

②

強電離および弱電離プラズマの  
電流による不安定性

秋 津 哲 也

## 序文

プラズマ中には電子ドリフトや高通のイオンビームあるいはプラズマ中の自由エネルギーの勾配などによって多様な不安定性が動起される。これらの不安定性はプラズマを急速に加熱するために用いることができるが、擾乱電場による荷電粒子の散乱や閉じ込め磁場に対する摂動は荷電粒子の拡散による損失が増大する原因になっている。本論文の第一部では多衝突・有限 $\beta$ プラズマ中において磁力線に沿った電流によって動起された広帯域アルベーン不安定性について述べる。アルベーン不安定性は磁気閉じ込め方式核融合の実験用プラズマの $\beta$ 値が増大するのにもなって磁力線を横切る荷電粒子の拡散に対して特別な興味の対象となる現象である。有限 $\beta$ プラズマ中の電磁ドリフト波はトカマクにおける電流駆動不安定性に関連して精力的に研究された分野であるが、より高い周波数領域のアルベーン不安定性は理論的な研究の対象として取り上げられているのみであり、実験によって調べられた例は少ない。

本研究では準定常の高密度・強電離Heプラズマ中の軸方向電子電流によるアルベーン不安定性の不安定化について述べる。実験に用いたプラズマはパルス幅が1.4 msのガスバフ型MPD (Magnetoplasma Dynamic) アークジェットによって生成された。実験に用いられたプラズマは $n_e = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = T_i = 4 \sim 5 \text{ eV}$ 、 $\beta = 8 \times 10^{-3}$ 、電離度は50%~1である。約1 msのプラズマの準定常状態を用いて、精密な波動実験を行うためA/D変換器を用いて揺動信号を記録し、デジタルフーリエ変換によってスペクトルを求めた。プラズマ柱の中心部に軸方向電流パルスを流すと広帯域の磁気流体波不安定性が動起された。磁力線に沿って配置された2本の磁気プローブで検出された磁場揺動のクロスパワースペクトラムを求めると磁場揺動の各周波数成分がプラズマ中の局所的な電子密度と閉じ込め磁場強度によって決まるアルベーン速度に等しい位相速度で伝播していることが明らかになった。

軸方向電流密度の分布を変化させると広帯域のアルベーン不安定性とは異なる低周波の磁気流体不安定性が観測された。この不安定性はTang and Luwann, Nishida and Ishiiによって研究されたドリフト・アルベーン波の結合モード不安定性と類似した性質を示した。Tang and Luwannの実験では定常MPDアー

クジェットが用いられ、Nishida and Ishiiの実験では差動誘気型熱陰極プラズマ源(TPD)が用いられているが、これらの実験ではいずれも磁気ブロープに対する定常高密度プラズマからの熱負荷の問題が解決されておらず、磁場揺動の空間分布や磁力線に沿った磁場揺動の位相関係が明らかにされていない。本研究では広帯域アルベーン不安定性との比較のために測定したドリフト・アルベーン結合モード不安定性の磁場揺動の空間分布について議論する。

磁気閉じ込め方式のプラズマ核融合実験装置において、プラズマ中のアルベーン不安定性は閉じ込め磁気容器内の荷電粒子のカオス的な振る舞いや閉じ込め磁場自体のカオス的な変形の原因となる。これらはいずれも著しい異常輸送の原因となり得る。アルベーン不安定性の実験においても不安定性によるプラズマの異常抵抗や拡散の増大による密度分布の変形などが観測された。これらの電流駆動不安定性の研究によって実験室プラズマの再現性の向上に寄与することができれば幸いである。

弱電離プラズマ中の電離不安定性は放電極質中の励起状態の時間・空間的な変動の原因となる。本論文の第二部では負性気体、SF<sub>6</sub>中で観測された奇妙な放電現象、放電電流の減衰過程における放電陽光柱の膨張と電離不安定性の不安定化について述べる。ハロゲン化合物は高い化学的反応性を有するため半導体材料のプラズマプロセスに多用されているが、これらの化合物の多くは化学的反応性ととも高い電子親和力を有するため、負イオンに起因する電離不安定性を示す。

SF<sub>6</sub>は絶縁用の気体誘電体として多用されている代表的な負性気体である。10 Torr程度の圧力のSF<sub>6</sub>中でスパーク放電を開始させて減衰過程を観測していると、放電極質の熱平衡温度が低下していく過程において放電陽光柱が突然膨張し、膨張した放電プラズマ中で電離不安定性の成長を観測することができた。放電陽光柱の膨張が起きる原因は負イオンを含む弱電離プラズマ中の多極性拡散による電子拡散の増大である。このプラズマ状態は電気伝導に寄与しない正イオンと負イオンが伝導電子より高い密度でプラズマ中に存在する特殊な励起状態である。定常放電プラズマ中の電離不安定性は多数の研究者によって調べられているが、減衰過程における陽光柱の膨張や過渡的な励起状態における電離不安定性の観測に関する報告は他に例を見ない。

安定なプラズマ中においてもイオンや中性原子の電子励起状態は周囲を運動している荷電粒子のマイクロ電界の擾乱を常に受けている。シュタルク効果による孤立した線スペクトルの放射光の周波数広がりやド-Aベアー、すなわち中性ヘリウムのスペクトル線  $2^3P-4^3D$  (447.15nm) などのようにごく近傍に  $2^1P-4^1D$  (446.99nm) の禁制成分を伴っている遷移のスペクトルのシュタルクプロファイルの測定と理論的検討は分光学的診断方法の研究のなかでも多数の研究者の興味の対象となってきた分野である。本論文の付録2では、この技術を応用した高密度Heプラズマの診断について述べる。

実験に用いたAPF (Annular Plasma Focus) 装置は逆極性のZピンチを組み合わせ、放電電流によって生じる自己誘導磁場の磁気中性点の近傍において絶対極小磁場配位を構成することを特徴とした実験装置である。放電によって電子温度  $T_e = 4 \sim 5$  eV、電子密度  $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、直径10 mm、長さ40~50 mmのプラズマが生成された。He I (447.15nm) のシュタルクプロファイルを測定し、Griem, Barnard and Cooper, Duetch, Sansilによる理論解析の結果と比較して低密度の周辺プラズマに覆い隠された高密度部分の電子密度の時間変化を観測する。

## 目次

序文

目次

### 第一部 有限 $\beta$ プラズマ中の広帯域アルベーン不安定性

1. 序論	1
2. 実験装置	3
A. 実験装置と実験方法	
B. 準定常有限 $\beta$ プラズマの特性	
C. アルベーン波の波束の伝搬と分散関係の測定	
3. 電流駆動広帯域アルベーン不安定性	
A. 広帯域アルベーン不安定性の励起	26
B. 磁場揺動の空間分布の測定	
C. アルベーン不安定性によるプラズマの異常加熱	
4. 電流駆動ドリフト・アルベーン不安定性	
A. 電流、誘導磁場、 $q$ の空間分布の測定	44
B. 磁場揺動の空間分布の測定	
C. 密度揺動の空間分布の測定	
5. プラズマ中の電気抵抗の非線性に起因する磁気流体波不安定性	61
- アルベーン不安定の広帯域化 -	
6. 結論	65
Appendix A ドリフト・アルベーン不安定性	67
A-1. 電流が流れていない有限 $\beta$ プラズマ中のドリフト・アルベーン波	
A-2. 電流が流れている有限 $\beta$ プラズマ中のドリフト・アルベーン不安定性の分散関係	
Appendix B 磁気プローブの検出感度の周波数特性	75
参考文献	76

## 第二部 負イオンを含む弱電離プラズマ中における電離不安定性

1. 序論	79
2. 低気圧 $SF_6$ 中の電離不安定性	81
A. 放電減衰過程における放電プラズマの影響	
B. しきい値電流の圧力依存性	
C. 膨張における電子密度と電子ドリフト速度の変化	
D. 多極性拡散に対する軸方向磁場の影響	
E. 膨張した $SF_6$ 放電陽光柱で観測された電離不安定性	
3. $He-SF_6$ 混合気体中の放電の減衰過程における電離不安定性	104
4. 低気圧 $C_2F_6$ 放電の減衰過程における電離不安定性の観測	110
5. 電子付着に起因する負の微分電気伝導度による電流駆動不安定性	115
6. 結論	119
Appendix A 収縮した放電陽光柱における多極性拡散	122
Appendix B 負の散逸項の効果	127
Appendix C $SF_6$ 中の電子ドリフト速度	129
参考文献	130

付録 禁制遷移をともなうHe I 447.1 nmのシュタルクプロフィール  
による高密度Heプラズマの電子密度測定

1. 序論	134
2. 実験装置の構成	136
A. Annular Plasma Focus装置	
B. 誘導磁場の空間分布	
3. He-Neレーザ干渉測定	141
4. 分光測定	149
A. 孤立した線スペクトルのシュタルク広がり	
B. 447.1 nmのシュタルクプロフィール	
5. 結論	158
Appendix 分光測定系の波長感度特性	159
参考文献	160

謝辞

## 第一部 有限 $\beta$ プラズマ中の広帯域アルペーン不安定性

### 1. 序論

有限 $\beta$ プラズマ中のマイクロ不安定性は磁気閉じ込め方式の核融合プログラムの異常輸送に関連して特別な興味を集めている<sup>1,2</sup>。 $\beta$ はプラズマの圧力と磁場の圧力の比であり、プラズマ閉じ込めに用いられている外部磁場を $B_0$ としたとき、次式で表される。

$$\beta = \frac{8\pi n_0 K T_0}{B_0^2} .$$

磁気閉じ込め方式において $\beta$ が大きい程、同じプラズマの圧力を平面に保つために必要な磁場の大きさは小さくてすむので、 $\beta$ 比はプラズマの磁気閉じ込めの一つの効率を示す重要なパラメータといえることができる。アルペーン波は有限 $\beta$ プラズマ ( $1 > \beta > m/M$ ) 中においてのみ励起することができる磁気流体波の一つであり、磁気圏、天体プラズマ<sup>3</sup>や実験室プラズマ中の基本的な波動として古くから多数の研究者の興味の対象であった。ここで $m/M$ は電子と正イオンの質量比である。

トカマク方式の閉じ込め装置では平衡磁場配位を形成するためにトロイダル磁場の磁力線に沿って電流が流される。プラズマのJoule加熱は他のトロイダル型閉じ込め装置でも共通に用いられている。電流駆動の微視的不安定性による磁場の揺動は閉じ込め磁気容器内の荷電粒子のカオス的な振舞いや閉じ込め磁場自体のカオス的な変形の原因となるが、これらはいずれも荷電粒子の異常拡散による損失の原因となる。有限 $\beta$ プラズマ中のアルペーン不安定性としてはアルペーン速度に近い速度を有するイオンビームによるアルペーン不安定の励起<sup>4</sup>、Weibel不安定性などの電子の運動論的效果による不安定性<sup>5,6</sup>などが知られているが、これらの研究は理論的研究に限られており実験による研究は少ない。

本論文では多衝突、有限 $\beta$ プラズマ中の電流によるアルペーン不安定性の不安定化を観測する。準定常M P D (Magneto Plasma Dynamic) アークジェット



のHeプラズマを磁場強度3 k Gの一様磁場中に入射し、プラズマ中心部における電子密度 $n_e = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 4 \sim 5 \text{ eV}$ 、 $T_i = 5 \text{ eV}$ 、プラズマの $\beta \approx 8 \times 10^{-3}$ のプラズマが生成された。プラズマ中心部分に磁力線に沿って電界を加えて電流パルスを通すとアルペーン不安定が不安定化された。さらに電流を増加させると不安定性のスペクトルの広帯域化が観測され、これにともなってプラズマの異常抵抗や拡散の増大による密度分布の変形が観測された。プラズマ中の異常抵抗によってアルペーン不安定性が広帯域化される可能性について検討する。

有限 $\beta$ プラズマ中では電子反磁性ドリフト周波数 $\omega_{ce}$ 付近のドリフト波の分散枝とアルペーン波の分散枝の交点が生じるが、プラズマ中の電流によって結合モードの不安定性が助起される。Wood<sup>1)</sup>はKadomtsev<sup>2)</sup>による無衝突プラズマ中のドリフト・アルペーン波との結合モードの理論を磁気流体波まで拡張し、半径方向の抵抗の勾配と磁力線方向の電子ドリフトが存在するときに磁気流体波が不安定化することを示した。有限 $\beta$ プラズマ中のドリフト・アルペーン結合モード不安定性あるいはMHD不安定性<sup>3,4)</sup>はトカマク方式の磁場閉じ込めに関連して活発に研究された領域である。Nishida and Ishiiは差動排気方式熱陰極プラズマ(TPD)中におけるドリフト・アルペーン不安定性の結合モードの観測、Tang and Luhmannは定常MPDアークジェットで生成された有限 $\beta$ プラズマ中におけるドリフト・アルペーン結合モード不安定性の電流助起を報告している。<sup>12)</sup>これらの実験ではドリフト・アルペーン結合モード不安定性が観測されたが、プラズマ内部の磁場揺動の空間分布が測定によって明らかにされていない。プラズマ柱の密度揺動は発光強度の変動によって測定されているため、これらの物理量の空間分布が部分的にしか明らかにされていない。本研究で行ったアルペーン不安定性の実験においてドリフト・アルペーン結合モードが観測され、プラズマ柱に一様電界を加えることによって結合モードのみを助起することができた。観測されたドリフト・アルペーン結合モード不安定性の磁場揺動の空間分布等の特徴をアルペーン不安定性と比較する。

## 2. 実験装置

### A. 実験装置と実験方法

図1(a)は実験に用いられた準定常的MPDアークジェット(TPH)<sup>14</sup>を示している。プラズマ生成用の放電回路は5段のパルス整形回路によって構成され、キャパシターバンクの全容量は4125  $\mu\text{F}$ 、パルス整形回路の特性インピーダンスは120  $\text{m}\Omega$ 、全インダクタンスは75  $\mu\text{H}$ である。アークジェットの動作時間は約1.4  $\text{ms}$ であり、高密度のHeプラズマが $\pm 2\%$ の一様性を有する定常外部磁場の一端から入射された。波動実験に用いることができる時間は約1  $\text{ms}$ である。

典型的な実験条件でのプラズマ諸量は、電子密度  $n_e = 1 \times 10^{14} \sim 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度  $T_e = 4 \sim 5 \text{ eV}$ 、イオン温度  $T_i = 5 \sim 20 \text{ eV}$  である。

プラズマ中の電子密度と電子温度はダブルプローブを用いた探針測定法で測定した。半徑方向に可動の磁気プローブを用いてプラズマ中の磁場揺動を検出し、アルベーン波の伝播特性の測定と磁気流体波不安定性の磁場揺動の検出用を行なった。磁気プローブは軸方向電流による誘導磁場と反磁性信号の空間分布の測定、さらに誘導磁場の分布から軸方向電流の分布を求めるために用いられた。

典型的な実験条件：He<sup>+</sup>イオン、 $B_0 = 2.7 \text{ kG}$ 、 $n_e = 4 \sim 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 4 \text{ eV}$ 、 $T_i = 10 \text{ eV}$ を用いて試算すると以下のような値が得られる。

イオンサイクロトロン周波数： $\Omega_i / 2\pi = 1 \text{ MHz}$ 、

イオンプラズマ周波数： $\Pi_i / 2\pi = 2.4 \text{ GHz}$ 、

アルベーン速度： $V_A \approx 1.5 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 、

イオン音速： $c_s \approx 10^6 \text{ cm/s}$ 、

電子の熱速度： $v_{Te} \approx 10^8 \text{ cm/s}$ 、

$V_A < v_{Te}$ であるため、実験条件において有限 $\beta$ の条件が実現されていることが明らかである。MPD側から下流に向かって  $U = 1 \times 10^6 \sim 3 \times 10^6 \text{ cm/s}$  の速度でプラズマが流れているが、これはアルベーン速度と比較して無視できる。

図1 (b) は電流駆動不安定性の実験に用いられたターゲット電極の一例を示している。実験では主に直径25 mmと50 mmの電極が用いられた。クローバスイッチ付きキャパシターバンクを用いてターゲット電極に正の電位を加え、プラズマ中に軸方向電流パルスを送るのであるが、直径25 mmの電極を用いた場合にはプラズマ中心部の電子ドリフト速度がプラズマ周辺部における電子ドリフト速度と比較して大きくなるため、広帯域のアルベーン不安定性が動起された。直径50 mmの電極を用いてプラズマ柱全体に一様電界を加えると、低周波のドリフト・アルベーン結合モード不安定性が支配的に動起された。

図2は軸方向電流パルスによって動起された不安定揺動の成長とこれにともなうターゲット電圧、軸方向電流および電子密度の時間変化を示している。不安定性の振幅が増大すると磁場揺動による電子散乱に起因する異常抵抗のためターゲット電圧が上昇し、軸方向電流が減少した。さらに、ダブルプローブのイオン飽和電流 $I_{i,sat}$ が減少しているが、これはプラズマの電子密度の部分的な減少を示している。不安定化のしきい値付近では不安定揺動によるターゲット電流の減少によって磁場揺動の包絡線の周期的変調やターゲット電位の周期的変動が観測された。(図3)

プラズマ生成に関するパラメータは以下のように設定されている。例えば図2の測定において、

M P Dの気体流量を決定するH<sub>2</sub>充填圧力=3 気圧

M P D電源のキャパシターバンクの充電電圧=1 k V

磁場電流=1 k A (定常磁界強度=3 k G)

ターゲット電流に関する実験パラメータは以下の2点である。

電源のキャパシターバンクの充電電圧=0.55 k V

電流制限抵抗=1 Ω

以下の測定においてプラズマの生成条件は一定に保たれている。



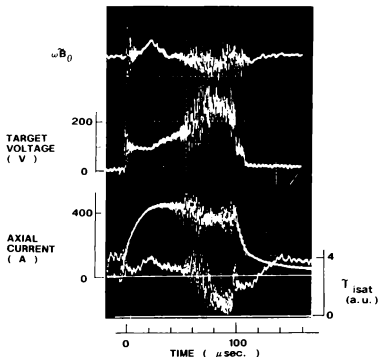


図2 電流駆動アルベーン不安定性

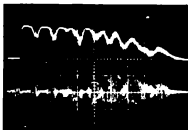
第1トレース：磁場揺動

第2トレース：ターゲット電圧

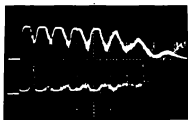
第3トレース：軸方向電流およびイオン飽和電流

実験条件：He 3 atm - 1 kV - 1 kA - 0.55 kV / 1 Ω.

実験条件：MPDのHe充填圧力=3 気圧、MPD電源バンク充電電圧=1 kV、磁場電流=1 kA (定常磁場強度=3 kG)、ターゲット電源バンク充電電圧=0.55 kV、電流制限用直列抵抗：1 Ω.

**a**

UPPER TRACE :  $i_T$  133 A/DIV  
 LOWER TRACE :  $b_\theta$  arb. unit  
 H : 100  $\mu$ sec/div

**b**

UPPER TRACE :  $i_T$  133 A/div  
 LOWER TRACE :  $V_T$  200V/div  
 H : 100  $\mu$ sec/div

図3 第1しきい値電流近傍におけるアルベーン不安定性の磁場揺動の変動

(a) 軸方向電流と磁場揺動の包絡線の変動

(b) 軸方向電流とターゲット電極電位の変動, 200 V/div.

時間軸 : 100  $\mu$ s/div.

実験条件 : He 3ate - 1 kV - 1 kA - 0.5kV / 1  $\Omega$ .

## B. 準定常有限 $\beta$ プラズマの特性

波動実験を行った実験装置の制御パラメータにおけるTPH装置のプラズマ諸量について述べる。TPH装置の動作特性は数多くの診断方法<sup>16</sup>を用いて評価されているが、ここではダブルプローブと磁気プローブ測定を用いてプラズマ中の電子密度と反磁性信号の空間分布を求めた。

図4は実験領域の密度分布とプラズマ中の浮遊電位の分布を示している。プラズマ中心における電子密度は $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、プラズマ柱の密度の半値直径は4.7 cmである。測定はNo. 3のポートから半径方向に可動のダブルプローブを挿入して行われた。測定に用いた実験条件は閉じ込め磁場強度 $B_0 = 2.7 \text{ kG}$ 、Heのプレナムチャンバー内の圧力を3気圧、MPDのアーク電流を3 kAに設定した。定常的な半径方向の電位分布による $E \times B$ ドリフトと反磁性ドリフトは互いに反対方向に作用するため、プラズマの回転運動が妨げられている。後述するドリフト・アルベーン結合モード不安定性の磁場揺動の周波数スペクトルの測定ではプラズマ柱の回転運動による周波数の変化を無視することができる。

図5は電子密度と電子温度から計算された運動論的圧力と磁気プローブによって検出された反磁性信号から計算された磁気圧の空間分布を示している。積分された磁気プローブ信号による変動磁場の測定精度を検討すると磁場の減少分は $24 \pm 2 \text{ Gauss}$ 、電子温度を $5.5 \pm 0.5 \text{ eV}$ と考えると、プラズマ中心における磁気圧の減少分は $200 \sim 269 \text{ N/m}^2$ 、プラズマの圧力は $240 \sim 288 \text{ N/m}^2$ 、 $\beta$ 値は $8 \times 10^{-2}$ である。

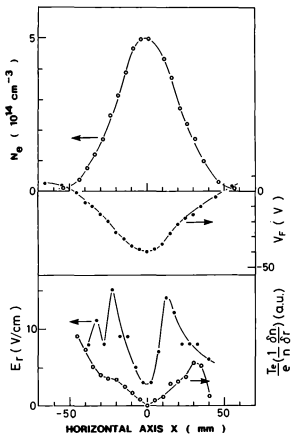


図4 プラズマ中の電子密度と浮遊電位の空間分布  
 実験条件: He 3atm-1 kV-1 kA, 軸方向電流=0 A  
 No. 3ポートから水平座標測定



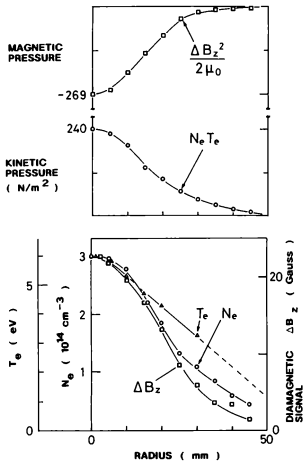


図5 プラズマ中の電子密度，電子温度，反磁性信号の空間分布  
 実験条件：H o 3 atm - 1 kV - 1 kA

### C. アルペーン波の波束の伝播と分散関係の測定

$\omega < \Omega_i$  の領域におけるアルペーン波の伝播特性について述べる。非軸対称アルペーン波を外周コイルの磁場変調によって励起し、磁場揺動を磁力線に沿った2箇所に配置した磁気プローブで検出して、クロスパワースペクトラムの位相スペクトラムから2点間の位相差を求め、分散関係を測定した。

図6(a)は非軸アルペーン波の励起実験に用いた実験系の概略、(b)は実験に用いられた励起用コイルの一例を示している。このコイルはプラズマの流束の影響を調べるため実験領域の上流側と下流側に励起用コイルが設置され、外部の回路のCの減衰振動によって磁場揺動を励起した。

アルペーン波の  $k - \omega$  ダイアグラムの測定結果が図7にまとめられている。小さいシンボルの測定結果の内では●は左遷円偏波モードのアルペーン波である。△は高速モードにつながるアルペーン波の分散枝である。このモードはイオンサイクロトロン共鳴周波数の近傍ではアルペーン速度の約5倍の位相速度で伝播し、磁場揺動とともに静電的な揺動を示した。これらのモードは閉じ込め磁場に垂直方向の磁場揺動を用いて励起された。○は閉じ込め磁場に平行な磁場揺動を用いて励起された圧縮モードのアルペーン波であり、 $B_z$  の揺動成分を検出した。実線はStix<sup>17)</sup>による分散関係であり、 $\Omega_{ci}/2 \times$  近傍の周波数領域をのぞいて実験結果と良い一致を示している。

図7のA～E点のシンボルと破線で表されたCO点はヘリカルコイル<sup>18)</sup>を用いて励起された波束の伝播特性の測定点を示している。図8～図12はこれらの測定点における波束の伝播特性を示している。

図8はA点 ( $\omega/\Omega_{ci} = 0.31$ ) において観測された波束の伝播特性を示している。図9は観測されたアルペーン波の波束の代表的な波形。図10は伝播にともなう自己パワースペクトラムの空間的な変化を示している。図11はB点 ( $\omega/\Omega_{ci} = 0.35$ ) における波束の伝播特性を示している。これらの比較的低い周波数領域においてアルペーン波の波束はプラズマ中心部の密度と閉じ込め磁場の強度によって決定される局所的なアルペーン速度で伝播し、波束の自己パワースペクトラムは指数関数的な減衰を示した。

図12はC点 ( $\omega/\Omega_{ci} = 0.51$ ) における波束の伝播特性を示している。

図13は観測された波束の代表的な波形、図14は対応する自己パワースペクトラムの空間的な変化を示している。この周波数領域では波束を構成する高い方の周波数成分の位相速度が僅かに速いため、励起コイルの誘導磁場を離れた後、波束の分解が起こらず減衰特性の一部が平坦になる。

図15はD点 ( $\omega/\Omega_{c1}=0.62$ ) における波束の伝播特性を示している。この実験では波束を構成する高い方の周波数成分が遠波の位相速度で伝播する分散枝に分解する様子が観測できる。図16はE点 ( $\omega/\Omega_{c1}=0.89$ ) における波束の伝播特性を示している。この実験では波束の全周波数成分が速い位相速度で伝播する分散枝に移動している様子が観測できる。

図17は図7の縦軸で示されたCO (カットオフ,  $\omega/\Omega_{c1}=1.16$ ) における磁場揺動の空間的な位相関係を示している。この周波数領域では波束を構成する周波数成分の一部が進行波的な位相の変化を示しているが、他の成分はプラズマ柱全体にわたって同位相で揺動している。図18はこの実験において観測された代表的な波束の波形と対応する自己パワースペクトラムを示している。波束の周波数成分が同位相になる位置において周期的に波束が現れる。このような現象はCross and Murphy<sup>13</sup>, Murphy<sup>14</sup>によって議論されている有限の密度を有するエッジプラズマに起因する遠波のカットオフの影響と考えられる。

遠波の伝播特性に起因する複雑な現象は $\omega/\Omega_{c1}=0.62\sim 1.16$ の周波数領域において観測された。後述する電流駆動アルペーン不安定性が観測される低い周波数領域 ( $\omega/\Omega_{c1}<0.4$ ) ではアルペーン波は単調な伝播特性を示すことが明らかになった。

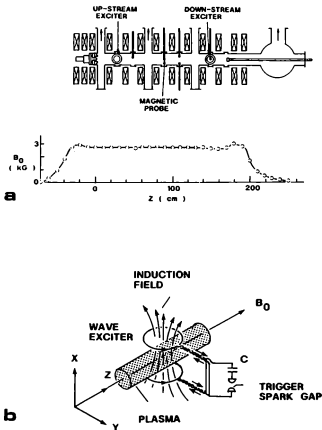


図6 非軸対称アルヴェーン波の伝播特性の測定  
 (a) 実験装置の構成, (b) 非軸対称アルヴェーン波の励起用コイル

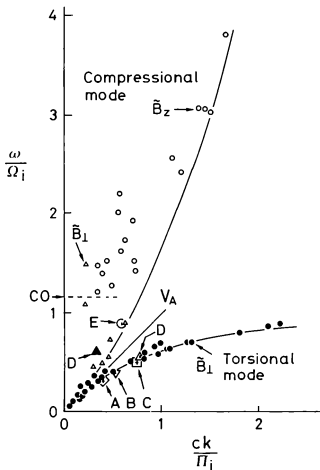


図7 非軸対称アルヴェーン波の伝播特性  
 $k-\omega$ ダイアグラム ( $0 < \omega/\Omega_i < 4$ )

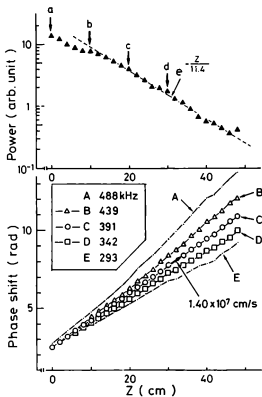


図8 アルペーン波の波束の減衰特性と空間的な位相関係  
(A点、中心周波数： $\omega / \Omega_{c1} = 0.31$ )

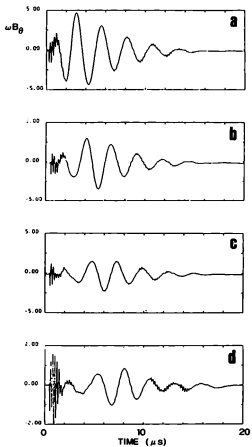


図9 アルベーン波の波束の伝播特性  
 (A点, 中心周波数:  $\omega / \Omega_{c1} = 0.31$ )

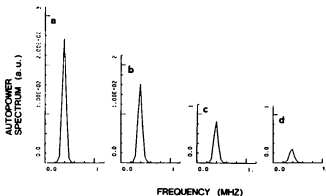


図 10 波束のパワースペクトラムの変化  
 (A点, 中心周波数:  $\omega/\Omega_{c1} = 0.31$ )



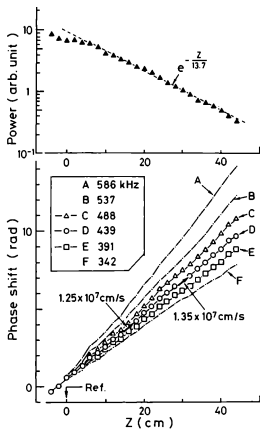


図1.1 アルヴェン波の波束の減衰特性と空間的な位相関係  
 (B点、中心周波数： $\omega/\Omega_{ci} = 0.35$ )

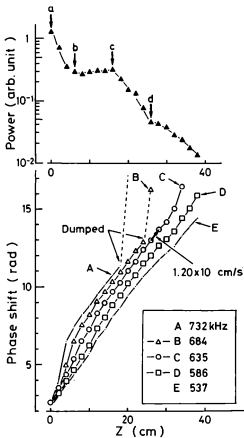


図 2 C点における波束の減衰特性と空間的な位相関係  
 中心周波数:  $\omega / \Omega_{ce} = 0.51$

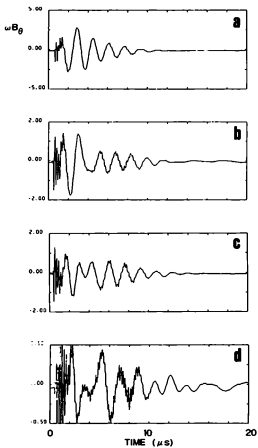


図 1 3 波束の伝播特性  
 (C点, 中心周波数:  $\omega/\Omega_{c1} = 0.51$ )

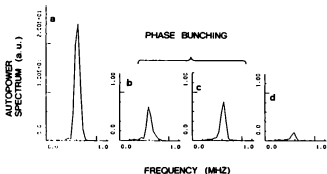


図 1.4 波束のパワースペクトラムの変化  
(C点, 中心周波数:  $\omega/\Omega_{c1} = 0.51$ )

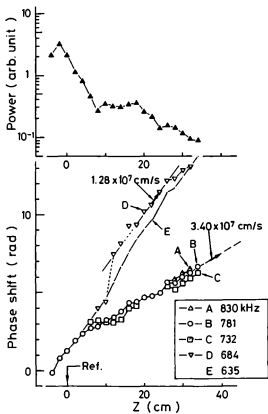


図15 波束の分解と空間的な位相関係  
 (D点,  $\omega/\Omega_{ce}=0.62$ )

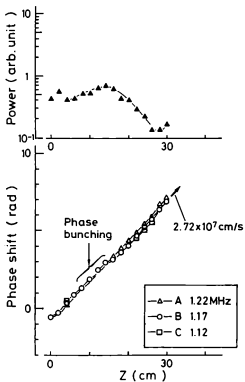


図 1.6 遠波の放射の減衰特性と空間的な位相関係  
(E点,  $\omega / \Omega_{c1} = 0.89$ )

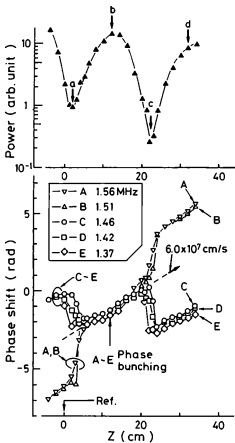


図17 C O点における波束の周期的生成・消滅と空間的な位相関係  $\omega/\Omega_{ci} = 1.16$

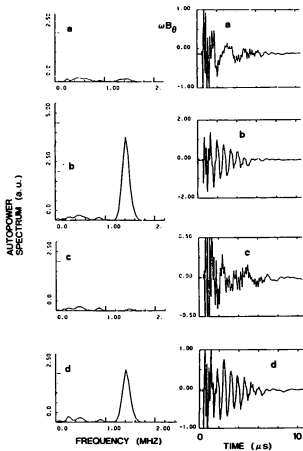


図18 波束の周期的生成・消滅とパワースペクトラムの周期的変化  
(C0点,  $\omega/Q_{c1}=1.16$ )



### 3. 電流駆動広帯域アルベーン不安定性

#### A. 広帯域アルベーン不安定性の動起

有限 $\beta$ プラズマ中で観測されたアルベーン不安定性の磁場揺動の周波数スペクトラムの軸方向電流に対する依存性と位相スペクトラム測定を用いた広帯域のアルベーン波不安定性の同定について述べる。図19(a)は不安定性の磁場揺動の自己パワースペクトラムの変化の様子を示している。第一のしきい値電流 $I_{c1}$ 以上の軸方向電流を流すと、比較的狭い帯域幅の不安定揺動の動起が観測された。ターゲット電源の充電電圧をさらに増加させると不安定揺動の周波数スペクトラムの広帯域化が観測された。同図(b)のように不安定揺動の振幅の増大とともにプラズマの電気抵抗が増加が無視できなくなり、軸方向電流が不安定揺動の立ち上がりによって減少する傾向を示した。

図20(a)は磁気プローブによって検出された磁場揺動の代表的な波形を示している。サンプリングを行なった時間窓全体に低周波の揺動が重畳しているが、これは電子反磁性ドリフト周波数近傍( $\approx 10$  kHz)の低い周波数の磁場揺動である。同図(b)は同じ実験条件において測定された磁場揺動の自己パワースペクトラムを示している。観測された低周波の揺動はドリフト・アルベーン結合モード不安定性の磁場揺動と考えられる。測定においてターゲット電源の充電電圧を1 kVに設定した。

不安定揺動の分散関係の測定のため磁力線に沿って配置した2本の磁気プローブで揺動信号を検出し、位相スペクトラムを計算した。プラズマ中の波動は次式のように表すことができる。

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_0(\omega) e^{i(\mathbf{k}_1(\omega) \cdot \mathbf{r}_1 - \omega t)} d\omega$$
$$\varphi_1(t) \equiv \varphi(\mathbf{r}_1, t), \quad \varphi_1(\omega) = \varphi_0(\omega) e^{i\mathbf{k}_1(\omega) \cdot \mathbf{r}_1}$$
$$\varphi_2(t) \equiv \varphi(\mathbf{r}_2, t), \quad \varphi_2(\omega) = \varphi_0(\omega) e^{i\mathbf{k}_1(\omega) \cdot \mathbf{r}_2}$$

自己パワースペクトラムは次式で与えられる。

$$P_{11}(\omega) = \varphi_1(\omega)\varphi_1^*(\omega) = |\varphi_0(\omega)|^2$$

$$P_{22}(\omega) = \varphi_2(\omega)\varphi_2^*(\omega) = |\varphi_0(\omega)|^2$$

クロスパワースペクトラムは次式で与えられる。

$$P_{12} = \varphi_1(\omega)\varphi_2^*(\omega) = |\varphi_0(\omega)|^2 e^{i(r_1 - r_2)\omega}$$

$$\theta_{12}(\omega) = k(\omega) \cdot \Delta r, \quad \Delta r = r_1 - r_2$$

プローブの間隔が既知であるから、次式で与えられる信号の相関が高い成分のクロスパワースペクトラムの位相成分から分散関係が得られる。

$$|\gamma_{12}(\omega)| = \frac{|P_{12}(\omega)|^2}{[P_{11}(\omega)P_{22}(\omega)]}$$

広帯域の不安定揺動の位相スペクトラムの一例が図 2 1 (a) に示されている。2 $\pi$  周期による折返しを連続させて得られた分散関係をプラズマ中心の電子密度と閉じ込め磁場の強度から求めた局所的アルベーン速度と比較すると図 2 1 (b) のように良い一致を示した。この実験結果は観測された不安定揺動がアルベーン不安定性であることを示している。分散関係はテスト波の伝播によって求めた分散関係の低い周波数領域と一致した。DFT 分析を用いることによって電波駆動広帯域アルベーン不安定性が広い周波数帯域にわたってアルベーン波の分散関係に従うことが明らかになった。90° 間隔で方位角方向に設置した磁気プローブによって磁場揺動を検出して同様の測定を繰り返し、不安定揺動の方位角方向の位相差を求めた。磁場揺動は  $|m| = 1$  でイオン反磁性ドリフト方向に伝播し、閉じ込め磁場の極性を反転すると方位角方向の伝播方向が反転した。

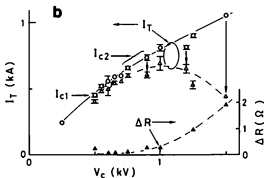
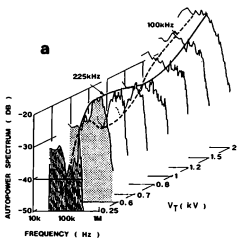
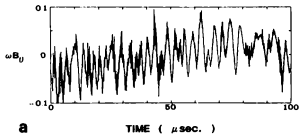


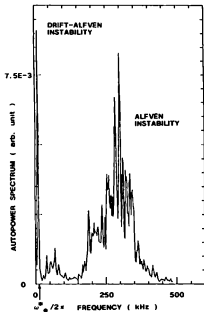
図19 アルベーン不安定性のスペクトルの軸方向電流に対する依存性

(a) 磁場揺動の自己パワースペクトラム

(b) アルベーン不安定性によるプラズマの抵抗の増加と軸方向電流の変化  
 実験条件:  $H_e = 3 \text{ slug} - 1 \text{ kV} - 1 \text{ kA} - V_{\text{TAROST}} / 1 \Omega$



**a**



**b**

図20 アルベーン不安定性

(a) アルベーン不安定性の磁場揺動波形, サンプルング速度=0.05 μs

(b) 自己パワースペクトラム, サンプルング速度=0.2 μs

実験条件:  $n = 3 \text{ atm} - 1 \text{ kV} - 1 \text{ kA} - V_{\text{TARGET}} = 1 \text{ kV} / 1 \Omega$ .

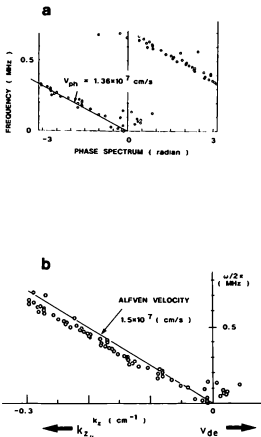


図2.1 アルベーン不安定性の分散関係の測定

(a) アルベーン不安定性の位相スペクトル

(b) 分散関係とアルベーン速度との比較

実験条件: He 3atm - 1 kV - 1 kA -  $V_{TARGET} = 0.7 \text{ kV} / 1 \Omega$ .

## B. 磁場揺動の空間分布の測定

電流駆動アルペーン不安定性の磁場揺動の空間分布について述べる。図22(a)は水平座標に沿って磁気プローブを移動させて各位置で検出された磁場揺動の垂直方向成分の自己パワースペクトラムの集合平均を示している。測定においてターゲット電源の充電電圧は1 kVに設定されている。不安定の磁場揺動はプラズマ柱内部の全領域において検出されたが、周波数領域を分割して自己パワースペクトラムの統計的平均を比較すると同図(b)のようにプラズマ中心部において最大値を示した。

図22(a)に示されている10 kHz近傍のピークはドリフト・アルペーン結合モード不安定性の磁場揺動である。後述するように、このモードの磁場揺動の垂直方向成分はプラズマ中心において最大振幅を示すがプラズマ柱の周辺部分( $r = 30 \sim 40$  mm)において振幅が再び増大する。軸方向成分はプラズマ柱の周辺部分において最大振幅を示した。

不安定揺動によるプラズマの密度分布の変形の影響を減ずるため、より低い電流値において磁場揺動の空間分布の測定を行なった。図23はこの実験条件における磁場揺動の垂直方向成分と軸方向成分の空間分布を示している。測定においてターゲット電源の充電電圧を0.9 kVに設定した。測定はNo. 6のポートから水平方向に可動の磁気プローブを挿入して測定を行った。サーチコイルの結合方向をY方向に向けて検出した磁場の揺動成分が $B_{\theta}$ であり、 $\circ$ と $\nabla$ のシンボルで表されている。サーチコイルの結合方向をX方向に向けて検出された磁場の揺動成分が $B_r$ であり、 $\Delta$ と $\bullet$ で表されている。これらはプラズマ中心部において同じ空間分布を示すものと考えられたが、磁場揺動 $B_{\theta}$ はプラズマ中心より外側で最大値を示し、磁場揺動 $B_r$ はプラズマの中心部において最大振幅を示した。

磁場揺動の軸方向成分 $B_z$ は $B_{\theta}$ プローブのサーチコイルの結合方向を90度回転させて検出された。磁場揺動の垂直方向成分と軸方向成分との自己パワースペクトラムの比の平均値は $1 : 5.31 \times 10^{-2}$ であり、軸方向成分は非常に小さいことが明らかになった。

図24は同じ実験条件において測定された誘導磁場、電流密度 $J_{\theta}$ 、安全率

q, シアーの特徴的長さの逆数  $L_s^{-1}$  の空間分布を示している。Rogowskiコイルによって測定された不安定性の立ち上がり後のターゲット電流は588 A, プラズマ中心における電流密度は約60 A/cm<sup>2</sup>である。

測定結果から実験領域においてプラズマ中を同軸状に運流してアークジェットに戻るアーク電流の一部が検出されている。

ここで, q と  $L_s^{-1}$  は次式のように表すことができる。

$$q = \frac{2\pi r B_{0z}}{L B_{\theta}}, \quad L_s^{-1} = \frac{2\pi r}{L q^2} \frac{dq}{dr}$$

図25は図24の測定結果の半径分布を示している。これから,  $X > 0$ の部分と  $X < 0$ の部分の軸対称性を比較することができる。アルペーン不安定性が励起されるしきい値以上の軸方向電流を流した場合にもプラズマ中心付近における安全率 q の最小値は2~3程度の値であり, これ以下にはならないことが明らかになった。

プラズマの抵抗の増大のために軸方向電流の値はターゲット電源の充電電圧に対して複雑な依存性を示した。ここで, 各実験条件における電子ドリフト速度の空間分布を比較する。図26は比較的狭い周波数スペクトルのアルペーン不安定性が観測された第一のしきい値電流近傍における電子ドリフト速度の空間分布を示している。測定においてターゲット電源の充電電圧は0.7 kVに設定された。中心部における電子ドリフト速度は  $1.1 \times 10^6$  cm/s である。

図27はアルペーン不安定性のスペクトル広がりが増大する第二のしきい値電流近傍の実験条件における電子ドリフト速度の空間分布を示している。測定においてターゲット電源の充電電圧は0.9 kVに設定された。図27(a)はアルペーン不安定性の成長前の電流密度分布を示している。同図(b)はアルペーン不安定性が立ち上がった後の電流密度分布を示している。最初のプラズマ中心部分における電子ドリフト速度は  $1.7 \times 10^6$  cm/s であるが, 全軸方向電流の減少により中心部分における電子ドリフト速度は  $9 \times 10^5$  cm/s に低下している。以上の実験によりアルペーン速度  $1.5 \times 10^7$  cm/s と比較して一桁小さい電子ドリフトによってアルペーン不安定性が不安定化していることが明らかになった。

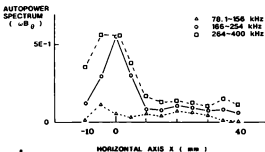
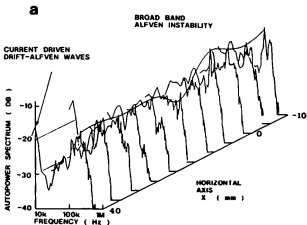


図22 アルベーン不安定性の空間分布

(a) アルベーン波の磁場揺動の自己パワースペクトラム。

(b) 磁場揺動の自己パワースペクトラムの分布

実験条件:  $H \approx 3 \text{ atm} = 1 \text{ kV} - 1 \text{ kA} - V_{\text{TARGET}} = 1 \text{ kV} / 1 \Omega$ .



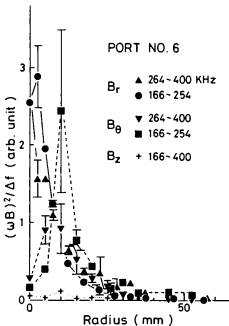


図2.3 磁場揺動の垂直方向成分  $B_\theta$ 、 $B_r$ 、軸方向成分  $B_z$  空間分布  
 実験条件：H = 3 atm - 1 kV - 1 kA -  $V_{\text{TARGET}} = 0.9$  kV / 1  $\Omega$ 、ターゲット電流 = 588 A

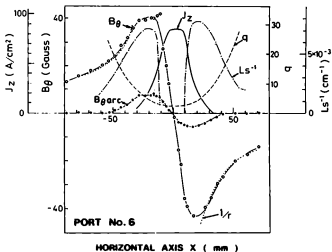


図24 誘導磁場、電流密度 $J_{z0}$ 、安全率 $q$ 、シアーの特徴的長さの逆数 $L_s^{-1}$   
 実験条件：He 30ts-1 kV-1 kA- $V_{TARGET}=0.9$  kV/1 $\Omega$ 、ターゲット電流=588 A  
 測定位置：No. 6ポート、水平座標測定。

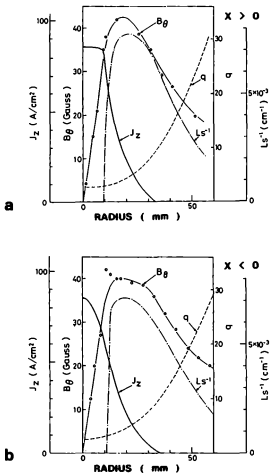


図25 図24の $J_z$ ,  $q$ ,  $Ls^{-1}$ ,  $B_\theta$   
 (a)  $x > 0$ の部分, (b)  $x < 0$ の部分

実験条件: He 3ats-1 kV-1 kA- $V_{TARGET}=0.9$  kV/1  $\Omega$ , ターゲット電流=588 A  
 測定位置: No. 6ポート, 水平座標測定.

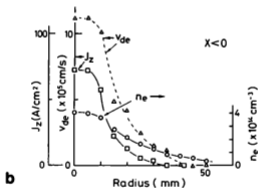
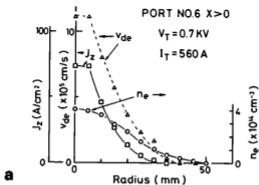


図26 第1のしきい値電流近傍における電子密度、電流密度、電子ドリフト速度の空間分布

実験条件：H<sub>2</sub> 3 atm - 1 kV - 1 kA -  $V_{\text{ANODE}} = 0.7 \text{ kV} / 1 \Omega$ 、ターゲット電流 = 560 A  
測定位置：No. 6ポート、水平座標測定。

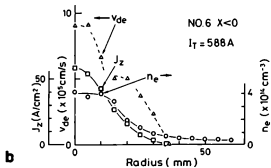
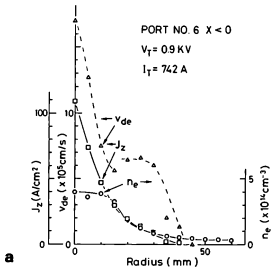


図2.7 第2のしきい値電流近傍における電子密度、電流密度、電子ドリフト速度  
 (a) アルベーン不安定性が成長するの空間分布。(b) アルベーン不安定性によって  
 変化した空間分布  
 実験条件: He 3 atm - 1 kV - 1 kA -  $V_{TARGET} = 0.9 \text{ kV} / 1 \Omega$ , ターゲット電流 = 588 A  
 測定位置: No. 6ポート, 水平座標測定.

### C. アルベーン不安定性によるプラズマ中の異常拡散

広帯域アルベーン不安定性によってプラズマの拡散による密度分布の変化が観測された。しきい値以下の電流を流した場合の密度分布と比較する。

図28は軸方向電流を不安定化のしきい値以下になるように設定して測定したイオン飽和電流の空間分布を示している。図29は比較的狭い周波数のアルベーン不安定性が励起された状態で測定した測定においてイオン飽和電流の空間分布を示している。これらの測定においてターゲット電極の充電電圧はそれぞれ0.55と0.75 kVに設定された。これらの実験結果は軸方向電流によってプラズマ柱全体が平衡位置から移動するが、移動分を補正して比較するとプラズマ柱の半径方向の密度分布はあまり変化しないことを示している。

図30は広帯域アルベーン不安定性が励起されたプラズマ柱のイオン飽和電流の空間分布を示している。測定においてターゲット電圧は0.9 kVに設定された。実験結果はプラズマ柱の中心軸の平衡位置からの移動を補正して対称軸を基準にして半径に対する依存性を比較するとプラズマ柱の中心部分における密度分布の広がりを認めることができる。

アルベーン不安定性の立ち上がりにおける軸方向電流をより増大させると、より大きな密度分布の変化が見られた。図31は直径が8 mmのターゲット電極を用いて行なった実験で測定された密度分布の非対称的な変形の一例を示している。中心付近の電流密度を上げるとターゲット電極付近に局在した大振幅の磁場揺動が励起されたため、粒子拡散による密度の低下が起き、電流分布の制御が困難になった。このような実験条件ではアルベーン波の磁場揺動の空間分布も大きく変化した。

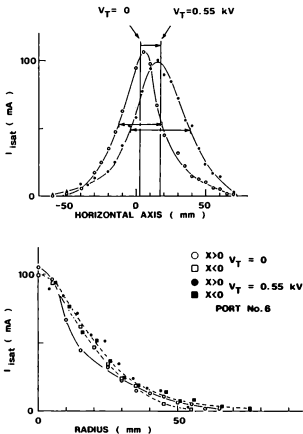


図 28 しきい値電流以下の実験で観測された密度分布の変化  
 実験条件 :  $H = 3 \text{ atm} - 1 \text{ kV} - 1 \text{ kA} - V_{\text{TARGET}} = 0.55 \text{ kV} / 1 \Omega$ ,  
 測定位置 : NO. 6, 水平座標測定, プローブバイアス電圧 :  $-35 \text{ V}$

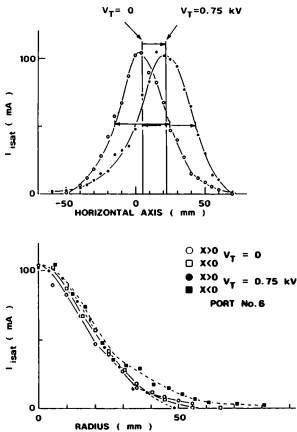


図29 第一のしきい値電流近傍で観測された密度分布の変化  
 実験条件: He 3 atm - 1 kV - 1 kA -  $V_{TARGET} = 0.75$  kV / 1  $\Omega$ ,  
 プローブバイアス電圧: -35 V  
 測定位置: No. 6



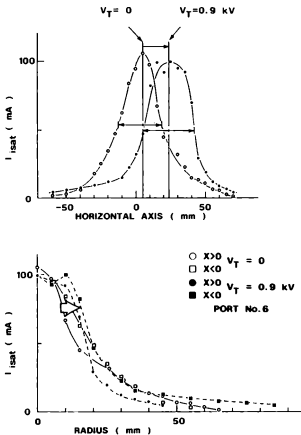


図3.0 第二のしきい値電圧近傍で観測された密度分布の広がり  
 実験条件:  $\text{He } 3 \text{ atm} - 1 \text{ kV} - 1 \text{ kA} - V_{\text{TARGET}} = 0.9 \text{ kV} / 1 \Omega$   
 プローブバイアス電圧:  $-35 \text{ V}$   
 測定位置: No. 6

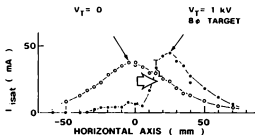


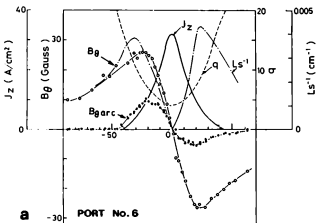
図31 アルベーン不安定性による密度分布の非軸対称的な変化  
 実験条件: He 3 atm - 1 kV - 1 kA -  $V_{\text{TARGET}} = 1 \text{ kV} / 1 \Omega$ ,  
 ターゲット電極直径: 8 mm

#### 4. 電流駆動ドリフト・アルベーン不安定性

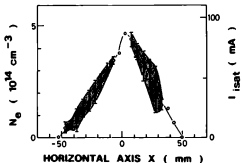
##### A. 電流密度、誘導磁場、 $q$ の空間分布の測定

大直径のターゲット電極を用いてプラズマ柱全体に一様に軸方向電界を加えるとプラズマ柱の平衡状態の分布から予測される電子反磁性ドリフト周波数近傍の周波数の磁場揺動が励起された。図3.2(a)は不安定性が観測された実験条件における軸方向電流密度、誘導磁場、 $q$ ならびに $1/s^{-1}$ の空間分布を示している。測定はNo.6ポートから磁気プローブを挿入し水平方向に掃引して行った。○はターゲット電流パルスによる誘導磁場、●は実験領域のプラズマ中を流れるMFDのアーカ電流による誘導磁場である。全軸方向電流は439.6 A、プラズマ中心部の電流密度は約30 A/cm<sup>2</sup>、 $q$ の最小値は5である。

図3.2(b)はイオン飽和領域のイオン電流の空間分布を示している。ハッチングを施した部分は低周波密度揺動であり、プラズマ柱の周辺部分に局在している。電子密度の評価において電子温度を4 eVとして変動分を無視した。図3.3は図3.2(a)の測定結果の半径分布を示している。これから、 $X > 0$ の部分と $X < 0$ の部分の軸対称性を比較することができる。



**a** PORT No. 6



**b**

図3.2 ドリフト・アルペーン結合モード不安定性の観測

(a)  $J_z$ : 電流密度,  $\circ$ :  $J_z$ による誘導磁場,  $\bullet$ : アーク電流の一部による誘導磁場,  
 $q$ : 安全係数,  $L_s^{-1}$ : シアーの特徴的な長さの逆数

(b) イオン飽和電流の空間分布測定

実験条件:  $H \circ 3 \text{ atm} - 1 \text{ kW} - 1 \text{ kA} - V_{\text{TARGET}} = 2 \text{ kV} / 4 \Omega$ ,

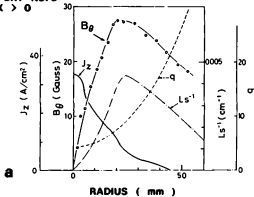
ターゲット電流: 439.6 A

磁気プローブ測定位置: No. 6

ダブルプローブ測定位置: No. 8, バイアス電圧: -20 V

ターゲット電極直径: 6.0 mm.

PORT No. 6  
 $X > 0$



$X < 0$

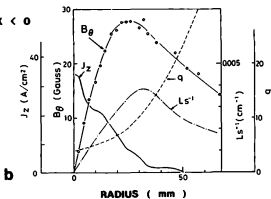


図3.3 図3.2の $J_z$ ,  $q$ ,  $Ls^{-1}$ ,  $B_\theta$   
 (a)  $x > 0$ の部分, (b)  $x < 0$ の部分

## B. 磁場揺動の空間分布の測定

図34(a)は磁気プローブによって検出された磁気流体波不安定性の磁場揺動の波形の一例である。(b)は水平座標の各位置で測定された磁場揺動の自己パワースペクトラムを示している。測定はNo. 8のポートから磁気プローブを挿入して水平方向(X方向)に挿入し磁場揺動の垂直成分( $B_{\theta}$ , Y方向)を検出した。実験領域内で9.7~12.2 kHzの周波数成分が支配的であり、この成分はプラズマ中心において最大振幅を示した。磁場揺動の振幅はプラズマ柱の周辺部( $r = 35 \sim 50$  mm)において再び増大する傾向を示しているが、これは磁場揺動が $|m| = 1$ の非軸対称構造を有するためプラズマの周辺部分に集中する掃路の磁力線に磁気プローブが結合するためである。以下の議論において9.7~12.2 kHzの磁場揺動を $f_1$ モード、プラズマ柱の周辺部分( $r = 20 \sim 40$  mm)で観測された26.9~40 kHzの磁場揺動を $f_2$ モードと呼ぶ。

図35(a)はダブルプローブによって検出されたイオン飽和電流の揺動成分の波形、同図(b)は近接した位置に挿入された磁気プローブによって同時に検出された磁場揺動の垂直方向成分の波形、同図(c)はこれらの波形のクロスパワースペクトラムを示している。

これらの揺動信号のクロスパワースペクトラムは12.2 kHzにおいて最大になる。プラズマの持続時間によって制限されている周波数分解能は2.5 kHzであるが、実験結果は磁場揺動と密度揺動との間に周波数分解能を超える周波数のシフトが起きていないことを示している。

図36は磁場揺動の垂直方向成分 $B_{\theta}$ 、 $B_r$ の空間分布と磁力線に沿って400 mmの間隔で配置した2本の磁気プローブの間の位相差を示している。中心周波数が12.2 kHzの磁場揺動( $f_1$ モード)の振幅はプラズマ中心において最大値を示し、位相差から $0.74 \sim 1.35 \times 10^7$  cm/s、すなわちアルペーン速度の0.5~1倍程度の速度で電子ドリフトに対して反対方向に伝播している。中心周波数が26.9 kHzの揺動成分( $f_2$ モード)はターゲット電流が0の場合には検出されないアルペーン波の分散枝である。この磁場揺動はプラズマ柱の周辺部において最大振幅を示し、アルペーン速度の2.6~4.5倍の速度で電子ドリフト方向に伝播している。

図36の $B_r$ は磁気プローブで検出された磁場揺動の大きさの絶対値を示している。磁場揺動 $B_r$ の検出に用いたサーチコイルはプラズマ周辺部の磁力線と結合しないため、プラズマ中心において最大値を示している。 $B_r$ と $B_\theta$ の揺動成分の大きさはほぼ等しく、プラズマ中心において約4 Gaussである。

図37は磁場揺動の軸方向成分 $B_z$ の振幅の空間分布と400 mmの間隔で磁力線に沿って配置した2本の磁気プローブの間の位相差を示している。中心周波数が12.2 kHzの磁場揺動はプラズマ柱の周辺部分の密度勾配最大の位置の近傍において最大振幅を示し、軸方向電流の電子ドリフトの方向に $1 \times 10^7$  cm/sで伝播している。中心周波数が26.9 kHzの磁場揺動はさらに外側において最大振幅を示し、電子ドリフトの方向に向かって $1 \times 10^7$  cm/sの位相速度で伝播している。プラズマ柱の中心部分( $r < 20$  mm)では $f_{UH}$ モードの位相関係は非常に速い変化を示した。

図38はドリフト・アルベーン結合モードが観測された実験条件におけるプラズマ柱の電流密度と電子ドリフト速度の空間分布を示している。プラズマ柱の中心部における電流密度は30 A/cm<sup>2</sup>、この状態における電子ドリフト速度は $4 \times 10^5$  cm/sである。プラズマ柱の周辺部分( $r = 20$  mm)における電子ドリフト速度は $2.5 \times 10^5$  cm/sである。図39(a)プラズマ中心において検出された結合モード不安定性の磁場揺動の垂直方向成分の振幅。同図(b)はターゲット電流のターゲット電源の充電電圧に対する依存性を示している。ターゲット電源の充電電圧を1.25 kV以下の値に設定したときに磁場揺動の振幅の平均値が $1.25 \pm 0.28$  Gaussであるが、充電電圧を増加させると磁場揺動の振幅が増加して $3.59 \pm 0.36$  Gaussに変化した。磁場揺動の立ち上がりに対応するプラズマ中心部の電子ドリフト速度は $4.1 \times 10^5$  cm/sである。この値はアルベーン速度の $2.7 \times 10^{-2}$ 倍。前述のアルベーン不安定性と比較すると0.25~0.4倍の電子ドリフトによって不安定化している。実験で観測された磁気流体不安定性はNishida and Ishii, Tang and Luhmannによって報告されたドリフト・アルベーン結合モード不安定性と類似した特徴を備えているが、プラズマ柱の周辺部分に局在した中心周波数が26.9 kHzの磁場揺動の観測などの点において彼らの実験結果とは異なる特徴を示している。

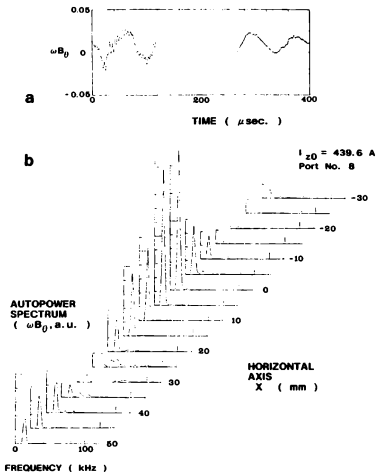


図3.4 低周波磁気流体波不安定性の磁場揺動

(a) ドリフト・アルベーン不安定性の磁場揺動波形。(b) スペクトルの空間分布  
 実験条件: He 3 atm - 1 kV - 1 kA -  $V_{TARGET} = 2$  kV / 4  $\Omega$ .

ターゲット電流: 439.6 A

測定位置: No. 8, 水平座標測定



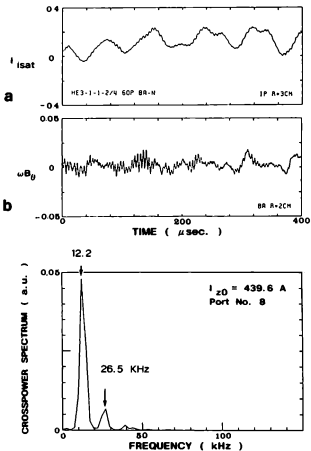


図35 磁場揺動と密度揺動のクロスパワースペクトラムの測定

(a) イオン飽和電流の揺動成分、

(b) 磁場揺動の垂直方向成分、

(c) クロスパワースペクトラム

実験条件: He 3 atm - 1 kV - 1 kA -  $V_{TARGET} = 2 \text{ kV} / 4 \Omega$ 、

ターゲット電流: 439.6 A

測定位置: No. 8, 水平座標測定

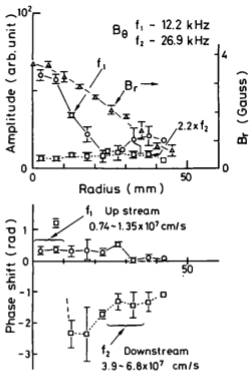


図3.6 ドリフト・アルペーン不安定性の磁場揺動 ( $B_r$  と  $B_\theta$ ) の空間分布  
 実験条件:  $H_0$  3 atm - 1 kV - 1 kA - V; ANGLT = 2 kV / 4  $\Omega$ .  
 ターゲット電流: 439.6 A

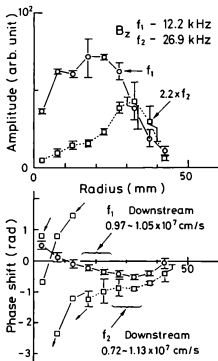


図3.7 ドリフト・アルベーン不安定性の磁場揺動 ( $B_z$ ) の空間分布  
 実験条件:  $I_{e3} = 3 \text{ atm} - 1 \text{ kV} - 1 \text{ kA} - V_{\text{TARGET}} = 2 \text{ kV} / 4 \Omega$ ,  
 ターゲット電流:  $439.6 \text{ A}$

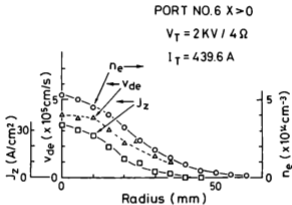
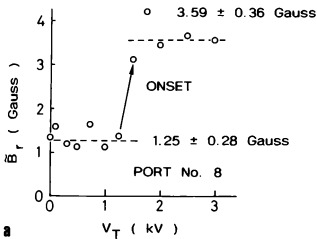
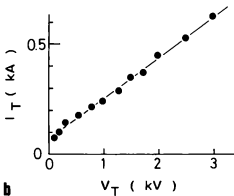


図3.8 測定点における電子密度、電流密度、電子ドリフト速度の空間分布  
 実験条件:  $H_e$  3 atm - 1 kV - 1 kA -  $V_{\text{anode}} = 2 \text{ kV} / 4 \Omega$ .  
 ターゲット電流: 439.6 A  
 測定位置: No. 6, 水平座標測定.



a



b

図39 駆動電流によるドリフト・アルベーン不安定性の磁場揺動の増大

(a) ターゲット電源電圧  $V_T$  に対する磁場揺動の振幅の変化

(b) 駆動電流のターゲット電源電圧  $V_T$  に対する依存性

実験条件: He 3 atm - 1 kV - 1 kA

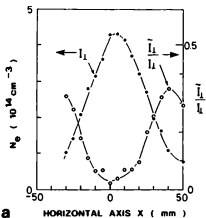
### C. 密度揺動の空間分布の測定

プラズマ中の軸方向電流によるドリフト・アルペーン結合モード不安定性の低周波の密度揺動の振幅および周波数スペクトルの変化について述べる。

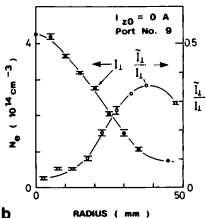
最初に、図40はターゲット電流パルスを加えていないプラズマ柱の電子密度分布と平均値で規格化された低周波揺動の振幅の分布を示している。イオン飽和電流から電子密度を計算する際に電子温度は4 eVで一定であり、電子温度の変動分を無視できるものと仮定した。図41(a)は同じ実験条件でプラズマ柱の周辺部 ( $x = 30$  mm) において測定された密度揺動の周波数スペクトラムの代表的な例を示している。ターゲット電流パルスを加えていないプラズマ中で観測された密度揺動の中心周波数は10.7~11.6 kHz、密度揺動はプラズマ柱の周辺部分において最大振幅を示した。

次に、同一の実験条件で439.6 Aの電流パルスを加えて密度揺動を観測した。図41(b)は密度揺動の周波数スペクトルを示している。電流パルスを加えると密度揺動の中心周波数は12.2 kHzに増加し、さらに振幅が増大した。この実験において観測された密度揺動の中心周波数は前述の磁場揺動の  $f_1$  成分の中心周波数と一致している。

図42~44は電流パルスを加えた場合のイオン飽和電流の分布と低周波揺動の空間分布を示している。図42の測定結果はターゲット電極から13 cm、図43は33 cm上流、図44は73 cm上流のプラズマ柱の電子密度と密度揺動の振幅の分布を示している。プラズマ源から下流に向かって密度揺動の振幅が増大している。ドリフト・アルペーン結合モード不安定性の線形理論では電子ドリフト方向に伝搬するドリフト波の分散枝の成長率が増大し、さらに、軸方向電流によってドリフト波の周波数が増大するが、得られた実験結果は定性的に一致している。



a



b

図40 プラズマ中の平衡状態密度と密度揺動の空間分布  
 実験条件:  $I_e = 3 \text{ ata} - 1 \text{ kV} - 1 \text{ kA}$ .  
 ターゲット電流:  $0 \text{ A}$   
 ターゲット電極位置: No. 9+13 cm  
 測定位置: No. 9, 水平座標

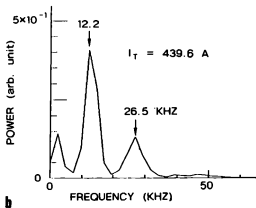
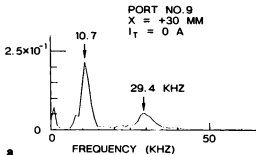


図4-1 低周波密度揺動の周波数スペクトラム

(a) ターゲット電流: 0 A, (b) ターゲット電流: 439.6 A

実験条件: He 3 atm - 1 kV - 1 kA

測定位置: No. 9, 水平座標 X = +30 mm



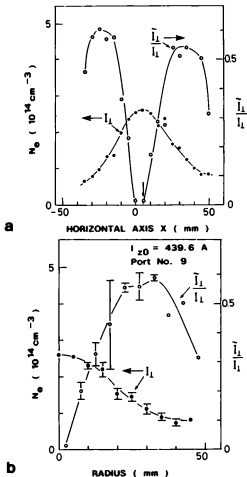


図4.2 プラズマ中の密度揺動の空間分布

実験条件: He 3 atm = 1 kV - 1 kA -  $V_{\text{TARGET}} = 2 \text{ kV} / 4 \Omega$ .

ターゲット電流: 439.6 A

ターゲット電極位置: No. 9+13cm

測定位置: No. 9, 水平座標測定

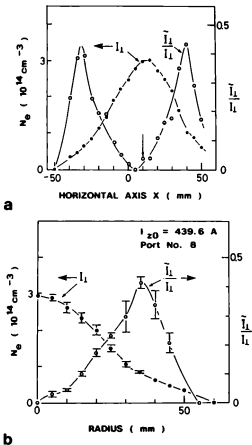
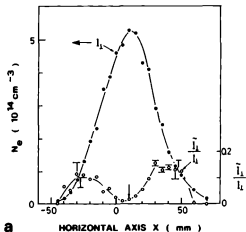
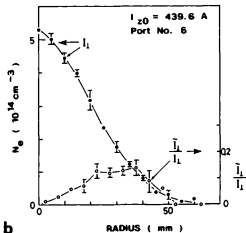


図4.3 プラズマ中の密度揺動の空間分布  
 実験条件:  $H \circ 3 \text{ atm} - 1 \text{ kV} - 1 \text{ kA} - V_{\text{target}} = 2 \text{ kV} / 4 \Omega$ .  
 ターゲット電流: 439.6 A  
 ターゲット電極位置: No. 9+13cm  
 測定位置: No. 8, 水平座標測定



a



b

図4.4 プラズマ中の密度揺動の空間分布

実験条件:  $H \approx 3 \text{ atm} - 1 \text{ kV} - 1 \text{ kA} - V_{\text{TARGET}} = 2 \text{ kV} / 4 \Omega$ ,

ターゲット電流:  $439.6 \text{ A}$

ターゲット電極位置: No. 9+13cm

測定位置: No. 6, 水平座標測定

## 5. プラズマ中の電気抵抗の非一様性に起因する磁気流体不安定性

### - アルベーン不安定の広帯域化 -

プラズマ中のアルベーン不安定のスペクトルの広帯域化の機構について考察する。実験結果から高周波の広帯域不安定性には2つの軸方向電流のしきい値が存在する。第1のしきい値を超える軸方向電流をプラズマ中に流すと比較的狭い周波数スペクトルを有する高周波のアルベーン波が励起されるが、広帯域化はより高い電流値において顕著になる。

実験に用いたプラズマ中では周辺部に比較して中心部の電子温度が高くなっている。Spitzer<sup>12)</sup>によって与えられた電気抵抗 $\eta_L$ 、

$$\eta_L = \frac{\pi^{1/2} m_e^{1/2} Z e^2 c^2 I n \Lambda}{2 (2 k T)^{3/2}}$$

は電子温度に対して $T^{-3/2}$ の依存性を有するため、プラズマ柱の電気抵抗の分布は中心部で極小になる。プラズマ柱の中心部にアルベーン不安定のしきい値以下の軸方向電流を流すことによって加熱すると、中心部の電気抵抗は一層小さくなり、プラズマ柱の電気抵抗は図4.5 (a) から (b) のような分布に変化する。

実験ではアルベーン不安定の磁場揺動による誘導電界によって電子が散乱されてプラズマの電気抵抗の増大やターゲット電圧の上昇、軸方向電流の減少が観測されている。アルベーン不安定の磁場揺動はプラズマ中心において最大振幅を示す。プラズマ中の温度勾配による電気抵抗の減少分を超えて電流分布の中心に抵抗の極大値が生じる場合にはその系は不安定になる。アルベーン不安定の周波数スペクトルの広帯域化が顕著になる軸方向電流のしきい値は異常抵抗によって電気抵抗の半径に対する依存性が反転する場合に対応するものと考えられる。

有限 $\beta$ プラズマ中の非圧縮性プラズマのスラブモデルを考え、電気抵抗、 $\eta(x) = \eta_L + \eta_a$ の半径方向の勾配に起因する磁気流体不安定性について考察する。

線形化されたMHD方程式は、

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla P + \mu_0^{-1} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 - \nabla \times \left( \frac{\eta_0}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) - \nabla \times (\eta_0 \mathbf{J}_0),$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0,$$

これから、次のような分散関係式が得られる。

$$\begin{aligned} & (\omega^2 - k_x^2 v_A^2 + i\omega \frac{\eta_0 k^2}{\mu_0})^2 \\ & + i\omega \frac{3}{2} \frac{\eta_0 J_0}{\mu_0 P_0} B_{0z} \frac{k_y k_z}{k^2} \frac{\partial \ln J_0}{\partial x} (\omega^2 - k_x^2 v_A^2 + i\omega \frac{\eta_0 k^2}{\mu_0}) \\ & + i\omega \frac{3}{2} \frac{\eta_0 J_0^2}{P_0} \frac{k_y^2 k_z^2}{k^2} B_{0z} B_{0z} = 0. \end{aligned}$$

ここで、 $k^2 = k_y^2 + k_z^2$ 、 $P_0 = n_0 T_{e0}$ 、 $v_A^2 = B_{0z}^2 / \mu_0 \rho_0$ 、

$J_{0z} = 0$ 、すなわち電流が存在しない場合には上式は抵抗によって減衰するアルベーン波の分散関係に帰着する。 $E_{z0}$ を一様とすると電流分布は抵抗の分布によって一意的に定まるため、 $\text{Re}(\omega) = k_x v_A$ と次の関係を用いて簡単化できる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \ln J_0 = - \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0,$$

$$\omega = k_x v_A - i \frac{\eta_0 k^2}{2\mu_0} + i \left( \frac{3 B_{0z} \eta_0^2 J_0 k_y k_z}{8 \mu_0^2 P_0} \frac{\partial \ln n_0}{\partial x} \right) v_A.$$

この式の第2項は抵抗による減衰を表す。この項は常に擾乱の振幅を減衰させる方向に作用する。第3項はプラズマ中に抵抗の非一様性が存在する場合に特定の荷電粒子の反磁性ドリフトと結合し得る磁気流体力不安定性が不安定化することを表している。

抵抗分布がプラズマ中心で極小値を有する場合、

$$\frac{\partial}{\partial x} \ln \eta_0 > 0.$$

このとき、 $J_{\parallel} k_{\parallel} k_{\perp} > 0$ であるから電子反磁性ドリフト方向に伝播する抵抗性ドリフトモードの不安定化に対応している。このモードは軸方向電流の自己磁場によって安定化される。<sup>5</sup>

軸方向電流の中心においてプラズマ中の温度分布による抵抗の低下分を異常抵抗が上回る場合、半径が増大することによって電気抵抗が減少する領域が生じる。プラズマの電気抵抗が外側に向かって減少する場合、

$$\frac{\partial}{\partial x} \ln \eta_0 < 0$$

このとき、 $J_{\parallel} k_{\parallel} k_{\perp} < 0$ であるからイオン反磁性ドリフト方向に伝播するモードが不安定化する。新たに不安定化されたモードによる干渉はアルベーン不安定性の相関時間を減少させるため、アルベーン波不安定性が広帯域化する原因になる。

有限 $\beta$ プラズマ中では、アルベーン・イオンサイクロトロン不安定性<sup>20</sup>やWiebel不安定性<sup>21</sup>などの不安定性が知られている。さらに、有限 $\beta$ プラズマ中の電磁ドリフト不安定性の研究 [Ref. 8]でもイオン反磁性ドリフトに結合するモードが存在が指摘されている。これらの不安定性はプラズマ中で磁場の擾乱を起こし、プラズマ中の電気抵抗の空間的な分布を変化させるため、上述のアルベーン不安定性を不安定化させる原因になる。

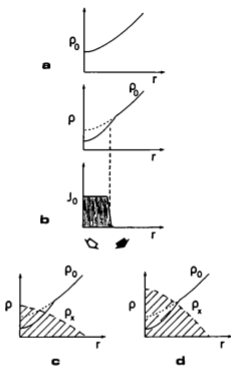


図4.5 プラズマの電気抵抗の半径に対する依存性のモデル

(a) - (b) 軸方向電流による加熱の効果。

(b) - (c)  $-\frac{d\rho}{dr} > 0$ , (b) - (d)  $-\frac{d\rho}{dr} < 0$

## 6. 結論

準定常MPD ( Magneto Plasma Dynamic ) アークジェットによって生成された高密度のH $\alpha$ プラズマ中で電流駆動アルベーン波不安定性を動かし、ドリフト・アルベーン結合モード不安定性との比較研究を行った。

磁力線に沿って配置した2本の磁気プローブで検出された磁場揺動のクロスパワースペクトラムから各周波数成分の位相差を表す位相スペクトラムを求め、アルベーン不安定性であることを同定した。この不安定揺動が観測された周波数帯域はイオンサイクロトロン周波数の0.4倍程度の周波数領域である。イオン反磁性ドリフト方向に回転し、軸方向の伝播速度はプラズマ中心部の電子密度と閉じ込め磁場強度で決定される局所的なアルベーン波の分散関係と一致することが明らかになった。

軸方向電流によって動かしされたアルベーン不安定性はしきい値付近の電流値では比較的狭い周波数スペクトルを示したが、電流値をさらに増大させると不安定波の振幅の増大とともに周波数スペクトルの広帯域化が観測された。これにともなってプラズマの電気抵抗の増大とターゲット電圧の上昇、粒子拡散の増大による密度分布の広がりが観測された。このようなアルベーン不安定性の周波数スペクトルの広がりは、プラズマ中の電気抵抗の勾配によって不安定化されるアルベーン不安定性によって説明された。すなわち、アルベーン不安定性の時間変動する磁場揺動による異常抵抗の増大によってプラズマの電気抵抗が半径方向の外側に向かって減少するような条件が満たされると、新たなアルベーン不安定性が不安定化し、干渉によって相関時間が減少するのである。

大直径のターゲット電極を用いてプラズマ柱全体に一様な軸方向電流を流すと電子反磁性ドリフト周波数近傍の低周波領域でドリフト・アルベーン結合モード不安定性 ( $\omega \approx \omega^* \ll \Omega_{ci}$ ) が不安定化した。観測された不安定揺動はNishida and Ishii, Tong and Luhmannによって観測されたドリフト・アルベーン結合モード不安定性の実験結果と類似した特徴を備えていた。本論文ではさらに不安定性の磁場揺動の空間分布としきい値付近における電子ドリフト速度の分布を明らかにした。

再現性良く高密度の有限 $\beta$ プラズマを生成するパルスパワー技術によって磁



気プローブに対する熱負荷を軽減することができ、プラズマの準定常時間に精密な波動実験を可能にするデジタル・データ処理技術を用いて電流駆動アルベーン不安定性およびドリフト・アルベーン結合モード不安定性の性質の一部分を明らかにすることができた。本研究によって明らかになったアルベーン不安定性に関する知見が磁場閉じ込め核融合プログラムに寄与する事ができれば幸いである。

## Appendix A ドリフト・アルベーン不安定性

Tang and Luermann<sup>12</sup>に従って実験に用いたプラズマ諸量を用いて電流駆動ドリフト・アルベーン結合モード不安定性の分散関係を計算する。

### A-1 電流が流れていない有限βプラズマ中のドリフト・アルベーン波

多衝突プラズマ中におけるドリフト・アルベーン波の性質を記述する方程式を導出し、実験条件におけるプラズマ諸量で分散関係を計算する。2流体、スラブモデルで有限β、イオン粘性、電子イオン衝突、有限イオンラマ半径の効果を含める。軸方向電子電流を扱う場合、電界による電子ドリフト $v_{e0}$ 、温度の揺動を含める。円筒状の非一様な多衝突プラズマに対しては、ドリフト波の主要な性質は単純なスラブモデルでも保存され、より理解しやすい。

プラズマが有限βプラズマであるため、電場のみならず磁場の揺動が存在する。次の2つのMaxwell方程式が用いられる。

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{B}} = \frac{4\pi}{c} \tilde{\mathbf{J}},$$

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{E}} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t},$$

ここで、 $\tilde{\mathbf{B}}$ と $\tilde{\mathbf{E}}$ は電場と磁場の揺動である。さらに、 $1 > b > \beta > m/M$ を仮定する。ここで、 $b = +k_{\perp}^2 r_L^2$ 、 $r_L$ はイオンのLarmor半径である。

0次の圧力平衡の方程式、

$$\frac{B_0^2}{8\pi} + P_0 = \text{一定},$$

から、

$$\frac{d}{dx} (\ln B_0) \approx -\frac{1}{2} \beta \frac{d}{dx} (\ln n_0),$$

である。  $\beta < 1$  と仮定して  $\nabla_{\perp} B_0 = 0$  である。

$$\beta > \frac{m}{M} \text{ から } \frac{v_{Te0}}{V_A} > 1$$

ここで  $v_{Te0}$  は電子の熱速度、  $V_A$  はアルベーン速度である。さらに、局所近似の仮定、

$$k_x \gg \frac{d}{dx} \ln n_0,$$

が用いられる。ここで  $k_x$  は密度勾配の方向の波数である。

磁場の揺動と局所近似はここで導かれる波の特徴的な性質である。他の全ての仮定は静電ドリフトの研究<sup>22, 24</sup>の仮定を参照した。

電流が流れていないプラズマ中の平衡状態は次式で記述される。

$$\nabla_{\perp} v_{0y} = -\nabla_{\perp} v_{0x} = v_{0y} = -\frac{cKT_0}{eB_0} \frac{d}{dx} (\ln n_0) y,$$

$$v_{0z} = v_{0x} = 0, \quad E_{0z} = E_{0y} = 0.$$

一次の量はチルダ ( $\sim$ ) を用いて、0次の量は0の添字で表されている。線形化された電子の方程式は次式で与えられる。

電子反磁性ドリフトによって位相シフトした連続の式：

$$i(\omega - \omega^*) \frac{\tilde{n}}{n_0} = \left(\frac{1}{n_0}\right) \nabla \cdot (n_0 \tilde{v}_y) + ik_x \tilde{v}_{0y}$$

垂直方向の圧力平衡の式、

$$-KT_0 \nabla_{\perp} \tilde{n} - n_0 e \left( \tilde{E} + \frac{\tilde{v}_y \times B_0}{c} \right) - \tilde{n}_0 \left( \frac{v_{0y} \times B_0}{c} \right)$$

$$- n_0 e \left( \frac{v_{0y} \times \tilde{B}}{c} \right) = 0.$$

平行方向の圧力平衡の式：

$$-KT_0 \nabla_z \tilde{n} - n_0 e \tilde{E}_z - n_0 e \left( \frac{v_{z1} \times \tilde{B}}{c} \right)_z - n_0 m_e v_{z1} \tilde{v}_{z1} = 0.$$

ここで、

$$\tilde{E} = -\nabla \tilde{\phi} - c^{-1} \left( \frac{\partial}{\partial t} \right) A z$$

$$\nabla \times \nabla \times (A z) = \frac{4\pi}{c} \tilde{J}_z = -\frac{4\pi}{c} n_0 e \tilde{v}_{z1}$$

ドリフトモードの横方向磁場揺動は振動電流  $\tilde{J}_z$  によって生成される。この  $\tilde{J}_z$  は  $\tilde{n}$  ( $\tilde{v}_\perp \propto \tilde{n}$ ) にしたがって振動する。静電ドリフト波の理論と同じように、これらの方程式を組み合わせて  $\tilde{n}$  と  $\tilde{\phi}$  を結び付ける方程式が得られる。

$$\frac{\tilde{n}}{n_0} = \frac{e \tilde{\phi}}{KT} \left( \frac{\omega^* + i \nu_{\parallel} (1 + \eta)}{\omega + i \nu_{\parallel} (1 + \eta)} \right)$$

ここで、

$$\eta = \frac{i \nu_{\parallel} (\omega - \omega^*)}{b \varepsilon \omega_A^2}, \quad \varepsilon = 1 - \eta \varepsilon$$

$$\nu_{\parallel} = \frac{k_z^2 v_{Te}^2}{\nu_{e1}}, \quad \omega^* = k_z v_{z1}, \quad \omega_A = k_z v_A$$

ここで、 $\nu_{e1}$  は電子-イオン衝突周波数である。  $\eta \rightarrow 0$  の場合、上式は低  $\beta$  の場合に  $\tilde{n}$  と  $\tilde{\phi}$  を関係付ける方程式に帰着する。

有限  $\beta$  の場合の  $\nu_{\parallel} (1 + \eta)$  の項は低  $\beta$  の場合の  $\nu_{\parallel}$  の項と同じと考えられる。(1 +  $\eta$ ) の係数は平行方向の電子の輸送周波数  $\nu_{\parallel}$  に対する有限  $\beta$  の修正項である。 $\tilde{B}/B_0$  に対する表式は、

$$\frac{|\tilde{B}|}{B_0} \approx \frac{\omega_1}{\omega^*} \frac{k_z}{k_z} \frac{\omega_{c1}}{\nu_{e1}} \beta \frac{\tilde{n}}{n_0}$$

$$\omega_r = \omega^* \nu \nu_{\parallel} / |\epsilon| \approx 1$$

ここで、 $\omega_r$  は  $\text{Im}(\omega)$ 、 $\omega_{ci} = eB_0/Mc$ 、 $\lambda_{\perp}$  は垂直方向の波長、 $\lambda_{\parallel}$  は平行方向の波長である。

$\beta \rightarrow 0$  のとき、密度揺動は有限の値のまま磁場の揺動  $|\tilde{B}_{\parallel}|/B_0$  は 0 に漸近する。

導出の過程において用いられている仮定や近似を行なう際の検討は T P H の多断突、有限  $\beta$  プラズマ中でも適用可能なものである。電流が流れていないプラズマ中におけるドリフト・アルベーン波に対する分数関係が得られる。

$$D_1(\omega) = a_3 \omega^3 + a_2 \omega^2 + a_1 \omega + a_0 = 0$$

$$a_3 = b \nu_{\parallel}, \quad a_2 = i b^2 \omega_A + i \nu_{\parallel} \nu_{\perp}$$

$$a_1 = i b^2 \omega_A^2 \omega^* - [(1+b) \nu_{\parallel} + \nu_{\perp}] b \omega_A^2 - b \nu_{\parallel} \omega^{*2}$$

$$a_0 = [(1-b) \nu_{\parallel} - \nu_{\perp}] b \omega_A^2 \omega^* - 2 i \nu_{\perp} \nu_{\parallel} b \omega_A^2$$

$$- i \omega^{*2} \nu_{\parallel} \nu_{\perp} .$$

## A-2. 電流が流れている有限βプラズマ中のドリフト・アルベーン不安定性

実験では弱い軸方向電流をアルベーンモードを不安定化させるためにプラズマ中に流した。

$$J_{z0} = -n_0 e v_{z0}, \quad v_{z0} < v_{Te}$$

ドリフト・アルベーン波の分散関係を軸方向電流を含むように拡張し、実験プラズマ諸量を用いて分散関係を計算する。Tang and LuhmannはMHD方程式系を密度揺動の断熱的な変化によって温度が揺動を示すことができるように拡張している。このとき、断熱変化の状態方程式、

$$P_e = n K T_e = c n^{\gamma}$$

が方程式系を閉じるために用いられた。  $J_{z0} = -n_0 e v_{z0} \neq 0$  のとき、電流の流れの方向に対して反対方向に伝播するアルベーンモードに対応するドリフト波の強い結合によってアルベーンモードの成長率が正になり不安定化する。線形化された電子の方程式は、

$$i(\omega - \omega_0 - \omega^*) \frac{\tilde{n}}{n_0} = \frac{1}{n_0} \nabla_{\perp} \cdot (n_0 \tilde{v}_{e\perp}) + i k_z \tilde{v}_{ez}$$

ここで、

$$\omega_0 = k_z v_{z0}$$

$v_{z0} = 0$  のとき、

$$i(\omega - \omega^*) \frac{\tilde{n}}{n_0} = \frac{1}{n_0} \nabla_{\perp} \cdot (n_0 \tilde{v}_{e\perp}) + i k_z \tilde{v}_{ez}$$

1.  $\perp$  方向の運動方程式、

$$\frac{1}{n_0} \nabla_{\perp} \cdot (n_0 \tilde{v}_{e\perp}) = -i \omega^* \frac{\tilde{n}}{n_0} + i \omega^* \frac{e \tilde{\phi}}{K T_e}$$

$$i k_z \tilde{v}_{z0} = \nu_{\parallel} \left( \gamma \frac{\tilde{n}}{n_0} - \frac{e \tilde{\phi}}{K T_0} \right) + \left( \frac{\omega - \omega^*}{k_z} \right) \frac{e \tilde{A}}{c K T_0} \\ - \omega_0 \frac{\tilde{n}}{n_0} + \frac{d(\ln n_0)}{dx} \omega_0 \frac{\tilde{T}}{T_0}$$

軸方向電子電流によって生じるシア-磁場  $\tilde{B}_{\theta}$  と  $V_{z0} \times \tilde{B}$  項は無視されている。  
 $\tilde{T}/T_0$  に対する断熱変化の方程式は、

$$\frac{\tilde{T}}{T_0} = (\gamma - 1) \frac{\tilde{n}}{n_0}$$

3次元的な振動の場合は  $\gamma = 5/3$  である。Maxwell方程式は、

$$\frac{e \tilde{A}}{c K T_0} = \frac{i \nu_{\parallel}}{b \epsilon k_z V_A^2} \left( \gamma \frac{\tilde{n}}{n_0} - \frac{e \tilde{\phi}}{K T_0} \right) - \frac{\omega}{b \epsilon k_z V_A^2} \frac{d \ln \sigma_0}{d \ln T_0} \frac{\tilde{T}}{T_0}$$

温度の振動に対する断熱方程式が得られる。

$$\frac{\tilde{n}}{n_0} = \frac{e \tilde{\phi}}{K T_0} \frac{\omega^* + i \nu_{\parallel} (1 + \eta)}{\omega + i \gamma \nu_{\parallel} (1 + \eta) - \delta \omega_0 (1 + \eta)}$$

ここで、

$$\delta = \frac{d \ln \sigma_0}{d \ln T_0} (\gamma - 1), \quad \omega_0 = k_z V_{z0}$$

この方程式は電流駆動の場合の密度振動とポテンシャル振動を結びつける関係式である。これらの方程式から軸方向電流が存在する場合のドリフト・アルペーン波の分散関係が得られる。

$$D_2(\omega) = b_3 \omega^3 + b_2 \omega^2 + b_1 \omega + b_0$$

$$b_3 = b \nu_{\parallel}, \quad b_2 = i b^2 \omega_A^2 + i \nu_{\parallel} \nu_{\perp}$$

$$b_1 = i b^2 \omega_A^2 (\omega^* - \delta \omega_0) - [(1 + \gamma b) v_{\parallel} + v_{\perp}] b^2 \omega_A^2 \\ - b v_{\parallel} \omega_A^2.$$

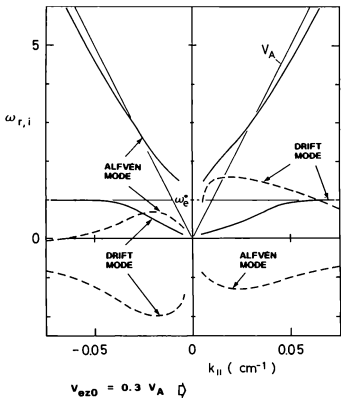
$$b_0 = (1 - b) (\gamma v_{\parallel} + i b \delta \omega_0) b \omega^* \omega_A^2 - (\omega^* - \delta \omega_0) \\ - (\omega^* - \delta \omega_0) b v_{\perp} \omega_A^2 - (1 + \gamma) i v_{\parallel} v_{\perp} b \omega_A^2 \\ - i \omega^{*2} v_{\parallel} v_{\perp}$$

導出過程を検討すると、 $\beta \rightarrow 0$ のとき、分散関係式  $D_1(\omega)$ 、 $D_2(\omega)$  は低  $\beta$  の静電ドリフト波の方程式に帰着する。  $J_{0z} = 0$ 、 $\gamma = 1$  のとき、 $D_2(\omega)$  は  $D_1(\omega)$  に帰着する。

$\nabla n_0/n_0 \rightarrow 0$  のとき、これらの方程式はアルベーン波を記述するが、アルベーン波の不安定化のエネルギー源である抵抗性ドリフト波が励起されなくなるため、プラズマ中心で励起された高周波のアルベーン不安定性はドリフト・アルベーン結合モード不安定性のモデルでは説明できない。

分散関係  $D_2(\omega)$  をプラズマ諸量を用いて計算すると、 $0.1 V_A$  程度の電子ドリフトによって電子ドリフトに対して反対方向のアルベーン波の分散性が不安定化される。図は電子ドリフト速度  $v_{d0} = 0.3 V_A$  の場合の分散関係を示している。電流駆動ドリフト・アルベーン結合モード不安定性の線形理論では、磁力線方向の電子ドリフト方向に伝搬するドリフト波の分散枝 ( $f_1$  モード) と反対方向に伝搬するアルベーン波の分散枝 ( $f_2$  モード) が不安定化するのであるが、不安定化される周波数領域は電子反磁性ドリフト周波数 ( $\omega^*/2\pi$ ) 近傍に限られている。実験で観測された磁場揺動の各周波数成分の位相速度の測定結果とは一致していない。

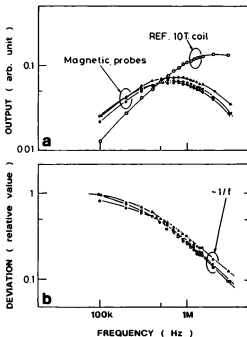




図A 電流駆動ドリフト・アルベーン結合モード不安定性の分散関係[Ref. 12]

電子ドリフト速度:  $v_{de} = 0.3 v_A$   
 アルベーン速度:  $v_A = 10^7 \text{ cm/s}$   
 電子反磁性ドリフト周波数:  $\omega_{ce}^* = 10^5 \text{ rad/s}$

Appendix B 磁気プローブの検出感度の周波数特性



(a) 磁気プローブと参照用コイルの出力の周波数依存性

一定の振幅の正弦波の励磁電流をヘルムホルツコイルに加え、コイルの中心に磁気プローブを置いて測定した。

(b) 磁気プローブの特性の離分特性からのずれ。

## References

1. W. M. Tang et al. Nucl. Fusion 16 (1976) 191  
A. Hasegawa et al. Phys. Rev. Lett., 44 (1980) 248  
J. F. Drake et al., Phys. Rev. Lett., 44 (1980) 994
2. S. J. Zweben et al., Phys. Rev. Lett., 42 (1979) 1270
3. A. Nishida, "Physics and Chemistry in Space Geometric Diagnostics of the Magnetosphere" (Springer-Verlag, New York, 1978), Vol. 9, Chap. 5; N. A. Saffelkos et al., J. Geophys. Res., 83 (1978) 1493
4. K. T. Tsang et al., Phys. Rev. Lett., 41 (1978) 557  
Y. C. Lee and L. Chen, Phys. Rev. Lett., 42 (1979) 708  
J. Spurling and D. K. Bhadra, Plasma Phys. 21 (1979) 225
5. S. Inoue, K. Itoh, and S. Yoshizawa, J. Phys. Soc. Japan 48 (1980) 973  
S. Inoue, K. Itoh, Nucl. Fusion 21 (1981) 3
6. H. D. Hazeltine, D. Dobrott, and T. S. Wang, Phys. Fluids 18 (1975) 1778  
J. F. Drake and Y. C. Lee, Phys. Fluids, 20 (1977) 1341  
Liu Chen, R. H. Rutherford and W. W. Tang Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 460  
M. N. Bussac, D. Edery, R. Pellat, and J. L. Soule Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1500  
J. F. Drake Phys. Fluids 21 (1978) 1777  
D. A. D'ippolito, Y. C. Lee and J. F. Drake Phys. Fluids 23 (1980) 771
7. B. Coppi, J. W-K. Mark and L. Sugiyama Phys. Rev. Lett., 42 (1979) 1058  
R. D. Hazeltine and H. R. Strauss Phys. Fluids 21 (1978) 1007  
R. D. Hazeltine and D. W. Ross Phys. Fluids 21 (1978) 1140  
H. R. Strauss et al. Phys. Fluids 22 (1978) 889  
R. D. Hazeltine et al. Phys. Fluids 22 (1979) 1932

- S. M. Mahajan et al. *Phys. Fluids* 22 (1979) 2147
8. Haruyuki Irie *J. Phys. Soc. Japan* 50 (1981) 1755  
Haruyuki Irie, Toshio Tange, and Kyoji Nishikawa *J. Phys. Soc. Japan* 46 (1979) 293
9. B. B. Kadomtsev, "Plasma Turbulence", (Academic Press, London, 1965), 79
10. B. B. Kadomtsev, *Zhy. Tekh. Fiz.* 31 (1961) 1209 [*Sov. Phys. Tech. Phys.* 6 (1962) 882]
11. L. C. Woods *Phys. Fluids* 6 (1963) 729
12. Y. Nishida and K. Ishii *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 352  
J. T. Tang, N. C. Luhmann, Jr., Y. Nishida, and K. Ishii *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975) 70  
J. T. Tang and N. C. Luhmann, Jr. *Phys. Fluids* 19 (1976) 1935
13. H. L. Berk et al. *Nucl Fusion* 15 (1975) 819  
M. N. Rosenbluth and P. H. Rutherford *Phys. Rev. Lett.* 34 (1975) 1428
14. F. F. Chen, "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Second Edition" (Plenum Press, New York, 1984) 223
15. Tetsuya Akitau and Ryohei Itatani, *The Journal of the Japanese Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research* 40 (1978) 33  
also in R. Hatakeyama, M. Inutake, and T. Akitau, *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981) 183
16. M. Inutake et al. *Annual Review of Institute of Plasma Physics, Nagoya University*(1977-1980)
17. Thomas Howard Stix, "The Theory of Plasma Waves", (Mc-Graw-Hill, New York, 1962)
18. Yoshimitsu Amagishi, Masaki Inutake, Tetsuya Akitau and Akira Tsushima, *Japanese J. Appl. Phys.* 20 (1981) 2171
19. R. C. Cross and A. B. Murphy, *Plasma Physics and Controlled Fusion* 28 No. 3 (1986) 597

20. A. B. Murphy J. Plasma Physics 42 (1989) 361
21. Lyman Spitzer, Jr. , "Physics of Fully Ionized Gases", (John Wiley & Sons, New York, 1962)
22. R. C. Davidson and J. M. Ogden Phys. Fluids 18 (1975) 1045
23. H. W. Hendel, T. K. Chu, and P. A. Pulitzer Phys. Fluids 11 (1968) 2526

## 第二部 負イオンを含む弱電離プラズマ中における電離不安定性

### 1. 序論

放電の進展過程において気体の種類や圧力、電極などによって様々な放電形態が知られている。例えば、長ギャップの絶縁破壊の過程において知られている放電前駆現象 (Stepped Leader) などの現象が知られている。この現象は例えば、雷の進展過程の研究においても観察される。本研究では5~40 Torrの狭い圧力範囲のSF<sub>6</sub>放電の減衰過程に着目する。放電媒質の温度が放電電流の減衰によって低下すると陽光柱が膨張し、膨張した放電陽光柱内で電離不安定性の成長過程を観察することができた。低輝度の放電陽光柱内の電離不安定性の伝播は放電前駆現象におけるStepped leaderの成長過程と類似している。

実験に用いたSF<sub>6</sub>は高電圧絶縁や開閉機内のアーク放電の消弧用作用気体として多用されている代表的な負性気体の一つである。この気体の優れた絶縁特性は放電媒質中の電子付着に密接に関係している。Thompson<sup>1</sup>, Oskam<sup>2</sup>, Sabadil<sup>3</sup>, Nobata and Kando<sup>4</sup>, Rogoff<sup>5</sup>, Ogle and Woolsey<sup>6</sup>は負イオンを含む多断突プラズマ中における荷電粒子の拡散について議論し、多極性拡散における電子の実効的拡散係数の増大と両極性電界の減少、放電陽光柱の密度分布等の変化を指摘している。負イオンを含む多断突プラズマ中では、負イオンの空間電荷によって通常の放電プラズマ中で電子を閉じ込めている両極性電界が中和されるため、電子の拡散による損失が増大する。

絶縁特性や電気的特性の改良のために、SF<sub>6</sub>の巨視的な性質と電子付着や電離などの基礎的な過程の関連性が多数の研究者によって勢力的に研究されている。<sup>11-27</sup> SF<sub>6</sub>の放電プラズマ中の荷電粒子の組成は放電媒質の熱平衡温度に依存して変化する。高温度のアーク放電の電離領域の電子と正イオンが主要な荷電粒子であるが、消弧過程では温度の降下によって自由電子に比べて負イオンの相対的な密度が大きくなる。放電電流の減衰過程における熱へ行こう温度の低下は低温度領域の

応用的な視点からとともに電離不安定性はプラズマ物理の視点からも魅力的なものである。Pekarek<sup>22</sup>, Nedospazov<sup>23</sup>, Garscadden<sup>24</sup>, Nighan<sup>25</sup>等によって包

子に比較して負イオンの相対的密度が大きくなる。実験で観測された電流減衰過程における放電陽光柱の膨張は負イオンの生成にともなう両極性拡散から多極性拡散への変化による放電現象の例示である。

放電減衰過程における低輝度の放電陽光柱内の電離不安定性の成長と伝播は放電前駆現象におけるStepped leaderの成長過程と類似している。応用的な視点からとともに電離不安定性はプラズマ物理の視点からも魅力的なものである。Pekarek<sup>22</sup>, Nedospazov<sup>23</sup>, Garscadden<sup>24</sup>, Nighan<sup>25</sup>等によって包括的なレビューが行われている。さらに、多くの研究者によって様々な放電媒質中の電離不安定性とその著しい多様性が紹介されているが、多くの実験は定常グロー放電陽光柱内で行われている。本研究では放電形態の遷移によって生じた過渡的な励起状態で不安定化された電離不安定性の成長過程を観測する。このような負性気体中の放電形態の変化とこれにともなう電離不安定性の不安定化の実験による観察の報告例として、他にDouglas-Hamilton and ManiによるCO<sub>2</sub>の電子付着・電離不安定性の観測に関する報告がみられるが、他に多数の報告は見られない。

## 2. SF<sub>6</sub>中における電離不安定性

### A. 放電減衰過程における放電陽光柱の影響

SF<sub>6</sub>放電の減衰過程の観測に用いた実験装置の構成が図1に示されている。この装置の主要部分は中心部に直径8 mmの硬質アルミニウム製半球状電極を対向させた内径80 mmのPMM A (polymethyl-methacrylate) 製放電管である。放電管の中央部分の結晶石英製光学窓から陽光柱を観測し、光学レンズとスリットの相対的な位置を挿引して任意の位置の分光測定を行った。測定には焦点距離が400 mmの分光器と光電子増倍管 (Hamamatsu Photonics, R-550 及びR-1509) が用いられた。陽光柱の発光強度の空間分布の時間変化をイメージコンバーターカメラ (IMACON 790) を用いて観察した。フッ素原子の光に対する感度を相対的に高めるため、R-60光学フィルターを用いて短波長の光に対する感度を除いた。

放電陽光柱の浮遊電位の空間分布と電位揺動を測定するため、軟質ガラスの薄い層で被覆した直径0.1 mmの白金線の先端部分を研磨して小型の静電プローブを製作し、先端部分を陽光柱の周辺領域 ( $r=3$  mm) に挿入した。

放電回路はキャパシター (0.094  $\mu$ F) と291.3  $\Omega$ の低誘導抵抗で構成されている。直列抵抗は絶縁破壊時の陽光柱の熱影響を抑制する。絶縁破壊時の過剰な電気エネルギーの入力を避けるため、電極間電圧を緩やかに上昇させて低い過電圧率で放電を開始させた。

図2は10 TorrのSF<sub>6</sub>中の放電の減衰過程で観測された陽光柱のフッ素の中性原子の発光強度 (685.6 nm) と一価の炭素イオンの発光強度 (545.4nm) の時間的変化の代表的な例を示している。フッ素原子の発光強度は放電電流の減衰過程において絶縁破壊から15  $\mu$ s後に4~5倍に増大し、これとは対照的にS<sup>+</sup>イオンの発光強度が急激に減衰している様子が観察できる。発光強度の増大はF I (685.6, 690.2, 687.0, 630.4, 749.0, 742.6 nm), F II (384.7, 402.5, 384.7, 350.1 nm), F III (303.9, 315.4, 317.4, 303.9, 312.2 nm) 等のスペクトルでも観測された。

図2 (b) はF I (685.6 nm) の波形と同時に記録されたストリーク写真を



示している。発光強度の増大は陽光柱全体で起きている。放電後期に陽極表面の近傍において形成された電離不安定性が低輝度の陽光柱内を陰極に向かって伝播するために、観測点を固定すると発光強度が周期的に変動する。

図3のフレーミング写真は1  $\mu$ s 間隔で撮影された放電陽光柱の膨張と電離不安定性の成長過程を示している。絶縁破壊後の放電の初期状態は加熱によって気体密度が希薄化した中心部に熱収縮した陽光柱の形態を示している。陽光柱の膨張は1  $\mu$ s 以下の時間で起こり、次に低輝度の放電陽光柱に沿って電離不安定性による4箇所の強発光領域が生じ、次第に主要な強発光領域に統合されながら陰極に向かって伝播している様子が観察できる。図3の測定において1フレーム当たりの露光時間は200 nsである。

放電電流の減衰過程におけるS<sup>+</sup>イオンの発光強度の急激な減衰は放電領域の気体温度の低下によって起きるS<sup>+</sup>→S<sub>2</sub><sup>+</sup>の硫黄イオンの粒子種の変化によるものと考えられる。Frie<sup>12</sup>、Frost and Liebermann<sup>12</sup>、Lofke and Liebermann<sup>11</sup>、Brand and Kopainsky<sup>12</sup>、Dienemann<sup>12</sup>によって熱平衡温度に対するSF<sub>6</sub>放電中の粒子種の相対的な密度の依存性が調べられているが、Brand and Kopainskyによれば、SF<sub>6</sub>アーク放電の減衰過程において4500 K近傍でこのようなイオン種の変化が起きる。より低温度領域では電子の相対的密度が低下し、負イオンが支配的になる。陽光柱の膨張の原因は放電領域の気体温度の低下に起因する負イオンの相対密度の変化による電子の拡散の増大であると考えられる。以下の章において負イオンの寄与について議論する。

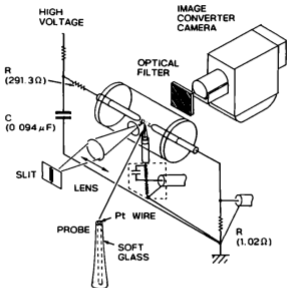


図1 SF<sub>6</sub>放電の減衰過程の観測に用いた実験装置の概略



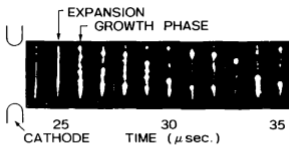


図3 膨張した放電光柱内の電離不安定性  
 実験条件: SF<sub>6</sub> 10 Torr, 電極間隔 30 mm.

## B. しきい値電流の圧力依存性

放電電流の減衰過程における陽光柱の膨張はSF<sub>6</sub>の充填圧力が5~30 Torrの範囲において観測された。図4はSF<sub>6</sub>の充填圧力を変化させて観測された放電電流とF I (585.6 nm) およびS II (545.4 nm) の発光強度の時間的変化の代表的な例を示している。SF<sub>6</sub>の圧力が上限の圧力(30 Torr)以上の場合、絶縁破壊後の熱収縮したアーク放電の形態で放電電流が完全に減衰する。下限の圧力以下の場合には絶縁破壊直後から拡散したグロー放電状態が観測された。

図5(a)はSF<sub>6</sub>の圧力に対する放電開始から陽光柱の膨張が観測されるまでの遅れ時間の変化を示している。図5(b)は陽光柱の膨張が起きる下限の放電電流の圧力に対する依存性を示している。I<sub>0</sub>は絶縁破壊直後の放電電流、I<sub>c</sub>は陽光柱の膨張が起きる下限の放電電流、V<sub>0</sub>は放電開始電圧である。陽光柱の膨張が起きる下限となるしきい値の放電電流I<sub>c</sub> [A]とSF<sub>6</sub>の圧力P [Torr]との間には次のような関係が成立していることが明らかになった。

$$I_c = 67.5 P^{-1} \text{ (電極間隔25 mm, 破線),}$$

$$I_c = 73.1 P^{-1} \text{ (電極間隔10 mm, 実線).}$$

これらの実験式の定数は電極間隔に依存せず一定値を示す。実験で観測された下限の放電電流値とSF<sub>6</sub>の圧力との間の関係は放電電流による加熱と電子熱伝導による熱の散逸との平衡によって説明できる。すなわち、次のような関係が成立している。

$$I_c^2 P = A P^{-1}$$

ここで、Aは比例係数である。放電電流による熱源は収縮した陽光柱の中心部に局在している。単位長さ当たりの電気的エネルギーの消費はI<sup>2</sup>Rに比例する。Rは電気抵抗であり、単位長さ当たりに起きる非弾性衝突の衝突周波数に比例する。持続放電条件下では非弾性衝突当たりのエネルギー損失は一定と見なせるため、Rは圧力Pに比例する。

アーク放電のシース部分の厚みが一定であるとすると、放電領域の温度T

( $T > T_c$ ) と周囲の気体の温度 ( $T_{\text{ext}}$ ) によって陽光柱を取り囲んでいるアークシースを横切る熱エネルギーの散逸は次式で表すことができる。

$$(T - T_{\text{ext}}) K,$$

ここで、 $K$  は境界を横切る全熱伝導率である。Golant et al.<sup>12)</sup>によれば電子による熱伝導が支配的な場合には  $K$  は  $P^{-1}$  に比例する。放電電流の下限値  $I_c$  における Joule 加熱と放電領域の温度を  $T_c$  としたときにおける熱エネルギーの散逸が平衡しているとするとき次のような関係が得られる。

$$I_c^2 R = (T_c - T_{\text{ext}}) K, \quad R \propto \rho, \quad K \propto \rho^{-1}.$$

図 5 (a) の実線は放電電流の時間変化を  $I_0 = I_{00} \exp(-t/T)$  で近似したときに、電流値が実験式のしきい値電流以下に減衰するまでの遅れ時間である。これらの曲線は低圧力領域を除いて実験結果と良い一致を示している。  $T = 29.4 \mu\text{s}$  (電極間隔 25 mm) および  $27.7 \mu\text{s}$  (電極間隔 10 mm) としたときに最も良い一致が得られる。ここで、外部回路の時定数は  $27.4 \mu\text{s}$  である。より長い電極間隔 (電極間隔 25 mm) における時定数の増加は陽光柱の抵抗の増大によるものと考えられる。

実験結果は放電領域の気体温度が一定の温度に低下したときに陽光柱の膨張が起きていることを示唆している。気体温度の低下によって高温領域の電子と正イオンのみを含むプラズマ中の両極性拡散から負イオンを含む多極性拡散へと変化しているものと考えられる。Thompson<sup>1)</sup>, Oskam<sup>2)</sup>, Sabadil<sup>3)</sup>, Rogoff<sup>5)</sup> は負イオンを含む器壁安定化グロー放電陽光柱内の電子拡散の増加について議論している。SF<sub>6</sub> 放電プラズマ中の正負イオンと電子を含むモデルにおける多極性拡散係数について Appendix A で議論する。

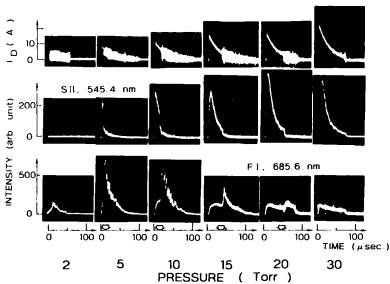


図4 放電形態の変化の $SF_6$ の圧力に対する依存性  
 実験条件：電極間隔 25 mm.

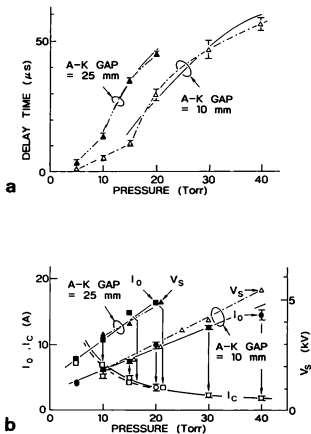


図5 放電電流のしきい値  $I_c$  と遅れ時間の  $SF_6$  の圧力に対する依存性

(a) 遅れ時間の圧力に対する依存性。

(b)  $I_0$ : 絶縁破壊後の放電電流,  $I_c$ : 放電電流の下限,  $V_s$ : 放電開始電圧

— :  $I_c = 73.1 P^{-1}$  (電極間隔 10 mm)

..... :  $I_c = 67.5 P^{-1}$  (電極間隔 25 mm)

$I_c$  (A),  $P$  (Torr)



### C. 電子密度と電子ドリフト速度の変化

放電減衰過程における陽光柱の膨張にともなって陽光柱の電位の電位分布が変化し、電位勾配の増大が観測された。図6(a)の上側の波形は陽光柱の周辺部分に挿入された静電プローブを用いて検出された陽光柱の膨張にともなう浮遊電位の上昇を示している。陰極を放電管内部の電位の基準点として用いた。下側の波形は同時に観測されたプラズマ中心部分のF I (685.6 nm)の発光強度の時間変化を示している。同図(b)の曲線B-1は放電初期の発光強度の空間分布、B-2は膨張した陽光柱の発光強度の分布を示している。

曲線C-1は陰極を放電管内部の電位の基準点として測定された放電初期の電位分布を示している。陽光柱内の電位勾配は4.5 V/mmである。同じ測定を陽極を基準点として繰り返して曲線C-2の電位分布が得られた。電位勾配は9.5 V/mmである。曲線C-3は膨張した陽光柱内の電位分布を示している。電位勾配は53.2 V/mmに増大している。このような陽光柱内の電界強度の増大がフッ素原子の発光強度の増大の原因である。測定においてSF<sub>6</sub>の圧力は20° Cにおいて10 Torrである。放電領域の温度を4500 Kとして気体密度の希薄化を考慮すると、放電初期の換算電界強度は100 Td、膨張した陽光柱内の換算電界強度は $2 \times 10^3$  Tdである。ここで、Tdは換算電界強度E/Nの単位であり、Eは電界強度、Nは気体密度、 $1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V m}^2$ である。

フレーミング写真から陽光柱の断面積を求め、放電初期と膨張後の陽光柱内の放電電流密度を推定する。図7は放電電流 $I_0$ 、 $I_c$ 、フレーミング写真によって測定された陽光柱の発光部分の断面積 $S_0$ 、 $S_c$ および放電電流密度 $J_0$ 、 $J_c$ の電極間隔に対する依存性を示している。ここで、括弧“0”をつけた測定値は放電初期の値、“c”をつけた測定値は陽光柱の膨張直後に測定された値である。

図6と同じ電極間隔が25 mmのときに着目すると、放電初期の熱収縮したアーーク放電の放電電流は10.2~10.4 A、陽光柱の断面積は0.9~1.2 mm<sup>2</sup>、放電電流密度は9~11 A/mm<sup>2</sup>である。陽光柱の膨張後の電流は6.4~6.8 A、断面積は5.7~6.8 mm<sup>2</sup>である。したがって、陽光柱の膨張によって放電電流密度は1 A/mm<sup>2</sup>に減少する。ここで、電流密度の計算において断面内の放電電

流が一様であると仮定したが、電流密度が2次関数、

$$I(r) = I_0(a^2 - r^2) / a^2$$

で近似できるとして電流分布の効果を評価すると、中心部分の電流密度は図の値の2倍になる。ここで、 $a$ は陽光柱の半径、計算ではフレーミング写真から求めた見かけの大きさを用いた。実験結果から推定される電流密度の変化は電流分布の効果を考慮しても有意な変化を示している。

図8はSF<sub>6</sub>中の電子ドリフト速度の電界強度に対する依存性から推定された各放電状態における電子ドリフト速度と電子密度を示している。放電領域の気体密度を仮定してE/Nを求め、多数の原著論文によって明らかにされているSF<sub>6</sub>中の電子のドリフト速度の電界強度に対する依存性<sup>18,22</sup>を用いて電子ドリフト速度を求めた。○と●のシンボルは、初期状態の熱収縮したアーク放電陽光柱の電子ドリフト速度と電子密度、△と▲のシンボルは膨張後の値を表している。しきい値温度T<sub>c</sub>付近の値から放電初期(T > T<sub>c</sub>)の電子ドリフト速度は2×10<sup>7</sup> cm/s、電子密度は3×10<sup>14</sup>~4×10<sup>14</sup> cm<sup>-3</sup>である。電界強度の増大によって膨張後の陽光柱内の電子ドリフト速度は7×10<sup>7</sup> cm/sに増大するが、電子密度は9×10<sup>12</sup>~1×10<sup>13</sup> cm<sup>-3</sup>、初期状態の0.1倍以下に減少している。

SF<sub>6</sub>中の電子ドリフト速度の近似曲線と参照された原著論文のデータはAppendix Cにまとめられている。高E/N領域の近似式の係数はAschwanden<sup>20</sup>、Nakanura<sup>21</sup>による測定結果から、低E/N領域の近似式はHarris and Jones<sup>18</sup>、Nakanura<sup>22</sup>の測定結果から最小自乗法を用いて求めた。700~2×10<sup>3</sup> Tdの範囲の電子ドリフト速度は700 Tdまでの電子ドリフト速度データから得られた近似式を外挿して求めた。中間E/N領域における近似式の誤差は約20%である。

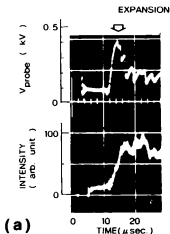


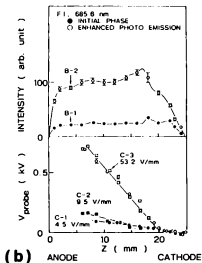
図6 陽光柱の膨張にともなう放電  
プラズマ中の電界強度の増大

(a) 陽光柱の膨張にともなう  
発光強度と浮遊電位の時間変化

(b) 発光強度の軸方向分布  
 ---●--- : 放電初期の発光強度  
 ---○--- : 膨張後の発光強度

浮遊電位の軸方向分布  
 -●- - - : 放電初期の電位分布  
 -○- - - : 膨張後の電位分布

実験条件, SF<sub>6</sub>, 10 Torr  
電極間隔 25 mm



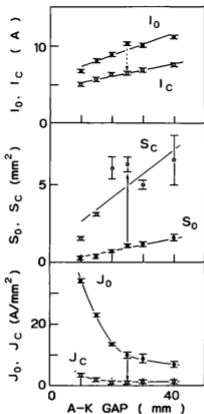


図7 陽光柱の影響による放電電流密度の変化

$I_0$ : 放電初期の放電電流,       $I_c$ : 下限の放電電流  
 $S_0$ : 熱取離した陽光柱の断面積,       $S_c$ : 影響後の陽光柱の断面積  
 $J_0$ : 放電初期の電流密度,       $J_c$ : 影響後の電流密度  
 実験条件:  $\text{SF}_6$ , 10 Torr

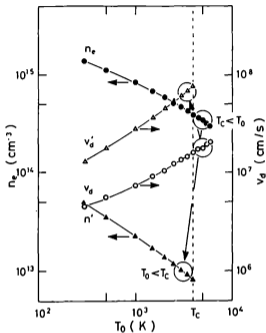


図8 陽光柱内の電子密度と平均ドリフト速度の変化

収縮アーク放電                      拡散グロー放電  
 電子密度    : ●  $3 \sim 4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$     → ▲  $9 \times 10^{12} \sim 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$   
 ドリフト速度 : ○  $2 \times 10^7 \text{ cm/s}$         → △  $7 \times 10^7 \text{ cm/s}$

#### D. 多極性拡散に対する軸方向磁場の影響

多衝突プラズマ中の両極性拡散では磁場を横切る電子拡散に対する磁場の影響は正イオンとの静電的相互作用によって制限されるが、Golant<sup>67</sup>等によれば負イオンを含む多衝突プラズマ中の拡散では正イオンと電子の静電的相互作用が負イオンの空間電荷によって減じられるため、電子拡散に対する軸方向磁場の影響が現われるはずである。放電管の周囲にヘルムホルツコイルを配置して、放電陽光柱の中心軸に平行に最大磁場強度1200 Gaussの磁場を加え放電陽光柱の膨張と電離不安定性の動起に対する影響を調べた。放電領域内の磁場強度のばらつきは±0.6%である。実験に用いたバイレックス製の放電管の内径は45 mmであり、放電プラズマの大きさに比較して十分大きい。

図9は軸方向磁場の強度を変化させた場合に観測されたSF<sub>6</sub>放電の放電電流とF I (685.6 nm)の発光強度の時間変化を示している。絶縁破壊による放電開始から陽光柱の発光強度の増大までの遅れ時間は磁場を加えてもほとんど変化していない。これに対して電離不安定性の動起を示す発光強度の周期的な変動は磁場強度の増大とともに遅く観測されることが分かる。

負イオンを含む多衝突プラズマ中における磁力線を横切る方向の電子の拡散に対する磁場の影響について考察する。磁力線を横切る方向の電子の自由拡散は磁場によって減少するが、この効果は各係数を磁場中の係数に置き換えることによって表すことができる。

$$D_{\perp} \rightarrow \frac{D_0}{(1 + \Omega_e^2 \cdot \tau_e^2)}$$

ここで、 $\Omega$ はサイクロトロン周波数、 $\tau$ は衝突周波数の逆数である。両極性拡散の場合も同様に、拡散係数と移動度を磁場中の係数に置き換える事によって磁力線を横切る方向の拡散係数の変化を評価できる。<sup>67</sup>

$$D_{\perp j} = \frac{D_j}{(1 + \Omega_j^2 \cdot \tau_j^2)}$$

$$\mu_{\perp j} = \frac{\mu_j}{(1 + \Omega_j^2 \cdot \tau_j^2)}, \quad j = i, e.$$

これらを両極性拡散係数  $D_{\pm}$  の式に代入し、 $\Omega_e^2 \tau_e^2 \gg 1$ 、 $\Omega_i^2 \tau_i^2 \ll 1$ 、 $\mu_e \gg \mu_i$  として簡単化すると次式が得られる。

$$D_{\pm} \approx \frac{[D_i + (\mu_i / \mu_e) \cdot D_e]}{[1 + (\mu_i / \mu_e) \cdot \Omega_e^2 \cdot \tau_e^2]}$$

ここで、

$$D_{\pm} \approx \frac{(D_i \mu_e + D_e \mu_i)}{(\mu_i + \mu_e)}$$

ここで、 $\mu_i / \mu_e$  は  $2.35 \times 10^{-3}$  程度の大きさであるから、軸方向磁場に対して依存性が現われるのは非常に強い磁場の下で、

$$\Omega_e^2 \tau_e^2 \approx (\mu_i / \mu_e)^{-1}$$

の場合に限られる。実験において 1200 Gauss の軸方向磁場を加えた場合、 $\Omega_i^2 \tau_i^2 \approx 0$ 、 $\Omega_e^2 \tau_e^2$  は 0 から 1 近傍まで変化するが、両極性拡散状態では軸方向磁場に対する依存性は現われない。実験で観察された電離不安定性の不安定化の系統的な遅れは、影響した陽光柱内の電子の拡散がより自由拡散に近い場合磁場強度の変化に対応する  $\Omega_e^2 \tau_e^2$  の増加によって拡散による電子密度の低下が遅れていることを示している。

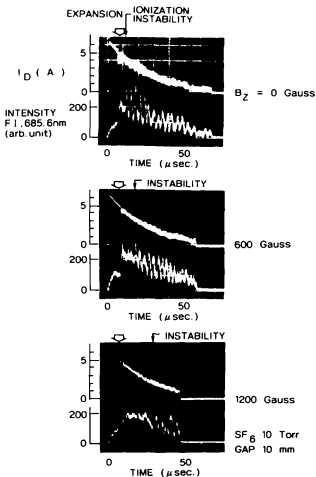


図9 多極性拡散における軸方向磁場の影響

実験条件: SF<sub>6</sub> 10 Torr, 電極間隔 10 mm.



## E. 膨張したSF<sub>6</sub>放電陽光柱で観測された電離不安定性

放電陽光柱の膨張とともに放電プラズマの発光強度が一様に増大するが、陽光柱内の僅かな擾乱を起点として電離不安定性が成長を開始し、次第に小数の強発光領域に統合された。放電後期では電離不安定性が陽光柱の表面近傍に置いて成長し、周期的に陽光柱内を陰極に向かって伝播する様子が観測された。電離不安定性の伝播特性と分散関係を求め、電離不安定性の伝播とともに観測された大振幅の静電揺動の構造を静電プローブを用いて測定する。

図10のストリーク写真は電離不安定性の連続した軌跡の代表的な例を示している。発光強度の空間分布の縞線は電離不安定性の軌跡を示している。陽光柱の中央部における伝播速度は $3 \sim 3.1 \times 10^5$  cm/sである。伝播速度は陰極近傍において低下し、発光強度が減衰する。陽極表面で形成された強発光領域は先に発生して陽光柱内を伝播している強発光領域が陰極付近で消滅するまで陽極表面近傍に留まり、一つの強発光領域が陰極付近で消滅すると新しい強発光領域が陽極表面を離れて伝播を開始する様子が観測できる。陽光柱の中央部における電離不安定性の間隔は放電媒質の圧力によって決まるためより高い圧力ではより短い間隔で電離不安定性が助起された。

図11(a)は異なる電極間隔の実験で観測された電離不安定性の伝播特性の変化を示している。 $f$ は単位時間当りに陽極表面で発生する電離不安定性の数、 $\lambda$ は陽光柱の中央部における間隔、 $U$ は伝播速度である。電極間隔を20 mm以上に設定すると電離不安定性の波長は20 mm、陽極表面における電離不安定性の発生数は $2.2 \times 10^5$  s<sup>-1</sup>、電離波動の伝播速度は $3.5 \times 10^5$  cm/s付近で飽和する傾向を示した。電極間隔をより拡大すると、1波長に相当する変化によって放電陽光柱内に同時に助起される電離不安定性の数が離散的に増加する傾向が観測された。端数に相当する電極間隔の変化は電極近傍における伝播速度の低下によって調整されている。図11(b)は電離不安定性の間隔(波長)と伝播速度( $\omega/k$ )の電極間隔に対する依存性から得られた $k-\omega$ ダイアグラムを示している。Ishikawa et al.<sup>5)</sup>の研究によって低圧力SF<sub>6</sub>中の定常グロー放電中の電離波動が後進波の分散関係を示すことが明らかにされているが、観測された電離不安定性はF<sup>+</sup>型の前進波<sup>4)</sup>に分類される。

図12 (a) は電離不安定性の伝播にともなう陽光柱の電位揺動と F I (685.6 nm) の発光強度の揺動波形の代表的な例を示している。電位揺動の測定のため静電プローブの先端部分を陽光柱の周辺領域 ( $r = 3 \text{ mm}$ ) に挿入し、分光測定用の光学系の焦点を陽光柱の中心に設定した。観測点を固定して電極間隔を一定に保ったまま移動し、電位分布を測定した。同図 (b) は第1周期の電離揺動が通過した直後に測定された陽光柱内の浮遊電位の軸方向分布を示している。各測定点は5~6ショットの波形の平均である。陽光柱の中央部における電位勾配は  $9.9 \text{ V/mm}$  である。(SF<sub>6</sub> 10 Torr, 20 °C) 放電領域の温度を  $4 \sim 4.5 \times 10^3 \text{ K}$  と仮定して放電媒質の希薄化を考慮すると換算電界強度は  $410 \text{ Td}$  である。

同図 (c) の曲線 C-1 は伝播速度 ( $3 \times 10^5 \text{ cm/s}$ ) を用いて観測された電位の揺動成分の時間変化を移動距離に換算して得られた電位の揺動成分の空間分布を示している。揺動成分を (b) の電位分布に加えて曲線 C-2 のような電離不安定性の電位構造が明らかになった。強発光領域の陰極側に局在した高電界領域が観測できる。曲線 C-3 は電界強度、曲線 C-4 は発光強度の揺動の空間分布を示している。高電界領域の換算電界強度は  $2 \times 10^3 \text{ Td}$  である。他の領域の電位勾配は無視できるほど小さく、一部は逆方向の電位勾配を示している。電界強度の最大値は発光強度の最大値よりも先行して観測された。遅れ時間は高電界領域で加速された電子によって励起された希薄原子の寿命によって生じているものと考えられる。

電極間隔を拡大すると電離不安定性の軌跡の不連続になり非周期的な変化を示した。図13のストリーク写真は不連続点によって複雑化した電離不安定性の軌跡の代表的な例を示している。発光強度の3次元分布の破線で示された軌跡は陽極から陰極に向かって  $4.7 \sim 5.1 \times 10^5 \text{ cm/s}$  で伝播している。電離不安定性の軌跡に生じる不連続点は陰極から陽極に向かって連続している。これは Yoshida et al.<sup>15)</sup> による計算機実験によって示された陰極表面から入射された負の空間電荷の揺動の伝播と類似している。

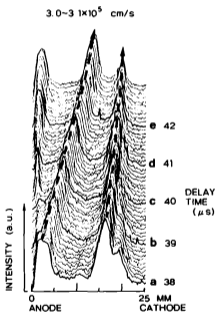
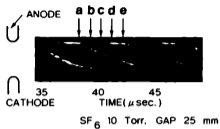
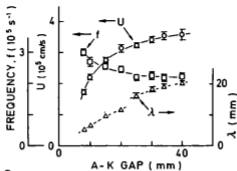
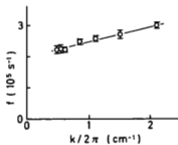


図10 膨張した陽光柱内の電離波の軌跡  
 実験条件: SF<sub>6</sub> 10 Torr, 電極間隔 25 mm.



a



b

図11 電離不安定性の伝搬特性

- (a) 伝搬特性の電極間隔に対する依存性  
 $f$  : 陽極表面における発生率 ( $\text{s}^{-1}$ )  
 $\lambda$  : 陽光柱の中央部における間隔 (mm)  
 $U$  : 伝搬速度.

- (b) 電離不安定性の  $k$ - $\omega$  ダイアグラム  
 $F^*$ 型 [Ref. 45].

実験条件:  $\text{SF}_6$  10 Torr.

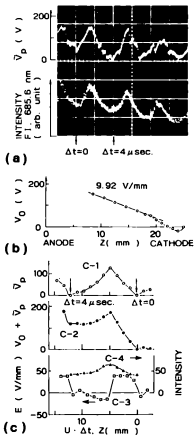


図 1 2 電離不安定性の電位構造

(a) 電離不安定性の電位揺動と発光強度の時間変化

(b) 陽光柱内の電位分布

(c) 電離不安定性の電位構造

C-1: 電位の揺動成分, C-2: 電位の空間分布

C-3: 電界強度の分布, C-4: 発光強度の空間分布

実験条件:  $\text{SF}_6$  10 Torr, 電極間隔 25 mm.

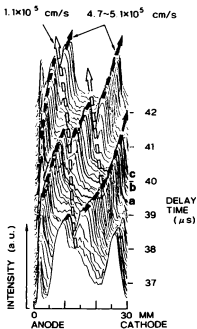
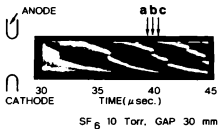


図13 電離波の軌跡の不連続点  
 実験条件: SF<sub>6</sub> 10 Torr, 電極間隔 30 mm.

### 3. He-SF<sub>6</sub>混合気体中の放電の減衰過程における電離不安定性

SF<sub>6</sub>とHeの混合気体はHFレーザやエキサイマーレーザの放電媒質として用いられているため、多数の研究者によって混合気体の放電特性が報告されている。Kline et al.<sup>15</sup>, Shimozuma and Tagashira<sup>17</sup>, Laska et al.<sup>18</sup>はSF<sub>6</sub>とHeの混合気体の絶縁破壊電圧等を成分気体の基礎データの解析によって求め、定常タウンゼント法による測定結果と比較しているが、これらの研究によって一様電界中における混合気体の巨視的な電気的特性が明らかにされている。SF<sub>6</sub>のHe混合気体中の放電減衰過程における放電形態の遷移と観測された電離不安定性について述べる。

図14はSF<sub>6</sub>の分圧比が50%の混合気体中の放電減衰過程におけるHeの主要なスペクトルの発光強度の増大と電離波動の周期的伝搬による発光強度の変調の代表的な例を示している。Heの発光強度の増大はSF<sub>6</sub>放電の実験と同様に放電領域の気体温度の低下による負イオンの生成に起因する電位勾配の増大によるものと考えられる。測定において線スペクトルの分光測定用に分光器(CT-25R)と光電子増倍管(Hamamatsu Photonics, R-376)が用いられた。光学系の波長感度特性は3111 Kのハロゲンタンクステンランプを用いて校正した。図15のストリーク写真は異なる分圧比の放電媒質中で観測された陽光柱の発光状態の変化の代表的な例を示している。SF<sub>6</sub>の分圧比を減少させると絶縁破壊から放電形態の遷移までの遅れ時間が次第に減少した。分圧比が2%以上の混合気体中では放電形態の遷移にともなう発光強度の増大が観測された。分圧比が1%以下の混合気体中では放電陽光柱内では動起状態の空間的な不均一が観測されたが、放電減衰過程における変化は観測されず膨張した放電形態で放電が開始した。

図16は○のシンボルは絶縁破壊時の電界強度( $E/p$ )<sub>11a</sub>のSF<sub>6</sub>の分圧比に対する依存性を多数の研究者の原著論文に示された( $E/p$ )<sub>11a</sub>の値と比較している。ここで、▲はKline et al.<sup>15</sup>, △はShimozuma et al.<sup>17</sup>, □と■はMoruzzi and Craggs<sup>12</sup>による一様電界下の( $E/p$ )<sub>11a</sub>の測定値である。彼らの実験結果はKline et al.<sup>15</sup>, Laska et al.<sup>18</sup>による( $E/p$ )<sub>11a</sub>の理論値と良く一致しているが、○で示された非一様電界下の測定値は、SF<sub>6</sub>の分圧比

が小さい領域において自己絶縁破壊電圧が著しく上昇する傾向を示している。一様電界下における測定値との差異は理論値の中で考慮されているPenning効果による補正よりも大きな変化である。このような実験結果は実験に用いた電極構造の電界分布が不均一であるためと考えられる。放電初期現象によって部分的電離が起きると多極性拡散によってSF<sub>6</sub>が周辺領域から放電領域近傍に輸送され  $(E/p)_{lim}$  が上昇したものと考えられる。

SF<sub>6</sub>とHeの混合気体を用いると放電媒質の充填圧力を広い範囲で変化させて電離不安定性の伝搬特性を観測する事ができた。図17のストリーク写真はSF<sub>6</sub>とHeの50%混合気体の全圧を変化させて観測された放電形態の遷移とこれにともなう電離不安定性の励起の代表的な例を示している。放電媒質の圧力が高い実験条件では電離波動の波長が電極間隔に比較して短くなり、多数の電離不安定性の軌跡と不連続点の軌跡が交錯した複雑な発光状態が観察された。全圧が20 Torrの実験では陰極に向かう伝搬速度が速い電離不安定性 ( $1.6 \times 10^7$  cm/s) と遅い電離不安定性 ( $6.5 \times 10^4$  cm/s) の軌跡が観測され、陽極に向かう不連続点の軌跡を生じている。このような場合に放電プラズマの線スペクトルの発光強度の信号は周期性を失い、不規則な変化を示した。



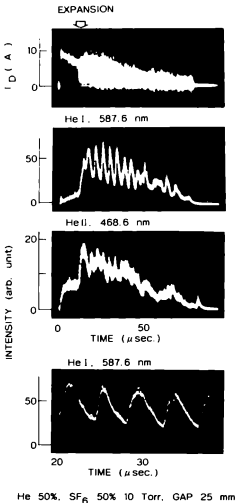


図14 He-SF<sub>6</sub>混合気体中の放電減衰過程で観測された電離不安定性  
 実験条件：全圧 10 Torr, SF<sub>6</sub> 50%, 電極間隔 25 mm.

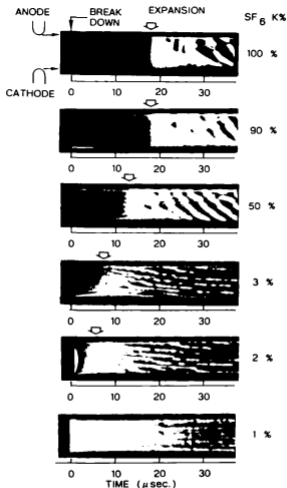


図15 He-SF<sub>6</sub>混合気体中の放電減衰過程における電離不安定性の動起  
 実験条件：全圧 10 Torr, SF<sub>6</sub> 1~100 %, 電極間隔 25 mm.

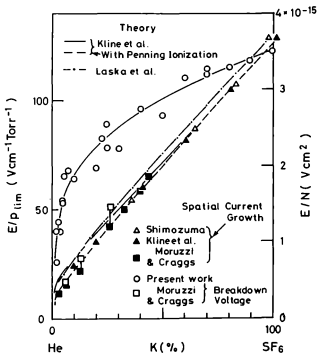


図16 非一様電界下における放電開始電圧の $SF_6$ の混合比に対する依存性

○: 実験結果, □, △, ▲, ■: 一様電界中の  $(E/p)_{lim}$ .  
 実験条件: 電極間隔 25 mm, 全圧 10 Torr.

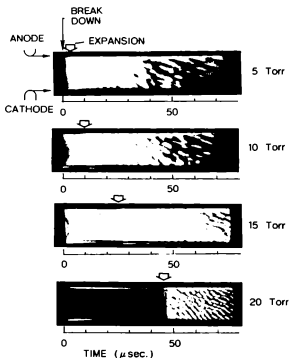


図17 放電媒質の全圧を変化させた場合に観測された電離不安定性の軌跡  
 実験条件: 全圧 5~20 Torr, SF<sub>6</sub> 50%, 電極間隔 25 mm.

#### 4. 低気圧CF<sub>4</sub>放電の減衰過程における電離不安定性の観測

CF<sub>4</sub>はC<sub>n</sub>F<sub>2n+2</sub>系の化合物の中で最も簡単な構造を有し、最近では半導体表面のプラズマ化学プロセスによるエッチングガスとして注目を集めている気体である。CF<sub>4</sub>の電気的特性はNaidu and Prasad<sup>17</sup>, Shimozuma et al.<sup>18</sup>, Dutton<sup>19</sup>によって明らかにされているが、SF<sub>6</sub>のような低エネルギー領域の共鳴関数による電子付着が起こらないために、SF<sub>6</sub>と比較すると弱い電気的負性を有する。ここではCF<sub>4</sub>放電の減衰過程において観測された陽光柱の膨張と電離不安定性について述べる。

放電減衰過程における陽光柱の発光強度の増大は10~100 Torrの圧力領域で観測された。発光強度の増大は30 Torr付近において最も顕著になり、SF<sub>6</sub>の実験結果と比較してより高い圧力領域で観測された。

図18は30 TorrのCF<sub>4</sub>中で放電電流の減衰過程において観測された陽光柱の発光強度の増大の代表的な例を示している。半球状電極間の自己絶縁破壊によって放電プラズマを生成すると、放電電流の減衰過程において弗素原子の発光強度の増大と電流波形に重畳した高周波の振動が観測された。放電後期の膨張したグロー放電陽光柱内部では電離波動の伝播による発光強度の周期的な変調を観察することができる。図18(b)のストリーク写真はCF<sub>4</sub>放電プラズマの発光状態の空間分布の時間変化を示している。絶縁破壊の後、陽光柱の膨張にともなって陽光柱全体の発光強度が次第に増大し、放電後期の膨張した陽光柱内部において電離不安定性が周期的に動起される様子を観察することができる。電離波動は陽極表面において周期的に動起され、プラズマ中を $3.4 \times 10^5 \sim 2.4 \times 10^6 \text{ cm/s}$ の伝播速度で陰極に向かって伝播している。

図19は同じ実験条件において5 μsec間隔で撮影された放電プラズマの発光状態を示している。絶縁破壊直後の収縮した放電陽光柱が膨張し、次に強発光領域が局在化して低輝度の陽光柱の中を伝播する様子が観察できる。

図20は安定な初期状態の放電電流の下限であるしきい値放電電流 $I_c$  [A]と圧力 $P$  [Torr]との間の依存性を示している。観測された圧力依存性は、

$$I_c = 119.8 \times P^{-1} \text{ (電極間隔 } 10 \text{ mm) ,}$$

圧力に対するしきい値電流の依存性はSF<sub>6</sub>の実験で観測された結果と類似しているが、より高い圧力領域まで成立している。実験を行った圧力領域内で放電電流の時間変化は次式で近似できる。

$$I_c = I_0 \exp(-t/T), \quad T = 29.3 \mu s.$$

絶縁破壊から放電陽光柱の膨張と内部の不安定化が観測されるまでの遅れ時間が図20(a)の△で表されている。実線は近似式の放電電流の時間変化と実験で得られたしきい値電流の圧力依存性から計算された遅れ時間の圧力依存性である。この実験結果は、CF<sub>4</sub>の放電領域内部の気体温度が放電電流による加熱とアークシースを横切る熱エネルギーの散逸との平衡によって決められていること、放電減衰過程で気体温度の低下によって陽光柱の膨張とこれにともなう増離不安定性の不安定化が起きていることを示唆している。

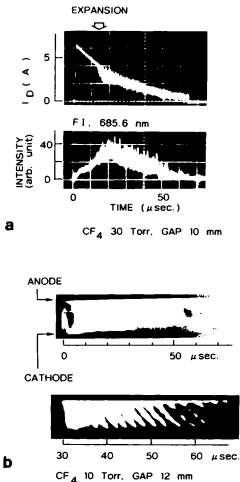


図18 CF<sub>4</sub>放電の減衰過程における陽光柱の発光強度の増大

- (a) 放電電流とF I (685.6 nm)の発光強度の時間変化  
 (b) 放電の減衰過程で励起された電離不安定性の軌跡

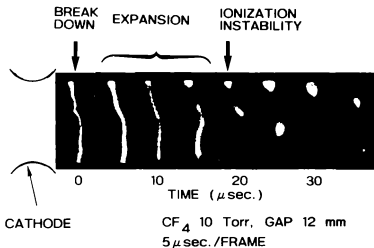


図19 膨張した $\text{CF}_4$ 放電輝光柱内の電離不安定性

実験条件： $\text{CF}_4$  10 Torr. 電極間隔 12 mm.  
フレーミング速度 $2 \times 10^5$  FPS.



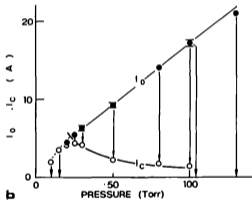
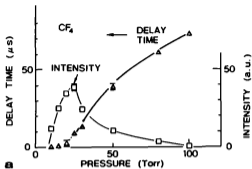


図20 陽光柱の影響のしきい値電流の圧力依存性

(a) 遅れ時間と相対的な発光強度の圧力依存性

(b)  $I_c$ : しきい値電流,  $I_0$ : 初期の放電電流

$$I_c = 119.8 P^{-1}, \quad P: \text{CF}_4 \text{ 圧力 [ Torr ] }$$

実験条件: 電極間隔 10 mm.

## 5. 電子付着に起因する負の微分電気伝導度による電流駆動不安定性

SF<sub>6</sub>放電の減衰過程において膨張した陽光柱内で僅かな擾乱を起点として多数の電離不安定性が成長し、次第に主要な強発光領域に統合される様子が観測された。成長した電離不安定性の陰極側には高電界領域が局在化し、他の領域の電位勾配は非常に小さいことが明らかになった。SF<sub>6</sub>放電陽光柱における高電界領域の成長について考察する。

Sabadil<sup>6)</sup>は定常態素放電陽光柱内で観測された電離不安定性の高電界領域とGunn不安定性との関連性を指摘している。Petrovic<sup>7)</sup>は媒質中の非弾性衝突によって生じる負の微分電気伝導度についてモデル化された断突断面積を用いて計算し半定量的に述べている。SF<sub>6</sub>放電の解離・再結合によって放電領域に蓄積されたF<sub>2</sub>の解離付着反応のしきい値エネルギーを陽光柱内の電子エネルギーが越えると、非弾性衝突によって負の微分電気伝導度が生じる。

負の微分電気伝導度を有する放電媒質中の電流駆動不安定性の基礎方程式は次式で与えられる。

$$j = en_e \mu(E) E + e D \frac{\partial n_e}{\partial x},$$

$$\epsilon \frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi (n_+ - n_e),$$

$$j + (\epsilon / 4\pi) \frac{\partial E}{\partial t} = j_0 = \text{constant}.$$

ここで、 $\mu(E)$ と $n_e$ は電子と負イオンによって構成される負の電荷を有する荷電粒子の移動度と密度である。電子付着による伝導電子の減少によって移動度の減少が起きる。電子付着によって伝導電流の減少が起こると変位電流成分が増大する。Dは拡散係数、 $\epsilon$ は誘電率である。バックグラウンドの正イオン密度 $n_+$ と全電流 $j_0$ は一定値に保たれているものとする。電離や発光強度の変調はより高エネルギーに加速された少数の電子のグループによって起きる励起過程であるため無視されている。 $\exp(ikx - i\omega t)$ の形の解を仮定して、不安定化のための条件を求める。 $\omega$ について解くと、

$$\omega = k u - i \left( \frac{4 \pi \sigma_d}{\epsilon} + D k^2 \right).$$

ここで、

$$\sigma_d = e n_s \frac{\partial \mu(E) E}{\partial E}, \quad u = -\mu(E) E.$$

$\omega$  の虚数部から、 $\sigma_d < 0$  のときには  $k$  が十分小さい長波長の振動が不安定化し時間とともに成長する。急峻化して  $k$  が大きくなると拡散項 ( $D k^2$ ) によって安定化される。放電プラズマ中の波動伝播では半径方向と伝播方向の拡散による振幅の減衰が起きる。このような幾何学的な減衰作用と放電媒質の負の微分電気伝導度による急峻化が平衡すると定常解が存在するものと考えられる。

Volkov and Kogan<sup>5)</sup>, Takeyama and Kitahara<sup>6)</sup> はより一般的な負の微分電気伝導度を有する媒質中における高電界領域の形成について議論している。半導体中の Gunn 不安定性<sup>7)</sup> によって形成された高電界領域は多数キャリアのドリフト速度で伝播するのに対して、実験で観測された高電界領域は電子のドリフト速度に対して反対方向に向かって伝播している。そこで、空間内に固定された高電界領域を横切る電子による放電電流の流れを考える。電子が経験する電位と運動エネルギーの変化は電子自身の移動によるものである。すなわち、

$$v_{d+} \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial t}.$$

この関係を用いて基礎方程式から  $n_s$  と  $J$  を消去すると、次のような非線形微分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} D \left( \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right) + (\mu(E) E - v_{d+}) \left( \frac{\partial E}{\partial x} \right) \\ = (4 \pi / \epsilon) (e n_s \mu(E) E - J_0) = - \frac{\partial W}{\partial E}. \end{aligned}$$

ここで、 $\mu_0(E_0) E_0 = v_{d+}$  は平均ドリフト速度である。E を速度、x を時間と考え、この微分方程式は速度に比例する摩擦力を受ける個粒子の運動

方程式と同一の型を有する。等価的な摩擦力による散逸項は次式で与えられる。

$$\mu(E) E - v_{te} = e n_e \frac{\partial \mu(E) E}{\partial E}$$

この項の符号は媒質が負の微分電気伝導度を示すときに負になり、仮想的な振動のエネルギー源になる。Wは等価的なポテンシャルである。

$\mu_e(E) E$ とW(E)のEに対する依存性は個々の放電媒質の性質によって変化するが、よく性質が知られている指数格子ポテンシャルを用いて負の散逸項の効果について考察する。

$$W(E) = -\frac{a}{b} (e^{-bE} - 1) - aE, \quad a, b > 0.$$

上記の方程式は弱い散逸を含む系の非線形波動に対して導かれるK-dV方程式に書き換えることができる。

$$\frac{\partial}{\partial t} f^{(1)} + \frac{1}{2} f^{(1)} \frac{\partial}{\partial \eta} f^{(1)} + \frac{1}{24} \frac{\partial^3}{\partial \eta^3} f^{(1)} + \gamma \cdot f^{(1)} = 0$$

$\gamma$ の中に含まれるEに対する依存性を除いて、この方程式は負の散逸項の効果を含むK-dV方程式である。Appendix Bから、

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\epsilon^{2/3} (\mu E - v_{te})}{2} \frac{1}{\sqrt{a b D}} \\ &= e n_e \frac{\epsilon^{2/3}}{2} \frac{1}{\sqrt{a b D}} \frac{\partial \mu(E) E}{\partial E} \end{aligned}$$

Volkov and Kogan<sup>59</sup>, Ott and Sudan<sup>62, 63</sup>, Pfirsh and Sudan<sup>64</sup>, Kakutani und Matsuuchi<sup>65</sup>, Matsuuchi<sup>66</sup>は粘性による正の散逸項が存在する水面上の非線形波動 (long gravity wave) に関連して弱い正の散逸項を有する系のK-dV方程式の孤立波解を求めている。正の散逸項と伝搬にともなう幾何学的減衰の効果はいずれも孤立波解を減衰させるように作用するため、平衡による定常解は存在しない。これらの結果から類推すると、電子付着に起因する負の微分電気伝導度を有する放電媒質中では成長する孤立波解や負の散逸項による振動

の急峻化と伝搬にともなう減衰との平衡状態による定常解が存在する可能性がある。

## 6. 結論

5~40 Torrの低圧力のSF<sub>6</sub>中でアーク放電の減衰過程において観測された奇妙な放電現象、陽光柱の膨張とこれに続く電離不安定性の動起過程を観測した。放電初期の熱収縮したアーク放電プラズマに比較して膨張後の陽光柱内部では電界強度が約5倍に増大し放電プラズマ中の電子密度が低下していることが明らかになった。電子密度が急激に減少する原因は放電領域の気体温度の降下によって負イオンが支配的な負電荷となるために起きた多極性拡散による電子拡散の増大である。放電電流のしきい値I<sub>c</sub>とSF<sub>6</sub>の充填圧力Pとの間には一つの実験法則、 $I_c \propto P^{-1}$ が成り立っている。この関係は放電領域の熱平衡温度が放電電流による加熱と気体中の電子熱伝導による熱の散逸との平衡によって決定されていることを示唆している。

陽光柱内部の負イオンに起因する電離平衡の不安定性を制御する試みとして軸方向磁場を加えて磁力線を横切る方向の電子拡散を制御する試みを行った。軸方向磁場に対して有意な変化は観測されず、陽光柱の膨張の原因となっている電離平衡状態の変化を電子の磁化によって抑制することはできないことが明らかになった。これに対して電離不安定性の不安定化までの遅れ時間は系統的な増大を示した。この実験結果は多極性拡散状態では負イオンによって正イオンと電子の間の静電的相互作用が部分的に中和され、電子の拡散が自由拡散に近い状態になることを示唆している。

放電減衰過程における陽光柱の膨張とこれにともなう電離不安定性の不安定化はHeとSF<sub>6</sub>の混合気体中、CF<sub>4</sub>中でも観測された。He-SF<sub>6</sub>混合気体を放電媒質として用いた実験では僅かの分圧比のSF<sub>6</sub>によって負イオンの生成起因する陽光柱の電離不安定性が観測された。

膨張した陽光柱内部で動起された電離不安定性の伝播特性をしらべ、電位構造を静電プローブ測定によって明らかにした。電離不安定性の強発光領域の極端側にはダブルレイヤーに類似した高電界領域が局在していることが明らかになった。SF<sub>6</sub>放電中で観測された電離波動の強発光領域は高電界領域によって加速された電子によって動起された弗素原子の発光、すなわち、ダブルレイヤーの残像であることが明らかになった。高電界領域が生じる原因は放電媒質中

の電子付着に起因する放電媒質中の電気伝導度の減少である。壮大な放電現象である雷放電は負性気体である酸素やより質量の大きいクラスター負イオンを含む系の絶縁破壊現象である。雷放電のStepped leader stroke によって予備電離された放電チャンネル中を主放電が伝搬する速度は $2.0 \times 10^7 \sim 1.4 \times 10^8$  m/sec もの高速に達することが知られている。負性気体SF<sub>6</sub>を閉じ込めた放電管内で観測された電離波動と希薄化した大気の放電チャンネル内の壮大な放電現象を関連づけることは実験結果の解釈における飛躍であろうが、ダブルレイヤによって集団的に加速された荷電粒子による絶縁破壊はこのような主放電の伝搬速度に対する説明の一つとなり得るものと考えられる。本研究によって得られた負性気体中の奇妙な放電現象に関する知見が、このような壮大な放電現象の解明に寄与することができれば幸いである。

## Appendix A 収縮した放電陽光柱における多極性拡散

SF<sub>6</sub>の放電陽光柱の正イオン、電子、負イオンを含む多衝突プラズマ中における荷電粒子に対する多極性拡散係数と両極性電界を求める。中性気体に囲まれた放電陽光柱の周囲の境界を横切る荷電粒子の粒子束の電荷が平衡する条件（両極性条件）と境界内における電荷中性の条件を考える。

$$\Gamma_+ = \Gamma_- + \Gamma_e, \quad n_+ = n_- + n_e.$$

次式で与えられる荷電粒子束を両極性条件に代入し、 $\Gamma$ を消去して、 $E$ について解く。

$$\Gamma_+ = -D_+ \nabla n_+ + \mu_+ n_+ E,$$

$$\Gamma_- = -D_- \nabla n_- - \mu_- n_- E,$$

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e - \mu_e n_e E.$$

$$E = \frac{(D_+ \nabla n_+ - D_- \nabla n_- - D_e \nabla n_e)}{(\mu_+ n_+ + \mu_- n_- + \mu_e n_e)}$$

境界領域において次のような比例条件を仮定する。

$$\gamma = \frac{k T_e}{k T_i}, \quad \Gamma = \frac{n_-}{n_+} = \frac{n_e}{(n_- + n_+)}$$

イオン同士の相互作用でイオン間が平衡状態に達していることを仮定している。一般的な放電プラズマ中では電子温度とイオン温度の比 $\gamma \gg 1$ である。第2の比例条件は負イオンと他の荷電粒子との密度の比が境界付近の領域で一定であることを示している。さらに、拡散係数と移動度の間のアインシュタインの関係式を用いることができる。

$$\frac{D_e}{D_+} = \gamma \left( \frac{\mu_e}{\mu_+} \right).$$



電子の多極性拡張係数：

$$\frac{D_e^*}{D_e} = \frac{1 + \gamma + r (\gamma - 1) \mu_e / \mu_e}{1 - r + r \mu_e / \mu_e + \mu_e / \mu_e} .$$

正イオンの多極性拡張係数：

$$\frac{D_i^*}{D_i} = \frac{(1 - r) (1 + \gamma) + 2 r \mu_e / \mu_e}{1 - r + r \mu_e / \mu_e + \mu_e / \mu_e} .$$

負イオンの多極性拡張係数：

$$\frac{D_n^*}{D_n} = \frac{(1 - r) (1 + \gamma) \cdot \mu_e / \mu_e + 2 \mu_e / \mu_e}{1 - r + r \mu_e / \mu_e + \mu_e / \mu_e} .$$

両極性電界は次式で与えられる。

$$E(r) = \frac{D_i / D_e - r D_e / D_e - (1 - r)}{\mu_e / \mu_e + r \mu_e / \mu_e + (1 - r)} \cdot \frac{D_e}{\mu_e} \cdot \frac{\nabla n_e}{n_e} .$$

両極性電界  $E_0$  で正規化すると。

$$\begin{aligned} & \frac{E(r)}{E_0} \\ &= \frac{(\mu_e / \mu_e + 1) [1 / \gamma \cdot \mu_e / \mu_e - 1 / \gamma \cdot r \cdot \mu_e / \mu_e - (1 - r)]}{(1 / \gamma \cdot \mu_e / \mu_e - 1) [\mu_e / \mu_e + r \cdot \mu_e / \mu_e + (1 - r)]} \end{aligned}$$

ここで。

$$E_0 = \frac{(D_e / D_e - 1)}{(\mu_e / \mu_e + 1)} \cdot \frac{D_e}{\mu_e} \cdot \frac{\nabla n_e}{n_e} .$$

$r = 0$ 。すなわちプラズマ中に負イオンが存在しない場合は  $E(r)$  は  $E_0$  に等しくなる。

$r = 1$ 、すなわち正イオンと負イオンのみを含むプラズマ中において、さらに  $\mu_+ = \mu_- < \mu_0$  が成立するとき、

$$\begin{aligned} \frac{E(r)}{E_0} &= \frac{(\mu_+/\mu_0 + 1) (1/\gamma \cdot \mu_+/\mu_0 - 1/\gamma \cdot \mu_-/\mu_0)}{(1/\gamma \cdot \mu_+/\mu_0 - 1) (\mu_+/\mu_0 + \mu_-/\mu_0)} \\ &= \frac{(\mu_+/\mu_0 + 1) \cdot 1/\gamma \cdot (\mu_+ - \mu_-)/\mu_0}{(1/\gamma \cdot \mu_+/\mu_0 - 1) (\mu_+ + \mu_-)/\mu_0} \end{aligned}$$

すなわち、

$$\frac{E(r)}{E} \rightarrow 0.$$

イオンの移動度と電子の移動度の比は  $10^3$  倍程度の大きさであるから、最終的な電界分布に対してイオンの組成はあまり重要ではないが、正イオンと負イオンの移動度が電子の移動度に比較して無視できるほど小さい場合には電界  $E(r)$  は両極性電界  $E_0$  に比較して非常に小さくなる。このとき電子の拡散は自由拡散に近くなる。

Dukhan が用いた比例条件は次式のような関係である。

$$\frac{\nabla n_+}{n_+} = \frac{\nabla n_-}{n_-} = \frac{\nabla n_0}{n_0}$$

Thompson が用いた比例条件は次式のような関係である。

$$\frac{\nabla n_-}{n_-} = \gamma \frac{\nabla n_+}{n_+}$$

先の計算で用いた比例条件は次式のような関係である。

$$r = \frac{n_-}{n_+} = \frac{n_-}{(n_+ + n_-)}$$

この関係は次式のように書き換えることができる。

$$n_- = r n_+, \quad n_0 = (1 + r) n_+$$

これから、

$$\frac{\nabla n_{-}}{n_{-}} = \frac{\nabla n_{+}}{n_{+}} = \frac{\nabla n_{e}}{n_{e}}$$

すなわち、Osakamiによって用いられた条件が再び得られるが、器壁安定化された放電プラズマモデルとは異なって、中性気体中の収縮した放電陽光柱では負イオンと電子が境界を横切って互いに独立に逆方向に向かって運動する自由度が存在する。したがって $\Gamma_{-}$ が負の符号を有する場合も物理的な意味を持っている。

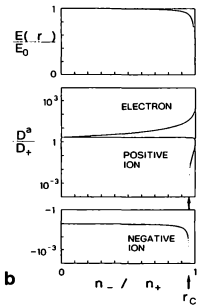
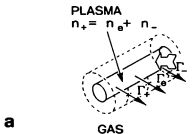
図Bは負イオンの相対密度 $r$ に対する多極性拡散係数と電界の依存性を示している。ここで、SF<sub>6</sub>中の重いグループの正負イオンSF<sub>6</sub><sup>+</sup>、SF<sub>6</sub><sup>-</sup>と電子の系を考えて、イオンと電子の移動度の比を

$$\mu_{+}/\mu_{-} = \mu_{e}/\mu_{+} = 2.35 \times 10^{-2}$$

とした。この値はPatterson<sup>23</sup>、Naidu and Prasad<sup>17</sup>、Yoshizawa et al<sup>19</sup>、J de Urquijo-Carmona<sup>24-25</sup>、Brand and Jungblut<sup>20</sup>、Novak and Frechette<sup>26</sup>、Nakamura<sup>22</sup>による電子ドリフト速度と負イオンのドリフト速度から求めた。

負イオンの実効的拡散係数は $r$ の広い範囲において負の値を示し、全負電荷中の負イオンの割合がほとんど1に近い領域に到達すると符号が反転する。電子の拡散係数は $r=0$ では正イオン・電子のみを含むプラズマ中の両極性拡散係数であるが、 $r$ の値が増加するとともに非常に増大する。

実験で観測された条件は考察に用いられたモデルに比べるとより複雑である。絶縁破壊後の初期状態では、放電陽光柱の中心部は高温であるため負イオンの比率は無視できるほど小さい。電子は両極性電界によって放電領域に閉じ込められる。一方、温度が $T_c$ より低い周辺領域では電子付着と多極性拡散による損失によって電子の密度は低くなっている。この状態は熱収縮した放電領域の温度が $T_c$ に降下するまで持続する。放電プラズマの中心部で負電荷の僅かな割合が負イオンに置換されると電子拡散が増大して陽光柱の影強が起きものと考えられる。



図A 負イオンを含む多衝突プラズマ中の多極性拡散係数

(a) 中性気体に囲まれた放電プラズマのモデル

(b) 荷電粒子の多極性拡散係数。

$r = n_- / (n_e + n_-)$ ,  $n_-$ : 負イオン密度,  $n_e$ : 電子密度  
 $\mu_- / \mu_e = \mu_- / \mu_e = 2.35 \times 10^{-3}$ ,  $\gamma = 1.1$

## Appendix B 負の散逸項の効果

負の散逸項の効果を明らかにするために、指数格子ポテンシャル、 $W(E)$ を用いて考察する。

$$W(E) = \frac{a}{b} \cdot (e^{-bx} - 1) - aE, \quad ab > 0.$$

復元力  $f(E)$  は次式で与えられる。

$$f(E) = - \frac{\partial W(E)}{\partial E} = a(e^{-bx} - 1).$$

この式を  $E$  について解き、 $f/a < 1$  のときに  $\ln$  を展開すると、次の近似式が得られる。

$$E = - \frac{1}{b} \cdot \ln\left(1 + \frac{f}{a}\right) \approx - \frac{f}{ab}$$

これを用いて運動方程式は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial x^2} \ln\left(1 + \frac{f}{a}\right) + \nu \frac{\partial}{\partial x} \ln\left(1 + \frac{f}{a}\right) \\ &= (ab/D) \left\{ \frac{\partial^2}{\partial W^2} \left(\frac{f}{a}\right) + \frac{1}{24} \frac{\partial^4}{\partial W^4} \left(\frac{f}{a}\right) \right\} \end{aligned}$$

ここで、

$$\nu = \frac{(\mu(E)E - v_{d0})}{D} \tag{B1}$$

次の変換と展開を行なう。

$$\eta = \epsilon^{1/2} \left( W - \sqrt{\frac{ab}{D}} \cdot x \right),$$

$$\xi = \epsilon^{3/2} \sqrt{\frac{ab}{D}} \cdot x,$$

$$v = \epsilon^{1/2} \Gamma,$$

$$f/a = \epsilon f^{(1)} + \epsilon^2 f^{(2)} + \dots,$$

このとき、エネルギーと空間に関する微分は次式で与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial W} = \epsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \eta}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = -\epsilon^{1/2} \sqrt{\frac{ab}{D}} \frac{\partial}{\partial \eta} + \epsilon^{3/2} \sqrt{\frac{ab}{D}} \frac{\partial}{\partial \xi}$$

これらの式を用いると  $\epsilon^3$  の項から次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \eta} f^{(1)} + \frac{1}{4} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} (f^{(1)})^2 + \frac{1}{24} \frac{\partial^4}{\partial \eta^4} f^{(1)} + \gamma \cdot \frac{\partial}{\partial \eta} f^{(1)} \\ = 0 \end{aligned}$$

ここで、

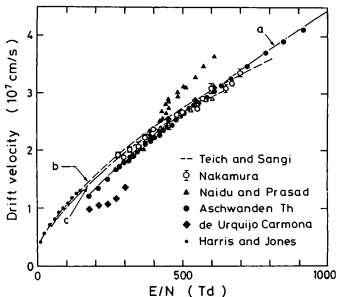
$$\gamma = \frac{\Gamma}{2} \sqrt{\frac{D}{ab}}$$

$\eta$  で一度積分し、第 2 項目を變形すると次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial \xi} f^{(1)} + \frac{1}{2} f^{(1)} \frac{\partial}{\partial \eta} f^{(1)} + \frac{1}{24} \frac{\partial^3}{\partial \eta^3} f^{(1)} + \gamma \cdot f^{(1)} = 0 \quad (\text{B2})$$

ここで、

$$\gamma = \frac{\epsilon^{3/2} (\mu E - v_{d0})}{2} \frac{1}{\sqrt{abD}}$$

図C SF<sub>6</sub>中の電子ドリフト速度

$$\text{近似曲線 a : } v_d = 1.027 \times 10^{13} (E/N)^{0.74} \text{ m/sec}$$

$$\text{b : } v_d = 4.02 \times 10^{15} (E/N)^{0.51} \text{ m/sec}$$

$$\text{c : } v_d = 1.71 \times 10^{16} (E/N)^{0.59} \text{ m/sec}$$

## Reference

1. J. B. Thompson Proc. Phys. Soc. 73 (1959) 818.  
also in Proc. Roy. Soc. A262 (1961) 503.
3. H. Sabadiil Beitrage aus der Plasma Physik 13 (1973) 235.
2. H. J. Oskam Philips Res. Rep. 13 (1958) 335.
4. K. Nubata and M. Kando J. Appl. Phys. 50 No. 6 (1979) 3956.
5. G. L. Rogoff J. Phys. D: Appl. Phys. 18 (1985) 1533.
6. D. B. Ogle and G. A. Woolsey J. Phys. D: Appl. Phys. 20 (1987) 453.
7. M. D. Kregel J. Appl. Phys. 41 No. 5 (1970) 1978.
8. L. J. Puckett and W. C. Lineberger Phys. Rev. A, 1 No. 6 (1970) 1635.
9. L. J. Puckett and M. W. Teague J. Chem. Phys. 54 No. 6 (1971) 2564.
10. L. J. Puckett, M. D. Kregel, and M. W. Teague Phys. Rev. A, 4 No. 4 (1971) 1659.
11. W. Frie Zeitschrift fur Physik 201 (1967) 269.
12. L. S. Frost and R. W. Liebermann Proc. IEEE 59 No. 4 (1971) 474.
13. J. J. Lorke and R. W. Liebermann J. Appl. Phys. 43 No. 4 (1972) 1991.
14. K. P. Brand and J. Kopainsky Appl. Phys. 16 (1978) 425.
15. H. Dienemann J. Phys. D: Appl. Phys. 16 (1983) 1651.
16. F. M. Harris and G. J. Jones J. Phys. B: At. Mol. Phys. 4 (1971) 1536.
17. M. S. Naidu and A. N. Prasad J. Phys. D: Appl. Phys. 5 (1972) 1090.
18. T. Teich and M. S. Sangi, "Discharge parameters for some electro-negative gases and emission of radiation from electron avalanches", in Proc. Symp. on High Voltage Technol. F. Heidbromer, ED. 1 Munch W. Germany: L. Plener (1972) 391.
19. T. Yoshiozawa, Y. Sakai, H. Tagashira, and S. Sakamoto J. Phys. D: Appl. Phys. 12 (1979) 1839.



20. Th. Aschwanden in Proc. 4th Symp. on Gaseous Dielectrics (Knoxville, TN) ed. L. G. Christophrou and M. O. Pace (New York: Pergamon) (1984) 24.
21. R. Morrow IEEE Trans. PS-14 No. 3 (1986) 234.
22. Y. Nakamura J. Phys. D: Appl. Phys. 21 (1988) 67.
23. P. L. Patterson J. Chem. Phys. 53 No. 2 (1970) 696.
24. J de Urquijo-Carmona J. Phys. D: Appl. Phys. 16 (1983) 1603.
25. J de Urquijo-Carmona, C. Cisneros, and I. Alvarez J. Phys. D: Appl. Phys. 18 (1985) 2017.
26. K. P. Brand and H. Jungblut J. Chem. Phys. 78 No. 4 (1983) 1999.
27. M. S. Dincer and G. R. Govinda Raju J. Appl. Phys. 54 (1983) 6311.
28. A. Gilbert, J. Dupuy, M. Bayle, and P. Bayle J. Phys. D: Appl. Phys. 16 (1983) 1493.
29. G. A. Woolsey, P. A. Stimson, and H. S. B. Swan J. Phys. D: Appl. Phys. 17 (1984) 2255.
30. T. Akitsu, H. Matsuzawa, and S. Suganowata Journal of the Plasma and Fusion Society of Japan 62 (1989) 43.  
T. Akitsu, H. Matsuzawa, S. Suganowata, and T. Ohtsu submitted to J. Appl. Phys
31. L. E. Kline and J. J. Lowke, in Proc. 12th Inter. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (North-Holland, Amsterdam, 1975) 9.
32. J. L. Moruzzi and J. D. Craggs *ibid* 225.
33. L. E. Kline, D. K. Davies, C. L. Chen, and P. J. Chantry J. Appl. Phys. 50 (1979) 6789.
34. M. Shimozuma and H. Tagashira J. Phys. D: Appl. Phys. 16 (1983) 1283.
35. L. Lanke, K. Wasek, J. Krass, and V. Peina, Czech. J. Phys. B34 (1984) 1038.
36. J. P. Novak and M. F. Frechette J. Appl. Phys. 55 No. 1 (1984) 107.

37. M. S. Naidu and A. N. Prasad J. Phys. D: Appl. Phys. 5 (1972) 983.
38. M. Shimozuma, H. Tagashira, and H. Hasegawa J. Phys. D: Appl. Phys. 16 (1983) 971.
39. G. R. Govinda Raju and R. Hackam J. appl. Phys. 53 (1982) 5557.
40. J. Dutton, A. Goodings, A. K. Lucas, and A. W. Williams J. Phys. D: Appl. Phys. 20 (1987) 1322.
41. D. B. Lewis and G. A. Woolsey J. Phys. D: Appl. Phys. 14 (1981) 1445.
42. L. Pekarek and V. Krejci Czech. J. Phys. B13 No.6 (1962) 450.
43. L. Pekarek and V. Krejci Czech. J. Phys. B13 No.12 (1963) 881.
44. A. V. Nedospasov Soviet Physics USPEKHI 11 No.2 (1968) 174.
45. L. Pekarek Soviet Physics USPEKHI 11 No.2 (1968) 188.
46. L. Pekarek and J. Krass Proceedings of Physics of Ionized Gases (1974) Yugoslavia 915 and references herein.
47. A. Garscadden, "Ionization Waves in Glow Discharges" in "Gaseous Electronics Vol.1" (Academic Press, 1978) 65.
48. W. L. Nighan and W. J. Wiegand Physical Review A 10 (1974) 922.
49. D. H. Douglas-Hamilton and Siva A Mani Appl. Phys. Lett. 23 No.9 (1973) 508.
50. N. Bekki J. Phys. Soc. Japan 50 No.2 (1981) 659.
51. K. Ohe Appl. Phys. Lett. 41 No.4 (1982) 338.
52. K. Ohe and M. Hashimoto J. Appl. Phys. 58 No.8 (1985) 2975.
53. V. Krejci and M. Holigan Czech. J. Phys. B28 (1978) 882.
54. M. Matsumoto, S. Suganomata, and I. Ishikawa Phys. Lett. 85A (1981) 439.
55. I. Ishikawa, M. Matsumoto, and S. Suganomata J. Phys. D: Appl. Phys. 17 (1984) 85.
56. K. Yoshida, T. Taniguchi and H. Tagashira J. Phys. D: Appl. Phys. 12 (1979) L3.

57. J. B. Gunn *Solid State Comm.* 1 (1963) 88.  
D. E. McCumber and A. G. Chynoweth *IEEE Trans.* ED-13 (1966) 4.
58. A. F. Volkov and Sh. M. Kogan *Soviet Physics USPEKHI* 11 (1969) 881.
59. K. Takeyama and K. Kitahara *J. Phys. Soc. Japan* 39 (1975) 125.
60. H. Sabadil *Beitrage aus der Plasma Physik* 8 (1968) 299.
61. Z. Lj. Petrovic, R. W. Crompton, and G. N. Haddad, *Aust. J. Phys.* 37 (1984) 23.
62. E. Ott and R. N. Sudan *Phys. Fluids* 12 (1969) 2388.
63. E. Ott and R. N. Sudan *Phys. Fluids* 13 (1970) 1432.
64. D. Pfirsh and R. N. Sudan *Phys. Fluids* 14 (1971) 1033.
65. T. Kakutani and K. Matsuuchi *J. Phys. Soc. Jpn* 39 No. 1 (1975) 237.
66. K. Matsuuchi *J. Phys. Soc. Jpn* 41 No. 2 (1976) 681.
67. V. E. Golant, A. P. Zhilinsky, and I. E. Sakharov "Fundamentals of Plasma Physics" (John Wiley and Sons, Inc., 1980)
68. E. A. Mason and E. W. McDaniel, "Transport Properties of Ions in Gases". (John Wiley and Sons, New York, 1988) 322.

付録 解制遷移をともなうHe I 447.1 nmのシュタルクプロフィールによる高密度Heプラズマの電子密度測定

## 1. 序論

電子密度が $10^{24} \text{ cm}^{-3}$ を超える高密度プラズマ中では荷電粒子のマイクロ電界のStark効果による放射光の周波数広がりが無視できなくなる。中性ヘリウムのスペクトル線 $2^3P-4^3D$  ( $\lambda = 447.15 \text{ nm}$ )はごく近傍に $2^3P-4^1F$  ( $\lambda = 446.99 \text{ nm}$ )の解制成分を伴っている。このスペクトル線のプロフィールの測定と理論的検討が多数の研究者によって行なわれている。

本研究では複合ZピンチAnnular Plasma Focus<sup>20,21</sup>実験装置のプラズマ中心部の電子密度を447.1 - 446.99 nm近傍のシュタルクプロフィールと線スペクトル ( $\lambda = 587.6, 388.9, 468.6 \text{ nm}$ )のシュタルク広がりを観測して測定する。447.1 - 446.99 nm近傍のスペクトルのシュタルクプロフィールの理論的検討はGriem<sup>1,2</sup>, Barnard and Cooper<sup>3</sup>, Duetch<sup>4</sup>, Barnard and Cooper<sup>5</sup>, Sassi<sup>6</sup>によってなされている。実験室プラズマ中の447.1 nmのシュタルクプロフィールの測定との比較がWulff<sup>7</sup>, Birkland et al<sup>8</sup>, Nelson et al<sup>9</sup>, Burgess et al<sup>10</sup>, Turechek<sup>11</sup>, Kawasaki<sup>12</sup>, Okasaka et al<sup>13</sup>, Sanchez and Bengston<sup>14</sup>によってなされている。Kawasaki, Sanchez and Bengstonは447.1 nm近傍のシュタルクプロフィールに集団モードによって生じたプラズマ周波数のサテライトを観測し、プラズマ中の乱流現象を検出している。

実験に用いたAnnular Plasma Focusは2つの反対極性のZピンチを複合したパルス放電装置であり、互いに逆方向に流れる放電電流の誘導磁場の磁気中性点近傍に絶対極小磁場構造が構成される。パルス大電流放電によるZピンチや同軸構造の円筒型電極を用いて生成される高密度プラズマフォーカスはプラズマ中の $m=0$ モードの不安定性に起因して生じる核融合を利用した中性子源、あるいは特性放射X線源として現在最も成功している実験装置<sup>15,24</sup>である。この方式は小規模な実験装置で高密度プラズマを生成できる特徴を有する。

プラズマフォーカスの代表的な方式としてはMather型<sup>20</sup>とFilippov型<sup>21,22</sup>が開発されている。多数の研究者によって装置が大型化されプラズマ密度と核融

合反応の比例則<sup>15,16</sup>:  $n \propto I^{0.5} \sim I^1$ ,  $n \propto E^{0.1}$ が研究された。同軸円筒状の電極構造を有するプラズマフォーカスは不安定性によって短時間で崩壊してしまうため、持続時間の長い高密度プラズマの生成にはこの不安定性を抑制するための構造化が必要になる。装置の大型化のための一つの方法としていくつかのプラズマフォーカスまたはZピンチを複合した装置の開発が行なわれている。Matherによる軸方向に対向させた円筒型電極のプラズマフォーカスやLee et al.によるhypocycloidal pinch<sup>17</sup>が知られている。前者は持続時間の長い高密度プラズマの生成に成功した例であり、高温、高密度プラズマの研究のみならず、UV領域のスペクトルのレーザーのレーザー媒質励起用光源<sup>18</sup>として用いられている。

## 2. 実験装置の構成

### A. 複合Zピンチ (Annular Plasma Focus) 装置

実験に使用したAPF装置の概要が図1に示されている。この装置は3枚の円盤状電極によって構成されている。中央の円盤はキャパシターバンクの高電圧側、外側の2枚の電極は接地側に接続されている。各電極の中央部には直径20 mmの孔が明けられている。外部電極には多数の直径2 mmの孔が等間隔で明けられている。これは全表面積の約30%に相当する。ラム圧によってこれらの孔を通り抜けて外側の領域から電極間にHeガスが供給される。

放電電流は容量10  $\mu$ F、最大エネルギー2 kJのキャパシターバンクからトリガトロンスパークギャップを通して供給される。放電電流の振動の1/4周期は約3.5  $\mu$ sである。放電電流は中央電極の両側で互いに逆向きに流れるために、実験装置の幾何的中心は磁気中性点になる。このような放電電流の構造はr、z方向への非対称的な振動に対して安定性を有し、さらに磁気中性点の近傍では絶対極小磁場配位になっている。放電によって生成されたプラズマは放電電流と電流から生じた自己誘導磁場との $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 力によって中心部に閉じ込められる。

同軸型プラズマフォーカスの不安定性が軸方向磁場を印加することによって抑制されることが知られている。中央電極が軸カスプに重なるようにカスプ磁場を加えると、中心電極の近傍では磁力線によって放電電流が流れるようになり、同軸型に対する軸方向磁場の効果と比較することができる。APF実験装置にはカスプ磁場発生用の磁場コイルが備えられている。パルス磁場コイルは厚さ0.1 mmの銅版のシート導体とマイラーシートの積層構造で真空容器と一体化されている。120 Turn、内径38 mm、外径120 mm、幅30 mmのコイルに60  $\mu$ F、最大3 kJのキャパシターバンクから磁場電流を供給してコイル中心部において最大5 T o e s l a の磁場強度が得られた。軸カスプにおける磁場強度は中央電極上ではほぼ一定になる。磁力線は電極間の絶縁物(ポリエチレン)表面に垂直に交差し、電極間が磁力線によって短絡されないように設計されている。

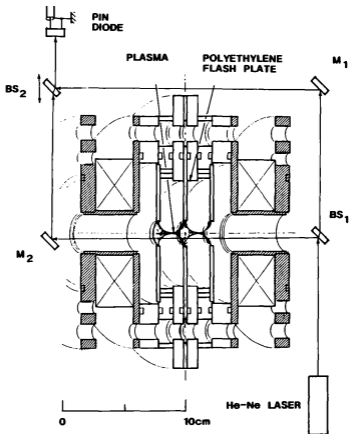


図1 APF装置の概略

$BS_1$ ,  $BS_2$ : 50%反射鏡,  $M_1$ ,  $M_2$ : 100%反射鏡.

## B. 誘導磁場の空間分布

磁気プローブを用いて測定した誘導磁場の方位角方向成分と軸方向電流の空間分布を後述するHo-Neレーザ干渉計による $\Delta I_n$ の測定結果と比較する。磁気プローブを放電電極の開口部から放電領域に挿入し、多数の放電によって記録した磁気プローブ信号を平均化して誘導磁場の空間分布を測定した。図2(b)は誘導磁場の空間分布、(c)は軸対称性を仮定して計算されたプラズマ中の放電電流の分布を示している。図3は誘導磁場の空間分布の時間変化、図4はプラズマ中を流れる放電電流の空間分布の時間変化を示している。<sup>10</sup> 放電開始後、約 $3.5 \mu\text{sec}$ で放電電流のピンチは最大になり、このときの直径は約 $7 \text{ mm}$ である。この実験では放電電流の最大値は $100 \text{ kA}$ である。これが2つに分流するのであるから、各領域当りの全放電電流は $50 \text{ kA}$ である。プラズマの中心部分を流れる電流は $5 \text{ kA}$ 、全放電電流の約 $10\%$ である。実験結果は放電電流の一部が中心部分に流れ絶対極小磁場配位が形成されていることを示唆している。プラズマ生成の初期を除くとプラズマの電流中心は実験装置の中心に位置し、電流分布はよい対称性を示している。z軸上の測定結果から、プラズマの中心部( $z = 0$ )近傍では誘導磁場の方位角方向成分は0になるが、外部電極( $z = 20 \text{ mm}$ )の位置でも誘導磁場は0にはならず有限の値を示した。これは放電電流の一部が外部電極よりも外側のプラズマ中を流れていることを示している。



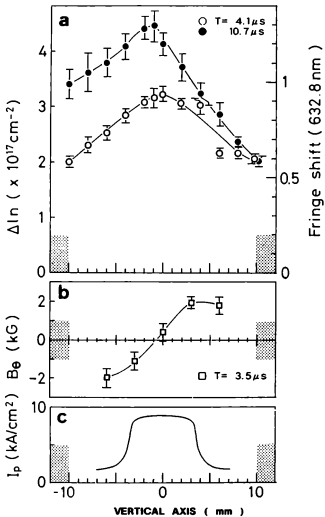


図2 放電電流による誘導磁場と線密度 ( $\Delta \ln$ ) の空間分布  
 実験条件: 充電電圧 17 kV, IIe 1.3 Torr.

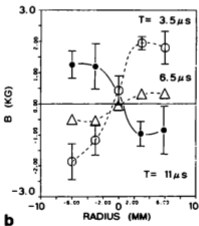
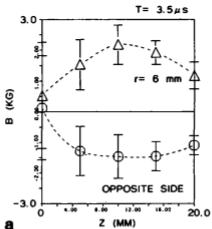


図3 放電電流による誘導磁場の空間分布  
 (a) 最大電流時の磁場分布。  
 (b) 誘導磁場の空間分布の時間変化

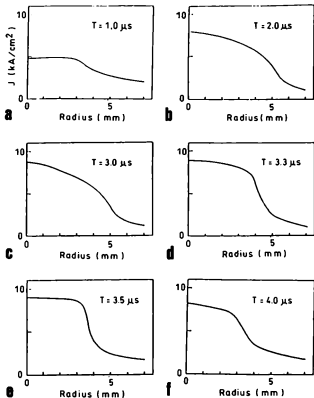


図4 プラズマ中心部を流れる放電電流の時間変化

(a) 遅れ時間  $1.0 \mu\text{s}$ , (b)  $2.0 \mu\text{s}$ , (c)  $3.0 \mu\text{s}$ , (d)  $3.3 \mu\text{s}$ , (e)  $3.5 \mu\text{s}$ , 最大電流時の電流分布, (f)  $4.0 \mu\text{s}$ .

### 3. He-Neレーザー干渉測定

電子密度の測定<sup>2)</sup>にマッハツェンダ型He-Neレーザー干渉計が用いられた。図1においてBS<sub>1</sub>、BS<sub>2</sub>は透過率50%の表面反射鏡、M<sub>1</sub>、M<sub>2</sub>は全反射鏡である。He-Neレーザーと反射鏡は実験装置の機械的振動を軽減するために除塵台の上に固定された。BS<sub>1</sub>によってレーザー光をプラズマ中を通るプローブ光と大気中を通る参照光に分割し、BS<sub>2</sub>上で0次の干渉縞が生じるように光学系を調整して、PINダイオード(HP5092-4226)を用いて干渉光を検出した。PINダイオードにはレーザー光とともに同じ光路上のプラズマ光が入射するため、同じ実験条件においてレーザー光を遮断してプラズマ光を測定して、信号の差からフリンジシフトを求めた。 $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ のNフリンジに対する光路長と電子密度の積 $\Delta n l (\text{cm}^{-2})$ は次式で与えられる。

$$\Delta n l = 3.52 \times 10^{17} \times N.$$

図5は干渉計の出力と同じ実験条件においてレーザー光を遮断して観測したプラズマ光の波形の代表的な例を示している。放電開始の約4.1  $\mu\text{sec}$ 後に第一半周期の放電電流の最大値に対応するプラズマの発光と電子密度の最大値が認められる。約10.7  $\mu\text{sec}$ 後に第二半周期の最大値が観測できる。測定においてHeの圧力は1.3 Torr、放電電流の最大値は108 kAに設定された。放電電流はRogovskiiコイルの信号を10 nsの時定数の積分回路を用いて積分して測定した。Rogovskiiコイルの感度は積分回路を含めて6.66 m $\Omega$ のシャント抵抗を用いて校正した。

図6(a)、(b) Heの圧力を0.27 Torr、図7は1.3 Torrに設定して測定した $\Delta n l$ の空間分布を示している。それぞれの充電電圧に対して作Heの圧力は最適値に設定されている。○は第一半周期のフリンジシフトの最大値、●は第二半周期の最大値を示している。プラズマの発光と $\Delta n l$ はプラズマ中心部分において最大値を示し、全密度が放電電流の増加とともに増大していることが明らかになった。この実験結果は放電電流の誘導磁場と放電電流による $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 力によってプラズマが集められていることを示唆している。

第二半周期では放電電流が減衰するのにも関わらず $\Delta n l$ はむしろ第一半周

期に比較して増加しているが、これは第一半周期の放電によって生成された低い密度のプラズマからの寄与が第二半周期の放電によって生成されたプラズマと足し合わされていることによるものと考えられる。

図8は第一半周期のフリッジシフトの最大値に対応する $\Delta n_1$ の放電電流に対する依存性を示している。測定においてHeの圧力を1.3 Torrに設定し、装置の中心軸状で測定した。プラズマの特徴的な大きさは外部電極の間隔で制限されているため一定と考え、プラズマの電子密度の最大値は $I^2$ に比例して放電電流の増加とともに増大する。

図9は中心軸上における $\Delta n_1$ の変化に対する時間変化をカスプ磁場を加えた場合と比較している。カスプ磁場の強度は点カスプの位置において6.1 kG、線カスプ上の中央電極近傍において1.1 kGである。第一半周期の $\Delta n_1$ の最大値を比較すると、カスプ磁場を加えない場合の $3.77 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ に対して、カスプ磁場を加えた場合には $1.37 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ 、0.36倍に減少した。

カスプ磁場中にプラズマを入射することができたが、カスプ磁場を加えると中心部のプラズマ密度の立ち上がりに時間遅れが生じ、しかも磁場を加えない場合に比較してより低い密度のプラズマしか得られない。より強い磁場を加えると密度は急激な変動を示さなくなり、放電後期になってようやくカスプ磁場中にプラズマが蓄積されていく傾向が見られた。一価のHeイオンの線スペクトルを観測するとカスプ磁場を加えた場合には弱い発光しか観測できなかった。これはカスプ磁場の影響によって絶縁材料から放出された炭素などの不純物が増加したために電子温度が低下したものと考えられる。本研究の目的はより高密度のプラズマを生成することであるため、以下の実験ではカスプ磁場は用いられていない。

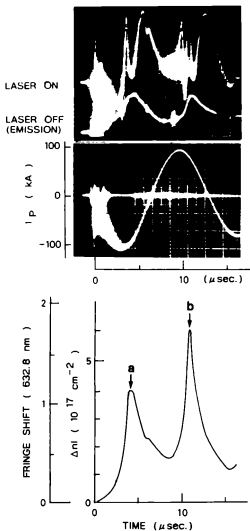
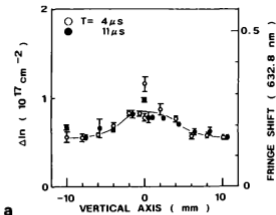
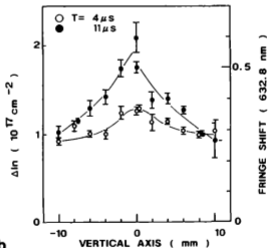


図5 フリンジシフトの時間変化 実験条件：充電電圧19 kV, He 1.3 Torr.



a



b

図6  $\Delta \ln$ の空間分布-1

実験条件	充電電圧	He 圧力
(a)	12 kV	0.27 Torr
(b)	16 kV	0.27 Torr

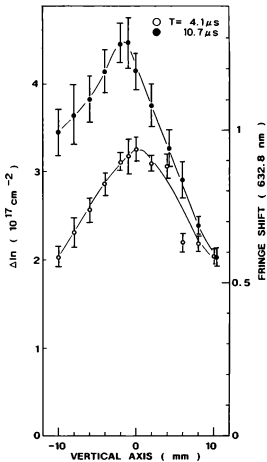


図7  $\Delta \ln$ の空間分布-2

実験条件 充電電圧 17 kV  
 He圧力 1.3 Torr



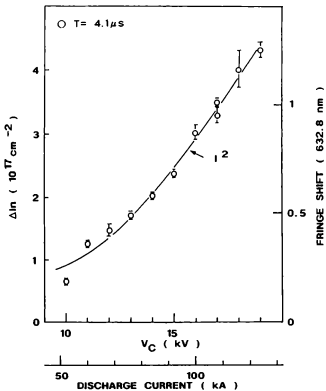


図8 放電電流に対するプラズマ中心部の密度の比例関係  
 実験条件 He圧力 1.3 Torr.

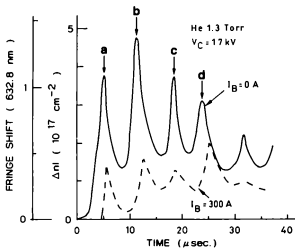
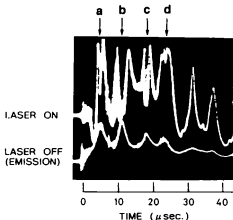


図9  $\Delta n_1$ の時間変化に対するカスプ磁場の効果

実験条件：光電電圧 17 kV, He 1.3 Torr.

—— 磁場コイル電流 0 A

----- 磁場コイル電流 300 A

#### 4. 分光測定

##### A. 孤立した線スペクトルのシュタルク広がり

プラズマ中心部の電子密度をHe I ( $\lambda = 388.9, 587.6 \text{ nm}$ ), He II ( $\lambda = 468.6 \text{ nm}$ ) のシュタルク広がりから求め、447.1 - 446.99 nm近傍のスペクトルのシュタルクプロフィールと比較する。さらに、Heの一価イオンと中性原子の線スペクトルの発光強度の比から電子温度を測定する。

分光測定にはモノクロメータ (Nikon G - 500, 焦点距離500 mm, 装置幅0.02 nm) と光電子増倍管 (Hamamatsu photonics, R550) が用いられた。波長はNe放電管、Feアーク等の参照光源を用いて校正された。測定系の波長感度特性はタングステン標準光源を用いて校正された。

図10はHe II ( $\lambda = 468.6 \text{ nm}$ )、図11はHe I ( $\lambda = 587.6 \text{ nm}$ ) の発光強度の波形の代表的な時間変化の例を示している。発光強度は放電開始から6.25  $\mu\text{s}$  後、第一半周期の放電電流の最大値から約1  $\mu\text{sec}$  遅れて最大値を示している。Griem<sup>1</sup>によるHeのスペクトル線のシュタルク広がり解析を用いてスペクトル線幅から電子密度を評価すると、He IIに対応する電子密度は $4.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、He Iに対しては $9.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の値が得られた。ここで、次に述べる電子温度が4 eV程度であるため、イオン温度によるドップラー広がりを無視した。

図10、11には振動モデルに対応するGauss曲線と衝突モデルに対応するLorentz曲線が示されているが、実験結果はLorentz曲線の方によく適合している。

衝突輻射モデルによる中性原子と一価イオンの特定のスペクトル線間の発光強度比がWeve<sup>2)</sup>によって求められている。この解析結果を用いて電子温度を推定した。プラズマは光学的に薄いため、観測された中性原子と一価イオンのスペクトル線の発光強度の比がTotal emissivity,  $\epsilon$  の比に等しいものと仮定した。観測された発光強度の比は、

$$\epsilon(\text{He II}) / \epsilon(\text{He I}) = 0.21 \sim 0.24.$$

これから電子温度の値は4.3~4.5 eVであることが明らかになった。ここで、McWhirter<sup>22</sup>によって与えられたLTEの条件は、

$$N \geq 1.4 \times 10^{14} T^{1/2} [E(m, n)]^3 \quad (\text{cm}^{-3})$$

ただし、Tは電子温度、Eは単位間のエネルギー差、単位はeVである。この実験では低エネルギーの単位を無視することができるため、より緩和された条件を用いることができる。

$$N \geq 2 \times 10^{18} T^{1/2} Z^4 / n^{1/2} \quad (\text{cm}^{-3})$$

を用いることができる。nは主量子数、Zはイオンの電荷である。より緩和された条件は電子密度が $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 以上の場合に満足される。

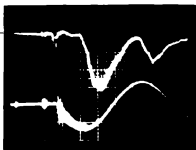
図12はHe I ( $\lambda = 388.9 \text{ nm}$ )の発光強度の時間変化の代表的な例と波長分布を示している。(a)は放電開始から6.25  $\mu\text{s}$ 後の第一半周期の最大発光強度に対応し、電子密度は $6.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ である。(b)は第二半周期の最大発光強度(放電開始から12.5  $\mu\text{s}$ 後)における波長分布を示している。半値幅に対応する電子密度は $4.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ である。第一半周期の放電電流の最大値は108 kAであるが、第二半周期では放電電流の最大値は97 kAに減衰する。

測定結果をまとめると、第一半周期の発光強度の最大値におけるプラズマの電子密度は $6 \times 10^{16} \sim 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ であり、電子温度は4.3~4.5 eVである。プラズマの高密度部分の軸方向の長さを外部電極の間隔と同じ3~5 cmと考えると、 $\Delta n I$ の測定結果と矛盾しない。He I (388.9 nm)のスペクトル線幅から、放電電流の第二半周期の最大値に対応するプラズマの電子密度は $4.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ となり、放電電流の第一半周期で測定された電子密度よりも低下している。この実験結果は $\Delta n I$ の測定結果と矛盾しているようであるが、放電後期は外側に拡散した低密度のプラズマと新たに第二半周期の放電電流によって生成されたプラズマが足し合わされた結果、 $\Delta n I$ が増大しているものと考えられる。

INTENSITY 0

He II  
468.6nm

$I_p$



2  $\mu$  sec./div

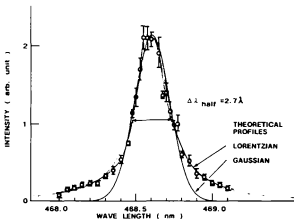


図10 孤立した線スペクトルのシュタルク広がりを1

He II ( $\lambda = 468.6 \text{ nm}$ )

実験条件: 充電電圧 17 kV, He 1.3 Torr.

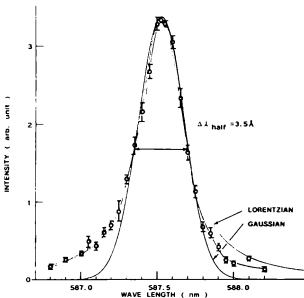
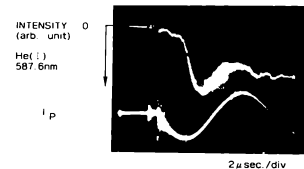


図11 孤立した線スペクトルのシュタルク広がり-2

He I ( $\lambda = 587.6 \text{ nm}$ )

実験条件: 充電電圧 17 kV, He 1.3 Torr.

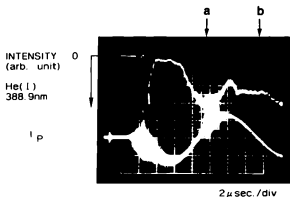


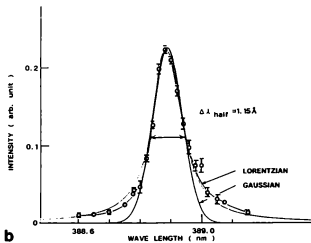
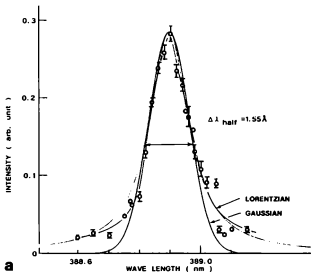
図12 孤立した線スペクトルのシェタルク広がり-3

He I ( $\lambda = 388.9 \text{ nm}$ )

(a) 放電開始から6.25  $\mu$  s後の波長分布.

(b) 12.5  $\mu$  s後の波長分布

実験条件: 充電電圧 17 kV, He 1.3 Torr.





#### B. 447.1 nmのシュタルクプロフィール

孤立した遷移の線スペクトルのシュタルク広がりには電子密度に対する依存性が単純であるため、光軸に沿って存在する低密度のプラズマからの発光が無視できない。447.15 - 446.99 nm近傍のシュタルクプロフィールは電子密度に対して複雑な変化を示すため、中心波長から離れた部分の発光強度の波長依存性から電子密度が低い周辺領域からの発光によって覆い隠されているプラズマ中心部の観測を試みる。

図12はHe I ( $\lambda = 447.1 \text{ nm}$ )の発光強度の時間変化の代表的な例を示している。放電電流の第一半周期において発光強度は放電開始から6.25  $\mu\text{sec}$ 後に最大値を示した。(a)は放電開始から5.25  $\mu\text{sec}$ 後、(b)は6.25  $\mu\text{sec}$ 、(c)は7.25  $\mu\text{sec}$ 、(d)は8.25  $\mu\text{sec}$ の波長分布を示している。(e)は放電開始から12.5  $\mu\text{sec}$ 後の第二半周期の発光強度の最大値付近における波長依存性を示している。

既に述べた孤立した線スペクトルの測定の結果から電子温度は約4 eV、電子密度の範囲は $1 \times 10^{16} \sim 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ である。電子密度が $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ と $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の場合に対するシュタルクプロフィールがGriem<sup>2</sup>によって求められている。 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ に対するプロフィールはBarnard et al.<sup>3,5</sup>によって求められたものを用い、測定された波長分布と比較する。中心波長から離れた短波長側のプロフィールから $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ と $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ の寄与の相対的な大きさを求め、中心波長近傍の波長依存性を用いて $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ と $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ の曲線の相対的な大きさを決定した。(b)のシュタルクプロフィール測定結果では高密度部分( $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )の発光強度に対する寄与が著しく大きいことが分かる。これに対して、(e)の放電後期のピークでは発光強度に対する低密度部分からの寄与が大きい。

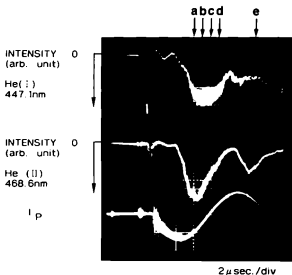
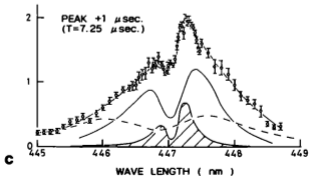
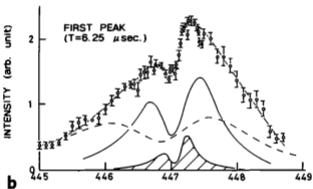
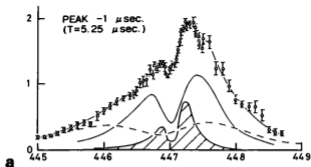


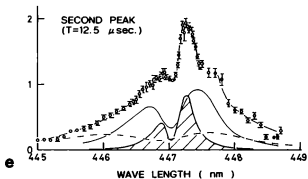
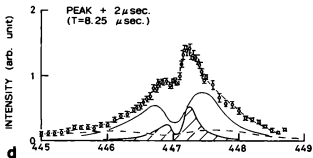
図1.3 許容遷移と禁制遷移のヘーのシュタルクプロフィール

He I ( $\lambda = 447.1\text{nm}$ ) 近傍

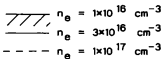
- (a) 放電開始から5.25  $\mu$ s後, (b) 6.25  $\mu$ s後, (c) 7.25  $\mu$ s後,  
(d) 8.25  $\mu$ s後, (e) 12.5  $\mu$ s後.

実験条件: 光電電圧 17 kV, He 1.3 Torr.





THEORETICAL PROFILES, T = 4 eV

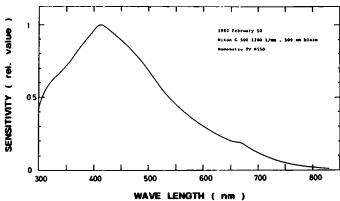


## 5. 結論

複合zピンチ(APF)を用いて高密度のHe放電プラズマを生成して分光測定によってプラズマ中心部の電子密度を測定した。Heの孤立した線スペクトルのシュタルク広がりから求めた電子密度の最大値は $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、He Iの近接した禁制遷移と許容遷移のスペクトル( $\lambda = 446.99 - 447.15 \text{ nm}$ )近傍の短波長側のシュタルクプロファイルから低密度の周辺プラズマからの発光に覆い隠されていた高密度部分からの発光強度の変化を観察できることが明らかになった。

APF実験装置は電子密度 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、電子温度が4~5eV程度のHeプラズマを再現性良く生成することができた。磁気プローブ測定によって全放電電流の10%程度の電流がプラズマ中心部分を流れ、磁気中性点近傍に絶対極小磁場配位が構成されていることが明らかになった。He-Neレーザ干渉計によってプラズマ中心部の電子密度が放電電流と誘導磁場の強度の積に比例して増大する傾向を示した。装置の電源回路の増強によって、より高密度のプラズマ源として用いることができるものと考えられる。

Appendix 分光測定系の波長感度特性



## References

1. H. R. Griem, in "Spectral Line Broadening by Plasmas", (Academic Press, New York, 1974)
2. H. R. Griem, *Astrophys. J.* 154 (1968) 1111.
3. A. J. Barnard, J. Cooper, and L. J. Shawey, *Astron. & Astrophys.* 1 (1969) 28.
4. C. Deutsch, M. Sassi and G. Coulaud *Annals of Physics* 83 (1974) 1.
5. A. J. Barnard, J. Cooper, and E. W. Smith *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 14 (1974) 1025.
6. M. Sassi, C. Deutsch and G. Coulaud 89 (1975) 274.
7. H. Wulff *Z. Physik* 150 (1958) 614.
8. J. W. Birkeland, M. E. Bacon and W. G. Braun *Phys. Rev.* A3 (1971) 354.
9. R. H. Nelson and A. J. Barnard *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 11 (1971) 161.
10. R. Mahon, R. W. Lee and D. D. Burgess *J. Phys.* B6 (1973) 3548.  
J. E. Jenkins and D. D. Burgess *J. Phys.* B4 (1971) 1353.  
D. D. Burgess and C. J. Cairns *J. Phys.* B4 (1971) 1364.
11. J. Trechek *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 16 (1976) 1133.
12. Ken Kawasaki *J. Phys. Soc. Japan* 43 (1977) 648.
13. Rei Okasaka, Masanobu Shimizu and Kuniya Fukuda *J. Phys. Soc. Japan* 43 (1977) 1708.
14. Alfredo Sanchez and Roger D. Bengtson *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977) 1276.
15. N. V. Filipov and T. I. Filipova, and V. P. Vinogradov *Nucl. Fusion Suppl. Pt. 2* (1962) 577.
16. P. J. Bottoms, J. P. Carpenter, J. W. Mather, K. D. Ware, and A. H. Williams, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (IAEA, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1969) Vol. 2 67.

17. J. H. Lee, L. P. Showo, M. D. Williams, and H. Hermansdorfer, *Phys Fluids* 14 (1971) 2217.
18. C. H. Maisonnier, F. Pecorella, J. P. Rager, J. Samuelli, C. Strangio, and A. Messina, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (IAEA, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1969) Vol. 3, 99.
19. H. Conrad, P. Cloth, M. Demmeler, and R. Hecker *Phys. Fluids* 15 (1972) 209.
20. J. W. Mather *Phys. Fluids* 8 (1965) 366.
21. A. M. Andrianov, O. A. Bazilevskina, S. I. Graginskii, B. G. Brezhnev, in *Proceedings of the Second U.N. International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy* (United Nations, Geneva, 1958)
22. S. Khushevski, V. A. Khrabrov, N. G. Kovalski, N. V. Filippov, T. I. Filippova, V. E. Palichkov, I. M. Podgorny, Yu. G. Prokhorov, and M. M. Sul'kovskaya *ibid* Vol. 31, 348.
23. K. Hirano, et al., *J. Phys. Soc. Japan* 51 (1962) 297.
24. K. Hirano, et al., *J. Phys. Soc. Japan* 52 (1963) 3424.
25. H. Rapp, *Phys. Lett.* 43A (1973) 420.  
L. Michel, K. H. Schonbach, and Heinz Fisher *Appl. Phys. Lett.* 24 (1974) 57.
26. O. Zucker, et al., "The plasma focus as a large fluence neutron source," *Nucl. Instrum. & Methods* 145 (1977) 185.
27. Ja. H. Lee, D. R. McFarland, and F. Hohl *Phys. Fluids* 20 (1977) 313.
28. H. Rieger and K. Kim *J. Appl. Phys.* 54 (1983) 6199.



29. Tetsuya Akitsu and Ryobei Itatani, *Circulation of the Japanese Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research* 41 (1978) 109.  
Tetsuya Akitsu, Hideki Anai and Ryobei Itatani, *Circulation of the Japanese Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research* 43 (1979) 25.
30. Hideki Anai, *Graduation Thesis for Master of Engineering at Kyoto University in 1982*  
Hideki Anai and Ryobei Itatani *Circulation of the Japanese Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research* 48 (1981) 134.
31. R. Mewe *Brit. J. Appl. Phys.* 18 (1967) 107.
32. R. W. McWhirter in "Plasma Diagnostic Techniques", ed. R. W. Huddleston and S. L. Leonard (Academic Press, New York, 1965 )

## 謝辞

研究のご指導をいただきました板谷良平先生に深く感謝いたします。

有限 $\beta$ プラズマ中のアルベーン波の励起実験と広帯域アルベーン波不安定性に関する実験は名古屋大学プラズマ研究所の共同利用研究によりTPH装置を用いて行なったものであります。これらの研究においてご指導いただきました犬竹正明先生（筑波大学プラズマ研究センター）に深く感謝いたします。

TPHの共同利用研究において貴重な議論をいただきました島山力三先生、佐藤徳芳先生（東北大学工学部）、天岸祥光先生（静岡大学教養部）に深く感謝いたします。

放電プラズマ中の電離不安定性の観測はイメージコンバーターカメラ（IMAC DN790）の共同利用研究によって実現したものであります。これらの研究の機会を与えられた名古屋大学プラズマ研究所（現在の文部省核融合科学研究所）に対して謝意を表します。

負イオンを含む弱電離プラズマ中における電離不安定性の研究にご協力いただきました山梨大学工学部の職員各位ならびに大学院生諸君に深く感謝いたします。

複合 $\alpha$ ピンチ、Annular Plasma Focus装置の研究においてHe-Neレーザ干渉計の制作にあたってご指導いただきました園田武剛先生（京都大学工学部）、磁気プローブ測定にご協力いただいた浅井英規君（日立製作所）に謝意を表します。最後に、本論文の執筆にあたり叱咤激励をいただきました板谷研究室先輩諸賢、特に福政 雄先生（山口大学工学部）に謝意を表します。