UDC 621.375.826

621.319.51: 621.3.015.51

論 文

47-A 55

レーザ光照射による放電トリガの機構

電子技術総合研究所
電子技術総合研究所
電子技術総合研究所
名古屋大学

野 口 卓 也
矢 野 雅 昭
霜 村 珠 三
堀 井 憲 爾

1. は し が き

工学の進歩とともに、立上りの速いパルス電圧発生器、また雷電流実験や、最近では主として核融合の分野で衝撃大電流発生器などの開発が要望されている。そのために高速度スイッチの開発が期待されている。ここでは、レーザ光によりトリガされる火花ギャップ (Laser-Triggered Spark Gap: 以下 LTSG と略記) を高速度スイッチとして利用する立場から論ずる。ここで LTSG とは、ギャップ間にあらかじめ自己破壊電圧 (レーザ光を照射しないときのギャップの破壊電圧) 以下の電圧を印加しておき、レーザ光によりプラズマを発生させて、そのプラズマでギャップ間に主放電を誘起するものである。本論文は、この LTSG のトリガ機構に関し検討する。

LTSG に関する論文は、1965 年 Pendleton 氏と Guenter 氏とにより始めて報告⁽¹⁾された。それ以来、始動スイッチとして研究⁽²⁾⁻⁽⁸⁾され、MV のパルス発生⁽²⁾も報告されている。また YAG レーザを用いて、くり返しが 50pps のスイッチ、⁽³⁾⁽⁴⁾ 4 個のギャップの同時トリガ⁽⁴⁾の報告もある。始めは空中ギャップを主として用いていたが、液中ギャップを用いたものも報告⁽⁹⁾されている。

この LTSG の特長は、従来の 3 点火花ギャップと比較すると明確になる。つまり、LTSG ではトリガ系

が主電極間の高電圧から電氣的に絶縁されていること、放電の時間遅れが非常に小さいこと、構造が簡単であること、などである。

一般にパルス幅の短い単一ジャイアントパルスレーザ光をレンズで金属面に集光した場合、局所的に短時間にエネルギーを注入したときの爆発現象となる。つまり、プラズマはショック波⁽¹⁰⁾⁻⁽¹³⁾として伝搬する。従来はこの現象を流しカメラやこま撮りカメラを用いて観測していたが、ここでは電氣的に観測した場合、つまり電極間電流を通してこの現象を検討した。この場合、電極間電流は 2 個のパルス (第 1 波、第 2 波) からなる。ここでは、これらの実体について検討し、レーザによってどのようなプラズマが作られるかを論ずる。トリガ機構に関しては、今までほとんど論じられていないので本論文で始めて実験的に検討し、第 1 波、第 2 波がトリガ作用にどのような役割をするかを論ずる。そして、LTSG の特長がこの第 1 波、第 2 波に起因することも明らかにする。

2. 実験方法

LTSG の基礎実験をするための実験装置および測定装置を第 1 図に示した。使用したレーザは Q スイッチとして回転プリズムを用いた。レーザ光パルスの半値幅は 10~30ns である。レーザ出力を 200MW 以上要するときは増幅器を 1 台加えた。この場合の最大出力は 800MW である。また、50MW 以下のときはフィルタでレーザ出力を減衰させた。発振素子としてはルビーロッド (発振波長 6,943Å) を用いた。発振器ロッドは 12.5mmφ×100mm で、増幅器ロッドは 15mmφ×150mm である。出力ビームの開き角は約 5×10^{-3} rad である。

Triggering Mechanism of a Laser-Triggered Spark Gap. By T. NOGUCHI, Member, M. YANO, Member, T. SHIMOMURA, Member (Electrotechnical Laboratory, Ministry of International Trade and Industry) & K. HORII, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University).

野口卓也: 正員, 電子技術総合研究所
矢野雅昭: 正員, 電子技術総合研究所
霜村珠三: 正員, 電子技術総合研究所
堀井憲爾: 正員, 名古屋大学

第 3 図 第 2 波の時間遅れとギャップの長さ

Fig. 3. Time lag of the second wave as a function of gap length.

球状プラスト波の半径 R は時間 t の関数として次式で示される。

$$R = \xi_0 \left(\frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 ρ_0 は周囲気体の密度であり、 E は実際に爆発に注入されたエネルギーである。 ξ_0 は定圧比熱と定積比熱との比 γ で決まる定数である。空気の場合、 $\gamma \approx 1.4$ として $\xi_0 \approx 1.0$ であり、1 気圧では $\rho_0 \approx 1.4 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ である。レーザ光のエネルギー $E = 2.7 \times 10^7 \text{ erg}$ (2.7 J) とした場合の (1) 式の R の値が第 3 図の実線で示してある。この場合、レーザ光の反射損失も当然考えられるが、(1) 式より R は E の $1/5$ 乗でいくので、それほど厳密さを必要としない。第 3 図で $d = R$ と考えれば、つまりギャップの長さをプラスト波の到達距離と考えれば実験を合理的に説明できる。

また、プラズマが実際に球状をしているかどうかを確認するために、プラズマのある瞬間のシャドウグラムを撮った。その原理は次のようである。ジャイアントパルスレーザ GL 1 (第 1 図に示したのと同じレーザ) で銅板ターゲットを照射しプラズマを作る。また遅延回路を用いて GL 1 よりある時間遅らせて GL 2 (Q スイッチはポッケルセル方式で、パルス幅は 10 数 ns で最大出力 50 MW) を動作させる。そして、これでプラズマを側面から照射してカメラでシャドウグラムを撮影した。その結果を第 4 図に示した。プラズマは球状に進展している。この第 2 波のプラズマは、こま撮りカメラなどによりすでに観測されているものと一致するが、第 1 波は光が弱いためにカメラでは観測されない。

次に第 1 波の性質について述べる。そのために金属ターゲットの近くにコレクタを置き、それを並ガラスまたは石英ガラスでふたをした場合のコレクタ電流の変化を観測した。並ガラスの場合にはいかなるコレク

第 4 図 レーザ照射してから 200 ns 後のプラズマのシャドウグラム (半径約 2 mm)

Fig. 4. Shadowgram of plasma at 200 ns after laser shot.

第 5 図 第 1 波と気圧

Fig. 5. Peak values of the first wave vs. pressure.

タ電流も流れないが、石英でふたをした場合、第 1 波に相当するコレクタ電流が流れる。したがって、これは紫外線に起因する電流と考えられる。つまり、この実験より空間に紫外線が放射されていることがわかる。

次に、実際に紫外線で気体が電離されているかどうかを検討するために、第 5 図に示したようにコレクタ電流の波高値 i_r と気圧 P との関係を測定した。ここで紫外線による気体の電離だけを取り扱うために、第 5 図に示したように黒ボール箱でコレクタをおおって、そこからの光電子放出を取り除いた。

いま $I_p(t)$ をレーザ光が照射された点からの紫外線放射強度とする。空気の光吸収係数を μ とすると、発光点を点光源として、そこから r 離れた点における強度 $I_r(t)$ は

$$I_r(t) \propto I_p(t) \frac{1}{r^2} \exp(-\mu r) \dots \dots \dots (2)$$

となる。気体による光子の吸収と電離とが比例するとすれば、 r 点におけるコレクタの電流 $i_r(t)$ は

$$i_r(t) \propto \frac{\mu}{h\nu} I_p(t) \frac{1}{r^2} \exp(-\mu r) \dots \dots \dots (3)$$

となる。ここで、 h はプランクの定数で ν は光の振動数である。空気の場合、 μ は気圧 P に比例すると考えられるので、 $\mu = \mu_0 P$ とおいて P のみを変数とすると、 A, B を定数として $i_r(t) = A P \exp(-BP)$ の形に書ける。 i_r は $P=1/B$ で最大となる。つまり、気圧が高いほど電離される気体分子は多いが、コレクタに達する前に吸収される光子も多く、結局、ある適当な気圧 $P=1/B$ でコレクタ電流は最大となる。

第5図の実験では $10^{-4} \sim 10$ mmHg の間で i_{rp} は一定となっている。これは電極空間が非常によく電離され導通状態となったので、外部回路で決まる最大電流になったところで飽和したためである。このように考えると、実測値も曲線 $i_{rp} = 5 P \exp(-0.65P)$ にほぼ類似している。したがって、実際にも $P=1/0.65 \approx 1.5$ mmHg で最大になっていると考えられる。

第6図にはギャップの長さと第1波との関係を示した。図より明らかなように、ギャップの長さが長くなると第1波は小さくなるが、ピークになる時間はほぼ同じである。つまり、第1波の波形は距離に関係なく同位相である。このことは距離による現象の遅れが無視できることであり、第1波の現象は高速度で進んでいることになる。

以上の実験結果より、第1波の現象は高速度であるから、その原因は光によると考えられる。そして、この光は紫外線であり、この紫外線は金属蒸気プラズマから放射⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾されるものと考えられる。いま、もし真空中の場合のように、第1波を高速度電子による電流⁽¹⁷⁾と考えると、ギャップ電圧を負にすれば電子エネルギーに相当する電圧で電流は零になるはずである。しかるに、第2図に示したように電圧の極性を負にしても電流は流れる。実際に大気中の場合、電子の平均自由行程は非常に小さく、(約 5×10^{-8} cm) しかも低電界ではこのような高速度を粒子はもちえない。したがって、第1波は高速電子による電流ではない。

また、紫外線による対電極からの光電子放出による電流とも考えられない。確かに光電子放出は生ずるであろうが、放出された電子は、すでに上述した理由に

第6図 第1波とギャップの長さ

Fig. 6. Influence of gap length upon the first wave form.

第7図 レーザ光で作られるプラズマ

Fig. 7. Plasma produced by laser.

より高速度を持ちえないからである。つまり、放出された電子は高速度をもちえないので、長時間にわたり小さな電流としては流れるであろうが、本実験のような速い第1波電流を形成しえない。

したがって、結論として「第1波は金属蒸気プラズマからの紫外線放射により、その前方の気体が電離されて生じたプラズマがギャップを橋絡することにより流れる電流である」といえる。この現象をモデル的に示したのが第7図である。

このようにレーザー光を電極に照射すると、金属蒸気プラズマと気体プラズマとの2個のプラズマが生ずる。マイクロ波による測定⁽¹⁸⁾でも、2個のプラズマが観測されている。金属蒸気プラズマの前に現われるプラズマは、その速度から判断して紫外線によると考えられている。

上述したように、第1波は紫外線が原因となるので、第2図の第1波の波形は紫外線強度の関数である。この紫外線は金属蒸気プラズマが高温のため、そこから放射されるのであるから、レーザー光が強くなるにつれて金属蒸気プラズマは加熱され、したがって紫外線強度が強くなり、そのうちにピークに達する。このピーク値はレーザー光の吸収による加熱とショック加熱（このプラズマでは第3図の実験よりショック波であるから、ショックフロントは加熱される）とにより加熱されるが、同時に膨張により冷却もされる。この加熱と冷却のバランスしたところが紫外線強度のピークであり、第1波のピークに相当するものと推定される。このピーク後は冷却が優勢になり紫外線も次第に弱くなる。それにつれて第1波のプラズマの密度も減少するが、再結合によっても減少し、レーザー光照射後 100 ns あたりになるとプラズマはきわめて薄くなる。ここで、このようにプラズマの消滅が速いのは、大気中であるから再結合が盛んだからと想像される。

次に第1波の速度について述べる。第6図から明らかなように、ギャップの長さ d を大きくすると第1波の時間遅れ T_1 も大きくなる。このことは第1波に

速度があると考えられることもできる。いま、この速度の物理的意味を検討する。紫外線により空間はほぼ同時に光電離されプラズマが生ずる。このプラズマの密度 n は被照射電極から離れるほど減衰する。しかも、上述したように紫外線強度は時間とともに変化するの、それにつれて第1波のプラズマの等密度面 n_0 は移動する。この等密度面の移動速度が第1波の速度とみなされる。金属蒸気プラズマの温度が上昇しているときは紫外線強度も上昇しているので、この等密度面は前進すると考えられる。このように第1波の速度とは、紫外線強度の時間変化によるものである。つまり、第1波の立ち上りしゅん度の大きいことは、第1波の速度が速いことに相当する。

〈3・2〉 トリガ機構 第8図には第1図の装置を用いて測定した第2波の時間遅れ T_2 および電氣的破壊の時間遅れ T_e と印加電圧 V との関係が示してある。 T_2 は電圧の影響を受けずほぼ一定である。 T_e は電圧の上昇とともに減少し、2,000V をこすあたりから $T_e \leq T_2$ となる。

第9図には電極間電流波形と印加電圧との関係が示してある。いま第2波の最大到達距離を d_2 とすると、 $d \leq d_2$ の場合には第9図の波形より次の4種類の放電形式が考えられる。

(I)形: 第9図(a)に示したように第2波が対電極に達し、ギャップに並列のコンデンサを放電させる。

第8図 印加電圧による放電形の種類 ($d_2 \geq d$)

Fig. 8. Trigger modes of laser-triggered spark gap (LTSG) according to applied voltage. ($d_2 \geq d$)

第9図 電極間電流波形と印加電圧

Fig. 9. Oscillograms of gap current.

しかし、外部回路条件によっては放電は途中で止る。つまり、独自では電極間に電氣的自統破壊条件を満たすことはできない。

(II)形: 第9図(b), (c)に示したように、第2波が対電極に達したのち電氣的破壊が生ずる。

(III)形: 第9図(d)に示したように、第2波が対電極に達する前に第2波により電氣的破壊が生ずる。

(IV)形: 第1波により直ちに電氣的破壊が生ずる。

以下に放電形(I)~(IV)について詳述する。まず、放電形(I)の場合は、コンデンサの容量 C や外部抵抗 R により放電が完全であったりなかったりする。つまり、 C が小さい場合はコンデンサの端子電圧が零になるまで放電するが、 C が大きい場合は放電は途中で消滅し、コンデンサには電圧が残留する。また同じ C でも大きな抵抗 R を通して放電する場合、残留電圧は大きい。

この現象は第2波のプラズマが電極間に存在する時間(第2波プラズマの寿命 τ_p)を考えると理解しやすい。プラズマの抵抗を R_p とすると放電時の等価回路は第10図ようになる。第9図(a)の場合、 $t < \tau_p$ では電流減衰の時定数は CR なので $R_p \ll R$ と考えられる。これは、第2波のプラズマが濃密なためである。 $t = \tau_p$ よりプラズマは消滅し始め、 R_p は時間 t とともに急上昇する。そして $t = \tau_p'$ になると、もはやプラズマは電極間を橋接できなくなる。したがって、

第10図 放電時の等価回路

Fig. 10. Equivalent circuit during discharge.

残留電圧 V_r は次式で与えられる。

$$V_r = V_0 \exp \left\{ -\frac{\tau_p}{RC} - \int_{\tau_p}^{\tau_p'} \frac{dt}{(R+R_p)C} \right\} \dots (4)$$

ここで、 V_0 は初期の充電電圧である。この式より R 、 C が大きい場合 V_r が大きくなるのがわかる。

放電形(I)では充電電圧が零でも、ある時間 τ_p だけギャップ間は金属蒸気プラズマで導通状態になっている。この特性はクローバスイッチや幅の狭い立上りの速い低電圧パルスの発生に適用できる。⁽⁶⁾

放電形(II)の場合、必ず電氣的破壊が生ずるのであるが、この場合 $T_2 \leq T_r$ である。

(I)形と(II)形との境界電圧が最小火花誘起電圧 V_{SM} である。第9図より $100 \text{ V} < V_{SM} < 200 \text{ V}$ であるが、第8図では一応 $V_{SM} = 150 \text{ V}$ として示してある。

放電形(III)では、第2波のプラズマの先端から放電路が進展すると考えられる。したがって、第2波の進行速度と放電路の進行速度とが加算されて放電時間遅れは小さくなる。(III)形の後半になると放電路の進行速度は第2波の進行速度よりきわめて速くなり、放電形(IV)に移る。

最後に放電形(IV)であるが、ここで、放電形(III)と(IV)との境界をどこにするかが問題になる。つまり、第1波のプラズマの効果がどこから生じ始めるかという問題である。いま、第1波の波尾がそのピーク値の半分になるまでの時間を $T_{f1/2}$ (第11図破線参照) とすると、 $T_e \leq T_{f1/2}$ の場合はまだ第1波のプラズマがじゅうぶん存在している間に電氣的破壊が生じたと考えられる。したがって、 $T_{f1/2} \leq T_e \leq T_2$ が(III)形の領域であり、 $T_e \leq T_{f1/2}$ が(IV)形の領域と考えられる。したがって、第11図の実線は放電形(IV)を示していることになる。

放電形(IV)では、第1波が存在している間に電氣的破壊が生ずるのであるから、放電遅れは T_r と考える

第11図 T_r , $T_{f1/2}$, T_e , T_2 の定義を示すためのモデル波形

Fig. 11. Definition of T_r , $T_{f1/2}$, T_e and T_2 .

こともできる。ここで、 T_r は第11図に示した第1波のプラズマの形成時間である。つまり、レーザー光により電極から金属蒸気プラズマが作られ、そこから紫外線が放射されるまでの時間である。この T_r は理論的には第1波が一定の高さになるまでの時間 T_1 の極限として求まるはずであるが、厳密には T_r の測定は困難である。ただ T_1 の実測値に 10 ns 以下のものがあつたので、 $T_r < 10 \text{ ns}$ と考えられる。第8図には一応 $T_r = 5 \text{ ns}$ として示してある。

以上より $d \leq d_2$ の場合、放電形(I), (II), (III)は第2波に起因し、(IV)形は第1波に起因する。そのとき放電時間遅れをどこにするかは、実際に LTSG を使用する場合の要求条件によって決まる。いま一例として、実質的な放電時間遅れを(II)形では T_2 , (III)形では T_e , (IV)形では T_r とした場合を第8図に実線で示した。

次に $d > d_2$ の場合の放電形について検討する。この場合、第2波は対電極に到達しない。また第1波も到達したとしても弱い。したがって、 $d > d_2$ の場合には $d \leq d_2$ の場合に相当する(I)形、(II)形は存在しない。ただ(III)形と(IV)形に相当するものだけが存在する。

以上まとめて第12図に放電形の領域をモデル的に示した。ここで、 $V_{f1/2}$ は $T_e = T_{f1/2}$ となる電圧であり、 V_2 は $T_e = T_2$ となる電圧である。第8図において $V_2 = 2,000 \text{ V}$, $V_{f1/2} = 3,000 \text{ V}$ である。

また、第12図はレーザー出力が一定の場合であり、レーザー出力が変われば同じギャップ条件でも放電形は変わる。たとえば、ギャップの長さ $d = 3 \text{ mm}$ 、印加電圧 $V = 300 \text{ V}$ の場合、レーザー出力 $P_L = 130 \text{ MW}$ で放電形(II)であり、 $P_L = 85 \text{ MW}$ で(I)形であった。

第12図では自己破壊電圧 V_{SB} や $d_2 < d$ における最小火花誘起電圧 V_{SM} などのこう配を、実際より

第12図 放電形(I)~(IV)領域

Fig. 12. Ranges of trigger modes (I)~(IV).

第 13 図 最小火花誘起電圧

Fig. 13. Lowest triggerable gap voltage vs. gap length.

は非常にゆるやかに描いてある。つまり、第 13 図に示した V_{SM} 曲線からわかるように、実際は $d_2 > d$ における V_{SM} のこの配より $d_2 < d$ におけるそのほうが非常に大きい。実際に合わせて描くと $d_2 < d$ の領域がわかりにくくなるのでこのようにした。したがって、実際は $d > d_2$ におけるこの配は非常に大きいので $d_2' \approx d_2$ である。 $d > d_2$ の場合、 V_{SM} が急上昇する理由は以下のように考えられる。つまり、 $d > d_2$ の場合は金属蒸気プラズマが対電極に達しないので、そのプラズマの先端から放電路が進展する必要がある、そのため $d_2 \approx d$ の場合よりきわめて高い電圧が要求されるからと考えられる。しかし、自己破壊電圧 V_{SB} よりはきわめて小さい。

このように d_2 を境界として LTSG の特性は大きく変わるので、 d_2 は重要なパラメータである。以下に d_2 について検討する。前述したように、第 2 波はプラスト波として伝搬していくが、それにつれて速度は減少する。そして、ついには音速になり、衝撃波を伴う急激なプラスト波の膨張は終わる。したがって、音速を c とすると、(1) 式より $dR/dt = c$ を満たす R が d_2 の目安となると考えられる。つまり

$$d_2 = \left(\frac{2}{5}\right)^{2/3} c^{-2/3} \left(\frac{E}{\rho_0}\right)^{1/3} \dots\dots\dots (5)$$

となる。第 14 図には (5) 式による計算値を実線で示し、第 13 図より求めた d_2' を点線で示した。実測値 d_2' のほうが計算値 d_2 より少し小さいが、オーダ的によく一致しており、しかも $d_2' \propto P_L^{1/3}$ の関係も満たしている。

また、放電形(IV)に関連して、実際に金属蒸気プラ

第 14 図 レーザ出力 P_L と d_2' との関係

Fig. 14. Laser power vs. d_2' .

ズマからの紫外線だけで放電をトリガできるかどうかという問題が生ずる。これを検討するために以下の実験をした。つまり、放電電極の近くに金属ターゲットを置き、それにレーザ光を照射してそこから金属蒸気プラズマを発生させる。そして、このプラズマは放電球電極に達しない距離をおいて、第 1 波のプラズマのみが電極に達するようにした。レーザ出力 $P_L \approx 80$ MW で放電電極のギャップの長さ $d \approx 2$ mm の場合、ターゲットを電極から 1 cm 離れたとき、自己破壊電圧 V_{SB} の 90% の電圧を印加して放電を誘起できた。ターゲットを 3 cm 離れたときは V_{SB} の 97% で放電を誘起できた。

最後に、LTSG で放電時間遅れが小さくなる理由を考える。これは第 1 波のプラズマが紫外線で作られ、その紫外線が光速で進むからである。しかし、これは必要条件の一つではあるが十分条件ではない。さらに、第 1 波の立上りしゅん度が大きいことも必要なのである。そのためにはレーザ光パルスの立上りが急しゅんであることが必要である。たとえば、レーザ光エネルギーが同じで、レーザ光パルスの立上りのゆるやかな場合、仮に金属蒸気プラズマから紫外線が放射されたとしても、その強度がゆるやかに上昇するので、第 1 波の立上りしゅん度は小さく、したがって放電時間遅れは大きくなる。つまり、LTSG ではレーザ光パルスの立上りが重要な役割をする。またパルス幅を一定にして、レーザエネルギーを変えて実験したが、その場合レーザエネルギーが大きいほど放電時間遅れは小さくなった。この理由の一つには、レーザエネルギーが増大したため、第 1 波の立上りしゅん度が大きくなったからと考えられる。

電氣的トリガ火花ギャップでも同様に、トリガ電圧パルスの立上りは急しゅんである必要がある。しかし電気回路の漂遊インダクタンスのために電圧の立上りしゅん度には原理的に限度がある。しかし、レーザの場合 Q スイッチだけでパルス幅を 10~20 ns とする

ことは容易であり、最近のモードロック技術を用いれば、さらにパルス幅を小さくできる。このように、LTSGは放電の時間遅れの点だけでも、本質的に電氣的トリガ火花ギャップよりすぐれている。

4. む す び

以上、LTSGに関し述べてきたが、この論文の特徴は第1波、第2波の存在を見だし、その実体を明確にし、さらに、これらがどのようにトリガ作用に関連しているかを論じたところにある。

以下にこの論文で明らかになったおもな結果を列記する。

(1) 電極にパルス幅の短いジェイアントパルスレーザ光を照射した場合、電極間に流れる電流は2個のパルス成分からなる。その一つは、レーザ光による被照射電極の加熱、蒸発、電離により作られた金属蒸気プラズマが球状プラスト波として進展し、対電極に到達したとき流れる電流である。これが第2波である。

第1波は、この金属蒸気プラズマから放射される紫外線により気体が電離されて生じたプラズマに起因する。つまり、このプラズマが電極間を橋絡したときに流れる電流である。これは従来のカメラによる観測ではキャッチされなかったものである。第7図に第1波と第2波とをモデル的に示した。

(2) 第1波は金属蒸気プラズマの温度、周囲気体の種類(光の吸収係数)および気圧に影響される。また、この第1波の速度は第1波プラズマの等密度面の移動速度である。

第2波はレーザ出力およびパルス幅、気体の種類(熱力学的性質 γ 、分子量)および気圧に影響される。

(3) トリガ形式はそのトリガ機構から4段階に分類することができる。(I)から(III)形までは第2波に起因し、(IV)形は第1波に起因する。第12図におのおの放電形の領域をモデル的に示した。

放電形(I)においては、独自では電氣的自統破壊放電を誘起しないが、ギャップ間を金属蒸気プラズマで5~10 μ sの間導通状態にできるので、クローバスイッチや幅の短い立上りの速い低電圧パルスの発生が可能であることが示唆された。

放電形(IV)では、レーザ光のパルス幅が20~30nsの場合、放電時間遅れを10ns以下にもできるので、高速度スイッチとして使用できる。

このようにLTSGの長所は、その動作電圧範囲が広いこと、放電時間遅れが小さいことであるが、前者は第2波のプラズマの密度が濃いためであり、後者は第1波の立上りが急しゅんなためである。

(4) 第2波の最大到達距離 d_2 を境界としてLTSGの特性は大きく変わる。たとえば、最小火花誘起電圧は急激に上昇する。この d_2 はプラスト波の速度が音速に等しくなったときのプラスト波の半径として、つまり(5)式として与えられる。

(5) LTSGにおいて放電時間遅れを小さくするためには、第1波の立上りしゅん度を大きくしなければならない。そのためにはレーザ光パルスの立上りを急しゅんにする必要があるが、それは容易にできる。同様に電氣的トリガ火花ギャップでもトリガ電圧パルスは急しゅんである必要がある。しかし、そのしゅん度には原理的に限度がある。この点からもLTSGはすぐれている。

(昭和46年8月19日受付、同46年12月7日再受付)

文 献

- (1) W. K. Pendleton & A. H. Guenter: Rev. Sci. Instrum. **36**, 1546 (1965)
- (2) A. H. Guenter & J. R. Bettis: IEEE J. Quantum Electronics **QE-3**, 581 (1967)
- (3) J. R. Bettis & A. H. Guenter: IEEE J. Quantum Electronics **QE-6**, 483 (1970)
- (4) A. H. Guenter, et al: IEEE J. Quantum Electronics **QE-6**, 492 (1970)
- (5) F. Deutch.: Brit. J. Appl. Phys. **1**, 1711 (1968)
- (6) L. L. Steimmetz: Rev. Sci. Instrum. **39**, 904 (1968)
- (7) K. Ujihara & M. Kamiyama: IEEE J. Quantum Electronics **QE-3**, 293 (1970)
- (8) 野口・矢野・霜村・堀井: 放電研究会 ED-71-5 (昭46)
- (9) A. J. Marolda: IEEE J. Quantum Electronics **QE-4**, 503 (1968)
- (10) J. L. Bobin, et al.: J. Appl. Phys. **39**, 4184 (1968)
- (11) D. C. Emmony & J. Irving: Brit. J. Appl. Phys. **2**, 1136 (1969)
- (12) R. B. Hall: J. Appl. Phys. **40**, 1941 (1969)
- (13) K. Horii, T. Noguch & M. Yano: Inst. Conf. on Gas Discharges No. 6 (London)
- (14) Ya. B. Zeldovich & Yu. P. Raizer: Physics of shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic phenomena p. 93 (1966) Academic Press Inc. New York
- (15) D. D. Burgess, B. C. Fawcett & N. J. Peacock: Proc. Phys. Soc. **92**, 805 (1966)
- (16) P. Langer, et al.: IEEE J. Quantum Electronics **QE-2** 499 (1966)
- (17) N. R. Isenor: J. Appl. Phys. (C) **36**, 319 (1965)
- (18) T. U. Aricfov, G. A. Askaryan & N. M. Tarasova: Soviet phys. JETP **29**, 282 (1969)