Tonks-Dattner 共振においてパラメトリックに励起された低周波振動の観測

中部工業大学 池 沢 俊治郎

名古屋大学 奥 田 孝 美

名古屋大学 田 中 裕 二

名古屋大学 高 村 秀 一

1. ま え が き

従来, Tonks-Dattner 共振における低周波振動のパラメトリック励起に関する実験は, そのスペクトルやしきい値に研究の重点がおかれていた。⁽¹⁾ その高周波振動と低周波振動は小電力の場合においておのおの別々に比較的詳しく研究されているのに対し,⁽²⁾⁽³⁾ その低周波振動の高周波パラメトリック励起の様子について, その両者を同時に比較的詳しく観測した例はないように思われる。また最近では高周波電磁界の異常吸収の観点から注目されたために,⁽⁴⁾ 特にパラメトリック励起された低周波振動を取り上げて観測した例も少ない。⁽⁵⁾

そこで本論文では, 外径 50 mmφ の水銀蒸気封じ切り放電管において, 高周波を入力して高周波振動を励振した際に低周波振動がパラメトリックに励起される様子について, 低周波振動と高周波振動のおおのの径方向電界分布を観測することを目的とする。

その結果の要約は次のとおりである。

まず第 1 に, 放電電流を 20~30 mA 一定 (413 MHz の高周波に対して透過状態) にして, 大電力

(~数百ワット) の高周波 (413 MHz) を入力すると Tonks-Dattner 共振の Resonantly sustained mode (共振持続モードと呼ぶ, 以後同様) が吸収電力に対してヒステリシスループを伴って現われる。この Tonks-Dattner 共振の共振持続モードに高周波のモードがあるとき, 低周波振動 (イオン音波とイオンプラズマ振動) がよく励起される。とりわけ, 高周波のモードが共振持続モードの最後のモード [第 6 図 (a) の左側の S, I 領域] にあるときに著しい。この高周波のモードの分散関係は Parker 氏らの結果と一致し,⁽²⁾ 径方向の電界分布は Parbhaker 氏らの結果とほぼ一致する。⁽⁶⁾ 一方, 励起されたイオン音波については, 周波数は Crawford 氏による式から計算した値とほぼ一致し,⁽⁷⁾ ロックインアンプで測定した径方向の電界分布は Rosa 氏らの結果と定性的に一致した。⁽⁸⁾ このことから励起されたイオン音波が定在波でないことがわかった。なお, 径方向の電界分布は L 形可動プローブで測定した。

第 2 に, 放電電流を数百 mA にすると共振持続モードに特有のヒステリシスループはなくなり, 高周波の電力が 200~300 mW 程度からイオン音波が励起される。(共振持続モードの場合には 0.5 W から励起される) 高周波の電力の上昇につれて (~1 W) イオン音波のスペクトルは高い周波数側へと移行することがわかった。この場合において, 低周波振動を励起する高周波のしきい値が水銀蒸気圧の変化に対して求められた。

Observation of Low Frequency Oscillations Parametrically Excited in Tonks-Dattner Resonances. By S. IKEZAWA, Member (Chubu Institute of Technology), T. OKUDA, Member, Y. TANAKA, Member & S. TAKAMURA, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University).

池沢俊治郎: 正員, 中部工業大学電子工学科

奥田孝美: 正員, 名古屋大学工学部

田中裕二: 正員, 名古屋大学工学部

高村秀一: 正員, 名古屋大学工学部

第 1 図 実験装置

Fig. 1. Experimental set-up.

これらの結果のうち、特に径方向の電界分布を比較的容易に得るために、われわれの実験においては高電力の高周波の周波数を 413 MHz と VHF 領域に選び、放電管外径を 50 mmφ と大きく選んで、可動プローブによる電界分布の測定を可能にした。また本実験では Tonks-Dattner 共振を励起するのに分割電極 (Split cylinder dipole)⁽²⁾ を用いていることも一つの特色となっている。

2. 実験装置

第 1 図はその実験装置を示す。(a)図は概要で、高周波発振器からの信号はサーキュレータを通り通過形電力計、スタブチューナを通して分割電極から水銀陽極柱に入射される。反射波は通過形電力計を通りサーキュレータから方向性結合器を通して負荷に吸収させる。なお、分割電極は放電管に密着させてある。(b)図は放電管の詳細を示す。放電管は水銀の封じ切り管で内径は 46 mmφ であり、陰極は傍熱形の酸化物陰極である。また水銀プールの陽極側にヒータを巻いてあり、その圧力は電離真空計で測定する。信号の出力端としては(b)図に示すように、管外壁に密着させたプローブはスペクトルアナライザへ、ライトパイプは光電子増倍管へ、固定プローブおよび L 形可動プローブはロックインアンプへと接続する。高周波電力の変化は発振器の B 電圧の変化を XY レコーダの X に入力して記録する。スペクトルアナライザについては、高周波では「POLARAD MODELS 2892 B AND 2992 B」を、低周波では「TYPE 1L5」を用い、ロ

ックインアンプは「PAR MODEL 121」を用いた。なお、大電力高周波発振器の構成は 11.47 MHz の水晶振動子を 36 通倍し、最終段には 5F 35 RA の送信管を用いてプッシュプル B 級電力増幅器となっている。このように発振器を水晶振動子からの通倍増幅形に製作したのは、周波数を固定して (413 MHz) プラズマ負荷との整合を容易にするためである。

3. Tonks-Dattner 共振

分割電極を用いて Tonks-Dattner 共振を励起する際の分散式は Parker 氏らにより導かれている。⁽²⁾

われわれの場合は 2 分割電極を用いており、その電極をバイレックスガラスでできている放電管に密着させてあるので分散関係は次式となる。

$$L_1 \equiv \left[1 + \sum_m A_{1m} / (\omega_{1m}^2 - \omega^2) / \langle \omega_p^2 \rangle \right]$$

$$= -55.0 \equiv -K_{\text{eff}} \dots \dots \dots (1)$$

ただし、(1) 式で便宜上分散式の左辺を L_1 、右辺を $-K_{\text{eff}}$ と置いた。(≡記号で示す)

ω_p : 電子プラズマ角周波数, ω : 分割電極から入力される高周波の角周波数, ω_{1m} : Tonks-Dattner 共振 (双極子モード) の固有角周波数, A_{1m} : その重みで $\gamma_w^2 / \langle \lambda_d^2 \rangle$ の関数 (γ_w : プラズマ柱半径, λ_d : デバイ長) $\langle \rangle$: 管径方向の平均をそれぞれ意味する。上式で左辺 L_1 はプラズマのパラメータに依存した値を持ち、右辺 $-K_{\text{eff}}$ は幾何寸法による定数である。 $m=1$ は Tonks-Dattner 共振の主モード, $m=2$ は第 1 モード, ……である。左辺を Parker 氏らの表⁽²⁾を用いて計算した。径方向の平均デバイ長を $\langle \lambda_d \rangle$ とし、 $\gamma_w^2 / \langle \lambda_d^2 \rangle = 4.530$ の場合の (1) 式の結果を第 2 図に示す。交点が分散式の根である。

実験では放電管外壁表面のプローブの出力を検波し

第 2 図 分散関係 ($n=1$)Fig. 2. Dispersion relation. ($n=1$)

て Y 軸に、放電電流 I_d を X 軸にして、413 MHz の場合の Tonks-Dattner 共振を第 3 図に示す。第 4 図 (a) には周波数を変化させた場合の Tonks-Dattner 共振のピーク I_d 値をプロットした。第 4 図 (b) は $\gamma_w^2 / \langle \lambda_d^2 \rangle - I_d$, 第 4 図 (c) は $\langle f_p \rangle - I_d$ (f_p : プラズマ電子周波数) をそれぞれ示す。われわれの場合 $\gamma_w^2 / \langle \lambda_d^2 \rangle = 9.25 \times 10^{-10} \cdot f_{p0}^2 / T_e$ (f_{p0} : 軸上のプラズマ電

第 3 図 小電力の場合の Tonks-Dattner 共振 (413 MHz): 第 1 図の pick-up プローブからの出力を X-Y レコーダで記録 (X: 放電電流 I_d , Y: 信号振幅)

Fig. 3. Tonks-Dattner resonance by the case of lower power (413 MHz): the plot of the output signal from the pick-up probe of Fig. 1 with X-Y recorder, X: discharge current (I_d), Y: signal amplitude.

第 4 図
Fig. 4.

子周波数, T_e : 電子温度) となり,⁽⁹⁾ プラズマのパラメータは径方向の可動プローブで測定した。

第 5 図には上記理論値と実験結果を示す。

以上は高周波入力力が小電力の場合の Tonks-Dattner

第 5 図 小電力における Tonks-Dattner 共振の実験値と理論値

Fig. 5. Experimental values and theoretical values of Tonks-Dattner resonances in the case of low power.

第 6 図 Tonks-Dattner 共振の共振持続モード
Fig. 6. Resonantly sustained mode of Tonks-Dattner resonances.

(a) ヒステリシスループの説明図
 (a) Explanation-figure of hysteresis loops.
 (b) P_{ab} に対する放電電圧および高周波反射電圧
 (b) Discharge voltage vs. P_{ab} and reflected
 H.F. voltage vs. P_{ab} .

第 7 図

Fig. 7.

共振であるが、大電力になると少し様子が異なる。Widner 氏によると Tonks-Dattner 共振のピークがくずれ、これは低周波振動との結合のためであると説明されている。⁽⁴⁾ われわれは高周波電力の関数としてこれを観測する。まず放電電流を 20~30 mA 内で一定にする。この電流値では高周波 (413 MHz) はプラズマ柱を十分に透過することが第 3 図よりわかる。

次に、周波数を 413 MHz 一定のままにして電力を増加する。発振器の B 電圧用トランスの一次電圧を整流して XY レコーダの X に、第 1 図 (b) のライトパイプの光電子増倍管出力を Y に入力し、高周波電力を増減すると第 6 図 (a) (高周波を伴う) のように複数個のヒステリシスループのある曲線が得られる。これと Tonks-Dattner 共振を対応させるため、高周波電力を零にし放電電流を 20~30 mA 一定から増加して X に入力し、光電子増倍管出力を XY レコーダで描くと (高周波を伴わない) が得られる。第 6 図 (a) と (b) を対応させると、Tonks-Dattner 共振ピークの左側にヒステリシスループがあることがわかる。これは Tonks-Dattner 共振の共振持続モードである。このモードは第 7 図 (a) を用いて説明できるが考察に譲る。ここで P_{ab} は第 1 図 (a) の通過形電力計で測定し、進行電力と反射電力の差である。第 7

図 (b) は放電電圧 $V_d - P_{ab}$ 、高周波反射電圧 $V_{ref} - P_{ab}$ を示す。反射電圧は第 1 図 (a) の方向性結合器の出力をサンプリングスコープで測定した。各場所における反射波形を示す。第 8 図 (a) にはこの共振持続モードの強度 V_{r-p-p} (peak-to-peak 電圧) の径方向分布を示す。測定は第 1 図 (b) の可動プローブの信号をサンプリングスコープに入力し、アースは分割電極のアースと共通にしてある。高周波の周波数を VHF 領域に選ぶことにより可動プローブによる測定を可能にした。結果は Parbhakar 氏らによる「Direct measurements」(第 8 図 (b)) とほぼ一致している。⁽⁶⁾ 同図 (b) の E_r は径方向の電界で、径方向に可動する L 形ダブルプローブで測定された。高次モードほど Parbhakar 氏らの結果との対応が悪くなるのは、共振持続モードでは高周波振動の電圧が強く、零次の電子密度分布がひずみ、高次モードになるほど高周波振動がプラズマ柱に侵入することから、この影響が大きいことが原因であると考えられる。

(a) 共振持続モードの強度の径方向分布
 (a) Radial pattern of resonantly sustained mode.
 (b) Parbhakar 氏らによる Tonks-Dattner 共振の径方向分布
 (b) Radial pattern of Tonks-Dattner resonance examined by Parbhakar et al.

第 8 図

Fig. 8.

4. 低周波振動

低圧の放電管内で自然発生しているイオン音波は Crawford 氏により発見された。⁽⁷⁾ この低周波振動が高周波によりパラメトリックに励起される際の微分方程式は西川氏や Demokan 氏により記述されている。⁽¹⁰⁾

この章では観測結果を述べる。ヒステリシスループのある領域で低周波振動が励起されるが、第6図(a)でイオン音波が励起される領域を S 、イオンプラズマ振動が励起される領域を I で示す。励起されたイオン音波の強度は Tonks-Dattner 共振の最後のモード〔第6図(a)の左側の S, I 領域〕である $P_{ab} \approx 0.8 \text{ W}$ 近辺で最も強く、次に主モード付近の $P_{ab} \approx 15 \text{ W}$ の所で強く、その他のモードでは微弱で第6図(a)には記入していない。このことは全透過領域から Tonks-Dattner 共振領域へ、Tonks-Dattner 共振領域から表面波モード領域への各両端で低周波振動が強く励起されることを示している。また表面波モード領域 $P_{ab} > 28 \text{ W}$ では低周波振動は励起されない。このことは Sergeichev 氏らの結果と一致している。⁽¹¹⁾

スペクトルは第1図(b)の表面に固定したプローブから観測した。第9図は Tonks-Dattner 共振の最後のモードにおいて高周波電力を零から約 1.0 W まで変化した際のイオン音波のスペクトルで、上の写真は 0.8 W のときの高周波のスペクトルである。

第9図 パラメトリック励起のスペクトル (I)
Fig. 9. Spectra of parametric excitation (I)

第10図 パラメトリック励起のスペクトル (II) (100 kHz/div) (写真は高周波のスペクトル)

Fig. 10. Spectra of parametric excitation (II). Photo is H. F. spectrum. (100 kHz/div)

(a) Tonks-Dattner 共振の共振持続モードの最後のモードでのスペクトル
(b) 隣接するモードに移行した際のスペクトル
(c) 共振持続モードの主モードにおいて S, I が重なった領域でのスペクトル
(d) I のみの領域でのスペクトル

第11図 低周波スペクトル (100 kHz/div)

Fig. 11. Low frequency spectra. (100 kHz/div)

Crawford 氏の式⁽⁷⁾にプローブで測定した電子温度 $3 \times 10^4 \text{ K}$ 、管内径 46 mm 、断熱圧縮係数 $\gamma = 1.0$ を代入すると $\Omega = 18.8 \text{ kHz}$ となることから、イオン音波がパラメトリックに励起されている。このことは Stern 氏の結果とほぼ一致する。⁽¹⁾ 電力を増すと 0.55 W で光電子増倍管出力が急増し、放電電圧が急減して、スペクトルアナライザに強力な低周波スペクトルが Ω の等間隔で現われる。電力を 0.8 W まで増すと光電子増倍管出力はそれほど増加しないが、イオン音波のスペクトルは成長する。このことは高周波のエネルギーが一部は電離に、一部はこの低周波と Tonks-

Dattner 共振に供給されていることを示す。0.9 W あたりからスペクトルはくずれる。これは高周波のエネルギーが主として電離に供給され、隣接する次の Tonks-Dattner 共振のモードに移動する用意ができたためである。

Tonks-Dattner 共振の最後のモードでは、第6図(a)に I で示すようにイオンプラズマ振動も同時に励起されている。そのスペクトルを第10図に示す。それによるとイオンプラズマ振動のスペクトルはイオン音波のスペクトルによって AM 変調を受けている。第11図(a)はその Tonks-Dattner 共振の最後のモード内での低周波のスペクトルを示す。同図(b)はその最後のモードから隣接モードへ移った後のスペクトルである。同図(c), (d)は第6図に示すように主モード近辺での低周波スペクトルで、(c)図は第6図の S, I が重なった領域でのスペクトルを示し、(d)図は I のみの領域でのスペクトルを示す。イオン音波により AM 変調を受けているイオンプラズマ振動のスペクトルを示す(c)図が、第6図の I のみの領域にくると(d)図のように AM 変調を受けなくなりスペクトルの振幅を増す。このことは Kato 氏らの結果に似ている。⁽¹²⁾

次に、共振持続モードにおける電子密度の径方向分布をイオン飽和電流より推察した。可動プローブを -40 V にバイアスし、高周波電力を掃引すると第12図が得られる。同図左端の微小黒丸は通常の放電 ($I_d = 500$ mA) におけるイオン飽和電流をプロットしたもので、 N/N_0-r (N/N_0 : 管軸上の電子密度で規格化した電子密度) はほぼ放物線となる。しかし、吸収電力が 1 W を過ぎると○印のように密度分布がひずみ低周波振動は励起されない。吸収電力が 15 W の主モード近辺でも同様である。すなわち、密度分布の変化も低周波振動の励起に関係がある。⁽¹³⁾

第12図 零次電子密度の径方向分布

Fig. 12. Radial pattern of zeroth order electron density.

5. イオン音波の径方向分布

前述したイオン音波の径方向分布はまだ調べられていない。その主な理由は、(1)自然発生のモードは弱くて雑音が多い、(2)純粋に径方向のモードが励起しにくいためであろう。われわれの実験ではイオン音波の振幅が数ボルトであり、かつ径方向のモードで管径が大きいのが特徴である。このためロックイン操作を可能にした。第1図(b)の可動プローブをロックインアンプの入力信号に、固定プローブを基準信号に入力した。そして、最も強力に励起される Tonks-Dattner 共振の最後のモードに高周波電力を固定し、ロックイン操作を行なった結果が第13図(a)である。位相操作は(b)図に示す。図中、○印はイオン音波の基本波、△印は2次高調波、×印は3次高調波である。実線は Rosa 氏らによる基本波の理論値である。⁽⁸⁾ 彼らは、管壁の陽イオンシースでイオン音波が吸収されるという考えに基づいている。実験値と理論値は定性的には一致している。すなわち、管径方向のイオン音波は定在波ではない。⁽⁸⁾

6. 共振持続モードでない場合

上述の実験は Tonks-Dattner 共振の共振持続モードに関してであった。すなわち、放電電流を $20 \sim 30$ mA 一定にして高周波を入力して高周波振動を励振した。

この章では放電電流を数百 mA まで変化させた結果を述べる。実際には放電電流を数百 mA 一定にして、高周波の入力を増加させる。その結果は前述のようなヒステリシスはなくなり、放電電圧はわずかに低

第13図 イオン音波の径方向分布 (実線は Rosa 氏らによる理論値)

Fig. 13. Radial pattern of the ion sound wave. (Solid line is theoretically obtained).

第 14 図 共振持続モードでない場合のスペクトル (パラメータは発振器の B 電圧)

Fig. 14. Spectra of non resonantly sustained mode. (Parameter is B -voltage of S. G.).

下するが、第 7 図のように急激な低下はなくなる。前述よりも小さい入力 (200~300 mW) で低周波振動が励起され、入力の増大 (~1 W) とともに高い周波数側へシフトする。この現象は Tonks-Dattner 共振領域で主モードを除く放電電流の各点 ($I_d \approx 100 \sim 500$ mA) で現われる。主モードに近づく和低周波振動が励起されないこと、Tonks-Dattner 共振の山でも谷でも低周波振動が励起されることの原因は不明である。

放電電流を 239 mA 一定の場合、高周波入力を約 1 W まで増した際に、管壁表面のプロープから観測したスペクトルを第 14 図に示す。図中、下から上、左から右に移るに従い (パラメータは高周波電力の増加に対応している) 低周波のスペクトルが高い周波数側に移動することがわかる。写真は高周波のスペクトルで、最後の低周波スペクトル (写真の真下) と対応している。この低周波振動の移動の説明は考察で述べる。

次にしきい値を実験的に求める。

第 1 図 (b) のヒータで水銀プールを温め、電離真空計で圧力を読む。圧力が上昇すると低周波振動 (イオン音波) は消滅する。一度消滅すると少々電力を増しても現われないので、プラズマ柱の軸上のプロープから測定した高周波電圧 (V_{p-p}) と低周波スペクトルの強度 (I_n) との関係を描き、しきい値 $V_{p-p} (I_n=0)$ を外そうした。低周波振動の基本波に対して第 15 図にこれを示す。可動プロープで電界強度 E_t を測定し同図そう入図に示す。 E_t を求める際、圧力を変化させても電界分布は変化しないこと、電界は電圧に比例することを仮定した。結果は Stern 氏のものよりもかなり低い。⁽¹⁾

第 15 図 圧力に対する高周波しきい値電界 E_t (イオン音波の基本波に対して, $I_d=200$ mA)

Fig. 15. Threshold E_t of H.F. wave vs. pressure. (for the fundamental of the ion sound waves, $I_d=200$ mA)

7. 考察と検討

Tonks-Dattner 共振の共振持続モードのできる原因を Messiaen 氏や Leprince 氏の方法で説明する。⁽¹⁴⁾ 入力電力が増大すると吸収も増大する。〔第 7 図 (a) の $P_{a1} > P_{a2}$ 〕一方、電力の消費は主として密度 $<N>$ に比例すると仮定すれば第 7 図 (a) の直線が得られる。パワバランスから共振曲線と直線の交点が必要条件となるが、吸収が増すと ($P_{a1} > P_{a2}$) 電力消費としての密度が増加する交点●のみ安定である。吸収電力が増し続けると共振振幅は大きくなるが、 $<N>$ はあまり増大せず、共振振幅がある強度まで増して電離が生ずると急に P_{loss} が増大し、隣接する共振にモードが移る。第 7 図 (a) で二つの左右の山は互いに隣接する Tonks-Dattner のモードを表わす。電力を減少させると共振ピークの減少が著しく、遂には交点がなくなり共振の項から隣の共振モードへ移る。これがヒステリシスループのできる原因であり、われわれの場合は Tonks-Dattner 共振の共振持続モードである。

共振持続モードでない場合、励起された低周波のスペクトルの移動について考察する。この高い周波数側への移動は電子温度上昇が原因であると推察される。低周波スペクトルの基本周波数は成長しきった所で約 20 kHz である。このことから、この低周波振動はイオン音波であると考えられる。Demokan 氏によれば高周波入力が増大すると高周波と高周波振動 (Tonks-Dattner 共振) の非線形結合が低周波振動 (イオン音波) を励起し、その周波数はベッセル関数の根と電子温度で定まる。すなわち、高周波入力の増大とイオン音波の周波数増加との関係は高周波入力の増大と電子

温度の増大に帰着する。⁽¹⁰⁾ すなわち、この場合は高周波入力に電離というよりは、むしろ低周波振動をパラメトリックに励起しながら電子温度を上昇させるように使用されたと考えられる。すなわち、 ω をイオン音波の高調波の次数、 f_n をその周波数とすると $f_n \propto n\sqrt{T_e}$ の関係があると考えられる。Alexeff 氏らはイオン音波の周波数シフトから電子温度を診断できることを述べている。⁽¹⁵⁾

次に Ionization oscillation との区別について検討する。Mendel 氏によると Stern 氏や Messiaen 氏らのパラメトリック励起は Tonks-Dattner 共振の主モードと第1モード間の電子密度の振動で説明できるとしている。⁽¹⁶⁾ すなわち、第1モードで電力を吸収して電離され、主モードに近づく主モードは外部マイクロ波回路との結合が強いので、電力はほとんど反射されてプラズマ内にはいらず再び第1モードに電子密度がもどり、これがくり返されると説明されている。われわれの実験においては、主モードの近辺に比較的強力と思われる低周波振動(約 20 kHz)が励起されており、第6図からわかるように主モードに近づくことと消滅する。しかし、最後のモードにおける強力なイオン音波(約 18.8 kHz)は彼らの方法では説明できない。すなわち、まず吸収電力に関してはわれわれの実験では 0.8 W の高周波電力であり、一方、主モードの入力は少なくとも 10 W は必要であり(第6図)、0.8 W では達し得ない。また高周波アーク放電に関してこれと似た結果が報告されている。⁽¹⁷⁾

8. あとがき

本研究で明らかになったことを列記する。

(1) 高周波(413 MHz)を水銀陽光柱(46 mm ϕ 、放電電流 20~30 mA 一定)に分割電極を用いて入射し、その電力を増減すると放電発光強度、放電電圧、放電電流、高周波反射電圧にヒステリシス現象が現われる。このヒステリシスループは小電力の場合の Tonks-Dattner 共振のピークと対応していることから、Tonks-Dattner 共振の共振持続モードであることがわかった。

(2) ヒステリシスループのある領域で低周波振動がパラメトリックに励起され、その強度は数ボルト(高周波の強度と同程度)に達する。この低周波振動は一部は径方向に伝搬するイオン音波である。一部はイオンプラズマ振動であると推察される。

(3) ヒステリシスループのある領域では、このイオン音波とイオンプラズマ振動が同時に励起され、イオンプラズマ振動のスペクトルはイオン音波のスペク

トルにより AM 変調されている。

(4) イオン音波の径方向分布がロックインアンブにより調べられた。そのロックイン操作によると約 $r=(2/3) \cdot b$ (b : 管半径)の所に最大強度を持ち、その位相操作によると $0 \sim 250^\circ$ まで変化していることより、そのイオン音波が定在波モードでないことがわかった。

(5) 放電電流を増大して数百 mA にすると共振持続モードでなくなり、ヒステリシスループはなくなる。わずかな入射電力でイオン音波が励起され、高周波の入力増大とともにそのスペクトルは高い周波数側へとシフトする。

終わりに、放電管を製作下さいました名古屋大学工学部 森 光雄氏、論文全般を見て下さいましたアイオワ大学教授 Karl E. Lonngren 氏と名古屋大学プラズマ研究所助教授 池地弘行氏の各氏に深甚の謝意を表します。

(昭和 47 年 7 月 12 日受付、

同 47 年 11 月 17 日再受付)

文 献

- (1) R.A. Stern & N. Tzoar: Phys. Rev. Letters **17**, 903 (1966)
M.M. Widner & H.C.S. Hsuan & K.E. Lonngren: Phys. Letters **26 A**, 553 (1968)
S. Ikezawa, et al: Phys. Letters **38 A**, 393 (1972)
- (2) J.V. Parker, J.C. Nickel & R.W. Gould: Phys. Fluids **7**, 1489 (1964)
- (3) L.C. Woods: J. Fluid Mech. **23**, 315 (1965)
- (4) H. Dreicer, D.B. Henderson & J.C. Ingraham: Phys. Rev. Letters **26**, 1616 (1971)
A.Y. Wong & R.J. Taylor: Phys. Rev. Letters **27**, 644 (1971)
- (5) M. Fitaire, J. Peryraud & A.M. Pointu: J. Appl. Phys. **42**, 3245 (1971)
D.W. Stowe: P.H.D. Thesis (1971)
- (6) K.J. Parbhakar & B.C. Gregory: Phys. Fluids **14**, 1984 (1971)
- (7) F.W. Crawford: Phys. Rev. Letters **6**, 663 (1961)
- (8) R. Rosa & J.E. Allen: J. Plasma Phys. **4**, 195 (1970)
S. Ikezawa & T. Okuda: Appl. Phys. Letters **21**, 205 (1972)
- (9) P.E. Vandenplas: Electron Waves and Resonances in Bounded Plasma 145 (1968)
- (10) 西川: 第6回夏の学校テキスト (昭 42-7)
O. Demokan: P.H.D. Thesis (1970)
- (11) K.F. Sergeichev: Soviet Phys. JETP **31**, 620 (1970)
- (12) K. Kato & K. Yamagiwa: J. Phys. Soc. Japan **26**, 1330 (1969)
- (13) H.C.S. Hsuan, R.C. Ajmera & K.E. Lonngren: Appl. Phys. Letters **11**, 277 (1967)
- (14) P. Leprince: Phys. Letters **26 A**, 431 (1968)
A.M. Messiaen & P.E. Vandenplas: Phys. Fluids **12**, 2406 (1969)
- (15) I. Alexeff & R.V. Neidigh: Phys. Rev. **129**, 516 (1963)
- (16) C.W. Mendel, Jr. & R.A. Stern: J. Appl. Phys. **41**, 734 (1970)
- (17) 高元・向上・長浜: 電学誌 **91**, 753 (昭 46-4)