

論文

平等電界中におけるイオン風速の特性

高城 実*, 川崎 元之*, 足立 宜良**

(1983年3月5日受理)

Characteristics of Ionic Wind Velocity in Uniform Electric Field

M. TAKAJYO,* M. KAWASAKI* and T. ADACHI**

(Received March 5, 1983)

The ionic wind induced by corona discharge is a phenomenon in the nonuniform electric field, and it is difficult to analyze the ionic wind characteristics. In order to investigate the basic characteristics of ionic wind, they are theoretically and experimentally discussed in the case of ionic wind inducing under the uniform electric field. The experimental set-up consists of the corona discharger which makes use of wires to mesh electrode and mesh to plate electrode to obtain uniform electric field. When the ions produced in the corona discharger are taken out in the uniform field, ionic wind can be induced by acceleration of ions in this field. The ionic wind in the field is approximately laminar flow. The ionic wind velocity and ionic current density on the plate electrode are measured with an anemometer and an ammeter, respectively. As the result, the theoretical ionic wind velocity under the uniform electric field agree with the measured values, and it is found that the ionic wind velocity is proportional to the square root of the product of ionic current density and spacing between mesh electrode and plate electrode.

1. まえがき

不平等電界において、コロナ放電に伴って発生するイオン風についてはすでに多くの研究¹⁻³⁾がなされている。現在、直流では印加電圧の極性をもつて正イオン風、負イオン風、正、負のイオン風相互の衝突によって生じる二次イオン風、また交流コロナ放電に伴って生じる交流イオン風ならびに逆電離現象に伴って発生する逆電離イオン風の5種類に分類⁴⁾されている。電気集じん装置(以下EPと略記する)内でコロナ開始に伴って発生するイオン風⁵⁾は、EPの運動性能を表わす集じん率に影響を与える要因の一つ⁶⁾に挙げられている。EP内のイオン風の解析²⁾はEHD場が対象となるため容易ではないのでイオン風の特性についての基本的把握をより明確にするために平等電界中のイオン風の特性を調

べた。

本研究では、電界の定量的把握が容易な平等電界中ににおいてイオン風の発生が可能である「均一イオンシャワー発生装置」を試作した。この装置では、金網電極と平板電極で構成される平等電界内に外部のコロナ放電部より正または負の単極性イオンを均一に供給する。これらのイオン群は電界によって加速され、中性ガス分子と多數回衝突を繰り返すため、中性ガス分子群はdragされて、イオン風が平等電界中で発生する。本装置のように、平等電界中に単極性イオンを供給した場合、厳密には空間電荷による電界の歪が生じる⁷⁾が、ここではその効果は少ないので平等電界とみなすこととする。

以上に基づき、ここではおもに平等電界中で発生するイオン風速とイオン引出し電界強度、イオン電流密度ならびに電極間距離などの関係を理論的に解析するとともに、試作装置でその実験的検証を行なった。

その結果、平等電界中でもイオンを加速することによってイオン風が発生することを確認し、平等電界中におけるイオン風速の理論とその実験結果がよく一致することがわかるとともに、いくつかの新しい知見が得られたので報告する。

* 西日本工業大学電気工学科(800-03 福岡県京都郡刈田町新津 1633)

Department of Electrical Engineering, Nishinippon Institute of Technology, 1633, Aratsu, Kanda-machi, Miyako-gun, Fukuoka, 800-03 Japan

** 大分大学工学部電気工学科(870-11 大分市旦野原 700)
Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Oita University, 700, Dannoharu, Oita, 870-11 Japan

2. イオン風の理論的考察

2.1 理 論

Robinson の理論⁸⁾は不平等電界中で発生するイオン風を EHD 現象としてとらえ、イオン風速とイオン電流密度の関係についてコロナ放電空間が次の三つの条件を満足すると仮定して検討を行なっている。

- (1) コロナグローの生じている電離域の外側の放電空間は 1 種類の単極性イオンで満たされている。
- (2) 電界強度 E 、イオン電流密度 J およびイオン風速 v_i の方向は電極内空間の任意の点で同じ方向をとる。
- (3) イオン移動度 μ はコロナ放電空間内で一定である。

この場合は、針対金網電極系が用いられ、 v_i は(1)式となる。

$$v_i = \left\{ \frac{(2/K\rho_g\mu)}{\int_{r_d}^{r_c} J dr} \right\}^{1/2} \quad (1)$$

ただし、 r_d は放電極の位置で r_c は対向電極の位置を示す。

ここでは、図 1 に示すようなモデルの平等電界中において発生するイオン風について考察する。前述の Robinson の理論と異なることは電離部を含まず、イオン電流密度が一定であることである。図 1において、金網電極と平板電極で構成された平等電界中に外部より単極性イオンを均一に供給し、それらは電界によって加速される。このとき、イオン電流による平等電界中の電界歪は後述するように顕著でないことを確認した。

平等電界中における空間電荷は ρE なるクーロン作用力を受け、この作用力が圧力勾配 ∇P をつくるものとなるので(2)式が成立する。

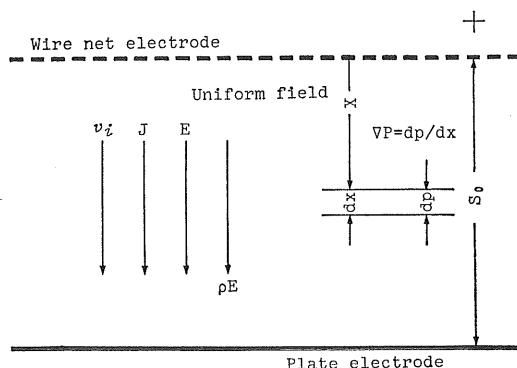


図 1 平等電界中におけるイオン風の説明

Fig. 1 Explanation for ionic wind in the uniform field.

$$\nabla P = \rho E \quad (2)$$

電界によるイオンのドリフト速度 μE とイオン風速 v_i の和を V_t とすると、 V_t は(3)式で与えられる。

$$V_t = v_i + \mu E \quad (3)$$

イオン電流密度 J は(4)式で与えられる。

$$J = \rho V_t = \rho(v_i + \mu E) \quad (4)$$

気体中では、 $v_i \ll \mu E$ であるため(4)式は次式となる。

$$J \approx \mu \rho E \quad (5)$$

したがって、(2)および(5)式により圧力勾配 ∇P は(6)式で表わされ、イオン電流密度をイオン移動度で除した値となる。

$$\nabla P = J / \mu \quad (6)$$

平等電界中でイオン風を維持する電極間の圧力 P (動圧) は(7)式で与えられる。

$$P = \int_0^{S_0} |\nabla P| dx = \int_0^{S_0} (J / \mu) dx \quad (7)$$

ただし、 S_0 は金網と平板間の電極間距離であり、イオン風は気流として平板電極方向へ移動する。また、電極間の圧力は空気力学的運動エネルギーに等しいので、 P は(8)式で与えられる。

$$P = (1/2) \cdot K \rho_g v_i^2 \quad (8)$$

ここで、 K は電極配置によって定まる圧力損失係数で、 ρ_g は空気密度である。

(7)、(8)式から、平等電界中で発生するイオン風速値は(9)式で与えられ、 J と S_0 の積の平方根に比例する。

$$v_i = \{(2/K\rho_g\mu)(JS_0)\}^{1/2} = A(JS_0)^{1/2} \quad (9)$$

ただし、 $A = (2/K\rho_g\mu)^{1/2} (m/S\sqrt{A/m})$ である。

3. 実験装置とその諸特性

3.1 実験装置の概要

図 2 は均一イオンシャワー発生装置⁹⁾の概要を示す。平等電界内に外部より正、負の単極性イオンを供給するコロナ放電部は線電極対金網電極で構成した。線電極は直径 0.5 mm のステンレス線 19 本 (有効長 50 cm) と金網電極 (80 × 63 cm, 目開き 2.3 × 2.3 mm) を平行に配置した。コロナ放電部における発生イオン量の制御は独立な直流電源 V_1 で行なった。コロナ放電部で生じたイオンシャワーは、イオン引出し用直流電源 V_2 (以下 V_2 と略称する) で平等電界内へ引き出されるとともに、平等電界中でイオンを加速する。そして、中性ガス分子と多数回衝突を繰り返す結果、イオン風が発生する。その風速は平板電極中央部の背面でアネモメータ (紫田化學器械製) によって測定した。

図 3 は平板電極上に設けたイオン電流密度およびイオン風速測定用プローブのそれぞれの配置を示す。 V_2 に

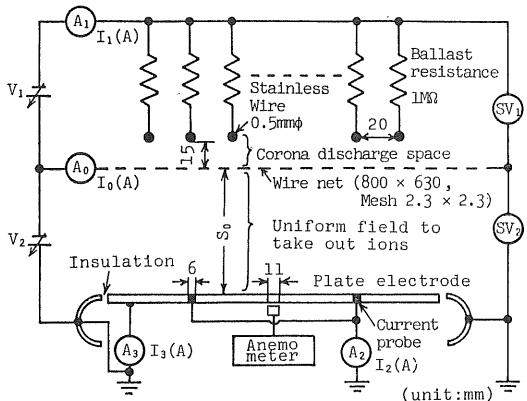


図 2 実験装置の概要

Fig. 2 Schematic diagram of the experimental setup.

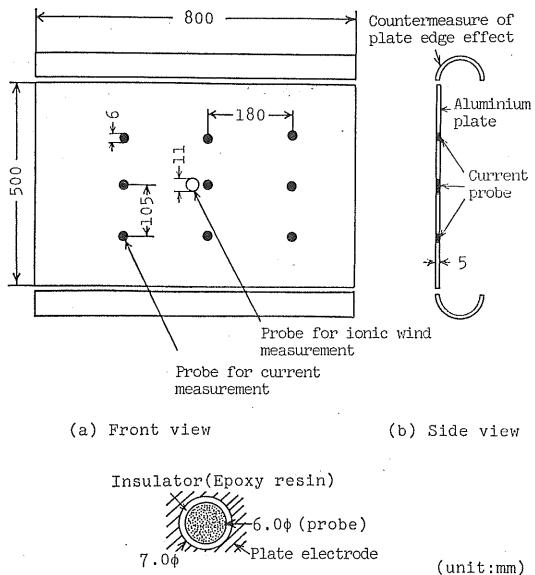


図 3 平板電極面におけるプローブの配置

Fig. 3 Arrangement of the probes on the plate electrode.

よって引き出されるイオン電流は合計 9 個の円形プローブ（直径 6mm）で測定し、 I_2 とした。イオン電流密度 J は I_2 を 9 個のプローブ面積で除した値とした。また、それぞれ I_0 （金網電流）、放電電流 I_1 および I_3 （9 個の電流プローブを除いた平板電流）を測定した。なお、平板電極には縁効果対策を施した。

安定抵抗 $1M\Omega$ は 19 本の放電極から一様なイオンシャワーを得る目的で設けた。図 4 は放電線上の負コロナ放電状態の一例を示したもので、コロナ輝点の一様な分

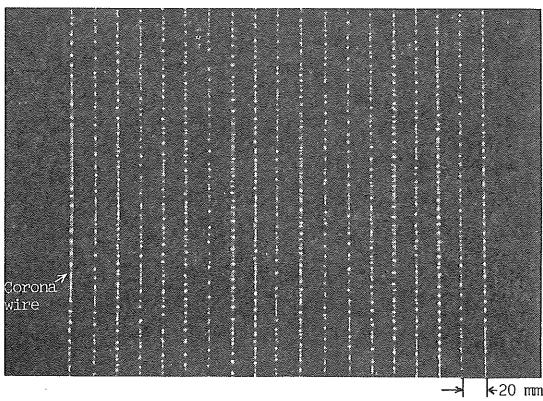


図 4 放電線の負コロナ放電状態

Fig. 4 Photograph of the negative corona discharge occurred on the corona wires.

布から、均一なイオンシャワーが得られていると考えられる。そこで、このことを確認するため平板電極を金網電極（素線径 0.75 mm, 目開き 2.3×2.3 mm）に取り替えて、金網電極背面の v_i 分布および J 分布を調べた結果、その一様性が認められ、均一なイオンシャワーが平等電界内へ供給されていることを確認した¹⁰⁾。なお、本実験装置では、イオン引き出し電界強度 $0 \sim 9\text{ kV/cm}$ 、イオン電流密度 $J = 6.3 \times 10^{-2} \sim 9.0\text{ mA/m}^2$ の範囲で実験が可能である。

実験雰囲気条件は室温 $24 \pm 1^\circ\text{C}$ 、湿度 $75 \pm 5\%$ 、気圧 $760 \pm 4\text{ mmHg}$ の静止大気圧空気中で行なった。

3.2 均一イオンシャワー発生装置の諸特性

図 5 は均一イオンシャワー発生装置の放電特性の一例である。この場合の放電部の極性は負極性のため、負イ

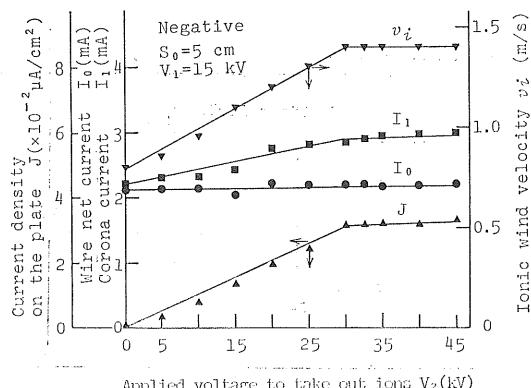


図 5 装置の放電特性

Fig. 5 Current-voltage characteristics for the experimental apparatus.

オノが平等電界中に供給される。放電電流 I_1 は V_2 の増加に対し、1 mA 程度増加するが、 I_0 は I_1 より少なくほぼ一定である。理論的には $I_1 = I_0 + I_2 + I_3$ となるが、本実験においてこれは 10% 以内の誤差で一致した。 J は V_2 に比例して増える領域と飽和領域に分けられる。前者は空間電荷の制限を受けて流れるイオン電流で、後者の飽和現象は I_1 の飽和に呼応して生じ、これ以上 V_2 を増加してもイオン電流は増えないイオンの供給限界である。ここでは、 V_2 が 30 kV 以上になると J はほぼ一定となり、これに対応して v_i も飽和を示した。

図 5 と同条件の正極性の場合も I_1 , I_0 , J および v_i ともに負極性の場合と同様な傾向を示し、正イオン風速は V_2 が 35 kV 付近で飽和を示した。

金網電極と平板電極の間に V_2 を印加すると、放電部のイオンシャワーの一部が引き出される。このイオン引出し特性は主として金網電極のメッシュの大きさやギャップ長等によって支配される。本実験条件では正極性の場合は I_1 に対し最高 26%，負極性では 17% であった。

3.3 イオン流による平等電界の歪に対する検討

平等電界中に空間電荷が存在する場合、イオン流によるギャップ中の電界歪について検討する。 J 一定下における場の方程式は、空間の電位を ϕ とすれば、一次元の場合(10)式で与えられる^{11,12}。

$$d^2\phi/dx^2 = -\rho/\epsilon_0 = J/\epsilon_0 \mu E \quad (10)$$

本実験装置で金網電極 ($x=0$) から x だけ離れた位置の電界 E は J が小さいと仮定すると次式で与えられる¹³。

$$(E/E_2)^2 = (2J/\epsilon_0 \mu E_2^2)x + 0.25[1 + (1 - 2JS_0/\epsilon_0 \mu E_2^2)^{1/2}]^2 \quad (11)$$

ただし、 E_2 はイオン引出し電界強度 V_2/S_0 である。

(11)式を用いて平等電界中における電界歪を本実験の場合について検討した結果を要約すると次のようになる。

- (1) 負極性において、 $S_0=5$ cm 一定下では V_1 が 14, 15 kV の場合、電界の歪 E/E_2 は約 5% 以内となる。
- (2) 電界の歪 E/E_2 は S_0 が小さく、 E_2 が大きい条件下で小さくなる。同一 S_0 (V_1 一定) で、 E_2 が小さい場合、 J も小さくなるが両電極近傍の電界歪はやや増加する。これは(11)式中の電界歪の目安ともなる $2JS_0/\epsilon_0 KE_2^2$ が大きくなるためである。
- (3) V_1 が大きくなると (S_0 , E_2 一定), 電界歪は増加する。これは、 V_1 増加による J の増大による。
- (4) 同一条件下においては、正極性の場合のほうが電

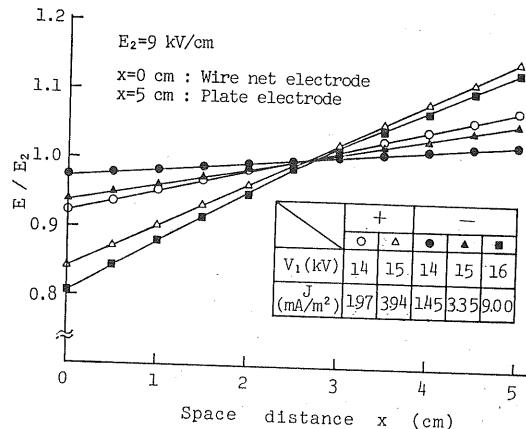


図 6 空間電荷によるギャップ中の電界歪の検討

Fig. 6 The examination of field distortion by the space charges in the ion flow.

界の歪は大きい。ただし、イオン移動度は $\mu_+ = 1.8 \times 10^{-4}$, $\mu_- = 2.0 \times 10^{-4}$ (m/s)/(V/m) を用いて計算した。

図 6 に空間電荷による電界歪についての一例を示した。

本実験における平等電界は厳密には近似平等電界と考えなければならないが、針對平板電極のような不平等電界とは場の性質が異なるので、ここでは一応平等電界として取り扱う。

4. 実験結果と考察

4.1 イオン風速とイオン引出し電圧の関係

図 7 は v_i と E_2 の関係を S_0 が 5~10 cm の範囲について示した。この場合、負イオン風のみを対象として

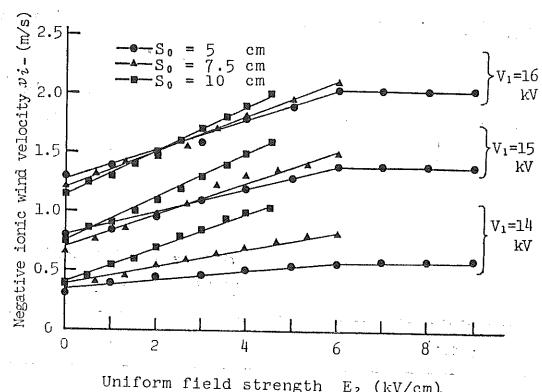


図 7 v_i-E_2 特性

Fig. 7 Characteristics of negative ionic wind velocity for uniform field strength to take out ions.

いる。 v_1 の飽和領域を除く範囲で(12)式がほぼ成立する。

$$v_1 = aE_2 + b \quad (12)$$

ここで、実験定数 a は図7における各直線の勾配であり、物理的には平等電界中でイオンを加速した場合の単位電界当たりのイオン風速値を意味する。したがって、 a の単位は μ と同一となる。本実験範囲における a は $5 \times 10^{-7} \sim 19 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ で、 1 kV/cm 当り $0.05 \sim 0.19 \text{ m/s}$ の風速値が得られる。ただし、この値は S_0 と V_1 によって異なる。一方、 b は $E_2=0$ において、放電部で発生したイオン風が金網電極を通過し、平板電極に達したときの風速値である。 b が大きければ放電部のコロナ放電が旺盛であることを示す。 b は V_1 にはほぼ比例し、本実験では $0.3 \sim 1.3 \text{ m/s}$ であった。

表1は負極性の場合における実験定数 a 、 b を V_1 ならびに S_0 の相違による変化を示した。考察結果を次に示す。

- (1) V_1 一定下で、 a は S_0 の増加とともに大きくなる。これは、イオンの衝突によって電極間の中性ガス分子に与えられる運動エネルギーは、 S_0 の増加に伴って増加するためである。このことは(9)式を(8)式に代入して P と S_0 の関係を求めるとき、 P は S_0 に比例することから明らかである。
- (2) S_0 一定下では、平等電界中へ引き出されるイオン量が多いほど、すなわち V_1 の増加とともに a は大きくなる。これは、イオン量の増大に伴ってそれらの E_2 による駆動力が大きくなり、 v_1 が増大するためである。このことは、(9)式を(8)式に代入して P と J の関係を求めるとき、 P は J に比例することからも明らかである。

正極性の場合も v_{1+} の飽和領域を除いて(12)式をほぼ満たし、平等電界中で 1 kV/cm 当り、 $0.07 \sim 0.25 \text{ m/s}$ のイオン風速値が得られ、 a の値は同一条件の負コロナの場合と比べて $1.3 \sim 2.1$ 倍大きくなる。これは正極性のほうが負極性の場合よりも放電部から引き出されるイオン量が多いためである。

表1 負コロナにおける実験定数

Table 1 Experimental constants for negative corona.

S_0 (cm)	5			7.5			10		
	14	15	16	14	15	16	14	15	16
V_1 (kV)									
$a \times 10^{-7}$ (m/s)/(V/m)	5	10	13	7	15	16	14	19	19
b (m/s)	0.3	0.8	1.3	0.4	0.7	1.2	0.4	0.7	1.2

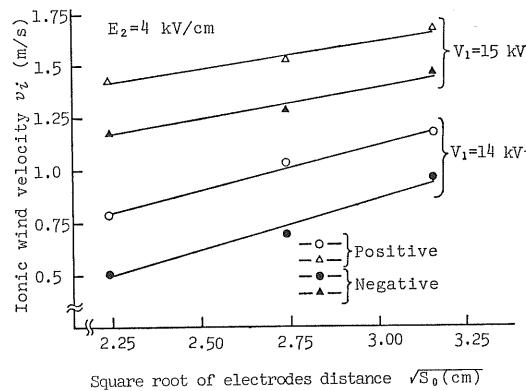


図8 $v_i - \sqrt{S_0}$ 特性

Fig. 8 Relation between ionic wind velocity and square root of electrode distance.

4.2 イオン風速と電極間距離の関係（理論の検証 1）

平等電界中でイオンを加速した場合、発生するイオン風速値は(9)式で与えられ、 v_1 は S_0 の平方根に比例する。この実験的検証を正、負極性について試みた。

図8は $E_2=4 \text{ kV/cm}$ のときの v_1 と $\sqrt{S_0}$ の関係を $V_1=14 \text{ kV}$ および $V_1=15 \text{ kV}$ の場合について示した。これより、 v_1 は正、負極性ともに S_0 の平方根に比例することがわかる。また、この関係は V_1 が 14 kV では E_2 が小さい場合でも、 v_1 は $\sqrt{S_0}$ に比例する特性となるが、 V_1 が増加すると、 $E_2=2 \text{ kV/cm}$ 以下では満足されない。これは放電部で生成されるイオンシャワーに伴って発生するイオン風の影響を受けるためである。これは前述のように b が V_1 に比例するためであり、この影響を少なくするために金網電極を2段にするなど工夫が望まれる。

S_0 が本実験より大きくなった場合、 v_1 は $\sqrt{S_0}$ に比例しないようで、やや減少する特性を示した。この原因として、同一 E_2 のものであっても、 S_0 が大きくなると、平等電界を構成する両電極近傍の電界の歪が大きくなるためと考えられ、また S_0 増大に伴う μ の低下等も報告¹²⁾されているが v_1 に及ぼす影響は少ないと思われる。

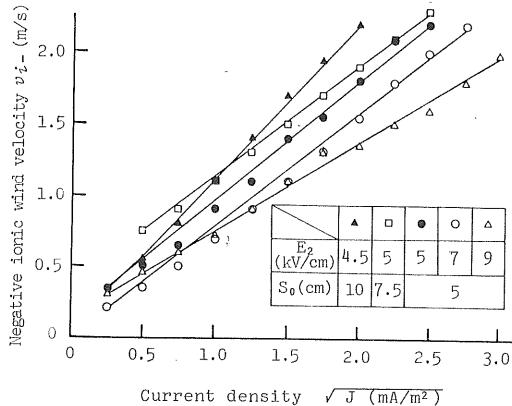
図 9 $v_{i-} - \sqrt{J}$ 特性

Fig. 9 Relation between negative ionic wind velocity and square root of corona current density.

4.3 イオン風速とイオン電流密度の関係（理論の検証 2）

平等電界中における v_i は(9)式より \sqrt{J} に比例する。この関係を放電部の極性が正および負極性の場合について調べた。その結果の一例を図9に示す。この場合、負イオンを平等電界内に供給しており、 v_{i-} と \sqrt{J} の関係を E_2 ならびに S_0 をパラメータとして示した。本実験範囲では正、負極性にかかわらず v_i は \sqrt{J} に比例し、理論式(9)を満足する。ただし、 \sqrt{J} の値が0.25以下における放電部のコロナ放電が旺盛でない領域では比例しない。

4.4 イオン風速と $\sqrt{JS_0}$ の関係（理論の検証 3）

平等電界中のイオン風速は J と S_0 の積の平方根に比例する。この検証を正および負極性の場合について試みた。これを図10に示す。これより、本実験範囲ではほぼ理論式(9)を満たしている。

同図より、次の関係式が成立する。

$$v_i = A(JS_0)^{1/2} \quad (13)$$

ここで、定数 A は(9)式の $(2/K\rho_g\mu)^{1/2}$ に相当する。この値を正、負極性のもとで求めると、それぞれ 124, 113 m/s \sqrt{A}/m であり、これより損失係数を求めるとき、 $K_+ = 0.60$, $K_- = 0.64$ となる。また、 $(JS_0)^{1/2}$ が大きい領域では v_i が正、負極性ともにやや飽和傾向が認められるが、これは前述したように J の増大に伴う電界の歪に影響されるためである。

5. ま と め

平等電界中でイオンを加速することによって発生するイオン風速は、イオン電流密度と電極間距離の積の平方

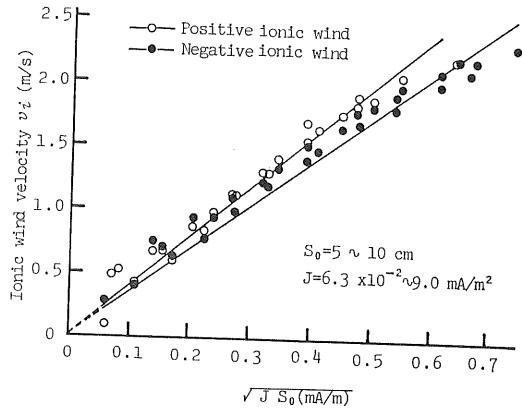
図 10 $v_i - \sqrt{JS_0}$ 特性

Fig. 10 Relation between ionic wind velocity and square root of the product of the current density and electrode distance.

根に比例することを理論的に導出した。これを実験によって確認するとともに、平等電界中の正、負イオン風の基本的特性を明らかにした。

最後に、日頃よりご指導ならびにご支援をいただく九州大学大学院総合理工学研究科赤崎正則教授、同工学部原雅則助教授に深く謝意を表します。また、ご援助いただいた大分大学工学部大久保利一助手ならびにご討論いただいた徳島大学工学部林則行助手および電気学会放電研究会の各位に深く感謝します。

記 号 説 明

E : 電界強度 (V/m)

J : イオン電流密度 (A/m^2)

ρ : 空間電荷密度 (C/m^3)

∇P : 圧力勾配 (N/m^3)

μ : イオン移動度 (m/s) / (V/m)

v_i : イオン風速 (m/s)

V_t : 電界によるイオンのドリフト速度 μE とイオン風速 v_i の和 (m/s)

P : 電極間の圧力 (N/m^2)

S_0 : 金網と平板電極間の電極間距離 (m)

K : 電極配置ならびに放電極の極性によって定まる圧力損失係数 (-)

ρ_g : 空気密度 (kg/m^3)

V_2 : イオン引き出し電圧 (V)

I_0 : 金網電流 (A)

I_1 : 放電電流 ($I_1 = I_0 + I_2 + I_3$) (A)

I_2 : プローブ電流の総和 (A)

- I_3 : プローブを除いた平板電流 (A)
 ϕ : 空間の電位 (V)
 ϵ_0 : 真空の誘電率 (F/m)
 x : 金網電極からの距離 (m)
 E_2 : イオン引き出し電界強度 ($E_2 = V_2/S_0$) (V/m)
 a : 単位電界当たりイオンを加速して得られるイオン
 風速値 (m/s)/(V/m)
 b : イオン風の初速度(m/s)

参考文献

- 1) 足立宜良: 電気学会論文誌B, 93 (1973) 273
 2) 足立宜良, 増田閃一, 阿久津顯右: 電気学会論文誌A, 97 (1977) 259

- 3) J. Hilpert und J.K. Karlsruhe: Arch. Elektrotech., 56 (1974) 50
 4) 足立宜良, 川崎元之: 静電気学会誌, 2 (1978) 158
 5) 川崎元之: 電気学会論文誌B, 99 (1979) 1
 6) 橋本清隆, 足立宜良: 静電気とその工業への応用, p. 69, 東京電機大学出版局 (1973)
 7) 原 雅則, 赤崎正則, 林 則行: 電気学会論文誌A, 100 (1980) 189
 8) M. Robinson: Trans. Am. Inst. Electr. Eng., 80 (1961) 143
 9) 高城 実, 川崎元之, 足立宜良: 静電気学会講演論文集 '82, 1PA7 (1982)
 10) 橋本清隆, 川崎元之: 昭和51年電気学会中国支部連合大会論文集, No. 30212 (1976)
 11) 宅間 董, 河本 正: 電力中央研究所報告, 177038 (1978)
 12) M. Misakian: J. Appl. Phys., 52 (1981) 3135

ジ
壁
る
い
と
の
発
び
す
場合

存在
一の
のう
こと
てみ
性混
可燃
る.
は,
必要
本
目,
火源
害防止

静電
場所に

* 消
F
M