UDC 621.3.015.54: 621.3.014.31

論文

57-A55

接点開離時の間欠アーク発生に及ぼす破壊の遅れの影響

正員 沢 孝一郎 (慶応大)

正員 上 木 忠 勇 (慶応大)

正員 宮 地 邦 夫 (慶応大)

1. ま え が き

誘導性回路しゃ断時に広く観察される間欠アーク(Showering arc)は、接点間の絶縁破壊とそれに引続く継続時間の短いアーク発生の繰返し現象である⁽¹⁾。間欠アークは回路電流が最小アーク電流以下でも発生するため、弱電流での接点消耗の主な原因の一つであることが良く知られている⁽²⁾。間欠アークの発生を防ぐために、実用的には接点間に並列にコンデンサを入れるなどの対策が施されているが、その発生条件を定量的に検討した報告は少ない⁽³⁾。これは、一般に間欠アークは数百 μm 以内のギャップで生じるため正確な開離速度の測定が難しいこと、およびこのような極短ギャップにおける放電特性のデータがあまりないなどの理由によるものと思われる。

著者らは、以前に精密な開離速度の測定に基づいて間欠アークの発生条件を検討した結果を報告した⁽⁴⁾。それにより、電界放出破壊および最小火花電圧で開始する間欠アークでは発生境界電流の理論値と実験値は良く一致するが、ギャップの長さが7.5 μm 以上で発生する間欠アークでは理論値は実験値よりかなり低くなることを明らかにした。この不一致の原因は、破壊の遅れ時間の影響であることを推論したが、静止極短ギャップにおける破壊の遅れに関するデータがなく、定量的な検討はできなかった。

近年、静止極短ギャップにおける放電特性は絶縁物

内の微小ボイド放電に関連して注目され、破壊の遅れに関する研究も行なわれ⁽⁵⁾、著者らも研究の一部を報告した⁽⁶⁾。この結果、数百 μm 以内のギャップでは初期電子は主として電界放出により発生し、その発生数は電極表面状態に強く影響されることなどを明らかにした。

本論文では、間欠アークの発生に対して破壊の遅れ時間の効果を考慮した理論を提案する。次に、静止極短ギャップにおける破壊の遅れについての実験結果を用いて、接点開離時の間欠アーク発生の境界電流などを理論に基づいて計算し、実験と比較している。その結果、間欠アークの境界電流は遅れ時間を考慮することにより、考慮しない場合の計算値の最大で1.7倍にもなることがわかり、理論と実験は良く一致するようになった。また、間欠アークの発生率曲線の広がり、開始時間および開始電圧の分布についても理論と実験は良く傾向が一致するなど、間欠アークの発生に及ぼす破壊遅れの影響を明らかにすることができた。

2. 基本理論

図1は対象としている誘導性負荷をもつ接点回路であり、回路電流 I_0 のしゃ断時に、インダクタンスに蓄えられているエネルギーにより接点間に過渡電圧が生じる。前報では、図2(a)に示すように、接点間の

図1 誘導性接点回路

Fig. 1. Inductive contact circuit.

Influence of the Breakdown Time Lag on the Initiation of Showering Arcs. By Koichiro Sawa, Member, Tadao Ueki, Member & Kunio Miyachi, Member (Department of Electrical Engineering, Faculty of Science & Engineering, Keio University).

沢 孝一郎: 正員, 慶応義塾大学理工学部電気工学科

上木忠勇: 正員, 慶応義塾大学理工学部電気工学科

宮地邦夫: 正員, 慶応義塾大学理工学部電気工学科

図 2 間欠アーク発生の原理図

Fig. 2. Schematic explanation of initiation of showering arc.

絶縁破壊曲線 V_B に接点間過渡電圧 V_C が接するときの回路電流を間欠アーク発生の境界電流 I_S とした。

しかしながら、破壊の遅れ時間の影響があれば、接点間電圧 V_C が接点間の絶縁耐力 V_B を越えても (このとき、 $I_0 > I_S$)、必ずしも間欠アークが生ずるとは限らない。この場合には、図 2 (a) のように、 V_B と V_C の二つの交点を t_1, t_2 とすると、時刻 t_1 から t_2 までに絶縁破壊を起こす確率が間欠アークの発生率 P であり、回路電流 I_0 の関数となる。

これまでの研究によれば、数百 μm 以下の極短ギャップにおける破壊の遅れは、統計的遅れ時間に比べ形成遅れは無視できる⁽⁷⁾。従って、本理論においても間欠アーク発生への統計的遅れの効果のみを考慮する。

いま、図 2 において回路電流 $I_0 (> I_S)$ のときを考える。時刻 $t (t_1 < t < t_2)$ まで破壊が起きない確率を $Q(t)$ とすると、 $Q(t + \Delta t)$ は $Q(t)$ と Δt の間で破壊が起きない確率との積で表わされるから、次式が成立する⁽⁸⁾。

$$Q(t + \Delta t) = Q(t) \{1 - \lambda(t) \Delta t\} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $\lambda(t)$: 時刻 t において単位時間あたりに発生する初期電子数 n と電子の破壊確率 P_e の積である⁽⁶⁾。

極短ギャップにおいては、初期電子発生数 n はギャップ電界 E の関数であり⁽⁵⁾⁽⁶⁾、 P_e も E の関数である⁽⁸⁾。また、開離接点ではギャップ電界 E は時間 t の関数であるから、 $\lambda (=nP_e)$ は t の関数となる。こ

の点を考慮して (1) 式を解くと次式が得られる。

$$Q(t) = \exp\left(-\int_{t_1}^t \lambda(t) dt\right) \dots\dots\dots (2)$$

一般的には、図 2 (b) に示すように $Q(t)$ は時間の経過と共に減少し、 $t = t_2$ で最小となる。従って、時刻 t_2 までに絶縁破壊を起こす確率、すなわち間欠アークの発生率 P は次式で表わすことができる。

$$P = 1 - Q(t_2) \dots\dots\dots (3)$$

(3) 式が間欠アークの発生率を計算するための基本式であり、図 2 からわかるように t_1, t_2 は回路電流 I_0 によって変化するから、 P は I_0 の関数となる。

3. 初期電子発生数と電界の関係

極短ギャップでの破壊の統計的遅れを決定する初期電子の発生については既に報告した⁽⁶⁾。その結果を要約すれば、以下のとおりである。

初期電子は主として電界放出によって生ずるが、同じ実験条件でも試行ごとに変化し、ある確率分布をする。この初期電子発生数の分布 $g(n)$ は実際には連続分布であるが、図 3 に示すように 3 本の簡単な離散分布で近似した。すなわち、 n_2 は分布の中央部を代表し、 n_1 と n_3 にそれぞれ分布の下側の広がりおよび上側の広がりを代表させた。前報では、この離散分布に基づいて初期電子発生数と電界の関係を明らかにした。

図 4 に、初期電子発生数分布の中央値 n_2 と電界 E の関係の Fowler-Nordheim プロットを示す⁽⁶⁾。この図で、ギャップの長さ $17 \mu\text{m}$ のデータは今回補足したものである。

本論文では、以上の静止極短ギャップでの結果を、間欠アーク発生の計算に適用するわけであるが、次に述べる三つの問題点がある。

(1) 開離接点では、開離直前に形成される溶融金属ブリッジにより、陰極面温度は局部的に電極材料の沸点近くまで上昇している。間欠アーク発生の時点で

図 3 初期電子発生数の離散分布近似

Fig. 3. Discrete distribution approximation of initial electron emission.

図4 各ギャップ長における初期電子発生数の F-N プロット

Fig. 4. Fowler-Nordheim plot of initial electron emission at each gap.

も陰極面が高温であれば、電子放出に対して温度の影響を考慮する必要がある。

(2) 50 μm 以上のギャップでは、初期電子発生数と電界の関係に Fowler-Nordheim の式 (以下では、F-N 式と略称) を用いると、低電界で実験値からはずれる (図4で破線の部分)。

(3) ギャップの長さが 50 μm 以下の場合、個々のギャップ長については電子発生数と電界の関係は F-N 式によって表わされるが、ギャップ長依存性があり、この関係式を決定する必要がある。

問題点(1)については、次のような簡単なモデルによりブリッジ破壊後の温度変化を計算した。ブリッジ破壊時の電極表面温度は、ブリッジ付け根の部分でブリッジ半径 r_b に等しい半径の半球部分が沸点 T_b に達しているとする。周囲温度を T_0 、ブリッジ破壊時を $t=0$ とし、熱は電極方向への熱伝導のみによって逃げるとする。この場合、時刻 t での半球中心の温度 T は次式で表わされる⁽⁹⁾。

$$\frac{T - T_0}{T_b - T_0} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{r_b/2\sqrt{\alpha t}} z^2 e^{-z^2} dz \quad \dots\dots(4)$$

ここで、 $\alpha = \kappa / \delta c$ 、 κ : 熱伝導率、 δ : 密度、

c : 比熱

回路電流 I_0 とブリッジ半径 r_b との関係について Lander 氏らの式を用い⁽¹⁰⁾、電極材料をパラジウムとして、(4)式により温度変化を計算した。その結果、

ブリッジ破壊後、間欠アークが発生する時点 (図2で $t=t_1$) までに陰極面温度は急速に低下し、周囲温度 T_0 になっていることがわかった。従って、間欠アーク発生時の電子放出に対しては、温度の影響はほとんどないと言える。

次に、問題点(2)であるが、F-N 式は全ギャップ長で成立することと、その物理的意味がはっきりしている点で採用するのが妥当と考えられる。しかし、この場合、低電界で実験値からはずれることが間欠アークの境界電流などの計算結果にどの程度の影響を与えるかを明らかにしておかねばならない。前報で実験した全電界範囲で、初期電子発生数 n_2 と電界 E の関係を表わす実験式として次式を求めた⁽⁶⁾。

$$n_2 = 4.8 \times 10^{-3} \exp(0.32E) \text{ (個/s)} \quad \dots\dots(5)$$

そこで、 n と E の関係として図4からの F-N 式を用いた場合と、指数関数形の (5) 式を用いた場合のそれぞれについて、間欠アークの境界電流を計算し比較した (計算方法については次章参照)。

図5は、計算で求めた回路電流と間欠アークの発生率の関係で、発生率が 50% となる回路電流が境界電流である。この図より、(5) 式を用いた境界電流 I_{c1} と F-N 式の境界電流 I_{c2} は多少の差はあるが、その違いは 3% 弱であり、實際上問題とならないことがわかる。

以上の結果より、初期電子発生数と電界の関係式として、全ギャップ長で成立し、物理的意味のはっきりしている F-N 式を採用した。

問題点(3)は、ギャップの長さが 50 μm 以下でも電子発生数 n と電界 E の関係は F-N 式の形をとるが、ギャップ長依存性があるという点である。F-N 式を簡潔な形で表わせば次式となる。

$$n = A E^2 \exp(-B/E) \quad \dots\dots(6)$$

すなわち、(6) 式において定数 A あるいは B がギャ

図5 実験式の形が計算結果に及ぼす影響

Fig. 5. Influence of forms of empirical formula on theoretical value.

図 6 電界増倍係数とギャップの長さの関係

Fig. 6. Variation of field enhancement factor with gap length.

ップの長さによって変わるわけであり、図4の結果よりこの関係を求めることが必要である。

図4の各ギャップ長の結果に対して(6)式をあてはめる場合、定数 A と B の両方にギャップ長依存性をもたせなくても十分近似できる。すなわち、 A は一定と考え B にギャップ長依存性をもたせるほうが、その逆よりも近似の程度が良いことがわかる。この場合、 B が変化する物理的意味が問題となる。定数 B と電界増倍係数 β との関係は次式で表わされる⁽⁶⁾。

$$B = 6.85 \times 10^3 \Phi^{1.5} / \beta \text{ (V/}\mu\text{m)} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 Φ ：陰極材料の仕事関数 (eV)

従って、 B のギャップ長依存性は電界増倍係数 β がギャップの長さと共に変わることを意味している。この結果は、Boyle 氏が極短ギャップの前駆破壊電流についての研究から同様の事実を報告していることと密接な関係があると思われる⁽¹¹⁾。

図4の直線は以上の考えで引いたものであり、直線の傾きが B を表わしている。実験で用いた電極材料パラジウムの仕事関数を 5 eV とし、(7)式より各 n_1, n_2, n_3 について電界増倍係数 β とギャップの長さの関係を求め、図6に示した。これより、ギャップの長さが 50 μm 以下では、ギャップの長さの減少と共に β が小さくなっていることがわかる。

以上の結果、初期電子発生数 n と電界 E の関係は次式のようにまとめられる。

$$n_2 = 3 \times 10^3 E^2 \exp\left(-\frac{7.64 \times 10^4}{\beta_2 E}\right) \text{ (個/s)} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$n_1 = 10^{11} E^2 \exp\left(-\frac{7.64 \times 10^4}{\beta_1 E}\right) \text{ (個/s)} \dots\dots\dots (9)$$

$$n_3 = 10^9 E^2 \exp\left(-\frac{7.64 \times 10^4}{\beta_3 E}\right) \text{ (個/s)} \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 E は平均電界 (V/ μm)、 $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ は図6に示すようにギャップ長の関数であり、実際の計算では β と d の関係を五次のグレゴリー・ニュートンの補間式で近似して用いた。

4. 間欠アーク発生率の計算アルゴリズム

図7は、破壊の遅れ時間(以下では破壊遅れと呼ぶ)を考慮して、間欠アークの発生率 P と回路電流 I_0 の関係を求める計算アルゴリズムの簡単化した流れ図である。以下に、その主要部分を説明する。

(a) 絶縁耐力 V_B と接点間電圧 V_c が接する回路電流 I_s の決定 破壊遅れの影響があれば、 I_s よりも大きな回路電流で間欠アークの発生する確率が零以上となるから、以後の計算に先立って I_s を求めておく必要がある。これは数学的には V_B と V_c を回路電流 I_0 と時刻 t の関数として両者が接するときの I_0, t を求める問題であり、2変数の Newton 法を用いて解いた。また、この I_s は破壊遅れを考慮しないときの境界電流の計算値である⁽⁴⁾。

(b) V_B と V_c の交点 t_1, t_2 の決定 破壊が起きる可能性は、絶縁耐力 V_B よりも接点間電圧 V_c が大きいときであるから、その時間を求める。

(c) nPe の積分と破壊を起こさない確率 Q の決定 これは(2)式に基づく計算であり、このプログラムの中核である。まず、初期電子の発生数は電界 E とギャップの長さ d の関数として(8)~(10)式で与えられている。そこで、時刻 t ($t_1 < t < t_2$) におけるギャップの長さ d とギャップ電界 $E (=V_c/d)$ を求め、(8)~(10)式より初期電子発生数 n_i ($i=1, 2, 3$) を計算する。更に、そのときの電子の破壊確率 P_e を出し⁽⁶⁾、破壊に寄与する有効電子数 $\lambda_i = n_i P_e$ を求める。時刻 t_1 から t_2 までに破壊が起きるかどうかは、(2)式よりその間にギャップ間に供給された有効電子の総数 A によって決定される。従って、次式により $t_1 \sim t_2$ の間で破壊を起こさない確率 Q_i が求まる。

$$A_i = \int_{t_1}^{t_2} \lambda_i(t) dt = \int_{t_1}^{t_2} n_i(E, d) P_e(E, d) dt \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 E, d ：時刻 t の関数

$$\therefore Q_i = \exp(-A_i) \quad \dots\dots\dots (12)$$

(d) 間欠アークの発生率 P と回路電流 I_0 の関係 静止極短ギャップの場合と同様⁽⁶⁾、初期電子発生数の分布は開離接点においても三つの λ (あるいは n) で近似できると仮定し、間欠アークの発生率 P を次

図 7 間欠アーク発生率を計算する流れ図

Fig. 7. Flow chart for computation of occurrence ratio of showering arc.

式により求める。

$$P = 1 - \frac{1}{3} (Q_1 + Q_2 + Q_3) \dots (13)$$

ここでは、並列容量 C をパラメータとして $E_0 = 24$ V, $L = 16$ mH, 最終開離速度が 1.1 m/s の場合について、 P と I_0 の関係を計算した。なお、図 1 の接点局部回路のインダクタンス l の値は、本実験では約 0.5 μ H であるが、 V_C の計算には必要ないので図 7 では省略してある。

5. 理論値と実験値の比較および検討

前章の計算方法により間欠アークの発生率と回路電流の関係を求め、まず電界増倍係数のギャップ長依存性が計算結果にどのような影響を与えているかを調べる。次に、境界電流などの理論値と実験値を比較し、

破壊遅れの効果を検討する。

〈5・1〉 β のギャップ長依存性の影響

第 3 章において、破壊の遅れを決定する初期電子発生ギャップ長依存性は、電界増倍係数 β とギャップの長さ d の関係として整理した(図 6 参照)。そこで、間欠アークの発生率の計算に対して、この β のギャップ長依存性がどのような影響を与えるかを調べた。図 8 はその結果であり、一点鎖線は (8)~(10) 式で 50 μ m 以下でもそれぞれ $\beta_1 = 137, \beta_2 = 190, \beta_3 = 249$ 一定として計算したものである。また、実線が β のギャップ長依存性を考慮した結果であり、参考として破壊遅れの効果を無視したときの境界電流値(破線)と実験値も記入してある。これより、並列容量の大きさによって異なるが、 β のギャップ長依存性を考慮した場合と、そうでない場合とでは計算結果が大きく違ってくるのがわかる。この違いは並列容量が小さい場合に大きく、特に 0.005 μ F では β のギャップ長依存性を考慮しない理論値は、破壊遅れを無視したものとはほとんど同じ結果になっている。一方、 β のギャップ長依存性を考慮した理論値は、かなり実験値に近い結果が得られた。

以上のことより、静止極短ギャップで見いだした β のギャップ長依存性という事実は、開離接点での間欠アークの発生率を計算する際にも、重要な影響を与えていることがわかる。

〈5・2〉 間欠アークの境界電流

図 9 に、並列容量が 0.02 μ F の場合の間欠アーク発生率 P と回路電流 I_0 との関係について、実験値と理論値を比較して示した。なお、接点間絶縁耐力 V_B と接点間電圧 V_C

図 8 間欠アーク発生率の各種理論値による差
Fig. 8. Difference among various theoretical values of showering arc occurrence ratio.

図 9 間欠アークの発生率曲線

Fig. 9. Occurrence ratio curve of showering arc.

図 10 境界電流の理論値と実験値の比較

Fig. 10. Comparison of theoretical value of critical current with experimental one.

が接するときの回路電流 I_s も参考として一点鎖線で示した。これより、間欠アークは I_s よりも大きな回路電流で発生し始め、回路電流が約 0.8 A で発生率が 50% に達しており、発生率曲線の理論値と実験値は良く一致している。ここで、発生率が 50% となる回路電流を間欠アーク発生境界電流 I_{50} としているが、実験した各並列容量についてその実験値と理論値を比較して図 10 に示した。

この図より、破壊遅れを考慮しない境界電流の理論値と実験より求めた境界電流は、 $C=0.005 \mu\text{F}$ 以上では大きく違ってくる⁽⁴⁾。一方、本論文で提案した破壊遅れを考慮した理論による境界電流の計算値は実験値と良く一致していることがわかる。また、図中に各並列容量において間欠アークが生ずるときの平均のギャップの長さを記入した。これより、前報で推論したように、破壊遅れの効果が認められるのは、ギャップの長さが $7.5 \mu\text{m}$ 以上で発生する間欠アークの場合である。

図 11 は、破壊遅れの影響がある場合に、接点間絶

図 11 境界電流における V_B と V_c の比較

Fig. 11. Comparison between V_B and V_c at critical current.

図 12 境界電流に及ぼす破壊遅れの影響

Fig. 12. Effect of breakdown time lag on critical current.

縁耐力 V_B と接点間電圧 V_c の関係がどのようになっているかを示したものである。これは並列容量が $0.02 \mu\text{F}$ の例で、 V_c としては V_B に接するときと境界電流におけるものとの両者を図示した。 $V_c(I_{50}=0.82 \text{ A})$ は境界電流における電圧波形であるが、破壊遅れの効果により、接点間電圧 V_c が接点間絶縁耐力 V_B よりかなり過電圧にならないと間欠アークが発生しないことがわかる。この場合、 I_{50} と I_s の比は約 1.7 であり、この値は境界電流に及ぼす破壊遅れの効果の程度を表わしていると考えてよい。

図 12 は、各並列容量に対して、 I_{50} の実験値と理論値について I_{50} との比をプロットしたものである。並列容量が $0.002 \mu\text{F}$ 程度までは、実験値、理論値とも $I_{50}/I_s \approx 1$ であり、破壊遅れの効果はほとんど認められない。それ以上では並列容量の増加と共に I_{50}/I_s は大きくなり、 $0.02 \mu\text{F}$ で最高値 1.7 となり、 $0.05 \mu\text{F}$ では理論値、実験値とも低下している。従って、破壊遅れの影響があれば、間欠アークの発生境界電流は、その影響がない場合の 1.5~1.7 倍程度になるこ

とがわかる。なお、 $0.05 \mu\text{F}$ で実験値は理論値より 16% ほど低いが、全体的にみて理論と実験の傾向は良く一致していると言える。

〈5.3〉発生率曲線の広がり 図 9 に示したように、間欠アークの発生率はある回路電流で立上り、電流の増加と共に増大し 100% となる。そこで、発生率が 90% になる回路電流と 10% のときの回路電流との差を電流幅 ΔI とし、 $\Delta I/I_{50}$ を発生率曲線の広がりとして定義した。

図 13 に、実験より求めた $\Delta I/I_{50}$ と理論より求めたものを比較して示した。発生率曲線の広がりに影響

図 13 発生率曲線の広がり と 並列容量の関係
Fig. 13. Relation between width of occurrence ratio curve and parallel capacitance.

図 14 800 pF の発生率曲線と
開始電圧の分布

Fig. 14. Occurrence ratio curve and initiation voltage distribution at 800 pF.

を与える因子としては、破壊遅れのほかに開離速度の変動などが考えられるが⁽⁴⁾、図 12 の結果より、並列容量が 800 pF の場合を除くと、発生率曲線の広がりは破壊の遅れによりほぼ説明できる。

最小の並列容量 800 pF では、理論値の $\Delta I/I_{50}$ はほとんど零であるが、それに比べ実験値は 0.15 とかなり大きな値となっている。図 14(a) に、このときの発生率曲線の実験値と理論値を示した。この場合の理論値には破壊遅れの効果は実質上認められず、発生率は V_B と V_C が接するときの回路電流 I_S で急激に立上り、ステップ関数的に発生率が 100% に達している。従って、理論での電流幅はほぼ零であるのに対して、実験での発生率はかなりすそを引いている。800 pF では間欠アークが生ずる平均のギャップの長さは $2 \mu\text{m}$ 程度であり (図 10 参照)、電界破壊領域 (ギャップの長さ $1 \mu\text{m}$ 以下) にかかなり近い。そこで、間欠アーク開始電圧の値を調べたところ、図 14(b) の結果が得られた。この開始電圧の分布より、800 pF では、最小火花電圧 330 V 以下の破壊、すなわち電界放出破壊により間欠アークが開始しているものが 40% もあることがわかる。電界放出破壊は、初期ギャップ長の変動など、ここでの破壊の遅れとは違った要因に影響されることが明らかになっている⁽⁴⁾⁽¹²⁾。この結果、800 pF では発生率曲線がすそを引き、電流幅 ΔI が大きくなっているものと考えられる。

〈5.4〉開始時間および開始電圧の分布 並列容量、回路電流が一定の場合、開離ごとに接点間に現われる過渡電圧 V_C は常に同じ波形である。回路電流が

図 15 間欠アーク開始時間および開始電圧の分布

Fig. 15. Frequency distribution of initiation time and initiation voltage of showering arc.

十分大きければ、図 11 に示したように V_c は接点間絶縁耐力 V_B をはるかに越える。この結果、破壊が生じ間欠アークが発生するわけであるが、この開始時間あるいは開始電圧（破壊電圧）は常に一定ではなく、まちまちの点で発生する。すなわち、開始時間および開始電圧は確率分布をしている。

図 15(a), (b)に、開始時間と開始電圧の分布の実験結果を示す。これは並列容量が $0.02 \mu\text{F}$ の場合で、回路電流は 0.9A 、間欠アークの発生率が 74% のときのものであり、測定回数は 50 回である。同図(c)に、比較のために接点間電圧 V_c と絶縁耐力 V_B の時間経過をも示した。これより、開始時間は $9 \mu\text{s}$ 付近にピークをもち、時間の長いほうにすそを引く分布をしていることがわかる。 V_c と V_B の波形より、 V_c が V_B を越えているのは時刻 $t_1=7.5 \mu\text{s}$ から $t_2=37 \mu\text{s}$ までであるから、開始時間の分布のピークは t_1 にごく近いところにある。また、この場合の間欠アークの発生率は 74% であるから、破壊が生じたのは 50 回中 37 回であり、残りの 13 回は破壊せずに終わっている。このことも考慮すると、開始時間の分布は t_1 の近傍にピークをもち時間の長いほうにすそを引いており、正規分布形というより指数分布形であるのが特徴である。開始電圧の分布についても同様である。

一方、理論的には(13)式で時刻 t_2 を任意の時刻 t ($< t_2$) で置き換えて、 t で微分することにより開始時間の確率密度関数 $p(t)$ が求まる。(11), (12)式および(13)式より $p(t)$ は次式となる。

$$p(t) = \frac{dP}{dt} = \frac{1}{3} \{ \lambda_1(t) Q_1 + \lambda_2(t) Q_2 + \lambda_3(t) Q_3 \} \quad (14)$$

図 15(a), (b)の実線は、(14)式を基にして求めた開始時間および開始電圧の分布の理論値である。これより、破壊遅れを考慮した理論値は、実験で得た分布の特徴を良く説明できることがわかる。

6. む す び

接点開離時に生ずる間欠アークの発生に対して、破壊遅れの効果を考慮した理論を提案した。静止極短ギャップにおける破壊遅れについての実験結果を用い、この理論に基づいて間欠アークの発生境界電流などを計算したところ、次の点が明らかになった。

(1) 静止極短ギャップでの結果より、電界増倍係数 β は $50 \mu\text{m}$ 以下のギャップでギャップ長依存性があることがわかった。この β のギャップ長依存性は、間欠アーク発生についての計算結果に対しても重要な影響を与えている。

(2) 間欠アークの発生境界電流についての破壊遅れを考慮した理論値は実験結果と良く一致した。また、遅れの影響がある場合の境界電流は、遅れがないとしたときの値の最大で 1.7 倍程度にもなる。

(3) 間欠アークの発生率曲線の広がりや並列容量との関係の理論値は、電界放出破壊が生じる場合を除けば、実験結果の傾向を良く表わしている。

(4) 接点開離後の時刻で間欠アークが発生するかは試行ごとに異なり確率分布となる。実験により、この開始時間の分布は指数分布形となることがわかったが、理論はその特徴を良く説明することができた。

終りに、この研究について熱心に御討議いただいた継電器研究会の皆様にお礼申し上げます。また、プログラムの作成ならびに計算に協力いただいた学生 千田 誠、功力嘉郎（現、日立電線株式会社）両氏に感謝いたします。

（昭和 56 年 6 月 26 日受付，同 57 年 3 月 29 日再受付）

文 献

- (1) 例えば、M. M. Atalla: "Arcing of electrical contacts in telephone switching circuits, Part III", *Bell Syst. Tech. J.*, **33**, 535 (1954)
- (2) H. N. Wager: "Predicting the erosion of switching contacts that break inductive loads", *IEEE Trans. Pts. Materials Packaging*, **PMP-5**, 16 (1969)
- (3) G. W. Mills: "The mechanisms of the showering arc", *ibid.*, **PMP-5**, 47 (1969)
- (4) 沢・上木・宮地: 「間欠アークの発生条件について」, 電学論 A, **94**, 325 (昭 49-8)
- (5) 渋谷: 「各種ガス中短ギャップの放電遅れ時間」, 同上 A, **94**, 181 (昭 49-5)
- (6) 沢・海老沢・宮地: 「大気中極短ギャップにおける破壊の遅れ時間」, 同上 A, **99**, 227 (昭 54-5)
- (7) J. D. Swift & G. Collins: "The probability of electrical breakdown in a discharge gap", *Brit. J. Appl. Phys.*, **2**, 1047 (1969)
- (8) R. A. Wijsman: "Breakdown probability of a low pressure gas discharge", *Phys. Rev.*, **75**, 833 (1949)
- (9) 川下: 熱伝導論, p. 275 (昭 41) オーム社
- (10) J. J. Lander & L. H. Germer: "The bridge erosion of electrical contacts Part I", *J. Appl. Phys.*, **19**, 910 (1948)
- (11) W. S. Boyle, et al.: "Electrical breakdown in high vacuum", *ibid.*, **26**, 720 (1955)
- (12) L. H. Germer: "Electrical breakdown between close electrodes in air", *ibid.*, **30**, 46 (1959)