同軸円筒電極系の直流コロナ放電に 及ぼすイオン移動度経時変化効果

正員 荒井 健次 (神戸大)

正員 藤岡 伸宏 (神戸大)

正員 角田 美弘 (神戸大)

1. ま え が き

大電力の長距離輸送方式としての直流高圧送電線は、アメリカ、ソ連、その他の国で既に運転され、我が国においても、北海道-本州連系線として運転されようとしている。また、今後の問題として500 kV 直流送電線も検討されつつあり、その際、我が国の気象条件と立地条件に適した独自の研究、技術開発が必要であると言われている⁽¹⁾。これに関した問題の一つとしてコロナ障害が挙げられ、特に直流独特の問題としてイオン流帯電現象が主な研究テーマとして取り上げられている⁽²⁾⁽³⁾。このコロナ損、コロナ雑音などは交流送電線の場合より直流送電線において風の影響が強く現われ⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾、また降雨時のコロナ雑音レベルも交流に比し直流において測定電極の大きさの影響を強く受けることが測定されている⁽⁶⁾。これらは、いずれも空間イオンの影響が直流の場合により強く現われることを示している。

この空間イオン効果を含めた直流送電線のコロナ放電現象に関する理論的検討は、幾つかの仮定のもとに進められており⁽⁷⁾⁽⁸⁾、実規模試験線についての数値計算結果として両極性直流送電線においても、空間イオン電界変わり効果が強く現われることが報告されている⁽⁹⁾。この空間イオンの密度の試算において、イオンの移動度は重要な量であるが、これらの計算において

は研究者によりイオン移動度の値($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)は、正で1.3~1.5、負で1.7~1.9の種々の値が用いられている。一方、赤崎氏らは電圧-コロナ電流の実測値の理論解析結果から導いたイオン移動度値として正1.03、負1.22を示している⁽¹⁰⁾。すなわち、大気中長ギャップのコロナ放電により生じたイオンの移動度の値は、まだ確定的ではないと言える。また、これらの値は時間変化しない一定値として取り扱われている。

しかし、大気中における放電によって生じたイオンはクラスタリング効果を受け^{(11)~(13)}、その移動度は時間経過に伴って次第に低下することが知られている⁽¹⁴⁾。特に直流超高圧送電線のように地上高、電線間距離が大きく、大地または逆極性電線までのイオン走行滞空時間が数秒から10秒以上にまで達するような場合、この移動度経時変化を無視することはできないと考えられる。このような大気中イオンの移動度経時変化を示すものとしては、Popkov氏の正イオンに関する実験式がある⁽¹⁵⁾。しかし、大気中イオンの移動度スペクトラムの測定結果⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾を参照すると、その式の移動度最低値1.2($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)は少し大き過ぎると考えられる。

いずれにしても、直流送電線の周囲イオン分布の試算に直ちに適用できるような大気中イオンの移動度経時変化特性に関するデータはまだ十分には得られていないと思われる。そこで、コロナ放電中の線対平板電極系における平板上イオン電流分布の風によるひずみ量から等価移動度を求める測定、および集電極分割形イオン計⁽¹⁷⁾による測定を行ない、更に直径4 mmと0.5 mmの二種の同軸円筒電極系において比較測定した直流電圧-コロナ電流特性より等価移動度を導き、同時にイオン計による移動度測定も行なった。これら

Effect of the Temporal Variation of Ion Mobility on DC Corona Discharge in a Coaxial Cylindrical Electrode.
By Kenji Arai, Member, Nobuhiro Fujioka, Member & Yoshihiro Tsunoda, Member (Faculty of Engineering, Kobe University).

荒井健次：正員，神戸大学工学部

藤岡伸宏：正員，神戸大学工学部

角田美弘：正員，神戸大学工学部

の結果に平等電界中のイオン群の走行時間を測定して求めた移動度⁽¹⁸⁾のデータも加え、移動度経時変化特性の実験式を導いた。更に松元氏の4 mφ 同軸円筒電極における410 mm² ACSR についてのV-I 特性測定結果⁽¹⁹⁾を用い、導いた移動度経時変化特性式を適用して4 mφ および20 mφ 同軸円筒電極系における実効電界分布、イオン密度分布、V-I 特性などを試算し、また移動度一定と仮定した場合のこれらの値も求め比較検討し、走行時間の短い小電極系において測定したデータを実規模の送電線に換算する場合、この移動度経時変化に基づく平均移動度の相違を考慮しなければならないことを見いだした。

なおコロナ放電は、高電界電極近傍の電界分布および電圧極性に応じてパルス性、無パルス性など種々の放電形態をとるが、送電線からのコロナ障害が問題となるのは、主として初期のパルス性コロナ放電である。従って、1箇所のコロナ放電点から生じるイオンは時間的に、また空間的に変動していると言える。しかし、送電線のコロナ損やイオン流帯電を検討する際は、長い電線表面上の多くの放電点から生じるコロナ放電の合成値が問題となり、また長時間にわたる平均値が問題となるので、これらの理論的検討においては電線表面一様にコロナ放電が生じていると仮定し、その空間イオン分布の時間的変動は無視して扱うのが一般的手法である⁽³⁾⁽⁷⁾⁻⁽¹⁰⁾。そこで、ここでも同様な扱いをしている。

2. 電界およびイオン密度分布の計算法

〈2.1〉 移動度一定の場合 同軸円筒電極系において定常直流コロナ放電が生じている場合、電線表面の電離領域の厚さが電線径に比し十分小さく無視できる程度であり、電線からのコロナ電流は電線表面における実効電界値 E_0 (印加電圧による静電界値と空間イオン電界値との和) のみに依存するものと仮定する⁽⁹⁾。この場合の電線半径を a 、円筒電極内径を b 、イオン移動度を μ 、印加電圧を V 、電線単位長さあたりのコロナ電流を I とすると、ポアソンの式および電流連続の式より次式が得られることが知られている⁽²⁰⁾。

$$\left. \begin{aligned} \frac{V}{\sqrt{BI}} &= \sqrt{b^2 + s^2} - \sqrt{a^2 + s^2} \\ &+ \frac{s}{2} \log \left\{ \frac{\sqrt{a^2 + s^2} + s}{\sqrt{b^2 + s^2} + s} \cdot \frac{\sqrt{b^2 + s^2} - s}{\sqrt{a^2 + s^2} - s} \right\} \end{aligned} \right\} \text{ただし、} \\ B &= 1/(2\pi\epsilon_0\mu) \end{aligned} \quad (1)$$

ここで ϵ_0 は真空の誘電率であり、 s は定数である。この s は、 a, b, μ, V, I の各値が与えられると、例えばNewton-Raphson 法を用いて決定することができる。この s 値が定まると、円筒電極内の任意の半径 r 点における実効電界 E およびイオン電荷密度 ρ が次式より求められる。

$$\left. \begin{aligned} E &= \sqrt{r^2 + s^2} \sqrt{BI}/r \\ \rho &= \epsilon_0 \sqrt{BI}/\sqrt{r^2 + s^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

なお、電線表面から外部円筒までのイオン走行時間 T を求めると次式となる。

$$T = \frac{\sqrt{b^2 + s^2} - \sqrt{a^2 + s^2}}{\mu \sqrt{BI}} \dots\dots\dots (3)$$

〈2.2〉 移動度経時変化の場合 電線表面の近傍

で生じたイオンが、外円筒へ向かって次第に移動度を低下させながら走行する場合の E, ρ 分布は、電子計算機を用いて求めることができる。

第1図に示すような半径 a, b の同軸円筒電極系において、半径 r_m 点のイオン電荷密度を ρ_m (C/m³)とし、半径 r_m 、微小厚さ dr_m 、軸方向長さ1 mの円筒状体積中の電荷量を q_m (C/m) とすると、

$$q_m = 2\pi r_m \rho_m dr_m \dots\dots\dots (4)$$

第1図のように、この半径 r_m の仮想円筒電極と電線および外円筒との静電容量を C_m', C_m'' とすると、電荷 q_m による電線および外円筒への誘導電荷量 q_m', q_m'' は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} q_m' &= q_m C_m' / (C_m' + C_m'') \\ q_m'' &= q_m C_m'' / (C_m' + C_m'') \end{aligned} \right\} \text{ただし、} \dots\dots\dots (5)$$

$$\begin{aligned} C_m' &= 2\pi\epsilon_0 / \log(b/r_m) \\ C_m'' &= 2\pi\epsilon_0 / \log(r_m/a) \end{aligned}$$

そこで、任意の半径 r_n 点における q_m による電界 ΔE_n は次式より求められる。

$$\left. \begin{aligned} \Delta E_n &= -q_m'' / (2\pi\epsilon_0 r_n) \dots\dots a < r_n < r_m \\ \Delta E_n &= q_m' / (2\pi\epsilon_0 r_n) \dots\dots r_m < r_n < b \end{aligned} \right\} \dots\dots (6)$$

第1図 空間電荷と誘導電荷

Fig. 1. Space charge and induced charge.

このような ΔE 導出法は、佐藤氏 (元, 神戸大学) が交流電界中イオン群の運動の解析において用いている。

一方、電流連続の式より半径 r_n 点における電線軸方向単位長さあたりの電流 I (A/m) は、

$$I = v_{rn} \rho_n 2\pi r_n \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 v_{rn} 、 ρ_n は半径 r_n 点におけるイオンの走行速度、イオン電荷密度であり、 v_{rn} は次式より求められる。

$$v_{rn} = \mu_n(t)(E_{sn} + E_{\rho n}) \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 t はイオンが電線表面から半径 r_n 点まで到達する時間であり、 $\mu(t)$ はその時刻におけるイオン移動度である。また E_{sn} 、 $E_{\rho n}$ は r_n 点における静電界値およびイオン電界値であり、それぞれ次式より求められる。

$$\left. \begin{aligned} t &= \sum_{i=1}^n \Delta t_i, \Delta t_i = \Delta r_i / v_{ri} \\ E_{sn} &= V / \{r_n \log(b/a)\} \\ E_{\rho n} &= \sum_{m=1}^{m_{\max}} \Delta E_n \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 Δt_i はイオンが速度 v_{ri} で半径方向微小距離 Δr_i を走行するのに要する時間であり、 $E_{\rho n}$ は半径 $b-a$ の領域を $m_{\max}$ 層に分割した円筒状イオン群すべてによる半径 r_n 点のイオン電界合成値である。従って、 r_n 点におけるイオン電荷密度 ρ_n 値は次式より求められる。

$$\rho_n = I / \{2\pi r_n \mu_n(t)(E_{sn} + E_{\rho n})\} \dots\dots\dots (10)$$

第2図 電界および空間電荷分布計算の流れ図
Fig. 2. Flowchart of calculation on electric field strength and space charge distributions.

E および ρ 分布の計算手順の流れ図を第2図に示す。計算は、まず電界分布を静電界 E_s のみ (すべての r_n に対し $E_{\rho n}=0$) と仮定して(9), (10)式より ρ_n 分布を求め、次にこの ρ 分布による $E_{\rho n}$ 分布計算値および E_s 分布を用いて新たな ρ_n 分布を(9), (10)式より計算する。この計算を繰返し、 r_n 点の新たな ρ_n 値と前回の計算値の ρ_n' より求めた一連の計算あたりの $\sum(\rho_n - \rho_n')$ 値が設定した微小値 σ より小さくなると、すなわち計算を更に繰返しても ρ_n 分布がほとんど変わらなくなった時点で計算を終了する。

3. 実験装置および測定結果

測定に用いた電極配置を第3図に示す。4, 0.5 mmφ いずれも円筒電極は同一寸法のもを三体並べ、両端の電極は接地してガード電極とし、中央部電極のコロナ電流を測定した。また、その電極側面に直径 10 cmφ の穴をあけて 5 mm 間隔の金網を張り、その部分から流出するイオンを含んだ気流をイオン計に吸引して移動度分布を測定した。0.5 mmφ 円筒と 4 mmφ 円筒には同一材料、同一径の電線を張り、その両者の $V-I$ 特性をできるだけ連続して測定し、同一大気状態における大小両電極の比較データを得るようにした。

中心電極として、1, 3, 5 mmφ の各種黄銅線または鉄線を用い、 $V-I$ 特性を測定した結果を第4図に示す。空間イオン電界を無視して印加電圧から求めた電線表面静電界値 E_{s0} の値を V の代わりに用いて、 $V-I$ 特性を $E_{s0}-I$ 特性に描き直した 1 mmφ の例を第5図に示す。0.5 mmφ 円筒電極の場合に比し 4 mmφ 円筒電極の場合は、同一材料、同一外径の電線を用いても、同一 E_{s0} 値に対するコロナ電流は顕著に低下している。これは 4 mmφ の場合にはイオンの存在領域が広く、電線表面実効電界値 E_0 を低下させる空間イオン電界値が大きくなるためと考えられる。

これらの測定結果を(1)式に適用し、種々の移動度一定値 μ_a を仮定して s 値を求め、(2)式より電線表

第3図 実験装置
Fig. 3. Experimental apparatus.

第4図 印加電圧対コロナ電流測定値

Fig. 4. Applied voltage vs. measured corona current characteristics.

面の実効電界値 E_0 を求めた。この結果を第6図に示す。この場合の 0.5 mmφ 電極におけるイオン走行時間を(3)式より求めると 10 ms 前後となり、この滞空時間におけるイオン移動度の値は $1.5 \sim 3.0 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 程度である⁽¹⁵⁾⁽¹⁸⁾。

そこで、この $\mu_a - E_0$ 曲線より $\mu_a = 1.5 \sim 3.0$ に対応する 0.5 mmφ における E_0 値を求め、その値が同一コロナ電流 I 値を示すところの 4 mmφ 電極系における電線表面実効電界値に等しいとみなして、4 mmφ の $\mu_a - E_0$ 曲線より等価移動度 μ_{eq} が求められる。また、その場合に該当する s 値から(3)式の T 値が求められる。この μ_{eq} 値は、電線表面から出発したイオンが経

第5図 電線表面静電界対コロナ電流測定値 (1 mmφ 電線)

Fig. 5. Static field strength on a wire surface vs. measured corona current characteristics (1 mmφ wire).

第6図 仮定移動度対電線表面実効電界特性 (5 mmφ 電線)

Fig. 6. Assumed mobility vs. effective field strength on a wire surface characteristics (5 mmφ wire).

過時間に応じて、次第にその移動度を変化させながら走行して外部円筒に到達する場合の実効的な平均値を示しているものとみなせる。なお、第6図において 0.5 mmφ の μ_a 変化に対する E_0 値の変化範囲の少ないことは、空間イオンの存在領域が狭く、また滞空時間が短いため、 μ_a 値をどのように見積っても E_0 値

第7図 移動度経時変化特性

Fig. 7. Temporally variable mobility characteristics.

に与える影響が少ないことを示し、逆に4 mφにおける E_0 変化幅が大きいことは、イオン電界効果が強いことを示していると言える。 $I=10 \mu\text{A}/\text{m}$ における E_0 の値は5 mmφ電線の場合、負では52 kV/cm、正では58 kV/cm となった。これらの値は、コロナ放電中の1.0~2.75 cmφの電線について、Waters 氏らが測定した電線表面電界値⁽²¹⁾を0.5 cmφまで外そうした値に近いと言える。

このような V - I 特性から導いた μ_{eq} - T 特性、イオン計から求めた平均移動度と、電線表面から出発したイオンが円筒に到達して、更にイオン計の測定電極中央にまで到達する時間との関係、およびインパルスコロナ放電によって生じたイオン群が平等電界中を走行する時間から導いた μ 値の経時変化特性⁽¹⁸⁾を第7図にまとめて示す。この結果より、正および負イオンの移動度経時変化特性は大略図中の直線で示され、次の実験式で表示できる。

$$\begin{aligned} \mu_{-}(t) &= -0.53 \log_{10} t + 1.14 \text{ (cm}^2/\text{V}\cdot\text{s)} \\ \mu_{+}(t) &= -0.53 \log_{10} t + 0.91 \text{ (cm}^2/\text{V}\cdot\text{s)} \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 μ_{-} 、 μ_{+} は負イオンおよび正イオンの経時変化移動度であり、 t はイオンの滞空時間 (s) を示す。

ところで、Badaloni 氏らに取りまとめた空気中の放電現象に関するデータ⁽²²⁾によると、1.5~40 kV/cmの電界範囲で20°C、760 Torrにおける負イオンの移動度は、純酸素中における O^- では3.1~5.0、 O_2^- では2.0~2.5、 O_3^- では2.7~3.5であり、 N_2 中や空気中では O^- や O_3^- の値は大差なく、 O_2^- の値のみは20%程度高くなることが示されている。正イオンについては、窒素中における N_2^+ 、 N_4^+ の値は1.6~2.8で、これは O_2 中でも空気中でも大差なく、 O_2 中の O_2^+ では2.0~2.4であるが、空気中の O_2^+ では2.5~3.1程度になることが示されている。

一方、Whipple 氏による実験室内の空気について

の自然発生小イオンの移動度分布測定では、正イオンでは0.2~1.1、負イオンでは0.3~1.5 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ が観測されており⁽¹⁶⁾、また直流電線コロナ放電におけるイオン計による測定データでは、第7図に示すように下限値は負で0.6程度、正では0.4程度が観測された。また平等電界中のイオン群についての負移動度の最大値は3.8であった⁽¹⁸⁾。従って、これらの結果より(11)式における移動度の上限値としては正で3.0、負で3.8と仮定し、また移動度の下限値としては正負とも0.6と仮定して次章の計算を行なった。

4. E, ρ 分布の計算結果とその検討

ACSR 410 mm² ($a=1.425 \text{ cm}$) と4 mφ円筒電極との同軸電極系における松元氏の直流電圧-コロナ電流特性の測定結果⁽¹⁹⁾を用い、経時変化しない移動度として種々の値を仮定して(この仮定値を μ_a として示す)、(1)、(2)式よりコロナ電流 I 対電線表面実効電界値 E_0 の関係を求めた。この結果を第8図の曲線群で示す。なお、(11)式とその上下限値を用いて経時変化特性を持つ移動度の場合について求めた計算結果も同図に記入した。この場合、 $E_{s0}=20\sim40 \text{ kV/cm}$ の範囲において、イオンが電線表面近傍から出発するときの移動度は正では3.0、負では3.8であるが、円筒に到着した時点の移動度は正では1.09~1.33、負では1.37~1.67に低下している。しかし、その間を一定移動度で走行したとみなした場合の等価移動度は、第8図より4 mφ円筒の場合はほぼ $2.0 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ であると言える。なお、 $E_{s0}=20\sim40 \text{ kV/cm}$ におけるイオンの走行時間は、正では0.51~0.16 s、負では0.37~0.10 s となっている。この移動度経時変化の場合の正極性における半径 r - E, ρ 分布例を第9図に示す。 $E_{s0}=40 \text{ kV/cm}$ の静電界分布に対し、 E 分布

第8図 コロナ電流対電線表面実効電界特性

Fig. 8. Corona current vs. effective field strength on a wire surface characteristics.

第9図 電界および空間電荷密度分布計算結果 (4mφ 円筒)

Fig. 9. Calculated results on electric field strength and space charge density distributions (4mφ cylinder).

は $r < 0.6$ m の領域では明らかに低下し、逆に $r > 0.6$ m では上昇して空間イオン電界効果を示している。ただし、 $E_0 = 30$ kV/cm 以下の場合にはイオン電界はわずかで、 E_s と E の差は数%程度である。一方、 ρ 分布は $r < 0.06$ m の領域では、いずれもほぼ一定値を示している。これは走行時間が短く ($t < 0.14$ ms)、(11)式の適用外上限値 $\mu_+ = 3.0$ の一定値を保っている領域にほぼ対応する。更に r が大きになるとイオンは移動度を低下させながら走行するため、 ρ は r に応じて変化している。一方、負極性の場合には上限値 $\mu_- = 3.8$ を保つ時間領域 ($t < 0.01$ ms) が狭いため、電線近傍の ρ 一定の領域はほとんど見られない。その他の ρ, E 分布の傾向は正の場合とほぼ同じである。中心電線が同じであれば、外部円筒径が 4 mφ から 20 mφ に変化しても電線表面近傍の実効電界分布が等しければ、ほぼ等しいコロナ放電現象が生じると考えられ、従って 4, 20 mφ 両者のコロナ電流はほぼ等しいと考えられる。従って、20 mφ の場合でも E_0-I 特性は第8図に近いと考えられる。

そこで、20 mφ 系における一定印加電圧において種々のコロナ電流 I を仮定し、イオン移動度の経時変化を考慮して電線表面実効電界 E_0 を求め、第8図の $\mu = 2.0$ の場合の E_0-I 曲線上に重なるような電流値 I を求めた。この場合の E, ρ 分布例を第10図に示す。この場合、 $E_0 = 25 \sim 40$ kV/cm における正イオンの走行時間は 11.0 ~ 5.5 s であり、 $E_0 = 30 \sim 40$ kV/cm

第10図 電界および空間電荷密度分布計算結果 (20mφ 円筒)

Fig. 10. Calculated results on electric field strength and space charge density distributions (20mφ cylinder).

の範囲の負イオン走行時間は 5.0 ~ 3.2 s である。なお円筒到達時の移動度は負では 0.77 ~ 0.87 であり、正ではその下限値 0.6 となっている。更に、得られた移動度経時変化の場合の E_0 に対応する I 値を用い、移動度一定と仮定した場合と等しい E_0 値となるような移動度を求め、それを等価移動度 μ_{eq} とおいた。そ

の場合の移動度を μ_{eq} (=一定) とみなして, (1), (2) 式より求めた E, ρ 分布も同図中に示す (この場合の μ_{eq} 値は図中に示す)。この E 分布は同図(a)の正, (b)図の負電圧印加時いずれの場合も $r < 0.3$ m の領域では移動度の経時変化を考慮した場合の E 分布と, 移動度一定と仮定した場合の E 分布とではほとんど重なるので電線径が等しく, E_0 値が等しければ大電極系と小電極系のコロナ放電現象に大差はないとの仮定は, 正電圧印加時および負電圧印加時いずれにも適用できる考えられる。ただし, r が 0.4 m 以上の領域になると両者の E 分布には差が生じている。

一方, コロナ電離領域外とみなしている部分の ρ 分布は正, 負とも移動度一定の場合と経時変化の場合との間には第 10 図(a), (b)のように顕著な相違が見られる。従って, 両極性直流送電線のコロナ放電現象の解析を行なう場合, 正負両イオンが混在する領域の再結合効果を試算する際には, 移動度経時変化を考慮した場合と一定値の等価移動度を用いた場合とは結果が異なってくると言える。

これらの結果より導いた 20 mφ の $V(E_0)-I$ 特性および 4 mφ における実測値⁽¹⁹⁾ の E_0-I 特性を第 11 図に示す。なお, 従来直流電線コロナの解析に用いられてきた種々の移動度の代表値として, 正の場合 1.5, 負の場合 1.8 を採用し, 第 8 図の 4 mφ, $\mu=2.0$ における E_0-I 特性が 20 mφ においても適用できるとみなして, 印加電圧に対する I 値を(1), (2)式を用いて求め, その結果より導いた $V(E_0)-I$ 特性も第 11 図中に示している。これらの結果より, 等価移動度が 2.0 とみなせる 4 mφ 電極系の $V-I$ 特性の実測値より, 20 mφ またはそれ以上の大口径同軸円筒電極系の $V-I$ 特性を導出する際, 4 mφ における移動度 2.0 をそのまま使用することは不合理であり, また従来用いられていた移動度も, 大口径円筒電極系や実規模直流送電線の試算に用いるには値がやや大き過ぎると言える。また, 移動度一定とみなしたときの等価移動度の値は, 電極間距離や第 10 図中に示したように印加電圧によって変化するとと言える。

従って, 直流送電線のような長ギャップ電極系の空間イオン効果の試算は移動度の経時変化を考慮して行なうべきであると言える。なお印加電圧が低くて弱いコロナ放電が生じ, 空間イオン電界が静電界に比しほとんど無視できるような場合でも, イオン流分布の試算, 従ってイオン流帯電効果の試算には移動度経時変化の考慮が必要であると言える。ただし, ここで用いた移動度経時変化特性式は大気中の水分量による変化

第 11 図 印加電圧 (静電界強度) 対コロナ電流特性
Fig. 11. Applied voltage (static field strength) vs. corona current characteristics.

を無視して導いている。しかし, 実測の結果では明らかに $\mu-t$ 特性は絶対湿度の影響を受けている。また移動度は電界依存性を持つことも知られているが, ここでは通常の電線コロナの検討の際は無視されていることが多いので, ここでもその例に倣った。従って, 今後更に実験および理論的検討を重ねて, より詳細な $\mu-t$ 特性を導き, また電界依存性の影響も検討し, 気象状態による直流送電線コロナ現象の変化も試算できるようにしたいと考えている。

5. む す び

以上の結果を要約すると次のことが言える。

(1) 大気中におけるイオンのクラスタリング効果による移動度低下を考慮し, 種々の実験を行なって結果をまとめ, 大気中の正イオンおよび負イオンに対する移動度経時変化特性式を導いた。

(2) 小口径同軸円筒電極系においては, イオン移動度を $1.0 \sim 3.5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ の範囲で, どのように見積って試算しても電極表面実効電界値は大差ないが, 大口径電極系になると空間イオン電界が強くなるため, 実効電界分布, イオン電荷密度分布, 印加電圧-コロナ電流特性などの試算値は仮定した移動度の値によりかなり変化する。

(3) 導いた移動度経時変化特性式を用いて, 超高压直流送電線のような大きい電線間距離や地上高を持つ電極系における直流電線コロナ放電現象に与える空

間イオン電界効果を求めることができる。その際、適切な等価移動度一定値を選んで用いると、電線表面近傍の実効電界分布は経時変化移動度を用いた場合とほぼ等しくなるが、イオン電荷密度分布にはかなりの相違が生じる。従って、正負イオンが混在する両極性直流送電線のような場合のコロナ放電現象解析において再結合効果を検討する際には、一定値の等価移動度を用いるのは問題である。

(4) イオン電流値が少なく、静電界に比し空間イオン電界がかなり小さい場合でも、イオン流帯電効果を調べるため電線から大地近くまでの長時間走行後のイオン流分布を試算するような場合、特に風のある場合のイオン流分布試算の場合、移動度の経時変化を無視することはできない。

この研究は、昭和52年度および53年度の文部省科学研究費の補助を受けて行なわれた。また特に高電圧を要する実験は、京都大学 上之園教授を代表者とする直流高圧送電に関する総合研究の一部として、東京芝浦電気(株)重電技術研究所における協同実験として行なった。終りに、協同研究に際して貴重な御助言や御援助をいただいた京都大学 上之園親佐教授、林 宗明教授、九州大学 赤崎正則教授、東芝重電技術研究所 本多正己課長および電力中央研究所 原田達哉理事、須永孝隆氏ならびに総合研究のメンバーの諸先生方、東芝の方々に感謝いたします。また、学内での実験その他に協力していただいた神戸大学 薩谷泰資技官および学生諸氏に感謝いたします。

(昭和54年5月18日受付、同54年11月29日再受付)

文 献

- (1) 有働:「UHV 送電に関する内外の動向」, 電学誌, 98, 749 (昭 53-8)
- (2) 原田・堺:「直流イオン流帯電現象」, 放電研究, No. 64, 27 (昭 51-3)
天野・村串:「塩原直流実験送電線下のイオン流帯電現象, その2」, 電中研報, No. 175001 (昭 50-7)
- (3) 赤崎・原・早田:「平等電界中のイオン流帯電現象の研究」, 電学論A, 98, 109 (昭 53-2)
- (4) E. H. Gehrig, et al.: "Bonneville Power Administration's 1100-kV Direct Current Test Project II, *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-86, 278 (1967)
- (5) M. M. Khalifa & R. M. Morris: "A Laboratory Study of Effects of Wind on DC Corona", *ibid.*, PAS-86, 290 (1967)
- (6) 荒井・須永・角田:「同軸円筒の水滴 コロナからの降雨時送電線雑音レベルの予測」, 電学誌, 91, 897 (昭 46-5)
- (7) M. P. Sarma & W. Janischewskyj: "Analysis of Corona Losses on DC Transmission Lines II", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-88, 1476 (1969)
- (8) M. Abdel-Salam: "Considering Space Charge in Calculation of Monopolar DC Corona Loss", *Acta Phys. Hungar.*, 36, 3, 201 (1974)
- (9) 須永:「直流送電線の電線周囲電界とイオン流分布(その1)」, 電中研報, No. 176057 (昭 52-6)
須永:「空間電荷を考慮した直流送電線の電界およびイオン流分布の計算法」, 電気学会放電研究, ED・PE-79-15 (昭54-3)
- (10) 赤崎・原・林:「線対平板間隙のコロナ場における平板上の電界と電流密度分布」, 放電研究, No. 75, B-3 (昭 54-3)
- (11) M. M. Shahin: "Mass-Spectrometric Studies of Corona Discharges in Air at Atmospheric Pressures", *J. Chem. Phys.*, 45, 2600 (1967)
- (12) 三崎:「最近の大気電気学」, 気象研究ノート, No. 128, 201 (昭 51)
- (13) V. A. Mohnen: "Formation, Nature and Mobility of Ions of Atmospheric Importance", 5th Inter. Conf. on Atmos. Elect., Sep., 2-7 (1974)
- (14) L. B. Loeb: Basic Process of Gaseous Electronics, p. 112 (1955) Univ. of California Press
- (15) V. I. Popkov: "О Подвижности Ионов в Условных Коронного Разряда", *Dokl. Akad. Nauk, S.S.S.R.*, 58, 6, 1043 (1947)
- (16) E. C. Whipple, Jr.: "An Improved Technique for Obtaining Atmospheric Ion Mobility Distribution", *J. Geophysical Research*, 65, 11, 3679 (1962)
- (17) 角田・薩谷:「イオンスペクトラムの総合的測定」, 大気電気研究, No. 20, 81 (昭 53)
- (18) 藤岡, 他:「コロナ放電で発生するイオンの移動度測定」, 電気学会放電研究, ED 78-57 (昭 53-10)
藤岡, 他:「コロナ放電で発生するイオンの移動度測定Ⅱ」, 昭 54 電気学会大会, 100
- (19) 松元:「各種同心円筒電極による直流コロナ損に関する考察」, 電学誌, 88, 2271 (昭 43-12)
- (20) E. Uhlmann: "Der elektrische Durchschlag von Luft zwischen konzentrischen Zylindern", *Archiv für Elektrotechnik*, 23, 323 (1929)
鳥山・稲田・堺・室岡:「高電圧工学」, p. 55 (昭 43) コロナ社
- (21) R. T. Waters, et al.: "Electric Field Measurements in DC Corona Discharge", IEE Conference Publ., No. 90, 188 (1972)
- (22) S. Badaloni & I. Gallimberti: Basic Data of Air Discharge, p. 24 (1972) Università di Padova