

## 論 文

## 電子写真用コロナ帯電器の放電シミュレーション

渡辺好夫\*

(1990年6月22日受理)

Numerical Simulation of Electric Discharge in  
Corona Devices in Electrophotography

Y. WATANABE\*

(Received June 22, 1990)

A numerical scheme to analyze the electric discharge process in corona devices is proposed. The time-dependent continuity equations of ions and the Poisson equation of electrostatic field are solved using the finite difference method on the boundary-fitted coordinate system. It is assumed that the generation of ions occurs on the surface of the discharge electrode, and that the surface electric field strength is less than the onset strength of discharge. The scheme can compute the spatial distribution of the ion density and the electric potential, and predict the charge-up of photoconductors of various type of corona devices in electrophotography. The scheme is applied to two cases of the discharges in a cylinder and in a cylindrical corona device. The excellent agreement is shown between the numerical and the experimental results. A square corona device with and without extra dielectric films controlling the electric potential are also analyzed, and it is found that these films improve the efficiency of corona devices.

## 1. まえがき

電子写真技術における、帯電・転写・分離・除電等のプロセスでは、コロトロン・スコロトロンと呼ばれるコロナ放電を利用した帶電器が広く用いられている<sup>1-3)</sup>。従来、これらの帶電器に対して、様々な改良がなされてきたが、さらに開発・設計を効率良く進めるためには、実験的手法に加えて、数値シミュレーション等による解析手法を確立することが望まれる。これまでの解析的研究としては、Schaffert<sup>1)</sup>による円筒電極形状についての理論解析や、Springett et al.<sup>4)</sup>による放電ワイヤ近傍の扱いを近似した解析等がみられるが、帶電器の形状の自由度や、感光体表面の帶電過程の追跡という点では、なお十分とは言えない。本論文の目的は、これらの解析の制限を取り除き、より一般的に電子写真用コロナ帯電器の放電挙動と、感光体の帶電プロセスを解析しうる数値計算の手法を提案することにある。

コロナ放電挙動の解析の多くは、直流高電圧送電にお

けるコロナ損の研究<sup>5-7)</sup>を目標とした、有限要素法<sup>9)</sup>等による定常状態のイオン流解析である。しかし、分離・除電プロセス等に用いる帶電器や、近年研究の進められている電界誘導型帶電器<sup>8)</sup>では交流を印加する場合もあるため、本提案手法では、イオン流の時間依存の解析ができるよう拡張した。加えて、近年、流れ計算でしばしば用いられる一般化座標系上の差分法<sup>10,11)</sup>を採用して、計算の高速性、物理的モデリングの容易さという差分法の利点と、形状表現の柔軟性との両立を図った。

以下、第2章ではイオン流の基礎方程式について、第3章ではその計算手法について述べる。第4章ではこの手法の円筒電極放電への適用を、第5章ではコロトロン帶電器への適用を示し、最後に、結論を掲げたい。

## 2. コロナ放電挙動の基本式

## 2.1 基本式

第1章で述べたように、電子写真用の帶電器では交流を印加する場合もあるため、イオンの密度分布の非定常な挙動を追跡するとともに、交流印加電圧が大きな場合に生ずる正・負両方のコロナ放電の発生を考慮できなくてはならない<sup>7,12)</sup>。従って、正・負のイオンの連続の式は、次のようになる。

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \operatorname{div} J_p = -R_e \cdot n_p \cdot n_n \quad (1)$$

キーワード：コロナ放電、放電シミュレーション、イオン流れ、電子写真、帶電器

\* 株式会社リコー中央研究所 (223 横浜市港北区新栄町 16-1)

Research and Development Center, RICOH Company Ltd., 16-1 Shin'ei-cho, Kohoku-ku, Yokohama, 223 Japan

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \operatorname{div} J_n = -R_e \cdot n_p \cdot n_n \quad (2)$$

$$J_p = \mu_p \cdot E \cdot n_p \quad (3)$$

$$J_n = -\mu_n \cdot E \cdot n_n \quad (4)$$

ここで、 $n_p$ ,  $n_n$ ,  $J_p$ ,  $J_n$ ,  $\mu_p$ ,  $\mu_n$  はそれぞれ正イオン・負イオンの個数密度、流束、移動度である。また、 $E$ ,  $R_e$  は、それぞれ電界強度、再結合係数を示す。一般に大気圧中のイオンの流れでは、拡散の効果は小さいため、拡散項は省略した<sup>5)</sup>。また、空気の電離の生じている領域は、放電電極近傍のごく薄い領域なので、境界条件として扱った。境界条件については、次節で述べる。

一方、イオンの移動速度は、イオン自身による電界と外部回路からの印加電界によって定められる。この電界は次の Poisson 方程式で与えられる。

$$\operatorname{div} D = e(n_p - n_n) \quad (5)$$

$$D = \epsilon E = -\epsilon \cdot \operatorname{grad} \phi \quad (6)$$

ここで、 $\epsilon$ ,  $D$ ,  $\phi$ ,  $e$  はそれぞれ誘電率、電束密度、電位および電荷素量を示す。

電子写真用帶電器の解析では、感光体を初めとする種々の誘電体を考慮する必要があり、Poisson 方程式(5)も誘電体を含めて解く必要がある。しかし、イオンの流れに関しては、誘電体内部では伝導電流  $eJ_p$ ,  $eJ_n$  は流れず、また、いったん誘電体表面に到達したイオンは、表面上に付着して、逆方向電界が発生しても、表面から逃げ出すことはないと仮定した。

## 2.2 境界条件

電子写真用帶電器は、通常、放電電極として細いワイヤ（直径 30~100 μm）を用いている。このため、電界強度の強い領域はワイヤのごく近傍であり、従って、空気の電離もワイヤの近傍領域に限られている。本解析では、直流高电压送電の解析<sup>5,7)</sup>と同様、大局的な空間制限電流に着目することとして、この電離現象の発生している領域は、解析の境界条件として扱った。

より具体的には、コロナ放電の生ずるワイヤ上においては、図 1 に示したように、ワイヤ上の電界が、指定された放電開始電界以下になるように、放電が生じてイオンを生成するとしている。すなわち、正イオンにおいては、

$$E \begin{cases} = E_{p0} & \dots \text{放電領域に対して} \\ < E_{p0} & \dots \text{非放電領域に対して} \end{cases} \quad (7)$$

とした。ここで、 $E_{p0}$  は正イオンの放電開始電界を示す。放電領域のイオンの生成量は、境界条件(7)を満たすように self-consistent に定める。すなわち、放電電極の電界強度を、放電が維持できる範囲で最小になるよう、イオンは生成されることとなる。この条件は、定常

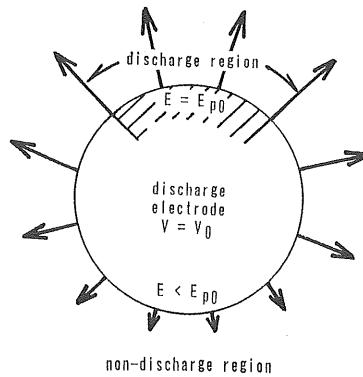


図 1 放電電極表面の境界条件

Fig. 1 Boundary condition at the discharge electrode.

計算には頻繁に採用されており、妥当な結果を与えると報告されている<sup>5,9,12)</sup>が、非定常な解析でも、空気の電離が生じている領域の特徴的な時間スケールより、ゆるやかな時間変化の現象に着目している時には成立すると考えられる。実際、以下で考察するチャージャワイヤ近傍の電離領域は、高電界で極めて薄く、1 ns オーダーで現象が進行するであろう<sup>5)</sup>。従って、帶電器の解析に関して興味のある、およそ 1 μs 以上の時間スケールの解析に、この条件を適用することは、妥当である。さらに、境界条件(7)は、放電電極上の電離領域をあらかじめ仮定せず、計算の結果として求めている。従って、放電電極への印加電圧が低くなるにつれ、放電領域が電極上的一部に限定される様子も捉えることができる。負イオンについても、正イオンと同様、放電開始電界を  $-E_{n0}$  とする条件(7)と類似の条件を用いた。

放電電極以外の電極や、解析領域の境界からは、イオンの流入はなく、また、電位については、すべての電極や解析領域境界に対して、Dirichlet 型の電位を指定する条件を採用した。

## 3. 数値解法

### 3.1 一般化座標系上での表現

一般化座標系上では、第 2・1 節に示した 2 次元正・負イオンの連続の式および Poisson 方程式は次のように表現できる<sup>10,11)</sup>。

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} (\sqrt{g} \cdot \mu_p \cdot E^\alpha \cdot n_p), \alpha = -R_e \cdot n_p \cdot n_n \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} - \frac{1}{\sqrt{g}} (\sqrt{g} \cdot \mu_n \cdot E^\alpha \cdot n_n), \alpha = -R_e \cdot n_p \cdot n_n \quad (9)$$

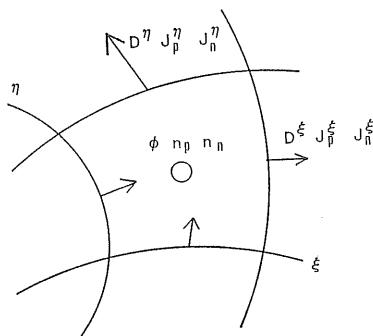


図2 一般化座標系上の物理量の配置

Fig. 2 Arrangement of the physical quantities on the boundary-fitted coordinate.

$$\frac{1}{\sqrt{g}}(\sqrt{g} \cdot D^\alpha), \alpha = e(n_p - n_n) \quad (10)$$

$$D^\alpha = \epsilon E^\alpha = -\epsilon \cdot g^{\alpha\beta} \cdot \phi, \beta \quad (11)$$

ここで、 $g^{\alpha\beta}$ はメトリックテンソル、 $\sqrt{g}$ は座標変換のヤコビアン、 $\alpha, \beta$ 等のギリシャ文字は一般化座標を示すインディクスである。また，“”は偏微分を示し、さらに、Einsteinの略記法を用いた。メトリックに関する量は次のようになる。

$$\sqrt{g} = x_\xi \cdot y_\eta - x_\eta \cdot y_\xi \quad (12)$$

$$g^{\alpha\beta} = \frac{1}{g} \begin{bmatrix} x_\eta^2 + y_\eta^2 & -(x_\xi \cdot x_\eta + y_\xi \cdot y_\eta) \\ -(x_\xi \cdot x_\eta + y_\xi \cdot y_\eta) & x_\xi^2 + y_\xi^2 \end{bmatrix} \quad (13)$$

ここで、 $x, y$ はCartesian座標値、 $\xi, \eta$ は一般化座標値を示す。また、 $x_\xi$ 等は $x$ の $\xi$ による偏微分を表す。他の記号も同様である。

### 3.2 一般化座標系上の差分化

上記の式の差分化にあたって、まず、この一般化座標系に基づく計算格子を、Thompson et al.<sup>10)</sup>と類似の手法により、橢円型偏微分方程式を解くことによって生成する。この格子において、図2に示すように、 $n_p, n_n$ および $\phi$ を計算セルの中央にとり、それらから求められる $D^\alpha$ 、および $J^\alpha$ を計算セル表面に配置すると、式(8)～(10)の各発散項は次のように差分化できる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{g}}(\sqrt{g} \cdot f^\alpha), \alpha \sim \\ & \frac{1}{\sqrt{g} i_j} \left[ \frac{1}{\delta \xi} \{ (\sqrt{g} \cdot f^\xi)_{i+1/2,j} - (\sqrt{g} \cdot f^\xi)_{i-1/2,j} \} \right. \\ & \left. + \frac{1}{\delta \eta} \{ (\sqrt{g} \cdot f^\eta)_{i,j+1/2} - (\sqrt{g} \cdot f^\eta)_{i,j-1/2} \} \right] \end{aligned} \quad (14)$$

ここで、 $f^\alpha$ は式(8)～(10)のイオン流束 $J_p, J_n$ また

は電束密度 $D$ に対応する。 $i, k, i+1/2, j+1/2$ は、それぞれ、 $\xi$ および $\eta$ 方向の計算セル中央およびセル表面のインデックス、 $\delta\xi, \delta\eta$ はそれぞれ、 $\xi$ および $\eta$ 方向の計算格子間隔を示す。イオンの連続の式(8)、(9)およびPoisson式(10)を計算セルにわたって積分すると、これらの各発散項は、式(14)と同形となる。従って、これらの差分式は、イオン流束とイオン個数密度の時間変化、および電束密度 $D$ と電荷の満たすべき保存的関係を、有限の計算格子においても正しく満たしている。

式(8)～(9)に現れるイオン流束 $J_p, J_n$ に対しては、次に示す、部分的な上流差分法を用いた：

$$\begin{aligned} J_{p,i+1/2,j} &= (\mu_p \cdot E^\xi \cdot n_p)_{i+1/2,j} \\ &= \frac{1}{2} (\mu_p E^\xi)_{i+1/2,j} \\ &\times \{ n_{p,i+1/2,j} + n_{p,i-1/2,j} - \text{sign}(\mu_p E^\xi) \\ &\times (n_{p,i+1/2,j} - n_{p,i-1/2,j}) \} \end{aligned} \quad (15)$$

$J_{p^\eta}, J_{n^\xi}, J_{n^\eta}$ に関しても同様である。ここで、 $\alpha$ は上流化の程度を表すパラメータで、 $\alpha=1$ は完全上流差分に、 $\alpha=0$ は中心差分に対応している。一般に、中心差分の方が数値拡散も少ないが、安定性に劣る。しかし、本提案手法では、以下で述べるように、完全陰解法を用いて時間積分するため、中心差分法でも、安定に計算できる場合もある。また、その他の偏微分項には、中心差分を用いた。

### 3.3 時間積分

前節で述べた空間に関する差分式の時間積分に当っては、完全陰解法を用いた。すなわち、各差分式の時間項以外のすべての物理量は求めるべき時刻 $t=t^{n+1}$ で評価する。時間項は前進差分を用いる。このようにして、得られた非線形代数方程式をNewton-Raphson法を用いて計算する。この時、 $n_p, n_n, \phi$ は同時に未知数として扱い、導かれた連立方程式は、非零要素のみを格納するGaussの消去法を用いた<sup>13)</sup>。

### 3.4 境界条件の扱い

第2.2節で述べた境界条件に対応して、数値的には次のように処理する。

#### (1) 放電電極以外の境界・放電電極上の非放電領域

この境界から、考えているイオンが流入する場合は、境界のイオン密度を0とする。逆に、その境界に向けてイオンが流出する場合は、境界のイオン密度をその上流側の計算セルの密度に等値する。

#### (2) 放電電極上の放電領域

コロナ放電により、放電電極境界の電界強度は、放電開始電界に留まるとする。従って、図3に示すように、放電している境界では、電位とともに電界強度が指定され、放電境界に隣接している計算セルの電位は境界条件

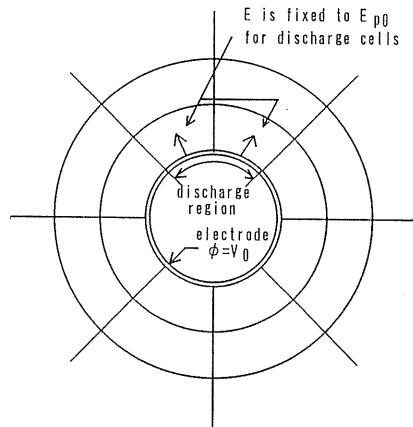


図3 放電電極表面の境界条件の計算方法

Fig. 3 Numerical method for the boundary condition at the discharge electrode.

のみから決められる。計算格子が電極隣接セルで直交するように取ると、正コロナ放電のときは電位は次のようになる。

$$\phi = V_0 - \frac{E_{p0}}{2 \cdot \sqrt{g^{\xi\xi} / \delta \xi}} \quad (16)$$

ここで、 $V_0$ 、 $g^{\xi\xi}$  はそれぞれ、電極表面での指定電位およびメトリックである。この式は、放電しているセルの正イオンの連続の式の代替として考えねばならない。なぜならば、この式によって放電電極隣接セルから放出される正イオンの量が決定されるからである。負イオンについても同様の処理を行う。

### (3) 放電している境界の判定

各計算セルの放電状態については、次のようにして判定される。すなわち、Newton-Raphson 法の反復が第  $k$  回目を終了した時の放電状態に基づき、第  $k+1$  回目のイオンの連続の式や Poisson の式を計算した後のイオン密度・電界強度から、第  $k+1$  回終了時の放電状態を表 1 のように更新する。

### 4. 円筒電極放電解析による精度検討

前章で述べた計算手法の精度を検討するため、円筒電極間のコロナ放電について解析を行った。この円筒電極放電は、コロトロン等の電子写真用帶電器の放電条件に近く、また、実験および定常解析の結果が、既に報告されており<sup>⑨</sup>、本提案手法の精度検討として好適である。図 4 に、解析対象の幾何形状を示した。解析では、イオン移動度  $\mu_p$  として、 $1.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ 、放電開始電界  $E_{p0}$  としては、同心円筒放電 ( $r_e=0 \text{ mm}$ ) の場合に実験的に放電の開始する電圧  $4.7 \text{ kV}$  から定められる値  $E_{p0}=1.455 \times 10^7 \text{ V/m}$  を用いた。また、総計算格子は

表1 Newton 法による反復時の境界条件の処理

Table 1 Numerical scheme for the boundary condition during the Newton iteration.

Status of the electrode at the $k$ -th iteration	Computed result after the $(k+1)$ -th iteration	Status of the electrode at the $(k+1)$ -th iteration
Positive discharge	$N_p < 0$	Non-discharge
Negative discharge	$N_n < 0$	Non-discharge
Non-discharge	$E \geq E_{p0}$ $E \leq E_{n0}$	Positive discharge Negative discharge
Otherwise		Unchange the discharge status

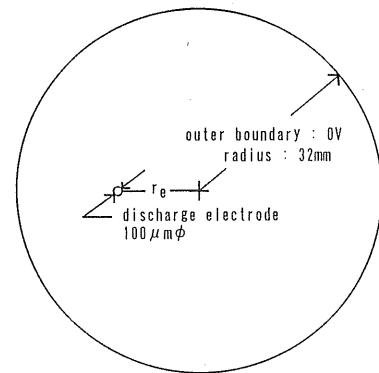


図4 円筒電極の幾何形状

Fig. 4 Geometry of the cylindrical electrode.

940 であり、イオン流束  $J_p$  の計算では、中心差分（式 (15) の  $\alpha=0$ ）を用いた。計算のタイムステップは、初期は  $10^{-7} \text{ s}$  とし、それ以降は、イオン密度・電位の変化が緩やかになるにつれて、次第に大きくなるよう制御し、計算時間の短縮を図った。

図 5 は、図 4 に示した偏心距離  $r_e$  を  $0 \text{ mm}$ （同心円筒放電）、 $10 \text{ mm}$ 、 $20 \text{ mm}$  と変えた場合の、放電電極への印加電圧  $V_0$  と放電電流との関係を、実験結果<sup>⑨</sup>とともに、図示したものである。図からわかるように、計算と実験とは良い一致を示す。実際、 $V_0=10 \text{ kV}$  の場合、両者の相違は、偏心距離  $r_e$  が  $10 \text{ mm}$  以下では  $3\%$  以下、 $r_e=20 \text{ mm}$  でも  $10\%$  である。計算格子をさらに増やして計算すると計算と実験の差が減少すること、および、イオン流束  $J_p$  の計算に上流差分 ( $\alpha=1.0$ ) を用いるとこの差の増加することから、この実験と計算との相違は、イオンの連続の式を計算するときに生ずる数值拡散によると考えられる。また、同心円筒放電 ( $r_e=$

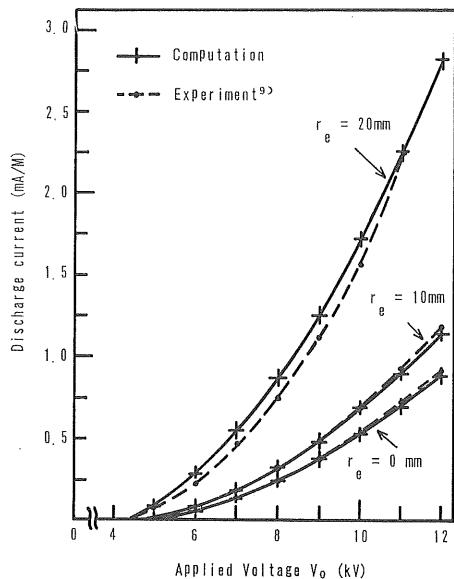


図5 放電電極の様々な偏心距離  $r_0$  に対する印加電圧  $V_0$  と放電電流との関係

Fig. 5 Applied voltage  $V_0$  versus discharge current for various displacement distances  $r_0$  of the discharge electrode.

0 mm) では厳密解も知られているが、この厳密解に基づくと、印加電圧  $V_0=10\text{ kV}$  における計算の相対誤差は、2.7% と極めて良い一致であることがわかった。

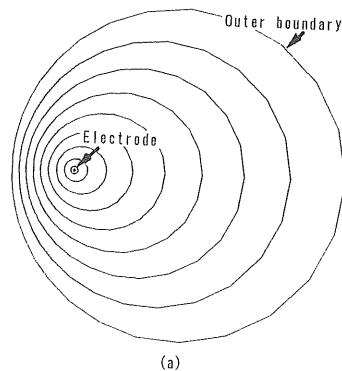
図6は、偏心距離  $r_0=20\text{ mm}$ 、印加電圧  $V_0=10\text{ kV}$  における、定常状態の電位分布とイオン分布である。この図より、電位分布には、非放電時に比べ大きな歪みは生じないが、イオンは、放電電極と集電電極とが接近している部分に集中していることがわかる。実際、図6においては、放電電極の周に沿っての電界強度の変化は、0.05% 以下にすぎないが、イオン密度は大きく変化しており、最大値と最小値との比は 3.82 倍に達する。

また、計算時間は約 15 MIPS の大型汎用計算機 IBM 3090/200 E で、約 4 分であった。

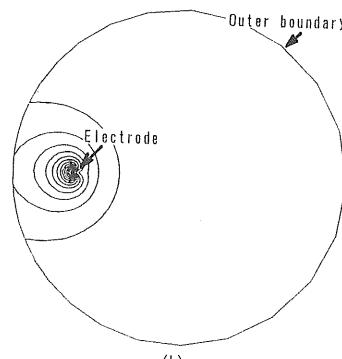
## 5. コロトロン帶電器の解析

### 5.1 円筒型コロトロン帶電器の解析

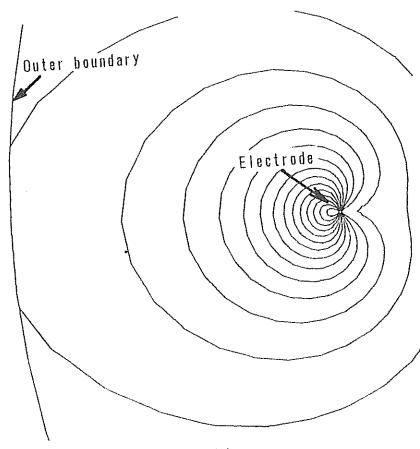
コロトロン帶電器は、電子写真の帶電・転写・除電等の様々なプロセスにおいて広く利用されており、その帶電特性を設計段階より把握できれば、開発の効率化に資するところが大きい。コロトロン帶電器としては、すでに様々な形態のものが提案されているが<sup>14)</sup>、その多くは、放電電極として、タンクステン等の金属細線を用い、その周りをある電位に設定されたケーシングで覆う形式である。



(a)



(b)



(c)

図6 偏心距離  $r_0=20\text{ mm}$ 、印加電圧  $V_0=10\text{ kV}$  の場合の等電位線(a)と、等イオン密度線(b)、および放電電極近傍のイオン分布拡大図(c)。等電位線は 1 kV 間隔、等イオン密度線は最小値・最大値を 15 等分する間隔で描かれている。

Fig. 6 Equipotential lines(a), equi-ion-density lines (b), and zoom-up view of figure (b) around the discharge electrode (c) for a case with displacement  $r_0=20\text{ mm}$  and applied voltage  $V_0=10\text{ kV}$ .

Every 1 kV equipotential lines and equi-ion-density with 15 divisions between the maximum and minimum are drawn.

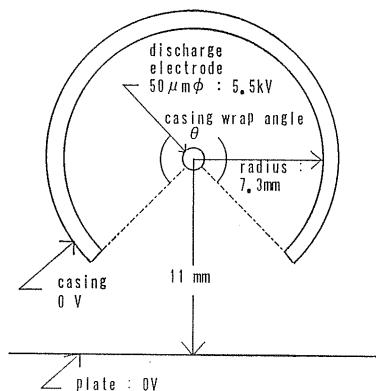


図7 ケーシング覆い角  $\theta=270^\circ$  の場合の円筒型コロトロンの幾何形状

Fig. 7 Geometry of the cylindrical corotron with the casing wrap angle  $\theta=270^\circ$ .

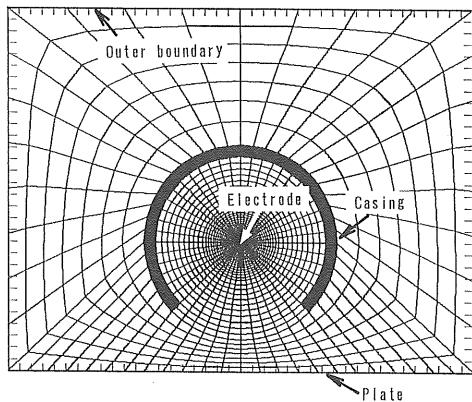


図8 円筒型コロトロン解析の計算格子

Fig. 8 Computational grid for the analysis of the cylindrical corotron.

図7は、その最も基本となる形式の一つを示している。この解析を行うことにより、前節まで述べてきた手法の有効性を、より実際的な形状において確認しうる。図8は、このコロトロン解析に用いた計算格子で、図7のケーシングの覆い角  $\theta$  が  $270^\circ$  の場合の例である。本手法は差分法を用いているため、有限要素法に比べ、計算格子の作成に対する制限が多いが、放電電極近傍に十分な数の格子を滑らかに作成するとともに、イオン密度の大きな領域で滑らかに変化する格子を作成することに留意すれば、妥当な計算結果を得ることができる。計算のパラメータとしては、放電電極の印加電圧  $V_0=5.5\text{ kV}$ 、イオン移動度  $\mu_p=1.8 \times 10^{-4}\text{ m}^2/\text{Vs}$ 、放電開始電界  $E_{p0}$  は、鳳ら<sup>15)</sup>に与えられている、相対空気密度=1の場合の  $50\text{ }\mu\text{m}$  径放電ワイヤの、放電開始電界  $E_{p0}=2.092 \times 10^7\text{ V/m}$  を用いた。

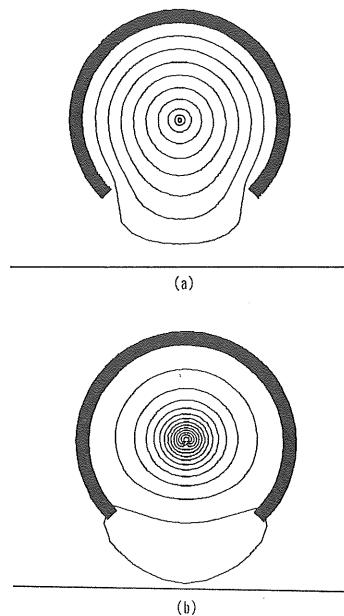


図9 ケーシング覆い角  $\theta=270^\circ$  の場合の、等電位線(a)と、等イオン密度線図(b)

等電位線は  $0.5\text{ kV}$  間隔、等イオン密度線図は最大値・最小値を 15 等分する間隔で描かれている。

Fig. 9 Equipotential lines (a), and equi-ion-density lines (b) for a case with the casing wrap angle  $\theta=270^\circ$ .

Every  $0.5\text{ kV}$  equipotential lines and equi-ion-density with 15 divisions between the maximum and minimum are drawn.

図9は、この格子を用いて計算した、定常状態における電位分布とイオン分布である。電位分布図の、低電位領域の等高線は、当然ながらケーシングやプレートの形状を反映しているが、この影響も放電電極近傍には、ほとんど及んでいないよう見える。しかし、わずかな電位分布の違いが、放電電極上の放電挙動に影響を与えており、ケーシング側に比べ、プレートに対向する側の放電電極近傍のイオン密度はかなり低くなっている。前節に述べた円筒電極放電の場合と同様、電界強度の放電電極の周に沿った変化は、 $0.05\%$  以下であるのに対し、イオン密度の変化は大きく、電極最近接計算セルの密度の最大値と最小値の比は  $1.32$  となっている。また、ケーシング外部へのイオンの流出は限定した領域に留まっており、これからケーシングが、周辺部材による影響を防いで、電位のみならず、高密度イオンの領域の局在化にも寄与していることがわかる。

この形式については、Springett et al.<sup>14)</sup>により、図7に示したケーシングの覆い角  $\theta$  と放電電流  $I_d$ ・帶電電流  $I_p$  の関係が報告されており、図10には、この形状

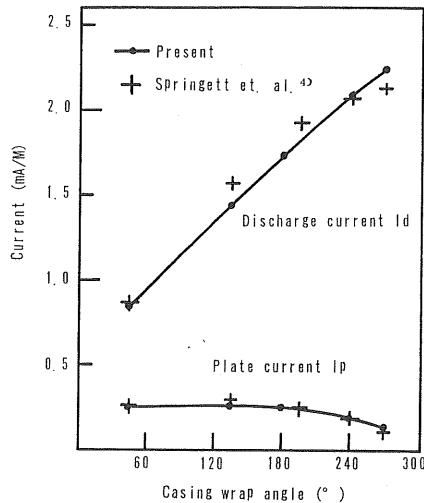


図 10 ケーシング覆い角  $\theta$  に対する放電電流  $I_d$  およびプレート電流  $I_p$  の関係

Fig. 10 Casing wrap angle  $\theta$  versus discharge current  $I_d$  and plate current  $I_p$ .

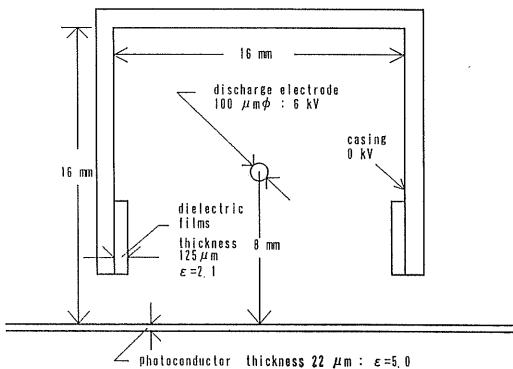


図 11 誘電体を有する角形コロトロンの幾何形状

Fig. 11 Geometry of the square corotron with dielectric films.

についての計算結果を、Springett et al. による値とともにプロットした。図からわかるように、両者の一致は良く、提案した計算手法は、このような実験的な形状にたいしても十分有効な方法であると言える。この解析によると、覆い角  $\theta$  が  $180^\circ$  を超えると、帶電電流は、ほぼ開口面積に比例して減少している。

## 5.2 角形コロトロンによる感光体帶電の解析

解析の最後の例として、現在多くの複写機やプリンタで使われている、角形コロトロンによる感光体の帶電過程の時間依存解析を示す。このようなコロトロンでは、テフロンテープ等の誘電体をケーシングの内部に貼り付けると、帶電効率の上昇や帶電均一性の向上が可能と言われている<sup>10</sup>。この効果を見るために、ケーシングの下

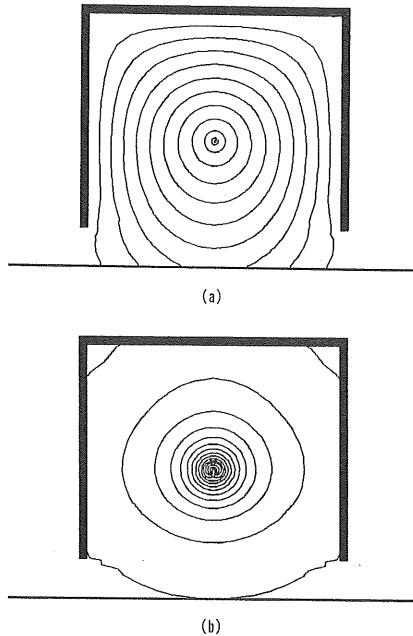


図 12 100 ms における誘電体のない場合の、等電位線(a)と、等イオン密度線(b)  
等電位線は 0.5 kV 間隔、等イオン密度線図は最大値・最小値を 15 等分する間隔で描かれてある。

Fig. 12 Equipotential lines(a), and equi-ion-density lines(b) for a corona discharge without dielectric films at 100 ms.  
Every 0.5 kV equipotential lines and equi-ion-density with 15 divisions between the maximum and minimum are drawn.

端に、誘電体を貼り付けた場合について、解析を行った。図 11 は、解析形状を示している。感光体の厚さは  $22 \mu\text{m}$ 、誘電率は  $\epsilon=5.0$ 、放電電極の印加電圧  $V_0=6 \text{ kV}$  とした。イオンの移動度は  $\mu_p=1.8 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ 、放電開始電界  $E_{p0}$  は、円筒型コロトロンの場合と同様、 $100 \mu\text{m}$  径放電ワイヤの放電開始電界  $E_{p0}=1.567 \times 10^7 \text{ V/m}$  を用いた。貼り付けた誘電体の厚さは、 $125 \mu\text{m}$ 、誘電率は  $\epsilon=2.1$  である。

図 12 および図 13 は、それぞれ、感光体の帶電開始後 100 ms における、誘電体のある場合とない場合の、電位分布・イオン密度分布である。この 100 ms という時間は、実際の感光体がコロトロン帶電器の下を通過する時間のオーダーであり、この時の感光体表面の電位を調べることにより、帶電器の性能を評価できる。また、図 13においては、誘電体は、感光体帶電開始前に、ほぼ定常な電位となるまで帶電させておいた。この時の、誘電体の電位は、およそ  $1.8 \text{ kV}$  である。両者の電位分布の図を比べると、感光体表面の電位は、誘電体のある方が高くなっていることがわかる。イオン密度分布図から、こ

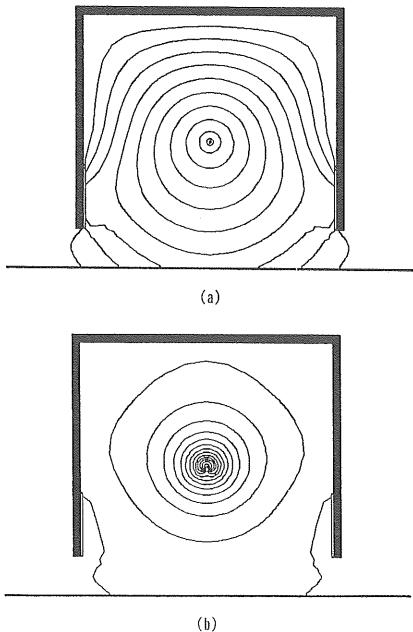


図 13 100 ms における誘電体のある場合  
図 12 参照

Fig. 13 With dielectric films at 100 ms.  
See the legend on Fig. 12.

の理由として、次のように考えられる。すなわち、誘電体があると、イオンの流れはその電極を迂回するようになるため、誘電体のない場合にケーシングに向かっていったイオンの流れが、感光体表面へも向かうようになる。その結果、感光体の帶電がより効率良く行われるようになっている。

この帶電挙動の時間変化を示したものが、図 14 である。表 2 には、放電開始後 100 ms における表面電位や各種の電流を示した。これらから、誘電体を貼り付けた方が、放電電極直下では 89.8 V、ケーシングに近い淵の部分では 138.5 V、高いことがわかる。また、全放電電流（放電電極からの電流）は 14.0% 少ないのにかかわらず、感光体への帶電電流は 29.3% も多く、感光体帶電電流の全放電電流に対する比を帶電効率とすると、50% 以上も誘電体貼り付けの方が良い。本解析により、誘電体等を用いたイオンの流れの制御により、帶電器の諸特性を大きく改善できる可能性のあることが示された。

## 6. ま と め

電子写真用のコロナ帯電器の、放電の挙動・感光体の帶電現象を解析するため、イオンに関する空間電荷制限電流の数値計算手法を提案し、種々の帶電器の解析を行った。以下に、その要点をまとめる。

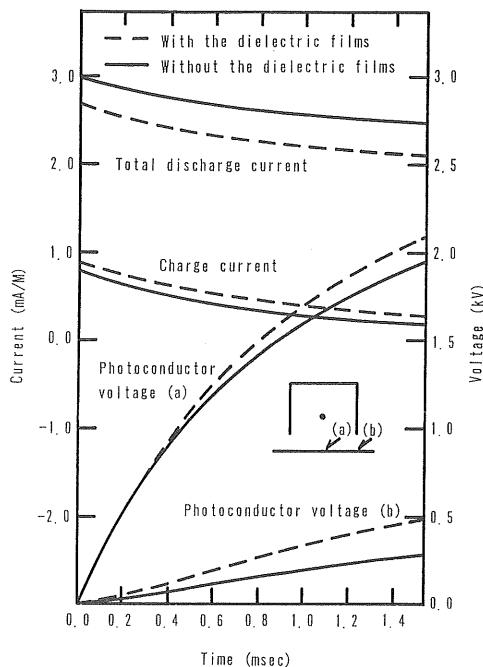


図 14 帯電挙動の時間変化

Fif. 14 Time variation behavior of corona discharge.

表 2 100 ms における誘電体フィルムのある場合とない場合の放電特性の比較

Table 2 Comparison of the discharge characteristics between the cases with and without the dielectric films at 100 ms.

	Without the dielectric films	With the dielectric films
Surface potential of the photoconductor		
Position (a) in Fig. 14	1,632.1 V	1,721.9 V
Position (b)	202.5 V	341.0 V
Total discharge current	2.559 mA/m	2.202 mA/m
Casing current	2.282 mA/m	1.843 mA/m
Charge current to the photoconductor	0.276 mA/m	0.357 mA/m
Efficiency of charging	10.8%	16.2%

- (1) 時間項を含むイオンの連続の式と、電界に関する Poisson の式の計算手法として、幾何形状の表現能力が高く、かつ計算の高速な一般化座標系上の差分法による手法を提案した。
- (2) イオンの生成条件として、Sarma & Janischew-

sky<sup>j6)</sup> の条件を用い、過渡変化に対して安定に計算できる方法を示した。

- (3) 円筒電極放電・円筒型コロトロン放電を解析した結果、本提案手法は、実験と良い一致を示すことがわかった。
- (4) 角形コロトロンの解析を行い、イオンの流れを制御する誘電体等を配置することにより、帯電器の諸特性の向上の可能性のあることを示した。

以上より、本提案手法は、帯電器の放電挙動の解析や、設計支援ツールとしては有用なものと考える。

さらに、帯電器設計への有用性を高めるためには、感光体の移動・感光体の抵抗成分による電荷の漏洩の考慮、あるいは、多数個の放電電極を含む場合への拡張を図っていく必要があろう。また、放電ワイヤ上への SiO<sub>2</sub> ウィスカ等の生成、および、放電ワイヤの寿命を定める払子コロナの発生<sup>17)</sup>等に関しては、電離領域の詳細な解析も必要となる。これらについては、次の課題として進めて行きたいと考える。

### 謝 詞

この研究を進めるに当たり、山形大学浅野教授・東京大学小田助教授には、様々な示唆と助言を頂き、深く感謝いたします。また、(株)リコー鈴木技師長・宮川部長・吉沢部長・海老室長には、多くの励ましと有益な示唆を頂いたことを深く感謝します。

### 参 考 文 献

- 1) R.M. Schaffert : *Electrophotography*, 2-nd ed., pp. 223, 441, Focal Press, London (1975)
- 2) E.M. Williams : *The Physics and Technology of Xerographic Processes*, p. 38, John Wiley & Sons, New York (1984)
- 3) 山崎憲明：静電気学会誌, 12 (1988) 418
- 4) B.E. Springett, F.M. Tesche, A.R. Davies, and J.A.L. Thompson : *3rd International Conference on Electrophotography*, p. 63, SPSE, Washington D.C. (1977)
- 5) 河野照哉、宅間 董：数値電界計算法, p. 189, コロナ社 (1980)
- 6) M.P. Sarma and W. Janischewskyj : IEEE Trans. Power Apparatus and Systems, PAS-88 (1969) 718
- 7) Y. Sunaga and Y. Sawada : IEEE Trans. Power Apparatus and Systems, PAS-99 (1980) 605
- 8) 電子写真学会編：電子写真技術の基礎と応用, p. 213, コロナ社 (1988)
- 9) 服部正行、浅野和俊：電気学会論文誌 A, 106 (1986) 95
- 10) J.F. Thompson, F.C. Thamnes and C.W. Mastin : J. Comput. Phys., 15 (1974) 299
- 11) Y. Watanabe and Y. Oshima : *International Symposium on Computational Fluid Dynamics*, p. 659, NAGOYA (1989)
- 12) 電気学会 気体放電シミュレーション技法調査専門委員会：気体放電シミュレーション技法、電気学会技術報告 II 部 140 号, p. 88, 電気学会 (1982)
- 13) 村田健郎、小国 力、唐木幸比古：スーパーコンピュータ, p. 237, 丸善 (1985)
- 14) 繪田 昇：静電気学会誌, 12 (1988) 409
- 15) 凪誠三郎、関口 忠、河野照哉：電離気体論, p. 108, 電気学会 (1969)
- 16) 海老 豊：特開昭 54-126540
- 17) 大倉 昇、網島功典、吉沢達夫：静電気学会誌, 14, (1990) 164