



## 講座

プラズマにおけるカオス現象の観測と実験解析Ⅲ

## 4. 放電プラズマのカオスの振る舞い

## 4.2 電子ビームで生成されたプラズマのカオスの振る舞い

坂 和 洋 一

(名古屋大学大学院工学研究科)

(1997年7月2日受理)

Chaotic Phenomena in Discharge Plasmas  
Chaotic Behavior of a Plasma Produced by an Electron Beam

SAKAWA Youichi

*Department of Energy Engineering and Science, Nagoya University, Nagoya 464-01, Japan*

(Received 2 July 1997)

**Abstract**

The modified Simon-Hoh instability is observed in a collisionless cylindrical plasma, produced by a weak electron beam, in which electrons are strongly magnetized and the ions are essentially unmagnetized. The nonlinear evolution of this instability occurs through a sequence of sideband instabilities, thought to be induced by trapped ions, which can lead to a chaotic state.

**Keywords:**

electron beam, modified Simon-Hoh instability, frequency-locking, bounce frequency, sideband instability

## 4.2.1 はじめに

プラズマ中には多くの乱流現象が観測されている[1]。しかし、線形理論によって導かれる不安定性の範囲内で論ずることが可能な単純な平衡状態から乱流状態への移行は、通常とても複雑である。これは、特にプラズマ中には、多くの振動モードや非線形結合の機構(粒子捕捉、非線形共鳴粒子-波動相互作用、高調波生成等)が存在するため、流体等に比べて自由度が多いことが原因である。さらにプラズマ実験においては、乱流状態へ移行する前の微妙な現象を、十分な精度をもって制御することが困難である。そのため、流体や化学反応、非線形光学系などにおいては周期的状態からカオスへの移行の詳細な観測が数多くなされているのに対し[2]、プラズマ中の波動のカオスに関してはこれらに匹敵する実験例が少ない。

ここでは、一つのコヒーレントな波動がカオス的な状態に移行する様子を調べた結果について紹介する[3]。我々は低密度の電子ビームをガス中に入射することによってノイズレベルの非常に低いプラズマを生成した。このプラズマにはコヒーレントな静電波(周波数 $f_1$ を持つ $M_1$ モード)が励起され、詳細なモード解析の結果、我々の知る限り今までに報告されていない新しい波であり、それを修正サイモン・ホー不安定性(Modified Simon-Hoh Instability; MSHI)と呼ぶことにした[4]。このMSHIの振幅が十分大きくなりそのポテンシャルにイオンが捕獲されることによりサイドバンド不安定性が起り、それによって第2のコヒーレントなモード(周波数 $f_2 < f_1$ を持つ $M_2$ モード)と周波数 $f_s = f_1 \pm nf_2$  ( $n = 1, 2, \dots$ )を持つサイドバンドモード $M_s$ が励起される[3]。プラズマ条件(ガス圧 $P$ またはビーム電流 $I_b$ )を

変えることによって  $f_1$  と  $f_2$  の値が変化し,  $f_1/f_2$  が 3 や 2 といった値となるところで  $M_1$  と  $M_2$ ,  $M_s$  は強くモードロック ( $f_1$  と  $f_2, f_s$  が周波数ロッキング) を受ける. モードロックされると  $M_2, M_s$  モードの振幅の増加とノイズレベルの低下が起こり, この新しいコヒーレントな状態において第 3 のモード  $M_3$  が周波数  $f_3 < f_2$  に出現する. この  $M_3$  モードもモードロックされた状態の  $M_1, M_2, M_s$  モードとロックする. この過程を繰り返すことによって  $0 < f < f_1$  の領域が多数のコヒーレントな周波数のピークによって埋め尽くされ, その後ブロードなスペクトルが出現する [3]. 我々はこの状態における相関次元解析等のカオスの同定に必要な計測は行っていない. これは, 本講座の第 2 章で述べられているように, 一時, これら波動の振る舞いをカオス的でないと考えていたためである. しかし, さらにプラズマ条件を変化させると再びコヒーレントな状態に戻る等, その振る舞いを詳しく解析することにより, カオスである可能性が高いと考えている.

## 4.2.2 実験

### (1) 実験装置と方法

Fig. 1 に実験装置の概略図を示す [4]. 直径 1 cm のガウス型電子ビームを直径 10 cm, 長さ 180 cm のステンレス製の真空容器の一端から入射し, 中性ガスを電離す

ることによってプラズマが生成される. プラズマの長さは電子銃と直径 1.2 cm の接地されたエンドプレートの長さによって 80 cm に固定されている. 軸方向には外部磁場 ( $B_0 = 50 - 320$  G) がかけられており, プラズマ領域における磁場の不均一性は 3% 以下である. 実験は通常 Ar ガスを用いて, ガス圧  $P = 5 \times 10^{-6} - 5 \times 10^{-5}$  Torr の範囲で行った (背景圧力は約  $5 \times 10^{-7}$  Torr). 電子ビームは, 螺旋状に巻いたタングステンフィラメントをカソードとして用い, 接地されたアノードの直径 1 cm の穴を通して加速電圧 250 V で加速される. 電子ビームの電流  $I_b$  はエンドプレートの電流として計測した.  $I_b$  は温度制限領域にあり, フィラメントの加熱電力を変えることによって通常  $I_b = 1 - 1000 \mu\text{A}$  の範囲で実験を行った. このような  $P$  と  $I_b$  の領域はビーム・プラズマ放電の閾値よりも低く [5], そのためにノイズレベルの際だって低いプラズマを得ることができる.

### (2) プラズマパラメータの計測

定常状態における電子ビーム密度  $n_b$ , プラズマ電子密度  $n_e$ , プラズマイオン密度  $n_i$  および電子温度  $T_e$  をラングミュアプローブを用いて測定した [4]. その結果, 真空容器中心で  $n_b \approx 10^4 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_i \approx 10^6 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 4 \text{ eV}$  となった. また, ほぼ直径 1 cm のガウス分布となった  $n_b$  や  $n_e$  と異なり,  $n_i$  の径方向分布は直径約 4 cm の広い分布となり, 電子ビームが存在する真空

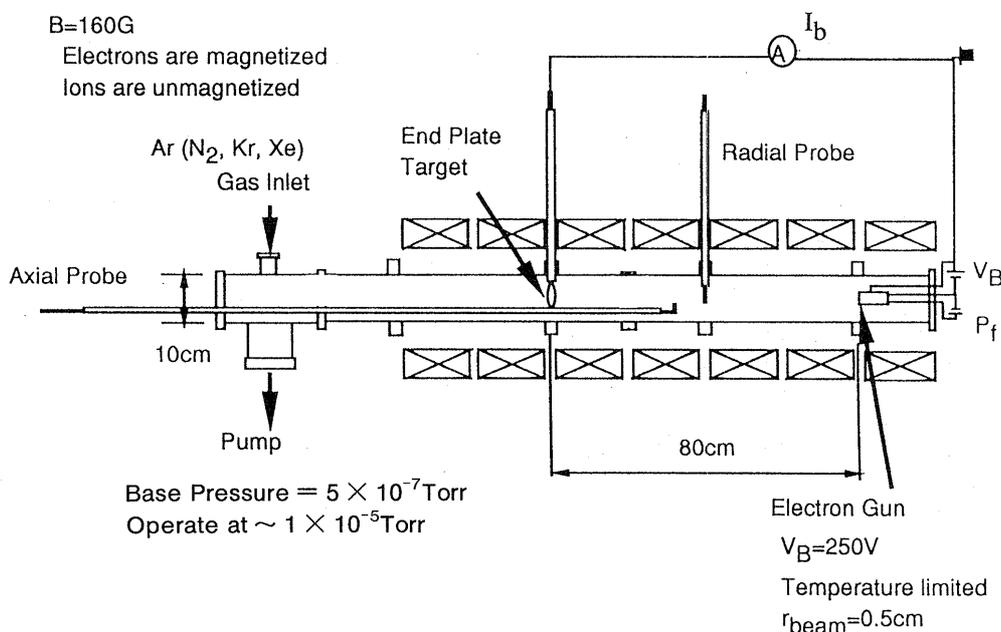


Fig. 1 The experimental set-up of the beam-plasma system. The plasma is produced by collisional ionization of the neutral gas by the electron beam [4].

容器中心部は電子過剰に、そして周辺部はイオン過剰になっている。このような電子とイオンの分布から径方向には dc 電場  $E_{r0}$  が存在することがわかる。この  $E_{r0}$  を、エミッシブプローブによって計測した径方向 dc ポテンシャル分布  $\phi(r)$  から求めた[3,4]。また、 $T_e \approx 4$  eV であったのに対し、エネルギーアナライザによって求めたイオンの径方向特性温度  $T_{i\perp}$  はほぼ dc ポテンシャルの深さと一致した[4]。このポテンシャルによってイオンは径方向に閉じこめられている。この実験では ( $B_0 = 160$  G, Ar プラズマ), 電子は強く磁化されている ( $r_{Le} = 0.04$  cm,  $T_e \approx 4$  eV) のに対し, イオンはほとんど磁化されていない ( $r_{Li} \approx 5.6 - 17.7$  cm,  $T_{i\perp} \approx 1 - 10$  eV)。ここで  $r_{Le}$  と  $r_{Li}$  はそれぞれ電子とイオンのラーモア半径である。

### (3) 不安定性の計測

不安定性の計測は 1 k $\Omega$  の抵抗を介して接地されたプローブからの電子電流の揺動を用いて行った。周波数スペクトルはこのプローブからの時系列信号をフーリエ変換することによって、またはスペクトラムアナライザを用いることによって求めた。振幅は大きく異なるものの、同じスペクトルがイオン飽和電流からも電子飽和電流からも得られた。

得られた不安定性の典型的な周波数スペクトルを Fig. 2 に示す[6]。多くの周波数のピークが存在するが、それらは 2 つの基本波  $M_1$  モードと  $M_2$  モードの周波数  $f_1 = 44.25$  kHz と  $f_2 = 19.75$  kHz, およびその高調波と

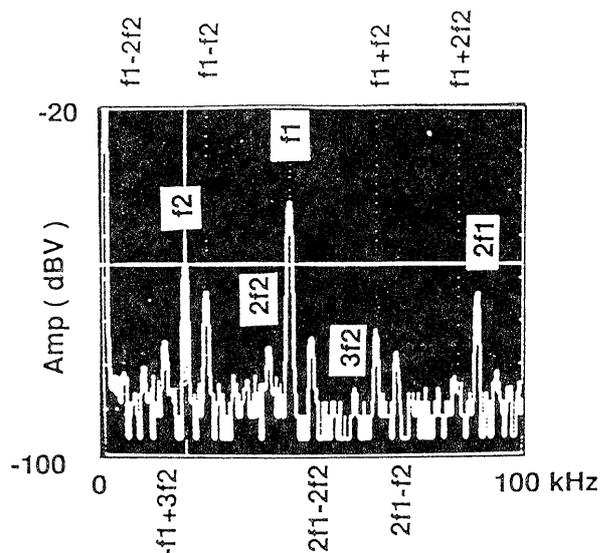


Fig. 2 Typical instability frequency spectra ( $f = 0 - 100$  kHz). The vertical scale is  $\log_{10}$  of spectral amplitude in dBV. 0 dBV = 1 V. [6].

ビート周波数であることがわかる。すなわち、これらの周波数は  $f = mf_1 + nf_2$  ( $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) で与えられる。

Fig. 3 に  $M_1, M_2$  モードおよび周波数  $f_s = f_1 - f_2$  を持つサイドバンドモード  $M_s$  の  $I_b$  依存性を示す[6]。  $I_b < 3 \mu\text{A}$ ,  $P < 1.5 \times 10^{-5}$  Torr という低ビーム電流, 低ガス圧では  $M_1$  モードはプラズマ中に存在する唯一のコヒーレントなモードであった。電子プラズマおよび電子サイクロトロン振動, または他の不安定性に起因する周波数成分は観測されなかった。  $M_1$  モードがプラズマと非線形相互作用を起こす前の S/N 比は  $10^6$  で、その時のイオン密度の揺動レベルは  $\tilde{n}_i/n_0 \approx 30\%$  であった。  $I_b$  を増加させると  $M_1$  モードの振幅は  $I_b = 3 - 4.2 \mu\text{A}$  以外では増加し,  $f_1$  の 7 倍までの高周波成分が観測された。  $I_b > 3 \mu\text{A}$  で非線形現象が起こり始め, 周波数  $f_2$  ( $f_2 < f_1$ ) を持つ第 2 のモード  $M_2$  が, 周波数  $f_s = f_1 \pm nf_2$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) を持つサイドバンドモード  $M_s$  とともに出現する。その時  $M_1$  モードの振幅は減少しており,  $M_1$  モードから  $M_2, M_s$  モードへエネルギーが与えられたと考えられる。  $I_b$  を増加させると  $f_1, f_2$  はともに増加するが,  $f_2$  の方が  $f_1$  よりも  $I_b$  に対する依存性が強いいため,  $f_1/f_2$  は減少する。しかし,  $f_1/f_2$  は単調に減少するのではなく,  $f_1/f_2 = 3, 2, 1.5$  ( $f_1/f_2 = 1.5$  は  $f_1/f_s = 3$  に相当する) といった値をとるところで強く周波数ロックを受けることがわかる。  $M_1$  モードの振幅が  $I_b$  とともに単調増加するのに対し,  $M_2, M_s$  モードの振幅は周波数がロックされたときに大きな値を示す。  $M_2, M_s$  モードは  $I_b > 410 \mu\text{A}$  で消え, 再び  $M_1$  モードのみが存在する状態に戻る。

同様の周波数ロックの様子は Ar のガス圧  $P$  を変化させることによって得られた。  $M_1, M_2$ , および  $M_s$  モードの  $P$  依存性を Fig. 4 に示す[6]。 Figs. 4 (a) と 4 (b) を比べることによって, 周波数ロックが起こっていない状態では  $P$  を増加させると  $f_1$  は減少,  $f_2$  は増加することがわかる。しかし, 周波数ロックが起こると  $f_2$  は  $f_1$  ともなって減少する。  $M_1$  モードの振幅は  $P$  とともに増加するが,  $P > 5 \times 10^{-5}$  Torr では減少している。この圧力領域では,  $M_1$  モードのスペクトル幅は広がり始め, S/N 比は小さくなり,  $P > 7 \times 10^{-5}$  Torr では  $M_1$  および  $M_2, M_s$  モードの周波数ピークはノイズレベルに埋もれてしまい, 乱流状態となる。

次に,  $f_1/f_2 = 3$  において観測されたカスケードの様子を Fig. 5 に示す。 Fig. 5 (a) では  $f_2, f_s$  は周波数ロックされていないが,  $P$  をわずかに増加することによって  $f_1/f_2 = 3$  でロックされ, それによって  $M_2, M_s$  モード

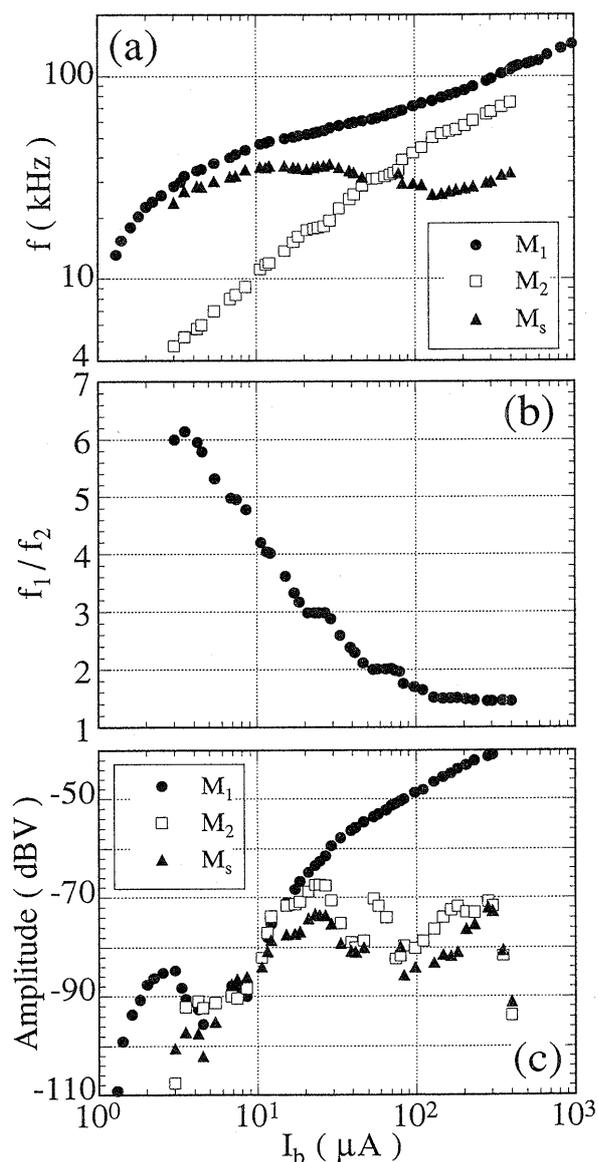


Fig. 3  $I_b$  dependence of (a) frequencies  $f_1$ ,  $f_2$ , and  $f_s$  of  $M_1$ ,  $M_2$ , and  $M_s$  modes, respectively, (b)  $f_1/f_2$ , and (c) spectral amplitude of  $M_1$ ,  $M_2$ , and  $M_s$  modes. Ar  $1 \times 10^{-5}$  Torr,  $r=0.3$  cm [6].

の振幅が増大し、同時にノイズレベルが減少する [Fig. 5 (b)]. ひとたび  $M_2$ ,  $M_s$  モードがロックされると新たに周波数  $f_3$  をもつ第3の低周波モード  $M_3$  とビート周波数成分  $f = mf_1 + nf_2 + pf_3$  ( $m, n, p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) が出現する [Fig. 5 (c)].  $P$  を増加させると  $f_3$  は  $f_2$  に近づき、ついには  $f_3 = f_2/2 = f_1/6$  でロックされる [Fig. 5 (d)]. さらに  $P$  を増加させると周波数  $f_4$  をもつ  $M_4$  モードが出現し [Fig. 5(e)],  $f_4$  は  $f_3$  に近づきそして  $f_4 = f_3/2$  でロックされる [Fig. 3 (f)]. 我々は  $P$  をコントロールするこ

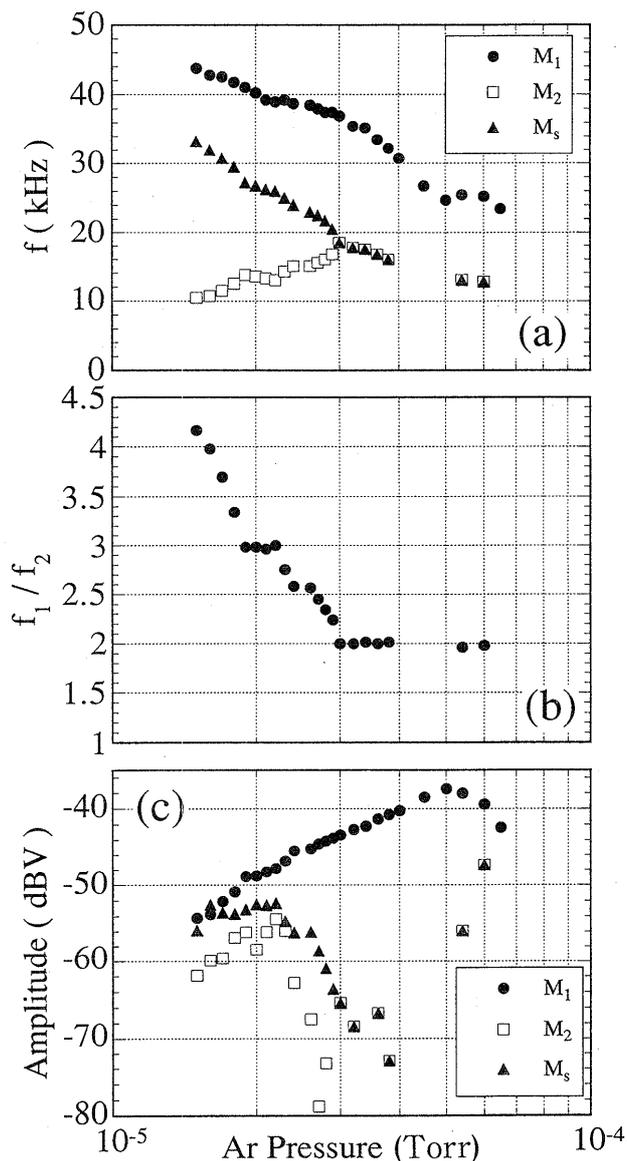


Fig. 4  $P$  dependence of (a) frequencies  $f_1$ ,  $f_2$ , and  $f_s$  of  $M_1$ ,  $M_2$ , and  $M_s$  modes, respectively, (b)  $f_1/f_2$ , and (c) spectral amplitude of  $M_1$ ,  $M_2$ , and  $M_s$  modes.  $I_b = 16 \mu\text{A}$ ,  $r = 0.5$  cm [6].

とによって  $f_5 = f_4/2 = f_3/4 = f_2/8 = f_1/24$ , すなわち  $3 \times 2^3$  の分離した周波数のサブハーモニック成分へのカスケードを観測した [Fig. 5 (g)]. さらに  $P$  を増加させると Fig. 5 (h) に示すように周波数のロックがはずれ、もはやそれぞれのピークは各モードおよびその高調波とビート成分の線形結合として見分けることができなくなり、カオス的な状態となる。以上示してきた非線形シーケンスは  $f_1$  の高調波成分についても同様に起こっている。

#### (4) 不安定性の同定と考察

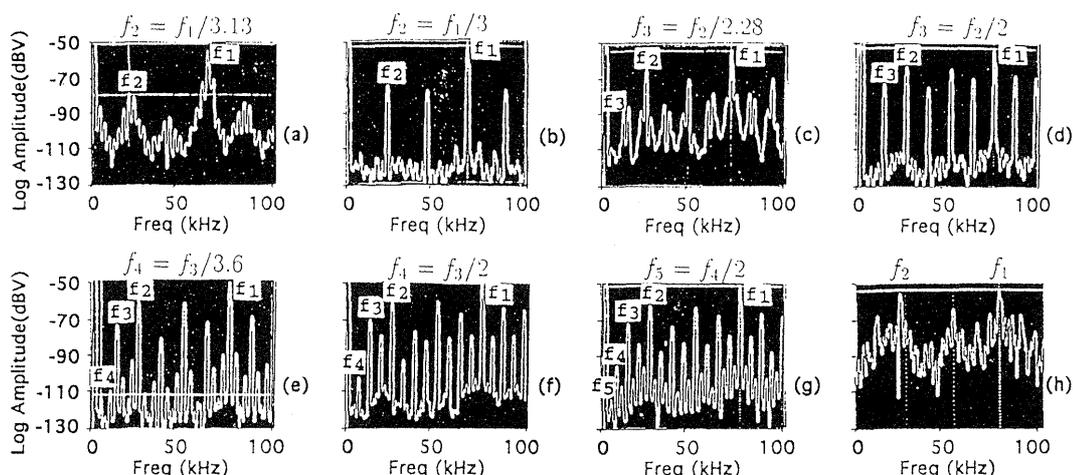


Fig. 5 Observation of a cascade of sideband instabilities at  $r = 0.5$  cm when  $f_1/f_2$  is locked at 3 and  $P$  is gradually increased from (a)  $1.9 \times 10^{-5}$  to (h)  $2.15 \times 10^{-5}$  Torr. The vertical scale in (a)-(h) is  $\log_{10}$  of spectral amplitude in dBV. We identify the state observed in (h) as the chaotic state [3].

次に、 $M_1$ ,  $M_2$ , および  $M_s$  モードの同定と、観測された非線形現象の考察をおこなう。

$M_1$  モードの周波数  $f_1$  は  $f_{ci} < f_1 < f_{pi}$  の領域にある。ここで  $f_{ci}$  ( $f_{pi}$ ) はイオンサイクロトロン (イオンプラズマ) 周波数である。この  $M_1$  モードには以下のような特徴がある [4]。まず、 $M_1$  モードはその振幅のピークが  $r \approx 3.5$  mm にあり [Fig. 6(a)], 方位角モード  $m = 1$  を持ち電子の  $E \times B$  または反磁性ドリフトの方向に伝搬している。周波数および位相の径方向への依存性はない。第2に、観測された  $f_1$  は大きなイオンラーモア半径の効果を考慮して計算によって求めた実効的なイオンの  $E \times B$  ドリフト周波数  $f_{Ei}$  に近い値を示した [Fig. 6 (b)]. 第3に、方向性プローブ [7] を用いて計測したイオンの方位角 ( $\theta$ ) 方向速度  $v_{\theta i}$  から求めた周波数  $f_{\theta i} = v_{\theta i}/2\pi r$  ( $r = 3.5$  mm) は広い  $I_b$  の範囲にわたって  $f_1$  と良い相関を示した [Fig. 6 (b)]. 最後に  $f_1$  は  $f_1 \propto \sqrt{M}$  の依存性を持つ。ここで  $M$  はイオン質量数で  $N_2$ , Ar, Kr, Xe ガスについて調べた。上に示した  $M_1$  モードの性質より、 $M_1$  モードは今までに報告されていない新しい静電波であり、それを修正サイモン・ホー不安定性 (Modified Simon-Hoh Instability; MSHI) と呼ぶことにした [4]。この不安定性は円筒の無衝突プラズマ中で径方向に dc 電場が存在し、この dc 電場と径方向の密度勾配が同じ方向を向いている時に起こる。そのようなプラズマ中で、もしイオンは弱く磁化され電子が強く磁化されているなら、イオンの有限ラーモア半径効果で電子とイオンの間で  $\theta$  方向のドリフト速度が異なり、これによって  $\theta$  方向

に電荷分離が起こる。こうして磁化されたイオンを持つ衝突プラズマにおいて励起される通常の (衝突) サイモン・ホー不安定性 (Simon-Hoh Instability; SHI) [8] と同様、 $\theta$  方向電場  $E_{\theta 1}$  の発生と  $E_{\theta 1} \times B_0$  による径方向への密度揺動の増大が起こる。衝突 SHI は理論的にも実験的にも調べられているが [8], 無衝突プラズマ中での MSHI の検証はこれが初めてであると考えている。

次に MSHI の分散関係を示す。流体近似を用いると、電子の密度揺動  $\tilde{n}_e$  は [4],

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_0} = \frac{e\phi_1}{T_e} \frac{\omega^*}{\omega - \omega_E}, \quad (1)$$

と表され、 $\phi_1$  はポテンシャル揺動、 $\omega^* = -k_{\theta} (cT_e/eB_0)$  ( $1/n_0)(dn_0/dr)$  は電子の反磁性ドリフト周波数、 $\omega_E = -k_{\theta} c E_{r0}/B_0$  は電子の  $E \times B$  ドリフト周波数である。一方、磁化されていないイオンの密度揺動  $\tilde{n}_i$  は径方向の密度勾配を無視すると [4],

$$\frac{\tilde{n}_i}{n_0} = \frac{k_{\theta}^2 e\phi_1}{M(\omega - k_{\theta} v_{\theta i})^2}, \quad (2)$$

となり、 $v_{\theta i}$  は平均されたイオンの  $\theta$  方向ドリフト速度である。 $n_b \ll n_e$ ,  $n_i$  よりビーム電子の寄与を無視し、式 (1), (2) より  $\tilde{n}_e = \tilde{n}_i$  を用いて、

$$\frac{\omega^*}{\omega - \omega_E} = \frac{k_{\theta}^2 c_s^2}{(\omega - k_{\theta} v_{\theta i})^2}, \quad (3)$$

を得る。ここで  $c_s = \sqrt{T_e/M}$  である。これを解くと周

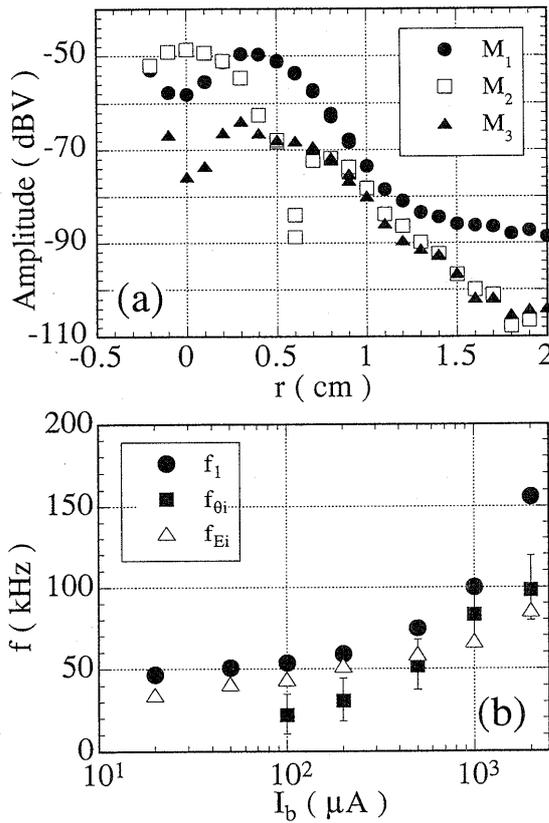


Fig. 6 (a) Radial profiles of the spectral amplitudes (in dBV) of the  $M_1$ ,  $M_2$  and  $M_3$  modes, respectively.  $I_b = 100 \mu\text{A}$  and  $P = 1 \times 10^{-5}$  Torr. (b)  $I_b$  dependence of  $f_1$ ,  $f_{\theta}$ , and  $f_{Ei}$ . Here,  $f_{\theta}$  is the measured ion rotation frequency by the one-sided probe and expressed as  $f_{\theta} = v_{\theta} k_{\theta} / 2\pi$ , where  $k_{\theta} = 1/r_1$  is  $2 \text{ cm}^{-1}$  and  $r_1 = 0.5 \text{ cm}$  is the radius at which the spectral amplitude of the  $M_1$  mode is maximum.  $f_{Ei}$  is the effective ion  $E \times B$  drift frequency for the large ion Larmor radius [4]. The electron  $E \times B$  drift frequency is nearly a factor of 20 larger than  $f_{Ei}$ . Here,  $f_{ci} = 6.7 \text{ kHz}$  and  $f_{pi} = 46 - 460 \text{ kHz}$  for  $I_b = 20 - 2,000 \mu\text{A}$ .  $P = 2 \times 10^{-5}$  Torr,  $r = 0.5 \text{ cm}$  [3].

波数の実部  $\omega_R$  と虚部  $\omega_I$  がそれぞれ

$$\omega_R \approx v_{\theta i} k_{\theta} \quad (4)$$

$$\omega_I \approx [c_s^2 k_{\theta}^2 (\omega_E - v_{\theta i} k_{\theta}) / \omega^*]^{1/2}, \quad (5)$$

となる。つまり、 $cE_{r0}/B_0 > v_{\theta}$  かつ  $\omega_E/\omega^* > 0$ , すなわち、電子の  $\theta$  方向ドリフト速度 ( $cE_{r0}/B_0$ ) がイオンのそれ ( $v_{\theta}$ ) よりも大きく、dc 電場と径方向の密度勾配が同じ方向を向いていれば流体不安定性 (MSHI) が励起され、その周波数はイオンの  $\theta$  方向ドリフト周波数  $k_{\theta} v_{\theta}$  で表されることがわかる [4].

次に  $M_2$  と  $M_3$  モードの特徴について述べる [3].  $M_1$

が振幅のピークを  $r \approx 3.5 \text{ mm}$  に持つ  $m = 1$  モードであったのに対し、 $M_2$  は振幅のピークが  $r = 0$  に存在する  $m = 0$  モードであり、また  $r = 6 \text{ mm}$  の電子ビームのエッジに相当する位置に振幅のくぼみが存在する [Fig. 6 (a)]. そしてこのくぼみを境に  $|r| \leq 6 \text{ mm}$  と  $|r| \geq 6 \text{ mm}$  で位相が  $180^\circ$  反転する。  $M_3$  モードは  $M_1$  モードと同様、  $r \approx 3.5 \text{ mm}$  に振幅のピークが存在する  $m = 1$  モードであった [Fig. 6 (a)]. また、  $f_2$  はほぼ  $M_1$  モードの密度揺動レベル  $\bar{n}_e$  の 0.5 乗に比例していた ( $f_2 \propto \sqrt{\bar{n}_e}$ ). さらに、 Fig. 7 に示すように、  $f_2$  は計算より求めた  $\theta$  方向へのイオンの往復または捕捉周波数 (bounce or trapping frequency)  $f_b$  と良い一致を示した。ここで  $f_b$  は  $(1/2\pi)(e\phi_1/Mr^2)^{1/2}$  で与えられ、  $\phi_1$  は  $M_1$  モードのポテンシャル揺動でエミッシブプローブによって計測した。 dc ポテンシャルにイオン質量数依存性がなかったのに対し、  $\phi_1$  は  $\phi_1 \propto M$  の依存性を示した。  $f_2 \approx f_b \propto \sqrt{\phi_1/M}$  であるため、  $f_2$  には  $M$  依存性がないと考えられる。

観測された非線形シーケンスについて以下の解釈を考えた [3].  $M_1$  モードの振幅が十分大きくなるとその波動ポテンシャルに多くのイオンを捕捉する。しかし、これらの捕捉イオンは通常の場合の波の位相速度近傍で小さく振動しているという状態とは異なっている。イオンは径方向の dc ポテンシャルによって大きく振られているためこれらの粒子は全サイクルにわたって共鳴しており、その平均速度と径方向の位置から大きく振られているにもかかわらずゆっくりとエネルギーと角運動量の授受を行っている。  $f_b$  の適切な計算には振動ポテンシ

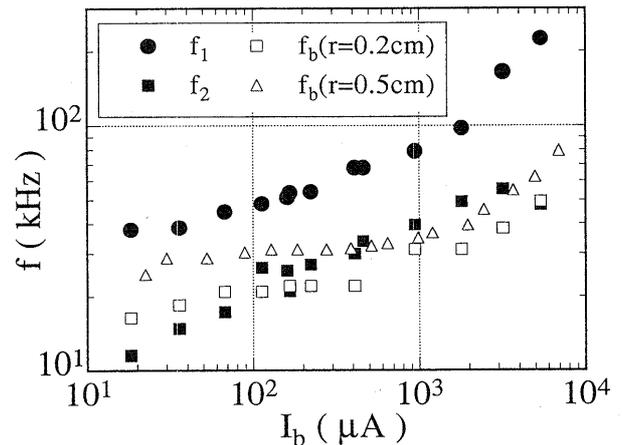


Fig. 7 Dependencies of  $f_1$ ,  $f_2$ , and  $f_b$  on  $I_b$ .  $P = 2 \times 10^{-5}$  Torr,  $r = 0.2 \text{ cm}$ . Values of  $f_b$  calculated from  $\phi_1$  measured at two different radii are shown [3].

ルのみならず dc ポテンシャルも含めたイオンの軌道の計算を行わなければならない。しかし、観測された  $f_2$  と計算によって求めた  $f_b$  が良く一致することから、我々はイオン捕捉の結果  $M_1$  モードの変調不安定性によってサイドバンドモード  $M_s$  が励起されたと考えている [9]。この  $M_s$  モードは実験室系では  $f_1 \pm f_b = f_s$  とドップラーシフトした周波数を持つ。実際、プローブからの時系列信号は  $f_1 \pm f_2$  のビート周波数で振幅変調を受けた信号を示す。それと同時に  $f_2 = f_1 - f_s$  の周波数を持つ方位角モード  $m=0$  の  $M_2$  モードが励起される。この  $M_2$  モードの物理的発生機構はよくわかっていない。1つの可能性として軸方向の波数  $k_{\parallel}$  を変化させることによって広い周波数領域をカバーするイオン音波のモードが強いサイドバンドモードとともに励起されるというモデルがあげられた。しかし、 $M_2$  モードの  $k_{\parallel} = 0$  であることが観測され、このモデルでは説明できない。このように  $M_2$  モードの物理的発生機構は明瞭ではないが、 $f_1$  と  $f_2$  の  $I_b$  依存性、Ar ガス圧依存性等から、 $M_1$  モードと  $M_2$  モードが各々独立した波動であることは明らかである。したがって、Fig. 5 (a) は、両モードが関与した  $T^2$  トーラスで記述される、即ち、周波数スペクトルが Fig. 1 で表される準周期運動を経て発生したカオスを示していると考えられる。これに対して、Figs. 5(b), 5(d), 5(f), 5(g) および 5 (h) は  $3 \times 2^n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) の倍分岐ルートによるカオスを示している可能性がある。Figs. 5(c) と 5(e) のようにカオスあるいは準周期運動が倍分岐ルートに混在しているのは、我々の実験では準周期ルートと倍分岐ルートがすぐ隣り合ったパラメータ領域に存在しているためであると考えられる。Fig. 5 (b) で  $M_2$  モードは  $M_1$  モードのサブハーモニック成分でロックされると同時にクエンチされるため、Fig. 5 (c) 以降  $M_1$  モードの倍分岐現象が支配的になるが、パラメータによっては  $M_2$  モードの影響が現われるものと思われる。倍分岐ルートでは、 $2 \times 2^n$  と  $3 \times 2^n$  の倍分岐が混在するパラメータ領域が存在することが報告されている [10]。

#### 4.2.3 終わりに

本稿では電子ビームで生成されたプラズマ中の波動のカオス的振る舞いについて述べた。密度の低い電子ビームを用いて低ガス圧の中性気体を電離することによって、外部磁場を印加しているにもかかわらず不安定波や振動モードが制限され、1つのコヒーレントな波動（不安定性）のみが励起されたノイズレベルの低いプラズマを生成することができた。実験条件 ( $I_b$  または  $P$ ) を変えることによって、新たな低周波モードの励起とそれともなう周波数スペクトルのカオス的な状態への発展の様子を詳細に調べた。さらに、これらの不安定性の同定を行い、一連の非線形発展が MSHI のイオン捕捉に起因する不安定性によるものであることを示した。

#### 参考文献

- [1] B. B. Kadomtsev, *Plasma Turbulence*, (Academic, New York, 1965).
- [2] J. P. Eckmann, Rev. Mod. Phys. **53**, 643 (1981); M. Giglio, S. Musazzi and U. Perini, Phys. Rev. Lett. **47**, 243 (1981).
- [3] Y. Sakawa, C. Joshi, P. K. Kaw, V. K. Jain, T. W. Johnston, F. F. Chen and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. **69**, 85 (1992).
- [4] Y. Sakawa, C. Joshi, P. K. Kaw, F. F. Chen and V. K. Jain, Phys. Fluids B **5**, 1681 (1993).
- [5] R. W. Boswell, Plasma Phys. Cont. Fusion **27**, 405 (1985).
- [6] Y. Sakawa, *Ph. D. Thesis*, University of California, Los Angeles, 1992.
- [7] R. V. Aldridge and B. E. Keen, Plasma Phys. **12**, 1 (1970).
- [8] A. Simon, Phys. Fluids **6**, 382 (1963); F. C. Hoh, Phys. Fluids **6**, 1184 (1963); K. I. Thomassen, Phys. Fluids **9**, 1836 (1966).
- [9] W. L. Kruer, J. M. Dawson and R. N. Sudan, Phys. Rev. Lett. **23**, 838 (1969); M. V. Goldman, Phys. Fluids **13**, 1281 (1970).
- [10] A. Komori, M. Kono, T. Norimine and Y. Kawai, Phys. Fluids B **5**, 3573 (1992).