

論 文

大気中の棒対平板ギャップにおける インパルスコロナの進展機構

常 安 嘴*, 赤 崎 正 則**

(1979年5月1日受稿)

Mechanisms of Impulse Coronas in Rod to Plane Air Gaps

I. TSUNEYASU* and M. AKAZAKI**

(Received May 1, 1979)

The 50% inception voltages of impulse coronas V_c in rod to plane air gaps have been measured and the discharge phenomena have been observed with an image converter camera at atmospheric pressure. As results of this investigation, it has been found that the V_c under positive impulse is higher about 3 to 5% than that under negative impulse, and that faint luminous events precede the positive coronas attributable to a lot of electron avalanches which accumulate the positive ions to originate the cathode-directed streamers. It has been found also that under negative impulse the faint luminous zone like a diffused glow is the observable event at first in the gap apart a certain distance from the rod electrode which contains space charges accumulated by a lot of avalanches. On the basis of these observed results, a criterion of positive corona inception is proposed. Estimating the V_c by use of this criterion and the known values of spark voltages of the parallel plate gaps, the V_c yields a good agreement with the measured one. The proposed method to estimate the V_c is illustrated physically together with the observed results.

1. まえがき

大気中不平等電界ギャップのコロナ開始機構は、従来主としてストリーマ理論¹⁻³⁾の立場から検討され^{4,5)}、負極性インパルス電圧印加時には单一なだれから陽極向かってストリーマに転換するものと考えられてきた⁶⁾。しかし、棒対平板ギャップに負極性雷インパルス電圧を印加したときのコロナ形成状況を写真観測すると、コロナ形成過程はさらに複雑である⁷⁾。また、平行平板ギャップでは、タウンゼント放電からストリーマへの機構転換が起こる過電圧率は、 pd の値が大きいほど低くなる⁸⁾。棒対平板ギャップのコロナ開始機構は、高電界側電極とその近傍に着目すると、平行平板ギャップにおけるそれからかけ離れたものではないと考えられるため、そのコロナ開始条件を pd の値の広い範囲にわたってストリーマ理論で

律することは妥当でないと考えられる。

筆者らは棒対平板ギャップに正極性および負極性雷インパルスを印加したときの 50% コロナ開始電圧を実測し、コロナ形成状況をイメージコンバータカメラを用いて観測した。本論文では、50% コロナ開始電圧印加時のコロナはまず多重なだれによって形成されることを観測写真によって明らかにし、コロナ開始条件を提示する。また、棒対平板ギャップのコロナ開始電圧を平行平板ギャップの火花電圧と関連づけて算出すると、50% コロナ開始電圧の実測値にはほぼ一致するということを示し、その物理的な意味を述べる。

2. 実験装置と方法

大気中の棒対平板ギャップに正極性および負極性インパルス電圧 (1.4×150) μ s を印加し、コロナ形成の状況をイメージインテンシファイヤを装着したイメージコンバータカメラ (TRW-S20) によって写真観測し、50% コロナ開始電圧 V_c を測定した。 V_c は約 30 回の昇降法によって決定し、ギャップの端子電圧は標準電圧発生器と 0.5 m 標準球ギャップによって較正したディジタルメモリ (最高書き込み速度 10^{-8} 秒/ワード、2 チャンネル) を用いて読みとった。また V_c には湿度が影響する

* 福岡大学工学部電気工学科 (814 福岡市西区七隈 11)
Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Fukuoka University, 11, Nankuma, Nishi-ku, Fukuoka 814, Japan

** 九州大学工学部エネルギー変換工学専攻 (812 福岡市東区箱崎 6-10-11)
Department of Energy Conversion Engineering, Faculty of Engineering, Kyushu University, 6-10-1, Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812, Japan

と思われるが、その補正法は確立されていない。ただし、標準球ギャップによる電圧較正は V_c 測定時と同程度の湿度（水蒸気分圧は 533~733 Pa）であった。

棒対平板ギャップの棒電極としては、直径が 0.03 m で長さが約 2 m の黄銅棒の先端を半球状に仕上げたもの、および直径がそれぞれ 0.125, 0.25, 0.5 m の球電極に各球電極とほぼ同径で長さが約 2 m の薄鉄板製円筒を装着して半球棒状としたもの等を用いた。平板電極は一辺が約 8 m の正方形形状銅板を床上約 0.75 m の高さにほぼ水平に置き、棒電極をほぼ鉛直に吊り下げた。インパルス電圧発生装置は最高充電電圧が 1,500 kV ($0.5 \mu\text{F} \times 2 \times 10$) で、昇降法における充電電圧のレベル間隔が充電電圧の 0.5% 以下になるよう、所要電圧に応じて段数を加減した。

3. 実験結果

3.1 正極性インパルスコロナの形成過程

図 1(a)~(d) は棒電極の直径 ϕ が 0.25 m、ギャップの長さ d が 0.015 m の場合の観測写真で、(a) (b) と (c) は V_c 印加時のこま撮り写真と流し写真、(d) は約 1.7 V_c 印加時の流し写真である。(d) 図には電子なだれが陽

極直前で陰極向けストリーマに転換したと思われる状況が見られるが、 V_c 印加時の流し写真 (e) にはなだれからストリーマへの転換状況は明確には認められない。 V_c 印加時には、まず陽極表面先端部分に密集した短い細条からなる弱い発光域が形成され (a) 図)、 10^4 m/s 程度の比較的低い速度でギャップ中に広がる (c) 図)。このような発光域がある程度広がったころ、その先端部分から発光の強い陰極向けストリーマが $2 \times 10^6 \text{ m/s}$ 程度の速度で進展する (e) 図)。(b) 図はこのような高速度のストリーマが進展を開始したときの状況を示している。図 1(e) は ϕ が 0.02 m、 d が 0.04 m の場合の V_c 印加時のこま撮り写真で、ギャップの上半部約 0.02 m のあいだをカメラの視野としている。同図第 1 こま (左側) では陽極表面が光膜におおわれ、その一部分がやや突出しており、第 2 こまではこの突出部分から陰極向けストリーマが進展したことがわかる。図 2 は観測結果に基づいて描いたコロナ形成過程の概念図である。

3.2 負極性インパルスコロナの形成過程

図 3 は ϕ が 0.25 m、 d が 0.25 m、印加電圧が 321 kV ($\neq V_c$) のときの観測写真で (a)~(c) はギャップ全体を、他は陰極から約 0.05 m のあいだだけをカメラの視野としている。図 4 は観測結果に基づいて描いたコロナ形成過程の概念図である。 V_c を印加すると、まずギャップ上に陰極から 0.015 m 程度離れた Z_p 点 (図 4) をほぼ中心とする拡散的な発光域が観測されるようになる (図 3(a), (e))。この発光域が陰極側へ広がり、しだいにその中央部が突出して陰極に達する (図 3(f), (g)) と、その到達点から発光波 LW_1 が発生する。この LW_1 は前記の発光域中を進展してその発光を強め、かつ発光域を陽極側へ広げ、さらにその先端からフィラメント状の陰極向けストリーマを発生進展させる (図 3(a), (h), (i))。

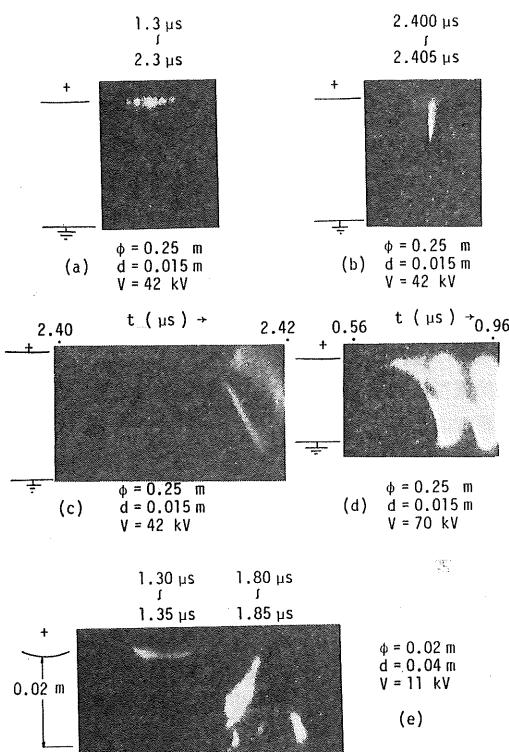


図 1 正極性インパルスコロナの観測写真

Fig. 1 Photographs of positive corona.

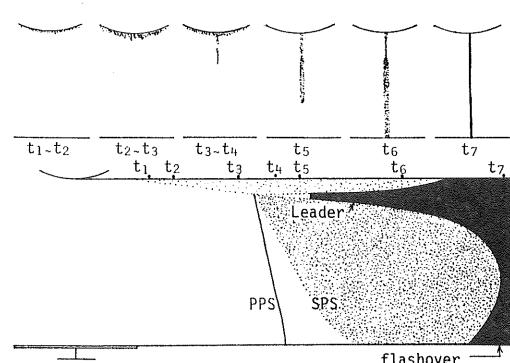


図 2 正極性コロナ形成過程の概念図

Fig. 2 Conceptual figure of the process of positive corona inception.

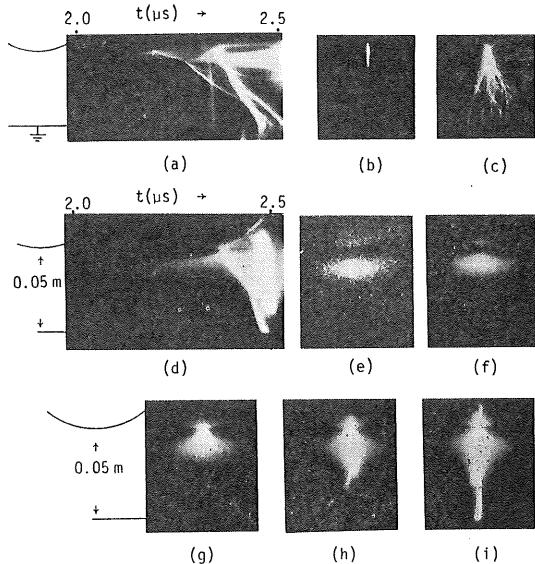


図3 負極性インパルスコロナの観測写真

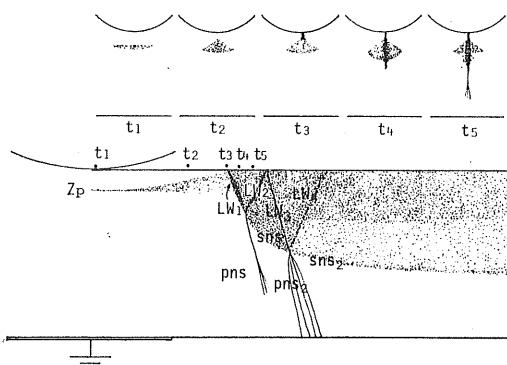
Fig. 3 Photographs of negative coronas ($\phi=0.25$ m, $d=0.25$ m, $V=321$ kV).

図4 負極性コロナ形成過程の概念図

Fig. 4 Conceptual figure of the process of negative corona inception.

このとき陽極向けストリーマの起点から陽極および陰極へ向かう発光波が発生し、前者は先行した陽極向けストリーマの経路に沿い、これよりも著しく低い速度で進展して、発光が持続的なチャネルを形成する。本論文ではこのような発光波を2次負ストリーマ sns 、先行した陽極向けストリーマを1次負ストリーマ pns と呼ぶことにする。

他方、陰極へ向かった発光波 LW_2 は陰極に達し、陰極から新たな発光波 LW_3 を進展させる。発光波 LW_3 が2次負ストリーマの頭部に達すると、ここで新たな1次負ストリーマ pns_2 を進展させる。この場合もその起

点から2次負ストリーマ sns_2 と陰極向け発光波 LW_4 が進展する。以下同じような過程をくり返して負コロナが進展する。2回以上の1次負ストリーマの進展を含む静止写真では多数の分枝からなるコロナが観測される(図3(c))が、ただ1回の負ストリーマの進展だけを含む静止写真では少数の分枝しか見られない(図3(b))。したがって後続の1次負ストリーマは先行した1次負ストリーマとは別の経路を進展することがわかる。 ϕ の値が小さい場合には発光波 LW_1 は1次負ストリーマを進展させることなく進展を停止する場合があり、この場合の負コロナはグロー状となる⁷⁾。

図5は最初に観測される発光域の形成過程をさらに詳細に観測するため、 d を0.025 mとして近接撮影を行なった結果を示したものである。(a)図では発光域が陰極に到達したとき、陰極から発光波が進展し陽極に到達している。(b)図では陰極側から陽極へ向かう多数の光条がほぼ平行な斜線として見られ、この間に発光域が 4×10^4 m/s程度の速度で陰極へ向かって進展していることがわかる。これらの各光条の速度は約 1.3×10^8 m/sで、この場合のギャップの平均電界2,800 kV/mにおける電子のドリフト速度の程度である⁹⁾。それゆえ、上記光条はそれぞれ電子なだれの軌跡を示していると考えられる。図5(c)～(f)は露出時間が 0.5×10^{-6} sの静止写真で、それぞれ光条が観測される以前から発光域進展の種々の段階までのあいだの状況を示している。これらの観測結果から、静電界分布の不平等性が強い場合は発光域の外観は拡散的であるが⁷⁾、ギャップの静電界分布の平等性が増すと、 Z_p 点が陽極に近くなり、ついには陰極面から発光域が進展するようになって発光域の径も細くなる。さらに平等電界に近づくと、正極性コロナ形成時と同様の状況を呈するようになると考えられる。

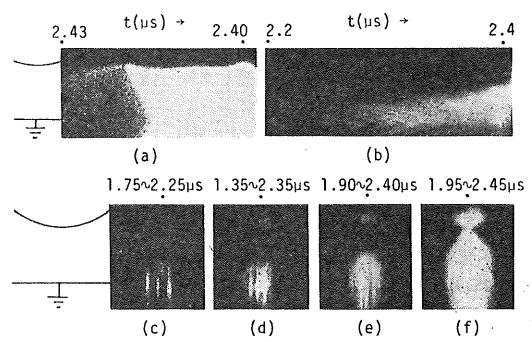


図5 発光域の近接撮影図

Fig. 5 Photographs of luminous zone starting from anode ($\phi=0.25$ m, $d=0.025$ m, $V=11$ kV).

表 1 V_e の実測値Table 1 Measured values of V_e .

ϕ (m)	d (m)	Positive polarity			Negative polarity		
		V_{ep} (kV)	E_0 (kV/m)	K_{ep}	V_{en} (kV)	E_0 (kV/m)	K_{en}
0.50	0.80	724.2	3,160	19.5	705.0	3,080	14.9
	0.60	659.4	3,150	19.0	640.3	3,060	14.1
	0.40	568.1	3,170	20.2	547.5	3,060	14.0
0.25	0.80	455.8	3,350	16.3	442.7	3,260	12.7
	0.60	431.1	3,380	17.5	410.7	3,220	11.5
	0.40	384.5	3,360	16.5	369.1	3,220	11.6
	0.20	301.5	3,370	17.1	289.8	3,240	12.2
0.125	0.60	263.7	3,590	13.7	255.8	3,480	10.9
	0.40	246.3	3,620	14.7	238.0	3,500	11.4
	0.20	208.3	3,640	15.2	198.6	3,470	10.7
	0.10	163.4	3,650	15.7	155.8	3,480	11.1
0.03	0.60	96.2	4,430	12.0	93.9	4,320	10.5
	0.15	78.6	4,430	12.0	75.5	4,250	9.6
	0.08	69.1	4,410	11.7	66.4	4,240	9.4

3.3 棒対平板ギャップのコロナ開始電圧

棒対平板ギャップにおいて、そのギャップ軸を z 軸、 z 軸と棒電極先端表面との交点を原点とし、原点の電界を E_0 、 z 軸上原点から z m の距離にある点の z 軸方向の電界を E とする。また、ギャップ軸上で、電子の衝突電離係数 α と付着係数 η が等しくなる点と原点との距離を z_0 とすると、電離係数の積分値（電離指數と呼ぶ）はそれぞれ次のようになる。

正インパルス電圧印加時には

$$k_p \equiv \int_{z_0}^z -(\alpha - \eta) dz \quad (1)$$

$$K_p \equiv \int_{z_0}^0 -(\alpha - \eta) dz \quad (2)$$

また負インパルス電圧印加時には

$$k_n \equiv \int_0^z (\alpha - \eta) dz \quad (3)$$

$$K_n \equiv \int_0^{z_0} (\alpha - \eta) dz \quad (4)$$

ただし、添字の p, n は正負の極性を表わす。なお、50% コロナ開始電圧 V_e 印加時の K_p および K_n の値をそれぞれ K_{ep} および K_{en} で表わす。電界を代用電荷法¹⁰⁾によって求め、 α および η については Harrison らの実測値¹¹⁾を実験式

$$\alpha = p \left(4.1846 \cdot \exp \frac{-171 p}{E} + 4.35 \times 10^{-4} \right) [m^{-1}] \quad (5)$$

$$\eta = p \left\{ 0.0066 \left(\frac{1.3332 E}{p} - 31 \right)^2 + 3.45 \right\} \times 10^{-3} [m^{-1}] \quad (6)$$

で表わす。ただし実測範囲は E/p が 18.75~49.5 V·m⁻¹·Pa⁻¹ である。(5) および (6) 式による計算値は実測値によく適合し、その誤差は実測曲線の読みとり誤差の範囲内にある。印加電圧が与えられればこれらの式を用いて α , η , K_p , K_n 等が求まる。

表 1 は V_e の実測値を相対空気密度で補正した値と、このときの E_0 , K_{ep} および K_{en} を示している。同表から、 $d/\phi > 1$ では E_0 , K_{ep} , K_{en} はほぼ d には無関係に ϕ のみの関数で、 ϕ の増加とともに K_{ep} および K_{en} は増加し、 E_0 は減少すること、および V_{ep} は V_{en} よりも 3~5% 程度高いことがわかる。

4. 考 察

4.1 平行平板ギャップのコロナ開始条件

平行平板ギャップでは、その火花電圧 V_s は次の実験式で示される¹²⁾。

$$V_s = 2,385 \delta \cdot d \left(1 + \frac{0.0329}{\sqrt{\delta d}} \right) [kV] \quad (7)$$

ただし δ は相対空気密度、図 6 は平行平板ギャップに V_s を印加したときの $(\alpha - \eta)d$ と d との関係を示したものである。同図中の K_M は Meek の理論から得られ

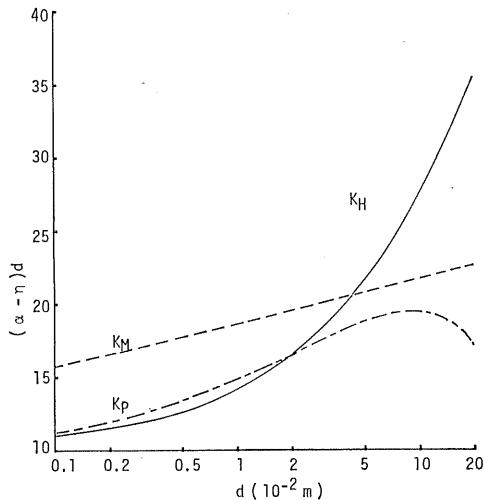
図 6 $(\alpha - \eta)d$ と d との関係

Fig. 6 K_M , K_H , and K_P as functions of gap length d .

る次の関係¹³⁾

$$\frac{5.27 \times 10^{-9}}{\sqrt{d/0.75 p}} \times (\alpha - \eta) \exp \{(\alpha - \eta)d\} = \frac{V_s}{d} \quad (8)$$

したがって $p=101,325 \text{ Pa}$ では

$$\ln(\alpha - \eta) + (\alpha - \eta)d = \ln V_s - (1/2) \ln d + 13.44 \quad (9)$$

を満足するような $(\alpha - \eta)d$ の値である。 K_H と K_P はそれぞれ Harrison ら、および Prasad ら (2,000 Pa 空気中、水蒸気分圧 333 Pa, 40,000 Pa 空気中 667 Pa) の α および η の実測値¹⁴⁾から算出した値である。同図からわかるように、 K_H は d が小さい領域では K_M よりも小さいが、 d が約 0.043 m を超すと K_M よりも大きくなる。一方、 K_P は d の全域で K_M よりも小さく、 d が 0.1 m 程度で最大値をとる。 K_H と K_P がこのように異なった傾向を示すのは、計算に使用した α および η の値が前者では乾燥空気中、後者では吸湿空気中での実測値であるためであろう。とくに d が 0.1 m 以上で d の増加に伴って K_P が減少するのは、 α および η 実測時の湿度が (7) 式が成立する気象条件に対して過大であるためと考えられる。

空気中において、タウンゼント放電からストリーマへの機構転換が起こる過電圧率は pd の値が小さいほど大きく、たとえば大気中で d が 0.005, 0.01 および 0.02 m のとき、それぞれ 14, 7 および 3% 程度といわれていて⁸⁾、図 6 に見られる傾向とおおよそ符合しているといえる。それゆえ、 d の値の広い範囲のコロナ開始条件をストリーマ理論で統一的に説明するのは困難である。

3.1 および 3.2 に述べた写真観測の結果からもわかる

ように、 V_e 印加時の正極性インパルスコロナの開始は多重なだれによる空間電荷の蓄積が進むことによると考えられる。そこで、1発のなだれによって発生する γ_p 電子および β_p 電子の数を N 、ある世代のなだれによる N を N_1 、これに伴う次の世代のなだれによる N の値を N_2 すると

$$N_2 \geq N_1 \quad (10)$$

であればギャップ中の空間電荷はなだれの世代の経過とともに増加して火花破壊を起こすと考えられる。ところで、 N はなだれに伴う光子発生数にはほぼ比例し、光子発生数は正イオンの発生数 N_1 にほぼ比例する¹⁵⁾とする

$$N \propto N_1$$

$$\therefore \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \exp \{(\alpha - \eta)d\} \quad (11)$$

となり、(5), (6) および (11) 式から、印加電圧、したがって印加電界のわずかな上昇下降によって N_1 は大きく増減し、 d が一定のとき (10) 式を満足する N_1 の最小値 N_c が存在する。したがって (10) 式はインパルス電圧印加時の火花条件式と考えることができる。

平行平板ギャップではなだれに伴って発生する正イオンの大部分は陽極直前で発生する。たとえば d が $0.1 \times 10^{-2} \text{ m}$ の場合、陽極から約 $d/16$ の範囲内で全正イオン数の 1/2 程度が発生し、陽極から約 $d/5$ の範囲内で 90% 程度が発生する。また、 d が $5 \times 10^{-2} \text{ m}$ の場合は陽極から $d/9$ の範囲内で 90% 程度が発生する。ところで、光子の吸収係数を μ とすると、 N_p 個の光子のうちその発生点から距離 l の面に達する数は $N_p \cdot \exp(-\mu l)$ で表わされる。一方、なだれはその出発点が陰極に近いほど増倍度が高い。したがって d が増すと、 N_1 が一定値となるような電圧を印加しても、陰極およびその近傍から出発するなだれの数が減少するので N_2 は d の増加とともに減少する。このため、 N_c は N の増加とともに増加し、 $(\alpha - \eta) \times d$ の値も増すことになる。図 6 はこのような傾向を示している。

4.2 棒対平板ギャップの正コロナ開始条件

棒対平板ギャップにおいて d が十分に大きい場合は、コロナの形成に対する γ_p 電子の寄与はほとんどないと考えられる。しかし、前章に述べた観測結果から、この場合のコロナの形成も多重なだれによる空間電荷の蓄積に基づくと考えることができる。前節に述べたと同様に N はほぼ N_1 に比例し、 N_1 は

$$N_1 = \int_{z_0}^0 -\alpha \cdot \exp k_p dz \quad (12)$$

ただし k_p は (1) 式で示される。この場合なだれは低電界域から高電界域へ進むから、正イオンは平行平板ギャ

ップの場合よりもさらに陽極近傍に密集する。

(ii) 式から、平行平板ギャップにおける N_1 は、陰極を出発して陽極に到達したなだれ頭部の電子数と同数の電子が陽極直前 $1/(\alpha-\eta)$ のあいだを進行し、かつその間に発生する電子はまったく電離能力がないと仮定したとき、この区間で発生する正イオン数に等しい。棒対平板ギャップの場合にもこの考え方を適用すると

$$N_1 = \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - \eta_0} \exp K_p \quad (13)$$

とすることができる。ただし α_0 および η_0 はそれぞれ棒電極先端の最高電界の点における α および η の値、 K_p は (2) 式で示される。表 1 に示した実測例につき (ii) 式と (iii) 式を用いて算出した N_1 の値はほぼ一致し、両者の差は 5% 以下であった。棒対平板ギャップでは ϕ が増すと電界分布の平等性が増し、 N_1 が一定値となるような電圧を印加したときの $\alpha \geq \eta$ なる区域が広くなる。なだれはその出発点が $\alpha = \eta$ なる区域に近いほど増倍度が高いが、陽極近傍のなだれ頭部からこの部分に達する光子の数は、透過すべき距離が長くなるため ϕ の増加とともに減少する。したがって、 N_1 を一定にしても N_2 は ϕ の増加とともに減少する。平行平板ギャップの場合と同様に、(i) 式が成立するとコロナが発生するとすれば、コロナ開始条件としての V_c の値は ϕ とともに増加する。それゆえ、コロナ開始に関しては、棒対平板ギャップにおける ϕ の増加は平行平板ギャップにおける d

の増加に対応すると考えてよい。

そこで平行平板ギャップの V_s が (7) 式で示されるることを利用して棒対平板ギャップの V_c を推定する。棒対平板ギャップに適当な電圧を印加したときの K_p と z_0 を算出し、そのときの N_1 を $d = z_0$ なる平行平板ギャップの V_s 印加時の N_1 と比較する。両者が等しくなるような印加電圧を求めて、これを棒対平板ギャップの V_c とする。以上の関係を式で示すと

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_0 - \eta_0} \exp K_{ep} \doteq \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \exp \{(\alpha - \eta) d\} \quad (14)$$

あるいは

$$\ln \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - \eta_0} + K_{ep} \doteq \ln \frac{\alpha}{\alpha - \eta} + (\alpha - \eta) d \quad (15)$$

[棒対平板ギャップ] [平行平板ギャップ]

ここで平行平板ギャップの d は z_0 に等しくとる。上述の方法によって得られた V_c の値は表 2 に見られるように実測値とよく一致していて、その差は 1% 以下の例が多い。平行平板ギャップでは、 d の値が小さい場合、コロナの形成に対して r_p 電子が有効であるが、他方 β_p 電子の発生可能な空間が局限される。これに対し、棒対平板ギャップでは r_p 電子の寄与はきわめて小さいと考えられるが、 β_p 電子の発生可能な空間が広い。また $\alpha = \eta$ なる点を出発するなだれの増倍度がギャップ軸からのずれによって異なる。これらの理由から、対比すべき平行平板ギャップのギャップの長さをどのように選ぶか

表 2 V_c の計算値

Table 2 Calculated values of V_c .

ϕ (m)	d (m)	V_{ep} (kV)	E_0 (kV/m)	K_{ep}	$z_{\alpha=\eta}$ (m)
0.50	0.80	726.0	3,170	19.9	0.0382
	0.60	662.8	3,170	19.9	0.0383
	0.40	567.5	3,169	20.0	0.0387
0.25	0.80	459.5	3,380	17.4	0.0238
	0.60	430.9	3,380	17.4	0.0239
	0.40	386.9	3,379	17.4	0.0239
	0.20	302.4	3,377	17.5	0.0244
0.125	0.60	268.2	3,650	15.4	0.0149
	0.40	248.0	3,649	15.4	0.0149
	0.20	208.8	3,647	15.4	0.0150
	0.10	163.2	3,645	15.6	0.0154
0.03	0.60	97.5	4,487	12.9	0.0057
	0.15	79.7	4,487	12.9	0.0057
	0.08	70.3	4,484	12.9	0.0057

についてはさらに検討を要する。いずれにしても r_p , β_p , μ 等の諸量が明らかにされる必要があり、その検討は今後の課題であろう。

しかしながら、前述のような推定法によって得られる V_c の値が実測値にほぼ一致することは、この推定法が実用的に有用であることを示している。

4.3 棒対平板ギャップの負コロナ開始条件

すでに述べたように、負極性インパルス電圧を印加すると、陰極と $z=z_0$ なる点との中間付近を中心とする拡散的な外観の空間電荷が形成される。 ϕ がかなり大きい場合でも空間電荷中心と陰極との距離は短い。たとえば ϕ が 0.25 m の場合、 d/p の値が 1 よりも十分大であれば、 V_{en} 印加時のそれは 0.015 m 程度である。また 1 個のなだれによって形成される空間電荷は正インパルス電圧印加時よりも大きい。たとえば $\phi=0.25\text{m}$, $d=0.8\text{m}$, $V=442.7\text{kV}$ のとき、ギャップ軸に沿って進展する 1 個のなだれによって発生する正イオン数は、正インパルス電圧印加時の 4 倍程度になり、正インパルス電圧印加時の正イオン数を負インパルス電圧印加時のそれとほぼ同数とするためには、約 1% 以上高い電圧を印加する必要がある。さらに負インパルス電圧印加時は空間電荷群中心と陰極が近く、かつ陰極が高電界側電極であるため r_p 電子がコロナ形成に寄与する。以上のような要因によって、 V_{en} は V_{ep} よりも低くなるものと考えられる。実用的には V_{ep} の約 0.96 倍を V_{en} の値と考えてよい。

5. む す び

本研究では、大気中におかれた棒対平板ギャップにインパルス電圧を印加したときの 50% コロナ開始電圧 V_c を実測し、コロナの形成状況を写真観測した。この観測結果に基づき、多重なだれ進展の間に空間電荷の蓄積が進むことをコロナの開始条件とし、平行平板ギャップの V_s が既知であることを利用して棒対平板ギャップの V_c を算出した。 V_{ep} の計算値は実測値とよく一致し、 V_c 印加時の電離指數その他の諸量と棒電極の直径 μ との関係について物理的な説明を与えた。本研究で得られた結果を要約すると

- (1) 棒対平板ギャップの V_c には極性効果がある、負インパルス電圧印加時のほうが 3~5% 程度低い。
- (2) V_c 印加時の電離指數 K_c は d/ϕ が十分大であればほぼ ϕ のみの関数で ϕ とともに増加する。
- (3) 正極性 V_c 印加時には、陽極表面に多重なだれによる正イオンが蓄積され、その蓄積が進んで 1 箇所あるいは数箇所が突出し、この部分から陰極向けストリーマが進展する。

- (4) 負極性 V_c 印加時には、多重なだれ進展の間に陰極と $\alpha=\eta$ となる領域との中間のある点をほぼ中心として正イオンが蓄積される。この正空間電荷の蓄積が陰極に達すると、その到達部分から電離電圧波が進展し、空間電荷群の陽極側から陽極向けストリーマを進展させる。
- (5) 観測結果に基づき、コロナ開始条件を提示した。1 発のなだれによる 2 次電子の発生数を N_1 とし、これらを初期電子とする次世代のなだれによる 2 次電子の発生数を N_2 とするとき、 $N_2 \geq N_1$ をコロナ開始の条件とした。この条件が満足されるためには、ある世代のなだれに伴う 2 次電子の発生数がある値 N_c 以上でなければならない。
- (6) 気体の光子吸収を考慮すると、 N_c は ϕ の増加とともに増加する。
- (7) 正極性電圧印加時に、 $\alpha=\eta$ なる点 ($z=z_0$) を出発した 1 個のなだれに伴う正イオンの発生数はほぼ $\{\alpha_0/(\alpha_0-\eta_0)\} \cdot \exp K$ に等しい。上記正イオン数が V_s を印加した $d=z_0$ の平行平板ギャップの正イオン数 $\{\alpha/(\alpha-\eta)\} \cdot \exp\{(\alpha-\eta)d\}$ と等しくなるような印加電圧は V_{ep} の実測値とよく一致する。
- (8) 正極性インパルス電圧印加時には r_p 電子はコロナの形成にほとんど寄与しないが、負極性インパルス印加時には r_p 電子もコロナの形成に寄与する。また、陰極を出発した 1 個のなだれによる空間電荷は、同じ値の正極性インパルス印加時に 1 個のなだれによって発生する空間電荷よりもはるかに多い。 V_{en} が V_{ep} よりも若干低いのはこれらの理由によると考えられる。

本研究では V_c 測定時の湿度が低く、Harrison らの乾燥空気中における α および η の実測値を使用しても大きな矛盾は見いだされなかったが、湿度が高くなると V_c の測定値もかなり上昇することが推測される。この場合は V_c 測定時と同程度の湿度における α , η の値を用いなければならないと考えられる。

おわりに、実験に協力いただいた福岡大学嶋崎俊行講師、真鍋吉秀、生沢泰二助手および山口栄助氏に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) L.B. Loeb and J.M. Meek : J. Appl. Phys., 11 (1940), 438, 459.
- 2) L.B. Loeb : Phys. Rev., 74 (1948), 210.
- 3) H. Raether : Z. Phys., 117 (1941), 375, 524.
- 4) I. Gallimberti : J. Phys. D, 5 (1972), 2179.
- 5) E. Nasser and M. Heiszler : J. Appl. Phys., 45,

- 8 (1974), 3396.
- 6) 宅間 薫：電気学会論文誌，**91**, 1 (1971), 148.
- 7) 常安 暢，赤崎正則：電気学会論文誌，**98-A**, 7 (1978), 373.
- 8) J.M. Meek : 電気学会雑誌, **91**, 1 (1971), 1.
- 9) S. Badaloni and I. Gallimberti : *Basic Data of Air Discharges*, p. 15, Università di Padova (1972).
- 10) M.S. Abou-Seader and E. Nasser : Proc. IEEE, **56**, 5 (1968), 813.
- 11) M.A. Harrison and R. Geballe : Phys. Rev., **91**, 1 (1953), 1.
- 12) 電気学会：電気工学ハンドブック, p. 550 (1978).
- 13) 三好保憲：火花放電理論入門, p. III-12, 電気書院 (1954).
- 14) A.N. Prasad : Proc. Phys. Soc., **74**, 1 (1959), 33.
- 15) 細川辰三, 近藤芳孝, 三好保憲：電気学会論文誌, **90-A**, 6 (1970), 1123.