実験計画法を用いた TEA CO₂ レーザの出力特性の解析

正 員 佐 藤 三 郎 (名古屋大)

正 員 山 部 長兵衛 (名古屋大)

正 員 堀 井 憲 爾 (名古屋大)

1. ま え が き

レーザガス媒質のポンピングに気体放電を用いる横方向励起大気圧動作炭酸ガス (TEA CO₂) レーザは、大出力、高効率が比較的容易に得られることで良く知られている。今日まで、レーザ動作に不可欠である安定な大気圧グロー放電を得る方法が多数開発されてきたが、そのなかで最も簡略、安定かつ経済的な方法として、主放電に先立ちコロナ放電を利用して初期電子を供給し、続いて主放電に至る二重放電方式がある^{(1)~(3)}。筆者らは、コロナ放電を有効に利用するため、上記の方法に波形整形回路 (PFN) を併用した。PFN によりコロナ放電と主放電のタイミングが自動的に調整され、大容積にわたり安定な大気圧グロー放電が得られた。更に、この二重放電形 TEA CO₂ レーザのコロナ放電および大気圧グロー放電に対し、等価回路を考案し、放電特性の等価回路論的考察を行ってきた⁽⁴⁾。

ところで、多数の要因 (パラメータ) の影響力を統計的に解析する方法に実験計画法がある⁽⁵⁾。この方法は次の利点をもつ。

(1) 実験データに本質的に影響を与えている要因を予想して実験を計画することにより、実験回数を減らし、時間、経費、労力を節約することができる。

(2) 実験順序を確率化することによって環境条件など制御の難しい要因による誤差を除去することが可

能である。

(3) 実験データに対する要因自身の影響力 (主効果) および要因どうしの相互作用による影響力 (交互効果) の大きさを判定することができる。

従って、この方法は充電電圧、PFN パラメータなど多数の要因を含み、更に光共振器など環境条件に敏感なレーザ発振の実験に非常に有効な方法である⁽⁶⁾。

本論文では、実験計画法を用いてレーザ出力エネルギー (以下、単にレーザ出力と呼ぶ) と各パラメータとの関係を統計的に調べ、レーザ動作に影響を及ぼしている要因の主効果および交互効果の大きさを判定する。

更に上記で得られたレーザ出力特性に対し、さきに示した放電特性に対する等価回路を用いて理論的解析を行ない、レーザ動作に最適な PFN パラメータ、充電電圧の大きさを決定する方法について検討する。

2. 実験方法および解析方法

ここで用いた刃形電極二重放電形 TEA CO₂ レーザの概略を第 1 図に示す。電極形状の詳細は文献⁽⁴⁾と同じであるが、今回陰極 K の表面に第 2 図に示すような高さのそろった台形突起約 1,500 個を設けた。これは台形突起とトリガ電極 T (1 mm ϕ 銅線) との間で発生するコロナ放電に規則的な強弱をもたせることを目的としている。一般に大気圧下の放電路が収縮傾向を示すことは良く知られている。初期電子の供給に規則性を与えることにより、収縮した放電が台形突起の各エッジにほぼ一様な強さで定在する。これら強さのそろった等間隔の放電によって、放電部へ注入されたエネルギーは均等に分散されるため局所的なアークの発生が抑えられ、均一で安定なグロー放電が維持される。更に、この規則性により放電路の数が大幅に増

An Analysis of the Laser Output Properties for a TEA CO₂ Laser with the Design of Experiments. By Saburoh Satoh, Member, Chobei Yamabe, Member & Kenji Horii, Member (Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Nagoya University).

佐藤三郎: 正員, 名古屋大学工学部電気工学科

山部長兵衛: 正員, 名古屋大学工学部電気工学科

堀井憲爾: 正員, 名古屋大学工学部電気工学科

第 1 図 レーザ装置および放電回路の概略図

Fig. 1. Schematic diagram of the laser apparatus and the discharge circuit.

第 2 図 陰極表面上の突起の形状

Fig. 2. Projections on the cathode surface.

加する結果となり、全体の放電電流が増加して放電部に注入可能なエネルギーも大きく増大した。ただし、 C_s は $K-T$ 間に発生するコロナ放電に必要な以上のエネルギーが流入するのを制限するための微小容量である。一方、陽極 A は電極のエッジ効果を低減するため Chang 方式⁽⁷⁾により丸みを付けた。

これらの電極系と後に述べる最適の PFN を併用することにより、放電部に注入可能な電気入力エネルギーは 200 J/l 以上にまで増加できるようになった。この値は核融合用レーザーなどに用いられている電子ビーム制御大形レーザーに近い値である。ただし、放電面積は横 $3.3 \text{ cm} \times$ 縦 43 cm 、電極間隔は 3 cm 、放電体積は 0.43 l であり、 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}$ のレーザー混合ガスは光軸に沿って約 3 l/min で流し、その全圧力はおおよそ 1 気圧である。

レーザー光共振器はステンレス鋼板に金蒸着した全反射ミラー（曲率半径 $\rho=10 \text{ m}$ ）と 60% 反射の Ge ミラー（ $\rho=\infty$ ）で構成され、共振器長は約 90 cm である。レーザー出力波形は NaCl のブルースター窓からの反射（約 5% ）を Au-Ge 半導体検知器で観測し、出力エネルギーは熱電式ドライカロリメータで測定した。

放電回路は電源用 2 段マルクスバンク（直列容量、充電電圧の合計各 C_1 , V_a ）、インダクタンス L およびコンデンサ C_2 で構成された PFN から成っている。

第 3 図 典型的な電圧 u_c 、電流 i_m およびレーザー出力 p_o の波形

Fig. 3. Typical wave forms of voltage u_c , current i_m and laser output p_o .

る。また l は線路のインダクタンスで非常に小さい ($l < 0.1 \mu\text{H} \ll L$)。ただし、 R は C_1 の放電抵抗で $C_1 R > 10 \mu\text{s}$ の条件で用いている。なお、電圧・電流波形はそれぞれ $R-C$ 分圧器およびロウスキーコイルで測定した。第 3 図に典型的な電圧、電流波形およびレーザー出力波形を示す。

実験計画法によるデータ解析は以下の手順で進めた。

(1) 実験順序の決定 要因(パラメータ)を C_1 , L , C_2/C_1 , V_a の 4 個とし、各要因の水準(条件)を 3、反復数 u を 3 とする。従って、これらすべての組合せは $3^4 (=243)$ とおりであるが、これらすべてに対し全く実験順序を確率化することは時間的にも困難であり、また V_a に対するレーザー出力の依存性は既に明らかであるので、 V_a に対しては確率化を行なわなかった。 C_2 , L , u については乱数表を用いて完全に確率化し、 C_1 についても可能な限り確率化を試みた。その結果、実験回数を 81 回とした。

(2) 分散分析表の作成および F 検定 各要因について平均値を中心とする偏差の平方和 S 、平方和の自由度 f 、平均平方和 $D(=S/f)$ 、繰返しによる誤差の平均平方和 $D_e(=S_e/f_e)$ 、 S_e , f_e : 誤差の平方和およびその自由度) および分散比 $F_0(=D/D_e)$ を求め、 $F_0 \geq F(f, f_e; 0.01)$ を比較することにより F 検定を行なう。ただし、 $F(f, f_e; 0.01)$ は自由度 (f, f_e) の F 分布 1% 点で、数表に与えられている。検定により、要因自身の実験データに対する影

響力（主効果）および要因どうしの相互作用による影響力（交互効果）の大きさを判定した。ただし、ここで言う主効果および交互効果は具体的に以下のようなものである。次項（3）で作成するグラフが直線となる場合、その傾きが大きいとき横軸の変数を要因とする主効果が大きいと言う。またパラメータを変えたグラフどうしが交わる場合には、パラメータの要因と横軸変数の要因との間には交互効果があると言う。

（3）グラフの作成 分散分析の結果から、交互効果のある要因と主効果のみの要因に分け、それぞれの水準での平均値と信頼限界（99% の確かさで平均値が存在する範囲）を求めてグラフを描いた。

3. 実験結果および考察

本レーザ装置では予備放電としてガラス管を介したコロナ放電を用い、更にトリガ電極に微少容量 C_s ($<10^3$ pF) を直列に接続しているため、予備放電に注入されるエネルギーは非常に少なく、全体の 1% 以下である。また C_s を 10^3 から 10^2 pF 程度まで小さくしても放電の様子はほとんど変化しなかったことから、ある一定密度以上の初期電子が供給されれば、グロー放電は安定に達成され、維持されるものと考えられる。従って、以下の解析においては予備放電の効果は取り上げない。一方、レーザ混合ガスの割合は放電部の火花電圧からレーザの励起に至るまで、レーザ出力特性に対して顕著な影響を与えるパラメータである。ここでは、混合ガスの割合を本レーザ装置において最もレーザ出力の高い CO₂/N₂/He=1/1/5 一定として用いた。

〈3・1〉実験計画法による解析 第 1 表は $V_a=60$ kV 一定として三つの要因 (C_1 , L , C_2/C_1) を変化させ、3 回の反復を行なったときのレーザ出力の相対値を示す。ただし、各要因の水準はレーザ発振が得られるという条件で、できる限り広範囲に選んだが、 $C_1=0.06$ μ F, $L=139$ μ H においては放電が不安定となりレーザ出力が得られなかった。第 2 表は第 1 表の実験データに対する分散分析表である。ここで要因 C_1 と要因 L の交互効果を $C_1 \times L$ で示した。同様に $C_1 \times L \times C_2/C_1$ は三つの要因による交互効果である。

第 2 表の結果から、99% 以上の確かさでデータ（レーザ出力）に影響を及ぼしている要因をその影響力の順に示せば次のようになる。

- ① C_1 と L の交互効果, ② C_1 の主効果
- ③ L の主効果, ④ C_2/C_1 の主効果

このように C_1 と L の間には非常に強い交互効果があるため、 C_1 と L をそれぞれ別々に取り上げて

第 1 表 レーザ出力エネルギーの測定値（相対値）

Table 1. The measured values (arb. unit) of the laser output energy.

L \ C ₁ \ C ₂ /C ₁	C ₁			0.02(μ F)			0.04(μ F)			0.06(μ F)		
	C ₂ /C ₁			0.8	1.0	1.2	0.8	1.0	1.2	0.8	1.0	1.2
22.2(μ H)				284	284	269	554	483	459	586	583	541
				340	329	264	467	500	380	597	572	560
				314	276	254	472	511	451	603	587	526
58(μ H)				341	342	281	553	530	491	727	673	669
				362	343	309	592	601	556	750	651	650
				330	361	316	614	579	556	716	681	637
139(μ H)				377	348	334	824	707	639	0	0	0
				400	372	359	773	651	597	0	0	0
				434	274	392	653	659	623	0	0	0

$V_a=60$ kV, 0 はレーザ発振の得られなかった箇所である

第 2 表 第 1 表のデータに対する分散分析表

Table 2. The table of analysis of variance for the data in the table 1.

要因 (因子)	平方和 S	自由度 f	平均平方和 $D=S/f$	分散比 $F_0=D/D_0$	検 定
C_1	820,954	2	410,477	532.3	**
L	425,526	2	212,763	257.9	**
C_2/C_1	44,202	2	22,101	28.7	**
$C_1 \times L$	2,212,958	4	553,240	717.5	**
$L \times C_2/C_1$	4,759	4	1,190	1.5	
$C_1 \times C_2/C_1$	5,542	4	1,386	1.8	
$C_1 \times L \times C_2/C_1$	16,867	8	2,108	2.7	*
誤 差	41,640	54 ($=f_0$)	771 ($=D_0$)	—	
合 計	3,572,448	80	—	—	

**: 要因が 99% 以上の確かさでデータに影響を与えている。

*: 同じくそれが 95% 以上である。

無印: 同じく 95% 未満であり、誤差による変動なのか要因自身の影響なのか明りょうでない。

その効果を論じてあまり意味がなく、一緒に取り扱う必要がある。第 4 図は第 1 表の結果から各々の C_1 , L に対してレーザ出力 P_0 の平均値を L をパラメータとする C_1 対レーザ出力特性として示したものである。一方、要因 C_2/C_1 は他の要因との間に交互効果があり認められなかったので、第 5 図のグラフとして描くことができる。

ところで、第 2 表の結果では C_1 と L の交互効果が非常に大きく現われたが、第 1 表のデータに対しアーチ発生によりレーザ出力が得られなかった $C_1=0.6$ μ F, $L=139$ μ H の場合を除く実験結果について分散分析を行なったところ、 C_1 と L の交互効果はかなり小さく、第 2 表中 C_2/C_1 の主効果と同程度の大きさであった。また、このとき C_1 , L , C_2/C_1 の三要因による交互効果あるいは C_1 と L 以外の二要因による交互効果は全く認められなかった。従って、第 2 表の結果で C_1 と L の交互効果が非常に大きく現われたのは、

↑印は 99% の信頼限界を示す

第 4 図 インダクタンス L をパラメータとする
コンデンサ C_1 対レーザー出力特性

Fig. 4. Laser output energy vs. capacitance C_1 with inductance L as a parameter.

第 5 図 C_2/C_1 対レーザー出力特性

Fig. 5. Laser output energy vs. C_2/C_1 .

第 1 表のデータ内にグロー放電が不安定となり、レーザー出力が全く得られなかった $C_1=0.06 \mu\text{F}$, $L=139 \mu\text{H}$ のデータが含まれていたためである。更に、第 4 図のように 3 本のグラフが交わっている点を考え合せれば、その交互効果がいかに大きいかが想像される。すなわち、レーザー出力に最も強く影響を与える要因は放電の安定な領域を決める C_1 と L の組合せである。一方、主効果はグラフが直線で表われる場合その傾きに対応し、第 4 図、第 5 図から C_1 の主効果が C_2/C_1 の主効果に比べかなり大きいことが容易に理解される。

〈3.2〉 レーザ出力特性に対する等価回路論的考察

前節までの実験結果に対して物理的解釈を与えるため、付録に示されるグロー放電に対する等価回路を用

第 6 図 主電流の全電荷量 Q_h+Q_i に対するレーザー出力特性

Fig. 6. Laser output energy vs. the total charge Q_h+Q_i of main current.

第 7 図 主電流のテール部総電荷量 Q_i 対レーザー出力特性

Fig. 7. Laser output energy vs. the total charge in the tail part of main current.

いて、レーザー出力特性に対する等価回路論的考察を行なう。まず第 1 表のデータおよび $V_a=70, 80 \text{ kV}$ における同様な測定結果を放電電荷量という観点から整理してみた。第 6 図は放電部を通過した全電荷量 Q_h+Q_i (図中、電流波形に斜線で示す) に対するレーザー出力 P_0 特性である。ただし、第 6 図の結果はレーザー発振の得られた同一のパラメータ (C_1 , L , C_2/C_1 , V_a) において 3 回の繰返しの平均値である。一方、第 7 図、第 8 図は図中に示すように電流波形を幾何学的にテール部とヘッド部に分け、それぞれの電荷量 Q_h , Q_i に対するレーザー出力特性を比較したものである。第 7 図、第 8 図からレーザー出力が Q_i に比例して増加する傾向にあるが、 Q_h とはあまり明確な関係は見られない。

ここで、電流波形をどのようにして Q_h と Q_i に分けたかについて述べる。第 3 図に示した電圧波形 v_c において平坦部の電圧 V_c (グロー維持電圧と呼ぶ)

第 8 図 主電流のヘッド部総電荷量 Q_h 対レーザ出力特性

Fig. 8. Laser output energy vs. the total charge in the head part of main current.

と v_c との接点 a から時間軸(横軸)に下ろした垂線を at_1 とする。 at_1 と電流波形 i_m との交点を b とし、 bt_1 を分離の線とした。この分離によって Q_h と Q_i は次のような意味をもつ。 Q_h は C_2 に蓄えられていた電荷の一部(実測結果では約 1/3) および C_1 - L - C_2 回路を流れていた電流が、放電開始と共に第 1 図に示す C_2 - I -放電部- C_2 回路を通して放電部へ流れ込んだ電荷量に相当する。この放電電流回路は低インダクタンス回路であるので急しゅんに電流は増大する。この働きで、 K - T 間のコロナ放電によって生成された電子群は一気に電子なだれへと成長し、レーザガス分子を効率良く電離することができる。一方、 Q_i は電源用コンデンサ C_1 に蓄えられていた残りの電荷および大きなインダクタンス L に蓄えられていた電磁エネルギーの電流が L を通してゆっくり放電部へ流れ込んだときの電荷量に相当し、電離された放電部を安定に維持する働きをしている。そのうえ、この領域では第 3 図に示すように放電部が比較的低電界($V_0/g \approx 8$ kV/cm, g : ギャップ間隔)で、ほぼ一定に維持されているため、励起エネルギーの小さい(約 0.3 eV) CO₂ レーザガス媒質にとって非常に効率の良い励起が期待される。このため、 Q_i とレーザ出力との間に比例関係が存在するものと考えられる。

ここで Q_i に着目し、付録に示した等価回路から Q_i を導出する。いま安定なグロー放電が維持されている時間($t_1 < t < t_2$)内では、放電部が電圧 V_0 に一定に保たれているものとする。実際には第 3 図に示すように後半では放電部の電圧は V_0 より低下するが、第一近似の計算として、これを一定として扱うことにする。線路の抵抗および放電部の抵抗を無視すると、放電部を流れる電流は次式で与えられる。

$$i_m = I_b \cos \frac{t-t_1}{\sqrt{LC_1}} + \frac{V_0-V_g}{\sqrt{L/C_1}} \sin \frac{t-t_1}{\sqrt{LC_1}} \quad (1)$$

ただし、

$$I_b = \{2V_a V_b C_2 / L - V_b^2 C_2 (C_1 + C_2) / C_1 L\}^{1/2}$$

$$V_0 = V_a - C_2 V_b / C_1$$

ここで、 V_b は火花電圧、 V_0 はグロー維持電圧であり、その位置、大きさを第 3 図に示す。従って、 Q_i は i_m を時刻 t_1 から t_2 まで積分することにより得られる。ただし、 t_2 は (1) 式の i_m が零となる時刻

$$t_2 = \sqrt{LC_1}(\pi - \phi) + t_1$$

$$\cos \phi = (V_0 - V_g) / \sqrt{I_b^2 L / C_1 + (V_0 - V_g)^2}$$

とする。

$$Q_i = C_1 \{ \sqrt{(V_a - V_0)^2 - V_b(V_b - 2V_0)C_2/C_1} + (V_a - V_0) - V_b C_2 / C_1 \} \quad (2)$$

(2) 式ではインダクタンス L が時間項 t_2 および位相項 ϕ に含まれているため見かけ上 L は消去されている。第 9 図は (2) 式を用いて計算した Q_i (横軸) と実測によって得られた Q_i (縦軸) とを比較したものである。なお、計算に用いた V_b 、 V_0 は実測により $V_b = 43$ kV、 $V_0 = 24.7$ kV とし、実測値 Q_i は第 7 図と同じ結果を用いた。第 9 図から計算値は Q_i が大きい領域において実測値よりやや大きめに出ているが、両者はほぼ一致し、 Q_i の算出に用いた等価回路はかなりの確に放電部を表わしていることが理解される。

次にレーザ出力に対するインダクタンス L の効果を検討するため、第 7 図から $Q_i \approx 800 \mu\text{C}$ および $1, 200 \mu\text{C}$ の結果のものばかり抽出し、グロー放電の

第 9 図 計算による Q_i と実測による Q_i との比較
Fig. 9. Comparison between the measured and the calculated Q_i .

第 10 図 Q_i をパラメータとするグロー放電の長さ t_g 対レーザ出力特性

Fig. 10. Laser output energy vs. the glow discharge time t_g with Q_i as a parameter.

長さ t_g に対するレーザ出力 P_0 の特性を求めた。それを第 10 図に示す。同図は一定の Q_i に対しレーザ出力が t_g の増加と共に増大の傾向を示している。ところで、 t_g は (1) 式から $t_g = t_2 - t_1 = \sqrt{L C_1}(\pi - \phi)$ で与えられ、 ϕ は π に比べてかなり小さいのでこれを見捨てると $t_g \approx \pi \sqrt{L C_1}$ である。従って、 Q_i を一定に保ちながら t_g を長くするには C_1 を一定にして L を大きくすればよい。第 10 図において $t_g = 1, 2$ および $3 \mu s$ 付近のデータはそれぞれ $L = 22.2, 58$ および $139 \mu H$ の場合に対応する。これらの結果を考えると、第 7 図に見られるように 3 種類の L に対し Q_i 対レーザ出力 P_0 の特性が 3 本の直線として表わされ、更に第 2 表の検定結果が示すように L の主効果がかなり大きく現われたものと考えられる。

一方、第 2 表において C_1 と L の組合せは非常に強い交互効果があると判定された。それを確認するため供給可能な電源電圧 (80 kV 以下) を考慮して C_2/C_1 を 0.6 一定とし、いろいろな C_1 と L の組合せに対し第 3 表のような試行実験を行なった。表中、充電電圧 V_a はアークを含まない状態の限界に近い値である。また、注入エネルギーは放電体積 $H (= 0.43 l)$ を用いて $C_1 V_a^2 / 2 H (J/l)$ として計算した。同表から $C_1 = 0.02 \mu F$ のとき $L = 22.2 \mu H$ 、 $C_1 = 0.04 \mu F$ のとき $L = 5.1 \mu H$ 、 $C_1 = 0.06 \mu F$ のとき $L = 2.5 \mu H$ において最大のレーザ出力が得られ、 C_1 と L の組合せが安定な領域の限界を決定するのに重要な働きをしていることが確認された。

第 3 表 いろいろな C_1 と L の組合せに対する C_1 の充電エネルギー $C_1 V_a^2 / 2 H$ 、レーザ出力 P_0 およびレーザ出力効率 η_0

Table 3. The stored energy $C_1 V_a^2 / 2 H$, the laser output P_0 and the efficiency η_0 for the various combinations of C_1 and L .

$C_1 (\mu F)$	$L (\mu H)$	$V_a (kV)$	$C_1 V_a^2 / 2 H (J/l)$	$P_0 (J/l)$	$\eta_0 (\%)$
0.02	11.5	66	100.4	8.5	8.5
	22.2	72	119.5	10.4	8.7
	58.0	60	100.4	8.5	8.5
0.04	2.5	58	155.0	13.2	8.5
	5.1	62	177.1	15.6	8.8
	11.5	60	165.9	14.5	8.7
	22.2	58	155.0	14.0	9.0
	58.0	52	124.6	11.4	9.2
0.06	2.5	52	187.0	17.4	9.3
	5.1	51	179.8	16.6	9.3
	11.5	51	179.8	16.6	9.3
	22.2	46	148.6	14.4	9.7

レーザ出力効率: η_0 。放電体積: $H = 0.43 l$ 、 $C_2/C_1 = 0.6$
 V_a はアークを含まない状態の限界に近い値である。

続いてテール部へ注入されるエネルギーについて考察する。第一近似の計算として時刻 $t_1 < t < t_2$ の間テール部が電圧 V_a 一定に維持されていたものとすれば、テール部へ注入される電気エネルギー E_g は次式で与えられ、 Q_i に比例することになる。

$$E_g = \int_{t_1}^{t_2} V_a i_m dt = V_a Q_i \quad (3)$$

一方、電源用コンデンサ C_1 に蓄えられていた電気エネルギーは $C_1 V_a^2 / 2$ であるから、これと E_g との比を η_i とすれば、 η_i はテール部へのエネルギーの注入効率となる。

$$\eta_i = 2 V_a Q_i / C_1 V_a^2 \quad (4)$$

ただし、ここで、 Q_i は (2) 式に与えられている。

第 11 図 (B) の実線は C_2/C_1 をパラメータとして変化させたときの充電電圧 V_a 対注入効率 η_i を (4) 式を用いて計算した結果である。これらの計算結果は $C_1 = 0.02, 0.04, 0.06 \mu F$ のいずれの場合にも同じ値を示した。また、第 11 図 (B) 中斜線で示す領域の左側はそれぞれの C_1 に対して、安定なグロー放電が得られることを実際に実験によって確かめた領域であり、破線はその安定領域の限界を示している。この場合、 C_1 を $0.02 \mu F$ から $0.04, 0.06 \mu F$ と大きくすると安定な領域が V_a の低圧側へ移動する。また C_2/C_1 を小さくすれば効率 η_i は増加するが、その場合安定な放電の領域を得るには V_a を低くする必要がある。そのため C_2/C_1 を 0.4 以下に小さくしても η_i の増加は望めず、むしろ飽和の傾向を示した。

更に、第 11 図 (A) は同図 (B) に示す破線上の

それぞれの C_1 の値に対し、破線の左側の領域はグロー放電の安定な領域である。

- (A) C_1 をパラメータとする充電電圧 V_a 対主電流のテール部へ注入されたエネルギー E_d の計算結果
 (A) The calculated curves of the discharge energy deposited in the tail part of main current, E_d vs. applied voltage V_a with C_1 as a parameter.
 (B) C_2/C_1 をパラメータとする V_a 対テール部へのエネルギー注入効率 η_t の計算結果
 (B) The calculated curves of the ratio of E_d to the charging energy, η_t vs. V_a with C_2/C_1 as a parameter.

第 11 図
Fig. 11.

各点に対して(3)式を用いて計算したテール部への注入エネルギー E_d を示す。ただし、ここで E_d は(3)式の計算結果を放電体積 $H(=0.43\text{ l})$ で除し、 J/l の単位で示した。この図の見方を説明するため $C_1=0.02\text{ }\mu\text{F}$ の場合を考える。 $V_a=80\text{ kV}$ において C_2/C_1 を 1.2 より順に小さくすれば安定なグロー放電は $C_2/C_1=1.2, 1.0$ および 0.8 で得られ、 $C_2/C_1=0.6$ 以下では放電は不安定となり安定なグロー放電は得られない。レーザ出力は安定なグロー放電中のみで得られるためこれに注目すると、 $V_a=80\text{ kV}$ では効率 η_t は $C_2/C_1=0.8$ の場合において最大となり、また同時に E_d は $C_2/C_1=0.8$ の場合が他の C_2/C_1 の値の場合に比べて大きい。この $V_a=80\text{ kV}$, $C_2/C_1=0.8$ の場合の E_d を第 11 図 (A) に d 点として示した。同様にして、 $V_a=84\text{ kV}$ では $C_2/C_1=1.0$ において η_t , E_d ともに最も大きい値が得られる。以上のように、任意の V_a に対し C_2/C_1 を 1.2 から順に小さくした場合、得られる最も大きい η_t を結んだ曲線が第 11 図(B)の $C_1=0.02\text{ }\mu\text{F}$ の破線であり、その破線上の各

- (A) V_a 対レーザ出力特性の測定結果
 (A) The measured curves of the laser output energy P_0 vs. V_a .
 (B) $C_1=0.02\text{ }\mu\text{F}$ 一定とする V_a 対レーザ出力特性
 (B) The laser output efficiency η_0 vs. V_a at $C_1=0.02\text{ }\mu\text{F}$.

第 12 図
Fig. 12.

点に対応する E_d が第 11 図(A)の $C_1=0.02\text{ }\mu\text{F}$ の曲線である。このようにして E_d を求めてゆくと、 $V_a < 84\text{ kV}$ では V_a の増加に対して破線は比較的緩やかに減少するため E_d は増加の傾向を示す。一方、 $V_a > 84\text{ kV}$ では破線が急激に降下しているため E_d はかえって減少する。このため $V_a=84\text{ kV}$, $C_2/C_1=1.0$ において E_d のピークが現われる。同様に $C_1=0.04, 0.06\text{ }\mu\text{F}$ の場合においても E_d にピークが見られ、更に各ピーク点では C_2/C_1 の値は C_1 によらず $C_2/C_1=1.0$ であった。

これら第 11 図の結果は、レーザ出力が Q_t に比例し、 Q_t は E_d に比例することを考え合せば、レーザ出力の特性に対しても同様な傾向が得られるものと予想される。その実験結果が第 12 図である。(B) 図は $C_1=0.02\text{ }\mu\text{F}$ 一定とし、 C_2/C_1 をパラメータとして変化させた場合の充電電圧 V_a 対レーザ出力効率 $\eta_0(=2P_0/C_1V_a^2)$ の特性を示す。任意の V_a に対し C_2/C_1 を 1.2 から順に小さくすれば η_0 は増加する。このとき、最高の効率を示す点の C_2/C_1 および V_a が第 11 図 (B) に示す破線上の C_2/C_1 および V_a に対応する。また、そのときのレーザ出力エネルギー P_0 を第 12 図 (A) に示した。更に、同図では $C_1=0.04, 0.06\text{ }\mu\text{F}$ の場合における同様の P_0 - V_a 特性も示したが、 C_1 のいずれの値においても P_0 にピーク

が見られ、各ピーク点では $C_2/C_1=1.0$ であった。これは第 11 図 (A) と良く対応する。

以上の結果を基にして最大出力を得るための各パラメータの決定を行なう。決定は第 2 表の検定において影響力が大きいと判定されたものから順に行なう。

(1) C_1 を決める。第 11 図の安定な動作範囲および E_g の大きさを考慮して $C_1=0.04 \mu\text{F}$ あるいは $0.06 \mu\text{F}$ とする。

(2) L を決める。 C_1 と L の間に存在する強い交互効果を考慮して、第 3 表の結果から $C_1=0.04 \mu\text{F}$ では $L=5.1 \mu\text{H}$ 、 $C_1=0.06 \mu\text{F}$ では $L=2.5 \mu\text{H}$ とする。

(3) V_a と C_2/C_1 の値を決める。第 11 図 (A) から $C_1=0.04$ 、 $0.06 \mu\text{F}$ に対し E_g が最高となる点に注目し、 $C_1=0.04 \mu\text{F}$ では $V_a=75 \text{ kV}$ 、 $C_1=0.06 \mu\text{F}$ では $V_a=67 \text{ kV}$ とする。その両者において C_2/C_1 はともに 1.0 が最適である。

本レーザ装置の場合、上記で決定されたパラメータ $C_1=0.06 \mu\text{F}$ 、 $L=5.1 \mu\text{H}$ 、 $C_2/C_1=1.0$ 、 $V_a=67 \text{ kV}$ において電気入力エネルギー 313 J/l 、レーザ出力エネルギー 22.7 J/l 、レーザ出力効率 7.2% が得られた。

4. 結 論

本論文では、レーザ出力に影響を与えるパラメータについて検討を行ってきた。それをまとめると以下のようなになる。

(1) レーザ出力に影響を及ぼしている要因 (パラメータ) をその影響力の順に並べれば次のようになる。

- ① C_1 と L の交互効果、② C_1 の主効果
- ③ L の主効果、④ C_2/C_1 の主効果

特に C_1 と L の交互効果がかなり大きいことが注目される。

(2) レーザ出力は電流波形のテール部の電荷量に比例して増加するが、ヘッド部の電荷量との間にはあまり明確な関係は見られなかった。またテール部の電荷量は等価回路を用いて計算した結果と良く一致した。

(3) L と C_1 の組合せは安定なグロー放電の領域の限界を決定するのに重要な要因である。また安定なグロー放電の領域内では、 L を大きくするとグロー放電の時間が長くなるためレーザ出力は増加する傾向にある。

(4) V_a 一定のもとでは、 C_2/C_1 を小さくするとレーザ出力は増加する傾向にある。これに対し V_a 可変の場合、グロー放電の安定な領域は V_a の低圧側に移動するため、主電流波形のテール部へ注入可能な最大の電荷量は C_2/C_1 を小さくすると共に減少し、レー

ザ出力も減少する。一方、 C_2/C_1 に大きくすると、安定領域は V_a の高圧側に広がり、それに伴ってレーザ出力は増加するが、 C_1 のいずれの値においても $C_2/C_1=1.0$ においてレーザ出力の最大値が得られた。

なお、従来よりグロー放電がアーク放電に移行する際、その主な原因は放電部へ注入された過度のエネルギーであると考えられてきた。今回、以上の一連の考察によって放電回路パラメータの組合せがアーク発生に大きく影響を与えていることが明らかとなった。今後、アーク発生の原因を詳細に調べ、これを改善する研究が残されている。

最後に、本実験に協力された米森 寛氏に深謝します。また、装置作製にあたっては名古屋大学工学部付属実験実習工場の関係諸氏から御助言と御便宜を受けたことを付記する。(昭和 55 年 3 月 10 日受付)

文 献

- (1) R. Dumanchin, et al.: "Extension of CO_2 T.E.A. Lasers Capabilities", Proc. 6th Quant. Electron. Conf. Kyoto, Japan (1970)
- (2) A.K. Laflamme: "Double Discharge Excitation for Atmospheric Pressure CO_2 Lasers", Rev. Sci. Instrum., 41, 1578 (1970)
- (3) Yu-Li Pan, et al.: "Construction and Operation of Double-Discharge TEA CO_2 Laser", *ibid.*, 43, 662 (1972)
- (4) 佐藤, 他: 「PFN 方式による TEA CO_2 レーザの放電特性と等価回路論的考察」, 電学論 A, 99, 404 (昭 54-9)
- (5) 早川: 「実験計画法の基礎」(昭 52) 朝倉書店
- (6) 佐藤, 他: 「TEA CO_2 レーザの出力特性と等価回路論的考察」, 電気学会放電研資 ED-79-27 (昭 54-5)
- (7) T.Y. Chang: "Improved Uniform-Field Electrode Profiles for TEA Laser and High-Voltage Applications", Rev. Sci. Instrum., 44, 405 (1973)

付 録

グロー放電に対する等価回路 第 3 図の電圧波形 v_c において、時刻 $t_1 < t < t_2$ では v_c はグロー維持電圧 V_g に一定に保たれている。従って、放電部を起電力 V_g の電池として表わすと、グロー放電に対する等価回路は付第 1 図となる⁽⁴⁾。ただし、 I_b 、 V_0 は与えられた初期値である。

付第 1 図 グロー放電に対する等価回路
app. Fig. 1. An equivalent circuit of the glow discharge.