ビート波励起電子プラズマ波 の飽和レベル

正 員 八 束 充 保 (姫路工大)

非会員 佐 藤 喜 孝 (姫路工大)

非会員 山 田 雅 隆 (三菱電機)

正 員 信 原 貞 男 (姫路工大)

Saturation Level of an Electron Plasma Wave Driven by Beating Microwaves

Mitsuyasu Yatsuzuka, Member (Himeji Institute of Technology), Kikoh Satoh (Himeji Institute of Technology), Masataka Yamada (Mitsubishi Electric Corporation) & Sadao Nobuhara, Member (Himeji Institute of Technology)

A time dependent expression for an electron plasma wave driven by optical mixing of two electromagnetic waves is derived in a target plasma which has a small amount of high-energy electrons in addition to cold main-body electrons. Numerical analysis indicates that, for counter-propagating electromagnetic waves, the wave amplitude is strongly reduced by the Landau damping of a small amount of high-energy electrons in the target plasma. The resonant excitation of the electron plasma wave is experimentally observed when the difference in frequency between counter-propagating microwaves is equal to the electron plasma frequency. Using a capacitive probe the wave amplitude $\delta n/n_0$ is found to be proportional to the incident microwave power and is 0.8% at the incident microwave power of 40kW. The experimental results are in reasonable agreement with that expected from the optical mixing theory with damping terms. The dominant damping is ascribed to the Landau damping of high energy electrons co-existing in the background plasma.

キーワード：ビート波，電子プラズマ波，プラズマ，マイクロ波，ランダウ減衰

1. はじめに

プラズマ中に周波数の異なる二つの電磁波を同時に入射したとき，電磁波の非線形波動混合によって，プラズマ波が励起されることは，古くから知られている^{(1)~(6)}。当初は，励起された波によるプラズマ診断⁽¹⁾⁽³⁾⁽⁴⁾やプラズマ加熱⁽⁶⁾への応用が考えられた。1979年にTajimaらは，ビート波で励起される電子プラズマ波で電子を加速するレーザビート波粒子加速器を提案した⁽⁷⁾。これは，加速勾配が従来の線形加速器に比べて1,000倍以上も大きくできる可能性があることが注目され，これまでに数多くの理論⁽⁸⁾⁽⁹⁾，シミュレーション⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾および実験的研究^{(12)~(14)}が行われ

ている。ビート波で励起されるプラズマ波は，最近では加速器のほか，トカマクの電流駆動⁽¹⁵⁾，天体プラズマの観測⁽¹⁶⁾あるいは位相共役波の発生⁽¹⁷⁾や自由電子レーザ⁽¹⁸⁾への応用も提案されている。

ビート波加速器や電流駆動では，電子プラズマ波の電界で電子加速を行うので，いかに大きな電界が実現できるかが重要な課題の一つである。ポアソンの方程式から，電子プラズマ波の振幅は， $E_p = \epsilon m c \omega_p / e \approx 0.097 \epsilon n_0^{1/2} (\text{V/m})$ で与えられる。ここで， m および e は電子の質量および電荷， c は光速， ω_p はプラズマ周波数， $n_0 (\text{m}^{-3})$ はプラズマ密度， $\epsilon (= \delta n / n_0)$ は規格化した波の振幅， δn は密度の揺動分である。入射電磁波の強度を大きくしても， $\epsilon = 1$ 極限（波の破壊）

を超えることはできない。いま、 $\epsilon=1$ で $n_0=10^{23}\text{m}^{-3}$ とすると、 $E_p=30\text{GV/m}$ となる。これは、現在の代表的な線形加速器の加速勾配(約 20MV/m)の1,000倍を超える。しかしながら、相対論効果による位相のミスマッチ⁽⁴⁾、ポンプ波の消耗⁽⁶⁾、パラメトリック不安定性やモード結合による不必要な波の発生⁽⁹⁾などにより、 $\epsilon=1$ になる前にプラズマ波は飽和することが指摘されている。電子プラズマ波の振幅を実験的に最初に調べたのはAmin⁽¹⁹⁾で、2本の CO_2 レーザを対向入射し、ルービーレーザのトムソン散乱法によって、 $\epsilon=5\%$ を得た。Claytonら⁽¹²⁾は、平行入射の CO_2 レーザを用いて、初めて相対論領域の電子プラズマ波の励起に成功した。このときの振幅は $\epsilon=1-3\%$ であった。ビート波電子加速を最初に観測したのは、Ebrahimら⁽¹³⁾で、 CO_2 レーザをAlターゲットに照射して高速電子を発生させ、2本の平行な CO_2 レーザでビート波加速を行い、 0.6MeV の電子を 2MeV まで加速した。我が国では、北川ら⁽¹⁴⁾が CO_2 レーザ「烈光」を用いて、5%のプラズマ波の励起と、これに伴ってプラズマ中の高速電子を 10MeV 以上加速することに成功した。また、Pawleyら⁽²⁰⁾は、対向入射のマイクロ波を用いてイオン音波を励起し、波の飽和機構を詳しく調べた結果、高速イオンの発生に伴うランダウ減衰により、振幅は5.5%で飽和することを明らかにした。レーザを用いたいずれの実験でも、波の振幅は、減衰項を無視した強制振動の理論⁽⁴⁾の予想より小さい。加速器を実現するには、レーザ強度と波の振幅の比例則や、波の飽和レベルを実験的に明らかにして、大振幅の電子プラズマ波を励起する方法を確立する必要があるが、これらのことは、まだ明確になっていない。

そこで、著者らは、波の飽和レベルと飽和の原因を明らかにすることを目的に、Xバンドのマイクロ波を対向入射し、ビート波による電子プラズマ波の励起と、飽和レベルを測定する実験を行った。マイクロ波を用いると、低密度プラズマが使用でき、計測が容易であること、実験パラメータが可変できるなどの利点がある。これまでの実験では、マイクロ波電力 $P=40\text{kW}$ のとき、 $\epsilon=0.8\%$ の電子プラズマ波を観測した⁽²¹⁾。これは減衰項を無視した強制振動の理論から予想される値に比べ、約1けた小さい。この原因を明らかにするために、本論文では、低温電子成分に加え、その密度比が数%の高温電子成分が存在するプラズマを考え、高温電子成分によるランダウ減衰の飽和レベルに及ぼす影響を検討する。第2章では、ボルツマン方程式とポアソンの式から分散式を導き、減衰率

と飽和レベルを解析的に導出する。第3章では、理論と実験結果との対応を述べ、第4章でまとめる。

2. 理 論

〈2・1〉 ビート波励起電子プラズマ波の振幅

プラズマ中に二つの電磁波($\omega_0, \vec{k}_0$)および($\omega_1, \vec{k}_1$)を同時に入射し、そのビート周波数 $\Delta\omega(=\omega_0-\omega_1\approx\omega_p)$ と波数ベクトル $\Delta\vec{k}(=\vec{k}_0-\vec{k}_1\approx\vec{k}_p)$ をもつポンデロモータイプ力により、電子プラズマ波が共鳴的に励起されるとする。プラズマは高温電子、低温電子および空間的に一様に分布するイオンの3成分からなると仮定する。電子と中性粒子との衝突(衝突周波数 ν_{en})を考慮すると、電子のボルツマン方程式は

$$\frac{df}{dt} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f + \left(-\frac{e}{m} \vec{E}_p - \frac{\vec{\nabla} \Psi}{m} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = -\nu_{en}(f - f_0) \quad (1)$$

となる。ここで、 $\vec{E}_p$ は電子プラズマ波の電界、 Ψ はポンデロモータイプポテンシャルで、 $|\Psi|=e^2/m(E_0 E_1/\omega_0 \omega_1)$ で表される。ただし、 E_0 および E_1 は入射電磁波の電界である。電子プラズマ波として、ビート周波数 $\Delta\omega=\omega_p$ をもつ基本波成分のみを考えると、上式の線形項のみを考えればよい。いま、 x 方向に伝搬する電子プラズマ波を考えると、一次元近似が使用できることから、 $\partial/\partial t \rightarrow i\omega$, $\vec{\nabla}_x \rightarrow ik$ を使って(1)式を書き改めると、

$$f_1 = i \frac{\frac{e}{m} E_p(\omega, k) \frac{\partial f_0}{\partial v} + \frac{\nabla \Psi}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v}}{\omega - kv + i\nu_{en}} \quad (2)$$

を得る。同様に、ポアソンの線形方程式は、

$$ikE_p(\omega, k) = -\frac{e}{\epsilon_0} \int f_1 dv \quad (3)$$

と書ける。

次に、 $\omega=\omega_r+i\gamma$ および $k=k_r-i\delta$ とおき、 $\omega_r \gg \gamma$, $k_r \gg \delta$ を仮定すると、(2)、(3)式から

$$\begin{aligned} & i(1+X_e)E_p(\omega, k) + \left(\frac{1}{k} - \frac{\partial X_e}{\partial k} \right) \delta E_p(\omega, k) \\ & - \gamma \frac{\partial X_e}{\partial \omega} E_p(\omega, k) \\ & = E_p(\omega, k) \nu_{en} \frac{\partial X_e}{\partial \omega} - i \nabla \Psi X_e \quad (4) \end{aligned}$$

を得る。ただし、

$$X_e \equiv \frac{e^2}{\epsilon_0 k m} \int \frac{\partial f_0 / \partial v}{\omega_r - k_r v} dv \quad (5)$$

〈2・2〉 振幅の時間的成長 次に、励起波の振幅の包絡線の時間的・空間的变化を考えよう。ビート波で励起される電子プラズマ波は、単一の周波数($\omega=\Delta\omega$)と波数($k=\Delta k$)のみをもつので $E_p(\omega, k)$ のフー

リエ逆変換は、 $E_p(x, t) = E_p(\omega, k) / 2\pi \exp\{i(kx - \omega t)\}$ となる。また、波の包絡線を考えるので、 $E_p(x, t) = |E_p(\omega, k) / 2\pi| \exp\{i(kx - \omega t)\} \exp(\gamma t + \delta x) = \bar{E}_p \exp(\gamma t + \delta x)$ とし、 $\bar{E}_p$ を一定とすると

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = \gamma E_p, \quad \frac{\partial E_p}{\partial x} = \delta E_p \quad \dots\dots\dots (6)$$

と書ける。ここで、簡単のため E_p の引数 (x, t) は省略した。この関係式を使い、時間変化だけを考えると、(4)式は次式のように変化する。

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = \frac{(mc^2/e) \alpha_0 \alpha_1 k X_e}{\partial X_e / \partial \omega} - \frac{\nu_{en} (\partial X_e / \partial \omega) - i(1 + X_e)}{\partial X_e / \partial \omega} E_p \quad \dots\dots\dots (7)$$

ただし、 $\alpha_j = eE_j / m\omega_j c$ 、 j は整数 ($j=0, 1$)。 X_e は、電子のエネルギー分布関数 f_0 がわかれば(5)式から計算できる。ここで、プラズマの高温電子 (密度 n_H 、温度 T_H) と低温電子 (n_c , T_c) は、いずれもマクスウェル分布をしていると仮定すると、(7)式は、

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = \frac{mc^2}{2e} \alpha_0 \alpha_1 k B - C E_p \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。ただし、

$$A = \left[(1 - \sigma) \zeta_c Z''(\zeta_c) + \frac{\sigma}{\eta} \zeta_H Z''(\zeta_H) \right] / \omega_p \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$B = \left[(1 - \sigma) Z'(\zeta_c) + \frac{\sigma}{\eta} Z'(\zeta_H) \right] / A \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$C = \left[-i \left\{ -\frac{k^2 v_c^2}{\omega_p^2} + (1 - \sigma) Z'(\zeta_c) + \frac{\sigma}{\eta} Z'(\zeta_H) \right\} + 2 \frac{\nu_{en}}{\omega_p} (1 - \sigma) \zeta_c Z''(\zeta_c) \right] / A \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $\sigma = n_H / n_c$ 、 $\eta = T_H / T_c$ 、 $\zeta_s = \omega / kv_s$ 、 s は粒子の種類 (低温電子: C および高温電子: H)、 $Z'(\zeta_s)$ および $Z''(\zeta_s)$ は、プラズマ分散関数⁽²²⁾ の一次および二次微分である。 $\zeta_s \gg 1$ を仮定すると、プラズマ分散関数の漸近展開を使って

$$Z'(\zeta) = -2i\sqrt{\pi} \zeta \exp(-\zeta^2) + \frac{1}{\zeta^2} + \frac{3}{2\zeta^4} \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$Z''(\zeta) = 4i\sqrt{\pi} \zeta^2 \exp(-\zeta^2) - \frac{2}{\zeta^3} - \frac{6}{\zeta^5} \quad \dots\dots\dots (13)$$

を得る。(12)、(13)式を用いると、(8)式から

$$\frac{\partial E_p}{\partial t} = \frac{1}{4} \omega_p k \frac{mc^2}{e} \alpha_0 \alpha_1 - \gamma E_p \quad \dots\dots\dots (14)$$

が導出できる。ただし、

$$\frac{\gamma}{\omega_p} = \frac{\sigma/\eta}{1 - \sigma} \sqrt{\pi} \zeta_H \zeta_c^2 \exp(-\zeta_H^2) + \frac{\nu_{en}}{\omega_p} \quad \dots\dots\dots (15)$$

(15)式の第1項は、高温電子成分によるランダウ減衰、第2項は衝突による減衰を示す。(14)式の解は次式のように求まる。

$$E_p = E_{ps} [1 - \exp(-\gamma t)] \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここで、 E_{ps} は波の飽和振幅値で次式で与えられる。

$$E_{ps} = \frac{mc^2}{4e} \frac{\alpha_0 \alpha_1}{\gamma / \omega_p} k_p \quad \dots\dots\dots (17)$$

電子プラズマ波の振幅を密度変調率 $\varepsilon = \delta n / n_0$ で表現しよう。(3)式のポアソンの方程式から、 $E_p = e \delta n / \varepsilon_0 k_p$ であるので

$$\varepsilon_{sat} = \left(\frac{\delta n}{n_0} \right)_{sat} = \frac{1}{4} \frac{\alpha_0 \alpha_1}{\beta_p^2 (\gamma / \omega_p)} \quad \dots\dots\dots (18)$$

が得られる。ただし、 $\beta_p = v_p / c$ 、 $v_p = \omega_p / k_p$ である。

〈2・3〉 数値解析 (17)式に示されているように、飽和振幅は減衰率 γ / ω_p に逆比例し、入射電磁波の電界の積に比例している。二つの電磁波を対向入射する場合は励起される波の位相速度は、 $v_p \approx \Delta\omega / 2k_0$ となり、高温電子の熱速度と同程度 (すなわち、 $v_p / v_H \approx 1$) になりうる。この場合、高温電子によるランダウ減衰の寄与が大きくなり、波の成長が抑制される。そこで、ランダウ減衰率 γ_L / ω_p の値を詳しく調べてみる。実験パラメータの領域 ($f_0 = 9.4\text{GHz}$ 、ビート周波数 $\Delta f = 400\text{MHz}$ 、波数 $k_p = 4\text{cm}^{-1}$ 、位相速度 $\beta_p = 0.021$ 、低温電子温度 $T_c = 1\text{eV}$) における γ_L / ω_p の値を、(8)~(11)式から計算した。図1には、高温電子温度 T_H をパラメータに、高温電子の密度 n_H / n_0 に

図1 ランダウ減衰率と高温電子密度
Fig.1. Landau damping rate vs. high-energy electron density.

対する減衰率 γ_L/ω_p をプロットした。また、図 2 には、 n_H/n_0 をパラメータに、 T_H と γ_L/ω_p の関係を示した。図 1 および図 2 から、(i) γ_L/ω_p は、 n_H/n_0 に比例して増大すること、(ii) $T_H=60-120$ eV ($v_H/v_p=0.5-1$) の領域では、 γ_L/ω_p はほとんど同じ値になり、 $\gamma_L/\omega_p=0.7n_H/n_0$ で近似できること、(iii) $\omega_p/k_p=v_p$ に対応する温度 $T_H=112$ eV 付近で γ_L/ω_p は最大になることが明らかになった。

図 2 ランダウ減衰率と高温電子温度
Fig. 2. Landau damping rate vs. high-energy electron temperature.

図 3 高温電子密度の違いによる電子プラズマ波の立上り時間
Fig. 3. Time evolution of electron plasma wave for various density of high-energy electron.

次に、高温電子密度が $n_H/n_0=0.5-3\%$ の場合に、波の振幅の時間変化を(16)式から計算して図 3 に示す。ただし、 $\alpha_0=\alpha_1=3.2\times 10^{-4}$ ($P=40$ kW に相当)、 $\Delta f_p=400$ MHz、 $\beta_p=2.1\times 10^{-2}$ とした。また、一点鎖線は、減衰項がない場合の振幅の時間変化を表す式⁽⁴⁾、 $\epsilon=\alpha_0\alpha_1\omega_p t/4\beta_p^2$ である。図 3 に示すように、 n_H が大きくなると、ランダウ減衰率が増大し、波の飽和レベルは著しく低下する。例えば、 $n_H/n_0=2\%$ のとき、 $\epsilon_{\text{sat}}=0.41\%$ 、波の立上り時間 (ϵ_{sat} の 95% に至る時間) は、 $\tau_r=85$ ns ($\omega_p t=213$) となる。

3. 実験結果との比較

著者らは、X バンドのマイクロ波 (最大出力 50 kW) をホーンを介して対向にプラズマ中に入射して、電子プラズマ波の励起を観測した⁽²¹⁾。標的プラズマは、RF 放電のアフタグローで、代表的なプラズマパラメータは、プラズマ密度 $n_0=2\times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ 、電子温度 $T_e\leq 1$ eV である。標的プラズマには、上記の低温主成分電子に加えて、数十 eV で密度比が 0.4% 程度の高温電子成分も存在する。これらのパラメータは、マイクロ波の入射によってほとんど変化しない。図 4 はその代表的な波の振幅の時間変化である。同図で、破線は振幅の包絡線の実測値であり、実線は実測値と最もフィットする γ/ω_p の値 ($\gamma/\omega_p=1.1\times 10^{-2}$) を選び、(16)式から計算したものである。また、一点鎖線は、減衰項がない場合の理論値である。なお、こ

破線：実測値、実線：(18)式 ($\gamma/\omega_p=1.1\times 10^{-2}$)、一点鎖線：減衰項がない場合の理論値、 $P=30$ kW、 $\Delta f=340$ MHz、 $f_0=9.4$ GHz

図 4 電子プラズマ波の時間的成長

Fig. 4. Time evolution of electron plasma wave, where the dashed line is the experimental result and the solid line is the theoretical one estimated from Eq. (18).

図5 電子プラズマ波の振幅と入射マイクロ波電力

Fig. 5. Electron plasma-wave amplitude as a function of incident microwave power, where the solid line is the theoretical one estimated from Eq. (18).

図6 電子のエネルギー分布

Fig. 6. Electron energy distribution of the target plasma.

のときの実験条件は、入射マイクロ波電力 $P_0 = P_1 = 30 \text{ kW}$ ($\alpha_0 = \alpha_1 = 2.74 \times 10^{-4}$), $f_p = 340 \text{ MHz}$, $\beta_p = 1.83 \times 10^{-2}$ である。 $\gamma/\omega_p = 1.1 \times 10^{-2}$ の値を使って (18) 式から飽和振幅値を求めると、 $\varepsilon_{\text{sat}} = 0.51\%$ となる。

次に、容量プローブ⁽²³⁾を用いて、測定した波の振幅と、入射マイクロ波電力の関係を図5に示す。また、実線は、 $\gamma/\omega_p = 1.1 \times 10^{-2}$ を使って、(18) 式から計算した値である。同図に示すように、容量プローブで測定した波の振幅値は、(18) 式から計算した値とよく一致する。実験で使用したマイクロ波電力の範囲内

($p \leq 40 \text{ kW}$) では、波の振幅は、入射マイクロ波電力に比例して増大する。また、 $P = 40 \text{ kW}$ のとき、 $\varepsilon = 0.8\%$ であった。入射マイクロ波電力を更に増大したとき、 ε の上限がいくらかになるかは今後の課題である。

さて、上述の実験で得た減衰率の物理的意味を考えよう。実験で用いた標的プラズマの電子のエネルギー分布を、静電エネルギー分析器で測定した。図6はその結果の一例である。同図に示すように、標的プラズマには、 $T_c = 0.9 \text{ eV}$ の低温電子主成分に加えて、 $T_h = 45 \text{ eV}$ の高温電子が密度比で $n_h/n_0 = 0.4\%$ 存在する。これらの値から、ランダウ減衰率を計算すると、 $\gamma_L/\omega_p = 0.3 \times 10^{-2}$ (ただし、 $f_p = 340 \text{ MHz}$) を得る。この値は、先に波の立上り時間から求めた値と比較すると、若干小さいが同オーダーである。なお、実験条件下 (アルゴンガス圧力 $p = 2.2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$, $T_c = 1 \text{ eV}$) では、 $\nu_{en}/\gamma_L = 0.03$ であるので、 ν_{en} の影響は無視できる。以上の考察から、標的プラズマ中に存在する高温電子によるランダウ減衰により、電子プラズマ波の振幅が規定されていると推論できる。

4. ま と め

低温電子、高温電子および空間的に一様なイオンの3成分からなるプラズマ中に、周波数の異なる二つの電磁波を入射して、そのビート周波数と波数ベクトルをもつポンデロモータビリティにより電子プラズマ波を励起するモデルを考え、線形近似のボルツマン方程式とポアソンの式から、電子プラズマ波の電場の式を導いた。波の飽和振幅値は、入射マイクロ波の電力に比例し、減衰率に反比例する。

Xバンドのマイクロ波のビート波により、電子プラズマ波を励起した。容量プローブを用いて測定した励起波の振幅は、入射マイクロ波電力に比例し、入射マイクロ波電力が $P = 40 \text{ kW}$ のとき、 $\delta n/n_0 = 0.8\%$ になった。波の立上りから求めた減衰率を使って計算した波の振幅の理論値は、実験の結果とよい一致を示す。実験に用いた標的プラズマには、電子温度が 45 eV で密度比が 0.4% の高温電子が存在し、この高温電子によるランダウ減衰が波の振幅を決定する最も重要な要因であると考えられる。

(平成3年4月26日受付, 同3年9月2日再受付)

文 献

- (1) N. M. Kroll, A. Ron & Rostoker: "Optical Mixing as a Plasma Density Probe", *Phys. Rev. Lett.*, 13, 83 (1964)
- (2) G. Weyl: "Optical Mixing in a Magnetoactive Plasma", *Phys. Fluids*, 13, 1802 (1970)
- (3) B. L. Stansfield, R. Nodwell & J. Meyer: "Enhanced

Scattering of Laser Light by Optical Mixing in a Plasma", *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 1219 (1971)

- (4) M. N. Rosenbluth & C. S. Liu: "Excitation of Plasma Waves by Two Laser Beams", *ibid.*, **29**, 701 (1972)
- (5) G. Schmidt: "Resonant Excitation of Electrostatic Modes with Electromagnetic Waves", *Phys. Fluids*, **16**, 1676 (1973)
- (6) B. I. Cohen, A. N. Kaufman & K. M. Watson: "Beat Heating of a Plasma", *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 581 (1972)
- (7) T. Tajima & J. M. Dawson: "Laser Electron Accelerator", *ibid.*, **43**, 267 (1979)
- (8) F. F. Chen: "Laser Driven Particle Accelerator", Proc. 12th Int'l Symposium on Physics of Ionized Gases, Sibenik, Yugoslavia (World Scientific, Singapore) p. 937 (1985)
- (9) C. Darrow, D. Umstadter, T. Katsouleas, W. B. Mori, C. E. Clayton & C. Joshi: "Saturation of Beat-Excited Plasma Waves by Electrostatic Mode Coupling", *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2629 (1986)
- (10) C. Joshi, W. B. Mori, T. Katsouleas, J. M. Dowson, J. M. Kindel & D. W. Forslund: "Ultra High Gradient Particle Acceleration by Intense Laser-Driven Plasma Density Waves", *Nature*, **311**, 525 (1984)
- (11) D. W. Forslund, J. M. Kindel, W. B. Mori, C. Joshi & J. M. Dawson: "Two-Dimensional Simulations of Single-Frequency and Beat-Wave Laser-Plasma Heating", *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 558 (1985)
- (12) C. E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow & D. Umstadter: "Relativistic Plasma-Wave Excitation by Collinear Optical Mixing", *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2343 (1985)
- (13) N. A. Ebrahim, P. Lavigne & S. Aithal: "Experiments on the Plasma Beat-Wave Accelerator", *IEEE Trans. NS-32*, 3539 (1985)
- (14) 沢井・北川・松尾・中井: 「CO₂レーザビート波による電子加速」, 電気学会プラズマ研資, EP-90-108 (平2)
- (15) B. I. Cohen: "Applications of Beat-Wave Scattering to Accelerators, Current Drive, Plasma Heating and Diagnostic", *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **8**, 197 (1984)
- (16) K. B. Dysthe, E. Mjølhus & J. Trulsen: "Non-Linear Mixing in the Ionosphere", *Physica Scripta*, **21**, 122 (1980)
- (17) D. Steel & J. F. Lam: *Opt. Lett.*, **4**, 63 (1974)
- (18) R. Z. Olshan, A. Gover, S. Ruschin & H. Kleinman: "Observation of Electron Trapping and Phase-Area Displacement in the Interaction between an Electron Beam and Two Counterpropagating Laser Beams", *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 483 (1987)
- (19) B. Amini: "Absolute Amplitude and Growth Time of Electron Plasma Waves Excited by Two Laser Beams", *ibid.*, **54**, 1163 (1985)
- (20) C. J. Pawley, H. E. Huey & N. C. Luhmann, Jr.: "Observation of the Growth and Saturation of Ion Waves Generated by Optical Mixing", *ibid.*, **49**, 877 (1982)
- (21) M. Yatsuzuka, K. Satoh, M. Yamada, H. Kawai, T. Kaneko & S. Nobuhara: "Beat-Wave Excitation of an Electron Plasma Wave by Counterpropagating Microwaves", *J. Phys. Soc. Japan.*, **60**, 1165 (1991)
- (22) B. D. Fried & S. D. Conte: The Plasma Dispersion Function, (1961) Academic Press
- (23) M. Yatsuzuka, K. Morishita, K. Satoh & S. Nobuhara: "Measurement of rf Potential in a Magnetoplasma by a Capacitive Probe", *Japan. J. Appl. Phys.*, **24**, 1724 (1985)

八 束 充 保 (正員)

昭和16年4月29日生。42年3月姫路大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月姫路工業大学電気工学教室に勤務, 現在助教授。工学博士。主として, プラズマ物理, 大強度粒子ビーム工学, 大電力マイクロ波発生に関する研究に従事。日本物理学会, プラズマ・核融合学会会員。

佐 藤 喜 孝 (非会員)

昭和19年1月17日生。42年3月京都大学理学部物理学学科卒業。同年4月姫路工業大学電子工学教室に勤務。主として, プラズマの波動現象に関する研究に従事。日本物理学会, プラズマ・核融合学会会員。

山 田 雅・隆 (非会員)

昭和42年2月12日生。平成3年3月姫路工業大学大学院工学研究科修了。同年4月三菱電機(株)入社。姫路製作所勤務, 現在に至る。日本物理学会会員。

信 原 貞 男 (正員)

昭和7年7月3日生。30年3月姫路工業大学電気工学科卒業。同年11月姫路工業大学電気工学教室勤務, 現在教授。工学博士。主として, 交流溶接アークの再点弧現象, プラズマ工学, 大強度粒子ビーム工学に関する研究に従事。日本物理学会, 溶接学会, プラズマ・核融合学会会員。