大出力レーザーによるプラズマの生成 I (Be, C, (CH₂)_nによる予備実験)

姜 衡富*・脇素一郎**・吉田国雄**・
阪上幸男***・山中龍彦**・山中千代衛*,**

(* 名大プラ研, ** 阪大工学部, *** 岐阜大工学部)

(昭和47年2月10日 受理)

Abstract

The properties of plasmas produced by high power laser were investigated. The electron temperatures of plasmas from different targets were estimated by the measurement of soft x-ray. Time variations of the reflected laser light from plasma were also investigated.

From the time of flight measurements with a Faraday cage and an electrostatic energy analyzer, the different charged ion could be separated and ion temperatures and drift velocities were obtained from their velocity profiles.

No influence of laser pulse duration to the temperature was observed in the cases of durations 2 ns, 4 ns and 10 ns. The experimental results for fast rising laser pulse were discussed and compared with those for slow rising one.

1 まえがき

大出力ガラスレーザーは大量のエネルギーを急速に投射する能力があるので、レーザーによるプラズマの生成、加熱の研究、核融合反応の研究が可能となった。

またレーザープラズマはプラズマに全体として運動量のないこと、不純物を含まないこと、ターゲットを非常に小さくすることによって中性粒子のない状態が可能であること、磁界の任意の場所

Heating of High z Plasma by Laser

Hyung-Boo Kang, Motoichiro Waki, Kunio Yoshida, Yukio Sakagami, Tatsuhiko Yamanaka and Chiyoe Yamanaka

に生成できる等の利点があり、プラズマ物理の研究に非常に有効である。筆者らはレーザーによる高温、高密度プラズマの生成およびその加熱機構の研究を実施した。高温、高密度プラズマを生成するためには、レーザーによって生じたプラズマが膨張により温度、密度の低下を生じる前に急速に加熱しなければならない。このため 1 ns 以下の立上りを持つ急峻なパルスのレーザーシステムが必要である。ここでは種々の測定法を用い、Be, C, $(\text{CH}_2)_n$ をターゲットとして用いたプラズマ加熱の予備実験の結果を報告する。

2 実験装置

プラズマ生成に使用するレーザー装置は、筆者らによって開発されたもので、発振器、パルス整形システムおよび 5 段の増幅器より構成されている。回転プリズム Q スイッチガラスレーザー出力を KDP ポツケルセル、レーザー・トリガー・スパーク・ギャップ (L.T.S.G.) およびグランプリズムの組合わせによる P.T.M. (Pulse Transmission Mode) 法により整形し立上り時間 1 ns, パルス幅 2~30 ns 可変のパルスを得た。⁽¹⁾ このパルス整形された発振器のレーザーの出力は 5 段の増幅器で 7 J 程度まで増幅された。(その後、出力エネルギーは 40 J まで増強されている。)

レーザーによりプラズマを生成したとき、プラズマからの反射光が増幅段で増幅されて発振器の方へもどり、レーザー系を破壊するおそれがある。このためファラデーロータータと 10 枚のガラスブリュースター偏光板を組合わせた逆流防止素子、反射レーザー光でプラズマを発生する筆者らの考案によるユニガイドスリット等を使って逆流を防いでいる。レーザー光の beam divergence は afocal lens を使って 1 mrad 以下に押えた。

焦点距離 150 mm のレンズを使って、真空タンク内に固定されたターゲットにレーザービームを垂直に照射し、プラズマを生成加熱した。

測定は軟 X 線吸収膜法により電子温度を、time of flight 法、静電型エネルギー分析器、高周波型質量分析器等を用いてイオンエネルギー、密度(粒子数)、温度等を測定した。

またターゲットの入射レーザーエネルギー測定、シュリーレン干渉測定等の測定も行なった。実験装置の配置図を第 1 図に、装置の全景を第 2 図に示す。

大出力レーザーによるプラズマの生成 I (Be, C, (CH₂)_n による予備実験)

Fig. 1 Experimental arrangement of laser plasma research.
 O: rotating Q-switched glass laser (2 ns, 9 mJ),
 PC: Pockels cell, DC: saturable dye cell,
 XD: x-ray detector, FC: Faraday cage, Spec:
 Spectrometer, U; uniguide slit, A: attenuator.

Fig. 2 Whole and detail views of apparatus.

3. 実験方法および結果

(1) X線吸収膜法による電子温度測定²⁾

電子温度は第3図に示すように、異なった厚さ(25 μ , 50 μ , 100 μ)のベリリウム窓, プラスチックシンチレータおよび光電子増倍管よりなるX線検出器によりベリリウム窓を透過するX線の強度比の測定により求めた。

1. Absorber (Be : 25 μ , 100 μ), 2. Plastic scintillator
3. Neutral density filters , 4. Photomultiplier (HTV - R 292)

Fig. 3 X-ray detector.

Maxwell 分布と考えると, 電子の全制動放射強度 I は

$$I = C' n_e n_i z^2 T_e^{1/2} \quad (1)$$

$E = h\nu$ なるエネルギーを持つ放射強度 I_E は

$$I_E = C \frac{n_e n_i z^2}{(k T_e)^{1/2}} g_{ff} \exp\left(-\frac{E}{k T_e}\right) \quad (2)$$

ここに, n_e, n_i はそれぞれ電子およびイオン密度, z は価電数, T_e は電子温度, g_{ff} は Gaunt 因数である。

次に吸収係数 $K(E)$, 厚さ D_n の金属薄膜を透過する放射強度 I_E' は

$$I_E' = C \frac{n_e n_i z^2}{(k T_e)^{1/2}} g_{ff} \exp\left\{-\frac{E}{k T_e} - K(E) D_n\right\} \quad (3)$$

大出力レーザーによるプラズマの生成 I ($\text{Be}_2\text{C}, (\text{CH}_2)_n$ による予備実験)

したがって全透過放射強度 I_n は

$$I_n = \int_0^{\infty} I_E' dE \quad (4)$$

故に, D_1, D_2 の薄膜の全透過強度比 I_2/I_1 は次式で表わされる。

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\int_0^{\infty} \exp\left\{-\frac{E}{kT_e} - K(E)D_2\right\} dE}{\int_0^{\infty} \exp\left\{-\frac{E}{kT_e} - K(E)D_1\right\} dE} \quad (5)$$

与えられたベリリウム薄膜の吸収係数と放射エネルギーとの関係を第 4 図に示す。これより(5)式の X 線強度比を計算しておくで電子温度 T_e が求められる。すなわち第 4 図の関係を使って計算によ

Fig. 4 Absorption coefficient of Be foils of different thickness vs. energy of x-ray.

Fig. 5 Intensity ratio of x-ray transmitted through B foil vs. electron temperature

て求められた電子温度とX線強度比との関係を第5図に示す。故にX線強度比を測定すれば第5図より電子温度が求められる。検出された透過X線信号の1例を第6図に示す。

ポリエチレン(CH_2)_n, Be, Cの各ターゲットに対して, 電子温度と入射レーザーパワーとの関係を第7図(a),(b),(c)にそれぞれ示す。ポリエチレンでは, 電子温度は $P^{2/3}$ のパワー依存性を示

Fig. 6 Typical x-ray signal.

Fig. 7 (a) Electron temperature of $(\text{CH}_2)_n$ plasma with incident laser power.

大出力レーザーによるプラズマの生成 I (Be, C, (CH₂)_nによる予備実験)

Fig. 7 (b) Electron temperature of Be plasma with incident laser power.

Fig. 7 (c) Electron temperature of C plasma with incident laser power.

し、4 nSと 10 nS のレーザーパルスに対して温度の差異はなく、後者の場合、X線強度のみが増大した。Beでは、電子温度は $P^{4/9}$ のパワー依存性を示し、2.3 nSと 4 nS のパルス幅に対してやはり温度の差異は認められずX線強度のみ差異が生じた。Cの場合は、電子温度は $P^{2/9}$ のパワー依存性を示した。以上によりプラズマの有効な加熱はレーザーパルスの初期2 nS 以内に行なわれ、後は粒子数の増大と運動エネルギーのみ使われることが分った。またターゲットの種類によって電子温度のレーザーパワー依存性が非常に異なった。

各ターゲットの 200 MWの入射パワーでの温度を比較すると、ポリエチレンでは約 70 eV、Beでは約 100 eV、Cでは約 120 eVと後者ほど高くなっているが、レーザーパワーに対する温度上昇率は前

Fig. 9

Number of particles with incident laser power.

Fig. 8 Intensity of x-ray transmitted through B foil with incident laser power. Solid line: experimental value. Dash line: theoretical value.

大出力レーザーによるプラズマの生成 I (Be, C, (CH₂)_nによる予備実験)

者ほど高くなっている。

レーザーパワーとBe薄膜の窓を透過したX線強度との関係をベリリウムターゲットについて、理論値および実験値を第8図に示す。理論値は式(4)において n_e, n_i はほぼ cut-off density で一定、レーザーパワーに対する温度変化は小さいので z =一定とし、温度は第7図(b)の実験値を用いて求めた。レーザーパワーを増大すると理論値より実験値の方が増大の割合が大きくなった。これはレーザーパワーの増大にともなう、制動放射に寄与しているプラズマの体積、すなわち 粒子が増大したことによる。そこでレーザー出力1 GW時の粒子数で規格化して、パワーに対する粒子数の変化を求めると第9図のようになった。図から分るようにレーザーパワーの増大に対して著しく粒子数は増大しているが、1 GW に近づくとき粒子は飽和する傾向を示した。

(2) レーザービームの入射測定

大出力レーザービームを固体ターゲットに照射したとき、かなりのレーザーエネルギーが反射された。入射レーザービーム波形は第10図に示すように、ビーム・スプリッター(BS)と反射鏡により同時にバイプレーンフォトチューブHTV-R317 に入射させ測定した。

反射レーザーパワーおよび波形の測定はプラズマ内で起っている諸現象(吸収、振動、流体力学的振舞)を知るために非常に重要なものである。入射パワーと反射パワーおよび反射率の時間変化をBe, C について示すと第11図(a), (b) のようになる。この時、入射、反射の測定立体角を同一にとっている。反射は入射レーザーパルスの始の2 nS 位までかなり大きく、以後急激に減少している。BeとCとを比較した場合、Beにおいては2%, Cにおいては0.14% の反射率を示した。Be

Fig. 10 Experimental arrangement for measurement of incident and reflected laser beam.

Fig. 11 Incident and reflected laser power, reflectivity vs. time. (a) Be target, (b) C target.

大出力レーザーによるプラズマの生成 I (Be, C, (CH₂)_n による予備実験)
は特に高い反射率を示した。

ポリエチレンにおいて、パワー密度 $6 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ ，電子温度 200 eV 以上で、第12図に示されているように反射光に周波数 $1.4 \times 10^9 \text{ Hz}$ の振動が現われた。この振動は入射レーザービームによって誘起された ion acoustic wave^{2) 3)} のビートによって生じたものと思われる。

Fig. 12 Incident and reflected pulses

(3) 粒子計測

レーザーにより生成したプラズマのエネルギーの大部分をイオンが占めるので、イオンの温度、密度(イオン数)、イオンの運動エネルギー等を知ることは、レーザーによるプラズマの生成加熱の研究に非常に重要である。

特にイオン温度は重要であるにもかかわらず、電子温度に比べてその報告は非常に少ない。著者らはイオンの速度分布より温度を求めた。^{4) 5)} その温度決定の方法について簡単に述べる。イオンは Maxwell 速度分布を持つとする。非常に小さい入射スリットを持つチャージ・コレクタによりコレクトされるイオンは 1 次元の Maxwell 分布を持つ。

すなわち

$$f(v) \propto \exp \left\{ -\frac{m(v-v_d)^2}{2kT_i} \right\} \quad (6)$$

ここに、 v_d はイオンのドリフト速度で、 m はイオンの質量である。したがって第13図に示すように速度分布のピークより $1/e$ になる速度幅 Δv を求めると温度 T_i は

$$kT_i = \frac{1}{2} m (\Delta v)^2 \quad (7)$$

Fig. 13 Temperature determination from Maxwell velocity distribution.

Fig. 14 Faraday cage with ion selecting grid.

大出力レーザーによるプラズマの生成 I (Be, C, (CH₂)_nによる予備実験)

より求められる。故にイオンのエネルギー分布すなわち速度分布を求めればよい。筆者らは第14図第15図に示すようにイオン選別グリッドを持つチャージ・コレクタと静電型エネルギー分析器を用いてイオンの速度分布を求めた。第14図においてG₁は電子の通過を阻止するためのグリッド、G₃はイオンエネルギー選別用グリッド、G₄はイオン衝撃によるコレクタからの2次電子放出を抑制するグリッドである。今グリッドG₃に正の電圧Vを印加したとき $v_0 = \sqrt{\frac{2zeV}{m}}$ 以上の速度を持ったイオンのみがコレクタCによってコレクトされる。イオンの速度は time of flight によって求められる。 ℓ をターゲット・コレクタ間の距離としターゲットをBeとすれば、 $\ell/\sqrt{\frac{4\text{eV}}{m}} < t_1 < \ell/\sqrt{\frac{2\text{eV}}{m}}$ の範囲の time of flight を持つイオンは Be⁺ イオン、 $\ell/\sqrt{\frac{6\text{eV}}{m}} < t_2 < \ell/\sqrt{\frac{4\text{eV}}{m}}$ の範囲の time of flight を持つイオンは Be⁺, Be²⁺ イオンである。同様に $\ell/\sqrt{\frac{8\text{eV}}{m}} < t_3 < \ell/\sqrt{\frac{6\text{eV}}{m}}$ に対しては Be⁺~Be³⁺が、 $t_4 < \ell/\sqrt{\frac{8\text{eV}}{m}}$ に対しては Be⁺~Be⁴⁺ がそれぞれコレクトされる。故に電圧Vを0より増大して行くと、上述の time of flight の範囲は変動し、コレクトされるイオンの信号は減少して行く。このように各電圧に対するイオン電流信号よりイオンの種類は区別され、各イオンの速度分布が求められる。グリッド電圧0, 200, 250 Vのそれぞれに対してコレクトされたイオンの電流信号を第15図(a), (b), (c)に、time of flightとコレクトされるイオンの関係の一例を第16図(d)に示す。

Fig. 15 Electrostatic energy analyser.

Fig. 16 Typical signals of collected ions of Faraday cage.

次に第17図において電極間距離 d , 曲率半径 r , 印加電圧を V とすれば,

$$\frac{m v^2}{r} = z e \frac{V}{d}$$

を満足するイオンのみがコレットされる。 $\ell = vt$ とすれば

$$t = \sqrt{\frac{m}{e} \cdot \frac{d}{r}} \cdot \ell \cdot \frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \frac{1}{\sqrt{V}}$$

となり, time of flight t は同じ m/e のイオンに対しては荷電数 z および印加電圧 V に逆比例する。したがって印加電圧 V を走査して行くことにより各イオンの速度分布が得られた。その測定信号の一例を第17図に示す。

470 ~ 625 MW のレーザーパワーに対する Be プラズマの各イオンの速度分布を第18図に示す。この速度分布より求めた各イオンの温度およびドリフト速度を表 I に示す。⁶⁾

大出力レーザーによるプラズマの生成 I ($\text{Be}, \text{C}, (\text{CH}_2)_n$ による予備実験)

Fig. 17 Typical signals of collected ions of electrostatic energy analyser.

Fig. 18 Ion velocity distributions of Be plasma.

Ion Species	Laser Power	Ion Temp. (eV)	Drift Velocity & Drift Energy (x10 cm/sec)	(keV)
Be ⁺	190 ~ 240	few	0.90	0.38
Be ²⁺		27	1.25	0.73
Be ³⁺		75	1.65	1.30
Be ⁴⁺		100	2.15	2.20
Be ⁺	470 ~ 625	few	1.10	0.57
Be ²⁺		32	1.60	1.20
Be ³⁺		120	2.15	2.20
Be ⁴⁺		120	2.55	3.00

Table I Ion temperature and drift velocity.

この時の電子温度は 130 eV であった。図および表から分るように高電離イオンは低電離イオンより粒子数が多く、高いイオン温度を持っていた。10 nS の遅い立上りのレーザービームが照射されたときには上述の諸特性とは逆の特性を示した。^{5) 7)} また高電離イオンは低電離イオンよりも大きいドリフト速度を示した。

実験結果によればプラズマの有効な加熱時間は 2 nS 以下であり、プラズマは 2×10^7 cm/S の平均速度で半球面状に膨張すると考えた。shadowgraph の実験によれば、加熱の終りにおいてプラズマの半径は約 0.2 mm であった。

コレクトされたイオン電荷より計算によって求めたプラズマの平均密度は 6×10^{19} cm⁻³ であった。したがってプラズマ球内の全イオン数は約 10^{15} コであった。したがって全粒子のエネルギーは 0.2 J であり、もしこのエネルギーが全部電子によって吸収されたとすれば、電子 1 個当りのエネルギーは 2.5 keV 程度になり、Be⁴⁺ (電離エネルギーは約 219 eV) 等高電離イオンは容易に作られ得る。

上で求めたプラズマの全粒子エネルギーは全入射エネルギーの約 1/4 であった。この誤差は粒子数の測定誤差によって生じたものである。

4. 検 討

実験結果によれば、1 nS 程度の急峻な立上りのレーザーパルスを物質に照射した場合、有効な加熱はレーザーパルスの初期 2 nS 以内に行なわれることが分った。電子-イオン衝突によるエネルギー緩和時間 τ_{ei} と膨張の特性時間 τ_s との間に $\tau_{ei} \leq \tau_s$ が成立すれば有効な加熱が行なわれ

大出力レーザーによるプラズマの生成 I (Be, C, (CH₂)_n による予備実験)
 る。この τ_s が有効加熱のパルス幅の目安になるものである。この τ_{ei} および τ_s は次式で与えられる。

$$\tau_{ei} = \frac{3}{8\sqrt{2}\pi} \cdot \frac{m_i (kT_e)^{3/2}}{m_e^{1/2} e^4 z^2 n_e \ell_n \Lambda} \sim \frac{3 \times 10^8 A T_e^{3/2}}{n_e z^2 \ell_n \Lambda}$$

$$\tau_s = \frac{\chi_0}{V_s} = \chi_0 \left(\frac{5kT_e}{3m_i} \right)^{-1/2} = \frac{\chi_0 \sqrt{A}}{1.3 \times 10^6 T_e^{1/2}}$$

こゝに m_i , m_e はイオンおよび電子の質量, A はイオンの質量数, z は価電数, n_e は電子密度, T_e は電子温度, V_s は音速, χ_0 はプラズマの大きさで, focal spot size 10^{-2} cm のオーダーである。

今, $n_e \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $\chi_0 \sim 100 \mu$, $A=9$ (Be) として, $\tau_{ei} = \tau_s$ なる時の温度 T_e^* および τ_s を求めると,

$$T_e^* = \frac{5 \times 10^{-8} z (n_e \chi_0 \ell_n \Lambda)^{1/2}}{\Lambda^{1/4}} \sim 1 \text{ keV}$$

$$\tau_s = 0.7 \text{ nS}$$

これから分るように, ベリリウムの場合十分大きいレーザー入力に対して理論的には古典加熱機構により 1keV 程度まで加熱が可能である。第 7 図(b)に示されているように Be プラズマの電子温度は 100~200 eV である。この温度での τ_s を求めると $\tau_s \sim 1.6 \text{ nS}$ となり実験結果(有効加熱の時間幅 2 nS)とかなりよく一致している。第 7 図(a), (b), (c) に示されているようにターゲットの種類によって電子温度のレーザーパワー依存性が非常に異なった。誘電体ポリエチレンのみが古典的な電子イオン衝突によるエネルギー緩和と流体力学的膨張とを考慮して求めた結果⁸⁾ ($T_e \sim P^{2/3}$) とよく一致しているが, Be および C は古典的理論による結果と一致せず, かなり低い温度上昇率を示した。focal spot 内で完全電離プラズマが生成されていると考えれば, $n_e \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \sim 100 \text{ eV}$ におけるポリエチレン, Be⁴⁺, C⁶⁺ のエネルギー緩和時間 τ_{ei} はそれぞれ 3.8, 3.0, $1.9 \times 10^{-11} \text{ sec}$ となる。ただしポリエチレン (CH₂)_n は平均価電数, 平均質量数で考えた。したがって C プラズマにおける電子の温度はイオンとのエネルギー緩和により最も速く低下する。一方, ポリエチレン, Be⁴⁺, C⁶⁺ の電離電圧はそれぞれ 172 eV, 218 eV, 492 eV であり, 後者ほど電離のためにより大きなエネルギーを必要とする。また Be, C はポリエチレンに比して熱良導体であるので, Be, C はより多くの中性粒子を発生する。実際, Be, C はポリエチレンに比べて focal spat 附近により大きな穴が生じた。以上の理由により C, Be の入射レーザーパワーに対する温度上昇率が低くなったものと思われる。

第11図(a),(b)に示されているように、レーザーパルスの始め2 nSまでに大きな反射が起っている。これは立上り1 nSの急峻なパルスによって、focal spot内でlocal heatingが起りcut-off密度に近い非常に急峻なプラズマ境界層ができ、そこで反射が起ったと考えられる。その後プラズマの膨張につれてこのプラズマ境界層はくずれ、入射エネルギーはより吸収されるが温度上昇には使われず、粒子エネルギーおよび粒子数の増大に使われる。

立上り1 nSの非常に急峻なパルスを照射したとき、focal spot内においてはほとんど完全電離プラズマになっており、Beターゲットの場合は Be^{4+} のみが発生する。しかし膨張につれて再結合が起り、 Be^{3+} , Be^{2+} 等低電離イオンが生じる。しかし初期温度100 eV, 速度 10^7 cm/sec 以上のプラズマに対しては再結合はかなり押えられる。⁹⁾ 故に高電離イオンがかなりの距離の所においても十分コレクトされる。10 nS程度の遅い立上りのレーザーパルスに対しては高電離イオンはあまり発生せず、イオン温度も低く高電離イオンよりも低電離イオンの方が高いイオン温度を持った。⁵⁾⁷⁾ 一方、1 nS程度の急峻な立上りのレーザーパルスに対しては低電離イオンよりも高電離イオンの方がより多く生成され、より高いイオン温度を示した。電子-イオン衝突によるエネルギー緩和時間は価電数 z の2乗に反比例するので、高電離イオンの方が低電離イオンよりもかなり良く有効に加熱される。このように立上りの峻度によって異なった特性を示すのはプラズマの膨張の起る前に十分なエネルギーが注入できるか否かの差異によって生じたものである。

第18図に示すように Be^{+} イオンが特に低い温度で粒子数が少ないのは、 Be^{+} の電離電圧(約9.4 eV)が非常に低いので、レーザーの入射が終った後で温度が低下して行く過程において生じるためである。

第18図に示されているように、高電離イオンは低電離イオンよりも大きいdrift速度を持っている。これは空間的に電荷分離によって生じた電界による加速効果によって生じたものと考えられる。

4. 結 論

実験結果より次のようなポイントが明らかになった。

(1) プラズマの有効な加熱は入射レーザーパルスの始め2 nS以内に行なわれる。それ以後の入射エネルギーはプラズマの膨張のために粒子の運動エネルギーおよび粒子数の増大に使われる。

(2) 電子温度のレーザーパワー依存性はターゲットの種類によって非常に異なった。誘電体ポリエチレンのみが電子イオン衝突によるエネルギー緩和と流体力学的膨張とを考慮して求めた結果($T_e \sim P^{2/3}$)とかなり良く一致しているが、ベリリウムおよびカーボンはそれに一致せずかなり低い温度上昇を示した。この差異はエネルギー緩和時間 τ_{ei} , 電離電圧の差異, 生成粒子数の差異によって定性的に解釈された。

大出力レーザーによるプラズマの生成 I (Be, C, $(\text{CH}_2)_n$ による予備実験)

(3) 1 ns 以内の急峻な立上りのレーザーパルスによるプラズマと, 10 ~ 15 ns の遅い立上りのレーザーパルスによるプラズマとは全く異なった特性を示した。すなわち,

a) 1 ns の場合はプラズマの膨張前にかなりのエネルギーが注入されるので高電離イオンが十分に生成され, 高電離イオンが低電離イオンよりも粒子数が非常に多くなっている。10 ns の場合は十分なエネルギーが注入される前に膨張してしまうので高電離イオンはあまり発生せず殆んど低電離イオンのみであった。

b) 1 ns の場合は高電離イオンがより有効に加熱されるので, 高電離イオンの方が低電離イオンよりも高い温度を持った。10 ns の場合は低電離イオンの方が高い温度を持った。

c) 殆んど同一エネルギーに対して 1 ns のプラズマは 10 ns の場合のプラズマよりもかなり高い温度を持った。

(4) プラズマからのレーザー光の反射は入射レーザーパルスの始め 2 ns 位までは非常に大きく以後急激に小さくなった。これは focal spot 内で local heating が起り, 高温に加熱されるため, 非常にシャープな高密度のプラズマ層が生成されたためで, 膨張が始まると高密度プラズマ境界層がくずれ反射は小さくなる。

- 1) K. Yoshida, T. Yamanaka, T. Sasaki. H. Kang.
M. Waki and C. Yamanaka: Japan J. Appl. Phys. 10 (1971) 1643
- 2) M. Waki, T. Yamanaka, H. Kang, K. Yoshida and C. Yamanaka
Japan J. Appl. Phys. 11 (1972) 420
- 3) K. Nishikawa and Y. Ichikawa: Phys. Fluids 12 (1969) 2563
- 4) P. Langer et al: IEEE J. Quantum Electron. QE-2 (1966) 499
- 5) F. J. Allen: J. Appl. Phys. 41 (1970) 3048
- 6) H. Kang, T. Yamanaka, K. Yoshida, M. Waki and C. Yamanaka:
Japan J. Appl. Phys. 11 No. 5 (1972)
- 7) M. Mattioli and D. Veron: Panel 3.2.6 "Laser Induced Discharge
322
- 8) C. Fauguignon and F. Flux: Phys. Fluids 13 (1970) 386
- 9) M. Mattioli: Plasma Phys. 13 (1971) 19