レーザーオリジナル

CO₂レーザー光とフォーカスプラズマとの相互作用

山田良行*・北川米喜*
津田 泉*・横山昌弘*

(1981年10月30日 受理)

Interaction of CO₂ Laser Light with Focus Plasma

Yoshiyuki YAMADA, Yoneyoshi KITAGAWA
Izumi TSUDA and Masahiro YOKOYAMA

(Received October 30, 1981)

The interaction between a CO₂ laser light and the high temperature plasma produced by dense plasma focus device is investigated experimentally. The absorption of laser light energy more than 50% was observed during the compressed pinch phase, but this absorption energy is not explained simply by the classical inverse bremsstrahlung (~10%). The upper-hybrid resonance absorption is expected in our experiment, because the plasma is pinched by the self-generated magnetic field of MG range. The backscattered energy of the extraordinary wave was reduced below half the value of the ordinary wave. This reduction is explained by the upper-hybrid resonance absorption. The frequency modulation of 4 GHz was observed in the spectrum analysis of the backscattered light. This modulation indicates the existence of the two-stream instability in the pinch plasma.

1. はじめに

レーザー光がプラズマ中にどのような機構で吸収されるかを解明する事は、慣性閉じ込め核融合及び追加熱の観点よりみて非常に重要な研究である。これを調べる方法としては、通常行われている固体の標的にレーザー光を照射する方法と^{1) θ, 2) z³⁾}ピンチ、及びプラズマフォーカス装置^{4,5,6)}などで生成されるプラズマを標的としてレーザー光を照射する方法がある。後者は前者にくらべプラズマの発生と吸収の両過程が分離し易いという利点を持っている。

我々はプラズマフォーカス装置で生成される高温、高密度のピンチプラズマにCO₂レーザー光を照射して、レーザー光とプラズマとの相互

作用を調べてきた⁴⁾。この組合せで有利な点は(1)CO₂レーザー光の遮断密度となる 10^{19} cm^{-3} の電子密度をフォーカス装置は容易に生成できる為、遮断密度付近のレーザー光の吸収機構を調べられる(2)ピンチプラズマの性質が比較的よく調べられており、診断技術もある程度確立されている(3)ピンチプラズマの大きさが数mmでレーザー光の集光照射が簡単等である。

これ迄にレーザー光照射によるラングミュア波の励起^{5,6)}、中性子発生量の増加^{4,7)}が報告されているが、特徴的な点は非常に高い吸収(90%以上)が起こるという事である。この吸収の機構についてパラメトリック不安定性によるものという指摘があるが⁵⁾、不安定な領域がレーザー光の波長の半分程度であり、この不安定性によ

* 大阪大学レーザー核融合研究センター (〒565 吹田市山田丘)

Institute of Laser Engineering, Osaka University (Yamadaoka, Suita, Osaka 565)

る吸収だけで90%を超える吸収を説明できず、詳細な事は説明されていない。

吸収機構としてはパラメトリック不安定性の他に、よく知られている様に古典吸収、共鳴吸収があるが、この他に磁場を考慮したアップパーハイブリッド共鳴吸収⁸⁾がある。ピンチプラズマはMG程度の自己磁場を発生できるので、アップパーハイブリッド共鳴吸収も期待できる。

我々はCO₂ レーザー光の吸収実験を行った結果、50%以上の吸収が観測され、又レーザー光照射によるアップパーハイブリッド共鳴吸収をも初めて実験的に観測したので⁹⁾、その結果について報告する。しかしながら、アップパーハイブリッド共鳴吸収は観測された吸収にあまり寄与せず、50%を超える吸収機構については、本報告で述べる吸収機構以外の他の機構が関与している事も考えられる。

一方、後方散乱光のスペクトル分析の結果、散乱光は約4GHzの変調を受けている事が判った。これはプラズマ中にBunemanタイプの二流体不安定性が起こっている事を示唆しており、これはプラズマフォーカス装置から発生する高エネルギー粒子の発生機構の説明の一つの可能性と成り得るので、合せて報告する。

2. 実験装置及び方法

プラズマフォーカス装置は最大印加電圧50kV、最大電気入力50kJのMather型同軸ガンであり、内部電極(直径5cm)をアノード、外部電極(直径10cm)をカソードとし接地して用いている。使用ガスは重水素である。今回の実験では印加電圧は18kV(6.5kJ)と20kV(8kJ)、重水素ガス圧は1.6~2 Torrの間で行われた。

二重放電型TEA CO₂ レーザーは、波長10.6 μm 、出力60J、パルス巾80nsである。共振器中に取り付けてあるNaClより成る偏光板はアップパーハイブリッド共鳴吸収実験に於いて用いられ、偏光板は光軸の回りに回転できる様になっている。実験構成図をFig. 1に示す。レーザー光は焦点距離50cmのNaClレンズによって約700 μm の集光径でピンチプラズマ中に集光される。

集光される位置は $(r, z) = (0, 1.5\text{cm})$ である。レーザー光軸はプラズマ軸に直交している。入射光及び透過光のエネルギーはカロリメーターで、波形はフォトンドラッグ検知器(感度: $2.4 \times 10^{-8} \text{ A/W}$, 立上り: 1ns)で観測した。後方散乱光は赤外分光器を通してGe-Cu検知器(感度: $3.2 \times 10^{-6} \text{ A/W}$, 立上り1ns以下)で波形を観測した。又、後方散乱光のスペクトル分析はスペクトルが直読できる様にCO₂ レーザースペクトルアナライザーを通して、赤外パシリコンカメラで検出した。side scatter光はプラズマ軸に垂直な面内でレーザー光の伝播方向に対して90°と135°の方向でGe-Cu検知器を用いて測定した。

プラズマの電子密度の時間変化は、パルス巾2nsのルビーレーザー光(波長6943Å)によるホログラフィー干渉法で測定した。測定は一放電につき一ショットで行われ、ルビーレーザー光の照射タイミングを変えて観測した。方位角方向に発生する自己磁場は磁気プローブ及びファラデー回転法で測定した。よく知られている様にフォーカスで生成されるプラズマの再現性はよくないので、測定に際しては約5ショットの平均をとった。

3. 実験結果

3.1 密度及び特性長

ホログラフィー干渉測定より得られたプラズマの電子密度 n_e 及び電子密度の特性長 $L = (\nabla n_e / n_e)^{-1}$ の時間的変化をFig. 2に示す。 Δt はレーザー光の照射タイミングであり、 $\Delta t = 0\text{ns}$ はプラズマから放出される軟X線の発生時刻に対応している。密度は $\Delta t = 25\text{ns}$ でCO₂ レーザー光の遮断密度に達し、 $\Delta t = 30\text{ns}$ で $n_e = 1.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ が得られた。特性長は遮断密度以上の領域では700 μm 以下になり、 $\Delta t = 30\text{ns}$ では400 μm であった。又、半径 $r \approx 1\text{mm}$ の所でプラズマの密度が遮断密度となったので、集光角2.8°で、且つ、集光径700 μm で入射するレーザー光は遮断密度面に対してほとんど垂直入射していると見なせる。

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental arrangement.

Fig. 2 Temporal variations of the radial density n_e and density scale length L at $z=15\text{mm}$ and $r=1.3\text{mm}$.

3.2 レーザー光の吸収及びスペクトル測定
プラズマ中に吸収される CO_2 レーザー光の吸収量は透過光、後方散乱光及びレーザー光の伝播方向に対して 90° , 135° 方向のside scatter光を測定する事により求められた。

透過光は遮断密度以上のプラズマからは検出されず、その一例をFig. 3に示す。これはレーザー光のピークが丁度遮断密度に達したプラズ

Fig. 3 Signals of the focus current (F.C.), incident laser light (I.L.) and transmitted light (T.L.). 200 ns/div.

マ中に照射された時のもので、透過光の波形T.L.を見ると判る様にレーザー光のピーク以後は透過してきていない。

後方散乱光と入射光との強度比 ϵ_b/ϵ_i のレーザー照射タイミング Δt 依存性をFig. 4に示す。 Δt は CO_2 レーザー光の出力波形のピークを選んであり、 $\Delta t=0\text{ns}$ はFig. 2と同様軟X線の生時刻に対応している。後方散乱光はレーザー光が遮断密度領域に近づくに従って減少しており、プラズマが遮断密度となる時刻では入射光に対して0.3%位が後方散乱された。

次に 135° 方向のside scatter光の測定結果を

Fig. 5 に示す。 $\Delta t \approx -70\text{ns}$ でピークをもつが、遮断密度領域に近づくに従って急激に減少し、130ns以降では観測されなかった。90°方向に対する散乱光はほとんど検出されなかった。又、135°方向の散乱光は後方散乱光に比べて3桁程少なかった。

後方散乱光及びside scatter光測定の結果から次の事が判った。本来レーザー光がプラズマ中に吸収されないとする、散乱光は遮断密度で最大になるはずであるが、今回の実験結果は

Fig. 4 Fraction of incident laser light energy backscattered (ϵ_b/ϵ_i) versus the laser irradiation timing Δt .

Fig. 5 Fraction of the incident laser energy scattered into the angle of 135° versus Δt .

逆の結果を示しており、レーザー光の吸収が起っている事が判った。

ところで放電プラズマの為固体ターゲットを用いた実験で使用されている積分球などを使わず、全立体角にわたる散乱光を測定できない。そこで散乱光に対して次の様な仮定をして吸収率を求めた。Fig. 4, 5 からわかる様に、 $d\Omega$ を測定した後方散乱光が散乱される立体角とすると、全立体角に散乱される散乱光は $(4\pi/d\Omega)(\epsilon_b/\epsilon_i)$ 以下である。しかしながらここでは、後方散乱光の強度で等方的に散乱されると考え、 $(4\pi/d\Omega)(\epsilon_b/\epsilon_i)$ を散乱光の最大値と仮定して最小の吸収率を求めた。そこで、吸収されたエネルギー ϵ_a と入射光のエネルギーの比 ϵ_a/ϵ_i は、

$$\epsilon_a/\epsilon_i = 1 - (4\pi/d\Omega)(\epsilon_b/\epsilon_i)$$

より求められ、その結果をFig. 6に示す。 Δt が0 nsから100nsの間でレーザー光が強く吸収されており、 $\Delta t=15\text{ns}$ では50%位の吸収がある事が判る。一例として、 $\Delta t=15\text{ns}$ の時のエネルギーバランスは

$$\text{入射光}24\text{J} = \text{散乱光}11\text{J}(46\%) + \text{吸収}13\text{J}(54\%)$$

となった。

Fig. 6 Fraction of the incident laser energy absorbed (ϵ_a/ϵ_i) versus Δt .

赤外パイリコンカメラを用いた後方散乱光のスペクトル分析に於いて、ブリルアン及びラマンシフトは観測されなかった。一方、スペクトルの半値巾 (FWHM) は Fig. 7 に示した様に遮断密度となる領域で $15 \sim 20 \text{ \AA}$ の拡がり観測され、約 4 GHz の変調を受けた。図中の破線はもとの CO_2 レーザー光の半値巾を示している。

Fig. 7 Half width of the backscattered light spectra versus Δt .

3.3 アップパーハイブリッド共鳴吸収実験

実験はレーザー光の偏光方向が磁場 B_0 に対して垂直な場合 (異常波) と平行な場合 (正常波) の2通りで行われ、後方散乱光を調べた。Fig. 8 に後方散乱光と入射光との比を示す。 Δt が -100 ns から 100 ns の間で異常波は減少しているのに対し、正常波の方はほぼ一定であり、明らかに後方散乱光に差が見られた。 $\Delta t = 0 \text{ ns}$ 付近では異常波は正常波の $1/4$ 位になっており、 0.2% 位少なかった。 $\Delta t = 30 \text{ ns}$ の時、磁場の発

Fig. 8 Fraction of the backscattered laser energy versus Δt in the upper-hybrid resonance experiment.

生する場所での電子密度 $n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $L = 400 \mu\text{m}$, $B_0 \approx 500 \text{ kG}$ であった¹⁰⁾

4. 検 討

今回の吸収率の測定より、ピンチプラズマ中に50%を越える高い吸収率でレーザー光が吸収される事が判ったが、Peacock達の結果⁵⁾ から言える様に、フォーカスで生成されるピンチプラズマ中には非常に高い吸収率でレーザー光が吸収される。

レーザー光の吸収機構としては、古典吸収、パラメトリック不安定性による吸収、共鳴吸収及び磁場を考慮したアップパーハイブリッド共鳴吸収が考えられる。そこで円柱プラズマを仮定し、これらの吸収機構を用いて吸収を評価してみる。

古典吸収の場合、直線的な密度勾配を仮定すると吸収率 A は

$$A = 1 - \exp\left(-\frac{32\nu_c}{15\omega_0} k_0 L \cos^5 \theta\right)$$

で与えられる¹¹⁾。ここで ν_c は遮断密度での衝突周波数、 L は電子密度の特性長及び θ は入射角である。 $T_e \approx 500 \text{ eV}$, $n_e \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $L = 700 \mu\text{m}$ 及びレーザー光はほとんど垂直入射なので $\cos \theta \approx 1$ を代入すると、 $A \approx 0.1$ となり古典吸収によって約10%の吸収が起こる。

パラメトリック不安定性を考えると、臨界密度付近ではピンチプラズマの電子温度とイオン温度はほとんど同じ位になっているので ($T_e \approx T_i$)⁵⁾ ラングミュア波と強くランダウ減衰するイオン音波とに崩壊する崩壊不安定性が考えられる。この不安定性が起こるパワーの閾値は $P_{th} \approx 1.5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 、一方入射レーザー光のパワー密度は $P_{in} \approx 7.2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ なので、 $P_{in} > P_{th}$ となりこの不安定性による吸収が考えられる。しかしながら、この不安定性が起こる領域 l は $l \approx 2\nu_{eff} L / \omega_p$ で表わされるので¹²⁾ $L = 700 \mu\text{m}$ とすると、 $l \approx 10^{-4} \text{ cm}$ となる。ここで ν_{eff} は実効的な衝突周波数で、今回の場合 $\nu_{eff} \approx 10^{11} \text{ s}^{-1}$ である。この l の値は CO_2 レーザー光の波長の $1/10$ 位なので、不安定性による吸収はあまり期

待できない。

共鳴吸収は偏光方向及び入射角に強い依存性があり、P偏光で、 $(k_0 L)^{1/3} \sin \theta = 0.8$ となる入射角の時吸収は最大になる。¹³⁾ $L = 700 \mu\text{m}$ とすると $\theta = 6.1^\circ$ となり、一方レーザー光の集光角は 2.8° であるので、偏光方向がプラズマ軸に直交する方向になっている方が、平行な方向になる場合よりも吸収は多い。しかしながら、たえ偏光方向がプラズマ軸と直交していても、垂直入射と見なせるので共鳴吸収は有効と成り得ない。

次に磁場を考慮したアップパーハイブリッド共鳴吸収を考えてみると、磁場に垂直な偏光方向を持つレーザー光（異常波）が伝播方向に密度勾配を持つプラズマ中に照射されると、レーザー光は $n_c = [1 - (\omega_{ce}/\omega_o)] n_{cr}$ なる密度で遮断され、 $n_r = [1 - (\omega_{ce}/\omega_o)^2] n_{cr}$ なる密度の所でアップパーハイブリッド波 ($\omega_{uh}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2$) が共鳴的に誘起される。ここで、 ω_o 、 ω_{ce} は入射レーザー光の周波数及び電子のサイクロトロン周波数、 n_{cr} は $\omega_o = \omega_{pe}$ となる密度である。遮断点と共鳴点の間の厚さ δx は密度が直線的に変化していると仮定すると、 $\delta x \approx \omega_{ce} L / \omega_o$ で表わされる。⁸⁾ Fig. 8 に示された様な異常波と正常波との差はアップパーハイブリッド共鳴吸収によるものと思われるが、実際にアップパーハイブリッド波が誘起されるかどうか、 $\Delta t = 30 \text{ ns}$ を例にとって調べてみる。この時 $n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 $B_0 = 500 \text{ kG}$ なので、 $\omega_{pe} \approx 1.5 \times 10^{14} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ 、 $\omega_{ce} \approx 9 \times 10^{12} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ となる。これらの値と $\omega_o \approx 1.8 \times 10^{14} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ より、 $\omega_o^2 \approx \omega_{pe}^2 + \omega_o \omega_{ce}$ となるので、レーザー光は遮断点に到達できる。更に、 $L = 400 \mu\text{m}$ より $\delta x \approx 20 \mu\text{m}$ となり、この値はCO₂ レーザー光の波長の2倍程度なので、アップパーハイブリッド波は共鳴点で誘起され得る事が判る。ところで、もし磁場を考えないならば、正常波モードの方が異常波モードよりも共鳴吸収として効いてくるはずであるが、Fig. 8 は逆の結果を示している。従って、異常波の減少はアップパーハイブリッド共鳴吸収によるものと言える。そこで吸収率を求めてみると、吸収率 A は

$$A = 5 (k_0 L)^{4/3} (\omega_{ce}/\omega_o)^2 \exp \{-\pi k_0 L (\omega_{ce}/\omega_o)^{3/2}\}$$

で表わされるので、¹⁴⁾ これに数値を代入すると $A \approx 0.5\%$ となる。この値は異常波の方が正常波よりも約0.2%多く吸収されている事にほぼ一致している。よってアップパーハイブリッド共鳴吸収が観測されたが、吸収率は0.5%以下と非常に少ない事が判った。

以上のことより、観測された50%を越える吸収は上述の吸収機構で説明することはできないと結論される。古典吸収で10%の吸収があるが、もしプラズマ中に短波長のイオン乱流ができ、イオン密度の揺動が起これば通常の古典吸収以上の吸収が期待できる。¹⁵⁾ これを検出するには空間及び時間的測定分解能を上げねばならない。

また今回使用したCO₂ レーザー光のパルス巾は80nsである。一方のプラズマはこの時間間隔内で安定な状態から不安定な状態への移行が起こり得るので、¹⁶⁾ 今後は分解能の向上と同時にプラズマの安定化を考える必要がある。

後方散乱光に周波数シフトが観測されなかったのは、入射レーザー光のパワー密度が誘導ブリルアンやラマン散乱を起こさせる閾値よりも低いからである（誘導ブリルアン $\sim 10^{12} \text{ W/cm}^2$ 、誘導ラマン $\sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ）。

一方、4GHzの周波数変調はピンチプラズマ中に微視的不安定性が発生し、これによってレーザー光が変調を受けたものと思われる。実際ピンチプラズマ中には電流が流れているので、Bunemanタイプの二流体不安定性が起こり得る。この不安定性が成長するには電子のドリフト速度が熱速度を超える必要がある。一般に電子のドリフト速度は熱速度よりも小さいが、ピンチ形成に於けるインダクタンスの変化によって、印加電圧以上の電圧がプラズマ中に発生し、これによる逃走電子が発生する。この逃走電子は熱速度を上回る。この逃走電子が発生するのに必要な電場 E_{cr} は $E_{cr} \approx 8 \pi e^3 z^2 n \ln A / 2 k_B T_e$ で表わされ、¹⁷⁾ $T_e = 3 \text{ keV}$ 、 $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ とすると $E_{cr} \approx 23 \text{ kV/cm}$ となり、一般にフォーカ

ス装置では $E_{cr} \leq 30 \text{ kV/cm}$ である。ところで我々の装置の印加電圧は 20 kV であるが、上に述べた様にインダクタンスの変化により、 E_{cr} をはるかに上回る電場がプラズマ中に発生するので、熱速度を超える逃走電子が十分発生できる。この逃走電子によって二流体不安定性が発生する。 $\omega_{pe} > \omega_{ce}$, $v_d > v_e$ の時、分散式は

$$\frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - kv_d - i\nu_e)^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - i\nu_i)^2} = 1$$

となる¹⁸⁾。ここで ω_{pe} , ω_{pi} は電子及びイオンのプラズマ振動数、 v_d , v_e は電子のドリフト速度及び電子の熱速度、 ν_e , ν_i は電子-電子及びイオン-イオンの衝突周波数である。この不安定性の成長率に対するシミュレーション結果より¹⁹⁾発生する縦波 ω_r は $10^{-4} < \omega_r / \omega_{pe} < 10^{-1}$ の間で成長する。 $\omega_{pe} \simeq 1.8 \times 10^{14} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ だから ω_r は $1.8 \times 10^{10} < \omega_r < 1.8 \times 10^{13}$ の範囲にあり、GHz領域のマイクロ波が発生する事になる。約4GHzのパルス巾の広がりにはSバンド領域のマイクロ波によって変調された事に対応する。このSバンド領域のマイクロ波はフォーカス装置より強く放出されるという結果¹⁹⁾と我々の結果とは一致している。そこでパルス巾の広がりには二流体不安定性によるものと考えられる。従って、プラズマ中には印加電圧をはるかに越える電場によって発生する逃走電子が存在し、この電子の運動はイオン運動に伝達されるので、この不安定性により高エネルギーの荷電粒子の発生が期待できる。

5. まとめ

プラズマフォーカス装置で生成されるピンチプラズマに CO_2 レーザー光を照射した結果、遮断密度領域で50%を超えるレーザー光の吸収が観測された。古典吸収では10%程度しか吸収されず、又異常吸収過程を考慮してもこの様な高い吸収は説明できなかった。これを解明するには、測定精度の向上と同時にプラズマの安定化を図り、プラズマ自体のパラメータを更に詳しく知る必要がある。

自己磁場を考慮した実験より、異常波と正常

波との間に差が生じ、この差はアッパーハイブリッド共鳴吸収によるものである事が判り、レーザー光照射実験として初めてこの吸収が観測され、磁場の効果を含める必要がある事が明らかになった。

後方散乱光のスペクトル測定の結果、プラズマ中に二流体不安定性が発生している事が判り、フォーカス装置から発生する高エネルギー荷電粒子の発生機構として、この不安定性が関与していると考えられる。

謝辞

本研究を進めるに当り貴重な御助言を頂いた山中千代衛教授及び三間園興助教授に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) R. Sigel, K. Eidmann, H. C. Pant and P. Sachsenmaier, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1369.
- 2) A. L. Hoffman, Appl. Phys. Lett. **23** (1973) 693.
- 3) J. Meyer, G. Albrecht and B. Hilks: Phys. Lett. **65A**, (1978) 119.
- 4) Aye Thein, Y. Kitagawa, R. Takahashi, Y. Yamada and M. Yokoyama, J. Phys. Soc. Jpn. **42** (1977) 1793.
- 5) M. J. Forrest, P. D. Morgan, N. J. Peacock and K. Kuriki: Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 1681. N. J. Peacock, M. J. Forrest, M. V. G. Goldman, T. Rudolph, P. D. Morgan, K. Kuriki and A. A. Offenberger, in *Proceedings of the Sixth Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Berchtesgaden, 1976 (I. A. E. A. Vienna, 1977) Vol. II, p. 635.
- 6) M. Tanimoto K. Koyama, Y. Matsumoto and M. Sugiura, in *Proceedings of the Sixth Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Berchtesgaden, 1976 (I. A. E. A., Vienna, 1977) Vol. II, p. 605.
- 7) S. Kaliski, J. Baranowski, M. Borowiecki, S. Denus, M. Grvzinski, K. Jach, A. Jergykiewicz, M. Kielesinski, S. Kowalski, J. Nowikowski, P. Parys, T. Rusinowicz, M. Sadowski, J. Wawer, J. Wolski and J. Wolowski, *the Seventh European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Lausanne, 1975.
- 8) F. F. Chen, Plasma Phys. **16** (1974) 565.
- 9) Y. Kitagawa, Y. Yamada, I. Tsuda, M. Yokoyama and C. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. **43**, (1979)

- 1975.
- 10) Y. Kitagawa, Y. Yamada, I. Tsuda and M. Yokoyama: Institute of Laser Engineering, Osaka University, Report No. ILE-APR-78, 1978, p. 159.
- 11) J. Dawson, P. Kaw and B. Green: Phys. Fluids **12**, (1965) 875.
- 12) V. L. Ginzburg, *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Pergamon, New York, 1964), p. 223.
- 13) P. Kaw and J. Dawson: Phys. Fluids **12**, (1969), 2586.
- 14) W. L. Kruer and K. G. Estabrook, Phys. Fluids **20**, (1977) 1688.
- 15) R. J. Faehl and W. L. Kruer: Phys. Fluids **20**, (1977) 55.
- 16) Y. Yamada, Y. Kitagawa, I. Tsuda and M. Yokoyama: J. Phys. Soc. Jpn. **49**, (1980) 433.
- 17) H. Dreicer, in *Proceedings of Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy* (United Nations, Geneva, 1958) Vol. 31, p. 57.
- 18) A. B. Mikhailovskii, *Theory of Plasma Instabilities* (Constants Bureau, New York-London, 1974) Vol. 1.
- 19) K. Shönback, H. Kromphols, L. Michel and G. Herziger, Phys. Lett. **62A**, (1977) 430.