

# 高気圧 Ar ガスレーザプラズマの研究, I

(プラズマ温度)

玉野孝道・山田 諄

## Investigation of High Pressure Ar Gas Laser Plasma, I

(Plasma Temperature)

Takamiti TAMANO and Jun YAMADA

High pressure argon gas from 1 to 200 atm. is irradiated by a Q-switched ruby laser with the maximum power of 40MW and a half width of 30 ns. A dense hot plasma is produced in high pressure argon gas, and a radiation emitted from the laser plasma is spectroscopically analysed. The radiation has line spectrum of Ar I and Ar II with continuous spectrum. Improving the electric power source circuit, the laser output power is stabilized and the scatter in measured values is reduced. The plasma temperature is determined from the line intensity ratio of Ar II over the wide pressure range up to 100 atm. The plasma temperature increases with increase of pressure, but the dependence of the temperature on pressure is weak. The plasma temperature obtained in this work is order of 10eV, which is reasonable from the result in other paper at atmospheric pressure. The plasma temperature is also determined from continuous spectrum and energy balance.

### 1 まえがき

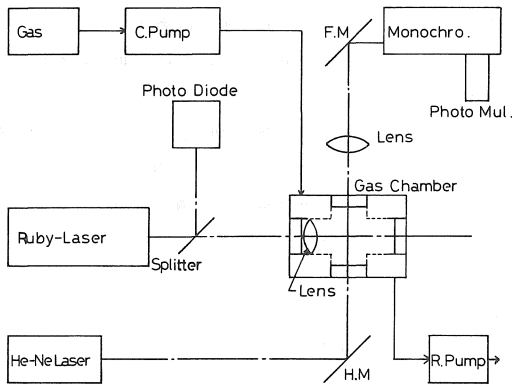
大出力レーザの出現以来、レーザ光を気体、固体に光学レンズで集光することにより、電離や絶縁破壊に関する研究が行なわれ、多光子吸収や光高調波発生などの非線形光学現象の研究が行なわれている。レーザによる核融合を目指している高温高密度プラズマの発生などの研究は、特にいちじるしいものがある。この研究においてはおもに固体が中心とされているが、高気圧気体にレーザ光を光学レンズで集光照射することにより高温高密度プラズマが作られる。気体中においても、千気圧以上になれば固体ターゲットに匹敵する十分高密度なプラズマが得られる可能性が存在し、気体絶縁により固体ターゲットに比べ不純物混入、保持等の困難さが軽減されるなど利点が多いことに注目されている。気体ターゲットによる絶縁破壊の研究は Haught, Meyerand<sup>1)</sup>等により最初に行なわれ、今までに多くの報告がなされている。多くのものは破壊のしきい値に関するものであり、破壊機構、吸収機構、成長機構、電子温度、電子密度に関する研究は、大気圧前後の比較的低い圧力の気体に対してしか詳しく調べられていない。10気圧以上の高い気圧にお

ける研究は破壊のしきい値を除けばあまり行なわれていない。数十気圧以上の超高気圧における研究は物的にも興味深い点が多い。

我々は、気体圧力の範囲を200気圧の高気圧まで拡げ、高気圧高温高密度レーザプラズマの物的研究を行っている。今までに、破壊機構、成長機構の解明や電子密度の測定などを行ってきた<sup>2)3)</sup>。レーザ光をレンズで気体中に集光照射すると、逆制動放射によりレーザ光が吸収され、カスケード過程によりプラズマが発生し、Break down wave や Radiation supported shock wave により光軸後方へ成長して行くこと等が分かった。レーザ干渉計を用いた電子密度の測定結果は $10^{20} \sim 10^{21} \text{cm}^{-3}$ の高密度プラズマが得られていることを示している。本実験では気体容器に密閉された200気圧程度までの超高気圧アルゴンガスに出力40MWのルビーレーザ光を光学レンズで集光照射して、プラズマを作り、気体容器の光軸と直角方向の窓からプラズマからの光を分光測定することにより、Ar IIの線強度比よりプラズマ温度を、又黒体放射を仮定して連続光の波長依在性からもプラズマ温度を求めた。これらの方法で求めたプラズマ温度は数十万度程度でほぼ同じ値が得られた。

## 2. 実験装置

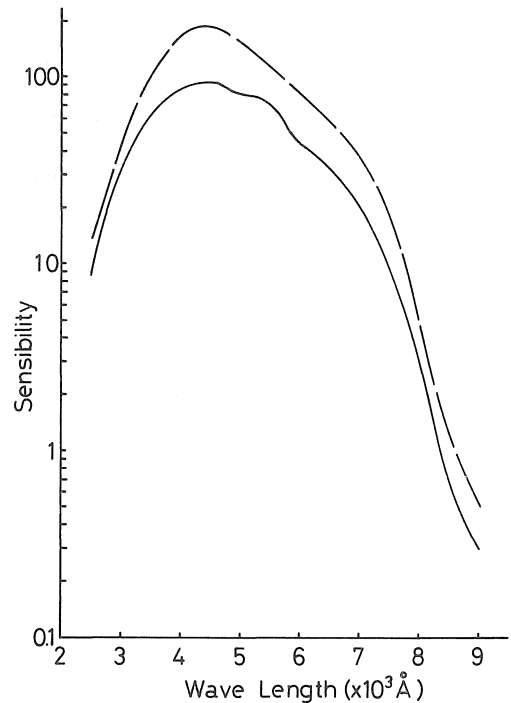
実験装置の配置図を第1図に示す。レーザー装置はポッケルセルQスイッチ型ジャイアントパルスルビーレーザーであり出力パルスの半値巾は約30nsec, 最大出力は40 MWのものである。レーザー光は焦点距離40mmの光学レンズで気体容器の中央に集光照射される。光学レンズはレンズホルダーに固定し、気体容器の中に配置され、光軸方向の前後に移動できる。気体容器は直径120mm $\phi$ , 長さ210mmのステンレスチール棒をくり抜き、直径20mm $\phi$ , 厚さ10mmの石英ガラス製の4つの窓を光軸方向と光軸と直角方向に取りつけたものである。気体容器は回転式真空ポンプで $10^{-3}$ torr程度の真空中に排気したのち、ガスボンベより気体を供給する。これを数回くり返した後、手動式圧縮ポンプ(AMINCO製, 型式D 8-1214)で増圧して実験を行った。気体容器の最大ガス圧は手動式圧縮ポンプの2次圧は700気圧までであるが、気体容器の窓の耐圧が十分でないため最大200気圧までとして実験を行なった。使用気体はArガスである。光軸上に置かれたスプリッターで入射レーザー光の一部を取り出し、フォトダイオードを用いた受光器に入射させ、シンクロスコープのトリガーとして、又入射レーザー光のパワーのモニター用として用いた。受光器に用いたフォトダイオードはSGD100Aで立ち上り時間が4 nsec以下のものである。



第1図 実験装置の配置図

ルビーレーザーを発振させ、光学レンズでレーザー光を集光照射して作ったプラズマからの光を光軸と直角方向の窓から、光学レンズで分光器の入射スリット上に結像するように配置する。入射スリット上に結像したプラズマの大きさと気体容器中のプラズマの大きさが同じになるように、レンズを分光器の入射スリットと気体容器の中央の間の距離の中心に配置した。結像レンズは焦点距離115mmのものを使用した。分光器の入射スリットに入

た光は分光器を経て光電子増倍管で受光し、シンクロスコープで観測した。この時、結像レンズと分光器の間に全反射鏡F.Mを置き、F.Mをマイクロメータ付微動移動台の上のせ、プラズマの光軸方向に移動できるようにした。分光器は焦点距離1 mであり、光軸方向と平行に配置してある。又分光器の分解能を良くするために入射スリットはできるだけせまくし、プラズマの横方向の広がりも考えて横方向だけでなく、縦方向のスリットも入れた。スリット巾は横巾 $\sim$ 300ミクロン、縦巾400ミクロンとした。分光測定に用いた光電子増倍管はR761のUVガラスのヘッドオン形光電子増倍管であり、分光感度は185 $\sim$ 850nmの範囲であり、立ち上り時間1.8nsの高速のものである。分光測定に用いた波長領域は3000 $\sim$ 6000Åと広い範囲なので、標準光源(L-101)を用いて分光器を含めた光電子増倍管の感度修正曲線を求め、この結果より分光測定により求めた結果を修正して用いた。この感度修正曲線を第2図に示す。実線は分光



第2図 光電子増倍管の感度修正曲線

器を含めた光電子増倍管の感度修正曲線であり、破線はさらに気体容器、結像レンズ、F.Mを含めた状態での感度修正曲線を示している。修正に用いた感度修正曲線は破線の方である。

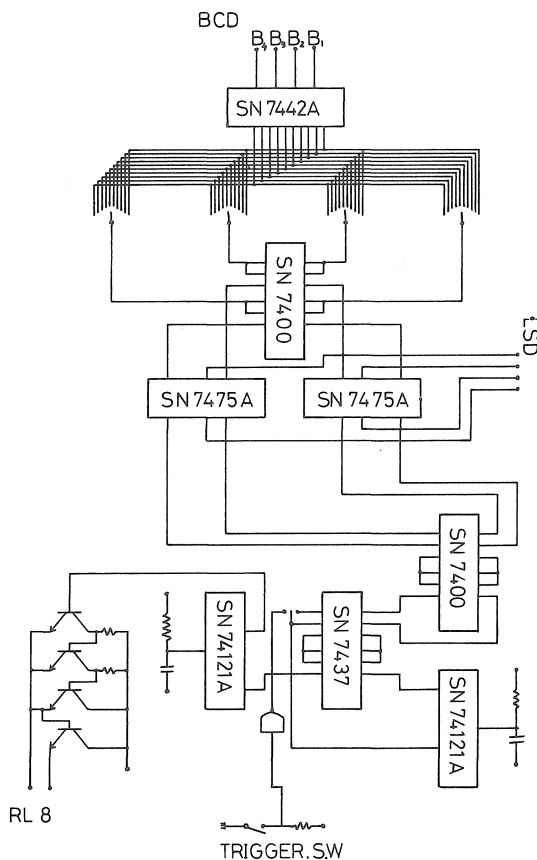
本実験に用いたルビーレーザー装置は、比較的小形で大出力が取り出せるため、約3分に1回しか発振できず、ポンピング用キセノンランプの電源電圧設定がメータリ

レーを用いているため、メーターリレーの変動が電源電圧2.5kVにおいて約30V程度あり、このうちどの部分で発振するかはトリガースイッチを押すタイミングによって変化する。このため発振のたびに、出力パワーが30%程度変動することがモニター用フォトダイオードの出力の変化から分かった。この結果をさらに詳しく調べるため、光軸と直角方向の窓からカメラでプラズマを写した結果、入射パワーが30%程度変化すると、プラズマの長さが50%程度変化した。従って特に、プラズマの光軸後方部分において、分光出力が100%以上も変化し分光測定が不可能になってしまうため、出力パワーを常に一定にする必要が出てきた。このためレーザ発振電圧の設定をメーターリレーを用いず、4½桁のデジタルメータを用いて電圧測定の精度を向上させ、一致回路によりあらかじめ設定された任意の電圧に充電されたときに、トリガerpルスが出力される回路を製作した。この回路のブロック図を第3図に示す。この回路はメーターリレーと並列に4½のデジタルメータを取り付け、デジタルメータのBCD出力信号をデコーダで十進に変換させる。デコーダの各出力の1つを4つのロータリースイッチで選択し、

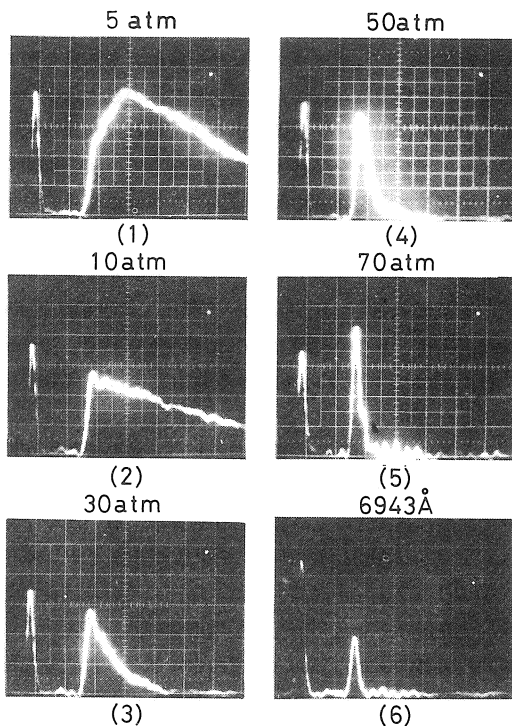
マルチバイブレータ(ラッチ SN7475A)に接続し、デジタルメータの表示とロータリースイッチでの設定値の同じ桁の表示が一致したとき、その桁のラッチはHi出力になる。そして次の信号がはいるまで保持される。こうして各桁の表示がすべて一致したとき、つまり各ラッチがHiになったときレーザ発振のトリガースイッチがONになる。トリガースイッチとしてのリレーを駆動するために、一致回路の出力信号をトランジスタで増幅している。デジタルマルチメータはサンプリング速度15回/秒、クロック周波数150kcの高速サンプリングのものをいい、ラッチ回路、NAND回路などの時間的遅れは、サンプリング速度に比べて十分小さい。従って、レーザ電源の充電回路の時定数約10秒に比べて十分速い速度でレーザをトリガーすることが可能になり、電源電圧の変動を±1V以下に抑えることができた。しかし、コンデンサの充電時と放電時や周囲の温度条件などで出力パワーが大きく変化することがあるので、フォトダイオードで出力を常にモニターしてレーザ出力が±3~4%以上変化したデータを棄てることにより精度を向上させた。又モニター用フォトダイオードの出力はエネルギーメータで校正をした。

3. プラズマ温度の測定

プラズマからの光を分光器を通して光電子増倍管で受光した3737.9Åの分光波形の一例を第4図に示す。この



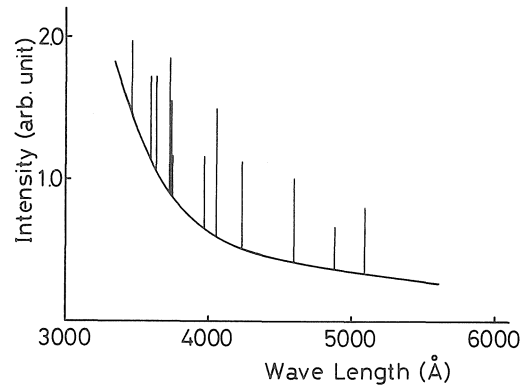
第3図 一致回路図



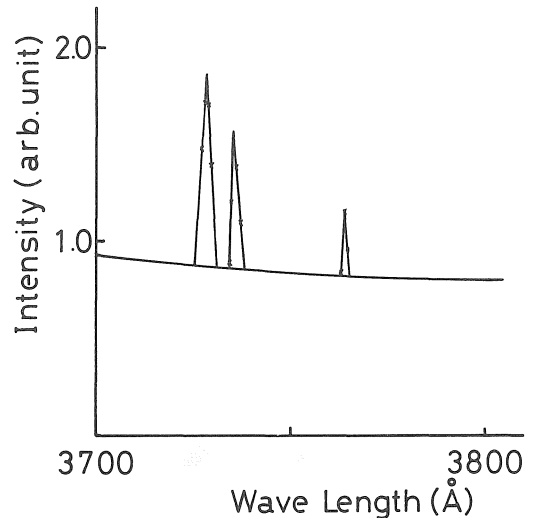
第4図 分光波形

図は入射レーザー光の一部をフォトダイオードで受光した信号と分光器を経て光電子増倍管で観測した分光出力を遅延線で遅延させ、シンクロスコープの同一画面上に表示したものである。第4図(6)の図は気体容器を回転式真空ポンプで $10^{-3}$  torr 程度の真空中に排気したのち、プラズマが発生しないときのルビーレーザー波長 $6943 \text{ \AA}$ でのレーザー散乱光の分光波形である。フォトダイオード出力波形と光電子増倍管での分光出力波形はほぼ相似であり、測定系の応答速度は問題とされないと考えられる。分光波形は入射レーザー光の立ち上りよりも少し遅れて立ち上り、ピークに達したあと、ゆっくりと減衰してゆく。分光波形の立ち上りの遅れは、圧力やレーザー光強度が大きくなるにつれて小さくなり、透過光波形のピークに一致する。これは破壊が逆制動過程による吸収と衝突電離によるカスケード過程で生じるため、破壊が生じるまでに遅れ時間があり、この時間に相当する。分光波形がピークに達する時刻は低い圧力でほぼレーザーパルスの終る時刻に一致しているが、圧力が高くなるにつれて、ピークに達する時刻が早くなり、70気圧以上の高気圧ではレーザーパルスのピーク時と一致する。これは圧力が低い時には熱損失が少なく、入射エネルギーがある限り温度は上昇し続けるが、圧力が高くなり周囲気体への熱伝導によるエネルギー損失が大きくなり、入射エネルギーが減少し始めると温度もそれ以上上昇せず、減少するためと思われる。低い圧力、例えば5気圧では分光波形のピークに達する時刻は約130nsとレーザーパルスの終る時刻よりも遅いように思われるが、レーザーパルス波形は一般にガウス分布形であり、この時刻においてもピークパワーの数十分の一のレーザー光が存在し、一旦破壊が起きていればかなり低いパワーでプラズマを保持することができる。実際別のレーザーでプラズマを作っておけば、プラズマの生長のしきい値は破壊のしきい値に比べて1気圧において、100分の1程度になることが分かっている<sup>4)</sup>。更に分光出力の半値巾を見てみると、圧力が低い5気圧では半値巾約450nsと広いが、圧力が増すにつれて減少してゆき、70気圧では約30nsとレーザーパルスの半値巾とほぼ一致していることが分かる。

第5図に50気圧での分光出力のピーク値の波長依在性を示す。実線は連続光の波長依在性を示したものであり、分光波形は連続光の上に多くの中性原子(Ar I)や1価イオン原子(Ar II)のラインや少数の2価イオン原子(Ar III)のラインが観測された。測定に用いた波長の範囲は分光器などを含めた光電子増倍管の波長感度が良い範囲内で $3500 \text{ \AA}$ から $5500 \text{ \AA}$ までの中で観測した。分光器は低気圧Arガス放電管を用いて波長較正を行った。そして $3500 \text{ \AA}$ から $5 \text{ \AA}$ おきに波長を変化させ、さらにその



第5図 分光出力の波長依在性



第6図 分光出力の波長依在性

中に、データブックよりArのラインの波長も入れて、ラインとして用いられそうなものの前後 $5 \text{ \AA}$ ぐらいをさらに $1 \text{ \AA}$ おきに分光して、ラインとなるかどうかを調べた。第6図に $3730 \text{ \AA}$ 附近におけるラインの分光出力波長依在性の一例を示す。これらのラインの巾は $3 \text{ \AA}$ 程度と狭く、十分ラインとして認識され得る。こうして得られたラインで圧力を変えて分光測定を行なった。圧力が高いので、一旦放出された光が周囲原子により再吸収される効果を防ぐために共鳴光は用いなかった。測定に用いたラインの波長、遷移確率、統計的重み、励起エネルギーを表1に示す。各ラインのピーク値より連続光の値をさしひいた値を先に求めた感度更正曲線より更正して、ライン強度 $I_n$ として用いた。

一般に、プラズマ光のスペクトル線の強度は上準位密度 $n_n$ と遷移確率 $A_{nm}$ と一光子当りのエネルギー $h\nu_n$ の積で決まり

$$I_n = A_{nm} h \nu_n n_n \quad (1)$$

表1 Ar線の波長と遷移確率

$\lambda_n(\text{\AA})$	$E_n(\text{eV})$	$A_n$	$g_n$
36398	22.70	1.40	6
37293	19.97	0.60	4
37379	24.81	2.30	8
37653	22.51	0.90	6
39684	19.55	0.0467	6
41039	22.51	1.2	6
42282	19.68	0.130	6
45899	21.13	0.82	6
48799	19.68	0.78	6
50093	19.22	0.147	6

となる。熱平衡状態を仮定して、ボルツマン分布

$$\frac{n_n}{n_g} = \frac{g_n}{Z(T)} e^{-(E_n/kT)} \quad (2)$$

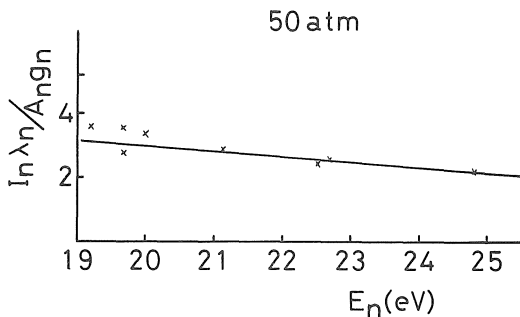
を(1)式に代入すれば、スペクトル線の強度は

$$I_n = A_{nm} h \nu_n n_g (g_n/Z(T)) e^{-(E_n/kT)} \quad (3)$$

となる。ここで  $g_n$  は  $E_n$  レベルにおける統計的重み,  $E_n$  は  $n$  番目のレベルの励起エネルギー,  $Z(T)$  は問題としている原子の状態和である。第(3)式の両辺の対数をとれば

$$\log \frac{I_n \lambda_n}{A_{nm} g_n} = -\frac{E_n}{kT} + \text{const} \quad (4)$$

という関係が成り立ち、線強度比の対数が励起エネルギーに比例し、その比例係数から温度を求めることができる。ここで第(4)式に分光測定で求めたラインのピーク値の更正値を代入して、線強度比の対数の計算を行なう。計算

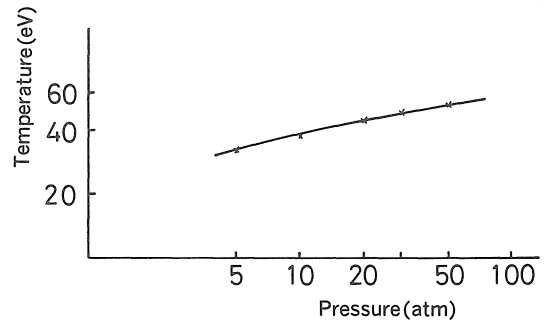


第7図 線強度比の励起エネルギー依存性

値を励起エネルギーを横軸にとり、プロットした。50気圧でのこの関係を第7図に示す。計算値はほぼ直線にっており、この直線の傾きよりプラズマ温度を決定したところ40万度であった。プランクの式より黒体から放射された光強度を数値計算した波長依存性と測定値を比較することにより求めた電子温度は数十万度であった。

4. 結果及検討

分光測定より求めたラインの線強度比より決定したプラズマ温度の圧力依存性を第8図に示す。プラズマ温度



第8図 プラズマ温度の圧力依存性

は数十万度が得られたが、圧力が増加してもプラズマ温度はあまり増加しないことが分かった。圧力が増加すると、衝突周波数が増加し、逆運動放射による吸収係数が増加し、プラズマ温度は上昇すると考えられるが、プラズマ密度の増加や熱伝導による損失の増加のため、プラズマ温度は弱い圧力依存性を示すものと思われる。

Korobkin らの研究報告<sup>9)</sup>によれば、大気圧中にレーザ出力100MW、半値巾15nsecのルビーレーザ光を集光照射することにより、初期電子密度 $10^{19} \sim 10^{20} \text{cm}^{-3}$ で電子温度100万度、イオン温度 $\sim 6 \times 10^6$ 度を得られている。従って、彼らの実験結果と比較してみると、温度は少し高いように見えるが、彼らの場合はレーザパワーが約2.5倍も大きいから、我々の結果大気圧付近で約30万度とほぼ同じオーダーであることが分かる。

又プランクの式より黒体から放射された光強度を数値計算した波長依存性と測定で求めた連続光の波長依存性を比較することによって求めたプラズマ温度は数十万度であった。

そして、エネルギーバランスをプラズマの長さ0.45cmとしてプラズマ体積 $0.0015 \text{cm}^3$ 、電子密度 $\sim 10^{20} \text{cm}^{-3}$ 、入射エネルギー1Jとしてプラズマ温度を計算した結果26 eVであった。

これら3つの方法で求めたプラズマ温度はほぼ同じであった。以上から100気圧程度の高気圧の範囲までかなり精度良く温度を測定できたと思われる。

本実験ではレーザー出力の安定化をはかることにより、入射レーザーパワーの変動を±5%以内に抑え、分光出力の変動を10%以内に抑えることができた。しかし線強度と励起エネルギーのグラフの直線の引き方で、例えば、傾きが0.5度異なっても温度が10~20%の誤差を生じ、特に温度が高くなると誤差が大きくなる。このため線強度比から温度を求めるときもっと励起エネルギーの広い範囲で分光測定をする必要、即ち、もっと紫外線領域まで分光測定する必要がある。

#### 参考文献

- 1) R. G. Meyerand & A. F. Haught : Gas Breakdown at Optical Frequencies, Phys. Rev. Letters 11, 401, 1963
- 2) 山田, 榊原, 奥田 : 高気圧アルゴン気体とルビーレーザー光との相互作用, 電気学会論文誌, 97(A), 638-644, 1977
- 3) J. Yamada & T. Okuda : Development Mechanism of Laser Spark in High Pressure Argon Gases, Japan. J. Appl. Phys. 18, 139-144, 1979
- 4) B. F. Mulchenko, Yu. P. Raizer and V. A. Epshtein : High-Pressure Laser Spark Ignited by a External Plasma Source, Soviet Physics JETP, 32, 1069-1072, 1971
- 5) V. V. Korobkin, S. L. Mandel'shtam, P. P. Pashinin, A. V. Prokhindeev, A. M. Prokhorov, N. K. Sukhodrev, and M. Ya. Shchelev : Investigation of the Air "Spark" Produced by Focused Laser, Soviet Physics JETP, 26, 79-85, 1968

(受理 昭和57年1月16日)