

プラズマ波動の励起と抑制
に関する研究

1972年12月

大 引 得 弘

プラズマ波動の励起と抑制 に関する研究

1972年12月

大 引 得 弘

DOC
1973
5
電気系

目 次

内 容 梗 概	1
第 1 章 序 論	3
1. 1 プラズマ中の波動現象	3
1. 2 本研究の目的および意義	6
1. 3 使用記号一覧	8
文 献	11
第 2 章 ビーム・プラズマ系における電子プラズマ波および イオン波に関する非線型現象	15
2. 1 序	15
2. 2 波-粒子非線型相互作用の理論	17
2. 3 非線型分散式の解	21
2. 4 実験装置および実験方法	26
2. 5 電子振動とイオン音波の観測	28
2. 6 非線型波-波相互作用の可能性についての考察	33
2. 7 イオン音波の時間的成長率および減衰率の測定	35
2. 8 イオン音波の動的安定化	40
2. 9 考察および討論	43
2.9.1 緩和振動について	43
2.9.2 イオン音波に対する境界の影響	44
2.9.3 高周波による電子ビーム変調	45
2.9.4 イオン音波励起機構	45
2.10 結 論	46
文 献	48

第 3 章	アルカリプラズマ発生装置	51
3. 1	序	51
3. 2	プラズマイオンおよび電離用金属の種類	53
3. 3	アルカリプラズマ発生用電極の構成	56
3.3.1	電離用熱電極	57
3.3.2	集束管(Collimator)および金属溜(Oven)	64
3.3.3	製作および組立ての際の問題	71
3. 4	電源装置および制御装置	71
3. 5	試作した熱電極とその特性	76
3. 6	結 論	78
	文 献	80
第 4 章	磁界中プラズマにおけるドリフト波の励起	81
4. 1	序	81
4. 2	ドリフト波の線型理論	82
4.2.1	流体近似	82
4.2.2	粒子的取扱い	83
4. 3	アルカリプラズマ中のドリフト波	84
4. 4	実験装置および実験方法	90
4. 5	実験結果	93
4.5.1	定常的なプラズマ諸量の測定	93
4.5.2	径方向の振動分布	95
4.5.3	分散関係および減衰率	97
4.5.4	考察および討論	99
4. 6	結 論	102
	文 献	104

第 5 章	セシウムプラズマ中におけるドリフト波の抑制	107
5. 1	序	107
5. 2	ドリフト波の動的安定化の実験	108
5. 2. 1	実験装置および実験方法	109
5. 3	実験結果	111
5. 3. 1	中性シースに近い状態における振動	111
5. 3. 2	イオンリッチシースの場合の振動	115
5. 3. 3	プラズマ柱の長さの効果	116
5. 3. 4	グリッドより下流側における振動	117
5. 3. 5	ドリフト波と外部信号との同期引込み現象	117
5. 4	実験結果の考察	119
5. 5	実験結果と動的制御の理論との比較	122
5. 6	結 論	129
	文 献	132
第 6 章	結 言	135
	謝 辞	138
	本研究に関する発表	139
	附 録	141

内 容 梗 概

本論文はプラズマ中の縦波，特に電子プラズマ波，イオン音波，ドリフト波に関する線型ならびに非線型現象についての実験結果および理論的解析結果をまとめたものである。またアルカリプラズマ発生装置の開発研究についても述べている。

第1章では，本論文に関連したプラズマ中の波動現象研究の沿革を述べ，本論文の取扱う問題，目的，および意義等をあきらかにした。

第2章では，ビームプラズマ系における電子プラズマ振動とイオン音波の励起機構について考察した。このイオン音波の励起は線型理論では説明できず，またプラズマの緩和過程，あるいは波-波非線型相互作用（いわゆる崩壊不安定）のいずれの過程にもよらないことを論じた。イオン音波の時間的な成長率，減衰率等を測定した。波-粒子非線型相互作用を記述する分散式を理論的に導き，分散式の根の性質を求めた。実験結果と理論的解析結果とを比較考察することにより，イオン音波の励起機構は波-粒子相互作用によるものであることをあきらかにした。さらに電子ビームを変調することにより，イオン音波が抑制される，いわゆる「動的制御」現象を見出した。

第3章では，アルカリプラズマ発生装置の主要部である電離用熱電極の性能向上のための問題点を指摘し，解決のための方法を示し，実際に試作した。改良された熱電極により安定かつ良質のアルカリプラズマが発生できることを確かめた。

第4章では線型領域におけるドリフト波の人工励起を行なった。4相交流電界をカリウムプラズマ中に導入することによってほぼ純粋な形でドリフト波が励起されることを確かめた。励起されたドリフト波を用いて比較的広い周波数範囲にわたってドリフト波の分散関係を測定した。得られた分散関係の性質は，従来の線型理論による結果と異なることを見出した。この相違を説明するためには，プラズマの共鳴粒子の存在および粒子間衝突の効果を考慮しなければならないことを示し，これらの効果を考慮して理論的に導いた分散式は実験結果とよく一致することをあきらかにした。

第5章では，セシウムプラズマ中に自然発生したドリフト波を外部信号により抑制する方法について考察した。イオン音波を励起する場合と同様にメッシュグリッドを用いて，ドリフト波の周波数に近い周波数の外部信号をプラズマ中に導入することによりドリフト波が抑制されることを見出した。ドリフト波は，グリッドに直流電圧を加えても抑制されるが，交流信号の

場合の方が抑制効果は大きいことをあきらかにした。ドリフト波と外部信号との間のいわゆる同期引込み現象をはじめて見出した。ドリフト波の抑制に関する理論的研究を検討して、ドリフト波の抑制機構は、ドリフト波とグリッドで励起されたイオン音波とプラズマイオンとの非線型相互作用によりよく説明できることを示した。

第6章では、本研究で得られた結論を述べた。

第 1 章 序 論

1.1 プラズマ中の波動現象

プラズマ物性に関する最近の研究の進展には、著るしいものがある。とりわけ、プラズマの最も基本的な性質であるところの、プラズマ中の波動の振舞いについては、広範囲かつ精密な研究が、ここ数年の間に数多く行なわれた。

プラズマ中の波動の研究は古くは、Tonks および Langmuir¹⁾ によるイオン振動あるいは電子プラズマ振動の研究にはじまり、現在に至っているわけであるが、プラズマ中の波動現象および不安定性に対して、従来よりもさらに一層強く関心が持たれるようになったのは、核融合プラズマの研究が開始されて以来である。すなわち、高温プラズマを生成し、一定時間保持して核融合反応を起こさせるのは、それほど困難ではなからうと考えて研究を開始した研究者の前面に大きく立ちはだかったのが、プラズマの不安定性であった。プラズマの不安定性には、巨視的なものと微視的なものがあるが、これらはいずれもプラズマの保持を妨げ、急速な消滅をもたらした。プラズマの不安定性に関する知識がそれまで充分ではなかったため、それらの研究の重要性があらためて認識されるに至ったのである。プラズマの不安定性により通常各種の波動が励起あるいは放射されるため、不安定性の研究と波動現象の研究とは切り離して考えることは出来ない。一方、プラズマは周知のごとく荷電粒子の集まりであるため、電磁界により強く影響を受ける。換言すれば、電磁界あるいは電磁波動との相互作用が強いということは、プラズマの最も基本的な性質をあらわすものである。したがって、上に述べたプラズマの閉じ込めという観点以外に、プラズマの基本的な性質、すなわち、プラズマ物性を探求する上で、プラズマ中の波動現象の研究は欠くことが出来ない。

プラズマ中には、その性質上多種多様な波動が存在し得る。^{2),3),5)} また、不安定性の種類も極めて多い。⁴⁾ ここでは実験室内のプラズマ中における縦波、特に電子プラズマ振動、イオン音波およびドリフト波の三種類に限定して、実験を中心に現在までの研究経緯を簡単に述べる。これらの波動は、プラズマ中の波動のうちもっとも基本的なものであり、また、プラズマの加熱、損失過程等と関連する重要なものであるため、これまで多くの研究がなされている。従来は放電管中に自然発生する振動の解析という形の研究がほとんどであった。すなわち、Tonks and Langmuir¹⁾ 以後 Merrill and Webb,⁶⁾ Looney and Brown,⁷⁾ Kawabe⁸⁾ 等により放電管中の電子振動の分散関係等があきらかにされた。一方、1933年に Revans⁹⁾ は、熱

陰極放電管中にイオン音波が定在波になっていることを観測した。さらに、1963年 Alexeff and Neidigh,¹⁰⁾ および Crawford¹¹⁾ 等によってこの種の観測がまとめられ、イオン音波の分散式を確かめている。イオン音波の分散式をイオンプラズマ振動数近くの周波数まで詳しく研究したのは、Tanaca 等¹²⁾ である。

このような自然発生振動について研究する方法に対して、外部からプラズマ波を励起して研究する方法が用いられるようになった。1961年に Little,¹³⁾ Hatta and Sato¹⁴⁾ により、コイルあるいはグリッドを用いてプラズマ中にイオン音波を励起する方法が試みられた。このような波動の人工励起は、波動の基本的な性質をあらわす分散式の研究等に際して強力なものである。この方法を用いて Wong¹⁵⁾ 等は、イオン音波のランダウ減衰をはじめて実証した。

Malmberg¹⁶⁾ は、電子振動の分散式を精密に測定した。

一方、ドリフト波については、その存在が Rudakov and Sagdeev¹⁷⁾ によって理論的に予測され、セシウムプラズマ中に自然発生したドリフト波が D'Angelo and Motley,¹⁸⁾ Lashinsky¹⁹⁾ Buchelnikova²⁰⁾ 等によって観測、研究された。その後、これらの観測した波動は、プラズマ柱の周辺に存在する電界により励起される Kelvin-Helmholtz Instability²¹⁾ とまぎらわしいことが Hendel 等²²⁾ により指摘された。実際に密度勾配により自然励起されているドリフト波を確かめたのは、同じく Hendel 等²²⁾ である。ドリフト波の人工励起は、Rowberg and Wong²³⁾ Rogers and Chen²⁴⁾ により、アルカリプラズマを用いて行なわれ、Keen and Aldridge,²⁵⁾ Nishida 等²⁶⁾ により放電プラズマを用いて行なわれた。放電プラズマにおいては、比較的広い周波数範囲において分散関係が確かめられたが、アルカリプラズマにおいてはドリフト波の波長が長い、すなわち、ドリフト波周波数に近い場合についてのみ実験が行なわれている。本研究では、アルカリプラズマ中の衝突を考慮した分散式を広い周波数範囲にわたって取扱う。

上に述べたような研究の中には、実験の素材であるプラズマ発生方法の進歩により、はじめて可能となったものが多い。すなわち、波動の人工励起を用いた研究、ドリフト波の研究等は、高電離アルカリプラズマ発生装置の建設が実現して、はじめて可能となった。アルカリプラズマを用いた実験装置は、1960年に Rynn²⁷⁾ によりはじめて建設されて以来、世界各地で数多く建設され、多くの研究成果を生みだして来た。我国においても、名古屋大学プラズマ研究所で、アルカリプラズマ発生装置の建設が行なわれたが、当初はこの種の装置の主要部である熱電極の性能が不十分であった。

プラズマは媒質として本質的に非線型であり、プラズマ中の波動の振幅が充分小さいと仮定した線型現象の研究だけでは、プラズマの性質を知る上で不十分であり、波動の振幅が大き

なった場合の非線型現象の研究に進む必要があるのは言うまでもない。特に最近、プラズマの乱流加熱等に波動が応用されるようになってきたが、このような加熱過程は、非線型理論によらなければ説明することは困難である。プラズマ中の不安定性が進展して大振幅波となった場合、プラズマ中での非線型現象^{28)~30)}は大きくわけて、i) 波動-波動非線型相互作用、ii) 波動-プラズマ粒子非線型相互作用、の2種類がある。i) の場合は、プラズマ中の波動であるから、プラズマ粒子の存在が当然必要であるのは言うまでもないが、波の位相速度にほぼ等しい速度を持つ粒子、いわゆる共鳴粒子の存在が本質的に重要でない現象を取扱う。これに対し、ii) では、共鳴粒子の存在が本質的に必要である。i) の過程は「パラメトリック共鳴」あるいは「崩壊不安定」等と呼ばれるのに代表される。崩壊不安定性により、電子プラズマ波からイオン音波が励起される可能性があることは、最初 Oraevskii and Sagdeev³¹⁾により理論的に予測された。Stern and Tzoar³²⁾は、プラズマにマイクロ波を照射してイオン音波が励起されるのを観測した。この実験は、弱電離プラズマでの電離緩和振動との区別が不明確で疑問を持たれている。その後、電磁波を照射して、パラメトリック過程によるイオン音波の励起現象は、Phelps等³³⁾によって最近実証された。さらに、Franklin等³⁴⁾は、ナトリウムプラズマ中で電子プラズマ振動の崩壊不安定により、イオン音波が励起されていることを確かめた。一方、電子プラズマ振動とプラズマ電子との波-粒子非線型相互作用によると考えられるイオン音波との励起を、筆者等は1968年に観測した。これは、パラメトリック共鳴あるいは崩壊不安定のように、関与する波がすべてプラズマの分散関係を満足する場合と異なり、波の結合により新しく生じた波が分散関係を満足せず、その位相速度と等しい熱速度を持つ共鳴粒子との間でエネルギーのやりとりを行なうもので、非線型ランダウ減衰とも呼ばれる。筆者らの観測した過程が起り得ることは、後に Nishikawa³⁵⁾により理論的に確かめられた。プラズマ中に同時に2つの波を人工励起したとき、高い周波数の波のエネルギーが、差周波数成分と粒子との相互作用を媒体として、低い周波数の波に移る場合も非線型ランダウ減衰であるが、これらの実験は、Bernstein波について、Porkolab等³⁶⁾、電子波について Gentle等³⁷⁾、イオン波について Ikezi等³⁸⁾によってそれぞれなされた。これらの波-粒子相互作用は、波のエネルギーが直接粒子に与えられるため、プラズマの加熱の基礎過程として重要である。

不安定性は、プラズマの異常拡散等損失増大の原因となるため、不安定の生ずる物理的な機構を探求する必要があると同時に、それらの不安定性を制御あるいは抑制する方法を開発・研究しなければならない。不安定性を抑制する方法は多いが、ここではドリフト波あるいはイオン音波の抑制についての研究経緯を概観する。1966年に Kornilov等³⁹⁾は、電子ビームで作

られたプラズマ中に発生する低周波振動が、電子ビームをマイクロ波で変調することにより抑制されることを観測した。ただ、低周波振動の性質等についてはあきらかにされていない。外部交流電界により、不安定性が抑制され得ることはほぼ同時期に Aliev and Silin⁴⁰⁾ によって理論的に確かめられた。1967年に筆者等は、ビームプラズマ系において励起されたイオン音波は、その周波数に近い周波数の外部信号で電子ビームを変調することにより、抑制されることをあきらかにした。

自然励起されたイオン音波を外部信号で抑制する実験は、その後 Keen and Fletcher⁴¹⁾ により行なわれた。彼等は、イオン音波の抑制現象は Van der Pol 方程式⁴²⁾ で説明できると主張したが、プラズマを記述する方程式から Van der Pol 方程式を導く過程は明確ではない。

一方、ドリフト波の抑制については、1967年に Fainberg and Shapiro,⁴³⁾ Dupree⁴⁴⁾ 等により、その可能性が予測された。ほぼ同時期に Thomassen⁴⁵⁾ は、プラズマ柱に直角に高周波電界を加えることにより、ドリフト波が抑制されることを見出した。1968年に筆者等は、上に述べたイオン音波の抑制についての実験結果を、セシウムプラズマ中におけるドリフト波に応用することを試み、ドリフト波の周波数に近い周波数の交流電界を、プラズマ柱の軸方向に加えることにより、ドリフト波が抑制されることを見出した。これらは、「不安定性の動的制御」と呼ばれるものである。筆者等はまた、後に「帰還安定化」⁴⁶⁾ と呼ばれるようになった、ドリフト波と外部信号との同期引込み現象をも見出した。ドリフト波の動的安定化の実験は、Demirkanov 等⁴⁷⁾、Dubovay 等⁴⁸⁾ によっても行なわれているが、その後 Nishida 等⁴⁹⁾ により、放電プラズマ中のドリフト波の抑制に関する実験が行なわれた。これらのドリフト波抑制の実験が契機となって、抑制の物理的な機構を説明するための、理論的な研究が数多く行なわれた。⁵⁰⁾ このうち Okamoto⁵¹⁾ は、プラズマ中において外部から励起されたイオン音波とドリフト波との非線型相互作用により、ドリフト波が抑制される過程をあきらかにした。この理論的結果は、筆者等の実験結果をよく説明できることが確かめられた。

以上で本研究に直接関連する研究の経緯の概略を述べ、これらの研究分野における本研究の立場をあきらかにした。

1.2 本研究の目的および意義

本研究は、プラズマ中における基本的な波動である、電子プラズマ波、イオン音波、およびドリフト波の線型ならびに非線型領域における、振舞いの一端を物理的にあきらかにして、波

動現象を工学的に応用する際の基礎知識を提供することを主たる目的とし、あわせてプラズマの基礎的な実験を行なう上で、多くの特徴を有するアルカリプラズマ発生装置を開発することを目的とする。すなわち、要約すれば次のようになる。

- i) ビーム・プラズマ中で励起されるイオン音波の発生機構をあきらかにすること。
- ii) イオン音波に対する動的抑制を試みること。
- iii) アルカリプラズマ発生装置における電離用熱電極の開発・試作を行なうこと。
- iv) 線型領域におけるドリフト波の分散関係をあきらかにし、ドリフト波の人工励起を試みること。
- v) ドリフト波不安定の抑制を試み、不安定性の抑制機構をあきらかにすること。

このうち、i) はプラズマの加熱等を行なう際の基礎的な過程となり得るものであり、ii) およびv) は、工学的に見てプラズマ閉じ込めの改善を計る上での一つの手段を示唆するものである。iii) およびv) は、プラズマ物理研究の進展の礎石となり得るものである。

1.3 使用記号一覧

A	リチャードソン定数
a	直径
B	磁界強度
C	定数
c	光速
\bar{c}	平均速度
c_e, c_i	電子, イオンの熱速度
C_s	音速
D_{\perp}	拡散係数
d	距離
e	電子の電荷
E, E_0, E_{θ}	電界
f	周波数
f_{ci}	イオンサイクロトロン周波数
$f_{0\alpha}, f_{\alpha}$	分布函数
I, I_d, I_b	電流
$I(0), I(\theta)$	粒子束強度分布
J, J_0	電流
k	ボルツマン定数
k, k_0, k_h, k_s	波数
k_i	波数の虚数部
L, l	長さ
L_a	$\equiv (\omega_p/\omega_a) \exp [e(\phi_w - \phi_i)/kT]$
M	イオン質量
m_{α}	粒子の質量
N	密度
n, n	密度あるいは整数
P	電力

p	圧 力
q^α	平均変動速度
$R_i, R(T)$	リチャードソン関数
r	半 径
r_i	イオンラーマー半径
s	面 積
S_i	衝突項
T, T_e, T_i	温 度
U	電 位
u	粒子の流速
V	電 圧
V_b	ビーム加速電圧
v_b	ビーム速度
v_α	熱速度
v_p, v_s	位相速度
v_\pm	ビート波の位相速度
$Z(\rho)$	プラズマ分散関数
α	再結合係数, 添字の場合は粒子の種類
β	電離度
$\gamma, \gamma_g, \gamma_d$	成長率あるいは減衰率
$\epsilon_k(\omega)$	誘電関数
$\bar{\lambda}$	平均自由行程
λ_α	デバイ距離
μ_i, μ_n	イオン, 中性粒子束
ν_α	衝突周波数
ξ_α	$\equiv \nu_\alpha / k_z v_\alpha$
η_α	$\equiv \omega_\alpha^* / k_z v_\alpha$
κ	密度勾配 [$\equiv -(1/N_0)(dN_0/dx)$]
θ	方位角又は温度比 (T_e/T_i)
σ	衝突断面積

σ_s	ステファボルツマン定数
ρ_α	$\equiv \omega/k v_\alpha$
ϕ_w	仕事函数
ϕ_i	電離電圧
$\phi, \tilde{\phi}$	電位, 変動電位
φ	規格化電位 ($\equiv e\phi/kT$)
ω, ω_0	角周波数
ω_a, ω_p	統計的重み
$\omega^*, \omega_\alpha^*$	ドリフト波周波数 ($\equiv k_y T_\alpha \kappa / m_\alpha \Omega_\alpha$)
ω_{pa}	プラズマ振動数
Ω_α	サイクロトロン角周波数

文 献

- 1) L.Tonks and I.Langmuir, Phys. Rev. 33, 195 (1929).
- 2) T.H.Stix, 'The Theory of Plasma Waves' (McGraw Hill Co. Ltd., New York, 1962).
- 3) L.Spitzer, Jr., 'Physics of Fully Ionized Gases' (Interscience Publishers, Inc., New York, 1956).
- 4) B.Lehnert, Plasma Phys. 9, 301 (1967).
- 5) A.I.Akhiezer, 'Collective Oscillations in a Plasma' (Pergamon Press, London, 1967).
- 6) H.J.Merill and H.W.Webb, Phys. Rev. 55, 1191 (1939).
- 7) D.H.Looney and S.C.Brown, Phys. Rev. 93, 865 (1954).
- 8) T.Kawabe, J.Phys. Soc. Japan 21, 2704 (1966).
- 9) R.W.Revans, Phys. Rev. 44, 798 (1933).
- 10) I.Alexeff and R.V.Neidigh, Phys. Rev. 129, 516 (1963).
- 11) R.W.Crawford, J.Appl. Phys. 33, 15 (1962).
- 12) H.Tanaca, A.Hirose and M.Koganei, Phys. Rev. 161, 94 (1967).
- 13) P.F.Little, Proc. 5th International Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich, 1961, p.1440.
- 14) Y.Hatta and N.Sato, ibid. p.478.
- 15) A.Y.Wong, N.D'Angelo and R.W.Motley, Phys. Rev. 133, A436 (1964).
- 16) J.H.Malmberg and C.B.Wharton, Phys. Rev. Letters 13, 184 (1964), 17, 175 (1966).
- 17) L.I.Rudakov and R.Z.Sagdeev, Soviet Phys. Doklady 6, 415 (1961).
- 18) N.D'Angelo and R.W.Motley, Phys. Fluids 6, 422 (1963).
- 19) H.Lashinsky, Phys. Rev. Letters 12, 121 (1964).
- 20) N.S.Buchelnikova, Soviet Phys.-JETP 19, 775 (1964).
- 21) G.I.Kent, N.C.Jen and F.F.Chen, Phys. Fluids 12, 2140 (1969).
- 22) H.W.Hendel, T.K.Chu and P.A.Politzer, Phys. Fluids 11, 2426 (1968).
- 23) R.E.Rowberg and A.Y.Wong, Phys. Fluids 13, 661 (1970).
- 24) K.C.Rogers and F.F.Chen, Phys. Fluids 13, 513 (1970).

- 25) B.E.Keen and R.V.Aldridge, Plasma Phys. 12, 839 (1970).
- 26) Y.Nishida, M.Tanibayashi, T.Sato and K.Ishii, Phys. Letters 29A, 455 (1969).
- 27) N.Rynn and D'Angelo, Rev. Sci. Instr. 31, 1326 (1960).
- 28) B.B.Kadomtsev, 'Plasma Turbulence' (Academic Press, London and New York, 1965).
- 29) R.Z.Sagdeev and A.A.Galeev, 'Nonlinear Plasma Theory' (W.A.Benjamin, Inc. New York, 1969).
- 30) V.N.Tsytoich, 'Nonlinear Effects in Plasma' (Plenum Press, New York and London, 1970).
- 31) V.N.Oraevskii and R.Z.Sagdeev. Soviet Phys. Tech. Phys. 7, 955 (1963).
- 32) R.A.Stern and N.Tzoar, Phys. Rev. Letters 17, 903 (1966).
- 33) D.Phelps, N.Rynn, and G.Van Hoven, Phys. Rev. Letters 26, 691 (1971).
- 34) R.N.Franklin, S.M. Hamberger, G.Lampis and G.J.Smith, Phys. Rev. Letters 27, 1119 (1971).
- 35) K.Nishikawa, J.Phys. Soc. Japan 29, 449 (1970).
- 36) R.P.H.Chang and M.Porkolab, Phys. Rev. Letters 25, 1262 (1970).
- 37) K.W.Gentle and A. Malein, Phys. Rev. Letters 26, 625 (1971).
- 38) H.Ikezi and Y.Kiwamoto, Phys. Rev. Letters 27, 718 (1971).
- 39) E.A.Kornilov, Ya.B.Fainberg, L.I.Bolotin and O.F.Kovpik, JETP Letters 3, 229 (1966).
- 40) Yu.M.Aliev and V.P.Silin, Soviet Phys. -JETP 21, 601 (1965).
- 41) B.E.Keen and W.H.W.Flecher, Phys. Rev. Letters 23, 760 (1969), 24, 130 (1970).
- 42) N.Bogoliubov and Y.A.Mitropolskii, 'Asymptotic Methods in the Theory of Nonlinear Oscillations' (Gordon and Breach Publishers, Inc., New York, 1961).
- 43) Y.B.Fainberg and V.D.Shapiro, Soviet Phys. -JETP 25, 189 (1967).
- 44) T.H.Dupree, Phys. Fluids 10, 1049 (1967).
- 45) K.I.Thomassen, Phys. Letters 26A, 22 (1967).
- 46) K.I.Thomassen, Nuclear Fusion 11, 175 (1971).
- 47) R.A.Demirkanov, G.L.Khorasanov and I.K.Sidorova, Proc. 3rd Conf. Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA (1969)CN24 / J7.
- 48) L.V.Dubovay and V.D.Dyatlov, ibid, CN24 / J9.

- 49) Y.Nishida, M.Tanibayashi and K.Ishii, Phys. Rev. Letters 24, 1001 (1970).
- 50) M.Dobrowlny, F.Engelmann and A.M.Levin, Plasma Phys. 11, 973 (1969), *ibid.*
11, 983 (1969).
- M.Dobrowlny, Plasma Phys. 13, 199 (1971).
- 51) M.Okamoto, J.Phys. Soc. Japan 31, 255 (1971).

14 項欠

第 2 章 ビーム・プラズマ系における電子 プラズマ波およびイオン波に関する 非線型現象

2.1 序

本章では、プラズマ中の波動として最も基本的なものである、電子プラズマ波とイオン音波についての非線型現象について述べる。筆者らはイオン振動についての研究を行なう目的で、2.4 節に述べるような水銀蒸気放電管を試作し、1966 年頃から実験を開始した。この放電管において実際にイオン音波が励起されていることを見出した¹⁾。試作した水銀蒸気放電管は、ビーム・プラズマ系を構成しており、電子ビームがない場合にはイオン音波は励起されず、ビームを入射して励起したイオン音波の振幅は、ビーム速度に依存していることがわかった。しかし、イオン音波が励起されるとき電子ビーム速度は、プラズマ電子の熱速度のおよそ 3 倍程度であり、このような速度においては、線型理論の範囲でイオン音波は励起され得ない。さらにこの程度の電子ビーム速度であれば、電子プラズマ振動の励起が線型理論から期待され、実際に観測できた。すなわち、電子振動とイオン音波が共存していることが確かめられた。ここで問題となるのは、このようなイオン音波の励起機構である。イオン音波の励起機構のうち、電子プラズマ振動が共存できるものとしては、波-波非線型相互作用および波-粒子非線型相互作用がある。またこれらの他に、低周波振動を励起し得るものとして電離緩和過程⁴³⁾がある。このうち、波-波および波-粒子非線型相互作用は、プラズマ中での波動の振幅が大きくなった場合に本質的に重要となる過程であり、プラズマ中の乱流加熱等と密接な関係があるため、多くの観点から研究されている。波-波相互作用によりイオン波が励起されている過程は「パラメトリック過程²⁾」あるいは「崩壊不安定³⁾」(Decay Instability)と呼ばれる。崩壊不安定は最初 Oraevskii と Sagdeev³⁾により研究された。彼等は電子プラズマ振動が別の周波数の電子プラズマ振動とイオン振動を励起し得ることを見出した。その後 Silin は、外部からプラズマに印加した高周波電界によって新たな振動が励起されることを理論的に考察した。このような、波-波相互作用においては、波動の位相速度にほぼ等しい速度を持った粒子、いわゆる共鳴粒子の存在は本質的に必要としない。パラメトリック過程によるイオン音波の励起の実験的研究も行なわれた。^{4),5)} Stern と Tzoar⁵⁾ は、プラズマ柱にマイクロ波を照射したとき、低周波振動が励起されていることを観測した。しかし、この低周波振動は緩和振動と混同されているおそれがあり、パラメトリック過程とするには疑問がある。この後パラメトリック励起

に関する研究は数多く行なわれた。^{6) ~ 19), 31)}これらは励起に必要な外力の閾値, イオン音波の成長率等に関する詳細な研究を行なった。このうち Franklin 等¹⁹⁾によって1971年に行なわれた実験は, パラメトリック過程によるイオン音波励起の検証と見られている。

一方, 波-粒子相互作用は, プラズマの共鳴粒子の存在を必要とするものである。これらの過程は, Kadomtsev²⁰⁾, Al'tschul と Karpman²¹⁾等によって研究された。筆者らの観測したイオン音波は, このような波-粒子相互作用により励起される可能性があることを西川²²⁾によって示唆され, 後に理論的に研究された。²³⁾筆者らの実験の後に河辺等²⁴⁾により高周波振動から低周波振動が励起されることが見出された。この過程も波-粒子相互作用によると考えられるが, この場合には, 波長の短いイオンプラズマ振動が励起されていると考えられている。波-粒子相互作用はその後 Galeev と Sagdeev²⁵⁾, Tsytovich²⁶⁾等によって理論的に研究されたが, 電子プラズマ振動とプラズマ電子との波-粒子相互作用によるイオン音波励起の実験例は, 上に述べたもの以外にこれまで報告されていない。

さらに筆者らの実験において励起されたイオン音波は, 電子ビームを外部信号で密度変調することにより抑制されることを見出した。^{27), 28), 29)}この実験と類似の結果は, Kornilov³⁰⁾によって, 筆者よりやや早く見出されている。彼等は約3 kVのエネルギーを持つ電子ビームをマイクロ波で変調したときに, 低周波振動が抑制されるのを観測した。しかし, 低周波振動の性質等についての詳しい研究はなされておらず, また変調周波数もきわめて高いものであり, 筆者らの実験条件とはかなり異なったものである。2流体不安定を外部電界により安定化する方法についての理論的研究は Aliev と Silin³²⁾等によって行われている。この理論は仮定, 条件等が筆者らの実験条件とかなり異なっており, むしろ Kornilov³⁰⁾の実験に該当するものと考えられる。一方, 筆者らが行なったイオン波の抑制実験の際に, 変調信号強度を強くして行くと, 外部信号とイオン波の結合によりそれぞれの差の周波数が発生することが見出された。また, 外部信号の周波数がイオン波の分数調波あるいは2倍高調波に近い場合に, イオン波との相互作用が大きくなることを見出した。これは非線型現象としての代表的なものである。このような現象は, パラメトリック過程によるイオンプラズマ振動の励起の実験³¹⁾の際にも見出されている。筆者らの見出した抑制, 結合現象の機構を解明するには, イオン音波を励起する物理的機構を明らかにすることが必要である。

本章では上に述べたように, ビーム・プラズマ系における, 線型理論では説明できない, イオン音波の励起機構をあきらかにする。すなわち, 電子ビームにより励起された電子プラズマ波, イオン音波およびプラズマ電子の相互の関係を実験的, 理論的に詳細に考察した結果につ

いて述べる。また第5章に述べるような、不安定性の動的制御研究の嚆矢となった、ビーム変調によるイオン音波の抑制についての実験結果についても簡単に述べる。これらの研究結果はプラズマの加熱、不安定性の抑制等の工学的方法の開発の際の基礎となり得るものである。

2.2 波-粒子非線型相互作用の理論

前節で述べたように、波-粒子の相互作用は文献(20)~(23), (25), (26)において理論的に取扱われている。しかし、これらの研究は一般的に相互作用の起る可能性を述べるにとどまらず、最終的な結果を与えていない場合が多く、また、結果を与えている場合でも計算の便宜上、多くの近似、仮定を用いている。これらの仮定は本質をそこねるものではないが、実験結果との比較を行なう場合には用いられないものが多い。しかし、仮定を用いない場合には最終的な結果を解析的に与えることは、極めて困難であり、数値計算によらなければならない。

ここではこれらの文献と同様な方法で、波の結合方程式を用いて波動-粒子相互作用を記述する非線型分散式を導出し、各種の近似を用いず、数値計算により分散式の解を求めて実験結果と比較する。

波動-粒子の非線型相互作用を表す特徴は、波の周波数 $\omega_{1,2,3}\dots$ あるいは波数 $k_{1,2,3}\dots$ とプラズマ粒子の速度 v との関係式

$$\omega_1 \pm \omega_2 = (\mathbf{k}_1 \pm \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{v} \quad (2.1)$$

により記述できる。²²⁾ 一方、波動-波動相互作用においては、

$$\omega_1 - \omega_2 = \pm \omega_3 \quad (2.2a)$$

$$\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = \pm \mathbf{k}_3 \quad (2.2b)$$

なる同期条件 (matching condition) が必要である。(2.2)式は3種の波の相互作用(three wave process)を表わすが、他に four wave process 等も考えられる。⁷⁾(2.1)式と(2.2)式をくらべると、波-粒子相互作用の方が、必要条件が少いことがあきらかである。すなわち、波-粒子相互作用の方がゆるい条件であるため、本来起りやすく観測されやすいものである。

ここでは、外部定常磁場のない無衝突プラズマ中での一次元縦波を取扱う。まず波の電位 $\tilde{\phi}(x, t)$ を空間および時間に関してフーリエ変換を行ない、粒子の分布函数を次式にしたが

って波の振幅により展開する。²⁵⁾

$$f_j(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{v}) = \sum_{n=0}^{\infty} f_j^{(n)}(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{v}) \quad (2.3)$$

$$f_{jf}^{(n)}(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{v}) = i \frac{e_j}{m_j} \sum_{\substack{\mathbf{k}'+\mathbf{k}''=\mathbf{k} \\ \omega'+\omega''=\omega}} \int_{-\infty}^t dt' \phi_f(\mathbf{k}', \omega') \mathbf{k}' \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_{jf}^{(n-1)}(\mathbf{k}', \omega', \mathbf{v}) \quad (2.4)$$

ここで $f_{jf}^{(n)}$ および $\phi_f(\mathbf{k}, \omega)$ は, $f_j^{(n)}(\mathbf{x}, t, \mathbf{v})$, $\tilde{\phi}(\mathbf{x}, t)$ のフーリエ変換に $\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - i\omega t)$ をかけたものである。また添字 j はプラズマ粒子の種類を表わす。(2.3) および (2.4) 式をポアソンの方程式に代入することにより, 次のように波動の結合方程式を得る。

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{\mathbf{k}}^{(1)}(\omega) \tilde{\phi}(\mathbf{k}, \omega) + \sum_{\substack{\mathbf{k}'+\mathbf{k}''=\mathbf{k} \\ \omega'+\omega''=\omega}} \varepsilon_{\mathbf{k}', \mathbf{k}''}^{(2)}(\omega', \omega'') \tilde{\phi}(\mathbf{k}', \omega') \tilde{\phi}(\mathbf{k}'', \omega'') \\ & + \sum_{\substack{\mathbf{k}'+\mathbf{k}''+\mathbf{k}'''=\mathbf{k} \\ \omega'+\omega''+\omega'''=\omega}} \varepsilon_{\mathbf{k}', \mathbf{k}'', \mathbf{k}'''}^{(3)}(\omega', \omega'', \omega''') \tilde{\phi}(\mathbf{k}', \omega') \tilde{\phi}(\mathbf{k}'', \omega'') \tilde{\phi}(\mathbf{k}''', \omega''') + \dots \\ & = 0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

ここに

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\mathbf{k}}^{(1)}(\omega) &= 1 + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2} \int d\mathbf{v} \frac{\mathbf{k} \cdot (\partial f_{0j} / \partial \mathbf{v})}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} + i\nu}, \\ \varepsilon_{\mathbf{k}', \mathbf{k}''}^{(2)}(\omega', \omega'') &= -\frac{1}{2} \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2} \frac{e_j}{m_j} \int d\mathbf{v} \frac{1}{\omega' + \omega'' - (\mathbf{k}' + \mathbf{k}'') \cdot \mathbf{v} + i\nu} \\ & \times \left(\mathbf{k}' \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \frac{1}{\omega'' - \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{v} + i\nu} \mathbf{k}'' \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \mathbf{k}'' \frac{1}{\omega' - \mathbf{k}' \cdot \mathbf{v} + i\nu} \mathbf{k}' \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right) f_{0j}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

である。さらに $\varphi(\mathbf{k}, \omega) = e\tilde{\phi}(\mathbf{k}, \omega)/kT_e$ と変換し $\varepsilon^{(2)}$ を次の式で書き換える。

$$(T_e/e) \cdot \varepsilon_{\mathbf{k}', \mathbf{k}''}^{(2)}(\omega', \omega'') \equiv \varepsilon_{\mathbf{k}', \mathbf{k}''}^{(2)}(\omega', \omega'').$$

以下, 高周波電子振動を ω_h , k_h で表わし, イオン音波を ω_s , k_s で表わすものとする。

(2.5)式より、波の組み合わせにより次の3つの式を得る。ただし、ここでは波のポテンシャル φ が小さいとして2乗の項までとるものとする。 ω_s, k_s の成分に対しては

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{k_s}^{(1)}(\omega_s) \varphi(k_s, \omega_s) + \varepsilon_{k_h, k_s - k_h}^{(2)}(\omega_h, \omega_s - \omega_h) \varphi(k_h, \omega_h) \varphi(k_s - k_h, \omega_s - \omega_h) \\ & + \varepsilon_{-k_h, k_s + k_h}^{(2)}(-\omega_h, \omega_s + \omega_h) \varphi(-k_h, -\omega_h) \varphi(k_s + k_h, \omega_s + \omega_h) = 0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。

$k_s - k_h, \omega_s - \omega_h$ の成分については

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{k_s - k_h}^{(1)}(\omega_s - \omega_h) \varphi(k_s - k_h, \omega_s - \omega_h) \\ & + \varepsilon_{-k_h, k_s}^{(2)}(-\omega_h, \omega_s) \varphi(-k_h, -\omega_h) \varphi(k_s, \omega_s) = 0. \end{aligned} \quad (2.8)$$

$k_s + k_h, \omega_s + \omega_h$ については、

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{k_s + k_h}^{(1)}(\omega_s + \omega_h) \varphi(k_s + k_h, \omega_s + \omega_h) \\ & + \varepsilon_{k_s, k_h}^{(2)}(\omega_s, \omega_h) \varphi(k_h, \omega_h) \varphi(k_s, \omega_s) = 0. \end{aligned} \quad (2.9)$$

これらの式を用いると、 ω_s, k_s についての分散式が求められる。

$$\begin{aligned} F \equiv \varepsilon_{k_s}^{(1)}(\omega_s) - |\varphi(k_h, \omega_h)|^2 \left\{ \frac{\varepsilon_{k_h, k_s - k_h}^{(2)}(\omega_h, \omega_s - \omega_h) \varepsilon_{-k_h, k_s}^{(2)}(-\omega_h, \omega_s)}{\varepsilon_{k_s - k_h}^{(1)}(\omega_s - \omega_h)} \right. \\ \left. + \frac{\varepsilon_{-k_h, k_s + k_h}^{(2)}(-\omega_h, \omega_s + \omega_h) \varepsilon_{k_h, k_s}^{(2)}(\omega_h, \omega_s)}{\varepsilon_{k_s + k_h}^{(1)}(\omega_s + \omega_h)} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

この式の右辺が波の非線型相互作用による寄与をあらわす。ここで波の振幅 φ に対する実数条件 (reality condition) $\varphi(-k_h, -\omega_h) = \varphi^*(k_h, \omega_h)$ を用いた。結局(2.10)式を複素数 ω_s/k_s について解くことにより、イオン音波の非線型相互作用による成長率等が求められる。

る。

今、プラズマは電子、イオン、電子ビームの3成分であるとする。また、電子、イオンは、マックスウェル分布しているものとし、電子ビームも平均速度が $v_b (> 0)$ のマックスウェル分布であるものとする。また、電子振動の ω_h, k_h は実数であると仮定する。なぜなら、電子振動の成長時間はイオン音波の周期にくらべて充分短かく、イオン音波が成長する時間的尺度から見れば、電子振動の振幅はほぼ一定と見なすことができるからである。

このようにして、(2.10) 式中の ϵ について具体的な形を与えると次のようになる。(導出については附録参照)

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_k^{(1)}(\omega) &= 1 - \sum_j \frac{k_{Dj}^2}{k^2} \frac{Z'(\rho_j)}{2}, \quad \rho_j = \frac{\omega/k - v_{0j}}{v_{tj}}, \\ \epsilon_{\pm k_h, k_s}^{(2)}(\pm\omega_h, \omega_s) &= \frac{1}{4(k_h \pm k_s)^2} \sum_j \omega_{pj}^2 \cdot \frac{T_e}{T_j} \left\{ \frac{Z'(v_s/v_j)}{(v_{\pm} - v_s)(v_p - v_s)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{Z'(v_p/v_j)}{(v_p - v_s)(v_p - v_{\pm})} + \frac{Z'(v_{\pm}/v_j)}{(v_{\pm} - v_p)(v_{\pm} - v_s)} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (2.10)'$$

ここに $j = e, b, i$ で、 $v_p = \omega_h/k_h, v_s = \omega_s/k_s, v_{\pm} = (\omega_h \pm \omega_s)/(k_h \pm k_s), v_{0j}$: j 粒子の速度、 $v_{oe} = v_{oi} = 0, v_{ob} = v_b, v_{tj}$: j 粒子の熱速度、 ω_{pj} : j 粒子のプラズマ振動数、 T_j : 温度を示す。また、 $Z'(\rho)$ はプラズマ分散函数³⁶⁾の1次微分である。

このように(2.10)式は極めて複雑であり、数値的に解くにしても従来のニュートン法を用いるのは困難である。そこで筆者は、(2.10)式の絶対値 $|F|$ を $\omega_s/k_s v_i$ の函数として複素数 $v_s/v_i (\equiv \omega_s/k_s v_i)$ 平面上での値を計算し、 $|F|$ についての等高線を描くことにより $|F(v_s/v_i)| = 0$ となる根 v_s を求めた。ここに v_i はイオンの熱速度である。根の精度は複素 v_s 平面のメッシュ点のあらしさに依存する。すなわち、メッシュをこまかくすれば、根の精度は向上するが、他方計算時間も大幅に増加する。ここでは精度が5%以内となるように、根の近傍を拡大して計算した。この方法の特徴は、ニュートン法等に比較して根の精度はあまりよくないが、ニュートン法のように、逐次近似根の初期値の選び方によっては収束しなくなるということがなく、また同時に多数の根が求められることである。このようにして求めた根の性質を次節以下に示す。

2.3 非線型分散式の解

分散式 (2.10) を v_s/v_i について解き、さらに k_s は実数であるとして、イオン音波の時間的な成長率を求める。すなわち、時間的な成長率を ω_i とすると、 ω_r で正規化した値 ω_i/ω_r は $\text{Im}(v_s)/\text{Re}(v_s)$ で与えられる。

プラズマのパラメータをさらに次のように定義する。

N_b : ビームの密度, λ_e : 電子のデバイ距離。

まず、電子波の振幅 ϕ ($\equiv e\tilde{\phi}/kT_e$) の絶対値の 2 乗に対する成長率および位相速度の依存性を図 2.1 に示す。プラズマのパラメータとして図中に示した値を用いた。これらの値は、ほぼ筆者らの実験条件に近いものである。プラズマパラメータは以下に示すように、

順次変えて成長率の変化を見る。図 2.1 (b) において $|\phi|^2$ ($\equiv |e\tilde{\phi}/kT_e|^2$) が小さいときは、イオン音波の成長率 ω_i/ω_r は、ほぼ振幅の 2 乗に比例して直線的に増加することがわかる。振幅が 0 のときは、分散式 (2.10) は $\epsilon^{(1)} = 0$ なる線型分散式となり、この場合は図 2.1 の $|\phi|^2 = 0$ であきらかなように、わずかに負となり、イオン音波がランダウ減衰することを表わす。さらにこの図により、成長率の値が $\omega_i/\omega_r \sim 0.2$ となるためには、 $|e\tilde{\phi}/kT_e|^2 \sim 10^6$ すなわち、 $|e\tilde{\phi}/kT_e| \sim 10^3$ 程度の振幅を必要とすることがわかる。図 2.1 (a) は分散式 (2.10) の解 v_s/v_i の実数部、すなわち、イオンの熱速度で正規化した位相速度を示す。図であきらかなように $\lambda_e k_s = 0.015$ のときは、位相速度は振幅の変化に対してほぼ一定で、 $\lambda_e k_s = 0.01$ の場合には $|\phi|^2$ が 0 から 2×10^6 まで変化したとき、大よそ 15% 減少することがわかる。分散式 (2.10)

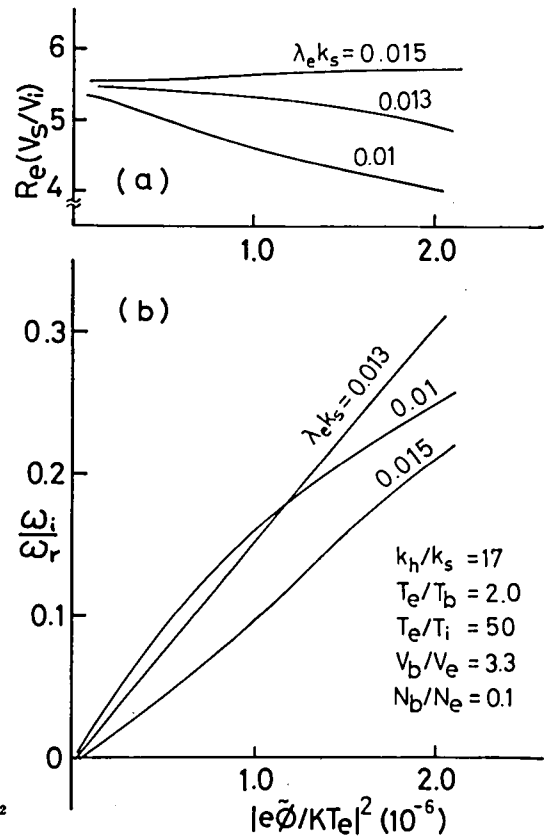


図 2.1 イオン音波の成長率と電子波の振幅との関係

は、プラズマ粒子の衝突がない場合を取扱ったものである。今、電子の衝突はないものとして、イオン-中性粒子衝突を考える。ただし、 $\omega_r \gg \nu_i$ なる衝突周波数であるとする。このとき

は衝突の効果は、単に図 2.1 (b)の曲線を下方に平行移動するだけでよい。すなわち、イオン音波の成長率の値に $-\nu_i/2\omega_r$ だけ加えれば、近似的に衝突の効果を導入できる。

次に、ビーム速度 v_b に対する依存性を図 2.2 に示す。プラズマのパラメータおよび電子波の振幅の値は図中に示されている。図 2.2 (b)は同じく成長率 ω_i/ω_r を示すが、ビーム速度の変化に対しては複雑な変化を示す。すなわち、電子波の波数とイオン波の波数との比 $k_h/k_s=15$ のときは $v_b/v_e \sim 3.6$ のところで成長率は負となる。また、 $k_h/k_s=17, 20$ の場合でも $v_b/v_e \sim 3.5$ の所で最小となる。この図の場合は、振幅を一定 ($|\phi|^2 \sim 0.5 \times 10^{-6}$) としたが振幅を増せば曲線全体が上方に平行移動する。実験的には v_b/v_e の値は $3.0 \sim 3.4$ の間にある。図 2.2 (a)では位相速度の変化を表わす。成長率の変化の大きいビーム速度のところで位相速度も変化するが、その変化はおよそ 10% 程度である。しかし、 v_b/v_e が $3.0 \sim 3.4$ の間では、ほとんど変化がない。 $v_b/v_e \sim 3.6$ の所で成長率が急激に変化するのが見られるが、これは $\epsilon_{k_s \pm k_h}^{(1)}(\omega_s \pm \omega_h)$ の値がこの近傍で急変する、すなわち、一種のモード結合と考えられるが明確ではない。さらに $v_b/v_e > 3.6$ 以上で成長率が大きくなるが、実際にはビームの密度が速度とともに増加するため、このような大きさの成長率とはならない。(図 2.5 参照)

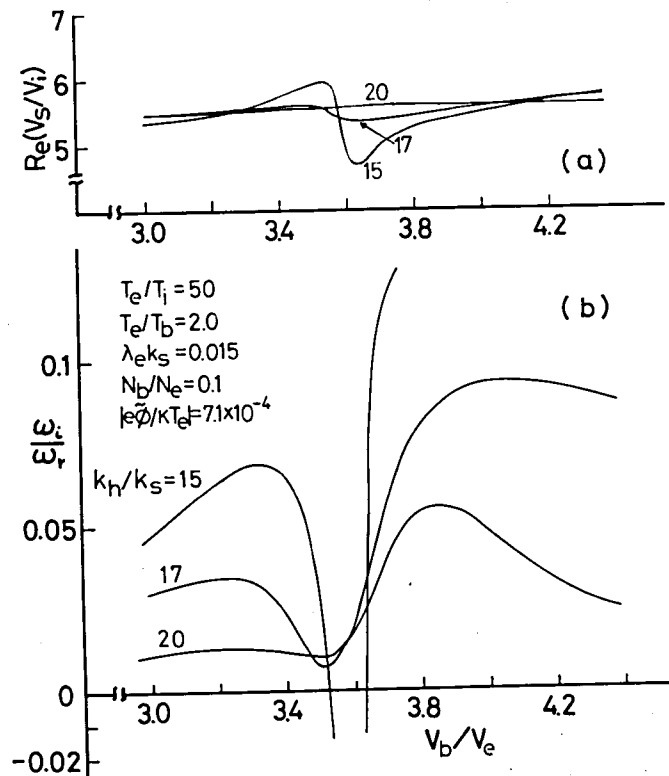


図 2.2 成長率とビーム速度との関係

イオン音波の成長率 γ/ω ($\equiv \omega_i/\omega_r$) および位相速度とイオン音波の波長 $\lambda_e k_s$ との関係を図 2.3 に示す。成長率は $\lambda_e k_s$ のある値の所で最大となる。成長率が最大になる波数 $\lambda_e k_s$ の値は、波数比 k_h/k_s の値が大きくなると小さくなる。図中の白丸は実験結果を示すが、これについては後に述べる。計算の際に用いた振幅は、理論曲線の最大値が実験結果の最大値にほぼ等しくなるように選び、 $k_h/k_s = 14, 15, 17$ の 3 つの場合を求めた。このとき $k_h/k_s = 15$ に対し、全体として実験値が一致していることがわかる。一方、位相速度は実験値に対応する $\lambda_e k_s$ の範囲でほぼ 10% の変化をする。位相速度の変化は、周波数の変化に対応するが、実験の際には周波数変化は測定誤差の範囲内程度のものであった。

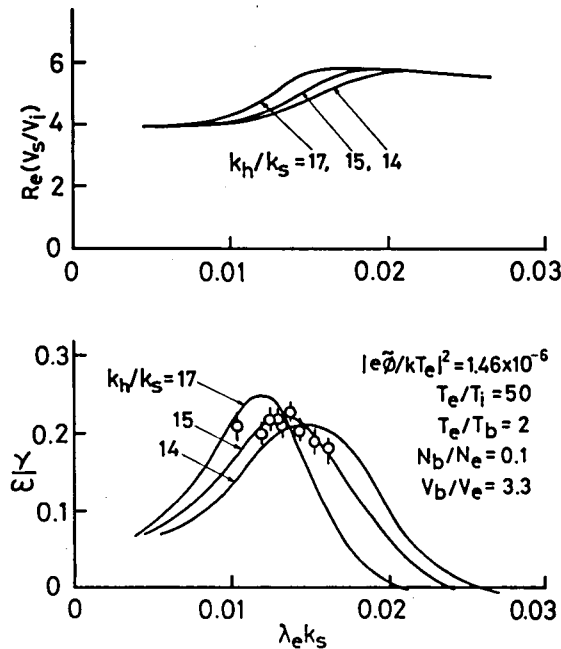


図 2.3 イオン音波の波長と成長率との関係

図 2.4 では、プラズマの電子とイオンの温度比 T_e/T_i に対する成長率の依存性を示す。この図であきらかなように、成長率は $T_e/T_i \geq 20$ でほぼ一定となる。 $|e\tilde{\phi}/kT_e|^2 = 0$ では、イオン音波が成長しないこともわかる。イオン波の位相速度は T_e/T_i の変化により大きく変わるが、電子波の振幅を変えてもあまり大きくは変化しない。

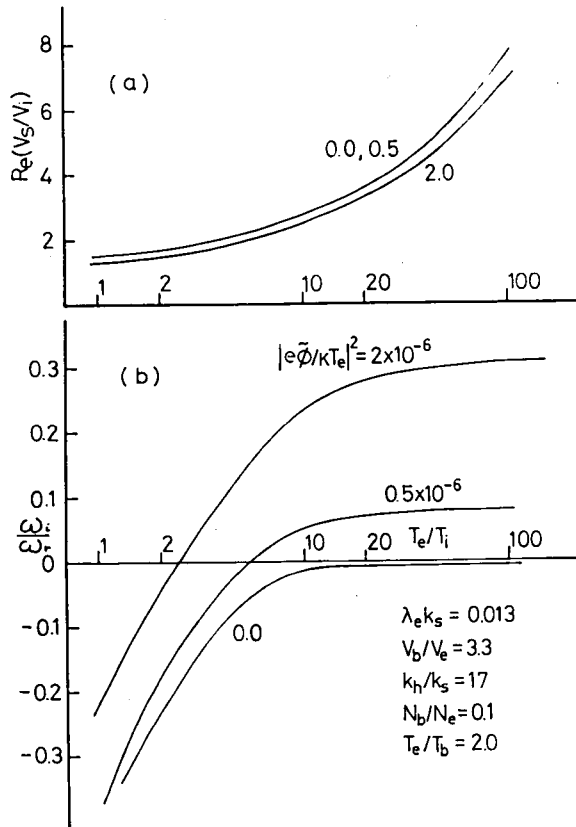


図 2.4 プラズマの温度比 T_e/T_i と成長率の関係

図 2.5 は、ビーム密度の変化に対するイオン音波の成長率の変化をあらわす。横軸は密度の対数で示している。 $N_b/N_e \geq 0.2$ では、イオン音波が成長しなくなることがわかる。また、密度が少なくなった場合も成長率は少なくなる。実験的には $N_b/N_e \sim 0.1 \sim 0.2$ である。図 2.5(b)で $\lambda_e k_s = 0.015$ の場合は、 $N_b/N_e = 0.01$ でもまだ増大しているが、さらに N_b/N_e を減じると成長率は当然少なくなる。位相速度は N_b/N_e が 0.05 から 0.2 まで変化すると 10% 程度に増加する。

最後に、イオン音波の成長率とビーム温度との関係を図 2.6 に示す。横軸はプラズマ電子温度とビーム温度との比 T_e/T_b で示す。この図からあきらかなように、 T_e/T_b が 0.5 から 5 まで変化しても、成長率および位相速度はほとんど変化しないことがわかる。すなわち、電子ビームの温度は、イオン音波の成長にあまり大きく影響を与えないことになる。

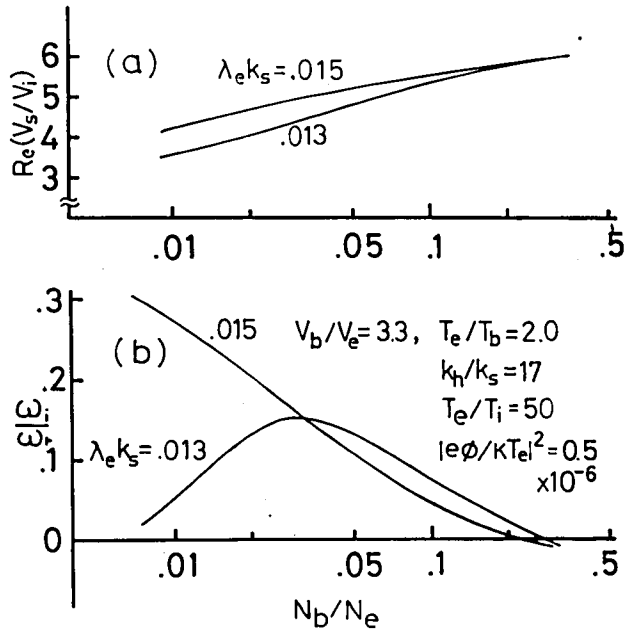


図 2.5 電子ビームの密度とイオン音波の成長率との関係

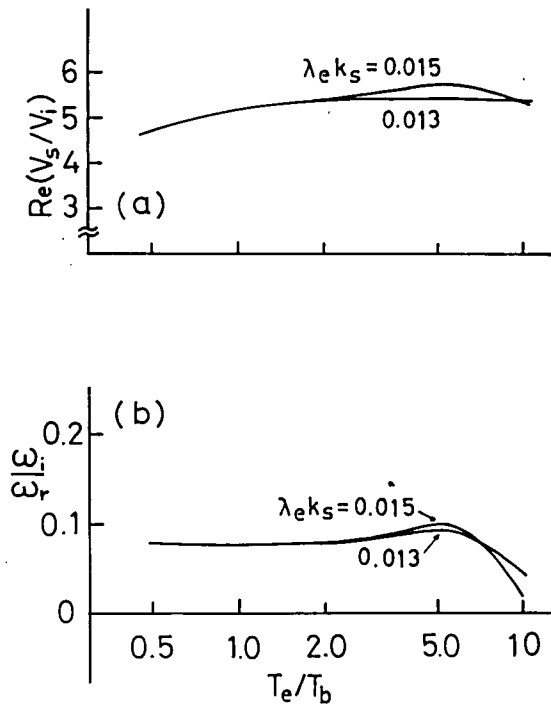


図 2.6 ビーム温度とイオン音波の成長率との関係

以上を要約すると、実際の実験条件においてイオン音波は励起され得ることがわかる。また、励起に要する電子波の振幅はおよそ $|e\tilde{\phi}/kT_e| \sim 10^3$ となる。すなわち、電子温度を 2 eV とすると $|\tilde{\phi}| \sim 2 \text{ mV}$ となる。この値は後に述べるように、きわめて現実的なものである。

2.4 実験装置および実験方法

実験に使用した放電管および測定回路の概略を図 2.7 に示す。放電管は直径 38mm のガラス製で、熱陰極 K および電子銃を有する。主プラズマは熱陰極 K、および電子銃のもっとも熱陰極に近い加速電極 E_3 との間での水銀蒸気放電によりつくられる。水銀溜は $10^\circ\text{C} \sim 20^\circ\text{C}$ の間の一定温度に保った。放電電流の範囲は、1 mA \sim 100 mA で、このときプラズマ電子密度 N_e は $10^8 \sim 7 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ である。また、電子温度はほぼ 2 eV であった。電子ビームは、熱陰極 K と反対側にある電子銃から加速電極 E_1, E_2, E_3 を通ってプラズマ中に入射される。

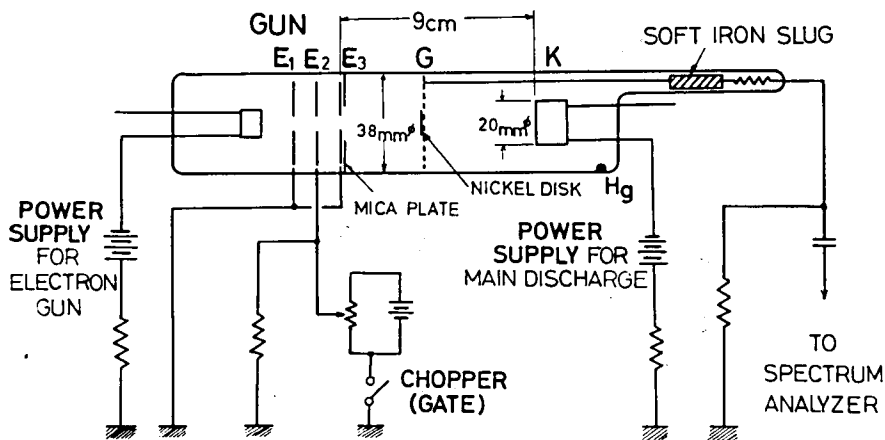


図 2.7 実験用放電管の構造および測定回路

電子ビームの加速電圧は 10 V \sim 50 V である。密度は加速電圧により多少変化するが、およそ $10^8 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ である。電子ビームの太さは直径が約 5 mm である。放電電流 I_d をパラメータとして、電子密度とビーム電流との関係を測定した 1 例を図 2.8 に示す。密度は電子銃の電極 E_3 からおよそ 1 cm 離れた所に設置した、半径方向に可動な探針により測定した。実際の実験では $I_d \sim 10 \text{ mA} \sim 20 \text{ mA}$, $I_b \lesssim 10 \text{ mA}$ である。

放電管にはさらに電極 E_3 と熱陰極 K の間に軸方向に可動なメッシュグリッド G が設けられている。このグリッドは、電子銃からの電子ビームをここで止めるため、およびプラズマ中の

低周波振動を検出するために用いる。電子ビームがグリッドを通り抜けないう、グリッドの中央には直径約1cmのニッケル円板を溶接してある。

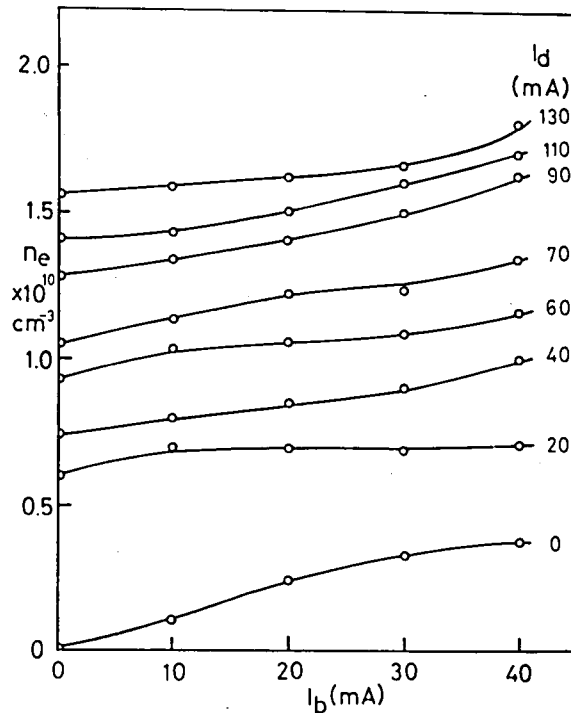


図 2.8 放電電流および電子ビーム電流の変化による密度の変化 $p \sim 10^{-3} \text{ mm Hg}$

電子ビームの速度および温度は、グリッドに負電圧を加えたときのグリッド電流の変化から測定した。電子ビームはほぼマックスウェル分布をしており、その温度は約1 eVである。ただし、ビームの加速電圧が20 V～30 Vの場合であり、この範囲内で実験を行なった。また、電子ビームの速度は加速電圧よりおよそ6 V低いものであった。この理由は明確ではないが、電子ビームによって作られたプラズマが存在するためと思われる。加速電圧とビーム速度との関係を図 2.9 に示す。以後の実験においては、ビーム速度としてこのように補正した加速電圧を用いた。

電子銃の加速電極 E_1 および E_2 は接地して実験を行なった。これは、電子ビーム発生部とプラズマ部を電氣的に遮断するためである。加速電極 E_2 は抵抗(約1 k Ω)を通じて接地されている。この抵抗の両端に、断続回路を接続し、電子ビームの密度をパルス変調する。あるいは、信号発生器を接続しビームを変調する。加速電極 E_1 、 E_2 を接地すると、このような信号が直

接プラズマに結合することがなくなるので都合がよい。ビーム密度のパルス変調は、イオン波の時間的成長、あるいは減衰を測定する時に用いられる。また、正弦波によるビーム変調は、イオン波の抑制の際に用いられる。

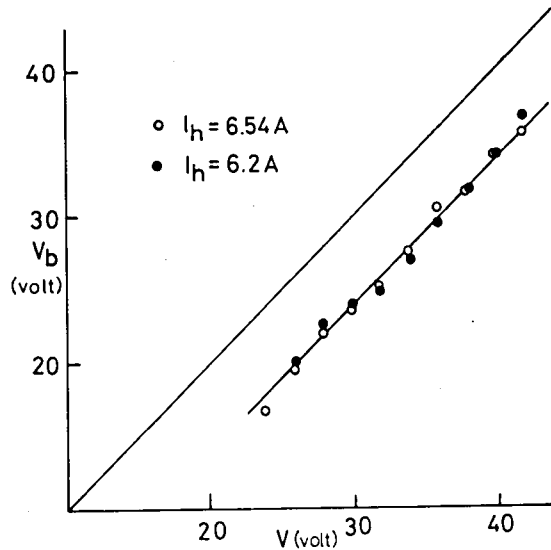


図 2.9 加速電圧と実測したビーム速度との関係。
 I_h : 熱陰極加熱電流。

2.5 電子振動とイオン音波の観測

図 2.7 に示した放電管の放電電流等のパラメータを適当な範囲にしておくと、電子ビームを入射したとき、周波数 400 MHz ~ 700 MHz の高周波振動と 10 kHz ~ 70 kHz の低周波振動が励起された。³³⁾ この高周波振動と低周波振動は、ある電子ビームの速度において同時に観測される。電子ビームの速度を変えたときの高周波振動の周波数、振幅、および低周波振動の振幅の変化を図 2.10 に示す。

図 2.10 (a)では、高周波振動の周波数の変化を示す。およそ 6 つのモードが励起されていることがわかるが、さらに周波数は、すべて電子ビームの速度にほぼ直線的に比例して変化していることがわかる。図 2.10 (b) は、高周波振動の振幅の変化を示す。図中の曲線に対する記号 A, B, C … は、図 2.10 (a) の各々のモードに対応している。高周波振動の振幅は、全体として $v_b \sim 2.6 \sim 2.75 \times 10^8$ cm/sec の所で大きい。特にモード C は、振幅が他より比べて大きく、

$v_b \sim 2.65 \times 10^8$ cm/sec の所で最大となっていることがわかる。図 2.10(c) は、低周波振動の振幅を示すが、図 2.10(b) においては、高周波振動の振幅が最大となっていることがわかる。 $v_b < 2.5 \times 10^8$ cm/sec および $v_b > 2.8 \times 10^8$ cm/sec においても低周波振動が観測されるが、これらについては後述する。すなわち、図 2.10(c) において、 $v_b \sim 2.65 \times 10^8$ cm/sec で励起されている低周波振動は、高周波振動と同時に励起されていることになり、本章における考察の主たる対象となるものである。

次に、高周波振動の周波数と、電子ビーム加速電極 E_3 と可動グリッド G との距離 L との関係をしらべた。結果の一例を図 2.11 に示す。

高周波振動の周波数 f_e はおよそ L の逆数に比例して変化している。

図 2.10(a), 図 2.11 の結果から、高周波振動は電子ビームによって励起された電子振動³⁴⁾ であるということを以下に示す。また、これらの結果は、従来の実験結果³⁵⁾ と非常によく一致しているのがわかる。

固定した電子ビーム速度、あるいはグリッド位置において、いくつかの周波数スペクトラムが見られるのは、電子振動が E_3 と G との間で定在波となっていることによるものである。すなわち、電子振動が定在波であるときには、波長は基本波の整数倍となるような、とびとびの値をとる。いま、

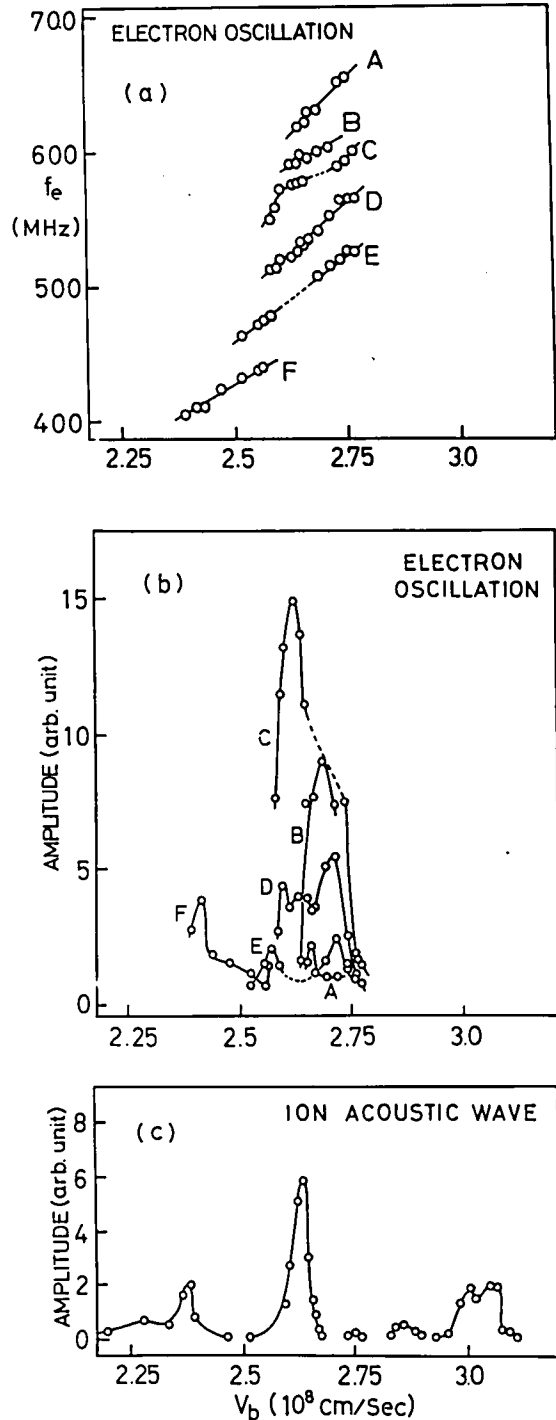


図 2.10 電子ビーム速度に対する高周波振動の周波数(a), 振幅(b), 低周波振動の振幅(c)の変化 $I_d = 21.4$ mA, $T_n = 290^\circ\text{K}$, $L = 1.8$ cm

電子振動の位相速度を v_p ，基本波の波長を $k_0 (= \pi/L)$ とすると，

$$\omega_h = 2\pi f_h \cong n k_0 v_p \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.11)$$

となる。図 2.10(a)，図 2.11 においては， n の大きいものがあらわれていることがわかる。さらに，これらの図に示したいくつかの振動のそれぞれに対して，1つの n が対応する。すなわち，隣り合ったモードでは， n が 1 異なることになり，結局隣り合ったモードの周波数差が $k_0 v_p$ となることがわかる。この周波数差はほぼ 20～30 MHz で，図 2.10(a) では，ビーム速度の増加とともに増加していることがわかる。隣り合ったモードの間の周波数差を δf とすると，結局

$$v_p = \omega/nk_0 = \delta f \cdot 2L \quad (2.12)$$

として，電子振動の位相速度が求められる。図 2.10(a) より $v_b \sim 2.7 \times 10^8$ cm/sec のとき， $v_p \sim 2 \times 10^8$ cm/sec となる。また， n の値は 15～20 であることがわかる。結局，実験的には v_p の比較的狭い範囲において， $v_p \sim 0.7 v_b$ となっている。

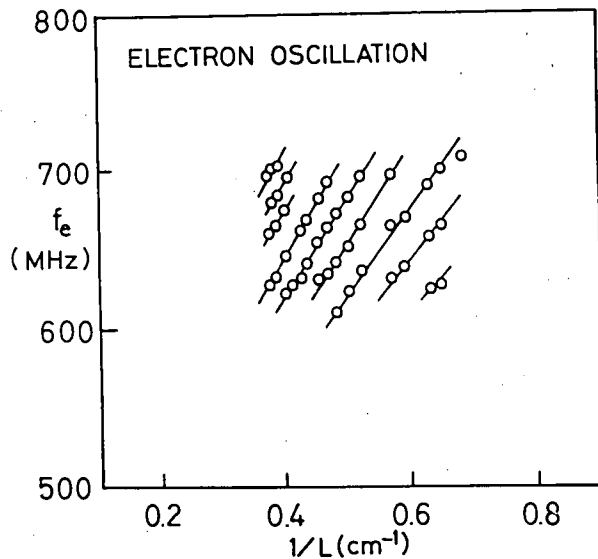


図 2.11 グリッドの位置と高周波振動の周波数との関係
 $I_d = 15\text{mA}$ ， $v_b = 2.7 \times 10^8 \text{cm/sec}$ ， $T_n = 292\text{K}$

電子ビーム - プラズマ系における電子振動の線型分散式は³⁴⁾，

$$Z'(\rho_e)/k^2 \lambda_e^2 + Z'(\rho_b)/k^2 \lambda_b^2 = 2 \quad (2.13)$$

と書ける。ここに $\lambda_{\alpha}^2 = 4\pi N_{\alpha} e^2 / T_{\alpha}$, $\alpha = e, b$, $\rho_{\alpha} = (\omega - k v_{\alpha}) / k v_{\alpha}$ ($v_e = 0$), で $Z'(\rho)$ はプラズマ分散関数³⁶⁾ $Z(\rho)$ の導関数であり, v_{α} は熱速度である。(2.13) 式は ρ_e ($\equiv \omega / k v_e$) について容易に解くことができる。今, $T_e / T_b = 2.0$, $N_b / N_e = 0.1$, $v_b / v_e = 3.3$ として (2.13) 式を解くと, 電子振動の成長率は, およそ $k\lambda_e \sim 0.25$ で最大となることがわかった。また, $v_p \sim 0.7 v_b$ であることも確かめられた。一方, 実験においては $k_0 \lambda_e \sim 0.012 \sim 0.015$ であり 0.25 より小さい。すなわち, 電子振動としては, $n \sim 0.25 / 0.015 \sim 17$ 程度のモードの成長率が大きく, 励起されやすいことがわかる。さらに実際のプラズマ中には, 電子-中性粒子衝突が存在するため, 見掛け上, 成長率は全体として減少する。結局, 成長率が最大となる波数の近傍においてのみ, 電子振動が励起されることになる。これらの事実は, 実験結果とよく一致する。以上の事から高周波振動は, 電子ビームによって励起されたものであり, 線型理論でよく説明できると結論できる。

次に低周波振動に着目する。図 2.10(c) であきらかなように, この低周波振動は, 電子ビーム速度がおよそ 2.65×10^8 cm/sec ($v_b / v_e \sim 3.3$) のときに励起されている。低周波振動の周波数は, グリッド間隔 L によってのみ変化する。その一例を図 2.12 に示す。

図 2.12 では, 1つの基本周波数成分のみを示している。他に高調波成分もあるが, 振幅が小さいので図には示さなかった。この低周波振動の軸方向の波長を光電子増倍管を用いて測定した。すなわち, プラズマ中に密度変動があると, プラズマが出す光にも変動分があらわれるため, 光電子増倍管を用いて密度変動が検出できる。光電子増倍管の出力をロックインアンプに入れ, グリッドから検出した信号を参照信号として位相検波し, その出力を光電子増倍管の軸方向の位置に対してプロットすると, 軸方向の波長を決定できる。この方法を用いた結果, 低周波振動は E₃ と G の間で定在波となっており, 波長はほぼ $2L$ であった。定在波となっていることについては後に述べる。以上のことから, 低周波

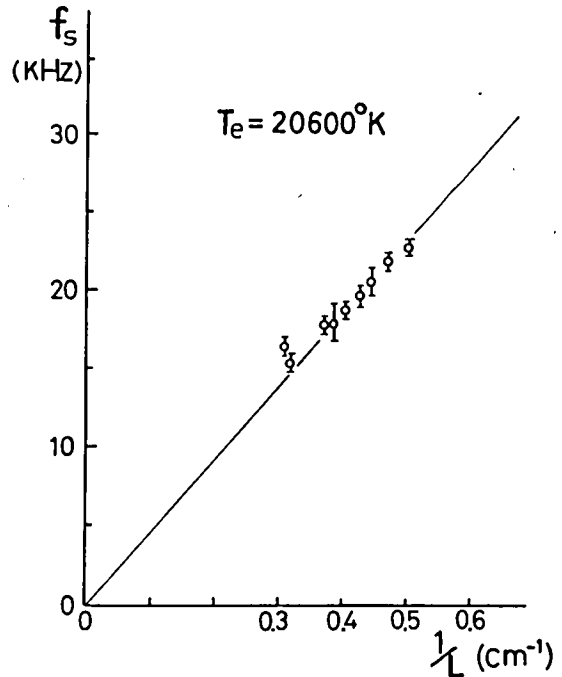


図 2.12 低周波振動の周波数とグリッド位置との関係 $v_b = 2.7 \times 10^8$ cm/sec, $I_d = 15$ mA, $T_n = 290$ K

振動は、イオン音波であることが推察される。実際図 2.12 の関係から、イオン音波としての位相速度がわかり、それを用いて電子温度を求めると $T_e \sim 2 \text{ eV}$ であった。この値は、プローブ測定による電子温度とよく一致している。しかし、実験は $v_b > v_e \gg v_s$ の条件のもとで行なったものであり (v_s は、イオン音波の位相速度)、線型理論の範囲内では、このようなイオン音波は励起され得ない。電子ビームを含んだイオン音波の線型分散式は (2.13) 式にイオンの項を付加した

$$Z'(\rho_i)/k^2\lambda_i^2 + Z'(\rho_e)/k^2\lambda_e^2 + Z'(\rho_b)/k^2\lambda_b^2 = 2 \quad (2.14)$$

となる。³⁷⁾ ここに $\rho_i = \omega/kv_i$ で、他は (2.13) 式と同様である。(2.14) 式を ρ_i について解いた一例を図 2.13 に示す。この図は、ビーム速度に対するイオン音波の成長率の変化をあらわす。時間的な成長率をイオンプラズマ振動数 ω_{pi} で正規化している。

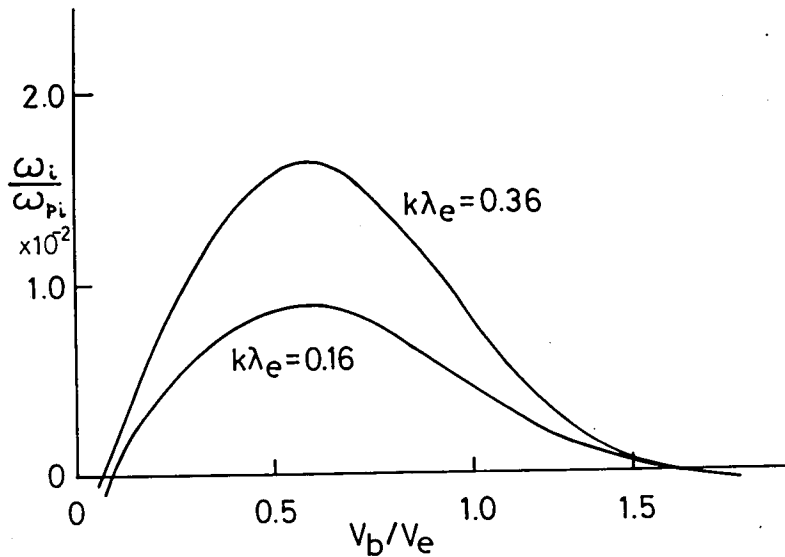


図 2.13 イオン音波の線型成長率とビーム速度との関係

この図であきらかなように、 $v_b/v_e \geq 1.6$ では、イオン音波の成長率は負となり励起されない。さらにイオン音波の波数 $k\lambda_e$ に対するイオン音波の不安定領域を求めた結果を図 2.14 に示す。図の曲線の下側が不安定領域である。すなわち、イオン音波の波数が小さいときでも ($k\lambda_e \sim 0$)、 $v_b/v_e \geq 1.6$ となれば、安定となることがわかる。

結局、このようなイオン音波は、線型ビームプラズマ相互作用で励起されたものでなく、2

2節で述べたような、非線型相互作用によるものと推察できる。

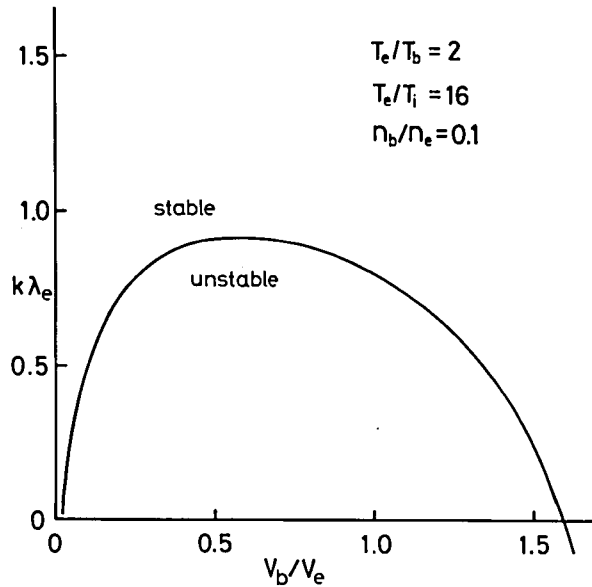


図 2.14 イオン音波の不安定領域

2.6 非線型波-波相互作用の可能性についての考察

すでに述べたように、自然発生するイオン音波の励起機構は、線型理論では説明できない。すなわち、2.1節で述べた、波-波相互作用、あるいは波-粒子相互作用のいずれの過程であるか、また、全く別の過程であるかを考察する必要がある。ここでは、波-波相互作用による励起の可能性を考察する。

まず、波-波相互作用が生ずるためには、波動相互の間に(2.2)式であらわされる同期条件が成立することが必要である。今、波-波相互作用のうち波動が3つの場合を考える。このうち、2つは電子振動であり、1つはイオン音波である。一方、実験結果を要約すると次のようになる。

- i) 電子振動の1つの周波数成分の帯域幅 Δf_b は1MHz~2MHzである。これは、イオン波の周波数よりはるかに大きい。しかしながらイオン波の周波数程度の側帯波は観測されなかった。
- ii) 隣り合った電子振動のモードの間の周波数差 δf_b は、25MHz~30MHzである。
- iii) 電子振動の位相速度は、ビーム速度 v_b によってかわるが、 $v_b \sim 2.7 \times 10^8$ cm/sec のと

き $v_p \sim 2 \times 10^8$ cm/secである。この位相速度 v_p は、イオン音波の位相速度 $v_s \cong 0.9 \times 10^5$ cm/secよりはるかに大である。

iv) 電子振動は定在波となっていて、波数は基本波の倍数であるものだけが励起されている。すなわち、分散関係はとびとびとなっている。

電子振動の波数のひろがりの程度は、上記 i) および iii) より $\Delta k \cong 2\pi \cdot \Delta f / v_p \sim (3 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \sim 6 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1})$ となる。したがって、波数の帯域幅は、イオン音波の波数 $k_s \sim (1 \sim 1.5 \text{ cm}^{-1})$ より充分小さい。このことは、電子振動の周波数帯域幅が広くとも、波数のひろがり小さいため、1つの電子振動のモードの中だけでは(2.2)式の同期条件が満足されないことを意味する。一方、iv)により電子振動のモードの間の波数の差 δk はほぼ k_s に等しい。なぜならイオン波の波長は、ほぼグリッド間隔 L の2倍であり、この逆数の倍数が電子振動の波数となっているからである。電子振動およびイオン音波の分散関係を概念的に図 2.15 に示す。

隣り合う電子振動の周波数差 δf は、ほぼ 25 MHz \sim 30 MHz であり、これは、イオン音波の周波数よりもはるかに大きい。したがって、2つ以上の電子振動のモードを考えた場合でも、イオン音波の分散関係との間で同期条件を満足させることはできない。

しかし、電子振動の分散式(2.14)は、図 2.15 の実線で示した成長をあらわす解以外に減衰を表わす多くの解を持つ。(2.2)式は波の成長・減衰に無関係なものであるため、このような安定な電子振動についても考えなければならない。分散式(2.14)の解のうち、不安定な解にもっとも近いものを図 2.15 において鎖線で示している。実際に(2.14)式を解いた結果は、実験条件の範囲では2つの分散曲線の水平方向の間隔、

すなわち、波数の差はイオン音波の波数のおよそ 2.5 倍であった。したがって、この2つの分散関係を用いても、波一波相互作用に必要な同期条件を満足できないことがわかる。他の解は、さらに波数間隔が広くなる場所に存在する。すなわち、図 2.15 の鎖線と縦軸との間に入るような分散曲線群となる。

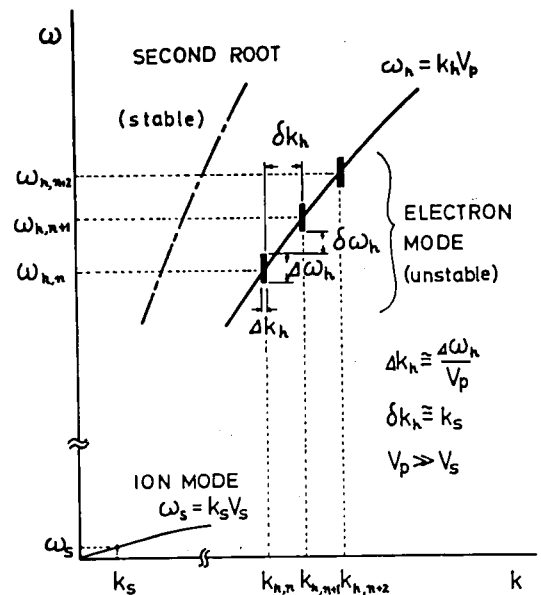


図 2.15 電子振動およびイオン音波の分散関係の概念図

結局、実験条件では、電子振動とイオン波の分散曲線の間、同期条件が成立しないことが結論できる。また今の場合は、外部から何らの信号をも加えていないため、同期条件に含まれる電子振動のうち1つが(2.14)式の不安定解である必要があるのは当然であるが、外部から何らかの信号(高周波)を加えた場合は、(2.14)式の安定解に対する分散曲線の間で、波-波相互作用が起る可能性はある。この問題は、本章の実験とは直接関連しないが、プラズマ物性上興味ある問題と思われるので、今後研究される必要があると考えられる。

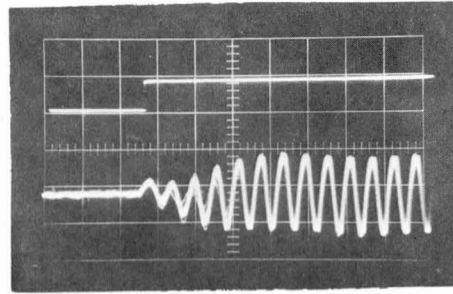
以上のように、結局2.5節で観測されたイオン波は、波-波相互作用によって励起されたものとしては説明できない。すなわち、残る可能性としては、波-粒子非線型相互作用あるいは、全く別の緩和過程を考慮しなければならない。

2.7 イオン音波の時間的成長率および減衰率の測定

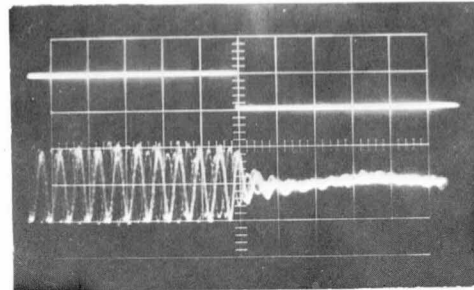
波-粒子相互作用であることを示すためには、2.5節に述べた実験条件では不十分であるので、さらにイオン音波の時間的な成長率および減衰率を測定した。³⁸⁾ イオン音波の励起あるいは減衰を観測するために、ビームの密度変調を行なった。電子ビームは図2.7に示した断続回路で、矩形波に密度変調した。断続回路は、電極E₃に接続された負のバイアス電源を周期的に断続する。プラズマのパラメータおよびバイアス電圧は、スイッチを開いたときにイオン波の励起がとまり、閉じたときに励起が起るように選んだ。スイッチが閉じると、ビーム密度は減少し、開くとビーム密度が増加する。スイッチを閉じた瞬間から、イオン音波は成長をはじめめる。振幅は指数函数的に増加して行き、ある振幅になると飽和し、以後一定の振幅となる。さらに一定振幅であるときに、スイッチを開くと、イオン波は指数函数的に減衰する。このような成長、減衰の一例を写真2.1に示す。写真2.1(a)は、イオン音波の時間的成長を示し、写真2.1(b)ではイオン音波の減衰を示す。これらの写真を用いれば、イオン音波の時間的な成長率 r_g および減衰率 r_d を容易に求めることができる。このようにして求めた成長率および減衰率と電子ビーム速度との関係を図2.16に示す。ただし、写真から求めた成長率 r_g は減衰率 r_d の分だけ小さい、すなわち見掛上の値であるので、図2.16ではプラズマ中での実際の成長率 $r = r_g + r_d$ として示した。また r および r_d に対してイオン音波の周波数 ω で正規化したものを示す。イオン音波の成長率は、最大およそ0.21である。また、成長率はビーム速度にすどく依存しているが、減衰率はそれほど変化せず、ほぼ一定であることがわかる。イオン音波の減衰は、イオン-中性粒子衝突によるものと考えられるが、減衰率は、イオンと中性

粒子の温度がほぼ等しいとして計算した減衰率よりわずかに大きい。今、イオン-中性粒子の衝突周波数を ν_{in} 、衝突断面積を σ_{in} 、中性粒子の密度を N_n とすると、 $\nu_{in} = \sigma_{in} N_n v_i$ となる。一方、線型理論により $\nu_{in} < \omega$ として減衰率を求めると、およそ $\tau_d \sim \nu_{in}/2$ となる。

中性粒子の温度 T_n は、ほぼ水銀溜の温度と考えられるが、イオン温度を正確に求めるのは困難である。大まかな目安として、イオン温度は水銀溜温度 T_n と熱陰極の温度の間にあると考えられる。今、例えば $T_i = 400^\circ\text{K}$ 、 $T_n = 290^\circ\text{K}$ 、とすると $\tau_d/\omega \sim 0.05$ となる。この値は図 2.16 に示す値 $\tau_d/\omega \sim 0.07 \sim 0.1$ にくらべてわずかに小さい。しかし、イオン温度 T_i の値はそれほど正確ではなく、また、 $T_e \gg T_i$ であるため、ランダウ減衰も無視でき、他の電離衝突も ν_{in} にくらべて小さいので、今の場合、イオン音波の減衰は、イオン-中性粒子衝突によるものと結論できる。一方、成長率は、ビーム速度にすどく依存しているが、これは、電子振動の振幅がビームによりすどく変化しているためと考えられる。すなわち、図 2.10(b) における曲線 C の変化と成長率の変化が対応している。この点は以下に示すように、成長率と振幅の関係を求めればあきらかになる。



(a)



(b)

写真 2.1 (a)イオン音波の時間的成長。(b)時間的減衰。各写真の上の波形は断続回路の入切を示す。横軸 0.1 m sec/div 。 $v_b = 2.7 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ 、 $I_d = 15 \text{ mA}$ 、 $L = 2.4 \text{ cm}$ 、 $T_n = 290 \text{ K}$

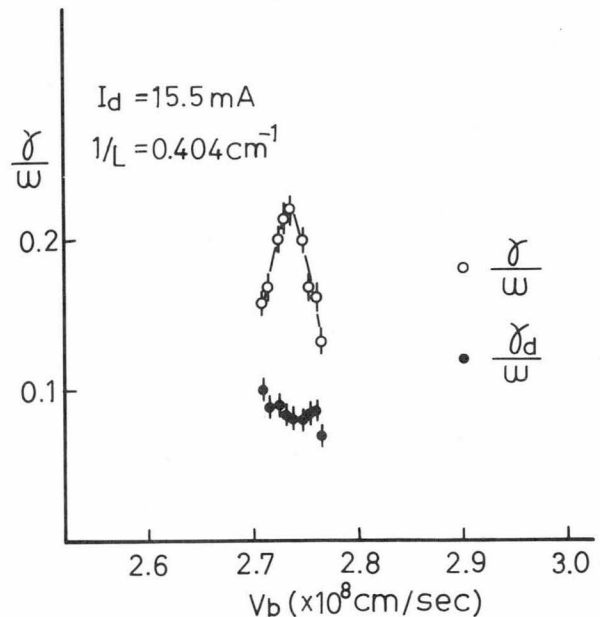


図 2.16 イオン音波の成長率の実測値とビーム速度との関係

グリッドGは通常高抵抗(～1 MΩ)を通じて接地されている。今この抵抗のかわりに、可変コンデンサ(10 pF～300 pF)を接続し、コンデンサの容量を変えると、電子振動の振幅が変化することが見出された。^{39), 40), 41)} また、電子振動の振幅が変化すると、イオン音波の成長率も変化することがわかった。コンデンサの容量を変化しても、放電の直流パラメータは全く変化せず、グリッドにおける交流的なインピーダンスの変化により、電子振動が影響を受けたものと考えられる。すなわち、グリッドにおける波のエネルギー吸収量がコンデンサの容量により、多少変化したものと考えられる。容量の変化により電子振動の振幅が変化する現象の詳細な機構は、現在あきらかでないが、とにかく、このようにすれば電子振動の振幅とイオン音波の成長率の関係を知らることができる。電子振動の振幅の2乗に対して、イオン音波の成長率をプロットしたものを図 2.17 に示す。^{39), 40), 41)} この図であきらかなようにイオン音波の成長率は、

振幅の2乗に直線的に比例していることがわかる。図 2.17 において示した直線は、実験結果の各点を最小2乗法によって整理して求めたものである。この直線が縦軸と交わる点は、電子振動がないときのイオン音波の減衰率をあらわす。この値はほぼ -0.06 となり、図 2.16 における減衰率と一致している。

結局、図 2.16 に示したように、イオン音波の成長率が電子ビームの速度に大きく依存するのは、電子ビームの速度を変えると電子振動の振幅がすどく変化するためであると言える。

グリッド間隔 L の逆数とイオン音波の成長率 γ/ω_r の関係をしらべた。グリッド間隔の逆数は、イオン音波の波長に対応する。したがって、イオン音波の正規化した波数 $k_s \lambda_e$ と成長率の関係が求められる。この結果を 2.3 節の図 2.3 において白丸で示す。実験結果は $k_s \lambda_e \sim 0.013$ のところで最大となっていることがわかる。この実験結果を示す点は、理論的な解析結果の $k_h/k_s = 15$ の場合の曲線

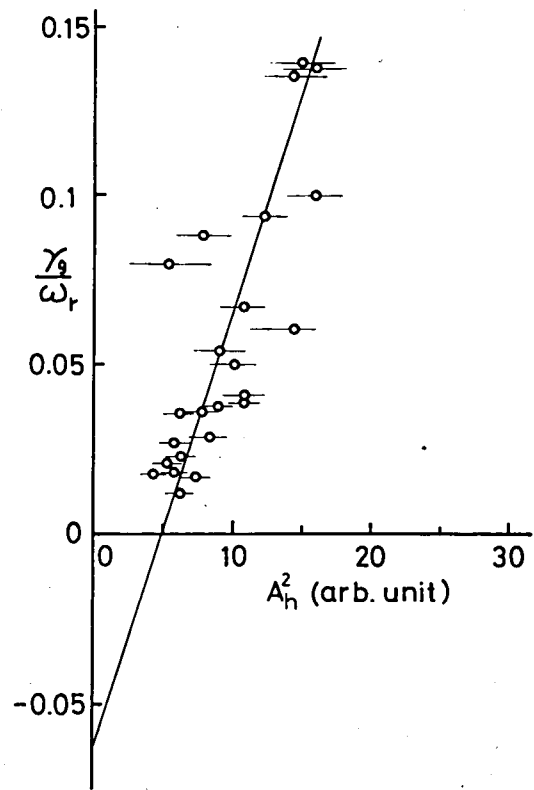


図 2.17 電子振動の振幅とイオン音波の成長率との関係 $V_b = 26V$, $I_b = 6.25mA$, $I_d = 18.9mA$, $I_n = 290K$, $L = 2.4cm$

によく一致していることがわかる。ここで、理論曲線に関しては、最大値が実験値と一致するように $|e\tilde{\phi}/kT_e|$ の値をえらんだ。理論曲線の最大値は、 $|e\tilde{\phi}/kT_e|^2$ に比例して変わるが、最大値をとる $\lambda_e k_e$ の値は $|e\tilde{\phi}/kT_e|$ によらない。この図に示した各々の点に対しては、ビーム速度がそれぞれわずかに異なっている。すなわち、グリッド位置を変えると電子振動の振幅が変化するため、電子ビームの速度をわずかに変化させて、振幅がほぼ同一の最大値となるようにして成長率を測定した。電子ビーム速度の変化量は、ほぼ 10% 以下である。イオン音波の成長率は電子ビーム速度の変化に対しては、図 2.2 に示すように $v_b/v_e \leq 3.4$ の場合、あまり大きくは変化しない。したがって、実験結果は図 2.3 に示した理論曲線の仮定 $|e\tilde{\phi}/kT_e|^2 = \text{const.}$ 、 $v_b/v_e = \text{const.}$ におよそ一致し、イオン音波の成長率の波長に対する依存性をほぼ純粋に示していると言える。図 2.3 中に示した実験結果から、プラズマ中の電子振動の振幅を評価することができる。

最後に、電子振動およびイオン音波の成長の時間的關係について述べる。写真 2.2 は、断続回路によりイオン音波を励起したとき、電子振動の時間的なふるまいを同時に観測したものである。電子振動は高周波受信器で受信し、その中間周波出力を観測した。写真 2.2 の中央の波形は電子振動を示す。電子振動は、イオン波にくらべて非常に速く成長する。イオン波はほぼ同時に成長をはじめ、電子振動にくらべてゆっくりと成長してゆくことがわかる。イオン波の成長は、写真 2.1 の場合と同様である。電子振動の振幅は、イオン音波の振幅が増大すると影響を受ける。すなわち、イオン波の振幅が飽和すると、電子振動の振幅は時間的に一様でなくなり、イオン音波のある位相に一致した所だけで、パルス的にあらわれるようになる。これは、イオン音波の振幅が増大すると、プラズマの密度が時間的に変化し、そのため電子振動の成長率が変化したものと考えられる。結局、写真 2.2 により、イオン音波は電子振動が成長して、ある振幅になると同時に成長をはじめることがわかる。これは、イオン音波の成長の原因が電子振動にあることをうらづけるものである。

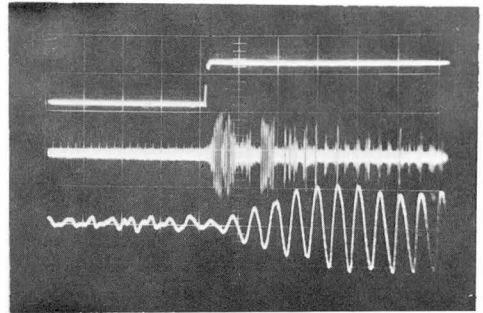


写真 2.2 イオン波および電子振動の時間的成長

これまでに述べて来た実験結果および理論的解析を整理すると、表 2.1 のようになる。

表 2.1

i) 基礎パラメータ

	実 験 値
電子温度 T_e	$(2.0 \sim 2.2) \times 10^4 \text{ K}$
" 密度 N_e	$(6 \sim 9) \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$
" ビーム速度 v_b	$(2.5 \sim 3.0) \times 10^8 \text{ cm/sec}$
" " 密度 N_b	$(0.5 \sim 1) \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$
デバイ距離 λ_e	$(1.0 \sim 1.2) \times 10^{-2} \text{ cm}$
衝突周波数 ν_{in}	$(1.2 \sim 1.8) \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$ (但し, $T_i = 290^\circ \text{K}$ とした時)
イオン音波 の代表的な 値	$\omega_s \sim 1.2 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$ $k_s \sim 1.3 \text{ cm}^{-1}$ $v_s \sim 1 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ (この v_s から $T_e \sim 2 \times 10^4 \text{ K}$ を得る)
電子振動	$\omega_h \sim 4 \sim 5 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$ $k_h \sim 19 \sim 23 \text{ cm}^{-1}$ $v_p \sim 2 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ (理論値 $v_p \sim 2.1 \times 10^8 \text{ cm/sec}$) (但し, $v_p \cong 2.7 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ のとき)

ii) イオン音波の成長率に関するパラメータ

(r/ω [$\equiv (r_g + r_d)/\omega_r$] $\cong 0.2$ となる時のパラメータ)

	計算に使用した値	実 験 値
k_h/k_s	15	15 ~ 17
T_e/T_i	50	20 ~ 70
T_e/T_b	2	~ 2
N_b/N_e	0.1	0.1 ~ 0.2
v_b/v_e	3.3	3.1 ~ 3.3
$ e\tilde{\phi}/kT_e $	1.46×10^{-3}	$10^{-4} \sim 10^{-2}$

この表から、イオン音波の成長率に対する実験値は非線型分散式 (2.10) 式により、実験

範囲においては、ほぼ完全に説明でき、他のプラズマパラメータの間にも何らの矛盾のないことがわかる。ただ、 $|e\tilde{\phi}/kT_e|$ の実験値は、プローブの浮動電位の変動を測定したものであり、正確とは言えない。しかし、従来の電子振動の実験³⁵⁾においても、およそ $10^{-4} \sim 10^{-2}$ 程度であり、理論計算を用いた 1.46×10^{-3} の値は不自然なものではなく、現実により得るものと考えられる。

2.8 イオン音波の動的安定化^{27),28),29)}

ここでは、上に述べたようなイオン波の抑制についての実験結果を述べる。

放電電流などのプラズマパラメータをある適当な値にしてイオン音波を発生させる。このとき図 2.7 に示す電子銃の電極 E_2 に低周波信号発生器を接続する。但し、断続回路はとりはずしておく。電子ビームはこの交流信号により密度変調を受ける。交流信号の周波数は、1 kHz \sim 500 kHz、振幅は尖頭値で最大約 40 V である。交流信号電圧が 20 V のとき、電子ビームの密度の変調度はおよそ 10 \sim 20% 程度である。この交流信号の振幅を増加して行くと、放電管中に自然発生していたイオン音波の振幅が小さくなり、ついには消滅する。ビーム変調電圧を増加して行った場合の周波数分析の結果を図 2.18 に示す。ここでは、変調電圧を 0 から 20 V まで変化した。変調周波数は 100 kHz 一定とした。また、自然励起されているイオン音波の周波数は 60 kHz で、図では f_a で示されている。あきらかに、変調信号電圧 V_m を増加して行くと、イオン音波の振幅が減少するのが見られる。イオン音波は振幅が減少するにつれてスペクトラムの半値幅がわずかに広くなり、周波数もわずかに増加する。変調信号電圧 V_m が 10 V 以下ではイオン波の抑制は顕著ではないが、 V_m が 10 V 以上となると抑制が著しくなる。定常的(直流的)なビーム電流、ビーム加速電圧、放電電流などは、変調電圧が 20 V 以下であれば、ビームを変調しても変化しない。しかし、イオン音波は $V_m \cong 17$ V でほぼ完全に消滅しており、プラズマの直流的なパラメータの変化の寄与はほとんどない。

変調電圧を増加してゆくと、周波数成分として f_m およびその高調波の $2f_m$ があらわれるが、それ以外に新しい信号があらわれる。その周波数はおよそ 40 kHz で $f_m - f_a$ に対応する。すなわち、外部信号とイオン音波との差の周波数があらわれる。このことは、プラズマ中において、波と変調信号との間に非線型結合が生じていることを示唆する。変調電圧をさらに増加させると、イオン音波は消滅して 40 kHz の成分もなくなるが、そのかわりに 50 kHz の信号成分があらわれる。これは変調信号の分周波 ($f_m/2$) であることがわかる。また、イオン音波

の振幅が減少するにしたいが非常に低い周波数成分（ ~ 0 kHz）があらわれるのが、この成分については不明である。

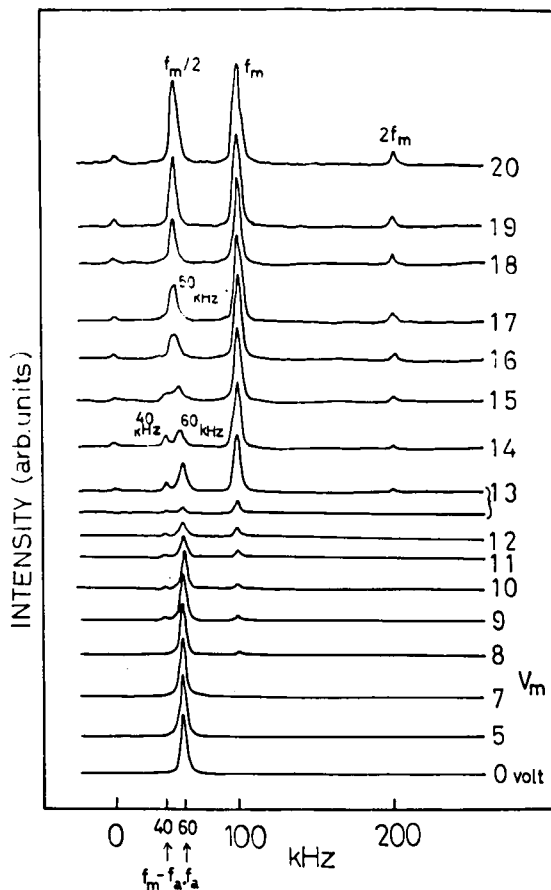


図 2.18 変調信号電圧を変化させたときの周波数分析の例
 受信器の感度は $V_m = 13V$ のところで増加している。
 $I_d = 64\text{mA}$, $V_b = 18.7\text{V}$, $I_b = 9.5\text{mA}$, $L = 0.8\text{cm}$,
 $T_n = 295^\circ\text{K}$.

変調電圧を 14V 一定として変調周波数を変えたときのイオン音波の振幅の変化を図 2.19 に示す。

周波数分析器の受信周波数をイオン音波の周波数に同調しておいて、変調周波数を変化してその出力の変化をプロットした。イオン音波の振幅として変調がないときの振幅で正規化した値を用いた。図 2.19 であきらかなように $f_a = n f_m$ ($n = 1/2, 1, 2, 3 \dots$) のときは、イオン音波の振幅はふたたび回復する。 $n = 1/2, 1, 2$ に対しては、変調のないときよりも振幅が

増大している。これは変調信号がイオン音波の振幅に加わったものと考えられる。 $f_a \approx n f_m$ のときは、イオン音波の振幅は大幅に減少しているが、 $f_m \cong 40$ kHz、および 90 kHz の所でも多少回復していることがわかる。これは、 $f_a = \frac{3}{2} f_m$ あるいは $f_a = \frac{2}{3} f_m$ という関係に対応する。 $f_m = 40$ kHz のときは $3 f_m = 120$ kHz となり、このような高調波が $f_m = 120$ kHz の信号を加えたときと同じ効果をプラズマに与えているものと考えられる。 $f_m = 90$ kHz のときは $2 f_m = 180$ kHz となり、この $1/3$ 分周波がちょうど 60 kHz となるため、わずかながらでも $f_m = 60$ kHz の場合と同じ効果を与えているものと考えられる。結局、自然に励起されているイオン音波の周波数近辺では、プラズマ中の変動の減衰が少ないため、外部信号の高調波あるいは分周波がこの近くで励起されやすく、またそのために、イオン波に与える影響が大きいといえる。実際、変調信号のグリッドにおける受信強度は、イオン音波の周波数に一致する周波数で最大となる。この結果は、図 2.19 の点線で示されている。また、 $f_m \geq 200$ kHz では、変調信号の受信強度は非常に小さくなるが、イオン音波に対する抑制効果は変らない。

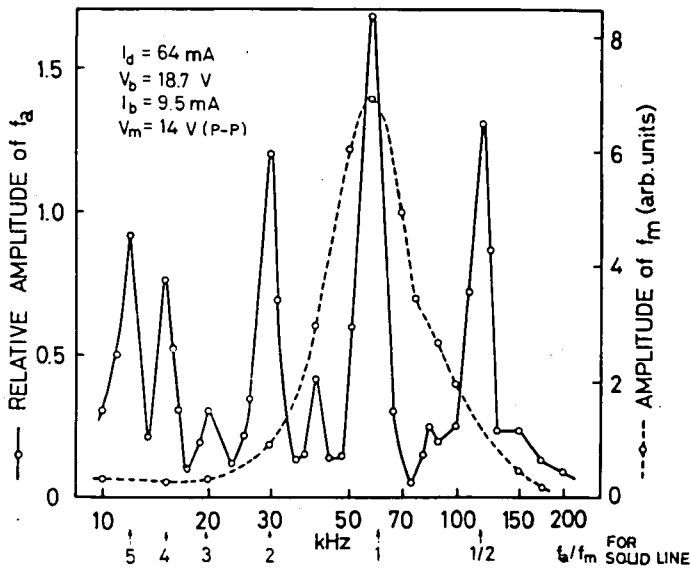


図 2.19 変調周波数を変えたときのイオン音波の振幅変化（実線），および変調信号の受信強度（点線）。

図 2.19 の結果は、ビームプラズマ系において、一種の共鳴現象が存在していることを示す。これは電気回路等において見られるパラメトリック共鳴と同様な現象であると考えられる。特に $f_a = n f_m$ の周波数での共鳴は、非線型工学でよく知られている、マシュウーヒル方程式⁴²⁾

で記述できるものと考えられるが、これについては今後の研究にまつこととする。

2.9 考察および討論

低周波振動を励起する可能性のあるものとして、上に述べて来たもの以外に、電離緩和過程がある。ここでは、この緩和振動について考察し、さらに他の関連する現象について検討し、これまでに述べてきた実験結果を考察する。

2.9.1 緩和振動について

ビーム・プラズマ系における低周波振動の励起機構としては、以上に述べた波-波相互作用および波-粒子相互作用の過程以外に、電離緩和過程がある。このような励起機構は Self⁴³⁾ によって研究された。Self はビーム-プラズマ系での電子振動の空間的な成長率を求める実験を行なったが、その際、電子振動の振幅があるレベル以上になると、低周波振動が観測されることを見出した。また、低周波振動が励起される直前では、ビームの軸上のある位置において、発光が他の部分より異なる皿状の部分(メニスカスと称する)があらわれるのを観測した。ビームをさらに強くすると、このメニスカスはビームの始点へと近づき、さらに強くするとこのメニスカスは軸上の前後に定常的に往復するようになり、低周波振動となることを見出した。このメニスカスの部分では電子振動の振幅が大きく、そのため中性粒子の電離が増し、局所的にプラズマ密度が高くなっているものと考えられる。このような低周波振動は一種の緩和振動と考えられ、現象的にはネオン管発振器と類似のものである。低周波振動の周波数は、局所的に密度の高い部分が両極性拡散で消滅する時間により決まる。平衡状態に対する理論的結果によれば、この消滅時間は、電子-中性粒子の電離衝突周波数の逆数にほぼ等しい。筆者らの場合は、電離に関与する電子のエネルギーを放電の端子電圧とし、水銀蒸気圧を 3×10^{-4} mm Hg とすると、電離周波数はおよそ $1.5 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$ となる。

本章における実験においては、上のような定常的なメニスカスは観測されなかった。また、文献 43) においては、低周波振動の励起がおこると、高周波振動のスペクトラムは非常に幅の広い雑音的なものとなっている。このような振動の周波数分布は筆者らの実験において、 $v_b > 2.8 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ である場合の周波数分布とほぼ同一である。結局、 $v_b > 2.8 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ とした場合に低周波振動の周波数が低下すること、および波形が三角波的なものとなることから、この振動が Self 等の観測した低周波振動に対応するものと考えられる。

さらに緩和振動の大きな特徴は、振動の成長が指数函数的でないことである。すなわち、振動の励起条件が満足されると振動の振幅は半周期程度の時間で、急激に飽和レベルに達してしまう。これは、ある2つの状態の間を往復することを意味し、緩和振動の一般的な特徴である。これに対し、本章の実験においては、写真 2.1, 2.2 に示すように、周期の数倍程度の時間で指数函数的に増加していることがわかる。これらの事実は、本章において観測された低周波振動は、いわゆる緩和振動でないことを示すものである。

2.9.2 イオン音波に対する境界の影響

イオン音波がグリッド G と電極 E₂ との間で定在波となっていることは 2.5 節で述べたが、この定在波について考察する。一般に媒質中での波動は、境界において大きな減衰を受けずに反射され、互に逆方向に進む 2 つの位相速度を持って定在波となることが知られている。したがって、今の場合はプラズマ中でイオン音波が実際に反射されるかどうかという点が問題となる。プラズマ中でのイオン波の反射についての研究は、これまで二、三なされている。^{44)~46)} これらの研究によれば、境界における波動の振舞いについての詳細な機構は不明であるが、とにかく、イオン音波は境界において反射され得ることが報告されている。^{45), 46)} これらの研究は、筆者らと同様な水銀蒸気放電により作られたプラズマ中で実験を行っており、本章の実験に適用できるものと考えられる。また、今の場合は従来の実験と異り、イオン音波に対してはプラズマは不安定で、伝播する際の減衰は少なく、より定在波になりやすいと言える。したがって、実験で観測された定在波は、境界による反射が存在することに由来するものと考えられる。

一方、境界における波動の振舞いについての現象論的な研究もなされている。⁴⁷⁾ 文献 47) では、境界における波の振舞いを送電線を伝わる進行波の、終端における振舞いで模擬的に記述した。これによると、従来の波動の実験結果（特に波長がプラズマ長と同程度の場合には影響が大きい）をよく説明するためには、境界における波の反射あるいは吸収が存在するとしなければならないことが示された。境界において波の吸収があるということは、波のエネルギーの何割かは境界に吸収されることを意味し、したがって波が減衰することをあらわす。この結果、波の減衰率は見掛上増加することになる。本章の実験においては、観測したイオン音波の減衰率 τ_d/ω_r は 0.07 ~ 0.1 であった（図 2.16 参照）。一方、イオン-中性粒子衝突による波の減衰率は、およそ 0.03 ~ 0.05 である。この相違は、1 つには密度、イオン温度の値が不正確なためであるが、さらには境界における波の吸収によることも考えられる。プラズマパラメータの測定値が正しく、また、それを用いて計算した衝突減衰率が正しいものと仮定した

とき、文献 47) により、減衰率の増加分から境界における波の反射率が評価できる。その結果によると反射率は 0.7 ~ 0.8 程度となり、不自然なものではない。

さらに、グリッドにコンデンサを接続した場合には、グリッドにおいて、電子振動のエネルギーの吸収量が増加するため、電子振動の振幅が減少したものと考えられる。

2.9.3 高周波による電子ビーム変調

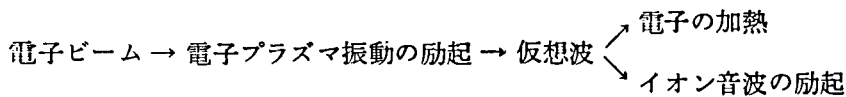
電子ビームを低周波信号により変調した場合の現象については、2.6 節に述べたが、高周波信号により変調した場合にも、波の抑制が観測された。⁴⁸⁾ 高周波で電子ビームを変調すると、電子振動が抑制されるが、同時にイオン音波も抑制されることがわかった。この結果は、イオン音波が高周波電子振動により励起されるということに対する一つの傍証となるものである。電子振動の高周波による抑制の詳細は、ここでは触れない。

2.9.4 イオン音波励起機構

図 2.10(c) において、 $v_b \cong 2.35 \times 10^8$ cm/sec の所で見られる低周波振動はやはり $v_b \cong 2.65 \times 10^8$ cm/sec において励起されているものと同じ機構によるものと考えられる。その理由は、このような電子ビーム速度では、やはり線型のビーム・プラズマ不安定は起り得ず、また図 2.10(b) に示すように、高周波振動の振幅(曲線 F)はちょうど低周波振動の振幅が大きくなっている所で大きくなっており、これは $v_b \cong 2.65 \times 10^8$ cm/sec における振幅の相互関係と全く同じ様相を示すものである。

これまでに述べて来た考察により、実験において観測されたイオン音波は 2.2 節に述べた波-粒子相互作用により励起されたものであるといえる。すなわち、電子波の位相速度の近傍において $(\omega_h - \omega_s)/(k_h - k_s)$ および $(\omega_h + \omega_s)/(k_h + k_s)$ なる位相速度を持った「virtual wave」(適当な訳語はないが、ここでは「仮想波」と呼ぶ)とビームの電子とのエネルギーのやりとりにより、 ω_s , k_s の波が励起されると考えられる。プラズマ電子およびビームの電子の速度分布と、これらの波との関係を図 2.20 に示す。

これらの仮想波は、実際に励起されているものではない。すなわち、線型分散式の解ではないため、強く減衰を受けるものであり、エネルギー移動の際の一種の中間媒体であると考えられる。エネルギーは結局、



なる経路をとって移動することになる。この時イオン音波の励起に必要なエネルギーは、Manley-Lowe の法則⁴⁹⁾によりごくわずかであればよく、大部分は電子プラズマ波の位相速度に近い速度を持った電子に与えられる。

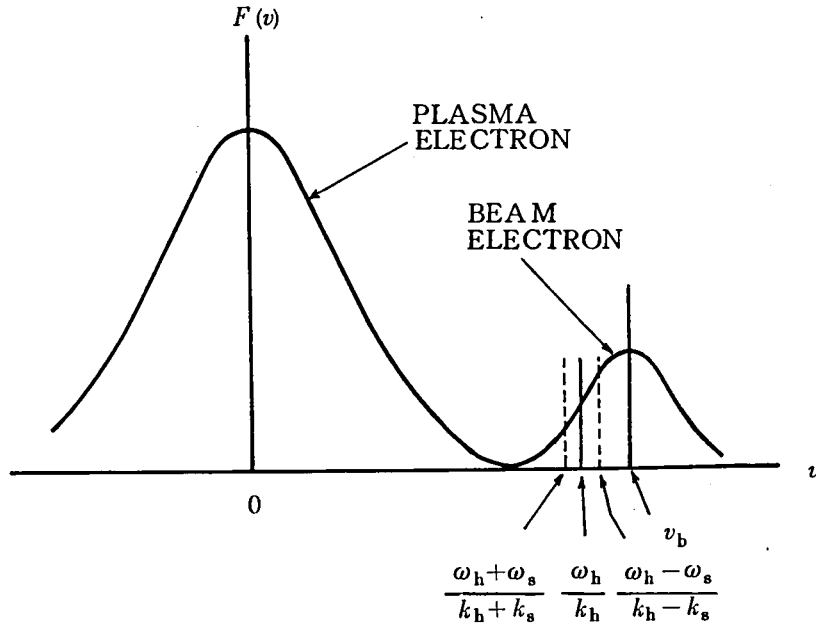


図 2.20 プラズマおよびビーム電子の速度分布と波の位相速度との関係

このようなビート成分 $(\omega_h \pm \omega_s) / (k_h \pm k_s)$ とプラズマ電子とのエネルギーのやりとりは、通常非線型ランダウ減衰と呼ばれる。通常のランダウ減衰では、波のエネルギーが粒子に吸収されるだけであるのに対し、非線型ランダウ減衰では、上に述べたように別の波を励起あるいは放出することができる。

以上が、本章において観測されたイオン音波の励起機構に対する物理的解釈である。

2.10 結 論

本章では、ビーム-プラズマ系における非線型現象について、実験的および理論的に研究した結果を述べた。すなわち、電子ビーム-プラズマ系で高周波振動と低周波振動が共存していることを見出した。この高周波振動は、ビーム-プラズマ相互作用により励起されたものであり、線型理論で説明できるが、低周波振動はこのような速い電子ビーム速度では励起され得ない。

い。低周波振動は実験的に、イオン音波であることが確かめられた。このようなイオン音波は、プラズマ中の波-波非線型相互作用あるいは波-粒子非線型相互作用により励起され得る。波-波相互作用については、これまで詳細な研究が行なわれてきたが、波-粒子相互作用については、あまり詳細にはしられていない。本章では、波-粒子相互作用に対する分散式を導出し、詳細な解を与えた。実験結果を考察することにより、実際には波-波相互作用が生ずるために必要な同期条件が満たされ得ないことを確かめ、本章において観測されたイオン音波は、波-波相互作用では説明できないことを示した。一方、電子ビームの密度を低周波信号で密度変調すると、イオン波が抑制されることを実験的に見出した。この抑制現象は、不安定性の動的安定化としては最初の実験であり、以後盛んとなった動的制御研究の端緒となったものである。さらに、イオン音波の時間的な成長率、減衰率を測定し、理論的な結果との比較を行ない、成長率のプラズマパラメータに対する依存性についての実験と理論の結果が、よく一致することを確かめた。また、波動に対する境界の影響等について考察した。電子振動とイオン音波が時間的にほぼ同時に成長をはじめること、あるいは電子ビームを高周波で変調すると電子振動が抑制されるが、その抑制と同時にイオン音波も抑制されるということ等は、電子振動がイオン音波の励起に直接関与しているということの傍証となる。またビーム-プラズマ系において起る可能性のある緩和振動について考察し、本章において対象とした低周波振動は、このような緩和振動でないことを示した。

本章において、新しく得られた結果を要約すると、

- i) ビーム-プラズマ系で電子振動とイオン音波が同時に励起されていることを見出した。
- ii) イオン音波は、波-波相互作用により励起されたものではない。
- iii) 低周波信号で電子ビームの密度を変調すると、イオン波が抑制されることを見出した。
- iv) 波-粒子非線型相互作用を記述する分散式を導出し、詳細な解を求めた。
- v) イオン波の時間的な成長率および減衰率を測定し、理論とのよい一致を見た。

これらの点を総合すると、本章におけるイオン音波の励起は、波-粒子非線型相互作用によるものであると結論できる。

今後の問題としては、各種の抑制現象についての詳細な解明を必要とする。さらに、波-粒子相互作用は、本質的に波のエネルギーが粒子に流れることを意味するが、これはこの過程がプラズマの加熱等の工学的応用における基礎的過程となり得ることを示すものであり、今後さらに具体的な応用面からの研究の進展が望まれる。

文 献

- 1) 大引, 板谷, 日本物理学会. 1966年10月, 11p-H-12.
- 2) V.P. Silin, Soviet Phys. - JETP 21, 1127 (1965).
- 3) V.N. Oraevskii and R.Z. Sagdeev, Soviet Phys. - Tech. Phys. 7, 955 (1963).
- 4) K. Kato, M. Yoseli, S. Kiyama, S. Watanabe, J. Phys. Soc. Japan 20, 2097 (1965).
- 5) R.A. Stern and N. Tzoar, Phys. Rev. Letters 17, 903 (1966).
- 6) R.E. Aamodt and W.E. Drummond, Phys. Fluids 7, 1816 (1964), J. Nucl. Energy Pt. C2, 147 (1964).
- 7) D.F. Dubois and M.V. Goldman, Phys. Rev. Letters 14, 544 (1965). Phys. Rev. 164, 207 (1967).
- 8) D. Montgomery and I. Alexeff, Phys. Fluids 9, 1362 (1966).
- 9) Y.C. Lee and C.H. Su, Phys. Rev. 152, 129 (1966).
- 10) K. Matsuura, J. Phys. Soc. Japan 21, 2011 (1966).
- 11) I.S. Danilkin, Soviet Phys. Tech. Phys. 11, 605 (1966).
- 12) E.A. Jackson, Phys. Rev. 153, 235 (1967).
- 13) K. Matsuura and T. Kurasawa, J. Phys. Soc. Japan 22, 1461 (1967).
- 14) V.N. Tsytovich, Soviet Phys. Uspekhi 9, 805 (1967).
- 15) K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Japan 24, 916 (1968). *ibid* 24, 1152 (1968), Progr. Theor. Phys. 37, 769 (1967).
- 16) R. Sugihara, Phys. Fluids 11, 178 (1968).
- 17) R. Goldmann, Phys. Fluids 12, 662 (1969), *ibid* 12, 1251 (1969).
- 18) K.B. Dyste and R.N. Franklin, Plasma Phys. 12, 705 (1970).
- 19) R.N. Franklin, S.M. Homberger, G. Lampis and G.J. Smith, Phys. Rev. Letters 27, 1119 (1971).
- 20) B.B. Kadomtsev, 'Plasma Turbulence' (Academic Press, London and New York 1965).
- 21) L.M. Al'tshul and V.I. Karpman, Soviet Phys.- JETP 20, 1043 (1965).
- 22) 西川, 田中, 大引, 日本物理学会 (1968年9月) 26p-A-6.
- 23) K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Japan 29, 449 (1970).

- 24) T. Kawabe, Y. Kawai, and K. Takayama, *J. Phys. Soc. Japan* 23, 1430 (1967).
- 25) R.Z. Sagdeev and A.A. Galeev, 'Nonlinear Plasma Theory', (W.A. Benjamin, Inc. New York 1969).
- 26) V.N. Tsytovich, 'Nonlinear Effects in Plasma' (Plenum Press, New York and London 1970).
- 27) 大引, 板谷, 日本物理学会 (1967年10月) 22a-A-8.
- 28) T. Obiki, R. Itatani and Y. Otani, *Phys. Rev. Letters* 20, 184 (1968).
- 29) 大引, 浅野, 板谷, 大谷. 電気四学会連合大会 (1968年4月) No. 136.
- 30) E.A. Kornilov, Ya. B. Fainberg, L.I. Bolotin, and O.F. Kovpik, *Soviet Phys. JETP Letters* 3, 229 (1966).
- 31) M. Yoseli, *J. Phys. Soc. Japan* 23, 611 (1967).
- 32) Yu. M. Aliev and V.P. Silin, *Soviet Phys.-JETP* 21, 601 (1965).
- 33) 浅野, 大引, 板谷, 日本物理学会 (1968年4月) 2p-D-5. 同 (1968年9月) 29p-A-4.
浅野, 大引, 板谷, 電気四学会連合大会 (1969年4月) No. 161.
- 34) 例えば, D. Bohm and E.P. Gross, *Phys. Rev.* 75, 1861 (1949), *ibid*, 79, 992 (1950).
R.J. Briggs, 'Electron Stream Interaction with Plasmas' (MIT Press, Cambridge, Mas., 1964). S.A. Self, *J. Appl. Phys.* 40, 5217 (1969). S.V. Iordonskii, *Soviet Phys.-Tech Phys.* 6, 394 (1961).
- 35) 例えば, D.H. Looney and S.C. Brown, *Phys. Rev.* 93, 865 (1954). T. Kawabe, *J. Phys. Soc. Japan* 21, 2704 (1966).
- 36) B.D. Fried and S.D. Conte, 'The Plasma Dispersion Function'
- 37) 例えば, E.A. Jackson, *Phys. Fluids* 3, 786 (1960).
- 38) 福政, 大引, 板谷, 日本物理学会 (1969年3月) 2a-RC-6.
- 39) 福政, 大引, 板谷, 日本物理学会 (1970年4月) 3a-GE-3. 電気関係学会関西支部連合大会 (1969年10月). S4-3.
- 40) R. Itatani, T. Obiki, O. Fukumasa, *J. Phys. Soc. Japan* 29, 1106 (1970).
- 41) 福政, 大引, 板谷, 電気学会プラズマ研究会資料 (1972年5月), EP-72-7.
- 42) N. Bogoliubov and Y.A. Mitropolskii. 'Asymptotic Methods in the Theory of Nonlinear Oscillations' (Gordon and Breach Publishers, Inc., New York, 1961).

- 43) S.A. Self, J. Appl. Phys. 40, 5232 (1969).
- 44) W.D. Jones and I. Alexeff, in Proceeding of the Seventh International Conference on Phenomena in Ionized Gases, B. Perovic and D. Tosic, Ed. (Gradevinska Knjiga, Beograd, Yugoslavia, 1966), vol. II, p. 330.
- 45) S. Aksonkitti, H.C.S. Hsuan. K.E. Lonngren and I. Alexeff, Phys. Fluids 11, 1838 (1968).
- 46) J.R. Proni, Jr., W.D. Doggett and W.H. Bennett, Plasma Phys. 13, 191 (1971).
- 47) T.D. Rognlien and S.A. Self, J. Plasma Phys. 7, part 1, 13 (1972).
- 48) R. Itatani, T. Obiki and O. Fukumasa, J. Phys. Soc. Japan 33, 274 (1972).
- 49) J.M. Manley and H.E. Rowe, Proc. IRE 44, 904 (1956).

第 3 章 アルカリプラズマ発生装置

3.1 序

プラズマ物性に関する研究が始められた頃、問題となったのは研究素材であるプラズマの作り方であった。すなわちその当時はプラズマ物理あるいはプラズマ閉じ込め等の研究に必要な良質のプラズマを得るのが困難であった。通常は低圧放電により作られたプラズマが用いられていたが、放電プラズマには電流が存在することに起因する複雑な雑音、振動等が発生し実験研究上大きな障害となる場合が多かった。放電プラズマ中の雑音振動等の制御は極めて困難でありまたたとえそれらの雑音がおさえられたとしても、電離度を高くするのが困難であり、プラズマ粒子と中性のガス粒子との衝突が極めて多くプラズマの基礎的な性質をしらべるための「テストプラズマ」としては不十分である。

このような「テストプラズマ」を作る方法の1つとして接触熱電離を用いたプラズマ発生法が検討された。電離電圧の低いアルカリ金属の原子を、仕事関数がそれより高く、かつ高温に熱せられた金属（例えば タングステン等）にあてると入射原子の電子ははぎとられて金属に吸収されイオン化する。また金属は高温になっているためその温度に従って電子を放出する。結局全体としてはプラズマが放出されることになる。このような過程は最初 Langmuir 等^{1,2)}によって研究された。また後になっていわゆる熱電子発電器の空間電荷を中和するためにこの過程が応用された³⁾。

一方熱電離過程を実験用のプラズマ発生に用いることが検討された。そして最初の実用的なアルカリプラズマ発生装置が Rynn および D'Angelo⁴⁾によって建設された。彼らは高真空に保たれた円筒容器の中で、高温に加熱されたタングステン板に金属セシウム蒸気を照射して高電離度のプラズマを得ることに成功した。こうして得られたプラズマは、後に述べるように放電プラズマ等にくらべてすぐれた性質を持っていたため、以後各国において建造され、プラズマに関する数多くの貴重な研究が行なわれた。我国では最初、名古屋大学プラズマ研究所でセシウムプラズマ発生装置の建設が計画された。しかし当初は装置が不安定であり、所期の目的を十分達成するまでには至らなかった。この原因は装置の心臓部である熱電離用の電極の動作が不安定であることにあった。筆者はこの計画に参加し、同時に電離用電極の改良に着手した。熱電離用電極の構成、使用材料等を検討して改良した結果、すぐれた性能のものを得ることが出来た。また同じく名古屋大学プラズマ研究所において計画されたセシウムプラズマ発生装置

の2号機の建設に際しても、さらに改良された構成を持つ熱電離電極の製作を担当した。また本学においてもカリウムプラズマ発生装置を建設した。これらはいずれも現在動作中であり、性能的に十分なことが確かめられていると同時に有益な研究が続けられている。

このような発生装置は一つの標準的なプラズマを得る手段として今後も各種の研究に用いられるものと思われる。

熱電離によってプラズマを発生する方法は、金属蒸気を入射する手段により、i) atomic beam mode, ii) vapour pressure modeの2種類に分けられる。前者は真空容器の中に単にアルカリ金属を封入するだけでよいが、原子の照射量を制御するためには、容器全体の温度を制御しなければならない。また容器中に存在する蒸気の一部のみが熱板にあたるだけであり、大部分は中性のまま残っていてプラズマとしての電離度は低い。しかし atomic beam modeの場合に必要な金属溜(oven)、集束管(collimator)等が不要となるので装置としては簡単である。したがって vapour pressure modeは高密度、高電離度を必要としない小規模な「封じ切り」実験装置に適している。一方、atomic beam modeはアルカリ金属溜を設け、金属蒸気を集束管でビーム状にして熱電極板上に吹きつけ電離させるものである。粒子束をほぼ熱板の大きさになるようにすれば、入射した粒子は100%近く電離されるため粒子の利用率が極めてよい。またプラズマ容器を冷却すれば、中性粒子は容器壁に凝縮され、残存中性粒子は極めて少なくなる。したがって容器中のプラズマは電離度の非常に高いものとなる。また熱電離板には充分な量の粒子束を入射することが容易であるため高密度のプラズマが得られる。基礎実験用としてのアルカリプラズマ発生装置は、従来ほとんど atomic beam modeを採用している。本章においてもこの型の発生装置を主として述べる。

このようにして得られたプラズマの特徴は、i) 通常の放電プラズマ等にくらべて電離度が高く、Cs-Wを用いた場合にはほぼ100%の電離度が得られる。したがって中性粒子の影響をほぼ完全にとりのぞくことができ、核融合プラズマのように電離度の高いプラズマの基礎研究用として用いることが出来る。ii) プラズマ中に電界、電流等がなく、本質的に雑音が少ない。iii) プラズマのイオンおよび電子の温度はともに熱電離板の温度にほぼ等しく熱平衡状態に近い。iv) プラズマの密度等の制御が比較的容易である。v) Cs, K等を用いた場合には、プラズマは肉眼では見えない。vi) プラズマの原子がプローブ等の面に付着して実験の妨げとなる場合がある。vii) 比較的容積の大きいプラズマを作り得る、等である。以上のうちi), ii), iv), vii)等はアルカリプラズマの大きな長所となり、v), vi)等は欠点であると言える。iii)項はプラズマの温度が低いことを意味するが、これは実験の目的により長所とも短所とも

なるものである。以上の他に欠点としては、装置の構成が大がかりで複雑となるため建設費が高くなること、化学的活性の強いアルカリ金属を使用するため取扱い、運転に注意しなければならないこと等があげられる。結局もっとも大きな長所としては、高電離度、高密度、大容量のプラズマを定常的に発生できることであり、これは現在のところ他の方法によっては、実現が非常に困難なものである。

本章では我国で最初のアルカリプラズマ発生装置の建設に携り、その生命である熱電離用電極の改良を行なった、筆者の経験をもとに、文献等にはあまり明確にはあらわれないが実際上重要と思われる設計・製作上の問題点を述べる。実際、ある装置の基本原理、さらには設計図等が明確であったとしても、現実に製作し所定の動作を行なわせるためには、多くの問題を解決する必要があるのはあらためていうまでもない。本章ではこのような観点からアルカリプラズマ発生装置における問題点を検討し、その解決方法および結果等を述べる。

3.2 プラズマイオンおよび電離用金属の種類

プラズマイオンの種類および電離用金属材料の組合わせは種々考えられるが、それらの一覧をそれぞれ表 3.1 および表 3.2 に示す。

表 3. 1

プラズマ原子の種類	L_i	N_a	K	C_s	B_a
原子量	6.94	22.99	39.1	132.91	137.36
融点 (°C)	186	97.7	63	28	704
沸点 (°C)	1370	892	770	690	1640
電離電圧 (eV)	5.36	5.138	4.34	3.89	5.21
原子直径 (Å)	3.13	3.83	4.76	5.40	4.48
10^{-2} mm Hgの蒸気圧を得るための温度(°C)	530	293	202	154	627

表 3. 2

金属の種類	T_a	M_o	W	R_e	I_r
原子量	180.96	95.92	183.93	186.21	192.22
融点 (°C)	2996	2620	3395	3180	2442
リチャードソン定数 ($A/cm^2 \cdot K^2$)	37	55	70	52	63
仕事函数 (eV)	4.2	4.3	4.55	4.85	5.40

表 3.2 より明らかなように、仕事関数の高いものは I_r であるが、これは極めて高価な金属であり、特殊な方法、たとえば少量の I_r を Mo 基板に蒸着して用いる等の方法による以外は用いられない。

また蒸着等を行なっても高温で使用する間に $W-I_r$ の合金を作る可能性がある。 $W-I_r$ 合金の仕事関数については不明であるが多くの場合には合金の仕事関数は、いずれの金属の仕事関数よりも低いものとなる⁵⁾。通常は Re, W, Ta 等をそのまま用いる。しかし合金になった場合に仕事関数が上昇するものもある⁵⁾。その一例は $Ta-Ru$ 合金である。 Ta, Ru の仕事関数はそれぞれ $4.2\text{ eV}, 4.75\text{ eV}$ であるが $Ta-13\% Ru$ 合金では 1700°K において仕事関数が約 5 eV となる。この値は表 3.2 に示した I_r 以外のいずれの金属よりも高く、電離用熱板として今後用い得る可能性がある。一方、表 3.1 より、最も電離電圧が低いのは Cs で次に K, Na, Ba, Li と続く。これらのプラズマが磁界中で用いられる場合はイオンのラーマー半径は小さい、すなわち質量の小さい程都合のよい実験が多い。しかし質量の軽い Li は電離電圧が高く、高電離度を得にくい。通常は K 又は Cs が用いられる。電離電圧 ϕ_i の原子を、温度 T で仕事関数 ϕ_w の金属に入射した時の電離度 β は次式で与えられる³⁾。

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{\omega_a}{\omega_p} \exp \frac{e(\phi_i - \phi_w)}{kT}} \quad (3.1)$$

ここに ω_a および ω_p はそれぞれ中性原子、およびイオンの統計的重みでアルカリ金属の場合には $\omega_a/\omega_p = 2$ である。この式から表 3.1 のアルカリ金属および表 3.2 の熱板用金属を組合わせた場合の電離度を求めると表 3.3 のようになる。この表で上段は熱板温度が 2000°K の場合を、下段は 2500°K の場合を示す。

表 3.2 に示した仕事関数は熱電子放出に対する仕事関数であり、イオン放出に対しては多少異なる⁶⁾。Zandberg⁶⁾ 等は Ta, Mo, W, Re 等に対し In 原子の電離放出を実験的に求めた。彼等は電子放出に対する仕事関数は、表 3.2 に示したものとほぼ同じであるが、 In の電離に対する仕事関数は電子放出の場合よりも大きいことを見出した。この結果を表 3.4 に示す。またこの値を Li 原子に対して用いて求めた電離度も示す。

この表に示したようにイオンに対する仕事関数が大きいのは、金属表面が多結晶状態であり、微視的に見ると仕事関数が一様でなく、ある範囲のひろがりを持って分布していることに起因すると考えられる。また金属表面に入射する原子の電離電圧にも影響される。Zandberg⁶⁾ 等

表 3.3 電 離 度

プラズマ 熱板 金属 \ イオン種	Li	Na	K	Cs	Ba
Ta	6×10^{-4}	2.2×10^{-3}	0.18	0.75	0.09
	2.3×10^{-3}	6.4×10^{-3}	0.21	0.68	0.12
Mo	1.1×10^{-3}	3.8×10^{-3}	0.28	0.84	0.15
	3.6×10^{-3}	0.01	0.29	0.77	0.18
W	4.5×10^{-3}	1.6×10^{-2}	0.63	0.96	0.43
	1.2×10^{-2}	3.2×10^{-2}	0.57	0.92	0.41
Re	3.4×10^{-2}	0.11	0.93	0.99	0.85
	5.6×10^{-2}	0.14	0.87	0.98	0.78
Ir	0.39	0.70	~1.0	~1.0	0.99
	0.38	0.63	0.99	~1.0	0.97

表 3.4 仕事関数および電離度

	Ta	Mo	W	Re
電子放出の 仕事関数	4.33 ± 0.3	4.33 ± 0.07	4.58 ± 0.03	4.93 ± 0.04
イオン放出の 仕事関数	4.88 ± 0.05	5.02 ± 0.05	5.14 ± 0.03	5.43 ± 0.03
Li原子の 電離度 (2000°K)	0.04	0.10	0.13	0.38

が用いた I_n は電離電圧が約 5.785 V と高い。したがって実際の電離度は、同じ金属に対してもイオンの種類によって多少異ると考えられ一概には言えない。また同一金属、同一イオン種を使用しても金属の表面状態が変化するため電離度も時間的に変化し、複雑な様相を呈する。したがって表 3.3 に示した電離度は一応の目安を与えるものと考えらるべきである。たとえば Li プラズマを得ようとする場合、表 3.3 では Re によっても低い電離度しか得られないが、表 3.4 に示したように実効的な仕事関数は高くなり、実用的な Li プラズマ発生が可能である。Cs, K に対しては W 熱板で充分であり、Li, Na, Ba に対しては Re を用いれば実用的なプラズマ発生ができる。実際に Re を用いた Li プラズマ発生装置が試作され、得られた Li

プラズマの密度は 10^9 cm^{-3} 以上であった。⁷⁾

プラズマイオン種として Li, Na, K, Cs 等を用いた場合は、プラズマは発光せず肉眼では見えないが、Ba を用いると発光するため光学的手段が測定あるいは実験の際に利用できて便利である。⁸⁾ しかし Ba は表 3.1 にも示したように蒸気圧が低いので、十分な量の粒子束を電離用熱板に照射するためには後に述べる金属溜および集束管の温度を高くしなければならない等の困難さをともなう。

3.3 アルカリプラズマ発生用電極の構成

実際のアルカリプラズマ実験装置においては 3.1 節で述べたように、主として atomic beam mode が用いられている。atomic beam mode 型発生装置の基本構成は概略図 3.1 に示す。ここで磁界はプラズマの半径方向の拡散を減少させ、全体として密度を高くするために用いられている。この装置における主要部分は、電離用熱電極(Hot Plate)、アルカリ金属溜(Oven)、集束管(Collimator)で構成される。これらは実際の使用にあたり、寿命、安定度の点で重要であり細心の注意を払って設計、製作されなければならない。

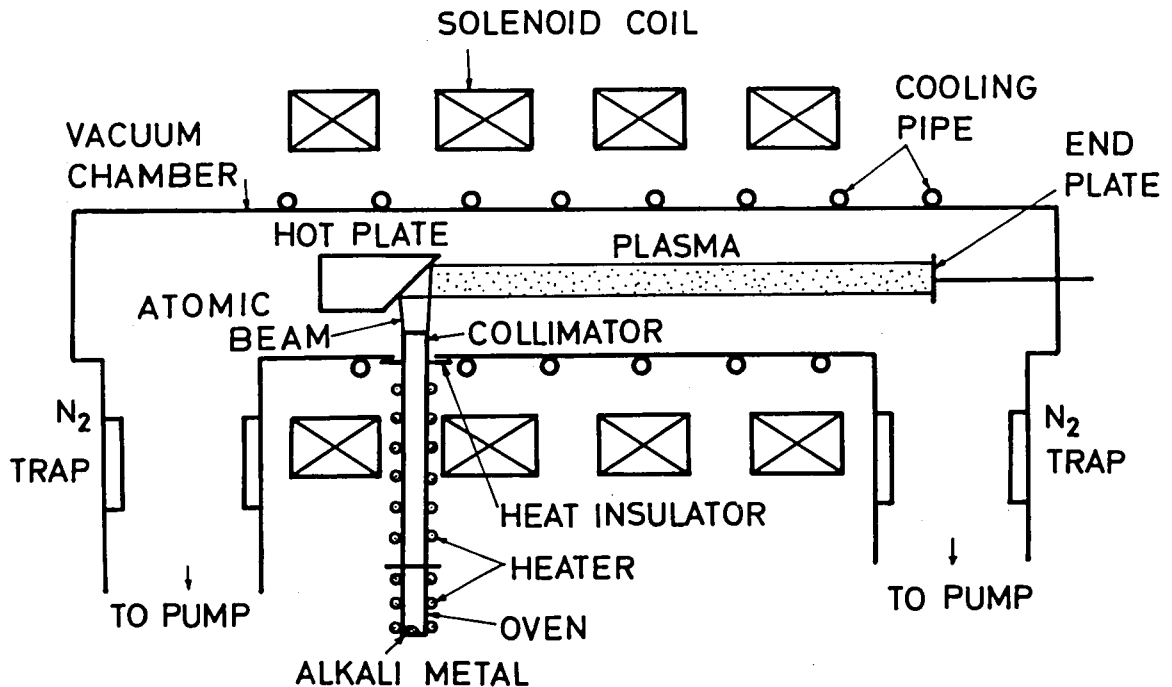


図 3.1 代表的なアルカリプラズマ発生装置の構成

以下にこれらの重要な各部分について述べる。

3.3.1 電離用熱電極

プラズマ発生用、熱電極あるいは熱板はいわばこの種の装置の心臓部であり、装置全体の性能はひとえにこの熱板の性能如何によると言っても過言ではない。それだけに各種の困難な問題点がある。それらの問題点を列挙すると、i) 熱板温度の時間的安定性、ii) 寿命、iii) 熱板温度の均一さ、iv) 絶縁材料の選択、v) 取扱い、保守の容易さ、等となる。すなわちこれらが熱板として要求される性能でもある。

熱板は通常 $2000^{\circ}\text{K} \sim 2500^{\circ}\text{K}$ にまで加熱して使用されるが、このような高温に加熱するにはいわゆる電子衝撃加熱法が用いられる。すなわち熱板の後方に電子放出用の繊維条(filament)を設け、このフィラメントと熱板の間に $2000\text{V} \sim 3000\text{V}$ の加速電圧を加え、加速された電子を熱板に衝突させて加熱する方法である。他にフィラメントの熱輻射による傍熱型加熱、あるいは熱板を直接電流で加熱する直熱型等も考えられるが、現在ほとんどの装置においては電子衝撃加熱を用いている。この方法の特徴は、加熱効率がよいこと、温度の制御が比較的容易なこと、直接加熱法のように大電流を必要とせず、定常磁界を乱すことがないこと、フィラメントの配置、形状等を適当に選ぶことが容易でこれにより熱板の温度分布の制御がある程度可能であること、等があげられる。一方、傍熱型と電子衝撃加熱型を併用したものも試作されている⁷⁾。すなわちプラズマ発生用の熱板の後方にもう一枚タングステン板を置き、この板を電子衝撃で加熱し、その熱輻射により電離用熱板を加熱する。このような構成では、2枚のタングステン板はあまり厚いものを用いなくとも熱板の温度分布の均一性は大幅に向上する。したがって温度不均一を嚴重に取除く必要のある場合には、このような構成にするのが有効である。

電子衝撃加熱法によりホットプレートを構成するとき問題となるのは、高電圧を用いるため高温においても絶縁耐力が低下せず、また熱衝撃に強く機械的強度の大きい絶縁材料の選択である。このような要求を満す絶縁材料としては、純度の高いアルミナ磁器、またはベリリア磁器がすぐれている。参考の為に各種の磁器の代表的な特性を表 3.5 に示す。¹⁸⁾アルミナ磁器、ベリリア磁器ともに安全使用温度は 1600°C と高い。機械的強度はアルミナが $3300\text{kg}/\text{cm}^2$ の折曲げ力に耐えるのに対し、ベリリアは $2300\text{kg}/\text{cm}^2$ とやや少ないが通常の用途には充分である。 500°C における体積固有抵抗はアルミナよりベリリアの方が高い。さらに特筆すべきは、ベリリアの熱伝導度が $0.5\text{cal}\cdot\text{cm}/\text{sec}\cdot\text{cm}^2\cdot^{\circ}\text{C}$ と非常に大きいことである。この値はほぼ

表 3.5

材 質	色	吸水率 %	見掛 比重	安全使用 温 度 °C	硬 度 (モ- ス)	熱膨張係数 20°C~ 800°C ($\times 10^{-6}$)	曲げ強さ kg/cm ²	熱伝導度 $\frac{\text{sec} \cdot \text{cm}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{°C}}$	絶縁耐力 kV/mm	体積固有抵抗		誘電率 (1M Hz)	誘電体 損失角 (1MHz) $\times 10^{-4}$
										$\Omega \text{ cm}$ 20°C	500°C		
フォルステライト ($2\text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$)	淡黄	0~ 0.02	2.8	1000	7.5	10~12	1500	0.008	10	$>10^{14}$	10^{12}	8.0	1~3
ステアタイト ($\text{MgO} \cdot \text{SiO}_2$)	白	"	2.7	800	7.5	8.5	1600	0.006	9	$>10^{14}$	10^{11}	6.3	6
ジルコシオン ($\text{ZrO}_2 \cdot \text{SiO}_2$)	白	"	3.5	1200	8.0	4.7	1700	0.012	10	$>10^{14}$	10^{10}	7.8	11
アルミナ (Al_2O_3)	白	"	3.7	1600	9.0	7.8	3300	0.04	10	$>10^{14}$	10^{11}	6.0	9
コージライト ($2\text{MgO} \cdot 2\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot$ 5SiO_2)	灰白	2~3	2.3	1100	7.5	2.5	900	0.003	7	$>10^{14}$	10^6	5	15
ムライイト ($3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$)	白	0~ 0.02	2.5	1000		4.0	1200	0.005	10	$>10^{14}$	10^8	5.7	14
マグネシア (MgO)	白	0~ 0.02	3.4	1700	6	13	1000	0.10	10	$>10^{14}$	10^{12}	8	1
マルチフォー ム ガ ラ ス	乳 白	0~ 0.02	2.15	450			100		7	$>10^{14}$	10^8	4	11
スピネル ($\text{MgO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$)	白	0.02	3.3	1300	8	8.5	1500	0.04	10	$>10^{14}$	10^{11}	8	1
ベリリア (BeO)	白	0~ 0.02	2.9	1600	9	8.0	2300	0.5	10	$>10^{14}$	10^{13}	6	1

金属アルミニウムに匹敵するものである。したがって電気的には高絶縁を必要とし、一方熱の逃げを十分よくする必要のある場合には、ベリリア磁器が最も適している。表 3.5 に記した数値は代表的なもので、製造方法により磁器の性質が多少異なる。現在は用途にあわせて多種多様な磁器が製造されている。

以上のように高温の熱板に絶縁材料が直接接触することのないように注意すれば、通常はアルミナまたはベリリア磁器を用いて充分である。これらの磁器は電気的、機械的にすぐれた特性を持つが、さらに耐腐蝕性、耐薬品性等がきわめて高く、経年変化も少く、耐久力に富むものである。ただこれらの磁器は極めて硬く、機械的加工はほとんど不可能である。加工がどうしても必要な場合には絶縁材料として、窒化硼素、BN を用いることが出来る。BN はアルミナ磁器にくらべて機械的強度は弱いが、耐電圧、使用温度等はまさるともおとらない(約 3300°C で昇華)。また容易に旋盤加工ができる。筆者らは入手の容易さの点でアルミナ磁器を主として使用した。電子放出用フィラメントへの電流供給用導線、フィラメント支持等には Ta, Mo 等の高融点金属を用いることは言うまでもないが、注意すべきことは金属の脆性である。すなわち Mo は Ta にくらべて固く、かつもろく機械加工が困難であり、一方 Ta は展性に富み、機械加工が容易で、点溶接も容易である。しかし Ta は Mo, W にくらべて電解研磨が困難であり、比較的低温(約 1500°C)で結晶化し機械的強度が大巾に低下する。

熱電離電極の実際的構造の一例を図 3.2 に示す。これは筆者が名古屋大学プラズマ研究所におけるセシウムプラズマ発生装置 TP-C1 用に試作したものである⁹⁾。熱板は容器の中心軸に対し 45°傾いており、セシウムビームは中心軸に直角にこの面にやはり 45°の角度で照射される。熱板の高温部は楕円形をしており、中心軸の方向への投影は円形になるようになっている。フィラメントは梯子状になっており、2 枚の Ta 板で点溶接により支持されている。フィラメント支持用の Ta 板は四本の Mo 棒によってアルミナ磁器基板上に支持されている。この熱板系は構造が簡単であり、比較的長寿命かつ安定であったが、次のような欠点がある。すなわち熱板が傾いているため、フィラメントの配置に制限があり、図 3.2 に示したような梯子状にならざるを得ない。このため熱板とフィラメント間の距離の設定が容易でなく、作り方によっては熱板の温度むらが大きくなることがある。実際 Rynn 等^{4,10)} が試作した熱板は図 3.2 に示したものと同じく、熱板が磁界方向に対して 45°傾いており、熱板の θ 方向の温度むらは約 150°K とかなり大きいものであった。しかし θ 方向の温度むらがあまり問題とならないような実験に対しては、この熱電極を用いても十分な結果が得られる。

さらにアルミナ磁器の基板で高圧の絶縁を行なっているが、基板面が平らであるため高温に

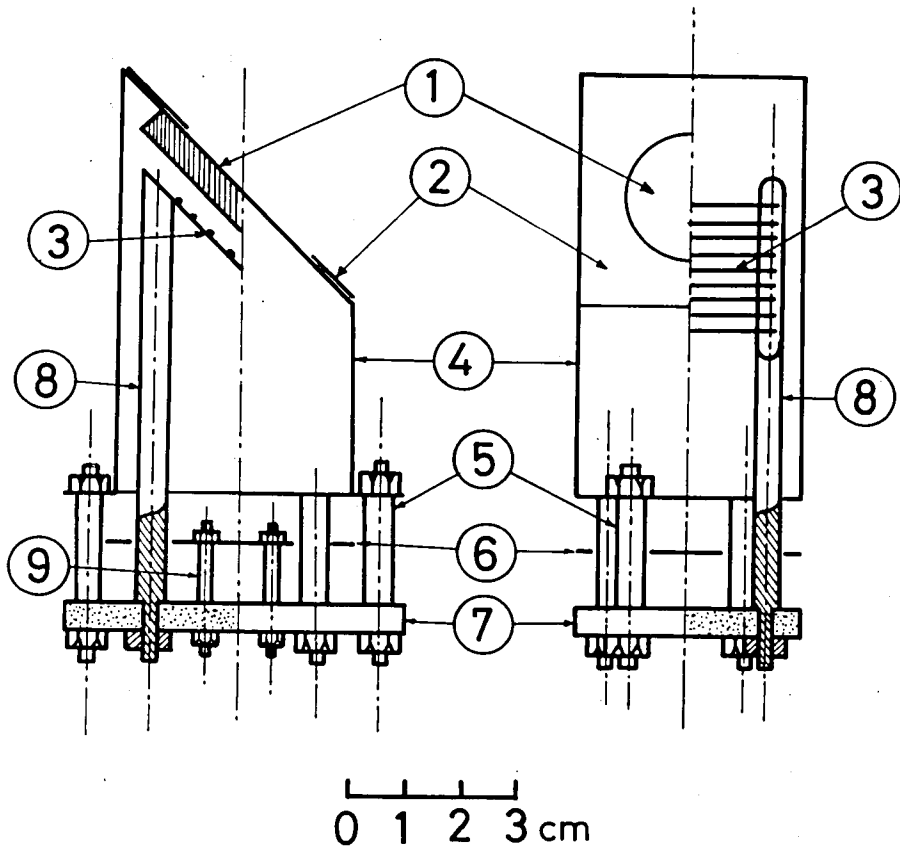


図 3.2 傾斜型熱電極系

①熱板(W), ②リミッタ(Ta), ③フィラメント(W), ④熱板支持および熱シールド函(Ta), ⑤シールド函支持(SUS), ⑥熱遮蔽板(Ta), ⑦組立基盤(アルミナ), ⑧フィラメント支持棒(Mo), ⑨熱遮蔽板の支持棒(SUS).

より各種の金属が蒸着すると表面の抵抗が減少して沿面電導を起す場合がある。これは遮蔽板をおくことにより、いくぶん避けられるが、長時間使用すると問題になる。

以上の問題点は、熱板を中心軸に直角に設置すること、およびフィラメントの支持方法を変えることにより容易に解決できる。

最も重要かつ困難な点は、熱板の温度分布を半径方向および方位角方向について、一様にする必要があることである。温度むらを嚴重に無くす必要があることは、Chen¹¹⁾によって指摘された。熱電子放出は温度の指数函数として変化するので、わずかな熱板温度のむらがあってもプラズマ中に大きな電位傾度を生じる。この電界と静磁界による $E \times B$ ドリフトは実験結果に大きな影響を与える。特に危険なのはプラズマ円柱の方位角方向の温度むらである。この温度むらは半径方向のプラズマのドリフトを生じさせ、プラズマの損失を増大させることになる。

このような $E \times B$ ドリフトを押さえるためには、1%以下の一様性が必要である。今この点を簡単に考察する。⁷⁾ 熱板温度 T で電子放出の仕事関数が ϕ_w であるとする。電子放出量は、Richardson の式で与えられる。

$$J_e = R(T) y^\delta = A T^2 \exp(-\phi_w / T) y^\delta \quad (3.2)$$

ここに A はリチャードソン定数、 $y = \exp(-|U|/T)$ で U はプラズマの電位である。 δ は次式で述べる。又、電子は Maxwell 分布であるとし $c_e (= 2kT/m_e)^{1/2}$ を電子の熱速度とする。このとき熱電極と反対側にある終端板による損失以外の電子の損失はないものとする。とプラズマ中の電子の数が一定であるためには、すなわち供給と損失が等しくなるためには、

$$R(T) y^\delta = \frac{1}{4} n c_e y^\tau \quad (3.3)$$

ここに n は密度で δ および τ は

$$\left. \begin{array}{ll} \delta = 1, & \tau = 0 \\ \delta = 0, & \tau = 1 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{但 } U < 0 \\ U > 0 \end{array} \quad (3.4)$$

で与えられる。(3.3)式より

$$\frac{\partial U}{\partial T} = \ln n - \frac{3}{2} \ln T - 51.6 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial U}{\partial n} = \frac{T}{n} \quad (3.6)$$

が得られる。

また半径方向の電位傾度は

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial r} &= \frac{\partial U}{\partial T} \cdot \frac{dT}{dr} + \frac{\partial U}{\partial n} \cdot \frac{dn}{dr} \\ &= T \left(\frac{\partial U}{\partial T} \cdot \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

となり、したがって

$$\frac{\partial U}{\partial T} \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dr} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} = 0 \quad (3.8)$$

となれば半径方向の電界を消すことが出来る。すなわち熱板の周辺を中心より少し高温にすれば電界を打消すことができる。

方位角方向の温度むらは、さらに制限が厳しい。方位角方向 (θ 方向) の電界によるプラズマの損失を通常の拡散による損失より少なくするためには、電界は

$$n \cdot \frac{cE_{\theta}}{B} < \frac{dn}{dr} D_{\perp} \quad (3.9)$$

でなければならない。ここに D_{\perp} は磁界を横切る拡散係数である。プラズマ密度は θ 方向に一様であるとする

$$E_{\theta} = \frac{1}{r} \frac{dU}{d\theta} = \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial T} \cdot \frac{dT}{d\theta} \quad (3.10)$$

となる。今 D_{\perp} として、例えば Bohm 拡散すると

$$\frac{nc}{B} \cdot \frac{\partial U}{\partial T} \cdot \frac{1}{r} \frac{dT}{d\theta} < \frac{dn}{dr} \cdot \frac{cT}{16B}$$

すなわち

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{d\theta} < \frac{r}{n} \cdot \frac{dn}{dr} / 16 \cdot \frac{\partial U}{\partial T} \quad (3.11)$$

となる。今 ΔT を熱板上の中心に対称に 180° はなれた 2 点の温度差として、密度を 10^{10} cm^{-3} $T=0.2 \text{ eV}$ とすると

$$\Delta T/T < \pi/16 \times 25 \quad (3.12)$$

となる。すなわち θ 方向の温度の一様性は 1% 以下にしなければならない。 E_{θ} による拡散をさらに少なくするためには、さらに $\Delta T/T$ を小さくする必要がある。

以上に述べた点を考慮して改良された熱電極系の構造を図 3.3 に示す。

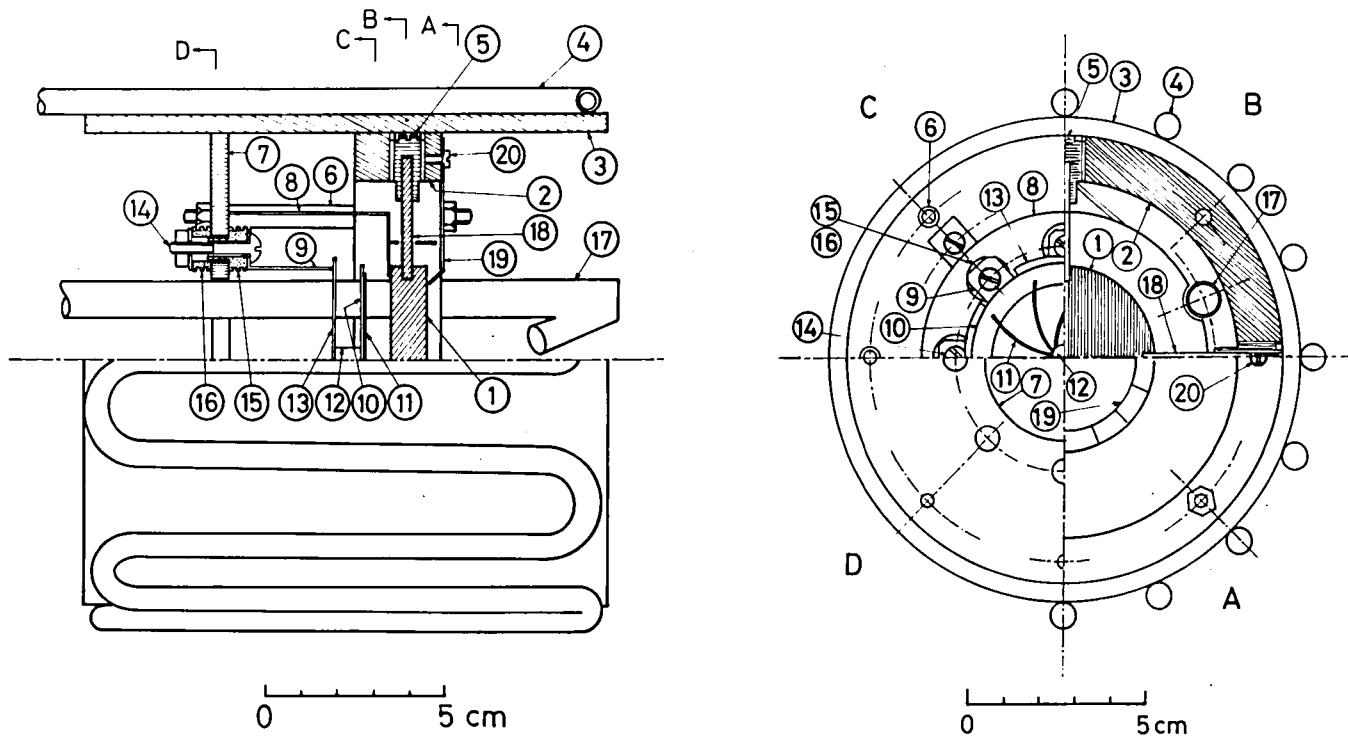


図 3.3 垂直型熱電極系

- ①熱板 (W), ②熱板支持リング (Cu), ③水冷ジャケット (Cu), ④水冷パイプ (Cu),
 ⑤締付けボルト (SUS), ⑥銅リング支持棒 (SUS), ⑦組立て基盤 (SUS), ⑧熱遮蔽 (Ta),
 ⑨⑩⑬⑭フィラメント支持板 (Ta), ⑪フィラメント (W), ⑫フィラメント支持板固定用ボルト (SUS),
 ⑮⑯絶縁碍子 (アルミナ), ⑰集束管, ⑱熱板支持棒 (W), ⑲熱電子遮蔽板 (Ta),
 ⑳固定用ビス (SUS).

図 3.3 に示した熱電極は図 3.2 と同じく名古屋大学プラズマ研究所のアルカリプラズマ発生装置 TPC-II 用に試作したものである。熱板の面が磁力線と直角に置かれているため、フィラメントは中心対称となるよう放射状に配置することができる。このようにすれば θ 方向の一様性を格段に改善することが出来る。またフィラメントがとびとびであることにより、フィラメントのない部分での熱板温度が低くなるのを避けるために、熱板の厚さを 1 cm と厚くした。これにより熱板表面での温度分布はさらになめらかなものとなる。実際この Hot plate では θ 方向の温度むらは熱板温度が約 2200°K のとき約 20°K 以下であった。またフィラメントの構造、たとえばフィラメント長さ等を変えることにより、半径方向の温度分布を変えることも出来る。この熱電極では、フィラメントの支持物としてアルミナ磁器の罫子^{⑤⑥}を用いた。この罫子には飛散金属の蒸着を防止し、沿面の距離を長くするため 2 本の溝が切つてある。図 3.3 とよく似た構造を持つ熱電極を本学においても試作したが、高い信頼性を示すことがわかった。熱板の寿命はほとんどフィラメントの寿命で決まる。しかしフィラメントはまた作り直せば再び動作させることが出来る。フィラメントは曲率を持たせて支持用の Ta 円板に溶接してある。これは加熱による膨張、収縮の際生ずる張力を逃がすためと、磁界とフィラメントを流れる電流とにより生ずる力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ により、フィラメントと熱板との距離を均一に保つためである。諸外国におけるアルカリプラズマ発生装置の熱電極は、ほぼ同様の構成を持つものが多いが、構造的には筆者らの開発したものが簡単である。また筆者らの試作した熱電極では絶縁物の使用量が非常に少ない、すなわち単純な形のアルミナ罫子を 8 個使用しているのみである。熱電極系において発生する事故のほとんどが絶縁物に関連したものであることを考えるとこのように絶縁物の使用量を減らすことにより、大巾に信頼性を向上させることができる。

3.3.2 集束管 (Collimator) および金属溜 (Oven)

金属原子を集中的に熱板に照射するために粒子集束管 (Collimator) を用いる。金属溜 (Oven) の容積には限度があり、その中に貯わえられている金属を有効に電離させるためには、集束度のよい集束管を設計する必要がある。ここでは集束管の設計法等を簡単に述べ、また通常集束管と一体となって使用される金属溜についても簡単に述べる。

アンモニアメーザ等では強度に集束された粒子ビームが必要であったため、強い粒子ビームの形成法がこれまでに研究された。¹²⁾ それらの方法では細長い管の両端に圧力差をつけることにより粒子ビームを得ている。この細長い管を一本あるいは多数並べることにより、粒子ビームの太さ、強度分布等を変えられる。今、文献 12) にしたがって細管による粒子束を計算する。

今、管の半径が a 、長さ L とし、管の内部において、管の長さにならって平均した粒子の平均自由行程を $\bar{\lambda}$ 、管の軸から角度 θ の方向の粒子ビームの強さを $I(\theta)$ (粒子数/sec・steradian)、高圧端における粒子密度を n_0 、管を流れる粒子数 N 、粒子の平均速度 \bar{c} 、とする。平均自由行程 $\bar{\lambda}$ は

$$\bar{\lambda} = L \left(\int_0^L \frac{dz}{\lambda(z)} \right)^{-1} \quad (3.13)$$

で与えられる。さらに次のような仮定を置く。 i) 低圧側における平均自由行程 λ は管半径 a よりも充分長く、また出口からの距離 L_0 ($\gg a$) までこの条件が成立つものとする。 ii) クヌーセン流とした場合には、管中の粒子密度 n は管の出口からの距離 z に比例するものとする。すなわち

$$n = r z \quad (3.14)$$

ここに r は N 、 \bar{c} 、 a 等できまる定数である。さらに衝突時における、等価的な粒子の直径を σ とし次式で定義する。

$$\lambda = 1 / (\sqrt{2} \pi \sigma^2 n) \quad (3.15)$$

さらに

$$L' = \frac{\pi^{1/2} \sigma r^{1/2} L}{2^{1/4}} = \left(\frac{n_0}{2n} \cdot \frac{L}{\lambda} \right)^{1/2} = \frac{\sqrt{3} \sigma L}{2^{3/4} \bar{c}^{1/2} a^{3/2}} \cdot (N)^{1/2} \quad (3.16)$$

により L' を定義する。クヌーセン流の場合には

$$N = \frac{2\pi}{3} \frac{n_0 \bar{c} a^3}{L} \quad (3.17)$$

が成立ち、したがって

$$r = \frac{n_0}{L} = \frac{3N}{2\pi \bar{c} a^3} \quad (3.18)$$

を得る。

次に $I(0)$, $I(\theta)$ 等を求める。今 $L' \ll 1$ とすると、この場合には粒子の壁との衝突はほとんど無視できる。したがって最大の強度 $I(0)$ は

$$I(0) = \frac{a^2 n_0 \bar{c}}{4} \quad (3.19)$$

で与えられる。 L' は等価的にある圧力における管の長さを表わすが、この値が小さいことは、管の長さがほとんど効果がないことを意味する。すなわち薄い平板にけられた半径 a の小孔から粒子が吹き出す場合と同じ状態であることを表わす。

次に $L' \gg 1$ の場合を考える。このとき管内の密度は充分大きく、ほとんどすべての粒子は壁と衝突すると考えられる。このときビーム強度は

$$I(0) = \frac{\sqrt{3} \sqrt{\bar{c}} \sqrt{a}}{8 \cdot 2^{1/4} \sqrt{\pi} \sigma} (N)^{1/2} \quad (3.20)$$

で与えられる。管の形状が完全な円形でない場合には等価的な半径として $a_{\text{eff}} = p/2\pi$ を用いる。ここに p は管の周長である。(3.18) 式はほとんどあらゆる粒子ビーム発生装置について適用できるものと思われる。また管中において $\lambda > a$ であるときには(3.18) 式は

$$I(0) = \frac{2^{1/4} \cdot a^2 \bar{c} n_0^{1/2}}{8 \cdot \sigma L^{1/2}} \quad (3.21)$$

となる。

次にある角度 θ 方向のビームの強さ、あるいはビームの広がり角度を与える式を示す。壁との衝突が無視できる場合には、(但 $\pi/2 > \theta \geq \tan^{-1}(2a/L)$ のとき)

$$I(\theta) d\omega = \frac{2 a^3 \bar{c} r}{3\pi} \cdot \frac{\cos^2 \theta}{\sin \theta} d\omega \quad (3.22)$$

となり、 $\tan^{-1}(2a/L) > \theta \geq 0$ のときは

$$I(\theta) d\omega = \frac{a^2 n_0 \bar{c} \cos \theta d\omega}{2\pi} \left\{ \cos^{-1} y - y(1-y^2)^{1/2} + \frac{2}{3} y [1-(1-y^2)^{3/2}] \right\} \quad (3.23)$$

ここに $y = L \tan \theta / 2a$

となる。(3.22)式および(3.23)式より $I(\theta_{1/2}) = I(0)/2$ となる角度は

$$\theta_{1/2} = 1.68 a/L \quad (3.24)$$

となり、 $\theta_{1/2}$ は管の大きさだけできまる。

一方衝突が多い場合には、

$$I(\theta)d\omega = \frac{3^{1/2} a^{1/2} \bar{c}^{-1/2} \cos^{3/2} \theta (N)^{1/2} d\omega}{2^{1/4} \pi^2 \sigma} \int_0^1 (1-z^2)^{1/2} \int_0^{kz} \exp(-y^2) dy dz$$

$$\text{ここに } k = \frac{2a}{\tan \theta} \left(\frac{\pi \sigma^2 r}{\sqrt{2} \cos \theta} \right)^{1/2} \quad (3.25)$$

で与えられる。さらに θ が小さいときは、この式より近似的に

$$\theta_{1/2} \approx \frac{2^{3/4} 3^{1/2} \sigma}{1.78 a^{1/2} \bar{c}^{1/2}} (N)^{1/2} \quad (3.26)$$

を得る。

(3.24)に示すように衝突が希な場合は、粒子の集束度は背圧によらず、管の大きさのみによって決まる。実際の装置においては(3.24)式で表わされる場合は少なく、特にある程度以上の粒子束強度が必要な場合は、ほとんど(3.25)および(3.26)式で表わされると考えられる。

以上の式を用いて、カリウムプラズマ用の集束器としての必要な大きさ、粒子ビームのひろがり等を概算する。今プラズマ密度を 10^{11} cm^{-3} とし、簡単のために、プラズマの損失を再結合のみによるものとする。すなわちプラズマ柱の半径は全体として大きいものとし、そのうち断面積 1 cm^2 のプラズマ円柱について考えるものとする。再結合係数を α とすると、毎秒 1 cm^3 当りのプラズマの損失は αn^2 であるから、長さ L_p 、面積 1 cm^2 のプラズマ柱において消滅するイオンの数は、毎秒 $\alpha n^2 \cdot L_p$ である。したがって定常状態を考えると、熱板において毎秒作り出さなければならないイオン数 μ_i は 1 cm^2 につき、 $\mu_i = \alpha n^2 L_p$ であたえられる。したがって電離度 β としたときに熱板の面積 1 cm^2 につき毎秒入射すべき中性粒子の数 μ_n は、 $\mu_n = \alpha n^2 L_p / \beta$ となる。今 $L_p \cong 100 \text{ cm}$ 、 $\alpha \cong 3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 、 $\beta = 0.6$ とすると、 $\mu_n \sim 5 \times 10^{14} \text{ molecules/cm}^2 \cdot \text{sec}$ となる。また集束管の先端と熱板との距離を約 2 cm とすると必要なビームの強さは、 $I(0) \cong 2 \times 10^{15} \text{ molecule/steradian} \cdot \text{sec}$ となる。さらに終端におけるプ

ラズマの損失，拡散による損失等を考えて $I(0) \cong 10^{16}$ ととる。その他の金属溜のパラメータとして次に示す値を用いる。プラズマイオンはカリウムイオンとする。

アルカリ金属溜温度 $T_0 = 500^\circ\text{K} \rightarrow p = 2.5 \times 10^{-2} \text{ mm Hg}$,

$$\text{このとき } n_0 \approx 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3},$$

$$\sigma \approx 5 \times 10^{-8} \text{ cm},$$

$$\lambda \approx 0.17 \text{ cm},$$

$$\bar{v} = 4.6 \times 10^4 \text{ cm/sec},$$

$$a = 0.05 \text{ cm}.$$

これらの値と (3.21) 式より

$$I(0) \approx \frac{8 \times 10^{15}}{\sqrt{L}} = 10^{16}$$

を得る。したがって $L \approx 0.64 \text{ cm}$ となる。また，流量 N は (3.17) 式より

$$N = 9 \times 10^{15} \text{ molecules/sec}$$

となり，この値を用いて (3.26) 式より

$$\theta_{1/2} \cong 0.16 \cong 9^\circ$$

が得られる。

以上の結果より長さ約 0.6 cm，内径 1 mm の細いパイプを用いればよいが，このままでは粒子ビームの太さが不足であるため素管を何本かを束ねる必要がある。素管を何本か束ねた場合には，全体としての粒子束の強度分布は各素管の分布を加え合わせたものとなる。この場合には厳密に全体の分布の型を求めるには，数値計算によらなければならない。さらに全体の分布の最大強度は各素管のそれのおよそ数倍となる。また集束管全体の直径を 1 cm とした場合にグラフ的に全体の分布の型の概略を求めて見ると上に用いた条件においては，熱板の所で全体の粒子束の半値幅は約 3 cm となることがわかった。すなわち直径 3 cm の熱板には，直径 1 cm に束ねた集束管を用いればよいことになる。この結果によって筆者の試作した集束管および金属溜全体を図 3.4 に示す。ここでは直径 1 cm のステンレスのパイプの内側に厚さ約 0.05 mm のタンタル箔を波型に成形したものと，平面のものとを交互に積みかさねている。また素管としての計算例に一致するように，タンタル箔の幅を約 0.8 cm，折り曲げたときに形成される三角形の一

辺の長さは約1mmとした。

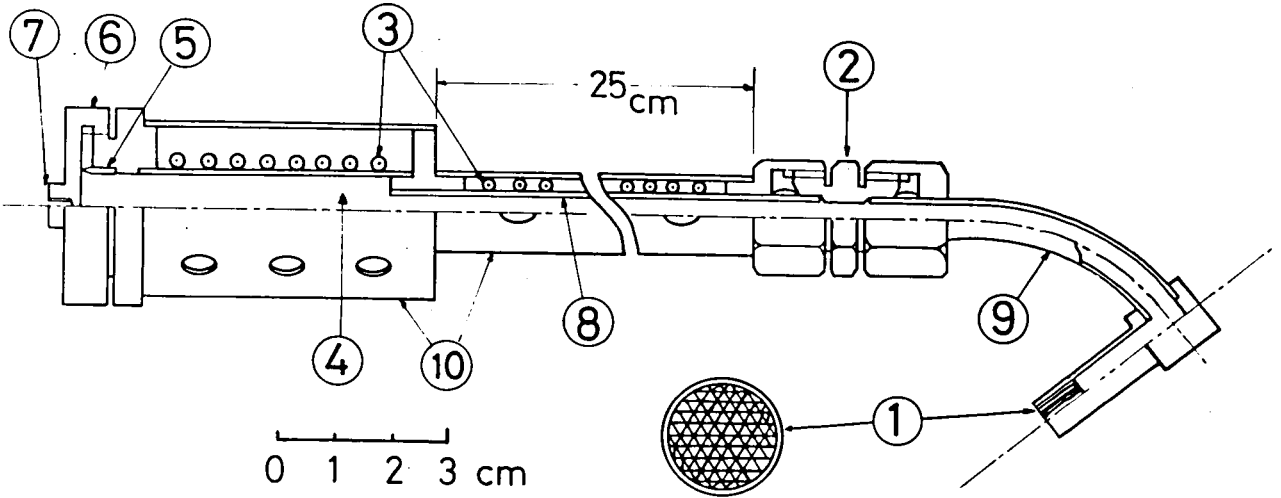


図 3.4 集束管およびアルカリ金属溜

- ①集束管, ②気密接続用フレアナット (BS), ③絶縁碍管付ヒーター線 (ニクロム), ④アルカリ金属溜 (BS), ⑤エッジ封じ (SUS), ⑥蓋 (BS), ⑦熱電対ポート, ⑧蒸気導管 (Cu), ⑨導管 (SUS), ⑩熱遮蔽 (SUS).

上述の例において, 必要とされる中性粒子束の値を求めるのに, プラズマ中の荷電粒子の再結合のみを考えて概算した。一方熱電離プラズマにおける平衡状態については従来多くの研究がなされている。^{4,10,13,16)} Rynn等⁴⁾, D'Angelo等¹³⁾ はプラズマの生成および損失を考慮してプラズマの半径方向の密度分布の型を求めた。また磁界を横切る拡散等についても研究した。Goeler¹⁶⁾ はセシウムプラズマ柱の端における粒子の再結合損失等をも考慮して平衡解を求め, さらにまた密度 n のプラズマを生成するのに必要な中性粒子束密度を与えた。その結果は,

$$j_0 = \frac{-\left(\frac{1}{2}\alpha l\right)^2 L_a n^4 + \frac{1}{8}\alpha l \bar{c}_e n^3 + \left[\frac{1}{2}\alpha l L_a R_i + \frac{1}{16} \bar{c}_i \bar{c}_e\right] n^2}{R_i L_a - \frac{1}{2}\alpha l L_a n^2} \quad (3.27)$$

ここに $R_i = AT^2 \exp(-\phi_w/T)$, $L_a = (\omega_p/\omega_a) \exp[e(\phi_w - \phi_i)/kT]$ で α はプラズマ内における再結合係数, \bar{c}_i, \bar{c}_e はそれぞれイオン, 電子の平均熱速度, l はプラズマ柱の長さである。(3.27) 式を求める際にはプラズマ柱の端における損失は含まれていない。また熱板の電位はプラズマの電位より高いものとし, n あるいは j_0 が大きいと仮定している。

式(3.27)より $l=70\text{ cm}$, $\alpha=3\times 10^{-10}$, $T=2300^\circ\text{K}$ としW板によりCsを電離するとして $n=10^{11}\text{ cm}^{-3}$ の密度を与えるためには, $j_0=3\times 10^{14}\text{ cm}^{-2}\cdot\text{sec}^{-1}$ の中性粒子束が必要となる。この値はカリウムの場合にすでに概算した μ_n の値($=5\times 10^{14}\text{ cm}^{-2}\cdot\text{sec}^{-1}$)と比較して順当なものである。実際にはすでに述べたように端の部分における再結合によるプラズマ損失は上述の体積再結合と同程度以上に大きいと考えられる。式(3.27)を実験的に確かめようとするところみもなされた。^{14,15,17)} 密度 n が小さいときは式(3.27)より $j_0\propto n^2$ となる。多くの観測では $j_0\propto n$ となっている。¹⁷⁾ このことは低密度領域においては、理論的に予測される値よりも実際には低い密度しか得られないことになる。これらの問題に関しては未だ不明な点が多くここではこれ以上立ち入らない。結局、集束管を設計する場合には以上の点を考慮して、概算により求めた粒子束密度の約10倍の強さを出し得ることを目安にすればよい。粒子束密度はアルカリ金属溜の温度により調節すればよい。すなわち損失に関する厳密な機構を問題にする必要がない場合にはこのような概略値を用いて十分である。実際筆者は上述の集束管を用いて所期のプラズマ密度が得られることを確かめた(得られたプラズマについては3.5参照のこと)。またこの集束管から流出する金属蒸気量から計算すると、1gのカリウムで連続20~30時間運転できることになる。

アルカリ金属溜からの金属蒸気を集束管に導くための導管(図3.4において品番⑧で示す)および集束管①はともに金属溜④よりやや高い温度に加熱されていなければならない。図3.4において集束管①、導管⑧、接続部②は熱板よりの熱輻射で充分加熱されている。導管⑧は均一に加熱するために熱伝導のよい銅を用い、周囲にヒーター線を巻いている。これらの導管および集束器を金属溜より高い温度とするのは、集束器より吹き出す金属蒸気の量を金属溜の温度で制御するためである。

金属溜④には導管⑧とは独立なヒーター線を巻き、これにより独立に温度制御を行なう。金属溜の温度は3mmφのメクラネジ穴⑦にクロメル-アルメル線を締めつけて測定した。

さらに注意すべきことは各接続部において気密を充分に保つことである。気密が悪いと蒸気が逃げ、利用率が悪くなる。筆者らはフレアナット②およびエッジ封じ⑤を使用して気密をよくした。このビーム発生器は全体が熱電極支持板に装着され真空容器の中に入った状態で使用するようにならされている。したがってカリウムを補給する場合には真空をやぶらなければならない。この点は不便であるが構造が極めて簡単であり、熱容量が小さいため運転が容易で信頼性も高い。この粒子ビーム発生器は単に一つの例にすぎず、他の変形は種々考えられる。中性粒子ビームの分布を平坦にし、金属蒸気の利用率をさらに高めるには集束管の面積を熱板と同

じ程度にしてビームの集束角度を小さくすればよいが、集束管を太くすると導管も太くしなければならず構造的に不利である。この点を解決するのに、熱板の前面に集束管のかわりにドーナツ状のパイプを取付け、ちょうど熱板に向うような細孔をならべてあけて集束管として用いる方法もある。この方法は比較的平坦な粒子束分布が得られるものと考えられる。現在、この方式を採用している装置が多い。

3.3.3 製作および組立ての際の問題

以上で熱板、集束管、アルカリ金属溜等の設計に関する一般的な事項について説明して来た。ここでは実際の製作、あるいは組立ての際注意すべき点を簡単に述べる。

i) 電解研磨

ホットプレートを構成する材料が酸化していると高温になったとき、それらの酸化物が分解、飛散して絶縁物等に付着して表面抵抗を減ずるおそれがある。また有機物等が付着していても同様な現象が起る。したがって構成材料は組立て前にあらかじめ充分清浄にしておかなければならない。このためには金属材料については電解研磨を行なう必要がある。電解研磨の詳細についてはここでは省略する。

一方金属の溶接には銅電極コンデンサ放電式溶接器を用いる（コンデンサ放電式以外の連続通電式の溶接器は金属の酸化が著しいため使用すべきでない）。このとき、銅電極の1部が被溶接金属に付着することがある。フィラメント線をTa支持板に溶接するときには特に付着しやすい。こうして付着した銅は高温になると飛散して、やはり絶縁物の絶縁抵抗を低下させる。したがって溶接が終了したものは、銅に対する電解研磨液により電解研磨をする必要がある。また電解研磨・水洗・乾燥がすんだものに対して直接手指等で扱うのを極力避けるべきであることはいうまでもない。以上の事項はフィラメント線張換え時にも適用する必要がある。

ii) フィラメント線の溶接

フィラメント線は0.3mmφのタングステン線を酸素ガスバーナーで焼きなました後に使用する。線の太さは焼きなましの際にあまり長時間加熱すると酸化により細くなるため注意しなければならない。電源の容量がゆるせば0.5mmφ以上の線を用いた方が長寿命となる。

フィラメント線は直線のままでなく、彎曲させた状態でタンタル支持板に取り付ける。曲線の型は懸垂線がもっともよいが、厳密には困難であるので円弧として用いる。円弧の直径は2～3cmであるのがよい。またタンタル支持板上に点溶接する時、タングステン線の通電部分の長さがかなりの精度で等しくなるように注意すべきである。通電部分の長さが異ると短いもの

に多くの電流が流れ、温度むらができやすくなると同時にその線が早く細くなって全体としての寿命が短くなる。

3.4 電源装置および制御装置

ここでは電子衝撃加熱用の高圧電源、およびフィラメント加熱用電源に対する必要事項を簡単に述べる。また集束管、アルカリ金属溜の温度制御についても簡単に述べる。

熱板の温度を時間的に一定に保つためには熱板に対する入力電力を一定に保てばよい。高温においては熱板からの損失はほとんど熱輻射によって定まり、熱伝導による損失は無視できる。したがって表面積 $S \text{ cm}^2$ で $T^\circ\text{K}$ の物体からの損失 W_0 はよく知られたステファンボルツマン則により

$$\left. \begin{array}{l} W_0 = S \sigma_s T^4 \quad (\text{watt}) \\ \text{ここに} \quad \sigma_s = 5.8 \times 10^{-12} \text{ W/cm}^2 \text{ deg}^4 \end{array} \right\} \quad (3.28)$$

となる。熱板の直径 3 cm, 厚さ 0.5 cm, $T = 2000^\circ\text{K}$ とすれば, $S \approx 18 \text{ cm}^2$ となり $W_0 = 1.7 \text{ kW}$ となる。したがって電源の出力としては、このような大きさの熱板に対しては約 2 kW あればよい。熱板およびフィラメントは、ちょうど 2 極真空管と同じ動作をするわけであるが、この陽極損失に相当する電力を一定に保つには、電圧および電流を同時に一定に保つよう制御しなければならない。電圧を一定となるように制御すると熱暴走が起る。フィラメントは通常温度制限電流領域で用いられるため何かの原因でフィラメントの温度が上昇すると熱電子流が増し、熱板の温度を高める。熱板の温度が高くなると熱板からの熱輻射が増し、これによりフィラメントの温度がさらに上昇する。これらの過程の結果、ついにはフィラメントあるいは熱板を溶解させるに至る。定電流回路を用いればこのような暴走を防ぐことができるが、温度制限領域を用いる限りは上述と逆の過程となり、安定な動作を期待できない。ただし高インピーダンスの特性のよい定電流回路を用いて、フィラメントを空間電荷制限領域で動作させればほぼ一定入力とすることができるが、この場合は熱板とフィラメントとの距離をきわめて正確に定めなければならない。空間電荷制限領域における電子電流は、チャイルドローリングミュアアの式により

$$J = \left(\frac{2}{m_e} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{9\pi d^2} \quad (3.29)$$

となる。ここに d は陽極-陰極間の距離である。熱板への入力 p が (3.28) 式のステファン-ボルツマン則によって失われるとすると

$$p \propto V^{5/2} d^{-2} \propto \sigma T^4 \quad (3.30)$$

となり、結局

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta d}{d} \quad (3.31)$$

を得る。したがって $\Delta T/T < 0.2\%$ とし、陽極-陰極間の距離 $d=1\text{ cm}$ とすると、 $\Delta d < 0.04\text{ mm}$ となる。この値はフィラメントの支持物の構造、機械的加工の精度等を適当に選ぶことにより実現可能ではあるが、フィラメントの支持金属等が熱により変形するため長時間にわたって精度を維持するのはかなり困難である。

以上のように高圧電源部のみを制御して温度を一定に保つのは困難な問題があるので、通常はフィラメントの電流制御を併用する。すなわちフィラメントから熱板に流れる電子電流を検出して、それによりフィラメントの加熱電流を制御する方法を用いる。この場合、高電圧電源は定電圧制御とするため、電力としては一定とすることができる。この場合はフィラメントの加熱電流が均一になるように注意しなければならない。しかし、ある程度の電流むらは熱板の厚さを増すことにより吸収できる。筆者は高圧電源として最大 $3\text{ kV } 1\text{ A}$ の定電圧装置を試作した。定電圧制御にするために直列制御管 $4\text{ T } 17$ を並列にして用いた。回路方式は通常のもので、ここでは省略する。直列真空管を用いる以外にサイリスタ (SCR) を用いる場合もあるが、SCR は衝撃電圧等過渡現象に弱く故障を起こしやすい。真空管はこのような異常電圧・電流等には耐久性があるが、陽極損失が大きく効率はあまりよくない。一方フィラメント加熱電源としては低電圧大電流を必要とし、これの制御には SCR が最も適している。筆者が試作したホットプレート用のフィラメントには約 $5\text{ V}, 60\text{ A}$ の電流が必要であるが、これの制御は SCR を使えば容易である。SCR を使って試作したフィラメント加熱用電源回路を図 3.5 に示す。電子衝撃電流を検出抵抗 R により電圧として取り出し標準電圧と比較し、その差を増幅する。増幅した電圧をユニジャンクショントランジスタ (UJT) によるパルス発生回路に導き、パルスの位相を変化させる。このパルスを SCR のゲートに加え、SCR の導通角を変えてフィラメント加熱電流を制御し電子衝撃電流が一定となるようにしている。増幅回路の増幅率は必要とする安定度で決まるが、ホットプレート、フィラメント等の熱容量とも関連

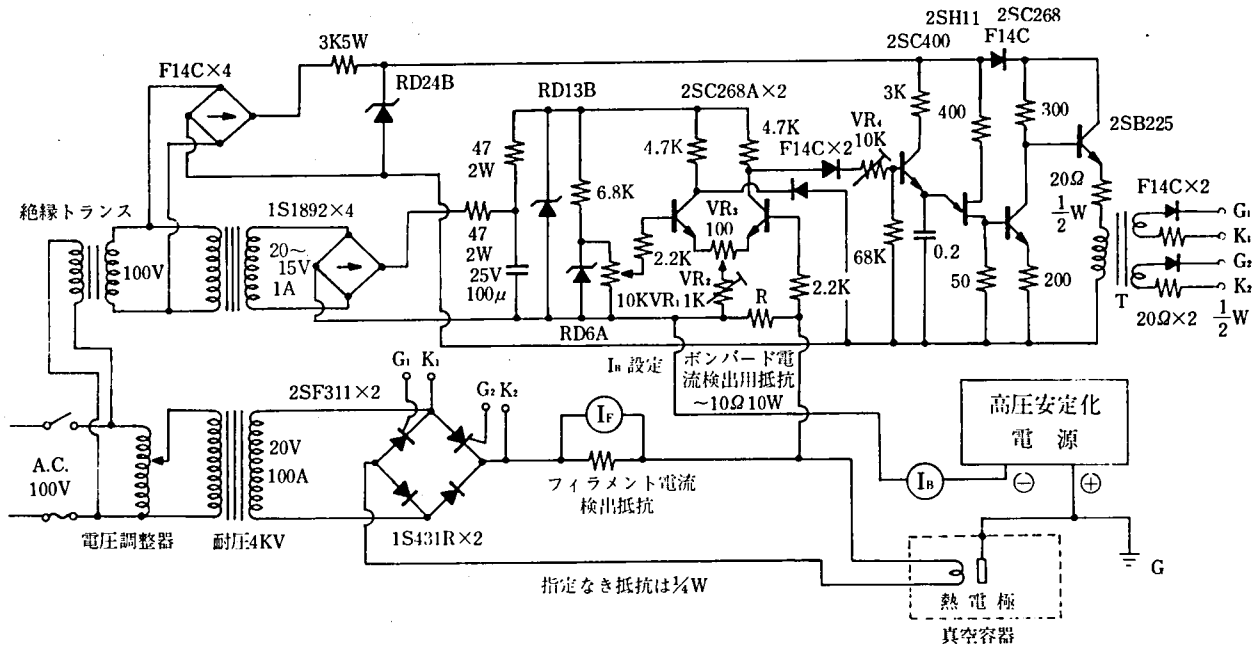


図 3.5 フィラメント電流制御回路

するため適当な値を選らぶ必要がある。あまり増幅度を上げるとハンチングをおこすおそれがある。筆者は図 3.5 の可変抵抗 VR_2 を、フィラメント電流計を観測しながら動かし、ハンチングの起る直前の所で止めて使用した。熱板温度の安定性は 1%/日程度以下であった。また熱板の電力制御のための負帰還回路の設計については文献 19) に詳しく述べられているので参照されたい。

次にアルカリ金属溜、蒸気の導管等についての温度制御について簡単に述べる。

集束管は金属溜にくらべてやや高い温度に保てばよく、温度の時間的変動はあまり問題にならない。すなわち金属溜の温度を T_0 、集束管および導管の温度を T_c とすれば、 $T_c \sim T_0 + 50^\circ\text{K} \pm 20^\circ\text{K}$ 程度であれば充分である。このような温度制御は ON-OFF 制御で行ない得る。

一方アルカリ金属溜の温度は熱板へ照射する粒子束密度を決めるものであるから、時間的変動をかなり厳密におさえる必要がある。実際 400°K 前後の温度において 10°K の温度上昇により金属蒸気圧は約 2 倍に上昇する。²⁰⁾ (3.21) 式より $I(0)$ は密度 n_0 の平方根に比例するため、 $I(0)$ の変動は 50% 程度になる。今 400°K 近傍のカリウムの蒸気圧を文献 20) の資料により、

$$p = CT_0^S \quad (s \sim 32) \quad (3.32)$$

で近似する。

このとき

$$\frac{\Delta p}{p} \cong 32 \cdot \frac{\Delta T_0}{T_0} \quad (3.33)$$

となり、したがって

$$\frac{\Delta I(0)}{I(0)} = \frac{1}{2} \frac{\Delta p}{p} \cong 16 \cdot \frac{\Delta T_0}{T_0} \quad (3.34)$$

となる。 $\Delta I(0)/I(0)$ を 0.1 (10%) 以下にするためには、 $T_0 \cong 400^\circ\text{K}$ のときは

$$\Delta T_0 \lesssim 2.5^\circ\text{K}$$

の変動にしなければならない。このような温度制御には比例式連続制御温度調節が適している。筆者らは ON-OFF 式制御を用いたため約 5°K の変動を生じた。プラズマ密度の変動にあま

り左右されない実験目的には実用上さしつかえないが、将来は温度調節装置として上記のような精度のものを採用する必要がある。

3.5 試作した熱電極とその特性

本学において試作し現用中の熱電極の特性について簡単に述べる。基本的な構成は図 3.3 と同じものであるが、タングステン板は厚さ 0.5 cm、直径 3.5 cm のものを使用した。集束管およびアルカリ金属溜は図 3.4 に示したものをを用いた。全体の構造を写真 3.1 に示す。また熱板支持筒 (0.3 mm 厚さのタンタル板) をとりのぞいて、フィラメント部が見られるようにした場合を写真 3.2 に示す。各々の写真の上方に見えるのが集束管である。熱板およびフィラメントはステンレス製の円盤により支持され、全体は同じくステンレス棒によって真空容器のフランジに装着されている。実際の運転時には、この電極系全体に水冷用の銅のジャケットをかぶせる。

この熱電極系により得られたプラズマの半径方向分布の一例を図 3.6 に示す。これは半径方向に可動なプローブを用いて、プローブの電子、あるいはイオン電流の分布を記録したものである。上方が電子電流分布

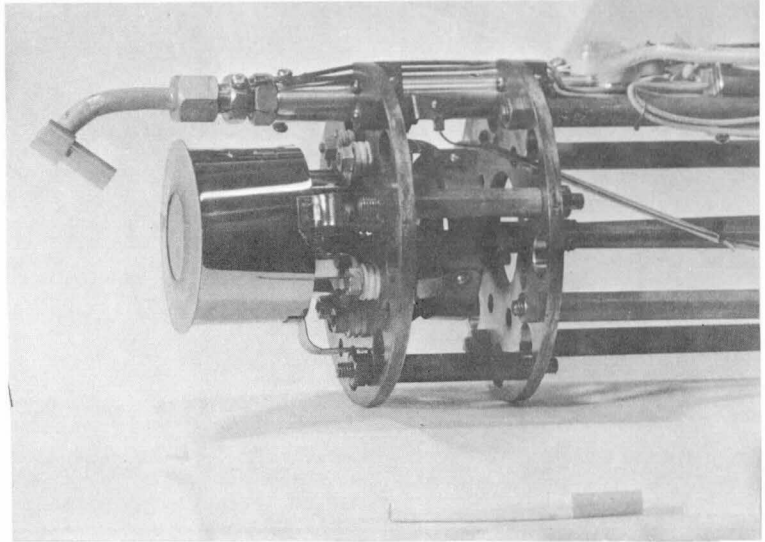


写真 3.1 熱電極系

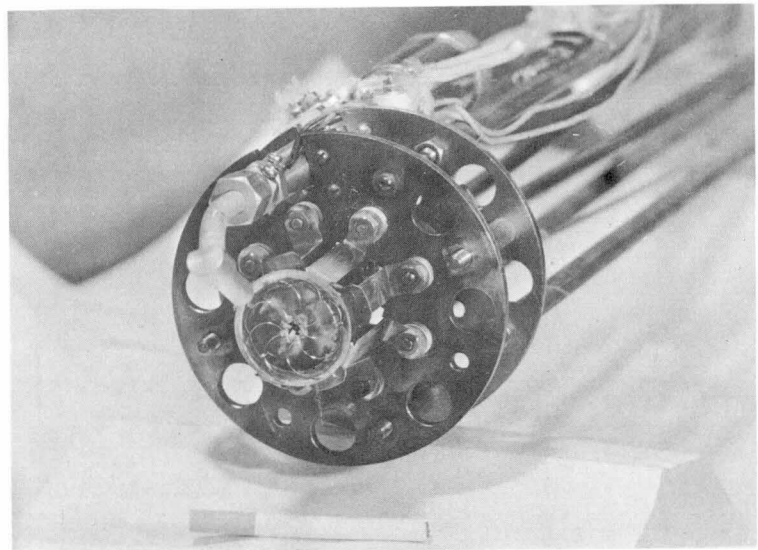


写真 3.2 フィラメントの構成

で下方がイオン電流の分布である。この図からあきらかなように、プラズマの半径はほぼ 2.7 cm で中央部の一様性は極めてよいことがわかる。ここでイオン電流は密度に比例している。

プラズマの中央部における密度と熱電極への電気入力との関係の一例を図 3.7 に示す。ほぼ 0.9 kW 以上で密度の飽和が見られる。この図ではアルカリ金属溜温度 $T_0 = 460^\circ\text{K}$ であるが、 T_0 を変えるとこの飽和密度が変わる。 $P = 1.2 \text{ kW}$ でほぼ $2.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ の密度のプラズマが得られる。さらに高密度にするには T_0 を高くすればよい。

プラズマの密度、電子温度、空間電位等の半径方向分布の一例は第四章図 4.5 に示されている。図 4.5 においては $T_0 = 450^\circ\text{K}$ 、 $P = 0.8 \text{ kW}$ である。このとき電子温度は中央部においてほぼ 0.35 eV、密度は $4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、空間電位は -1.7 V 程度であることがわかる。

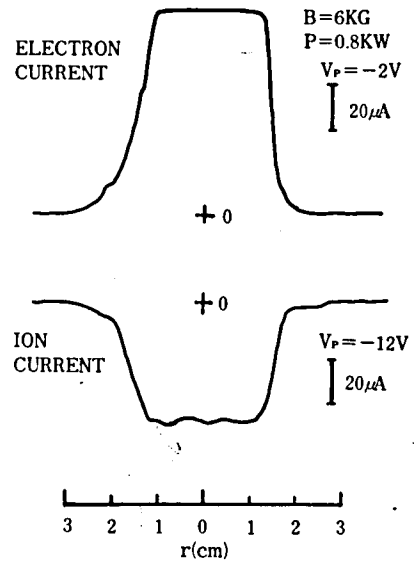


図 3.6 プローブ電流の半径方向分布

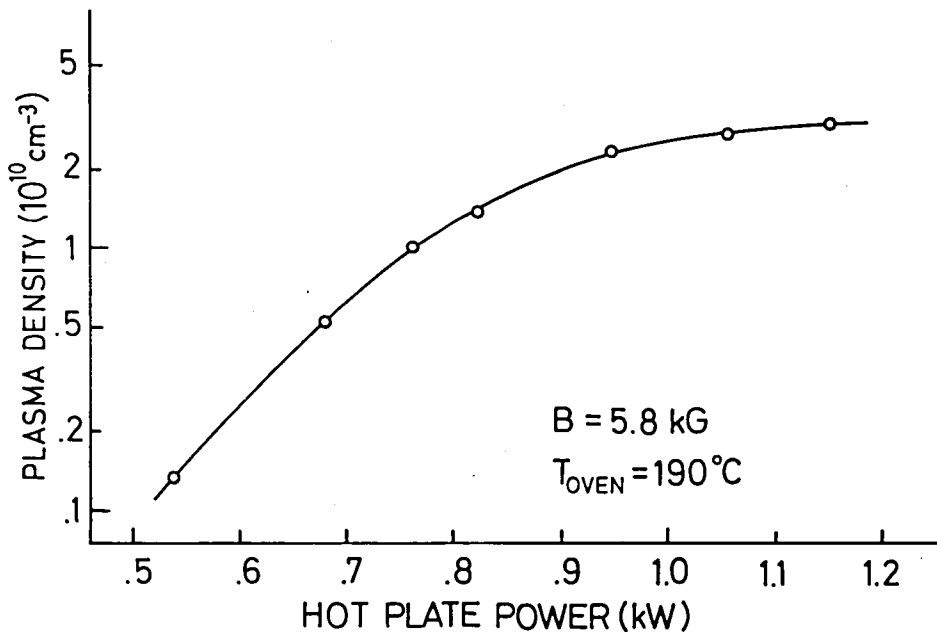


図 3.7 熱板電力とプラズマ密度

また熱電極系の安定度はきわめてよく、長時間の連続運転を行なっても何ら異常は見られなかった。フィラメント線は 0.3 mmφ のタングステン線を使用した。約 80 時間程度の寿命を持つ。フィラメント電源の容量が許せばもっと太い線を用いればさらに長寿命となる。現在フィラメントはおよそ 2600°K で使用しているが、線を太くして電子放出面積を増大すれば、フィラメントの温度はこれより低くてよく、2400°K で使用すれば使用可能時間は約 10 倍以上となる。

熱電極の他の部分はさらに寿命が長く、一日平均 4 時間使用するとして、1 年間以上は補修する必要がない。フィラメント支持のタンタル板および熱板支持のタンタル板はこの程度の期間を経過すると結晶化が進み機械的強度が低下するため補修を必要とする。

熱板の温度むらは θ 方向において約 20°K 以下であり、中央部と周辺部の温度差は約 130°K であった。タングステン板としてそれほど厚いものを使用しなかったにもかかわらず、このように比較的均一な θ 方向分布が得られたのは、フィラメント線の配置によるものと考えられる。

以上のように試作した熱電極系および集束管系はすべて所期の目標を満足し十分な性能を有するものと結論できる。

3.6 結 論

本章ではアルカリプラズマ発生装置の主要部である熱電極系の設計ならびに製作上の問題点について述べた。また実際に熱電極系を試作しその性能を検討した。これらの装置は現在、名古屋大学プラズマ研究所ならびに本学において安定に動作している。本章の研究によって得られた成果は次の通りである。

- i) 熱板に使用する金属とプラズマとなるアルカリ金属の組合わせを検討し、従来用いられていないが仕事函数の高い Ta-Ru 合金が使用できる可能性があることを示唆した。
- ii) 熱板の温度むらがプラズマにどのような影響を与えるかを考察し、温度むらの許容限界を与えた。温度むらを許容限界以下となし得るようなフィラメント配置を提案し、実際に試作した結果、熱板の方位角方向の温度むらが 20°K 以下に容易に押えられることを確かめた。
- iii) 粒子ビーム発生用の集束管の設計方針を述べ、実際に試作することにより所要の粒子ビームが発生できることを確かめた。
- iv) 熱電極用の電源装置あるいは制御装置の試作を行ない、所期の動作を行なうことを確かめ

た。

V) 試作した熱電極系全体を動作させ実際にプラズマを発生させ、出来たプラズマを測定した。得られたプラズマの半径方向の分布等は極めて一様なものであることを確かめた。

また試作した熱電極系の特徴としては以上に述べた点以外に次の様なことがあげられる。

○構成が簡単であり、1つのユニットとしてまとまっているため取扱い、運転が極めて容易である。すなわち集束管、金属溜、熱電極等がすべて一体となり、その周囲を水冷用銅ジャケットでおおっていて全体が1枚のフランジに固定されているため、規格の一致するフランジであればただちにいかなる容器でも装着できる。容器の方に集束管のための枝管等を必要としない。したがってプラズマ容器そのものも簡単となり自由度が大きく各種の実験目的に応じて改造が容易である。○フィラメント線の修理等が容易に行なえる。

以上、要するに我国におけるアルカリプラズマ発生装置は本研究によってはじめて実用的なものとなり得たと言えよう。これらの装置を用いて重要な研究が数多く行なわれたことは言うまでもない。

今後の問題点としては、熱板金属として、より仕事函数の高いものの開発、熱板温度の均一性の向上、プラズマ半径のさらに大きいものを得るために熱板直径を大きくした熱電極の開発等があげられる。直径の大きな熱板を均一に加熱することはかなり困難であるが、直径の大きなプラズマを得ることができれば研究テーマの領域はさらに拡大するため、今後研究する必要がある。以上は技術的な問題であるが、アルカリプラズマ発生装置においては、本章 3.3.2 で述べたごとくプラズマの損失過程は未だ明確にはなっていない。このような物理的な問題点も将来研究される必要があると考える。

アルカリプラズマは今後とも基礎的な研究に使用されるものと思われるが、装置の建設等の際に本章がわずかでも参考になれば幸いである。

文 献

- 1) I.Langmiur and K.H.Kingdom, Proc. Poyal Soc. (London) A107, 61 (1925).
- 2) J.B.Taylor and I.Langmuir, Phys. Rev. 44, 423 (1933).
- 3) J.M.Houston and H.F.Webster, 'Advances in Electronics and Electron Physics' Academic Press, New York 17, 125 (1962).
- 4) N.Rynn and D'Aangelo, Rev. Sci. Instr. 31, 1326 (1960).
- 5) T.L.Matskevich, Soviet Physics-Tech. Phys. 13, 295 (1968).
- 6) E.Ya.Zandberg, A.Ya.Tontegode, Soviet Phys.-Tech. Phys. 10, 1162 (1966).
- 7) J.Burt, P.F.Little, P.E.Stott, Plasma Phys. 11, 783 (1969).
- 8) N.Rynn, E.Hinnov, and L.C.Johonson, Phys. Fluids 8, 1368 (1965).
- 9) 大引得弘, 高橋信夫, 板谷良平, 日本物理学会, 1966年10月 14p-G-9.
- 10) N.Rynn, Rev. Sci. Instr. 35, 40 (1964).
- 11) F.F.Chen, Phys. Fluids 9, 2534 (1966).
- 12) J.A.Giordmaine and T.C.Wang, J.Appl. Phys. 31, 463 (1960).
G.R.Hanes, J.Appl. Phys. 31, 2171 (1960).
- 13) N.D'Angelo and N.Rynn, Phys. Fluids 4, 275 (1961), *ibid* 4, 1302 (1961).
- 14) R.W.Motley, Phys. Fluids 8, 205 (1965).
- 15) S.v.Goeler and N.D'Angelo, Nuclear Fusion 5, 279 (1965).
- 16) S.v.Goeler, Phys. Fluids 7, 463 (1964).
- 17) M.Hashmi, A.J. van der Houven van der Oordt and J.G.Wegrowe, Nuclear Fusion 8, 197 (1968).
- 18) 例えば I.E.Campbell editor, 'High-Temperature Technology' (John Wiley & Sons, Inc. New York, 1957).
- 19) 佐藤照幸, 伊藤宣則, 黒田 勉, 松浦清剛, IPPJ-DT-12, 名古屋大学プラズマ研究所 (1968).
- 20) M.Knoll, 'Materials and Processes of Electron Devices' (Springer-Verlag, Berlin, 1959).

第 4 章 磁界中プラズマにおけるドリフト波の励起¹⁾

4.1 序

磁界中プラズマにおいては、第 2 章で述べたような磁界のないプラズマにくらべてさらに多数の波動が存在し得る。また一様かつ均一なプラズマでの波動以外に、プラズマ諸量の不均一により生ずる波動も存在する。ここではそのような不均一プラズマにおける波動で、ドリフト波と呼ばれるものについて考察する。

プラズマの不均一により生ずる不安定性は、最初ソ連の Tserkovnikov²⁾によって理論的に研究された。すなわち温度が磁界の方向と直角の方向において不均一であるプラズマ中では、磁界と直角方向に伝播する波動は不安定であることが示された。一般に実験室内で作られるプラズマはすべて境界を有し、プラズマに関する諸量、すなわち温度、密度、磁界強度、不純物濃度等に不均一があるのはさげがたい。したがって単にこのような不均一だけで生ずる不安定性は、もしこれにより粒子損失が増えるのであれば、核融合に必要な高温プラズマの閉じ込め等に際して重大な問題となる。あらゆる実験室内プラズマ(但し磁界のある)に避けがたい不安定性であるとして「Universal不安定性」とも呼ばれ、以後多くの理論的研究がなされた。^{3)~9)}これらの研究は主としてプラズマ諸量が不安定性にどのように寄与するかをしらべた。一方実験的にもドリフト波の研究が行なわれた。前章で述べたアルカリプラズマ発生装置「Q-machine」中に自然発生するドリフト波的な振動について研究された。^{9)~12)}しかしこれらの振動はプラズマ柱の境界に存在し、磁界と直角方向である電界により励起された振動とまぎらわしいという疑いが生じた。¹³⁾この振動は edge oscillation^{14,15)}と呼ばれその性質はドリフト波に非常によく似ている。純粋に密度勾配により励起されたと考えられるドリフト波についての研究は Hendel 等¹³⁾によってなされた。一方、ドリフト波と粒子損失の関連等も研究された^{16,17)}が、実際に粒子損失と関連があるかどうかは未だ明確ではない。

自然に励起するドリフト波は再現性が悪く、プラズマ諸量との関連をしらべるのが困難であるので、外部信号によってドリフト波を励起する試みもなされた。^{18)~22)} Keen²⁰⁾ および Nishida²¹⁾ の放電プラズマにおける実験結果は理論的な結果⁷⁾と一致することが見出されたが、筆者等²²⁾ のセシウムプラズマにおける実験では理論結果⁷⁾とかなり違っていることが見出された。すなわちドリフト波の分散式がかなり理論的な結果と異っていることがセシウムプラズマ

で見出された。

本章においては、このような相違の由来する物理的な機構を考察することを目的とする。すなわち分散式はプラズマ中での活動のふるまいを理解する上で最も基本的であり、すべての研究の出発点でもあるため、いかなる条件のもとにおいても充分詳細に解明されている必要がある。

ここでは以上の目的のもとに、ドリフト波の外部励起に関する理論的ならびに実験的に行った研究の結果について述べる。またドリフト波に対する粒子間衝突の効果、および上に述べた edge oscillation との分離などの点に関する研究結果をも述べる。具体的にはドリフト波を人工的に励起して、その分散式をしらべ理論的な結果と比較する。このように外部信号によりドリフト波が励起できるならば、ドリフト波とプラズマ諸量との関連がより容易に研究できるものと思われる。

4.2 ドリフト波の線形理論⁷⁾

ここではこれまでに研究されたドリフト波の線形理論を簡単に述べる。また以下では、すべて静電近似 $E = -\nabla\phi$ がなりたつような低圧プラズマでの縦波としての取扱いを行なう。また波の周波数 ω はイオンサイクロトロン角周波数 Ω_i よりも充分小さいものとする。さらにプラズマの温度は均一で一定であるとする。磁界の方向は z 軸方向とし、密度の勾配は x 軸方向にあるものとする。

4.2.1 流体近似⁷⁾

イオンの温度は 0 と考えると定常状態ではイオンは静止し、電子は

$$v_0 = -\frac{kT_e}{m_e \Omega_e} \frac{d \ln n_0}{dx}$$

のドリフト速度で磁界と密度勾配に対して直角に流れている。ここに Ω_e は電子サイクロトロン角周波数である。さらに波の位相速度が電子の熱運動速度より充分遅いと仮定すると、電子はボルツマン分布に従うとすることができる。すなわち電子の密度変動を \tilde{n}_e 、電位変動を $\tilde{\varphi}$ とすると、

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_0} = \frac{e\tilde{\varphi}}{kT_e} \quad (4.1)$$

ここで n_0 は定常密度, T_e は電子温度, k はボルツマン定数である。イオン密度の変動分 \tilde{n}_i は

$$\frac{\partial \tilde{n}_i}{\partial t} + \text{div} (n_0 \tilde{\mathbf{v}}_i) = 0 \quad (4.2)$$

であたえられ, イオンの速度の変動 $\tilde{\mathbf{v}}_i$ は,

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}_i}{\partial t} = -\frac{e}{m_i} \nabla \tilde{\varphi} + \frac{e}{m_i c} (\tilde{\mathbf{v}}_i \times \mathbf{B}_0) \quad (4.3)$$

で与えられる。

プラズマのデバイ距離が充分短いとすると準中性条件が成立し, 密度変動分が $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$ に従うものとすれば, 結局次の分散式を得る。

$$\omega^2 - \omega\omega^* - k_z^2 C_s^2 = 0 \quad (4.4)$$

ここで $\omega^* = k_y v_0$, $C_s = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$ (イオン音波の位相速度) である。さらに k_y, k_z は波の y 軸方向および z 軸方向の波数である。この分散式を図 4.1 に示す。曲線 1 は電子のドリフトと同じ方向の伝播を示し, 曲線 2 は逆方向への伝播を示す。曲線 1 は $k_z \rightarrow 0$ で ω^* に近づき, $k_z \rightarrow \infty$ で勾配は $k_z C_s$ となる。Keen 等²⁰⁾ は放電プラズマにおいて, この分散式に一致する実験結果を得た。

4.2.2 粒子的取扱い²⁴⁾

粒子の分布関数を導入することにより, 波と粒子のエネルギーのやりとりを考慮すれば, 波のふるまいはさらに正確に記述できる。すなわち流体近似では, 波のエネルギーが粒子に与えられて波が減衰するいわゆるランダウ減衰は含まれない。特にイオン温度が 0 でない場合は流

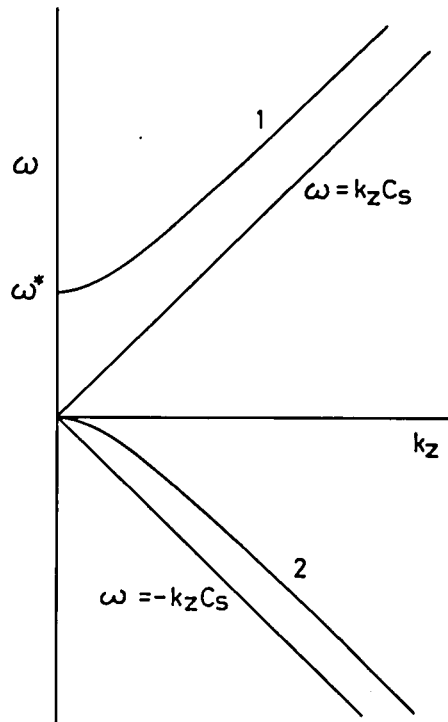


図 4.1 分散関係

体方程式では近似が悪くなる。ここでは、粒子間衝突のないボルツマン方程式を用いて分散式を求める。また周期の早い振動（例えばサイクロトロン振動）に対しては時間で積分して、残った遅い周期の振動分を取扱ういわゆるドリフト近似を用いる。

線型化されたドリフト近似運動方程式はイオンの分布函数の変動に対し、

$$(-\omega + k_z v_z) f_1 - \frac{e}{m_i} k_z \tilde{\varphi} \frac{\partial f_0}{\partial v_z} - \frac{c}{B_0} k_y \tilde{\varphi} \frac{\partial f_0}{\partial x} = 0 \quad (4.5)$$

となる。²⁴⁾ここで f_0 は平衡状態での分布函数である。 f_0 を Maxwell 分布とし、 $\frac{\partial f_0}{\partial v_z} = -\frac{m_i v_z}{T} f_0$ 、および $\frac{\partial f_0}{\partial x} = -\kappa f_0$ と仮定すると、分散式は

$$\frac{\omega + \omega^*}{k_z v_i} Z\left(\frac{\omega}{k_z v_i}\right) + \frac{\omega - \omega^*}{k_z v_e} Z\left(\frac{\omega}{k_z v_e}\right) + 2 = 0 \quad (4.6)$$

となる。ここで $v_i = \sqrt{2kT_i/m_i}$ 、 $v_e = \sqrt{2kT_e/m_e}$ 、 $T_e = T_i = T$ 、 $\omega^* = k_y v_0$ で $Z(\rho)$ は次式で与えられるプラズマ分散函数である。²³⁾

$$Z(\rho) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-x^2}}{x - \rho} dx$$

いま、 $v_i \ll \omega/k_z \ll v_e$ であるとし、また磁界方向の電子の流れがあり、イオンとの相対速度が u であるとして (4.6) 式を展開すると

$$1 - \frac{\omega^*}{\omega} - \frac{k_z^2 C_s^2}{\omega^2} \cdot \left(1 + \frac{\omega^* T_i}{\omega T_e}\right) + \frac{i\sqrt{\pi}}{k_z v_e} (\omega - k_z u - \omega^*) = 0 \quad (4.7)$$

を得る。この式からドリフト波の不安定条件が見出される。Nishida 等²¹⁾ は放電プラズマ、すなわち $T_e \gg T_i$ のもとでこの式の実数周波数と波数の関係と実験結果との一致を見た。

4.3 アルカリプラズマ中のドリフト波

アルカリプラズマでは放電プラズマと異り $T_i \sim T_e$ であり、また粒子間衝突がドリフト波の周波数に比べて無視できない。さらに磁場方向の波長が充分長くない場合、すなわち分散式をしらべるために短波長領域まで取扱う場合には流体近似は用いられない。これは、波の位相

速度がイオンの熱速度にくらべて充分大きくない場合は波に対する共鳴粒子の存在が無視できないということを意味する。

ドリフト波に対する衝突の効果は重要であり、特に不安定領域を拡大する場合があるため、多くの研究者により研究された。^{25)~29)} 衝突を考慮するためには、ほとんどの場合流体方程式に粘性項を入れて取扱われている。また衝突が安定性におよぼす影響をしらべた研究が多く、分散式に対する影響をしらべたものは少ない。

ここではボルツマン方程式および衝突の近似的な表式として B.G.K. Model³⁰⁾ を用いて簡単な分散式を導出し、次節以下で述べる実験結果を検討する。ボルツマン方程式に Krook Model を用いて分散式を求めることは Mikhailovskii 等²⁷⁾ によって行なわれたが、彼らは $v_i < \omega/k_z < v_e$ の近似を用いている。ここではこの近似は用いず厳密な数値解を求める。

衝突項を含む、線型化されたドリフト近似運動方程式は次のようになる。

$$(-i\omega + ik_z v_z) f_\alpha + i \frac{e_\alpha \varphi}{m_\alpha} k_z \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial v_z} - i \frac{e \varphi}{m_\alpha \Omega_\alpha} k_y \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial x} = S t_\alpha \quad (4.8)$$

ここに $\alpha =$ 電子又はイオン、 $f_{\alpha 0}$ は摂動のない α 粒子の分布関数である。この式の左辺は第2節(4.5)式と同じである。右辺の衝突項は次の式により近似する。

$$S t_\alpha = - \sum_\beta \nu_{\alpha\beta} \left[f_\alpha - \left\{ n_\alpha + \frac{m_\alpha}{T_\alpha} (v q^\beta) f_{\alpha 0} \right\} \right] \quad (4.9)$$

ここで、 n_α 、 q^α はそれぞれ密度変動の平均、および平均の変動速度を示し、

$$n_\alpha = \frac{1}{n_0} \int f_\alpha d\mathbf{v}, \quad q^\alpha = \frac{1}{n_0} \int \mathbf{v} f_\alpha d\mathbf{v} \quad (4.10)$$

で与えられる。

衝突を示す(4.9)式には微細な衝突の機構、たとえば磁界の存在によって粒子に働くまざつ力が非一様になること等、は含まない。しかし衝突の効果の巨視的、近似的な記述となり得るし、実際に分散式を求めるのも、正確な表式すなわち Fokker-Plank 方程式にくらべて、非常に容易である。

結局求める分散式は次式のようにになる。(附録参照)

$$\begin{aligned}
& [\{ 1 + i\xi_i Z(\rho_i) \} (1 + 2i\xi_i \rho_i F_i) + 2\xi_i^2 F_i^2] \{ \eta_e Z(\rho_e) + F_e \} \\
& + \theta \{ 1 + i\xi_e Z(\rho_e) \} [\{ F_i + \eta_i Z(\rho_i) \} (1 + 2i\xi_i \rho_i F_i) + 2i\xi_i F_i^2 (\rho_i + \eta_i)] \\
& = 0 \quad (4.11)
\end{aligned}$$

ここに、 $\xi_\alpha = \nu_\alpha / k_z v_\alpha$ 、 $\eta_\alpha = \omega_\alpha^* / k_z v_\alpha$ 、 $\theta = T_e / T_i$ 、 $\rho_\alpha = (\omega + i\nu_\alpha) / k_z v_\alpha$ 、 $\nu_i = \nu_{ii}$ 、 $\nu_e = \nu_{ei}$ 、 $F_\alpha = 1 + \rho_\alpha Z(\rho_\alpha)$ である。 $Z(\rho)$ は前節で述べたプラズマ分散関数である。さらに q^e 、 ν_{ie} 、 ν_{ee} 等は他の量に比べて小さいとして無視した。また(4.8)式には含まれていないが実際のプラズマには存在する、プラズマの磁界方向の流れ V_0 、およびプラズマ柱の半径方向の定常電界 E_r 等は(4.11)式の解において位相速度あるいは周波数に対するドップラーシフトとして取扱った。

分散式(4.11)を ρ_i に関して数値解を求めた。数値解の求め方についての詳細は附録を参照のこと。分散式の解の1例を図4.2—図4.3に示す。図4.2は根に対応する $\omega / k_z v_i$ の実数部で、いわゆる分散関係を示し、図4.3は根の虚数部で波の減衰量を示す。ここでは計算に用いたパラメータは、衝突周波数以外は実験によって得られた数値を用いた。図4.2の縦軸は周波数 f をイオンサイクロトロン周波数 f_{ci} で規格化した値を用い、横軸は磁界方向波数をイオンラーマー半径 r_i で規格化した値を用いた。曲線A,C,Dはそれぞれ異った値の衝突周波数に対する解を示す。また磁界と直角方向の波数 k_y の値として、プラズマ柱の半径の逆数にほぼ等しいとした。(この点に関しては次節に述べる。)曲線A,C,Dはドリフト波を示す。Eはイオン音波の分散関係を示す。

図4.2(a)で曲線A,C,Dはそれぞれ衝突周波数 ν_i / Ω_i として0, 0.032, 0.05を用い、プラズマの流速として、 $V_0 = 1.5 \times 10^5$ cm/sec, および定常電界による周波数シフト $\omega_d / \Omega_i = 0.024$ 等を用いた。図4.2(b)ではA,B,Cには $\nu_i / \Omega_i = 0, 0.028, 0.04$ をそれぞれ用いた。また $V_0 = 1 \times 10^5$ cm/sec, $\omega_d / \Omega_i = 0.024$ を用いた。また $T_e / T_i = 1.4$ とした。

図4.3(a)ではプラズマ柱の軸方向の減衰率 k_i と周波数の関係を示す。減衰率は軸方向の波長 k_z で規格化したものである。

図4.2(a)と図4.3(a)とでは曲線の記号A,C,Dが同じであれば計算に使用した ν_i / Ω_i の値は同じである。図4.2(b)と図4.3(b)とでも同じである。他の量 V_0 、 ω_d / Ω_i も図4.2に対応する。

図4.2および図4.3で直線Eはイオン音波を示す。イオン音波に対する解も分散式(4.11)に含まれている。イオン音波を求める場合は $\omega^* = 0$ とすればよい。またイオン音波に対する

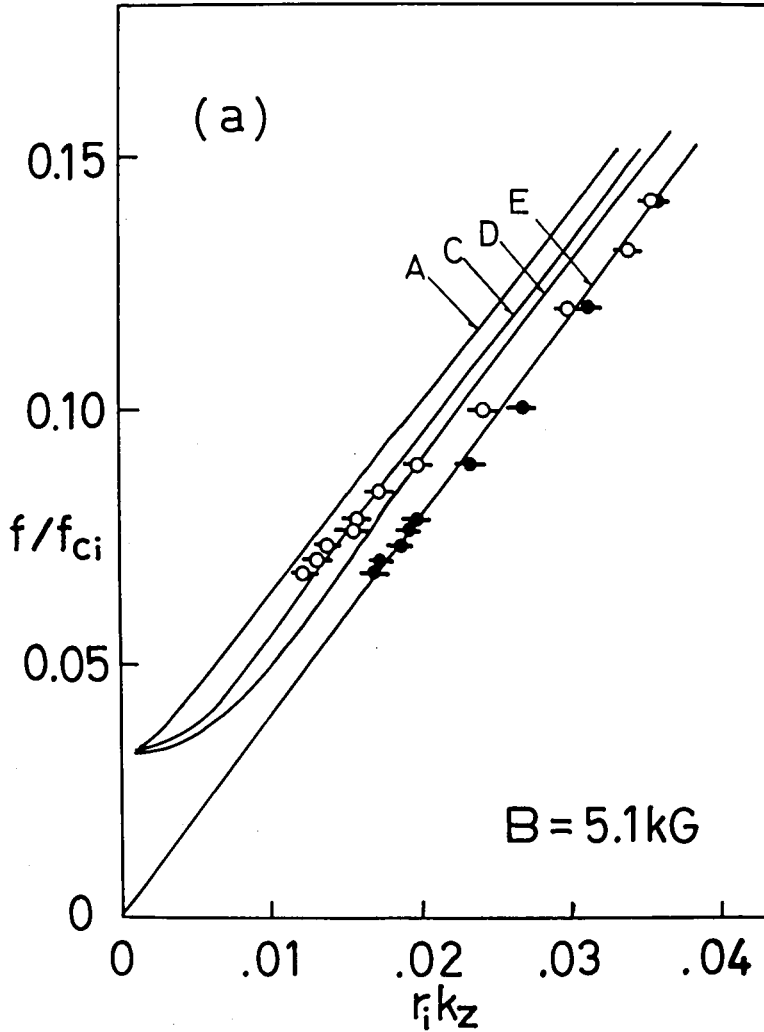


図 4.2(a) ドリフト波とイオン波の分散関係
 曲線 A, C, D はドリフト波, E はイオン音波を示す。
 A, C, D に対して ν_i/Ω_i はそれぞれ 0, 0.032, 0.05
 である。プラズマ流速 $V_0 = 1.5 \times 10^5$ cm/sec, 電界
 による回転周波数 $\omega_d/\Omega_i = 0.024$ を用いている。

衝突の効果はこれまでに Fokker-Planck 方程式によりくわしくしらべられている。^{31,32,40)} その結果によれば、我々の実験条件では衝突によりほとんど影響を受けない。したがって衝突のない場合のイオン波の分散式は (4.11) 式で $\nu_a = 0$ として正確に求められる。この結果を図 4.2(a) では直線 E, (b) では D で示す。

図 4.2 で明らかなように、ドリフト波の分散式は衝突周波数が大きくなるにしたがって、イオン音波の分散式に近づくことがわかる。磁界方向の波長 k_z が大きい領域における近づき方

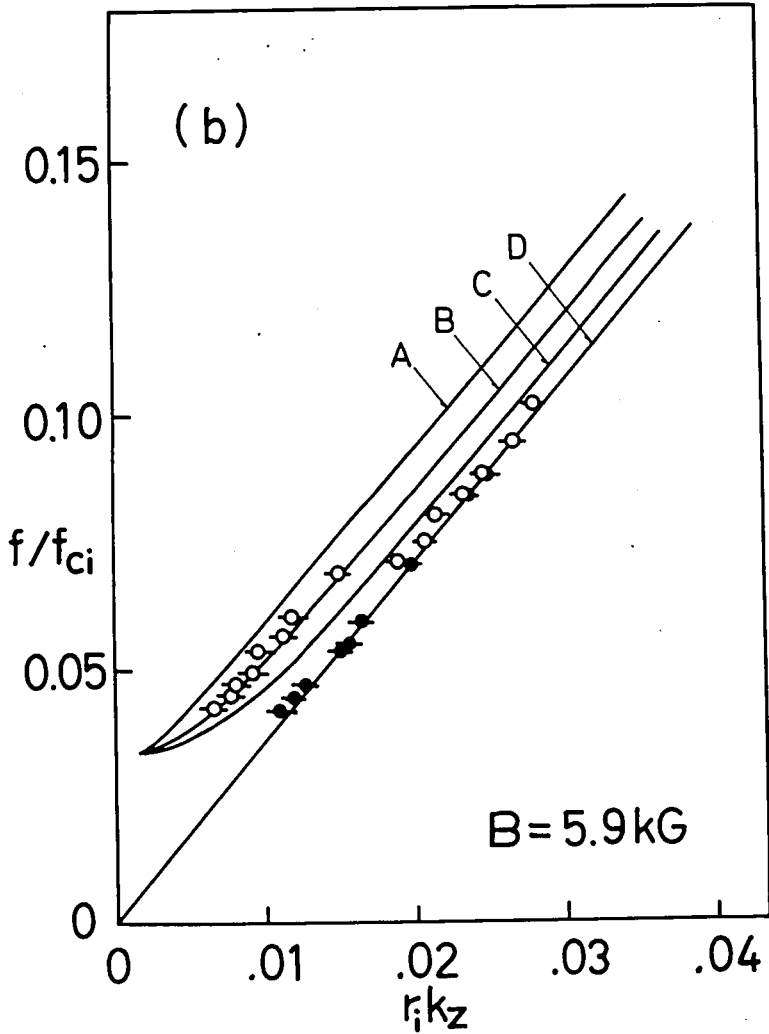


図 4.2(b) 分散関係

曲線 A, B, C はドリフト波を表わし, v_i/ρ_i はそれぞれに対して 0, 0.028, 0.04 である。
 $V_0 = 1 \times 10^8$ cm/sec, 直線 D はイオン音波を示す。

の方が k_z の小さい場合よりも大きい。衝突周波数が 0 の場合は図 4.1 の曲線 1 と一致する。また $k_z \rightarrow 0$ の場合, 周波数は衝突のあるなしにかかわらずある一定の周波数に近づく。この周波数は $\omega^* + \omega_d$ となる。

ドリフト波の減衰率は図 4.3 で示される。この場合には f/f_{ci} が大きくなれば, イオン音波の減衰率にドリフト波の減衰率が近づくことがわかる。また減衰率は無衝突の場合にはイオン音波の減衰率よりも小さいが, 衝突周波数を増してゆくと増すことがわかる。その増え方は

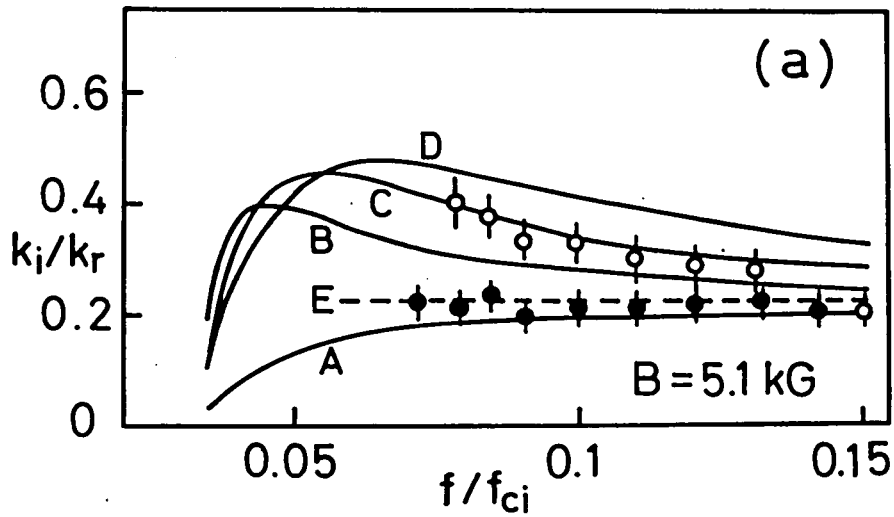


図4.3(a) ドリフト波とイオン波の減衰率

曲線A,B,C,D はドリフト波を示し、点線Eはイオン音波を示す。 ν_i/Ω_i はA,B,C,Dに対し、0, 0.028, 0.032, 0.05 である。他の条件は図4.2(a)と同じである。

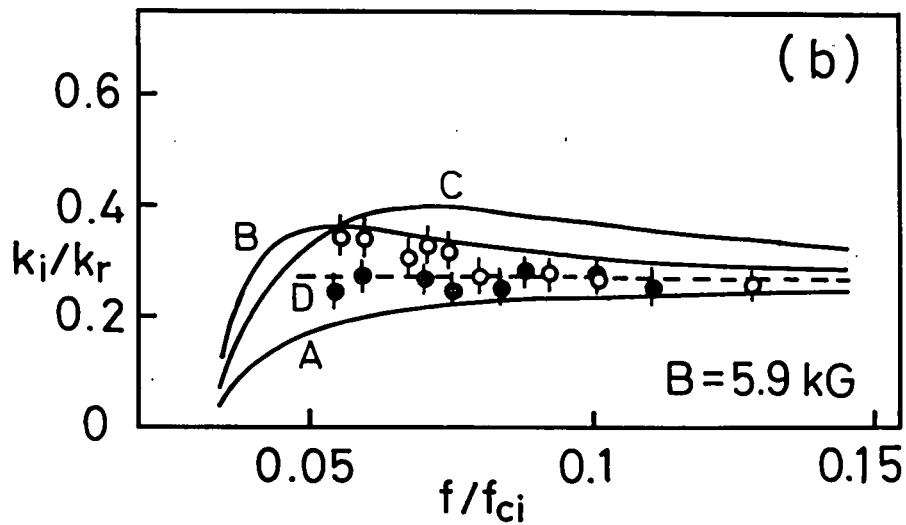


図4.3(b) ドリフト波とイオン波の減衰率

曲線A,B,Cはドリフト波を、点線Dはイオン音波を示す。 ν_i/Ω_i はA,B,Cに対してそれぞれ0, 0.028, 0.04である。他は図4.2(b)と同じである。

f/f_{ci} の値がおよそ 0.05 位の所で大きく、他の所では少ない。またドリフト波およびイオン音波の減衰率はプラズマの磁界方向の流れの存在により影響を受ける。イオン音波においては、プラズマの流れ V_e が大きい方が減衰は小さい。これは図 4.3 (a) の直線 E と図 4.3 (b) の直線 D に対する減衰率 k_i/k_r を比較すれば明きらかである。図 4.3 (a) における V_e は図 4.3 (b) の場合の V_e よりも大きく、したがって図 4.3 (a) の方が E に対する k_i/k_r の値は小さい。これはプラズマの流れがある方がイオン音波は励起されやすいことを意味する。

一方、ドリフト波の場合は事情が異なる。すなわち、ある周波数領域においては、イオン波の場合にくらべて逆に流れが大きくなると減衰が増す。図 4.3 (a) および (b) において曲線 B は $v_i/\Omega_i = 0.028$ を示す。曲線 B は $f/f_{ci} \lesssim 0.055$ において図 4.3 (b) より図 4.3 (a) の方が減衰が大きいことを示す。周波数 f/f_{ci} がこれより大きい所では、イオン波の場合と同じく V_e が大きい方が減衰が小さくなることがわかる。図中の白丸および黒丸は実験値を示すが、これについては次節以下で述べる。

4.4 実験装置および実験方法

ここではドリフト波を実験的に励起してその分散式を求める。実験装置として、第 3 章で述べたアルカリプラズマ発生装置を用いる。図 4.4 (a) に実験装置全体の概略図を示す。ここではカリウム蒸気を用いる。プラズマ発生用の hot plate は直径 3 cm で厚さ 5 mm のタングステン板を用いた。この熱板のうしろにあるフィラメントにより放出された電子を、熱板とフィラメントの間に加えられた高圧の加速電場によって加速し、その電子を熱板に衝突させることによって加熱する。ここでは熱板の温度は約 2200 °K に加熱した。この熱板にオープンで熱せられ、コリメーターで収束されたカリウム原子を吹きつけると熱電離によってカリウムイオンが出来る。できたプラズマは直径約 3 cm、長さ約 1 m である。プラズマの半径方向の拡散は軸方向に加えられた一様磁界によっておさえられる。この磁界は実験領域 (~ 1 m) にわたって 0.2 % 内に一様である。磁界の強さは最大 10 kG 迄とることができる。プラズマ密度は約 $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ に保った。容器の真空度は $1 \times 10^{-6} \text{ mmHg}$ 以下である。プラズマの電子密度は 0.3~0.4 eV で、イオン温度はほぼ熱板温度に等しい。

ドリフト波の外部励起の方法は、これまでいくつか検討された。^{18)~22)} これらはプラズマ中に電極あるいはグリッドを挿入して、信号発生器の信号をこれらの電極に加え、プラズマ内部に密度揺動を発生させる方法である。ここでは磁界と直角に 4 枚の格子をプラズマ中に設置し、

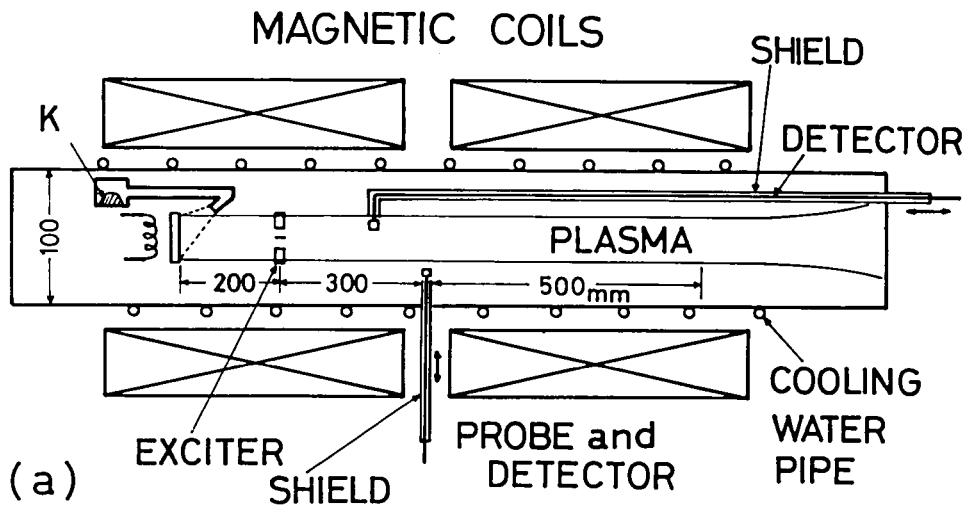


図 4.4 (a) 実験装置

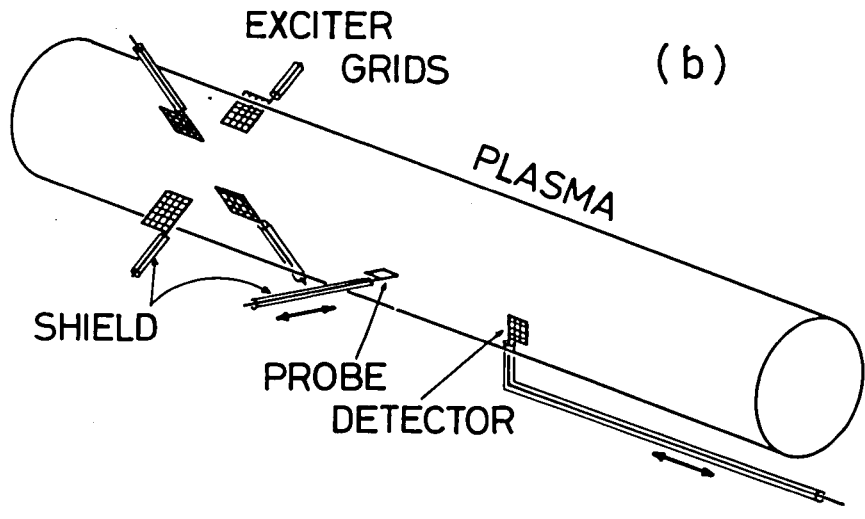


図 4.4 (b) 励起電極および受信電極の構成

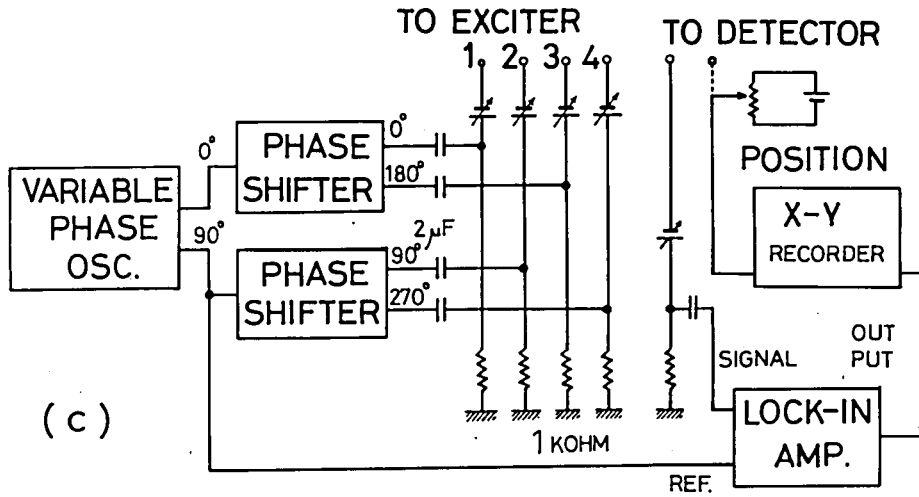


図 4.4(c) 測定回路

それにより波動を励起する方法を用いた。図 4.4 (b) に励起用 4 極格子および受信電極の配置図を示す。図 4.4 (c) に測定回路のブロック線図を示す。励起電極は熱板から 20 cm 離れた所に置き、電極の面は磁力線に平行である。また、4 枚の電極はプラズマ柱の円周上にほぼ 90° の角度をもって並んでいる。電極の外側の縁の延長線は丁度熱板の外周上にくるようにした。電極はそれぞれタングステン線 (0.1 mm φ) を 0.1 cm の間隔で並べたメッシュで大きさは、長さ 0.7 cm、幅 1 cm である。このような励起用電極構成の特徴は、4 枚の電極に与える信号の位相を適当にえらぶことによってプラズマ中に励起される密度変動の回転方向を任意にえらぶことが出来ることである。すなわちドリフト波は、円柱プラズマの場合、円柱の周囲にらせん状に巻きつくように進むが、その回転方向によって若干性質が異なる。これを一般にモード数 (mode number) と呼ぶが、この電極構成ではモード数 m を 0, ± 1 とえらぶことが出来る。 $m=0$ は円柱の半径方向および円周方向において変動は一樣、すなわち通常のイオン音波のような波動を表わす。 $m=+1, -1$ はそれぞれ波動が電子又はイオンの Diamagnetic Drift の方向に向うことを表わす。もちろんプラズマ柱の中心軸に対して非対称な構造を持つ電極を用いれば $m=1$ のモードの変動も励起できるわけであるが、同時に $m=0, -1, \pm 2, \pm 3, \dots$ 等の他のモードも励起されて現象を複雑にする。ここで用いる 4 枚構成の電極は $m=\pm 1$ のモードを選択的に励起できる。ただ励起の効率という点では問題があり、さらに能率のよい励起方法も今後研究される必要がある。従来検討された方法としては、上に述べた静電的な励起方法の他に、コイルを用いた磁気的な励起方法がある。これはプラズマ円柱のまわりに複数個の小さなコイル

ルを設け、このコイルに回転磁界を誘起させプラズマに密度変動を与えようとするものである。この方法の欠点は、定常磁界が強くなるに従って回転磁界の強さを増大させなければならず、かなりの電力を必要とすることである。このため効率としてはあまり期待できず、実際この方法による励起は従来成功例が少ない。ドリフト波の場合は磁界に直角方向の変動のみを与える方がよい。この目的のために電極の面は磁力線と平行になっているが、さらにこのようにすればドリフト波以外の不必要な波動すなわちイオン波、イオン弾性波 (Ion-ballistic mode)³³⁾ 等の励起を少なくできると思われる。

励起電極は、熱板および真空容器の電位 (通常はアース電位) に対して約 -10 V の電位に保たれている。これはプラズマ中にイオンの密度変動を励起するためである。励起電極に加える信号は周波数が 10 Hz から 60 kHz の範囲で、尖頭値電圧が 0.1 V ~ 2 V の範囲のものを使用した。この信号を4相交流として用いた。信号電圧は実験が線型領域からはずれないように小さい値にした。プラズマ中に伝播する変動分は、軸方向に可動なメッシュ電極 (大きさ $0.5\text{ cm} \times 0.5\text{ cm}$) を用いて受信する。また半径方向に可動な平板ラングミュアプローブ (大きさ $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 0.1\text{ mm}$) によって変動分およびプラズマの定常的な諸量の半径方向分布を測定する。これらの検出電極も変動分を受信する場合は、その面を磁力線と平行にする。定常量を測定する場合のラングミュアプローブの面は磁力線と垂直にした。これらの受信電極から検出された信号は位相検波器に導き位相検波する。位相検波器 (以後 PSD と略称する) の出力を可動電極の位置に対して記録すると、波動の振幅および位相の空間的な分布を知ることができる (図 4.4 (c) 参照)。軸方向の波動の振巾・位相特性から磁力線方向の波数 k_z あるいは減衰定数を得ることができる。

4.5 実験結果

4.5.1 定常的なプラズマ諸量の測定

プラズマの定常量すなわち密度、温度、電位等の半径方向分布をラングミュアプローブによって測定した。測定結果の1例を図 4.5 に示す。

図 4.5 (a) はプラズマ電子温度 T_e , (b) は密度 n_0 , (c) は電位をそれぞれ示す。図 4.5 (b) で明らかなようにプラズマ半径で 10 mm ~ 20 mm のところで密度勾配 $(1/n_0)(dn_0/dx)$ は、大よそ $2 \sim 3\text{ cm}^{-1}$ であるのに対し、温度勾配 $(1/T_e)(dT_e/dx)$ は 0.5 cm^{-1} 以下である。

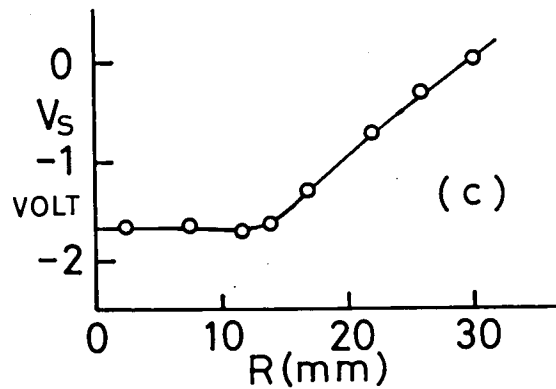
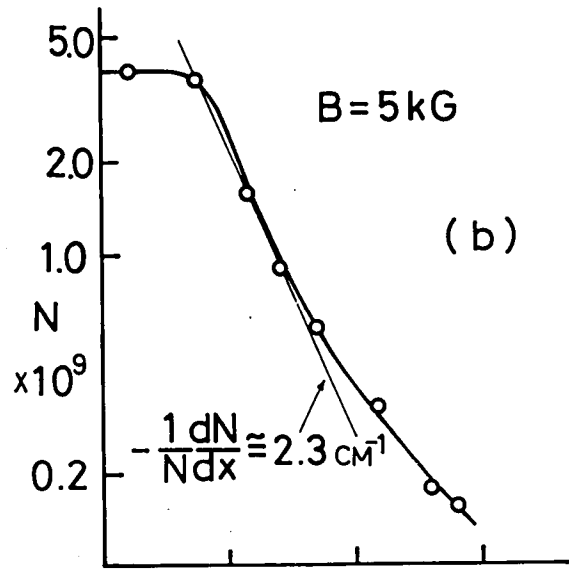
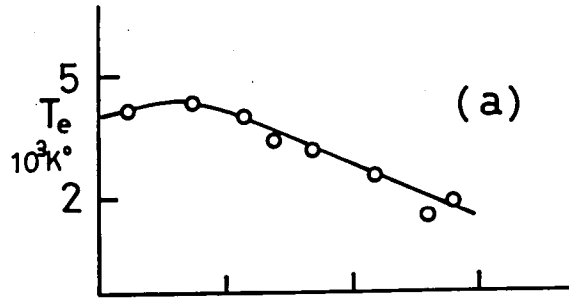


図4.5 半径方向分布
(a)電子温度, (b)密度, (c)空間電位.

これにより温度勾配は密度勾配にくらべて小さく無視できると思われる。磁界強度を変えた時にはこの密度分布はいくぶん変形する。すなわち磁界を強くすると勾配が少し増大する。この場合ドリフト波周波数 $\omega^* (= ckT_e \kappa k_y / eB)$ は磁界強度の逆数に比例するため、結局磁界

強度が 4 kG~8 kG の比較的せまい範囲ではほぼ一定に保たれる。

図 4.5 (c)においてプラズマ電位の径方向分布を示すが、電位の絶対値は正確でない。なぜならプローブ表面にカリウム原子が付着し、表面の仕事関数を変化させるが、この付着の状態を正確に定めることができないためである。しかし比較的短時間のあいだに測定すれば、電位の相対値は正確である。したがって図 4.5 (b)から電位傾度、すなわち電界の強さ E_r は求められる。プラズマ電位の径方向分布もやはり磁界強さを変えるとわずかに変化するが、ドリフト波周波数の場合と同じように、この電界と磁界によるプラズマのドリフト速度 E_r/B もほぼ一定に保たれる。このことはプラズマ圧力によるプラズマ粒子を外側に押し出す力と、電界によって引きもどされる力とがほぼ等しく、結局プラズマ粒子の磁力線を横切る運動はほぼ無視できるものと思われる。

4.5.2 径方向の振動の分布

まずプラズマ中にどのような波動が励起されたかを区別する必要がある。すなわち edge oscillation^{14)~19)}等 を分離しなければドリフト波としての性質を云々できない。このためには振動の振幅および位相の径方向分布をしらべなければならない。径方向に可動なプローブの信号を PSD により検出して、プローブの位置に対して記録すると、径方向の伝播(分布)波形が得られる。しかしこの伝播波形は単一ではかなり不規則で振動の分布を読みとるのは困難である。しかしこのような波形を PSD の参照信号の位相を少しづつ変えながらくりかえし記録すると、振幅分布が明瞭に読みとれることがわかった。典型的な例を図 4.6 (a),(b),(c)に示す。これらの図は、すべて参照信号の位相を 0° から 360° まで 45° おきに变化させて記録したものである。各々の図の下部の目盛は径方向の距離で、目盛上の矢印は熱板の端の位置を示す。これらの図形の包絡線は振動の振幅の径方向分布をあらわす。包絡線は 2 あるいは 4 個のピークがある。また励起信号としては $m=1$ の mode を用いた。図 4.6 (a)は信号周波数が 11 kHz の場合の結果で、ピークが 2 箇所で見られる。このピークはプラズマ柱の中心から 1 cm はなれた所に中心軸に対称の形で存在している。この位置はちょうど図 4.5 (b)で見られるような密度分布の肩の部分に対応していることがわかる。図 4.6 (b)は周波数が 13 kHz の場合を示す。大きなピーク(記号 A で示す)と小さなピーク(記号 B で示す)が見られる。大きなピークは図 4.6 (a)と同じ位置にあるが、小さなピークはそれよりも外側でほぼ熱板の端の部分にあることがわかる。この熱板の端の部分では図 4.5 (c)でわかるように電位の変化が大きく、したがってドリフト速度 E_r/B の変化も大きい。図 4.6 (c)は周波数が $f=15$ kHz の場合の結果を示す。

この場合には内側のピークは振幅が小さくなって不明瞭となっているが、外側のピークはほぼ同じ位置に存在している。また図 4.6 (a), 図 4.6 (b) でプラズマの中央に存在する振幅の最小、すなわち「節」が図 4.6 (c) ではもり上がって消滅していることがわかる。これはプラズマ中に $m=0$ mode が混在していることを示している。図 4.6 (a)~図 4.6 (c) の場合は励起周波数はイオンサイクロトロン周波数 f_{ci} ($=176$ kHz) より充分小さく、ドリフト波周波数 $\omega^*/2\pi \cong 6.5$ kHz より大きい。また大きな(内側の)ピークの直径の両側における信号の位相差はほぼ 180° であり、小さなピークのそれもほぼ 180° であることがわかった。しかし周波数を高くして行くと大きなピークにおける位相差は不明瞭となる。

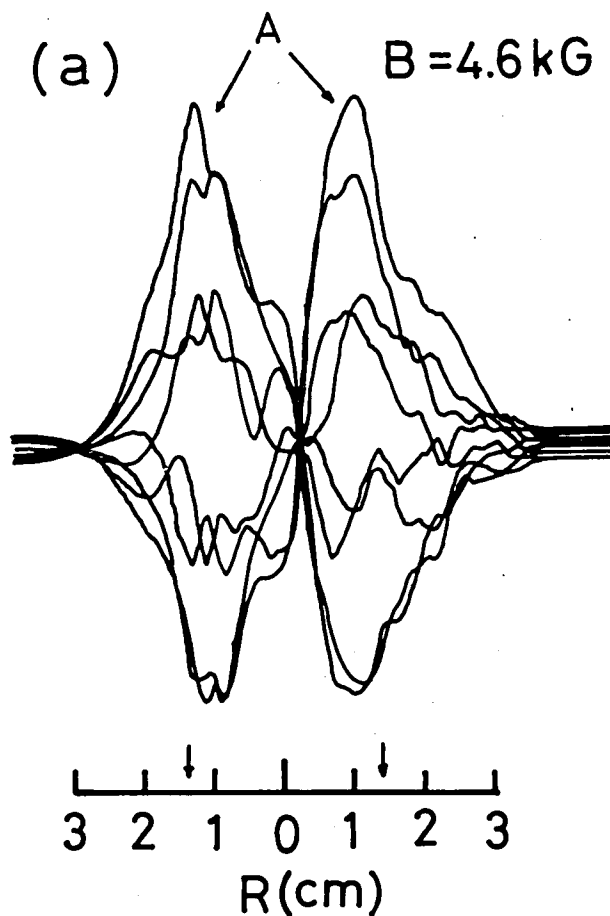


図 4.6 (a) 振動の半径方向分布. $f=11$ kHz.

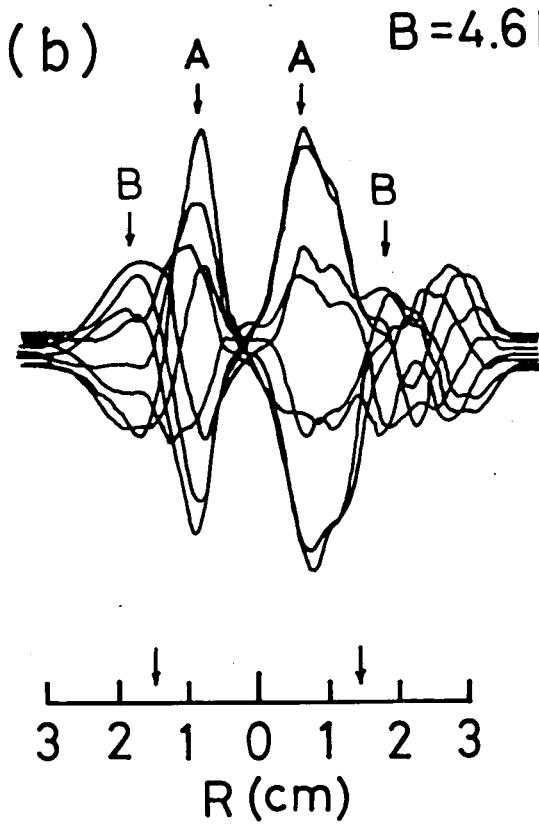


図 4.6 (b) 振動の半径方向分布.
 $f = 13 \text{ kHz}$.

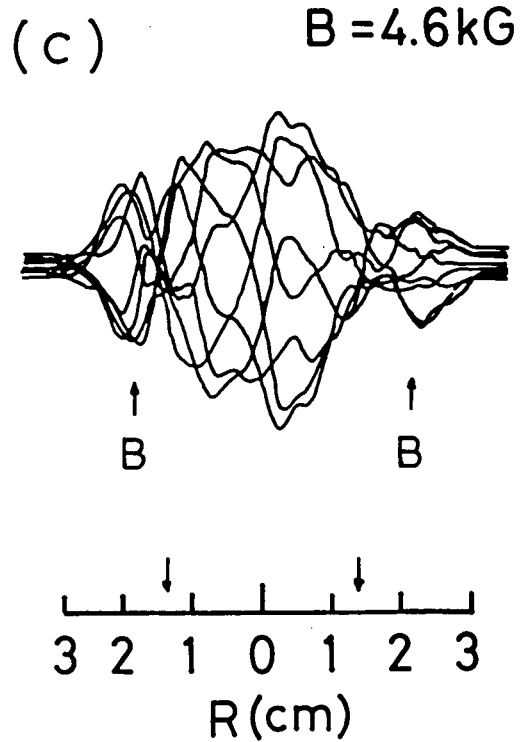


図 4.6 (c) 振動の半径方向分布.
 $f = 15 \text{ kHz}$.

以上の結果から振動の分類ができる。すなわちプラズマ密度分布の肩の所に存在するピークはドリフト波をあらわし、それより外側のピークはedge oscillationをあらわすものと結論できる。図 4.6 (a)においてはドリフト波に対応するピークが大きくあらわれ、edge oscillationに対応するピークは、それにかくされている場合を示すものと思われる。 $m = -1$ mode の信号を加えた場合は径方向の振動分布は複雑な形となり、それに対する説明は困難となる。振動の方位角方向の分布は詳細には測定していないが、径方向のプロープと、軸方向の受信電極を軸上同位置にして、プラズマ円周上 90° はなれた場所において振動の位相差をはかるとほぼ 90° であった。これはプラズマ円柱上で波動が回転していることを示している。

4.5.3 分散関係および減衰率

外部から加えた信号の周波数とプラズマ内に励起されたドリフト波の軸方向波数との関係、すなわち分散関係とドリフト波の軸方向の減衰率とを軸方向に可動な受信電極を使用して測定

した。検出用電極は、軸方向に移動させた時、いつでも径方向において図 4.6 (a)のドリフト波に対応するピーク位置を掃引するように設置した。検出された信号は径方向分布の場合と同じように PSD に参照信号とともに導かれる。軸方向の波動の伝播波形の一例を図 4.7 に示す。

上方は $m=1$ の場合で、下方は $m=-1$ の場合である。印加信号周波数は $f=13$ kHz である。軸方向の波長はあきらかに $m=1$ の場合の方が長くなっていることがわかる。しかし $m=-1$ の場合の波長は後で述べるように $m=0$ のイオン音波の場合とほぼ一致している。これらの伝播波形から軸方向波数 k_z および減衰率 k_i が求められる。それらの実験結果を図 4.2 および図 4.3 の中で、白丸 ($m=1$) および黒丸 ($m=-1$ および 0) によって示す。 $m=1$ に対する軸方向の波数 k_z は周波数を増加していった場合、イオン音波の波数

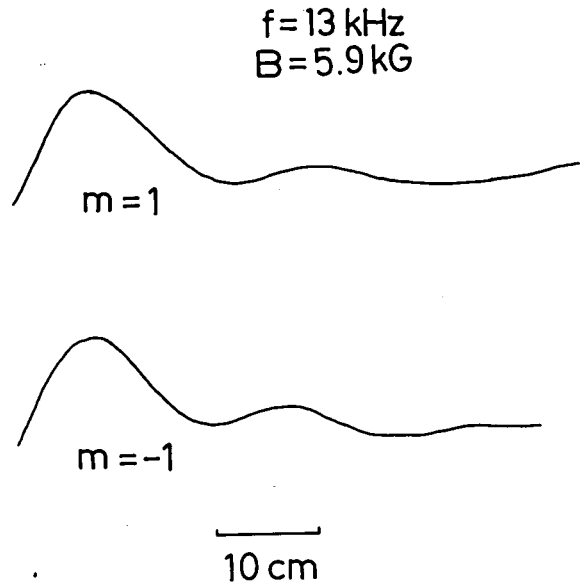


図 4.7 軸方向伝播波形

上: $m=1$, 下: $m=-1$ $f=13$ kHz

に近づくことがわかる。すなわち図 4.2 (a)では $f=16$ kHz ($f/f_{ci}=0.084$) 以上では分散式はイオン音波の分散にのみ移り、図 4.2 (b)では 16.5 kHz ($f/f_{ci}=0.073$) 以上で一致することがわかる。この事実は径方向の分布において周波数が高くなるとドリフト波の成分が少なくなると、イオン音波の成分が強くなるということに対応している。換言すれば、これらの周波数以上では、励起電極を $m=0$ mode が励起されにくいように配置したにもかかわらず、 $m=0$ すなわちイオン音波の成分がドリフト波より強く励起されていることを示している。また図 4.2 (a)では周波数が低い所では曲線 C によく一致し、図 4.2 (b)では曲線 B に一致していることがわかる。

軸方向の波動の減衰率を同様に伝播波形から求めた結果を図 4.3 に示す。減衰率は実波数 k_z で規格したものをを用い、規格化周波数 f/f_{ci} の関数として示した。この場合にも周波数が高い場合は減衰率はイオン音波の減衰率に近づき、周波数が低いところではイオン音波からはずれることが見出される。また周波数が低い場合は分散関係と同じように図 4.3 (a)では曲線 C と、

あるいは図 4.3 (b)では曲線 B と実験結果がよく一致していることがわかる。また黒丸は $m=-1$ の場合の実験結果を示し、これらは図 4.2 (a)および図 4.3 (a)では直線 E に、図 4.2 (b)および図 4.3 (b)では直線 D にそれぞれ一致していることがわかる。したがってイオン音波の分散曲線、あるいは減衰率をあらわす直線からはなれている。周波数の低い領域における分散曲線あるいは減衰率曲線の実験結果がドリフト波の本質的な性質を示すものと結論できる。しかし、4.3 節で述べたように理論的に分散式を計算する場合に用いた衝突周波数は、図 4.2 (a)および図 4.3 (a)の曲線 C に対して $\nu_i/\Omega_i = 0.032$ で、図 4.2 (b)および図 4.3 (b)の曲線 B に対して $\nu_i/\Omega_i = 0.028$ である。一方、プラズマの定常量を実験的に測定して得た衝突周波数は $\nu_i \cong 7 \times 10^3 \text{ sec}^{-1}$ である。 $n_0 = 4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ および $T_i = 0.25 \text{ eV}$ を用いた。これはドリフト波に対応する図 4.6 (a)に示すようなピークの位置における値である。この衝突周波数に対応する無次元衝突周波数は、図 4.2 (a)および図 4.3 (a)の場合 ($B = 5.1 \text{ kG}$) では $\nu_i/\Omega_i \cong 6 \times 10^{-3}$ となり、図 4.2 (b)および図 4.3 (b) ($B = 5.9 \text{ kG}$) では $\nu_i/\Omega_i \cong 5 \times 10^{-3}$ となる。すなわち分散あるいは減衰特性の実験結果に一致するための理論的な衝突周波数はプラズマの諸量から計算した衝突周波数よりもおよそ 5 倍大きい。しかしながら理論的な分散曲線および減衰特性と実験結果との傾向はよく一致していると言える。

4.5.4 考察および討論

以上に述べたようにドリフト波に対して、実験結果は理論曲線の傾向と非常によく一致するが、衝突周波数の評価でいくぶん異なるという結果を得た。この量的な相違の原因および問題点について考察する。

先ず第一に考えられるのは、理論において local 近似、すなわち密度が変化する場合の特徴的な長さ $a = \kappa^{-1} = \left(-\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dx} \right)^{-1}$ が磁界と直角方向の波長にくらべて充分長い、あるいは密度変化が波長にくらべてゆるやかであるという近似を用いたことである。ドリフト波の non-local な分散式は二、三の研究者により研究された。^{34)~38)} Hoh³⁵⁾ および Pearlstein³⁶⁾ は nonlocal な解を求め local な解および W.K.B 近似による解とを比較した。そして Pearlstein は、もしプラズマのデバイ長 λ_e およびイオンラーマー半径がプラズマの変化の特徴的な長さ a に対して充分小さければ nonlocal な解は local な解、あるいは W.K.B. 解により充分正確に記述できるという結果を得た。Chen³⁴⁾ はドリフト波の成長率をしらべたとき、local な解による成長率と nonlocal な解による成長率はおおよそ約 3 倍の相違があることを見出した。著者の実験においては、デバイ長は a にくらべて充分小さい ($\lambda_e \cong 0.01$) がイオンラーマー半径は

それほど小さくはない ($r_i \kappa \cong 0.2$)。したがってラーマー半径が充分小さくないことよ
 って分散曲線の相違があらわれている可能性がある。しかしその相違の大きさは、位相速度ある
 いは実数周波数に対してはほぼ20% ($\sim r_i \kappa$) 程度であり、一方、減衰率に対しては2~3
 倍となり得る。^{35,36)} また密度分布が本章で用いたようないわゆる指数関数型 ($\exp(-cx)$, c :
 定数) でない場合にも分散式は指数関数型にくらべて異なったものになる。^{38,39)} これはドリフト波
 の周波数 ω^* の定め方にも関係する。³⁹⁾ 円柱プラズマにおいて nonlocal にドリフト波を取扱う場
 合、密度分布が $\exp(-cr^2)$ の型となるときには ω^* は場所の関数とならず、一意的に定ま
 るが、密度分布が他の型のときは ω^* は、場所および密度等の関数となる。本章で取扱った直
 角座標系においては密度分布が $\exp(-cx)$ に比例する場合に ω^* が一意的に定まる。換言す
 れば、直角座標においては $\exp(-cx)$ 型、円筒座標では $\exp(-cr^2)$ 型でのみ直角方向の波
 数 k_y あるいは k_{\perp} が定まり他の型では、諸量の関数となり一意的に定まらないということ
 を意味する。一方、通常は波数 k_y として m/r_0 をとる。ここに m はモード数で、 r_0 はドリフ
 ト波の振幅が最大となる半径方向の距離である。本章においても波数 k_y として $1/r_0$ を用い
 た。また密度分布は $\exp(-cx)$ に比例すると仮定したが、図4.5(b)に示すように比較的よい
 近似であると思われる。しかし k_y のとり方により、あらわれる相違は主として ω^* の値であ
 り、 k_z が大きくなった場合、すなわち本章で取扱っているような分散曲線の範囲では、あま
 り問題とならないものと思われる。むしろ問題となるのは密度分布の型である。実際、密度分
 布を $\exp\{-(cr)^n\}$, $n \geq 3$ とした場合には、衝突のない場合でも分散式は k_z が大きいとき
 イオン波の分散曲線に近づくことが示された。³⁹⁾ しかし減衰率の変化については研究されておら
 ず不明である。この問題に関しては今後さらに詳細に研究される必要がある。

次に、分散式を求める際に用いた衝突項の近似の適否が問題となる。Fokker-Planck 方程式
 を用いた衝突の効果の研究はドリフト波に対してはこれまで行なわれていないが、イオン音波
 に対する研究は二、三行なわれている。^{31,32)} イオン音波の場合は衝突が比較的少ない場合は4.3
 節で用いたB.G.Kモデルでもよく近似できる。^{32,40)} その相違は数%程度である。また本章におけ
 る実験ではプラズマ密度があまり高くなく、イオン音波に対しては衝突の効果はほとんど無視
 できる。したがってイオン音波に対しては本章では無衝突として取扱った。ドリフト波の場合
 でも衝突が少ない場合にはイオン音波の場合に対する類推により、B.G.Kモデルでもよく近似
 できるものと考えられる。

さらにドリフト波に対する境界の影響を考察しなければならない。一般にプラズマ中を伝播
 する波動が境界に達するとそこで反射または吸収される。したがって境界があることによって

波動の減衰率が変化する。ドリフト波の場合には磁界方向の境界すなわちプラズマ柱の終端が減衰率に影響を与える。しかし本章での実験においては、用いた周波数がドリフト波の周波数にくらべて高い、すなわちプラズマ中に励起された波の波長はプラズマの軸方向の長さより短いものである。この場合には波動はプラズマ柱の端に至るまでに充分減衰しており、波動に与える境界の影響は少ないものと思われる。

本章で用いたような波動をグリッドで励起する場合にはいわゆる Ion-ballistic mode³³⁾の影響をも考察する必要がある。Ion-ballistic modeは励起電極の近傍の変動電界によりイオン粒子が加速あるいは減速を受けることにより生ずる。このモードの成分が多くなると波動の見掛上の減衰率が影響を受ける。しかしこのモードの寄与は励起電極からはなれるにしたがって急速になくなり、およそ半波長相当の距離以上では無視できる。⁴¹⁾半径方向の振動分布に対する影響を少なくしようとする場合には、半径方向可動のプローブと励起電極との軸方向の距離で定まる波長より短い波長の波を用いなければならない。この波長に対応する周波数はおよそ8kHzであり本章での実験では、これより高い周波数を用いたので、このモードの影響は考えなくともよい。また軸方向の減衰率を求める場合でも半波長以降での値を用いれば、このモードの影響は除外できる。図 4.3 において示されている実験値はすべてこのようにして求めたものである。

一方、イオン-イオン衝突周波数を計算する際に必要なプラズマの温度あるいは密度はプローブ測定により得た値を用いた。衝突周波数はプラズマの密度に比例するため、密度測定の誤差により大きく影響を受ける。アルカリプラズマにおいてプローブ測定による密度と、マイクロ波測定による密度とは最大1桁ほど相違があることが報告されている。⁴²⁾特にホットプレートが単一の場合、すなわちプラズマ柱の終端が冷たい電極である場合の方がプローブ測定とマイクロ波測定との差が大きい。ただマイクロ波測定の方がプローブ測定よりも密度が低くなっている。したがってマイクロ波測定の結果を正しいものとするれば筆者らの場合には衝突周波数はさらに低いものとなる。またプローブ測定においても、プローブ特性はプローブ表面の状態により影響を受けるため、密度の絶対値を精度よく求めるのは比較的困難である。これらの点から考えると、ドリフト波の分散式の計算の際に用いた衝突周波数とプローブにより測定したパラメータを用いた衝突周波数との相違の生ずる主な原因は密度測定における不確かさであると思われる。

さらにプラズマ中にランダムな変動が存在する場合には見掛上、衝突周波数が増加する場合がある。本章では雑音が比較的少なくなるようにプラズマのパラメータをえらんで実験を行な

ったが、雑音は全くないとは言えない。実際数 kHz 以下で雑音が観測される。したがってこれらの雑音が衝突周波数を見掛上増大せしめている可能性がある。ただこの場合は雑音と衝突周波数の相互の関係が不明確であり、量的な評価は困難である。

ドリフト波の分散関係を確かめる実験は 4.2 節でも述べたように Keen,²⁰⁾ Nishida²¹⁾ 等により放電プラズマにおいて行なわれた。そこでは実験結果はほぼ (4.4) 式あるいは (4.7) 式に一致していることが見出された。これらの実験と筆者の実験とのもっとも大きな相違点は前者は $T_e \gg T_i$ であり、後者は $T_e \sim T_i$ であることである。すなわち前者では $v_i \ll \omega/k_z \ll v_e$ が成立つのにに対し本章の実験では $v_i \sim \omega/k_z \ll v_e$ としなければならないことである。もちろん ω が充分 ω^* に近ければ $v_i \ll \omega/k_z \ll v_e$ は用いられる。実際アルカリプラズマにおいて従来研究されたドリフト波はすべてプラズマ長のほぼ 2 倍の波長を持つものである。この場合には取扱う方程式は比較的簡単なものでよいが、プラズマ柱の終端における境界が波動に与える影響は無視できない。プラズマの境界が波動に与える影響は複雑で量的な評価を求めるのは極めて困難である。一方本章の実験では、取扱う方程式はやや複雑であるが、境界等の不明確な影響は入ってこない。さらに将来の高温プラズマでは、ほぼ $T_e \sim T_i$ の熱平衡状態にあるものと考えられる。本章では、まさにこのような状態を取扱っており、 $T_e \gg T_i$ である放電プラズマにおける実験とは別の意味での意義があるものと思われる。

結局本章ではドリフト波の分散関係をドリフト波周波数よりやや高い周波数で測定したことになり、そのため $\omega \sim \omega^*$ である場合にはあまり大きく表われなかった衝突の効果が見出されたものと考えられる。さらに衝突周波数の評価においても種々の考察によりそれほど不自然でない値が得られている。これは本章における取扱いの正当性をうらづけるものである。

4.6 結 論

本章では実験ならびに理論的解析によってドリフト波の分散関係を求めた。実験においては、これまでなされていないドリフト波周波数よりも比較的高い周波数範囲においてドリフト波の分散関係を測定した。 $m=1$ のモードのドリフト波が四極の励起用電極により励起されていることが確かめられ、さらにドリフト波とまぎらわしい edge-oscillation から分離された。ドリフト波に対する理論的解析も行なわれ、分散式に対する衝突の効果等が求められた。粒子間衝突(ここでは主としてイオン-イオン衝突)は分散式の虚数部分、すなわち波の減衰に対してのみならず、実数部分いわゆる分散関係に対しても影響を与えることが理論的に解明され、実

験によっても確かめられた。すなわち実験結果は理論的な分散関係の傾向とよく一致することが確かめられた。しかし実験で得られた分散曲線および減衰量に一致するような理論的分散関係を与える衝突周波数は、プローブで測定したプラズマ諸量から計算した衝突周波数に比較して約5倍大きいことが必要であった。これらの量的相違を改善するには、前節で述べたようなさらに詳しい理論解析を行なう必要があるが、それらは他の原因たとえば密度測定の誤差等に比較してそれほど大きくなく、基本的には本章の結論を変えるものではない。また流体近似方程式を用いた場合は本章の実験結果を全く説明できない。すなわち電子温度とイオン温度がほぼ等しく熱平衡に近い状態にあるアルカリプラズマにおいて、ドリフト波周波数よりわずかに高い周波数を取扱う場合でもドリフト波の分散式に対しては、プラズマの共鳴粒子の影響は無視できない。またこのためにわずかな衝突の影響が明確に現われたものと言える。

またほぼ純粋に再現性よくドリフト波を励起できることにより、ドリフト波の非線型現象の研究、ドリフト波と粒子損失との関連性の研究等を行なうことが可能となった。

今後の問題点としては4.5節で述べたようなさらに詳細な理論解析を行なうことにより、いくつかの量的に不正確な点が改善される必要がある。さらにこのような点が明確になれば本章で述べたようなドリフト波の分散関係を用いてプラズマ中の実効的な衝突周波数を求め得る。すなわち一種の測定手段となり得る可能性がある。

以上本章において得られた新しい知見を要約すれば次のようになる。

- i) 実験的にドリフト波を、edge oscillationと分離した形で励起した。
- ii) 粒子間衝突が分散関係に大きく影響することを指摘し、衝突に対する分散関係の依存性をよく説明した。
- iii) ドリフト波周波数とほとんど変らない周波数においても $T_e \sim T_i$ であるプラズマでは、波に対する共鳴粒子の影響を無視できないことを見出した。

文 献

- 1) T.Obiki, Measurement of Dispersion and Damping of Drift Waves in a Potassium Plasma, J.Phys. Soc. Japan, to be published.
- 2) V.Tserkovnikov, Soviet Phys. JETP (English transl.) 5,58 (1957).
- 3) A.B.Mikhailovskii and A.V.Timofeev, Soviet Phys.-JETP (English transl.) 17, 626 (1963).
- 4) N.A.Krall and M.N.Rosenbluth, Phys.Fluids 5, 1435 (1962).
- 5) N.A.Krall and M.N.Rosenbluth, Phys. Fluids 6, 254 (1963).
- 6) M.N.Rosenbluth, N.A.Krall, and N.Rostoker, Nuclear Fusion Suppl. Part 1, 143 (1962).
- 7) B.B.Kadomtsev, "Plasma Turbulence" Academic Press, New York, 1965.
- 8) L.I.Rudakov and R.Z.Sagdeev, Soviet Phys. Doklady (English transl.) 6, 415 (1961).
- 9) F.F.Chen, Phys. Fluids 8, 912 (1965).
- 10) N.D'Angelo and R.W.Motley, Phys. Fluids 6, 422 (1963).
- 11) H.Lashinsky, Phys. Rev. Letters 12, 121 (1964).
- 12) N.S.Buchelnikova, Soviet Phys. -JETP (English translation) 19, 775 (1964).
- 13) H.W.Hendel, T.K.Chu, and P.A.Politzer, Phys. Fluids 11, 2426 (1968).
- 14) G.I.Kent, N.C. Jen, and F.F.Chen, Phys. Fluids 12, 2140 (1969).
- 15) D.L.Jassby and F.W.Perkins. Phys. Rev. Letters 24, 256 (1970).
- 16) J.A.Decker, Jr, P.J.Freyheit, W.D.McBee, and L.T.Shepherd, Phys. Fluids 10, 2442 (1967).
- 17) J.Walsh, S.P.Schlesinger, K.Josephy, and T.C.Marshall, Phys. Fluids 12, 2374 (1969).
- 18) R.E.Rowberg and A.Y.Wong, Phys. Fluids 13, 661 (1970).
- 19) K.C.Rogers and F.F.Chen, Phys. Fluids 13, 513 (1970).
- 20) B.E.Keen and R.V.Aldridge, Plasma Phys. 12, 839 (1970).
- 21) Y.Nishida, M.Tanibayashi, T.Sato, and K.Ishii, Phys. Letters 29A, 455 (1969).
- 22) T.Obiki, N.Takahashi, and R.Itatani, Phys. Fluids 14, 1284 (1971).

- 23) B.D.Fried and S.D.Conte, "The Plasma Dispersion Function" Academic Press, New York (1961).
- 24) L.I.Rudakov and R.Z.Sagdeev, Soviet Phys.-Doklady (English transl.) 6, 415 (1961).
- 25) S.S.Moiseev and R.Z.Sagdeev, Soviet Phys. -JETP (English transl.) 17, 515 (1963).
- 26) F.F.Chen, Phys. Fluids 8, 1323 (1965).
- 27) A.B.Mikhailovskii and O.P.Pogutse, Soviet Phys. -Doklady (English transl.) 9, 379 (1964).
- 28) T.K.Chu, B.Coppi, H.W.Hendel, and F.W.Perkins, Phys. Fluids 13, 203 (1969).
- 29) M.Popovic and H.Melchior, Plasma Phys. 10, 495 (1968).
- 30) P.L.Bhatnager, E.P.Gross, and M.Krook, Phys. Rev. 94, 511 (1954).
- 31) B.Buti, Phys. Rev. 165, 195 (1968).
- 32) R.M.Kulsrud and C.S.Shen, Phys. Fluids 9, 177 (1966).
- 33) J.L.Hirshfield and J.H.Jacob, Phys. Fluids 11, 411 (1968).
- 34) F.F.Chen, Phys. Fluids 10, 1647 (1967).
- 35) F.C.Hoh, Phys. Fluids 8, 1741 (1965).
- 36) L.D.Pearlstein, Phys. Fluids 8, 1743 (1965).
- 37) H.Momota, T.Takizuka, and R.Itatani, J.Phys. Soc. Japan 29, 529 (1970).
- 38) Y.Mizuno, J.Phys. Soc. Japan 33, 502 (1972).
- 39) T.Takizuka, private communication.
- 40) D.Bhadra and R.K.Varma, Phys. Fluids 7, 1091 (1964).
- 41) N.Sato and A.Sasaki, J.Phys. Soc. Japan 32, 543 (1972).
- 42) 例えば, M.Hashmi, A.J.van der Houven van Oordt, and J.-G. Wegrowe, Plasma Phys. 10, 861 (1968).

106 項欠

第 5 章 セシウムプラズマ中における ドリフト波の抑制

5.1 序

ここではドリフト波の非線型現象，特にドリフト波不安定の抑制について考察する。

ドリフト波は磁界のある不均一プラズマ中においては容易に励起される。自然励起されたドリフト波が増大し有限振幅となったとき，プラズマの損失あるいは拡散等が増大するか否かが問題となる。もし増大するとすれば，プラズマの閉じ込めに対して重大な障害となる。したがって，ドリフト波とプラズマの拡散損失との関連が研究された。^{1)~7)}

これらの研究では，ドリフト波が成長すると磁界と直角方向の拡散が増大することが報告されている。しかし，拡散の増大する機構は複雑であり，未だ十分に解明されているとは言えない。しかし，ドリフト波不安定によりプラズマの損失が増大することは事実であり，プラズマの閉じ込めの際には有害となる。したがってドリフト波不安定を安定化するための方策を講じなければならない。筆者は第2章に述べたようにビーム-プラズマ系において励起されたイオン音波が，外部信号で電子ビームを変調することにより抑制されることをはじめて見出した。これは以下に述べる動的制御の一種である。この成果をもとにして，ドリフト波不安定の外部信号による抑制を試み，ドリフト波に対しても同様な抑制効果があることを見出した。筆者らの実験とほぼ同時期に Thomassen¹²⁾ は筆者とやや異なった方法でドリフト波の抑制を行なった。これらの実験が行なわれるまではドリフト波抑制についての実験的な研究はなく，本章で述べる実験結果はドリフト波不安定抑制の先駆的研究である。以後ドリフト波不安定の抑制の研究は急速に進展し，安定化の方法についても，現在までに数多く研究・報告されている。

それらの方法は概略次の2つに分類できる。

i) プラズマあるいはプラズマ保持装置として，本来ドリフト波に対して安定であるように構成する。例として，プラズマ閉じ込め磁界をシェアー磁界とするもの⁸⁾，極小磁界とするもの⁴⁾，プラズマ柱の長さを短くするもの⁹⁾，プラズマの諸量の空間的分布等を適当にするもの¹⁰⁾（境界条件に関するものを含む）等があげられる。

ii) プラズマに何らかの方法で交流電磁界，あるいは交流電流等を印加または導入する。この方法はさらに次の2つに分類される。(a) 加える交流の周波数が不安定の振動数と一致しなくともよいもの。これは非線型振動の研究において提案されたもので¹¹⁾ 'Asynchronous Quenching'（非同期的抑制）または'Dynamic Stabilization'（動的安定化）と呼ばれる。^{12)~25)}

本章で取扱うのはこの方法である。(b)不安定振動の振動数と一致し、さらに適当な位相関係を持った交流信号をプラズマに印加するもの。この場合、通常はプラズマから振動を検出し、それを増巾あるいは適当に位相を変えて、再びプラズマに印加するという方法がとられるため、^{27)~33)} 'Feedback Stabilization' (帰還安定化) と呼ばれる。

上に述べた ii) (a) の方法は、以下の特徴を有する。加えた交流電磁界によりあらたな不安定振動を起さないように注意しなければならないが、その点さえ考慮すれば、周波数は適当に選択できる。また印加方法は ii) (b) の方法にくらべて自由度が多い。

さらに周波数を選択して印加電磁界の型を適当なものにすれば、安定化と同時にプラズマの加熱等をも行ない得る可能性がある。他方 ii) (b) にくらべて周波数が非同調的であるので、安定化に要する電力が大きくなる。次に ii) (b) の特徴を述べる。不安定振動が単色波的なものであれば、それに同調をとるのみでよく、所要電力は ii) (a) にくらべて少なくてすむ。しかし、不安定振動の周波数分布が単色波的なものでなく、帯域をもった白色雑音的なものになると、この ii) (b) の方法の実施は極めて困難になる。また印加方法も空間的な制限を受ける場合がある。

装置の構成により安定化を行なう i) の方法は、対象とする不安定性の型が限定されるのに対し、ii) (a), (b) の方法は、単にドリフト波不安定にかぎらず他の不安定性にも有効であるのは言うまでもない。実際、イオン波不安定に対する ii) (a) の方法の応用は第2章で述べた。プラズマ閉じ込め等、実際の実験において遭遇する不安定振動の周波数分布は、多くの場合帯域幅を持ち、単色波的なものはむしろ希である。この意味から実際に応用が可能なのは i) および ii) (b) を単独に、あるいは同時に用いる方法であると考えられる。

しかし、動的安定化に関する研究は、現象論的にはかなり進展しているが、物理的な機構等の解明は未だ充分でない。特に安定化の延長としてのプラズマの加熱等に関する研究は、今後一層の進展が望まれる。

本章においては、第3章で述べたアルカリプラズマ発生装置において、自然発生するドリフト波に対して ii) (a) の方法を応用して安定化した実験結果および、それに対する理論的考察について述べる。

5.2 ドリフト波の動的安定化の実験^{13)~15)}

ドリフト波安定化の実験は、ナトリウムプラズマを用いて Thomassen¹²⁾ によって行なわ

れた。

Thomassen は、ガラス製プラズマ容器の外側から磁界に直角に高周波電界を加え、外部電界の周波数が電子サイクロトロン振動数に一致したとき、ドリフト波の抑制効果が大いことを見出した。筆者らはこれに対し、プラズマ中にイオン波を励起するようなグリッドを設け、これにドリフト波の周波数に近い周波数の信号を加えたとき、ドリフト波が抑制されることを見出した。以後、放電プラズマにおいて同様な方法が試みられ、比較的周波数の高い所でドリフト波の抑制が起こることが観測されている。²⁴⁾以下筆者が行なった実験について述べる。なお、本研究は、名古屋大学プラズマ研究所との共同研究により行なわれた。

5.2.1 実験装置および実験方法

実験装置および測定回路の概略を図 5.1 に示す。セシウムプラズマ発生用の熱電極は第 3 章において述べた 45° 傾斜型のものを用いた。プラズマの半径は約 2 cm、長さは約 70 cm である。磁界強度は 1.4 kG ~ 2.8 kG の範囲である。プラズマ密度は $10^8 \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 、イオン温度はほぼ熱電極の温度に等しく電子温度は 0.2 ~ 0.4 eV である。プラズマ容器はステンレス製で周囲に巻かれた銅の冷却パイプで冷却されている。容器中の残留ガス圧は 10^{-6} mm Hg 以下である。

交流信号をプラズマ中に導入するために、直径 4 cm のメッシュグリッドを用いた。メッシュは 0.1 mm 径のモリブデン線を 1.5 mm 間隔で縦横に並べたものである。グリッドの面は磁界に直角になっている。このグリッドは直流的に、熱電極に対して負の電圧が加えられていて、プラズマのイオン電流を取るようにした。バイアス用の直流電源は 1 k Ω の抵抗を通じて接地されている。この抵抗の両端に、信号発生器からの交流電圧を加える。この場合には、直流電圧の上に交流分がのった脈流となる。したがって負電圧をグリッドに加えているときには、グリッドが取り込むイオン電流が変ることになる。バイアス電圧を 0 または正にしたときには、電子電流が交流信号によって変化する。加えた交流信号は、周波数範囲が 1 kHz ~ 500 kHz、尖頭値電圧が 0 ~ 40 V である。

プラズマ中におかれたグリッドの直流電圧-電流特性は、ちょうどプローブ特性のようになるため、グリッドに交流を加えたときは、交流が整流されて直流バイアスを変えることがある。したがって、交流による振動の抑制効果と直流による影響を分離することが必要となる。筆者らは、このためグリッドに流れる直流電流を一定となるように、バイアス電圧を調整して実験を行なった。

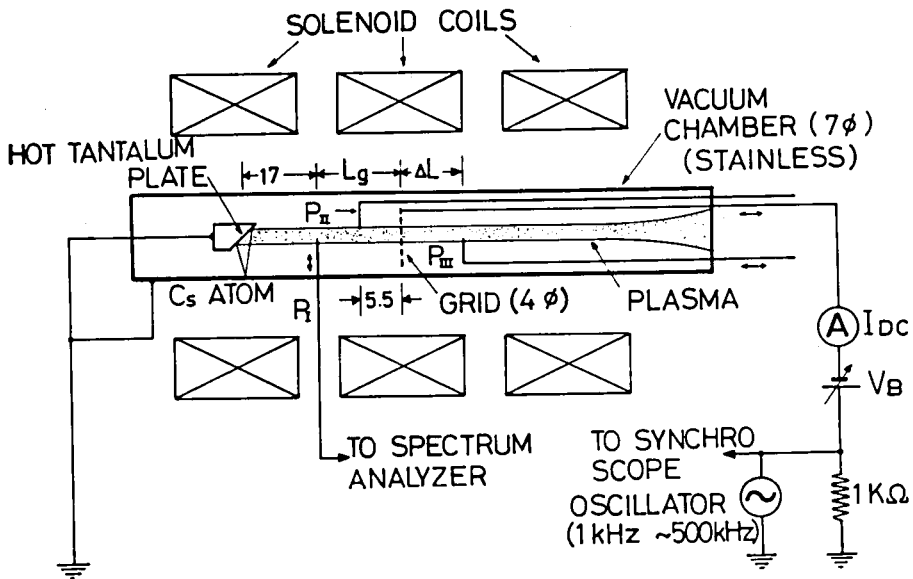


図 5.1 実験装置および測定回路

グリッドは、プラズマ柱のほぼ中央におかれている。グリッドにバイアス電圧を加えると、プラズマのイオンまたは電子電流が流れる。また熱電極は容器の一方にだけあり、プラズマはこの熱電極から反対方向へ移動して流れている。したがって、グリッドから見て熱電極側（上流側と呼ぶ）のプラズマと、それと反対側（下流側）のプラズマとでは振動の性質が若干異なる。したがって、振動に対する抑圧効果は各々の領域でしらべなければならない。

プラズマ中での振動分を検出するのに、上流側においては、プラズマ柱の半径方向に可動な平面プローブ（ $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ ） P_I を用いた。プローブはタンタル板（厚さ 0.2mm ）で作られていて、その面は磁力線と垂直に置かれている。また、グリッドは軸方向に可動であるが、そのグリッドと同時に移動する同じ大きさの平面プローブ P_{II} をも用いた。下流側の領域においては、独立して軸方向に可動なプローブ P_{III} を使用した。このプローブは P_I , P_{II} と同じ平面であり、またプラズマ柱の円周上の1点、すなわち勾配が最も大きいと思われる所を移動するようになっている。これらのプローブは、直流バイアスを加えた状態、あるいは加えない浮動電位状態で振動を検出した。検出した信号は、周波数分析器あるいはシンクロスコープにより観測した。

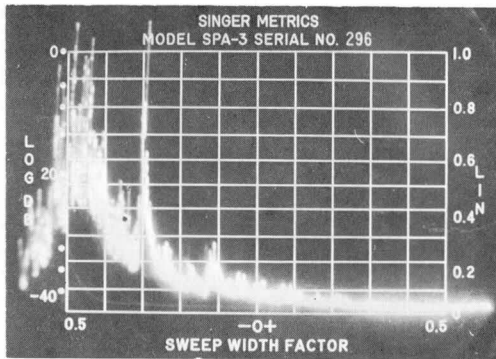
5.3 実験結果

プラズマ発生用の熱電極の温度，セシウム金属溜の温度等によって，自然発生する振動の周波数分布等がいくぶん変化する。セシウム金属溜の温度を一定に保ち，熱電極の温度を変えると，高温においては，熱電極の直前でプラズマのシースはほぼ中性 (neutral) となり，低温では，シースにイオンが多い状態 (以後イオン-リッチと称する。) となる。この各々の場合について実験を行なった。

5.3.1 中性シースに近い状態における振動

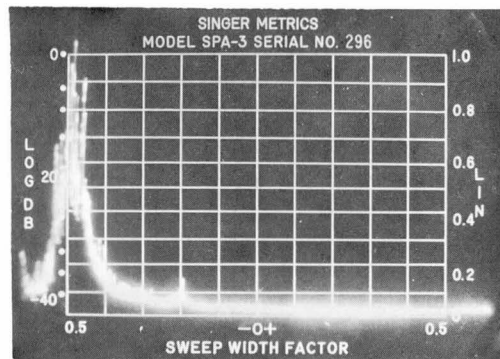
熱電極への入力電圧が 1 kW 程度あるいはそれ以上のときには，約 10 kHz の周波数を持つ振動が見られる。この振動の周波数分析の一例を写真 5.1 に示す。

振動の検出には P_1 を用いた。写真で f_d はドリフト波の周波数を示す。また，ほぼ 2 倍の 20 kHz のところに見られる振動は，高調波である。この振動は密度勾配，磁界強度に対する依存性，半径方向の振幅分布等からドリフト波であることが確かめられている。このような振動が発生しているとき，グリッドに周波数 $f_g = 100$ kHz，振幅 (尖頭値) $V_{ac} = 40$ V の信号を加えると，写真 5.2 のようにドリフトは非常な減衰を示す。また， V_{ac} の増加とともに，ドリフト波の振幅の減少のみならず，周波数の増加も見られる。



↑ ↑ ↑ ↑
0 f_d $2f_d$ (kHz) 50

写真 5.1 ドリフト波の周波数分析
 $B = 2.1$ kG, $n_0 = 2 \times 10^9$ cm $^{-3}$



↑ ↑ ↑
0 f_d (kHz) 50

写真 5.2 交流信号印加後のドリフト波の周波数分析
 $B = 2.1$ kG, $n_0 = 2 \times 10^9$ cm $^{-3}$

外部信号の振幅 V_a に対するドリフト波の振幅および周波数の変化を図 5.2 に示す。このとき、グリッドより上流側のプラズマの半径方向の分布は、交流信号を加えてもほとんど変化しないが、下流側においては変化が見られる。また、図 5.1 において L_g すなわちプローブ P_1 とグリッドの距離は 10 cm とした。

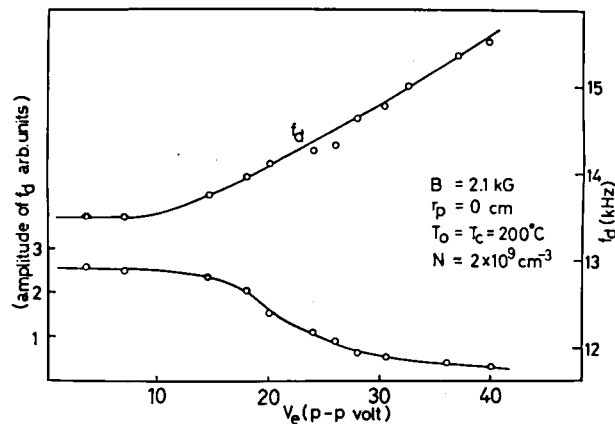


図 5.2 外部信号電圧とドリフト波周波数および振幅の関係

図 5.2 でわかるように $V_a = 40 \text{ V}$ としたとき、周波数は 10 ~ 20 % 上昇し、振幅は 10 分の 1 以下に減少する。

プラズマの定常状態の密度、ドリフト波の振幅、プラズマ中に導入された外部信号の振幅等の半径方向分布をプローブ P_1 により測定した。その結果の一例を図 5.3 に示す。

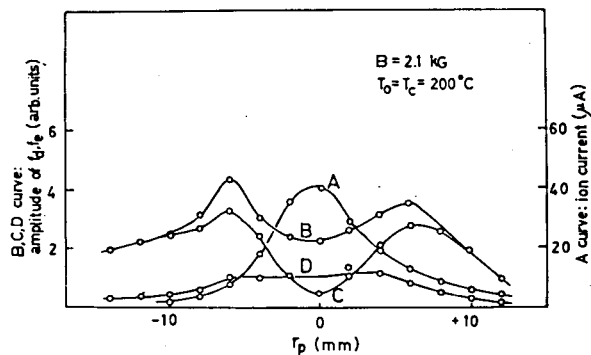


図 5.3 プラズマ密度 (曲線 A), ドリフト波振幅 (B, C), 外部信号受信強度 (D) の半径方向分布

曲線Aは定常状態の密度分布、Bは外部信号のないときのドリフト波 f_d の振幅、Cは外部信号 $V_{ac} = 10V$ を加えたときのドリフト波の振幅、Dはプローブで受信した外部信号の振幅である。外部信号の受信電圧は、ほぼプラズマの密度分布と同様な形をしている。すなわち、密度の高い所ほど受信電圧が高い。このときドリフト波の振幅は、プラズマの中心に近いほど減少がはなはだしいことがわかる。これは、プラズマ中の外部信号強度が中心ほど強いためであると考えられる。

以上の観測は、グリッドに流れる直流電圧は一定とせずに行なった。すなわち、グリッドに約 $10V$ の負のバイアス電圧を加えておき、それに交流電圧を重畳した。したがって、グリッドの直流電流の変化によるドリフト波の変化は同時に生じている。

次に、ドリフト波に対する直流電圧の影響をしらべた。グリッドに負の電圧を加えていくと、ドリフト波の振幅は減少した。実験結果の一例を図 5.4 に示す。

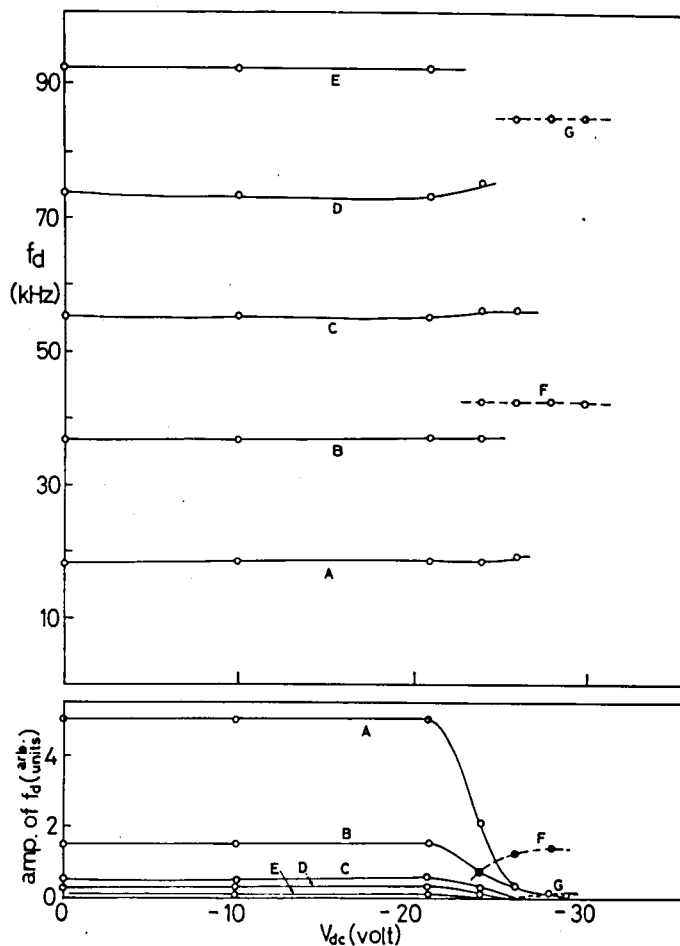


図 5.4 直流バイアス電圧とドリフト波の振幅および周波数の関係

この場合には、およそ -26V の直流電圧によってドリフト波が抑制されることがわかる。プラズマ密度は $n_0 = 3 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 、 $B = 2.1 \text{kG}$ である。熱電極への電気入力は約 1.2kW である。曲線 A, B, C, D および E は、ドリフト波の基本波および高調波をあらわす。直流電圧が約 -23V よりさらに負になると、新たに約 45kHz の振動および 2 倍の周波数の高調波があらわれる。これはグリッドに流れる電流が多くなったため、別の不安定性があらわれたものと考えられる。直流電圧を加えた場合も、ドリフト波の振幅が小さくなったときに周波数が増加するのが見られる。

グリッドに流れる直流電流を一定になるように直流バイアス電圧を調整しながら、交流信号の振幅を変えてドリフト波の変化を観測した結果を図 5.5 に示す。

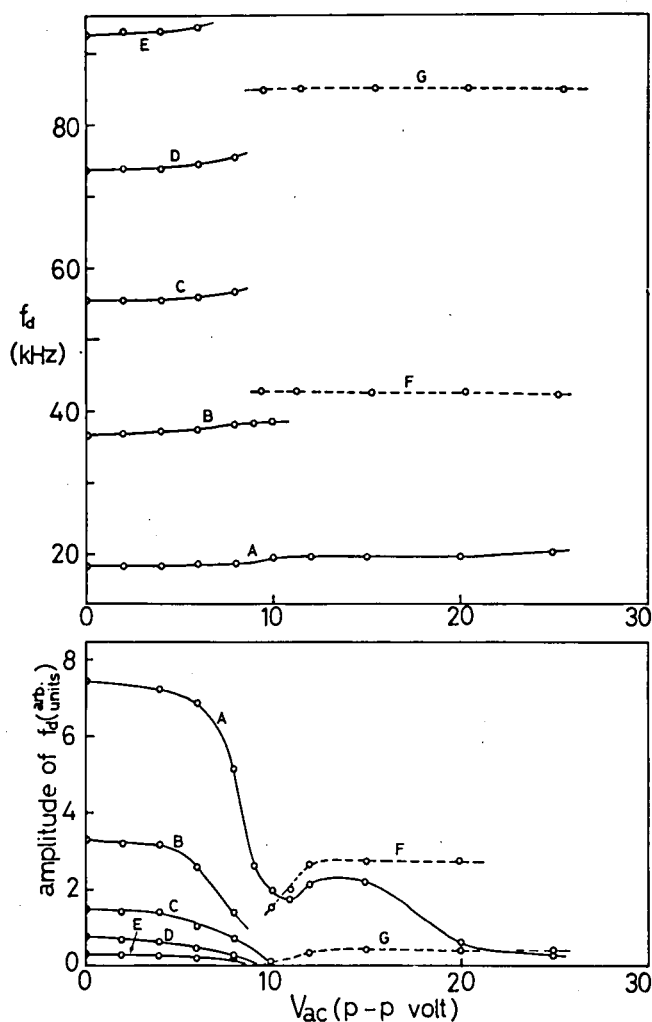


図 5.5 交流信号電圧とドリフト波の振幅および周波数の関係

交流電圧の場合には図 5.5 で明らかなように、直流にくらべて小さい振幅でよいことがわかる。すなわち、約 10 V で抑制が顕著にあらわれる。しかし、基本波（曲線 A）に対しては若干様子が異なる。すなわち基本波は、交流電圧が約 10V では完全に消衰せず、さらに V_{ac} を増すと一度振幅が回復し、20V を越すとはじめて十分な減衰を示す。この現象に対する説明は、現在の所不明である。また、交流の場合にも新しい振動（曲線 F, G）があらわれる。ドリフト波の振幅が減少するとともに、周波数がわずかに増大するものもほぼ直流のみの場合と同様である。

5.3.2 イオンリッチシースの場合の振動

熱電極への入力電圧が 600W 以下のときには、熱電極の前面のシースはイオンリッチとなる。この場合にもやはりドリフト波が観測されるが、周波数分析では前節に述べたように多くの高調波成分は持たない。このようなドリフト波は交流電圧の印加により抑制される。周波数分析および抑圧効果の一例を図 5.6 に示す。

図 5.6 (A) は交流信号を加えないときの周波数分布で約 12 kHz の所にドリフト波が見られる。図の中央が 0 kHz で矢印が 25 kHz である。図 5.6 (B) は $f_e = 25$ kHz, $V_{ac} = 34$ V の交流信号を加えた場合を示す。ドリフト波の周波数が増加し、振幅が減少しているのがわかる。

図 5.6 においては、グリッドの直流バイアスは -5 V である。また、外部信号が受信されているのが周波数分析にあらわれている。外部信号の周波数は $f_e > f_d$ であれば抑制が起る。

図 5.6 は直流電流を一定としない場合であったが、さらにグリッド電流を一定として交流電圧を加えた場合のドリフト波の振幅および、周波数と外部信号電圧との関係を図 5.7 に示す。

この図では、グリッド直流電圧 I_{dc} を $20 \mu A$ として一定となるようにした。すなわち、交流

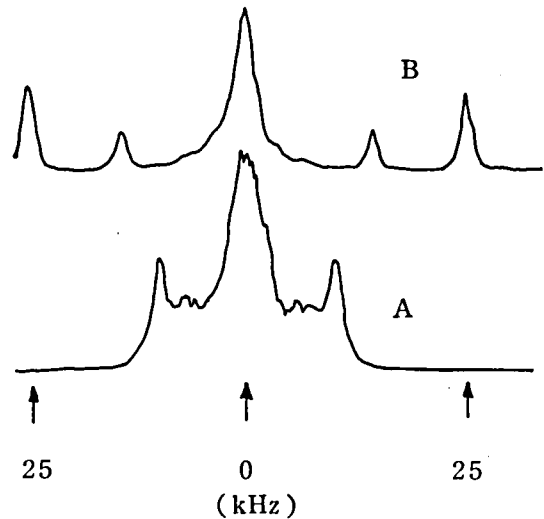


図 5.6 ドリフト波の周波数分析
 $B = 1.44$ kG, $n_0 = 5 \times 10^8$ cm $^{-3}$

電圧を増加すると直流電流が増加するが、その増加を補正するために直流電圧を減じた。ドリフト波は同じく振幅が減少し、周波数がわずかに増加していることがわかる。

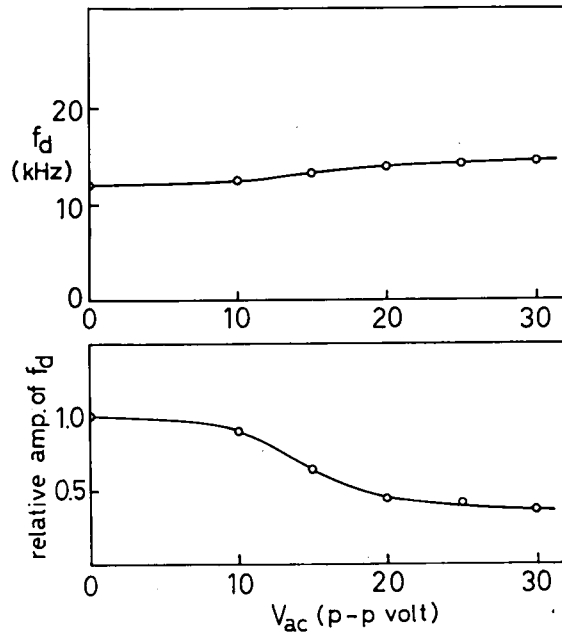


図 5.7 外部信号電圧とドリフト波の周波数および振幅の関係 $B = 1.4 \text{ kG}$, $n_0 \cong 10^8 \text{ cm}^{-3}$

直流電圧としては、前節に述べた負電圧ではドリフト波は抑制されず、逆に正電圧として電子電流をグリッドから取った場合にのみドリフト波は抑圧される。

5.3.3 プラズマ柱の長さの効果

これまでの結果は、グリッドの位置を熱電極から約30cmの所に置いた場合に得られたものである。交流電圧を一定とした場合、グリッドの位置を変えるとドリフト波に対する抑制の効果が変化する。すなわち、グリッドを熱電極に近づけると、同一信号電圧でも上流側でのドリフト波の抑圧効果が増大する。

グリッド位置に対する抑圧の効果の変化の一例を図5.8に示す。

図5.8において曲線Aは $f_e = 80 \text{ kHz}$, $V_{ac} = 64 \text{ V}$ の交流信号を加えた場合、曲線Bは $V_{ac} = 0$, $V_{dc} = -15 \text{ V}$ の場合、曲線Cは $V_{ac} = 23 \text{ V}$, グリッド直流電流 $I_{dc} = 50 \mu\text{A}$ の場合を示す。測定は上流側のプローブ P_1 を使用した。図からあきらかなように、グリッド位置が約25cm以下のときには、交流、直流いずれの場合も抑制の効果が著しい。

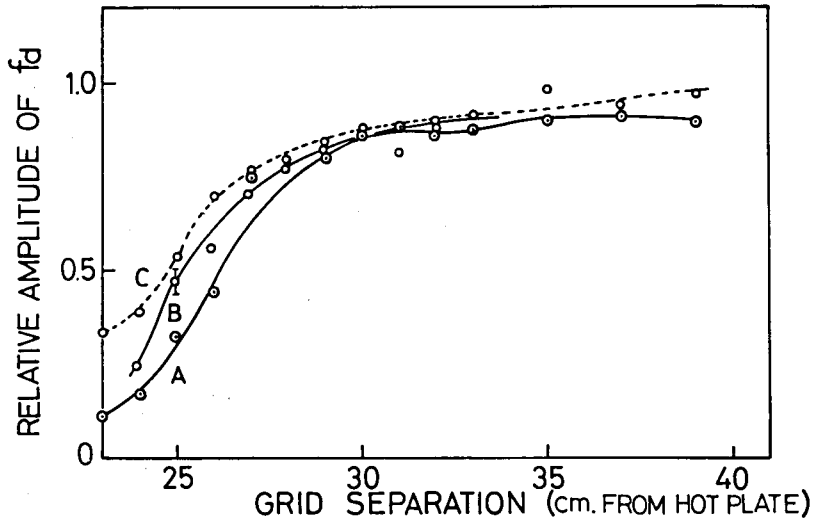


図 5.8 グリッド位置と抑制効果の関係
 $B = 2.1 \text{ kG}$, $n_0 = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

5.3.4 グリッドより下流側における振動

下流側においては、熱電極への入力電力の如何によらず、上流側よりもさらに著るしく交流信号により抑制される。また、直流電圧を加えた場合も抑制されるが、この場合は下流側におけるプラズマ密度が同時に減少する。下流側においては、ドリフト波の抑制効果は、グリッドの位置を変化させても変化しない。

グリッドの下流側におけるプラズマは、グリッドの直流バイアスによって大きく影響を受ける。これはグリッドを通過して下流側へプラズマが流れるためである。グリッドに流れる電流が多くなるということは、プラズマからとり出されるイオンあるいは電子の量が多いということの意味し、したがって下流側ではプラズマ密度が減少する。また、プラズマ中のグリッドは整流作用があるため、交流信号の印加によっても直流電流が変化し、したがってプラズマ密度が減少する。また、下流側ではグリッドにより導入された信号が、イオン波またはイオン粒子流として上流側より長い距離を伝播するため、交流信号のみの効果も大きくなるものと考えられる。しかし、密度が減少し密度勾配も変化するため、現象は複雑で解析は困難である。

5.3.5 ドリフト波と外部信号との同期引込み現象

これまでは外部信号の周波数は、ドリフト波の周波数より高い場合を取扱ってきた。外部信

号の周波数 f_e がドリフト波の周波数 f_d に近づいてくると、一種の同期引込み現象が観測される。写真 5.3 においては $f_d \cong 10$ kHz、 $f_e \cong 12.4$ kHz の場合を示しているが、これらの他に $f_i = f_e - f_d$ 、 $f_j = 2f_e - f_d$ のビート周波数が励起されているのが見られる。 $2f_e$ 、 $3f_e$ …等も観測される。写真 5.3 では $V_{ac} \cong 20$ V の場合であるが、 V_{ac} を増加して 24 V とすると写真 5.4 のように f_d 、 f_i 、 f_j 等が消滅すると同時に、外部信号 f_e も消滅してしまう。しかし、 $2f_e$ 、 $3f_e$ …等の外部信号の高調波はそのまま残っている。さらに、写真 5.4 の状態のとき磁界強度をわずかに減少させると ($B = 1.8$ kG) ドリフト波の周波数がわずかに高くなるため、同期がはずれて再び f_d および f_e の双方が写真 5.5 に示すように現われて来る。これは、ドリフト波と外部信号との非線型結合を示すものと考えられる。この現象は、プラズマ円柱の円周上の 1 点において、プローブ P_1 により観測されたものであるが、この点と、プラズマの中心軸に対して対称な、円周上の反対側の点において観察すると、ドリフト波の振幅は外部の信号のない場合に比べて、ちょうど 2 倍位の強さで受信できることがわかった。ドリフト波の位相は、プラズマ中心軸に対して対称な円周上の 2 点においては、互に逆位相になっている。

このドリフト波の位相が、何らかの原因で外部信号に円周上の一点で同期すると、プラ

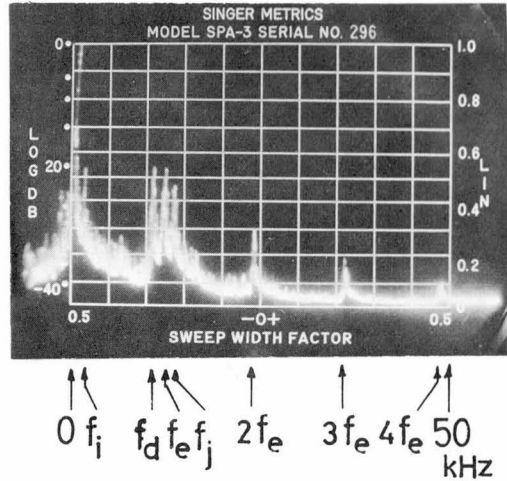


写真 5.3

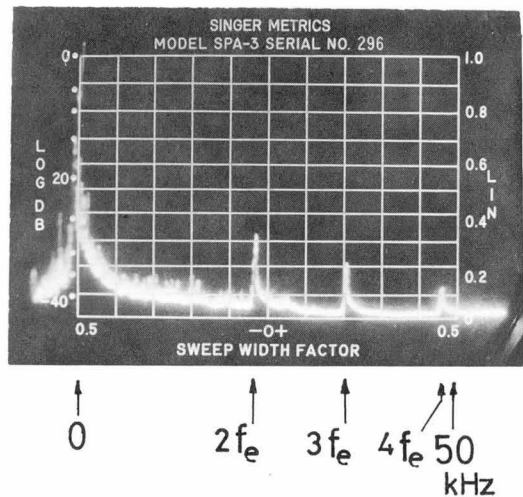


写真 5.4

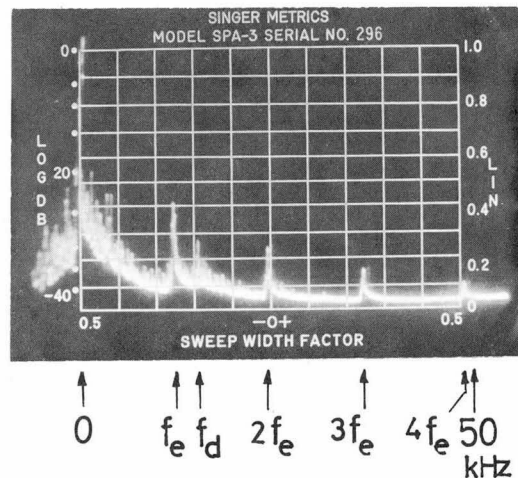


写真 5.5

ズマ円柱の円周上では、信号を強め合う場所と打ち消し合う場所が存在することになる。この位相同期の原因の1つとしては、熱電極の熱板の面が45°傾斜していることが考えられる。すなわち、熱電極から測ったプラズマの長さが、中心軸のまわりで非対称であるため、ドリフト波の位相がその非対称性により影響を受け、外部信号による同期を起し易くなったものと思われる。実際、半径方向の可動プローブ P_1 はホットプレートの非対称が大きい面上を移動するので、 P_1 の移動線上に上のような同相現象が起ったものと考えられる。この現象は、本章のはじめに述べた帰還安定化と密接な関係がある。すなわち、プラズマ中に自然発生する不安定振動に対して何らかの位相関係を持つ外部信号を加えるのが帰還安定化であり、電子回路におけるいわゆる帰還回路と類似のものである。通常はプラズマ中の不安定振動の位相と、それと独立な外部信号の位相とは無関係であるが、プラズマの非線型性等のために、相互の位相が独立でなくなると上に述べたような現象が起こることになる。しかし、帰還安定化については本章の範囲外であるので、これ以上は述べない。

5.4 実験結果の考察

前節までに得られた実験結果に対し、ここでは実験上の観点から考察を行なう。

グリッドに交流電圧を印加すると、よく知られているように、イオン音波あるいはイオンバリシックモード（粒子流の変動）が励起される。本章で用いたプラズマ発生装置は、熱電極を1組だけ用いるいわゆる片肺（single ended）運転であるため、プラズマは熱電極から下流へ向って流れている。流れがあるプラズマでは、流れのある方向においてはイオン波あるいはバリシックモードの減衰は少く、流れにさからう方向への伝播では減衰が大きい。すなわち、グリッドより上流側のプラズマにおいては外部信号が入りにくく、下流へは入りやすいということを意味する。また、下流側のプラズマは、グリッドの状態により大きく影響を受ける。グリッドへの交流信号電圧あるいは直流バイアス電流の絶対値を大きくすると、下流側のプラズマの密度は大幅に減少し、半径方向の密度勾配等も変化する。したがって、グリッドより下流側での不安定振動が安定化される要因としては、外部信号の非線型現象以外に数多く存在することになり、安定化機構の解明が困難である。一方、グリッドより上流側においては、定常状態の密度およびその半径方向分布もあまり大きな変化を受けないため、安定化機構の解明が比較的容易であると考えられる。以上の観点から、実験では上流側を主として取り扱った。

一方、グリッドに信号を印加すると、上に述べた波動分以外の変動、すなわち、プラズマ中

の電流分が増減するだけであるような変動が、プラズマ中に誘起される。この変動分はダイポールモードと呼ばれ、波動として考えた場合は、波長が無限大であることを意味する。グリッドと熱電極は、二極真空管の構成と同じであるが、中間にプラズマがあると、グリッドに印加された電圧に応じた電子電流がグリッドに流れ、その量が少ない間はプラズマから補給される。この場合には、グリッド前面のシースの状態が変わるのみである。しかし、電流が増えて、プラズマとして補給できる量を超えると、熱電極の熱電子放出電流が直接グリッドに流れるようになり、通常二極管の動作と類似の状態となる。交流信号では、このような電子電流が増減する。したがって、安定化の機構をしらべるためには、グリッドによりプラズマ中に励起される2つの型の変動の効果を考察しなければならない。この効果に対する理論的検討は次節において述べる。

グリッド印加電圧の効果として、さらにプラズマ柱の長さを実質的に短くすることがある。すなわち、負電圧をグリッドに印加すると、グリッドを構成する素線の周囲のシースの厚さが大きくなり、上流から流れて来た電子は、グリッドシースの負電位により反射されることになる。グリッドに流れるイオン電流は負のバイアス電圧を増加しても大幅には増加せず、プラズマの定常的な密度に対する影響はあまり大きくない。このときは、上流側のプラズマとしてはあまり変化せず、下流側へ流れるプラズマの量は急激に減少する。すなわち、負電圧ではグリッドは一種のゲートのような役割を果し、下流へのプラズマ流がさらに減少したときは、プラズマの長さがグリッドの位置にまで短くなったことになる。プラズマ柱が短くなれば、ドリフト波の磁界方向の波長 λ_z が短くなり、したがって、ドリフト波の位相速度が遅くなる。位相速度が遅くなると、プラズマイオンの共鳴粒子の存在が無視できなくなる。このような共鳴粒子は、ドリフト波に対するランダウ減衰を増大させ、結局ドリフト波不安定を抑制する。この事実は、実験的にも確かめられている⁹⁾。このようなプラズマ柱の短縮効果は直流負電圧の場合に明瞭にあらわれると考えられる。実際図 5.4 でわかるように $V_{dc} = -25 \text{ V}$ でドリフト波が抑圧されている。一方、交流電圧の場合は図 5.5 に示すように $V_{ac} = 10 \text{ V}_{p-p}$ で振幅が減少している。交流電圧を印加した場合、プラズマ-グリッドの整流特性により直流成分を持つとしても、印加交流電圧の尖頭値は抑制に必要な直流電圧よりかなり小さく、したがって、短縮効果以外何らかの安定化機構が存在すると考えられる。図 5.5 の曲線 A では、 V_{ac} を 10 V から約 12 V にすると振幅はやや回復する。この回復についての機構は不明である。さらに V_{ac} を増して 20 V 程度にすると、ドリフト波はふたたび抑制される。この $V_{ac} \geq 20 \text{ V}$ とした場合に交流信号によるプラズマの短縮効果があらわれているものと考えられる。図 5.8 は直流あるいは

交流による短縮効果を示している。図 5.8 ではプラズマ長が約 20 cm 以下のときに短縮効果が大きいことがわかる。プラズマ長の短縮によりドリフト波を抑制する実験は Lashinsky⁹⁾により行なわれた。筆者らの実験結果(図 5.8)は抑制効果のあらわれるプラズマ柱の長さ等の点で Lashinsky の結果とよく一致している。

最後に熱電極あるいはグリッドにおけるシースの状態が不安定振動におよぼす影響について述べる¹⁰⁾。熱電極あるいはグリッドにおけるシースが電子の多い状態(エレクトロンリッチ)である場合はその導電率が高いので、プラズマ端の電位はシースを通じて短絡されることになる。一方、イオンリッチの場合は、イオンの移動度が小さいのでシースの導電率は低い。このときはプラズマの端における電位は、比較的任意の値をとることができる。すなわち、長波長を特徴とするドリフト波不安定は、プラズマ柱の長さの 2 倍の波長より以上に長い波長を持ち得ることになり、成長しやすい。プラズマ柱の両端の電極のシースがエレクトロンリッチの場合には、プラズマ柱の長さの 2 倍以上の波長は持ち得ない。筆者らの実験では、ホットプレートはイオンリッチであるか、あるいはほぼ中性に近いシース状態である。ホットプレートの温度が低いと(低入力運転)シースはイオンリッチとなるが、これは熱電極での熱電子放出電流が少ないためである。さらにこのときはプラズマ密度が低い。したがって、電子の平均自由行程が長くなりプラズマの導電率が増加して、グリッドに正電圧を加えたとき、電子電流は高密度の場合にくらべて流れやすい。結局、低密度の場合には正電圧グリッドはプラズマ中の電界を短絡するようにはたらし、そのため不安定振動が抑圧されるものと思われる。一方、高密度の場合には、プラズマへの熱電極からの電子の補給が充分であるので、グリッドに正電圧を加えてもプラズマがあまり影響を受けず、プラズマとしての性質を保持するため、振動の抑制が起こりにくいと考えられる。もちろん、さらに高い正電圧を加えればやはり低密度の場合と同じことが起るものと考えられる。

また、グリッドに直流電圧あるいは交流電圧を加えることにより、電子電流が増大すると、電子とイオンが相対速度を持つことになり、そのために新たな不安定性が生ずることが考えられる。実際、実験においても図 5.4、図 5.5 に示すように、ドリフト波が抑制された後に新しい振動が発生しているのがわかる。ただ、これらの振動は常に励起されるものではなく、プラズマのパラメータによっては励起されない場合が多い。例えば写真 5.2 の場合には新たな振動は励起されていない。実際に動的安定化を応用する場合には、このような新たな不安定を起こさないように注意する必要があるのは言うまでもない。

5.5 実験結果と動的制御の理論との比較

ドリフト波不安定は、グリッドに直流電圧を加えることにより抑制できるが、さらにプラズマ中に導入された交流変動は、等価的な直流分の印加以上に不安定を抑制する効果があることが、前節までの結果であきらかとなった。交流分による抑制は、プラズマ中に導入された交流分の変動とドリフト波振動との非線型相互作用に由来するものと考えられる。なぜならば、線型現象の範囲内では各々の振動は互に独立であり、写真 5.3 に見られるような和、差の周波数の発生は考えられず、また、抑制はこれらのビート周波数の発生以後に観察されるからである。

本節では、非線型相互作用によるドリフト波不安定の抑制に関する理論的検討を行ない、筆者らの実験における抑制の機構を考察する。

グリッドに印加した交流信号によりプラズマ中に誘起される変動の型として、2極真空管における電子電流の変動に類似した電流が流れる場合がある。このような変動は磁界方向の波長が無大あるいは波数 k_z が 0 であると考えられ、いわゆるダイポール (2極) 近似と呼ばれる。すなわち、プラズマ中の電界を、時間のみに依存するような

$$E(t) = E_0 \cos \omega_0 t \quad (5.1)$$

なる式で近似することに相当する。ここに ω_0 は外部信号の周波数である。ダイポール電界によるドリフト波の抑制についての理論的研究は、Fainberg と Shapiro¹⁸⁾、Dobrowolny、Engelmann、および Levin¹⁹⁾、Dobrowolny²¹⁾、Teichmann²⁰⁾、等により行なわれた。Fainberg と Shapiro¹⁸⁾ はドリフト波よりも充分高い周波数をもった一様電界が (5.1) 式の型でプラズマ中に存在すると仮定した。そして、外部信号の周波数がイオンプラズマ周波数に近い場合に、ドリフト波の抑制が起ることを見出した。さらに抑制が有効となるためには、外部電界により加速された電子の速度がプラズマの電子の熱速度程度以上であることが必要とされる。(5.1) 式により加速される電子の速度として、その大凡の大きさとして

$$|u_0| = e|E_0|/m_e \omega_0 \gtrsim v_e \quad (5.2)$$

であればよい。筆者らの場合は $\omega_0 \cong \omega_{pi} \sim 10^7 \text{sec}^{-1}$ とすると $|E_0| \gtrsim 10 \text{V/m}$ であればよい。この値は実際上実現可能なものである。しかし、抑制はほぼ $\omega_0 \sim \omega_{pi}$ のときに起り ω_0 が低くなると抑制が起らなくなることが文献 18) で示されている。ドリフト波の抑制効果は、高周波電界によってドリフト波の周波数が増加し、そのためランダウ減衰が増大することに由来するものである。筆者らの実験の場合、外部信号周波数はドリフト波と同程度であり、Fainberg、

Shapiro の理論では説明できない。

Dobrowolny 等¹⁹⁾ は外部信号周波数として、ドリフト波周波数に近い場合を考察した。それによると、電界としては Fainberg, Shapiro の場合とほぼ同じ程度でよいが、適当なプラズマの温度勾配が必要であるとしている。さらに抑制が起こる場合には、ドリフト波周波数が減少することが見出された。これは筆者らの実験結果(例えば図 5.5)に矛盾する。したがって、この理論によっても筆者らの実験は説明できない。文献 21) の場合も温度勾配がない場合は $\omega_0 \sim \omega^*$ では抑制の効果があらわれないという結果を示している。文献 20) では電磁界を用いているのでここでは触れない。

一方、電界あるいは電流の変動としてではなく、プラズマの温度²²⁾あるいは圧力²³⁾の変動として、プラズマ中に導入された場合のドリフト波の抑制効果も研究された。文献 22) においてはプラズマの電子温度が

$$T_e(x, t) = T_{e0} \cos \omega_0 t \quad (5.3)$$

に従うとして抑制効果をしらべた。それによれば、ドリフト波と外部信号の周波数がほぼ等しいときに抑制が起こるといふ結果が得られた。筆者らの実験では、電子の平均自由行程は熱電極と終端板の間の距離と同程度で、電子はほぼ等温的と考えられ、グリッド印加信号により電子の温度が相当変化するとは考え難い。

Krall²⁶⁾ は、モード-モード結合による振動の安定化について研究した。モード間結合により大きい波数の波動エネルギーが、小さい波数の波動へと流れて周波数分布が広がり、そのために安定化が起ることを見出した。これらのモード間結合により、不安定振動の成長が止まること、すなわち、飽和が起ることを主として考察した。

プラズマ中に変動を導入すると、プラズマの粒子損失が増し、その粒子によって不安定振動のエネルギーがはこび出されて安定化する過程は、Dupree³⁾により研究された。しかし、この場合プラズマ中の変動は、雑音的な幅をもったスペクトラムでなければ、効果が少ない。また、安定化に寄与するのは、磁界に対し直角方向の電界であり、筆者らの場合とは事情が異なる。Dupree の理論はむしろ Thomasson¹²⁾の実験条件に対応するものである。

以上に述べた理論は、それぞれいずれかの点で、筆者らの実験条件あるいは実験結果と一致しない所がある。特にプラズマの密度が比較的高い場合には、ダイポール電界よりむしろ波動成分が、プラズマ中で卓越すると考えられる。したがって、プラズマ中に波動成分が励起された場合を考察しなければならない。

プラズマ中にイオン音波が励起されたとして、このイオン音波とドリフト波の非線型相互作用によるドリフト波不安定の安定化に関する理論的研究が、岡本²⁵⁾により行なわれた。これはイオン音波の周波数がドリフト波の周波数に近い場合を取扱っている。この理論は、筆者らの実験条件によく適合すると思われるので少し詳しく検討する。

基本方程式としては、第4章で述べたドリフト近似方程式(4.5)式を用い、分布函数 f_a を波動の振幅について展開して、逐次近似法により解を求める。その他の仮定および条件は、第4章に述べたものと同一である。すなわち、第4章においては振幅の2乗以上の項は無視(線型化)したが、ここでは外部信号により励起されたイオン波の振幅の2乗を含む項まで考慮した。逐次近似を行なう手続きは第2章において述べたものと全く同じである。

外部信号によりプラズマ中に励起される波動を、次の式で表わすものとする。方向は磁界方向とする。

$$E_0(z, t) = 2E_0 \sin(k_0 z - \omega_0 t) \quad (5.4)$$

ここで ω_0 は外部信号の周波数であり、 E_0 は強度である。プラズマ中の変動電位は1次の量であるとし、

$$\varphi(z, t) = 2\varphi_0 \cos(k_0 z - \omega_0 t) \quad (5.5)$$

であらわす。但し、 $\varphi_0 = E_0/k_0$ とする。また k_0 は ω_0 により励起されたイオン波の波数として、

$$\omega_0 = k_0 C_s \quad (C_s = \sqrt{T_e/m_i}) \quad (5.6)$$

なる関係を持つとする。

(5.5)式で記述されるようなイオン波は、ドリフト波と結合して、周波数が $\omega \pm \omega_0$ 、波数が $k \pm k_0$ となるようなビート振動を発生する。ここに ω, k はドリフト波に対するものである。また、ドリフト波の位相速度は

$$v_i \ll \omega/k_z \ll v_e \quad (5.7)$$

の範囲内にある場合を考える。 ω_0 が ω に近い場合はさらに

$$v_i \sim \left| \frac{\omega - \omega_0}{k_z - k_0} \right| \ll \frac{\omega_0}{k_0} = C_s < \frac{\omega + \omega_0}{k_z + k_0} < \frac{\omega}{k_z} \ll v_e \quad (5.8)$$

となり得る。今はこのような場合を考える。このときには、ビート振動の位相速度がイオンの熱速度に近いので、イオンの共鳴粒子が多く存在し、ビート振動はランダウ減衰を強く受ける。結局、ドリフト波のエネルギーはビート振動に移り、そのランダウ減衰により粒子のエネルギーに移り安定化されることになる。また、イオン波を励起することにより、ドリフト波の周波数変化が生じる。このようなドリフト波の分散関係の変化によって、ドリフト波の安定化が起こる。

今、第4章3節で述べたような、電流励起のドリフト波の場合を考える。この場合には線型の誘電率は

$$\epsilon^{(1)}(\omega, k) = \frac{1}{k^2 \lambda_e^2} \left(1 + i\sqrt{\pi} \frac{\omega - k_z u - \omega_e^*}{k_z v_e} \right) - \frac{1}{k^2 \lambda_e^2} \frac{\omega_e^*}{\omega} \quad (5.9)$$

となり、ドリフト波の周波数および成長率は

$$\left. \begin{aligned} \omega_r^L &= \omega_e^* \\ \gamma_0^L &= \sqrt{\pi} \frac{u}{v_e} \omega_e^* \end{aligned} \right\} \quad (5.10)$$

となる。但し u は粒子の相対速度、 λ_e は電子のデバイ長である。

一方、波動の運動方程式を解いてドリフト波の周波数変化を求めると、

$$\frac{\Delta}{\omega_e^*} = -\frac{A_0^2}{k_0^2 \lambda_e^2} \frac{k_z C_s}{\omega_e^*} R_e[\epsilon^{\text{NL}}(\omega_e^*)] \left/ \left\{ 1 - \frac{A_0^2}{k_0^2 \lambda_e^2} R_e[\epsilon^{\text{NL}}(\omega_e^*)] \right\} \right. \quad (5.11)$$

となる。ここに

$$\begin{aligned} R_e[\epsilon^{\text{NL}}(\omega_e^*)] &= \frac{\omega_e^* + \omega_0}{\omega_0} + \frac{T_i}{T_e} \frac{1}{|k^2 \lambda_i^2 \epsilon^{(1)}(\omega - \omega_0, k - k_0)|^2} \\ &\times \left\{ 1 + \frac{T_i}{T_e} + \frac{\omega_e^* - \omega_0 - \omega_i^*}{k_0 v_i} R_e[Z(\rho_i^{(-)})] \right\} \end{aligned} \quad (5.12)$$

であり、 $Z(\rho)$ はプラズマ分散関数である。また

$$A_0^2 = k_0^2 \varphi_0^2 / 4\pi N T_e = E_0^2 / 4\pi N T_e \quad (5.13)$$

であり、 $k'^2 = k_y^2 + (k_z - k_0)^2$ とする。また

$$\rho_i^{(\pm)} = (\omega \pm \omega_0) / (k \pm k_0) v_i \quad (5.14)$$

であるが $\rho_i^{(+)} \gg 1$ と仮定する。

(5.11) 式において $R_e[\epsilon^{\text{NL}}(\omega_e^*)]$ の大きさはほぼ 1 程度であるため、振幅が $A_0^2/k_0^2\lambda_e^2 \geq 1$ となれば、ドリフト波の周波数は増加することになる。この条件のもとで非線型の減衰率を求めると、

$$\frac{\gamma^{\text{L}}}{\omega_e^*} = \frac{\gamma_0^{\text{L}}}{\omega_e^*} + \sqrt{\pi} \frac{A_0^2}{k_0^2\lambda_e^2} \frac{C_s}{v_e} R_e[\epsilon^{\text{NL}}(\omega_e^*)] / \left\{ 1 - \sqrt{\pi} \frac{A_0^2}{k_0^2\lambda_e^2} R_e[\epsilon^{\text{NL}}(\omega_e^*)] \right\} \quad (5.15)$$

および

$$\begin{aligned} \frac{\gamma^{\text{NL}}}{\omega_e^*} = & -\frac{A_0^2}{k_0^2\lambda_e^2} \left(\frac{\Delta}{\omega_e^*} - \frac{k_z C_s}{\omega_e^*} \right) \frac{T_i}{T_e} \frac{1}{|k'^2 \lambda_i^2 \epsilon^{(1)}(\omega - \omega_0, k - k_0)|^2} \cdot \frac{\omega_e^* - \omega_0 - \omega_i^*}{(-k_0 v_i)} \\ & \times I_m[Z(\rho_i^{(-)})] \end{aligned} \quad (5.16)$$

を得る。ここに $\gamma = \gamma^{\text{L}} + \gamma^{\text{NL}}$ としている。 γ^{L} は外部励起イオン波の存在によるドリフト波の成長率の変化分をあらわす。 γ^{NL} は非線型効果による分散関係の変化による減衰率の変化をあらわす。(5.15) 式により $\sqrt{\pi} (A_0^2/k_0^2\lambda_e^2) R_e[\epsilon^{\text{NL}}(\omega_e^*)] \geq 1$ のときは $\gamma^{\text{L}} - \gamma_0^{\text{L}}$ の値が負になり、 $|\gamma^{\text{L}}| \gg |\gamma^{\text{NL}}|$ であるため、ドリフト波が安定化されることがわかる。また $\sqrt{\pi} (A_0^2/k_0^2\lambda_e^2) R_e[\epsilon^{\text{NL}}(\omega_e^*)] \geq 1$ のときは、すでに述べたように (5.11) 式から周波数は増加することがわかる。また $\Delta > k_z C_s$ のときも γ^{NL} は負となり、さらに安定化される。また安定化は、 $\omega_0 \gtrless \omega_e^*$ なる周波数で起り得ることがわかる。安定化に必要な振幅は

$$A_0^2 \sim k_0^2 \lambda_e^2 (\ll 1) \quad (5.17)$$

となる。また $A_0^2/k_0^2\lambda_e^2 \gg 1$ としたときは漸近的に

$$\left. \begin{aligned} \gamma^{\text{L}} &\rightarrow \gamma_0^{\text{L}} - (C_s/v_e) \omega_e^* = \frac{\sqrt{\pi} u - C_s}{v_e} \omega_e^* \\ \Delta &\sim k_z C_s \quad (\gamma^{\text{NL}} \rightarrow 0) \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

となる。したがって $\sqrt{\pi} u \lesssim C_0$ のときに安定化されるが、 $\sqrt{\pi} u > C_0$ のときには完全に安定化されず、ドリフト波の成長率が減少するだけであり、したがって、振幅はある程度まで減少させられることになる。

筆者らの実験においては、プラズマは全体として熱電極から下流へと流れているが、イオンと電子との間の巨視的な相対速度はほとんどないと考えられる。したがって、ドリフト波としては、電子とイオンの衝突による不安定性で成長していると考えer必要がある。このような不安定性は Moiseev および Sagdeev³⁴⁾、Chen³⁵⁾ 等により理論的に研究された。また実際にアルカリプラズマ発生装置において励起されたドリフト波は、これらの理論により導出された結果とよく一致していることが実験的に Wong および Rowberg³⁶⁾ により確かめられた。したがって (5.10) 式のかわりに、衝突のある場合 (相対速度のない) の成長率を表わす式³⁶⁾

$$\left. \begin{aligned} \omega_r &\sim \omega_e^* \\ \tau_0^L &\sim 2\nu_e \frac{k_y^2 (\omega_e^*)^2}{k_z^2 \Omega_e \Omega_i} \end{aligned} \right\} \quad (5.19)$$

ここに Ω_e, Ω_i は、電子およびイオンのサイクロトロン角周波数。

を用いなければならない (但し $T_e \sim T_i$)。このような衝突による効果があらわれるのは、電子の平均自由行程を l_e とすると、 $k_z l_e \lesssim 1$ となるときである。筆者らの実験においては、 $l_e \sim 1/k_z \sim L$ (プラズマ長) であり $k_z l_e \gtrsim 1$ である。一方、イオン音波に対しては、 $k_0 \gg k_z$ すなわち $k_0 l_e \gg 1$ であるので、衝突の効果は無視できる。また磁界強度が充分大きいとすると、(5.19) 式では $\tau_0^L \propto 1/B^2$ であるため $\tau_0^L \ll \omega_0^*$ となる。一方、非線型相互作用においても衝突の効果は考慮されなければならないが、(5.15) 式および (5.16) 式に影響をおよぼすのは、イオンの衝突周波数 ν_i である。筆者らの実験条件ではほぼ

$$\Omega_i \sim 3 \times 10^5 \text{ sec}^{-1} > \omega_0 \sim \omega_e^* \sim 6 \times 10^4 \text{ sec}^{-1} \gg \nu_i \sim 10^3 \text{ sec}^{-1} \quad (5.20)$$

であるので、非線型相互作用における衝突の効果は無視できる。すなわち、ドリフト波の成長のためにわずかな電子の衝突があり、イオン等の衝突の効果は無視できると考えられる。(5.19) 式、(5.15) 式および (5.16) 式を用いて $A_0^2/k_0^2 \lambda_e^2 \gg 1$ とすると、安定化されるためには衝突周波数は

$$2\nu_e \frac{k_y^2}{k_z^2} \frac{(\omega_e^*)^2}{\Omega_e \Omega_i} < (C_s/v_e) \omega_e^* \quad (5.21)$$

でなければならない。筆者らの実験条件を用いれば(5.20)式より $\nu_e \lesssim 5 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$ を得る。一方、プラズマの衝突周波数は $\nu_e \sim 10^5 \text{ sec}^{-1}$ 程度であり、充分安定化は可能である。さらに実験条件により Δ, r を計算する。 $\omega_e^* \sim 6 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$, $\omega_0 \sim 2\omega_e^* \sim 1.2 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$, $k^2 \lambda_i^2 \sim 10^{-7}$, $k_z \sim \pi/L \sim 0.05$, とすると

$$(\omega - \omega_0)/(k_z - k_0) \sim C_s \sim v_i \text{ となり } R_e(\epsilon^{\text{NL}}) \sim 2$$

を得る。実験においては A_0^2 の値は不明であるが、今、 $A_0^2/k_0^2 \lambda_e^2 \sim 1$ とすれば(5.11)式より $\Delta/\omega_e^* \sim 0.15 = 15\%$ となり、実験結果(例えば図5.7参照)とよい一致を示す。また、 $A_0^2/k_0^2 \lambda_e^2 \sim 1$ のときは $e\phi_0/T_e \sim 1$ であり、 $k_0 \sim 0.6 \text{ cm}^{-1}$ とすると $E_0 \sim 0.1 \text{ V/cm}$ となり、常識的な値であると言える。線型成長率は $\tau_0^L/\omega_e^* \sim 10^{-4}$ となり、一方(5.15)式の右辺第2項はほぼ -2×10^{-2} 程度となる。すなわち非線型結合の生じた結果、減衰率は線型成長率よりもその絶対値は充分大きくなり得て、ドリフト波不安定を抑制することができることになる。

以上のごとく、筆者らの実験結果は定性的には十分に、また定量的にもほぼ満足できる程度に、非線型結合の理論で説明できることがわかった。しかし、上記の理論ではプラズマ中のイオン波の振幅は、(5.4)式あるいは(5.5)式に示すように、軸方向において一様であると仮定している。この仮定はグリッドより上流側ではイオン波の減衰が大きいため、あまりよい近似とは言えない。実際には、グリッドの近傍ではイオン波の電界は強くなり、ドリフト波が存在できない領域となり、そのためドリフト波から見れば、等価的にプラズマの長さが短縮されたようになるものと考えられる。

さらに厳密に取扱おうとするならば、イオン波の電界として

$$E_0(z, t) = E_0 \exp(-k_i z) \cdot \cos(k_0 z - \omega_0 t) \quad (5.22)$$

の型を用いなければならない。(5.4)式は $k_i \ll k_0$ の仮定に相当するものである。しかし、 $k_i \sim k_0$ の場合には、取扱いは複雑で数値計算によらなければ、解を求めることは極めて困難であると思われる。

一方、ドリフト波の動的抑制に関する実験のうち筆者らの構成に近いものとして、西田等²⁴⁾

のものがある。西田等は一種の放電プラズマにおいて観測されるドリフト波の抑制を、プラズマの終端の金属板を通じて外部信号をプラズマに導入することにより、試みた。ドリフト波は、外部信号の周波数がほぼイオンプラズマ振動数に近い場合に、抑制されることがわかった。この実験結果は Fainberg および Shapiro の理論に対応するものと考えられているが、詳細な抑制の機構についての検討はなされていない。

結局筆者等の実験は、すでに述べたように、イオン波との非線型相互作用によるドリフト波の抑制を観測したものであると言える。また実験の特徴としては、外部交流信号の周波数は他の機構のものにくらべて低く、かつ単色波的でよいことである。これは信号の取扱いが容易であり、また抑制に必要な電力が少なくて済むことになる。実際 Fainberg, Shapiro の理論では、必要な交流電界はプラズマの密度が増大するとともに増大する。一方、筆者らの機構では必要な電界は、(5.15) 式により、振幅が大きいたまは密度に依存しないことがわかる。抑制のためには、大振幅のイオン波が存在すればよく、その励起のためにグリッドをプラズマ中に挿入することは本質的でなく、他の適当な励起方法を用いればよい。これは高温高密度の場合にも、本章の方法が用いられることを示すものである。

5.6 結 論

本章では、アルカリプラズマ中に自然発生するドリフト波に対し、外部信号による動的安定化を実験的に試みた。プラズマ中に挿入されたグリッドに直流電圧および交流電圧を加えたとき、ドリフト波が抑制されることを見出した。外部交流信号の周波数は、ドリフト波およびその高調波の周波数に完全に一致するものでなければ任意でよい。

ドリフト波不安定は、グリッドに直流バイアス電圧を加えても抑制されるが、交流信号を加えた場合の方がより効果的に、すなわち、少い振幅で抑制されることがわかった。ドリフト波はプラズマの状態によっては、ほぼ完全に抑制され得る。また交流あるいは直流バイアスのいずれを用いても、振幅が小さくなった時には、ドリフト波の周波数は 10 ~ 15% 増加することが見出された。

また、外部信号の周波数がドリフト波の周波数に近い場合は、ドリフト波の信号と同時に外部信号も消滅する、いわゆる同期的抑制現象を見出した。この現象は熱電極構造の非対称性により、ドリフト波とイオン波との位相が同期して起ったものと考えられ、帰還安定化の端緒であると言える。

直流電圧の印加によるドリフト波の安定化の機構は、グリッドによるプラズマ柱の短縮化に由来するものと考えられ、従来のプラズマ柱短縮による安定化の実験結果とよく一致している。

交流信号による抑制の物理的機構について、これまで行なわれて来た理論的研究の正当性を検討した。ダイポール電界として近似して取扱った理論と、筆者らの実験結果は定量的のみならず定性的にも一致しなかった。一方、プラズマ中に一様振幅のイオン音波が存在すると仮定した場合のドリフト波との非線型結合による安定化の可能性が、岡本により提案された。筆者らの実験結果は、この理論と定性的にも、またある程度定量的にもよい一致を示すことがわかった。ドリフト波に近い周波数のイオン音波がプラズマ中に存在すると、ドリフト波とイオン波の結合によりビート周波数が励起される。このビート波の位相速度 $(\omega_e^* - \omega_0)/(k_z - k_0)$ がイオン熱速度程度となる場合には、このビート波はランダウ減衰を強くうける。したがって、ドリフト波の勢力はイオン波を媒介として粒子に吸収されることになる。筆者らの実験ではこのような過程が、ドリフト波の安定化の機構になっているものと考えられる。しかし、イオン波の振幅がプラズマ中で一様であるとする仮定は、実験と比較するには未だ不十分であると考えられる。厳密にはイオン波の振幅の空間的な変化をも考慮しなければならない。

実際の装置においては、自然発生するドリフト波は再現性が悪く、理論との定量的な比較を行なうのは困難な場合が多い。今後の問題としては、第4章で述べたようなドリフト波を人工的に励起する方法を用いて動的安定化の実験を行なえば、さらに興味ある結果が得られるものと思われる。

また上に述べた過程では、イオン波およびドリフト波のエネルギーがプラズマのイオンに直接流れるため、動的制御によりプラズマ粒子の損失を防ぐと同時に、イオンの加熱を効率よく行ない得る可能性がある。この問題についても、今後の研究の進展が期待される。

本章において新たに得られた結果を要約すると、

- i) アルカリプラズマ中に自然発生するドリフト波を、グリッドにより導入した外部信号により抑制できることを見出した。
- ii) ドリフト波はグリッドに直流電圧を印加した場合でも抑制されるが、交流の場合の方がより少ない電圧で抑制される。
- iii) ドリフト波の振幅が小さくなったとき、周波数はわずかに増加する。
- iv) ドリフト波と外部信号との同期的抑制現象を見出した。
- v) 従来提案されていた動的制御の理論を検討した結果、ドリフト波とイオン波との非線型相

相互作用によりドリフト波が安定化されるという結論を得た。安定化の条件，必要なイオン波の振幅，周波数の増加量等の評価を行ない。実験結果をよく説明できることを見出した。

文 献

- 1) N.S. Buchel'nikova, A.M. Kudryavtsev, and R.A. Solimov, Soviet Phys. Tech. Phys. 10, 53 (1965).
- 2) N.S. Buchel'nikova, Nuclear Fusion 6, 122 (1966).
- 3) T.H. Dupree, Phys. Fluids 10, 1049 (1967).
- 4) J.A. Decker, Jr., P.J. Freyheit, W.D. Mcbee, and L.T. Shepherd, Phys. Fluids 10, 2442 (1967).
- 5) H.W. Hendel, T.K. Chu, and P.A. Politzer, Phys. Fluids 11, 2426 (1968).
- 6) J. Walsh, S.P. Schlesinger, K. Josephy, and T.C. Marshall, Phys. Fluids 12, 2374 (1969).
- 7) P.E. Stott, P.F. Little, and J. Burt, in Proceedings of the International Conf of Quiescent plasmas, Paris 1968, pt.2.
- 8) F.F. Chen and D. Mosher, Phys. Rev. Letters 18, 639 (1967).
- 9) H. Lashinsky, Phys. Rev. Letter 13, 47 (1964).
- 10) F.F. Chen, Phys. Fluids 8, 752 (1965).
- 11) N. Bogoliubov and Y.A. Mitropolskii, 'Asymptotic Methods in the Theory of Nonlinear Oscillations' (Gordon and Breach Publishers, Inc., New York, 1967).
- 12) K.I. Thomassen, Phys. Letters 26A, 22 (1967).
- 13) 大引得弘, 高橋信夫, 板谷良平, 日本物理学会 1968年4月, 2a-D-6.
- 14) 大引得弘, 高橋信夫, 板谷良平, 日本物理学会 1968年9月, 26p-A-9.
- 15) R. Itatani, T. Obiki, and N. Takahashi, Proc. 3rd Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA Vienna, Vol.1, 649 (1969).
- 16) R.A. Demirkanov, G.L. Khorasanov, and I.K. Sidorova, Proc. 3rd Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA Vienna CN-24/J-7.
- 17) L.V. Dubovay and V.D. Dyatov, ibid. CN-24/J-9.
- 18) Y.B. Fainberg and V.D. Shapiro, Soviet Phys.-JETP 25, 189 (1967).
- 19) M. Dobrowolny, F. Engelmann, and A.M. Levine, Plasma Phys. 11, 983 (1969).

- 20) J. Teichmann, Plasma Phys. 13, 775 (1971).
- 21) M. Dobrowolny, Plasma Phys. 13, 199 (1971).
- 22) M. Dobrowolny, F. Engelmann, and A.M. Levine, Plasma Phys. 11, 973 (1969).
- 23) V.P. Sidorov, Soviet Phys.-Tech. Phys. 14, 169 (1969).
- 24) Y. Nishida, M. Tanibayashi, and K. Ishii, Phys. Rev. Letters 24, 1001 (1970).
- 25) M. Okamoto, J. Phys. Soc. Japan 31, 255 (1971).
- 26) N.A. Krall, Phys. Rev. 158, 138 (1967).
- 27) R.R. Parker, and K.I. Thomassen, Phys. Rev. Letters 22, 1171 (1969).
- 28) T.C. Simonen, T.K. Chu, and H.W. Hendel, Phys. Rev. Letters 23, 568 (1968).
- 29) H.W. Hendel, T.K. Chu, F.W. Perkins, and T.C. Simonen, Phys. Rev. Letters 24, 90 (1970).
- 30) B.E. Keen, Phys. Rev. Letters 24, 259 (1970).
- 31) N.E. Lindgren and C.K. Birdsall, Phys. Rev. Letters 24, 1159 (1970).
- 32) J.B. Taylor and C.N. Lashmore-Davies, Phys. Rev. Letters 24, 1340 (1970).
- 33) K.I. Thomassen, Nuclear Fusion 11, 175 (1971).
- 34) S.S. Moiseev and R.Z. Sagdeev, Zh. Tech. Fiz. 34, 248 (1964) [translation : Soviet-Phys.-Tech. Phys. 9, 196 (1964).]
- 35) F.F. Chen, Phys. Fluids 8, 1323 (1965); 965 (1966).
- 36) B.B. Kadomtsev, "Plasma Turbulence", (Academic Press, London and New York, 1965). Chap. IV.

134 項欠

第 6 章 結 言

本研究においては、プラズマ中の波動現象、特に波動の非線型相互作用を中心として、実験的ならびに理論的に詳しく考察し、また、プラズマ波動の実験的研究に欠くべからざる、良質のプラズマ発生装置の開発を行なって来た。得られた成果を各章毎に要約すると、次のようになる。

第 2 章においては、外部磁界のないビーム-プラズマ系において、線型理論の範囲では励起され得ない実験条件において、低周波のイオン音波が励起されていることを見出した。このイオン音波の励起条件を詳しく検討し、イオン音波の励起は波-粒子非線型相互作用によるものであることを、はじめてあきらかにした。波-粒子相互作用の理論的解析を行ない、その結果は実験結果とよく一致することを示した。また、電子ビームを外部信号で変調することにより、イオン波の抑制が起ることをはじめて見出した。この結果は第 5 章に述べたドリフト波抑制の研究へと発展し、また以後多くの研究者により研究されるようになった、プラズマ不安定性の動的制御研究の出発点となったものである。

第 3 章においては、プラズマの実験的研究における素材として、数多くの長所を有するアルカリプラズマ発生装置についての開発研究を行なった。アルカリプラズマ発生装置の主要部である熱電極における問題点を指摘し、改良のための方策を検討した。その結果により実際に熱電極を試作した。その熱電極は長寿命かつ安定に動作し、所期の目的である良質のアルカリプラズマを発生し得ることを確かめた。我国におけるアルカリプラズマ発生装置の建設は、本研究によりはじめて完成を見、現在この装置を使用して多くの研究が進められている。

第 4 章においては、従来明確でなかったアルカリプラズマにおけるドリフト波の線型分散式をあきらかにした。プラズマ中に 4 相の交流信号を導入したとき、ほぼ純粋な形でドリフト波が励起されていることを確かめた。励起されたドリフト波の分散関係を測定し、従来の線型理論の結果と異なるものであることを見出した。プラズマ粒子の衝突を考慮した理論解析により分散関係式を導出し、実験結果と比較検討を行ない、実験における分散関係の変化は、粒子間衝突に由来するものであることを明確にした。本研究は自然励起の場合にくらべて、再現性よくドリフト波を励起する方法を提供するものであり、今後のドリフト波の研究において有用である。

第 5 章では、第 2 章で見出された不安定性の抑制効果を、セシウムプラズマ中に自然発生し

たドリフト波に適用し、ドリフト波不安定が外部信号により抑制され得ることを、はじめて見出した。外部信号は、イオン音波を励起するのに使用されるようなメッシュグリッドにより、プラズマ中に導入された。外部信号の周波数としては、ドリフト波の周波数およびその高調波に一致しないものであれば任意でよいことがわかった。グリッドに直流電圧を加えた場合にもドリフト波は抑制されるが、交流電圧の場合の方が効果が大きいことをたしかめた。セシウムプラズマ発生用の熱電極の構造が非対称であることに起因する、ドリフト波と外部信号波との同期引込み現象をはじめて見出したが、これは後に研究されるようになった、帰還安定化のさきがけとなったものである。また、本研究が刺激となって、以後このような現象を解釈するための理論的研究が数多く行なわれた。これらの理論的研究において用いられた仮定、得られた結果等を本研究の実験条件、実験結果を用いて詳しく比較検討した。結局、ドリフト波はグリッドにより励起されたイオン音波とドリフト波との非線型相互作用により抑制されるものであることをあきらかにした。本研究は、プラズマ閉じ込めの際に問題となる、プラズマの不安定性の抑制方法を開発するための手がかりを与えるものである。

本研究において残された問題を以下に述べる。まず第2章で述べたイオン波および電子波の抑制現象における物理的な機構の解明を必要とする。しかし、電子波-イオン波-プラズマ粒子相互の非線型過程をあきらかにしたことにより、これら抑制機構の解明を間近なものになし得たと考える。第3章において残された問題は、さらに効率よくアルカリプラズマを発生させるための、特に電離電圧の高いアルカリ金属に用いるための新しい電極材料を開発することがあげられるが、さらにプラズマとして直径の大きい、容量の大きいものが得られるような熱電極を開発する必要がある。直径の大きなプラズマは、これまで実験例の少ない磁界と直角に伝播するような波動の研究において、極めて有用である。第4章の研究で確立されたドリフト波の励起方法を用いて、今後さらに非線型現象についての詳細な研究が望まれる。第2章および第5章に述べたように、プラズマの不安定性を抑制し安定化するための1つの方法があきらかにされたが、今後この方法を実際の閉じ込め装置に応用して、閉じ込め時間を改善する具体的な方法についての開発研究を行なわなければならない。

以上述べたように、本研究によって従来未開拓であり不明確であった、プラズマ中の波動現象および非線型過程の一端をあきらかにすることができた。プラズマ中の波動現象の研究は、今後物理的な側面における進展とともに、プラズマの効率よい加熱方法の開発等、工学的な面においても進展するものと考えられ、また、本研究により性能が向上したアルカリプラズマ発生装置は、プラズマ物理研究の上で今後も建設され、使用されるものと考えられる。本研究は、

これらの研究に対する基礎となるべきものであり、実際の研究過程においてわずかでも参考となれば、筆者の喜びこれに過ぎるものはない。

謝

辞

本研究を遂行するにあたり、終始懇切なる御指導と御鞭撻をいただいた京都大学工学部大谷泰之教授ならびに、直接多大の御指導、御鞭撻をいただいた京都大学工学部板谷良平教授に心から感謝の意を表します。

また、名古屋大学プラズマ研究所との共同研究により、アルカリプラズマ発生装置の開発およびドリフト波抑制についての研究を進めるにあたり、名古屋大学プラズマ研究所高山一男教授、池地弘行助教授、東北大学工学部佐藤徳芳助教授、岡山大学理学部山下敬彦講師、当時名古屋大学プラズマ研究所高橋信夫技官、東北大学工学部西田靖助手およびTPCグループ各位に多くの御指導、御討論、御協力をいただいた。ここに厚く感謝いたします。

イオン音波の非線型励起についての研究を進める上で、広島大学理学部西川恭治教授、京都大学理学部田中孝康氏に、ドリフト波抑制機構の研究を進める上で、大阪大学工学部岡本正雄助手に、多くの御討論をいただいた。ここに深謝いたします。

本研究を進めるにあたり、京都大学工学部松原覚衛助教授、百田弘助教授の暖かい激励を受け、阿部宏尹助手に御討論いただいた。また、実験を進めるにあたって、装置製作・測定の上で、京都大学工学部高橋一郎技官、久保寔技官に御助力を得た。さらに、イオン音波の非線型現象の研究には、浅野正邦氏、福政修氏、山田忠利氏、小山卓夫氏に、ドリフト波の分散関係の研究には滝塚知典氏、吉田進氏に、実験・討論の上で多大の御協力を得た。また、実験を進める上で大谷・板谷研究室の方々の御援助をいただいた。

本研究は、以上のように多くの方々の御助力、御協力によりできたものであり、ここにあらためて深く感謝いたします。

本研究に関する発表

第 2 章

1. 大引, 板谷, 日本物理学会, 1966年10月, 11p-H-12.
2. 浅野, 大引, 板谷, 日本物理学会, 1967年4月, 2a-S-1.
3. 大引, 板谷, 日本物理学会, 1967年10月, 22a-A-8.
4. T.Obiki, R.Itatani, Y.Otani, Phys. Rev. Letters 20, 185 (1968).
5. 浅野, 大引, 板谷, 日本物理学会, 1968年4月, 2p-D-5.
6. 大引, 浅野, 板谷, 大谷, 電気四学会連合大会, 1968年4月, 136.
7. 大引, 田中, 西川, 日本物理学会, 1968年9月, 26p-A-6.
8. 浅野, 福政, 大引, 板谷, 日本物理学会, 1969年3月, 2a-RC-6.
9. 浅野, 大引, 板谷, 電気四学会連合大会, 1969年4月, 161.
10. 福政, 大引, 板谷, 電気関係学会関西支部連合大会, 1969年9月, S4-3.
11. 福政, 大引, 板谷, 日本物理学会, 1970年4月, 3a-GE-3.
12. 福政, 大引, 板谷, 日本物理学会, 1970年10月, 7a-N-3.
13. R.Itatani, T.Obiki, O.Fukumasa, J.Phys. Soc. Japan 14, 1106 (1970).
14. 福政, 大引, 板谷, 電気学会プラズマ研究会資料 EP-72-7, 1972年5月.
15. R.Itatani, T.Obiki, O.Fukumasa, J.Phys. Soc. Japan 33, 274 (1972).

第 3 章

1. 大引, 板谷, 高橋(名大), 高山(名大), 日本物理学会, 1966年10月, 14p-G-9.

第 4 章

1. 大引, 高橋(名大), 板谷, 日本物理学会, 1970年4月, 2p-GE-2.
2. 大引, 滝塚, 百田, 板谷, 日本物理学会, 1971年6月, 16p-G-10.
3. T.Obiki, N.Takahashi, R.Itatani, Phys. Fluids 14, 1284 (1971).
4. T.Obiki, J.Phys. Soc. Japan, to be published.

第 5 章

1. 大引, 高橋(名大), 板谷, 日本物理学会, 1968年4月, 2a-D-6.
2. R.Itatani, T.Obiki, N.Takahashi, in Proceeding of 3rd Conf. of Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research IAEA, Vienna vol.1 649(1969).
3. 大引, 高橋(名大), 板谷, 日本物理学会, 1968年9月, 26p-A-9.

附 録

A.1 第2章(2.10)式の導出。

(2.10)式において $\varepsilon^{(1)}$ の導出は省略する。2次の ε 、すなわち $\varepsilon_{k_h, k_s - k_h}^{(2)}(\omega_h, \omega_s - \omega_h)$ 、 $\varepsilon_{-k_h, k_s}^{(2)}(-\omega_h, \omega_s)$ 、 $\varepsilon_{-k_h, k_s + k_h}^{(2)}(-\omega_h, \omega_s + \omega_h)$ 、 $\varepsilon_{k_h, k_s}^{(2)}(\omega_h, \omega_s)$ 等を求めなければならない。しかるに $\varepsilon^{(2)}$ の対称性により

$$\left. \begin{aligned} k_s^2 \varepsilon_{k_h, k_s - k_h}^{(2)}(\omega_h, \omega_s - \omega_h) &\equiv (k_s - k_h)^2 \varepsilon_{-k_h, k_s}^{(2)}(-\omega_h, \omega_s) \\ k_s^2 \varepsilon_{-k_h, k_s + k_h}^{(2)}(-\omega_h, \omega_s + \omega_h) &\equiv (k_s + k_h)^2 \varepsilon_{k_h, k_s}^{(2)}(\omega_h, \omega_s) \end{aligned} \right\} \quad (1A)$$

となるため、結局 $\varepsilon_{\pm k_h, k_s}^{(2)}(\pm \omega_h, \omega_s)$ を求めるだけでよい。

(2.6)式より、

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\pm k_h, k_s}^{(2)}(\pm \omega_h, \omega_s) &= \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{(\pm k_h + k_s)} \frac{T_e}{m_e} \int dv \left[\frac{1}{\pm \omega_h + \omega_s - (\pm k_h + k_s)v + i\nu} \right. \\ &\times \left. \left\{ \pm k_h \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{\omega_s - k_s v + i\nu} k_s \frac{\partial}{\partial v} + k_s \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{\pm \omega_h \mp k_h v + i\nu} (\pm k_h) \frac{\partial}{\partial v} \right\} \right] f_{0e} \\ &+ \frac{1}{2} \frac{\omega_{pb}^2}{(\pm k_h + k_s)^2} \frac{T_e}{m_e} \int dv \left[\frac{1}{\pm \omega_h + \omega_s - (\pm k_h + k_s)v + i\nu} \right. \\ &\times \left. \left\{ \pm k_h \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{\omega_s - k_s v + i\nu} k_s \frac{\partial}{\partial v} + k_s \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{\pm \omega_h \mp k_h v + i\nu} (\pm k_h) \frac{\partial}{\partial v} \right\} \right] f_{0b} \\ &- \frac{1}{2} \frac{\omega_{pi}^2}{(\pm k_h + k_s)^2} \frac{T_e}{m_i} \int dv \left[\frac{1}{\pm \omega_h + \omega_s - (\pm k_h + k_s)v + i\nu} \right. \\ &\times \left. \left\{ \pm k_h \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{\omega_s - k_s v + i\nu} k_s \frac{\partial}{\partial v} + k_s \frac{\partial}{\partial v} \frac{1}{\pm \omega_h \mp k_h v + i\nu} (\pm k_h) \frac{\partial}{\partial v} \right\} \right] f_{0i} . \end{aligned} \quad (2A)$$

変形して $v_s = \omega_s/k_s$ 、 $v_p = \omega_h/k_h$ 、 $v_{\pm} = (\omega_h \pm \omega_s)/(k_h \pm k_s)$ とおくと、結局

$$\varepsilon_{\pm k_h, k_s}^{(2)}(\pm \omega_h, \omega_s) = \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{(\pm k_h + k_s)^2} \frac{T_e}{m_e} \left[\left\{ \frac{1}{(v_{\pm} - v_s)(v_p - v_s)} \int \frac{dv}{(v - v_s)} \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{(v_p - v_{\pm})(v_p - v_s)} \int \frac{dv}{v - v_p} + \frac{1}{(v_{\pm} - v_p)(v_{\pm} - v_s)} \int \frac{dv}{v - v_{\pm}} \left\} \frac{\partial f_{oe}}{\partial v} \right\} \\
& + \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{(\pm k_b + k_s)^2} \frac{T_e}{m_e} \left[\left\{ \frac{1}{(v_{\pm} - v_s)(v_p - v_s)} \int \frac{dv}{(v - v_s)} \right. \right. \\
& + \left. \left. \frac{1}{(v_p - v_{\pm})(v_p - v_s)} \int \frac{dv}{v - v_p} + \frac{1}{(v_{\pm} - v_p)(v_{\pm} - v_s)} \int \frac{dv}{v - v_{\pm}} \right\} \frac{\partial f_{ob}}{\partial v} \right] \\
& - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pi}^2}{(\pm k_b + k_s)^2} \frac{T_e}{m_i} \left[\left\{ \frac{1}{(v_{\pm} - v_s)(v_p - v_s)} \int \frac{dv}{(v - v_s)} \right. \right. \\
& + \left. \left. \frac{1}{(v_p - v_{\pm})(v_p - v_s)} \int \frac{dv}{v - v_p} + \frac{1}{(v_{\pm} - v_p)(v_{\pm} - v_s)} \int \frac{dv}{v - v_{\pm}} \right\} \frac{\partial f_{oi}}{\partial v} \right].
\end{aligned} \tag{3A}$$

を得る。ここで分布函数として

$$\left. \begin{aligned}
f_{oe,i} &\equiv \sqrt{\frac{m_{e,i}}{2\pi k T_{e,i}}} \exp \left\{ -\frac{m_{e,i} v^2}{2k T_{e,i}} \right\} \\
f_{ob} &\equiv \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k T_b}} \exp \left\{ -\frac{m_e (v - v_b)^2}{2k T_b} \right\}
\end{aligned} \right\} \tag{4A}$$

とおくと、上式の各成分の速度についての積分は、例えば

$$\int \frac{dv}{(v - v_s)} \frac{\partial f_{oe}}{\partial v} = \frac{Z'(v_s/v_e)}{v_e^2} \tag{5A}$$

のように、プラズマ分散函数であらわすことが出来る。

このようにして(2.10)式を得る。

A.2 第4章(4.11)式の導出およびニュートン法について

(4.8)式より f_α について解くと

$$f_\alpha = \frac{1}{\omega - k_z v_z + i\nu_\alpha} \left\{ \frac{e_\alpha \phi}{m_\alpha} k_z \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial v_z} - \frac{e\phi k_y}{m_\alpha \Omega_\alpha} \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial x} + i\nu_\alpha \left(\frac{n_\alpha}{N_0} + \frac{m_\alpha}{T_\alpha} q^\alpha v_z \right) f_{0\alpha} \right\} \quad (6A)$$

を得る。ここで $f_{0\alpha}$ を Maxwell 分布として

$$\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial v_z} = -\frac{m_\alpha v_z}{T_\alpha} f_{0\alpha}, \quad \frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial x} = -\kappa f_{0\alpha} \quad (7A)$$

が成り立つとすると(6A)式は

$$f_\alpha = \frac{1}{(\omega - k_z v_z + i\nu_\alpha)} \left\{ \frac{e_\alpha \phi}{T_\alpha} k_z v_z + \frac{e\phi k_y \kappa}{m_\alpha \Omega_\alpha} + i\nu_\alpha \left(\frac{n_\alpha}{N_0} + \frac{m_\alpha}{T_\alpha} q^\alpha v_z \right) \right\} f_{0\alpha} \quad (8A)$$

となる。この f_α を速度 v_z について積分すると n_α が求まる。このとき

$$\begin{aligned} \int \frac{f_{0\alpha} dv_z}{\omega - k_z v_z + i\nu_\alpha} &= -\frac{N_0}{k_z v_i} Z\left(\frac{\omega + i\nu_\alpha}{k_z v_\alpha}\right) \equiv -\frac{N_0}{k_z v_\alpha} Z(\rho_\alpha) \\ \int \frac{v_z f_{0\alpha} dv_z}{\omega - k_z v_z + i\nu_\alpha} &= -\frac{N_0}{k_z} \left\{ \frac{\omega + i\nu_\alpha}{k_z v_\alpha} Z(\rho_\alpha) + 1 \right\} \end{aligned} \quad (9A)$$

等を用いると、($Z(\rho_\alpha)$ はプラズマ分散関数), イオンについて

$$\begin{aligned} \frac{n_i}{N_0} \left\{ 1 + \frac{i\nu_i}{k_z v_i} Z(\rho_i) \right\} &= -\frac{e\phi}{T_i} \left\{ \frac{\omega + \omega_i^* + i\nu_i}{k_z v_i} Z(\rho_i) + 1 \right\} \\ &- \frac{i\nu_i m_i q^i}{T_i k_z} \left\{ \frac{\omega + i\nu_i}{k_z v_i} Z(\rho_i) + 1 \right\} \end{aligned} \quad (10A)$$

を得る。

また、(8A)式の両辺に v_z を掛けて v_z で積分すると q^α が求められる。このとき同様に

$$\int \frac{v_z^2 f_{0\alpha} dv_z}{(\omega - k_z v_z + i\nu_\alpha)} = -N_0 \frac{\omega + i\nu_i}{k_z^2} \left\{ \frac{\omega + i\nu_i}{k_z v_i} Z(\rho_i) + 1 \right\} \quad (11A)$$

を用いると、結局イオンについて

$$q^i \left\{ 1 + \frac{2i\nu_i}{k_z v_i} \rho_i F_i \right\} = \left\{ \frac{e\phi}{T_i} \left(\rho_i + \frac{\omega_i^*}{k_z v_i} \right) + \frac{i\nu_i}{k_z v_i} \frac{n_i}{N_0} \right\} v_i F_i \quad (12A)$$

を得る。ここに $F_\alpha = \rho_\alpha Z(\rho_\alpha) + 1$ とした。

電子についても式(10A)式と同様な形が求められるが、簡単のため電子について q^e を含む項が小さいとして無視できるものとする、

$$\frac{n_e}{N_0} \left\{ 1 + \frac{i\nu_e}{k_z v_e} Z(\rho_e) \right\} = -\frac{e\phi}{T_e} \left\{ \frac{\omega^*}{k_z v_e} Z(\rho_e) + F_e \right\} \quad (13A)$$

となる。さらに準中性条件および低周波縦波 ($\omega \ll \Omega_\alpha$) とすると

$$\left. \begin{aligned} n_e &\sim n_i \\ \frac{n_\alpha}{N_0} &\sim \frac{e\phi}{T_\alpha} \end{aligned} \right\} \quad (14A)$$

が成り立つ。(10A)式および(12A)式より q^i より消去し、(14A)を用いて、

$\xi_\alpha = \nu_\alpha / k_z v_\alpha$, $\eta_\alpha = \omega_\alpha^* / k_z v_\alpha$, $\theta = T_e / T_i$ と置換えると、結局、分散関係(4.11)式が求められる。さらに、 $\xi_\alpha = 0$ とおけば分散式(4.11)は

$$\frac{\omega + \omega_i^*}{k_z v_i} Z(\rho_i) + \frac{\omega - \omega_e^*}{k_z v_e} Z(\rho_e) + 2 = 0 \quad (15A)$$

となり、これは衝突のない場合の分散式(4.6)式と一致していることがわかる。

分散式(4.11)式を ρ_i について解けば、波の分散関係が求められる。分散式(4.11)式の左辺を $F(\rho_i)$ と置いて複素ニュートン法を用いて根を求めた。すなわち、第 n 次近似根を $\rho_i^{(n)}$ とすると $n+1$ 次近似根は

$$\rho_i^{(n+1)} = \rho_i^{(n)} - \frac{F(\rho_i^{(n)})}{F'(\rho_i^{(n)})} \quad (16A)$$

で与えられる。ここに F' は F の ρ_i についての導函数である。このような計算をくりかえして $|F/F'| < 10^{-4}$ となるまで計算した。このとき計算をはじめるための初期値が問題となるが、筆者は $\text{Re}(\rho_i^{(0)}) = v_s/v_i \sim 1.4$, $\text{Im}(\rho_i^{(0)}) = -0.1$ として出発した。この場合は比較的早く (10 回以内) 収束した。 $F(\rho_i) = 0$ の根は無数にあり、初期値の選び方が悪いと収束しなくなる場合が多く注意を要する。初期値の選び方は一般的には極めて困難であり、筆者の用いた上記の値も経験的なものである。