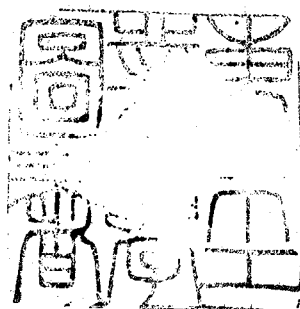


論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	逆磁界を閉じこめたテータピンチプラズマの研究
Title(English)	
著者(和文)	石井彰三
Author(English)	SHOZO ISHII
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:甲第610号, 授与年月日:1973年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第610号, Conferred date:1973/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

逆磁界を関心したテータンチウプラズマの研究



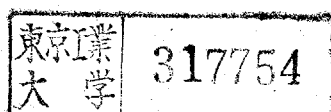
昭和48年1月

指導教官 林 泉 教授

提出者 大学院博士課程電気工学専攻

電気工学科

石井 彰三



内容梗概

磁力線方向がプラズマ中で逆転している状態を、逆磁界配位にあるという。この逆磁界配位にある高温プラズマの振舞は、核融合の研究あるいは宇宙物理学の分野からも関心がもたれている。とくに逆磁界を閉じこめたテータピンチプラズマには、プラズマの磁力線に沿っての運動および半径方向の運動に特異な現象があることが指摘されている。しかし、これらについての本質的なことはまだよく判っていない。またこの問題は核融合プラズマの安定保持の研究とも関連して非常に重要である。そこで筆者は、実験ならびに理論的な検討を行なって、これらの問題で従来未解決であった点を解明することにした。本論文はその結果について述べたものである。

テータコイルの構造と圧縮磁界の立ち上がりの特徴をもつテータピンチプラズマ発生装置を使って、温度30eV、電子密度 10^{16} cm^{-3} 程度の高温、高密度プラズマをつくり、高速度カメラ、磁気探針を製作してプラズマの診断を行った。また電磁流体力学方程式にもとづいてプラズマの半径方向運動と数値的に解き、実験結果と比較し議論した。

本研究によって、逆磁界を閉じこめたテータピンチプラズマにおける問題のなかで明らかにされたのは次のことである。高速度カメラによる観測によって、これまでほとんど報告されたことのないプラズマの磁力線方向への運動およびその詳細な構造が判ったこと。磁力線方向へ伝搬する面積波（圧縮波）の発生、構造について、従来考えられていたものとはまったく異なった事実を明らかにすることができた。つまり、圧縮波は逆磁界配位となっていて、これは常にプラズマ中に発生して伝搬するわけではない。また、閉じた磁力線ループによってプラズマ柱全体が軸方向に収縮するのではなく、プラズマの一部だけが運ばれ、これに伴う密度増加によりプラズマ柱の断面積変化として軸方向に伝搬するものであった。テータピンチプラズマの半径方向への圧縮過程で到達できる温度については、逆磁界配位となっていることが必ずしも有利でないことが判った。

目 次

第1章 緒 論

- 1.1 はじめに 1
- 1.2 テータビニチの概念 1
- 1.3 本研究の出发点および意義 5

第2章 テータビニチ放電に関する従来の研究

7

第3章 高速度テータビニチプラズマ発生装置

- 3.1 高温プラズマ発生装置の技術的諸問題 13
- 3.2 メインバンクと周辺装置
 - 3.2-1 コンテサとギャップスイッチ 18
 - 3.2-2 コイルおよびフィード 20
 - 3.2-3 放電管、真空排気系ならびに気体流入装置 22
- 3.3 予備加熱回路 25
- 3.4 バイアス磁界発生装置 27
- 3.5 放電のシーケンス 28

第4章 高温プラズマの診断

- 4.1 高温、高密度プラズマにおける測定 32
- 4.2 高速度カメラ
 - 4.2-1 高温プラズマと高速度カメラ 33
 - 4.2-2 イナージコンバータ管 34
 - 4.2-3 高速度カメラの駆動回路 37
 - 4.2-4 観測方法 41

4.3	磁気探針	42
4.4	レーザを使ったマッハツエンダ干涉計	
4.4-1	測定原理	44
4.4-2	測定方法	46
4.5	分光測定	47

第5章	逆磁界のテータピンチプラズマにおよぼす影響	
5.1	はじめに	50
5.2	テータピンチプラズマの初気圧による依存性	
5.2-1	磁気探針による測定	51
5.2-2	高速度カメラによる観測	53
5.3	第2半波時における逆磁界とテータピンチプラズマ	57
5.4	バイアス磁界のある高速度テータピンチプラズマ	
5.4-1	初期条件をおさえた予備電離プラズマ	
	による実験	64
5.4-2	予備電離プラズマの密度測定	65
5.4-3	予備電離プラズマの電子温度測定	67
5.5	逆バイアス磁界を加えたテータピンチプラズマ	
5.5-1	半径方向運動の流し撮り	68
5.5-2	磁気探針による測定	70
5.5-3	半径方向運動に関する実験結果の検討	80
5.6	強い予備電離で逆磁界を閉じこめた	
	テータピンチプラズマ	85
5.7	プラズマの軸方向現象の高速度カメラによる観測	90
5.8	逆バイアス磁界の消滅過程	95
5.9	軸方向現象の理論および実験結果の検討	99

第6章	逆磁界が半径方向運動に与える効果についての数値解析	
6.1	はじめに	109
6.2	プラズマの過渡現象と電磁流体力学方程式	109
6.3	基礎方程式と差分法	111
6.4	計算方法	119
6.5	計算結果とその検討	
6.5-1	軸方向磁界 B_z	124
6.5-2	電子密度 n	124
6.5-3	電子温度 T_e	125
6.5-4	イオン温度 T_i	125
6.6	テータピンチプラズマの加熱についての考察	132
6.7	実験結果との比較および検討	134
6.8	結論	136

第7章	結論および今後の問題点	137
-----	-------------	-----

謝辞		141
----	--	-----

参考文献		142
------	--	-----

第1章 緒論

1.1 はじめに

磁気線の方角がプラズマ中で逆転している状態を、逆磁界配位にあるという。この逆磁界配位にある高温プラズマの振舞は、いろいろな観点から関心をもたれている。たとえば、核融合の研究においては、高温プラズマの安定保持に、この逆磁界配位の採用が考えられている⁽¹⁾。また、宇宙物理学の分野で、太陽フレア現象、あるいは地球磁気圏尾部にある高エネルギー粒子集団の加熱機構として、逆磁界配位にともなうプラズマと磁気線のエネルギー交換過程が提案されている⁽²⁾。このように逆磁界配位は、プラズマに特異な現象とも知らず。

本研究は、テータ放電によってつくられた高温、高密度プラズマにおける逆磁界配位の問題を、実験および理論的に検討により明らかにしたものである。テータピンチプラズマは、核融合反応が実現する領域に近いプラズマのひとつとして注目されており⁽³⁾、逆磁界配位の問題もその安定保持の方法に関連して非常に重要である。

本章では、まずテータ放電について説明し、その中で逆磁界の問題と指摘して、本研究の意味を述べることとする。

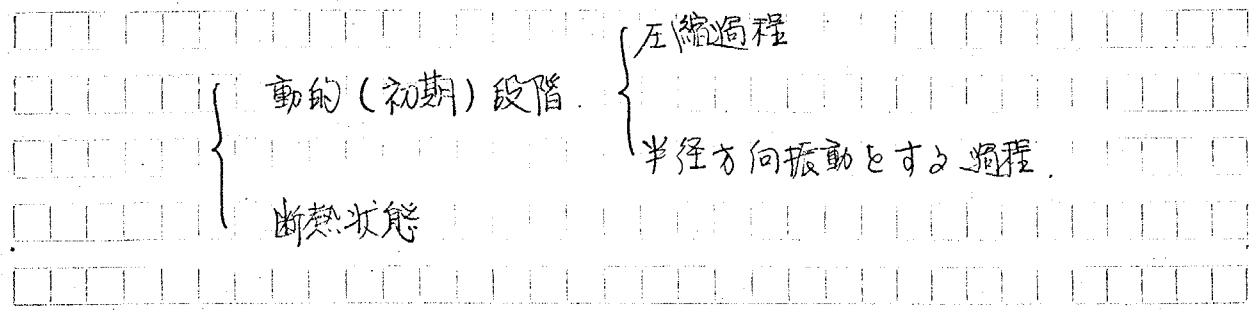
1.2 テータピンチの概念

テータ放電は次のようなものである。気圧が1~数100 mTorrの気体を封入した放電管のまわりに、巻数1のコイルを巻いておく。そのコイルへ数100 kAの電流を瞬時に流し、立ち上がりの速い軸方向磁界 B_z を発生させる。この磁界の時間変化によって誘起された方位角方向の電界 E_θ で、放電管壁付近において沿面放電が起こる。その結果生じた荷電粒子が方位角方向の電流を形成し、この電流層はローレンツ力 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}_z$ により半径方向へ圧縮される。このようにしてプラズマを生成し、磁界によって保持する方法を「テータピンチ」と呼ぶ。

「チカチ」と呼ぶ。

実際に行なわれるテータピンチは、封入してある気体をあらかじめ電離して、電気伝導性をもたせることがある。また弱い磁界を加えておく場合もある。この状態を、第1-1図の(1)に示した。

テータピンチプラズマを理解するには、次のように現象を分けて考える必要がある。



圧縮磁界が加わってからおよそ数 μSec の間は、動的段階と呼ばれる現象が複雑である。このうち圧縮過程では、方位角方向への電流層の形成があり、プラズマ層はローレンツ力によって半径方向へ圧縮される。このとき、圧縮磁界による磁気ヒストンで衝撃波が発生し、イオンが加熱される。衝撃波が管軸で衝突し反射すれば、イオンはさらに加熱される。電子温度はジュール加熱で上昇する。しかし温度上昇とともに電気抵抗が減少するので、ジュール加熱による電子の加熱は限界がある。プラズマはほとんどこの過程において加熱される。

とくに第1-1図で、(1)のように弱い磁界が加えられており、その磁力線の方角と反対の向きともう一つ圧縮磁界を加えると、プラズマの電気伝導性のため初めあつた磁界は消滅し、磁力線の方角が逆転した状態が実現される。これが(2)の場合で、逆磁界を閉じこめたテータピンチプラズマと呼ばれる。

プラズマ層が圧縮磁界により管軸まで圧縮されて、いっても、さらに平衡状態にあるプラズマ円柱とはならない。圧縮過程でプラズマ円筒内に閉じこめた磁界による磁気圧が復元力となって、プラズマ柱は半径方向に振動する。

この状態が圧縮過程の後にひき続いておこる。なお、この振動の周期からフラスマの粒子数密度の概略を推定できる。

以上までが動的段階と呼ばれ、半径方向振動がおさまると、フラスマ柱は外部磁界により保持され、静かな断熱状態となる。温度は、動的段階で到達した温度から出発して断熱圧縮によって上昇するだけで、しかもその割合は圧縮時におけるものと較べて格段に低い。この状態が真の意味での平衡状態で、このときフラスマの安定性を論じなければならぬ。逆磁界を閉じこめている場合には、第1-1図(3)のようになる。磁界とフラスマは半径方向について圧力平衡が成りたっている。

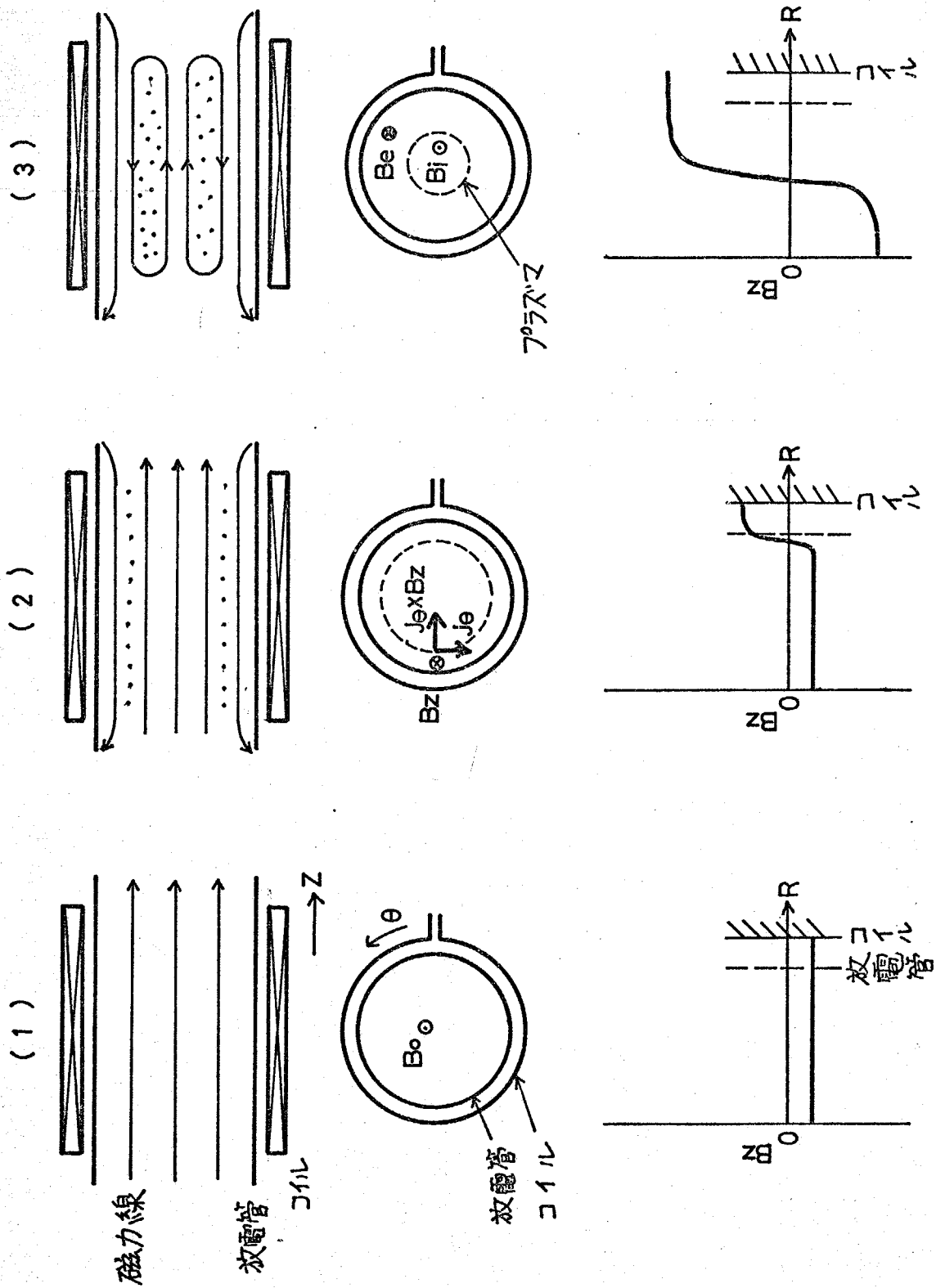
$$\frac{B_e^2}{2\mu_0} = P + \frac{B_i^2}{2\mu_0} \quad (1-1)$$

ここで、 P はフラスマ圧力、 B_i はフラスマ内の磁束密度、 B_e は外部磁界、 μ_0 は真空中の透磁率である。

このようなテータピンチによってつくられるフラスマは、イオン温度が数10～数keV、電子温度が数10～400eV、電子密度が $1 \sim 10 \times 10^{16} \text{ /cm}^3$ 程度で、高温、高密度のものとなる。ところで、フラスマ物理でよく使われるベータ値(β)は

$$\beta \equiv \frac{P + \frac{B_i^2}{2\mu_0}}{\frac{B_e^2}{2\mu_0}} \quad \text{必ず} \beta \leq 1 \quad (1-2)$$

で定義される。テータピンチフラスマはこれが0.1～1.0となり、高ベータフラスマとして分類されている。現在注目されているトマクではこれが0.01程度で低ベータフラスマの中に含まれる。ベータ値によってフラスマに対する認識を変えなければならない。低ベータではフラスマ自身がつくる磁界は小さく、外部磁界をほとんど乱さないが、高ベータではフラスマ中に流れる電流が大きく、外部磁界に大きな影響を与える。現在のところ今述べた大きさの高温、高密度フラスマと生成できたのはテータピンチによる方法だ



第1-1図 逆磁界を閉じこめキタークヒンチプラスマ

けである。

圧縮過程に関係する問題として、テータピッチは初期状態のとり方で⁽⁴⁾

(a) 高気圧領域 (High-pressure regime), (b) 低気圧領域 (Low-pressure regime) の二つに分類される。前者は、初気圧 $10 \sim$ 数 100 mTorr の高い気圧で、バイアス磁界を加えておく。とくに高温が得られるので逆バイアス磁界が加えられることが多い。粒子数密度が高いので、粒子間の衝突も頻繁におこり、イオン、電子とも連続流体として取り扱える。現象は流磁流体力学方程式で記述される。後者は、初気圧が低く $1 \sim 50$ mTorr 程度であり、バイアス磁界は使われない。この方法によると、数 keV の高温で比較的安定なファシズムを得ることができる。圧縮過程での加熱機構が複雑になり、いわゆる乱流加熱がおこるとされている。本研究では、注目している現象が顕著にあらわれること、バイアス磁界も加えられることなどから初気圧の高い前者の方法で行なった。

テータピッチプラズマはいくつかの特徴がある。それらを列挙すると、

- (1) 無電極放電なので、電極からの不純物がない。
- (2) 比較的容易に高温、高密度プラズマが得られる。
- (3) 直線状テータピッチでは、その形状が単純なため、解析が容易である。また測定もいろいろの方法で行なうことができる。

1.3 本研究の出発点および意義

第 1-1 図の (2), (3) のような逆磁界を閉じこめたテータピッチプラズマには、特異な現象のあることがこれまでに指摘されてきている。閉じた磁力線によってプラズマがとりまかれ、コイル終端からの粒子損失の軽減が期待されにこともあった。磁界が零の位置があることは、(1-2) 式から局所的に $\beta = 1$ となることを意味し、高温プラズマの研究にとって重要な課題である $\beta = 1$ のプラズマがそこにつくられている。また磁界がないことから荷電

粒子の運動も他の場合と変わってくると考えられる。とくに直線状のテータピンチでは、(a) 磁カ線の方へプラズマ柱が収縮していくこと、(b) プラズマ円筒内に逆磁界が閉じこめられていると高温になることが指摘されてきた。それぞれの問題について、いろいろな実験、検討が過去に加えられてきた。しかし、また逆磁界がテータピンチプラズマにおよぼす影響の本質的なことについて正しく把握されるまでに到っていない。また逆磁界配位による核融合プラズマの安定保持が現在検討されているが、この点からも逆磁界と高温プラズマの問題に結論を導くことは重要である。

そこで筆者は、逆磁界がテータピンチプラズマにおよぼす影響について、従来不明であったこれらの点、とくに前述した(a)、(b)の問題と、プラズマの放電管軸方向への現象、および半径方向の運動の両側面から、実験ならびに理論的な検討を行なうことにより明らかにすることにした。テータコイルの構造と、圧縮磁界の立ち上がりの特長のあるエネルギー3.8kJの高速度テータピンチプラズマ発生装置によって、逆磁界を閉じこめにプラズマをつくり、筆者らが製作した高速度カメラ、磁気探針などによるプラズマの診断を行なった。逆磁界があるときプラズマ柱の軸方向現象については、従来考えられてきたこととはまったく異なった事実が明らかにされた。また高速度カメラによって、プラズマの軸方向の形状の詳細をとらえることができたが、このような観測結果は従来ほとんど報告されたことのないものである。プラズマの半径方向運動と、電磁流体力学方程式にもとづいて数値的に解き、実験結果との比較も行なって、逆磁界の効果を議論する。

なお本研究で対象としたテータピンチプラズマの位相は、コイル長の制限などにより、プラズマの非定常な半径方向への圧縮過程とそれに引き続いて半径方向振動をしている、いわゆる動的段階であることを注意しておく。

第二章 テータピンチ放電に関する従来の研究

緒論では、テータピンチ放電の概略、およびその特徴について触れた。本章は、テータピンチに関して行なわれた従来の研究をまとめ、筆者が研究し明らかにした逆磁界とテータピンチプラズマの相互作用、およびプラズマ円筒内に磁界がある問題についての位置づけを行なう。テータピンチはプラズマ物理学全体からみれば、さきめて限られた一部分である。しかし、核融合をめぐって今日の研究のなかで、高ベータ型としての役割は大きい。このため、テータピンチに関する研究の発展過程の考察は、高ベータプラズマの一般論、高ベータ領域の核融合プラズマについての研究の方法論を論じるうえからも重要な意味をもつ。以後の章では、本章の内容を前提条件として進めていく。

テータピンチ放電の研究が活発に行なわれるようになったのは、1958年に開かれた国際原子力委員会の主催によるジュネーヴ会議以後である。この時期では、テータピンチに関する研究がその端緒についたばかりであった。コイル長 $10 \sim 20 \text{ cm}$ 、放電管内径 $5 \sim 10 \text{ cm}$ 程度で、エネルギー数 kJ のコンデンサバンクによる小型装置を使って実験されていた。1961年、アメリカのロスアラモス研究所では、コイル長 10.6 cm 、放電管内径 4 cm 、 $8.8 \mu\text{F}$ のコンデンサバンクで圧縮磁界 5 kG の比較的小型装置を使って、⁽⁷⁾ 初気圧 $15 \sim 150 \text{ mTorr}$ で、バイアス磁界をいろいろ変えて、分光法、磁気探針、高速度カメラによる測定、およびX線測定をしている。とくに逆磁界がプラズマ中に現れこめられているとき、X線、中性子の強い放出が観測された。逆磁界配位となっている場合における現象の特異性は、このころより注目されている。実験結果の説明は定性的であり、テータピンチについての認識もまだ充分なものではなかった。しかし、初期の実験としての評価は重要なものがある。

1960 年から 1962 年にかけて、各国での成果が次々と発表された。イギリスの AWE のグループは、コイル長 2cm 、放電管内径 8mm 、バンクエネルギー 0.5kJ のやほり小型装置で実験していた。高速度カメラを使ってプラズマの圧縮過程を観測すると、Rayleigh-Taylor 不安定の起きていることが判った。⁽⁸⁾これを抑制するため、プラズマをもっと高温にして粘性による安定化効果を増加させようとした。バンクエネルギーを 20kJ にして高温化をはかり、この不安定が安定化されるのを実験的に確かめている。⁽⁹⁾

このグループも逆磁界がプラズマ内にあるとさの特異な現象を観測している。それはプラズマ柱が管軸方向に収縮していくというものである。彼らはこの軸方向現象を解析し、伝搬速度の理論式を導出して、その説明を行なった。⁽¹⁰⁾筆者は、この問題についてさらに検討を加え、新しい実験事実を求めることができた。その内容は第 5 章で述べる。

ドイツのカルヒンにあるプラズマ研究所では、 20mTorr の低い初気圧におけるテータピンチで、電子が方位角方向の電界 E_θ により加速される様子を研究している。⁽¹¹⁾これは圧縮過程初期位相の現象として、テータピンチでは重要な意味を持っている。同じドイツのマックス・プランク研究所とイギリスの AERE の共同研究により、K. Hain らはプラズマが半径方向に圧縮される過程を、電磁流体力学方程式にもとづいて数値的に解くことに成功した。⁽¹²⁾これは後に Hain-Roberts code として標準化されている。計算結果と実験との比較も、いろいろ行なわれ、その信頼性は高い。筆者も、逆磁界の効果が電磁流体力学的にみればどの程度に及ぶかと、この方法によって検討した。

テータピンチプラズマで観測された巨視的な不安定性もいくつか調べられた。テータピンチによってつくられるプラズマ柱は、本来その断面は真円とあるはずであり、平衡状態にあれば、イオンの方位角方向の速度が増大しないはずである。しかし、コイル終端の方向からプラズマ柱の半径方向断面を高速度カメラで観測すると、平衡状態で管軸上にあったプラズマ円柱は、その軸を中心に回転を始め、ついには二つに分裂して回る。ことに外部から、

方位角方向, 半径方向の付加磁界 B_θ , $B_{r\theta}$ があるとよく回転した。これは回転不安定と呼ばれ, それに対する理論的な取扱いが M. G. Haines⁽³⁾によってなされた。しかし, 当時観測されたのは, コイル終端よりの乱がプラズマ柱全体に伝搬してしまつた時刻以後であり, 均一な平衡状態にあるプラズマに発生したとはいふ難い。

○ 逆磁界配位で, 磁界零の部分にプラズマがあり, その電気伝導度が有限ならば, 磁力線はプラズマを横ぎって侵透し, 閉じた磁力線ループを形成する。これはプラズマ柱の分裂をひきおこし, いわゆる抵抗性不安定となる。逆磁界を閉じこめたテータピンチにもこうした現象が観測された。この問題の理論的な取扱いは, H. P. Furth⁽⁴⁾によって行なわれている。不安定の成長速度の式中に電気伝導度が含まれ, 充分大きな電気伝導度とないは, この不安定は問題とはならなくなる。本研究では逆磁界とプラズマに関するこの問題について深く立ちいらなかった。

○ 以上述べた各所における研究の結果, 次のことが明らかにされた。テータピンチによると, コイル終端からの粒子損失という欠点はあるが, 比較的安定な高温, 高密度プラズマも容易に生成できる。またコンデンサバンクのエネルギーを大きくすれば, より高温のプラズマがつくれ, 不安定性の成長も抑制される。こうしたことから, 装置の大型化, プラズマの保持時間を長くするために長いコイルの使用がはかられた。実際には, バンクエネルギー, 1~2 MJ 程度, コイル長 1~2 m の装置が建設されることになる。これを使った新しい実験結果が, 1965 年, イギリスのカラムで開かれた「プラズマ物理と制御核融合に関する会議」で報告されたのである。

○ 大型バンクの建設, およびその運転には数々の問題が発生し, 期待とおりのテータピンチプラズマを得るために技術面の解決が必要であった。プラズマの保持時間を長くするにはコイルを長くするだけでなく, 外部磁界の持続時間も長くなければならない。この要求を実現するために大容量のクロースイッチも開発された。比較的長い時間プラズマが保持されるようになると,

今までみられなかった新しい現象の存在が判った。従来のテータピンチプラズマがあまりにも短時間のうちに消滅してしまったので、それに気がつかなかったのである。この現象は、平衡状態となったプラズマ柱が、コンネクターから電流を供給するフィーター側へドリフトするといふものであった。この原因はコイルのために生じる磁界の不均一が、プラズマ柱全体の異常な運動へ導いたもので、計算によると、温度1 keV のプラズマでは磁界に $1/1000$ の不均一があっても不都合であった。ロスアラモス、カラムなどの研究所がこの問題に悩まされ続け、その解決だけに多くの労力を費した。カラムのテータピンチの研究グループは磁界の精度をあげることによってこの問題を解決した。⁽¹⁵⁾

この会議で発表された、MJ級の大型装置を使った実験結果は、⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾ イオン温度 $2 \sim 10$ keV、電子温度 $300 \sim 400$ eV のプラズマがつくりにことを示した。とくに記すべきことは、放電管内へ封入する気体の初気圧にある。発表された実験は、 $5 \sim 10$ mTorr の低い初気圧で、しかもバイアス磁界のない条件で行なわれていた。テータピンチの方法には前にも述べたように、low-pressure regime (低気圧領域)、high-pressure regime (高気圧領域) の二種類がある。初気圧を低くすると、バイアス磁界がなくても高温が得られること、コイル終端からのしょう乱がなにより限り比較的安定であることが判ったので、これ以後の実験では、ほとんどこの領域で行なわれるようになった。

カラムの J. A. Wesson は、コイル終端からの粒子損失についての理論を発表した。⁽¹⁹⁾ テータピンチプラズマにおける粒子損失についての説明は、これまでいくつも出されてきた。しかし、そのどれもが充分なものではなかった。彼は次のように考えている。コイル終端からプラズマ粒子が流出していくと、プラズマ柱内の粒子圧が減少する。もし半径方向の圧力平衡が成り立っているならば、それにとりなつてプラズマ柱の断面積は小さくなり、その断面積変化がコイル終端から管軸方向へ伝搬するといふものである。これについては、第5章で軸方向現象と関連して詳しく説明する。最近、この解析は理論

式を数値的に解いた結果と実験事実とがよく一致することと、カラムのクルーポによって確かめられた。⁽²⁰⁾

テータロinchプラズマの安定性についてもエネルギー原理にもとづいて、J. A. Wesson と F. A. Haas が検討している。⁽²¹⁾⁽²²⁾

カラムでの会議はテータロinchにとって、ひとつの区切りであったといえる。プラズマの巨視的な運動がほぼ明らかにされ、テータロinchに関する研究の方向の再検討がせまれたのである。この時期以後、大きく2つの方向に分れていったようである。1つはテータロinchプラズマを核融合にまでもっていくもの、もう1つは、テータロinchの圧縮段階の非定常過程を研究しようとするものである。これらの具体的なあらわれが、1968年、ノボシウィルスクでの会議で示される。

均一で安定したプラズマを長時間保持させて、高ベータプラズマの物性的側面を明らかにしつつ、核融合へ進んで、こうとする分野では次の報告があった。カラム研究所では、さらに長い8mのコイルで実験し、平衡状態にあるプラズマからの磁界を横切って半径方向におこる粒子拡散は古典的であるといふ貴重なデータをもたらしに⁽²³⁾。従来、核融合をめざしたプラズマ閉じこめ装置では、粒子拡散が異常に速く、Bohm 拡散と呼ばれる高温になればなるほど速くなる拡散に悩まされてきた。しかし古典的な拡散であれば、拡散係数は $D \propto \eta / B^2 T$ (η は粒子数密度, B は磁束密度, T は温度) となり、高温になれば小さくなり、外部磁界も有効に働く。そのため、高ベータプラズマが核融合には有利であることが判った。

粒子損失と除去するため、コイル終端をつないで形のトーラス状のテータロinchの研究が始められた。単純な直線状テータロinchによって、高ベータプラズマの物性を明らかにし、得られた結論の積み重ねの上でトーラス状の形式へ移行したのは興味深い。直線状のテータロinchプラズマとトーラス状にしただけでは平衡状態がない。この平衡をとるのようにとるかの研究も手をつけられ始め、その一つとして逆磁界配位を使うことも考えられている。⁽¹⁾

第3章 高速度テータヒンチプラズマ発生装置

3.1 高温プラズマ発生装置の技術的諸問題

本研究の初期においてメインバンクだけで実験していたが、そこで得られた結果から、フリヒータバンク、バイアスバンクがどうしても必要であることが判った。筆者はフリヒータ、バイアス各バンクを建設し研究を発展させた。現在プラズマ発生装置は、この三つの部分から構成され運転が行われている。それぞれの役割をおおまかに説明すると次のようになる。

フリヒータバンクの放電によって放電管内に封入してあるHe分子を電離し、数eVまで加熱する。この予備加熱されたプラズマに、メインバンクから圧縮磁界を加え、プラズマを圧縮し加熱する。圧縮磁界にくらべて緩やかに変化する弱い磁界と、予備加熱されたプラズマ中にかけておけば、磁界を含んだプラズマを圧縮できる。このための電源をバイアスバンクと呼ぶ。

さて次節で実験に使った発生装置を説明する前に、これら各バンクの技術面的問題点をあげておこう。

すべてのテータヒンチの実験にはメインバンクが不可欠であるが、その仕様は研究の目的によって大きく変わる。テータヒンチではイオンの温度が電子温度よりも高いのが特長である。それは衝撃波の発生によってイオンの加熱がおこるからである。このように衝撃波を生じさせるのが、加熱にとって重要であるから、衝撃波が形成されるのに十分なだけの圧縮磁界の立ち上がりが必要である。多くの場合、その立ち上がり、 $\frac{dB}{dt}$ は 10^{10} Gauss/sec 程度以上に選ばれる。本研究に使った装置でも、それは 1.5×10^{10} Gauss/sec となっている。最近各国で活発に実験されているテータヒンチによる無衝突衝撃波の研究では、とくに磁界の立ち上がりの速いことが必要であり、少なくとも 10^{11} Gauss/sec に選ばれるのが普通である。一方そこではプラズマ閉じこめ、加熱過程を考えないので、放電電流の持続時間は短かくてよい。そのため放電回路の電源は、残留インダクタンスの低いコンデンサを高い充電電圧で運転す

るが、フルームラインと呼ばれるケーブル充電方式にして速い立ち上がりの磁界をつくって実験する⁽²⁶⁾。いずれも100kV以上の充電電圧となるので、装置各部の絶縁耐力の点からパルス充電がとられる。

プラズマを加熱する立場からは磁界の速い立ち上がりが望ましいけれども、プラズマを保持する面からいえば、外部磁界は長い時間持続していなければならぬ。しかし現在の技術では、コンデンサバンクを電源として使う限り両者の要求を充分満足させるのは不可能に近い。もし実現しようとしても、経済的に困難であり、設備は莫大なものになってしまうであろう。コンデン

- サとターゲットコイルとからなる放電回路は、インダクタンス L と容量 C の共振回路なので、放電電流は $1/\sqrt{LC}$ の周期で振動する。この電流による磁界を使ってターゲットとチンチプラズマをつくると、磁界が立ち上がる $0.1 \sim 0.6 \mu\text{Sec}$ の間にプラズマが圧縮加熱され、その後数 μSec の間チンチプラズマ柱はいくゆる半径方向の振動をしている(動的過程)。これらの現象は最大電流とになった時刻に終るか、あるいはまだその途中であつたりする。これはプラズマ保持のうえから動的過程以後の断熱過程で外部磁界が、すみやかに減少していくことになるので非常に不都合である。つまり有効な断熱圧縮がおこなわれないことになる。そのため磁界の減衰する時定数を大きくする目的で、メインバンクにはクランプスイッチと呼ばれる低インダクタンスのスイッチとターゲットコイルに並列に接続しておく方法が行われる。このスイッチを放電電流が最大となったとき閉じれば、放電電流は $L-C$ 放電の振動的なものではなくなり、ゆるやかな減衰をしていく。このようにして速い磁界の立ち上がりした後、比較的定常な閉じこめ磁界をつくることができる。ところがこの方法でも磁界が減衰していくのにかわりがなく、さらに電極間の電圧が零の時刻でギャップスイッチと動作させなければならぬ技術上の難しさなどの問題がある。

クランプスイッチの電極間には、メインバンクの投入時に高い電圧が加わるが、そのときに動作しないで、放電電流が最大のときつまり電圧は零であ

るときに動作して閉じなければならない。これまで種々の形、方法が提案され研究されてきているが、大別してキャップスイッチ型と誘電体スイッチ型に分類される。キャップスイッチ型はとりたててここで述べるまでもないが、動作のためのトリガ系統が重要である。誘電体スイッチの動作は、電極間と高分子化合物の薄いフィルムをはさんで絶縁しておき、動作させたい時刻に絶縁物へ機械的な圧力を加えて破り回路を開閉するというものである。この方法はスイッチ自体のインタクタンスを小さくできること、動作が確実なことなどの利点がみられる。しかし装置が大がかりなものとなり、放電ごとに絶縁物ととりかえる必要があるという不利な面もある。

クランプスイッチを設けて放電電流が振動的にならないようにすると、装置および放電管にとって非常に都合が良くなるのである。大電流が流れる放電回路では電流による機械力を無視できない。ナガジュール級の大規模装置ではテータコイルのスロット部付近が破損していくという報告もある。これはとくに振動性の電流の場合、機械力も振動的になるので厳しいものとなる。ゆるやかな時定数で減衰していく電流となれば、力は最初の立ち上がり時に大きく加わるだけなので装置にとって楽になる。コンデンサ自体もその内部構造は振動電流とならなければ寿命が長い。クランプをしないテータヒニチでは、放電電流の半波ごとにプラズマが発生、圧縮されているが、次の半波に到る前にプラズマ柱は膨張して、放電管壁に衝突して壁面から不純物をたたき出しにり、付着させたりする。これが電流が反転するたびにくりかえされるので、放電管壁のよごれを助長する。とくにテータヒニチでは壁面の状態が問題となるから、これは都合が悪い。けれどもクランプすれば、プラズマは一回だけ生成され消滅していくので、汚染の割合も減少する。本実験ではメイニバンクにまだクランプスイッチをとりつけていない。

最近、クランプスイッチのような消極的な方法でなく、二種類の性能の異なったバンクを設け、効果的な加熱、プラズマ保持を行なう方法が考えられている。一方のバンクで立ち上がりの速い磁界をつくり、非断熱的な衝撃波

加熱するもので、容量は比較的小さくてよいが放電回路全体の残留インダクタンスと低くおさねなければならない。このバンクによる加熱が終了した後、もう一つのバンクで時間的にゆっくりする磁界をつくって断熱圧縮し、プラズマを保持する。後者は大容量のバンクとなる。

メインバンクは、多数のコンデンサを並列に接続して全容量を増し、かつ残留インダクタンスの軽減をはかる。一つのテータコイルに大電流を供給するため、多数個のギャップスイッチの並列運転の技術は重要で、測定しようとする現象の再現性に決定的な効果を与える。複数のスイッチを同時に動作させるには次の注意が必要である。(1)各ギャップスイッチの電極間距離を調節し、自爆電圧がすべて等しくなるようにする。経験的に、動作電圧が自爆電圧のおよそ90%の値に近くなる程度に選んでおけば、運転時、充電中にスイッチが自爆する誤動作を防げること、始動時間のばらつきも小さいことを知っている。(2)トリガ電極に加えるパルスは、波高値を充分高くとり、立ち上がりが速いことが望ましい。電流容量もスイッチの数に比例して必要である。トリガ発生器とトリガ電極とは通常、絶縁用のバルストランスが使われるので、このトランスによるパルス電圧の立ち上がりが歪んでくることも注意すべきである。

プリヒータバンクは、プラズマと予備電離、予備加熱するための電源である。高速度テータピンチでは、何も予備電離しない中性原子の気体を封入しておくと、第1半波からプラズマはできにくく、およそ第2半波以後に生じる場合が多い。磁束密度の時間変化によって誘起された方位角方向の電界 E_θ で、まず放電管壁での沿面放電がおこるはずであるが、予備電離されていないと第1半波では絶縁破壊にまでいならず、放電し易い状態になるだけで次の第2半波以後に初めて放電がおこる。しかし、この種のテータピンチは、圧縮初期に壁面での絶縁破壊、中性原子の電離などの放電機構が入るので取りまが複雑となる。プラズマ層が半径方向に圧縮される途中においても、中性原子との衝突、荷電交換、電離、再結合が起っているであろう。

これに対し、何らかの方法であらかじめ封入してある気体を電離させておけば、解析は一段と容易になる。もし完全電離が、それに近い状態になっていけばプラズマと磁界の相互作用だけを考えればよく、原子の素過程は考慮する必要もない。テータレンチによる無衝突衝撃波の実験は、完全電離した任意の β 値をもつプラズマをあらかじめ生成しておかぬはならないので、なおさら予備電離、加熱は重要である。

予備電離は、中性な気体原子を数%程度電離し、その電子とイオンの存在により管壁での表面放電が容易におこり、電流層の形成を促進させるものから、完全電離にまでいたらせるものまである。後者はプラズマ温度を数eVまで加熱する場合もあるので予備加熱と呼ばれることがある。わずかな予備電離の方法としては、これまでに種々考えられ試みられている。放電管の両端に小さな電極を設け、その火花放電で生じる紫外線放射を使った光電離方式。数十MHz以上の高周波放電によるものなどがある。予備加熱まで行なうのには、放電管軸方向に電流を流す Σ 放電型。容量の小さなバンクで周波数の高い電流をテータコイルに流す Θ 放電型の二種類がある。

Σ 放電型は電極が必要である。通常、放電回路中に非線形抵抗をいれて、単一の電流パルスとして運転する。放電管長は1m前後のものがよく使われ、 Σ 電極間の距離も同程度となる。つまり一種の長距離気中ギャップの放電なので、始動時間がばらつき易い。低気圧になればなるほど、これは大きな問題となる。これは放電と一連のシーケンスのもとに運転する際、不都合である。 Σ 放電をはらつかせることなく、確実にさせるため、100kV以上の高電圧に充電したり、 Σ 電極にトリガ電極を付加する方法がとられる。

Θ 放電型は比較的ばらつきが小さく、確実に放電する。しかし振動的な電流のまま運転されるので、放電管壁よりの不純物が多いことは予想される。確実に予備加熱するため、 Σ 放電と Θ 放電を組合せる方法も使われる。本実験では Σ 放電だけとした。予備加熱とテータレンチのタイミングは、決った公式がないが、それぞれの場合と方法で決定すべきであろう。いずれに

*注、この場合の β 値とは、核融合で使う際にこの概念と基にしたものでなく、衝撃波の前面にある、初期プラズマの粒子圧力とその中の磁界による磁気圧の比をとったもので、 $\beta > 1$ もありうる。

① 初期プラズマの状態は、温度、密度とも、空間的(管軸方向、半径方向)に一定であるのが望ましい。

バイアスバンクは、予備加熱したプラズマ中に静磁界を存在させておくのに必要である。本来ならば直流磁界でなければならぬが、圧縮磁界の周期にくらべて充分長い値であれば、静磁界と考えられる。プラズマを圧縮させるためのものでないので、発生できる最大磁束密度は小さくてよい。最近の実験で、圧縮磁界とほぼ同じ程度の磁束密度をもつバイアス磁界をかけたとき、それと逆の方向の圧縮磁界と重畳するテータも二つもある。この場合は、バイアス磁界のもつ意味がいささか違っている。

3.2 メインバンクと周辺装置

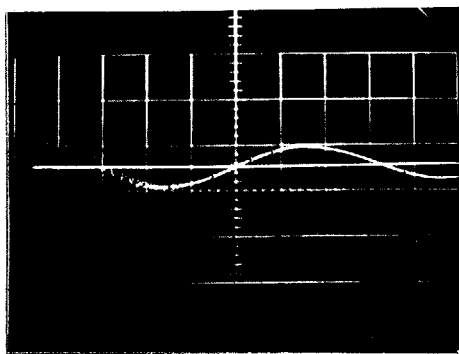
3.2-1 コンデンサとギャップスイッチ

本実験に使用したメインバンクの構成を説明する。⁽²⁷⁾ $1.5 \mu\text{F}$ のコンデンサを2台並列にして1ブロックとする。そのブロックをさらに4基並列にして全容量 $12.0 \mu\text{F}$ である。コンデンサは低インダクタンスとなるよう内部構造が同軸状になっている。最大定格電圧は 40 kV である。各ブロックごとにトリガトロン方式の気中ギャップスイッチがとりつけられている。⁽²⁸⁾ 電極の材質は、本体がしんちゅうであるが、電極先端の 10 mm 程度の部分は銅-タンクステン合金にしてある。これは放電による電極消耗を軽減するためのものである。⁽²⁹⁾ 各スイッチはエポキシ円筒内に組みこまれ、高気圧スイッチにもなる構造にしている。コンプレッサによって加圧された空気を、一度空気をためる中にたくわえ、各スイッチに高圧ホースで分配する。スイッチの一方にある空気排出口より高圧ホースを継由して1個所にまとめられ、電磁バルブの開閉によって排出されるようになっている。今回の実験では高気圧にしないで、1回の放電ごとに10秒間空気を循環させた。これにより電極周辺は常に新鮮な空気があり、絶縁耐圧の向上がはかられた。一連の実験を始める前には必ず、電極間距離を調整して、各ブロックごとの自爆電圧を合わせた。

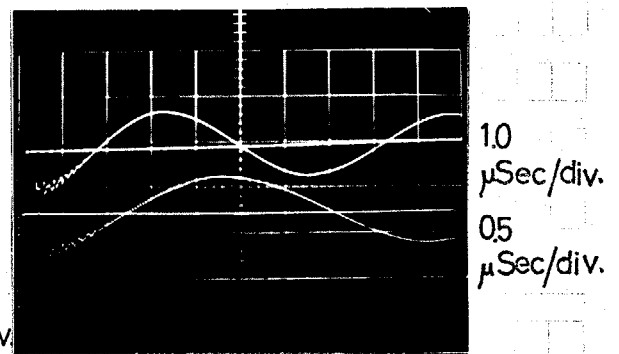
コンデンサの定格が 40 kV のところ、その 63% の 25.2 kV で充電してきた

にもかかわらず、これまで破壊する事故が相ついで。おとらくコンデンサの固定法が不適当と考えられた。そこでコンデンサを2台重ねて横積みにして、さたのをやめ、1台ずつ固定台の上へ立てて置くことにし、機械的負担を軽くした。装置のこれらの改造は本実験が終わった後行われた。その内容は次のとおりである。充電電圧を上昇する計画のために絶縁耐力の向上。フィード、コレクタ形状の太さはな変更。充電系統を、ケノトロン(KR-150)2本並列使用をやめて、シリコン整流器にした。ケノトロンのフィラメントの光は、光学測定の際にと不都合であったが改善された。

○ コンデンサに電圧を加えても充電されなくなったり、充電中あるいは放電時に異常の音が発生すれば、明らかにパンクと判る。しかし、これでは一連の実験中に事故が発生した場合、非常に不都合である。それでは完全に故障し、使用不能となる以前に何らかの予知できれば都合がよい。不良のものをあらかじめ交換しておけるからである。このため次に述べる方法が、ひとつの目安として使えることをみい求した。テーパコイルと放電管の間隙に中間コイルと称する小巻回と巻いた小さな探りコイルをいれておく。通常は軸方向磁界 B_z をこれにより測定する。コイルには電圧が誘起されるので、積分回路を介してオシロスコープに磁界成分を示させる。積分回路は抵抗 R 、コンデンサ C とからなるもので、一種のフィルタとも考えられる。もし、これを介さなければ、コイルに誘起される高周波分も含んだ電圧信号が観測できる。この信号をみてみると、コンデンサ内に異常があれば不規則な雑音が重畳され



コンデンサパンク直前の放電電圧波形
(コンデンサ内の局所的な放電にもと
づくスパイク信号が重畳している)



コンデンサ更新後の放電電圧波形

第3-1図 コンデンサ劣化に伴う現象

るのが判った。不規則な高周波スパイクは、コンテナ内部の絶縁劣化による放電時の局所的な絶縁破壊に起因すると考えられる。当初、スパイクの原因が不明であった。しかし現象と発見後、6回ほど放電したところ、1台のコンテナがパンクした。コンテナと交換した後の同様の測定では検出されなかった。このため先の推察は正当なものであろう。コンテナ内のわずかな部分放電が繰り返されるうちに、致命的な絶縁破壊、そしてパンクという道すじをとったのである。このスパイク信号は大事故にはならない前に検出できるので、電圧信号に重畳されている。不良コンテナと交換しておくべきである。なお、積分回路を介してしまったら、当然ながら検出はできないことと注意しておく。

3.2-2 コイルおよびフータ

この高温プラズマ発生装置の大きな特長のひとつは、ターゲットコイルの構造にある。すなわち、コイル内に起るプラズマ現象の軸方向の様子が、非常に詳細なまでに高速度カメラでとらえられるということである。2mm厚の鉄板と導体とし、同じく2mm厚のベークライト製のスペーサと交互に積み重ねていった。ベークライトが入れてある部分が管軸と直交する方向のスリットとなり、ここを通してコイル内部を観測できる。コイルは全体で1巻になっている。全長は202mm、導体内径98mm、スリットの数数は6本である。

コイル長の決定はいろいろ問題がある。コイル終端の影響と考え、コイル中央部に平衡状態にあるプラズマを長く保持する立場からいえば、コイルは長い程有利である。けれども1巻のコイルでは、その長さをとると、一定の充電電圧としたとき、発生できる磁束密度 B は長さ l に反比例する。またプラズマが到達できる温度に最も関係のある磁界の立ち上がりは、最大で長さの平方根に反比例する値までしかとれない。

$$\text{つまり} \quad B \propto 1/l$$

$$\text{Max.}(wB) \propto 1/\sqrt{l}$$

□ここに ω は放電電流の角周波数とする。

□これは、高温プラズマの加熱からいえば不利である。本実験では、これは磁界の立ち上がりとして 1.5×10^{10} Gauss/sec として行われてきた。この値は世界の大型装置と比較して、それほど小さな値ではない。

□コイル終端の影響がコイル中央部まで伝搬する時間は、本装置での実測値で、 $1.5 \sim 2.0$ μ Secであった。平衡プラズマの保持時間として、幾分短いと思われるが、加熱は充分行なわれると期待できる。

□なおコイル自身のインダクタンスは 3 nHである。

○ □コイルとコンテナバンクの結合は次のように行なわれる。まず、四ブロックのコンテナからアルミ製の円筒状としたフィード四本で、集電導体部（コレクタと呼ぶ）へ接続され、ここにコイルとがタブと呼ばれる緩衝部を通じて結合される。本装置は、バンクよりケーブルを使って給電しないで、特殊な同軸導体、フィードによっている。二本の半径が異なるアルミ管と、マイラの絶縁により同軸状にしたものである。内部導体は、直径 120 mm、全長 1694 mmで、導体の厚みは 4 mmとなっている。これを厚さ 0.18 mmのマイラで3層に巻き絶縁を保ちつつ、外部導体（外被）の中に入れる。外部導体は直径 130 mm、全長 1500 mm、円筒肉厚 3 mmである。アルミの種類は、第4種耐蝕アルミニウムである。

○ □このフィード、一本あたりの電気的特性は、単位長さあたりのインダクタンスが、 6.5 [nH/m]、容量は、 2200 [PF/m]であり、特性インピーダンス 17Ω である。このとき、信号の伝搬時間は、 24 nSecとなり、各ブロックごとにスイッチのばらつきがあっても、 7 nSec程度までであれば、ブロック相互間の影響はお互いに受けない。このように、多数のコンテナ、スイッチの並列運転の場合、スイッチの動作時間を考慮して、ケーブルあるいはフィードの長さを決定すべきである。

□フィードとコイルと直接、結合するのはこの装置の場合、大きさから不可能である。また、長さ 20.2 mのテープコイルへ様に電流を流すことが要

求される。もし、そうであるければ、コイル内につくられる磁界が不均一となり、プラズマの不安定あるいはドリフトをまねく。とくに、このプラズマ発生装置は、コレクタのおよそ 150 cm の広い領域にわたって給電されるので、 20 cm 程度のコイルでは、電流分布に注意が必要となる。そこで、コイル、コレクタ間に、長さ 10 cm 、巾はコイル長と同じのダブと呼ぶ緩衝導体をいれ、コイル内で、コイル終端から中央部にわたって一様に電流が流れるようにした。

- さて、この衝撃大電流放電装置を実際に運転してみると、電流がとれほとんど集中して流れるものかがよく判った。当然のことながら、電流は最短距離でインタクタンスの最も小さい系路を流れる。大電流が流れる装置の機械的設計にあたっては、導体の接続部とくに考えなくてはならない。広い面積にわたって接触させているつもりでも、有効な導体部として使われるのは、インタクタンスが最も小さいところだけである。それ以外の部分は単に機械的強度の保持としてのだけの役割しか果たさない。接続部と解体してみると、各所に放電痕跡がみられ、電流路の確認をすることが出来る。これは点接触だけの場合がしばしばあることを示し、接続面の一様な接触が必要とされる。

3.2-3 放電管、真空排気系ならびに気体流入装置

- 放電管は、長さ 914 mm 、内径 75 mm 、管厚 4.2 mm のパイプスチックの直管である。放電管としてとりつける際、このパイプスチック管を、一週間水槽内にわけておき古化 (aging) をせ、その後クレンザーで洗じ、蒸留水で何度も洗い流した。このようにした放電管は、多数回の放電後でも管壁のよじれの程度が小さかった。放電管の両端には、と放電用の円環状をした電極がとりつけられている。コイルおよび放電管は同じ支持台の上におき、放電管はその両端で支持されている。

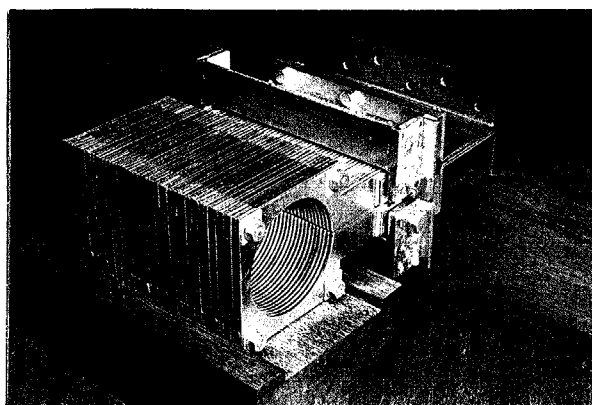
真空排気は、ロータリ・ポンプと油拡散ポンプとで分なった。ロータリ・ポンプだけでは到達できる真空度が $1 \times 10^{-3}\text{ Torr}$ であるが、液体窒素によるコ

コールドトラップを使って油拡散ポンプを運転すると、放電管内は 2×10^{-6} Torr まで排気される。コールドトラップは、放電管と排気系との間に入れておくが、効果は非常に大きい。ポンプから油の蒸気が管内へ拡散していくのは、是非避けておかなければならない。実験してみると、その効果がよく判った。不純物である酸素、炭素原子からの発光線スペクトルをモノクロメータで観測すると、トラップが充分この働きを果しているところは妥当な信号のみみられるが、不十分であると異常な強度の信号となり、光電子増倍管を飽和させてしまった。これは明らかに不純物の影響と考えられる。しかし、磁気探針には、このようなことによる影響が検出されなかった。

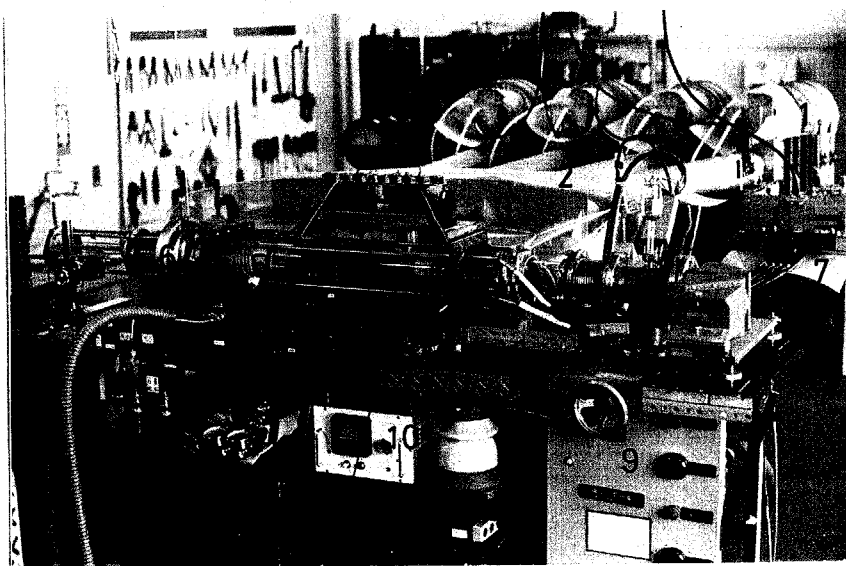
真空計として、ピラニゲージおよび電離真空計を使用した。
管内に満たすヘリウムガスは、連続的に流しておいた。ポンプより減圧弁にて1気圧までおとし、エドワート社製のリークバルブを2台直列に接続したためにより気圧の調整と行なった。

本実験では初気圧が高いので、コールドトラップも使用して、ロータリ・ポンプだけで排気した。初気圧を数10 mTorrまで下げる場合には、どうしても拡散ポンプを使うが、リークバルブによって初気圧を常に一定とするのはなかなか困難であった。低気圧領域での気圧調整法は今後の問題として残ってしまった。

いずれにしても、初気圧を一定にすることが、生成するプラズマの再現性を良くする立場から重要であった。



第3-2図 多数のスリットをもつテータコイル
(コイル長 202mm)



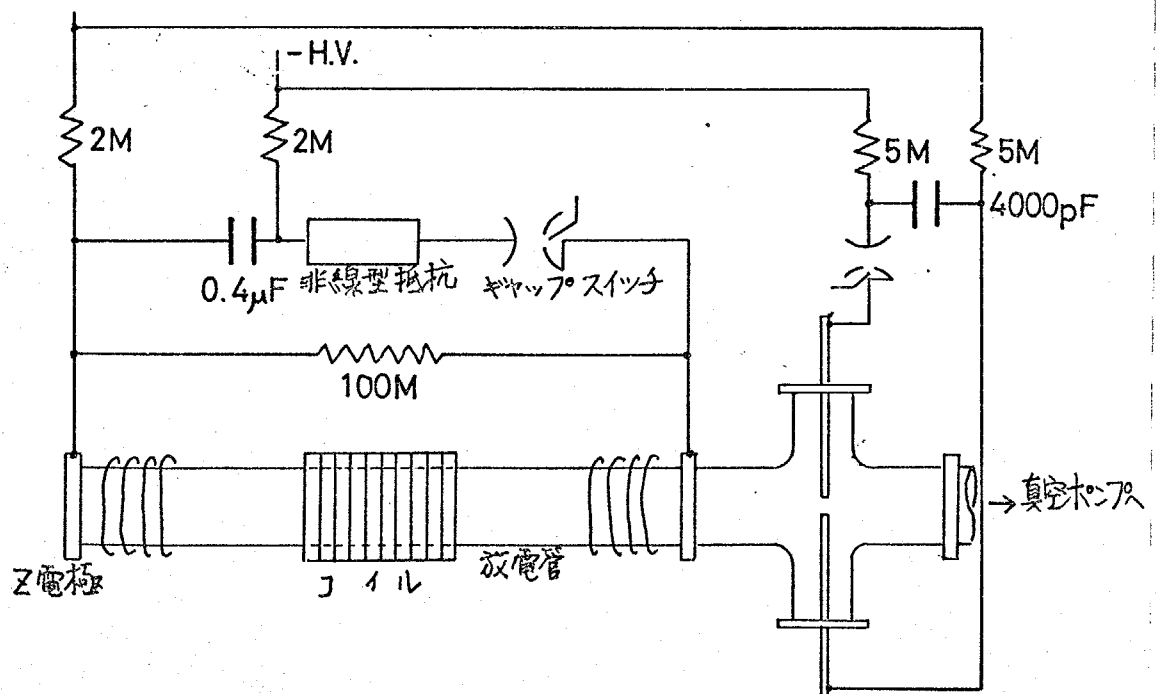
第3-3図 高速度テータピンチプラズマ発生装置

- 1 メインバンクコンテナ
- 2 フィーダー
- 3 コレクタ
- 4 テータコイル
- 5 放電管
- 6 磁気探針支持用可動フランジ
- 7 フォリヒータバンク
- 8 気体流入装置(ポンプ, リークバルブ)
- 9 真空排気系
- 10 ヒラニゲージ

3.3 予備加熱回路⁽³⁰⁾

管軸方向に電流を流すZ放電による予備加熱回路は、容量 $0.4\mu\text{F}$ 、定格電圧 5kV のコンデンサと、キャップスイッチおよび非線型抵抗とからなるプリヒータバンクで構成される。電極は放電管の両端にとりつけられ、円環状であって、管軸方向からの光学測定にあたって視野をさえぎらないようにしてある。材質はステンレスである。電極放電のため、電極から放出される金属の不純物による悪影響が予想されるが、電流値をあまり大きくとらずに、時間中の短い単一パルスにしておけば、その影響は小さくなると思われる。

単一パルスとするために、非線型抵抗を入れているが、高い充電電圧で運転すると、単一パルスで終わらずに、逆方向に 1kA 程度の値で、時定数のきわめて大きい電流が流れてしまっている。実験では、この電流が流れている間にメインバンクを点火して、テータヒンチを行なっている。しかし、ヒンチプラズマの現象時定数がきわめて小さいので、この電流の効果は低いと思われる。



第3-4図 プリヒータバンクおよび予備加熱回路

□ バンクから各電極への接続は、ケーブルRG8/U 4本によってなされ、磁気探針がとりつけられている側の電極が正極性となるようにし、そちらが直流的には大地ポテンシャルとなる。

□ 電極間距離は、およそ 9.5cm であるが、初気圧 300mTorr 前後の領域では、ギャップスイッチが指令トリガによって起動されると同時にZ放電がおこる。しかし、初気圧を下げていくと、その動作時間に遅れをまじ、ばらつき（ジッタ）も大きくなる。 40mTorr 以下では、ついに放電しなくなってしまう。

□ これを改善するのに、Z電極の陰極側の近くに電子があれば、ギャップスイッチが閉じ、 $100\text{M}\Omega$ の抵抗を通して放電したとき、その電子は陽極側へ加速されて移動する間に、中性原子との衝突とくりかえし、カッパ電離が促進され電流路が形成できれば良いと考え、電子源の設置を試みた。

□ 第2-4図に示したように、陽極と反対側で陰極から 14cm 離れたところで、 $5\text{mm}\phi$ のしんろゆう電極にする、 0.5mm の小さなギャップ放電をさせて電子源とした。 4000pF のコンデンサを使い、この充電電源とスイッチのトリガはフリップフロップバンクのものと共通にした。今回の 100mTorr の実験では、この方法ととらな、でも放電はおこるが、その動作時間に遅れとばらつきがあった。

□ さらに低い初気圧 $10\sim 20\text{mTorr}$ の場合、この方法では不十分であった。そこで、熱電子源の使用を考え、その効果を実験的に確かめた。ヒータは前述の小ギャップとほぼ同じ距離だけ離しておく。その形状は、直径 1.5mm のらせん状で、1回巻いてあり長さ 9mm のもので、 6.3V 、 5A の定格である。電源は 6V の蓄電池を使い、 $25\sim 3\text{A}$ の電流で動作させた。Z電極の陽極側において、その効果は全くみられないが、陰極側における、劇的な効果があった。とくに陰極部とヒータを接続して同電位となるようにしておくと、初気圧 12mTorr でも、ばらつくことなくZ放電がおこり、低気圧領域での実験も可能となった。

□ このほか、従来から使用してきた高周波予備放電がある。周波数 28.8MHz ,

陽極損失 500W の発振器を使って、放電管の両端に巻いたコイルによって結合される。数%の電離が行われるだけであるが、この種の予備電離なしで、の場合とくらべ、再現性、圧縮過程の様子はいちじるしくことなる。

以上述べてきた予備電離、加熱の方法をまとめて列挙すると、

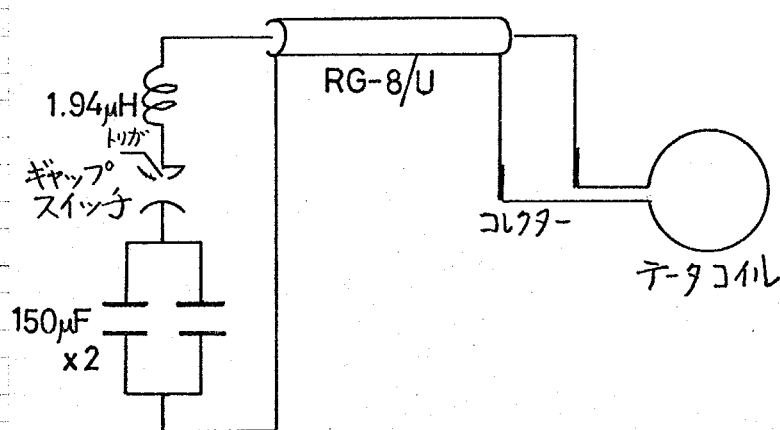
(a) 高周波放電による予備電離

(b) γ 放電による予備加熱 } 陰極付近の小こねギャップ放電
ヒータによる熱電子源

となる。

3.4 バイアス磁界発生装置⁽³⁾

予備加熱したプラズマ中に任意の大きさと方向をもった磁界を存在させておくためのバイアスバンクは次のように構成されている。容量 150 μ F、定格電圧 6kV のコンデンサ 2 台と並列にして、300 μ F とする。その上に一台のギャップスイッチをとリつけ、1.94 μ H のインダクタンスも直列に接続した。このインダクタンスは、放電周期調整のためと、メインバンクとの減圧合とはかる目的で使われている。メインバンクは、25kV 程度の電圧なので、これが直接、バイアスバンクのコンデンサにかかるとは都合が悪く、分圧して



第3-5図 バイアス磁界発生回路

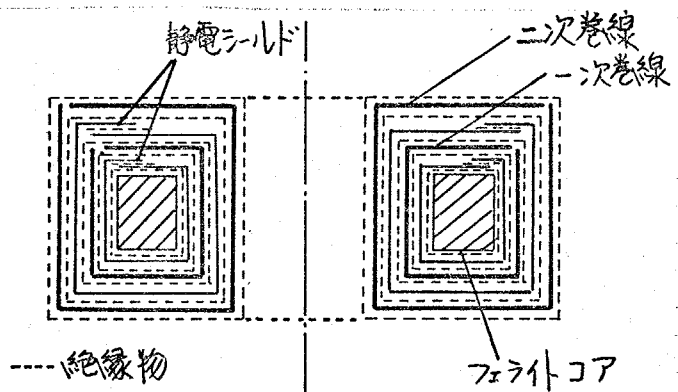
のかわりはない。テーパコイルへは、バンクよりフェーザルRG8/U 8本でコレクタと経路して放電される。この放電回路の放電電流周期は $178 \mu\text{Sec}$ だった。放電電流の極性は、充電系統の接続と替えて分かった。

なお、これから以後、メインバンクによる圧縮磁界と同じ方向にバイアス磁界もかけておく場合、順バイアス磁界、反方向の場合も、逆バイアス磁界と呼ぶことにする。

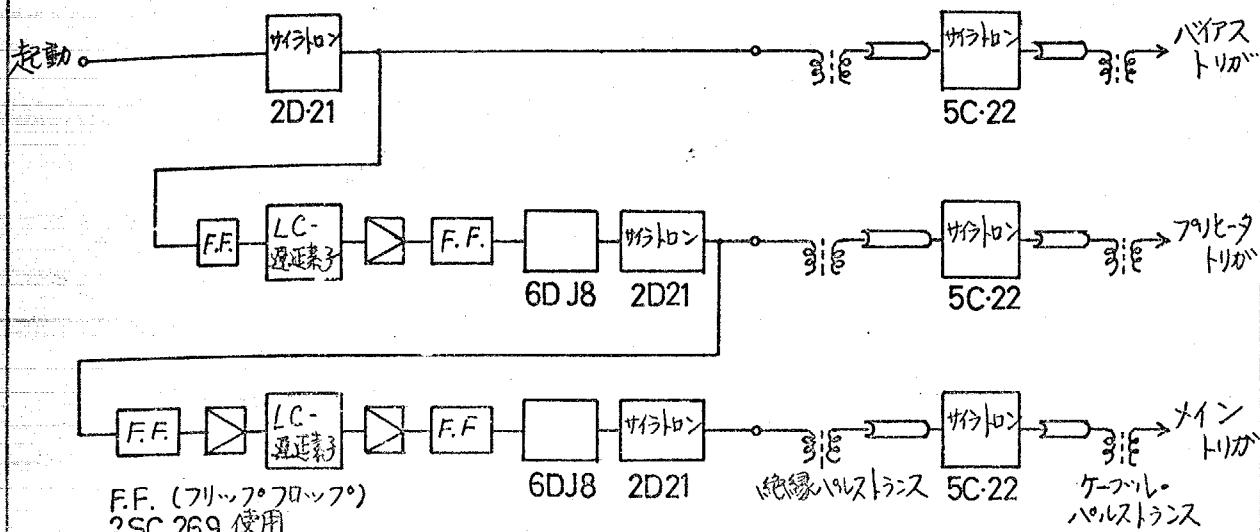
3.5 放電のシーケンス

放電のシーケンスは、バイアス磁界、プリヒータ、メイン放電の順となる。本実験の場合では、バイアス磁界がかけられてから $16.7 \mu\text{Sec}$ 後にプリヒータバンクを点火して、予備加熱する。その $11 \mu\text{Sec}$ 後にメインバンクが動作しプラズマが圧縮、加熱される。このタイミングは、各バンクを充電しておき、遅延パルス発生器から出た信号により、サイラトロンVC-22で構成されたトリガ発生器が、それぞれの希望する動作時刻に各バンクのギャップスイッチをトリガすることで実現される。遅延パルス発生器は、LC遅延集中定数回路からなるもので、著者が製作した。この最終出力はサイラトロンVC-22/2を使っているが、VC-22の入力とは、トロイダル状のフェライトコアを使った絶縁パルストランスを通して結合させた。このトランスの一次、二次巻線は 0.05mm 厚の銅はくで静電シールドがほどこされている。その構造は第3-6図に示されたとおりである。

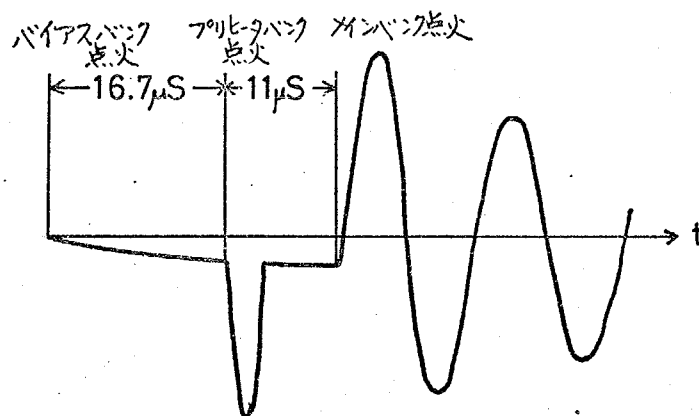
このトランスがないと、放電時のサージが、トリガ発生器から遅延パルス発生器まで伝わり、誤動作し易かった。トリガ発生器からギャップスイッチのトリガ電圧への



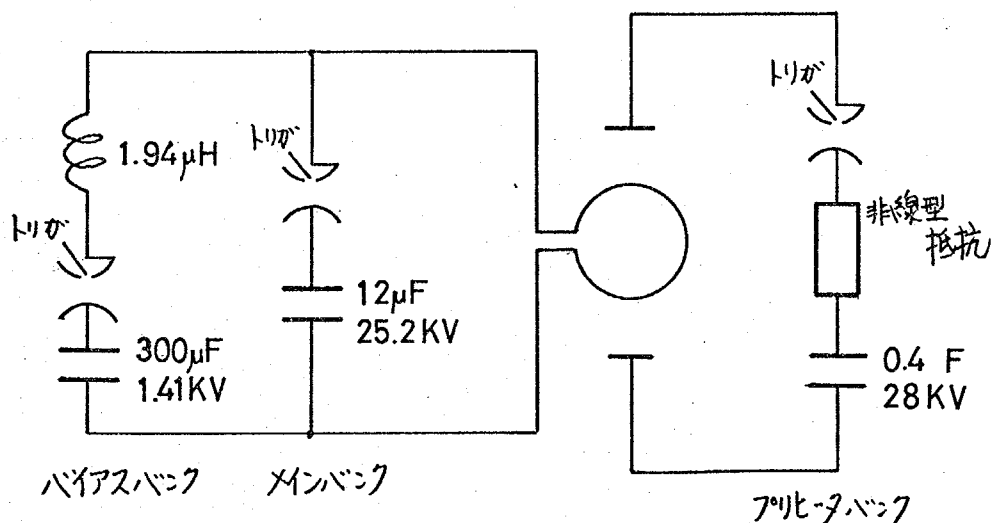
第3-6図 絶縁パルストランス



第3-7図 トリガパルス回路系統図



第3-8図 放電のタイミング



第3-9図 テータピンチプラズマ発生装置放電回路

(最大定格値)

コイルの長さ	20.2 cm	
内径	9.8 cm	
放電管の内径	7.6 cm	
コイルのインダクタンス	31.0 nH	
放電回路のインダクタンス	87.5 nH	
メインバンク		
コンデンサ容量	12.0 μ F	
充電電圧	25.2 KV	40.0 KV
充電エネルギー	3.8 KJ	9.6 KJ
放電周期 (T)	6.44 μ Sec	
放電電流 ($t = T/4$)	279.0 KA	443 KA
最大磁束密度 ($t = T/4$)	1.56 Wb/m ²	2.48 Wb/m ²
圧縮磁界の立ち上がり	1.5 $\times 10^6$ Wb/m ² /s	2.4 $\times 10^6$ Wb/m ² /s
フリートバンク		
コンデンサ容量	0.4 μ F	
充電電圧	28.0 KV	75.0 KV
放電電流	14.0 KA	
バイアスバンク		
充電電圧	1.4 KV	6.0 KV
放電周期	178 μ Sec	
コンデンサ容量	300 μ F	
使用気体		
He		
初充圧	300 mTorr	100 mTorr

第3-1表. 高速度テータピンチプラズマ発生装置

第4章 高温プラズマの診断

4.1 高温、高密度プラズマにおける測定

プラズマを研究するには、プラズマ中の磁界、電界、電子温度、イオン温度、粒子密度などのパラメータを定量的に測定することが非常に重要である。測定にあたっては、対象としているプラズマを乱さないことが要求される。

また時間的、空間的分解能が高くなければならない。しかし、プラズマを乱さずにしかも空間的分解能を高く維持するのは、なかなか両立し難い。高い

空間分解能とよばれる各種探針は、プラズマ中に直接入れるわけであるが、しばしばプラズマを乱す場合がある。また温度が高くなるにつれ使用できなくなる。プラズマの種類によって、それに応じた測定法を使用すべきである。

テーブルニチのように、温度が 10 eV から数 keV で、粒子密度が 10^{16} cm^{-3} から 10^{17} cm^{-3} の高温で高密度のプラズマの測定法のあらしとここで説明しておく。次節以後で本研究の実験で使った方法を詳しく述べる。

測定はおよそ次の二つに分類され、それぞれ長所、短所がある。

(a) 探針によるもの (局所的な値を測定でき、空間分解能が高い。プラズマと直接、触れるので乱すときがある)

(b) 準光学的方法 (プラズマ自身の発光を利用するか、あるいはレーザー光がプラズマから受ける影響と測る。プラズマを乱さず、外部で測定できる。空間分解能は、あまり高くできない。)

探針は磁界分布を求めるとき使われ、それほど高温でなければ、手軽に使うことができ、得られる結果も意味あるものとなる。こうした電磁界測定は、この他に放電管のまわりに導線のループを巻きつけておき、プラズマによる反磁性効果を検出することも行われる。

準光学的測定も、これまで多くの方法が試みられ実用化されてきた。⁽³²⁾ プラズマの巨視的な動きを知るには、高速度カメラに頼る他ない。テーブルニチ

は、せいぜい数 $10\mu\text{Sec}$ の間の過渡現象なので、光学的方法も特殊な考慮がは
 らわれる。温度、粒子密度を求めるのには、光学的方法が、今のところ最も
 有効な手段となっている。粒子密度はレーザを使った干渉法で求められ、単
 なる密度分布だけと知りたいのであれば、プラズマからの連続スペクトルの
 発光強度分布の空間的依存性を測れば良い。温度は分光学的方法によって、
 線スペクトルの強度比、線スペクトルと連続スペクトルの強度比から求める
 ことができる。さらに現在では、レーザ光のプラズマによる散乱光から温度
 を測定する方法も標準化されている。

○ 次節以後に本研究にあたって使用したプラズマの診断法について、原理の
 説明と実際に行なった方法を述べていく。

4.2 高速度カメラ

4.2-1 高温プラズマと高速度カメラ

高ベータプラズマの研究の大きな目標は、磁界によりプラズマを平衡状態
 に保ち、かつそれが安定であるようにすることである。これらの問題を調べ
 るのには、プラズマの巨視的な運動を把握する必要がある。そのための手段
 として高速度カメラはこれまで重要な役割をはたしてきた。たとえばテータ
 レンチにおいては、プラズマ柱のドリフト、Rayleigh-Taylor不安定の観測実
 績がある。現在、テータレンチをトロイダル化した場合での平衡状態の実現
 の研究が行なわれているが、ここでも高速度カメラが最も使われている。

○ 高速度カメラはその原理から二つに分けられる。

○ 高速度シャッター (電気的動作)

○ 回転鏡式 (機械的動作)

高速度シャッターは、電気的な方法によって入射光を制御するものである。
 およそ二つの方法があり、その一つは、Kerr効果を利用する。Kerr効果は
 ニトロベンゼンと偏光板を組み合わせたもので、高電圧のパルスを加えると

光が透過する。大きな像として撮影でき分解能は良いが、シャッターを閉じている状態でも入射光が漏れてくる欠点がある。ただこの方法は、ある一つの時刻をとらえられるだけで、連続的な時間変化の観測はできない。もう一つは、イメージコンバータ管を使うもので、本研究では、この型の高速度カメラを使用して、流し撮り、駒撮りを行なった。

回転鏡式は、長いフィルムと固定しておき、鏡を高速度で回転させることにより像を移動し、その感光面上に記録する。これは一回の撮影で多数駒の駒撮りができる特長をもっているけれども、機械的な回転部分があるので動作時間と、高速度シャッターのように速くはできない。

カメラで撮影したプラズマの発光像は、温度というよりもむしろ、粒子密度に関係がある。プラズマからの連続光をとらえていると考えて、電子密度の空間分布を求めるとも可能である。この場合、フィルム上に記録された発光強度は実際に放射された光源の強度と一致しないので光学測定系のもつ非線型な応答性を校正しなければならない。プラズマが放電管壁にあたって不純物が放出された場合でも著しい発光がみられる。これから不安定性や、平衡状態の崩壊を確認するのが行なわれる。

4.2-2 イメージコンバータ管⁽³³⁾

イメージコンバータ管は被測定対象からの光と一度電子に変換して、その電子を電気的に制御し、螢光面上に映像を再現する。シャッター動作は、電子を螢光面まで走行させないでおき、希望の時刻に電圧パルスとグリッドに加えてから電子を照射することによって行なう。また偏向電極を設けておいて電子ビームを移動できるようにしておけば像を動かし、流しとり、駒撮りができる。

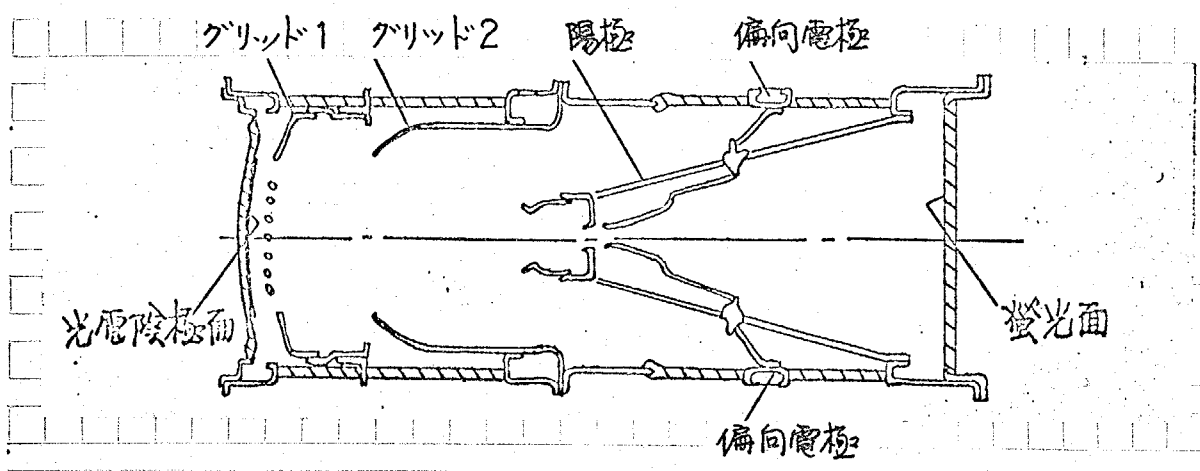
筆者は、以前研究室で製作されたこのイメージコンバータ型の高速度カメラの改造を行ない、テータロニチプラズマの巨視的な運動を観測してきた。⁽³⁴⁾

使用したイメージコンバータ管は RCA 社の製品で、RCA-4449A と呼ば

れる型のものである。その内部構造は第4-1図に示されている。

管の動作を説明していく。光源よりの光が光陰極に照射されると、入射光の強度に応じて光電子が放出される。この陰極はセシウム-アンチモン (Sb-Cs) で、 $3800\text{\AA}$ から $4800\text{\AA}$ の波長に対して最大の感度を有している。発生した光電子は、グリッド1によって陽極側への走行を制御される。これがシャッタ動作を行なうもので、常時陰極に対して負電位においておく。希望する撮影時刻と露出時間に応じて正の電圧パルスを加えれば、光電子は陽極側へ加速されていく。陰極面付近へ格子状に設置されており、集束電圧とグリッドにかかる電圧が条件に合っていないと蛍光面上にその格子模様が見えらわれてしまう。

グリッド2は、光電子流が陽極と偏向電極の開口部分に集束するような電界をつくるためのもので、加速用電圧を合圧したものと通常かけておく。陽極は、図示した構造と配置になっており蛍光面も同電位におかれる。オシロスコープのブラウン管の場合には蛍光面を零電位におくが、イメージコンバータ管は高電位において使うことが多いので、とくに注意を要する。陽極で集束した光電子流は交差し、光陰極面上の像と蛍光面上の像が反転する。偏向電極は陽極の後方におかれ、電圧をかけて電子流を偏向し、蛍光面上の



第4-1図 イメージコンバータ管

像を移動させる。廻撮りの場合には階段状の電圧パルスを加え、流し撮りの場合には連続した立ち上りの三角波を加える。電子流を偏向する際に、像の分解能が低下しないように上下におかれた一对の偏向電極には、逆位相の電圧パルスを加えなければならない。

イメージコンバータ管の光学的特性を第4-1表にまとめ、電気的特性を第4-2表に示した。

光陰極	波長感度特性	S-11 (最大感度波長 $3800 \sim 4800 \text{ \AA}$)
	有効径	$\phi 4.8 \text{ mm}$
	極面曲率	$1/102$
蛍光面	放射特性	P-11 (青)
	撮影有効径	$25 \text{ mm}^{\text{H}} \times 70 \text{ mm}^{\text{長}}$
変換利得		69 (定格動作, 入射光 $4100 \text{ \AA}$)
分解能		25 line-pairs/mm
像倍率		$0.69 \sim 0.78$

第4-1表 イメージコンバータ管の光学的特性

陽極電圧	15 kV
集束電圧	1640 V
グリッド1電圧	動作電圧 138 V
	カットオフ電圧 -68 V
偏向感度	500 V/cm
陰極-グリッド1間静電容量	20 pF
最大陰極電流	20 mA

第4-2表 イメージコンバータ管の電気的特性

4-2-3 高速度カメラ駆動のための電子回路

この高速度カメラはすべて電子回路によって制御される。イメージコンバータ管の入ったカメラ本体の他に、以下に述べる四つの電子回路を使う。

(a) 遅延回路

(b) 流し撮り用パルス回路

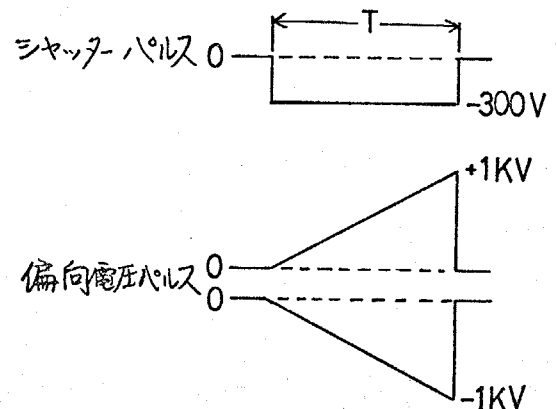
(c) 駒撮り用パルス回路

(d) 電源回路

はか、それぞれの部分の動作について説明しておく。

(a) 遅延回路、観測する現象を任意の時刻でとらえるための制御とする。この実験では、現象が過渡的であるので、測定器の起動はテータコイルに流れるマイニバンクからの電流による磁界を検出して行なっている。そのため放電電流が流れ始めてから数 μSec 程度遅らせて起動するには、遅延回路の出力を使わなければならない。

(b) 流し撮り用パルス回路。スリット状の像を熒光面上で連続的に移動すれば、現象の連続的な時間変化が撮影できる。これには、第4-2図のようなパルスが必要で、パルス巾 $1\mu\text{Sec}$ から $12\mu\text{Sec}$ で、波高値 -300V の矩形波パルスをグリッド1に、それと同じパルス巾で波高値が $\pm 1\text{KV}$ の三角波を偏向電極にそれぞれかける。実際に使用した回路のブロックダイアグラムを第4-3図に示した。またシャッター動作はグリッド1によるが、応答を高速にするため、グリッド1は電池によって常に一定な電位($+100\text{V}$ 程度)にしておき、電陰極面を、その電位より高くしておく。つまりグリッド1は光電陰極に対して電位が低い。このとき光電子は、



第4-2図 駆動パルス

陽極側へ走行できない。そこで陰極に負のパルスを加えれば、逆にグリッド1の電位が高くなり電子が陽極側へ加速される。この方法にした方が高速の動作は改善された。流し時間は1, 2, 3, 4, 12 μSec の4種類ができる。

(C) 駒撮り用パルス回路

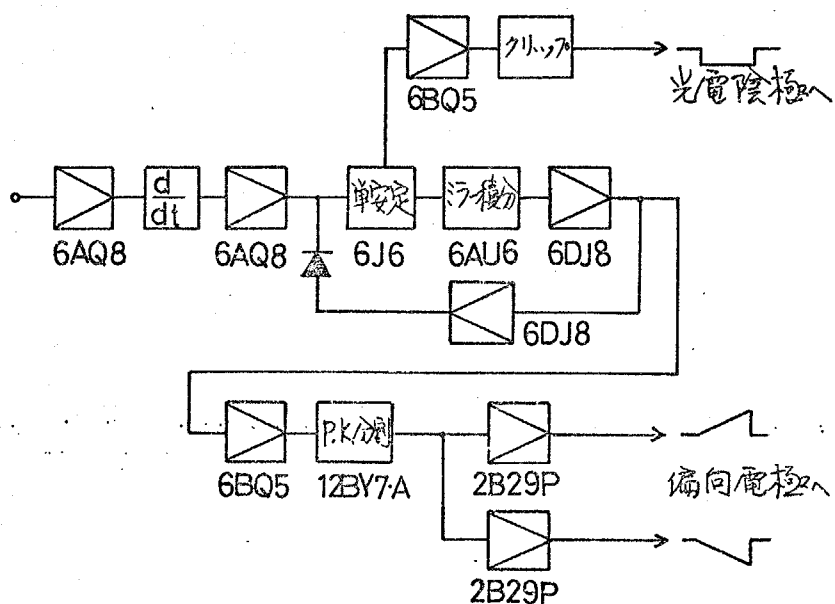
プラズマ全体の形状と、露出時間20 nSec, 駒間隔400 nSecで2駒撮るために必要なパルスをつくる。原理的には、パルスをつくれば何駒でも撮影できるが、蛍光面の大きさとか分解能の制限から、せいぜい5駒まで撮影可能であるといわれる。筆者らが製作したものは2駒撮りだけとなっている。回路のブロックタイアグラムと第44図に示した。立ち上がりが速い短かいパルスがシャッタパルスとして必要となるが、ケーブル3C-2V, 1mのえ放電と利用し、サイクロン2D2/と組み合わせ実現した。偏向電極へかえる矩形波パルスは、コンデンサ0.005 μF のサイクロンによる放電でつくる。シャッタパルスが20 nSecとさわめて短かいので、コンデンサの単なる放電によるものでも立ち上りの部分は矩形波とみなせる。実際の回路は第45図である。

流し撮りよりも、駒撮りの方が技術的に難しい点が多いようである。極端に駒間隔を短かくすると、像の分解能が悪くなってしまうのが判った。

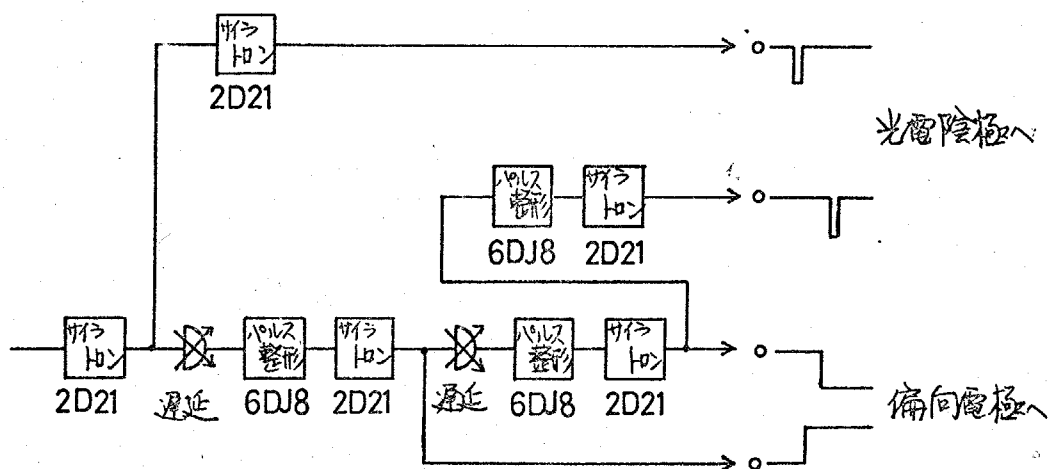
(d) 電源回路

イネーシコンバータ管の加速電圧は、直流0~16 kV, 2mAの高圧電源を使い、他の電子回路用のB電源、およびヒータ電源も別に製作されている。

カメラ本体は326 X 460 X 360 (mm)のアルミケースからできている。こゝまで述べてきた駆動用の電子回路は、一つのラックに組みこまれていて、そのカメラ本体とは、電源、パルスともケーブルによって結合される。電子回路の電源は、磁気増幅器型の安定化電源装置を経て、絶縁トランスによって浮かしておいた。

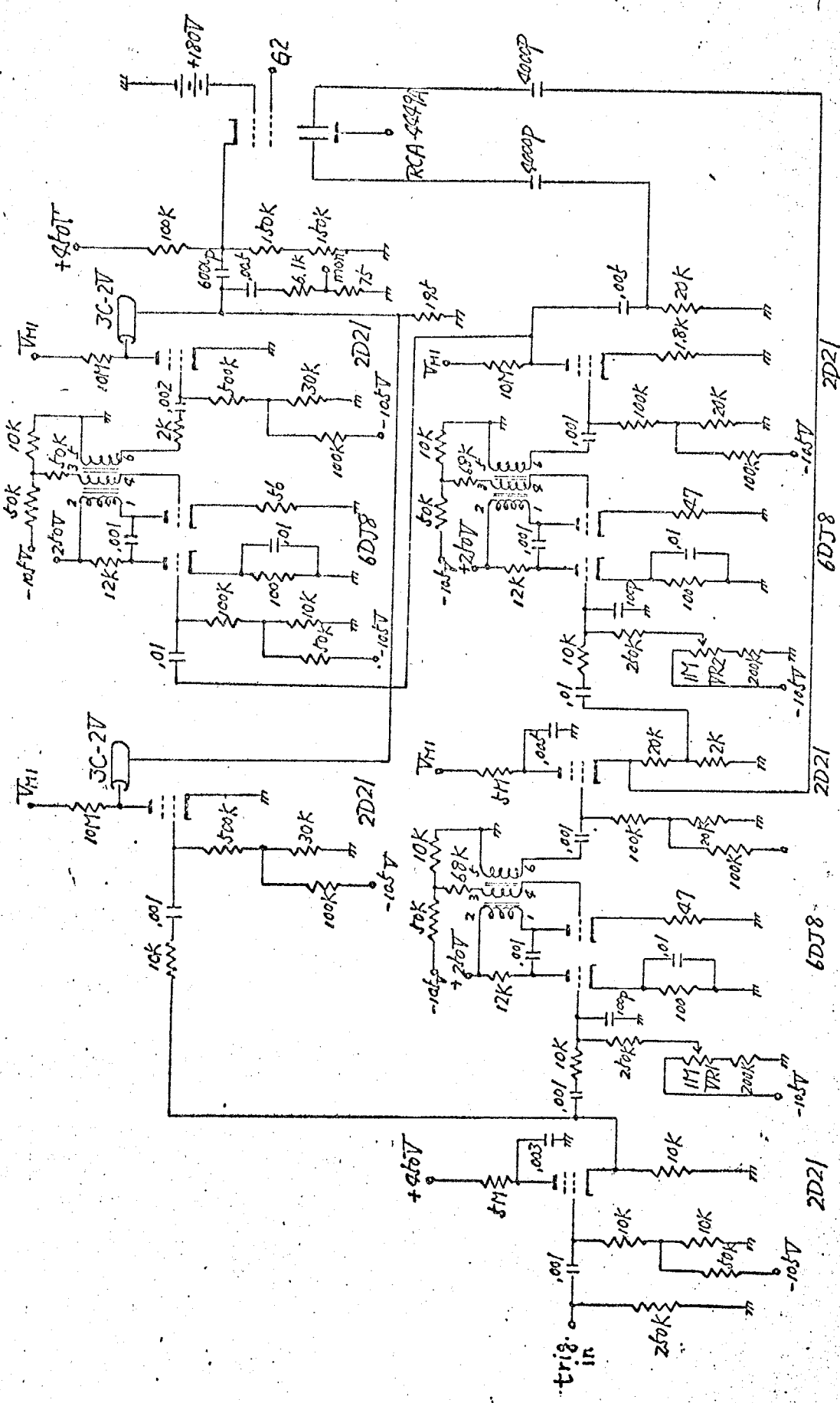


第4-3図 流し撮り回路ブロックダイアグラム



第4-4図 駒撮り回路ブロックダイアグラム

Gate-Pulse gen.



Deflection-Pulse gen.

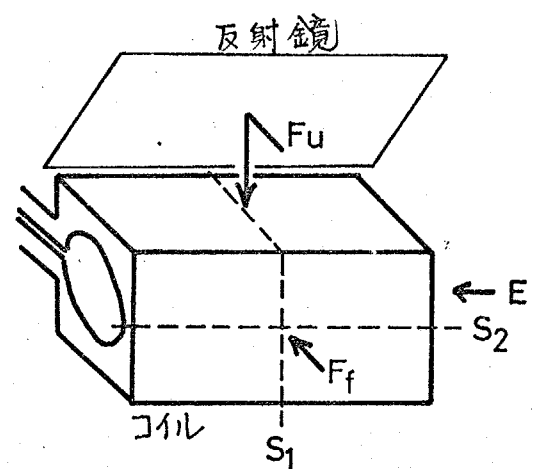
第4-5图 脉冲发生器

4.2-4 観測方法

プラズマ全体の形状は動撮りによって撮影し、半径方向、放電管軸方向への運動の連続的变化は流し撮りによった。立体的な構造をつかむため、コイル上に反射鏡を設け、同時に二方向からの観測が行なえるようにした。

撮影方向は第4-6図に図示した。E方向からプラズマの半径方向の形状の動撮りをする。S₁, S₂に示す場所に巾0.8mmのスリットをコイル付近に置いた。S₁からの像を流し撮りすると、プラズマが半径方向に圧縮される様子が判る。S₂によれば管軸方向の運動が観測できる。いずれの場合でもカメラの焦点はコイル中央部に合わせた。

イネー ジコンバータ管の定格加速電圧は 15kV であるが、今回の場合 10.5 kV で動作させた。発光面上の像は、35mm の X 線フィルムで記録し、現像の際に増感処理を行なった。撮影時刻の確認は、高速度カメラのモータ端子より、シャッターパルスを取りだし、テータコイルの放電電流波形と一緒に記録した。



第4-6図. 観測方向 およびスリットの位置

4.3 磁気探針

プラズマ中の軸方向磁界 B_z の分布は磁気探針によって測定した。使用した磁気探針の構造は、 0.08 mm のポリウレタン線とを回巻いた直径 1.2 mm の検出コイルと、外径 3 mm のバイレックスガラス管に入れたものである。

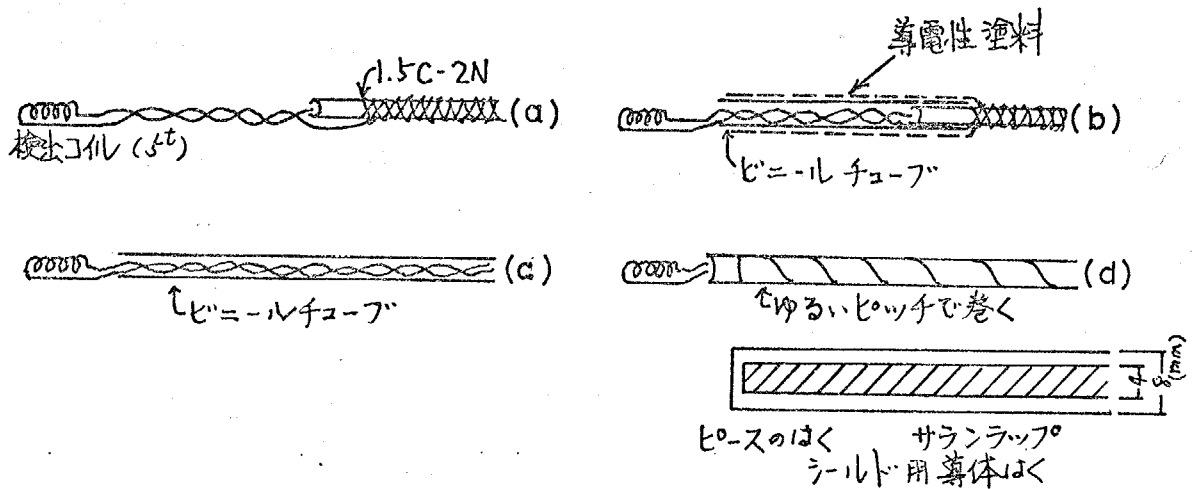
磁気探針と半径方向、管軸方向と空間的に移動するため、探針は可動フランジで保持されている。これは真空排気系と反対側の放電管終端に取り付けられて、半径方向の移動は、O-リングを介して行なった。軸方向の移動は、ベローズの使用によって真空をまったく壊さずに実行できた。

検出コイルの出力は、対称接続をした一組の同軸ケーブルでシールドルーム内までもっていき、終端に整合抵抗 50Ω を接続し、時定数 50 pSec の RC 積分回路を経てオシロスコープで観測した。

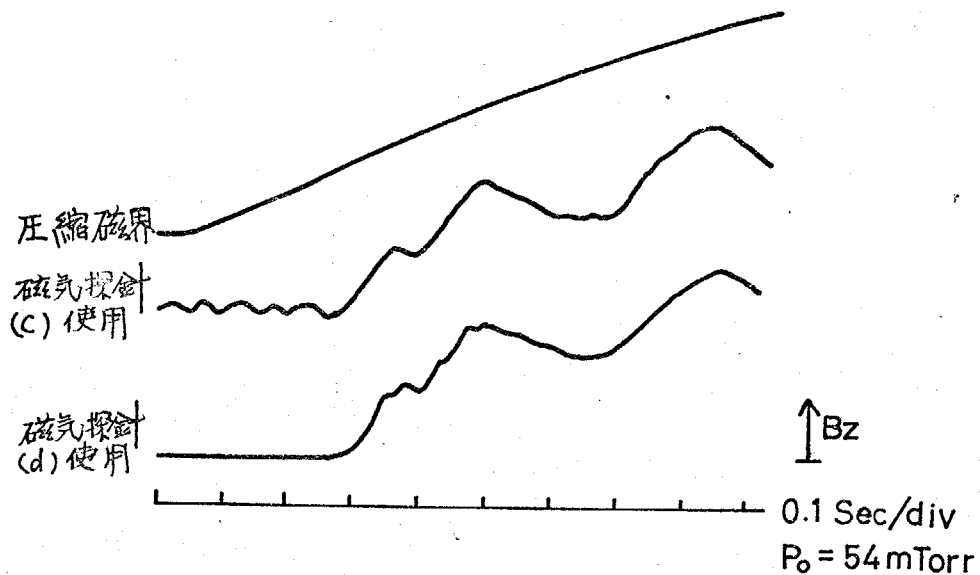
B_z の半径方向分布は、コイル中央部 ($z=0$) で、 3 mm 間隔に探針と半径方向に移動して測定した。同じ測定位置、同一条件で2回測定した。管軸方向の分布は、管軸 ($r=0$) に沿って、 10 mm 間隔にとっていった。

一般に、探針測定は直接プラズマ中に探針を入れるので、その信号をよく検討しておかねばと誤った解釈をまねく。磁気探針では検出した信号に、磁界成分だけでなく静電的な結合による雑音を重ねられる場合がある。今回の実験でも、初期においてこの問題を解決しなければならなかった。数 100 mTorr の初気圧では問題とならなかったが、 100 mTorr 以下の圧縮過程の時刻で雑音がみられた。最初、第4-7図の (a), (c) の形の探針であったが、静電シールドを検出コイルのすぐ近くまで施す必要があることが判明し、(b), (d) の方法をとったところ、(d) の方法がもっとも雑音に対して効果があった。測定でもこの方法の探針を使用した。第4-8図に (c) の探針を使った場合と、(d) のシールドによる効果を示した。被測定プラズマは十分予備電離されているので、コイル中央部 ($z=0, r=0$) では、 $0.2\text{ }\mu\text{Sec}$ 程度の時刻まで、外部磁界が伝搬してこない。つまり磁界は存在しないはずであるが、シールドのない

(c) の探針によると, 約 25 MHz の小振幅な成分が存在していた。そこで (d) のように検出コイルのすぐ近くまでシールドをほとこすと, この成分は消滅した。これは, 放電回路と測定系がプラズマを介して結合していたためと考えられる。



第4-7図. 磁気探針とシールドの方法



第4-8図. 静電シールドによる磁気探針出力波形への効果

4.4 レーザを使ったマッハツェンダ干渉計

4.4-1 測定原理

フリヒータ, バイアス各バンクを使った実験では初期プラズマの状態を知っておく必要がある。まず密度を求めるため, レーザを使ったマッハツェンダ干渉計による測定を行なった。

レーザとプラズマの診断に使う方法は, これまでに多くの研究がなされ, 今回測定した干渉法⁽³⁴⁾, またプラズマによるトムソン散乱を利用する散乱法については, 今日, ほぼ完成された手法となっている。

電子密度の干渉法による測定の原理を説明する。プラズマの屈折率 μ は,

$$\mu \simeq \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} \quad (4-1)$$

で表わされる。 ω は入射する光の周波数, ω_p はプラズマ振動数で $\omega_p^2 = (4\pi n_e e^2 / m_e)$ 。今, 波長 λ (cm)の光線を, 2本の光路に分け, その一方の光線と長さ L の媒質であるプラズマ中へ透過させた後, もう一方の光線と合成して干渉とさせる。すると, 屈折率のちがいにによって生じた光路差のために干渉縞ができる。このとき光路差 ΔL は

$$\Delta L = L(\mu - 1) \quad (4-2)$$

であり, それによる干渉縞の移動数 ΔN は

$$\Delta N = \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{L(\mu - 1)}{\lambda} \simeq -4.46 \times 10^{-14} \lambda L n_e \quad (4-3)$$

ここに, 入射光の波長 λ は光源を決めれば定まり, プラズマの長さ L も判る。だから干渉縞の移動数 ΔN を測定すれば 電子密度 n_e は

$$n_e = 2.24 \times 10^{13} \frac{|\Delta N|}{\lambda L} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (4-4)$$

で決定される。

光源としては, 昔水銀灯とフイルタを使っていたときもあるが, 現在では

He-Ne のガスレーザが使われている。He-Ne レーザで $6328 \text{ \AA}$ の光を光源として使えば、

$$n_e = 3.54 \times 10^{17} \frac{|\Delta N|}{L} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (4-5)$$

となる。たとえば、長さ $L = 100 \text{ cm}$ のプラズマで、測定した干渉縞の初動数が $\Delta N = 1$ ならば、そのときの電子密度は $n_e = 3.54 \times 10^{17} (\text{cm}^{-3})$ と決定される。

さて、これまでの議論では被測定媒質であるプラズマが完全電離しており、中性原子の影響はないとしてきた。もし完全電離でなければ中性原子による屈折率変化も干渉縞に含まれる。しかし都合のよいことに、中性原子の効果は入射光の波長に依存しないので、二種類の波長の異なる光源で同一の測定を行ない、中性原子によるものを差し引けばその補正ができる。

屈折率 μ の式から判るように、電子密度が低くなると、干渉縞の初動数 ΔN も小さくなり、測定器の分解能からその変化分は実際上読みとれなくなる。このため、この方法では測定可能な電子密度の限界がある。密度が低く、プラズマ長の短いものの測定は困難である。

さらに低密度を測定したければ、光源の波長と長くするとよい。波長が 10.6μ の炭酸ガスレーザならば、感度が 17 倍上昇したことになり、測定可能な密度の下限と一桁下げられる。ただ長波長領域では、その検出器に問題が生いてくる。赤外域で $0.01 \mu\text{Sec}$ 程度の高速度な応答をもつ素子で性能のよいはまだ開発されていない。このため、急激な密度変化のある過渡プラズマでは測定できないことがある。

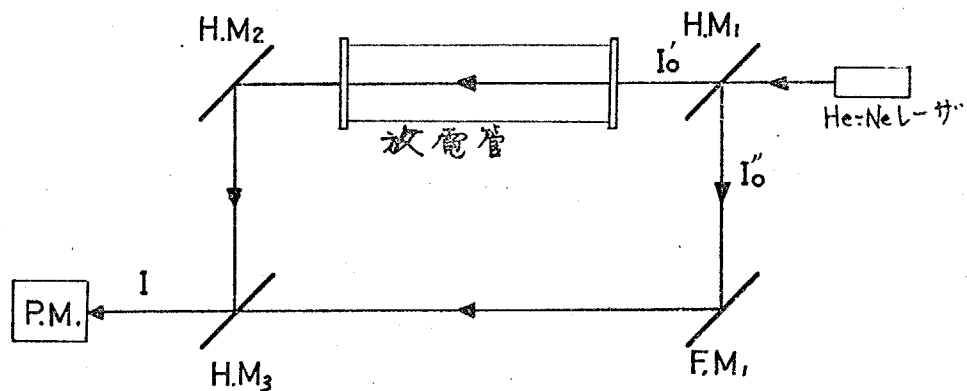
ルビーレーザのような大出力で 40 nSec 程度の短い時間に照射されるレーザを使って、二次元的な干渉縞の分布を観測する方法もある。

この方法は波管軸方向に積分された値として検出されるので、軸方向に不均一な密度分布が生じていても、測定では判定できない。

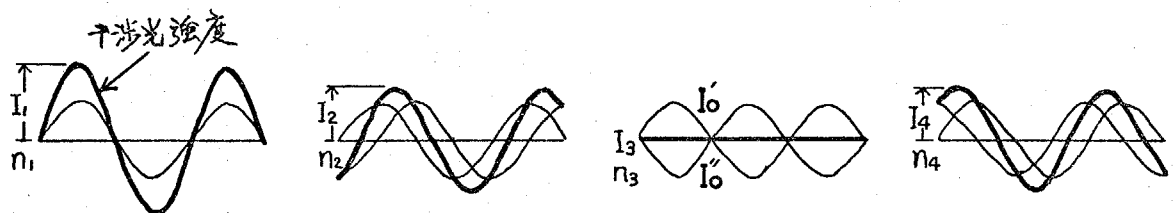
4.4-2 測定方法

実際に使った方法は、第4-9図のようなマッハツェンダ干渉計である。放電管軸と平行に出る3mWのHe-Neレーザー光を入射させる。このレーザー光はハーフミラ H.M₁ で二つの光路に分ける。一方の光線は放電管内のプラズマ中を通り、ハーフミラ H.M₂, H.M₃ を経由していく。もう一方の全反射鏡 F.M₁, ハーフミラ H.M₃ を通った光線とこれを合成して干渉させた。

この干渉像は第4-10図に示した概念で表される。プラズマの密度に応じて二つの光線が干渉した後の強度を I としてある。この強度は図示したように光路差によって生じた位相のちがいによって変化する。この強度の時間変化を光電子増倍管で検出することで、密度の時間変化を求めた。



第4-9図 レーザを使ったマッハツェンダ干渉計

第4-10図 光路差による干渉 $I = I_0 + I_0'$

4.5 分光測定

メインバンクの収容における不純物の検出、およびフリヒータバンクによる予備電離、加熱の程度を目安を定めるために、モノクロメータを使って分光測定と行なった。

実験方法に先立ち、高温プラズマにおける分光測定の動向を検討し、テータヒニチのような高ベータプラズマの研究の中でしめる位置と意味を考えておく。こうした考察は、これから光学的な方法を使ってプラズマを診断していくうえに、どうしても必要なものであろう。

○ プラズマを分光学的に診断し、電子温度、イオン温度、電子密度を測る試みは、プラズマに関する研究が始められてから、他の電磁気学的測定などと並行して活発に研究されてきた。⁶⁶⁾⁶⁷⁾ 分光による方法は大きく二つに分けられて、

(1) 線あるいは連続スペクトルの強度の測定

(2) 線スペクトルの形の測定

となる。前者の方法は、二本の線スペクトルの強度比、または線スペクトルと連続スペクトルの強度比ととることによって電子温度を求めるものである。

後者の例としては、ドップラ効果によるスペクトルのひろがりからイオン温度を求めるものがある。しかし原理的に測定可能であっても、実際のプラズマに適用するとなると種々の問題が発生してくる。分光器等計測器の分解能、精度の制約、スペクトルに関する理論におかれている仮定が、対象としている現象において成立しているかの判定など、不確定な要素がばらばらつまっている。

○ プラズマにおける分光学的研究の初期においては、プラズマ自体の温度があまり高くないものについて、主に取り扱われていたが、核融合プラズマ程度の高温になると、原子価の大きい不純物からのスペクトルを使って、電子温度を測定しなくてはならない。10 eV程度では発光強度スペクトル分布の最大が1000 Å付近、100 eVになるとおよそ100 Åのあたりにくる。テータヒニチの診断では、こうした事情から2000 Å以下の波長を取り扱わねば

はらない。この帯域は真空紫外域と呼ばれ、純粋に分光学と研究する立場に
 についても、その計測技術は、可視、近紫外域における手法と趣きと異にし、
 多くの困難な問題がある。これはプラズマ物理が分光学を刺激した一つの例
 である。現在、レーザープラズマは、分光学における光源として重要な
 役割をはたすようになってきている。

比較的低い温度領域で、スペクトル線の強度比から電子温度を導く方法で
 も、プラズマ中でおこっている原子過程などのモデルで近似できるかと考え、
 それにもとづいて放射される線スペクトルの強度比を計算し、実験値との比
 較から求めるといった間接的なものである。線スペクトルは電子がすべてその
 原因となっているから、電離の割合、各エネルギー準位の占有密度と準位間の
 遷移の様子などの関係とをいろいろ仮定する。この仮定のとり方で、局所熱平
 衡(LTE)の状態、コロナモデル、衝突輻射モデルがある。実際には対象と
 しているプラズマの密度、温度、現象の時定数を考慮しながら、適当なモデ
 ルを選んで計算をするわけである。従来の研究では、いずれかのモデルを使
 って近似的な取り扱いで済ませてきたのであるが、最近、これは正しくなく
 原子の電離、再結合、各エネルギー準位の占有密度の流入、流出など、すべて
 の原子素過程を関係づける反応式の連立方程式をたてて、それを数値的に解
 いていかなければならないことが明らかにされた。とくに時間変化の大きい
 非定常過程で、この取り扱いが重要な意味をもってくるであろう。

分光による方法で、温度を求めるにめばかりでなく、線スペクトルの時間
 変化などの現象にもとづいているかと、他の測定法と組合わせて検討し、プ
 ラズマの運動を調べることも、もっと行なわねばならないと考える。

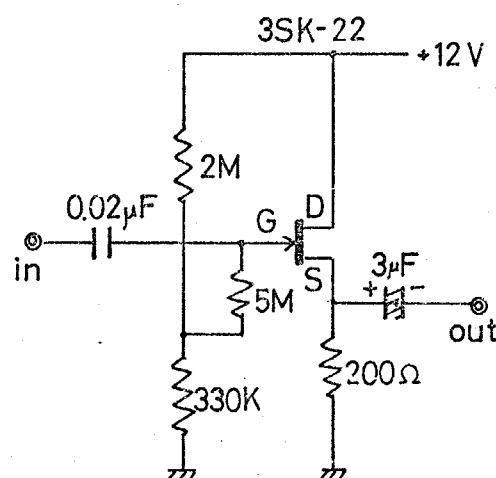
次に本研究で行なった分光測定の方法を説明する。

使用したモノクロメータは、回折格子を使った小型のものである。回折格
 子の大きさは $50 \times 24 \times 5$ (mm) で、格子定数 $1/592$ となっている。内部に
 あるコリメータ鏡は、焦点距離 300 mm のアルミ蒸着した凹面鏡である。

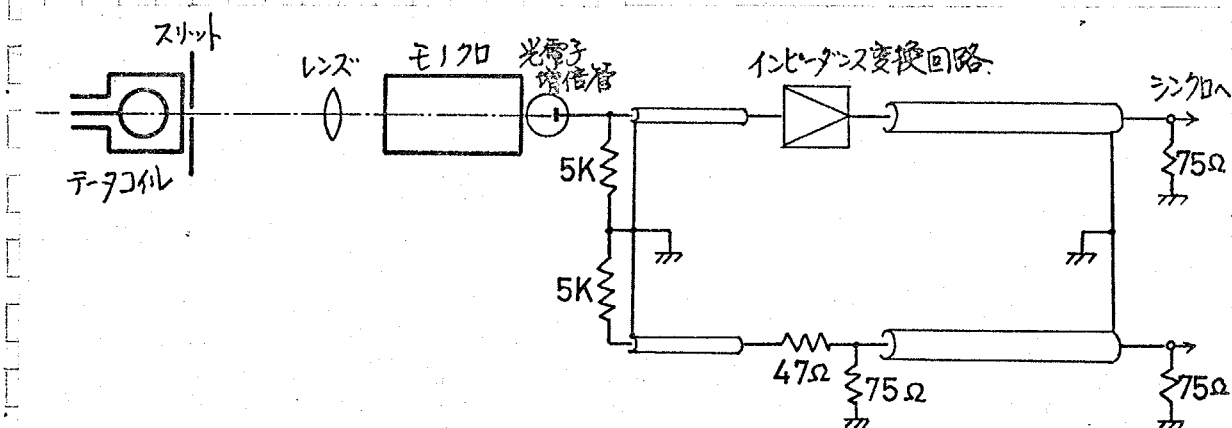
He-Neレーザを使って、このモノクロの最上の条件での分解能と調べたところ、回折格子の角度調節用のバーニヤの目盛と、各スリットの隙間から $3\text{\AA}$ であった。入射光が弱くなればさらに分解能は悪化し、数 $10\text{\AA}$ 程度までであった。分光された光は、光電子増倍管MS-9Sによって検出される。この負荷抵抗は $5\text{k}\Omega$ とし、その出力信号を、特性インピーダンス 50Ω のケーブルに接続してシールドルームで観測するため、インピーダンス変換回路を使った。インピーダンス変換回路は、FET(3SK-22)を使用したもので、入力側インピーダンス $5\text{k}\Omega$ 、出力側 50Ω である。その回路を第4-11図に示す。

○ プラズマからの光の測定系は第4-12

図のようになっている。プラズマ柱の局所的な光をとるため、テータコイルの前にスリットとあって、レンズと介してモノクロレーザの入射口へ入れた。ケーブルは対称接続としてある。



第4-11図 インピーダンス変換回路



第4-12図 光学測定系

第5章、逆磁界のテータピンチプラズマにおよぼす影響⁽⁸⁾

5.1 はじめに

本章では、第3章で述べた高温プラズマ発生装置を使って高速度テータピンチプラズマをつくり、第4章で説明した高速度カメラ、磁気探針、光学的手段による測定方法で診断を行なって、逆磁界がテータピンチプラズマにおよぼす影響を明らかにした実験結果を述べる。それぞれの結果をまとめるに先だち、実験してきた筋道をあらかじめ説明しておくことにする。

放電管内に封入しておくヘリウム⁹の初気圧によって、発生されるプラズマがどのように変わるかと磁気探針、高速度カメラを使って調べた。(5.2) この結果、初気圧 200 mTorr のとき、第2半波においてプラズマ円筒内に逆磁界がもっとも強く閉じこめられるのが判った。そこでこの初気圧で実験したところ、ピンチしたプラズマ柱の単位長さあたりの粒子数が逆磁界のあるとき増大する傾向が認められた。これは閉じた磁力線にもとづくプラズマ柱の軸方向現象によるものと考え、高速度カメラによってその様子を観測してみると、プラズマは確かに軸方向へ運動していた。さらにその詳細な構造を求めることができ、伝搬速度は理論式と一致した。逆磁界は、この軸方向現象である圧縮波がコイル中央部で衝突しても消滅しない。磁界の分布を測定した結果、圧縮波はプラズマ全体をかき集めるのではなく、その一部を集めるのにはすぎないことが初めて明らかにされた。(5.3)

ここでは初気圧 200 mTorr で、第2半波に閉じこめられる逆磁界を考えていたが、第1半波にできたプラズマの影響、初期条件を制御できないなどの不都合があった。これを改善するため、ポリヒータバンク、バイアスバンクと建設して、第1半波時に逆磁界のあるプラズマをつくることにした。高気圧領域で比較的安定なプラズマが得られる初気圧 100 mTorr を選んだ。予備電離したプラズマの温度、密度を測定し初期条件を明確にした。(5.4)

この予備電離プラズマにバイアス磁界をかけておき、逆磁界配位と実現でき

に、バイアス磁界の方向を変えて、プラズマ円筒内にある磁界の方向が本質的にどのような役割をはたすかを実験的に調べ、その結果の比較検討から逆磁界の役割を考えに。(5.5) バイアス磁界のないとき、順、逆バイアスをいれかわけたときの三条件で実験を行なったが、いずれの場合でも第1半波では逆磁界が閉じこめられる。この場合の逆磁界があるプラズマについても磁気探針による磁界分布を求め、いろいろな場合における逆磁界の働きを調べに。(5.6)

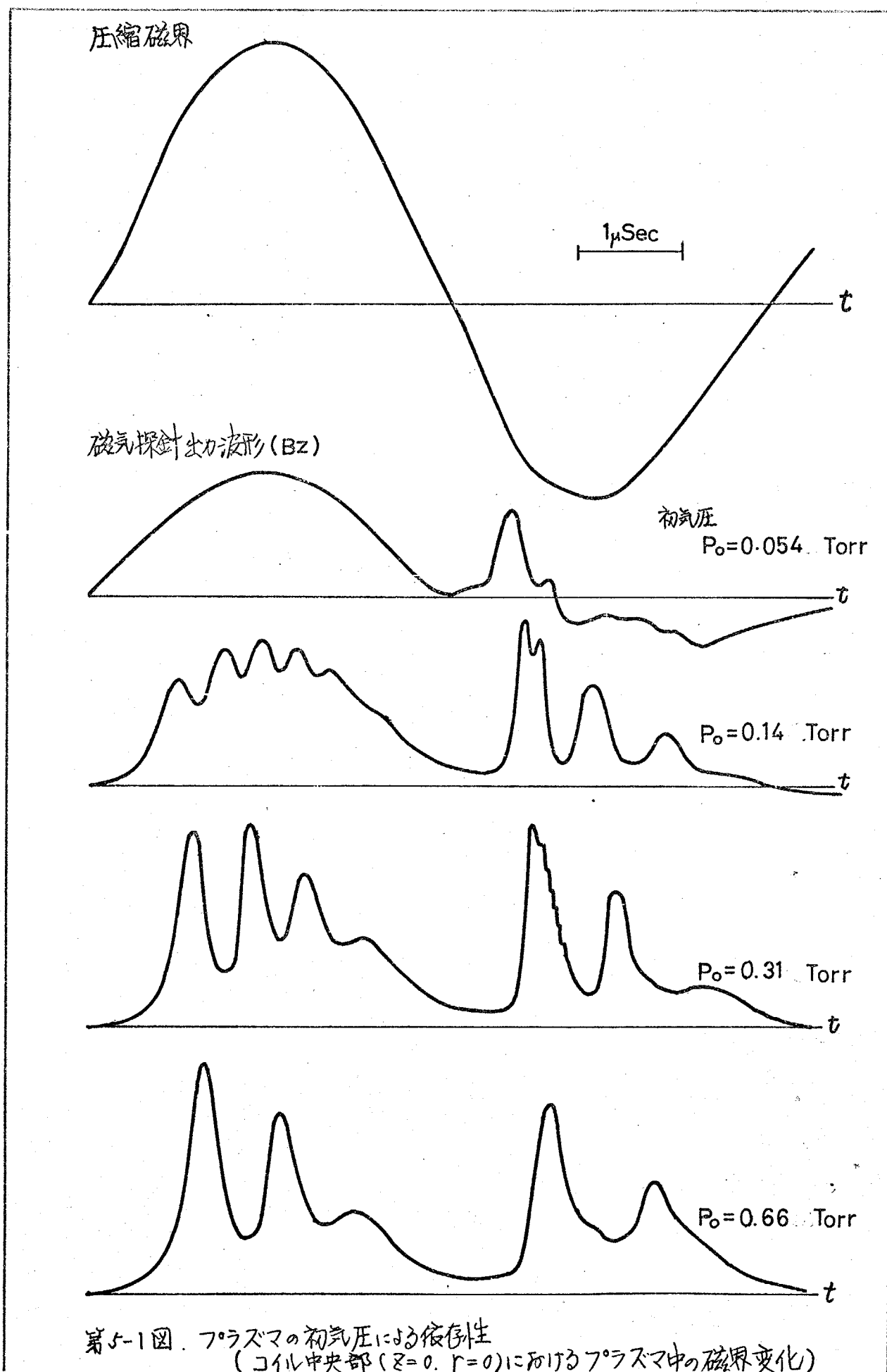
逆磁界の影響を調べるのに、プラズマの軸方向形状を高速度カメラで観測するものが非常に重要な意味をもっている。今述べて三条件のもとでのプラズマを高速度カメラで観測を行なった。その結果、一つの結論として、前に述べて軸方向に伝搬する圧縮波は、逆磁界があれば常に形成され、伝搬するのではなく、安定に伝搬するにためには条件があることが判った。(5.7) 逆バイアス磁界の消滅過程を磁気探針によって、磁束密度の軸方向分布を求めて検討した。(5.8) これまでに得られた実験結果をもとにして、プラズマ柱の軸方向現象を総合的に検討した。(5.9)

5.2 テータヒニチプラズマの初気圧による依存性

5.2-1 磁気探針による測定

放電管内に封入しておくヘリウム初気圧のちがいで、できるプラズマがどのように変化するかを、コイル中央部($z=0$, $r=0$)においた磁気探針によって調べた。その結果が第5-1図である。このとき、予備電離としては28.8MHzの高周波放電だけを行なった。そのため初気圧が低くなると第1半波ではプラズマができている。例えば初気圧が4 mTorrの場合、第1半波で逆磁界が閉じこめられるが、わずか1 μ Sec以内に消滅してしまう。

初気圧の上昇とともにプラズマができ易くなる。波形状が振動的なのは、プラズマ内に閉じこめられた磁界と、圧縮磁界とによるプラズマの半径方向振



動のためである。この振動の周期 T (Sec) は Niblet らによって解析され⁽⁹⁾

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{B^2}} \quad (5-1)$$

に於て M : プラズマの単位長さあたりの質量 (g/cm)

B : 外部磁界 (Gauss)

で表わされる。初期圧が高くなれば M も増大するので、結果的に周期 T も大きくなる。これは実験結果で、振動の周期が気圧の上昇とともに増大しているのを説明する。

○ 第 2 半波で閉じこめられ逆磁界は、140 mTorr 以上であるとこの半波の間保持されている。とくに 310 mTorr の場合、逆磁界がいろいろしく閉じこめられに。筆者は逆磁界のプラズマにおよぼす影響を調べたので、初気圧を 300 mTorr で実験することにした。

5.2-2 高速度カメラによる観測

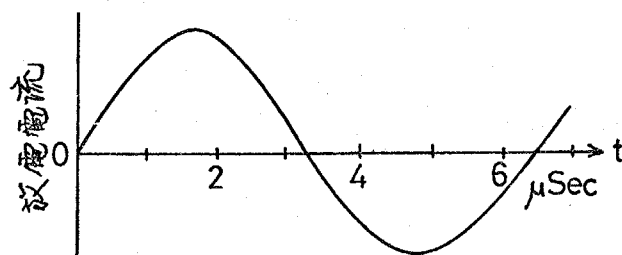
後日、フリートバニクが完成したとき、放電による予備電離、加熱を行なった場合の初気圧依存性を高速度カメラで観測した。前後してしまっが、理解し易くするにため、ここで記述する。

○ 初気圧を、30, 50, 100, 300 mTorr の 4 種に選んだ。撮影方向は、カメラの光軸と放電管軸と一致させ、放電管終端よりプラズマの半径方向変化がとらえられるようにした。流し撮りと駒撮りを行なった。

○ それぞれの様子を第 5-2 図にまとめた。いずれの初気圧でもプラズマは第 1 半波からできていた。第 1 半波でのプラズマの半径方向への圧縮速度は、初気圧の減少とともに速くなる。30, 50 mTorr の低い気圧では第 1 半波のプラズマは、外部磁界が最大となった時刻以後すぐに消滅して壁面へ接触し、壁面付近にだけ存在するようになっていた。管壁に電流が集中していると予想される。逆磁界のある第 2 半波では顕著なプラズマ層の移動がみられずに、

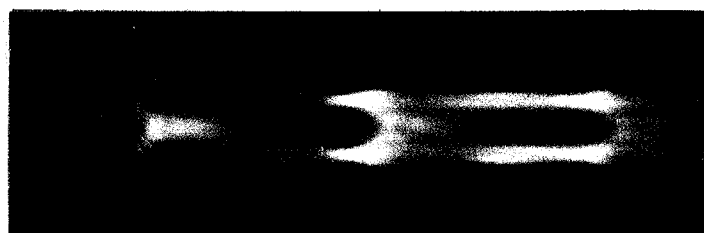
管内全体が発光している。50 mTorrの場合、管壁で磁界が反転する時刻に強い発光が、この場所で観測される。100, 300 mTorrでは、いずれの半波においても、プラズマ層の移動とプラズマ柱の形成の様子がよく判る。100 mTorrでは第 n 半波時、半径方向振動で2回目の圧縮がおこる時刻にプラズマ柱の崩壊がおこっている。その後は管壁部分だけが光っており、そこへの電流集中が生じる。300 mTorrの場合、これに反し、第1回目の膨張時から管壁で強い発光があるが、プラズマ柱は存在していない。

○ 駒撮りによって逆磁界のある第 n 半波時の、半径方向形状をみると、初気圧のもっとも高い300 mTorrでは、圧縮過程においてもプラズマ円柱が変形している。これは流し撮りから判るように、第1半波でできたプラズマが圧縮過程でも管軸付近に残っていて、その影響によるものと考えられる。プラズマ柱が形成された後、人字状の変形がみられた。100 mTorrでは、きれいな円環状となって圧縮されていく。



— 放電管壁
— 放電管壁

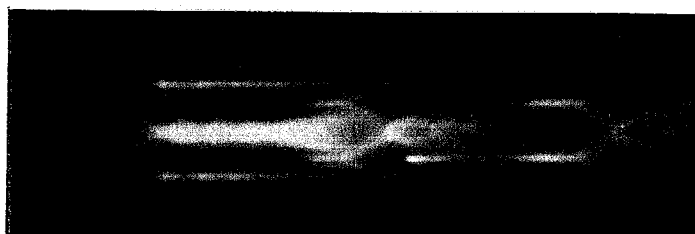
$P_0 = 30 \text{ mTorr}$



$P_0 = 50 \text{ mTorr}$

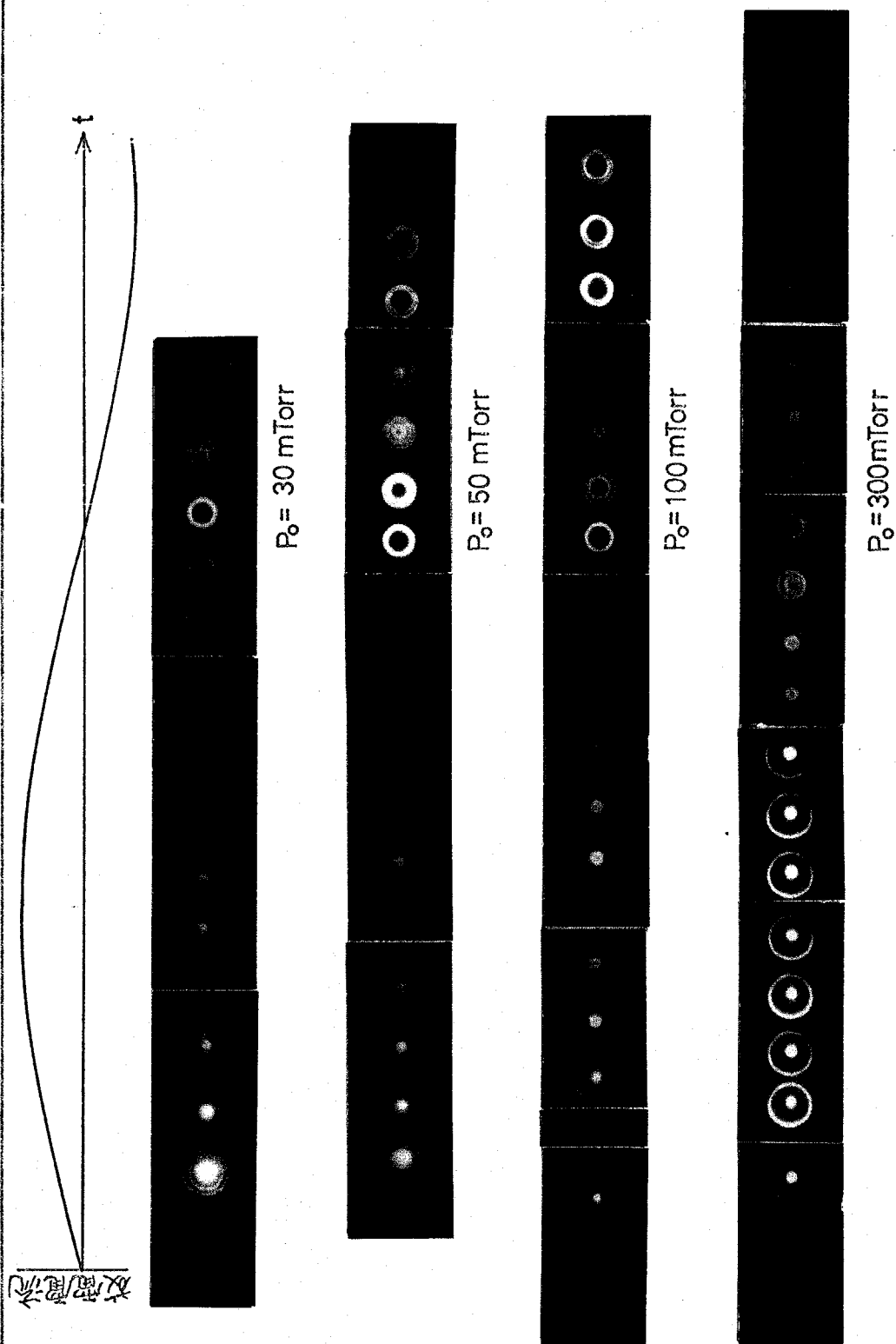


$P_0 = 100 \text{ mTorr}$



$P_0 = 300 \text{ mTorr}$

第5-2図 プラズマの初気圧による依存性
(半径方向運動の流し撮り)



第3-3図 フォラズマの初気圧による依存性
(半径方向形状の観測写真は第4-6図中のE方向から)

□ 5.3 第2半波時にける逆磁界とテータヒニチプラズマ

□ 第2半波時にもっとも逆磁界が閉じこめられる初気圧 300 mTorr で、高周波予備放電を行なってテータヒニチプラズマをつくった。⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾ コイル中央部での磁気探針による軸方向磁界 B_z の分布を第5-4図に示す。これから、前述した(5-1)式を使って、プラズマの単位長さあたりの粒子数を求めてみると、第5-5図になる。第1半波時と第2半波時では、後者の方の値が8倍ほど大きい。これは第1半波が有効な予備加熱となって、温度の高いプラズマに圧縮磁界が加わることになる。そのためプラズマと磁界の結合が強く、磁界によってプラズマが効果的にかき集められたのである。

□ さらに大きな特長は前者の場合、時間の経過とともに減少の傾向を示し、逆磁界のある後者では増加していることである。直線状のテータヒニチではコイル終端からの粒子損失があるので、粒子数は通常減少するはずである。しかし、第2半波では増加していた。この原因は、逆磁界の存在によってできた閉じた磁力線が、プラズマを集めながら管軸方向へ収縮していくために予想される。

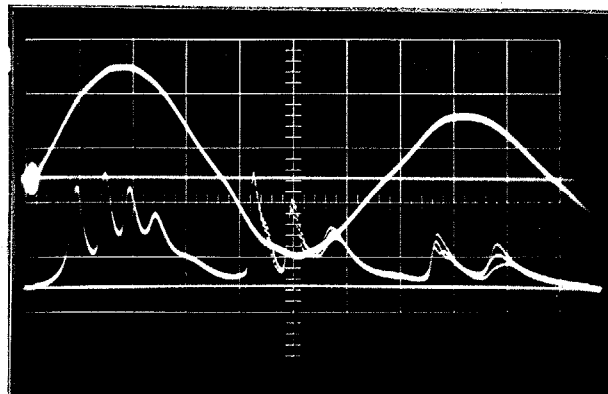
□ ここでコイルの前に管軸と平行な方向へスリットを置いて、プラズマが軸方向へ変化する様子と高速度カメラで流し撮りした。⁽⁴²⁾ 第1半波、第2半波、おのづかの場合が第5-6図である。写真中、縦方向にある黒い縞はコイルの2 mm 厚の導体の影である。この写真から第2半波時には、軸方向へ伝播する現象のあることが判る。それはコイル中央部で衝突し、その後反射する。コイル終端より 40 mm 中央部へ寄った位置より出発していて、その伝搬速度は、およそ 5 cm/ μ sec である。明るく光って進んでいくのは、粒子密度の増加があるためと考えられる。この現象は、閉じた磁力線がプラズマを集め、それがプラズマ柱の断面積の増加となって伝播する面積波であらう。とくに今のような場合圧縮波となっている。なお、この詳細な議論は、5.9 の検討において行なう。

□ また、スリットの置く場所を変えて、中心軸 $r=0$ からコイル上へ上げ

17mm と 15mm に置いて撮ったものを第5-7図に示した。このとき、コイル終端の位置での様子も判るように視野を選んだ。いずれの場合も流し時間は $3\mu\text{Sec}$ である。どの位置にスリットを置いても軸方向現象は観測された。 $r=15\text{mm}$ はプラズマ半径よりやや大きい場所なので、写っているのは断面積が増加している波面近くの部分だけである。

この実験によって、逆磁界が閉じこめられた第2半波で、圧縮波モードの面積波が観測でき、その伝搬速度が求められた。さらに詳細な構造と調べるために駒撮りを行い、プラズマ全体の形状と観測することにした。理論によれば、⁽¹⁾断面積変化の状態が判れば伝搬速度を求められるので、各部分の面積を知ることは重要である。

第5-8図は、コイル正面および上部からの二方向を反射鏡を使って立体的に撮ったものである。閉じた磁気線によって起こされた断面積変化が、詳細にとらえられているのが判る。とくに時刻 $1.8/\mu\text{Sec}$ では、放電管の両端から進んできたものが、コイル中央部で衝突し腕状の変形がひきおこされている。この変形は放電管壁にまで達していた。下にある第5-4図の磁気探針の出力波形でみると、この時刻以後現象の再現性が悪くなっている。しかし閉じこめられた逆磁界は消滅することはなかった。これらの写真からでは、まだ精度よく断面積と求められないので、プラズマ像と大きくするように、

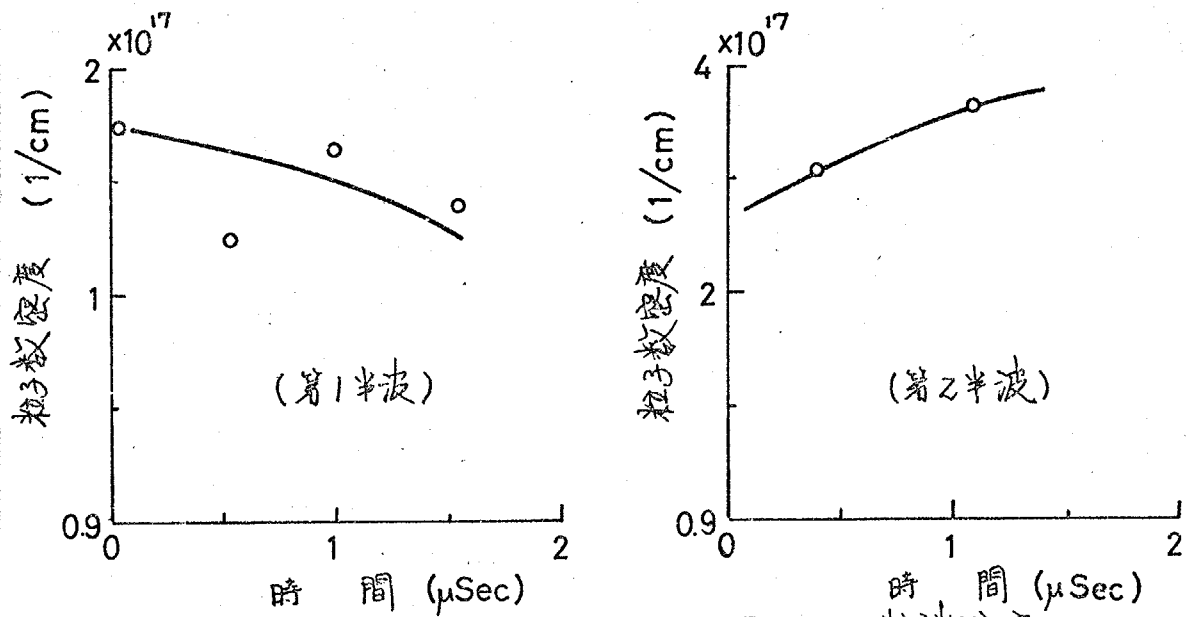


放電電流

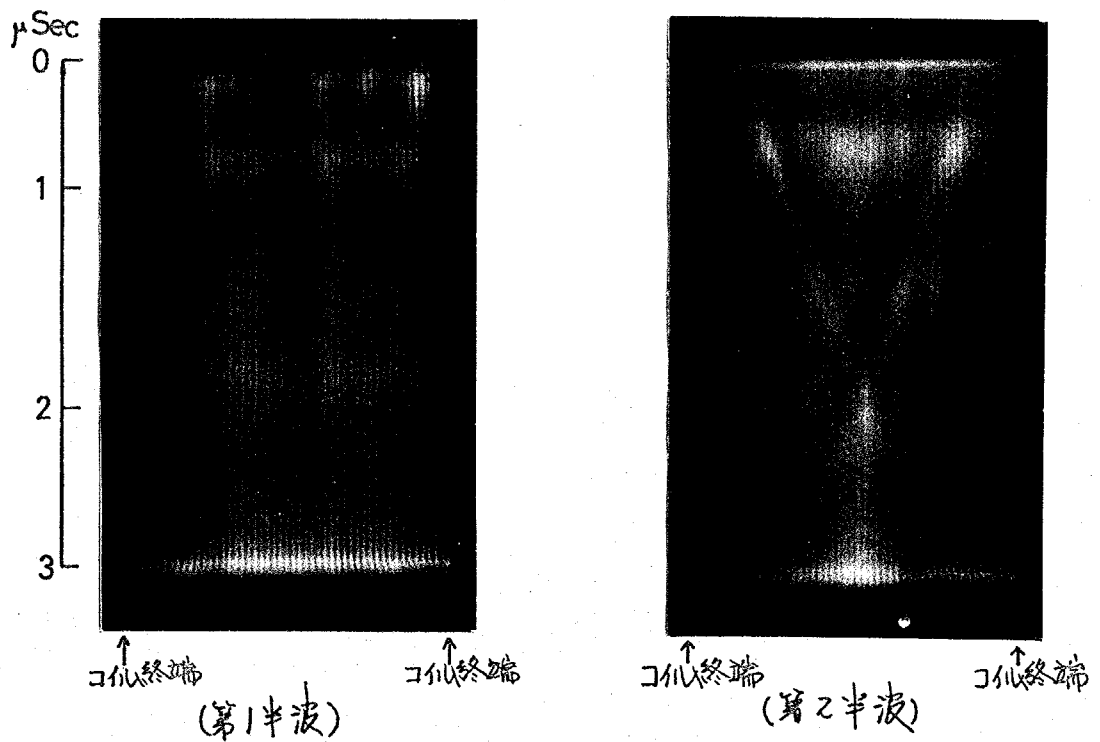
磁気探針出力 B_z
($R=0$ $Z=0$)

$1.0\mu\text{Sec/div.}$

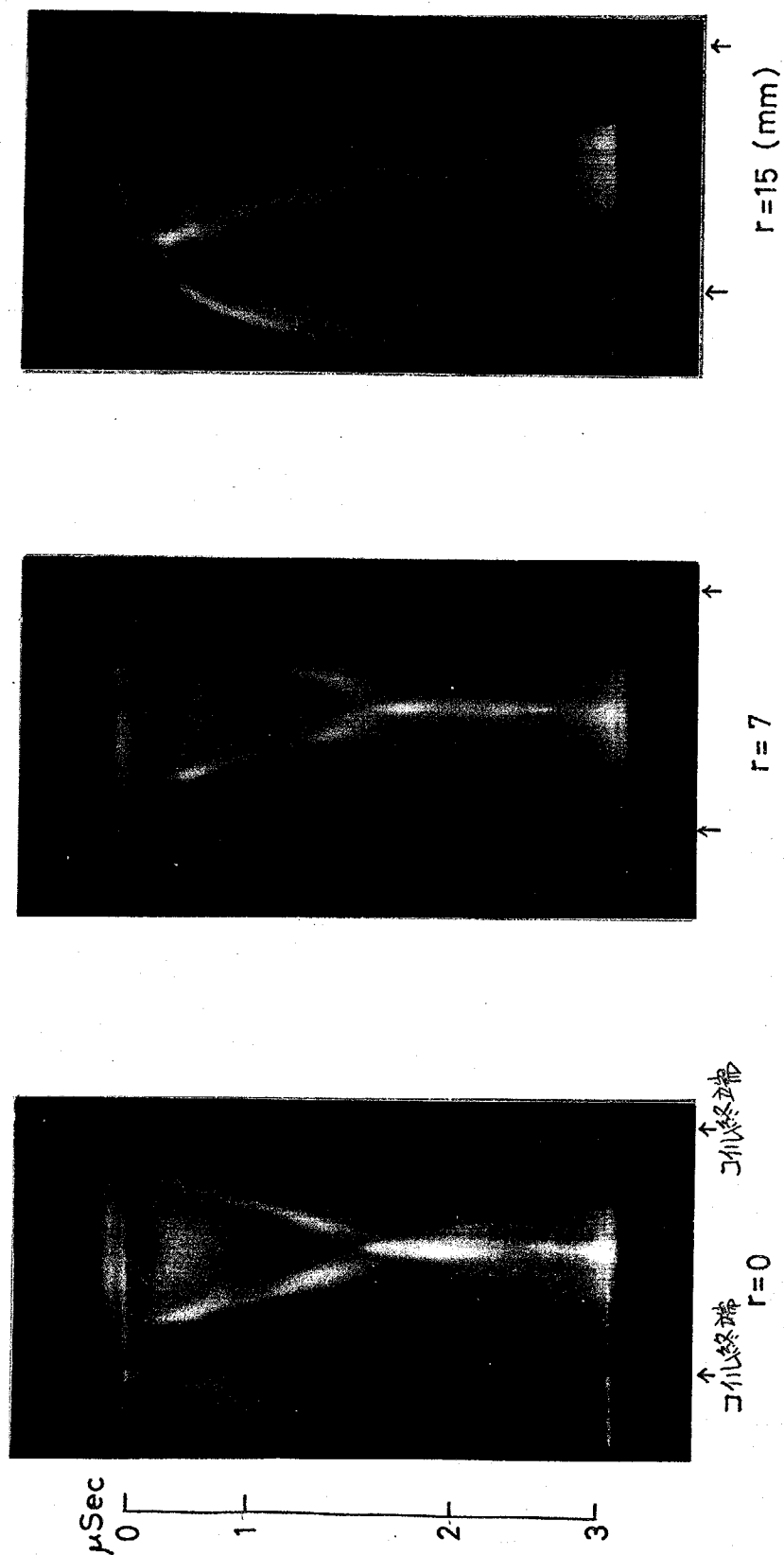
第5-4図 放電電流波形および磁気探針
出力波形(下) (3回重ね撮り)
($P_0 = 300\text{ mTorr}$)



第5-5図 プラズマの単位長さあたりの粒子数密度



第5-6図 プラズマの軸方向運動の流し撮り写真



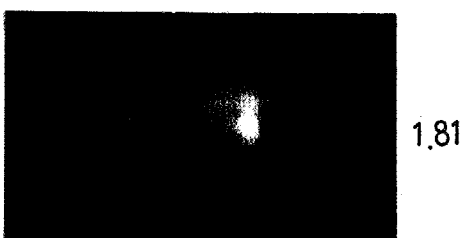
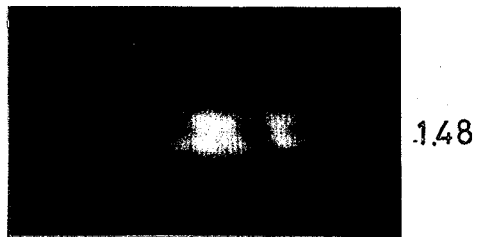
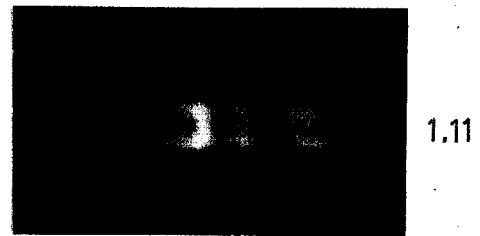
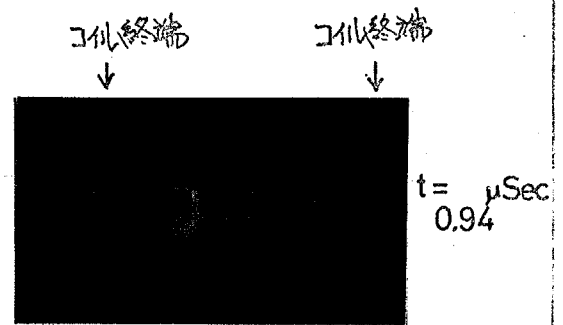
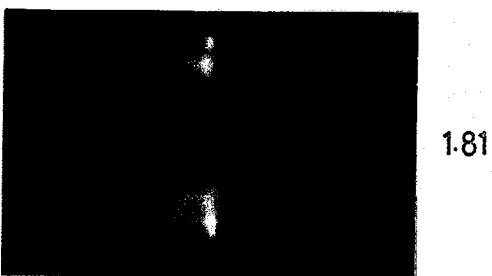
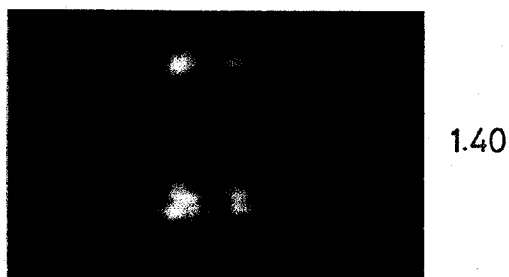
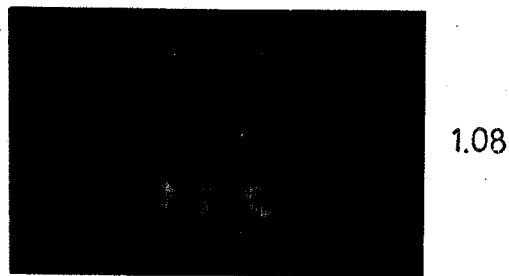
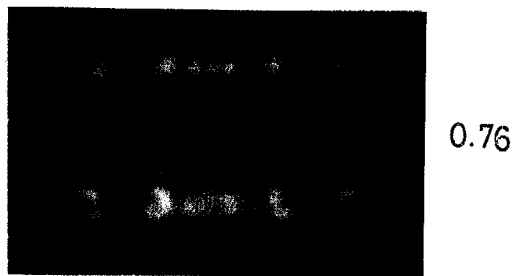
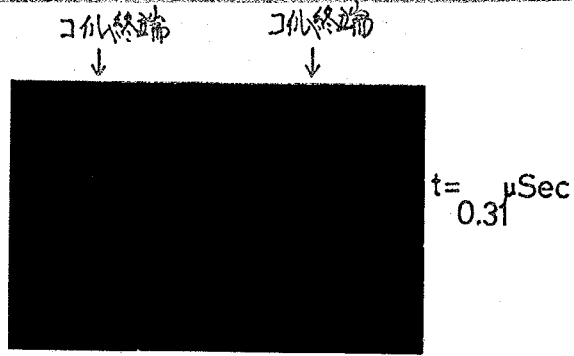
第5-7図・プラスマの軸方向運動の流し撮り写真(スリットの位置を変化させた)

($P_0 = 300 \text{ m Torr}$)

カメラを接近させて撮影したものが第5-9図である。これから断面積を求め、
 むることができ、その結果と理論との比較は5-9で行なう。

このときの放電管内における磁界分布を測定して、プラスマと磁界の関係
 も明らかにしてみる。半径方向分布もさることながら、軸方向への分布状態
 も求めて、面積波が磁界にどのような効果を与えているかを調べた。測定は
 磁気探針を使って、半径方向へは、 $r = 0, 9, 12, 15, 24, 33$ (mm) の6点
 で測る。軸方向へも、 $z = 0, 25, 40, 50, 60, 70, 90, 110, 130$ (mm) の9
 個所で、それぞれ測り、合計54点を放電管内にとった。その結果を第5-10
 図に等し、磁束密度を結んだ分布図として示した。等磁束密度線は測定点で
 の値から補間法によって求めた。時刻は面積波が形成されてまもなく、 $0.4\mu\text{Sec}$
 μSec と、コイル中央部で衝突し腕状の変形をおこした $1.81\mu\text{Sec}$ の二つの
 場合を選んだ。同時に高速度カメラから求めたプラスマの発光形状も記して
 ある。

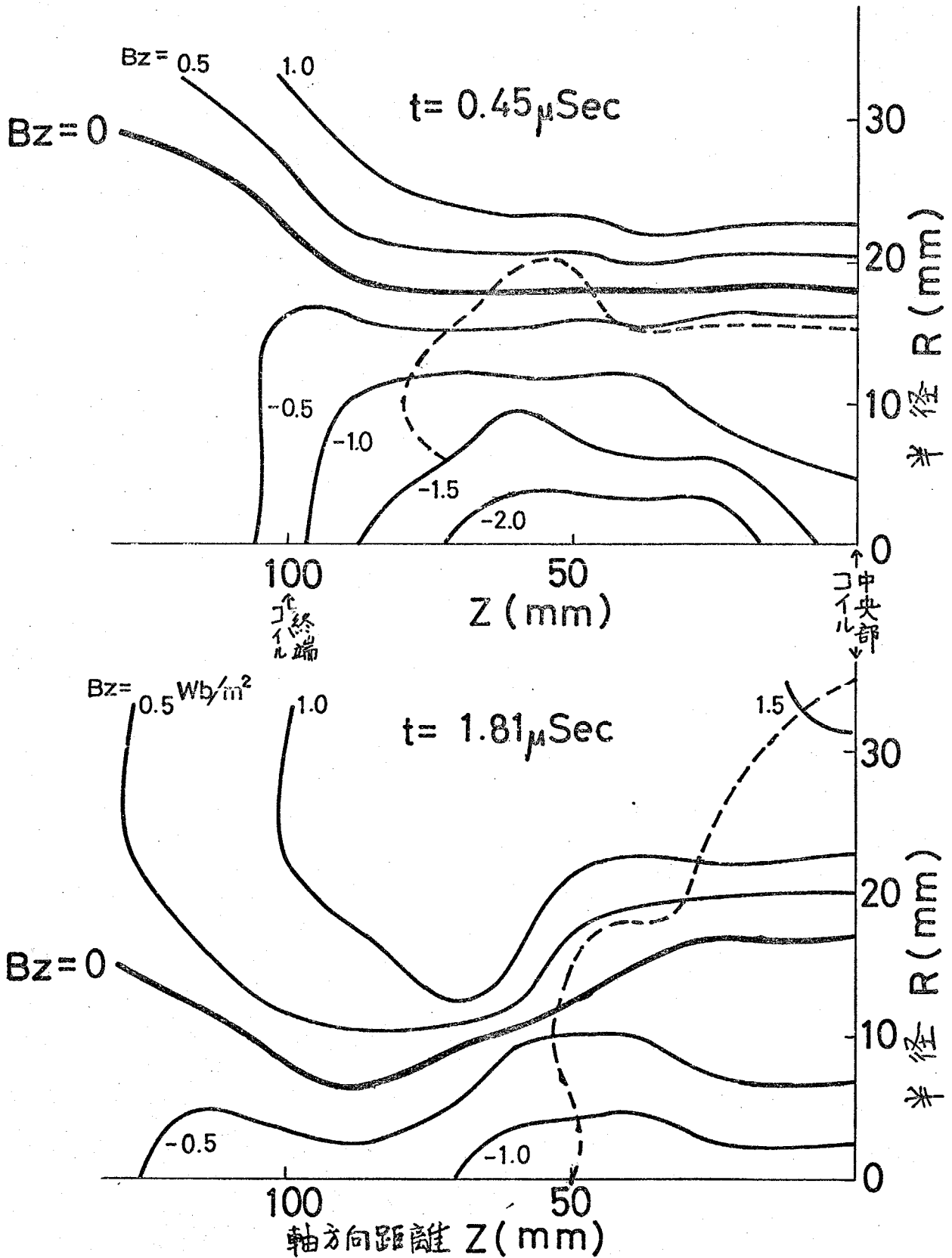
$0.4\mu\text{Sec}$ での分布をみると、磁界零の位置より管壁側の外部磁界はほぼ
 軸方向一様に分布している。一方プラスマ同管内では、コイル中央部よりも
 $z = 20$ (mm) から 60 (mm) の位置での磁界が強くなっていた。これは面積
 波の影響と考えられる。 $1.81\mu\text{Sec}$ ではコイル中央部で今ほど大きな不均一
 は起っていない。むしろ、面積波が通過した後、外部磁界が管軸付近にまで
 近ずいており、 $z > 50$ ではプラスマ柱がいろいろしく圧縮され、コイル中央
 部ではプラスマ密度が高いために大きな圧縮変化とうけていない。これは確
 かに面積波の伝搬によりプラスマが、軸方向に圧縮されていることを意味し
 ている。しかし、この時刻以後でも磁界零を示す線はなくなり、閉じこめ
 られに逆磁界は消滅しない。これは非常に興味深い結果である。従来、この
 ような閉じた磁気線はプラスマ全体をかき集めていくと考えられていたが、
 今回の磁気探針と高速度カメラを使った実験によって、その考え方は誤って
 いることが判った。面積波通過後もまだプラスマは残っており、面積波は
 閉じた磁気線によってプラスマの一部が集められていくにすぎない。



第5-8図 逆磁界を閉じ込めるためのテタピンチプラズマ
の軸方向形状の立体的撮影写真
(上) コイル上部から (下) コイル正面から

第5-9図 逆磁界を閉じ込めるためのテタピンチプラズマ
の軸方向形状の撮影写真

($P_0 = 300 \text{ mTorr}$)



第5-10図 磁束密度(B_z)の軸方向分布

----- は高速度カメラから
求めたプラズマの位置

300 mTorr
He

5.4 バイアス磁界のある高速レータピニチプラズマ

5.4-1 初期条件とおさえに予備電離プラズマによる実験

前節までは、第2半波を使ってプラズマが逆磁界から受ける影響を調べた結果を述べた。しかし第2半波時では、閉じこめられる逆磁界の大きさを人為的に変えられない。また外部磁界も第1半波に較べて小さくなっているのが効率的でない。さらにプラズマが半径方向に変化する様子を流し撮りした結果によれば、第1半波にできたプラズマが次の半波に大きな影響を与えているのが判っている。このような事情から、逆磁界がプラズマにおよぼす影響と、いろいろな側面から追求できるようにするため、バイアス磁界をかけて第1半波で実験することにした。これを實現するには、十分に予備電離したプラズマを、あらかじめ生成しておかなければならない。このため、第3章の3.3, 3.4で述べたフリヒータ、バイアスの各バンクを建設した。

封入しておくHeの初気圧は前節まで 300 mTorr としてきたが、これより後は次に述べる理由で変更した。初気圧は 100 mTorr に選んだ。本研究は高気圧領域のもとで、逆磁界の働きの明らかなにすることである。だから数 10 mTorr の低い気圧には注目しない。初気圧を低くした方がプラズマは高温になるので、高気圧領域内のもっとも低い気圧である 60 mTorr に選べば良いと思われる。しかし、初気圧 100 mTorr のとき、次のような都合のよい条件であることが判った。まずカメラによる観測で比較的安定であったこと。放電ごとの再現性が良かったこと。もっと低い気圧にするとフリヒータであるZ放電の始動時間がばらつきだしたことなどである。また 100 mTorr としても、本質的に異なった差は生じないと考えられる。

予備電離プラズマは、まずバイアス磁界をレータコイル内に加えておき、バイアスバンク点火から、16.7 μ Sec 後にフリヒータバンクを使ったZ放電によってつくられる。Z放電は充電電圧 28 kV であり、最大電流 14 kA とした。Z放電の始動特性のばらつきを抑制するため、Z電極の陰極側付近で

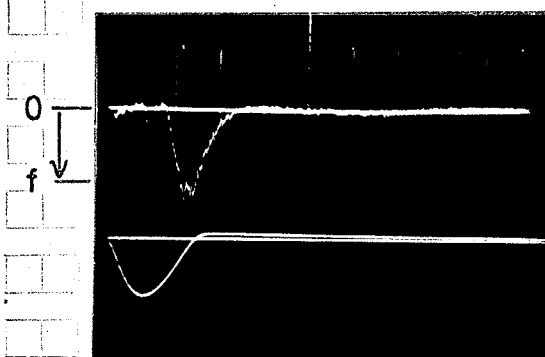
小さな火花放電をさせて電子源とした。Z放電を点火してから $11 \mu\text{Sec}$ 後に、メインバンクから圧縮磁界が予備電離したプラズマに加えられる。このときのバイアス磁界の大きさは、 $\pm 0.053 \text{ Wb/m}^2$ である。バイアス磁界の方向はバンクのコンテナと充電する極性を変えて行なった。そのとき同時に、ギャップスイッチのトリカ電極の極性も、トリカ発生器と中継している絶縁バラストランスの極性を変えることにより変換した。これは、あらかじめトリカ電極の極性を、もっとも始動特性が良いようにしているため、コンテナの充電極性を変えた場合必ず行なわなければならない。

ターゲットプラズマの診断には磁気探針と高速カメラを使用した。

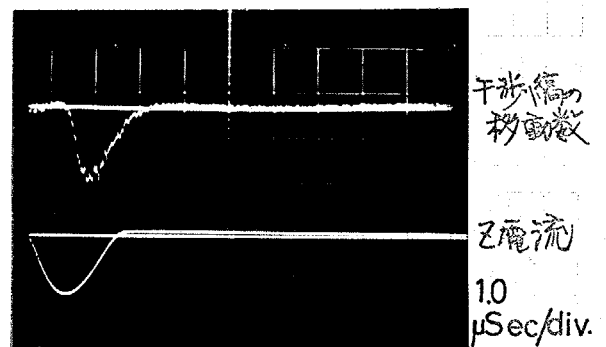
実験に先立ち、予備電離プラズマの粒子密度と電子温度を測定する。

5-4-2 予備電離プラズマの密度測定

第4章の4.4で述べたレーザによるマッハツェンタ干涉計を使って、Z放電時の電子密度を測定した。管軸上 ($r=0$) での密度だけを求めた。第5-11図に放電電流と干涉縞の移動の様子を示す波形を示した。干涉縞の移動数は波形上で、0から f まで振れたときが $1/2$ で、それから f より0へもどると移動数1である。(a)はバイアス磁界をかけたときで、電流が流れてから $1 \mu\text{Sec}$ 後に移動数が1となって密度が増加し最大値となる。その後は干涉縞のもとにもどるために反転している。前述した(2-5)式を使って密度を求



(a) バイアス磁界なし



(b) 逆バイアス磁界 $B_0 = -0.053 \text{ Wb/m}^2$

第5-11図 レーザによる予備電離プラズマの密度測定

める。プラスマの長さは、 Σ 電極間の距離にほぼ等しいと考えられるので、その長さ 91.5 cm とする。そのとき最大電子密度 $n_e = 3.9 \times 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ であった。

(b) は逆バイアス磁界 -0.043 Wb/m^2 で実験するときと同一な充電電圧にバイアスバンクを充電した場合で、 Σ 電流が流れてから $1.25 \mu\text{Sec}$ 後に、移動数 $1/2$ で最大となった。これは最大電子密度 $n_e = 1.9 \times 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ を示す。同じ磁界値で、方向だけを変えた順バイアスのときも結果に差がなかった。

○ バイアス磁界をかけるとき、管軸上の最大電子密度が、バイアス磁界のない場合に較べて半分になっている。これはあらかじめ磁界があるので、 Σ 放電にともなうプラスマの半径も向への圧縮が管軸まで行なわれないうためである。いずれの場合でも放電電流値から推定して、電離度はそれほど大差がないと考えられる。原子価が2価である単原子気体のHeは、初気圧 100 mTorr のとき完全電離すると、電子密度は $6.9 \times 10^{14} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ になるはずである。今の場合、バイアス磁界のないとき管軸上で実現できた電離度は、57% であった。

この予備電離プラスマに圧縮磁界が印加されるのは、 Σ 放電点火後 $11 \mu\text{Sec}$ 経ってからであるが、そのときの電子密度を求めることは移動数と示す波形の振幅が小さかったためできなかった。

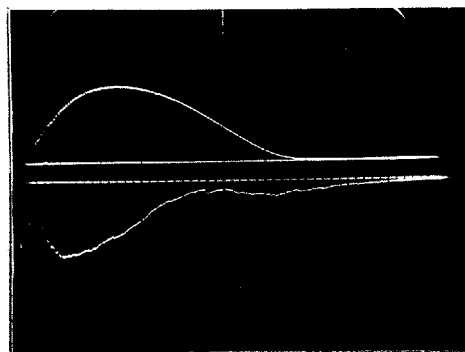
5.4-3 予備電離プラズマの電子温度測定

電子温度の測定はプリミータバンクが建設され、運転を始めてからすぐに行われた。当初、コンデンサ容量 $0.8 \mu\text{F}$ 、充電電圧 20 kV で運転していた。本論文での実験では全エネルギーは等しいが、コンデンサ容量 $0.4 \mu\text{F}$ 、充電電圧 28 kV でZ放電による予備電離をしている。

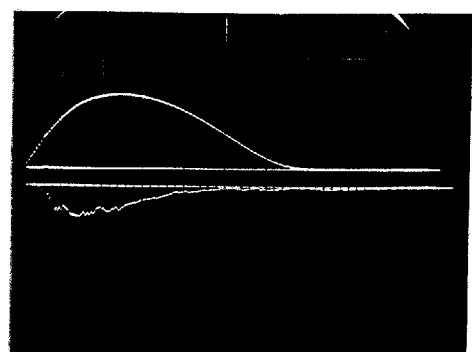
スペクトル線の強度比から過渡プラズマの電子温度を求めるのは、第4章4.5で述べたように問題があり、ここではバンク建設後に測定された分光による方法の結果を簡単に述べ、参考までにととめる。なお実際に使った $0.4 \mu\text{F}$ 、 28 kV の条件での測定はされていない。

測定方法は4.5で述べたとおりである。He I ($5015 \text{ \AA}$) と He II ($4686 \text{ \AA}$) の強度比をとることにより電子温度を求めてみた。強度比から電子温度を求めるのに、J.C. Howard による計算値を使用した。^{*} スペクトルの強度を示す波形と第5-12図に示した。Z放電電流最大値付近で、He I の強度は He II のものと較べおよそ9倍となる。これからHowardの計算値を使って電子温度を求めると、 3.8 eV になった。

この方法も、圧縮磁界をかけるときの予備電離プラズマの温度を読みとれるまどにいらなかった。



He I

Z放電
He II1.0
 $\mu\text{Sec/div.}$ (CF) 0.2 V/div. (CF) 0.05 V/div.

第5-12図 分光法による電子温度の測定

* J.C. Howard, UCRL-5265 (1958) 2

5.5 逆バイアス磁界と加えたテータピンチプラズマ

5.5-1 半径方向運動の流し撮り

初気圧 100 mTorr で、バイアス磁界のかけ方によってプラズマの半径方向への巨視的な運動が、どのような変化をうけるかを、まず高速度カメラで観測した。コイル前面に管軸と直角な方向へスリットをおいて流し撮りを行なう。第5-13図は、逆バイアス磁界をかけたとき、バイアス磁界のないとき、順バイアス磁界のときのそれぞれについて観測した写真である。圧縮過程でプラズマ円筒内にある磁界の方向に差があるのは第1半波時で、第2半波ではいずれの場合も逆磁界が閉じこめられている。

この結果から、逆磁界があるプラズマと他の場合とのちがいをまとめると、第1半波では

(1) 圧縮過程でのプラズマ層がはっきり形成されているのは逆バイアスのときで、圧縮磁界と同方向の磁界があると、プラズマ層が明確にみられない。

(2) 圧縮速度はほとんど同じで、およそ $6.5 \text{ cm}/\mu\text{Sec}$ である。ただし、バイアス磁界の大きさは $B_0 = \pm 0.053 \text{ Wb}/\text{m}^2$ としている。

(3) 顕著な磁気流体的不安定は発生していない。

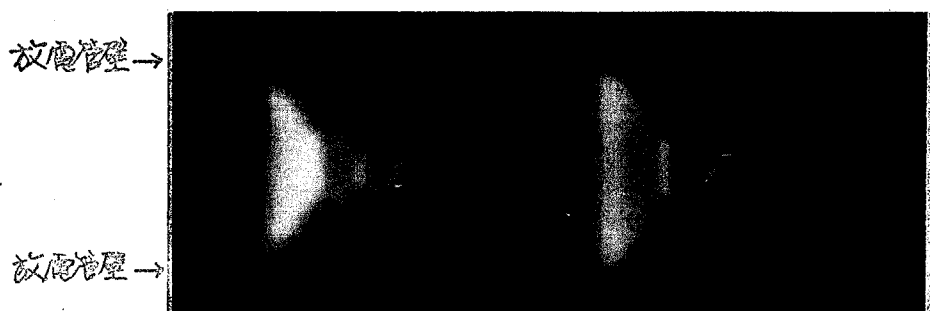
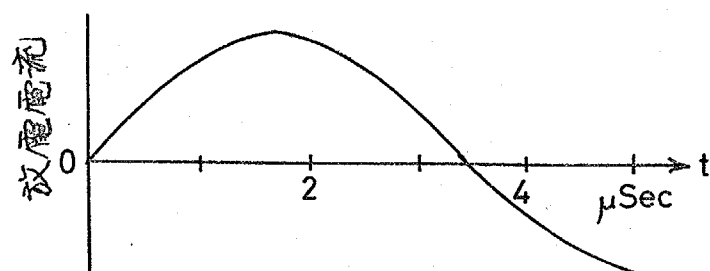
(4) 順バイアスの場合、プラズマ柱の境界が明確でない。それ以外の条件のもとではプラズマ柱の半径方向の振動による密度変化までよく観察できる。

とくに注意してよいのは、圧縮速度にそれほど差のないことで、順バイアスの場合、境界が明らかなでないが、プラズマの動きの概略は他と同じである。

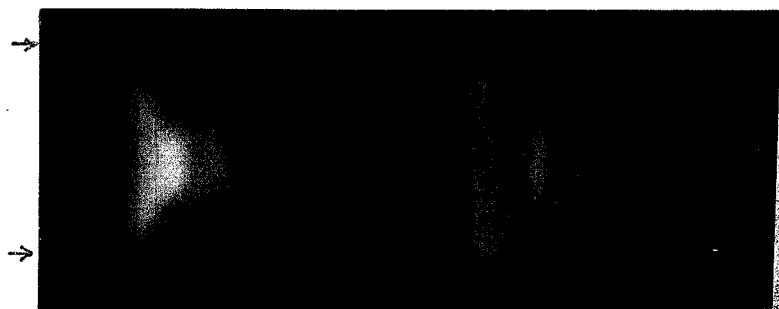
逆磁界のある第2半波では、

(1) どの場合もプラズマ層の境界が明らかなである。圧縮速度には差がみられない。

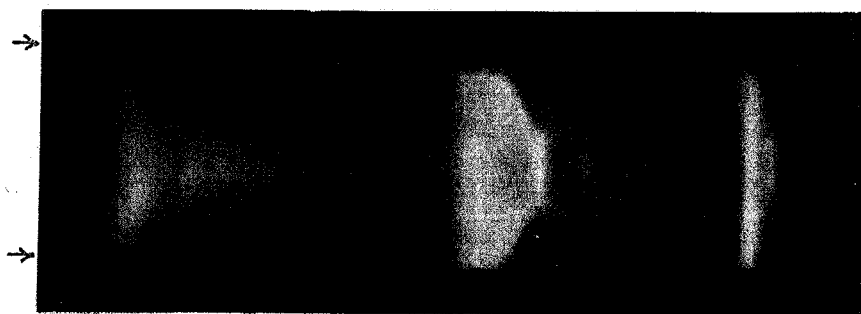
(2) ナインバニク点火後より $3.1 \mu\text{Sec}$ 経ったとき管壁で沿面放電



第1半波で逆バイアス磁界をかけた場合
 $B_0 = -0.053 \text{ Wb/m}^2$



バイアス磁界をかけない場合
 $B_0 = 0$



第1半波で順バイアス磁界をかけた場合
 $B_0 = +0.053 \text{ Wb/m}^2$

第5-13図 プラズマの半径方向運動の流れ撮り写真

($P_0 = 100 \text{ mTorr}$)

で起こり、それから約 $0.33\mu\text{Sec}$ 後にプラズマ層は半径方向へ圧縮されていった。

(3) 圧縮されたプラズマ柱はその後半径方向振動をするが、条件によってプラズマ柱の様子が変った。

逆バイアス磁界………比較的安定に存在している。

バイアス磁界なし……半径方向振動を一度した後消滅

順バイアス磁界………半径方向振動の一回目の膨張時にプラズマ柱の崩壊

○ 以上の事実が明らかになった。次に逆磁界の分布状態などの詳細な様子を調べるために、磁気探針を使った測定を行なうことにする。

5.5-2 磁気探針による測定

4.3 で説明した磁気探針を使って、磁束密度 B_z を測定し、逆磁界の分布を調べた結果を述べる。

磁界分布を精度良く求めるのには、生成されるプラズマにおける現象の再現性が良くなければならない。筆者も、この再現性の向上には充分留意した。

バイアス磁界をかけないときと、順バイアス磁界のときの再現性を第5.4図に、磁気探針の出力の重ね撮りとして示した。いずれも $4.4\mu\text{Sec}$ 程度の時刻までの再現性はきわめて良い。しかし逆バイアス磁界をかけるとき、第1半波において逆磁界の消滅する時刻がややばらつき、再現性は若干悪かった。

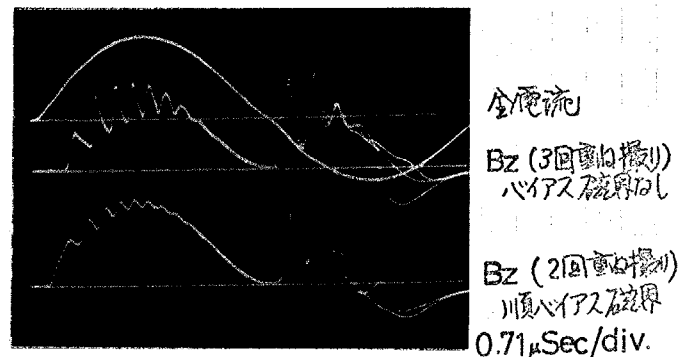
バイアス磁界のかけかえを変えたときの、コイル中央部における磁束密度 B_z の時間変化が第5.6図である。 B_z がおよそ $0.3\mu\text{Sec}$ の周期で振動しているのは、プラズマ円柱が半径方向振動しているためである。この振動の第1回目の周期から、前述した理論式(5-1)を使って、プラズマの単位長さあたりの粒子数を求めてみた。これは、圧縮によって集められるプラズマの粒子数の目安となる。

バイアス磁界	$-B_0 = -0.053 (\text{Wb/m}^2)$	0	$+B_0 = +0.053 (\text{Wb/m}^2)$
単位長さあたりの 粒子数	$6.3 \times 10^{16} (\text{cm}^{-1})$	$5.3 \times 10^{16} (\text{cm}^{-1})$	$3.1 \times 10^{16} (\text{cm}^{-1})$

第5-1表 プラズマの単位長さあたりの粒子数

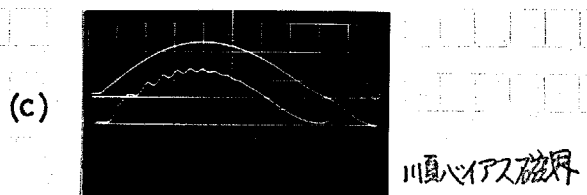
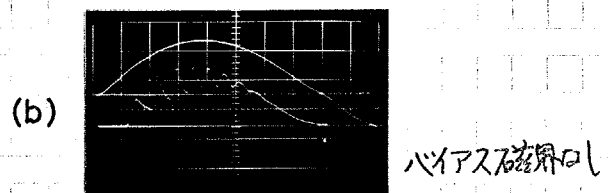
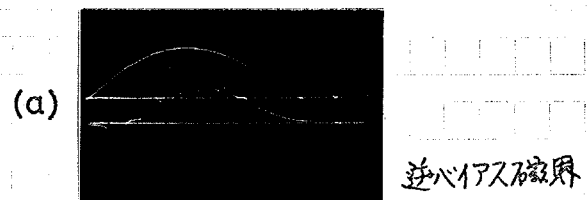
逆バイアス磁界をかりておくと、もっとも粒子数が多い。磁界の方向だけを変えた順バイアスの場合は、その半分の粒子数しかかき集められているにすぎなかった。これは高速度カメラで流し撮りした第5-13図の結果と矛盾してゐない。逆磁界のあるときが、プラズマと圧縮磁界の結合は強くなっていることを示すのである。

第5-14図にコイル中央部において磁気探針からの出力波形を示した。逆バイアス磁界のとき(a)では $0.583 \mu\text{Sec}$ にプラズマが最大圧縮されており、それからの膨張過程で逆磁界が消滅する。その消滅の時刻はばらついた。この逆磁界が消滅する過程については、後で5-8において述べる。



第5-14図 現象の再現性(磁気探針出力波形)

(b)(c)はそれぞれバイアス磁界のないとき、順バイアス磁界のときである。圧縮磁界と同方向の磁界がプラズマ円筒内にあらかじめあれば、半径方向振動によって引き起こされる閉じこめられに磁界 B_z の時間変化は大きい、と予想され



第5-15図 各バイアス条件のもとでの磁気探針出力 B_z 波形(下) ($r=0, z=0$) $0.5 \mu\text{Sec/div.}$

るが、実験によれば (C) のように他の場合と較べて大きくなかった。

(b) の第 2 半波時、(C) の第 3 半波時および第 1 半波の圧縮過程に高周波成分がみられた。この周波数はどの場合でも一定で、約 26 MHz であった。また気圧による依存性もない。Bz 信号は時定数 50 μ Sec の積分回路を使っているので、磁界の高周波成分 26 MHz 程度は検出されないはずである。おそらく静電的な雑音と考えられる。

こうして磁気探針を使って、軸方向磁界 Bz の分布を求めることができた。これからその結果と、いろいろな角度からながめてみる。

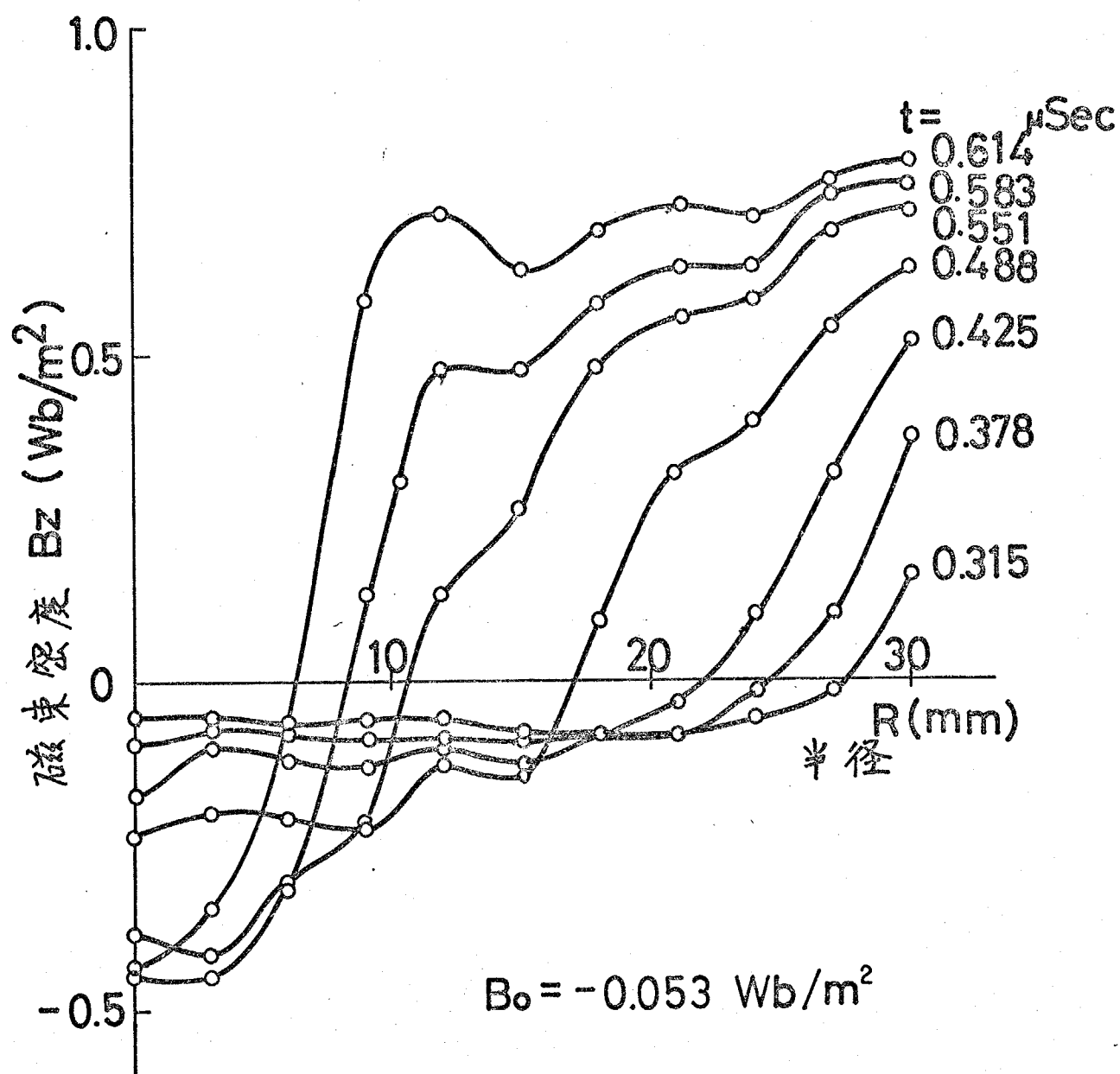
(1) 磁束密度の半径方向分布

圧縮過程と最大圧縮直後まで、磁束密度 Bz の半径方向分布とバイアス磁界のかけ方と変えて求めた結果を、第 5-17 図から第 5-19 図までに示した。

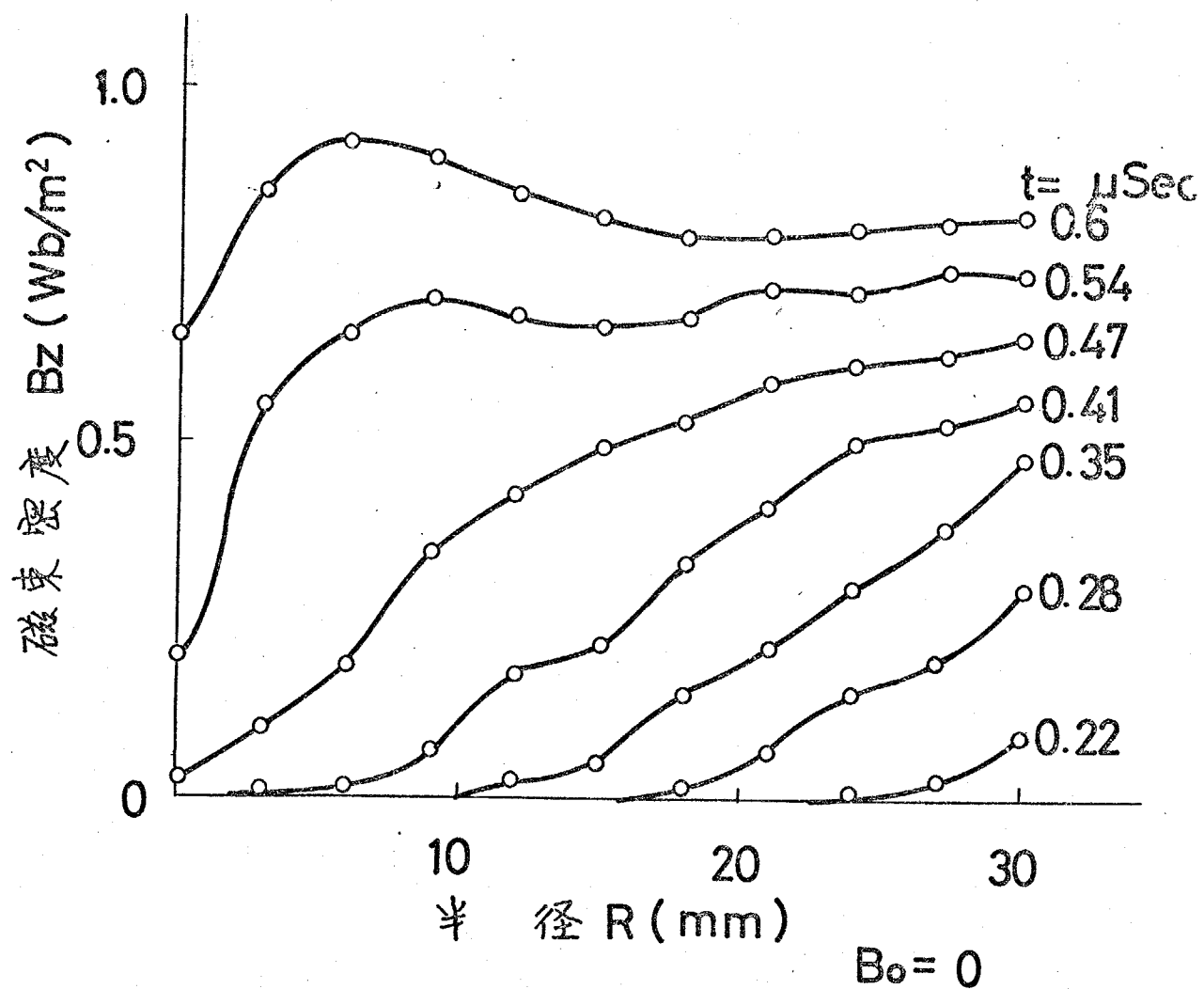
逆バイアス磁界を加えた場合が第 5-17 図である。磁界の半径方向への勾配は、他の条件と較べて大きいのが特徴である。順バイアス磁界の第 5-19 図と比較すると、後者では磁界の拡散がさわめて速く、圧縮磁界はすみやかに管軸付近まで到達している。高速度のプラズマ流し撮りの第 5-13 図を参照してみると、プラズマ層と磁界の半径方向へ運動に大きな速度差のあることが判る。

圧縮過程で、あらかじめ加えてあるバイアス磁界の大きさは同じでも、方向が異なるだけで、プラズマと磁界の関係には違いがあった。

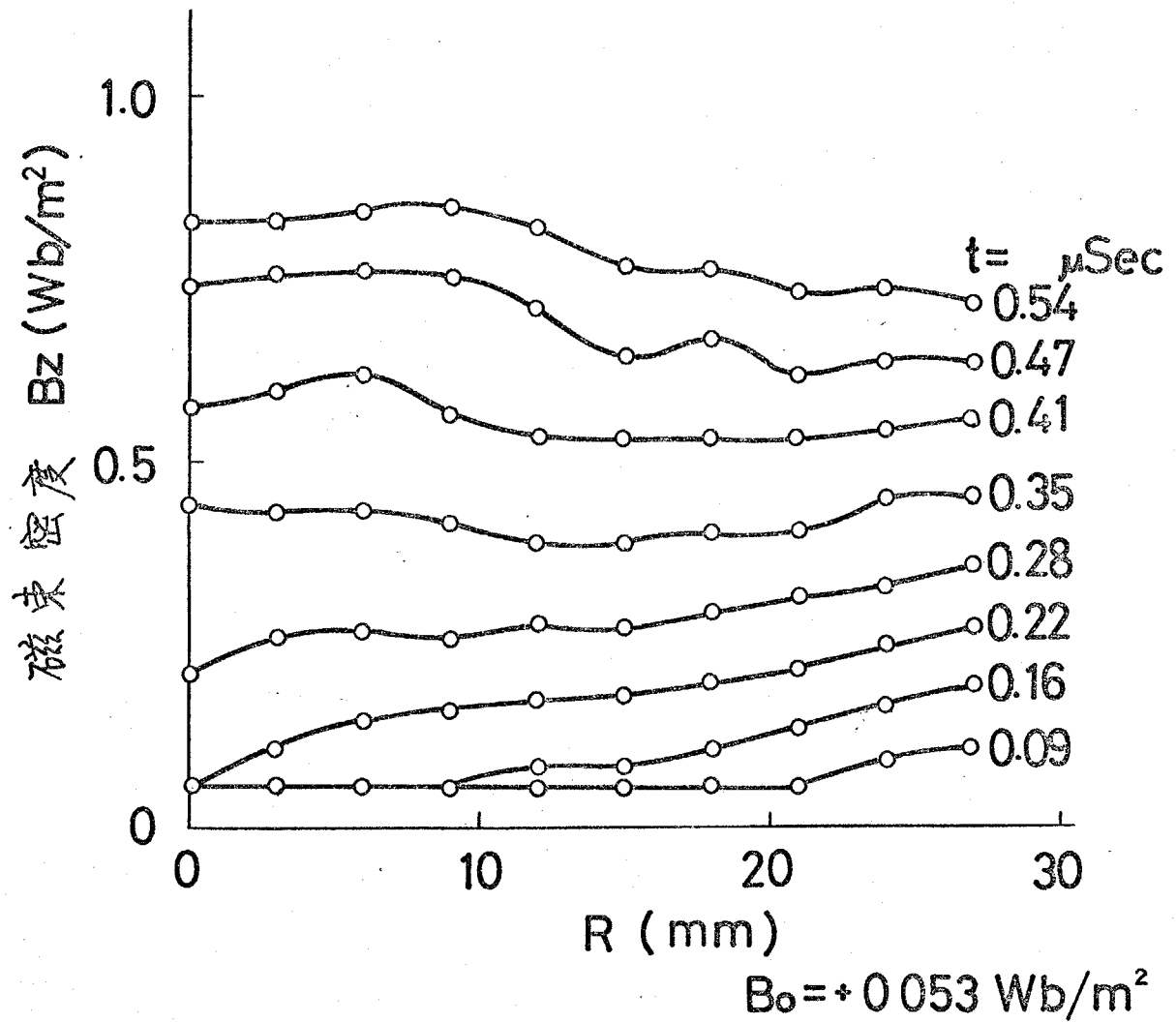
プラズマ円筒内の逆磁界は圧縮が進むにつれ、管軸上での値は増大していくが、時刻 0.583 μ Sec を過ぎると減少し始める。しかし外部磁界の分布をみるとまだ圧縮が続いているはずである。これは逆磁界の消滅が何らかの不安定性にもとましていると考えられる。原因を推定するために軸方向の分布を知る必要がある。その測定した結果を 5-8 で後述する。



第5-17図 磁束密度の半径方向分布 (逆バイアス磁界)



第5-18図 磁束密度の半径方向分布 (バイアス磁界なし)



第5-19図 磁束密度の半径方向分布 (順バイアス磁界)

(2) B_z の半径方向分布の時間変化

前述した分布図の書き方では、磁束密度分布の連続的な時間変化をつかみにくい。また5.5-1/で示した半径方向運動の流し撮りとの比較も難しい。そこで、測定点での B_z の値から補間法で求めた等しい磁束密度の位置を結んでいって、その時間的な流れを図に書いてみる。逆バイアス磁界のとき、第5-20図に示されている。図中、実線が等磁束密度線で、点線は、半径 r_0 の位置での磁束を

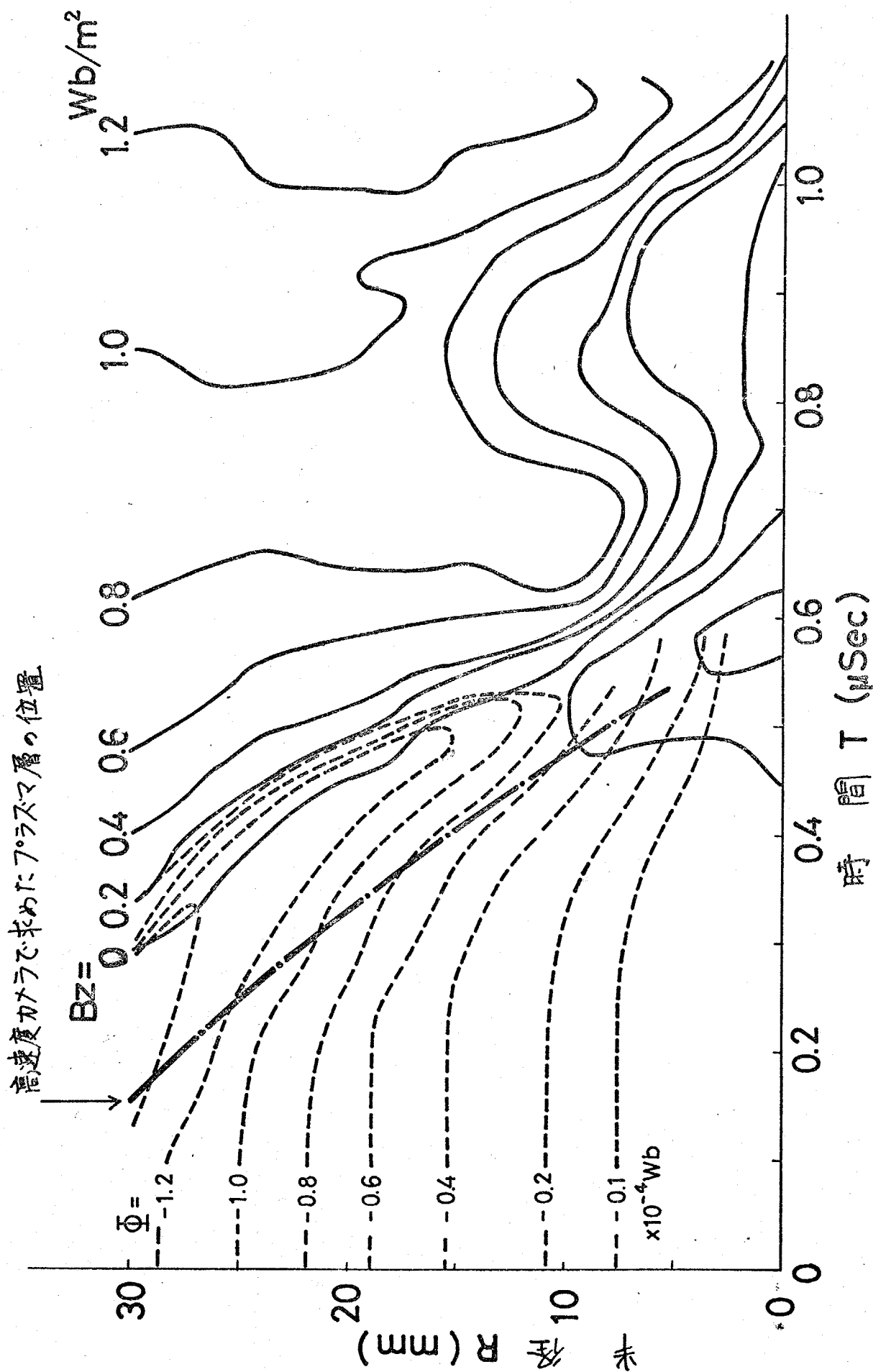
$$\Phi(r_0) = \int_0^{r_0} B_z \cdot 2\pi r dr \quad (5.2)$$

で、実験値から求め、等しい値を結んだものである。つまり磁力線を示す。とくに流し撮りより求めたプラズマ層の移動も一緒に記入した。

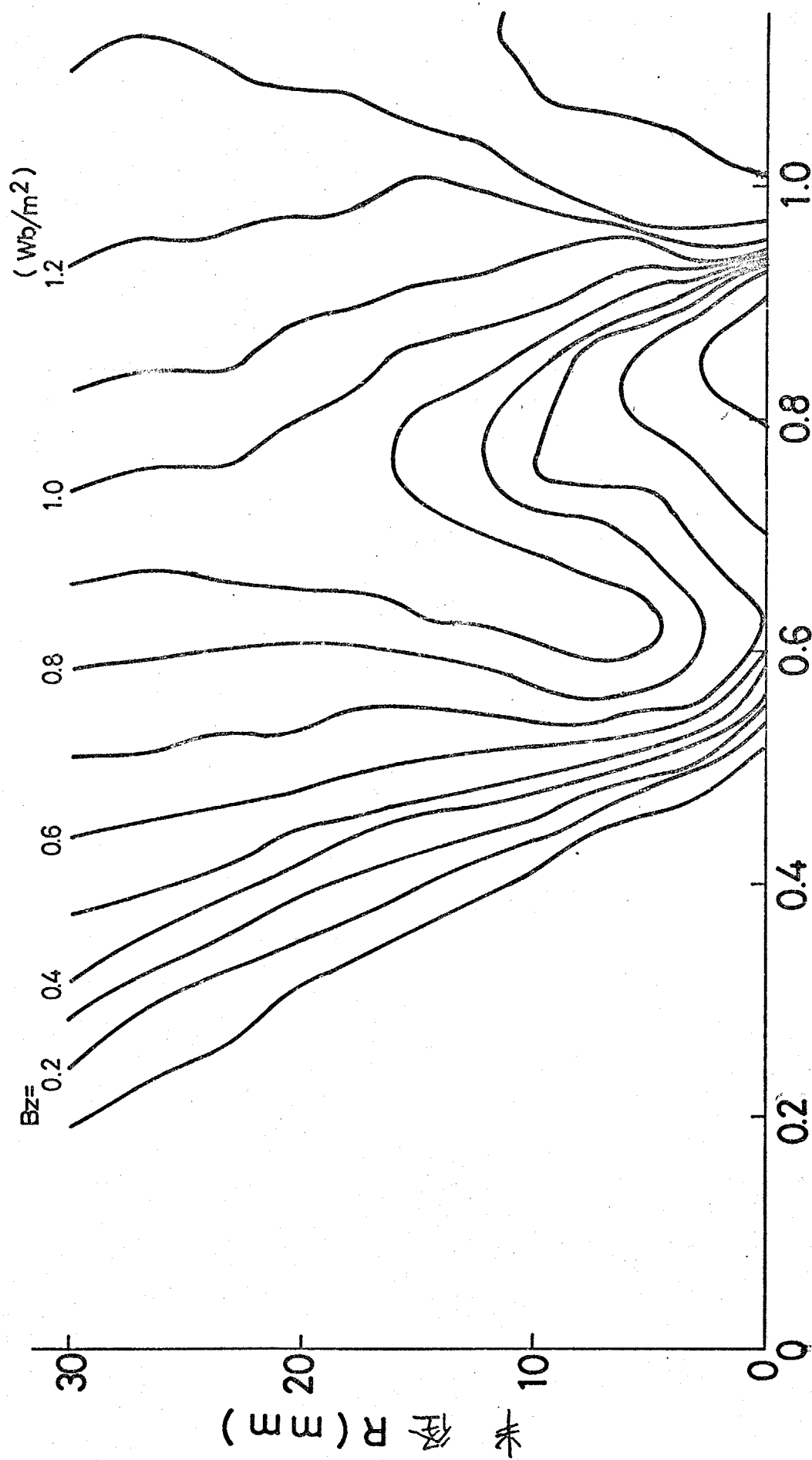
これをみると、プラズマ層の移動と磁界の移動は一致している。逆バイアス磁界となっている磁力線は、最初静止しているが、プラズマ層の移動とともに管軸の方向へ圧縮されていく。

バイアス磁界のない場合の第5-21図でも、半径方向への変化は逆バイアス磁界の場合と類似している。圧縮速度にもそれほど変りがない。

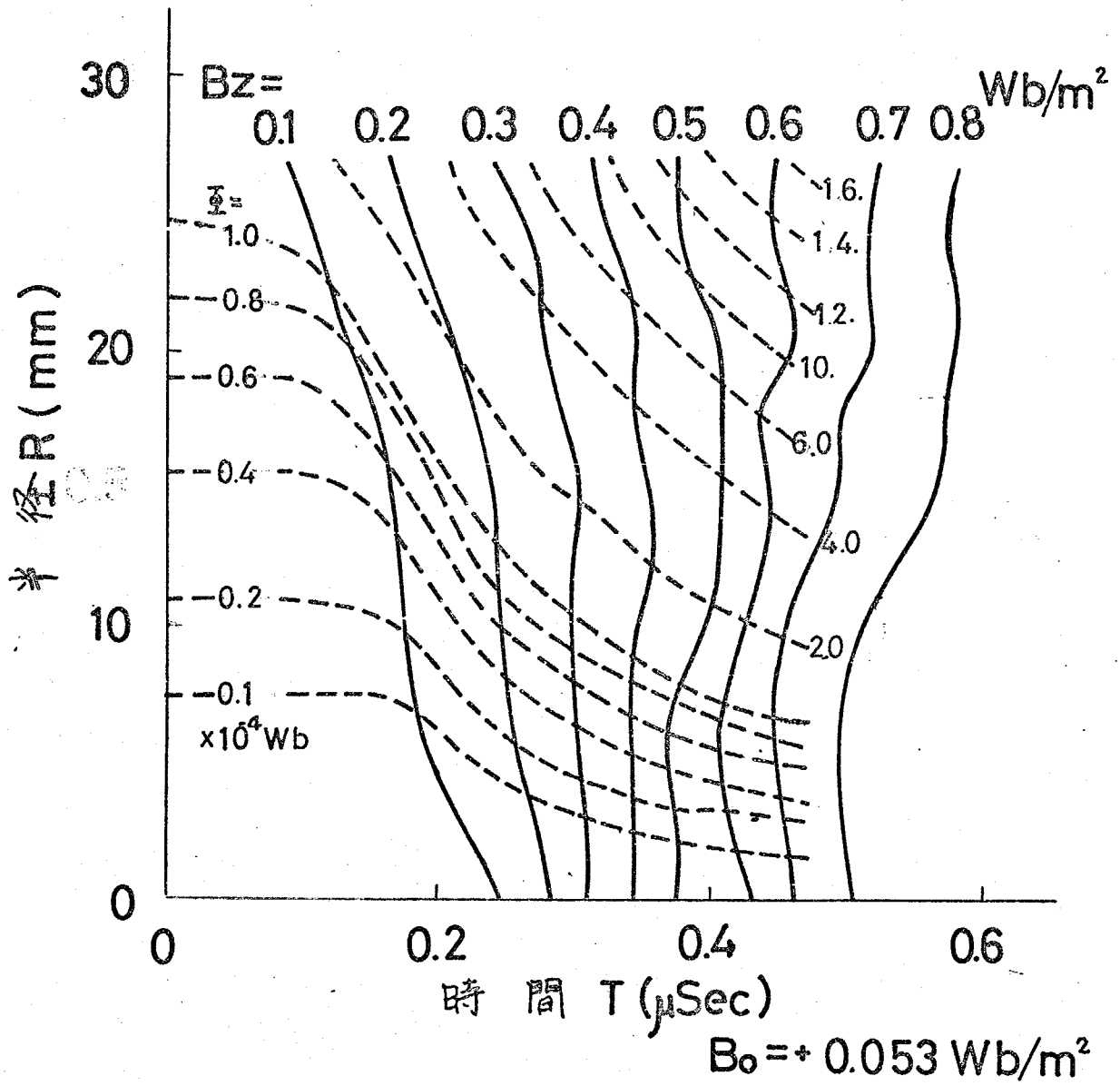
しかし順バイアス磁界の場合を示す第5-22図は、これまでとは様子が違っている。磁力線の変化も急激であり、圧縮磁界の磁力線が入りこむのかと判る。プラズマによる反磁性効果が小さく、圧縮過程でもプラズマと磁界の結合が弱いことも、流し撮り写真と比較して判る。



第5-20図 磁束密度の半径方向分布の時間変化 (逆バックスラッシュ $B_0 = -0.053 \text{ Wb/m}^2$)



第5-21図 磁束密度の半径方向分布の時間変化 (バース磁界なし) $B_0=0$



第5-22図 磁束密度の半径方向分布の時間変化 (順イアス磁界)

[(3)] 電界 E_0 , 電流密度 J_0 の半径方向分布

磁束密度 B_z の半径方向分布が測定できたので, Maxwell の式

$$J = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times B \quad (5-3)$$

$$\nabla \times E = - \frac{\partial B}{\partial t} \quad (5-4)$$

を使って, 方位角方向の電界 E_0 と, 電流密度 J_0 を計算した。とくに外部磁界が管軸へ到達する時刻 t_0 をとりあげた。

○ 第5-23図から判るように, 逆磁界があると誘起される電界も大きく, 電流密度も他の場合と較べて大きく電子の加熱が有効に行われると考えられる。

0.5 μsec ほどの時刻で実現された E_0 , J_0 の最大値をまとめて表にすると

	逆バイアス磁界	0	順バイアス磁界
$E_0 \text{ max.}$	470 V/cm	400 V/cm	220 V/cm
$J_0 \text{ max.}$	5.2 KA/cm ²	4.3 KA/cm ²	1.5 KA/cm ²

第5-2表. バイアス磁界による違い

となる。

5.5-3 半径方向運動に関する実験結果の結論

5.5-2でバイアス磁界のかけ方をいろいろ変えたときのプラズマの振舞について, 磁気探針で診断を行った。その結果, 予備電離プラズマの状態はほとんど同じで, ただその中にある磁界の方向が異なるだけで, これまで述べたような磁束密度および粒子数密度において大きな差が生じた。

順バイアス磁界をかけておいた場合に, 圧縮磁界が急速に管軸まで拡散し

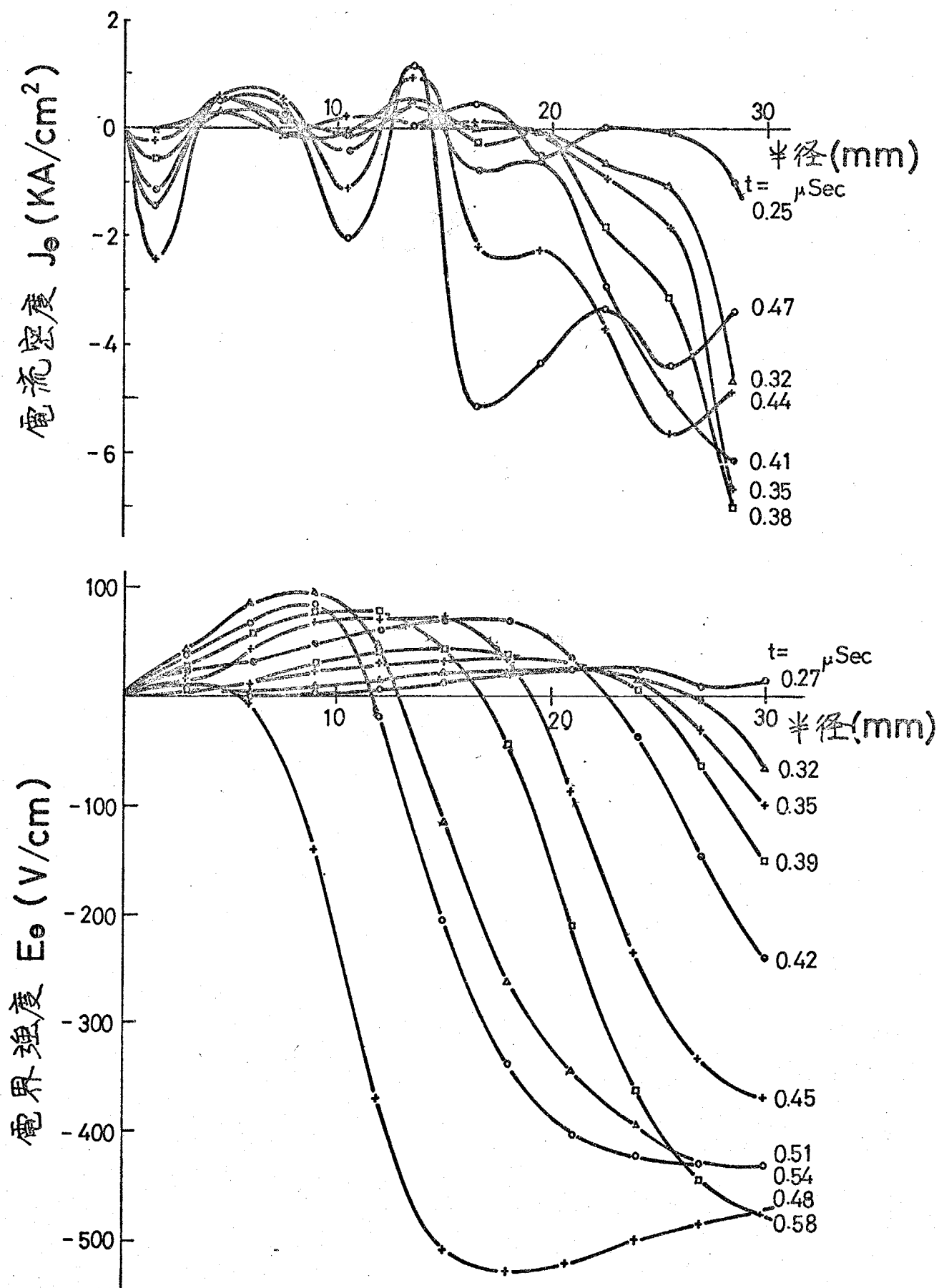
に原因は、管壁付近でのプラズマの様子に深い関係があると考えられる。すなわち、その位置において電気伝導率が低いこと、ならびに電流層の形成が不十分であることがあげられる。この実験条件のもとでは、粒子同志の二体衝突も頻繁である。いわゆる衝突性のプラズマとなっている。そのため、無衝突プラズマにおけるような荷電粒子の集団現象にともなう微視的不安定性は起らないはずである。電気伝導率が低いことと、この不安定性からは説明できない。むしろ、中性原子の存在が問題となる。

しかし、逆バイアス磁界としておくと、プラズマと圧縮磁界の結合が比較的強く、プラズマは有効に圧縮されていった。圧縮磁界の印加にともない、管壁付近のバイアス磁界は減少し、磁束密度が零となるときがある。このとき、予備電離プラズマは管壁に衝突して二次電子を放出させる。電子は磁束密度が零である面上を電界 E_0 によって、方位角方向に急速に加速され電流層が効率よくつくられると考えられる。

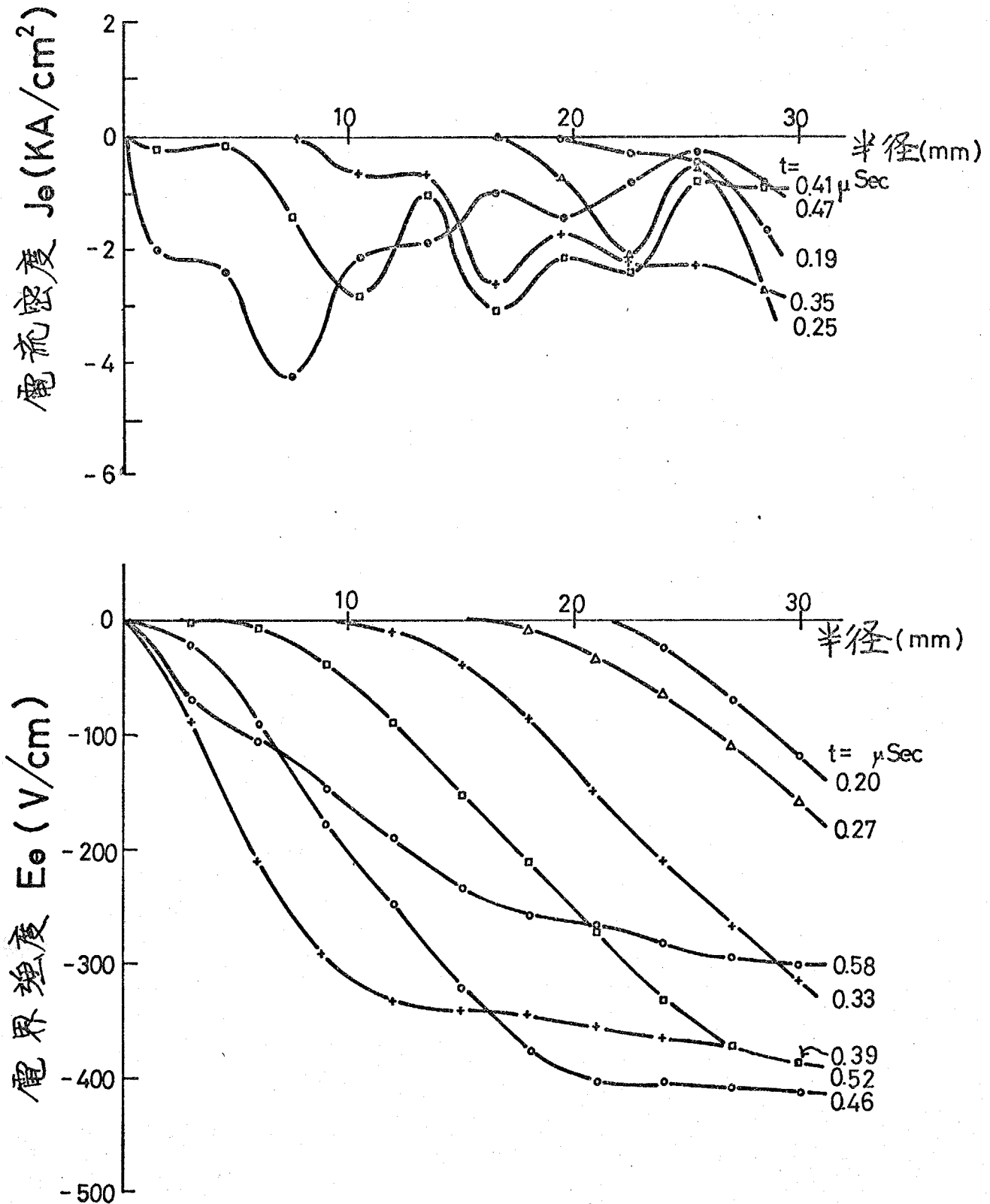
一方、順バイアス磁界の場合には今のような現象は起らずに、あらかじめあった予備電離プラズマと、 E_0 による沿面放電で生じた電子だけで電流を構成する。また、磁界があるために方位角方向への E_0 による加速の効率も悪くなる。バイアス磁界がまったくない場合もほぼ同じ状態になるが、磁界はないので加速の点で有利になっている。

完全電離までに到っていない予備電離プラズマを使って、テータヒンチ放電を行なうとき、逆バイアス磁界をかけておくことは、これまで述べたような理由から、プラズマが有効に圧縮、加熱され高温となるように有利である。

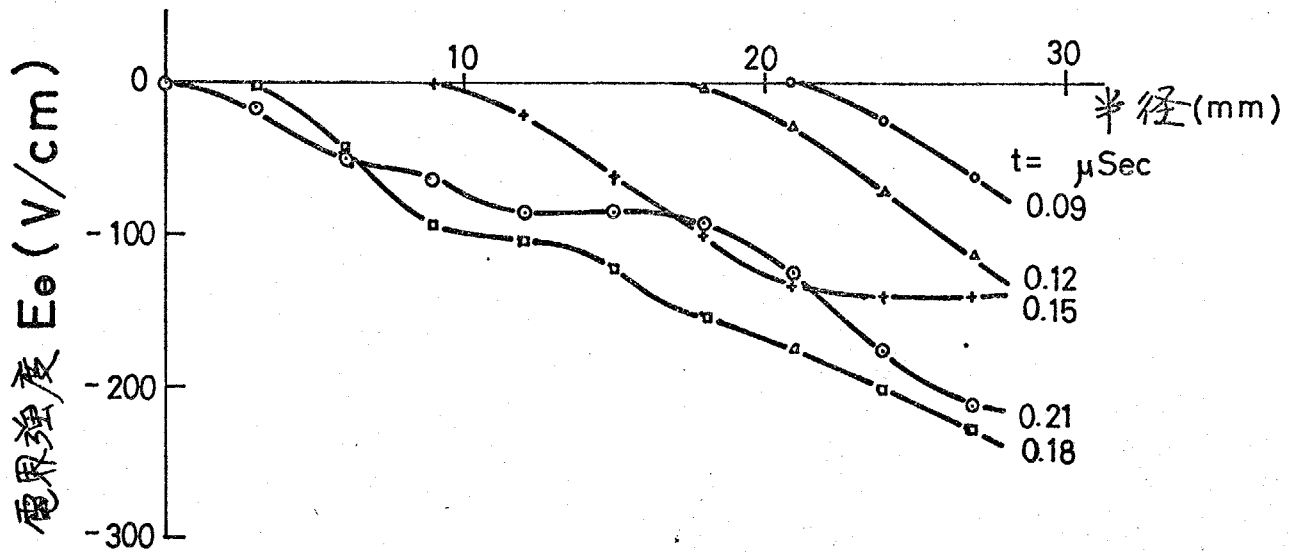
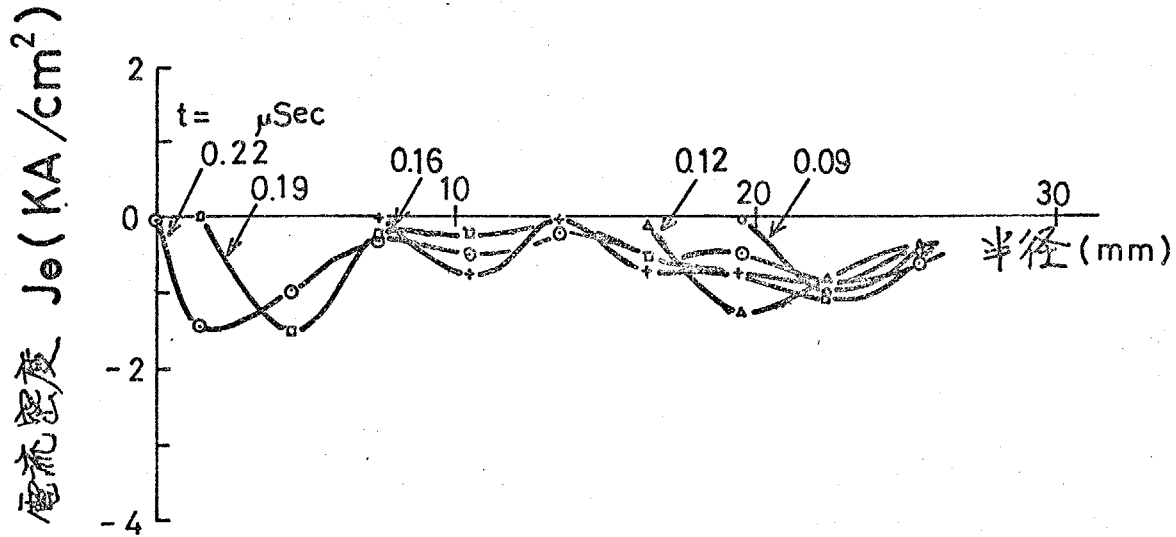
テータヒンチを使った衝撃波の実験において、衝撃波面にあるプラズマ中の磁界の方向と、ヒストン磁界の方向の違いによって現象に差がみられるといわれているが、ここで説明したことも、その原因の一つと考えられる。



第5-23図 方位角方向の電流密度および電界強度の半径方向分布 (逆ヒアス磁界)
 $B_0 = -0.053 \text{ Wb/m}^2$



第5-24図. 方位角方向の電流密度および電界強度の半径方向分布 (バイアス磁界なし)
 $B_0=0$



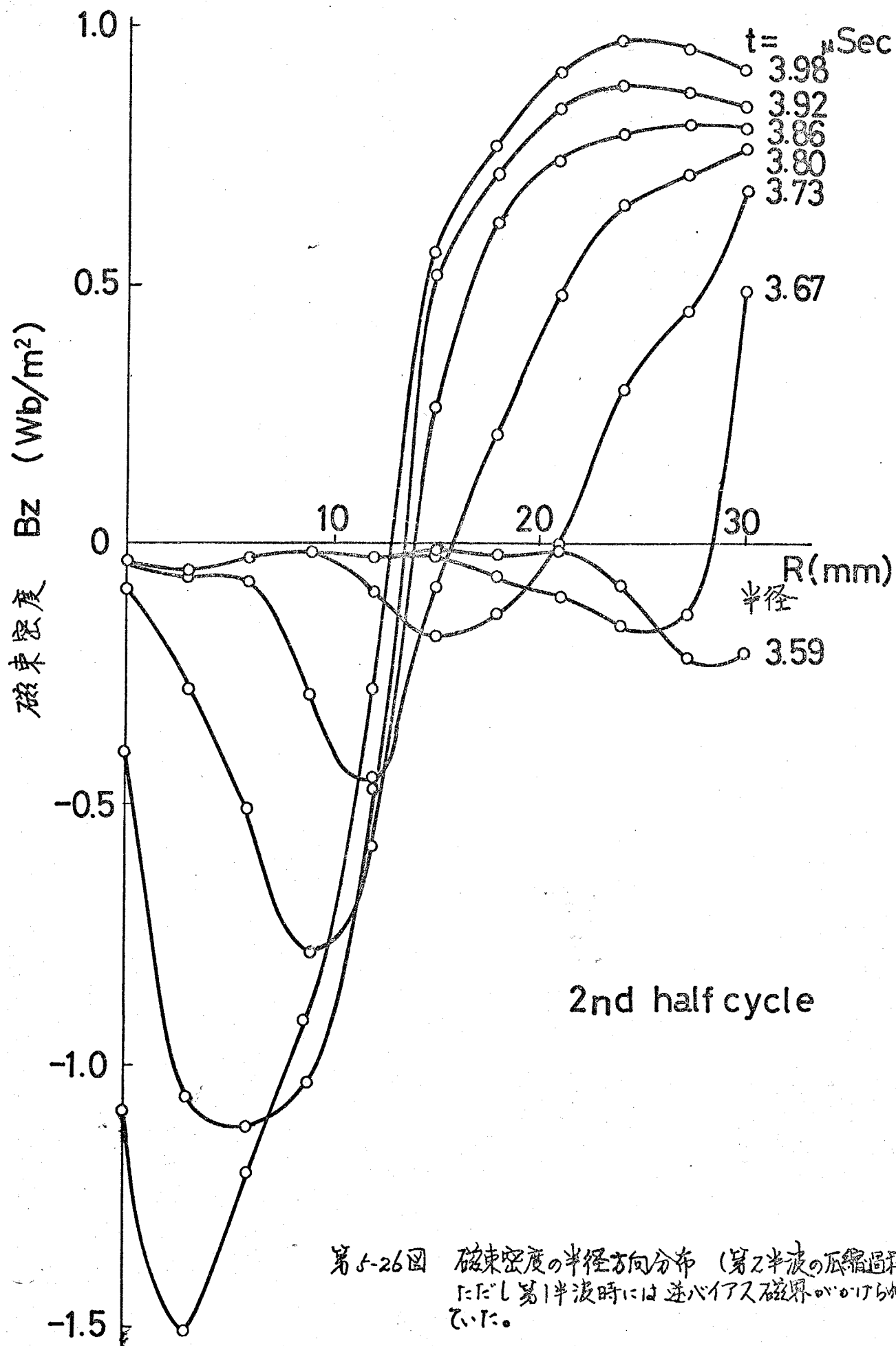
第5-25図 方位角方向の電流密度および電界強度の半径方向分布 (順イアス磁界)
 $B_0 = +0.053 \text{ Wb}/\text{m}^2$

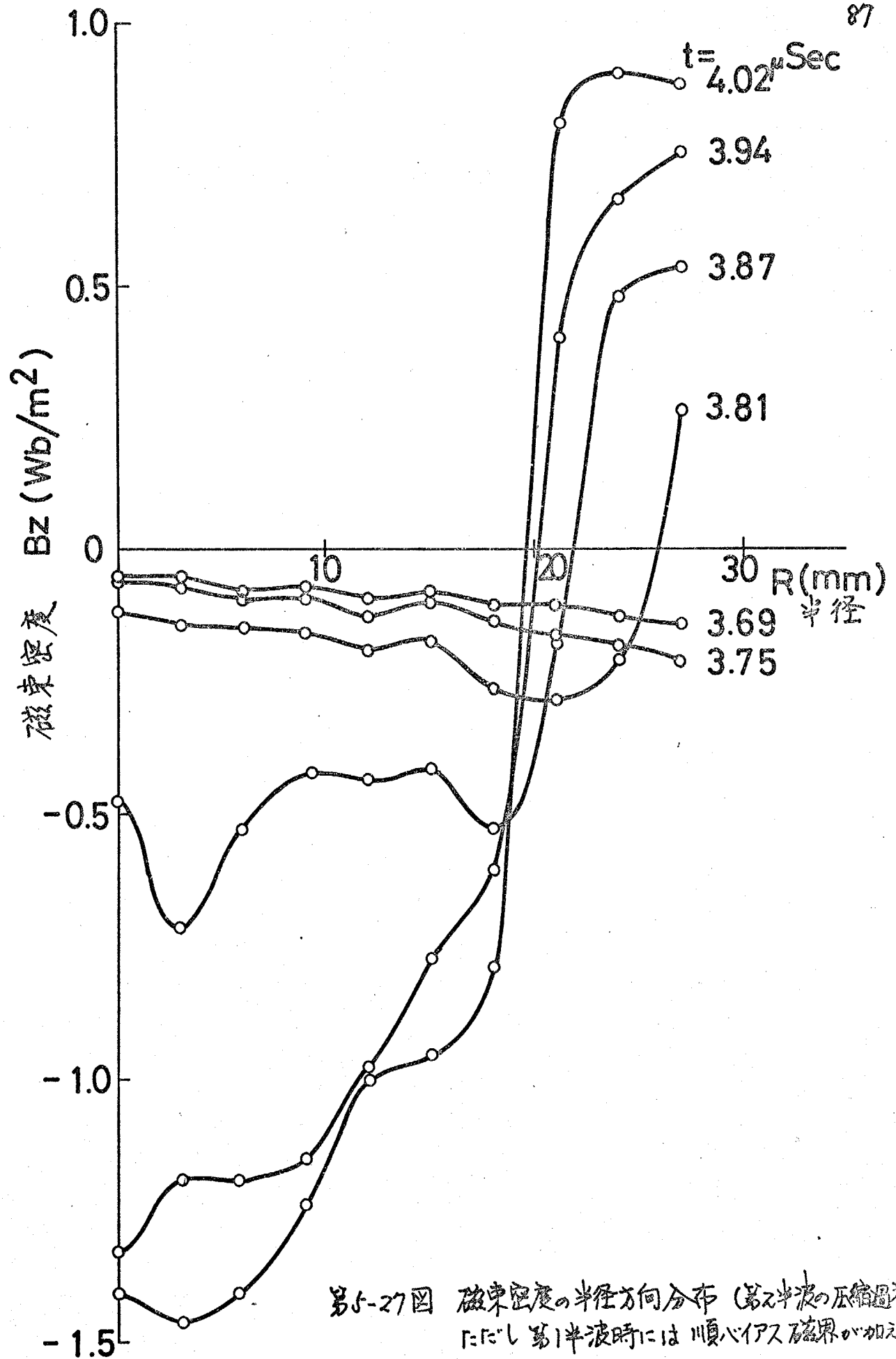
5.6 強い予備電離で逆磁界を閉じこめたテータヒニチプラズマ

5.3 で述べたと同じに、初気圧 100 mTorr でも第 2 半波には逆磁界を含む。いずれも第 1 半波にできたプラズマは、次の半波の現象には予備電離プラズマとしての役目をはたす。今度の場合、前節までに述べてきたようにバイアス磁界のかけ方を変えることによって、生成されたプラズマはそれぞれ違っていた。つまり見方を変えれば予備電離の状態が違っているとみなせる。しかもタイミングからみても、第 1 半波時の正放電による予備電離と比較して、その強度が強い。このような立場に立って第 2 半波における逆磁界とプラズマの相互作用を、磁束密度分布から考えていく。

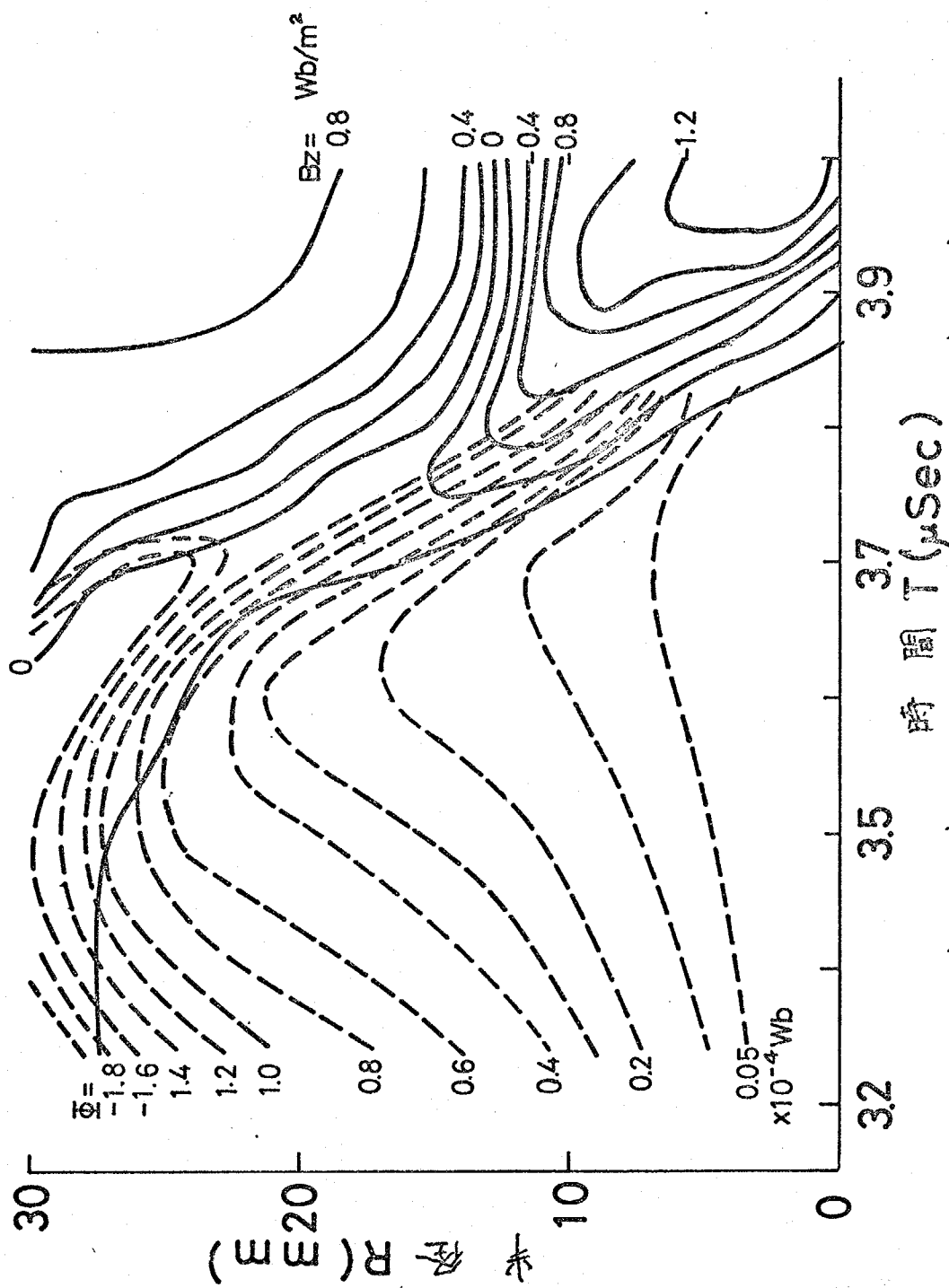
分布図は、5.4 のときとまったく同じ描き方としている。半径方向の分布をみると、いずれの場合でも圧縮過程では、管軸付近の逆磁界の値よりも大きな逆磁界がプラズマ層の付近 1 cm の領域にある。これは半径方向分布の時間変化を示した第 5-29, 5-30 図をみると理解される。逆磁界となっている磁力線が、圧縮磁界と反対方向に拡散しつつある。そこへ圧縮磁界が加わることによって拡散は妨けられる。そのためプラズマ層とはこんで磁力線の集中がおこる。これが逆磁界強度の局所的な増加となって観測されたことである。逆磁界の磁力線に巻きついていながら荷電粒子は、圧縮されていくプラズマ層と衝突して、逆方向の速度をもち、持っていた運動エネルギーがさらに増加すると予想される。

逆バイアスをかけておいたものの第 2 半波時は、管軸付近の逆磁界分布が他の場合とことになっている。外部磁界の増加に比例して増加しない。このことは、管軸付近に電気伝導度の高いプラズマがまだ残存していて、磁界の急激な変化を妨けているのを示す。磁界を配から管軸付近に流れている電流と、その周囲に流れている電流とは方向が反対である。これは他の条件のときにはみられなかったことである。流し環りあるいは磁束密度分布の結果から、逆バイアスであったとき第 1 半波で実現された温度は、それ以外の条件のと

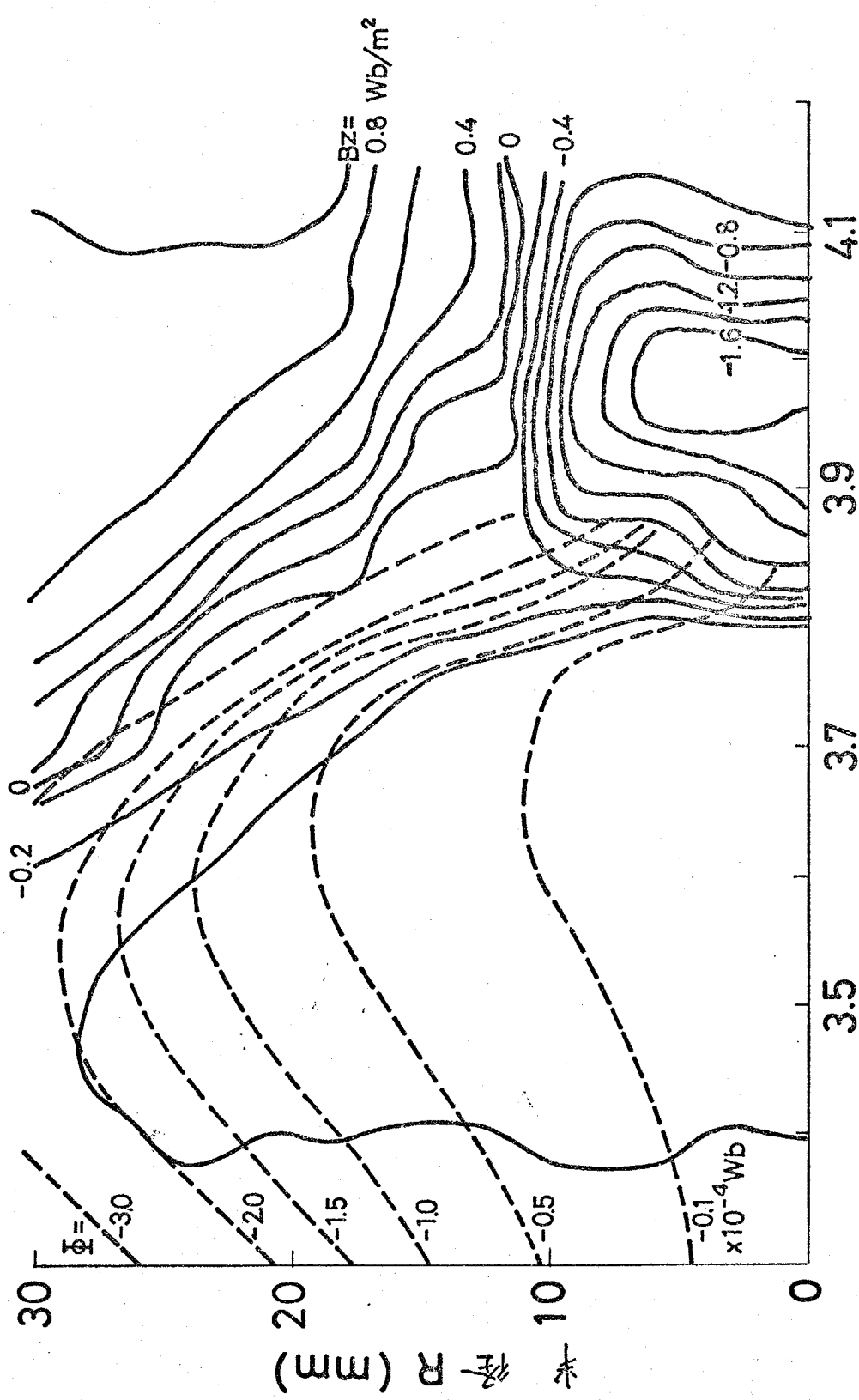




第5-27図 磁束密度の半径方向分布 (第2半波の圧縮過程)
 に対し第1半波時には順バイアス磁界が加えられていた。



第5-29図 磁束密度の半径方向分布の時間変化 (第2半波の圧縮過程)
ただし第1半波時には逆バイアス磁界が加えられていた。



第5-30図 磁束密度の半径方向分布の時間変化 (第2半波の圧縮過程)
 したがって第1半波時においてパイアス磁界は加えられていない。

きより比較的高い。逆にもっとも温度が低かった順バイアスの場合では、逆磁界が半径 18mm 以内の領域で一様に増加していった。

このように磁界を含んだプラズマに、その磁界と逆方向の圧縮磁界を加えたとき、生成されるテータセクタプラズマの運動は、あらかじめあったプラズマの温度、密度の大きさや分布に大きな影響をうけることが判った。なおこれらの結果は 5.9 における検討で使う。

5.7 プラズマの軸方向現象の高速カメラによる観測

バイアス磁界のかけ方を変えたとき、プラズマが管軸方向へする運動にどのような差があるかと高速カメラを使った、流し撮りならびに駒撮りの結果から検討する。

管軸と平行にスリットを置き、それを通してのプラズマ像の流し撮りしたのが第 5.3/4 図である。第 1 半波では、どの場合も半径方向振動による光の強弱のみが見られるだけで、顕著な現象は見られない。逆バイアスとかけにときも大きな変化はなかった。逆磁界の関じこめられに第 5 半波では、それぞれによって差が見られた。現象を整理して書くと、

逆バイアス磁界……軸方向へ伝搬する現象はなく、半径方向振動とくりかえす

バイアス磁界なし……圧縮されたプラズマ柱はコイル中央部とコイル終端から 4cm の位置で変形をおこす

順バイアス磁界……プラズマ柱が最大圧縮されたとき、コイル終端から 4.5cm の所から面積波と思われる現象が観測された。これらはコイル中央部で衝突した。その伝搬速度は $6.2\text{ cm}/\mu\text{Sec}$ であった。

この結果から、次のことがいえる。第 1 半波で逆バイアス磁界とかけてお

いた場合、第2半波でつくられる逆磁界と含んだプラズマは比較的安定である。つまり、圧縮磁界をかける前の初期プラズマは高温のすが、安定性のうえからも良いと考えられる。

5.3で述べた初気圧300mTorrでの第2半波で発見された軸方向現象と同じものが、今回の観測でもみられ、その速度は今度の方が速かった。

さらに逆磁界があれば常に閉じた磁力線によって面積波が形成されるのではないことも判った。300mTorrでの第2半波で観測されたのは偶然のことであった。今回の場合、順バイアスをかけておいたときの第2半波でだけに見られた。面積波が形成され、安定に軸方向へ伝搬するためには条件があることが判る。この問題は5.9で検討する。

次にこれまで述べたような現象がおのおのの時刻で、詳細な形状がどうなっているかを図取りでとらえた。その結果を第5.6図に示した。バイアス磁界を変えた各条件のもとでの様子を列挙すると次の通りとなる。

まず第5.6図(A)で示した第1半波では、

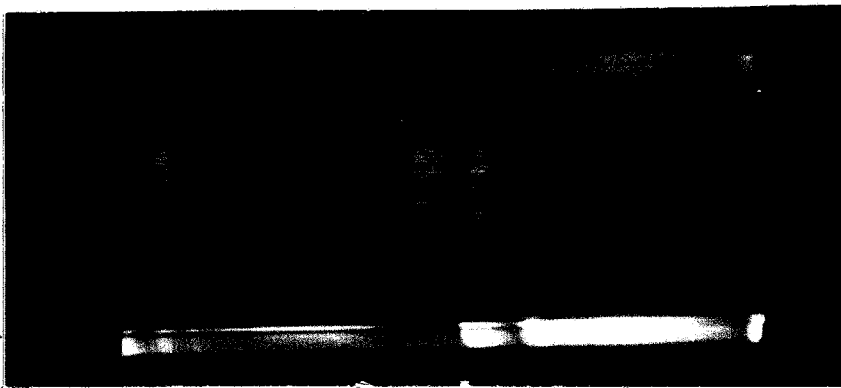
逆バイアス磁界……圧縮過程から最大圧縮時まで、磁気圧で測るとまだ逆磁界があるとき、プラズマ柱は軸方向に不均一であって、コイル中央部のプラズマ半径よりも、コイル終端から60mmより20mmの部分の半径の方が大きい。後の時刻ではこの傾向がなく、比較的一様である。

バイアス磁界なし……最大圧縮時前後、コイル中央部のプラズマ半径がやや他の位置と比べて小さい。

順バイアス磁界……プラズマ円柱の境界が明確でない。

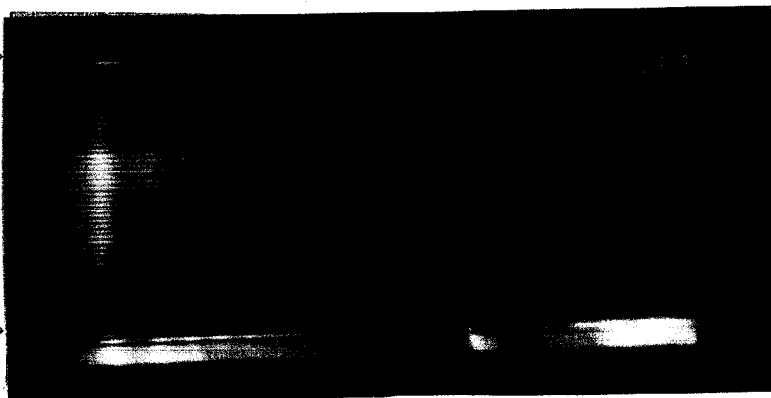
いずれの場合も目立ったプラズマの変形等の磁気流体的不安定性はみられなかった。逆バイアス磁界のときの軸方向への不均一は、5.5で磁束密度の半径方向分布を求めたとき、逆磁界の消滅の原因が不明であったが、これと関係していると思われる。

終了
開始



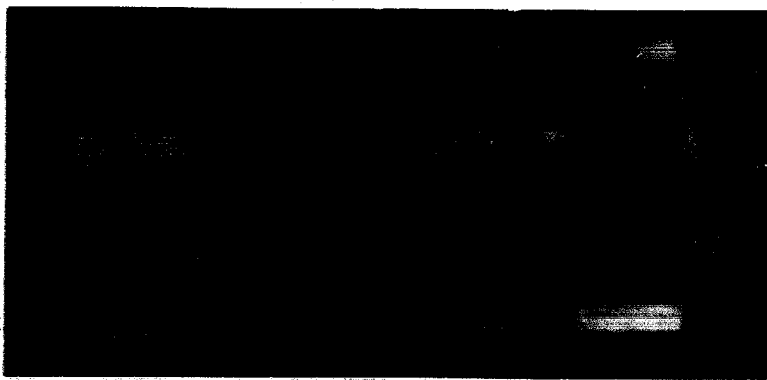
(a) 第1半波時に逆バイアス磁界

終了
開始



(b) バイアス磁界なし

終了
開始

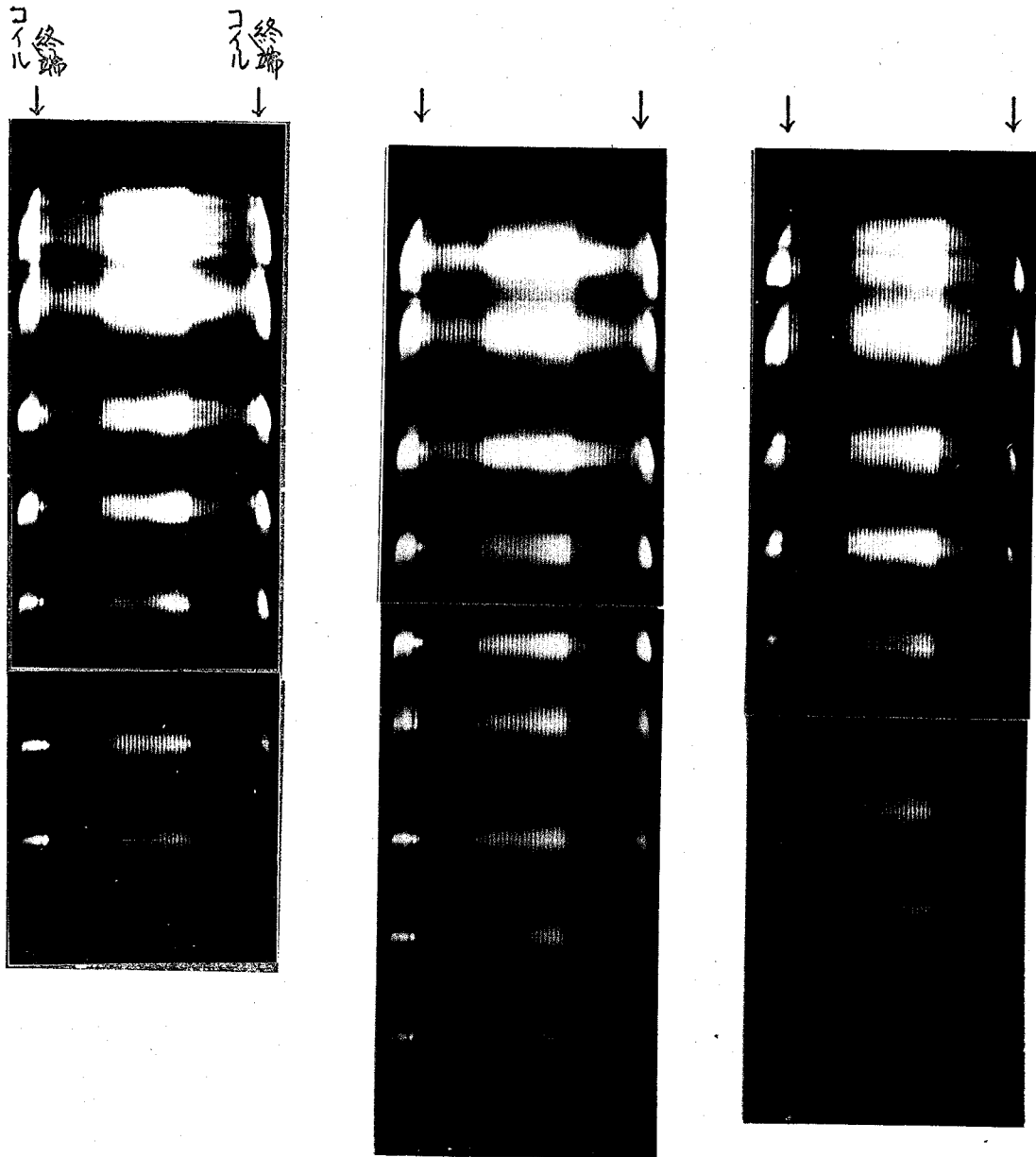


(c) 第1半波時に順バイアス磁界

時間
μSec
0 2 4 6

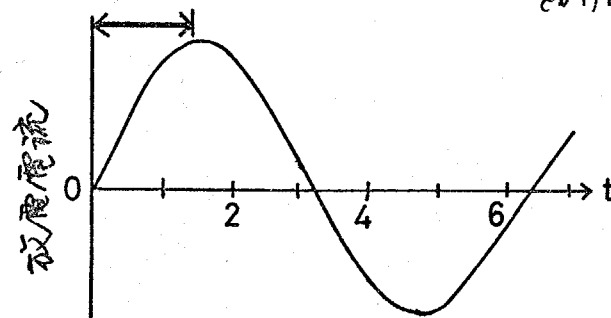
第5-31図 プラズマの軸方向運動の流し撮り写真

($P_0 = 100 \text{ mTorr}$)



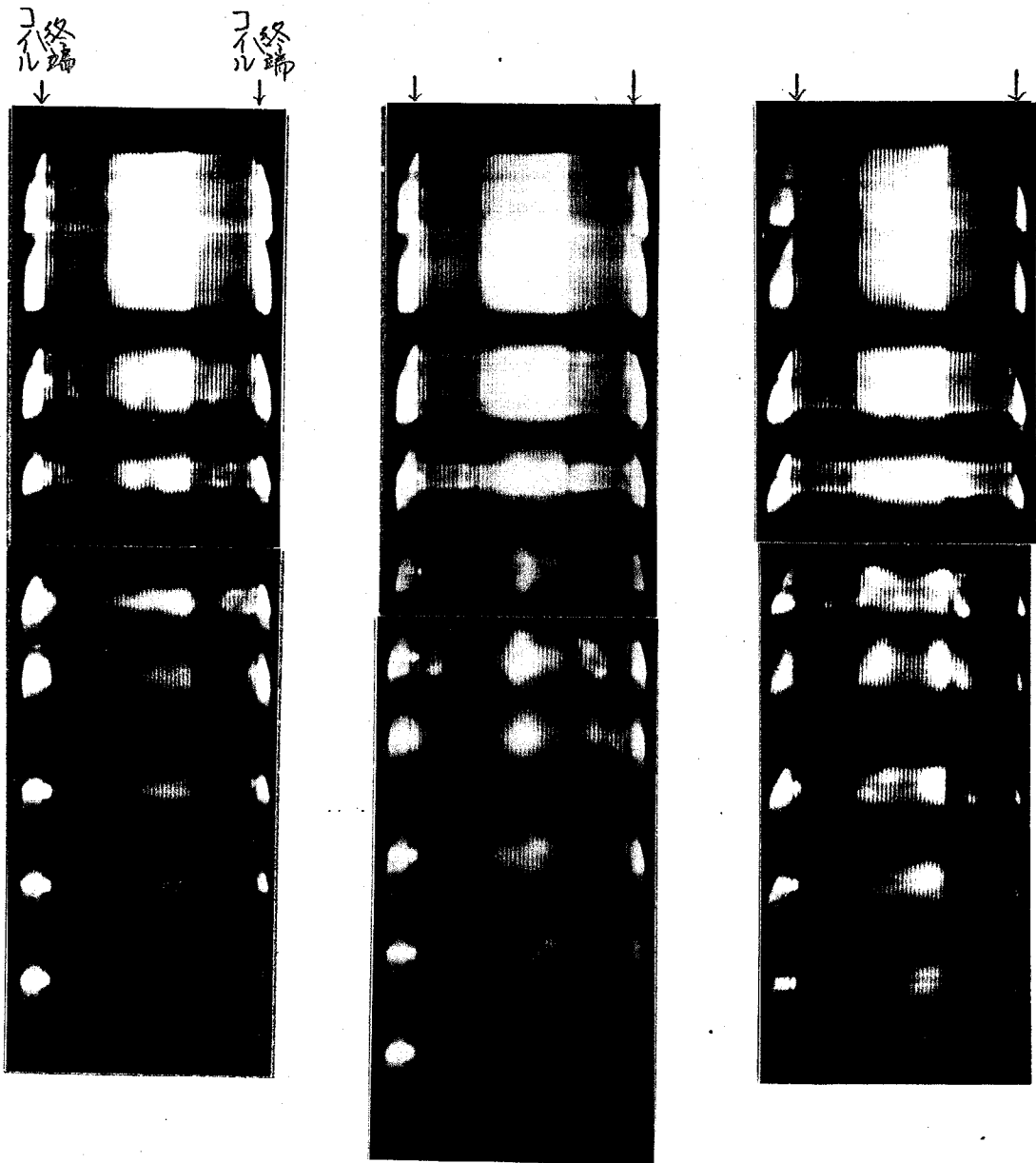
(a) 第1半波で逆バイアス磁界をかけた場合

(b) バイアス磁界をかけた場合 (c) 第1半波で順バイアス磁界をかけた場合



第5-32図 (A) プラズマの軸方向形状の瞬撮写真 (第1半波時)

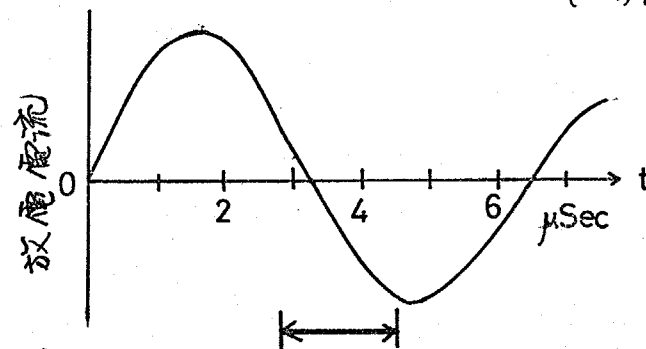
($P_0 = 100 \text{ mTorr}$)



(a) 第1半波で逆バイアス磁界をかけた場合

(b) バイアス磁界をかけた場合

(c) 第1半波で順バイアス磁界をかけた場合



第5-32図(B) プラズマの軸方向形状の励振写真(第2半波時)

($P_0 = 100 \text{ mTorr}$)

「第 5 半波では、前に述べたように軸方向へ伝搬する現象も観測されており非常に興味深い。

「逆バイアス磁界……最大圧縮とその直後に、プラズマ柱に局所的な濃淡がみられ、以後は $m=0$ の変形をしている。

「バイアス磁界なし……最大圧縮後、コイル端から 25 mm の所でプラズマ柱のらせん状の変形がおこっており、コイル中央部は、両側のらせん変形の接点となっているためか、変形がみられる。なお、このらせん運動の回転方向は、前述の流し振りの結果を考慮すると、プラズマ柱内の方位角方向の電流が流れる方向と一致する。

「順バイアス磁界……バイアス磁界と似た変形をしているが、性質は異なり、らせん状でない。閉じた磁力線によってプラズマの一部がかき集められ、断面積の増加が伝搬する面積波の構造がよく判る。

「撮影されたプラズマ像から、面積波が伝搬した後の部分でもプラズマ内柱は確かに残っており、閉じた磁力線はプラズマのすべてをかき集めるのではないことが、ここでも確かめられる。第 5-8、5-9 図のように面積波(圧縮波)がコイル中央付近で衝突するが、管壁への接触はないようである。

5.8 逆バイアス磁界の消滅過程

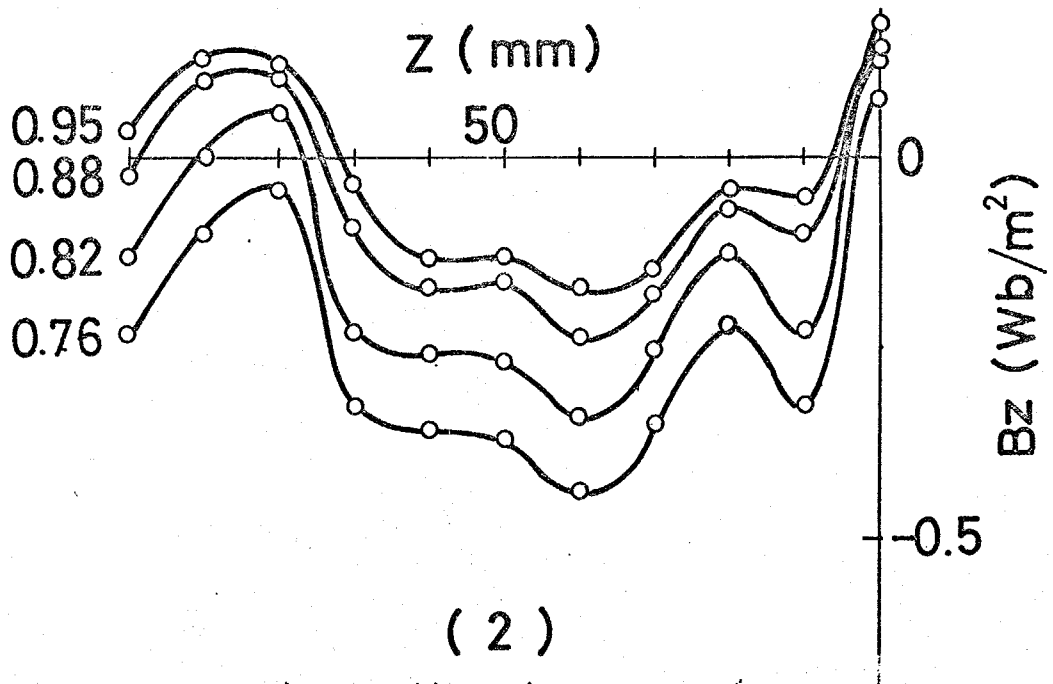
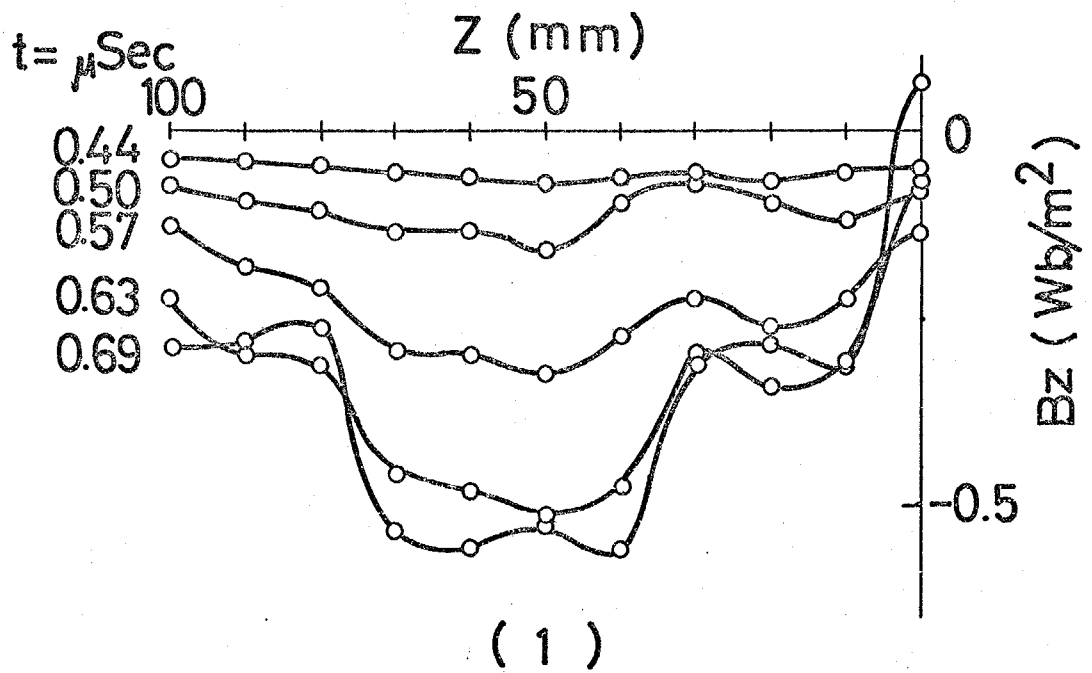
「逆バイアス磁界のもとで、磁束密度の半径方向分布を 5.5 で求めた。その際閉じこめられた逆磁界の消滅がどうして起ったのか不明のままであった。今の観測りの結果によると、コイル中央部でプラズマ柱の不均一が観測された。さらに詳しく調べるため磁気探針を使って、軸方向の分布を測定していくことにする。測定は管軸上に沿ってだけ行ない、 10 mm 間隔にとった。

コイル中央部から、終端まで測定して得られた結果が第5-33図である。コイル中央部と $z=0$ ととっている。(1) ではプラズマ柱全体では圧縮過程であつて、逆磁界が圧縮されているが、 $z=0$ では $0.567 \mu\text{sec}$ 以後逆磁界は減少の傾向を示す。とくに z が $40(\text{mm})$ から $70(\text{mm})$ の位置で閉じこめられた逆磁界の値は大きい。このことからプラズマ柱はコイル中央部の両側に、閉じた磁力線でとり囲まれた部分が存在しているのが判る。

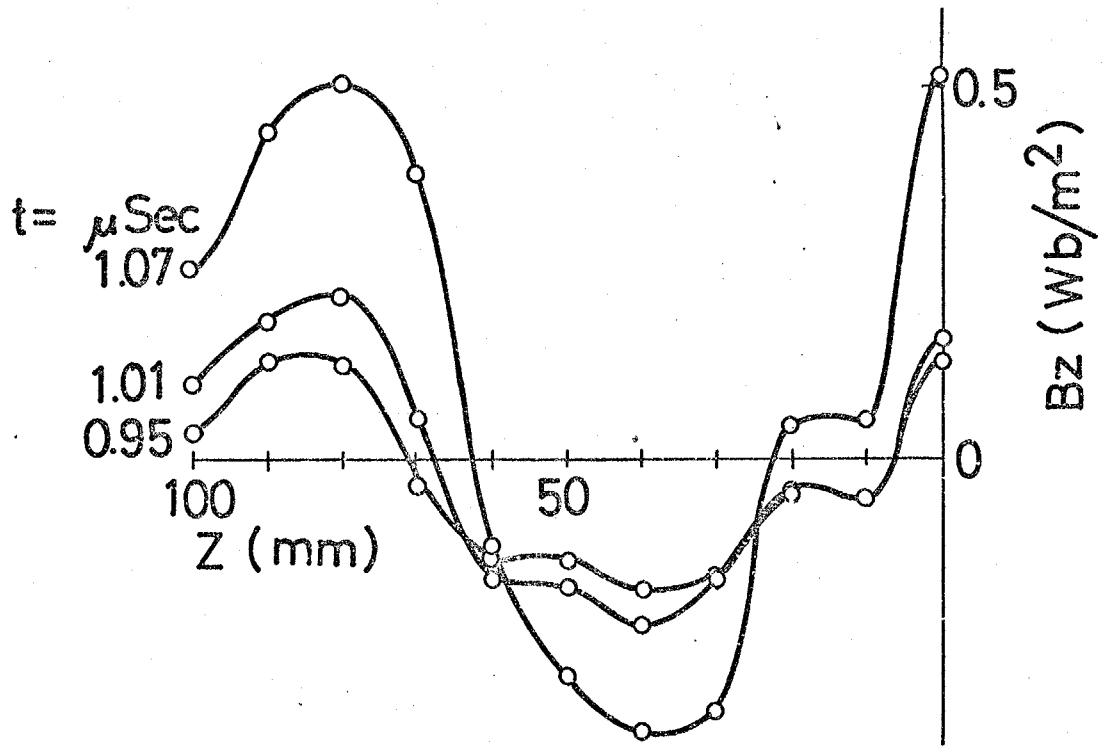
(2), (3), (4) は最大圧縮後、プラズマ柱が半径方向振動する、その膨張、圧縮、膨張のそれぞれの時間のときのものである。興味深いのは、半径方向振動による磁束密度 B の増減が、軸方向に同じ位相であつた。磁力線の閉じたループの存在にもかかわらず、プラズマ柱の半径方向振動は軸方向のどの位置でも同じ周期で行なわれる。

逆磁界の存在している軸方向の領域は時間とともに減少し、およそ $1.2 \mu\text{sec}$ の時刻で $z=40(\text{mm})$ 付近に最後まで残っていたものが消滅した。とくにコイル中央部で逆磁界がすみやかに消滅する原因は、磁気探針の影響、放電管壁のよごれなどが考えられる。しかし前者は探針を入れずに高速度カメラで観測した駒撮りの結果(第5-32図(A))からも、コイル中央部にプラズマ柱の不均一がみられるので決定的な原因ではない。

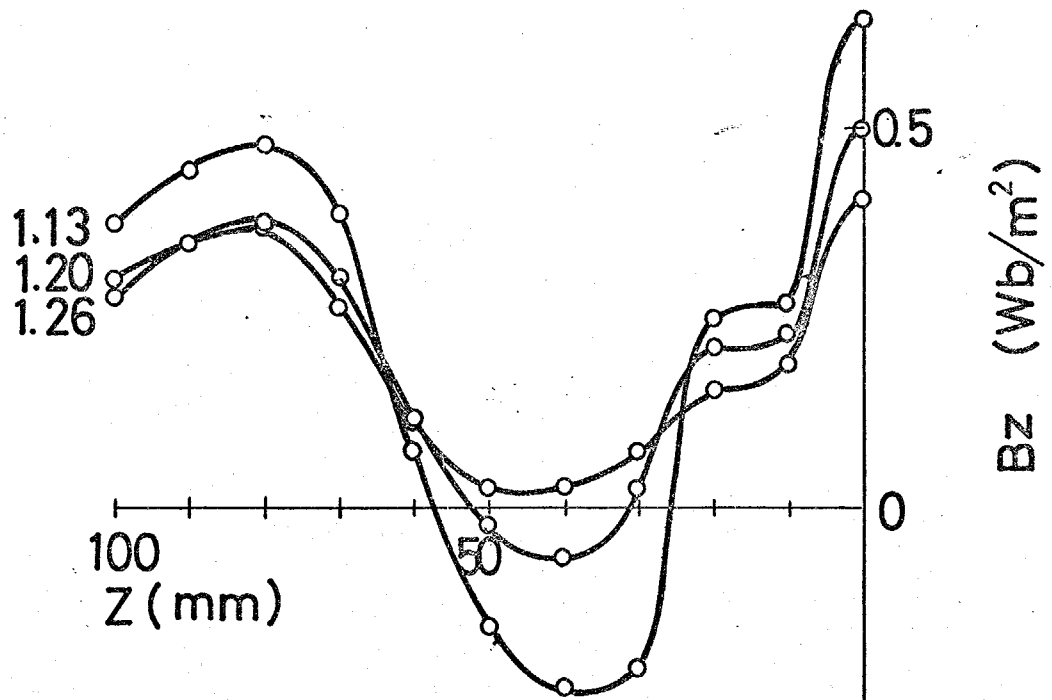
第2半波において閉じこめられた逆磁界の場合には、このような消滅現象がみられない。予備電離が不十分なために、第1半波ではプラズマ柱が軸方向へ一様に生成されず、コイル中央部の電気伝導度が低くなることも考えられる。



第5-33図 磁束密度の軸方向分布
逆バイアス磁界の消滅過程を示す。



(3)



(4)

5.9 軸方向現象の理論および実験結果の検討.

直線テータピンチでは、コイルが有限長のためコイル終端からの粒子損失が大きく、プラズマの閉じこめ時間に制約を与えている。この粒子損失の定量的な説明は数多くなされているが、これから述べる二つの考え方は、現在では最終的で妥当なものである。そのなかの一つの考え方を裏付ける現象を、今回筆者は実験的に観測することに成功した。

○ テータピンチの粒子損失を考えるには、ただ単にコイル終端付近の現象を調べるだけでは不十分である。コイル端での現象が管軸方向において、コイル中央部まで伝搬することも考慮しなければならない。⁽⁴²⁾ またそれはプラズマ柱内の逆磁界の有無によって事情が変わる。逆磁界があるとプラズマ柱は閉じた磁力線でとりまかれる。一般に磁力線は収縮しようとするので、この磁力線はプラズマを軸方向にかき集めながら軸方向へ収縮する。その際、磁力線の閉じた部分にあるプラズマは粒子密度が増加し、半径方向への圧力平衡が成り立っているとすれば、このためにプラズマの断面積は増加しなければならない。つまり磁力線の収縮とともに、プラズマの断面積変化が軸方向へ伝搬する。⁽⁴⁴⁾

○ このように断面積変化が伝搬する場合、「面積波」(Area Wave) と呼ぶ。逆磁界があるときの断面積増加のものを「圧縮波」と呼んでいる。これとは反対に、一樣なプラズマ柱がコイル終端から粒子を流出させている状態も考えられる。このとき流出によって粒子密度は減少するので、プラズマ断面積の減少がおこる。それが伝搬するのを「膨張波」あるいは「希薄波」と呼んでいる。これは逆磁界のあるときのように閉じた磁力線がない場合の粒子損失であり、本研究で行なった実験では、逆バイアス磁界をかけないときの第1半波にできるプラズマ柱に発生する。

5.3 の第5-6図、5.7 の第5-3/図 にみられた軸方向の現象は、すべて逆

磁界がある場合であり、実験の結果と照らしても、今述べた圧縮波であることに間違いない。そこでその伝搬速度について定量的な検討を加えてみよう。また過去に解析された圧縮波および膨張波についての理論を紹介しておく。

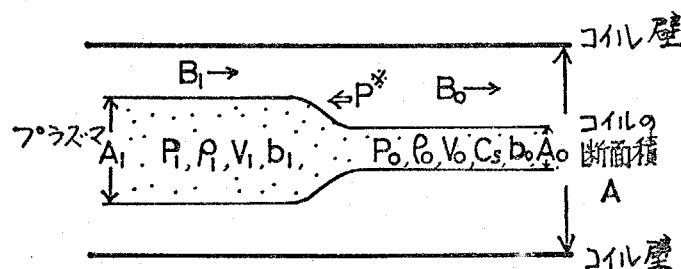
圧縮波に関しては、H. A. B. Bodinらの実験結果にもとづいて、J. B. Taylorがその伝搬速度を導いている⁽¹⁰⁾。それによると、現象を第5-34図に示したモデルで考える。圧縮されたプラズマ柱は断面積 A_0 であり外部磁界 B_0 を保持されている。そこへ断面積 $A_1 (> A_0)$ のプラズマの変形が伝搬してくるものとする。運動の方向は軸方向にだけの一次元とし、無限長の系で考える。またプラズマの電気伝導度は無限大と仮定する。このとき圧縮波の伝搬速度 V_0 を次のようにして求めることができる。

今、外部磁界を B 、プラズマ中の磁界を b 、プラズマの圧力、密度をそれぞれ P, ρ とおく。圧縮波の波面にのって座標系でこれらの計算を行なう。そのとき各部の速度を V とする。初めの状態をサフィックスの「0」で示し、断面積の増大している所のものを「1」で示す。

プラズマ柱は半径方向には圧力平衡が、それぞれの領域で常に成り立っているので、

$$P_0 + \frac{b_0^2}{2\mu_0} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \quad (7-1)$$

$$P_1 + \frac{b_1^2}{2\mu_0} = \frac{B_1^2}{2\mu_0} \quad (7-2)$$



第5-34図 圧縮波のモデル

である。領域1と、領域0との各変数の関係は以下の保存則で結びつけられる。その保存則を示す方程式は4個あって、

質量保存則

$$\rho_0 V_0 A_0 = \rho_1 V_1 A_1 \equiv m \quad (7-3)$$

エネルギー保存則

$$\rho_0 A_0 V_0 - \rho_1 A_1 V_1 = m \left(\frac{V_1^2}{2} - \frac{V_0^2}{2} + E_1 - E_0 \right) \quad (7-4)$$

ただし E はプラズマの内部エネルギー

運動量保存則

$$\rho_0 A_0 - \rho_1 A_1 + P^*(A_1 - A_0) = m(V_1 - V_0) \quad (7-5)$$

電気伝導度を無限大としているから、磁束は保存されるので

磁束保存式

$$B_0(A - A_0) = B_1(A - A_1) \quad (7-6)$$

$$b_0 A_0 = b_1 A_1 \quad (7-7)$$

の以上5式である。

ここで運動量保存則にあらわれた P^* は、圧縮波波面に働く実効圧力であり、

$$P^*(A_1 - A_0) = \frac{B_1^2}{2\mu_0}(A - A_1) - \frac{B_0^2}{2\mu_0}(A - A_0) + \frac{b_1^2}{2\mu_0}A_1 - \frac{b_0^2}{2\mu_0}A_0 \quad (7-8)$$

として求められる。

これらの方程式から、圧縮波の伝搬速度 V_0 を決める一般式が求められる、この結果は、

$$V_0^2 = \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho_0} \frac{G \cdot H}{K} \quad (7-9)$$

となる。ただし式中に現われた G, H, K は

$$G = \left[(z-1)(x-1) - \frac{x^2}{y} + 1 + \frac{2b_0^2}{B_0^2}(y-1) \right] \quad (7-10)$$

$$H = [(r-1) \{ (z-1)(x-1)+1 \} + (r-1) \frac{x^2}{y} - \frac{2b_0^2}{B_0^2} (r+y-1)] \quad (7-11)$$

$$K = 4 \left[1 - \frac{x^2}{y} - (r-1)(z-1)(x-1) + \frac{b_0^2}{B_0^2} (2-r)(y-1) \right] \quad (7-12)$$

ここに

$$x = \frac{A-A_0}{A-A_1}, \quad y = \frac{A_0}{A_1}, \quad z = \frac{A}{A_0} \quad (7-13)$$

○ 速度 V_0 で $\frac{B_0^2}{\mu_0 \rho_0}$ はアルヴェン速度にはかたならない。一般式は複雑な形をしているが、特殊な場合は簡単な形になる。

(i) プラズマ断面積がコイルの断面積に比べて小さく、かつプラズマ中に磁界がない $\beta=1$ のときで、圧縮波による断面積変化が大きければ、その伝搬速度は

$$V_0^2 = \left(r \frac{P_0}{\rho_0} \right) \left[\frac{1}{r} \frac{A_1}{A_0} \left(\frac{A_1 + A_0}{A} \right) \right] \quad (7-14)$$

となり、とくに "Area Shock" と呼ぶ。

(ii) またプラズマ断面積の変化が比較的小さい、 $A_1 \approx A_0$ のときであると

$$V_0^2 = \left(r \frac{P_0}{\rho_0} \right) \left[\frac{\beta + (1-\beta)z}{\beta + (1-\beta)z + (\beta r/2)(z-1)} \right] \quad (7-15)$$

になる。これは別に "Weak Shock" と呼ぶ。

また圧縮波通過に伴う温度上昇も予想されるが、理論では

$$\frac{T_1}{T_0} = 1 + \left(\frac{r-1}{2r} \right) \left(\frac{1}{P_0 A_0} + \frac{1}{P_1 A_1} \right) \left[P_0 \frac{(A_1^2 - A_0^2)}{A} \right] \quad (7-16)$$

として求められている。しかし現実のプラズマではむしろであることが多い。

次にコイル終端からのプラズマ流束によってもたらされる膨張波に関して、プラズマの軸方向への一次元の流れとして、J.A. Wesson が解析し、その伝搬速度と求めている。⁽¹⁹⁾

その考え方は、第5-34図で示したモデルを使う。断面積 A_w のコイル中にあるプラズマはコイル終端よりの粒子損失で密度が減少する。このとき半径方向には圧力平衡が成立しているので、プラズマの断面積は A_0 から A へ減少する。この変化が軸方向へ伝搬していくのである。前述した圧縮波の解析では保存則を使って求めたが、今の場合、軸方向 z と時間 t の変数として各量ととり扱う。

外部磁場の磁束 ϕ_e 、プラズマ中の磁束 ϕ_i は、変数 z, t について一定であると仮定する。この現象を記述する基礎方程式は次の4つである。

○ 半径方向の圧力平衡の式

$$P + \frac{\phi_i^2}{2\mu_0 A^2} = \frac{\phi_e^2}{2\mu_0 (A_w - A)^2} \quad (7-17)$$

P : プラズマ圧力

z 軸方向へのプラズマ流について、連続の式が成立する

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho A V) = 0 \quad (7-18)$$

z 軸方向への運動方程式

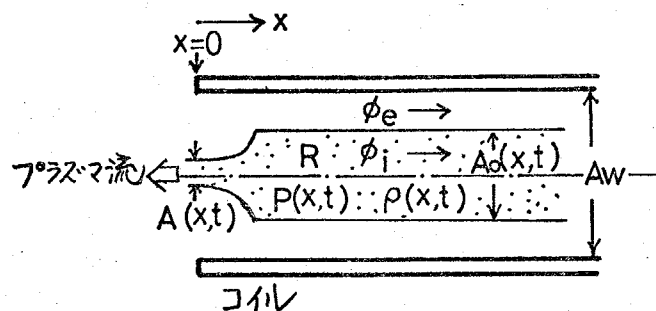
$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = 0 \quad (7-19)$$

V : プラズマ流の速度

断熱変化と考え

$$P \rho^{-\gamma} = \text{const.} \quad (7-20)$$

γ : 比熱比



第5-35図 膨張波のモデル

今プラスマ断面積がコイル断面積に較べて小さいとする。つまり $A_w \gg A_0$ になるときパラメータ $\xi = x/t$ を考えると、 ξ は観測者が測定できる波面の速度となる。

$$V - \xi = -C \quad (7-21)$$

とおくと、 V , C は (7-17) から (7-20) までの方程式を解くことによって

$$V = -S \int_{1-\beta}^x \left\{ \frac{1 + \left(\frac{2}{r} - 1\right)x^2}{(1-x^2)^{\frac{r+1}{r}}} \right\}^{\frac{1}{2}} dx \quad (7-22)$$

$$C = S \left\{ \frac{z^2(1-z^2)^{\frac{r-1}{r}}}{1 + \left(\frac{2}{r} - 1\right)z^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (7-23)$$

として求められる。

ただし

$$x^2 = (1-\beta) \left(\frac{A_0}{A} \right)^2 \quad (7-24)$$

$$S^2 = \frac{2P_0}{\rho_0} \beta^{\frac{1-r}{r}} \quad (7-25)$$

$$\beta = \frac{2H_0 P_0 (A_w - A)^2}{\phi_e^2} \quad (7-26)$$

さて、 $\beta \approx 1$ の場合を考えると (7-24) から、 $x \ll 1$ となるので (7-22) (7-23) の右辺は近似計算ができて

$$V \approx -S \left\{ x + \frac{1}{2r} x^3 + \dots - (1-\beta)^{\frac{1}{2}} - \dots \right\} \quad (7-27)$$

$$C \approx S \left(x - \frac{1}{2r} x^3 + \dots \right) \quad (7-28)$$

となる。これらと (7-21) を代入することにより、 ξ は

$$\xi = \left\{ (1-\beta)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{r} x^3 \right\} S \quad (7-29)$$

として求められる。

$\beta \approx 1$ で $x \ll 1$ を考えると膨張波の波面の速度は

$$\left\{ \frac{2}{\gamma} (1-\beta) \frac{\gamma P_0}{P_0} \right\}^{1/2}$$

(7-30)

である。さらにプラズマ断面積の時間 t 、位置 z に関する変化は

$$\frac{A(z,t)}{A_0} = \left\{ \frac{(1-\beta)/\gamma}{1 - \frac{1}{(1-\beta)^{1/2}} \frac{z}{ts}} \right\}^{1/2}$$

(7-31)

圧力の変化は

$$\frac{P(z,t)}{P_0} = \frac{1}{\beta} (1-x^2)$$

(7-32)

とになっている。

コイル終端から発生した密度変化の伝搬は、粒子損失と関係あるばかりでなく、安定性の点からも問題がある。多くの場合、こうした不均一性の伝搬およびコイル中央部での衝突は、安定なプラズマ柱の崩壊へと導く。

さて(7-9)式によって圧縮波モードの面積波の伝搬速度が関係づけられた。本章の実験で求められた軸方向現象の速度は、

300 mTorr Heでの第2半波 ----- $5 \text{ cm}/\mu\text{Sec}$

100 mTorr Heで、順バイアス

磁界とかけ第2半波 ----- $6.2 \text{ cm}/\mu\text{Sec}$

であった。とくに300 mTorrの場合、第5-8図のように立体的な撮影法により、プラズマ形状と詳細に得ているので、各部の断面積を評価できる。

テータコイルの断面積、 $A = 25.5 \text{ cm}^2$ 、圧縮波のまだ伝搬してきていないコイル中央部付近のプラズマ柱の断面積、 $A_0 = 4.2 \text{ cm}^2$ 、圧縮波で増加した部分の断面積、 $A_1 = 18.3 \text{ cm}^2$ が写真より求めた典型的な大きさである。これらとみると、 $A \gg A_0$ 、 A_1 はほぼ成り立っている。また圧縮波による変化も、 A_1 と A_0 の比をとって、おおよそ4.4となり比較的大きい。そのために(7-9)式ではなく、条件をつけて簡単な形にした(7-14)式の'Area Shock'の速度が使える。(7-14)中には音速の項が入っており、温度を知る必要がある。

温度はプラズマ層が半径方向へ圧縮される速度から、その圧縮による運動エネルギーがすべて熱エネルギーへ変換されたとして、およそ 30 eV が達成されていると考えられる。

$$\frac{r p_0}{p_0} = \frac{3rkT_i}{M} \quad (7-33)$$

M : He イオンの質量, k : ボルツマン定数

なので、伝搬速度の理論式は、

$$V_0 = \left\{ \frac{3kT_i}{M} \cdot \frac{A_1}{A_0} \cdot \frac{A_1 + A_0}{A} \right\}^{1/2} \quad (7-34)$$

となり、断面積、温度の実験値を入れて求めてみると $V_0 \approx 5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ となって実験値とよく一致する。

逆磁界ののために生じた閉じた磁力線ループによる圧縮は、J.B. Taylor の導出した速度の式に従うことが確かめられた。その式から判るようにイオン温度の上昇とともに速度は増加していく。初気圧を下げて 100 mTorr の場合、速度が増加して $6.2 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ となったのは、達成されたプラズマ柱の温度が高くなったためで、初気圧を下げると得られる温度が高くなるという一般的は概念と矛盾しない。

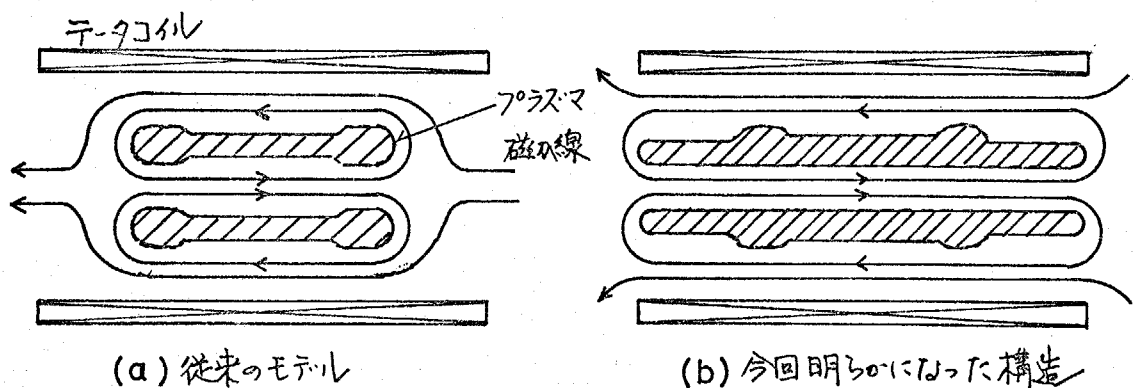
しかし、逆磁界があるため必然的にひきおこされるこうした軸方向現象は、コイル中央部まで到達することで、プラズマ柱全体と不安定にし、しかもその成長時間が温度上昇とともに短くなるので、プラズマ柱にとっては致命的である。これに反し、逆磁界のないとき伝搬する膨張波は (7-30) のとおり、温度上昇とともに速度の式中に増大する因子もあるが、 $(1-\beta)$ の項もあるため、温度を上げて、 β と 1 に近づければ伝搬速度の増加の割合は鈍化する。

ここで、これまで得られた実験結果をもとに、逆磁界が閉じこめられているテーパビッチプラズマにおける軸方向現象、すなわち面積波 (圧縮波) の構造について議論してみることにする。この問題の実験結果は 5.3 および 5.7

について述べて。

圧縮波はこれまで、第5-36図(a)に示すように閉じた磁力線ループによってプラズマ柱全体がとりかこまれて、軸方向に収縮するものと考えられてきた。しかし、第5-10図に示した磁束密度の軸方向分布をみると、圧縮波がコイル中央部で衝突したときでも、コイル内の広い領域にわたって逆磁界がプラズマによって閉じこめられていた。またプラズマ柱の軸方向の形状と高速度カメラで撮影りによって観測すると、プラズマ断面積の増加した部分が伝搬していった後でも、プラズマ柱の存在しているのが判った。このような実験事実から、圧縮波の構造はプラズマの一部が運ばれるのであり、それによる密度増加つまり断面積の変化が軸方向に伝搬するものである。これは従来の考え方とまったく異なっている。⁽¹⁰⁾⁽⁶⁴⁾この様子を第5-36図(b)に図示した。

次に圧縮波の発生について考えてみる。5.7でいろいろな条件のもとでのテータヒニチプラズマの軸方向現象を高速度カメラで流し撮りによって観測した。逆磁界が閉じこめられていても、圧縮波が伝搬するときと伝搬しない場合があった。圧縮波の発生は、その構造からみてプラズマ円筒内に閉じこめられた磁束と強い関係があると考えられる。そこで第2半波に閉じこめられた逆磁界の大きさを磁気探針で求めた結果から、磁束として求めてみる。第2半波時の圧縮初期においてプラズマ内に閉じこめられている磁束を、いろいろな場合についてまとめたのが次の表である。



第5-36図 圧縮波の構造

条 件	プラズマ円筒内に閉じこめられた 磁束 ϕ (逆磁界)
(1) 初気圧 300 mTorr	0.84×10^{-3} Wb
(2) 初気圧 100 mTorr で 順バイアス 磁界	1.1×10^{-3} Wb
(3) " 逆バイアス 磁界	0.40×10^{-3} Wb
(4) " バイアス 磁界なし	0.51×10^{-3} Wb

このうち圧縮波の伝搬がみられたのは、(1)と(2)の場合であった。これをみると、圧縮初期に大きな逆磁界があると圧縮波が発生し伝搬する。プラズマが半径方向に最大圧縮されたときの、プラズマ円筒内にある逆磁界の磁束密度の大きさには圧縮波の発生と関係がなかった。(第5-26, 5-27 図参照)

つまり圧縮波は逆磁界があれば必ず発生し伝搬するのでなく、ある大きさに以上の逆磁界が、半径方向への圧縮過程の初期に閉じこめられていなければならない。筆者の実験では、プラズマ円筒内にある磁束が 0.8×10^{-3} Wb 以上であれば圧縮波の伝搬がみられた。

第6章 逆磁界が半径方向運動に与える効果についての数値解析

6.1 はじめに

第5章では、逆磁界を閉じこめたプラズマが半径方向へ圧縮されるとき、その運動を主に磁界(B_z)の空間的、時間的变化として、磁気探針によって測定した。逆磁界があると、それがない場合と較べ大きな違いがみられる。そこで本章では、プラズマの半径方向運動を磁気流体力学方程式にもとづいて数値的に解き、次のことからを検討する。

(a) バイアス磁界の方向によって生じた磁界分布の差の原因。

(b) 逆磁界が電子温度、イオン温度に与える効果。

これらを検討した後、逆磁界がテータピンチの半径方向運動へおよぼす効果についての結論を導く。

6.2 プラズマの過渡現象と電磁流体力学方程式

テータピンチでプラズマが半径方向へ圧縮される過程は過渡現象である。一般に、プラズマの諸現象を数学的にとり扱うため、対象としている現象の特徴的な時間、空間尺度をもとにいろいろなモデルを立てる。それからそのモデルを記述する方程式を解いていく。現在、大きく分けて二つの考えがある。粒子間の衝突がきわめて多く、イオン、電子とも連続流体として扱う場合、電磁流体力学方程式と、クーロン衝突のような二体衝突が希である無衝突プラズマではVlasov方程式を使う。現象の変化が時間的にゆるやかな場合、あるいは $e^{-i(\omega t + k \cdot r)}$ と表わせるようなじょう乱を取扱う場合ならば、解析的な方法もある程度有効である。

ところが、衝撃波のように急激な時間、空間変化とともなる現象では事情が大きく変わってくる。さらに高ベータプラズマでは、その発生において、一度は必ずしも時定数の短か、非定常過程を経る。また装置の性質上、パルス的

な運転とせざるをえないため、すべての変数が時間関数となっている。このように場合へ電磁流体カ学方程式を適用するには、数値解析の手法を借りなければ進まないことが多い。⁽⁴⁵⁾

これまでの物理学あるいは工学では、ほとんどの現象はすべて定常的か、それに近いものとして考え、数多くの理論体系と技術の確立となしとけてきた。しかし、この定常状態にいたるまでの非定常な過程は、時変数が入るため取り扱いも複雑になるので、十分な議論が行われてきていない。ところが、近年の大型電子計算機の発達により、複雑な方程式も数値的に解くのに多大な労力を必要としなくなった。そのため非定常過程の理論的研究は、それほど非観的なものではなくなってきた。プラズマ物理学の分野でも、種々の放電現象、アーク、あるいは核融合など、それぞれの場合における過渡現象の研究は、まだよくなされていないようである。

本研究で対象としたテータピンチプラズマは、粒子同志の衝突が多いので、電磁流体カ学方程式を適用する。電磁流体カ学方程式は、非線型双曲型の偏微分方程式である。常微分方程式の数値解析については、従来、数多くの数学的検討が加えられ、Runge-Kutta法、Newton法など、精度良く解を求める方法も確立されている。しかし、偏微分方程式については、体系づけられた数値解析の理論が不十分であり、実際に方程式を数値的に解く場合でも数学的基礎のあるのは少ない。⁽⁴⁶⁾

電磁流体カ学方程式を使って、プラズマのピンチ現象を数値的に解くことは、K. Hainらが最初に成功した。⁽⁴⁷⁾その後改良が加えられ、Hain-Roberts codeとしてまとめられている。この方法による数値解と実験との比較検討も各国で行われ、実験と良く一致するものが確かめられている。信頼度のきわめて高いこの方法は、テータピンチを研究するに際して精密な一つの測定器とみなせる。高温プラズマの分野でも、計算機を使ったシミュレーションは、実験技術とならんで、ほぼその位置を確立しつつある。方程式にもとづいて数値的に解いていくのに、現実のプラズマ中で起っている現象とうまく

記述する項を加えなければならないことが多い。ただ単に電磁流体力学方程式を差分式へ変換して計算すればよいのではない。実験のうらづけのない計算機実験は誤った解釈をまねく可能性があることに注意しておくべきである。⁽⁴⁸⁾

この章では今述べた Hain-Roberts code にその原理をおく方法を使う。⁽⁴⁹⁾

6.3 基礎方程式と差分法

計算によって求めようとするのは、軸方向磁界 B_z と方位角方向の電流 J_θ とのローレンツ力によって、プラズマが半径方向へピンチしていく運動である。計算では、プラズマが z 軸方向に一様であり、方位角方向にも変化はないと仮定する。実際のテータピンチでは、コイルが有限なために、コイル終端からプラズマの不均一が軸方向へ伝搬してくる。しかし、今考えている圧縮過程の間に、コイル中央部へはそれらがまだ伝わってきていないと考えてよい。方位角方向の変化を考えないのは、コイルが直線状であるためで、トーラス状にした場合、この仮定は成立しない。これらの仮定から、方程式は空間的変数が半径 r だけの一次元となる。

コイルが有限長であるため、軸方向の現象まで考える必要から (r, z) の二次元系における計算法も研究されている。現在、その手法は確立されたようである。境界条件、差分法は、一次元とくらへ複雑である。⁽⁴⁹⁾

最初に述べた仮定から、磁力線方向への熱伝導は考える必要はない。プラズマからの光の放射による損失も考えない。プラズマは最初完全電離しており、中性原子はないと仮定する。つまり完全電離したプラズマに、外部から圧縮磁界が加わると考えている。もし完全電離でないとしたら、中性原子の電離、再結合についての考慮をはらわなければならない。⁽⁴⁰⁾

イオン、電子の二流体を考える。準中性の仮定が成立するとし、電子密度、イオン密度が等しく、イオン、電子の半径方向速度も等しい。解を求めたい変数は、軸方向磁界 B_z 、イオン温度 T_i 、電子温度 T_e 、粒子数密度 n 、流体の

半径方向速度 u , の5個である。これらを支配する基礎方程式は、連続の式、運動方程式、電子、イオンそれぞれのエネルギー方程式、磁界の誘導方程式である。ジュール加熱は電子の、衝撃波加熱はイオンの温度上昇をもにらす。円筒座標系で、電磁流体力学方程式の半径方向成分だけをとると、今述べた1-5の基礎方程式は、

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u n) = 0 \quad (6-1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} \right) u = - \frac{\partial}{\partial r} \left(P + \frac{B_z^2}{8\pi} \right) \quad (6-2)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} \right) T_e = & -(r-1) T_e \operatorname{div} u + \frac{r-1}{nZ} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (k_e r \frac{\partial T_e}{\partial r}) \\ & + (r-1) \frac{1}{n} \varepsilon_j - \frac{T_e - T_i}{\tau_{eq}} \end{aligned} \quad (6-3)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} \right) T_i = & -(r-1) (T_i + \frac{1}{2} v_i^2) \operatorname{div} u + \frac{r-1}{nZ} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (k_i r \frac{\partial T_i}{\partial r}) \\ & + \frac{T_e - T_i}{\tau_{eq}} Z \end{aligned} \quad (6-4)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{c^2}{4\pi} \eta \frac{\partial B_z}{\partial r} - u B_z \right) \quad (6-5)$$

となる。

ここで、 ρ は密度で、イオン、電子の質量をそれぞれ m_i, m_e とおくと、 $\rho = n(m_e + m_i)$ 、 P は圧力で $P = n(Z T_e + T_i + \frac{1}{2} v_i^2)$ 、 Z はイオンの原子価、今ヘリウムを使っているので $Z=2$ である。 γ は比熱比である。

ε_j は衝撃波の効果を表わすための人工的粘性項である。これは通常の電磁流体力学方程式にはないが、数値計算をするときに必要となってくる。この粘性項については Richtmyer によって数学的検討が加えられている。衝撃波を表現するのに、この方法以外にも Friedrichs-Lax の方法、Lax-

Wendroffの方法, Godunovの方法などが提案されている。プラズマの衝撃現象では, このVon-Neumann-Richtmyerの人工的粘性項が使われる。

その具体的な形としては,

$$\begin{cases} \eta_i = a^2(m_i + Zm_e) \Delta r^2 (\text{div } U)^2 & \text{div } U < 0 \\ \eta_i = 0 & \text{div } U > 0 \end{cases} \quad (6-6)$$

である。プラズマが半径方向に圧縮されるときは, $\text{div } U < 0$ である。膨張する場合, $\eta_i = 0$ となる。 $a^2(m_i + Zm_e) \Delta r^2$ が人工的粘性項の大きさを決める。

散逸は, 電気抵抗, 半径方向へ磁界を横切る電子, イオンの熱伝導を考えこみ, それぞれの係数と η_e, η_i とした。

シールド加熱による電子の温度上昇を, ϵ_j として式の中に入れた。

$$\epsilon_j = 2J_0^2 \quad (6-7)$$

にあり, 電流密度 J_0 はMaxwellの方程式から

$$J_0 = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (6-8)$$

クーロン対数 $\ln \Lambda$, エネルギー等配時間 t_{eg} はSpitzerの式から次のようになる。クーロン対数は, 低温, 高密度になると理論が成り立たなくなることから, その値を求められない。電子温度が 50 eV より高い場合と, 低い場合とで式の形は変わってくる。

$$\ln \Lambda = \ln \left\{ \left(\frac{3m_e}{\pi n_e} \right)^{1/2} \frac{\alpha c}{e^3} \frac{T_e}{z^{3/2}} \right\} \quad T_e \geq 50 \text{ (eV)} \quad (6-9)$$

$$\ln \Lambda = \ln \left\{ \left(\frac{1}{\pi n_e} \right)^{1/2} \frac{3}{ze^3} \frac{T_e^{3/2}}{z^{3/2}} \right\} \quad T_e < 50 \text{ (eV)} \quad (6-10)$$

$$t_{eg} = \frac{3}{8} \cdot \frac{m_A A}{(2\pi m_e)^{1/2} e^4 z^2} \frac{\left(\frac{m_e}{m_i} T_i + T_e \right)^{3/2}}{n \ln \Lambda} \quad (6-11)$$

ここに m_A は原子質量, A は質量数, α は微細構造定数と呼ばれるもので,
 $\alpha = 7.29698 \times 10^{-3}$ の値をもつ. c は真空中の光速である。

電気抵抗, 電子, イオンの熱伝導率は S. I. Braginskii による式を使う。⁽⁴⁾

$$\eta = \frac{4}{3} \frac{(2\pi m_e)^{1/2} e^2 Z^2}{\alpha_0} \frac{\ln \Lambda}{T_e^{3/2}} (1 + \delta\eta) \quad (6-12)$$

ここに

$$\delta\eta = \frac{1}{\alpha_0} \left(1 - \frac{\alpha' X^2 + \alpha'_0}{\Delta_e} \right)$$

$$X^2 = (\omega_e \tau_e)^2 = \frac{9}{32} \frac{B_z^2 T_e^3}{\pi m_e (C e^3 Z^2)^2} \frac{1}{(n \ln \Lambda)^2}$$

$$\Delta_e = X^4 + \delta_1 X^2 + \delta_0$$

ω_e は電子のサイクロトロン周波数, τ_e は電子の衝突時間である。

電子の熱伝導率は

$$\begin{aligned} \kappa_e &= \frac{n T_e \tau_e}{m_e} \frac{\alpha' X^2 + \alpha'_0}{\Delta_e} \\ &= \frac{1}{4(2\pi m_e)^{1/2} Z e^4} \frac{T_e^{5/2}}{\ln \Lambda} \frac{\alpha' X^2 + \alpha'_0}{\Delta_e} \end{aligned} \quad (6-13)$$

イオンの熱伝導率は,

$$\begin{aligned} \kappa_i &= \frac{n T_i \tau_i}{m_i} \frac{2\gamma^2 + 2.645}{\Delta_i} \\ &= \frac{1}{4(A m_A \pi)^{1/2} Z^3 e^4} \frac{T_i^{5/2}}{\ln \Lambda} \frac{2\gamma^2 + 2.645}{\Delta_i} \end{aligned} \quad (6-14)$$

$$\gamma^2 = \omega_i \tau_i$$

$$= \frac{9}{16} \frac{1}{m_A A Z^6 \pi (C e^3)^2} \frac{B^2 T_i^3}{(n \ln \Lambda)^2}$$

$$\Delta_i = \gamma^4 + 2.70 \gamma^2 + 0.677$$

ω はイオンのサイクロトロン周波数, τ はイオンの衝突時間である。

以上の式中にあらわれた α , β , δ などの係数は原子価数の関数であって、2価のヘリウムの場合、

$$\alpha_0 = 0.4408, \quad \alpha'_0 = 4.523, \quad \alpha''_0 = 0.5956$$

$$\beta'_0 = 3.957, \quad \beta''_0 = 5.118,$$

$$\delta_0 = 1.0465, \quad \delta = 10.80,$$

である。

- 電気抵抗は非常に重要な役割をはたす。粒子間の衝突が多く、電磁流体近似が成り立つ場合、古典的な Spitzer の電気抵抗でよい。しかし流体模型を使って、無衝突に近いプラズマのヒート現象を数値解析する場合、古典的な電気抵抗の式が適用できない。テータヒートと低い初気圧で行なうと、その圧縮過程では粒子の集団的な協同現象にもとづく、波と粒子の相互作用があり、異常に大きな電気抵抗をもつことが実験的に確かめられている。このような現象を計算に反映させるには、新たに項を付加するか、あるいは電気抵抗それ自身の値を操作する方法が考えられる。現在、電気抵抗の値を修正した計算値と実験結果の検討が行われているようである。実際的な例を述べてみよう。低い初気圧としたときの圧縮過程で、電子温度がイオン温度よりも高くなり、イオン音波が励起されることがある。このイオン波によって電子が散乱されると電気抵抗が異常に高くなる。これを電気抵抗をあらわす式の中に、電子とイオンの衝突時間の修正という形で導入する。⁽²³⁾

$$\tau^* = \frac{1}{\omega_{pi}} \left(\frac{T_i}{T_e} \right) \frac{V_{the}}{u} \quad (6-15)$$

V_{the} は電子の熱運動速度, u はイオン電子のドリフト速度, ω_{pi} はイオンプラズマ振動数である。これから行なおうとする計算では、この考慮はいらない。

これでプラズマを記述する基礎方程式をすべて説明した。次に(6-1)から

(6-5)までの式を差分式で書きあらわし、初期値境界値問題として解く手順を説明する。

差分式になおす前に、差分法と安定性の問題、電磁流体力学方程式と Euler 形のままで解くか、Lagrange 形として解くかなどの検討をしておく。実験室系の座標で考える Euler 形は、直観的に非常に理解し易い。しかし、 $(\partial/\partial t + \mathbf{V} \cdot \nabla)$ の項を含むため取扱いが複雑であり、安定な解も得にくい。一方、流体にのった座標で考える Lagrange 形式は、 $(\mathbf{V} \cdot \nabla)$ の項がなく、安定性も比較的よく保証される。また、方程式が簡単な形に変形でき、保存形の方程式に帰着できる利点もある。

陽形式で解くか、陰形式で解くかも重要である。陽形式の場合、時間、空間のきざみ巾 Δt , Δr の間に

$$\left| v \frac{\Delta t}{\Delta r} \right| < 1 \quad (6-16)$$

の関係が常に成りたっていないと、不安定となって解は求まらない。これは Von-Neumann の条件と呼ばれている。ここで v は考えている現象の特徴的な速度である。テータヒンチの問題では、音速 C_s とアルヴェン速度 V_A の合成速度、 $v = (C_s^2 + V_A^2)^{1/2}$ と取る。この方法は、 Δt , Δr を適宜変化にせないと、いろいろ (6-16) 式の条件にあうようにしておかぬと面倒である。陰形式ではこの問題がなく、安定性は必ずしも保証されている。そのため本章の計算は陰形式とする。なお、きわめて圧縮速度の速いテータヒンチについての計算では、陽形式の方法でも安定な解が得られると、う報告もあるが、今回、それは確かめなかった。

さて、Euler 形式 (r, t) から、Lagrange 形式 (X, t) への変換は

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial r}{\partial t} \frac{\partial}{\partial r} \quad (6-17)$$

$$u = \frac{\partial r}{\partial t} \quad (6-18)$$

$$n \frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \quad (6-19)$$

として行われる。さらに変換された方程式を無次元化しておく必要がある。このため、特徴的な尺度を、半径、温度、粒子密度、磁束密度、速度について、 R, T_0, n_0, u_0, B_0 とおく。こうして、Lagrange形式で書いた無次元化された基礎方程式は、

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -n \operatorname{div} u \quad (6-20)$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = u \quad (6-21)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -r \frac{\partial}{\partial x} \{ C_1 n (Z T_e + T_i + g_i) + C_2 B_z^2 \} \quad (6-22)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = -(r-1) T_e \operatorname{div} u + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\kappa}_e \frac{\partial T_e}{\partial x}) + \bar{\varepsilon}_j - \frac{T_e - T_i}{t_{eg}} \quad (6-23)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = -(r-1) (T_i + g_i) \operatorname{div} u + \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\kappa}_i \frac{\partial T_i}{\partial x}) + Z \frac{T_e - T_i}{t_{eg}} \quad (6-24)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -B_z \operatorname{div} u + n \frac{\partial}{\partial x} (\eta \frac{\partial B_z}{\partial x}) \quad (6-25)$$

となる。式中 各変数は(6-17)~(6-19)式による変換後、無次元化しに新しいものである。また変数以外の係数は

$$C_1 = \frac{T_0}{m_A u_0^2} \frac{1}{A + Z \frac{m_e}{m_A}} \quad (6-26)$$

$$C_2 = \frac{B_0^2}{8\pi n_0 m_A u_0^2} \frac{1}{A + Z \frac{m_e}{m_A}} \quad (6-27)$$

$$\operatorname{div} u = n \frac{\partial}{\partial x} (r u) \quad (6-28)$$

$$\overline{t_{eq}} = \frac{3}{8} \frac{m_A T_0^{3/2}}{(2\pi m_e)^{1/2} e^4 n_0 t_0} \frac{A}{Z^2} \frac{(\frac{m_e T_i}{A m_A} + T_e)^{3/2}}{n \ln \Lambda} \quad (6-29)$$

$$\overline{\tau} = \left(\frac{2m_e}{\pi T_0}\right)^{1/2} \frac{(ec)^2 t_0}{3R^2} \alpha_0 Z^2 \frac{\ln \Lambda}{T_e^{3/2}} n r^2 (1 + \delta\gamma) \quad (6-30)$$

$$\overline{k_c} = \frac{T_0^{5/2} t_0}{4(2\pi m_e)^{1/2} R^2 e^4 n_0} \frac{r-1}{Z^2} \frac{r_1' x^2 + r_0'}{\Delta_e} \frac{T_e^{1/2}}{\ln \Lambda} n r^2 \quad (6-31)$$

$$\overline{k_i} = \frac{T_0^{5/2} t_0}{4(\pi m_A A)^{1/2} R^2 e^4 n_0} \frac{r-1}{Z^2} \frac{zy^2 + 2.6\omega f}{\Delta_i} \frac{T_i^{5/2}}{\ln \Lambda} n r^2 \quad (6-32)$$

$$\overline{\varepsilon_j} = \frac{B_0^2 (r-1)}{4\pi n_0 T_0} \gamma \left(\frac{\partial B_z}{\partial x}\right)^2 \quad (6-33)$$

$$\overline{g_i} = d^2 \left(\frac{\Delta r^2 m_A u_0^2}{R^2 T_0^2} \right) \left(A + \frac{m_e}{m_A} Z \right) \frac{\text{div} U - |\text{div} U|}{Z} \text{div} U \quad (6-34)$$

となっている。

(6-20) 式から (6-25) 式までに含まれている未知数は、 u , T_e , T_i , B_z , r , n の 6 個である。これらの未知数を今、 W で代表させると、基礎方程式はすべて、

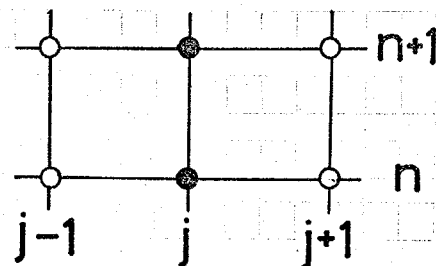
$$\frac{\partial W}{\partial t} = aW + b \frac{\partial}{\partial x} \left(c \frac{\partial W}{\partial x} \right) + d \quad (6-35)$$

の一般形で表わせる。ここに a , b , c , d 自身も W の関数となっている。

この形をした方程式を差分式に直す。それには Crank-Nicolson 法を使う。この方法は、化学工学等で長時間にわたる反応の計算によく使われている。

時間のきざみ巾を Δt とすれば、任意の時刻が $n\Delta t$ (n は整数) として表わせる。

空間的には $\Delta_j^n X = X_{j+1}^n - X_j^n$ のきざみ巾でとっていく。



[(6-25)式を今述べる方法で差分式にしておく]

$$\begin{aligned} \frac{W_j^{n+1} - W_j^n}{\Delta_j} &= \frac{a_j^{n+1} W_j^{n+1} + a_j^n W_j^n}{\Delta_j} \\ &+ \frac{1}{2} \left[\frac{b_j^{n+1}}{(\Delta_j^{n+1} X + \Delta_{j-1}^{n+1} X)/2} \left\{ \frac{C_{j+1}^{n+1} + C_j^{n+1}}{2} \frac{W_{j+1}^{n+1} - W_j^{n+1}}{\Delta_j^{n+1} X} - \frac{C_j^{n+1} + C_{j-1}^{n+1}}{2} \frac{W_j^{n+1} - W_{j-1}^{n+1}}{\Delta_{j-1}^{n+1} X} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{b_j^n}{(\Delta_j^n X + \Delta_{j-1}^n X)/2} \left\{ \frac{C_{j+1}^n + C_j^n}{2} \frac{W_{j+1}^n - W_j^n}{\Delta_j^n X} - \frac{C_j^n + C_{j-1}^n}{2} \frac{W_j^n - W_{j-1}^n}{\Delta_{j-1}^n X} \right\} \right] \\ &\quad + \frac{d_j^{n+1} + d_j^n}{2} \end{aligned} \quad (6-26)$$

である。

6.4 計算方法

圧縮過程の計算は、電磁流体力学方程式と初期値、境界値問題として数値的に解くものである。そのため、初期値の設定、境界条件の設定には十分な注意が必要である。とくに境界条件の決め方にはいろいろ問題がある。現実のプラズマにもっとも近い条件とすべきである。境界条件によって、計算自体が非常に複雑になるといわれている。

まず第1に、管壁付近にあるプラズマをとどのようにとるかを考える。一つの考え方として、最初管内全体にあった初期プラズマが、圧縮によってすべてがき集められるとする。このとき管壁にはプラズマがないという境界条件になる。プラズマ柱の外側は真空になるので、そこにおける磁束密度 B_z を求める方程式がプラズマ中の場合と違ってくる。プラズマ柱外部では真空中における磁界決定の式を使い、プラズマ内では誘導方程式を使う。このように二つの方程式をとらねばならないので、計算が複雑になる。

しかし、別の考え方として管壁付近には、プラズマがにじみあって、壁面での温度、密度が一定に保たれているとする。この場合、管内全体にプラズ

マがあるので、磁束密度は一つの方程式でよいことになる。ここでの計算は、境界条件として後者の考え方を選んだ。つまり、管壁では電子温度、イオン温度、粒子数密度が初期に設定した値に常に保たれていると考えた。

管壁での磁束密度だけが時間的に変化する。それは外部回路によって

$$B_z(t) = B_m \sin \omega t \quad (6-37)$$

として変化する。\$B_m\$は最大磁束密度、\$\omega\$は放電電流の周波数である。磁界はコネンサ放電によってつくられるので、正確には(6-37)式ではないが、圧縮過程の時刻内では、その誤差は無視できる。

初期条件は予備加熱プラズマの状態とすればよい。しかし、実験では、予備加熱プラズマの温度、密度について、その半径方向分布まで測定していないので、計算では温度、密度とも半径方向に一定な分布をしていると考えた。バイアス磁界は実測によると、半径方向に一定な値、\$B_0 = \pm 0.053 \text{ Wb/m}^2\$をとって分布していた。そのため、今の仮定はそれほど無理なものではない。

これらの条件のもとで、(6-24)式に代表される、方程式(6-20)から(6-24)までを初期値問題として、陰形式で解く手順は次のとおりである。

今、時間 \$n\$ ステップ目の解が、\$W(n, j)\$, \$1 \leq j \leq j_{\max}\$ で確定しているとする。これを次のステップの解 \$W(n+1, j)\$ と仮定する。つまり \$W(n+1, j) = W(n, j)\$ としておく。次にこの \$W(n, j)\$ を差分式(6-36)へ実際に代入して、新には \$W(n+1, j)\$ を計算する。これを \$W_1(n+1, j)\$ としておく。これと先に \$(n+1)\$ ステップ目の解として仮定した \$W(n+1, j)\$ との差 \$\varepsilon\$ をとる。

$$\varepsilon = |W_1(n+1, j) - W(n+1, j)| \quad (6-38)$$

この差 \$\varepsilon\$ が、零であれば計算した \$W_1(n+1, j)\$ を \$(n+1)\$ ステップ目の解とする。しかし、現実には零にならぬある値をもつ。そこで今後は \$W_1(n+1, j)\$

を使って, (6-36)式からまた新しい解 $w_2(n+1, j)$ を計算する。それから差

$$\varepsilon = |w_2(n+1, j) - w_1(n+1, j)|$$

 をとる。この手順を l 回くりかえして、ある定めた値以内の ε となったと
 きの $w_l(n+1, j)$ と $(n+1)$ ステップ目の解とする。

これまで述べてきた方法そのままでは、数値的不安定がおこって解を求め
 られないことが多い。いろいろな人によって、その対策がこれまでに考えら
 れてきている。

- 衝撃波があるため、温度、密度、磁界は急激な変化とする。これに注意し
 ないと解が不安定となる。それを防ぐために、運動方程式へ、Laxが考案し
 た

$$\frac{(\Delta x)^2}{\Delta t} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (6-39)$$

なる項をつけ加えた。

プラズマが半径方向へ圧縮されるにつれて、プラズマ柱の外側では粒子数
 密度は減少する。また磁束密度は増大していく。このとき、この領域で磁束
 密度 B_z の解に数値的不安定性が生じ易くなる。これは、前に述べた von -
 Neumann の条件 $|\psi \cdot \Delta t / \Delta r| < 1$ が満足されないためである。 ψ はアルファ
 速度 $v_a = B_z / (\mu_0 m_i n_e)^{1/2}$ を含んでいる。密度 n_e の減少、磁束密度 B_z の増
 加は v_a の増大をひきおこし、この条件が成立しなくなる。この問題が生じる
 ようにするため、Hain と Kolb は電気抵抗 η に

$$A \frac{(B_j - B_{j-1})^2}{j} \gamma - \rho_j / \rho_{\max} \quad (6-40)$$

なる項をつけ加えることを提案した。⁽⁹⁾ ここで、 $A \sim 0.2$, $\gamma \sim 2000$, j は空
 間についてのステップ数, B_j , ρ_j は j 番目の磁束密度, 密度である。 $\rho_{\max}$ は
 $1 \leq j \leq j_{\max}$ のなかでの密度の最大値をとる。ここでの計算では、この形を
 修正して、

$$\frac{|B_j^2 - B_{j-1}^2|}{j} \exp\left(-\frac{\delta \cdot n_j}{n_{\max}}\right) \quad (6-41)$$

の形で電気抵抗に加えた。値は(6-40)式とほとんど変りがない。

くりかえし計算によって、差 ε がある値より小さくなったときに解を決定する。しかし、この方法は真の解ではないもの同志の差をとるわけであるから、 ε が小さくなくても真の解に近づいたものと断言できない。真の解への近づき方がゆるやかになってきたというだけにはかならない。けれども、そうやってきたのは真の解に近づいたとして考えてよいであろう。当初 $\varepsilon = 1.0 \times 10^{-5}$ と決めて、この値より小さくならたら、時間の1ステップの計算を終らせた。ところが、それでは以後の計算が収束しなくなったり、あるいは ε はほぼ一定の値に落ちつくが、定めた値よりも小さくならなくなったりして、解を得ることができなかった。

差 ε があらかじめ設定した値より、1度小さくなったからといって解として認めて良いものではないことが判った。くりかえし計算によって差 ε が単調減少していくのではなく、ある程度小さくなると振動的になる場合もある。だから、次の計算をしたとすれば、差 ε が設定値以上になることがあり得る。

ここでは、一度、差 ε が設定値 1.0×10^{-5} 以下となっても、そのステップの計算を終らせなかった。もう一度その解を使って計算したみし、差 ε が設定値より小さいのを確かめ、さらに同じ手順とくりかえして、それでも設定値以下であったとき初めて解として決定するようにした。これは計算精度の向上をもたす。こうすると、初期条件といろいろ変えても、解は比較的に収束した。このためによる計算時間の増加はほとんどない。

計算に必要な、放電管内径、放電周期などの各パラメータは実験装置のものと同じにとった。第2-1表を参照のこと。初期条件として、プラズマは時刻 $t=0$ で放電管内へ一様に分布していると考えた。電子温度、イオン温度と

も等しく, $T_e(r) = T_i(r) = 2.0 \text{ (eV)}$ 。粒子数密度も一様で $n(r) = 1.0 \times 10^{15} \text{ (1/cm}^3\text{)}$ とした。実験では初気圧 100 mTorr の He を使ったので, もし予備電離プラズマが完全電離しているとすると, 電子密度は $6.6 \times 10^{15} \text{ (1/cm}^3\text{)}$ になるはずである。Mach-Zehnder 干渉計による密度測定では, 5 枚電流の最大値付近で, $3.9 \times 10^{15} \text{ (1/cm}^3\text{)}$ となった。圧縮磁界をかけたときの電子密度はさらに小さくなり, 測定できなかつた。そのため上記の値に一応選んだ。

○ プラズマの半径方向速度の初期値は $u(r) = 0$ である。

○ 逆バイアス磁界 $B_0 = -0.053 \text{ (Wb/m}^2\text{)}$ も一様に管内にある。順バイアス磁界, バイアス磁界のない場合の計算でもすべて同様の方法をとった。

空間のきざみは 40 点とるようにし, $\Delta r = 9.744 \times 10^{-2} \text{ (cm)}$ とした。時間の最小きざみ巾は $\Delta t = 3.906 \times 10^{-3} \text{ (}\mu\text{Sec)}$ であるが, はほとんど $\Delta t = 0.195 \times 10^{-2} \text{ (}\mu\text{Sec)}$ で計算している。

第 6-1 表に, 逆バイアス磁界がある場合の計算の収束状況を示した。表には各時刻での解をくりかえし計算で求める途中における, (6-38) 式で示された差 ϵ を書いてある。

時刻	$t = 0.250 \text{ } \mu\text{Sec}$	$t = 0.375 \text{ } \mu\text{Sec}$	$t = 0.500 \text{ } \mu\text{Sec}$	$t = 0.625 \text{ } \mu\text{Sec}$
ϵ	1.8010E-02	5.3307E-02	1.1794E-01	1.2964E-01
	4.1195E-04	1.5140E-03	3.8153E-03	7.0392E-03
	2.6167E-05	1.3677E-04	3.6617E-04	9.7427E-04
	1.4494E-05	2.4716E-05	7.1897E-05	4.1480E-04
		7.7247E-05	1.5092E-05	1.9802E-04
			3.8265E-05	9.4806E-05
				4.2312E-05
				1.9166E-05
				1.6092E-05

第 6-1 表, 解の収束状態

6.5 計算結果とその検討⁽¹²⁾

得られた結果と、その検討を述べる。軸方向磁界 B_z , 電子密度 n , 電子温度 T_e , イオン温度 T_i の順に述べる。

6.5-1 軸方向磁界 B_z

同一の初期条件のもとで、バイアス磁界を $\pm 0.053 \text{ Wb/m}^2$ 程度変えて、 B_z が半径方向に変化する速度に大きな差はみられない。時刻 $0.625 \mu\text{Sec}$ で中心 $r=0$ における磁束密度は、逆バイアス磁界の場合 -2.8 Wb/m^2 , 順バイアス磁界の場合 $+5.85 \text{ Wb/m}^2$, バイアス磁界のない場合 $+1.9 \text{ Wb/m}^2$ となっており、順バイアスのときがプラズマ円筒内に関じこめられている磁界はもっとも大きい。絶対値は同じで、方向だけが違う磁界がプラズマ円筒内に入ったとき、圧縮が進むにつれて、関じこめられた磁束密度の値が異なってくるのは興味深い。逆磁界の場合、外部磁界の拡散によって消滅しつつ、圧縮されていく。一方順バイアスでは、外部磁界と同じ方向なので増加しつつ、圧縮されるからである。

圧縮過程の初期では、磁界分布の形状から拡散的な現象が主に起こり、磁界の配からみてジュール加熱による電子の加熱が行われると予想される。時間の経過とともに衝撃波が形成され、イオンが加熱されていく。

(第6-1図)

6.5-2 電子密度 n

密度分布もバイアス磁界による差はほとんどみられない。ただ、バイアス磁界のない方が密度最大の位置の移動速度は幾分速い。順バイアス磁界にしておくと、その移動速度はもっとも遅い。

(第6-2図)

6.4-3 電子温度 T_e

電子温度は、時刻 $0.25 \mu\text{Sec}$ においてすでに 30 eV 程度まで上昇せられる。バイアス磁界のかけ方による差がはっきり現れている。磁界の配の大きい逆バイアスのときが一番高く、順バイアスのときがもっとも低い。これらの差はおよそ 6 から 7 eV 程度であった。

電子の熱伝導率の大きさのため、 n の分布の移動で表現されるプラスマ層が半径方向に動いていき、密度が低くなっている位置においてもなお高温となっている。そこでの温度はおよそ 25 eV である。

- 逆バイアスの場合、温度の最大となった半径の位置よりもさらに内側に、高温の部分がある。(第6-3図)

6.4-4 イオン温度 T_i

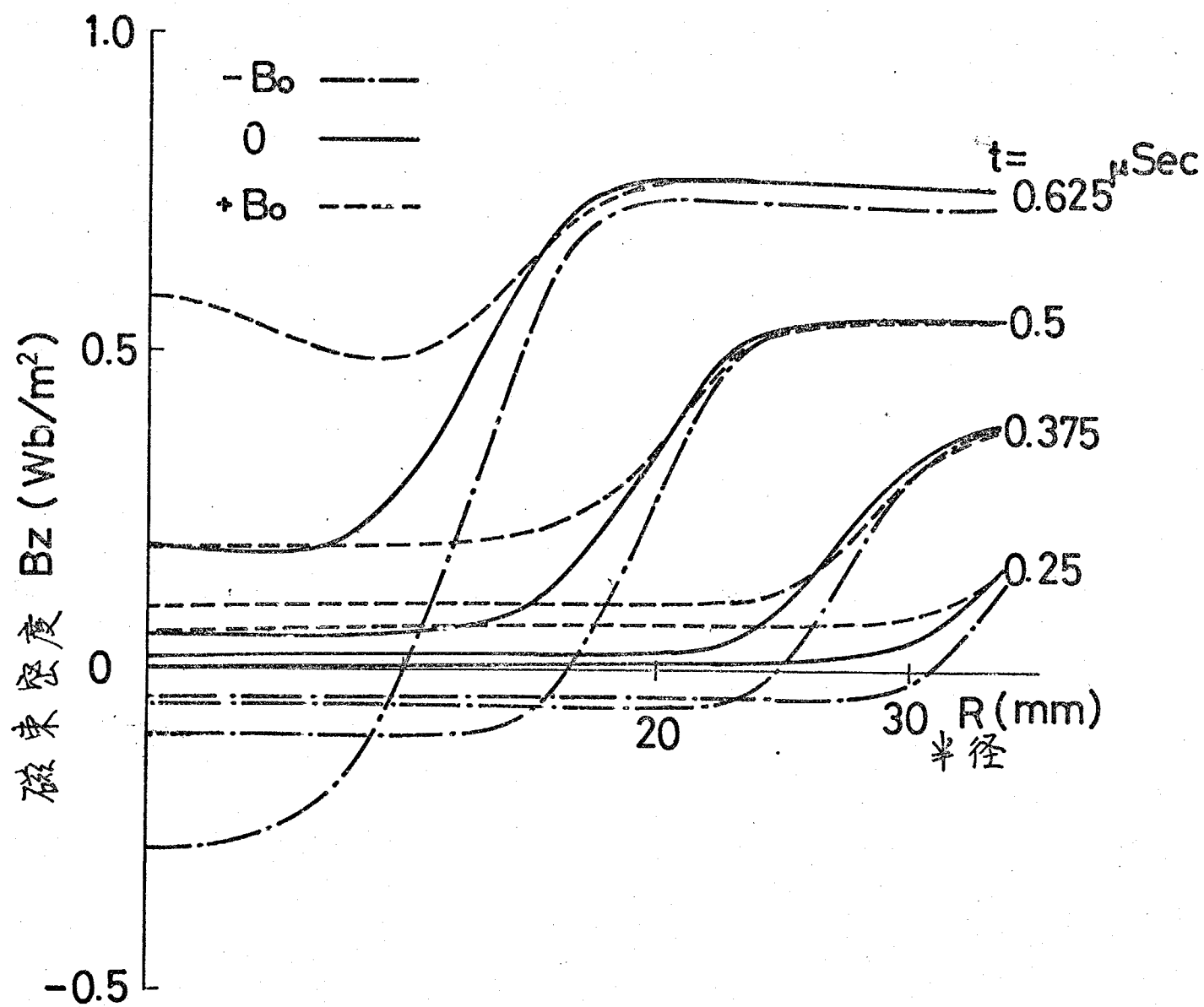
イオン温度は圧縮の途中では、逆バイアス磁界のあるときの方が、他の場合よりも高い。これは、軸方向磁界 B_z の分布図からも判るように、衝撃波の強さはバイアス磁界の強さによってもそれほど変りがない。つまりイオン温度に差が生じないはずである。それにも関わらず差があるのは、電子による熱の交換があったからと考えられる。

時刻 $0.625 \mu\text{Sec}$ において、大きな差が生じているのが判る。イオン温度はバイアス磁界のない方がもっとも高い。放電管中心 $r=0$ で 188 eV となった。

これに反し、バイアス磁界がかけていて、プラスマ円筒内に磁界があった場合、半径 5 mm 程度の位置で温度最大となる。逆バイアス磁界のとき

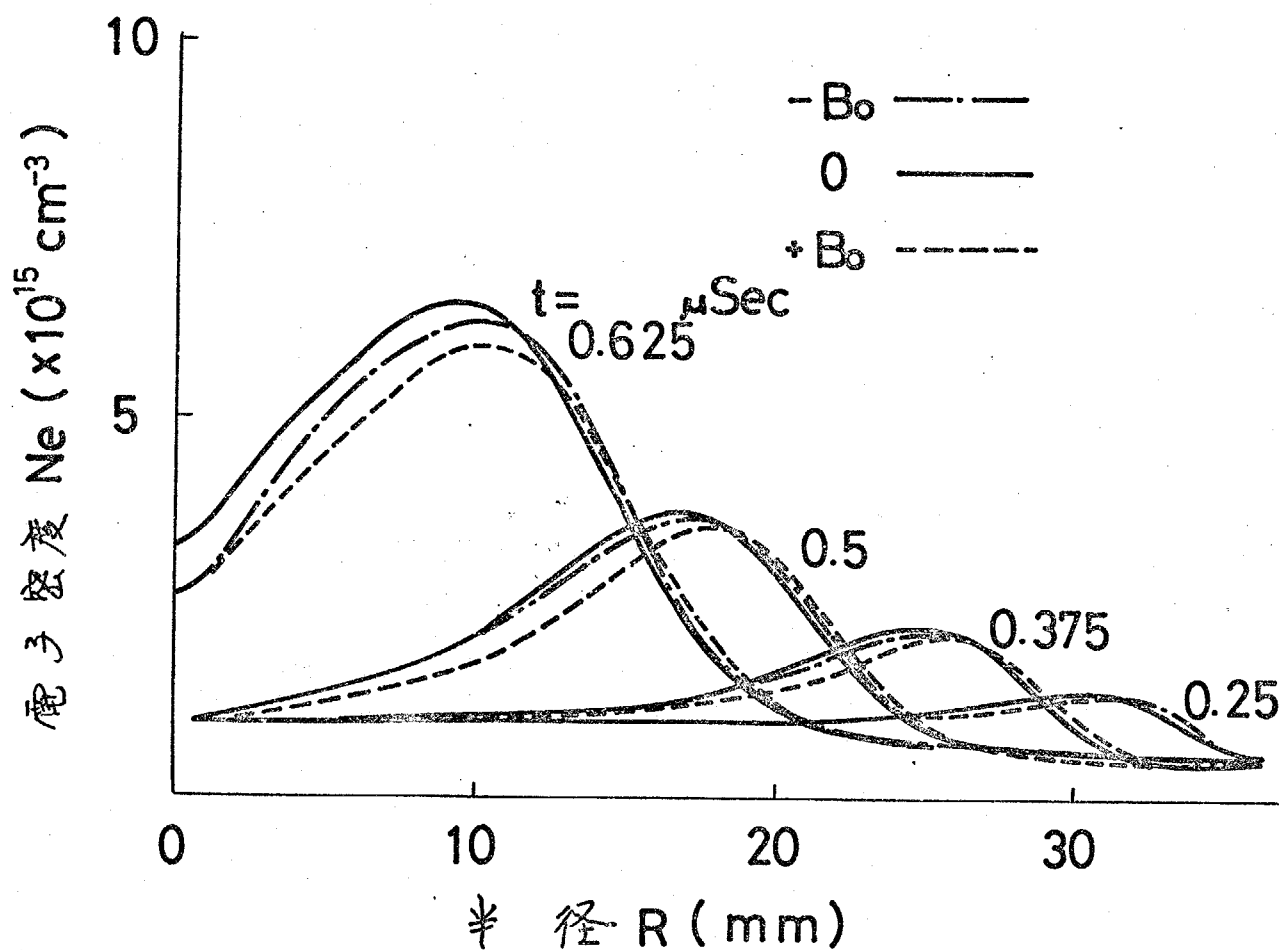
139 eV 、順バイアス磁界のとき 122 eV であった。この時刻以後も図示さ

れてはいないが、バイアス磁界のないときに達せられる温度まで、他の条件がもとでは上昇しない。これはプラスマ中に磁界がなければ衝撃波が管軸まで到達でき、効果的な衝撃波加熱がおこなわれるのと同義である。一方磁界があれば、衝撃波の進行は妨げられ、加熱は充分に行われぬ。(第6-4図)

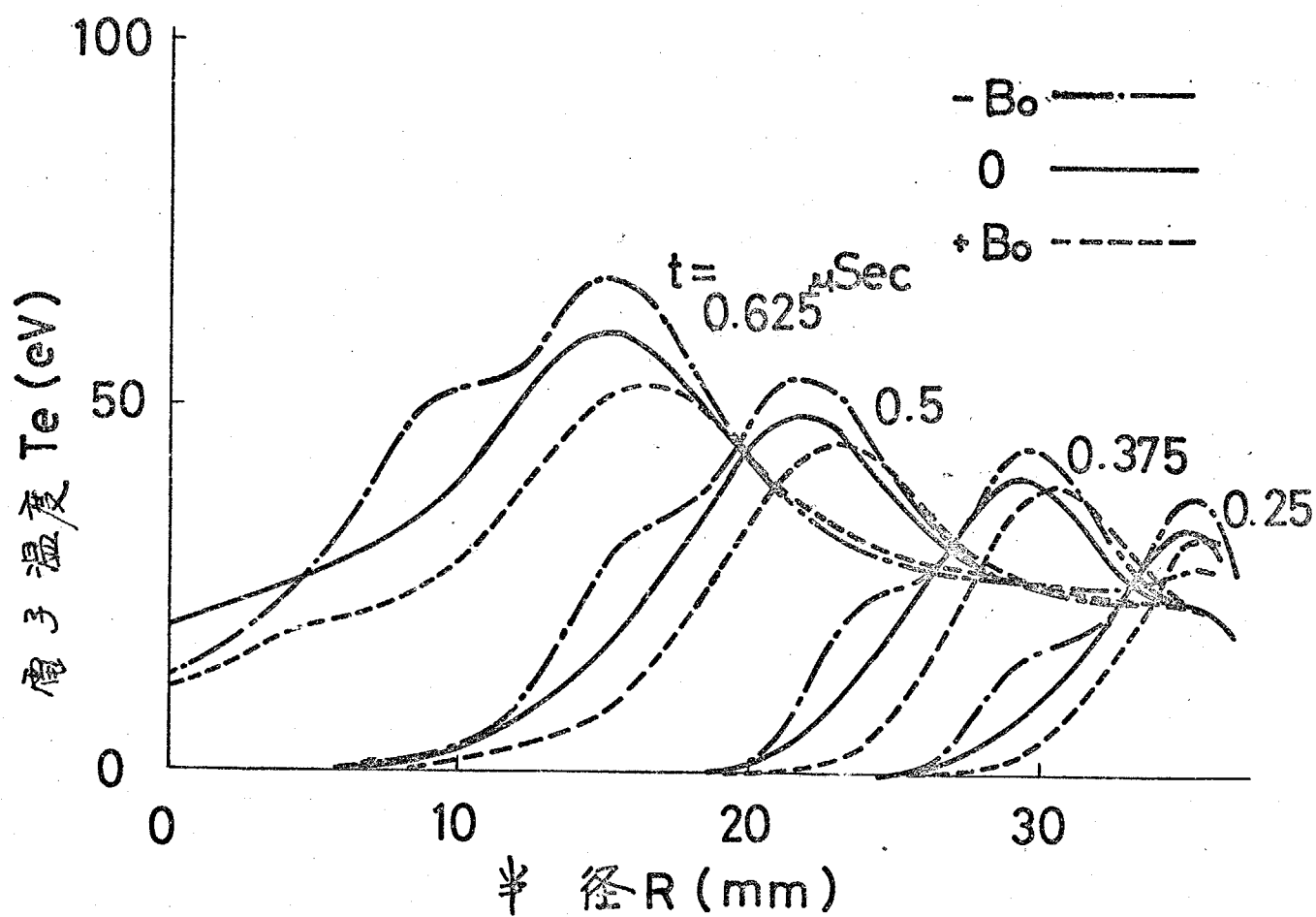


第6-7図 磁束密度の半径方向分布

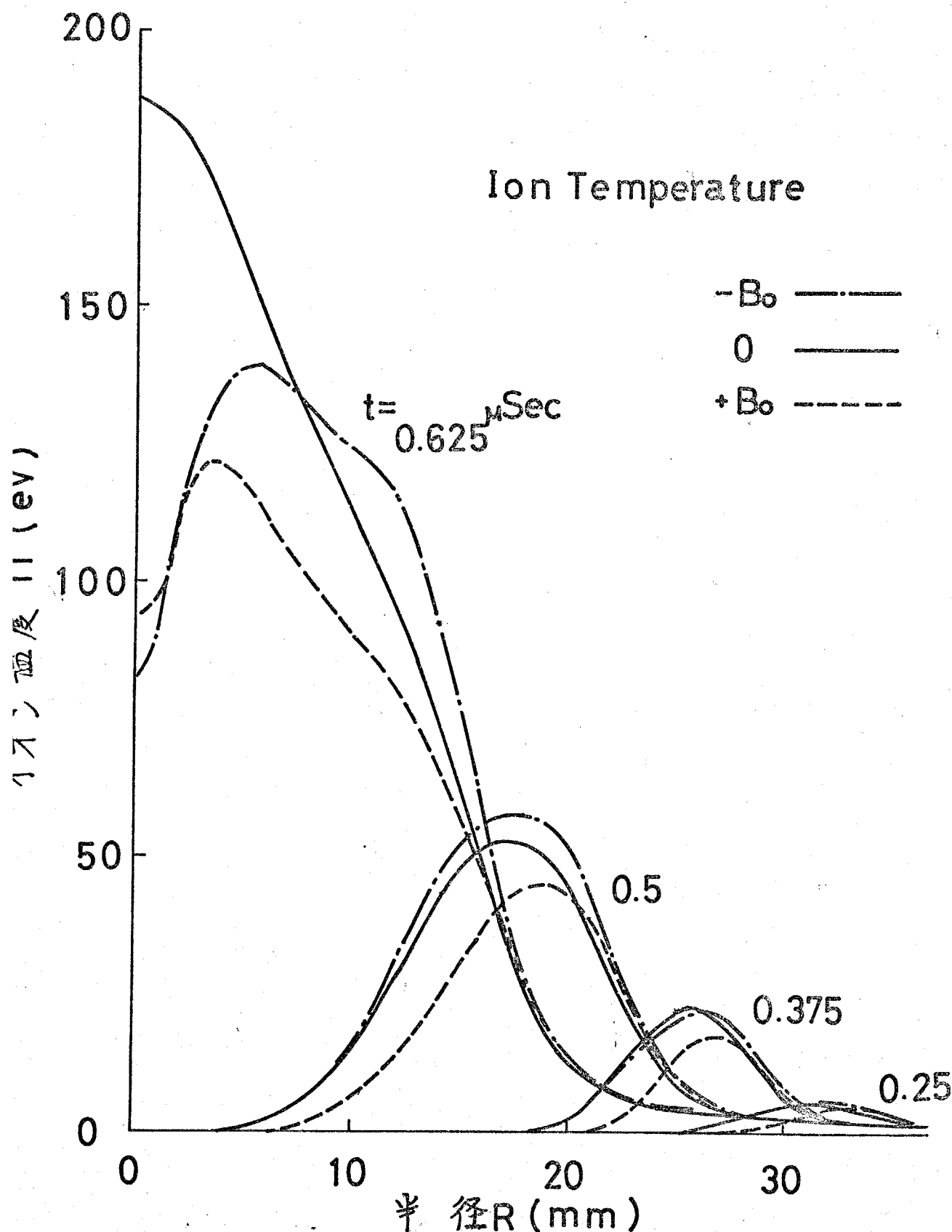
(バイアス磁界のかけ方を変えた それぞれの場合の計算値)
 $B_0 = \pm 0.053 \text{ Wb/m}^2$ & 0



第6-2図 電子密度の半径方向分布
 (バイアス磁界のかけ方を変えてそれぞれの場合の計算値)
 $B_0 = \pm 0.053 \text{ Wb/m}^2$ & 0



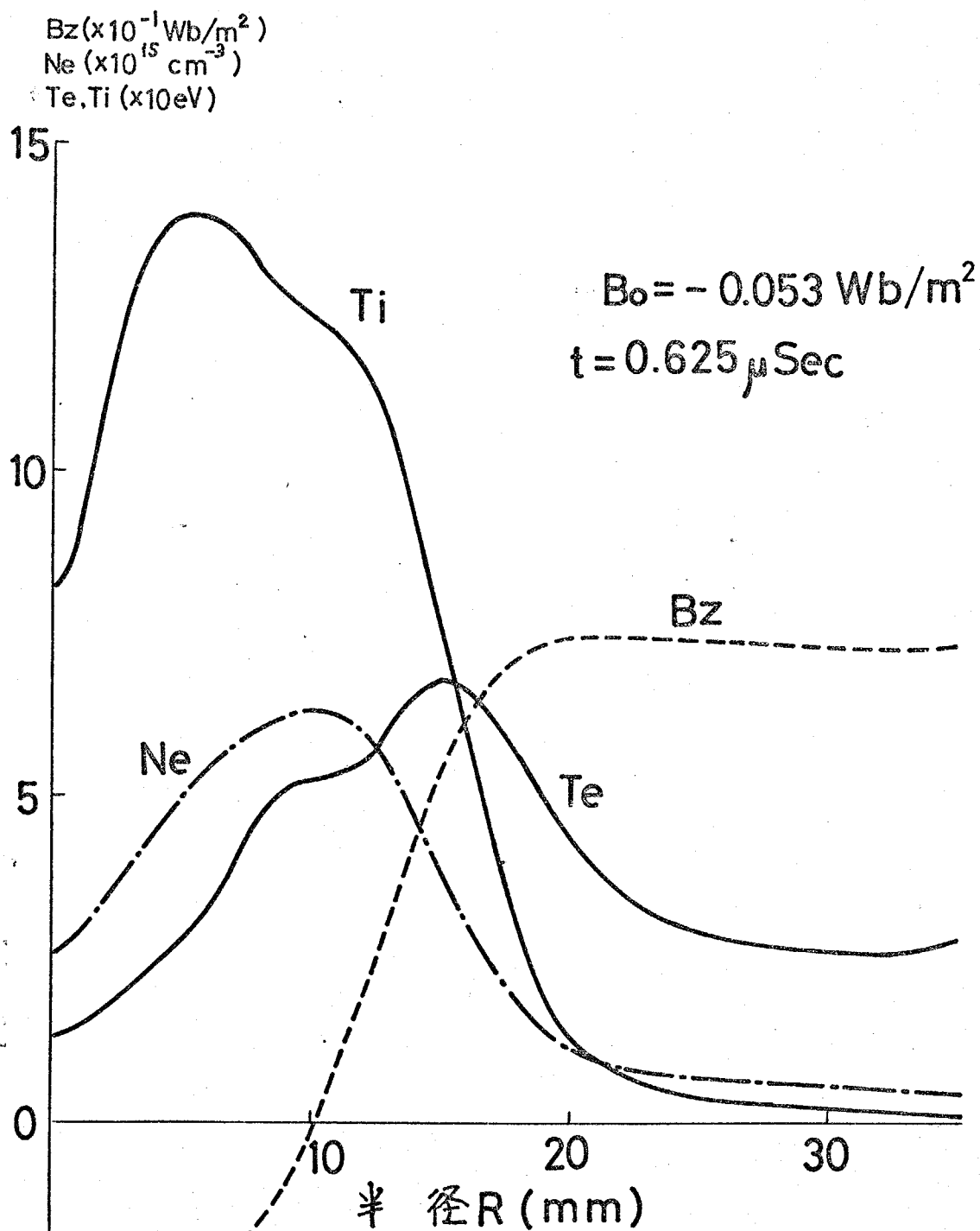
第6-3図 電子温度の半径方向分布
 (バイアス磁界のかけ方を変えたそれぞれの場合の計算値)
 $B_0 = \pm 0.053 \text{ Wb/m}^2$ & 0



第6-4図 イオン温度の半径方向分布

(バイアス磁界のかけ方を変えた 各々の場合の計算値)

$B_0 = \pm 0.053 \text{ Wb/m}^2$ & 0



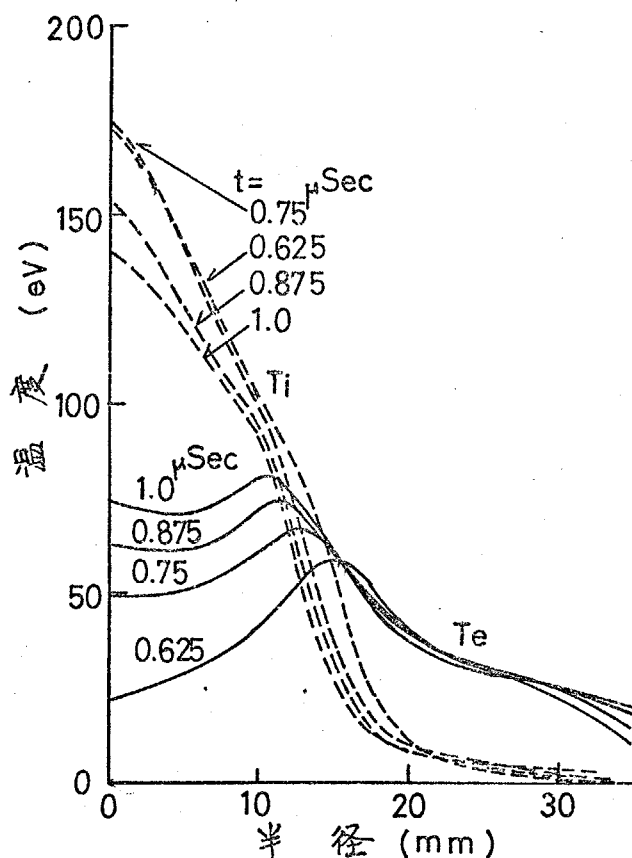
第6-5図 逆バイアス磁界におけるテラヘンチプラズマ (計算値)
 $B_0 = -0.053 \text{ Wb/m}^2$

第6-5図から判るように、密度 n とイオン温度 T_i は外部磁界 B_0 で保持されているように、半径16mm以内の部分へ分布している。しかし電子温度の分布は、そこからやや放電管側へおいて、磁界の勾配の大きいところにはその最大値をもっている。

なお今までの図では時刻 $0.625 \mu\text{Sec}$ 以前だけの結果とまとめてきたが、それ以後の時刻について意味があると思われる結果は、イオン温度と電子温度の両者の関係で、バイアス磁界

がないとき、第6-6図で示される。高温に陥るにイオンから電子へ、熱の供給があり、ついに等しい温度になる過程の一部が求められている。

これまでの結果から、バイアス磁界の効果とそれと各変数に与える影響とまとめてみる。時刻 $0.625 \mu\text{Sec}$ で各変数の半径方向分布の最大値を第6-2表に示した。



第6-6図 イオンと電子の等温化過程
(バイアス磁界はない)

バイアス磁界	電子温度 T_e	イオン温度 T_i	電子密度 n_e
$+B_0$	52 eV	122 eV	$5.9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
0	60	188	6.5×10^{14}
$-B_0$	67	139	6.3×10^{14}

第6-2表. 温度、密度のバイアス磁界による違い

$$|B_0| = 0.053 \text{ Wb/m}^2$$

$$t = 0.625 \mu\text{Sec}$$

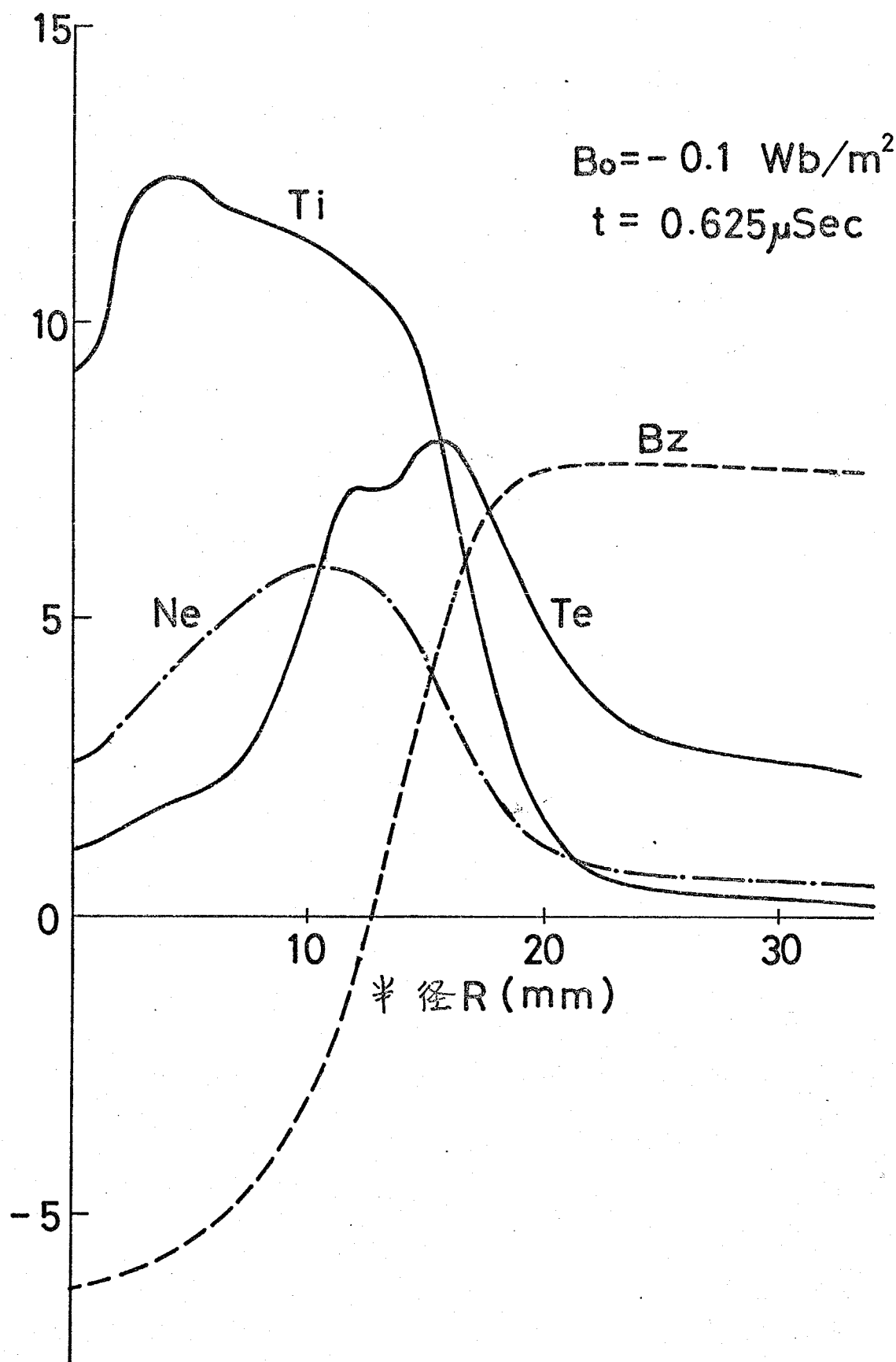
6.6 テータヒンチプラズマの加熱についての考察

逆バイアス磁界をかけておいて、逆磁界配位になるようにしたとき、もっとも顕著な違いはイオン温度・電子温度にみられた。逆磁界があるとき、電子温度は他の場合と比べて高くなる、しかしイオン温度についてはむしろプラズマ円筒内に磁界のない方が高くなる。これは同一の初期条件のもとで、逆バイアス磁界の値を $B_0 = -0.1 \text{ Wb/m}^2$ と大きくした場合の計算結果、第6-7図とみるとさらによく判る。このとき電子温度の最大値は 80 eV 、イオン温度のそれは 125 eV で、今述べた傾向がさらに強くなっている。逆磁界配位にあるときは、磁界の半径方向の配が大きくなるのでジコール加熱が有効に行なわれ、電子温度の上昇がもたらされる。けれどもイオンは衝撃波加熱で高温になるので、プラズマ円筒内に磁界があると、この加熱にとって不利である。もちろんイオンと電子の二体衝突によって、粒子間の熱の交換があるので、どちらかが高温になれば他方の粒子の温度上昇も期待できる。非常に高温となると粒子間の衝突は、無衝突な状態となって、こうした熱の交換があまり行なわれなくなってしまう。

一般にテータヒンチ放電は、イオン温度の高いプラズマが得られることにその特長がある。これは、今回の計算結果、第6-4図、第6-5図によっても明らかである。イオン温度が高いことは核融合プラズマにとって重要で、テータヒンチプラズマが注目されている一つの理由である。そこでさらに高温が得られるようにするため、逆磁界配位としてみる。しかしその結果は、電子温度の上昇がみられるだけで、イオン温度は減少してしまった。これはテータヒンチの特長を生かしていないことになる。

この議論はあくまでも完全分離した状態にある初期プラズマに、圧縮磁界が加わったときのことと、予備電離が不十分の場合には第5章で述べたような別の効果がある。つまり圧縮初期における管壁付近での現象が、プラズマと圧縮磁界の結合を強め、有効な圧縮および加熱が行なわれるように導く。

トーラス状の高ベータプラズマの安定保持の研究が現在活発に行なわれて



第6-7図 強い逆バイアス磁界を加えたデューテリウムプラズマ(計算値)
 $B_0 = -0.1 \text{ Wb/m}^2$

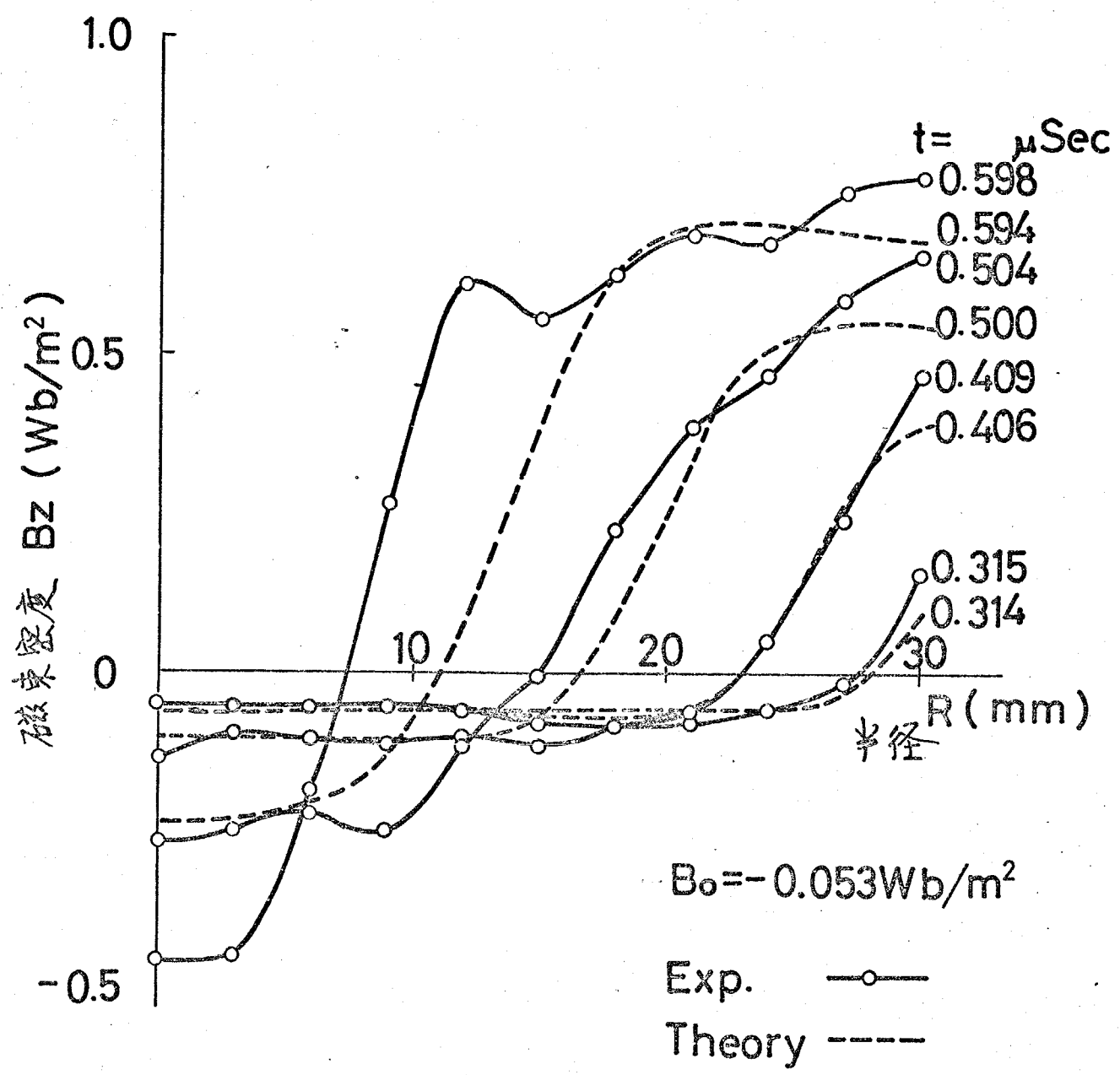
いる。このなかでプラズマを平衡状態に保つため、プラズマ柱内に磁界を存在させておくことが行われる。とくに逆磁界配位による方法も提案されている。このためにバイアス磁界を加えておかれることになる。しかし、プラズマの生成および加熱にテータヒニチ放電を使う場合、バイアス磁界のあることは、先に述べたように到達できる温度の点で必ずしも有利ではない。今のところプラズマの平衡、安定性についての議論はよくはなされているが、こうしたプラズマ生成、加熱の問題についてはあまり考えられていない。

テータヒニチプラズマでは、イオン温度と電子温度の値に差があった。イオン温度を低下させることなく電子温度を高くできれば、イオン温度と電子温度の等しい高温プラズマが得られる。逆バイアス磁界をかけておく方法は、電子温度を高くできるが、イオン温度の低下をもたらししてしまう。イオン温度を下げることなく、電子温度を高くする技術は必ず必要になってくるものと考えられる。電子を加熱するにしても、高バートプラズマではきわめて瞬時のつろに行われるべきで、短かい時間中の高電圧パルスの印加による乱流加熱などが考えられる。

6.7 実験結果との比較および検討

第6-2図に示した電子密度についての計算結果によれば、バイアス磁界のいかんにかかわらず圧縮速度はほぼどの場合でも等しい。これはよく述べたプラズマの半径方向の流し撮りの結果と矛盾しない。その観測結果によれば、電流層の形成されている状態に差があるが、プラズマの圧縮速度はほぼ等しかった。圧縮されたプラズマ柱の粒子数密度は、実験によるとバイアス磁界の加え方によって差があった。それは5.5-2において単位長さあたりの粒子数密度を求めた結果から明らかである。しかし計算によるとこのような違いはないはずであった。順バイアス磁界のときは圧縮磁界がプラズマを有効に圧縮しないことを、次の磁束密度の変化の検討とあわせて考える。

磁束密度の時間変化と示す第6-1図と、前記した5.5-2の実験結果と比較



第6-8図 逆バイアス磁界があるときのプラズマの半径方向への圧縮過程の実測値と理論値の比較
(第6-17図、第6-1図参照)

する。順バイアス磁界をかけたとき、およびバイアス磁界のまったくないときの二つの場合では、実測値と計算値がまったく一致しない。(第6-8図、第6-9図) 実測では圧縮磁界がすべからず管軸まできちんと広がっている。この理由についてはすでに6-5-2で説明した。逆バイアス磁界がある場合には第6-8図のように実測値と計算値が一致した。ことに圧縮過程初期にはまったく一致する。しかし時間の経過とともに両者は差が生じてくる。この原因の一つとして計算では一次元の座標で考えているが、実際には円筒座標系なので管軸付近において方位角方向の影響があらわれてきたものと考えられる。

実験では予備電離によって完全電離プラズマまでにできなかったため、順バイアス磁界およびバイアス磁界のないときの二つの条件のもとでは、計算値と実測値が一致しなかった。しかし逆バイアス磁界があるときには、圧縮初期における管軸付近の現象が、不十分であった予備電離をおぎない、電流層の形成および電気伝導度の上昇をもたらし、プラズマと圧縮磁界の結合を強め、圧縮磁界だけが管軸まできちんと広がっていくのを防いだ。このため計算値が実測値とよく一致した。

6-8 結 論

完全電離を仮定して、プラズマの圧縮過程を数値的に解いてみると、プラズマの半径方向への圧縮速度は逆バイアス磁界があっても大きな差はない。また電子密度の変化にも、他の条件のときと比べ差がない。しかし温度について違いが生じる。逆バイアス磁界があると電子温度は高くなるが、イオン温度は逆バイアス磁界のない方がむしろ高くなる。これは核融合プラズマにおいて、プラズマの生成、加熱にテータとニチ放電を使い、その安定保持に逆磁界配位を採用するのは、温度の点で必ずしも有利でないことを示す。また逆バイアス磁界をかけておいた場合、磁束密度の半径方向分布の実測値と計算値はよく一致した。

第7章 結論および今後の問題点

本研究によって、逆磁界と閉じこめたテータピッチプラズマだけに発生する、プラズマの磁力線に沿った運動および半径方向の運動における問題点が解明された。これらについては、第5章 5.3, 5.5-3, および 5.9, 第6章 6.6, 6.7において議論した。そこで得られた結果を本章にまとめておく。

本実験でつくられたテータピッチプラズマは、電子温度が30eV, 粒子数密度がおよそ 10^{16} 1/cm^3 程度である。またコイル中央部にコイル終端からの影響と受けないでプラズマが存在できるのは、2 μ Secの間である。

テータピッチプラズマ内に逆磁界が閉じこめられていると、磁力線の方角に沿った軸方向現象が観測される。

(1) 逆磁界と閉じこめたテータピッチプラズマの軸方向への運動, およびそのときのプラズマの軸方向への形状の詳細と高速度カメラで観測できた。

(2) 初期圧300mTorrのもとで、放電電流第2半波時に実現される逆磁界と閉じこめたテータピッチプラズマに面積波(圧縮波)の伝搬が高速度カメラで観測できた。その伝搬速度は $5 \text{ cm}/\mu\text{Sec}$ であった。この圧縮波はコイル終端付近からコイル中央部に向けて軸方向に伝搬し、コイル中央部で衝突した。

(3) この伝搬速度はTaylor氏の導いた理論式から求めたものと一致した。

(4) 軸方向現象がみられるとき、放電管内の磁束密度 B_z の軸方向、半径方向分布と磁気探針で測定できた。その結果によると、圧縮波が伝搬した後、さらにはコイル中央部においてそれが衝突した後でも、コイル内の広い領域にわたって磁界が零であるところとは存在していた。つまり、圧縮波が伝搬することによって逆磁界が消滅することはない。

(5) プラズマの軸方向の形状を高速度カメラで観測すると、圧縮波が伝搬

していった後でも、プラズマ円柱は存在していた。

(6) (4), (5) で述べた実験事実から、逆磁界があるときに軸方向へ伝搬する圧縮波の構造は、これまで考えられていたようなものではないことが判つた。従来、圧縮波は閉じた磁力線ループによってプラズマ柱がとりまかれ、そのプラズマ全体が軸方向に収縮するものと考えられていた。しかし筆者の研究によれば、それはプラズマの一部だけが運かれ、これにもなり密度増加によってプラズマ柱の断面積変化として軸方向に伝搬するものであった。

(7) 逆磁界がテータピンチプラズマ内に閉じこめられていれば、常に圧縮波が伝搬するものであった。圧縮波が発生するためには、プラズマの半径方向へ圧縮過程の初期において、ある大きさ以上の逆磁界が閉じこめられていなければならない。筆者の実験の場合には、プラズマ円筒内にある磁束が 0.8×10^{-3} Wb 以上であれば圧縮波の伝搬がみられた。

半径方向への圧縮過程の現象は、逆磁界配位にあると、そうでないときと較べて違いがみられた。これを実験および数値解析によって検討することができた。

(8) 予備電離による予備電離を行なって、バイアス磁界を加えたテータピンチの実験として、予備電離プラズマ中にある磁界の方向によって圧縮過程にどのような差があるかと、磁気探針、高速度カメラで診断した。それによると、バイアス磁界のいかんにかかわらず、プラズマの圧縮速度はほぼ等しかった。逆バイアス磁界をかけてみると電流層がはっきりと形成されるが、順バイアス磁界の場合ではそれがはっきりと認められなかった。

(9) 逆バイアス磁界がかけていると、圧縮磁界はプラズマを有効に半径方向へ圧縮していくが、順バイアス磁界の場合には圧縮磁界がすみやかに管軸付近まで拡散していった。圧縮されたプラズマ柱の粒子数密度も前者のときの方が、後者のときと較べて2倍ほど大きかった。これは

逆バイアス磁界があるとプラズマと圧縮磁界の結合が強くなっていることを意味する。

(10) (9)で述べた現象の原因は、圧縮初期での管壁付近における状態が異なるためであった。逆バイアス磁界があれば、圧縮磁界印加とともに管壁で磁界線となり、磁界にそくばくされていった予備電離プラズマが管壁に衝突して二次電子を放出したり、磁界零面上を方位角方向へ電界 E_{θ} によって荷電粒子が急激に加速されたりすることによって、電流層が明確に形成され、電気伝導度も高くなるのである。

(11) 予備電離プラズマが完全電離していると仮定して、プラズマの半径方向運動を数値的に解いてみると、逆バイアス磁界があってもプラズマの圧縮速度に差はなく、電子密度の変化にも大きな違いはない。ただ温度に差が生じることが判った。電子温度は逆バイアス磁界があると、そうでない場合と比べて高くなる。しかしイオン温度は、むしろ逆バイアス磁界のない場合の方が高くなる。

これは高温プラズマの安定保持に逆磁界配位を採用する場合、プラズマの生成および加熱にテータヒンチを使うとすると、逆バイアス磁界とかりければならないが、高温を得ると、いう点で問題が残るの意を意味する。

(12) (9)、(10)の結果では逆バイアス磁界のある方が高温が得られる。(11)の議論では逆バイアス磁界のない方が高いイオン温度が得られることになって、統一的な考え方にとめられない。しかし前者は予備電離プラズマが完全電離しておらず、管壁付近での現象だけに逆バイアス磁界の効果が大きく効いているのである。圧縮磁界によるテータヒンチプラズマの加熱を考えると、逆磁界配位にあるのは必ずしも有利でない。

(13) 逆バイアス磁界をかけた場合の圧縮過程における磁束密度 B の半径方向分布は、実験値と計算値がよく一致した。

以上のように逆磁界を閉じこめたテータピンチプラズマだけに観測される特異な現象の問題は、この研究によってそのいくつかが解明された。高温が得られる点で有利と思われていた逆磁界配位は、イオンの加熱について難点があった。

この論文では、プラズマ内における粒子同志の衝突が頻繁で、電磁流体近似が成り立つ衝突性のテータピンチプラズマに注目し、それと逆磁界の相互作用についてを取り扱った。一般にプラズマは高温になると、粒子間の二体衝突が希薄になって無衝突の状態となる。このときに逆磁界配位にあるテータピンチプラズマがどのような振舞をするかはよく知られていない。実験的には放電管内に封入する気体の初気圧を、数mTorrから30mTorr程度の低い値としてテータピンチ放電を行なう。予備電離は、技術的に注意しなければならない点が残されているが、低い初気圧でのテータピンチプラズマに逆磁界が閉じこめられている場合の問題は今後の問題である。

謝 辞

結末にあたり、終始温かい御指導、御鞭撻を賜わった、林 泉教授に厚く御礼申しあげます。

また本研究を遂行するに際し、あらゆる点で御世話になった技官妹尾義文氏、ならびに助手 入沢寿逸氏に心から感謝いたします。実験に快く協力された修士課程学生横井博氏、数値計算に関して適切な助言を下された日本大学理工学部川上一郎助教授、STL社製のイメージコンバータカメラ借用にあたって御尽力にいただいた、名古屋大学プラズマ研究所の関係者各位、製作した高速度カメラの運転に指導下さった東京芝浦電気KK 吉田照宣氏、プラズマ発生装置の建設に尽力された林研究室先輩諸氏に深く謝意を表します。

最後に、つね日頃変らぬ協力を惜しまれなかった林研究室の皆様心から感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) H.A.Bodin, E.P.Butt, et al. IAEA -CN-28/B-5 (1971)
- (2) 大林 「宇宙空間物理学」 裳華房 (1970)
- (3) 吉川. 「第11回 プラズマ若手クループ夏の学校テキスト」 (1972) 198
- (4) E.M.Little, W.E.Quinn, et al. Phys. Fluids 8 (1965) 1168
- (5) 林 妹尾. 核融合研究 9 (1962) 148
- (6) H.A.B.Bodin, T.S.Green, et al. Nucl. Fusion Supp. Pt.2 (1962) 521
- (7) E.M.Little, W.E.Quinn, et al. Phys. Fluids 4 (1961) 711
- (8) T.S.Green, et al. Nucl. Fusion 1 (1960) 42
- (9) H.A.B.Bodin, et al. Nucl. Fusion 1 (1961) 139
- (10) H.A.B.Bodin, et al. Nucl. Fusion Supp. Pt.2 (1962) 511
- (11) R.Chodura, M.Keilhecker Z. Naturforsch. 17a (1962) 977
- (12) K.Hain, K.V.Roberts, et al. Z. Naturforsch. 15a (1960) 1039
- (13) M.G.Haines Advan. Phys. 14 (1965) 167
- (14) H.P.Furth, J.Kilean Phys. Fluids 6 (1963) 459
- (15) J.A.Reynolds, et al. Phys.Fluids 8 (1965) 529
- (16) H.A.B.Bodin, T.S.Green, et al. IAEA -CN-21/34 (1965)
- (17) C.Andelfinger, G.Decker, et al. IAEA -CN-21/49 (1965)
- (18) W.E.Quinn, E.M.Little, et al. IAEA -CN-21/92 (1965)
- (19) J.A.Wesson IAEA -CN-21/43 (1965)
- (20) H.A.B.Bodin, et al. Phys. Fluids 15 (1972)
- (21) F.A.Haas, J.A.Wesson Phys. Fluids 9 (1966) 2472
- (22) F.A.Haas, J.A.Wesson Phys. Fluids 10 (1967) 2245
- (23) H.A.B.Bodin, J.McCartan, et al. IAEA -CN-24/K-1 (1971)
- (24) A.W.Desilva, W.E.Dove, et al. Phys. Fluids 14 (1971) 42
- (25) S.C.Burnett, W.R.Ellis, et al. IAEA -CN-28/J-4 (1971)

- (26) G.Herppich (Garching) IPP 4/68 (1969)
- (27) 吉田, 妹尾, 林, 他 電気四学会連合大会 200 (昭和42年)
- (28) 妹尾, 林, 他 電気四学会連合大会 167 (昭和44年)
- (29) 妹尾, 林, 山田 電気四学会連合大会 156 (昭和45年)
- (30) 林, 妹尾 核融合研究 20 (1968) 348
- (31) 石井, 林, 他 電気学会全国大会 124 (昭和47年)
- (32) 宮本 応用物理 35 (1966) 772
- (33) 吉田 東京工業大学修士論文 (1968)
- (34) 石井, 林, 他 電気四学会連合大会 170 (昭和44年)
- (35) D.E.T.F.Ashby, D.F.Jephcott Appl. Phys. Letters 3 (1963) 13
- (36) 森 分光研究 20 (1971) 1
- (37) 森 分光研究 20 (1971) 51
- (38) 石井, 林, 他 電気学会誌 (投稿中)
- (39) G.B.F.Niblet, T.S.Green Proc. Phys. Soc. 74 (1959) 737
- (40) 林, 妹尾, 他 電気四学会連合大会 158 (昭和45年)
- (41) 林, 妹尾, 他 電気学会全国大会 127 (昭和46年)
- (42) 石井, 林, 他 核融合研究 26 (1970) 14
- (43) A.A.Newton Nucl. Fusion 8 (1968) 93
- (44) T.S.Green Nucl. Fusion 3 (1963) 57
- (45) 川上 日本物理学会誌 24 (1969) 294
- (46) 山口, 野木 数値解析の基礎 共立出版 (1969)
- (47) K.Hain, A.C.Kolb Nucl. Fusion Supp. Pt.2 (1962) 561
- (48) 川上 (名大フラスマ研究所) IPPJ-DT-23 (昭和45-12月)
- (49) W.Schneider (Garching) IPP 1/124 (1972)
- (50) D.Düchs, H.R.Griem Phys. Fluids 9 (1966) 1099
- (51) S.I.Braginskii "Reviews of Plasma Physics" (1965) 205

- (52) 石井, 林, 他 核融合研究, 29 No. 4 (1973) (掲載予定)
- (53) G.B.F. Niblett, D.J. Fisher (Culham) CLM-R 19 (1962)
- (54) M.V. Babykin Sov. Phys. Tech. Phys. 13 (1968) 448
- (55) M.V. Babykin, G.E. Smolkin Nucl. Fusion Spec. Supp. (1969) 9

本研究に関する参考文献

- (1) 石井, 林, 妹尾, 横井 「逆磁界のテータピンチプラズマにおよぼす影響」
電気学会誌 (投稿中)
- (2) 石井, 林, 妹尾, 橋本 「逆磁界も含んだ高速度テータピンチプラズマの高速度撮影」
核融合研究, Vol. 26, No. 1 (1970), 4
- (3) 石井, 林, 妹尾, 横井 「バイアス磁界のあるテータピンチの圧縮過程」
核融合研究, Vol. 29, No. 4 (1973), 掲載予定
- (4) 石井, 林, 鈴木 「Fast θ ピンチプラズマの高速度撮影」
電気四学会連合大会 170 (昭和44年)
- (5) 石井, 林, 橋本, 妹尾 「逆磁界を含んだ高速度テータピンチプラズマの高速度撮影」
電気四学会連合大会 160 (昭和45年)
- (6) 石井, 林, 妹尾, 横井, 所 「テータピンチにおける逆磁界とプラズマの相互作用」
電気学会全国大会 124 (昭和47年)
- (7) 石井, 林, 妹尾, 横井, 所 「Fast θ ピンチプラズマの実験 II」
日本物理学会 春の分科会 6a-R-2 (昭和47年)
- (8) 石井, 林, 妹尾, 横井 「テータピンチにおける逆磁界とプラズマの相互作用 (2)」
電気学会全国大会 116 (昭和48年) 発表予定
- (9) 石井, 林 「小型テータピンチプラズマの実験」
プラズマ関わり込み合同研究会 (昭和46年 2月)