

負イオンプラズマ中におけるイオン波の伝播特性に関する研究

吉村, 信次
九州大学総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

<https://doi.org/10.11501/3135102>

出版情報 : 九州大学, 1997, 博士 (理学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

負イオンプラズマ中における
イオン波の伝播特性に関する研究

吉 村 信 次

①

負イオンプラズマ中における
イオン波の伝播特性に関する研究

1998年1月

吉村 信次

目次

記号一覧	iv
1 緒言	1
2 理論的背景	5
2.1 序論	5
2.2 運動論による fast mode および slow mode の導出	6
2.3 結論	14
3 負イオンプラズマ中のイオン波の分散関係	15
3.1 序論	15
3.2 実験装置および測定法	18
3.2.1 負イオンダブルプラズマ装置の概要	18
3.2.2 負イオンダブルプラズマ装置における負イオン種	19
3.2.3 基礎パラメータの測定法	19
3.2.4 波動の測定法	24
3.3 実験結果	31
3.3.1 負イオンプラズマの生成	31
3.3.2 負イオンプラズマ中のイオン波の分散関係	35
3.4 考察	39
3.4.1 free-streaming の導出	39
3.4.2 実験結果との比較	42
3.5 結論	44
4 負イオンプラズマ中のバーストの観測	45
4.1 序論	45
4.2 実験装置および測定法	47

4.2.1	ダブルプラズマ装置の概要	47
4.2.2	実験条件および測定法	47
4.3	実験結果および考察	49
4.3.1	負イオンプラズマ中のイオン波の分散関係	49
4.3.2	バーストの観測	49
4.3.3	多重擬似波 (multiple pseudowaves)	50
4.4	結論	59
5	負イオンプラズマ中の fast mode と slow mode の同時励起および伝播	60
5.1	序論	60
5.2	数値計算の方法	63
5.2.1	負イオンプラズマ中のイオン波の分散関係の計算法	63
5.2.2	各モードの励起効率の計算法	64
5.2.3	波のポテンシャルの計算法	64
5.3	実験結果との比較および考察	67
5.3.1	負イオンプラズマ中のイオン波の分散関係および減衰	67
5.3.2	各モードの励起効率	67
5.3.3	波のポテンシャルの空間プロファイル	68
5.4	結論	81
6	総括	82
	謝辞	92

記号一覧

本論文中で用いた記号を章ごとに以下に示す.

第2章

ローマ字

C_{s+} : イオン音波速度

D : プラズマの誘電関数

e : 電子の電荷 (素電荷)

E : 電場

E_1 : 電場の1次成分

f_j : j 種粒子の分布関数

f_{0j} : j 種粒子の分布関数の0次成分

f_{1j} : j 種粒子の分布関数の1次成分

i : 虚数単位

k : 波の波数

k_r : 波の波数の実部

k_i : 波の波数の虚部

K : λ_{D+} で規格化された波の波数

m_j : j 種粒子の質量

m_e : 電子の質量

m_+ : 正イオンの質量

m_- : 負イオンの質量

n_0 : プラズマ密度 (正イオン密度)

n_j : j 種粒子の密度

n_e : 電子の密度

n_+ : 正イオンの密度

n_- : 負イオンの密度

q_j : j 種粒子の電荷 (電子、負イオンに対して $-e$ 、正イオンに対して $+e$)

R : 波のポテンシャルの第2項に現れる積分

t : 時間

T : 電子温度で規格化された正、負イオン温度
 T_j : j 種粒子の温度 (Boltzmann 定数を含む)
 T_e : 電子の温度 (Boltzmann 定数を含む)
 T_+ : 正イオンの温度 (Boltzmann 定数を含む)
 T_- : 負イオンの温度 (Boltzmann 定数を含む)
 v_j : j 種粒子の速度
 v_e : 電子の速度
 v_+ : 正イオンの速度
 v_- : 負イオンの速度
 v_{thj} : j 種粒子の熱速度
 v_{the} : 電子の熱速度
 v_{th+} : 正イオンの熱速度
 v_{th-} : 負イオンの熱速度
 v_{ph} : イオン音波の位相速度
 x : 波の進行方向への距離
 Z : プラズマ分散関数
 Z' : プラズマ分散関数の一階微分

ギリシャ文字

γ : 負イオン濃度
 δ : デルタ関数
 λ_{D+} : 負イオンが存在しない場合の電子のデバイ長
 μ : 正イオンの質量で規格化された負イオンの質量
 ω : 波の角周波数
 ω_{pj} : j 種粒子のプラズマ角周波数
 ω_{pe} : 電子のプラズマ角周波数
 ω_{p+} : 正イオンのプラズマ角周波数
 ω_{p-} : 負イオンのプラズマ角周波数
 Ω : ω_{p+} で規格化された波の角周波数
 ζ : プラズマ分散関数の引数

第3章

ローマ字

A_p : プローブ表面積

$f(\mathbf{x}, \mathbf{v})$: 電子の分布関数

I_e : 電子電流

I_{es} : 電子飽和電流

I'_{es} : 負イオンが存在する場合の電子飽和電流

I_{is} : イオン飽和電流

I_p : プローブ電流

j_0 : シース前面での電子の電流密度

k_i : 検出信号の波数

k_m : 測定する信号の波数

n_0 : シース前面でのプラズマ密度

S_i : 検出信号

S_{i0} : 検出信号の振幅

S_r : 参照信号

S_{r0} : 参照信号の振幅

T_m : 測定する波の周期

v_x : 電子速度の x 成分

v_y : 電子速度の y 成分

v_z : 電子速度の z 成分

v_* : シースに入射するときのイオン速度

V_p : プローブバイアス電圧

V_{p-p} : イオン波の励起電圧

V_t : イオンがシースに入射するために必要な電位

ギリシャ文字

ρ : 外部電荷密度の空間 Fourier 変換

σ_0 : 外部電荷密度

ϕ : 波のポテンシャル

λ_{De} : 電子のデバイ長

η : 無次元化したプローブのポテンシャルエネルギー

η_* : 無次元化したイオンの運動エネルギー

ξ : 無次元化した距離

ω_i : 検出信号の角周波数

ω_m : 測定する波の角周波数

第4章

ローマ字

v_{burst} : バーストの速度

v_n : n 番目のバーストの速度

V_0 : 励起電圧の振幅

x_0 : transient sheath の幅

ギリシャ文字

τ : 励起パルスの幅

第5章

ローマ字

C_s : イオン音波速度

E_{ext} : 外部電場

D : プラズマの誘電関数

HF : higher order fast mode をあらわす pole

HS : higher order slow mode をあらわす pole

PF : principal fast mode をあらわす pole

PS : principal slow mode をあらわす pole

ギリシャ文字

η : 励起効率

ρ_0 : 振動ダイポールの振幅

ρ_{ext} : 振動ダイポール

Ω_r : ω_{p+} で規格化された波の周波数の実部

Ω_i : ω_{p+} で規格化された波の周波数の虚部

第 1 章

緒言

プラズマは固体、液体、気体に次ぐ第四の状態といわれ、“異符号の電荷を有する二種以上の荷電粒子群を含み、そのうち少なくとも 1 種の荷電粒子群は不規則な熱運動を行っている統計力学的な系において、二つの荷電粒子間の相互作用がおよぶ平均距離より十分大きな寸法を持った体積部分”と定義される¹⁾。つまり、プラズマとは電氣的に中性で (quasi neutral) 集団的な振る舞いを行う (collective behavior) 荷電粒子群である。その集団的振る舞いは波動という形で現れることが多い。プラズマ中の波動現象はプラズマの輸送過程と関係しているため、核融合研究とともに発展してきたが、同時に実験室プラズマによる基礎研究も盛んに行われ、最近ではプラズマ中の波動現象はソリトンやカオスなどの非線形現象研究の対象にもなっている。

無磁場で無限一様なプラズマ中を考える場合、基本的な波動として静電波である電子プラズマ波とイオン音波がある。高周波の基本モードである電子プラズマ波の研究は Tonks と Langmuir による電子プラズマ振動の観測から始まり、Landau の理論²⁾、Derfler と Simonen の研究³⁾を経て、その後、非マックスウェル分布のプラズマに対する計算⁴⁾等が行われてきた。一方、低周波の基本モードであるイオン音波は Tonks と Langmuir の論文⁵⁾で導かれた分散式の性質 (縦方向の圧縮波であり、復元力は熱的圧力である。) から “ionic sound wave” と名付けられたもので、その後多くの研究者により様々な方法で理論的に調べられた⁶⁻⁸⁾。また、実験は Alexeff と Neidigh による放電管プラズマ中の自己励起イオン波の定在波の観測⁹⁾、Wong らによる Q マシンプラズマ中のイオン音波のランダウ減衰の観測¹⁰⁾ から盛んになり、1960 年代の後半には多くの研究者によって外部励起イオン音波の研

究が行われた¹¹⁻¹⁵⁾。その後、イオン音波の研究はイオン波エコー^{16,17)}やイオン音波ソリトン^{18,19)}の研究へと進み、イオン波の励起に関する研究は既に決着がついたと考えられてきた。しかし、電子温度とイオン温度が同程度のプラズマや励起周波数がイオンプラズマ周波数を超えるような場合、イオン波の励起および分散関係には free-streaming や高次モードの励起等の未だに解決されていない多くの問題点が残されている。

かつて多くの実験において、波のような分散関係を示す擬似波 (pseudowaves) が観測されてきた^{14,20-25)}。通常、実験室プラズマ中にイオン波を励起する際、グリッドやアノードに交流電圧を印加することで荷電粒子の密度変動を生成する。しかし、この方法では同時に荷電粒子を周期的に加速することになるので、それによる密度変動が擬似的な波として観測されるのである。擬似波には二つの種類が存在する²⁶⁾。一つは励起電圧 ϕ によって粒子の飛び出し (burst) が周期的に生じることに起因する、速度が $\phi^{1/2}$ に比例するモードである。もう一つはグリッド付近を荷電粒子が通過する際に速度変動を受けることに起因するもの (free-streaming) で、その位相速度は励起電圧 ϕ に依らず、励起周波数 ω をイオンプラズマ周波数付近で増加させるとその $1/3$ 乗に比例して位相速度が増加するという特徴をもっている。後者は Landau の計算²⁾における "ballistic part" である。また、イオン波の分散式の解である高次モード²⁷⁾も同時に励起される。これら高次モードは一般に減衰率が大きいため無視されるが、条件によってはイオン波の伝播特性に影響を与えることが Gould²⁸⁾によって指摘されている。電子温度とイオン温度が同程度のプラズマや励起周波数がイオンプラズマ周波数を超えるような場合では、イオン音波の減衰率が大きくなり、結果としてこれらの擬似波や Gould が指摘している高減衰率の高次モードの影響が無視できなくなるため、イオン波の励起および分散関係に関する理解が困難なものとなる。

ここまで、電子と正イオンからなる二成分プラズマにおけるイオン波の研究について述べてきた。しかし、電離層プラズマ、核融合プラズマ、プロセスプラズマ等においては多くの負イオンが存在することが知られており、また宇宙空間に普遍的に存在しているプラズマの多くは微粒子を含んでおり (dusty plasma)、その微粒子も通常負に帯電する。このことから、負イオンを含むプラズマ (negative ion plasma) の基本的性質を調べることはプラズマ物理の重要な課題となっている。こうして、プラズマ物理とその応用に新しい展開を

生む分野として、現在負イオンプラズマの研究が理論および応用の両面から行われている。

負イオンプラズマ中のイオン波の理論的研究は D'Angelo ら²⁹⁾によって始められ、負イオンプラズマ中ではイオン音波が二つの伝播モード (fast mode, slow mode) に分かれる事が流体方程式および Vlasov 方程式から示された。彼らは熱電離セシウムプラズマ中に塩素ガスを導入することによって得られる負イオンプラズマ³⁰⁾を考えていたため、その計算では電子温度、正イオン温度、負イオン温度が等しいとされていた。その結果、fast mode は観測可能であるが、slow mode は減衰が大きく観測不可能であるとされていた。その後理論的研究は負イオンプラズマ中のイオン音波ソリトン³¹⁾等へと進み、過去に二種の正イオンプラズマで行われたようなイオン波の各モードについての励起効率に関する議論³²⁻³⁵⁾は fast mode および slow mode についてなされないままとなっている。

次に負イオンプラズマ中のイオン波の実験的研究に関して述べ、問題点を指摘する。Doucet³⁶⁾は放電プラズマ中にヨウ素を導入することによって負イオンプラズマを生成し fast mode の位相速度を D'Angelo らの理論式と比較した。このプラズマでは中性ガスの圧力が高かったため、ランダウ減衰に関する研究は出来なかった。Wong ら³⁷⁾は Ar ガスの放電プラズマに対して磁気フィルターを用いることで低温の電子を生成し、SF₆ガスへの電子付着で負イオンプラズマを生成し、イオン音波の伝播実験を行った。しかし、観測されたイオン音波は fast mode のみであり、位相速度は D'Angelo らの理論式と一致したが、減衰率は予想される値より大きいものであった。Song ら³⁸⁾は Q マシンプラズマ中に SF₆ガスを導入し同様の実験を行った。この実験で高い負イオン濃度において fast mode の減衰率がほぼ 0 になることが観測された。Nakamura ら³⁹⁾は通常のダブルプラズマ (D.P.) 装置⁴⁰⁾に SF₆ガスを導入し負イオンプラズマを生成し、fast mode の rarefactive イオン音波ソリトンの励起に成功した。このプラズマでは電子温度が 2eV 程度であるため、負イオン種として F⁻を考えている。放電プラズマ中に SF₆を導入した場合の負イオン種の同定は、エッチングプラズマ特性の研究とも関連して現在も行われている。Sato ら⁴¹⁾によって Q マシンプラズマ中で slow mode と考えられる波が観測されたが、定量的には調べられなかった。最近、Nakamura ら⁴²⁾は磁気フィルターを用いて低電子温度を実現した D.P. 装置プラズマ中で fast mode の他に slow mode が励起されることを報告している。しかし、これらの実

験結果は定量的には説明されていない。

本論文では、負イオンプラズマ中におけるイオン波の伝播特性に関しての実験および数値計算の結果をまとめた。第2章では、負イオンプラズマ中でのイオン音波のモードを Vlasov 方程式を用いて導く。第3章では、磁気フィルターによって低電子温度を実現した負イオン D.P. 装置⁴³⁾を用いて負イオンプラズマ中のイオン波の分散関係を実験的に詳しく調べた結果を述べる。励起周波数によってイオン波が異なる分散を示すことが明らかになった。ここで、Gould²⁸⁾と Sessler ら²⁰⁾の取り扱いに従って free-streaming の式を導く。これらの結果から、負イオンプラズマ中のイオン音波と free-streaming についての考察を行った。第4章では、電子温度がイオン温度に比べて十分高い通常の D.P. 装置を用いて同様の実験を行った結果を述べる。イオン音波の fast mode と同時にバーストが励起され、バーストの形状は励起電圧だけでなく負イオン濃度に依っても大きく変化することを示す。さらに、バーストの速度を用いたイオン種およびシース形状の決定の可能性に関して考察を行った。第5章では、まず負イオンプラズマ中におけるイオン音波の fast mode と slow mode の同時励起条件を明らかにするため運動論的分散式の数値計算を行った。さらに、波のポテンシャルを直接数値計算することによって負イオンプラズマ中における fast mode と slow mode の同時励起・伝播に関して考察を行った。その結果、slow mode の励起および伝播にはプラズマ中のイオンの流れが重要であることが明らかになった。第6章で本研究の総括を行う。

第 2 章

理論的背景

2.1 序論

プラズマは集団的振る舞い (collective behavior) を行う多数の荷電粒子の集団である。そのため、巨視的なプラズマ現象の研究には流体方程式が用いられている。流体論の利点として、取り扱いの容易さと (経験則の導入等による) 拡張性がある。しかし、流体論では粒子の速度空間における分布の情報が平均化されてしまうため、運動論 (粒子) 効果である波動のランダウ減衰、有限 Larmor 半径効果などを取り扱うことはできない。ランダウ減衰について調べるためには Vlasov 方程式を用いて運動論的に取り扱う必要がある。各粒子に Maxwell 分布を仮定し Vlasov 方程式を用いて、プラズマ分散関数⁴⁴⁾(Z) を与えられた条件で展開することによって、比較的容易に分散式の実部と虚部を得ることができる。

負イオンプラズマ中におけるイオン波の伝播特性を総合的な観点から研究するに当たって、本章ではその分散関係およびランダウ減衰率を計算する。プラズマ中に負イオンが存在するということは、イオン音波の復元力 (restoring force) である熱的圧力の源である電子の一部が移動度の小さな負イオンに置き換えられることを意味する。その結果、イオン音波の伝播モードが二つに分かれることが知られている²⁹⁾。本章では、本実験の正イオンとして Ar^+ 、負イオンとして SF_6^- を仮定した。最初に、運動論を用いて負イオンプラズマ中のイオン音波の分散関係およびランダウ減衰率を導出する。分散関係は流体論による結果と比較しその妥当性を確かめる。また、各モードのランダウ減衰率の負イオン濃度依存性から、その観測可能性について考察する。

2.2 運動論による fast mode および slow mode の導出

ランダウ減衰とは、波とその位相速度と同程度の速度をもった共鳴粒子との相互作用による無衝突減衰である⁴⁵⁾。ランダウ減衰のような波と粒子の相互作用を考慮に入れる場合、運動論による取り扱いが必要となる。多成分プラズマに対する運動論的モデルは、各粒子に対する Vlasov 方程式と Poisson 方程式の組によって記述される。

Vlasov 方程式

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + v \frac{\partial f_j}{\partial x} + \frac{q_j}{m_j} E \frac{\partial f_j}{\partial v} = 0 \quad (2.1)$$

Poisson 方程式

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi \sum_j q_j \int f_j dv \quad (2.2)$$

ここで $j = e, +, -$ で、 m_j, n_j, q_j, f_j はそれぞれ j 種粒子の質量、密度、電荷および速度分布関数である。速度分布関数を $f_j(x, v, t) = f_{0j}(v) + f_{1j}(v, t)e^{ikx}$ と仮定し、線形化された各方程式の Fourier-Laplace 変換を行う。

$$f_{1j}(k, v, \omega) = -i \frac{(q_j/m_j) \partial f_{0j}/\partial v}{\omega - kv} E_1(k, \omega) - i \frac{f_{1j}(k, v, t=0)}{\omega - kv} \quad (2.3)$$

$$ikE_1(k, \omega) = 4\pi \sum_j q_j \int f_{1j}(k, v, \omega) dv \quad (2.4)$$

揺動電場 E_1 についてまとめると次式が得られる。

$$ik \left(1 - \sum_j \frac{4\pi q_j^2}{m_j k^2} \int \frac{\partial f_{0j}/\partial v}{v - \omega/k} dv \right) E_1(\omega) = \sum_j \frac{4\pi q_j i}{k} \int \frac{f_{1j}(v, t=0)}{v - \omega/k} dv \quad (2.5)$$

(2.5) 式の右辺は free-streaming 項と呼ばれ、一般には減衰が大きな項として無視される。この項は、自己無撞着電場と関係のないプラズマ中での ballistic な効果を表すものである。一方、(2.5) 式の左辺の括弧でくくられた部分が多成分プラズマの縦方向小振幅静電波に対する誘電関数を与える。

$$D(k, \omega) = 1 - \sum_j \frac{4\pi q_j^2}{m_j k^2} \int \frac{\partial f_{0j}/\partial v}{v - \omega/k} dv \quad (2.6)$$

ここで、各粒子の平衡時の分布関数として等方的な Maxwell 分布

$$f_{0j}(v) = n_{0j} \sqrt{\frac{m_j}{2\pi T_j}} \exp\left(-\frac{m_j v^2}{2T_j}\right) \quad (2.7)$$

を採用する。j 種粒子の温度 T_j はボルツマン定数を含むものとする。その結果、(2.6) 式は次のように書ける。

$$\begin{aligned} D(k, \omega) &= 1 - \sum_j \frac{4\pi q_j^2}{m_j k^2} \int \sqrt{\frac{m_j}{2\pi T_j}} \frac{e^{-\frac{m_j v^2}{2T_j}}}{(v - \frac{\omega}{k})^2} dv \\ &= 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2} \frac{m_j}{2T_j} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int \frac{e^{-x^2}}{(x - \frac{\omega}{k} \sqrt{\frac{m_j}{2T_j}})^2} dx \end{aligned} \quad (2.8)$$

ここで ω_{pj} は次式で定義される j 種粒子のプラズマ角周波数である。

$$\omega_{pj} = \sqrt{\frac{4\pi n_{0j} q_j^2}{m_j}} \quad (2.9)$$

(2.8) 式を次式によって定義されるプラズマ分散関数で記述する。

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{x - \zeta} dx \quad (2.10)$$

$$Z'(\zeta) = -2[1 + \zeta Z(\zeta)] \quad (2.11)$$

すると、(2.6) 式は次のような簡単な式で表すことができる。

$$D(k, \omega) = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{k^2 v_{thj}^2} Z' \left(\frac{\omega}{k v_{thj}} \right) \quad (2.12)$$

ここで v_{thj} は j 種粒子の熱速度

$$v_{thj} = \sqrt{\frac{2T_j}{m_j}} \quad (2.13)$$

である。

負イオンが存在することにより、プラズマは電子、正イオン、負イオンの三成分となる。従って、本研究で考える負イオンプラズマの縦方向小振幅波に対する誘電関数は次式で与えられる。

$$D(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{the}^2} Z' \left(\frac{\omega}{k v_{the}} \right) - \frac{\omega_{p+}^2}{k^2 v_{th+}^2} Z' \left(\frac{\omega}{k v_{th+}} \right) - \frac{\omega_{p-}^2}{k^2 v_{th-}^2} Z' \left(\frac{\omega}{k v_{th-}} \right) \quad (2.14)$$

ここで Z' はプラズマ分散関数の一階微分を表す。

プラズマ中の静電波の分散式はこの誘電関数を 0 に等しいとすることによって得られる。

$$D(k, \omega) = 0 \quad (2.15)$$

この方程式はプラズマ分散関数の一階微分を陽に含んでいるため、このままの形では解析的に解くことが不可能である。しかし、プラズマ分散関数を展開することで近似解を得ることができる。

$\zeta = \frac{\omega}{kv_{thj}} \ll 1$ が成り立つとき、プラズマ分散関数は次の形に級数展開することができる。

$$Z'(\zeta) = i\sqrt{\pi}e^{-\zeta^2} - 2\zeta \left(1 - \frac{2}{3}\zeta^2 + \dots \right) \quad (2.16)$$

また、 $\zeta = \frac{\omega}{kv_{thj}} \gg 1$ が成り立つときは、次の形の漸近展開が可能である。

$$Z(\zeta) = i\sqrt{\pi}\sigma e^{-\zeta^2} - \zeta^{-1} \left(1 + \frac{1}{2\zeta^2} + \frac{3}{4\zeta^3} + \dots \right) \quad (2.17)$$

$$\sigma = 0, 1, 2 \quad (\text{Im}\zeta >, =, < 0 \text{ に対して}) \quad (2.18)$$

漸近展開の (2.17) 式は σ の値をそれぞれ代入することによって複素平面全体に対して有効である。これらの展開を (2.15) 式に適用することにより、分散式およびランダウ減衰率を導出する。ここでは実験との対応を考えて、複素数 k 、実数 ω の場合を計算する。

ここで、プラズマの準中性条件を考慮して、負イオン濃度 γ を次式のように導入する。

$$\gamma = \frac{n_-}{n_+} \quad (2.19)$$

その結果、電子、負イオン密度を正イオン（プラズマ）密度 n_0 を用いて表すことができる。

$$\begin{aligned} n_e &= (1 - \gamma)n_0 \\ n_+ &= n_0 \\ n_- &= \gamma n_0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

I) fast mode

長波長の波を考え、電子の熱速度は波の位相速度より十分速いと仮定すると、

$$\frac{\omega}{k} \ll v_{the}$$

(2.15) 式は次のように書ける。

$$2(1 - \gamma)\frac{T_+}{T_e} = \gamma\frac{T_+}{T_-} \left(-i2\sqrt{\pi}\frac{\omega}{kv_-} e^{-\left(\frac{\omega}{kv_-}\right)^2} + \frac{k^2v_-^2}{\omega^2} + \frac{3k^4v_-^4}{2\omega^4} \right)$$

$$+ \left(-i2\sqrt{\pi} \frac{\omega}{k v_+} e^{-\left(\frac{\omega}{k v_+}\right)^2} + \frac{k^2 v_+^2}{\omega^2} + \frac{3k^4 v_+^4}{2\omega^4} \right) \quad (2.21)$$

ここで、 $k = k_r + k_i$ 、 $k_r \gg k_i$ を仮定する。(2.21) 式の実数部分は

$$\frac{\omega}{k_r} \approx \sqrt{\frac{T_e}{m_+}}$$

であると考え、次式が得られる。

$$\frac{\omega}{k_r} = \sqrt{\frac{T_e \left(1 + \frac{\gamma}{\mu}\right) + 3 \left(1 + \frac{\gamma}{\mu}\right)^{-1} \left(\frac{T_+}{T_e} + \frac{\gamma T_-}{\mu^2 T_e}\right)}{1 - \gamma}} \quad (2.22)$$

この式では、右辺分母の $1-\gamma$ の項が高負イオン濃度になるほど支配的となる。結果として、このモードの位相速度は負イオン濃度の増加とともに増加する。また、通常のイオン音波速度 ($C_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_+}}$) 以上の速度で伝播することも式からわかる。このことから、この伝播モードは fast mode と呼ばれている。

次に (2.21) 式の虚数部分を考える。電子によるランダウ減衰は十分小さいとして無視した。すると、虚数部分は次式のようにになる。

$$0 = -2\sqrt{\pi} \left[\gamma \frac{T_+}{T_-} \frac{\omega}{k_r v_{th-}} e^{-\left(\frac{\omega}{k v_{th-}}\right)} + \frac{\omega}{k_r v_{th+}} e^{-\left(\frac{\omega}{k v_{th+}}\right)} \right] + \frac{2k_r k_i}{\omega^2} \left(\gamma \frac{T_+}{T_-} v_-^2 + v_+^2 \right) \quad (2.23)$$

が得られる。fast mode の減衰を考える場合、

$$\frac{\omega}{k_r} \approx \sqrt{\frac{T_e \left(1 + \frac{\gamma}{\mu}\right)}{m_+ \left(1 - \mu\right)}}$$

とすることができて、結果として次式が得られる。

$$\frac{k_i}{k_r} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{1}{1 - \gamma} \right)^{\frac{1}{2}} \left[\gamma \mu^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_e}{T_-} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\left(\frac{1+\gamma/\mu}{1-\gamma} \frac{\mu T_e}{2T_-}\right)} + \left(\frac{T_e}{T_+} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\left(\frac{1+\gamma/\mu}{1-\gamma} \frac{T_e}{2T_+}\right)} \right] \quad (2.24)$$

(2.24) 式で $\gamma=0$ とすることで、通常のイオン音波のランダウ減衰率が得られる。この式から、fast mode の減衰率は負イオン濃度の増加とともに $1-\gamma$ の項が効いてくるために減少することがわかる。

II) slow mode

次に slow mode について考える。波の位相速度は正イオンの熱速度より十分遅いが、負イオンの熱速度よりは速いと仮定すると、

$$v_- \ll \frac{\omega}{k} \ll v_+$$

(2.15) 式は次のように書ける。

$$2(1-\gamma)\frac{T_+}{T_e} = \gamma\frac{T_e}{T_-} \left(-i2\sqrt{\pi}\frac{\omega}{kv_-} e^{-\left(\frac{\omega}{kv_-}\right)^2} + \frac{k^2 v_-^2}{\omega^2} + \frac{3k^4 v_-^4}{4\omega^4} \right) + \left(-i2\sqrt{\pi}\frac{\omega}{kv_+} e^{-\left(\frac{\omega}{kv_+}\right)^2} - 2 \right) \quad (2.25)$$

(2.25) 式の実数部分は

$$\frac{\omega}{k_r} \approx \sqrt{\frac{T_e}{m_-} \frac{\gamma}{1-\gamma + \frac{T_-}{T_e}}}$$

であると考えたと次のように書ける。

$$\frac{\omega}{k_r} = \sqrt{\frac{T_e}{m_-} \left(\frac{\gamma}{1-\gamma + \frac{T_-}{T_e}} + \frac{T_-}{T_e} \right)} \quad (2.26)$$

この式では、根号内の第二項が支配的であるため、負イオン濃度 γ が増加しても位相速度は僅かしか増加しない。また、その位相速度は通常のイオン音波速度よりも遅い。このことから、この伝播モードは slow mode と呼ばれている。

次に (2.25) 式の虚数部分について考える。計算の結果、次式を得る。

$$\frac{k_i}{k_r} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{\gamma}{1-\gamma + \frac{T_-}{T_e}} + \frac{T_-}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \times \left[\left(\frac{T_e}{T_-} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\left(\frac{\gamma}{1-\gamma + \frac{T_-}{T_e}} + \frac{T_-}{T_e} \right) \left(\frac{T_-}{2T_e} \right)} + \frac{1}{\gamma\mu^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{T_e}{T_+} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\left(\frac{\gamma}{1-\gamma + \frac{T_-}{T_e}} + \frac{T_-}{T_e} \right) \left(\frac{T_e}{2\mu T_+} \right)} \right] \quad (2.27)$$

これら二つのモードは流体論からも容易に得ることができる⁴⁶⁾。図 2.1 に負イオン濃度に対する fast mode および slow mode の位相速度の変化を示す。実線および破線が、それぞれ運動論および流体論から得られる位相速度を表す。fast mode の位相速度は負イオン濃度の増加とともに急激に増加するが、slow mode の位相速度は負イオン濃度に殆ど依存しないことがわかる。fast mode に関しては、低負イオン濃度において運動論と流体論の結果はほぼ一致している。ここで、fast mode および slow mode とともに運動論から得られた位相速度の方が速くなっているが、これはイオンの圧力の補正が運動論の場合に強く効いているためである。

図 2.2 に負イオン濃度に対する fast mode および slow mode の減衰率の変化を示す。fast mode の減衰は負イオン濃度の増加とともに急激に小さくなるのがわかる。一方、slow mode の減衰は負イオン濃度に殆ど依存しないで、常に fast mode より大きいことがわかる。

以上の結果から、これら二つのモードの観測可能性について考察する。fast mode のランダウ減衰率は負イオン濃度の増加とともに十分に小さくなる。このことから、fast mode は実験で容易に観測できると考えられる。一方、slow mode は常に fast mode より高減衰であり、その値は 1 以上となっている。これは減衰長と波長がほぼ等しいことを意味する。従って、slow mode を伝播する波として観測することは非常に困難であると考えられる。このことから、質量の異なる二種類の正イオンを含むプラズマ中のイオン音波で観測されるような濃度変化による主要な伝播モード (principal mode) の変化³²⁻³⁵は負イオンプラズマ中では起こらないことがわかる。しかし、ここで示した計算は $k_r \gg k_i$ を仮定して行ったものなので、このように減衰の大きなモードに関しての結果は不正確であり、完全に取り扱うためにはプラズマ分散関数の数値計算が必要である。

Normalized Phase Velocity

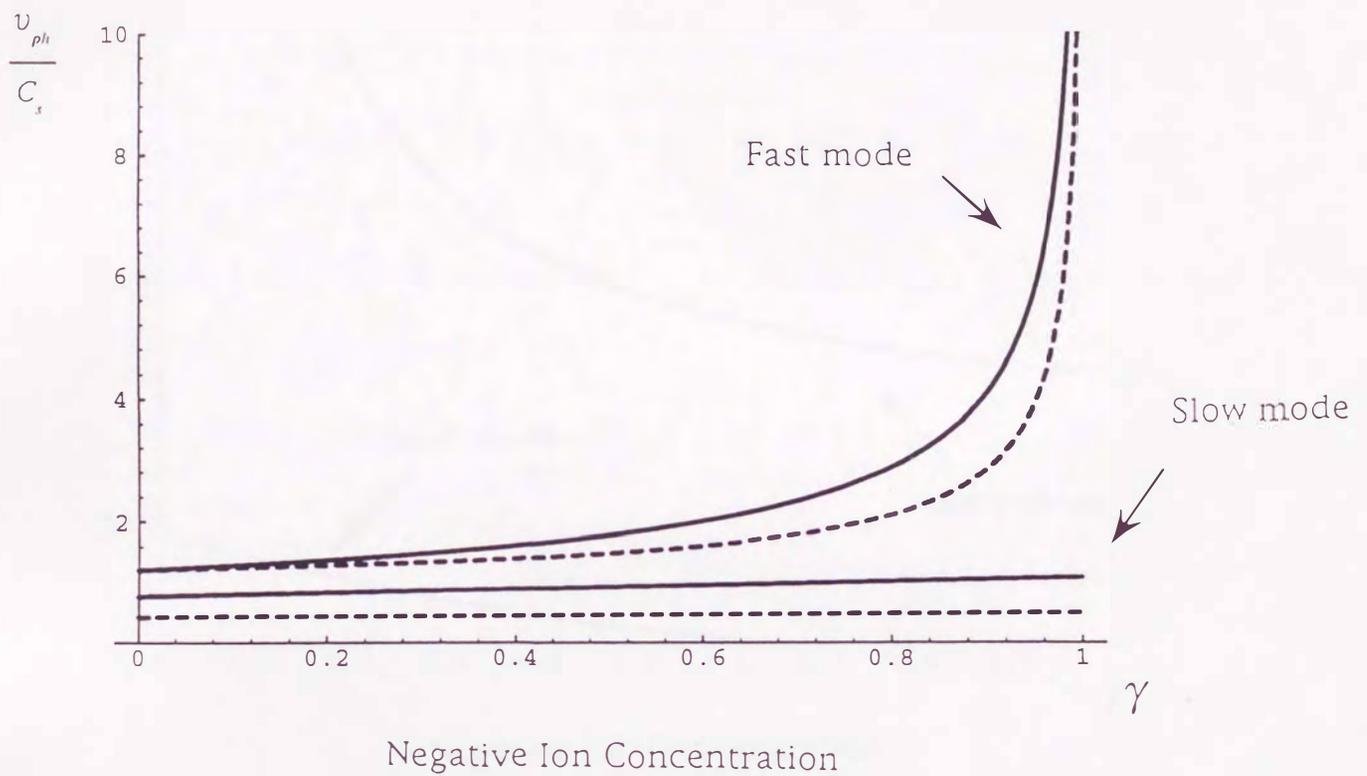


図.2.1: fast mode と slow mode の位相速度の負イオン濃度依存性。 $T=1/6$ 、 $\mu=3.65$ (Ar^+ と SF_6^-) の場合。実線は運動論、破線は流体論による結果を示している。縦軸はイオン音波速度で規格化されている。

Damping Constant

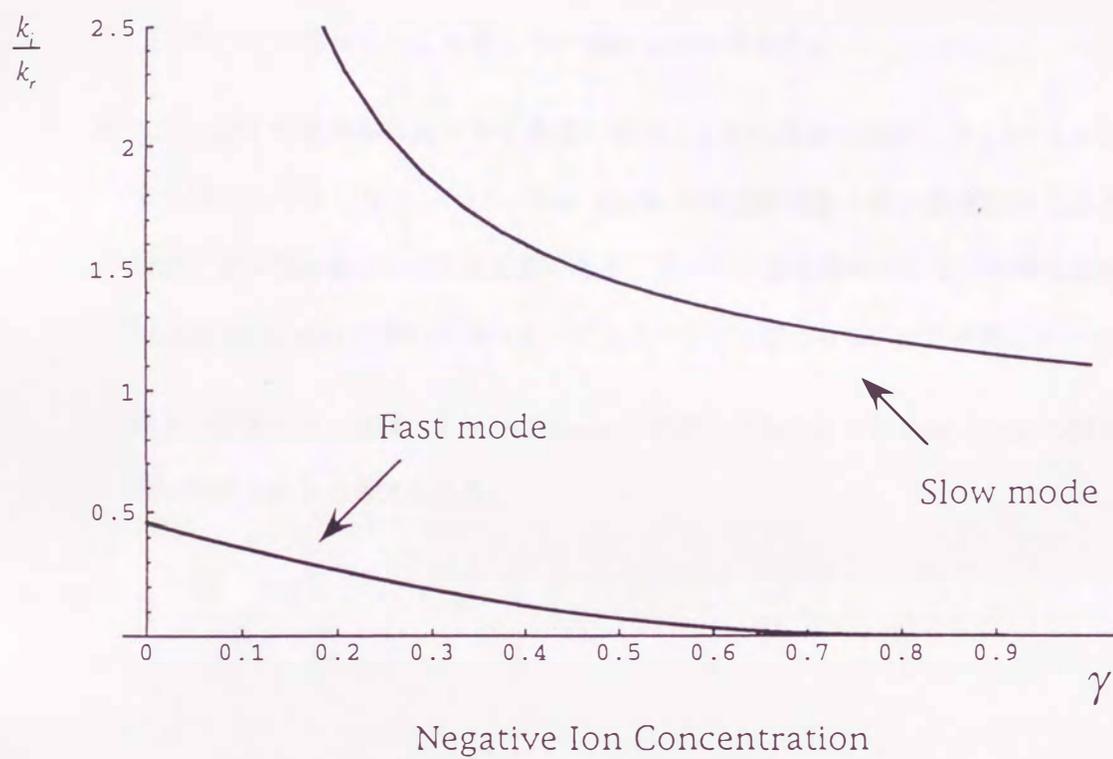


図.2.2: fast mode と slow mode の減衰率 k_i/k_r の負イオン濃度依存性。 $T=1/6$ 、 $\mu=3.65$ (Ar^+ と SF_6^-) の場合。

2.3 結論

実験条件に対応した電子、 Ar^+ および SF_6^- の三成分からなる負イオンプラズマ中のイオン音波の分散関係およびランダウ減衰率を運動論を用いて計算した。その結果、以下のことが明らかになった。

1. 電子、 Ar^+ 、 SF_6^- の三成分からなる負イオンプラズマ中のイオン音波は二つの伝播モードに分かれる。一つは位相速度が負イオン濃度に敏感に依存して増加する fast mode で、もう一つはほとんど依存しない slow mode である。
2. fast mode の減衰率は負イオン濃度の増加とともに急激に減少して、 $\gamma = 0.6$ を超えるとほとんど0になる。一方、slow mode の減衰率は負イオン濃度にほとんど依存せず、常に fast mode より高減衰である。従って、濃度変化による主要な伝播モード (principal mode) の変化は負イオンプラズマ中では起こらないことが明らかとなった。
3. 以上の結果から、実験による fast mode の観測は容易であるが slow mode の観測は非常に困難であると考えられる。

第 3 章

負イオンプラズマ中のイオン波の分散 関係

3.1 序論

放電プラズマ中に電子親和力の強い気体分子が導入されると負イオンが生成される。その結果プラズマ中のポテンシャル変位の電子による遮蔽が減少するため、電子は多くのプラズマ現象に対して寄与できなくなり、新しい現象が現れることが期待される。このことから、負イオンプラズマはプラズマ物理に新しい展開を生み出す可能性のある分野として近年注目されている。イオン音波に対しても、復元力である熱的圧力の源である電子の一部が移動度の小さな負イオンに置き換えられることになり、イオン音波の伝播モードが変形される。2章で運動論を用いて示したように、負イオンプラズマ中のイオン音波は二つの伝播モード²⁹⁾ (fast mode、slow mode) に分かれる。fast mode は、負イオン濃度の増加とともに位相速度も増加し、また減衰率が減少するという特徴を持つ。一方、slow mode は位相速度、減衰率ともに負イオン濃度に殆ど依存しない。しかも、その位相速度は通常のイオン音波速度より遅く、減衰率は常に fast mode の減衰率より大きい。そのため、実験での fast mode の観測は容易であるが slow mode の観測は困難であると考えられる。初期の負イオンプラズマ実験で観測されたイオン音波が fast mode のみであったこともこの事実を裏付けるものである。

負イオンプラズマ実験において最初に問題となるのは、負イオンプラズマの生成法である。これまで様々な方法が用いられてきたが、基本的には何らかの方法で生成したプラズ

マ中に電氣的に負性のガス (electronegative gas) を導入して電子付着により負イオンを生成する。Doucet³⁶⁾は放電プラズマ中にヨウ素 (iodine) を導入することで負イオンプラズマを生成し、イオン音波の伝播を測定、その位相速度を D'Angelo らによって導かれた fast mode の式と比較することによって負イオン濃度の測定を行った。Wong ら³⁷⁾はプラズマ生成領域を磁気フィルターで覆うことにより、実験領域への初期電子の流入を阻止し低電子温度放電プラズマを生成し、そこに 0.1eV 以下の低温電子の付着断面積が大きい SF₆ガスを導入することで負イオンプラズマを生成した。この実験でも fast mode は観測され、fast mode を構成する電子と負イオンが逆位相で振動していることが明らかになった。Song ら³⁸⁾はカリウムの表面電離によってプラズマを生成する Q マシーン中に SF₆ガスを導入することで負イオンプラズマを生成し、負イオン濃度 γ が 0.8 を超えると fast mode の減衰率がほぼ 0 になることを示した。

fast mode と比較して slow mode の観測報告は非常に少ない。Ishikawa ら⁴⁶⁾は Q マシーンプラズマ中に SF₆ガスを導入することで生成した負イオンプラズマを用いて slow mode の励起を観測した。しかし、直線的な分散関係を確認したのみで定量的な観測はなされなかった。Sato ら⁴⁸⁾は Q マシーンプラズマ中に C₆₀粒子を導入した dusty plasma 中で slow mode を観測した。C₆₀粒子が電子付着により負に帯電したためこのプラズマは非常に重い負イオンを含むプラズマと等価であると考えられる。最近 Nakamura ら⁴²⁾によって行われた Wong らと同様の装置を用いた実験において、slow mode の定量的観測が初めてなされ、fast mode と slow mode の同時伝播が報告された。しかし、この結果を証明する理論的研究はこれまでになされておらず、fast mode と slow mode の同時励起および伝播に関する問題は未解決のままである。また、負イオンプラズマ中におけるイオン波励起に伴う擬似波に関する研究も報告されていない。

本研究では、負イオン D.P. 装置⁴³⁾を使用してイオン波の励起および伝播を測定し、イオン波の分散関係を詳しく調べる。負イオン D.P. 装置は、通常用いられる D.P. 装置⁴⁰⁾を SF₆⁻を負イオン種としてもつ負イオンプラズマ実験に適するように改良したものである。得られた分散関係を、前章で導かれたイオン波の分散式と比較する。

効率的に SF₆⁻イオンを生成するために負イオン D.P. 装置の実験領域における電子温度

は 0.1eV 程度になっている。結果として、 $T_e \approx T_+$ という状況になっており、イオン音波のランダウ減衰が強く、一般に高減衰のモードといわれている free-streaming の効果も無視できないことが予想される。しかし、通常の二成分プラズマ中においても free-streaming の観測例は非常に少なく^{13,25)}、負イオンプラズマ中における free-streaming の観測はこれまで報告されていない。

3.2 実験装置および測定法

3.2.1 負イオンダブルプラズマ装置の概要

図 3.1 に実験装置の概要を示す。負イオン D.P. 装置は長さ 200cm、直径 100cm のステンレス製真空容器である。この容器内には永久磁石を封入したステンレスパイプで作られた長さ 84cm、直径 84cm および長さ 51cm、直径 48cm の大小二つの枠 (magnetic cage) がそれぞれ二個設置されている。隣り合ったパイプ内の磁石は磁極が互いに反転しており、マルチダイポール型カスプミラーが形成される。磁石は表面から数 cm 離れると磁場が十分小さくなるため、真空容器の中心軸付近の実験領域は無磁場とみなすことができる。

真空容器内をロータリーポンプおよびターボ分子ポンプを用いて圧力 6.0×10^{-7} 以下に排気した後、Ar ガス (4.0×10^{-4} Torr)、SF₆ ガス (最大圧力 2.0×10^{-6} Torr) をそれぞれ別の導入口から充填して実験を行った。永久磁石を封入した大きな方の magnetic cage 二つの円周にはそれぞれ 48 本のトリエテッドタングステンフィラメントが取り付けられている。このフィラメントから放出される熱電子はフィラメントとステンレスパイプの間に印加される +40V の放電電圧で加速され、中性原子と衝突する。衝突の結果、中性原子は電離してイオンと電子になり、この電子が他の中性原子をさらに電離する。このように中性原子が次々と電離することによりプラズマが生成される。負イオン D.P. 装置において、プラズマの生成は大小の magnetic cage の間の領域で行われる。プラズマは実験領域へと小さな magnetic cage を横切って浸透してくる。そこではマグネットフィルターの効果によって高エネルギーの初期電子はほとんど存在せず、電子温度は 0.1eV ~ 0.3eV と低温になる。ここで SF₆ の電子付着によって負イオンが生成される。生成された負イオンプラズマは永久磁石によるカスプミラーによって閉じ込められ、実験領域でプラズマ密度の一様性が保たれる。負イオン D.P. 装置は装置中央で中心軸に垂直に設置されたセパレーショングリッドにより、ソース領域とターゲット領域に分けられている。このグリッドをフローティングポテンシャルに保つことによって、ソースプラズマとターゲットプラズマがショートするのを防ぎ、ダブルプラズマオペレーションが可能となる。

次にガスの導入方法について詳しく説明する。実験時には SF₆ ガスの分圧を Ar ガスの

分圧よりかなり小さいレンジで変化させるため、ベースプレッシャー付近まで十分排気した後、最初に SF₆ ガスを導入し、電離真空計によって SF₆ の圧力が定常に達したことを確認して Ar ガスを導入した。Ar ガスはボンベからストップバルブ、ニードルバルブを経て導入される。一方、SF₆ ガスはボンベから直接導入したのではガス圧の微妙な制御が困難であるため、一度リザーバタンクへ充填して数 Torr 程度に減圧する。そのガスを、ストップバルブ、ニードルバルブを経て導入する。リザーバタンク内の SF₆ ガス圧はピラニーゲージによって随時監視し、実験中の SF₆ 分圧の変化が起こらないようにした。ガス導入系の概略を図 3.2 に示す。

生成された負イオンプラズマの実験領域における典型的なプラズマパラメータは、電子密度 $2\sim 7\times 10^7\text{cm}^{-3}$ 、電子温度 $0.1\sim 0.3\text{eV}$ 、最大負イオン濃度 $\gamma\sim 0.97$ であった。

3.2.2 負イオンダブルプラズマ装置における負イオン種

電子親和力の強い分子をプラズマ中に導入すると、電子を効果的に付着して負イオンが生成される。本研究では、過去の放電負イオンプラズマ実験に用いられてきた SF₆ ガスを使用する。図 3.3 に SF₆ と電子の反応断面積を示す。電子温度 0.1eV 以下では SF₆ 分子が電子を一つ付着して SF₆⁻ になる断面積が非常に大きいことがわかる。磁気フィルターによって実験領域における低電子温度を実現した負イオン D.P. 装置では、負イオン種として SF₆⁻ のみを考えればよいことがわかる。

また前章で導いた fast mode の分散式 (2.22) から、fast mode は負イオン濃度だけでなく負イオンと正イオンの質量比 μ にも依存することがわかる。従って、イオン音波の励起実験を行い、観測された fast mode の分散関係を (2.22) 式と比較することによっても負イオン種を同定することができる。

3.2.3 基礎パラメータの測定法

プラズマの基礎パラメータの測定には直径 16mm のタンタル製円形平板型ラングミュアプローブを用いた⁴⁹⁾。ラングミュアプローブは真空容器の中心軸上に設置しており、モータードライブによって軸方向に可動である。図 3.4 にラングミュアプローブ測定回路を示す。プラズマの密度および電子温度を求めるためにプローブ特性 ($I_p - V_p$ 特性) を測定し

た。また、負イオン濃度の決定に SF₆ ガス導入によるプローブ特性の変化（電子飽和電流の減少）を利用した。

以下にラングミュアプローブによる負イオン濃度決定の原理を示す。プラズマ中に挿入したプローブにバイアス電圧 V_p を印加すると、プラズマから電子、正イオン、負イオンがプローブに流れ込む。プローブ電流 $I_p(V_p)$ は、電子密度および電子温度に依存するので、 $I_p(V_p)$ を測定することにより電子密度、電子温度の計測が可能となる。まず、負イオンが存在しない場合に無限平板プローブにバイアス電圧 V_p を印加したときの電子電流 I_e を求める。ここでは、プラズマの空間電位 V_s (space potential) を電位の基準とする ($V_s=0$)。プローブ面に垂直な方向を x 軸とし、プローブ面の位置を $x = x_p > 0$ とする。また、 $-\infty \leq x \leq 0$ に電子密度 n_e 、電子温度 T_e のプラズマが存在するとする。 $0 \leq x \leq x_p$ はシース領域で $X_p \approx \lambda_{De}$ である。プローブのバイアス電圧 V_p は $0 < x \leq x_p$ で急速に減衰し、 $x \leq 0$ では電位は 0 であると考えてよい。従って、プラズマ中の電子がプローブ面に到達するには、 $V_p \geq 0$ のとき $v_{x0} \geq 0$ 、 $V_p < 0$ のとき $v_{x0} \geq (-2eV_p/m_e)^{1/2} = v_*$ であればよい。ここで、 v_{x0} は $x = 0$ における電子の速度の x 成分である。これより、プローブに流れる電子電流 I_e は、

$$\begin{aligned} I_e &= -eA_p \int_0^{+\infty} dv_x v_x \int_{-\infty}^{+\infty} dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} dv_z f(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \\ &= A_p j_0, \quad (V_p \geq 0) \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} I_e &= -eA_p \int_{v_*}^{+\infty} dv_x v_x \int_{-\infty}^{+\infty} dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} dv_z f(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \\ &= A_p j_0 \exp\left(-\frac{e|V_p|}{T_e}\right), \quad (V_p < 0) \end{aligned} \quad (3.2)$$

となる。ここで、 $f(x, v)$ は電子の速度分布関数で Maxwell 分布に従うとする。即ち、

$$f(x, v) = n_e(x) \left(\frac{1}{\sqrt{\pi} v_{the}}\right)^3 \exp\left(-\frac{v^2}{v_{the}^2}\right) \quad (3.3)$$

で、 $v_{the} = (2T_e/m_e)^{1/2}$ は電子の熱速度である。 j_0 は電子が熱運動により、シース前面 ($x = 0$) に入射することにより流れる電流密度で、

$$\begin{aligned} j_0 &= -e \int_0^{+\infty} dv_x v_x \int_{-\infty}^{+\infty} dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} dv_z f(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \\ &= -\left(\frac{1}{2\sqrt{\pi}}\right) e n_e(x) v_{the} \end{aligned} \quad (3.4)$$

である。 A_p はプローブの表面積で、無限平板プローブの場合シースの表面積 A_s と同一である。(3.2) 式から明らかなように、 $V_p < 0$ では、 $|V_p|$ が増加するとともに I_e は T_e に依存して減少する。

一方、イオン電流に対しては、電子と同様な取り扱いはできない。イオン飽和電流 I_{is} はプローブ電位 V_p を負にしたとき、プラズマ・プローブ間に形成される電位分布がプラズマからシースに向かって単調に減少していくという物理条件を課して求められる。 I_{is} はイオン温度 T_+ にほとんど依存しないという観測事実から $T_+ = 0$ と仮定し、電位分布は I_e を求めたときと同様であるとする。 $x = 0$ での密度を $n_0 (= n_e = n_+)$ とすると、 $0 < x \leq x_p$ での電子密度 n_e は次式で与えられる。

$$n_e(x) = n_0 \exp\left(\frac{eV_p(x)}{T_e}\right), \quad (V_p(x) < 0) \quad (3.5)$$

イオン電流密度 $j_+ = en_+(x)v_+(x)$ は一定かつ有限であり、 $x = 0$ で $n_+(0) = n_0$ となるには、シースに入射するイオンにはある一定の速度 v_* が必要である。従って、エネルギーの保存則から

$$n_+(x) = \frac{n_0 v_*}{v_+(x)} = n_0 \left[1 - \frac{eV_p(x)}{m_+ v_*^2 / 2}\right]^{-1/2} \quad (3.6)$$

これより Poisson 方程式は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2 V_p}{dx^2} &= -4\pi e [n_+(x) - n_e(x)] \\ &= -4\pi e n_0 \left[\left(1 - \frac{eV_p(x)}{m_+ v_*^2 / 2}\right)^{-1/2} - \exp\left(\frac{eV_p(x)}{T_e}\right) \right] \end{aligned} \quad (3.7)$$

無次元量で表すと、

$$\frac{d^2 \eta}{dx^2} \left(= \frac{n_+(\xi)}{n_0} - \frac{n_e(\xi)}{n_0} \right) = \left(1 + \frac{\eta}{\eta_*}\right)^{-1/2} - e^{-\eta} \quad (3.8)$$

ここで、

$$\eta = -\frac{eV_p(x)}{T_e} > 0, \quad \eta_* = \frac{m v_*^2}{T_e}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_{De}}, \quad \lambda_{De} = \left(\frac{T_e}{4\pi n_0 e^2}\right)^{1/2}$$

である。(3.8) 式の両辺に $\frac{d\eta}{d\xi}$ をかけて $\xi = 0$ から ξ まで積分すると、

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\eta}{d\xi}\right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{d\eta}{d\xi}\right) \Big|_{\xi=0} = 2\eta_* \left[\left(1 + \frac{\eta}{\eta_*}\right)^{1/2} - 1 \right] + (e^{-\eta} - 1) \quad (3.9)$$

$0 \leq \xi \ll 1$ で、 $0 \leq \eta \ll 1$ として上式を展開し、高次の項を無視して $\frac{d\eta}{d\xi}\Big|_{\xi=0} = 0$ と仮定すれば、

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\eta}{d\xi} \right)^2 \simeq \frac{\eta^2}{2} \left(1 - \frac{1}{2\eta_*} \right) + \frac{\eta^3}{2} \left(\frac{1}{4\eta_*^2} - \frac{1}{3} \right) + \dots \quad (3.10)$$

となり、第一項のみを考慮すれば、 $\eta_* \geq \frac{1}{2}$ より、

$$v_* \geq \left(\frac{T_e}{m_+} \right)^{1/2} \quad (3.11)$$

となる (Bohm のシース基準)。

ここまで $x = 0$ での電位を 0 としていたが、 $T_+ = 0$ のイオンがシースに v_* で入射するためには $x = 0$ で $\frac{1}{2}m_+v_*^2 = -eV_t$ となる電位 V_t が必要であり、シース前面 ($x < 0$) にはイオンを加速する電氣的準中性領域 (遷移領域) が存在する。プローブより十分離れた位置 ($x = -\infty$) での電子密度を $n_e(-\infty)$ とすれば、 $x = 0$ での電子密度 n_t は、

$$n_t = n_e(-\infty) \exp \left(\frac{eV_t}{T_e} \right) \quad (3.12)$$

となる。 $\frac{1}{2}m_+v_*^2 = -eV_t = \frac{1}{2}T_e$ とすれば、イオン飽和電流 I_{is} は次式で与えられる。

$$I_{is} = A_p e n_t v_* = A_p e n_e \exp \left(-\frac{1}{2} \right) \left(\frac{T_e}{m_+} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

ところで、イオンの質量は電子に比べて非常に大きいため、 $V_p > 0$ が十分大きい場合、イオン電流は電子電流に比べて無視できる。従って、

$$\begin{aligned} I_p &\approx -\frac{1}{4} A_p e n_0 \langle v_{the} \rangle = -\frac{1}{4} A_p e n_0 \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} \\ &= I_{es} \end{aligned} \quad (3.14)$$

と近似できる。 A_p はプローブの表面積、 n_0 はプラズマの密度、 $\langle v_{the} \rangle$ は電子の平均熱速度である。このとき、 I_p は一定となり、これを電子飽和電流 I_{es} という。このように、電子飽和電流 I_{es} と電子温度 T_e を求めることにより (3.14) 式からプラズマ密度が得られる。 V が負の場合でも、 $|V_p|$ が小さいときにはイオン電流が無視できて、

$$\begin{aligned} I_p &= -\frac{1}{4} A_p e n_0 \langle v_{the} \rangle \exp \left(\frac{eV_p}{T_e} \right) \\ &= I_{es} \exp \left(\frac{eV_p}{T_e} \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

となる。(3.15) 式の対数をとると、

$$\ln |I_p| = \ln |I_{es}| + \frac{eV_p}{T_e} \quad (3.16)$$

となり、 $\ln |I_p| - V$ 特性の傾きより T_e を決定できる。

次に負イオンが存在する場合について考える。負イオン濃度を $\gamma = n_-/n_+$ とする。ここでプラズマの密度は変化しないで、単に電子の一部が負イオンと置き換えられるだけであると仮定した。 V_p が正のときのプローブ電流 I'_p はほとんど電子電流と考えてよいので、

$$I'_p = -\frac{1-\gamma}{4} A_p e n_0 \langle v_{the} \rangle = I'_{es} \quad (3.17)$$

と近似できる。

ここで導いた I_{es} と I'_{es} の比をとると次式が得られる。

$$\frac{I'_{es}}{I_{es}} = 1 - \gamma \quad (3.18)$$

結果として、負イオンが存在しない場合と存在する場合の電子飽和電流を測定することによって、負イオン濃度 γ が次式から得られる。

$$\gamma = 1 - \frac{I'_{es}}{I_{es}} \quad (3.19)$$

負イオン濃度が非常に高くなりほとんどの電子が負イオンに置き換えられた場合、プローブ特性からの見積もりは困難となるが、その場合は前述のイオン音波の fast mode の分散関係の理論値と実験値を比較することによって負イオン濃度が求められる。

3.2.4 波動の測定法

ソース側の magnetic cage に $V_{p-p}=40\text{mV}$ 程度の正弦波電圧を印加することによってイオン波を励起した (D.P. 法)。励起したイオン波は前述の直径 16mm 円形平板型ラングミュアプローブで測定した。イオン波の波数を求めるために干渉法を用いた。干渉法の原理は+3V を印加したプローブから得られる検出信号 (電子飽和電流の揺動成分) と参照信号との和と差の二乗の時間平均を取り、結果として位相差を得るものである。従って、プローブを掃引することによりプラズマ中を伝播する波動を測定することができる。

検出信号 S_i の振幅を S_{i0} 、角周波数を ω_i 、波数を k_i とする。また参照信号 S_r の振幅を S_{r0} とし、角周波数は測定する波動の角周波数 ω_m に設定する。プラズマ中には様々な周波数の波動が存在するので、検出信号 S_i は複数の波の和として与えられる。検出信号および参照信号をそれぞれ正弦波と仮定すると次のように書ける。

$$S_i = \sum S_{i0} \sin(\omega_i t - k_i x) \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} &= S_{m0} \sin(\omega_m t - k_m x) + \sum_{i \neq m} S_{i0} \sin(\omega_i t - k_i x) \\ S_r &= S_{r0} \sin(\omega_m t) \end{aligned} \quad (3.21)$$

ミキサーは検出信号 S_i と参照信号 S_r の和と差それぞれの二乗を作る。

$$\begin{aligned} \{(S_i + S_r)^2 - (S_i - S_r)^2\} &= 4S_i S_r \\ &= 2S_{m0} S_{r0} (\sin 2\omega_m t \cos k_m x - \cos 2\omega_m t \sin k_m x + \sin k_m x) \\ &\quad + 4S_{r0} \sin \omega_m t \sum_{i \neq m} S_{i0} \sin(\omega_i t - k_i x) \end{aligned} \quad (3.22)$$

さらに、(3.22) 式を測定する波の周期 T_m で時間平均したものがミキサーの出力である。

$$\frac{1}{T_m} \int_0^{T_m} 4S_i S_r dt = (2S_{m0} S_{r0} + C_{i \neq m}) \sin k_m x \quad (3.23)$$

ここで $C_{i \neq m}$ は t および x に依存しない量であり、

$$\begin{aligned} C_{i \neq m} = - \sum_{i \neq m} \frac{4S_{i0} S_{r0}}{T_m} &\left(\frac{\sin(\omega_i + \omega_m) T_m + \cos(\omega_i + \omega_m) T_m}{\omega_i + \omega_m} \right. \\ &\left. + \frac{\sin(\omega_i - \omega_m) T_m + \cos(\omega_i - \omega_m) T_m}{\omega_i - \omega_m} \right) \end{aligned} \quad (3.24)$$

で与えられる。従ってミキサの出力として、参照信号と同じ周波数の波動の波数 k_m の情報が得られる。

本実験で用いた干渉法の測定系を図 3.5 に示す。発振器により負イオン D.P. 装置のソース側 magnetic cage に正弦波信号を印加してイオン波を励起する。印加する交流電圧は burst の励起を抑えるために十分小さく設定する必要がある。本実験では $V_{p-p}=40\text{mV}$ であり $e\phi < T_e$ を満たしている。プラズマ中を伝播するイオン波は電子飽和電流の揺動成分のみを検出するようにコンデンサーを接続したラングミュアプローブで検出され、検出信号はバランストミキサに入力される。また、発振器から出力される参照信号（ソース側 magnet cage に印加する信号と同じ角周波数の信号）はアッテネータを通過してバランストミキサに入力される。バランストミキサの出力は位相差の空間的变化として X-Y レコーダで記録される。

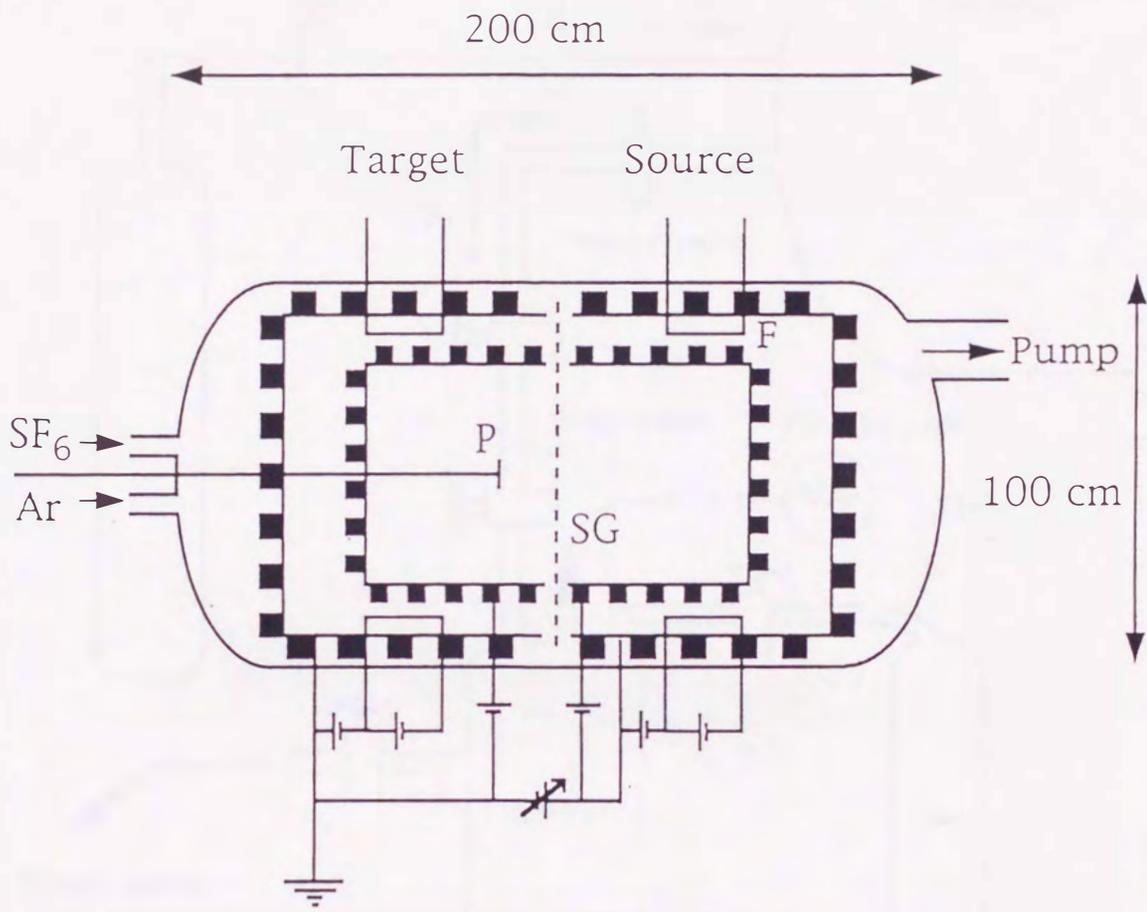


図.3.1: 負イオンダブルプラズマ (D.P.) 装置の概略図。

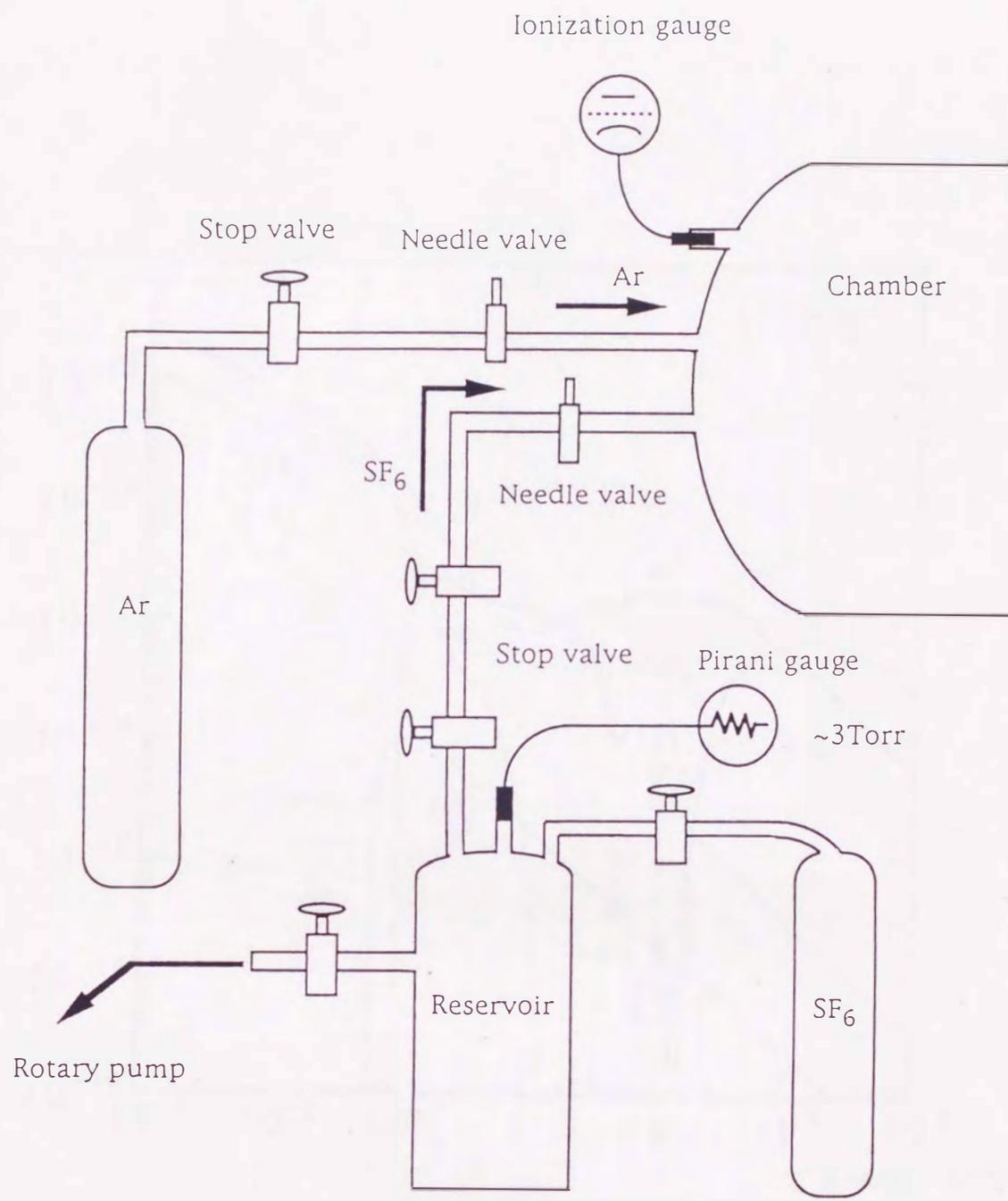


図.3.2: 負イオン D.P. 装置のガス導入系の概略図。

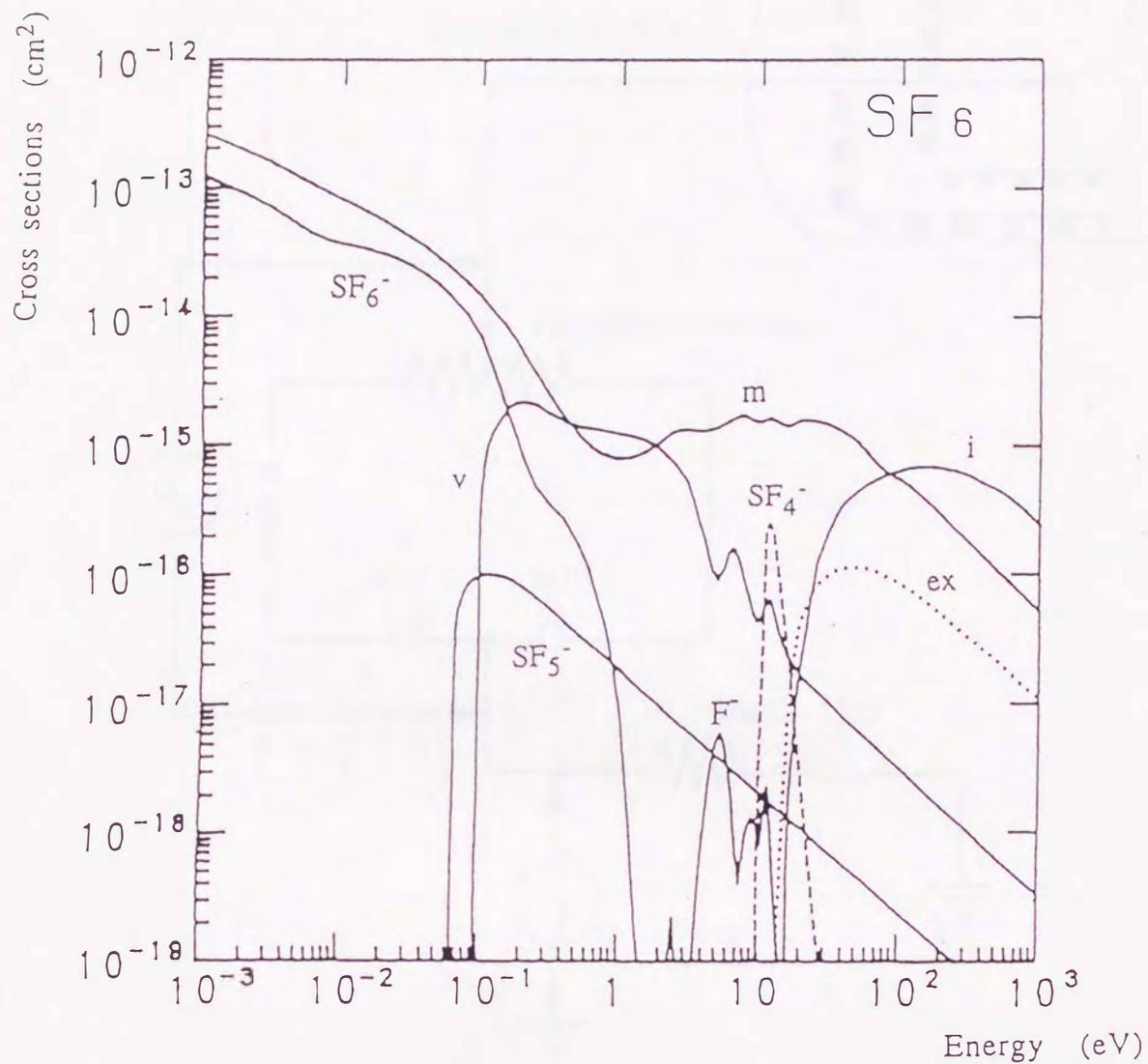


図.3.3: SF₆-電子の衝突断面積。m: 運動量移動、v: 振動励起、ex: 電子励起、i: 電離。

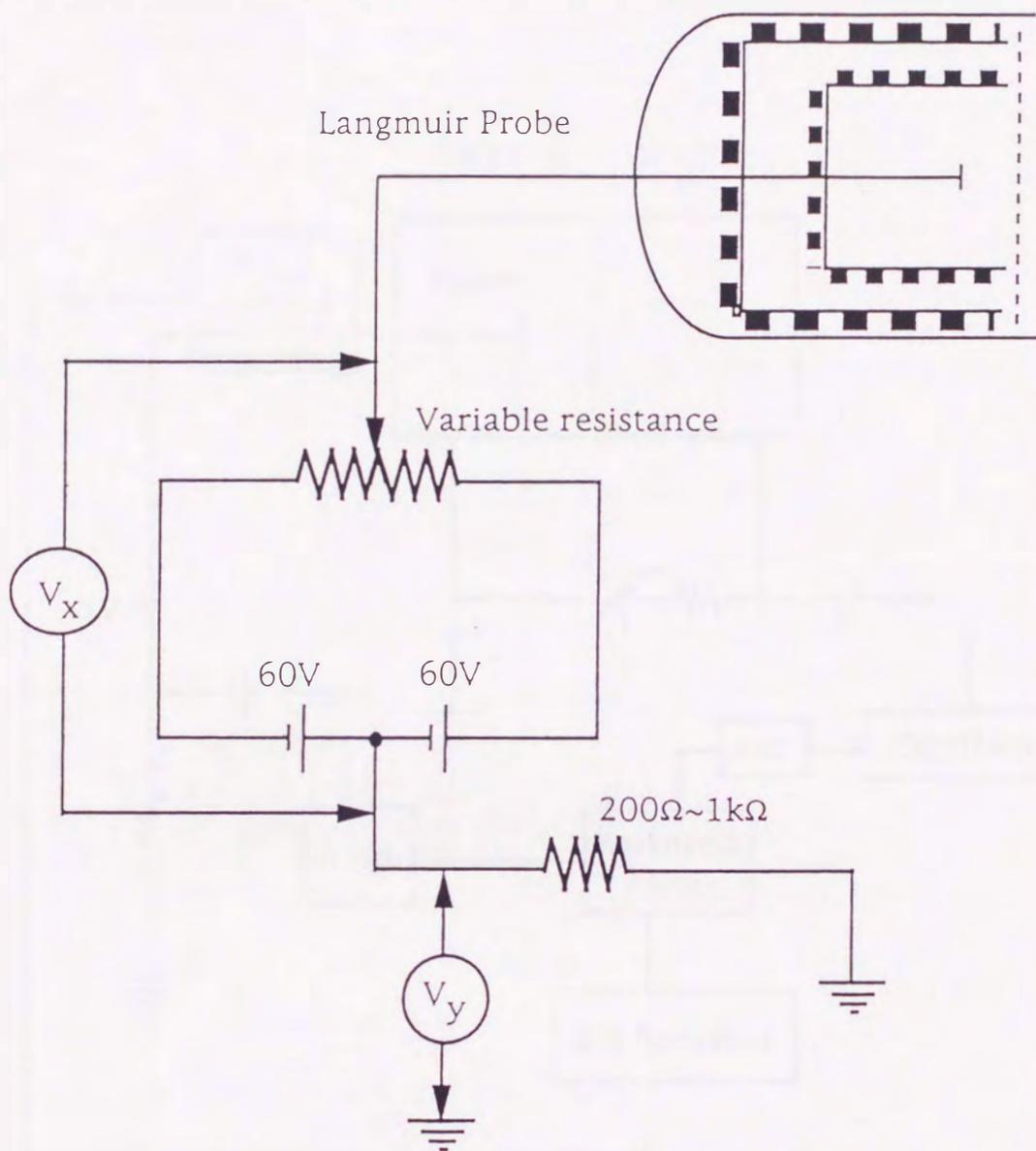


図.3.4: Langmuir プローブ測定回路

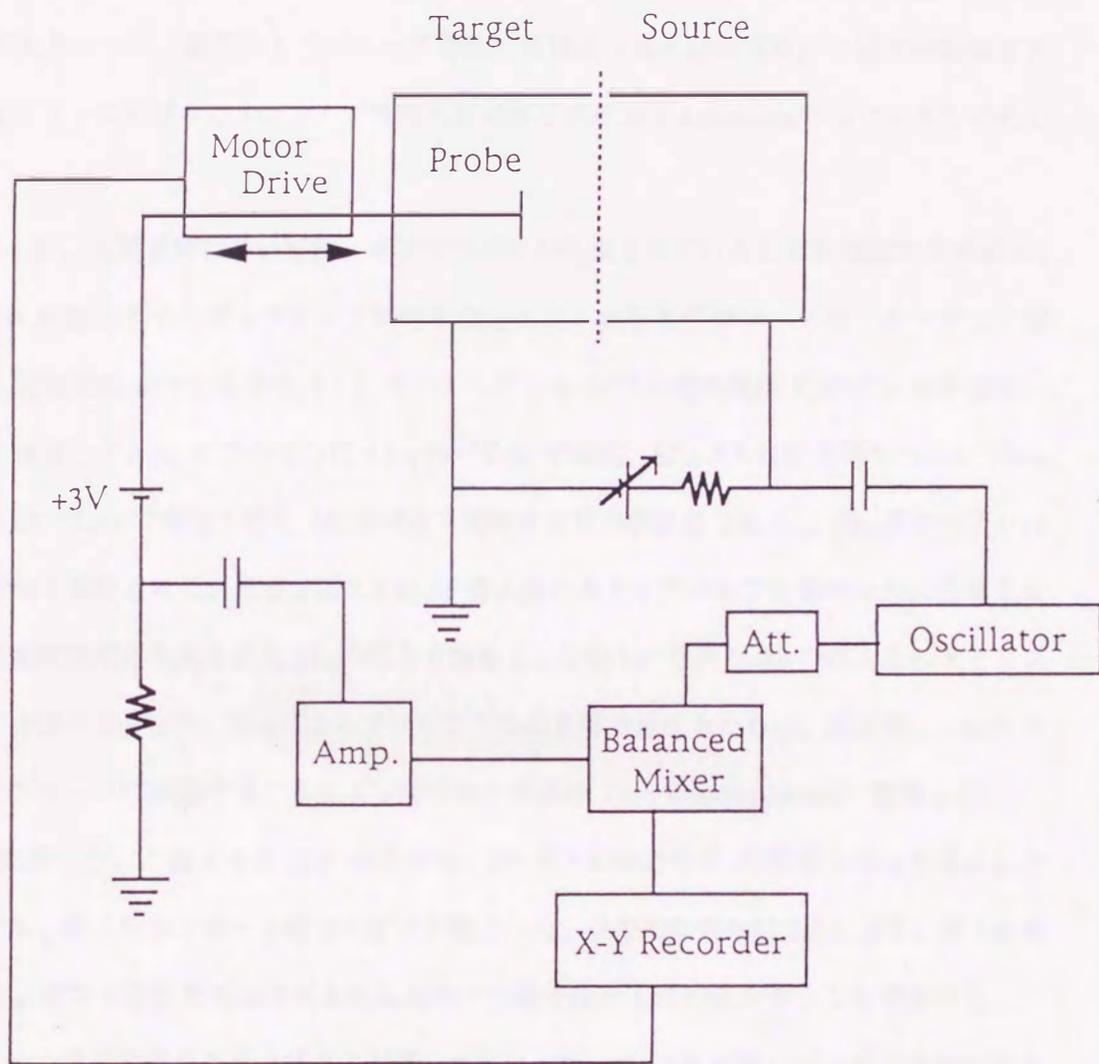


図.3.5: 干渉法の測定系

3.3 実験結果

3.3.1 負イオンプラズマの生成

SF₆ガスをプラズマ中に導入すると、その低温電子に対して大きな付着断面積のために電子付着が効率よく起こり負イオンプラズマが生成される。SF₆⁻イオンは電子より非常に質量が大きいため、結果としてプローブ特性の負電流（電子飽和電流）の減少が期待される。負イオンプラズマ中のプローブ特性の更に詳しい研究は Amemiya⁵⁰⁾によってなされている。

ここで、実験領域において負イオンプラズマが生成されていることを確認するために、SF₆分圧を変化させながらプローブ特性を測定した。実験条件はソース側、ターゲット側ともに放電電圧 40V、放電電流 1A で、ターゲット-ソース間の電圧 V_s はビームが出ないように調節した。Ar ガスの圧力は 4.0×10^{-4} Torr で固定、SF₆ガスの圧力は 2.0×10^{-7} Torr ~ 2.0×10^{-6} Torr で変化させた（圧力は全て電離真空計の直読値である）。SF₆ガスの圧力は次の方法で変化させた。まず、図 3.2 の Ar 導入系のストップバルブを閉め十分に排気させた後に電離真空系を見ながら SF₆の圧力を調整し、安定した後再び Ar の導入系のストップバルブを開ける。また、SF₆によるプローブ汚染の影響を避けるために、測定前に -180V の電圧をプローブに印加することによってプローブ洗浄（ion bombardment）を行った。

本実験に用いた負イオン D.P. 装置では、Ar ガスの圧力の 0.1% 程度の SF₆を導入した場合でも、明らかなプローブ特性の変化が起こった。典型的な例を図 3.6 に示す。図 3.6 から、SF₆ ガスの分圧を増加させるにしたがって電子飽和電流が減少することがわかる。一方、イオン飽和電流の変化はほとんど見られない。従って、SF₆は単にプラズマ中の電子を付着して負イオンとなるだけで、プラズマの生成そのものには影響を与えないと考えられる。SF₆ガスの圧力を 2.0×10^{-6} Torr にすると、負イオン濃度 γ は 0.9 以上に達した。このことから、低電子温度のプラズマ中に SF₆ガスを導入することで、容易に負イオンプラズマが生成されることが確認される。測定された電子飽和電流の変化から、(3.19) 式を用いて計算された負イオン濃度の SF₆ガス圧力依存性を図 3.7 に示す。一定のガス圧力に対する負イオン濃度の誤差の原因としては、圧力のコントロールの不正確さ、壁などによる SF₆の吸着

や放出、負イオンプラズマの診断法が完全に確立されていないこと等が考えられる。



Current
 $\times 10^{-5}$ (A)

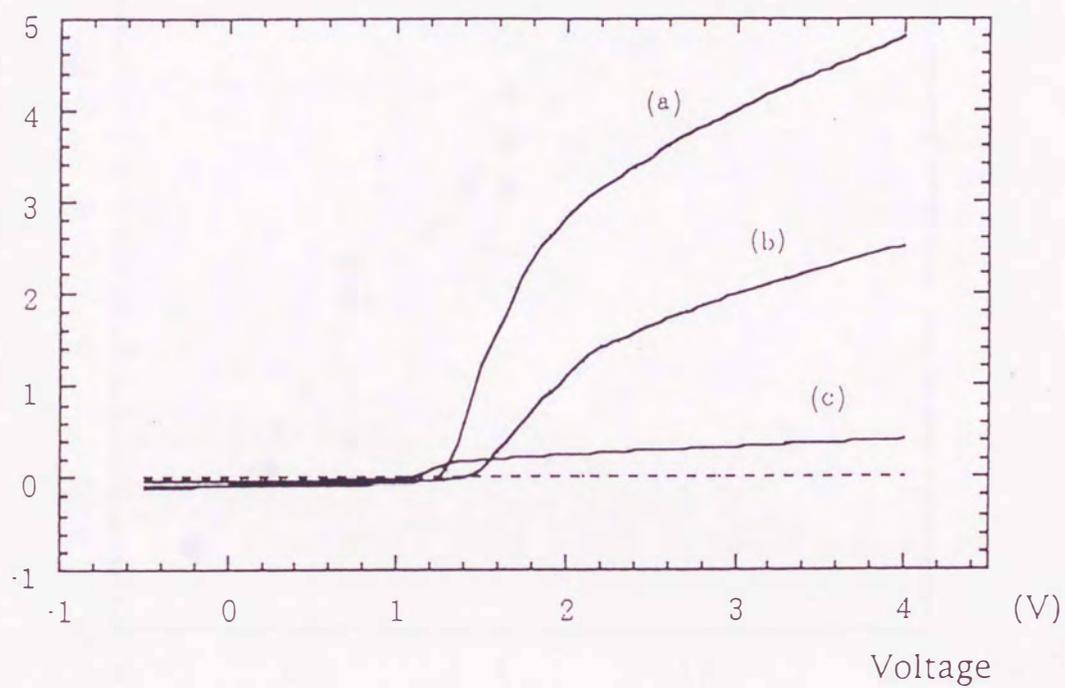


図.3.6: SF_6 ガスの圧力に対するプローブ特性の変化。(a) Arのみ (4.0×10^{-4} Torr)、(b) Ar+ SF_6 (6.0×10^{-7} Torr)、(c) Ar+ SF_6 (2.0×10^{-6} Torr)。負イオン濃度は (a) $\gamma=0$ 、(b) $\gamma=0.47$ 、(c) $\gamma=0.93$ 。

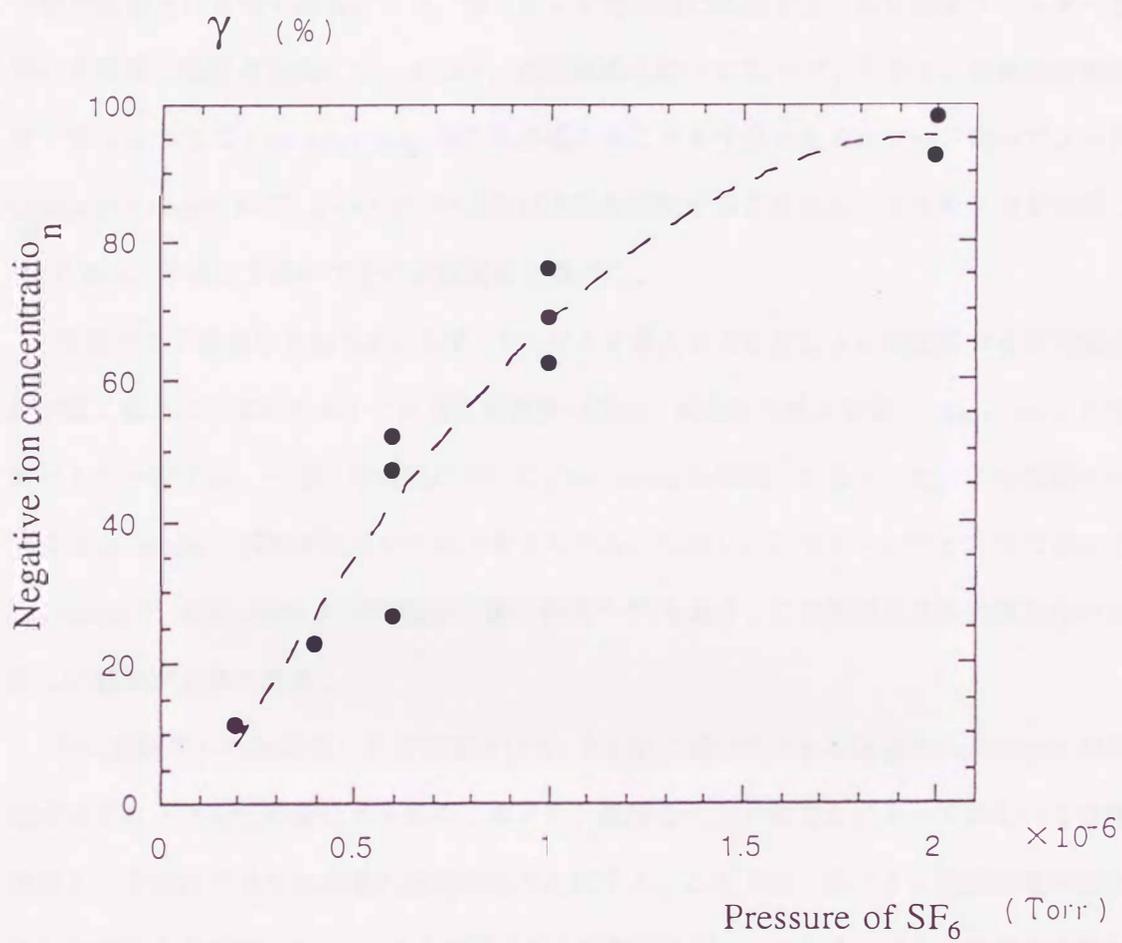


図.3.7: 負イオン濃度 γ の SF_6 ガスの分圧依存性。Ar ガスの圧力は 4.0×10^{-4} Torr。

3.3.2 負イオンプラズマ中のイオン波の分散関係

3.3.1 節で負イオン D.P. 装置の実験領域において負イオンプラズマが生成されていることが明らかとなった。2.2 節で示したように、負イオンプラズマ中ではイオン音波は fast mode と slow mode の二つに分かれる。従って、両方のモードが同時伝播するならば、その干渉が観測される筈である。また、負イオンを効率的に生成するために磁気フィルターを用いて低電子温度を実現しているため、実験領域において $T_e \approx T_+$ となり、励起周波数が高くなるにつれて free-streaming の効果が現れることも予想される。ソース側のアノード (magnetic cage) に $V_{p-p}=40\text{mV}$ の正弦波電圧を印加することによってイオン波を励起し (D.P. 法)、干渉法を用いてその分散関係を調べた。

典型的な干渉波形を図 3.8 に示す。SF₆ ガスを導入することによって波長および伝播距離が長くなることがわかる。これは位相速度の増加、減衰率の減少を表し、fast mode の性質とよく一致する。一方、本実験において slow mode は観測されなかった。この原因の一つは slow mode の減衰が大きいためと考えられる。しかし、Q マシンプラズマにおいて fast mode と slow mode の同時伝播の観測報告^{41, 46)} もあり、この問題は数値計算を用いた詳しい解析が必要である。

次に観測された波のモードの同定を行う。2.2 節で導いたイオン音波の fast mode の分散式にプローブ特性の変化から求めた負イオン濃度を代入することによって得られる分散曲線と、干渉法で得られた波の分散関係を比較する。ここで正、負イオン温度は電子温度の 1/6 であると仮定した。Ar のみの場合の分散関係を図 3.9 に示す。イオン音波の分散曲線と実験から得られた分散関係は非常によく一致することから、観測された波はイオン音波であると結論される。SF₆ を導入した場合の分散関係を図 3.10、図 3.11、図 3.12 に示す。図 3.10 では fast mode の分散曲線が折れ曲がり始める付近 ($(\omega/\omega_{p+}) > 0.4$) から実験値と理論曲線のずれが見られはじめ、図 3.11 でそれは顕著になる。このずれは通常の分散関係からは理解できないものであり、(2.5) 式の右辺の寄与である ballistic mode である可能性がある。高負イオン濃度の場合である図 3.12 では、そのようなずれは見られない。

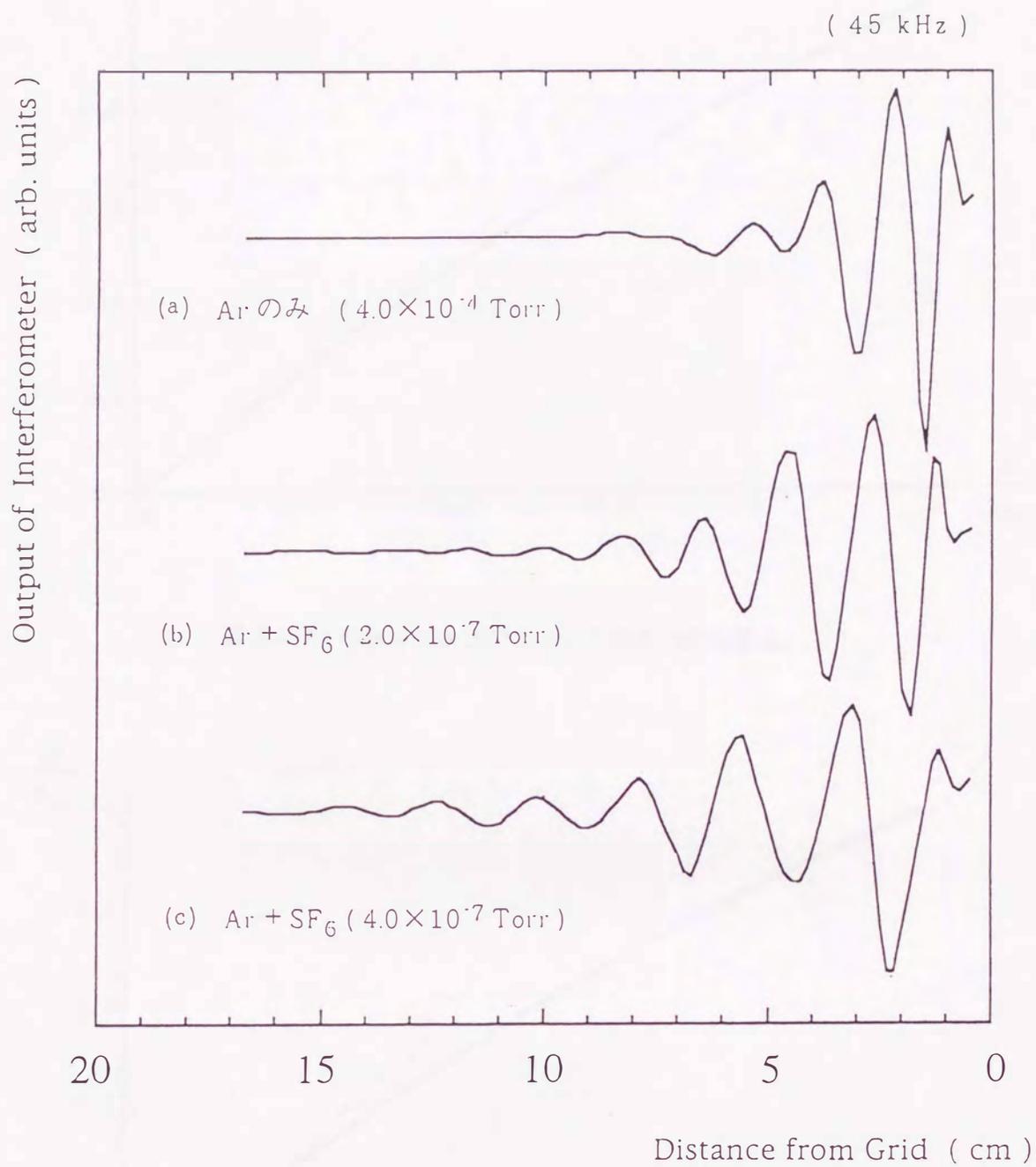


図.3.8: SF₆ガス圧力変化に対する干渉波形の変化。負イオン濃度は (a) $\gamma=0$ 、(b) $\gamma=0.12$ 、(c) $\gamma=0.23$ 。

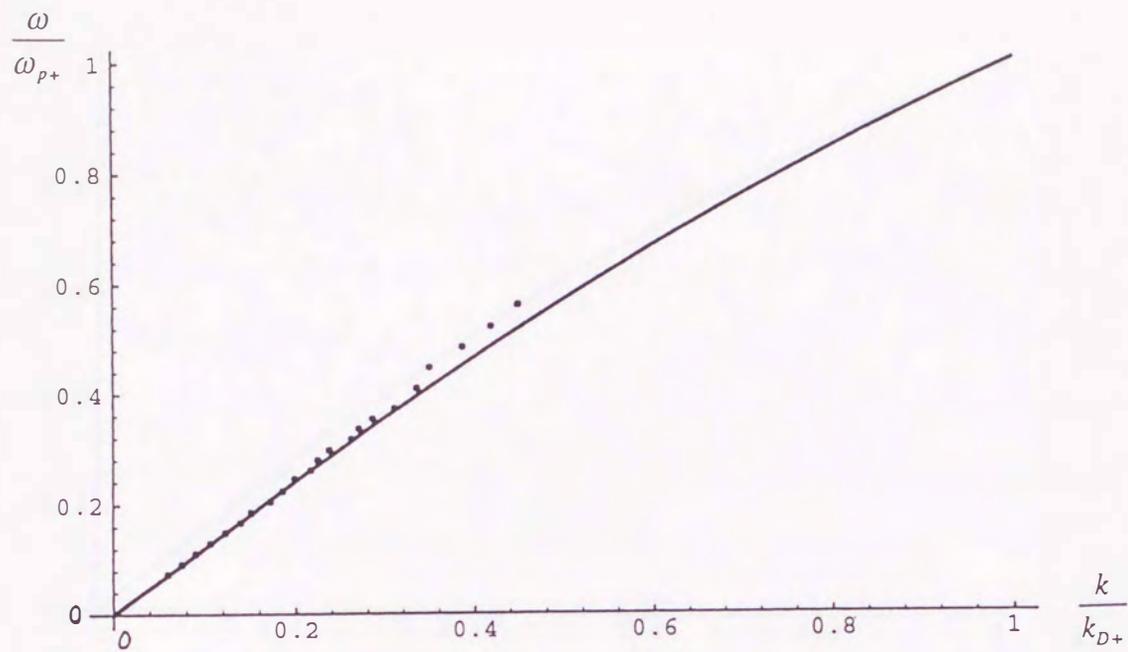


図.3.9: Arのみ (4.0×10^{-4} Torr) の場合の分散関係。

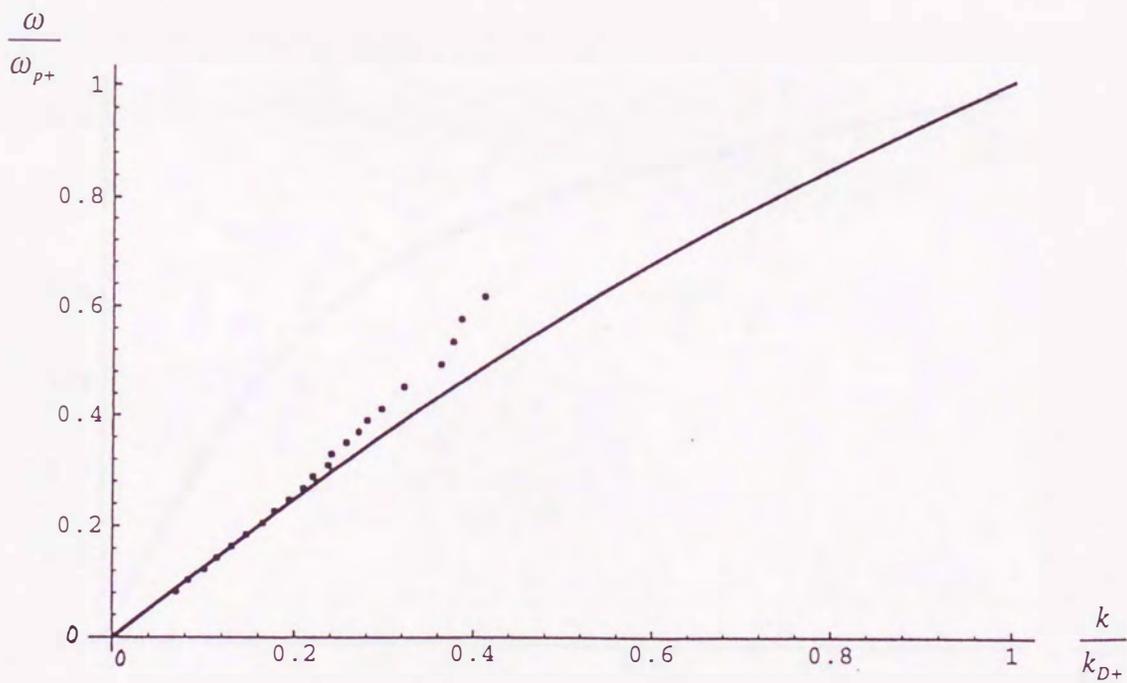


図.3.10: Ar+SF₆ (2.0×10^{-7} Torr) の場合の分散関係。 $\gamma=0.12$ 。

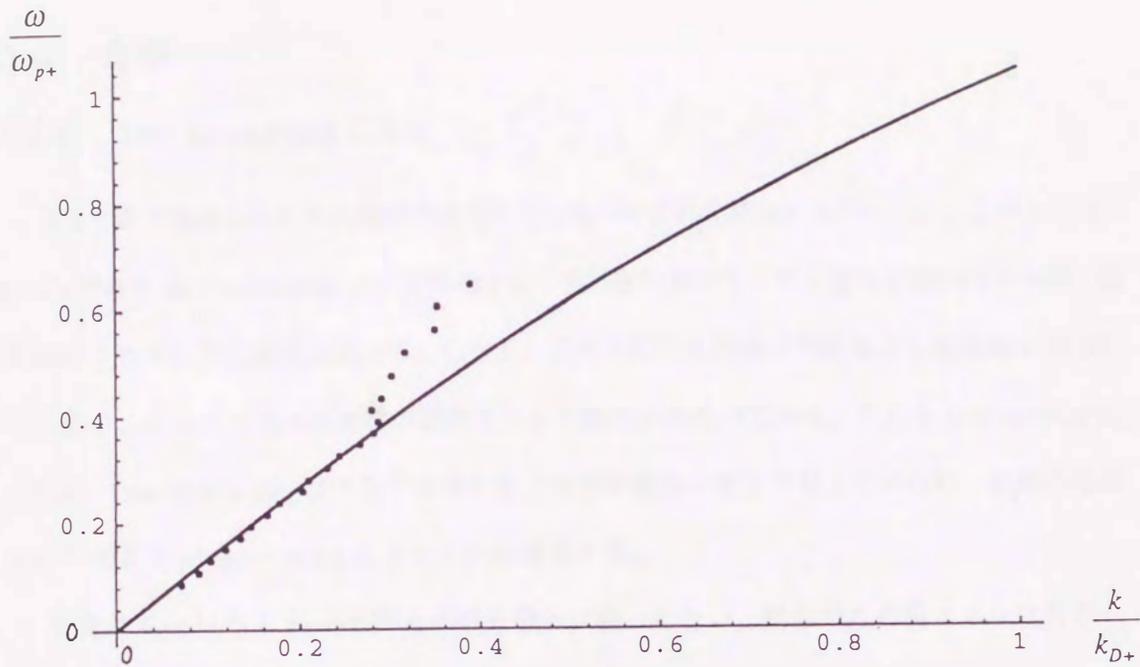


図.3.11: Ar+SF₆ (4.0×10^{-7} Torr) の場合の分散関係。 $\gamma=0.23$ 。

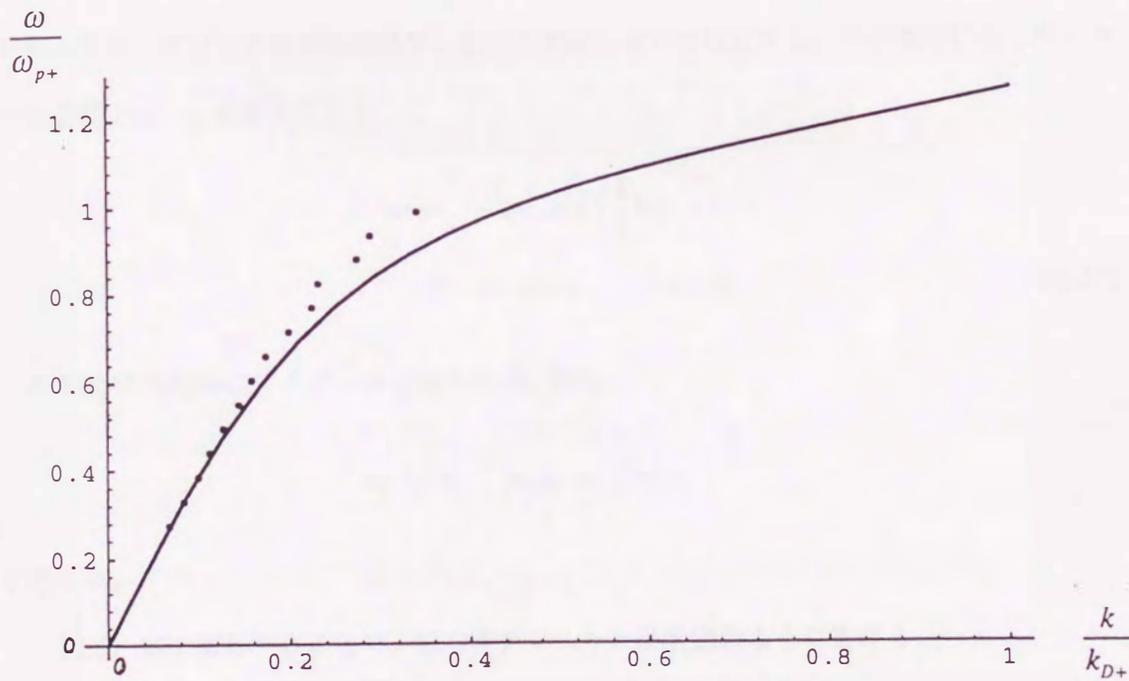


図.3.12: Ar+SF₆ (2.0×10^{-6} Torr) の場合の分散関係。 $\gamma=0.93$ 。

3.4 考察

3.4.1 free-streaming の導出

3.3.2節で観測された位相速度が増加する方向へのずれを評価するために、ここで ballistic mode である free-streaming の式を導出する。実験室においてイオン波を外部励起する際、通常はグリッドに交流電圧を加える。しかし、この方法では同時に荷電粒子を周期的に加速してしまい、それによる速度変調が擬似波として観測されるのである。これを free-streaming と呼ぶ。free-streaming はプラズマ中の自己無撞着電場と相互作用しないため、初期の熱的広がりによる phase-mixing によってのみ減衰する。

計算は Gould²⁸⁾ と Sessler²⁰⁾ らの取り扱いに従って行い、簡単のため負イオンは存在しないとする。

グリッドによる励起を考えるために、外部振動電荷密度

$$\sigma_0 e^{-i\omega t} \left[\delta \left(x - \frac{1}{2} x_0 \right) + \delta \left(x + \frac{1}{2} x_0 \right) \right] \quad (3.25)$$

を導入する。グリッドは完全透過で、粒子を捕捉しないと仮定する。外部電荷に対して一次元の空間 Fourier 変換を行うと、

$$\begin{aligned} \rho(k) &= -2i\sigma_0 \sin \left(\frac{1}{2} k x_0 \right) \\ &\approx -ik\sigma_0 x_0, \quad (k x_0 \ll 1) \end{aligned} \quad (3.26)$$

ここで簡単のためにダイポール近似を行う。即ち、

$$x_0 \rightarrow 0, \quad \sigma_0 x_0 \rightarrow \text{Const.}$$

を考える。

(2.5) 式を変形することで、波のポテンシャルは次式のように書ける。

$$\phi(k) = \frac{4\pi\rho(k)}{k^2 D(k, \omega_0)} = -4i\pi\sigma_0 x_0 \frac{1}{k D(k, \omega_0)} \quad (3.27)$$

従って、この式は分散式を導出する際に無視した free-streaming 項を含む。ここで $D(k, \omega_0)$ は波の位相速度が電子の熱速度より十分遅いと仮定した場合のプラズマの誘電関数であり、

次式で与えられる。

$$D(k, \omega_0) = \frac{\omega_{p+}^2}{k^2 v_{th+}^2} \left[2 \frac{T_+}{T_e} - Z' \left(\frac{\omega}{k v_{th+}} \right) \right] \quad (3.28)$$

(3.27) 式の Fourier 逆変換を行うと次式が得られる。

$$\phi(x) = -4i\pi\sigma_0 x_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{ikx}}{k D(k, \omega_0)} \frac{dk}{2\pi} \quad (3.29)$$

(3.29) 式の積分は実軸に沿って実行されるが、この経路を複素 k 平面上に変形することができる。 k の正負によって積分を分割して考える。誘電関数 $D(k, \omega_0)$ は k の偶関数なので、

(3.29) 式は次のように書くことができる。

$$\phi(x) = -2i\pi\sigma_0 x_0 \left[\int_{-\infty}^0 \frac{e^{ikx}}{k D(-k, \omega_0)} dk + \int_0^{+\infty} \frac{e^{ikx}}{k D(k, \omega_0)} dk \right] \quad (3.30)$$

(3.30) 式の右辺第一項の積分はプラズマ分散関数の積分を分母に含んでいるが、それは上半平面において定義されているので、被積分関数は

$$k \approx i \left[2 \left(\frac{\omega_{pe}}{v_{th+}} \right)^2 + 2 \left(\frac{\omega_{p+}}{v_{th+}} \right)^2 \right] = ik_D \quad (3.31)$$

という極 (pole) でのみ特異性を持つ。これは積分値に指数関数的に寄与する。結局、波のポテンシャルは

$$\phi(x) = 4\pi\sigma_0 x_0 \left[\frac{e^{-k_D x}}{2} + \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{dk}{k} \text{Im} \left\{ \frac{1}{D(k, \omega_0)} \right\} e^{ikx} \right] \quad (3.32)$$

という形で表される。右辺第一項の指数関数部は励起点からデバイ長の数倍程度の距離でしか重要でないためここでは無視し、以下右辺第二項の積分 R の寄与についてのみ考える。

$$\left(R(x, \omega) \equiv \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{dk}{k} \text{Im} \left\{ \frac{1}{D(k, \omega_0)} \right\} e^{ikx} \right)$$

x が大きな (励起点から十分離れた) ところを考える場合、積分 R は e^{ikx} 項が急激に振動するため実用的ではない。そこで、近似的解析のために鞍点法⁴⁷⁾ (saddle-point method) を用いる。積分 R において、誘電関数 $D(k, \omega_0)$ をプラズマ分散関数の級数展開を用いて表すと次式のように書ける。

$$\begin{aligned} R(x, \omega) &= -\frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{dk}{k} e^{ikx} 2\sqrt{\pi} \left(\frac{\omega_{p+}^2}{k^2 v_{th+}^2} \right) \frac{\omega}{k v_{th+}} e^{-\left(\frac{\omega}{k v_{th+}} \right)^2} |D(k, \omega_0)|^{-2} \\ &= -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\omega_{p+}}{\omega} \right)^2 \int_0^{+\infty} \frac{dk}{k} \left(\frac{\omega}{k v_{th+}} \right)^3 |D(k, \omega_0)|^{-2} \\ &\quad \times \exp \left[ikx - \left(\frac{\omega}{k v_{th+}} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.33)$$

被積分関数中の $k^4 |D(k, \omega_0)|^2$ は $\omega \gg \omega_{p+}$ のとき k についてゆっくりと変化すると考えられる。ここで、

$$g(k) = ikx - \left(\frac{\omega}{kv_{th+}} \right)^2 \quad (3.34)$$

とにおいて、鞍点を求める。結果として次式を得る。

$$k_0 = \left(\frac{2v_{th+}}{\omega x} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\omega}{v_{th+}} \right) e^{\frac{i\pi}{6}} \quad (3.35)$$

鞍点法を適用すると、 $x \rightarrow +\infty$ での R の漸近形として次式が得られる。

$$R(x, \omega) \rightarrow \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{|D|^2} \left(\frac{\omega_{p+}}{\omega} \right)^2 \left(\frac{\omega x}{2v_{th+}} \right)^{\frac{2}{3}} e^{\frac{i2\pi}{3}} \exp \left[\frac{3}{2} \left(\frac{\omega x}{2v_{th+}} \right)^{\frac{2}{3}} (\sqrt{3}i - 1) \right] \quad (3.36)$$

(3.36) 式の指数関数部から $\omega \gg \omega_{p+}$ で x が大きなところでのポテンシャルが、

“位相速度”

$$v_{ph} \approx \frac{4\sqrt{3}}{9} \left(\frac{\omega x}{2v_{th+}} \right)^{\frac{1}{3}} v_{th+} \propto \omega^{\frac{1}{3}} x^{\frac{1}{3}} \quad (3.37)$$

“減衰定数”

$$\frac{k_i}{k_r} \approx \frac{1}{\sqrt{3}} \quad (3.38)$$

をもつ擬似的な波動のようになることが示される。これが free-streaming と呼ばれているもので、イオンプラズマ周波数より高い励起周波数に対して、位相速度がその 1/3 乗に比例して増加するという特徴を持つ。負イオンが存在する場合複素誘電関数の形状が複雑になるため、このような解析的方法で鞍点を見つけることは困難である。

3.4.2 実験結果との比較

3.3.2節において、低周波領域において fast mode のみが伝播するが、励起周波数の増加とともに実験値が位相速度の増加する方向へずれることが観測された。このずれが free-streaming によるものならば、その速度に周波数依存性が見られる筈である。図 3.11 から求められる観測された波の位相速度の励起周波数依存性を図 3.13 に示す。図 3.13 から、分散関係が理論曲線からずれた部分の励起周波数依存性は $f^{1/3}$ であることがわかる。これは前節で導いた free-streaming の特徴の一つである。計算によると、free-streaming がより効果的となるのは励起周波数 ω が $\omega \geq \omega_{p+}$ という条件のときであるが、本実験では $(\omega/\omega_{p+}) > 0.4$ においてその効果が観測された。定量的説明のためには負イオンプラズマ中での free-streaming の寄与の数値計算が必要である。

以上の結果から、本実験で観測された波は、励起周波数が低い場合は負イオンプラズマ中のイオン音波の fast mode で、励起周波数が $(\omega/\omega_{p+}) > 0.4$ となる領域では free-streaming が支配的となると結論される。本研究は負イオンプラズマ中での free-streaming を観測した初めての実験である^{51,52)}。負イオン濃度 $\gamma=0.93$ のでは fast mode の減衰率は非常に小さくなり、また、この場合 free-streaming は観測されなかった。fast mode と free-streaming のどちらが支配的となるかには、減衰率が重要であると考えられる。

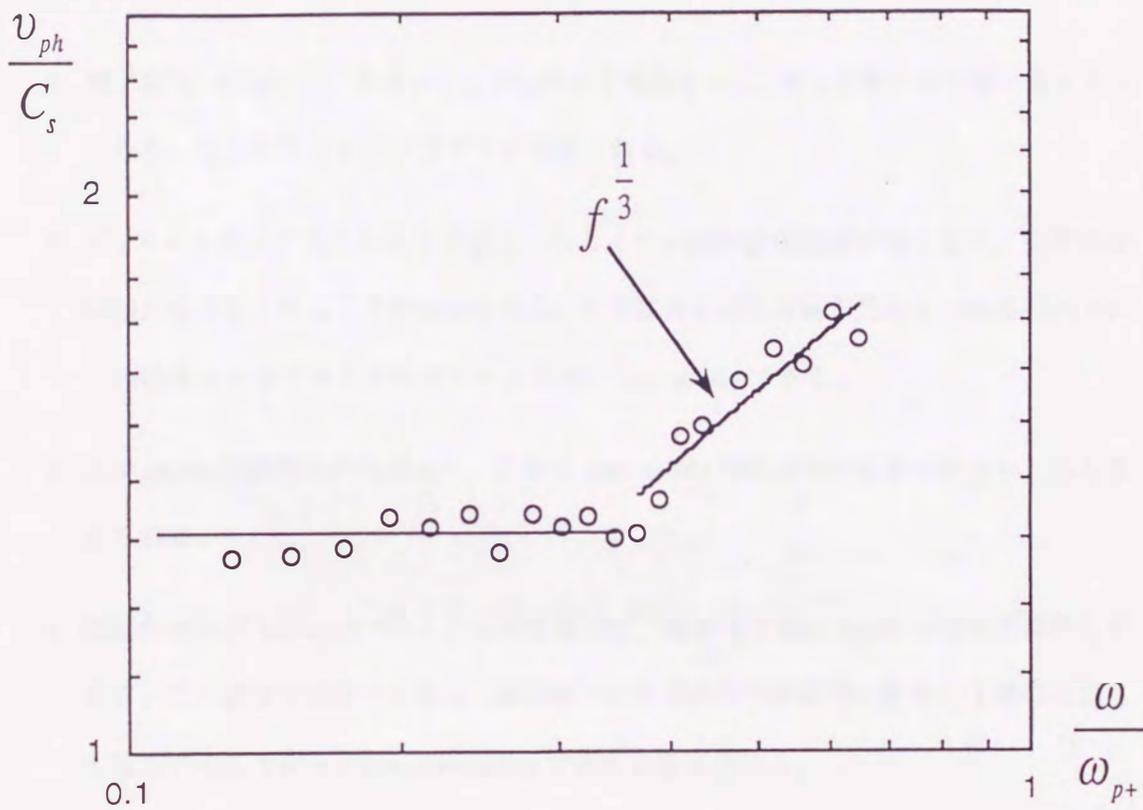


図.3.13: Ar+SF₆ (4.0×10⁻⁷Torr) の場合の位相速度の周波数依存性。縦軸はイオン音波速度 C_s で規格化されている。周波数が $(\omega/\omega_{p+}) > 0.4$ の領域において、位相速度が $f^{1/3}$ に比例して増加しているのがわかる。

3.5 結論

負イオン D.P. 装置を用いて電子、 Ar^+ 、 SF_6^- の三成分からなる負イオンプラズマを生成し、負イオンプラズマ中のイオン波の分散関係に関する実験的研究を行った。D.P. 法により励起されたイオン波を干渉法によって測定した結果、負イオン濃度が低い場合は励起周波数によって支配的なモードが fast mode から free-streaming へ変化することを見いだした。また、slow mode は観測されなかった。以下に本章で得られた結果をまとめる。

1. 電子温度 $\sim 0.1\text{eV}$ のプラズマ中に SF_6 ガスを導入すると、 SF_6 が電子を付着し負イオンとなり、容易に負イオンプラズマが生成される。
2. SF_6 ガスを導入することにより観測されるイオン波の位相速度が速くなり、空間的な伝播距離が長くなることが確認された。分散関係を理論曲線と比較した結果観測された波は負イオンプラズマ中のイオン音波の fast mode である。
3. slow mode は観測されなかった。これは slow mode の減衰率が非常に大きいためと考えられる。
4. 励起周波数が $(\omega/\omega_{p+}) > 0.4$ となる領域では、実験値は fast mode の分散関係からずれる。この領域で観測される波（擬似波）の位相速度は励起周波数の $1/3$ 乗に比例して増加することから、free-streaming であると考えられる。
5. 以上の結果より、負イオンプラズマ中におけるイオン波励起に対しても free-streaming が無視できないことがわかった。fast mode の減衰率が小さくなる高負イオン濃度の場合に free-streaming が観測されなかったことから、fast mode および free-streaming のどちらが支配的となるかには、減衰率が重要であると考えられる。slow mode の励起条件に関しては詳しい数値計算が必要である。

第 4 章

負イオンプラズマ中のバーストの観測

4.1 序論

過去に行われた多くのイオン波励起実験において、イオン音波と同時に“速い信号”が伝播することが報告されている^{14, 21-23}。この“速い信号”は擬似波 (pseudowave) と呼ばれるもので、二つの種類がある。一つは前章で観測した ballistic mode である free-streaming で、位相速度が励起周波数の $1/3$ 乗に比例するという特徴を持つ。もう一つは励起電圧によるイオンの飛び出しとして説明されるバースト (ion burst) であり、その位相速度は $(2eV_0/m_+)^{1/2}$ で与えられる。このバーストは励起電圧を大きくすることで必ず励起されるものである。3 章の実験においては、励起電圧を 40mV と十分低くしてその効果を抑えた。これまでは実験室プラズマにおけるイオン波励起実験の解釈を複雑にするだけの副産物と考えられてきたバーストであるが、プラズマ診断への応用という興味深い可能性が残されている。

バーストは励起グリッドの周りに形成されたシース中に存在するイオンの飛び出しであるため、シースに関する情報を持っていると考えられる。Ikezi ら⁵³はバーストの形状とバースト速度の励起パルスの立ち上がり時間依存性からシース構造の決定を試みた。Alexeff ら^{54, 55}は多重擬似波 (multiple pseudowave) の速度の励起パルス幅依存性からシース領域のイオン密度の見積もりを試みた。近年、シースの非線形性に起因するカオス現象^{56, 57}が見いだされており、また負イオンプラズマ中のシース不安定性⁵⁸に関する報告もなされている。バーストによるシース構造の解析が可能となれば、シースに関連したプラズマ現象の研究に大きく貢献できると考えられる。しかし、これまで負イオンプラズマ中における

バーストの研究は全くなされていないというのが現状である。

本研究では、負イオンプラズマ中のイオン波励起とそれに伴うバーストに関して D.P. 装置を用いた実験を行った。励起電圧を増加することによって、負イオンプラズマ中のバーストが観測された。負イオンの存在によりイオン種やイオンシースに何らかの変化が生じるならば、それはバーストの形状や速度等に反映される筈である。ここで、イオン種の増加を仮定した場合のイオン種の見積もりおよび多重擬似波モデルを適用した場合のシース幅の見積もりを試みた。

4.2 実験装置および測定法

4.2.1 ダブルプラズマ装置の概要

実験は第3章とは異なり、通常の D.P. 装置で行った。図 4.1 に D.P. 装置の概要を示す。装置は長さ 100cm、直径 50cm のステンレス製真空容器である。D.P. 装置はフローティングポテンシャルに保たれた中央のセパレーショングリッドによりドライバー領域とターゲット領域に分けられている。この容器内を圧力 9.0×10^{-7} 以下までロータリーポンプ、拡散ポンプ（液体窒素冷却）を用いて排気した後、Ar ガス、SF₆ ガスをそれぞれマスフローコントローラー（MFC）を通して導入した。MFC を用いることで SF₆ ガスの流量が正確に制御可能となる。プラズマ生成法はマグネットフィルターを除けば前述した負イオン D.P. 装置と同様である。実験は Ar ガス圧力 3×10^{-4} Torr、SF₆ ガス流量 0-0.120 sccm で行った。

4.2.2 実験条件および測定法

プラズマの密度、温度および負イオン濃度の測定には直径 6mm の円形平板型ラングミュアプローブを用いた。放電電圧、放電電流はターゲット側、ドライバー側ともにそれぞれ 50V、60mA である。初めに、第3章と同様に干渉法を用いてイオン波の分散関係を測定した。次に、バーストに注目して実験を行った。本実験では実験領域としてターゲットプラズマのみを利用した。実験装置の概要は図 4.1 に示してある。イオン波およびバーストの励起にはセパレーショングリッドから 10cm 離して設置した直径 8cm、50lines/inch のステンレス製のメッシュグリッドを用いた。イオン波の励起にはヒューレット・パッカード社製の HP 8114A 100V/2A プログラマブル・パルスジェネレータを用い、コンデンサーで DC 成分を遮断した幅 $1.64 \mu\text{sec}$ で振幅可変の負の電圧パルスを用いた。励起された波はイオン飽和電流の揺動成分を検出するように -22.5V を印加した同様のメッシュグリッドによって受信した。受信用メッシュグリッドはモータードライブによって装置の軸方向に可動であり、バースト信号はオシロスコープを用いた“time-of-flight 法”²³⁾によって計測した。実験領域における電子密度は $\sim 10^8 \text{cm}^{-3}$ 、電子温度は $\sim 0.4 \text{eV}$ であった。

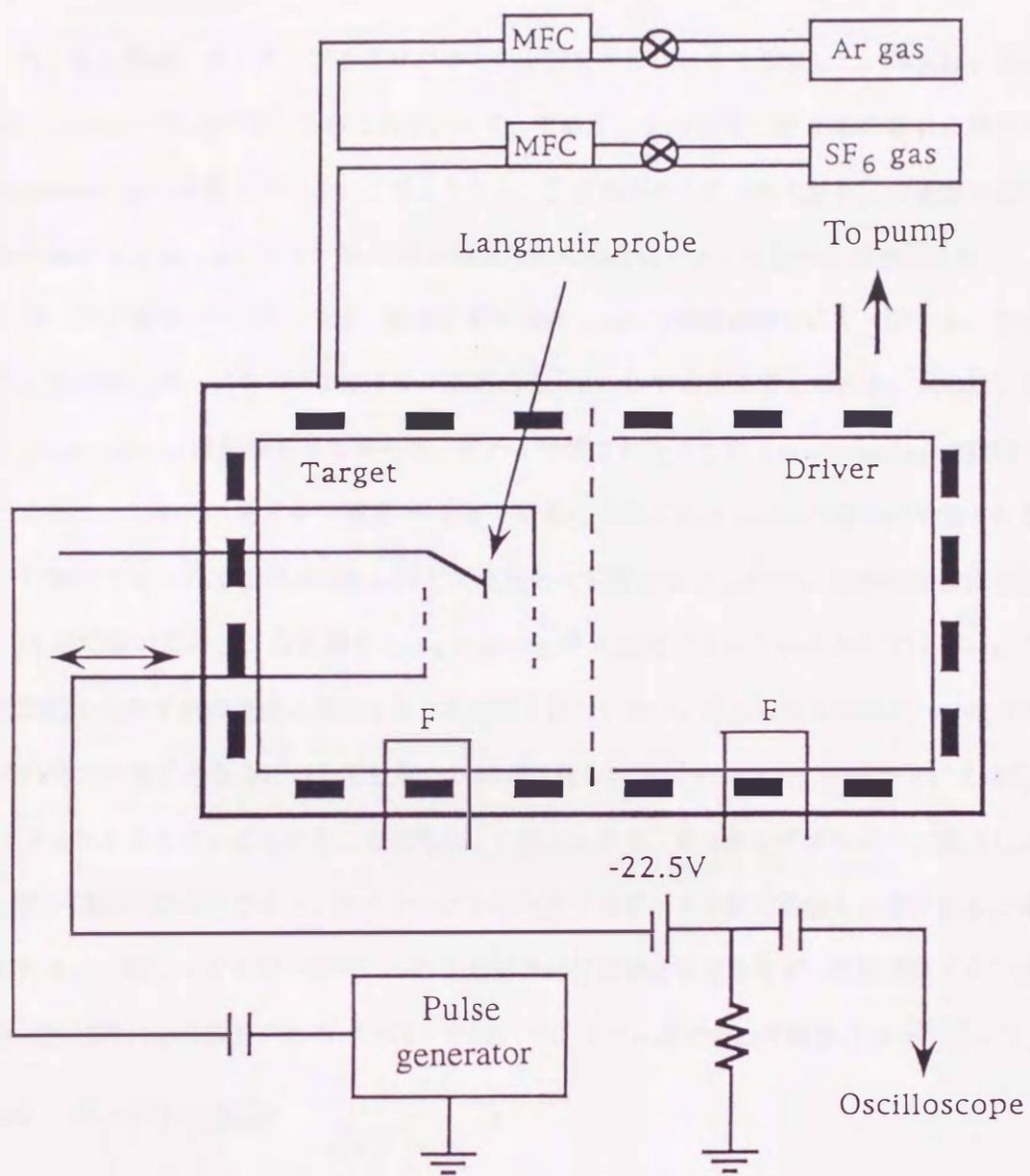


図.4.1: ダブルプラズマ (D.P.) 装置の概略図

4.3 実験結果および考察

4.3.1 負イオンプラズマ中のイオン波の分散関係

第3章と同様に負イオンプラズマ中のイオン波を干渉法により測定した。本実験の場合磁気フィルターを用いていないため $T_e \gg T_+$ である。その結果、第3章の場合と異なり free-streaming は励起されにくいと考えられる。干渉波形から得られた波の位相速度の励起周波数依存性を図4.2に示す。Ar のみの場合の位相速度はイオン音波の位相速度に等しく、また負イオン濃度 γ が小さい場合、位相速度は fast mode の理論曲線に良く一致する。励起された波は負イオンプラズマ中のイオン音波の fast mode であると考えられる。本実験においても slow mode は観測されなかった。また、予想されたように free-streaming は観測されなかった。しかし、負イオン濃度 γ が大きくなるにつれて fast mode の場合に予想される強い分散性が見られず励起周波数に対して直線的な依存性を示した⁵⁹⁾。励起周波数依存性が $1/3$ 乗でないため、この領域で free-streaming が支配的になっているわけではない。この理論値からのずれの理由は現在のところ解明されていない。考えられる理由の一つは SF₆ ガスの圧力が大きくなるにつれて放電の状態が変化しプラズマ中のイオン種が Ar⁺ と SF₆⁻ だけではなくなっているということである。このことから、エッチングプラズマに関連した負イオン種の同定だけでなく、負イオンプラズマ中での正イオン種の同定も必要であると考えられる。一般にイオン種の同定には四重極質量分析器が必要であるが、次節ではイオン波の外部励起時に必ず励起されるバーストを用いた正イオン種同定の可能性について述べる。

4.3.2 バーストの観測

Ar のみのプラズマ中で励起される“速い信号”の例を図4.3に示す。励起電圧を大きくするにつれて leading edge が steeping を起こすのがわかる。本実験においてイオン音波も観測されているが、速度が十分遅いため図4.3には現れていない。

イオンの熱エネルギーを無視すると、バーストの速度は次式で表される。

$$v_{burst} = \sqrt{\frac{2eV_0}{m_+}} \quad (4.1)$$

ここで、 V_0 は励起パルスの振幅である。このように、バーストの速度は励起電圧の $1/2$ 乗

に比例する。また分母にバーストを構成する粒子の質量の項があることから、速度と励起電圧の関係を用いたイオン種の決定も可能である。

Ar のみのプラズマ中で観測された“速い信号”の速度の励起電圧依存性を図 4.4 に示す。実線は最小二乗法によりフィットさせたもので、破線は (4.1) 式に励起電圧と Ar の質量を代入することで得られる理論線である。図 4.4 から速度の $1/2$ 乗依存性は明らかであり、また理論線とも良く一致する。従って、観測された“速い信号”は Ar のバーストであるといえる。

次に SF₆を導入した場合のバースト信号の変化について述べる。図 4.5 に SF₆流量を変化させた場合に観測されるバーストを示す。励起グリッド、受信グリッド間の距離は 3cm で励起グリッドの周りに形成されるシースの幅よりも広く設定してあり、また、得られた信号の速度が全て励起電圧の $1/2$ 乗に比例することは予備実験で確認してある。SF₆流量が 0sccm のとき (Ar のみの場合) は Ar のものである単一のバーストのみが観測される。しかし、SF₆流量を増加していくと第二、第三のピークが現れてくる。(4.1) 式からわかるように、単一のイオン種に対するバースト速度は励起電圧によって一意的に決定される。従って、観測された波の速度から第二、第三のバーストを構成しているイオン種を同定することが可能であると考えられる。SF₆流量が 0.040sccm の場合のイオン種の同定を図 4.6 に示す。図 4.6 からバーストを構成していると考えられるイオン種は Ar⁺、SF₃⁺、SF₅⁺となる。この結果は、Ar と SF₆の RF 放電プラズマ中で多く存在するイオン種の四重極質量分析器 (QMS) による測定^{60,61)}と一致する。Ikezi ら⁵³⁾の行った He、Ar、Xe の混合プラズマ中のバーストの場合とは異なり、本実験ではバーストが重なり合う部分があり leading edge の決定が困難であるためイオン種の正確な同定はできない。完全な解析のためには四重極質量分析器 (QMS) を利用することが必要であるが、本実験によってバーストによるイオン種同定の可能性は示唆される。

4.3.3 多重擬似波 (multiple pseudowaves)

4.3.2 節では観測されたバーストが別々のイオン種からなるという仮定に基づいてイオン種を決定した。ここでは別の観点から観測されたバーストについて考える。図 4.5(d) に

注目する。SF₆を導入したことによって現れた第二、第三のバーストを含めて全てのバーストの速度がわずかに減少していることがわかる。そこで、この速度の減少を Alexeff ら⁵⁴⁾によって提案された“multiple pseudowave”の概念を用いて説明する。

Alexeff らのモデルでは、イオンはグリッドの周りに形成されるシース中に捕捉され、シース中を振動していると考えられる。従って、シースの形状を仮定した場合、バーストの速度はイオンの質量だけでなくシースの幅と印加パルスの持続時間の関係に依存することになる。 $x = 0$ に設置した励起グリッドの周りに次式で与えられるような nonharmonic ポテンシャルを仮定する。

$$V = -V_0 \left(\frac{|x| - |x_0|}{x_0} \right) \quad (4.2)$$

ここで x_0 はシースエッジを表す。また、形成されるシースがトランジェントシース (transient sheath)⁶²⁾であると仮定すると x_0 は次式で与えられる。

$$x_0 = \sqrt{\frac{2eV_0}{4\pi n_0 e^2}} \quad (4.3)$$

その結果、運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \omega_{p+}^2 \left(\frac{x}{|x|} \right) (|x| - |x_0|) \quad (4.4)$$

初期状態でイオンは静止していると仮定して (4.4) 式を解いて、ポテンシャル井戸の中心について計算すると、バーストの速度として

$$v = \sqrt{\frac{2eV_0}{m_+}} \tanh(\omega_{p+} \tau) \quad (4.5)$$

が得られる。ここで τ は励起パルスの持続時間である。実効的な加速時間を評価することで n 番目のバーストの速度 v_n が得られる。

$$v_n = \sqrt{\frac{2eV_0}{m_+}} \tanh \left(\frac{\omega_{p+}}{2n-1} \tau \right) \quad (4.6)$$

(4.6) 式から、バースト速度のパルス持続時間依存性が与えられる。パルスの持続時間がイオンプラズマ角周波数の逆数より十分大きい場合のみ、(4.1) 式で与えられる速度までバーストが加速されることになる。本実験ではパルスの持続時間は一定であったので、実効的な加速時間が短くなった場合、シースの幅の広がりがある原因であると推測される。図 4.5

の各バーストについて、速度を(4.6)式と比較した。結果を図4.7に示す。本実験で観測されたバーストが multiple pseudowave であると仮定することで、シース幅に関する情報を得ることができる。図4.7より、SF₆流量が0.120sccmの場合、実効的な加速時間はArのみの場合の約0.7倍になっていることがわかる。従って、SF₆の導入によりイオンシースの幅が約1.4倍になったと結論できる。この結果は、負イオンの存在によってシース幅が広がるというもので、定性的には妥当である。

一般に負イオンが存在するとイオンシースの幅が広がるといわれている。多重擬似波(multiple pseudowave)⁵⁴⁾の概念を導入して考えると、シースの幅の増加は同じ長さの励起パルスに対するバースト速度の減少を意味する。本研究は、バーストの速度および形状に対する負イオンの効果を観測した初めての実験である。

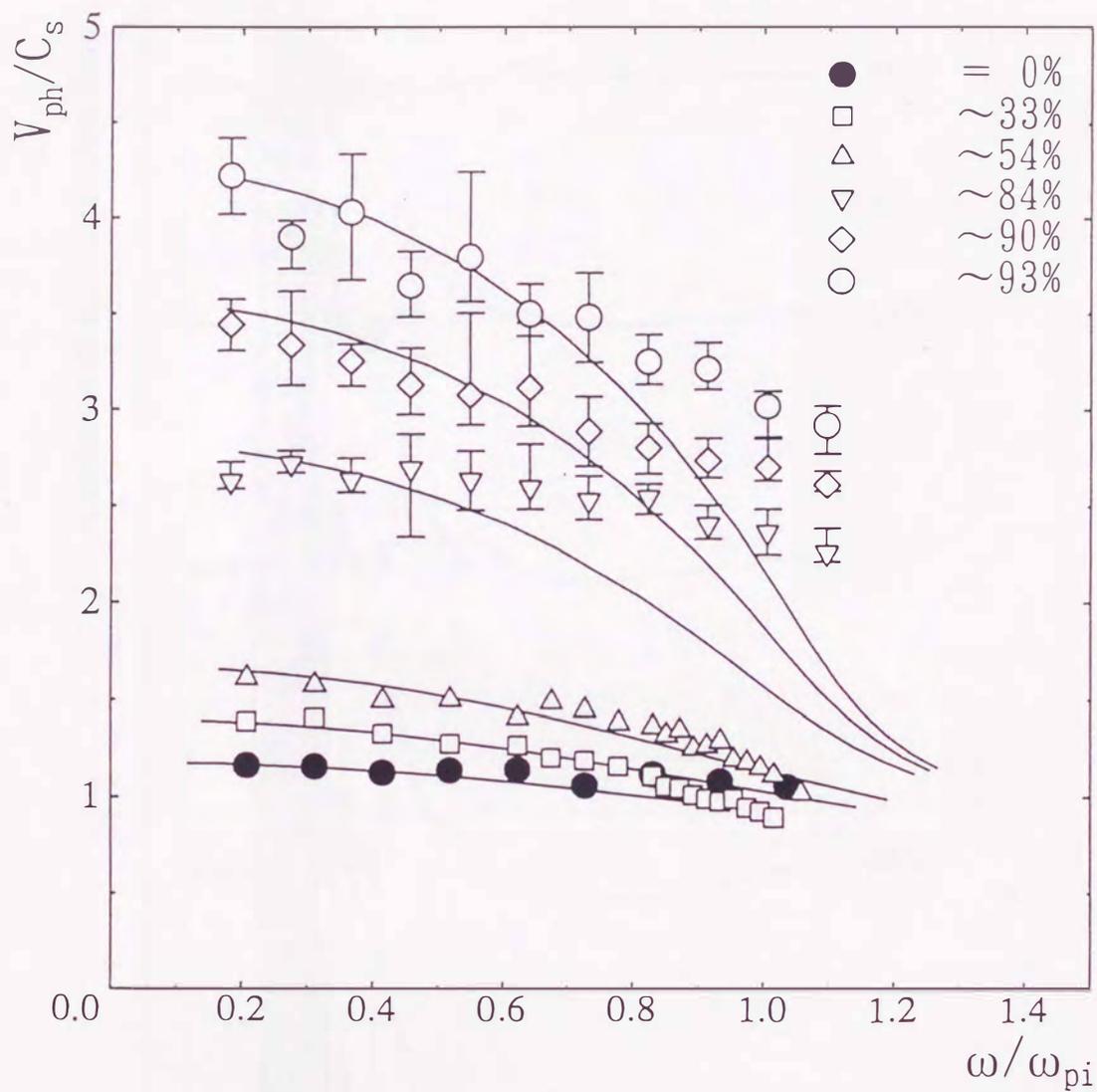


図.4.2: イオン波の位相速度の周波数依存性。実線は fast mode の理論曲線である。

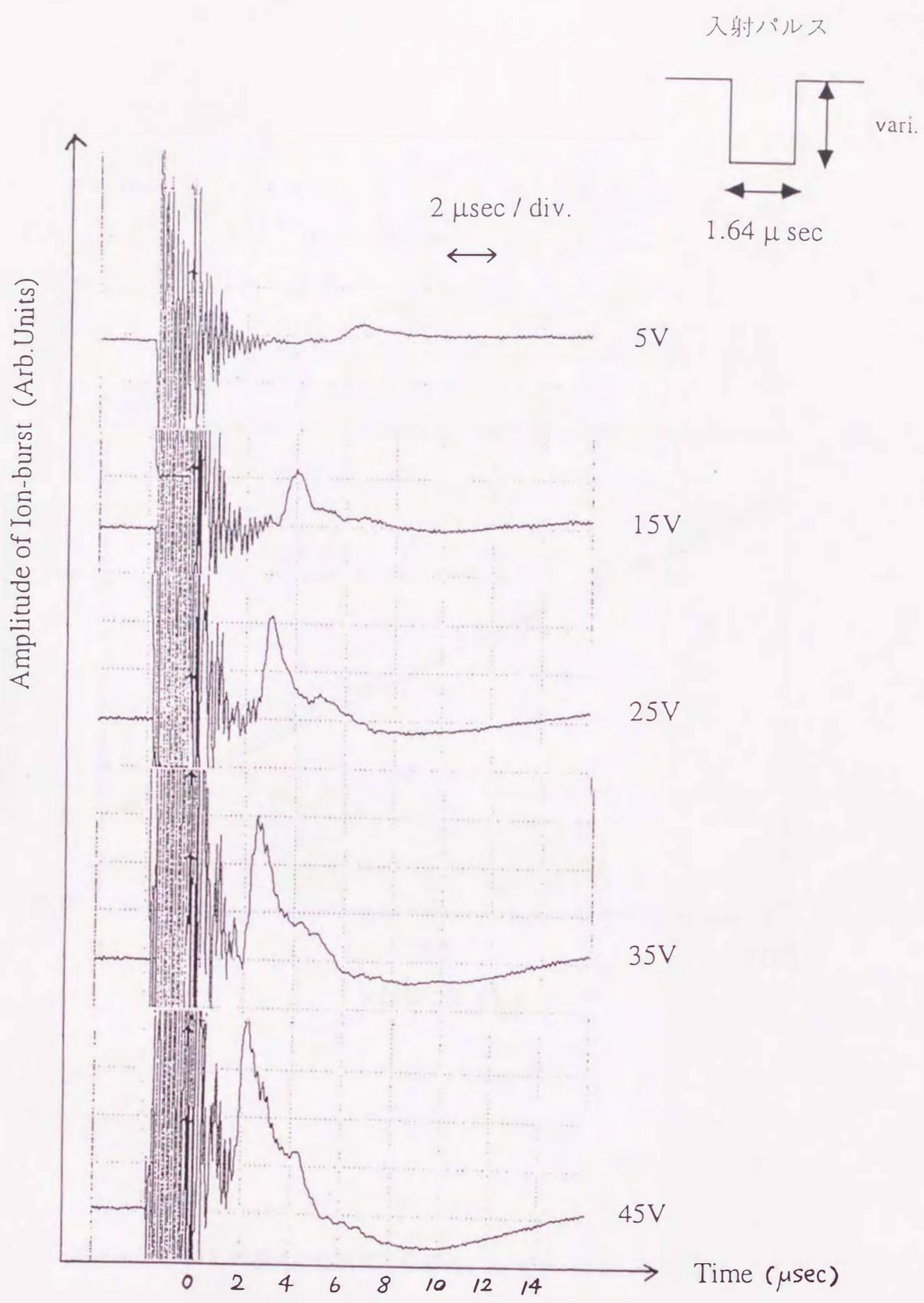


図.4.3: バースト信号の励起電圧依存性。励起グリッドから3cm、Arのみ (3.0×10^{-4} Torr)。

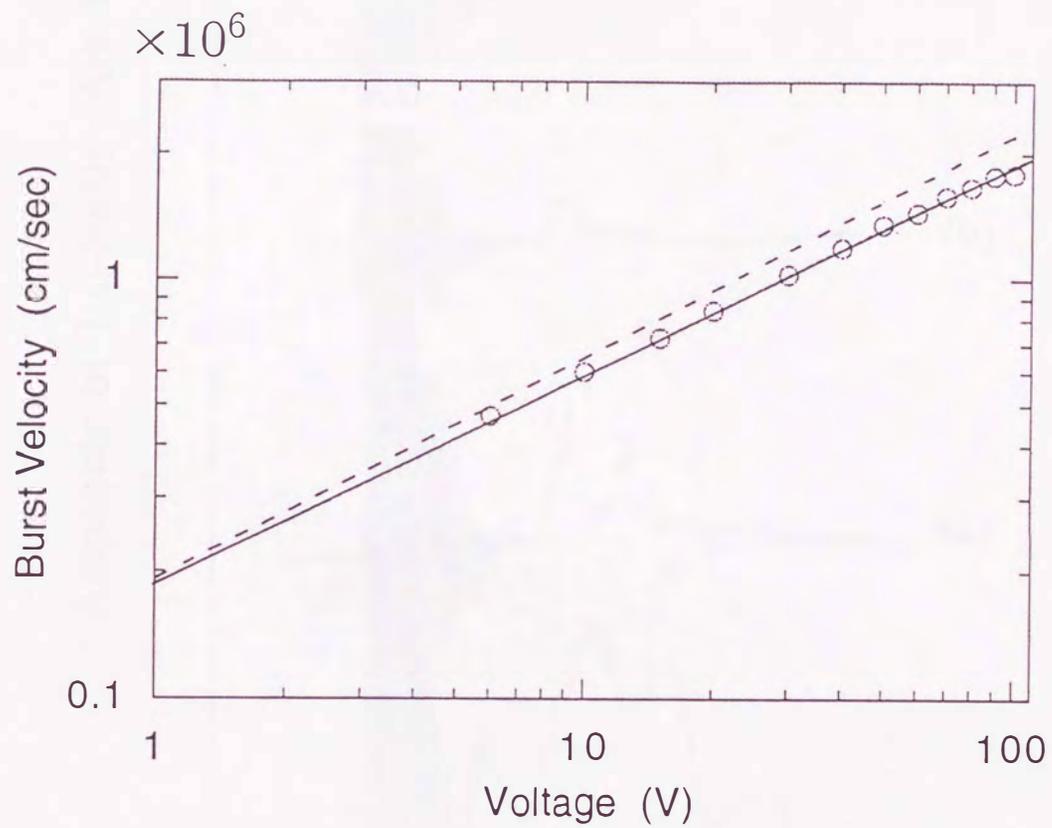


図.4.4: バーストの速度の励起電圧依存性。Arのみ (3.0×10^{-4} Torr)。

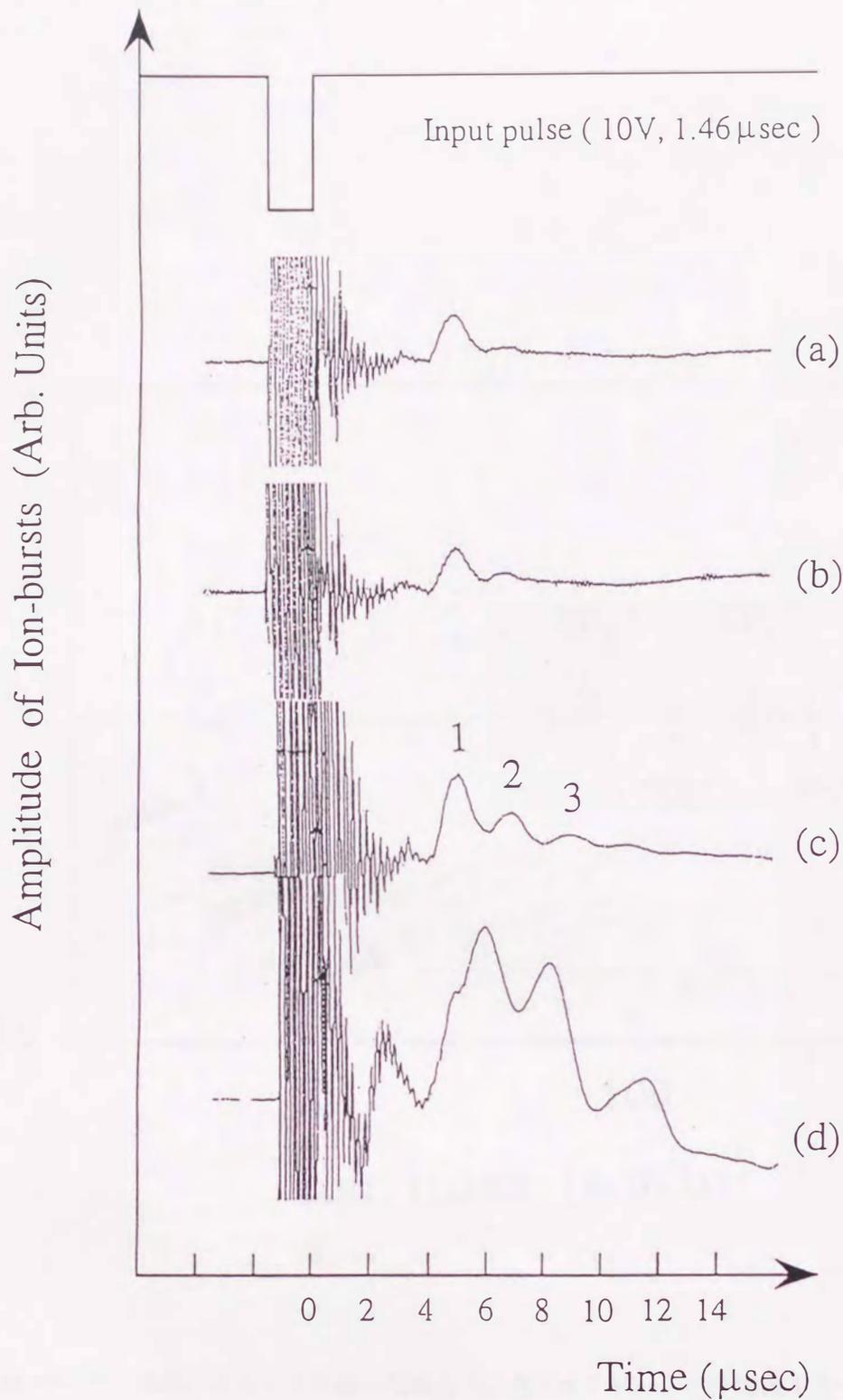


図.4.5: 観測されるバースト信号の例。SF₆ガス流量 q は (a) $q=0.0$ 、(b) $q=0.015$ 、(c) $q=0.040$ 、(d) $q=0.120$ sccm。対応する負イオン濃度は (a) $\gamma=0.0$ 、(b) $\gamma \sim 0.1$ 、(c) $\gamma \sim 0.4$ 、(d) $\gamma \sim 0.8$ 。入射パルスは電圧 10V、幅 1.64 μ sec

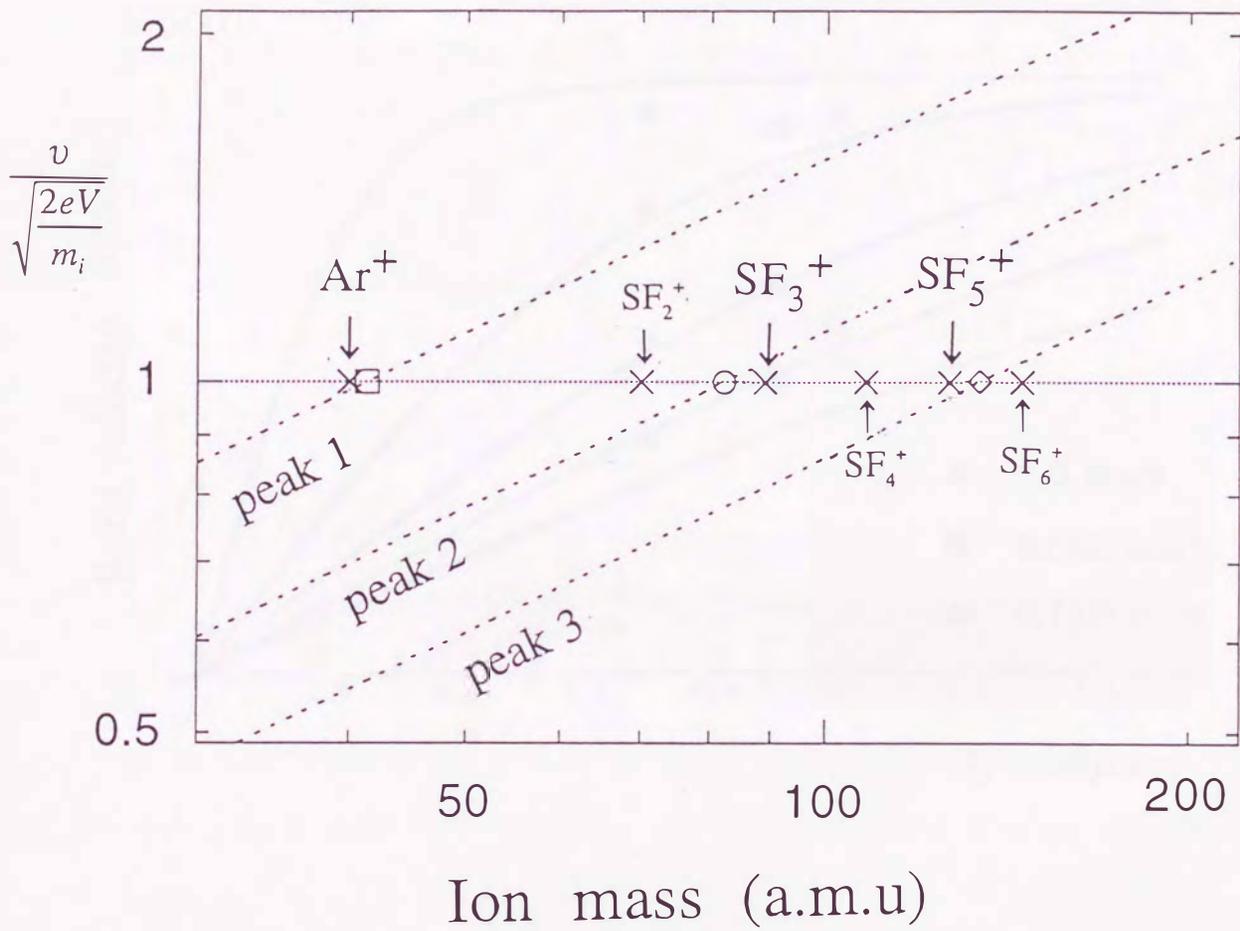


図.4.6: パースト速度によるイオン種の見積もり。各イオンパーストを形成するイオン種は Ar^+ 、 SF_3^+ 、 SF_5^+ と考えられる。

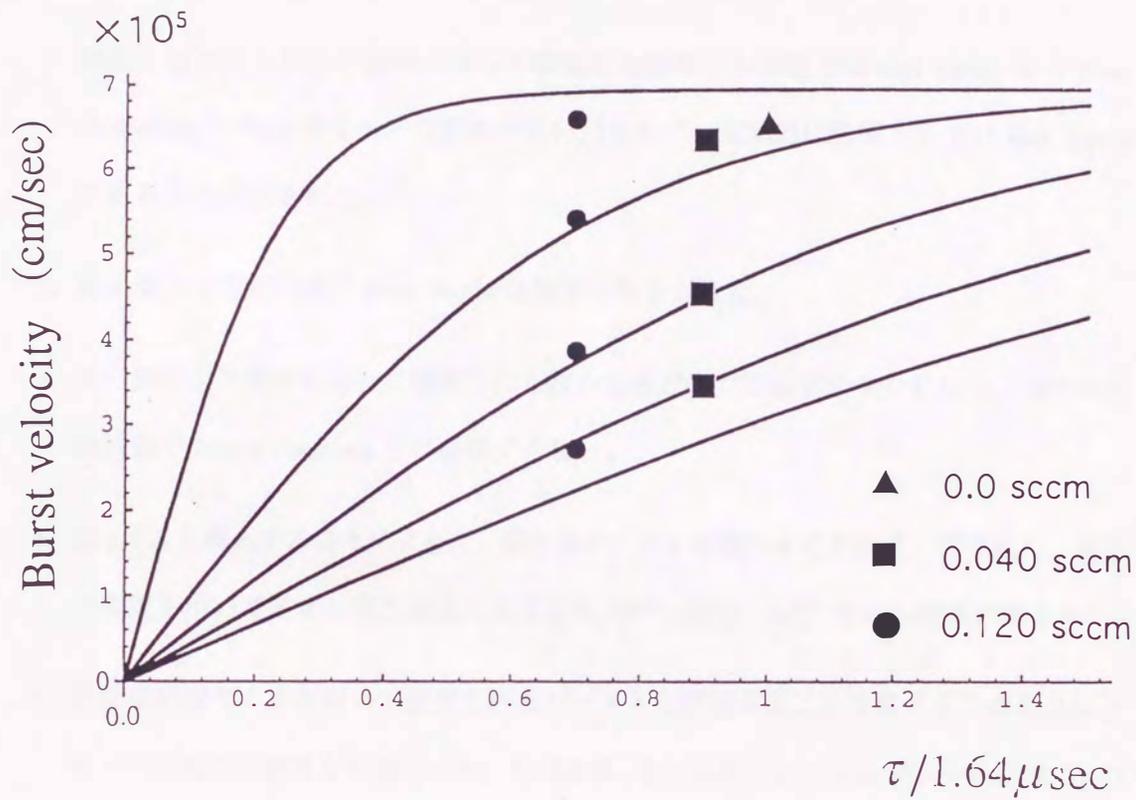


図.4.7: multiple pseudowave モデルと実験値の比較。実効的な加速時間の減少はシース幅の増加として説明できる。

4.4 結論

D.P. 装置を用いて Ar ガスの放電中に SF₆ ガスを導入することで生成した負イオンプラズマ ($T_e \gg T_+$) 中のイオン波およびバーストの励起に関する実験を行った。本研究はバーストに対する負イオンの効果を観測した初めての実験である。得られた結果を以下に述べる。

1. 励起したイオン波を干渉法によって測定した結果、本実験では fast mode から free-streaming への伝播モードの変化は見いだされず、支配的に伝播するのは fast mode であることが示された。
2. 第 3 章の場合と同様に slow mode は観測されなかった。
3. 高い負イオン濃度の場合に観測された波の位相速度の理論値からのずれは、通常の分散関係や free-streaming では説明できない。
4. SF₆ ガスを導入することによって、新たなバーストが現れることが見いだされた。簡単な仮定を用いてイオン種を推定したところ Ar⁺、SF₃⁺、SF₅⁺ という結果が得られた。
5. 多重擬似波モデルを用いて観測されたバーストを評価することで負イオンの効果によるシース幅の広がりを見積もった。その結果、SF₆ 流量 0.120sccm でシース幅は Ar のみの場合の約 1.4 倍になるとの結果が得られた。この結果は定性的には妥当なものである。
6. 以上の結果より、 $T_e \gg T_+$ のプラズマ中では free-streaming は $T_e \approx T_+$ の場合と異なり、励起周波数が増加しても支配的にならないことがわかった。高負イオン濃度におけるイオン波の分散関係の理論からのずれは、プラズマの放電状態によるものと考えられるため、イオン種の同定が必要である。また、負イオンプラズマ中のバーストは新たな診断ツールとして利用価値があると考えられる。