第2章 ビーム系の非線形波動現象 2-4 プラズマメーザー効果

藤 山 寛

(長崎大学工学部電気情報工学科)

南 部 充 宏

(九州大学教養部)

(1992年2月19日受理)

Nonlinear Wave Phenomena in Beam-Plasma Systems Plasma Maser Effect

Hiroshi Fujiyama and Mitsuhiro Nambu*

(Received February 19, 1992)

Abstract

Plasma maser effect is nonlinear mode-mode coupling process to interpret energy up-conversion from low frequency mode to high frequency mode, which has been observed in numerous astrophysical radio phenomena. In this course, we present theoretical background of plasma maser and several observations in the laboratory which may be explained by the theory.

Key word:

plasma maser, mode-mode interaction in open system, anomalous radiation, EM radiation, astrophysical radio phenomena,

1. はじめに

宇宙の99.9%以上はプラズマ状態にあると言われている。また、地球や木星のような磁界を伴う惑星近辺のプラズマ（磁気圏プラズマ）は、種々のプラズマ波動や乱流が存在する波動現象の宝庫

である。これまで人工衛星により多くの波動が観測されているが、その発生メカニズムははっきりとは理解されていない。例えば、地球からのオーロラキロメートル輻射¹⁾ (AKR, X-mode, $\omega \simeq \omega_{ce}$)

Faculty of Engineering, Nagasaki University, Nagasaki 852

*Faculty Liberal Arts, Kyushu University Fukuoka, 810

$> \omega_{pe}$) や木星からのジュピターキロメートル放射²⁾ (JKR, O-mode, $\omega \simeq \omega_{ce}$) などに代表される磁場を伴った惑星からの異常に強い電磁波放射のメカニズムは古典的な制動放射やサイクロトロン放射では説明できない. このような天体プラズマ現象を実験室の規模で再現しその物理を理解することもプラズマ実験の大きな目的の一つである. ここでは, 天体プラズマにおける種々の波動現象の励起機構として注目されているプラズマメーザー効果³⁾について紹介するとともに, 実験室における検証実験の試みについて述べる.

プラズマ中には多くの集団運動が存在し, 乱流プラズマ中ではモード間結合を通してエネルギーの伝達が起こる. プラズマ物理では長い間, 最低次のモード間結合は三波相互作用⁴⁾⁵⁾ (いわゆるパラメトリック相互作用, 条件は $\Omega \pm \omega = \Omega$, $K \pm k = K'$, ここで Ω , ω と K , k はそれぞれ高周波モードと低周波モードの角周波数と波数である) と非線形ランダウ減衰⁶⁾ (条件は $\Omega \pm \omega = (K \pm k) \cdot v$, ここで v は粒子の速度) の二つであると考えられてきた. 近年, 日本⁷⁾とソ連⁸⁾で独立に第三番目のモード間結合 (プラズマメーザー) の存在が理論的に指摘された. その条件は $\omega = k \cdot v$, $\Omega \pm \omega \neq (K \pm k) \cdot v$, かつ $\Omega \neq K \cdot v$ である. すなわち, 電子が低周波モードとのみ共鳴し, 高周波モードとは共鳴しないことが条件となる.

パラメトリック相互作用に見られるように従来のモード間結合では乱れのエネルギーは高周波モードから低周波モードへ伝達する. 一方プラズマメーザーでは逆方向へのエネルギーの流れが可能であり, 低周波から高周波モードへ上方変位 (エネルギーアップコンバージョン) が起こる. 簡単

のため, 両波は同一方向に伝播するとし, 一次元的に取り扱うものとする. 低周波乱流が存在しているプラズマ中に無限小振幅の高周波がある (熱雑音として常に存在している) と, 交流的な高周波散逸力⁹⁾が発生する. この力は高周波に同期して振動している電子の速度変動と位相が完全に揃い, 電子に対して正の仕事をする. その結果, 高周波モードが成長する. これがプラズマメーザーのメカニズムであり, 低周波モードが存在すれば電子ビームがなくても高周波モードが励起あるいは成長する. 図1に低周波モードと電子密度の位相関係を示す. E_1 と ϕ_1 は低周波モードの電界とポテンシャル, n_{nonres} と n_{res} は非共鳴および共鳴電子の数密度, δE_h は輻射高周波電界である. 高周波モードの輻射電界は低周波ポテンシャル最大の位相で最大となる.

図1. プラズマメーザーの位相関係.

低周波モードと高周波モードが同時に観測された例として, 実験室プラズマでは, 負吸収の一連の実験 ($\omega \simeq \omega_{ce}$)¹⁰⁾, 電流駆動型イオン音波によるプラズマ振動 ($\omega \simeq \omega_{pe}$) 励起の実験¹¹⁾, 高

電圧直線放電からの放射¹²⁾,あるいはzピンチ放電からのイオン音波と電磁波の観測¹³⁾,イオン音波ソリトンからラングミュア波の放射¹⁴⁾¹⁵⁾,イオン波からアップパーハイブリッド波ソリトンの放射¹⁶⁾などが挙げられる。また,トカマクプラズマ中では,MHD不安定性からプラズマ波励起¹⁷⁾が報告されている。一方,天体プラズマでは電磁ULF波から静電ELF波励起の観測¹⁸⁾や電磁Whistler波から静電波バースト(電子プラズマ波, $\omega_{ce} < \omega < \omega_{pe}$)の観測¹⁹⁾などの報告がある。これら種々の異常輻射に共通していることは,低周波モードが必ず存在していることである。天体プラズマにおける波動のエネルギーはほとんど低周波に遍在していることは重要なポイントとなる。

ここでプラズマメーザーの検証を目的とした筆者らの室内実験²⁰⁾を紹介しよう。実験室プラズマで電磁波が輻射されるメカニズムとして,古典的な制動輻射やサイクロトロン輻射などのIncoherent Emission,線形モード変換,パラメトリック相互作用,自由電子レーザー機構,ジャイロトロン(サイクロトロン共鳴メーザー)機構,および非線形ランダウ成長などが考えられる。これら種々の輻射とプラズマメーザーを明確に区別される形で実験室プラズマに現出させるために,宇宙科学研究所の大型スペースチェンバを用い,以下に述べる方法に従って実験を行った。

(1) ターゲットプラズマ生成

高周波の観測を容易にするため,電子密度 n_e と印加磁束密度 B を小さくし,電子プラズマ周波数(f_{pe})と電子サイクロトロン周波数(f_{ce})をできるだけ低く抑える。このため,弱磁界(数10

ガウス)を印加した大型スペースチェンバ(直径2m,長さ3m)中で,永久磁石を用いた磁場拡散型プラズマ源によりプラズマを生成した。典型的なプラズマパラメータは,アルゴン気圧 $P=1 \times 10^{-5}$ Torr,磁束密度 $B=15$ Gaussのとき, $n_e=1 \times 10^7$ cm⁻³,電子温度 $T_e=7$ eVで, $f_{pe}=32$ MHz, $f_{ce}=42$ MHz, $f_{pi}=120$ kHz, $f_{ci}=0.59$ kHzである。このとき,電子-中性粒子間衝突周波数は $\nu_{en}=60$ kHzであり,ほとんど無衝突プラズマと考えられる。電子エネルギー分布はMaxwellianであり,イオン波励起によってもほとんど変化しない。

(2) イオン波励起

低周波モードから高周波モードへのアップコンバージョンを実験的に調べるために,高エネルギービーム成分のない静かな大容量プラズマに,大振幅イオン波を励起することが必要となる。電子ビームが発生しないようにして外部から低周波イオン波を励起するために,もう一つの磁場拡散型プラズマ源のターゲットプラズマに面した一面をフローティンググリッドとし,このグリッドに正弦波(周波数 $f_L \simeq f_{pi}$,振幅 $V_{pp}/2$)もしくは正負のトーンバーストを印加した。イオン波励起のためにグリッドに加えた低周波電圧により,プラズマパラメータの変化は見られなかった。

(3) 高周波観測

高周波モードの受信および電子エネルギー分布の測定には直径50mmの軸方向に可動な円板プローブを用いた。このとき,電子密度の揺らぎを測定するため,プローブには正バイアスを印加した。 V_{pp} を増加していくと,印加電圧に関連して高周

波バーストが観測された (図3の挿入写真参照) . 高周波バーストが最大となる位相は V_{pp} が正の最大値となる位相, すなわち共鳴電子の密度が最大となる位相であり, この位相関係は図1のプラズマメーザー理論の予測と一致している. 理論によれば, 共鳴電子は低周波ポンプ電界から高周波輻射電界へエネルギーを輸送するために必要である. 従って, 期待される高周波バーストの位相は共鳴電子密度のそれと一致する.

図2. 励起高周波モードの周波数スペクトルの磁場依存性. ▲は電子プラズマ周波数を示す.

本実験で観測された高周波バーストの周波数スペクトルと B の関係を図2に示す. 印加磁界 B を増加していくと, ある臨界磁界 (ここでは6 Gauss) でほぼ $f_{ce}/2$ の周波数をもつ高周波バーストが励起される. また, B の増加につれそのス

ペクトルの幅が広がり, 乱流状態を呈するようになる. パラメトリック崩壊不安定では, モノクロマティックなスペクトルをもつポンプ波からブロードな崩壊波は励起されないで, この実験結果を説明できない. 励起された高周波モードは, 磁界に対して斜めに ($\theta = 60^\circ$) 伝播するホイッスラー波 ($f \approx f_{ce}/2$) と考えられるが, 本実験では f_{pe} と f_{ce} が近接しているため静電電子波である可能性も残されている. 一方, 励起された低周波モードはトーンバーストを印加した飛行時間法から位相速度を測定すると, イオン音速より早くイオン弾丸モードとほぼ同じ速度であることから, イオン弾丸モードと同定された.

高周波バーストは $5 \text{ kHz} < f_L < 500 \text{ kHz}$ の条件で励起され, $f_L \approx f_{pi} \approx 120 \text{ kHz}$ のとき最大となる. 低周波リミットははっきりと観測されるが, 高周波リミットはあまりはっきりしない. この結果はプラズマメーザー理論で不安定のしきい値がポンプ波の周波数に強く依存することに対応している. $f_L \approx 500 \text{ kHz}$ の高周波リミットは, イオンが高周波ポンプ波に十分追従できないためにイオンと共鳴電子の間の運動量交換が起こらないと考えれば説明できる. V_{pp} の変化に伴う高周波バーストのスペクトル変化を調べた結果, $e\phi_1/T_e < 1$ のときでも高周波バーストが励起されていることが判った. この結果はこの高周波バーストが非線形ランダウ共鳴では説明できないことを示す. なぜならば, 高速電子の存在が非線形ランダウ共鳴には必要であるからである. また, この非線形ランダウ過程は外部磁界がなくても起こりうる.

高周波バーストの時間的成長率を図3に示す. バーストの振幅は時間とともに指数関数的に増大

する。その成長率 γ は $(V_{pp}/2)^2$ ，すなわち低周波ポンプエネルギーに比例する。この結果はコヒーレントな低周波の存在のもとで，ある非線形効果によってバーストが励起されることを意味している。測定された時間的成長率 γ は $(10^{-3} \sim 10^{-2}) \omega_{pe}$ のオーダーである。

図3. 励起高周波モードの時間的成長率。挿入写真は印加低周波信号（上）と励起高周波モード（下）の位相関係を示すオシロスコープ写真。

以上プラズマメーザー効果について簡単に紹介した。最近，理論的には外磁場効果²¹⁾，開放系と孤立系の違い²²⁾，カオス解の存在²³⁾²⁴⁾，逆プラズマメーザー効果²⁵⁾，散逸構造²⁶⁾，自由電子レーザーとの関連²⁷⁾，マンリーロー関係式の破れ²⁸⁾など新しい非線形物理がプラズマメーザー効果の観点から詳しく調べられているが，実験的研究は今後の課題として多く残されている。

参 考 文 献

- 1) D.A. Gurnett : J. Geophys. Res., **19** (1974) 4227.
- 2) J.W. Warwick *et al.* : Science, **204** (1979) 995.
- 3) M. Nambu : Laser and Particle Beams, **1** (1983) 427, M. Nambu : Space Science Reviews, **44** (1986) 357.
- 4) V.N. Oraevsky and R.Z. Sagdeev : Soviet Phys. Tech. Phys., **7** (1963) 995.
- 5) K. Nishikawa : J. Phys. Soc. Jpn., **24** (1986) 916.
- 6) M.N. Rosenbluth *et al.* : Ann. Phys., **55** (1969) 248.
- 7) M. Nambu : Phys. Rev. Lett., **34** (1975) 387, M. Nambu and P.K. Sukula : Phys. Rev. **20A** (1979) 2498.
- 8) V.N. Tsytovich *et al.* : Phys. Scripta, **11** (1975) 251.
- 9) M. Nambu and H. Akama : Nuovo Cimento, **87B** (1985) 176.
- 10) Y. Terumichi *et al.* : J. Phys. Soc. Jpn., **20** (1965) 1705.
- 11) Y. Amagishi : J. Phys. Soc. Jpn., **29** (1970) 764.
- 12) Y. Takeda and K. Yamagiwa : Proc. Int. Conf. Plasma Physics (Goteborg).
- 13) K.H. Finken and U. Ackermann : Physica **113B** (1982) 135.
- 14) R.W. Boswell : Geophys. Res. Letters, **11** (1984) 1015.
- 15) Y. Nakamura : Nonlinear and Environmental Electromagnetics, Elsevier Science Publ., Amsterdam, (1985) 139.
- 16) I. Mori and K. Ohya : Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1825.
- 17) I.H. Hutchinson and S.E. Kissel : Phys. Fluids, **26** (1983) 310.
- 18) Cornilleau-N. Wehrin : J. Geophys. Res., **86** (1981) 1365.
- 19) L.A. Reinleitner *et al.* : Nature, **295** (1982) 46.
- 20) H. Fujiyama and M. Nambu : Phys. Lett., **105A** (1984) 295.
- 21) M. Nambu *et al.* : Phys. Rev., **35A** (1987) 798, V.S. Krivitskii *et al.* : Sov. J. Plasma Phys. **16** (1990) 464.
- 22) S.B. Isakov *et al.* : Sov. Phys. JETP, **63** (1986) 545.
- 23) H. Honjo and M. Nambu : J. Phys. Soc. Jpn., **55** (1986) 4160.
- 24) K. Araki *et al.* : Proc. of Int. Conf. Plasma Physics (New Delhi), **3** (1989) 789.
- 25) V.S. Krivitsky and S.V. Vladimirov : J. Plasma Phys., **46** (1991) 219.
- 26) M. Nambu *et al.* : J. Phys. Soc. Jpn., **60** (1991) 3004.
- 27) S.H. Kim : J. Plasma Phys., in press.
- 28) M. Nambu : to be published.