

JAERI-M  
8411

核融合実験炉の計測制御系の設計研究

1979年9月

核融合研究部炉設計研究室

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.

核融合実験炉の計測制御系の設計研究

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部  
炉設計研究室

(1979年8月6日受理)

日本原子力研究所が設計を進めているトカマク型核融合実験炉(JXFR)の計測制御系の設計研究を行った。

プラズマの制御項目としては、出力制御、位置断面形状制御を考え、計測項目としては、これらの制御に必要な物理量の計測法を対象として、計測・制御系に要求される特性、機能および構成について検討し、技術的な問題点および今後の研究開発項目を摘出した。

JAERI-M 8411

Design Studies on Diagnostic Instrumentation and Control  
Systems for the JAERI Experimental Fusion Reactor

Fusion Reactor System Laboratory  
Division of Thermonuclear Fusion Research,  
Tokai Research Establishment, JAERI

( Received August 6, 1979 )

Design studies have been made for diagnostic instrumentation and control systems for the JAERI Experimental Fusion Reactor ( JXFR ).

Items of plasma control are power control, plasma position and shaping controls. The items of diagnostic instrumentations for the above were studied. Characteristics, functions and structures required of the diagnostic instrumentation and control systems were examined. Technology problems, research and development items were then indicated.

Keywords : Diagnostic Instrumentation, JXFR Reactor, Power Control, Position Control, Shaping Control, Design Study

---

The design study performed by Hitachi, Ltd. under contract with JAERI.

## 目 次

1. 緒 言 .....	1
2. 計測系の検討 .....	5
2.1 検討方針 .....	5
2.2 従来装置における計測系 .....	5
2.3 実験炉の計測系 .....	9
2.4 問題点 .....	19
3. 制御系の検討 .....	22
3.1 プラズマ動特性解析 .....	22
3.1.1 一点近似プラズマ拡散モデル .....	23
3.1.2 一点近似モデルの線型化 .....	23
3.1.3 線型モデルと非線型モデルの比較検討 .....	25
3.1.4 熱的不安定性の検討 .....	26
3.2 核融合炉出力制御系の検討 .....	36
3.2.1 古典的フィードバック制御による出力制御特性の検討 .....	36
3.2.2 多変数フィードバック制御による出力制御特性の検討 .....	37
3.3 実験則モデルでのプラズマ出力制御特性の検討 .....	66
3.4 最適制御系の検討 .....	73
3.5 真空容器に誘起される渦電流解析 .....	74
3.6 位置断面形状制御の検討 .....	88
3.7 ま と め .....	95
4. データ処理系の検討 .....	96
4.1 データ処理項目 .....	96
4.2 データ処理システムの検討 .....	100
4.3 ま と め .....	103
5. 結 言 .....	104
6. 参 考 文 献 .....	104
7. 補足資料：一点近似プラズマ拡散モデル .....	105

## Contents

1. Introduction .....	1
2. Diagnostic instrumentation .....	5
2.1 Direction of studies .....	5
2.2 Diagnostic instrumentation of conventional facilities .....	5
2.3 Diagnostic instrumentation in the experimental fusion reaction .....	9
2.4 Problems .....	19
3. Control systems .....	22
3.1 Dynamical model for plasma analysis .....	22
3.1.1 One point plasma diffusion model .....	23
3.1.2 Linearization of one point model .....	23
3.1.3 Comparison of linear model and non-linear model .....	25
3.1.4 Thermal instability .....	26
3.2 Fusion power control systems .....	36
3.2.1 Power control characteristics by classical feedback control .....	36
3.2.2 Power control characteristics by multi-parameter feedback control .....	37
3.3 Power control characteristics in empirical scaling law .....	66
3.4 Optimization control systems .....	73
3.5 Analysis of eddy current induced in vacuum chamber .....	74
3.6 Position and shaping control .....	88
3.7 Summary .....	95
4. Data processing systems .....	96
4.1 Items of data processing .....	96
4.2 Data processing .....	100
4.3 Summary .....	103
5. Conclusion .....	104
6. References .....	104
7. Appendix-One point plasma diffusion model .....	105

## 1. 緒 言

この研究の目的は、核融合実験炉のプラズマを運動制御するために必要な計測系および制御系の概念を明確にすることである。

すなわちプラズマを運転制御するのに必要な制御系の応答性を考慮して、計測系およびデータ処理系の機器の種類、それらの概略機能、構成および据付位置等を検討し、技術的な問題点を指摘すると共に、現存する計測系あるいは制御系で満足しない場合には、新しい機器の研究開発を提案できるようにして行くことを目的としている。対象とした核融合実験炉は、第1次予備設計による実験炉<sup>1)</sup>をベースとし、第2次予備設計での変更点および新たに付加された設計条件を適宜考慮した。核融合実験炉の設計パラメータ、全体の概念図、断面図をそれぞれ Table 1.1, Fig. 1.1, Fig. 1.2に示す。

Table 1.1 Main design parameters of JXFR (2nd preliminary design)

Power		Neutronics	
Fusion power (MW)	125	Neutron current at	
Thermal power (MW)	140	1-st wall ( $n \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$9.5 \times 10^{12}$
Electrical power (MW), Gross	-	Neutron wall loading ( $\text{MW m}^{-2}$ )	0.2
Net	-	First wall displacement	
Net thermal efficiency	-	damage rate ( $\text{dpa y}^{-1}$ )	0.8
Wall loading ( $\text{MW/m}^2$ )	0.3	Max. helium production rate	
		in 1-st wall ( $\text{appm y}^{-1}$ )	9.4
		Max. hydrogen production rate	
		in 1-st wall ( $\text{appm y}^{-1}$ )	29
Operation mode		Tritium breeding ratio	0.9
Operation period (s)	180	Nuclear heating per	
Burn time (Flat top) (s)	100	DT neutron ( $\text{MeV n}^{-1}$ )	16.1
Duty factor	0.6	Total induced activity at	
Plant availability	0.5	one hour after shutdown (Ci)	
Load factor	0.3	(after one year operation)	$9.1 \times 10^7$
Reactor dimensions			
Major radius (m)	6.75	Toroidal field magnet	
Plasma radius (m)	1.5	Number of coils	16
First wall radius (m)	1.75	Bore, width/height (m)	7/11
Plasma volume ( $\text{m}^3$ )	300	Magnetomotive force (MAT)	186
		Max. field strength (T)	11
Plasma		Stored energy (GJ)	50
Mean temperature (keV)	7	SCM material	Nb <sub>3</sub> Sn
Mean ion density ( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ )	1.1		
Mean electron density ( $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ )	1.4	Neutral beam injector	
Effective charge	1.9	Number of ion sources	24
Confinement time (s)	7.2	Deuterium beam energy (keV)	200
Injection power (MW)	26	Injection power (MW)	32
Toroidal field (T)	5.5	Power efficiency	0.3
Safety factor	2.5		
Poloidal beta	2.2		
Toroidal beta	0.025	Cooling system	
Plasma current (MA)	4.4	Number of loops	4
		Coolant, pressure ( $\text{kg cm}^{-2}$ )	He, 10
Blanket structure		Inlet/outlet temp. ( $^{\circ}\text{C}$ )	300/500
Blanket module/Reactor	8	Flow rate (kg/s)	143
Blanket cells/Blanket module	284	Secondary system	He
Injection and evacuation		Third system	Air cooler
hole/Blanket module	1		
Nominal max. 1-st wall temp. ( $^{\circ}\text{C}$ )	520	Tritium inventory (kg)	
		Fuel recirculating system	0.3
Materials		Tritium recovery system	
Structural material	316SS	including blanket	0.1
Blanket fertile material	Li <sub>2</sub> O	Total inventory including storage	0.5
Reflector material	Stainless steel & W		



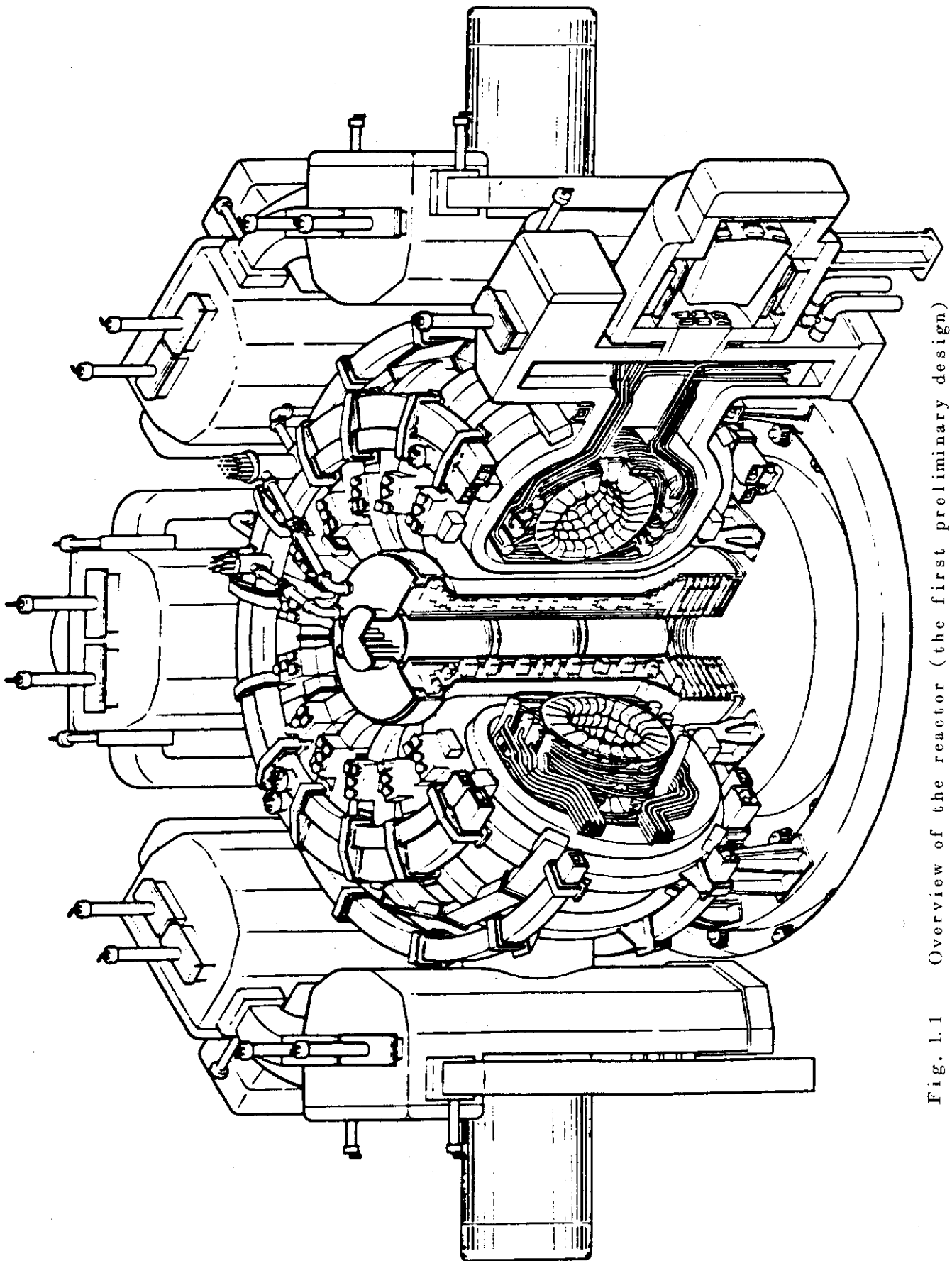


Fig. 1.1 Overview of the reactor (the first preliminary design)

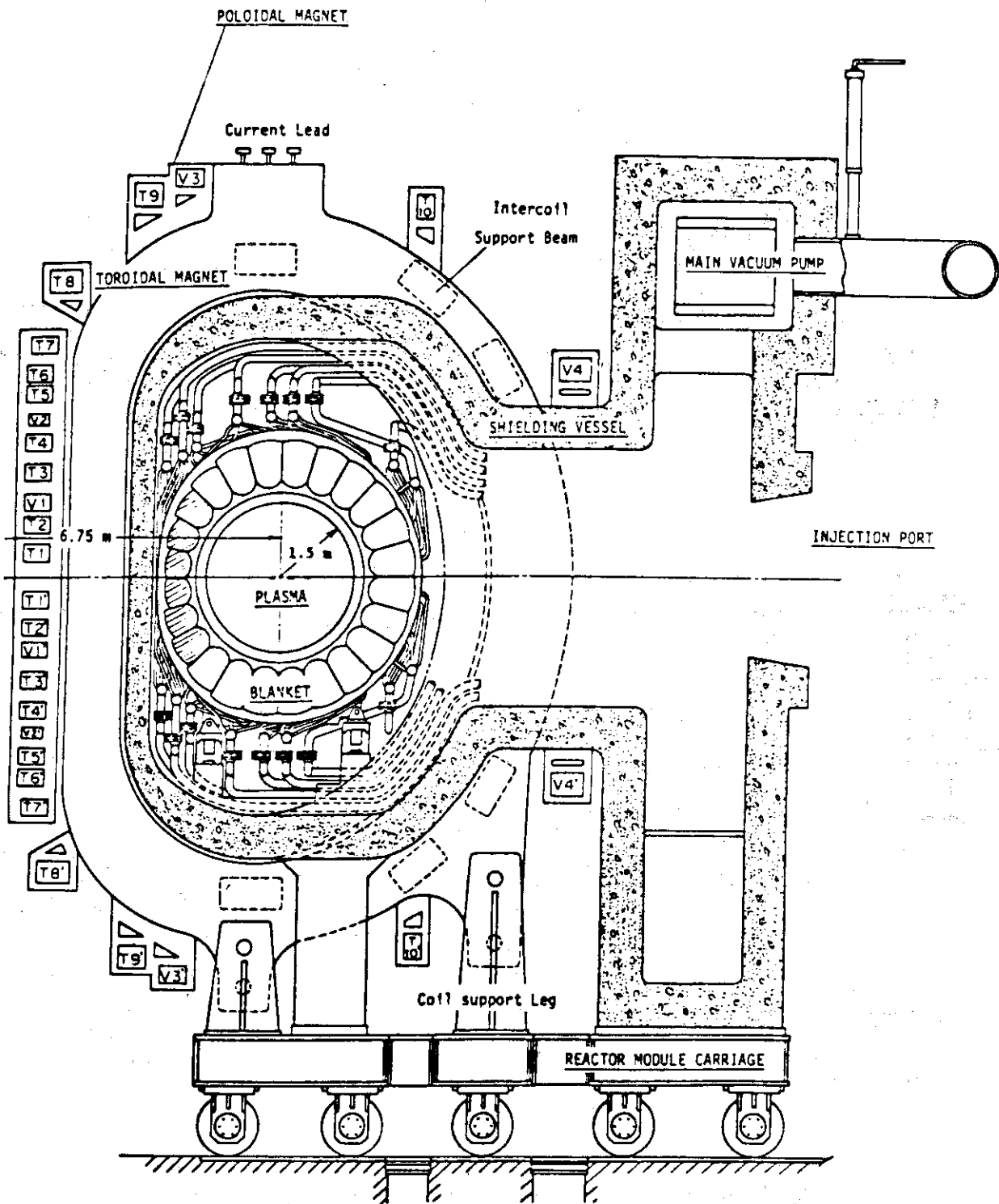


Fig. 1.2 Cross sectional view of JXFR

## 2. 計測系の検討

### 2.1 検討方針

核融合実験炉は動力実験炉であることを想定する。すなわち、核融合実験炉に至る迄に稼動する予定の臨界プラズマ試験装置(JT-60)、TFTR、JET及び炉心工学試験装置等による実験的研究により、実験炉の運転開始時点において、トカマクプラズマに関する物理的知識が理解されているのみならず、プラズマ位置・断面形状、核融合反応率等の制御技術がすでに開発されていることを想定する。このような想定のもとに、実験炉に要求されるプラズマ計測は、炉心プラズマの制御及び実験炉の安全保護から要求される項目に限定されると考え、プラズマ物理の詳細に立入るような計測は除かれるものとする。

実験炉が稼動する時点で、プラズマの制御法がどのようになっているかを予想することは困難である。現在の商業用原子力発電所では、出力制御法は非常に簡単化されており、炉心の中性子束分布の監視はモニターとしての役割を負っているにすぎない。実験炉の段階で、プラズマの細かな制御が不要となっている可能性も考えられるが、本検討では、現在プラズマの制御として必要視されている下記の項目に対して、プラズマを直接観測しながらフィードバック制御が必要であるという立場をとる。

- (1) プラズマ位置・断面形状、
- (2) 温度、密度(核融合反応率)
- (3) 電流分布、
- (4) 不純物量。

以下の検討では、上記の4項目の制御に必要な計測法を取扱う。

### 2.2 従来装置における計測系

現在稼動中あるいは建設中の核融合実験装置はすべてトカマクプラズマの物理的研究が主目的となっている。このため、プラズマに関するあらゆる物理量を計測対象項目としており、しかも1つの物理量を複数の測定法を用いてクロスチェックをする方式が一般にとられている。このため、可能な限り多種多数の計測器が設置される。しかしながら、プラズマの制御用として考えられている計測器は限られており、JT-60の世代の実験装置では、Table 2.2.1に示した計測器の使用が考えられている。この表から次のような特徴が指摘できる。

- (1) JT-60では、プラズマの位置形状制御が実験の重点課題として採り上げられており、このため位置・断面形状測定用検出器が2系統設けられている。又、装置の最適制御のため、主なプラズマ・パラメータが全て制御系に採り込めるよう計測器が配置されている。しかしながら、JT-60では、重水素やトリチウムを用いた実験の計画はなく、したがって中性子の計測は制御用計測項目から除外されている。

(2) TFTRでは、D-T燃焼時の核融合反応率の制御に重点が置かれており、制御用計測系はJT-60と異なった構成になっている。

(3) JETの制御に対する考え方は明確にされていないが、計測系の構成から判断し、TFTRと似かよった考え方がとられているものと思われる。

Table 2.2.1 に示された計測系はあくまで現段階での実験計画に基づいて設計されたものであり、実験の進行とともに新たなプラズマ制御実験が試みられることも当然考えられる。この場合、現段階ではプラズマ物理の研究用として考えられている計測器が、制御用に転用されることになろう。そこで、実験炉の計測系としては、現段階で考えられているプラズマ制御法が全て実験炉で用いられるとして考えることにする。

また参考用として、JT-60で計測に使用されるポートの一覧表をTable 2.2.2 に示す。

Table 2.21 大型実験装置の制御用計測系一覧表

測定項目	測定法	JT-60 <sup>2)</sup> *	TFTR <sup>3)</sup>	JET <sup>4)</sup>
プラズマ電流	ロゴスキーコイル	○	○	○
一周電圧	一周ループ	○	○	○
プラズマ位置	磁気プローブ	○		
	H <sub>α</sub> 線発光強度分布	○		
プラズマ断面形状	磁気プローブ	○		
	H <sub>α</sub> 線発光強度分布	○		
電子密度	2 mm 波又はサブミリ波干渉測定	○	○	○
電子温度	レーザー散乱	○		○
	軟X線計測	○		
プラズマ振動	磁気プローブ	○		
	軟X線計測	○		
予備電離プラズマ密度	4 mm 液干渉測定	○	○	
中性子発生量	中性子検出器		○	○
プラズマ圧力	反磁性プローブ		○	○
逃走電子量	硬X線測定	○		○

\* ) JT-60計画中でプラズマモニタ項目としてリストアップされている項目

Table 2.2.2 JT-60におけるポート使用例

ポート・タイプ ポート名称 寸法 (mm)	垂直 (円形)						垂直 (レーストラック)				水平		斜入射		
	U <sub>1</sub>	U <sub>2</sub>	U <sub>3</sub>	U <sub>4</sub>	U <sub>5</sub>	U <sub>6</sub>	U <sub>23</sub>	U <sub>45</sub>	U <sub>56</sub>	U <sub>46</sub>	SP	S <sub>1</sub>	S <sub>3</sub>	IN <sub>2</sub>	IN <sub>3</sub>
ロゴスキークォイル		60φ		240φ		120φ	60 ×120	120×340		120 ×590 (開角5°)	60×360 (開角5°)	100φ	80φ	650φ	210φ
一周ループ				○		○	○								
反磁性ループ							○						○		
磁気プローブ				○		○	○								
μ波干渉測定	○			○		○	○		○						○
トムソン散乱計測		○		○		○						○	○	○	
分光計測														○	
X線計測														○	
中性子計測															
荷電交換中性粒子															○

## 2.3 実験炉の計測系

第2.1節に述べたプラズマ制御が実験炉で行なわれると想定すると、このために必要な計測項目は、Table 2.3.1 に示すものとなる。

以下、各測定項目について問題点等を簡単に述べる。

### 電磁計測器類

磁気プローブ、ロゴスキーコイル、反磁性プローブがこの中に入る。これらの検出器はプラズマ電流の作るポロイダル磁場の時間変動（磁気プローブ、ロゴスキーコイル）、又はプラズマ周辺のトロイダル磁場の変化（反磁性プローブ）を測定するから、検出器の仕様はプラズマ特性に応じて決められる。センサー部は導体と絶縁材から成る比較的簡単な構造をしており、製作上大きな問題はない。しかし、プラズマの周辺の磁場を精度よく計測する必要があるため、センサーはできるだけプラズマの近くに設置することが望ましい。

磁気プローブでは、プラズマの位置及び断面形状を測定する。このため、プラズマの周囲に例えばFig. 2.3.1に示すようにプローブを配置する必要がある。Fig. 2.3.1の配置ではプラズマ断面に対しポロイダル磁場の接線方向のみしか測定していないが、プラズマ断面形状の測定には、ポロイダル磁場の法線方向成分も同時に測定することが必要である。JT-60では、同一トロイダル断面に24個のプローブが配置される計画である。

ロゴスキーコイルは通常はFig. 2.3.2(イ)に示されるように、プラズマ電流路を包む形状をもつ。またコイルの設置を容易にするため、Fig. 2.3.2(ロ)に示される“Compensated”型もある。この場合、半割部の隙き間を出来るだけ小さくすることが必要である。

反磁性プローブの例をFig. 2.3.3に示す。反磁性プローブもロゴスキーコイルと同様にプラズマ電流路を包む形状をもつが、反磁性プローブではトロイダル磁場の変化を測定するため、コイルは、ロゴスキーコイルの場合のような分割構造はとれない。このため、装置の分解・組立の際に支障をきたすおそれがある。

先に述べたように電磁計測器はできるだけプラズマの近傍に置くことが望ましいが、この場合、コイルの絶縁材の耐熱性、耐放射線性が問題になる。もし、電磁計測器をブランケットの内壁付近に設置するとすると、 $\sim 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$  の高速中性子照射を受けるため、有機系の絶縁材は使用できず、セラミックを使い必要がある。JT-60では、電磁計測器は真空容器内に設置される計画で、このためセラミック製の絶縁材からのガスの放出によるプラズマの汚染を防ぐ目的で、これを金属の被覆管内に収める方法がとられている。

### $\mu$ 波干渉装置

実験炉のプラズマの平均電子密度は、 $1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  である。したがって、電磁波のカット・オフ周波数  $f_c$  は

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{ne^2}{m\epsilon_0} \right)^{1/2} = 1.06 \times 10^{11} \text{ Hz}$$

である。（ここで  $\epsilon_0$  は真空の誘電率、 $m$ 、 $e$  は電子の質量及び電荷量で全てMKS単位系である。）この電磁波の波長は2.8 mm である。したがって、現在一般に使用されている2 mm 波も使える。ただし、プラズマ中の密度分布が放物線分布をとり、プラズマ境界で電子

密度が0となると仮定すると、プラズマ中心での電子密度は、 $2.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ となり、カットオフ周波数は、 $1.5 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$  (波長、2.0 mm)となり、1 mm波を使用しなければならない。

1 mm波をプラズマの中心を通した場合の光路長の変化は、プラズマの屈折率をN、プラズマ小半径をaとすると

$$2a(N-1) = 2a \left\{ \left( 1 - \left( \frac{f_p}{f} \right)^2 \right)^{1/2} - 1 \right\} = -0.194 \text{ m}$$

となり、フリッジ数は194にも達し、測定がやりにくくなる。又、プラズマによる屈折により、プラズマの中心からはずれる電磁波は最大で $34^\circ$ も曲げられてしまう問題がある。

フリッジ数を10程度に押えるためには、 $50 \mu\text{m}$ 程度の波長の電磁波を必要とする。使用できる光源は $\text{CH}_3\text{OH}$ レーザー、 $\text{NH}_3$ レーザー等である。 $50 \mu\text{m}$ の波長の電磁波では最大の屈折角は $0.018^\circ$ である。

プラズマ中心を通る電磁波に対し、フリッジ数が2~3で良いとすれば $\text{CO}_2$ レーザー(波長 $10.6 \mu\text{m}$ )も使用できる。

電磁波をプラズマ中に導入するためには、真空シールのための光学窓を必要とするが、現在のところ $100 \mu\text{m} \sim 5 \mu\text{m}$ の波長範囲では、耐熱性がよく、大気圧に耐え、放出ガス量の少ない窓材は見あたらない。 $100 \mu\text{m}$ 波長の電磁波に対しては石英、サファイア等が窓材として使用できるが、フリッジ数が非常に多くなること、プラズマ中での波の屈折が大きくなること等の問題がある。

以上述べたように実験炉のプラズマ条件に完全に合った $\mu$ 波干渉装置は現在のところ見あたらず、材料の開発研究等を進めて行く必要がある。

$\mu$ 波干渉測定で得られる情報は、電磁波の光路に沿った電子密度の積分値(線電子密度)である。局所的な電子密度が必要な場合にはアーベル変換を行う必要がある。このためには、線電子密度をプラズマ断面の数個所で測定しなければならない。現在の大型トカマクでは8~10個所で線電子密度を測定するのが普通である。実験炉で常時電子密度分布、あるいは局所的な電子密度を監視する必要があるかどうかは分からない。単に、線電子密度のみ測定すればよい場合には、導波管の配置は例えばFig. 2.3.4のようになる。実験炉本体部に取付けられる導波管は直径数cmのものとなる。

#### トムソン散乱計測系

トムソン散乱測定は、電子温度、電子密度、電流分布測定等に有効であり、現在の実験装置では欠かすことのできない測定法の1つになっている。しかしながら実験炉で使用する場合には種々の問題がある。

制御用としてトムソン散乱計測系を使用する場合の最大の問題点は、計測周期であろう。プラズマの電子温度の制御に使用する場合には、計測周期として $50 \sim 100 \text{ ms}$ が要求されると予想される。しかしながら、現在トムソン散乱計測用として一般に使用されているルビーレーザー(波長 $693.4 \text{ nm}$ )の発振周期は1分のオーダーであり、制御用には使用できない。JT-60では、5sのプラズマ電流維持時間内に10パルスを発振できるルビーレーザー及びNdガラスレーザー(波長 $1.06 \mu\text{m}$ )を開発する計画が立てられている。実験炉用



には、これをさらに改良し、発振周期を短縮する必要がある。

レーザーの出力としては1 GW/パルス以上のものが要求されることになろう。ちなみにJT-60用ルビレーザー用の要求仕様では、最大出力が1 GW/パルス以上(パルス当りのエネルギー: 10 J以上, パルス巾: 10 ms)となっている。もちろん、レーザー出力に対する要求仕様は、光路、ポート等の設計により大きく変動する。

計測用ポートの配置は、電子温度及び密度の計測用の場合、例えばFig. 2.3.5のようになる。この例では、レーザー光を上部の垂直ポートから入射し、散乱光を水平ポートを通して計測する。また、プラズマを透過したレーザー光は、上部垂直ポートの延長線上に配置される下部垂直ポートから引出され、ビームダンプで吸収される。ビームダンプの位置は設置空間の制約条件で決まる。ポート寸法はJT-60の場合、直径が60 mm 及至240 mm となっている。

Fig. 2.3.5に示した計測用ポートの配置では、次節で述べるようにミラーの放射線損傷が問題になり、頻繁なミラーの交換が必要となるおそれがある。ミラーの交換の容易さを考えると計測用ポートはFig. 2.3.6に示すような斜ポートとし、ミラーをトロイダルコイルの外側に置く配置の方が良い。この案では、計測用ポートは垂直方向に対し35°の傾き角をもち、トロイダルコイルのサポート・ビーム(Fig. 7.1.2参照)の間を抜ける構造になっている。Fig. 2.3.6の④点(プラズマ中心より7.5 mの位置)にミラーを取付けた場合、ポート管内径を60 mm  $\phi$ として、14 MeV中性子のストリーミング量は、Fig. 2.3.5の配置(ポート管内径240 mm  $\phi$ としている)の約1/50に減少する。しかし、ミラーに入射する中性子量をさらに減少させる必要がある場合には、ミラーと真空容器との間に中性子吸収体を備えたシャッターを設け、レーザービーム入射時のみミラーが中性子照射を受けるようにすることもできる。

### X線計測

X線計測は、電子温度や不純物量の連続測定に有用である。測定対象となるX線エネルギー領域は、数keV~100 keVである。このエネルギー範囲で使用できるX線検出器としてSi(Li)型検出器、Si表面障壁型検出器等があり、検出器製作技術、計測技術ともにすでに充分開発されており問題はない。しかしながら、実験炉では、真空壁材が放射化されるための $\gamma$ 線のバックグラウンドの増大、14 MeV中性子の照射等の問題がある。

### 分光計測

不純物量やイオン温度を測定する目的で使用するためには、実験炉プラズマでは、Fe以下の低Z不純物厚さは完全電離状態となるため、Mo等の高Z原子の線スペクトルを測定対象とする必要がある。この場合、測定対象となる光子のエネルギーは、数100 eV~数keVとなり、真空紫外分光技術よりもX線分光技術が要求されることになろう。

### その他の計測系

これまでに述べた計測系に中性子計測を加えれば、プラズマの制御に必要な計測項目は、イオン密度を除いてすべて計測可能となる。

イオン密度の測定法としては、現在のところ中性粒子ビーム減衰法が有力とされている。実験炉ではプラズマ温度が7 keVであるため、10 keV付近のエネルギーをもつ荷電交換中

性粒子が多数発生する。中性粒子ビーム減衰法では、荷電交換中性粒子はバックグラウンドとなるから、測定に使用する中性粒子ビームのエネルギーは、荷電交換中性粒子のエネルギーよりも充分高いことが要求される。したがって、イオン源に対する要求は厳しくなるものと予想される。

電流分布を測定する方法として、重イオンビーム法がある。イオンとしては $T\ell^+$ が使われることが多い。この方法はこれまでトロイダル磁場が小さい装置で使われてきた。トロイダル磁場が強い場合には、 $T\ell^+$ をプラズマ中を貫通させるために高エネルギー（例えば5 Tの磁場中を通すためには $T\ell^+$ のエネルギーは、1 MeV程度）のイオン源が必要となる問題がある。

さらに $T\ell^+$ ビーム法では高エネルギー加速器が必要で、装置本体が大きくなるため、真空容器内に設置することは不可能である。このため、ビーム行路が長くなり、トロイダル磁場やポロイダル磁場の影響を受けやすくなること、真空容器をまっすぐに貫通するポートが必要となり放射線遮蔽上重大な問題を引き起こすこと等の問題がある。

Table 2.3.1 制御用計測系と問題点(その1)

測定項目	測定方法	測定技術上の問題点	その他の問題点
プラズマ電流	ロゴスキコーコイル	—	コイル絶縁材の放射線損傷
プラズマ圧力	反磁性プローブ	—	—
電子密度	μ波干渉	サブミリ波発振器が必要 適当な窓材が見当たらない。	レーザー光伝送系(ことに窓材)の放射線損傷。
	トムソン散乱	大出力(1GW級)の多パルス・レーザー光源が必要。連続測定が困難。	同上
	トムソン散乱	同上	同上
電子温度	X線	検出器の放射化, 中性子照射損傷 バックグラウンドのγ線量大	波高分析法…サンプリング周期が長い(100ms~1s) 積分法…温度較正法が複雑
	電子サイクロトロン波	現状では測定誤差大(±40%)	窓材の放射線損傷
	荷電交換中性粒子エネルギギー	プラズマ中心のイオン温度測定が困難	—
イオン温度	線スペクトルのトッブラー効果	中心プラズマの計測にはM <sub>0</sub> 等の高Z原子の線の測定用	光学の放射線損傷
	中性子測定	—	イオン密度を同時に測定することが必要
	遠赤外レーザー散乱	技術開発中	光学系の放射線損傷
イオン密度	中性粒子ビーム減衰法	不純物の影響を受け易い	—

Table 2.3.1 制御用計測系と問題点 (その2)

測定項目	測定方法	測定技術上の問題点	その他の問題点
フラズマ位置 断面形状	磁気プローブ	フラズマ近傍にセンサーを設置	絶縁材の放射線損傷
	H <sub>α</sub> 線強度分布	—	光学系の放射線損傷 多チャネルの測定系が必要
	テレビカメラ	—	カメラの放射線損傷
不純物	分光	フラズマ中心領域の低原子番号不純物の測定は不可	光学系の放射線損傷
	X線波高分析	低Z不純物の測定は困難 真空容器壁等の放射化によるバックグラウンド高	検出器の中性子照射損傷
輻射損失量	ボロメータ	—	—
	トムソン散乱	—	—
電流分布	重イオンビーム	高エネルギー (~1 MeV) イオン源が必要	—
	中性子計測	—	—
核融合反応量			

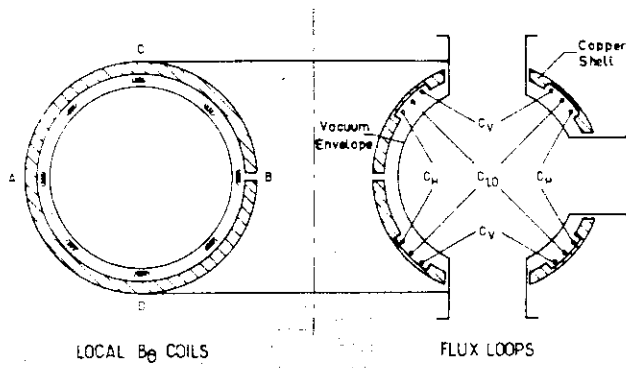


Fig. 2.3.1 磁気プローブの配置例



Fig. 2.3.2 ロゴスキー・コイルの形状

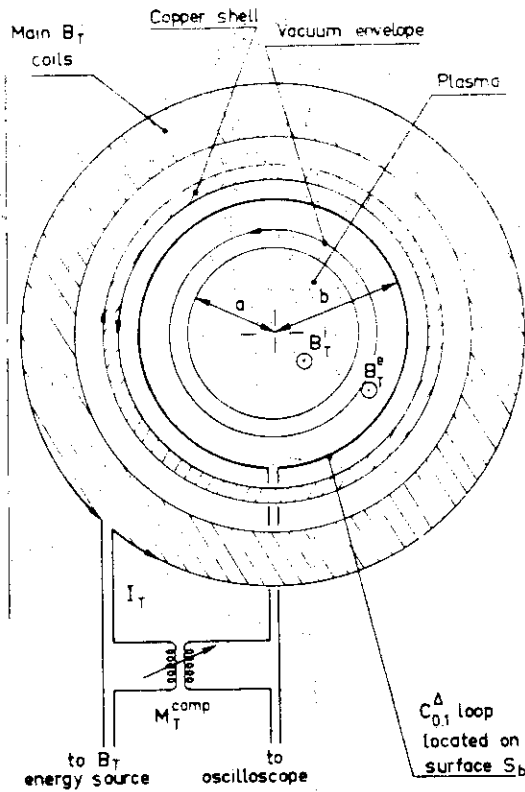


Fig. 2.3.3 反磁性ループの例

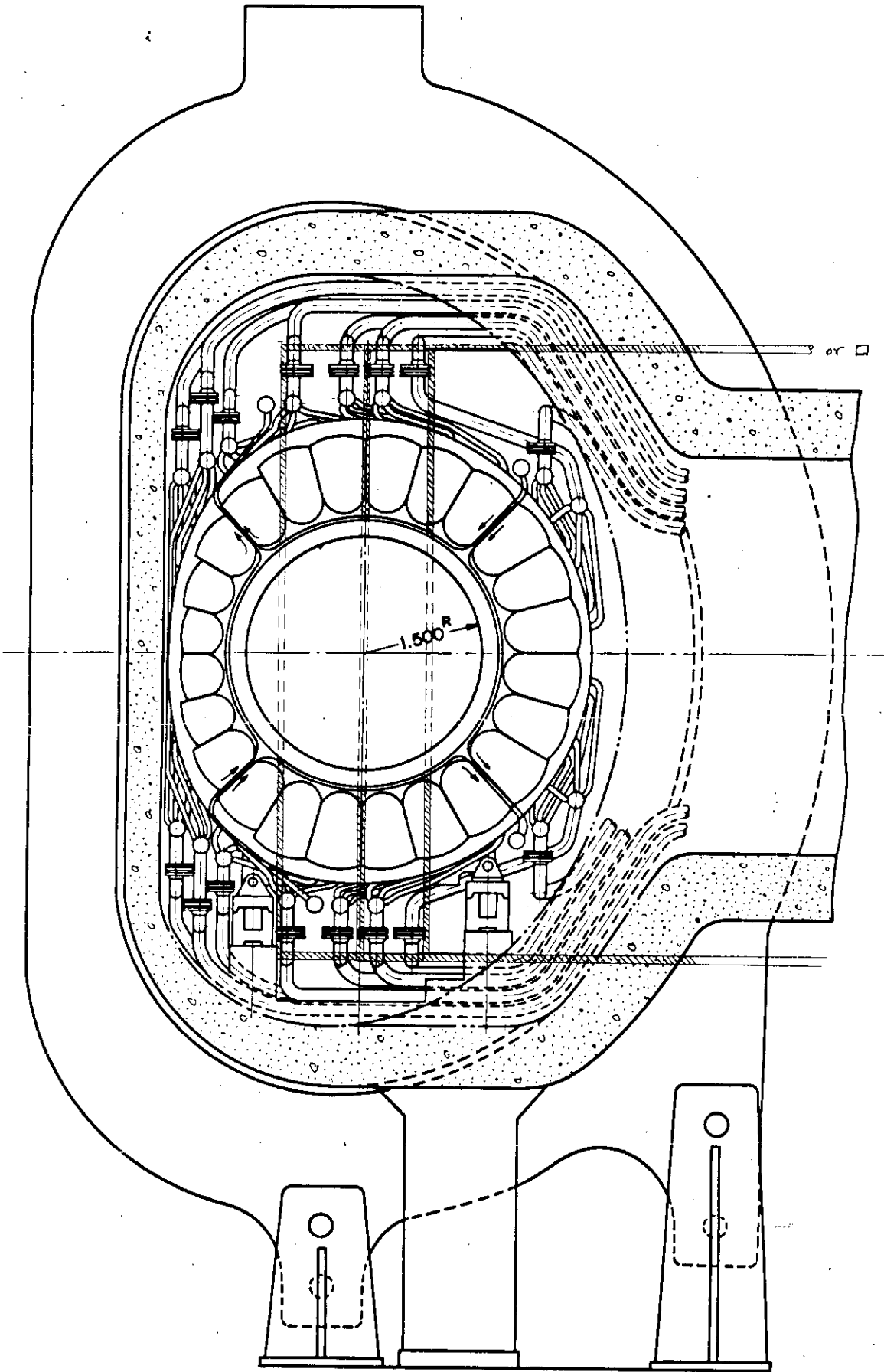


Fig. 2.3.4  $\mu$ 波干涉測定用導波管配置案

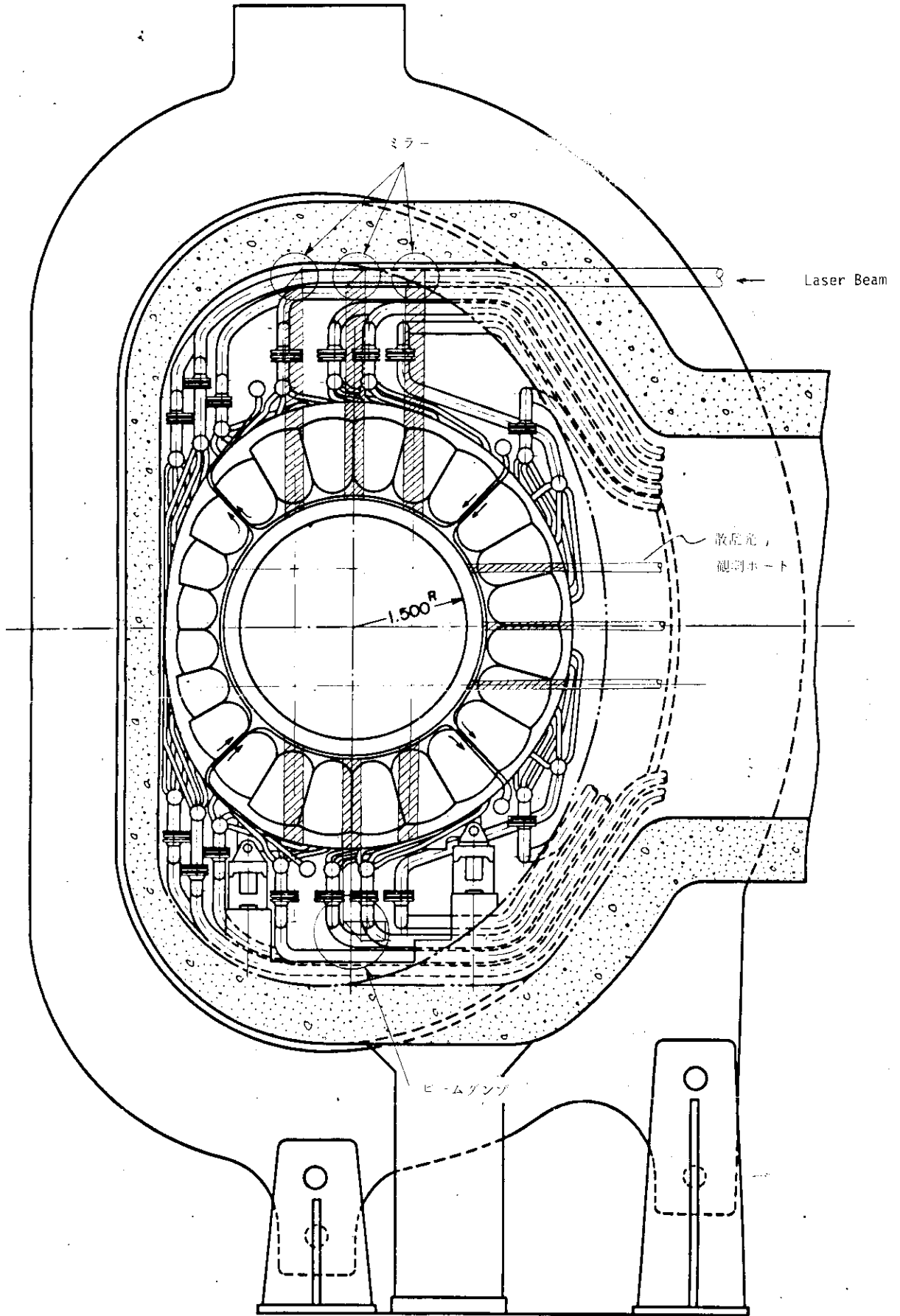


Fig. 2.3.5 レーザー散乱計測系観測ポート配置案

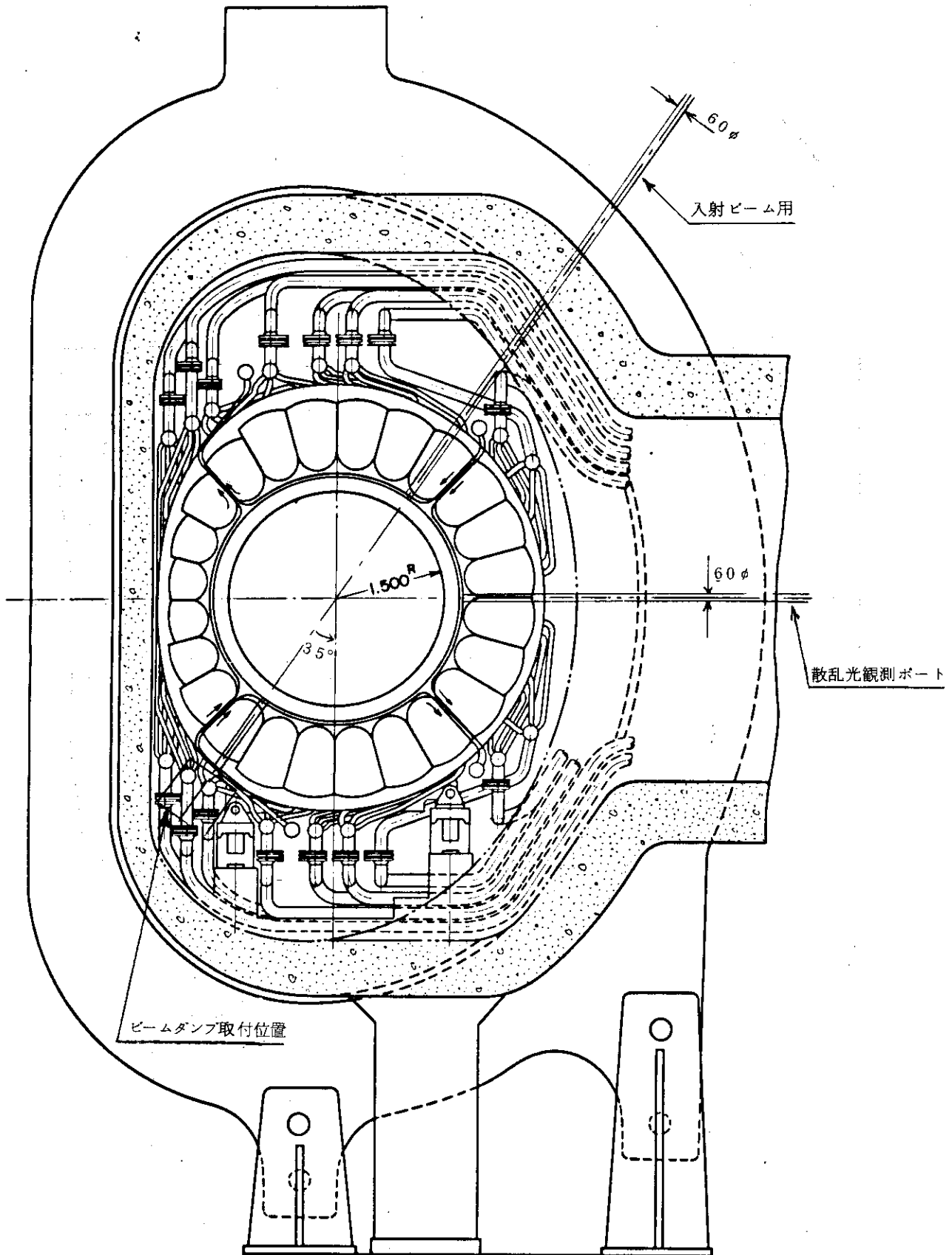


Fig. 2.3.6 レーザー散乱計測用観測ポート配置案



## 2.4 問題点

実験炉に使用される計測器は、検出器自体又は、計測系の一部が核融合反応によって発生する14MeV中性子や、それ以下のエネルギー中性子、制動X線、真空容器壁、遮蔽体、ブランケット等から発生する $\gamma$ 線の照射を受ける。放射線照射の影響が大きいと考えられるものは、

- (1) トムソン散乱計測、 $\mu$ 干渉計測、分光計測に用いられる光学窓用レンズ、ミラー等の光学機器、
- (2) 電磁計測器の絶縁材、
- (3) X線計測用検出器、

である。

現在の大型プラズマ実験装置では、光学系にはサファイヤや熔融石英等の材料が使用されている。これらの材料では放射線照射により色中心が発生し、光の透過性能が著るしく劣化する。Mitchellら<sup>5)</sup>が石英に $\sim 1 \times 10^{19} / \text{cm}^2$ の中性子を照射した実験では、Fig. 2.4.1に示すように、1 eV (波長1.24 $\mu\text{m}$ )以上のエネルギーの光子に対し吸収率が大きくなる結果を得ている。ルビーレーザー(波長670 $\mu\text{m}$ 、光子エネルギー1.85 eV)に対し、この結果を用いると、例えば厚さ6 mmのレンズの場合、光の透過率は、約90%から約20%に低下することになる。

Mitchellらの実験では、原子炉が中性子源として使用されている。従って、試料に入射する中性子のエネルギースペクトルは核融合炉の場合よりも軟らかいと考えられる。核融合炉では、14MeVの中性子の直接照射を受けるから、中性子による損傷はさらに著るしくなることが予想される。

実験炉のレーザー散乱系について具体的に中性子照射線量率を検討してみる。この検討では以下の仮定を設ける。

- (1) 核融合反応率はプラズマ中で一様。
- (2) 14MeV中性子は等方的に放出される。
- (3) プラズマ中での14MeV中性子の散乱等による減速は無視できる。
- (4) レーザー散乱計測用ポートの内径は0.24 m $\phi$ 、配置はFig. 2.3.5に示すものとする。プリズム(ミラー)位置はプラズマ中心から5 mとする。
- (5) 実験炉の年間稼働率は全出力運転で60%とする。

これらの条件下で、プラズマから直接プリズムに入射する14MeV中性子量を求めると、1年間で $2.7 \times 10^{19} / \text{cm}^2$ となる。プリズムの設置位置は遮蔽体の内側となるため、実際に入射する中性子は14MeV中性子の他に、散乱中性子やブランケット部で発生する中性子が加わるため、照射量はさらに大きくなる。したがって、プリズムは1年間の使用に耐えられず、頻繁に交換せざるを得ないと予想される。

X線や $\gamma$ 線による放射線損傷によっても熔融石英等では、中性子照射の場合と同様に色中心が発生する。X線や $\gamma$ 線の場合には、550 mm付近の吸収帯が強くなる傾向があるが、線量率と光の透過率の関係についての定量的なデータはない。

工業用テレビカメラのレンズを中性子及び $^{60}\text{Co}$ の $\gamma$ 線で照射した実験では、(1)  $1 \times 10^{12}$ 中性

子/cm<sup>2</sup>程度では、レンズの性能劣下は起らない、(2)  $1 \times 10^4$  R の  $\gamma$  線照射でレンズが使用不能となるという結果が得られている。この結果を溶融石英にあてはめることはできないが、 $\gamma$  線の照射効果を検討する上で一応の目安にはなると思われる。

以上述べたように、光学系では必ず使用されるレンズ等の材料は中性子、 $\gamma$  線の影響を強く受けるため、まず材料の照射試験により、放射線損傷の効果を定量的に把握することが必要である。

電磁計測器の絶縁材等の材料の放射線損傷についてのデータも今のところはほとんど存在しない。電子部品の中性子による損傷度の耐放射性の目安を Fig. 2.4.2 に示す。これによると、 $10^{14}$  中性子/cm<sup>2</sup> の中性子照射により、殆んどどの材料ですでに影響がでていいる。この図では、中性子のエネルギーに対する考慮はなされていない。14 MeV の中性子に直接照射される場合には、材料の結晶構造に対する影響は、熱中性子照射の場合よりさらに深刻になる。したがって、光学窓材のみならず、プラズマ計測に使用される可能性のあるすべての材料について、14 MeV 中性子による放射線損傷を検討しておく必要がある。又、計測系に関する具体的検討を進めるためには、中性子、 $\gamma$  線について、ポートでのダクトストリーミング、遮蔽体の効果等を検討しておく必要がある。

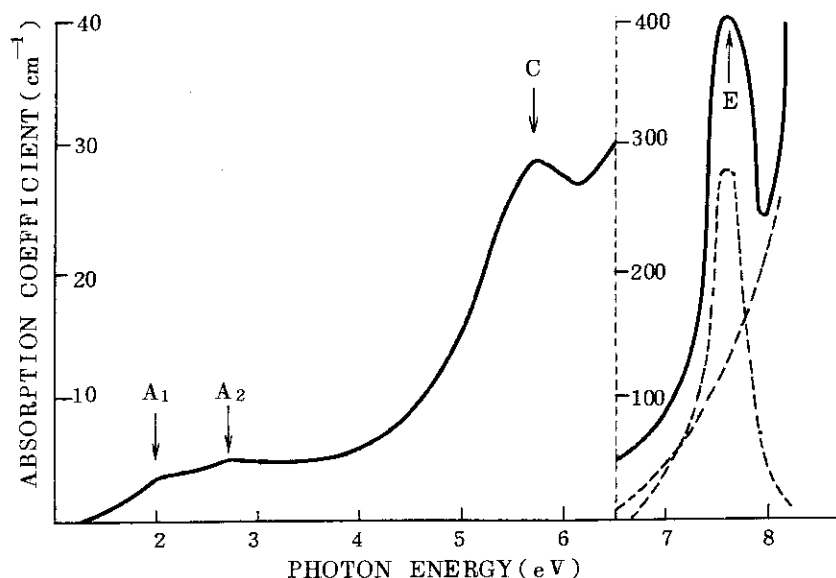
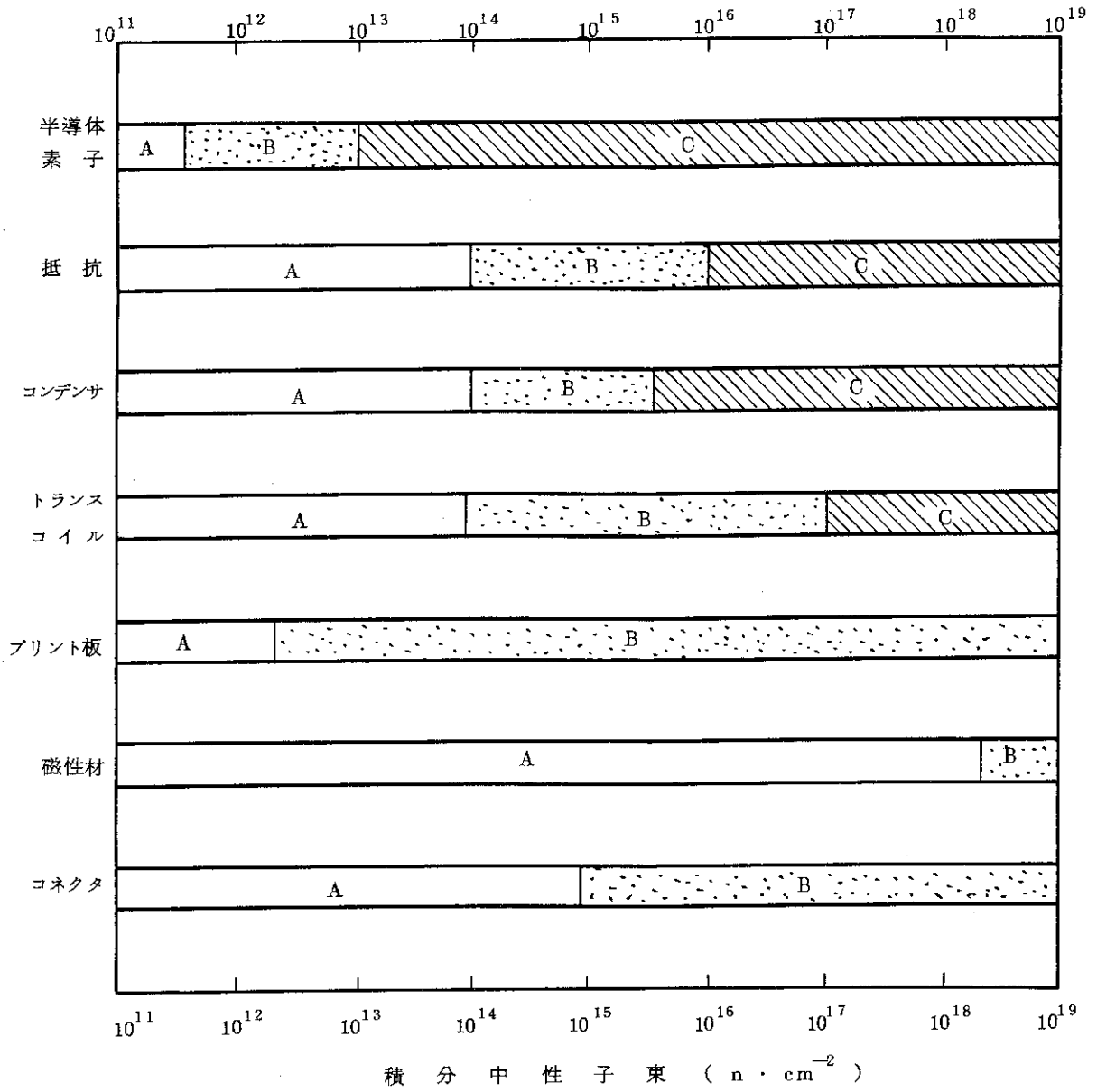


Fig. 2.4.1 中性子で照射された石英の光吸収率



A : ほとんど影響なし      C : 種々の問題発生  
 B : 多少影響あり

Fig. 2.4.2 電子部品の概略の耐放射線性

### 3. 核融合実験炉の制御系の検討

トカマク型核融合炉の炉心プラズマは、拡散などにより短時間に損失する。したがって定常的な運転の際にも、拡散などによる粒子損失を補うために、連続的に燃料注入が行われることが必要となる。

またNBI等の注入時にプラズマの内部パラメータが変化し、プラズマの平衡位置がずれることも考えられる。このような場合はプラズマがリミッタ等に当り、プラズマ放電時間を短かくすることになる。したがって炉の定常状態をできるだけ長く維持するためには燃料注入時に炉出力制御と同時にプラズマ位置制御も行うことが必要となろう。

今回の制御系の検討では、先ず実験炉の出力制御が可能かどうかの検討が第一義的と考え、出力制御のための制御系構成法を示し、その際NBIやガス注入系の操作部に要求される応答特性や検出器に要求される応答特性について述べる。

核融合実験炉領域のプラズマのエネルギーバランスは不安定な平衡であることが予想されており、核融合反応の出力を安定化し制御することの必要性が唱えられて来た。<sup>6),7)</sup>(文献1)P102~P104)プラズマ粒子の拡散現象がどのような法則に従うかによって、このような熱的不安定性の現れ方は異なり、その制御系の構成も異なる可能性がある。そこで第3.1, 3.2節では核融合実験炉のプラズマに対し予想される代表的な拡散の法則として捕獲イオン則(式(7.22)参照)を取り上げ出力制御特性を検討する。第3.3節では、現存の核融合装置でみられる実験則(式(7.24)参照)の外挿が成立する場合について述べる。

#### 3.1 プラズマ動特性解析モデル

核融合炉における出力制御系を検討する際に、プラズマの動特性を明確にする必要がある。特に核融合炉プラズマは熱的不安定域(プラズマのエネルギーバランスの不安定域)にあると予想されている。自己点火炉に対する熱的不安定性は、Mills<sup>6)</sup>, Ohta<sup>7)</sup>等により検討され、日本原子力研究所で設計中の実験炉のような外部加熱方式の炉に対しては、Tone<sup>1)</sup>の詳細な報告があり、不安定領域の全体的な構造はかなり把握されている。ここでは、系の時間発展を調べることによって、実験炉のプラズマの動特性を検討する。

他方、制御系の設計においては、非線形方程式を直接扱うよりも、線形化された方程式に基づく方が、理論展開が容易であるという点で望ましい。3.1.1では、動特性解析に用いる一点近似プラズマモデルを説明する。3.1.2では、プラズマの粒子、エネルギーバランス方程式を定常解のまわりで展開し、微小変動に対し線形化する。3.1.3では、線形モデルともとの非線形モデルとを比較検討する。3.1.4では、熱的不安定性の現れ方が、温度、密度の定常値とともにどのように変化するかを調べる。

3.1.1 一点近似プラズマ拡散モデル

プラズマの動特性には空間依存性のない時間依存性を考慮した拡散モデルを採用する。核融合プラズマを対象とする一点近似プラズマ拡散モデルは、日本原子力研究所において開発されているが本報告ではこれに従う。<sup>8)</sup>(文献8)を付録7に示した。)モデルは、重水素密度( $n_D$ )、三重水素密度( $n_T$ )、 $\alpha$ 粒子密度( $n_\alpha$ )と不純物密度( $n_I$ )に対する4つの粒子バランス方程式と重水素、三重水素と不純物の各イオンは同じイオン温度( $T_i$ )にあるとした時のイオン全体のエネルギーバランス方程式と電子温度( $T_e$ )に対する電子のエネルギーバランス方程式とからなり、 $\alpha$ 粒子は平均のエネルギー( $E_\alpha$ )に対する方程式で扱われている。中性粒子入射による加熱パワー( $P_B$ )は100%プラズマに受け渡されるものとし、高速中性粒子がプラズマ中に捕獲される過程やプラズマ中での減速過程での損失等を見逃している。(詳細な内容は付録7を参照のこと)本報告における記号及び単位はすべて付録7によっているが、Dイオン、Tイオンの燃料装荷率を $I_D, I_T$ とし、中性粒子入射率を $I_B$ で示す。単位は

$$\begin{aligned} n_D, n_T, n_e, n_I & \dots [10^{20}/\text{m}^3] \\ I_D, I_T, I_B & \dots [10^{20}/\text{m}^3 \text{ s}] \\ T_e, T_i, E_\alpha & \dots [\text{keV}] \end{aligned}$$

3.1.2 一点近似モデルの線形化

3.1.1におけるプラズマ一点近似モデルを定常解のまわりの微小外乱について展開する。状態変数としては、不純物粒子の密度の変動を見逃し

$$\mathbf{X} = (n_D, n_T, n_\alpha, T_e, T_i, E_\alpha) \tag{3.1.1}$$

の組合せをとる。D、T燃料注入率を $I_D, I_T$ とし、中性粒子入射率を $I_B$ とする時、操作変数を

$$\mathbf{u} = (I_D, I_T, I_B) \tag{3.1.2}$$

とし、3.1.1の非線形方程式を

$$f_i(\dot{\mathbf{x}}, \mathbf{x}, \mathbf{u}) = 0 \quad i=1 \dots 6 \tag{3.1.3}$$

とまとめて書くことにする。定常解 $\mathbf{x}^{(0)}, \mathbf{u}^{(0)}$ は、式(3.1.3)で $\dot{\mathbf{x}} = 0$ とし

$$f_i(0, \mathbf{x}^{(0)}, \mathbf{u}^{(0)}) = 0 \tag{3.1.4}$$

を解くことで求められる。定常解のまわりの微小変位は

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{x} &= \mathbf{x}^{(0)} + \delta \mathbf{x} \\ \mathbf{u} &= \mathbf{u}^{(0)} + \delta \mathbf{u} \end{aligned} \right\} \tag{3.1.5}$$

で定義されるので、

$$f_i(\delta \mathbf{x}, \mathbf{x}^{(0)} + \delta \mathbf{x}, \mathbf{u}^{(0)} + \delta \mathbf{u})$$

を、 $\delta \mathbf{X}, \delta \mathbf{u}$ で展開すると

$$\begin{aligned} & f_i(\delta \mathbf{x}, \mathbf{x}^{(0)} + \delta \mathbf{x}, \mathbf{u}^{(0)} + \delta \mathbf{u}) \\ &= f_i(0, \mathbf{x}^{(0)}, \mathbf{u}^{(0)}) \\ &+ \sum_{j=1}^6 \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \delta x_j + \sum_{j=1}^6 \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \delta x_j + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial f_i}{\partial u_k} \delta u_k \\ &+ \dots \end{aligned} \tag{3.1.6}$$

となる。δx, δu につき 2 以上の項を無視すると

$$\left. \begin{aligned} D_{ij} &= \frac{\partial f_i}{\partial \dot{x}_j} \\ E_{ij} &= -\frac{\partial f_i}{\partial x_j} \\ F_{ik} &= -\frac{\partial f_i}{\partial u_k} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} i, j = 1 \dots\dots 6 \\ k = 1 \dots\dots 3 \end{array} \quad (3.1.7)$$

で定義されるマトリクス D, E, F よりマトリクス A=D<sup>-1</sup>E, B=D<sup>-1</sup>F を計算し, 微小変動に対する方程式

$$\delta \dot{x} = A \delta x + B \delta u \quad (3.1.8)$$

が得られる。

ここで, 式(3.1.3)の展開において, Z<sub>eff</sub>, Z<sub>e2</sub>, Z<sub>e3</sub> 及びクーロン対数は, 定数とし, TCT 係数 Q<sub>B</sub> の温度密度依存性を無視した。また, プラズマ電流は一定値としている。

定常解は式(3.1.4)を解くことによって求められる。9 個の未知数

x=(n<sub>D</sub>, n<sub>T</sub>, n<sub>α</sub>, T<sub>e</sub>, T<sub>i</sub>, E<sub>α</sub>), U=(I<sub>D</sub>, I<sub>T</sub>, I<sub>B</sub>) に対し, 6 個の方程式であり, 通常, 定常解を求める問題は, 操作量 u をあたえて, 状態変数 x を求めることである。しかし, ここでは, プラズマの温度 T<sub>e</sub><sup>(0)</sup>, T<sub>i</sub><sup>(0)</sup>, 密度 n<sub>D</sub><sup>(0)</sup>, n<sub>T</sub><sup>(0)</sup> の仕様値をあたえて, 他の量を決定する。従って, 電子とイオンのパワーバランス方程式を一つの方程式にして扱うこととする。α 粒子の粒子バランス方程式より

$$n_{\alpha}^{(0)} = \tau_{\alpha}^{(0)} n_D^{(0)} n_T^{(0)} \langle \sigma v \rangle_{DT} \quad (3.1.9)$$

α 粒子のエネルギーバランス方程式より

$$E_{\alpha}^{(0)} = \frac{\tau_{E\alpha}^{(0)} \tau_{S\alpha}^{(0)}}{\tau_{E\alpha}^{(0)} + \tau_{S\alpha}^{(0)}} \frac{n_D^{(0)} n_T^{(0)}}{n_{\alpha}^{(0)}} \langle \sigma v \rangle_{DT} E_{\alpha 0} \quad (3.1.10)$$

また, 電子・イオン全体のエネルギーバランスと α 粒子のエネルギーバランス方程式から, 中性粒子入射率が

$$I_B^{(0)} = \frac{(-k P_{DT} - P_{OH} + P_{Br} + P_S + P_L + P_{De} + P_{Di})}{(k f_B E_{\alpha 0} + E_B)} \quad (3.1.11)$$

と求まる。ここで, P<sub>De</sub>, P<sub>Di</sub> は電子, イオンの熱拡散損失であり, E<sub>B</sub> は中性粒子の入射エネルギー, E<sub>α0</sub> は, DT 反応による α 粒子エネルギーである。k, f<sub>B</sub> は次式で定義される。

$$\left. \begin{aligned} f_B &= Q_B \frac{E_B}{E_F} \\ k &= \frac{\tau_{E\alpha}^{(0)}}{\tau_{E\alpha}^{(0)} + \tau_{S\alpha}^{(0)}} \end{aligned} \right\} \quad (3.1.12)$$

ここで E<sub>F</sub> (17.6MeV) は DT 反応で発生するエネルギー, Q<sub>B</sub> は TCT 係数である。

燃料注入率 I<sub>D</sub>, I<sub>T</sub> は, D, T の粒子バランスより定まり

$$I_T^{(0)} = n_D^{(0)} n_T^{(0)} \langle \sigma v \rangle_{DT} + \frac{n_D^{(0)}}{\tau_D^{(0)}} \quad (3.1.13)$$

$$I_D^{(0)} = I_T^{(0)} - I_B^{(0)} \quad (3.1.14)$$

となる。式(3.1.9)の計算において $\tau_\alpha$ を求める際、電子密度 $n_e^{(0)}$ は

$$n_e^{(0)} = n_D^{(0)} + n_T^{(0)} + Z n_I^{(0)} + 2 n_\alpha^{(0)} \quad (3.1.15)$$

となるので、 $\alpha$ 粒子密度が必要であるが、 $n_\alpha^{(0)}$ は充分小さく、式(3.1.9)右辺の計算に対しては無視した。中性粒子入射パワーは

$$P_B^{(0)} = E_B I_B^{(0)} \quad (3.1.16)$$

であり、全核融合反応出力は

$$P_F^{(0)} = E_F n_D^{(0)} n_T^{(0)} \langle \sigma v \rangle_{DT} + P_B^{(0)} Q_B \quad (3.1.17)$$

であたえられる。プラズマ内入射高速イオンの圧力を無視するとプラズマ圧力は

$$P = (n_D^{(0)} + n_T^{(0)} + n_I^{(0)}) T_i^{(0)} + n_e^{(0)} T_e^{(0)} + \frac{2}{3} n_\alpha^{(0)} E_\alpha^{(0)} \quad (3.1.18)$$

であり、ポロイダルベータ値は

$$\beta_P = P / (B_P^2 / 2\mu_0) \quad (3.1.19)$$

として求まる。

電子、イオン温度 $T_e^{(0)}$ 、 $T_i^{(0)}$ 、重水素、三重水素密度 $n_D^{(0)}$ 、 $n_T^{(0)}$ 及びプラズマ電流 $I_P^{(0)}$ 、トロイダル磁場 $B_T$ 、不純物混入量、TCT係数 $Q_B$ を入力として、式(3.1.9)~(3.1.19)によって定常値計算をし、微小外乱に対する方程式(3.1.8)を数値解析するプログラムを作成した。数値解析は、Runge・Kutta・Gill法によっている。閉じ込め時間の比例則は、捕獲イオン則、擬古典則、実験則の場合につき解析できるようになっている。

### 3.1.3 線形モデルと非線形モデルの比較検討

閉じ込め時間は、捕獲イオン則(式(7.2.2)参照)によるものとし、核融合実験炉の第一次予備設計値を使用し、3.1.1の非線形モデルの結果と3.1.2の線形モデルの結果を比較した。その結果をFigs. 3.1.1, 3.1.2, 3.1.3に示す。これは、電子、イオン温度に初期値として7 keVの定常値に対し0.5 keVの外乱をあたえた場合のそれ以後の時間応答を示したものである。Fig. 3.1.1は、イオン温度の結果であり、Fig. 3.1.2は電子温度の結果である。重水素、三重水素の密度は、同様に变化するので、ここでは、電子密度の変動をFig. 3.1.3に示した。実線は、非線形モデルの結果、一点鎖線は線形モデルの結果である。イオン温度、電子温度の結果では、両者はかなり不一致のように思われるが、以下の2つの観点からこの事を考察して見る。

- (i) 定常値として、電子温度、イオン温度を等しくしたために、粒子バランス及び電子イオン全体のエネルギーバランスは保持しているが、電子、イオン個々のエネルギーバランス

を壊している。

- (ii) 線形近似のために、DT反応断面積、閉じ込め時間の温度依存性が線形化されており、0.5 keVの温度外乱に対しかなりの相異を生じている。

第1点については、定常値として、電子、イオン温度に、個々のエネルギーバランスを保持する値を使用することで正しく考慮できる。Fig. 3.1.1, Fig. 3.1.2 を比較するとわかるように、非線形モデルでは、初期値の電子イオン間のエネルギーバランスの壊れを回復するために、1 sまでの間にイオン温度は7.5 keVから7.7 keVに、電子温度は7.3 keVに変化する。その後は、周期的な振動波形となり、イオン温度は、7.2 keVを中心に電子温度は6.85 keVを中心に振動することがわかる。そこで1 sを始点とし、7.2 keVを中心とするイオン温度の振動波形と線形モデルの結果を比較することで大略を理解できるのでさらに細かく電子イオン個々のエネルギーバランスを保持するように定常値を決定することはここでは省略する。

第2点については、DT反応断面積の温度勾配が一番重要な効果であると考えられる。1 sを始点、7.2 keVを中心とするFig. 3.1.1のイオン温度の結果と、一点鎖線で示される線形モデルの結果を比較すると振幅の変化率に相異があることがわかる。そこで $T=7 \text{ keV}$ のDT反応断面積の勾配

$$\left. \frac{\partial \langle \sigma v \rangle}{\partial T} \right|_{T=7 \text{ keV}} = 0.00157 (10^{-20} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1})$$

を用いるかわりに $T=7 \text{ keV} \sim 7.5 \text{ keV}$ での平均の勾配

$$\left[ \langle \sigma v \rangle_{T=7.5} - \langle \sigma v \rangle_{T=7.0} \right] / 0.5 \\ = 0.00197 (10^{-20} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1})$$

を使用して、線形モデルの結果をもとめた。結果はFig. 3.1.1~Fig. 3.1.3において二点鎖線で示したが、かなり非線形モデルの結果に近づくことがわかる。

線形近似の誤差は、主にDT反応断面積と閉じ込め時間の温度勾配に因っており、制御系設計の際に、制御しようとする外乱の影響の大きさに応じて、実効的な温度勾配を使用する必要がある。本報告では、詳細な解析が目的でないので、DT反応断面積、閉じ込め時間などの温度勾配を補正することまではしないこととする。

### 3.1.4 熱的不安定性の検討

核融合実験炉領域にみられるような熱的不安定性は、温度上昇に伴うDT反応の増大に因っており、他方、温度上昇による粒子拡散、エネルギー損失の増大が安定化の役割を果たす。従って閉じ込め時間にどのような比例則をとるかによって不安定性の現れ方は大きく変わる。

ここでは、閉じ込め時間は捕獲イオン則に従うものとし初期値として、電子イオン温度にそれぞれ0.5 keVの外乱をあたえ、その後の時間応答を線形モデルにより計算する。振動波形の1番目の極大値と2番目の極大値の比を振幅減衰比とし、温度、密度の定常値を変えて、熱的



不安定振動の現われ方を解析した。

Fig. 3.1.4 と Fig. 3.1.5 は JAERI-M7300<sup>1)</sup> における実験炉第一次予備設計値の近傍で、温度密度の定常値を変えて不安定性の現れ方を調べたものである。Fig. 3.1.4 よりわかるように、密度を固定し、温度を上げると系は安定に向う。これは、温度上昇とともに、DT 反応が増大するが、他方捕獲イオン則では、急速に拡散が増大するためである。また、温度を固定し、密度を増すと系は不安定に向う。これは、密度増加によって、DT 反応が増大するが、拡散はほとんど変化しないことに因っている。

以上、第一次予備設計値において解析してきたが、新設計値において同様の解析をし、両者の相異点を明確にする。新設計値における特徴は、閉じ込め時間が 7.2 s と長いことであり、これは、ほぼ捕獲イオン則の 2.3 倍である。また第一次予備設計において無視していた不純物のイオン化損失を、ほぼ制動輻射損失程度として見積っている。閉じ込め時間が長くなった影響として、系の不安定性が増大し、振動周期が長くなったことがあげられる。Fig. 3.1.6 にイオン温度、電子温度の時間応答を示し、Fig. 3.1.7 に電子密度の時間応答を示した。t ~ 8 s までの温度上昇は、閉じ込め時間が長くなったことで、温度上昇による DT 反応の増大が、拡散の増加によっておこる密度減少による冷却効果を上まわるために起こるものと思われる。また、Fig. 3.1.8 の 45 s までの電子温度の変化よりわかるように振動周期が、第一次予備設計では、12 s 程度であるのに、新設計値では、32 s と長くなっているが、これは、閉じ込め時間が、2.9 s から 7.2 s と長くなったためである。(振動周期は、閉じ込め時間の約 4 倍となっている。)このことは、次期実験装置の放電時間を決定するための一つの目安となると思われる。Fig. 3.1.9 に第一次予備設計値領域と同様、新設計値領域における不安定性の現れ方が、どのように温度密度の定常値に依存するかを示した。 $n_D = 0.55 (10^{20} / m^3)$  の場合、 $T = 7 (keV)$  以下になると急に不安定性が増大し、温度変化が振動型の波形から指数関数的な発散へと遷移する。これは、捕獲イオン則の閉じ込め時間を使った場合の特徴で、密度を固定し、温度を下げてゆくと DT 反応の不安定効果が、粒子拡散、エネルギー損失の安定化に打勝つために起こるものと思われる。

次節の制御系設計においては、第一次予備設計値領域からの代表値として、 $n_D = n_T = 0.6 (10^{20} / m^3)$ 、 $T_e = T_i = 7 (keV)$  の場合と、新設計値領域の代表値として  $n_D = n_T = 0.5 (10^{20} / m^3)$ 、 $T_e = 6.85 (keV)$ 、 $T_i = 7.2 (keV)$  の場合とを使用する。それぞれの装置諸元、プラズマ諸量の値を Table 3.1.1, Table 3.1.2 に示した。前者をプラズマ設計値(A)、後者をプラズマ設計値(B)と呼ぶことにする。また、それぞれに対し、式(3.1.8)におけるマトリクス A, B の結果を Table 3.1.3, Table 3.1.4 に示す。

Table 3.1.1 プラズマ設計値 A

プラズマ主半径	$R_T$	6.75 (m)
プラズマ副半径	$R_P$	1.5 (m)
イオン密度	$n_i$	$1.2 (10^{20} / \text{m}^3)$
電子密度	$n_e$	$1.4 (10^{20} / \text{m}^3)$
実効電荷	$Z_{\text{eff}}$	1.6
プラズマ温度	$T_e = T_i$	7.0 (keV)
プラズマ電流	$I_P$	4.0 (MA)
トロイダル磁場	$B_T$	6.0 (T)
閉じ込め時間	$\tau$	3.2 (S)
中性粒子入射パワー	$P_B$	27 (MW)
全核融合反応出力	$P_F$	140 (MW)
中性粒子入射率	$I_B$	$0.028 (10^{20} / \text{m}^3 \text{s})$
Dイオン装荷率	$I_D$	$0.163 (10^{20} / \text{m}^3 \text{s})$
Tイオン装荷率	$I_T$	$0.191 (10^{20} / \text{m}^3 \text{s})$
ポロイダルベータ値	$\beta_P$	2.6

Table 3.1.2 プラズマ設計値 B

プラズマ主半径	$R_T$	6.75 (m)
プラズマ副半径	$R_P$	1.50 (m)
イオン密度	$n_i$	$1.1 (10^{20} / \text{m}^3)$
電子密度	$n_e$	$1.39 (10^{20} / \text{m}^3)$
実効電荷	$Z_{\text{eff}}$	1.93
電子温度	$T_e$	6.85 (keV)
イオン温度	$T_i$	7.2 (keV)
プラズマ電流	$I_P$	4.4 (MA)
トロイダル磁場	$B_T$	5.5 (T)
閉じ込め時間	$\tau$	7.3 (S)
中性粒子入射パワー		26 (MW)
全核融合反応出力		124 (MW)
中性粒子入射率	$I_B$	$0.027 (10^{20} / \text{m}^3 \text{s})$
重水素注入率	$I_D$	$0.0527 ( \quad " \quad )$
三重水素注入率	$I_T$	$0.0757 ( \quad " \quad )$
ポロイダルベータ値	$\beta_P$	2.1

Table 3.1.3 設計値(A)のプラズマに対するマトリクス

マトリクス  $A_{ij}$ 

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6
1	-0.182	0.135	0.274	-0.0678	-0.0277	0.
2	0.135	-0.182	0.274	-0.0678	-0.0277	0.
3	$339 \times 10^{-3}$	$339 \times 10^{-3}$	-0.156	$-5.0 \times 10^{-4}$	$3.49 \times 10^{-4}$	0.
4	-1.64	-1.44	17.7	-6.32	5.59	$9.10 \times 10^{-3}$
5	2.27	2.05	3.32	5.87	-6.66	5.39
6	4.66	4.66	$-7.45 \times 10^4$	1.39	2.16	-1.35

マトリクス  $B_{ik}$ 

$i \backslash k$	1	2	3
1	1	0	1
2	0	1	0
3	0	0	0
4	-5.06	-5.06	39.9
5	-5.70	-5.70	52.3
6	0	0	31.68

Table 3.1.4 設計値(B)のプラズマに対するマトリクス

マトリクス  $A_{ij}$ 

$i \backslash j$	1	2	3	4	5	6
1	-0.0840	0.0512	0.107	-0.0274	-0.0107	0
2	0.0512	-0.840	0.107	-0.0274	-0.0107	0
3	$3.31 \times 10^{-3}$	$3.31 \times 10^{-3}$	-0.0658	$-4.64 \times 10^{-4}$	$4.26 \times 10^{-4}$	0
4	1.03	0.586	0.667	-6.67	5.79	$6.12 \times 10^{-3}$
5	-1.67	-1.13	159	7.07	-7.20	0.143
6	252	252	$-1.52 \times 10^4$	60.6	112	-13.9

マトリクス  $B_{ik}$ 

$i \backslash k$	1	2	3
1	1	0	1
2	0	1	0
3	0	0	0
4	-4.94	-4.94	40.5
5	-6.31	-6.31	55.3
6	0	0	$1.24 \times 10^3$

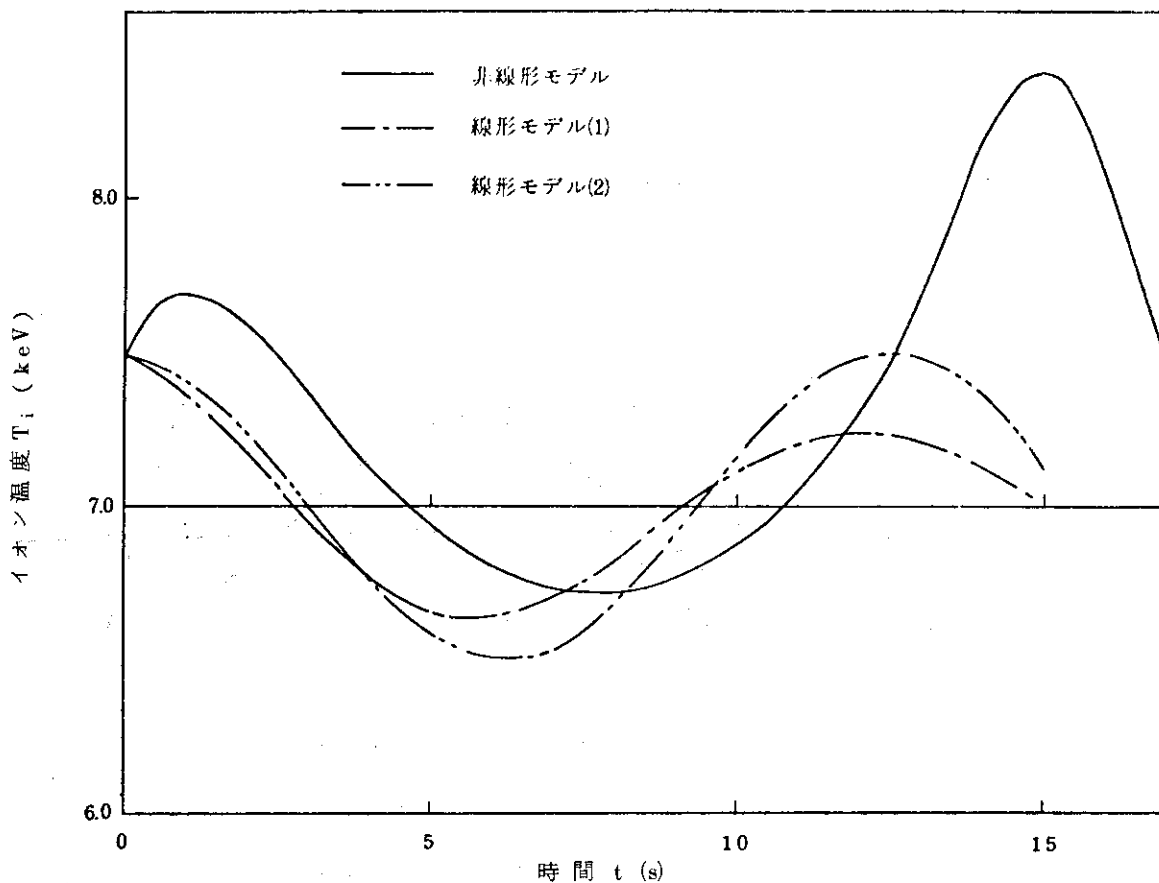


Fig. 3.1.1 イオン温度の時間応答

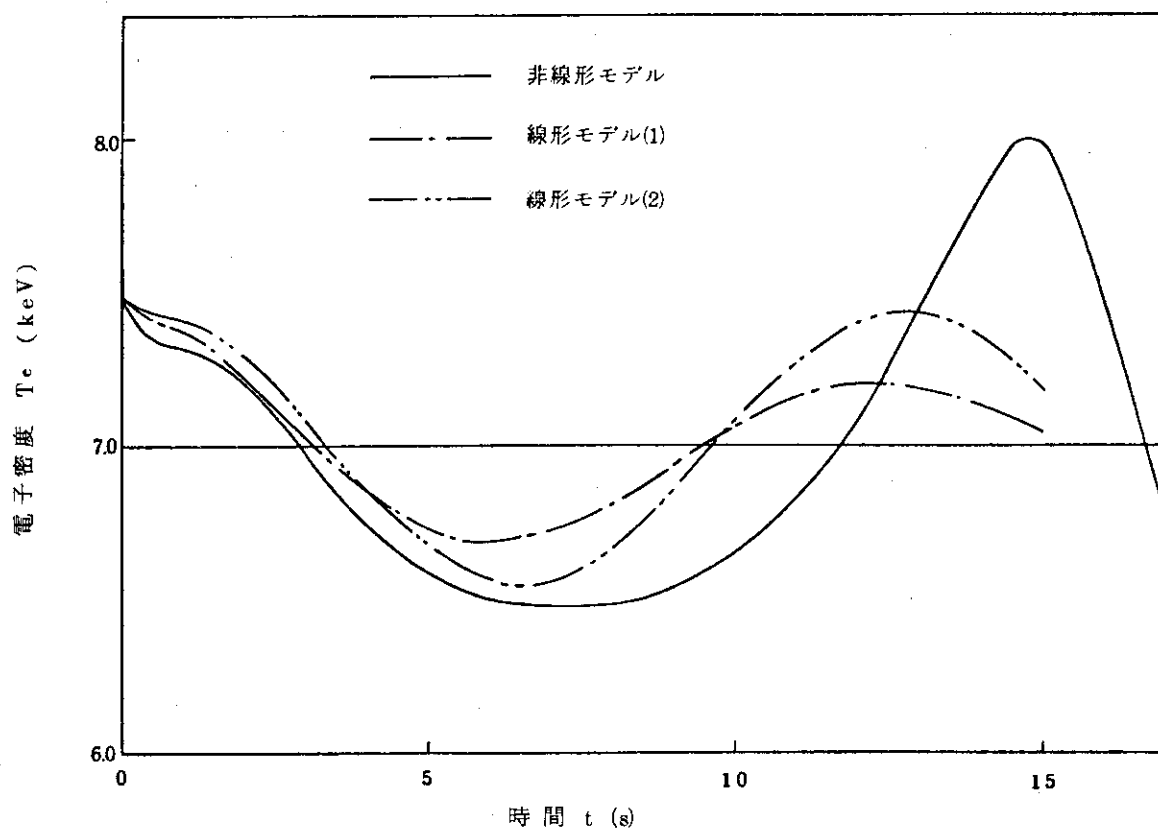


Fig. 3.1.2 電子温度の時間応答

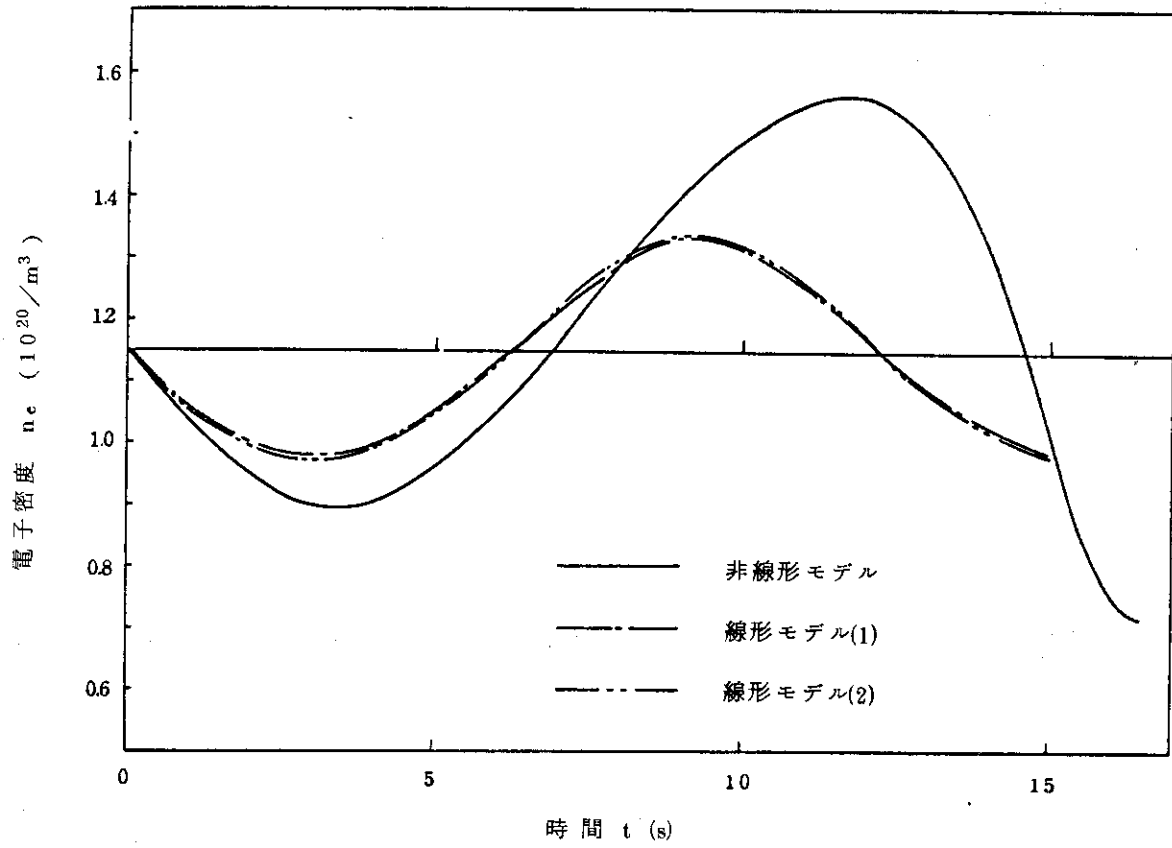


Fig. 3.1.3 電子密度の時間応答

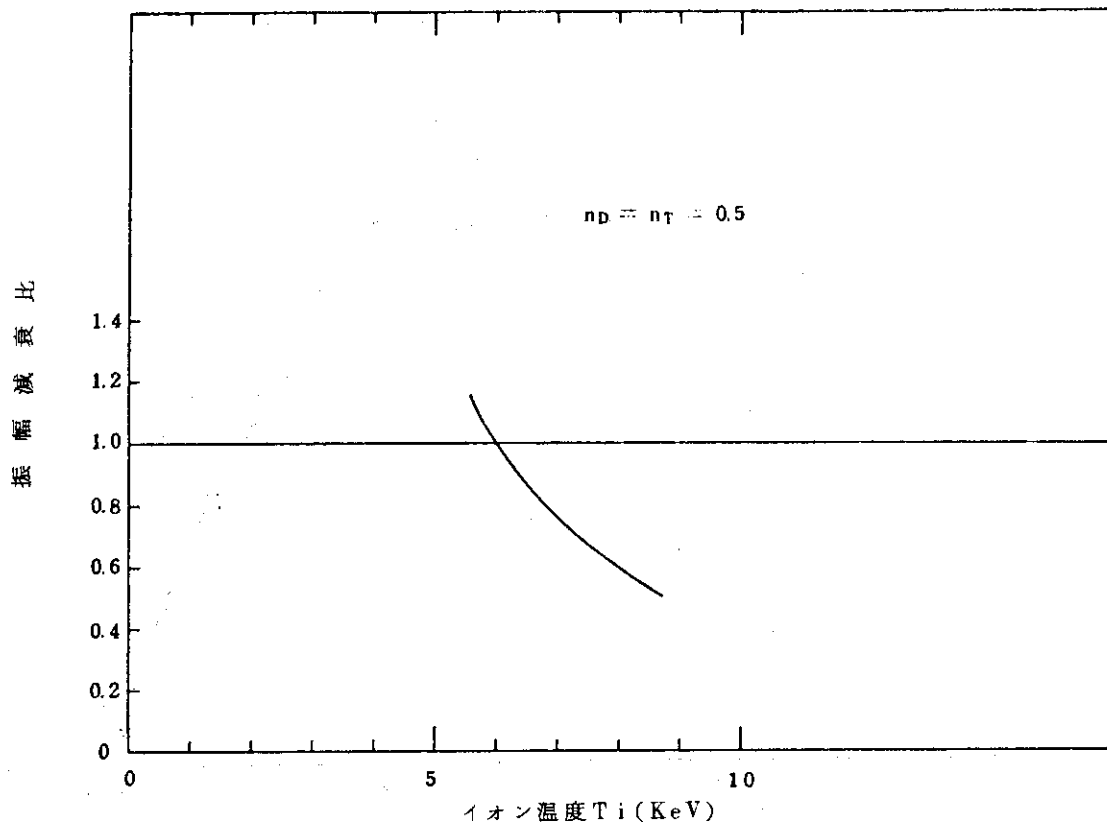


Fig. 3.1.4 振幅減衰比の温度依存性

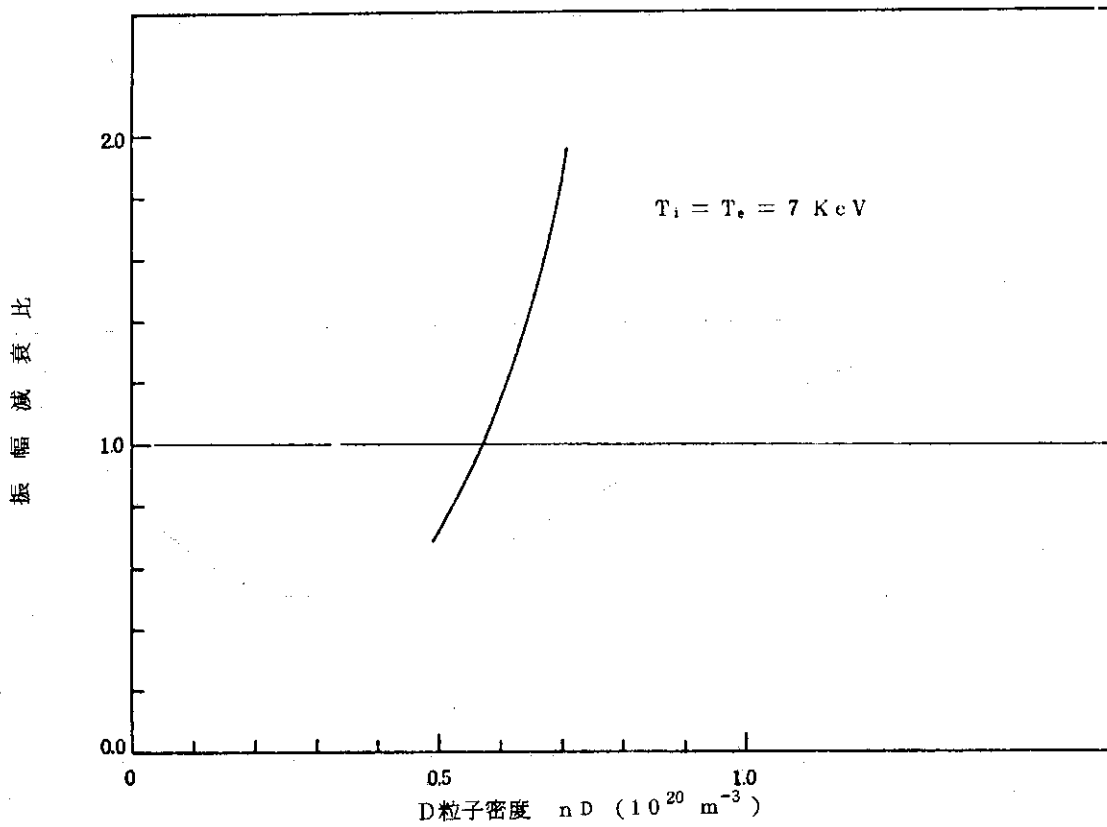


Fig. 3.1.5 振幅減衰比の密度依存性

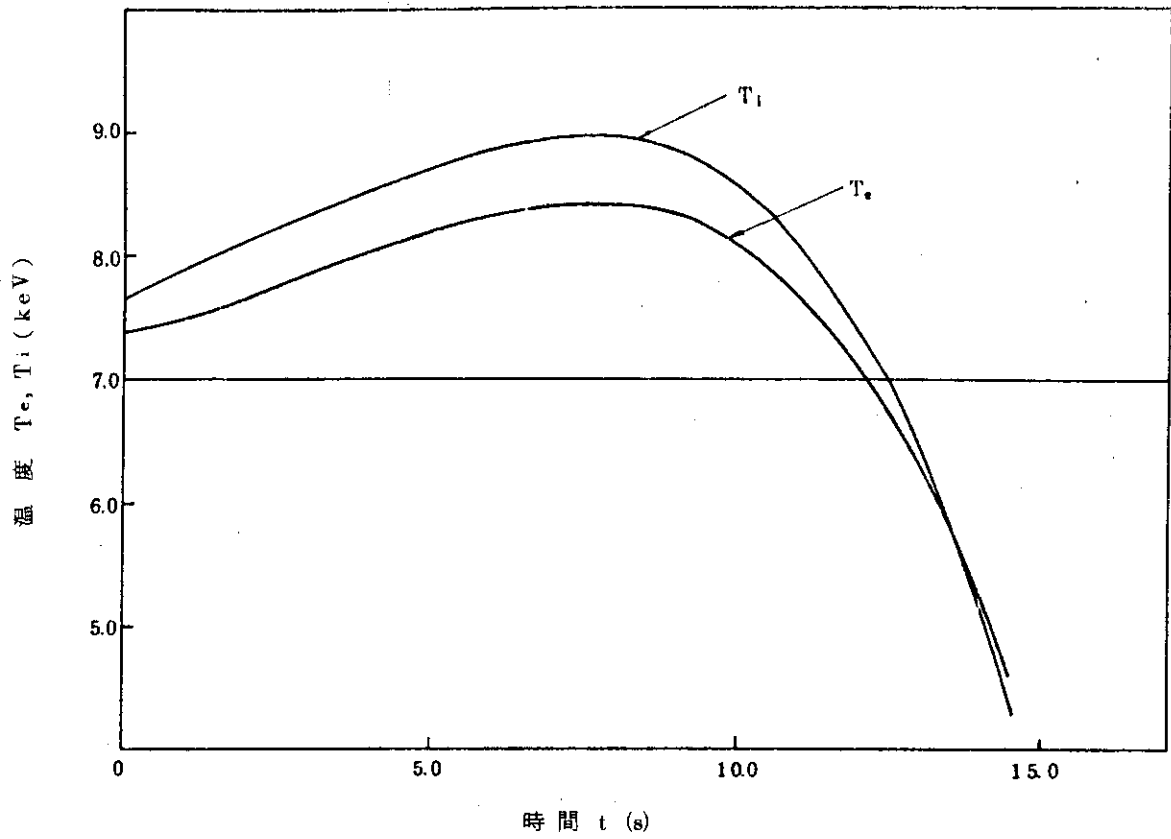


Fig. 3.1.6 プラズマ温度の時間応答

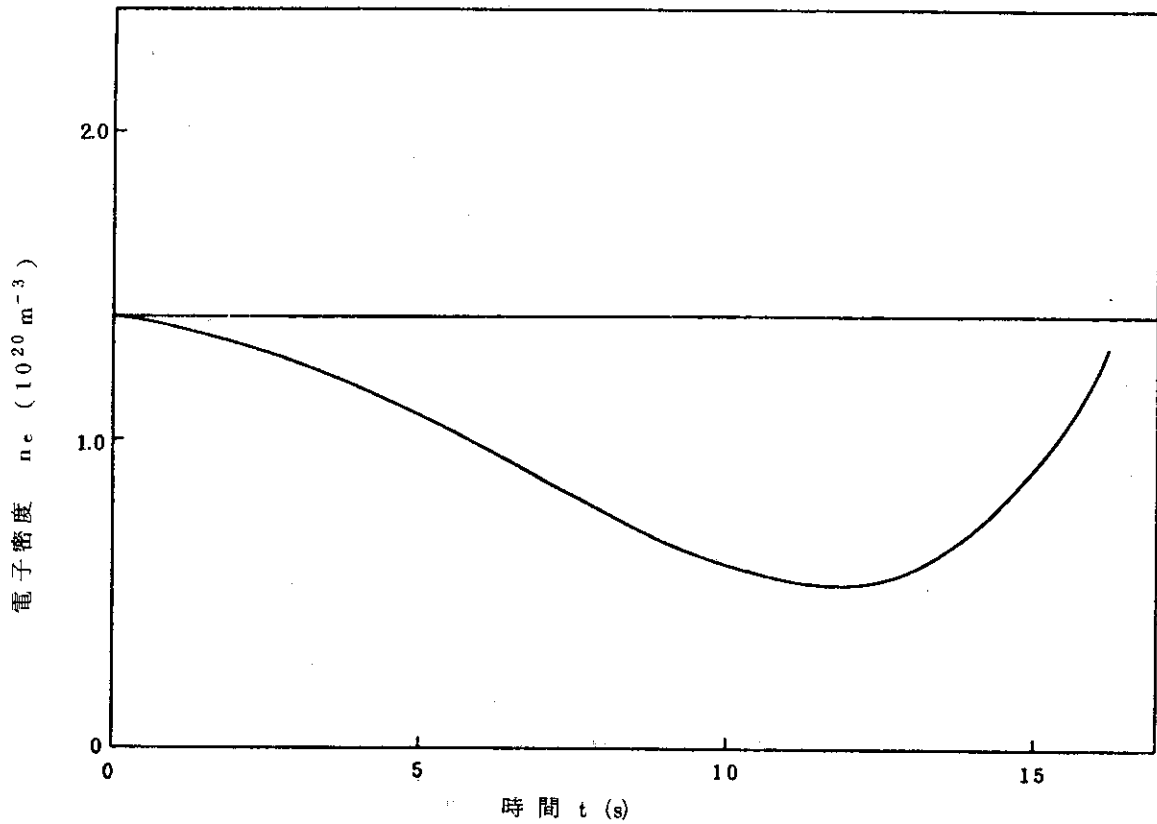


Fig. 3.1.7 電子密度の時間応答



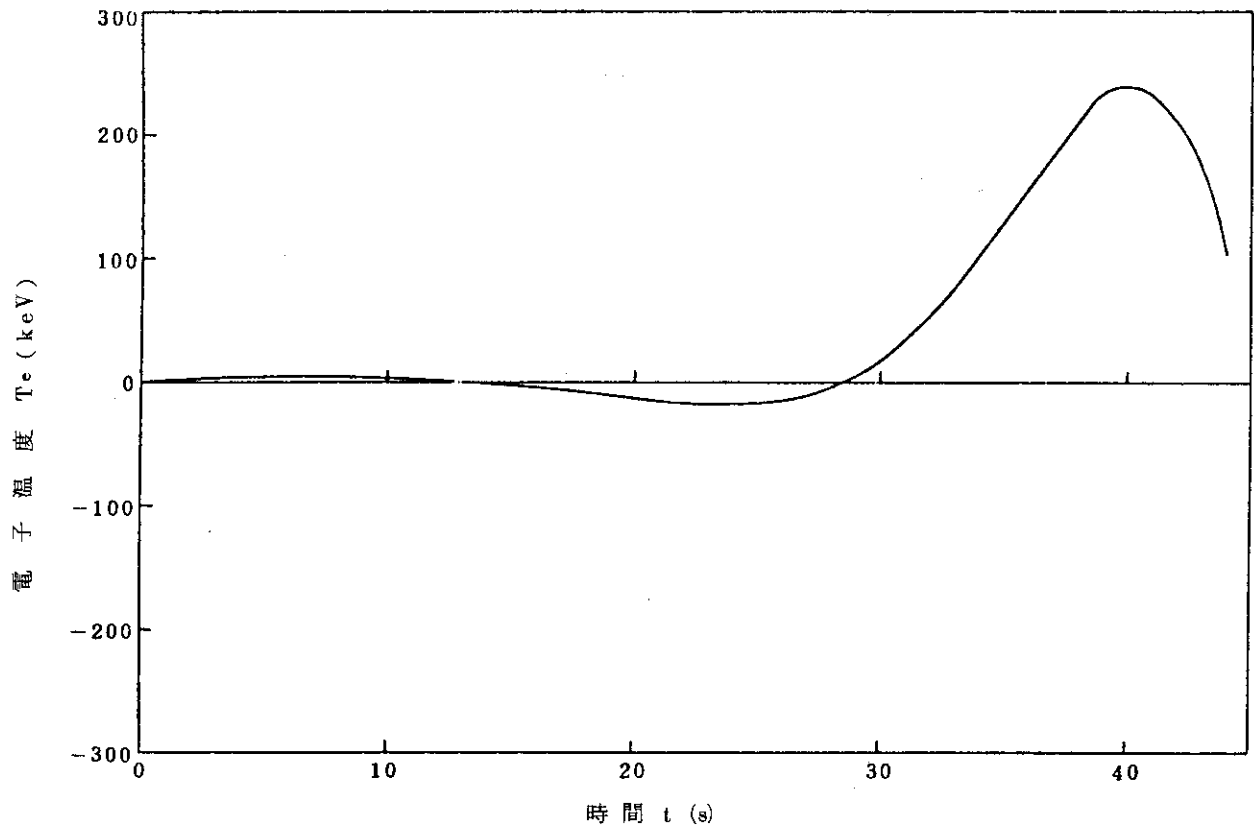


Fig. 3.1.8 電子温度の時間応答

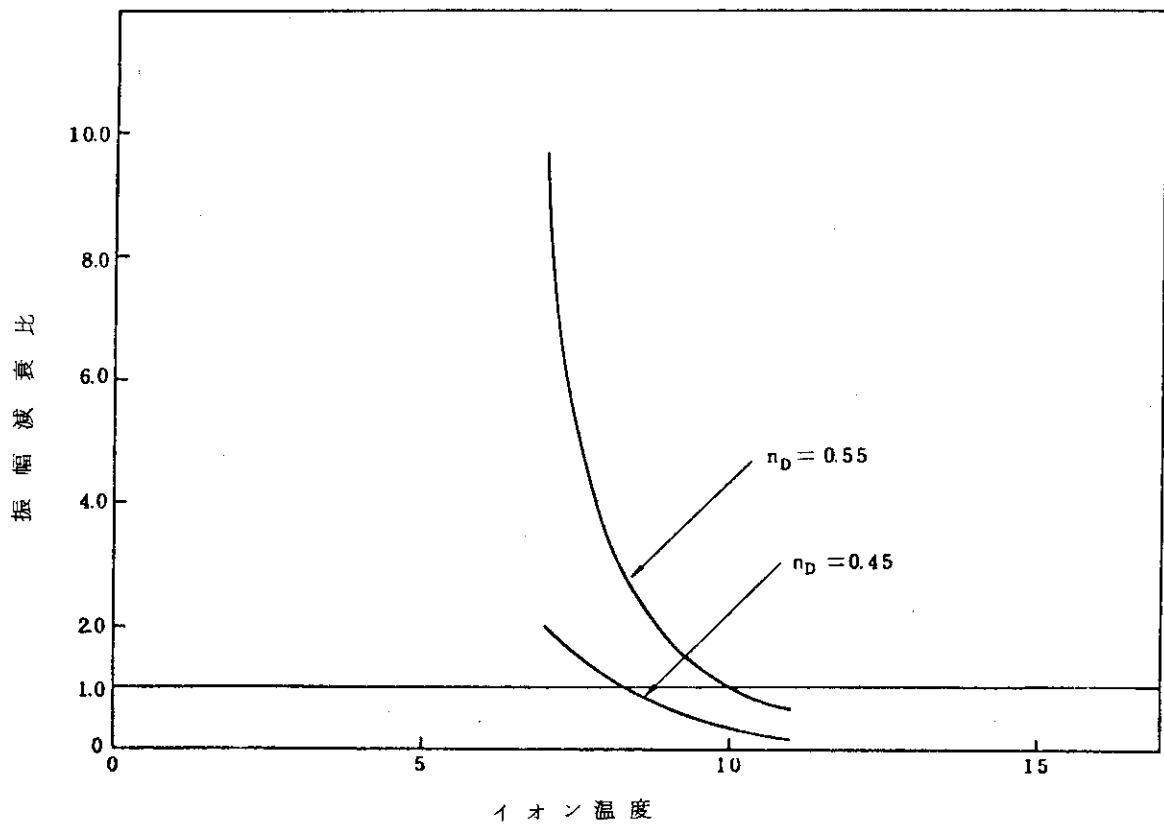


Fig. 3.1.9 振幅減衰比の温度依存性

### 3.2 核融合炉出力制御系の検討

核融合炉の定常運転状態は、ガス注入や中性粒子入射の連続操作によって達成されることになる。したがってガス注入や中性粒子入射時にも、核融合炉は安定に運転されることが必要であり、核融合炉出力の制御系の構成に関する検討を加える。

先に述べてきたように核融合実験炉の出力応答特性は、もともと不安定な系であり、核融合出力をフィードバック量とする古典的フィードバック制御系では、十分な制御特性が得られないことが予想される。そこでプラズマ温度、密度等をもフィードバック量として加えた、云わゆる多変数フィードバック制御による出力制御系の構成が効果的であると考えることができ、カスケード制御系や独立なフィードバックループをもつ制御系の構成法について検討する。

なお、状態フィードバックによる多変数制御（最適制御）の適用に関しては次節で述べる。

#### 3.2.1 古典的フィードバック制御による出力制御特性の検討

核融合実験炉プラズマでは、外乱に対する出力の応答特性は、多くの場合、発散型の振動波形である。設計値(A)のプラズマに対し、燃料注入あるいは中性粒子入射に、定常値の10%の外乱をあたえた場合の出力の時間応答を、Fig.3.2.1, Fig.3.2.2に示した。単一ループの古典的フィードバック制御系のみで、出力変動を制御することは困難であることが予想されるが、実際にこのことを確かめるために、Fig.3.2.3に示すような構成の出力制御系を用い比例制御の場合の出力制御特性を検討した。Fig.3.2.3は、燃料注入による制御系であるが、中性粒子入射による制御系も同様のものを採用する。

制御器ゲインの定義は、燃料注入に対しては

$$\frac{\delta I_D}{I_D^{(0)}} = -k_f \frac{\delta P_f - \delta P_{f0}}{P_f^{(0)}} \quad (3.2.1)$$

中性粒子入射に対しては

$$\frac{\delta I_B}{I_B^{(0)}} = +k_f \frac{\delta P_f - \delta P_{f0}}{P_f^{(0)}} \quad (3.2.2)$$

としている。式(3.2.2)で正の符号をとったのは中性粒子入射に対する出力の応答が負なためである。(Fig.3.2.2参照)ここでは、操作器、検出器ともに一次おくれ系として模擬し、操作器の時間おくれ $T_f$ 、検出器の時間おくれ $\tau_f$ は、無視できる程度短かい50msとし、出力目標値を定常値の10%変更した場合の出力追従特性を調べた。燃料注入による出力制御の場合の一例としてゲイン $K=1$ の場合をFig.3.2.4に示したが、出力は目標値のまわりで発散型の振動となる。発散振動の傾向を、より詳しく見るために、ゲイン $K$ とともに、どのように、振動の不安定性が変化するかを、Fig.3.2.5に示した。ここで、振幅の減衰比は、Fig.3.2.4に示した $a_1, a_2$ の比として

$$R = \frac{a_2}{a_1} \quad (3.2.3)$$

と定義した。Fig. 3.2.5から、ゲインの増大とともに発散の傾向は強くなり、単一ループの古典的な制御系では、出力制御は難しいことがわかる。中性粒子入射による古典的フィードバック制御系でも同様の結果が得られ、Fig. 3.2.6のようになる。このことは、3.2.2の(3)で示す簡易モデルによるゲインの安定領域の解析からも見ることができる。これは比例動作のみの出力フィードバックでは応答特性がかえって悪くなっていることを示している。この場合、制御器に積分動作を付加することによって応答特性の改善はあまり期待できず、古典的フィードバック制御による制御系の構成は困難と考え、次節のような多変数制御の可能性を検討する。

### 3.2.2 多変数フィードバック制御による出力制御特性の検討

前節の解析より、古典フィードバックループのみで核融合実験炉の出力を制御することは困難であることがわかった。このことから出力のスカラー的なフィードバックには、温度変動による熱的な不安定性を抑制するような因子が含まれていないと考えられ、他のフィードバックを付加し熱的な不安定性を抑制する必要がある。このような制御系として多変数フィードバック制御系が考えられる。中性粒子入射は、加熱効果をもっているので、温度変動に対する負の帰還方式として、温度変動を抑制する効果があると予想できる。また燃料注入は、一次の効果としての冷却効果（二次的には、燃料の増加に伴う出力の増大のため加熱効果となるが）をもつので温度変化に対し正の帰還方式として温度変動を緩和することができる可能性がある。ここでは、多変数フィードバック制御として以下の3つの場合を検討する。

- (i) 燃料注入によるカスケード制御方式
- (ii) 燃料注入と中性粒子入射の独立な重ループ制御方式
- (iii) 中性粒子入射によるカスケード制御方式

(i)は、温度変動に対する内部帰還と出力制御のための外部帰還をもつ燃料注入によるカスケード制御方式であり、(iii)は同様の中性粒子入射による制御方式である。(ii)は、温度変動の安定化を中性粒子入射により、出力制御を燃料注入によって行う独立な制御方式である。以下でこれらの制御方式を検討する。制御方式の検討では、操作器、検出器の時間おくれの影響はほとんど無視できる値として50 msを選んだ。実機に対し、制御性の観点から許容される操作器、検出器の時間おくれについては、一番、重要と思われる中性粒子入射による温度変動の安定化効果を指標として、中性粒子入射装置の操作時間と電子温度検出器の時間おくれの影響を検討した。

検討方法は、3.1.3のプラズマの線形化モデルに、帰還ループを加えて時間応答を計算し、出力目標値を10%変化した時の応答出力の追従性を調べる方法をとったが、他方以下に示す簡易モデルに依って伝達関数をもとめ安定性、定常偏差などを求め補足した。プラズマエネルギー粒子バランスの方程式をエネルギー損失として拡散によるものと制動放射損失のみを考慮し、イオン密度と平均温度に対する2次元の方程式によって簡略化する（文献1）のP102~124）。また、計測器、操作器の時間おくれは考えないものとする。このプラズマに対する2次元の方程式（文献1）のP102~124）を線形化して、

$$\delta \dot{n}_i = A \delta T + \delta I_C + \delta I_B \quad (3.2.4)$$

$$\delta \dot{T} = B \delta n_i + C \delta T + F \delta I_C + G \delta I_B \quad (3.2.5)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned}
 A &= -\frac{3.5 n_i^{(o)}}{\tau_P T^{(o)}} \\
 B &= \left\{ \frac{1}{2} E_{\alpha 0} n_i^{(o)} \langle \sigma v \rangle_{DT} - P_{Br}^{(o)} \frac{2}{n_i^{(o)}} \right\} / D \\
 C &= \left\{ \frac{1}{4} E_{\alpha 0} n_i^{(o)2} \frac{\partial \langle \sigma v \rangle_{DT}}{\partial T} - P_{Br}^{(o)} \frac{1}{2 T^{(o)}} - \frac{3}{2} R_2 \frac{n_i^{(o)}}{\tau_E^{(o)}} \right\} / D \\
 D &= \frac{3}{2} R_2 n_i^{(o)} \\
 F &= \left( -\frac{3}{2} R_2 T^{(o)} \right) / D \\
 G &= \left\{ E_B \left( 1 + Q_B \frac{E_{\alpha 0}}{E_f} \right) - \frac{3}{2} R_2 T^{(o)} \right\} / D \\
 R_2 &= \frac{n_e^{(o)} + n_i^{(o)} + n_I^{(o)}}{n_i^{(o)}} \cong 2
 \end{aligned} \right\} (3.2.6)$$

を得る。

検出器、操作器の時間おくれを無視し、比例動作のみによるフィードバック制御を考えれば、制御操作量は出力変動  $\delta P_f$ 、温度変化  $\delta T$  で表わせる。さらに出力変動は

$$\left. \begin{aligned}
 \delta P_f &= P \delta n_i + Q \delta T \\
 P &= \frac{1}{2} n_i E_F \langle \sigma v \rangle \\
 Q &= \frac{1}{4} n_i^2 E_F \frac{\partial \langle \sigma v \rangle}{\partial T}
 \end{aligned} \right\} (3.2.7)$$

となって、 $\delta n_i$ 、 $\delta T$  の一次結合であたえられるので、ラプラス変換することにより出力目標値関数  $V(s)$  に対する出力応答を、伝達関数  $G(s)$  によって

$$\delta P_f(s) = G(s) \cdot V(s) \quad (3.2.8)$$

の形に書くことができる。一例として、3.2.1節で検討した燃料注入を入力とする単一ループ制御の場合に伝達関数  $G(s)$  をもとめる。出力目標値変更  $V(s)$  に対する制御操作量  $\delta I_C$  を比例制御のゲイン  $K_f$  を用いて

$$\left. \begin{aligned}
 \delta I_C &= -K_f A (\delta P_f - V(s)) \\
 A &= \frac{I_C^{(o)}}{P_F^{(o)}}
 \end{aligned} \right\} (3.2.9)$$

と表わす。ここで  $A$  は制御器ゲインを無次元とするための変換係数である。式 (3.2.7) を式 (3.2.9) に代入し、制御操作量  $\delta I_C$  を、 $\delta n_i$ 、 $\delta T$  で表わし、式 (3.2.4)、(3.2.5) に代入し、ラプラス変換することで、伝達関数  $G(s)$  は以下のようにもとめられる。

$$G(s) = \frac{KA}{\Lambda(s)} \left\{ (s - C + FA)P + (Fs + B)Q \right\} \quad (3.2.10)$$

ここで  $\Lambda(s) = (s + KAP)(s - C + KAQF) - (A - KAQ)(B - KAPF)$  ]

伝達関数  $G(s)$  の極の実軸上の位置から安定性を識別できる。また、出力目標値関数を絶対値  $\delta P_{f0}$  のステップ関数であたえるとき、出力と目標値の偏差の周波数関数は、

$$\begin{aligned} E(s) &= \delta P_f(s) - V(s) \\ &= \delta P_f(s) - \frac{\delta P_{f0}}{s} \end{aligned}$$

となる。時間領域での定常偏差は、出力目標値変換  $\delta P_{f0}$  に対する割合として次式によってあたえられる。

$$\begin{aligned} \epsilon &= \frac{1}{\delta P_{f0}} \lim_{s \rightarrow 0} s E(s) \\ &= \lim_{s \rightarrow 0} (G(s) - 1) \end{aligned} \quad (3.2.11)$$

(1) 燃料注入カスケード制御方式

燃料注入を入力としたカスケード制御のブロック線図を Fig. 3.2.7 に示す。ここで主制御器ゲインを  $K_1$ 、副制御器ゲインを  $K_2$  とした比例制御を考え、 $K_1, K_2$  を

$$\delta I_D^f = -A_1 P_1 (\delta P_f - \delta P_{f0}) \quad (3.2.12)$$

$$\delta I_D^t = +A_2 P_2 \delta T_e \quad (3.2.13)$$

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= \frac{P_1}{P_2} \\ K_2 &= P_2 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.14)$$

と定義する。ここで  $A_1, A_2$  は

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{I_D^{(0)}}{P_f^{(0)}} \\ A_2 &= \frac{I_D^{(0)}}{T_e^{(0)}} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.15)$$

であり、ゲイン  $P_1, P_2$  あるいは  $K_1, K_2$  などを無次元とするための変換係数である。制御のための全燃料注入量は式 (3.2.12) と式 (3.2.13) の和となる。

設計値(A)のプラズマに対する適用結果を Figs. 3.2.8~3.2.10 に示した。(検出器、操作器の時間おくれを 50 ms としている。) Fig. 3.2.8 は、制動時の定常偏差と制御器ゲイン  $K_1, K_2$  との関係を示したもので、 $K_2 = 0.57$  の付近で主制御器ゲイン  $K_1$  によらず定常偏差は極めて小さくなることがわかる。Fig. 3.2.9 に、制御の時定数とゲイン  $K_1, K_2$  の関係を示した。出力目標値 10% 変更のために必要となる燃料注入のフィードバック量の最大値は  $P_1 = K_1 / K_2$  に比例しており、 $P_1 = 1$  の時に定常値のほぼ 10% となる。従って、 $P_1 = 1$  を目やすとすると制御の時定数は約 2 s 程度となり良好である。Fig. 3.2.10 に時間発展の計算例を示した。

設計値(B)のプラズマに対しては、定常偏差がかなり大きくなり、また、低いゲインの領域では応答特性があまり良くない。ここでは、簡易モデルによる伝達関数の計算結果を示す。安定領域は

$$\left. \begin{aligned} P_1 &> 0.293P_2 - 0.956 \\ P_1 &< 0.887P_2 - 2.74 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.16)$$

となり、これをFig. 3.2.11に示した。定常偏差は

$$\begin{aligned} \epsilon &= \lim_{s \rightarrow 0} (G(s) - 1) \\ &= \frac{0.0727P_1}{0.0695 + 0.0727P_1 - 0.0213P_2} - 1 \end{aligned} \quad (3.2.17)$$

となるが、これは安定領域でかなり大きな定常偏差となることを示している。Fig. 3.2.12に、 $K_1=0.3$ ,  $K_2=9.0$  ( $P_1=2.7$ ,  $P_2=9.0$ ) の場合の結果を示したが、出力目標値変更  $\delta P_{f0} = 2.32 (10^{20} \text{ keV/m}^3 \text{ s})$  に対し、 $\delta P_f(\infty) \cong 4 (10^{20} \text{ keV/m}^3 \text{ s})$  となって、式(3.2.14)よりは小さいが、かなりの定常偏差を生じている。定常偏差は通常積分動作を加えることで解消するが、この場合に対し主制御器の積分時定数を  $T_1 = 20 \text{ s}$  とするとFig. 3.2.13のように定常偏差を緩和できることがわかる。さらにゲイン、積分時定数を最適に調整することにより、応答性を改良できることになる。ここでは制御の可能性を検討するに止める。

(2) 燃料注入と中性粒子入射の独立な重ループ制御方式

独立な重ループ制御系のブロック線図をFig. 3.2.14に示す。出力の制御は燃料注入系によって行われ、出力目標値変更  $\delta P_{f0}$  に対し

$$\delta I_D = -A_P K_P (\delta P_f - \delta P_{f0}) \quad (3.2.18)$$

だけ、プラズマに帰還される比例制御を考慮する。また、同時に、中性粒子入射量を温度基準値  $\delta T_{e0}$  とし、比例動作により

$$\delta I_B = -A_T K_T (\delta T_e - \delta T_{e0}) \quad (3.2.19)$$

として与える。式(3.2.18), (3.2.19)で  $K_P$ ,  $K_T$  は制御器のゲインであり、 $A_P$ ,  $A_T$  は

$$\left. \begin{aligned} A_P &= \frac{I_D^{(0)}}{P_f^{(0)}} \\ A_T &= \frac{I_B^{(0)}}{T_e^{(0)}} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.20)$$

であたえられている。

まず、燃料注入のゲイン  $K_P = 0$  として、外乱をあたえた時の系の振動の安定化の傾向が、NBIゲイン  $K_T$  とともにどのように変わるかを見た。(検出器、操作端の時間おくれを  $50 \text{ ms}$  とした。) Fig. 3.2.15は、設計値(A)のプラズマに対する結果であるが  $K_T \geq 3$  程度となるとほとんど振動はなくなり、安定な応答性を示す。そこで、 $K_T = 5$  として、主制御器  $K_P$  と定常偏差の関係を見たものがFig. 3.2.16である。出力目標値10%の変更に對し、 $K_P = 1$ の時、燃料注入の最大変化はほぼ10%程度となるのでこれを一つの目安とすると、その時の定常偏差は20%程度残ることがわかる。また、定常偏差は、NBI制御器ゲイン  $K_T$  には弱い依存性をもつことが、Fig. 3.2.17よりわかる。この時の時定数は2s程度であり、プラズマ諸量の変化の一例をFig. 3.2.18に示した。

設計値(B)のプラズマに対し、同様の解析をした結果を、Fig.3.2.19からFig.3.2.21に示した。時定数、定常偏差ともほぼ同じ値となる。一例としてFig.3.2.22に主制御器ゲイン $K_p=1.0$ 、NBI制御器ゲイン $K_T=10$ とした場合の結果を示したが20%程度の定常偏差が見られる。これに対し主制御器に $T_p=10$ sの時定数で積分動作を加えると定常偏差はほとんど0となることがわかる。その結果をFig.3.2.23に示した。また温度基準値は変えず $\delta T_{e0}=0$ としたが充分良好な結果が得られている。しかし、さらに $\delta T_{e0}$ の選択のもつ効果については今後、検討しなければならない。

本結果は別の観点から見ると、燃料注入と中性粒子入射は干渉効果が少なく、それぞれ独立に制御系の設計が可能であることを示している。今後、出力目標変更が大きい場合に、このような制御系でどの程度の制御性が保持されるかの検討や、非干渉制御系との関連を明らかにする必要がある。

(3) 中性粒子入射によるカスケード制御方式

最後に中性粒子入射のみによる制御方式を検討する。Fig.3.2.24は中性粒子入射によるカスケード制御系の構成図である。先ず比例制御を考慮し、制御器ゲイン $P_1, P_2$ を(1)と同様に

$$\delta I_B^f = +A_1 P_1 (\delta P_{f0} - \delta P_f) \quad (3.2.21)$$

$$\delta I_B^t = -A_1 P_2 \delta T_e \quad (3.2.22)$$

で定義する。ここで $P_1, P_2$ は主制御器ゲイン $K_1$ 、副制御器ゲイン $K_2$ とは

$$K_1 = P_1 / P_2 \quad (3.2.23)$$

$$K_2 = P_2$$

で対応しており、 $A_1, A_2$ は、ゲインを無次元にするためのもので

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{I_B^{(0)}}{P_f^{(0)}} \\ A_2 &= \frac{I_B^{(0)}}{T_e^{(0)}} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.24)$$

と定義している。以下では設計値(B)のプラズマに対して検討を進めるが、式(3.2.8)により伝達関数をもとめ安定領域を調べると

$$P_1 > -0.304 P_2 + 0.638 \quad (3.2.25)$$

$$P_1 > 0.0166 P_2 + 0.356 \quad (3.2.26)$$

となる。この領域をFig.3.2.25に示した。また、出力の極限值 $\delta P_f(\infty)$ と目標値 $\delta P_{f0}$ との比をもとめると

$$\begin{aligned} \frac{\delta P_f(\infty)}{\delta P_{f0}} &= \lim_{s \rightarrow 0} G(s) \\ &= \frac{-0.195 P_1}{-0.195 P_1 + 0.00323 P_2 + 0.0695} \quad (3.2.27) \end{aligned}$$

となる。分母は式(3.2.26)より常に正であるから $P_1 > 0$ の領域は極限值が負となり $P_1 < 0$ の領域に、極限值 $\delta P_f(\infty) > 0$ の領域がある。従って $P_1 < 0$ であるが以下では符

号をとり  $P_1, K_1$  の絶対値のみを示すものとする。その安定領域の中で、制御器ゲインの値を変えて、系の時間応答の計算から定常偏差をもとめ、結果を Fig. 3.2.26 にまとめた。ゲイン  $P_1=1$  は、出力目標値を 10% 変更した時、そのために必要とされる中性粒子入射の最大変化量が定常値の 10% 程度となる場合であり、そこでは極めて定常偏差が大きくなることがわかる。

$P_1=K_1 K_2=1$  の一例として、主制御器ゲイン  $K_1=\frac{1}{12}$ 、副制御器ゲイン  $K_2=12$  の結果を Fig. 3.2.27 に示したが、定常偏差は約 50% となる。(1), (2) の制御器と同様、本節における制御系においても、積分動作を加えることでこのような定常偏差を極めて小さくできる。Fig. 3.2.28 に主制御器の積分の時定数を  $T_1=120$  s とした場合の結果を示すが定常偏差は十分に小さくとれることがわかる。

#### (4) 得られた制御系による計測器および操作器の時間特性の検討

(1), (2), (3) における検討でわかるように、各制御系は、操作端、検出器の時間おくれを 50 ms と理想的に短かくとった場合には出力制御系として成立している。現在のところ、検出器、操作端の時間おくれがどの程度となるか見積ることは難しく、ここでは制御性の立場から、検出器、操作端の時間おくれに対する制約を求めることにする。

他方、燃料注入の制御は、ガスブランケットを通して行われるので、ガスの排気速度によってその時定数は定まり現在の排気速度では困難と考えられる。また、ガスブランケットからプラズマ内にイオンが浸透する時定数は、ほぼ閉じ込め時間の程度と考えられ、ガスブランケット内の燃料粒子およびイオンの動特性挙動をも考慮する必要性が指摘されている。一方中性粒子入射による制御では、このような問題点はなく注入されたイオンはプラズマ内にすみやかに平均化する。従って中性粒子入射の時間おくれは、ほとんど機械的なものである。この点に関しても多々問題点はあると考えられるが、中性粒子入射による制御に対する検出器、操作端の時間おくれの影響を調べる。

出力制御では温度変動に対する系の安定化の果す役割が特に重要であり、(4) のカスケード制御を全体として考慮せず、まず  $P_1=0$  とした場合に、燃料注入の外乱をステップ状 (定常値の 10%) にあたえた時の応答性を調べ、電子温度検出器、NB I 操作端の時間おくれを検討した。電子温度検出器のサンプル時間は、100 ms ~ 1 s 程度と推測されており、また中性粒子入射量をイオン源の切替えで行うと数 100 ms の時間おくれとなると考えられている。そこで、仮想値として時間おくれを、操作部は 500 ms、検出器は 50 ms とし、燃料注入量にステップ状の外乱をあたえて出力の応答性を見た。制御ゲインを  $P_2=1$  から次第に大きくすると  $P_2=5$  でほぼ安定となり、 $P_2=10$  程度となると良い応答性が得られる。 $P_2=10$  と固定し、操作端、検出器の時定数を変えて見ると Fig. 3.2.29 に示すような安定と不安定の限界が出て来る事がわかる。安定域での外乱に対する応答は検出器、操作器の時間おくれによらず Fig. 3.2.30 のようになる。 $P_2=40$  とし、同様の検討をしたが、ゲインが高すぎると安定限界がきびしくなり、操作器および検出器の時定数に許容される領域が狭くなることが示されている。しかし、ゲイン  $P_2$  が低すぎると安定領域は広くなっても、応答が振動型となり、出力制御器を加えた時に発散が起こる可能性が大きい。出力応答に振動が起こらないことを条件とすると、さらに詳しい検討を要



するが、 $P_2=10$ はほぼその限界付近の値である。Fig. 3.2.26よりわかるように、電子温度検出器の時定数を100msとすると操作端の時定数は1s程度まで可能であることがわかる。

今後、さらにこのような検討を押し進めるとともに、中性粒子入射量の調節の方式を検討する必要がある。単純なイオン源の切替えによる場合は、操作量は時間とともに階段型の変化をするが、他に連続的な変化をあたえる方式の可能性を検討する余地を残している。

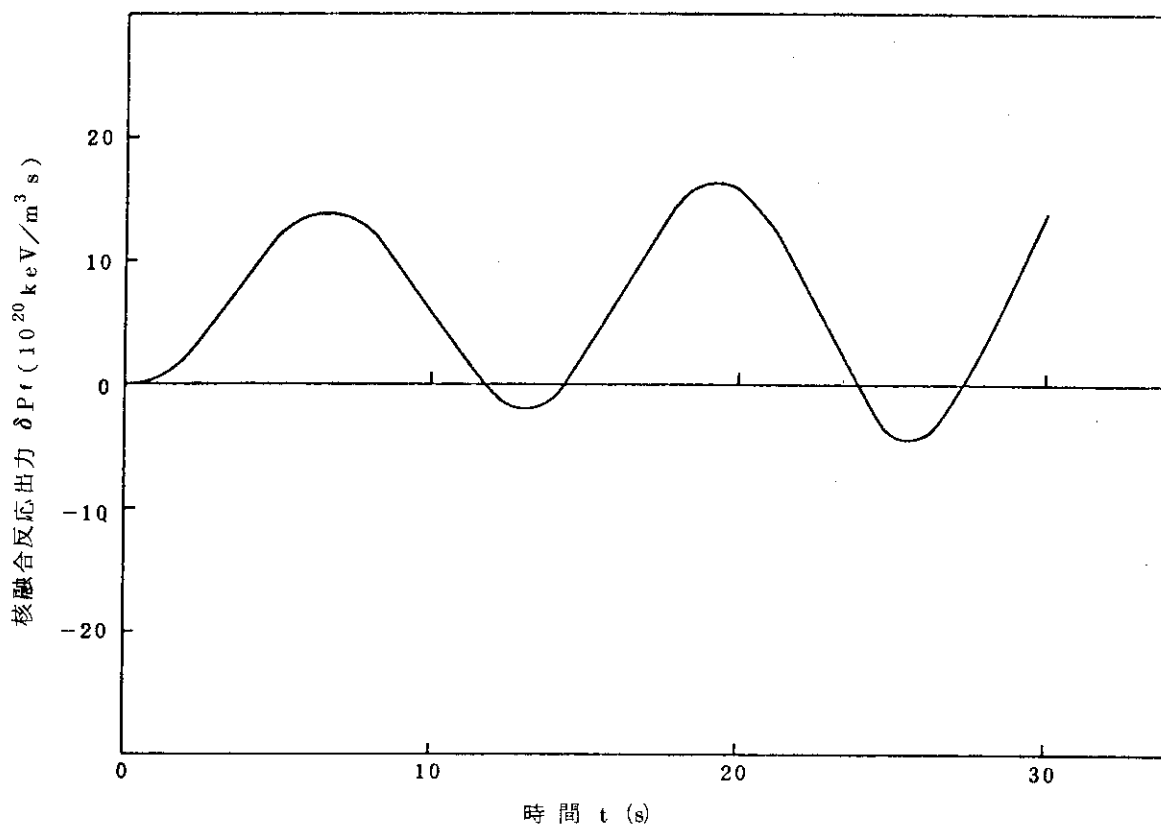


Fig. 3.2.1 燃料注入外乱時の出力の時間応答  
 [  $\delta I_D = 0.016 (10^{20} \text{ keV/m}^3 \text{ s})$  ]

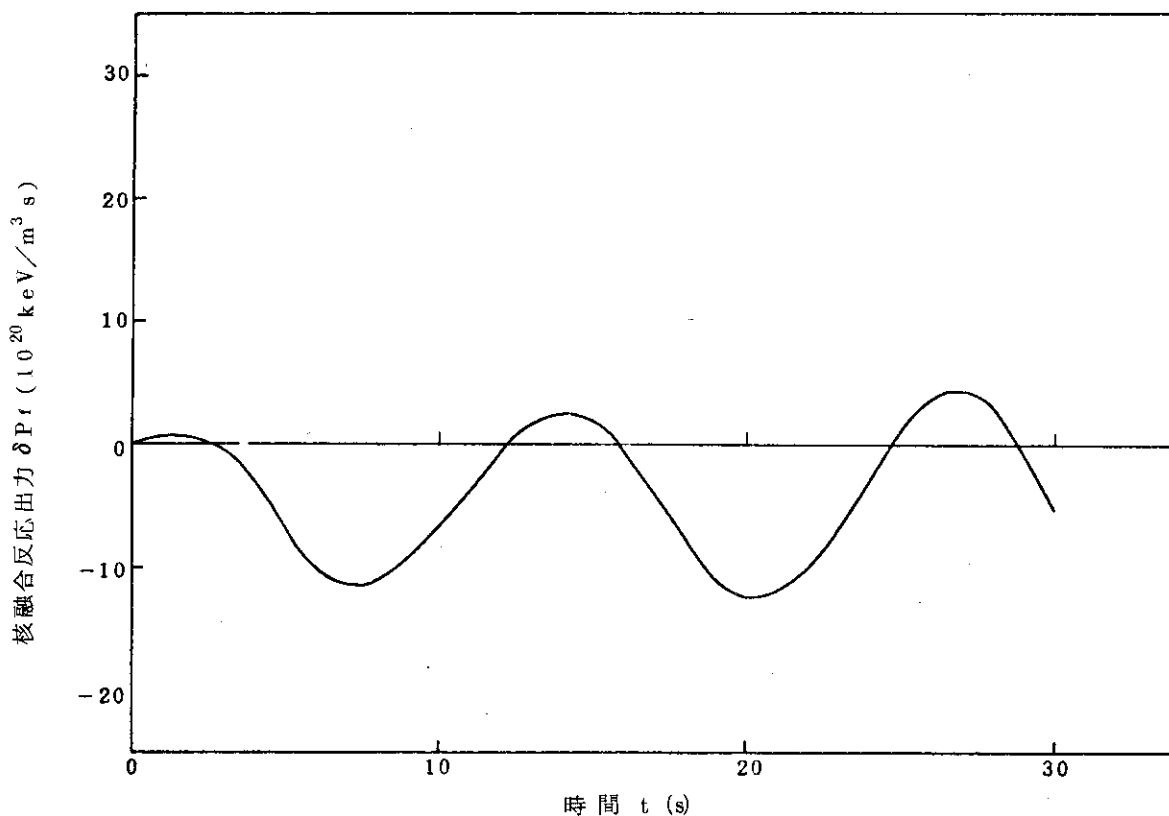


Fig. 3.2.2 中性粒子入射外乱時の出力の時間応答  
 [  $\delta I_N = 0.0028 (10^{20} \text{ keV/m}^3 \text{ s})$  ]

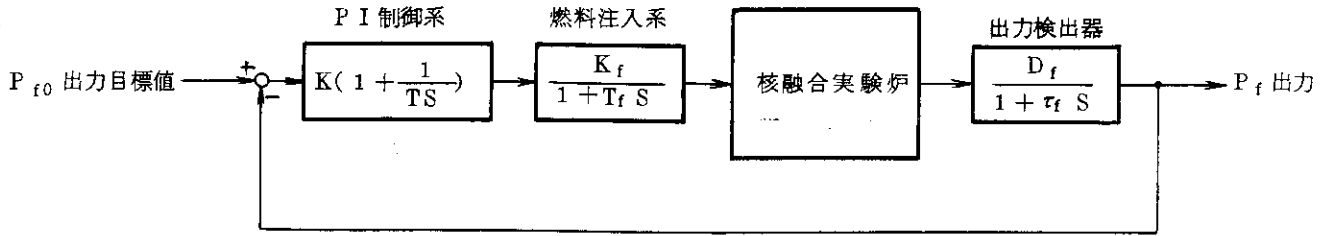


Fig. 3.2.3 燃料注入による出力フィードバック制御系

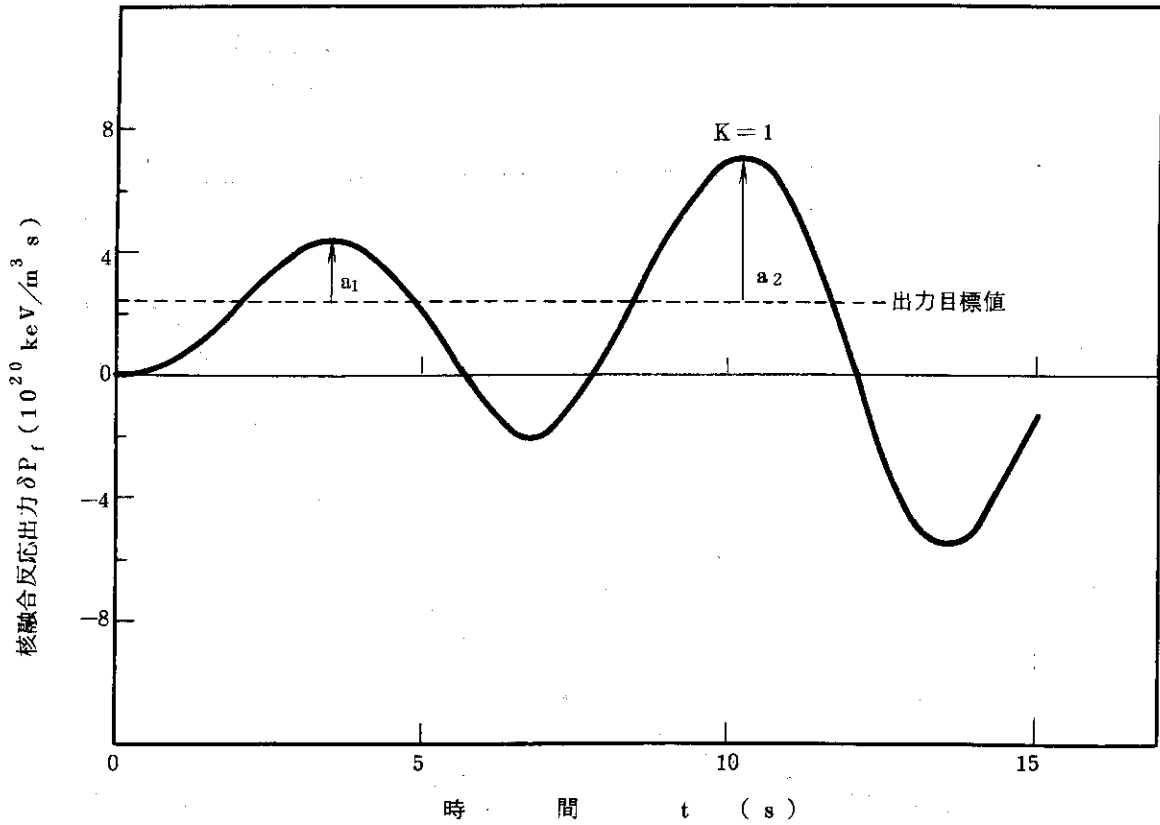


Fig. 3.2.4 燃料注入を入力とした出力フィードバック制御系の追従特性  
(出力目標値 10%変更, プラズマ設計値(A))

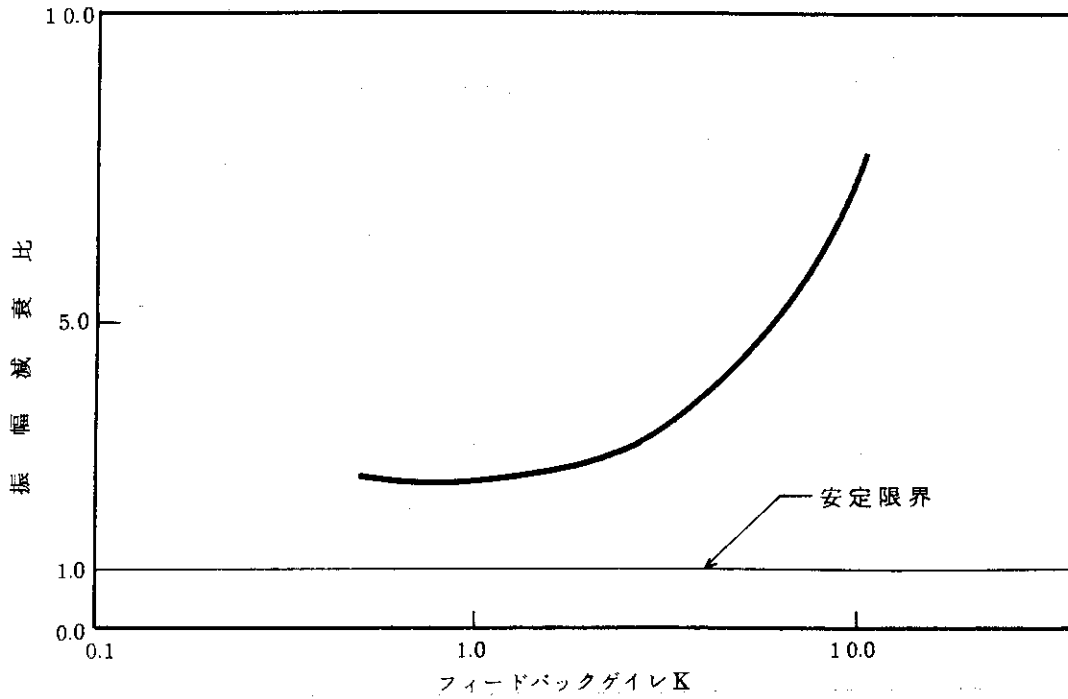


Fig. 3.2.5 出力フィードバック制御系の振幅減衰比特性  
(燃料注入による場合, プラズマ設計値(A))

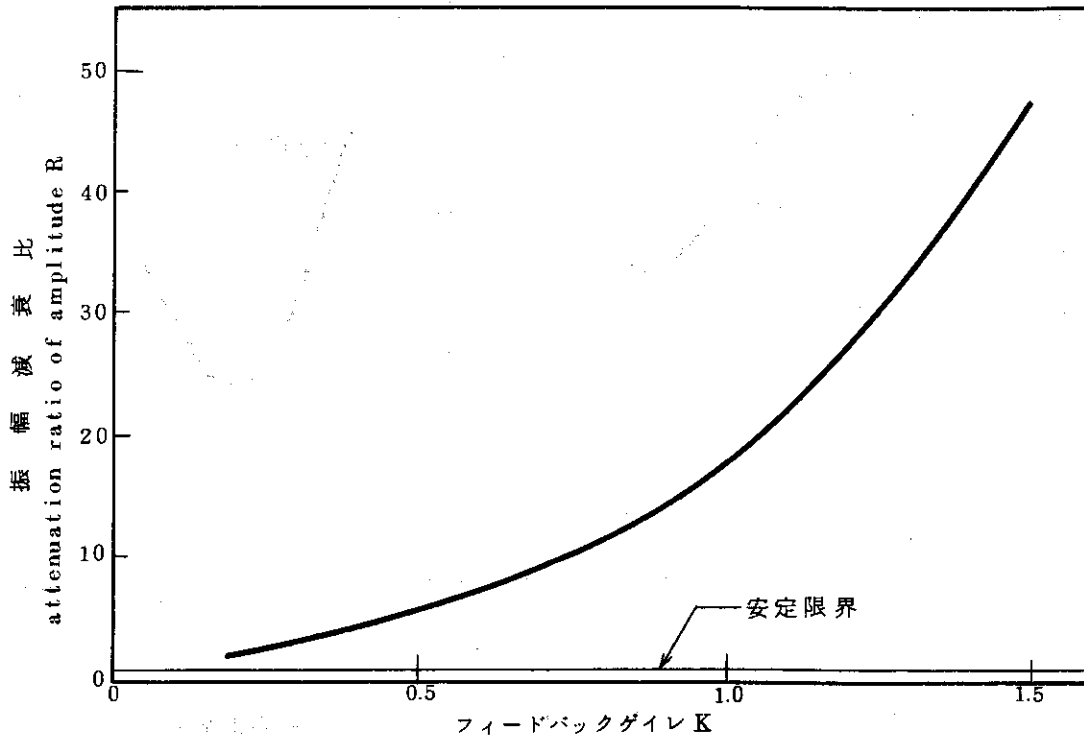


Fig. 3.2.6 出力フィードバック制御系の振幅減衰比特性  
(中性粒子入射を入力とする場合, プラズマ設計値(A))

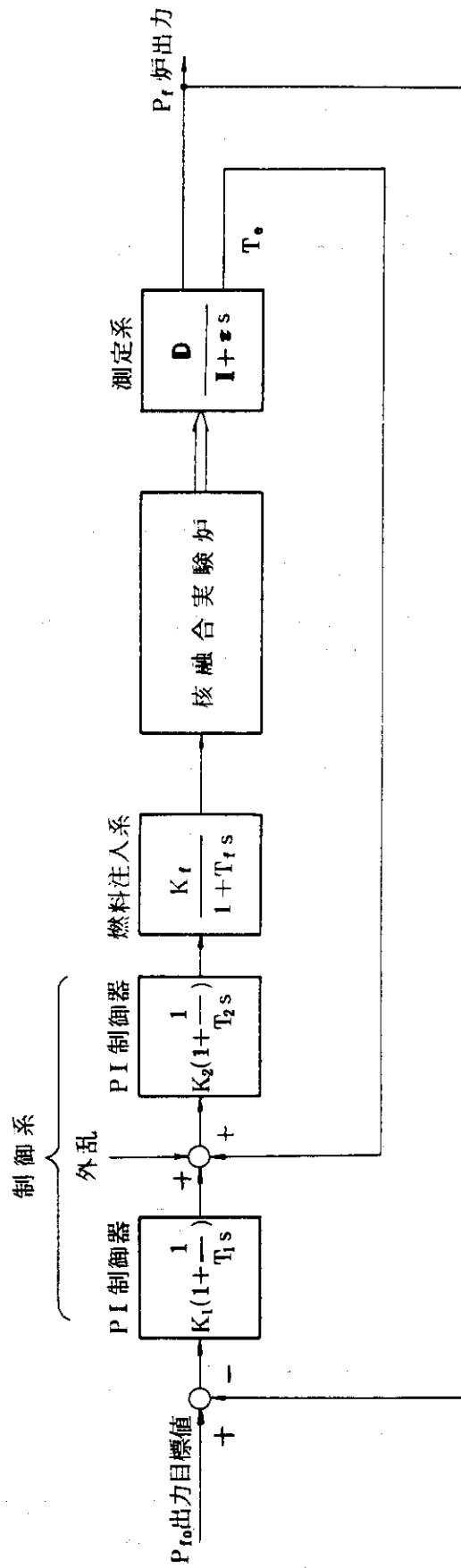


Fig. 3.2.7 燃料注入を入りとしたカスケード制御系

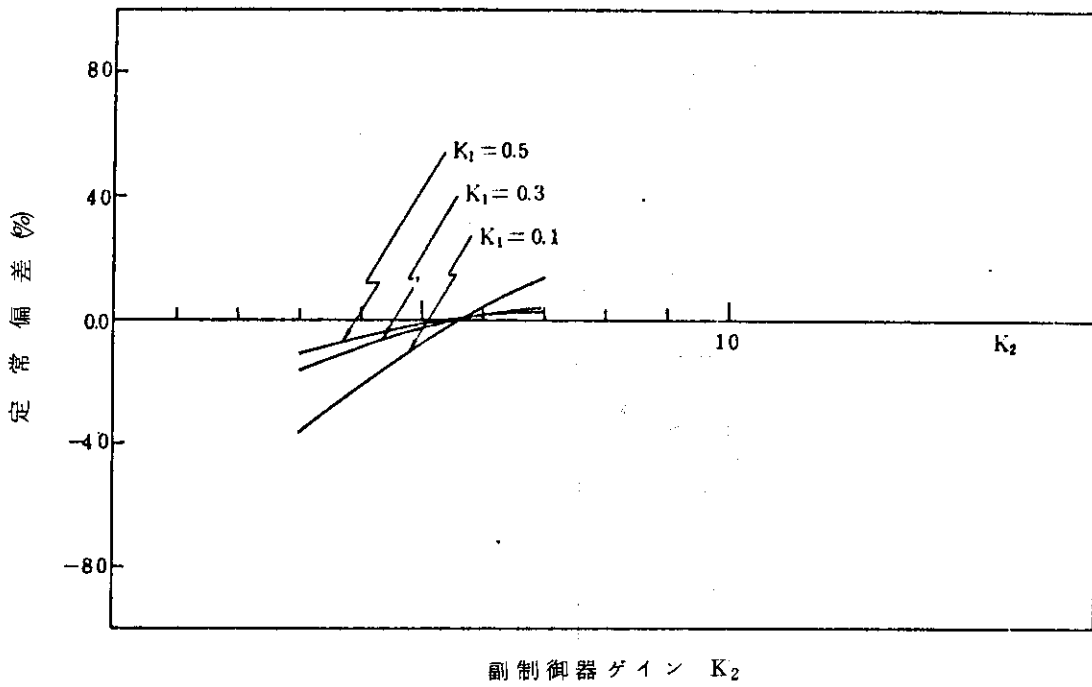


Fig. 3.2.8 燃料注入カスケード制御時の定常偏差特性  
(プラズマ設計値(A))

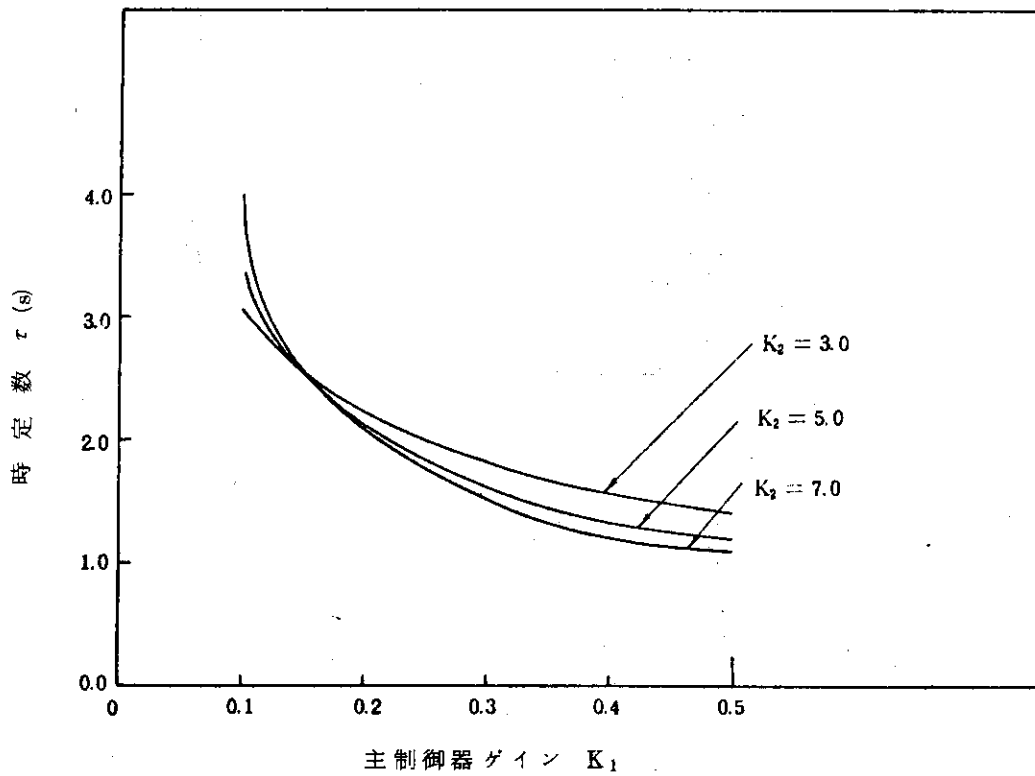


Fig. 3.2.9 燃料注入カスケード制御時の時定数特性  
(プラズマ設計値(A))

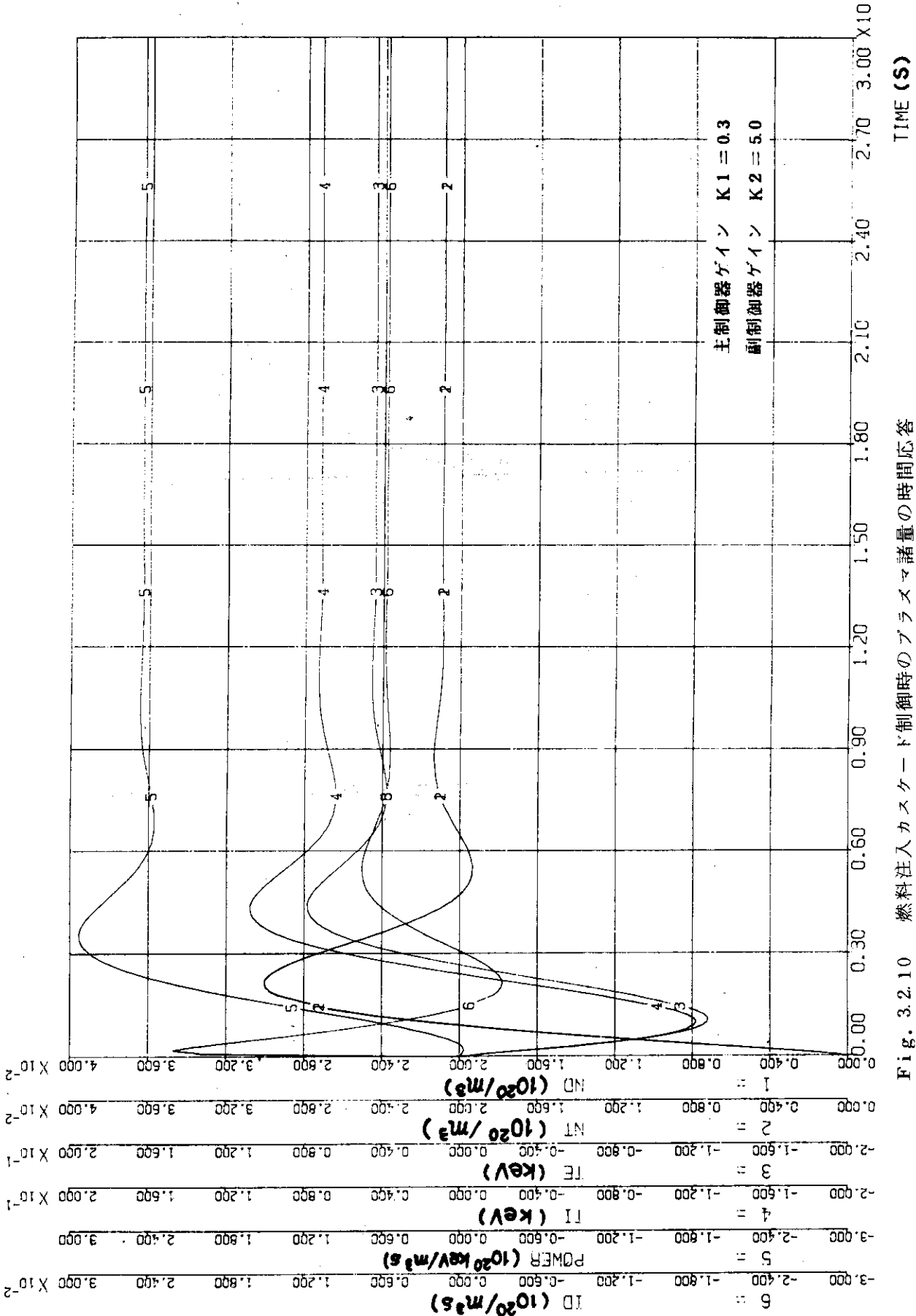


Fig. 3.2.10 燃料注入カスケード制御時のプラズマ諸量の時間応答  
(出力目標値変更,  $\delta P_{r0} = 2.52(10^{20} \text{ keV/m}^3 \text{ s})$ , プラズマ設計値(A))

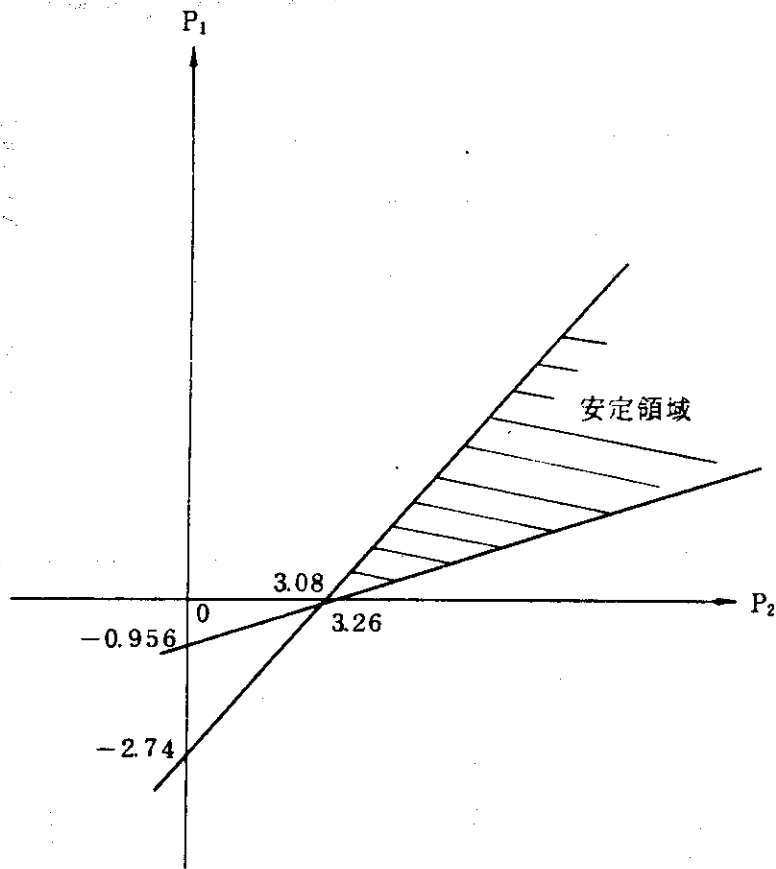


Fig. 3.2.11 燃料注入カスケード制御時の安定領域の制御ゲイン依存性  
(プラズマ設計値(B))



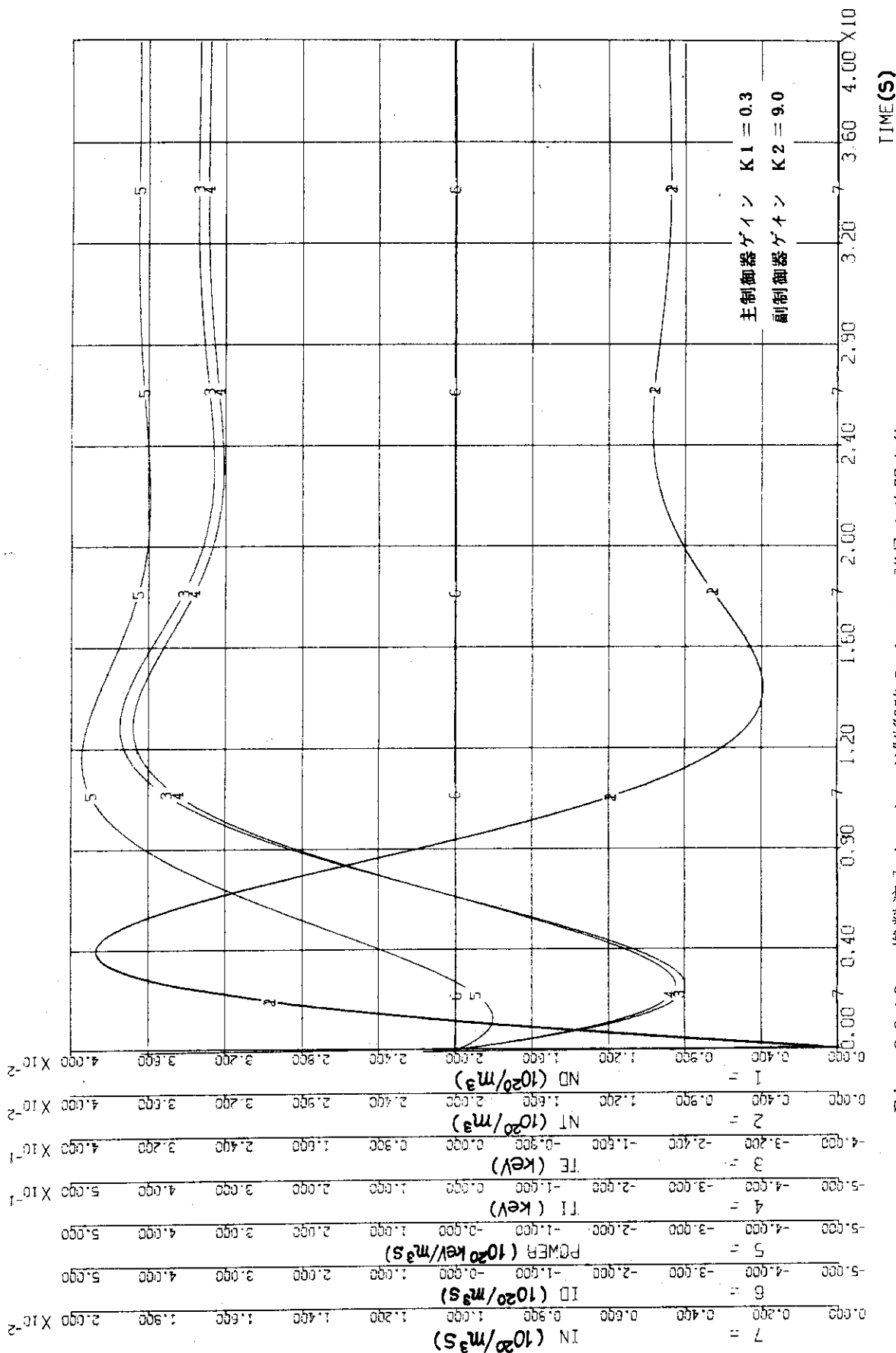


Fig. 3.2.12

燃料注入カスケード制御時のプラズマ諸量の時間応答

(出力目標値変更,  $\delta P_{t_0} = 2.32 (10^{20} keV/m^3 s)$ , プラズマ設計値(B))

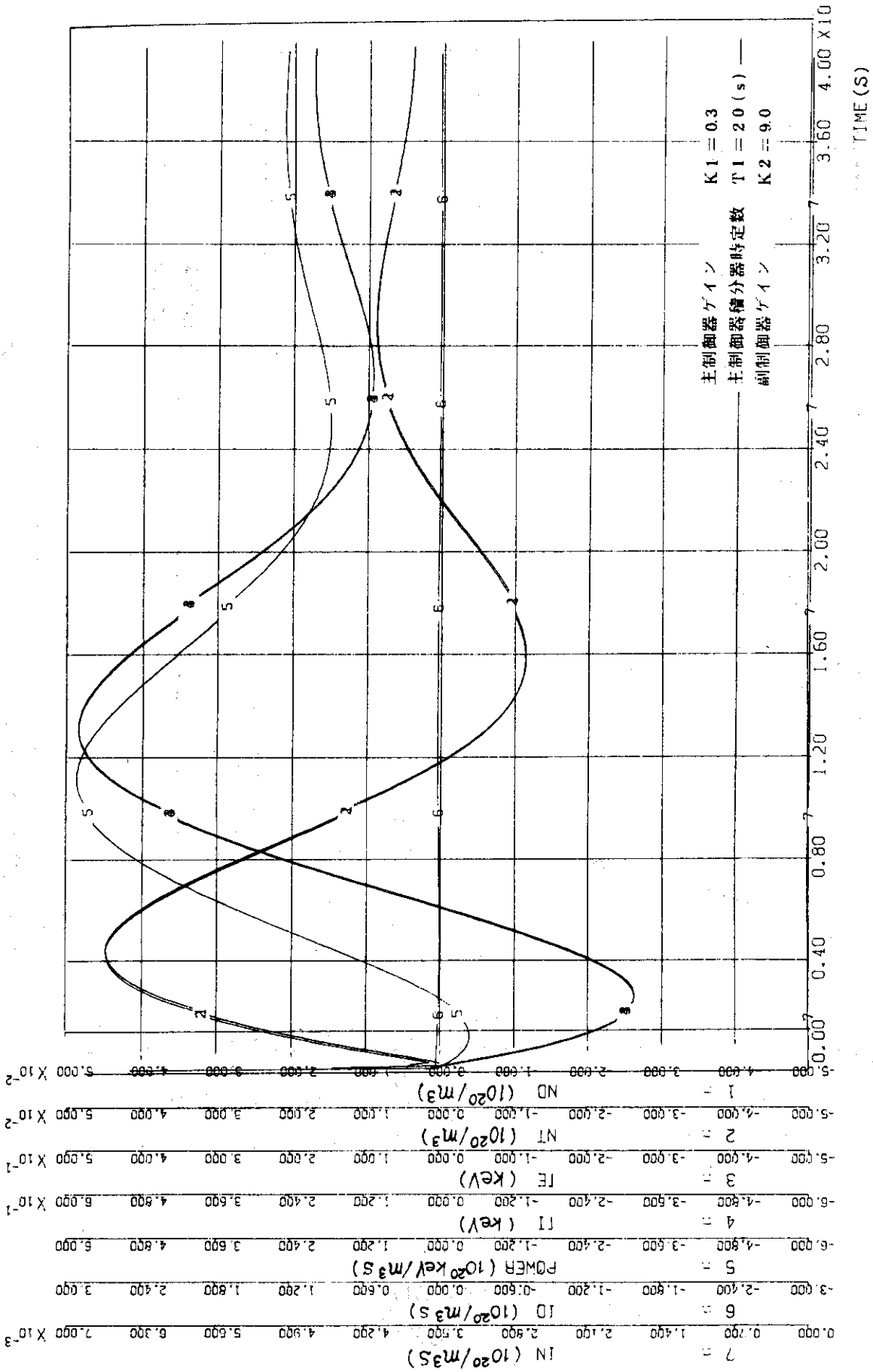


Fig. 3.2.13 燃料注入カスケード制御時のプラズマ諸量の時間応答  
 ( $\partial P_{10} = 2.32(10^{20} keV/m^3 s)$ , プラズマ設計値(B))

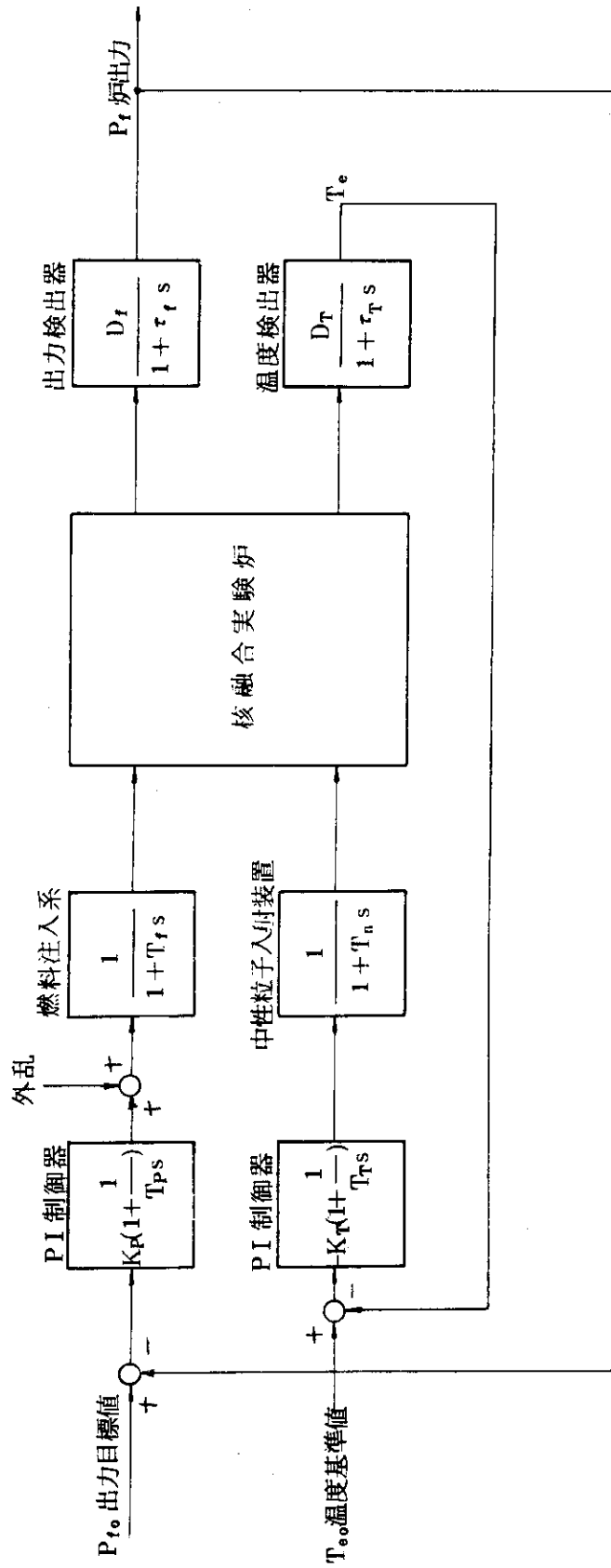


Fig. 3.2.14 燃料注入と中性粒子入射を独立に操作する重ループ制御系

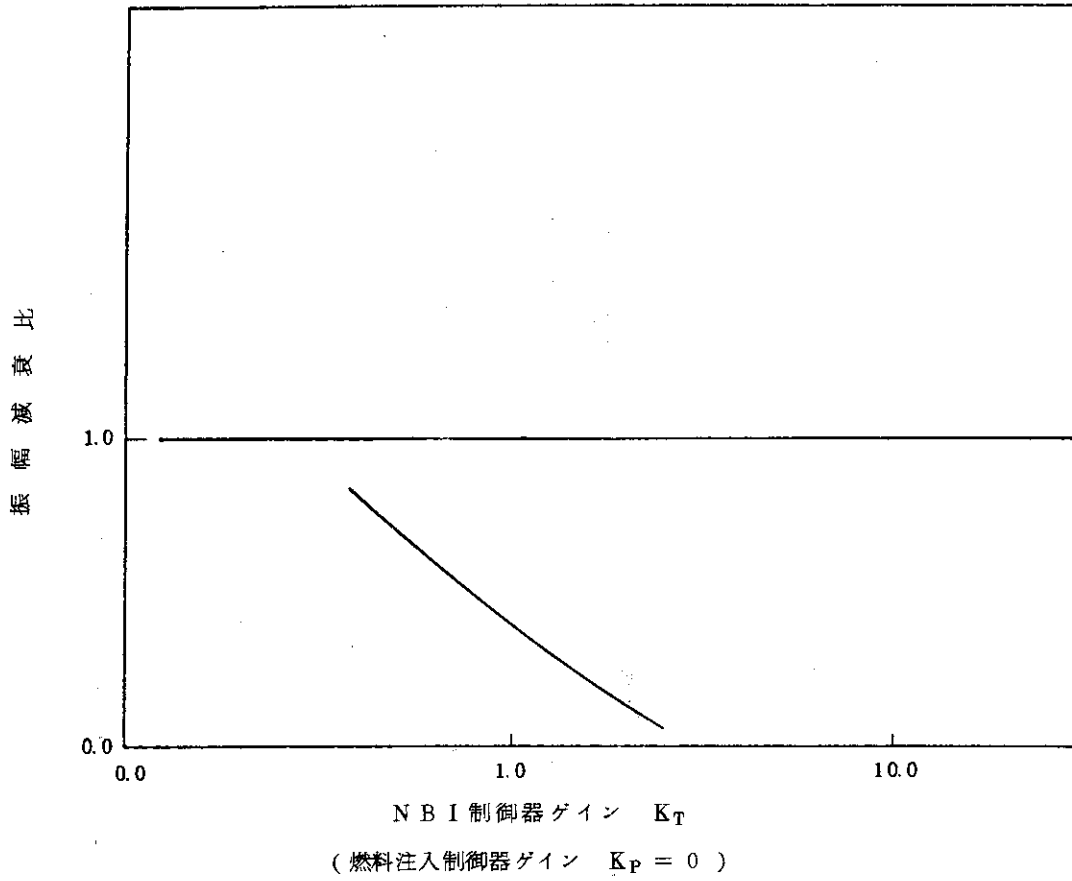


Fig. 3.2.15 温度フィードバック制御系の振幅減衰特性(プラズマ設計値(A))

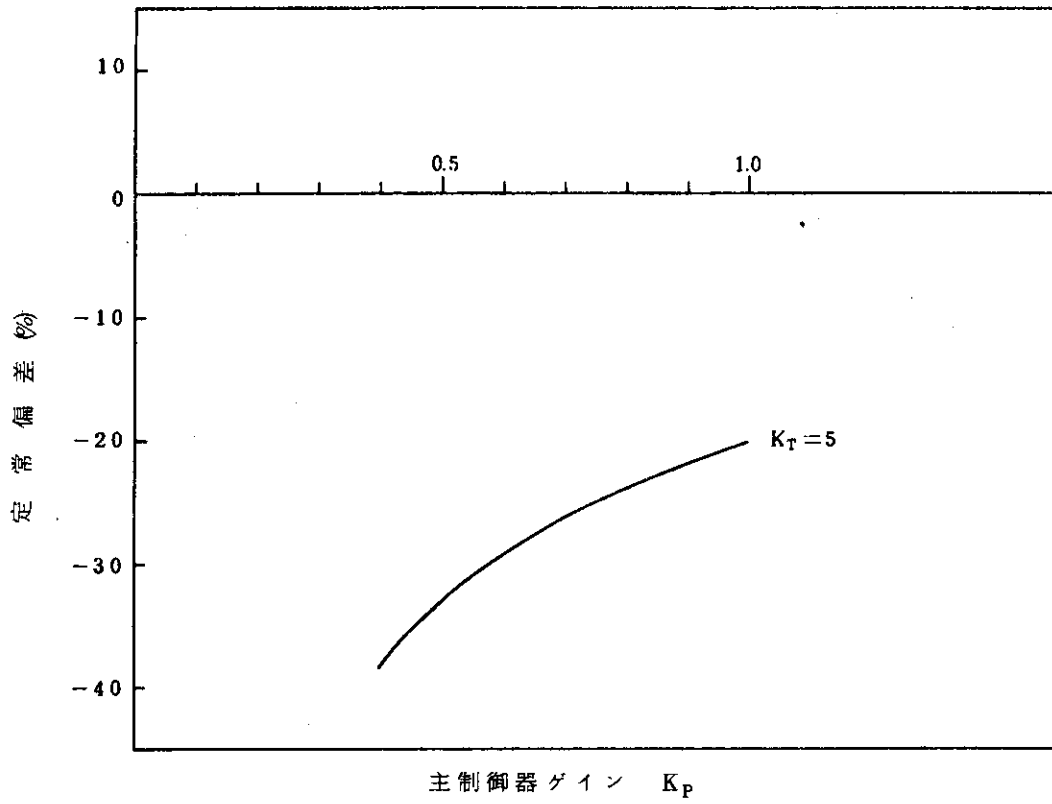


Fig. 3.2.16 重ループ制御時の定常偏差特性 (プラズマ設計値(A))

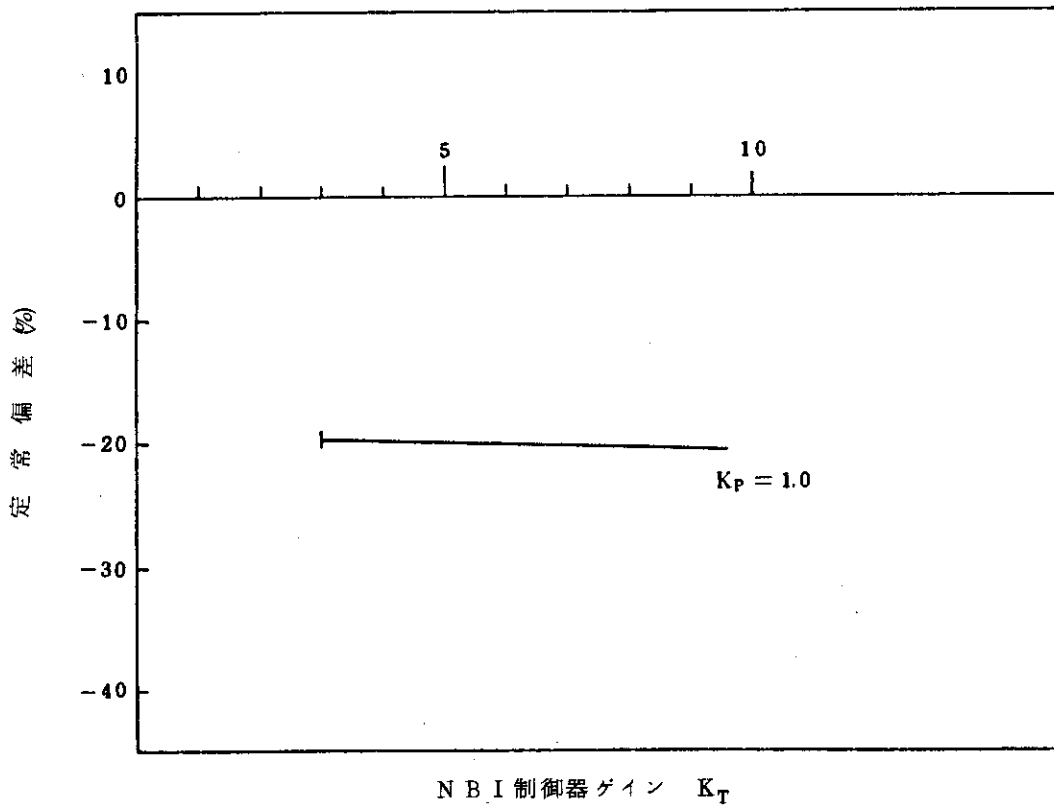


Fig. 3.2.17 重ループ制御時の定常偏差特性 (プラズマ設計値(A))

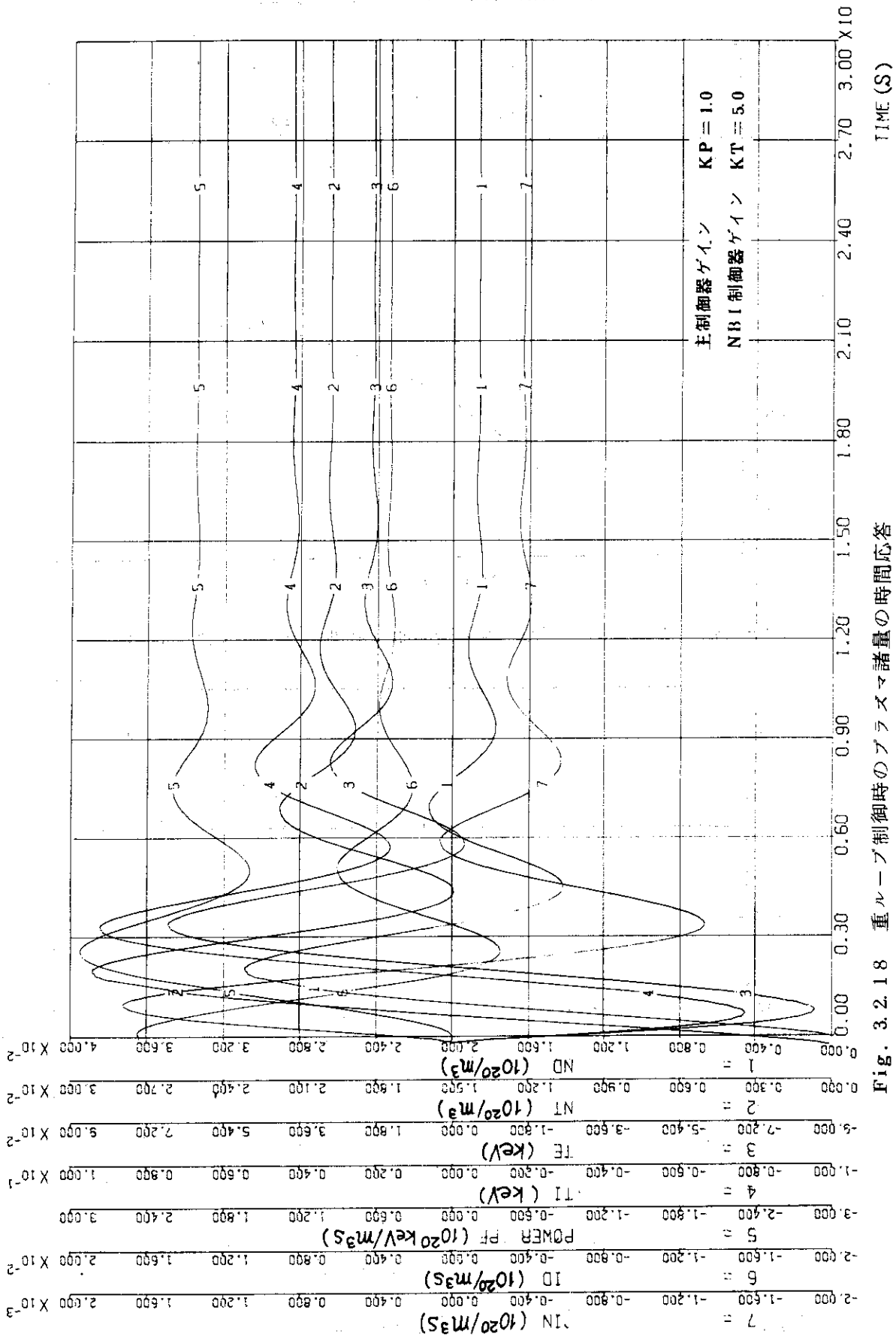


Fig. 3.2.18 重ループ制御時のプラズマ諸量の時間応答  
(出力目標値変更  $\delta P_{fo} = 2.52 (10^{20} \text{ KeV}/m^3 \text{ s})$ , プラズマ設計値(A))

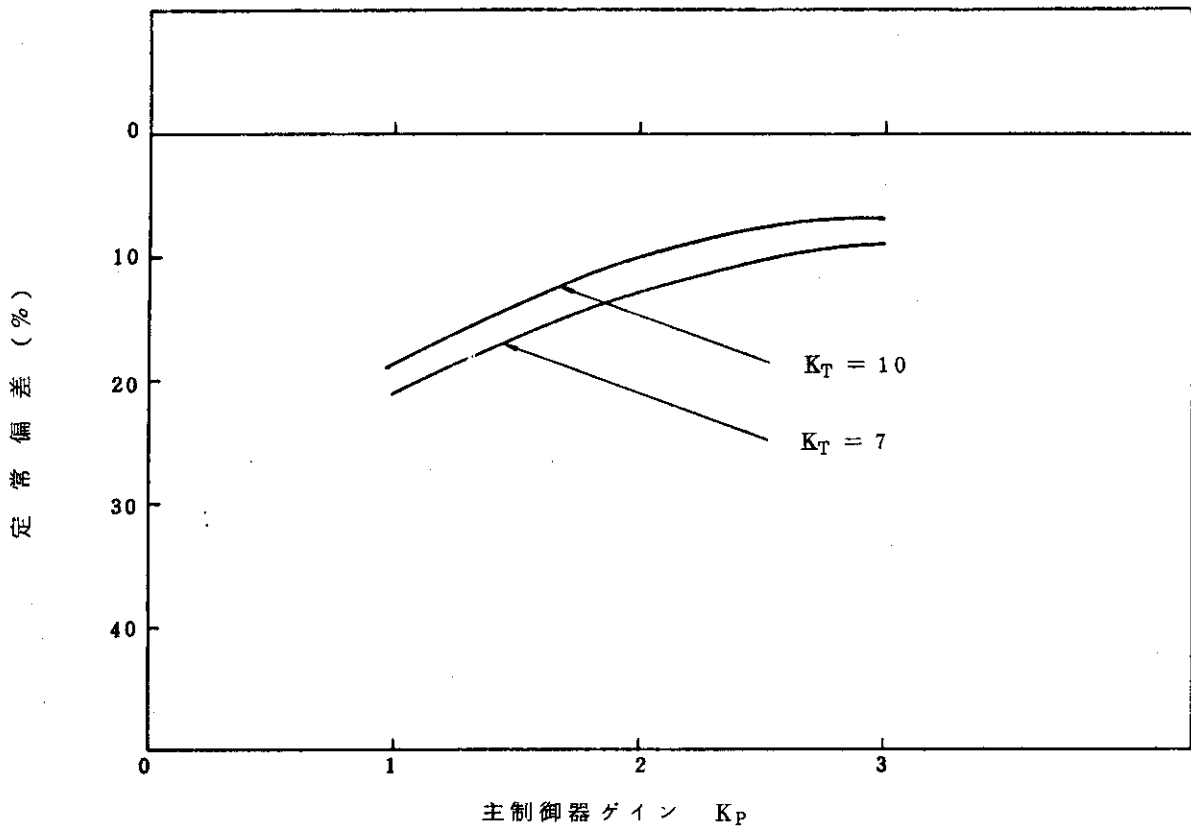


Fig. 3.2.19 重ループ制御時の定常偏差特性  
 (出力目標値変更  $\delta P_{f_0} = 2.32 (10^{20} \text{ KeV/m}^3 \text{ s})$ , プラズマ設計値 (B))

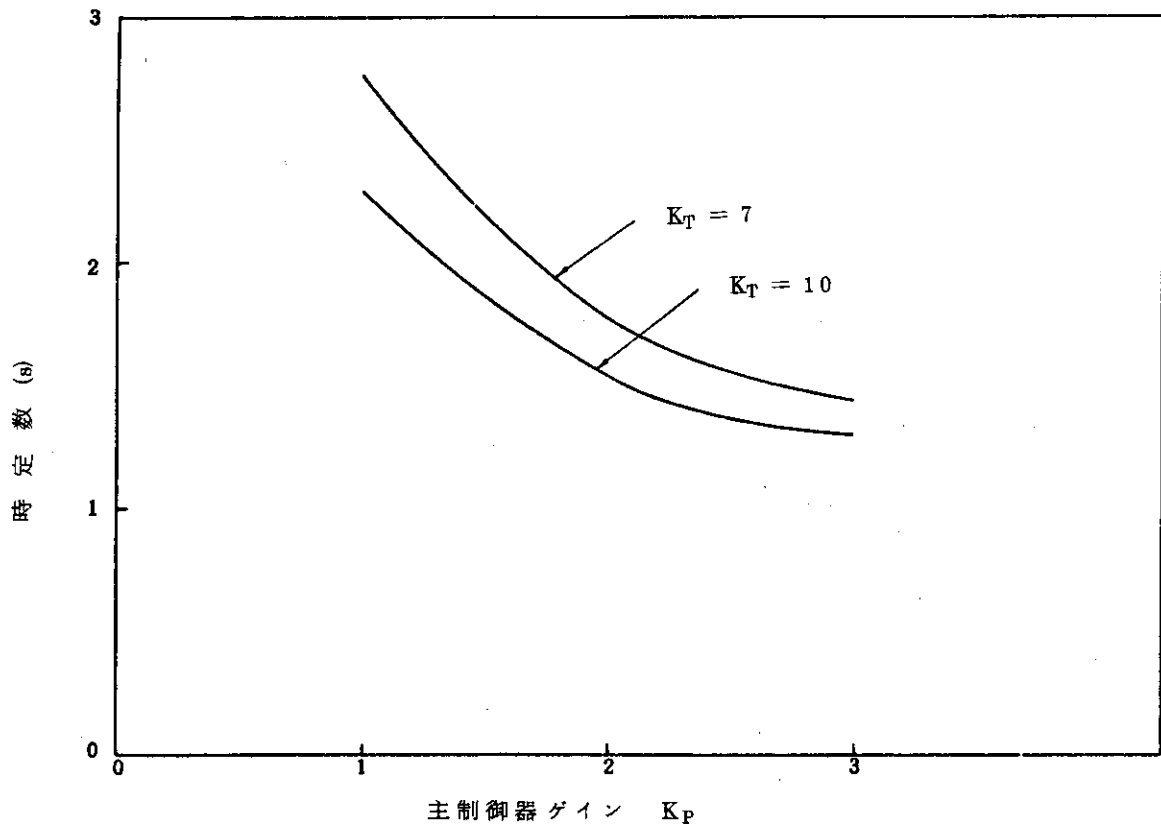


Fig. 3.2.20 重ループ制御時の時定数特性  
 (プラズマ設置値 (B))

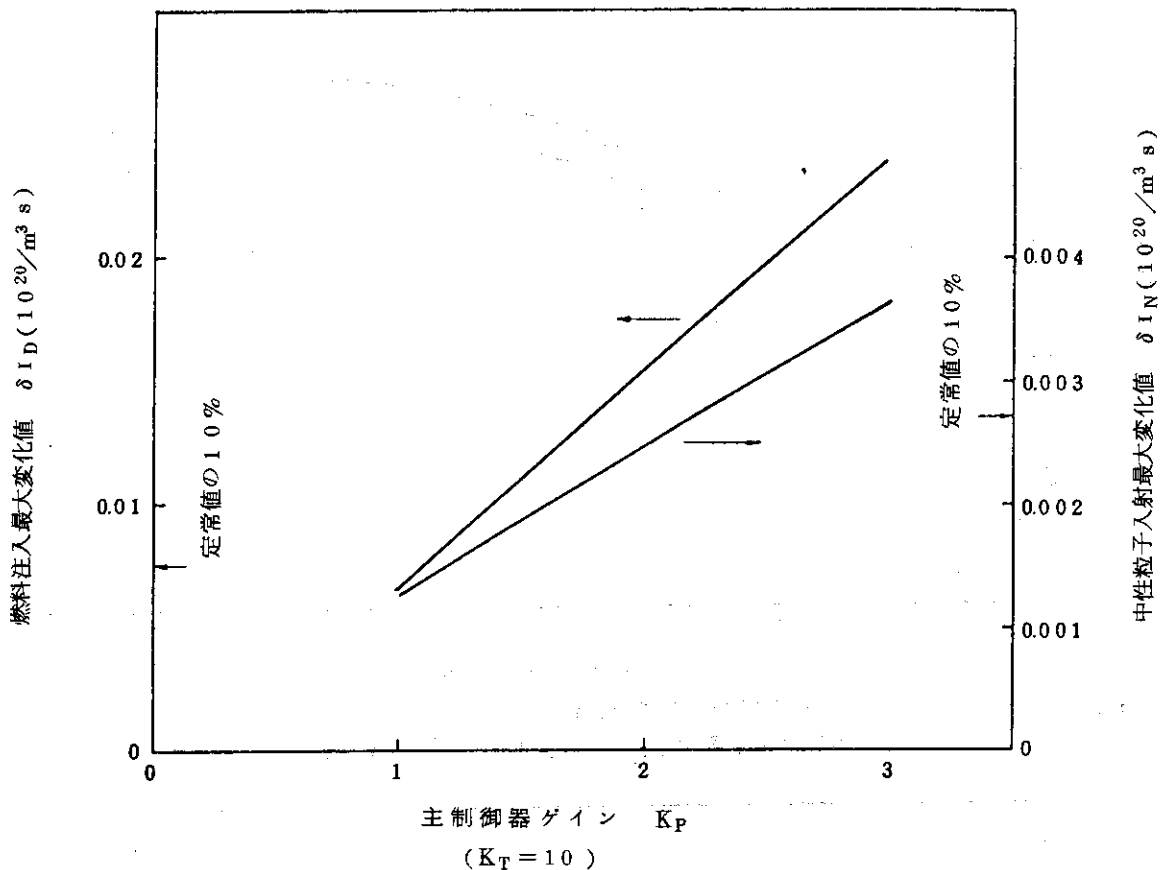


Fig. 3.2.21 重ループ制御時の入力最大変化値  
(プラズマ設置値(B))



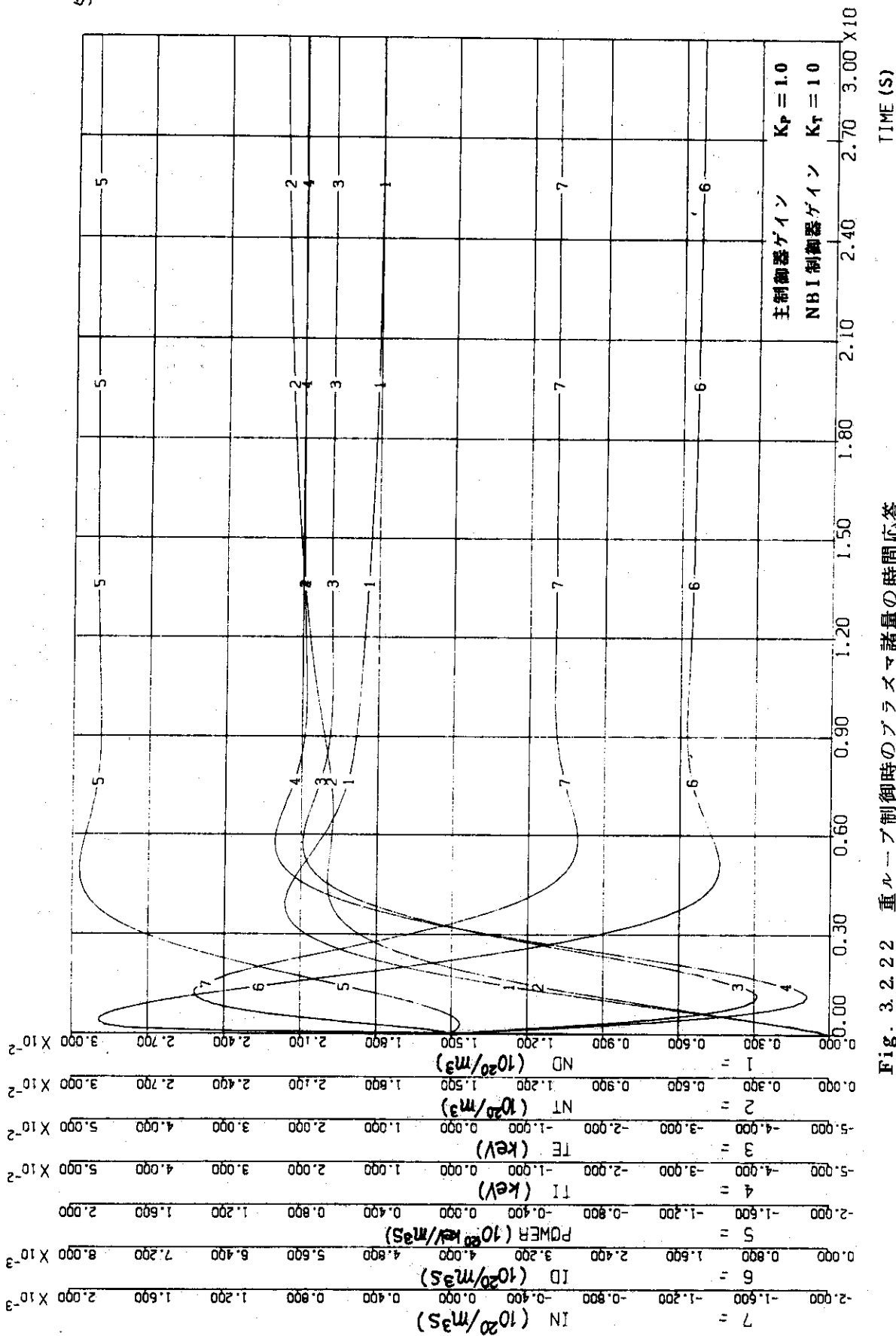
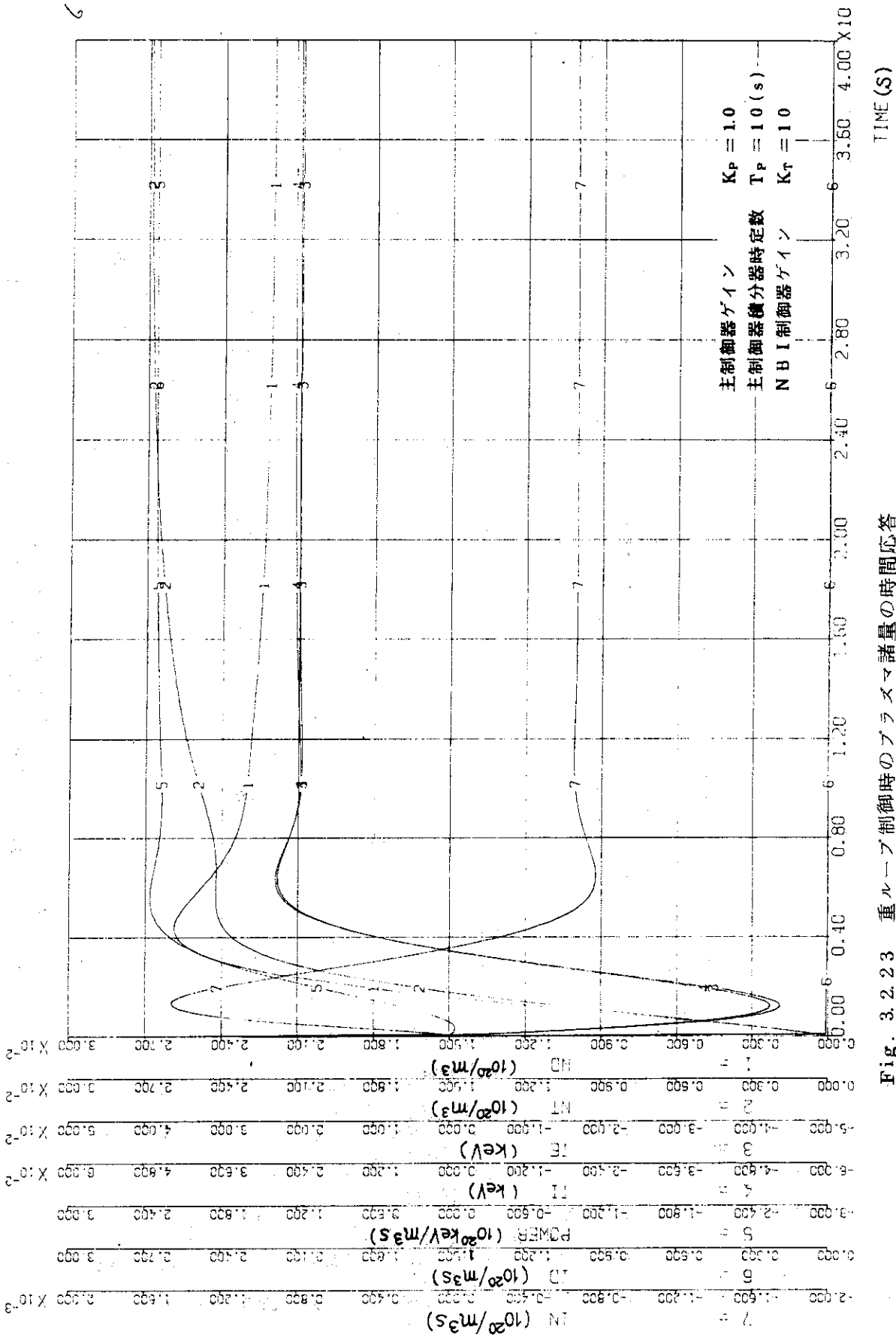


Fig. 3.2.2.2 重ループ制御時のプラズマ諸量の時間応答  
 (出力目標値変更  $\delta P_{f_0} = 2.52 (10^{20} KeV/m^3 s)$ , プラズマ設計値 (B))



TIME (S)

Fig. 3.2.23 重ループ制御時のプラズマ諸量の時間応答  
 ( $\delta P_{r0} = 2.52 (10^{20} \text{ KeV/m}^3 \text{ s})$ , プラズマ設計値 (B), 積分器使用)

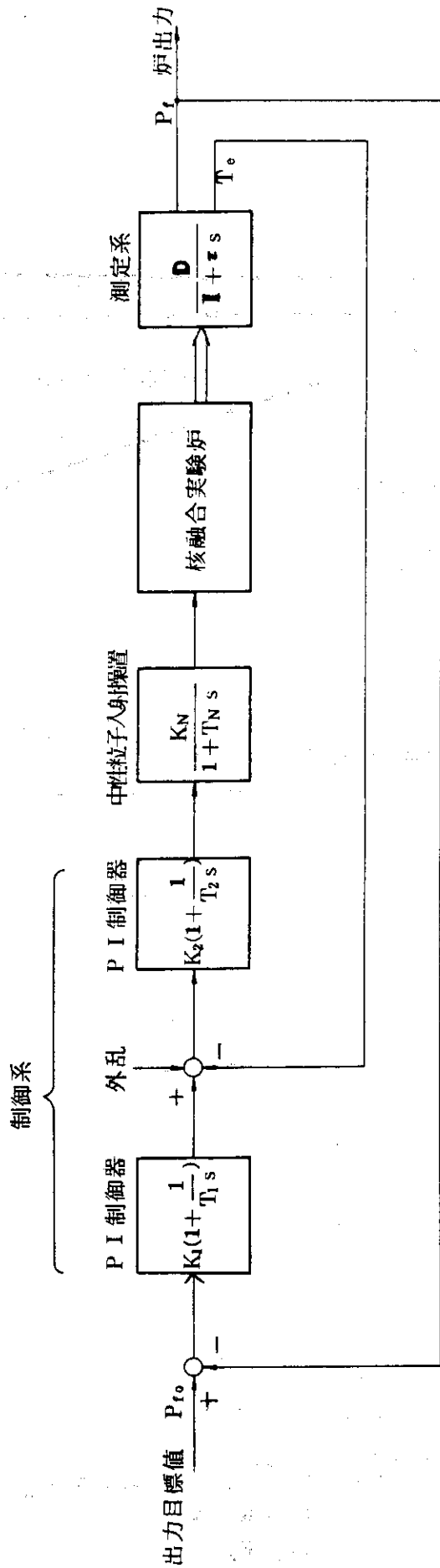


Fig. 3.2.24 中性粒子入射を入力としたカスケード制御系

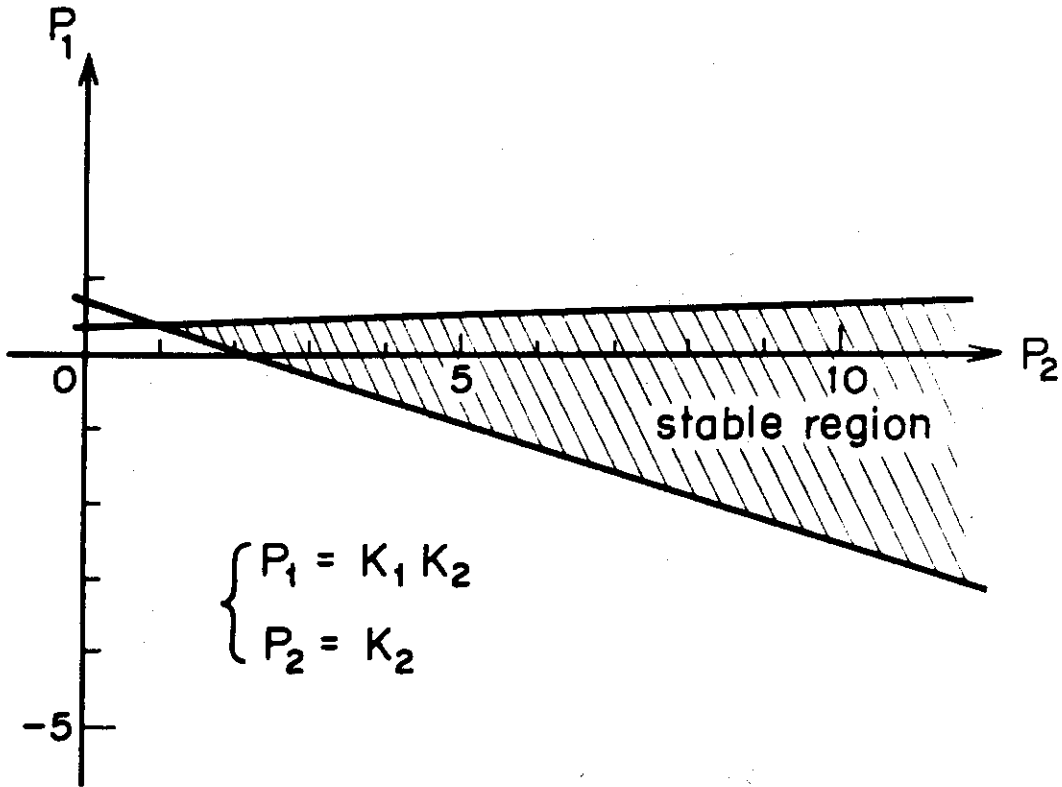


Fig. 3.2.25 中性粒子入射を入力としたカスケード制御系の安定領域の制御ゲイン依存性

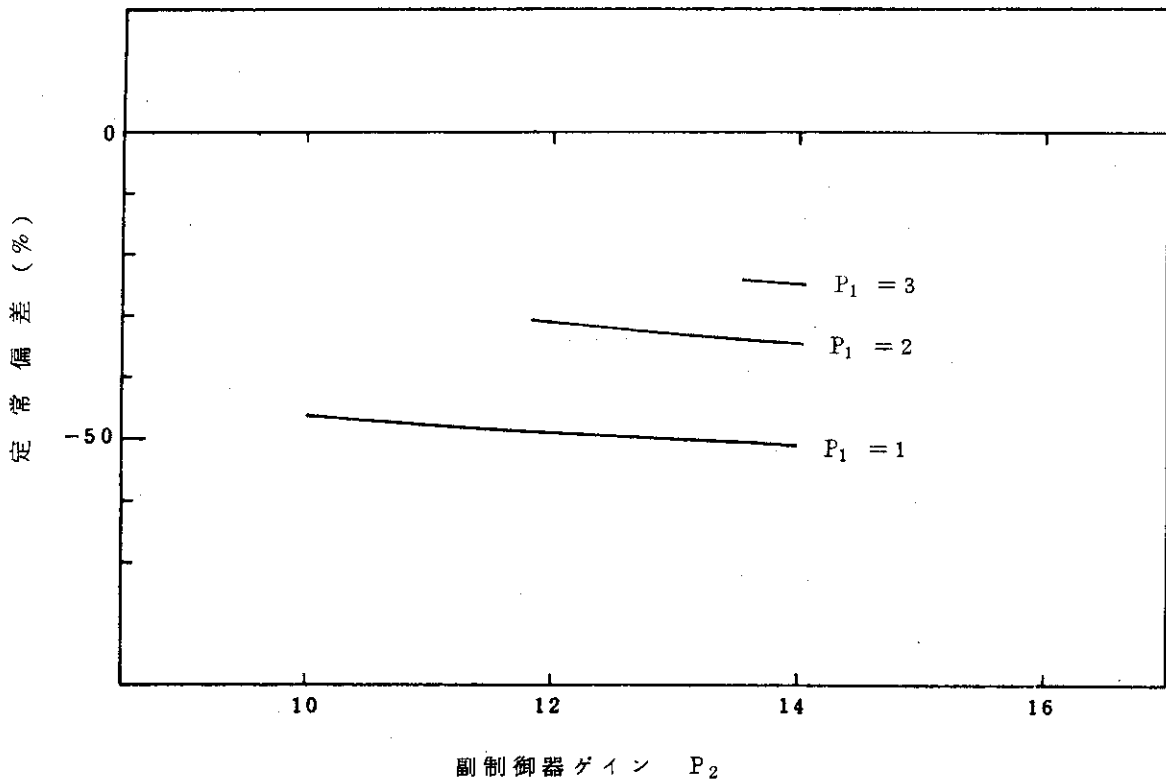


Fig. 3.2.26 中性粒子入射を入力としたカスケード制御時の定常偏差特性 (プラズマ設計値 (B))

$$\begin{aligned} P_1 &= K_1 K_2 \\ P_2 &= K_2 \end{aligned}$$

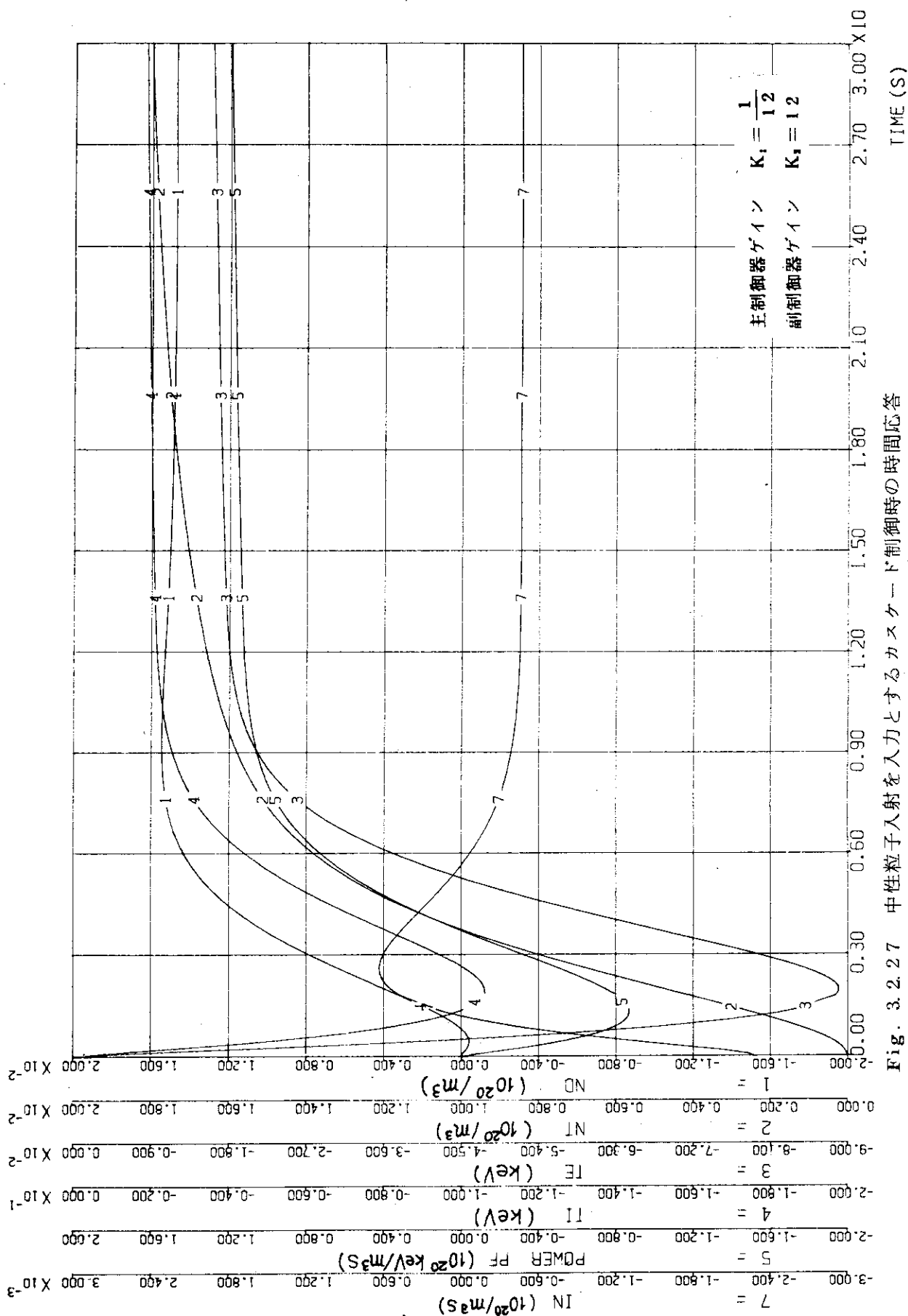


Fig. 3.2.27 中性粒子入射を入力とするカスケード制御時の時間応答  
(出力目標値変更  $\delta P_{f_0} = 2.32 (10^{20} KeV/m^3s)$ , プラズマ設計値(B))

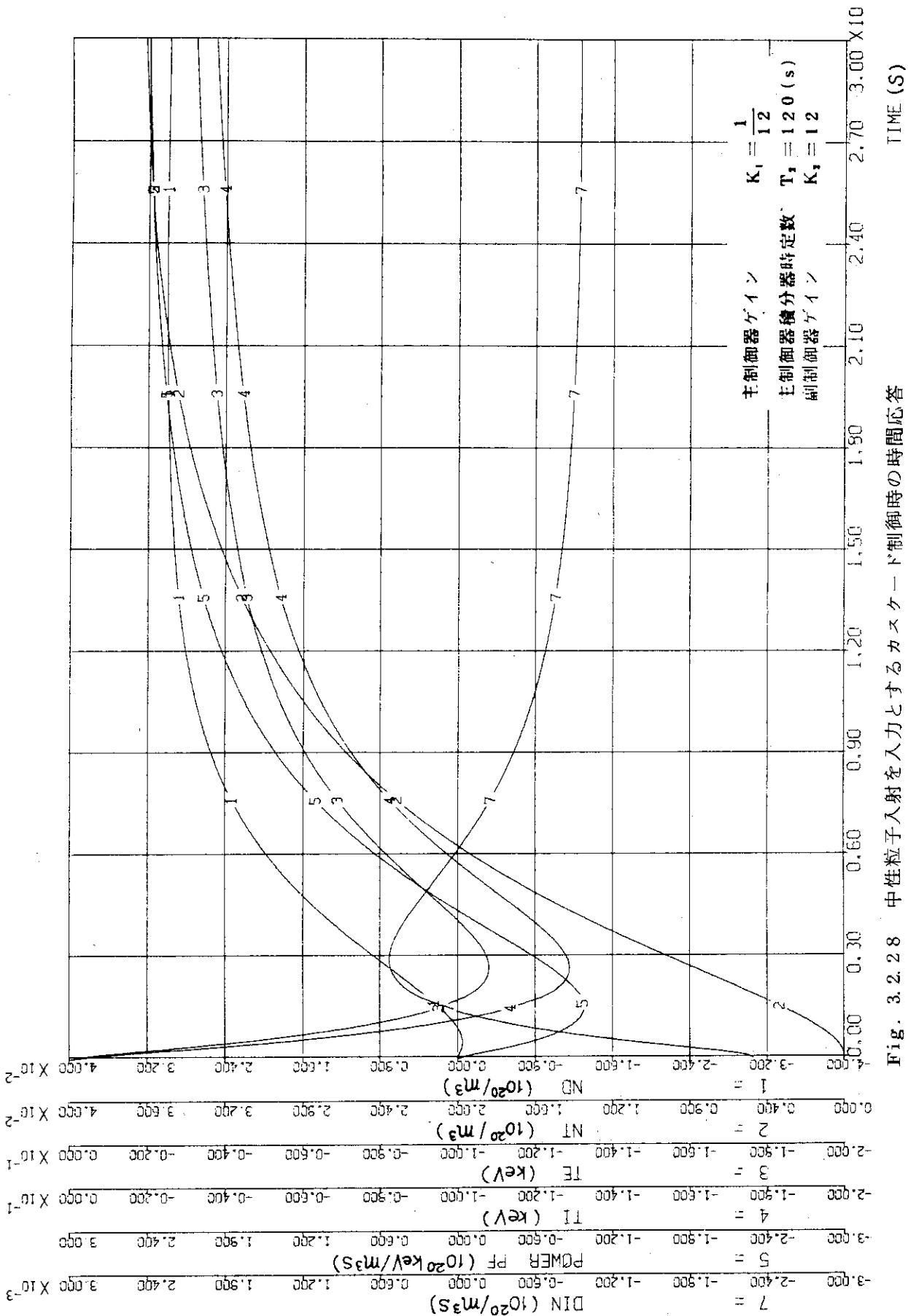


Fig. 3.2.28 中性粒子入射を入力とするカスケード制御時の時間応答

( $\delta P_{f_0} = 2.32 (10^{20} \text{ KeV/m}^3 \text{ s})$ , プラズマ設計値(B), 積分器使用)

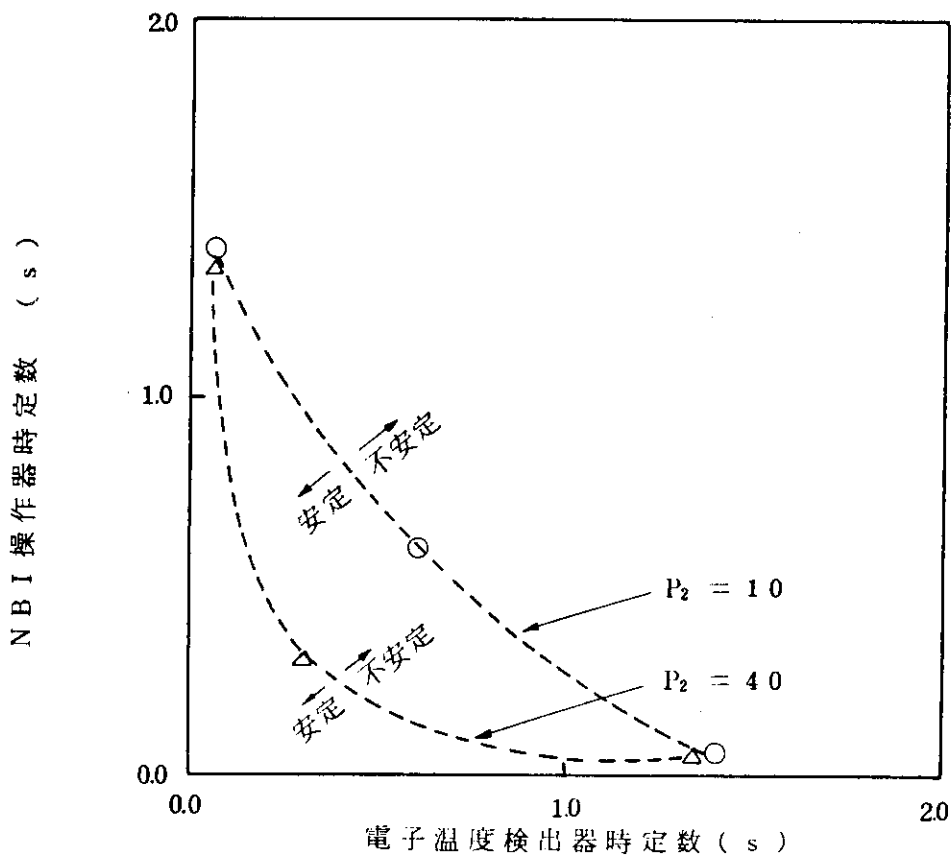


Fig. 3.2.2.9 中性粒子入射を入力とする温度フィードバック制御時の検出器操作器の時定数と外乱に対する安定性の関係 (燃料注入に外乱,  $P_1 = 0$ , プラズマ設計値(B))

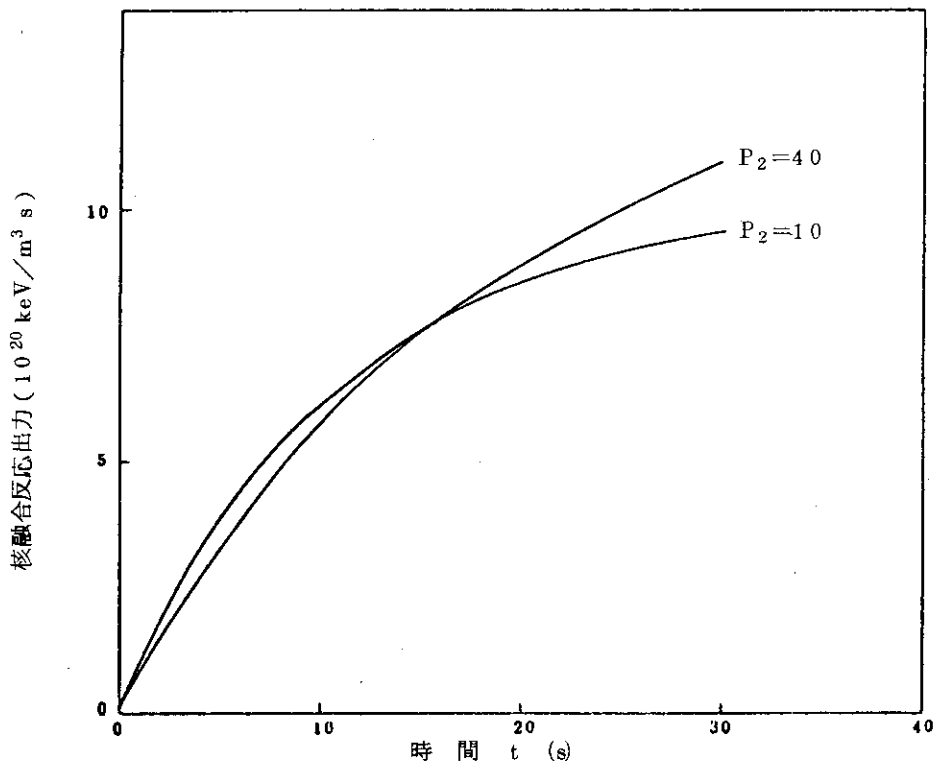


Fig. 3.2.3.0 中性粒子入射を入力とする温度フィードバック制御時の時間応答 (燃料注入のステップ状外乱, プラズマ設計値(B))

### 3.3 実験則モデルでのプラズマ出力制御特性の検討

前項までの検討はプラズマの閉じ込め時間が捕獲イオン則によるものとしてきた。これは、閉じ込め時間がプラズマ温度に強く依存する場合であるが、プラズマ温度に依存しない場合の例として、ALCATOR実験則

$$\tau = C_{emp} \sqrt{q} \quad n e \quad a^2 \quad (3.3.1)$$

がある。(付録7参照)係数 $C_{emp}$ をGottliebの値の3倍を取り、 $C_{emp} = 0.96 (10^{-20} \text{ms})$ として、前項までと同様の検討を行う。

プラズマ温度 $T_e = T_i = 10 \text{ keV}$ 、イオン密度 $n_i = 10^{20} / \text{m}^3$ とするとTable 3.3.1に示すような設計値が得られる。このときの状態方程式の行列A, Bの値をTable 3.3.2, Table 3.3.3に示す。

いまプラズマ電子温度およびイオン温度に初期値として0.5 keVの外乱を加えた場合、プラズマの時間応答挙動をFig. 3.3.1に示す。この図から、プラズマ出力は指数関数的に増大することがわかる。そこで出力制御系の検討を、まず出力フィードバックによるPI制御器により行う。Fig. 3.3.2はフィードバックゲイン $K=1$ 、積分器時定数 $T=10 \text{ s}$ とした場合の出力制御特性を示している。出力目標値 $4.79 \times 10^{20} \text{ keV/cm}^3 \text{ s}$ に追従できることがわかるが、出力のオーバーシュートが大きい。この改善のために、積分器時定数を小さくし、積分動作を強く利かせることが考えられる。しかし、この効果は少ないことがFig. 3.3.3からわかる。

そこで、3.2.2項と同様にして、電子温度を内側のフィードバックにもつカスケード制御系による応答特性をみる。中性粒子入射を入力とする場合、主制御器のゲイン $K_1=0.25$ 、副制御器のゲイン $K_2=4$ とし、主制御器に $T_1=4 \text{ s}$ の積分動作を加えたカスケード制御系による応答特性をFig. 3.3.4に示す。この応答特性から、出力応答の定常偏差およびオーバーシュート量ともに満足のいく制御特性が得られることがわかる。

このように閉じ込め時間が、実験則のように温度依存性がない場合にもカスケード制御系が良好であることがわかる。



Table 3.3.1 実験則による閉じ込め時間を用いた場合のプラズマ設計値

プラズマ主半径	$R_T$	6.75 (m)
プラズマ副半径	$R_P$	1.5 (m)
イオン密度	$n_i$	$1.0 (10^{20}/m^3)$
電子密度	$n_e$	$1.27 (10^{20}/m^3)$
実効電荷	$Z_{eff}$	1.93
プラズマ温度	$T_e = T_i$	10 (keV)
プラズマ電流	$I_P$	4.4 (MA)
トロイダル磁場	$B_T$	5.5 (T)
閉じ込め時間	$\tau$	3.96 (s)
中性粒子入射パワー	$P_B$	35 (MW)
全核融合反応出力	$P_F$	261 (MW)
中性粒子入射率	$I_B$	$0.036 (10^{20}/m^3 s)$
Dイオン装荷率	$I_D$	$0.093 (10^{20}/m^3 s)$
Tイオン装荷率	$I_T$	$0.129 (10^{20}/m^3 s)$
ポロイダルベータ値	$B_P$	2.81

Table 3.3.2 マトリックスAの要素(実験則)

i \ j	1	2	3	4	5	6
1	-0.1586	0.0940	0.1989	0.0	$-6.580 \times 10^{-4}$	0.0
2	0.0940	-0.1586	0.1989	0.0	$-6.580 \times 10^{-4}$	0.0
3	0.00751	0.00751	-0.1222	0.0	$6.580 \times 10^{-4}$	0.0
4	-2.1265	-1.7896	13.366	-3.6225	3.0708	0.01306
5	5.3106	4.8985	318.57	2.9946	-4.0147	0.08172
6	50.033	50.033	-257.70	77.531	109.59	-7.4714

Table 3.3.3 マトリックスBの要素(実験則)

i \ j	1	2	3
1	1.0	0.0	1.0
2	0.0	1.0	0.0
3	0.0	0.0	0.0
4	-7.8738	-7.8738	30.192
5	-9.6330	-9.6330	72.236
6	0.0	0.0	1738.2

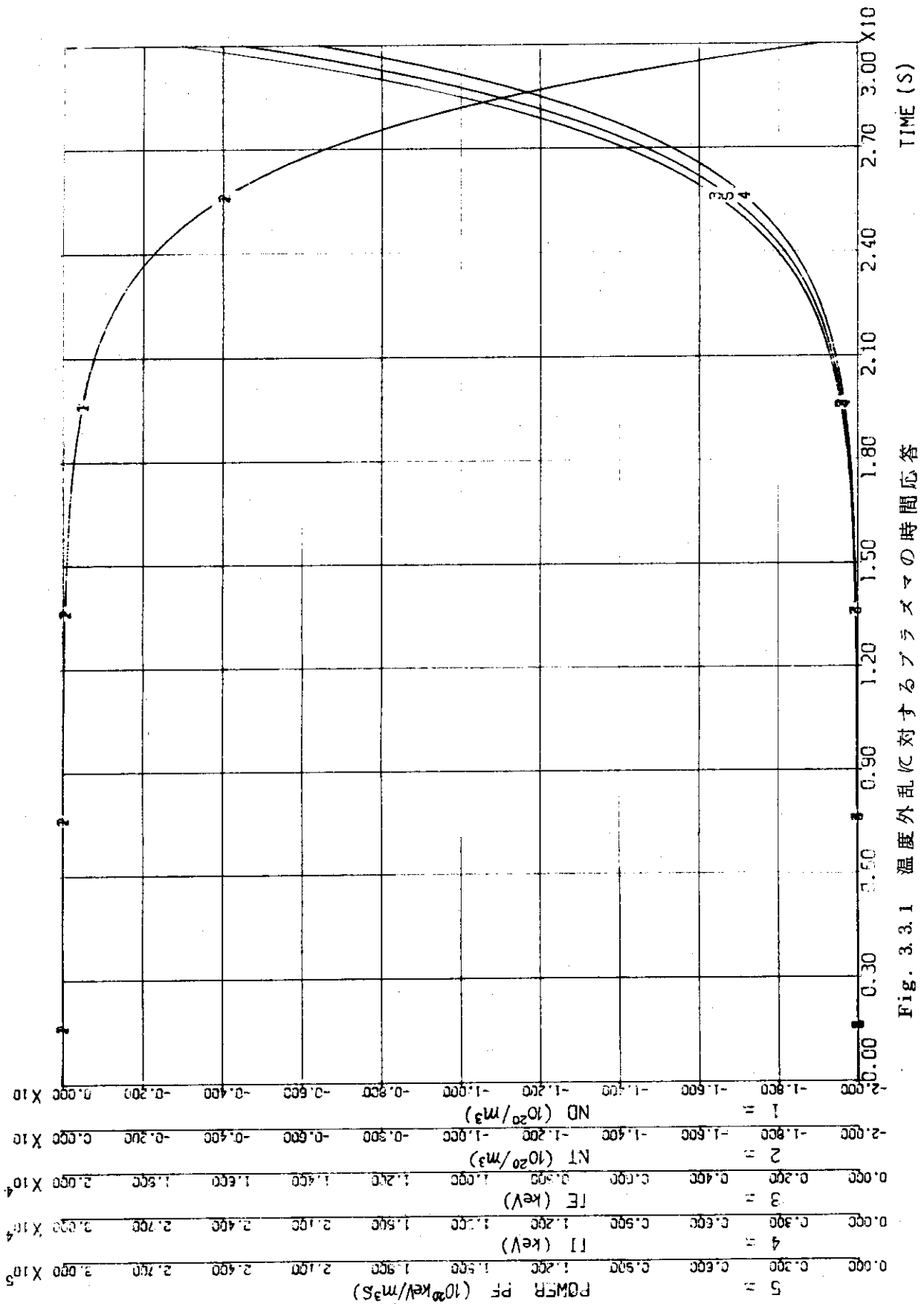


Fig. 3.3.1 温度外乱に対するプラズマの時間応答  
(実験則,  $\Delta T_e = \Delta T_i = 0.5 \text{ KeV}$ )

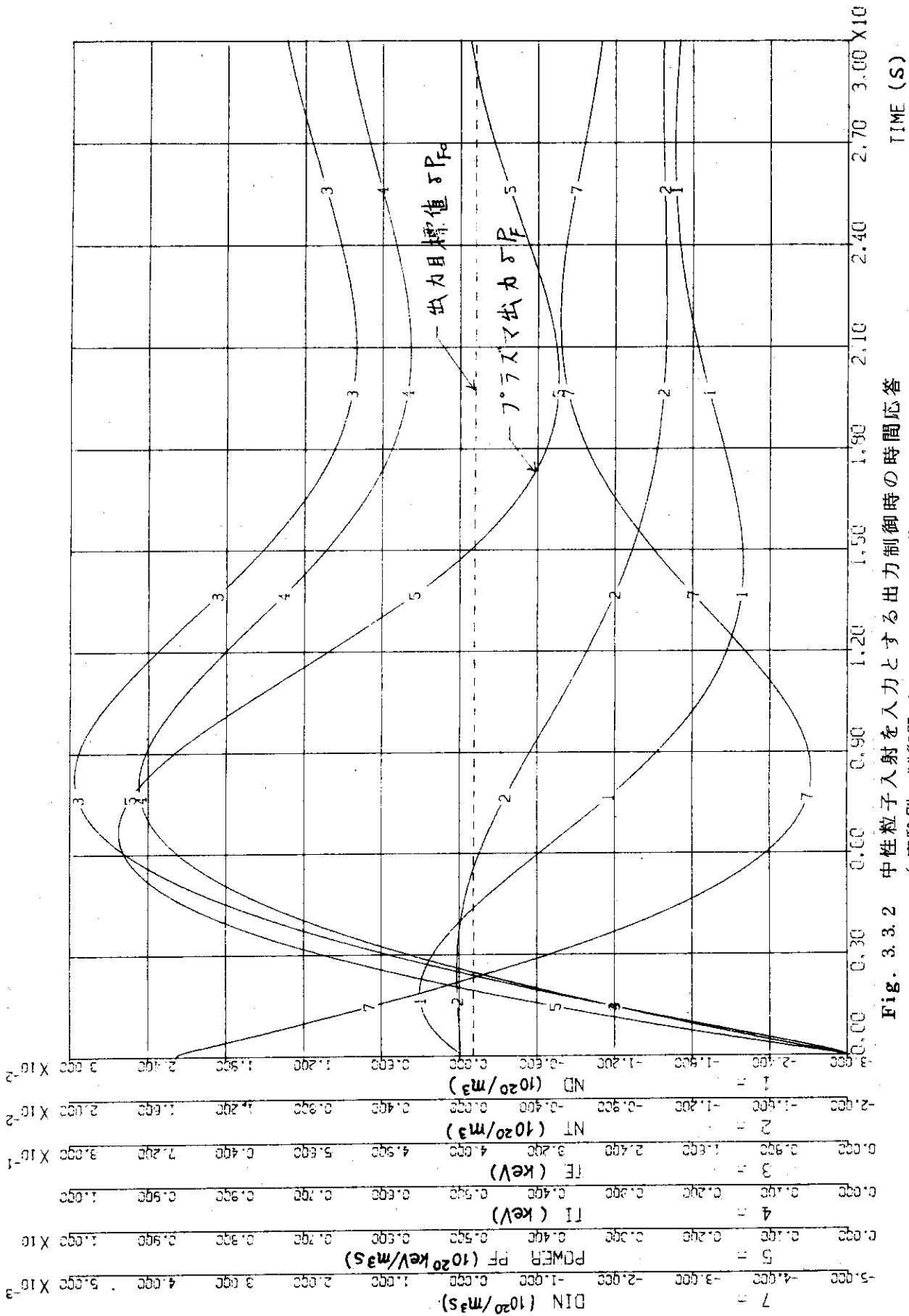


Fig. 3.3.2 中性粒子入射を入力とする出力制御時の時間応答  
(実験則, 制御器ゲインK=1.0, 積分器時定数T=10S)

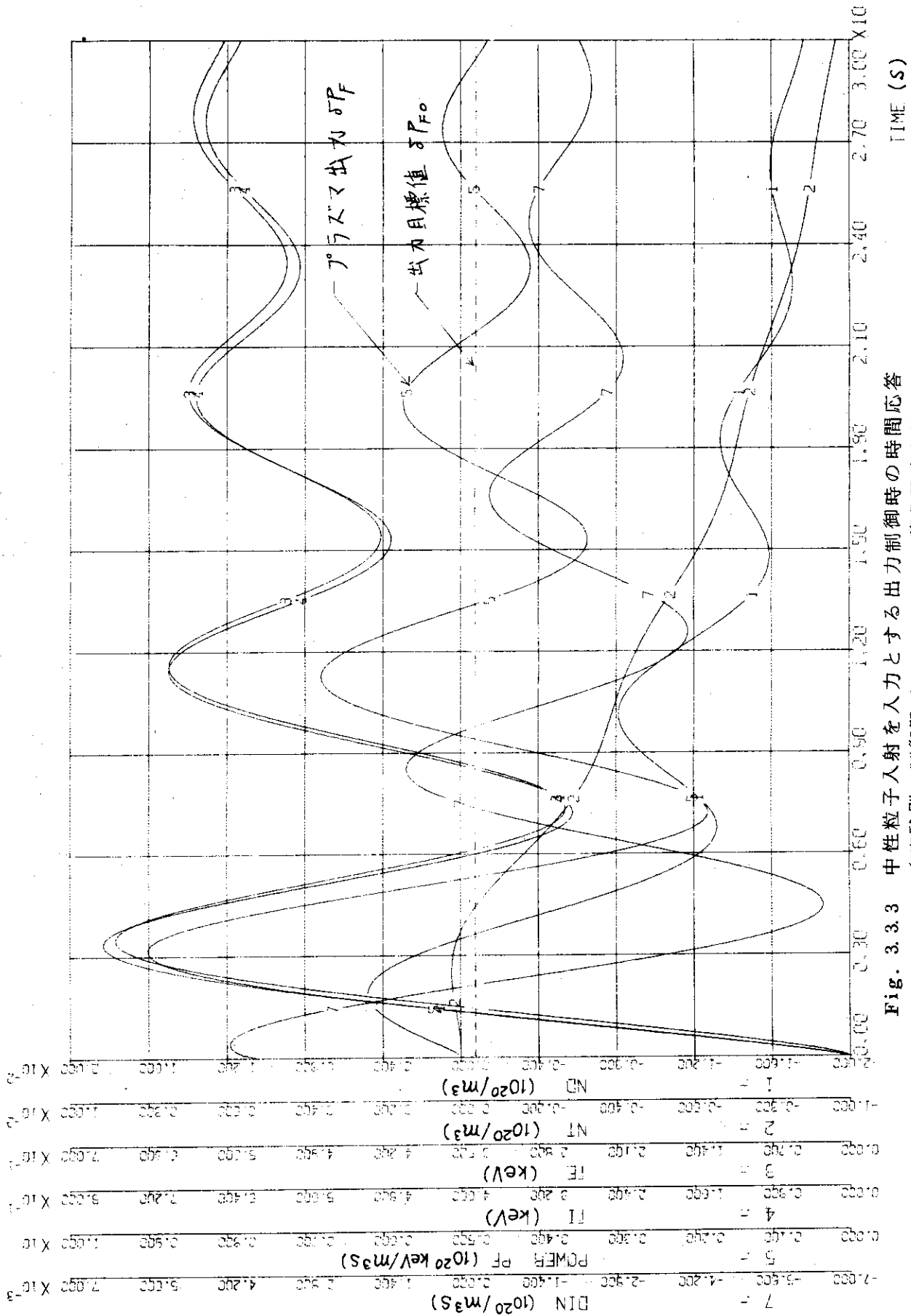


Fig. 3.3.3 中性粒子入射を入力とする出力制御時の時間応答  
 (実験則, 制御ゲイン  $K=1.0$ , 積分器時定数  $T=1.0S$ )

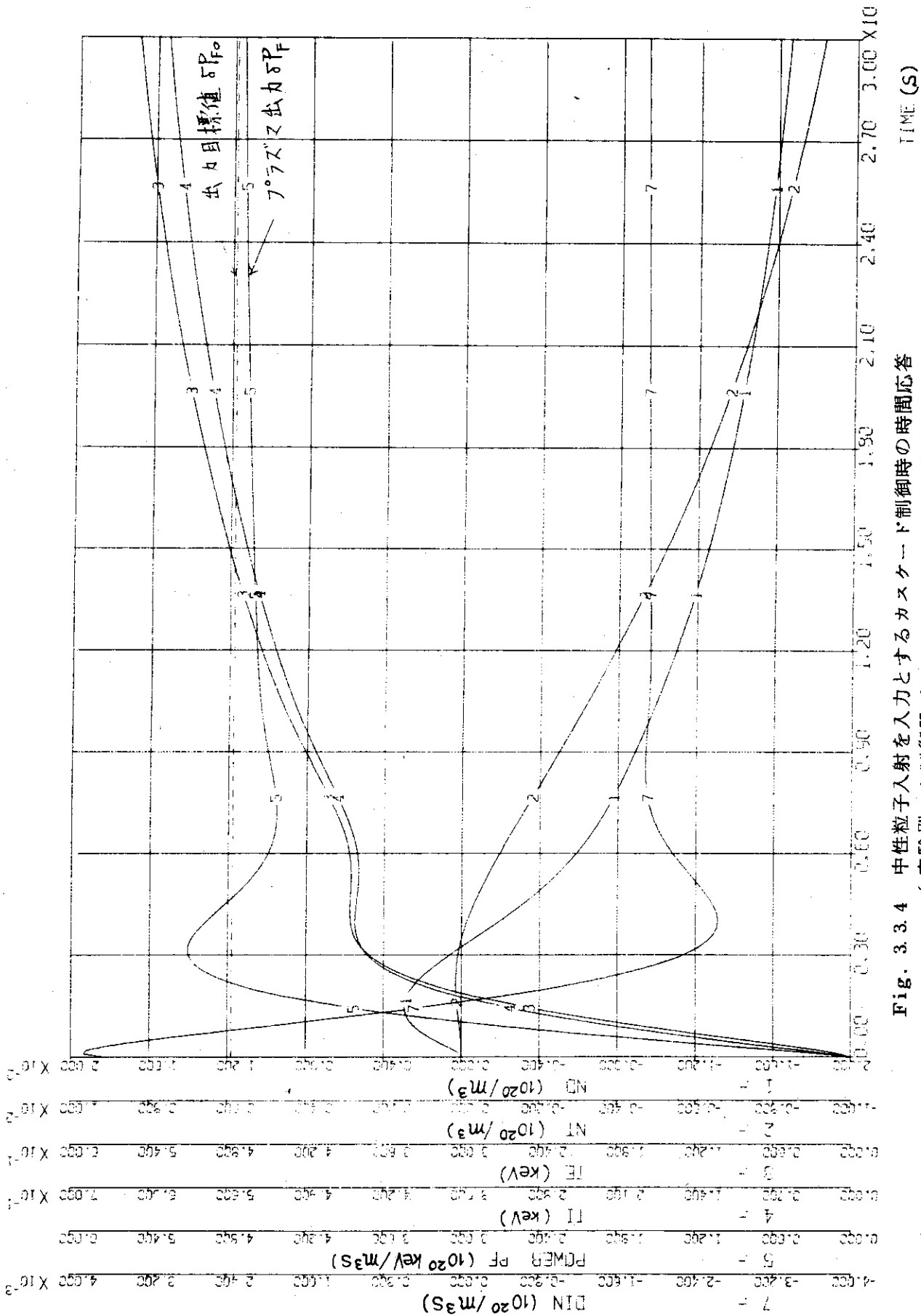


Fig. 3.3.4 中性粒子入射を入力とするカスケード制御時の時間応答  
 (実験則, 主制御器ゲイン  $K_1 = P_1/P_2$ , 副制御器ゲイン  $K_2 = P_2$   
 $P_1 = 1.0, P_2 = 4.0$ , 主制御器積分器時定数  $T_{I1} = 4 S$ )

### 3.4 最適制御系の検討

核融合炉の開ループ応答は本来不安定な特性をしていて、古典的な出力フィードバックの制御系によっても、この不安定な制御特性の改善は困難であることがわかった。そこでカスケード制御系や独立な多重フィードバックループを有する制御系による出力制御特性を検討し、このような多変数制御系が核融合炉の制御系として効果的であることが明らかになった。

多変数フィードバックを最大限に拡張したものは、状態フィードバックによる最適制御系である。状態フィードバックを施して得られる閉ループ系の固有値は任意に指定することが可能となることが知られている。このことから、開ループの系の固有値が正の複素数である核融合炉の応答特性は、状態フィードバックにより固有値を全て負にすることができることが期待できる。このようにして得られた核融合制御系は安定な制御系となる。

つぎに状態フィードバックによる制御系設計法について簡単に述べる。第3.2節で述べた線形モデルは

$$\dot{X}(t) = A X(t) + B U(t) \quad (3.4.1)$$

として表わされる。ここで状態変数 $X(t)$ は

$$X(t) = (n_D(t), n_T(t), n_\alpha(t), T_e(t), T_i(t), E_\alpha(t))$$

であり、入力 $U(t)$ は

$$U(t) = (I_D(t), I_T(t), I_N(t))'$$

である。式(3.4.1)の固有値(新設計値による)は： $-1.62$ 、 $-1.19$ 、 $-0.135$ 、 $-0.062$ 、 $0.155 \pm j 0.192$ 、となっていて、先に述べたようにFig.3.2.1に示した振動発散の出力応答特性をもつ。

状態フィードバックは状態 $X(t)$ に係数行列 $F$ をかけて入力にフィードバックし、

$$U(t) = F X(t) + D v \quad (3.4.2)$$

として入力を定めることである。この状態フィードバックによって得られる閉ループ系は

$$\dot{X}(t) = (A + B F) X(t) + B D v \quad (3.4.3)$$

となる。核融合実験炉の動特性式(3.4.1)の $(A, B)$ は可制御であると、閉ループ系式(3.4.3)の行列 $A + B F$ の固有値は行列 $F$ によって任意に指定できる。

行列 $F$ の決定には

$$J = \int_0^{\infty} \{ X(t)' P X(t) + U(t)' R U(t) \} dt \quad (3.4.4)$$

なる評価量を最小にする意味での最適制御入力 $U(t)_{opt}$ が

$$U_{opt}(t) = F X(t)$$

として得られることを用いる。 $F$ の数値計算は式(3.4.1)と式(3.4.4)の行列 $P, R$ からリカッチ方程式を解くことに帰着される。

現在、このような最適制御系による出力制御系のシミュレーション解析は別途進められており、今後明らかにされるであろう。

### 3.5 真空容器に誘起される渦電流解析

トカマク装置の真空容器は、観測孔や入射孔を設けかつ各種応力に耐えるための厚肉部と、真空容器の一周抵抗を大きくするためのベローズ部とから構成される。真空容器は、プラズマに近接し、しかもパルス磁場中に設置される導体であるため、真空容器上に誘起される渦電流を把握することは、プラズマ制御の観点（渦電流によって生じるプラズマ領域の磁場によってプラズマの断面形状・位置が影響される）からも装置設計の観点（渦電流が新たな電磁力発生源となる）からも重要である。

真空容器に誘起される渦電流は、真空容器の電気伝導率がトロイダル方向に分布を持っているため、ポロイダル方向およびトロイダル方向に分布したものになる。渦電流解析モデルは、ベクトルポテンシャル  $A$  とスカラーポテンシャル  $\Psi$  によって記述される微積分形式の電磁方程式を基礎方程式にしたものである。すなわち、

$$A(\mathbf{r}, t) = A^0(\mathbf{r}, t) + \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', t)}{\rho} d\mathbf{r}' \quad (3.5.1)$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \Psi &= 0 \\ \text{境界条件 } \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{n}} \Big|_1 - \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{n}} \Big|_2 &= -\left(\frac{1}{\sigma_1} - \frac{1}{\sigma_2}\right) \mathbf{J}_n \end{aligned} \right\} \quad (3.5.2)$$

$$\mathbf{J} = -\sigma(\dot{\mathbf{A}} + \nabla\Psi) \quad (3.5.3)$$

を連立させて解く。ここで、 $A^0$  は渦電流の原因になる外部磁場の作るベクトルポテンシャル、 $A$  は、 $A^0$  と渦電流  $\mathbf{J}$  の作るベクトルポテンシャルの和、 $\rho$  は場の点  $\mathbf{r}$  と湧出し点  $\mathbf{r}'$  との距離である。 $\mathbf{n}$  は、導体 1 と導体 2 との境界面に垂直な方向を示し、 $\sigma_1, \sigma_2$  はそれぞれの導体の電気伝導率である。

真空容器の厚さの影響は、外部磁場の磁力線が真空容器の曲面に沿っている場合には大きいですが、プラズマやポロイダル磁場コイルの作る磁力線はほとんど真空容器の曲面を横切る形になるため、真空容器の厚さは無視できると考えられる。真空容器の厚さ方向に関する渦電流分布を無視し、薄板近似の 2 次元体系で渦電流解析モデルを作る。Fig. 3.5.1 に計算モデルの座標系を示す。式 (3.5.1) ~ (3.5.3) を各成分に分解した表現は次のようになる。

$$\begin{aligned} A_\varphi(\theta, \varphi) &= A_\varphi^0(\theta, \varphi) \\ &+ \frac{\mu_0}{4\pi} \int d\theta' d\varphi' \frac{-J_r(\theta', \varphi') \sin\omega' \sin(\varphi' - \varphi) + J_\varphi(\theta', \varphi') \cos(\varphi' - \varphi)}{\sqrt{R^2 + R'^2 - 2RR' \cos(\varphi' - \varphi) + (r \sin\theta - r' \sin\theta')^2}} \\ &\quad \times R' \sqrt{r'^2 + \left(\frac{dr'}{d\theta'}\right)^2} \end{aligned} \quad (3.5.4)$$

$$\begin{aligned} A_r(\theta, \varphi) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int d\theta' d\varphi' \frac{J_r(\theta', \varphi') [\sin\omega' \sin\omega \cos(\varphi' - \varphi) + \cos\omega \cos\omega'] + J_\varphi(\theta', \varphi') \sin\omega}{\sqrt{R^2 + R'^2 - 2RR' \cos(\varphi' - \varphi) + (r \sin\theta - r' \sin\theta')^2}} \\ &\quad \frac{\sin(\varphi' - \varphi)}{R' \sqrt{r'^2 + \left(\frac{dr'}{d\theta'}\right)^2}} \end{aligned} \quad (3.5.5)$$



$$\frac{1}{R\sqrt{r^2 + \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2}} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{R}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2}} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{\sqrt{r^2 + \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2}}{R} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right\} \Psi = 0 \quad (3.5.6)$$

$$J_\varphi = -\sigma_\varphi \left( \dot{A}_\varphi + \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} \right) \quad (3.5.7)$$

$$J_r = -\sigma_r \left( \dot{A}_r + \frac{1}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2}} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) \quad (3.5.8)$$

ここで、 $R=R_0+r \cos \theta$  であり、 $r$  は真空容器のポロイダル断面曲線に対する接線方向を示す。また、 $f(R, z) = \text{一定なる曲線が真空容器のポロイダル断面形状を示すとすれば}$ ,

$$\sin \omega = \frac{f_z}{\sqrt{f_z^2 + f_R^2}}, \quad \cos \omega = \frac{f_R}{\sqrt{f_z^2 + f_R^2}}$$

$$f_z = \frac{\partial f}{\partial z}, \quad f_R = \frac{\partial f}{\partial R}$$

である。

式(3.5.5)~(3.5.8)を連立させ、空間微分は平均差分、空間積分は台形公式、時間変化はRunge-Kutta-Gill法によって、渦電流 $J$ の時空間変化を数値解析する。

Fig. 3.5.2は、計算対象とした真空容器の幾何学的形状を示したものである。真空容器上に誘起される渦電流は、プラズマが急激に消滅する場合が最も大きく、発生する電磁力も最大である。プラズマ電流が4.4 MAから時定数10msで消滅する場合を対象として、真空容器に誘起される渦電流挙動を解析し、発生する電磁力を求めた。主半径6.75mの所に線電流で近似したプラズマ電流 $I_p$ が、

$$I_p = 4.4 \times 10^6 \exp(-100t) \quad (A) \quad (A)$$

と時定数5msで減衰するとして、渦電流の挙動を解析した。真空容器の面電気伝導率は、

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= 8.333 \times 10^3 \quad \Omega^{-1} \quad (\text{厚肉部}) \\ \sigma_\varphi &= 1.879 \times 10^3 R / 10.05 \quad \Omega^{-1} \\ \sigma_r &= 1.879 \times 10^3 10.05 / R \quad \Omega^{-1} \end{aligned} \right\} (\text{ベローズ部})$$

とし、真空容器の一周電気抵抗は0.6 mΩである。

Fig. 3.5.3は、真空容器に誘起される渦電流各成分の時間変化を示したものである。一様電流成分 $I_1$ は、11msで最大1.37MAに達する。垂直磁場成分 $I_2$ は、4msで最小値-140kAになり、27msで最大値120kAに達する。四重極磁場成分 $I_3$ は、6msで最大165kAになる。厚肉部内で還流する渦電流成分である型成分 $I_4$ は、15msで最大16kA程度である。JT-60の場合には、型成分は一様電流成分の数分の一程度誘起されるのに対し、2桁小さくなっているのは、ベローズ部がJT-60場合には8ヶに対し核融合実験炉の場合は16ヶと多数設置しているためと考えられる。このため、トロイダル磁場 $B_T$ と渦電流 $J$ とによって生じる電磁力も、12msでの電磁力分布を示したFig. 3.5.4から分るように、

最大  $16 \text{ ton/m}^2$  と小さい。ただし、トロイダル磁場は、 $R=6.75 \text{ m}$  で  $5.5 \text{ T}$  で  $1/R$  に比例するとした。

プラズマ電流が急激に消滅した場合、プラズマ電流の作る磁場の時間変化が、真空容器に誘起される渦電流によって、どの程度しゃへいされるか定量的に把握するため、ビオ・サバルの法則

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{r}}{\rho^3} d\mathbf{v}$$

によって渦電流の作る磁場を計算し、図にまとめたのが Fig. 3.5.5(1)~3.5.5(3) である。水平面上の点  $R=3.0 \text{ m}$  で、 $\dot{B}_z$  は真空容器がなければ  $-48 \text{ wb/m}^2 \cdot \text{s}$  であるのに対し真空容器の存在で  $-21 \text{ wb/m}^2 \cdot \text{s}$  と  $1/2$  程度になる。 $R=1.005 \text{ m}$  の地点では、 $12 \text{ wb/m}^2 \cdot \text{s}$  が真空容器のしゃへい効果により  $7 \text{ wb/m}^2 \cdot \text{s}$  と  $1/2$  程度になる。 $R=6.75 \text{ m}$ 、 $z=3.75 \text{ m}$  の位置では、 $\dot{B}_z$  については  $-11 \text{ wb/m}^2 \cdot \text{s}$  が  $-4 \text{ wb/m}^2 \cdot \text{s}$  と  $1/3$  になるが、 $\dot{B}_R$  については  $-20 \text{ wb/m}^2 \cdot \text{s}$  が  $-17 \text{ wb/m}^2 \cdot \text{s}$  になる程度である。以上、真空容器に誘起する渦電流の磁場変化に対するしゃへい効果を定量的に述べたが、かなり大きなものであることが分かる。したがって、トロイダル磁場コイル内の磁場変化によって生じる渦電流による発熱量や、ブランケット・モジュールに誘起される渦電流を検討するためには、真空容器上に誘起する渦電流の効果を見積っておかなければならない。

Fig. 3.5.6(1)~3.5.6(8) は、渦電流のうち厚肉部内で還流する鞍型成分の分布を  $2 \text{ ms}$  ごとく示したものである。鞍型成分は、ポロイダル断面形状の直線部分（トラス内側）に強く誘起される。Fig. 3.5.4 に図示したように、構造的に最も弱い直線部分に最も大きな電磁力が発生している。

核融合実験炉の真空容気に誘起する渦電流を、プラズマ電流が  $4.4 \text{ MA}$  から時定数  $10 \text{ ms}$  で消滅する場合について解析した。厚肉部とベローズ部とのトラス方向への周期が  $16$  であるため、厚肉部で還流する鞍型成分は、一様電流成分の  $1/100$  程度しか誘起されない。渦電流各成分の時定数は、一様電流成分、垂直磁場成分、四重極磁場成分および鞍型成分に対しそれぞれ  $15 \text{ ms}$ 、 $9 \text{ ms}$ 、 $7 \text{ ms}$  および  $6 \text{ ms}$  である。JT-60 の場合は鞍型成分の時定数が  $30 \text{ ms}$  前後、他の成分の時定数が数  $\text{ms}$  であるのと比較すると鞍型成分の時定数が極端に短くなっており、誘起される電流値も一様電流成分の  $1/100$  程度であるため、JT-60 の場合と異なり鞍型成分がプラズマの制御特性に及ぼす影響は小さいと結論づけられる。

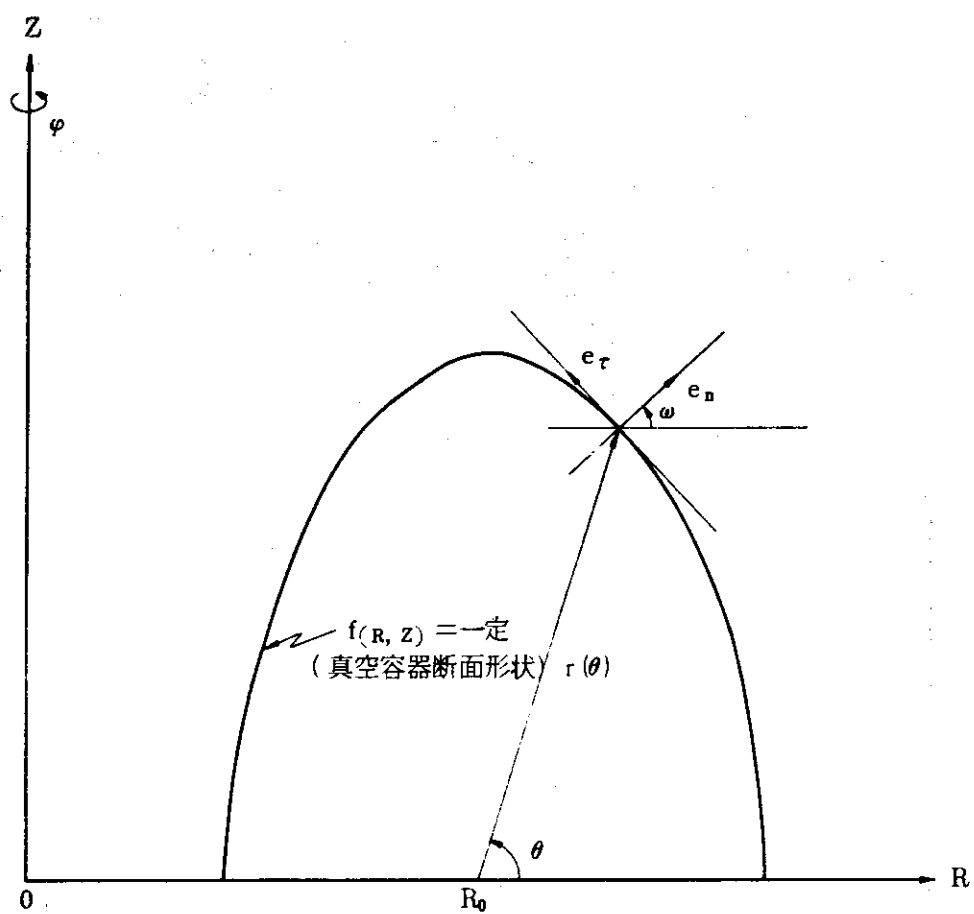


Fig. 3.5.1 真空容器のポロイダル断面形状を表わす座標点

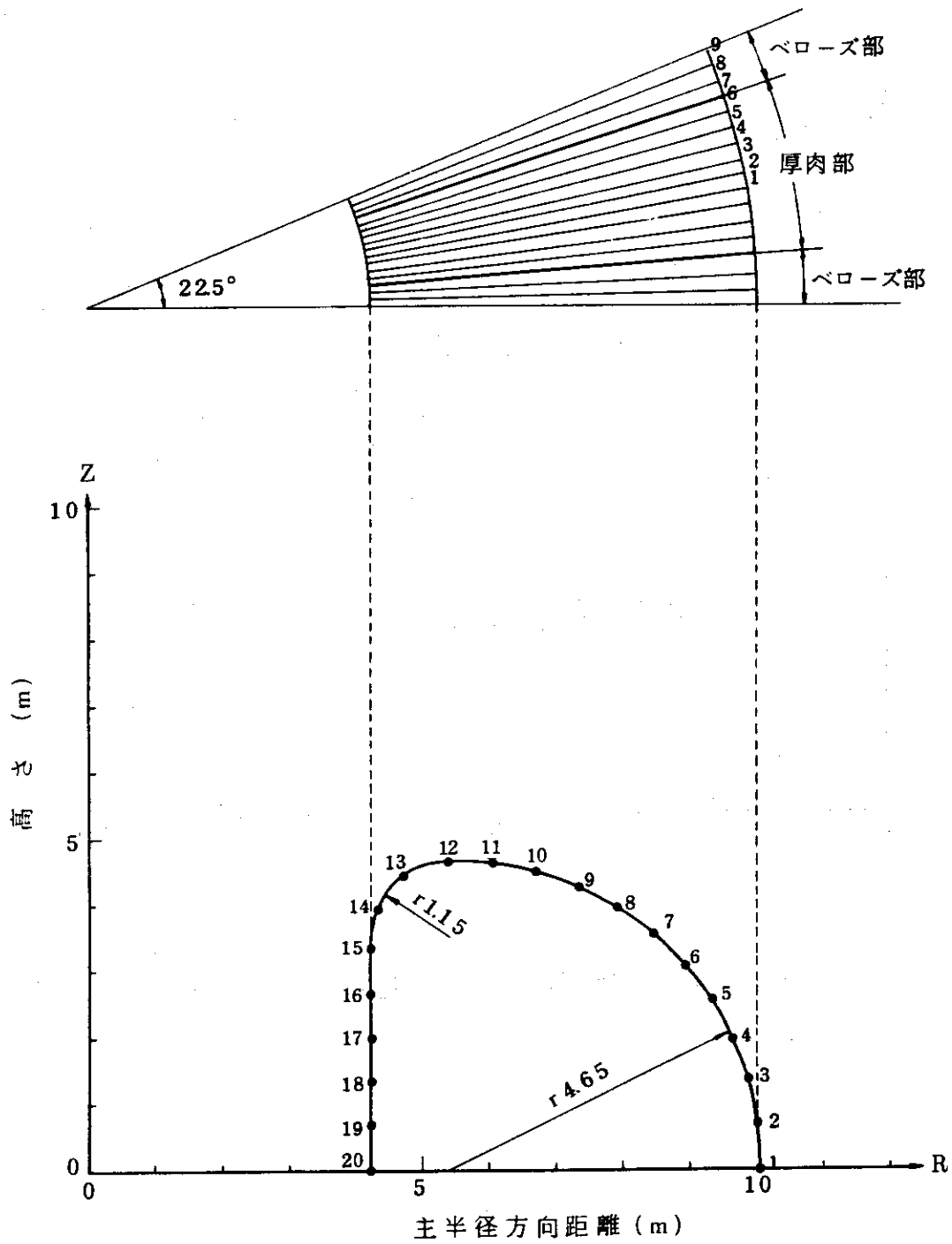


Fig. 3.5.2 実験炉の真空容器の幾何学的形状  
 (図中の数字はメッシュ番号)

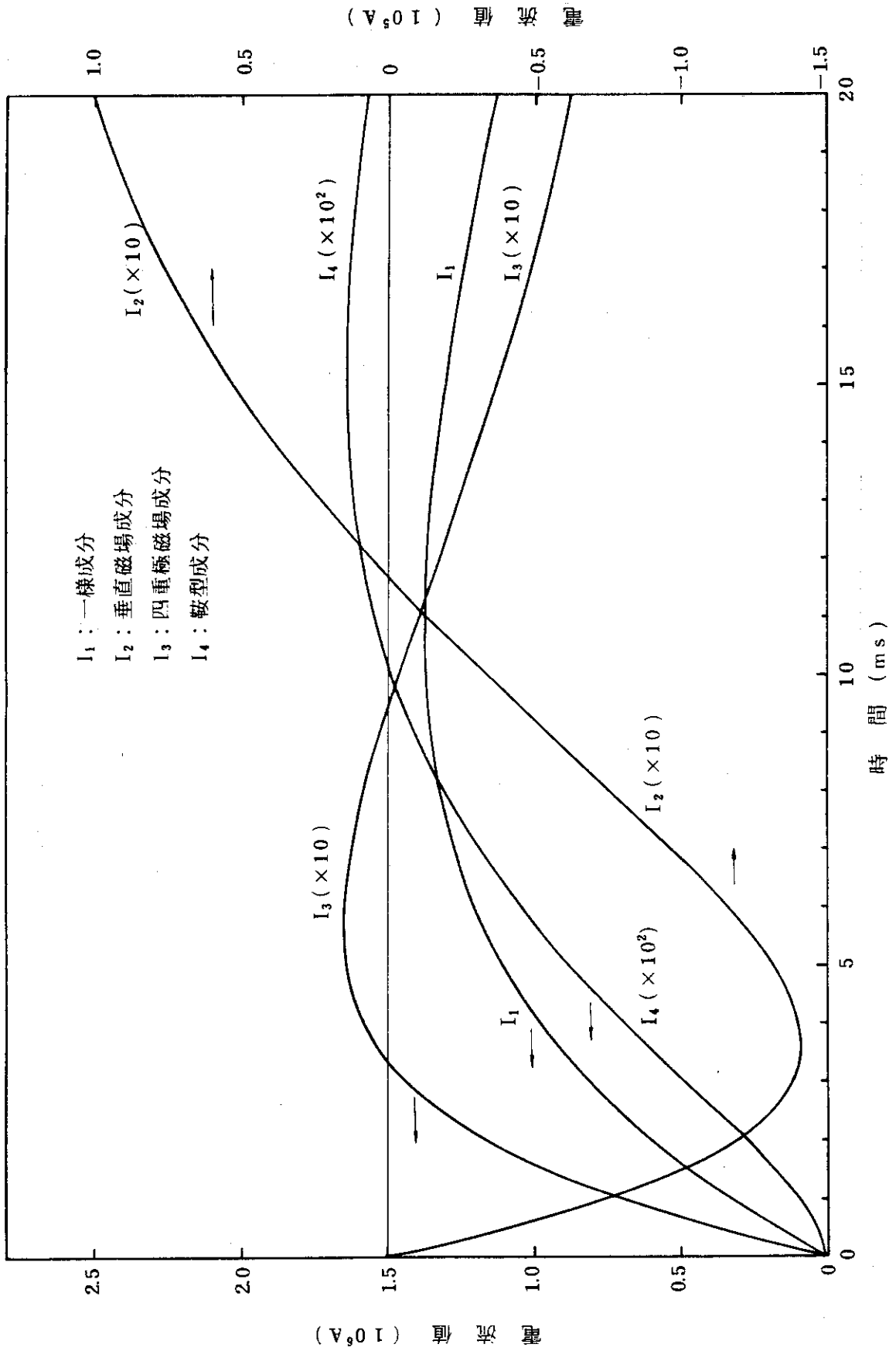


Fig. 3.5.3 真空容器上に誘起される渦電流各成分の時間変化

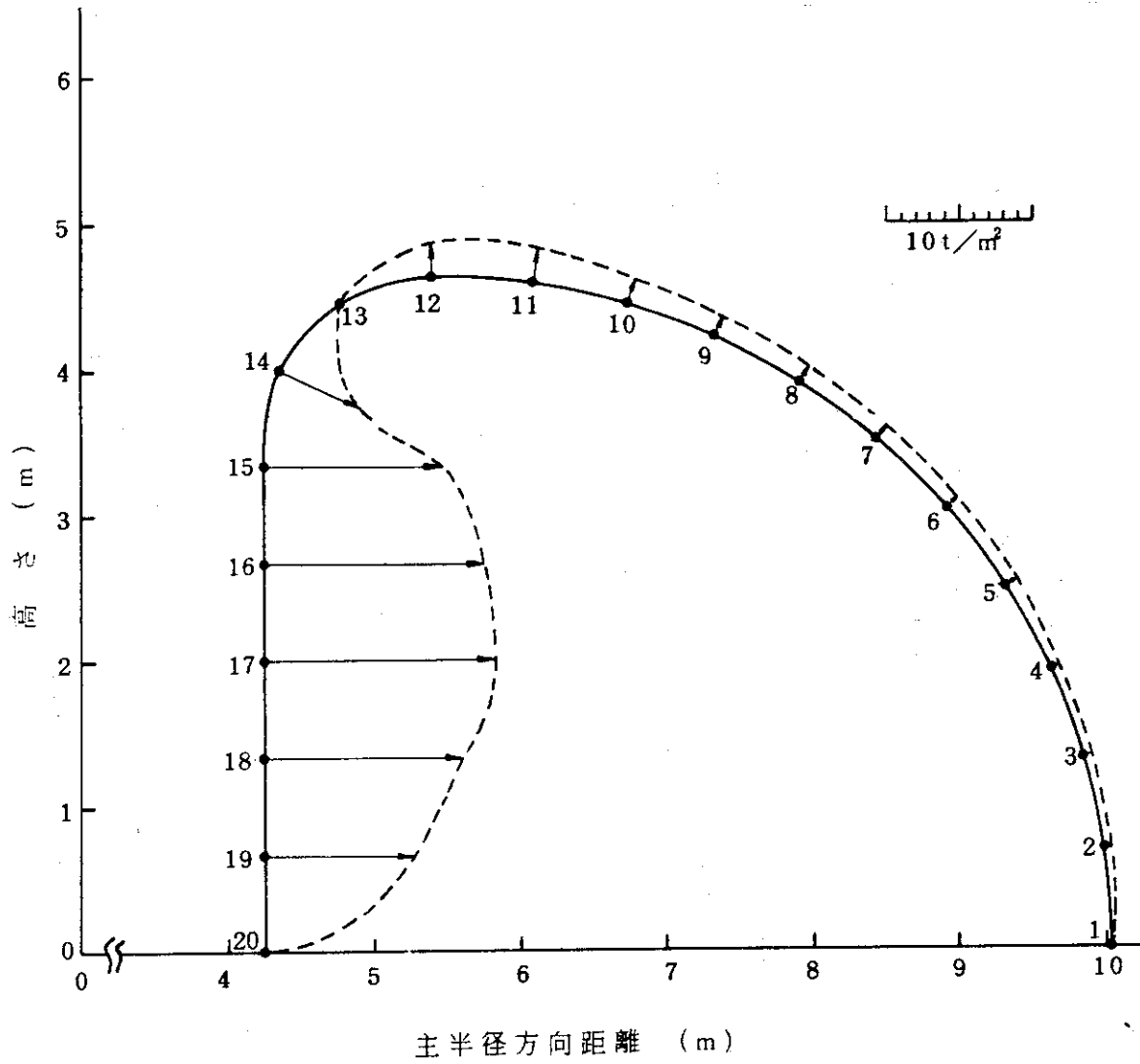


Fig. 3.5.4 真空容器に誘起される渦電流によって発生する電磁力

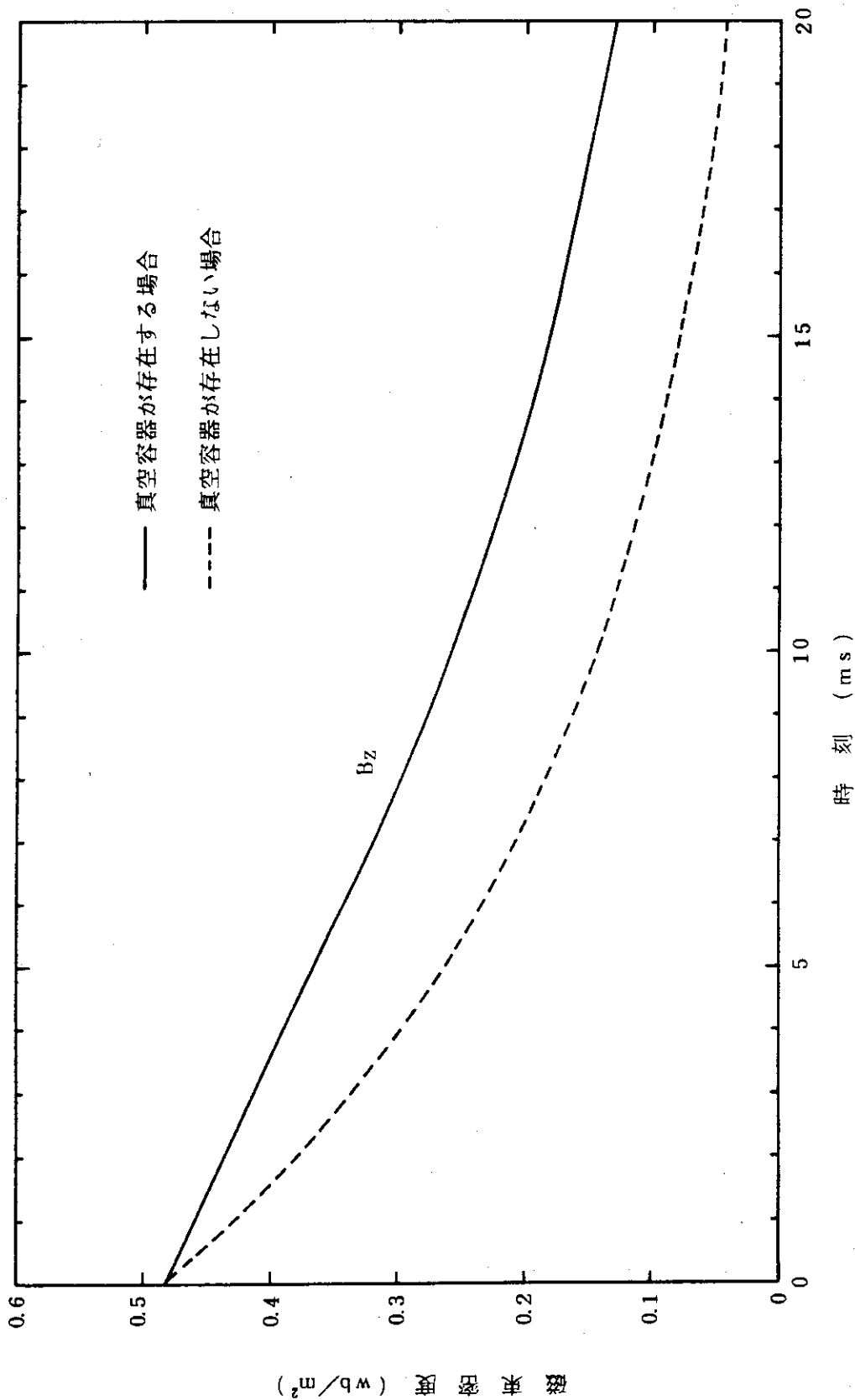


Fig. 3.5.5(1) プラズマ消滅時の磁場変化 ( $R = 3.00\text{m}$ ,  $Z = 0.0\text{m}$ )

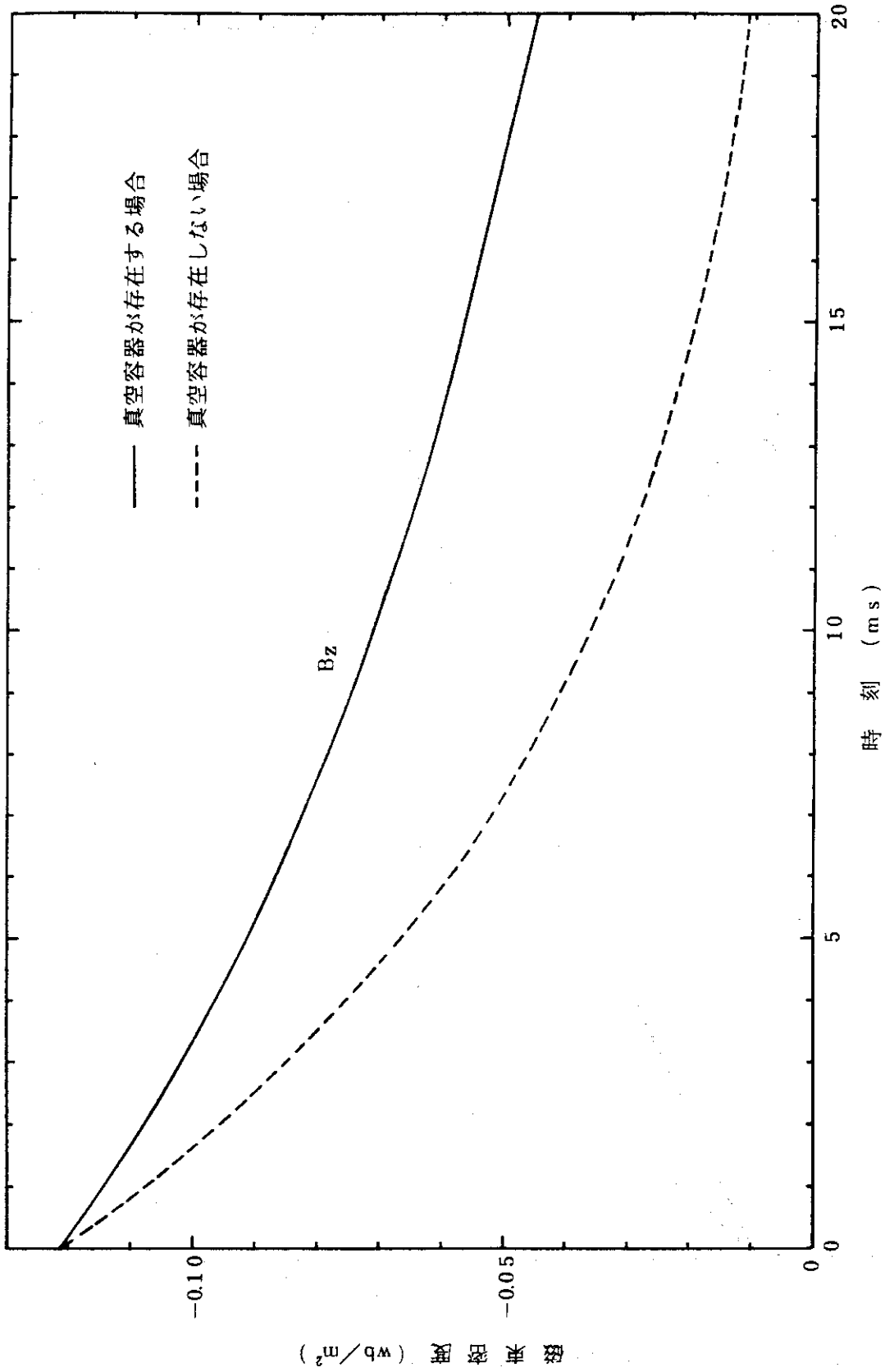


Fig. 3.5.5(2) プラズマ消滅時の磁場変化 (R = 1.0.05m, Z = 0.0m)



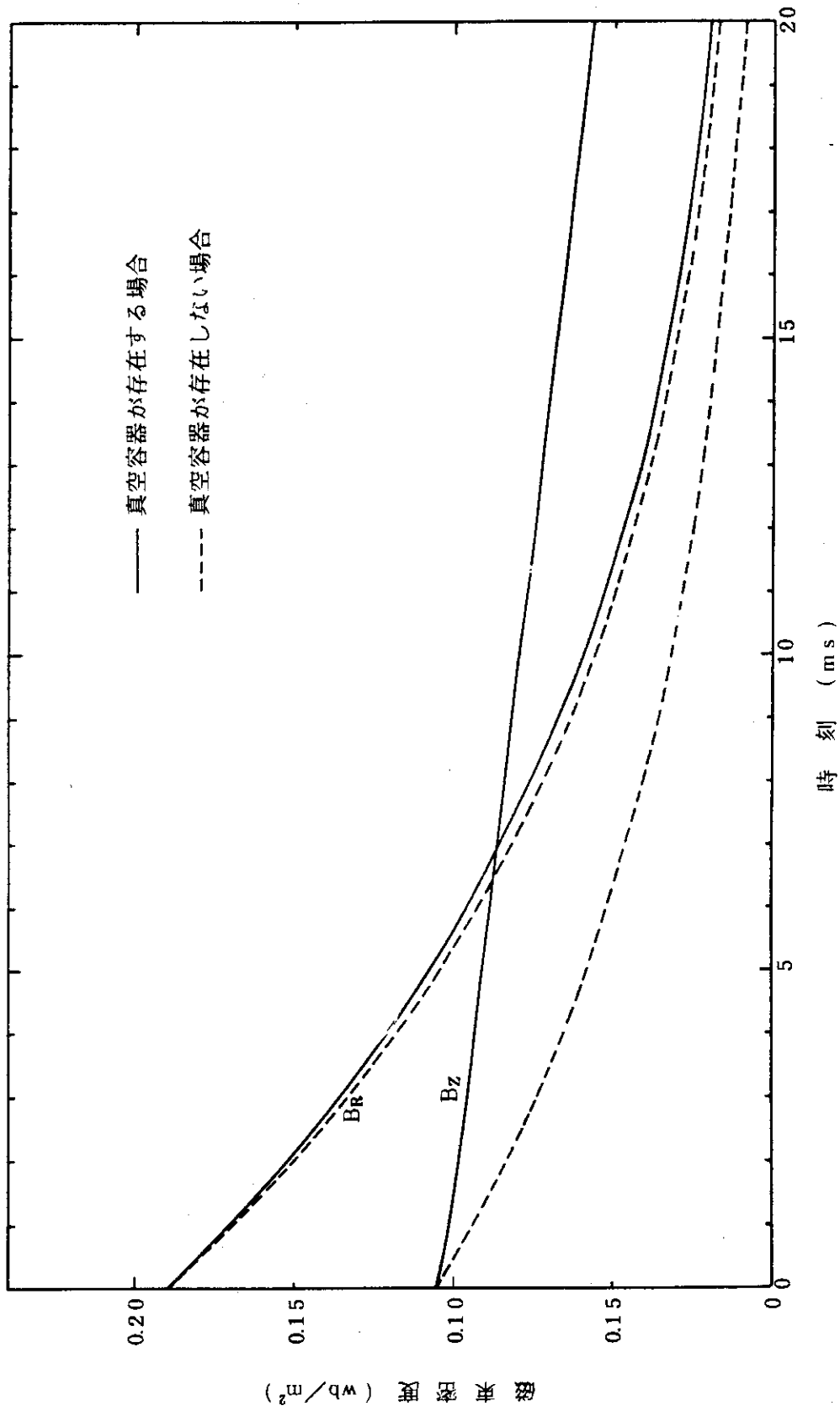
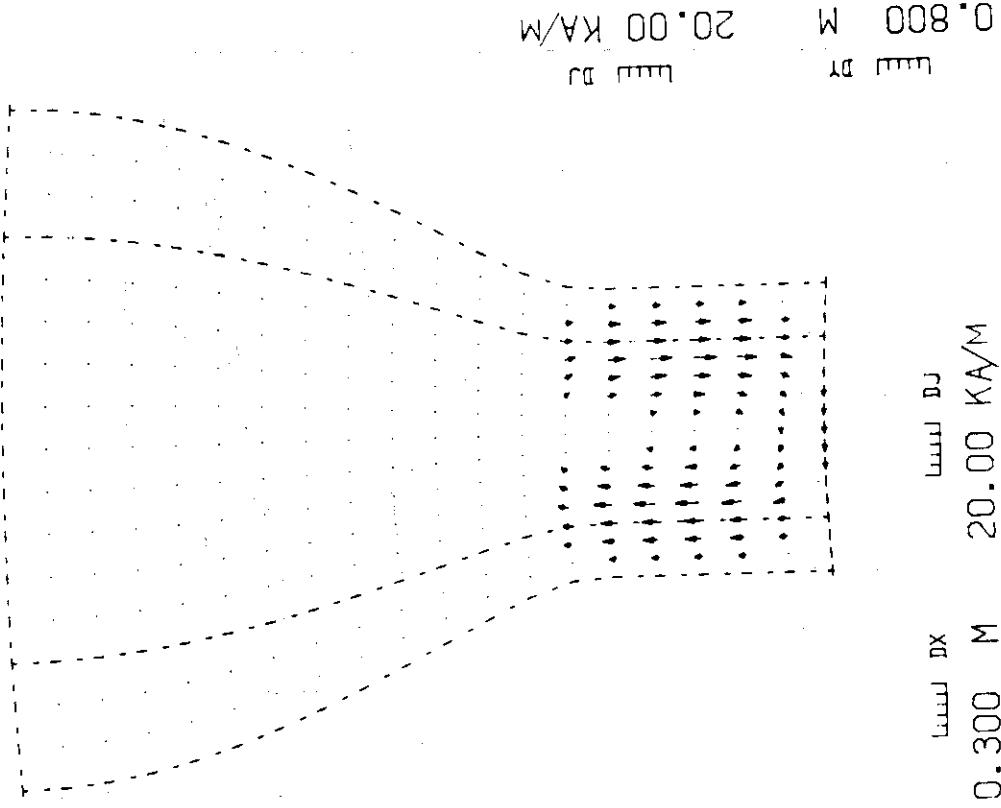


Fig. 3.55(3) プラズマ消滅時の磁場変化 ( $R=6.75\text{ m}$ ,  $Z=3.75\text{ m}$ )

TIME=4.000 MS



TIME=2.000 MS

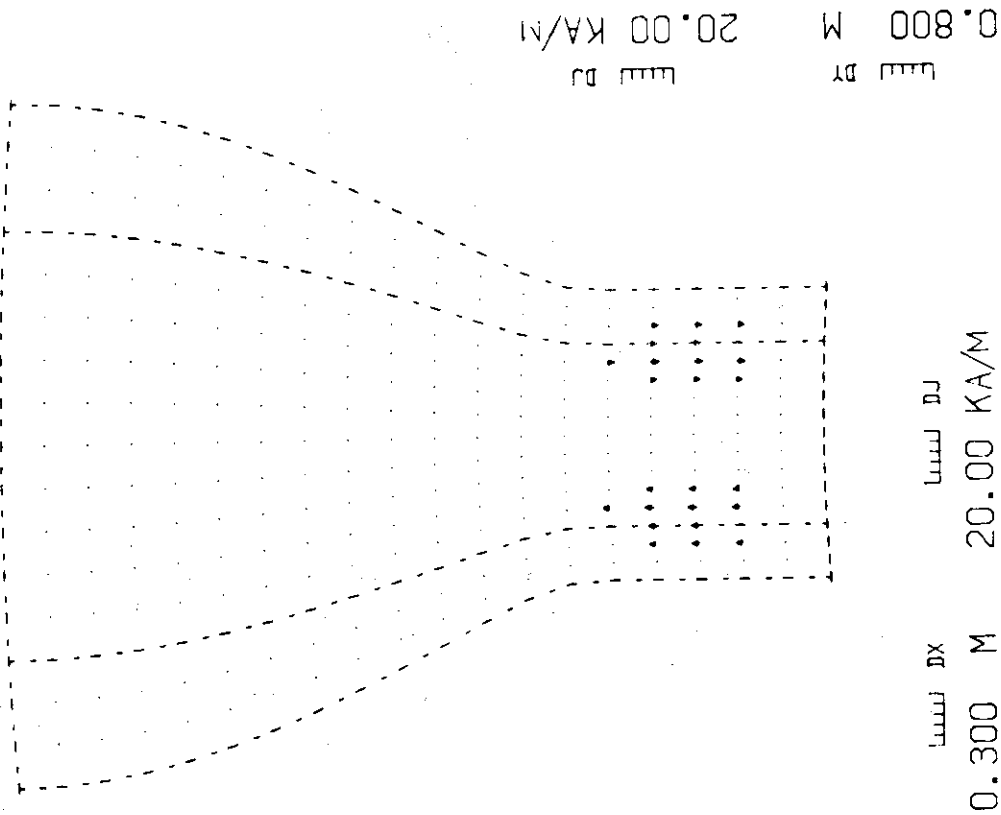


Fig. 3.5.6(2) 真空容器に誘起される渦電流  
(鞍型成分)分布 4ms

Fig. 3.5.6(1) 真空容器に誘起される渦電流  
(鞍型成分)分布 2ms

TIME=8.000 MS

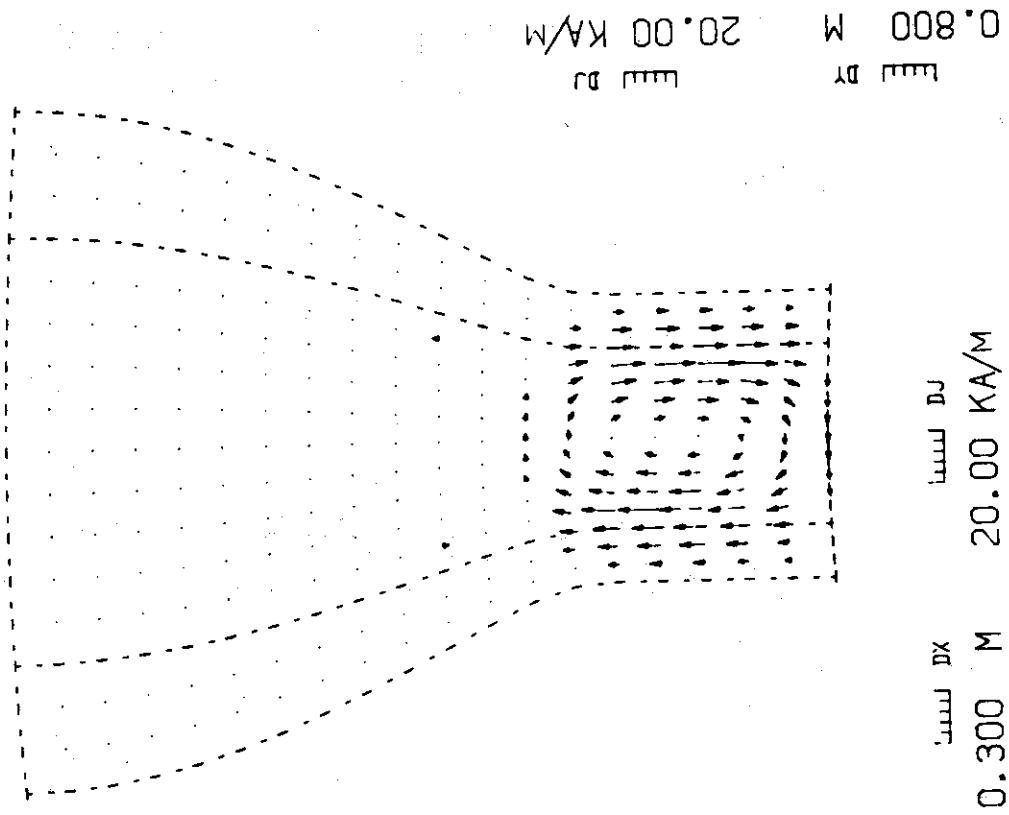


Fig. 3.5.6(4) 真空容器に誘起される渦電流  
(鞍型成分)分布 8ms

TIME=6.000 MS

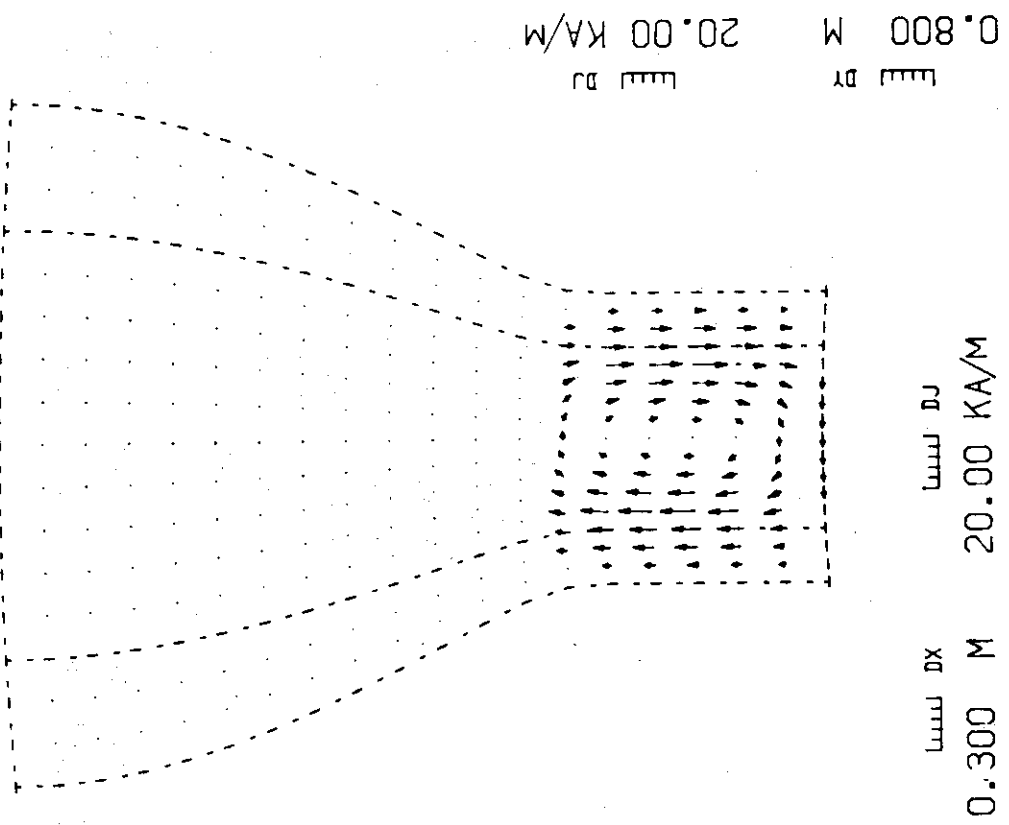
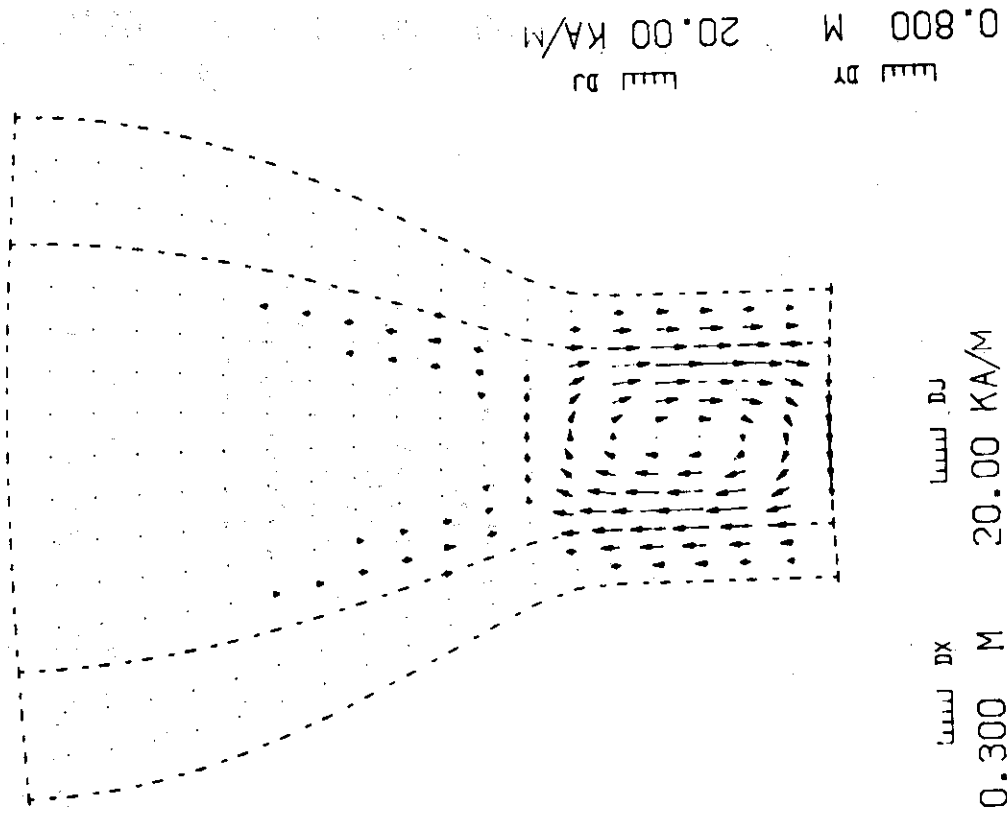


Fig. 3.5.6(3) 真空容器に誘起される渦電流  
(鞍型成分)分布 6ms

TIME=12.00 MS



TIME=10.00 MS

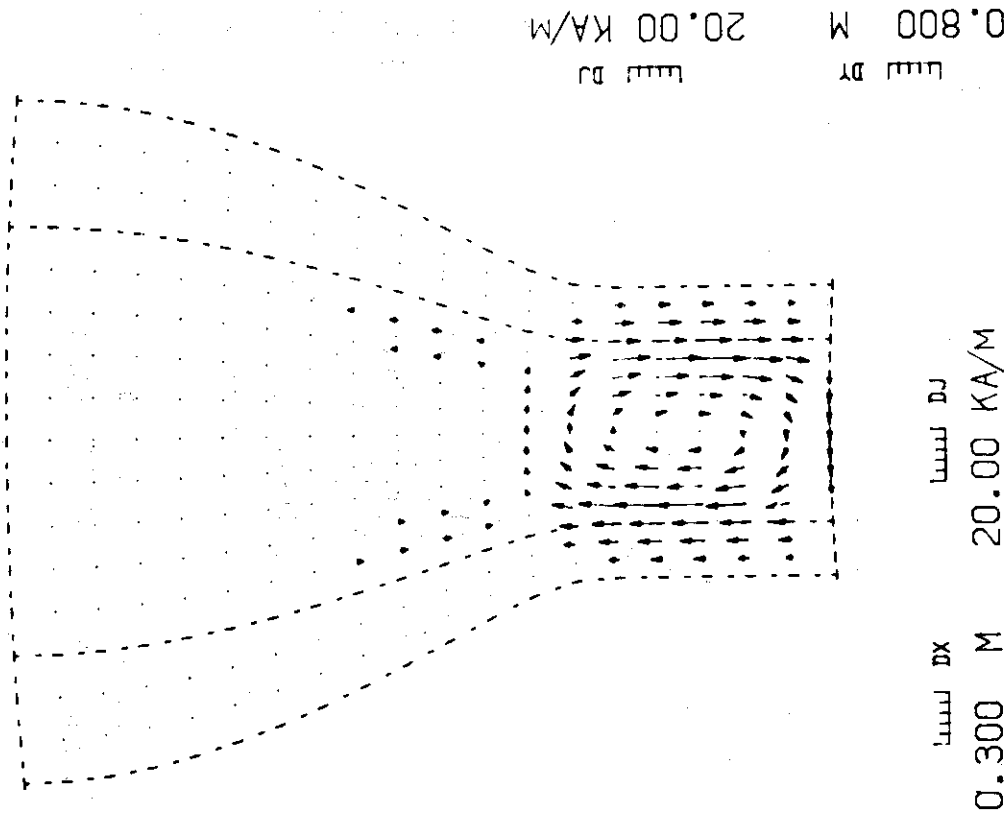


Fig. 3.5.6(6) 真空容器に誘起される渦電流  
(鞍型成分)分布 12ms

Fig. 3.5.6(5) 真空容器に誘起される渦電流  
(鞍型成分)分布 10ms

TIME=14.00 MS

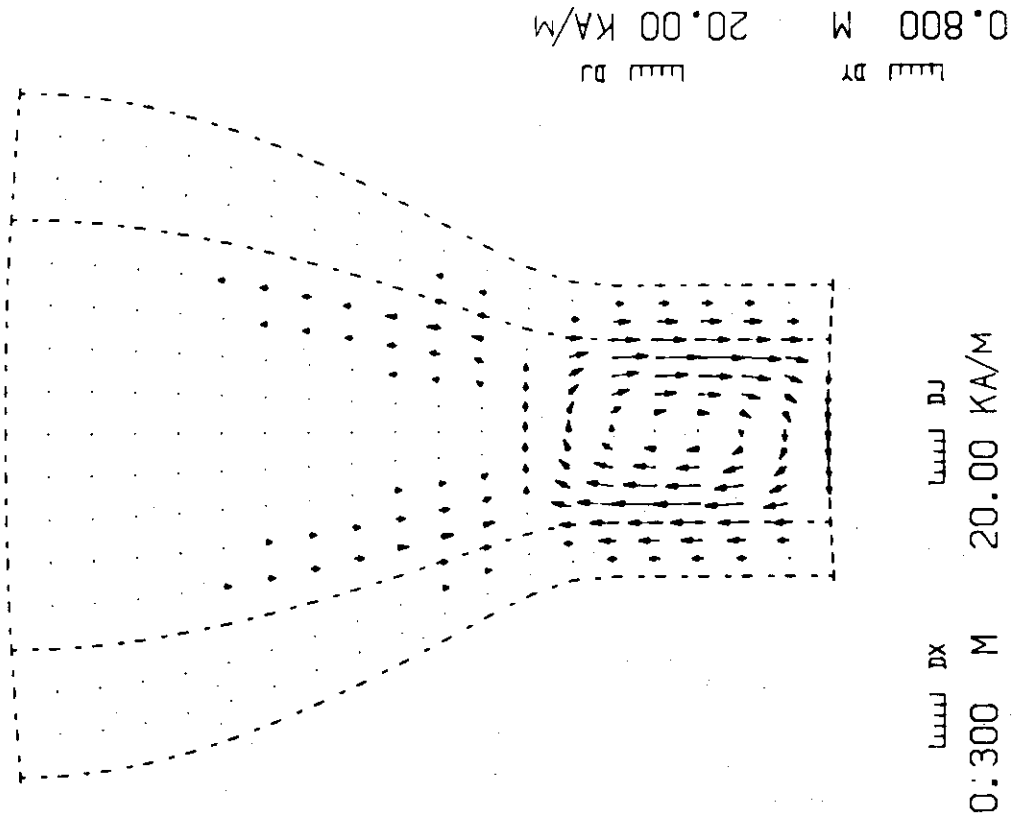


Fig. 3.5.6(7) 真空容器に誘起される渦電流  
(鞍型成分)分布 14ms

TIME=16.00 MS

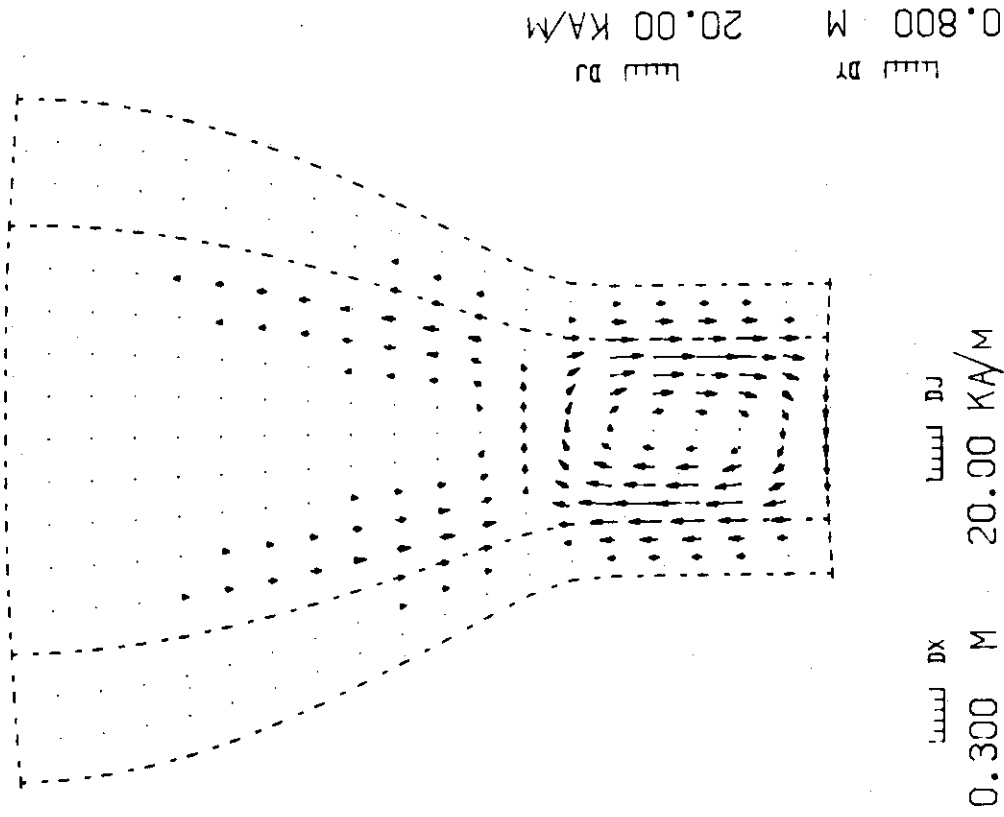


Fig. 3.5.6(8) 真空容器に誘起される渦電流  
(鞍型成分)分布 16ms

### 3.6 位置・断面形状制御の検討

#### 3.6.1 ポロイダル磁場コイルの配置

円形断面トカマクプラズマのMHD平衡を特徴づけるプラズマのパラメータとして

主半径	$R_p$
副半径	$a$
電流	$I_p$
規格化内部インダクタンス	$l_i$
ポロイダル・ベータ	$\beta_p$

が考えられる。これら5個のパラメータで指定されるMHD平衡を得るのに必要な外部ポロイダル磁場 $B_{ex}$ は、導体シェル上に誘起される渦電流または外部コイル電流によって作られる。秒オーダ以上の長時間放電を実現するために、導体シェル上の渦電流によるプラズマのMHD平衡の維持は期待できないため、外部コイルにより $B_{ex}$ を印加する方法を採用する必要がある。 $B_{ex}$ は、平衡の式 $\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ を自由境界問題として解くことにより得られる。円形断面プラズマの平衡パラメータ( $R_p, a, I_p, l_i, \beta_p$ )とその平衡に必要な外部ポロイダル磁場 $B_{ex}$ は、アスペクト比 $R_p/a$ が大きい場合は解析的に求まる<sup>9)</sup>。すなわち、赤道面での $B_{ex}$ のz方向成分 $B_z(R)$ は、

$$B_z(R) = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_p} \left[ \ln \frac{8R_p}{a} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} - \frac{R-R_p}{R_p} \left( \frac{3}{4} \ln \frac{8R_p}{a} - \frac{17}{16} \right) \right] \quad (3.6.1)$$

である。外部磁場 $B_{ex}$ を特徴づけるパラメータとして、通常次の2つの量が考えられる。

プラズマ断面中心 ( $R=R_p, z=0$ ) で $B_{ex}$ のz方向成分  $B_v$

プラズマ断面中心 ( $R=R_p, z=0$ ) での $B_{ex}$ の曲率指数  $n$

ただし、

$$n = - \frac{R}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial R} \Big|_{R=R_p}$$

であり、式(3.6.1)を用いると

$$B_v = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R_p} \left[ \ln \frac{8R_p}{a} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right] \quad (3.6.2)$$

$$n = \left[ \frac{3}{4} \ln \frac{8R_p}{a} - \frac{17}{16} \right] / \left[ \ln \frac{8R_p}{a} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right] \quad (3.6.3)$$

となる。ポロイダル磁場コイル設計の観点からは、平衡磁場をn-indexで特徴づけるのではなく、多重極磁場展開したときの各成分の大きさで特徴づけるのが便利である。すなわち、平衡磁場 $B_z(R)$ を

$$B_z(R) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m \left[ (R-R_p)/a \right]^m \quad (3.6.4)$$

で表わし、 $B_m$  ( $m=0, 1, 2, \dots, \infty$ ) で特徴づける。式(3.6.1)で表わされる円形断面に必要な平衡磁場を多重極磁場展開したときの各成分の大きさは、

$$B_0 = \frac{\mu_0 I_P}{4\pi R_P} \left[ \ln \frac{8R_P}{a} + \beta_p + \frac{l_i}{2} - \frac{3}{2} \right] \quad (3.6.5)$$

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_P}{4\pi R_P} \left[ \frac{3}{4} \ln \frac{8R_P}{a} - \frac{17}{16} \right] \cdot \frac{a}{R_P} \quad (3.6.6)$$

であり、一様垂直磁場成分  $B_0$  および四重極磁場成分  $B_1$  から成っている。

実験炉のプラズマのパラメータは

$$R_P = 6.75 \text{ m}$$

$$a = 1.5 \text{ m}$$

$$I_P = 4.4 \text{ MA}$$

$$l_i = 1.0 \quad (\text{プラズマ電流分布—放物分布})$$

$$\beta_p = 2.2$$

である。したがって、式(3.6.5)および(3.6.6)から、実験炉に必要な平衡磁場の一様垂直磁場成分およびプラズマ中心に零点を持つ四重極磁場成分の大きさは

$$\begin{aligned} B_0 &= 0.3118 \text{ T} \\ B_1 &= -0.0235 \text{ T} \end{aligned} \quad (3.6.7)$$

である。

ポロイダル磁場コイル設計に際しては、式(3.6.2)および(3.6.3)から、プラズマの内部パラメータ ( $l_i$ ,  $\beta_p$ ) の変化に応じて平衡に必要な  $B_v$  および  $n$ -index が変化するため、一様垂直磁場および四重極磁場を単独に変化できるコイルシステムにする必要がある。式(3.6.7)を満たす一様垂直磁場および四重極磁場を印加するのに必要な外部ポロイダル磁場コイルの起磁力を評価する。仮想シェルとして、ポロイダル磁場コイルを配置する周路  $C$  を設け、所要のポロイダル磁場分布を発生する周路  $C$  (仮想シェル) 上の電流分布  $i(\ell)$  を求める。基礎方程式<sup>10)</sup>は、

$$\int_C [b_\tau(\ell, \ell') i(\ell') - b_\tau(\ell', \ell) i(\ell)] d\ell' = B_\tau(\ell) \quad (3.6.8)$$

である。ここで、 $b_\tau(\ell, \ell')$  は点  $\ell'$  にある単位線電流が点  $\ell$  に作る磁場の (周路  $C$  に対する) 接線成分であり、 $B_\tau(\ell)$  は所要のポロイダル磁場 (一様垂直磁場や四重極磁場など) の接線成分である。式(3.6.8)は  $i(\ell)$  に関する Fredholm の第二種積分方程式であり、数値計算により電流分布  $i(\ell)$  が求まり、所要のポロイダル磁場を発生するのに必要な起磁力の評価ができる。

仮想シェルとして、Fig. 3.6.1に示したように、トロイダル磁場コイルの外側に周路  $C_1$ 、トロイダル磁場コイルの内側に周路  $C_2$  を設け、ポロイダル磁場コイルをトロイダル磁場コイルの外側に配置した場合と内側に配置した場合での起磁力の比較をする。式(3.6.7)に示した、一様垂直磁場および四重極磁場を発生するのに必要な仮想シェル上の電流密度分布を Fig. 3.6.2および Fig. 3.6.3に示した。Fig. 3.6.4および Fig. 3.6.5は、電流密度分布を周路に沿って積分した量であり、必要な起磁力を示す。一様垂直磁場および四重極磁場を発生するのに必要な起磁力を、ポロイダル磁場コイルをトロイダル磁場コイルの外側に配置した場合と内側に配置した場合についてまとめたのが Table 3.6.1である。一様垂直磁場の場合は、外側配置では内側配置の2倍弱の起磁力が必要であり、四重極磁場の場合は4倍の起磁力が必要である。

平衡磁場を発生するのに必要な起磁力は、JT-60のように機能別のコイルシステムにすると、外側配置の場合が23.9MAT、内側配置の場合が10.9MATである。一つのコイルで一様垂直磁場と4重極磁場とを発生させるいわゆるハイブリッドコイル方式にすると、外側配置の場合で19.8MAT、内側配置の場合で9.6MAT必要であり、機能別型のコイルシステムの場合より約1割強起磁力は少なくてすむ。平衡磁場を発生するのに必要な起磁力を、内側配置の場合と外側配置の場合で比較すると、ポロイダル磁場コイルシステムの機能別型、ハイブリッド型に関係なく2倍になる程度である。したがって、装置の分解・組立ての容易さを犠牲にしてまでトロイダル磁場コイルの内側にポロイダル磁場コイルを配置する必要はないと考えられる。

### 3.6.2 真空容器の集中定数

真空容器は、プラズマに近接し、しかもトーラス方向に一周する導体であるため、真空容器上に誘起される渦電流がプラズマ挙動や制御特性に及ぼす影響を定量的に把握する必要がある。真空容器は電気回路として分布定数系であるが、制御特性等を検討するためには、真空容器の集中定数化が必要である。(ここでは、3.5節に述べた渦電流解析モデルに基づき真空容器の集中定数をもとめる。)真空容器に誘起される渦電流 $J$ を、トロイダル方向にのみ流れる成分といわゆる非軸対称成分である鞍型電流とに分解し、トロイダル方向にのみ流れる成分も一様な成分、 $\cos \theta$ 依存性を持つ成分およびそれ以外の成分の3成分に分解する。

$$J = J_1 + J_2 + J_3 + J_4 \quad (3.6.9)$$

ここで、 $J_1, J_2, J_3$ はトーラス方向成分のみの電流であり、 $J_1$ は一様成分( $I_1$ )、 $J_2$ は $\cos \theta$ 依存性を持つ成分( $I_2$ )、 $J_3$ はそれ以外の成分( $I_3$ )であり、 $J_4$ は型成分( $I_4$ )である。渦電流の集中定数は、エネルギーの関係式から求めることができる。

$$M_{ij} = \frac{1}{I_i I_j} \int A_i \cdot J_j \, dv \quad (3.6.10)$$

$$R_{ij} = \frac{1}{I_i I_j} \int \frac{1}{\sigma} J_i \cdot J_j \, dv \quad (3.6.11)$$

真空容器上の渦電流挙動を数値解析することによって求めた渦電流の集中定数をTable 3.6.2にまとめた。位置断面形状制御にとって重要な垂直磁場コイルとの電磁的な結合係数は、 $I_1, I_2, I_3, I_4$ に対しそれぞれ、0.332, 0.304, 0.017, 0.062である。トーラス方向に依存性を持たない $I_1, I_2, I_3$ に対しては、プラズマの温度が十分高温になり、真空容器の一周抵抗(0.5 m $\Omega$ )より十分低くなっていけば、渦電流の影響は小さい。位置断面形状制御にとって影響が大きいと考えられる垂直磁場コイルと鞍型電流成分 $I_4$ との電磁的結合係数も0.062と小さく、大きな影響はないと判断できる。



Table 3.6.1 制御用コイルに必要な起磁力  
(上半分の値)

		起 磁 力 ( M A T )	
		トロイダル磁場コイルの外側	トロイダル磁場コイルの内側
一 様 垂 直 磁 場	$V_1^+$	3.82	2.20
	$V_1^-$	-3.82	-2.20
	計	7.64	4.40
四 重 極 磁 場	$Q_1^-$	-0.54	-0.18
	$Q_2^+$	2.15	0.52
	$Q_3^-$	-1.61	-0.34
	計	4.30	1.04
計	機能別型	11.94	5.44
	ハイブリッド型	9.91	4.80

Table 3.6.2 真空容器のインダクタンス

	プラズマ	垂直磁場コイル*	真空容器の渦電流			
	$I_P$	$I_v$	$I_1$	$I_2$	$I_3$	$I_4$
$I_P$	$1.555 \times 10^{-5}$	$-2.274 \times 10^{-5}$	$6.826 \times 10^{-6}$	$5.246 \times 10^{-6}$	$1.701 \times 10^{-7}$	$1.475 \times 10^{-6}$
$I_v$	0.2058	$7.853 \times 10^{-4}$	$-2.801 \times 10^{-5}$	$-4.553 \times 10^{-5}$	$2.298 \times 10^{-6}$	$1.290 \times 10^{-5}$
$I_1$	0.5749	0.3320	$9.066 \times 10^{-6}$	$9.486 \times 10^{-6}$	$6.182 \times 10^{-6}$	$8.593 \times 10^{-7}$
$I_2$	0.2491	0.3042	0.5898	$2.853 \times 10^{-5}$	$2.065 \times 10^{-5}$	$2.885 \times 10^{-6}$
$I_3$	0.0091	0.0173	0.4334	0.8161	$2.244 \times 10^{-5}$	$5.690 \times 10^{-6}$
$I_4$	0.0501	0.0617	0.0382	0.0724	0.1610	$5.567 \times 10^{-5}$

\* 垂直磁場コイルの全巻数を12とした場合の値

インダクタンス  
(H)  
結合係数

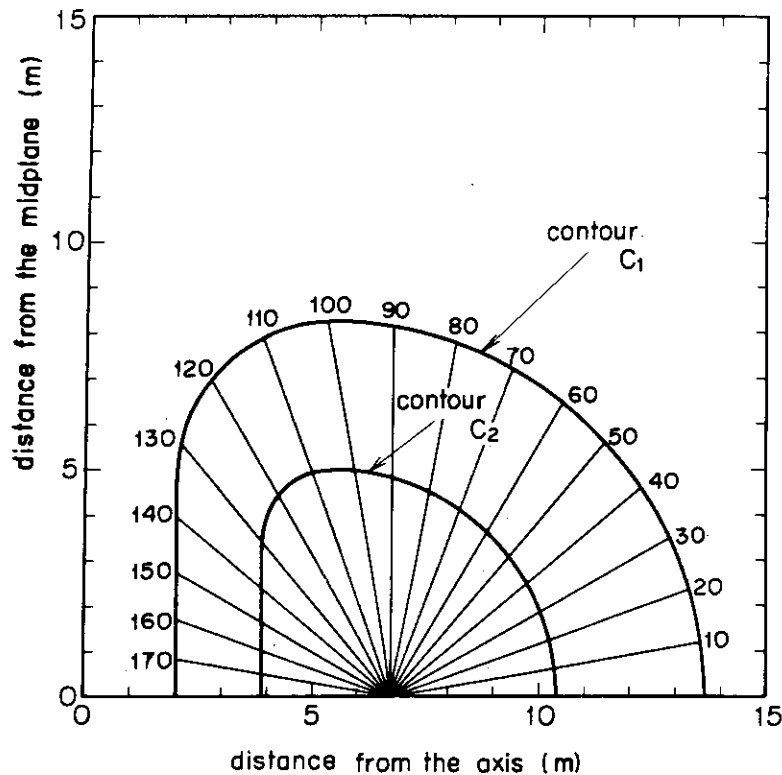


Fig. 3.6.1 ポロイダル磁場コイルを配置する周路  $C_1$  および  $C_2$

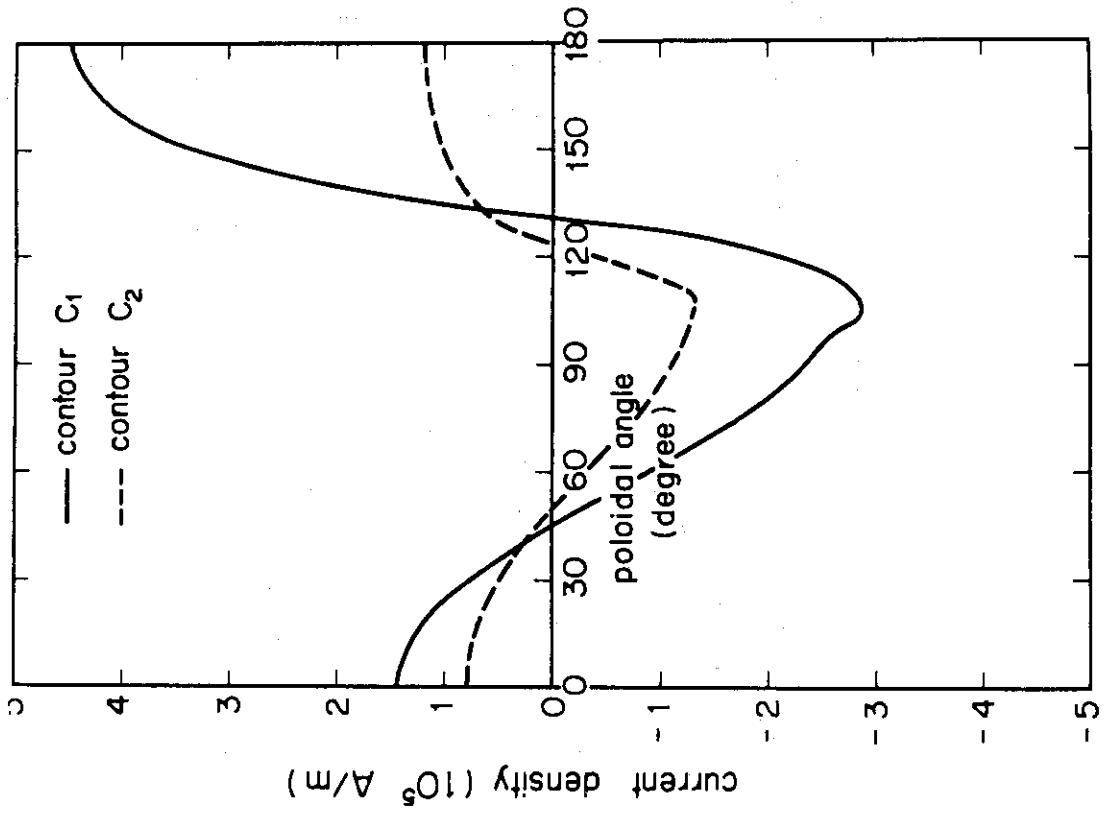


Fig. 3.6.3 4重極磁場を作る電流密度分布

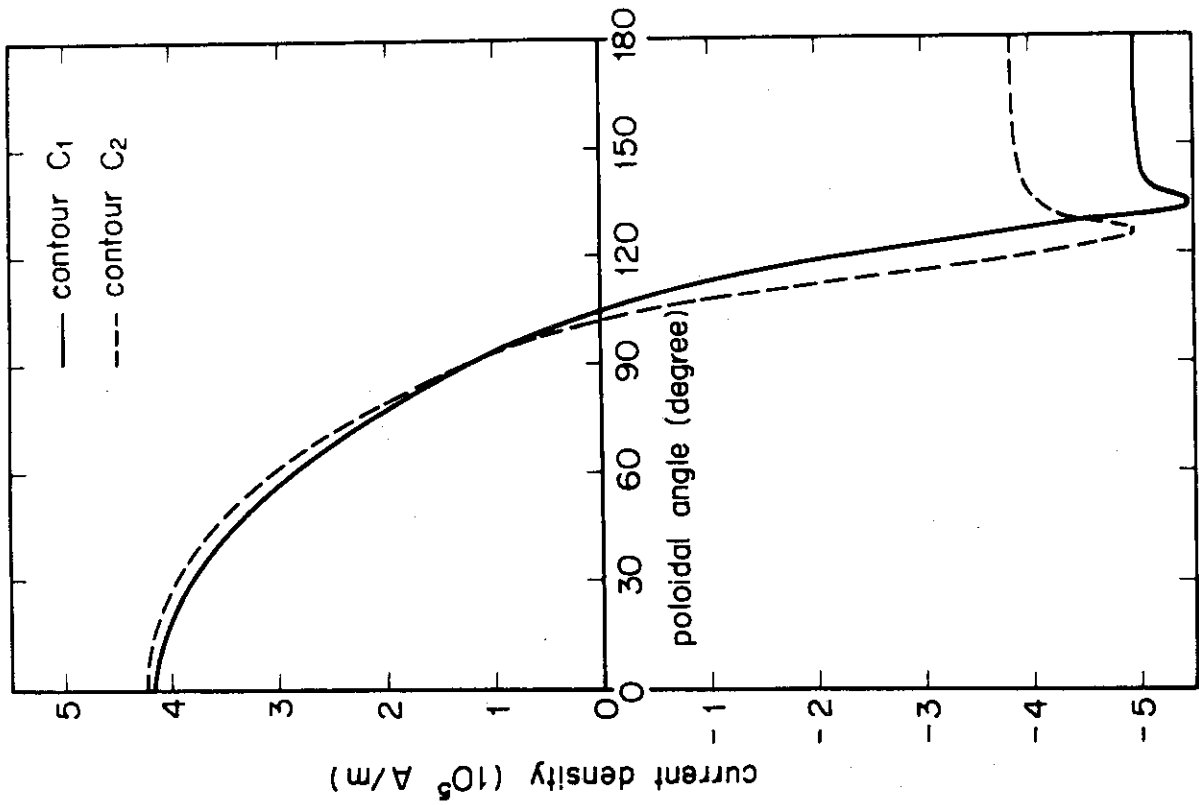


Fig. 3.6.2 一様垂直磁場を作る電流密度分布

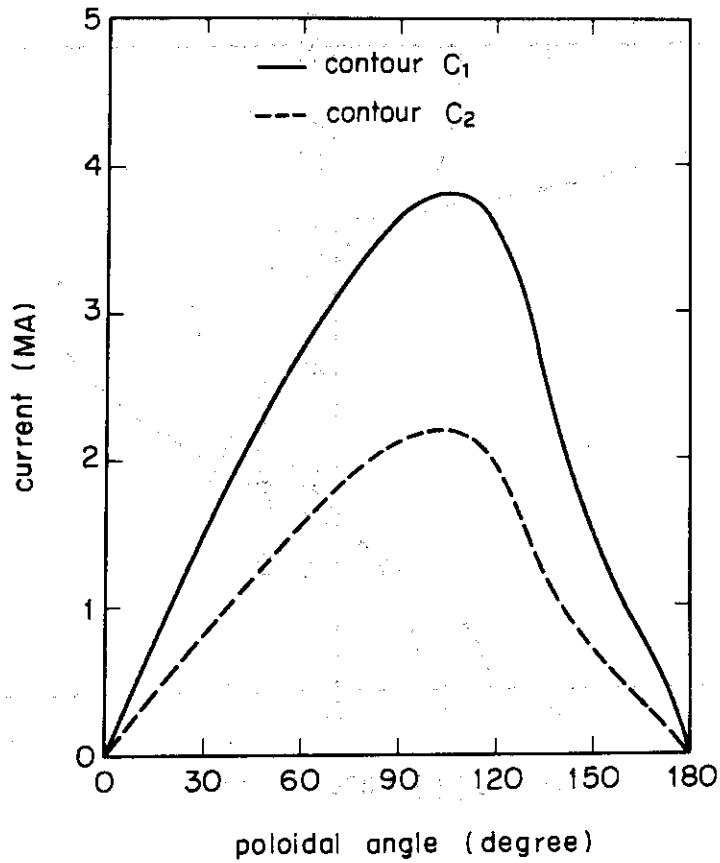


Fig. 3.6.4 一様垂直磁場を作る電流密度分布の周積分量

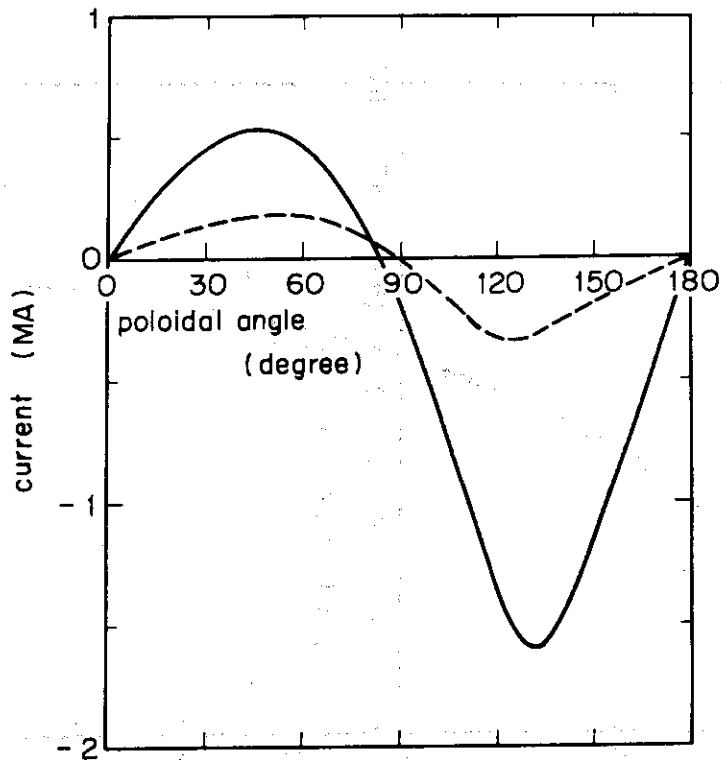


Fig. 3.6.5 4重極磁場を作る電流密度分布の周積分量

### 3.7 ま と め

核融合実験炉の出力制御系の構成を線形制御の設計法を用いて検討した。

核融合実験炉は温度変動による熱的不安定のために、開ループ制御特性は不安定な系である。核融合出力のフィードバックによる古典的な制御系設計では、このような不安定の解消は困難であることがわかった。そこで、温度変動の応答特性を積極的に制御するために、多変数フィードバックによる制御系を取り入れることにし、電子温度、核融合出力フィードバックによるカスケード制御系の制御特性を検討した。更に温度フィードバック、出力フィードバックが独立した重ループ制御系の制御特性を検討した。このときの入力となるのはNBI入射量およびガス注入率である。

多変数フィードバック制御の検討結果から

- (1) 多変数フィードバックによって、安定な出力制御系が構成できること、
- (2) NBI、ガス注入は独立に制御系が構成できる可能性をもつこと、

が分った。

さらに、検出器および入力の操作器の時間遅れがどの程度許容されるかを安定性の面から検討した。その結果検出器遅れが100ms程度の場合にも操作器の遅れは1s程度許容され、実機適用の際に検出器、操作器の遅れが大きな問題とならないと考えることができる。

また多変数フィードバック制御を最大限に活用した制御系として状態フィードバックによる最適制御の適用について検討した。シミュレーションにより適用効果は今後明らかにされる。

今回は核融合実験炉の制御目的を核融合出力に限定したが、燃料注入時のプラズマパラメータ変動を考えると、プラズマ位置制御も同時に行う必要がある。この予備的検討として真空容器の渦電流挙動をプラズマ電流が急激に消滅する場合について検討した。この結果、厚肉部内で還流する鞍型成分は、誘起される電流値も時定数も短かいため位値制御に及ぼす影響が小さいことが分った。また、ポロイダル磁場コイルの配置および制御のために必要な起磁力の検討をおこなった。

以上述べてきた検討は、現時点の設計値をもとにしたものであり、今後、核融合実験炉の設計が進むと共に、制御系設計をハードウェアおよびソフトウェアの両面から詳細に検討する必要がある。また、今回の検討では、核融合炉の基本的な問題である熱的不安定性を抑え、融合出力を制御できることの可能性を調べることにしたが、上に述べたプラズマ位置制御と出力制御の協調を計る制御方式の開発が重大な課題になると考えられ、最適制御方式の開発と併せて今後十分検討が必要である。

## 4. データ処理系の検討

核融合実験炉のデータ処理系を構成するうえで重要なことは、実験炉は動力実験炉の性格をもち、いわゆるプラズマ実験装置とは異なることである。したがって、データ処理容量をできるだけ抑え、処理装置の構成が複雑化することを避け、アベイラビリティの向上を旨としたものでなくてはならない。データ処理系は大別すると、出力制御等の実時間制御を目的とするものと、炉の安全・保護を目的とするものと、炉内の温度分布等の計測・モニタを目的とするものとが考えられる。これらの目的に合致したデータ処理系の構成を考慮する必要がある。

核融合実験炉プラントとしてみると、炉を始めとして、電源系、冷却系、燃料抽出・回収系等にそれぞれ、制御・保護・モニターの機能が必要であり、データ処理系の構成もこれら各設備の機能を考慮したものでなくてはならない。しかし、今回は実験炉のデータ処理系を検討する第1段階であること、及び、現状では各設備の構成計測項目も十分把握できないこと等から、データ処理系の検討を、炉を中心としたプラズマ関連項目を対象にした。したがって、データ処理系のシステム構成は、炉プラント全体としてながめて再検討が必要になるものであり、今回の検討は概念的なものにすぎない。

### 4.1 データ処理項目

プラズマ関連の計測項目は第2章で述べた。それら計測項目は主として計測量が物理量に対応するものであり、データ処理として必要となるのは生データの収集、単一パラメータ（物理量）の算出、生データおよび物理量の転送等である。算出された物理量は必要に応じて、2次処理されてエネルギー閉じ込め時間等の複合パラメータの算出に用いられる。

これらの処理項目およびデータの使用目的、必要なサンプル数、処理容量等を表4.1.1に示す。表中に於て、使用目的を示す項目でCは制御用、Mはモニター用、Pは安全・保護用に対応する。

核融合出力や、プラズマ位置制御のようなオンラインのフィードバック制御に用いるデータは、実時間で離散化し、デジタル量として制御演算を行うデータ処理方式を取るものとする。この場合、前章の第3.2.2項で述べたように、たとえば、電子温度計測の際の時定数が $\sim 200$  msの場合には、炉を安定に制御するためにNBIの操作に要求される時間的制約に比較的余裕がある。これは、別の観点からみると、制御のために用いるデータのサンプル時間が $100 \sim 200$  msとなった場合でも、十分制御が行えることを示していると考えられる。そこで制御のために必要なサンプル時間を $50$  msと安全側に設定した。

放電接続時間を $100$  sとすると1項目当たり、1計測データが対応する場合でも、放電当りのデータ容量は $2$  kWとなる。実際は複数の計測データの加工やソフトウェア処理を考慮すると、1項目当たり約 $10$  kW程度のデータ処理容量が必要と考えられる。

モニターに用いられるデータは、プラズマ制御動特性の検証に必要なパラメータや、電子密

度分布や温度密度分布の算出に用いられるものであり、一部は放電中に記憶され、非実時間で処理される。また炉の安全・保護のために用いられるデータは実時間でサンプルされ、保護のためのインターロックや安全システムに転送されることになる。

表 4.1.2 は一次処理によって得られた単一パラメータの物理量が2次処理されて物理量となる複合パラメータを示したものである。これらは放電中は一時記憶された生データや、一次処理されたデータをもとに、非実時間で物理量に変換される。このデータは、プラズマの制御特性の検証のために必要に応じて取り出されるものであり、全てモニター用と考えられる。複合処理のための方式は今後明らかにする必要があり、現時点で複合パラメータのデータ処理に必要なデータ処理容量を推定することは困難である。

Table 4.1.1 データ処理項目(単一パラメータ)

No	データ処理項目	使用目的			2次処理系で使用	備考
		C	M	P		
1	プラズマ電流( $I_p$ )	×	×		○	
2	一周電圧	×	×	×		
3	プラズマ圧力		×			
4	電子密度( $n_e(r)$ )	×	×	×	○	
5	イオン密度( $n_i(r)$ )	×	×	×	○	
6	電子温度( $T_e(r)$ )	×	×	×	○	
7	イオン温度( $T_i(r)$ )	×	×	×	○	
8	核融合出力	×	×	×		
9	プラズマ位置( $R_p$ )	×	×		○	
10	プラズマ形状		×			
11	垂直磁場コイル電流	×		×		
12	電圧	×		×		
13	空心変流器コイル電流	×		×		
14	電圧	×		×		
15	水平磁場コイル電流	×		×		
16	電圧	×		×		
17	トロイダル磁場コイル電流		×	×		

(注) C 制御用

M モニタ用

P 保護用



Table 4.1.2 データ処理項目(複合パラメータ)

No	データ処理項目	使用目的			入力パラメータ		備考
		C	M	P	単一	複合	
1	電流密度 ( $j(r)$ )		×		$\frac{I_p}{T_e}(r)$		
2	ポロイダル磁気フラクス ( $B_p(r)$ )		×			$j(r)$	
3	安全係数 ( $q(r)$ )		×		$R_p$	$B_p(r)$	
4	内部インダクタンス ( $\mathcal{L}_i$ )		×			$B_p(r)$	
5	不純物密度 ( $n_M^2(r)$ )		×		$\frac{n_e}{T_e}(r)$		
6	実効荷電数 ( $Z_{eff}(r)$ )		×		$n_e(r)$	$n_M^2(r)$	
7	輻射損失 ( $P_e(r)$ )		×		$\frac{T_e}{n_e}(r)$	$n_M^2(r)$	
8	電子-イオン交換エネルギー ( $P_{ei}(r)$ )		×		$\frac{n_e}{T_e}(r)$ $n_i(r), T_i(r)$		
9	粒子閉じ込め時間 ( $\tau_p(r)$ )		×		$\frac{n_e}{T_e}(r)$		
10	電子エネルギー閉じ込め時間 ( $\tau_E^e(r)$ )		×			$P_Q(r)$ $P_{ei}(r)$ $W_e(r)$	
11	イオンエネルギー閉じ込め時間 ( $\tau_E^i(r)$ )		×			$W_i(r)$ $P_{ei}(r)$	
12	ポロイダルベータ値 ( $\beta_p$ )		×			$W_e(r)$ $W_i(r)$ $I_p$	
13	ジュール加熱パワー ( $P_Q(r)$ )		×		$T_e(r)$	$j(r)$ $Z_{eff}(r)$	
14	電子圧力 ( $W_e(r)$ )		×		$\frac{N_e}{T_e}(r)$		
15	イオン圧力 ( $W_i(r)$ )		×		$\frac{n_i}{T_i}(r)$		

(注) C 制御用  
M モニタ用  
P 保護用

## 4.2 データ処理システムの検討

核融合炉の制御系とデータ処理系は一体として設計されるべきものであり、データ処理系から転送されるデータをもとに、制御系では制御のための演算を行うことになる。Fig. 4.2.1は制御系とデータ処理系の構成を示した概念図である。

データ処理系の機能を大別するとデータの変換・収録とデータの演算処理である。演算処理も第4.1節で述べたように放電中に処理が必要なものと放電休止中に処理できるものがあり、計算機システムを構成や計算機の記憶容量の決定の際の大きな因子となる。

一方データ処理系を構成するハードウェアの面に目を向けると、通常多く用いられている計測システム用標準インタフェースCAMACは、 $\mu$ -コンピュータの進歩と相まって、A/D変換や記憶機能、データ転送機能等が今後一段と改良されることが予想され、計算機との結合も更に容易に行えるようになると考えられる。そこで、データ処理系の構成を、標準型インターフェイスCAMACを用いた計算機システムとして、概念図をFig. 4.2.2に示した。

計測器より取り込まれたアナログデータは計測器側のCAMACクレートに取り込まれ、A/D変換モジュールによって離散化され、必要に応じて平滑化等の前処理が行われる。計測器側のCAMACクレートと計測機側のCAMACクレート間は、制御用信号及び安全・保護システムへの信号に雑音が混入することを回避するために光ファイバ伝送方式とする。計算機側のCAMACクレートではバッファメモリーモジュールがあり、受け取ったデータをバッファメモリーし、同時にバッファメモリー内のデータは計算機のDISKに移される。これはデータ処理項目でモニター用としていたデータに関する処理であり、制御用データはCAMACクレートから制御用計算機に実時間で取り込まれ、制御計算機で単一パラメータの物理量変換、実時間制御のための演算が行われる。これらの処理時間を約50ms~100ms内に抑えるために、アレイ・プロセッサ方式を採用し、演算処理能力を向上させる。

制御用計算機で一次処理されたデータは放電終了後CAMACクレートを介在させて、汎用計算機に取り込まれる。汎用計算機は放電終了後の複合データ処理や処理データのファイリングの機能を持つものであるが、必要に応じて炉の制御特性の検証や制御系の設計を行うことができる。このためデータ処理用の汎用計算機は、制御用計算機の上位を占める階層計算機構成を取るものとする。

計算機側のCAMACクレートはさらに保護システムへの実時間伝送を行う。また中央コンソールはCAMACクレートを介在させて、計算機と結合し、本データ処理系と制御系の計算機システムを統括することができる。

以上述べてきたデータ処理系は、概念的な検討にすぎず、今後、プラズマ関連以外の設備も考慮して処理内容、処理容量を把握し実験炉プラント全体としてのデータ処理系を検討しなくてはならない。

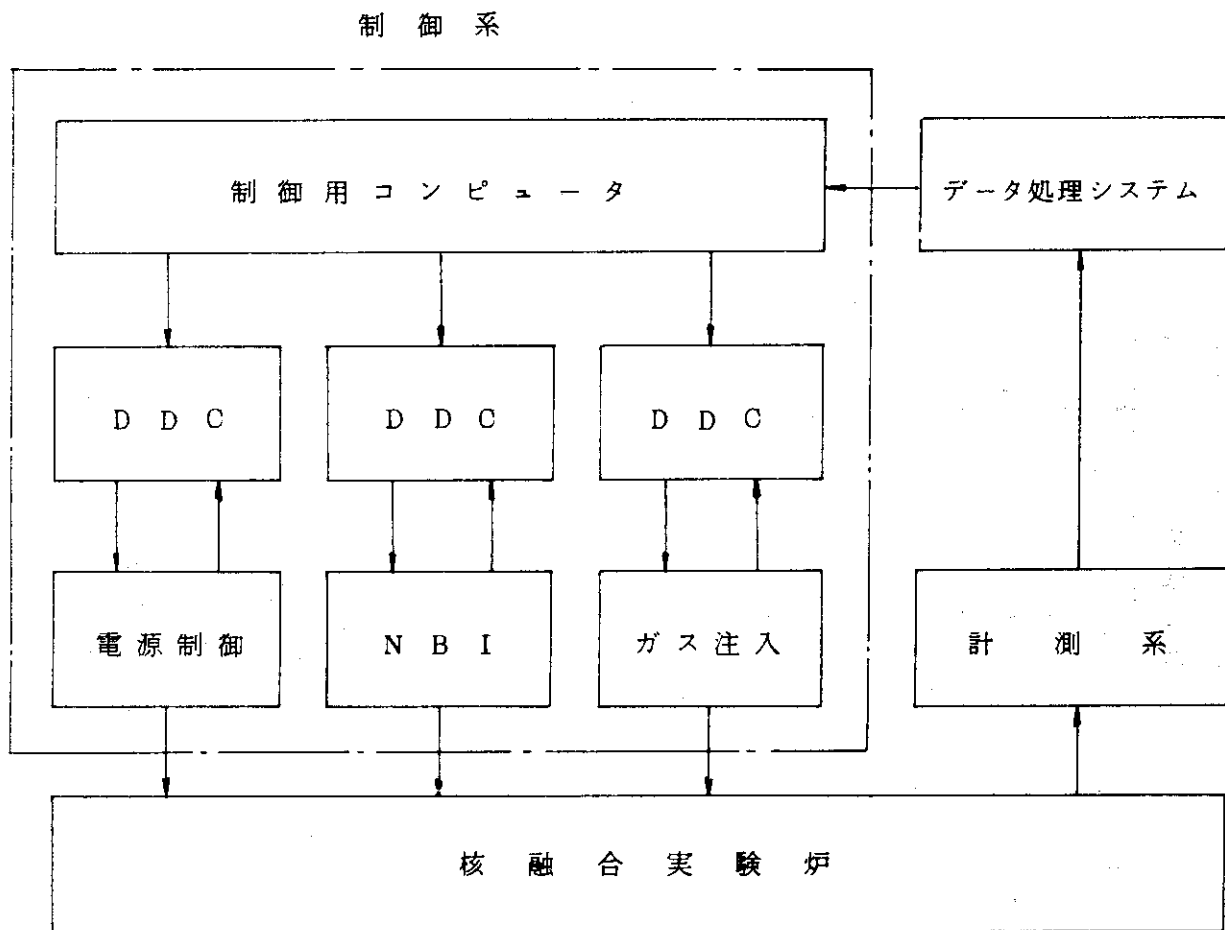


Fig. 4.2.1 データ処理系と制御系の構成

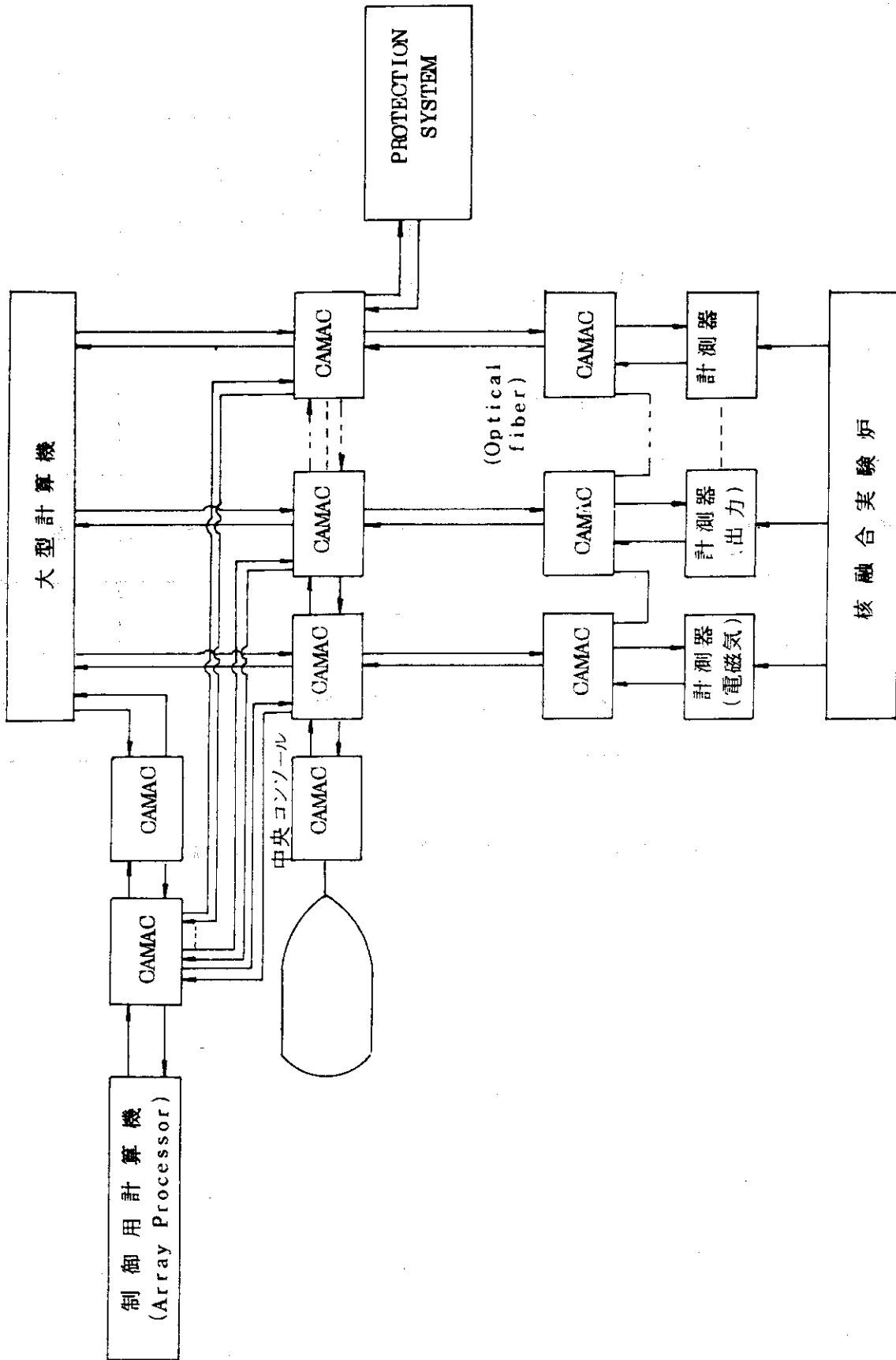


Fig. 4.2.2 データ処理系の構成

### 4.3 ま と め

核融合実験炉のデータ処理系の概念的な検討を

- (1) データ処理項目, 処理内容, 処理容量
- (2) システムの構成法

の面から行った。本検討はプラズマ関連データに限定しているため, 計算機の容量や処理速度について言及していない。今後核融合実験炉全体のデータ処理系を検討することが必要である。

今後検討を要する事項として

- (1) 計測点数の把握
- (2) 処理方法の具体化
- (3) 計算機システムのあり方(事故時対策を考慮した)。
- (4) 計算機の規模
- (5) 運転コンソールとマンマシンシステムの考え方
- (6) 保護システム
- (7) タイミングシステム

が挙げられる。

## 5. 結 言

核融合実験炉計測・制御系の機能および構成について検討し、技術上の問題点および今後の研究開発項目を摘出した。核融合炉実現のうえでは、プラズマ特性、装置本体等にいまだ不明の点が多々あり、また、今回の委託研究期間の時間的制約もあって、未検討あるいは検討不足の点もあるが、概念についてはかなり明確になってきたと考える。今後、これをもとに更に検討を重ね、設計概念を明確化すると共に、摘出された研究開発項目を具体的に実施し解決して行きたい。

## 6. 参 考 文 献

- 1) 日本原子力研究所炉設計研究室：核融合実験炉第一次予備設計報告書 JAERI-M 7300(1977)
- 2) 日本原子力研究所：臨界プラズマ試験装置詳細設計仕様書(1976)
- 3) "Tokamak Fusion Test Reactor", PPPL-1475(1978)
- 4) "The JET Project Scientific and Technical Development 1976 (EUR 5791e, 1977)
- 5) E. W. J. Mitchell and E. G. S. Paige, Phil. Mag. 46 1353(1955)
- 6) Mills, R. G., LA-4250(1969)
- 7) Ohta, M., Yamato, H. and Mori, S.,  
Proc. 4th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear  
Fusion Research, Madison, 1971, Vol. III, 423 (IAEA, Vienna, 1972)
- 8) 真木絃一, 大和春海, 東稔達三：JAERI-M 6876
- 9) Mukhovatov, V. S., Shafranov, V. D. : Nucl. Fusion Vol. II, 605(1971)
- 10) 小林朋文, 田村早苗, 谷啓二：JAERI-M 5898(1974)

## 5. 結 言

核融合実験炉計測・制御系の機能および構成について検討し、技術上の問題点および今後の研究開発項目を摘出した。核融合炉実現のうえでは、プラズマ特性、装置本体等にいまだ不明の点が多々あり、また、今回の委託研究期間の時間的制約もあって、未検討あるいは検討不足の点もあるが、概念についてはかなり明確になってきたと考える。今後、これをもとに更に検討を重ね、設計概念を明確化すると共に、摘出された研究開発項目を具体的に実施し解決して行きたい。

## 6. 参 考 文 献

- 1) 日本原子力研究所炉設計研究室：核融合実験炉第一次予備設計報告書 JAERI-M 7300(1977)
- 2) 日本原子力研究所：臨界プラズマ試験装置詳細設計仕様書(1976)
- 3) "Tokamak Fusion Test Reactor", PPPL-1475(1978)
- 4) "The JET Project Scientific and Technical Development 1976 (EUR 5791e, 1977)
- 5) E. W. J. Mitchell and E. G. S. Paige, Phil. Mag. 46 1353(1955)
- 6) Mills, R. G., LA-4250(1969)
- 7) Ohta, M., Yamato, H. and Mori, S,  
Proc. 4th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear  
Fusion Research, Madison, 1971, Vol. III, 423 (IAEA, Vienna, 1972)
- 8) 真木紘一, 大和春海, 東稔達三: JAERI-M 6876
- 9) Mukhovatov, V. S., Shafranov, V. D.: Nucl. Fusion Vol. II, 605(1971)
- 10) 小林朋文, 田村早苗, 谷啓二: JAERI-M 5898(1974)

## 7. 補足資料… 一点近似プラズマ拡散モデル

プラズマの動特性を検討するための計算モデルを説明する。用いたモデルは、空間依存性のない時間依存性を考慮した拡散モデルであり、つぎのような近似および仮定に基づいたものである。

- (1) 入射粒子とプラズマ中の粒子との核融合反応を無視する。
- (2) 入射パワーは、加熱に100%有効に用いられるものとする。
- (3) 融合反応で発生した $\alpha$ 粒子は、熱化されるまでプラズマ内に完全に閉じ込められていて、そのエネルギー(=3.52MeV)は、field particleに全て与えられるものとする。
- (4)  $\alpha$ 粒子を除いたイオンは、すべて同じ温度にあるものとする。
- (5) プラズマ中の粒子はMaxwell分布をしているものとする。

### 7.1 粒子バランスとエネルギーバランス

D-イオン、T-イオン、 $\alpha$ -イオン、不純物イオンおよび電子をそれぞれ個別に記述する。まず、粒子バランスの式を示す。

D-イオン密度  $n_D$  ( $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ),

$$\frac{dn_D}{dt} = S_D - n_D n_T \langle \sigma_v \rangle - \frac{n_D}{\tau_D}, \quad (7.1)$$

T-イオン密度  $n_T$  ( $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ),

$$\frac{dn_T}{dt} = S_T - n_D n_T \langle \sigma_v \rangle - \frac{n_T}{\tau_T} \quad (7.2)$$

不純物イオン密度  $n_I$  ( $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ),

$$\frac{dn_I}{dt} = S_I - \frac{n_I}{\tau_I}, \quad (7.3)$$

$\alpha$ -イオン密度  $n_\alpha$  ( $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ),

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = S_\alpha + n_D n_T \langle \sigma_v \rangle - \frac{n_\alpha}{\tau_\alpha} \quad (7.4)$$

電子密度  $n_e$  ( $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ),

$$n_e = \sum_{i=D,T,I,\alpha} n_i Z_i \quad (7.5)$$

ここで、 $S_D$ ,  $S_T$  : DおよびT燃料注入率 ( $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ),

$S_I$  : 不純物の混入率—プラズマと壁表面との相互作用によって生成された不純物のプラズマへの混入率 ( $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ),

$S_\alpha$  :  $\alpha$ -イオンの混入率—燃料中に含まれている $\alpha$ 粒子が燃料注入時にプラズマ中に混入する率 ( $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ),



$\tau_D, \tau_T, \tau_I, \tau_\alpha$  : D, T, 不純物,  $\alpha$  各イオンの閉じ込め時間

$Z_i$  : D, T, 不純物,  $\alpha$  の電荷数

$\langle \sigma_v \rangle$  : 熱的核融合反応率係数 ( $10^{-20} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ )

つぎに, エネルギーバランスの式を示す。ここでは, 電子, イオン,  $\alpha$ -粒子の3つに分けて記述する。

電子温度  $T_e$  (keV)

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{d}{dt} (n_e T_e) = & P_\alpha f_\alpha + P_{Ne} + P_{OH} - P_{ei} - P_{Br} \\ & - P_S - P_L - \frac{3}{2} \frac{n_e T_e}{\tau_{Ee}}, \end{aligned} \quad (7.6)$$

イオン温度  $T$  (keV)

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{d}{dt} (T_i \sum_{i \neq \alpha} n_i) = & P_\alpha (1 - f_\alpha) + P_{Ni} + P_{ei} \\ & - \frac{3}{2} T_i \sum_{i \neq \alpha} \frac{n_i}{\tau_{Ei}}, \end{aligned} \quad (7.7)$$

$\alpha$ -温度  $T_\alpha$  (keV)

$$\frac{d}{dt} (n_\alpha E_\alpha) = E_{\alpha 0} n_D n_T \langle \sigma_v \rangle - P_\alpha - \frac{n_\alpha E_\alpha}{\tau_{E\alpha}}, \quad (7.8)$$

ここで,  $P_\alpha$  :  $\alpha$ -加熱パワー ( $10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$f_\alpha$  :  $\alpha$ -加熱パワーのうち, 電子の加熱に使われる割合

$P_{Ne}$  : 電子に対する中性粒子入射加熱パワー ( $10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$P_{Ni}$  : イオンに対する中性粒子入射加熱パワー ( $10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$P_{OH}$  : ジュール加熱パワー ( $10 \text{ keVm}^{-3} \text{ m}^{-1}$ )

$P_{ei}$  : 電子からイオンへの交換エネルギーで, 次式で与えられる。

$$P_{ei} = \frac{3}{2} n_e \frac{(T_e - T_i)}{\tau_{eq}} \quad (7.9)$$

ここで,  $\tau_{eq}$  は電子とイオンのエネルギー緩和時間で次式で与えられる<sup>1)</sup>

$$\frac{1}{\tau_{eq}} = 10.01 \frac{\ln \Lambda}{T_e^{3/2}} \sum_{i \neq \alpha} \frac{Z_i^2}{A_i} n_i \quad (7.10)$$

ただし,  $A_i$  は  $i$  (D, T, 不純物,  $\alpha$ ) の質量数であり,  $\ln \Lambda$  は次式で与えられる<sup>2)</sup>

$$\ln \Lambda = 16.09 - 1.15 \log_{10} n_e + 2.30 \log_{10} T_e, \quad (7.11)$$

$P_{Br}$  : 制動輻射損失パワー ( $10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$P_S$  : シンクロトロン輻射損失パワー ( $10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ )

$P_L$  : ライン輻射損失パワー ( $10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ), (損失パワーについては, 2.4節で述べる)。

$\tau_{Ee}, \tau_{Ei}, \tau_{E\alpha}$  : 電子, イオン,  $\alpha$  粒子のエネルギー閉じ込め時間,

$E_{\alpha 0}$  : 核融合反応によって発生する  $\alpha$  粒子のエネルギー (3.52 MeV)。

## 7.2 プラズマの拡散と閉じ込め時間

粒子閉じ込め時間  $\tau_i$ 、エネルギー閉じ込め時間  $\tau_{Ei}$  と拡散係数との関係は、プラズマ半径を  $a$  (m) とすれば、つぎのように表わされる。

$$\tau_i = \frac{a^2}{4D_i} \quad (i = D, T, \text{不純物 or } \alpha) \quad (7.12)$$

および

$$\tau_{gi} = \frac{a^2}{4K_i} \quad (7.13)$$

拡散係数  $D_i$  および  $K_i$  は、つぎのように与える。

$$D_i = K_P + \xi_i K_T, \quad (7.14)$$

$$K_i = K_{Ni} + \xi_i K_T, \quad (7.15)$$

$$\text{ただし, } \xi_i = \begin{cases} 1 & \text{for } i \neq \alpha \\ 0.5 & \text{for } i = \alpha \end{cases}$$

また、電子に対して、

$$K_e = K_P + K_T \quad (7.16)$$

ここに、 $K_{Ni}$ 、 $K_P$ 、 $K_T$  は、つぎに示す比例則に従う拡散係数である。

・新古典拡散<sup>3)</sup>

$$K_{Ni} = C_{Ki} \frac{n_e Z_{eff} \epsilon^{1/2}}{T_e^{1/2} B_P^2} \ln \Lambda \quad (7.17)$$

ただし、 $C_{Ki}$  は定数 ( $= 2.5 \times 10^{-3}$ ),

$$\epsilon = a / R \quad R: \text{主半径(m)} \quad (7.18)$$

$$B_P = 0.2 \frac{I_P}{a} \quad : \text{ポロイダル磁場 (T)} \quad (7.19)$$

$I_P$ : プラズマ電流 (MA) (第 7.2.3 項で述べる)

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i} \quad : \text{実効荷電} \quad (7.20)$$

・擬古典拡散<sup>4)</sup>

$$K_P = C_P \frac{n_e Z_{eff}}{T_e^{1/2} B_P^2} \ln \Lambda \quad (7.21)$$

ただし、 $C_P$  は定数 ( $= 2.5 \times 10^{-3}$ ),

・捕獲イオンによる拡散<sup>5)</sup>

$$K_T = C_T \frac{\epsilon^{1/2} T_e^{7/2}}{R^2 B_t^2 n_e Z_{eff} \ln \Lambda} \frac{1}{(1 + T_e / T_i)^2} \quad (7.22)$$

ただし、 $C_T$  は定数 ( $= 1.089 \times 10^2$ )

$B_t$ : トロイダル磁場 (T)

つぎに、実験則を用いた場合の拡散係数の与え方について記す。実験則によると、閉じ込め時間  $\tau$  は、

$$\tau = C_{\text{emp}} \sqrt{q} n_e a^2$$

で与えられる。ここで  $q$  は安全係数で

$$q = \frac{a}{R} \frac{B_t}{B_p}, \quad (7.23)$$

である。 $C_{\text{emp}}$  は、実験則の閉じ込め時間に関する比例係数であり、M. B. Gottliebによると<sup>6)</sup>、 $C_{\text{emp}} = 3.2 \times 10^{-2}$  (m·sec) である。最近の実験によると<sup>7), 8)</sup>  $C_{\text{emp}} = 5 \times 10^{-21}$  程度を得ている。JXFR-IIの定格時の計算では、Gottliebの値を3倍を見込んで  $C_{\text{emp}} = 9.6 \times 10^{-21}$  を用いているので、この報告書でもこの値を用いるものとする。(7.12)より、拡散係数は、次の式で与えられる。

$$D_{\text{emp}} = \frac{1}{4 C_{\text{emp}} \sqrt{q}} \frac{1}{n_e} \quad (7.24)$$

### 7.3 加熱パワー

#### 1) ジュール加熱

プラズマ電流  $I_P$  は、つぎの式で与えられる。

$$V = L_P \frac{dI_P}{dt} + R_P I_P \quad (7.25)$$

ただし、 $V$  はプラズマ周回電圧で、つぎのように与えられる。 $I_P < I_{PO}$  ( $I_{PO}$  : 最大プラズマ電流) のとき、 $V = V_0$  ( $V_0$  は一定) をとり、 $I_P = I_{PO}$  に達したとき、 $I_P = I_{PO}$  とし、(7.25) を満足する  $V$  をとる。 $L_P$  は、プラズマインダクタンスで、次式で与えられる。

$$L_P = \mu_0 R \left( \ln \frac{8}{\epsilon} - 1.75 \right) \quad (\text{H}) \quad (7.26)$$

ただし、 $\mu_0$  は真空の透磁率で  $4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$  である。 $R_P$  はプラズマ抵抗で、

$$R_P = \eta \frac{2R}{a} \quad (7.27)$$

と表わされる。ここに、 $\eta$  は次式で与えられる抵抗率である。(文献(9)の P-139)

$$\eta = 1.621 \times 10^{-9} \frac{Z_{\text{eff}} \ln \Lambda}{T^{3/2}} \quad (\Omega \cdot \text{m}) \quad (7.28)$$

プラズマの電流密度  $j$  は、つぎのように与えられる。

$$j = \frac{I_P}{\pi a^2} \quad (7.29)$$

これを用いて、ジュール加熱パワー  $P_{\text{OH}}$  を示すと、 $P_{\text{OH}} = \eta j^2$  だから、つぎのように表わされる。

$$P_{OH} = 1.012 \times 10^{-1} \frac{j^2 Z_{eff} \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} (10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (7.30)$$

2)  $\alpha$ -加熱パワー

$\alpha$ -加熱パワー  $P_\alpha$  は,

$$P_\alpha = \frac{n_\alpha E_\alpha}{\tau_{s\alpha}} \quad (7.31)$$

で与えられる。 $E_\alpha$  は  $\alpha$  粒子のエネルギー (keV) で,  $\tau_{s\alpha}$  は,  $\alpha$ -粒子と電子の間のエネルギー緩和時間で,

$$\frac{1}{\tau_{s\alpha}} = 1.001 \frac{Z_\alpha^2}{A_\alpha} \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \ln \Lambda \quad (7.32)$$

で与えられる<sup>1)</sup>。 $\alpha$ -加熱パワーのうち電子の加熱に使われる割合  $f_\alpha$  は, つぎの式で示される<sup>10)</sup>

$$f_\alpha = \frac{2}{3} \int_0^{X_\alpha} [(1 + \gamma_\alpha) e^{-x} - \gamma_\alpha]^{2/3} dx \quad (7.33)$$

ただし,  $X_\alpha = \ln \left( \frac{\gamma_\alpha + 1}{\gamma_\alpha} \right)$ , (7.34)

$$\gamma_\alpha = 5.696 \frac{A_\alpha}{n_e} \left( \frac{T_e}{E_\alpha} \right)^{3/2} \sum_{i \neq \alpha} \frac{n_i}{A_i} Z_i^2 \quad (7.35)$$

3) 中性粒子入射加熱パワー

中性粒子入射率を  $S_N$  ( $10^{20} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ), 入射粒子のエネルギーを  $E_N$  (keV) とし, プラズマ内に入射された中性粒子のエネルギーは, すべてプラズマ加熱に使われるものと仮定すれば, 中性粒子入射加熱パワー  $P_N$  ( $10^{20} \text{ keV m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) は, つぎのように表わされる。

$$P_N = S_N \cdot E_N \quad (7.36)$$

そのうち電子の加熱に使われるパワーの割合を  $f_N$  とすると, 中性粒子入射による電子の加熱パワー  $P_{Ne}$  は,

$$P_{Ne} = f_N \cdot P_N \quad (7.37)$$

イオン加熱パワー  $P_{Ni}$  は,

$$P_{Ni} = (1 - f_N) P_N \quad (7.38)$$

と表わされる。ここで,  $f_N$  は次式で与えられる<sup>10)</sup>

$$f_N = \frac{2}{3} \int_0^{X_N} [(1 + \gamma_N) e^{-x} - \gamma_N]^{2/3} dx \quad (7.39)$$

ただし,  $X_N = \ln \left( \frac{\gamma_N + 1}{\gamma_N} \right)$

$$\gamma_N = 5.696 \frac{A_N}{n_e} \left( \frac{T_e}{E_N} \right)^{3/2} \sum_i \frac{n_i}{A_i} Z_i^2 \quad (7.40)$$

$A_N$  は 2 または 2.5 とする。

## 7.4 輻射損失パワー

この報告書では、制動輻射損失パワー、シンクロトロン輻射損失パワー、ライン輻射損失パワーの3つについて述べる。

### ・制動輻射損失

制動輻射損失パワー  $P_{Br}$  は、次式で与えられる。(文献9)のP-147)

$$P_{Br} = 0.2996 Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2} (10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (7.41)$$

### ・シンクロトロン輻射損失

シンクロトロン輻射損失パワー  $P_s$  は、次式で与えられる。<sup>11)</sup>

$$P_s = 1.054 \times 10^{-5} \frac{n_e^{1/2}}{a^{1/2}} B_t^{5/2} T_e^{11/4} \left(1 + \frac{T_e}{204}\right) \cdot (1 - r_{wall}) \quad (7.42)$$

(  $10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  )

ここで、 $r_{wall}$  は、シンクロトロン輻射に対する壁の反射率で、約90%と考えられる。

### ・ライン輻射損失

ライン輻射損失パワー  $P_L$  は、次式で与えられる。<sup>12,13)</sup>

$$P_L = \left( 1.16 \times 10^{-2} Z_{e2} + 2.578 \times 10^{-4} \frac{Z_{e3}}{T_e} \right) \frac{n_e^2}{T_e^{1/2}} \quad (7.43)$$

(  $10^{20} \text{ keVm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  )

ここで、 $Z_{e2}$ 、 $Z_{e3}$  は、次のように定義される。

$$Z_{e2} = \sum_i n_i Z_i^4 / \sum_i n_i Z_i \quad (7.44)$$

$$Z_{e3} = \sum_i n_i Z_i^6 / \sum_i n_i Z_i \quad (7.45)$$

なお、 $Z_{eff}$  は、(7.20)で示したように、つぎの式で定義される。

$$Z_{eff} = \sum_i n_i Z_i^2 / \sum_i n_i Z_i$$

## 7.5 核融合反応率について

$T(D, n)^4\text{He}$  の核融合反応断面積は、Duane<sup>14)</sup> が実験データをフィットすることによって得たつぎの式に基づいた。

$$\sigma_f(E) = \frac{A_2 / \{1 + (A_3 E - A_4)^2\} + A_5}{E \{ \exp(A_1/E) - 1 \}} \quad (7.46)$$

核融合反応率は、この式を二重クロスウェル平均することによって得られる。ここでは、T. Toneの結果を用いた(Fig.7.1)<sup>14)</sup> (7.46)の定数は、つぎのように与えられている。

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= 1.453 \times 10^3 \\ A_2 &= 5.02 \times 10^7 \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 A_3 &= 1.368 \times 10^{-5} \\
 A_4 &= 1.076 \\
 A_5 &= 4.09 \times 10^5
 \end{aligned}
 \tag{7.47}$$

つぎに、二重マクスウェル平均した核融合反応率として、Horton, Kamashによって提案された近似式<sup>15)</sup>がある。

$$\langle \sigma v \rangle_f = \frac{368 \exp[-19.16/T^{1/3}]}{[1 + (\frac{T}{70})^{1.3}] T^{2/3}}
 \tag{7.48}$$

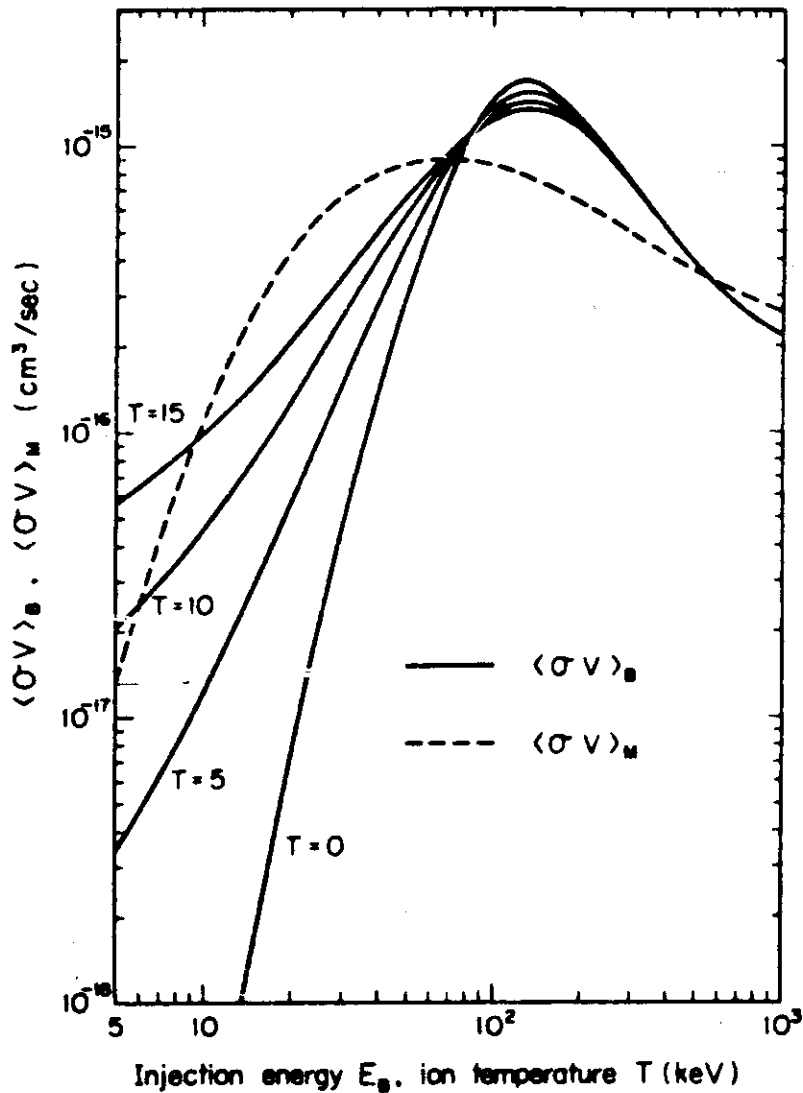


Fig. 7.1 Reaction-rate coefficients for  $T(D, n)^4\text{He}$   
 $\langle \sigma v \rangle_M$  : double-Maxwellian averaged  
 $\langle \sigma v \rangle_B$  : beam - Maxwellian averaged

## 参考文献

- 1) Stix, T.H.: Plasma Physics 14 367 (1972)
- 2) Braginskii, S.I.: Review of Plasma Physics, Vol.1, 205 (1965)
- 3) Rosenbluth, M.N., et al.: Phys. Flds. 15 116 (1972)
- 4) Yoshikawa, S. and Christofilos, N.C.: Proc. 4th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Madison 1971) Vol. II, IAEA Vienna 357 (1972)
- 5) Kadomtsev, B.B. and Pogutse, D.P.: Nucl. Fusion 11 67 (1971)
- 6) Gottlieb, M.B.: PPPL-1296 (1976)
- 7) Konoshima, S., et al.: J. Nuclear Materials, 76&77 581 (1978)
- 8) Shimomura, Y. and Maeda, H.: J. Nuclear Materials, 76&77 45 (1978)
- 9) Spitzer, L.Jr.: "Physics of Fully Ionized Gases" 2nd Ed. Interscience Publishers, New York (1967)
- 10) Rose, D.J.: ORNL/TM-2204 (May 1968)
- 11) Yang, T.F., et al.: UWFD-49 (July 1973)
- 12) Hopkins, G.: GA-A12374 (Oct. 1972)
- 13) Post, R.F.J.: Nuclear Energy (Part C) Plasma Physics 3 273 (1961)
- 14) Tone, T.: JAERI-M 7769
- 15) Horton, W.Jr. and Kammash, T.: Nucl. Fusion 13 753 (1973)

## 設計研究担当者

(1) 主たる設計研究者

日立製作所エネルギー研究所

真木 絃一，福西 宏有，齊藤 誠次，西 政嗣，小林 朋文，吉岡 健，井上孝太郎

(2) 原研側担当

炉設計研究室 東稔 達三