

Title	大気中のコロナ放電に及ぼす負イオンと空間電荷電界の影響に関する研究
Author(s)	藤岡, 伸宏
Citation	大阪大学, 1983, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/449
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

大気中のコロナ放電に及ぼす負イオン と空間電荷電界の影響に関する研究

1983 年 2 月

藤 岡 伸 宏

大気中のコロナ放電に及ぼす負イオン と空間電荷電界の影響に関する研究

1983 年 2 月

藤 岡 伸 宏

目 次

第1章 序 論	1
第1章 文 献	2
第2章 自然大気および負イオン拡散大気中における正極性インパルス コロナ発生時間分布	
2.1 緒 言	4
2.2 初期電子発生過程	4
2.3 実験装置と方法	7
2.4 実験結果	8
2.4.1 ファーストコロナ遅れのヒストグラム	8
2.4.2 ファーストコロナ遅れの印加電圧特性	9
2.5 実験結果の検討	10
2.5.1 初期電子発生過程の検討	10
2.5.2 O_2^- イオンからの電子離脱の検討	13
2.6 結 言	16
2.7 付 録	17
第2章 文 献	23
第3章 清浄大気中の正極性インパルスコロナ発生時間分布に及ぼす直 流電界の効果	
3.1 緒 言	25
3.2 直流電界印加時のイオン密度	25
3.3 実験装置と方法	26
3.4 実験結果	28

3.4.1	イオン状態とファーストコロナ発生時間	28
3.4.2	コロナ発生時間に及ぼす微粒子の影響	29
3.4.3	直流電界の極性およびインパルス電圧の効果	30
3.5	実験結果の検討	32
3.5.1	累積コロナ遅れ特性に及ぼす V_s の効果	32
3.5.2	一定時間帯に集中して発生するコロナ	33
3.6	結 言	36
3.7	付 録	36
第3章	文 献	41

第4章 雷インパルスおよび開閉インパルス放電現象に及ぼす負イオンの影響

4.1	結 言	42
4.2	一般波形におけるファーストコロナ発生現象	42
4.3	実験装置と方法	44
4.4	実験結果	46
4.4.1	ファーストコロナの放電電荷量	46
4.4.2	ファーストコロナの発生時間分布	47
4.4.3	ファーストコロナからフラッシュオーバーまでの現象	49
4.5	実験結果の検討	53
4.5.1	正極性最小コロナ開始電圧	53
4.5.2	フィルタ通過大気および室外自然大気電子離脱頻度	55
4.5.3	平板から供給される負イオンの検討	56
4.5.4	ファーストコロナとフラッシュオーバーとの関係	58
4.6	結 言	59
4.7	付 録	59

第4章 文 献	61
第5章 短ギャップ(15 cm, 25 cm)における開閉インパルス放電進 展中の空間電荷電界測定	
5.1 緒 言	63
5.2 実験装置と方法	63
5.3 静電界計算	64
5.4 実験結果	65
5.4.1 放電進展中における棒先端近傍の電界パターン	65
5.4.2 放電諸量と電界変化との相互関係	68
5.5 実験結果の検討	73
5.5.1 1st コロナの特性について	73
5.5.2 放電休止期間の棒先端近傍の電界変化	74
5.6 結 言	75
第5章 文 献	76
第6章 開閉インパルス印加時におけるファーストコロナの空間電荷分 布推定	
6.1 緒 言	77
6.2 実験装置と方法	77
6.3 電荷重畳法による電界計算	78
6.4 実験結果	81
6.5 空間電荷分布の推定	83
6.6 結 言	87
第6章 文 献	88

第7章	コロナ放電で発生するイオン移動度経時変化に及ぼす湿度の影響	
7.1	緒言	89
7.2	実験装置と方法	89
7.3	実験結果と検討	92
7.4	結言	100
第7章	文献	101
第8章	同軸円筒電極系の直流コロナ放電現象	
8.1	緒言	102
8.2	放電空間の実効電界および空間電荷分布の計算法	102
8.3	小規模電極系におけるオゾンおよびイオンの測定	105
8.3.1	実験装置と方法	105
8.3.2	実験結果と検討	105
8.4	大規模電極系における予測計算	107
8.5	結言	110
第8章	文献	111
第9章	結論	112
謝辞		116
発表論文と資料		117

内 容 梗 概

本論文は、著者が神戸大学工学部電気工学科において行なった大気中コロナ放電現象に関する研究の成果をまとめたもので、序論、結論および本論7章の計9章で構成する。

第1章 序 論

本章では、近年の電力輸送に対する社会的要請について述べ、直流架空送電線や交流昇圧した場合の架空送電線において、より合理的な設計を行なうためには、大気中に微量に存在するイオンやコロナ放電で発生するイオンの特性を明らかにする重要性について記し、本研究の意義と目的について述べる。

第2章 自然大気および負イオン拡散大気中における正極性インパルスコロナ発生時間分布

本章では、正極性インパルス印加時の初期電子が、大気中の負イオンから衝突離脱作用で供給されるとした場合のファーストコロナ発生時間分布を求める理論式を示す。次に、棒-平板電極系に正極性インパルスを印加して、自然大気および人工的な負イオン拡散大気におけるファーストコロナ発生時間分布から、両大気の電子発生割合を求めた。そして、電子発生割合の時間的変化から、自然大気および負イオン拡散大気における初期電子供給源として、それぞれ、ハイドレーション化した負イオンおよび酸素分子負イオンが推定されることを示す。

第3章 清浄大気中の正極性インパルスコロナ発生時間分布に及ぼす直流電界の効果

本章では、高性能エアフィルタを通過させた大気中において、棒-平板電極系にコロナ開始以下の直流電界を予備的に印加して放電空間の負イオン密度を減少さ

せると、正極性インパルス印加時のファーストコロナ発生までの時間は、予備的直流電界を印加しない場合に比べて、数百～数千倍に増加することを示す。この場合の予備的直流電界の極性および大気中の微粒子の効果も示す。さらに、予備的直流電界に正極性インパルスを重畳した場合にある時間帯に集中してファーストコロナが発生するが、この時間は、負イオンが平板から棒先端近傍の臨界領域まで飛行する時間に相当することを示す。

第4章 雷インパルスおよび開閉インパルス放電現象に及ぼす負イオンの影響

本章では、第3章と同様の電極系および実験手順で、雷インパルスと開閉インパルスとを印加した場合のコロナ発生率およびフラッシュオーバー発生率の測定結果を示す。この場合、予備的な直流電界印加による50%フラッシュオーバー電圧の上昇効果は、短ギャップで、短時間パルスほど大きいことを示す。

また、両波形を三種類のギャップに印加して得られたファーストコロナ発生時間分布から、室外大気とフィルタ通過大気の電子離脱頻度を求めた。

第5章 短ギャップ(15, 25 cm)における開閉インパルス放電進展中の空間電荷電界測定

本章では、比較的短ギャップ(15, 25 cm)の棒-平板電極系に正・負両極性開閉インパルスを印加した場合の棒先端近傍の電界経時変化を容量性の電界プローブで検出し、発光ユニット-光ファイバー受光ユニットからなる測定系を用いて得た結果を示す。

両極性インパルス印加時のコロナ発生からフラッシュオーバー発生までの棒先端近傍電界の詳細な経時変化や、その場合の静電界の寄与について検討した結果を示す。

第6章 開閉インパルス印加時におけるファーストコロナの空間電荷分布推定

本章では、長ギャップ(150 cm)の棒-平板電極系に、両極性インパルスを印

加した場合におけるファーストコロナの放電電荷量や三個の電界プローブによる空間電荷電界の測定結果を示す。

コロナ発生直後の空間電荷分布関数を仮定して、微小体積に分割した空間電荷をリング電荷で模擬し、電荷重畳法を用いて実測値を満足する空間電荷分布を推定した。推定した空間電荷分布において、ファーストコロナ停止直後の棒電極表面電界分布を求めると、負極性の場合には正極性の場合の約2倍であり、また、両極性とも放電電荷量の差は、棒電極表面電界分布に余り影響を及ぼさない等の計算結果を示す。

第7章 コロナ放電で発生するイオンの移動度経時変化に及ぼす湿度の影響

本章では、大気中のインパルスコロナで発生させたイオン群を平等電界中を飛行させて、発光ユニット、光ファイバ、受光ユニットおよびマイコン等を組み合わせた測定系で測定し、移動度の測定結果について示す。測定時間範囲は、イオン発生後約20ミリ秒から約4秒までで、大気中の湿度を大巾に変化（相対湿度30%～80%、絶対湿度 $5.1 \text{ g/m}^3 \sim 30 \text{ g/m}^3$ ）している。

正・負両極性イオンの移動度は、相対湿度ではなく絶対湿度に依存する。イオン発生後の時間および絶対湿度の関数として得られた両極性イオン移動度の実験式を示す。

第8章 同軸円筒電極系の直流コロナ放電現象

本章では、小型同軸円筒電極系で直流コロナ放電を発生させた場合の周辺大気中のイオン量およびオゾン濃度の変化についての実測結果を示す。

また、イオン移動度が経時変化を示す場合における同軸円筒電極系の空間電荷および電界分布の計算法を示し、若干の仮定のもとに、コロナ放電中の大規模同軸円筒電極における予測計算を行なった。季節によりイオン移動度が変化した場合、放電空間の実効電界分布は両極性とも変化が少ない。しかし、内部導体近傍の空間電

荷分布は影響を受け，特に，正極性コロナの場合に顕著であることを示す。

第9章 結 論

本研究で得られた結果を総括し，今後の課題を指摘して結論とする。

第1章 序 論

我国の電力需要の伸び率は、昭和48年の石油ショックを境目として高成長から安定成長へと変化した。しかし、

表1 電力需要の年次推移

表1⁽¹⁾に示すように電力需要は現在も着実に伸び続けているので、この供給のために、電源の開発、電力輸送における諸課題^{(1)~(4)}を総合的に解決していく

	最大電力					年平均伸び率				
	昭43 (実績)	48 (%)	53 (%)	58	63	昭43 48	48 53	53 58	58 63	
全国 (9電力計)	万kW	3,749	6,838	8,462	12,042	15,888	12.8	4.4	7.3	5.7
							%			

(注) 石油ショック 昭和48年

ことが必要である。

このなかで、電源の遠隔化や大容量化に伴う大電力輸送対策が比較的近い将来の問題として重要であると考えられる。長距離大電力輸送系統として、交流1000KV級の送電と直流送電方式とが考えられる。しかし、これらの交流昇圧や直流方式における架空送電は、気象や立地条件などの国情の差により支配されるところも多いので、それぞれの国が独自に解明すべき課題も多いとされている。⁽⁵⁾

直流架空送電では、独特の問題として、電線のコロナにより発生するイオン流が比較的低速で地表に流れて物体を帯電させるイオン流帯電現象があり、風や大気中の湿度等の気象諸元との関係について各方面でそれらの現象解明に取り組まれている。^{(6)~(9)}

また、現在のところ影響なし、ないし不明とされている直流コロナで発生するオゾンとかイオン流による動植物界への影響⁽⁸⁾についても、我国での地道なデータの集積が必要であろう。

これらの直流架空送電線周辺の問題やコロナ損等の予測には、コロナ放電で発生したイオンの長寿命後の特性も必要であるが、未知な分野も多い。そこで、広い範囲のイオン移動度経時変化とそれに及ぼす大気中の湿度の影響について測定し、直流架空送電のイオン流予測計算の精度向上に寄与しようとした。

さて、ますます大容量化する送電設備の絶縁設計には、統計的手法が通常採用されているが、^{(10)~(11)}これと共に放電現象の物理的な素過程を詳細に解明することが、信頼性を上げるために重要であると考えられる。遮断器の開閉にともない発生する開閉インパルスの放電現象に関するデータは送配電設備の絶縁設計に必要であり、長ギャップにおける正極性開閉インパルスの50%フラッシュオーバ電圧 V_{50} がU特性、すなわちある波頭長の電源波形で最小値を取ることが実験的に明らかにされてから久しい。⁽¹²⁾しかしながら、フラッシュオーバにいたる物理的過程については、未知な点が多く残されている。

そこで、正極性インパルスの初期電子発生過程と正・負両極性開閉インパルス放電進展時における空間電荷電界の特性について基礎的な実験を行ない、合理的な絶縁設計に寄与しようとした。

本文は、放電現象の基礎過程に属する初期電子発生過程に関連する内容を第2章から第4章にまとめ、開閉インパルス放電中の空間電荷電界特性を第5章と第6章に、さらにイオン移動度の経時変化や同軸円筒電極系の直流コロナ放電実験および予測計算を第7章と第8章にまとめた。

第1章文献

- (1) 木下，有働，上之蘭：電気評論臨時増刊号「電力における未来技術」，627
(1979)
- (2) 中林：同上，595
- (3) 小沢：同上，621
- (4) 電気評論臨時増刊号「エネルギー貯蔵」(1982)
- (5) 有働：電学誌，98，8，794(1978)
- (6) 天野，村串：電中研研究報告，No.175001(1975)
- (7) 原田，堺：放電研究，No.64，27(1976)
- (8) EPRI：Transmission Line Reference Book (HVDC to ± 600 kV)

(1976)

(9) 赤崎，原，林：放電研究，No.75，B-3(1979)

(10) 鶴見，加藤，石原，大崎：昭和57年電気四学会連合大会予稿，1-2

(1982)

(11) 鈴木，石原，高木，大井：同上，1-3

(12) 有働，多田：電学誌，83，9，1584(1963)

第2章 自然大気および負イオン拡散大気中における 正極性インパルスコロナ発生時間分布

2.1 緒 言

電力需要の増大にともない、*UHV* 架空送電線の建設が検討されているが、大気中の放電現象に及ぼす気象諸元の影響をさらに詳細に研究し、その絶縁設計をより合理的にする必要がある。両者を結びつけるものの一つとして大気中イオンの放電における役割に着目した。^{(1)~(4)} 不平等電界電極系に正極性インパルスを印加した時の初期電子発生機構については、電極表面状態と関連づける結果⁽⁵⁾ と大気中の負イオンからの電子離脱を考えるもの^{(6)~(11)} とがあるが、なお未知の分野が多く残されている。そこで、棒-平板電極系に正極性インパルスを印加し、人為的に大気中のイオン状態を変化させない場合と、イオン発生器で負イオンを発生させて放電空間の負イオン密度を増大した場合とにおけるファーストコロナ発生までの時間分布を測定した。また、負イオンからの電子離脱頻度を与える理論式を導出して実験結果を検討した。

2.2 初期電子発生過程

初期電子の発生過程において、電子を発生しない事象を E_0 、電子を発生する事象を E_1 とした場合に、時刻 $(t, t + \Delta t)$ で初期電子が発生する確率を次式で表わされると仮定する。

$$P_r\{E_1(t + \Delta t) \mid E_0(t)\} = \lambda(t) \cdot \Delta t + O(\Delta t) \quad (1)$$

ただし、 $\lambda(t)$ ：時刻 t で、単位時間当たり、放電空間のある領域に発生する初期電子数（電子発生割合）

$O(\Delta t)$ ： Δt に対して高位の無限小

(1)式より、ステップ状電圧印加時を時間原点にとると、時刻 t での初期電子発生確率分布関数 $P_e(t)$ とその密度関数 $p_e(t)$ は次式で表わされる。〔付録1〕

$$P_e(t) = 1 - \exp\{-\int_0^t \lambda(t) dt\} \quad (2)$$

$$p_e(t) = \lambda(t) \cdot \exp\{-\int_0^t \lambda(t) dt\} \quad (3)$$

(2), (3)式より,

$$\lambda(t) = p_e(t) / \{1 - P_e(t)\} \quad (4)$$

ある気体中において、負イオンと中性分子との衝突離脱現象により電子が発生するとした場合、他の衝突現象と同様に、単位体積中の電子離脱頻度は次式で表わされる。⁽¹²⁾

$$\left. \begin{aligned} \nu_{det} &= n N \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_d(v_0) \cdot v_0 \cdot f_i(v_i) \cdot f_g(v_g) dv_i dv_g \\ v_0 &= \int_{-\infty}^{\infty} (v_i - v_g) \cdot f_i(v_i) \cdot f_g(v_g) dv_i dv_g \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ただし、 n 、 N ：負イオンおよび中性分子数密度

$\sigma_d(v_0)$ ：負イオンの電子離脱断面積

$f_i(v_i)$ 、 $f_g(v_g)$ ：負イオンと中性分子の速度分布関数

ここで、 $v_i \gg v_g$ と仮定すると、(5)式は次式で近似できる。

$$\nu_{det} \doteq n N \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_d(v_i) \cdot v_i \cdot f_i(v_i) dv_i \quad (6)$$

ステップ状インパルスを印加した場合、時刻 t でのある体積 V における負イオンからの電子発生割合は次式で表わされる。

$$\lambda(t) = \int_V (\nu_{det}) dV \quad (7)$$

ただし、 V ： $\alpha_{eff} (= \alpha - \eta) \geq 0$ なる領域、すなわち電界 $E \geq 25 \text{ kV/cm}$ の領域とし、この領域を臨界領域と表現する。

ここで電極間に、静的コロナ開始電圧（第4章の4.5.1で詳述する）よりも十分大きい過電圧を印加した場合について考える。ステップ状電圧印加時を時間原点に取り、ファーストコロナ発生までの時間を t_c とする。 t_c は V 内で初期電子が発生するまでの時間 t と電子なだれが成長してコロナストリーマに転換するまでの時間 t_F との和である。厳密には、 t_F も電界の関数で統計的なバラツキを示す。しかし、大気中で発生する前駆放電の形成時間は数十 ns ⁽¹³⁾ であることが知られているので、本実験で観測したファーストコロナ発生までの時間に比べて無視でき

ると考えられる。この場合には t_c は次式で近似できる。

$$t_c = t + t_F \doteq t \quad (8)$$

次に、 V 内における初期電子が、電子なだれからコロナストリーマに転換する確率を P_x とすると、時刻 t_c ($\doteq t$)でのファーストコロナ発生確率分布関数 $P_c(t)$ とその密度関数 $p_c(t)$ とは次式で表わされる。

$$P_c(t) = P_x \cdot P_e(t) \quad (9)$$

$$p_c(t) = \frac{dP_c}{dt} \quad (10)$$

P_x は実効電離係数 (α_{eff}) に依存する確率、すなわち電界に依存する確率である。⁽⁴⁾ 本実験で使用した最低印加電圧 36.4 kV において、電極軸上の $\alpha = \eta$ のところから棒電極先端までの電離指数は約 1.7 となり、 V 内 で形成される正イオン数は 2.4×10^7 個となる。この正イオン数は、電子なだれからコロナストリーマに転換する数、すなわち $10^7 \sim 10^9$ 個⁽⁷⁾ や、 10^6 個 (第4章の 4.5.1) を満足している。つまり、十分過電圧が印加されている場合には、 $P_x = 1$ として取扱っても誤差は少ないと考えられる。この場合に、時刻 t_c ($\doteq t$) でのファーストコロナ発生時間確率分布関数とその密度関数は次式で与えられる。

$$P_c(t_c) = P_e(t) = 1 - \exp \left\{ -\int_0^t \lambda(t) dt \right\} \quad (11)$$

$$p_c(t_c) = p_e(t) = \lambda(t) \cdot \exp \left\{ -\int_0^t \lambda(t) dt \right\} \quad (12)$$

さらに、(12)式を用いてファーストコロナ発生までの時間(ファーストコロナ遅れと表現する)の平均値 ($\langle t \rangle$) は次式のようにスティルチェス積分で求められる。

$$\begin{aligned} \langle t \rangle &= \int_0^\infty t \cdot p_c(t) dt = \left[t \cdot \exp \left\{ -\int_0^t \lambda(t) dt \right\} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\lambda(t)} \cdot \exp \left\{ -\int_0^t \lambda(t) dt \right\} \right]_\infty^0 \quad (13) \end{aligned}$$

2.3 実験装置と方法

図1に実験装置を示す。インパルス電圧発生器 (I G) で発生した長波尾正極性インパルス〔 $0.1 \times 2,500$ 〕 μs を , $135 \times 135 \times 170 \text{cm}^3$ のアルミ製容器内に設置した棒-平板電極系に印加した。棒電極はステンレス鋼製で、先端は半径 0.5cm の半球状であり、平板電極は $50 \times 50 \text{cm}^2$ のアルミ製である。ギャップ長は 10cm 一定である。コロナ放電の観測は、平板ギャップと直列な検出抵抗による電流波形と棒先端に石英レンズで焦点を合わせたフォトマ

ルによる光波形および石英

レンズ付の静止カメラで同時に行なった。実験条件は、容器内の大気を何ら人為的に変化させない状態 (自然大気) と、イオン発生器により負イオン密度を増加させた状態 (負イオン拡散大気) とである。

電圧を印加してコロナ放電が生じた場合、それにより発生したイオン、特に多量の正イオンが放電空間に残留し、以後の実験結果に大きく影響する。⁽³⁾ そこで、この効果を取除くために電圧印加ごとに容器を開放して換気した。イオン状態が定常状態になることを、図1 (b) に示すイオン計で確認した後に容器のふたを閉め、電圧を印加した。したがって、データは $20 \sim 30$ 分間隔で取った。測定イオンは移動度の大ききで二種類に分類し、総イオンとして移動度 $k \geq 0.01 \text{cm}^2 / \text{v} \cdot \text{s}$ を、小イオンとして $k \geq 0.3 \text{cm}^2 / \text{v} \cdot \text{s}$ を測定した。

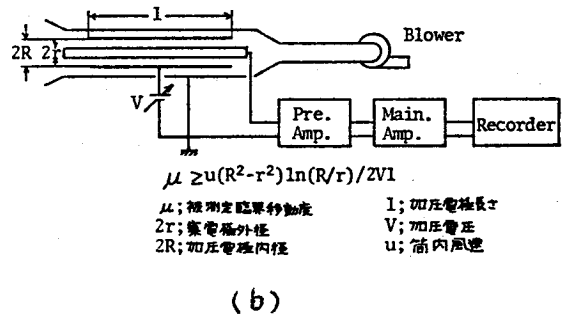
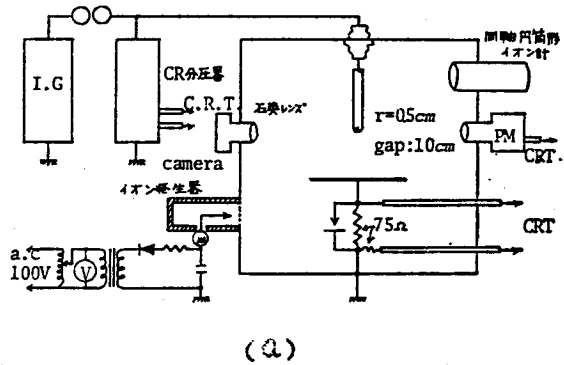


図1 実験装置 (a)全体図, (b)イオン計

2.4 実験結果

2.4.1 ファーストコロナ遅れのヒストグラム

図2にコロナが発生した場合の印加電圧波形および電流波形の観測例を示す。このような撮影フィルムを拡大器で10倍に拡大してコロナ発生時間を読み取った。印加電圧，気象諸元およびイオン密度が異なる場合のファーストコロナ遅れのヒストグラムを図3に

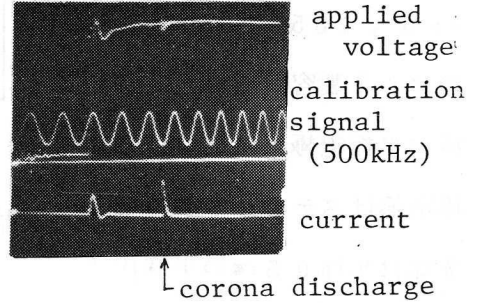


図2 電圧と電流のオシログラム

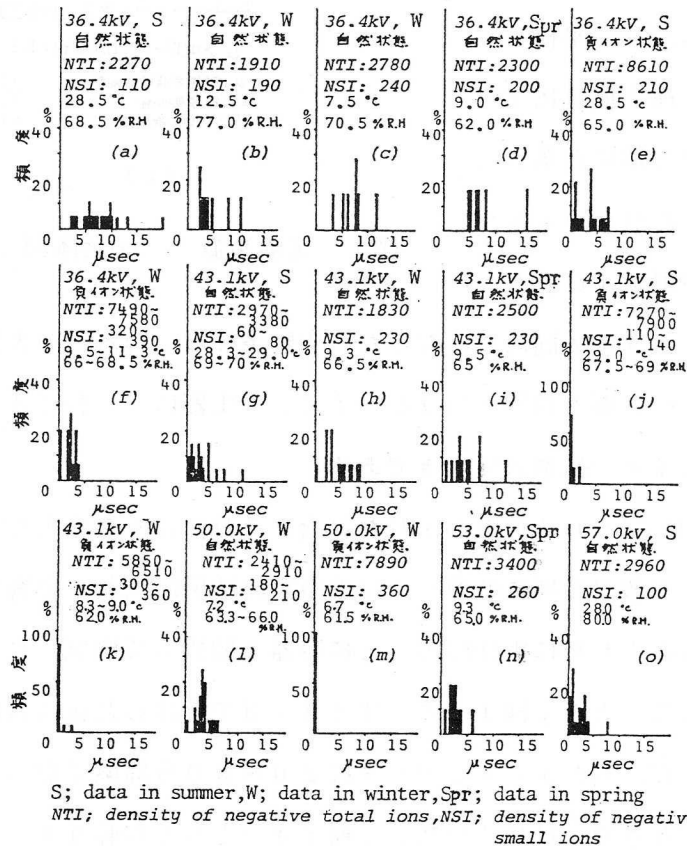


図3 ファーストコロナ遅れのヒストグラム

示す。なお、この電極系において自然状態の夏では印加電圧 57 ~ 58 kV で、冬では 54 ~ 55 kV でフラッシュオーバを発生し始め、負イオン状態ではこれよりやや低い電圧でフラッシュオーバを発生し始める。また、自然状態では 50 kV 付近から、負イオン状態では、これよりやや低い電圧で後続コロナ放電が生じるが、今回はファーストコロナだけに注目した。各ヒストグラム中の記入事項は、左上から順に印加電圧、実験した季節 (S : 夏, W : 冬, Spr : 春), 負総イオン密度 (NTI), 負小イオン密度 (NSI), 温度および相対湿度である。図 3 において、印加電圧および負イオン密度の増加と共にコロナ遅れの算術平均値は減少し、その分布のバラツキも小さくなる。負イオン拡散大気中では、自然大気中に比べて、電圧波形の立上り部付近にヒストグラムの最大値が移動している。この傾向は印加電圧が高い程顕著である。また、電圧が低い場合 (36.4 kV) に、自然大気中では電圧印加後 2 ~ 3 μ s の間コロナが生じていない空白部がある。

2.4.2 ファーストコロナ遅れの印加電圧特性

各条件におけるコロナ遅れのデータを算術平均し、その印加電圧特性を図 4 に示す。図中で S は夏 (昭和 50 年 8 月), W は冬 (昭和 50 年 12 月 ~ 昭和 51 年 2 月) および Spr は昭和 51 年 3 月末に行なった実験のデータをそれぞれ示す。同図において、イオン状態が同じであれば、夏と冬等の平均コロナ遅れの印加電圧特性の形状はほぼ一致するが、同一季節でも

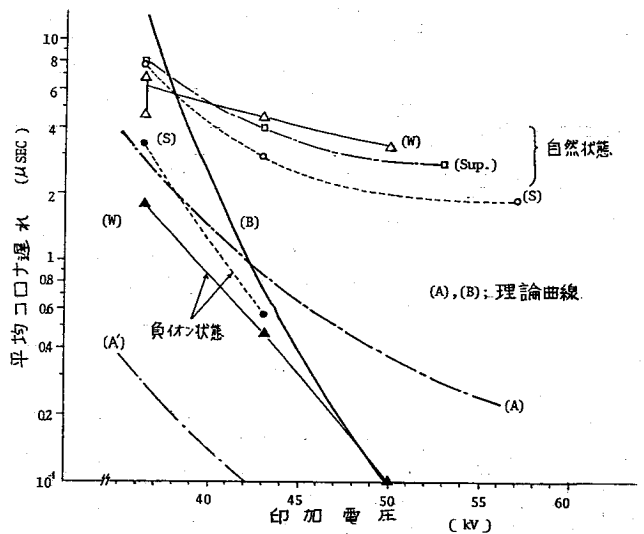


図 4 平均コロナ遅れ—印加電圧特性

自然状態と負イオン状態との曲線形状が大きく異なる。すなわち、自然状態では印加電圧の増加と共に平均コロナ遅れは減少するが、その減少の割合が少ない。一方、負イオン状態では印加電圧の増加と共に平均コロナ遅れは急激に減少する。ただし、印加電圧の立上りが $0.1 \mu\text{s}$ であるので、この付近の特性は電圧波形の影響を受けやすいことに注意を要する。自然状態では平均のコロナ遅れは夏より冬の方が大きい、負イオン状態では逆になっている。

図中の曲線 A 、 A' および B は、2.5.2 で後述する O_2^- イオンから電子離脱をすとした場合の計算値である。

2.5 実験結果の検討

2.5.1 初期電子発生過程の検討

本実験で得られるファーストコロナ発生までの時間は、初期電子源として大気中に自然発生する自由電子（平均 $10 \text{ 個}/\text{cm}^3 \cdot \text{s}$ ）を考えた場合には説明できない。例えば、印加電圧が 36.4 kV と 43.1 kV の場合に臨界領域の体積 (V) は約 0.5 cm^3 と約 0.8 cm^3 となり、それぞれの電圧における電子発生割合は、 $2.5 \times 10^{-6} \text{ 個}/\mu\text{s}$ と $8 \times 10^{-6} \text{ 個}/\mu\text{s}$ となる。いずれの値も、後述の実験結果（図6）よりはるかに小さい。そこで、大気中に存在する負イオンからの電子離脱を考えるのであるが、まずコロナ遅れの実験データから電子発生割合を求めて検討する。

コロナ遅れの算術平均値 ($\langle t \rangle$) と電子発生割合 ($\lambda(t)$) との関係は(13)式で表わされるが、本実験のコロナ遅れ時間範囲では、両者は次式で近似的に表わされる。〔付録2〕

$$\langle t \rangle = 1 / \lambda(0) \quad (14)$$

そこで、図4の平均コロナ遅れから得られる $\lambda(0)$ 、すなわち $t=0$ での $\lambda(t)$ を(12)式に代入して $p_c(t)$ を求めた。図5に実験データのヒストグラムおよび計算値を実線で示す。図中の(a)~(n)は、図3のグラフ名と対応している。負イオン拡散大気の実験データ(e)、(f)、(j)、(k)は指数分布を示す理論式と良く一致し

ているが、自然大気のデータ (a), (b), (c), (g), (h), (i) (l), (n) は指数分布からのずれが大きい。

自然大気におけるコロナ遅れ時間のデータを汎用性のあるワイブル関数を用いて解析した。ワイブル関数を使用した場合の累積確率分布関数、その密度関数および瞬間故障率は、それぞれ次式で表わされる。(15)

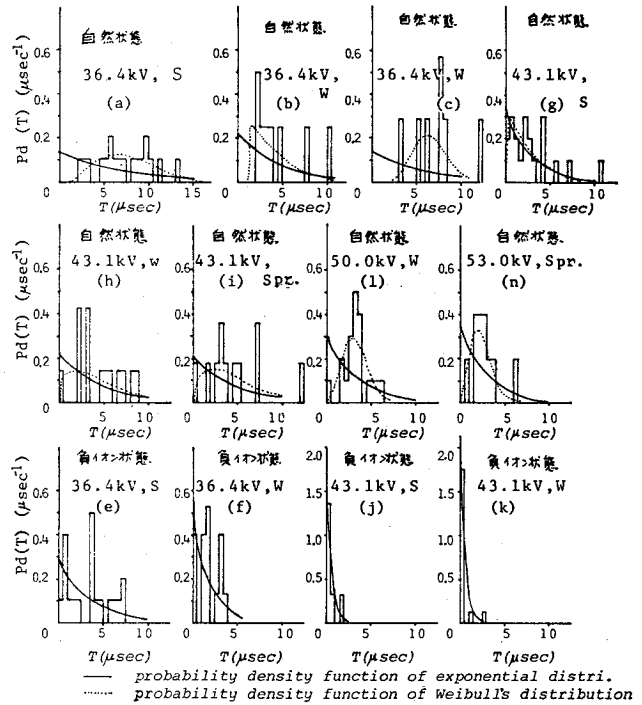


図5 ファーストコロナ遅れのヒストグラムと計算値との比較

$$P_w(t) = 1 - \exp \left\{ - (t - \gamma)^m / t_0 \right\} \quad (15)$$

$$p_w(t) = \left\{ m (t - \gamma)^{m-1} / t_0 \right\} \cdot \exp \left\{ - (t - \gamma)^m / t_0 \right\} \quad (16)$$

$$\lambda_w(t) = m (t - \gamma)^{m-1} / t_0 \quad (17)$$

ただし、 m 、 γ 、 t_0 ：それぞれ分布のパラメータ

(15)~(17)式において、 $m=1$ の時は指数分布に一致する。〔付録3〕自然大気のファーストコロナ遅れ時間の累積頻度をワイブル確率紙にプロットし、各パラメータを求めた。(16)式を用いた計算結果を図5に点線で示すと、指数分布よりもデータにフィットした曲線が得られる。次に、負イオン拡散大気および自然大気の電子発生割合を、それぞれ(14)式および(17)式で求め、その結果を図6に示す。負イオン拡散大気では $\lambda(t)$ は時間的に変化しない一定値を示すが、自然大気では電圧印加時には $\lambda(t)$ は小さく、時間経過と共に増大する。これは二種類のイオン状態大気において、負イオンから電子が供給され

る過程が異なることを示していると考えられる。

大気中で形成される一次負イオンは主として O_2^- イオン⁽¹⁶⁾ であるが、発生後の時間経過と共に周囲の中性分子と反応して種々のクラスタリングイオンを形成することが知られている。⁽¹⁷⁾ このうち、水分子とのクラスタリングイオン、すなわち水素イオンは、

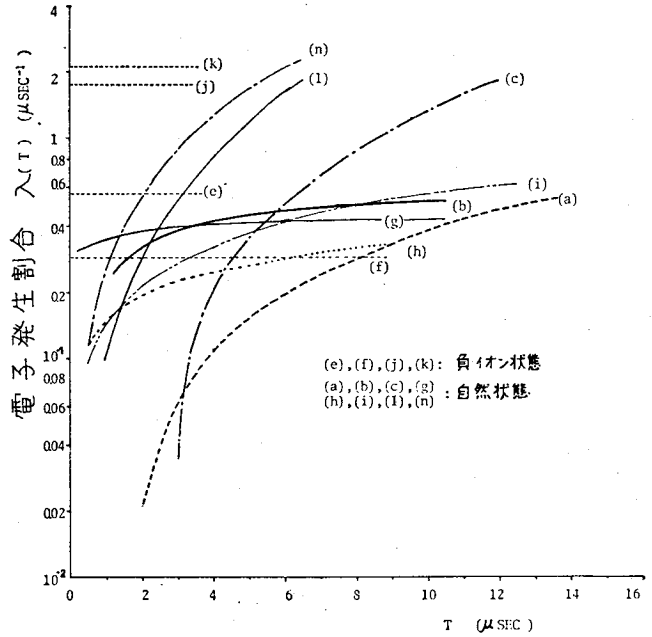


図 6 電子発生割合の経時変化

他の反応に比べて低速度で形成され、多量で、かつ長寿命であるので重要である。⁽¹⁸⁾ また、各種水素イオンからの電子離脱に要する実効エネルギーを求め、水分子の付着数が多くなるほどそのエネルギーが増大することを明らかにされている。⁽¹⁹⁾

ルナルディエールグループは、電極系は若干異なるが、大気中のファーストコロナ遅れを測定し、絶対湿度の高い場合にコロナ遅れが大きいという結果を得ている。その原因として、 $O_2^-(H_2O)_m$ イオンから、次々に水分子を離脱していく m 段直列デクラスタ過程を経て生じる O_2^- イオンから初期電子が離脱する機構を提案している。⁽⁸⁾ 一方、本実験の結果において、負イオン拡散大気中ではファーストコロナ遅れ時間の確率密度関数は、図 5 に示すように指数分布にほぼ近い。これは負イオン拡散大気中では、余りクラスタリングしていない負イオンからの電子離脱により初期電子が供給されるためであると考えられる。また、自然大気中において、クラスタリングの度合の大きい負イオンからデクラスタリング過程を経て初期電子が供給されるとすると、デクラスタリング過

程に要する時間，すなわち初期電子の形成時間ともいべき時間が必要となるために，図 6 に示すように電子発生割合 $\lambda(t)$ が時間的に増加関数を示すと考えられる。

2.5.2 O_2^- イオンからの電子離脱の検討

負イオン拡散大気中では， O_2^- イオンからの直接電子離脱の可能性があるので，その離脱割合を計算する。この項で述べる定数や式の説明は〔付録 4〕に述べた。

空気中の O_2^- イオンの離脱断面積として次の値を使用した。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_d' &= 0.6 \sigma_d & \frac{1}{2} M_r v_0^2 &\geq A(O_2^-) \\ \sigma_d' &= 0 & \frac{1}{2} M_r v_0^2 &< A(O_2^-) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

ただし， $M_r = m_i \cdot m_g / (m_i + m_g)$

m_i, m_g : イオンおよび中性分子の質量

σ_d : O_2 中での O_2^- イオンの離脱断面積⁽¹¹⁾
 (= 0.65 \AA^2)

$A(O_2^-)$: O_2^- イオンの電子親和力⁽¹⁷⁾
 (= 0.44 eV)

また，(18)式の条件において， $\frac{1}{2} M_r v_0^2 = A(O_2^-)$ の時の v_0 を v_{thr} (臨界速度) とすると， v_{thr} は次式で表わされる。

$$v_{thr} = \{ 2A(O_2^-) / M_r \}^{\frac{1}{2}} \quad (19)$$

Wannier 氏は高電界中を移動するイオンの平均エネルギーを導出し， $m_i = m_g$ の時には電界方向の運動エネルギーは，それに直角な方向の運動エネルギーに比べて大きいことを示した。⁽¹⁹⁾ したがって，イオンの速度分布を考える場合に三次元的に考えるべきであるが，上記の理由でイオン運動を電界方向のみで一次元とみなし， $m_i = m_g$ として近似計算を行なった。

この場合に、イオンの平均エネルギーを次式で示されるとした。

$$\bar{e} = \frac{1}{2} m_g \cdot v_d^2 + \frac{1}{2} KT \quad (20)$$

ただし、 K ：ボルツマン定数

T ：絶対温度

$$v_d = k E$$

$$k = 2.44 - 0.0048 E/P^{(2)} \quad (\text{文献データより導出})$$

イオンの平均エネルギーを(20)式とし、電界方向に v_d だけシフトしたマクスウェル分布に従うと仮定すると、イオンの速度分布関数は次式で与えられる。

$$f(v_{ix}) = (3m_i/4\pi\bar{e})^{1/2} \cdot \exp\{-3m_i(v_{ix}-v_d)^2/4\bar{e}\} \quad (21)$$

(21)式を(6)式に代入して整理すると、空気中における O_2^- イオンの電子離脱頻度は次式で表わされる。〔付録5〕

$$\begin{aligned} \nu_{det} &= 0.6 n N \sigma_d (a/\pi)^{1/2} \int_{|v_{ix}| \geq v_{thr}}^{\infty} v_{ix} \cdot \exp\{-a(v_{ix}-v_d)^2\} dv_{ix} \\ &= 0.3 n N \sigma_d \left[(a\pi)^{-1/2} \{ \exp\{-a(v_{thr}-v_d)^2\} - \exp\{-a(v_{thr}+v_d)^2\} \} \right. \\ &\quad \left. + 2v_d [1 - \Phi\{(v_{thr}-v_d)/\theta\} + \Phi\{-(v_{thr}+v_d)/\theta\}] \right] \quad (22) \end{aligned}$$

ただし、 $a = 3m_i/(4\bar{e})$

$$\Phi(P) = \int_{-\infty}^P \exp(-t^2/2) dt / \sqrt{2\pi}$$

$$\theta = 1/\sqrt{2a}$$

(22)式を変形して、 $n/\nu_{det} = \tau$ とおくと、この値は臨界体積内における O_2^- イオンからの平均電子離脱時間に相当する。気圧 $P = 760 \text{ Torr}$ において、 E/P の関数として計算した $\tau \cdot P$ の結果を図7に示す。同図に、Badaloni 氏等の計算結果⁽²⁾を比較のために示す。両者は、使用した定数とイオンの速度分布関数が異なるが、比較的良く一致している。

実験に使用した電極系における棒電極先端近傍の電界分布を差分法を用いて計算し、その結果を図8に示す。同図の点線は、各印加電圧の $t = 0$ における

$\alpha = \eta$ の領域を示す。この場合の α と η の値は、それぞれ、Sanders 氏⁽²²⁾ と Kuffel 氏⁽²³⁾ の測定値を使用した。厳密には臨界体積 V 内で電子なだれが出発した場合に、コロナストリーマへの転換条件、すなわち、正イオン数が $10^6 \sim 10^9$ 個に増倍する距離が必要であり、 V の棒電極側の境界が存在するが、過電圧が印加されているので内側境界を無視して計算した。

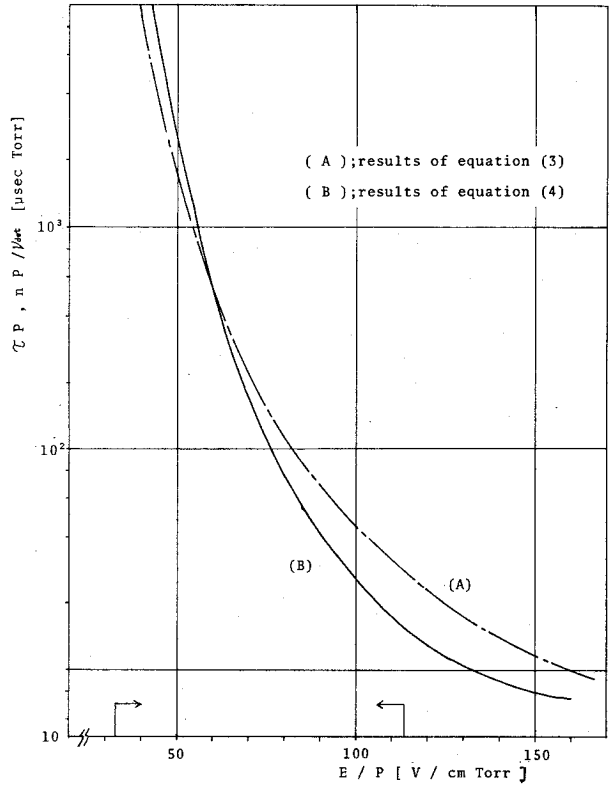
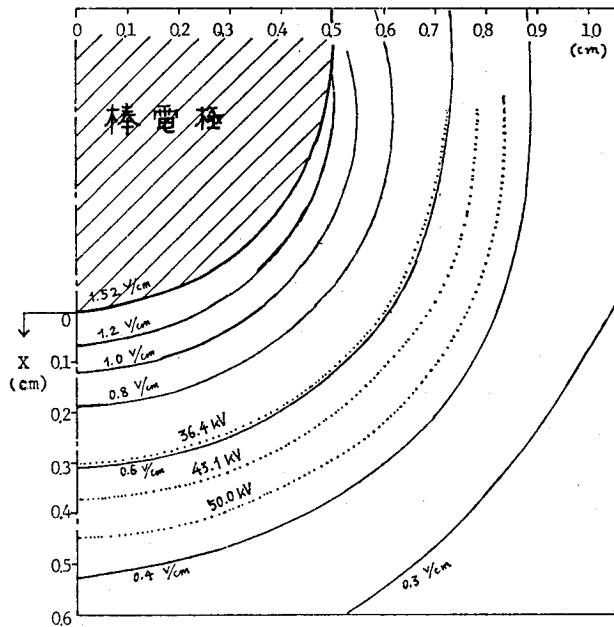


図7の結果と(7)式および(22)式とを用いて、印加電圧の関数として平均コロナ遅れ時間を計算し、その結果を図4(A), (A')の両曲線に示す。ただし、曲線(A)と(A')は O_2^- イオン密度を、それぞれ、1個/cm³と10個/cm³とした場合の計算結果である。負イオン拡散大気の測定結果は両曲線の間が存在する。したがって、負イオン拡散大気においては O_2^- イオンは1~10個/cm³程度存在し、それから初期電子が供給されてコロナが発生すると考えられる。図4(B)曲線は、 $A(O_2^-) = 1.12 \text{ eV}$ ⁽²⁴⁾、 $n = 100 \text{ 個/cm}^3$ 、 $\mu = 2 \text{ cm}^2/\text{v.s}$ として計算した結果である。この場合には、印加電圧の増加と共に $\langle t \rangle$ が急速に減少し、実測値の特性との差が大きい。



(電界値は棒-平板に1V印加した時の値
点線は各印加電圧での $\alpha = \eta$ になる等電界線)

図8 棒電極先端近傍の電界分布と臨界体積

2.6 結 言

この章で得られた結果を要約すると以下のようなになる。

- (1) 棒-平板電極系に正極性インパルス印加した場合、ファーストコロナ発生までの時間は印加電圧および負イオン密度の増加と共に減少する。これは、初期電子が大気中に存在する負イオンから供給され、印加電圧および負イオン密度の増加と共に電子離脱が促進されるためである。
- (2) 自然大気中において、正極性ステップ状インパルス印加時の電子発生割合は時間と共に増加する。これは、自然大気中に存在する負小イオンはクラスタリングの度合が大きく、初期電子はデクラスタリング過程を経て供給されるためであると考えられる。
- (3) 負イオン拡散大気中において、正極性ステップ状インパルス印加時の電子発生割合は時間的に一定で、コロナ遅れ時間の確率密度関数は指数分布とほぼ一

致する。この場合には、 O_2^- イオンが $1 \sim 10$ 個/ cm^3 程度存在し、それから初期電子が供給されると考えられる。

2.7 付 録

(付録 1) 本文(1)式から(2), (3)式の導出

時刻 t で E_n の状態にある系が時間 $[t, t + \Delta t)$ の間に状態 E_{n+1} に移る確率は次式で与えられるものとする。

$$P_r\{E_{n+1}(t + \Delta t) | E_n(t)\} = \lambda(t) \cdot \Delta t + O(\Delta t) \quad (\text{付 1})$$

この場合に、時刻 $t + \Delta t$ で、系が E_n なる状態を取る確率は次式で与えられる。

$$P_r\{E_n(t + \Delta t)\} = P_r\{E_n(t)\} [1 - P_r\{E_n(t + \Delta t) | E_{n-1}(t)\}] \quad (\text{付 2})$$

上式で $[]$ 内は、 $[t, t + \Delta t)$ の間で系の状態が E_{n-1} から E_n に変化しない確率を示す。(付 2)式に(付 1)式を代入すると次式のようにになる。

$$\begin{aligned} P_r\{E_n(t + \Delta t)\} &= P_r\{E_n(t)\} [1 - \lambda(t) \Delta t - O(\Delta t)] \\ \therefore \frac{P_r\{E_n(t + \Delta t)\} - P_r\{E_n(t)\}}{\Delta t} &= -P_r\{E_n(t)\} \left[\lambda(t) + \frac{O(\Delta t)}{\Delta t} \right] \end{aligned} \quad (\text{付 3})$$

$\Delta t \rightarrow 0$ の時、右辺の $\lambda(t)$ が有限時間 t で有限な値であれば、右辺の極限值が存在するから、したがって左辺の極限值も存在する。

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{P_r\{E_n(t + \Delta t)\} - P_r\{E_n(t)\}}{\Delta t} = P_r'\{E_n(t)\} = -P_r\{E_n(t)\} \lambda(t) \quad (\text{付 4})$$

上記の微分方程式を解くと

$$P_r\{E_n(t)\} = a \exp\left\{-\int_0^t \lambda(t) dt\right\} \quad (\text{付 5})$$

ここで、 $t = 0$ で系の状態が E_n であるとすると、 $P_r\{E_n(0)\} = 1$ であるから $a = 1$ となる。

$$\therefore P_r\{E_n(t)\} = \exp\{-\int_0^t \lambda(t) dt\} \quad (\text{付6})$$

上式は、系の状態が E_n で出発して、時刻 t でなお E_n であり続ける確率を示している。

ここで、 $P_r\{E_0(t)\}$ を時刻 t まで電子の発生しない確率とし、また $\lambda(t)$ を時刻 t での電子発生割合とすると、

$$P_r\{E_0(t+\Delta t)\} = P_r\{E_0(t)\} [1 - \lambda(t)\Delta t - O(t)]$$

$$\therefore P_r\{E_0(t)\} = \exp\{-\int_0^t \lambda(t) dt\} \quad (\text{付7})$$

したがって、時刻 t までに電子が発生する確率 $P_r\{E_1(t)\}$ は次式で示される。

$$P_r\{E_1(t)\} = 1 - P_r\{E_0(t)\} = 1 - \exp\{-\int_0^t \lambda(t) dt\} \quad (\text{付8})$$

また、その確率密度関数 $p_d(t)$

$$p_d(t) = \frac{d}{dt} P_r\{E_1(t)\} = \lambda(t) \exp\{-\int_0^t \lambda(t) dt\} \quad (\text{付9})$$

(付録2) 本文(13)式と(14)式で近似する根拠

ある大気状態における放電空間の負イオン密度を一定であると仮定すると、電子発生割合 $\lambda(t)$ は一般に電界の関数である。第2章で使用した電圧波形〔 $0.1 \times 2,500$ 〕 μs において、実測した最大コロナ発生時間の5倍に相当する $50 \mu\text{s}$ では電圧瞬時値は波高値の約2%減少する。この程度の電圧瞬時値の減少範囲内では、 $\lambda(t)$ はほぼ一定とみなし得る。

そこで、(13)式と近似式(14)式とから求められるコロナ発生時間の平均値における誤差を、積分の上限 $t_{max} = 50 \mu\text{s}$ とし、 $\lambda(t) = \lambda(0) = 0.1 \mu\text{s}^{-1}$ について試算する。

(13)式から

$$\langle t_1 \rangle = \frac{1}{\lambda(0)} - \left\{ t_{max} + \frac{1}{\lambda(0)} \right\} \exp\{-\lambda(0) \cdot t_{max}\} = 9.6 \mu\text{s}$$

(14)式から

$$\langle t_2 \rangle = \frac{1}{\lambda(0)} = 1.0 \mu s$$

両者の差は約4%である。また、測定値からの見積もり計算から $\lambda(0) > 0.1$ [μs^{-1}] であり、 $\lambda(0)$ が大きくなるほど両者の差は小さくなる。したがって、 $\langle t \rangle = 1 / \lambda(0)$ が成立すると考えてもよい。

(付録3) ワイブル関数が指数関数を含むことの証明

本文(10)式において、 $y = (t - \gamma) / t_0^{1/m}$ とおいて確立素分をつくると、

$$\begin{aligned} f(t) dt &= m \left(\frac{t - \gamma}{t_0^{1/m}} \right)^{m-1} \cdot \frac{dt}{t_0^{1/m}} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{t - \gamma}{t_0^{1/m}} \right)^m \right\} \\ &= m y^{m-1} dy \cdot \exp(-y^m) \end{aligned} \quad (\text{付10})$$

$$\therefore f(y) = m y^{m-1} \exp(-y^m) \quad (\text{付11})$$

上式において、 $m = 1$ とおくと、

$$f(y) = \exp(-y) \quad (\text{付12})$$

となり、指数分布となる。

(付録4)

(1) 空気中の O_2^- イオンの電子離脱断面積

空気の主成分は N_2 と O_2 とであり、その組成比はほぼ4:1である。また、Ranjan氏らによれば N_2 中での O_2^- イオンの離脱断面積は O_2 中での約 $\frac{1}{2}$ 程度である。⁽²⁵⁾ そこで、空気中での O_2^- イオンの離脱断面積 σ_d' を次のように求めた。

$$\sigma_d' = \sigma_d \left(\frac{1}{5} + \frac{4}{5} \times \frac{1}{2} \right) = 0.6 \sigma_d \quad (\text{付13})$$

ただし、 σ_d : O_2 中での O_2^- イオンの離脱断面積

(2) 電子離脱を生じる場合における O_2^- イオンの運動エネルギーと中性分子の熱運動エネルギーとの比較

$T = 300 \text{ K}$ における中性分子の平均熱運動エネルギーは、マクスウェル分

布を取るとして次式で求められる。

$$\frac{3}{2} K T = \frac{3}{2} \cdot \frac{1.38 \times 10^{-16} \times 300}{1.6 \times 10^{-12}} = 0.0388 \text{ [eV]}$$

この値は、 O_2^- イオンの電子親和力 $A(O_2^-) = 0.44 \text{ eV}$ の約 8.8% に相当し、電子離脱を発生するような高電界中においては、イオンのドリフト速度は中性分子の熱運動速度よりも大きいことを示している。したがって、本文中の(5)式は(6)式で近似できると考えられる。

(3) 高電界中の負イオン速度分布について

Wannier 氏は高電界中を移動するイオンの平均エネルギー \bar{E} は次式で与えられることを示した。⁽¹⁹⁾

$$\bar{E} = \frac{1}{2} m_i v_d^2 + \frac{1}{2} m_g v_d^2 + \frac{3}{2} K T \quad (\text{付 14})$$

ただし、 v_d : イオンの電界方向移動速度

K : ボルツマン定数

T : 絶対温度

m_i, m_g : イオンと中性分子の質量

上式で、右辺の第 1 項はイオンの電界方向エネルギー、第 2 項はイオンのランダム運動エネルギー、第 3 項は熱エネルギーを示している。さらに、Wannier 氏は $m_i = m_g$ とした場合に、電界方向 (x) とそれに直角な方向 (y, z) に対する運動エネルギー比が次式で与えられることを示した。

$$e_x : e_y : e_z = 7 : 1 : 1 \quad (\text{付 15})$$

つまり、電界方向の運動エネルギーは、それに直角な方向の運動エネルギーに比べて大きい。そこで、イオンの運動を近似的に電界方向のみとして取らえて、イオンの平均エネルギー $\bar{e} = \frac{1}{2} m_g v_d^2 + \frac{1}{2} K T$ とし、イオンの速度分布関数を電界方向に V_d だけシフトしたマクスウェル分布にしたがうと仮定した。

(付録5) 本文中の(22)式の導出

$$\begin{aligned}
 P &= \int_{|v_i \geq v_{thr}|}^{\infty} v_{ix} \exp\{-a(v_{ix}-v_d)^2\} d v_{ix} \\
 &= \int_{-\infty}^{-v_{thr}} v_{ix} \exp\{-a(v_{ix}-v_d)^2\} d v_{ix} + \int_{v_{thr}}^{\infty} v_{ix} \exp\{-a(v_{ix}-v_d)^2\} d v_{ix}
 \end{aligned}$$

(付16)

ここで, $A = \int_{-\infty}^{-v_{thr}} v_{ix} \exp\{-a(v_{ix}-v_d)^2\} d v_{ix}$

$$B = \int_{v_{thr}}^{\infty} v_{ix} \exp\{-a(v_{ix}-v_d)^2\} d v_{ix}$$

とおくと,

$$P = A + B \quad \text{(付17)}$$

また, $v_{ix} - v_d = S$ とおくと,

$$d v_{ix} = d S, \quad v_{ix} = \bar{+} v_{thr} \text{ の時 } S = \bar{+} v_{thr} - v_d$$

$$\begin{aligned}
 A &= \int_{-\infty}^{-(v_{thr}+v_d)} (S+v_d) \exp(-a S^2) d S = \int_{-\infty}^{-(v_{thr}+v_d)} S \exp(-a S^2) d S \\
 &\quad + \int_{-\infty}^{-(v_{thr}+v_d)} v_d \exp(-a S^2) d S
 \end{aligned}$$

ここで, $A_1 = \int_{-\infty}^{-(v_{thr}+v_d)} S \exp\{-a S^2\} d S$

$$A_2 = \int_{-\infty}^{-(v_{thr}+v_d)} v_d \exp\{-a S^2\} d S$$

とおくと,

$$A = A_1 + A_2$$

$$A_1 = \left[\frac{\exp(-a S^2)}{-2a} \right]_{-\infty}^{-(v_{thr}+v_d)} = \frac{1}{-2a} \exp\{-a(v_{thr}+v_d)^2\}$$

$$A_2 = \int_{-\infty}^{-(v_{thr}+v_d)} v_d \exp\{-a S^2\} d S = v_d \int_{v_{thr}+v_d}^{\infty} \exp\{-a S^2\} d S$$

ここで、 $a S^2 = P^2$ とおくと、

$$P = \sqrt{a} S, \quad dS = \frac{dP}{\sqrt{a}}$$

$$S = v_{thr} + v_d \text{ の時 } P = \sqrt{a} (v_{thr} + v_d)$$

$$\begin{aligned} \therefore A_2 &= \frac{v_d}{\sqrt{a}} \int_{\sqrt{a}(v_{thr} + v_d)}^{\infty} \exp\{-P^2\} dP = \frac{v_d}{\sqrt{a}} \times \sqrt{\pi} [1 - \Phi\{\sqrt{2} \cdot \sqrt{a} (v_{thr} + v_d)\}] \\ &= v_d \sqrt{\frac{\pi}{a}} [1 - \Phi\{\sqrt{2a} (v_{thr} + v_d)\}] \end{aligned}$$

ただし、上式の積分には次の誤差関数として知られている積分公式を使用した。

$$E_{rf}(x) = \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt = \sqrt{\pi} \{1 - \Phi(\sqrt{2}x)\}$$

ただし、 $\Phi(x)$ は正規確率積分である。

$$\therefore A = A_1 + A_2$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{-2a} \exp\{-a(v_{thr} + v_d)^2\} + v_d \sqrt{\frac{\pi}{a}} [1 - \Phi\{\sqrt{2a}(v_{thr} + v_d)\}] \\ &= \frac{1}{-2a} \exp\{-a(v_{thr} + v_d)^2\} + v_d \sqrt{\frac{\pi}{a}} [\Phi\{\sqrt{2a}(v_{thr} + v_d)\}] \end{aligned} \quad (\text{付18})$$

同様に B を求めると、

$$B = \frac{1}{2a} \exp\{-a(v_{thr} - v_d)^2\} + v_d \sqrt{\frac{\pi}{a}} [1 - \Phi\{\sqrt{2a}(v_{thr} - v_d)\}] \quad (\text{付19})$$

(付17) ~ (付19) 式より

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2a} \{ \exp\{-a(v_{thr} + v_d)^2\} + \exp\{-a(v_{thr} - v_d)^2\} \} \\ &\quad + v_d \sqrt{\frac{\pi}{a}} [1 - \Phi\{\sqrt{2a}(v_{thr} - v_d)\} + \Phi\{\sqrt{2a}(v_{thr} + v_d)\}] \end{aligned} \quad (\text{付20})$$

したがって、大気中の O_2^- イオンの離脱頻度は次式となる。

$$\begin{aligned}
 \nu_{det} &= n N \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_d' (v_{ix}) v_{ix} f_i (v_{ix}) d v_{ix} \\
 &= \frac{3}{5} n N \sigma_d \int_{|v_{ix}| \geq v_{thr}} \left(\frac{3 m_i}{4 \pi e} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot v_{ix} \cdot \exp \left\{ -\frac{3 m_i (v_{ix} - v_d)^2}{4 e} \right\} d v_{ix} \\
 &= 0.6 n N \sigma_d \sqrt{\frac{a}{\pi}} \int_{|v_{ix}| \geq v_{thr}}^{\infty} v_{ix} \cdot \exp \left\{ -a (v_{ix} - v_d)^2 \right\} d v_{ix} \quad (\text{付 21})
 \end{aligned}$$

(付 20) 式と (付 21) 式とより、本文中の (22) 式が導出できる。

第 2 章 文献

- (1) 角田, 薩谷: 電気学会放電研究会資料, ED-74-1 (1974)
- (2) 角田, 植田, 石川, 藤岡, 荒井: S50年電気学会全国大会予稿, No.98
- (3) 角田, 藤岡, 石川, 荒井: S50年電気関係学会関西支部大会予稿, G1-23
- (4) 角田, 藤岡, 石川, 荒井: S51年電気学会全国大会予稿, No.91
- (5) 御所: 電学論 A, 94, 397 (1974)
- (6) R. T. Waters, R. E. Jones & C. J. Bulcock: Proc. IEE, 112, 7, 1431 (1965)
- (7) Les Renardieres Group: Electra, No.23, 53 (1972)
- (8) Les Renardieres Group: Electra, No.35, 49 (1974)
- (9) 首藤: 電気学会放電研究会資料, ED-75-2 (1975)
- (10) 角田, 藤岡, 荒井, 石川: 電気学会放電研究会資料, ED-76-19 (1976)
- (11) 有馬, 渡辺: 電気論 A, 96, 12, 575 (1976)
- (12) D.W. Goodson, R. J. Corbin & L. Frommhold: Phys. Rev., A19, 5, 2049 (1974)
- (13) M. Menes & L.H. Fisher: Phys. Rev., 94, 1 (1954)
- (14) R.A. Wijisman: Phys. Rev., 75, 5, 833 (1949)

- (15) 塩見：信頼性工学入門，51，丸善（1972）
- (16) G.C.Reid：J.Geophys.Res.，75，2551（1970）
- (17) F.C.Fehsenfeld & E.E.Ferguson：J.Chem.Phys.，61，8，15（1974）
- (18) J.L.Pack：J.Chem.Phys.，44，1870（1966）
- (19) G.H.Wannier：Phys.Rev.，83，2，281（1951）
ibidem.，87，5，795（1952）
- (20) R.M.Snuggs，J.H.Schummers，D.W.Martin & E.W.McDaniel：Phys.Rev.A，3，1，477（1971）
- (21) S.Badaloni & I.Gallimberti：Padova Univ.Report Upee，72/05
（1972）
- (22) F.H.Sanders：Phys.Rev.，44，1020（1933）
- (23) E.Kuffel：Proc.Phys.Soc.，74，297（1959）
- (24) T.L.Baily & P.Mahadevan：J.Chem.Phys.，52，179（1970）
- (25) R.Ranjan & C.C.Goodyear：J.Phys.B，6，1070（1973）

第3章 清浄大気中の正極性インパルスコロナ 発生時間分布に及ぼす直流電界の効果

3.1 緒 言

大気中の棒-平板電極系に正極性インパルスを印加した場合、ファーストコロナ発生までの時間は大気中の負イオン密度に依存する。これは初期電子が負イオンからの衝突離脱により供給されるためであると考えられる。電極系に予備的に直流電圧を印加して、放電空間の負イオン密度を減少させた後に、正インパルスを印加する実験結果も報告されている。^{(1),(2)}しかし、それらの実験において、大気中に存在する微粒子が直流電圧印加時に吸引されて電極に付着し、コロナ発生時間分布に影響する効果を見逃していたためにその結果の整理に難点があった。そこで、エアフィルタを通過させた大気中において、直流電圧を予備的に印加して負イオン密度を調整した後に正極性ステップ状インパルスを重畳し、ファーストコロナの累積コロナ遅れ特性を測定した。そして、この場合の負イオン供給源としての平板電極の効果を検討した。

3.2 直流電界印加時のイオン密度

棒-平板電極系に、コロナ開始電圧よりも低い直流電圧(V_s)を印加すると、空間中のイオンは両電極に吸引されて、イオン密度は減少する。 V_s を十分長時間印加して放電空間のイオン密度分布が定常状態に達した後に、正極性ステップ状インパルス(V_p)を印加した場合、電圧印加時刻を時間原点にして時刻 t で臨界領域の外側界面、すなわち $E = 2.5 \text{ kV/cm}$ の等電界面と平板表面におけるイオン密度は次式で表わされる。ただし、放電空間の等電界面は棒先端の半球部と同心円状であると仮定し、その電界を $\frac{1}{2}$ 近似法⁽³⁾で表わした軸上電界で代表した。〔付録6〕

$V_s < 0$ の場合

$$n_-(r_d, t) = \{ A(r_d - 3r_0/4) n_e \beta_1 / (3r_d^2) \} \cdot \{ V_p \cdot (B^3 - r_0^3) / V_s +$$

$$(B^4 - 3r_0 B^3/4 - r_d^3 B + 3r_0 r_d^3/4)/(B - 3r_0/4) + (r_d^3 - r_0^3) \quad (23)$$

$$n_+(\ell, t) = \{ n_e \beta_2 (\ell - 3r_0/4)/\ell \cdot (D - 3r_0/4) \} [C \cdot V_P \cdot (D - 3r_0/4) \cdot (\ell^3 - D^3)/3V_s + D^2 \{ t + C(D^2/2 - 3r_0 D/4 - \ell^2/2 + 3r_0 \ell/4) \}] \quad (24)$$

$V_s > 0$ の場合

$$n_-(r_d, t) = \{ A(r_d - 3r_0/4) n_e \beta_1 / 3r_d^2 \} \{ V_P \cdot (\ell^3 - B^3)/V_s + (B^4 - 3r_0 B^3/4 - r_d^3 B + 3r_0 r_d^3/4)/(B - 3r_0/4) + (r_d^3 - r_0^3) \} \quad (25)$$

$$n_+(\ell, t) = \{ n_e \beta_2 (\ell - 3r_0/4)/\ell^2 \cdot (D - 3r_0/4) \} [C \cdot V_P \cdot (\ell - 3r_0/4) \cdot (D^3 - r_0^3)/3V_s + D^2 \{ t + C(D^2/2 - 3r_0 D/4 - \ell^2/2 + 3r_0 \ell/4) \}] \quad (26)$$

ただし, n_-, n_+ : 負イオンおよび正イオン密度

r_d : 棒先端半球部の中心から $E = 2.5 \text{ kV/cm}$ までの距離

r_0, ℓ : 棒先端半球部の半径およびギャップ長

$n_e \beta_1, n_e \beta_2$: 負および正イオンの自然発生割合

V_s, V_P : 直流電圧およびインパルス電圧

k_-, k_+ : 負および正イオン移動度

$$A = \ell n \{ 1 + 4(\ell - r_0)/r_0 \} / (k_- V_P)$$

$$B = 3r_0/4 + \{ 2t/A + (r_d - 3r_0/4)^2 \}^{1/2}$$

$$C = \ell n \{ 1 + 4(\ell - r_0)/r_0 \} / (k_+ V_P)$$

$$D = 3r_0/4 + \{ (3r_0/4)^2 + (\ell^2 - 3\ell/4 - 2t/C) \}^{1/2}$$

3.3 実験装置と方法

図9に実験装置を示す。 R_2 を通して直流電圧(V_s)を棒—平板電極系に印加しておいて、インパルス発生器(IG)を起動させ、中間ギャップ(G)を通して正極

性ステップ状インパルス〔 $0.1 \times 4,200$ 〕 μs を重畳させた。棒電極が接続されているP点の電位(V_P)は次式で精度良く近似できる。〔付録7〕

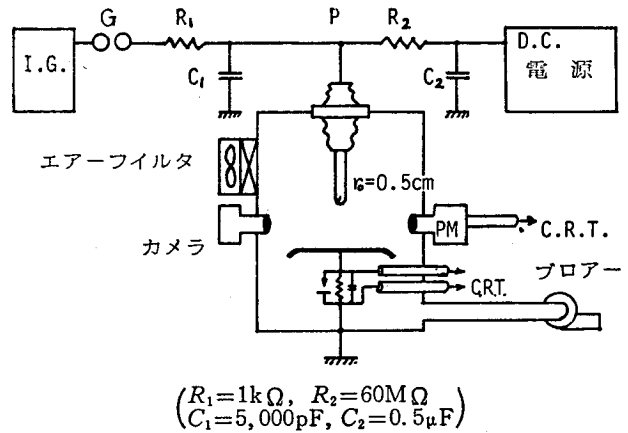


図9 実験装置

波頭部 ($t \leq 30 \mu\text{s}$)

$$V_P(t) = V_I - (V_I - V_s) \exp(-t/C_1 R_1)$$

波尾部 ($t > 30 \mu\text{s}$)

$$V_P(t) = V_s + (V_I - V_s) \{ 1 - \exp(-t_a/C_1 R_1) \} \cdot \exp\{ (t_a - t)/C_1 R_2 \} \\ \approx V_s + (V_I - V_s) \exp\{ (t_a - t)/C_1 R_2 \}$$

(27)

ただし, t_a : 中間ギャップGのアーキ継続時間(約 $30 \mu\text{s}$)

V_s, V_I : 直流電圧およびインパルス波高値

C_1, R_1, C_2, R_2 : 回路定数

実験容器, 電極形状およびコロナ放電の検出法は第2章と同じであるが, ギャップ長は 7.5 cm , 10 cm および 16 cm の三種類である。一個のデータを取るごとに, 容器内の大気をブロワで室外に排気しながら実験室大気をエアフィルタ(公称能力 $-0.3 \mu\text{m}$ 以上の粒子を 99.97% 以上除去)を通して容器内に流入した。

この換気時間は6分40秒で, 最後の2分間はIGの充電時間にも使用し, インパルス電圧印加前15秒にはブロワとフィルタを止め, 静止大気に近い状態でインパルスを印加した。したがって, データを取る間隔は7分間に1個の割合である。

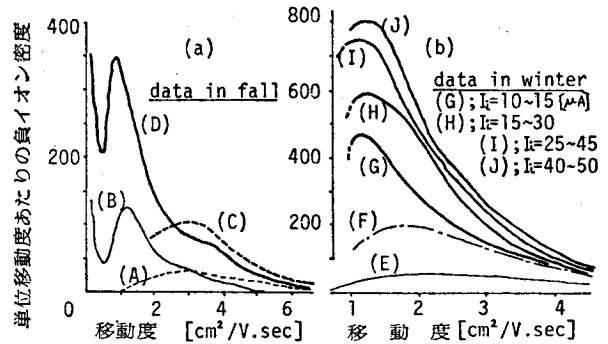
また, 比較のために直流電圧を印加せずインパルス電圧のみを負イオン拡散大気, フィルタ通過大気およびフィルタを通過させない実験室大気に印加し, ファースト

コロナ発生時間を測定した。容器内のイオンおよび微粒子をそれぞれイオン計⁽⁴⁾とポラックカウンタ⁽⁵⁾で測定した。

3.4 実験結果

3.4.1 イオン状態とファーストコロナ発生時間

図10に、イオン計を用いて測定した各種大気の小イオン移動度分布曲線を示す。横軸が移動度で、縦軸は単位移動度あたりのイオン密度を示すので、これらの曲線から下の面積が 1 cm^3 あたりの大気中に存在する小イオン量を示す。図10(a)において、自然大気とフィルタ通過大気との小イオン移動度分布曲線の形状に余り差はないが、フィルタ通過大気ではイオン量が増加している。これは、



(A) 実験室大気, 負イオン (B) 実験室大気, 正イオン (C) フィルタ通過大気, 負イオン (D) フィルタ通過大気, 正イオン (E) 実験室大気, 負イオン (F) フィルタ通過大気, 負イオン (G) ~ (J) 負イオン拡散大気
 i_i : イオナイザー電流

図10 各種大気の小イオン移動度分布
 (a) 自然大気とフィルタ通過大気
 (b) 負イオン拡散大気

フィルタを通過することにより空気が摩擦帯電して、小イオンが増加するためであると考えられる。

自然大気中には移動度の小さいイオン、いわゆる大イオンも多量に存在し、その量は移動度の大きい小イオンや極小イオンよりけた違いに多い。移動度が $3.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 / \text{v} \cdot \text{s}$ 以上のイオン量を総イオン量と定義すると、自然大気中では $1,000 \sim 5,000 \text{ cm}^{-3}$ 存在するが、フィルタを通過させるとその量は数百 cm^{-3} 程度に減少し、図10(a)の曲線(C), (D)から近似的に算出されるイオン量とはほぼ同程度になる。これは、移動度の小さい、つまり粒径の大きい帯電粒子がフィルタにより除去されるためであると考えられる。

負イオンを容器内に拡散させるために、針一金網電極系で負極性直流コロナ放電

をさせた。針電極側の電流をパラメータにした負イオン移動度分布特性を図10(b)に示す。同一実験日の自然大気およびフィルタ通過大気の特性格も参考のため記入した。放電電流の増加と共に負イオン密度は増加する。

図11に各種イオン状態における累積コロナ遅れ特性を示す。自然大気(曲線3)を基準状態に考えると、フィルタ通過大気(曲線2)では全般にコロナ遅れは短くなる。これは、図10に示したように負極性の小イオン密度が増加するためであると考えられる。負イオン拡散大気(曲線1)では、第2章で検討

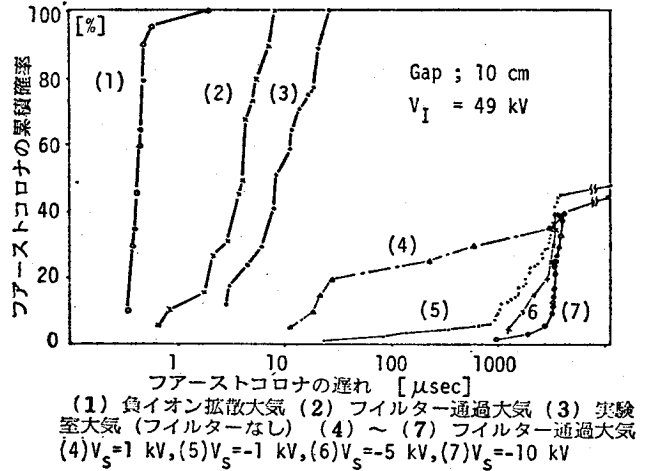


図11 各種イオン状態の累積コロナ遅れ特性

したように O_2^- イオンからの電子離脱が予期されるのでコロナ発生時間はさらに短くなる。フィルタ通過大気中で直流電圧 (V_s) を印加した後にインパルスを重畳させたコロナ遅れ特性を(4)~(7)に示す。この場合にコロナ発生率は約50%程度に減少する。 $V_s = +1$ kVの特性(曲線4)より、 $V_s = -1$ kV(曲線5)の方がコロナ遅れは長くなり、また $V_s = -10$ kVの特性(曲線7)に顕著に示されるように、ファーストコロナは数千 μ sのある時間帯に集中して出現するようになる。

3.4.2 コロナ発生時間に及ぼす微粒子の影響

実験室大気中およびエアフィルタ通過大気中の微粒子は、それぞれ、15,000~30,000個/cm³と2,000個/cm³とである。両大気において、 $-V_s$ を印加し、さらに正インパルスを重畳させた場合の累積コロナ遅れ特性を図12に示す。実験室大気では、 $-V_s$ の絶対値を大きくしていくと(1)から(3)のようにコロナ遅れは短くなっていく。ところが、フィルタ通過大気では、 $-V_s$ の絶対値を大きくすると(4)から(6)のようにコロナ遅れは極端に増大し、ある時間帯に集中してコロ

ナが発生する。これは、実験室
 大気中にはエアフィルタ通過
 大気中に比べて、7.5~15倍
 の微粒子が存在し、 $-V_s$ 印加
 中に電極表面、特に高電界側の
 棒電極表面に大気中の微粒子が
 付着するためにコロナ遅れが減
 少すると考えられる。この集塵
 効果によるコロナ遅れの減少は、
 図11で示したフィルタ通過に
 より大気中の小イオン密度が増
 大してコロナ遅れが減少する度
 合よりはるかに大きいと考えら
 れる。

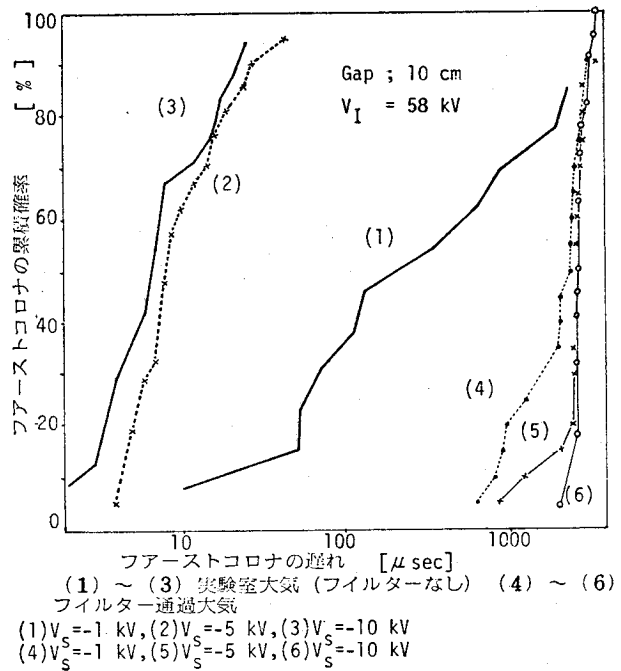


図12 累積コロナ遅れ特性に及ぼす
 微粒子の効果 (V_s 印加)

なお、ポラックカウンタによる測定値は、 $10^{-5} \sim 10^{-7}$ mのサブミクロン粒子
 を用いて、エイトケンカウンタで更正したものであるので、この範囲の粒径を持つ
 微粒子への換算個数である。したがって、微粒子の大きさと形状について考慮され
 ていないことに留意する必要がある。

3.4.3 直流電界の極性およびインパルス電圧の効果

図13に、 $-V_s$ を印加後に重畳するインパルス波高値 (V_I) を変化した場合の累
 積コロナ遅れ特性を示す。(3)~(6)はギャップ長16cmの結果である。それ
 ぞれの V_I において、数百~数千 μ s に離散的に発生するコロナが存在し、さら
 ある時間帯に集中したコロナが存在する。 V_I が小さいほど離散的コロナの発生頻度
 は小さく、また集中コロナの発生時間帯は短くなる。(3), (4)は同一 V_I で、
 V_s の絶対値を変化した場合であるが、ギャップ10cmの図11および図12と同じ
 傾向を示している。(1), (2)は、ギャップ長7.5cmの特性で、16cmギャッ

アの(3)~(6)に比べて離散的に発生するコロナが少ない。

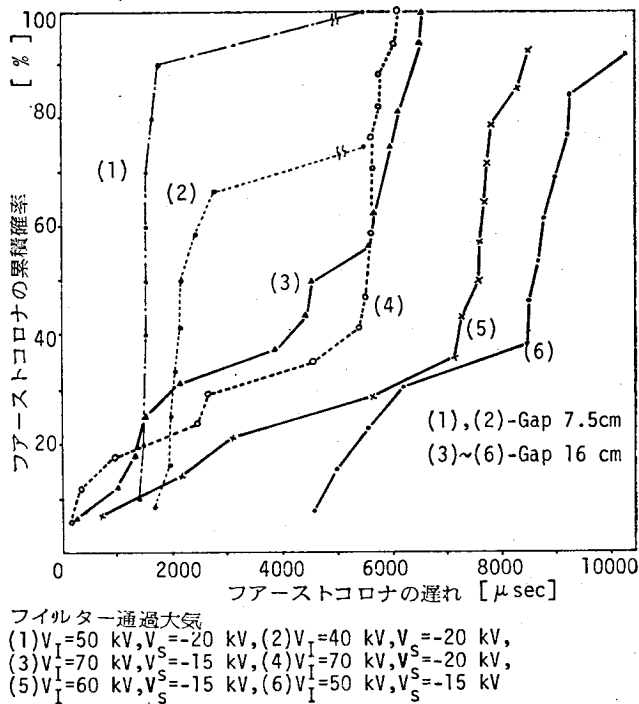


図 13 累積コロナ遅れ特性に及ぼす V_I の効果 ($-V_S$ 印加)

図 14 に, $+V_S$ を印加後にインパルスを重ねた場合の累積コロナ遅れ特性を示す。図 13 の $-V_S$ 印加時の結果と比較すると, $+V_S$ 印加時の場合, いずれの V_I でも印加回数の 10~20% 程度が数百 μs 以下の短いコロナ遅れを示す。また, 同じ V_I でも $+V_S$ 印加時の集中コロナ発生時間帯は, $-V_S$ 印加時に比べて短い。 V_I が 50 kV, 55 kV

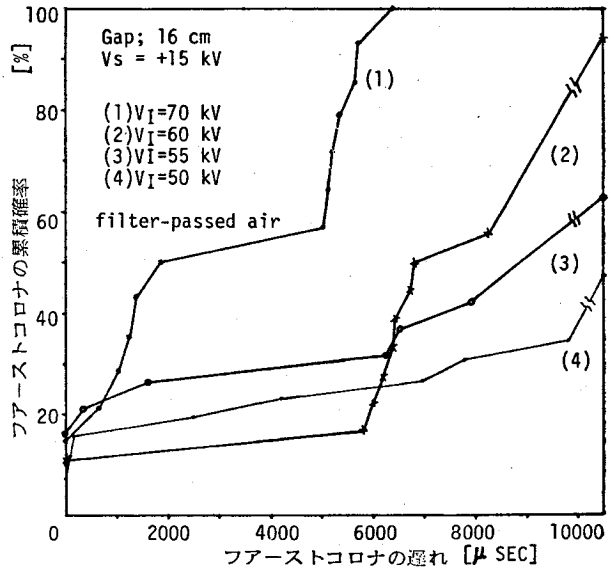


図 14 累積コロナ遅れ特性に及ぼす V_I の効果 ($+V_S$ 印加)

のように低い場合，集中コロナの発生が顕著でなくなり，また非常に長いコロナ遅れのものが発生するにもかかわらず，コロナ発生率が減少している。

3.5 実験結果の検討

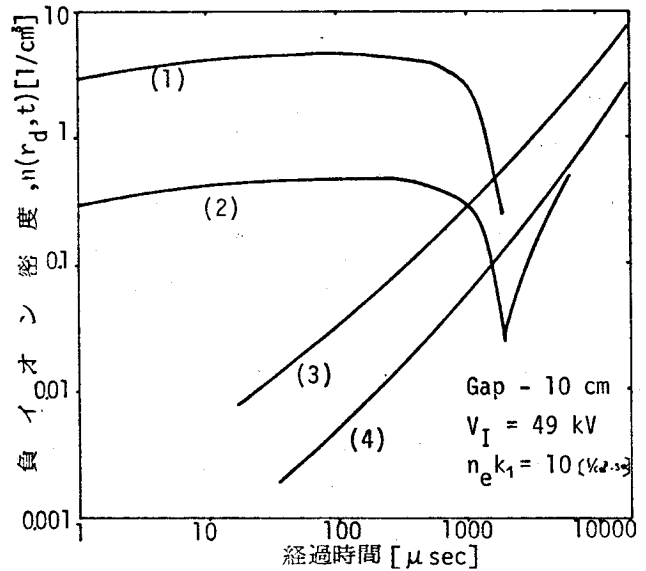
フィルタ通過大気中で，インパルス電圧 (V_I) 印加前に直流電圧 (V_S) を印加すると明らかにファーストコロナの遅れは長くなる。

しかし， V_S の影響は V_S の値， V_S の極性，ギャップ長および V_I の値により異なる。累積コロナ遅れ特性において，(A領域) - 印加電圧の波頭部から数百 μs までの領域，(B領域) - 数千 μs までの離散的コロナが生じる領域，(C領域) - 数千 μs のコロナが集中して発生する領域の三つの領域に分割できると考えられる。

3.5.1 累積コロナ遅れ特性に及ぼす V_S の効果

ギャップ長 10 cm， $V_I = 49 \text{ kV}$ ， $V_S = -1, -10, +1, +10 \text{ kV}$ の場合，臨界領域の外殻 $r_d = 0.9 \text{ cm}$ における負イオン ($k = 2 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$) 密度の時間的変化を (23) 式および (25)

式を用いて計算し，その結果を図 15 に示す。 $+V_S$ 印加の場合曲線 (1)，(2) に示すように， V_I 印加後約 1,000 μs まで負イオン密度は余り変化しないが，それ以後は急に減少する。一方， $-V_S$ 印加時には， r_d での負イオン密度は重畳インパルスの波頭部分において， $+V_S$ 印加時の約 $1/400$ であるが，時間の増加と共に急増する。



(1) $V_S = 1 \text{ kV}$, (2) $V_S = 10 \text{ kV}$, (3) $V_S = -1 \text{ kV}$, (4) $V_S = -10 \text{ kV}$

次に，図 15 の結果と，負イ

図 15 臨界体積中の負イオン密度変化

オン拡散大気中で求めた等価離脱寿命 ($\tau = 0.6 \cdot \exp(295 / E)$)⁽⁶⁾とを用いて、コロナ遅れの累積確率曲線を計算し、その結果および実測データを図16に示す。A領域とB領域とにおける V_s の極性効果と V_s の絶対値の効果については、両者は比較的よく一致している。しかし、 V_s 印加時のC領域の特性は、イオン密度の時間的变化では説明できない。

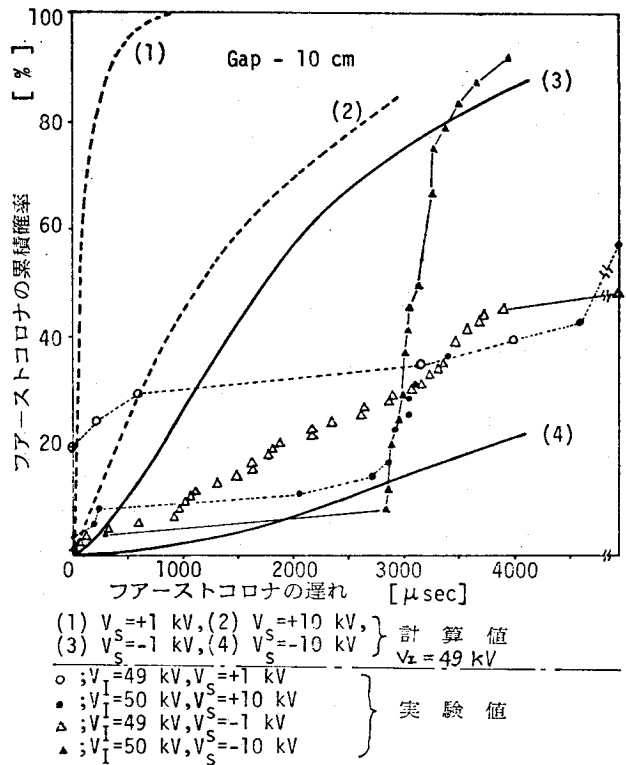


図16 累積コロナ遅れの計算値と実測値の比較

3.5.2 一定時間帯に集中して発生するコロナ

C領域の累積コロナ遅れ特性は、 V_L と V_s の値、 V_s の極性およびギャップ長により異なり、集中コロナの発生頻度およびその時間帯が異なる。また、ギャップ長7.5 cmと10 cmの場合には、 $-V_s$ の絶対値を増する(A)と(B)領域がなくなる。これらの現象は直流電圧を印加した場合に放電空間の負イオン密度が減少しているが、 V_L 印加時に平板電極の表面近傍から負イオンが供給され、インパルス電界で棒先端部の臨界領域内にドリフトして初期電子の供給源となるためであると考えられる。そこで、種々の移動度の負イオンが電極系の対称軸に沿って平板から臨界領域へ飛行する時間を計算し、その結果を図17に示す。同図に、ギャップ長、 V_L および V_s の極性が異なる場合の集中コロナ発生時間帯をプロットした。各ギャップ長の $-V_s$ 印加時の実測値は、移動度が $1.4 \sim 1.8$ cm/v.sの負イオンが飛行するとした計算時間とよく合い、各ギャップ長の印加電圧が高くなると移動度の大きい計算値と一

致する傾向を示す。また、 $-V_s$ 印加時の実測値は、移動度が $1.8 \sim 2.1 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ の計算値とよく合う。この場合の V_s の極性による電圧波尾部の値は最大 1% 以内で、飛行時間の差は問題にならないことを計算で確認している。図 17 の計算結果は電極系の対称軸上での飛行時間であるが、実際には平板の中心部以外からも負イオンが供給されて集中コロナが発生していると考えられる。

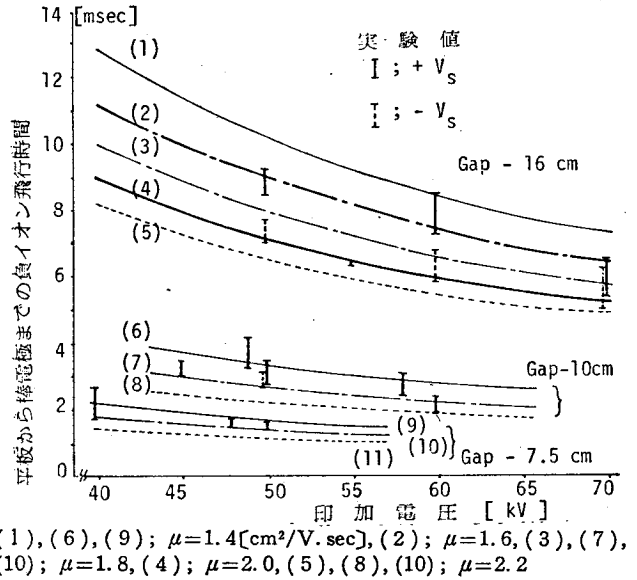


図 17 負イオン飛行時間の計算値と実測値

えられる。軸上を飛行する場合は最短時間を取ると考えられるので、実験データの最短時間と一致する移動度、つまり計算値と合う最大の移動度を取るのが妥当と考えられる。これらの移動度の値は、第 7 章で述べる実測値の範囲内である。

ところで、本実験に使用した平板電極はアルミニウムで、大気中で酸化されて絶縁被膜を形成することが良く知られている。したがって、 V_s 印加時に正および負イオンが平板表面に流入し、絶縁被膜の表面および体積抵抗値で決まる量の電荷が堆積して平衡すると考えられる。これらの効果を確認するために、棒-平板電極間にガラス板(厚さ 0.3 cm, $49 \times 48 \text{ cm}^2$)を挿入し、累積コロナ遅れ特性を測定した。

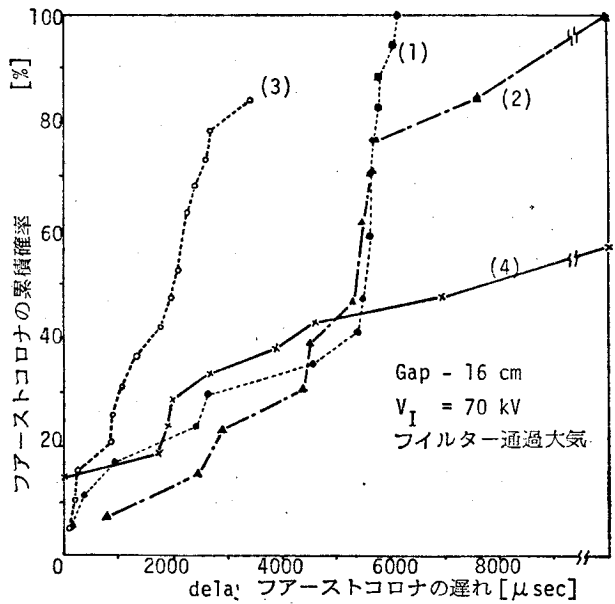
図 18 に測定結果を示す。曲線(1)はガラスを挿入しない場合の特性で、 $5,400 \sim 6,100 \mu\text{s}$ に集中コロナが発生する。アルミ平板電極上にガラス板を置いた場合、(2)に示すように(1)とはほぼ同じ時間帯に集中コロナが生じる。ガラス板をギャップ中間に挿入して、 $-V_s$ 印加した場合、曲線(3)に示すようにややバラツキが大きい、 $2,000 \sim 2,700 \mu\text{s}$ に集中コロナが発生している。また、 $+V_s$ を印加した場合、曲線(4)に示すように $1,700 \sim 2,000 \mu\text{s}$ に若干コロナが集中して発生している。 $-V_s$ 印加

時のコロナ発生率は84%であるが、 $+V_s$ 印加時には57%に減少している。電極間にガラス板を挿入した場合には、ガラス板による電界の乱れとコロナ放電による放電電荷がガラス表面上に堆積するためにデータのバラツキが大きいと考えられる。

ここで、ガラス板を考慮しないで、棒先8.7cmの距離から臨界領域まで負イオンが飛行する時間を計算した。移動度が $1.8 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ と $2.1 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ の飛行時間は、それぞれ、 $2,030 \mu\text{s}$

$1,700 \mu\text{s}$ となり、曲線(3)と(4)の集中コロナ発生時間帯と一致している。

以上のガラス板挿入の結果、図11の曲線(5)~(7)および図12の曲線(4)~(6)などから、 $-V_s$ 印加した場合に、その絶対値が大きいほど放電空間の負イオン密度が減少し、かつ平板上の絶縁部に多量の負電荷が堆積する。その負電荷が正極性インパルス印加時にその電界で平板から離脱して棒電極先端近傍の臨界領域まで飛行して電子供給源となり、ある時間帯に集中したコロナが発生すると考えられる。ところが、 $+V_s$ 印加時には、平板上の絶縁部に正極性の電荷が堆積しているので直接初期電子源として期待できないが、正極性インパルスを印加した場合にアルミ平板から電子放出があり、電子付着により形成される負イオンが臨界領域まで飛行して、ある時間帯に集中したコロナが発生すると考えられる。また、図11の曲線(4)と(5)、図13と図14および図18の曲線(3)と(4)に示すように、各ギャップ長で V_I が小さい場合に V_s の絶対値が同じでも、負極性より正極性の場合に集中コロナの発生頻度が



(1)~(3); $V_s = -20 \text{ kV}$, (4); $V_s = +15 \text{ kV}$
 (1) アルミ平板 (2) ソーダガラス(アルミ平板上)
 (3), (4) ソーダガラス(棒と平板電極間)

図18 ギャップ中にガラス板を挿入した場合の累積コロナ遅れ特性

少なく、かつコロナ発生率が低いのは、平板からの電子放出により負イオンを供給する量よりも、堆積負イオンが平板から離脱する量の方が多いいことを示していると考えられる。

また、 $-V_s$ 印加時に、集中コロナ発生後非常に長いコロナ遅れのものも存在するが、これは(27)式で示される印加電圧の波尾が、 $-V_s$ 印加時に比べて長いためであると考えられる。

3.6 結 言

この章で得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 高性能エァフィルタ通過させた大気中において、棒-平板電極系にコロナ開始電圧以下の直流電圧を予備的に印加して空間中の負イオン密度を減少させると、正極性長波尾インパルス印加時のファーストコロナ発生までの時間は、予備的直流電圧を印加しない場合に比べて、数百~数千倍に増大する。
- (2) 微粒子の多い自然大気中ではこの効果が少なく、また予備的直流電圧は、棒電極側を正極性にするよりも負極性にする方が有効である。
- (3) 予備的直流電圧を印加しておいて正インパルスを重畳した場合に、ある時間帯に集中してコロナが発生する。この時間は、印加インパルス電界で移動度 $1.8 \sim 2.1 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ の負イオンが平板電極表面から棒電極先端近傍の臨界領域まで飛行する時間に相当する。

3.7 付 録

(付録6) 本文中の(23)式~(26)式の算出

計算式を算出する場合に用いた仮定は次の通りである。

- (1) 棒-平板電極間の等電界面は、棒電極先端の半球部に対して同心状であり、その電界値は電極系の対称軸上の値とする。
- (2) 電極軸上の電界値は、次式で示される $\frac{1}{2}$ 近似法⁽³⁾で近似できる。

$$E(x) = \frac{V}{\{(x-r_0) + r_0/4\} \cdot \ln\{1 + 4(\ell-r_0)/r_0\}} \quad (\text{付22})$$

ただし, V : 電極間電圧 x : 針先端からの距離

r_0 : 棒電極先端曲率半径

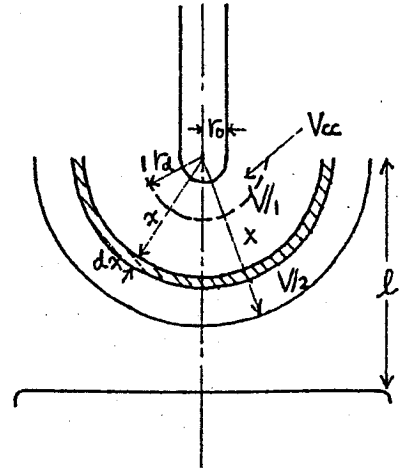
ℓ : ギャップ長

(3) 棒-平板電極間の電界は, 空気中の $V-I$ 特性が飽和特性を取る程度に大きい, すなわち, $E(x) \geq 30V/cm$ が成立している。

1. 棒-平板電極系に予備的直流電圧 V_s を印加した場合における x 点のイオン密度⁽¹⁾

付図1において, $-V_s$ を印加した場合について考える。棒先端半球部の中心 O から ($r_0 \sim x$) 間の空間 V_1 で発生する負イオン数を F_1^- とすると, F_1^- は次式で表わされる。

$$F_1^- = \frac{1}{2} \cdot \frac{4\pi}{3} (x^3 - r_0^3) n_e \beta_1 \quad (\text{付23})$$



付図1 放電空間図

ただし, $n_e \beta_1$: 単位時間, 単位体積当りの平均負イオン自然発生数

また, ($x \sim x+dx$) 間の半球殻を平板方向に通過する負イオン数を F_2^- は次式で表わされる。

$$F_2^- = \frac{1}{2} \cdot 4\pi x^2 v_{s-}(x) \cdot n_-(x) \quad (\text{付24})$$

ただし, $v_{s-}(x)$: x 点での負イオンドリフト速度 ($= \mu_- E_s(x)$)

$n_-(x)$: x 点での負イオン密度

平衡状態に達した場合, $F_1^- = F_2^-$ であるから, (付23) と (付24) 式より次式が求められる。

$$n_-(x) = \frac{(x^3 - r_0^3) n_e \beta_1}{3x^2 v_{s-}(x)} = \frac{(x^3 - r_0^3) n_e \beta_1}{3x^2 \mu_- E_s(x)} \quad (\text{付25})$$

同様に, x 点での正イオン密度が求められ, 次式で表わされる。

$$n_+(x) = \frac{(\ell^3 - x^3) n_e \beta_2}{3x^2 v_{s+}(x)} = \frac{(\ell^3 - x^3) n_e \beta_2}{3x^2 k_+ E_s(x)} \quad (\text{付 26})$$

ただし, $n_e \beta_2$: 単位時間, 単位体積当りの平均正イオン自然発生数

V_s が正極性の場合にも同様な考え方で求めることができる。

2. 正極性ステップ状インパルス印加した場合, 時刻 t における臨界領域内の負イオン密度

正インパルス印加した場合, 時刻 t での臨界領域内の負イオン密度を $n_-(r_d, t)$ とすると, $n_-(r_d, t)$ は次式で示される。

$$n_-(r_d, t) = \frac{1}{2\pi r_d^2 v_{p-}} \cdot \frac{dN_-(t)}{dt} \quad (\text{付 27})$$

ただし, r_d : 中心 0 から臨界領域の外側境界までの距離

v_{p-} : r_d におけるインパルス電界による負イオンのドリフト速度

$N_-(t)$: 時刻 t における臨界領域内の負イオン数

ここで, $N_-(t)$ を次の三つに分けて考える。

$$N_-(t) = N_{-1}(t) + N_{-2}(t) + N_{-3}(t) \quad (\text{付 28})$$

ただし, $N_{-1}(t)$: V_s により決まる初期分布の負イオン数

$N_{-2}(t)$: インパルス印加後, 時刻 t までに臨界領域外で自然発生し, r_d を通過して流入する負イオン数

$N_{-3}(t)$: 臨界領域内で, 時刻 t までに自然発生する負イオン数

付図 1 において, 中心 0 から ($x \sim x + dx$) の微小半球殻内に存在する負イオン数 dN_{-1} とすると

$$dN_{-1} = n_-(x) \cdot 2\pi x^2 \cdot dx$$

$$\therefore N_{-1}(t) = \int dN_{-1} = \int_{r_0}^x \frac{(x^3 - r_0^3) n_e \beta_1}{3x^2 k_- E_s(x)} \cdot 2\pi x^2 dx$$

$$= \frac{2\pi n_e \beta_1 \ell n \{1 + 4(\ell - r_0)/r_0\}}{3 k_- V_s} \int_{r_0}^x (x^3 - r_0^3)(x - 3r_0/4) dx$$

(付 29)

ところで, 正インパルス印加後に x から r_d まで負イオンが飛行する場合に要す

る時間 t は次式で与えられる。

$$t = \int_{r_d}^x \frac{dx}{v_p} = \int_{r_d}^x \frac{\ell_n \{1 + 4(\ell - r_0)/r_0\}}{k_p V_p} \cdot (x - 3r_0/4) dx$$

$$= A (2x^2 - 3r_0x - 2r_d^2 + 3r_0r_d) / 4 \quad (\text{付 30})$$

ただし, V_p : インパルス電圧

$$A = \ell_n \{1 + 4(\ell - r_0)/r_0\} / k_p V_p$$

(付 29) 式より,

$$\frac{dN_{-1}(t)}{dx} = \frac{2\pi n_e \beta_1}{3} \cdot \frac{V_I}{V_s} \cdot A (x^3 - r_0^3) (x - 3r_0/4)$$

また, (付 30) 式より,

$$\frac{dt}{dx} = A (x - 3r_0/4)$$

$$\therefore \frac{dN_{-1}(t)}{dt} = \frac{dN_{-1}(t)}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{2\pi n_e \beta_1}{3} \cdot \frac{V_I}{V_s} (x^3 - r_0^3) \quad (\text{付 31})$$

さらに, (付 30) 式より

$$x = 3r_0/4 + \{2t/A + (r_d - 3r_0/4)^2\}^{1/2}$$

$$\therefore \frac{dN_{-1}(t)}{dt} = \frac{2\pi n_e \beta_1}{3} \cdot \frac{V_I}{V_s} \{B^3 - r_0^3\} \quad (\text{付 32})$$

ただし, $B = 3r_0/4 + \{2t/A + (r_d - 3r_0/4)^2\}^{1/2}$

次に, x から r_d まで飛行に要する時間を t_1 とすると, 微小体積内で, $(t - t_1)$

以内に発生する負イオン数 dN_{-2} のみが r_d を通過し得る。

$$dN_{-2} = 2\pi x^2 dx (t - t_1) n_e \beta_1$$

ところで, (付 30) 式より

$$t_1 = A \int_{r_d}^x (x - 3r_0/4) dx$$

$$\therefore dN_{-2} = 2\pi n_e \beta_1 x^2 \{t - A \int_{r_d}^x (x - 3r_0/4) dx\} dx$$

$$\therefore N_{-2} = \int dN_{-2} = \int_{r_d}^x 2\pi n_e \beta_1 x^2 \{t - A \int_{r_d}^x (x - 3r_0/4) dx\} dx$$

$$= \pi n_e \beta_1 A \{ 2x^5/15 - r_0 x^4/8 - r_d^3 x^2/3 + r_0 r_d^3 x/2 + r_d^5/5 - 3r_0 r_d^4/8 \}$$

$$\therefore \frac{dN_{-2}}{dx} = \pi n_e \beta_1 A (2x^4/3 - x^3/4 - 2r_d^2 x/3 + r_d^3/4)$$

$$\therefore \frac{dN_{-2}}{dt} = \frac{dN_{-2}}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = \pi n_e \beta_1 (2x^4/3 - x^3/4 - 2r_d^2 x/3 + r_d^3/4) / (x - 3r_0/4) \quad (\text{付33})$$

次に，臨界領域内で時刻 t までに発生する負イオン数について考える。

$$dN_{-3} = 2\pi x^2 dx \cdot n_e \beta_1 t$$

$$\therefore N_{-3} = \int dN_{-3} = \int_{r_0}^{r_d} 2\pi x^2 n_e \beta_1 t dx = 2\pi n_e \beta_1 t (r_d^3 - r_0^3)/3$$

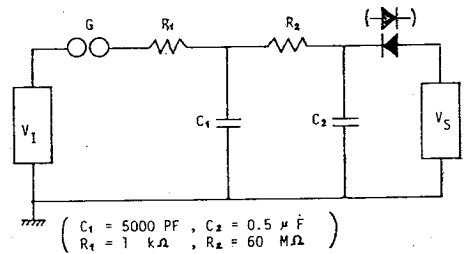
$$\therefore \frac{dN_{-3}}{dt} = 2\pi n_e \beta_1 (r_d^3 - r_0^3)/4 \quad (\text{付34})$$

(付27)式に，(付32)，(付33)および(付34)式を代入すると，本文中の(23)式が得られる。

(付録7) 本文中の(27)式の算出

波頭部の波形は，本文中の図9において， $C_1 R_1 \ll C_2 R_2$ だから， R_2 を通した C_2 の充電回路を無視して容易に導出できる。

中間ギャップ G のアーキが切れた場合の等価回路は，付図2のように考えればよい。



付図2 電源等価回路

この場合の回路方程式は

$$\frac{q}{C_1} + R_2 \frac{dq}{dt} = V_s$$

$$\therefore q = C_1 V_s + B \exp\left(-\frac{t}{C_1 R_2}\right)$$

また，中間ギャップ G の切れる時刻を t_1 とすると

$$C_1 V_I - C_1 (V_I - V_s) \exp\left(-\frac{t_1}{C_1 R_1}\right) = C_1 V_s + B \exp\left(-\frac{t_1}{C_1 R_2}\right)$$

$$\therefore B = C_1 (V_I - V_s) \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{t_1}{C_1 R_1} \right) \right\} \exp \left(-\frac{t_1}{C_1 R_2} \right)$$

$$\therefore q = C_1 V_s + C_1 (V_I - V_s) \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{t_1}{C_1 R_1} \right) \right\} \exp \left\{ -\frac{t_1 - t}{C_1 R_2} \right\}$$

$$\therefore V_p = \frac{q}{C_1} = V_s + (V_I - V_s) \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{t_1}{C_1 R_1} \right) \right\} \exp \left\{ -\frac{t_1 - t}{C_1 R_2} \right\}$$

ここで， $t_1 = 30 \mu\text{s}$ ， $C_1 = 5000 \text{ pF}$ ， $R_1 = 1 \text{ K}\Omega$ を代入した場合，

$$\left\{ 1 - \exp \left(-\frac{t_1}{C_1 R_1} \right) \right\} = 0.9975 \simeq 1$$

となるので， V_p の波尾部は，本文中の(27)式で近似できる。

第3章文献

- (1) R. T. Waters, R. E. Jones & C. T. Bulcock: Proc. IEE, 112, 7, 1431 (1965)
- (2) 角田, 藤岡, 荒井, 石川: 電気学会放電研究会資料, ED-76-19 (1976)
- (3) 角田: 電学誌, 80, 858, 301 (1960)
- (4) 角田, 薩谷: 大気電気研究, No. 20, 81 (1978)
- (5) T. Ito: J. Meteorological Society of Japan, 54, 2, (1976)
- (6) N. Fujioka, Y. Isayama & Y. Tsunoda: Memoirs of the Faculty of Engineering Kobe Univ., No. 24, 157 (1978)

第4章 雷インパルスおよび開閉インパルス 放電現象に及ぼす負イオンの影響

4.1 緒 言

大気中の棒-平板電極のような不平等電極系に、過電圧の正極性インパルスを印加した場合、ファーストコロナの発生→リーダの進展→ファイナルジャンプの過程を経てフラッシュオーバーにいたることが、イメージコンバータカメラなどを用いて明らかにされている。^{(1),(2)} ファーストコロナがフラッシュオーバーに及ぼす寄与については、3~4 m程度までのギャップではファーストコロナ発生までの時間が長いとフラッシュオーバー発生確率が減少するという報告がなされている。^{(2),(3)} しかし、フラッシュオーバー発生率はインパルス波形、電極形状など多くの要因に依存する。^{(2),(4)} また、同じ要因がファーストコロナの遅れ分布にも影響するので、フラッシュオーバー発生率とファーストコロナ遅れとは深い関係にあると考えられる。

第3章で、清浄大気中に存在する電極系にコロナ開始電圧以下の直流電圧を予備的に印加して、空間の負イオン密度を減少すると、正極性ステップ状インパルス重畳時のファーストコロナ遅れは非常に増大することを述べた。本章では、この効果を利用し、雷インパルスと開閉インパルス印加時のファーストコロナとフラッシュオーバー発生率との関係を解明するために基礎的な実験を行なった。

4.2 一般波形におけるファーストコロナ発生現象

第3章まではステップ状インパルスを印加した場合のファーストコロナ発生現象について述べたが、一般波形においては、最小コロナ開始電圧(4.5.1で詳述する)やインパルス印加後に自然発生する負イオン等を考慮しなければならない。

初期電子の発生時間とファーストコロナ発生時間とが近似的に等価であるとする
と、ファーストコロナ発生時間の累積確率およびその確率密度関数は次式で表わされる。

$$P_c(t) = 1 - \exp\left\{-\int_{t_m}^t \lambda(t) dt\right\} \quad (28)$$

$$p_c(t) = \lambda(t) \cdot \exp\left\{-\int_{t_m}^t \lambda(t) dt\right\} \quad (29)$$

ただし、 $\lambda(t)$ ：電子発生割合

t_m ：電極系の最小コロナ開始電圧に達する時間

臨界領域内における負イオン密度を数値計算で求めるために、以下のように二つの成分に分けて考えた。図 19 に示すように、棒先端半球部の中心 0 点から x の距離にある点の時刻 t での負イオン密度を次式で表わす。

$$n(x, t) = n_1(x) + n_2(x, t) \quad (30)$$

ただし、 $n_1(x)$ ：インパルス印加前のイオン密度分布による x 点の負イオン密度

$n_2(x, t)$ ：インパルス印加後に自然発生し、時刻 t で x 点での負イオン密度

放電空間の等電界面を図 19 に示すように、棒先端半球部と同心状であるとし、その値を回転軸上の電界で近似する。

インパルス印加時に距離 X に存在する負イオンがインパルス電界で時刻 t に距離 x まで飛行するとすると、 $n_1(x)$ は次式で表わされる。〔付録 8〕

$$n_1(x) = n_0(x) \cdot (x/X)^2 \quad (31)$$

ただし、 $V_s = 0$ の時 $n_0(x) = \text{一定}$

$$V_s \neq 0 \text{ の時 } n_0(x) = (x^3 - r_0^3) n_e \beta_1 / \{3x^2 k_- E_s(x)\}$$

$n_e \beta_1$ ：単位体積当りの負イオン自然発生割合

k_- ：負イオン移動度

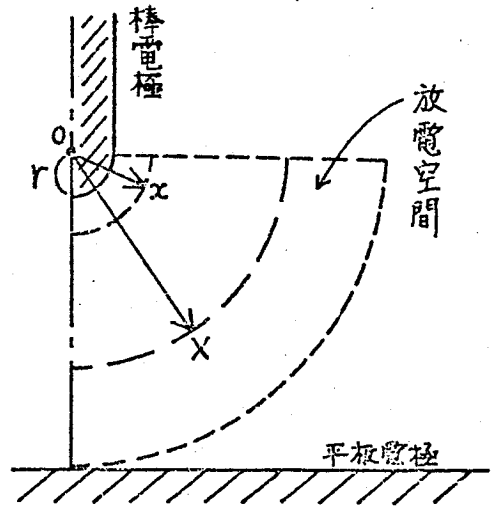


図 19 放電空間の説明図

$E_s(x)$: V_s による x 点の電界

次に、計算を簡単化するために、放電空間のある点から棒先端近傍の臨界領域まで負イオンが飛行する時間は、インパルス印加後の時間に無関係であるという仮定を導入した。この場合にインパルス印加後発生し、時刻 t で x 点の微小半球殻内に流入する負イオン数は X 点を外半径とし、 x 点を内半径とする半球部分の体積 $V = 2\pi(X^3 - x^3)/3$ 内に単位時間に発生する負イオン数に等しいと考えられる。したがって、 $n_2(x, t)$ は次式で表わされる。

$$n_2(x, t) = (X^3 - x^3) n_e \beta_1 / \{3x^2k - E_I(x, t)\} \quad (32)$$

ただし、 $E_I(x, t)$: インパルス電圧 (V_I) による時刻 t , x 点の電界

4.3 実験装置と方法

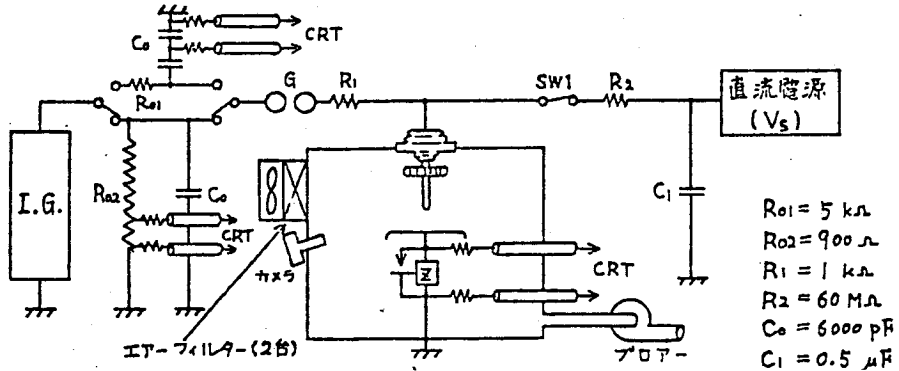


図 20 実験装置

図 20 に実験装置を示す。インパルス電圧は、SW1 を閉じて負極性直流電圧を予備的に印加しておいて正インパルス電圧を重畳する方法と、SW1 を開放にしておいてインパルス電圧のみを印加する方法との二通りで印加した。使用したインパルス波形は、雷インパルス〔 2×45 〕 μs と開閉インパルス〔 $120 \times 2,100$ 〕 μs との二種類で、ギャップ長は $4 \text{ cm} \sim 16 \text{ cm}$ の範囲である。また試験大気として、エアフィルタ通過大気とブロウで導入した室外大気とを用いた。放電の検出方法等は、第 2 章、第 3 章と同じである。

本章では、フラッシュオーバー発生までの過電圧を印加したので、棒電極上部の接続部でコロナが発生し、測定の障害となった。そこで図20に示すように棒電極の根元にアルミ製コロナシールドリングをつけてその発生を抑制した。コロナシールドリングと棒電極ジョイント部の形状を考慮した電極系の電界分布を、電荷重畳法で計算した。

実験に用いた三種類のギャップ長における中心軸上の電界分布を図21に示す。縦軸および横軸は、それぞれ、棒電極先端電界とギャップ長で正規化している。また、使用した最大ギャップ長16cmにおける等電界分布図を図22に示す。同図の点線は、軸上の電界値で棒先端半球部と同心球状に描いたものである。4.2で用いたギャップ中の等電界面は半球状であるとい

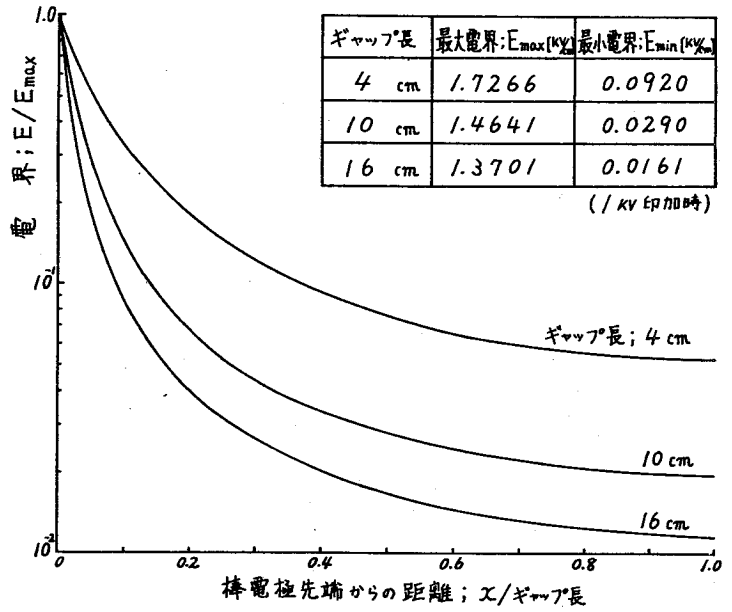


図21 正規化した電界分布 (電極中心軸上)

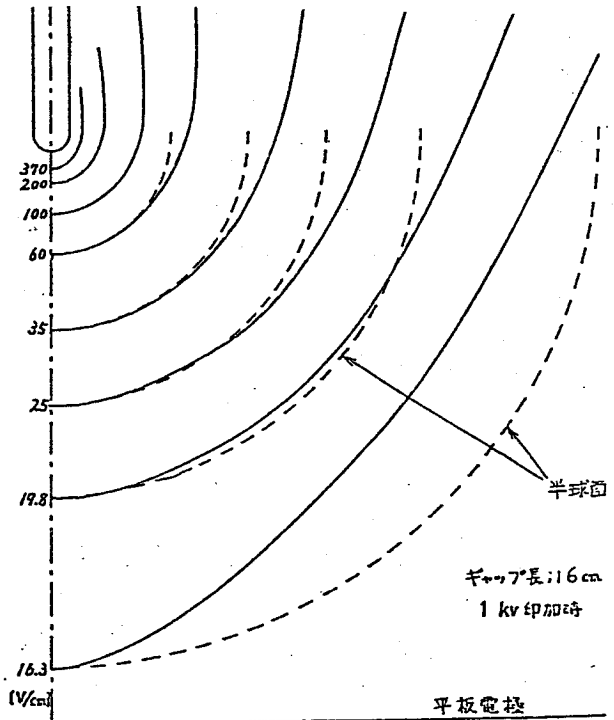


図22 放電空間の等電界図 (ギャップ 16 cm)

う近似がほぼ成立することを示している。

4.4 実験結果

4.4.1 ファーストコロナの放電電荷量

コロナが発生した場合に、下部電極を流れる電流を積分し、その値を放電電荷量

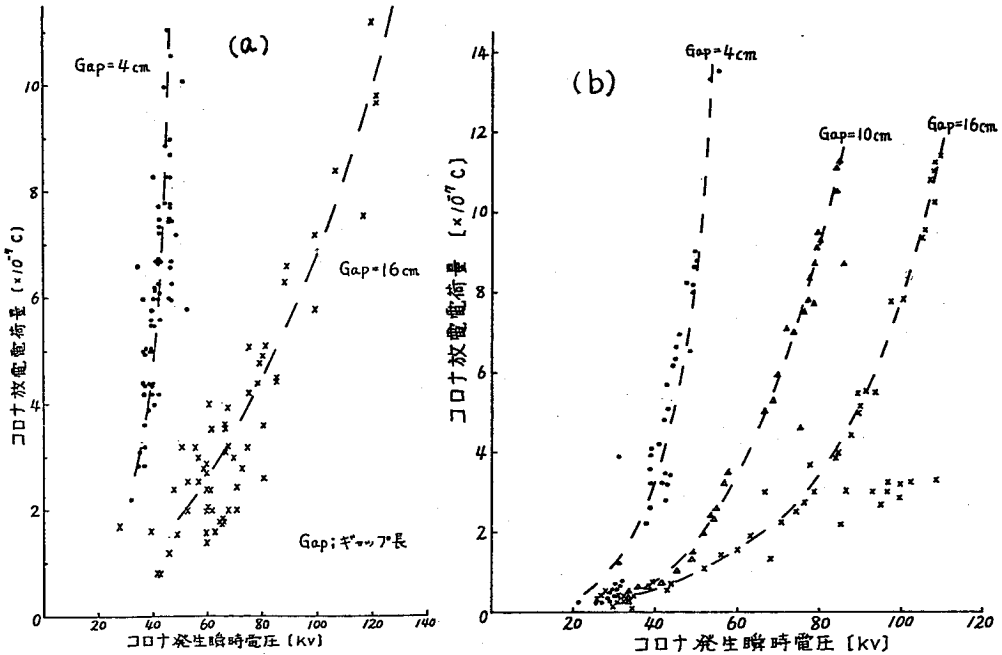


図 23 ファーストコロナの放電電荷量—発生瞬時電圧特性 (フィルタ通過大気)
(a)雷インパルス (b)開閉インパルス

と記す。雷および開閉インパルス印加時のファーストコロナ発生瞬時電圧と放電電荷量との関係を図 23 に示す。

予備的直流電圧を印加してファーストコロナ発生時間を遅らせたので、通常では得られない高い発生瞬時電圧の特性が得られた。

一方、低い放電電荷量の測定値は検出感度の関係で誤差が大きいと考えられる。両波形において、同一コロナ発生瞬時電圧の放電電荷量がギャップ長が短いほど大きいのは、図 21 で示したように、ギャップ中の電界分布の差が原因であると考

えられる。データのバラツキが大きい、両波形の発生瞬時電圧と放電電荷量との特性において、電圧波形による差は顕著ではない。

4.4.2 ファーストコロナの発生時間分布

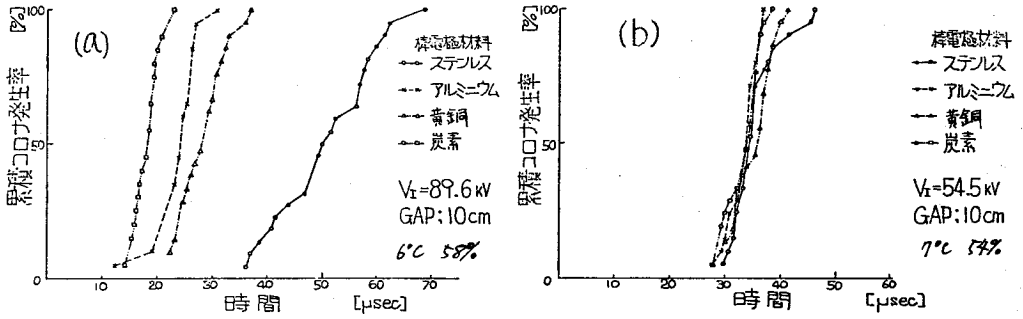


図 24 ファーストコロナ発生時間に及ぼす棒電極材料の影響 (開閉インパルス, 室外大気)
(a)負インパルス (b)正インパルス

図 24 に棒電極の材料を変化した場合における、正・負両極性インパルス印加時のファーストコロナ発生時間分布を示す。負極性インパルス印加時のファーストコ

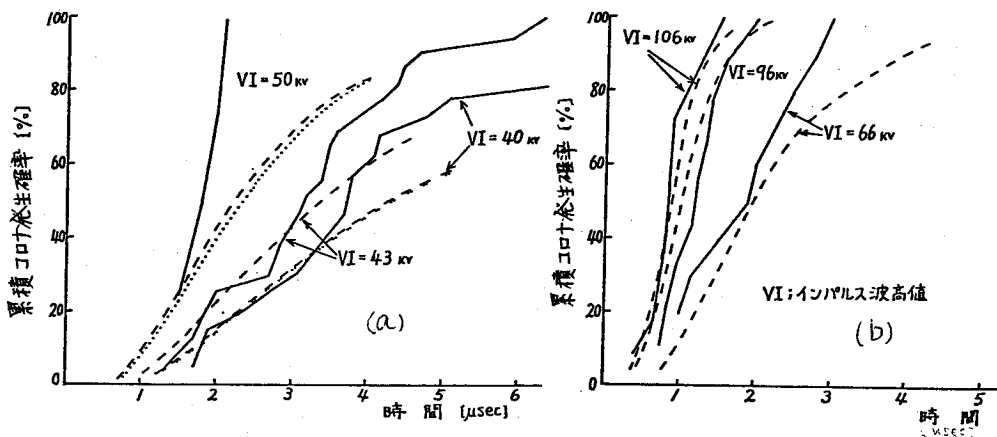


図 25 雷インパルス印加時のファーストコロナ発生時間分布 ($V_S = 0$, フィルタ通過大気)
(a) 4 cm ギャップ (b) 16 cm ギャップ

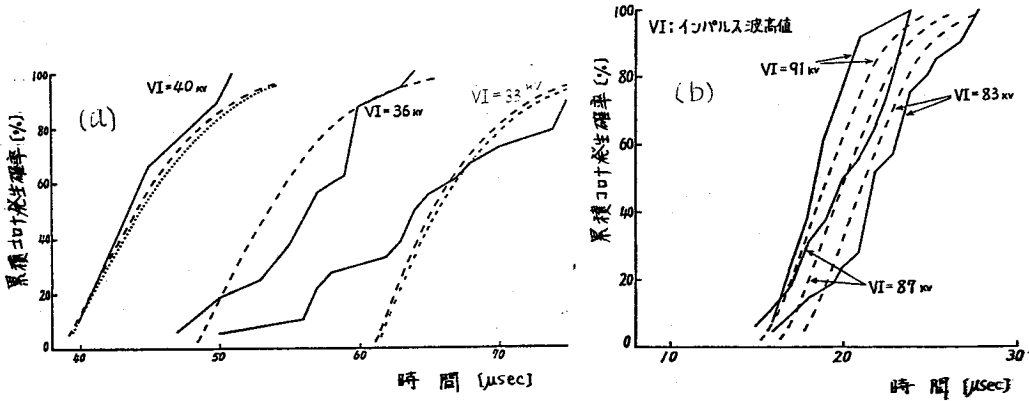


図 26 開閉インパルス印加時のファーストコロナ発生時間分布 ($V_s = 0$, フィルタ通過大気)
 (a) 4 cmギャップ, (b) 16 cmギャップ

コロナ発生時間分布は、初期電子が棒電極から供給されるので、電極材料の特性、すなわち仕事関数および材料による電極仕上げ表面の凹凸に左右されると考えられる。一方、正インパルス印加時の初期電子は大気中の負イオンから供給されるために、コロナ発生時間分布は棒電極材料に依存しないと考えられる。

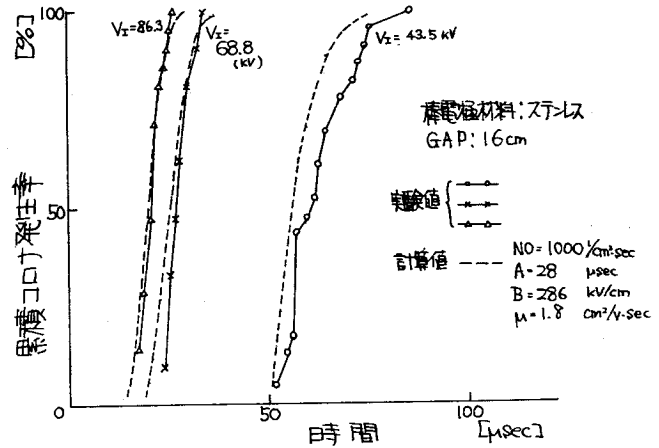


図 27 開閉インパルス印加時のファーストコロナ発生時間分布 ($V_s = 0$, 室外大気)

印加電圧波形、波高値、試験大気およびギャップ長を変化して、インパルスのみ印加した場合のファーストコロナ発生時間分布を図 25～図 27 に示す。

また、予備的直流電圧印加した後にインパルスを重畳した場合のファーストコロナ発生時間分布の例を図 28 に示す。これらの図の点線は、4.5.2 で詳述する計算値である。

4.4.3 ファーストコロナからフラッシュオーバーまでの現象

4 cmギャップにおいて、雷インパルス印加時の電圧と放電電荷量とのオシログラムの例を図29に示す。(a)と(b)は、それぞれ予備的直流電圧(V_S)を印加しない場合において、コロナのみとコロナからフラッシュオーバーにいたる例である。(c)は、 $V_S = -2$ kV印加した場合で、フラッシュオーバー発生時の例である。 $-V_S$ を印加すると、大きな過電圧を印加しないとコロナは発生せず、またコロナが発生した場合には短時間後にフラッシュオーバーにいたる。

図30は、16 cmギャップに雷

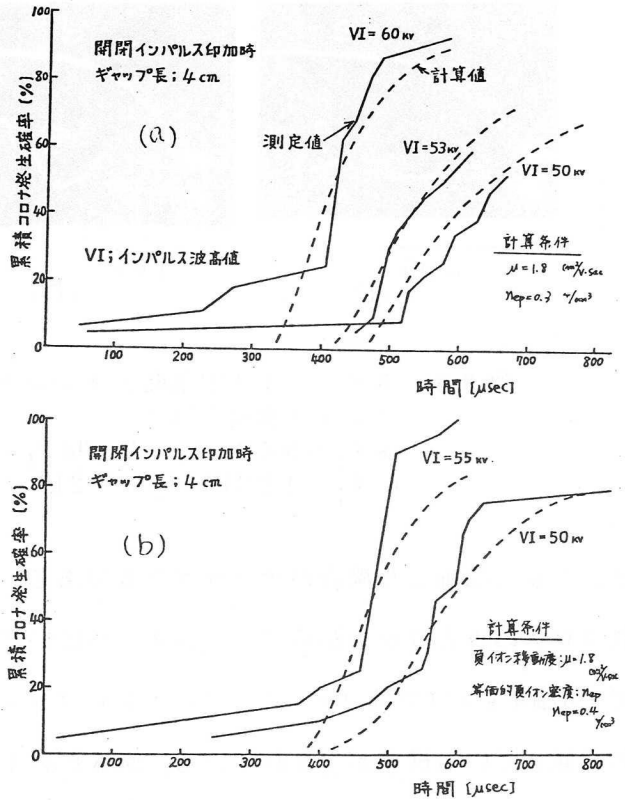


図28 開閉インパルス印加時のファーストコロナ発生時間分布 ($V_S \neq 0$, フィルタ通過大気)
(a) $V_S = -1$ kV, (b) $V_S = -4$ kV

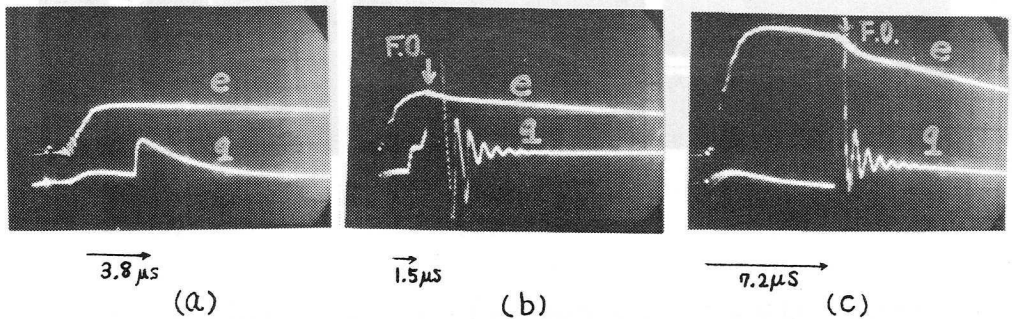


図29 雷インパルス印加時のオシログラム (4 cmギャップ, フィルタ通過大気)
(a) $V_I = 40$ kV, $V_S = 0$ (b) $V_I = 50$ kV, $V_S = 0$
(c) $V_I = 120$ kV, $V_S = -2$ kV

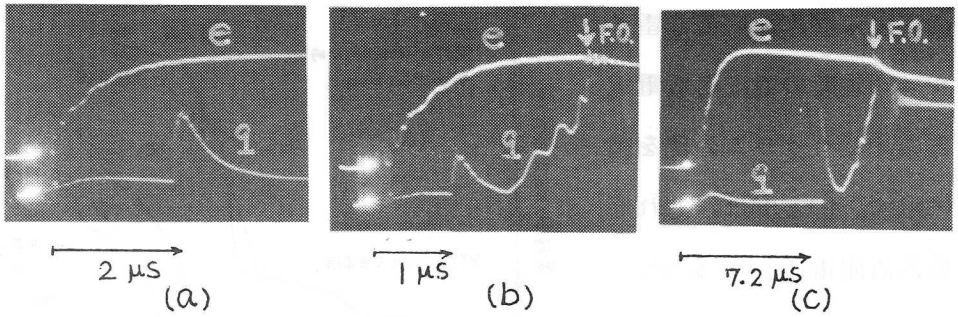


図 30 雷インパルス印加時のオシログラム (16 cmギャップ, フィルタ通過大気)
 (a) $V_I = 96 \text{ kV}$, $V_S = 0$ (b) $V_I = 116 \text{ kV}$, $V_S = 0$
 (c) $V_I = 126 \text{ kV}$, $V_S = -2 \text{ kV}$

インパルス印加した場合のオシログラムである。(a), (b)は $V_S = 0$ の場合で, それぞれコロナのみとコロナからフラッシュオーバーにいたる例である。4 cmギャップに比べて16 cmギャップではファーストコロナからフラッシュオーバーまでリーダがステップ状に進展している様子が示されている。図 30 (c)は, $V_S = -2 \text{ kV}$ 印加時にフラッシュオーバーにいたる例である。波尾部でコロナが発生し, 約 $3.5 \mu\text{s}$ 後にフラッシュオーバーにいたっている。

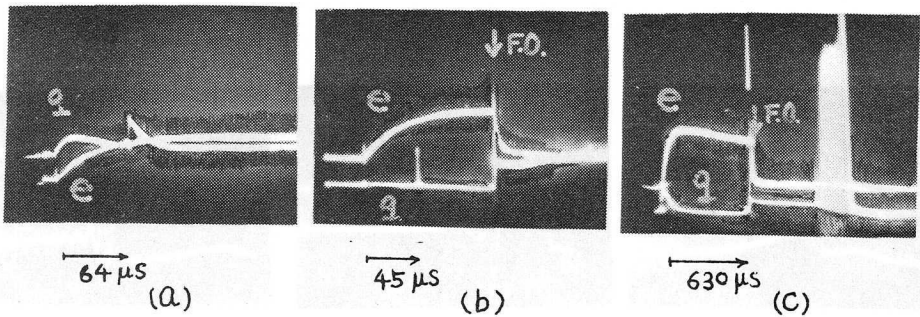


図 31 閉鎖インパルス印加時のオシログラム (4 cmギャップ, フィルタ通過大気)
 (a) $V_I = 32 \text{ kV}$, $V_S = 0$ (b) $V_I = 40 \text{ kV}$, $V_S = 0$
 (c) $V_I = 50 \text{ kV}$, $V_S = -1 \text{ kV}$

次に、4 cm および 16 cm ギャップに開閉インパルスを印加した場合のオシログラムの例を、それぞれ、図 3 1 と図 3 2 に示す。

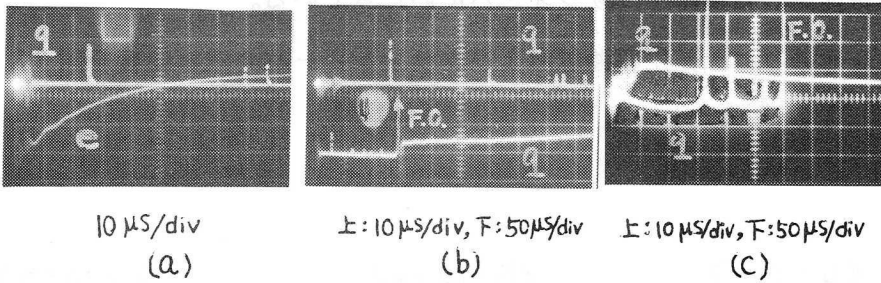


図 3 2 開閉インパルス印加時のオシログラム (16 cm ギャップ, フィルタ通過大気)
 (a) $V_I = 8.3 \text{ kV}$, $V_S = 0$ (b) $V_I = 9.1 \text{ kV}$, $V_S = 0$
 (c) $V_I = 11.1 \text{ kV}$, $V_S = -2 \text{ kV}$

4 cm ギャップにおいて $V_S = 0$ の場合、図 3 0 (b) に示すように波頭部でファーストコロナが発生し、長時間後にフラッシュオーバーにいたっている。ファーストコロナとフラッシュオーバーとの間で、ファーストコロナと同程度の放電電荷量をもつセカンドコロナが発生する場合もある。 $V_S = 0$ の時、図 3 0 (c) に示すようにコロナ発生時間

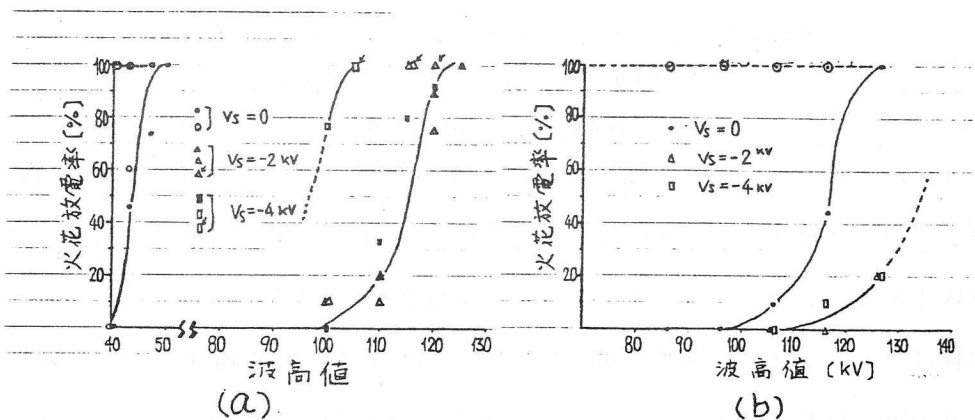


図 3 3 コロナおよびフラッシュオーバー発生率曲線
 (雷インパルス, フィルタ通過大気)
 (a) 4 cm ギャップ (b) 16 cm ギャップ

は大巾に増加するが、コロナ発生瞬時電圧が高いと短時間後にフラッシュオーバーにいたっている。

16 cmギャップでは図32(b), (c)に示すようにファーストコロナ発生後小さなコロナが多数発生した後にフラッシュオーバーにいたっている。

両電圧波形のコロナ発生率曲線およびフラッシュオーバー発生率曲線を図33と図34とに示す。

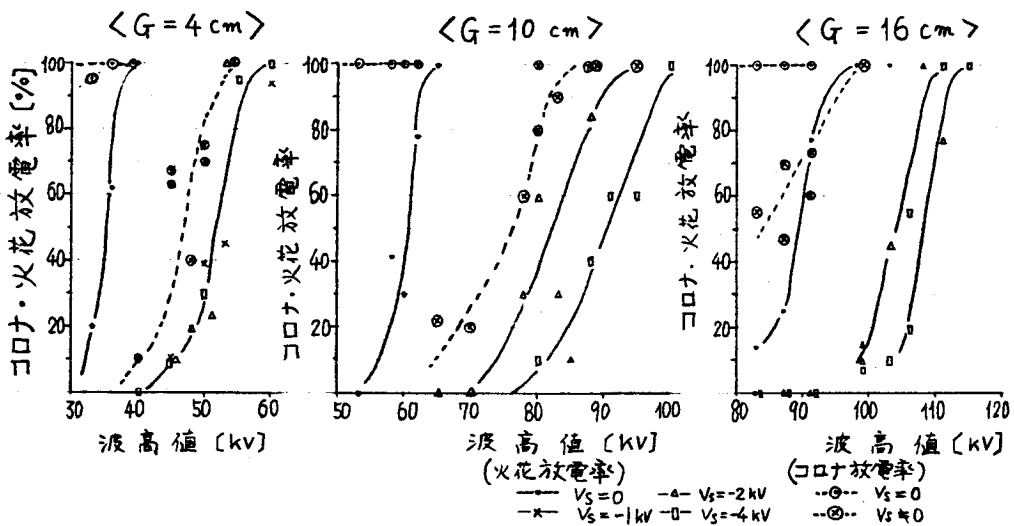


図34 コロナおよびフラッシュオーバー発生率曲線

(開閉インパルス, フィルタ通過大気)

(a) 4 cmギャップ (b) 10 cmギャップ (c) 16 cmギャップ

図33の雷インパルスの特性において、4 cmギャップでは、 $V_s = 0$ の場合、 $V_I = 33$ kV以上でコロナ発生率は100%であり、 V_{50} (50%フラッシュオーバー電圧)は約43 kVである。しかし、 $V_s = 0$ の場合、 V_{50} は96~115 kVに増大し、コロナ発生率曲線はフラッシュオーバー発生率曲線に一致する。また、16 cmギャップにおいて、 $V_s = 0$ の場合に $V_I = 66$ kV以上でコロナ発生率は100%で、 V_{50} は116 kVであるが、 $V_s \neq 0$ の場合に V_{50} は約133 kVに増大し、コロナ発生率曲線はフラッシュオーバー発生率曲線に一致する。

図34の開閉インパルス特性において、 $V_s = 0$ の時に比べて $V_s \neq 0$ の時の V_{50} は、各ギャップにおいて増大する。 $V_s \neq 0$ の時のコロナ発生率曲線は、雷インパルスの場合と異なり、フラッシュオーバー発生率曲線と分離して測定できる。

両インパルス電圧波形のコロナおよびフラッシュオーバー発生率曲線に及ぼす V_s の絶対値の影響を明確に整理できない。これらの原因の一つとして、第3章で検討したように大気中の微粒子の影響が考えられる。

4.5 実験結果の検討

4.5.1 正極性最小コロナ開始電圧

正極性インパルスコロナの発生時間は、初期電子源となる負イオン数が通常不足しているために、統計的な遅れ時間のバラツキを示し⁽⁵⁾、したがって、初期電子が十分に存在する場合のコロナ開始電圧よりも高い瞬時電圧でコロナを発生する。初期電子源が十分存在する場合のコロナ発生に必要な電圧（電界）を最小コロナ開始電圧（電界）と定義する。正極性最小コロナ開始電圧の計算法は、Meek氏のストリーマ理論⁽⁶⁾以来種々の方法が提案されてきた。^{(7),(8)}これらの方法は、残留正空間電荷電界が外部静電界に近い値になれば、電子なだれはコロナストリーマに転換するとして計算する。最近では、M. Kahled氏⁽⁹⁾が等価単一なだれモデルを使用し、電子なだれ先端の電子群が陽極に流入した時の陽極における合成電界（静電界と残留正空間電荷電界の和）が $2.4.4 \text{ kV/cm}$ 以下になることをストリーマへの転換条件として、最小コロナ開始電圧を求めている。この計算モデルでは、なだれ先端電界は実効電離係数 α_{eff} が零になる値まで低下しているので、次発なだれは先発なだれの残留正空間電荷に向って発生するという条件をコロナストリーマへの転換条件としている。しかしながら、このモデルにおいて先発なだれ進行中の電界として空間電荷電界を無視した静電界を採用している。そこで、電子や正イオンの空間電荷とそれらの棒電極に対するイメージ電荷による電界も考慮して最小コロナ開始電圧を計算した。

計算に用いた等価単一電子なだれモデルを図 35 に示す。ある電圧を印加した場合に電子なだれは軸上での $a_{eff} = 0$ なる点 ($E = 24.4 \text{ kV/cm}$) から出発するとする。電子なだれを微小距離 ΔZ ずつ進行させた場合、正イオンの移動度が小さいので、なだれ進行中は静止しているとみなし、各区間の正イオンを円板状正電荷で模擬する。一方、電子群はなだれ先端に円板状に存在し、静電界 (E_s)、電子のイメージ電荷電界 (E_e)、正イオン電界 (E_p) および正イオンのイメージ電荷電界 (E_{pI}) の合成電界 (E) で次のステップ ΔZ だけ進行するとした。〔付録 9〕

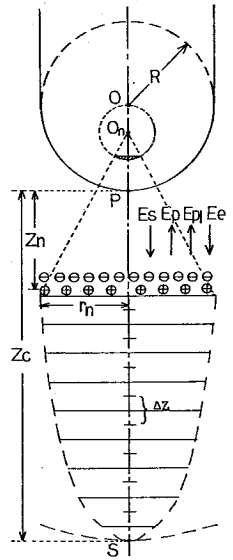


図 35 等価単一電子なだれモデル

計算フローチャートを図 36 に示す。電子なだれの計算において、電子の拡散半径 $r_n = \sqrt{4 D_e t_n}$ 、電子の拡散係数 $D_e = 430 \text{ cm}^2/\text{s}$ ⁽⁷⁾、電子のドリフト速度 $V_e = (0.00360562 \times E + 39.1) \times 10^5 \text{ cm/s}$ ⁽¹⁰⁾、実効電離係数 $a_{eff} = 0.4221 (E - 24.4)^2 \text{ cm}^{-1}$ ⁽¹¹⁾

等を用いた。実験に用いた電極系における計算結果を表 2 に示す。ギャップ長が変化した場合でも最小コロナ開始電界はほぼ等しい。これは、表 2 に示す各ギャップの Z_c 、つまり電子なだれがコロナストリーマに転換するまでに走行する距離が約 2.5 mm で、棒先端からこの範囲までの電界分布はギャップ長に左右されずに棒電

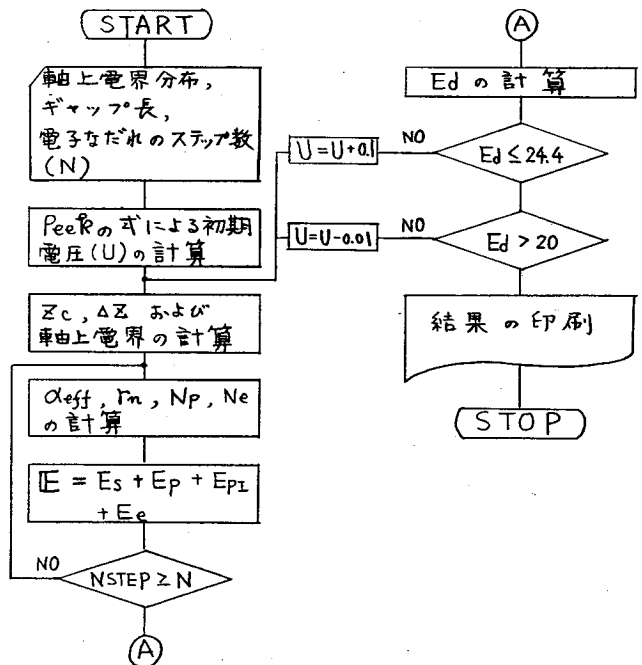


図 36 正極性最小コロナ開始電圧の計算フローチャート

極先端形状によって決定されるためであると考えられる。

室外大気に、開閉インパルス
を印加した場合のファーストコ
ロナ放電電荷量と発生瞬時電圧
特性を図37に示す。この場合
予備的直流電圧を印加していな
いので放電電荷量の検出感度を
上げて測定した結果である。各
ギャップにおける表2の最小コ
ロナ開始電圧を図37の横軸に
プロットした場合、測定データ
の外挿値とはほぼ一致している。
4.5.2で述べるコロナ発生時間
分布の計算値を求める場合に、
この方法で求めた最小コロナ開
始電圧に達する時間 t_m を採用
した。

表2 正極性最小コロナ開始時の計算結果

Gap (cm)	V_{min} (kV)	E_{min} (kV/cm)	$N_e \times 10^7$	K
4	29.1	50.2	0.638	15.7
10	34.2	50.1	0.587	15.6
16	36.7	50.3	—	—

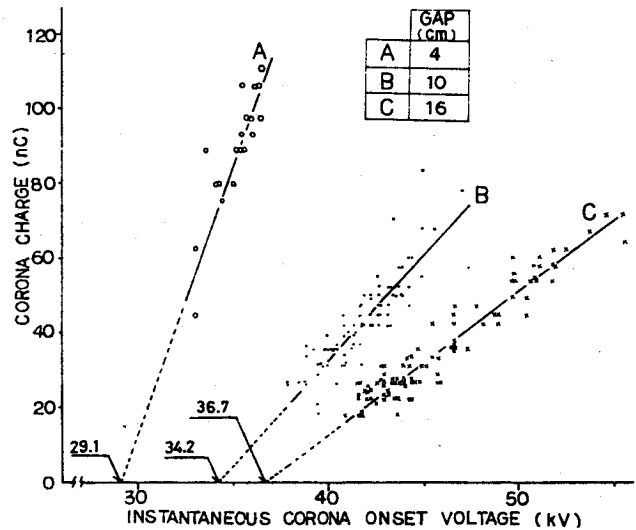


図37 ファーストコロナの放電電荷量—発生瞬時電圧特性 ($V_s = 0$, 室外大気)

4.5.2 フィルタ通過大気および室外自然大気の電子離脱頻度

第2章の2.5.2で述べたように、負イオンの電子離脱頻度は次式で表わされる。

$$\nu_{det} = n / \tau \tag{33}$$

ただし、 n ：臨界領域内の負イオン密度

τ ：負イオンの平均電子離脱時間

τ は電界 (E) の増加と共に減少するので、 $\tau = A \cdot \exp(-B/E)$ なる関数で表わし、実験データとフィットするように、定数 A 、 B を求めることができる。

ファーストコロナ発生時間分布を求めるための計算フローチャートを図38に示す。計算機を用いて、各パラメータを変化し、印加電圧波形、印加電圧およびギャップ長が変化した場合の実験データとほぼ一致する計算結果が得られた。計算結果を、図25～図27に点線で示す。

この場合に両大気電子離脱頻度は次のように求められた。

室外自然大気 ($n_0 = 1,000$ 個/cm³)

$$\nu_{det} = 35.7 \cdot \exp(-286/E) \quad [\mu\text{sec}] \quad (34)$$

エアフィルタ通過大気 ($n_0 = 1,400$ 個/cm³)

$$\nu_{det} = 84.8 \cdot \exp(-277/E) \quad [\mu\text{sec}] \quad (35)$$

ただし、 E の単位はkV/cmである。

表3に各種大気電子離脱頻度を示す。自然発生電子は地上で10個/cm³・sとし、また、負イオン拡散大気は第2章の結果から計算した値である。

4.5.3 平板から供給される負イオンの検討

電極系に予備的な直流電圧を印加した後にステップ状の正極性インパルスを重ねた場合、平板から供給される負イオンが初期電子源となることを第3章で述べた。ここでは、波頭長の長い開閉インパルスの測定結果から、負イオンが平板から供給される瞬時の平板表面における巨視的電界を検討する。

— V_g 印加時に平板から供給される負イオンの移動度は、第3章の結果から1.8 cm²/V・sec

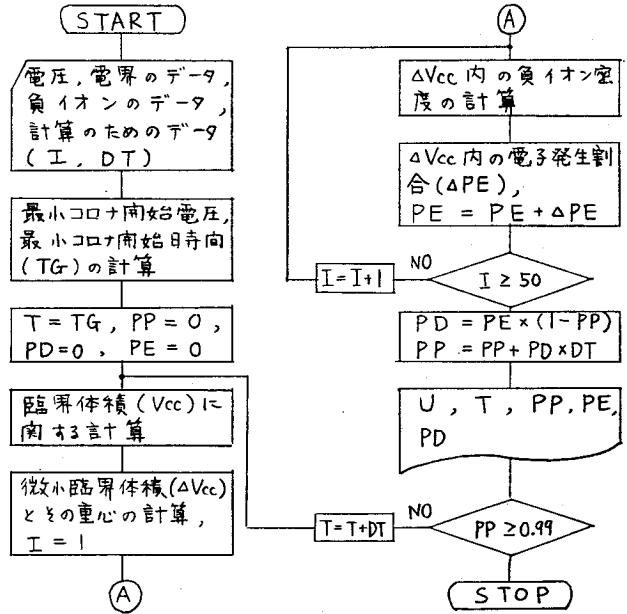


図38 ファーストコロナ発生時間分布の計算フローチャート

$\nu \cdot s$ とし、負イオンは電極軸上を飛行すると近似する。あるインパルス電圧を印加した場合、負イオンが平板から棒先端まで飛行する時間は、負イオンが平板を出発する

表 3 各種大気の電子離脱頻度

E/P (V/cm-Torr)	E (kV/cm)	ν_{det} ($10^4/cm^2 \cdot \mu s$)			
		自然発生電子	自然大気	エア-フィルタ通過大気	負イオン拡散大気
100	76	1×10^{-5}	0.829	2.22	2.78 ~ 27.8
120	91.2	1×10^{-5}	1.55	4.04	58.8 ~ 588
140	106.4	1×10^{-5}	2.43	6.28	83.3 ~ 833

時刻の関数として計算できる。また、印加電圧波形が既知であり、平板電界を電荷重畳法であらかじめ求めているので、インパルス印加後の平板表面電界の経時変化を容易に求めることができる。これらの計算結果を図 39 に示す。図 28 の実験データより、各印加電圧における最小の集中コロナ発生時間を求めて、図 39 の負イオン飛行時間の計算曲線上にプロットする。例えば、印加電圧 45 kV の時、550 ~ 570 μs の時間で平板から棒先端

まで負イオンが飛行するとした場合に、横軸の読みから、この負イオンはインパルス印加後 182 ~ 200 μs 後に平板を出発したことになる。この時の平板表面電界は、同図の表面電界経時変化曲線から約 4.1 kV/cm であることが求められる。同図から、各印加電圧において負イオンが平板から出発する電界は、約 4.1 ~ 5.5 kV/cm 程度であることが求められる。ただし、これは平板表面上の微小突起などを

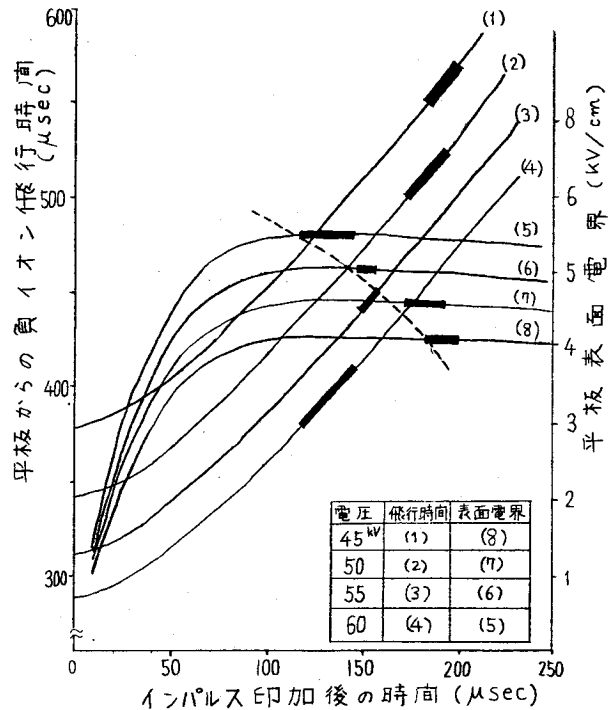


図 39 平板電極表面電界の経時変化と負イオンの飛行時間

無視した巨視的電界であることに留意する必要がある。また、この結果では印加電圧が高いほど高い電界で負イオンが出発することになるので、平板から負イオンが生成される現象に時間遅れが存在することが考えられる。

4.5.4 ファーストコロナとフラッシュオーバーとの関係

雷インパルスおよび開閉インパルス印加時の V_{50} をギャップ長で整理すると図40のようになる。電極間に予備的直流電圧を印加してファーストコロナ発生時間を増大すると両波形の V_{50} は上昇する。この上昇効果は、開閉インパルスより雷インパルスの方が大きく、また雷インパルスにおいて短ギャップの方がその効果は顕著である。開閉イン

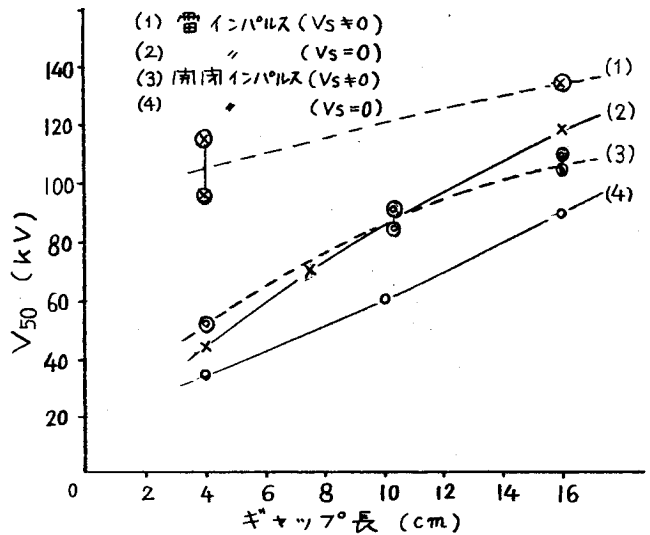


図40 V_{50} の特性

パルスは雷インパルスに比べて非常に波長が長く、コロナ発生時間を遅らせたとしても、コロナ発生瞬時電圧が、雷インパルスのフラッシュオーバー発生電圧程度であれば、短時間でフラッシュオーバーにいたるので、 V_{50} の上昇効果が小さいと考えられる。ギャップ長が短い場合には、同一 V_s 印加時に負イオン密度の低密度空間の割合が大きいので、 V_{50} の上昇効果が大きいと考えられる。

本章で用いた V_s の値ではファーストコロナの発生時間が極端に増大したので、電圧上昇率の効果や発生瞬時電圧との詳細な関係については検討できなかった。

4.6 結 言

この章で得られたことを要約すると以下のようになる。

- (1) 正極性最小コロナ開始電圧やインパルス電圧による負イオン吸引効果を考慮して、既知波形におけるファーストコロナ発生時間分布を求める方法を確立した。
- (2) 正極性の雷および開閉インパルスを三種類のギャップに印加して得られたファーストコロナ発生時間分布から、二種類の大気における電子離脱頻度を求めた。フィルタ通過大気の電子離脱頻度は、 $\nu = 84.8 \cdot \exp(-277/E)$ [μsec^{-1}]で、室外大気の電子離脱頻度は、 $\nu = 35.7 \cdot \exp(-286/E)$ [μsec^{-1}]である。

ただし、 E は電界で、単位は(kV/cm)である。

- (3) 清浄大気中の電極系に予備的な直流電圧を印加した場合に、インパルス電圧による平板表面電界が約 $4.1 \sim 5.5 \text{ kV}/\text{cm}$ 程度になると、負イオンが平板から出発するとみなすことができる。
- (4) 清浄大気中の電極系に予備的な直流電圧を印加して負イオンを減少した場合には、正極性インパルス電圧の V_{50} は上昇する。この上昇効果は短時間パルスで、短ギャップの方が顕著である。

4.7 付 録

付録8 本文中の(31)式について

本文中(31)式において、時間的に変化するインパルス電圧を印加した場合、 $t = 0$ で X 点に存在する負イオンが時間 t に x 点に到達するとした場合の $X(x, t)$ を一般的に求めることは困難である。そこで、適当な x を取り、それについて各ギャップの数点からの負イオン走行時間を印加電圧波形、電圧波高値およびイオン移動度を変化して計算した。この場合に、 $X(x, t) = \exp\{C \ln(t/D)\}$ で計算結果を折線近似し、線形補間で必要な条件の係数 C と D を求めた。

付録9 棒電極を、その先端半径 ρ なる導体球とみなした場合の円板状電荷による

イメージ電界

導体球の中心 O から z_0 の位置に存在し、半径 ($r \sim r + dr$) の微小帯電電荷 dQ とすると、

$$dQ = 2\pi r \cdot dr \cdot \sigma$$

ただし、 σ : 面電荷密度

dQ の導体球による帯状のイメージ電荷量を dQ_I とすると、

$$\begin{aligned} dQ_I &= - \frac{\rho}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}} \cdot dQ \\ &= - \frac{2\pi\sigma r \rho}{(r^2 + z_0^2)^{\frac{1}{2}}} \cdot dr \end{aligned}$$

また、 dQ_I の位置すなわち、半径 r_1 や中心 O からの距離 z_1 は次式で求めることができる。

$$r_1 = \frac{\rho^2 r}{r^2 + z_0^2}$$

$$z_1 = \frac{\rho^2 z_0}{r^2 + z_0^2}$$

この場合、中心軸上 P 点 ($0, 0, z$) との距離 d は、次式で求められる。

$$d = \left\{ \left(z - \frac{\rho^2 z_0}{r^2 + z_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\rho^2 r}{r^2 + z_0^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

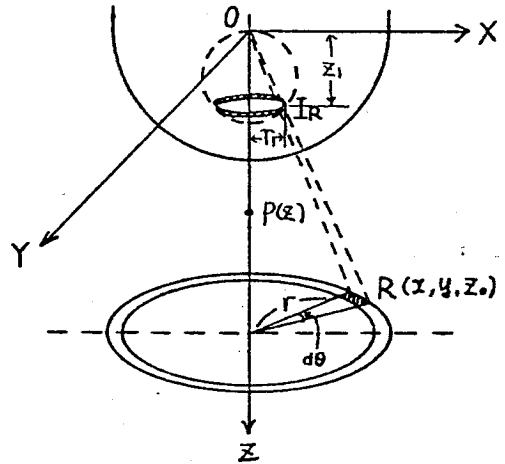
したがって、円板状電荷全体のイメージ電荷による P 点の電位 V_I は次式となる。

$$V_I = \int_0^a \frac{dQ_I}{4\pi\epsilon_0 d} = - \frac{\sigma\rho}{2\epsilon_0} \int_0^a \frac{r dr}{\{z^2 r^2 + (z z_0 - \rho^2)^2\}^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{付35})$$

ここで、 $r = (z z_0 - \rho^2) \tan \theta / z$ とおき、置換積分をおこなう。

$$dr = \left\{ \frac{(z z_0 - \rho^2) \sec^2 \theta}{z} \right\} d\theta$$

$r = 0$ の時 $\theta = 0$ 、 $r = a$ の時 $\theta = \beta$ とおく。



付図3 導体球に対する円板電荷のイメージ電荷

$$J = \int_0^a \frac{r dr}{\{z^2 r^2 + (z z_0 - \rho^2)^2\}^{\frac{1}{2}}}$$

$$= \int_0^\beta \frac{\{(z z_0 - \rho^2)/z\} \tan \theta \{(z z_0 - \rho^2)/z\} \sec^2 \theta d\theta}{(z z_0 - \rho^2) (1 + \tan^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}$$

ここで、 $A = (z z_0 - \rho^2)/z$ とおくと、

$$J = \frac{A}{z} \int_0^\beta \frac{\tan \theta \cdot \sec^2 \theta}{\sec \theta} d\theta = \frac{A}{z} \left[\frac{1}{\cos \theta} \right]_0^\beta$$

$$= \frac{A}{z} \left[\{1 + \tan^2 \theta\}^{\frac{1}{2}} \right]_0^\beta = \frac{A}{z} \left[\frac{(A^2 + r^2)^{\frac{1}{2}}}{A} \right]_0^a$$

$$= \frac{1}{z^2} \left[\{(z z_0 - \rho^2)^2 + a^2 z^2\}^{\frac{1}{2}} - (z z_0 - \rho^2) \right] \quad (\text{付36})$$

(付35) と (付36) 式とから、

$$V_I = \frac{-\sigma \rho}{2 \epsilon_0} \cdot \frac{1}{z^2} \left[\{(z z_0 - \rho^2)^2 + a^2 z^2\}^{\frac{1}{2}} - (z z_0 - \rho^2) \right] \quad (\text{付37})$$

したがって、P点の電界は次式で示される。

$$E_I = -\frac{\partial V_I}{\partial z} = \frac{\sigma \rho}{2 \epsilon_0} \cdot \frac{1}{z^3} \left[\frac{(z z_0 - \rho^2)(2\rho^2 - z z_0) - z^2 a^2}{\{(z z_0 - \rho^2)^2 + a^2 z^2\}^{\frac{1}{2}}} + (z z_0 - 2\rho^2) \right]$$

$$\rho \quad \rho \quad (\text{付38})$$

また、円板電荷によるP点の電界はよく知られているように次式で示される。

$$E = \frac{\sigma}{2 \epsilon_0} \left[\frac{z_0 - z}{\{(z_0 - z)^2 + a^2\}^{\frac{1}{2}}} - 1 \right] \quad (\text{付39})$$

第4章 文献

- (1) 和田, 堀井: 電学論B, 92, 12, 631 (1972)
- (2) Les Renardieres Group: Electra, No.35, 49 (1974)
- (3) C.Menemenlis & H.Anis: IEEE Trans. Power Apparatus Syst.,
PAS-94, 2, (1975)
- (4) 鈴木, 三宅, 井上, 青島: 電中研研究報告, No.73055 (1974)
- (5) 藤岡, 石川, 荒川, 角田: 電学論A, 97, 11, 571 (1977)

- (6) J.M.Meek & J.D.Craggs : Electrical Breakdown of Gases, Clarendon Press, Oxford (1953)
- (7) L.B.Loeb : Electrical Coronas, Univ. of California Press , Berkley (1965)
- (8) E.Nasser : Fundamentals of Gaseous Ionization and Plasma Electronics, Wiley - Interscience, New York (1971)
- (9) M.Khaled : ETZ , 95A, 369 (1974)
- (10) E.Nasser & M. Abou - Seada : Proc. International Conf. on Gas Discharges , London , 534 (1970)
- (11) H.Lau : Durchbruchspannungen in Gasen, in Landolt - Börnstein , Zahlenwerte und Funktionen : Bd. 4, T. 3, Aufl. Springer , Berlin (1957)

第5章 短ギャップ (15 cm , 25 cm) における開閉インパルス放電進展中の空間電荷電界測定

5.1 緒 言

不平等電界で放電が進展する場合に、空間電荷分布の空間的および時間的变化を把握することは、放電現象解明のために重要な課題である。容量結合の電界プローブによる測定値と電荷重畳法による空間電荷電界計算とを並用して、コロナ域⁽¹⁾やリーダ進展域⁽²⁾の空間電荷分布の計算が試みられている。また、放電進展モデルで検討^{(3)~(7)}されているが、まだ十分解明されていない。

そこで、空間電荷分布を推定するための基礎的データを得るために、印加電圧を変化して、電極系を流れる電荷量と棒電極先端近傍電界の時間的变化とを詳細に観測した。また、棒先端近傍の電極表面上の静電界を計算で求めて、放電進展中の静電界の寄与を検討した。

実験は主に正極性開閉インパルス電圧を使用し、高圧棒電極側の電界プローブ信号をオプトエレクトロニクスシステムで接地側に伝送して測定した。また、比較のために負極性電圧印加時についても測定した。

5.2 実験装置と方法

図4-1に実験装置の概略を示す。電源電圧波形は〔110 × 2,500〕μsで、棒-平板電極系のギャップ長は15 cmと25 cmとである。高圧側棒電極(直径25 mm)の先端部は頂角50度の円錐状(黄銅製)で、その最先端部

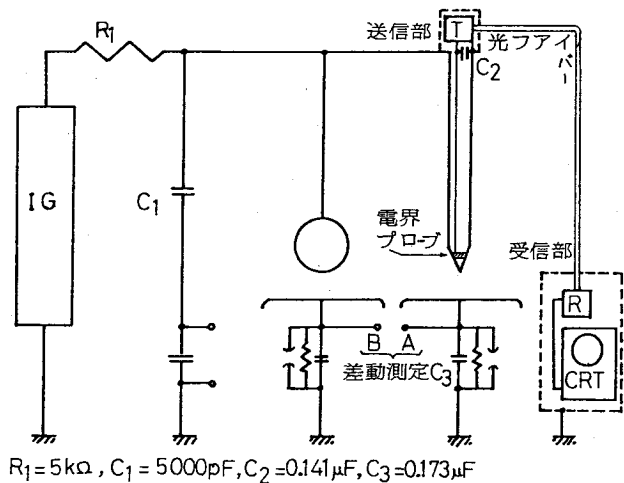


図4-1 実験装置

の曲率半径は 1 mm である。円錐状電極の一部を厚さ 1 mm のテフロンで周囲電極から絶縁して電界測定用プローブとした。円錐状電極の最先端部から電界プローブ中心までの距離は 18.5 mm である。電界プローブの信号を光ファイバアナログ伝送システム（周波数帯域：DC～10 MHz）で接地側に伝送して観測した。電界信号の測定と同時に、低圧側平板電極（90×90 cm² のアルミ製）側を流れる電荷量の測定を行なった。この場合、電源電圧波形による充電電流分を少なくするために、実験した電圧範囲でコロナを発生しない直径 25 cm の球—平板電極系を別に用意し、図 4 1 の（A—B）をオシロスコープ（周波数帯域：DC～100 MHz）で差動観測した。

測定は通常の実験室大気中で行ない、温度は 8.7～9.5℃、絶対湿度は 5.9～7.6 g/m³ の範囲である。

5.3 静電界計算

実験に使用した電極系の静電界（幾何学的電界）を、電荷重畳法の一つである、Multiple Linear Regression 法⁽⁸⁾で計算した。検査点の電位誤差は 0.1% のオー

ダであるので、電界は数%の誤差範囲内で計算できたと考えられる。棒—平板電極間に 1 kV の電位差を与えた場合の棒先端近傍における電極表面電界分布を図 4 2 に示す。印加電圧波形をピーク値で正規化した値を $U_N(t)$ とすると、 $U_N(t)$ は次式で近似できる。

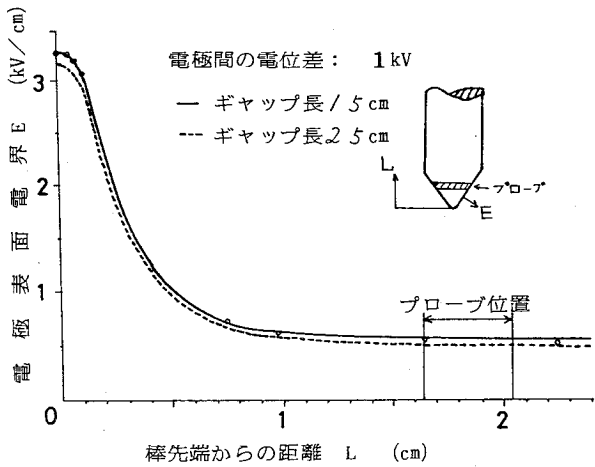


図 4 2 棒先端近傍の電極表面電界分布

$$\begin{aligned}
 &0 \leq t < 110 \mu s \\
 &U_N(t) = 1.0456 \{ \exp(-0.0002857 \times t) - \exp(-0.03969 \times t) \} \\
 &t \geq 110 \mu s \\
 &U_N(t) = 1.0317 \{ \exp(-0.0002857 \times t) \}
 \end{aligned}
 \tag{36}$$

したがって、印加電圧の波高値を V_I (kV) とすると、図 4 2 の結果から、電圧印加後 t (μs) のプローブ部における平均静電界 $E_p(t)$ は次式で表わされる。

$$E_p(t) = V_I \cdot U_N(t) \cdot K \quad (37)$$

ただし、 $K = 0.46$ (15 cm ギャップ) または 0.44 (25 cm ギャップ) である。この結果は 5.4 節以降で用いられる。

5.4 実験結果

5.4.1 放電進展中における棒先端近傍の電界パターン

正極性インパルス電圧を変化して、単発コロナの発生からはほぼ 100% の確率でフラッシュオーバを発生するまでのプ

ローブ電界波形と低圧側電極を流れる電荷波形との例を図 4 3 に示す。電圧印加後の経過時間を t とすると、印加電圧の低い (a) 図において $t = 50 \mu\text{s}$ で 38 nC のコロナが 1 個のみ発生して電界は 7.93 kV/cm だけ不連続的に減少し、その後は電源電圧波形と類似の時間変化を示している。なお、(a-2) の電荷波形において、 $t = 50 \mu\text{s}$ までの波形は差動観測で除去されていない電源電圧波形の充電電流成分によるものである。しかし印加電圧を増加すると、(b) 図に示すように $t = 28 \mu\text{s}$, $68 \mu\text{s}$ および $104 \mu\text{s}$ で 3 個のコロナが発生

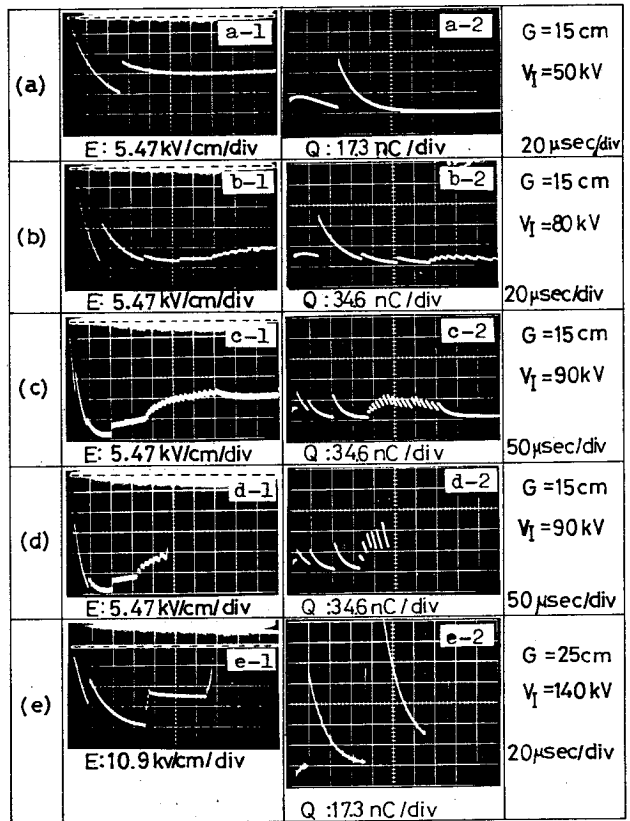


図 4 3 プローブ電界と放電電荷の
オシログラム (正極性)

し、さらに $t = 136 \mu\text{s}$ からは先行コロナよりも短い時間間隔のパルス状放電が発生している。この放電を短周期放電と表現する。また、電圧印加後のコロナを発生順に 1 st コロナ, 2 nd コロナ, 3 rd コロナなどと表現すると、(b-2)の電荷波形において、放電発生にともない電荷波形の急しゅんな上向きのジャンプが発生するが、2 nd コロナ以後の電荷波形は、1 st コロナの電荷波形と形状を異にする。すなわち、1 st コロナ以外のコロナでは、ジャンプ直後の波頂部は 1 st コロナに比べてやや丸みを示している。この現象は(c-2), (b-2)においても認められる。1 st コロナの放電電流に比べて、2 nd 以後の放電では移動度の小さい正および負イオンの運動による誘導電流成分が顕著になるために電荷波形に差がでると考えられる。

15 cm ギャップにおいて、フラッシュオーバー発生率が 96.5% の電圧 ($V_I = 90 \text{ kV}$) を印加した例を(c)と(d)図に示す。(c)図は3個の先行コロナに続いて $t = 185 \mu\text{s}$ から $750 \mu\text{s}$ まで短周期放電が持続し、フラッシュオーバーにいたらなかった例である。(c-1)において、 $t = 100 \mu\text{s}$ での 3 rd コロナにより不連続的な電界減少が発生しているが、その後の短周期放電発生までの $85 \mu\text{s}$ 間に、プローブ電界は 1.64 kV/cm だけ減少している。ところが、(37)式による静電界変化は 0.736 kV/cm であり、実測値の変化は計算電界変化の約 2.2 倍である。これは陽極先端近傍に電子付着により発生する負イオン^{(9),(10)}の減少により、正味の正空間電荷が増加するためであると考えられる。 $t = 185 \mu\text{s}$ から発生する短周期放電において、電界は放電発生ごとに $0.55 \sim 1.64 \text{ kV/cm}$ だけ不連続的に減少するが、放電休止期間ではわずかに回復している。また、 $t = 350 \mu\text{s}$ で短周期放電が停止し、その後も棒先端近傍電界は回復する傾向を示している。電源電圧波尾部では静電界は減少するのみであるので、短周期放電の休止期間および停止後の電界回復は、正イオン群が平板方向へドリフトすることにより発生すると考えられる。(d)図は3個の先行コロナに続いて $t = 165 \mu\text{s}$ から $7 \sim 10 \mu\text{s}$ 間隔の短周期放電が発生し、7 個目の放電でフラッシュオーバーにいたっている。25 cm ギャップにおいて、100% フラッシュオ

ーバ電圧 ($V_I = 140 \text{ kV}$) 印加時の例を (e) 図に示す。(e-1)において、 $t = 18 \mu\text{s}$ で 1 個のコロナが発生し、 $t = 68 \mu\text{s}$ から短時間内に 3 個の放電が発生して棒先端近傍電界は急激に低下し一度放電は停止している。放電停止後 $58 \mu\text{s}$ で放電が再発生し、フラッシュオーバにいたっている。なお、(e-2)の電荷波形は $t = 68 \mu\text{s}$ からの放電で一時的にオーバスケールしている。

負極性インパルス印加時のオシログラムを図 44 に示す。(a) 図は低電圧印加時の例である。 $t = 14 \mu\text{s}$ で 3.5 nC の放電が 1 個発生し、プローブ電界は 1.1 kV/cm 減少するが、その後電源電圧波形と類似の時間変化を示している。印加電圧を上昇した場合、(b-1) に示すよう

に $t = 30 \mu\text{s}$ で顕著なコロナが発生し、 8.7 kV/cm だけプローブ電界は不連続的に減少している。この顕著なコロナを負極性大コロナと表現する。不連続的な電界の減少後、引き続いて連続的に電界は減少し、最低値の 28.3 kV/cm を経た後に $t = 100 \mu\text{s}$ で約 37 kV/cm まで回復している。同時に測定した下部電極を流れる電荷波形 (b-2) では、 $t = 30 \mu\text{s}$ で 2.6 nC の小さなジャンプが存在する。電荷波形はその後も連続的に増加して $t = 40 \mu\text{s}$ で極値を示している。

(b-2) の $30 \mu\text{s}$ までの波形と低電圧印加時における (a-2) の電源による充電電流成分とを比べると、明らかに異なっている。したがって、先行する微小コロナの存在が推定できる。また、負

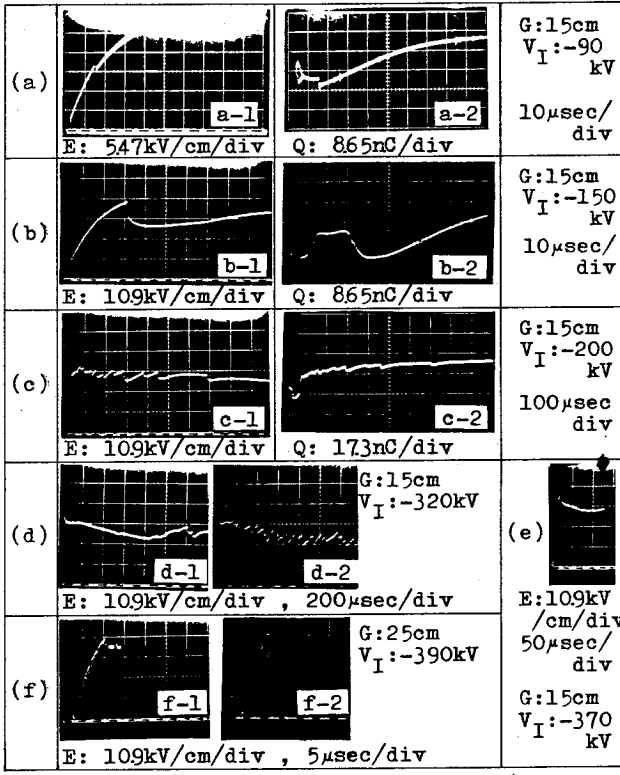


図 44 プローブ電界と放電電荷のオシログラム (負極性)

極性大コロナ発生後の棒先端近傍の電界波形と電荷波形の時間的変化から、継続して微小コロナが発生していることが推定できる。印加電圧を 200 kV にして、波尾の部分で長時間スケールで観測した例を (e) 図に示す。 $t = 10 \mu\text{s}$ で負極性大コロナが発生している。その後、電界変化および電荷波形が類似した 10 個の放電が発生し、波尾にいくほど放電発生周期が長くなる傾向を示している。さらに印加電圧を増加 ($V_f = 320 \text{ kV}$) すると、負極性大コロナ発生後比較的なめらかな電界変化を示す (d-1) と、のこぎり歯状の電界変化を示す (d-2) とがほぼ半分ずつ出現するようになる。フラッシュオーバー電圧を印加した場合の例を (e) と (f) に示す。(e) および (f-1) では負極性大コロナの発生を経て、それぞれ $t = 125 \mu\text{s}$ と $13.5 \mu\text{s}$ でフラッシュオーバーにいたっているが、(f-2) の場合では負極性大コロナ発生と同時にフラッシュオーバーにいたっている。

5.4.2 放電諸量と電界変化との相互関係

図 45 に正極性 1 st コロナ発生瞬時電界の測定値と (37) 式を用いた計算との関係を示す。両者は広い範囲にわたりおおよそ一致しているため、測定結果は妥当なものであると考えられる。

正極性の 1 st, 2 nd, 3 rd および 4 th コロナの空間電荷電界を ΔE_i ($i = 1 \sim 4$) と表現し、印加電圧を変化した場合の ΔE_i の特性を図 46 に示す。各点は 5~20 個のデータの平均値である。印加電圧の増加と共に ΔE_i は増加の傾

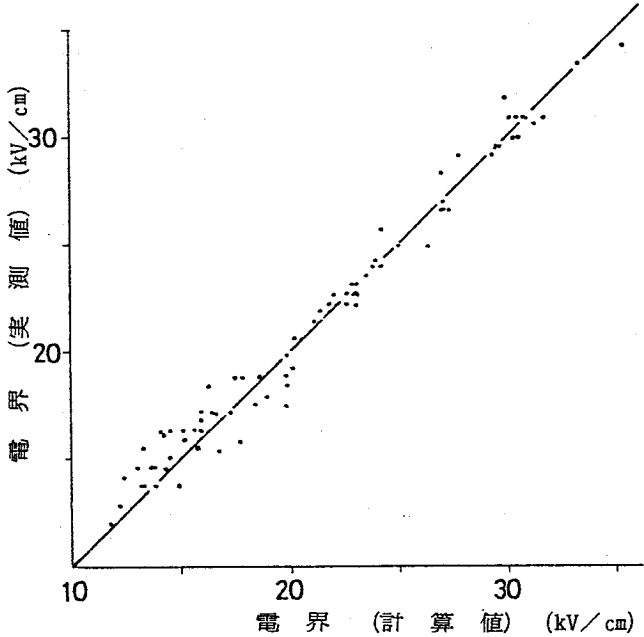


図 45 コロナ開始前の実測電界と計算電界との比較

向を示すが、これは初期電子不足による統計的時間遅れによって印加電圧の増加と共にコロナ発生瞬時電圧が増加し、それとともに放電電荷量が増加するためであると考えられる。

ΔE_1 は ΔE_i ($i = 2 \sim 4$) よりも大きい。これは 1st コロナの残留正電荷による電界変わい効果により、2nd 以降のコロナ放電伸展が抑制されるためであると考えられる。また、 ΔE_3 および ΔE_4 が ΔE_2 より大きいのは、1st コロナ発生後の時間経過と共に静電界上昇と 1st コロナの残留電荷が平板方向にドリフトするために生じる電界回復とが重畳して、3rd および 4th コロナ

が 2nd コロナよりも大きなコロナ放電になるためであると考えられる。しかし、25 cm ギャップにおいて、100% フラッシュオーバー電圧 ($V_I = 140$ kV) を印加した場合には、 ΔE_1 と ΔE_2 、 ΔE_3 および ΔE_4 との差が少ない。これはギャップが長く、フラッシュオーバー電圧が高い場合に、静電界増加により短時間で継続コロナ発生条件が満たされ、かつ、コロナ発生瞬時の棒電極近傍の電界が高いので、継続コロナが軸対称からずれた大きなコロナになるためであると考えられる。

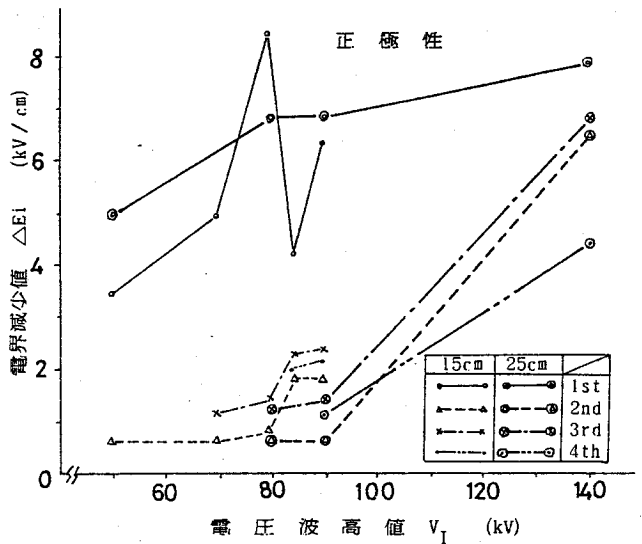


図 4 6 空間電荷電界—印加電圧特性 (正極性)

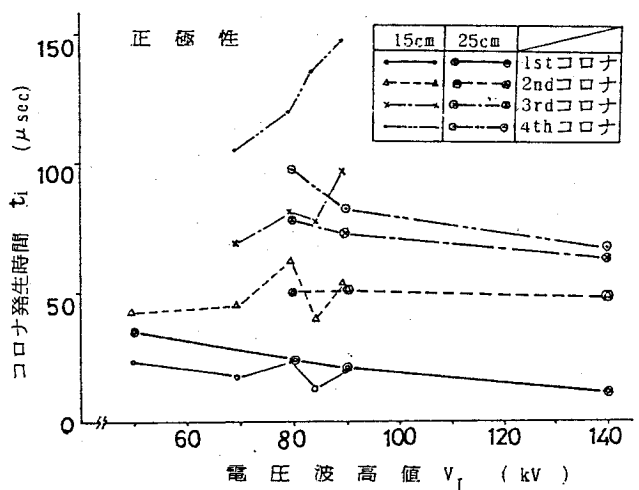


図 4 7 コロナ発生時間—印加電圧特性 (正極性)

1stから4thコロナの平均発生時間および平均発生瞬時電界をそれぞれ t_i ($i=1\sim 4$) および E_i ($i=1\sim 4$)と表現し、電圧を変化した場合の t_i および E_i を図47と図48に示す。両ギャップのフラッシュオーバー電圧印加時、すなわち15cmギャップの $V_I=90$ kVと25cmギャップの $V_I=140$ kVとにおける3rdと4thコロナの t_i と E_i とを比べると、25cmギャップのほうが15cmギャップよりも t_i が短かく、また E_i が大きい。

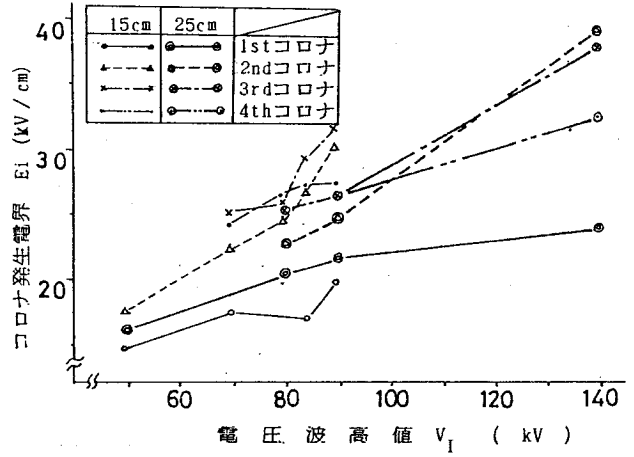
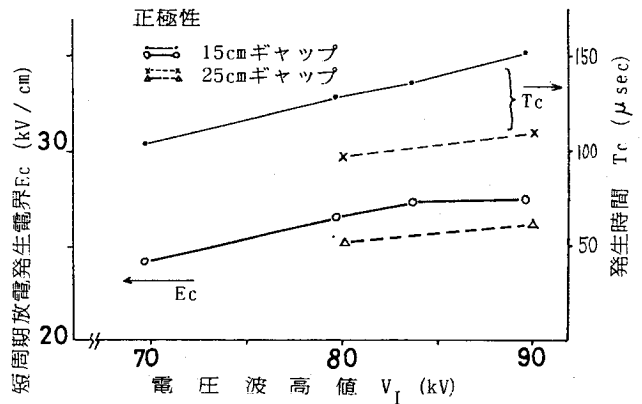


図48 コロナ発生電界—印加電圧特性（正極性）

図49に印加電圧を変化した場合における正極性短周期放電発生時間の平均値 t_c および発生電界の平均値 E_c を示す。正極性短周期放電は電圧変化率の小さい100~150 μ sで発生し、 E_c は24.5~27.5 kV/cmの範囲である。

図50に印加電圧を変化した場合における負極性大コロナ発生時間の平均値 t_L および発生電界の平均値 E_L を示す。印加電圧を150kVから370kVまで大巾に変化した場合、 t_L は30.2 μ sから9.2 μ sまで減少するが、一方、 E_L は41.2 kV/cmから43.5 kV/cmまでやや増加する。同図に(37)式を用いた計算電界値を比較のために示す。実測



第49 正極性短周期放電の発生時間と発生電界

値が計算値よりも7~14 kV/cm程度低いのは、5.4.1節で述べたように先行微小コロナが存在するためであると推定される。

次に、放電電荷量と空間電荷電界との関係について述べる。

図51に、正と負両極性の1stコロナ発生電界 E_1 と下部電極を流れる電荷量 Q_1 との関係を示す。

正極性のデータは $V_I = 50 \sim 90$ kVの全部のデータをプロットしたが、負極性については明確に1st

コロナの値が読み取れる $V_I = 90$ kVデータのみをプロットした。両極性とも放電電荷量は発生電界の増加と共に増加し、その増加割合は負極性より正極性の方が大きい。

これは良く知られているように、同一コロナ発生瞬時電圧において正極性コロナの方が負極性よりも伸展しやすく、大きなコロナ放電を発生するためである。

図52に、1stコロナの放電電荷量 Q_1 と空間電荷電界 ΔE_1 との関係を示す。両極性とも Q_1 の増加と共に ΔE_1 は増加し、その増加割合は負極性のほうが正極性より大きい。負極性コロナは平板方向への伸展性に乏しく、正極性コロナが

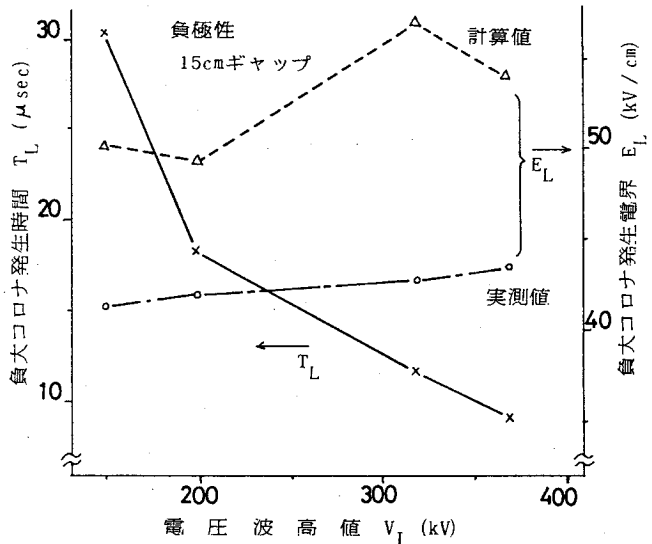


図50 負極性大コロナの発生時間と発生電界

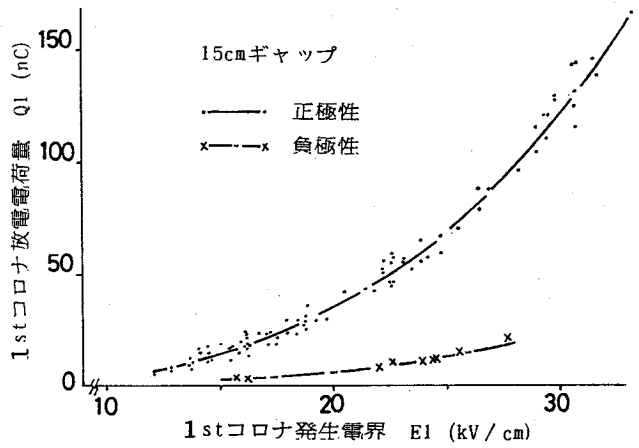


図51 1stコロナの放電電荷量-発生電界特性

作る正電荷の存在域よりもさらに棒先端に近い領域に負空間電荷を発生するためであると考えられる。

図 5 3 に、 E_1 と ΔE_1 との関係を示す。正と負の両極性において、 E_1 の増加と共に ΔE_1 は直線的に増加する。また、この図において実験値の外挿から $\Delta E_1 = 0$ の時の E_1 が求められる。この E_1 と図 4 2 の静電界計算値とから求めた正および負極性の最小コロナ開始電圧は、それぞれ、23.5 kV および 29.4 kV である。したがって、棒先における正・負両極性の最小コロナ開始電界は、それぞれ、76.8 kV/cm および 96.0 kV/cm である。

図 5 4 に正極性インパルス印加時の 2 nd および 3 rd コロナ放電電荷量 (Q_2, Q_3) とその空間電荷電界 ($\Delta E_2, \Delta E_3$) との関係を示す。両コロナとも放電電荷量の増加と共に空間電荷電界は増加する傾向を示す。3 rd コロナは 2 nd コロナよりも大きな放電である場合が多いが、これは前述のように 1 st コロナの空間電荷電界の減少によると考えられる。また、3 rd コ

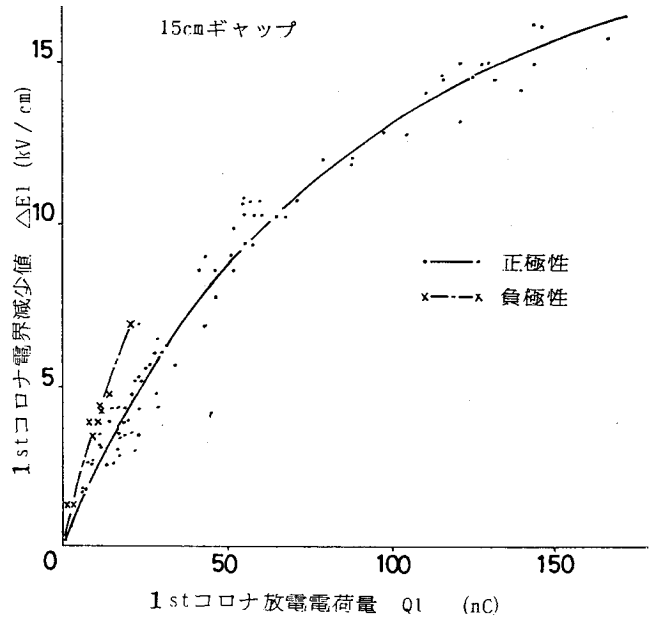


図 5 2 1 st コロナの空間電荷電界—放電電荷量特性

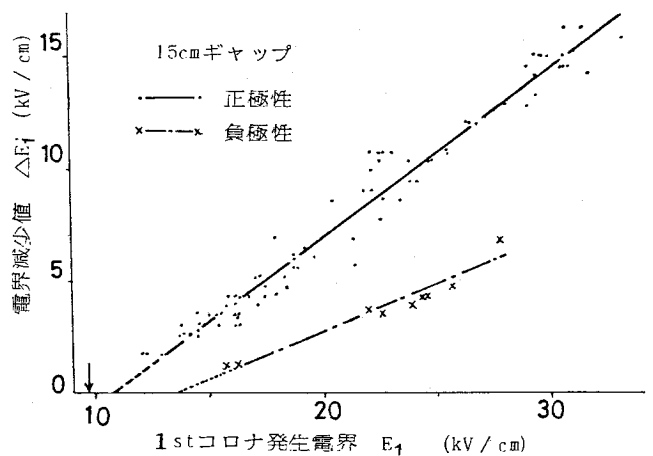


図 5 3 1 st コロナの空間電荷電界—発生電界特性

ロナのデータのバラツキは 2 nd コロナよりも大きいですが、これは先行の 1st および 2 nd コロナによって発生する空間電荷電界の累積により、電極系の軸を中心とした軸対称性からずれた放電が発生してくるためであると考えられる。

5.5 実験結果の検討

5.5.1 1st コロナの特性について

正極性インパルス印加時において、棒先端近傍の 1st コロナ発生瞬時電界と空間電荷電界が直線関係を示すことは、既に 1 ~ 10 m ギャップにおける種々の電極形状について報告されている。(11)~(13)

本実験で、15 cm と 25 cm との短ギャップにおいて、正・負両極性についてもこの関係が成立することが確認できた。

実験に使用した電極系の最小コロナ開始電圧を、前章の 4.5.1 で述べた方法で計算し、その結果を表 4 に示す。また、図 5 3 の外挿より実験的に求めた最小コロナ開始電圧を表 4 の右端に示す。

両者はあまりかけ離れていないので、 E_1 と ΔE_1 との直線関係は ΔE_1 がゼロ近くまで成立していると考えられる。

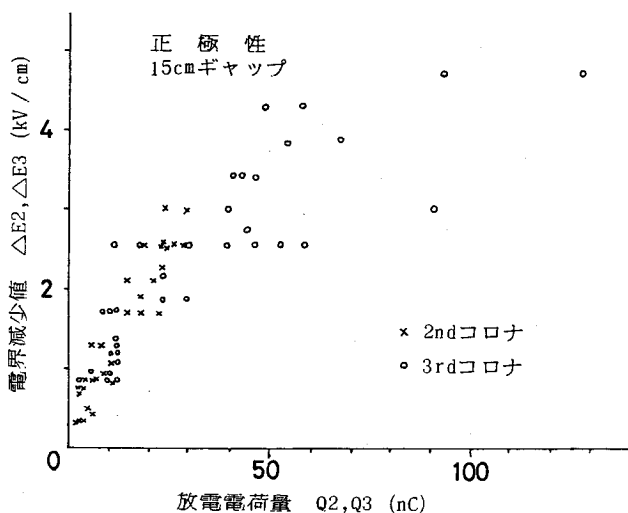


図 5.4 2nd, 3rd コロナの空間電荷電界—放電電荷量特性

表 4 正極性最小コロナ開始時の計算値と実験値

Gap (cm)	計 算 値			実 験 値
	なだ水進行距離 (cm)	最小コロナ開始電界 (kV/cm)	最小コロナ開始電圧 (kV)	最小コロナ開始電圧 (kV)
15	0.210	69.3	21.2	23.5
25	0.205	69.4	22.1	25.0

5.5.2 放電休止期間の棒先端近傍の電界変化

図 55 に正極性インパルス印加時のコロナ休止期間におけるプローブ電界の実測変化分と静電界変化分との比較を示す。この場合、プローブは厚さ 4 mm の寸法を有

するので、測定値および計算値はこの位置での電界の平均値を示すことに留意する必要がある。コロナ休止期間での実測電界変化分とは、 i 番目のコロナによる不連続的な減少後の電界値から、 $(i + 1)$ 番目のコロナ発生瞬時電界までの変化分である。1st~2nd コロナ間の電界変化は計算値と実測値とはほぼ一致するが、2nd~3rd 間および 3rd~4th 間の実測値は計算値より小さい。この現象

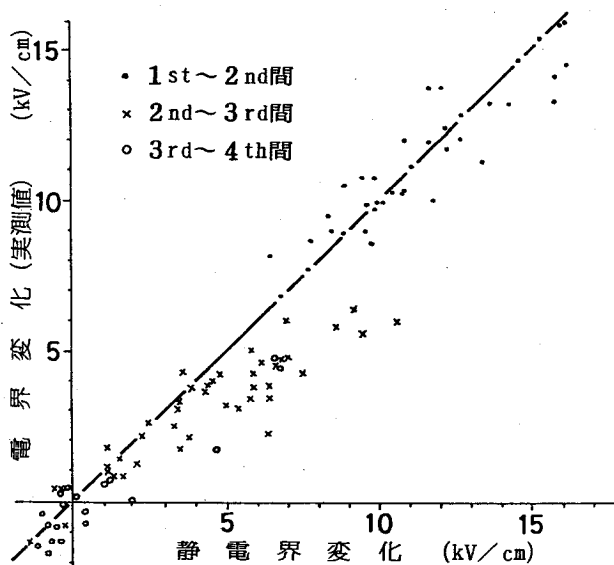


図 55 コロナ休止期間の電界変化 (正極性)

は、コロナ休止中に負イオンが棒電極へ流入して棒先端近傍の電界を減少させる効果が 1st コロナ発生からの経過時間と共に増大するためであると考えられる。

Gallimberti 氏⁽¹⁴⁾ は、正極性コロナ放電休止期間において、負イオンからの電子離脱によりコロナストリーマの根本の部分 (ステム) の半径方向の電界が増加する効果を指摘しているが、本実験に使用した電界プローブは棒先端から約 18.5 mm の距離にあるので、ごく局部的な電界増加は測定されず、負イオンの減少により実測値は計算値より小さくなると考えられる。

図 55 に対応する棒先端の静電界変化の計算値を図 56 に示す。1st~2nd コロナ間では、70 kV 以上変化するが、2nd~3rd コロナ間および 3rd~4th コロナ間では、それぞれ約 30~40 kV/cm および 4~15 kV/cm 程度の変化しかない。5.5.1 で述べたように、15 cm ギャップの棒先端の最小コロナ開始電界は 69.3 kV/cm であ

るので、1stコロナ発生直後に棒先端電界がゼロまで低下したとしても、棒先端電界は放電休止期間でコロナ開始電界以上に増大し、2ndコロナは棒先端から発生すると考えられる。一方、3rdコロナ以降の放電では、コロナ休止期間における静電界上昇分は最小コロナ開始電界以下である。したがって、3rdコロナ以降の放電は静電界上昇分に正イオンのドリフトによる電界回復および負イオンの解離による局所的な電界上昇などが重畳して発生すると考えられる。また、印加電圧が極端に高い場合には、コロナ休止期間での静電界上昇がより大きくなり、継続コロナは軸対称からずれた位置に発生すると考えられる。

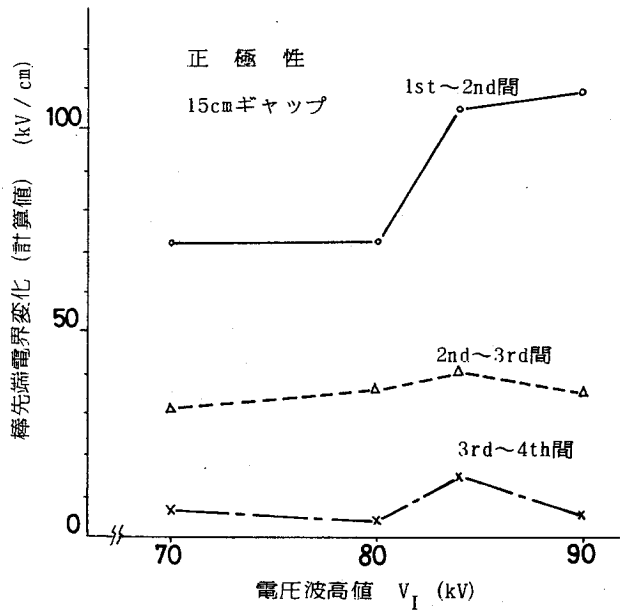


図 5 6 コロナ休止期間の棒先端電界変化 (正極性, 計算値)

5.6 結 言

この章で得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 正と負両極性インパルス印加時の1stコロナにおいて、棒先端近傍の空間電荷電界は1stコロナ発生瞬時電界の増加と共に直線的に増加する。
- (2) (1)の直線関係の外挿から求めた負極性最小コロナ開始電界は正極性のそれよりも大きい。また、正極性最小コロナ開始電界の実験値は計算値とほぼ一致する。
- (3) 正極性コロナ休止期間における棒先端近傍の電界変化において、1st~2ndコロナ間では実測値と計算値とがほぼ一致するが、2nd~3rdコロナ間および3rd~4thコロナ間では実測値は計算値より小さい傾向を示す。これは、1stコロナ発生

後の時間経過と共に棒先端近傍に発生した負イオンが解離または棒電極に直接流入して減少し、正味の正電荷が増加するためであると考えられる。

(4) 正極性 2 nd コロナは電源電圧による静電界増加が主な原因で棒先端から発生すると考えられる。

(5) 過電圧率の大きい正極性インパルス印加すると、2～3 個の先行コロナに続いて短周期放電が発生する。この放電は電圧変化率の小さい 100～150 μ s の時間で発生し、フラッシュオーバー前に必ず発生する。

(6) 負極性インパルス印加時には、微小コロナに続いて顕著なコロナ、すなわち負極性大コロナが発生する。この放電を経てフラッシュオーバーにいたる。

第 5 章 文献

- (1) 河村, 石井, 松本: 電気学会放電研究会資料, *ED-79-60*, 81 (1979)
- (2) Les Renardieres Group: *Electra*, No. 23, 53 (1972)
- (3) 有馬, 渡辺: 電学論 A, 96, 12, 575 (1976)
- (4) 有馬, 渡辺: 電学論 A, 97, 1, 1 (1977)
- (5) 渡辺, 有馬, 木下: 電学論 A, 98, 6, 323 (1978)
- (6) 渡辺, 有馬, 木下: 電学論 A, 99, 6, 258 (1979)
- (7) 渡辺, 有馬, 木下: 電学論 A, 101, 1, 15 (1981)
- (8) H. Anis, M. El -Ragheb & M. El -Desouki: *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-96, 6, 1721 (1977)
- (9) J. L. Paek & A. V. Phelps: *J. Chem. Phys.*, 45, 4316 (1966)
- (10) E. Marode: *J. Appl. Phys.*, 46, 2005 (1975)
- (11) E. M. Bazelyan: *Soviet Phys. Tech. Phys.*, 11, 267 (1966)
- (12) Les Renardieres Group: *Electra*, No. 35, 47 (1974)
- (13) S. J. Dale: *Proc. 3rd ISH in Milan*, 53·10 (1979)
- (14) I. Gallimberti: *J. Phys.*, C-7, supplement an n° 7, C7-193 (1979)

第6章 開閉インパルス印加時におけるファーストコロナの空間電荷分布推定

6.1 緒言

第5章では、比較的短ギャップにおけるファーストコロナ発生からフラッシュオーバー発生までの棒先端近傍電界の時間的変化について述べた。しかし、測定値は電界プローブ設置点における平均電界であるので、放電進展中の空間的および時間的な電界変化を調べる必要があるであろう。そこで、第一段階として、ファーストコロナ発生直後の空間電荷分布を推定する。

空間電荷分布の推定法は、まず分布関数を仮定し、電荷重畳法を用いて電極表面上の空間電荷電界を計算する。そして、計算値が電界プローブによる実測空間電荷電界を満足するように空間電荷分布関数のパラメータを決定するという手順を取った。

6.2 実験装置と方法

図57に実験装置の概略を示す。1.5 mギャップの棒-平板電極系に、正・負両極性開閉インパルス〔200 × 6,000〕 μ sを印加して、放電電荷量および棒先端近傍電界を測定した。平板電極（3 × 3 m²）を高圧側電極とし、直径25 mmの棒電極を接地面電極（4.55 × 4.55 m²）から1.8 m突出させて

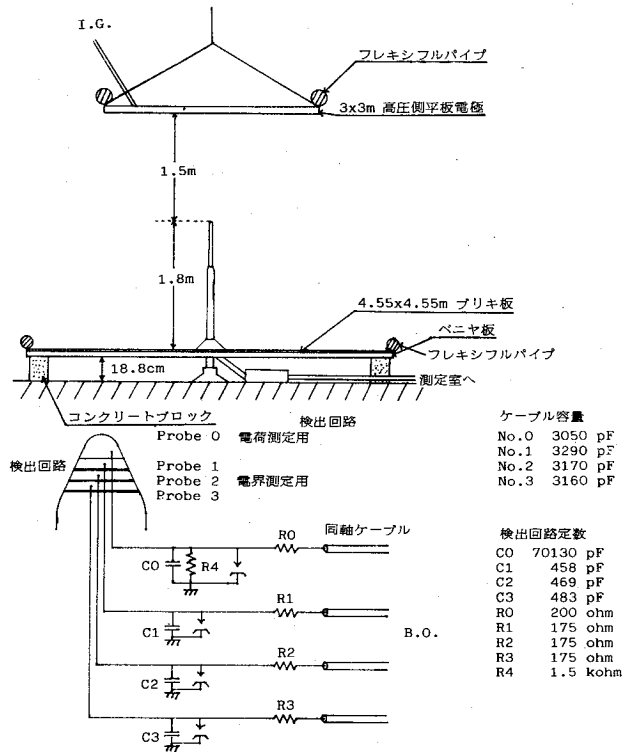


図57 実験装置

下部電極とした。棒電極先端部の形状は頂角50度の円錐状で、最先端部の曲率半径は5.1 mmである。その先端部を四分割して、相互および周囲電極から電氣的に絶縁し、最先端部 (probe 0) を放電電荷測定用プローブとし、他三つ (Probe 1, Probe 2, Probe 3) を電界プローブとして用いた。

測定は通常の実験室大気中で行ない、気温は4.5～5.5℃、相対湿度は60～80%の範囲である。

6.3 電荷重畳法による電界計算

電荷重畳法が系統化して提案⁽¹⁾されて以来、多くの改良がなされてきた。⁽²⁾この計算法は非常に汎用性が高いが、具体的な計算を行なう際には経験が必要とする場合が多い。ここでは、ギャップ長と大差がない寸法の平板を高圧側電極として用いたために、その適用法に少し工夫を行なった。

一般に、電荷重畳法による計算は次の連立方程式を解けばよい。

$$[P] \cdot [Q] = [\Phi] \quad (38)$$

ただし、 $[P]$: 導体の輪郭点と仮想電荷との電位係数行列

$[Q]$: 導体内の仮想電荷行列

$[\Phi]$: 導体の電位列行列

しかし、精度良く計算する場合には多数の輪郭点や仮想電荷についての膨大な連立方程式を一度に解くことになる。例えば、本計算では、上部電極に50個と下部電極に100個の輪郭点を取って計算したので150の連立方程式を一度に解く必要がある。この場合に、計算途中で桁落ち等の現象により解が得られない可能性がある。

そこで、各導体ごとに(38)式に相当する式を解き、一方の導体内の仮想電荷による他方導体表面の誘導電位を打消すように仮想電荷を順次求めた。

計算のフローチャートを図58に示す。高圧側平板電極を導体1とし、その輪郭点を K_{1i} ($i=1 \sim n_1$)、仮想電荷を q_{1j} ($j=1 \sim n_1$)とする。また、棒電極を導体2とし、その輪郭点を K_{2i} ($i=1 \sim n_2$)、仮想電荷を q_{2j} ($j=1 \sim n_2$)と

する。

さらに、 K_{1i} に対する q_{1j} の電位係数行列を $[P_{11}]$ 、 K_{1i} に対する q_{2j} の電位係数行列を $[P_{12}]$ 、 K_{2i} に対する q_{1j} の電位係数行列を $[P_{21}]$ 、 K_{2i} に対する q_{2j} の電位係数行列を $[P_{22}]$ とする。

(1) 導体 1 の輪郭点 K_{1i} に初期電位を与えて、 q_{1j} の仮想電荷量行列 $[DQ1]_1$ を次式で求めよ。

$$[DQ1]_1 = [P_{11}]^{-1} [\Phi 1] \quad (39)$$

(2) q_{1j} による導体 2 の輪郭点 K_{2i} における電位列行列 $[D\Phi 2]_1$ を次式で求める。

$$[D\Phi 2]_1 = [P_{21}] [DQ1]_1 \quad (40)$$

(3) 電位列行列 $[D\Phi 2]_1$ を打消す q_{2j} の仮想電荷量行列 $[DQ2]_1$ を次式で求める。

$$[DQ2]_1 = -[P_{22}]^{-1} [D\Phi 2]_1 \quad (41)$$

(4) 導体 2 の電荷量行列 $[DQ2]_1$ による導体 1 の輪郭点 K_{1i} における電位列行列 $[D\Phi 1]_2$ を次式で求める。

$$[D\Phi 1]_2 = [P_{12}] [DQ2]_1 \quad (42)$$

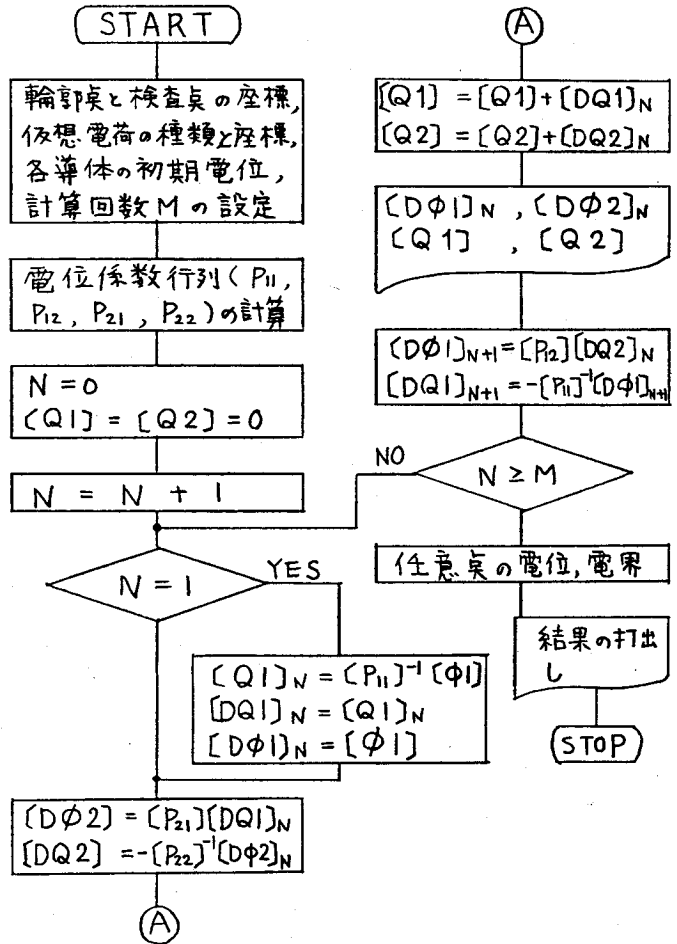


図 5 8 電荷重畳法による電位・電界計算のフローチャート

(5) $[D\Phi 1]_2$ を打消す q_{1j} の電荷量行列 $[DQ 1]_2$ を次式で求める。

$$[DQ 1]_2 = -[P_{11}]^{-1} [D\Phi 1]_2 \quad (43)$$

(6) 以後、手順(2)へ行き、同様の計算を M 回繰り返す。 M 回計算を行なった後の

q_{1j} , q_{2j} の電荷量行列は、それぞれ次式となる。

$$\left. \begin{aligned} [Q 1] &= [DQ 1]_1 + [DQ 1]_2 + \dots + [DQ 1]_M \\ [Q 2] &= [DQ 2]_1 + [DQ 2]_2 + \dots + [DQ 2]_M \end{aligned} \right\} (44)$$

実際には、 $[DQ 1]_3$ は $[DQ 1]_1$ に比べて3桁程度小さくなるので、 $M=3$ で計算を打切った。

この計算法は、多導体電極系や計算精度を上げたい場合に有効であると考えられる。

実験に使用した棒電極先端近傍における電極表面電界の計算結果を図59に示す。同図の電極系1は本実験に用いた電極系で、電極系2と電極系3とはギャップ長と高圧平板電極の寸法が異なる場合の計算結果である。

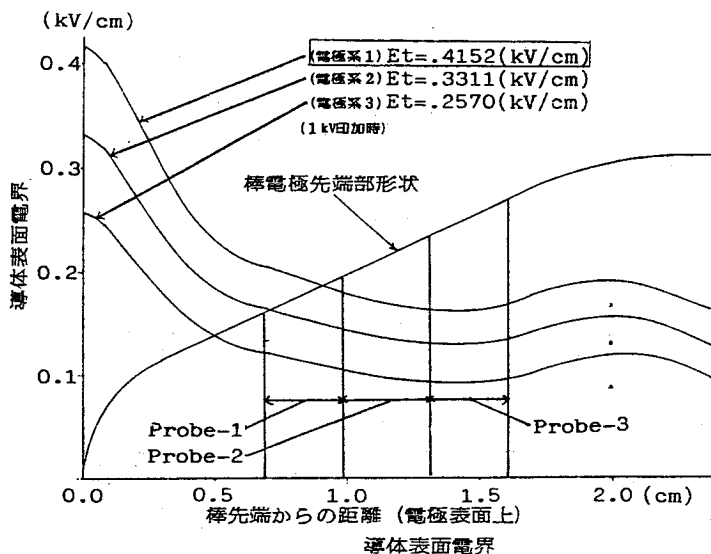


図59 棒先端近傍の電極表面電界

棒先端電界 E_T と各プローブ位置での平均電界 E_p との比を表5に示す。

表5 プローブと棒先端との静電界比

また、波高値で正規化した印加電圧波形は次式で近似できる。

	Probe 1	Probe 2	Probe 3
E_T/E_p	2.20	2.46	2.62

$$U(t) = 1.031 \{ \exp(-1.206 \times 10^{-4} \times t) - \exp(-2.438 \times 10^{-2} \times t) \} \quad (45)$$

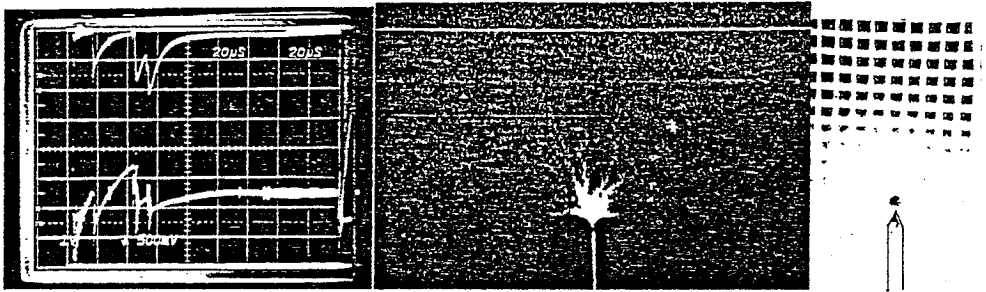
したがって、図59と(45)式とから、時刻 t での棒先端電界は次式で表わされる。

$$E_T(t) = 0.4152 \times V \times U(t) \quad (46)$$

ただし、 V : 印加電圧波高値 (kV)

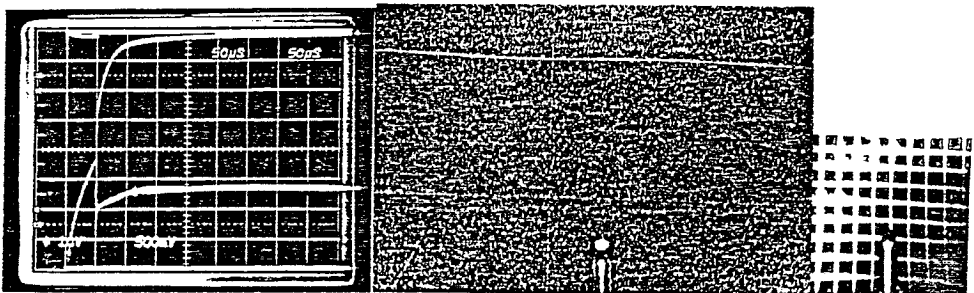
6.4 実験結果

図60と図61に、正・負両極性電圧印加時のオシログラムとイメージインテンシファイアを用いた放電光写真との例を示す。図60は正極性コロナが3個発生し



Q(プローブ0); $1V/div$ E(プローブ1); $0.5V/div$ 掃引 $20\mu sec/div$
 コロナ光: 1回重ね スケールは黒色1つが2cm角、白線が0.5cm幅。以下同じ

図60 放電光とオシログラム (正極性, 360 kV)



Q(プローブ0); $10V/div$ E(プローブ1); $0.5V/div$ 掃引 $50\mu sec/div$
 コロナ光: 3回重ね

図61 放電光とオシログラム (負極性, -265 kV)

た場合の放電光写真であるが棒先端から円錐状に伸び、図 6 1 の負極性に比べて、その伸びが大きいことを示している。

図 6 2 ~ 図 6 4 に、正・負両極性電圧印加時におけるファーストコロナの特性を

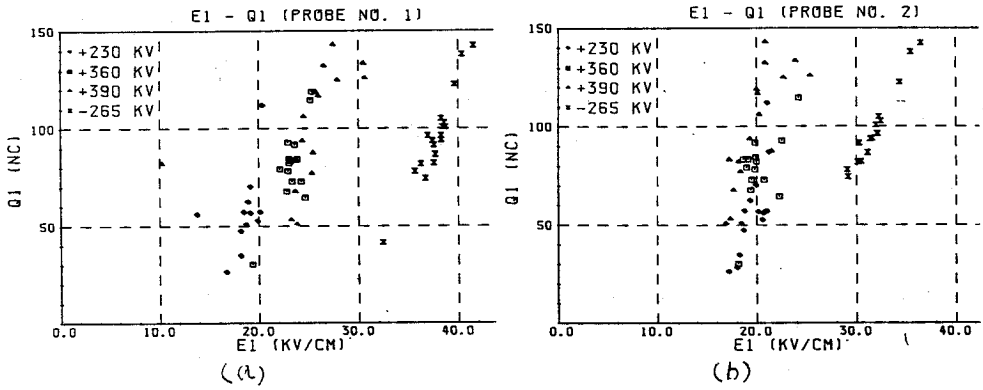


図 6 2 $Q_1 - E_1$ 特性

(a)プローブ 1, (b)プローブ 2

示す。ファーストコロナの放電電荷量、コロナ発生瞬時電界および空間電荷電界を、それぞれ Q_1 、 E_1 および DE_1 と表現している。各図の結果は、第 5 章の短ギャップの結果と定性的に同じ傾向を示している。また、棒電極の先端に近いプロ

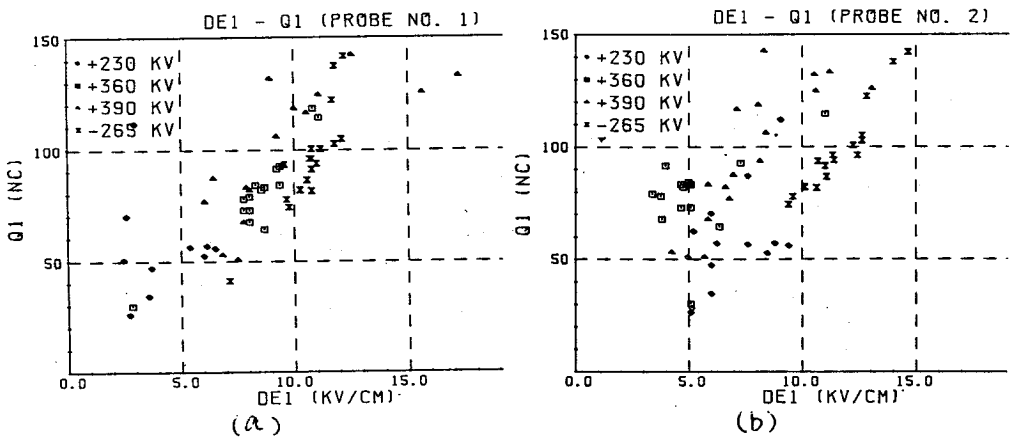


図 6 3 $Q_1 - DE_1$ 特性

(a)プローブ 1, (b)プローブ 2

ープほど、コロナで発生する空間電荷電界は大きい。

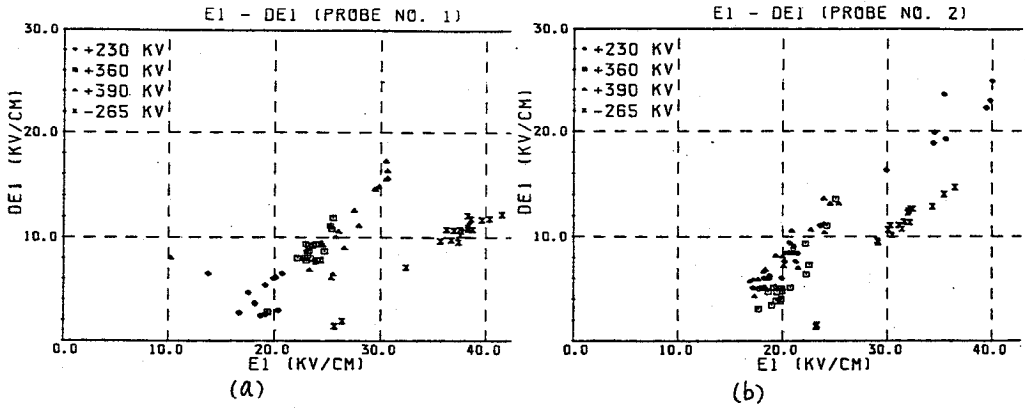


図 6 4 $DE1 - E1$ 特性
(a)プローブ 1, (b)プローブ 2

6.5 空間電荷分布の推定

インパルスコロナによる放電は、棒電極から伸びる多数のコロナストリーマで形成されている。個々のストリーマ中の電荷分布について実験的および理論的な検討が多くなされている⁽³⁾が、まだ不明な点も多い。また、多数ストリーマの集合体としての巨視的な空間電荷分布については、フラックスメータを用いた測定結果⁽⁴⁾や電極軸に平行に設置した絶縁板の堆積電荷分布測定結果等⁽⁵⁾がある。これらの巨視的空間電荷分布の測定結果によると、棒電極先端からある程度離れた所で、残留空間電荷量は最大値を示す。

そこで、空間電荷分布の形状を図 6 5 (a)に示すように、頂角 90 度の扇形回転体と仮定する⁽⁶⁾さらに、電極系の対称軸上 (x 方向)における正味の空間電荷密度関数を図 6 5 (b)に示す関数、すなわち次式で表わされると仮定した。

$$D(x) = K \{ \exp(-A \cdot x/R) - \exp(-B \cdot x/R) \} \quad (47)$$

ただし、 R : 空間電荷半径

A, B, K : 分布のパラメータ ($B = 2.0$ に固定)

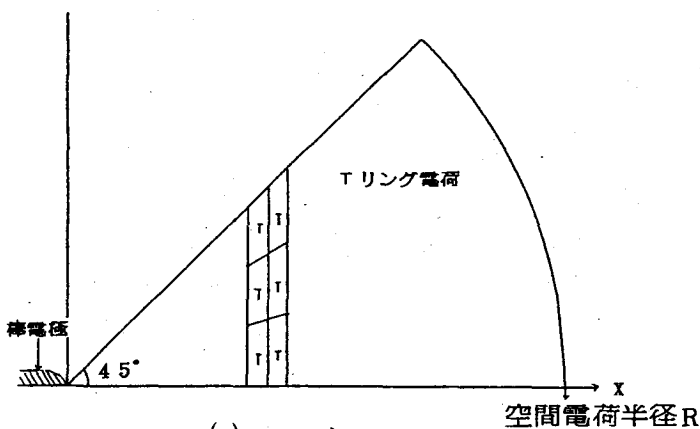
この場合の空間電荷総量は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned}
 Q &= \int_0^R DQ(x) dx \\
 DQ(x) &= \pi x^2 \cdot D(x) \quad (0 \leq x < R/\sqrt{2}) \\
 &= \pi (R^2 - x^2) \cdot D(x) \quad (R/\sqrt{2} \leq x < R)
 \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

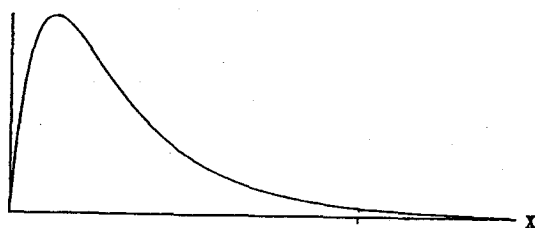
実際の計算では、空間電荷を x 方向に 50 等分と回転軸に対して垂直方向に 3 分割し、合計 150 個の微小要素に分けて各要素内の空間電荷をリング状電荷で模擬した。また、回転軸に対して垂直方向に 3 分割した要素間の電荷量配分比は、回転軸側から順に 4 : 2 : 1 となるようにして、拡散効果による周辺部の減少効果を多少とも考慮しようとした。

分布形状のパラメータ A と R とを仮定して、(48) 式を数値積分すると総電荷量 Q が求められる。 Q がファーストコロナ電荷量の実測値 Q_1 と等しくなるようにパラメータ K を決定した。

空間電荷による棒電極内のイメージ電荷として、1 個



(a) コロナの形状



(b) 空間電荷密度関数

$$D(x) = K * (EXP(-Ax/R) - EXP(-Bx/R))$$

図 65 1st コロナの空間電荷分布

の点電荷と 4 本の線電荷を用いた。これらのイメージ電荷量を、棒電極表面上では等電位であるという条件を用いて、電荷重畳法で求めた。棒電極内のイメージ電荷が求められると、棒電極表面上の電界も容易に計算できる。そして、仮定した空間

電荷分布による電界プロ
 プ位置での空間電荷電界が、
 図 6 3 の実測値を満足する
 ように、パラメータ A と R
 とを決定した。

実測値を満足する分布に
 おける、パラメータ A と R
 との関係を図 6 6 に示す。
 A と R との組み合わせは無
 数存在するが、コロナ放電
 の静止写真を参考にして、
 パラメータ $A=4$ が適当で
 あると考えられる。

図 6 7 に、正・負両極性
 の空間電荷分布の推定結果
 を示す。同一放電電荷量の
 コロナ放電において、負電
 荷は棒電極近くに多く存在
 する分布が得られる。

図 6 8 に、棒電極先端近
 傍の電極表面における空間
 電荷電界の計算結果を示す。
 空間電荷電界は棒電極先端
 部で最大となり、先端から
 棒電極の根元方向への距離
 と共に急速に減少する。同

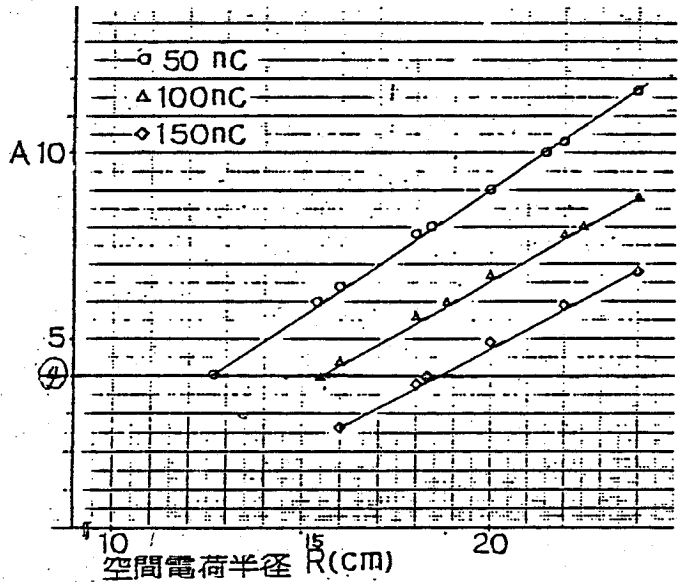


図 6 6 A と R との関係

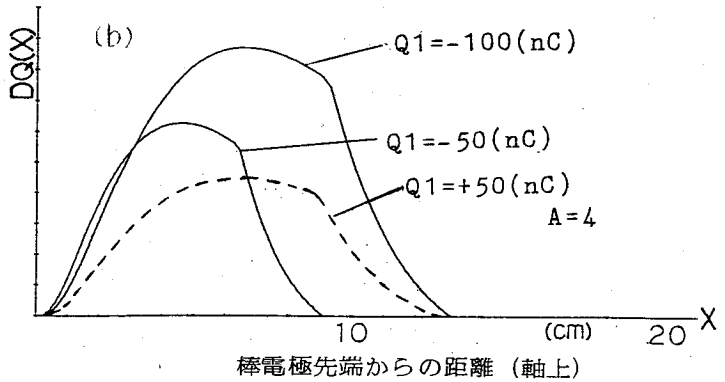
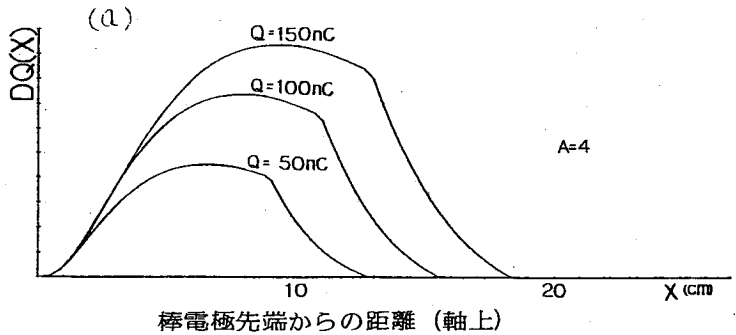


図 6 7 空間電荷分布の推定結果
 (a) 正極性, (b) 負極性

図に各プローブ位置での実測値を参考のために記入した。

図 69 に、ファーストコロナ停止直後の棒電極表面電界、すなわち、図 59 に示す印加電圧による静電界と図 68 に示す空間電荷電界との合成電界を示す。この場合、空間電荷電界は静電界と逆方向であるので、合成電界は両者の差である。負極性の電極表面電界は、正極性の約 2 倍を示している。

また、両極性において、放電電荷量が 2 ~ 3 倍程度変化しても棒電極先端近傍の電極表面電界はあまり顕著な差がないという結果が得られた。

図 70 に、推定した空間電荷分布において、棒電極先端と棒先端から 5 cm 離れた点における空間電荷電界

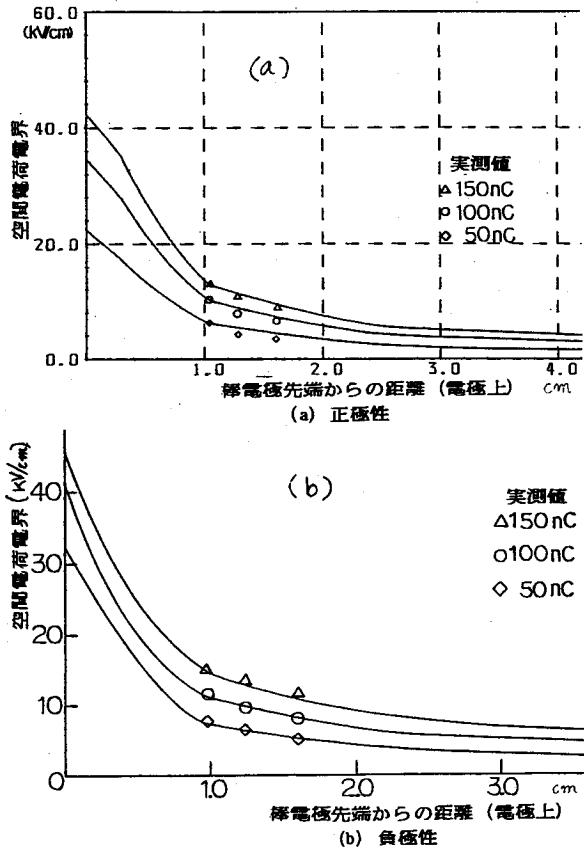


図 68 棒電極表面の空間電荷電界 (a)正極性, (b)負極性

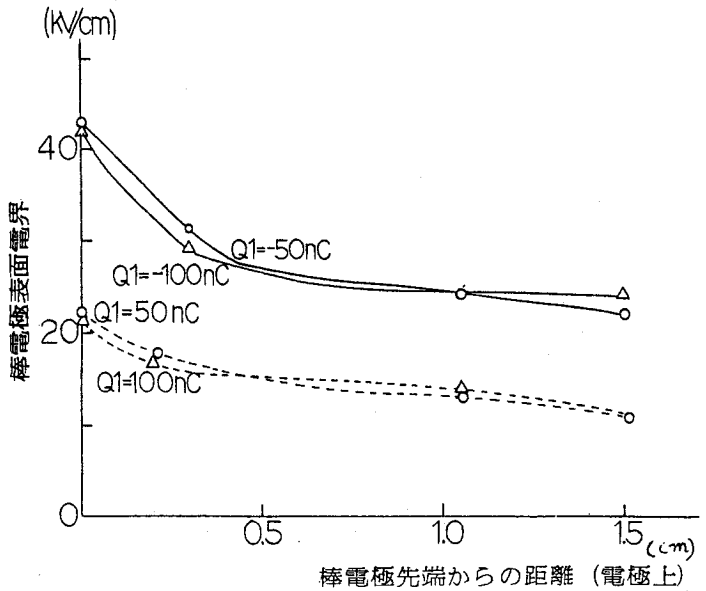


図 69 1st コロナ停止直後の棒電極表面電界

DE1とコロナ発生瞬時電界E1との関係を示す。両極性において、DE1とE1とは直線関係を示すという計算結果が得られた。この特性は、ギャップ長、電極先端形状および電界プローブの位置が異なる場合においても実測されるので、推定した空間電荷分布が妥当なものであると考えられる。

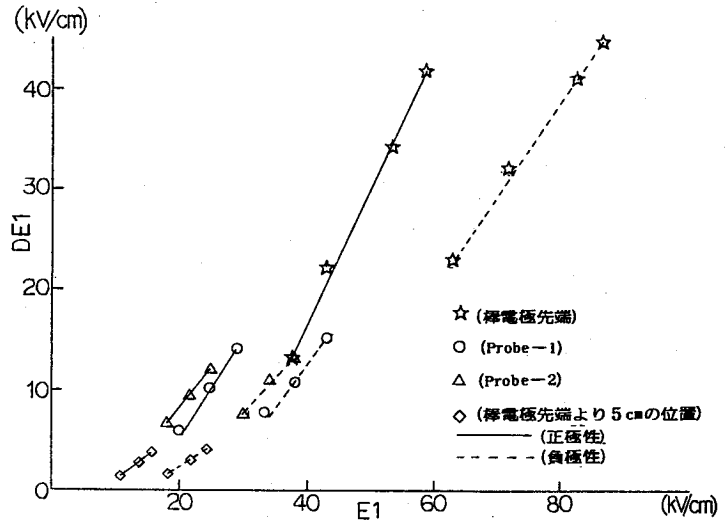


図70 DE1-E1特性(計算値)

6.6 結 言

この章で得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 正・負両極性のファーストコロナの特性は、棒電極先端の形状を多少変更した長ギャップにおいても、第5章で得られた比較的短ギャップの特性と同じである。
- (2) 正・負両極性インパルスを印加した場合におけるファーストコロナ発生直後の空間電荷密度関数を仮定し、電荷重畳法を用いて実測値を満足する空間電荷分布を求める方法を確立した。
- (3) 推定した空間電荷分布において、ファーストコロナ停止直後の棒電極表面電界分布を求めると、負極性の場合には正極性の約2倍の大きさを示している。また、両極性とも放電電荷量の差は棒電極表面電界分布に余り影響をおよぼさないという結果が得られた。
- (4) 計算点が多い2導体電極系の電界計算に電荷重畳法を適用する場合に、各導体ごとに、相互の誘導電位を打消すように仮想電荷を求める方法を取った。この方法は、多導体電極系の計算に有効であると考えられる。

第 6 章文献

- (1) H.Singer, H.Steinbigler & P.Weiss: IEEE Trans. Power Apparatus Syst., PAS-93, 1660(1974)
- (2) 河野, 宅間: 数值電界計算法, コロナ社(1980)
- (3) I.Gallimberti: J.Phys., C7, supplement an $n^{\circ}7$, C7-193(1979)
- (4) R.T.Waters, T.E.S. Rickard & W.B. Stark: Proc. Roy. Soc., A 315, (1970)
- (5) 竹内, 大門, 堀井: S 5 1 年電気学会全国大会予稿, 103(1976)
- (6) 有馬, 渡辺: 電学論 A, 96, 12(1976)

第7章 コロナ放電で発生するイオンの移動度 経時変化に及ぼす湿度の効果

7.1 緒 言

直流イオン流帯電現象やコロナ損の解析において、イオン移動度は最も重要な物理的パラメータの一つである。従来の研究では、種々の電極規模で得られた実験結果にフィットするように平均移動度が求められていて、その経時変化は無視されていた。

また、大気中の湿度の影響も無視されていたので、その値はバラツキがあった。例えば、正極性イオン移動度は $(1.03 \sim 1.5) \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ 、負極性イオン移動度は $(1.22 \sim 1.8) \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ の範囲で示されてきた^{(1)~(4)}。

イオン移動度の経時変化を測定したものもあるが、大気中湿度の影響を無視したり⁽⁵⁾、また長寿命のデータが不足している⁽⁶⁾。そのほか、直流コロナのイオン流におけるイオン移動度の経時変化をゲルディエン型イオン計を用いて測定した例⁽⁷⁾もあるが、イオン移動度に関する基礎的データが不足している。

そこで、タイム・オブ・フライト法を用いて、正・負両極性イオン移動度の広い時間範囲の経時変化およびそれに及ぼす大気中湿度の影響を測定した。

7.2 実験装置と方法

図71に実験装置を示す。針電極 N とメッシュ電極 M_1 (50番メッシュ) 間にインパルス電圧 $[0.4 \times 0.8] \mu\text{s}$ を印加する。インパルスコロナ放電で発生したイオン群は拡散および反発作用で M_1 を通過して平等電界領域 $M_1 - M_2$ に注入される。イオン群はメッシュ電極 M_2 (10番メッシュ) に向かってドリフトし、検出域 $M_2 - P$ に流入する。この場合に、イオン群が $M_1 - M_2$ 域を運動する時には $M_1 - V_2 - LEU_1 - M_2$ にループ電流が発生し、検出域 $M_2 - P$ に流入すると $M_2 - V_3 - LEU_2 - P$ にループ電流が発生する。

発光ユニット (LEU)

は図71(b)に示すようにオペンプと発光ダイオードからなる電流-光変換ユニットである。光に変換された信号をオプティカルファイバで別室に伝送し、フォトマルチプライア (PM) で受信した。この信号を A/D 変換してデジタルメモリ (DM) で記録し、マ

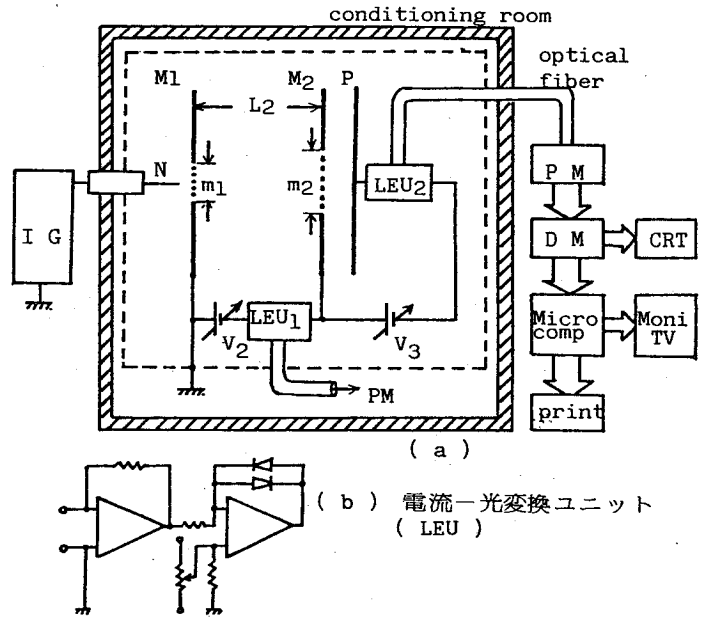


図71 実験装置

イクロコンピュータに転送してデジタル処理をした。一つの測定条件について、10~30個のデータを取り、それらの相加平均をしてランダムノイズを除去した。

イオン群の発生から検出までの飛行時間、すなわち寿命時間はドリフト距離 L_2 と加速電圧 V_2 をそれぞれ5~25 cmおよび3,100 Vまで変化させて調整した。また、 M_1 の開口径 m_1 と M_2 の開口径 m_2 をそれぞれ2~6 cmおよび4~25 cmに変化させた測定も行なった。

実験は空調室内で行なった。測定温度範囲は5℃~35℃、絶対湿度範囲は5.1 g/m³~30 g/m³、相対湿度範囲は30%~80%である。

図72に光信号伝送系の入出力更正曲線と周波数特性を示す。測定には、信号の大きさによって二種類の発光ユニットを用いた。

同図(A)に示すように、更正曲線は非線形であり、また周囲温度の影響を受けて変化する。そこで、ある条件の設定ごとに、あらかじめ更正曲線を取り、その特性を20分割してマイコンに入力して、補間法で測定データを読み取った。この測定系は非接地系のイオン電流測定とインパルス放電時に発生する電磁波で、マイコン系

が暴走するのを防止する
事に有効であった。

図73にドリフト域の
電流 i_2 と検出域の電流 i_3
との関係を示す。

i_3 波形において、イオ
ン群の先端が M_2 に到達す
る時間が T_s であり、イオ
ン群の最大密度部が M_2

に到達する時間が T_M

である。 T_s と T_M に対

応する移動度を \tilde{k}_s ,

\tilde{k}_M とすると、両移動

度は次式で表わされ

る。この場合 $L_3 \ll L_2$

であるので、 L_3 の

の飛行時間は無視

できる。

$$\tilde{k}_s = (L_2)^2 / (V_2 \cdot T_s) \quad (49)$$

$$\tilde{k}_M = (L_2)^2 / (V_2 \cdot T_M) \quad (50)$$

ただし、 L_2 : ドリフト距離

V_2 : 加速電圧

さらに、イオン電流の大きさを重み関数として考慮して、イオン群を代表する値

として等価移動度 \tilde{k}_{eq} と等価寿命 T_{eq} を次式で求めた。

$$\left. \begin{aligned} \tilde{k}_{eq} &= \int_{T_s}^{\infty} \{ (L_2)^2 \cdot i_3 / (V_2 \cdot t) \} dt / \int_{T_s}^{\infty} i_3 dt \\ T_{eq} &= (L_2)^2 / (V_2 \cdot \tilde{k}_{eq}) \end{aligned} \right\} (51)$$

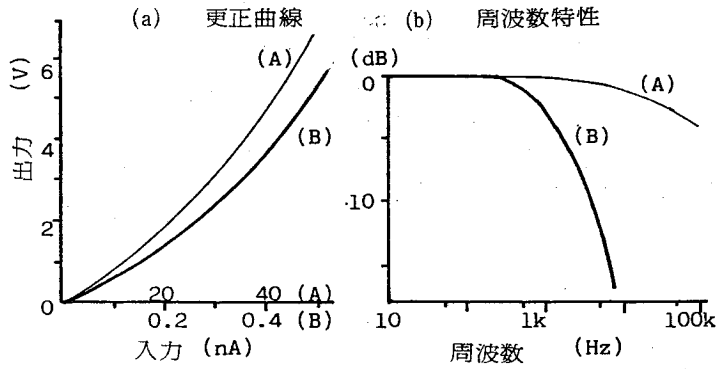


図72 光信号伝送系の特性

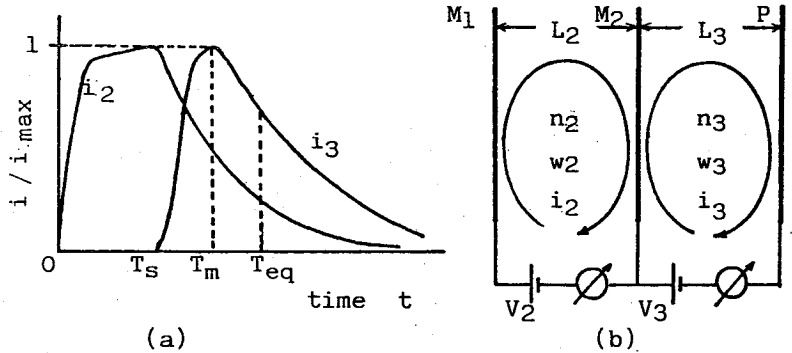


図73 イオン電流パルス

(49)式～(51)式で求められる各移動度は、各寿命時間における時間的な平均値であることに留意する必要がある。

図73(b)において、イオン密度とドリフト速度を、それぞれ n と w とすると、メッシュ電極 M_2 の微小面積 ΔS を通過するイオン群によって生じる検出域 M_2-P の電流 Δi_3 は次式で表わされる。

$$\Delta i_3 = \alpha \cdot e \cdot \Delta S \cdot w_2 \cdot n_2 \quad (52)$$

ただし、 α : M_2 のイオン透過係数

e : 素電荷

ここで、イオン透過係数 α は移動度により変化しないとすると、次式で求められる。

$$\alpha = Q_3 / Q_2 = \int_{T_5}^{\infty} i_3 dt / \int_0^{\infty} i_2 dt \quad (53)$$

(52)、(53)から、時刻 T で M_2 に到達するイオン群において、 ΔS 部分の平均電荷密度は次式で求められる。

$$en_2 = \{ T \cdot \Delta i_3 \cdot \int_0^{\infty} i_2 dt \} / \{ \Delta S \cdot L_2 \cdot \int_{T_5}^{\infty} i_3 dt \} \quad (54)$$

実際にはイオン電流を数値積分して上記の値を求めた。

7.3 実験結果と検討

図74に M_1 の開口径 m_1 、つまりイオンの注入口径を変化した場合、 i_3 波形から求められる移動度の変化を示す。 m_1 を 2 cm から 6 cm に変化した場合に、 \tilde{k}_s はやや増大の傾向を示すが、 \tilde{k}_M と \tilde{k}_{eq} との変化は少ない。 m_1 を 2 cm から 6 cm に

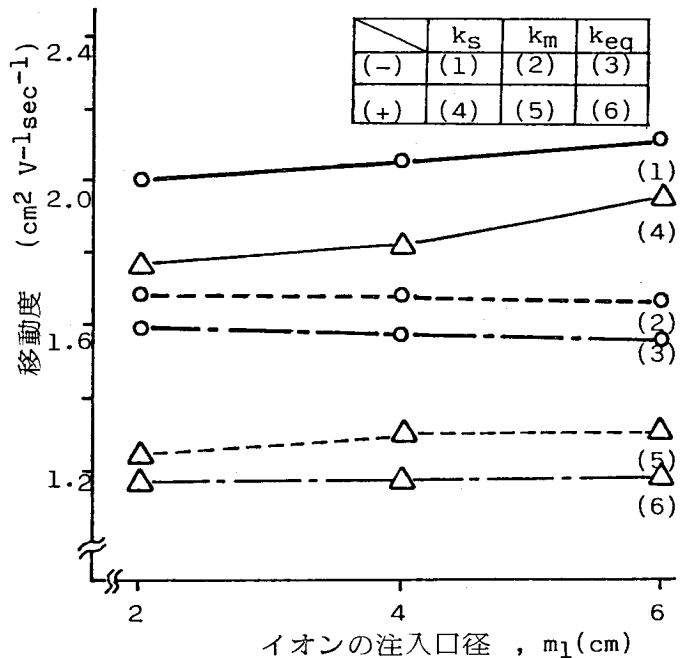


図74 イオン移動度に及ぼす口径 m_1 の影響

増大した場合に、ドリフト域に注入される電荷量 Q_2 は、正極性では 4.1 倍、負極性では 6.2 倍に増加するので、測定系の検出感度に関する $\tilde{\epsilon}_s$ に影響が現われたものと考えられる。

図 75 に M_2 の開口径 m_2 、つまり検出域へのイオン注入口径を変化した場合の i_3 のピーク値変化を示す。正・負両極性において、 m_2 が 10 cm 以上では i_3 のピーク値の変化が少くないが、ドリフト域の加速電圧 V_2 の変化、すなわ

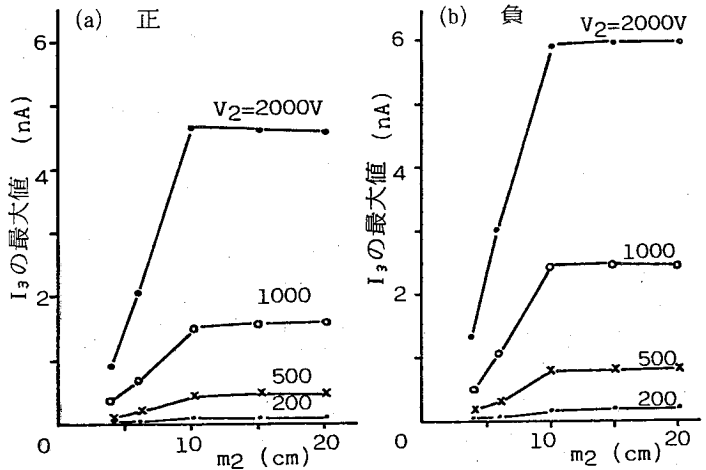


図 75 I_3 の最大値に及ぼす口径 m_2 の影響

ちイオン寿命の変化により i_3 のピーク値は 2 桁減少している。

図 74 と図 75 の結果から、ドリフト域に注入されるイオン群は、拡散および反発作用による進行方向に対して垂直方向の拡がりは少なく、イオン群の進行方向に、移動度の大きい順にならびながらドリフトすると考えられる。移動度の測定には $m_1 = 10$ cm, $m_2 = 20$ cm を使用した。

図 76 にイオンの飛行時間を変化した場合の検出域に流入するイオン電荷量変化を示す。同一イオンパルス電圧を用いた時、正極性イオン電荷量は負

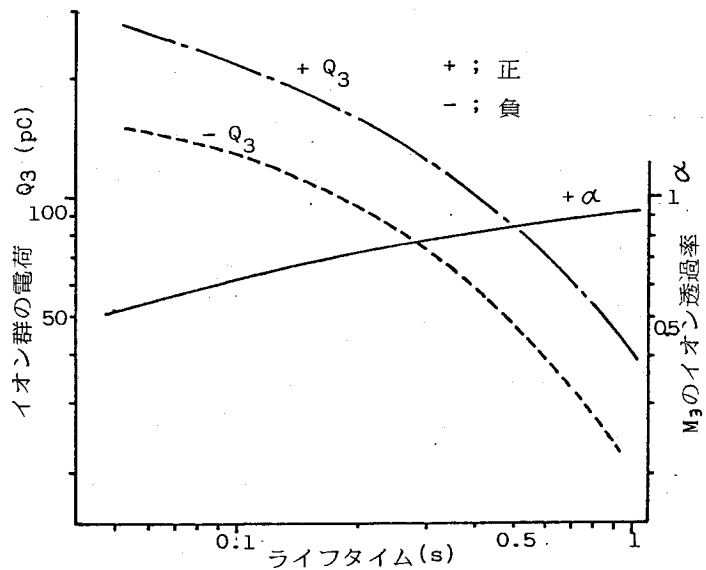


図 76 Q_3 と α の経時変化

極性よりも多い。両者は T_{eq} が 50 ms から 1,000 ms 変化する間に 1 桁減少する。一方、図 75 から負極性の i_3 ピーク値は正極性よりも大きいので、負イオン群は正イオン群に比べて進行方向への拡がりが少ないと言える。同図に、 M_2 のイオン透過率がイオン移動度によって変化しないと仮定して、(44) 式を用いて計算した正極性イオンの透過率 α を示す。負極性の場合も正極性とほぼ等しい値をとる。

図 75 と図 76 のデータ

を(54)式に代入して、検出域電流 i_3 のピークにおける平均電荷密度の時間的変化を計算し、その結果を図 77 に示す。同図の A1, A2 および A3 は m_2 を同心円状に領域分割した場合の各領域の平均電荷密度である。約 100 ms までは A2 領域、すなわち中心軸上から半径 2 cm から 3 cm 領域の電

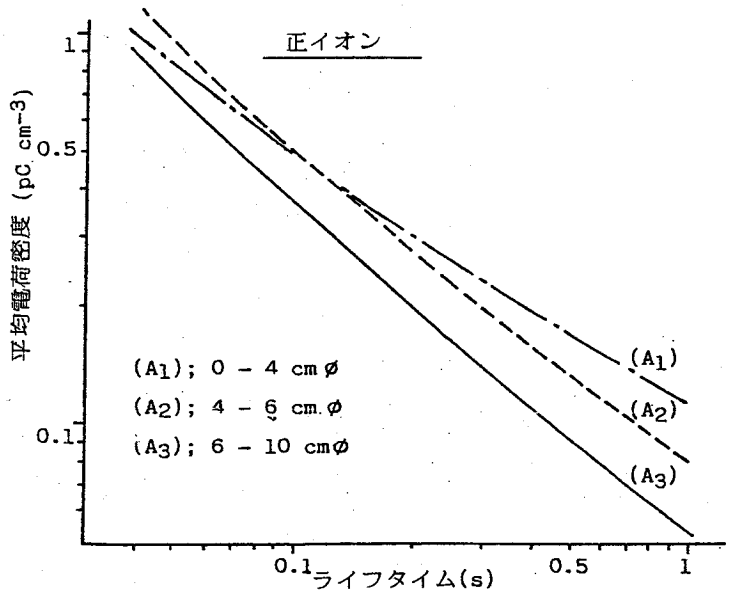


図 77 I_3 の最大値における平均電荷密度の経時変化

荷密度が最大で、約 100 ms 以後では A1 領域、すなわち中心から半径 2 cm 内領域の電荷密度が最大となる。この特性は、イオン発生電極の形状により変化すると考えられる。しかし、この図から、本実験で用いたイオン群の中心部の平均電荷密度は、測定時間範囲では約 1 pC/cm² から 0.1 pC/cm² まで減少することがわかる。

図 78 に低湿度における正・負両極性のイオン移動度測定例を示す。同図(a)の正極性の場合、イオンの寿命による移動度変化が顕著である。寿命時間の増加と共に \tilde{k}_s の低下が一番大きく、 \tilde{k}_M 、 \tilde{k}_{eq} の順に低下が小さくなる。一方、同図(b)に示すように、約 0.02 秒から約 3 秒までの範囲で、負イオン移動度は経時変化を示さない。

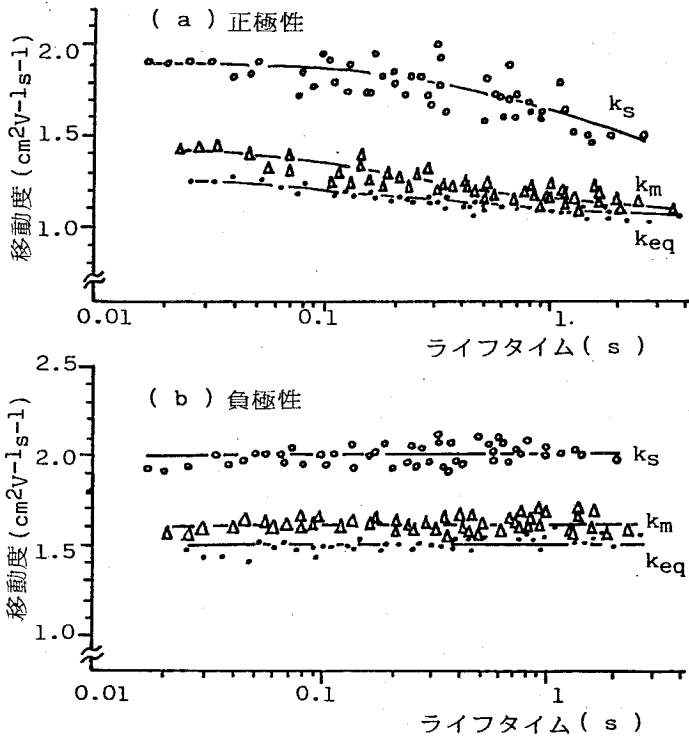
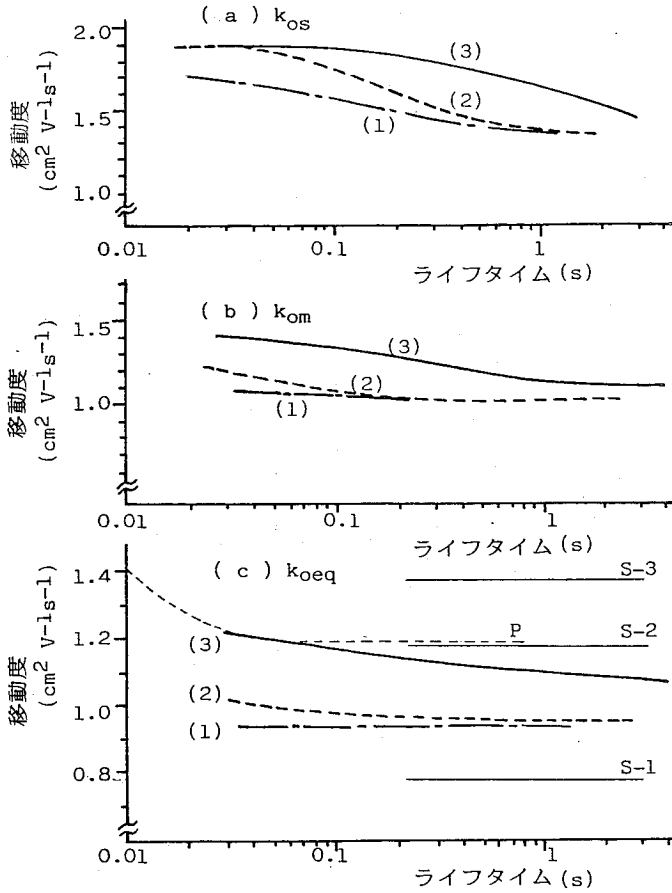


図78 イオン移動度の経時変化
(6°C, 70%RH, 5.1 g/m³)

他の湿度条件においても、負イオン移動度の経時変化は測定されなかった。

湿度の条件を大巾に変化するために、測定を種々の温度で行なった。そのために、測定値を標準大気状態(0°C, 760 Torr)の値に換算して比較する必要がある。

三つの測定条件における正イオン換算移動度の経時変化を図79に示す。移動度の大きさは、測定条件(1)で最小で、(2)で中間値、(3)で最大値を示している。しかし、寿命の増大と共に、(2)、(3)は(1)に漸近する。同図(c)はイオン群の代表値であるので、この値と他の研究者による測定値との比較をする。Popkov氏の正イオン移動度の経時変化式⁽⁶⁾による値(P と表示)は本実験の各条件の移動度よりも大きい。また、Popkov氏のデータは絶対湿度範囲が6.5~13.6 g/m³のデータが混在し、測定データのうちで最大寿命のものが0.035秒であるので信頼性に乏しい。須永氏⁽⁷⁾のデータ(S-1, S-2, S-3と表示)はゲルディエン型イオン計で測定したイオン移動



(1); 35°C, 60%RH, 23.7gm⁻³ (2); 35°C, 30%RH, 11.9gm⁻³
 (3); 6°C, 70%RH, 5.1gm⁻³
 P; (6.5 - 13.6) gm⁻³AH, in ref.(6)
 S-1; 24gm⁻³AH, S-2; 12.5gm⁻³, S-3; 4.7gm⁻³, in ref.(7)

図79 正イオン換算移動度の経時変化

度分布から算出されたものである。須永氏のデータは0.2秒から2秒までの間でイオン移動度は経時変化を示していない。

正イオンの換算等価移動度に及ぼす湿度の効果を、相対湿度と絶対湿度とに分けて図80に示す。この図では等価寿命が0.03秒と1秒のデータをプロットした。同図(a)において、測定値は相対湿度60%で最小値を示し、また70%で最大値を示す。一方、同図(b)においては、絶対湿度の増加と共に移動度は漸減するという特性が得られる。Heurtus氏らはイオン種変換反応を計算機でシミュレーションし、絶対湿

度が増加するとターミナルイオン $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, ($n = 1, 2 \dots 7$) の形成時間が 0.01 秒から 0.001 秒まで減少することを示している。⁽⁸⁾ シミュレーション結果は, Shahin 氏による質量分析器の実験結果⁽⁹⁾ とかなり良く一致している。したがって, 本実験で測定した寿命範囲において, 絶対湿度による移動度の経時変化の特性は, ハイドレーション過程の速度の差によるものと考えられる。例えば, 図 79 (c) において, 絶対湿度が最大 (23.7 g/m^3) の移動度は経時変化を示

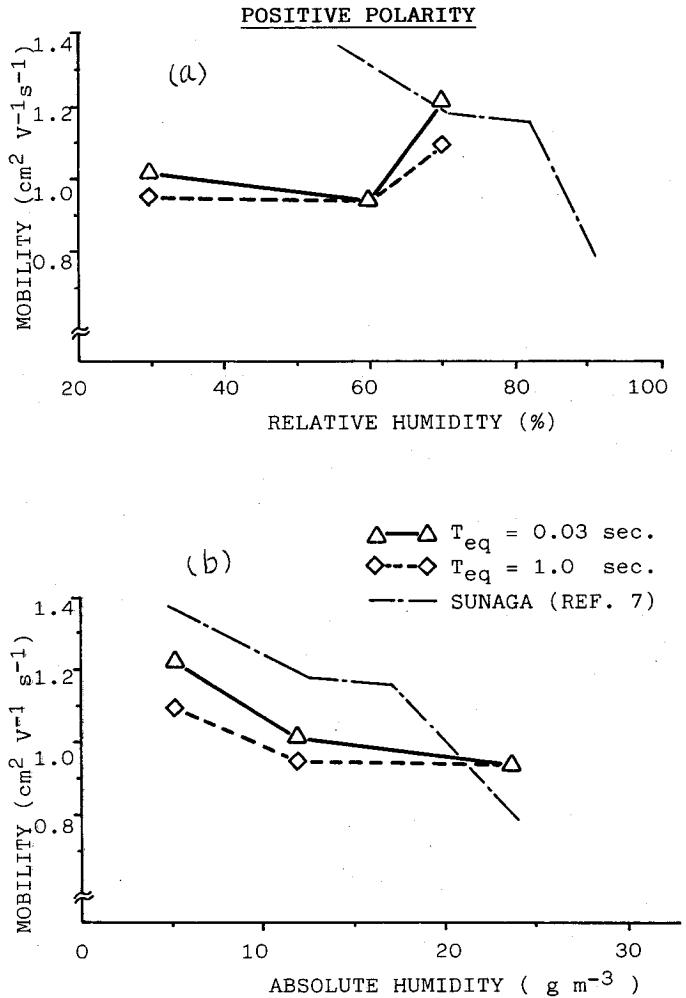


図 80 正イオン移動度に及ぼす湿度の影響
 (a) 相対湿度特性, (b) 絶対湿度特性

さないのは約 0.03 秒以前にハイドレーション反応が完了してターミナルイオンを形成してしまっているためであると考えられる。

図 75 の須永氏のデータは, 相対湿度および絶対湿度の増加と共に低下しているが, 測定温度範囲が狭いために, 両湿度の効果を分離することは困難である。

図 79 (c) の等価移動度の経時変化は, 片対数グラフ上で直線近似できるので次式で表わされる。

$$\tilde{k}_0 = A \cdot \ln t + B \quad (55)$$

表6 正イオン換算移動度の実験式

ABSOLUTE HUMIDITY (g m ⁻³)	TEMPORAL VARIATION OF POSITIVE ION MOBILITY (cm ² V ⁻¹ S ⁻¹), t in second
5.1	$k_0(t) = -0.03338 \ln t + 1.067$
11.9	$k_0(t) = -0.01627 \ln t + 0.9356$
23.7	$k_0(t) = 0.94$

ただし, A, B: 実験的に
求められる定数

t: イオン寿命

前述のように, 実測移動度は寿命時間における時間平均値であるので, 移動度の瞬時変化 $k_0(t)$ と \tilde{k}_0 とは次式の関係がある。

$$\tilde{k}_0 = \frac{1}{T} \int_0^T k_0(t) dt$$

$$\therefore k_0(t) = \frac{d}{dt} (\tilde{k}_0 \cdot t)$$

$$= A \cdot \ln t + (A+B)$$

(56)

各絶対湿度における結果を表6に示す。(56)式における寿命 t の自然対数にかかる係数 A を比べると, 絶対湿度の低い 5.1 g/m³ の方が 11.9 g/m³ よりも絶対値が大きいが, これは図79(a)(b)に示されているように, 絶対湿度の差により移動度が急低下する時間域が異なるためであると考えられる。

負イオンの移動度は測定した時間範囲(約0.02秒~約3.5

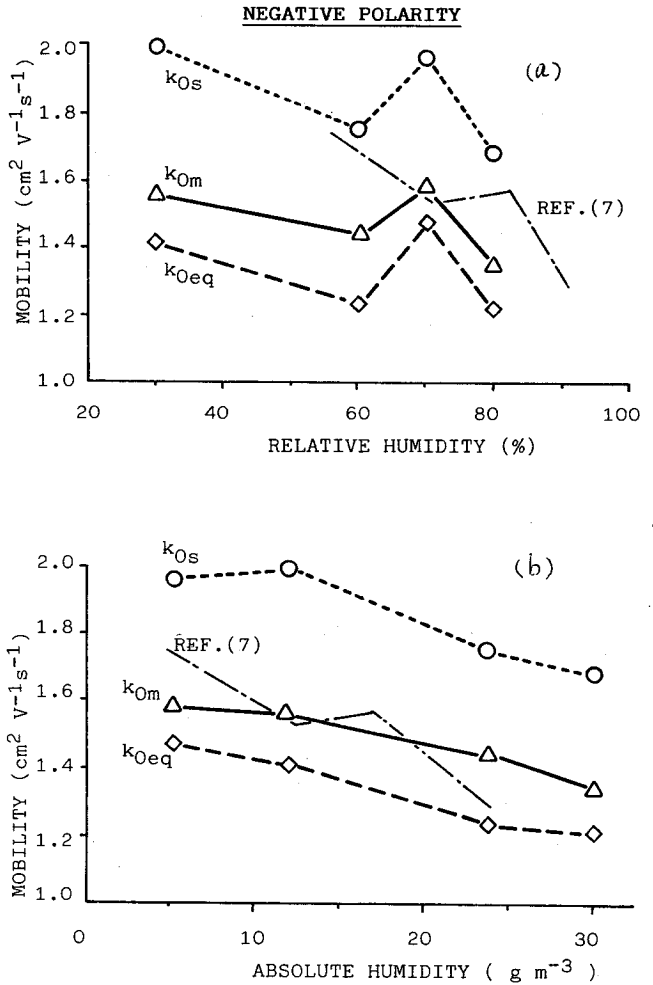


図81 負イオン移動度に及ぼす湿度の影響
(a) 相対湿度特性, (b) 絶対湿度特性

秒)で経時変化を示さないが、一方湿度の増加と共に減少する。

図81に、負イオン移動度を相対湿度と絶対湿度との変化に対してプロットした。同図から、負イオンの移動度も、正イオンと同様に絶対湿度に依存すると見なすことができる。Heurtus 氏ら⁽¹⁰⁾は、負イオンのイオン種変換反応シミュレーションにおいて、絶対湿度が変化してもターミナルイオン形成時間は約 10^{-5} 秒以下で変化しないことを示し、また、ターミナルイオンとして $O_2^-(H_2O)_n$ ($n=1\sim 5$)と少量の $CO_4^-(H_2O)$ 、 $CO_3^-(H_2O)_n$ 、 $HCO_3^-(H_2O)_n$ 等を形成することを示した。負イオンの移動度が寿命時間範囲約0.02秒~約

表7 負イオン換算移動度の実験式

ABSOLUTE HUMIDITY (g m ⁻³)	NEGATIVE ION MOBILITY (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)
5.1 ≤ A.H. < 24	$k_0 = -0.0136 \times (A.H.) + 1.556$
24 ≤ A.H.	$k_0 = -0.004167 \times (A.H.) + 1.340$

3.5秒で経時変化を示さないのは、ターミナルイオンの形成時間が正極性イオンよりも桁違いに短かいためであると考えられる。また、負イオン移動度が絶対湿度の増加と共に低下するのは、

表8 コロナ放電で発生するイオンの移動度経時変化

ハイドレーションの度合が絶対湿度の増加と共に大きくなるためであると考えられる。

	IONIZATION, ELECTRON- ATTACHMENT	ION-MOLECULE REACTION (HYDRATION)	ATTACHMENT TO AEROSOL
NAME	SMALL ION		LARGE ION
MOBILITY	$k \geq 10^{-1} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$		$k \approx 10^{-3} \sim 10^{-4}$
LIFE TIME	$10^{-8} \sim 10^{-7}$	$10^{-3} \sim 5 \text{ sec.}$?
MAIN FACTORS TO DECIDE MOBILITY	TEMPERATURE, PRESSURE, FIELD STRENGTH	TEMPERATURE, PRESSURE, (FIELD STRENGTH ?) <u>ABSOLUTE HUMIDITY</u>	TEMPERATURE, PRESSURE, FIELD STRENGTH, <u>RELATIVE HUMIDITY</u> AEROSOL CONCENTRATION

図81 (b)の結果を2本の直線で近似し、等価移動度の実験式を求めた。結果を表

7に示す。

ここで、大気中のコロナ放電で発生するイオンの移動度経時変化について整理してみる。表8に示すように、電離作用と電子付着作用とで生成される両極性の一次イオンは、大気中の他の中性分子との反応によって時間的に組成を変化する。したがってイオンの移動度も変化する。イオン-中性分子反応において、水分子がイオンのまわりにクラスタリングしていく、いわゆるハイドレーション反応は長時間継続するので重要である。本実験の測定時間範囲はこの領域に相当すると考えられる。移動度が $0.1 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ 以上のイオンは分子状と考えられ、小イオンと呼ばれている。これらの小イオンは長時間後には大気中の微粒子に付着して、移動度が2~3桁減少した大イオンを形成する。小イオンから大イオンへの移行過程は、直流架空送電線下の広い周辺的环境を予測する時に重要である。⁽¹¹⁾ 大イオン領域の移動度には、微粒子の粒径分布に影響する相対湿度、微粒子密度および周囲電界が影響すると予想される。

7.4 結 言

この章で得られた結果を要約すると以下のようになる。

- (1) 正・負両極性の小イオン移動度は、大気中の相対湿度ではなく絶対湿度に依存して変化する。
- (2) 約0.03秒~4秒の範囲において、正イオン移動度の経時変化は絶対湿度の影響を受ける。

換算移動度(760 Torr, 0°C)の実験式が次のように求められた。

$$k(t) = -0.03338 \ell_n t + 1.067 \quad (AH = 5.1 \text{ g/m}^3)$$

$$k(t) = -0.01627 \ell_n t + 0.9356 \quad (AH = 11.9 \text{ g/m}^3)$$

$$k = 0.94 \quad (AH \geq 23.7 \text{ g/m}^3)$$

ただし、 t の単位は秒で、 k の単位は $\text{cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ である。

- (3) 負極性イオン移動度は、約0.02秒~4秒の範囲では経時変化を示さない。しか

し、移動度は絶対湿度の増加と共に減少し、その換算移動度(760 Torr, 0°C)の実験式が次のように求められた。

$$k = -0.01316 \times (AH) + 1.556 \quad (5.1 \text{ g/m}^3 \leq AH < 24 \text{ g/m}^3)$$

$$k = -0.004167 \times (AH) + 1.340 \quad (AH \geq 24 \text{ g/m}^3)$$

第7章文献

- (1) M. P. Sarma & W. Janischewskji : IEEE Trans. Power Apparatus Syst., PAS-88, 5, 718 (1969)
- (2) M. P. Sarma & W. Janischewskji : *ibidem.*, PAS-88, 10, 1476 (1969)
- (3) T. D. Bracken, A. S. Capon & D. V. Montgomery : *ibidem.*, PAS-97, 2, 370 (1978)
- (4) M. Akasaki & M. Hara : Proc. 3rd ISH in Milan, 12·16 (1979)
- (5) K. Arai & Y. Tsunoda : *ibidem.*, 53·07 (1979)
- (6) V. I. Popkov : Dokl. Akad. Nauk, SSSR, 58, 6, 1043 (1947)
- (7) 須永 : 電中研研究報告, No. 178047 (1979)
- (8) M. L. Heurtus & J. Fontan : Atmospheric Environment, 9, 1018 (1975)
- (9) M. M. Shahin : J. Chem. Phys., 45, 7, 2600 (1966)
- (10) M. L. Heurtus ; J. Fontan & J. Gonzalez : Atmospheric Environment, 12, 2351 (1978)
- (11) W. A. Hoppel : EPRI Report, EL-1327, TPS 78-62 (1980)

第8章 同軸同筒電極系の直流コロナ放電現象

8.1 緒 言

大電力の長距離輸送方式としての直流架空送電は、アメリカ、ソ連その他の国で既に運転されている。我が国においても、北海道-本州連系線として運転されているが、今後の問題として500kV直流架空送電や広域への適用が検討されつつあり、その際に我が国の気象条件と立地条件に適合した独自の研究、技術開発が必要であると言われている⁽¹⁾。これに関連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⁾。また、直流送電線におけるコロナ損やコロナ雑音は交流送電線の場合よりも風の影響を強く受けるという報告⁽²⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾もあり、これらはいずれも空間イオンの影響が直流の場合に強く現われることを示しているので、実規模送電線の空間電荷分布のより精度の高い予測が望まれている。

また、直流コロナによるオゾンの発生量は交流コロナの場合よりも多いという報告⁽⁶⁾がなされているが、気象諸元との関係について基礎的なデータを蓄積する必要がある。

そこで、同軸円筒電極系を用いてオゾンおよびイオン発生量の測定と空間電荷分布および電界分布の予測計算を行なった。

8.2 放電空間の実効電界および空間電荷分布の計算法

送電線のコロナ損やイオン流帯電を検討する場合、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とその値の長時間にわたる平均値が問題となるので、電線表面上様にコロナ放電が生じていると仮定し、その空間電荷分布の時間的変動を無視して扱うのが一般的手法である^{(3)(7)~(9)}。そこで、ここでも同様な扱いをして計算を行なった。

電線表面の近傍で生じたイオンが、外円筒に向かって次第に移動度を低下しながら

走行する場合の電界および空間電荷分布は計算機を用いて求めることができる。

図82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 点の空間電荷密度を ρ_m (C/cm³) とすると半径 r_m 、厚さ dr_m 、軸方向長さ 1 m の円筒体積中の電荷量 q_m (C/m) は次式で表わされる。

$$q_m = 2\pi r_m \rho_m dr_m \quad (57)$$

ここで、半径 r_m の仮想円筒部と中心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' は次式で表わされる。

$$q_m' = q_m \cdot c_m' / (c_m' + c_m'')$$

$$q_m'' = q_m \cdot c_m'' / (c_m' + c_m'')$$

ただし、

$$c_m' = 2\pi\epsilon_0 / \ln(b/r_m)$$

$$c_m'' = 2\pi\epsilon_0 / \ln(r_m/a)$$

$$\left. \begin{array}{l} q_m' = q_m \cdot c_m' / (c_m' + c_m'') \\ q_m'' = q_m \cdot c_m'' / (c_m' + c_m'') \end{array} \right\} \quad (58)$$

したがって、放電空間内の任意の点(半径 r_n)における空間電荷 q_m による電界 ΔE_n は次式で求められる。

$$\Delta E_n = -q_m'' / (2\pi\epsilon_0 r_n) \quad a \leq r_n < r$$

$$\Delta E_n = q_m' / (2\pi\epsilon_0 r_n) \quad r_m \leq r_n < b$$

$$\left. \begin{array}{l} a \leq r_n < r \\ r_m \leq r_n < b \end{array} \right\} \quad (59)$$

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) は次式で表わされる。

$$I = v_{rn} \cdot \rho_n 2\pi r_n \quad (60)$$

ただし、 v_{rn} と ρ_n は半径 r_n 点におけるイオン走行速度とイオン電荷密度であり、また v_{rn} は次式で求められる。

$$v_{rn} = \mu(t) \cdot (E_{sn} + E_{\rho_n}) \quad (61)$$

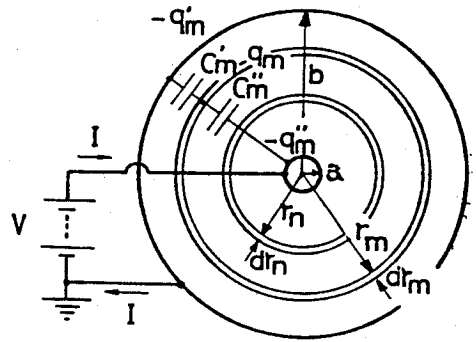


図82 同軸円筒電極系の空間電荷とその誘導電荷

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_{s_n} 、 E_{ρ_n} は r_n 点における静電界および空間電荷電界であり、それぞれ次式で求められる。

$$\begin{aligned}
 t &= \sum_{\ell=1}^n \Delta t_{\ell}, & \Delta t_{\ell} &= \Delta r_{\ell} / v_{r_{\ell}} \\
 E_{s_n} &= V / \{ r_n \ell_n (b/a) \} \\
 E_{\rho_n} &= \sum_{m=1}^{m_{max}} \Delta E_n
 \end{aligned}
 \tag{62}$$

ここで、 Δt_{ℓ} はイオンが速度 $v_{r_{\ell}}$ で半径方向微小距離 Δr_{ℓ} を走行するのに要する時間であり、 E_{ρ_n} は半径 $a \sim b$ の領域を m_{max} 層に分割した円筒状空間電荷群すべてによる半径 r_n 点の空間電荷電界合成値である。

したがって、 r_n 点における空間電荷密度 ρ_n は次式で求めることができる。

$$\rho_n = I / \{ 2\pi r_n \mu(t) (E_{s_n} + E_{\rho_n}) \}
 \tag{63}$$

図 83 に計算手順のフローチャートを示す。計算は、まず電界分布を静電界 E_s のみ(すべての r_n に対して $E_{\rho_n} = 0$)と仮定して(62), (63)式より ρ_n 分布を求め、次にこの

ρ 分布による E_{ρ_n} 分布計算式および E_s 分布を用いて新たな ρ_n 分布を(62), (63)式より計算する。この計算を繰返し、 r_n 点の新たな ρ_n と前回の計算値 ρ_n' との差の総和 $\sum(\rho_n - \rho_n')$ が設定した微小値 a より小さくなった場合、すなわち計算をさらに繰返しても ρ_n 分布がほとんど変化しなくなった時点で計算

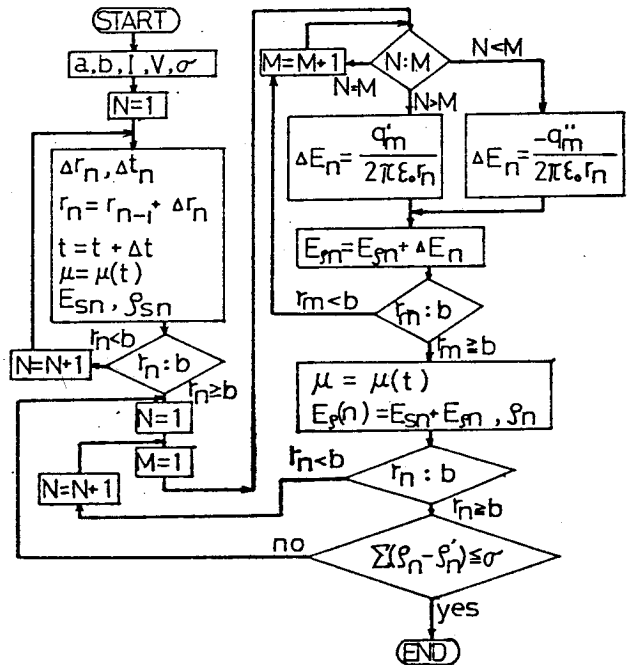


図 83 空間電荷に関する計算フローチャート

を終了する。

8.3 小規模電極系におけるオゾンおよびイオンの測定

8.3.1 実験装置と方法

測定に用いた電極配置を図84に示す。直径50cm、長さ50cmの円筒電極を三体並べ、両端電極を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。中心線の直径は1mmである。また、中央電極の側面に直径10cmの穴をあけて5mmますの金網を張り、その部分から流出するイオンおよびオゾンを含んだ気流を吸引して測定した。金網からイオン計およびオゾン計

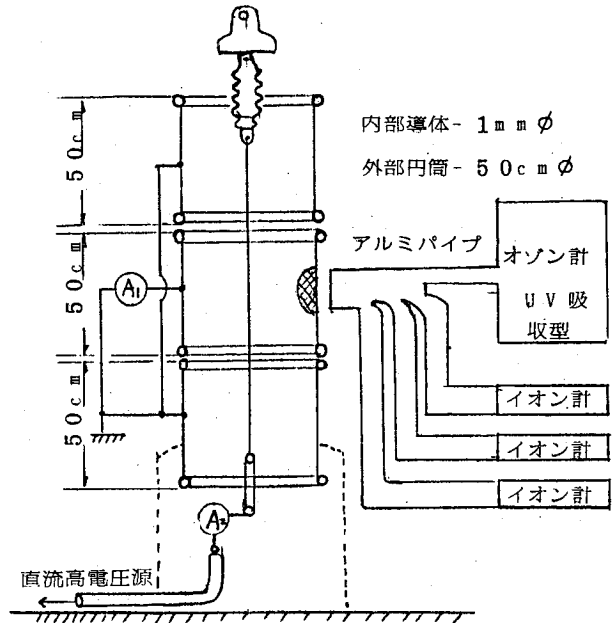


図84 実験装置

で連結している。オゾン計の測定原理は紫外線吸収法で、30秒間の平均値を指示できる。イオン計は非分割型の同軸円筒型イオン計で、その測定移動度の臨界値の定義式より、三種類の移動度のイオンを同時に測定した。すなわち、極小イオン(移動度 $k \geq 3 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$)と小イオン ($k \geq 0.4 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$)および総イオン ($k \geq 0.001 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$)とを測定した。風の影響を少なくするために、実験室の窓、戸等を閉めて測定を行なった。

8.3.2 実験結果と検討

図85に、正と負両極性直流コロナ放電を発生させた場合のイオン量変化例を示す。コロナ放電で顕著に増加するのは電源と同極性の小イオンと極小イオンである

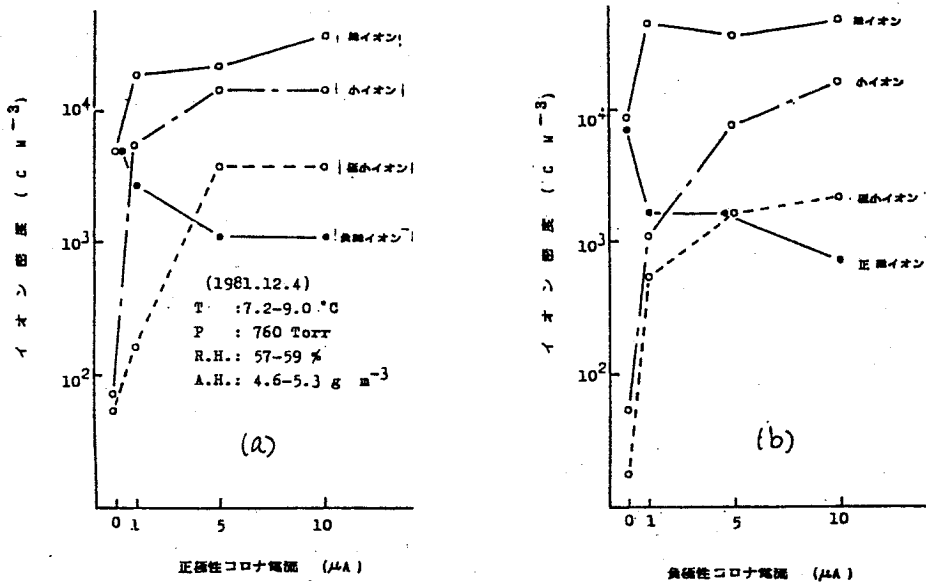


図85 直流コロナによるイオン量変化
(a) 正極性 (b) 負極性

が、移動度の小さいイオンも含む総イオン量も増加する。自然状態（コロナ電流がゼロ）における総イオン量は、正・負両極性とも数千個/cm³ではばバランスしている。一方、コロナ放電を発生した場合に中心電極と逆極性の総イオンは約1桁程度減少し、中心電極と同極性の総イオンは約1桁増加するので、両極性総イオン量のバランスは大きくくずれる。単極性イオン流の動物・植物に及ぼす影響については種々の説および実験結果^{(10)~(11)}があり、現状ではよくわかっていない。より厳密な実験条件の設定下での測定が望まれている。

8.2で述べた計算法と第7章7.3節で求めたイオン移動度を用いて、中心電極から外部円筒電極までの飛行時間を求めると約0.02秒~0.03秒である。一方、アルミパイプ中の通過時間を風速から概算すると約1.2秒である。したがって、図85の結果は、イオン発生後約1.2秒後の移動度分布状態を示すと考えられる。

図86に直流コロナ放電を発生した場合のオゾン濃度変化を示す。コロナ電流を増大した場合に、必ずしもオゾン濃度が増加するとは限らない。特に正極性の測

定値およびその傾向の変化が顕著である。また、負極性の方が正極性よりもオゾン発生量が大きいという報告⁽⁶⁾もあるが、図86では電源極性による差も単純でないことを示している。これらは、気象諸元により発生オゾンの分解速度が異なるためであると考えられるので、さらに長期のデータの集積が必要である。

8.4 大規模電極系における予測計算

イオン移動度の経時変化効果は、イオンの飛行時間が長いほど大きいと予想される。そこで、

実規模に近い外部導体直径20m、内部導体410mm ACS Rからなる電極系の予測計算を行なう。

最初に、内部導体が410mm ACS Rで外部導体直径4mからなる同軸円筒電極系の電圧 V -電流 I 特性の実測値⁽¹²⁾を用いて、8.2の計算法により、直流コロナ放電中の電線表面実効電界 E_0 -コロナ電流 I 特性を求めた。計算した場合の気象諸元は、夏-30℃、2.0g/m³、秋-20℃、1.2g/m³、冬-4℃、3.0g/m³の三つである。各季節における正・負両極性イオンの移動度は、第7章の実験式から求めて以下のようにした。

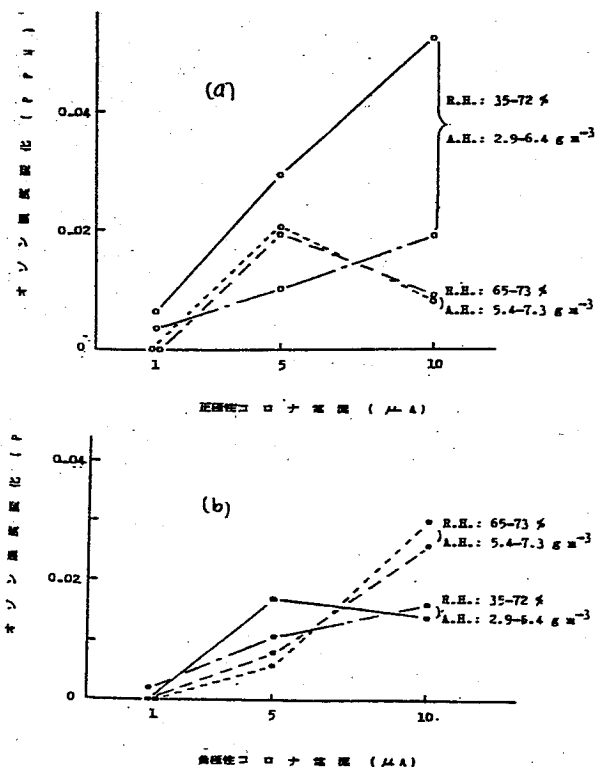


図86 直流コロナによるオゾン濃度変化
(a) 正極性 (b) 負極性

正極性イオン移動度

$$\begin{aligned}
 (1) \text{ 夏 } & \quad t < 0.763 \text{ 秒} & \quad k(t) = -0.001839 \ell_n t + 1.0428 \\
 & \quad t \geq 0.763 \text{ 秒} & \quad k = 1.0433 \\
 (2) \text{ 秋 } & \quad t < 0.763 \text{ 秒} & \quad k(t) = -0.01698 \ell_n t + 1.00425 \\
 & \quad t \geq 0.763 \text{ 秒} & \quad k = 1.00886 \\
 (3) \text{ 冬 } & \quad t < 1.29 \text{ 秒} & \quad k(t) = -0.041124 \ell_n t + 1.15366
 \end{aligned}
 \tag{64}$$

負極性イオン移動度

$$\begin{aligned}
 (1) \text{ 夏 } & \quad k = 1.43487 \\
 (2) \text{ 秋 } & \quad k = 1.5005 \\
 (3) \text{ 冬 } & \quad k = 1.53874
 \end{aligned}
 \tag{65}$$

外部導体直径 4 m の電極系における電線表面実効電界 E_0 -コロナ電流 I 特性の計算結果を図 87 に示す。コロナ電流が小さい場合には季節差の変化は無視できるが、電流の増加と共に移動度が小さい場合の方が電線表面の実効電界が小さくなる傾向が顕著となる。

中心電線が同じで、電線表面近傍の実効電界分布が等しい場合には、外部円筒直径が 4 m から 20 m に変化してもほぼ等しいコロナ放電現象が生じると考えられる。したがって、外部円筒直径が 20 m における $E_0 - I$ 特性は、図 87 に近いと考えられる。

そこで、外円筒直径 20 m 系

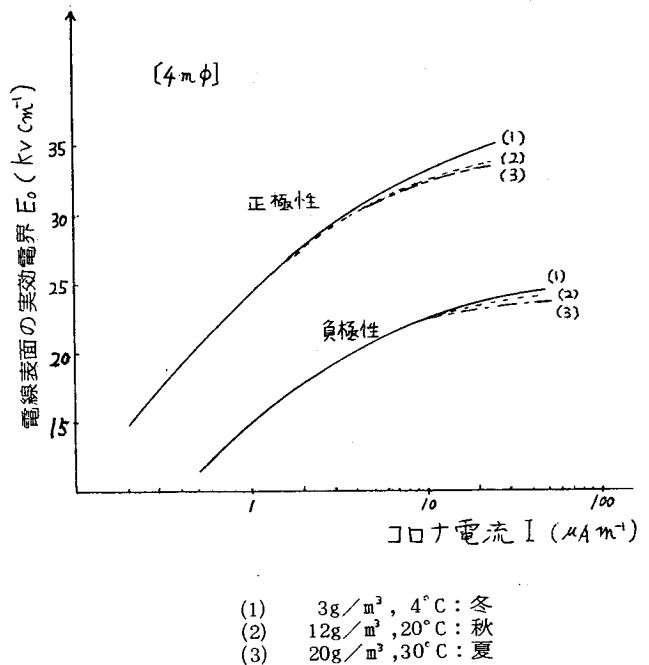
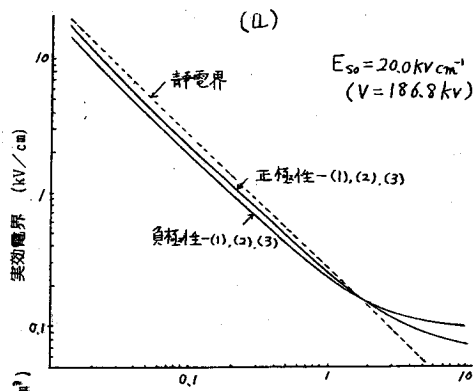
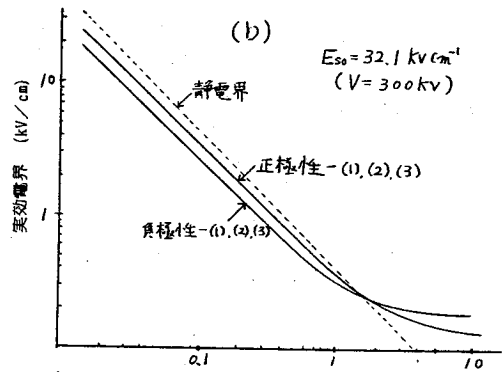


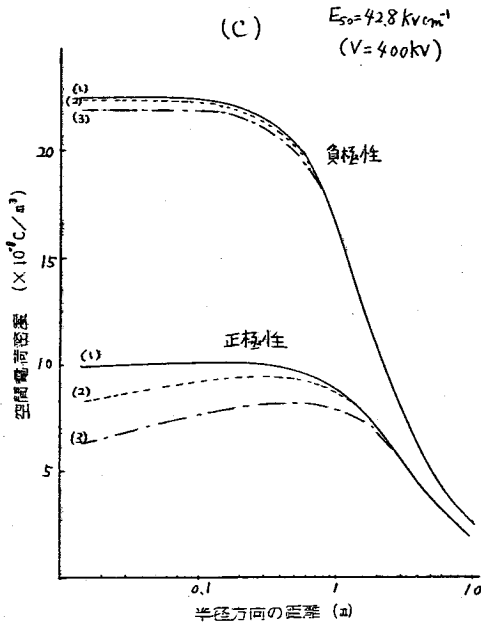
図 87 電線表面実効電界-コロナ電流特性 (4 m φ)



- (1) $20 \text{ g/m}^3, 30^\circ\text{C}$: 夏
(2) $12 \text{ g/m}^3, 20^\circ\text{C}$: 秋
(3) $3 \text{ g/m}^3, 4^\circ\text{C}$: 冬



- (1) $20 \text{ g/m}^3, 30^\circ\text{C}$: 夏
(2) $12 \text{ g/m}^3, 20^\circ\text{C}$: 秋
(3) $3 \text{ g/m}^3, 4^\circ\text{C}$: 冬



- (1) $20 \text{ g/m}^3, 30^\circ\text{C}$: 夏
(2) $12 \text{ g/m}^3, 20^\circ\text{C}$: 秋
(3) $3 \text{ g/m}^3, 4^\circ\text{C}$: 冬

図 88 実効電界および空間電荷密度分布 ($20 \text{ m}\phi$, 計算値)
(a) $V = 186.8 \text{ kV}$, (b) $V = 300 \text{ kV}$, (c) $V = 400 \text{ kV}$

において一定電圧時のコロナ電流 I を種々の値に仮定し、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 を求める。そして、図 87 の $E_0 - I$ 特性に重なるような電流値 I を求める。以上の方法で求めた 20 m 系の電圧—電流特性を、以後の計算の初期値として用いた。

三種類の印加電圧における計算例を図 88 に示す。負イオンの外部導体までの飛行時間は、同図(a), (b), (c)において、それぞれ 5.5 ~ 5.9 秒, 3.0 ~ 3.2 秒および 2.1 ~ 2.2 秒であり、正イオンの飛行時間は、(a), (b), (c)において、それぞれ 9.3 ~ 10 秒, 5.2 ~ 5.7 秒および 3.4 ~ 3.8 秒である。

イオン流空間の実効電界分布において、季節差は非常に少ないが、内部導体近傍 (~ 3 m 程度まで) における空間電荷密度は、冬, 秋, 夏の順に大きくなる。電荷密度の季節差は、特に正極性において顕著である。また、正極性イオン移動度が経時変化を示す場合(秋, 冬)には、中心から約 1 m の点で電荷密度は最大値を示している。

印加電圧が 186.8 kV, 300 kV および 400 kV における負極性の外部導体表面電界は、それぞれ、0.072 kV/cm, 0.14 kV/cm および 0.22 kV/cm であり、正極性では、それぞれ、0.099 kV/cm, 0.19 kV/cm および 0.28 kV/cm なる結果が得られた。

これらの結果は無風状態の単極性直流架空送電線直下の概算に相当するが、双極性コロナや風の影響を考慮した線—平板電極系への予測計算へと精度を上げていく必要がある。

8.5 結 言

この章で得られた結果を要約すると以下のようなになる。

(1) 直流単極性のコロナ放電が発生した場合、周囲大気中の一方の極性イオン量が増加し、同時に逆極性のイオン量が減少するので、両極性のイオン量がほぼバランスしている自然状態とずれたイオン状態となる。

また、周辺大気中のオゾン濃度はコロナ発生と共に増加するが、その増加量とコ

コロナ電流や電源極性との関係は単純な傾向を示さない。

(2) イオン移動度が経時変化を示す場合における同軸円筒電極系の空間電荷および電界分布の計算法を確立し、若干の仮定のもとにコロナ放電中の大規模同軸円筒電極における予測計算を行なった。季節によりイオン移動度が変化した場合、放電空間の実効電界分布は両極性とも変化が少ない。一方、内部導体近傍の空間電荷分布は影響を受ける。とくに、正極性コロナの場合に影響が大きい。

第 8 章 文献

- (1) 有働：電学誌，98，749 (1978)
- (2) 原田，堺：放電研究，No. 64，27 (1976)
天野，村串：電中研研究報告，No. 175001 (1975)
- (3) 赤崎，原，早田：電学論 A，98，109 (1978)
- (4) E. H. Ghrig et. al. : IEEE Trans. Power Apparatus Syst., PAS-86，278 (1967)
- (5) M. M. Khalifa & R. M. Morris : ibidem., PAS-86，290 (1967)
- (6) H. N. Scherer & B. J. Ware : ibidem., PAS-92，1043 (1973)
- (7) M. P. Sarma & W. Janischewskji : ibidem., PAS-88，1476 (1969)
- (8) 須永：電気学会放電研究会資料，ED·PE-79-15 (1979)
- (9) 赤崎，原，林：放電研究，No. 75，B-3 (1979)
- (10) A. P. Krueger, S. Kotaka & P. C. Andriese : Inst. J. Biometro., 9，3，201 (1965)
- (11) I. Andersen : Proc. 6th Inst. Biometro - Logical Cong., 229 (1973)
- (12) 松元：電学誌，88，2271 (1968)

第9章 結 論

第2章、第3章および第4章において、正極性インパルス印加時の初期電子供給源としての負イオンについて得られた結論は以下の通りである。

(1) 正極性インパルス印加時の初期電子が、大気中の負イオンから衝突離脱作用で供給されたとした場合のファーストコロナ発生までの時間分布を求める理論式を示した。

(2) 自然大気および人工的な負イオン拡散大気におけるファーストコロナ発生時間分布から、両大気の電子発生割合を求めた。電子発生割合の時間的变化から、自然大気および負イオン拡散大気における初期電子供給源として、それぞれ、ハイドロニウム負イオンと酸素分子負イオンが推定される。

(3) 高性能エアフィルタ通過大気中において、棒-平板電極系にコロナ開始以下の直流電界を予備的に印加して放電空間の負イオン密度を減少させると、正極性長波尾インパルス印加した際のファーストコロナ発生時間は、予備的直流電界を印加しない場合に比べて、数百～数千倍に増加する。

微粒子の多い自然大気中では、この効果は少なく、また予備的直流電界は正極性よりも負極性が有効である。

(4) 予備的直流電界を印加しておいて正インパルスを重畳した場合に、ある時間帯に集中してコロナが発生する。この時間は、インパルス電界で移動度 $1.8 \sim 2.1 \text{ cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ の負イオンが平板電極表面から棒電極先端近傍の臨界領域 ($E \geq 24.5 \text{ kV/cm}$ の領域) まで飛行する時間に相当する。また、平板電極における巨視的電界が約 $4.1 \sim 5.5 \text{ kV/cm}$ 程度になると負イオンが平板から出発するとみなすことができる。

(5) 正極性雷インパルスおよび開閉インパルスを三種類のギャップに印加し、ファーストコロナ発生時間分布から二種類の大気における電子離脱頻度を求めた。フィルタ通過大気の電子離脱頻度は、 $\nu = 84.8 \exp(-277/E) [\mu \text{ sec}^{-1}]$ で、室外大気の電子離脱頻度は、 $\nu = 35.7 \exp(-286/E) [\mu \text{ sec}^{-1}]$ である。

ただし、 E は電界で、単位は kV/cm である。

(6) 清浄大気中の電極系に予備的な直流電界を印加した場合には、正極性インパルスの50パーセント電圧 V_{50} は上昇する。この上昇効果は短時間パルスで短ギャップの方が顕著である。

第5章および第6章において、正・負両極性開閉インパルス放電進展中の空間電荷電界に関する測定および計算で得られた結論は以下の通りである。

(7) 正・負両極性インパルスを印加した際のファーストコロナにおいて、棒先端近傍の空間電荷電界は、ファーストコロナ発生瞬時電界の増加と共に直線的に増加する。この特性は、ギャップ長や棒先端形状が変化しても成立する。

(8) ファーストコロナ発生直後の空間電荷密度関数を仮定し、電荷重畳法を用いて、電界プローブによる実測値を満足する空間電荷分布を求めた。推定した空間電荷分布において、ファーストコロナ停止直後の棒電極表面電界分布を求めると、負極性の場合には正極性の約2倍の大きさを示している。また、両極性とも放電電荷量の差は、棒電極表面電界分布に余り影響をおよぼさないという結果が得られた。

(9) 正極性インパルス印加時のコロナ休止期間における棒先端近傍の電界変化において、1st～2ndコロナ間では実測値と計算値とがほぼ一致するが、2nd～3rd間および3rd～4th間では実測値は計算値より小さい傾向を示す。これは、1stコロナ発生後の時間経過と共に棒電極先端近傍に発生した負イオンが解離または棒電極に直接流入して減少し、正味の残留正空間電荷が増加するためであると考えられる。

(10) 過電圧率の大きい正極性インパルスを印加すると、2～3個の先行コロナに続いて、発生周期の短いパルス状放電を経てフラッシュオーバーにいたる。この放電は電圧変化率の小さい波頂部で発生している。一方、負極性インパルスを印加した場合、微小コロナに続いて顕著なコロナが発生し、フラッシュオーバーにいたる。

(11) 計算点の多い2導体電極系の電界計算に電荷重畳法を適用する場合に、各導体

ごとに、相互の仮想電荷による誘導電位を打消す仮想電荷を繰返し計算で求める方法を取った。この計算法は、多導体電極系の計算に有効であると考えられる。

第7章および第8章において、イオン移動度の経時変化測定、直流コロナ放電中の同軸円筒電極系における若干の実験結果と大規模電極系における空間電荷分布の予測計算で得られた結論は以下の通りである。

(12) インパルスコロナで発生させたイオン群の移動度は、発生後約0.02秒～約4秒の時間範囲で、大気中の相対湿度ではなく絶対湿度に依存する。

(13) 正イオンの換算移動度(0℃, 760 Torr)について、次の実験式を求めた。

$$k(t) = -0.03338 \ell_n t + 1.067 \quad (AH = 5.1 \text{ g/m}^3)$$

$$k(t) = -0.01627 \ell_n t + 0.9356 \quad (AH = 11.9 \text{ g/m}^3)$$

$$k = 0.94 \quad (AH = 23.7 \text{ g/m}^3)$$

ただし、 t : イオン発生後の時間, 単位は秒

AH : 絶対湿度

k : 移動度, 単位は $\text{cm}^2/\text{v}\cdot\text{s}$

(14) 負イオン移動度は、約0.02秒～約4秒の範囲では経時変化を示さない。しかし、移動度は絶対湿度の増加と共に減少し、その換算移動度(0℃, 760 Torr)の実験式が次のように求められた。

$$k = -0.01316 \times (AH) + 1.556 \quad (5.1 \text{ g/m}^3 \leq AH < 24 \text{ g/m}^3)$$

$$k = -0.004167 \times (AH) + 1.340 \quad (AH \geq 24 \text{ g/m}^3)$$

ただし、 AH : 大気中の絶対湿度

(15) 直流単極性のコロナ放電が発生した場合、周囲大気中の一方の極性イオン量が増加し、同時に逆極性のイオン量が減少するので、両極性のイオン量がほぼバランスしている自然状態とずれたイオン状態となる。また、周辺大気中のオゾン濃度はコロナ発生と共に増加するが、その増加量とコロナ電流や電源極性との関係は単純な傾向を示さない。

(10) イオン移動度が経時変化を示す場合における同軸円筒電極系の空間電荷および電界分布の計算法を確立し、若干の仮定のもとにコロナ放電中の大規模同軸円筒電極における予測計算を行なった。季節によりイオン移動度が変化した場合、放電空間の実効電界分布は両極性とも変化は少ない。一方、内部導体近傍の空間電荷分布は影響を受ける。とくに、正極性コロナの場合に影響が顕著である。

以上が本論文のまとめであるが、インパルス放電現象では、ファーストコロナに継続する放電現象をダイナミックなモデルを用いて、いかにうまくシミュレーションしていくかが今後の課題である。また、直流コロナによるイオン流に関しては、発生イオン種の解明、小イオンから大イオンへの変化および風との関係を明らかにすることが今後の課題である。

謝

辞

本研究は、神戸大学工学部電気工学科・角田美弘教授の終始かわらぬ懇切な御指導と御鞭達および荒井健次教授の終始かわらぬ適切な御指導と御援助のもとで行なわれたもので、ここに深く感謝の意を表します。

本論文をまとめるにあたって、貴重な御教授、御指導を賜った大阪大学工学部電気工学科・木下仁志教授および犬石嘉雄教授に深く感謝の意を表します。

また、本論文について貴重な御指摘を賜った大阪大学・山中千代衛教授、藤井克彦教授、鈴木胖教授、横山昌弘教授、中井貞雄教授、松浦虔士助教授、吉野勝美助教授に深く感謝の意を表します。

著者がかねて神戸大学工学部で御指導を賜っている電気工学科の丸橋徹教授、麦林布通教授および電子工学科の阿部謙治教授、坊博教授、平野浩太郎教授、羽根田博正教授に厚く御礼を申し上げます。

さらに、本研究を遂行するにあたって種々の面で御協力いただいた元神戸大学院生・前川信行、金岡護、植田朝喜興、石川光一、諫山靖生、森下博、豊島謙治、杉村章、小坂憲一の諸氏ならびに元卒研究生諸氏に厚く御礼を申し上げます。また、有益な御討論、御援助をいただいた神戸大学工学部・薩谷泰資技官および神戸大学院生・大垣定彦氏に厚く御礼を申し上げます。

最後に、日頃親切な御援助をいただいている神戸大学工学部電気工学科および電子工学科の各位に厚く御礼を申し上げます。

発表論文と資料

I 電気学会論文誌関係

- (1) 高分子絶縁材料の部分放電劣化に及ぼす湿度の影響
電気学会論文誌 A, 96, 3, 119(1976-3)
- (2) 空気中の正極性インパルスコロナに及ぼす負イオンの影響
電気学会論文誌 A, 97, 11, 571(1977-11)
- (3) 清浄大気中の正極性インパルスコロナに及ぼす直流電界の効果
電気学会論文誌 B, 99, 10, 627(1979-10)
- (4) 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
電気学会論文誌 A, 100, 6, 337(1980-6)
- (5) 大気中における開閉インパルス放電進展中の空間電荷電界測定
電気学会論文誌 A, 102, 5, 17(1982-5)

II 国際学会関係

- (1) Effect of Humidity on the Degradation of Insulating Materials Exposed to Partial Discharge, Proc. of 2nd International High Voltage Symposium in Zürich, 5.2-05, 638(1975-9)
- (2) Influence of Humidity on Variation of Ion Mobility with Life Time in Atmospheric Air, Proc. of IEEE/Power Engineering Society 1982 Summer Meeting in San Francisco, 82 SM319-2(1982-7)

III 電気学会研究会およびシンポジウム関係

- (1) 高分子材料の耐放電寿命に及ぼす湿度の影響
第3回電気絶縁材料シンポジウム, VI-7, 101(1970-9)
- (2) 耐放電寿命試験時の試料裏面の温度分布測定
絶縁材料研究会, IM-71-31(1971-11)

- (3) 高分子絶縁材料の耐放電寿命に及ぼす湿度の影響
第6回電気絶縁材料シンポジウム, V-9, 145(1973-9)
- (4) 空気中の正極性コロナ遅れに及ぼす負イオンの影響
放電研究会, ED-76-19(1976-6)
- (5) コロナ放電で発生するイオン移動度測定
放電研究会, ED-78-57(1978-10)
- (6) 正極性インパルスの放電現象に及ぼす直流掃引電圧の効果
放電研究会, ED-78-63(1978-10)
- (7) 清浄大気中の正極性インパルス放電現象に及ぼす直流電圧の効果
放電研究会, ED-79-37(1979-9)
- (8) 開閉インパルス放電進展中の空間電荷電界変化
放電研究, No. 85, 47(1981)
- (9) 大気中開閉インパルス放電進展中の空間電荷分布推定
放電研究会, ED-82-19(1982-6)
- (10) コロナ放電で発生するイオンの移動度経時変化に及ぼす湿度の影響
放電研究会, ED-82-20(1982-6)
- (11) 大気中の正極性グロー放電で発生する正イオン種の測定
放電研究会, ED-82-55(1982-10)

IV 神戸大学工学部研究報告関係

- (1) Time Lags of Positive Corona Discharges in Atmospheric Air
Memoirs of the Faculty of Engineering Kobe Univ., No. 24, 157(1978)
- (2) Some Applications of Optoelectronics to Measuring Gaseous Discharge Phenomena, *ibidem*, No. 26, 187(1980)
- (3) Computation of Positive Corona Onset Voltage in Atmospheric Air,
ibidem, No. 27, 131(1981)

V 電気学会一般講演関係

- (1) 絶縁物の放電劣化過程とその表面電荷分布
電気四学会連合大会, No. 117(1970-4)
- (2) 集中電極法によるコロナ放電現象(II)
電気四学会連合大会, No. 120(1970-4)
- (3) 耐放電寿命試験時の電流波形と堆積電荷分布に及ぼす湿度の影響
電気関係学会関西支部連合大会, G 5-11, (1970-9)
- (4) 高分子材料の耐放電寿命に及ぼす湿度の影響(II)
電気学会全国大会, No. 252(1971-3)
- (5) 耐放電寿命試験時の試料裏面の温度分布測定
電気関係学会関西支部連合大会, G 5-7(1971-10)
- (6) 各湿度における部分放電劣化面の表面抵抗測定
電気関係学会関西支部連合大会, G 5-11(1972-10)
- (7) 高分子材料の放電劣化面抵抗の湿度特性
電気学会全国大会, No. 293(1973-4)
- (8) 平行平板電極系におけるコロナ光観測
電気関係学会関西支部連合大会, G 5-11(1973-10)
- (9) 平行絶縁物間のコロナ放電現象
電気学会全国大会, No. 271(1974)
- (10) 空気中におけるコロナおよび火花おくれに対するイオンの影響(2)
電気学会全国大会, No. 98(1975-4)
- (11) 空気中におけるコロナの遅れに対するイオンの影響
電気関係学会関西支部連合大会, G 1-23(1975-11)
- (12) 空気中におけるコロナ遅れに対するイオンの影響(II)
電気学会全国大会, No. 91(1976-4)
- (13) 空気中の正極性コロナ遅れに及ぼす負イオンの影響

- 電気関係学会関西支部連合大会，G 1-39(1976-11)
- (14) 空気中の正極性インパルスコロナ遅れ
電気関係学会関西支部連合大会，G 1-13(1977-11)
- (15) オプトエレクトロニクスを用いたイオン移動度の測定
電気関係学会関西支部連合大会，G 1-15(1977-11)
- (16) コロナ放電で発生するイオン移動度測定
電気学会全国大会，No. 85(1978-4)
- (17) 電線からのインパルスコロナ損のデジタル計測
電気学会全国大会，No. 888(1978-4)
- (18) コロナ放電で発生するイオン移動度測定(II)
電気学会全国大会，〔2〕No. 100(1979-4)
- (19) 大気中の初期負イオン密度と正極性インパルス放電現象との相関
電気学会全国大会，〔2〕No. 111(1979-4)
- (20) 孤立イオン群の等価移動度について
電気学会全国大会，〔2〕No. 115(1980-4)
- (21) コロナ放電およびリーダ開始時の空間電荷電界測定
電気関係学会関西支部連合大会，G 1-12(1980-10)
- (22) 長時間範囲のイオン移動度経時変化
電気関係学会関西支部連合大会，G 1-13(1980-10)
- (23) 大気中のイオン移動度の経時変化における絶対湿度の影響
電気関係学会関西支部連合大会，G 1-1(1981-11)
- (24) 正極性ファーストコロナの空間電荷分布推定
電気関係学会関西支部連合大会，G 1-2(1981-11)
- (25) ファーストコロナ放電時の空間電荷電界の測定
電気関係学会関西支部連合大会，G 1-3(1981-11)
- (26) 正極性ファーストコロナの空間電荷分布推定(2)

電気学会全国大会，〔2〕No.122(1982-3)

(27) 直流コロナによる大気中のオゾンおよびイオン変化測定

電気学会全国大会，〔2〕No.124(1982-3)