

電子ビーム・プラズマ系の外部励起波に 及ぼす直流電場の作用

福 政 修*・佐 伯 節 夫*

Effect of a DC Electric Field on Spatial Evolution of an External Wave in a Small Cold Beam - a Weakly Collisional Plasma System

Osamu FUKUMASA and Setsuo SAEKI

Abstract

The role of an applied static electric field on the nonlinear wave-particle interaction in a small cold beam-plasma system is investigated by using the single wave model. The model includes detuning $\delta\omega$, the difference between the frequency ω of the wave and the frequency ω_0 of the most unstable mode, and weak collisions ν in the plasma.

In the absence of collisions, the beam momentum can be clamped while the wave power increases secularly in space. Besides, the wave enhancement is strongly dependent on the sign of $\delta\omega = \omega - \omega_0$. For a negative $\delta\omega$, detuning leads to an increase of the wave power comparing with the one without detuning. It is also found that weak collisions, $\nu/\omega_0 \sim 10^{-3}$, can play an important role in limiting the wave power enhancement.

1. はじめに

弱く冷たい電子ビームとプラズマから成る系 (small cold beam-plasma system) では速度空間不安定性の一種である二流体不安定性により波が励起される¹⁾。この不安定波動は成長するにつれて周波数スペクトルが鋭くなり、最終段階では単色波的な波動に進展していく。更に、この波の振幅が増大するにつれてビーム電子は減速され、やがてこの波の電位の谷に大部分のビーム電子が捕捉 (trapping) されるようになると波の振幅は飽和する。この過程は理論的にも^{2,3)}、実験的にも⁴⁾よく解明されている。

さて、波の振幅が飽和した後の現象としては、捕捉粒子と波との間の相互作用によるエネルギーの遣り取りにより波の振幅が規則的な振動をする²⁾。しかし、この振幅振動はプラズマ中の弱い衝突作用などの散逸

過程や^{5,6)}側帯波による変調⁷⁻¹⁰⁾などによって破壊されることが示された。

何れにせよビーム・プラズマ系の非線形領域での現象には捕捉粒子が重要な役割を演じている。このような状況において外部直流電場 E_0 を印加して捕捉ビームを加速すれば波の振幅飽和値が増大するなど、 E_0 による波動現象の制御が可能であるとの提案がなされた¹¹⁾。そして、その一部は実験的にも検証されている¹²⁾。ただ、この原理をビーム・プラズマ系に適用して波の増幅を考えると、変調周波数のビーム・プラズマ系の共鳴周波数 (成長率が最大となる波の周波数) からの離調 (detuning) やプラズマ中の衝突効果が現実の装置では無視出来なくなる。

以上の理由により、本研究では単一波動モデル⁹⁾を E_0 が印加された電子ビーム・プラズマ系に適用して、波の振幅飽和に及ぼす detuning の効果と衝突の効果についてシミュレーションにより検討した。結果の一部はすでに発表した^{13,14)}、以下にモデルおよび計算結果の詳細について述べる。なお、ここで扱う現象は

* 電気工学科

プラズマ物理として興味があるばかりでなく、電子装置としての進行波管の増幅効率の改善や自由電子レーザの発振効率の改善など実用面での関係からも注目されている^{11,12)}。

2. シミュレーションモデル

2.1 基礎方程式

シミュレーションに用いた単一波動モデル (single wave model)^{3,9)} とは、波としては成長率最大の波のみを考え、プラズマを線形応答媒質として誘電率に繰り込み (即ちプラズマを定数として扱う)、ビーム電子のみを粒子として扱う。そしてポアソン方程式より得られる波の振幅に対する微分方程式とビーム粒子の運動方程式とを連立させて解く。従ってビーム粒子の非線形な振舞が追跡出来る。

本研究ではプラズマ中の衝突効果および温度効果を含めた拡張された形の単一波動モデル⁹⁾ を用いているが、それについて簡単に述べる。実験との対応がつけ易いように、不安定波動の空間的な発展を対象とする。また、不安定波動としてはビーム変調などの方法で角周波数 ω の波のみが外部から励起されるとする。ただし ω はビーム・プラズマ系の線形分散式から求まる成長率最大の波の周波数 ω_0 に近いものとする。この波による電場 $E(x, t)$ を次式で定義する (一次元)。

$$E(x, t) = E_*(x)e^{-i\omega t} + C. C., \quad (1)$$

$$E_*(x) = E(0) \exp\left(i \int_0^x k(x') dx'\right). \quad (2)$$

ここで、 $E(0)$ は $x=0$ (ビームの入射位置) での電場強度を表わし、 $k(x)$ は波数である。プラズマの誘電率 $\varepsilon(\omega, k)$ としては次式を用いる。

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega, k) &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \left(1 + \frac{3k^2 v_i^2}{\omega^2}\right) \\ &\approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 + 3\frac{k^2 v_i^2}{\omega^2}\right) + i \frac{\nu \omega_p^2}{\omega^3} \left(1 + 3\frac{k^2 v_i^2}{\omega^2}\right), \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 ν はプラズマ電子間の実効衝突周波数、 ω_p は電子プラズマ角周波数、そして v_i はプラズマ電子の熱速度である。

さて、 $x=0$ よりシート状のビーム電子 (初速度 v_b) が一定の割合でプラズマ中に入射されるものとする。波の一周期間 ($2\pi/\omega$) に入射されるシート数が N 個とすれば、ポアソンの式は次式で表わされる、

$$\varepsilon(\omega, k(x)) E_*(x) = i \frac{4\pi e n_b v_b}{N\omega} \sum_j \exp(i\omega t_j(x)) \quad (4)$$

ここで、 $t_j(x)$ は j 番目のビーム電子が x 点を通る時間、 n_b はビーム電子密度である。

不安定波の波数はほぼ ω/v_b となるので $k(x) = \omega/v_b + \delta k(x) = k_0 + \delta k(x)$ とおき、 $\varepsilon(\omega, k(x))$ を k_0 のまわりにテイラー展開し、 δk を空間微分 $-id/dx$ で置き換えることにより (4) 式から次式が得られる。

$$\begin{aligned} &\left[\varepsilon(\omega, \omega/v_b) - i\varepsilon' \frac{d}{dx} - \frac{\varepsilon''}{2} \frac{d^2}{dx^2} \right] E(0) \\ &\quad \exp\left(i \int_0^x \delta k(x') dx'\right) \\ &= i \frac{4\pi e n_b v_b}{N\omega} \sum_j \exp[i\omega \delta t_j(x)], \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 ε' と ε'' は ε の k による一階および二階微分、また $\delta t_j(x) = t_j(x) - x/v_b$ であり、これは点 x に到達するまでに実際に粒子の用した時間 $t_j(x)$ と v_b で飛行した場合に用する時間 x/v_b との差を表わしている。

一方、 j 番目のビーム電子に対する運動方程式は

$$m \frac{d^2 x_j}{dt^2} = -eE(x, t) + eE_0 \quad (6)$$

となる。ここで、 $E(x, t)$ は不安定波の電場、 E_0 は外部印加の直流電場である。外部電場のない場合にはビーム電子は不安定波とのみ相互作用をする。時間差 $\delta t_j(x)$ は具体的に

$$\delta t_j(x) = \frac{2\pi}{\omega} \left(\frac{j}{N}\right) + \int_0^x \frac{dx}{\dot{x}_j} - \frac{x}{v_b} \quad (7)$$

と表わせ、 $\delta t_j(x)$ の x による一階および二階微分は

$$\frac{d\delta t_j(x)}{dx} = \frac{1}{\dot{x}_j} - \frac{1}{v_b} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \delta t_j(x)}{dx^2} &= -\frac{1}{\dot{x}_j^2} \frac{d\dot{x}_j}{dx} = -\frac{1}{\dot{x}_j^3} \dot{x}_j \frac{d\dot{x}_j}{dx} \\ &= -\frac{1}{\dot{x}_j^3} \frac{d^2 x_j}{dt^2} \end{aligned} \quad (9)$$

となる。そこで、(9) 式に (6) を代入すると、 δt_j はニュートンの運動方程式に対応する

$$\frac{d^2 \delta t_j}{dx^2} = \frac{1}{\dot{x}_j^3} \cdot \frac{e}{m} [E(x, t) - E_0] \quad (10)$$

によって決まる。従って、電場に対する (5) 式とビーム電子に対する (10) 式とで閉じた方程式系が構成される。

なお、シミュレーションを実行するにあたっては、以下のように変数をすべて無次元化する。 j 番目のビーム電子の座標 $\xi_j = \omega[t_j(x) - x/v_b]$ 、空間変数 $\eta = sx(\omega/v_b)$ 、規格化した電場強度 $E(\eta) = eE_*(x) \exp(-ix\omega/v_b)/(mv_b\omega s^2)$ 、また s は展開パラメータで $s = [(n_b v_b^2)/(6n_b v_i^2)]^{1/3}$ より求まる。これらの無次元変数を用いると方程式 (5) および (10) は次のように書ける⁹⁾。

$$\left(A + iB + i \frac{d}{d\eta} + \frac{s}{2} \frac{d^2}{d\eta^2} \right) E(\eta) = \frac{i}{N} \sum_j \exp(i\xi_j) \quad (11)$$

$$\frac{d^2 \xi_j}{d\eta^2} = \left(1 + s \frac{d\xi_j}{d\eta}\right)^3 \{E(\eta) \exp(-i\xi_j) + C. C.\} - \left(1 + s \frac{d\xi_j}{d\eta}\right)^3 E_{dc} \quad (12)$$

ただし

$$A = s^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_b^2} \left[2 \frac{\delta\omega}{\omega_0} + \left(\frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^2 \right] \quad (13)$$

$$B = s^2 \frac{\nu}{\omega_0} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega_b^2} \left(1 + \frac{\delta\omega}{\omega_0}\right)^{-1} \quad (14)$$

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 (1 + 3\nu^2/\nu_b^2) \quad (15)$$

(11)式中の左辺第一項は(13)式からわかるように成長率最大の波の周波数 ω_0 と対象とする波の周波数 ω との間の周波数差 $\delta\omega = \omega - \omega_0$ (detuning) に起因する項である。また第二項は(14)式からわかるようにプラズマ中の衝突効果に対応している。

2.2 シミュレーションの方法

波動に対する(11)式と N 個のビーム電子に対する(12)式とを連立させて解くことにより、シミュレーションを実行する。

ビーム個数および波の初期値については種々の値を用いてモデルの検討を行った。粒子数としては100個以上、初期値としては0.1以下であれば本研究の目的には十分な精度でビーム・プラズマ系のシミュレーションが実行できる¹⁵⁾。次章に示す結果は $N=200$ 、波の初期値 $E(0)=0.01$ とした場合のものである。

ビーム電子に対する初期値としては、 ξ_i が 2π の周期関数であるから

$$\xi_j(0) = 2\pi(j/N) \text{ および } \dot{\xi}_j(0) = 0 \quad (16)$$

とした。また実験室系でのビーム速度 \dot{x}_j は $\dot{\xi}_j = d\xi_j/d\eta$ と(8)式の関係を用いて $\dot{x}_j = v_b/(1 + s\dot{\xi}_j)$ として求まる。ビーム電子の平均速度 \bar{v}_j 、ビームのエネルギー損失 ΔW などは

$$\bar{v}_j = \left(\sum_j v_j\right)/N \quad (17)$$

$$\Delta W = -\left(\sum_j \frac{mv_j^2}{2} - W_0\right), \quad W_0 = N \frac{mv_b^2}{2} \quad (18)$$

で評価する。ここで W_0 は初期のビームエネルギーを表わす。また、各位置 η での波数、 $\Omega = \delta k/(sk_0)$ 、は次式で計算する。

$$\Omega_r = \left(E_r \frac{dE_i}{d\eta} - E_i \frac{dE_r}{d\eta}\right)/|E|^2 \quad (19)$$

$$\Omega_i = -\left(E_r \frac{dE_r}{d\eta} + E_i \frac{dE_i}{d\eta}\right)/|E|^2 \quad (20)$$

3. 計算結果および考察

3.1 直流電場による不安定波動の制御

まず最初に無衝突プラズマで離調なしの状態、不安定波動が E_{dc} によりどのような作用を受けるかについて検討する。

不安定波の空間的發展は E_{dc} の印加により大きく変化するが、その様子を Fig. 1 に示す。 E_{dc} がパラメーターで、計算条件は $n_b/n_p = 5 \times 10^{-4}$ 、 $v_b/v_t = 9.9$ 、 $\delta\omega/\omega_0 = 0$ 、 $\nu/\omega_0 = 0$ 、 $E(0) = 0.01$ および $N=200$ である。この波の振幅変化に対応した平均のビーム速度 \bar{v}_j の空間的变化の様子を Fig. 2 に示す。

まず $E_{dc}=0$ の場合の現象について述べる。波は線形成長率に従って指数関数的にその振幅を増大させていく。そして $\eta=7.2$ 付近で振幅が飽和する。これに対応して \bar{v}_j は波の振幅増大と共に減少し、 $\eta=7.2$ で極小値を取る。即ち、ビームが減速されることによりビームの直流エネルギーが波のエネルギーに変換される。振幅飽和の起る位置ではビーム電子は波の位相速度 v_{ph} 近くまで減速され、大半のビーム電子は波の電位の谷に捕捉されている。そして、 $\eta=7.2$ 以降ではこの捕捉粒子と波との間にエネルギーの交換が行われ

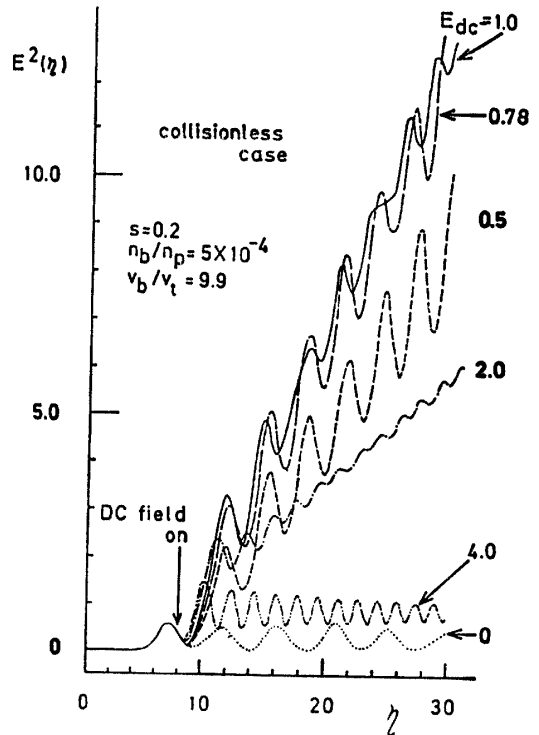


Fig. 1 Spatial evolution of wave energy $E^2(\eta)$ in the presence of a dc electric field E_{dc} . The curve ($E_{dc}=0$) is the saturated beam instability in the absence of E_{dc} . The saturated amplitude E_s is 0.78.

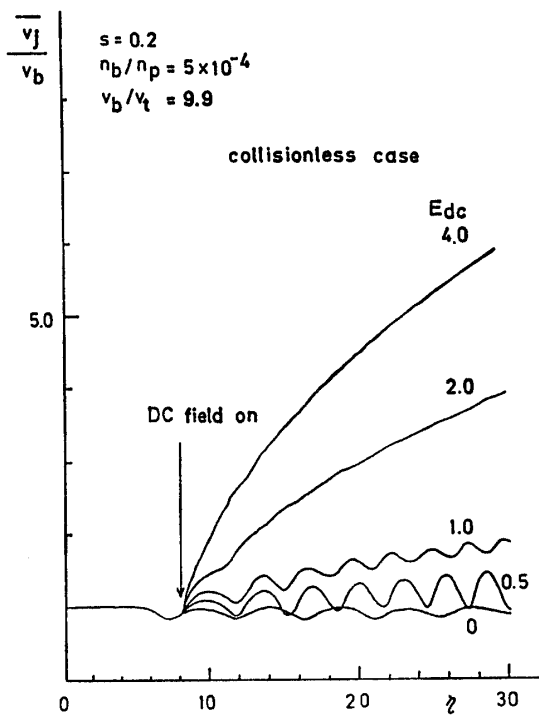


Fig. 2 Mean beam velocity \bar{v}_j as a function of η , where v_j is normalized by the initial beam velocity v_b .

波の振幅は規則的な振動を繰り返す^{2,3,6)}.

さて、この時 E_{dc} を印加して減速されつつあるビーム電子を加速すれば波の振幅が増大する¹¹⁾. Fig. 1 では E_{dc} が $\eta=8$ 以下に印加されているが、確かに波の振幅増大が起っている. $E_{dc} \leq 1$ までは E_{dc} の増大と共に波の振幅増大も大きくなっている. しかし、それ以上 E_{dc} が大きくなると E_{dc} 印加の効果は弱くなる. この波の振幅変化に対応して、Fig. 2 に示されるように $E_{dc}=2$ および 4 では \bar{v}_j が急激に大きな値をとるようになる. 即ち、波の振幅増大に関しては E_{dc} の大きさには最適値があり、それ以上に大きな E_{dc} を印加してもビーム電子を加速するのみで波のエネルギーへの変換が起らなくなる.

E_{dc} が最適値を持つについては、次のような定性的な説明が出来る. $E_{dc}=0$ の時の波の振幅飽和値が 0.78 であるから、これより大きな E_{dc} を印加すると波の電位の谷に捕捉されているビーム電子は加速されると容易に非捕捉粒子となってしまふ. そして、粒子自身が加速されるのみで逃走電子 (runaway electron) となって波と相互作用せず、 E_{dc} による直流エネルギーが波へ伝達されにくくなる.

Fig. 3 に速度比 v_{ph}/\bar{v}_j の空間的变化の様子を示す. E_{dc} が大きくなるに従って、 v_{ph}/\bar{v}_j は 1 から大きく離れて小さくなっている. これは v_{ph} と \bar{v}_j が一致した

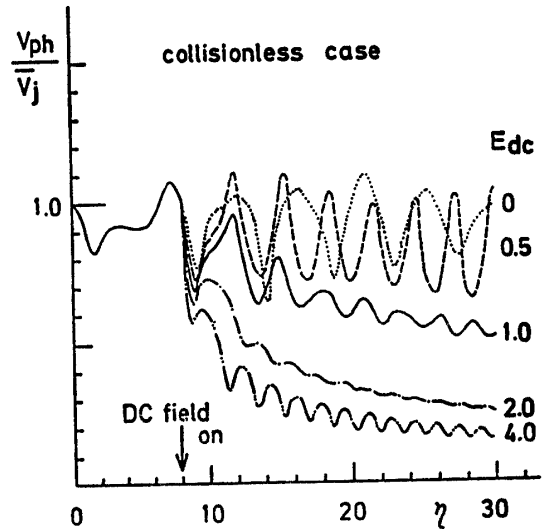


Fig. 3 Ratio of wave phase velocity v_{ph} to \bar{v}_j as a function of η

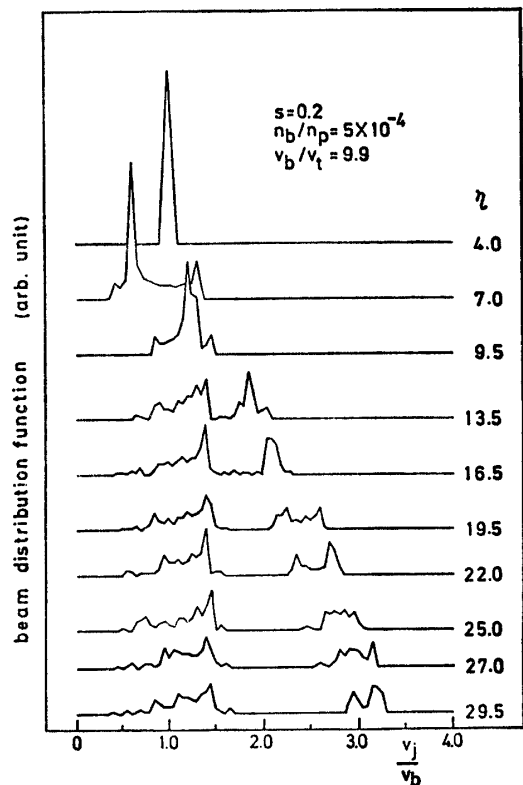


Fig. 4 Spatial evolution of a phase averaged velocity distribution function for $E_{dc}=1.0$. Note the appearance of a runaway component.

くなる度合に対応しており、 E_{dc} の増大と共に波と粒子の相互作用が弱まることを示している.

Fig. 4 にビーム電子の速度分布関数の空間的变化の様子を示す. $\eta=8$ 以降で $E_{dc}=1$ の電場が印加され

るが、 $\eta=13.5$ ですでにビーム電子が二分されている。速度の遅い一群は捕捉電子であり、他の一群は逃走電子である。逃走電子は加速され続けて、 η と共にその速度が増大しているのがわかる。この例では総数 200 個の電子のうち 75 個が逃走電子となっている。

Fig. 5 には $\eta=28$ における位相空間でのビーム電子の分布状態を示す。初期状態では $v_j/v_b=1.0$ で ξ_j は 0 から 2π の間に均一に分布されている。 $v_j/v_b=3$

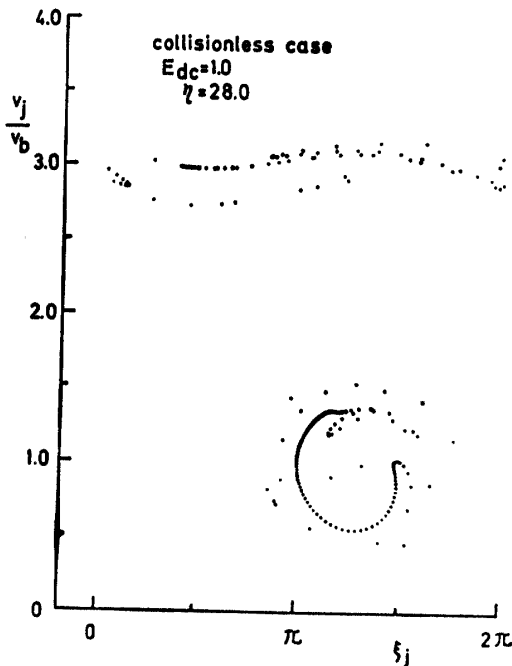


Fig. 5 Phase-space dynamics at $\eta=28.0$. In this figure, instantaneous particle phase $\xi_j(\eta)$ is transformed in the interval $0 \leq \xi_j(\eta) \leq 2\pi$.

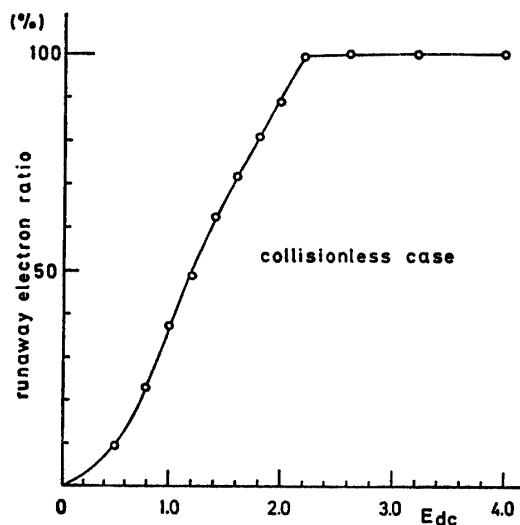


Fig. 6 Dependence of runaway production on strength of dc electric field.

付近に分布している粒子が逃走電子群である。

Fig. 6 に逃走電子の全電子 ($N=200$) に対する割合を E_{dc} の関数として示す。Fig. 1 に示すように E_{dc} が大きすぎると波の振幅増大が起りにくくなるが、これは E_{dc} 印加によって生じる逃走電子の割合と強く関係している。 E_{dc} が 2 以上になると捕捉電子はすべて逃走電子になってしまい、波との相互作用が起りにくくなるのが Fig. 6 からわかる。

Fig. 7 には E_{dc} を印加する位置を変えた場合の波の空間的發展の様子を示す。 E_{dc} の印加位置を上図に示す 7 箇所を選んだ。位置 1 の場合はまだ波が成長し

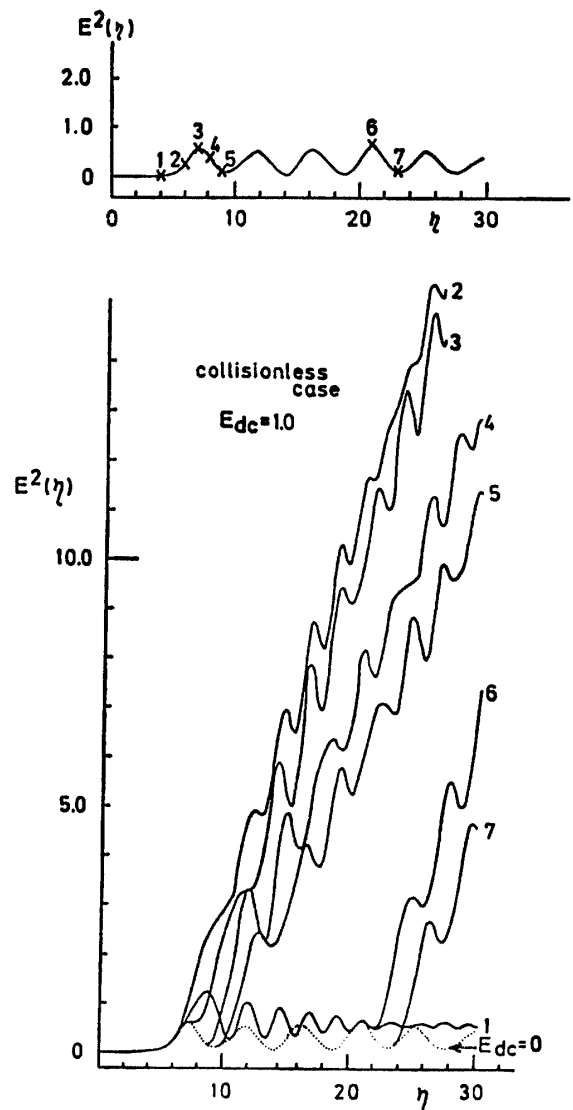


Fig. 7 Dependence of secular growth of wave energy on turn-on point of dc electric field. Upper figure shows turn-on point relative to the wave evolution for $E_{dc}=0$. Labels on secularly growing curves correspond to marks in the upper figure.

ていない状態である。この場合を除けば他の6箇所では E_{dc} を印加した場合にはほぼ同じように振幅増大が起っていることがわかる。

3.2 振幅飽和値の変調周波数依存性

ここでは離調 (detuning) が振幅増大にどのように影響するかについて検討する。

Fig. 8 に $E_{dc}=0$ として離調がある場合に波の空間的展開がどのようになるかを示す。離調がある場合でも波は励起されるが^{16,17)}、その振幅飽和値は $\delta\omega$ の符号に依存し、 $\delta\omega > 0$ の場合が一番大きくなる^{10,16)}。

この結果についてはビーム・プラズマ系の線形分散式の解の性質を用いて定性的な説明が可能である。(3)式に対応するビーム・プラズマ系の線形分散式は次式となる。

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu) - 3k^2 v_i^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega - kv_b)^2} = 0. \quad (21)$$

ここで第2項がプラズマ電子、第3項がビーム電子からの寄与である。プラズマパラメータとして Fig. 8 と同じものを用い ($n_b/n_p = 5 \times 10^{-4}$, $v_b/v_t = 9.9$), ω を実数の独立変数、 k を複素数の従属変数として(21)式を解く。

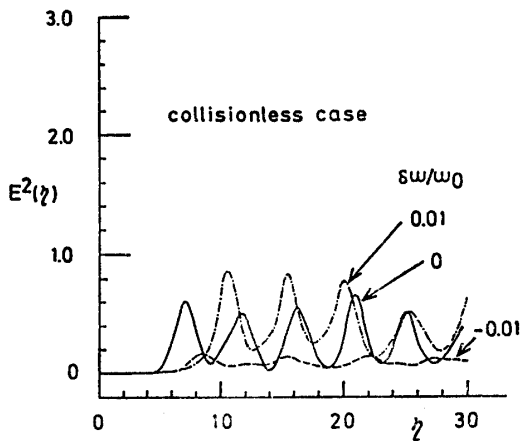


Fig. 8 Spatial evolution of wave energy with detuning for $E_{dc}=0$. Numerical parameters are the same as ones in Fig. 1.

分散式の数値解を Fig. 9 に示す。上図に分散関係を示すが、系が不安定になり易いのはビームの空間電荷波のモード a と電子プラズマ波のモード b との交点付近であり、波の周波数はほぼ $\omega = \omega_p$ となる。下図にはモード a の成長率が示してあり、 ω が ω_b より少し大きいところが成長率最大となっているのがわかる。さて、モード a の分散曲線の傾きは大体 $1/v_b$ で

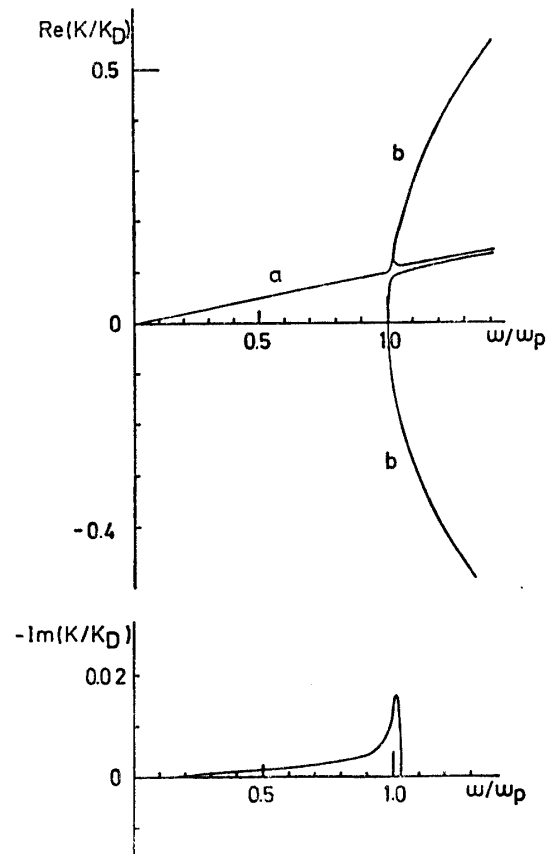


Fig. 9 Numerical solution of linear dispersion equation in a beam-plasma system. Plasma parameters are $n_b/n_p = 5 \times 10^{-4}$ and $v_b/v_t = 9.9$.

Upper: Real part of the wave number k/k_D vs wave frequency ω/ω_p , where k_D is inverse Debye length and ω_b is electron plasma frequency. A branch labeled a is a mode of beam space charge wave, and a branch labeled b is a mode of electron plasma wave.

Lower: Growth rate corresponding to the branch a as a function of ω/ω_p .

ある。不安定波動の振幅が増大してくるとビーム電子の平均速度は減少する。すると傾き $1/v_b$ は大きくなりモード b との交点は最初の時より周波数の高い方にずれる。即ち、波が成長するに従って、その系の成長率最大となる波の周波数は徐々に高周波側にずれることになる。これにより $\delta\omega > 0$ の条件で波を励起するとそれだけビームとの相互作用が長く続き、飽和値の増大が生じることになる。

一方、ビーム電子が加速されて v_b が大きくなる場合には逆の現象の起ることが予想される。即ち、 v_b の増大により $1/v_b$ は小さくなりモード b との交点は最初より周波数の低い方にずれる。 E_{dc} が印加されると

ビーム電子は加速されるから、 $\delta\omega$ の影響は $E_{dc}=0$ の時と様子が違ってくる可能性がある。

Fig. 10 には離調を伴った場合の E_{dc} による振幅増大の例を示す。 $\delta\omega$ の影響は Fig. 8 の結果とは逆になり、 $\delta\omega < 0$ の場合に一番強く振幅の増大が起っている。更に、この場合には $E_{dc}=2.0$ にしても波は飽和することなく上昇を続けている。しかし、この現象は $|\delta\omega|$ の大きさに依存しており、 $|\delta\omega|$ が零に近付くほど Fig. 1 に示した傾向と一致してくる。例えば、 $\delta\omega/\omega_0 = -0.001$ では $E_{dc}=2.0$ にすると $E_{dc}=1.0$ の時より波の振幅は小さくなる (Fig. 1 参照)。

Fig. 11 には、Fig. 10 の結果に対応して、 v_{ph} と η の関係および速度比 v_{ph}/\bar{v}_j と η の関係を示す。 $\delta\omega/\omega_0 = -0.01$ の場合には波とビーム電子とがほぼ一体となって行動していることがわかる。この点は位相空間上でのビーム電子の振舞からも確認している。

前節に示したように E_{dc} を印加しても波の振幅増大があまり顕著でない場合は、 E_{dc} 印加によるエネルギー注入がビーム電子にのみ作用して逃走電子を作るだけとなっている。この点を明確にするため、Fig. 10 に対応して、 $\eta=26$ でのビーム電子の位相空間上の振舞を Fig. 12 に示す。 $\delta\omega \geq 0$ の場合にはビーム電子は二分されて一部は逃走電子になるが、 $\delta\omega < 0$ の場合にはビーム電子は分裂することなく一体となって波との相互作用を行っている。なお、 $\delta\omega/\omega_0=0$ の時の逃走電子数は89個 (44.5%) であり $\delta\omega/\omega_0=0.01$ の時のそれは161個 (80.5%) である。

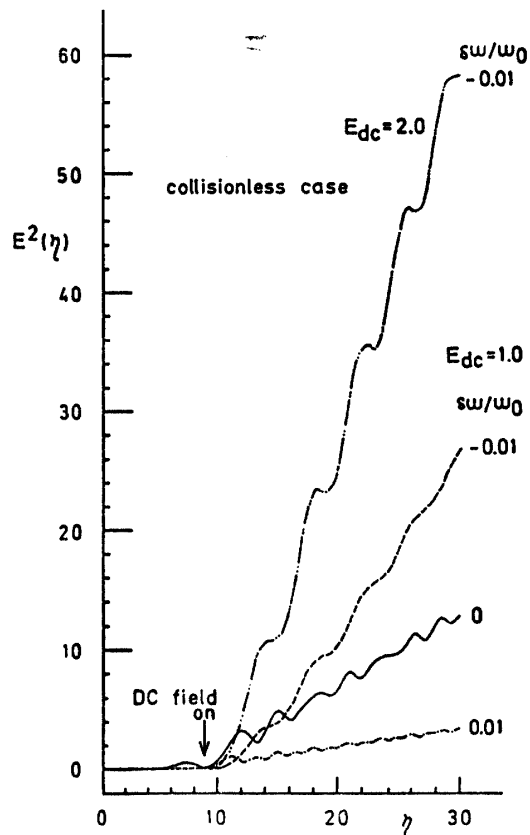


Fig. 10 Spatial evolution of wave energy with detuning in the presence of E_{dc} .

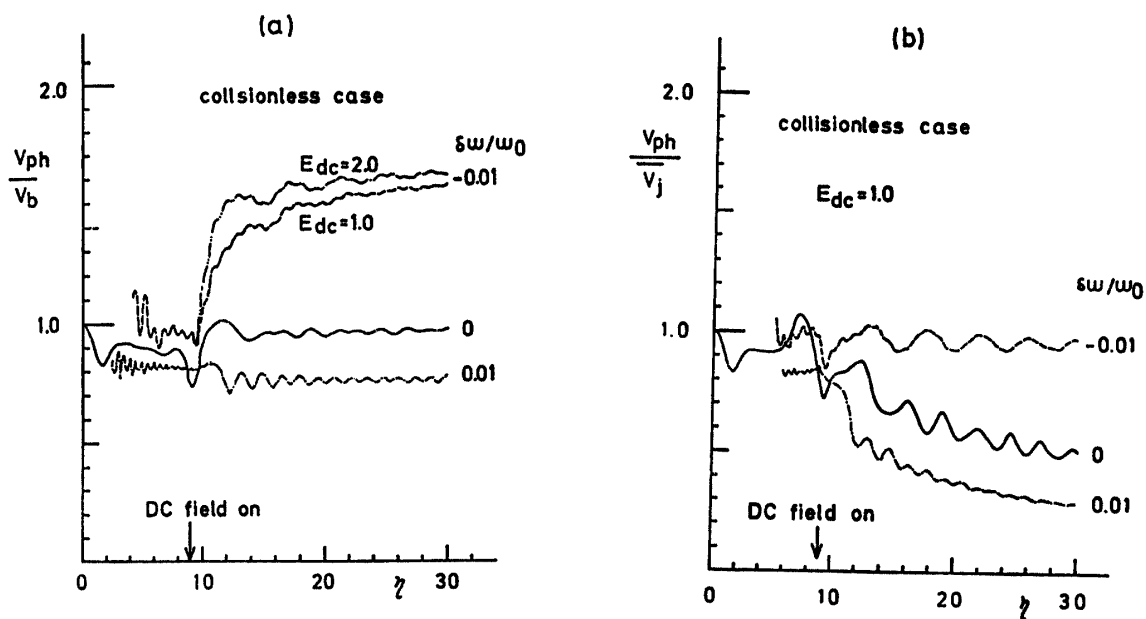


Fig. 11 (a) Wave phase velocity vs η . (b) Velocity ratio v_{ph}/\bar{v}_j vs η .

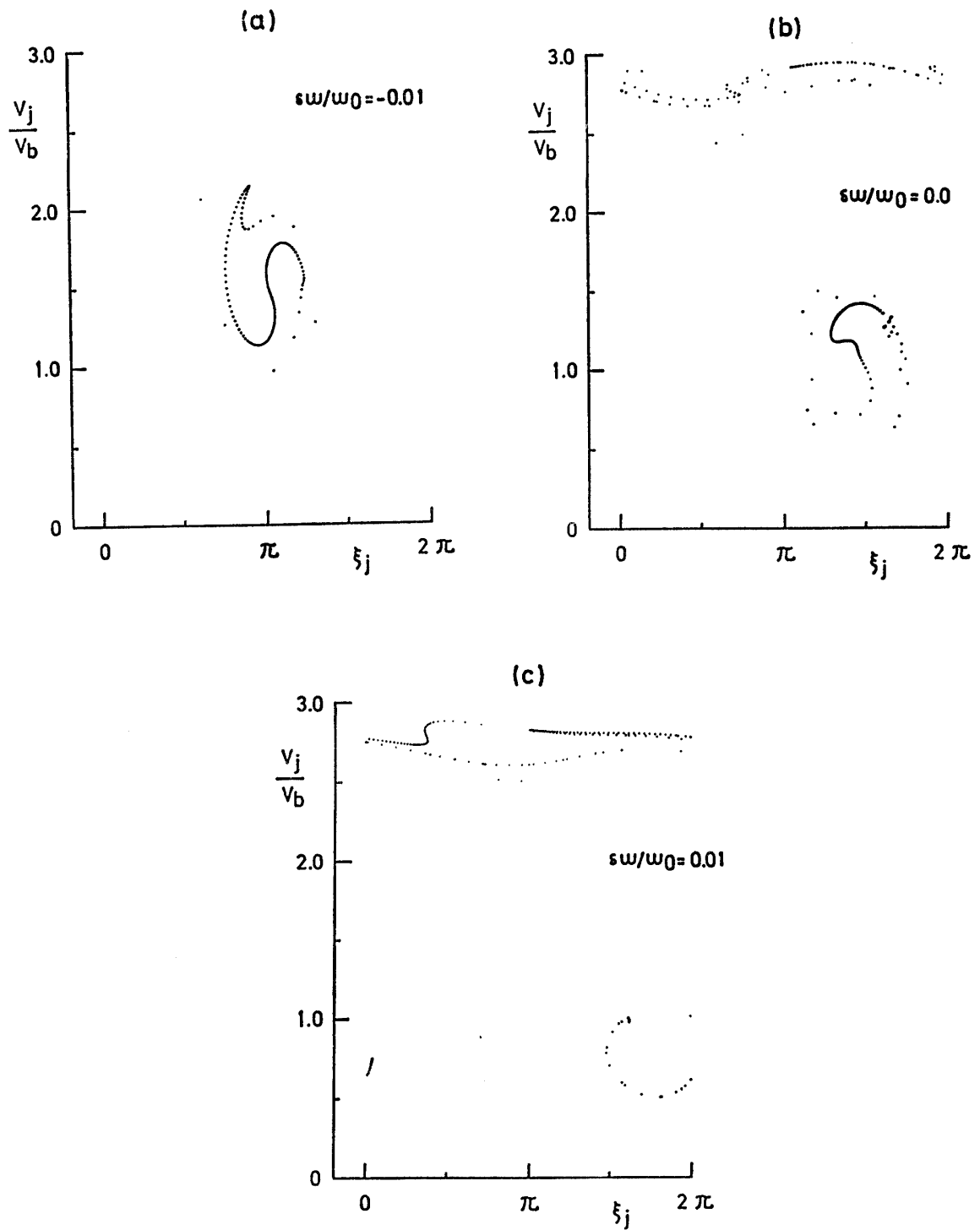


Fig. 12 Phase-space dynamics at $\eta=26.0$ for $E_{dc}=1.0$. Particle phase $\xi_j(\gamma)$ is transformed in the interval $0 \leq \xi_j(\gamma) \leq 2\pi$.

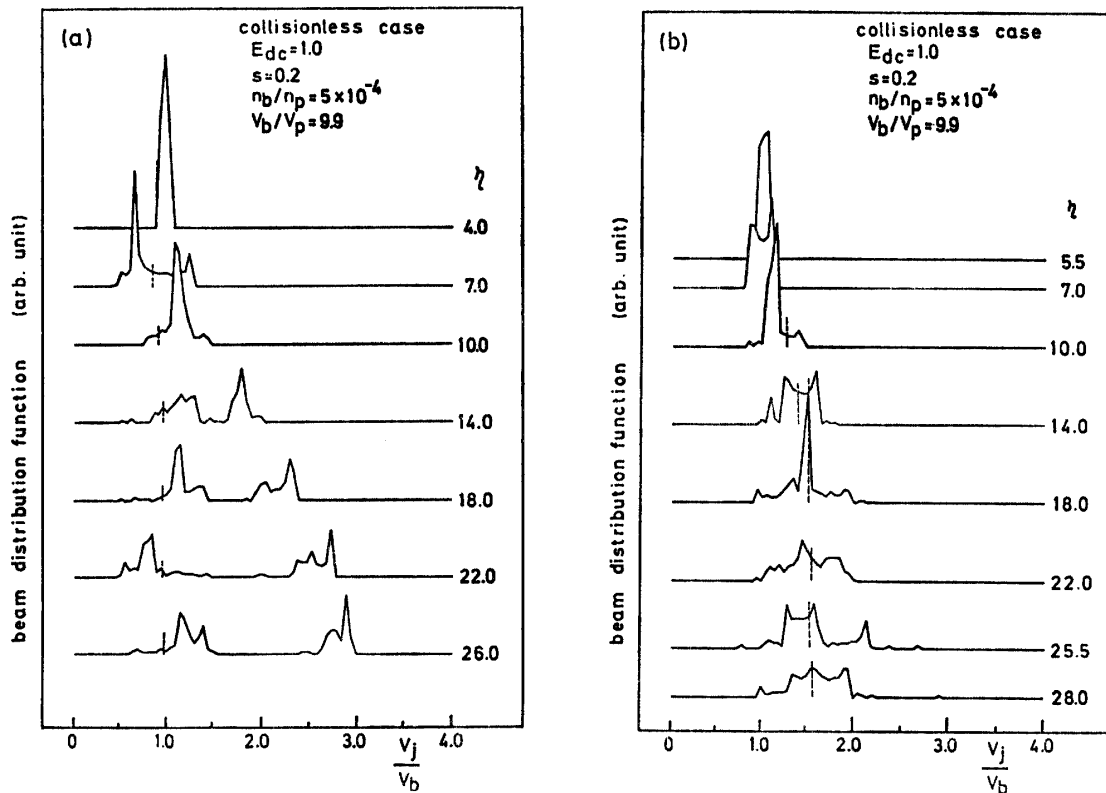


Fig. 13 Spatial evolution of a phase averaged velocity distribution function for $E_{dc}=1.0$. Dashed line in each distribution function shows v_{ph} at each point η . $\delta\omega/\omega_0$ is zero in (a) and -0.01 in (b).

Fig. 13 には $\delta\omega/\omega_0=0$ と -0.01 の場合についてビームの速度分布関数の空間的發展の様子を示す。図中の各分布関数上に印した破線は v_{ph} の位置を表わしている。(a)では一部の電子のみが、また(b)ではすべての電子が波と相互作用し得る状態にあることがよくわかる。

3.3 プラズマ電子間の弱い衝突の効果

無衝突ビーム・プラズマ系では波の規則的な振幅振動が持続する²⁾。その例は本論文でも示した (Fig. 1 参照)。しかし、この現象はプラズマ中の弱い衝突作用の影響を強く受け、 $\nu/\omega_p \sim 10^{-3}$ 程度の衝突によっても規則的な振動が破壊されてしまうことを著者は以前に報告した⁶⁾。現実のプラズマ中にはこの程度の衝突作用は常に存在しており、本論文で扱っている現象でも衝突効果について吟味しておく必要がある。

Fig. 14 にプラズマ中に弱い衝突がある場合の波の空間的發展の様子を示す。比較のために $E_{dc}=0$ で無衝突プラズマ中での波の振幅振動の様子も同時に示してある。図より明らかなように $\nu/\omega_0 \cong 1 \times 10^{-3}$ 程度の衝突作用により E_{dc} 印加による振幅増大現象は強く

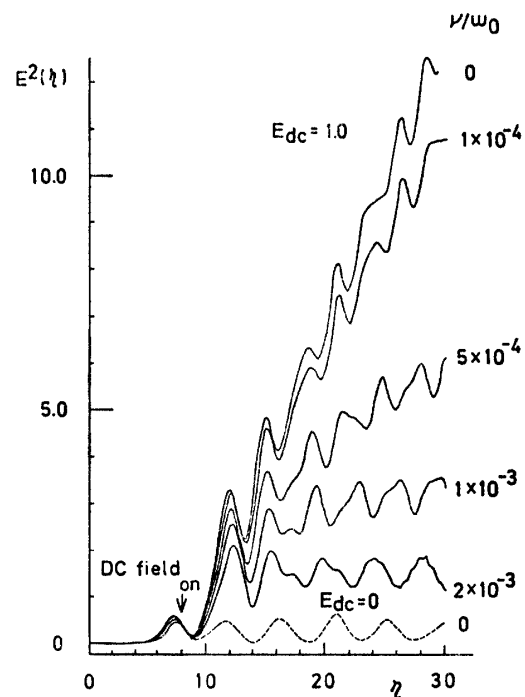


Fig. 14 Spatial evolution of wave energy for various weak collisions in the presence of dc electric field, $E_{dc}=1.0$.

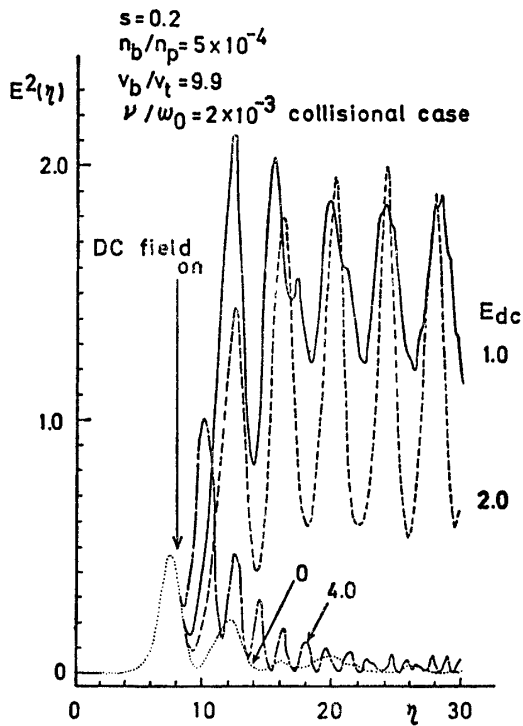


Fig. 15 Spatial evolution of wave energy with weak collisions in the presence of dc electric field. The curve ($E_{dc}=0$) is the evolution of wave energy in the absence of dc field.

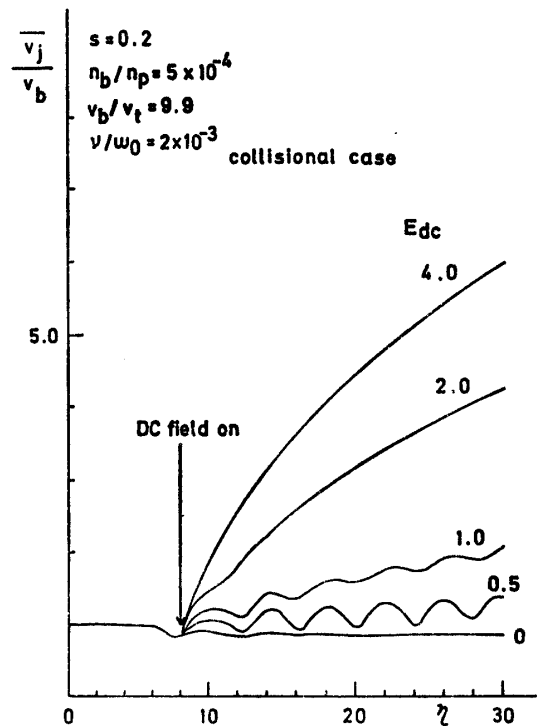


Fig. 16 Mean beam velocity \bar{v}_j/v_b vs η .

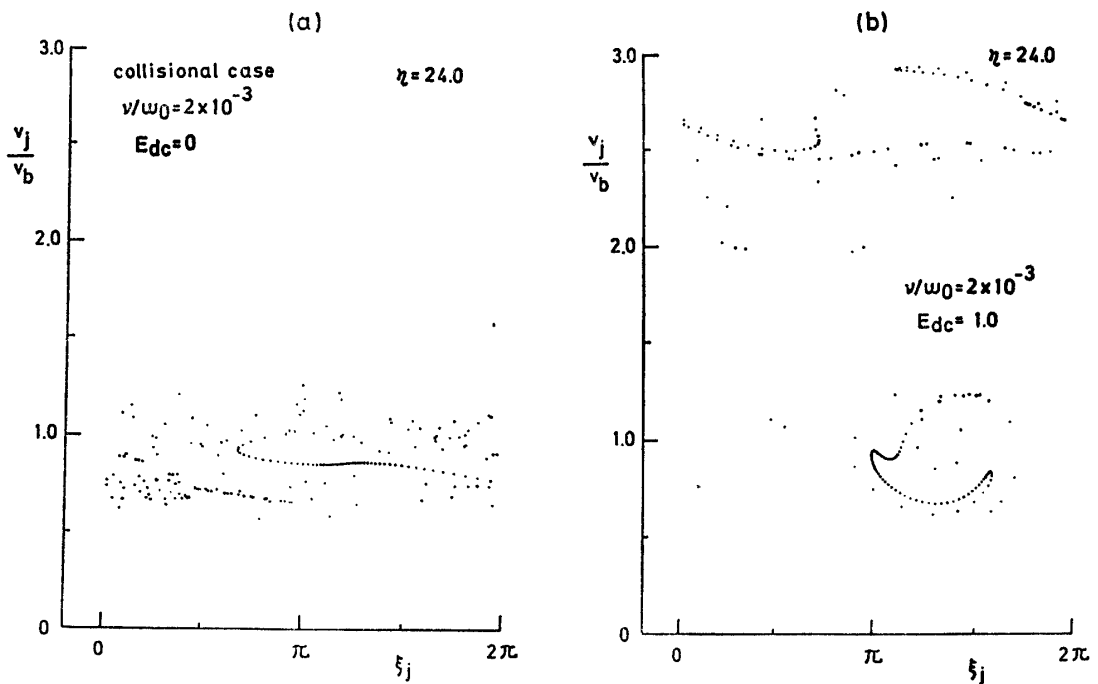


Fig. 17 Phase-space dynamics at $\eta=24.0$ in weakly collisional plasma system, where $E_{dc}=0$ in (a) and 1.0 in (b).

抑制されている。波の飽和レベルは ν/ω_0 が大きくなる程低下する傾向にある。 $\nu/\omega_0=2 \times 10^{-3}$ の場合には $E_{dc}=0$ の時の振幅に対して高々3倍程度までにしか振幅は増加しない。なお位相空間におけるビーム電子の振舞をみると、 ν/ω_0 が大きくなると共に逃走電子の量が増大していることがわかる。

Fig. 15 および16に $E^2(\eta)$ と η および速度比 \bar{v}_i/v_0 と η の関係をそれぞれ示す。パラメーターは E_{dc} で ν/ω_0 は 2×10^{-3} で一定とする。まず $E_{dc}=0$ の場合を考える。無衝突プラズマの場合 (Fig. 1 参照) と比較しての大きな違いは、波の振幅が飽和して ($\eta=7.6$) 以後の規則的な振幅振動がなく、波が完全に減衰してしまうことである⁶⁾。位相空間でのビーム粒子の動きをみると第2極大値 ($\eta=12.2$) 以後ビーム粒子の集群 (bunching) 状態がくずれて一様に分布しはじめる。これは弱い衝突作用により波とビーム電子との間の或る一定の位相関係が崩されるためである。

このような状況で E_{dc} を印加すると、少なくとも波の振幅は増大する。 $E_{dc}=1.0$ の場合を例にとると、最初波の振幅は増大するが $\eta=12.5$ 付近で成長はとまり飽和してしまう。 Fig. 14 の結果を考慮すると、この飽和レベルは E_{dc} からの入力エネルギーと衝突作用による損失エネルギーとの釣合によって決る。 E_{dc} が大きすぎると波のエネルギーは増加せず \bar{v}_j のみ増大するが、この点は無衝突プラズマ中での現象によく類似している (Fig. 1 および Fig. 2 を参照)。

位相空間上でのビーム電子の振舞を Fig. 17 に示す。 $E_{dc}=0$ の場合には(a)、電子の座標 ξ_j は0から 2π の間のはほぼ全域に分布している。しかし $E_{dc}=1$ が印加された場合には(b)、一部の電子は逃走電子となるものの、残りの電子は集群化しており波が増大していることとよく対応している。

4. おわりに

電子ビーム・プラズマ系の非線形波動一粒子相互作用を印加した E_{dc} によって制御し不安定波動の振幅を増大させる現象について、単一波動モデルによる粒子シミュレーションを行った。このモデルには離調の効果およびプラズマ中の弱い衝突効果も含まれており、現実の装置に近いものとなっている。本研究で得られた結果を以下に要約する。

(1) E_{dc} の印加により不安定波動の振幅飽和レベルの増大することが確認された。しかし、 E_{dc} の印加によりビーム電子の一部は逃走電子となってしまうので、効率よく波の増幅を行うためには E_{dc} の大きさ

にある最適値が存在する。

$E_{dc}=0$ の時の不安定波動の振幅飽和値を E_s とすると、 E_{dc} の最適値は $E_{dc}=1.3 E_s$ 程度である。これ以上の E_{dc} を印加しても電場による入力エネルギーは逃走電子を加速するのみで波のエネルギーへの変換効率は下がる一方である。

(2) 離調の効果について $|\delta\omega/\omega_0| \leq 0.02$ の範囲で検討した。 E_{dc} 印加による波の振幅増大現象は $\delta\omega < 0$ であれば、 $|\delta\omega|$ が大きいほど E_{dc} 印加により波は増幅される。例えば $\delta\omega/\omega_0 = -0.01$ の時 $E_{dc}=2.6 E_s$ であっても波は飽和する傾向なく増幅される。

一方、 $E_{dc}=0$ の時には $\delta\omega > 0$ の場合が波の飽和レベルが最大となる。従って、 $E_{dc} \neq 0$ の時の現象は $\delta\omega$ に対する依存性が逆の関係になる。これら飽和レベルの $\delta\omega$ 依存性については、ビーム・プラズマ系の線形分散式の解の性質より説明出来る。

(3) 上記(1)、(2)の現象はプラズマ中の弱い衝突作用 ($\nu/\omega_p \sim 10^{-3}$) によって大きく影響される。

謝辞 卒業論文として本研究に御協力いただいた川上淳一君 (三菱電機) に感謝する。なお、本研究の数値計算は山口大学情報処理センターの ACOS-800 により行った。

参考文献

- 1) R. J. Briggs : Advances in Plasma Physics (edited by Simon & Thompson), 4, Interscience Publishers (1971) p.43
- 2) T. M. O'Neil, J. H. Winfrey & J. H. Malmberg : Phys. Fluids, 14, 1204 (1971)
- 3) T. M. O'Neil & J. H. Winfrey : Phys. Fluids, 15, 1514 (1972)
- 4) K. W. Gentle & J. Lohr : Phys. Fluids, 16, 1464 (1973)
- 5) G. Dimonte & J. H. Malmberg : Phys. Fluids, 21, 1188 (1978)
- 6) O. Fukumasa, H. Abe & R. Itatani : Phys. Rev. Lett., 40, 393 (1978)
- 7) N. G. Matsiborko, I. N. Onishchenko, Ya. B. Fainberg, V. D. Shapiro & V. I. Shevchenko : Sov. Phys. -JETP, 36, 460 (1973)
- 8) J. H. Winfery & M. L. Dunlop : Plasma Phys., 19, 901 (1977)
- 9) O. Fukumasa, H. Abe & R. Itatani : Research Rep. of Institute of Plasma Phys., Nagoya Univ., IPPJ-407 (1979)
- 10) O. Fukumasa, H. Abe & R. Itatani : Plasma Phys., 24, 843 (1982)
- 11) G. J. Morales : Phys. Rev. Lett., 41, 646 (1978)

- 12) S. I. Tsunoda & J. H. Malmberg : *Phys. Rev. Lett.*, 49, 546 (1982)
- 13) 福政, 佐伯, 大崎, 崎山 : 電気四学会中国支部大会講演論文集, 69 (1983)
- 14) 福政, 佐伯, 大崎, 崎山 : プラズマ・核融合学会第1回年会講演予稿集, 70 (1984)
- 15) 川上淳一 : 山口大学工学部昭和58年度学士論文 (1984)
- 16) N. G. Matsiborko, I. N. Onishchenko, V. D. Shapiro & V. I. Shevchenko : *Plasma Phys.*, 14, 591 (1972)
- 17) K. Jungwirth & L. Krlin : *Plasma Phys.*, 17, 861 (1975)

(昭和59年4月16日受理)