

研究論文

遅波プラズマ導波管中における 局所的密度上昇の観測

菅原 晃, 内藤 雄一, 小椋 一夫
南 一男, 渡辺 二太*

(新潟大学自然科学研究科)

*(核融合科学研究所)

(1993年 6 月 5 日受理/1993年 9 月 3 日改訂原稿受理)

Observation of Localized Density Rises Caused by High-Power
Microwaves in a Plasma-Filled Corrugated Wall Waveguide

Akira Sugawara, Yuichi Naito, Kazuo Ogura,
Kazuo Minami and Tuguhiro Watanabe*

(Received June 5, 1993/revised manuscript received September 3, 1993)

Abstract

Axial density gratings with local rises in a plasma filled corrugated wall waveguide are experimentally found to be created by incident high-power microwaves. The density rises and the maxima of standing waves of the axial RF electric field are observed at the identical axial positions where the radius of the corrugated wall is minimum. A nonlinear plasma model to explain the physical meaning of the observed results is proposed.

Keywords:

microwaves, plasma, ponderomotive force, caviton, slow wave structure,

1. まえがき

周知のように, ある方向に密度勾配のあるプラズマに斜めにマイクロ波を入射させると, ある位置で反射されるが, 波動光学的には, もう少し高密度の地点まで RF 縦静電界として浸透する. 臨界密度面は, 入射マイクロ波の角周波数 ω に対して, プラズマ周波数 ω_p が一致するプラズマ密度の所であり, 比誘電率 $\epsilon_s = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ が零と

なり, 局所的 RF 静電界が非常に大きな値をとる [1,2]. 1974年 Minami らは, この RF 静電界によるポンデロモーティブ力 [3] でプラズマが押し退けられた密度のくぼみを発見した [4,5]. これは後にキャビトンと呼ばれ, さまざまな実験が試みられ多くの報告例がある [6-14].

我々はプラズマを装荷した後進波発振器 (プラズマ BWO) [15,16] についての研究を行っている

Graduate School of Science and Technology, Niigata 950-21.

*National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01.

る. BWO は, よく知られているように, 遅波構造内に電子ビームを入射させて電子ライナックの逆過程によりマイクロ波を発生させるものである. 遅波構造の分散特性については数多くの理論解析がなされており [17], 著者らは実測結果を報告した [18]. 一般に, BWO の遅波構造にプラズマを装荷すると, プラズマによる荷電中和, 電流中和が起こり, 従来よりはるかに高い電流密度の大強度相対論的電子ビームを使用することができる利点がある. 米国メリーランド大学での実験で, 遅波構造内にプラズマがないとき, 10% 程度の発振効率であるのに対して, プラズマを装荷したとき発振効率が約 40% に飛躍的に上昇することが報告されている [15, 16]. この結果を説明するため Botton と Ron [19] は発振したマイクロ波のポンデロモータイプ力 [3] により周期的にプラズマ密度が増大することを予言し, そのため屈折率に変化して回折格子のようになり, 共振器なしで発振する半導体レーザで知られた分布帰還機構 (distributed feedback mechanism, DFB と略す) [20] が働いて発振効率が增大すると述べている.

遅波構造中でプラズマの性質を調べることは, 大出力後進発振器の開発にとって重要な研究課題

である. 著者らは, Botton らの理論を確かめるために, 遅波プラズマ導波管に大電力マイクロ波を入射させ, 軸方向にプラズマ密度の回折格子ができるかどうかを実験した. 遅波構造として, 図 1 に示すような導波管壁面が正弦波状に変化する導波管 (波形導波管と呼ぶ) を製作し, この導波管中でのキャビトンを観測した. 著者らは, プラズマ密度測定および軸方向高周波電界測定により, RF 電界の強まる場所でプラズマが集まる新しい非線形現象を見いだしたので報告する. 著者らの知る限り, これについての報告はない. Botton と Ron による一次元ポンデロモータイプ力の理論では, 著者らの実験結果を十分に説明できない. まだ十分な理論的理解には至っていないが, 一つの可能な定性的な非線形モデルを考えて実験結果の説明を試みた.

2. 測定方法

図 1 に実験装置および実験に用いた遅波構造を示す. 波形導波管は, 管径 $R(z)$ が $R(z) = R_0 + h \cos k_0 z$ と, 正弦波状に変化する円筒形で, 平均半径 $R_0 = 5.0 \text{ cm}$, コルゲーション振幅 $h = 1.4 \text{ cm}$, 1 周期 $z_0 = 3.2 \text{ cm}$ である. 1 波形周期の波数 k_0 は $k_0 = 2\pi/z_0$ で与えられる. 導波管は,

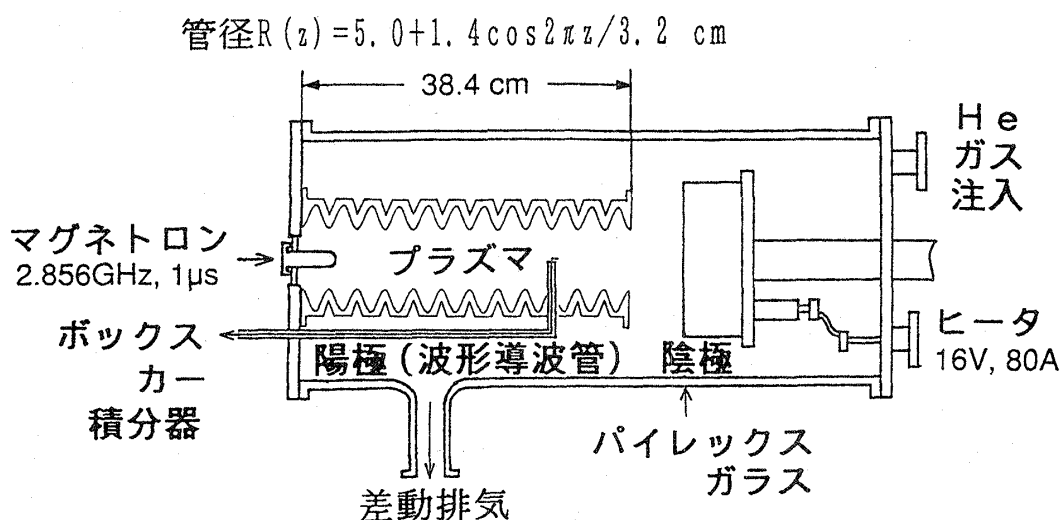


図1 Experimental setup. Steady-state plasma is produced by a gas DC discharge between a hot cathode and the grounded waveguide (anode).

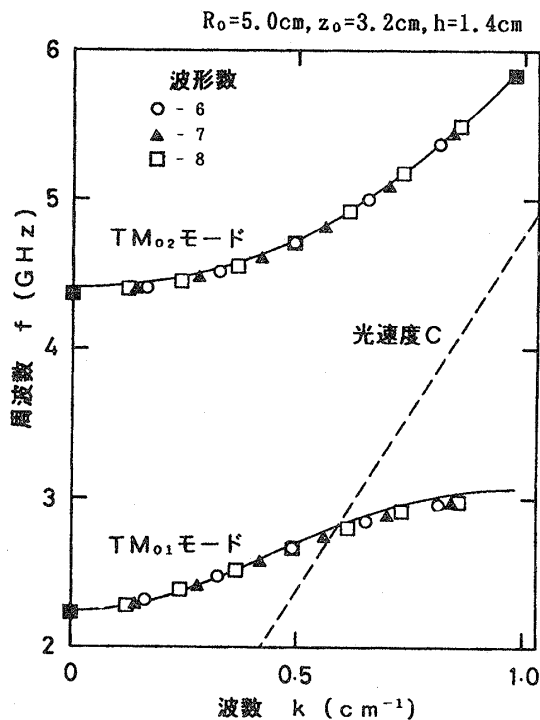


図2 Measured dispersion curves for TM_{01} and TM_{02} mode of the corrugated waveguide.

アルミニウムを鋳造したもので全長38.4cmである。これをガラス管中にセットし、内部には直流放電により生成されたプラズマを満たす。図2にこの導波管の空气中における分散関係の理論曲線と実測結果を示す。詳細については、文献[18]を参照のこと。導波管内部にプラズマを装荷すると、分散曲線が上方にシフトすることが知られている。均一プラズマについての理論計算は行っているが[21]、密度勾配を持つプラズマについては、計算が非常に複雑になるためできていない。本実験でのプラズマ密度変化の特性長 L (軸方向に密度が $1/e$ となる距離) は、10cm 程度であるので、マイクロ波入射アンテナ付近では、真空中(空气中)と同じ分散特性をもつものと考えられる。したがって、周波数2.856GHzの入射マイクロ波は、図2より真空の場合には導波管中で遅波かつ表面波となっていることがわかる[18]。

図1の放電容器は、常に真空排気し、純ヘリウムガスをニードル弁を介して流入させる差動排気により、ガス圧を52mTorr一定に保つ。熱陰極(約1.3kW, 約800℃)と陽極の波形導波管との間で直流放電によりプラズマを生成する。この放電

には、安定化直流電流源を用いる。マイクロ波パルス(周波数2.856GHz, パルス幅 $1\mu s$, 繰り返し周波数25Hz)を TM_{01} モードに変換して、波形導波管の左端から入射させ、ラングミュア・プローブ[2,4,5,7]または高周波電界測定用プローブ(RFプローブと略記[2,7])を用いて、導波管中心軸上でのプラズマ密度または軸方向高周波電界をそれぞれ測定する。プローブは、軸方向に移動でき、導波管中心軸上の場所に対する変化を測定できる。プローブ位置の原点を波形導波管の左端と定めると、プローブは20~37cmの間を移動する。

図3は測定回路を構成図で表したものである。パルス・マグネトロンを使用し、高出力マイクロ波パルス(0~約100kW)を真空容器内のプラズマを装荷した波形導波管へ入射させる。プローブ信号を電圧に変換し両測定とも、ボックスカー積分器へ入力する。熱陰極および安定化電流源は、50Hz電源からの微小な変動分(リップル)を含む。これによるプラズマの変化を避けるため、ボックスカー積分器を用い25Hzでリップルの特定の位相をサンプルして測定することにより、電源がプラズマに与える影響を取り除く。一方、プローブの位置をポテンショメータで検出する。これらの信号をX-Yレコーダへ入力し記録する。

プラズマに入射するマイクロ波パルスとボックスカー積分器のゲートパルスの関係は次のように設定する。イオン飽和電流の測定では、マイクロ波遮断後0.4~0.5 μsec の間をサンプルする。ま

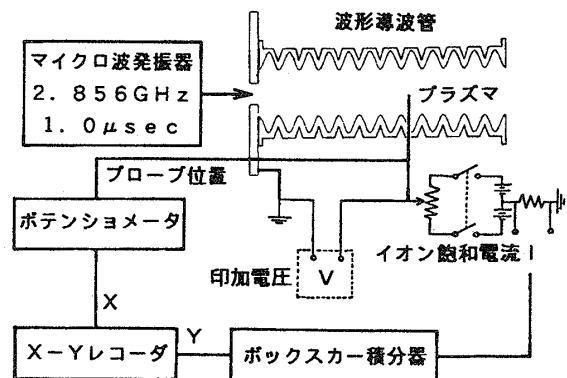


図3 The block diagram of experimental apparatus.

たゲートパルスを探引することにより, 時間的変化を測定することができる. RF 電界測定では, マイクロ波入射時間中のすべてのプローブ信号をサンプルする. キャビトン中の RF 静電界はプローブの位置により電界のピークが現れる時間が変化するため, ゲートパルスを RF 入射 $1.0\mu\text{sec}$ 中の特定の一部分に固定することができない. このためにゲートパルスを $1.0\mu\text{sec}$ まで拡げなければならなかった. また, ボックスカー積分器は, サンプル信号を時間平均するため, キャビトン中の RF 電界は定在波に比べ非常に小さな値となり, X-Y レコーダには現れなくなることが多い. そのためオシロスコープにより, 積分されていない信号からキャビトンの正確な位置を確認する必要があった.

2-1. ラングミュア・プローブによるイオン飽和電流の測定

プラズマの密度を測定する方法の一つであるラングミュア・プローブ法[2,7]は, 測定位置での局所的なプラズマ密度を直接簡単に検出できるという大きな利点がある一方, プローブによる擾乱を無視できないという欠点もある. 小さなプローブ先端の金属平面 (約 0.8mm^2) に印加電圧 -30V をかけ十分にバイアスしておく. 電子はこのポテンシャルで跳ね返されるが, イオンは金属面に向かって飛び込んでくる. イオン飽和電流はプラズマ密度にほぼ比例すると仮定して, イオン飽和電流を測定することにより, プラズマ密度を定性的に測定できる. また, ラングミュア・プローブ特性の測定を行ったところ, ガス圧, 放電電流等のパラメータを変えた数種類の実験条件においてマイクロ波のないとき電子温度は約 2eV でほぼ一定であった.

2-2. RF プローブによる RF 電界分布測定

RF 電界測定[2,7]では, RF プローブとして軸方向に 2mm の針状アンテナを使った. 導波管内では, 臨界密度面において反射面が形成され, 定在波ができています. プローブ信号は, 導波管型検波器を用い直流分をカットし, 高周波信号を2乗検波する.

3. 測定結果

図4は, ラングミュア・プローブを導波管中心軸上で移動させ, 測定位置を横軸に, イオン飽和電流を任意目盛りで縦軸に表した測定例である. 図中左に矢印でイオン飽和電流のゼロ位置を示す. また, 下の斜線部は, 導波管の形状を定性的に示している. ヘリウムガス圧を 52mTorr , 放電電流を 8.5A 一定とし, マイクロ波パワーを変化させた. 低パワーのとき, キャビトンの位置は臨界密度面にあつて直円筒プラズマ導波管の場合と変わらない. ところが, パワーが大きくなるに従いキャビトンが消失する. 逆に, 導波管が狭くなっている場所 (以下, 導波管ウエスト部と呼ぶ) で, イオン飽和電流の増大が現れた. 直円筒導波管では, このような現象は観測されていない. その場合, マイクロ波パワーを大きくするにつれキャビトンが大きくなるか, あるいは複数個に分裂することがわかっている[7]. 波形導波管では, マイクロ波パワーが小さいときはキャビトンができるが, パワーが大きくなるにつれてキャビトンに代わって臨界密度より低密度側のアンダーデンス領域の導波管ウエスト部でイオン飽和電

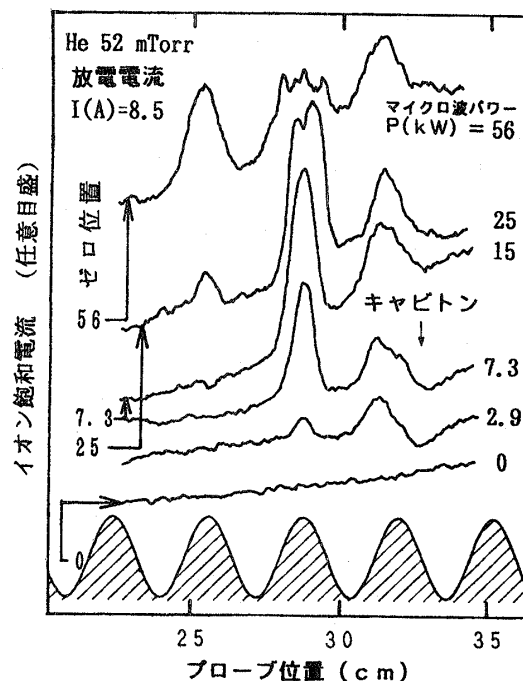


図4 Localized ion saturation current rises at the waists of the waveguide by incident microwaves.

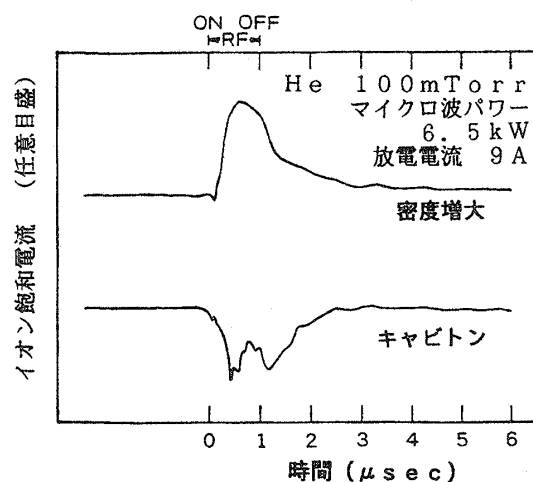


図5 Temporal evolution of ion saturation currents for a caviton and a density rise.

流が増加した。さらにパワーを上げると、より低密度側でも導波管ウエスト部でイオン飽和電流が増大する。この現象は、ガス圧、放電電流を変化させても現れ、再現性が良い。放電電流を増加させると全体的にプラズマ密度が増大する。このとき、入射マイクロ波（周波数2.856GHz一定）により生ずるキャビトンは、波形導波管の左側（低密度側）へ移動するが、イオン飽和電流の増大は常にアンダーデンス領域の導波管ウエスト部に生じる。

図5は、ボックスカー積分器でゲートパルスで掃引することによって、イオン飽和電流の極大位置およびキャビトンの位置でのイオン飽和電流の時間変化を測定した例である。ガス圧100mTorr、放電電流9A、入射マイクロ波パワー6.5kWにおいて、ラングミュア・プローブをそれぞれの位置に固定する。マイクロ波は、時刻0~1μsecの間入射している。両者とも、マイクロ波入射中に大きく変化し、その後ゆっくりと元に戻る様子がわかる。

図6は、RF電界測定の一例で波形導波管中の定在波をRFプローブで測定したものである。縦軸にRFプローブで受信した高周波電界を2乗検波したものを任意目盛りでとり、導波管中心軸上の位置に対して表した。ガス圧を52mTorr、マイクロ波パワーを4.1kW一定にし放電電流を変

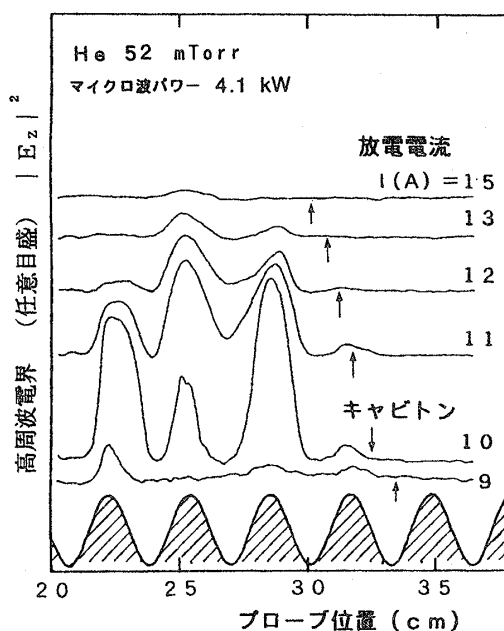


図6 A detected RF electric field $|E_z|^2$ in axial direction vs. position for various DC discharge currents.

化させ、キャビトンすなわちマイクロ波の反射面が移動したときの軸方向RF電界の分布の変化を表している。図中の矢印は、オシロスコープで観測したキャビトンの正確な位置を示す。前述のように、ボックスカー積分器により時間平均された信号であるため、キャビトン中の電子プラズマ波はX-Yレコーダにはほとんど現れない。キャビトンの位置によらず、導波管ウエスト部で軸方向電界が強くなっていることがわかる。また、キャビトンが導波管ウエスト部にあるときRF定在波電界が強くなっている。放電電流の可変領域は8~25Aで、この範囲外では放電プラズマが不安定になる。キャビトンの位置は放電電流の変化に対して約4cmしか移動しない。このため、導波管ウエスト部にキャビトンが存在するときに軸方向RF定在波電界が強くなることが何周期にもわたって確認することはまだできていない。

図7は、RF放電によるプラズマの電離生成の影響を調べることを目的とし、ヘリウムおよびアルゴンでのイオン飽和電流の局所的増大の時間変化を示した例である。ラングミュア・プローブをイオン飽和電流の極大となる位置に固定し図5と

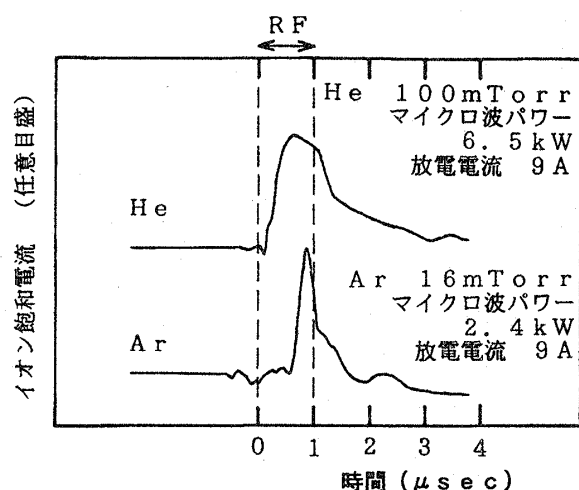


図7 Temporal evolution of ion saturation currents for the plasmas helium and argon gases in density rises.

同様の方法で測定した。ヘリウムでは、ガス圧100mTorr, 放電電流9A, マイクロ波パワー6.5kW, アルゴンでは、ガス圧16mTorr, 放電電流9A, マイクロ波パワー2.4kWについて測定した。アルゴンのプラズマは、RF入射から0.8 μ sec後にイオン飽和電流のピークをとる。これはヘリウムの0.5 μ secに比べてやや遅い。

4. 考察および検討

図4, 図6の測定結果から、導波管ウエスト部でプラズマ密度が増大し、同じ場所で軸方向高周波電界が大きくなっていることがわかった。

まず、著者らの実験と Botton らの理論との条件の相違をまとめておく。Botton らが想定している導波管と著者らが用いた導波管では、サイズの違いにより周波数帯が違っているが、それよりも根本的に導波管中の電磁波の特性が大きく違っている。それは、彼らの場合電磁波が常に体積波となっているのに対し、著者らの導波管中では表面波である[18]。前述のように、著者らの用いた周波数では、電磁波は表面波であるが分散曲線の境界に近いため、電界の強さはプラズマがない場合導波管径方向にほぼ均一になっていることが推定される。

実験に使用した波形導波管は、真空中の場合、入射マイクロ波の周波数2.856GHzでは $2\pi/3$ 共

振モード[18]付近である。ところが、プラズマがあると、比誘電率が1より小さいため、理論的な分散曲線が高い周波数帯へシフトする。すなわち、RF定在波電界の波長が非常に長くなる。この予想に反して、本実験(図6)では、波長は導波管周期に一致した π 共振モードと等しくなっている。受信プローブ位置が中心軸から実験エラーで少し離れているとすれば、理論計算によると(文献18参照)、ゼロ共振モードの軸方向RF定在波電界の波長は、 π 共振モードのように導波管周期と一致することが可能である。しかし、この場合、導波管ウエスト部でRF定在波電界 E_z は極小になる。以上のことから、本実験結果は、我々の予測を越えた新しい現象であると考えられる。現在までのところ、なぜ導波管ウエスト部でRF定在波電界が極大になっているか、理由は不明である。しかし、この現象は繰り返し観測された。なお、本実験で用いたアンテナは、局所的な軸方向RF電界のみを検出するように同軸円筒金属でシールドされており、高周波 E_z 電界のみを測定している。また、軸対称 TM_{01} モードを励振しているので、中心軸上では高周波径方向電界 $E_r = 0$ である。

イオン飽和電流の増大する原因としては、電子温度の上昇、プラズマ密度の増大の2種類が考えられる。これらの区別はラングミュア・プローブ特性からプラズマ密度 n , 電子温度 T_e (eV)を測定すれば明らかになる。今までの測定結果によるとプラズマ密度の増大が温度上昇に比べて十分に大きくなっている。プラズマ密度の増大の理由としては、まずRF放電により新たにプラズマが電離生成された可能性が考えられる。プラズマ密度の局部的減少であるキャビトンの場合は、RF放電は問題にならなかったが、本実験で見いだされた密度増大においては、最も吟味されなければならない課題である。そこで著者らは、ヘリウムガスについてだけではなく、アルゴンガスについても同様の実験を行った。ヘリウムガスでは直流放電プラズマを生成できる気圧範囲が狭いためマイクロ波パルスによる電離の影響は明確に確認できない。アルゴンガス400mTorr, 放電電流13Aに

において、マイクロ波パワー68～84kWの間でRF放電が起こることを確認した。本論文における実験は、アルゴンよりも電離しにくいヘリウムガスで、52mTorrの低いガス圧、60kW以下の低いマイクロ波パワーで測定を行った。図7のヘリウムおよびアルゴンでのイオン飽和電流の局部的増大の時間変化からわかるように、このピークはアルゴンの方がやや遅い。もしこの密度増大がRF放電によるものであれば、比較的放電しやすいアルゴンの方が時間的に早い、または同程度時間にピークをとるはずである。以上の結果から、本実験で見いだされたプラズマ密度の局部的増大はマイクロ波による電離のために起こったのではなく、波形プラズマ導波管に特有の非線形現象であると考えられる。

次に、プラズマとマイクロ波の非線形相互作用により電離によらないで、プラズマが $|E|^2$ の大きな所に集まる可能性について考察する。よく知られているように、高周波電界によるポンデロモータイプ力 F [3],

$$F = -\frac{e^2}{2m_e\omega^2} \nabla |E|^2 \quad (1)$$

ただし、 m_e : 電子質量、 E : 高周波電界、 e : 電子の電荷により変調されたプラズマ密度 n は次式で与えられる [3].

$$n = n_0 \exp \left\{ \frac{-e^2 |E|^2}{2m_e\omega^2 (T_e + T_i)} \right\} \quad (2)$$

ここで、 n_0 : 初期状態のプラズマ密度、 T_i : イオン温度 (eV) である。すなわち、 $|E|^2$ が大きい場所では密度 n が小さくなる。これが従来知られているキャビトンの物理的理由であり、Bottonらは上式に基づく密度変調を提案している。彼らは π モード [18] で動作するプラズマ BWO を考案しているので、彼らの論文 [19] の(2), (3)式からわかるように、密度変調の軸方向の距離は波形周期長 z_0 と一致する。著者らの実験は、導波管周期と一致するプラズマ密度の増大が得られる点ではBottonらの理論に適合しているが、次の2点で矛盾する。(a) 実験では密度およびRF電界の極大点が一致しており、(2)式が適用できない。

(b) Bottonらの理論は導波管ウエスト部で密度が極大になることを説明できない。以上を要するに、著者らの実験結果は既存の理論では、十分に理解することができない。

以下に、著者らの実験結果の一部を説明できる定性的な非線形モデルを提案する。(1)式で与えられるポンデロモータイプ力は電子に働くが、荷電分離が起こり得ないとして準中性プラズマを仮定すると、イオンについて次のような z 軸方向1次元非線形方程式が成立する。定常状態では、連続の式および運動方程式は、それぞれ次式で表現できる [22].

$$\frac{\partial}{\partial z} (nv) = 0 \quad (3)$$

$$m_i v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{T_e + T_i}{n} \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{e^2}{2m_e\omega^2} \times \frac{\partial |E|^2}{\partial z} + \frac{\partial g(z)}{\partial z} \quad (4)$$

ここで、 v : ドリフト速度、 m_i : イオン質量、ただし、 $g(z)$ は、高周波電界のないとき定常的な軸方向の密度変化を作り出している静電的ポテンシャルであり、高周波電界 E とは無関係な物理量である。 $g(z)$ の物理的意味を明らかにするために、(4)式において $v=0$, $E=0$ とおくと $n=n_0 \exp [g(z)/(T_e + T_i)]$ が得られる。これはよく知られたボルツマン因子である。実際のプラズマでは定常的な軸方向密度勾配があるため、静電的ポテンシャル $g(z)$ を考える必要がある。イオン音速 c_s は、

$$c_s^2 \equiv \frac{(T_e + T_i)}{m_i}$$

で定義されるもので、温度変化がないと仮定して定数と考える。マッハ数 M は、 $M=v/c_s$ である。(3)式より nv が一定であるので、 $nv/c_s = nM = c_1$ (定数)となる。そこで(4)式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial M^2}{\partial z} + \frac{\partial \log_e n^2}{\partial z} + \frac{e^2}{m_e (T_e + T_i) \omega^2} \frac{\partial |E|^2}{\partial z} \\ = \frac{2}{(T_e + T_i)} \frac{\partial g(z)}{\partial z} \end{aligned}$$

z について積分すると次式が得られる。

$$M^2 - \log_e M^2 + \frac{e^2 |E|^2}{m_e (T_e + T_i) \omega^2} = C(z) \quad (5)$$

ただし, $g(z)$ は高周波電界 E に無関係であるという意味での定数であり, z の関数で, この項を定数 $C(z)$ とする.

ここで, プラズマの流れが十分に遅いとき, すなわち $M \ll 1$ の場合(5)式は第1項が省略できて, 次のようになる.

$$\log_e M^2 = \frac{e^2 |E|^2}{m_e (T_e + T_i) \omega^2} - C(z)$$

これから(2)式が得られる. この場合はポンデロモータティブ・ポテンシャルによりプラズマが跳ねとばされる. これがキャビトンである. 次にプラズマの流れが速いとき, すなわち $M \geq 1$ の場合(5)式の第2項は省略できて次のようになる.

$$M^2 + \frac{e^2 |E|^2}{m_e (T_e + T_i) \omega^2} = \frac{c_1^2}{n^2} + \frac{e^2 |E|^2}{m_e (T_e + T_i) \omega^2} = \text{const.} \quad (6)$$

したがって, $|E|^2$ が大きい場所で密度 n は増大し, 著者らの実験結果と矛盾がなくなる. この物理的意味は次のように考えられる. イオンに流れがあると, ポンデロモータティブ・ポテンシャルにプラズマ流がはねとばされるまでには至らず減速される結果, フラックス保存則よりプラズマ密度が増大する. 導波管ウエスト部で, イオン流が超音速になると仮定すると, 密度の極大と $|E|^2$ の極大の場所が一致することも可能となる. ヘリウムイオン (He^+) の零電界移動度 μ は 9200 cm/Vsec であるので[23], プラズマ中のイオンのドリフト速度 v は電界を推定して, $2 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ の程度である. 一方 $T_e \approx 2 \text{ eV} \gg T_i$ とするとイオン音波速度 $c_s = 9 \times 10^5 \text{ cm/sec}$ となって, v と同程度である. 本実験において, 何らかの理由により, もし v が数倍上昇して超音速になっていると仮定すれば, (6)式に従って密度と RF 電界の極大が一致しても不思議ではない. しかし, このモデルでは, 導波管ウエスト部での局所的密度上昇とキャビトンの地点での密度減少が同時に観測される場合があることをよく説明できない. 精確な理論的説明は今後に残された問題である. 一

方密度上昇点の更に詳しいプラズマパラメータの測定が必要である. また, ラングミュア・プローブに -30 V を印加したときのイオン飽和電流は, あくまでプラズマ密度の変化に対する目安であり, 今後ラングミュア・プローブ特性から定量的なプラズマ密度の測定を行う必要がある.

5. まとめ

波形のプラズマ導波管に入射した大電力マイクロ波により, 導波管ウエスト部において, RF 放電現象ではないプラズマ密度の増大を発見した. これは, 直円筒プラズマ導波管では観測されなかったことで, 遅波プラズマ導波管特有の非線形現象であると思われる. 高周波電界測定結果から, 導波管ウエスト部において軸方向 RF 電界も極大となっていることがわかった. この2つの結果から, Botton と Ron が予言したプラズマ密度の増大とは違うメカニズムにより, 回折格子の現象が現れた. 結論として, 遅波プラズマ導波管中における大電力マイクロ波とプラズマの相互作用について, 新しい問題を提起する実験結果が得られた. 今後更に詳しく研究していきたい.

参考文献

- [1] V. L. Ginzburg, *The Propagation of Electromagnetic Wave in Plasmas* (Pergamon Press) 2nd ed. p. 260 (1970).
- [2] K. Minami, K. Izawa, M. Kaminaga and K. Ishii, J. Phys. Soc. Japan, **55**, 1142 (1986).
- [3] H. Motz and C. J. H. Watson, Adv. Electronics Electron Phys. **23**, 128 (1967).
- [4] K. Minami, K. P. Singh, M. Masuda and K. Ishii, Phys. Rev. Lett. **33**, 740 (1974).
- [5] K. Minami, Y. Mori, S. Takeda and K. Ishii, Phys. Fluids **19**, 327 (1976).
- [6] K. Minami, J. Phys. Soc. Japan **42**, 274 (1977).
- [7] 南 一男, 井沢宏一, 国島明弘, 美寺久光: 電気学会論文誌 A, **107**, 347 (昭62).
- [8] H. Ikezi, J. Phys. Soc. Japan **37**, 766 (1974).
- [9] H. C. Kim, R. L. Stenzel and A. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **33**, 886 (1974).
- [10] S. P. Obenschain and N. C. Luhmann, Jr., Phys. Rev. Lett. **42**, 311 (1979).

- [11] K. Mizuno, J. S. DeGroot and F. Kehl, Phys. Rev. Lett. **49**, 1004 (1982).
- [12] Ann Y. Lee, Y. Nishida, N. C. Luhmann, Jr., S. P. Obenschain, B. Gu, M. Rhodes, J. R. Albritton and E. A. Williams, Phys. Rev. Lett. **48**, 319 (1982).
- [13] Ann Y. Lee, Y. Nishida, N. C. Luhmann, Jr., C. Randall, M. Rhodes and S. P. Obenschain, Phys. Fluids **29**, 3785 (1986).
- [14] T. Tanikawa, A. Y. Wong and D. L. Eggleston, Phys. Fluids **27**, 1416 (1984).
- [15] Y. Carmel, K. Minami, R. A. Kehs, W. W. Destler, V. L. Granatstein, D. Abe and W. L. Lou, Phys. Rev. Lett. **62**, 2389 (1989).
- [16] Y. Carmel, K. Minami, W. Lou, R. A. Kehs, W. W. Destler, V. L. Granatstein, D. K. Abe and J. Rodgers, IEEE Trans. Plasma Sci. **18**, 497 (1990).
- [17] K. Ogura, K. Minami, M. M. Ali, Y. Kan, T. Nomura, Y. Aiba, A. Sugawara and T. Watanabe, JPSJ **61**, 3966 (1992).
- [18] 菅原 晃, 風間 洋, 小出基晴, 菅 良範, 小椋一夫, 南 一男, 電気学会論文誌 A, **113**, 1 (平成5年).
- [19] M. Botton and A. Ron, Phys. Rev. Lett. **66**, 2468 (1991).
- [20] H. Kogelnik and C. V. Shank, J. Appl. Phys. **43**, 2327 (1972).
- [21] K. Minami, Y. Carmel, V. L. Granatstein, W. W. Destler, W. Lou, D. K. Abe, R. A. Kehs, M. M. Ali, T. Hosokawa, K. Ogura and T. Watanabe, IEEE Trans. Plasma Sci. **18**, 537 (1990).
- [22] T. Uenoyama, K. Mima and T. Watanabe, J. Phys. Soc. Jpn. **50**, 3107 (1981).
- [23] S. C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics* (MIT. and John Wiley and Sons, Inc., New York) p. 65 (1959).