UDC 533.9.03: 621.039.6
621.373.826

論文

47-A 70

レーザーによる核融合プラズマの研究

大阪大学 山中 千代衛

大阪大学 山中 龍彦

名古屋大学 姜 衡富

大阪大学 吉田 国雄

大阪大学 脇 素一郎

1. ま え が き

レーザーの開発が進み、大出力化が実現するにつれてレーザー光を固体重水素などに照射し、高温・高密度のプラズマを生成する実験が盛んに行なわれるようになってきた。この研究は最終的には熱核融合反応によるエネルギーの解放を目標とするものである。このようなアプローチは 1968 年ソビエトの Basov 氏ら⁽¹⁾により始めて示され、1970 年にはフランスの Floux 氏ら⁽²⁾により相当量の中性子の発生が検証された。その結果、熱核融合をレーザーにより実現しえる事実が確立した。

この線にそって、融合炉への道を開拓するためにはレーザープラズマの特性をより明白にする必要がある。特にレーザーによるプラズマ加熱の機構を詳細に調べることが大切である。高温プラズマにおいて光の古典的吸収*は弱く、温度の上昇とともに一層減少していく。レーザー光に対するプラズマのしゃ断密度近傍で古典吸収長 l は

$$l \sim 5 \times 10^{18} T_e^{3/2} / n_e^2 \quad (\mu)$$

Nuclear Fusion Research by Laser. By C. YAMANAKA, Member, T. YAMANAKA, Member (Faculty of Engineering, Osaka University), Hyung-Boo KANG, Member (Institute of Plasma Physics, Nagoya University), K. YOSHIDA, Member & M. WAKI, Associate (Faculty of Engineering, Osaka University).

山中千代衛: 正員, 大阪大学工学部

山中龍彦: 正員, 大阪大学工学部

姜 衡富: 正員, 名古屋大学プラズマ研究所

吉田国雄: 正員, 大阪大学工学部

脇 素一郎: 准員, 大阪大学工学部

となる。ここに、 T_e は電子温度 (eV), n_e は電子密度 (cm^{-3}) である。温度 1 keV, 密度 10^{21}cm^{-3} とすると吸収長 l は 150μ となる。しかるに、発生プラズマはレーザー集光径 100μ 程度であるため、このプラズマ中でのレーザー光の吸収は小となり、古典的吸収過程が限界にきていることを示している。古典的吸収によればプラズマ周波数 ω_{ep}

$$\omega_{ep}^2 = 4\pi n_e e^2 / m$$

がレーザー光の周波数 ω_0 に対し大であるか、小であるかによりレーザー光は完全に反射されるか、ほとんど透過するかに分かれる。しかるに、実験結果によればレーザー光の高電界による非線形効果のためにパラメトリック不安定が発生し、その結果、異常吸収が作用し、有効なプラズマ加熱が実現すると考えられる。この経過を証拠だてる実験事実として、レーザーパワに有効な加熱を引き起こすため一定のしきい値が存在する。しきい値以上では電子温度、イオン温度、イオン速度、プラズマの光反射率に異常が観測され、また中性子が出現しはじめる。筆者らは、これら一連の関係をはじめに見いだしたので、以下にその大要を述べ、理論と対比し加熱機構の検討を行なうことにする。

2. 実験装置

実験装置は大出力レーザー⁽³⁾と照射用ターゲット装置

*: 光子, 電子, イオンまたは中性原子の 3 体衝突により制動放射の逆過程 (逆制動吸収過程) により, 電子が光子エネルギーを吸収して加速されるエネルギー吸収過程 (L. Spitzer, Jr. 著「Phys. of Fully Ionized Gases」p. 147 を参照)

PC: ポッケルセル, GP: グランフーコプリズム, DC: 可飽和色素セル, LTSG: レーザトリガスパークギャップ, US: ユニガイドスリット, BS: ビームスプリッタ, SHG: 二倍高調波発生, P: プリュスター偏光子, FR: ファラデーローテータ, S: スリット, Spec.: 分光器, XD: X線検出器, FC: ファラデーケージ, ND: 中性子検出器

第1図 大出力ガラスレーザによる核融合実験

Fig. 1. Experiments on thermonuclear fusion by high power glass lasers.

と診断装置よりなる。大出力ガラスレーザに関しては別に報告⁽⁴⁾⁽⁸⁾したが、構成の大略は第1図ならびに第1表に示すとおりである。発振器と後続5段の増幅器よりなる。発振器ではnsパルスを発生するのにPTM法⁽⁵⁾を用いパルスの整形を行なった。通常のQスイッチ法で発生したパルスから立上り1ns、パルス幅2~10nsの方形パルスを取り出した。⁽⁶⁾PTM法としてはレーザトリガスパークギャップ(LTSG)とKDP, KD*Pのポッケルセル, グランフーコ偏光プリズムの組合せを用いた。このパルスを後続のガラス増幅器に送入する。各段の仕様を第1表に示す。常用レーザ出力はエネルギー40J, パルス幅2ns, パワ20GWである。第1表よりわかるように最大出力はこの値の約

第2図 実験装置

Fig. 2. Whole view of experimental arrangement.

3倍に達する。レーザ出力を制限する理由は、プラズマからの反射光によるガラス損傷をおもむかせるためである。ガラスのレーザ光による損傷とその防止は別に報告⁽⁷⁾した。プラズマからの反射光は増幅器を逆行して最も損傷耐力の弱い発振部, ないしはパルス整形部に破壊をもたらす恐れがある。この対策として, ファラデーセルと筆者らの考案によるユニガイドスリットスイッチを用いた。このスイッチは入射光と反射光のビーム発散度の差を利用した方向性素子である。反射光はスリット部にプラズマを発生し, 反射光の通過を妨害する。この組合せにより反射光を 10^{-4} に減衰することができた。

レーザビームの発散角は1mrad以下である。このビームをターゲットに集光するには焦点距離50mmの非球面レンズを用いた。焦点径は100μ以下であり, パワ密度は 10^{14} W/cm²に達する。実験装置全景を第2図に

示す。

液体ヘリウムのクライオスタットにより 10^{-7} Torrの真空中に固体重水素の棒状ターゲットを送入した。ターゲットの直径は2mmである。第3図はこのクライオスタットである。

第1表 5段増幅ガラスレーザ

Table 1. Five stage amplifier of glass laser.

増幅段	I	II	III	IV	V
ロッド寸法 (mm)	20φ×320L	20φ×320L	30φ×320L	30φ×320L	40φ×600L
Nd ₂ O ₃ (wt %)	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5
フラッシュランプ (本)	4	4	6	6	10
ポンプエネルギー (最大) (kJ)	9 (20)	9 (20)	13.5 (30)	13.5 (30)	60 (200)
利得	7	5	4.5	4	3.5

第3図 固体重水素クライオスタット

Fig. 3. Cryostat of solid deuterium.

3. レーザプラズマの実験

レーザ光が固体の表面に入射した場合、たとえばレーザのエネルギーを 100 J、パルス幅 1 ns、集光面積を 10^{-4} cm^2 とすると、パワ密度 $\phi = 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 、エネルギー密度 10^6 J/cm^2 、焦点部分の電界 10^9 V/cm に達する。このような高電界下では固体表面より 10^{-16} s 程度の時間に電子がトンネル効果により放出され、プラズマが発生する。⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ プラズマの密度が $10^{21}/\text{cm}^3$ 以上になるとガラスレーザ光の周波数 $\omega_0 = 1.8 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ よりプラズマ周波数 ω_{ep} のほうが大となる。実験の条件としては $\omega_0 \sim \omega_{ep}$ の付近を考える。

レーザ光のエネルギーは電子に付加される。電子-電子間の緩和時間 τ_{ee} は 10^{-13} s 程度であり、一方、電子-イオン間の緩和時間 τ_{ei} は古典的衝突によるものとすれば、電子温度 T_e の $3/2$ 乗で長くなり $T_e = 1 \text{ keV}$ で 10^{-10} s となる。電子温度が増大すると τ_{ei} が大となり緩和の進行は低下し、一方、プラズマの膨張⁽¹¹⁾が促進される。レーザによるプラズマ加熱を解明するには、このようなエネルギーのプラズマへの注入機構とプラズマからの損失機構を詳細⁽¹²⁾に調べる必要がある。

〈3・1〉 電子温度 プラズマ加熱の研究において電子温度は、まず第一に測定すべきパラメータである。異なった厚さのベリリウム膜 (25, 50, 100 μ) を持ったプラスチックシンチレータによる X 線計測により電子温度を測定した。⁽¹³⁾ 小形の光電子増倍管 HTVR 252 を用い、X 線強度比より算定した。この管の時間分解能は 5 ns 内外であった。重水素に関する実験値を第 4 図に示す。レーザパルスの幅を 2, 4, 10 ns にした場合、到達電子温度に全く差がなかった。これは上述したプラズマの膨張がレーザパルスの照射中に発生し、長いパルスを用いてもエネルギー利用率が良くならないためである。レーザパワ ϕ に対する電子

第 4 図 レーザパワと電子温度

Fig. 4. Electron temperature and laser power.

温度の依存性は、吸収が古典的過程に従う場合には理論的、⁽¹⁷⁾ 実験的⁽¹³⁾に $\phi^{2/3}$ 特性を示す。しかし、レーザパワ $\phi = 1.5 \times 10^9 \text{ W}$ (パワ密度 10^{13} W/cm^2) 以上では第 4 図に見るように測定値がばらつき始め、 $\phi^{1/3}$ へ近づくようになった。このときの電子温度は 200 eV で、これ以上では硬 X 線を伴う。この $\phi^{2/3}$ 特性よりはずれるレーザパワ密度 10^{13} W/cm^2 、電子温度 200 eV が古典的加熱の限界を示すものと思われる。

〈3・2〉 レーザ光の反射 レーザ光とプラズマとの相互作用の直接的な観測⁽¹³⁾として、レーザ光の反射率の計測は大切なデータを提供する。レーザ光の入射パルスと反射パルスを、第 1 図に示すように同一のバイナリ光ダイオードで観測した。代表的な例を第 5 図に示す。レーザ入射光が弱い場合、反射光は低く、反射率は 4% 程度であるが、前述のしきい値以上の入射光に対しては反射率は 20% に達する。

また、レーザ入力 10^{13} W/cm^2 、電子温度 200 eV 付近で反射光に 10^9 Hz 内外の振動が認められた。これはレーザ光により誘起された周波数の異なるイオン音波振動間のビートによる密度変動に原因するものと考えられる。レーザパワがしきい値付近より離れたと、このような現象は認められなかった。

〈3・3〉 イオンの計測 発生プラズマの状況を正確に知るには、ターゲットよりのイオンの飛行時間測定⁽¹⁴⁾が適している。すでに報告したように、発生プラズマは角度により分布が異なっており、かつ荷電数の大なるイオンほど高速である。ここでは種々のレーザパワの下で発生した重水素イオンを、レーザビーム

第 5 図 プラズマよりの反射

Fig. 5. Reflection of laser light from plasma.

(a) レーザパワー 1.1 GW

(b) レーザパワー 3 GW

上部トレース：レーザビームより 45° 方向
下部トレース：レーザビームより 30° 方向
飛行距離 13 cm

第 6 図 イオンの飛行時間計測 (200 ns/div)

Fig. 6. Time of flight measurement of ions, 200 ns/div.

第 7 図 高速イオンと低速イオンの速度

Fig. 7. Velocities of fast ion and slow ion.

より 30°, 45° の方向でコレクタの前面に -300 V にバイアスしたグリッドを持つイオン捕集器により捕集し、その飛行時間より運動速度を求め、その広がりよりイオン温度を推定した。第 6 図は実測値である。これよりレーザパワーがしきい値をこすと 2 群のイオン、すなわち高速イオンと低速イオンが出現する事実が判明した。両群の速度変化を第 7 図に示す。しかも、その量はレーザパワーの増加につれて変化し、高速イオンの量は増大し、一方、低速イオンの量は減少する。この様子を第 8 図に示す。また、イオン速度、イオン温度の変化は第 9 図のようになる。高速イオン成分の温度はレーザパワー ϕ に関し $\phi^{1.2}$ の特性を示し、低速イオン成分の温度は $\phi^{0.3}$ である。高速イオンの荷う

第 8 図 高速イオンと低速イオンの数

Fig. 8. Number of fast ion and slow ion.

第 9 図 高速イオンと低速イオンの温度

Fig. 9. Temperatures of fast ion and slow ion.

全エネルギーは入射エネルギーの 70% に達し、低速イオンのそれは 10% 程度である。

特に興味ひかれる新事実、高速イオンの出現が中性子の検出と完全に対応していることである。

〈3・4〉 中性子の生成 中性子の検出には 3 個のプラスチックシンチレータを用いた。それぞれターゲットより 5 cm, 10 cm, 40 cm の距離に設置し、鉛およびステンレス鋼により γ 線しゃへいを行なった。感度の校正には Am-Be 中性子源を用いた。

固体重水素ターゲットをレーザビームで照射する場合の中性子生成のためのレーザエネルギーしきい値は、パルス幅 2 ns に対して 5 J であり、このときの電子温度は 500 eV であった。レーザエネルギー 10 J において中性子検出の割合は全レーザショットの 40% であった。レーザエネルギー 15 J 以上では常に中性子が観測⁽¹⁵⁾された。

ターゲット上でのレーザビームの集光条件は非常に臨界的であって、焦点位置が表面下約 50 μ の領域にあるとき最良の中性子生成を得る。第 10 図は中性子

第 10 図 シンチレータによる中性子の検出

Fig. 10. Detection of neutrons by scintillator 50 ns/div.

第 11 図 中性子の収量

Fig. 11. Yield of neutrons.

の観測波形である。吸収されたレーザーエネルギー ϵ に対する生成中性子量 N の特性を第 11 図に示す。 N は $\epsilon^{4.5}$ に比例する。これはレーザーとプラズマとの相互作用が一次元的に行なわれるとしたときの数値計算とよく一致する。レーザーエネルギーがさらに増大して、三次元的な効果が導入されると $N = \epsilon^2$ 特性に移行するようである。

中性子の発生は電子温度、イオン速度、イオン温度、プラズマの反射率などの変化と密接に関係があり、これらの相関関係は核融合発生機構の手がかりになるものと思われる。発生する高速イオン数は 10^{15} 程度であり、このときのイオン温度を 2.5 keV とすると、中性子生成数は 10^4 となりほぼ実測と一致する。上記の相関を第 2 表に示す。

第 2 表 実験結果

Table 2. Experimental results.

入力エネルギー (J)	電子温度 (keV)	高速イオン		低速イオン		全中性子収量
		E_k (keV)	T_i (keV)	E_k (keV)	T_i (keV)	
3	~0.2	—	—	0.7	70	—
5	~0.5	10	1.1	0.9	80	~300
12	2	11	3.2	1.5	90	~5,000
20	4	17	7	2	140	~20,000

検出中性子が核融合によることを確かめるため、重水素ターゲットを水素ターゲットに交換し、シンチレータが応答しないことを検証した。また、Time of flight より算出した中性子エネルギーは 2.4 MeV であった。レーザー光軸に対して 45° , 90° 方向で測定した発生中性子量は 30% 以内で一致した。

4. 検 討

レーザーによるプラズマ生成において、レーザーパルスの時間幅はきわめて重要な因子である。レーザーパルス幅が数 ns より長い場合は電磁流体的な膨張が発生し、レーザーにより注入されたエネルギーは発散してしまう。パルス幅がより短いときには、膨張開始前にエネルギー注入が終了し、有効な加熱が行なわれる。この際、レーザーエネルギーは逆制動放射過程により電子に注入される。

さて電子温度が数 100 eV 、レーザーパワ密度が 10^{11} W/cm^2 以下の領域では、プラズマ中のエネルギー緩和は電子イオン間の衝突により行なわれる。古典理論によれば、電子電子間のエネルギー緩和時間は $\tau_{ee} \sim 10^{-13} \text{ s}$ であり、電子イオン間の緩和時間 τ_{ei} は

$$\tau_{ei} = \frac{3}{8\sqrt{2}\pi} \frac{m_i T_e^{3/2}}{m_e^{1/2} e^4 Z^2 n_e \ln \Lambda}$$

となる。ここに m_i , m_e はイオン、電子質量, Z は電荷, $\ln \Lambda$ は 10 程度の数である。

また、プラズマの電磁流体的膨張についての特性時間 τ_s は

$$\tau_s \sim \frac{x_0}{v_{ac}} = x_0 \left(\frac{5 Z T_e}{3 m_i} \right)^{-1/2}$$

となる。ここに、 x_0 はプラズマの寸法で 10^{-2} cm 程度、 v_{ac} は音速である。

そこで $T_e = 200 \text{ eV}$, $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ とすると $\tau_{ei} \sim 10^{-10} \text{ s}$, $\tau_s \sim 10^{-9} \text{ s}$ となる。この典型的な例は必要なレーザーパルスの時間幅に対する目安となる。もしレーザー照射時に電子温度が増大すると、 τ_{ei} は大となり緩和の進行は低下する。 $\tau_{ei} = \tau_s$ のときの電子温度を T_e^* とすると、 $T_e < T_e^*$ の領域ではイオン加熱が有効であり、 $T_e > T_e^*$ の領域では電磁流体的膨張によりエネルギーは発散してイオン温度は上昇しない。重水素プラズマにおいて T_e^* は $400 \text{ eV}^{(16)}$ である。

筆者らの実験によると、レーザーパワが 10^{13} W/cm^2 以下では電子温度 T_e のレーザーパワ ϕ に対する依存性は $T_e \sim \phi^{2/3}$ であって、これは古典的なエネルギー緩和による加熱と電磁流体的膨張とにより理論的に完全に説明できる。このことは Floux 氏ら⁽¹⁷⁾によりすでに計算されている。ところがレーザーパワが増大し、

電子温度が高くなるとともに古典的な緩和機構はますます無力化し、イオン加熱が行なわれ難くなる。現実には有効なイオン加熱が存在し、融合反応が発生し、エネルギー 2.45 MeV の中性子が認められている。

そこで筆者らは、「異常加熱」が存在するものと推定し、その検証を試みた。レーザ光の照射の下でプラズマの不安定性により波が励起され、次いでプラズマの非線形により成長が抑制されると、この波のエネルギーが粒子加熱に使われるはずである。西川氏の不安定性の理論⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾によれば、レーザ光角周波数 ω_0 がプラズマ角周波数 ω_{ep} の付近で 2 種の不安定が存在する。その一つは、振動 2 流体不安定性であり、 $\omega_{ek} > \omega_0$ のとき出現する。その不安定出現のレーザパワしきい値 ϕ_T は

$$\phi_T = 2\gamma_e \frac{\omega_{ek}\nu_{ek}}{\omega_{ep}^2} n_e c T_e \quad (\text{W/cm}^2)$$

である。ここに γ_e は電子の圧縮比、 ν_{ek} は電子のランダウ減衰も考慮した電子イオンの衝突周波数 (s^{-1})、 ω_{ek} は Bohm-Gross 周波数^{*1}、 c は光速 (cm/s) である。

もう一つは $\omega_0 > \omega_{ek}$ で現われるパラメトリック不安定である。そのしきい値 ϕ_p は

$$\phi_p = \begin{cases} \frac{2\sqrt{3}\gamma_e \omega_{ek}\nu_{ek}^2 \nu_{ik}}{9\omega_{ep}^2 \Omega_k^2} n_e c T_e & (\nu_{ek} > \Omega_k) \\ \frac{\gamma_e \omega_{ek}\nu_{ek}\nu_{ik}}{\omega_{ep}^2 \Omega_k} n_e c T_e & (\Omega_k > \nu_{ek}) \end{cases} \quad (\text{W/cm}^2)$$

である。ここに、 ν_{ik} はイオンのランダウ減衰も考慮したイオン・イオンの衝突周波数 (s^{-1})、 Ω_k はイオン音波の周波数 (rad/s) である。

筆者らが計算した不安定出現のしきいレーザパワを第 12 図に示す。パラメトリック不安定のしきい値は電子温度が 200 eV 以上においては、振動 2 流体不安定のしきい値よりも小である。したがって、古典的衝突によるエネルギー緩和が衰退したあとでは、主としてパラメトリック不安定による過程がエネルギー緩和の中心になるものと考えられる。

筆者らの実験条件である $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 、 $\omega_0 = 1.8 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ ではパラメトリック不安定は低温状態では (4) 式で表わされ、 $K\lambda_D \approx 0.2$ で極小となる。ここで K は誘起された波の波数 (cm^{-1}) で、 λ_D はデバイ長 (cm) である。この温度領域では ν_{ik} はイオン波

第 12 図 不安定しきい値の数値計算

Fig. 12. Numerical computation of threshold laser power.

のランダウ減衰の実効周波数^{*2}がイオン・イオンの衝突周波数に比べてじゅうぶん小さいため、しきいレーザパワは $T_e^{-7/2}$ で温度の上昇とともに減少する。一方、高温状態ではしきいレーザパワは (5) 式で表わされ、 $K\lambda_D \approx 0.15$ で極小となる。この温度領域ではイオン波のランダウ減衰がイオン・イオン衝突項よりも大となり、 $\nu_{ik} = 4 \times 10^{12} \text{ Hz}$ となる。これは $K\lambda_D$ が一定であるため Ω_k がプラズマ密度のみの関数となるためである。この結果、しきいレーザパワは $T_e^{-1/2}$ で変化する。また、 T_i/T_e が大になるとイオン波のランダウ減衰が電子温度の低い状態で効くため、第 12 図に見るように T_i/T_e が小の曲線と交差するようになる。ここで T_i はイオン温度である。

筆者らの実験によると、レーザパワ密度 $\phi = 2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ のとき $T_e = 200 \text{ eV}$ 、 $\phi = 4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ のとき $T_e = 300 \text{ eV}$ であった。この付近での異常加熱に関するデータがどうなっているか明らかにしよう。前述のように軟 X 線計測より求めた電子温度は $T_e < 200 \text{ eV}$ の領域では $T_e \sim \phi^{2/3}$ であるが、これ以上の温度すなわち $\phi \sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 以上のレーザパワでは、硬 X 線を伴い電子温度の推定値がばらつきだし、 $T_e \sim \phi^{4/3}$ の方向に片寄っていく。これは古典的加熱より異常加熱への移行を示すものである。不安定性の成長率は 10^{-13} s 以下であるから、レーザ光、プラズマ振

*2: プラズマがマクスウェル分布をしているとき

$T_i = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Omega_k \left(\frac{2T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{T_e}{2T_i}\right)$ で表わされ、 Ω_k が一定なら T_e/T_i により決まる一定値となる。

*1: $\omega_{ek}^2 = \omega_{ep}^2 + \frac{\gamma_e T_e}{m_e} k^2$ でプラズマ周波数と波の周波数の和で表わされる。ここで k は波の波数である。

動、イオン音波のパラメトリック励振は急速に成長し、この波による電子、イオン加熱が発生する。イオン温度が電子温度に接近すると、この過程は次第に弱体化するものと考えられる。

中性子の出現は上記しきい値以上に限られる。しかも、異常加熱に伴う硬 X 線の出現とも密接に関連している。

また、中性子は必ず高速イオンの検出と深い相関があり、そのしきい値はやはりレーザーパワ密度 10^{13} W/cm² になっている。

またプラズマの光反射率も、このしきい値付近で大幅に変化している。すなわち、より高いレーザーパワのとき 25% に達する高反射率を呈する。これは異常吸収の向上による結果と逆の傾向を持っていることに注意したい。レーザーパワ密度の低い間は発生プラズマがしゃ断密度より低い状態でターゲット面をおおっているため、入射光、反射光ともこの層で吸収されるものと思われる。一方、レーザーパワ密度が高くなるとエネルギー供給率 dE/dt が大となり、非常に高密度のプラズマが鋭いこう配で発生し、カットオフ密度までのプラズマ層が非常に短くなり、 $\omega_0 = \omega_{pe}$ の付近で局所的に有効な加熱が進行するが、途中吸収がなく、全体として反射光が強くなるものと推定される。

以上の考察より、古典的衝突によるレーザー光の吸収・加熱過程は電子温度 200 eV、レーザーパワ密度 10^{13} W/cm² 付近で弱くなり、それ以上の所ではパラメトリック不安定による異常加熱が問題になることが結論される。このとき、レーザーパワの不安定出現に関するしきい値は理論的計算値とよく一致した。レーザープラズマ全体の挙動を記述するためには、このような異常加熱機構をとり入れた電磁流体力学的取り扱いが必要になるものと思われる。

5. むすび

本論文の主要部分は、1971 年 8 月のレーザーと物質

との相互作用に関するゴードン会議に報告された。

筆者らは広島大学理学部 西川恭治教授、岐阜大学工学部 阪上幸男助教授にそれぞれ討論、実験に関し感謝したい。また東レ科学技術助成金、文部省科学研究費の交付および科学技術庁原子力委託研究費による支持に謝意を表わすものである。なお、最後に本研究の場を提供され、かつ日頃激励を賜った名古屋大学プラズマ研究所所長 伏見康治教授および高山一男教授に深謝する。(昭和 46 年 12 月 27 日受付)

文 献

- (1) N. G. Basov: IQEC, (1968) Miami
- (2) F. Floux: IQEC, 1, No. 3 (1970) Kyoto
- (3) C. Yamanaka & T. Yamanaka: IQEC, 2, No. 5 (1970) Kyoto
Int. Conf. on Laser Plasma, Moscow (1971)
- (4) T. Sasaki, T. Yamanaka & C. Yamanaka: Japan J. Appl. Phys. 8, 1037 (1969)
- (5) C. Yamanaka, T. Yamanaka & T. Sasaki: IQEC, 20, No. 3 (1970) Kyoto
- (6) K. Yoshida, et al.: Japan J. Appl. Phys. 10, 1643 (1971)
- (7) C. Yamanaka, et al.: Conf. on Damage in Laser Materials Boulder (1971)
- (8) C. Yamanaka, T. Sasaki & M. Hongyo: Conf. Laser Eng. and App. (1971) Washington
- (9) M. Ohishi & C. Yamanaka: Technol. Rep. Osaka Univ. 20, No. 121 (1970)
- (10) C. Yamanaka & T. Yamanaka: Progress Rep. of Plasma Electronics II, (1968) Osaka Univ.
- (11) T. Yamanaka & C. Yamanaka: Technol. Rep. Osaka Univ. 18, No. 155 (1968)
- (12) Y. Isawa & C. Yamanaka: Japan J. Appl. Phys. 7, 954 (1968)
- (13) M. Waki, et al.: Japan J. Appl. Phys. 11, 3, 420 (1972)
- (14) H. Kang, et al.: Japan J. Appl. Phys. 11, 5, 765 (1972)
- (15) C. Yamanaka, et al.: Gordon Conference on Laser Interaction with Matters (1971)
- (16) N. G. Basov, et al.: Quantum Radiophysics Lab. Preprint No. 60 (1970)
- (17) C. Fauquignon & F. Floux: Phys. Fluids 13, 386 (1970)
- (18) K. Nishikawa: J. Phys. Soc. Japan 24, 916 (1968)
- (19) P. Kaw, et al.: MATT-817 (1970)