

論文

同軸円筒電極における空中正コロナ層の計算

高橋 雄造*, 吉田 政志**, 安間 恭之*

小林 繁雄*, 遠藤 正雄**

(1981年6月2日受理)

Calculation of the Positive Corona Layer in Coaxial Cylindrical Electrodes in Air

Y. TAKAHASHI, * M. YOSHIDA, ** Y. ANMA, *

S. KOBAYASHI* and M. ENDO**

(Received June 2, 1981)

Characteristic parameters in the space charge field of the positive d.c. pulseless corona discharge are calculated. Radii of the central electrode are 0.25, 0.5, 1.0 and 1.5 mm, the radius of the outer electrode is 139 mm. The calculations are based upon measured current-voltage characteristics. Field strength at the surface of the central electrode is independent of applied voltage after the corona onset. When the radius of the central electrode is changed, field strength at the surface of the outer electrode remains unchanged at a given value of corona current. The luminosity of corona in the layer decreases very steeply as the distance from the central electrode increases. Thickness of the corona layer is independent of applied voltage, and is in proportion to the 0.65 power of the radius of the central electrode.

1. はじめに

コロナ放電はパルス状に断続生起することが多いが、正無パルス性コロナ、負無パルス性コロナと呼ばれるモードでは脈動の少ない電流が流れる。負無パルス性コロナは時間変化は小さいけれども、空間分布を見ると高電界電極上に均一に発生せずいくつかの場所から羽毛状に伸び出す。これに対して正無パルス性コロナは高電界電極上に均一に分布する。それゆえ正無パルス性コロナについては、コロナ層（電離過程の起きている空間あるいは発光空間）の厚さを議論することができる。

コロナ放電の最も著しい特徴として、平均電流が電圧の増加関数であることが挙げられる^{1,2)}。これは電流増

大を抑制する負帰還機構が存在することを示唆している。上記の電流-電圧特性は、コロナ層に対して直列にはいる空間（伝導空間）に存在する空間電荷によって招来される¹⁾。この意味で、コロナ放電においてはコロナ層よりも伝導空間のほうが主役であると見ることができる。しかしこロナ放電の機構を検討するにあたっては、いまでもなく、コロナ層内の諸過程について知ることが必要である。従来の研究においてはコロナ層の厚さを十分小さいとして無視したものが多く、コロナ層の厚さやコロナ層内の発光分布についてはよくわかっていないかった。

本研究では、大気圧乾燥空気中の同軸円筒電極における正コロナ場の電界を計算し、正コロナ層の厚さとコロナ層内の発光分布を求めた。その結果、これらの量の印加電圧あるいは中心電極径による変化を知ることができた。

2. コロナ層の厚さについての従来の推定

コロナ層の厚さおよびその印加電圧・導体太さによる変化についての従来の推定を概観しよう。とくに断わらない限り、大気中の同軸円筒電極における正コロナの場合とする。

同軸円筒配置と平行線配置におけるコロナ光について

* 東京農工大学工学部電気工学科 (184 東京都小金井市中町 2-24-16)

Department of Electrical Engineering, Faculty of Technology, Tokyo University of Agriculture and Technology, 24-16, Nakamachi 2-chome, Koganei, 184 Japan

** 中央大学理工学部電気工学科 (112 東京都文京区春日 1-13-27)

Department of Electrical Engineering, Faculty of Science and Engineering, Chuo University, 13-27, Kasuga 1-chome, Bunkyo-ku, Tokyo, 112 Japan

は、1910年ごろにはすでに相當くわしい研究がなされている³⁻⁷。そこではコロナ光は肉眼とエッジ、ストロボスコープあるいは写真によって測定された。Watson³, Whitehead⁴の記述によれば、当時、Steinmetz, Jona, Russell によってコロナ層の厚さあるいはコロナ層の境界について次のような諸説が唱えられていたという。①電界がある一定値(たとえば約4 kV·mm⁻¹)になるとこころがコロナ境界であるとする説。②ある電圧におけるコロナの直径はその電圧がちょうどコロナ開始電圧になるような導体の太さに等しいとする説——この説ではある電圧におけるコロナの直径は使用されている導体の太さによらずきまってしまい、コロナの直径は印加電圧増大につれどんどん大きくなる。説②はJonaが暗室でコロナ光を見て得た結果によるものであるが、Watson(1910年)³はコロナの直径はこの説によるよりも太いと推測した。

Whitehead(1910年)⁴は中心電極1.56 mm ϕ 、外側電極152 mm ϕ の電極系における交流コロナ光をエッジと肉眼により測定し、コロナ層の厚さは印加電圧24 kVで1.02 mm、28 kVで1.56 mmであるとした。コロナ層の厚さに関するある程度厳密な測定としてはこれがおそらく最初であろう。彼はしかし1912年の論文⁵でさらに詳しい測定結果を報告した。ここでは中心電極は2.33, 3.16, 3.99 mm ϕ 、外側電極は186 mm ϕ であり、肉眼とエッジによる測定のほか、普通レンズ、UVレンズと写真乾板による測定も行なった。交流コロナ層の厚さは1.6~5.7 mmの範囲にあり、肉眼による値:普通レンズによる値:UVレンズによる値の比は1:1.6:1.9であったという。コロナ層の厚さは印加電圧上昇につれて増大した。露光時間については、普通レンズでは1~3分の間で得られたコロナ層の厚さに大きな変化はなかったという。UVレンズの場合はアーチチャが小さいので20~40分露光した。彼の1912年の報告⁵はPeek⁸, Cobine⁹らによって引用され、広く知られている。Whiteheadの実験は交流であるから伸びの大きい負半周期における光がコロナ層の厚さの測定値を決めているはずであるが、彼自身は正コロナ光と負コロナ光にはほとんど違いがないと述べている⁴。したがって、今日から見て、彼の測定値は正コロナ層の厚さと見なすことはできない。

Peek(1911年)⁶はコロナ開始電界 g_v (kV·cm⁻¹)に関して実験式 $g_v = g_0(1 + 0.301/\sqrt{r_0})$ を得た。ここで g_0 は空気の破壊電界30 kV·cm⁻¹、 r_0 は導体半径(cm)である。 g_v がこの値のときに導体表面から $0.301\sqrt{r_0}$ 離れたところの静電界は g_0 に等しいので、彼は $0.301\sqrt{r_0}$ がコロナ層の厚さの理論値であるとした。彼の研究は交

流コロナを対象としているが、コロナ層の厚さについて正コロナと負コロナとを区別していない。

Schaffers¹⁰⁻¹³は1913年ころ正・負コロナに関するくわしい研究を発表した。中心電極は25.4 μm ϕ ~1.042 mm ϕ ほか、外側電極は17~117 mm ϕ である。エッジと肉眼による光測定から、正コロナ層の厚さが約0.7 mmであること、この厚さは中心電極の径に依存せずコロナ電流にもほとんど依存しないことを知ったといふ。彼はまた、発光層すなわち電離過程のおきている層は中心電極表面から0.3 mm離れたところで始まり、中心電極表面から0.6 mm離れたところで終わるとしている。こちらの結果もコロナ電流がかなり大きい場合であり、中心電極の太さに依存しないといふ。

佐藤(1932~33年)は直流コロナについて実験^{14,15}および計算¹⁶を行なった。中心電極は、1.024~30 mm ϕ 、外側電極は500 mm ϕ である。計算結果の図¹⁶からコロナ層の厚さを読みとると、中心電極1.024, 2.053, 30 mm ϕ のときそれぞれ約0.49, 0.98, 8.0 mmとなる。ただしここでは印加電圧もコロナ電流も明示されていない。

Kapzow(1955年、ロシア語版は1950年)¹⁷は中心電極1 mm ϕ 、外側電極148 mm ϕ の場合について負コロナ層内の電界を計算し、コロナ電流が2.42 mA·m⁻¹のときのコロナ層の厚さを約1.7 mmとしている。正コロナ層の境界については、負コロナ層の境界よりも外側にあるとしている。

Evans & Inculet(1975年)¹⁸は、中心電極1.16~6.34 mm ϕ 、外側電極900 mm ϕ の電極系における正・負コロナの光を測定した。普通レンズによって写真フィルム上に像を作り、これを読みとった。正コロナ層の厚さは約0.1~0.5 mmの範囲にあり、コロナ電流の増大につれて大きくなるが、同一コロナ電流では中心電極の太さによらず一定であるといふ。彼らは簡単な計算も行なってその結果は測定結果と一致するとしている。

Waters & Stark(1975年)¹⁹は中心電極6.37~63.5 mm ϕ 、外側電極581 mm ϕ の場合について、コロナ開始電圧を測定するとともに、中心電極表面での γ 過程を考慮した簡単な計算を行ない、コロナ開始時の電離空間の厚さを1.6325~6.70 mmと推定した。計算により求めたこれら電離空間の厚さは $0.67 r_0^{0.6}$ (cm)で表わされるといふ。ここで r_0 (cm)は中心電極半径である。

Landersは中心電極1 mm ϕ 、外側電極400 mm ϕ の場合について空間電荷電界を計算し、衝突電離が停止する電界強度から正・負コロナ層境界を求めた。1975年の報告^{20,21}では、正コロナ層の厚さはコロナ電流が25 μA·m⁻¹のとき1.5 mm、400 μA·m⁻¹のとき1.0 mm

となった。ここでコロナ電流が大きいほうがコロナ層は薄くなっているのが注目される。彼は 1978 年にも計算結果を報告している²²⁾。そこではコロナ層はごく薄いとしか述べていないが、図から見ると正コロナ層は数百 μm 以上になるようである。

以上をまとめると、空気中の同軸円筒電極における正コロナ層の厚さについての測定は、Schaffers のエッジと肉眼およびプローブによるものと、Evans & Incullet の写真測定しかない。Schaffers の用いた方法は今日から見て十分信頼できるとはいいがたい。Evans & Incullet の報告では、露光が適正であるかどうかやイラジエーションならびにハレーションの有無については検討されていない。一方、計算としては Peek, 佐藤, Waters & Stark, Landers のものがある。前 3 者はコロナ開始時に限定された計算であるか、あるいはコロナ電流を明示していない。Landers の計算だけはコロナ電流を明示しているが、そこではコロナ層の厚さがコロナ電流あるいは印加電圧に伴ってどう変化するかを検討しているとはいがたい。このように、正コロナ層の厚さおよびその印加電圧、中心電極太さによる変化については従来不十分な知見しか得られていない。

なお、コロナ層内の発光分布については、筆者らの測定^{23), 24)}以外は測定も計算も報告されていない。

3. 計算方 法

本章で使う量は特記しない限り SI 単位で示す。

3.1 基本方程式

同軸円筒コロナ場を図 1 のように内側の電離域 ionizing region と外側の伝導域 conduction region とに分けて考える。中心電極、外側電極の半径をそれぞれ r_0 、 R とする。負イオンの寄与は無視できると考えると、電離域には電子と正イオンとの 2 種のキャリアが存在す

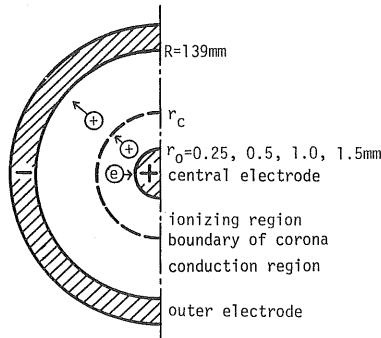


図 1 コロナ場における電離域と伝導域

Fig. 1 Ionizing and conduction regions in the corona field.

る。伝導域におけるキャリアは正イオンだけである。電離域と伝導域との境界 r_c では実効衝突電離係数 α^* (m^{-1}) がゼロになる。

次に電離域における基本方程式を考えよう。電極軸から $r(\text{m})$ のところに考えたファラディ管の断面積は $2\pi r$ に比例するから、正イオン増倍に関して、

$$(d/dr)(2\pi r \mu_1 \rho_1 E) = \alpha^* \times 2\pi r \mu_e \rho_e E \quad (1)$$

が成立する。ここで μ_1 は正イオン移動度 ($\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)、 ρ_1 は正イオンによる空間電荷密度 ($\text{C} \cdot \text{m}^{-3}$)、 E は電界強度 ($\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$) である。 ϵ_0 を真空の誘電率 ($\text{F} \cdot \text{m}^{-1}$)、 ρ_e を電子による空間電荷密度 ($\text{C} \cdot \text{m}^{-3}$)、 μ_e を電子移動度 ($\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)、 I を電極軸方向単位長さ当りの電流 ($\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$) とすると、ポアソン方程式

$$(d/dr)(2\pi r E) = 2\pi r (\rho_1 - \rho_e) / \epsilon_0 \quad (2)$$

と電流連続の式

$$2\pi r (\mu_e \rho_e + \mu_1 \rho_1) E = I \quad (3)$$

が成立する。以上の式 (1) ~ (3) は同時に成り立つ。

伝導域では次のようなポアソン方程式と電流連続の式が同時に成立する。

$$\begin{cases} (d/dr)(2\pi r E) = 2\pi r \rho_1 / \epsilon_0 \\ 2\pi r \mu_1 \rho_1 E = I \end{cases} \quad (4)$$

$$(5)$$

3.2 解法と計算手順

伝導域については式 (4), (5) を Uhlmann の方法²⁵⁾により、

$$\begin{cases} (1/r)(d/dr)(rE) = BI/(rE) \\ B = 1/(2\pi \epsilon_0 \mu_1) \end{cases} \quad (6)$$

$$(7)$$

として解く。積分定数 C はコロナ境界 r_c における電界強度 E_c の連続条件から次式で与えられる。

$$C = (r_c E_c)^2 - BI r_c^2 \quad (8)$$

次に計算手順について述べる。計算は中心電極表面から始めて、外側へ進めていく。中心電極表面 ($r=r_0$) では $\rho_1=0$ とする。まず、あるコロナ電流の値に対しても中心電極表面における電界強度 E_0 をコロナ開始電界強度に等しいと仮定する。電離域については式 (1) ~ (3) から ρ_e を消去し、さらに差分化して Runge-Kutta 法により計算する。 r を有限ステップで増大させながら計算していくと電界強度が低下していくので、 α^* がゼロになる電界強度 E_0 になるまで計算を続ける。 $E=E_0$ となるときの r が電離域と伝導域との境界 r_c である。次に伝導域への計算へ進む。伝導域については式 (6), (7) により電界強度等を求め、外側電極表面に至るまで計算を続ける。以上で全空間の計算を行なったことになる。ここで、電離域にかかる電圧と伝導域にかかる電圧を計算する。両者の和は先に想定したコロナ電流に対応する印加電圧に等しくなければならない。実際には 1 回の計算で求めた和はこの印加電圧と一致しないので、 E_0 の値を

修正しつつこの一致が得られるまでくりかえし計算を行なう。コロナ電流と印加電圧との関係は、図2に示した大気中正コロナの実測電流-電圧特性を用いた。

α^* , μ_e , μ_i は以下のように選んだ。実効衝突電離係数 α^* は次のような Sarma & Janischewskij の式²⁶⁾による値を用いた。

- 1) $25 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1} \leq E/p \leq 60 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ のとき

$$\begin{aligned} \alpha^*/p = & 4.7786 \exp(-221 p/E) - 0.01298 \\ & + 0.541 \times 10^{-3} E/p - 0.87 \times 10^{-5} (E/p)^2 \end{aligned} \quad (\text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}) \quad (9)$$

- 2) $60 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1} \leq E/p \leq 240 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ のとき

$$\begin{aligned} \alpha^*/p = & 9.862 \exp(-264.2 p/E) \\ & \quad (\text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}) \quad (10) \end{aligned}$$

$\alpha^*=0$ となる E は式(9)から求められる。電子移動度 μ_e は、電子移動速度 v_e についての次のような Badaloni & Gallimberti の式²⁷⁾から求めた。

- 1) $E/p \leq 100 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ のとき

$$v_e = 1.0 \times 10^6 (E/p)^{0.715} \quad (\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (11)$$

- 2) $E/p \geq 100 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ のとき

$$v_e = 1.55 \times 10^6 (E/p)^{0.62} \quad (\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (12)$$

正イオン移動度 μ_i は電界強度にあまり依存しないことが報告されているので、御所²⁸⁾, Waters¹⁹⁾などに基づき、

$$\mu_i = 1.8 \quad (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (13)$$

とした。

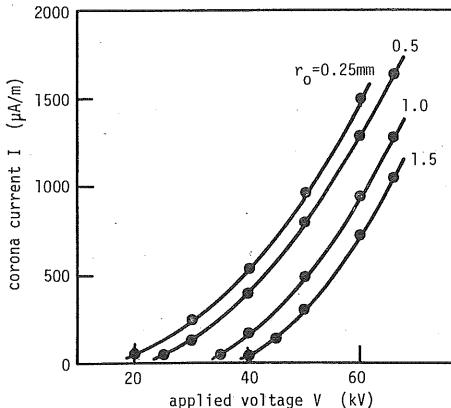


図2 大気中実測コロナ電流-電圧曲線（これを計算に用いた）

Fig. 2 Measured current-voltage curves of the corona in room air, which are used in the calculation.

4. 結 果

計算は中心電極が $0.5, 1, 2, 3 \text{ mm} \phi$ の4通りについて行なった。外側電極は $278 \text{ mm} \phi$ とした。以下に主とし中心電極が $2 \text{ mm} \phi$ の場合について示すが、他の太さの中心電極の場合も結果は同様の傾向を示す。

図3に電界強度 E , 全電流密度 J , 電子電流密度 J_e , 正イオン電流密度 J_i , 電子による空間電荷密度 ρ_e , 正イオンによる空間電荷密度 ρ_i の分布を示す。パラメータ V は印加電圧である。実効衝突電離係数 α^* と電子密度 n_e とをかけた量に発光が比例すると考え、発光強度のパラメータ $\alpha^* n_e = \alpha^* \rho_e / e$ を図3(c)に示した。ただし e は電子の電荷である。図3に示したどの量も印加電圧の変化に伴い一様に変化している。図3で $r=r_c-0$ において J_e や ρ_e はゼロになっていない。これは計算ステップが無限小でなく有限の大きさをもっているからである。このとき J_e は J の $1/1,000$ 以下であり、十分小さい。 ρ_i はコロナ層境界の内外においてプラトをもっている。発光強度のパラメータ $\alpha^* n_e$ は外側になるほど減少する。その勾配は中心電極表面では急で、コロナ層の中ごろではややゆるやかになり、コロナ境界付近では再び急になる。 $\alpha^* n_e$ の変化は 10^6 以上にわたっている。印加電圧が変化したとき $\alpha^* n_e$ は図3(c)上でレベルが変わるが、形状に大きな変化はない。

中心電極表面における電界強度 E_0 と外側電極表面における電界強度 E_R をそれぞれ図4と図5に示す。図4には静電界と、コロナ開始電圧から計算した静電界も記入してある。 E_0 は印加電圧（あるいはコロナ電流）に依存せず各中心電極径においてほぼ一定で、その値はコロナ開始電界よりわずかに小さい。 E_R は図5において中心電極の太さによらず1本の線の上に乗る。 $E_R (\text{kV} \cdot \text{mm}^{-1})$ とコロナ電流 $I (\mu\text{A} \cdot \text{m}^{-1})$ との関係は図5より

$$E_R = 0.01016 I^{1/2} \quad (14)$$

で表わされる。

コロナ層の厚さ $r_c - r_0$ を印加電圧に対してプロットしたのが図6である。このように、コロナ層の厚さは印加電圧に依存せず一定である。各中心電極太さについて印加電圧が変化したときのコロナ層の厚さの値の範囲を表1と図7に示す。コロナ層の厚さ $r_c - r_0 (\text{mm})$ は中心電極半径 $r_0 (\text{mm})$ の増大につれて厚くなり、

$$r_c - r_0 = 1.56 r_0^{0.56} \quad (15)$$

が成立する。

5. 考 察

コロナ層内の発光分布については従来ほとんど研究されていなかったので、本研究で得た発光分布曲線（図3

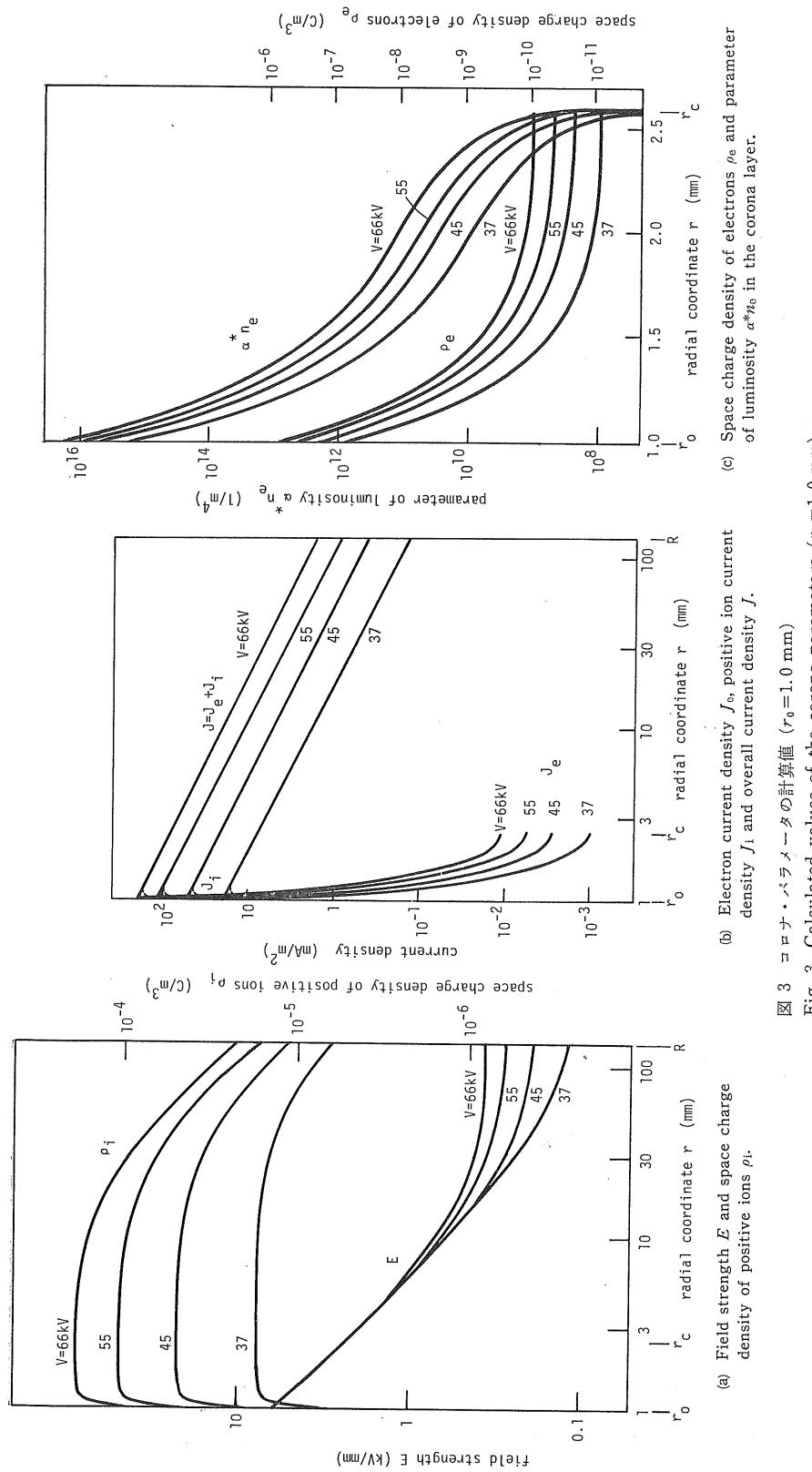


図3 コロナ・パラメータの計算値 ($r_0=1.0$ mm)
Fig. 3 Calculated values of the corona parameters ($r_0=1.0$ mm).

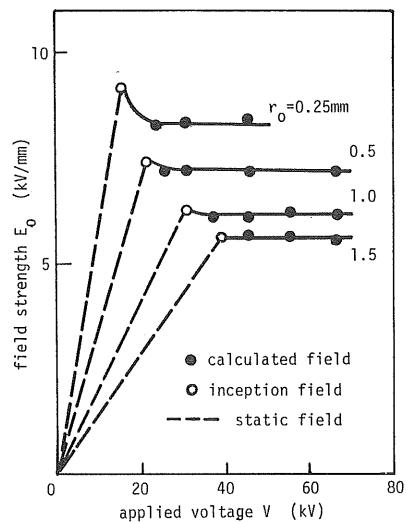
図 4 中心電極表面における電界強度 E_0

Fig. 4 Field strength E_0 at the surface of the central electrode.

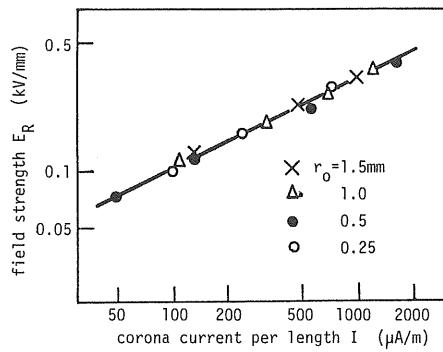
図 5 外側電極表面における電界強度 E_R

Fig. 5 Field strength E_R at the surface of the outer electrode.

表 1 中心電極半径によるコロナ層の厚さの変化

Table 1 Change in the thickness of corona layer with the radius of the central electrode.

r_0 (mm)	$r_c - r_0$ (mm)		
	min.	max.	mean
0.25	0.61	0.63	0.62
0.5	0.99	1.02	1.01
1.0	1.56	1.58	1.57
1.5	1.97	2.02	2.00

(c))は信頼できる最初のデータといふるであろう。

発光強度のパラメータ $\alpha^* n_e$ の変化は 10^6 以上にわたっている。一般に写真感材のラディチュード（特性曲線

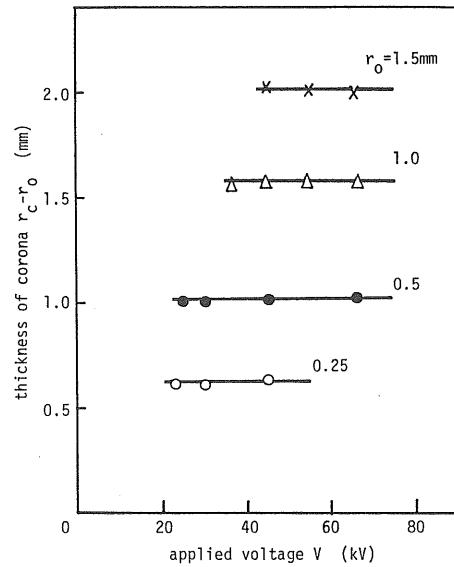
図 6 コロナ層の厚さ $r_c - r_0$ 対印加電圧

Fig. 6 Thickness of corona layer $r_c - r_0$ vs. applied voltage.

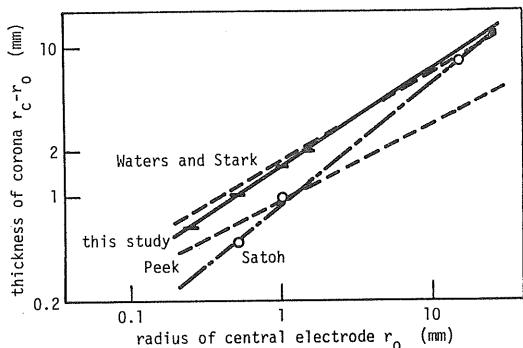


図 7 中心電極半径によるコロナ層の厚さの変化(従来の推定も比較してある(本文参照))

Fig. 7 Change in the thickness of corona layer with the radius of the central electrode. (Some former suppositions are also compared (see text))

上でコントラスト係数が一定の範囲の広さを、常用対数で表わしたもの)は3以下である。したがって、このようなコロナ光を写真測定するとコロナ層境界付近の光は不足露光となって写真像にはあらわれず、コロナ層は不適に薄く判定されてしまう。印加電圧が高くなると光強度は全体に上昇するので、写真の感度が一定であるとコロナ層の厚さは見掛け上増大することになる。この場合、実験結果は写真測定の感度不足に支配されているわけである²⁹⁾。逆に、輝度曲線の中央に近い部分では光が強いから、過露光となりハレーションやイラジエーショ

ンが起きて写真像は不適に大きくなるおそれがある。この場合はコロナ層が真値よりも厚いと判定されることになる²⁹⁾。印加電圧が高くなると光が強くなるのでハレーションやイラジエーションは起きやすくなる。以上のような問題点を十分検討せずにコロナ光を写真測定するならば、その結果^{5, 18, 23)}は信頼できるとはいえない。

コロナ層の厚さが印加電圧（あるいはコロナ電流）に依存せず一定であって、中心電極径が変化したときは式(15)のように変わることがわかった。コロナ層の厚さが印加電圧によって変化しないことは、1. 章に述べたようにコロナ放電においては強い負帰還による安定化作用が働いていることを考えると、むしろ自然である。中心電極表面の電界強度が図4に示したように印加電圧によらず一定であることも、同様の文脈において理解できるであろう。

従来、コロナ層の厚さは印加電圧の上昇につれて増大すると考えられていた (Evans & Inculet¹⁸⁾、交流コロナについて Whitehead⁴⁾)。また、Evans & Inculet¹⁸⁾は、コロナ層の厚さは同一コロナ電流では中心電極太さによらず一定であるとしている。これらの所説は本研究の結果と一致しない。これら従来の研究は写真測定によっており、上述のような問題点があると思われる。おそらくは写真測定における検出感度が不足していたために、本研究とは異なる結果が得られたのであろう。

図7に、Peek⁶⁾、佐藤¹⁶⁾、Waters & Stark¹⁹⁾による計算結果を記入してある。それぞれが取り扱った中心電極、外側電極の径などは、2. 章に紹介したとおりであって互いに共通ではないが、比較するために図7では中心電極径に対してプロットして得た直線を延長してある。PeekとWaters & Starkの計算はコロナ開始時に限定されている。図7に示した各説が本研究の結果と大きくは異なるのは、本研究で明らかになったようにコロナ層の厚さが印加電圧にほとんど依存しないことに起因すると思われる。

6. 結論

- 1) 中心電極表面における電界強度は、コロナ電流が増大しても変化せず、コロナ開始時の電界強度よりわずかに小さい。
- 2) 外側電極表面における電界強度は、同一コロナ電流の場合は中心電極の太さによらず同一であり、コロナ電流の平方根に比例する。
- 3) コロナ層内の発光は中心電極表面から離れるにつれて減少する。その勾配は中心電極表面では急で、コロナ層の中ごろではややゆるやかになり、コロナ境界付近では再び急になる。

- 4) 印加電圧（あるいはコロナ電流）が変化したとき、コロナ層内の発光分布曲線のレベルは変化するがその形状は大きくは変化しない。
- 5) コロナ層の厚さは印加電圧によっては変化せず、中心電極が太くなると厚くなる。中心電極の半径を r_0 (mm) とすると、コロナ層の厚さは $1.56 r_0^{0.65}$ (mm) で表わされる。
- 6) コロナ光のレベル変化は 10^6 以上になるので、これを写真測定するのは困難である。

本研究は著者のうち高橋が中央大学在職中に西ドイツ München 工科大学に留学していたときに始められた。この期間にご指導とご援助をいただいた故 H. Prinz 教授（元 München 工科大学）、W. Boeck 教授（München 工科大学）、Alexander von Humboldt 財團、中央大学に対し心から感謝する次第である。また、河野照哉教授（東京大学）、E.U. Landers 博士（München 国防大学）、大類浩教授（中央大学）、神山雅英教授（東京理科大学）、島津備愛教授（東京農工大学）、森川滝太郎博士（電子技術総合研究所）、野村年男氏（富士写真フィルム）、榎本弘文氏（同）、林真教授（名古屋工業大学）、宅間董博士（電力中央研究所）、千葉政邦氏（東京大学）、藤田博之博士（同）、日高邦彦博士（防衛大学校）のご指導・ご援助に対してもお礼申し上げる。

参考文献

- 1) H.J. White : *Industrial Electrostatic Precipitation*, pp. 74-125, Addison-Wesley, Reading, Mass. (1963)
- 2) 放電ハンドブック, 改訂新版, p. 107, 電気学会 (1974)
- 3) E.A. Watson : J. IEE, 45 (1910) 5
- 4) J.B. Whitehead : Trans. AIEE, 29 (1910) 1159
- 5) J.B. Whitehead : ibid., 31 (1912) 1093
- 6) F.W. Peek, Jr. : ibid., 30 (1911) 1889
- 7) F.W. Peek, Jr. : ibid., 31 (1912) 1051
- 8) F.W. Peek, Jr. : *Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering*, 1st ed., pp. 74-78, McGraw Hill, New York (1915)
- 9) J.D. Cobine : *Gaseous Conductors*, pp. 252-258, Dover, New York (1958, orig. 1941)
- 10) V. Schaffers : Ann. Soc. Sci. Bruxelles, 37 (1913) 363
- 11) V. Schaffers : Phys. Z., 14 (1913) 981
- 12) V. Schaffers : C.R. (21 Juillet 1913) 203
- 13) V. Schaffers : Phys. Z., 15 (1914) 405
- 14) 佐藤芳夫 : 電気学会雑誌, 52 (1932) 593
- 15) 佐藤芳夫 : 同上, 53 (1933) 182
- 16) 佐藤芳夫 : 同上, 53 (1933) 188
- 17) N.A. Kapzow : *Elektrische Vorgänge in Gasen und in Vakuum*, pp. 484-494, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1955, orig. Moscow, 1950)
- 18) R.W. Evans and I.I. Inculet : IEEE-IAS 1975 Annual Meeting, p. 35, Atlanta, Georgia (1975)

- 19) R.T. Waters and W.B. Stark : J. Phys. D : Appl. Phys., 8 (1975) 416
- 20) E.U. Landers : *Raumladungsfelder bei hoher Gleichspannung*, Dissertation TU München, (1975)
- 21) E.U. Landers : *Internationales Symposium Hochspannungstechnik*, p. 34, Zürich (1975)
- 22) E.U. Landers : Proc. IEE, 125 (1978) 1069
- 23) 高橋雄造：電気学会放電研究会資料，ED-78-89 (1978)
- 24) 高橋雄造, 吉田政志, 遠藤正雄：電気学会放電研究会資料, ED-81-17 (1981)
- 25) E. Uhlmann : Arch. Elektrotech., 23 (1929) 323
- 26) M.P. Sarma and W. Janischewskij : Proc. IEE, 116 (1969) 161
- 27) S. Badaloni and I. Gallimberti : *Basic Data of Air Discharges*, p. 13, University of Padova Report U Pee 72/05 (1972)
- 28) 御所康七：電気学会雑誌, 87 (1967) 1189
- 29) 高橋雄造, 吉田政志, 安間恭之, 小林繁雄, 遠藤正雄：電気学会放電／絶縁材料合同研究会資料, ED-81-39/EIM-81-56 (1981)