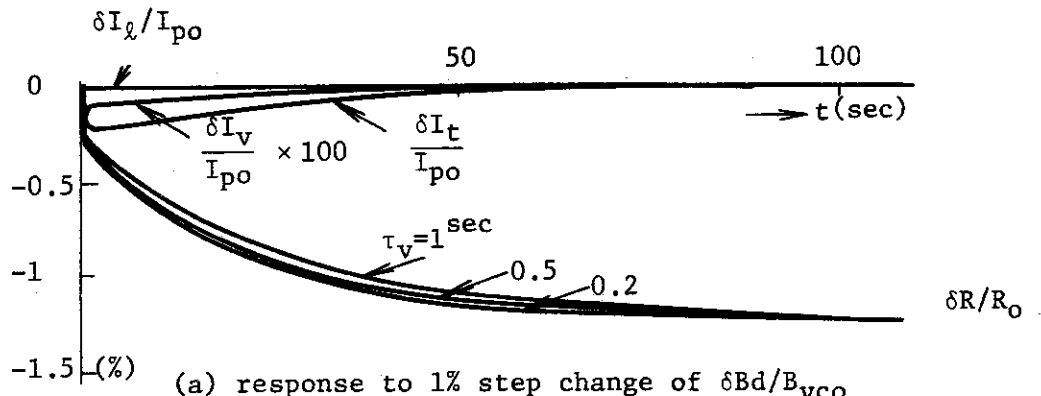


Fig.18 Time response of plasma position, etc.
 $(\Gamma_o=2.2, (1-\alpha)/\Gamma_o-1+n-m=-0.8, \tau_l=0.03\text{sec}, \tau_t=5\text{sec})$

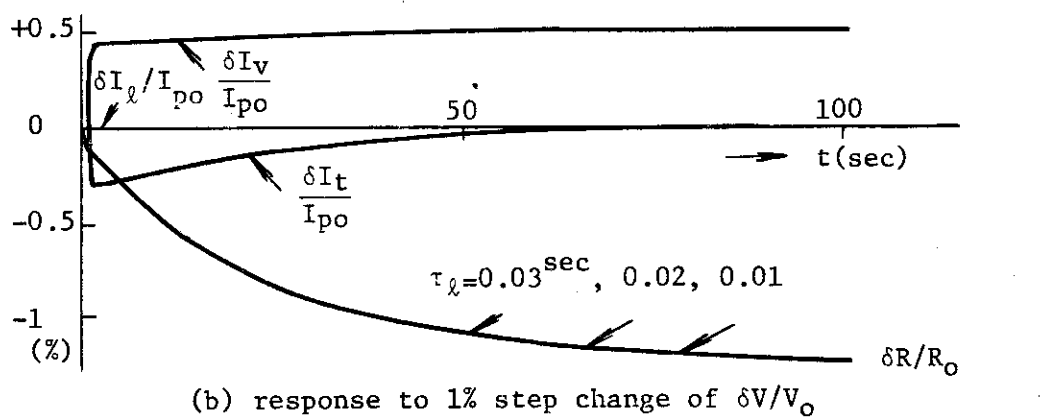
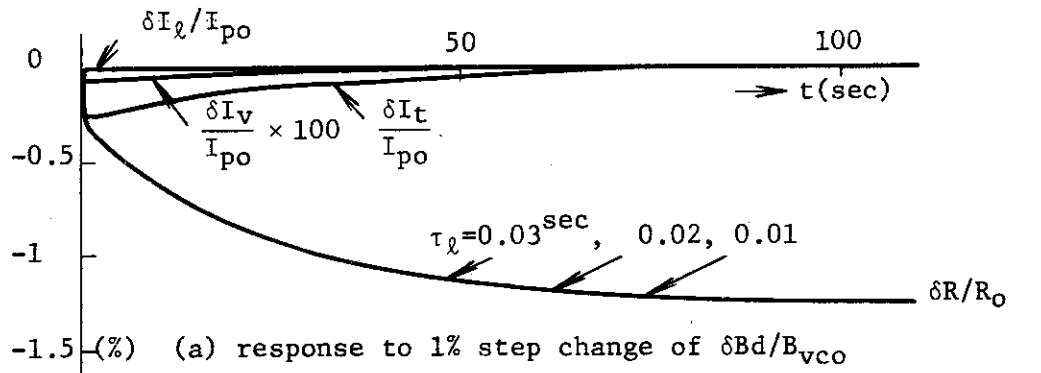


Fig.19 Time response of plasma position
 $(\Gamma_o=2.2, (1-\alpha)/\Gamma_o-1+n-m=-0.8, \tau_v=0.5\text{sec}, \tau_t=5\text{sec})$