

絶縁物中ボイド放電のモデル的解析

Typical Analysis of Void Discharge in Insulator

橋 本 博 治*

内 容 梗 概

単一ボイドを有する絶縁物をコンデンサ回路におきかえることによつてボイド放電をモデル的に取扱い、放電にともなつて生ずるパルス電圧、パルス数およびエネルギー損失の解析を行つた。

パルス電圧および数は放電電圧、休止電圧および放電面積などによつて決定されるが、誘電正接はコロナ開始電圧の2倍の電圧付近で最大値を有する特性となり、休止電圧の大きさによつて係数2だけの差が生じることがあきらかとなつた。また、ボイド放電電圧は金属間間隙と同様であり、電圧の上昇によつて放電は細分された安定状態となる。電圧印加時間の経過とともに放電様相も変化するが、電圧が低い場合には放電が消滅するに至る。

〔I〕 緒 言

高電圧ケーブルなどに使用される絶縁物の性能の表示法としては交流、直流、衝撃電圧に対する絶縁耐力および誘電正接が一般的である。しかしながら実際にケーブル構造としてみる場合には、空隙すなわちボイドの有無がこれらの本質的性能が論ぜられる以前に問題となる。実際に絶縁破壊の原因がボイドにあるために材料固有の破壊電圧から推定される値よりもはるかに低い電圧で破壊する例が非常に多い⁽¹⁾。したがつて絶縁特性の優秀な材料を使用することと同時にボイドのない理想状態の絶縁構造を実現することは高電圧絶縁を取扱う当事者にとつての重要な課題である。また、完成された製品に対してはボイドの有無をたしかめることあるいはこれが絶縁構造上危険なものか否かの確認を行うことは製造技術者の閑却しえない重要な責務である。

以上の観点に立つて筆者は絶縁物中のボイド状態を推定する方法およびボイドが絶縁性能におよぼす影響などについて検討している。本報告においては交流電圧印加時のボイド放電をコンデンサの充放電に等価的におきかえたところのいわゆるモデル的解析の結果について述べ諸賢の御批判を仰ぐしだいである。

〔II〕 ボイド放電機構の等価モデル的解析

(1) パルス電圧

ボイドを有する絶縁物に印加される電圧が上昇してボイド内電界がパッシェンの法則によつて示される値に達すると、ボイド内ガス分子の衝突イオン化がはげしくなり電子雪崩を生ずるに至る。その結果ボイド内電界は急速に低下し、放電も消滅する。ボイド電圧の降下によつて試料各部の電界分布は不安定となるため試料内部で電荷の移動が行われ電圧が低下する。放電開始からこゝまでの現象は非常に短時間に行われると考えられるが、

* 日立電線株式会社電線工場

A.E.W. Austen 氏ら⁽²⁾、は 10^{-7} 秒以下と評価している。

この状態では試料電圧は放電開始前よりも若干低いから電源から電荷の供給をうけて元の状態にならなければならない。このときの過渡充電電流がわれわれの測定しうるコロナパルス電流であり、測定回路条件によつて減衰振動電流ともなりうる。

絶縁物中にただ一個のボイドがある場合の等価回路を示すと第1図のとおりである。ただし、漏洩抵抗は無視する。実際のボイドは薄膜状のものが多いため、これを対象として考える。 C_v の放電によつて瞬間的に低下する試料電圧は電荷平衡の関係からつぎのようにあたえられる。

$$\Delta V = \frac{C_s C_v}{C_s + C_v} \frac{\delta V}{C_x} \dots\dots\dots (1)$$

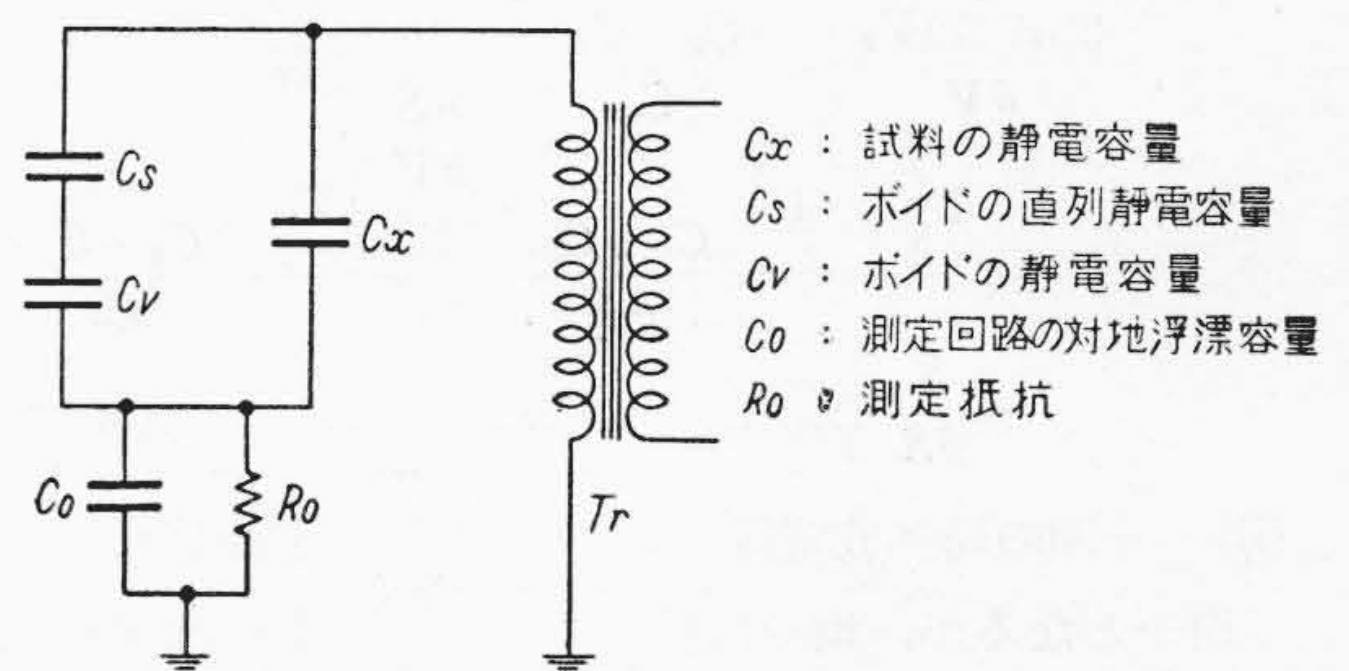
δV : ボイドの放電による電圧降下

ΔV : 試料の電圧降下

したがつて R_0 に流れるパルス電流はこの系統に ΔV の電圧を印加したときの過渡充電電流である。また、 R_0 にあらわれる電圧は測定回路の浮漂容量を考慮すると(2)式であたえられる。

$$\Delta V' = \frac{C_x}{C_s + C_0} \Delta V - \frac{t}{(C_0 + C_g)R_0} \dots\dots\dots (2)$$

これらの式であきらかなように試料の静電容量はパルス電圧に直接的関係をもっている。したがつて、ボイド状



第1図 等 価 回 路
Fig. 1. Equivalent Circuit

態を表示するにはパルス電圧ではなく放電電荷量 ($C_x \Delta V$) で比較するのが妥当である。このようにして大きさの異なる試料に対してもコロナ放電の絶対量の比較が可能となる。

(2) パルス発生個数

1 個のボイドの全面が一度に (あるいは一様に) 放電するかどうかは議論の多い点であつて現段階では結論することはできない。放電面積を δS とすると (1) 式はつぎのようになる。

$$\Delta V = \frac{C_s C_v}{C_s + C_v} \cdot \frac{\delta S}{S} \cdot \frac{\delta V}{C_x} \dots\dots\dots (3)$$

S : ボイド面積

1 回の局部的放電からつぎの放電が行われるまでの過程にはつぎの二通りが考えられる。

- (i) 1 回の放電後、ほかの部分の電荷分布が影響されずほかの部分もほとんど同時に相ついで放電する場合。

放電電圧に達すると瞬間的に相ついで

$$n_1 = \frac{S}{\delta S} \dots\dots\dots (4)$$

の放電が行われ、ボイドの電圧は δV だけ低下する。放電後の試料電荷の移動によつてボイド電圧は $\frac{C_s}{C_s + C_v} \cdot \delta V$ だけ回復した状態となる。

交流電圧印加のときは試料電圧の上昇とともにボイド電圧も上昇し、放電電圧に達するとふたたび n_1 個の放電が行われる。これをくりかえしていくが交流電圧の最大値を過ぎてからはボイド電圧が反対符号の放電電圧に達するまで停止する。したがつて同一箇所の半サイクルにおける放電回数は n_2 回となり、次式で示される。

$$\begin{aligned} \frac{2(\alpha-1)V_s}{\delta V} \cdot \frac{C_s + C_v}{C_v} &< n_2 \\ &< \frac{2\left(\alpha-1 + \frac{C_v}{C_v + C_s} \cdot \frac{\delta V}{V_s}\right)V_s}{\delta V} \cdot \frac{C_s + C_v}{C_v} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

α = 印加電圧/コロナ開始電圧

n_2 は (5) 式の範囲で示される任意の値をとりうる。結局総パルス数は $N = n_1 \times n_2$ で (6) 式となる。

$$\begin{aligned} \frac{2(\alpha-1)V_s}{\delta V} \cdot \frac{(C_s + C_v)}{C_v} \cdot \frac{S}{\delta S} &< N \\ &< \frac{2\left(\alpha-1 + \frac{C_v}{C_v + C_s} \cdot \frac{\delta V}{V_s}\right)V_s}{\delta V} \cdot \frac{(C_s + C_v)}{C_v} \cdot \frac{S}{\delta S} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

- (ii) 一回の局部放電後、ボイド内面の電荷分布が不均一となるが、均一に拡散してからつぎの放電が生ずる場合。

拡散後のボイド電圧は

$$V_s - \frac{C_v}{C_s + C_v} \cdot \frac{\delta S}{S} \cdot \delta V \dots\dots\dots (7)$$

となり、同様に放電回数は (8) 式であたえられる。

$$\begin{aligned} \frac{2(\alpha-1)V_s}{\delta V} \cdot \frac{(C_s + C_v)}{C_v} \cdot \frac{S}{\delta S} &< N \\ &< \frac{2\left(\alpha-1 + \frac{C_v}{C_v + C_s} \cdot \frac{\delta S}{S} \cdot \frac{\delta V}{V_s}\right)V_s}{\delta V} \cdot \frac{(C_s + C_v)}{C_v} \cdot \frac{S}{\delta S} \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

(6) および (8) 式はほとんど同一の式である。すなわち、パルス発生個数は前記のいずれに考えても同一結果となる。また、これらの計算式においては δS および δV の 2 つの未知数があるためにわれわれが測定しうるパルス電圧あるいはパルス発生個数から、放電面積、放電休止電圧を求めることは不可能である。もし、放電休止電圧が零に近いというような仮定を設けることができればパルス電圧の大きさから放電面積を求めることができるが、外部にあらわれる現象に対してはあまり重要な意味がない。

(3) エネルギー損失

ボイドの放電によつて失われるエネルギー損失は J. Oudin 氏ら⁽³⁾の考えるようにイオン化時のエネルギー変化から求めることもできるが、モデル的にはコンデンサの放電にともなうエネルギー変化として求めることが可能である。1 回の放電によつて失われるエネルギー変化は放電面積を δS とし、放電による電圧降下を δV とすると (9) 式で示される。

$$W_v = \frac{1}{2} C_v \cdot \frac{\delta S}{S} \cdot \delta V (2V_s - \delta V) \dots\dots\dots (9)$$

ゆえに一サイクル中のエネルギー損失は (10) 式である。

$$\begin{aligned} W &= 2N \times W_v \\ 2(\alpha-1)(C_s + C_v)V_s(2V_s - \delta V) &< W \\ &< 2\left(\alpha-1 + \frac{C_v}{C_s + C_v} \cdot \frac{\delta S}{S} \cdot \frac{\delta V}{V_s}\right)(C_s + C_v)V_s(2V_s - \delta V) \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

一方、 C_s のエネルギーも放電前後において変化するが、第 2 図 V_s の変化の示すように、半サイクルの電圧上昇部 (a 期間) において増加したエネルギーは下降時 (b 期間) において損失なしに放出されるので C_s のエネルギー損失は考える必要がない。 C_v の放電にともなうエネルギー変化は第 2 図 C_v の電圧変化であきらかなように常に減少すなわち損失である。

(4) 誘電正接の電圧特性

誘電正接は交流電圧印加時の偏位電流と導電電流の位相角をもつて定義されるが、これを広義に解釈すればエネルギー損失と無効電力との比と考えることができる。前述のエネルギー損失計算式と本試料の無効電力とから

誘電正接の電圧特性を求めると (11) 式の通りである。

$$\begin{aligned} \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\alpha-1}{\alpha^2} \cdot \frac{C_s}{C_x} \cdot \frac{C_s}{C_s+C_v} \left(2 - \frac{\delta V}{V_s}\right) &< \tan \delta \\ &< \frac{2}{\pi} \left(\alpha-1 + \frac{C_v}{C_s+C_v} \cdot \frac{\delta S}{S} \cdot \frac{\delta V}{V_s} \right) \cdot \frac{C_s}{C_x} \\ &\cdot \frac{C_s}{C_s+C_v} \left(2 - \frac{\delta V}{V_s}\right) \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

すなわち、上限と下限の間の幅で示される値となる。 α が大きいときはこの幅は減少するが、 α の小さい場合すなわちコロナ開始電圧付近においてはこの幅が大きい。すなわち誘電正接は不安定である。これはボイドの多いケーブルではしばしばみられる現象である。また、(11) 式であきらかなように δV の大きさによつても変化する。 δV の大きさはまだあきらかではないが、これに対する検討は後章にゆずることとして δV の両極端の場合、すなわち $\delta V \doteq V_s$ および $\delta V = V_s$ の2例についてはつぎのとおりである。

(i) $\delta V \doteq V_s$ すなわち微少部分の放電がほとんどその電荷を失うまで行われる場合。

$$\begin{aligned} \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\alpha-1}{\alpha^2} \cdot \frac{C_s}{C_x} \cdot \frac{C_s}{C_s+C_v} &< \tan \delta \\ &< \frac{2}{\pi} \left(\alpha-1 + \frac{C_v}{C_s+C_v} \cdot \frac{\Delta S}{S} \right) \cdot \frac{C_s}{C_x} \\ &\cdot \frac{C_s}{C_s+C_v} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ボイドが試料容積に対して小さい場合 (ボイド含有率 P が小さい場合) には

$$\frac{C_s}{C_x} \cdot \frac{C_s}{C_s+C_v} \doteq P \varepsilon$$

となるから

$$\begin{aligned} \frac{2}{\pi} P \cdot \varepsilon \cdot \frac{\alpha-1}{\alpha^2} &< \tan \delta \\ &< \frac{2}{\pi} P \varepsilon \left(\alpha-1 + \frac{C_v}{C_s+C_v} \cdot \frac{\Delta S}{S} \right) \dots (13) \end{aligned}$$

左辺は J. Oudin 氏⁽³⁾の式と同一である。

(ii) $\delta V \doteq 0$ すなわち微少部分の放電は若干の電圧降下でただちに休止する場合。

$$\tan \delta = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\alpha-1}{\alpha^2} \cdot \frac{C_s}{C_x} \cdot \frac{C_s}{C_s+C_v} \dots\dots\dots (14)$$

となり、さらに (i) と同様にして (15) 式をうる。

$$\tan \delta = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\alpha-1}{\alpha^2} P \cdot \varepsilon \dots\dots\dots (15)$$

本式は (13) 式と係数において2だけの差があるが、池田氏⁽⁴⁾の式と本質的に同一である。

以上のようにボイド放電をコンデンサの充放電と考えるモデル的解析によつて誘電正接を求めることが可能である。第3図にモデルケーブル (長さ 390 mm) の誘

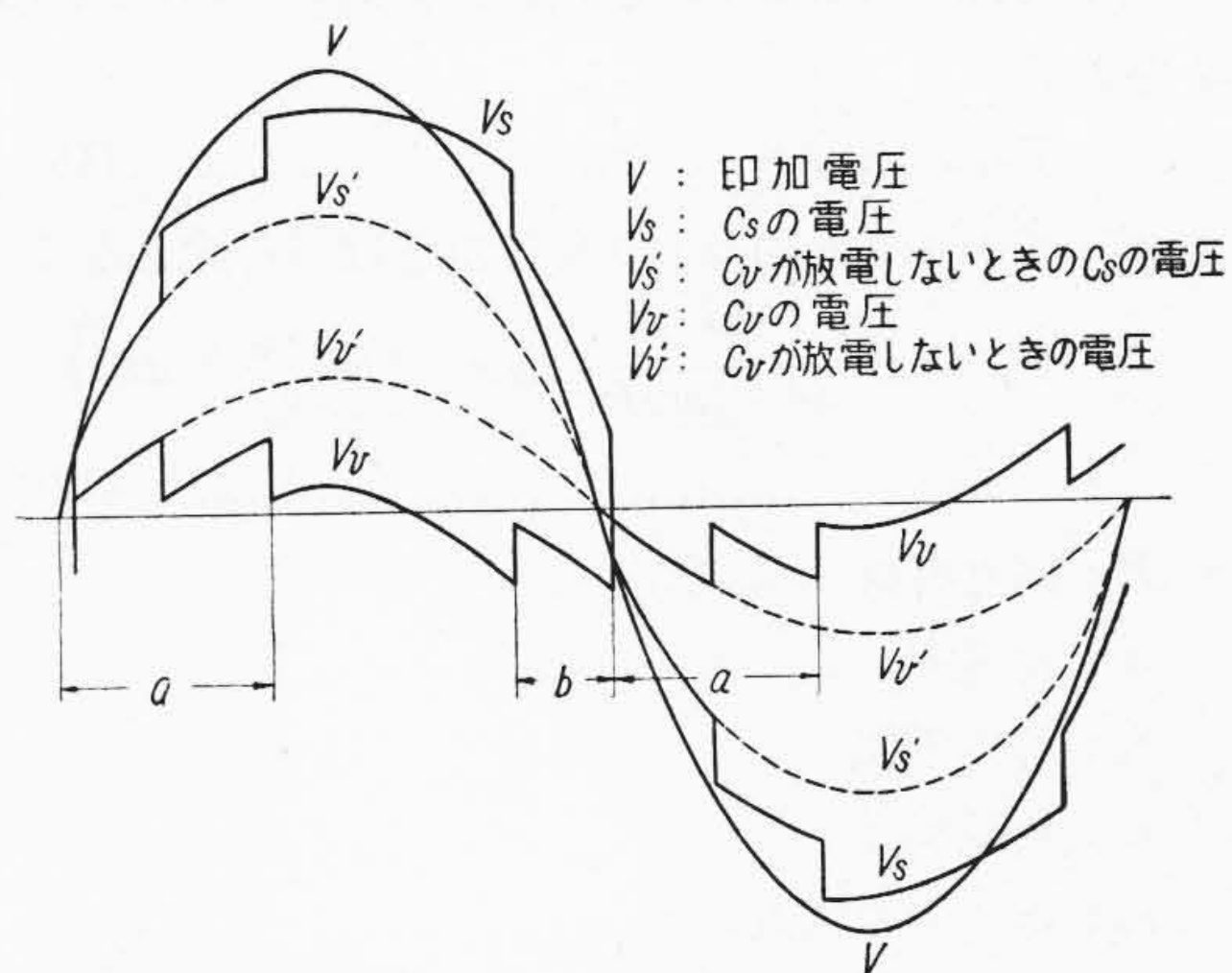
電正接電圧特性を示したが、実測値は $\delta V \doteq 0$ および $\delta V \doteq V_s$ に対応する (12) および (14) 式による計算値の中間の値を示している。実際に δV はいかなる値となるかは今後の研究にゆずることとする。

〔III〕 実験的検討

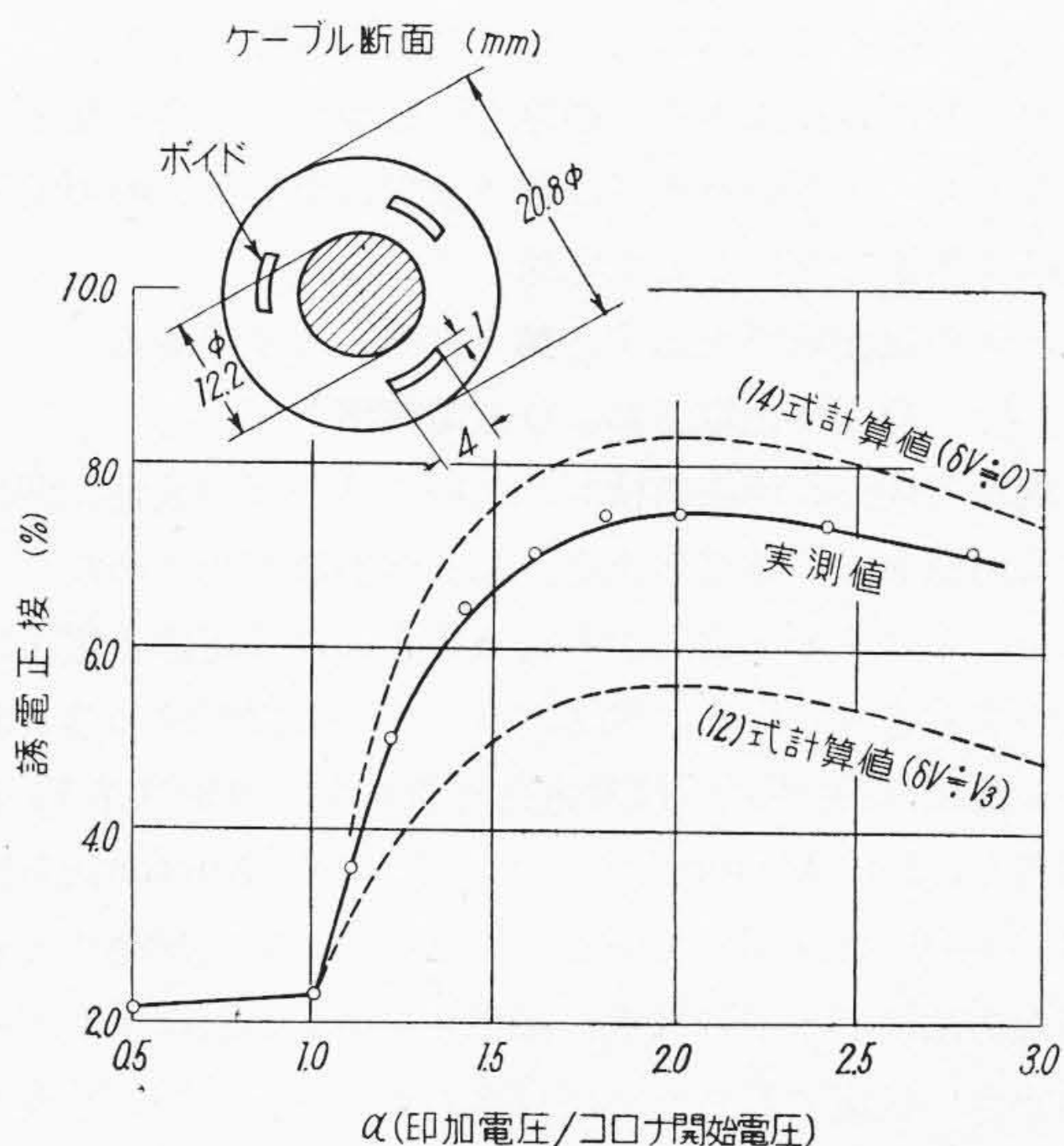
(1) 放電開始電圧

ボイド中の放電をとりあつかう場合にまず問題となるのはボイドの放電電圧であり、絶縁物ボイドの場合も金属間隙と同様にパッシェンの法則にしたがうかどうかの確認を行う必要がある。このためにつぎの2試料の放電電圧 (Bの場合にはボイドが放電開始するときの試料電圧) を測定した。結果を第4図に示す。

A: 球間隙表面にポリエチレン被膜をもつもの



第2図 電圧変化
Fig. 2. Voltage Wave Forms



第3図 モデルケーブルの誘電正接
Fig. 3. Dielectric Power Factor of Model Cable

B: ポリエチレン平板中に円板型ボイドを有するもの

Aの場合には球間隙表面がポリエチレンおよび金属の場合で大差なく、ほとんどパッシェンの法則にしたがうことが確認された。Bの場合にもボイド中の電界強度がパッシェンの放電電圧に達すると放電することは計算値との比較からあきらかである。

以上の事実および従来の報告⁽⁵⁾から絶縁物中のボイドに対してもパッシェンの法則が適用可能であると考えられるが、この場合の放電も気体の衝突イオン化作用によつて開始するので電極の影響が少いためである。実際のケーブルなどにおいては絶縁物中の電界強度は一様でないのでコロナ開始電圧の計算は若干複雑となる。われわれが実際に問題としている 0.05~1 mm の大きさのボイドに対してはパッシェンの法則は近似的に (16) 式であらわされる。

$$V_{rs} = 4 dr_x^{0.65} \dots \dots \dots (16)$$

したがつてケーブルのコロナ開始電圧は(17)式となる。

$$V_s = 4a \left(\frac{P}{4\pi + jw \epsilon P} \cdot jw r_x \cdot \log \frac{r_s}{r_0} + dr_x \right)^{-0.35} \dots \dots \dots (17)$$

P : 固有抵抗

ϵ : 誘電率

r_0 : 導体半径

r_s : 絶縁半径

r_x : ボイドの位置

dr_x : ボイドの半径方向の厚さ

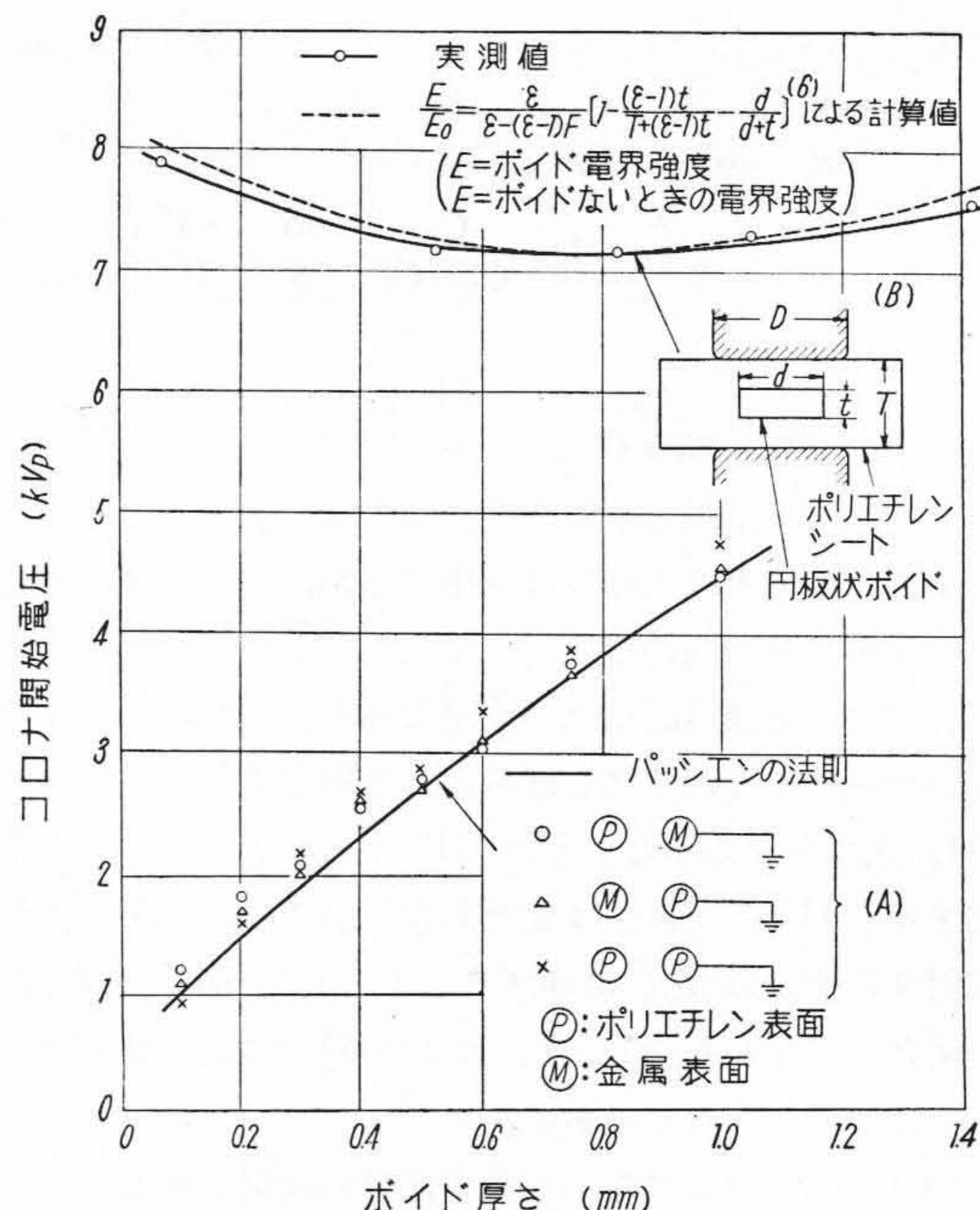
a : ボイドの形状が電界と直角方向に無限の拡がりをもつ薄膜では $a=1$ となり、そのほかの場合はその形にしたがつて適当な係数となる。

コロナ開始電圧はボイドの厚さが減少すれば高くなる。すなわち、小さいボイドは仲々放電に至らないので実用的には重要でないことを意味している。

2, 3の実測結果を示すと第1表のとおりである。

(2) 放電休止電圧および放電面積

前章で述べた理論的検討においては一回の放電に関する面積および放電休止電圧の具体的数値をきめなかつたが、エネルギー損失を考える場合には放電休止電圧によつて大きく変化し、両極端において係数2だけの差がある。池田、堀井両氏⁽⁷⁾は放電休止電圧 $V_r = 0.3 \sim 0.7 V_s$ と報告し、J. H. Mason氏⁽⁶⁾およびA. E. W. Austen氏ら⁽²⁾は $V_r \approx 0$ と説明している。これを実験的に確認する適当な方法はボイドの放電が微小間隙のしかもエネルギーの小さい放電であるために見当らなかつた。しかしながら、一度放電が生ずれば放電通路の電圧降下は非常に小さく、J. H. Mason, A. E. W. Austen 氏らの指摘する



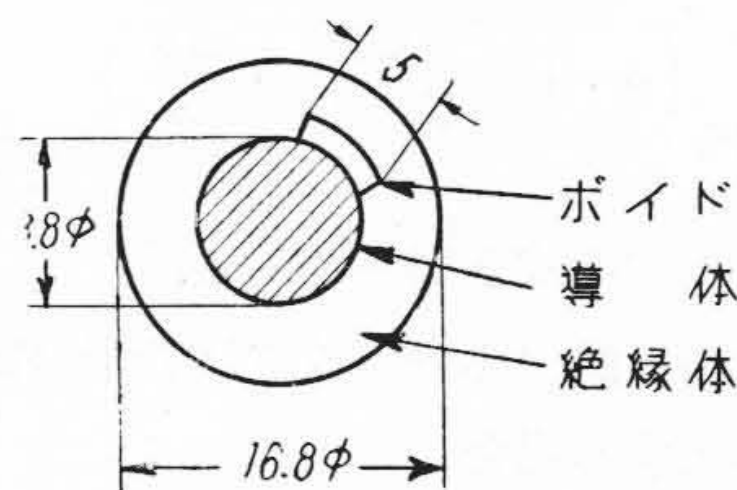
第4図 ボイド厚さによるコロナ開始電圧の変化
Fig. 4. Corona Starting Voltage V_s , Void Thickness

第1表 コロナ開始電圧
Table 1. Corona Starting Voltages

ケーブルの種類	コロナ開始電圧 (kV)		$a = \frac{A}{B}$
	実測値 (A)	計算値 (B)	
20 kV 3×150 mm ² ガス圧ケーブル	12	11.13	1.08
* 20 kV 200 mm ² 乾紙ガス圧ケーブル	16	16.02	1.00
** モデルケーブル	5	4.75	1.05

* 乾紙ケーブルであるので、 $\epsilon = 2.4$ として計算した。

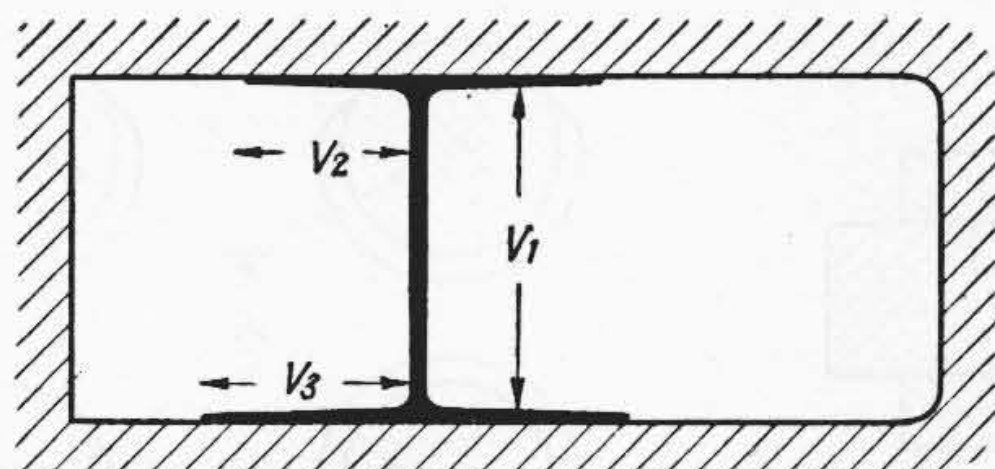
** モデルケーブル断面 (mm)



(注) ガス圧ケーブルでは導体上に紙厚さのボイドが生ずるとして計算した。なお、ガス圧力は 1.0 kg/cm² として補正を行つてある。

ようにほとんど零と考えてよいようである。一方、放電にあずかる面積を電荷を失う面積とすれば、この部分がすべての電荷を失うかどうかは放電休止電圧が零であることとは直接的関係はない。これを図解すれば第5図のとおりである。

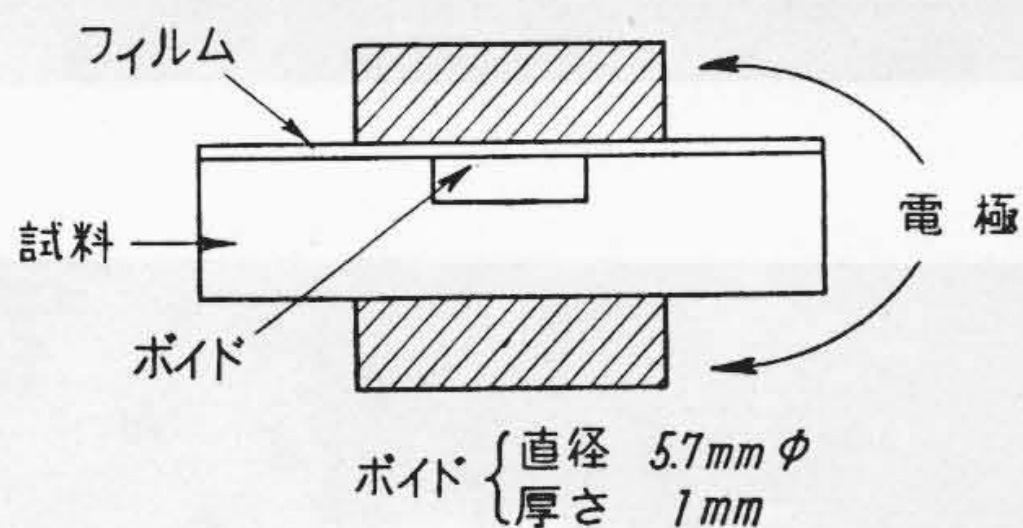
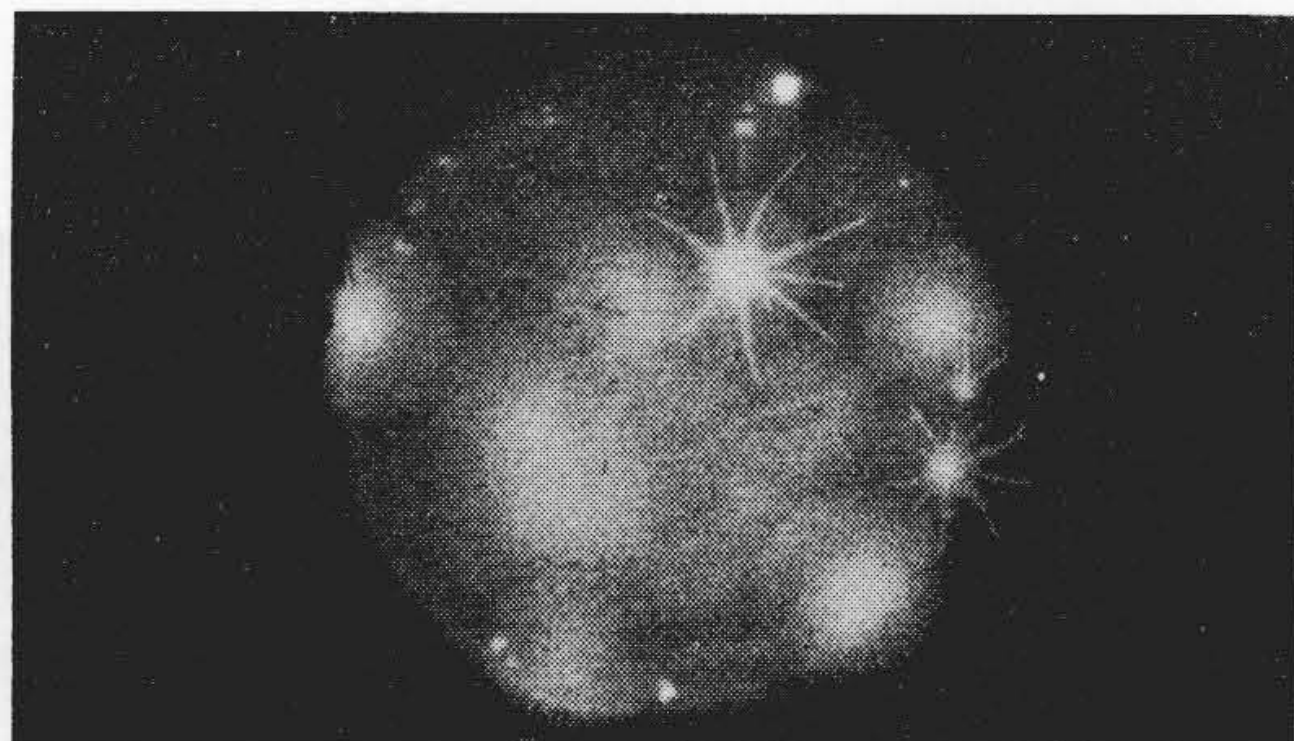
図において V_1 はほとんど零と考えられ、(18) 式の条件が



第5図 ボイド内放電形態

 V_1 = 放電通路の電圧降下 V_2, V_3 = 内面に沿う電圧降下

Fig. 5. Discharging Path in Void

 V_1 : Voltage drop of gap V_2, V_3 : Voltage drop along Surface第6図 放電図形
Fig. 6. Discharge Figure of Enclosed Void

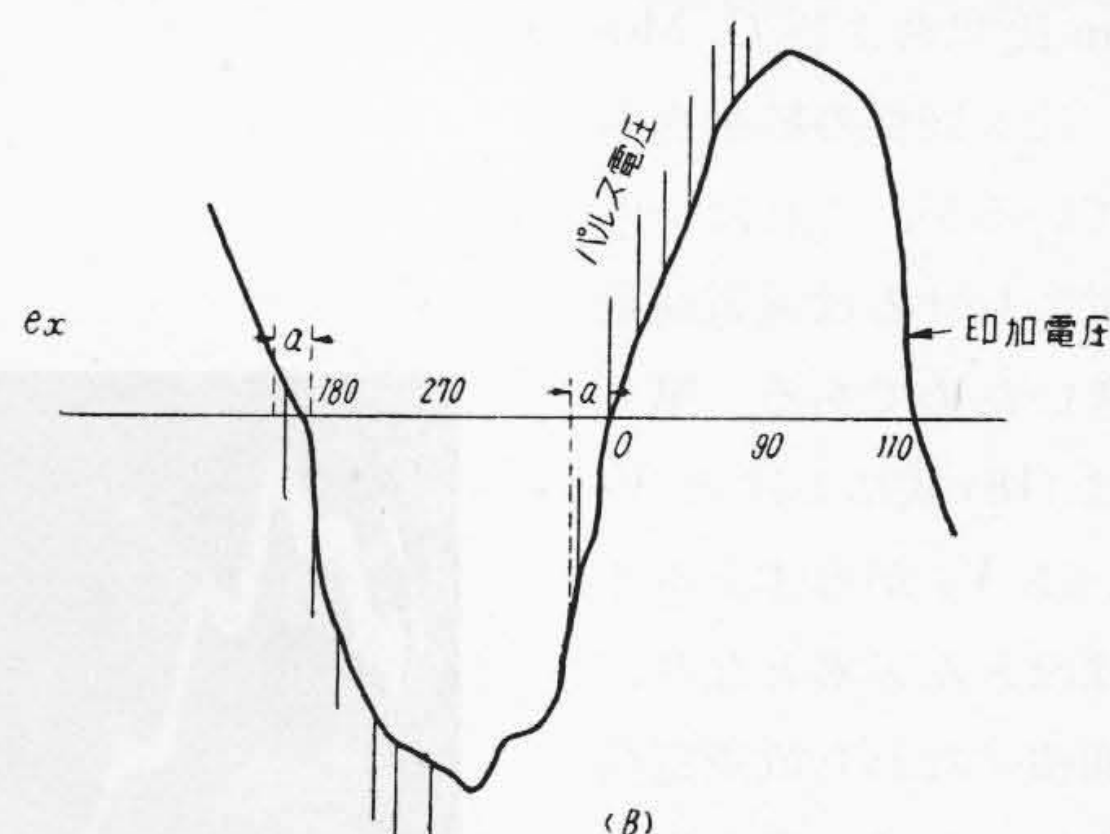
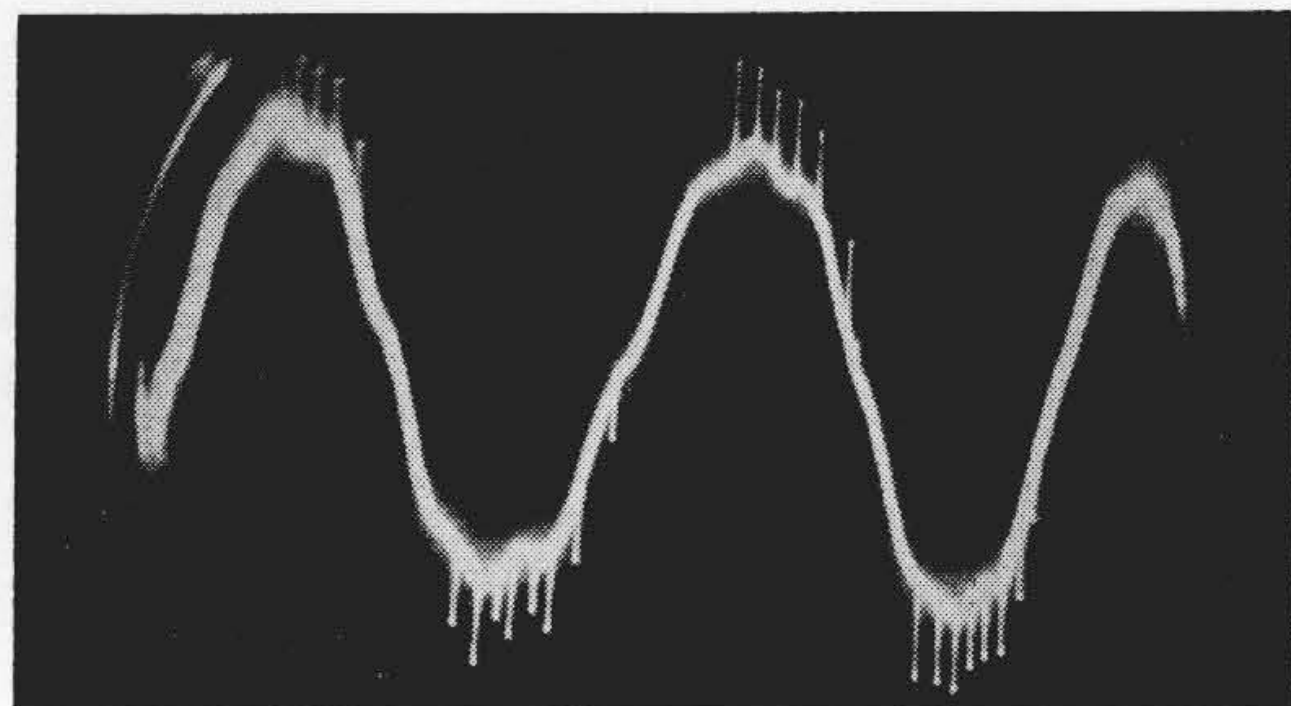
$$V_1 + V_2 + V_3 = V_s \dots \dots \dots (18)$$

常に成立するものと考えられる。内面にそう放電路の長さは内面漏洩抵抗によつて影響をうけ抵抗の低いほど長くなる。

実際のボイドの放電図形の一例を示すと第6図のとおりである。図は一定直流電圧に充電された試料を放電させた場合で海星型の図型はフィルム面が⊖のときの放電で、そのほかのあまり明瞭でない図型は試料充電時すなわちフィルム面が⊕のときの放電図である。前者はイオン化されて生じた電荷が自由になったときの back discharge⁽⁸⁾ に相当する。放電図によると個々の放電直径も一定ではなく、また⊕極性と⊖極性の放電では図型自体に差がある。さらに図型にあらわれた部分はすべての電荷を失うかどうか疑問である。したがって放電面積を定義することは非常に困難である。しかしながら一方においては電荷を失った等価的面積を考え、これをもつて放電状況を比較することは可能である。

(3) パルス発生位相

放電機構の解明のためにはパルスの発生位相をしらべ



第7図 パルス電圧発生位相

Fig. 7. Phase of Pulse Voltage

るのが一方法であるが第7図は試料に直列に接続した抵抗の電圧降下であり、充電電流が試料電圧より90度位相が進んでいるとの考えから求めたパルス電圧の発生位相を(B)図に示した。図によれば発生位相は

$$\begin{aligned} 0-a \sim \frac{1}{2}\pi \\ \pi-a \sim \frac{3}{2}\pi \end{aligned}$$

の間にあり、 $0 \sim (0-a)$ の間にもあきらかにほかと同様なパルスが発生している。これは J. Oudin 氏ら⁽⁹⁾の説とは若干ことなるようである。筆者の測定によれば $0 \sim (0-a)$ 区間においても、イオン化によつて生じた電荷の再結合によると思われる小さなパルスはみられなかった。したがってこの区間においても新にイオン化が生じていると考えられる。

(4) パルス電圧

(A) 極性効果

ケーブルなどにおいては絶縁物中のボイドとともに、導体上のボイドも絶縁構造上重要な役割をもつがこれら両者の代表列として第8図(次頁参照)に示す試料のコロナパルスを測定した。(C)および(D)はそれぞれ(A)および(B)と等価な条件を満足するものであり、充電電流に対しパルス電流を比較的大きく測定できる利点をもっている。パルス観測結果を第9図および第2表(次頁参照)に示すが、特長的な点を列記するとつぎのとおりである。

- (i) 絶縁物中ボイドでは交流の正と負において大体対称なパルスが発生している。
- (ii) 導体上ボイドでは導体正のときのパルスは数が

少く、大きい。

(iii) 絶縁物中ボイドの
パルスは導体上ボ
イドのパルスより
も小さい。

(iv) パルス電圧の和は
正負相ひとしい。

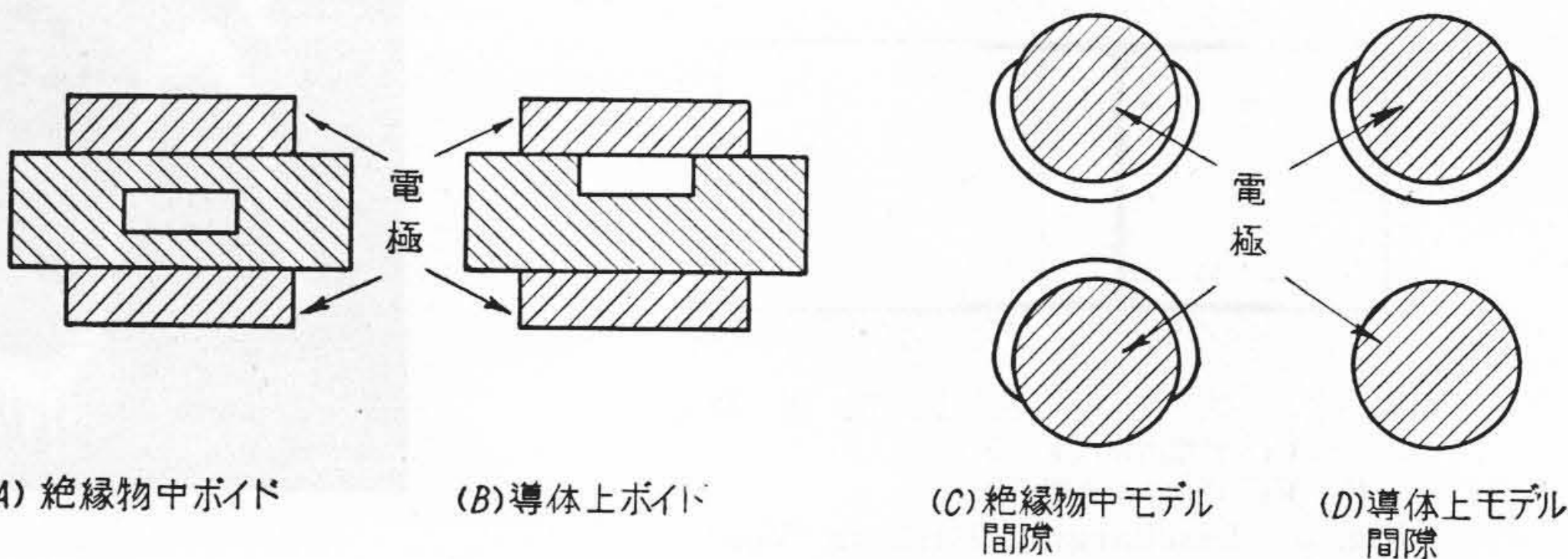
第 2 の点に対しては J. H. Mason 氏⁽⁶⁾および G. Molce⁽¹⁰⁾ 氏も同様の結果をみとめているが、これは一回の放電における放電電荷量が大きいためである。第 3 の点は (18) 式における V_2 あるいは V_3 が導体上ボイドではほとんど零となり、放電面積すなわち放電電荷量が大きいと考えられる。これらの点はボイド放電の本質的機構に関する点であるのでさらに詳細な検討を必要とするがこゝでは外的現象についてのみ報告した。

(B) 電圧による変化⁽¹¹⁾

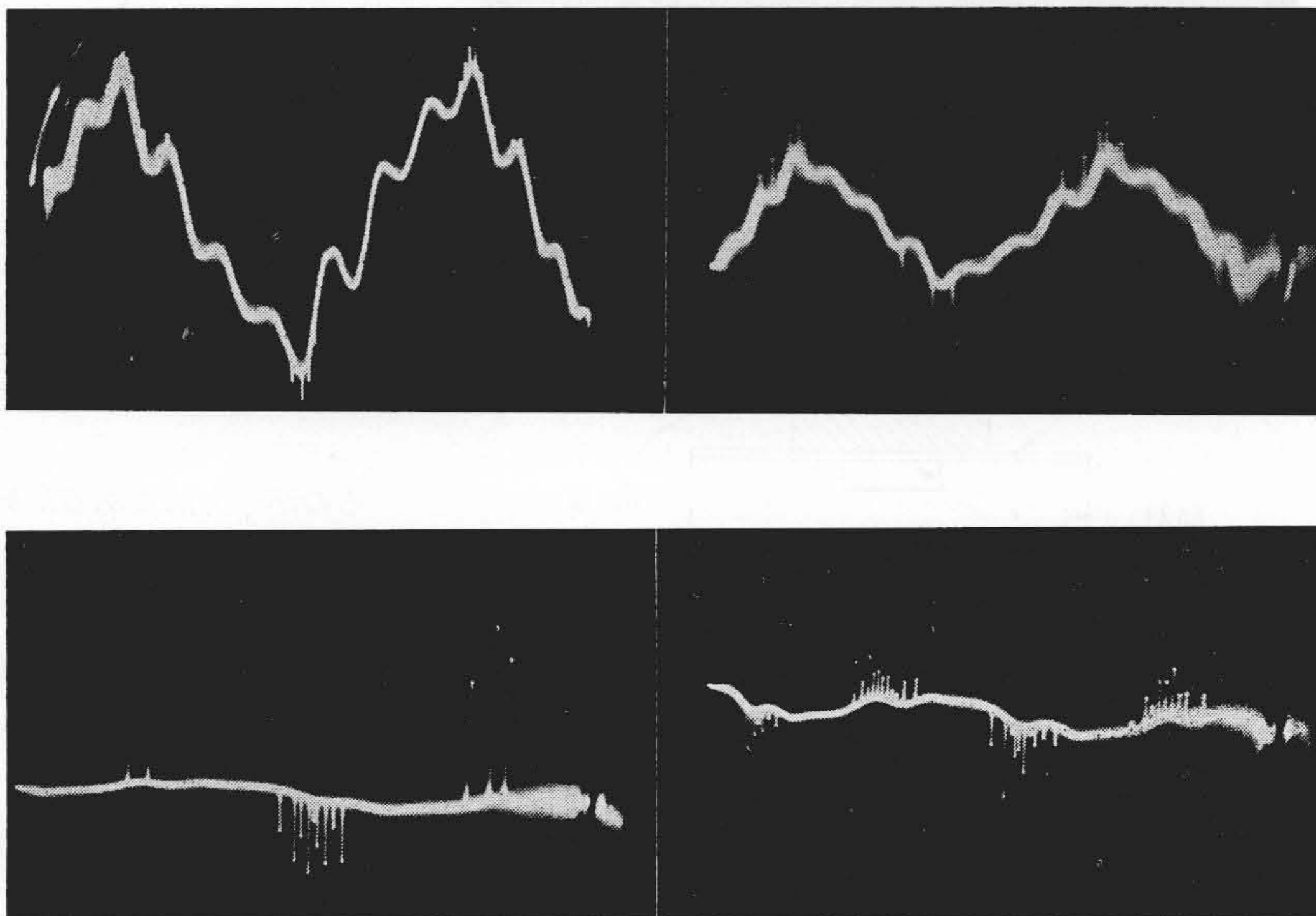
第 8 図(A) (材質はブチルゴムボイド径 5.7 mm 厚さ 1 mm) に示すような試料の電圧上昇時のパルス電圧発生状況を観測し、この結果から放電量($C_x \times \sum \Delta V$) および平均等価放電直径を求めた。結果を示すと第 10 図および第 3 表のとおりである。等価放電直径は (3) 式において $\delta V = V_s$ としてつぎの式から求められた。

$$\delta S = \frac{(C_p + C_s) C_s}{C_p \cdot C_s} \cdot \frac{\Delta V}{V_s} \cdot S \dots\dots\dots (19)$$

放電開始と同時に正および負の大きなパルスが各半サイクルに一個ずつ発生し、その放電直径はほとんどボイド全面におよぶが電圧の上昇によつて細分され安定な放電となる。それ以後電



第 8 図 モデルボイド
Fig. 8. Model Voids

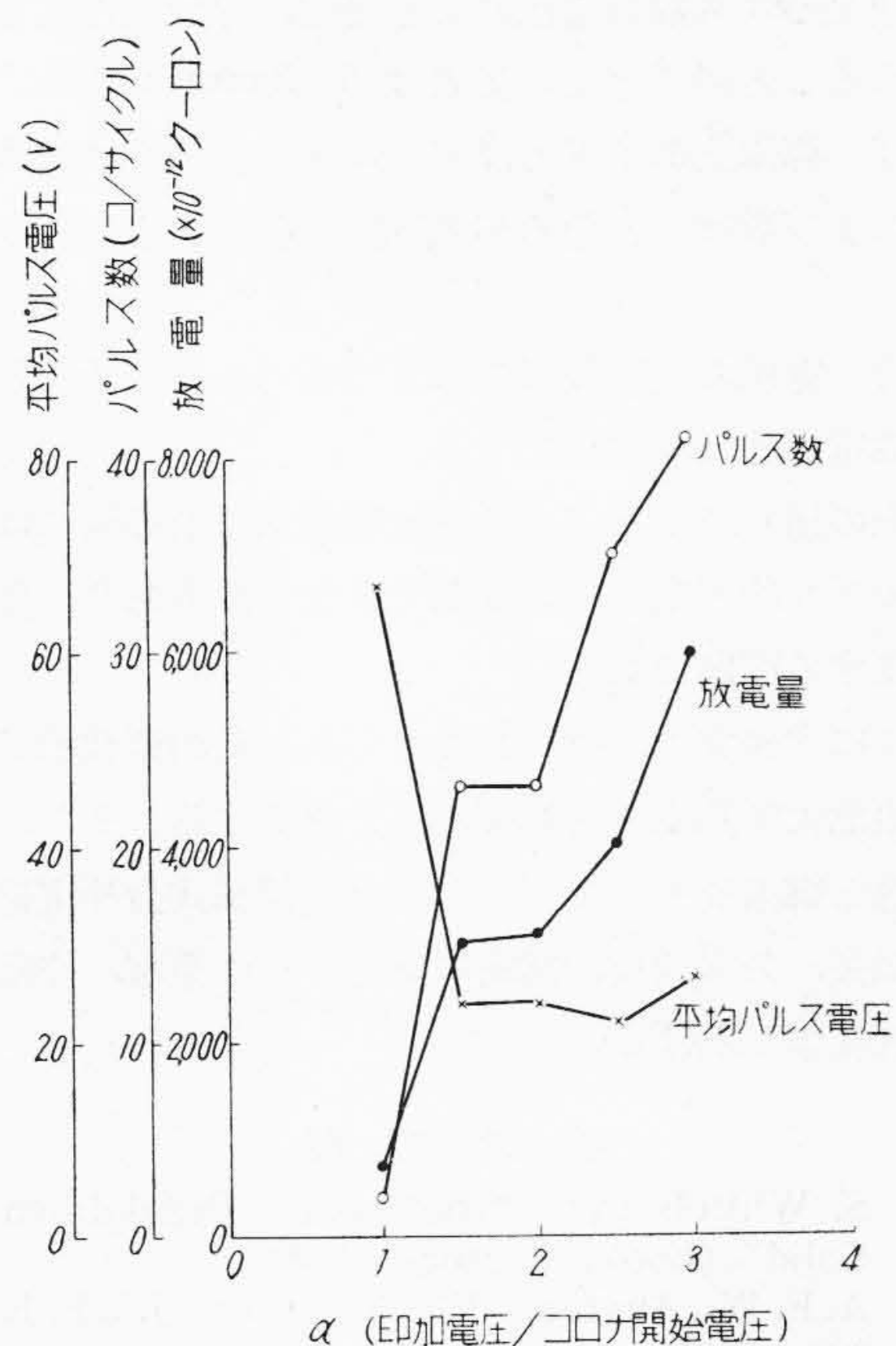


第 9 図 コロナパルス
Fig. 9. Corona Pulses

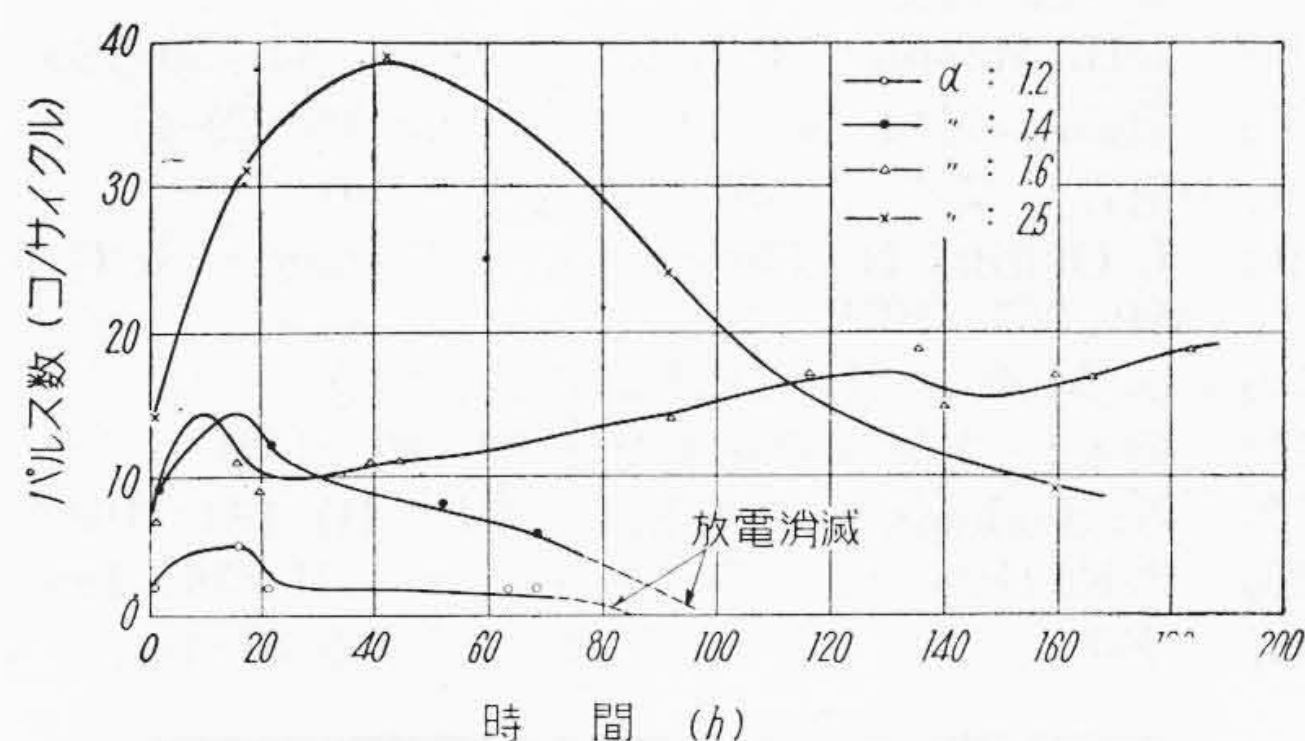
第 2 表 パルス数とパルス電圧
Table 2. Number and Voltages of Pulses

試 料	D (mm)	d (mm)	T (mm)	t (mm)	$\frac{V}{V_s}$	極 性	パルス数	パルス電圧の和 (V)
ポリエチレン中 導体上ボイド	25	2.6	0.4	0.3	2.0	正	3	2.3
						負	9	2.0
ポリエチレン中 中間ボイド	25	2.6	0.6	0.3	2.0	正	9	0.67
						負	8	0.63
ポリエチレン中 中間ボイド	30	2.6	3.0	1.0	1.85	正	10	1.6
						負	10	1.4
モデルボイド ㊦-㊦	—	—	—	0.5	1.5	正	10	4.6
						負	11	4.3
モデルボイド ㊦-㊭	—	—	—	0.5	1.5	正	3	11.2
						負	9	10.0

V : 印加電圧 ㊦: ポリエチレン表面の球間隙
 V_s : コロナ開始電圧 ㊭: 金属表面の球間隙



第10図 ボイド放電—電圧特性
Fig. 10. Void Discharge vs Applied Voltage



第11図 電圧印加時間によるパルス数の変化
(円板型ボイド)

Fig. 11. Variation of Pulse Number during Voltage Applied Time (Disk Void)

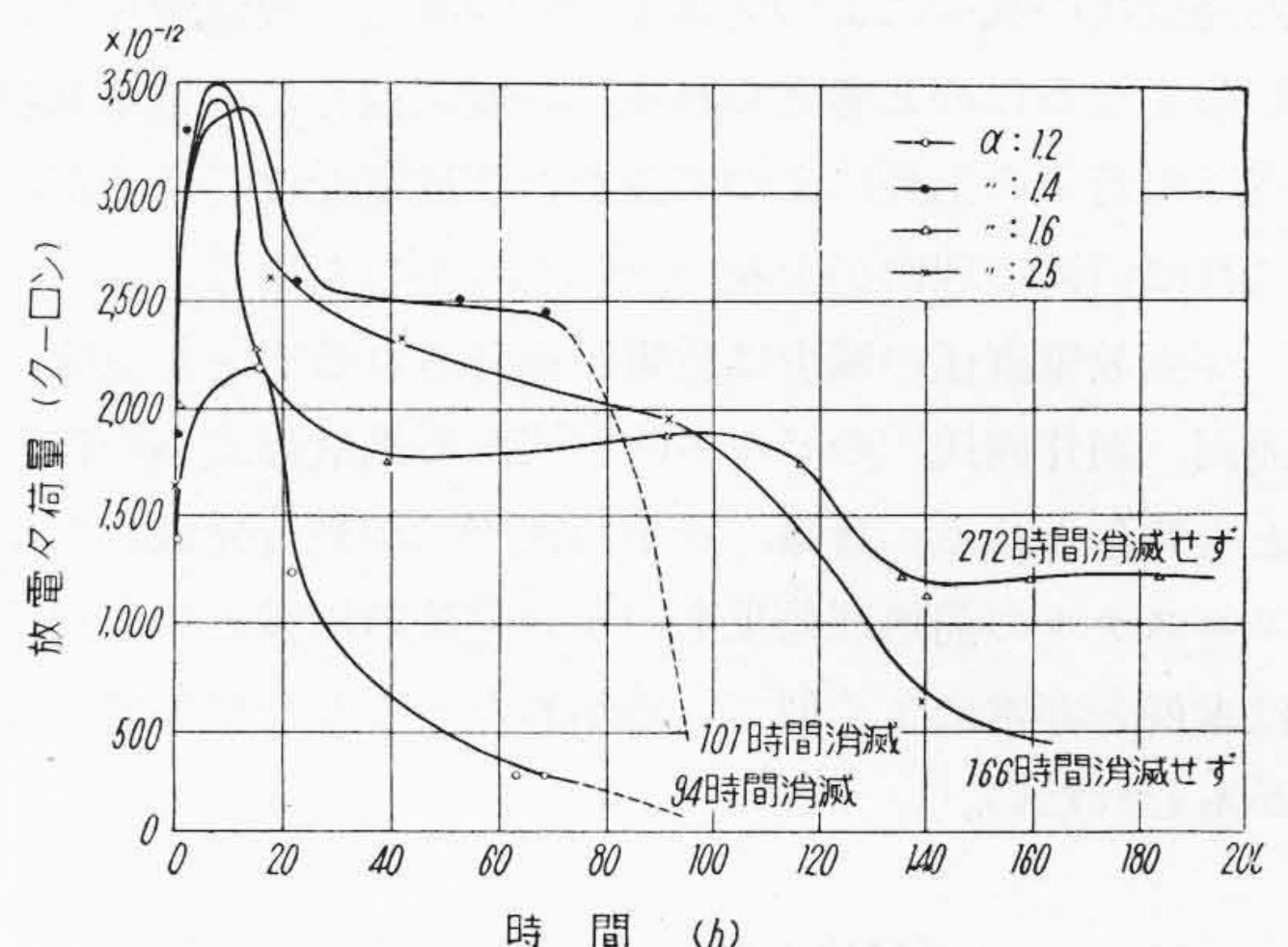
圧を上昇してもパルス電圧は不変で、その数を増加するだけである。パルス数の増加は前章の(6)式にしたがうわけであるが、数より求めた放電直径と(19)式の計算結果とを比較すると第4表のとおりとなり、両者は一致している。放電直径は約2~3mmの大きさであり、池田、堀井両氏のガラス板間隙の結果とよく合うが、J. H. Mason氏のポリエチレン中ボイドの0.3mmよりは非常に大きいようである。

(C) 電圧印加時間による変化⁽¹¹⁾

ボイドの放電が継続すると放電様相が変化することは池田、堀井両氏⁽⁷⁾もみとめているが、前述の試料に長時間電圧を印加したときのパルス電圧、数の変化から放電様相の推移を検討した。

結果は第11, 12, 13図に示した。時間の経過とともにパルス数は一度増加し、のちしだいに減少している。一方、等価的放電直径はしだいに減少するようである。さらに興味ある事実は電圧のひくいときには約百時間後において放電が消滅していることである。

放電量の漸減と放電の消滅はボイド放電によつて内面



第12図 電圧印加時間による放電量の変化
(円板型ボイド)

Fig. 12. Variation of Discharged Charge during Voltage Applied Time (Disk Void)

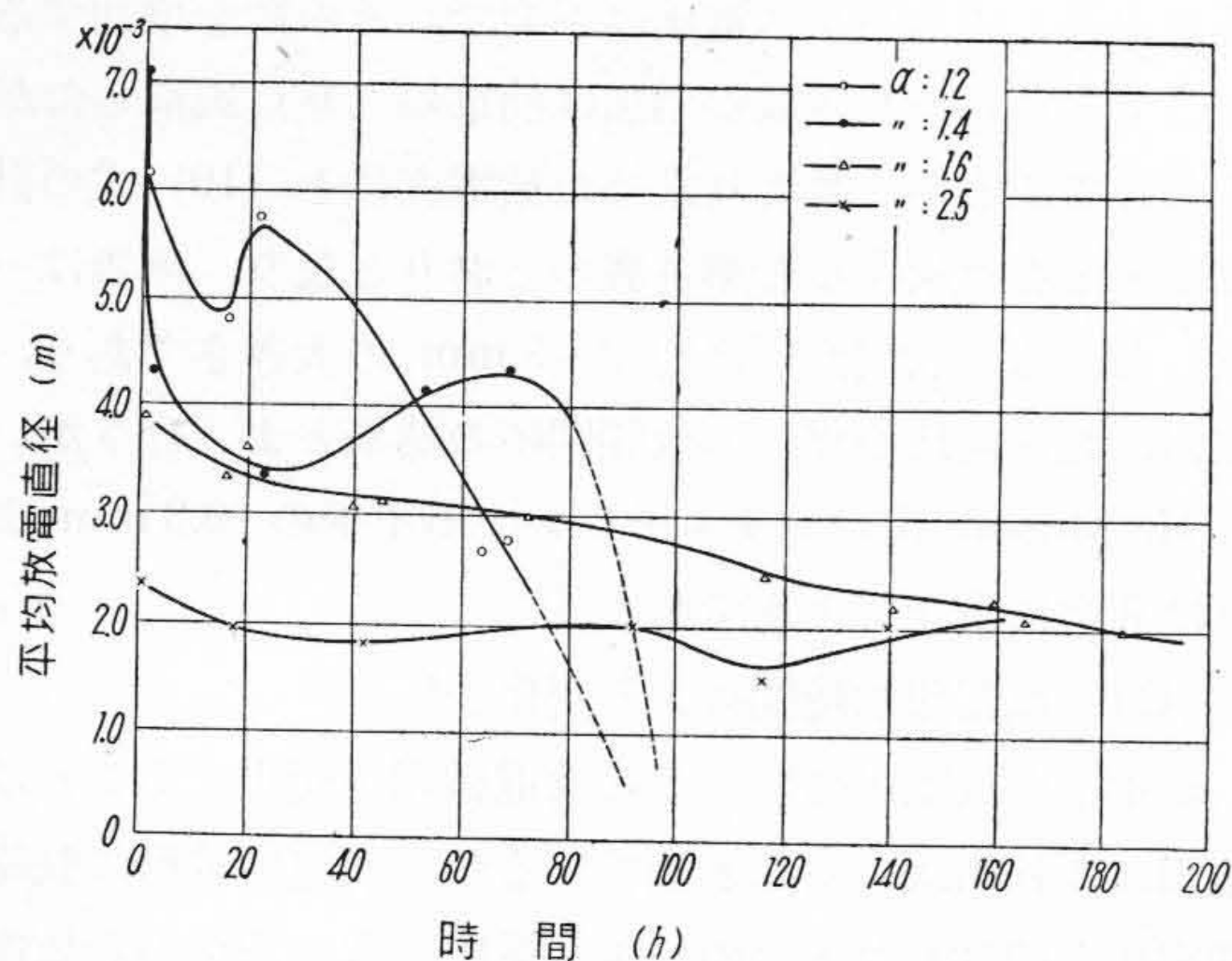
第3表 パルス電圧観測結果
Table 3. Measuring Results of Corona Pulse Voltage

印加電圧 (kV)	α	パルス数 (コ/サイクル)	パルス電圧の和 (V)	平均パルス 電圧 (V)	平均等価放 電直径(mm)	放電量 ($\times 10^{-12}$ クーロン)
5.2	1.0	1} 2	85.3} 49.5} 134.8	67.4	4.49	712
7.8	1.5	13} 23	323.6} 219.0} 547.6	23.8	2.67	2895
10.4	2.0	10} 23	274.7} 281.9} 556.6	24.2	2.69	2940
13.0	2.5	20} 35	441.7} 328.1} 769.8	22.0	2.57	4060
15.6	3.0	26} 41	845.5} 296.4} 1141.9	27.9	2.89	6030

第4表 平均等価放電直径
Table 4. Mean Values of Equivalent Discharge Diameter

α		d_1 (mm)	d_2 (mm)
1.0	⊕	—	5.05
	⊖	—	3.85
1.5	⊕	1.95	2.78
	⊖	2.22	2.56
2.0	⊕	2.25	2.87
	⊖	2.44	2.54

d_1 : パルス数からの計算値
 d_2 : パルス電圧からの計算値



第 13 図 電圧印加時間による平均放電直径の変化 (円板型ボイド)

Fig. 13. Variation of Discharging Mean Diameter during Voltage Applied Time (Disk Void)

が劣化し⁽¹²⁾⁽¹³⁾, 内面抵抗が減少したためであろう。その結果ボイド内電界強度分布が変化し, 放電に関する部分が減少するためと考えられる。また, 放電の消滅は内面抵抗の減少によつてボイド電界強度が放電電圧に達しなくなるためと考えられる。一度消滅した放電も試料電圧の若干の上昇によつてふたたび放電をはじめめるが, これは消滅の理由が上記の点にあるからである。

等価放電直径の減少は放電が細分されることを意味し池田, 堀井両氏⁽⁷⁾のパルスの形式から拡散形式への移行とも考えられる。斎藤, 松下両氏⁽¹⁴⁾が最近発表したポリエステルの前処理効果もパルス電流の消滅という点では本例と非常によく似ているがおなじような現象であるかもしれない。

〔IV〕 結 言

以上のようにボイド放電をコンデンサの充放電におきかえることによつてパルス電圧, エネルギー損失の解明は非常に簡単となつた。この考え方はボイド放電によつて生ずる外部現象に対して合理的であり, 現象の理解にも便利である。おもな考察結果を要約するとつぎのとおりである。

- (i) 誘電正接は電圧上昇によつてイオン化電圧の 2 倍付近で最大値をもつ特性となるが, 放電休止電圧のとり方によつて係数 2 だけの差を生じ, それぞれ J. Oudin 氏ら, 池田氏らの式に一致する。
- (ii) ボイド中の放電開始電圧は金属間隙と同様である。
- (iii) パルス電圧の発生位相, 電圧による変化および時間的变化からボイド放電を外的に観察した。その

結果パルス数の電圧による変化, 等価放電直径を求めることができた。後者は 2~3mm である。

(iv) 導体上ボイドでは正パルスと負パルスの大きさおよび数はことなるが放電電荷量は正負相ひとし

い。

(v) 電圧の長時間印加によつてパルス電圧からみた放電様相は漸次変化する。

以上の通りであるがボイド放電の本質的機構にはかようなモデル的考察のみで説明できない点もあり。今後解明を要する問題である。

終りに本研究の示唆をあたえられ, 終始御教示いただいた東北大学鳥山四男教授に厚く感謝する。また, 研究の推進と御激励をいただいた日立電線株式会社電線工場内藤部長, 久本課長, 測定に協力された桑原, 佐藤の両氏に御礼申し上げる。

参 考 文 献

- (1) S. Whitehead: "Dielectric Breakdown of Solid" (book) (Oxford 1951)
- (2) A. E. W. Austen, W. Hackett: J. I. E. E. 91 298 (1944)
- (3) J. Oudin, H. Thévenon: R. G. E. 62 581 (1953)
- (4) 池田, 堀井, 森田: 電学誌 75 111 (昭 30-2)
- (5) H. C. Hall, R. M. Russek: P. I. E. E. 101 (II) 47~55 (1954)
- (6) J. H. Mason: P. I. E. E. 98 (I) 44~59 (1951)
- (7) 池田, 堀井: 電試彙報 18 25 (昭 29-4)
- (8) 望月: 電学誌 54 105 (昭 9-10)
- (9) J. Oudin, H. Thévenon, I. Eyraud: R. G. E. 64 267 (1955)
- (10) G. Mole: (I. G. R. E., 105 (1954)
- (11) 橋本: 電気 3 学会連大会 32 (昭 31-4)
- (12) W. Jackson: P. I. E. E. 94 (II) 154 (1947)
- (13) P. R. Howard: P. I. E. E. 98 (II) 365 (1951)
- (14) 斎藤, 松下: 電学誌 76 402 (昭 31-4)

