

論 文

電子写真用コロナ帯電器のコロナ放電解析

栗林夏城*, 鳥居卓爾*

(1996年1月31日受理)

Corona Discharge Analysis of Corona Charger in Electrophotography

Natsuki KURIBAYASHI* and Takuji TORII*

(Received January 31, 1996)

Numerical simulation of corona discharge on the discharge device in electrophotography is mainly discussed. The charge density distribution in cylindrical discharger is calculated using the Sarma's method, based on Townsend's theory. The difference in total discharge current between the above calculation and an experimental results is about 20 percent. The validity of the assumption by Sarma that the electrical field strength at wire surface remains discharge onset field strength is confirmed for the case of small diameter discharge wire about 0.06 mm. The calculated results using the assumption, and neglecting discharge region differ from the calculated results considering electron avalanche largely in the discharge region, but they agree well in the ion flow region. It is found that the electric field strength at wire surface is an important boundary condition.

1. ま え が き

電子写真複写機やレーザープリンタにおける感光体の帯電や用紙へのトナーの転写などのプロセスではコロナ帯電器が広く用いられている。近年この設計に数値シミュレーションを利用して効率向上や、最適化を図るという試みが行われている。またコロナ放電におけるイオン流動の数値計算に関する研究も多くなされている¹⁻³⁾。これらはいずれも以下で述べるイオン流動方程式を数値計算したものである。コロナ帯電器の現象は、直径 50 μm 程度の放電ワイヤ近傍の局所的なコロナ放電と、帯電器内空間のイオン流動を別の現象として分けて解析し、2つの解を接続すべきである。しかし文献 1)~3) の計算では放電ワイヤ近傍の放電領域を薄いとして無視し、境界条件として「ワイヤ表面の電界が放電開始電界に留まる」ことを仮定している。

この仮定は Sarma による直流高圧送電線のコロナ損の研究⁴⁾ で示されたことであるが、直径 10 mm 程度の高圧送電線に比べてコロナ帯電器の放電ワイヤの直径は 1/100 以下である。正コロナ放電における 2次電子生成

の役割を担う光イオン化を考慮すると、すなわち、どちらの場合も電界強度は同程度で電離度も 10^{-5} 以下であるため光減衰の距離は同程度となり、生成される光電離イオンの位置を考えると、ワイヤの直径に比べて放電領域が無視できるかどうかは不明である。また境界条件として与える上記の仮定がどの程度の電流範囲まで成立するかどうか不明である。

本報告では、電子写真用コロナ帯電器のシミュレーションを行う際にも、上記の Sarma の仮定が妥当かどうかを放電領域の解析とそれに接続したイオン流動領域の解析により検証した。

まず放電領域では Sarma⁴⁾ が行ったのと同様に円筒座標系において Townsend の放電理論に基づいて解析し、イオン流動領域では連続の式を数値計算した。次に、放電領域を無視し、ワイヤ表面の電界についての Sarma の仮定を用いた近似解法で連続の式を計算した。両者を比較すると、放電領域での電荷密度の計算値は大きく異なるが、それ以外の領域ではほぼ一致することがわかった。

以下では、第 2 章でコロナ放電の現象とモデル化、第 3 章で Townsend の放電理論に基づく放電領域の解析とイオン流動の計算、第 4 章で Sarma の仮定を用いた近似解法について述べた後、2つの方法の比較検討を行う。

2. コロナ放電の現象とモデル化

コロナ帯電器は図 1 のように直径 50 μm 程度の放電

キーワード：コロナ放電，電子なだれ，イオン流動，数値計算

* 日立工機株式会社 勝田研究所 (312 茨城県 ひたちなか市 武田 1060)
Katsuta Research Laboratory, Hitachi Koki Co., Ltd., 1060 Takeda, Hitachinaka-City, Ibaraki, 312 Japan

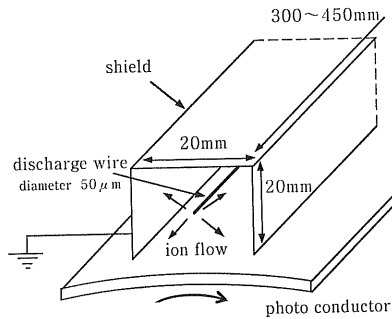


図1 コロナ帯電器概略図
Fig. 1 Corona charger.

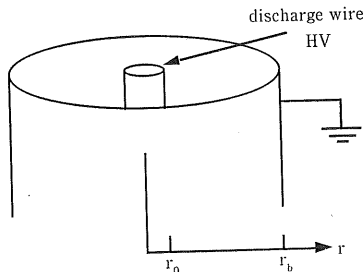


図2 円筒形状放電管
Fig. 2 Cylindrical discharger.

ワイヤとそれを取り囲む金属シールド(アース電位)とからなる。放電ワイヤには数 kV の高電圧が印加され、ワイヤのごく近傍で局所的なコロナ放電が起こり、ここで生成されたイオンなどの荷電粒子が電界に沿って空間を流動し、感光体表面に達したものは表面を帯電させる。コロナ帯電器の現象はコロナ放電、イオン流動、帯電の3つに分けることができる。

図2は円筒型放電管である。ワイヤの直径、ワイヤと内壁との距離がコロナ帯電器の場合とほぼ同じであれば、同様の放電現象を起こすと考えられる。

本論文では定常状態の直流正コロナ放電について図2のような軸対称2次元モデルで考察する。感光体の帯電については考慮しない。

2.1 放電

本論文では電子なだれ(電子衝突による累積電離, すなわち α 作用)の起こるワイヤの極く近傍の領域を放電領域と定義する。この領域では高電界で加速された電子による気体分子の衝突電離, 光イオン化, イオンによる衝突電離, 電子付着等の現象が起こっており, 放電が自己維持され, 定常状態にある。

図2のような円筒型放電管で, 放電ワイヤ半径 $r_0 = 31.5 \mu\text{m}$, 放電管内径 $r_b = 10.5 \text{ mm}$ とすると, ワイヤ印加電圧 HV [V] が 5,000 V の時, ワイヤ表面付近では電界強度は後に示すように $2 \times 10^7 \text{ V/m}$ 程度に達す

る。大気中の電子の平均自由行程は $0.34 \mu\text{m}$ 程度であるから⁵⁾ 衝突エネルギーは平均で約 7 eV となるが, 自由行程の分布を考慮すれば, N_2, O_2 の電離エネルギー 15.8 eV, 12.5 eV を上回るものも十分に存在し, 電子なだれが起こりうる。また N_2 の励起状態 (14.8 eV) からの発光により, わずかではあるが O_2 の光イオン化も行われる。一方, イオンによる衝突電離や電子付着は上記のエネルギー領域ではほとんど無視できる。したがって放電領域では電子による衝突電離のみが支配的で, 光イオン化により生成された電子は放電の自己維持のための2次電子としての役割を担う。以上のことを考慮して Sarma は支配方程式として次式を与えた⁴⁾。

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{J}_e = \alpha \mathbf{J}_e & (1) \\ \text{div } \mathbf{J} = 0 & (2) \\ \mathbf{J} = \mathbf{J}_{\text{ion}} + \mathbf{J}_e & (3) \\ \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{q}{\epsilon_0} & (4) \\ q = e(n_{\text{ion}} - n_e) & (5) \end{cases}$$

ここで, 式中の記号は

α [1/m]	: Townsend の第1電離係数
\mathbf{J} [A/m ²]	: 全電流密度
\mathbf{J}_e [A/m ²]	: 電子電流密度
\mathbf{J}_{ion} [A/m ²]	: 正イオン電流密度
n_e [number/m ³]	: 電子密度
n_{ion} [number/m ³]	: 正イオン密度
q [C/m ³]	: 電荷密度
\mathbf{E} [V/m]	: 電界強度
e [C]	: 素電荷
ϵ_0 [F/m]	: 真空の誘電率

である。

式(1)は電子衝突による累積電離を, 式(2)は電流連続を表す。式(4)は電界を表すポアソンの式である。Townsend の第一電離係数 α [1/m] と電子付着係数 η [1/m] はともに E/p (電界/圧力) の関数であるが, $\alpha(E/p) = \eta(E/p)$ となる位置 r_1 [m] で電子なだれが起こらなくなり, 放電領域の境界となる。Sarma は以上の式を解いて, 直径 10 mm, 地上からの距離 10 m 程度の高圧送電線の場合に前述の仮定が成り立つことを示したが, 本論文では図2のような円筒型放電管で $r_0 = 31.5 \mu\text{m}$, $r_b = 10.5 \text{ mm}$ の場合について計算し, さらに放電領域での電界, 電子密度, イオン密度の分布についても求めた。その際, 放電領域でのイオン種を N_2^+ とみなした。

2.2 イオン流動

イオン流動領域では電子なだれが起こらず, 電子密度は小さいため無視でき, 正イオンの流動拡散のみが支配的である。支配方程式は正イオンによる電流連続の式とポアソンの式である⁶⁾。式(2)~(5)で電子密度に關す

る項を除くと次式になる。

$$\text{div } \mathbf{J} = 0 \quad (6)$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\text{ion}} \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (8)$$

$$q = en_{\text{ion}} \quad (9)$$

正イオンの運動は電界 E [V/m] に沿った連続流とみなすことができ、その流動速度は次式で与えられる⁶⁾。

$$\mathbf{v} = \mu_{\text{ion}} \mathbf{E} \quad (10)$$

ただし、 μ_{ion} [m²/Vs] は正イオンの移動度である。

また流動に比べて拡散を無視できる⁶⁾ のでイオン電流密度 J_{ion} [A/m²] は次のように表すことができる。

$$\mathbf{J}_{\text{ion}} = q\mathbf{v} = q\mu_{\text{ion}} \mathbf{E} \quad (11)$$

3. Townsend の放電理論に基づく解法

図2の円筒型放電管について、Sarma が行ったのと同様の解析を行う。

3.1 電子なだれの計算

式(1)~(5)を円筒座標系で書き直すと、

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dn_e}{dr} + \frac{n_e}{r} &= -\alpha n_e \end{aligned} \right. \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dJ}{dr} + \frac{J}{r} &= 0 \end{aligned} \right. \quad (13)$$

$$\left\{ \begin{aligned} J &= J_{\text{ion}} + J_0 \end{aligned} \right. \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dE}{dr} + \frac{E}{r} &= \frac{e}{\epsilon_0} (n_{\text{ion}} - n_e) \end{aligned} \right. \quad (15)$$

となる。式(12)では電流密度から電子密度による表式に直している。また α の負符号は座標軸のとり方による。全放電電流をワイヤの単位長さ当たり I_0 [A] とすると、式(13)より

$$J = \frac{I_0}{2\pi r} \quad (16)$$

が得られる。また、式(10)、(11)のように連続流とみなせるため

$$J_0 = -en_e \mu_e E \quad (17)$$

$$J_{\text{ion}} = en_{\text{ion}} \mu_{\text{ion}} E \quad (18)$$

と書き換えることができるので、式(14)、(16)~(18)から J 、 J_{ion} 、 J_0 を消去して次式が得られる。

$$n_{\text{ion}} = \left(\frac{I_0}{2\pi r e E} + \mu_e n_e \right) \mu_{\text{ion}} \quad (19)$$

さらに式(19)を式(15)に代入して n_{ion} を消去できる。したがって、未知数を $n_e(r)$ 、 $E(r)$ とする次の連立微分方程式が得られる。

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dn_e}{dr} &= \left(-\alpha - \frac{1}{r} \right) n_e \end{aligned} \right. \quad (20)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dE}{dr} &= -\frac{E}{r} + \frac{I_0}{2\pi \epsilon_0 \mu_{\text{ion}} r E} + \frac{e}{\epsilon_0} \left(\frac{\mu_e}{\mu_{\text{ion}}} - 1 \right) n_e \end{aligned} \right. \quad (21)$$

3.2 光イオン化の計算

放電領域の境界 $r=r_1$ においては、領域各部からの発光による光イオン化により2次電子が生成される。この量は、 $r_0 < r < r_1$ における励起状態の N_2 分子密度、光の減衰率 μ_p 、光イオン化係数 γ_p を使って次のように表せる⁴⁾。

$$n_{e-\text{phot}}(r_1) = \gamma_p \int_{r_0}^{r_1} \alpha(r) n_e(r) g_1(r) e^{-\mu_p(r_1-r)} dr \quad (22)$$

μ_p [1/m] : 光の減衰率
 γ_p : 光イオン化係数
 $g_1(r)$: 形状因子

すなわち、位置 r では電子密度 $n_e(r)$ により $\alpha \times n_e(r)$ の励起分子が生成され、これから放射される光が単位長さ当たり $1/\mu_p$ の割合で減衰しつつ r_1 の位置に到達し、 γ_p の割合で光イオン化を起こす。ここで、励起分子を生成する確率を電離係数 α と等しくとっているが、この理由は N_2 の電離エネルギー 15.8 eV と励起エネルギー 14.8 eV が近いためである⁷⁾。

$g_1(r)$ は光の行路長の計算に関する形状因子で径方向とワイヤの軸方向の因子の積として次のように与えられる⁷⁾ (図3, 4参照)。

$$g_1(r) = g_{\text{rad}}(r) g_{\text{ax}}(r) \quad (23)$$

$$g_{\text{rad}}(r) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{e^{-\mu_p(r_1-r)}} \int_0^{\pi - \sin^{-1} \frac{r_0}{r}} e^{-\mu_p |\bar{r}_1(\varphi) - \bar{r}|} d\varphi \quad (24)$$

$$g_{\text{ax}}(r) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{e^{-\mu_p(r_1-r)}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\mu_p \frac{r_1-r}{\cos \theta}} d\theta \quad (25)$$

3.3 イオン流動の計算

イオン流動の方程式(6)~(11)を未知数を E 、 q とし円筒座標系で書き換えると次式になる。

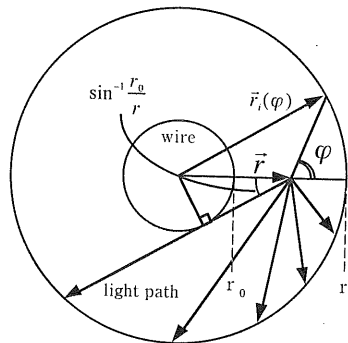


図3 径方向光路図

Fig. 3 Diagram for propagation of photons in the ionization zone in the radial directions.

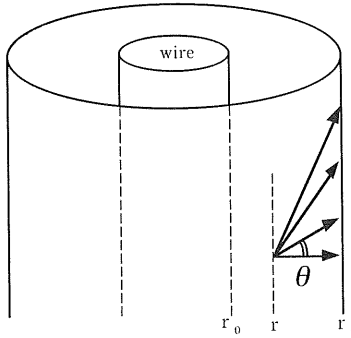


図 4 軸方向光路図

Fig. 4 Diagram for propagation of photons in the ionization zone in the axial directions.

$$\begin{cases} \frac{dq}{dr}E + q\left(\frac{dE}{dr} + \frac{E}{r}\right) = 0 & (26) \\ \frac{dE}{dr} + \frac{E}{r} = \frac{q}{\epsilon_0} & (27) \end{cases}$$

イオン流動の領域は $r_1 < r < r_b$ である。式(26), (27) はそれぞれ q, E の1階の微分方程式であるため1個の境界条件が必要になるが、前節の放電領域の計算で求められる位置 r_1 での値 $E(r_1), q(r_1)$ を境界条件として与えることができる。したがって、放電領域とイオン流動領域を接続して円筒型放電管内の電界 $E(r)$ と電荷密度 $q(r)$ を求めることができる。なお、前節では全電流 I_0 をパラメータとして計算したが、 r_0 から r_b までの $E(r)$ の積分を行い、ワイヤ表面の電位が印加電圧 HV になるように I_0 を選ぶことで、与えられた HV に対して $E(r), q(r)$ を求めた。

3.4 数値計算方法

放電領域 ($r < r_1$) の計算では、全電流 I_0 を与え、 $E(r_0)$ を仮定し、式(20), (21)を解いて求めた $n_0(r)$ が、 $r=r_1$ で式(22)に一致するように $E(r_0)$ を反復計算する。ワイヤ表面に流入するのは電子電流のみであるから式(16)より、境界条件として

$$\frac{I_0}{2\pi r_0} = en_0(r_0)\mu_0 E(r_0) \quad (28)$$

が成り立つ。

イオン流動領域 ($r > r_1$) の計算では、式(26), (27)を境界条件 $E(r_1), q(r_1)$ を用いて数値積分する。計算のフローを図5に示す。

計算で使ったパラメータ α は式(29)のように表すことができる。式中の定数 A, B は表1に与えた⁴⁾。また μ_0, μ_{10n} は文献(8), (9)の実験データからカーブフィッティングして $\mu_0 = 3.1E^{-0.3011} [\text{m}^2/\text{Vs}]$, $\mu_{10n} = 1.588 \times 10^{-8} E^{-0.125} [\text{m}^2/\text{Vs}]$ と決めた。 μ_{10n} については N_2 中の N_2^+ の移動度で代用した。

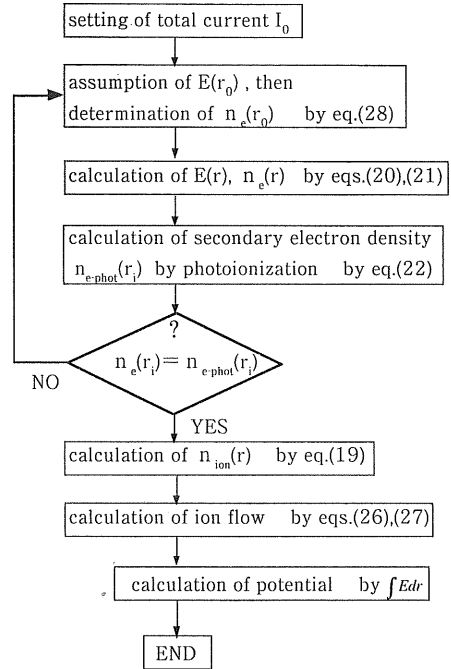


図 5 計算のフロー

Fig. 5 Flow chart of calculation in the discharge and the ion flow region.

表 1 Townsend の第一電離係数 α のパラメータ

Table 1 Parameter A, B for Townsend's coefficient α .

E/p [kV/cmTorr]	A	B
$25 < E/p < 60$	4.778	221
$60 < E/p < 240$	9.682	264.2
$240 < E/p < 800$	15	365

さらに文献(4)の値を用いて $\mu_p = 6 \times 10^{-2} \text{m}^{-1}$, $r_p = 10^{-4}$ とし、 $\alpha = \eta$ となる電界強度 $E_{\alpha=\eta}$ は $2.43 \times 10^6 \text{V/m}$ ($E/p = 32 \text{kV/cm Torr}$) と定めた。なお、 r_1 は電界強度が $E_{\alpha=\eta}$ となる位置として求められ、 $E(r_0)$ を反復することに更新する。

$$\frac{\alpha}{p} = Ae^{-\frac{B}{E/p}} \quad (29)$$

3.5 計算結果

図2の円筒型放電管の電流-電圧特性を図6に示す。 $r_0 = 31.5 \mu\text{m}$, $r_b = 10.5 \text{mm}$ とした。図6の実験で使った放電管は長さ 10 cm のステンレスパイプの両端にプラスチックの円板をはめ込み、円板の中心にあげた穴に放電ワイヤを通して作製したものである。パイプとアースの間に置いた電流計で放電電流を測定した。計算値は実験値より 20% ほど大きいのが、放電のパラメータが正

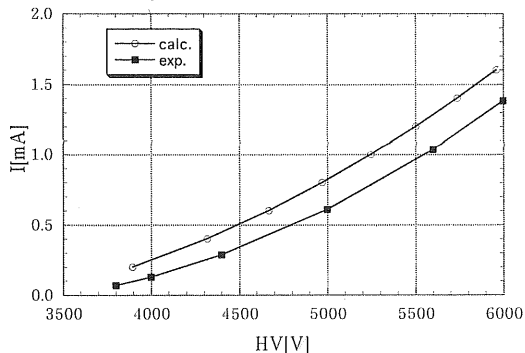


図6 円筒型放電管の電圧-電流特性
Fig. 6 Current-voltage characteristics of cylindrical discharger.

確には与えられていない状況では良く一致していると思われる。

図7に $n_{ion}(r)$, $n_e(r)$ の分布を示す。 $\mu_{ion} \ll \mu_e$ ゆえ電子はほとんど空間に存在しない。放電領域では電子なだれを考慮して $n_e(r)$ を求める必要があるが、イオン流動領域では $n_e(r)$ を無視してよいことがわかる。また、計算では $r_1 = 0.23 \text{ mm}$ となり、放電領域の厚さはワイヤ径に比べて無視できない。

図8は全電流 I_0 を変えた場合のワイヤ表面の電界強度を示したものである。全電流 I_0 を0から10 mAに上げてワイヤ表面の電界 $E(r_0)$ は1%しか変化していないことがわかる。実用のコロナ帯電器では $I_0 < 1 \text{ mA}$ である。すなわち、「ワイヤ表面の電界は電圧を上げていっても放電開始電界に留まる」という仮定が成り立つ。

なお、Sarma は直径 10 mm の高圧送電線の場合で図8と同様の結果を示したが電荷密度の分布や r_1 については述べていない。そこで今回 r_1 を計算したところ 4.6 mm となった。

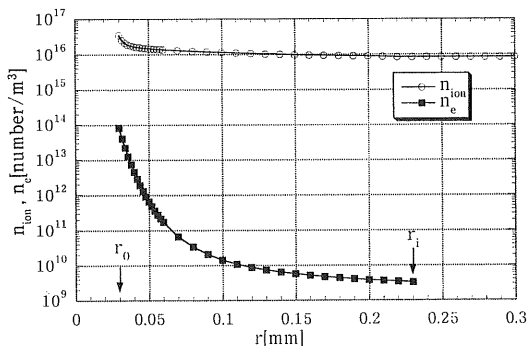


図7 電子密度とイオン密度分布
Fig. 7 Distribution of electron and ion density.

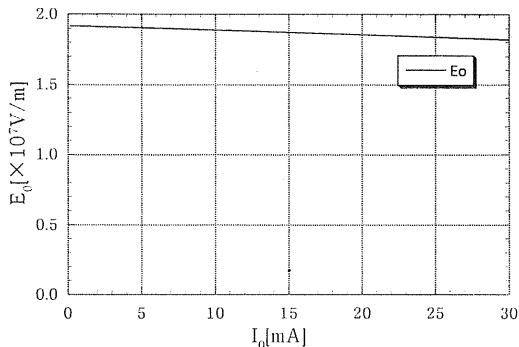


図8 全電流に対するワイヤ表面の電界強度
Fig. 8 Electric field strength at wire surface.

4. Sarma の仮定を用いた近似解法

4.1 計算方法

Sarma は、放電開始電界がわかっている場合、電荷がないとした時の電界を既知として、次の2つの仮定により高圧送電線における定常のイオン流動方程式を送電線表面から発する電気力線の経路ごとに解いた¹⁰⁾。

仮定 (1) 放電により生成された電荷のため、電界は電荷がない場合と異なるが、その方向は変わらず、大きさのみが変わる。

仮定 (2) 放電領域は薄いと無視し、放電ワイヤ表面での電界強度は放電開始電界に留まる。

仮定 (1) は電荷密度が非常に大きくなると成り立たなくなるが、コロナ帯電器で実現される電流の領域では成立すると考えられる。仮定 (2) は図8の計算結果より妥当と考えられる。イオン流動方程式は以下のようなる。

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{q}{\epsilon_0} \tag{30}$$

$$\text{div } \mathbf{J} = \nabla q \cdot \mathbf{E} + q \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \tag{31}$$

$$\mathbf{E} = \xi \mathbf{E}' \tag{32}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}' = 0 \tag{33}$$

ここで、 \mathbf{E}' は電荷がないとした時の電界で既知である。

式 (32), (33) は仮定 (1) を表したものである。これから \mathbf{E} を消去すると

$$\xi q = \xi_0 q_0 = \text{const.} \tag{34}$$

$$\frac{1}{q^2} \frac{dq}{ds} = -\frac{1}{\epsilon_0 \xi E'} \tag{35}$$

が得られる。また、 ξ_0, q_0 はワイヤ表面での値で仮定 (2) により ξ_0 は既知である。 ds は電気力線の経路に沿った長さである。さらに ξ を消去して式 (35) を積分すると

$$\frac{1}{q^2} - \frac{1}{q_0^2} = \frac{2}{\epsilon_0 \xi_0 q_0} \int \frac{ds}{E'} \tag{36}$$

となり、次の電位差の条件を満たすように反復して q_0 および q を求めることができる。

$$\int Eds = \int \xi E' ds = \xi_0 q_0 \int \frac{E'}{q} ds = HV \quad (37)$$

また、境界条件としてワイヤ表面での電界 E_0 を与えること、すなわち ξ_0 を与えることと電荷密度 q_0 を与えることは同等であることがわかる。

4.2 放電開始電界

表2に長さ10 cmの円筒型放電管を使って求めた放電開始電界の実験値を示す。放電開始の判定は、フルスケール1 μ Aの電流計でモニターしながら、ワイヤ印加電圧 HV を徐々に上げていき、急激に電流値が増大する点を観測することで行った。その時の電界強度はラプラス方程式の解として次式で求めた。

$$E(r) = \frac{HV}{\log(r_b/r_0)} \frac{1}{r} \quad (38)$$

なお、第3章で述べたTownsendの放電理論による計算結果から全電流値 I_0 を0に外挿して予測される値と、よく知られているピークの実験式(39)^{1D}による値も併せて示してある。

$$E_0 = 31\delta \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta r_0}} \right) \text{ [kV/cm]} \quad (39)$$

$$\delta = \frac{0.392p}{273+t} \quad p \text{ [Torr], } t \text{ [}^\circ\text{C]}$$

δ : 相対空気密度

表2より放電開始電界はほぼワイヤ径によって決まることがわかる。なお以下の計算では実験値を使った。

4.3 計算結果およびTownsendによる放電理論に基づく解法との比較

図2の円筒型放電管について計算値を比較した。比較結果を図9~11に示す。

電位 ϕ は q の存在による影響をあまり受けないため、全領域にわたってほぼ一致しているが、電荷密度 q は $r < r_1$ で顕著な差がある。Sarmanの仮定を用いた近似解法では放電領域を無視しているのだから当たり前である

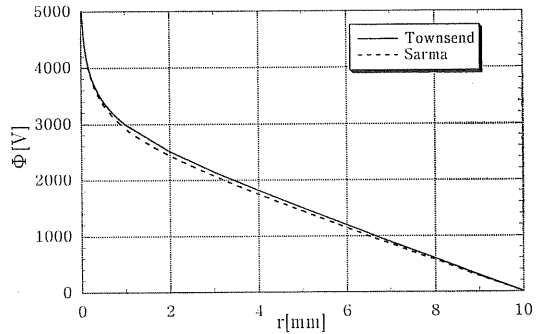


図9 電位分布

Fig. 9 Distribution of electric potential.

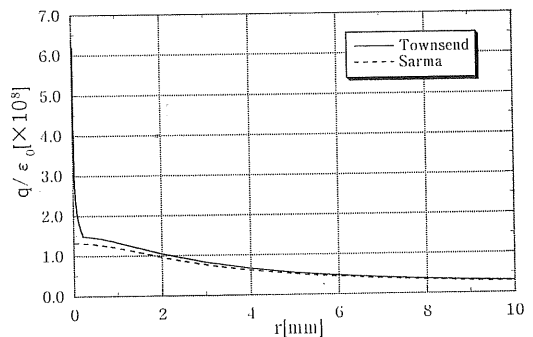


図10 電荷密度分布

Fig. 10 Distribution of charge density.

が、どちらの方法も「ポアソンの式」と「連続の式」を解いており、境界での値が同じであるから、つまり $E(r_0)$ = 放電開始電界、 $\phi(r_0) = HV$ 、 $\phi(r_b) = 0$ であるため全体として同様の結果になる。Townsendの放電理論に基づく解法では $r < r_1$ では電子なだれによる効果が加わり、また、 μ_{ion} も大きく変化するため q に差が出る。 $r > r_1$ では全く同じ式を解いており、 $r = r_1$ での値が一致していれば結果は一致する。逆に言えば、 $r = r_1$ で q の値がほぼ一致していることで放電領域を無視してもそ

表2 放電開始電界

Table 2 Electric field strength at discharge onset.

wire radius r_0 [μ m]	31.5			41.5		50	
cylinder radius r_b [mm]	10.5	10.5	20.5	10.5	15.0	10.5	15.0
experimental onset voltage [V]	3,550	3,770	4,000	3,920	4,160	4,150	4,470
onset field strength [$\times 10^7$ V/m]	1.19	1.94	1.96	1.71	1.70	1.55	1.56
from Townsend calc. [$\times 10^7$ V/m]	1.89	1.89	1.89	1.68	1.68	1.55	1.55
from Peek's formula [$\times 10^7$ V/m]		2.00		1.78			1.53

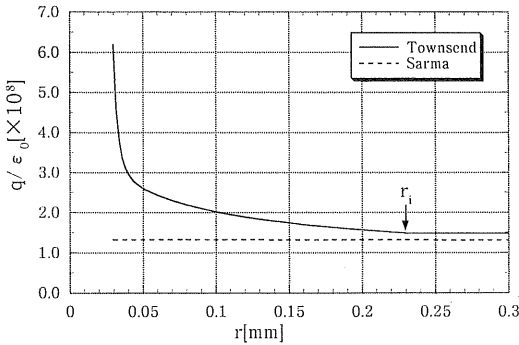


図 11 電荷密度分布 (ワイヤ近傍)

Fig. 11 Distribution of charge density near the discharge wire.

れ以外の領域ではほぼ同じ結果が得られる。

5. ま と め

ワイヤ直径 $63 \mu\text{m}$ 、内径 10.5 mm の放電管のコロナ放電について、Townsend の放電理論に基づく解法と、Sarma の仮定を用いた近似解法を比較し、両者は放電ワイヤ近傍を除いて大体一致することを確かめた。

放電領域の解析ではイオン移動度などの放電パラメータの精度が計算精度に直接影響を与えるため、どこまで定量的にシミュレートできたかは疑問であるが、定性的には妥当な結果が得られた。本論文では定常正コロナについて述べたが定常負コロナの場合も同様の考え方で計算でき、Sarma は「ワイヤ表面の電界が放電開始電界に留まる」ことを示している⁴⁾。本論文で示した計算は Sarma⁴⁾、Aleksandrov⁷⁾ らの解析をもとにしたものである。

コロナ帯電器のシミュレーションとしてはワイヤ近傍

ではなく感光体表面付近の電荷分布を問題にするため、放電領域を無視して Sarma の仮定を用いてイオン流動方程式を解けばよいことになる。コロナ放電現象の詳細には立ち入らずに、「ワイヤ表面の電界が放電開始電界に留まる」という境界条件を使えばよい。

AC コロナについては、扱うパラメータが多くなり時間依存を考慮しなければならないが、原理的には同様の方法で可能かもしれない。ただし、計算の煩雑さから円筒座標系以外では適用が困難である。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、日立工機(株)安西主管研究員には多くの励ましと有益な示唆を頂き、感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 渡辺好夫：静電気学会誌，14 (1990) 494
- 2) T. Nakamura, S. Sakai, O. Yashima, H. Igarashi and T. Honma : *The 9th Int. Cong. Non-Impact Printing Tech./Japan Hardcopy '93*, p. 93, IS&T, Japan (1993)
- 3) 服部正行, 浅野和俊：電気学会論文誌 A, 106 (1986) 95
- 4) M.P. Sarma and W. Janischewskyj : *Proc. IEE*, 116 (1969) 161
- 5) 鳳誠三郎, 関口 忠, 河野照哉：電離気体論, p. 19, オーム社 (1989)
- 6) 河野照哉, 宅間 董：数値電界計算法, p. 189, コロナ社 (1980)
- 7) G.N. Aleksandrov : *Soviet Phys. Tech. Phys.* (1956) 1714
- 8) J.L. Pack and A.V. Phelps : *Phys. Rev.*, 121 (1961) 798
- 9) R.N. Varney : *Phys. Rev.*, 89 (1953) 708
- 10) M.P. Sarma and W. Janischewskyj : *IEEE Trans. Power Apparatus and Systems*, PAS-88 (1969) 718
- 11) 界 孝夫：放電現象演習, p. 36, 朝倉書店 (1985)