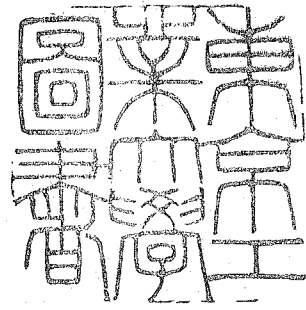


論文 / 著書情報
Article / Book Information

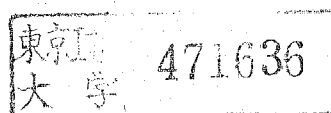
題目(和文)	高周波磁界によるピンチプラズマの加熱・安定保持に関する基礎的研究
Title(English)	
著者(和文)	堀田 栄喜
Author(English)	EIKI HOTTA
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第1040号, 授与年月日:1981年4月30日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第1040号, Conferred date:1981/4/30, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis



高周波磁界によるピンチプラズマの
加熱・安定保持に関する基礎的研究

昭和55年 12月

堀 田 栄 喜



目次	
	頁
第 1 章 緒 論	1
1-1 プラズマの磁気閉じ込め	1
1-2 高周波磁界の利用	6
1-3 本研究の目的と意義	8
参考文献	10
第 2 章 プラズマの平衡と安定性	14
2-1 はじめに	14
2-2 電磁流体方程式	14
2-3 プラズマの平衡	16
2-4 プラズマの安定性	22
2-5 動的安定化	38
2-6 トロイダルプラズマの動的平衡	46
2-7 磁気音波の励起	51
2-8 まとめ	55
参考文献	57
第 3 章 高周波電源	59
3-1 従来の高周波電源と新方式高周波電源	59
3-2 動作原理	60
3-3 真空スイッチ	64
3-4 トリガ装置	72
3-5 高周波電源の試作試験	74
3-6 プラズマ発生装置との結合	79
3-7 まとめ	81

参考文献	83
------	----

第4章 プラズマ銃を用いた α 放電プラズマの動的安定化実験	84
---------------------------------------	----

4-1 はじめに	84
----------	----

4-2 装置	84
--------	----

4-3 静電複探針による初期プラズマの診断	93
-----------------------	----

4-4 α 放電による $m=1$ モード不安定性の発生	96
-------------------------------------	----

4-5 $m=1$ モード不安定性の純動的安定化	105
--------------------------	-----

4-6 まとめ	110
---------	-----

参考文献	112
------	-----

第5章 θ - π ピンチプラズマの実験	113
---------------------------------	-----

5-1 はじめに	113
----------	-----

5-2 θ - π ピンチ装置	113
----------------------------	-----

5-3 単純 θ ピンチプラズマ	125
-------------------------	-----

5-4 軸方向高周波電流による動的平衡	135
---------------------	-----

5-5 θ - π ピンチプラズマの動的安定化	137
------------------------------------	-----

5-6 リミタの効果	144
------------	-----

5-7 まとめ	151
---------	-----

参考文献	154
------	-----

第6章 安定化 π ピンチプラズマの実験	156
--------------------------	-----

6-1 はじめに	156
----------	-----

6-2 実験装置およびシーケンス	156
------------------	-----

6-3 安定化 π ピンチプラズマ	159
-----------------------	-----

6-4 軸方向高周波電流による $m=1$ モード不安定性の安定化	180
-----------------------------------	-----

6-5 軸方向高周波電流による磁気音波の励起	196
------------------------	-----

6-6	まとめ	202
-----	-----	-----

	参考文献	204
--	------	-----

1		
---	--	--

第7章	結論	206
-----	----	-----

--	--	--

	謝辞	
--	----	--

--	--	--

	本研究に関する発表論文	
--	-------------	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

--	--	--

第 1 章 緒 論

熱核融合反応を起こすためには Lawson 条件⁽¹⁾を満足するプラズマを生成し閉じ込めなければならない。二重水素 D と三重水素 T を 50% ずつ含むいわゆる D-T プラズマに対しては, Lawson 条件は (1) $T_i \geq 10 \text{ keV}$

(2) $nT \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}$ と表わされる。ここで T_i はイオン温度, n はイオンの粒子数密度, τ はエネルギー閉じ込め時間である。

Lawson 条件からわかるように, 熱核融合研究の目的はプラズマの加熱と安定閉じ込めである。

§ 1-1 プラズマの磁気閉じ込め

高温プラズマを普通の物質容器中に閉じ込めることは不可能で, プラズマの電氣的性質を利用して磁界の圧力 (磁気圧) で閉じ込める方法が通常用いられる。これを磁気閉じ込め方式と呼ぶ。

プラズマの圧力を p , プラズマ内部および外部の磁界をそれぞれ B_i, B_e とすると, 圧力平衡は

$$p + \frac{B_i^2}{2\mu_0} = \frac{B_e^2}{2\mu_0}$$

と表わされる。ここで μ_0 は真空中の透磁率である。プラズマ圧力と外部磁気圧との比はベータ値と呼ばれ

$$\beta = p / \left(\frac{B_e^2}{2\mu_0} \right)$$

と表わされる。 $\beta \leq 1$ のとき磁気圧によるプラズマの閉じ込めが可能になる。このためプラズマを閉じ込める磁界を磁気容器と呼ぶ。

磁気容器はそのベータ値に応じて低ベータ型 ($\beta < 0.01$), 中間ベータ型 ($0.01 \leq \beta < 0.1$) と高ベータ型 ($0.1 \leq \beta$) とに分類される。核融合炉の出

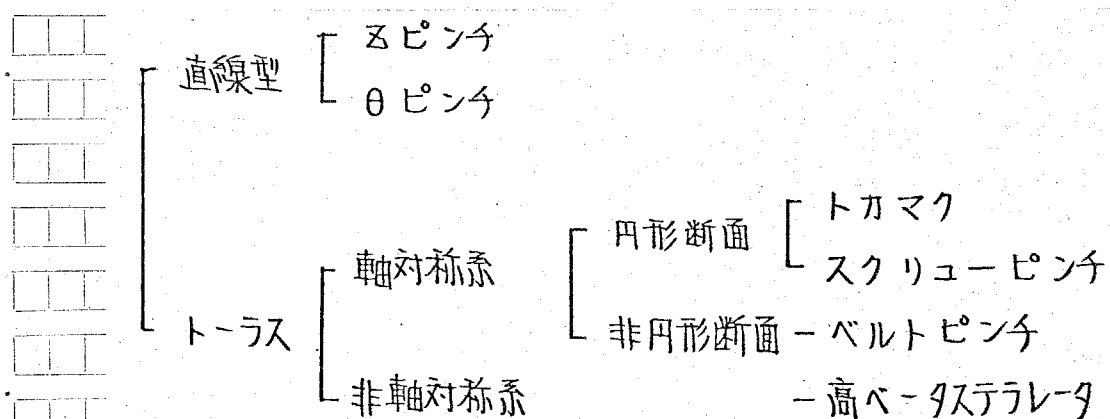
カや磁気エネルギーの経済的利用という面からは、ベータ値は高い程望ましいが、プラズマの平衡、安定性の面から制限を受けている。現在、零出力炉の実現が最も早いと考えられているトカマク方式は低ベータ型に属しており、今後の高ベータ化が望まれている。

磁気容器を形成する磁界配位には多種多様なものがあるが、大別すると直線型とトーラス型とに分類される。直線型の装置は必然的に端をもち、開放端型とも呼ばれている。一方、トーラス型の装置は幾何学的に端のない構造になっている。これらの装置を磁界配位に応じて分類したものを第1-1図に示す。

<1> 直線型装置

ズピンチ装置は主にプラズマ研究の初期に用いられた装置で、放電管の両端に設けられた電極を通して放電を行い、自己収縮によって高温プラズマを得る。しかし生成されたプラズマは不安定で、巨視的不安定性を起こし易く、プラズマの閉じ込め時間は数 μsec ⁽²⁾ である。この激しい不安定性のために、核融合装置への試みは放棄されたが、その後のプラズマの不安定性研究の端緒となった。

θ ピンチ装置は高ベータプラズマの生成、閉じ込め装置の最も代表的な例である。外部コイルに衝撃大電流を流し、電磁誘導によりプラズマを生成する。容易に高温(数 keV)、高密度($\leq 10^{22} \text{ m}^{-3}$)のプラズマが得られ、平衡も準



第1-1図 装置の分類

安定状態にあるため、プラズマ研究の初期には精力的な実験研究が行われた。⁽³⁾

θピンチプラズマの拡散については Bodin⁽⁴⁾らによる実験がある。彼らは、コイル長 $\sim 8\text{ m}$ のθピンチ装置で電子温度 $\sim 300\text{ eV}$ 、電子数密度 $\sim 10^{22}\text{ m}^{-3}$ 、ベータ値 ~ 0.7 のプラズマを生成した。コイル中央においては、アルベン伝ぱん時間内ではコイル端の影響を受けず、プラズマは安定であった。ピンチ初期の $\sim 2\mu\text{sec}$ 間では異常拡散が観測されたが、その後の静的過程中では拡散は古典的で、損失は端損失が支配的であった。この実験は粒子間の衝突頻度の高いプラズマに対するものではあったが、安定な磁界配位が得られれば拡散は古典的であることを示した重要なものである。

これ以後、プラズマ研究の主流は端損失のないトロイダルプラズマの研究に移行していった。しかし、直線θピンチ装置は高温、高密度のプラズマを容易に得られること、測定、解析が容易なこと等のために、プラズマの基礎的研究や測定装置の開発のために多用されている。また、最近になって端損失の低減法の提案⁽⁵⁾があり、核融合炉としての可能性も見直されている。

<2> トーラス装置

トーラス装置では幾何学的な端が存在しないため、直線型装置のような端損失はない。しかし、トロイダル平衡が新たな問題になり、そのために種々の磁界配位が提案されている。

容易に高温、高密度のプラズマを得ることができる直線θピンチの特徴を損うことなく、トーラス装置においてθピンチプラズマの平衡を得るために考え出された装置が高ベータステラレータ装置⁽⁶⁾で、非軸対称系の装置である。代表的な装置 Scyllac⁽⁷⁾で、大半径 4 m 、プラズマ半径 $\sim 1\text{ cm}$ 、圧縮磁界 $\sim 5\text{ T}$ の条件でイオン温度 0.7 keV 、密度 $\sim 2 \times 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ 、ベータ値 ~ 0.8 、閉じ込め時間 $10\text{--}15\mu\text{sec}$ のプラズマを得ている。

高ベータステラレータプラズマの安定性については、長波長の $m=1$ モード⁽⁸⁾に対して不安定であることが理論、実験の両面から確かめられており、安定化の方法が課題である。 $m=2, 3, \dots$ のモード⁽⁹⁾については、理想電磁流体モデル

では不安定であるが、有限ラーマー半径効果を含んだモデル解析では安定であることが示され、実験でも確認されている。⁽⁹⁾

高ベータステラレータと似た磁界配位に Mand S 配位がある。⁽¹¹⁾ これはトーラスの内側の磁力線を環型にして、トロイダル平衡を得るものである。しかし、Mand S トーラスにおいても $m=1$ モードに対して不安定であることが確かめられている。⁽¹²⁾

トカマク装置は軸対称系の代表的な低ベータ装置で、トロイダル電流を流すことによってトロイダル平衡を得ている。トロイダル電流を流す型の装置では電流駆動不安定性が問題になるが、トカマク装置ではトロイダル磁界を十分強くして、トロイダル電流を Kruskal-Shafranov 限界⁽¹³⁾ (K-S 限界) 以下にすることによって安定性を得ている。

K-S 限界は安全係数 q によって示される。

$$q = \frac{r B_z}{R B_\theta}$$

ここで R, r はそれぞれ大半径および小半径、 B_θ, B_z は方位角方向磁束密度およびトロイダル磁束密度である。 $q > 1$ ならば純磁流体的には安定である。

ところで円形断面トカマクプラズマのベータ値の上限 β_c は、プラズマ半径を r_p とすると

$$\beta_c \sim \frac{r_p}{2R} \frac{1}{q^2}$$

と表わされるから、 q が低い程ベータ値を大きくし得る。

プラズマ表面で $q \sim 3$ とした場合でも、プラズマ内部では $q < 1$ となり $m=1$ 内部モードキンク不安定性が成長することもある。通常のトカマク装置では $q_a > 3$ として不安定性の発生を抑えており、得られているベータ値も 1% 以下である。

ピンチ現象を用いて高ベータプラズマを生成し、トカマク配位で閉じ込める装置に高ベータトカマク装置がある。得られるプラズマ温度は数 10 eV、ベータ

値は数%程度であるが、 $m=1$ モード不安定性によって閉じ込め時間が制限されている。⁽¹⁴⁾

プラズマ断面を非円形にして、ベータ値の上限を大きくできる。⁽¹⁵⁾ 非円形度 (プラズマ断面の縦方向の長さ $2r_p$ と横方向の長さ $2r_t$ との比) を δ とすると、ベータ値の上限は

$$\beta_c \sim \frac{2}{\pi^2} \frac{r_p}{R} \frac{1}{q^2} \delta^2$$

となり、円形断面の場合の $(2\delta/\pi)^2$ 倍になる。このような装置の例にベルトピン装置があるが、実験では位置不安定性や $m=1$ モード不安定性が観測されている。⁽¹⁶⁾

スクリーピン装置は0ピンと8ピンを同時に行う型の装置である。実験により、 $q < 1$ の場合でも安定であることが観測された。⁽¹⁷⁾ 詳しい測定により主プラズマの周囲に希薄な無圧カプラズマが存在し、この部分にかなりのトロイダル電流が流れていることがわかり、 q もほぼ一定であった。これがプラズマの安定に寄与している。 $\beta \sim 0.1$ 程度までは安定であることが理論的に示されているが、⁽¹⁸⁾ 実験では無圧カプラズマの温度が低く、ここを流れる電流が減少して磁気線のピッチが最小値を持つ構成になり、不安定性が生じる。⁽¹⁹⁾

このように、多くの装置で電磁流体不安定性のために閉じ込め時間が制限を受けている。特に、高ベータプラズマでは $m=1$ モード不安定性が危険である。経済的な核融合炉を実現するためには 10% 以上のベータ値が必要と考えられており、今後のプラズマの高ベータ化に伴い、不安定性の安定化が益々重要になる。

また、プラズマ温度も核融合温度よりもかなり低いのが現状で、今後プラズマの追加加熱が重要になる。

§ 1-2 高周波磁界の利用

高周波磁界を利用すると静磁界だけでは得られないプラズマの加熱や安定化が可能になる。

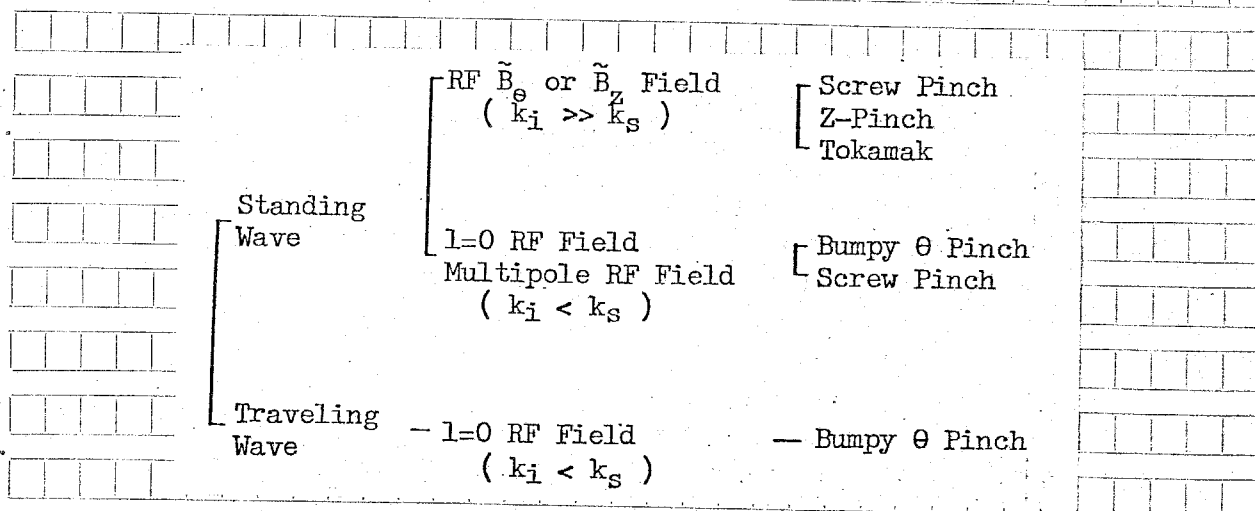
比較的 low 周波の波動を用いたプラズマ加熱に、アルベン波加熱、磁気音波加熱等がある。

アルベン波加熱は Hasegawa ⁽²⁰⁾ らによって提唱されたもので、モード変換を利用してプラズマの高効率加熱が可能であると考えられている。 θ ピンチプラズマに対しては Keller ⁽²¹⁾ らの、また低ベータプラズマに対しては Obiki ⁽²²⁾ らの実験があり、イオン温度の増加が観測されている。

また、磁気音波による θ ピンチプラズマの加熱実験は Jacobson ⁽²³⁾ らによって行われ、効率 10% 程度の加熱が観測されている。

このような電磁流体波を用いたプラズマ加熱の理論研究は Tataronis ⁽²⁴⁾ によって行われているが、実験的研究は少ない。

一方、プラズマの安定化についても、高周波磁界を用いた動的安定化法がある。高周波多極磁界による安定化が Osovets ⁽²⁵⁾ によって最初に提案された。動的安定化法は、高周波磁界の印加法によって二つに大別される。一つは進行波によるものであり、他の一つは定在波によるものである。これらをまとめて第 1-2 図に示してある。



第 1-2 図 種々の動的安定化法

進行波による動的安定化の例には Hads⁽²⁶⁾らによるバンピーθピンチプラズマに対する理論がある。彼らの理論では $\beta=1$ のプラズマに対して進行波の速度がアルベン速度よりも速ければ巨視的不安定性は安定化されるという結論を得ているが、高ベータプラズマに対する実験は行われていない。

定在波による動的安定化の例には Berge⁽²⁷⁾の理論がある。彼の理論によれば、バンピーθピンチプラズマにおいて、軸方向に空間的変調のある定在波を重ねすれば $m=1$ モード不安定性は安定化される。Bodin⁽²⁸⁾らはθピンチ装置を用いて実験的検証を行い $m=1$ モード不安定性の成長率の低下を確かめている。しかしながら Becker⁽²⁹⁾らによるスクリュープピンチに対する同様の実験では、理論的安定化条件⁽³⁰⁾を満たしているにもかかわらず、 $m=1$ モード不安定性の安定化ができなかった。

高周波多極磁界によるθピンチプラズマの動的安定化実験は Osovetz⁽³¹⁾らによって行われており、理論とよく一致した結果を得ている。しかし、高周波入力が大きくなるとプラズマ柱外で放電が起こり、高周波磁界がしゃへいされることを Pavlov⁽³²⁾らは指摘している。また、Forman⁽³³⁾らによる同様の実験では、プラズマ断面の変形が起こることが見出された。

高周波多極磁界による動的安定化法は、理論と実験とがよく一致し有望な方法ではあるが、次のような問題点がある。第一に高周波電界による放電を起こし高周波磁界がしゃへいされる。第二にプラズマ断面の変形を起こし易い。第三に、高周波磁界発生用の導体を設けるため装置の形状が複雑になる。

これに対し、静磁界に高周波成分を重ねる方法は、プラズマ断面の変形を起こすこともなく、装置も簡単になる。このような場合のキンクモード不安定性に対する動的安定化条件は Bobyrev⁽³⁴⁾らによって最初に求められた。Becker⁽³⁵⁾らによる直線スクリュープピンチプラズマの $m=1$ モード不安定性に対する動的安定化実験では、軸方向磁界に高周波磁界を重ねることによって不安定性の成長率が低下することを観測している。これは Berge⁽³⁰⁾らの理論とは一致しない結果であるが、彼らはモード間結合が安定化に寄与しているものと推定して⁽³⁶⁾

いる。また、軸方向電流に高周波電流を重ねた場合にも、 $m=1$ モード不安定性の成長率の低下を観測しているが、詳しい測定は行っていない。最近、トロイダルプラズマの破壊不安定性に対しても、トロイダル高周波電流による動的安定化が有効であることが Demirkhanov らの実験⁽³⁷⁾によって示された。

理論では、 $m=1$ モード不安定性の動的安定化に要する高周波電流は、軸方向電流に高周波電流を重ねる場合の方が、軸方向磁界に高周波磁界を重ねる場合よりも小さいことが指摘⁽³⁸⁾されているが、実際には高ベータプラズマに対するこの種の実験的研究はほとんど行われていない。

静磁界だけでは平衡を得られない場合には、高周波磁界を用いて安定な平衡を得ることも考えられる。Weibel の理論⁽³⁹⁾によれば、準安定状態にある θ ピンチプラズマに軸方向高周波電流を流せば、強い安定状態にすることが可能である。これは、トロイダル θ ピンチプラズマの安定なトロイダル平衡を得る可能性を示唆するもので、実験的にも検討⁽⁴⁰⁾されている。

このように、高周波磁界を利用することによって、静磁界だけでは得ることのできないプラズマの波動加熱、巨視的不安定性の安定化、動的平衡を得ることが可能であるが、未だ実験的研究はほとんどなされていない。

§1-3 本研究の目的と意義

プラズマの加熱、安定化、平衡に対して高周波磁界の利用は非常に有効な方法である。しかし、高周波磁界を用いた実験的研究は未だ余りなされておらず、核融合プラズマの研究における高周波磁界の利用は今後、益々重要になるものと考えられる。

このような事情を考へ、本研究は高周波磁界中におけるプラズマの磁気流体的振舞を実験的に調べることを目的としている。

次章では理想電磁流体力学程式に基づいて、静磁界中におけるプラズマの平衡と安定について論ずる。さらに、高周波磁界を印加したときのプラズマの電磁

流体的振舞を理論的に解析する。即ち高周波磁界による動的平衡、動的安定化、磁気音波の励起について述べる。

第3章では、新たに考案したコンデンサ多段放電を用いた高周波電源の原理と試作試験の結果について述べる。高周波磁界の発生には高周波電源が不可欠であるが、本装置は高出力の割には小型で経済的である。

第4章では低ベータ放電プラズマの $m=1$ モード不安定性に対する動的安定化実験の結果を述べる。本実験によって、動的シアによる安定化効果が検証された。

第5章では、主として動的平衡およびリミタ効果に関する実験結果について述べる。高周波電界に伴う再放電現象を抑制する目的でリミタを設け、その効果を実験的に検討した。

第6章ではるピンチプラズマに発生する $m=1$ モード不安定性に対する動的安定化実験の結果とその際に観測された磁気音波の励起について述べる。本実験では、導体壁中を流れる高周波鏡像電流および動的シアによる安定化効果が著しいと推定された。また磁気音波の励起はプラズマの高効率加熱の可能性を示すものである。

第7章では、本研究で得られた成果をまとめて結論としている。

第1章 参考文献

- (1) J.D.Lawson : Proc. Phys. Society, 70B (1957) 6
- (2) J.L.Tuck : Proc. 2nd U.N. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy
32, United Nations, Geneva (1958) 3
L.G.Burkhard and R.H.Lovberg : *ibid.*, p29
- (3) H.A.B.Bodin, T.S.Green, G.B.F.Niblett, N.J.Oeacock, J.M.P.Quinn,
J.A.Raynolds and J.B.Taylor : Nuclear Fusion Supplement,
Pt. 2 (1962) 511
A.C.Kolb, H.R.Greem, W.H.Lupton, D.T.Phillips, S.A.Ramsden, E.A.McLean,
W.R.Faust and M.Swartz : *ibid.*, p553
H.R.Jordan : *ibid.*, p589
- (4) H.A.B.Bodin and A.A.Newton : Phys. Fluids, 12, 10 (1969) 2175
H.A.B.Bodin, J.McCartan, A.A.Newton and G.H.Wolf : Proc. 3rd Inter-
national Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion
Research, Novosibirsk, CN-24/K-1 (1969) 533
- (5) T.Sinott and B.Ahlborn : Phys. Fluids, 20, 11 (1977) 1956
J.A.Markvoort, H.J.Hopman and H. de Kluiver : Plasma Phys., 20 (1978) 279
- (6) R.L.Morse, W.B.Riesenfeld and J.L.Johnson : Plasma Phys., 10 (1968) 543
- (7) S.C.Burnett, W.R.Ellis, C.F.Hammer, C.R.Harder, H.W.Harris, F.C.Jahoda,
W.E.Quinn, A.S.Rawcliffe, F.L.Ribe, G.A.Sawyer, R.E.Siemon and
K.S.Thomas : Proc. 4th International Conf. on Plasma Phys. and
Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, CN-28/J-4 (1971) 201
- (8) M.N.Rosenbluth, J.L.Johnson, J.M.Green and K.E.Weimer :
Phys. Fluids, 12 (1969) 726
F.L.Ribe and M.N.Rosenbluth : Phys. Fluids, 13 (1970) 2572
J.P.Freidberg, B.M.Marder and H.Weitzner : Nuclear Fusion, 14 (1974) 809

- G.Berge and J.P.Freidberg : Phys. Fluids, 18, 10 (1975) 1362
- (9) W.R.Ellis, F.C.Jahoda, R.Kristal, W.E.Quinn, F.L.Ribe, G.A.Sawyer and
R.E.Siemon : Nuclear Fusion, 14 (1974) 841
- E.Funfer, M.Kaufmann, W.Lotz, J.Neuhauser, G.Schramm and U.Seidel :
ibid., 15 (1975) 133
- J.Neuhauser, M.Kaufmann, H.Roehr and G.Schramm : ibid., 17 (1977) 3
- (10) J.P.Freidberg : Phys. Fluids, 15, 6 (1972) 1102
- H.Lewis and L.Turner : Nuclear Fusion, 16, 6 (1976) 993
- (11) F.Meyer and H.U.Schmidt : Z. Naturforsch., 13a (1958) 1005
- (12) G.H.Wolf : ibid., 24a (1969) 998
- (13) M.D.Kruskal, J.L.Johnson, M.B.Gottlieb and M.L.Goldman :
Phys. Fluids, 1 (1958) 421
- V.D.Shafranov : Sov. Phys. JETP, 33 (1957) 710
- (14) H.J.Belitz, L.Janicke, P.Noll, U.Plantikow, F.Sand, J.Schlueter,
F.Waelbroek and G.Waidmann : Proc. 4th International Conf. on
Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison,
3, CN-28/J-2 (1971) 179
- (15) H.Zwicker and R.Wilhelm : Proc. 5th European Conf. on Controlled Fusion
and Plasma Phys., Grenoble, 2 (1972) 59
- (16) R.Wilhelm and H.Zwicker : Proc. 4th International Conf. on Plasma Phys.
and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, I, CN-28/B-7
(1971) 259
- G.Becker, A.Eberhagen, O.Gruber, H.Herold, J.M.Peiry, M.Roehr,
R.Wilhelm and H.Zwicker : Proc. 5th International Conf. on Plasma
Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Tokyo, III,
CN-33/E4-1 (1975) 47
- K.H.Dippel, E.Graffmann, F.Hoenen, L.Janicke, A.Kalech, H.Kener,

- L.Koenen, A.Nicolai, U.Plantikow and J.Schlueter :
 ibid., III, CN-33/E4-2, p57
- (17) C.Bobeldijk, L.H.Th.Rietjens, P.C.T. van der Laan and F.Th. de Bats :
 Plasma Phys., 9, 1 (1967) 13
- C.Bobeldijk, R.J.J. van Heijningen, P.C.T. van der Laan, L.T.M.Ornstein,
 W.Schuurman and R.F. de Vries : Proc. 3rd International Conf. on
 Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Novosibirsk,
 I, CN-24/B-10 (1968) 287
- (18) W.Schuurman, C.Bobeldijk and R.F. de Vries : Plasma Phys., 11 (1969) 495
- (19) P.C.T. van der Laan, W.Schuurman, J.W.A.Zwart and J.P.Goedbloed :
 Proc. 4th International Conf. on Plasma Phys. and Controlled
 Nuclear Fusion Research, Madison, I, CN-28/B-4 (1971) 217
- H.Zwicker, R.Wilhelm and H.Krause : ibid., CN-28/B-6, p251
- (20) L.Chen and A.Hasegawa : Phys. Fluids, 17, 7 (1974) 1399
- A.Hasegawa and L.Chen : Phys. Rev. Letters, 35, 6 (1975) 370
- (21) R.Keller and A.Pochelon : Nuclear Fusion, 18, 8 (1978) 1051
- (22) T.Obiki, T.Mutoh, S.Adachi, A.Sasaki, A.Iiyoshi and K.Uo :
 Phys. Rev. Letters, 39, 13 (1977) 812
- (23) A.R.Jacobson, C.J.Bachenauer, J.N.Downing and K.S.Thomas : Phys. Rev.
 Letters, 37, 14 (1976) 897
- (24) J.A.Tataronis : J. Plasma Phys., 13, 1 (1975) 87
- (25) S.M.Osovets : Sov. Phys. JETP, 12 (1961) 221
- (26) F.A.Haas and J.A.Wesson : Phys. Rev. Letters, 19 (1967) 833
- J.A.Wesson and F.A.Haas : Phys. Fluids, 12, 6 (1969) 1271
- (27) G.Berge : Proc. 3rd International Conf. on Plasma Phys. and Controlled
 Nuclear Fusion Research, Novosibirsk, I, CN-24/J-11 (1968) 483
- (28) H.A.B.Bodin, E.P.Butt, J.McCartan and G.H.Wolf : Proc. 3rd European

- Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Utrecht (1969) 76
- (29) G.Becker, O.Gruber and H.Herold : Proc. 5th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Grenoble (1972) 53
- (30) G.Berge and J.P.Freidberg : Phys. Fluids, 14 (1971) 1035
- (31) S.M.Osovets and V.I.Sinitin : Sov. Phys. JETP, 12 (1965) 715
- (32) E.I.Pavlov and V.I.Sinitin : Sov. Phys. JETP, 24 (1967) 59
- (33) P.R.Forman, A.Haberstich, H.J.Karr, J.A.Phillips and A.E.Schofield : Phys. Fluids, 14, 3 (1971) 684
- (34) N.A.Bobyrev and O.I.Fedyanin : Sov. Phys. Tech. Phys., 8 (1964) 887
- (35) G.Becker, O.Gruber and H.Herold : Proc. 4th International Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison, CN-28/B-9 (1971) 277
- (36) G.Becker : Plasma Phys., 16 (1974) 261
- (37) R.A.Demirkhanov, A.G.Kirov, V.P.Sidorov, A.I.Astapenko, E.M.Lomakin and N.I.Malykh : Proc. 7th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys., Lausanne (1975) 15
- (38) 渡辺, 船戸, 藤野, 長尾 : 核融合研究, 27, 5 (1972) 324
- (39) E.S.Weibel : Phys. Fluids, 3 (1960) 946
- (40) I.R.Jones : Phys. Rev. Letters, 17 (1972) 135

第 2 章 プラズマの平衡と安定性

§ 2-1 はじめに

プラズマを閉じ込める場合、平衡が存在しなければならない。直線プラズマに対しては、半径方向の平衡を考えれば十分であるが、トロイダルプラズマに対しては、大半径方向の平衡も同時に考えなければならない。

プラズマを核融合反応に必要な時間閉じ込めるためには、得られた平衡が安定なものでなければならない。

従って、プラズマの平衡と安定性は、プラズマ研究の基本課題である。

本章では、プラズマを記述する基礎方程式を出発点として、プラズマの平衡と安定性について、最も基本的な円形断面軸対称プラズマについて論じる。特に、安定性に関しては、大アスペクト比の仮定の下に、直線プラズマの電磁流体力学不安定性 (MHD 不安定性) について考える。

直流電磁界では安定な平衡が得られない場合については、高周波電磁界による動的安定化 (Dynamic Stabilization) や動的平衡 (Dynamic Equilibrium) の可能性を論じる。

§ 2-2 電磁流体方程式

プラズマの運動を最も正確に記述する方法は、プラズマを構成する個々の粒子の位置と速度を時間の関数として与えることである。しかレ、プラズマ中の粒子数は、一般的なピンチプラズマを例にとっても 1 cm^3 当り $10^{15} - 10^{16}$ 個あり、個々の粒子の運動を記述することは殆んど不可能である。従って、普通は分布関数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ を用いてプラズマを記述する。 f は、ある座標および速度の位相空間におけるプラズマ粒子数密度を表わす関数で、位相空間における微小体積 $d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ 中の粒子数は $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ と表わされる。

粒子間の衝突による f の変化を $(\partial f / \partial t)_{\text{coll}}$ と表わせば,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_v f = (\frac{\partial f}{\partial t})_{\text{coll}} \quad (2-1)$$

によって f は変化する。ここで $\mathbf{F}$ は粒子にはたらく外力, m は粒子の質量を表わし, ∇_r, ∇_v はそれぞれ $\partial/\partial \mathbf{r}, \partial/\partial \mathbf{v}$ を意味する。(2-1) 式はボルツマン方程式と呼ばれ, プラズマを記述する出発点となる式である。

プラズマの巨視量である平均速度, 密度等は, モーメントと分布関数の積を速度空間 $\mathbf{v}$ で積分することによって得られる。また, 巨視量に関する方程式は, ボルツマン方程式にモーメントを掛け, 速度空間で積分すれば得られる。プラズマを構成する粒子は電子とイオンで, 両者に対する巨視的方程式を結びつけることによって, プラズマを一流体と見たときの巨視的方程式を求めることができる。こうして得られる方程式はかなり複雑なものであるが, プラズマのパラメータに応じて近似を用いると簡単化することができる。その主なものは, (a) 電氣的準中性 (b) 圧力の等価性 (c) 2 次量の無視 などである。

本実験に用いたプラズマの代表的なパラメータは次のようになっている。

粒子数密度 $\sim 1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$

温度 $\sim 5 \text{ eV}$

磁束密度 $\sim 2 \text{ kG}$

プラズマの特性長 $\sim 2 \text{ cm}$

現象の特性時間 $\sim 1 \text{ } \mu\text{sec}$

これを用いると、以下に示す簡単化された電磁流体方程式が得られる。⁽¹⁾

(1) 連続の式 $\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_m \mathbf{V} = 0 \quad (2-2)$

(2) 運動方程式 $\rho_m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (2-3)$

(3) オームの式 $\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2-4)$

(4) マクスウェルの方程式

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (2-5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2-6)$$

ここで ρ_m は質量密度, $\mathbf{V}$ は平均速度, $\mathbf{j}$ は電流密度, $\mathbf{B}$ は磁束密度, p はプラズマ圧力, $\mathbf{E}$ は電界, μ_0 は真空中の透磁率である。なお, (2-5) 式で, 現象はゆるやかであるとして変位電流を無視している。

(2-2) 式から (2-6) 式までの方程式は閉じていないので, これらの式に状態方程式を付け加えることによって電磁流体方程式を構成する。

$$(5) \text{状態方程式} \quad \frac{d}{dt}(p\rho_m^{-\Gamma}) = 0 \quad (2-7)$$

ここで, Γ は比熱比で, $\Gamma \rightarrow \infty$ の場合には非圧縮性流体を意味する。

§ 2-3 プラズマの平衡

§ 2-3-1 直線プラズマの平衡

直線プラズマでは, 半径方向での圧力平衡を考えなければならない。ここでは, 無限長円形断面の軸対称プラズマの磁気閉じ込めについて述べる。

平衡状態では (2-3) 式より, 圧力平衡の式

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2-8)$$

を得る。(2-8) 式と (2-5) 式より

$$\nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \quad (2-9)$$

が得られる。円筒座標系 (r, θ, z) を用い, 磁束密度は $\mathbf{B} = (0, B_\theta, B_z)$ とすると, (2-9) 式は

$$\frac{d}{dr} \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B_\theta^2}{\mu_0 r} = 0 \quad (2-10)$$

となる。部分積分を用いて、プラズマ表面 $r = r_p$ まで積分することにより、

$$p(r_p) + \frac{B_\theta^2(r_p) + B_z(r_p)}{2\mu_0} = \langle p \rangle + \left\langle \frac{B_z^2}{2\mu_0} \right\rangle \quad (2-11)$$

を得る。ここで $\langle \dots \rangle = \int_0^{r_p} z \pi r dr / \int_0^{r_p} z \pi r dr$ は体積平均を意味している。

プラズマ柱表面の外部磁束密度を $B_e(r_p)$ としたときの、プラズマ圧力 p と磁気圧 $B_e^2(r_p)/2\mu_0$ との比をベータ値 β と呼び、プラズマ閉じ込めの効率を表わす。プラズマ外部では $p(r_p) = 0$ であるから、(2-11) 式より平均ベータ値は

$$\bar{\beta} = \frac{\langle p \rangle}{B_e^2(r_p)/2\mu_0} = 1 - \frac{\langle B_z^2 \rangle}{B_e^2(r_p)} \quad (2-12)$$

と表わされる。また、平均プラズマ圧力 $\langle p \rangle$ と方位角方向磁界の圧力 $B_\theta^2/2\mu_0$ との比はポロイダルベータ値と呼ばれ、次式で定義される。

$$\beta_p \equiv \frac{\int_0^r z \pi r p dr}{\pi r^2 \{ B_\theta^2/2\mu_0 \}} \quad (2-13)$$

$p(r_p) = 0$ とすると、(2-13) 式より

$$\beta_p = 1 + \frac{B_{ze}^2(r_p) - \langle B_z^2 \rangle}{B_\theta^2(r_p)} = \beta \left\{ 1 + \frac{B_{ze}^2(r_p)}{B_\theta^2(r_p)} \right\} \quad (2-14)$$

を得る。ここで B_{ze} はプラズマ外部の軸方向磁束密度である。 $(\beta_p - 1)$ の正負に応じて、プラズマは反磁性および常磁性を示すので、 β_p は閉じ込めの性質を示す重要な量である。

§ 2-3-2 トロイダルプラズマの平衡

トロイダル装置では、端損失のないプラズマを得ることができ、大半径方向の平衡が問題になる。ここでは、円形断面軸対称トロイダルプラズマの平

衡について考える。最初に、トロイダル磁界だけでは平衡を得ることができないことを示し、次に、理想導体壁に囲まれたトロイダルθ-φピンチプラズマの平衡条件を導出する。

プラズマの運動方程式は(2-3)式で与えられる。

$$\rho_m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p$$

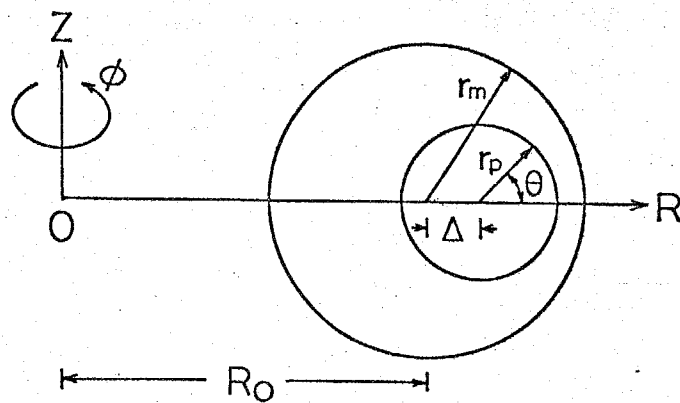
第2-1図に示すトロイダル座標系(R, φ, z)を考える。最初に、トロイダルθピンチプラズマの平衡⁽²⁾について考えるので、トロイダル磁界 B_ϕ だけが存在する。

マクスウェルの方程式(2-5)式を用いて、運動方程式を成分表示すると

$$\rho_m \frac{dV_R}{dt} = -\frac{B_\phi^2}{\mu_0 R} - \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{B_\phi^2}{2\mu_0} + p \right) \quad (2-15)$$

$$\rho_m \frac{dV_z}{dt} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{B_\phi^2}{2\mu_0} + p \right) \quad (2-16)$$

となる。



第2-1図 トロイダル座標

プラズマの運動中に、 z 方向の加速度は零であるとする、(2-16) 式より $(B_{\phi}^2/2\mu_0 + p)$ は z に対して独立である。従って、

$$\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{B_{\phi}^2}{2\mu_0} + p \right) = \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{B_{\phi e}^2}{2\mu_0} \right) = - \frac{B_{\phi e}^2}{\mu_0 R}$$

が成り立つ。ここで、 $B_{\phi e}$ はプラズマ外部のトロイダル方向磁束密度である。上式を用いると、(2-15) 式は

$$\rho_m \frac{dV_R}{dt} = \frac{B_{\phi e}^2 - B_{\phi}^2}{\mu_0 R} \quad (2-17)$$

となる。一応、(2-16) 式において $dV_z/dt = 0$ という仮定より、

$$B_{\phi e}^2 - B_z^2 = 2\mu_0 p$$

であるから、(2-17) 式は

$$\rho_m \frac{dV_R}{dt} = \frac{2p}{R} \quad (2-18)$$

となる。

もし (p/ρ_m) が一様ならば、即ちプラズマの温度分布が一様ならば、プラズマは一様な加速度を受けて大半径方向に運動する。つまり、単純なトロイダル θ ピンチプラズマでは平衡状態が存在しない。

(2-18) 式は任意の電流分布に対して成り立つ式であるから、プラズマの大半径方向への運動から加速度を測定することにより、プラズマの温度を推定することができる。

トロイダル単純 θ ピンチプラズマでは平衡状態が存在しないが、導電率無限大の理想的な導体壁に囲まれたトロイダル θ - r ピンチプラズマの場合には平衡を得ることができる。

第2-1図に示すように、大半径 R_0 、小半径 r_p のトロイダルプラズマを考える。このプラズマは半径 r_m の導体壁で囲まれている。プラズマ内部および外部のトロイダル磁界をそれぞれ $B_{\phi i}$ 、 $B_{\phi e}$ とし、トロイダル電流 I_{ϕ} が

プラズマ表面を一樣に流れているとする。また、プラズマ中心と導体壁中心とのずれ(トロイダルシフト)を Δ とする。このときプラズマに対して大半径方向にはたらく力を求め、トロイダルプラズマの運動方程式を導出する。

プラズマのインダクタンスは $L_p = \mu_0 R_0 \ln(r_m/r_p)$ と表わされるので、トロイダル電流によるフープ力

$$\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{L_p I_\phi^2}{2} \right) = \frac{B_\theta^2}{\mu_0} \ln\left(\frac{r_m}{r_p}\right) 2\pi^2 r_p^2$$

がはたらく。ここで $B_\theta = \mu_0 I_\phi / 2\pi r_p$ であり、 $L_p I_\phi = \text{const.}$ を用いた。プラズマ圧力によって、トロイダルプラズマが大半径方向に広がろうとする力は $\beta 2\pi^2 r_p^2$ 、またプラズマ内、外部のトロイダル磁界の張力および圧力による力はそれぞれ $-(B_{\phi i}^2/2\mu_0) 2\pi^2 r_p^2$, $(B_{\phi e}^2/2\mu_0) 2\pi^2 r_p^2$ である。一方、トロイダルシフト Δ によって生じる導体壁中の鏡像電流から受ける力は

$$\frac{B_\theta^2}{\mu_0} \frac{2R_0\Delta}{r_m^2 - \Delta^2} 2\pi^2 r_p^2$$

である。

従って、小半径方向の圧力平衡を考慮すると、トロイダルプラズマの運動方程式として

$$\rho_m R_0 \frac{d^2 \Delta}{dt^2} = \frac{B_\theta^2}{\mu_0} \left\{ \ln\left(\frac{r_m}{r_p}\right) + \beta_p - \frac{1}{2} - \frac{2R_0\Delta}{r_m^2} \right\} \quad (2-19)$$

を得る。 $B_\theta = 0$ の場合には (2-19) 式は (2-18) 式と同じになる。

(2-19) 式の解は、初期条件を $\Delta(0) = d\Delta(0)/dt = 0$ とすると

$$\Delta(t) = \Delta_e \left\{ 1 - \cos\left(\frac{\sqrt{2} V_{A0}}{r_m} t\right) \right\} \quad (2-20)$$

$$\text{ここで } \Delta_e = \frac{r_m^2}{2R_0} \left\{ \ln\left(\frac{r_m}{r_p}\right) + \beta_p - \frac{1}{2} \right\}, \quad V_{A0}^2 = \frac{B_\theta^2}{\mu_0 \rho_m}$$

と表わされる。 Δ_e は静的トロイダルシフトの大きさで、(2-20) 式はプラズマが角周波数 $\sqrt{2} V_{A0}/r_m$ 、振幅 Δ_e で平衡位置のまわりを振動することを

示している。従って、静的にはトロイダル平衡がとれるプラズマでも、 β_p が大きい場合には Δe も大きく、ピン後の最初のオーバーシュートによってプラズマが放電管壁に触れる場合もあるので、 β_p の制御が重要である。

トロイダル平衡の条件式として $\Delta e \leq (r_m - r_p)/2$ を用いると (2-20) 式より

$$\beta_p \leq \frac{R_0}{r_m^2} (r_m - r_p) + \frac{1}{2} - \ln\left(\frac{r_m}{r_p}\right) \quad (2-21)$$

を得る。一方、安定性に対して重要な量であるプラズマ表面での安全係数を

$$q_a \equiv \frac{r_p B_{\phi e}(r_p)}{R B_{\theta}(r_p)} = \frac{1}{A} \cdot \frac{B_{\phi e}(r_p)}{B_{\theta}(r_p)} \quad (2-22)$$

と定義すると、 $B_{\phi e}(r_p) \gg B_{\theta}(r_p)$ の場合には (2-14) 式より

$$\beta_p = A^2 q_a^2 \beta \quad (2-23)$$

を得る。 $A = R_0/r_p$ はアスペクト比と呼ばれている。

(2-23) 式を用いると (2-21) 式は

$$A^2 q_a^2 \beta \leq A C (1 - C) + \frac{1}{2} - \ln \frac{1}{C} \quad (2-24)$$

となる。ここで $C = r_p/r_m$ である。技術的に得られるアスペクト比には下限が存在し、またプラズマの安定性から q_a の下限が存在するので、平衡を得ることのできるベータ値には上限が存在することを上式は示している。従ってベータ値のさらに高いトロイダルプラズマの平衡を得るには、他の方法を用いる必要がある。その方法の一つとして、高周波磁界による動的平衡について後述する。

§ 2-4 プラズマの安定性

平衡状態にあるプラズマが得られても、長い閉じ込め時間を得るためには安定な平衡であることが必要である。

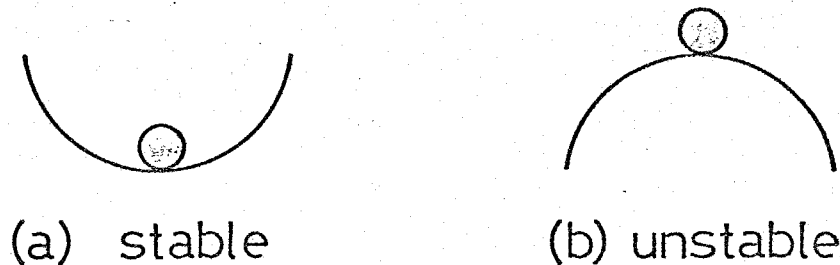
プラズマの安定性に対する概念は、第2-2図に示すポテンシャル図によって得ることができる。図において(a)、(b)ともプラズマは平衡状態にあるが、(a)の場合にはプラズマに微小な擾乱を加えられても、プラズマの変位に応じてポテンシャルが高くなるので、プラズマには復元力がはたらき安定である。ところが(b)の場合には、プラズマの変位とともにポテンシャルは低下するので、変位は益々増大し不安定である。

本節では、プラズマの平衡状態からの微小な変位を一次量として扱う線形化された運動方程式を用いてプラズマの安定性について述べる。

§ 2-4-1 線形化された運動方程式

最初に電磁流体力学方程式を線形化する。基礎方程式として§ 2-2で求めた簡単化された電磁流体力学方程式を用いる。即ち

$$\rho_m \frac{dV}{dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p$$



第2-2図 ポテンシャル

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{V}) = 0$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 0$$

$$\frac{d}{dt} (\rho_m^{-\Gamma}) = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

平衡量には添字 0 を付け、静的平衡状態、即ち $\mathbf{V}_0 = 0$ の場合を考える。

一次の摂動量には添字 1 を付けると物理量 Q は $Q = Q_0 + Q_1$ と表わされる。プラズマの平衡位置 $\mathbf{r}_0$ からの変位を $\xi(\mathbf{r}_0, t)$ と表わすと、 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \xi$ 、 $\xi(\mathbf{r}_0, 0) = 0$ 、 $\mathbf{V}_1 = \partial \xi / \partial t$ である。これを用いて簡単化された電磁流体方程式を線形化すると次式の運動方程式を得る。

$$\rho_{m0} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = F(\xi)$$

$$= \nabla (\xi \cdot \nabla p_0 + \Gamma p_0 \nabla \cdot \xi) \quad (2-25)$$

$$+ \frac{1}{\mu_0} \{ (\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{Q} + (\nabla \times \mathbf{Q}) \times \mathbf{B}_0 \}$$

$$\mathbf{Q} = \nabla \times (\xi \times \mathbf{B}_0)$$

プラズマにはたらく力 F は変位 ξ だけに依存しており、この系が保存系であることを示している。

真空領域がある場合には、プラズマの変位による真空中のベクトルポテンシャルを $\mathbf{A}$ とすると、真空領域では電流が流れないから

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = 0 \quad (2-26)$$

運動方程式の解 ξ に対して、 ξ が満たさなければならない境界条件がある。境界面に接する媒質の性質により境界条件式も異なる。

プラズマと真空との境界ではプラズマ表面の加速度が有限でなければならない、つまり全圧力が連続しているという条件から

$$\llbracket p + \frac{B^2}{2\mu_0} \rrbracket = 0 \quad (2-27)$$

ここで $\llbracket Q \rrbracket$ は、境界を横切るとき物理量 Q の変化を表わす。一方、境界に平行な電界の連続性から

$$\llbracket n \cdot \xi \rrbracket = 0 \quad (2-28)$$

を得る。ここで n は境界面での単位法線ベクトルである。

真空領域が導電率無限大の導体壁で囲まれている場合には、境界に平行な電界は零であるから

$$n \times A = 0 \quad (2-29)$$

方程式 (2-25), (2-26) 式を、境界条件 (2-27), (2-28), (2-29) 式の下で解くことにより振動項 ξ を求めることができる。 $\xi(\mathbf{r}_0, t) = \xi(\mathbf{r}_0) \exp(i\omega t)$ とおけば、運動方程式は $\rho_m \omega^2 \xi + F(\xi) = 0$ となり、安定性の問題はこの式の固有値問題になる。

§2-4-2 エネルギー原理による解析

振動に関連したポテンシャルエネルギーの変化を調べることによって、プラズマの安定性を判定するエネルギー原理⁽³⁾の方法がある。

系の全エネルギーは

$$\int dV \left(\frac{\rho_m V^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{\varepsilon E^2}{2} + \frac{p}{\Gamma-1} \right) = W + U$$

と表わされる。ここで $\int dV$ は系全体の体積積分を意味し、 ε は誘電率、 W U はそれぞれ運動エネルギー、ポテンシャルエネルギーである。

変位 ξ によるポテンシャルエネルギーの変化 δU が、全ての可能な変位 ξ に対して常に正ならばプラズマは安定である。静的平衡状態を考え、系が保存系であること、および $\mathbb{F}(\xi)$ がエルミート演算子であることを考慮すると

$$\delta U = -\frac{1}{2} \int \text{div} \xi \cdot \mathbb{F}(\xi) \quad (2-30)$$

を得る。

変位 ξ を $\xi(r, t) = \xi(r) \exp(i\omega t)$ とおくと、 $\mathbb{F}$ がエルミート演算子であることを利用して、変分原理により

$$\omega^2 = - \frac{\int \text{div} \xi \cdot \mathbb{F}(\xi)}{\int \text{div} \rho_m \xi^2} \quad (2-31)$$

が得られる。 $\mathbb{F}$ はエルミート演算子であるから、 ω^2 は実数で、振動は単調に増大または減少する。さらに、異ったモード間での結合もない。

理想導体壁に囲まれたプラズマを考えると、真空領域が存在する場合には、(2-30) 式に (2-25), (2-26) 式を代入することにより

$$\delta U = \delta U_p + \delta U_s + \delta U_v \quad (2-32)$$

$$\delta U_p = \frac{1}{2} \int_p \text{div} \left\{ \frac{Q^2}{\mu_0} - \mathbf{j}_0 \cdot Q \times \xi + \mathbf{r} B_0 (\nabla \cdot \xi)^2 + (\nabla \cdot \xi)(\xi \cdot \nabla B_0) \right\} \quad (2-33)$$

$$\delta U_s = \frac{1}{2} \int_s dS (n \cdot \xi)^2 n \cdot \left[\nabla \left(p + \frac{B_0^2}{2\mu_0} \right) \right] \quad (2-34)$$

$$\delta U_v = \frac{1}{2\mu_0} \int_v \text{div} (\nabla \times A)^2 \quad (2-35)$$

を得る。ここで $\delta U_p, \delta U_s, \delta U_v$ はそれぞれプラズマ領域、境界面、真空領域でのポテンシャルエネルギーの変化を意味しており $\int_s dS$ は境界面での面積分を表わしている。表面電流が流れていない場合には $\delta U_s = 0$ である。

全ての ξ に対して $\delta U > 0$ であれば、プラズマは安定であるから、 δU を最小にする ξ を求め δU の最小値が正であればプラズマは安定である。

δU を最小にする変位 ξ と変分原理による ω^2 を最小にする ξ とは必ずしも一致しない。これは、 ω^2 を最小にする ξ は物理的に存在する変位である

が、 δU を最小にする ξ はある意味で人工的な変位と考えられるからである。

エネルギー原理を用いて軸対称直線プラズマの安定条件を求める。円筒座標系 (r, θ, z) で考え、プラズマ半径 r_p 、導体壁半径 r_m とする。平衡状態の磁束密度分布を $B(r) = (0, B_\theta(r), B_z(r))$ とし、 n -マルモードの変位 $\xi(r) = \xi(r) \exp i(m\theta + kz)$ を考える。このとき (2-33) 式を変形すると、単位長当りのポテンシャルエネルギーの変化として

$$\delta U_p(\xi_r, \eta, \alpha) = \frac{\pi}{2\mu_0} \int_0^{r_p} r dr \left\{ \Lambda(\xi_r, \frac{d\xi_r}{dr}) + \mu_0 \Gamma p \left[\eta + \frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\xi_r) \right]^2 + i \frac{k^2 r^2 + m^2}{r^2} \left[\alpha - \alpha_0(\xi_r, \frac{d\xi_r}{dr}) \right]^2 \right\} \quad (2-36)$$

が得られる。ここで

$$\eta = \nabla \cdot \xi - \frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\xi_r)$$

$$\alpha = i(\xi_\theta B_z - \xi_z B_\theta)$$

$$\Lambda = \frac{1}{k^2 r^2 + m^2} \left\{ (krB_z + mB_\theta) \frac{d\xi_r}{dr} + (krB_z - mB_\theta) \frac{d\xi_r}{dr} \right\}^2 + \left\{ (krB_z + mB_\theta)^2 - 2B_\theta \frac{d}{dr}(rB_\theta) \right\} \frac{\xi_r^2}{r^2} \quad (2-37)$$

$$\alpha_0 = \frac{r}{k^2 r^2 + m^2} \left\{ (krB_\theta - mB_z) \frac{d\xi_r}{dr} - (krB_\theta + mB_z) \frac{\xi_r}{r} \right\}$$

である。(2-36) 式で η, α を含む項は負ではないから

$$\eta = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\xi_r) \quad (2-38)$$

$$\alpha = \alpha_0$$

のとき δU_p は最小になり

$$\delta U_p(\xi_r) = \frac{\pi}{2\mu_0} \int_0^{r_p} r dr \Lambda(\xi_r, \frac{d\xi_r}{dr}) \quad (2-39)$$

を得る。(2-38) 式は $\nabla \cdot \xi = 0$ を意味し、非圧縮性の変位が δU_p を最小にし最も危険であることを示している。また (2-39) 式において Λ の項は比熱比 Γ を含んでいないので、安定条件は Γ によらない、即ちプラズマ

を非圧縮性流体として扱っても安定条件は変わらないことを示している。

(2-39) 式の部分積分を行うと次式を得る。

$$\delta U_p(\xi_r) = \frac{\pi}{2\mu_0} \int_0^{r_p} dr \left\{ f \left(\frac{d\xi_r}{dr} \right)^2 + g \xi_r^2 \right\} + \delta U_a \quad (2-40)$$

ここで

$$f = \frac{r(krB_z + mB_\theta)^2}{k^2 r^2 + m^2} \quad (2-41)$$

$$g = \frac{1}{r} \frac{(krB_z - mB_\theta)^2}{k^2 r^2 + m^2} + \frac{1}{r} (krB_z + mB_\theta)^2 - \frac{2B_\theta}{r} \frac{d}{dr}(rB_\theta) - \frac{d}{dr} \left(\frac{k^2 r^2 B_z^2 - m^2 B_\theta^2}{k^2 r^2 + m^2} \right) \quad (2-42)$$

$$\delta U_a = \frac{\pi}{2\mu_0} \frac{k^2 r_p^2 B_z^2(r_p) - m^2 B_\theta^2(r_p)}{k^2 r_p^2 + m^2} \xi_r^2(r_p) \quad (2-43)$$

δU_v に関しては $A = \zeta \times B$, $\zeta = ir(k \cdot B)\zeta_r$ とおくと (2-35) 式は

$$\delta U_v(\zeta) = \frac{\pi}{2\mu_0} \int_{r_p}^{r_m} r dr \left\{ \frac{1}{k^2 r^2 + m^2} \left(\frac{d\zeta}{dr} \right)^2 + \frac{\zeta^2}{r^2} \right\} \quad (2-44)$$

となる。

δU_p , δU_v を極小化する ξ_r あるいは ζ は次のオイラー-方程式から求めることができる。

$$\frac{d}{dr} \left(f \frac{d\xi_r}{dr} \right) - g \xi_r = 0, \quad r \leq r_p \quad (2-45)$$

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{r}{k^2 r^2 + m^2} \frac{d\zeta}{dr} \right) - \frac{\zeta}{r} = 0, \quad r_p < r < r_m \quad (2-46)$$

$r \rightarrow 0$ で特異でない (2-45) 式の解を用い, (2-46) 式を (2-44) 式に代入すると δU_v の極小値として

$$\delta U_v(\zeta) = \frac{\pi}{2\mu_0} \left\{ \frac{r}{k^2 r^2 + m^2} \frac{d\zeta}{dr} \zeta \right\} \Big|_{r_p}^{r_m} \quad (2-47)$$

を得る。

表面電流が流れていない場合には, $\delta U_s = 0$ であるから, 安定性の問題は,

(2-40), (2-47) 式で与えられる $(\delta U_p + \delta U_v)$ の符号の判定問題になる。

真空領域がない場合には δU_p だけを考えれば良い。(2-39) 式の Λ において, $B_0 d(rB_0)/dr$ を含む項だけが負になり得るので $d(rB_0)/dr < 0$ が安定のための十分条件である。しかし, インバースポンクを除いて, 一般のプラズマではこの条件を満足することがない。

Newcomb⁽⁴⁾ は導体壁に囲まれた軸対称円柱プラズマの安定性について必要十分条件を求め, 14 の定理を述べているが, ここではその一部を述べる。 $m \neq 0$ のモードにおいて k/m を一定とすると, (2-40) 式において g の第二項以外は m に依存しない。この項は m^2 に比例し, 負ではないから $m=1, -\infty < k < \infty$ のモードが最も不安定である。 $m=0$ モードの場合には (2-40) 式は

$$-\delta U_p(\xi_r) = \frac{\pi}{2\mu_0} \int_0^{r_0} dr \left\{ r B_z^2 \left(\frac{d\xi_r}{dr} \right)^2 + \left(\frac{B_z^2}{r} + 2\mu_0 \frac{dP}{dr} \right) \xi_r^2 + k^2 r B_z^2 \xi_r^2 \right\}$$

となり, k を含む項は負ではないから, $k \rightarrow 0$ で安定ならば全ての k で安定である。これから次の定理が導かれる。

[定理] $m=0, k \rightarrow 0$ および $m=1, -\infty < k < \infty$ のモードが安定ならば, そのときに限り全てのモードは安定である。

この定理により, プラズマの安定性は $m=0, 1$ のモードだけを調べれば判定できることがわかる。また, この定理はプラズマが真空領域に囲まれている場合にも同様に成立する。

Newcomb の定理はプラズマの安定に関する必要十分条件を述べたものではあるが, 適用に当たっては, オイラー方程式の小解を解析あるいは数値計算によって求める必要がある。これに対し, Suydam⁽⁵⁾ は局所モードに対してではあるが, もっと簡単な形で, 安定の必要条件を求めている。

プラズマが導体壁で囲まれている場合には (2-40) 式において $\delta U_a = 0$ となる。また $f \geq 0$ であるので f は安定化に寄与する。従って, δU_p に対するオイラー方程式 (2-45) の特異点 $f \propto (k \cdot B) = 0$ がプラズマ内部の点 $r = r_0$ にあるときには, (2-40) 式の安定化項 $f(d\xi_r/dr)^2$ の寄与が小さ

くなるので、この付近の局所モードは危険である。 $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}) = 0$ は磁力線のピッチと不安定性のピッチが一致し、不安定性の変位を妨げる力を磁界が与えないことを意味している。

$r - r_0 = x$ として、 f, g をテーラー展開して最低次の項をとるとオイラー方程式 (2-45) は

$$\alpha \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{d\tilde{\xi}_r}{dx} \right) - \beta \tilde{\xi}_r = 0$$

となる。ここで

$$f = \frac{r B_\theta^2 B_z^2}{B^2} \left(\frac{\tilde{\mu}'}{\tilde{\mu}} \right)^2 \Big|_{r=r_0} x^2 = \alpha x^2$$

$$g = \frac{2 B_\theta^2}{B^2} \mu_0 \frac{dp}{dr} \Big|_{r=r_0} = \beta$$

$$\tilde{\mu} = \frac{B_\theta}{r B_z}, \quad \tilde{\mu}' = \frac{d\tilde{\mu}}{dx}$$

である。Suydam は注意深い解析に基づき、 $\alpha + 4\beta < 0$ の場合には $\delta U_p < 0$ となり、プラズマは不安定であることを示した。従って、安定の必要条件は

$$\frac{r}{4} \left(\frac{\tilde{\mu}'}{\tilde{\mu}} \right)^2 + \frac{2\mu_0}{B_z^2} \frac{dp}{dr} > 0 \quad (2-48)$$

である。これをサイダムの条件と呼ぶ。

(2-48) 式は $dp/dr > 0$ の場合には常に満足されるが、一般には $dp/dr < 0$ である。 $(\tilde{\mu}'/\tilde{\mu})^2$ は磁力線のシアー (shear) による安定化効果を示している。

シアーを大きくする方法として、軸方向磁界 B_z をプラズマの外周部で反転させる逆転磁界配位 (reversed field configuration) が考えられ、Robinson⁽⁶⁾ によって詳しく論じられている。それによると高ベータ ($\beta = 20-30\%$) プラズマを安定に閉じ込め得る磁界配位として期待されている。

§2-4-3 運動方程式による解析

プラズマを記述するモデルには、大別すると二種類ある。一つは、プラズマ領域と真空領域とが鋭い境界によって分けられているとするモデル (sharp boundary model) であり、もう一つはプラズマ領域と真空領域との境界が明確でなく拡散的であるとするモデル (diffuse boundary model) である。

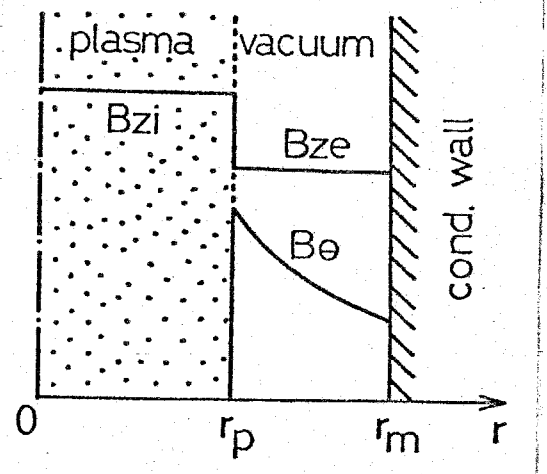
本節では、これらのモデルに基づいて、線形化された運動方程式を解くことによって安定性を調べることができることを示す。

(1) 鋭い境界をもつ円形断面軸対称直線プラズマの安定性

一般には、プラズマ領域と真空領域の明確な境界は存在しない。しかし、大胆な仮定ではあるがプラズマ領域と真空領域とが鋭い境界で分けられているモデルを用いると解析が容易になる。特に、表面電流だけが流れている場合には使用するパラメータ数が少なく、各パラメータの効果を理解しやすい。ただし、このモデルでは局所モードの不安定性を扱うことはできない。

(a) 表面電流モデル

このモデルは電流がプラズマ表面だけを流れるとするもので、第2-3図に示すように、半径 r_p の軸対称直線プラズマが半径 r_m の理想導体壁に囲まれている。軸方向磁界はプラズマ中では B_{zi} 、真空中では B_{ze} で一様である。また真空中には方位角方向磁界 $B_\theta(r) = r_p B_{\theta a} / r$ がある。



ノーマルモードの変位 $\xi(r, t) = \xi(r) \exp i(m\theta + kz - \omega_{ks}t)$ を考える。エネルギー原理によって、非圧縮性の変位が最も危険であるから、こ

第2-3図 表面電流モデル

では非圧縮性流体の仮定, 即ち $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ とおく。

このとき, 次の境界条件

$$(r \xi_r)_{r=0} = 0$$

$$\left[p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right]_{r=r_p} = 0$$

$$(n \cdot B)_{r=r_m} = 0$$

の下で, 運動方程式 (2-25) は

$$\frac{d^2 \xi_r}{dt^2} + \omega_{ks}^2 \xi_r = 0 \quad (2-49)$$

$$T_a^2 \omega_{ks}^2 = \left(\frac{n q_f}{h} \right)^2 (1 + h^2) (1 - \beta) - C_1 (n q_f + m)^2 - m C_2 \quad (2-50)$$

$$T_a^2 = \frac{\mu_0 \rho m r_p^2}{B_{0a}^2}, \quad h = \frac{B_{ze}}{B_{0a}}, \quad \beta = p / \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right)$$

$$C_1 = \frac{I'_m(kr_p)}{I_m(kr_p)} \cdot \frac{K_m(kr_p) I'_m(kr_m) - I_m(kr_p) K'_m(kr_m)}{K'_m(kr_p) I'_m(kr_m) - I'_m(kr_p) K'_m(kr_m)} < 0 \quad (2-51)$$

$$C_2 = \frac{kr_p}{m} \cdot \frac{I'_m(kr_p)}{I_m(kr_p)} \quad (2-52)$$

$$n q_f = k r_p h, \quad n = \frac{k L}{2\pi}$$

$$q_f = \frac{2\pi r_p}{L} \frac{B_{ze}}{B_{0a}} \quad (2-53)$$

ここで I_m, K_m はそれぞれ第一種, 第二種の m 次の変形ベッセル関数で, $I'_m(x)$ は x に関する微分を意味する。また, L はプラズマ長で, トロイダルプラズマや固定端を持つ直線プラズマの場合には不安定性の周期条件から, n は整数でなければならない。しかし, 固定端を持たない直線プラズマでは, n は任意の実数である。 q_f はプラズマ表面での安全係数である。

(2-50) 式は線形分散式で, ω_{ks}^2 は実数であるから $\omega_{ks}^2 < 0$ の場合には不安定である。このとき不安定性の成長率 γ は $\gamma^2 = -\omega_{ks}^2$ で与えられる。

(2-50) 式の右辺第一項は、プラズマ内部の軸方向磁界による安定化作用、第二項は磁界のシアによる安定化の寄与を表わす。第三項は、方位角方向磁界が、プラズマの外側に向かって減少すること起因する不安定化の項である。

$(k \cdot B e)_r = 0$, 即ち $nq + m = 0$ のような摂動に対しては (2-50) 式、右辺第二項の安定化項の寄与がなくなる。これは磁力線のピッチと摂動のピッチが一致する場合に、磁界による復元力がはたらかないことを意味する。

(2-50) 式より, $h^2 \gg 1$ の場合には長波長の不安定性 ($|k r_m| \ll 1$) が問題になる。このときの各モードの安定条件を導出する。

(i) $m = 0$ モードの安定性

$m = 0$, $|k r_m| \ll 1$ のときには $C_1 \rightarrow -1$, $I_0'(k r_p)/I_0(k r_p) < \frac{1}{2} k r_p$ であるから (2-50) 式より

$$T a^2 \omega_{ks m=0}^2 > \left(\frac{nq}{h}\right)^2 \left\{ (1+h^2)(1-\beta) + h^2 - \frac{1}{2} \right\}$$

を得る。安定条件は $\omega_{ks m=0}^2 > 0$ であるから、これより

$$\beta < \frac{1}{2} \frac{1+2h^2}{1+h^2} \simeq 1$$

従って, $h^2 \gg 1$ ならば $m = 0$ モードは安定である。一方, $h \rightarrow 0$ のときには安定条件として $\beta < 1/2$ を得ることができる。

(ii) $m \neq 0$ モードの安定性

$h^2 \gg 1$, $|k r_m| \ll 1$ のとき $C_2 \rightarrow 1$ であるから (2-50) 式より

$$T a^2 \omega_{ks}^2 \simeq (nq)^2 (1-\beta) - C_1 (nq + m)^2 - m$$

を得る。不安定性が最大成長率を示すのは $nq = m C_1 / (1 - C_1 - \beta)$ のときで、

$$T a^2 \omega_{ks \min}^2 = -m(1 + m C_1) - \frac{m^2 C_1^2}{1 - C_1 - \beta}$$

となる。従って、不安定なモードは $\omega_{ks \min}^2 < 0$ より

$$m < \frac{1}{1-\beta} - \frac{1}{C_1} \sim \frac{2-\beta}{1-\beta}$$

である。ここで $h^2 \gg 1$ として $C_1 < -1$ を用いた。第2-4図に不安定なモード m とベータ値 β との関係を示す。低ベータプラズマでも $m=1$ モードは不安定になり得るため、最も危険である。以後、 $m=1$ モードについて考える。

(iii) $m=1$ モードの安定性

$h^2 \gg 1$ のとき $|kr_m| \ll 1$ の不安定性が問題で、このとき

$$Ta^2 \omega_{ks}^2 = (nq)^2 (1-\beta) - C_1 (nq+1)^2 - 1 \quad (2-54)$$

$$C_1 = - \frac{1 + (r_p/r_m)^2}{1 - (r_p/r_m)^2}$$

を得る。不安定性が最大成長率を示すのは $nq = C_1 / (1 - C_1 - \beta)$ のときで

$$Ta^2 \omega_{ksmin}^2 = \frac{1 - C_1 \beta - \beta}{1 - C_1 - \beta}$$

である。また、不安定な領域は $\omega_{ks}^2 < 0$ より

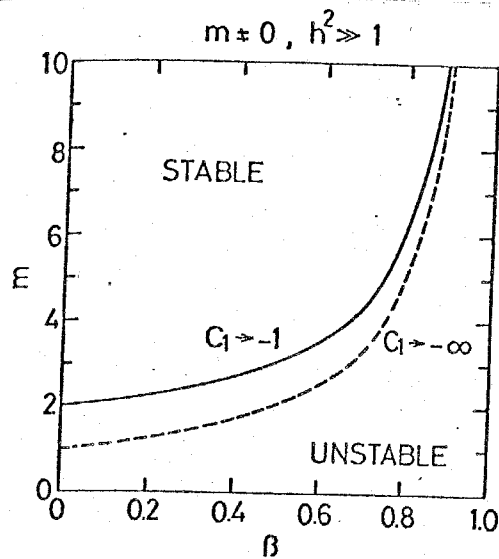
$$\frac{C_1 + \sqrt{1 - C_1 \beta - \beta}}{1 - C_1 - \beta} > nq > \frac{C_1 - \sqrt{1 - C_1 \beta - \beta}}{1 - C_1 - \beta} \quad (2-55)$$

を得る。第2-5図は不安定性の成長率を示したものである。一点鎖線は導体壁がない場合で(2-54)式で $C_1 = -1$ としたものである。破線は導体壁の安定化効果を示したものである。

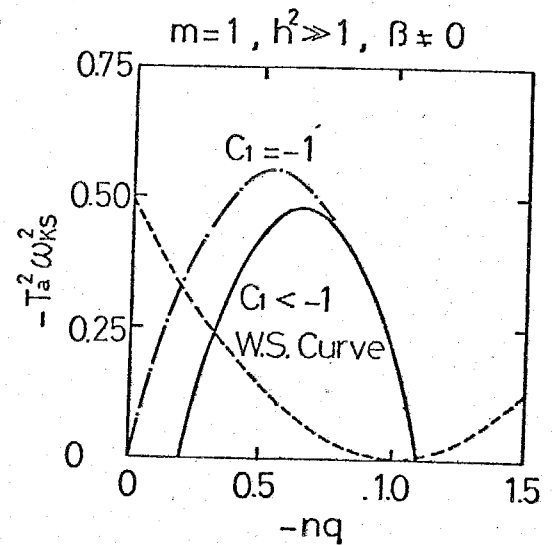
$$Ta^2 \omega^2 = (C_1 + 1)(nq + 1)^2$$

で与えられる。 $nq + 1 = 0$ のときには、不安定性に対して磁力線は復元力を与えないので、導体壁による安定化効果はない。一方 $nq + 1 \neq 0$ の場合には導体壁とプラズマの間の磁界が圧縮されて、不安定性に対して復元力を及ぼす。

C_1 が小さい程、即ち r_p/r_m が1に近い程、導体壁による安定化効果も大きい。導体壁がある場合の不安定性の成長率は、破線と一点鎖線の差で与えられ



第2-4図 ベータ値と
不安定モードとの関係



第2-5図 導体壁による
安定化効果

る。図では $\beta \neq 0$ の場合について、実線で示してある。

不安定性の周期条件を持つプラズマでは、最小の $|n|$ は1であるから、

$$q > -\frac{C_1 - \sqrt{1 - C_1 \beta - \beta}}{1 - C_1 - \beta}$$

ならば、 $m=1$ モードは安定であることが (2-55) 式よりわかる。 $C_1 = -1$, $\beta = 0$ のときのこの条件 $q > 1$ を Kruskal-Shafranov 条件と呼ぶ。

一方 $h^2 \ll 1$ の場合、(2-50) 式は

$$T_a^2 \omega_{ks}^2 \sim \left(\frac{nq}{h}\right)^2 (1-\beta) - C_1 (nq+1)^2 - C_2 \quad (2-56)$$

となる。このとき短波長側の不安定性 ($nq \sim -1$) は、 $\beta \neq 1$ ならば (2-56) 式右辺第一項、即ちプラズマ内部の軸方向磁界によって安定化され得る。長波長側の不安定性 ($nq \sim 0$) は $(-C_1 - C_2)$ の符号によって安定性が判定される。

(b) 均一電流モデル⁽⁷⁾

軸方向電流がプラズマ中を一様に分布して流れている場合で、磁界の分布は第2-6図のようになっている。 $B_{zi} \sim B_{ze} \gg B_{\theta}$ のときには、不安定性の分散式として

$$\tau_a^2 \omega_{ks}^2 = -2(nq + m) + \frac{2}{1 - (r_p/r_m)^{2m}} (nq + m)^2 \quad (2-57)$$

が得られる。不安定な領域は

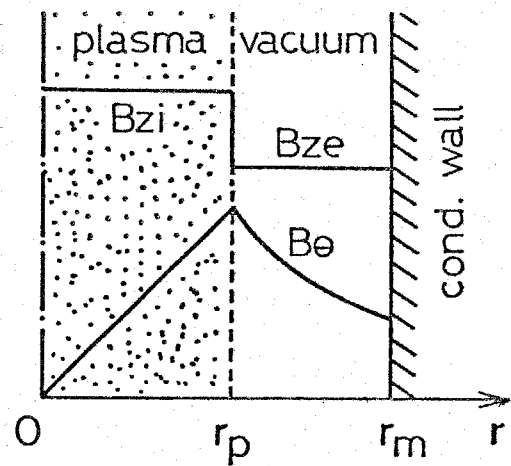
$$m-1 + \left(\frac{r_p}{r_m}\right)^{2m} < -nq < m$$

で、不安定性の最大成長率は

$$\tau_a^2 \omega_{ks\min}^2 = -\frac{1 - (r_p/r_m)^{2m}}{2}$$

である。 $r_p/r_m \ll 1$ の場合には、モード m の違いによる成長率の差はほとんどない。

$r_p/r_m \sim 1$ の場合には、高 m モード程、導体壁による安定



第2-6図 一様電流モデル

化効果がきかぬために不安定性の最大成長率が多い。しかし、ピンチプラズマの実験では $m \geq 2$ のモードは現われないか、あるいは $m \geq 2$ のモードの成長率は $m=1$ モードに比べ非常に小さいことが観測されている⁽⁸⁾。これは、高温プラズマではイオンのラーマー半径が大きくなって、簡単化された電磁流体方程式では無視されていた有限ラーマー半径効果⁽⁹⁾ (finite Larmor radius effect) が現われるためであると考えられている。

有限ラーマー半径効果を考え、電子は流体、イオンは粒子として扱うモデル (Vlasov fluid model) の理論的解析⁽¹⁰⁾ によれば、 $m=1$ モードに対しては有限ラーマー半径効果は何ら影響を及ぼさないが、 $m \geq 2$ モードに対しては

$$r_L/r_p > 4/m(m-1) \cdot (r_p/r_L) \cdot (\gamma_{MHD}/\omega_c)$$

が満たされれば安定化されることが示された。ここで r_L , ω_c はそれぞれイオンのラーマー半径およびサイクロトロン周波数で, γ_{MHD} は電磁流体方程式によって求められる不安定性の成長率である。従って, 高温プラズマでイオンのラーマー半径が大きい場合には $m=1$ モードが最も危険である。

$m=1$ モードに対して (2-57) 式は $\beta=0$ の場合の表面電流モデルによる分散式 (2-54) と同じになる。これは, 均一電流モデルにおいてもプラズマ中の磁界のピンチは一定になりシアによる安定化効果がないためであると考えられる。

(2) 拡散ピンチプラズマの安定性

一般にプラズマ領域と真空領域との境界は明確ではなく, 第2-7図に示すように磁界分布も拡散的である。ノーマルモードの変位 $\xi(r, t) = \xi(r) \cdot \exp i(m\theta + kz - \omega t)$ を考えると線形化された運動方程式 (2-25) は, ξ の半径方向成分 ξ_r に関する二階の微分方程式になる⁽¹¹⁾。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} \left[\frac{(\omega^2 \rho_m - F^2/\mu_0) \{ \omega^2 \rho_m (\Gamma P + B^2/\mu_0) - \Gamma P F^2/\mu_0 \}}{N} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \xi_r) \right] \\ + \left[\omega^2 \rho_m - F^2/\mu_0 - \frac{2B_\theta}{\mu_0} \frac{d}{dr} \left(\frac{B_\theta}{r} \right) - \frac{4k^2 B_\theta^2}{\mu_0 r} - \frac{\omega^2 \rho_m B^2/\mu_0 - \Gamma P F^2/\mu_0}{N} \right. \\ \left. + r \frac{d}{dr} \left\{ \frac{2kB_\theta (mB_z/r - kB_\theta)}{\mu_0 r^2} - \frac{\omega^2 \rho_m (\Gamma P + B^2/\mu_0) - \Gamma P F^2/\mu_0}{N} \right\} \right] \xi_r = 0 \end{aligned} \quad (2-58)$$

ここで

$$F = kB_z + \frac{m}{r} B_\theta \quad (2-59)$$

$$N = \omega^4 \rho_m^2 - \omega^2 \rho_m \left(\frac{m^2}{r^2} + k^2 \right) (\Gamma P + \frac{B^2}{\mu_0}) + \left(\frac{m^2}{r^2} + k^2 \right) \frac{\Gamma P F^2}{\mu_0}$$

である。

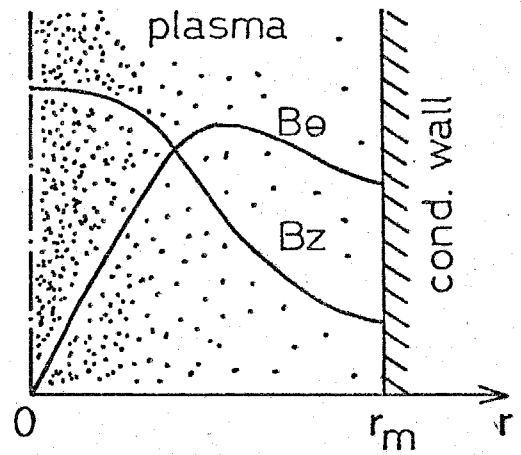
プラズマの非圧縮性を仮定する場合には (2-58) 式において $\Gamma \rightarrow \infty$ とする。このとき, 運動方程式として

$$\frac{d}{dr} \left\{ a \frac{d}{dr} (r \xi_r) \right\} - b \xi_r = 0 \quad (2-60)$$

を得る。⁽¹²⁾ ここで a, b はそれぞれ

$$a = \frac{r(-\omega^2 \rho_m + F^2 / \mu_0)}{k^2 r^2 + m^2}$$

$$b = -\omega^2 \rho_m + \frac{F^2}{\mu_0} - \frac{2B_\theta}{\mu_0} \frac{d}{dr} \left(\frac{B_\theta}{r} \right) + \frac{2mr}{\mu_0} \frac{d}{dr} \left\{ \frac{FB_\theta}{r(k^2 r^2 + m^2)} \right\} - \frac{4k^2 F^2 B_\theta^2}{\mu_0^2 (k^2 r^2 + m^2) (-\omega^2 \rho_m + F^2 / \mu_0)}$$



で、 F は (2-59) 式で与えられている。 第2-7図 振散ピンチモデル

これらの運動方程式 (2-58) あるいは

(2-60) 式を境界条件

$$(r \xi_r)_{r=0, r_m} = 0$$

の下で解けば、方程式の固有値から不安定性の成長率 γ ($-\gamma^2 = \omega^2$) および固有関数 $\xi_r(r)$ を得ることができる。一般には、解析的に (2-58) あるいは (2-60) 式を解くことは不可能であるから、計算機によって数値積分を行うことになる。本研究では、プラズマの非圧縮性を仮定し (2-60) 式を数値積分した。解としては、方程式の性質を利用して ω^2 が最小になるものを選んだ。

振散ピンチモデルでは、表面電流モデルとは異なり局所モードの安定性も論じることができる。

§2-5 動的安定化

静磁界だけでは安定なプラズマを得ることができない場合、高周波電磁界のはたらきによって安定なプラズマを得る方法を動的安定化法という。

動的安定化法の例としては、倒立振子の安定化が古くから知られている。また、プラズマで起こる交換型不安定性に対する動的安定化のモデル実験は、パラフィン、水銀等の流体を用いて Wolf⁽¹³⁾ が行っており、動的安定化によって比重の大きな流体を比重の小さな流体で安定に支え得ることを示している。

本節では、動的安定化法の概念および表面電流モデルにおける動的安定化効果について述べる。

§2-5-1 動的安定化法の物理的概念

動的安定化法は高周波振動によって作られる高周波ポテンシャルのはたらきによって系の安定化を計るもので、ポテンシャルの概念によって動的安定化効果を説明できる。

静的ポテンシャル場 U_s 中に置かれた質量 M の粒子が、周波数 ω_0 で変化する力

$$f = f_0 \cos \omega_0 t$$

の作用を受けているときの運動を⁽¹⁴⁾考える。ここで f_0 は座標だけの関数とする。また ω_0 は、場 U_s だけのときに行う粒子の運動の特性時間を T_0 としたとき $T_0 \omega_0 \gg 1$ を満たすものとする。さらに、 f によって起こされる粒子の振動的変位 ϵ は十分小さいものと仮定する。

一次元での運動を考えると、空間座標を x として粒子の運動方程式は

$$M\ddot{x} = -\frac{\partial U_s}{\partial x} + f$$

と表わされる。

粒子の運動はゆっくりとした変位 X に高周波振動変位 z が重畳されたものであるから

$$x(t) = X(t) + z(t)$$

と表わされる。上式を運動方程式に代入し、高周波振動に関して時間平均をとると

$$M\ddot{X} = \frac{\partial U_s}{\partial X} - \frac{1}{2M\omega_0^2} \frac{\partial f_c^2}{\partial X} = \frac{\partial U_e}{\partial X} \quad (2-61)$$

が得られる。ここで U_e は

$$U_e = U_s + \frac{f_c^2}{2M\omega_0^2} \quad (2-62)$$

によって定義される実効ポテンシャルエネルギーである。(2-62)式において静的な場 U_s に付加された項が高周波ポテンシャルで、粒子の高周波振動の平均運動エネルギーになっている。

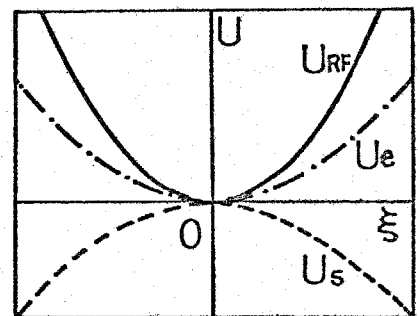
系が安定であるための条件は、実効ポテンシャルエネルギー U_e を用いて

$$\left. \frac{\partial^2 U_e}{\partial x^2} \right|_{x=0} > 0 \quad (2-63)$$

と表わすことができる。

プラズマの電磁流体不安定性に対する動的安定化効果も、高周波ポテンシャルによる効果として説明できる。円形断面軸対称直線プラズマの表面電流モデルにおいて、静磁界と共に高周波磁界がある場合、導体壁による安定化効果を見捨てる、プラズマの運動方程式は

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial \tau^2} + (\theta_0 + 2\theta_1 \cos 2\tau)\xi = 0$$



第2-8図

高周波ポテンシャル

という形の Mathieu 方程式に書き直すことができる。ここで、 θ_0 、 θ_1 は定数
 ξ はプラズマの変位、 τ は時間を表わす。

前述の結果と比較することにより、静的ポテンシャル U_s は

$$U_s = \frac{\theta_0}{2} \xi^2$$

高周波ポテンシャル U_{RF} は

$$U_{RF} = \frac{\theta_1^2}{4} \xi^2$$

と書き表わすことができる。従って、実効ポテンシャルエネルギー U_e は

$$U_e = U_s + U_{RF} = \left(\frac{\theta_0}{2} + \frac{\theta_1^2}{4} \right) \xi^2$$

となる。この系の安定条件として、(2-63) 式より

$$\theta_0 + \frac{\theta_1^2}{2} > 0$$

を得る。上式は $|\theta_1| < 1$ のときの Mathieu 方程式の安定条件⁽¹⁵⁾と一致する。

静的な場 U_s にあるプラズマが不安定なとき、即ち $\theta_0 < 0$ の場合についてこれを図にしたものが第2-8図である。プラズマの変位 ξ が生じたときに高周波ポテンシャルが十分大きければ実効ポテンシャルの傾き $\partial U_e / \partial |\xi|$ が正になるため、 $|\xi|$ は増大せず、プラズマは安定である。

§ 2-5-2 表面電流モデルによる動的安定化効果の解析

円形断面軸対称直線プラズマの表面電流モデル(第2-3図)において、角周波数 ω_0 の軸方向高周波電流を流す場合について考える。このとき、軸方向電流は

$$\tilde{I} = I (1 + \varepsilon_I \cos \omega_0 t) \quad , \quad \varepsilon_I \ll 1 \quad (2-64)$$

と表わされる。 ε_I は高周波電流の波高値と直流電流値の比である。プラズマは方位角方向高周波磁界の磁気圧を受けて、動的平衡状態にあるが、

$$\omega_0^2 < \frac{V_{Ai}^2 + C_s^2}{r_p^2}$$

$$V_{Ai}^2 = B_{zi}^2 / \mu_0 \rho_m, \quad C_s^2 = T P / \rho_m$$

のときには、プラズマの物理量 Q も高周波電流と同位相で変化する高周波成分をもつ、即ち

$$\tilde{Q} = Q(1 + \varepsilon_Q \cos \omega_0 t), \quad \varepsilon_Q \ll 1 \quad (2-65)$$

となる。

プラズマとθコイルとの結合が小さい場合やθ系の外部インダクタンスが大きい場合には、外部軸方向磁界には高周波成分は現れない。

プラズマ中の磁束保存および $\Gamma = 2$ とし k ときの状態方程式 (2-7) より、 ε_I と各高周波成分の関係として

$$\varepsilon_a = -\frac{\varepsilon_I}{1+2k^2}, \quad \varepsilon_{zi} = \frac{2\varepsilon_I}{1+2k^2}, \quad \varepsilon_p = \frac{4\varepsilon_I}{1+2k^2} \quad (2-66)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{2k^2 \varepsilon_I}{1+2k^2}$$

を得る。ここで $\varepsilon_a, \varepsilon_{zi}, \varepsilon_p, \varepsilon_\theta$ はそれぞれ、(2-65) 式で表現されるプラズマ半径、プラズマ内部の軸方向磁界、プラズマ圧力および方位角方向磁界の高周波成分である。(2-66) 式より、 $k^2 \gg 1$ の場合には

$$\varepsilon_\theta = \varepsilon_I, \quad \varepsilon_a = \varepsilon_{zi} = \varepsilon_p = 0 \quad (2-67)$$

となることがわかる。これは、 $k^2 \gg 1$ の場合には軸方向磁界によってプラズマの閉じ込めを行っており、方位角方向高周波磁界の磁気圧は圧力平衡に影響しないことを意味している。

このとき運動方程式 (2-49) は

$$\frac{d^2 \xi_r}{d\tau^2} + (\theta_0 + 2\theta_1 \cos 2\tau + 2\theta_2 \cos 4\tau) \xi_r = 0 \quad (2-68)$$

$$\tau = \frac{\omega_0}{2} t$$

$$\theta_0 = \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 \left\{ \left(\frac{n_0}{h}\right)^2 (1+h^2)(1-\beta) - C_1 (n_0 + m)^2 - m C_2 - \frac{1}{2} m (C_1 + C_2) \varepsilon_I^2 \right\} \quad (2-69)$$

$$\theta_1 = \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 \left\{ -C_1 (n_0 + m) - C_2 \right\} m \varepsilon_I \quad (2-70)$$

$$\theta_2 = \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 \frac{1}{4} (-m C_1 - C_2) m \varepsilon_I^2 \quad (2-80)$$

と表わされる。記号の意味は §2-4-3 と同じである。後述するように、動的安定化力は ε_I^2 に比例するので、 ε_I^2 の項まで残してある。

(2-68) 式は Hill 方程式と呼ばれている。動的安定化時の変位を $\xi(r, t) = \xi(r) \exp i(m\theta + k\tau - \omega_{Ds}t)$ と表わすとき、 $|\theta_0|, |\theta_1|, |\theta_2| \ll 1$ の場合には、不安定性の成長率 γ_{Ds} ($\gamma_{Ds}^2 = -\omega_{Ds}^2$) は次式により求めることができる。⁽¹⁵⁾

$$\frac{\sin^2(i\nu\pi/2)}{\sin^2(\sqrt{\theta_0}\pi/2)} = 1 + \frac{\pi \cot(\sqrt{\theta_0}\pi/2)}{4\sqrt{\theta_0}} \left\{ \frac{\theta_1^2}{1-\theta_0} + \frac{\theta_2^2}{4-\theta_0} \right\} \quad (2-81)$$

$$\gamma_{Ds} = \frac{\omega_0}{2} \nu$$

さらに $|\theta_0|, |\theta_1|, |\theta_2| \ll 1$ の場合には

$$T_a^2 \omega_{Ds}^2 = \left(\frac{\omega_0 T_a}{2}\right)^2 \textcircled{A} \quad (2-82)$$

$$\textcircled{A} = \theta_0 + \frac{\theta_1^2}{2} + \frac{\theta_2^2}{8} \quad (2-83)$$

と表わされる。

最も危険な $m=1$ モードの不安定性に対する動的安定化効果の解析を行う。最初に導体壁による安定化効果が無視できる場合を考える。 $h^2 \gg 1$ とすると動的安定化を行わないときに不安定な領域は $|kr_p| \ll 1$ であるから、

$$\theta_0 = \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 \{ (nq)^2(1-\beta) + (nq+1)^2 - 1 \} = 4 \frac{\omega_{ks}^2}{\omega_0^2}$$

$$\theta_1 = -\left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 nq \varepsilon_I$$

$$\theta_2 = 0$$

を得る。動的安定化を考える場合

$$|\omega_{ks}^2 / \omega_0^2| \ll 1 \quad (2-84)$$

とすべきであるから $(2/\omega_0 T_a)^2 < 1$, 従って (2-82) 式より

$$\begin{aligned} T_a^2 \omega_{Ds}^2 &= T_a^2 \omega_{ks}^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 (nq \varepsilon_I)^2 \\ &= (nq)^2(1-\beta) + (nq+1)^2 - 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 (nq \varepsilon_I)^2 \end{aligned} \quad (2-85)$$

を得る。安定化効果は $(nq \varepsilon_I)^2$ に比例し, ω_0^2 に反比例している。従って, $|nq|$ の大きい領域, 即ち短波長側の不安定性を安定化する。また (2-84) 式を満足する限りでは, 高周波電流の間波数は低い程, 安定化効果が大きい。

動的安定化時の不安定性の成長率を第2-9図に示す。一点鎖線は動的安定化を行わないときの不安定性の成長率, 鎖線は安定化の大きさを表わし

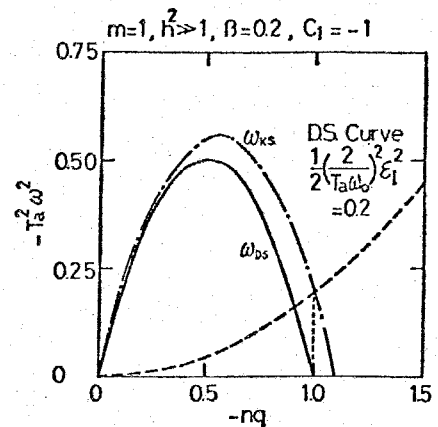
$$\frac{1}{2} \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 (nq \varepsilon_I)^2$$

である。実線が動的安定化時の不安定性の成長率を示している。

(2-85) 式より, 動的安定化される領域は

$$-\frac{2}{2-\beta} < nq < -\frac{2}{2-\beta + \frac{1}{2} \left(\frac{2\varepsilon_I}{\omega_0 T_a}\right)^2}$$

であるから, 短波長側の僅かな領域であることがわかる。



第2-9図 動的安定化時の不安定性の成長率

導体壁による安定化効果も考慮する場合に、

$$\theta_0 = \left(\frac{z}{\omega_0 Ta}\right)^2 \left\{ (nq)^2 (1-\beta) - C_1 (nq+1)^2 - 1 - \frac{1}{2} (C_1+1) \varepsilon_I^2 \right\}$$

$$\theta_1 = \left(\frac{z}{\omega_0 Ta}\right)^2 \left\{ -C_1 (nq+1) - 1 \right\} \varepsilon_I$$

$$\theta_2 = \left(\frac{z}{\omega_0 Ta}\right)^2 \frac{1}{4} (-C_1 - 1) \varepsilon_I^2$$

$$C_1 = \frac{1 + (r_p/r_m)^2}{1 - (r_p/r_m)^2}$$

を得る。導体壁による安定化効果を見捨てる場合と同様に (2-84) 式が成り立つときには $(z/\omega_0 Ta) < 1$ であるから、(2-82) 式より

$$\omega_{DS}^2 \simeq \frac{\omega_0^2}{4} \left(\theta_0 + \frac{\theta_1^2}{2} + \frac{\theta_2^2}{8} \right) \quad (2-86)$$

を得る。

$$\theta_0 = \frac{4}{\omega_0^2} \omega_{KS}^2 + \theta'$$

と表わすと、 $\theta' = 2\theta_2$ であるから $|\theta'| = 2|\theta_2| \gg \theta_2^2/8$ が成立し (2-86) 式で θ_2^2 の項は無視できる。さらに

$$|\theta'| \sim \left(\frac{z}{\omega_0 Ta}\right)^2 O(\varepsilon_I^2) \gg \frac{1}{2} \left(\frac{z}{\omega_0 Ta}\right)^4 O(\varepsilon_I^2) \sim \frac{\theta_1^2}{2}$$

であるから、(2-86) 式で θ_1^2 の項も無視できる。従って (2-86) 式より

$$Ta^2 \omega_{DS}^2 \simeq Ta^2 \omega_{KS}^2 - \frac{1}{2} (C_1 + 1) \varepsilon_I^2 \quad (2-87)$$

を得る。

(2-87) 式右辺第二項は

$$-\frac{1}{2} (C_1 + 1) \varepsilon_I^2 \simeq \frac{(r_p/r_m)^2}{1 - (r_p/r_m)^2} \varepsilon_I^2$$

で、導体壁中を流れる高周波鏡像電流による安定化効果を表わしている。

導体壁による安定化効果も考慮したときの不安定性の成長率を第2-10図に示す。一点鎖線は導体壁による安定化効果を無視した静磁界だけのときの不安定性の成長率である。破線は導体壁による安定化効果の大きさを表わしており

$$-(C_1+1)\{(nq+1)^2 + \frac{1}{2}\epsilon_I^2\}$$

で与えられる。従って、高周波電流を流したときの不安定性の成長率は、一点鎖線と破線の差である実線によって示される。

安定化条件は $\omega_{Ds}^2 > 0$ であるから

(2-87) 式より

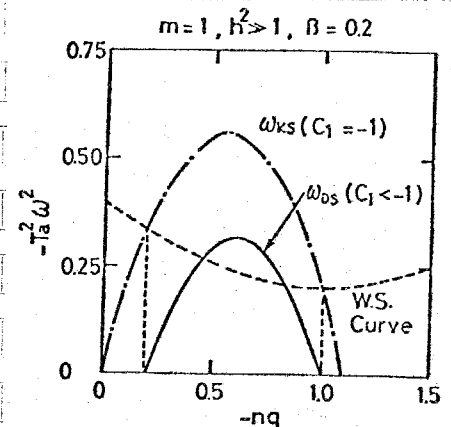
$$\epsilon_I^2 > \frac{2(1-\beta-C_1\beta)}{(1-C_1-\beta)(C_1+1)} \quad (2-88)$$

が得られる。 $\beta=0$ の場合について、安定化に必要な ϵ_I と (r_p/r_m) との関係を第2-11図に示す。

$h = B_{ze}/B_{\theta a} \gg 1$ が成り立つ場合には、(2-66)式に示したように、プラズマ中の物理量にも高周波成分が現われる。このとき、プラズマの動的平衡、非圧縮性変位を考えると、運動方程式として

$$\frac{d^2 \xi_r}{dt^2} + (\theta'_0 + 2\theta'_1 \cos 2\tau + 2\theta'_2 \cos 4\tau) \xi_r = 0 \quad (2-89)$$

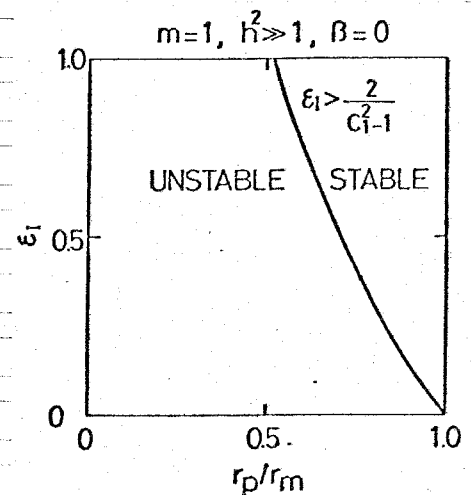
$$\tau = \frac{\omega_0}{2} t$$



W.S. Curve: $-(C_1+1)((nq+1)^2 \epsilon_I^2/2)$

Wall Stabilization

第2-10図 動的安定化時の導体壁効果



第2-11図 完全安定化に必要な高周波電流値

$$\theta'_0 = \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 \left[\left(\frac{n_f}{h}\right)^2 (1+h^2)(1-\beta) - C_1 (n_f + m)^2 - m C_2 \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{n_f}{h}\right)^2 (1+h^2)(1-\beta) \varepsilon_{zi}^2 - m(C_1 m + C_2) \left(\varepsilon_\theta + \frac{\varepsilon_{zi}}{2}\right)^2 \right\} \right]$$

$$\theta'_1 = \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 \left[\left(\frac{n_f}{h}\right)^2 (1+h^2)(1-\beta) \varepsilon_{zi} - m \{ C_1 (n_f + m) + C_2 \} \left(\varepsilon_\theta + \frac{\varepsilon_{zi}}{2}\right) \right]$$

$$\theta'_2 = \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 \frac{1}{4} \left[\left(\frac{n_f}{h}\right)^2 (1+h^2)(1-\beta) \varepsilon_{zi}^2 - m(C_1 m + C_2) \left(\varepsilon_\theta + \frac{\varepsilon_{zi}}{2}\right)^2 \right]$$

$$\varepsilon_{zi} = \frac{2}{1+2h^2} \varepsilon_I, \quad \varepsilon_\theta = \frac{2h^2}{1+2h^2} \varepsilon_I$$

を得る。記号の意味は § 2-4-3 と同じである。本研究でも $h^2 \gg 1$ を満たさない場合には、上式を用いて不安定性の成長率を数値計算した。

§ 2-6 トロイダルプラズマの動的平衡

本節では、円形断面軸対称トロイダルプラズマの平衡を高周波トロイダル電流によって得る場合の条件を導出し、その際に必要な高周波電圧を概算し、θピンチ核融合炉の可能性を検討する。

静磁界によるトロイダルθ-スピンチプラズマのトロイダル平衡については、既に § 2-3-2 で検討した。その結果、平衡条件として (2-24) 式が得られた。

$$A^2 q^2 \beta \leq AC(1-C) + \frac{1}{2} - \ln \frac{1}{C} \quad (2-24)$$

$$A = \frac{R_0}{r_p}, \quad C = \frac{r_p}{r_m}$$

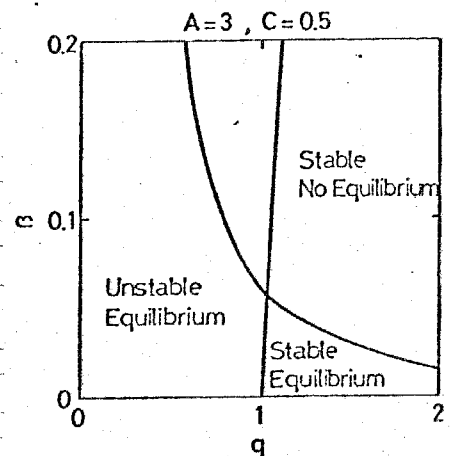
ここで q はプラズマ表面での安全係数、 A はアスペクト比、 C は圧縮比である。

一方、 $m=1$ モードに対する安定条件は § 2-4-3 の結果より

$$q > \frac{C_1 - \sqrt{1 - C_1 \beta - \beta}}{1 - C_1 - \beta} \quad (2-90)$$

$$C_1 = -\frac{C^2 + 1}{C^2 - 1}$$

である。第2-12図に $A=3$, $C=0.5$ の場合に安定な平衡を得ることができる範囲を示す。図より、静磁界では高々 6% 程度のベータ値を持つプラズマしか得られないことがわかる。



第2-12図

そこで、高周波トロイダル電流によって高ベータプラズマの動的平衡を得る場合についてトロイダル平衡の可能な領域を考える。

トロイダル方向磁界によって $\beta=1$ のプラズマが閉じ込められているとする。このとき高周波トロイダル電流

$$\tilde{I}_\phi = \sqrt{2} I_0 \sin \omega_0 t$$

を流すと、トロイダルシフトの方程式として

$$\frac{d^2 \Delta}{dt^2} = \frac{B_{00}^2}{\mu_0 \rho_m R_0} \left\{ (1 - \cos 2\omega_0 t) \left(\ln \frac{r_m}{r_p} - \frac{2R_0 \Delta}{r_m^2} \right) + \beta_p - \frac{1}{2} \right\}$$

を得る。ここで Δ はトロイダルシフトの大きさ、 B_{00} , β_p はトロイダル磁界を B_z とすると

$$B_{00} = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r_p}, \quad \beta_p = \beta \left\{ 1 + \left(\frac{B_z}{B_{00}} \right)^2 \right\} \approx \beta \left(\frac{B_z}{B_{00}} \right)^2$$

である。

高周波実効値と等しいトロイダル直流電流を流したときの、トロイダルシフトの自然周波数 ω_n は、(2-20) 式より

$$\omega_n^2 = \frac{2 B_{00}^2}{\mu_0 \rho_m r_m^2}$$

である。トロイダルシフトの高周波成分が十分に小さいためには

$$\omega_0^2 \gg \omega_n^2 = \frac{2B_{\theta 0}^2}{\mu_0 \rho_m r_m^2} \quad (2-91)$$

を満たしていなければならない。

一、直流トロイダル電流 I_0 を流したときの $m=1$ モード不安定性の成長率 γ ($\gamma^2 = -\omega_{ks}^2$) は (2-54) 式で与えられるので、動的安定化効果によって不安定性が成長しないためには

$$|\omega_{ks}^2| \leq \frac{B_{\theta 0}^2}{\mu_0 \rho_m r_p^2} = \frac{\omega_n^2}{2} \left(\frac{r_m}{r_p} \right)^2 \ll \omega_0^2 \quad (2-92)$$

を満たしていなければならないと考えられる。従って、圧縮比 (r_p/r_m) が余り大きくない場合には、高周波トロイダル電流の周波数が (2-92) 式を満たせば (2-91) 式も同時に満たされるので、不安定性は成長せず、トロイダルシフトの高周波成分も十分に小さい。このとき、動的平衡の条件は、直流トロイダル電流を高周波トロイダル電流の実効値で置き換えることによって、(2-24) 式で表わされる。

動的平衡の条件をまとめると

$$A^2 q^2 \beta \leq AC(1-C) + \frac{1}{2} - \ln \frac{1}{C} \quad (2-93)$$

$$\omega_0^2 \gg \frac{B_{\theta 0}^2}{\mu_0 \rho_m r_p^2}$$

である。

プラズマの単位長当りに要する高周波電力 P_{RF} は、回路の Q を考えると

$$P_{RF} = \frac{\omega_0}{Q} \int_{r_p}^{r_m} \frac{\tilde{B}_{\theta}^2}{2\mu_0} 2\pi r dr = \frac{\pi}{\mu_0} \frac{\omega_0}{Q} r_p^2 B_{\theta 0}^2 \ln \left(\frac{r_m}{r_p} \right)$$

$$\tilde{B}_{\theta} = r_p B_{\theta 0} / r$$

であるから、(2-93) 式を上式に代入すると

$$P_{RF} \gg \frac{\pi}{Q} \frac{r_p}{\sqrt{\rho_m}} \ln \frac{1}{c} \left\{ \frac{\beta B_z^2 / \mu_0}{AC(1-C) + \frac{1}{2} - \ln \frac{1}{c}} \right\}^{3/2} \quad (2-94)$$

を得る。

上式を用いて、トロイダルθピンチ炉の動的平衡の可能性を検討する。トロイダルθピンチ炉のエネルギー計算には RTPR の概念設計値⁽¹⁶⁾を用い、大半径 R_0 だけを変える。RTPR の諸量は第2-1表に示してある。

熱エネルギーになった高周波エネルギーも変換効率 η_{th} で電気エネルギーに変えられるものと考える。(2-94)式を用いたときの、単位長当りのエネルギー W と R_0 の関係を第2-13図に示す。ただし $\eta_{th} = 0.4$, $Q = 100$ を用いている。図で W_{E0} は動的平衡を考えないときの電気エネルギー, $(1-\eta_{th})W_{RF}$ は動的平衡のために費される高周波エネルギーを表わしている。両者の差

$$W_e = W_{E0} - (1-\eta_{th})W_{RF}$$

が電気出力エネルギーである。炉としての全電気出力は

$$P_E = 2\pi R_0 W_e \frac{\tau_B}{\tau_c}$$

と表わされる。ここで τ_B , τ_c はそれぞれ燃焼時間およびサイクル時間である。

第2-13図より $R_0 \geq 73$ (m) で炉から電気出力を得られることがわかる。 $R_0 = 100$ (m) とすると電気出力 $P_E = 8 \times 10^8$ (W) のトロイダルθピンチ炉になる。このとき必要な高周波トロイダル電流の条件は(2-93), (2-94)式より

$$I_0 \geq 699 \quad (\text{kA})$$

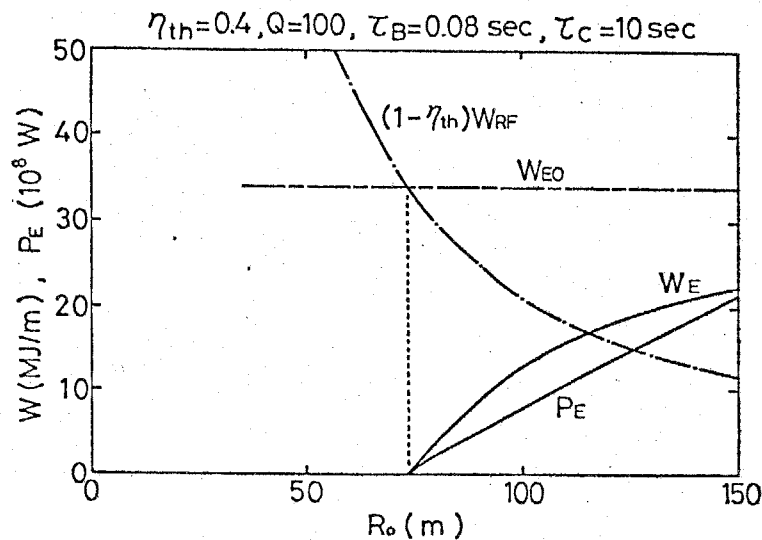
$$\omega_0 \gg 7.47 \times 10^5 \quad (\text{rad/sec})$$

$$P_{RF} \gg 4.39 \times 10^8 \quad (\text{W})$$

である。RTPR の場合、炉心部は長さ2mのモジュールで構成されている。今、各モジュールに1台の高周波電源を用いるとすれば、各高周波電源の出力は1.40(MW)以上あれば良い。この値は現在の技術で実現されている値である。

第2-1表 θ ピンチ炉の諸量

RTPR (Reference Theta Pinch Reactor)		
R_o	major radius (m)	56
r_m	first wall radius (m)	0.5
C	compression ratio	0.3
B_z	toroidal magnetic field (kG)	110
n	number density (cm^{-3})	1.32×10^{16}
$\bar{T}$	average temperature (keV)	11.4
β	plasma beta	~ 1
m_i	average ion mass (kg)	4.17×10^{-27}
τ_B	effective burn time (sec)	0.08
τ_C	cycle time (sec)	10
W_{THO}	total usable thermal energy (MJ/m)	101.38
W_{CO}	circulating energy (MJ/m)	6.29
W_{ETO}	gross electrical energy (MJ/m)	40.57
W_{EO}	net electrical energy (MJ/m)	34.07

第2-13図 動的平衡 θ ピンチ炉の出力

しかしながら、プラズマ物理に関する問題、例えばプラズマと磁界の拡散、熱損失等を別にしても、動的平衡によるトロイダルθピンチ炉の実現のためには、種々の技術的問題が残されている。第一に、高周波電源の効率の問題がある。効率が低い場合には、トロイダル大半径を更に大きくしないと、炉から電気出力を得ることができなくなる。また、多数の高周波電源の直並列運転が実際に可能かどうかは未知の問題である。動的平衡のためには、第一壁を導電率の高い金属壁にする必要があるが、ニュートロンの高エネルギーに耐え得る材料を開発できるか疑問である。本検討では、熱エネルギーから電気エネルギーへの変換効率 η_{th} を 0.4 としたが、循環エネルギーが大きいので、 η_{th} が小さくなった場合には電気出力を得られなくなる。これらの問題が技術開発によって解決されない限りは、動的平衡によるトロイダルθピンチ炉の実現は難しいと思われる。

§ 2-7 磁気音波の励起

磁化プラズマに高周波磁界を印加する場合、プラズマ中に磁気音波が励起される。大振幅の磁気音波は、ピンチ後のプラズマでは半径方向振動としてよく観測され、プラズマの線密度の推定に利用されている。磁気音波の励起はプラズマの加熱手段としても期待され、動的平衡にも深く関わる問題であるので、ここでは、小振幅の磁気音波について論じる。

円形断面の軸対称プラズマについて考える。円筒座標系 (r, θ, z) を用い、磁束密度分布は $B = (0, B_\theta, B_z)$ とする。

1-マルモードの変位 $\xi(r, t) = \xi(r) \exp i(m\theta + kz - \omega t)$ に対する線形運動方程式は (2-25) 式で与えられる。磁気音波は $m=0$, $k=0$ の振動であるから、磁気音波の運動方程式として

$$\frac{d}{dr} \left\{ \left(\rho_p + \frac{B^2}{\mu_0} \right) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \xi_r) \right\} + \left\{ \omega^2 \rho_m - \frac{2B_\theta}{\mu_0} \frac{d}{dr} \left(\frac{B_\theta}{r} \right) \right\} \xi_r = 0 \quad (2-95)$$

を得る。

表面電流モデルを考へ、プラズマ半径 r_p 、プラズマ内では圧力 p 、密度 ρ_m 、磁界 B_i と同様で $B_i = (0, 0, B_{zi})$ とする。このとき (2-95) 式は

$$\frac{d}{dr} \left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \xi_r) \right\} + \frac{\omega^2}{C_s^2 + U_A^2} \xi_r = 0 \quad (2-96)$$

$$C_s^2 = \frac{\Gamma p}{\rho_m}, \quad U_A^2 = \frac{B_{zi}^2}{\mu_0 \rho_m}$$

となる。ここで C_s は音速、 U_A はアルベン速度である。(2-96) 式の解は

$$\xi_r = A_1 J_1(\alpha r) + A_2$$

である。ここで $J(x)$ はベッセル関数、 A は積分定数で、 α は

$$\alpha^2 = \frac{\omega^2}{C_s^2 + U_A^2} = \frac{\omega^2}{v_0^2}$$

である。一方、磁界の擾動量は $b = \nabla \times (\xi \times B)$ より

$$b_{zi} = -\alpha A B_{zi} J_0(\alpha r)$$

を得る。

平衡時におけるプラズマ外部の磁界分布を $B_e = (0, B_{\theta a} r_p / r, B_{ze})$ とし、軸方向高周波電流によって磁気音波を励起する場合を考える。このとき

$$B_{\theta}(r) = B_{\theta a} \frac{r_p}{r} (1 + \varepsilon_0 \cos \omega_0 t), \quad \varepsilon_0 \ll 1$$

とすると、圧力平衡条件 (2-11) 式、境界条件 (2-27) 式および $\xi_r|_{r=0} = 0$ より

$$A_1 = - \frac{\varepsilon_0 \beta}{\alpha_0 \beta_p \left(\frac{\Gamma \beta}{2} + 1 - \beta \right)} \cdot \frac{1}{J_0(\alpha_0 r_p)}, \quad A_2 = 0$$

$$\alpha_0^2 = \frac{\omega_0^2}{v_0^2}, \quad \beta = \frac{p}{(B_e^2 / 2 \mu_0)}, \quad \beta_p = \left(\frac{B_e}{B_{\theta a}} \right)^2 \beta$$

を得る。従って、 ξ_r , b_z としそれぞれ

$$\xi_r = \frac{\epsilon_0 \beta}{\alpha_0 \beta_p \left(\frac{r\beta}{2} + 1 - \beta \right)} \frac{J_1(\alpha_0 r)}{J_0(\alpha_0 r_p)} \quad (2-98)$$

$$b_z = \frac{\epsilon_0 \beta}{\beta_p \left(\frac{r\beta}{2} + 1 - \beta \right)} \frac{B_{zi}}{J_0(\alpha_0 r_p)} \frac{J_0(\alpha_0 r)}{J_0(\alpha_0 r_p)} \quad (2-99)$$

を得る。

$J_0(\alpha_0 r_p) = 0$ の場合には $\xi_r \rightarrow \infty$ となり共振を示す。このときの自然周波数は $J_0(x) = 0$ の根を K とし

$$\omega_n^2 = \frac{K^2}{r_p^2} v_o^2 = \frac{K^2}{r_p^2} \frac{B_e^2}{\mu_0 \rho_m} \left(\frac{r\beta}{2} + 1 - \beta \right) \quad (2-100)$$

である。上式は、ピンチ直後に起こる半径方向振動の周波数を示している。プラズマの抵抗や粘性を考慮すると、周波数が高い程減衰も速い。従って、最小の K_m を用いた

$$\omega_n^2 \doteq \frac{5.8}{r_p^2} \frac{B_e^2}{\mu_0 \rho_m} \quad (2-101)$$

が最も観測され易い。また、 θ ピンチにおけるプラズマ殻の半径方向振動⁽¹⁷⁾の周波数は

$$\omega_{\theta p}^2 = \frac{4}{r_p^2} \frac{B_{ze}^2}{\mu_0 \rho_m}$$

であるから、 θ ピンチにおける ω_n^2 との差は僅かである。これらの式を用いて、観測された半径方向振動の周期よりプラズマ密度を推定することができる。

粘性によるプラズマ加熱入力 P_v と 半径方向の速度 v_r との関係は

$P_v \propto (dv_r/dr - v_r/r)^2$ ⁽¹⁸⁾ であるから、(2-98)式を用いると

$$P_v \propto \left\{ 2J_0(\alpha_0 r) - \frac{3J_1(\alpha_0 r)}{\alpha_0 r} \right\}^2$$

が得られる。 $\alpha_0 r < K_m$ では、上式はほぼ一定であるから、粘性による加熱

はプラズマ内ではほぼ一様に行われることがわかる。θピンチに高周波軸方向磁界を印加した実験例⁽¹⁹⁾では、電源エネルギーの約10%がプラズマ加熱に費されてあり、磁気音波によるプラズマ加熱は高効率加熱法の一つとして期待される。

磁気音波励起用電源の周波数が低く $\alpha_0 r_p \ll 1$ の場合には (2-99) 式は

$$\frac{b_z}{B_{zi}} \sim \frac{\epsilon_0}{\frac{\Gamma\beta}{2} + 1 - \beta} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{B_{ze}}{B_{\theta a}}\right)^2} \sim \frac{\epsilon_0}{1 + \left(\frac{B_{ze}}{B_{\theta a}}\right)^2}$$

となり、 b_z はプラズマ中ではほぼ一様である。これは、プラズマが外部磁気圧と同位相で一様に収縮・膨張することを意味している。その周波数 ω_0 は、 $\alpha_0 r_p \ll 1$ より

$$\omega_0^2 \ll v_0^2 / r_p^2 = (c_s^2 + u_A^2) / r_p^2$$

であるから、磁気音波がプラズマを横切る周波数より十分小さい。さらに、 $(B_{ze}/B_{\theta a})^2 \gg 1$ の場合には、 $(b_z/B_{zi}) \ll 1$ となり磁気音波の振幅は非常に小さくなる。

無カ磁界の場合には、同様の解析により $b_z/b_\theta \approx B_z/B_\theta$ が得られ、 $B_\theta=0$ の場合よりも、磁気音波による加熱効率が大きくなることが指摘されている。⁽²⁰⁾

θピンチプラズマにおいて、軸方向高周波電流を流す場合には

$$\tilde{B}_{\theta a}(t) = \sqrt{2} \epsilon B_{ze} \cos \omega_0 t, \quad \epsilon \ll 1$$

とすると、同様に

$$\left. \begin{aligned} \xi_r &\approx - \frac{\epsilon^2}{\alpha_0 \left(\frac{\Gamma\beta}{2} + 1 - \beta\right)} \cdot \frac{J_1(\alpha_0 r)}{J_0(\alpha_0 r_p)} \\ b_z &\approx \frac{\epsilon^2 B_{zi}}{\frac{\Gamma\beta}{2} + 1 - \beta} \cdot \frac{J_0(\alpha_0 r)}{J_0(\alpha_0 r_p)} \end{aligned} \right\} \quad (2-102)$$

$$\alpha_0^2 = \frac{4\omega_0^2}{c_s^2 + u_A^2}, \quad c_s^2 = \frac{\Gamma p}{\rho_m}, \quad u_A^2 = \frac{B_{zi}^2}{\mu_0 \rho_m}$$

$$\beta \approx \frac{p}{B_{ze}^2 / 2\mu_0}$$

を得る。この場合には、外部高周波磁気圧の周波数は $2\omega_0$ であるから、プラズマの自然周波数を ω_n とすると $\omega_0 = \omega_n/2$ で共振が起こる。

高周波磁界の印加に伴って大振幅の磁気音波が励起される場合には、プラズマ加熱に費される高周波電力が大きくなり、トロイダルプラズマの動的平衡の面からは不利である。一方、プラズマ加熱の面からは高効率加熱が期待され、更に動的安定化の面からは、プラズマ内部の軸方向磁界、密度、プラズマ半径にも高周波成分が現われ、動的安定化力が大きくなることが期待される。

§2-8 まとめ

静的平衡状態にあるプラズマに方位角方向高周波磁界を印加する場合について動的安定化、磁気音波の励起について検討した。また、高周波磁界によるトロイダル平衡の可能性について検討した。その結果、以下の結論が得られた。

- (1) 静磁界によって閉じ込められたトロイダルθピンチプラズマでは、トロイダル平衡を得ることができない。
- (2) トロイダル方向電流を流すことによって、トロイダルプラズマの平衡を得ることができる。しかし、安定な平衡を得ることができるプラズマのベータ値は低く、アスペクト比が3の場合でも数%である。
- (3) 高ベータプラズマのトロイダル平衡を得るためには、安全係数 q を1以下にしなければならない。そのため、電磁流体不安定性が問題になる。特に、 $m=1$ モードが最も危険である。
- (4) q が1より余り小さくない場合には、動的安定化法によって $m=1$ モードを安定化することができる。
- (5) q が1よりかなり小さい場合でも、プラズマ半径と導体壁半径の比が大きい場合には、高周波鏡像電流のはたらきによって $m=1$ モードを安定化し得る。
- (6) 高周波トロイダル電流によってトロイダル平衡を得る場合、高周波電流

の周波数がトロイダルシフトの周波数に比べて十分高い場合には、高周波電流の実効値を用いることによって、静磁界によるトロイダル平衡と同様に扱うことができる。このとき、動的安定化効果によって不安定性は発生しないものと期待される。

(7) RTPRの概念設計値を用いると、大半径 100 m の炉で 800 MW の出力を得ることができる。しかしながら、高周波トロイダル平衡に伴う技術的問題が数多くあり、これらの問題を解決しない限り動的平衡によるトロイダルθピンチ炉の実現は難しい。

(8) 磁気音波の共鳴励起によって、プラズマの高効率加熱、および付加的な動的安定化効果が期待される。一応、純動的安定化効果から考えた場合には、磁気音波の励起に伴って高周波電力の消費も大きくなるので不利である。

第2章 参考文献

- (1) N.A.Krall and A.W.Trivelpiece : "Principles of Plasma Physics"
McGraw-Hill Kogakusha
- (2) P.C.T.van der Laan : Plasma Phys. (J. of Nuclear Energy Pt. C)
6 (1964) 559
- (3) I.R.Bernstein, E.A.Frieman, M.D.Kruskal and R.M.Kulsrud :
Proc. Roy. Soc., A244 (1958) 17
- (4) W.A.Newcomb : Annals Phys., 10 (1960) 232
- (5) B.R.Suydam : Proc. 2nd U.N. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy,
United Nations, Geneva, 31, P/354 (1958) 157
- (6) D.C.Robinson : Plasma Phys., 13 (1971) 439
- (7) V.D.Shafranov : Sov. Phys. Tech. Phys., 15, 2 (1970) 175
- (8) J.Neuhauser, M.Kaufmann, H.Roehr and G.Schramm :
Nuclear Fusion, 17, 1 (1977) 3
F.Herrnegger, M.Kaufmann, D.Lortz, J.Neuhauser, J.Neuhrenberg,
W.Schneider and G.Schramm : Proc. 6th International Conf. on
Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research,
Berchtesgaden, 2, CN-35/E9 (1977) 183
- (9) K.V.Roberts and J.B.Taylor : Phys. Rev. Letters, 8, 5 (1962) 197
- (10) H.R.Lewis and L.Turner : Nuclear Fusion, 16, 6 (1976) 993
- (11) J.P.Goedbloed and H.J.L.Hagebeuk : Phys. Fluids, 15, 6 (1972) 1090
- (12) J.P.Freidberg : ibid., 13, 7 (1970) 1812
- (13) G.H.Wolf : Proc. AIP Conf. on Feedback and Control of Plasmas, AIP,
1 (1970) 293
- (14) L.D.Landau and E.M.Lifshitz : "Mechanics" Addison-Wesley (1960)

(15) E.T.Whittaker and G.N.Watson : "A Course of Modern Analysis"

Cambridge (1935)

G.Blanch : "Handbook of Mathematical Functions" (M.Abramowitz and

I.A.Stegun ed.) Dover, New York

(16) F.L.Ribe, R.A.Krakowski, K.I.Thomassen and T.A.Coultas :

Nuclear Fusion Special Supplement (1974) 99

(17) G.B.Niblett and T.S.Green : Proc. Roy. Soc., 74 (1959) 737

(18) S.I.Braginsky : "Reviews of Plasma Physics" (M.A.Leontovich ed.)

I, Consultant Bureau, New York (1965)

(19) A.R.Jacobson, C.J.Buchenauer, J.N.Downing and K.S.Thomas :

Phys. Rev. Letters, 37, 14 (1976) 897

(20) W.N-C.Sy : Plasma Phys., 20 (1978) 33

第 3 章 高周波電源

プラズマの生成・加熱、あるいはプラズマ中の波動の励起などのために高周波電源は広い領域で使用されている。⁽¹⁻⁴⁾ プラズマ実験で使用されている高周波電源は数10 kW の出力のものが多く、核融合プラズマの加熱や動的安定化実験の場合には MW 級の大電力高周波電源が必要である。このため、従来の方法とは異なり、コンデンサの多段放電を利用した高周波電源を開発・試作した。まだ試作段階で種々の問題点もあるが、将来、大電力高周波電源として利用できる可能性は十分あるものと思われる。

§ 3-1 従来の高周波電源と新方式高周波電源

従来、大電力高周波電源として電子管を利用した発振器、コンデンサ放電、ケーブル放電等が用いられてきた。これらの方法の得失を挙げると以下のよう
にまとめることができる。

(1) 電子管を利用した発振器

低電力の高周波実験ではほとんどこの方法が用いられている。電気工学的には既によく開発された分野であり、発振効率も数10%に達している。パルス動作では、30 MHz、10 MW の出力をもつ三極管 (RCA-7835) も開発されている。しかし大電力電子管は高価で、冷却装置や制御装置など大きな設備を必要とし、経済的ではない。

(2) コンデンサ放電

容易に大出力の高周波電流を得ることができるので、パルス的な大電力高周波電源として最も一般的に使用されている方法である。⁽¹⁾ しかし、出力は単調減衰振動で、減衰時間内での高周波振動回数は回路の Q によって Q/π と表わされ、Q の低い負荷では持続時間が極めて短い。

(3) ケーブル放電

一本のケーブルを放電する場合に、コンデンサ放電の場合とほとんど同じである。多数個のスイッチを用いて連続的にケーブル放電を行い、持続した高周波出力を得る方法も開発されている。⁽²⁾ この方法によって3 MHz, 270 MWの出力を得ているが、⁽³⁾ 多数のスイッチを順次投入するために、スイッチの動作特性に対する要求が厳しく、また周波数および持続時間はケーブルの長さ和本数によって制限されている。

ところで、動的安定化実験の場合には高周波出力として、周波数 $\sim$ MHz, 電流波高値 $\sim$ 10 kA, 持続時間 $\leq 10 \mu\text{sec}$ が要求される。即ち、大きな電流出力を必要とするが連続発振でなくて良い。このための高周波電源としては、前述の方法はいずれも一長一短があり、必ずしも適切な方法とは言えない。そこで、大電流を取り出すためにコンデンサ放電を用い、また高周波の持続時間が短いという欠点を多段放電を用いることによって解決した新方式の高周波電源を考案、開発した。⁽⁵⁾ 従来の発振方式のものに比べ、本装置は小型で、回路も非常に簡単である。

一般に、コンデンサ放電を用いると容易に大きな高周波電流を得ることができるが、その出力は負荷のQに応じて減衰する。出力の減衰を補うために適当な位相で次々と並列にコンデンサ放電を加えていくと、必然的に周波数は低下していく。この弊害を避けるために、本装置では分流用の回路を設け、不要になったコンデンサを負荷回路から切り離し、周波数の低下を避けつつ高周波の持続時間を長くしている。

§ 3-2 動作原理

新方式高周波電源の基本回路であるコンデンサ二段構成の場合の回路を第3-1図に示す。C はコンデンサ、L はインダクタンス、r は抵抗を示し、添字のC, S, l, d はそれぞれコンデンサ、スイッチ、負荷、分流回路を意味している。ここで分流回路とは、第3-1図で S_3 , r_d , L_d によって表わされて

いる付加回路である。

定性的な動作原理を以下に述べる。

まず、スイッチ S_1 を投入する。コンデンサの初期充電電圧を V_0 とすれば、負荷回路には

$$i_l = \frac{2V_0}{\alpha} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin\left(\frac{\alpha}{2L}t\right) \quad (3-1)$$

$$\alpha = \sqrt{4L/C - R^2}$$

$$R = r_c + r_s + r_l$$

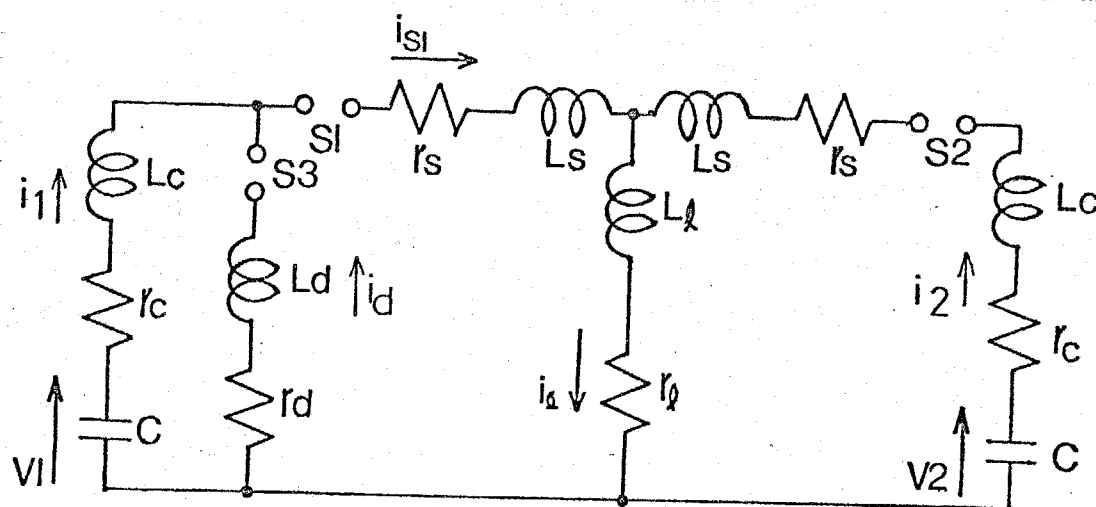
$$L = L_c + L_s + L_l$$

の電流が流れる。ここで t は S_1 投入後の時刻である。 $4L/C \gg R^2$ の場合には

$$i_l = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}}\right) \quad (3-2)$$

である。

この電流が抵抗のために減衰してきるとき、電流の零点でスイッチ S_2, S_3 を同時に投入する。このとき S_1 に電流が流れない状態が続けば、一段目のコンデンサは負荷回路から切り離されたことになる。また負荷回路には、二回目



第3-1図 多段コンデンサ放電を用いた高周波電源回路図

のコンデンサ放電によって(3-2)式で表わされる減衰振動電流が新たに流れる。従って、高周波電流は周波数の低下を起こすことなく、負荷回路を流れる。

さて、このとき S_1 に電流が流れないためには負荷回路と分路回路に同相・同減衰率の電流が流れると良い。そのためには、回路定数は以下の二つの条件を同時に満足していなければならない。

条件(1) 負荷回路と分路回路が同減衰率をもつ :

$$L_d = L_s + L_l, \quad r_d = r_s + r_l$$

条件(2) S_1 にかかる電位差の零である :

$$V_1 L_d / (L_c + L_d) = V_2 L_l / (L_c + L_s + L_l)$$

ここで V_1, V_2 はそれぞれ一段目、二段目のコンデンサの電圧である。

スイッチ S_1 が絶縁回復し、コンデンサ回路が負荷から切り離されるためには、上記の回路定数条件を満足するように回路定数を定め、 S_1 を流れる電流が零となった時刻に S_2, S_3 を同時に投入しなければならない。

以上の動作原理を確かめるために、第3-1図の回路の過渡的な動作を数値解析した。 S_1 投入後の負荷電流は(3-1)式で表わされ、 S_2, S_3 投入後は次の回路方程式に従う。

$$\begin{bmatrix} L_d + L_c & L_d & -L_d & 0 & 0 \\ -L_c & L_s & -(L_s + L_l) & 0 & 0 \\ 0 & L_s + L_c & L_l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_l \\ V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(r_c + r_d) & -r_d & -r_d & 1 & 0 \\ r_c & -r_s & r_s + r_l & -1 & 0 \\ 0 & -(r_s + r_c) & -r_l & 0 & 1 \\ -1/c & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1/c & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_l \\ V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad (3-3)$$

ここで i_1, i_2 はそれぞれ一段目、二段目のコンデンサを流れる電流である。回路定数としては、条件(1)を満たす値：

$$C = 0.06 \mu\text{F}, \quad L_c = 0.3 \mu\text{H}, \quad r_c = 74 \text{ m}\Omega$$

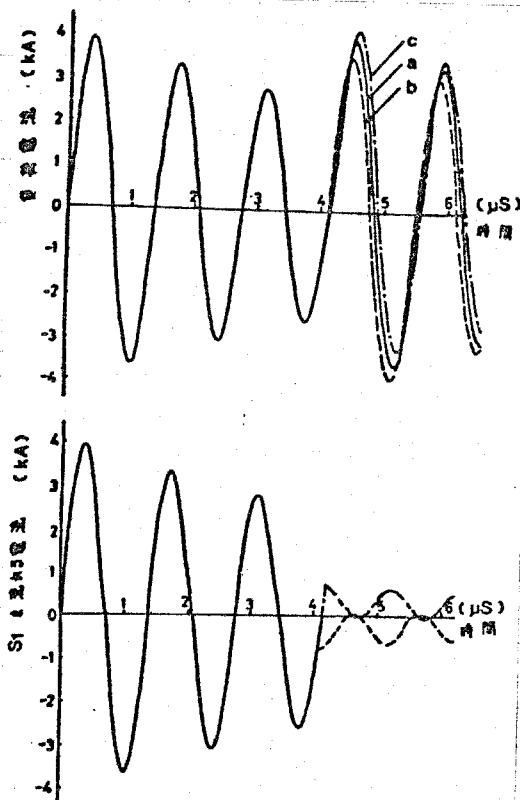
$$L_s = 0.2 \mu\text{H}, \quad r_s = 50 \text{ m}\Omega$$

$$L_l = 0.3 \mu\text{H}, \quad r_l = 74 \text{ m}\Omega$$

$$L_d = 0.5 \mu\text{H}, \quad r_d = 124 \text{ m}\Omega$$

を用いた。コンデンサの初期充電電圧は 15 kV とした。 S_2, S_3 の投入は、条件(2)を満たす負荷電流の第3周期の終わりの時刻に行った。

計算結果を第3-2図に示す。図において破線および一点鎖線で示したものは S_2, S_3 の投入がそれぞれ 70 nsec 早い場合と遅い場合である。条件(2)を満たす場合には S_1 には電流が流れなくなり、一段目のコンデンサは負荷回路から切り離されるが、 S_2, S_3 の投入時刻がずれた場合には S_1 を電流が流れ続け、一段目のコンデンサを負荷回路から切り離すことができない。さらにこのとき、負荷電流には減衰直流電流が重畳されている。これは、多くのピンチ装置においてプラズマの閉じ込め磁界を保持するために用いるクローバ動作に相当している。



第3-2図 数値計算結果

a) 最適投入

b) 70 nsec 早い

c) 70 nsec 遅い

電流零点通過後の回路の切り離しを確実にするため、および S_2 , S_3 の投入時刻がずれた場合にも一段目のコンデンサを負荷から分離するため、 S_1 に対して電流しゃ断能力のあることが要求される。また S_2 , S_3 は、 S_1 が投入されたとき放電を起こすことなく、絶縁を保たなければならない。特に S_2 に対しては、耐圧がコンデンサ充電電圧の約2倍あり、動作電圧は充電電圧よりも低い状態で確実な動作をすることが要求される。

§3-3 真空スイッチ

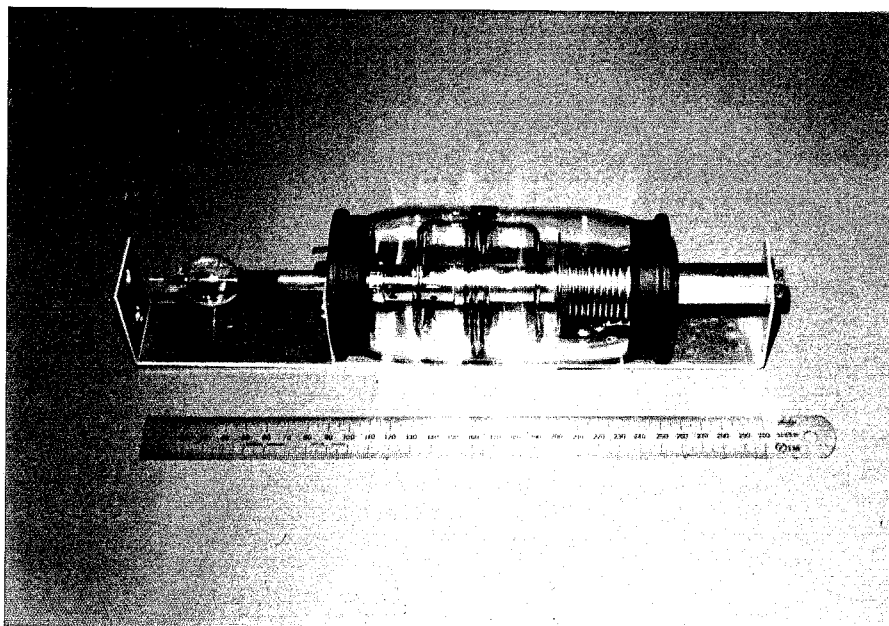
高耐電圧をもち、動作電圧範囲が広く、さらに電流しゃ断能力の大きいスイッチとして真空ギャップスイッチ⁽⁶⁾（真空スイッチと呼ぶ）が知られており、本装置でも投入用および分流通路用に真空スイッチを採用した。

試作装置に用いられた真空スイッチを第3-3図に示す。トリガピン付封じ切り型のもので、真空度は 10^{-6} Torr 以下である。電極材料は無酸素銅で、電極直径は 40 mm である。装置に組み込むのに先立ち、真空スイッチの特性を知るため、直流絶縁耐圧、始動特性、半サイクル電流しゃ断率を測定した。

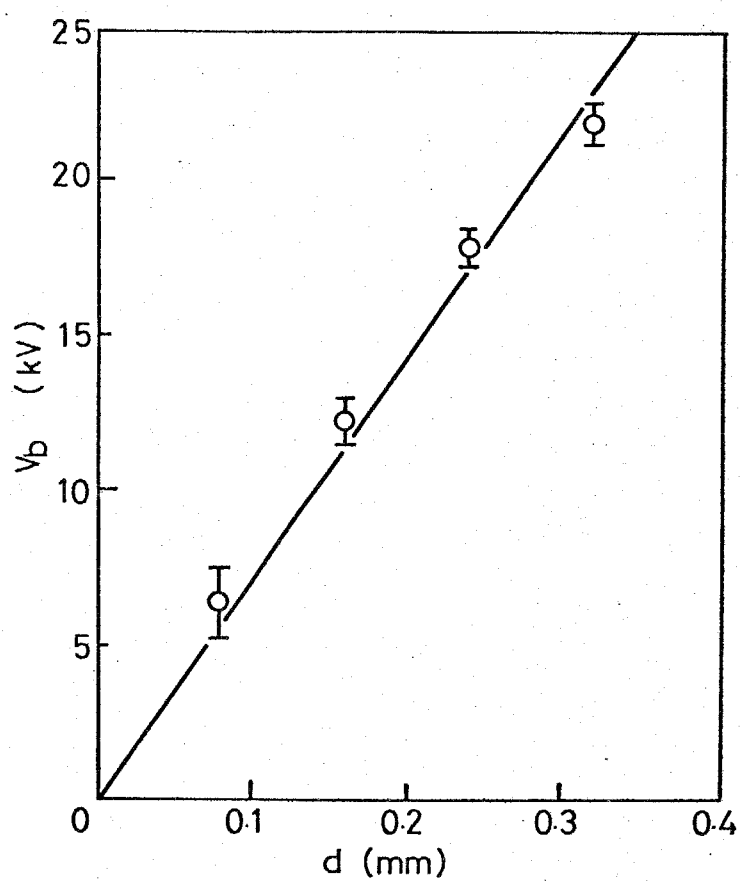
§3-3-1 直流絶縁耐圧

真空スイッチの電極間に直流電圧を印加し、電極間距離と直流絶縁耐圧との関係を測定した結果を第3-4図に示す。測定に当たって、トリガピンの付いている電極（有孔電極と呼ぶ。トリガピンの付いていない電極は無孔電極と呼ぶ）の電位とトリガピンの電位とは $10\text{ k}\Omega$ の抵抗を介して同じになるようにした。測定の時間間隔は約15秒とし、測定開始直後の数回は絶縁耐圧のバラツキが大きいのでこれを除外し、その後の10回の測定の平均値をとって直流絶縁耐圧とした。

測定を行った小さな電極間距離の範囲内では、直流絶縁耐圧は電極間距離にほぼ比例し、比例定数は 61.8 kV/mm になっている。また電極電位の極性を



第3-3図
真空ギャップ
スイッチの外観



第3-4図 真空ギャップスイッチの直流絶縁耐圧

逆にした場合にも、直流絶縁耐圧にはほとんど変化がなかった。

圧力が 10^{-6} Torr 程度の高真空中では、電子の平均自由行程は数 100 m に達し、電極間距離に比べて非常に長いので、陰極から出た電子は残留ガスに全く衝突することなく陽極に達すると考えられる。従って、高真空中での絶縁破壊機構は、電子による雪崩的電離でよく説明される一般的な火花放電機構とは全く異っている。

高真空中における絶縁破壊は電極表面から放出される電極材料の金属蒸気、あるいは電極表面に吸着されているガスを、陰極から出た電子が衝突電離することによって起こると考えられている。金属蒸気あるいは吸着ガスの放出機構⁽¹⁷⁾としては、現在のところ、電界放出説、粒子交換説、クランプ説の三つがある。実際の絶縁破壊はこれらの機構が単独ではたらくものではなく、いくつかの機構が同時に起こるものと考えられる。特に、電極間距離が短い場合には、電界放出と粒子交換が同時に起こると思われる。

絶縁耐圧に影響を及ぼす主要因として、電極間距離、電極材料、電極表面状態、電極形状が挙げられる。

電極間距離が短い範囲では、電極間の電界はほぼ平等電界で、その強さは電極間距離に反比例すると考えられる。従って直流絶縁耐圧は電極間距離に比例する。

一般に、融点が高く機械的強度も高い材料の方が絶縁耐圧は高い。従って、絶縁耐圧の面だけから考えた場合には、実験に用いられた真空スイッチの電極材料である銅が最適のものとは言えず、機械的加工性、純度、熱伝導率、電気伝導率等を考慮して決定すべきである。無酸素銅は最近の大電流しゃ断用真空バルブ⁽⁸⁾の電極材料として多用され実績もあるので、本真空スイッチでも無酸素銅電極を用いた。

同じ電極材料を用いた場合でも、電極の表面状態によって絶縁破壊電圧は大きく変化する。電極表面の突起や吸着ガスは絶縁破壊電圧の低下を招く。研磨によって電極表面の突起を少なくし、真空中での加熱処理によって吸着ガスを

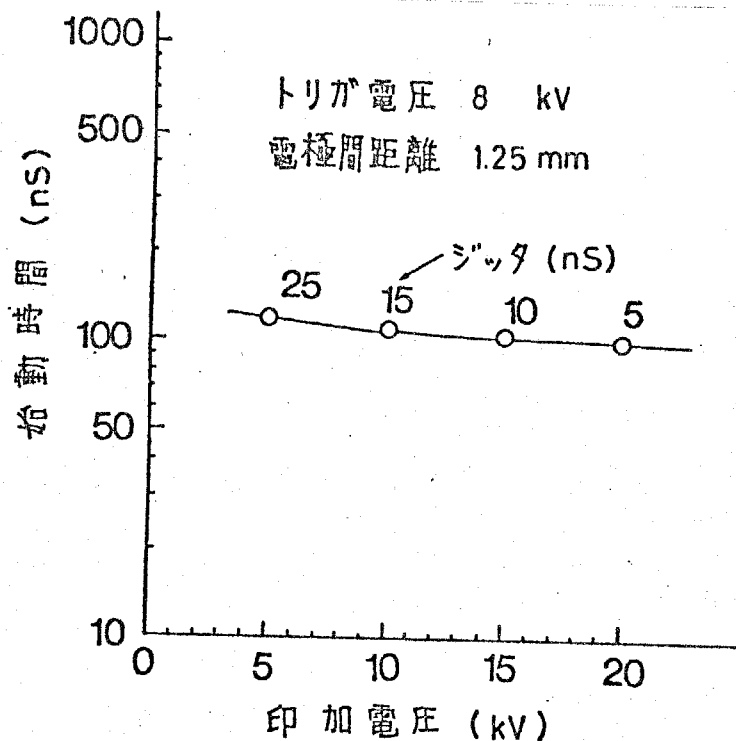
取り除くようにしているが、研磨だけでは微視的な突起を完全に除去することができない。直流絶縁耐圧の測定において、測定開始直後の耐電圧がバラツクのはこれが原因になっていると思われる。数回の絶縁破壊を行った後では、電子ビームの電界放出や正イオンの衝突によって陰極表面突起の飛散、あるいは強電界によってクランプのはげれが起こり、電極表面がきれいになるので絶縁耐圧が増大すると共にバラツキも小さくなる。直流絶縁耐圧の測定はこの状態において行った。

電極形状としては、電極間で平等電界になるようにして方が絶縁破壊電圧が大きくなる。本真空スイッチでは平面電極を採用し、端の部分には曲率をもたせて電界の集中を避けるようにしている。電極面積については、広電極になる程絶縁破壊のきっかけになる突起の数が多くなるのであるが、電流密度は小さくなるので陽極点の発生が抑えられ、電流しゃ断能力は高くなる。電極面積の決定に当たっては、絶縁耐圧と電流しゃ断能力の両者を考慮すべきである。

§3-3-2 始動特性

真空スイッチの安定した動作のためには、始動特性(始動時間、ジッタ)を知っておく必要がある。始動時間というのは、トリガピンに電圧が印加されてからスイッチに電流が流れ始めるまでの時間で、このバラツキをジッタという。一般に始動時間が短い方がジッタも小さい。

測定は、電極間距離 1.25 mm, トリガ電圧 8 kV (容量 2000 pF のコンデンサ放電)とし、電極間印加電圧を変えて各々 10 回の平均をとった。印加電圧およびトリガ電圧の極性も始動特性に影響を与えるので、有孔電極の電位を基準として無孔電極の電位を正負に変え、それぞれについてトリガピンの電位も正負に変える 4 通りの場合について測定した。その結果、無孔電極が正、トリガピンが負の電位の場合が、始動時間、ジッタとも最も小さく、この場合の測定結果を第 3-5 図に示す。広範囲の印加電圧に対し、ほぼ一定の始動時



第3-5図

始動特性

間 (~ 100 nsec) をもち、またジッタ (≤ 25 nsec) も小さい良好な結果が得られた。

電極間距離 1.25 mm は直流絶縁耐圧で約 80 kV あり、高周波電源の動作中に予想される真空スイッチへの印加電圧 40 kV (コンデンサバンクの充電電圧を 20 kV としたとき) の約 2 倍の耐電圧である。これは真空スイッチの直流絶縁耐圧のバラツキによる誤動作を避けるために、大きな安全率を見込んだためである。このような高絶縁耐圧状態において、低印加電圧でも始動時間、ジッタが小さいのが真空スイッチの特徴で、気中スイッチ⁽⁹⁾とは全く異なる特性をもっている。また、この特徴は高周波電源の二段目以後の投入スイッチに要求される条件とよく一致している。

短い電極間距離の場合、電子が絶縁破壊の主要因になると考えられるので、無孔電極の極性を正にした方が始動時間は短い。さらに、電子の供給源であるトリガピン付近の電位の低い方が始動時間は短くなる。そのため、無孔電極を正、トリガピンを負の電位にした場合が、最も短い始動時間になったものと考え

えられる。

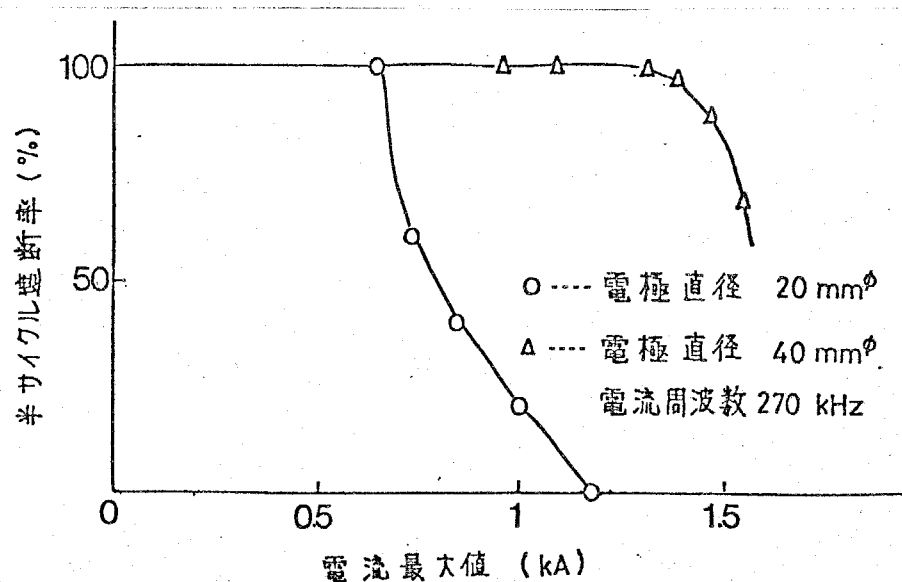
また、トリガエネルギーが大きい程、始動時間、ジッタとも小さくなる。これは、トリガエネルギーが大きい程、生成される電子数が多くなるためであると考えられる。始動特性の測定において、トリガピンとトリガ用コンデンサをパルストランスを介して接続した場合には、エネルギー損失のために始動時間が長くなったので、第3-5図の測定に際してはトリガピンとコンデンサを直接接続して実験した。高周波電源のトリガ系においても、真空スイッチのトリガピンとトリガ用コンデンサとは、パルストランスを介さずに直接接続することにした。

§3-3-3 半サイクル電流しゃ断率

高周波電源の投入用スイッチとしては、二段目以後のコンデンサが投入されたときに前段のコンデンサを負荷から確実に切り離すために、電流しゃ断能力の高いことが要求される。電流しゃ断能力の目安として、半サイクル電流しゃ断率の測定を行った。半サイクル電流しゃ断率とは、投入電流が半サイクル後にしゃ断される割合を表わしたものである。

しゃ断器が電流しゃ断に成功するか否かは、電流零点通過後の電極間の絶縁回復が、電極間にかかる再起電圧の上昇よりも早いかどうかによる。本実験では再起電圧の測定を行うことができなかったが、これに替わるものとして半サイクル電流しゃ断率の測定を行った。半サイクルしゃ断の可能な電流値が高い程、電極間の絶縁回復も早いものと考えられる。絶縁回復に要する時間は、電極間に存在する金属蒸気、電子、イオンの拡散時間で決定される。真空中では粒子の拡散が早く、しゃ断器としては真空しゃ断器が他のものより優れており、特に高周波電流のしゃ断には有利である。

各条件で20回行った測定結果を第3-6図に示す。横軸は放電電流の波高値である。放電電流の周波数は270 kHzで、高周波電源での予定周波数より



第3-6図

半サイクル

電流しゃ断率

小さい。電極間距離は 1.25 mm, トリガ電圧は 8 kV で, 始動特性の測定の場合と同一の条件である。第3-6図には, 比較のために真空スイッチの電極直径が 20 mm の場合と 40 mm の場合の測定結果を示した。測定結果より, 電極直径が 40 mm の真空スイッチは, 電極直径 20 mm のスイッチの約2倍の電流しゃ断能力をもち, 電極面積が広い程電流しゃ断能力も高いことが判った。

真空中の小電流アークは, 陰極点から放出される金属蒸気によって維持される。陰極面に角などがあると, この部分での熱伝導は小さく高温になり易いため, 陰極点はここに集中し易い。電流零点通過後も角の部分では高温状態が維持され, 金属蒸気を出し易いので陰極面に角があると絶縁回復が遅れて, 電流しゃ断の失敗を招くことが多い。本真空スイッチでは, 有孔電極の中心に同軸状のセラミックで被ったトリガピンが埋めてあり, この部分に角がある。このため有孔電極が陰極になった場合には, 電流しゃ断の失敗が起こり易い。本測定中も, 半サイクルで電流しゃ断ができない場合には, 無孔電極が陰極になった後の電流零点でしゃ断される場合が多く観測された。電流しゃ断の面からは電流零点前では無孔電極が陰極になっていることが望ましいが, 無孔電極を陰極にした場合には始動時間, ジッタが大きくなり, 有孔電極を陰極として使わざる

を得なかった。無孔電極を陰極としたときの始動特性の改善が望まれる。

大電流の真空アークでは、陰極点からの金属蒸気だけではアークを維持できず、陽極の一部が溶融して陽極点を形成して金属蒸気を放出するようになる。陽極点ができると、電流零点後に極性が反転したとき陽極点は陰極側になって、ここから金属蒸気の放出を起し易い。そのため、再起電圧がかかったときに再点弧し易く、電流しゃ断の面からは陽極点ができることは好ましくない。陽極点の発生を抑えるためには電流密度を下げれば良く、電極面積を大きくするのも一つの方法である。半サイクル電流しゃ断率の測定においても、電極面積の大きい方がしゃ断電流値も大きくなるのは、このことが原因の一つになっているものと思われる。

半サイクル電流しゃ断は電流の周波数が高くなる程難しくなり、本実験でも 1MHz 程度の周波数では、半サイクルしゃ断が可能な電流値は 250 A 程度になってしまった。従って、高周波電源において真空スイッチのしゃ断能力を軽減するためには、二段目のコンデンサの投入後、一段目の投入スイッチを流れる残留電流ができるだけ小さくなるように回路定数の設定に注意し、スイッチの始動に対しても正確な制御を必要とする。

§3-3-4 まとめ

高周波電源に使用するスイッチには、投入スイッチとしてのほたらきと、しゃ断器としてのほたらきが要求される。投入スイッチとしては、絶縁耐圧が高く、広範囲の印加電圧に対して一定の始動時間でジッタの小さなものが望まれる。またしゃ断器としては絶縁回復が早く、電流しゃ断能力の高いものが望まれる。この二つの要求を満たす最適なスイッチとして真空スイッチを採用した。

本真空スイッチの特性試験より次の結果を得た。

- (1) 有孔電極の電位を基準として、無孔電極が正、トリガピンが負の電位をもつ場合、広範囲の印加電圧に対してほぼ一定の始動時間 (~ 100 nsec)

でジッタ ($\leq 25 \text{ nsec}$) も小さく最も優れている。

(2) 電極面積の広いもののほうが半サイクル電流しゃ断値が高く、絶縁回復も早いと考えられる。

(3) 直流絶縁耐圧は電極間距離に比例し、印加電圧の極性には余り依存しない。

§3-4 トリガ装置

真空スイッチを正確な投入時刻に確実に動作させるため、ジッタの小さいトリガ装置を製作した。トリガ装置は遅延パルス発生器、高電圧パルス発生器、およびトリガパルス発生器で構成されている。

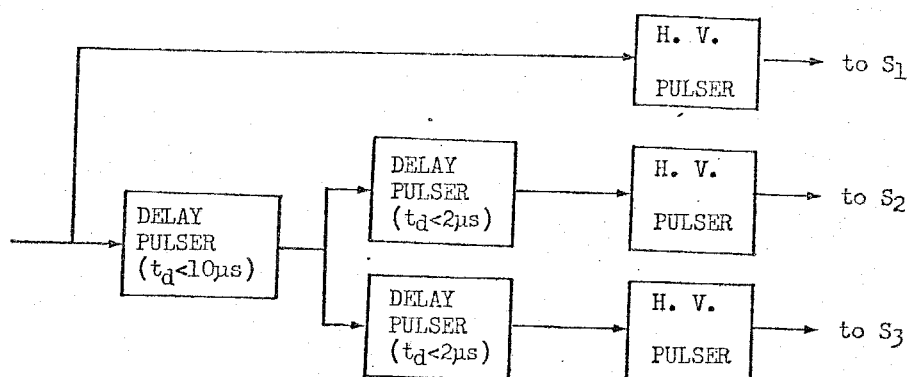
遅延パルス発生器は、高周波電源の各コンデンサの投入時刻に合わせて、入力信号より遅れたパルス信号を発生するものである。遅延回路の基本構成は集積化された単安定マルチバイブレータ (SN74121N) とサイリスタ (CV12E) あるいはサイラトロン (2D21) より成り、単安定マルチバイブレータの動作時間で遅延時間を決めている。サイリスタやサイラトロンは出力段に用い、容量 $0.47 \mu\text{F}$ のコンデンサ放電により波高値 300 V 程度の単発パルスを得ている。遅延回路は高周波電源の投入時刻を大まかに決める粗調遅延素子と、各真空スイッチの始動時間の差に応じて遅延時間をもつ微調遅延素子とが直列に接続されており、各スイッチの投入時刻は 10 nsec 程度の微調整も可能になっている。

高電圧パルス発生器は、セラミック・コンデンサ (容量 4000 pF) をサイリスタ (2G22P) で放電し、遅延パルス発生器の低電圧出力を、気中スイッチの始動に必要な高電圧トリガパルス出力に変えるためのもので、波高値 10 kV の単パルスを発生する。

遅延パルス発生器と高電圧パルス発生器は高周波電源とは別に、制御部に設置されている。この構成の概略を第3-7図に示す。

第3-7図

トリガ系の構成



トリガパルス発生器は気中スイッチとコンデンサ（容量 2000 pF）で構成され、真空スイッチを始動するのに必要な、波高値 20 kV の高電圧トリガパルスをコンデンサ放電によって発生する。§3-3-2 で述べたように、真空スイッチの始動特性はトリガエネルギーによって大きく影響され、入力エネルギーの大きい方が始動時間が短く、またジッタも小さい。そこで、トリガパルス発生器は高周波電源の内部に設け、真空スイッチのトリガピンに直接コンデンサ放電を行うようにして、トリガエネルギーの損失を少なくしている。トリガパルスの減衰時間は約 $1 \mu\text{sec}$ で、真空スイッチに絶縁回復を行なわせようとする時刻（次段の真空スイッチの投入時刻で、前段のスイッチが始動してから約 $3 \mu\text{sec}$ 後）には、トリガパルスは完全に減衰しており、真空スイッチの絶縁回復に対してトリガパルスの影響はない。

なお高電圧パルス発生器とトリガパルス発生器とはパルストランスを介して接続されており、高周波電源側と制御装置側との静電的絶縁が図られている。

本トリガ系における全体のジッタは 20 nsec 以下になっており、高周波電源の運転時における各スイッチのジッタを合わせても 50 nsec 程度になっている。

§3-5 高周波電源の試作試験

第3-1図に示した基本回路をもとにして試作した高周波電源を第3-8図に示す。装置の大きさは、高さ 110 cm, 幅 85 cm, 奥行 75 cm である。なお、コンデンサ充電用の高電圧電源および前節で述べたトリガパルス発生器が置かれている。三段階のコンデンサ放電ができるように、コンデンサバンクユニットは3台設けた。各ユニットは、損失の少ないマイカ・コンデンサ(容量 $0.04 \mu\text{F}$)を直並列に6個接続した容量 $0.06 \mu\text{F}$ のコンデンサと投入用の真空スイッチから構成されており、一、二段目のユニットには真空スイッチを含んだ分流通路が取り付けられている。第3-8図では、3組の白い円筒状のコンデンサと、前面の真空スイッチ群が見える。

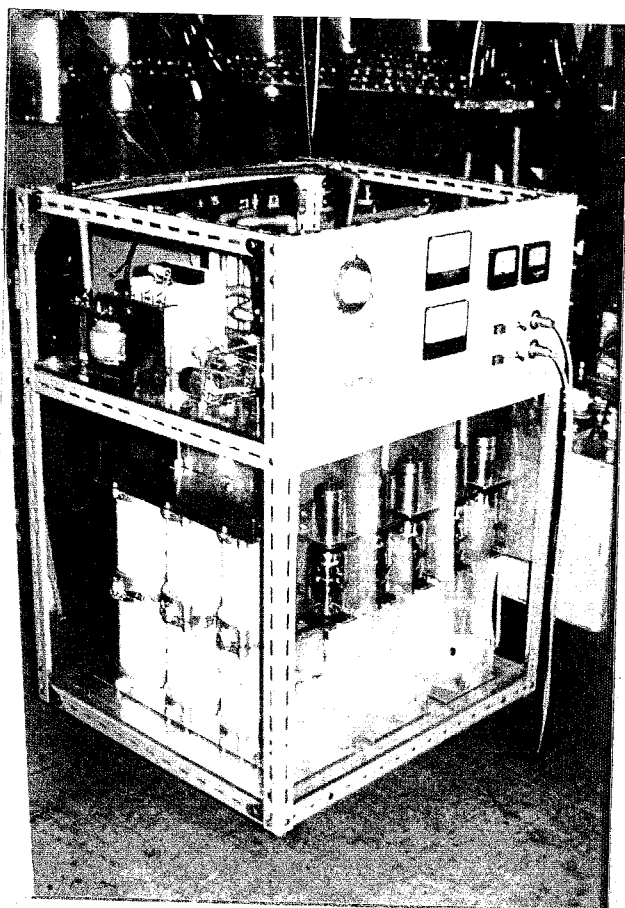
模擬負荷コイルを接続し、一段だけのコンデンサ放電によって得られた回路定数は、 $L_c = 0.29 \mu\text{H}$, $L_s = 0.18 \mu\text{H}$, $L_l = 0.33 \mu\text{H}$, $Q = 18.1$ であった。分流通路のインダクタンスは、可変インダクタンスによって、 $L_d = L_s + L_l = 0.51 \mu\text{H}$ となるように調整した。

§3-2の条件(2)より、二段目のコンデンサの最適投入時刻 t_s は、コンデンサの放電周期を T とすると

$$\frac{t_s}{T} = -\frac{Q}{\pi} \ln \left(\frac{L_l}{L_s + L_l} \right)$$

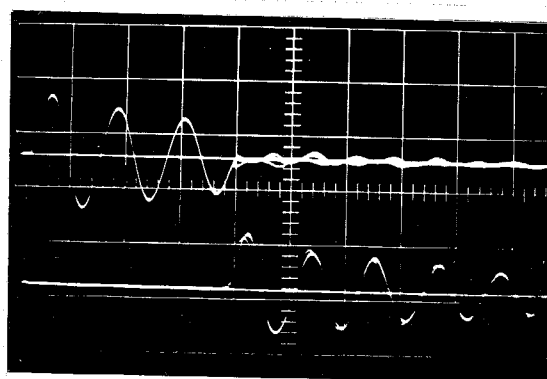
となる。回路定数を上式に代入すると $(t_s/T) = 2.94$ となるので、この時刻に最も近い電流零点通過時刻である第三周期の終わりの時刻を、二段目のコンデンサの投入時刻とした。

コンデンサの充電電圧を 15 kV にして、二段放電の動作をさせたときの負荷コイルと一段目の分流通路を流れる電流波形を第3-9図に示す。二段目のコンデンサの投入と分流通路の真空スイッチ S_3 の投入によって、一段目の投入スイッチ S_1 を流れていた電流が分流通路に転流することがわかる。しかし、 S_1 には波高値 300 A 程度の電流が流れ続けており、真空スイッチは完全に絶縁回復していない。



第3-8図

高周波電源の概観

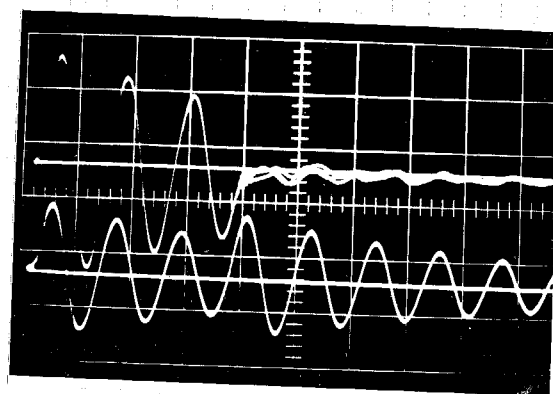


第3-9図

二段動作時の S_1 と S_3
を流れる電流波形
(三回の重ね撮り)

RF CURRENTS IN GAPS
UPPER : S_1 CURRENT LOWER : S_3 CURRENT
gain ; 2.8 kA/div. gain ; 2.5 kA/div.
sweep ; 1.0 psec/div.

この状態でのスイッチ S_1 と負荷コイルに流れる電流との関係を測定したものが第3-10図で、 S_1 の残留電流の影響は負荷電流にはほとんど現われておらず、負荷には電流最大値 3.8 kA, 周波数 720 kHz で、ほぼ一定の高周波電流が流れ続けている。この方式によれば、単一のコンデンサ放電で得られる単調減衰電流とは異なる。



RF CURRENTS IN S_1 AND LOAD INDUCTANCE
UPPER : S_1 CURRENT LOWER : LOAD
gain ; 1.5 kA/div. gain ; 2.5 kA/div.
sweep ; 1.0 μ sec/div.

り、二段目のコンデンサの投入により高周波電流値の回復を図ることができる。また、並列コンデンサの投入で見られるような、周波数の低下を起こしていない。

第3-10図 S_1 と負荷を流れる電流波形(三回の重ね撮り)

負荷コイルおよび真空スイッチ S_1, S_3 に流れる電流波形をまとめて第3-11図に示す。図中の矢印は二段目のコンデンサの投入時刻を示している。

ここで、二段目のコンデンサが投入され、分流通路も導通した後にも、真空スイッチ S_1 に残留電流が流れる原因を考えると、高周波電源の試作にあたり、回路定数を動作解析に用いたものと完全には一致させることができなかったこと、および真空スイッチ S_2, S_3 の始動にジッタの存在することが原因であると思われる。

高周波電源の試作では、負荷コイルと分流通路のインダクタンスは任意に調整することができたが、スイッチやコンデンサのインダクタンスは形状によって決定される素子固有の定数で、その値を調整することはできなかった。またそれぞれの回路の Q も調整することができなかった。従って、二段目のコンデンサの最適投入時刻 $(t_s/T) = 2.94$ とスイッチ電流の零点通過時刻とは一致せず、電流零点通過時刻に二段目のコンデンサを投入しても、スイッチ S_1

には電圧が印加された状態で、電流シャ断が難しい。

真空スイッチのジッタとシャ断電流値との関係を考える。スイッチ S_1 の電流零点通過時刻を S_2, S_3 の投入時刻に選び、 S_2, S_3 のジッタを Δt とする。また、電流零点通過前の負荷電流の波高値を $I_{\max}$ とする。ジッタが負荷電流の周期 T に比べて十分小さいときには、実際に S_2, S_3 が始動した時刻における S_1 を流れる電流値 $I_{S_1}(\Delta t)$ は

$$I_{S_1}(\Delta t) \equiv 2\pi I_{\max} \Delta t / T$$

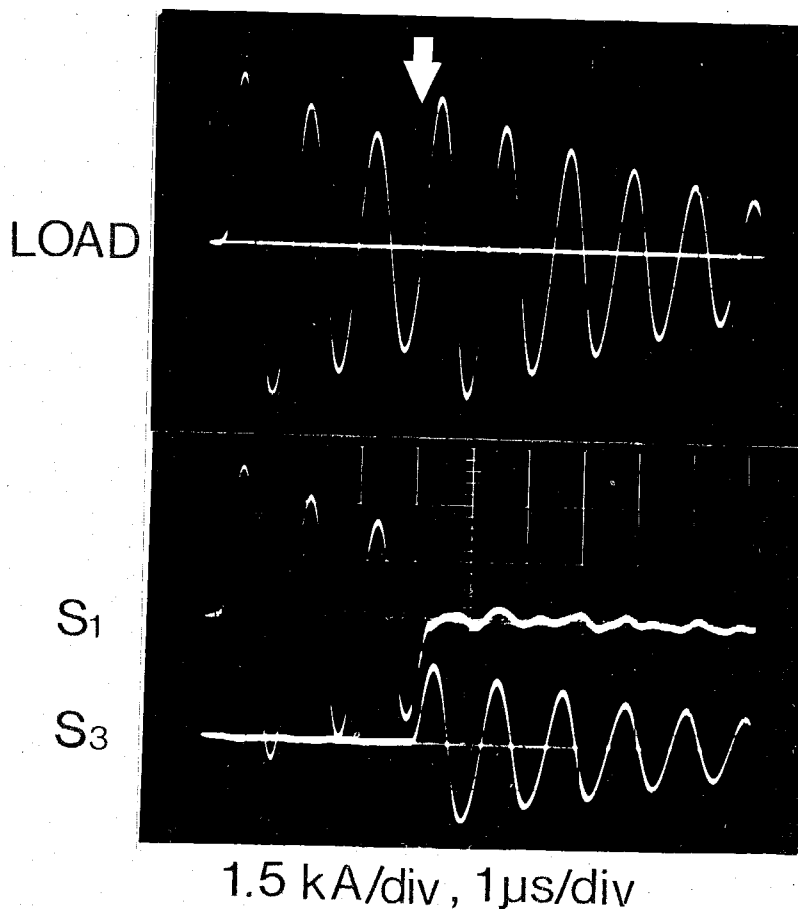
と表わされる。本装置で得られた高周波電流の波高値 $I_{\max} = 2.3 \text{ kA}$ (二段目のコンデンサの投入時刻より $1/4$ 周期前の値)、 $T = 1.38 \mu\text{sec}$ およびジッタ $\Delta t = 50 \text{ nsec}$ を代入すると、 $I_{S_1}(\Delta t) = 524 \text{ A}$ が得られる。この値は実測された残留電流 300 A よりも大きいので、実際にはスイッチのジッタが 50 nsec 以下であるか、あるいは S_2, S_3 のジッタが異っているものと思われる。第3-10図は三回の重ね撮りの記録であるが、スイッチのジッタに応じて残留電流の波高値が変化している。しかる波形は、動作解析の数値計算においてスイッチにジッタがあるとした場合の結果と割合良く一致している。実測された残留電流の波高値 300 A は、周波数 1 MHz の半サイクル電流シャ断率の測定において求められた最大シャ断電流値 250 A より大きく、スイッチは残留電流をシャ断することができない。

実験中には、二段目のコンデンサの投入時刻のずれがほとんどない場合もあったが、この場合でもスイッチ S_1 は絶縁回復することができなかった。これは前述したように、回路定数の不適當によって二段目のコンデンサが投入された後もスイッチに電圧が印加されると共に、スイッチのシャ断電流値が半サイクル電流シャ断率の測定時におけるものより低下していることが考えられる。二段目のコンデンサが投入されるまでは、真空スイッチ S_1 には最大波高値 3.8 kA の電流が流れており、この間にできた電極表面の溶融部が、二段目のコンデンサの投入後でも十分に冷却されない場合には、僅かな印加電圧でもス

スイッチは導通してしまうと思われる。

真空スイッチ S_1 は二段目のコンデンサの投入後も絶縁回復することができなかったが、一定周波数で持続時間の長い高周波電流を負荷に供給できるという新方式の高周波電源の動作原理はコンデンサの二段放電によって実証することができたので、さらに三段のコンデンサ放電を試みた。しかし、三段目のコンデンサの投入以後も、一、二段目の投入用真空スイッチが絶縁回復することができず、負荷電流の周波数と波高値が低下してしまった。二段動作時にあって、スイッチ S_1 の僅かな残留電流は負荷電流にほとんど影響を与えないということ考えたとき、少なくとも三段目のコンデンサが投入される時刻には S_1 が完全に絶縁回復している必要がある。

本方式による高周波電源の動作を安定なものにし、高周波電流の持続時間を長くするには、高周波領域（ここでは 1 MHz 前後）において電流シャ断特性が良く、絶縁回復の速い真空スイッチを改良、開発する必要がある。



第3-11図
各部の電流波形

§ 3-6 プラズマ発生装置との結合

試作した高周波電源をプラズマ発生装置(θ-Σピンチ装置)と結合し、軸方向のプラズマ電流に高周波電流を重ねさせる実験を行った。その際に明らかとなった問題点について述べる。

単純θピンチプラズマに軸方向電流だけを流す場合には、ピンチ後のプラズマ半径はほぼ一定で、プラズマのインダクタンスは時間的变化をしない。従って、予めプラズマのインダクタンスを測定しておき、これに合わせて高周波電源のインダクタンスを調整しておけば、予備実験で用いられた模擬負荷コイルの替わりにプラズマが接続されただけであるから、予備実験と同様な結果が得られた。ただし、放電管内の初期ガス圧等を変化させると、それに応じてプラズマ半径、温度等も変化するのでプラズマのインダクタンス、抵抗も変わり、その都度、高周波電源回路の定数を調整する必要がある。

主る放電中に高周波電源を動作させた場合には、主る放電回路と高周波電源回路とがる電極において電気的に結合されるため、新たな問題点が現われた。このとき、プラズマ中を流れる軸方向電流と高周波電源の分流回路を流れる電流の時間変化を第3-12図に示す。高周波電源が二段目の動作をしたときに、主る放電電流が分流回路にも流れることがわかる。この原因は、それぞれの回

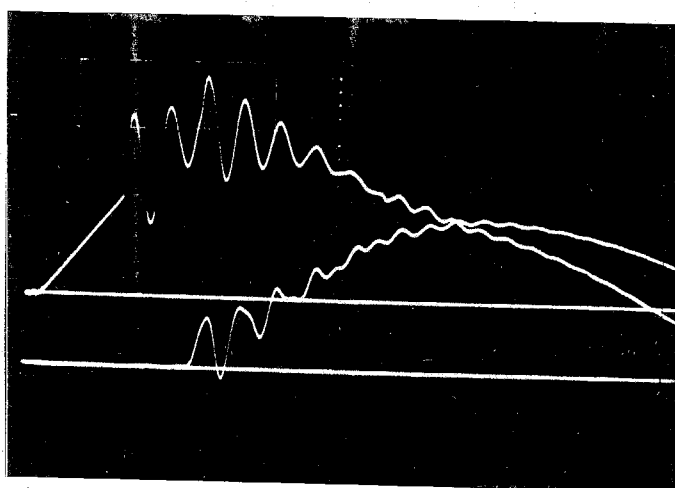
第3-12図 プラズマ発生装置との結合時の電流波形

上: プラズマ電流

下: 分流回路電流

3 kA/div.

2.0 μsec/div.



路のインダクタンスの大小関係により以下のように説明される。

プラズマのインダクタンスを L_p 、分流通路および主放電回路のインダクタンスを L_d 、 L_z とすると、本装置では $L_p \simeq L_d \ll L_z$ という関係にある。従って主放電電流の大きさは L_z によってほぼ決定される。高周波電源が二段目の動作をしたとき真空スイッチ S_1 が電流をシャ断できなければ、プラズマと分流通路とは主放電回路から見て並列に接続され、 $L_p \simeq L_d$ であるから主放電電流は分流通路にも流れる。この分プラズマ電流は減少する。

主放電電流の分流通路への流入を防ぐには、高周波電源の出力インピーダンスを大きくする必要がある。具体的には、高周波電源と負荷とをコンデンサ結合するのも一つの方法であるが、高周波電源の出力電流を大きくするには、コンデンサバンクの大容量化と共に高電圧化しなければならないので、経済的な問題と共に真空スイッチの電流シャ断能力が一層問題になる。

本研究においては、 θ - π ピンチプラズマに軸方向高周波電流を重ねる場合、分流通路は用いずに二段目のコンデンサを投入せざるを得なかった。この場合には必然的に高周波電流の周波数は低下した。

この他、本研究では問題にならなかったが、高周波電源の運転で問題になると思われる現象について若干触れておく。

プラズマ、高周波電源、主放電回路のインダクタンスを各々 L_p 、 L_{RF} 、 L_z とし、高周波電源および主放電回路のコンデンサバンク容量をそれぞれ C_{RF} 、 C_z とする。本実験のように、 $L_p \simeq L_{RF} \ll L_z$ 、 $C_{RF} \ll C_z$ の場合には、高周波電流に対して主放電回路のインピーダンスはプラズマのインピーダンスより十分大きいので、高周波電流の主放電回路への分流は無視できる。ところが、 $L_p \simeq L_z$ のような場合には、高周波電流の主放電回路への分流は無視できない問題になってくる。

さらに $L_{RF} \simeq L_z$ で、高周波電源と主放電回路のコンデンサ充電電圧が同極性でほぼ等しいとき、これらのコンデンサを同時に投入すると、主放電コンデンサバンクの容量が高周波電源のコンデンサバンク容量分だけ増えたことと

導値になり、高周波電流を発生することができない。この現象は電子管を用いた発振器によって高周波電流を供給する場合には見られず、コンデンサ放電を用いた高周波電源の欠点である。従って、コンデンサ放電を用いた高周波電源では、回路定数の設定に注意し、他回路との電氣的結合を十分小さくしなければならない。

§ 3-7 まとめ

コンデンサ放電による大電力高周波電流の発生を利用し、電流波高値の減小を多段放電によって補い、コンデンサの並列放電に伴う周波数の低下は分路回路を負荷回路と並列に接続することによって避ける新方式の高周波電源の原理を考察し、試作装置による実験で実用化の可能性を示した。

本装置の原理では、スイッチの電流しゃ断能力の高いことと絶縁回復の速いことが重要になっている。特にスイッチのジッタとしゃ断電流値は比例しており、本実験の場合には、ジッタが 50 nsec のとき 500 A 程度の電流をしゃ断する必要があった。しかし、本装置に用いられた真空スイッチは高周波における電流しゃ断能力が不十分で、完全に絶縁回復するには至らなかった。

コンデンサの二段放電においては、真空スイッチの絶縁回復不能による影響は負荷電流には余り現われず、コンデンサの充電電圧 15 kV としたとき、波高値 3.8 kA、周波数 720 kHz で、単一のコンデンサ放電に比べて持続時間が長く、周波数も一定の高周波電流が得られた。更に、三段以上の多段放電を行う場合には、放電間隔以内の時間で真空スイッチが完全に絶縁回復していることが必要である。

本装置の特長としては、装置の主な構成素子がスイッチとコンデンサで回路が簡単なこと、およびコンデンサ放電を用いているために入出力の割には装置自体を小型にできることが挙げられる。

一 欠点としては、負荷が変動した場合には周波数の変化や多段動作におい

て投入位相の不適當の問題が起こること、および他回路との電氣的結合がある場合には高周波電源側への電流の流れ込みを起こすことが挙げられる。

従って、本装置は多極磁界による動的安定化⁽¹⁰⁾やアルベン波動加熱⁽¹¹⁾のように、他回路との電氣的結合の弱い回路での高周波電源としては最も適している。絶縁回復が速く、電流しゃ断能力に優れ、ジッタも小さいスイッチが改良、開発されれば、更に大出力化し、高周波電流の持続時間も長くすることができるであらう。

第3章 参考文献

- (1) J.Vaclavik : J. Plasma Phys., 6, Pt.3 (1971) 607
A.R.Jacobson, C.J.Buchenauer, J.N.Downing and S.Thomas :
Phys. Rev. Letters, 37, 14 (1976) 897
- (2) E.S.Weibel : Rev. Sci. Instruments, 35, 2 (1964) 173
A.Lietti : ibid., 40, 3 (1969) 473
I.R.Jones, A.Lietti and J.M.Peiry : Plasma Phys., 10 (1968) 213
- (3) A.Lietti : Plasma Phys., 20 (1978) 59
- (4) L.Lindberg and L.Danielsson : Phys. Fluids, 6, 5 (1963) 736
J.J.B.Frommelt and I.R.Jones : J. Plasma Phys., 14, Pt.3 (1975) 373
- (5) 堀田, 山本, 石井, 林 : 電学論誌, 99-A 6 (1979) 253
- (6) 板垣, 林, 妹尾, 中平 : 電学論誌, 49-A 30 (1974) 40
- (7) 岩原皓一編: " 真空開閉器具と適用の実際", 電気書院 (1975)
- (8) 嶋田, 柳父 : 電学誌, 98, 6 (1978) 43
- (9) 林, 妹尾 : 電学論誌, 86-A 4 (1966) 83
- (10) S.M.Osovets and V.I.Sinitsyn : Sov. Phys. JETP, 21 4 (1965) 715
D.V.Orlinskii : Plasma Phys., 8 (1966) 301
P.R.Forman, A.Haberstich, H.J.Karr, J.A.Phillips and A.E.Schofield :
Phys. Fluids, 14, 3 (1971) 684
- (11) J.Tataronis and W.Grossmann : Z. Physik, 261 (1973) 203
W.Grossmann and J.Tataronis : ibid., p217

第 4 章 プラズマ銃を用いた反放電プラズマの動的安定化実験

§ 4-1 はじめに

導体壁による安定化効果を見捨てた状態での動的シアによる安定化効果を純動的安定化効果という。本章では、反放電（軸方向放電）による低ベータプラズマに対して行った、純動的安定化効果の確認実験について述べる。

従来の動的安定化実験においては、生成されたプラズマ柱の外側に弱電離・低密度プラズマがあるため、高周波電界によって管壁近くで再放電現象が起これ、最初プラズマ柱を流れていた電流も管壁近くを流れるようになることが報告されている⁽¹⁾。このため、高周波電流を効率良くプラズマ柱に流すことができただけではなく、場合によっては、電流の再分布によってプラズマ柱の崩壊も起こり得る。

再放電現象を防ぐために、本実験では生成されたプラズマ柱の外側を高真空に保つことにした。即ち、プラズマ柱の形成法として、プラズマ銃によってプラズマを生成し、これをリミタを通して予め高真空の放電管中に導く方法を用いた。

このプラズマ柱に軸方向電流を流し、このとき発生する $m=1$ モード不安定性を高速度カメラによって観測した。さらに、大電力高周波発振器⁽²⁾を用いて軸方向電流に高周波電流を重ねし、 $m=1$ モード不安定性に対する動的安定化実験を行った。その結果、顕著な動的安定化効果が観測され、 $m=1$ モード不安定性の成長率はかなり低くなった⁽³⁾。その際、高周波電界による再放電現象は観測されなかった。

§ 4-2 装置

本実験に使用した装置は大別して、プラズマ生成・射出装置（プラズマ銃）と放電装置、軸方向磁界発生装置および大電力高周波発振器である。これらの装置について以下に概説する。

§4-2-1 プラズマ銃

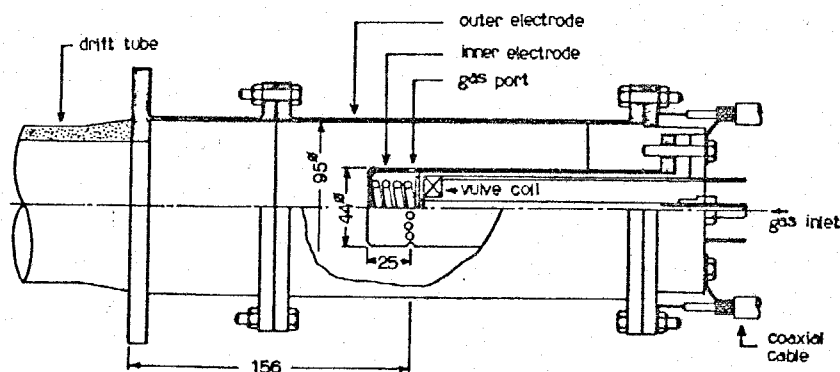
プラズマ銃は、高速電磁弁によって真空中にパルス状中性気体を噴出し、これを放電によって電離・加熱し、高温プラズマを射出するものである。

プラズマ銃には、同軸型、θピンチ型、 Σ ピンチ型があるが、本実験では以前に使用していた同軸プラズマ銃⁽⁴⁾を改造して使用した。第4-1図に本実験に用いた同軸プラズマ銃⁽⁵⁾の内部構造を示す。この型の同軸プラズマ銃はMarshall型とも呼ばれている。電極の材質は無酸素銅で、外部電極内径 95 mm、内部電極外径 44 mm、有効軸長 156 mm である。

高速電磁弁は磁気駆動によって真空中にパルス状中性気体を噴出するためのもので、内部電極内に設置されている。気体の噴出口は内部電極先端より 25 mm の位置にあり、電極の周囲に多数個設けられている。1回の動作により、この弁より噴出される気体の量は、約 1.1 atm, 0.05 cm³ である。使用気体はヘリウムで、ポンプより減圧弁を通して使用している。

プラズマの生成は、容量 4.4 μ F のコンデンサバンクの放電によって行っている。放電電流の周期は 14 μ sec で、コンデンサ充電電圧 15 kV において放電した場合、最大電流 26 kA が流れる。

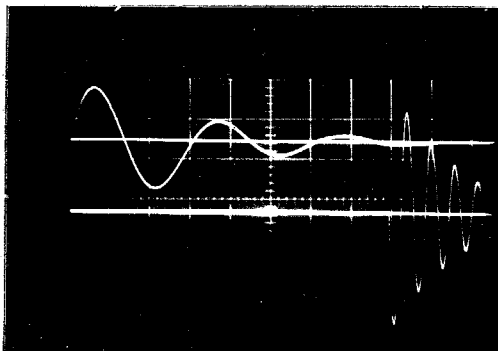
パルス状中性気体の噴出からプラズマ銃の発火までの時間は、生成されるプラズマの温度、密度、再現性が最適になるように決定すべきであるが、本実験



第4-1図 同軸プラズマ銃の構造

では過去の記録⁽⁴⁾を参考にして $160 \mu\text{sec}$ とした。噴出された中性気体は、この時間内に内部電極先端付近で拡散するが、拡散状態については測定手段がなく未知である。

実験に用いられた高速電磁弁の駆動コイル電流とプラズマ銃の放電電流の波形を第4-2図に示す。また、プラズマ銃の取付状況を第4-3図に示す。



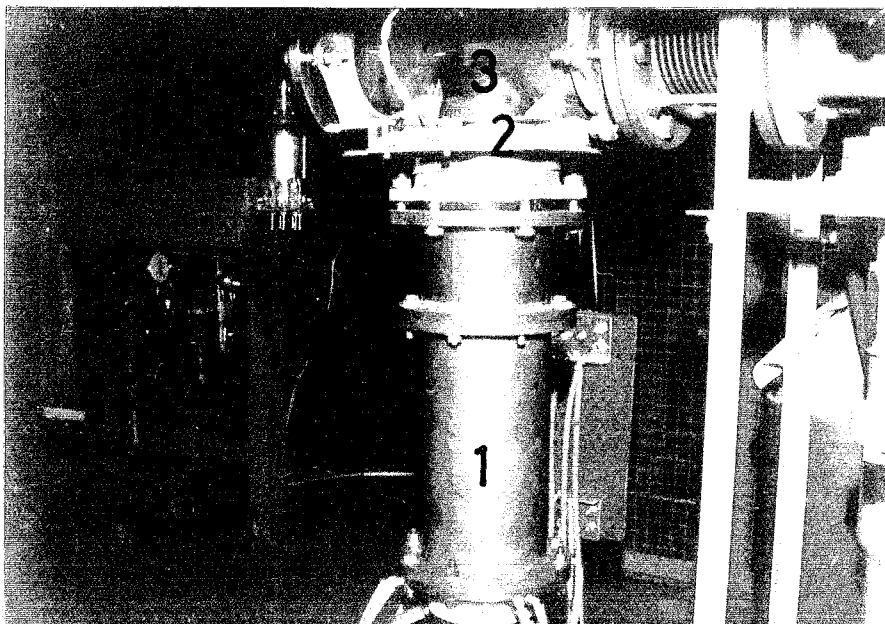
第4-2図 駆動コイル電流と

プラズマ銃放電電流

上：駆動コイル電流 3.9 kA/div.

下：プラズマ銃放電電流 10 kA/div.

20 $\mu\text{sec}/\text{div}$.



第4-3図

プラズマ銃の外観

1：同軸プラズマ銃

2：案内磁界コイル

3：ドリフト管

§4-2-2 Z放電装置

一般には、プラズマのジュール加熱や平衡を目的として軸方向プラズマ電流（軸方向電流と略す）を流すのであるが、その際に発生する $m=1$ モード不安定性を動的安定化することが本実験の目的であるから、第2章で述べた Kruskal-Shafranov 限界以上の軸方向電流を流すためにZ放電装置（軸方向をZ方向としているので、この呼び名がある）を用いる。

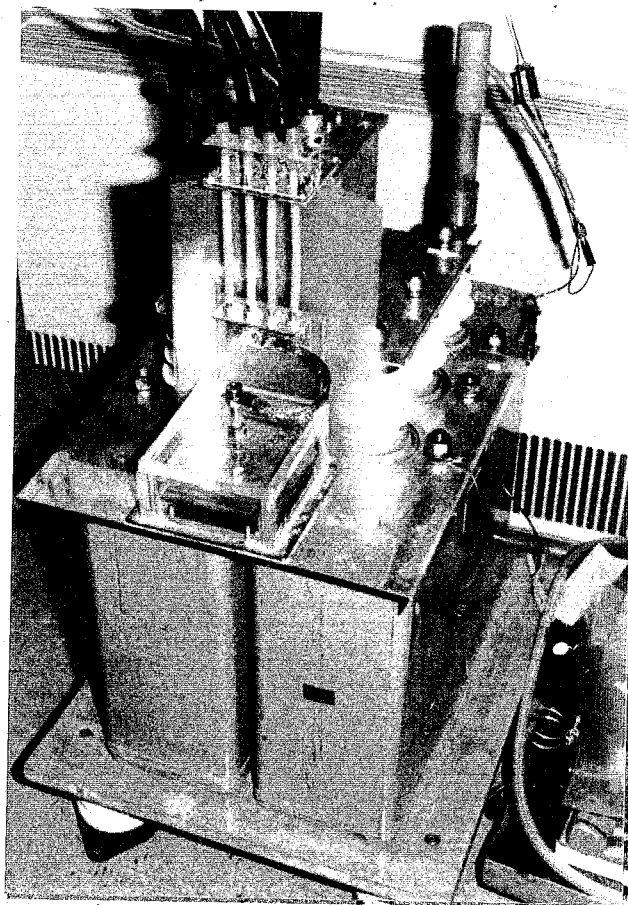
動的安定化実験に限らず、一般的なプラズマの磁気閉じ込めにおいては、軸方向電流が時間的に一定であることが望ましい。しかし、プラズマ実験に通常用いられる衝撃電流発生用のコンデンサ放電回路はインダクタンス L と容量 C の直列回路であるから、放電電流は周期 $2\pi\sqrt{LC}$ で自由振動する。従って電流の立ち上がりが速い場合にはその持続時間が短く、逆に持続時間を長くする場合に立ち上がりが遅くなる。

コンデンサ放電回路において、立ち上がりが速く、持続時間の長い単一方向電流を得るために、コンデンサに並列に接続したクローブスイッチを用いる方法もある。しかし、本実験では軸方向電流は $\sim$ 数 kA と低くて良い。そこで、LC回路において直列抵抗が十分に大きければ、単極性で持続時間の長い電流を得ることが可能であることに注目し、この方法を採用した。

本装置の回路定数から、数 Ω の抵抗を必要とするが、放電電流 $\sim$ 数 kA に対しても使えるものとして溶液（NaCl水溶液）抵抗を用いた。抵抗値は溶液の濃度および溶液中に入れてある電極板の間隔を変えることによって調整した。

コンデンサバンクは、容量 $2.2\mu\text{F}$ のコンデンサ2台を並列接続した。第4-4図に、コンデンサバンクの外観を示す。

プラズマと直接接触し、軸方向電流を流すZ電極は放電管の両端に設けられており、材質はステンレスである。プラズマ鏡側のZ電極（下部電極）は、プラズマ柱形成用のリミタを兼ねており、中心に直径 20 mm の穴がけられている。電極間距離は 545 mm である。放電管は長さ 610 mm、内径 76 mm のパイレックスガラス製直管で、中央部には探針そう入用の枝管が設けられている。



真中ギャップスイッチ

溶液抵抗

コンデンサバンク

第4-4図

X放電コンデンサバンクの外観

§4-2-3 軸方向磁界発生装置

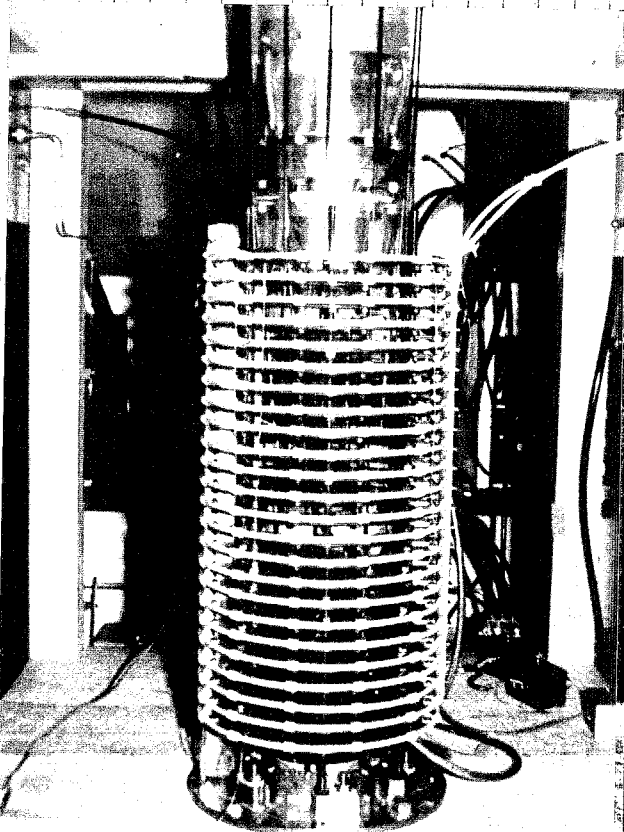
軸方向磁界の役割は、プラズマ銃から射出されリミタを通過してきたプラズマを導いて、放電管内にプラズマ柱を形成することと、X放電プラズマの安定性において重要な量である安全係数 q を決定することである。従って、プラズマ柱の形成過程においてはプラズマ粒子の拡散を抑える上から、またX放電においては q の可変範囲を広くするため、できるだけ大きな軸方向磁界を発生できることが望ましい。

本実験では、電源として容量 $150\mu\text{F}$ 、最大定格電圧 6kV で残留インダクタンスの割合大きなコンデンサを用いた。従って、コンデンサに貯えられた静電エネルギーを効率良く磁気エネルギーに変換するには、軸方向磁界発生コイ

ルのインダクタンスは大きい方がよい。また、軸方向磁界の持続時間も、プラズマ銃の発火から放電までの時間は最低限必要であり、放電中も軸方向磁界は一定でなければならぬので、磁界の振動周期を長くする上からも軸方向磁界発生コイルのインダクタンスは大きい方がよい。

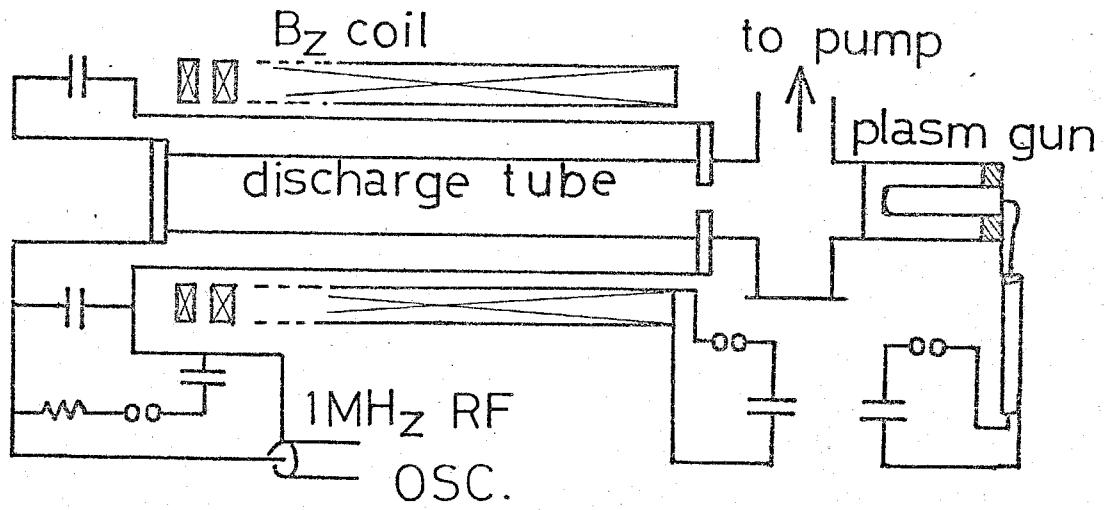
製作した軸方向磁界発生コイルを第4-5図に示す。巻線としてネオン電線を直列に24回巻いてある。コイルの構造体は、内径160 mm、外径240 mm、厚さ2 mmの黄銅製円板24個を、放電管と同心円状になるよう、2 cm間隔で、6本の支柱によって支えたものである。本装置には導体壁を設けてないので、コイル間からプラズマの巨視的振舞を光学的に観測することができる。コンデンサの充電電圧4 kVにおいて放電を行うと、最大2.5 kGの軸方向磁界を発生する。この磁界の振動周期は約480 μsec で、磁界が最大の時刻に放電を行った。

これまでに述べた装置の概略図と全景をそれぞれ第4-6図、第4-7図に示す。

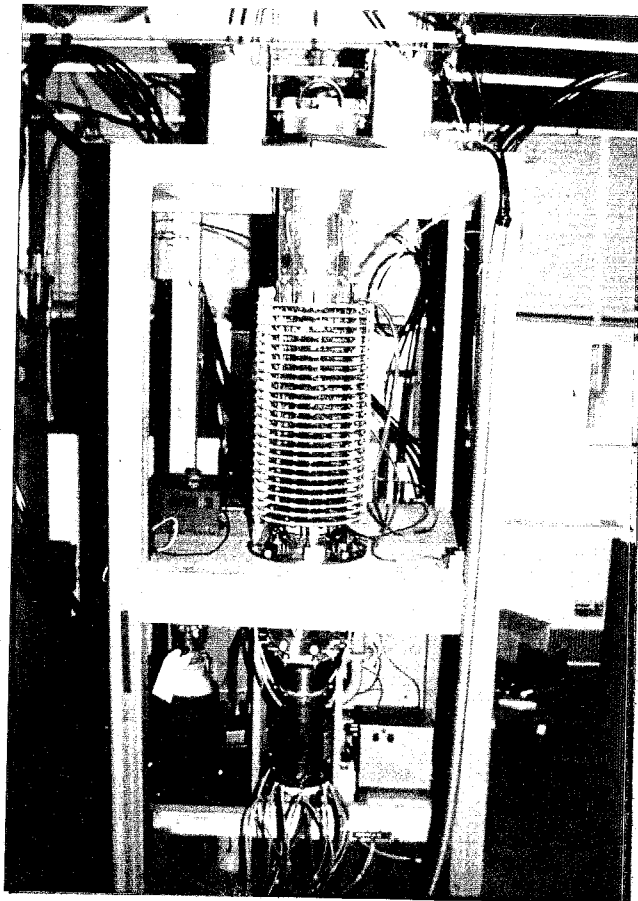


第4-5図

軸方向磁界発生コイル



第4-6図 Z放電装置回路図



——タンク回路コンデンサ

——Z電極

——放電管

——軸方向磁界発生コイル

——Z電極

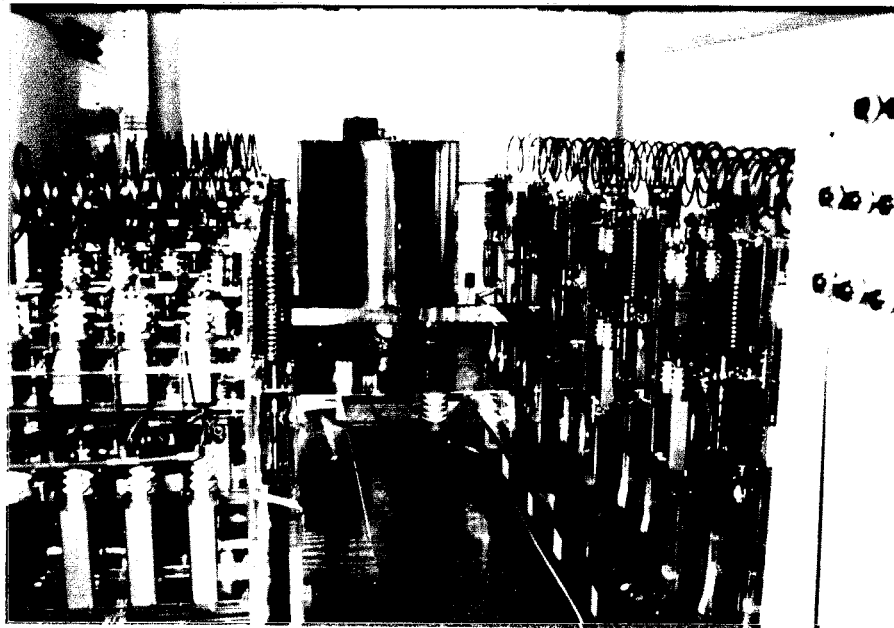
——プラズマ銃

第4-7図 Z放電装置全景

§4-2-4 大電力高周波発振器

プラズマ柱に軸方向高周波電流を流すために、大電力高周波発振器⁽²⁾を用いた。大電力高周波発振器は、4段のマルクスゼネレータを多数用意し、これらを真空ギャップスイッチを通してタンク回路に次々と放電し、持続した高周波発振を得るものである。発振周波数は1 MHzに調整しており、各々のマルクスゼネレータは1 μsec 間隔で放電される。大電力高周波発振器の概観を第4-8図に示す。また、第4-7図において、装置の上部に置かれている2個の白い円筒はタンク回路を形成するマイカコンデンサである。

試作途中ではあったが、大電力高周波発振器によって周波数1 MHz、最大電流1.8 kA、持続時間3 μsec の高周波電流を得ることができた。



第4-8図 大電力高周波発振器の概観

§4-2-5 放電のシーケンス

放電の順序は、高速電磁弁の駆動、軸方向磁界の発生、プラズマ銃の発火、 Σ 放電、高周波放電の順である。高速電磁弁の動作後 $100 \mu\text{sec}$ に、軸方向磁界がかけられる。さらに $60 \mu\text{sec}$ 遅れて、プラズマ銃の放電が行われる。温度、密度がほぼ一様なプラズマ柱が放電管内に形成されてから Σ 放電が行われる。この間は $60 \mu\text{sec}$ である。動的安定化実験の場合には、 Σ 放電と同時に高周波放電を行った。

これらのシーケンスは各コンデンサバンクを所定の電圧に充電した後、遅延パルス発生器から出た信号によりトリガパルス発生器を動作させ、各ギャップスイッチを所定の時刻に投入することにより実現した。遅延パルス発生器は、TTL 素子を遅延素子として用いており、最終出力はサイリスタ (CV12E) によるコンデンサ放電で 300 V の電圧パルスを得ている。各ギャップスイッチ始動用のトリガパルスは、セラミックコンデンサ (容量 2000 pF) の放電によって得ている。この電圧パルスは、パルストランスを介して各スイッチに送られており、各コンデンサバンクとトリガパルス発生器とは静電的に絶縁されている。

各コンデンサバンクの充電の全過程は自動制御装置によって行われている。全過程の終了までに要する時間は 100 秒で、これを連続して繰り返し運転することも可能である。

§4-3 静電複探針による初期プラズマの診断

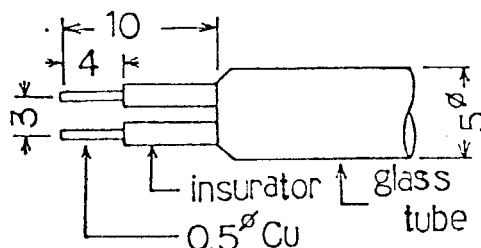
プラズマ鏡から射出され、放電管内に形成されたプラズマ柱の温度・密度を知っておくことは、実験条件を明確にする上から重要なことである。そのために静電複探針⁽⁶⁾を用いて初期プラズマの温度、密度の測定を行った。

測定に用いた静電複探針の構造と測定回路を第4-9図に示す。静電複探針は直径 0.5 mm の銅線を電極とし、これを外径 5 mm のパイロックスガラス管の先端に突き出す形をしている。電極のガラス管に近い部分は沿面放電を防ぐためにシリコンゴムによって被われている。測定回路中の直列抵抗 20 Ω は、回路のインダクタンスの影響を小さくし、また電極間でのアーク放電を抑制するためのものである。静電複探針は直接プラズマと接触しているため、電流プローブによって電流測定器との静電的絶縁を行っている。

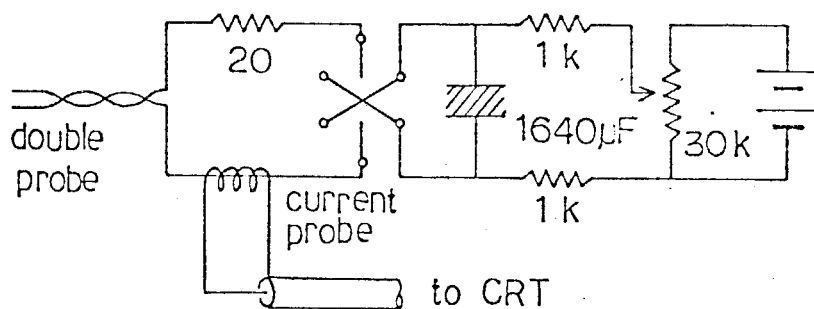
なお、電極表面の汚れは測定電流値に重大な影響を与えるので、硝酸によって汚れを取り除き、さらに測定前には放電洗浄も行った。

第4-9図 静電複探針

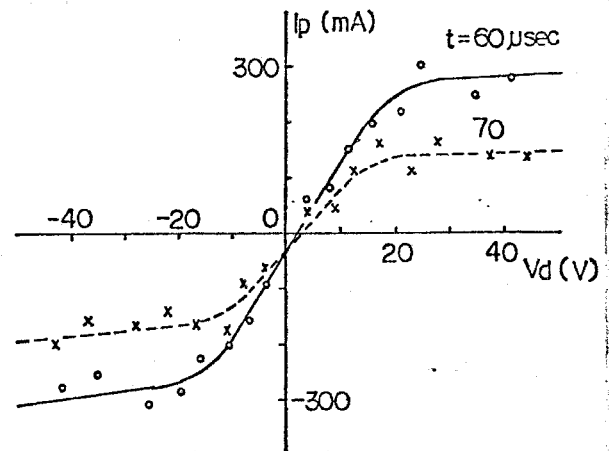
(a) 構造



(b) 測定回路



探針の位置を放電管軸に合わせ、軸方向磁束密度 2.5 kG においてプラズマ銃の放電を行った。プラズマ銃の放電後、数 10 μsec の間は、静電複探針の出力の再現性は悪いが、その後は非常に良くなる。これは、プラズマ銃放電後の数 10 μsec 間はプラズマ銃にかなり大きな振動電流が流れており、その影響を受けるためであると考えられる（第 4-2 図のプラズマ銃の放電電流波形を参照）。



第 4-10 図 電圧 - 電流特性曲線

再現性の良い、プラズマ銃放電後の時刻 $t = 60, 70 \mu\text{sec}$ において、探針電極間の印加電圧 V_d を変えて、このとき流れる探針電流 I_p を測定した結果が第 4-10 図である。

静電複探針の電圧 V_d 、電流 I_p の関係は、

$$\ln S = \ln \left(\frac{\sum i_p}{ie_2} - 1 \right) = -\phi V_d + \ln \sigma \quad (4-1)$$

$$\phi = \frac{e}{kT_e}, \quad \sigma = \frac{A_1 j_{01}}{A_2 j_{02}}$$

と書き表わすことができる。ここで $\sum i_p$ はそれぞれの電極を流れるイオン電流の和、 ie_2 は電子電流である。 e, k, T_e はそれぞれ電子の電荷、ボルツマン定数、電子の温度である。また、 A, j_0 はそれぞれの電極の表面積および飽和電子電流密度を表わしている。 $\ln S$ を V_d に対して表示すると直線になり、この直線の傾きから電子の温度 T_e を求めることができる。これを対数表示法という。

測定結果を対数表示法で表わしたものを第 4-11 図に示す。この図より、 $t = 60, 70 \mu\text{sec}$ における電子温度はそれぞれ、8.4, 8.1 (eV) であること

がわかる。

一、イオンの分布関数が Maxwell 分布の場合には、イオン密度 n_i とイオン電流 i_p との間には、次の関係式が成り立つ。⁽⁴⁾

$$n_i = \frac{1}{Ae} \left(\frac{kT_i}{2\pi m_i} \right)^{-\frac{1}{2}} i_p \quad (4-2)$$

ここで m_i はイオンの質量、

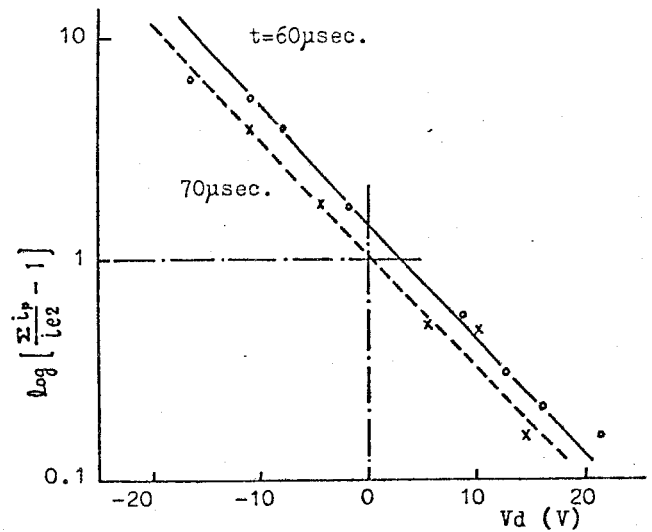
T_i はイオンの温度である。

電子温度とイオン温度が等

しいものと仮定し、対数表示法によって得られた電子温度を用いてイオン密度を求めた。

対数表示法および等価抵抗法によって求めた、プラズマ鏡放電後の時刻 $t = 60, 70 \mu\text{sec}$ における電子温度およびイオン密度をまとめて第4-1表に示す。本測定で得られた温度、密度に対しては、電子とイオン間の温度緩和時間は約 $25 \mu\text{sec}$ であるから、電子とイオンの温度が等しいとした仮定は妥当であろう。

これらの測定結果より、プラズマの温度、密度は時間と共に減少していくことがわかる。従って、再現性が良く、プラズマの温度、密度の比較的大きい $t = 60 \mu\text{sec}$ の時刻に正放電を行うことにした。



第4-11図 特性曲線の対数表示

第4-1表 初期プラズマの温度および密度

$t (\mu\text{sec})$	$T_e (\text{eV}):$ 対数表示法	$T_e^* (\text{eV}):$ 等価抵抗法	$n_i (\text{m}^{-3})$
60	8.4	9.43	7.1×10^{19}
70	8.1	7.05	4.5×10^{19}

なお、イオン飽和電流の半径方向分布より、イオン密度分布の半値幅は、約 20 mm で、リミタ内径とほぼ等しい直径のプラズマ柱が形成されていることがわかった。

$t = 60 \mu\text{sec}$ での測定結果として $T_e = 8.4 \text{ eV}$, $n_i = 7.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を用いると、軸方向磁束密度が 2.5 kG であるから、プラズマのベータ値は、 $\beta = 0.0076$ となる。従って、かなりの低ベータプラズマであり、以後 $\beta = 0$ と考えることにする。

§4-4 ズ放電による $m=1$ モード不安定性の発生

前節での測定結果より、軸方向磁束密度 2.5 kG の場合には、得られたプラズマのベータ値はほぼ零と考えることができるので、このプラズマに軸方向電流を流した場合には、電流駆動の $m=1$ モード不安定性の発生が予想される。

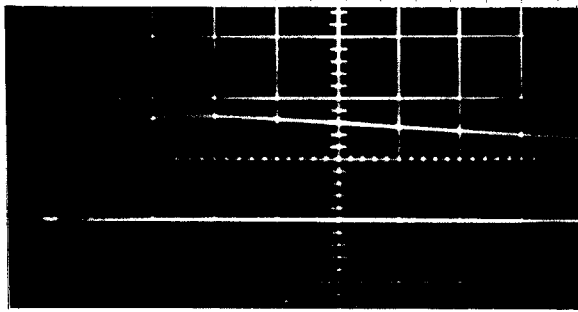
本節ではサインコイル、高速度カメラ等を用いて観測した $m=1$ モード不安定性の発生について述べる。

以後の実験を通じて、軸方向磁束密度 B_z は 2.5 kG で一定とした。

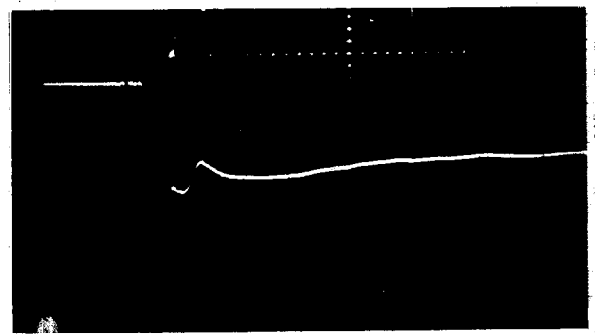
§4-4-1 ズ放電電流波形に現われる変化

ズ放電電流の時間変化をロースキーコイルを用いて測定した。その一例を第4-12図に示す。(a)は模擬負荷コイルに放電を行った場合、(b)はプラズマ柱に放電した場合の結果である。二つの波形を比較すると、(b)の場合にはズ放電後の時刻 $t \sim 2 \mu\text{sec}$ で電流は極小値を示しているが、(a)の場合には、この現象は観測されない。ズ放電電流値を変えて実験を行うと、放電電流値が大きくなる程、電流が極小値を示す時刻が早くなり、この現象はプラズマの振動に関係した現象であることがわかった。

本実験の場合には $B_z = 2.5 \text{ kG}$, 軸方向電流 $I_z \leq 2 \text{ kA}$, プラズマ半径



(a) 模擬負荷コイルに放電



(b) プラズマに放電

560 A/div., 1.0 μ sec/div.1.3 kA/div., 2.0 μ sec/div.

第4-12図 放電電流波形の一例

$r_p = 1 \text{ cm}$ であるから、プラズマ柱表面での方位角方向磁束密度 $B_{\theta a}$ は、
 $B_{\theta a} \approx 0.4 \text{ kG} \ll B_z$ である。また、プラズマ柱外部は高真空であるから、
 §2-4-3 の議論が適用できる。(2-50) あるいは (2-57) 式より巨視的
 な不安定性の成長率 γ は

$$\gamma \propto B_{\theta a} \propto I_z$$

となるので、 I_z が大きい程 γ も大きく、不安定性は速く成長する。又放電電
 流波形で観測される現象は、巨視的不安定性の成長と定性的に一致し、電流駆
 動型不安定性の発生に基づく現象であると考えられる。

§4-4-2 サインコイルによる $m=1$ モード不安定性の観測

放電管中央部の外周に巻いたサインコイル⁽⁷⁾によって、プラズマ柱の $m=1$ モ
 ードの変位を測定した。

サインコイルというのは、コイルの巻数を方位角方向 (θ 方向) に $n_0 \sin \theta$
 のように変化させて巻いたコイルで、電流路のコイル中心からの変位 Δ に対

して、一種の差動コイルとして用いるとき、その出力は Δ に比例する。第4-13図はサインコイルの巻き方を示したものである。

コイルの鎖交磁束を ϕ 、コイルの断面積を A とすれば、

$$\phi = \frac{n_0 A \mu_0 I_x}{2} \left\{ \left(\frac{r_c}{b} \right)^2 + 1 \right\} \frac{\Delta}{r_c} \quad (4-3)$$

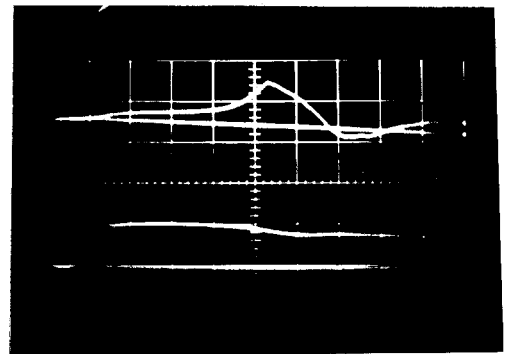
第4-13図

サインコイルの巻き方

と表わされる。ここで、 r_c 、 b はそれぞれコイルの半径、導体壁の半径である。本装置の場合には $b \rightarrow \infty$ である。上式より ϕ 、 I_x を同時に測定すれば Δ を求めることができる。

実験において測定したサインコイル出力の一例を第4-14図に示す。上側の波形がサインコイルの出力波形、下側の波形が放電電流波形である。サインコイルの出力波形が放電の初期の時刻から零線とずれているのは、サインコイルの中心とプラズマ柱中心の初期位置とがずれているためである。

両者の波形を比較すると、サインコイルの出力が最大になる時刻、即ちプラズマ柱の変位が最大になる時刻と放電電流が急激な減少を始める時刻とは一致している。この結果より、 $m=1$ モード不安定性のためにプラズマ柱が放電管壁に触れ、プラズマ断面の変形を起こしてインダクタンスが急激に増大するので、放電電流の急激な減少が起こるものと考えられる。その後、



UPPER: SIN COIL OUTPUT
GAIN: 0.5V/DIV.

LOWER: PLASMA CURRENT
GAIN: 840A/DIV.

SWEEP: 1μSEC./DIV.

第4-14図

サインコイルの出力波形

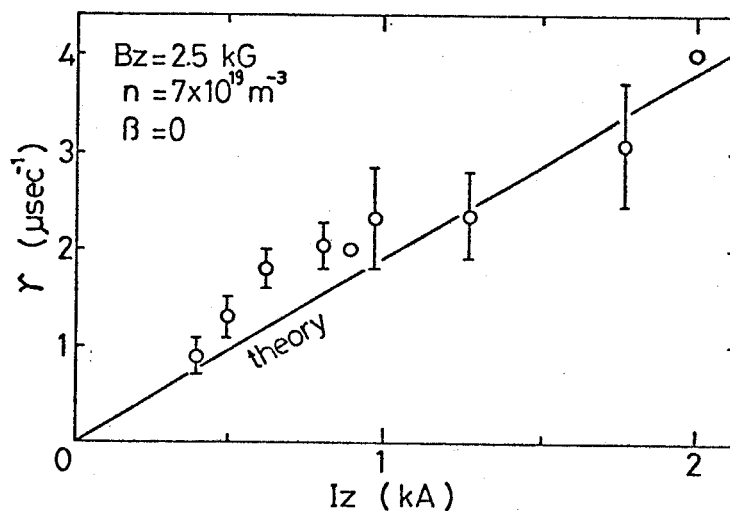
形成されると、 Σ 放電電流は主に外部回路の定数で定まる電流値に戻る。従って、 Σ 放電電流が減少を始める時刻を知ることによって、プラズマ柱が放電管壁に衝突する時刻を知ることができる。

$m=1$ モード不安定性の成長率の測定に当たって、第4-14図に示したサインコイル出力より $m=1$ モード不安定性の成長率を求め、これを基準の値とし、他の Σ 放電電流値に対しては、ロズスキーコイルによって測定した放電電流が減少を始める時刻より $m=1$ モード不安定性の成長率を計算した。その際、 $m=1$ モード不安定性の初期変位 δ_0 は Σ 放電電流値によらず一定であると仮定した。 Σ 放電電流が減少を始める時刻を τ とし、基準となるデータのそれを τ_0 、このときの $m=1$ モード不安定性の成長率を γ_0 とすると、 Σ 放電電流値を変化させたときの $m=1$ モード不安定性の成長率 γ は

$$\gamma = \gamma_0 \frac{\tau_0}{\tau} \quad (4-4)$$

と表わされる。

Σ 放電電流値 I_Σ を変えたときに (4-4) 式によって求めた $m=1$ モード不安定性の成長率の変化を第4-15図に示す。(2-50) 式に従えば、プラズ



第4-15図 $m=1$ モード不安定性の成長率

マ表面での安全係数 q は

$$q = \frac{2\pi r_p}{L} \frac{B_{ze}}{B_{\theta a}}, \quad B_{\theta a} = \frac{\mu_0 I_z}{2\pi r_p} \quad (4-5)$$

である。ここで r_p はプラズマ半径、 L はプラズマ長、 B_{ze} はプラズマ外部の軸方向磁界、 $B_{\theta a}$ はプラズマ表面での方位角方向磁界である。今、プラズマ長として $L \sim 60 \text{ cm}$ を用いれば、 $I_z \leq 1.3 \text{ kA}$ では $q \geq 1$ となり、固定端をもつプラズマ柱では $m=1$ モード不安定性は発生しないはずである。しかし、第4-15図の成長率の測定結果より、 $I_z \leq 1.3 \text{ kA}$ の領域においても $m=1$ モード不安定性の成長が認められる。これは、既に§2-4-3で述べたように直線プラズマのプラズマ端は自由端と考えられ、不安定性成長に対する周期条件がないためである。 $I_z \leq 1.3 \text{ kA}$ の領域では、プラズマ長よりも長い波長の不安定性が起こっていると考えられる。

(2-54) 式より、 $\beta=0$ 、 $C_1=-1$ (導体壁がない場合である) のときの $m=1$ モード不安定性の最大成長率 $\gamma_{\max}$ は

$$\gamma_{\max}^2 = \frac{B_{\theta a}^2}{2\mu_0 \rho r_p^2} = \frac{\mu_0}{8\pi^2 \rho r_p^4} I_z^2 \quad (4-6)$$

と表わされるので $\gamma_{\max}$ は I_z に比例する。ここで ρ はプラズマの質量密度である。静電複探針により測定したプラズマ密度を用いて計算した $\gamma_{\max}$ の理論値が第4-15図の直線である。実測された $m=1$ モード不安定性の成長率は表面電流モデルによる理論値と良い一致を示しており、実験に用いたプラズマは表面電流モデルで良く表現されることがわかる。

§4-4-3 高速度カメラによる観測

プラズマ柱の半径方向の振舞を調べると共に、 $m=1$ モード不安定性の波長を測定するために、高速度カメラを用いて光学的観測を行った。

まず、流し撮りによって、放電管中央部におけるプラズマ柱の半径方向運動

を観測した。又放電電流値が小さいときには、プラズマの発光が弱く、流し撮りによる観測が不可能であったので、又放電電流値を 2 kA にして観測した。その結果の一例を第 4-16 図に示す。流し撮りの時間幅は 10 μsec である。

初期に放電管軸にあったプラズマ柱は、又放電電流を流すと $m=1$ モードの変位を起し、 $t \approx 1.5 \mu\text{sec}$ の時刻には放電管壁に衝突して強く発光する。この結果は、サイココイルによる $m=1$ モード不安定性の電氣的測定結果とよく一致している。

次に、 $m=1$ モード不安定性の波長を測定するために、プラズマ柱全体の変形を駒撮りによって観測した。駒撮りの時間幅は 500 nsec である。鏡を用いて、 90° 異った二方向から同時に撮影した結果を第 4-17 図に示す。撮影した時刻は図中の線て示してある。これらの一連の写真は一回の放電で得られたものではなく、それぞれが一回毎の放電で得られたものである。しかし、これらの写真より、 $m=1$ モード不安定性の成長の様子と波長がわかる。

初期の時刻 $t = 0.5 \mu\text{sec}$ には直線であったプラズマ柱も、時間とともに $m=1$ モード不安定性が成長し、らせん状に変形していく。 $t = 1.9 \mu\text{sec}$ での駒撮り写真より、 $m=1$ モード不安定性の波長はプラズマ長のほぼ 1~2 倍程度であることがわかる。

表面電流モデルによる $m=1$ モード不安定性の分散式 (2-54) 式

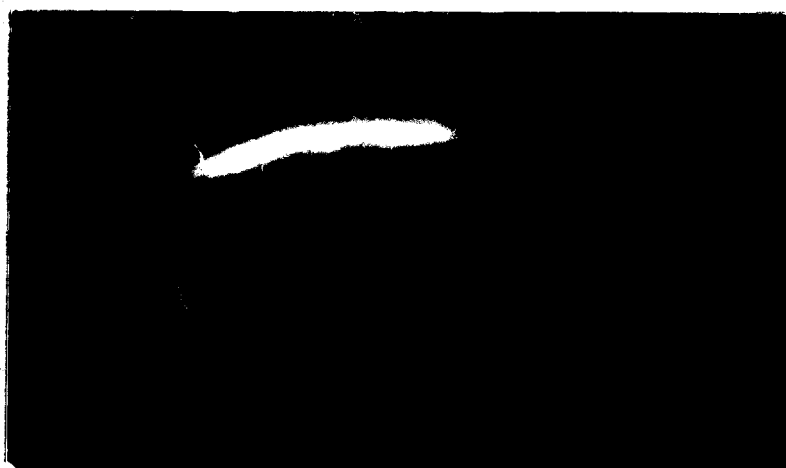
$$\tau_a^2 \omega_{ks}^2 = (nq)^2 (1-\beta) - C_1 (nq+1)^2 - 1 \quad (4-7)$$

$$\tau_a^2 = \frac{\mu_0 \rho_m r_p^2}{B_{0a}^2}, \quad nq = \frac{k r_p B_{ze}}{B_{0a}}$$

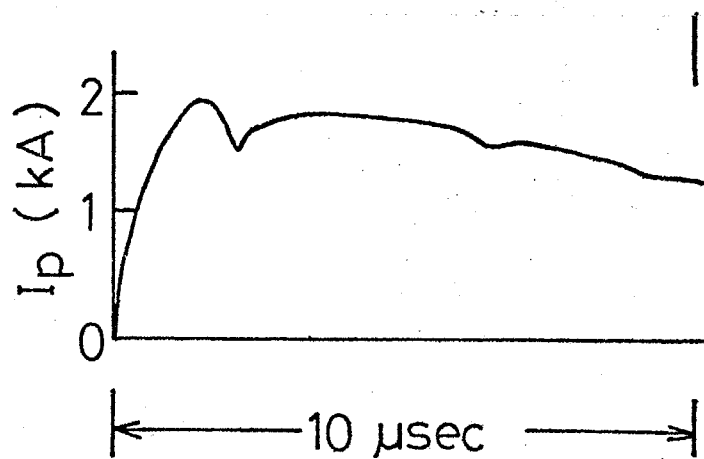
において、 $\beta = 0$, $C_1 = -1$ (導体壁がないことを意味する) としたときの、 $m=1$ モード不安定性の波数 k と成長率 γ ($\gamma^2 = -\omega_{ks}^2$) との関係を図示したものが第 4-18 図である。ただし、実験条件として $B_{ze} = 2.5 \text{ kG}$, $I_z = 2 \text{ kA}$, プラズマ半径 $r_p = 1 \text{ cm}$, 粒子数密度 $n = 7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を用いた。第 4-18 図より、不安定な $m=1$ モードの波数は $k \lesssim 16 \text{ m}^{-1}$, 波長で表わすと $\lambda \gtrsim 3.9 \text{ cm}$ であることがわかる。特に、 $k = 8 \text{ m}^{-1}$ ($\lambda = 7.9 \text{ cm}$) 付近で

STREAK PHOTOGRAPH

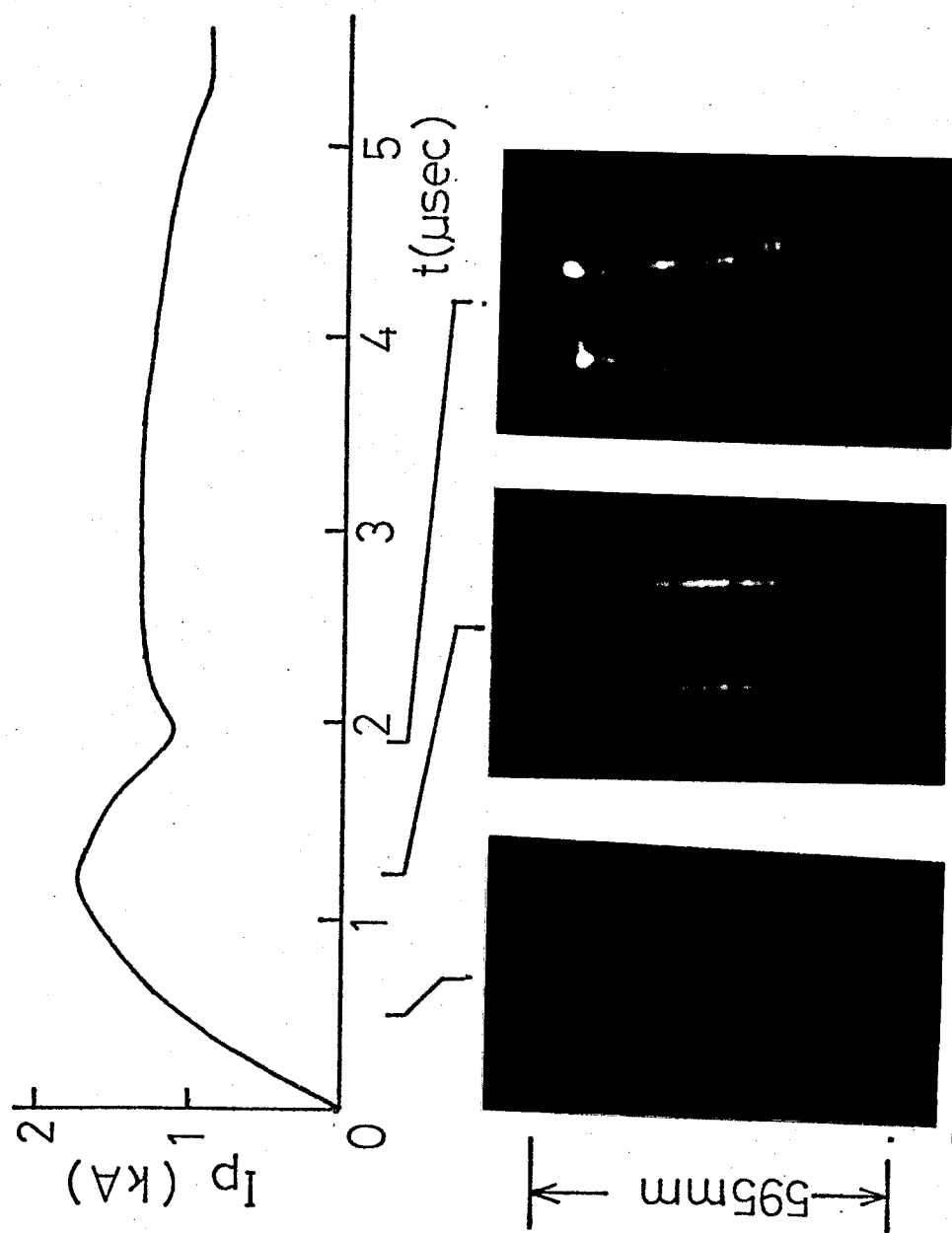
38—wall—
 $r=0\text{mm}$ —
 38—wall—



$B_z = 2.5\text{ kG}$



第4-16図 流し撮り写真



FRAMING PHOTOGRAPH

第4-17図 駒撮り写真(2方向から同時撮影)

の $m=1$ モード不安定性の成長率が最も高く、

$$\gamma \approx 3.6 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$$

である。第4-17図の

駒撮り写真で観測され

た $m=1$ モード不安定

性の波長は $\lambda = 60 -$

120 cm 程度であるか

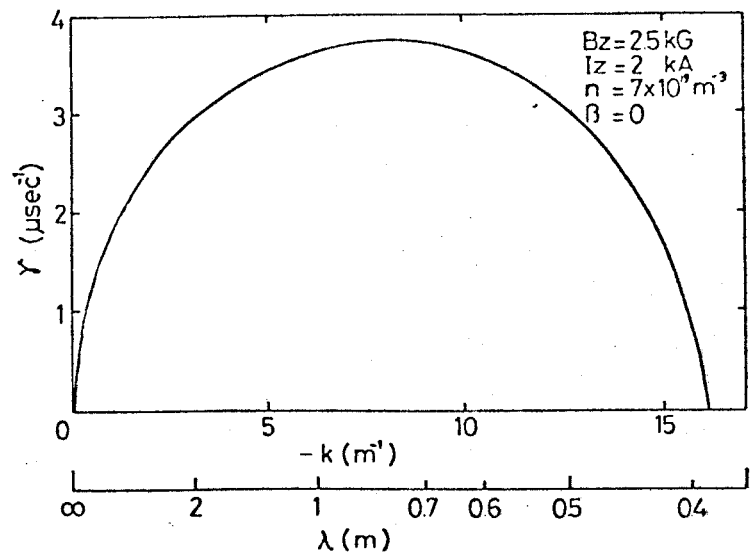
ら、表面電流モデルに

よる $m=1$ モード不安

定性の成長率の理論値

と良い一致を示してい

る。



第4-18図

$m=1$ モード不安定性の波数と
成長率 (表面電流モデル)

§4-4-4 まとめ

プラズマ柱に軸方向電流を流した場合、ロゴスキーコイルによる放電電流波形の時間変化、サインコイル出力の測定および高速度カメラによる光学的観測から、 $m=1$ モード不安定性の発生が観測された。その波長、成長率は、表面電流モデルによる理論値とよく一致した。本実験に用いられたプラズマのベータ値はほぼ零と考えられるので、観測された不安定性は電流駆動型の $m=1$ モード不安定性である。

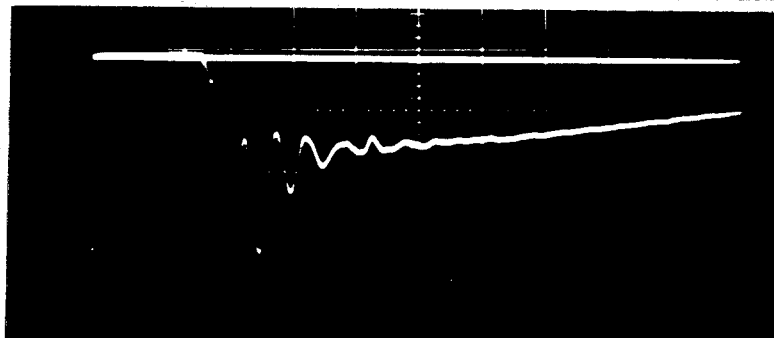
§4-5 $m=1$ モード不安定性の純動的安定化

る放電によって $m=1$ モード不安定性が発生し、その成長率、衰減は表面電流モデルによる理論値とよく一致することが明らかになった。そこで、このプラズマに軸方向高周波電流を流し、 $m=1$ モード不安定性の動的安定化を試みた。本装置では、導体壁による安定化効果が無視できるので、動的シヤによる純動的安定化効果の確認実験を行うことになる。

§4-5-1 純動的安定化実験

大電力高周波発振器を用いて、る放電と同時に軸方向高周波電流を流した。高周波電流の最大振幅値は 1.8 kA、周波数は 1 MHz、持続時間は約 3 μsec である。る放電電流 2 kA に重畳した高周波電流波形を第4-19図に示す。

このときのプラズマ柱の振舞を高測度カメラによって観測した。放電管中央における流し撮りの結果を第4-20図に示す。プラズマは不安定で半径方向の動きを示しているが、高周波電流が存在する間はその成長率がかなり低く、ゆっくりとした動きになっている。磁気探針による磁界分布の測定は行われなかつ



PLASMA CURRENT WITH RF

Gain : 1.3 kA/div.

Sweep : 2.0 $\mu\text{sec/div.}$

第4-19図 動的安定化実験時の軸方向電流波形

たのでプラズマ柱内外での電流分布は不明であるが、流し撮り写真で見る限りプラズマ柱の外部での発光（再放電現象）は観測されず、高周波電流はプラズマ柱を流れているものと考えることができる。高周波電流が減衰した後は、プラズマ柱は急速に変位し、放電管壁に衝突して崩壊する。

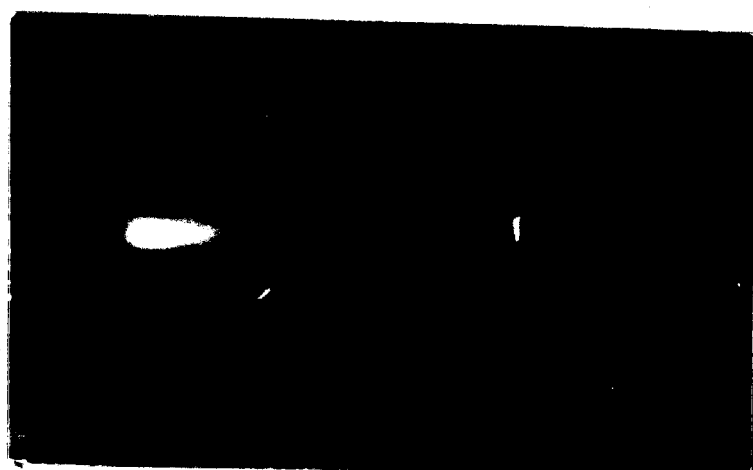
高周波電流を重ねしない場合の流し撮り写真（第4-16図）と第4-20図とを比較すると、高周波電流を重ねした場合の $m=1$ モード不安定性の成長率は明らかに低くなっており、顕著な動的安定化効果が現われている。高周波電流が減衰した後のプラズマ柱の時間的変位は、高周波電流を重ねしない場合とほぼ同じで、動的安定化効果が消失することを示している。

第4-21図は高速度カメラによって撮影した駒撮り写真である。それぞれの写真は、鏡を用いて 90° 違った二方向から同時に撮影したものである。また、それぞれの写真は異なった放電時に撮影したもので、これらの写真から不安定性の成長率を求めることはできない。しかし、高周波電流を重ねしない場合の駒撮り写真（第4-17図）と第4-21図を比べると、高周波電流を重ねした場合でも時刻 $t = 0.5 \mu\text{sec}$ で既に長波長の $m=1$ モード不安定性が観測されるが、その成長率は非常に小さく、 $t = 2.2 \mu\text{sec}$ でもまだ放電管壁に達する程のプラズマ柱の変位は起こっていない。

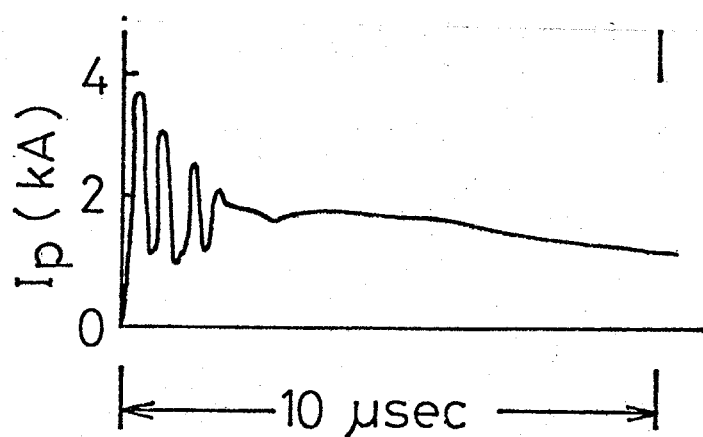
駒撮り写真から観測される $m=1$ モード不安定性の波長は、プラズマ長の1-2倍で、高周波電流を重ねしない場合の $m=1$ モード不安定性の波長とほぼ同じである。

STREAK PHOTOGRAPH

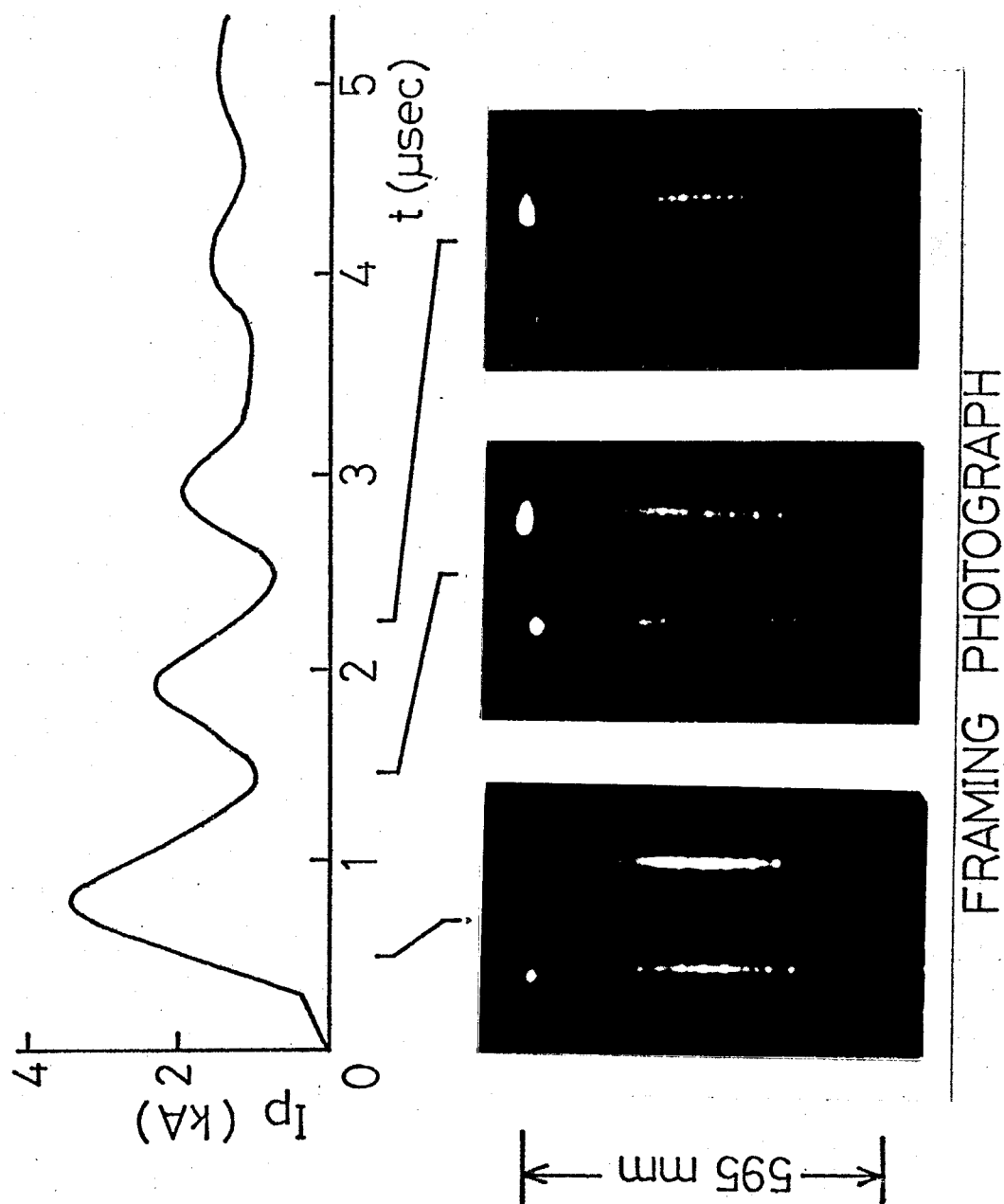
38 wall
 $r=0\text{ mm}$
 38 wall



$B_z = 2.5\text{ kG}$



第4-20図 高周波電流重畳時の流し撮り写真



第4-21図 高周波電流重畳時の駒撮り写真(2方向から同時撮影)

§4-5-2 動的安定化効果の理論との比較

動的安定化効果について、理論と実験との比較を行う。高周波電流を重ねない放電の場合には、観測された不安定性は表面電流モデルによる $m=1$ モード不安定性の理論計算とよく一致することを前節で既に述べた。従って、動的安定化効果も §2-5-2 で述べた表面電流モデルに従って計算する。

実験条件として、軸方向磁束密度 $B_{ze} = 2.5 \text{ kG}$ 、プラズマ半径 $r_p = 1 \text{ cm}$ 、プラズマ密度 $n = 7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、ベータ値 $\beta = 0$ 、軸方向電流 $I_z = 2 \text{ kA}$ (プラズマ表面の方位角方向磁束密度 $B_{\theta a} = 0.4 \text{ kG}$)、高周波軸方向電流 $\tilde{I}_z = 1.8 \text{ kA}$ (周波数 1 MHz) を用いる。

$B_{ze} \gg B_{\theta a}$ であり、導体壁による安定化効果も無視できるので、動的安定化を行ったときの $m=1$ モード不安定性の成長率 γ_{DS} ($\gamma_{DS}^2 = -\omega_{DS}^2$) は、(2-85) 式より

$$Ta^2 \omega_{DS}^2 = Ta^2 \omega_{KS}^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\omega_0 Ta} \right)^2 (n_f \epsilon)^2 \quad (4-8)$$

$$= (n_f)^2 + (n_f + 1)^2 - 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\omega_0 Ta} \right)^2 (n_f \epsilon)^2$$

と表わされる。ここで ω_{KS} は動的安定化を行わないときの $m=1$ モード不安定性の成長率である。また $Ta^2 = \mu_0 \rho_m r_p^2 / B_{\theta a}$ 、 ρ_m はプラズマの質量密度、 ω_0 は高周波の角周波数、 $n_f = k r_p B_{ze} / B_{\theta a}$ 、 k は $m=1$ モード不安定性の波数、 $\epsilon = \tilde{I}_z / I_z$ である。

(4-8) 式の右辺第二項が動的シアによる安定化効果を示しており、その大きさは $(n_f)^2 \propto k^2$ に比例するので、短波長領域において安定化効果が著しい。(4-8) 式に上述の実験条件を代入して計算した $m=1$ モード不安定性の波数と成長率の関係を第4-22図に示す。 $\epsilon = 0$ で示された曲線は、動的安定化を行わない場合の理論曲線で、比較のために示してある。

第4-22図より、動的安定化を行った場合には波長 $\lambda \leq 60 \text{ cm}$ の $m=1$ モード不安定性は完全に安定化され、 $0.6 \text{ m} \leq \lambda \leq 1 \text{ m}$ の不安定性の成長率も

かなり小さくなること

がわかる。前節での結

果より、観測された m

$=1$ モード不安定性の

波長は $0.6\text{ m} \leq \lambda \leq 1\text{ m}$

程度であるから、動的

安定化法によって $m=$

1 モード不安定性を完

全に安定化することは

不可能であるが、その

成長率をかなり低くす

ることは可能で、実験

結果と理論とは定性的

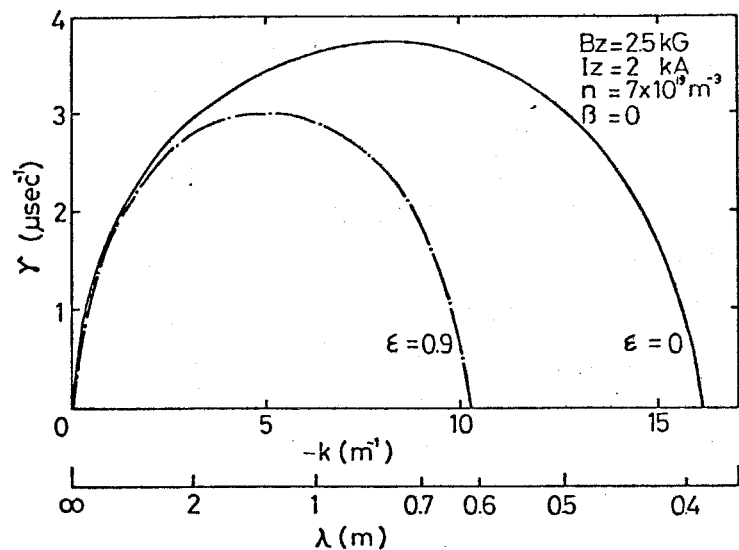
に一致している。実際には、高周波電流は時間とともに次第に減衰するので、

それとともに $\lambda \leq 60\text{ cm}$ の $m=1$ モード不安定性も成長するようになる。

本実験では、動的安定化を行った場合の $m=1$ モード不安定性の成長率の測定を行っていないので、理論と実験との定量的な比較はできないが、結果は定性的に一致し、導体壁による安定化効果のない場合の動的シアによる純動的安定化効果の存在を実証した。

§4-6 まとめ

プラズマ銃を用いて、高真空磁界中に半径 1 cm 、長さ 60 cm のプラズマ柱を形成した。このプラズマ柱に軸方向電流を流し、 $m=1$ モード不安定性が発生することをサインコイル、高速度カメラ等を用いて観測した。さらに、高周波電流を重ねて、 $m=1$ モード不安定性に対する動的安定化実験を行い、顕著な動的安定化効果が存在することを確認した。本実験で得られた結果をまとめ



第4-22図

$m=1$ モード不安定性に対する純動的安定化効果

ると以下のようなものである。

- (1) 静電複探針を用いた測定から、プラズマ鏡によって電子温度 $\sim 8 \text{ eV}$ 、
粒子数密度 $\sim 7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の初期プラズマが得られた。
- (2) イオン飽和電流の半径方向分布から、粒子数密度分布の半値幅は
 $\sim 2 \text{ cm}$ で、リミタの内径とほぼ同じであった。
- (3) このプラズマ柱に軸方向電流を流すと $m=1$ モード不安定性が発生した。
その成長率は軸方向電流値に比例していた。観測された $m=1$ モード不安
定性の成長率、波数は表面電流モデルによる理論値と定量的に一致した。
- (4) さらに、高周波電流を重ねると $m=1$ モード不安定性の成長率はかな
り小さくなり、顕著な動的安定化効果が観測された。この結果は、表面電
流モデルによる動的シアの安定化効果と定性的に一致した。
- (5) 本実験では、形成されたプラズマ柱の外部は高真空に保たれているため、
高周波電界による再放電現象は観測されなかった。

第4章 参考文献

- (1) E.L.Pavlov and V.I.Sinitsyn : Sov. Phys. JETP 24, 1 (1967) 59
 F.Hofmann, I.R.Jones, P.Hirt and A.Simik : Proc. 5th European Conf.
 on Controlled Fusion and Plasma Phys., Grenoble, 1 (1972) 49
 G.Becker, O.Gruber and H.Herold : Proc. 4th International Conf. on
 Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research,
 Madison, 1, CN-28/B-9 (1971) 277
- (2) 嶋田, 林 : 電学論議, 50-A23 (1975) 239
- (3) E.Hotta, R.Shimada, K.Yamamoto and I.Hayashi : Proc. 3rd Topical Conf.
 on Pulsed High Beta Plasmas, A3.9 (1976) 239
- (4) Y.Nakano, K.Hirano and K.Matsuda : Japan J. Appl. Phys., 5 (1966) 732
- (5) J.Marshall : Phys. Fluids, 3 (1960) 134
- (6) E.O.Johnson and L.Malter : Phys. Review, 80 (1950) 58
 M.A.Gilleo : Phys. Fluids, 4, 11 (1961) 1399
- (7) R.E.King, D.C.Robinson and A.J.L.Verhage : J. Phys. D Appl. Phys.,
5 (1972) 2015

第 5 章 θ -Z ピンチプラズマの実験

§ 5-1 はじめに

Z 放電によって発生する $m=1$ モード不安定性に対して、動的安定化法が有効な安定化法であることを前章で明らかにした。しかし、プラズマは低ベータのものであり、プラズマ柱の外部も高真空に保たれ、高周波電界による再放電現象も起こらない状態での実験であった。従って、ピンチによって生成される高ベータプラズマに対して前章の結果をそのまま適用することはできない。そこで、 θ -Z ピンチ装置により、ベータ値の高いピンチプラズマを生成し、その際に発生する $m=1$ モード不安定性に対する動的安定化実験を試みた。その結果、ピンチプラズマに対する動的安定実験における問題点が明らかになった。

また、 θ ピンチプラズマに軸方向電流を流し、動的平衡の可能性を確かめた。

§ 5-2 θ -Z ピンチ装置

装置は、プラズマの生成・閉じ込めを行う主放電系、予め弱電離したプラズマを生成する予備電離・加熱系、およびコンデンサの充放電を行う制御系等から構成されている。 θ -Z ピンチ装置の外観を第 5-1 図に、主な放電系の回路図および装置の諸元をそれぞれ第 5-2 図、第 5-1 表に示す。

§ 5-2-1 主放電系

ピンチ装置では、衝撃大電流によってプラズマの生成・加熱・閉じ込めを行うため、大容量・高電圧の主放電コンデンサバンクを備えている。本装置では、主 θ コンデンサバンク（コンデンサバンクをバンクと略称する）と主 Z バンクがある。

<1> 主0放電系

主0バンクは、容量 $1.5\mu\text{F}$ のコンデンサ2台を1組としたものが、合計6組並列に接続されており、全容量 $17\mu\text{F}$ である。実験時の充電電圧は 26.5 kV で充電エネルギーは 6.0 kJ である。各組のコンデンサには、それぞれトリガトロン型の高気圧ギャップスイッチが取付けられており、各スイッチと集電板とは平板同軸フィードによって接続されている。第5-1図では、0コイルの後ろに6組のフィードとスイッチが見える。

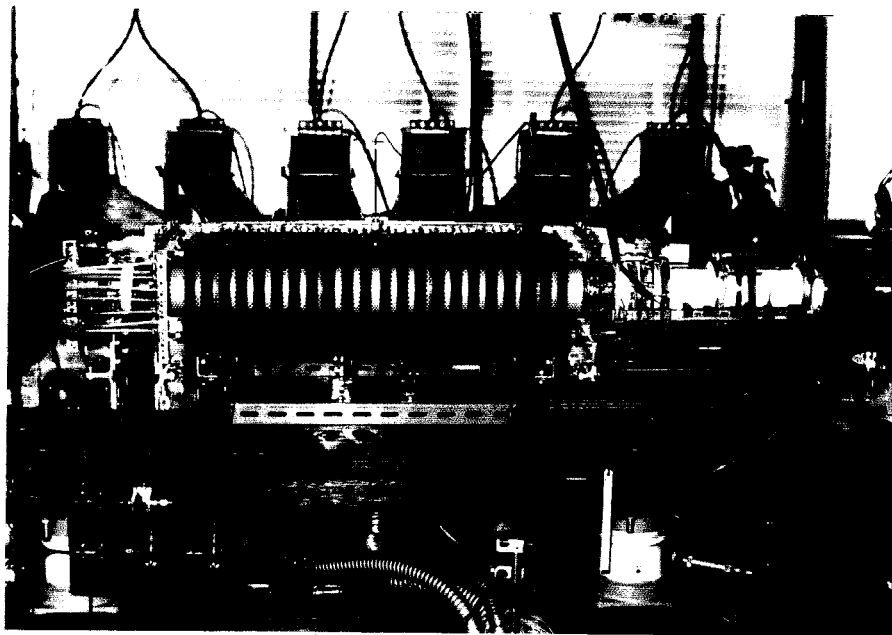
単一のギャップスイッチの始動に関しては、自爆電圧の90%程度の運転電圧にした場合、自爆の起こる可能性が小さく、ジッタも小さい良好な運転のできることが経験的に知られている。しかし、スイッチの並列運転では、単一のスイッチの運転では見られない問題が生じる。即ち、始動時間の等しいスイッチを用いても、各スイッチにはジッタがあるため、あるスイッチが始動し、その電圧パルスが他のスイッチの電極に到達するまでにこのスイッチが始動しない場合には、スイッチの電極間電圧はほぼ零であるからスイッチは始動できず、並列運転は失敗する。

これを防ぐ方法には二種類ある。一つは、電極間電圧が零でも低ジッタで確実に始動するスイッチを用いることである。このようなスイッチには、コンデンサ放電回路において単一方向電流を得るために使用されるクローバスイッチがある。

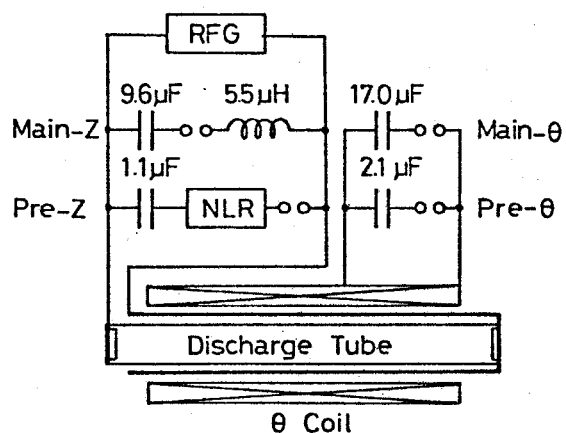
他の一つは、スイッチのジッタに合わせてフィードの長さを調整することである。スイッチのジッタを τ_j 、フィードの長さを l 、フィードを伝搬するパルスの速度を v としたとき

$$\frac{l}{v} > \tau_j$$

ならば、あるスイッチの始動時には、他からの影響が及んでいないので各スイッチは確実に始動し、並列運転が可能である。本装置は $l \sim 2.5\text{ m}$ 、 $v \sim 20\text{ cm/nsec}$ であるから $\tau_j < 12.5\text{ nsec}$ が要求される。



第5-1図 θ -Zピンチ装置の外観



第5-1表 装置の諸元

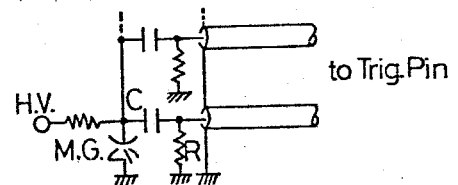
	Pre-θ	Pre-Z	Main-θ	Main-Z	RF
C (μF)	2.1	1.1	17.0	9.6	0.06
V (kV)	25.0	22.0	40.0	47.6	1.1
T (μs)	14.0	3.3	26.5	< 15	20.0
Discharge Tube			θ Coil		
Length	100 cm		Length	64 cm	
Inner Dia.	76 mm		Inner Dia.	11 cm	
Material	Pyrex Glass		Inductance	2.4 μH	

第5-2図

θ -Zピンチ装置の回路

主θバンクには予備電離θバンクと主θバンクとが並列に接続されており、主θバンクの放電に先立って予備電離θバンクが投入される。実験で用いた予備電離θバンクの充電電圧は $V_{op} = 25 \text{ kV}$ 、主θバンクの充電電圧は $V_{om} = 26.5 \text{ kV}$ であるから、予備電離θバンクが投入されると、主θバンクのスイッチには最大で $V_{op} + V_{om} = 51.5 \text{ kV}$ が印加される。従って主θバンクのスイッチの耐電圧は 51.5 kV 以上でなければならない。一応、主θバンクのスイッチの始動時には、運転電圧 $V_{om} = 26.5 \text{ kV}$ が印加されている。スイッチの耐電圧と運転電圧との比は約2で、トリガatron型のギャップスイッチにとっては非常に厳しい運転条件である。

そこで本装置では第5-3図に示すマスターギャップ方式を用いて、高エネルギーのトリガパルスを各スイッチ



に同時に送るようにしている。トリガ用コンデンサは容量 4000 pF 、充電電圧は 20 kV で、各ケーブルの芯線が独立しているため、各スイッチは確実にトリガされる。

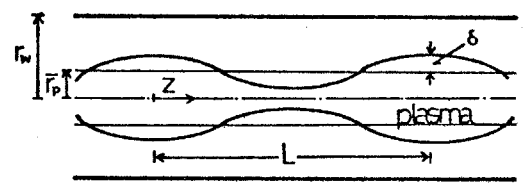
主θバンクのスイッチを大気圧ギャップスイッチとして用いる場合には、 51.5 kV の高耐電圧を得るために、スイッチのギャップ長を 18 mm 以上にする必要がある。しかし、この場合にはマスターギャップ方式を用いても、各スイッチのジッタが大きくなり、並列運転は難しかった。経験的に、ギャップ長が短く、トリガエネルギーが大きければ耐電圧と運転電圧との比が大きくても低ジッタでスイッチを始動できることがわかった。そこで主θバンクのスイッチは大気圧ギャップスイッチとして用いることにし、短ギャップ長でも高耐電圧を得るようにした。

各スイッチの耐電圧を一定に保つため、放電毎にスイッチ内の乾燥空気を入れ替え、スイッチ内部を清浄にした。これは他のバンクに用いられているスイッチに対しても同様に行われた。

θ コイルは各々、内径 110 mm, 幅 24 mm, 巻数 10 回のコイルを 8 mm 間隔に 20 個並列接続したもので、全長約 63 cm, インダクタンスは 2.4 μ H である。本装置にはクローバスイッチが設けられていないので、主 θ 放電の周期を長くして、観測時間も長くしている。得られた主 θ 放電の周期は 40.0 μ sec である。 θ コイルの巻数が 10 回と多いため、放電管内壁での最大電界は 24.5 V/cm と小さい。電界が 100 V/cm 以上の場合には余り問題にならないが、低電界では高電離度の予備電離プラズマが得られないと、主放電時にも高温のプラズマを得ることができない⁽¹⁾。このため、本装置は予備電離・加熱用の θ , π バンクを備えているが、これについては次節で述べる。

本装置は θ コイルとして分割コイルを用いているので、軸方向磁界が不均一になる可能性がある。この不均一によって、プラズマは第 5-4 図に示すような $m=0$, $k=2\pi/L$ の変形を受ける

ことになる。ここで m, k はプラズマの変形の方位角方向および軸方向の波数で L はコイル間隔である。この



第 5-4 図 バンピープラズマ

ようなプラズマはバンピープラズマ

と呼ばれており、平均プラズマ半径、

導体壁半径をそれぞれ $\bar{r}_p$, r_w としたとき、プラズマのベータ値 β が

$$\beta < \beta_c = 1 - \left(\frac{\bar{r}_p}{r_w}\right)^2 \quad (5-1)$$

では、 $m=1$ モードの変形に対して不安定であることが理論⁽²⁾、実験⁽³⁾の両面から確かめられている。このときの $m=1$ モード不安定性の成長率 $\gamma_{m=1}$ は

$$\gamma_{m=1} = k \delta v_A \left[\frac{\beta(3-2\beta)}{1-\beta+F} \left\{ 1 + (1-2\beta)F \right\} \right]^{1/2} \quad (5-2)$$

$$F = \frac{1 + (\bar{r}_p/r_w)^2}{1 - (\bar{r}_p/r_w)^2}$$

と表わされる。ここで v_A はアルベン速度、 δ は $r_p(z) = \bar{r}_p(1 + \delta \cos kz)$ と

表わしたときのプラズマの変形のパラメータである。

一、磁界 B の大きさは次式に示される磁気ポテンシャル ϕ から求めら
(4)
れる。

$$\phi = B_{z0} \left\{ z + 2r_c \sum_{n=1}^{\infty} K_1(nkr_c) I_0(nkr_c) \sin(nkz) \right\} \quad (5-3)$$

$$B = \nabla \phi \quad (5-4)$$

ここで $K_n(x)$, $I_n(x)$ は n 次の変形ベッセル関数, r_c はコイル半径, B_{z0} は平均軸方向磁界である。

実験装置の諸元 $L = 32 \text{ mm}$, $r_c = 55 \text{ mm}$ を用いて計算した軸方向不均一
磁界 δB_z および半径方向磁界 B_r の半径方向分布を第 5-5 図に示す。図中

で r_t , r_w は放電管内壁

および導体壁の位置であ

るが、計算では導体壁の

効果を無視した。また、

コイルの有限な幅も無

視した。従って、実際の

装置での不均一磁界の大

きさは計算値よりも小さ

くなり、第 5-5 図に示

した値は不均一量の上限

を示していると考えられ

る。

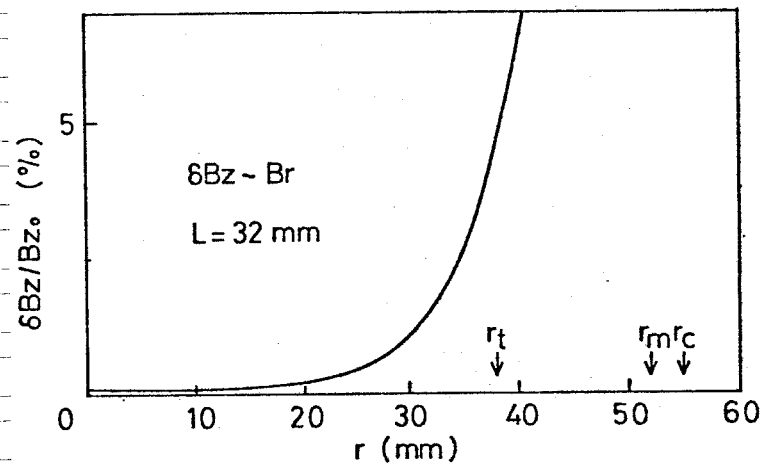
δ として半径 20 mm

における軸方向磁界の不

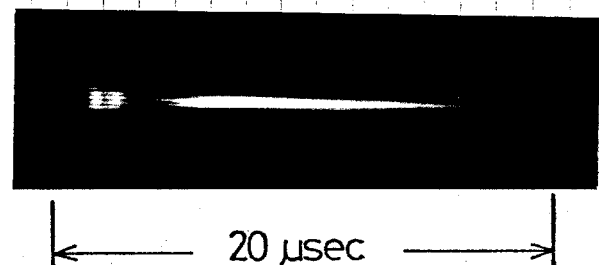
均一量 $\delta B_z/B_{z0} \approx 0.002$

をとり、単純 θ ピンチ実

験でのプラズマパラメー



第 5-5 図 不均一磁界の半径方向分布



第 5-6 図 単純 θ ピンチプラズマの
流し撮り写真

$\beta \sim 0.1$, $v_A \sim 1.72 \times 10^5 \text{ m/sec}$ および $r_w = 52 \text{ mm}$, $k = 196 \text{ m}^{-1}$ を用いると (5-2) 式より $\gamma_{m=1} \sim 6.64 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$ となり, 観測時間 ($\leq 20 \mu\text{sec}$) 内では磁場の不均一による $m=1$ モード不安定性の発生は問題にならない。第5-6図の放電管中央における単純θピンチプラズマの流し撮り写真からも, $m=1$ モード不安定性の発生は認められない。

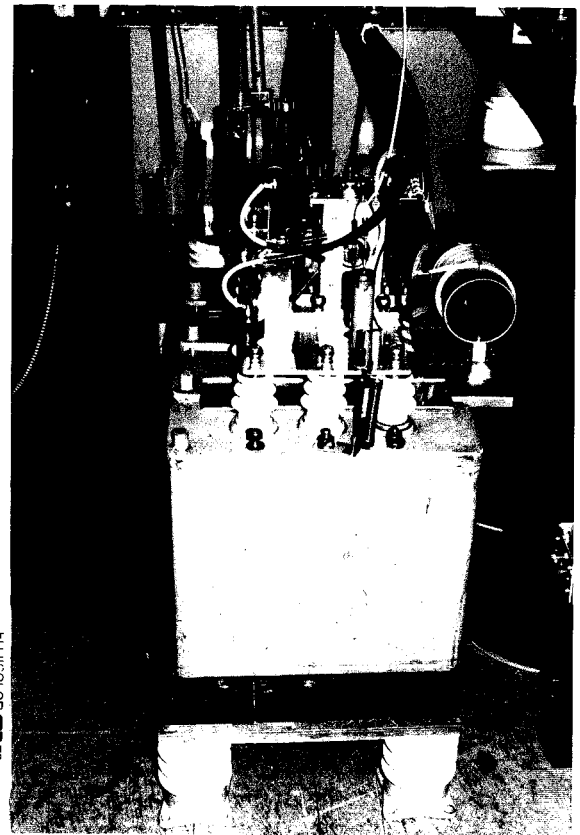
<2> 主放電系

主バンクの放電によって軸方向電流を供給する。トカマク装置やスクリーパーピンチ装置では, トロイダル平衡を得たり, プラズマのジュール加熱のために軸方向電流 (トロイダル装置ではトロイダル電流) を流すが, 本実験はその際に発生する $m=1$ モード不安定性の動的安定化が主目的であるので, $m=1$ モード不安定性を発生させるために軸方向電流を流す。

第5-7図に主バンクの外観を示す。容量 $2.2 \mu\text{F}$ のコンデンサ4台を並列接続した全容量 $9.6 \mu\text{F}$ のコンデンサバンクである。

本装置はスクリーパーピンチ装置を模擬するθ- π ピンチ装置になっており, 主放電回路には周期調整用コイルが直列接続され, 主放電電流の周期が主θ放電電流の周期とほぼ等しいように調整されている。周期調整用コイルのインダクタンスは $5.5 \mu\text{H}$ である。

主バンクと放電管の両端に設けられた電極とは電界歪型の高気圧ギャップスイッチを介して,



第5-7図 主バンクの外観

同軸ケーブルによって接続されている。第5-1図では、放電管の左端の部分に同軸ケーブルの接続の様子が示されている。

○ 互電流帰路は、厚さ1mmの半円筒多孔銅板（内径3mmの穴を5mm間隔で千鳥状にあけてある）を、放電管を囲むように2個向かい合わせにしたもので、プラズマと互電流帰路とで軸方向電流の往復導体を形成している。また、方位角方向には短絡回路を形成しないよう、互いに電氣的絶縁が施されている。互電流帰路はθコイルと放電管との間に設置され、互電流帰路の円孔とθコイルの間隙を通じてプラズマ光を観測することができる（第5-1図）。本装置においては、互電流帰路はプラズマ安定化用の導体壁の役割も兼ねており、実効面積から計算される磁界の浸透時間は約10.6 μsec である。

○ 互放電系には主θバンクと予備加熱θバンクが並列に接続されており、主θバンクの放電に先立って予備加熱θバンクが放電される。実験に用いた予備加熱θバンクの充電電圧は21.3kVである。一方、主θバンクの充電電圧は、主θ放電電流値に応じて2-15kVに変えた。従って、主θバンクの始動スイッチと同様に、主θバンクのスイッチに対しても高耐電圧、低動作電圧での確実な始動という厳しい運転条件が課せられている。そのため、主θバンクの始動スイッチとしては、上記の運転条件を比較的容易に満足する電界歪型の高気圧ギャップスイッチを用いた。

○ スイッチの電極間距離は8mmで一定とし、耐電圧はスイッチ内空気圧を変化させることによって調整した。この方法によって、容易に主θバンクの充電電圧を変えることができ、しかも確実な放電が可能になった。

放電管の両端に設置されている互電極はステンレス製で、左側のものは直径75mm、高さ15mmの円板型、右側のものは高周波予備電離の効率を上げるために外径75mm、高さ5mm、厚さ2mmの中空円筒型になっている。これら二つの電極間距離は98cmである。

§5-2-2 予備電離・加熱系

主0放電による放電管内壁における最大誘導電界は 24.5 V/cm で、通常の0ピン子装置での値 200 V/cm と比べると非常に小さい。低電界の0ピン子装置では、予備電離度が低い場合には高温プラズマを得られないことが指摘⁽¹⁾されている。そこで本装置は、予備電離度を上げるために高周波発振器、予備電離0バンク、予備加熱0バンクを備えている。

予備電離では、できるだけ高温・高電離度のプラズマを得ることはもちろんであるが、その際、不純物の混入を極力避けること、および放電管内に一樣なプラズマを生成することが大切である。

<1> 高周波発振器

予備電離0バンクの放電だけでは、放電管内の気体の絶縁破壊が不可能であった。予備電離0バンクによる絶縁破壊を助けるために、これに先立って高周波無電極放電を行い、弱電離プラズマを生成した。これに用いた高周波発振器は三極管を用いた自励発振式のもので、発振周波数 20 MHz 、陽極損失 100 W である。無電極放電は放電管右端部の外周に巻いた3回巻のコイルを通して行った。第5-1図では、同調用の可変コンデンサが装置の前方に見える。

<2> 予備電離0バンク

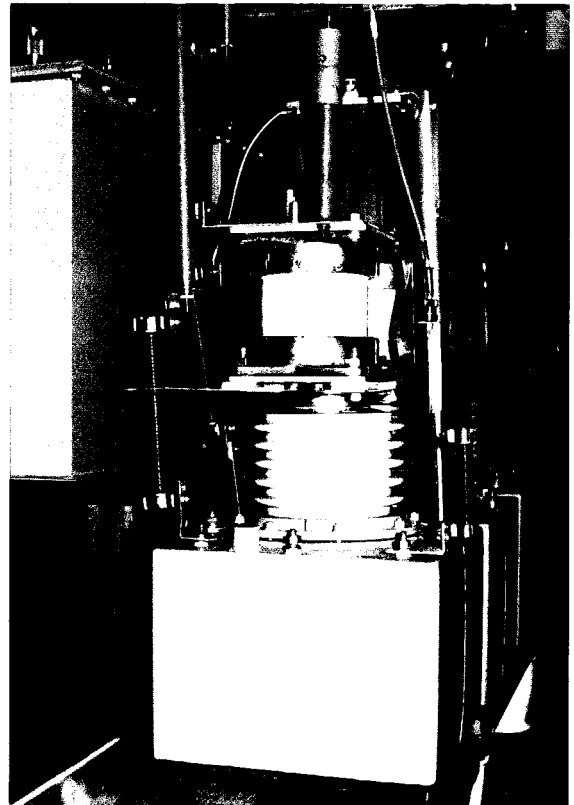
放電形式は主0放電と全く同様で、0コイルを通してコンデンサ放電を行うことにより0ピン子プラズマを生成する。予備電離0バンクは $0.5 \mu\text{F}$ のコンデンサを4台並列に接続したもので、全容量は $2.1 \mu\text{F}$ である。実験時の充電電圧は 25 kV とした。予備電離0放電電流の周期は $14.0 \mu\text{sec}$ で、高電離度のプラズマが生成されるのは、磁気プローブによる測定から第2あるいは第3半波の初期の時刻であった。そのため、主0放電の開始時刻は、これ以後の時刻でプラズマ中に逆方向磁界が残らない第5半波の終わりの時刻に選んだ。

<3> 予備加熱バンク

予備電離バンクの放電によって生成されたプラズマを、更に電離度を上げ、加熱するために、 γ 電極を通して予備加熱バンクの放電を行った。第5-8図に予備加熱バンクの外観を示す。

バンクは、 $0.5\mu\text{F}$ のコンデンサ2台を並列に接続したもので、全容量は $1.07\mu\text{F}$ である。実験時の充電電圧は 21.3 kV とした。

予備加熱が確実に行われ、且つ γ 電極からの金属蒸気の放出を抑えるために、予備加熱回路には非線形抵抗を直列に接続して放電電流を単パルスに⁽⁵⁾した。用いられた非線形抵抗は 10 kA 用避雷器素子で、直径 93 mm 、厚さ 20 mm の円板状のものである。これを2個直列接続し、2組を並列に



第5-8図 予備加熱バンク

して用いた。第5-8図では、コンデンサ上部の円筒端子の内部に

非線形抵抗が納められている。得られた放電電流は、パルス幅 $3.3\mu\text{sec}$ 、電流波高値 $\sim 15\text{ kA}$ であった。

予備加熱バンクの投入は、予備電離の放電電流の第4半波に合わせて行った。予備加熱放電電流のパルス幅が短く、予備電離の放電による軸方向磁界も存在するので、高速度カメラによる観測ではプラズマの巨視的不安定性の発生は認められなかった。従って、プラズマの巨視的不安定性の発生に伴う放電管壁からの不純物の放出はないものと考えられる。

85-2-3 ガス注入系および放電管

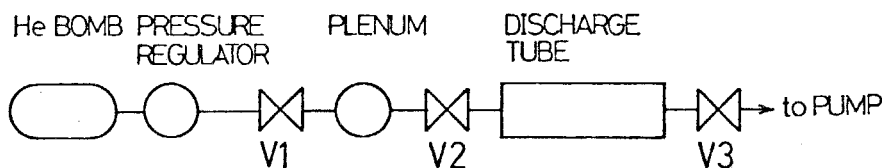
本研究では安全のために、放電気体としてヘリウムを用いている。不純物の少ないプラズマを得るためには、高純度の気体を用いると同時に、放電管内を高真空に排気できることが重要である。本装置における到達真空度は 2×10^{-6} Torr 程度であった。

放電に先立ち、放電管内に所定の圧力まで気体を注入する。第5-9図にガス注入系の概略を示す。圧力調整器によって減圧された気体は弁 V_1 を通ってガス溜に貯えられる。放電開始の15秒前に V_3 を閉じ、排気系と放電管とを切り離す。次に V_1 を閉じ、 V_2 を開けてガス溜中の気体を放電管内に注入する。放電管内圧力は、圧力調整器によるガス溜内気圧の調整とガス注入回数を変えることによって 8-150 mTorr の範囲で変化させることができる。放電終了後は V_3 を開けて放電管内の排気を行う。これらの動作は電磁弁を用いて、全て自動制御装置によって行われており、放電毎の初期圧のバラツキはほとんどない。また、弁 V_1, V_2, V_3 の開閉は圧縮空気を用いて行っているため、自動制御装置と放電部との電気的絶縁は完全である。

第5-9図

ガス注入系の

概略図



放電管は内径 76 mm, 肉厚 6 mm, 長さ 1000 mm のパイレックスガラス製の直管である。放電管の中央部には探針そう入用の枝管が溶着されている。リミタを用いた実験の際には、第5-10図に示すリミタ付放電管を用いた。リミタの内径は 30 mm, 厚さ 5 mm で 200 mm 間隔に4個、直接放電管に溶着されている。

第5-10図

リミタ付放電管

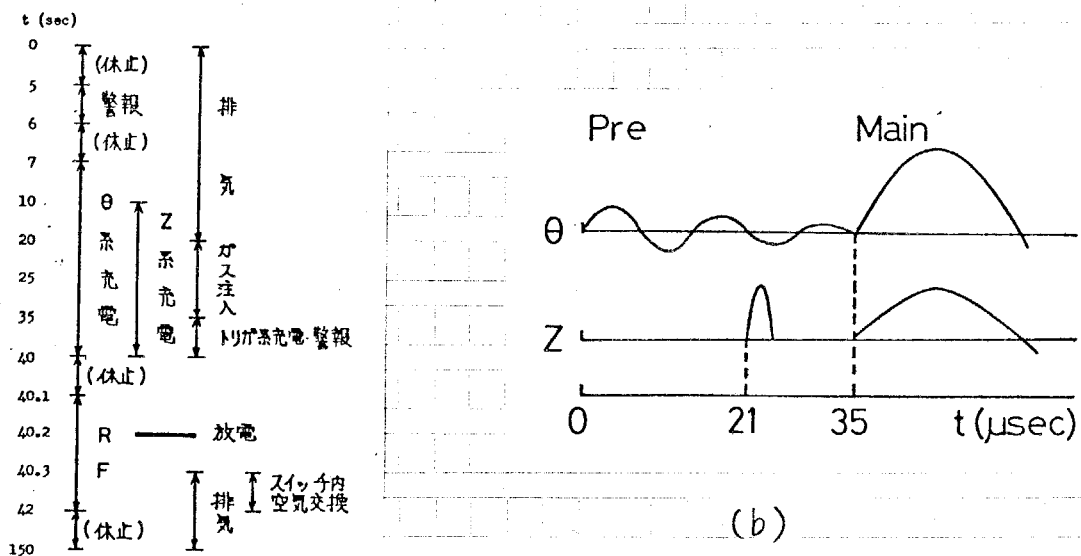


第5-2-4 充放電のシーケンス

生成されたプラズマの放電毎の再現性を良くするために、各バンクの充放電、ガスの注入・排気等は全て自動制御装置によって行なった。

実験時に用いた充放電のシーケンスを第5-11(a)図に示す。放電時には、断路器等により各バンクと自動制御装置とは電気的に絶縁され、放電に伴うサージによって制御装置が誤動作することを避けている。一連の充放電は150秒間隔で自動的に繰り返される。

第5-11(b)図は、コンデンサ放電のシーケンスをまとめたもので、遅延装置を用いて、予備電離バンク、予備加熱バンク、主バンクの順に放電を行っている。



(a)

第5-11図 気放電のシーケンス

§5-3 単純 θ ピンチプラズマ

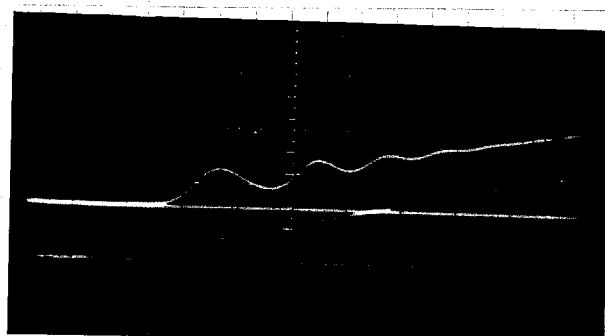
単純 θ ピンチプラズマは、 Σ ピンチプラズマと並んで、ピンチプラズマの代表であり、最も基本的なものである。ピンチプラズマの諸特性を調べるために、最初に、単純 θ ピンチプラズマの計測を行った。

§5-3-1 単純 θ ピンチプラズマの概説

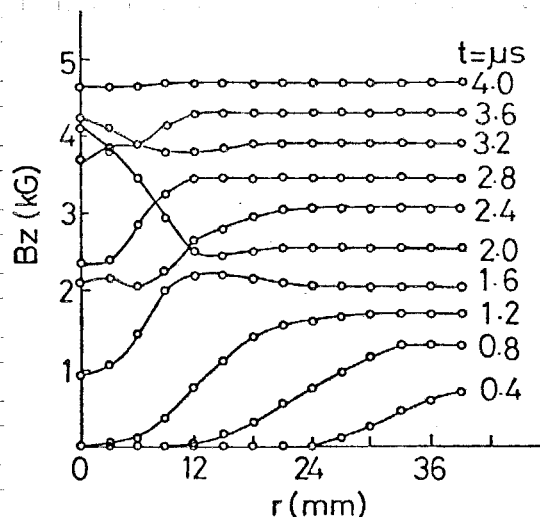
軸方向最大磁束密度 8.2 kG の主 θ 放電により単純 θ ピンチプラズマを生成した。

プラズマの半径方向の時間的振舞いを光学的に観測するために、放電管中央部に設けた幅 3 mm のスリットを通して、高速度カメラによる流し撮りを行った。初気圧 $P_0 = 24 \text{ mTorr}$ の場合の結果を第5-6図に示す。流し撮りの時間幅は $20 \mu\text{sec}$ である。主 θ 放電開始の時刻を時間原点としたとき、時刻 $t \approx 1.6 \mu\text{sec}$ では、放電管の内壁付近に形成された中空円筒プラズマが管軸に向かって収縮し、 $t \approx 1.6 \mu\text{sec}$ で管軸上にピンチしている。これに続いて、プラズマ

層は半径方向に数回振動した後、静的平衡状態に至る。その後プラズマは管軸上に留まり、外部磁界の減少と共に消失している。



upper : $B_z(0,t)$
lower : $B_{ze}(t)$ 4.0 kG/div.
sweep : 1.0 μsec/div.



第5-12図 管軸上での軸方向磁束密度の時間変化

第5-13図 軸方向磁束密度分布の時間変化

同一条件の下で測定した管軸上での軸方向磁束密度の時間変化 $B_z(0,t)$ を第5-12図に示す。比較のために、外部軸方向磁界の時間変化 $B_{ze}(t)$ も同時に記録されている。初期の時刻における $B_z(0,t)$ の振動が、プラズマ層の半径方向振動に対応している。

磁気探針の位置を 3 mm 間隔で半径方向に移動して測定した軸方向磁束密度分布の時間変化を第5-13図に示す。軸方向磁界が放電管壁から管軸に向かって浸入していく様子がはっきりと現われている。また、半径方向振動によって、管軸付近の軸方向磁界が振動している様子も表わされている。

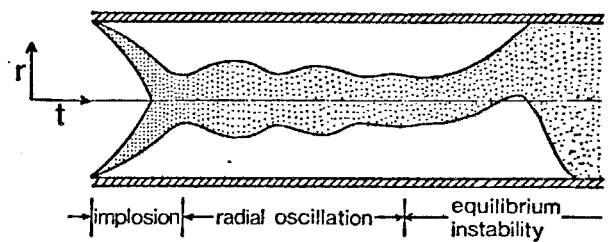
ピンチプラズマの生成と閉じ込めの過程は、放電管壁での絶縁破壊による電流層の形成とプラズマの生成、増大するプラズマ電流と磁界とのローレンツ力（磁気圧と考えても同じ）によるプラズマ層の収縮過程（ピンチ過程）、プラズマの慣性、圧力および磁気圧で決まる半径方向振動、半径方向振動が減衰した後の圧力平衡が成立する閉じ込め過程とに分けられる。これらの過程を、プ

プラズマの半径方向の時間的振舞として表わしたものが第5-14図である。ピンチ過程と半径方向振動の期間を合わせて動的過程 (dynamic phase), 閉じ込め過程を静的過程 (quiescent phase) とも呼んでいる。プラズマの巨視的安定性は、一般に静的過程において議論することが多い。

プラズマの加熱は、磁界の立ち上がりの早い場合にはピンチ過程初期での衝撃波の発生による衝撃波加熱 (shock heating) と、これに続く磁気圧の増大による断熱圧縮加熱 (adiabatic heating) によって行われる。本実験の場合には、磁界の立ち上がりが遅いので衝撃波加熱はほとんど行われていないと思われる。また外部軸方向磁界も時間的に変化するので、厳密な意味では静的平衡状態は成立していない。

第5-14図

ピンチプラズマの
時間的振舞

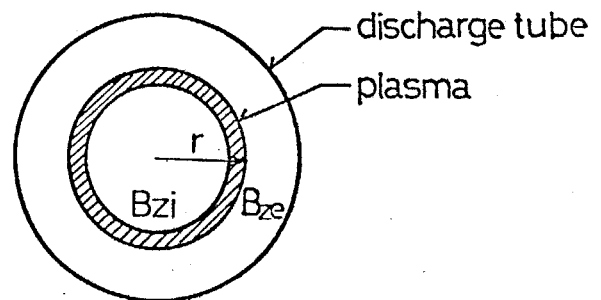


§5-3-2 ピンチ過程

<1> ピンチ過程の雪かきモデル

① ピンチにおけるピンチ過程は簡単なモデルを使って割合良く説明することができる。

第5-15図に示すように、ピンチ過程においてプラズマは半径 r の殻状になっており、殻の厚さは一定で変化しないものとする。プラズマ殻の導電率が高く、外部磁界 B_{ze} の立ち上がりも急激なので、殻の内側には



第5-15図 雪かきモデル

外部磁界が入り込まず、また最初からある磁界は殻の外に逃げ出せないと仮定する。さらに、ピンチ過程では電離した粒子は殻にかき集められて圧縮されると考える。このモデルは、プラズマ粒子のかき集められ方が雪かきの様子に似ているので、雪かきモデル⁽⁶⁾ (snowplow model) と呼ばれている。

初期状態を次のように仮定する。

- (1) 初期軸方向磁界 B_0 は一様に分布している。
- (2) 粒子数密度は一様で、初期質量密度は ρ_0 である。
- (3) プラズマの初期温度分布も一様で、プラズマ圧力は p_0 である。

ピンチ過程において衝撃波の発生はなく、またプラズマ殻の内側での磁束保存が成立している場合には、プラズマ殻の運動方程式として次式を得る。

$$\frac{d}{dt} \left\{ \pi \rho_0 \eta (r_t^2 - r^2) \frac{dr}{dt} \right\} = \left(p_0 + \frac{B_0^2}{2\mu_0} \left(\frac{r_t}{r} \right)^4 - \frac{B_{ze}^2}{2\mu_0} \right) 2\pi r \quad (5-5)$$

ここで、 η はプラズマのかき集め率、 r_t は放電管内半径である。

外部軸方向磁界が角周波数 ω の正弦波で変化する場合、即ち

$$B_{ze} = B_{z\max} \sin \omega t$$

の場合には (5-5) 式は

$$\frac{d}{d\tau} \left\{ (1-x^2) \frac{dx}{d\tau} \right\} = \alpha x + \beta x^{-3} - x \sin^2(\omega t_1 \tau) \quad (5-6)$$

となる。ここで $x = r/r_t$, $\tau = t/t_1$, $t_1^2 = \mu_0 \rho_0 \eta r_t^2 / B_{z\max}^2$,

$\alpha = 2\mu_0 p_0 / B_{z\max}^2$, $\beta = B_0^2 / B_{z\max}^2$ を用いる。

初期条件は $\tau = \{ \sin^{-1} \sqrt{\alpha + \beta} \} / (\omega t_1)$ で $dx/d\tau = 0$, $x = 1$ である。

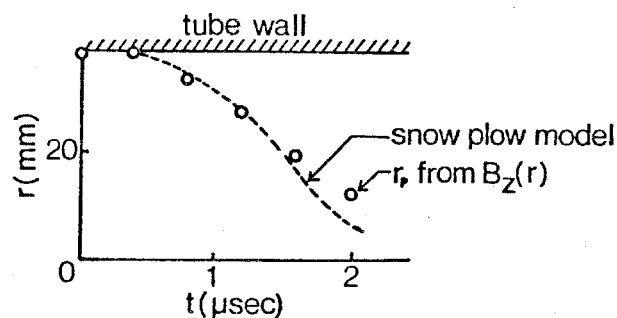
初気圧 24 mTorr, 初期プラズマ温度 1 eV, $B_0 = 400$ G, $B_{z\max} = 8.2$ kG, $\omega = 1.57 \times 10^5$ rad/sec, $\eta = 0.5$ としたときの雪かきモデルによる単純 θ ピンチの数値計算結果を第 5-16 図に示す。図中の実験値は、初気圧 24 mTorr における単純 θ ピンチの軸方向磁界分布 (第 5-13 図) から求めたプラズマ半径の変化である。

第5-16図

単純0ピンチ

プラズマの半

径変化



$$P_0 = 24 \text{ mTorr}$$

$$B_{z\text{max}} = 82 \text{ KG}$$

$$B_0 = 400 \text{ G}$$

計算値と実測値を比較すると、ピンチ過程の初期から中期までは両者は良く一致している。しかし、ピンチ過程の終期では、実測値の方が計算値よりも大きい。これは、計算ではプラズマの導電率を無限大としたが、実際には有限で、ピンチ過程で外部磁界がプラズマ殻の内側に拡散するためであると思われる。また、プラズマ殻の厚さも実験では時間と共に増大し、殻の内部でのプラズマ圧力の増大を示しているが、計算ではこの効果を考慮していない。

<2> ピンチ時間

プラズマのピンチ時間 τ_p が外部磁界の変化の周期に比べて十分短く、またプラズマ圧力やプラズマ殻の内側の磁気圧が、外部磁界の磁気圧に比べて無視できる場合には、雪かきモデルの数値計算結果から

$$\tau_p \approx 2(\mu_0 \rho_0 \eta r_t^2 / \omega^2 B_{z\text{max}}^2)^{1/4} \quad (5-7)$$

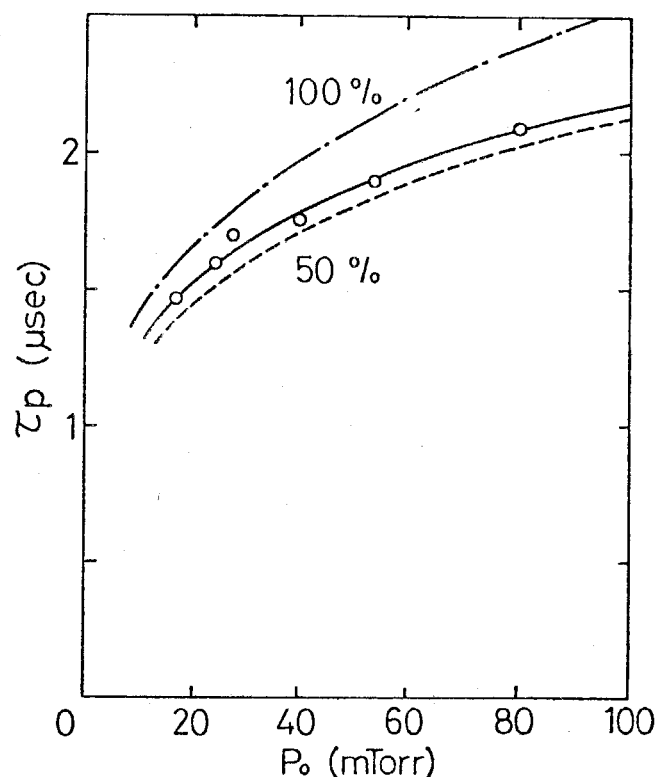
が成り立つ。初期質量密度 ρ_0 は初気圧 P_0 に比例するので

$$\tau_p \propto (\eta P_0)^{1/4}$$

を得る。従って、ピンチ時間 τ_p を測定することによって、プラズマのかき集め率 η を推定することができ。

第5-12図は、初期圧 $P_0 = 24 \text{ mTorr}$ において、管軸上で測定した軸方向磁束密度 $B_z(0)$ の時間変化であるが、外部軸方向磁界が増大してもピンチ過

程の初期においては、 $B_z(0)$ は変化しない。しかし、プラズマ円筒が小半径まで収縮するとプラズマ円筒内部に閉じ込められる磁界が圧縮され、 $B_z(0)$ は急速に増大する。 $B_z(0)$ が極大を示す時刻が、プラズマ円筒が最大圧縮されている時刻と考えることができるので、外部磁界の立ち上りの時刻から、 $B_z(0)$ が最初の極大を示す時刻までがピンチ時間 τ_p であると考えられる。



初気圧 P_0 だけを変化させて測定した τ_p を第5-17図に示す。図中の一点鎖線および破線はそれぞれ、プラズマのかき集め率 η を100%および50%としたときの理論曲線である。

実測されたピンチ時間の初気圧依存性は、定性的には理論曲線と良く一致している。

理論値の導出の際には、プラズマ円筒内部の磁気圧やプラズマ圧力を無視しているため、ピンチ時間の実測値は理論値よりも大きくなると考えられる。従って本実験でのプラズマのかき集め率 η は50%程度と推定される。

プラズマのピンチ速度から、ピンチ後のイオン温度を推定することができる。ピンチ過程でプラズマが得た運動エネルギーが、ピンチ後に何らかの過程を通じて熱化され、その際に放射や伝導による熱損失はないものと仮定する。このとき、イオンの質量を m_i とすると、ピンチ後のイオン温度 T_i は

$$T_i \approx m_i (r_c / \tau_p)^2$$

となる。初期圧 $P_0 = 24 \text{ mTorr}$ での実測値 $\tau_p \approx 1.6 \mu\text{sec}$ 、および $r_t = 38 \text{ mm}$ を代入すると $T_i \approx 22 \text{ eV}$ を得る。得られた温度は粒子の質量に比例するので、電子の加熱に対しては有効でなく、ピンチを用いた場合にはイオン温度の高いプラズマが得られる。温度の緩和時間後に、イオン温度と電子温度がほぼ等しくなるものとすれば、初期圧 $P_0 = 24 \text{ mTorr}$ の場合には平均プラズマ温度として 11 eV が得られる。

§5-3-3 半径方向振動

ピンチ過程後に、プラズマが膨張、収縮を繰返す半径方向振動が観測される(第5-6図)。半径方向振動は大振幅の磁気音波が励起された現象であると考えることができる。この半径方向振動の周期を測定することにより、プラズマの線密度を推定することができる。

プラズマ柱内での物理量が一様に分布していると仮定した場合には、(2-101)式より、半径方向振動の角周波数 ω_n は

$$\omega_n^2 \sim \frac{5.8}{r_p^2} \frac{B_{ze}^2}{\mu_0 \rho_m} \quad (5-8)$$

と表わされる。ここで r_p 、 ρ_m はそれぞれプラズマ半径および質量密度である。

第5-12図は放電管軸における軸方向磁束密度 $B_z(0)$ の時間変化であるが、 $B_z(0)$ が最初の極大値を示した時刻以後における $B_z(0)$ の振動はプラズマの半径方向振動に基づくものである。この角周波数 ω_n を測定することにより、プラズマの線密度 N として(5-8)式から

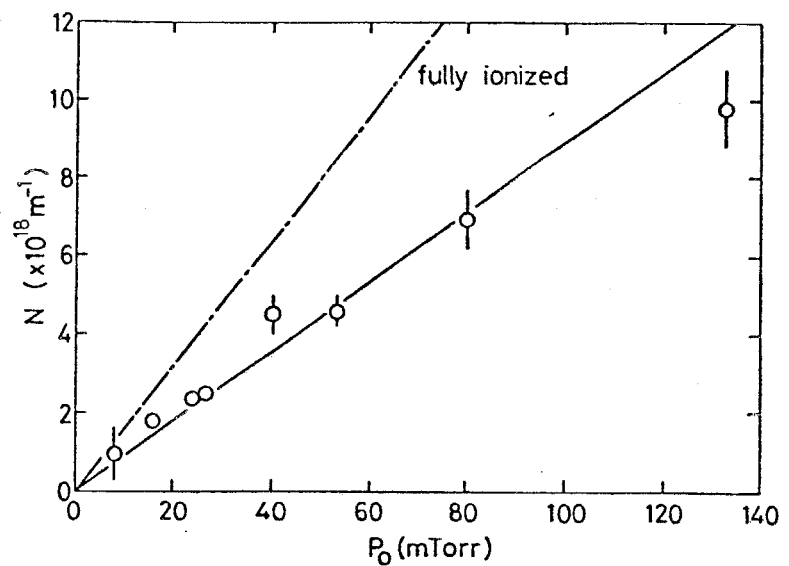
$$N \sim \frac{5.8\pi B_{ze}^2}{\mu_0 m_i \omega_n^2} \quad (5-9)$$

を得る。

初期圧 P_0 を変えた場合の半径方向振動の周期を測定し、(5-9)式を用いて計算したプラズマの線密度 N を第5-18図に示す。図中の一点鎖線は、

第5-18図

粒子数線密度の
初気圧依存性



初期粒子数密度を示している。第5-18図より、プラズマ柱内の粒子数は初気圧に比例するが、初期粒子数と比べるとその50%程度であることがわかる。この結果はピンチ時間の測定(第5-17図)から推定したプラズマのかき集め率50%と良く一致している。従って、本実験では、プラズマのかき集め率は50%程度であると結論することができる。

§5-3-4 端損失

直線型の装置では必然的に開放端が存在するので、端損失が大きな問題になる。これは、直線型装置を核融合炉として考える場合、端損失の大きさがプラズマの閉じ込め時間を制限する要因になるので、端損失の大きさが装置の長さ、つまり装置の価格を直接的に決定するためである。また、端損失に伴う熱損失は、到達できるプラズマ温度の上限に深く関わっている。直線型のピンチ装置において核融合領域に近い高温・高密度のプラズマが得られているにもかかわらず、装置がトロイダル化されるのは激しい端損失をなくすためである。

直線型装置において端損失を防ぐ方法もいくつか提案されている。装置の両

端に物理的な板を置き粒子損失を防ぐのも一つの方法であるが、この場合には低温の板と磁力線とが交わるために、熱伝導によるプラズマ温度の低下を招く。また、開放端部に特殊な高周波コイルあるいは電極を設け、高周波電界によって端損失を軽減する方法もあるが、この方法は現在、実験的検証の段階にあり、その成果が注目されている。その他、核融合温度プラズマの両端に質量の大きな低温プラズマを生成して端損失を減少させる方法も提案されている。

θ ピンチにおける端損失機構としては、以下の三つが主なものである。

(1) 端部からの粒子損失 (particle loss)。これを狭義の端損失と呼ぶことが多い。

(2) 電子による熱伝導。

(3) 電子の自由流れ (free-streaming) による熱損失。

各々について、本実験における θ ピンチプラズマの代表的パラメータを用いて時定数を比較する。プラズマパラメータとして、温度 $T = 10 \text{ eV}$ 、数密度 $n = 1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、コイル長 $L = 0.6 \text{ m}$ を用いる。

(1) 粒子損失：時定数 τ_m はイオンの熱速度 v_i で決定され

$$\tau_m \sim \frac{L}{2v_i} = 19.6 \text{ } \mu\text{sec}$$

である。

(2) 電子による熱伝導：電子の平均自由行程および熱速度をそれぞれ λ_e , v_e とすると、熱伝導の時定数 τ_c は

$$\tau_c \sim \frac{L^2}{\lambda_e v_e} = 22.9 \text{ msec}$$

である。

(3) 電子の自由流れによる熱損失：この損失が問題になるのは無衝突プラズマの場合で、その条件は $\lambda_c/L \gg 1$ と表わされる。本実験の場合には

$$\frac{\lambda_e}{L} \approx 2 \times 10^{-5} \ll 1$$

となっており、衝突が瞬間的であるのでこの損失は無視できる。

以上の検討から、粒子損失の時定数 τ_{loss} が最も短いことがわかる。しかし、その時定数も主放電の半周期とほぼ等しいので、観測時間内では余り問題にならないと考えられる。

また、粒子損失に伴う希薄波の伝播速度 U は、非線形理想電磁流体方程式を用いた Brackbill 等の数値計算によると

$$U = \left(\frac{1}{\frac{1}{c_s^2} + \frac{1}{v_A^2}} \right)^{1/2}$$

と表わされる。ここで c_s , v_A はそれぞれ音速, アルベン速度である。本実験における平均軸方向磁界 4 kG, 粒子数密度 $1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, プラズマ温度 10 eV を用いると、希薄波がコイル中央に到達するのは主放電開始後、約 21 μsec である。従って、観測時間内では希薄波の伝播も余り問題にならない。

§5-3-5 まとめ

単純θピンチにおけるピンチ過程および半径方向振動を中心に考察した。その結果、以下の結論を得た。

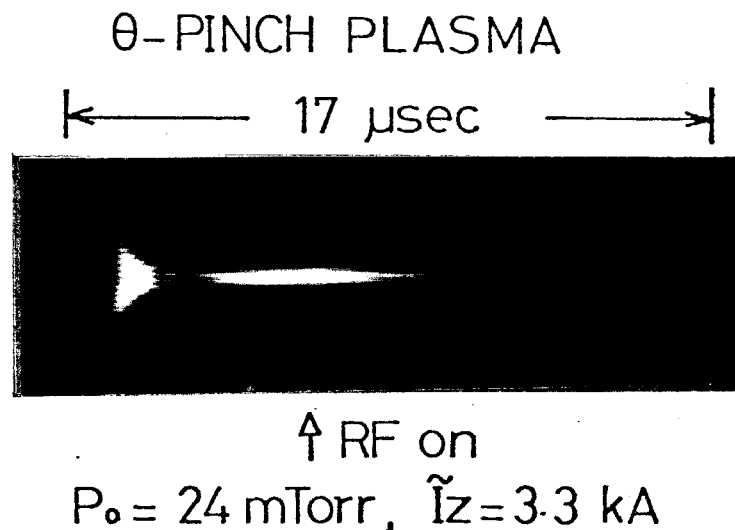
- (1) ピンチ時間および半径方向振動の周期の測定から、本実験におけるプラズマのかき集め率は 50 % 程度である。
- (2) 雪かきモデルによるピンチ過程の数値計算結果と実測値はよく一致し、本実験で得られたプラズマは理想電磁流体方程式で記述できる。
- (3) 端損失は本実験における観測時間内では余り問題にならない。
- (4) 本実験におけるプラズマ温度の推定値より、プラズマの平均ベータ値は数%と考えられる。

§5-4 軸方向高周波電流による動的平衡

単純 θ ピンチプラズマに軸方向高周波電流を流しても巨視的な不安定性が発生しなければ、トロイダル θ ピンチプラズマにおいて安定なトロイダル平衡を得る可能性がある。

単純 θ ピンチプラズマを生成した後、軸方向高周波電流を流し、このときのプラズマの振舞を高速度カメラを用いて観測した。流し撮りの一例を第5-19図に示す。初期圧 $P_0 = 24 \text{ mTorr}$ で、高周波電流は周波数 640 kHz 、平均電流値 $\tilde{I}_z = 3.3 \text{ kA}$ である。高周波電流は主放電開始後の時刻 $t = 6.3 \mu\text{sec}$ に投入されており、第5-19図では投入時刻を矢印で示してある。流し撮り写真からは、高周波電流の投入後もプラズマの巨視的な不安定性の発生は観測されない。

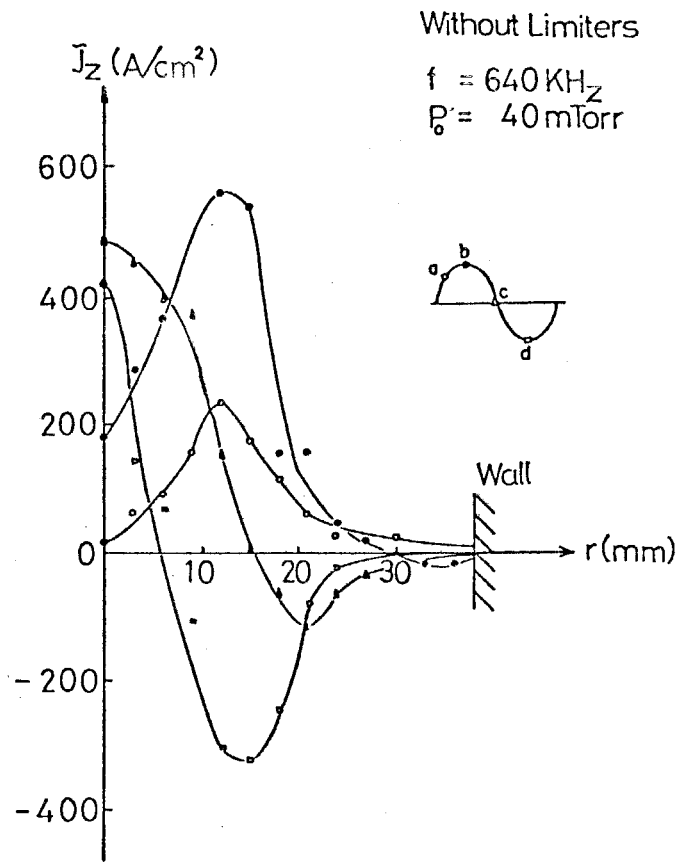
磁気探針による方位角方向磁束密度分布の測定から、軸方向高周波電流密度分布を計算した。初気圧 $P_0 = 40 \text{ mTorr}$ の場合の結果を第5-20図に示す。各電流密度分布の測定時刻は図中に示してある。電流密度分布から見たプラズマ半径は $\sim 15 \text{ mm}$ 程度と考えられる。一方、流し撮り写真から測定したプラズマ半径は $\sim 10 \text{ mm}$ 程度であるから、電流密度分布から見たプラズマ半径の方が



第5-19図 高周波電流を流したときの流し撮り

大きな値になっている。

高周波電流を同じ波高値をもつ直流電流と考え、このときの $m=1$ モード不安定性の成長率 γ を表面電流モデルで計算する。初気圧 $P_0 = 24 \text{ mTorr}$ の場合の測定結果より、プラズマ半径 $r_p = 15 \text{ mm}$ 、粒子数密度 $n = 3.5 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ を用いる。また、導体壁半径は 52 mm であるから、導体壁による安定化効果を見出し、プラズマのベータ値も $\beta = 0$ とする。このとき、



(2-54) 式より、 $m=1$ モード不安定性の最大成長率は $\gamma_{\max} \approx 3.9 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ である。この程度の成長率をもつ不安定性は、数 μsec 以内に流し撮り写真で観測されるはずであるが、第5-19図からは $m=1$ モード不安定性の発生は認められない。

また、 θ ピンチプラズマに軸方向高周波電流だけを流す場合には、パラメトリック不安定性が励起される可能性もあるが、第5-19図からはパラメトリック不安定性も観測されない。これは、プラズマの抵抗あるいは粘性によって不安定性の励起が抑制されているものと考えられる。⁽¹⁰⁾

θ ピンチプラズマに高周波電流を流したときの現象については、未だ理論的には解明されていない。しかし、実験的事実として、Kruskal-Shafranov 条件を越えるような軸方向電流を流した場合でも、それが高周波電流である限り

巨視的不安定性は観測されていない。⁽¹¹⁾ この事実は、§2-6で述べたように、アスペクト比の大きなトロイダルθピンチプラズマにおいて、⁽¹²⁾ 安定な動的トロイダル平衡を得る可能性を示唆している。

なお、本実験の場合には、高周波磁界によって励起される磁気音波の軸方向磁界成分 b_z は、軸方向静磁界を B_{zi} とすると (2-102) 式より

$$\frac{b_z}{B_{zi}} \sim 0.0015$$

となり、 b_z を測定することはできなかった。

§5-5 θ-Σピンチプラズマの動的安定化

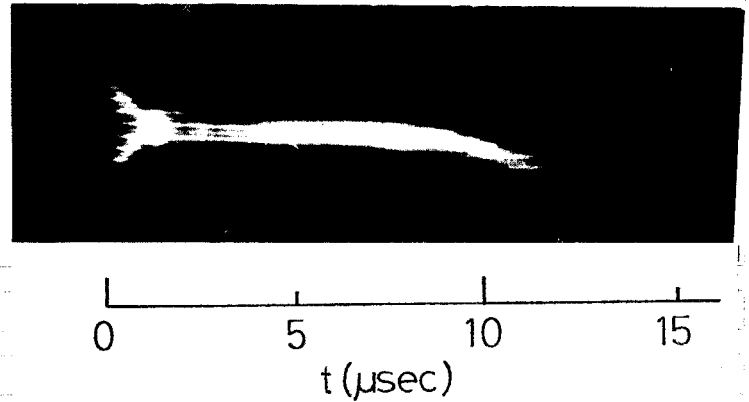
軸方向電流を流すことによって発生する $m=1$ モード不安定性を調べるために、主θ放電と同時に主Σ放電を行った。さらに、軸方向電流に高周波電流を重ねし、 $m=1$ モード不安定性の動的安定化を試みた。その際に明らかになった動的安定化法の問題点について述べる。

§5-5-1 θ-Σピンチプラズマ

初期圧 $P_0 = 40 \text{ mTorr}$ 、軸方向最大電流 $I_{z\text{max}} = 10 \text{ kA}$ において、放電管中央部で観測した流し撮り写真を図5-21図に示す。単純θピンチの場合に比べてピンチ後のプラズマ半径が大きい。

本実験の場合、方位角方向磁界と軸方向磁界の比 B_θ/B_z は ~ 0.1 程度であるから、ピンチプラズマの性質はほぼθピンチによって決定されると考えることができる。§5-3で述べたように、単純θピンチによる粒子のかき集め率は50%程度と推定され、多くの粒子が主プラズマ柱の外側の領域に取り残されている。従って、主Σ電流を流した場合には、主プラズマ柱近傍の粒子も電離されてプラズマ半径が大きくなるものと考えられる。 $I_{z\text{max}}$ をさらに大きく

第5-21図

 θ -Z ピンチ プラズマ $P_0 = 40 \text{ mTorr}$ $I_{z\max} = 10 \text{ kA}$ 

した場合に、プラズマ半径もさらに大きくなり、ジュール加熱や輻射損失などのエネルギー平衡からプラズマ半径が決定されていると思われる。

主放電後の時刻 $t \sim 8 \mu\text{sec}$ 付近から、プラズマ柱の変位が大きくなる。 $I_{z\max}$ を大きくした場合に、この時刻はさらに早くなり、電流駆動型の $m=1$ モード不安定性が発生しているものと考えられる。

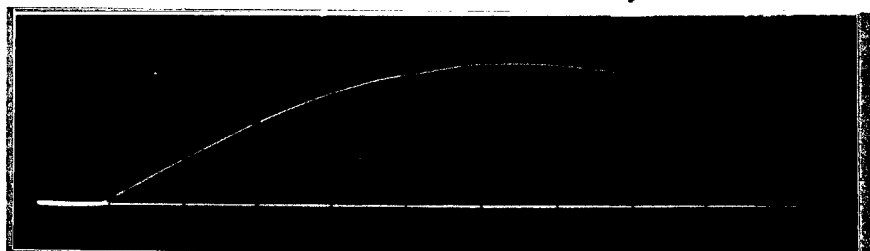
第5-22図に、同一条件におけるプラズマの撮影写真を示す。 $t = 8.1 \mu\text{sec}$ 以後において長波長のプラズマの変形が顕著になっている。この時刻において、軸方向電流にも一時的な電流の減少が観測されるが、これは不安定性の成長によるプラズマのインダクタンスの急激な増大が一因であると考えられる。

磁気探針を用いて方位角方向磁束密度分布 $B_\theta(r)$ を測定した。その結果を、第5-23(a)図に示す。不安定性の変位が顕著になるまでは、再現性の良い測定を行うことができた。

第5-23(b)図は、 $B_\theta(r)$ から計算した軸方向電流密度分布 $j_z(r)$ である。ピンチ後はほぼ一様電流分布になっており、電流分布からはプラズマ半径は $r_p \approx 24 \text{ mm}$ と考えられる。半径 $r \geq 24 \text{ mm}$ の領域には軸方向電流が流れておらず、無カ磁界配位のスクリー⁽¹³⁾ーピンチプラズマとは全く異った磁界配位になっている。これは主放電電流の周期が長いために軸方向電流は中心プラズマを流れ易いこと、および管壁付近での損失が大きき放電を維持できないことが原因であると考えられる。

θ -Z PINCH $P_0 = 40 \text{ mTorr}$

Plasma Current 5 kA/div, 2 $\mu\text{sec/div}$



① ② ③ ④ ⑤

Framing Photograph

t (μsec)

①



7.6

②



8.1

③



8.6

④

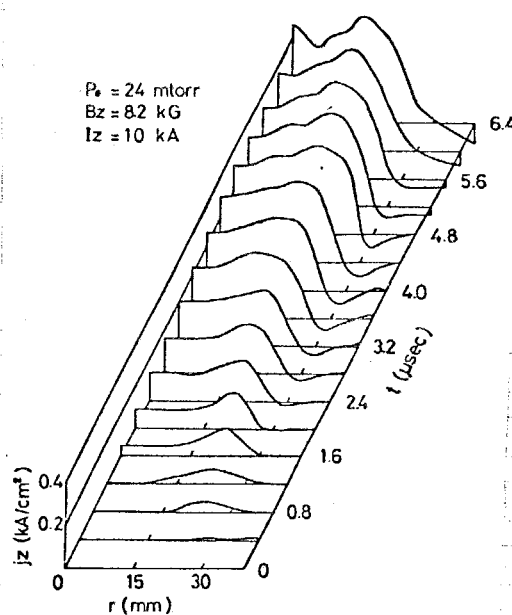
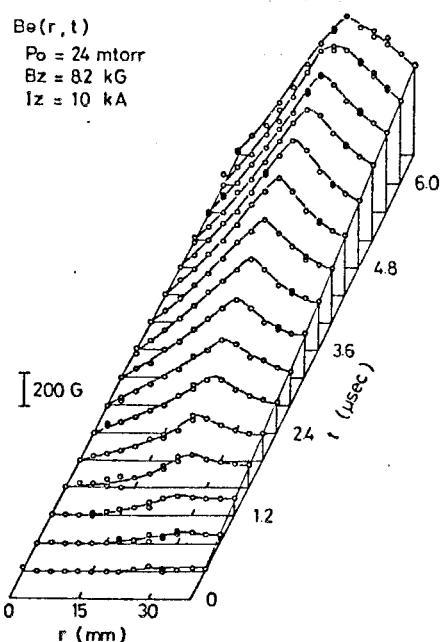


9.1

⑤



9.6



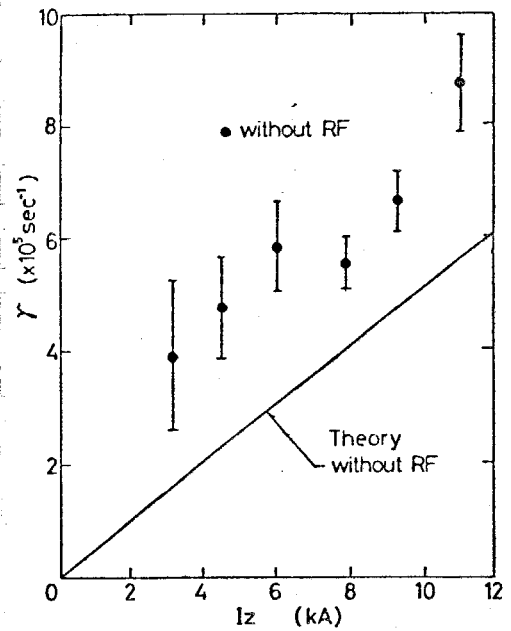
(a) 方位角方向磁束密度分布

(b) 軸方向電流密度分布

第5-23図 0- π ピンチプラズマ

第5-13図から軸方向磁束密度 B_z は半径方向ではほぼ一様であるから、磁力線のピッチ $P_B = 2\pi r B_z / B_\theta$ は、 $r \leq r_p$ の領域ではほぼ一定で、 $r \geq r_p$ の領域では $P_B \propto r^2$ である。従って、この磁界配位では gross mode の $m=1$ モード不安定性を起し易い。プラズマ中での磁力線のピッチは時間的にもほぼ一定で $P_B \approx 1.5 m$ である。§2-4-3で述べた均一電流モデルの不安定性の分散式(2-57)式より、波長 $\lambda \approx 1.5 m$ の $m=1$ モード不安定性が発生する。しかし、第5-22図の駒撮り写真から測定される $m=1$ モード不安定性の波長は $\sim 0.6 m$ 程度で、理論値の半分位である。これはコイル端部分での擾乱によって、短波長の $m=1$ モード不安定が励起されているためであると考えられる。平均軸方向磁界 4 kG、粒子数密度 $3 \times 10^{21} m^{-3}$ 、 θ コイル長 0.6 m を用いると、コイル端での擾乱がコイル中央に伝わる時間は $\sim 3.8 \mu sec$ で、観測時間内にコイル端での擾乱の影響がコイル中央部に現れる。

第5-24図に、初気圧 $P_0 = 40$ mTorr においてサインコサインコイルを用いて測定した $m=1$ モード不安定性の成長率の軸方向電流依存性を示す。図中の理論曲線は、(2-57)式を用いて計算した $m=1$ モード不安定性の最大成長率である。軸方向電流値 I_z の増大とともに実験された $m=1$ モード不安定性の成長率 γ も大きくなり、定性的には γ の変化は理論と一致する。



しかし、定量的には理論値と実験値の差が大きく、特に小さな I_z においてその差が著しい。これは、コイル端での擾乱等の装置固有の不安定性要因が存在するためであると考えられる。

第5-24図 $m=1$ モード不安定性の成長率

§5-5-2 θ - π ピンチプラズマの動的安定化

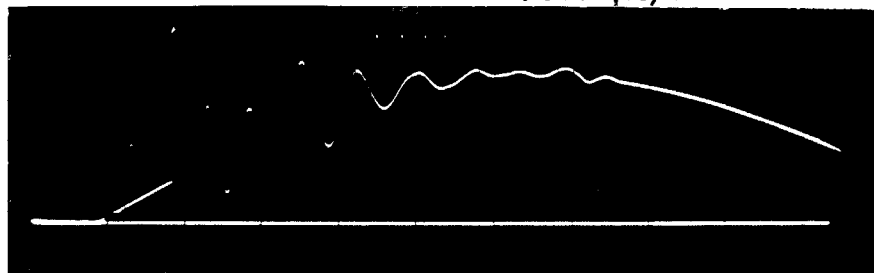
θ - π ピンチプラズマに軸方向高周波電流(周波数 ~ 900 kHz, 最大電流値 ~ 5 kA)を流して、 $m=1$ モード不安定性の動的安定化を試みた。

初気圧 $P_0 = 40$ mTorr の場合の駒撮り写真を第5-25図に示す。この写真と高周波電流を流さない場合の駒撮り写真、第5-22図とを比較すると、プラズマの変化のしるは全く同じで、動的安定化効果は観測されない。

第5-26図は、サインコサインコイルを用いて測定した $m=1$ モード不安定性の成長率である。比較のために、高周波電流を流さない場合の $m=1$ モード不安定性の成長率も記入してある。また、図中の破線は、表面電流モデルによる動的安定化時の $m=1$ モード不安定性の最大成長率を(2-82)式に従って

θ -Z PINCH $P_0 = 40$ mTorr

Plasma Current 5 kA/div, 2 μ sec/div



① ② ③ ④ ⑤

Framing Photograph

t (μ sec)

①



7.6

②



8.1

③



8.6

④



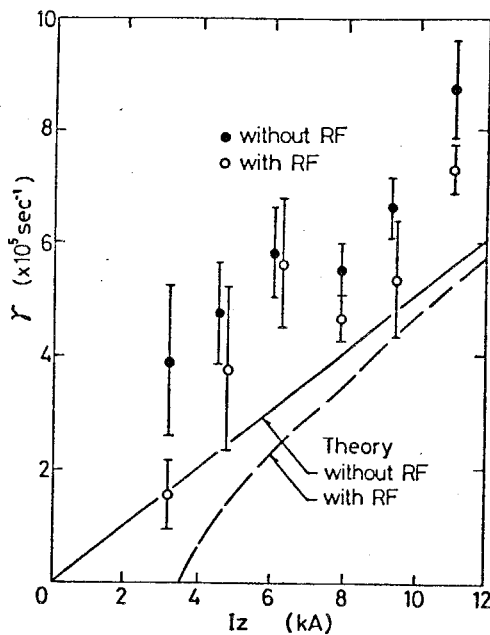
9.1

⑤

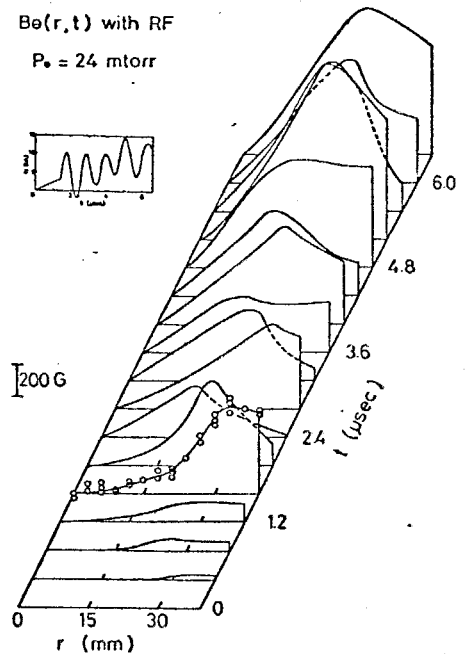


9.6

第5-25図 θ -Zピンチプラズマの駒撮写真
(高周波電流の重畳)



第5-26図 $m=1$ モード
不安定性の成長率



第5-27図 方位角方向磁束
密度分布の時間変化

求めたものである。理論的には、軸方向電流 I_z の小さい領域を除き、動的安定化効果は小さい。第5-26図からは、実験された $m=1$ モード不安定性の成長率の変化は測定誤差範囲内にあり、動的安定化効果を確認することはできない。また、動的安定化効果が著しいと予想される I_z の小さい領域でも、 $m=1$ モード成長率の測定が困難で、実験によって動的安定化効果を確認することができなかった。

第5-27図は、磁気探針によって測定した方位角方向磁束密度分布 $B_\theta(r)$ の時間変化である。第5-23(a)図と比べると半径 $r \geq 24$ mm の領域において B_θ の時間変化が大きく、高周波電流は主プラズマ柱の外側の領域を流れていることがわかる。このような状態においても動的安定化効果が観測された例⁽¹⁴⁾もあるが、本実験の場合にはこれを支持する結果は得られていない。従って、本実験の場合には、高周波電流が主プラズマ柱の表面を流れないことが、動的安定化効果が観測されない原因の一つと考えられる。

§5-6 リミタの効果

0- π ピンチプラズマの動的安定化実験より、高周波電流の大部分が主ピンチプラズマ柱の外側の領域を流れてしまうことが明らかになり、これが動的安定化効果が確認できない原因の一つと推定された。そこで、高周波電流が主プラズマ柱の表面を流れるように、放電管内にリミタを置いてその効果を調べた。

トカマク装置の場合にはプラズマ断面の形状を制限するためにリミタを用いることが多いが、ピンチ装置においてはその例が少なく、高周波電流を流す場合に限っていくつかの例があるにすぎない。

π 電極をもつ直線型装置における軸方向電流分布については van der Laan が定性的議論を行っているが、リミタの効果に対する理論的研究は、筆者の知る範囲では Jones らのものが唯一である。

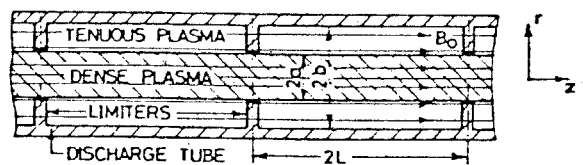
Jones らは定常状態におけるリミタ間の高周波電流密度分布を理想電磁流体力学方程式により導き、その結果よりリミタの効果を求めている。第5-28図にリミタと主プラズマ柱との位置関係を示す。リミタはプラズマ柱の表面に接し、間隔 $2L$ で置かれている。またリミタ間には導電率無限大、無圧力の希薄プラズマが存在し、一様な軸方向磁界 B_0 が印加されている。このとき、角周波数 ω の定常軸方向高周波電流を主プラズマ柱の表面に流れ、リミタ間に存在する希薄プラズマ中の高周波電流密度が小さくなる条件として

$$\left(\frac{\omega L}{v_A}\right)^2 \ll 1 \quad (5-10)$$

を得ている。ここで v_A は希薄プラズマ中でのアルベン速度である。

希薄プラズマ中の高周波電流密度が(5-10)式の条件の下で小さくなるのは、リミタ間に励起される振れアルベン波の振幅が小さくなるためであると考えられる。

実験に当って、次の条件を仮定してリミタ間隔を決定した。



第5-28図 リミタ

- (1) 希薄プラズマの粒子数密度 $n_0 \sim 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
- (2) 希薄プラズマ中の軸方向磁束密度 $B_0 \sim 10 \text{ kG}$
- (3) 高周波電流の周波数 $f_0 \sim 0.8 \text{ MHz}$
- (4) 管壁表面を流れる高周波電流値は全電流値の 10% 以下

これらの条件よりリミタ間隔として $2L \sim 18 \text{ cm}$ が得られる。また、単純 θ ピンチの実験結果より、プラズマ半径は $r_p \sim 15 \text{ mm}$ であつたので、リミタの内径を 30 mm とすることにした。

放電管長は 1.0 m であるので、製作上の都合からリミタ間隔を 20 cm とし、厚さ 5 mm 、内径 30 mm のガラスリミタを合計 4 個、等間隔に放電管内壁に溶着した。第 5-10 図に製作したリミタ付放電管を示す。

§ 5-6-1 単純 θ ピンチプラズマに与えるリミタの影響

最初に単純 θ ピンチプラズマを生成し、リミタが θ ピンチプラズマに与える影響を調べた。

初気圧 $P_0 = 24 \text{ mTorr}$ において

磁気探針を用いて軸方向磁束密度

分布 $B_z(r)$ の時間変化を測定した。

その結果を第 5-29 図に示す。

リミタのない放電管を用いたと

きの $B_z(r)$ の測定結果 (第 5-13

図) と比較すると、定性的には同

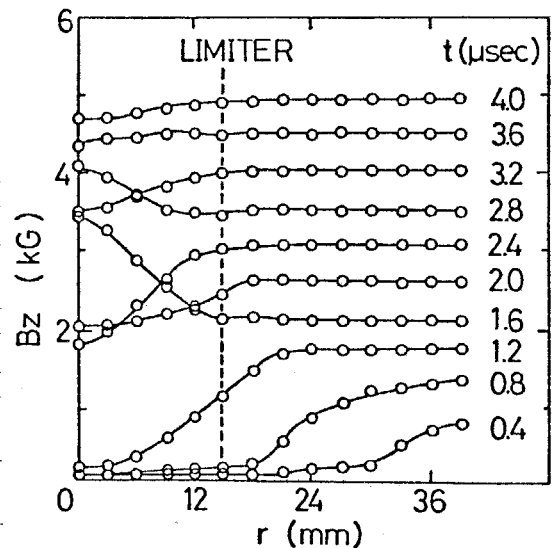
様な時間変化をするが、ピンチ時

間はリミタ付放電管を用いた場合

の方が短いことがわかる。この傾

向は初気圧を変えた実験の場合に

も全く同様であつた。



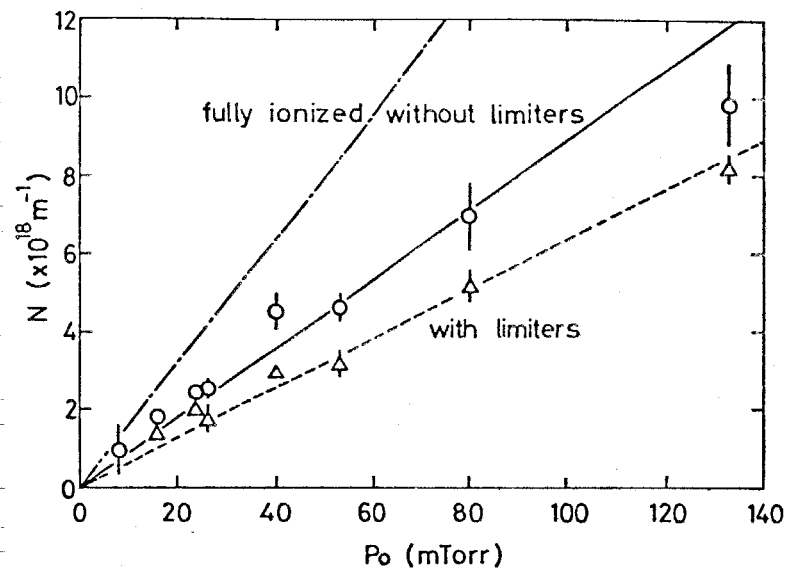
第 5-29 図

軸方向磁束密度分布
の時間変化

第5-30図

粒子数線密度の

初気圧依存性



これは、ピンチ過程における粒子のかき集め率が、リミタ付放電管での実験の場合には低下していることを示唆している。

半径方向振動の周期を測定し、(5-9)式を用いて計算した粒子数線密度 N の初気圧 P_0 への依存性を第5-30図に示す。比較のために、リミタのない放電管を用いた場合の実験結果も示してある。線密度 N は初気圧 P_0 に比例するが、リミタのない放電管を用いた場合に比べるとリミタ付放電管を用いた場合には明らかに線密度が低下しており、ピンチ過程における粒子のかき集め率が低下することを示している。

この原因として次のことが考えられる。第一に、予備加熱と放電における加熱効率の低下が考えられる。予備加熱と放電電流に対してもしリミタが作用し、リミタの陰の部分には電流が流れにくいので、この部分にあるプラズマの電離度はかなり低いものと思われる。第二に、予備電離と放電に対しては、リミタと軸方向磁界が交わる部分では、リミタがない場合に比べてプラズマが冷却され易く、電離度も低くなると思われる。さらにプラズマとリミタが直接接している部分では、リミタからの不純物の放出も多く、輻射損失が大きいと考えられるのでプラズマ温度も低くなると思われる。これは主目放電の場合にも同様

であると考えられる。

この実験結果から、ピンチ装置においてリミタを用いる場合には、プラズマ温度の低下、電離度の低下、さらにピンチ過程における粒子のかき集め率の低下を起こすので、特別の理由がない限りはリミタを用いるべきでないことがわかる。

§5-6-2 θ ピンチプラズマへの軸方向高周波放電

軸方向高周波電流に対するリミタ効果を調べるために、 θ ピンチプラズマの生成後、コンデンサ放電によって軸方向高周波電流を流した。

コンデンサ放電を用いているので、放電電流の周波数からプラズマ柱のインダクタンス L_p を測定し、プラズマ半径 r_p を計算によって求めた。高周波電流を表す電流と考えたと

$$r_p = r_w \exp\left(-\frac{4\pi L_p}{\mu_0 l}\right)$$

よりプラズマ半径が計算される。ここで r_w , l はそれぞれ電流帰路の半径、およびプラズマ長で、本実験では $r_w = 52 \text{ mm}$, $l = 1 \text{ m}$ である。

用いたコンデンサは容量 $0.0617 \mu\text{F}$ のマイカコンデンサで、これを 20 kV に充電して実験を行った。

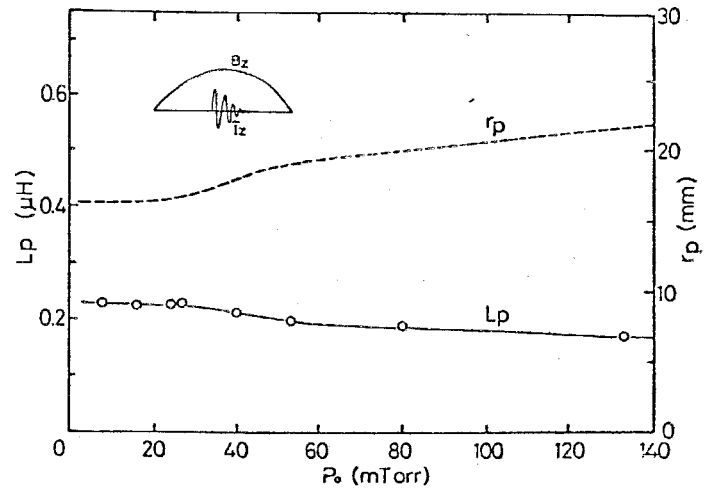
軸方向磁界が最大値付近の時刻（主 θ 放電後 $\sim 10 \mu\text{sec}$ ）にコンデンサ放電を行った場合の実測された L_p と計算値 r_p を図5-31(a)図に示す。初気圧 $P_0 \leq 40 \text{ mTorr}$ では $r_p \sim 17 \text{ mm}$ と一定で、リミタの内半径とほぼ等しいプラズマ半径が得られるが、 $P_0 \geq 40 \text{ mTorr}$ では P_0 の増加とともに r_p も大きくなりリミタの効果が低下していくことを示している。 P_0 の増加とともに、リミタ間に存在する希薄プラズマの密度も増加すると考えられるので、この結果は Jones らの理論と定性的に一致する。

リミタの効果が強く現われている $P_0 \leq 40 \text{ mTorr}$ の場合には、(5-10) 式が

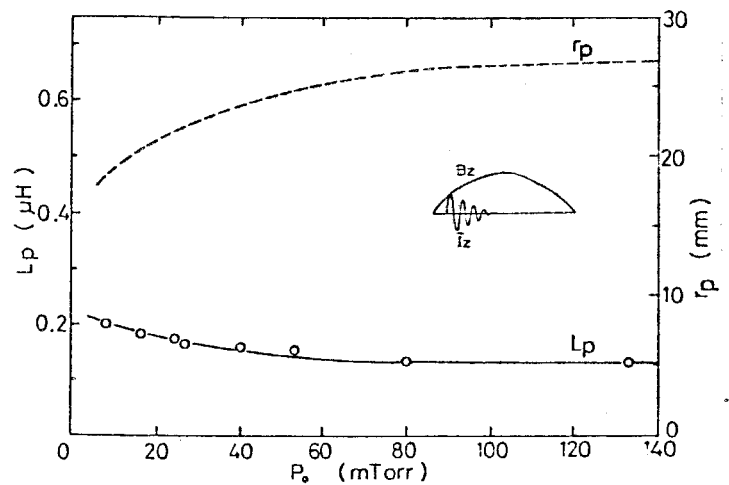
第5-31図

リミタの効果

(a)



(b)



十分満ちされているものと考え、希薄プラズマの密度 n_0 を推定することができ、 $\omega L / v_A \sim 0.1$ とすると、実験条件は $\omega \sim 5.65 \times 10^6$ rad/sec, $B_0 \sim 8$ kG, $L = 0.1$ m であるから $n_0 \sim 2.4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ を得る。一、静電複探針を用いた粒子数密度の測定により、 $t \sim 10 \mu\text{sec}$, $r = 18$ mm では、 $n_0 \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ であつたので、両者は同程度の大きさをもっている。

ところで、初期粒子数密度は $\sim 10^{20} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ であるので、 θ ピンチ過程における粒子のかき集め率が低い ($\sim 40\%$) ことを考えると、リミタ間の希薄プラズマの電離度はかなり低く、多量の中性粒子が存在する。従つて、Jones らの理論と本実験の結果とは定性的に一致しても、リミタ効果の機構は全く異つ

たものであると推定される。

ピンチ時付近 ($t \sim 2 \mu\text{sec}$) で高周波電流を流して同様の実験を行った結果を第5-31 (b) 図に示す。初気圧 P_0 の増加とともにプラズマ半径 r_p も大きくなり、定性的には前述の結果と同じであるが、第5-31 (a) および (b) 図を比較すると、同じ初気圧 P_0 の場合には (b) 図の方が常にプラズマ半径 r_p が大きく、リミタの効果低下していることを示している。これは、ピンチ時付近で高周波電流を流しているため、リミタ間には比較的高密度の希薄プラズマが存在すること、および軸方向磁束密度が低い ($B_0 \leq 4 \text{ kG}$) ことが原因であると考えられる。

これら二つの実験結果は、本実験の場合にもリミタ効果は Jones らの理論で定性的に表わされることを示している。しかしながら、本実験の場合には多量の中性粒子が存在し、また希薄プラズマもリミタから強い冷却を受けて電離度が低くなり、リミタ間での導電率が非常に低くなる⁽¹⁹⁾ので高周波電流も流れなくなるものと推定される。従って、Jones らの理論と本実験結果の見かけ上、定性的に一致するが、リミタ効果の機構は異なっているものと考えられる。

§ 5-6-3 θ - z ピンチプラズマの動的安定化

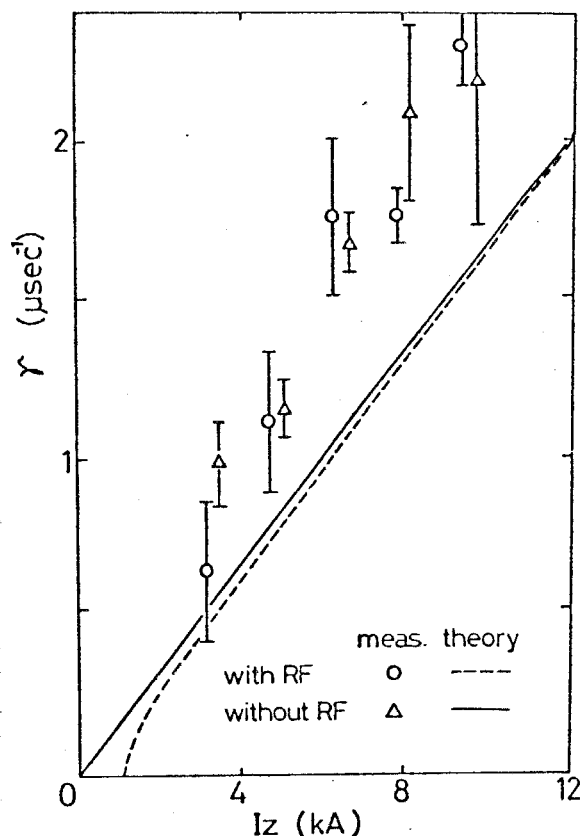
リミタ付放電管を用いて θ - z ピンチプラズマを生成した。磁気探針による方位角方向磁束密度分布 $B_\theta(r)$ の測定から、軸方向電流はリミタ内径内をほぼ一様に分布して流れていることがわかった。

プラズマはリミタによって断面形状が制限されており、リミタ内径と同じ円形断面を常に保つものと考え、リミタはプラズマの巨視的不安定性に対して軸方向の節 (node) として振る舞う。この場合に $m=1$ モード不安定性が成長するのは、プラズマの安全係数 $q \leq 1$ のときであるから、本実験の場合には (2-53) 式より軸方向電流 I_z は 14.5 kA 以上でなければならない。

ところが、実際に実験を行うと $I_z \leq 14.5 \text{ kA}$ の領域でも $m=1$ モード不

安定性が観測された。第5-32図に、サインコサインコイルを用いて測定した $m=1$ モード不安定性の成長率 γ を示す。

γ は I_z に比例し、 $I_z = 5 \text{ kA}$ では $\gamma = 1.1 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ で、リミタがない放電管を用いた場合に比べてかなり大きい成長率を示している。原因の一つには、プラズマ半径がリミタがない放電管を用いた場合よりも小さくなっていることがあげられる。しかし、サインコサインコイルによる測定から、リミタ付放電管を用いた場合には、 γ が大きいにもかかわらず $m=1$ モード不安定性が観測される時刻はリミタがない放電管を用いた場合よりも遅かった。



第5-32図 $m=1$ モード不安定性の成長率

この原因については次のように考えることができる。 $m=1$ モード不安定性の成長率は(2-54)式で与えられるが、リミタを軸方向の壁と考える場合には、その最大成長率は第5-32図の実線のようなになる。ただし、プラズマのベータ値は $\beta=0$ としている。 $I_z \leq 14.5 \text{ kA}$ の領域では、その波長はリミタ間隔に比べてかなり長い。リミタの存在によって、ある程度の期間はこの長波長の $m=1$ モード不安定性は抑えられているが、その後は長波長の $m=1$ モード不安定性が発生することによってリミタ付近での軸方向電流分布が変化し、短波長の $m=1$ モード不安定性が急速に成長する。

従って、リミタの存在は $m=1$ モード不安定性にもかなりの影響を与えてい

るものと考えられる。

この状態の θ - z ピンチプラズマに軸方向高周波電流（周波数 ~ 900 kHz, 最大電流値 ~ 5 kA）を流した。方位角方向磁束密度分布の測定から、高周波電流はリミタのない放電管を用いた場合よりはプラズマ柱表面付近を流れることがわかった。しかし、高速度カメラによる観測からは、 $m=1$ モード不安定性の発生の様子には全く変化がなかった。

サインコサインコイルによる $m=1$ モード不安定性の成長率 γ の測定結果を第5-32図に示す。この結果からも、軸方向高周波電流による動的安定化効果を観測することはできない。

以上の結果より、リミタは $m=1$ モード不安定性の発生に大きな影響を与えており、理論的に予測される $m=1$ モード不安定性の成長とは全く異なることがわかる。さらに、本実験の範囲内では、このようなプラズマに対する動的安定化効果は観測されない。しかしながら、高周波電流を流すことによって、 $m=1$ モード不安定性の成長をより助長することはないようである。

§5-7 まとめ

最大軸方向磁束密度 ~ 8.2 kG, 最大軸方向電流 ~ 20 kA, 周波数 ~ 40 μ sec の直線型 θ - z ピンチ装置を製作し、ピンチプラズマの生成実験、 $m=1$ モード不安定性の動的安定化実験、リミタ効果を調べる実験等を行った。得られた結果を以下にまとめて示す。

(I) 単純 θ ピンチ

- (i) ピンチ過程は雪かきモデルによってよく記述される。(ii) ピンチ時間、半径方向振動の周期の測定よりプラズマの線密度を推定した。その結果、ピンチ過程におけるプラズマ粒子のかき集め率は50%程度であった。(iii) 得られた θ ピンチプラズマの半径は $r_p \leq 15$ mm で、ベータ値は数%であった。(iv) θ コイルは分割コイルであるが、プラズマに対する不整磁界の影響は認め

られなかった。

θ ピンチプラズマに軸方向高周波電流を流し、動的平衡の可能性を探った。

(2) θ ピンチプラズマの動的平衡

(i) Kruskal-Shafranov 限界を超える軸方向高周波電流を流したが、巨視的不安定性は観測されなかった。(ii) この結果は、トロイダル θ ピンチプラズマの安定な動的平衡の可能性を示唆するものである。

(3) θ - z ピンチ

(i) θ ピンチの場合よりも半径の大きい ($r_p \sim 24 \text{ mm}$) プラズマ柱が形成された。(ii) 軸方向電流密度はほぼ一様に分布していた。(iii) 高速カメラやサイコサインコイルを用いた測定により、 $m=1$ モード不安定性が観測され、その成長率は均一電流モデルによる計算値の 1.5-2 倍であった。しかし、成長率の軸方向電流依存性は、理論と定性的に一致した。

このプラズマに軸方向高周波電流 (周波数 $\sim 900 \text{ kHz}$, 最大電流値 $\sim 5 \text{ kA}$) を流して、 $m=1$ モード不安定性の動的安定化を試みた。

(4) $m=1$ モード不安定性の動的安定化

(i) 磁気探針による磁界分布の測定から、大部分の高周波電流は主プラズマ柱の外側の領域を流れていた。(ii) これは高周波電界によって主プラズマ柱の外側の領域の電離度が小さくなるためであると考えられる。(iii) このような状態では、軸方向高周波電流による動的安定化効果は観測されなかった。

そこで、リミタ付放電管を用いて同様の実験を行った。

(5) リミタの効果

(i) 低初気圧、高軸方向磁界のもとでは、軸方向高周波電流はリミタ径内を流れた。(ii) この結果は Jones らの理論と定性的には一致するが、本実験におけるリミタ効果の機構は Jones らのものと異なり、リミタの冷却効果によって希薄プラズマの電離度が下がり、放電を維持できないものと考えられた。

(iii) θ - z ピンチを行うと $m=1$ モード不安定性が観測されたが、不安定性の発生機構は、長波長不安定性によって電流分布が変化し、成長率の高い短波長

不安定性が起生するものも推定された。(iv) このプラズマに対しても動的安定化実験を試みたが、動的安定化効果は認められなかった。

このように、ピンチプラズマに対するリミタの影響は非常に強いものがあり、特に巨視的不安定性を与える影響は大きく、その解析を難しくしている。従って、動的安定化効果を実験的に調べる場合には、リミタは用いずに、十分大きな軸方向磁界によって θ ピンチを行って、ピンチ過程における粒子のかき集め率を大きくして、高周波電界による放電が起らないようにするが、あるいは予め半径の大きなプラズマ柱を形成し、高周波電流の流れる領域とプラズマ表面とをできるだけ近づけることが重要であろう。

第5章 参考文献

- (1) A.A.Newton and A.J.Wooton : Nuclear Fusion, 14 (1974) 359
- (2) F.A.Haas and J.A.Wesson : Phys. Fluids, 10, 10 (1967) 2245
- (3) G.H.Wolf : Z. Naturforsch., 24a (1969) 998
H.A.B.Bodin, A.A.Newton, G.H.Wolf and J.A.Wesson : Phys. Fluids, 13,
11 (1970) 2735
- (4) A.I.Morozov and L.S.Solov'ev : "Review of Plasma Physics"
(M.A.Leontovich ed.) II, Consultant Bureau, New York (1966)
- (5) 林, 妹尾 : 核融合研究, 20, 4 (1968) 348
- (6) S.I.Braginsky : "Review of Plasma Physics" (M.A.Leontovich ed.)
I, Consultant Bureau, New York (1965)
- (7) F.K.McKenna and T.M.York : Phys. Fluids, 20, 9 (1977) 1556
- (8) T.Hatori and T.Watanabe : Nuclear Fusion, 15, 1 (1975) 143
- (9) T.Sinnot and B.Ahlborn : Phys. Fluids, 20, 11 (1977) 1956
J.A.Markvoort, H.J.Hopman and H. de Kluiver : Plasma Phys.,
20 (1978) 279
- (10) G.Berge : "Dynamic Stabilization of Unstable MHD Equilibria"
CLM-R 97 (1968)
M.G.Nikulin : Sov. Phys. Tech. Phys., 14 (1970) 1618
G.Berge : Nuclear Fusion, 12 (1972) 99
- (11) E.M.Little, A.A.Newton, W.E.Quinn and F.L.Ribe : Proc. 3rd International
Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research,
Novosibirsk, CN-24/K-2 (1969) 555
- (12) I.R.Jones : Phys. Rev. Letters, 17 (1972) 135
- (13) H.Zwicker, R.Wilhelm and H.Krause : Proc. 4th International Conf. on
Plasma Phys. and Contr. Fus. Research, Madison, I, CN-28/B-6 (1971)

- (14) G.Becker, O.Gruber and H.Herold : Proc. AIP Conf. on Feedback and
Dynamic Control of Plasma, AIP, 1 (1970) 286
O.Gruber : Z. Physik, 251 (1972) 333
- (15) J.A.Phillips, P.R.Formann, A.Haberstich and H.Karr : ibid., p274
V.P.Gordienko, L.V.Dubovoi and I.M.Roife : Sov. Phys. JETP 27 (1968) 185
- (16) P.C.T. van der Laan : Proc. 3rd European Conf. on Contr. Fusion and
Plasma Phys., Utrecht (1969) 87
- (17) I.R.Jones, J.M.Peiry and F.S.Troyon : Nuclear Fusion, 14 (1974) 497
- (18) 首藤 : " 高温プラズマの動的安定化に関する研究",
修士論文, 東京工業大学 (1978)
- (19) N.A.Krall and A.W.Trivelpiece : "Principles of Plasma Physics"
McGraw-Hill Kogakusha

第 6 章 安定化θピンチプラズマの実験

§ 6-1 はじめに

θ-θピンチプラズマにおける $m=1$ モード不安定性の動的安定化実験では、次の2点が主な問題点になり、動的安定化効果を観測することができなかった。第1に、θピンチを用いると強い圧縮磁界のために小半径のプラズマ柱が形成されるが、ピンチ過程における粒子のかき集め率が低く、主プラズマ柱の外側にも多量の粒子が存在する。従って、軸方向高周波電流の大部分は主プラズマ柱の外側の領域を流れる。第2に、高周波電流を主プラズマ柱の表面に流すためにリミタを用いると、主電流によって発生する $m=1$ モード不安定性に与えるリミタの影響も大きく、リミタがない場合に比べると不安定性の成長の様式も変わってしまった。

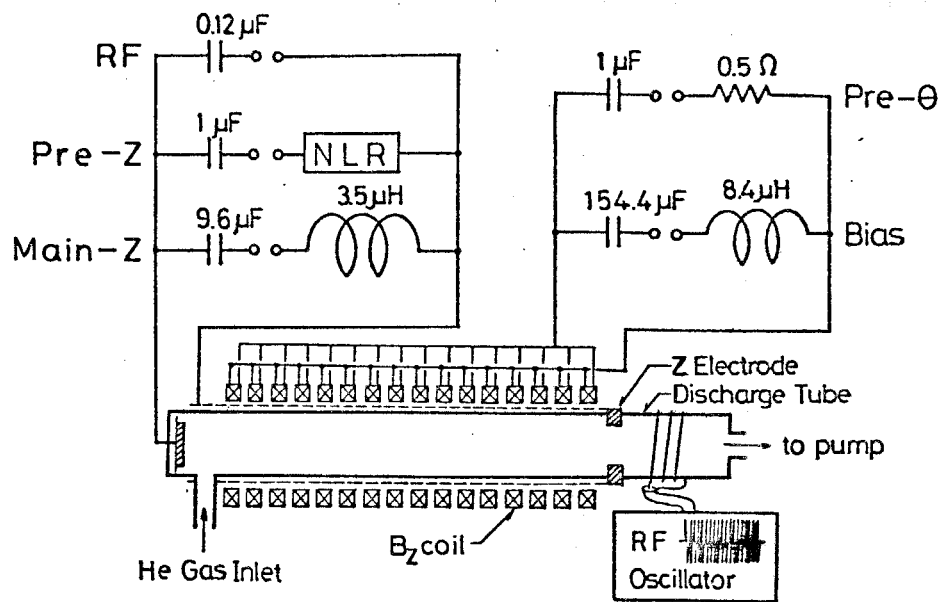
本装置のエネルギーから考えて、θピンチ過程における粒子のかき集め率の大幅な向上は不可能と考えられたので、安定化θピンチによって大半径のプラズマ柱を形成し、これに高周波電流を流すことによってプラズマ半径付近に高周波電流を集中させることにした。この場合には、大半径のプラズマ柱が形成されるために、高周波鏡像電流による安定化作用が期待される。

また、軸方向磁界も余り大きくないので、軸方向高周波電流による大振幅の磁気音波の励起が起こる。

§ 6-2 実験装置およびシーケンス

安定化θピンチ(略してθピンチと呼ぶ)装置は基本的にはθ-θピンチ装置と同じである。θ-θピンチ装置については第5章で既に述べているので、θピンチ装置への改装に当たって変更した点について述べる。

θピンチ装置の主要な放電回路を第6-1図に示す。θピンチ装置ではθピンチは不要なので主θバンクは用いない。安定化θピンチにするために、容量



第6-1図 安定化Zピンチ装置の回路図

の大きなバイアス磁界発生用コンデンサ（容量 $154.4 \mu\text{F}$ ）の放電によって同様の長い軸方向磁界を得ている。バイアス回路には、周期調整用のインダクタンス $8.4 \mu\text{H}$ が直列接続されており、コンデンサの充電電圧 1 kV において最大磁界密度 417 G 、周期 $259 \mu\text{sec}$ のバイアス磁界を得ることができる。

電離度の高い予備電離プラズマを得るためには、プラズマの再結合の少ない予備電離後のなるべく早い時刻に主Z放電を行うことが望ましい。しかし、主Z放電時に予備電離のための磁界がプラズマ中に残っている不都合である。そこで、予備電離回路にはタングステン線が無誘導巻にした 0.5Ω の抵抗を直列に接続し、予備電離磁界の減衰時定数を $\sim 20 \mu\text{sec}$ と小さくした。

主Zバンクはθ-Zピンチ装置と同じものを用いたが、充電電圧を 20.7 kV と高くし、放電電流波高値も 28 kA と大きくした。周期は $39 \mu\text{sec}$ である。

主Z放電電流値を大きくしたため、高周波電流値も大きくした。容量 $0.122 \mu\text{F}$ のコンデンサバンクを充電電圧 20.7 kV で放電し、電流最大値 $\sim 10 \text{ kA}$ 、周期 $\sim 1.4 \mu\text{sec}$ 、減衰時定数 $\sim 4 \mu\text{sec}$ の軸方向高周波電流を得ている。

放電のシーケンスはθ-Zピンチ装置の制御部を用いて、以下のようにして

いる。

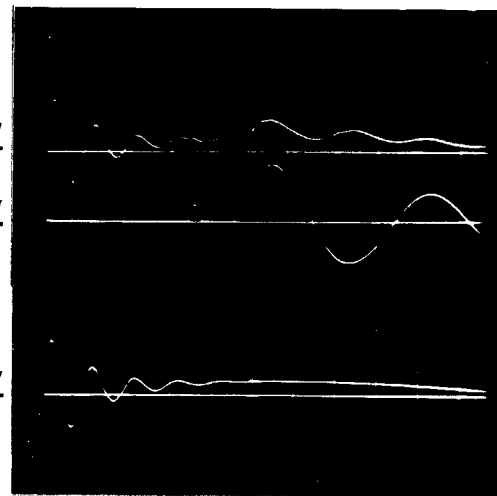
放電管中にヘリウムの中性気体を所定の圧力まで封入した後、周波数 20 MHz の高周波発振器を用いて無電極高周波放電を行う。次にバイアス磁界発生用コンデンサを θ コイルを通して放電する。これと同時に予備電離 θ バンクを放電する。予備電離 θ バンクの放電後、数周群内には高密度の予備電離プラズマが生じられる。予備電離 θ バンクの投入後の時刻 $34 \mu\text{sec}$ に予備加熱 Σ バンクを放電する。予備加熱 Σ 放電回路には非線形抵抗が直列に接続されており、放電電流は波高値 $\sim 8 \text{ kA}$, パルス幅 $\sim 3.3 \mu\text{sec}$ の単一パルスである。電流値が小さいことおよびパルス幅が短いので、プラズマの巨視的不安定性は起こらない。予備電離・加熱によるプラズマ中の磁界の不均一性が消え、かつプラズマの再結合の早い時刻に主放電を行う。実際には、磁気探針により予備加熱後の軸方向磁束密度分布を測定し、磁界が均一になる時刻、即ち予備加熱後の時刻 $\sim 10 \mu\text{sec}$ に主放電を行った。

第 6-2 図に、実験に用いた放電のシーケンスを示す。上の波形は磁気ルー

$\phi; 8.3 \times 10^{-4} \text{ Wb/div.}$

$I_z; 19.6 \text{ kA/div.}$

$B_z; 1.3 \text{ kG/div.}$



↑
MAIN ON

sweep; $10 \mu\text{sec./div.}$

第 6-2 図 放電のシーケンス

けて測定した放電管内の軸方向磁場の变化，中の波形はロゴスキーコイルで測定した軸方向電流波形である。下の波形は放電管内を真空としたときの軸方向磁場密度の変化で，減衰正弦波状の予備電離磁界とゆっくり変化するバイアス磁界が観測される。バイアス磁界の最大値付近で主る放電を行っているので，主る放電電流の第1半波内ではほぼ一定のバイアス磁界になっており，その変動は3%以下である。

高周波電流は主る放電後の任意の時刻に流した。

§6-3 安定化するピンチプラズマ

軸方向高周波電流による安定化効果や磁気音波の励起を調べるのに先立ち，ピンチプラズマの特性を調べた。主なものは磁気探針による磁束密度分布の測定，サインコサインコイルおよび高速度カメラによる $m=1$ モード不安定性の観測である。実験条件としては，バイアス磁界 $B_0 = 417 \text{ G}$ ，主る放電電流最高値 $I_{z\text{max}} = 28 \text{ kA}$ を用いた。この条件は，本実験を通じて一定とした。

§6-3-1 初気圧によるプラズマの振舞いの変化

初気圧 $P_0 = 30, 60 \text{ mTorr}$ におけるプラズマの半径方向の振舞いを高速度カメラの流し撮りで観測した。観測は鏡を用いて90度異った二方向から同時に行い，一枚の写真上に記録した。その結果の一例を第6-3図に示す。横軸は時間，縦軸は半径方向を表し，対になった写真の上側が水平面内，下側が鉛直面内でのプラズマの振舞いを示している。なお，流し撮りの時間幅は $14 \mu\text{sec}$ である。

$P_0 = 30 \text{ mTorr}$ の場合には，主る放電後の時刻 $t \approx 4 \mu\text{sec}$ 位からプラズマ柱の半径方向変位が観測され， $t \approx 7 \mu\text{sec}$ でプラズマ柱は放電管壁に衝突して崩壊している。これは $m=1$ モード不安定性が成長するためである。

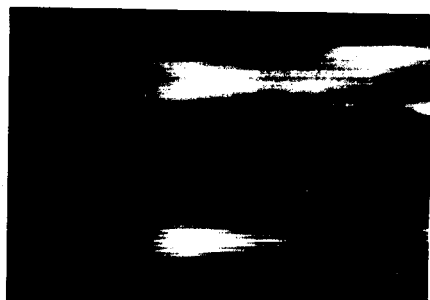
STREAK PHOTOGRAPHS

$$I_{z\max.} = 28 \text{ kA}$$

$$P_0 = 30 \text{ mTorr}$$



$$P_0 = 60 \text{ mTorr}$$



upper ; horizontal plane

lower ; vertical plane

第6-3図

初気圧によるプラス
マ柱の振舞いの変化

(流し撮りの時間幅は
14 μsec)

一方、 $P_0 = 60 \text{ mTorr}$ の場合にはプラスマ柱の半径方向変位の速度が小さく、 $t = 11 \mu\text{sec}$ 位で放電管壁に衝突して崩壊する。

表面電流モデルで考えると、 $m = 1$ モード不安定性の成長時間（成長率の逆数）はプラスマの密度の平方根に比例している。粗い近似として、 $P_0 = 30 \text{ mTorr}$ の場合も $P_0 = 60 \text{ mTorr}$ の場合も同一の磁界配置で、表面電流モデルで表現できると考えると、 $m = 1$ モード不安定性の成長時間の比は 1.4 になる。プラスマ柱が放電管壁に衝突するまでの時間 t 、 $m = 1$ モード不安定性の特性的成長時間であると考え、第6-3図から $P_0 = 60$ および 30 mTorr の場合の $m = 1$ モード不安定性の成長時間の比は $11/7 \approx 1.57$ となり、密度の平方根の

此に近い。理論値と実測値との差は、初電圧によって形成されるプラズマ柱の半径の差があり、従って磁束密度分布にも差があるために生じると考えられる。

第6-3図において、 $P_0 = 60 \text{ mTorr}$ の場合、 $m=1$ モード不安定性によるプラズマ柱の変位が認められるのは主電流の最大値付近で、この時刻にはコイル端での擾乱がコイル中央部まで到達する⁽¹⁾と考えられるので、高周波電流による安定化実験には不適当である。そこで、もっと早い時刻に不安定性を観測できる $P_0 = 30 \text{ mTorr}$ の場合について詳しく測定した。

§6-3-2 ズピンチプラズマの測定

磁束探針を用いて磁束密度分布を測定し、その結果より電流密度分布、プラズマ圧力、平均温度等を計算によって求めた。

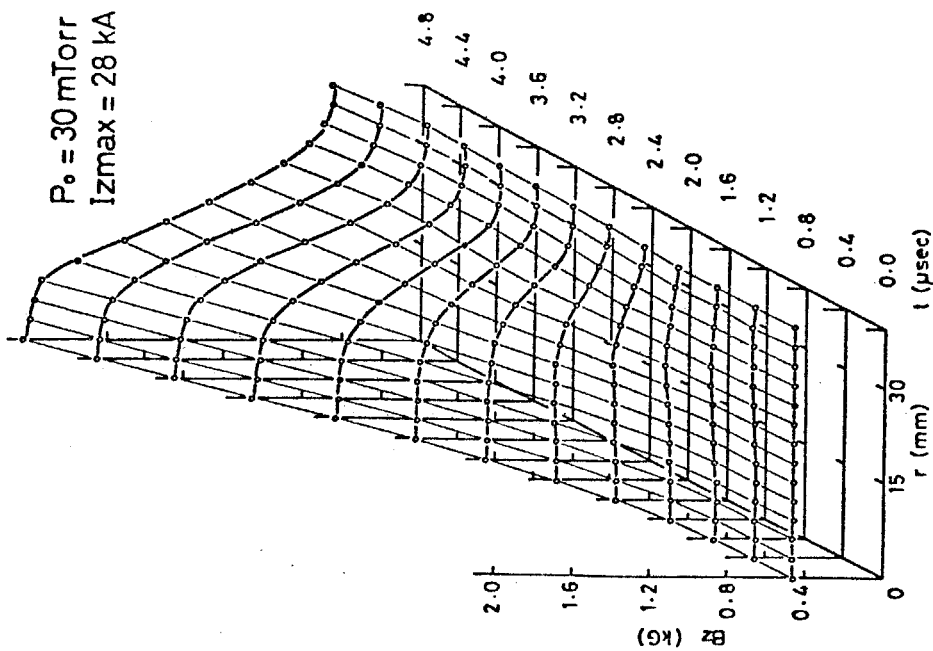
<1> 磁束密度分布の測定

予備実験での結果から、 $m=1$ モード不安定性によるプラズマ柱の変位が大きくなるまでは、磁束密度分布は軸対称で放電毎の再現性も良かった。そこで、磁束密度分布の測定は3mm間隔で放電壁の片側(管軸から管壁まで)だけを行った。各位置において3回測定を行ったが、放電毎の誤差は5%以下であった。

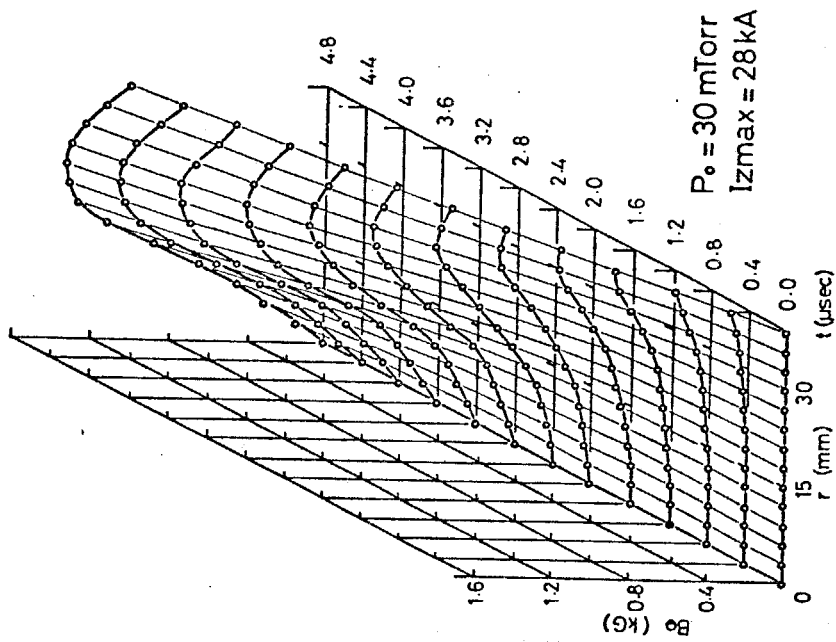
測定された軸方向磁束密度分布 $B_z(r)$ および方位角方向磁束密度分布 $B_\theta(r)$ の時間変化をそれぞれ第6-4(a), (b)図に示す。また $B_\theta(r)$ から計算した軸方向電流密度分布 $j_z(r)$ を第6-4(c)図に示す。これらの図から、主電流によってプラズマがピンチしていく様子が良くわかる。第6-4(a)図ではズピンチの特徴である常磁性が現われている。また、第6-4(c)図では、軸方向電流は表皮電流状になっており、電流層の半値幅は約15mmである。

<2> プラズマ半径の時間変化

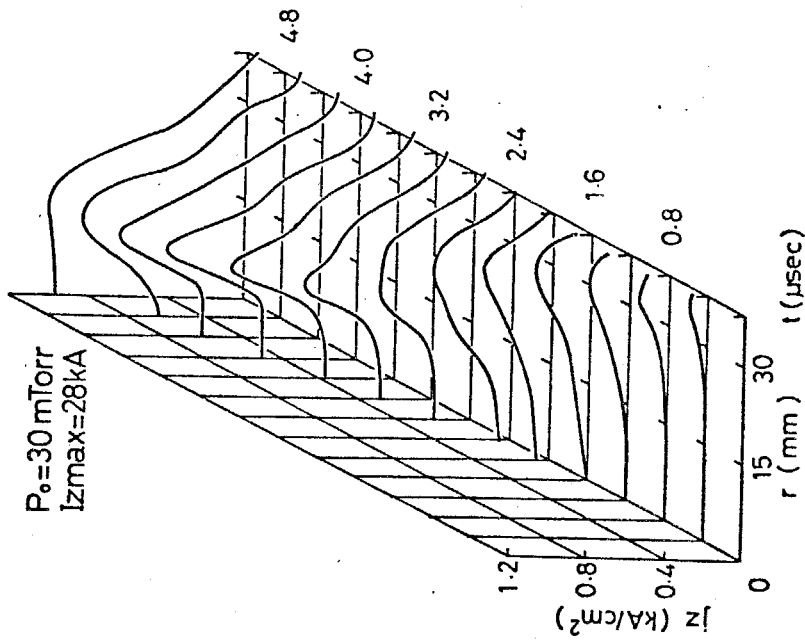
B_θ および j_z が最大の位置の時間変化を第6-5図に示す。 B_θ が最大の位置は j_z が最大値の1/2になる位置とほぼ等しいことが第6-4(b), (c)図の



(a) 軸方向磁束密度分布

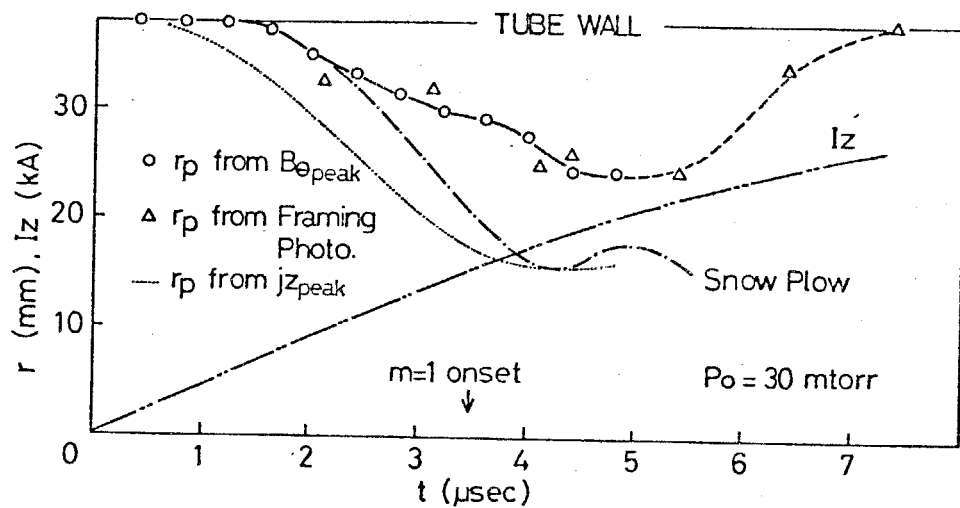


(b) 方位角方向磁束密度分布



(c) 軸方向電流密度分布

第6-4図 磁気探針による測定



第6-5図 プラズマ半径の時間変化

比較からわかる。

雪かきモデル⁽²⁾によるピンチの数値計算結果も第6-5図に一点鎖線で示してある。初期条件として、初気圧 $P_0 = 30$ mTorr, プラズマ温度 $T = 0.5$ eV, バイアス磁界 $B_0 = 417$ G, を用い, プラズマは完全電離しているものとし, ピンチ過程での粒のめがき集め率を 100% とした。

雪かきモデルによるプラズマ半径の変化は, ピンチ初期では B_0 が最大の位置と, ピンチ後期では j_z が最大の位置とよく一致している。これは次のように説明することかできる。

雪かきモデルでは表面電流を考えているので, B_0, j_z が最大の位置とプラズマ半径とは一致する。しかし, 実際のプラズマでは温度が余り高くなり, 導電率が低いので軸方向電流は拡散によってプラズマ中に浸透する。従って, j_z が最大の位置は B_0 が最大の位置よりも小半径になり易い。特にピンチ初期でこの傾向が著しい。

その後, ジュール加熱によって電流層付近の電子温度が増大し, 導電率も高くなると電流層の拡散も小さくなる。従って j_z が最大の位置と雪かきモデルによるプラズマ半径とは近づく。一方, ピンチ過程中に電流層と放電管壁の間

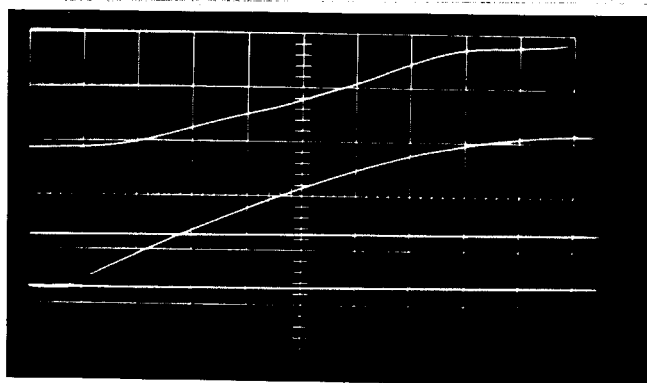
間に取り残された中性粒子も光電離によって電離され、この部分にも軸方向電流が流れる。従って、 B_θ が最大の位置は、雪かきモデルで計算されたプラズマ半径より大きくなる。電流層と放電管壁との間の中性粒子の存在については、放電管壁からの中性粒子の放出⁽³⁾も寄与していると考えられる。

高速カメラを用いて撮ったスピンドルプラズマの瞬撮写真(第6-12図)をマイクロフットノータにかけ、プラズマ発光強度の半径方向分布を測定した。光強度の半値幅をプラズマ直径としたときの、プラズマ半径の時間変化を第6-5図に示してある。この結果と B_θ が最大の位置とはよく一致した変化を示している。プラズマ発光の主要部を占める制動輻射の強度は電子密度の二乗⁽⁴⁾に比例しており、光強度の分布から測定したプラズマ半径は電子密度分布におけるプラズマ半径と一致すると考えて良いであろう。従って電子密度分布からも、電流密度分布からも B_θ が最大の位置をプラズマ半径と考えて良いであろう。

以後、プラズマ半径として B_θ が最大の位置を用いる。

<3> 軸方向磁束の時間変化

磁気ループによって測定した放電管内の軸方向磁束の時間変化 $\phi(t)$ を第6-6図に示す。



第6-6図

磁気ループの出力

上 : 全磁束

下 : 軸方向電流

upper : $\phi(t)$ 1.7×10^{-4} Wb/div.

lower : $I_z(t)$ 9.8 kA/div.

sweep : 1.0 μ sec/div.

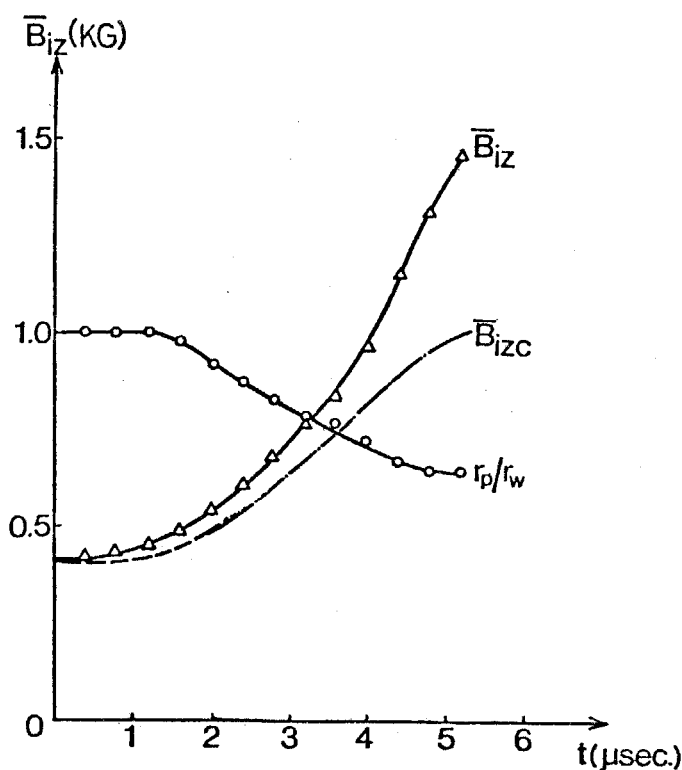
$t \leq 2 \mu\text{sec}$ では ϕ はほとんど変化しないが、 $t \geq 2 \mu\text{sec}$ では ϕ は急速に増大している。これは、第6-4 (a) 図に示した軸方向磁束密度分布 $B_z(r)$ の時間変化からわかるように、プラズマのピンチとともに B_z がプラズマ内部で急速に増大することと対応している。なお、本装置ではバイアス磁界発生回路の外部インダクタンス ($8.4 \mu\text{H}$) は θ コイルのインダクタンス ($2.4 \mu\text{H}$) に比べて十分大きく、プラズマ内部の B_z が変化してもプラズマ外部の B_z はほとんど変化しない (第6-4 (a) 図)。

第6-4 (a) 図の軸方向磁束密度分布 $B_z(r)$ を用いて、プラズマ内部の平均軸方向磁束密度 $\bar{B}_{iz}$ の時間変化を計算した。計算式は

$$\bar{B}_{iz} = \int_0^{r_p} 2\pi r B_z(r) dr / \pi r_p^2 \quad (6-1)$$

で、 r_p はプラズマ半径である。計算された $\bar{B}_{iz}$ を第6-7図に示す。 $\bar{B}_{izc}$ は磁束保存を仮定したときのプラズマ内部の平均磁束密度の変化である。また、 (r_p/r_w) は放電管内半径 r_w で規格化したプラズマ半径の時間変化である。

$t \leq 4 \mu\text{sec}$ では $\bar{B}_{iz}$ と $\bar{B}_{izc}$ は良く一致し、 $\bar{B}_{iz}$ の増加はプラズマがピンチによって圧縮されるためであることがわかる。また、 $t \geq 4 \mu\text{sec}$ で $\bar{B}_{iz}$ が $\bar{B}_{izc}$ よりもかなり大きくなるのは、大振幅の $m=1$ モード不安定性によって軸



第6-7図 平均軸方向磁束密度の時間変化

方向磁界が殆ど生ずるためであると考えられる。

<4> プラズマ圧力、温度、ベータ値

準平衡状態にあるプラズマでは、磁束密度分布 $B_z(r)$, $B_\theta(r)$ より圧力平衡の式

$$\frac{d}{dr} \left(p + \frac{B^2}{2\mu} \right) + \frac{B_\theta^2}{\mu_0 r} = 0 \quad (6-2)$$

$$B^2 = B_z^2 + B_\theta^2$$

を積分することによって、プラズマ圧力分布 $p(r)$ を求めることができる。

第6-4(a), (b)図に示した磁束密度分布より求めてプラズマ圧力分布の一例として $t = 4.0 \mu\text{sec}$ での結果を第6-8図に示す。境界条件として、管壁におけるプラズマ圧力を零とした。壁軸

付近のプラズマ圧力が半径 $r \sim 15 \text{ mm}$ 付近の圧力よりも低い、いわゆる中空圧力分布をしている。他の時刻におけるプラズマ圧力分布も、ほぼ同様であった。

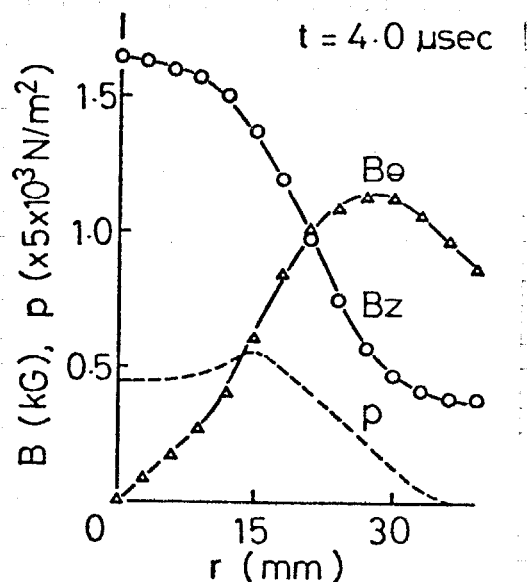
プラズマの圧力分布 $p(r)$ より、プラズマの平均温度 T を次式によって求めることができる。

$$T = \frac{\int_0^{r_w} 2\pi r p(r) dr}{-2\pi r_w^2 n_0} \quad (6-3)$$

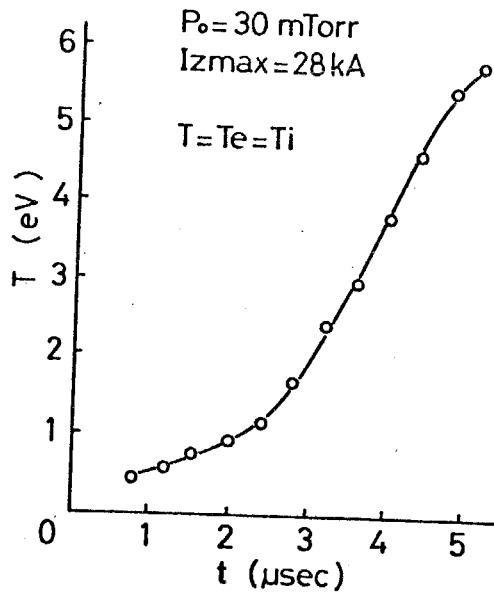
ここで、 n_0 は初期粒子数密度である。この計算において次の仮定をお

いている。プラズマは一個完全電離しており、粒子損失は零である。さらに、イオン温度と電子温度は等しい。

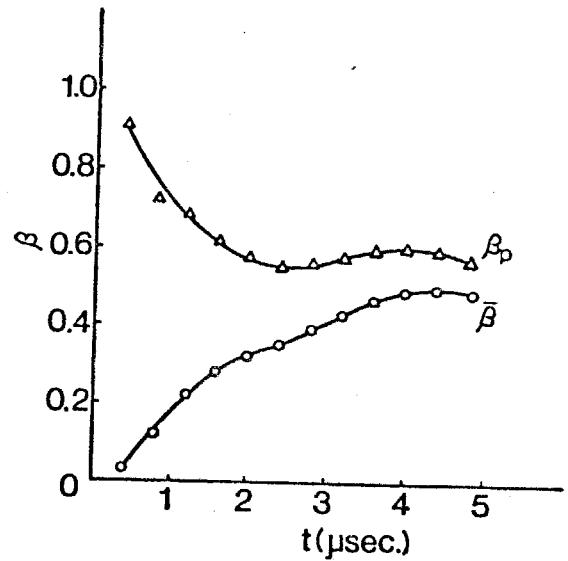
(6-3) 式を数値積分することによって得られたプラズマの平均温度 T の時間変化を第6-9図に示す。この温度変化は断熱圧縮だけでは説明することができず、ジュール加熱による寄与が大きいと考えられる。



第6-8図 プラズマ圧力分布



第6-9図 平均温度



第6-10図 ベータ値

プラズマのポロイダルベータ値 β_p は次式で定義されている。

$$\beta_p = \frac{\int_0^{r_w} 2\pi r p(r) dr}{\pi r_w^2 \cdot \frac{B_\theta^2(r_w)}{2\mu_0}} \quad (6-4)$$

式 (6-2) を部分積分することによって

$$\beta_p = 1 + \frac{B_z^2(r_p) - \langle B_z^2(r_p) \rangle}{B_\theta^2(r_p)} \quad (6-5)$$

を得る。ここで $\langle x \rangle \equiv \int_0^{r_p} 2\pi r x dr / \pi r_p^2$ である。(6-5) 式より単磁性プラズマでは $\beta_p < 1$, 反磁性プラズマでは $\beta_p > 1$ である。

また、平均ベータ値 $\bar{\beta} \equiv \langle p \rangle / (B^2/2\mu_0)$ も同様にして

$$\bar{\beta} = \frac{\beta_p}{1 + \left\{ \frac{B_z(r_p)}{B_\theta(r_p)} \right\}^2} \quad (6-6)$$

と表わされる。

第6-4図に示した磁束密度分布 $B_z(r)$, $B_\theta(r)$ から (6-5), (6-6) 式を用いて計算した β_p , $\bar{\beta}$ の時間変化を第6-10図に示す。 $\bar{\beta}$ は時間とともに増大し、時刻 $t = 3 \mu\text{sec}$ では $\bar{\beta} = 0.4$ 程度となり、かなりの高ベータ

プラズマが得られている。一方、 β_p は $t \approx 2 \mu\text{sec}$ ではほぼ一定で $\beta_p \approx 0.6$ となっている。

§6-3-3 $m=1$ モード不安定性

安定化用軸方向磁界のあるスピントプラズマでは $m=1$ ヘルカルモード不安定性 ($m=1$ モード不安定性と略す) を起こし易い。実験で観測された $m=1$ モード不安定性の成長率、波長の測定を行った後、第2章で述べた理論との比較、検討を行う。

<1> 高速度カメラによる観測

主電流放電後のプラズマの振舞を流し撮りによって観測した結果を第6-11図に示す。流し撮り写真と軸方向電流との時間関係は同じにしてある。

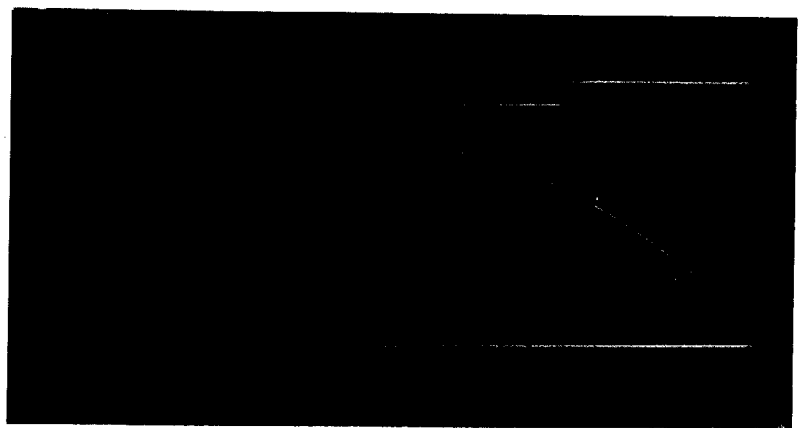
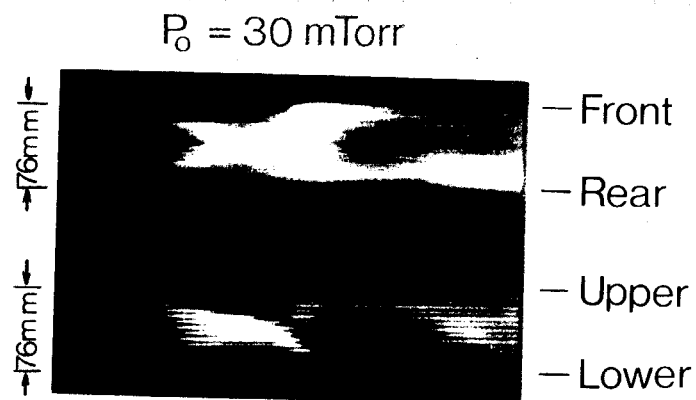
主電流放電の初期では、軸方向電流値が小さく、プラズマ温度も低いためにプラズマの発光が弱く観測できない。時刻 $t = 1.5 \mu\text{sec}$ 程度から、プラズマはほぼ一定の速度でピンチしていく。 $t = 4 \mu\text{sec}$ 程度になるとプラズマ柱の半径方向への動きが始まり、 $t \approx 7 \mu\text{sec}$ で放電管壁に衝突する。 $t = 6 - 7 \mu\text{sec}$ において、主プラズマ柱から弱く発光するプラズマが分離していくが、これは他の部分からのプラズマの流入、あるいはプラズマ柱の変形に伴うインダクタンスの増加によって生じた強い軸方向電界による中性粒子の電離が起るためであると思われる。

装置の正面から観測したプラズマ全体の駒撮り写真を第6-12図に示す。駒撮りの時間幅は 100 nsec である。 θ コイルの間隙を通して観測したため、 θ コイルの部分は暗くなっている。これらの写真は一回の放電で得られたものではなく、一枚一枚の写真がそれぞれ一回の放電に対応している。

駒撮り写真から $m=1$ モード不安定性の波長を測定することができる。時刻 $t = 6.5 \mu\text{sec}$ での写真より、不安定性の波長は $\sim 15 \text{ cm}$ である。主電流電流が時間とともに増大しているため、不安定性の波長は減小していく傾向にあ

第6-11図

流れ撮り写真



PLASMA CURRENT: 9.8 KA/div.
2 μs /div.

る。

時間とともに不安定性変位は増大していくが、第6-12図において、放電管中央部で明らかに変位が観測できるのは、 $\pm 5.5 \mu\text{sec}$ である。第6-11図の流れ撮り写真からは、 $\pm 4 \mu\text{sec}$ で不安定性が観測されており、駒撮り写真の空間分解能は余り高くないようである。

$t = 2.2, 3.2 \mu\text{sec}$ での駒撮り写真を見ると、右側（ Σ 放電の陰極側）に向かってプラズマ半径が減少している。陰極に中空電極を使用している⁽⁵⁾ので、粒子の端損失も一因であると考えられるが、はっきりとした原因は不明である。

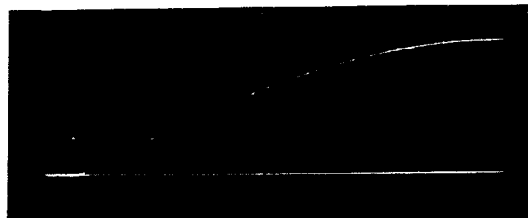
また、 $\pm 4.2 \mu\text{sec}$ での駒撮り写真を見ると、右側から不安定性変位が伝

PLASMA CURRENT

9.8 KA/div.

1.0 μ sec./div.

WITHOUT RF



↑ 2 ↑ 3 ↑ 4 ↑ 5 ↑ 6 ↑ 7 ↑ 8 gate position
position time(μ sec.)

① 1.2



② 2.2



③ 3.2



④ 4.2



⑤ 4.5



⑥ 5.5



⑦ 6.5



⑧ 7.5

FRAMING PHOTOGRAPHS

第 6 - 12 図 駒撮り写真

ばっているように見える。 $m=1$ モード不安定性変位 ξ に対する運動方程式は、変位の伝ぱんも含めると

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - v_A^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - \gamma^2 \xi = 0 \quad (6-7)$$

(1) と表わされる。ここで v_A はアルベン速度、 z は軸方向の座標、 γ は $m=1$ モード不安定性の成長率である。

変位はアルベン速度で伝ぱんし、本実験での平均磁束密度 $\sim 1 \text{ kG}$ 、粒子数密度 $\sim 1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ を用いると $v_A \sim 3.5 \times 10^4 \text{ m/sec}$ となる。コイル長を 60 cm とするとコイル端での変位がコイル中央に伝ぱんするのに要する時間は $\sim 8.7 \mu\text{sec}$ となる。実験においてコイル中央でプラズマの変位が観測されるのは $\sim 4 \mu\text{sec}$ で、これをコイル端からの変位の伝ぱんと考えると時間が早過ぎる。

軸方向での磁束密度分布、粒子数密度分布を測定しているのので断定はできないが、プラズマ半径が右側に向かって減小しているためにプラズマ表面での方位角方向磁束密度は右側に行く程大きく、従って $m=1$ モード不安定性の成長率も右側に行く程大きいと考えられる。このような状況では、右側に行く程 $m=1$ モード不安定性の変位も大きく、駒撮り写真では $m=1$ モード不安定性が右側から伝ぱんするように見えるものと思われる。

<2> $m=1$ モード不安定性の成長率

(6)

放電管中央部に取り付けた一組のサインコサインコイルにより $m=1$ モード不安定性の変位を測定した。サインコサインコイルの出力波形の一例を第6-13図に示す。それぞれの写真で上側がサインコサインコイルの出力波形、下側が軸方向電流波形である。また、右側が水平面内、左側が鉛直面内でのプラズマ柱の変位に対応している。

サインコサインコイルの出力波形には軸方向磁界による誘導がやや含まれているが、その効果的な除去法がなかったため、この波形を元にプラズマ柱の変位を求めた。プラズマ柱の変位を放電管断面内でのプラズマの動きとして示し

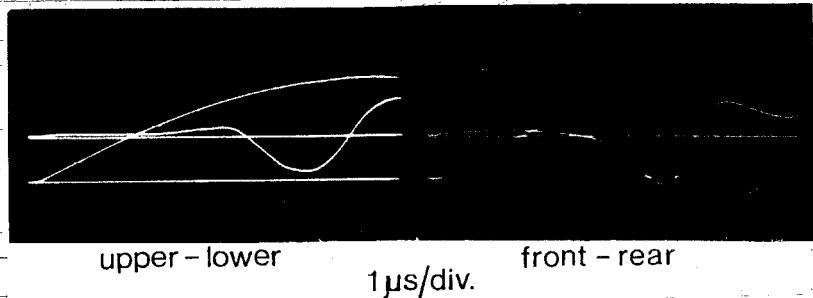
たものが第6-14図

である。図中の数字

は時刻を表わしてい

る。 $t \geq 4.0 \mu\text{sec}$ で

変位が急速に増大し、



$t = 6.0 \mu\text{sec}$ でプラ

第6-13図

サインコサインコイルの出力

ズマは管壁に衝突し

ている。 $t \geq 6.4 \mu\text{sec}$ での動きは、プラズマ

柱が崩壊した後の電流路中心の動きで、余り

重要ではない。サインコサインコイルによっ

て電氣的に測定されたプラズマ柱の動きは、

光學的に測定されたプラズマ柱の動き、即ち

第6-11図の流し撮り写真とよく一致してい

る。

$m=1$ モード不安定性の変位が $\xi_r(t) =$

$\xi_0 \exp(\gamma t)$ のように成長するものとしたと

きの成長率 γ は

$$\gamma = \frac{d}{dt} \{ \ln \xi_r(t) \} \quad (6-8)$$

によって求められる。サインコサインコイルにより測定したプラズマ柱の変位

の時間変化より求めた $m=1$ モード不安定性の成長率 γ を第6-15図に示す。

$t \leq 4.0 \mu\text{sec}$ で $\gamma < 0$ になっているのは、サインコサインコイルの出力に軸

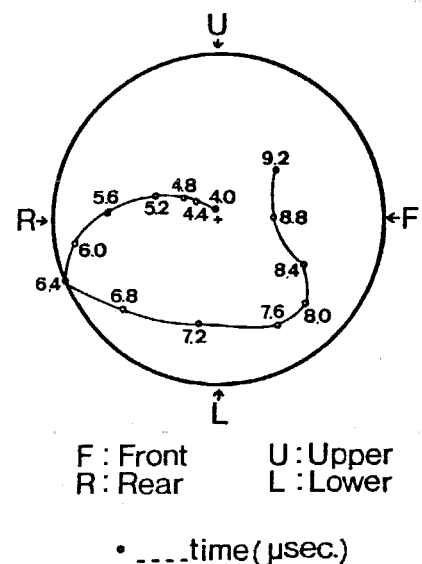
方向磁界の誘導が重畳しており、見かけ上 $d\xi_r(t)/dt$ が負になっているため

である。また $t \sim 4 \mu\text{sec}$ では ξ_r が小さいため γ の誤差も大きい。プラズ

マ柱の変位が急速な増大を示す期間 $4.4 \mu\text{sec} \leq t \leq 6.0 \mu\text{sec}$ では、 γ はほぼ

一定で $\sim 1 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ である。 ξ_r が大きくなり、プラズマ柱が放電管壁に近

づいた時刻 $6.0 \mu\text{sec} \leq t \leq 6.4 \mu\text{sec}$ では γ の急速な低下が見られる。これ



第6-14図 プラズマ柱の

放電管断面内での動き

は、プラズマ柱が放電管壁に触れると同時に導体壁にもかなり近づくため、変位の飽和現象が起こったものと考えられる。その後、 $t \approx 6.8 \mu\text{sec}$ では、 ξ_r の減少、 $\gamma \approx 0$ となり、プラズマ柱が崩壊して新たな電流路が形成されたことを示している。

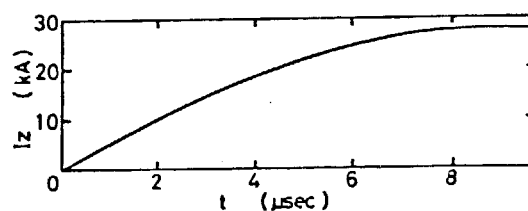
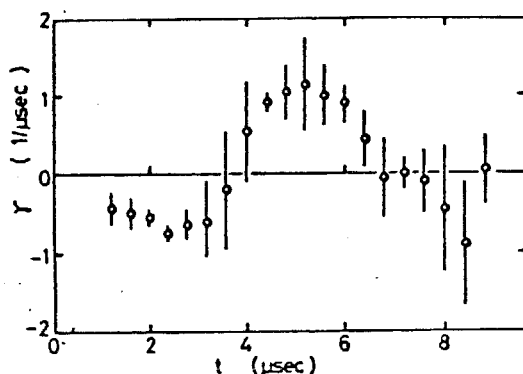
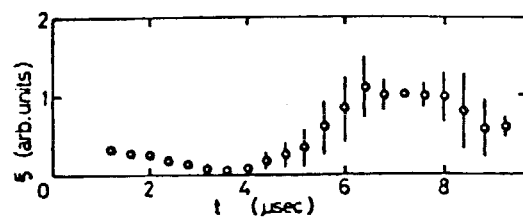
<3> $m=1$ モード不安定性の波数スペクトル

駒撮り写真(第6-12図)から $m=1$ モード不安定性の波数スペクトルを測定することができる。

駒撮り写真をマイクロフォトメータにかけ、半径方向(r)および軸方向(z)におけるプラズマ発光強度の二次元分布を測定した。その結果より、半径方向における発光強度の半値幅をプラズマ直径とし、その中点をプラズマ柱の中心とした。

プラズマ柱の中心の位置と管軸の位置との差がプラズマ柱の変位を表わす。しかし、本測定の場合には管軸の位置を明確に決定することができなかったため、マイクロフォトメータによる測定時に仮想管軸を設け、これとプラズマ中心の位置との差を変位とした。この方法では変位の絶対値を測定することはできないが、 $m=1$ モード不安定性の波数スペクトルに対しては、ある波数内でもかなり正確に測定することができる。

駒撮り写真上でのプラズマ長を L 、プラズマ両端での変位を零として求め直したプラズマの変位を $\xi_r(z)$ 、 $m=1$ モード不安定性の波数を k とすると、そのフーリエ成分は



第6-15図 $m=1$ モード不安定性の成長率

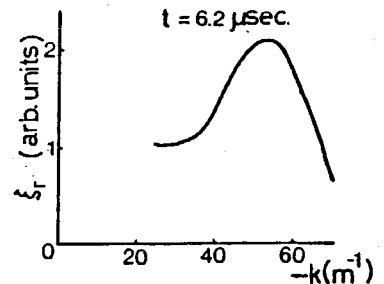
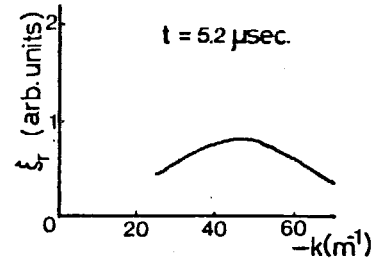
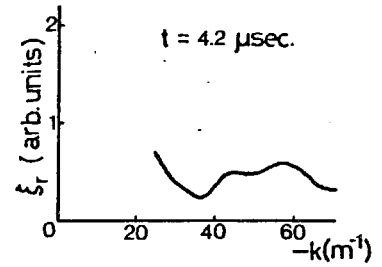
$$F_s(k) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^L \xi_r'(z) \frac{\cos}{\sin}(kz) dz \quad (6-9)$$

と表わされる。従って、 $m=1$ モード不安定性の波数スペクトル $\xi_r(k)$ は

$$\xi_r(k) = \{ F_c^2(k) + F_s^2(k) \}^{1/2} \quad (6-10)$$

である。

測定された離散的データ $\xi_r'(z)$ を (6-9) 式を用いて数値積分し、(6-10) 式より求めた $m=1$ モード不安定性の波数スペクトル $\xi_r(k)$ を第6-16図に示す。図では $\xi_r(k)$ を ξ_r と表わしている。小波数 ($|k| \leq 20 \text{ m}^{-1}$) および大波数 ($|k| \geq 70 \text{ m}^{-1}$) 領域では計算誤差が大きいので第6-16図には $\xi_r(k)$ を示していない。



図より $40 \leq -k \text{ (m}^{-1}\text{)} \leq 60$ の波数をもつ $m=1$ モード不安定性の成長率が大きいことがわかる。

第6-16図 $m=1$ モード不安定性の波数スペクトル

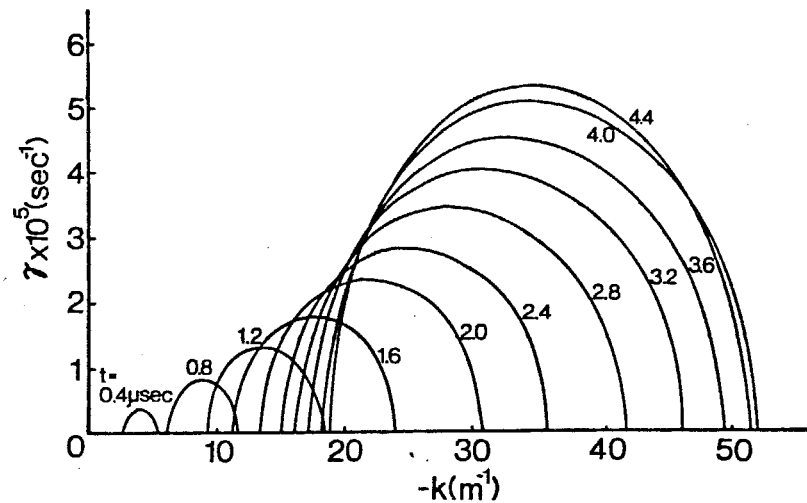
<4> 理論との比較, 検討

実測された磁束密度分布より、表面電流モデルおよび拡散ピンチモデルを用いて $m=1$ モード不安定性の波数と成長率を計算し、実測値との比較, 検討を行う。

(a) 表面電流モデル

軸方向電流密度分布 (第6-4 (c) 図) が表皮電流状であったので、まず表面電流モデルによって $m=1$ モード不安定性の波数 k と成長率 γ を計算する。

本実験では大きな波数 ($|kr_m| \geq 1$, r_m は導体壁半径) の不安定性も観測されたので、 $m=1$ モード不安定性の分散式として (2-50) 式を用いて数値計算した。



第6-17図 表面電流モデルによる $m=1$ モード
不安定性の波数と成長率

$$\tau_a^2 \omega_{ks}^2 = \left(\frac{n_b}{h} \right)^2 (1+k^2)(1-\beta) - C_1 (n_b + 1)^2 - C_2 \quad (2-50)$$

記号の意味は §2-4-3 と同じである。成長率は $\gamma^2 = -\omega_{ks}^2$ と表わされる。

磁気探針による磁束密度分布 $B_z(r)$, $B_\theta(r)$ (第6-4 (a), (b) 図) より B_θ が最大の位置をプラズマ半径 r_p とし、軸方向電流はプラズマ表面を流れているとした。また、軸方向磁束密度はプラズマ中および外部の平均値を用いた。さらに、プラズマは一価完全電離しているものとし、初期粒子はプラズマ中に一様に分布しているものとした。

時間をパラメータとしたときの $m=1$ モード不安定性の波数 k と成長率 γ との関係を第6-17図に示す。時間とともに不安定な波数は大波数領域に移行し、成長率も大きくなっていく。小波数領域の不安定性が安定化されていくのは導体壁による安定化効果が顕著になるためである。

$t \geq 4.0 \mu\text{sec}$ では不安定な波数領域および成長率はほぼ一定である。このときの最大成長率は $\gamma_{\max} \sim 5.2 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ 、その波数は $-k_{r\max} \sim 35 \text{ m}^{-1}$ である。不安定波数領域に関しては実測値 (第6-16図) に比べやや小波数領域

にある。また成長率に関しては、計算値は実測値(第6-15図)の1/2程度である。測定誤差を考慮すると、両者は割合良く一致していると考えてよいであろう。

(b) サイダム条件

拡散ピンチモデルによって $m=1$ モード不安定性の衰減と成長率を計算する前に、サイダム条件を調べ、局所モード不安定性の起こる可能性を検討した。

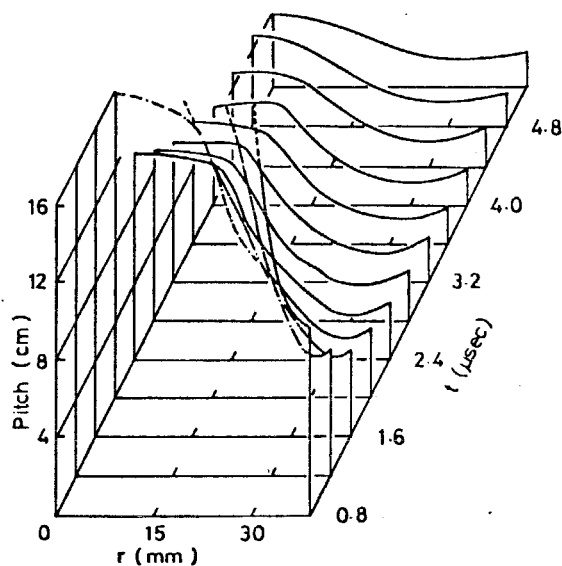
第6-18図は、磁束密度分布 $B_z(r)$, $B_\theta(r)$ (第6-14(a), (b)図) から計算した磁力線のピッチ分布 $2\pi/\tilde{\mu}(r) = 2\pi r B_z(r)/B_\theta(r)$ である。 $r \sim 30$ mm 付近でピッチ最小になっており、磁力線のシアによる安定化が期待できないので局所モード不安定性が発生し易い。

局所モード不安定性に対する安定の条件に、§2-4-2で述べた

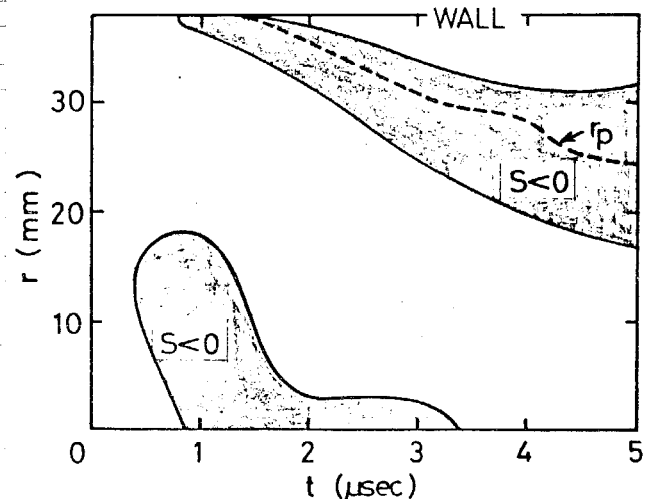
$$S = \frac{r}{4} \left(\frac{d \ln \tilde{\mu}}{dr} \right)^2 + \frac{2\mu_0}{B_z^2} \frac{dp}{dr} > 0 \quad (6-11)$$

と表わされるサイダム条件⁽⁷⁾がある。サイダム条件は安定の必要条件である。

$B_z(r)$, $B_\theta(r)$ および圧力分布 $p(r)$ から計算した $S < 0$ の領域を第6-19図に示す。プラズマ半径 r_p 付近では、磁力線のピッチが最小になり、圧力勾配



第6-18図 磁力線のピッチ



第6-19図 サイダム条件

dP/dr も負になるため、常にサイダム条件が満たされることなく、局所モード不安定性が成長しやすい。

(c) 振散ピンチモデル

$m=1$ 局所モード不安定性を含めて検討するため、振散ピンチモデルを用いて $m=1$ モード不安定性の波数と成長率を求める。

プラズマを非圧縮流体と考えた場合のプラズマの運動方程式は (2-60) 式で与えられる。 $m=1$ モード不安定性に対しては、

$$\frac{d}{dr} \left\{ a \frac{d}{dr} (r \xi_r) \right\} - b \xi_r = 0 \quad (6-12)$$

ここで

$$a = \frac{r(-\omega^2 \rho_m + F^2/\mu_0)}{k^2 r^2 + 1}$$

$$b = -\omega^2 \rho_m + \frac{F^2}{\mu_0} - \frac{2B_\theta}{\mu_0} \frac{d}{dr} \left(\frac{B_\theta}{r} \right)$$

$$+ \frac{2r}{\mu_0} \frac{d}{dr} \left\{ \frac{F B_\theta}{r(k^2 r^2 + 1)} \right\} - \frac{4k^2 F^2 B_\theta^2}{\mu_0^2 (k^2 r^2 + 1)(-\omega^2 \rho_m + F^2/\mu_0)}$$

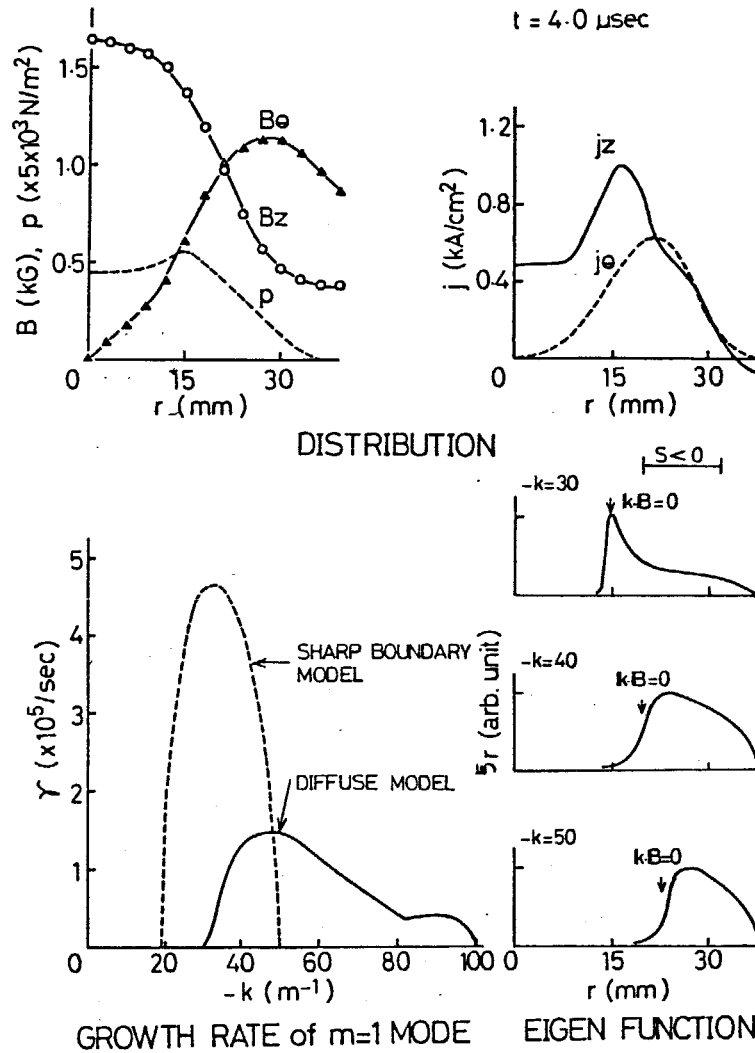
$$F = k B_z + \frac{B_\theta}{r} = |k \cdot B|$$

で ρ_m は質量密度、不安定性の成長率は $\gamma^2 = -\omega^2$ である。

(6-12) 式は解析的に解くことができないので、計算機によって数値積分を行った。磁束密度分布は最小二乗法によって多項式近似し、 $B_z(r)$ は 8 次式、 $B_\theta(r)$ は 7 次式にした。また、プラズマ温度は一様分布しているとした。

(6-12) 式は Sturm-Louville 方程式と呼ばれているが、この方程式の性質を利用することによって $m=1$ モード不安定性の最大成長率と半径方向変位分布 $\xi_r(r)$ を求めた。⁽⁹⁾

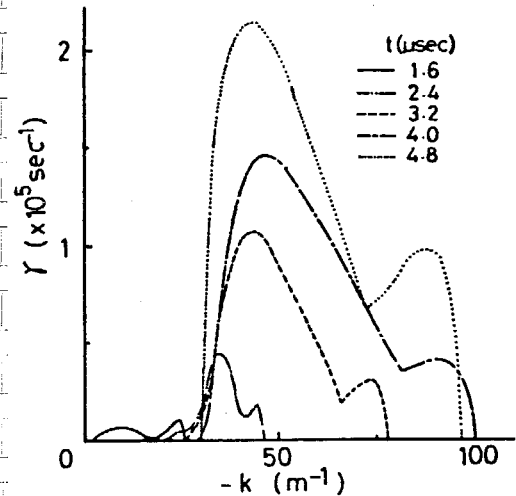
計算結果の一例として $t=4.0 \mu\text{sec}$ における結果を第 6-20 図に示す。比較のために、表面電流に等しい $m=1$ モード不安定性の成長率を破線で示した。



第6-20図 拡散ピンチモデルによる計算結果

拡散ピンチモデルによる $m=1$ モード不安定性の成長率は、表面電流モデルによる成長率よりかなり小さい。一般に、拡散ピンチモデルによる成長率は表面電流モデルのそれと比べて数分の一程度であるが、⁽⁸⁾ 実験値と比べて場合には小さ過ぎると思われる。これは、理論値を求める際に一様温度を仮定して粒子数密度分布を求めているが、実際には一様な温度分布ではなく、従って粒子数密度分布もここで用いたものとは異っていること、および計算では一価完全電離を仮定しているが、実際には中性粒子が存在していること等が原因であると考えられる。

半径方向変位分布を見ると、大きな半径の位置で変位が大きく局所モードの不安定性であることを示している。 $k \cdot B = 0$ の位置は、磁力線のピッチと不安定性のピッチとが一致する位置を表わしており、 $k \cdot B = 0$ の位置で不安定性の変位も大きい。これは、 $k \cdot B = 0$ の位置では磁力線に対して仕事をせずに変位が増大できることに対応している。



$S < 0$ の領域はサイダム条件を満たさない領域を表わしており、この領域で変位が大きくなることわがかる。

第6-21図 拡散ピンチモデルによる $m=1$ モードの成長率

第6-21図は、拡散ピンチモデルによって計算した $m=1$ モード不安定性の成長率 γ と波数 k の関係を示したものである。 $t \geq 3.2 \mu\text{sec}$ では最大成長率を示す波数はほぼ一定で $-k \approx 40 - 50 \text{ m}^{-1}$ である。この波数は、波数スペクトルの実測値(第6-16図)とよく一致する。

プラズマの絶対質量密度分布が不明のため、成長率の実測値と理論値との差が大きい。不安定波数領域は実測値と理論値とが良く一致すること、およびプラズマの周辺部では磁力線のピッチが最小になりサイダム条件を満たさないことを考えたとき、本実験で観測された $m=1$ モード不安定性はプラズマ周辺部の局所モード不安定性であると推定される。

§ 6-4 軸方向高周波電流による $m=1$ モード不安定性の安定化

安定化系ピンチプラズマの観測から $m=1$ モード不安定性が発生することがわかった。拡散ピンチモデルによる数値計算結果から、この不安定性はプラズマの周辺部で磁力線のピッチが最小になり、サイダム条件が満足されないために発生する局所モード不安定性であると推定された。

$m=1$ モード不安定性を安定化するために、コンデンサ放電によって周波数 714 kHz、電流最大値 ~ 10 kA、減衰時定数 $\sim 4 \mu\text{sec}$ の高周波電流を主放電電流に重畳した。高周波電流は表皮効果によってプラズマの周辺部を流れ易く、また $m=1$ モード不安定性もプラズマ周辺部の局所モード不安定性であると推定されているので、この付近では動的シアによる動的安定化効果が期待される。さらに、導体壁中を流れる高周波鏡像電流による安定化効果も期待される。

§ 6-4-1 高周波電流による安定化の観測

主放電後の時刻 $t = 0.5 \mu\text{sec}$ に高周波電流を重畳した場合の流し撮り写真の一例を第 6-22 図に示す。上側が流し撮り写真で、90 度異なった二方向から同時に観測したものである。下側の波形は軸方向電流波形である。両者の時間軸は同一にしてある。プラズマ柱の変位は $t \approx 6 \mu\text{sec}$ から始まり、 $t \approx 9 \mu\text{sec}$ 付近で放電管壁に衝突している。

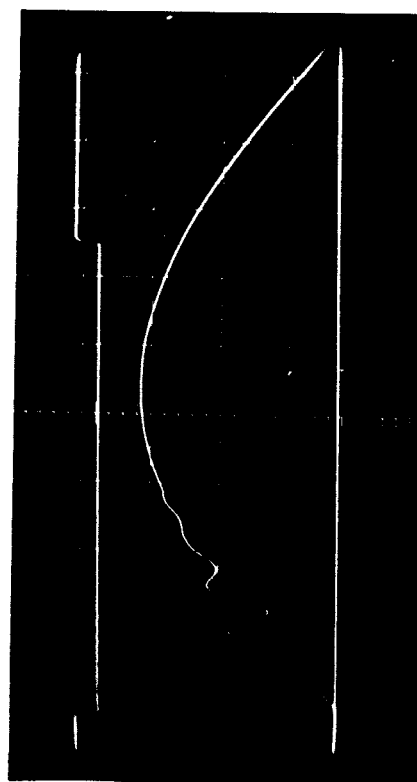
高周波電流を流さない場合との比較のために、それぞれの場合の流し撮り写真を第 6-23 図にまとめて示す。(a) は高周波電流を重畳しない場合、(b) は $t = 0.5 \mu\text{sec}$ から、(c) は $t = 1.5 \mu\text{sec}$ から高周波電流を重畳した場合である。

同一の時刻で比較すると、高周波電流を重畳した場合の方が、重畳しない場合よりもプラズマ半径が大きい。これは主プラズマ柱と放電管壁との間にある中性粒子が高周波電界により電離し、発光するためであると考えられる。

STEREOSCOPIC STREAK PHOTOGRAPH

(with RF)

$P_0 = 30 \text{ mTorr}$



PLASMA CURRENT: 9.8 kA/div.
 $2 \mu\text{s/div.}$

第6-22図 高周波電流重畳時の流し撮り

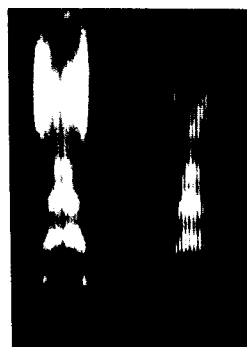
STREAK PHOTOGRAPH



PLASMA CURRENT

$9.8 \text{ kA/div.}, 2.0 \mu\text{s/div.}$

(a)



(b)



(c)

$I_{z\text{max}} = 28 \text{ kA}, P_0 = 30 \text{ mTorr}$

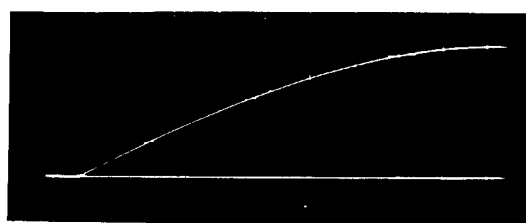
第6-23図 流し撮り写真の比較

PLASMA CURRENT

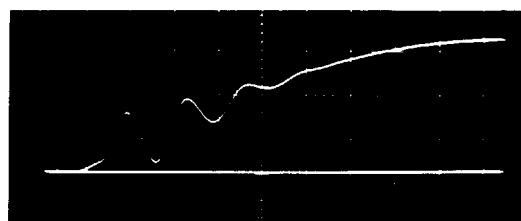
9.8 KA/div.

1.0 μ sec/div.

WITHOUT RF

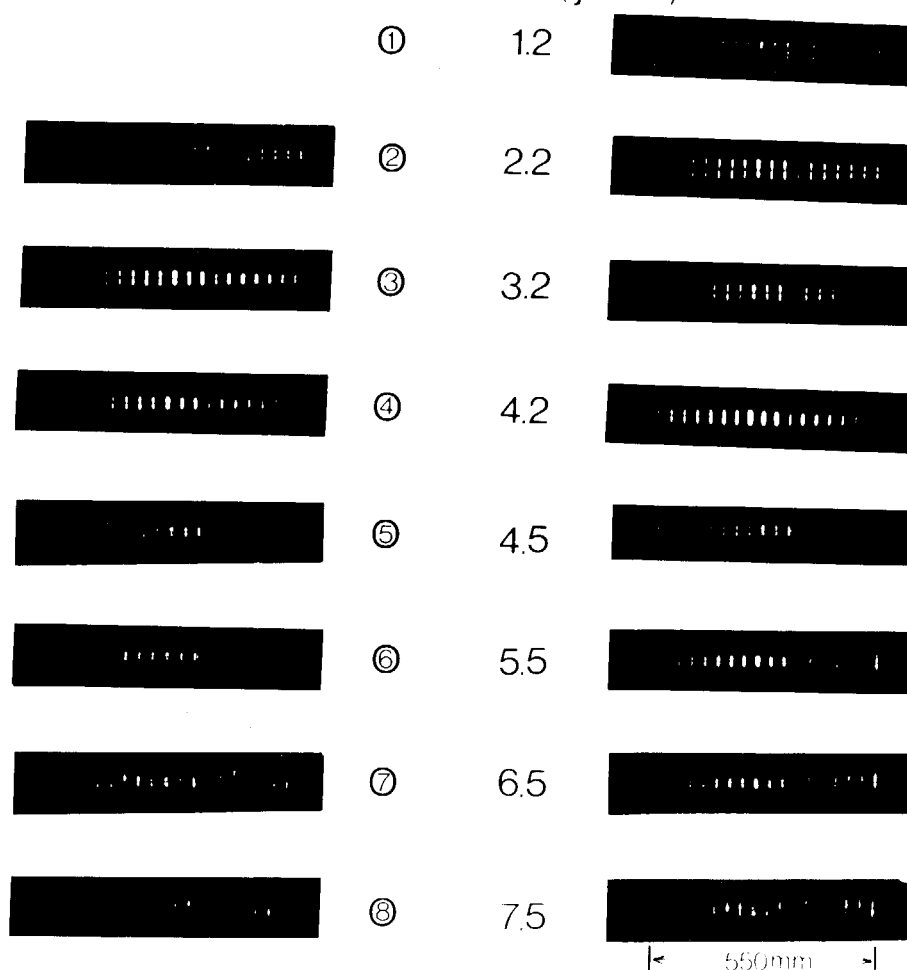


WITH RF



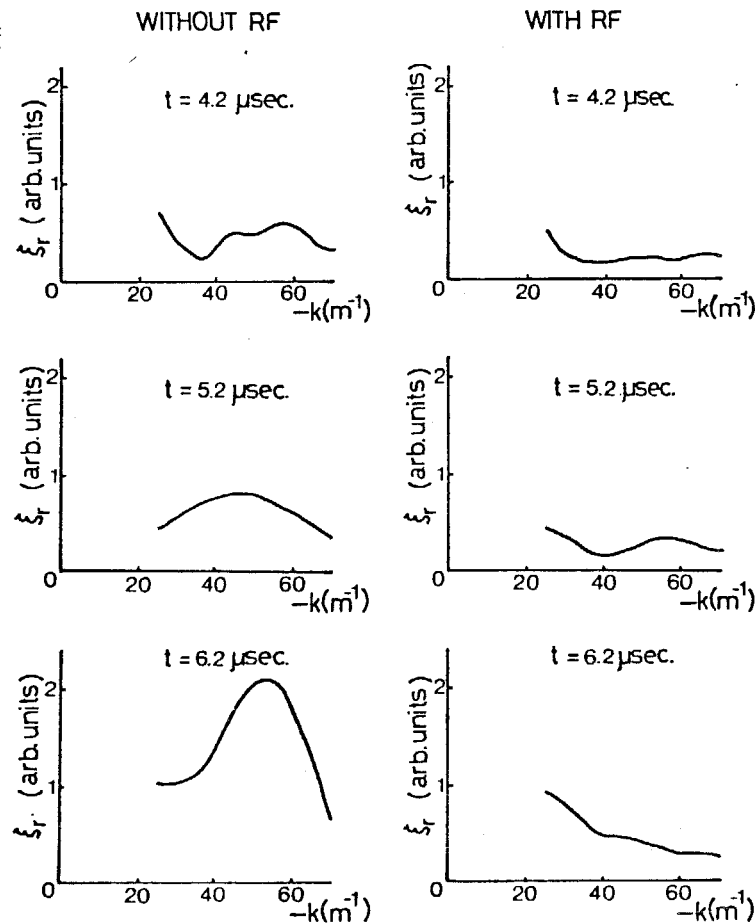
↑ ↑ ↑ ↑ ↑ ↑ gate position ↑ ↑ ↑ ↑ ↑ ↑ ↑

FRAMING PHOTOGRAPHS
position time(μ sec.)



$m=1$ モード不安定性による変位は、高周波電流を重ねしない第6-23(a)図の場合、 $t \approx 4 \mu\text{sec}$ 程度から観測されるが、高周波電流を $t = 0.5 \mu\text{sec}$ から重ねした(b)の場合には、 $t \approx 6 \mu\text{sec}$ 程度から観測され、その時刻が遅くなっている。 $t = 1.5 \mu\text{sec}$ から高周波電流を重ねした(c)の場合には、(b)の場合に比べればやや早い、(a)の場合に比べれば $m=1$ モード不安定性の観測される時刻が遅くなっている。これらの流し撮り写真より、高周波電流の重ねによって $m=1$ モード不安定性の成長が抑制されていることがわかる。

この現象は第6-24図に示す駒撮り写真からも確かめることができる。 $t \approx 4.5 \mu\text{sec}$ の時刻では、 $m=1$ モード不安定性の変位は、高周波電流を重ねしない場合の方が重ねした場合よりも常に大きい。

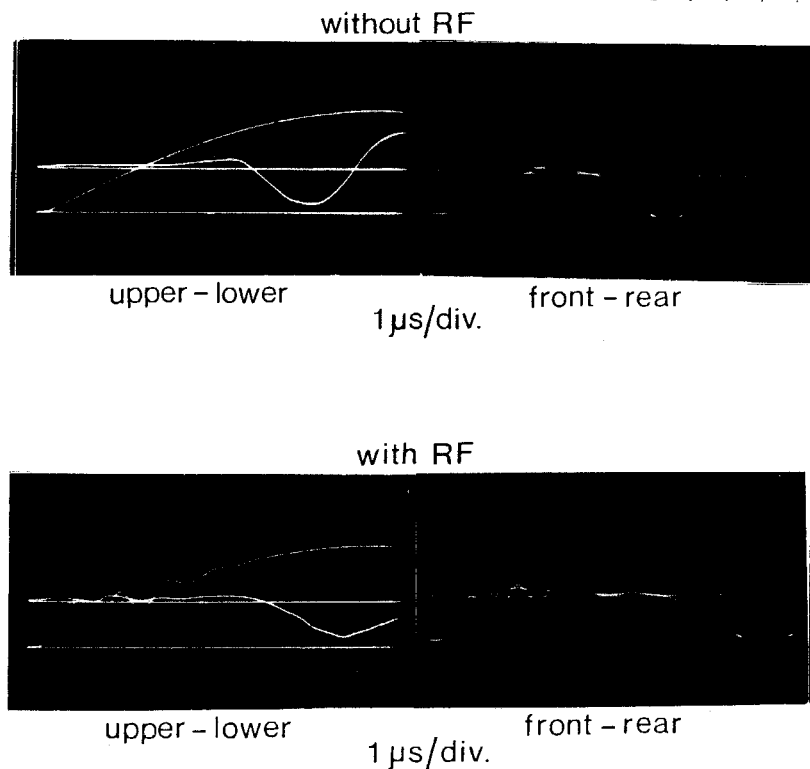


第6-25図 不安定性の波数スペクトル

顕撮り写真(第6-24図)を元に、(6-9)、(6-10)式を用いて計算した $m=1$ モード不安定性の波数スペクトル $\varepsilon_r(k)$ を第6-25図に示す。比較のために、高周波電流を重ねない場合の測定結果も一緒に示してある。高周波電流を重ねない場合には波数 $-k=40-60\text{ m}^{-1}$ の不安定性が成長していくが、高周波電流を重ねた場合には変位が小さく、第6-25図に示した時間内では特定波数の不安定性の成長は観測されない。

これらの結果は一回の放電で得られたものではないので、これから $m=1$ モード不安定性の成長率を得ることとなる。 $m=1$ モード不安定性の成長率は次に示すサインコサインコイルの出力から計算した。

第6-26図にサインコサインコイルの出力波形の一例を示す。それぞれの波形の上側がサインコサインコイルの出力、下側が軸方向電流波形である。高周波電流の重畳によって $m=1$ モード不安定性の変位の観測される時刻が2-3 μsec 遅れることが明らかである。



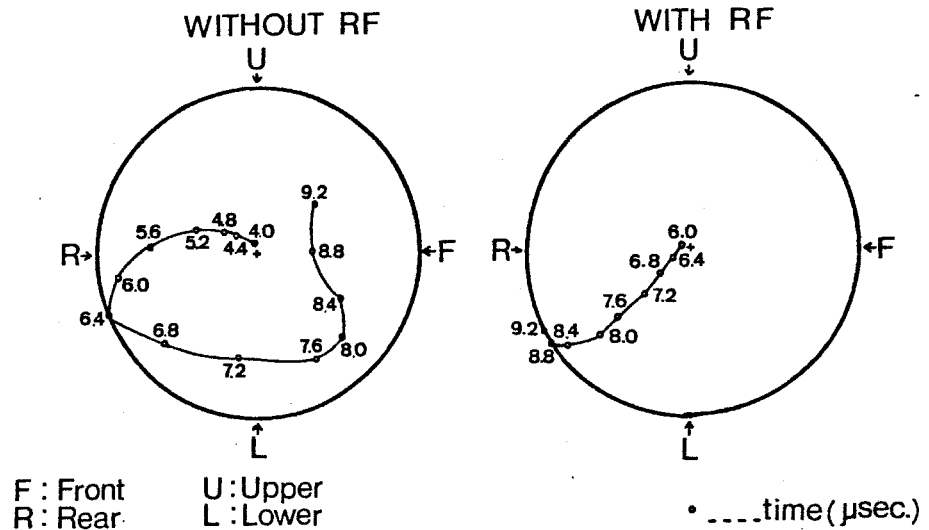
第6-26図 サインコサインコイルの出力波形

第6-27図

放電管内での

プラズマ中心

の軌跡



第6-27図はサインコサインコイルの出力から計算した放電管内でのプラズマの変位の時間変化を示している。高周波電流を重ねた場合には $t = 6.0 \mu\text{sec}$ からプラズマの変位が観測され、 $t \approx 8.8 \mu\text{sec}$ にはプラズマ柱は放電管壁に達している。一方、高周波電流を重ねない場合には $t \approx 4.0 \mu\text{sec}$ からプラズマ柱の変位が観測され、 $t \approx 6.4 \mu\text{sec}$ に放電管壁に達している。プラズマ柱の変位が観測され始める時刻は異なるが、いずれの場合でもプラズマ柱の変位が観測され始めてから放電管壁に達するまでの時間は同じである。

以上の観測結果から、次のように推定することができる。

高周波電流を重ねた場合に $m=1$ モード不安定性の変位の観測される時刻が遅くなるのは、高周波電流が十分に大きく、 $m=1$ モード不安定性の変位もまだ小さい $t \leq 4 \mu\text{sec}$ の時間に強い安定化効果があるから、 $m=1$ モード不安定性の成長が抑制されている。しかし、高周波電流を重ねた場合でも、 $t \approx 6 \mu\text{sec}$ の時刻では既に高周波電流は十分に減衰し、高周波電流を流さない場合と同一に考えることができる。従って、この時刻では $m=1$ モード不安定性の成長率はいずれの場合もほぼ同一であると考えられる。

§ 6-4-2 高周波電流の投入時刻による変化

高周波電流の投入時刻を変えたときの $m=1$ モード不安定性の成長の変化を調べた。サインコサインコイルによって測定した $m=1$ モード不安定性の変位と成長率 γ を第 6-28 図に示す。Iz は軸方向電流波形である。

第 6-28 (a) 図は高周波電流を重ねない場合、(b), (c), (d) はそれぞれ $t=0.5, 1.5, 3.0 \mu\text{sec}$ の時刻に高周波電流を投入した場合の測定結果である。

(a) の高周波電流を流さない場合には $t \approx 4 \mu\text{sec}$ から変位が増大し、 $t \approx 5 \mu\text{sec}$ で最大成長率 $\gamma_{\text{max}} \approx 1 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ になっている。一方、(b) の場合には、

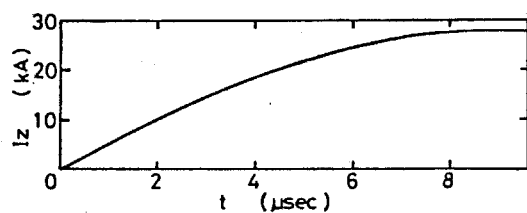
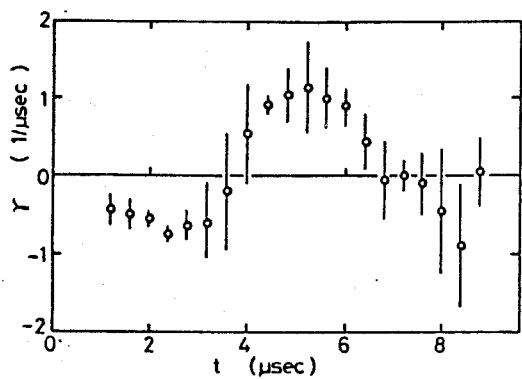
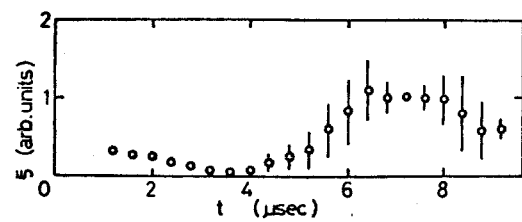
$t \approx 6 \mu\text{sec}$ から変位が増大し始め、 $t \approx 7 \mu\text{sec}$ で $\gamma_{\text{max}} \approx 1 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ になる。

(c) の場合も (b) とほぼ同じ結果である。ところが $t=3.0 \mu\text{sec}$ に高周波電流を重ねた (d) の場合には、高周波電流による影響が見られず、高周波電流を流さない (a) の場合とほとんど同じ結果である。つまり、高周波電流の投入時刻が遅過ぎる場合には、安定化効果が観測されない。

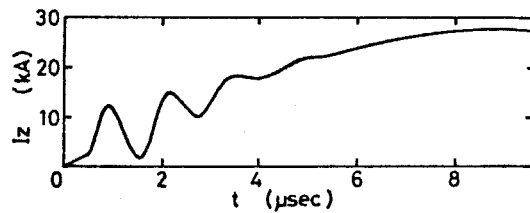
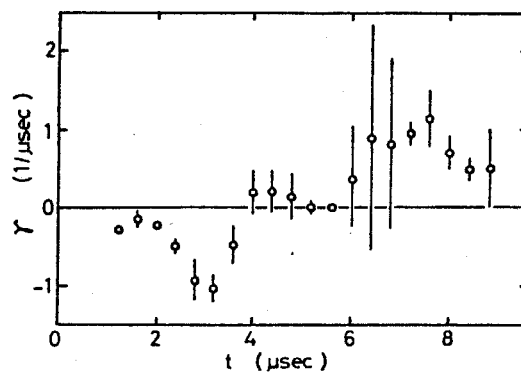
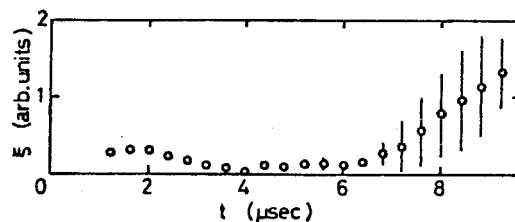
これらの測定結果から次のことがわかる。サインコサインコイルによる測定では微小変位に対する誤差が大きく、高周波電流による安定化効果がある不安定性変位の閾値を実験的に求めることはできなかったが、変位が十分小さい間は高周波電流による安定化効果がはたらく。ところが、不安定性変位がある程度大きくなった後では高周波電流を流しても安定化効果ははたらかない。

高周波電流の投入時刻の違いによる安定化効果の差の原因として、高周波電流値と主電流値の比が異なることも考えられる。しかし、同じ時刻で比べた場合には、高周波電流の投入時刻が遅い程、この比も大きく、実験で観測されたような高周波電流の投入が遅過ぎた場合に安定化効果がはたらかないことを説明することができる。

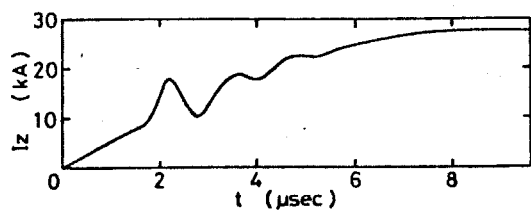
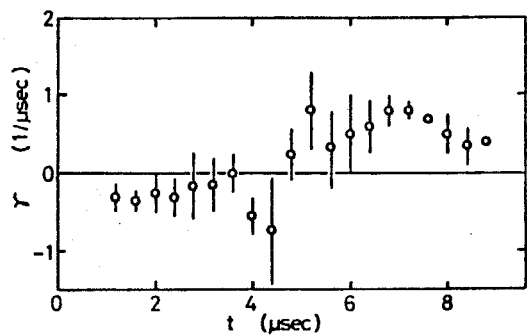
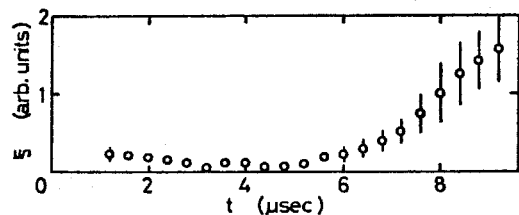
従って、高周波電流によって $m=1$ モード不安定性を安定化しようとする場合、不安定性変位が十分小さい間に高周波電流を投入することが重要である。



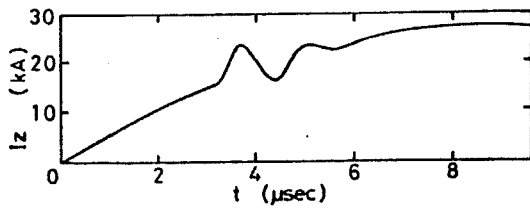
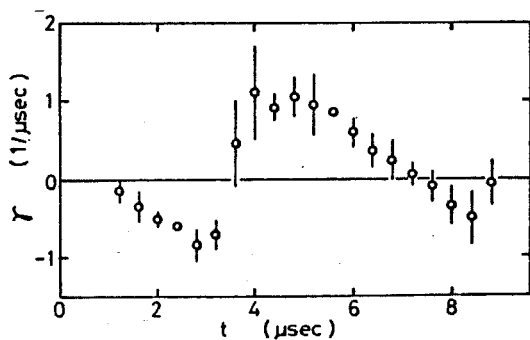
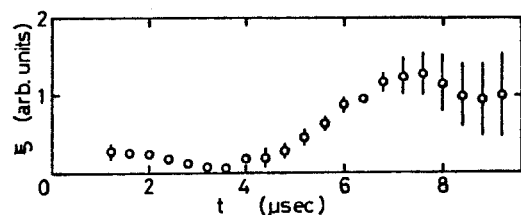
(a)



(b)



(c)



(d)

第6-28図 高周波電流の投入時刻による安定化効果の違い

§ 6-4-3 磁束密度分布の測定

高周波電流による安定化効果を理論と比較、検討するために、安定化効果の著しかった高周波電流の投入時刻 $0.5 \mu\text{sec}$ の場合について磁束密度分布を測定した。

測定は磁気探針を用い、半径方向に 3 mm 間隔で行った。第 6-29 図に測定した軸方向磁束密度分布 $B_z(r)$ 、方位角方向磁束密度分布 $B_\theta(r)$ 、および $B_\theta(r)$ より計算した軸方向電流密度分布 $j_z(r)$ の時間変化を示す。

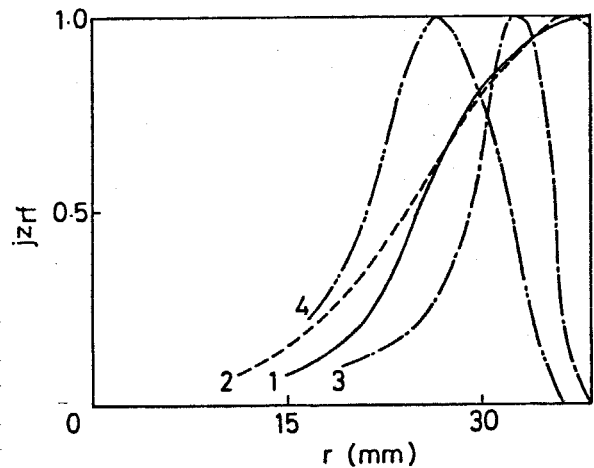
$B_z(r)$ は高周波電流を重ねしないうちの測定結果 (第 6-4 (a) 図) とは明らかに異なり、管軸付近で振幅の大きな高周波成分が観測される。この高周波成分は、時間とともにプラズマ周辺部から管軸に向かって浸入していく。

一方、 B_θ の高周波成分はプラズマ周辺部で振幅が大きくなり、 j_z の高周波成分もプラズマ周辺部で振幅が大きくなる。

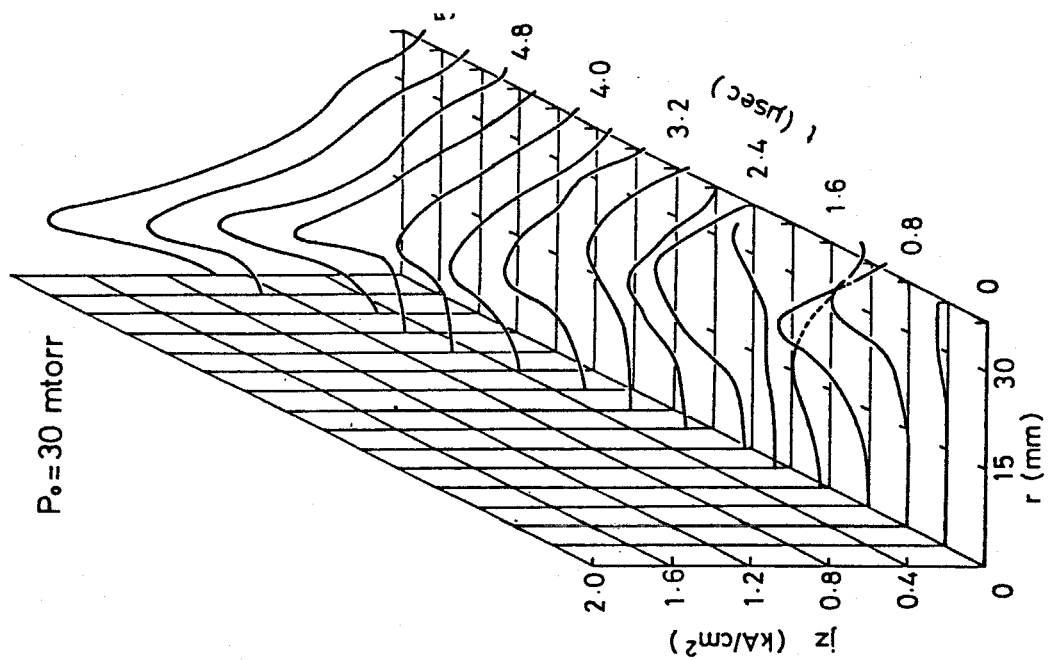
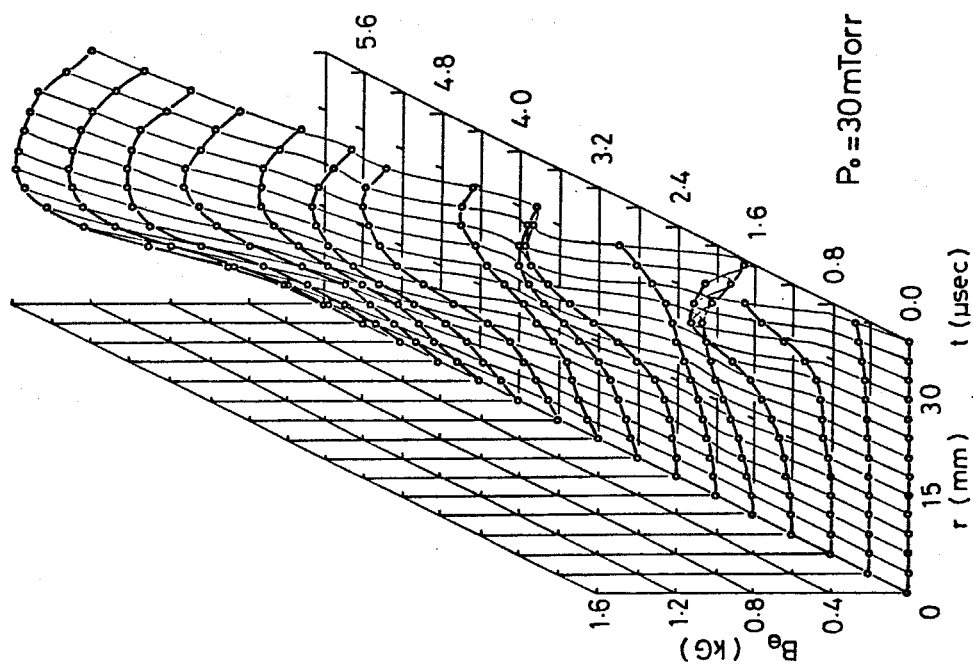
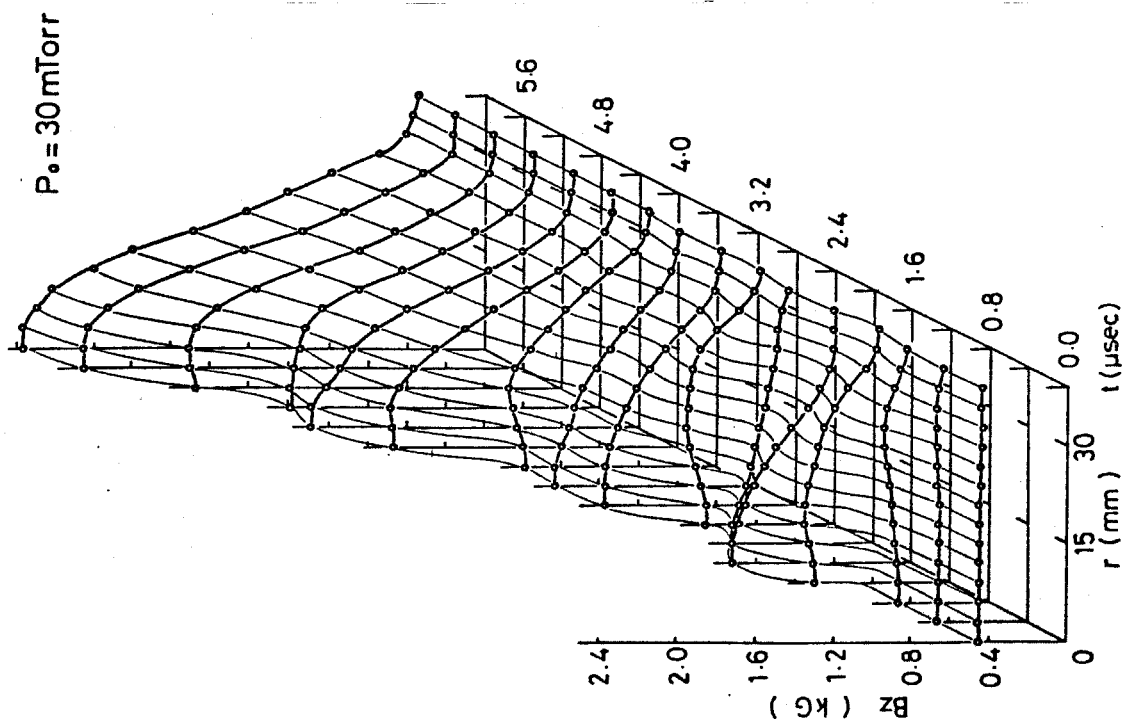
第 6-30 図は、 $B_\theta(r)$ から高周波成分だけを抽出して計算した軸方向高周波電流密度分布

$j_{zrf}(r)$ である。図中の数字は高周波電流の半波の番号で、 $j_{zrf}(r)$ は各半波の最大値で規格化されている。 j_{zrf} が最大の

位置はプラズマ半径とほぼ一致している。また、高周波電流は表皮電流状に流れていることがわかる。



第 6-30 図 軸方向高周波電流密度分布



§ 6-4-4 理論との比較

高周波電流の $m=1$ モード不安定性に対する安定化効果を理論と比較、検討する。

第2章で述べた振散ピンチモデルは表面電流モデルに比べ、実際のプラズマにより近いモデルではあるが、ある静磁界配位での不安定性の成長率を求めることはできても、その配位が周期的な時間変化をするときのプラズマの安定性を論ずることはできない。また他所でのエネルギー原理に基づく解析では、本実験のような軸方向に一樣な高周波磁界では何ら安定化効果は見出されておらず、⁽¹⁰⁾ 実験事実に反する。

表面電流モデルは実際の磁界配位とはかなり異った大胆なモデルではあるが、解析が簡単で、高周波磁界による安定化効果を定量的に解析できる唯一のものであるので、まず表面電流モデルによって解析する。

<1> 表面電流モデル

定常的な軸方向高周波電流による安定化効果については、§2-5-2で既に論じた。そのときの、軸方向高周波電流と他の高周波成分との関係は(2-66)式で表わされていた。しかし、本実験では高周波電流の減衰が速いため(2-66)式の関係が成立していないので、高周波成分は全て実測値を用いることにした。

表面電流モデルによるプラズマの運動方程式(2-49)式において、磁界 B を $B(1 + \varepsilon \cos \omega_0 t)$ と置きかえることによって、 $m=1$ モード不安定性に対する以下の運動方程式を得る[(2-89)式を参照]。

$$\frac{d^2 \xi_r}{d\tau^2} + (\theta_0 + 2\theta_1 \cos 2\tau + 2\theta_2 \cos 4\tau) \xi_r = 0 \quad (6-13)$$

$$\tau = \frac{\omega_0}{2} t$$

$$\theta_0 = \left(\frac{2}{\omega_0 a} \right)^2 \left[\left(\frac{n_f}{h} \right)^2 (1+h^2)(1-\beta) - C_1 (n_f + 1)^2 - C_2 \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{n_f}{h} \right)^2 (1+h^2)(1-\beta) \varepsilon_{zi}^2 - (C_1 + C_2) \left(\varepsilon_\theta + \frac{\varepsilon_{zi}}{2} \right)^2 \right\} \right]$$

$$\theta_1 = \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 \left[\left(\frac{n_g}{h}\right)^2 (1+h^2)(1-\beta) \varepsilon_{zi} - \{C_1(n_g+1) + C_2\} \left(\varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_{zi}}{2}\right) \right]$$

$$\theta_2 = \left(\frac{2}{\omega_0 T_a}\right)^2 \frac{1}{4} \left[\left(\frac{n_g}{h}\right)^2 (1+h^2)(1-\beta) \varepsilon_{zi}^2 - (C_1 + C_2) \left(\varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_{zi}}{2}\right)^2 \right]$$

$$T_a^2 = \frac{\mu_0 \rho_m r_p^2}{B_{\theta a}^2}, \quad h = \frac{B_{ze}}{B_{\theta a}}, \quad \beta = p / \left(\frac{B^2}{2\mu_0}\right), \quad B^2 = B_{ze}^2 + B_{\theta a}^2$$

$$n_g = k r_p h, \quad n = \frac{kL}{2\pi}$$

$$C_1 = \frac{I_1'(kr_p) \left[K_1(kr_p) I_1(kr_m) - I_1(kr_p) K_1'(kr_m) \right]}{I_1(kr_p) \left[K_1'(kr_p) I_1'(kr_m) - I_1'(kr_p) K_1'(kr_m) \right]}$$

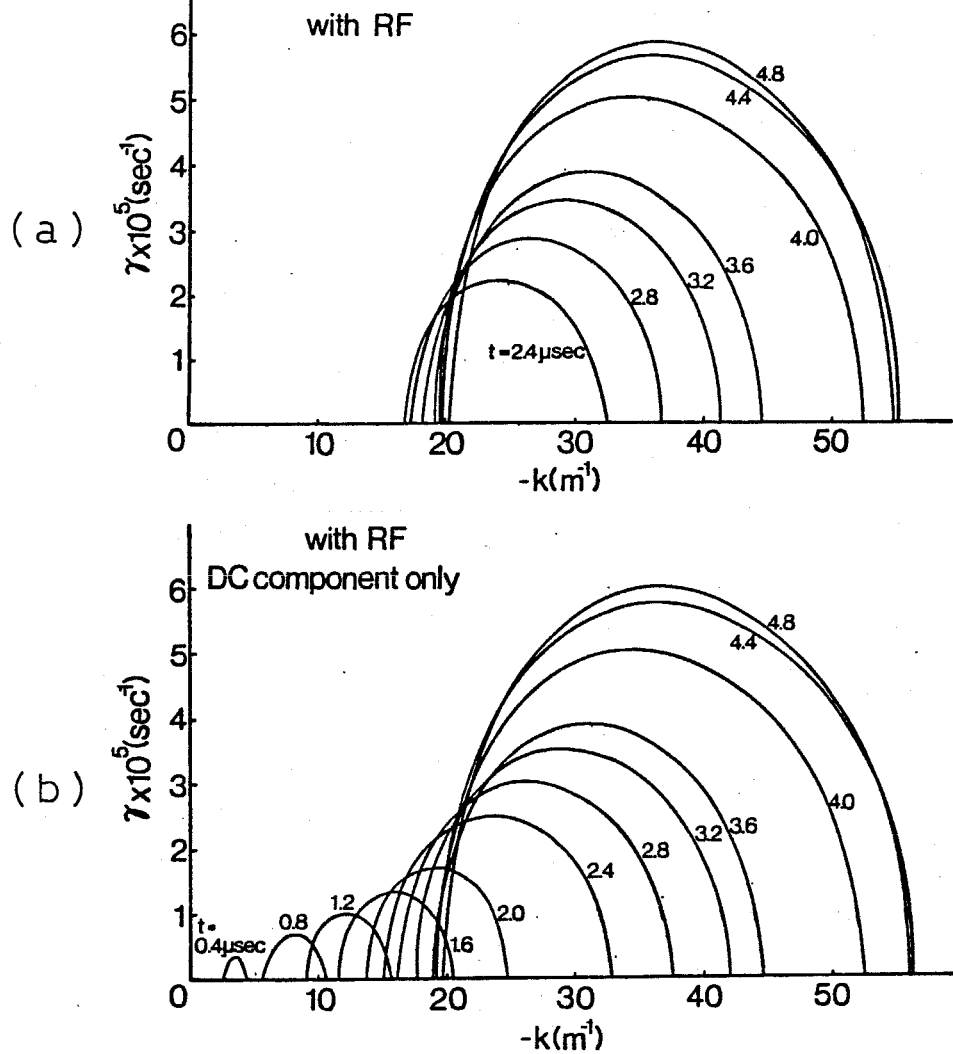
$$C_2 = -k r_p \frac{I_1'(kr_p)}{I_1(kr_p)}$$

ここで ω_0 は高周波磁界の角周波数, ε は高周波磁界の振幅と静磁界との比である。また ρ_m はプラズマの質量密度, r_p はプラズマ半径, $B_{\theta a}$ はプラズマ表面での方位角方向磁界, B_{ze} はプラズマ外部の軸方向磁束密度, p はプラズマ圧力, g はプラズマ表面での安全係数, L はプラズマ長, r_m は導体壁半径, I_1, K_1 は変形ベッセル関数である。

(6-13) 式は Hill 方程式であるから, (2-81) 式を用いて $m=1$ モード不安定性の成長率を数値計算した。数値計算を行った範囲内では $|\theta_0|, |\theta_1|, |\theta_2| \ll 1$ を満たしていた。

第 6-23 図の流し撮り写真からわかるように, 同一の時刻においては, 高周波電流を重ねた場合の方が, 重ねない場合よりもプラズマ半径もやや太い。そこで, 方位角方向磁束密度 B_θ の時間変化より高周波成分を除去し, そのときの $B_\theta(r)$ における B_θ の最大の位置をプラズマ半径とした。

第 6-29 図に示す磁束密度分布を元に計算した $m=1$ モード不安定性の波数 k と成長率 γ との関係を図 6-31 (a) 図に示す。第 6-31 (b) 図は, 高周波成分を除去した場合の k と γ の時間変化である。



第6-31図 $m=1$ モード不安定性の波数と成長率

第6-31 (a), (b) 図を比較すると $t \leq 2.0 \mu\text{sec}$ では、高周波電流を流すことによって $m=1$ モード不安定性が完全に抑制されていることがわかる。その後は高周波電流の減衰と主電流の増加によって安定化効果は減少していく。高周波電流を流したときの最大成長率の減少の割合は $t = 2.4 \mu\text{sec}$ で 40%, $t = 3.2 \mu\text{sec}$ では 20% 程度である。

$t \leq 3.2 \mu\text{sec}$ における高周波電流による安定化効果は、数値解析の結果、 θ_0 に含まれている導体壁による高周波鏡像電流による安定化効果の大きいことが

めかった。従って、この結果から以下のことが推定される。

高周波電流値が十分に大きい間は、高周波鏡像電流によって $m=1$ モード不安定性は完全に安定化される。その後、高周波電流値が小さくなると $m=1$ モード不安定性が発生するが、その成長率は高周波電流を流さない場合に比べて小さく、 $m=1$ モード不安定性の変位も小さい。 $t \geq 4 \mu\text{sec}$ では高周波電流が減衰して安定化効果がなくなるために、高周波電流を重ねない場合と同様に $m=1$ モード不安定性が成長する。

この推定は、流し撮り写真やサインコサインコイルによる測定と定性的によく一致し、高周波電流による安定化効果を裏付けている。

ところで、表面電流モデルによる計算結果では、軌的シアによる安定化効果は小さい。これは gross mode の $m=1$ モード不安定性に対する高周波磁界の安定化効果を扱っているためである。拡散ピンチモデルによる解析から、本実験における $m=1$ モード不安定性は、プラズマ周辺部の局所モードが支配的であると推定されている。このような不安定性に対しては、軌的シアによる安定化効果も大きいと考えられる。そこで、磁カ線のピンチの時間変化から軌的シアの安定化効果について定性的な検討を行う。

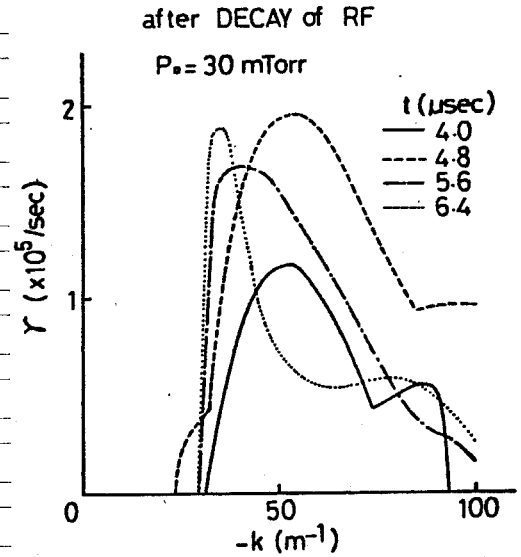
<2> 拡散ピンチモデル

高周波電流が十分に減衰した後の時刻 $t \geq 4.0 \mu\text{sec}$ において (6-12) 式を用いて $m=1$ モード不安定性の波数 k と成長率 γ を数値計算した。その結果を第 6-32 図に示す。

$t = 4.0, 4.8 \mu\text{sec}$ における不安定波数と成長率の関係は、高周波電流を流さないときの計算結果 (第 6-21 図) とよく一致し、不安定性変位の半径方向分布もプラズマ周辺部のサイダム条件を満たさない領域で大きかった。従って、高周波電流が減衰した後での $m=1$ モード不安定性はプラズマ周辺部の局所モードが支配的であると考えられる。

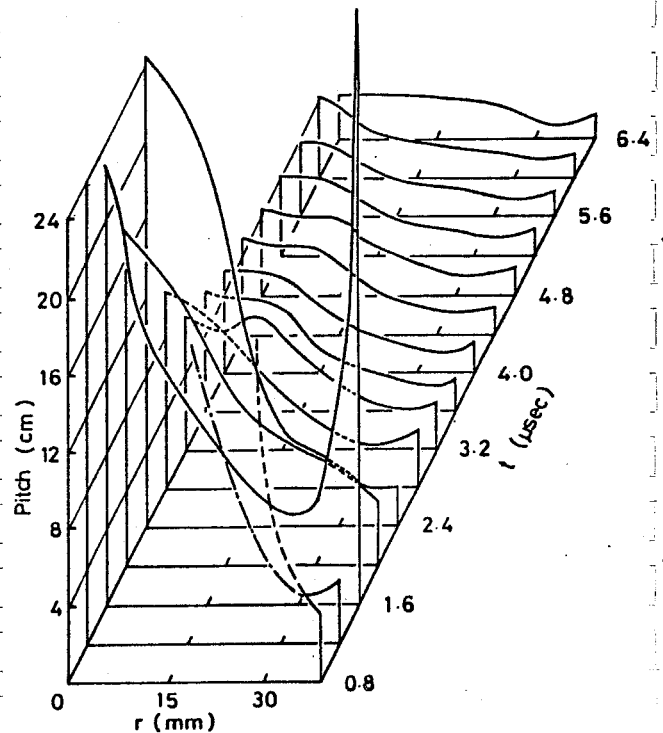
また、高周波電流の重畳時でも、高周波成分を除去した磁界分布を用いて拡散ピンチモデルで $m=1$ モード不安定性の変位分布を計算すると、プラズマ周

辺部で磁力線のピッチが最小になって
サイダム条件を満足せず、この付近で
の不安定性変位が入りかけた。サイダ
ム条件(6-11)式からもわかるよう
に、このような不安定性に対してはシ
アによる安定化効果が著しい。そこで、
高周波電流の重畳時に、プラズマ周辺
部での磁力線のピッチ変化が大きけれ
ば動的シアによって局所的な $m=1$ モ
ード不安定性は安定化されると思われ
る。



第6-32図 拡散ピンチモデルに
よる $m=1$ モードの成長率

第6-33図は、第6-29 (a),
(b) 図から計算した磁力線のピ
ッチ分布である。 $t \leq 2.8 \mu\text{sec}$
では、高周波電流はプラズマ周
辺部を表皮電流状に流れている
(第6-30図) ので、 $r \sim 30 \text{ mm}$
付近におけるピッチの空間的、
時間的変化が大きい。従って、
サイダム条件を満足しない領域
も時間的に激しく変化するので、
動的シアによりプラズマ周辺部
の局所的な $m=1$ モード不安定
性も安定化されると考えられる。



第6-33図 磁力線のピッチ分布

管軸付近でも磁力線のピッチ
変化が大きいのは、磁気音波が励起されたためであると考えられる。これにつ
いては次節で述べるが、磁気音波の励起は内部モード不安定性の安定化の可能

性を示唆している。

§6-4-5 まとめ

軸方向高周波電流による $m=1$ モード不安定性の安定化実験を行い、以下の結果を得た。

- (1) 磁気探針による磁界分布の測定から、高周波電流はプラズマ表面付近を表皮電流状に流れていた。
- (2) ピンチ初期の時刻から高周波電流を流すと、 $m=1$ モード不安定性の発生が $2-3 \mu\text{sec}$ 遅くなり、顕著な安定化効果が観測された。
- (3) 高周波電流の減衰後は、高周波電流を流さない場合と全く同様な $m=1$ モード不安定性の成長が観測された。
- (4) 高周波電流の投入時刻が遅過ぎる場合には安定化効果が観測されず、高周波電流の投入時刻が安定化の重要な要素である。
- (5) 表面電流モデルによる計算からは、本実験の場合、導体壁中を流れる高周波鏡像電流による安定化効果の大きいことがわかった。
- (6) また、局所モード不安定性に対しては、動的シアによる安定化効果が大きいと考えられる。
- (7) 特に、内部モード不安定性に対しては、磁気音波の励起による安定化効果が期待できる。
- (8) 本実験のように比較的大きな高周波電流を流す場合には線形理論の範囲を越えることが考えられる。従って、実験で観測された顕著な安定化効果を説明するためには、実験によく合ったモデルに基づく理論が必要である。

§ 6-5 軸方向高周波電流による磁気音波の励起

§ 6-5-1 磁気音波の観測

安定化ピンチプラズマに軸方向高周波電流を流したとき、電流の増加する位相で発光層がプラズマの外周部から管軸に向かって収縮する現象が第6-22図の流し撮り写真で観測された。

発光層の収縮速度はピンチ速度に比べ非常に速く、 $t \approx 3 \mu\text{sec}$ の時刻では高周波電流の減衰によって高周波ピンチを起こすことができないはずであるが、この時刻でも発光層の収縮現象が観測されている。従って、この現象はピンチ以外の波動現象と考えられる。

本実験で観測されるような、磁界と直交する方向に進む低周波の磁気流体波に磁気音波がある。その位相速度 v_p は

$$v_p^2 = c_s^2 + v_A^2$$

と表わされる。ここで c_s は音速、

v_A はアルベン速度である。実験条

件として、平均磁束密度 1 kG 、プ

ラズマの粒子数密度 $1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、

プラズマの平均温度 1 eV を用いる

と $v_p \approx 3.5 \times 10^4 \text{ m/sec}$ となる。

一、第6-22図から測定される発

光層の収縮速度は $2-3 \times 10^4 \text{ m/sec}$

であるから、両者はほぼ一致する。

従って、実験で観測される発光層の

収縮現象は、磁気音波が励起された

ために起こる現象であると考えられ

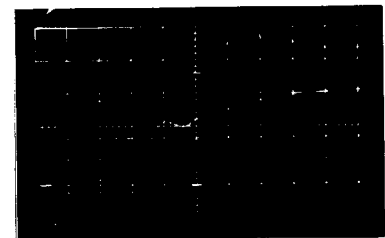
ることができる。

B_z on the axis

without
RF



with
RF



upper; B_z 0.8 kG/div.

lower; I_z 9.8 kA/div.

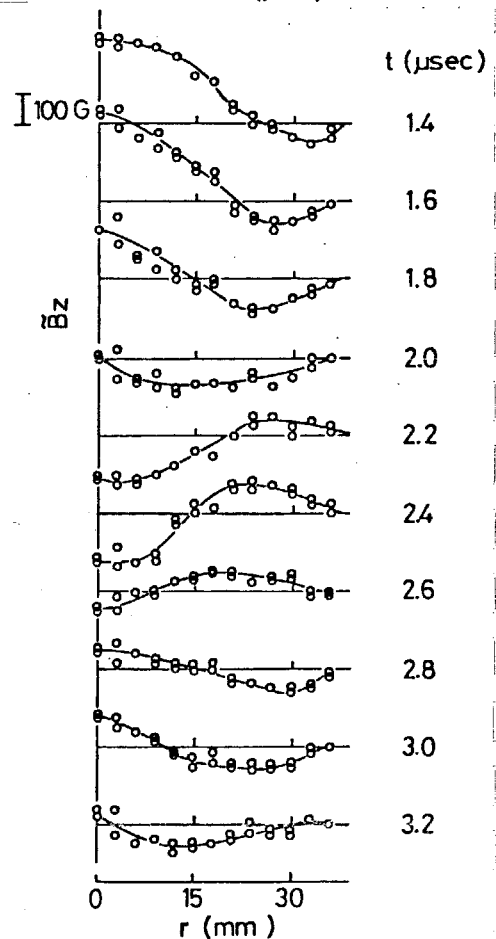
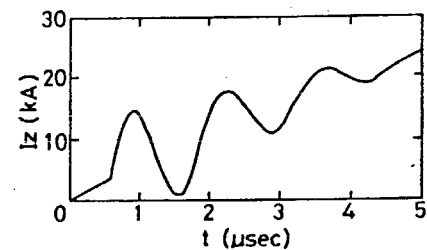
sweep; $1.0 \mu\text{sec/div.}$

第6-34図

管軸での軸方向磁
束密度の時間変化

第6-34図は磁気探針によって測定した管軸での軸方向磁束密度 $B_z(0)$ の時間変化である。上側の写真は軸方向高周波電流 $\tilde{I}_z$ を流さない場合、下側の写真は $\tilde{I}_z$ を流した場合のものである。主電流 I_z によるピンチとともに $B_z(0)$ は増加する。それとともに $\tilde{I}_z$ を流した場合には、 $\tilde{I}_z$ より位相の遅れた軸方向高周波磁界 $\tilde{B}_z$ が観測される。 $\tilde{B}_z$ の減衰時定数は $\tilde{I}_z$ の減衰時定数より大きく、磁気音波が共鳴的に励起されたものと考えられる。

第6-35図は軸方向高周波磁束密度分布 $\tilde{B}_z(r)$ を示したものである。磁界の零点の移動速度より求めた位相速度は、 $(3.8 \pm 1.3) \times 10^4 \text{ m/sec}$ で、第6-22図から求めた発光層の収縮速度とよく一致している。



第6-35図 軸方向高周波磁束密度分布の時間変化

§6-5-2 プラズマの平均温度

磁気音波の励起によって、プラズマの加熱が期待される。

軸方向高周波電流密度分布 $j_{zrf}(r)$ (第6-30図) より、高周波電流の表皮厚 δ が測定される。 δ よりプラズマの導電率 σ は次式によって計算される。

$$\sigma = \frac{4}{\mu_0 \omega_0 \delta^2} \quad (6-14)$$

ここで ω_0 は高周波電流の角周波数で、本実験の場合 $\omega_0 = 4.49 \times 10^6$ rad/sec である。

(11) 一方 Spitzer の式より、電子温度 T_e を求めることができる。

$$\sigma = \frac{37\pi^{1/2} \epsilon_0^2 T_e^{3/2}}{e^2 m_e^{1/2} \ln \Lambda} \quad (6-15)$$

ここで ϵ_0 は真空の誘電率、 e は電子の電荷、 m_e は電子の質量、 $\ln \Lambda$ はクーロン対数である。本実験において、電子数密度 $\sim 1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 、 $T_e \sim 3 \text{ eV}$ とすると Braginsky に従えば $\ln \Lambda \sim 8.5$ である。

第6-30図より求めた δ および、(6-14)、(6-15)式から計算した σ 、 T_e を第6-1表に示す。表中の T_p^* は、高周波成分を除去した磁束密度分布より圧力平衡の式を用いて計算したプラズマの平均温度である。 T_e と T_p^* はよく一致している。

高周波電流が十分に減衰した後時刻 $t \geq 4.0 \mu\text{sec}$ において、磁束密度分布(第6-29(a),(b)図)より圧力平衡の式を用いて計算したプラズマの平均温度 T を第6-36図に示す。同図には第6-1表の T_e 、 T_p^* も一緒に示してある。

第6-1表 表皮厚から求めた電子温度

No. Of half cycle	t (μsec)	δ (mm)	σ (V/m)	T_e (eV)	T_p^* (eV)
1	1.1	15	3.15×10^3	0.5	0.5
2	1.8	15	3.15×10^3	0.5	0.8
3	2.5	5	2.84×10^4	1.7	1.2
4	3.2	7	1.45×10^4	1.1	1.8

T_p^* ; from pressure balance without RF

高周波電流を流さないときの

プラズマの平均温度の時間変化

(第6-9図)と比べると,

$t \leq 4.4 \mu\text{sec}$ においては両者

はほぼ一致し, 高周波電流 $\tilde{I}_z$

によるジュール加熱の効果は観

測されない.

ところが $t \approx 4.8 \mu\text{sec}$ では

$\tilde{I}_z$ が減衰しているにもかかわらず

らず, $\tilde{I}_z$ を流した場合の方が,

流さない場合よりも $\sim 2 \text{ eV}$ 程度

プラズマ温度が高い。 $t \approx 4.8$

μsec の時刻は, 第6-34図から

$\tilde{B}_z(0)$ がかなり減衰する時刻で,

本実験におけるプラズマ温度の

増加は磁気音波加熱の結果であると考えられる。

平均プラズマ温度の $\sim 2 \text{ eV}$ の増加は, 放電管中のプラズマの全熱エネルギー

が $\sim 3 \text{ Joule}$ 増加したことに対応する。一応, 高周波電流用コンデンサバン

クの初期充電エネルギーは 24 Joule であるから, バンクエネルギーの $\sim 13\%$

がプラズマの熱エネルギーに変換されたことになる。

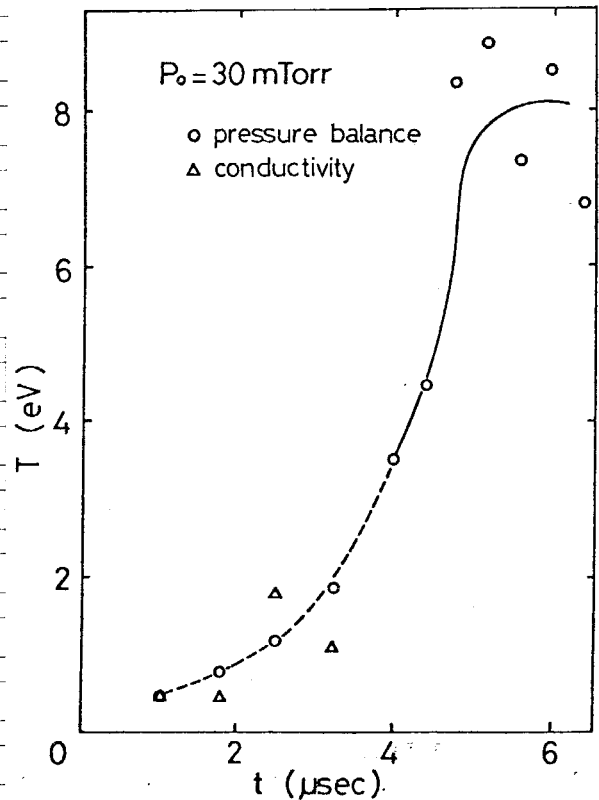
§ 6-5-3 検討

磁気音波の励起にともなう軸方向高周波電流 $\tilde{I}_z$ の減衰について検討する。

第6-37図は $t = 3.2 \mu\text{sec}$ における軸方向高周波磁界の振幅 $\tilde{B}_{z-p}$ の半径方

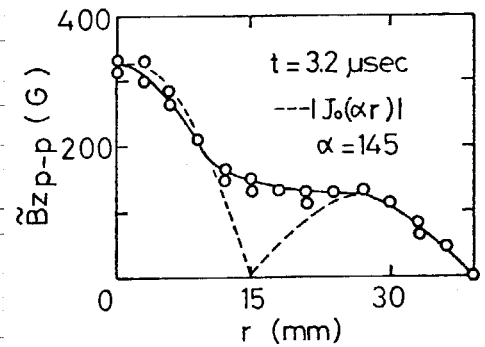
向分布を示したものである。 $\tilde{I}_z$ が時間とともに減衰するにもかかわらず,

$t \leq 5 \mu\text{sec}$ では, $\tilde{B}_{z-p}$ の絶対値と分布の形はほぼ一定であった。



第6-36図 プラズマの平均温度

(2-99) 式からわかるように、 $\tilde{I}_z$ が減衰するにもかかわらず $\tilde{B}_{zp-p}$ が一定なのは、ピンチに伴って軸方向磁束密度 B_z が増加し、 $\tilde{I}_z B_z$ がほぼ一定になるためであろう。



第6-37図の破線は、実験条件とし

て $\tilde{I}_z$ の角周波数 $\omega_0 = 4.49 \times 10^6 \text{ rad/sec}$, 平均軸方向磁界 $B = 0.9 \text{ kG}$, プラズマ粒子数密度 $1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ を用いたと

第6-37図 軸方向高周波磁界の半径方向分布

きの $|J_0(\alpha r)|$ である。ここで $\alpha \approx \omega_0 / v_A = 145 \text{ m}^{-1}$ である。ただし、 $r=0$ における $\tilde{B}_{zp-p}$ を規準にして表示してある。

管壁 ($r=r_w$) において $J_0(\alpha r_w) = 0$ となり、磁気音波の共鳴を示している。

(2-99) 式は、プラズマの導電率を無限大として求めたものであるが、プラズマに抵抗がある場合には、位置によって $\tilde{B}_{zp-p}$ の位相に差が生じて第6-37図のような形になる。⁽¹²⁾

本実験において、磁気音波が共鳴的に励起されていることは次の実験結果からもわかる。

第6-38図は磁気ループで測定した放電管内の軸方向磁束 ϕ の時間変化である。第6-38(a)図は主電流だけの場合、(b)は軸方向高周波電流を重ねた場合、(c)は軸方向高周波電流 $\tilde{I}_z$ だけを流した場合の測定結果である。

第6-38(c)図の場合、高周波磁気圧によるピンチに伴う時間平均的な ϕ の増加と、 $|\tilde{I}_z|$ と同位相での ϕ の増加が観測される。 ϕ の高周波成分の周波数は $\tilde{I}_z$ の周波数の2倍で、磁気音波の励起が起こっていることを示している⁽¹³⁾ (§2-7参照)。 ϕ の高周波成分 $\tilde{\phi}$ の最大値は $\sim 2.5 \times 10^{-5} \text{ Wb}$ である。このときの $\tilde{I}_z$ の減衰時定数は $\sim 4.0 \mu\text{sec}$ で、プラズマの抵抗は $\sim 150 \text{ m}\Omega$ と計算される。

一方、第6-38(b)図の場合には、主電流 I_z によるピンチに伴う ϕ の

緩やかな増加と、 $\tilde{I}_z$ と等

しい周期で変化する ϕ が

観測される。 ϕ の最大値

は $\sim 8.5 \times 10^{-5} \text{ Wb}$ で、第

6-38 (c) 図の場合の約3

倍である。このときの $\tilde{I}_z$

の減衰時定数は $\sim 2.4 \mu\text{sec}$

で、プラズマの抵抗は

$\sim 300 \text{ m}\Omega$ と計算され、第

6-38 (c) 図の場合の約2

倍である。

ϕ の振幅の比較から、

第6-38 (b) 図の場合には

明らかに磁気音波が共鳴的

に励起されていることがわ

かる。

さらに第6-38 (b) 図の

場合には、 $\tilde{I}_z$ の減衰後も

ϕ は持続しており、 $\tilde{I}_z$

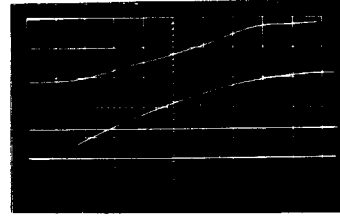
による磁気音波の共鳴的励

起の行われたことがわかる。

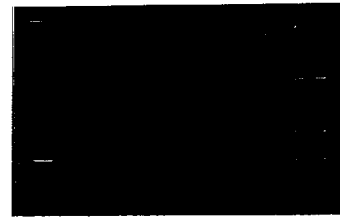
$\tilde{I}_z$ に $\tilde{I}_z$ を重畳した場合に観測される $\tilde{I}_z$ の急速な減衰は、磁気音波の共鳴的励起が行われたためであると考えることができ、プラズマの等価抵抗の比較から磁気音波加熱の有効性が示された。

$P_0 = 30 \text{ mTorr}$

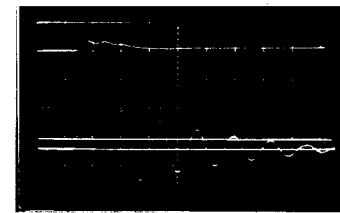
a)



b)



c)



a) without, and b) with RF

$1.7 \times 10^{-4} \text{ Wb/div.}, 9.8 \text{ kA/div.}$

c) only RF

$8.3 \times 10^{-5} \text{ Wb/div.}, 4.9 \text{ kA/div.}$

upper; ϕ , lower; I_z , sweep; $1 \mu\text{s/div.}$

第6-38図 軸方向磁束の時間変化

§ 6-6 まとめ

安定化型ピンチ装置を製作し、生成された型ピンチプラズマに軸方向高周波電流を流し、このときのプラズマの振舞いを調べた。その結果、以下のことが明らかになった。

- (1) 初気圧 30 mTorr, バイアス磁界 417 G において、主電流 28 kA を流し、平均プラズマ温度 $\sim$ 数 eV, 半径 $\sim$ 25 mm, ベータ値 $\sim$ 0.4 の高ベータ型ピンチプラズマを得た。
- (2) 高速度カメラおよびサインコサインコイルを用いた測定から、波数 30-60 m^{-1} , 成長率 $\sim 1 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ の $m=1$ モード不安定性が観測された。
- (3) 実験で観測された $m=1$ モード不安定性の成長率は表面電流モデルによる計算値の $1/2$ 倍程度で、不安定波数領域に関しては拡散ピンチモデルによる計算値とよく一致した。
- (4) 拡散ピンチモデルによる不安定性変位の分布から、磁力線のピッチが最小になりサイダム条件を満たさない、プラズマ周辺部における局所的 $m=1$ モード不安定性が支配的であると考えられる。
- (5) このプラズマに、最大電流値 $\sim$ 10 kA, 周波数 714 kHz, 持続時間 $\sim 4 \mu\text{sec}$ の高周波電流を流した。磁気探針による測定から、高周波電流はプラズマ表面付近を表皮電流状に流れていた。
- (6) ピンチ初期から高周波電流を流すと $m=1$ モード不安定性の発生が $2-3 \mu\text{sec}$ 遅くなり、顕著な安定化効果が観測された。
- (7) また、高周波電流の減衰後は高周波電流を流さない場合と全く同様の $m=1$ モードの成長が観測された。
- (8) 高周波電流の投入時刻が遅過ぎる場合には安定化効果は観測されず、高周波電流の投入時刻が安定化の重要な要素であることがわかった。
- (9) 表面電流モデルによる解析から、本実験の場合、gross mode の $m=1$ モード不安定性に対しては、導体壁中を流れる高周波鏡像電流による安定化効果が大きいと推定された。

- (10) また、磁気線のピッチ変化から局所的 $m=1$ モード不安定性に対しては、動的シアによる純動的安定化効果が顕著であろうと推定された。
- (11) 磁気音波の励起が観測され、磁気音波加熱によってプラズマ温度が ~ 2 eV 増加した。これはバンクエネルギーの約 13% が熱エネルギーに変換されたことを示している。
- (12) 磁気音波の励起に伴う動的シアによって、内部モード不安定性を安定化できる可能性がある。
- (13) 高周波磁界による安定化の経済性と磁気音波加熱の効率とは相反する関係にあるため、プラズマ条件によって高周波の周波数を検討する必要がある。

第6章 参考文献

- (1) S.Kiyama, A.A.Newton and A.J.Wootton : Nuclear Fusion, 15 (1975) 563
E.L.Cantrell, G.Miller, W.E.Quinn and W.Riesenfeld : *ibid.*, 17
(1977) 1091
- (2) S.I.Braginsky : "Review of Plasma Physics" (M.A.Leontovich ed.)
II, Consultant Bureau, New York (1966)
- (4) H.R.Griem : "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, New York (1964)
- (5) A.D.Beach, H.A.B.Bodin, C.A.Bunting, D.J.Dancy, G.C.H.Heywood,
M.R.Kenward, J.McCartan, A.A.Newton, I.K.Pasco, R.Peacock and
J.L.Watson : Nuclear Fusion, 9, 3 (1969) 215
- (6) R.E.King, D.C.Robinson and A.J.L.Verhage : J. Phys. D ; Appl. Phys.,
5 (1972) 2015
L.C.J.M. de Kock, B.J.H.Meddens, L.Th.M.Orstei, D.C.Schram and
R.J.J. van Heijningen : Rijnhuizen Report 74-86, Jutphaas (1974)
- (7) B.R.Suydam : Proc. 2nd U.N. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy,
United Nations, Geneva, 31, P/354 (1958) 157
- (8) J.P.Freidberg : Phys. Fluids, 13, 7 (1970) 1812
- (9) J.P.Goedbloed : Physica, 53 (1971) 501
- (10) G.Berge : "Dynamic Stabilization of Unstable MHD Equilibria"
CLM-R 97, Culham (1968)
G.Berge : Proc. 3rd Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion
Research, Nobosibirsk, CN-24/J-11 (1968) 483
E.N.Haeland and G.Berge : "Dynamic Stabilization of the $m=1$ Instability
in a Diffuse Linear Pinch" Report No. 58, 0084-778X (1975)
- (11) L.Spitzer, Jr. : "Physics of Fully Ionized Gases"
Interscience, New York (1962)

(12) L.Lindberg and L.Danielsson : Phys. Fluids, 6, 5 (1963) 736

J.Vaclavik : J. Plasma Phys., 6, 3 (1971) 607

J.J.Frommelt and I.R.Jones : ibid., 14, 3 (1975) 373

(13) A.Lietti : Plasma Phys., 20 (1978) 59

第 7 章 結 論

制御核融合研究の目的は、Lawson 条件を満たすプラズマの生成と閉じ込めを達成することである。そのためにはプラズマの加熱と安定保持が重要である。

高周波電磁界は静磁界にはない加熱効果と安定化効果をもっており、高周波電磁界中におけるプラズマの振舞を研究することは重要な意義をもつ。

本研究ではプラズマに軸方向高周波電流を流し、高周波磁界中におけるプラズマの磁気流体的振舞を実験的に研究した。その結果以下の結論を得た。

まず、表面電流モデルに基づいて $m=1$ モード不安定性に対する動的安定化効果の理論的検討を行った。その結果、導体壁がない場合には動的シアによる純動的安定化効果によって安定化が可能であることがわかった。ただし、この場合には静磁場と同程度のかなり欠きの高周波磁界を必要とする。一方、プラズマ半径と導体壁半径との比が大きい場合には、導体壁中を流れる高周波鏡像電流による安定化効果が顕著で、導体壁がない場合に比べてかなり小さい高周波磁界によって安定化が可能であることがわかった。

高周波磁界中におけるプラズマの安定性に注目し、トロイダル θ ピンチ炉の可能性を検討した。RTPR の試算を元に検討した結果、トロイダル高周波電流によって安定なトロイダル平衡（動的平衡）を得る商業的 θ ピンチ炉の実現の可能性が示された。

また、プラズマの加熱に関して、磁気音波の励起について検討した。その結果、軸方向高周波電流による磁気音波の共鳴的励起が可能で、高効率のプラズマ加熱の可能性が明らかになった。さらに磁気音波の励起によって内部モード不安定性に対する動的安定化効果も期待できる。

高周波電磁界の発生には不可欠の高周波電源として、コンデンダ放電を用いた新方式の高周波電源の原理を考察し、装置を試作した。他の装置と結合する場合にもまだ問題が残されており、本研究の中では使用されなかったが、高出力の割には小型で経済的な高周波電源としての可能性を示した。

$m=1$ モード不安定性に対する安定化実験として、まず最初に、プラズマ領域と真空領域との境界が明確なプラズマ柱を形成して実験を行った。生成されたプラズマは低ベータで、 θ 軸方向高周波電流値もかなり大きかったが、 $m=1$ モード不安定性の成長が抑制され、導体壁がない場合における純動的安定化効果を実証した。この実験結果は、表面電流モデルによる理論的解析とよく一致した。

次に θ - π ピンチプラズマの動的安定化を試みたが、高周波電界による再放電現象により、高周波電流の大部分が主プラズマ柱の外側の領域を流れてしまうために安定化効果は観測されなかった。

そこで、ガラスリミタを用い、高周波電流に対するリミタ効果を実験的に調べた。その結果、リミタ効果は Jones らの理論によって定性的に表わされるが、本実験ではその機構が全く異なっているものと推定された。即ち、本実験ではリミタの冷却効果によって電離度が下がり、放電を維持できないものと推定された。

動的平衡の可能性については、 θ ピンチプラズマに Kruskal-Shafranov 限界以上の軸方向高周波電流を流すことによって確かめた。この実験において、巨視的不安定性は観測されず、トロイダル θ ピンチにおいて安定なトロイダル平衡を得る可能性が示された。

プラズマ半径と導体壁半径との比が大きい安定化 π ピンチプラズマを用いた実験では、高周波電流はプラズマ表面付近を表皮電流状に流れており、ピンチ初期から高周波電流を流した場合に $m=1$ モード不安定性に対する顕著な安定化効果が観測された。しかし、高周波電流の投入時刻が遅過ぎる場合には、安定化効果が観測されず、高周波電流の投入時刻が安定化の重要な要素であることがわかった。gross mode の $m=1$ モード不安定性に対しては、導体壁中を流れる高周波鏡像電流による安定化効果が顕著であるが、本実験の場合のようにプラズマ周辺部での局所的 $m=1$ モード不安定性に対しては、動的シアによる安定化が有効であると考えられる。

安定化Xピンチプラズマの実験では、磁気音波の共鳴的励起が観測された。本実験ではバンクエネルギーの約13%が磁気音波加熱によってプラズマの熱エネルギーに変換されたと考えられ、磁気音波による高効率加熱の可能性を示した。また、磁気音波の励起による内部モード不安定性の安定化も考えることができる。

最後に、本研究では明らかにすることのできなかった問題点と今後の課題を述べる。

第2章で述べた表面電流モデルによる解析からは、動的安定化に必要とされる高周波磁界の周波数を定量的に定めることはできない。必要とされる高周波電流は周波数に比例するため、周波数の下限を実験によって決定することは工学的に非常に重要である。

比較的大きな高周波電流を流す場合には線形理論の範囲を越えると考えられる。また、局所モード不安定性に対しては表面電流モデルでは取扱うことができない。従って、高周波磁界による安定化効果を説明するためには実験によく合ったモデルに基づく解析が必要である。

本研究では測定、解析の容易さのために直線型装置を用いて実験を行ったが、プラズマ端の影響のために観測時間が限られていた。今後、トロイダル装置を用いた実験が望まれる。また、高周波電流の持続時間が短いことも実験時間を制限しており、出力の持続時間の長い、大出力の高周波電源の開発が必要である。これに関しては、筆者らの開発した新方式の高周波電源も改良を行うことによって利用できるであろう。

本研究で得られた知見が、プラズマの加熱、安定保持の面における今後の核融合研究の一助になれば幸いである。

謝 辞

本研究をまとめるにあたり、終始温かな御指導、御鞭撻を賜わりました東京工業大学、林泉教授に厚く御礼申し上げます。

また、日頃、適切な助言を賜りました東京工業大学、南一男助教授に御礼申し上げます。

実験を進めるにあたり、御助力をいただいた入沢寿逸氏（現、長岡技術科学大学助教授）、東京工業大学、石井彰三助手、妹尾義文技官に深く感謝します。

装置の建設、実験に御協力いただいた嶋田隆一、山本恵一、吳漢文、野村恵二、山本俊二、首藤逸生、ポンチャイカンパーニット、服部裕之の諸氏をはじめ、東京工業大学・林・南研究室の皆様にも深く感謝いたします。

最後に、本研究における数値計算は東京工業大学・情報処理センターの電子計算機を利用させていただきました。御礼申し上げます。

本研究に関する発表論文

- (1) 堀田, 妹尾, 野村, 林, " θ -ピンチによる動的安定化に関する研究", 核融合研究, 31, 4 (1974) 73
- (2) 嶋田, 堀田, 林, " 大電力高周波発振器の開発と高温プラズマ加熱・安定化への応用 ", 電磁流体工学シンポジウム, (1975) 52
- (3) 山本, 堀田, 吳, 嶋田, 林, " 高温プラズマの動的安定化の実験 ", 電気学会全国大会講演論文集, 1 (1975)
- (4) 堀田, 嶋田, 山本, 吳, 林, " 高温プラズマの動的安定化 ", 日本物理学会 第30回年会予稿集, 4, 3a-C-15 (1975) 41
- (5) E.Hotta, R.Shimada, K.Yamamoto, and I.Hayashi, "Dynamic Stabilization of the M=1 Mode on a Z-Discharge", Proc. 3rd Topical Conf. on Pulsed High Beta Plasmas, Culham, A3.9 (1975) 239
- (6) 堀田, 山本, 首藤, 妹尾, 林, " ピンチプラズマの動的安定化 ", 日本物理学会 第31回年会予稿集, 4, 7a-J-10 (1976) 122
- (7) 山本, 堀田, 首藤, 須藤, 石井, 入沢, 妹尾, 南, 林, " θ -Zピンチプラズマの動的安定化実験 ", 日本物理学会 秋の分科会予稿集 4, 5p-E-15 (1976) 42
- (8) 石井, 堀田, 山本, 首藤, 須藤, 妹尾, 南, 林, " θ -Zピンチプラズマの動的安定化実験 ", 日本物理学会 春の分科会予稿集 4, 5p-S-14 (1977) 81
- (9) 堀田, 首藤, カンパーニット, 服部, 石井, 南, 林, " θ -Zピンチプラズマの動的安定化実験 ", 電気学会東京支部入会講演論文集 1 (1977) 8
- (10) 石井, 堀田, 須藤, カンパーニット, 林, " 高温ピンチプラズマへの高周波電流の重畳 ", 核融合連合講演会予稿集, b-33 (1978) 78

- (11) 堀田, 首藤, カンパーニット, 服部, 石井, 林, " θ - π ピンチプラズマの動的安定化実験", 電気学会全国大会講演論文集, 1, 143 (1978) 170
- (12) 堀田, 山本, カンパーニット, 川本, 杉山, 林, " π -ピンチプラズマの動的安定化実験", 日本物理学会 第 34 回年会予稿集, 31a KC-12 (1979) 62
- (13) 堀田, 山本, 石井, 林, " コンデンサ多段放電を用いた高周波電源", 電気学会論文誌, 99-A6, 54-A33 (1979) 253
- (14) 堀田, カンパーニット, 林, " 軸方向高周波電流による高ベータプラズマの動的安定化", 核融合研究, 44, 2 (1980) 115
- (15) 堀田, カンパーニット, 林, " 軸方向高周波電流による高ベータプラズマの動的安定化 I", 日本物理学会 秋の分科会予稿集, 4a R-9 (1980) 203
- (16) 堀田, 山本, カンパーニット, 林, " 軸方向高周波電流による高ベータプラズマの動的安定化 II", 日本物理学会 秋の分科会予稿集, 4a R-10 (1980) 204
- (17) 堀田, 林, " 半径方向磁気音波による安定化 π ピンチプラズマの加熱実験", 電気学会論文誌 掲載予定
- (18) 堀田, カンパーニット, 林, " 導体壁に囲まれた高ベータプラズマの動的安定化", 電気学会論文誌 投稿中