

高気圧ガスターゲットレーザープラズマの研究, I (吸収機構)

山田 諄・鈴木 潮・名和 靖彦

Investigation of High Pressure Gas Target
Laser Plasma, I (Absorption Mechanism)

Jun YAMADA, Ushio SUZUKI & Yasuhiko NAWA

高気圧アルゴンガスにルビーレーザー光をレンズで集光照射して, 入射光波形や透過光波形が観測され, 破壊時間や吸収の割合が求められ, 破壊機構や吸収機構の解明が行なわれた. 衝突電離を仮定して計算された破壊時間やこの破壊時間を用いて計算された吸収の割合は実測値と良く一致し, 破壊時間が重要な役割をはたしておりカスケード過程が支配的であることが示された.

1. ま え が き

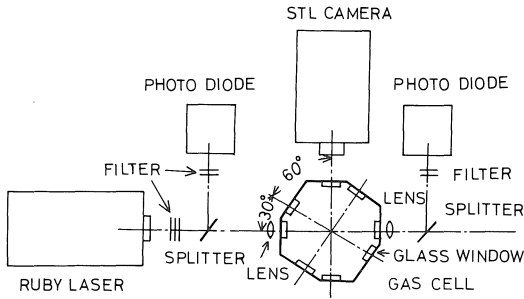
近年レーザー技術の著しい向上によりレーザーの大出力化が進行しつつあり, しかも出力パルス幅の短縮化により現在ではピコ秒オーダーのレーザーが開発されている. これに伴いレーザー光を光学レンズで集光することによりコヒーレントな光周波数の高電界が容易に得られるようになり多光子吸収, 光高調波発生などの非線形光学現象の研究が注目され現在気体, 液体, 固体をターゲットとした研究が行なわれている. またレーザーによる核融合を目指し高温高密度プラズマ発生の研究が精力的に行なわれている. 高温高密度レーザープラズマの研究は固体ターゲットが中心になっているが, 高気圧ガスターゲットにレーザーを集光照射することにより十分高密度なプラズマを発生させることができる. ガスターゲットに対する物性論的研究は Haught, Meyerand 等によるレーザー光による気体の絶縁破壊の研究に始まり, 今までに幾つかの報告がなされているが, その多くが破壊のしきい値を中心とし電離確率などの研究であり, しかも気体圧力は1気圧以下がほとんどであり, 1気圧以上では破壊のしきい値の研究に限られているようであり, 特にプラズマの生成, 膨張, 拡散などの動的ふるまいの側面からの研究は行なわれていない.

本研究の目的は従来行なわれている気体圧力の範囲を高気圧の範囲 (1~70atm)まで広げ系統的な実験を行ない, レーザ光による破壊機構や吸収機構を解明するに

ある. 気体容器に密閉された高気圧アルゴンガスにルビーレーザー光をレンズで集光照射し, その入射光, 透過光波形を観測すると同時に光軸と直角方向のガラス窓からSTLカメラによりプラズマを観測し, レーザ光の吸収の割合, 破壊時間, プラズマの大きさ等のレーザーパワー, 気体圧力の依存性を評価した. この結果衝突電離を仮定して計算された破壊時間が実測値と良く一致し, この破壊時間を用いて吸収の割合や破壊のしきい値を求める簡単なモデルが提案され, 実測値と良く合うことがわかった. このことより破壊時間は破壊, 吸収機構を支配する重要なパラメーターであり, 破壊機構はカスケード過程が支配的であることが明らかになった. またプラズマの大きさは気体圧力, レーザパワーが高いほど大きくなり, 吸収係数は破壊のしきい値付近で急激な増加傾向を示し, これ以後一定となること等がわかった.

2. 実験装置及び実験方法

実験装置の配置図は第1図に示される. レーザ装置はポッケルセルQスイッチ型ルビーレーザーで出力パルスの半値幅は約30nsec, 最大出力は40MWである. レーザの出力光は光学フィルターにより調整し光学レンズにより気体容器の中心にガラス窓を通し集光し再び同じ焦点距離のレンズにより平行ビームに直される. 気体容器はステンレススチール製で大きさ縦150mm, 横140mmであり, 光軸方向を基準として0°, 30°, 60°, 90°, 120°, 210°, 270°,



第1図 実験装置の配置図

300°の8方向に直径10mm, 厚さ10mmのガラス窓を持っている。透過光波形は気体容器後方のスプリッターによる反射光をフォトダイオードを用いた受光器に入光させシンクロスコープで観測した。ここで受光器に用いたフォトダイオードはSG D100Aで立ち上がりが4 nsec以下のものである。気体容器の前方のスプリッターは入射レーザー光をモニターするためのものであり遅延線により300 nsec 遅延させて透過光波形と重ね合わせて観測した。生成したプラズマは光軸方向に対して90°方向のガラス窓よりSTLカメラによって観測し、これによるストリーク写真からプラズマの大きさを求めた。実験は光学レンズの焦点距離が40mmのものを用いており、気体はアルゴンを用い気体圧力範囲1~70atmにおいてレーザー出力を光学フィルターで変化させて行った。ここで気体の封入は真空回転ポンプで気体容器を 10^{-3} torr程度の真空に排気した後、数気圧の気体を入れて再び回転ポンプで 10^{-3} torr程度に排気することを数回繰り返した後行った。

3. 破壊過程

レーザー光による気体の電離機構を説明するためにカスケードによる電離または多光子吸収による中性原子の直接電離が考えられている。カスケード電離と考えるためにはレーザー照射中に破壊領域内に少なくとも1個の初期電子が存在しなければならない。しかしその存在確率は非常に小さく、初期の電離過程すなわち初期電子の生成過程においては多光子吸収による中性原子の直接電離を考えねばならない。レーザー光による気体の電離機構がカスケードであるか多光子吸収による直接電離かの判別は破壊時間を比較することによって行える。

1) 多光子吸収による直接電離の場合の破壊時間

多光子吸収による電離確率はGold, Bebb⁽¹⁾等により計算されており、これをアルゴンに適用して破壊時間 T_b を算出する。またレーザーの出力パルス $W(t)$ を半値幅 τ の三角形波形で近似し次の様にする。

$$W(t) = \begin{cases} \hat{W} \frac{t}{\tau} & , 0 \leq t \leq \tau \\ \hat{W} \left(2 - \frac{t}{\tau} \right) & , \tau < t \leq 2\tau \end{cases} \quad (1)$$

ここで \hat{W} はレーザー光パワーの波高値を示す。このときレーザー光パルスの立ち上がりから時刻 T_b までの時間に多光子電離により生成された電子の個数が電離度を δ 、中性原子密度を n_g として δn_g 個になったとき破壊が起こるものとして次式により破壊時間 T_b は求まる。

$$\int_0^{T_b} \alpha_9 n_g \left(\frac{\hat{W}}{h \cdot \nu} \frac{t}{\tau} \right)^9 dt = \delta n_g \quad (2)$$

ここで ν はレーザー周波数、 h はプランク定数、 α_9 はアルゴンにおける光子数9に対する電離確率で約 3×10^{-265} である。第(2)式から気体圧力を P として

$$T_b \propto n_g^{-1/9} \propto P^{-1/9} \quad (3)$$

を得る。

2) カスケード電離の場合の破壊時間

電離機構がカスケードである場合、生成率方程式は低気圧及び高気圧の場合によって次の様に近似的に与えられる。

○低気圧の場合

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i(t) n_e - D \nabla^2 n_e \quad (4)$$

○高気圧の場合

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i(t) n_e - \alpha n_e \quad (5)$$

ここで n_e は電子(イオン)密度、 ν_i は衝突電離周波数、 D は拡散係数、 α は再結合係数である。 n_e 、 ∇^2 を次の様に仮定する。

$$n_e(r, t) \equiv n_e(r) \int_0^t f(y) dy \\ \nabla^2 \equiv -\frac{1}{A}$$

ここで f は y の関数、 A はスポット径を r_0 として $A = r_0^2/\pi$ で与えられる。これより第(4)式及び第(5)式を球座標で解くと次式となる。

$$n_e(r, t) = \frac{n_0 A \sin\left(\frac{r}{A}\right)}{r} \exp \int_0^t \left(\nu_i(y) - \frac{D}{A^2} \right) dy \quad (6)$$

ここで、 n_0 は $t=0$ における電子密度である。第(6)式を $0 \leq r \leq r_0$ で積分して焦点体積に存在する電子数 $N_e(t)$ を求めると次式となる。

$$N_e(t) = 4\pi^2 n_0 A^3 \exp \int_0^t \left(\nu_i(y) - \frac{D}{A^2} \right) dy \quad (7)$$

同様に第(5)式についても

$$N_e(t) = 4\pi^2 n_0 A^3 \exp \left(\int_0^t \nu_i(y) dy - \alpha \int_0^t n(y) dy \right) \quad (8)$$

この場合の吸収機構は中性原子の場合における逆制動放射過程と考えられ、衝突電離周波数はHolstein⁽²⁾等により次式で与えられている。

$$\nu_i(t) \sim \frac{\sigma_{en} F n_g}{N} \quad (9)$$

ここで σ_{en} は光子の吸収断面積, F は光子束, N は電離に必要な光子数である. 本実験範囲では $\sigma_{en} \sim 3 \times 10^{-39}$ cm^2 , $N=9$ であり第(9)式は次次の様になる.

$$\nu_i(t) \sim 1.2 \times 10^{-21} n_g I(t) \quad (10)$$

また本実験の場合, 拡散は両極性であると考えられ, D/Λ^2 は約 $1.1 \times 10^5 \text{sec}^{-1}$ となり第(10)式から本実験では $n_g \sim 10^{20} \text{cm}^{-3}$ であるから,

$$\nu_i(t) \gg \frac{D}{\Lambda^2}$$

となり, 拡散による損失は無視出来る. また再結合過程は放射再結合, 三体再結合, 解離再結合などが考えられており放射再結合係数 α_r は本実験範囲では約 $10^{-12} \sim 10^{-13}$ $\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$ である. また三体再結合係数 α_3 , 解離再結合係数 α_d は各々次式で与えられる.

$$\alpha_3 \sim 5.6 \times 10^{-9} n_e T_e^{-2}$$

$$\alpha_d \sim 2.2 \times 10^{-3} T_e^{-3/2}$$

ここで T_e は電子温度であり本実験範囲では $T_e \sim 10^4 \text{K}$ で $n_e \sim 10^{20} \text{cm}^{-3}$ であるから $\alpha n_e \sim 10^7 \ll \nu_i(t)$ となり, 再結合による損失項も無視出来る. ゆえに第(7)式または第(8)式は

$$N_e(t) = 4\pi^2 n_0 A^3 \exp \int_0^t \nu_i(y) dy \quad (11)$$

となる. これよりレーザパルスの立ち上がりから時刻 T_b までに焦点体積に生成される電子数が初期中性原子数の δ 倍になったとき破壊が生じるものとするれば

$$N_e(t) = \delta n_g V = 4\pi^2 n_0 A^3 \exp \int_0^{T_b} \nu_i(y) dy \quad (12)$$

となり, 第(10)式から

$$\delta n_g V = 4\pi^2 n_0 A^3 \exp \left[1.2 \times 10^{-21} n_g \hat{I}(t) \frac{T_b^2}{2r} \right] \quad (13)$$

となる. ここで V は焦点の体積である. これよりカスケード電離の場合の T_b を求めることが出来る. また第(13)式から

$$T_b \propto p^{1/2} \quad (14)$$

となり第(3)式と比較すれば T_b の圧力依存性は多光子電離の場合の方が弱いことがわかる. 従って T_b の圧力依存性から電離機構がカスケード電離であるか多光子電離であるかの判別が出来る.

4. 吸収過程

レーザ光がプラズマに吸収される過程は電子と中性原子, 電子とイオンとによる逆制動放射過程, 光電離過程が考えられており各々の吸収係数は Browne⁽³⁾, Zeldovich⁽⁴⁾ 等によって次の様子で与えられている.

1) 電子と中性原子とによる逆制動放射過程の場合の吸収係数 K_{en}

$$K_{en} = \frac{4.8 h^3 n_0 n_g}{m^3 c \nu^2} \text{cm}^{-1} \quad (15)$$

ここで m は電子質量, c は光速, ν はレーザ光周波数である.

2) 電子とイオンとによる逆制動放射過程の場合の吸収係数 K_{ei}

$$K_{ei} = 3.69 \times 10^8 \frac{Z^2}{\nu^3} \frac{g_{if}}{T_e^{1/2}} n_e n_g \text{cm}^{-1} \quad (16)$$

ここで g_{if} は gautt 係数である. また Z は原子核の電荷数である.

3) 光電離過程の場合の吸収係数 K_p

$$K_p = \frac{16\pi^2 e^6}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2}{h^4 c \nu^3} \frac{KT_e}{\nu^3} n_g \exp \left[-\frac{I_i}{K T_e} \right] \left[\exp \frac{h\nu}{K T_e} - 1 \right] \quad (17)$$

ここで I_i は電離ポテンシャルである.

また Zeldovich によれば K_p と K_{ei} の比は次式で与えられている.

$$\frac{K_p}{K_{ei}} = \exp \frac{h\nu}{K T_e} - 1$$

本実験範囲では $K_p/K_{ei} \sim 0.5$ となり, また $K_{en}/K_{ei} \sim 10^2$ となり吸収過程は電子と中性原子による逆制動放射過程が支配的であることがわかった. 次にプラズマに吸収されるエネルギー ΔE は

$$\Delta E = E \left[1 - \exp \left(-K_{en} \cdot x(w) \right) \right] \quad (18)$$

で与えられる. ここで E は入射レーザ光エネルギー, $x(w)$ はプラズマの大きさである. もし $K_{en} \cdot x(w) \ll 1$ ならば第(18)式は

$$\Delta E \sim K_{en} \cdot x(w) \cdot E \quad (19)$$

となる. 第(18)式, 第(19)式より吸収の割合 η は

$$\eta \equiv \frac{\Delta E}{E} \times 100 = 100 \left[1 - \exp \left(-K_{en} \cdot x(w) \right) \right] \quad (18')$$

となり, $K_{en} \cdot x(w) \ll 1$ のときは

$$\eta \sim 100 \cdot K_{en} \cdot x(w) \quad (19')$$

で与えられる.

5. プラズマの大きさ

第(18)式, 第(19)式を見てもわかるように吸収係数ばかりでなくプラズマの大きさが変わればプラズマに吸収されるエネルギーは変化し得る. 従って吸収の割合は変化し得る. この様な場合プラズマの大きさは吸収過程を議論するうえで1つのパラメータとして意味を持つことになる. プラズマの大きさが変化し得ることは以下の事柄から予想される. レンズで集光されたレーザ光はコーン状であり焦点に近いほど強度が強いためレーザパワーが高いほど電離可能な領域は広がる. ここで電離がカスケード過程によって支配されていれば時間積分効果によって場所的に遅れながら破壊が生じることになり, 生成するプラズマの大きさはレーザパワーが高いほど大きくなる. この過程は Breakdown Wave と呼ばれ Raizer⁽⁵⁾ によれば焦点から Wave のフロントの光軸に沿った距

離すなわちプラズマの大きさ x は

$$x = \frac{r_0}{\tan \alpha} \left(\frac{t}{T_b} - 1 \right) \tag{19}$$

で与えられる。ここで α はレーザー光の入射角の $\frac{1}{2}$ である。

また破壊時間 T_b のレーザーパワー依存性は第(13)式より $T_b \sim \tau^{\frac{1}{2}} W^{-\frac{1}{2}} r_0$ 。 (20)

で与えられる。第(20)式から T_b は W が高いほど小さくなる、また第(19)式から実際 W が高いほど x は大きくなる。 (21)

$$x \propto W^{\frac{1}{2}} \propto p^{\frac{1}{2}} \propto T_b^{-1}$$

となる。これに対してレーザー光の吸収が弱い場合はコーン内の電離可能な領域は狭くなっており破壊は焦点付近の狭い領域内で生じることになる。この様な場合プラズマの大きさを支配する過程は上述の Breakdown Wave の過程より焦点付近の狭い領域で生じた破壊によるエネルギーの集中で生じる Shock Wave を膨張過程の議論の対象とする Radiation Supported Shock Wave と見なすべきであり、Ramsden, Savic によればこの場合プラズマの大きさ x は次の様な気体圧力、レーザーパワー依存性を持っている。

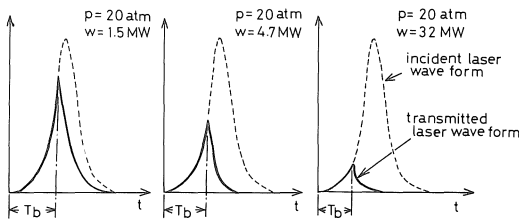
$$x \propto \left(\frac{W}{p} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{22}$$

この場合も W が高いほど x は大きくなるがその依存性は第(21)式と比較すればわかるように弱くなっている。また x の圧力依存性は Breakdown Wave の過程と逆になっており圧力が高いほど x は小さくなる。 (22)

6. 実験結果及び検討

1) 破壊時間のレーザーパワー及び圧力依存性

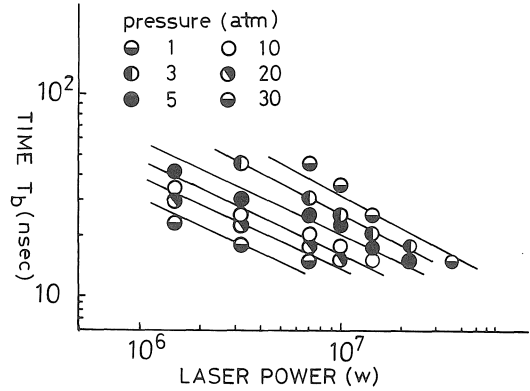
第2図は30気圧のアルゴンガスを通過したレーザー光の透過光波形と入射光波形を同じ時間軸で重ねて描いたモデル図で種々のレーザーパワーの値に対して示したものである。ここで破線は入射光波形、実線は透過光波形を示す。第2図から明らかなように透過光波形の立ち上がり



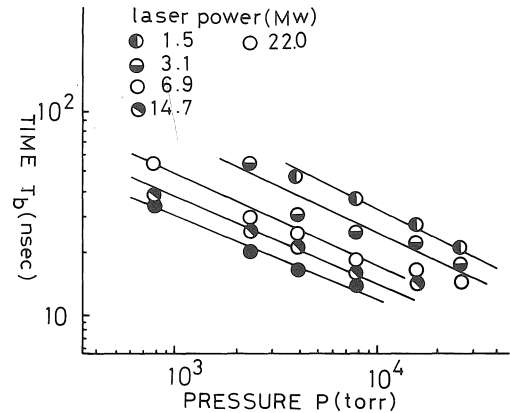
第2図 入射光波形及び透過光波形

りからピークまで入射光波形と重っておりこの間は吸収せず、透過光波形のピークの時刻より吸収が始まっている。従って透過光波形の立ち上がりからピークまでの時間 T_b が破壊時間に相当している。第2図はレーザーパワ

ー W が高いほどすなわち吸収が大きいくほど T_b は減少する傾向を示している。従って T_b は透過光波形を特徴付けており吸収の割合を議論する場合重要なパラメータとなる。第3図は実験による破壊時間のレーザーパワー依存性を示している。各圧力(1~30atm)に対するグラフ



第3図 破壊時間のレーザーパワー依存性



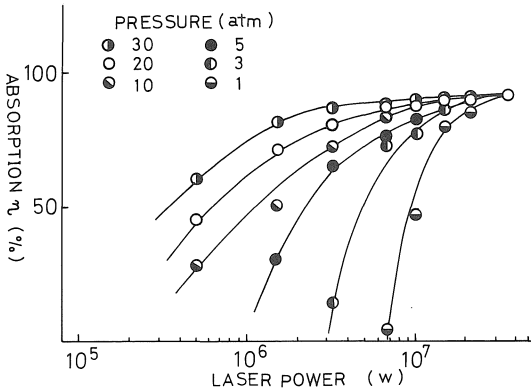
第4図 破壊時間の圧力依存性

の勾配は約 $-\frac{1}{2}$ であり、第(21)式をよく満たしている。また同一のレーザーパワーでは圧力が高いほど破壊時間 T_b は減少している。従って圧力が高いほどよく吸収することがわかる。第4図は破壊時間 T_b の圧力依存性を示している。各レーザーパワーの値に対して実験値は勾配 $-\frac{1}{2}$ の直線にほぼ合っており第(20)式をやはりよく満たしている。 T_b のレーザーパワー、圧力のいずれの依存性も多光電離の場合の第(3)式は満たしておらず、本実験範囲では電離はカスケード過程が支配的であることがわかる。第3図、第4図においてレーザーパワーや圧力が低い場合実験値が理論値より大きいのはレーザーパワーや圧力が小さくなると吸収が弱く破壊時間は長くなり、破壊時間として透過光波形の立ち上がりからピークまでの時間をとっているため入射レーザー光の半値幅以上にはなり得ず破壊

時間が入射光の半値幅近くになると多くの実験誤差を含むためである。

2) 吸収の割合のレーザーパワー及び圧力依存性

吸収の割合 η の実測値は入射光波形及び透過光波形の面積を波形のピークと半値幅の積で近似し、その差すなわち吸収エネルギーと入射エネルギーの比から求めたもので、第5図はこの吸収の割合 η のパワー依存性を示し



第5図 吸収の割合のレーザーパワー依存性

ている。いずれの圧力に対してもパワーが高いほどよく吸収することがわかる。吸収の割合 η のパワーに対する増加傾向は第(17')式とよく合っているがいずれの圧力Pの値の場合にも100%吸収にならず、レーザーパワーが十分に高いときは一定となっている。これは本実験範囲では前節において電離機構を支配している過程はカスケードであることがわかっており、電離が進行して破壊が生じるまでに時間が必要であって、この間気体は光学的に透明となっておりレーザー光は吸収されないためである。第5図は一定のレーザーパワーに対して圧力が高いほど吸収の割合は高くなっているが或る一定のレーザーパワー、本実験では40MW付近以上では圧力の値に無関係に吸収の割合 η は一定となることがわかる。第6図は吸収の割合 η の圧力依存性を示すもので、レーザーパワーが5 MWの場合のものである。圧力が高いほど η は高くなることを示しており、この圧力に対する η の増加傾向は次の理由によるものである。すなわち第(14)式より

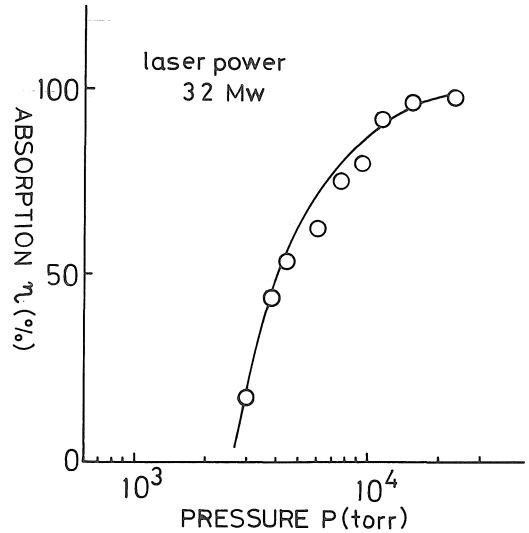
$$K_{en} \propto p^s, \quad 1 \leq s \leq 2$$

であり、x は膨張機構が Radiation Supported Shock-Wave の場合第(22)式より $x \propto p^{-1}$ 、Breakdown Wave の場合第(21)式より $x \propto p^{\frac{1}{2}}$ であるから

$$K_{en} \cdot x \propto p^m, \quad 0 \leq m \leq 1$$

あるいは、

$$K_{en} \cdot x \propto p^n, \quad \frac{3}{2} \leq n \leq \frac{5}{2}$$

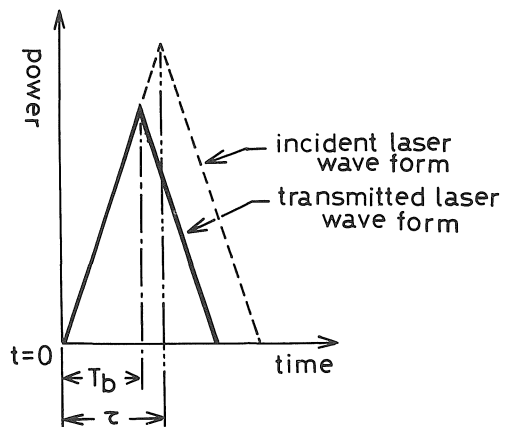


第6図 吸収の割合の圧力依存性

となり、いずれの膨張機構が支配的であっても第(18')式に示される様な圧力にする吸収の割合 η の増加傾向を持つが膨張機構により増加の勾配が異なるだけであることがわかる。また第6図は一定のレーザーパワーの値に対して圧力Pのある一定の値以下では吸収しなくなることを示しており、この圧力の値はレーザーパワーWが高いほど低くなることがわかる。

3) 吸収の割合 η の近似計算

第1節において透過光波形が破壊時間 T_b で特徴付けられていることが示された。そこで T_b を用いて吸収の割合 η の近似式を導出する。第7図に示される様に透過



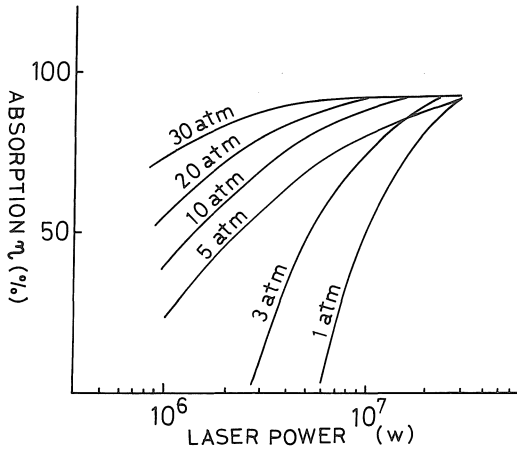
第7図 透過光波形の近似波形

光波形を半値幅 τ の入射光波形と相似で半値幅 T_b である三角形波形で近似すれば吸収の割合 η は次式で与えられる。

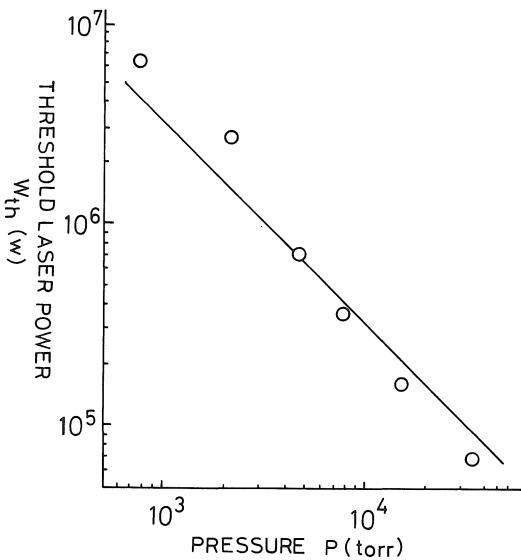
$$\eta = 100 \left(1 - \left(\frac{T_b}{\tau} \right)^2 \right) \quad (\%) \quad (23)$$

第8図は T_b の実測値を第(23)式に代入することによって得られた吸収の割合 η のレーザーパワー依存性を示している。第5図の η の実測値と比較したところ誤差 $\pm 10\%$ 以内で計算値と実測値は一致しており、第(23)式は吸収の割合 η の良い近似式であることがわかる。ここで T_b は第(13)式から計算することが出来るから吸収の割合 η は計算によって求めることが出来る。

次に吸収の割合 η の近似式第(23)式から破壊のしきい値を求めることを考える。第(23)式において $\tau = T_b$ のとき $\eta = 0$ であるから破壊時間の実測値第3図から $\tau = T_b$ となる場合の W の値 W_h を求めればこれが破壊のしきい値に相当することになる。第9図は第3図の実測値



第8図 吸収の割合の計算値

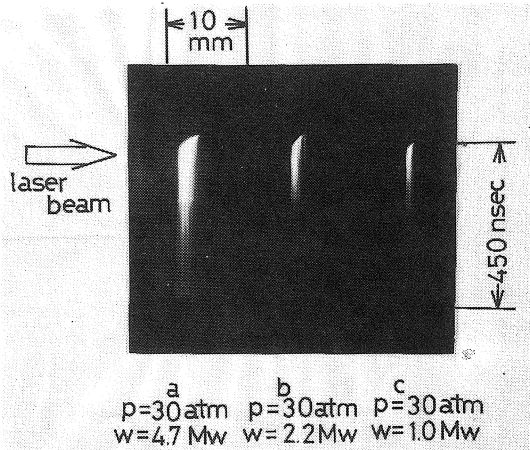


第9図 破壊のしきい値の圧力依存性

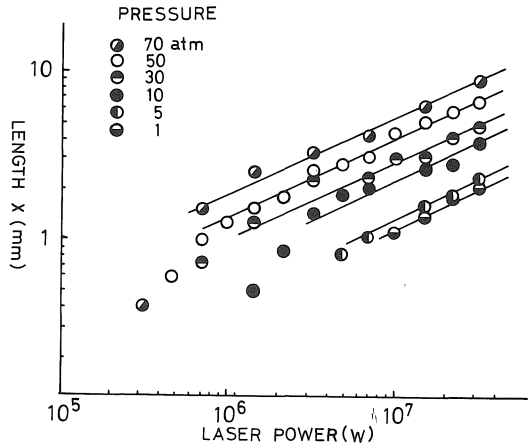
を外挿して $\tau = T_b$ となるとき W の値 W_h を求めたものである。電離機構がカスケード過程の場合、Zeldovich, Raizer によれば破壊のしきい値 W_h の圧力依存性は $W_h \propto p^{-1}$

によって与えられている。第9図はこの関係をよく満たしている。従って T_b を求めれば破壊のしきい値 W_h も簡単に求めることが出来る。ここで示した T_b から破壊のしきい値 W_h を求める方法は従来行なわれている破壊のしきい値を求める実験方法に比較してしきい値前後の多数回の測定を必要とせず、しきい値以上のパワーでの数回の測定により W_h を求めることができる特徴を持っている。また $\tau = T_b$ という条件からレーザーパルスの半値幅に吸収の割合が依存することがわかる。

4) プラズマの大きさ x のレーザーパワー及び圧力依存性
第10図は光軸と直角方向の窓から STL カメラによって観測されたレーザープラズマのストリーク写真である。レーザー光は写真の左から右方向へ入射しており、縦方向

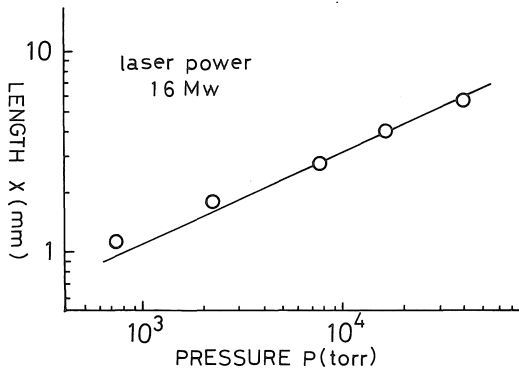


第10図 プラズマのストリーク写真



第11図 プラズマの大きさのレーザーパワー依存性

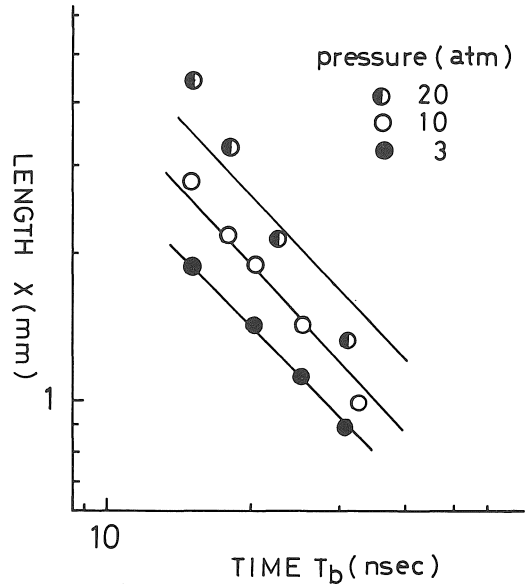
はプラズマの時間的推移を表わしプラズマが生成し始めてから約450nsec 経過したものであり、横方向はプラズマの大きさxを示している。プラズマの大きさxはストリーク写真においてレーザー照射終了時における横方向の長さで、本実験範囲では1~8mmほどであった。プラズマの大きさは第5章で議論したように一定の圧力に対してレーザーパワーが高いほど大きくなることが予想される。第11図は実験によって得られたプラズマの大きさxのレーザーパワー依存性を示すものであり、実際レーザーパワーの高いほど生成するプラズマは大きくなることわかった。またこのxのレーザーパワーに対する増加傾向はレーザーパワーが高くなると弱くなる。レーザーパワーが高い範囲すなわちレーザー光がほとんど吸収されてしまう範囲では第5章での議論のようにxを支配するメカニズムはBreakdown Waveによるものと予想され、プラズマの大きさxのレーザーパワーW、圧力Pの依存性は(21)式与えられた。第11図においていずれの圧力に対してもxが1mm以上であるWの範囲の実験値は第(21)式をよく満たしている。この範囲は第5図からわかるように吸収の割合はいずれの圧力に対しても70%以上であり、レーザー光の吸収が強いときに相当している。また第10図において一定のレーザーパワーに対して圧力が高いほど生成されるプラズマは大きくなることわかれる。



第12図 プラズマの大きさの圧力依存性

第12図はプラズマの大きさxと圧力Pの関係を示すもので、W=16MWの場合のものである。このWの値では第11図からxは1mm以上となっており、Breakdown Waveのメカニズムが支配的となっている範囲であると考えられる。実際第12図の実験値は勾配1/2の直線によく合っており、この範囲ではBreakdown Waveのメカニズムが支配的であると思われる。次に第5章においてはレーザーパワーが低いときRadiation Supported Shock Waveのメカニズムが支配的であると考え、プラズマの大きさxのレーザーパワー依存性は第(22)式で与えられたが、第10

図は第(22)式を満たしておらず、むしろ Breakdown Wave のメカニズムの場合より強いxのレーザーパワー依存性を示している。また第(22)式においてxはPに反比例するはずであるが第11図は逆に比例関係があることを示している。これはこの範囲では Radiation Supported Shock Waveのメカニズムが支配的とはならず Breakdown Wave のメカニズムが同時に生じており、焦点一点だけで破壊が生じることを想定した Radiation Supported Shock Waveのメカニズムだけを分離することが出来ないためであろうと思われる。



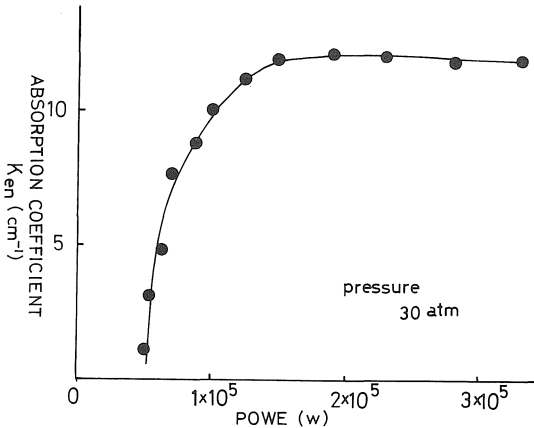
第13図 プラズマの大きさの破壊時間依存性

次に第13図はプラズマの大きさxのT_b依存性を示すものである。T_bが増加すると生成するプラズマは小さくなることを示している。プラズマの大きさを支配するメカニズムが Breakdown Waveであればプラズマの大きさxのT_b依存性は第(19)式で与えられており、この第13図はいずれの圧力に対してもよく満たしている。従ってレーザーパワーが高い時はやはり Breakdown Wave が膨張機構を支配していることがわかる。

5) 吸収係数のレーザーパワー依存性

吸収機構については第4章で議論されており本実験では電子と中性原子とによる逆制動放射過程であることが指摘され、この場合の吸収係数は第(14)式で与えられ、また吸収の割合は第(18')式で与えられた。レーザー光の吸収が少なく破壊のしきい値に近いレーザーパワーの範囲では生成されるプラズマは非常に小さく、K_{e,n}, x << 1を満たしているものと考えられ、吸収の割合ηは第(19')式で与えられた。第5図からこの範囲における吸収の割

合はレーザーパワーに対して急激な増加傾向を持っていることがわかる。一方プラズマの大きさ x のレーザーパワー依存性はこの範囲においては第11図より勾配は約1で x は W に比例することがわかる。従って吸収係数はこの範囲すなわち破壊のしきい値付近ではレーザーパワーに対して増加しなければならないことが予想される。第14図は第(18')式に吸収の割合 η の実測値第5図と破壊時間の



第14図 吸収係数のレーザーパワー依存性

実測値第3図を代入することによって求められた吸収係数のレーザーパワー依存性を示すものである。実際破壊のしきい値近くで吸収係数は急激に増加しており、これ以後一定となることがわかった。これは第(15)式から明らかのように K_{en} は n_e に比例しており n_e が W の増加と共に急激に増加するためであり、レーザーパワーが高くなると K_{en} が一定となるのは n_e が飽和するためであり、完全電離に近い状態であることを意味している。

7. あとがき

気体容器に密閉された高気圧アルゴンガスにルビーレーザー光を照射し、入射光波形と透過光波形を観測し、吸収の割合、破壊時間を求め、またSTLカメラによってプラズマの大きさを測定し、これらのレーザーパワー、気体圧力の依存性を評価することによって破壊機構や吸収機構の解明を行った。この結果衝突電離を仮定してカスケード過程の時間積分効果として計算された破壊時間はレーザー透過光波形の立上りからピークまでの時間として測定した破壊時間と良く一致することが示された。この破壊時間を用いて吸収の割合や破壊のしきい値を求める簡単な近似式が提案され、透過光波形から求めた実測値を良く説明することができた。このように破壊時間は破壊、吸収機構を支配する重要なパラメーターであり、本実験条件、気体圧力1~70atm,レーザーパワー0.7~40MWでは破壊機構はカスケード過程が支配的であることが

わかった。

レーザー光の吸収の割合はレーザーパワーの増加と共に増加し、パワーが十分高いとき飽和に達するが100%よりも小さい飽和値を持つ、しかもこの飽和値は気体圧力によらずほぼ一定の値(約93%)を持つ。レーザーパワーが低いとき吸収の割合は一定のレーザーパワーに対して圧力が高いほど大きいがレーザーパワーが十分高いときは圧力に無関係になる。

次にプラズマの大きさは気体圧力やレーザーパワーが高いほど大きいことがわかった。プラズマの大きさと吸収の割合の実測値から逆算された吸収係数は破壊のしきい値付近でレーザーパワーと共に急激に増加し、電子密度が急激に増加していることを示している。しかしレーザーパワーが高いと吸収係数はパワーによらずほぼ一定の値となり完全電離に近い状態を示しているものと思われる。

謝 辞

日ごろより有益な御指導と御援助を頂いている名古屋大学工学部奥田孝美教授に感謝致します。また態沢宏、矢田光史両卒研究生には実験の際非常にお世話になり感謝致します。

参 考 文 献

- (1) H. B. Bebb, A. Gold: Phys. Rev. 143 (1966)
- (2) T. Holstein: Phys. Rev. 72 (1947)
- (3) P. F. Browne: Proc. Phys. Soc 86 (1965)
- (4) B. Zeldovich: Physics of Shock Wave and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Academic Press (1966)
- (5) P. Raizer: Sov. Phys. JETP 21 (1965)
- (6) A. Ramsden, P. Savic: Nature 203 (1964)
- (7) B. Zeldovich, P. Raizer: Sov. Phys. JETP 20 (1965)
- (8) M. Young, M. Hercher: J. Appl. Phys. 38 (1967)
- (9) F. Morgan, R. Evans, G. Morgan: J. Phys. D 4 (1971)
- (10) C. De Michelis: IEEE J. Quantum Electronics No 4 (1969)