



Title	無声放電に関する研究
Author(s)	三浦, 良一; Miura, Ryoichi; 河合, 利明 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 15, 143-169
Issue Date	1956-12-18
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/40593">https://hdl.handle.net/2115/40593</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	15_143-170.pdf



# 無声放電に関する研究

三 浦 良 一  
河 合 利 明

(昭和31年9月30日受理)

## Fundamental Studies on Silent Discharge and Internal Discharge

Ryoichi MIURA  
Toshiaki KAWAI

### Abstract

The silent discharge in ozonizer and the internal discharge in the void of dielectrics are discussed on the common view-point. It is the principal object to establish the discharge form of the small individual discharge, and the appearance of discharge, the waveform of current pulse and Lichtenberg-figures are observed at the semi-ozonizer-like experimental electrodes.

1. Observed pulse waveform, pulse repeating numbers and input power are calculated on the various adequate equivalent circuits characterized by the consideration of source impedance. Besides of the circuit conditions, the discharge conditions affected by temperature and moisture are considered also.

At the usual conditions, Manley's or Inuishi's simple equivalent circuit is applicable to ozonizer.

The more complicate circuits and the more detail discussions for the pulsive nature of ozonizer discharge are necessary for explaining and preventing the extraordinary phenomena which may happen in the practical ozonizer.

2. The polarity effect of current pulse is discovered in a. c. discharge at the semi-ozonizer-like experimental electrodes. (Fig. 11)

The rise of temperature reduces the gas density and enlarges the individual current pulse. (Fig. 12)

The moisture reduces the surface resistivity, and it does not affect the discharge to the value of  $10^8 \Omega$ , but below  $10^7 \Omega$  negative discharge becomes lasting somewhat and grows to a sub-stationary, and positive discharge becomes multiple. (Fig. 14)

3. According to the research of Lichtenberg-figures, the actually impressed voltage on the dielectrics is impulse wave, its wavefront is shorter than  $1 \mu\text{S}$ , and the discharge form in gap is streamer discharge. The voltage drop through gap is measured and expressed by the index

$$a = \frac{V_i - V'_q}{V_i} \times 100\%$$
, where  $V_i$  is sparking voltage and  $V'_q$  is impressed voltage on the dielectrics.

$\alpha$  of negative discharge is usually smaller than positive one, this fact shows that negative discharge becomes conductive more easily. At the thick dielectrics,  $\alpha$  increases and the difference due to the polarity decreases. (Table 6, 7)

Discharge form of full-ozonizer is similar to the positive streamer of semi-ozonizer.

4. The increase of input power due to the temperature-rise is explained by the enlargement of current pulse and Lichtenberg-figure. And the decrease of ozone-gain due to the moisture is not the direct result of the discharge form.

5. It is concluded that the thin dielectrics of ozonizer may let the discharge form more advance, but the conclusion on the electro-chemical effect is reserved.

## 目 次

I. 緒 言 . . . . .	2
II. 無声放電の等価回路的考察と観測量の意義について . . . . .	3
II. 1. 電源側のインピーダンスを無視しうる場合 . . . . .	5
II. 2. 電源側のインピーダンスを考慮した場合 . . . . .	7
II. 3. 放電が極めて短時間で完了する場合 . . . . .	9
II. 4. 総 括 . . . . .	10
III. 実験電極における交流放電 . . . . .	10
III. 1. 波形観測と問題の所在 . . . . .	11
III. 2. 問題点の解釈 . . . . .	14
IV. リヒテンベルヒ図形による研究 . . . . .	17
IV. 1. 衝撃電圧を印加した場合の電圧波高値及び空隙長の影響 . . . . .	17
IV. 2. 直流電圧を印加した場合の図形 . . . . .	20
IV. 3. 空隙電圧降下 . . . . .	21
IV. 4. 温度の影響 . . . . .	22
IV. 5. 湿度の影響 . . . . .	22
IV. 6. 絶縁物厚みの影響 . . . . .	23
V. 結 言 . . . . .	24

## I. 緒 言

固体絶縁物によつて境された空隙の中で発生する放電形式は、古くから無声放電と呼ばれている。この場合の絶縁物はいわゆる安定層として作用するのであつて、第一には放電が局部に集中することを妨げ、第二にはグロー、アークのような進展した放電形式に移行することを抑制する。従つて放電形式は過渡的な段階に止まり、その際の衝突電離の現象は通常の方法では進行し難い化学反応を比較的能率よく実現せしめ得る。酸素からオゾン生成する反応はその代表的なものであり、この故に無声放電を行なわしめる装置を一般にオゾナイザーと呼ぶことが多いのである。従来におけるオゾナイザーとしての最大の用途は水の浄化であつたが、最近安価な酸化剤としてのオゾンの利用が注目され、我国においても二、三の有力な企業体によつて已に企業化され、またはされようとしている。一方、現在の技術ではオゾンの貯蔵及び運搬は不可能であつて、オゾナイザーから得られたオゾンは直ちに化学反応や殺菌、殺虫等に利

用されなければならない。かくして工業的な規模のオゾナイザーに関する設計、運転の問題が大きく取り上げられるに至った。

著者は数年来、工業用オゾナイザーの設計、試作及び運転に参画し、また電気学会オゾナイザー専門委員会の一員として多くの未解決問題に直面しその解決に努力しているが、問題は次の三つに大別されるものとする。その第一は工業的な規模のオゾナイザーに関する設計、運転の問題である。従来のオゾナイザーは大体において一定の構造となつていようであるが、その設計理論に不明の点が多く、かつ企業上の秘密や特許の関係が事情を複雑にしている。著者は二、三の問題点を解決して従来発表されている程度の効率を有するものについては確実な見通しを得ており、設計方針を定める基本的な条件をも見出すことが出来た。

第二の問題は従来の効率を相当上廻る結果を期待するためには放電形式そのものを再検討する必要がある点である。無声放電は放電形式論的に見れば、電子なだれからストリーマ、さらには準定常グローにまで亘る過渡的な形式全般に与えられた名称であつて、伝統的な設計によるオゾナイザーにおいてすらその放電形式に関する知識に乏しく、効率向上を目的とする設計方針に対して確実な基礎が出来ていないのが現状である。著者はこの点についても若干の寄与をすることが出来た。

第三は化学反応機構の問題である。これは著者の専門外ではあるが現在な未解決の点が多いようである。この問題はまた第二の問題と密接に関連する。すなわち電氣的に明らかにされた放電形式とそれによる反応の結果とを比較検討することによつて、反応過程そのものへの見通しが得られ、逆に反応過程が明らかになればそれに適する放電形式の実現条件を研究することによつて効率の向上が期待されるものである。

以上述べたところは無声放電の利用面であるが、他方においては高電圧工学上その悪影響が問題とされている。このような問題は高電圧電気機械の巻線溝に発生するスロット放電、絶縁物内部の空隙におけるボイド放電などとして現われ、その絶縁劣化作用が研究の対象となつている。これらは一般に内部放電と呼ばれるが、放電形式論的には無声放電と同一の形式である。しかし従来専門分科の関係から、内部放電とオゾナイザー放電とは異なつた分科の研究者によつて研究が行なわれ相互の連絡は必ずしも密接ではなかつた。従つて全体を統一して研究することが重要である。藤氏等<sup>1)</sup>は化学作用の面から上述のような統一研究の重要性を強調した。著者は本論文において等価回路的に、さらには放電形式の段階について統一的に考察し、両者の類似点と相異点とを指摘しつつ無声放電形式を検討する。

## II. 無声放電の等価回路的考察と観測量の意義について

元来、等価回路的考察は局限された目的に対しては極めて便利であるが、過度に拡張して用いるといろいろな不都合を来たすものである。しかし我々は内部で行なわれている現象を外部的な操作で観測するのであるから、観測される量と内部現象との関係を確定しておく必要が

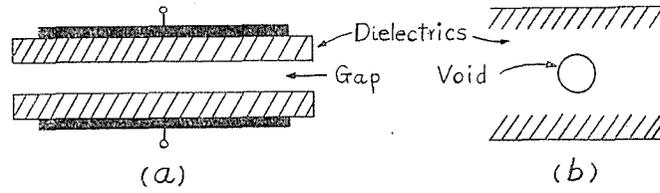


Fig. 1. Model figures of ozonizer (a) and void (b).

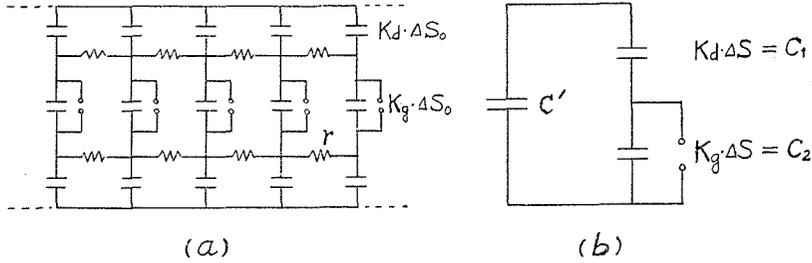


Fig. 2. (a): Equivalent circuit of the discharging space of ozonizer.  
(b): Equivalent circuit of void or simplified circuit of ozonizer.

ある。この為に等価回路の考察を行なうのであるが、以下で等価回路におけるオゾンナイザー放電と内部放電との相異点に注意しつつ考察を進める。

Fig. 1. にオゾンナイザー及びボイドの模型図<sup>\*)</sup>を示した。(a)のオゾンナイザーにおいては一個の放電路を通る一放電に関与するのはその附近の小部分であつて残りの部分は独立に行動する。従つてその等価回路は Fig. 2. (a) となる。しかし  $\Delta S_0$  は已に指摘されているように<sup>2,3,4)</sup>放電形式によつて複雑に変化するものである。いずれにせよ Fig. 3 の回路で観測される一個のパルス波形<sup>\*\*\*)</sup> に対して  $\Delta S$  だけの放電面積が対応すると考えれば等価回路は Fig. 2 (b) と見做される。

また Fig. 1. (b) のボイド放電の場合はボイドが一般に小さいので内部の放電は一個のパル

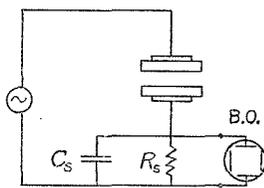


Fig. 3. Circuit diagram for observing the current pulse by  $C_s R_s$  elements and oscillograph.

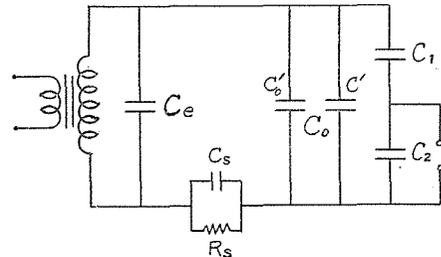


Fig. 4. Complete equivalent circuit.

<sup>\*)</sup> 実際のオゾンナイザーとしては平板型、円筒型等があるが原理的には図のように表わし得る。なお図の一方の絶縁物を除くこともありこれをセミオゾンナイザーといい、これに対して図のような場合をフルオゾンナイザーと呼ぶ。またボイドの形状もいろいろなものがあるが図では球形で代表せしめた。

<sup>\*\*\*)</sup> この記述は個々のパルスが分離して観測されることを予想している。また分離観測された一個のパルスは Fig. 2. (a) の  $\Delta S_0$  一個に対応するとは限らず、いわゆる群集スパーク形式<sup>2)</sup> の場合には  $\Delta S = n \Delta S_0$  に対応する。なお  $\Delta S_0$  自身もまた放電形式によつて変化する筈である。

スによつて表現され、 $\Delta S$  としてはボイドの全有効面積をとればよい。従つてこの場合の等価回路は Fig. 2 (b) となる。

Fig. 4. は電源及び観測素子を含めたものである。記号は一括して次に示しておく。

- $\Delta S_0$ : 個々の内部放電に与える有効面積
- $K_d$ : 絶縁物単位面積当りの静電容量
- $K_g$ : 空隙単位面積当りの静電容量
- $C'$ : オゾナイザーまたは試料の放電しない部分の容量
- $C'_0$ :  $C'$  を除いた非放電部分の容量
- $C_0$ : 非放電部分の全容量  $C'+C'_0$
- $R_s$ : 測定用抵抗
- $C_s$ : ブラウン管を含む測定用容量
- $C_e$ : 電源の並列容量

### II. 1. 電源側のインピーダンスを無視しうる場合

等価回路は Fig. 5. で与えられる。すなわち  $C_2$  が放電してその端子電圧の変化分  $\delta V_2$  が生ずるに伴つて直ちに電荷の再配分が行なわれるのであるが、 $C_s, C_0, C_1$  の相対的な関係及び観測用素子の時定数  $T_s=C_s R_s$  と  $\delta V_2$  の変化速度すなわち放電の時定数  $T_g$  との大小関係によつて観測量に変化を生ずる。

II. 1. a.  $C_s \gg C_0, C_s \gg C_1$  且つ  $T_s$  が充分大きければ、観測用素子の端子電圧瞬時値及び最大値はそれぞれ次式で表わされる。

$$\delta V_{s1a} = \delta V_2 \frac{C_1}{C_s + C_0 + C_1} \doteq \delta V_2 \frac{C_1}{C_s} \doteq \Delta V_2 \frac{C_1}{C_s} e^{-\frac{t}{T_s}} \dots\dots\dots (1)$$

$$\Delta V_{s1a} \doteq \Delta V_2 \frac{C_1}{C_s} \dots\dots\dots (2)$$

式 (2) によつて、観測波高値  $\Delta V_{s1a}$  から  $C_1 \Delta V_2$  を推定しうるのであつて、 $\delta V_{s1a}$  の波尾は観測用素子の特性を表わすにすぎない。オゾナイザーに関する研究では多くこのような実験条件が用いられるが、以上の理由から電流波形の周波数分析を行う研究方法には疑問がある。このような方法は最近注目されているオゾナイザー放電の同期化現象に関連して用いるべきであると思ふ。

$T_g$  が大きくなつて  $T_s$  に比して無視出来ないならば、一般に  $\delta V_s$  の立上りが緩やかになり  $\Delta V_s$  は式 (2) で与えられるよりも小さくなる。著者は後に述べるような模型実験でこのような波形を観測した。Fig. 6. の  $B$  曲線はこれに対応する。

II. 1. b.  $C_s \ll C_0$  で  $T_s = C_0 R_s$  が充分大と考えられる場合の観測量は次式となる。

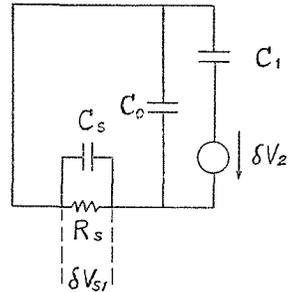


Fig. 5. Equivalent circuit just after  $C_2$  was discharged, neglecting the source impedance.

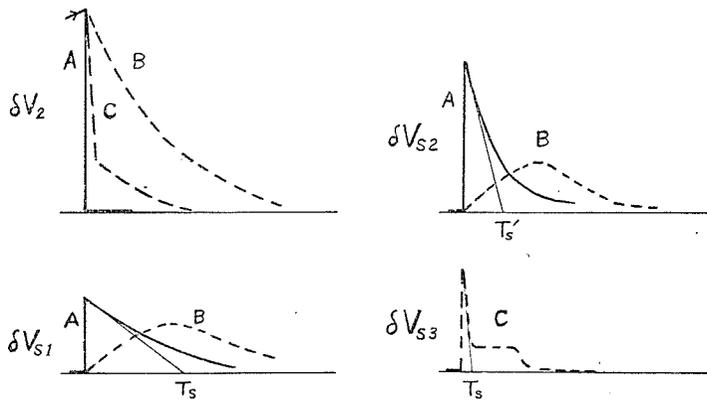


Fig. 6. Various observable wave forms.

$$\delta V_{s1b} \doteq \delta V_2 \frac{C_1}{C_0 + C_1} \doteq \Delta V_2 \frac{C_1}{C_0 + C_1} e^{-\frac{t}{T'_s}} \dots\dots\dots (3)$$

$$\Delta V_{s1b} \doteq \Delta V_2 \frac{C_1}{C_0 + C_1} > \Delta V_{s1a} \dots\dots\dots (4)$$

$\delta V_2$  の変化がおそい場合は前述と同様である。

II. 1. c.  $C_s \ll C_0$  で  $T'_s$  が  $T_g$  に比して充分小ならば  $\delta V_s$  は  $\delta V_2$  の微分波形を示す訳であるが普通  $T_g$  が著しく小さい為実現困難である。しかし漏洩その他の為  $\delta V_2$  が Fig. 6 の C 曲線の如き変化をする場合には、急変部に対して式 (4) の波高値を、波尾部に対して微分波形を生ずる。Fig. 6 の  $\delta V_{s1c}$  はこれを示す。このような観測結果であろうと思われる例<sup>9)</sup>もあるが、 $\delta V_{s1c}$  から C 曲線を推定し且つその波尾部の原因を推論するには上述の原則を考慮して慎重に行なわねばならない。

Fig. 6 は  $\delta V_2$  に対して A, B, C 各曲線の如き時間経過を仮定し、いろいろな実験条件における観測波形を定性的に説明したものである。しかしオゾナイザーに対して b, c の条件を用いると一般に  $\Delta V_s$  が著しく大きくなつて観測が困難であり、波尾観測の目的に用いるのが適当である。もしこれが可能であり且つ  $\Delta V_2$  が他の方法から推定しうるならば、 $C_1/C_0$  が知りうることになる。 $C_1/C_0$  に関しては最近、内藤、玉河両氏<sup>10)</sup> が無声放電の同期性についての立場から研究を行なつた。

一方、ポイド放電においては  $C_0 \gg C_1$  で且つ  $C_0$  の絶対値も相当に大きく自然に b の条件が満足されている場合が多い。しかも  $\Delta V_s$  は観測可能である。しかしこの場合の  $C_1/C_0$  は重要な意味をもたない。

次に放電の前後における電圧配分とエネルギー関係とについて考察する。簡単な為観測用素子は除外するがこれは大きな影響はない。電圧の配分は放電の前後において第 1 表の如く変化する。従つて放電が再び行なわ

第 1 表

	放 電 前	放 電 後
$C_1$	$V_1$	$V'_1 = V_1 + \Delta V_2$
$C_2$	$V_2$	$V'_2 = V_2 - \Delta V_2$
$C_0$	$V = V_1 + V_2$	$V' = V'_1 + V'_2 = V$

れるに必要な電源電圧の上昇量は放電後  $C_2$  が絶縁を回復しているとして次式となる

$$\Delta E_1 = \Delta V_2 \frac{C_1 + C_2}{C_1} \dots\dots\dots (5)$$

エネルギー関係をまとめると、

放電前の静電エネルギー

$$W_1 = \frac{1}{2} [C_0 V^2 + C_1 V_1^2 + C_2 V_2^2]$$

放電後の静電エネルギー

$$W_1' = \frac{1}{2} [C_0 V^2 + C_1 (V_1 + \Delta V_2)^2 + C_2 (V_2 - \Delta V_2)^2]$$

放電後電源より新たに供給したエネルギー

$$W_1'' = VQ = V [C(V_1 + \Delta V_2) - CV_1] = C_1 V \Delta V_2$$

一回の放電で失われたエネルギー

$$\Delta W_1 = W_1 + W_1'' - W_1' = \frac{1}{2} (C_1 + C_2) \Delta V_2 (2V_2 - \Delta V_2) \dots\dots\dots (6)$$

故に電源が一定電圧  $E$  だけ上昇する間の放電回数は  $N_1 = E/\Delta E_1$  であり、この間の消費エネルギーは次式となる。但し  $E/\Delta E_1$  は正の整数である。

$$W_1 = E \frac{\Delta W_1}{\Delta E_1} = \frac{1}{2} C_1 E (2V_2 - \Delta V_2) \dots\dots\dots (7)$$

以上述べた条件はオゾナイザーについて従来考えられているものであつて、例えば藤、竹村両氏の所説<sup>7)</sup>と同様である。

なお、上の議論では  $C_1, C_2$  における電荷の漏洩を考慮していないが、本多氏<sup>8)</sup>は  $C_2$  の並列コンダクタンスを考慮にとつた場合を論じており、著者は後章において絶縁物表面漏洩の影響を考察する。

### II. 2. 電源側のインピーダンスを考慮した場合

等価回路は Fig. 7. の如くで、電源側は  $C_e$  で代表される高周波特性(時定数を  $T_h$  とする)と  $R_e, L_e$  で代表される低周波特性(時定数を  $T_e$  とする)との2特性で表わされる。一般に  $T_h$  は  $T_e$  に比して充分短いから、放電中及び放電直後の電荷再配分には Fig. 7. の鎖線から左の部分は関与しない。また  $T_h > T_e$  ならば放電中  $m, m'$  は同電位に保たれる。この場合  $C_e$  が充分大であれば II. 1. と同様になる訳であるが、ここでは逆に  $C_e$  が充分

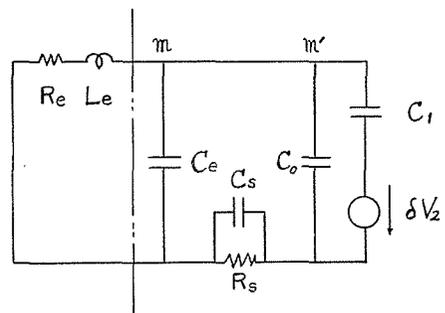


Fig. 7. Equivalent circuit considering the source impedance.

小さい場合を考える。実際の規模のオゾナイザーではこの考えは正しい。かくして  $C_0$  を取り除いて考えると放電中における電荷の再配分は  $C_0$  を通じてのみ行なわれ  $\delta V_s$  は生じない。 $C_0$  の端子電圧降下は次式で与えられる。

$$\delta V = \delta V_2 \frac{C_1}{C_0 + C_1} \dots\dots\dots (8)$$

放電終了後の電荷再配分は  $R_e, L_e$  を通じて行なわれるのであるが、 $T_s \gg T_e$  且つ非振動的と考えれば観測波形に対する  $R_e, L_e$  の影響は無視され等価回路は Fig. 8. となる。

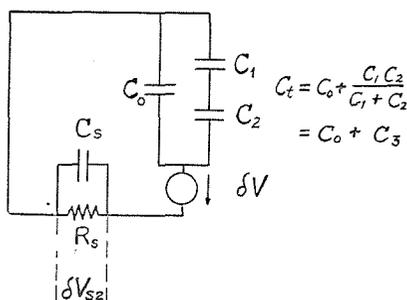


Fig. 8. Equivalent circuit for the charge re-distribution after discharge, when  $T_s > T_e$ .  $T_s = C_s R_s$ ,  $T_e$  is the time constant  $R_e - T_e$  circuit.

$$\delta V_{s2} = \delta V \frac{C_t}{C_s + C_t} \approx \delta V_2 \frac{C_1}{C_0 + C_1} \frac{C_t}{C_s + C_t} \approx \Delta V_{s2} e^{-\frac{t}{T_s}} \dots\dots\dots (9)$$

$$\Delta V_{s2} = \Delta V_2 \frac{C_1}{C_0 + C_1} \frac{C_t}{C_s + C_t} < \Delta V_{s1a} \dots\dots\dots (10)$$

次に放電前、放電完了直後及び定常時における電圧分担をまとめると第2表となる。

第 2 表

	放 電 前	放 電 直 後	定 常 時
$C_1$	$V_1$	$V_1 = V_1 + \Delta V_2 \frac{C_0}{C_0 + C_1}$	$V_1' = V_1 + \Delta V \frac{C_2}{C_1 + C_2} = V_1 + k \Delta V_2$
$C_2$	$V_2$	$V_2 = V_2 - \Delta V_2$	$V_2' = V_2 - k \Delta V_2$
$C_0$	$V$	$V' = V - \Delta V_2 \frac{C_1}{C_0 + C_1} = V - \Delta V$	$V'' = V, k = \frac{C_t}{C_0 + C_1} < 1$

前節と同様にして、一回の放電で失われるエネルギー、放電回数、全消費エネルギー等を求めると次式となる。

$$\Delta W_2 = \frac{1}{2} (C_1 + C_2) k \Delta V_2 (2V_2 - k \Delta V_2) \dots\dots\dots (11)$$

$$N_2 = \frac{E}{\Delta E_2} = \frac{E}{k \Delta V_2 \frac{C_1 + C_2}{C_1}} = \frac{E}{k \Delta V_2} \frac{C_1}{C_1 + C_2} > N_1 \dots\dots\dots (12)$$

$$W_2 = E \cdot \frac{\Delta W_2}{\Delta E_2} = \frac{1}{2} C_1 E (2V_2 - k \Delta V_2) > W_1 \dots\dots\dots (13)$$

式(7)と(13)とを比較すれば  $W_2 > W_1$  であるが、 $W_2$  のうち放電一発当り  $\Delta W_2 = \frac{1}{2} C_1 (\Delta V)^2$  のエネルギーは Fig. 8. で示される第二段階で電源において損失となる。従つて正味の消費電力  $W_2$  は  $W_2$  から電源損失  $\Delta W_2 \cdot N_2$  を差引いたものであつて、その結果は  $W_1$  となる。すなわち  $\Delta W_2 \cdot N_2$  は放電エネルギーの補給の際の損失である。

このように電源損失のうち電源周波数による容量電流によるものは  $R_e$  に比例するが、放電エネルギーの補給に関する部分は直接には  $R_e$  に関係なく  $\Delta V$  が重要であり、 $k$  から定められる。

$R_e$  が充分小さい場合には振動発生も考えられ、著者は実際のオゾナイザーについてその影響を考察している<sup>9)</sup>。

### II. 3. 放電が極めて短時間で完了する場合

ボイド放電における  $T_0$  について Whitehead 等<sup>10)</sup> は  $10^{-7}$  秒以下と考え、電荷の再配分はすべて放電完了後に行なわれるとしている。オゾナイザーにおいても良好な動作をしているときはこの考えが成立すると思われる。この場合電源インピーダンスを無視すれば Fig. 9 の等価回路となる。

$$\delta V_{s3} = \delta V_2 \cdot \frac{C_3}{(C_s + C_0) + C_3} \doteq \Delta V_2 \cdot \frac{C_3}{C_s} e^{-\frac{t}{T_s}} \dots\dots\dots (14)$$

$$\Delta V_{s3} \doteq \Delta V_2 \cdot \frac{C_3}{C_s} \dots\dots\dots (15)$$

但し  $C_s$  は充分大きいとした。たとえ  $C_s$  が小さくても  $(C_s + C_0)$  として作用することは II. 1. の場合と同様である。

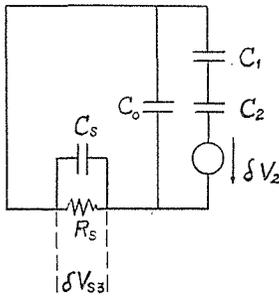


Fig. 9. Equivalent circuit when the discharge time constant  $T_b$  is very small.

次に放電前、放電直後及び定常時の電圧分担は第3表となり、前節の  $k$  の代わりに  $k' = \frac{C_2}{C_1 + C_2} < 1$  とおいたに等しい。

第 3 表

	放電前	放電直後	定常時
$C_1$	$V_1$	$V'_1 = V_1$	$V''_1 = V_1 + \Delta V_2 \frac{C_2}{C_1 + C_2} = V_1 + k' \Delta V_2$
$C_2$	$V_2$	$V'_2 = V_2 - \Delta V_2$	$V''_2 = V_2 - k' \Delta V_2$
$C_0$	$V$	$V' = V$	$V'' = V \quad k' = \frac{C_2}{C_1 + C_2}$

放電回数、消費エネルギーについても同様である。

$$\Delta W_3 = \frac{1}{2} (C_1 + C_2) k' \Delta V_2 (2V_2 - k' \Delta V_2) \dots\dots\dots (16)$$

$$N_3 = \frac{E}{\Delta E_3} = \frac{E}{k' \Delta V_2} \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_2} > N_2 \dots\dots\dots (17)$$

$$W_3 = E \frac{\Delta W_3}{\Delta E_3} = \frac{1}{2} C_1 E (2V_2 - k' \Delta V_2) > W_2 \dots\dots\dots (18)$$

電源インピーダンスを考慮してもこの間の事情は変わらない。すなわち、II. 2. との相異点は  $C_0$  に無関係に  $k'$  が定まることである。 $C_0$  が余り大きくないと式 (8) に相当して、

$$\Delta V' = \frac{C_3}{C_0 + C_3} \dots\dots\dots (19)$$

が得られ、放電直後と定常時との間に Fig. 8 の如きもう一つの段階を生ずるが、定常時には  $C_0$  を充分大としてこの段階を省略した場合と全く同様になることが簡単な計算から知られるのである。この場合にも有効な消費電力は  $W_1$  と同様であつて  $W_3$  の増加分は  $R_e$  に無関係な電荷再配分の際の損失となる。

ボイド放電においては  $C_1 \ll C_2$  と考えられるので  $k \approx 1$  となるが、この仮定はオゾナイザーに関しては成立しない。 $k$  は  $C_1$  が大きい程、すなわち絶縁物がうすい程小さくなつて、電荷再配分損失は増加することになる。

#### II. 4. 総 括

以上の考察によつて、一定の値だけ電源電圧を変化せしめた場合においても放電条件、回路条件等によつて、観測されるパルスの波高値及び波形、放電の繰返し回数、消費電力等が変化することが明らかになつた。

$T_s$  を充分大きくして  $\Delta V_s$  を観測した場合に、これと  $\Delta V_2$  との関係は条件によることが式 (2) (4) (10) (15) で示された。 $C_1, C_3$  は構造的に定まる  $K_a, K_g$  の他に放電条件  $\Delta S$  によるものであり、 $\Delta V_2$  と  $\Delta S$  とは相関連する筈である。 $\Delta V_2$  の決定は本論文の重要な部分をなす。 $C_0$  は模型電極、オゾナイザー、ボイド等に応じて大幅に変化するものであり、特にオゾナイザーにおいては  $\Delta S$  と共に同期化現象に密接に関連している。

$\Delta V_s$  と  $\Delta W$  との関係もまた条件によるが、オゾナイザーに関してパルス高さ  $\Delta V_s$  の総和と消費電力との関係が重要視されているので、<sup>3)</sup> 各条件に対して両者の関係をまとめると次のようになる。先ず有効な消費電力は  $\Delta V_2, \Delta S$  が変らなければ一定であり、パルス高さの総和  $\Delta V_s \cdot N$  も  $C_3$  が充分大であれば一定値をとる。

$$\Delta V_s \cdot N = E \frac{C_1^2}{C_3(C_1 + C_2)} \dots\dots\dots (20)$$

すなわち回路条件、放電条件が不変であれば、パルス高さの総和は電力に比例する。逆に両者の比例性が成立しておれば放電条件に大なる変化がないと見てよい。

一方、電荷再配分損失を含めた電力は式 (13), (18) で与えられそれぞれ  $k, k'$  による。オゾナイザーにおいては  $k'$  はもちろん  $k$  も  $\Delta S$  に無関係とみられ、同期化の不十分な場合は相対的に  $C_0$  が大となり  $k \approx 1$  となる。 $k'$  は 0.1~0.2 程度が普通であつて、これによる消費電力の増加は有効な電力の 10~20% に達し得る。

#### III. 実験電極における交流放電

Fig. 1. (a) において一方の絶縁物を除いたものはセミオゾナイザーに対応する。工業用オゾナイザーとしてはセミ型の方が構造上有利であるが、放電空際に金属面を露出せしめること

は化学反応の面からも放電形式の面からも問題がある。また、かかる非対称構造における放電の極性効果を検討することによつてオゾナイザー放電の形式を追求することが出来る。

### III. 1. 波形観測と問題の処在

実験回路は原則的には Fig. 3. のもので、電源としては一次 100 V、二次 15,000 V のネオントランスを使用した。電極の一方は主として、ガラス部静電容量が約 10 pF/cm<sup>2</sup> のフラスコに食塩水を入れたものを用いこれを高圧側とし、他方は銅、鉄、アルミの平板 (約 5 cm<sup>2</sup>)、鉄針及び食塩水を入れた試験管等を用いて接地側とした。接地の影響は重要でないことを確めた。測定は空隙長  $l$  を可変として放電開始電圧  $V_i$ 、電流パルスの波形及び高さ  $h_+$ 、 $h_-$  について行なつた。第 4 表は接地側電極として、試験管 (I)、試験管の外面に錫箔を貼布したもの (II)、銅平板 (III) 及び鉄平板 (IV) の 4 種を使用した場合の実験結果であり、全体の傾向を示すためにその一部を Fig. 10 に図示した。

第 4 表

		空隙長 (mm)					
		1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	
放 始 電 圧 開 圧 $V_i$ (V)	I	3380	4490	5460	6660	7610	
	II	2870	3940	5140	6060	7100	
	III	3550	4500	5560	—	—	
	IV	3000	4200	5420	—	—	
パ ル ス 高 (mm) $10^{-9}$ ク ロ ン /(mm)	I	$h_-$	2	4	7	10	14
		$h_+$	5 ~ 7	7 ~ 10	12 ~ 15	12 ~ 17	15 ~ 22
	II	$h_-$	3 ~ 4	7 ~ 8	13	22	30
		$h_+$	10	15	21	30	40
	III	$h_-$	10	17	20	—	—
		$h_+$	20	30 ~ 40	—	—	—
	IV	$h_-$	7 ~ 10	17 ~ 22	20 ~ 35	—	—
		$h_+$	18 ~ 20	25 ~ 32	40	—	—

$h_+$ 、 $h_-$  は接地側の電極がそれぞれ正、負の場合を示す。

放電開始電圧については已に多数の研究があり、金属電極間の場合と同様であるとされているが著者の場合も同様である。但し Fig. 10 の II の電圧曲線が低いのは貼布した錫箔の表面不整によるものであろう。

しかし一方の電極が絶縁物で覆われている著者の実験で特異な現象は放電開始後数十秒にして放電が停止し、再び放電を起すには幾分電圧を上昇させる必要があることである。この現象を説明するためには極性による何等かの非対称を考えなければならない。これが本実験に於て見出された第一の問題点である。

パルスの高さは極性によつて著しい差がある。しかし II の場合を除いては個々のパルス

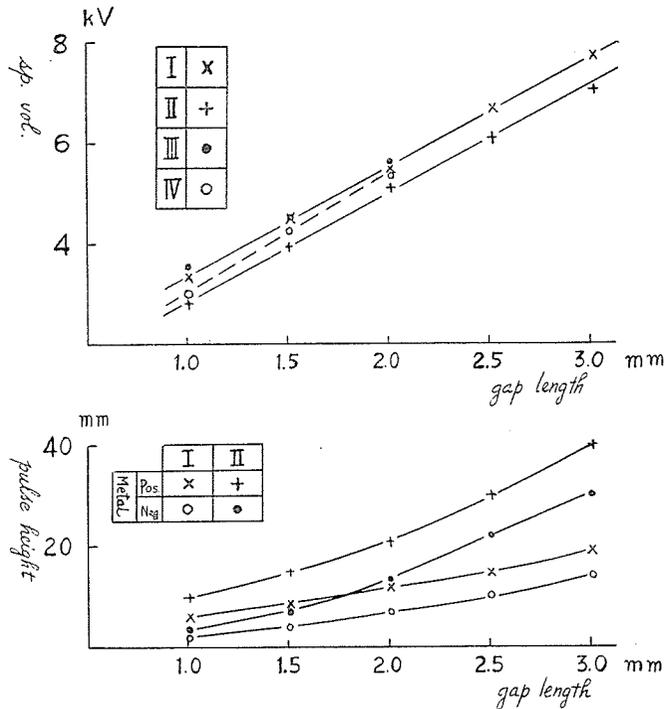


Fig. 10. Spark voltage vs. gap length (upper) and pulse height vs. gap length (lower) of the experimental electrodes; the high tension side is glass vessel containing electrolyte, and the earthing sides are glass vessel (I) glass vessel pasting tin leaf (II), copper plate (III) and iron plate (IV).

は群集スパークに対応する筈であるから個々の放電についての詳細は次章にゆずり、ここでは交流波形に表われる著しい非対称を問題にしよう。

Fig. 11. はその代表的な波形を示したものであつて、本実験で得られた第二の重要な問題を示している。一般的に言えることは、空隙長に対して比較的電圧の低い間はパルスの高さ、従つてまたパルス繰返し数についてだけ非対称性が観測されるが、電圧が高くなると金属電極が負の場合の波形（以下これを負波形としてパルス高さを  $h_-$  とし、逆の場合を正波形とする。）が単純なパルスの繰返しではなく、持続的な放電に対応する波形となる。この傾向は金属電極の材質及び表面状態によつて異なり、例えば銅よりも鉄やアルミの方が上述の傾向が著しい。Fig. 11. の (a), (c) の段階にある非対称については主としてボイド放電に關聯して二、三の研究がある。

放電の外観は、(a) では微細な放電が空隙中に一面に生じており、(d) のような場合には少数の強い放電が見られる。

気流の吹付は放電の分散せしめる。

水蒸気を供給すると著しい変化を生ずる。すなわち、波形は (a), (c) から (d) に移行しかつ平均値を増大する。外観もまた之に伴なう。

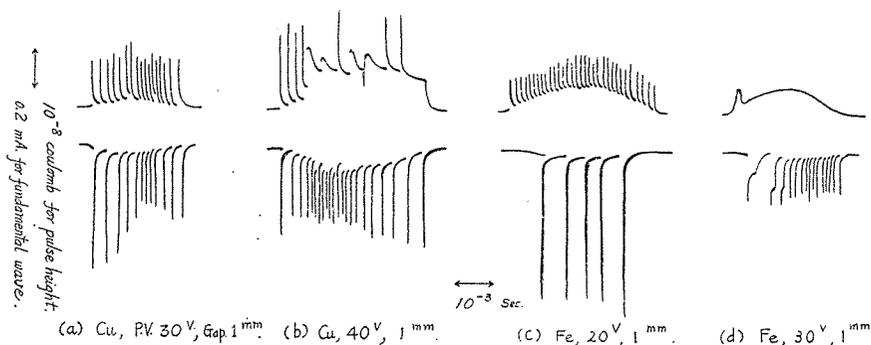


Fig. 11. Wave forms of  $\delta V_s$  in each half cycle of 50 c/s discharge, the one electrode is glass, the other electrodes are Cu and Fe plate.

次に温度の影響であるが、一発の放電と一個のパルスとを対応させるために放電を一箇所  
に局限する目的で約  $2.4 \text{ cm}^2$  の金属平板に半径  $0.5 \text{ mm}$  の白金半球を突出せしめたものを接地側  
電極とした。温度の上昇によつてパルス高さは一般に大きくなる。Fig. 12 はその 1 例である。  
著者は当初、この変化は表面漏洩抵抗の変化によるものと考え同時に抵抗測定を行なつて Fig.  
13. の結果を得たが、この程度の抵抗変化では説明が困難である。温度はいずれもフラスコ内食  
塩水の温度をとつた。

誘電体として塩化ビニール、メラミン焼付層、シリコン焼付層などを用いた実験も行な  
つたが、Fig. 4 の  $C_1$  の影響によるパルス高さの差のほかは定性的にはすべて同様な結果が得ら  
れた。表面漏洩抵抗もガラスの場合と大差はない。しかしこれらの有機材料は長時間の放電に

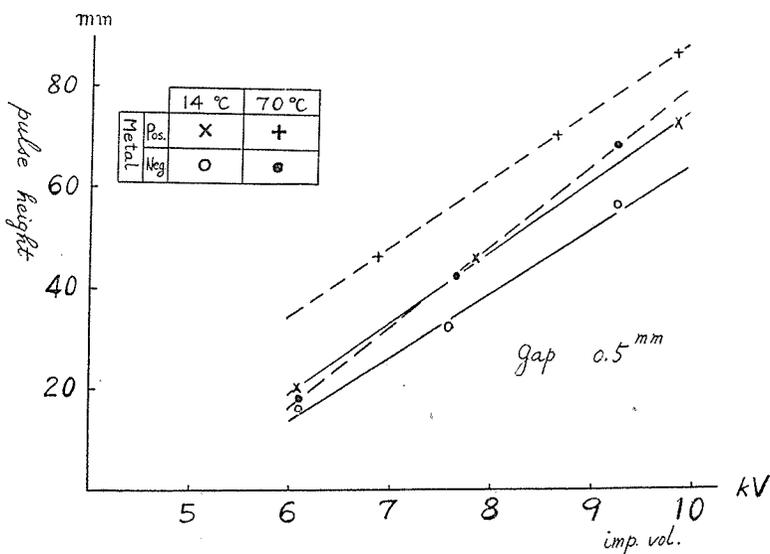


Fig. 12. Pulse height vs. impulse voltage, taking temperature of glass electrode as parameter, the other electrode is Pt-pointed metal plate.

よつて表面が劣化し、放電が局部に集中してその形式も変化し、ついには絶縁層を破壊するに至る。このことは実際のボイド放電やオゾナイザーに関しては単に  $C_1$  のみの影響を論ずる以上に重要な点である。

接地側の金属電極として針電極を用いて空隙長を大にするとパルス高さは著しく低くなり、コロナ放電の様相を呈する。

接地側にも試験管を用いてフル型とした場合には上述のような著しい非対称は認められない。

### III. 2. 問題点の解釈

#### III. 2. a. 放電開始電圧。前にも述べたように従

来の諸研究<sup>11)</sup>はすべて金属平板間の場合と全く同様であることを認めている。著者が突起のある電極について直流で行なつた測定では不平等電界から予想されるような極性効果が認められた。これについては後章及び附録で述べるが、前述の実験に使用した平板電極においても電極が比較的小さい為に対地容量による不平等電界が生ずる恐れがある。そこで  $10 \times 50 \text{ cm}^2$  の平板電極を使用して実験を行なつた。この場合、直流による放電開始電圧には殆んど差が認められないにも拘わらずやはり放電が衰退停止する現象を認めた。第5表はその状況を示す。

第 5 表

一次電圧	放電の状態
42	放電開始。局部的かつ散発的。
43.5	全面放電開始。数秒にして衰退。
44.5	再び全面放電。数秒にして衰退。
45	} 同上。 (衰退までの時間が次第に長くなる傾向)
45.5	
46	
46.5	
47	間歇的に全面放電。
50	全面放電を持続。衰退せず。

来ない。何故なら、上述の電荷凹凸に基づく極性効果があつたとしても、両極性における放電開始電圧は何れも、平等電界である最初の放電開始電圧よりは低い筈であるからである。

次に放電終止電圧の極性効果であるが、この存在は後に述べるように確実な実験の基礎はあるけれども放電の衰退停止は説明出来ない。放電の停止を生ずるには、原則的に最初の放電が開始した極性と反対の極性においてはより高い放電開始電圧を有していなければならないのである。第5表の結果から最終的には約  $1,200 \text{ V}$  の残留電圧が生じていることが知られる。

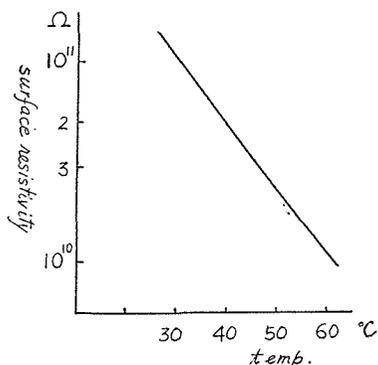


Fig. 13. The variation of surface resistivity of glass vessel due to temperature rise.

この事実を説明するために一応考えられる非対称は交流放電中は絶縁物表面の残留電荷によつて電界が幾分非対称になり連続的な放電中の放電開始電圧に極性効果が生ずること、及び放電終止電圧が極性効果を有することの二つである。放電開始電圧が極性によつて異なる場合に放電停止が生ずべき事は Whitehead<sup>12)</sup>によつて思想的に説明されている。しかし Whitehead の場合は放電開始電圧の低い方の極性で放電が開始し、電源電圧はそこに止めた場合であつて著者の場合に適用出来

著者の実験では特別に不整現象を除く注意を払っていないために、放電開始電圧にバラツキがあつて上述の現象を生じたと推論せざるを得ない。従つて定性的には Whitehead の思考実験を検証したにすぎない。それにも拘わらず、やや詳細に論じた理由は最近高圧ケーブルのボイド放電における放電の衰退が問題になつてゐるからである。この場合の衰退には数時間を要するものであつてこれによつてボイドをつぶすことが試みられている。かくの如く無声放電の衰退停止現象に全く異なつた二つの機構があることを示すのが本節の主眼である。

III. 2. b. 波形の非対称について、Fig. 11. (a), (c) 型の非対称について見ると正パルスの方が大きい。しかしこの関係が逆であるという報告もあるので、この非対称が空隙長、表面漏洩抵抗、温度等によつてどう変化するかを検討した。空隙長を変化した場合の予備的な実験によれば、空隙長が小になる程非対称の度合は小さくなる。温度の変化は非対称の度合には余り影響しない。湿度は可成の影響を与えるが、従来の研究結果から見て空間湿度が直接影響しているとは考えられないので、これは表面漏洩抵抗の変化に基づくものと推定して以下の実験を行なつた。表面漏洩抵抗は湿度と電極温度の調整によつて変化せしめた。電極としては前述の突起のある金属平板とピーカーとを組合せて使用した。この場合何れを接地するかで多少の相異はあるが重大ではないので問題を簡単にするためにピーカー側接地の場合のみを述べることにする。観測素子は  $C_0=160$  pF,  $R_s=1$  M $\Omega$  を用いた。Fig. 14. はこのようにして求めた表面固

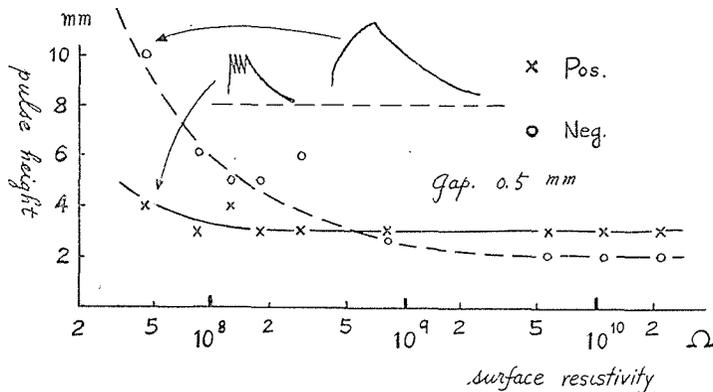


Fig. 14. Pulse height vs. surface resistivity of glass electrode, the other electrode is Pt-pointed metal plate.

有抵抗とパルス高さとの関係である。すなわち抵抗の減少と共に負のパルスの方が特に大きくなつてついに正パルスより大きくなる。波形もまた正負特有の変化を示すのでこれも附記した。さらに湿度を増大してガラス表面に結露する程度になれば Fig. 11. (d) となる。

実験装置の定数を Fig. 7. について考えると、 $C_s=160$  pF,  $C_e=100$  pF,  $C_0=2$  pF ( $l=1$  mm),  $C_1=K_1AS=10 \cdot AS$  pF であるから、ブラウン管の偏向感度 3V/mm を用いて、

$$\Delta V_s \doteq \Delta V_2 \frac{C_e C_1}{C_s + C_1} \doteq \Delta V_2 \frac{C_1}{C_s} = \frac{1}{16} \Delta V_2 \cdot AS$$

$$\Delta V_s = 3h$$

$$q \cong C_1 \cdot \Delta V_2 = \Delta V_2 \cdot \Delta S \times 10^{-11} \text{ (クーロン)}$$

ここに  $h$  mm はブラウン管で観測したパルス高さ、 $q$  クーロンは放電路を通過した電気量である。すなわち  $\Delta V_s$ ,  $q$  は  $h$  から直ちに知られるが  $\Delta V_2$  と  $\Delta S$  とは積として与えられ直ちには分離されない。このことについては次章で詳述するがとにかく  $\Delta V_2$  と  $\Delta S$  とは互に影響しつつ  $l$  と共に増大する筈であつて、Fig. 10. の  $d-l$  曲線が上向きになることは定性的に説明される。また両半波におけるパルス高さ  $h_+$  と  $h_-$  との差は  $\Delta V_2 \cdot \Delta S$  の差であることは当然である。

次に Fig. 11. (d) に見られる負半波の準定常グロー放電について考察する。ミリ秒程度程度の時間つづくグロー放電においては陰極の  $r$  作用が必要であると考えられるから、金属側が陰極の場合にのみ発生することは容易に了解されよう。大気中グロー放電の安定条件に関する著者の研究<sup>10)</sup>によれば、上記の実験条件における定常グロー放電の下限電流（グロー放電を維持しうる最小電流）は 0.5~1.0 mA と考えてよい。しかし観測された準定常グロー放電の電流は 0.1~0.2 mA で、これは完全な定常放電でないこと及び電極表面条件の差から説明されよう。前述の交流放電においてはこの電流は  $C_1$  を通る容量電流として流れなければならない。放電空隙における電圧降下を一応無視すれば、次式が成立する。

$$I_e = E \cdot \omega C_1 = \pi \cdot E \cdot \Delta S \times 10^{-6} \text{ mA}$$

$E = 5,000\text{V}$  として、 $I_e = 0.016 \cdot \Delta S \text{ mA}$  となる。従つて観測値を説明するためには  $\Delta S > 6 \text{ cm}^2$  としなければならない。しかし次章で述べるリヒテンベルヒ図形による研究によれば、図形に表われる  $\Delta S$  は表面漏洩抵抗に無関係でありその値は著しく小さい。従つて  $I_e$  の大部分は表面漏洩による実効的な  $\Delta S$  の増大によつて説明されなければならない。 $\Delta S = \pi r^2 = 6 \text{ cm}^2$  とすれば、 $r = 1.4 \text{ cm}$  となり、この範囲が充分導電的となればかかる等価円形電極による容量リアクタンスは  $50 \text{ M}\Omega$  程度となり充分な容量電流を通じうるのである。一方、リヒテンベルヒ図形として表われる部分は  $r_0 = 0.2 \text{ cm}$  程度であるから、 $r_0$  円と  $r$  円との間の表面漏洩抵抗  $R_i$  は  $50 \text{ M}\Omega$  以下にならなければならない。 $\rho$  を表面固有抵抗として、

$$R_i = \frac{\rho}{2\pi} \log \frac{r}{r_0} < 50 \times 10^6$$

$$\rho < 1.55 \times 10^7 \text{ } (\Omega)$$

となりこの程度の値は結露またはこれに準ずる状態では容易に期待される。

Fig. 14. に附記した波形を生ずる状態では準定常グローは生じ得ないがなを可成の漏洩による続流が期待されるから、 $\Delta V_2$  は余り増大しないにも拘らず図の如き負波形を生じてその波高値を増大せしめる。正波形は多重放電の形式を示しており、この多重性が密接して生ずれば多少は見掛け上の波高値増大を示すであろう。これらの点については次章で詳述する。

以上交流放電における波形の非対称と、それを説明する考え方を述べたが、さらに定量的に考察を進めるためには個々の放電に関する基礎的な知識が得られなければならない。次章に

においてこれを試みる。

#### IV. リヒテンベルヒ図形による研究

リヒテンベルヒ図形及び電荷図による無声放電の研究は已に二、三の研究者によつて行なわれている。竹村、杉田両氏<sup>14)</sup>は電荷図を主とする研究を行ない、図形の大きさは空隙長と共に増大するが印加衝撃電圧の波高値には関係しないとし、またリヒテンベルヒ図形ではフル型の場合の負図形が生じないから無声放電の形式は、正針対負平板における正のストリーマと同様であろうと結論している。鈴木、内藤両氏<sup>15)</sup>は乾板上の図形の数とオツシロ上のパルス数とを比較して、同期的に一群のスパークを生じていることを推論した。池田、堀井両氏<sup>16)</sup>はガラス上面に電解液の電極を作つてガラス下面の図形を直接に観測し、3種の放電形式について空隙内電圧降下を求めた。

著者は前章において空隙電圧降下及び放電面積を分離定することの重要性を指摘したが、この目的の為に写真フィルム上にリヒテンベルヒ図形を求めて行なつた結果を本章において記述する。

##### IV. 1. 衝撃電圧を印加した場合の電圧波高値及び空隙長の影響

IV. 1. a. 針端をフィルム面に接した場合、即ち空隙長零の場合は古くから多数の研究があるが、後述の空隙電圧降下を求める基準となしうる資料は見当たらない。従つて比較的低電圧における図形について測定を行なつた。温度は  $15\sim 20^{\circ}\text{C}$ 、湿度は 40% 前後でありこの範囲の条件変化による図形の差は無視しうる。

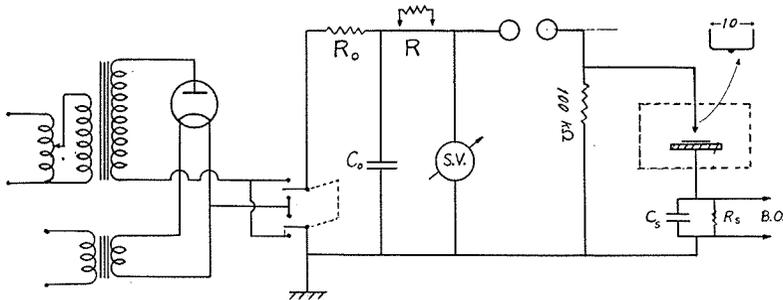


Fig. 15. Measuring circuit for Lichtenberg-figures.

Fig. 15. の衝撃電圧発生回路で  $R=0$  として電圧波高値を変化せしめた場合の代表的な図形は Fig. 16. (a)~(f), (a')~(f') の如くである。正図形については特に注意すべきことはないが負図形においては (d'), (e') に見られる二次扇形<sup>\*)</sup>が注意を要する。このような図形を  $B_1$  型とし、

\*) この場合の電極は Fig. 15. に附記したように突起部が短く、二次扇形が基部周辺の影響とも考えられたので、突起部を 10 mm 程度にして実験を行なつたが同様の図形を得た。又二次扇形が上下の方向に伸びているのは接地電極が円筒型であつてフィルムの密着した方向と一致している。

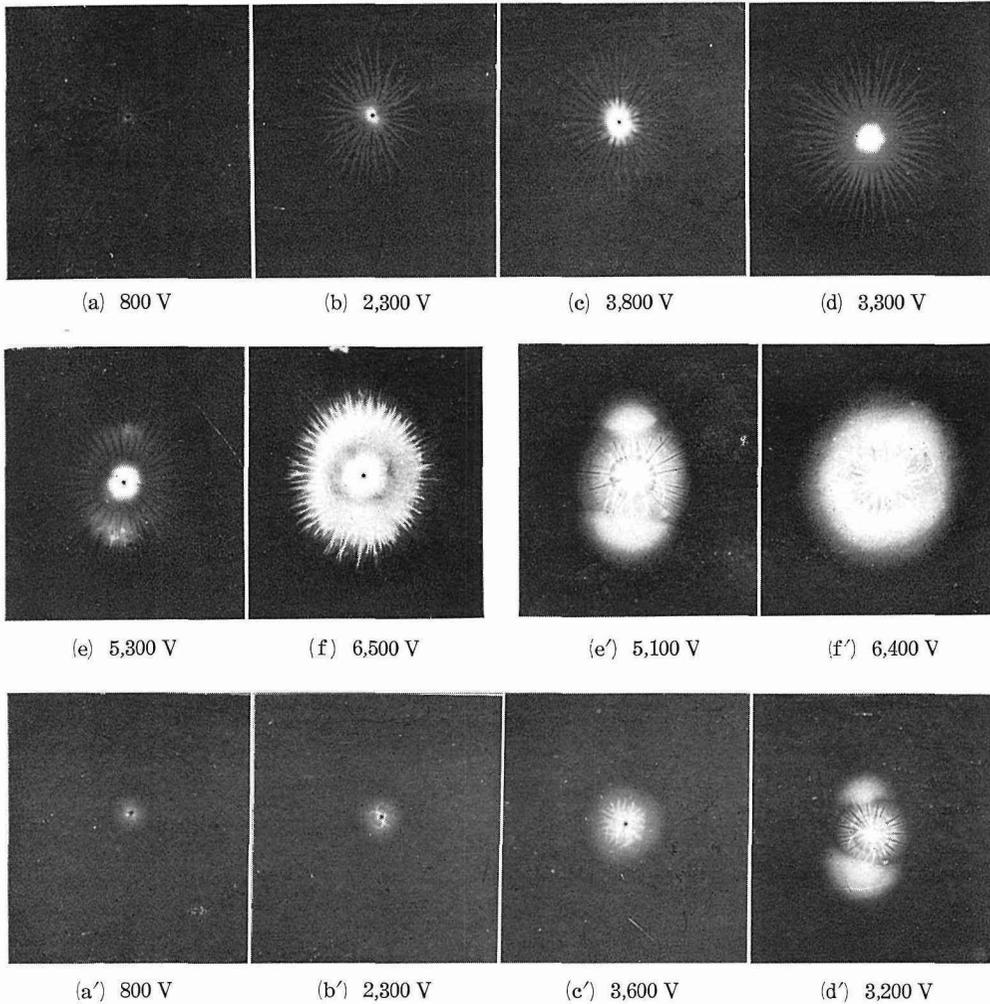


Fig. 16. Figures corresponding to fig. 17.

これに対して普通の正円図形を正負共にA型と呼ぶことにする。又負図形の中央部に見られる太く屈曲した枝は正図形の枝に相当するもので、この負図形における正枝は(a)の如き低電圧でも已に認められ、B<sub>1</sub>型においては二次扇形の方に伸びる傾向がある。

これらの電圧波高値対図形直径の関係は Fig. 17. に示され、A型については大体連続曲線にのるが正図形で6KV、負図形で5KV位から曲線は上向となる。この場合正図形は(f)の如くやや不規則となり、負図形は(f')の如く正円ではあるがB<sub>1</sub>型の傾向をもっている。Fig. 17. ではB<sub>1</sub>型の場合●印は正円部直径、○印は最大値をとつてあるが両者は(f)図形のところで一致している。

Fig. 15の回路において $R=20\text{K}\Omega$ を入れると図形に可成の変化を生じた。即ち比較的高い電圧で正図形は著しく不規則となり、負図形は数個の大扇形に分離し且つ細い負枝は不鮮明

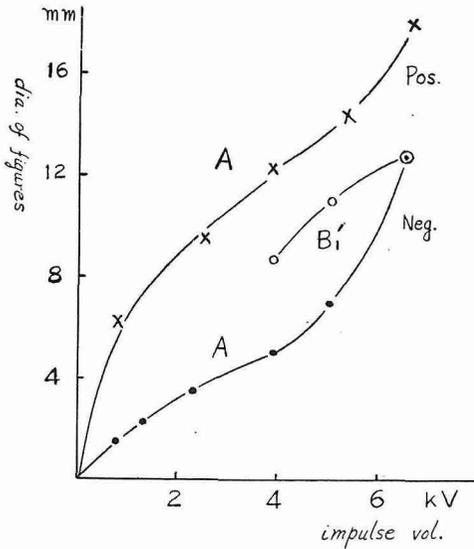


Fig. 17. Relation between the diameters of Lichtenberg-figures and impulse voltages, when impulse wave front is about  $1 \mu\text{S}$ , gap length is zero.

小さくなり, Fig. 17. に示した曲線上の始まりは高電圧側に移行する。

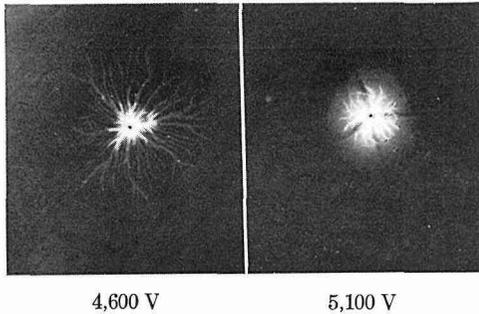


Fig. 18. Figures corresponding to the  $B_2$  curve of fig. 19.

図形は空隙長 0.5 mm に対して Fig. 20. (a)~(c), 空隙長 1 mm に対して (d)~(e) に代表例を示したがその特徴は負図形によく見られる。即ち空隙長と共に図形の発達がおくれる事は一般的事実であるが, 中でも特に負図形の正枝の発達がおくれるのである。しかし空隙のある場合にも正枝を生ずること自体に興味がある。また正負両図形共に図形の大きさに比して不規則になる傾向が少ないことは, フィルム面に印加される電圧波形は波頭が急峻化される事に帰因するものと推測される。さらに空隙長一定の場合においても図形直径は波高値による。このこ

となる。Fig. 18. はその代表例で, これらを  $B_2$  型と名付けておく。この場合の電圧波高値対図形直径の関係は Fig. 19. に示す通りで, A 型と  $B_2$  型とは幾分異なつた経過をとる。 $B_2$  型の発現は正図形で 4 KV, 負図形で 3 KV 附近からである。図形直径は  $R=0$  の場合に比し低電圧における A 型では一般に小さく,  $B_2$  型になつて同程度となる。これらの差異の原因は従来の諸研究に徴して衝撃電圧の波頭峻度の影響と見られる。著者の場合の波形は  $R=0$  のとき ( $1 \times 1,000 \mu\text{S}$ )  $R=20 \text{ K}\Omega$  のとき ( $10 \times 1,000 \mu\text{S}$ ) であつた。この点は次に述べる空隙のある場合の図形と比較するのに必要なので特に注意した。

IV. 1. b. 空隙長を変化した場合。大体の傾向として空隙長の増大と共に図形直径は

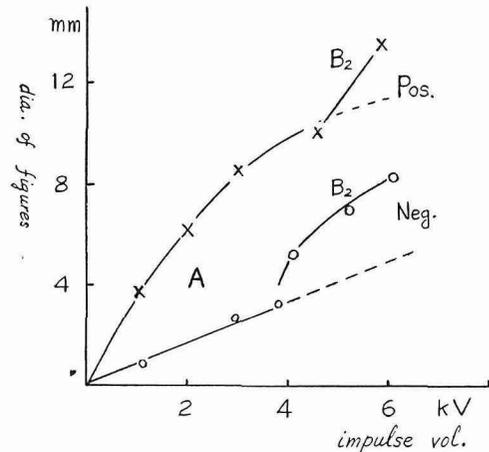
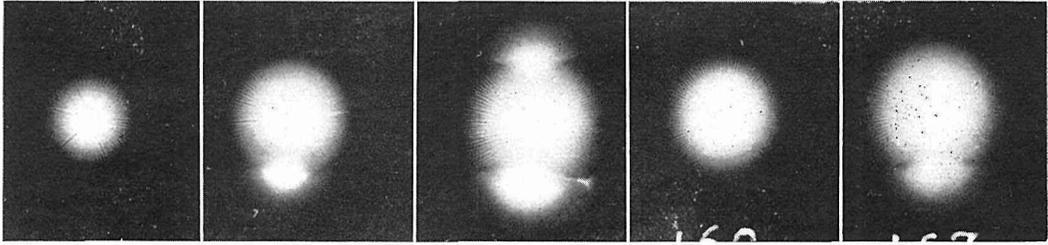


Fig. 19. Same relation as fig. 17, but wave front is about  $10 \mu\text{S}$ .



(a) 0.5mm 5,200 V (b) 0.5mm 6,250 V (c) 0.5mm 7,550 V (d) 1.0 mm 6,700 V (e) 1.0 mm 7,900 V

Fig. 20. Figures for impressing the impulse voltages on the electrodes kept at a distance.

とは従来報告されているものと異なつた結果であるが波頭急峻の場合には当然の結果であろう。

IV. 2. 直流電圧を印加した場合の図形

空隙長零の場合の直流図形は不規則であり当面の目的には不要であるからここでは空隙のある場合についてのみ説明する。

空隙長一定の場合においても放電開始電圧及び図形直径は可成変動があり、正図形の場合に特に著しい。しかし各空隙長における平均放電開始電圧と平均図形直径との関係は Fig. 21. に示すように比較的規則的な配列が見られる

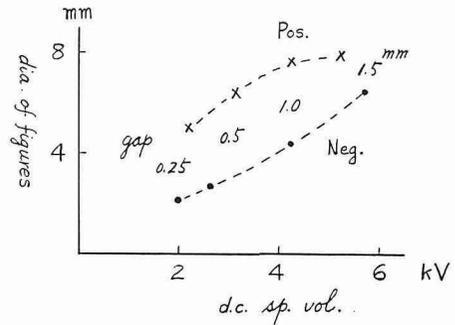
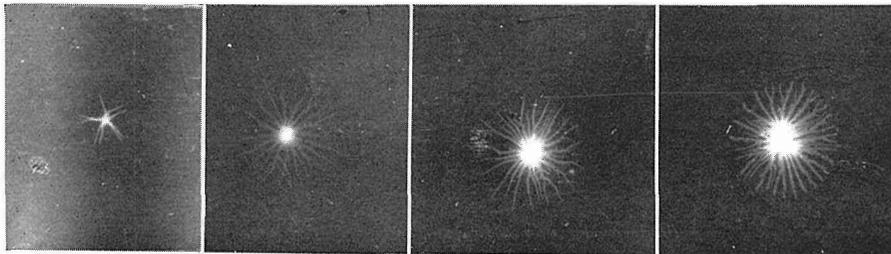
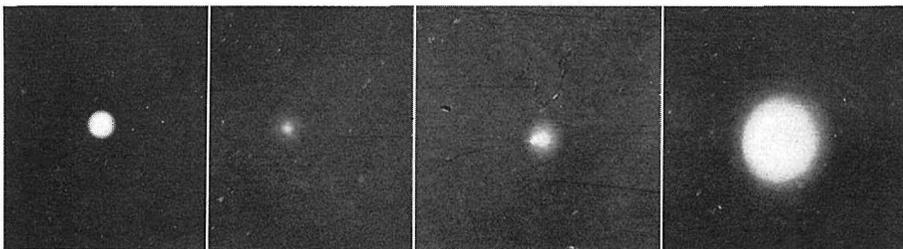


Fig. 21. Relation between the diameters of Lichtenberg-figures and d.c. sparking voltages, when gap length is not zero.



(a) 0.25 mm 1,700 V (b) 0.5 mm 2,600 V (c) 1.5 mm 5,000 V (d) 1.5 mm 5,350 V



(a') 0.25 mm 1,800 V (b') 0.5 mm 2,450 V (c') 0.5 mm 2,450 V (d') 1.5 mm 6,000 V

Fig. 22. Figures corresponding to fig. 21.

正図形の性状は Fig. 22. (a)~(d) の代表例のように衝撃電圧の場合と余り変っていないが、空隙の大きいときは (d) のように枝の尖端が切りとられた如き形を呈することがある。負図形の代表例は (a')~(d') に示したがその特徴としては、可成の大図形になつても正枝が現われないこと、枝分れが不明瞭であること、(c) に見られるように中心を外れたところに著明な光点を生じていることなどが挙げられる。

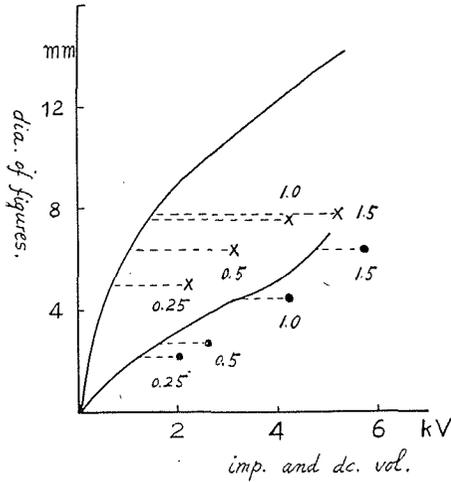


Fig. 23. Combination of fig. 17 and 21 required for calculating the gap voltage drops.

以上の諸点から判断して、実際にフィルム面に印加される衝撃的な電圧は大体において Fig. 16. の図形を得たものに近くこれらの図形を相互に比較してよいと考える。次節においてこの比較を行なう。

### IV. 3. 空隙電圧降下

空隙のある場合、実際にフィルム面に印加される電圧を  $V'_q$  として放電開始電圧  $V_i$  から引けば空隙内の放電路における電圧降下が得られる。この目的で Fig. 17. と Fig. 21. とをまとめて Fig. 23. とし、各空隙長における空隙電圧降下率

$$a = \frac{V_i - V'_q}{V_i} \times 100 \% \quad a' = \frac{V_i - V'_q}{V'_q} \times 100 \%$$

を算出すると第6表のようになる。

第 6 表

空隙長 (mm)	極性	$V_i$ (V)	$V'_q$ (V)	$V_i - V'_q$ (V)	$a$ (%)	$a'$ (%)
0.25	正	2,200	700	1,500	68.2	214
	負	2,000	1,250	750	37.5	60
0.5	正	3,100	1,050	2,050	66.2	195
	負	2,600	1,650	950	36.5	57.5
1.0	正	4,200	1,400	2,800	66.6	200
	負	4,200	3,300	900	21.4	27.2
1.5	正	5,200	1,500	3,700	71.2	246
	負	5,700	4,750	950	16.7	20

$V_q$  は放電終止電圧に沿面における若干の電圧降下を加えたものと考えなければならない。

$a$  は空隙長の増大と共に一般に小さくなる。この事は放電々気量が増大して火花抵抗が減少すべき点から説明される。 $a$  は又極性によつて著しく異なる。この点は陰極よりの電子供給の有無を考えて定性的に説明しうるが前章で述べた極性効果の根本をなすものであり、フルオ

ゾナイザーの場合には空隙内の現象及び放電の進展の状況は両半波共に上述の正極性と似ている事が推論される。

空隙を隔てて衝撃電圧を加えた場合には  $\alpha$  が著しく小さくなり正極性でも 10% 程度、負極性では殆んど零となつた。これは過電圧の印加によるものと考えられ、負図形における正枝の出現も容易に説明しうる。

#### IV. 4. 温度の影響

空隙長零で衝撃電圧を印加した場合の電圧波高値対図形直径の関係を、円筒電極内面を 70°C として測定した結果は Fig. 24. の如くであつて、図に破線で示した Fig. 17. の結果と比較すると図形の発達が見られる。Fig. 17. を基準とした図形の増大率は正図形で 19.1%，負図形では 4.2% である。リヒテンベルヒ図形に関する従来の研究では温度の影響を直接に取扱つたものは少ないが気圧の影響については可成研究されている。著者の場合の温度の影響は第一には表面漏洩抵抗の低下、第二には密度の減少として現われるであろうが、前者については III. でも述べたし、次節でも説明するように 20~70°C の温度変化では問題にならない。

気圧の低下による図形直径の増加は気圧の平方根に逆比例するとされており、上述の結果のうち負図形の増大はこれで説明される。しかし正負によつて増大率が異なることが問題である。実際のフルオゾナイザーについての実験によれば上述の程度の温度上昇で 20% 位の入力増加が見られるがこれは前述のように放電形式上正極性に相当すると考えれば説明される。勿論放電開始電圧の低下も重要な影響があろう。実験によればこの低下は 10% 程度である。空隙電圧降下率  $\alpha$  は空隙長大なる程著しく減少の傾向を示すが空隙長小なるときは必ずしも温度上昇の為に減少するとは言えない。何れにせよオゾナイザーとしてはオゾンの分解の点から温度の上昇は極力避けなければならない。

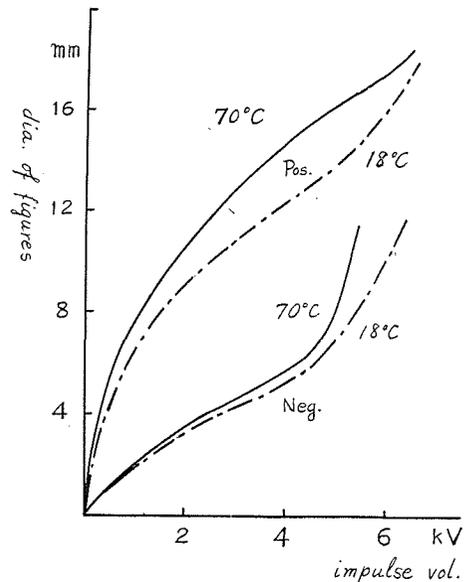


Fig. 24. Temperature effect to the diameters of Lichtenberg-figures.

#### IV. 5. 湿度の影響

フィルム面の表面漏洩抵抗を連続的に変化せしめるために空気湿度を 40~100% に調節して実験を行なつた。大気中放電に対する湿度の影響についての諸研究によれば、不平等電界に

おけるコロナの発生従つてまた閃絡電圧に対する影響が認められている。我々の場合は前述の如く、ほぼ平板的電極の中央に突起を有する故に幾分の不平等電界を生じ放電開始電圧（閃絡電圧と一致している。）の低下を見たが、空隙における放電の進展は平等電界の場合と大差のないことは已に認められているところである。なお、我々の電極における不平等の程度の計算は附録に示してある。

上述の如き湿度の調節によつて表面漏洩抵抗は  $10^{10} \sim 10^8 \Omega$  程度まで変化したがリヒテンベルヒ図形の性状、空隙電圧降下率等は有意的な差を生じない。従つて実際のオゾンナイザーにおいて認められる湿度の影響は放電形式自体に対するものではなくて、化学反応に及ぼす影響であると考えなければならない。

湿度の影響を論ずる場合に気温とフィルム面との相対的な関係が重要であり、これが露点温度になれば抵抗は著しく減少して  $10^7 \sim 10^6 \Omega$  程度となりパルス波形にも大きな変化が現われる。

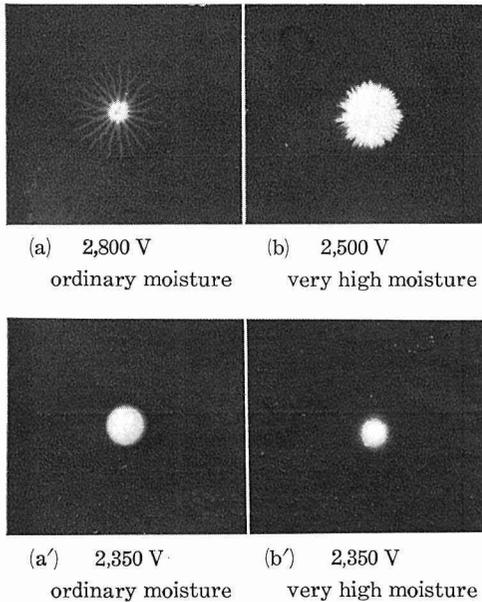


Fig. 25. Figures showing the moisture effect, when gap length is 0.5 mm.

このような場合のパルス波形は Fig. 14. に附記してありこれらに対応する図形は Fig. 25. (b), (b') に示される。同図 (a), (a') は比較のために然らざる場合を示した。即ち負パルス波形から放電が可成の時間継続していることが見られ、正パルス波形からは多重的な破壊形式が行なわれていることが看取されるが、図形も明らかにこのような放電形式に対応するものである。放電の外観は著しく光輝を増す。

要するに湿度及びそれによる表面漏洩抵抗の低下は、負放電が準定常グローに進展する程度になるまでは余り大きな影響を及ぼさない。しかしてこのような条件は表面に結露を生ずる程度に至つて始めて充たされるものである。

#### IV. 6. 絶縁物厚みの影響

本章における前述の実験は凡て厚み 0.14 mm の写真フィルムを安定層としたが、本節においては厚み 1.4 mm の写真乾板を用いて同様の実験を行なつた結果を記述する。

フィルムの場合の Fig. 23. に相当する実験結果として Fig. 26. が得られた。空隙長零で衝撃電圧を印加した場合の電圧波高値対図形直径の関係はフィルムの場合と殆んど一致している。空隙のある場合の放電開始電圧は一般に低いがこれは大気条件が高温高湿のためと考えら

れ、同じ条件でフィルムについて行なつた実験も同様であつた。このことは当面の目的にとつて重要でないことは前節で検討した通りである。図形の性状もまた殆んど差がないけれども負図形の直径は著しく小さい。従つて第7表に示されるように空隙電圧降下率は負極性の場合60%程度で、フィルムにおける第6表に比べて倍以上に達し正極性の場合と同程度である。

以上の結果から、空隙電圧降下に関する極性効果は絶縁物厚みによつて大きな影響をうけ、絶縁物の厚い場合には $\alpha$ が一般に大きくなり正負極性の差が減少する傾向を示していることが知られる。この現象もまた、放電の進展が厚い安定層によつて抑制される結果陰極点の形成が不十分であることを考え

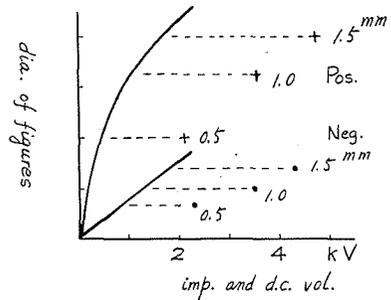


Fig. 26. Same relation as fig. 23 for the dry-plate which thickness is 1.4 mm, instead of the film which thickness is 0.14 mm.

第 7 表

空隙長 (mm)	極 性	$V_i$ (V)	$V'_q$ (V)	$V_i - V'_q$ (V)	$\alpha$ (%)	$\alpha'$ (%)
0.5	正	2,100	470	1,630	77.6	346
	負	2,300	850	1,450	61.7	170
1.0	正	3,500	1,050	2,450	70.0	233
	負	3,500	1,300	2,200	62.8	169
1.5	正	4,700	1,700	3,000	63.8	176
	負	4,300	1,850	2,450	57.0	132

て説明される。従つて実際のオゾナイザーにおいて可成の厚みを有する安定層をもつ場合、例へば硝子オゾナイザーの如き場合にはセミ型及びフル型における放電形式上の差が少なく、薄い安定層、例へば有機被膜の如きものをもつオゾナイザーではセミ型の場合に、金属側負の半波において空隙電圧降下の小さい比較的進展した放電形式が発生し易いことが結論される。しかしながらこのように予想される放電形式の変化がオゾン収量にどのような影響を有するかは自から別の問題である。筆者は正負両ストリーマによるオゾン発生を分離測定する実験を計画中である。

V. 結 言

1. オゾナイザー放電及びボイド放電に相通ずる一般的な立場から等価回路的検討を行なつた。その結果、パルス波形、放電繰返し回数、消費電力等が回路条件によつてどのように変化するかが定量的に明らかになつた。特に電源インピーダンスを考慮した点は注目されるべきである。また電源損失のうち電荷再配分損失についてその物理的意味を明らかにした。

しかしオゾナイザー装置全体を問題とする場合には低周波特性に関する限り Manley<sup>16)</sup>, 犬石等<sup>17)</sup> の用いた平均的等価回路で充分であつて, 本論文 II. に展開した分析的議論は模型的な装置の実験結果を正しく解釈し, またこれを実際のオゾナイザーに適用する場合に考慮すべき事柄である。

2. 固体安定層を有する場合の交流放電が数秒内至数十秒にして自然に衰退消滅する現象を確認した。この現象はボイド放電における長時間衰退現象と対比すべきである。上述の衰退現象の原因は結局放電開始電圧の極性による差に基づく可きことを推論し, 放電開始電圧については最初の放電開始は通常の金属電極間平等電界におけると同様であるという従来の諸説を認めつつも, 動作中の各半波における放電は電荷の不平等分布を考慮すべきことを注意した。

3. セミ型において観測される電流パルスの極性効果の存在及びこれが湿度によつて変化する現象を発見した。一般に金属側負のパルスは小さく且つ多数であり, 湿度の増加従つて表面漏洩抵抗の減少が著しくなれば, 続流を生じて見掛上のパルス高さを増大せしめさらには準定常グローにまで進展すること, 一方, 正パルスは上述の条件において多重放電形式をとり, パルス高さの増加は小さいことを明らかにした。この事はリヒテンベルヒ図形からも確認され, その原因として陰極における電子放射の差を考えた。

4. 空隙を隔てて放電開始まで直流電圧を上昇せしめた場合のリヒテンベルヒ図形を検討して空隙における電圧降下率  $\alpha$  を求めた。 $\alpha$  は一般に正極性の方が大きい。絶縁物厚みが増大すると  $\alpha$  は大きくなるが負極性の方の増大の割合が大きく, 極性による  $\alpha$  の差が小さくなる傾向がある。 $\alpha$  が小さい程放電の進展が著しいと考えられるから上述の結果はすべて説明される。 $\alpha$  とリヒテンベルヒ図形とから, 放電形式はストリーマ放電であり, フル型の場合はセミ型における正極放電に相当することを結論した。

温度及び湿度による図形の変化を研究して, 温度効果は気体密度効果と同等であつて温度上昇と共に図形が増大すること, 湿度効果は主に表面漏洩抵抗効果であつて図形に影響するには結露に近い状態が必要であることを見出した。上述の結果は実際のオゾナイザーにおいて, 温度上昇が電氣的入力を増大せしめることを説明し, 気体中の水分によるオゾン収量の減少は放電形式の影響ではないことを示すものである。

## 謝 辞

本研究の遂行に当つては東洋高圧北海道工業所の方々特に三輪, 森田両氏によつて多大の便宜が与えられた。ここに厚く謝意を表す。また終始御理解と御指導を与えられた片山教授に対して感謝を捧げる。

## 文 献

- 1) 藤, 竹村, 多田: OHM 41 1161 (1954).
- 2) Kanoykin: J. Tech. Phys. U.S.S.R. 9 876 (1939).
- 3) 鈴木, 内藤: 第9回放電分科会予稿 1 D 9 (1952).
- 4) 池田, 堀井: 電試彙 18 265 (1954).
- 5) 本多, 内藤: J. of Phys. Soc. Japan 10 1007 (1955).
- 6) 内藤, 玉河: 放電分科会予稿 6 III. 1 (1956).
- 7) 藤, 竹村: 電試彙 16 837 (1952).
- 8) 本多, 内藤: 放電化学懇談会誌 2 39 (1954).
- 9) 三浦: 未発表.
- 10) Whitehead: Dielectric breakdown of Solid, p. 172.
- 11) 橋本: 電気連大論文集 昭和31年 92.
- 12) Whitehead: ibid p. 175.
- 13) 三浦: 北大工研究報告第9号 p. 117 (1953).
- 14) 竹村, 杉田: 電試彙 15 30 (1951).
- 15) 野本: 電学誌 64 199 (1939).
- 16) Manley: Trans. Electrochem. Soc. 84 83 (1943).
- 17) 犬石: 電学論 2 13 (1950).

## 附 録

平面上に半球面をもつ場合の電界は Fig. 27. で  $a \rightarrow \infty$  とした場合と考えられるが, このとき半球面による附加電界は  $B$  に能率  $b^3/a$  の双極子をおいて表わされる。従つて  $P$  点の電界は  $A$  の電荷  $a$  による電界との合成であつて

$$\frac{a}{a^2} + \frac{2b^3/a}{b^3} = \frac{3}{a}$$

となる。即ち  $1/a$  を  $E_0$  なる平等電界と考えれば, この中におかれた絶縁導体球の附加電界が能率  $E_0 b^3$  なる双極子の電界で表わされる場合と同様である。

$C$  面の存在する場合に  $AB$  系と  $C$  との間に電位差  $V$  を与えて  $P$  点の電界を求める事を考える。上述のように, 基礎電界  $E_0$  は  $B$  球のない場合の  $AC$  間平等電界であり,  $B$  球による附加電界は次に述べるような  $E_1, E_2, E_3$  等の無限の成分から成る。 $E_1$  は図の  $B_1$  にある双極子  $M_1$  と,  $C$  面に関する  $M_1$  の影像  $M_1'$  とによる電界であり,  $E_2$  は  $M_1'$  の  $B$  球に關す

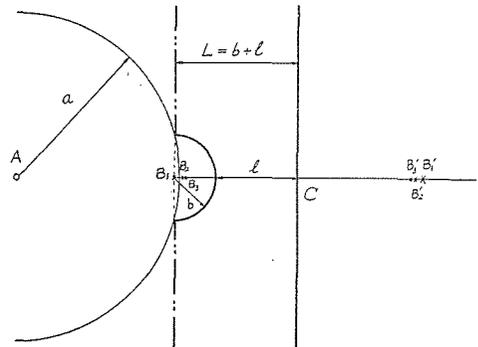


Fig. 27. The explanatory figure for field calculation.

る影像  $M_2$  と、 $C$  面に関する  $M_2$  の影像  $M_2'$  とによる電界である。 $E_3$  以下も同様に求められる。各々の表式は次の通りである。

$$M_1 = E_0 b^3, \quad M_2 = M_1 \frac{b}{2(b+l)}, \quad M_3 = M_1 \left[ \frac{b}{2(b+l)} \right]^2$$

$$B_1 B_2 = \frac{b^2}{2(b+l)}, \quad B_1 B_3 = \frac{b^2}{2(b+l) - B_1 B_2}$$

$$E_0 = \frac{V}{b+l}$$

$$E_1 = \frac{2M_1}{PB_1^3} - \frac{2M_1}{PB_1^3} = 2E_0 \left[ 1 - \frac{1}{\left(1 + 2\frac{l}{b}\right)^3} \right]$$

$$E_2 = 2E_0 \frac{b}{2(b+l)} \left[ \frac{1}{\left(1 - \frac{b}{2(b+l)}\right)^3} - \frac{1}{\left(1 + 2\frac{l}{b} - \frac{b}{2(b+l)}\right)^3} \right]$$

$$E_3 = 2E_0 \left[ \frac{b}{2(b+l)} \right]^2 \left[ \frac{1}{\left(1 - \frac{b}{2(b+l) - \frac{b^2}{2(b+l)}}\right)^3} - \frac{1}{\left(1 + 2\frac{l}{b} - \frac{b}{2(b+l) - \frac{b^2}{2(b+l)}}\right)^3} \right]$$

著者の実験においては  $l/b = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$  であつて  $E_4$  以下は省略してよい。このようにして  $P$  点の電界  $E$  の  $E_0 = V/l$  に対する倍率を算出した結果が Fig. 28. である。 $l$  が充分小なる場合は  $M_1$  と  $M_1'$ ,  $M_2$  と  $M_2'$  等が相殺して附加電界は無視され、 $l$  が充分大なる場合は  $E$  が  $3E_0 = 3E_0'$  に近づく。

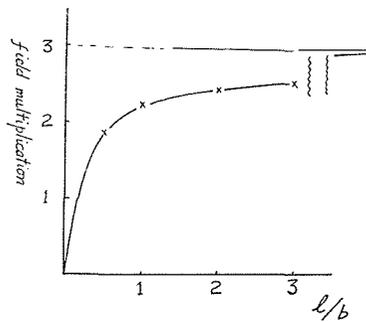


Fig. 28. The result of field calculation.