

Title	SF6 ガス絶縁の高電圧機器への適用に関する研究
Author(s)	遠藤, 奎将
Citation	大阪大学, 1989, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/109
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

SF₆ガス絶縁の高電圧機器への
適用に関する研究

遠 藤 奎 将

S F₆ガス絶縁の高電圧機器への
適用に関する研究

遠 藤 奎 将

SF₆ガス絶縁の高電圧機器への適用に関する研究

内 容 梗 概

SF₆ガス絶縁機器の開発・実用化は昭和40年代初頭から始まり、今日ではガス遮断器(GCB)やガス絶縁開閉装置(GIS)として66kV~500kVの電力系統で広く使用されている。SF₆ガス絶縁機器の絶縁距離は極めて短く、例えば500kVGISで数十cmに過ぎない。これは空気絶縁のときの1/20~1/30の短かさであり、この短い絶縁距離で雷インパルス試験電圧1550kV~1800kV、商用周波試験電圧750kV~840kVの非常に高い電圧に耐えなければならない。機器開発にとって、いかに短い絶縁距離でこの高い電圧に耐えかつ高い信頼度を確保するかということが最も重要な課題である。本論文は、この課題に沿って機器開発当初から今日に至るまで筆者が行ってきたSF₆ガス絶縁の研究をまとめたものであり、9章及び謝辞からなっている。以下に各章毎の内容を示す。

第1章では、ガス絶縁機器の研究課題を明らかにすると共にそれに対する内外の研究の現状を述べ、機器の信頼度向上における問題点を指摘し本研究の位置づけを行った。

第2章では、破壊電界強度が最も低くなる1発目の破壊電界強度の確率分布を明らかにした。この確率分布はワイブル分布で表すことができ、分布のパラメータをバフ仕上げた電極と粗仕上げた電極について求めた。これを用いた確率計算により、電極面積効果、すなわち、大形の電極における破壊電界強度の低下を精度よく計算できることを示した。

第3章では、低い直流電界を印加しただけで電極間に非常に大きな暗電流が流れる現象について明らかにした。陽極と陰極の電極表面粗さの組合せを変えたり電極クリーニングの仕方を変えたりすることにより暗電流の流れ始める電界強度と暗電流値が大きく変わることを見出した。また、低い電界強度で大きな暗電流が流れる原因は電極に付着した微小な金属粒子であることを示した。

第4章では、電極接触部にくさび状の微小なガスギャップをもつエポキシ棒を用いて沿面フラッシュオーバー特性に及ぼすエポキシ棒サイズの影響、ガス圧力の影響、電界集中度の影響などについて明らかにした。そして、従来から言われてきた最大電界一定型のフラッシュオーバーには従わないことを見出した。その

フラッシュオーバー電圧は、くさび状ガスギャップにおける放電にストリーマ理論を適用することにより精度よく計算できることを示した。

第5章では、金属粒子が混入したときのフラッシュオーバー特性について検討した。金属粒子はフラッシュオーバー電圧を大きく低下させるため機器の絶縁信頼性を大きく損なう。合理的な絶縁を可能にするために、金属粒子の長さや太さ、電極サイズおよびスペーササイズの影響について明らかにした。この結果に基づいて、ガス空間破壊電界強度はコロナ安定化作用を考慮することによりストリーマ理論を用いて精度よく計算できることを導いた。また、沿面フラッシュオーバーは電界の沿面方向成分に支配されていることを見出し、その閾値を実験的に求めた。

第6章では、電極を誘電体被覆したときのガス空間の絶縁耐力に及ぼすピンホールの影響、電極表面の突起寸法の影響および金属粒子の影響などを明らかにした。被覆にピンホールがあっても、また、エポキシ樹脂で1mm厚さに被覆すると電極に1mmの凹凸があっても破壊電界強度は極限破壊電界まで向上すること、大形の金属粒子が付着すると被覆による破壊電界強度の向上は非常に小さいことを明らかにした。

第7章では、スペーサのひだについて検討し、金属粒子付着時の沿面フラッシュオーバー電圧の低下を小さくするためにひだが具備すべき条件を明らかにした。この条件に従ってひだを最適化することにより、沿面フラッシュオーバー電圧を1.3~1.4倍向上させることができた。

金属粒子は浮上しなければ絶縁的に無害化することができるが、第8章では、筆者の考案した新しい方式の浮上防止方法についてまとめた。従来の補助電極を設ける方法と違い、筆者はタンク内面を強誘電体やエレクトレットで被覆する方法を用い、金属線の浮上開始電界強度を通常の塗料塗布時より2倍程度高くすることができた。これは、送電線の一線地絡時の過渡的な電圧上昇に対しても十分に浮上を防止できる高さである。

第9章では、第2章から第8章までの研究成果を総括した。

1989年 6月 遠藤 奎 将

目 次

第1章 緒 言	1
1.1 ガス絶縁機器の現状と研究課題	1
1.2 ガス空間絶縁の研究状況	2
1.3 固体絶縁物沿面絶縁の研究状況	6
1.4 金属粒子汚損時の絶縁特性の研究状況	8
1.5 参考文献	9
第2章 ガス空間破壊電界確率分布と面積効果	15
2.1 まえがき	15
2.2 実験方法	16
2.2.1 電極形状	16
2.2.2 課電方法	16
2.3 弱点破壊とワイブル分布	19
2.4 コンディショニング効果	22
2.5 初回直流破壊電界確率分布	25
2.5.1 バフ仕上げ電極	25
2.5.2 粗面仕上げ電極	28
2.6 初回雷インパルス破壊電界確率分布	29
2.7 初回破壊電界強度の低下原因	31
2.7.1 破壊電界強度の低下因子	31
2.7.2 金属粒子の数と寸法	33
2.8 面積効果	35
2.8.1 初回破壊電界確率分布と面積効果の関係	35
2.8.2 偏心円筒電極における実効電極面積	38
2.8.3 粗面仕上げ電極の直流フラッシュオーバー電圧・ 破壊電界強度	40
2.8.4 バフ仕上げ電極の直流フラッシュオーバー電圧・ 破壊電界強度	42

2.8.5	雷インパルス破壊電界強度	44
2.9	まとめ	45
2.10	参考文献	46
第3章	ガス空間暗電流特性	48
3.1	まえがき	48
3.2	実験方法	49
3.2.1	電極の表面処理	49
3.2.2	暗電流測定方法	50
3.3	実験結果	50
3.3.1	暗電流開始電界強度	50
3.3.2	課電履歴特性	51
3.3.3	暗電流-時間特性	55
3.4	暗電流のメカニズム	57
3.4.1	電界放出と金属粒子による暗電流	57
3.4.2	電極に付着した金属粒子	59
3.5	まとめ	63
3.6	参考文献	63
3.7	付録	64
A	金属粒子により運ばれる電流	64
第4章	エポキシ棒沿面フラッシュオーバー特性	66
4.1	まえがき	66
4.2	実験方法	67
4.2.1	供試エポキシ棒	67
4.2.2	測定方法	68
4.3	電位・電界分布	68
4.4	沿面フラッシュオーバー電圧	70
4.4.1	極性効果	70
4.4.2	高電圧電極先端半径の影響	71
4.4.3	エポキシ棒長さの影響	72
4.4.4	ガス圧力特性	73
4.4.5	サイズ効果	74

4.5	ガスくさびの電界強度と微小放電	75
4.5.1	電界強度分布	75
4.5.2	微小放電の発生	77
4.6	沿面フラッシュオーバー電圧の新しい推定方法	79
4.7	まとめ	84
4.8	参考文献	85
第5章	フラッシュオーバー特性に及ぼす金属粒子の影響	86
5.1	まえがき	86
5.2	実験方法	86
5.2.1	電極とスペーサ	86
5.2.2	金属粒子と取付け方法	88
5.2.3	印加電圧	89
5.3	金属粒子の太さの影響	89
5.4	ガス空間フラッシュオーバー特性	92
5.4.1	ガス圧力効果	92
5.4.2	金属線長さの影響	93
5.4.3	破壊電界強度	96
5.4.4	コロナ緩和を考慮した破壊電界強度の計算方法	96
5.5	スペーサ沿面フラッシュオーバー特性	101
5.5.1	スペーサへの金属線の付着	101
5.5.2	AC沿面フラッシュオーバー特性	104
5.5.3	電界分布と沿面破壊電界強度の閾値	105
5.5.4	スペーサ サイズの効果	108
5.5.5	自由金属線によるフラッシュオーバー電圧との比較	109
5.5.6	雷インパルス フラッシュオーバー電圧	111
5.6	まとめ	112
5.7	参考文献	113
第6章	被覆による絶縁耐力の向上	116
6.1	まえがき	116
6.2	実験方法	118
6.2.1	供試電極	118

6.2.2	被覆材	118
6.2.3	電圧印加方法	119
6.3	電極表面突起の影響	119
6.4	ピンホールの影響	122
6.5	金属粒子の影響	123
6.6	検討	126
6.6.1	被覆による電界緩和とフラッシュオーバー電圧の向上	126
6.6.2	金属線存在時のフラッシュオーバー電圧の向上	128
6.7	まとめ	130
6.8	参考文献	131
第7章	ひだによるスペーサ沿面絶縁耐力の向上	132
7.1	まえがき	132
7.2	実験方法	133
7.3	スペーサの電位・電界分布	133
7.4	ひだの効果の基本特性	135
7.5	ひだ付きポストスペーサのフラッシュオーバー特性	139
7.6	ひだの最適化とスペーサの高耐圧化	142
7.7	ひだによる絶縁耐力向上メカニズム	144
7.8	まとめ	145
7.9	参考文献	145
第8章	金属粒子浮上防止技術	147
8.1	まえがき	147
8.2	実験方法	148
8.2.1	実験装置	148
8.2.2	被覆材料	149
8.3	金属粒子浮上防止の原理	152
8.4	強誘電体被覆による金属粒子浮上開始電界強度の向上	155
8.5	エレクトレットによる金属粒子浮上開始電界強度の向上	157
8.6	実機器への適用効果	159
8.7	まとめ	161
8.8	参考文献	161

8.10 付 録	163
B 金属線の充電電流	163
第9章 総 括	166
謝 辞	170
研 究 業 績	171

第1章 緒言

1.1 ガス絶縁機器の現状と研究課題

SF₆ガスは、1900年パリ大学のMoissanとLebeauによって合成された極めて安定で、しかも、アーク消弧特性やアーク消滅後の絶縁回復特性が非常にすぐれたガスである。この性質は交流遮断器の消弧媒体としてうってつけであり、1955年には世界で初めてアメリカで本格的ガス遮断器(GCB : gas circuit breaker)として実用化された。日本において開発・実用化が始まったのは昭和40年代初頭であり、それ以後 GCBとしてだけでなく母線や断路器、接地開閉器をも一緒に金属密閉容器に封入した いわゆるSF₆ガス絶縁開閉装置(GIS : gas insulated switchgear)として急速に普及していった。今日では66kVの高圧級から500kVの超高压級まで実用化されており、送電システムの重要な機器になっている。さらに、20世紀末に予定されている超々高压(UHV)送電でもUHV変電所はGISになる見通しである。

わずか20年たらずの間に電力機器へのSF₆ガスの適用がこのように急速に進んだ理由は、①ガス自身の持つ優れた絶縁性能とアーク消弧性能のため機器を非常に小形・高性能にできること、②密閉容器に収納されているため騒音や景観などの環境調和性が向上すること、③気中変電所の数分の1以下に小形化でき変電所用地取得難を解消できること、④塩害やじんあいの影響をうけず高信頼度なこと、⑤高電圧部が露出せず安全性が高いこと、⑥変電所建設費が安いことなどの大きな特長があるからである。

GISは、図1.1¹⁾に示すように、GCB、断路器(DS)、接地開閉器(ES)、母線(BUS)などで構成された機器であり、基本的には高電圧導体が円筒状の接地金属タンクの中に収納されスペーサや絶縁ロッド等の絶縁物で固定・支持された絶縁構造をしている。その内部には数bar以上の高気圧のSF₆ガスが充気され、高電圧導体と接地金属タンクの間は数cm~数十cmの絶縁距離に保たれている。このような短い絶縁距離で400kV~1800kVの雷インパルス電圧に耐えなければならぬため、信頼性が高くしかも性能の良いGIS・GCBにするためには実機器で遭遇する幾多のSF₆ガス絶縁特性を明確にすることが不可欠である。昭和40年代はGIS・GCBの実用化と高電圧化

が急ピッチで進められた時代であり、開発のための絶縁基本特性の研究と高電圧化のための絶縁技術開発が行われた。高電圧化が一段落した昭和50年代以降はコンパクト化が、次いで、高信頼度化が進められ、その過程において絶縁研究自身も開発・実用化研究からコンパクト化・高信頼度化研究へと範囲を拡大してきた。表1.1はそれらをまとめたものである。SF₆ガスは、空気等の通常の気体に比べ実効電離係数の電界依存性が桁違いに大きく、一旦放電開始するとフラッシュオーバーまで進展しやすいという性質があるため、電界集中に非常に敏感でありこれに対する絶縁特性の解明と対策が研究の主体であったと言っても過言ではない。次節以降において SF₆ガス空間の絶縁特性と固体絶縁物沿面の絶縁特性に分けてその現状について記述する。

- CT : current transformer
- DS : disconnecting switch
- ES : earthing switch
- GCB : SF₆ gas circuit breaker
- LA : lightning arrester

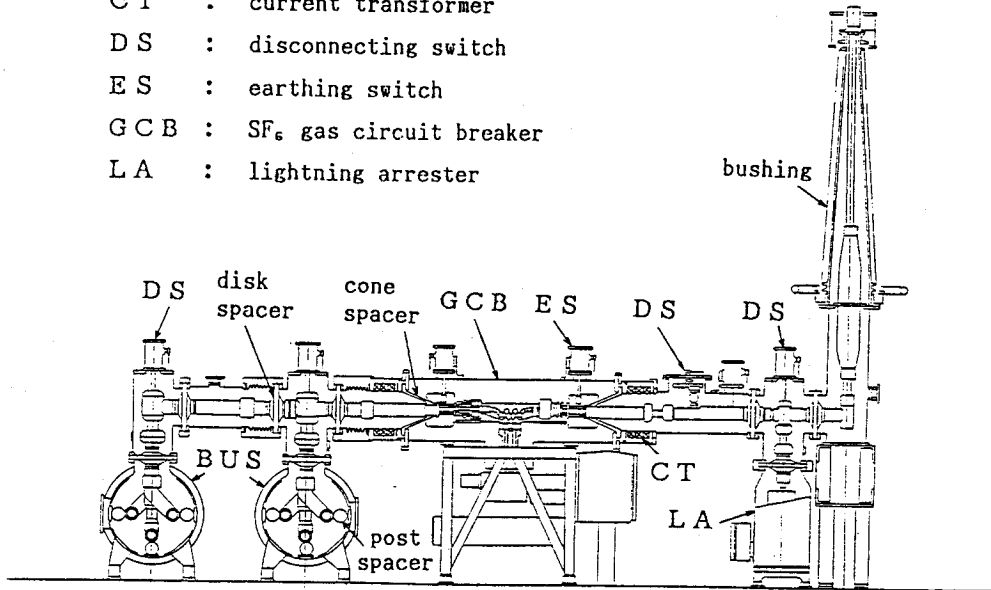


Fig.1.1 Typical configuration of GIS.

1. 2 ガス空間絶縁の研究状況

SF₆ガスは電界強度に非常に敏感なガスであり、最大電界強度がある一定

表 1. 1 高電圧機器における SF₆ ガス絶縁研究課題

	ガ ス 空 間	固 体 絶 縁 物 沿 面
基 本 特 性 お よ び 高 電 圧 化 の 課 題	<ul style="list-style-type: none"> ・理想状態の破壊電界強度 ・電極材質の影響 ・電極表面粗さの影響 ・コンディショニング効果 ・水分の影響 ・V-t特性 	<ul style="list-style-type: none"> ・フラッシュオーバー特性 ・スペーサ形状の効果 ○電極-絶縁物接触部の影響 (トリガジャンクション) ・同 左 ・同 左
コ ン パ ク ト 化 の 課 題	<ul style="list-style-type: none"> ○破壊電界確率分布 ○電極面積効果 ○暗電流特性 ○高電圧電極の被覆効果 	<ul style="list-style-type: none"> ・同 左 ・形状最適化 ・直流電界分布とフラッシュオーバー特性 ・直流表面帯電
高 信 頼 度 化 の 課 題	<ul style="list-style-type: none"> ○金属粒子によるフラッシュオーバー電圧の低下 ○金属粒子の捕獲 ○高電圧電極の被覆効果 ・AC/IMP重畳時のフラッシュオーバー特性 	<ul style="list-style-type: none"> ○同 左 ○ひだによる放電抑制 ・同 左

(注) ○ : 本論文の研究対象、

AC : 商用周波電圧、 IMP : 雷インパルス電圧

値になると破壊する性質がある。Pedersen氏²⁾はそのメカニズムについて定量的に検討をおこない、電子なだれが電離増殖し電子の数が10⁸個になると自己進展性の強いストリーマに転換しフラッシュオーバーするというストリーマ理論に従うことを見出した。そして、平等電界中では電離係数が付着係数に等しくなる電界8.89P MV/m (P : ガス圧力 [bar]) (これを極限破壊電界E_{cr}と呼ぶ)でフラッシュオーバーすることを導出した。宅間氏³⁾、新田氏ら⁴⁾はこの考えをさらに発展させ、半径aの丸みをもつ電極では極限破壊電界E_{cr}は(1.1)式で与えられることを示した。

$$E_{cr} = 8.89P \left(1 + \frac{0.17}{\sqrt{Pa}} \right) \quad [\text{MV/m}] \quad \dots\dots\dots (1.1)$$

ここで、Pはガス圧力〔bar〕である。しかし、このような高い電界強度でSF₆ガスがフラッシュオーバーするのはガス圧力が低いときに限られており、実機器で使用される4 bar以上の高いガス圧力のときには、極限破壊電界よりも低い電界強度でフラッシュオーバーする⁵⁻¹¹⁾。電界強度が10MV/m程度になるとこのような破壊電界強度の低下が現れるようであり⁶⁾、その原因として電極表面粗さ、電極面積、電極材質、水分などが考えられてきた。

電極表面には微小な突起が存在し、この突起により電界が局部的に強くなる結果、たとえマクロにみた電界強度が極限破壊電界以下であってもミクロに見ると突起先端でストリーマ条件が達成されてしまいフラッシュオーバーを生じることがある。電極表面を人為的に粗くし破壊電界強度を測定すると、それは粗さに対して敏感であり、粗さが増すにつれ大幅に低下する¹²⁻¹⁴⁾。Pedersen氏¹⁵⁾は、電極表面上の微小な突起を半球突起で模擬して突起近傍の電界を解析的に求め、ストリーマ理論を適用することにより破壊電界強度がP×R（R：半球突起の半径）の関数で与えられることを示した。そして、破壊電界強度が極限破壊電界から低下しない条件は（1. 2）式で与えられること、積PRが大きくなるにつれ破壊電界強度が低下して行くことを理論的に明らかにした。

$$PR < 40 \text{ [bar} \cdot \mu\text{m]} \quad \dots\dots\dots (1. 2)$$

突起を回転楕円体（Agapov氏¹⁶⁾）や先端半球棒（Cooke氏¹⁷⁾）で模擬した場合も同様の方法を用いて計算できる。形状の判った人工的な突起を用いて測定すると、この考え方で精度よく破壊電界強度を推定できるようである。しかし、実機器や面積の大きな通常の電極において突起形状を正確に把握することは不可能に近く、このような計算により破壊電界強度を計算することは事実上不可能である。

個々の突起の形状をミクロに捉えるのではなく、もっとマクロに捉えて、突起形状は或る分布をしていると考えて破壊電界を統計的に扱ったほうがより現実的である。フラッシュオーバーを重ねると破壊電界強度が次第に上昇するという現象（コンディショニング効果）があり、これはフラッシュオーバーにより突起が大きい順に溶融・除去されるためであることから、この時の破壊電界強度を統計的に扱うことにより間接的に突起の大きさの分布を知ることができるという考えがある。コンディショニング効果に極値分布を適用できることを最初に指摘したのはCookson氏¹³⁾であり、新田氏ら^{19, 21)}はこれをさらに発展させワイ

ブル分布を適用して表面粗さによる分布形状の相違や面積効果（電極面積が大きくなると破壊電界強度が低下する現象）について検討を行った。ワイブル分布を用いて面積の大きな電極の破壊電界強度を計算すると、多くの場合実測値とかなりよく一致するようである。しかし、実機器や大形の同心円筒電極では一発目の破壊電界強度またはフラッシュオーバ電圧が異常に低くなることもあり、これと計算値とは必ずしも一致せず一般に計算値の方が高くなる。これは“予期せぬ低い電圧”（unexpected low voltage）と言われているが、実機器ではフラッシュオーバは絶対に避けなければならず、一発目の低いフラッシュオーバ電圧をも正確に推定できることが極めて重要になっている。

電極材質の影響に関しては、

- (1) フラッシュオーバ電圧は陰極の材料には影響されるが陽極材料には影響されないこと、
 - (2) 陰極材料としてステンレススチールを用いたときにフラッシュオーバ電圧が最も高く、銅、アルミニウムの順に低くなること
- が明らかにされている^{6, 12, 13, 22-24}。電子の電界放出のしやすさ^{24, 25}、酸化膜のしやすさ¹³、硬さ^{9, 24}等が電極材料効果の原因と考えられている。このような電極材質効果は電極面積の小さい場合に現れ、面積が 10^3cm^2 位になると材料間の違いがなくなり実用上大きな問題ではないことが明らかになっている⁹。

SF₆ガス中の水分の影響が真剣に議論されるようになったのは1966年～1967年にかけてアメリカでGCBの絶縁破壊事故が相次いで発生したことに由来する²⁶。これはSF₆ガス中の水分量が増えて水滴になったことが原因であり、重電メーカーを中心に研究が進み現在ではすっかり解明されて次のことが明らかになっている²⁷⁻²⁹。

- (1) 水分が気体として混入している限り絶縁耐力には影響しない。
 - (2) 水分が結露すると絶縁耐力が低下する。結露は数千ppm(vol.)の水分量のときに発生する。
 - (3) 水分が霜や氷になると絶縁耐力はほとんど低下しない。
- 実機器では、この他に、アークにより分解したガスと水分との反応を考慮して数百ppm以下の低い水分量に管理されており、実用上全く問題のない状況にある。

GISが普及するにつれ、直流機器もSF₆ガスで絶縁しようという要求がでてきた。直流絶縁では暗電流という大きな問題がある。これを最初に指摘し

たのは電力中央研究所送電機能研究会であり、1964年～1965年に行われた管路気中送電線の第一次試験において負極性の直流500kV課電時に約50mAの大きな暗電流が記録されている³⁰⁾。このときのガス圧力は6bar、母線寸法は $\phi 114 \times \phi 340 \times \ell 29000$ mmであり、内部導体の電界強度は8MV/mである。その後の研究により、暗電流は電極表面上の微小な突起からの電子の電界放出³¹⁻³²⁾や突起先端の局所的な強電界による微小放電³²⁾に起因するといわれてきた。しかし、これらの研究では暗電流が流れ始める電界は6bar時に30MV/m程度になり、上述のような低い電界で暗電流がながれるメカニズムはまだ説明できていない。その原因の解明と対策が直流機器開発にとり重要になっている。

機器がコンパクトになるにつれ強電界で絶縁設計せざるをえず、このようなとき電極を絶縁物で被覆することは電極表面の凹凸による破壊電界強度の低下の防止と暗電流抑制にとり有効である。陰極面を被覆することにより破壊電界強度が著しく向上し、極限破壊電界と同等レベルまで改善される^{13, 34, 35)}。また、微小な導電性粒子が存在するときも破壊電界強度の向上に効果のあることが判明している。従来の研究は比較的平滑な電極で行われており、実用するに当たりどの程度表面を粗くしてよいのか全く判っていない状況である。また、絶縁耐力を著しく低下させる数mmの長さの金属粒子が存在するときのフラッシュオーバー電圧向上効果などについても解明されていず、実用するに当たり解明すべき事項が沢山残されている。

その他、絶縁協調のためフラッシュオーバー電圧-時間特性(V-t特性)³⁵⁾、商用周波電圧に雷インパルス電圧を重畳した時のフラッシュオーバー特性についても各所で検討が行われて次第に明らかにされつつある。

上述の研究状況の中であって、本論文の前半では、非常に重要ではあるが未だ十分に解明されていない課題、すなわち、1発目の低いフラッシュオーバー電圧の確率分布と推定方法、直流課電時の暗電流特性とそのメカニズム、電極被覆による破壊電界強度向上効果に及ぼす諸因子の影響について実験と解析により検討している。

1. 3 固体絶縁物沿面絶縁の研究状況

固体絶縁物が存在すると、一般にガス単独(ガス空間)のフラッシュオーバー電圧よりも低い電圧でフラッシュオーバーする。(沿面フラッシュオーバー電圧) / (ガ

ス空間フラッシュオーバ電圧)をスペーサ効率というが、通常0.4~0.8でありガス圧力が高いほどまた比誘電率が大きいほど小さくなる¹³⁾。スペーサ効率がこのように小くなる原因の一つに電極とスペーサ(固体絶縁物)接触部のできる微小ギャップがある。

電極と固体絶縁物の密着性が悪いとその接触部に微小ギャップができる³⁹⁾。また、機器構成上やむをえず微小ギャップが発生する場合もある。GISやGCBで使われる固体絶縁物は比誘電率が5~6と大きいため微小ギャップに著しい電界集中を生じフラッシュオーバ電圧の低下を招く。固体絶縁物の端部に人工的に微小ギャップを設けた実験^{38, 39)}により、コロナ放電開始電圧、フラッシュオーバ電圧とも固体絶縁物の比誘電率が大きくなるほど低くなること、コロナ放電は微小ギャップの電界強度が極限破壊電界に等しくなると発生することが明らかにされた。しかし、フラッシュオーバ電圧の低下を予測できるまでには至らず、それを定量的に推定する手法の開発が待ち望まれている。

固体絶縁物の絶縁特性はその表面の最大電界強度に支配されるため^{27, 41-43)}局所的な電界集中が生じないように形状が選定されている。Cooke氏ら⁴⁴⁾や佐藤氏ら⁴²⁾はポスト型スペーサに関して検討し、Maizel氏⁴⁵⁾、Cronin氏ら⁴⁶⁾、宅間氏ら⁴⁷⁾は円板型スペーサに関して検討し、それぞれ最適形状を提案している。しかし、後述のように、金属粒子により汚損された場合には最大電界の小さいスペーサが必ずしも最高の絶縁性能を持っているとは限らず、ひだの設置等による性能改善が必要である。

スペーサの形状設計を行うためには破壊電界強度が明確であることが必要である。これを確率的に扱った例はHampton氏⁴⁸⁾、Greenwood氏⁴⁹⁾、Nakanishi氏ら⁵⁰⁾の論文に見られ、正規分布やワイブル分布で表されているがまだ十分に研究されつくしたとは言えずなお一層の研究が必要である。

断路器で長い母線を切り離すと、切り離された母線に直流電圧が残留することがある。この残留直流電圧はたかだか交流電圧波高値程度であるが、これによりスペーサはじめ固体絶縁物に直流電圧が加わることになる。また、直流ガス絶縁機器では高い直流試験電圧が印加される。直流電圧印加時の固体絶縁物の電界分布は抵抗率によって決まる分布になり、比誘電率によって決まるAC電圧印加時の分布とは全く異なる。このため、商用周波電圧や雷インパルス電圧用として設計された固体絶縁物に直流電圧が加わると非常に低い電圧でフラッシュオーバする場合が多い。電界解析するためには固体絶縁物の表面抵抗率と体積抵抗率の電界による変化を正確に把握しておくことが不可欠であり、筆者

ら⁵¹⁾はこれを明らかにし電界解析を可能にした。今日では、直流電圧印加時の固体絶縁物の表面帯電現象について精力的に研究されている状況である⁵²⁻⁵⁷⁾。

このような研究状況下にあつて、本論文の半ばでは、くさび状の微小ギャップが絶縁物沿面フラッシュオーバー特性に及ぼす影響について取り上げ 実験と解析により検討を行い 新しい計算方法を導きだした。

1. 4 金属粒子汚損時の絶縁特性に関する研究状況

GIS・GCBの内部はじんあいのないクリーンな状態に保たれているが、万一混入すると じんあいの大きさや種類によっては フラッシュオーバー特性が影響を受ける場合がある。フラッシュオーバー特性を低下させるのは金属粒子などの導電性粒子であり、その特性に関し実用的見地から多くの研究がなされている^{27, 58, 63-76)}。現在までに以下の事項が明らかにされている。

- (1) フラッシュオーバー電圧を低下させるのは導電性粒子であり、絶縁性のものは低下させない。
- (2) 粒子は球型よりも細長い形状ほど影響が大きい。
- (3) ガス圧力が高いほどフラッシュオーバー電圧の低下が大きい。

従来の研究はそれぞれ特定の電極形状と特定の固体絶縁物、特定の大きさの金属粒子を用いて行われてきた。そのため得られた結果は定性的な境を出ず、機器の信頼性向上のためには一層の定量的な検討とフラッシュオーバーメカニズムの解明が不可欠になっている。

固体絶縁物に金属粒子が付着するとその沿面フラッシュオーバー電圧が著しく低下することがあるため、固体絶縁物にひだを設け一種のバリヤとして作用させることによりこの低下を防ぐことが試みられている⁷⁷⁻⁷⁹⁾。また、金属粒子があつても強電界部に移動しなければ絶縁的には無害であるので、機器内部に電界の弱い個所をつくりそこに金属粒子を捕獲し機器内部に浮遊させなくするいわゆるパーティクルトラップの研究も行われている⁸⁰⁻⁸¹⁾。しかし、実用するためには ひだの性能、パーティクルトラップのトラップ効率、これらの信頼性などまだまだ不明な点がおおく早急に解明することが必要である。

本論文の後半では、金属粒子による破壊電界強度の低下現象についてガス空間と固体絶縁物沿面の両者を対象にして系統だった実験と定量的な検討を行うと同時に、破壊メカニズムを明らかにしている。さらに、新しい概念に基づく

金属粒子浮上防止方法を開発しその効果について検討している。

1. 5 参考文献

- 1) ガス絶縁開閉装置誘導調査専門委員会：ガス絶縁開閉装置における低圧側への誘導現象：電気学会技術報告（Ⅱ部）第273号、p.4, (昭和63年6月)
- 2) A.Pedersen：Criteria for spark breakdown in sulfur hexafluoride：IEEE Trans. Power Apparatus and Sys. vol.PAS-80, no.8, p.2043-2048 (Nov./Dec.'70)
- 3) 宅間：高気圧SF₆ガス放電特性の理論的検討：電気学会誌 vol.90, no.7, p.1381-1387 (July '70)
- 4) 新田：SF₆ガスの絶縁特性：三菱電機技報 vol.44, no.9, p.1133-1142 (1970)
- 5) 放電常置専門委員会：SF₆ガス中における絶縁特性：電気学会技報(Ⅰ部)118号 (昭和52-4)
- 6) A.H.Cookson：Review of high-voltage gas breakdown and insulators in compressed gas：Proc. of IEE vol.128-pt.A, no.4, p.303-312 (May, 1981)
- 7) Y.Kawaguti et.al.：Dielectric breakdown of sulfur hexafluoride in nearly uniform fields：IEEE PES 'Summer Meeting 70TP577-PWR (1970)
- 8) I.M.Bortoni & C.M.Cooke：Electrical breakdown and the similarity law in SF₆ at extra-high-voltage：IEEE PES Winter Meeting T72 116-7 (1972)
- 9) 川口、毛受：同軸円筒電極配置におけるSF₆の絶縁破壊：電学誌 vol.90, no.10 p.2061-2068 (Oct. '70)
- 10) 毛受 他：球-球及び同軸円筒電極配置における高気圧SF₆ガスの絶縁破壊特性：電学論文誌 vol.93-B, no.11, p.551-558 (Nov. 1973)
- 11) H.M.Ryan & W.L.Watson：Impulse breakdown characteristics in SF₆ for nonuniform field gaps：CIGRE 15-01 (1978)
- 12) 遠藤 他：SF₆ガスの絶縁特性：昭和44電気東京支部大会 no.150
- 13) A.H.Cookson：Electrical breakdown for uniform fields in compressed gases：Proc.IEE vol.117, p.269-280 (1970)

- 14) J.C. Boko & S. Vigreux : Dielectric behaviour of insulation of SF6 at extra high voltage : CIGRE 15-08 (1976)
- 15) A. Pedersen : The effect of surface roughness of breakdown in SF6 : IEEE Tran. PAS-89, p.2043-2047 (1972)
- 16) V.G. Agapov & V. Razevig : Breakdown voltages of gaseous gaps at high pressure : Elektrichestvo no.5, p.32-34 (1972)
- 17) C.M. Cooke : Ionization, electrode effects and discharges at extra high voltages : IEEE Trans. PAS-94, p.1518-1523 (1975)
- 18) V.N. Borin et.al. : Characteristics of SF6 insulation under operating conditions in high-voltage apparatus : CIGRE 15-06 (1978)
- 19) T. Nitta et.al. : Area effect of electrical breakdown in compressed SF6 : IEEE Trans. PAS-93, p.623-629 (1974)
- 20) C. Masetti & B. Parmigiani : Area effect on the electrical breakdown of compressed SF6 insulated systems : 3rd ISH no.32-05 (1979)
- 21) 新田 他 : SF6ガスの絶縁破壊における面積効果 : 放電研究会資料 ED74-50 (Nov. 1974)
- 22) J.G. Trump et.al. : Influence of electrodes on dc breakdown in gases at high pressure : Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs. vol.69, p.961-964 (1950)
- 23) 福田 他 : SF6ガス放電電圧への湿度と電極材料の効果 : 成けい大工学報告 no.7, p.576-577 (1969)
- 24) N.H. Malik & A.H. Qureshi : Breakdown mechanism in sulfur-hexafluoride : IEEE Trans. Electr. Insul. vol.EI-13, no.3, p.135-145 (June '78)
- 25) 渋谷 : 各種ガス中短ギャップ放電の統計的遅れ時間 : 昭和48電気全国大会 no.72
- 26) 瀬渡 他 : 超々高圧ガス遮断器とその実用性能 : 三菱電機技報 vol.43, no.3, p.376-382 (1969)
- 27) 放電常置専門委員会 : SF6ガスの支持絶縁物における沿面放電特性 : 電気学会技報 (II部)83号 (昭和54.10)
- 28) 毛受 他 : SF6中沿面放電への水分の影響 : 放電研究会資料 ED-76-59 (昭和51.11)
- 29) T. Nitta et.al. : Factors controlling surface flashover in SF6 gas insulated systems : IEEE PES Summer Meeting F77 759-4 (1977)

- 30) 福田 他 : 管路気中送電路直流耐圧試験結果 : 管路気中送電委員会資料 管-65 (1965)
- 31) 山田 他 : 高気圧SF₆中の暗電流と絶縁破壊 : 電気学会論文誌 vol.93-A, no.1, p.37-44 (1973)
- 32) 渡辺、宅間 : 高気圧混合気体中の絶縁破壊特性 : 電中研技報 no.74044 (1974)
- 33) M.J.Mulcahy et.al. : Insulation breakdown and switching in high pressure gas-a Review- : Proc.7th EI Conf. IEEE 68C6-EI-92 (1968)
- 34) D.J.Chee-Hing & K.D.Srivastava : Insulation performance of dielectric coated electrodes in sulfur hexafluoride gas : IEEE Trans. EI-10 no.4, p.119-124 (1968)
- 35) A.Inui et.al. : Effect of electrode coating on impulse breakdown in SF₆ : 4th ISH no.32-04 (1983)
- 36) SF₆ガスV-t特性調査専門委員会 : SF₆ガスのV-t特性 : 電気学会技術報告 II部 第206号(昭和61年1月)
- 37) 原口ほか : 交流電圧にインパルス電圧が重畳したときのGIS絶縁特性 : 昭和61電気 学会全国大会no.1263
- 38) 宅間ほか : ガス絶縁スペーサの絶縁特性に関する基礎的検討 : 電中研技報 no.70075 (1971年2月)
- 39) 遠藤、石川 : エポキシ電極間微小ギャップのSF₆放電特性 : 放電研究会資料 ED-76-60, p.1-8 (1976年11月)
- 40) 田中ほか : SF₆ガス絶縁スペーサ : 碍子レビュー no.33, p.43 (昭和47.9)
- 41) 池田ほか : 管路気中送電線路用絶縁スペーサのフラッシュオーバー特性 : 日立評論 vol.53, no.10, p.974-979 (1971)
- 42) 佐藤ほか : ポスト型スペーサのフラッシュオーバー特性 : 放電研究会資料 ED-76-61 (昭和51.11)
- 43) 川口ほか : SF₆ガス絶縁の諸問題 : 東芝レビュー vol.25, no.2 (昭和45)
- 44) C.M.Cooke et.al. : Post-type support spacer for compressed-gas-insulated cables : IEEE T73 121-1 (1973)
- 45) E.S.Maizel : Investigation of flashover of dielectric bracings in a system of coaxial cylinders with compressed gas : Elektrichestvo no.12, p.19-23 (1969)
- 46) J.C.Cronin & E.R.Perry : Optimization of insulators for gas-insulated

- insulated systems : IEEE PES Summer Meeting T72 498-4 (1978)
- 47) 宅間ほか : ガス絶縁スペーサの理想形状に関する検討 : 電中研技報 no. 72155 (昭和48年7月)
- 48) B.F.Hampton & S.P.Fleming : Impulse flashover of particle contaminated con spacers in compressed sulphur hexafluoride : Proc. IEE vol.120, no.1, p.514-518 (Apr. 1973)
- 49) P.Greenwood & H.W.Whittington : Surface flashover in compressed SF₆ : IEE 90 Conf. Publication (Gas Discharge) p.233-235 (1972)
- 50) K.Nakanishi et.al. : Experimental study of the breakdown characteristics of large scale gas insulated systems : Gaseous Dielectrics II no.48(Mar. 1980)
- 51) 遠藤外 : SF₆ガス絶縁機器用スペーサの直流電位分布 : 昭和58年電気学会全国大会 no.1048
- 52) C.W.Mangelsdorf & C.M.Cooke : Static charge accumulated by epoxy post insulation stressed at high DC voltage : Annual Report of Conf. on Electr. Insul. and Dielectric Phenomena p.220-227 (1978)
- 53) K.Nakanishi et.al. : Charge accumulation on spacer surface at DC stress in compressed SF₆ gas : Gaseous Dielectrics III p.356-364 (Mar. 1982)
- 54) C.M.Cooke : Charging of insulator surfaces by ionization and transport in gases : IEEE Trans. EI. vol.EI-17, p.172-178 (1982)
- 55) H.Ootera et.al. : Measurement on the charge accumulation on conical spacer for 500 kV DC GIS : Gaseous Dielectrics IV p.443-451 (Apr. 1984)
- 56) H.Fujinami et.al. : Mechanism on the charge accumulation on gas insulated spacers under DC stress : 5th ISH no.13-02 (Aug. 1987)
- 57) T.Takano : Characteristics of surface charge accumulation on a spacer in SF₆ : ibid no.15-08 (Aug. 1987)
- 58) F.Endo et.al. : Effects of electrode and solid insulator on the flashover in compressed SF₆ : CIGRE 15-04 (1975)
- 59) G.Luxa et.al. : Joint Task Force SF₆ "Insulation coordination of SF₆-metalclad substation" : CIGRE SC15-23-33(TF-SF₆)-12-IWD (Nov. 1977)

- 60) N.G.Trinh et.al. : Influence of an insulated spacer on the V-t characteristics of a coaxial gas insulated cable - Part I Study on a reduced-scale coaxial conductor : IEEE PES Summer Meeting 86SM402-2 (1986)
- 61) N.G.Trinh et.al. : Influence of an insulated spacer on the V-t characteristics of a coaxial gas insulated cable - Part II Test on EHV bus : ibid 86SM403-0 (1986)
- 62) T.Yamaguwa, F.Endo, T.Ishikawa & Y.Kamata : Dielectric characteristics on spacer in SF6 under lightning impulse superimposed on AC voltage : 5th ISH n0.13-03 (Aug. 1987)
- 63) 不平等電界沿面放電調査専門委員会 : 不平等電界沿面放電特性 : 電気学会技術報告 II部 第184号 (昭和62年2月)
- 64) A.H.Cookson et.al. : Effect of conducting particles on AC corona and breakdown in compressed SF6 : IEEE vol.PAS-91, no.4, p.1329 (1972)
- 65) 高野ほか : SF6中沿面付近にある導電粉のフラッシュオーバーに及ぼす影響 : 放電研究会資料 ED76-62 (昭和51年11月)
- 66) 片上ほか : ガス絶縁機器内の金属粒子の動き、浮上と付着 : 昭和49電気学会全国大会 no.990
- 67) 林ほか : 管路気中スペーサの絶縁特性にあたえるダストの影響 : 同上 no.988
- 68) 位高ほか : SF6ガス中の沿面放電におけるダストの影響 : 放電研究会資料 ED76-64 (昭和51年11月)
- 69) K.Kuwahara et.al. : Effecte of solid impurities on breakdown in compressed SF6 : IEEE vol.PAS-93, p.1546 (1974)
- 70) C.M.Cooke et.al. : Influence of particles on AC and DC electrical performance of gas insulated systems at extra-high-voltage : IEEE PES F76 323-6 (1976)
- 71) 林ほか : SF6ガス中沿面放電における導電性粒子の影響 : 放電研究会資料 ED76-63 (昭和51年11月)
- 72) H.Korner et.al. : The particle influenced breakdown of insulating surfaces in SF6 under osillating switching impulse voltage : 3rd ISH no.32-04 (Aug. 1979)

- 73) H.J.Voss : The flashover of spacer surfaces in SF6 caused by conducting particles : IEE 189 p.247 (Sep. 1980)
- 74) M.Eteiba et.al. : Influence of a conducting particle attached to an epoxy resin spacer on the breakdown voltage of compressed-gas insulation : 2nd Int. Sym. on Gaseous Dielectrics no.32 (Mar. 1980)
- 75) C.M.Cooke : Particle-initiated breakdown in gas dielectric cable insulation expanded scope program : EPRI Report EL-1264 (Nov.'79)
- 76) R.E.Wootton et.al. : Investigation of high voltage particle-initiated breakdown in gas-insulated systems : EPRI Report EL-1007 (Mar. 1979)
- 77) T.Hara et.al. : Improved surface flashover characteristics of SF6 gas spacers contaminated by conducting particles : 4th ISH no.34-01 (Sep. 1983)
- 78) H.J.Voss : Zum Einfluss von Partikeln und Prufuberschlagen auf die elektrische Festigkeit SF6-isolierter Anordnungen : Dr. thesis (1982) Technischen Universitat zu Braunschweig
- 79) R.Nakata & E.J.Tuohy : Practical gas bus design based on particle motion studies : IEEE PES Winter Meeting A77 198-5 (1977)
- 80) S.J.Dale et.al. : Effects of particle contamination in SF6 CGIT systems and methods of particle control and elimination : 2nd Int. Sym.on Gaseous Dielectrics no.33 (Mar. 1980)
- 81) C.M.Cooke : Electrostatics of particle control in gas insulated apparatuses : ibid no.35 (Mar. 1980)
- 82) R.W.Afzelins & H.W.Bergqvist : Particle traps in gas insulated systems : ibid no.34 (Mar. 1980)

第2章 ガス空間破壊電界確率分布と面積効果

2. 1 まえがき

第1章で述べたように、SF₆ガスは電界集中に特別に敏感であり、数十μmの小さな電界集中個所があっても破壊電界強度が低下するという、通常の気体では見られない性質がある。このため、破壊電界強度が第1章で述べた極限破壊電界に等しくなるのは、鏡のように平滑に仕上げた電極でしかも電界集中度（（最大電界強度）／（平均電界強度））が3～4以下の時に限られる¹⁾。それほど平滑でない通常の電極では、極限破壊電界を達成するためには極めて多数回のフラッシュオーバを重ねてコンディショニングすることが必要であり、実規模サイズの電極では通常それよりも低い電界でフラッシュオーバする²⁾。

大形の電極や実機器の絶縁試験を行うと時々予想外の低い電圧でフラッシュオーバするという問題に直面する。GCB・GISでは運転中に一度でもフラッシュオーバすると電力系統の事故に発展するため、予想外の低い電圧を正確に予測することが極めて重要である。予想外の低いフラッシュオーバ電圧の原因は電極表面上の微小な突起にあり、同じ研磨を施しても小形の電極で得られる突起よりも大形電極の突起のほうが大きくなりやすいからであると説明されている。突起の寸法と形状がわかれば、Pedersen氏³⁾やAgapov氏⁴⁾、Cooke氏⁵⁾が行ったように、ストリーマ理論に基づいてフラッシュオーバ電圧を計算できる。しかし、突起の寸法と形状を正確に知ることは事実上不可能であるため、フラッシュオーバ電圧や破壊電界の確率分布から大形電極のフラッシュオーバ電圧や破壊電界を推測することが実用的にみて非常に重要であり幾人かの研究者により試みられている。新田氏ら⁶⁾やMasetti氏ら⁷⁾は、一つの電極に電圧を多数回印加するとフラッシュオーバが大きな突起から順におきるので、コンディショニング中の破壊電界強度の確率分布を実験的に求めれば大形電極の低い破壊電界強度を推定できると考え、これをWeibull分布で表している。この方法で推定された破壊電界強度は実測値とよく一致するといわれているが、実用性をもっと高めるためにはさらに次の諸点を解決することが必要である。

(1) 一对の電極をコンディショニングし、最初の数十回の破壊電界強度を

用いて確率分布を求めているため、破壊電界強度が最低になる1発目の破壊電界強度の信頼度が悪くなる点。

(2) 小形電極で得た破壊電界確率分布を用いて大形電極の破壊電界強度を推定する場合、その精度が悪くなる点。

(3) 破壊電界強度は1発目のフラッシュオーバーのときに最低になるが、その確率分布が求まらない点。

本章では、数十対の電極を用いて破壊電界強度を測定し、最低の値を示す1発目の破壊電界強度(初回破壊電界)の確率分布を明らかにするとともに、初回破壊電界強度が低い原因およびこの確率分布を用いれば大形電極の破壊電界強度やフラッシュオーバー電圧を極めて正確に推定できることを明らかにしている。

2.2 実験方法

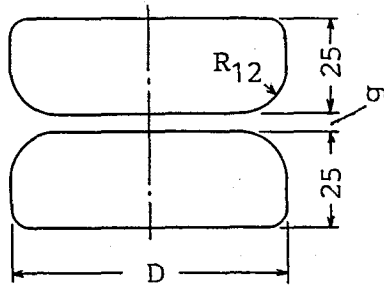
2.2.1 電極形状

図2.1に示す2種類の平行平板電極と6種類の偏心円筒電極を用いて実験した。平行平板電極1と2の材料は黄銅、偏心円筒電極3~8の内部電極と外部電極の材料はそれぞれアルミニウムと鉄である。電極は鏡面状態(バフ仕上げ、粗さ $\pm 0.2 \mu\text{m}$)と粗面状態(粗さ $\pm 8 \mu\text{m}$)の2種類に仕上げた。鏡面状態は#1000エメリーペーパーで研磨後、金属研磨剤を用いてバフ研磨することにより、また、粗面状態は#60エメリーペーパーで研磨することにより得た。その表面の凹凸を触針型表面粗さ計で測定し図2.2に示す。

初回破壊電界強度の確率分布は、直径70mmの平行平板電極(電極1)を用い、一測定条件につき電極を20~40回交換して求めた。直径240mmの平行平板電極(電極2)と偏心円筒電極(電極3~8)は面積効果の測定のために用いた。電極3~8の内部円筒電極と電極2の表面粗さは $\pm 8 \mu\text{m}$ であり、図2.2(b)の凹凸を持っている。また、電極3~8の外部円筒電極は $\pm 3 \mu\text{m}$ の粗さである。

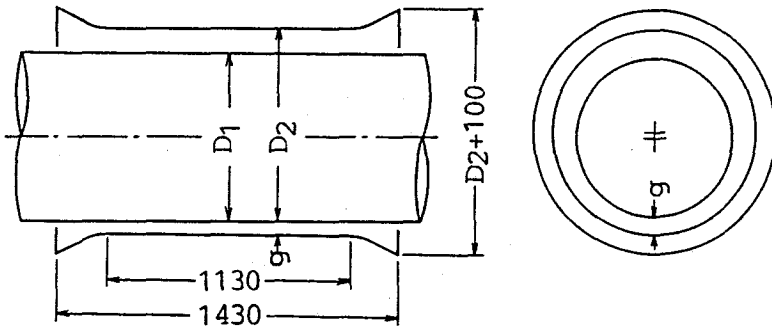
2.2.2 課電方法

印加した電圧は直流電圧(DC電圧)と1.2/40 μs 雷インパルス電圧(IMP電圧)である。DC電圧の試験回路は図2.3の通りであり、用いた1000kV 10mAのDC電圧発生器の電圧脈動率は $\pm 2.5\%$ 以下である。DC電圧発生器と供



electrode	diameter D (mm)	gap length g (mm)	discharge area (cm ²)	surface finish
1	70	5 - 6	16.6	buff, rough
2	240	5 - 6	370	rough

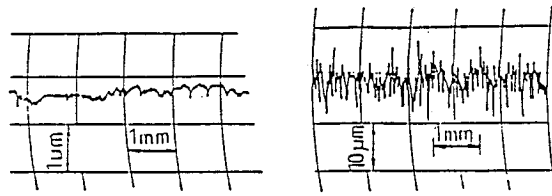
(a) parallel plane electrodes



electrode	diameter D1/D2 (mm)	gap length g (mm)	discharge area (cm ²)	surface finish
3	700/850	46	5340	rough
4	700/850	52	6420	rough
5	700/850	63	8730	rough
6	700/950	56	5040	rough
7	700/950	102	8320	rough
8	700/950	112	11400	rough

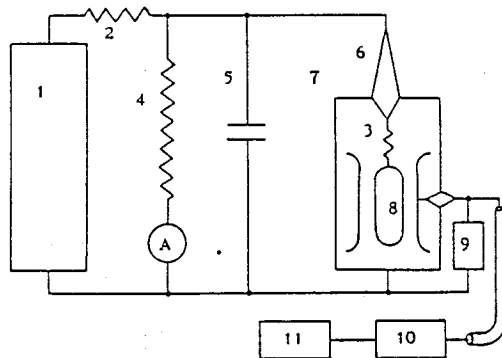
(b) eccentric cylinder electrodes

Fig.2.1 Electrode configuration



(a) buff polish (b) rough finish

Fig.2.2 Surface roughness of electrodes



- 1 DC voltage generator : 1000kV 10mA
- 2, 3 Current limiting resistance of 2.5 & 0.1M Ω
- 4 Voltage divider : 5000M Ω
- 5 Coupling capacitor : 1000pF
- 6 Bushing
- 7 Test vessel
- 8 Test objects
- 9 Current detector
- 10 Amplifier
- 11 Recorder

Fig.2.3 DC test circuit

試電極の間に100kΩの限流抵抗3を挿入しフラッシュオーバによる電極の荒れを防止している。電流検出用インピーダンス9、増幅器10および記録計11は次章の暗電流測定に用いた。電極が電極1の大きさになるとDCフラッシュオーバ電圧とその標準偏差はともに階段上昇法(0.5kVステップ、30秒保持)と直線上昇法(100kV/分および1100kV/分)とで同等であることが予備実験により確認されたので⁸⁾、ここでは100kV/分の直線上昇法を用いた。

2.3 弱点破壊とワイブル分布

SF₆ガス中では、最大電界が第一章で述べた極限破壊電界になるとフラッシュオーバするという性質がある。電極表面をミクロに見ると、微小な金属粒子や微小な電極突起が存在し局所的な電界集中の原因になり、これらが絶縁上の弱点になって以下に述べるように低い電界強度でフラッシュオーバする。いま、電極上に高さa、半径bの回転楕円体突起があるとすると、その回転軸(z軸)上の電界E(z)は(2.1)式で表される。この式と前章で述べたストリーマ条件(2.2)式を連立して解くことにより、破壊電界低下率[(突起存在時の破壊電界強度)÷(極限破壊電界)]を求めることができる。

$$E(z) = E_0 \left[1 - \frac{\log\{(z+c)/(z-c)\} - 2cz/(z^2-c^2)}{\log\{(a+c)/(a-c)\} - 2c/a} \right] \dots (2.1)$$

$$f(\alpha - \eta) dx = 18 \dots \dots \dots (2.2)$$

ここで、E₀:突起が置かれているマクロな電界、c²=a²-b²、P:ガス圧力[bar]、α、η:電離係数と付着係数であり次式で表される。

$$\alpha - \eta = 2.77 \times 10^4 [E(z) - 8.89P] \quad [1/m] \dots \dots \dots (2.3)$$

a/b=1の半球突起の場合とa/b=5の長軸回転楕円体突起の場合について計算すると図2.4の通りになる。わずかa=100μmの微小な突起があるだけで、破壊電界強度は極限破壊電界の38~62%(5bar時)、50~70%(3bar時)および90~95%(1bar時)に低下する。破壊電界強度の低下は、例えば

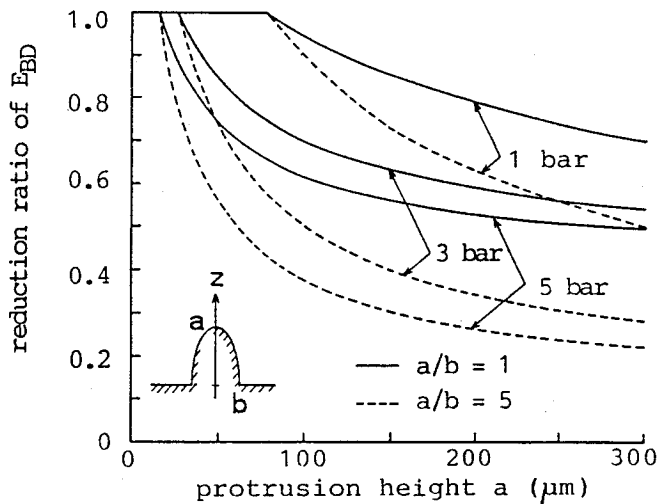


Fig.2.4 Estimated reduction ratio of breakdown field strength E_{BD} due to a protrusion on parallel plane electrodes ;

$$\text{reduction ratio} = \frac{\text{protrusion-initiated } E_{BD}}{E_{BD} \text{ of smooth electrodes}}$$

3 bar時には $a = 27 \mu\text{m}$ で始まり、ガス圧力が高くなるにつれて一層小さな突起で始る。

フラッシュオーバの弱点になる突起は大きくなればなるほど破壊電界強度を低下させるが、一定の研磨をした電極では突起の大きさに限界があること、および、図2.4から明らかなように突起がある程度大きくなると破壊電界強度が飽和することを考慮すると、 SF_6 ガス中のフラッシュオーバはある下限値を持った弱点破壊現象と考えることができる。下限値を持つ分布は極小値分布すなわちワイブル分布で表されることがよく知られている^{9,10)}。すなわち、 E より低い電界でフラッシュオーバする確率を $F(E)$ とすれば電界 E におけるフラッシュオーバの確率密度 $f(E)$ は (2.4) 式で与えられる。

$$f(E) = \lim_{\Delta E \rightarrow 0} \frac{F(E + \Delta E) - F(E)}{\Delta E} = \frac{dF(E)}{dE} \dots\dots\dots (2.4)$$

このとき、電界Eにおけるフラッシュオーバー率 $\lambda(E)$ は次式で表される。

$$\lambda(E) = \frac{f(E)}{1-F(E)} = \frac{1}{1-F(E)} \frac{dF(E)}{dE} \dots\dots\dots (2.5)$$

(2.5) 式を積分してF(E)を求めると(2.6)式が得られる。

$$F(E) = 1 - \exp\{-\int \lambda(E) dE\} = 1 - \exp\{-u(E)\} \dots\dots (2.6)$$

ところで、 $u(E)$ は次の2つのフラッシュオーバーの性質を満たすような関数でなければならない。

(1) 電界が強いほどフラッシュオーバーしやすいため、F(E)はEの単調増加関数でなければならない。したがって、 $u(E)$ もEの単調増加関数でなければならない。

(2) 破壊電界の下限値 E_L 以下の電界ではフラッシュオーバーしないため、 $E \leq E_L$ で $F(E) = 0$ でなければならない。

$$E > E_L \quad \text{のとき} \quad u(E) > 0$$

$$E_L \geq E \geq 0 \quad \text{のとき} \quad u(E) = 0$$

(1)、(2)の条件を満足する関数のうちで最も簡単な形は(2.7)式である。

$$u(E) = \left(\frac{E - E_L}{E_s}\right)^m \dots\dots\dots (2.7)$$

したがって、(2.7)式を(2.6)式に代入すると、破壊確率分布F(E)として(2.8)式で表される極小値分布すなわちワイブル分布が得られる。

$$F(E) = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{E - E_L}{E_s}\right)^m\right\} \dots\dots\dots (2.8)$$

このように、弱点に基づくSF₆ガス中のフラッシュオーバーはワイブル分布で表される。 m は分布の形状を決める形状パラメータ、 E_L は破壊の下限を与える位置パラメータ、 E_s は尺度パラメータであり破壊確率63%の電界強度である。

2. 4 コンディショニング効果

平等電界中のSF₆ガスの極限破壊電界E_{or}は 電離係数と付着係数が等しくなる電界 (8.89P MV/m、P:[bar]) として与えられるが、このような高い破壊電界強度が達成されるのは極めて平滑な電極に限られ、通常はそれよりも低い電界強度でフラッシュオーバーする。図2. 5に示すように、電極をバフ仕上げしても初期の破壊電界強度は低く、フラッシュオーバーを重ねるにつれ高くなり次第にE_{or}に漸近する(この現象をコンディショニング効果という)。図2. 6に示すように、粗面仕上げの電極でもコンディショニング効果は存在するが、バフ仕上げ電極の場合と違い100回程度フラッシュオーバーしても破壊電界強度はE_{or}まで上昇しない。一般に、バフ仕上げ電極でも粗面仕上げ電極でも初回破壊電界強度が最も低くなる。これをまとめて図2. 7に示す。粗面仕上げ電極の初回破壊電界強度が最も低くなりE_{or}(= 8.89P MV/m)の約70%になるのに対し、コンディショニング後のバフ仕上げ電極の破壊電界強度はE_{or}にほぼ等しくなる。また、バフ仕上げ電極の初回破壊電界強度は粗面仕上げ電極のコンディショニング後の破壊電界強度と一致する。

一対の電極を用い100回フラッシュオーバーさせた時のDC破壊電界確率分布をワイブル分布として図2. 8に示す。確率曲線は折れ曲がった2本の直線になり、低電界側の傾きの小さい直線はコンディショニング中の確率分布を、高電界側の傾斜の大きい直線はコンディショニング後の確率分布を表している。ところで、一般に低確率の破壊電界強度は確率直線を延長して外挿により推定されているが、一対の電極の多数回のフラッシュオーバーから得た破壊確率曲線を用いると点推定になってしまい、その信頼限界が極めて広がるという問題がある。図2. 8の破線は90%信頼限界を表しており、例えば2bar時の1%確率の破壊電界強度は90%の確率で13.3~14.7MV/mの間に存在することになり極めて不確定な値になる。実規模サイズの電極の破壊電界強度の最低値やモード(最頻値)を推定する場合には、1%よりももっと低確率な破壊電界確率分布を用いることになるため、その推定精度が極めて悪くなるという大きな問題が発生する。これを解決するためには、図2. 8中の低確率の破壊電界強度すなわち初回破壊電界強度を精度よく求めることが不可欠である。

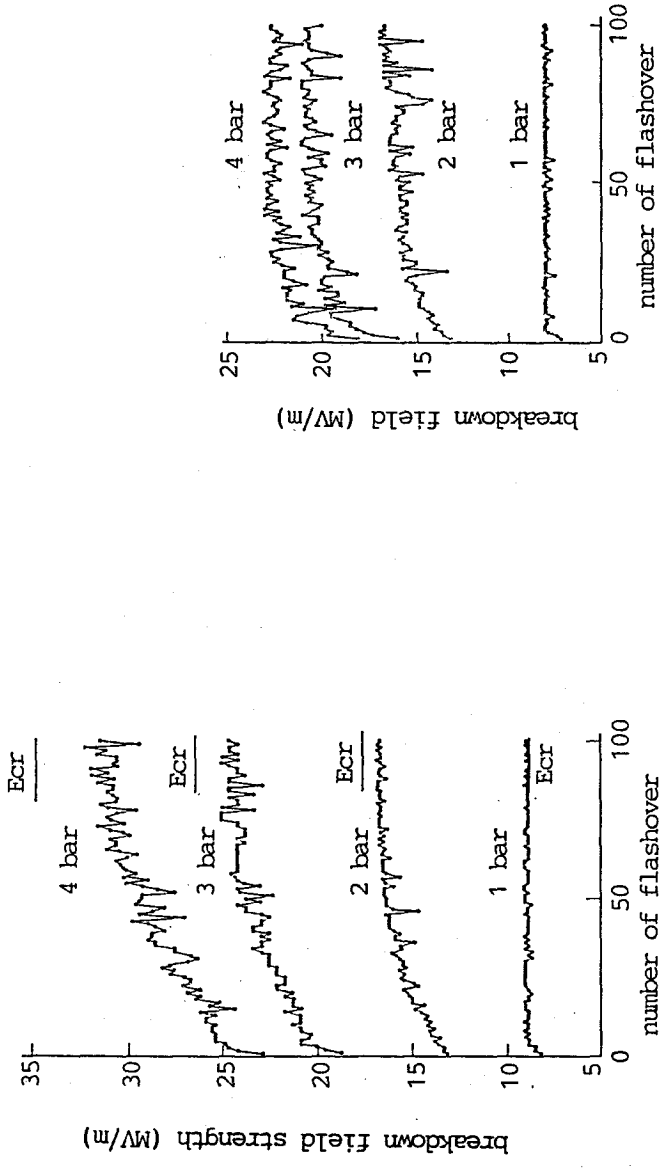


Fig.2.5 Conditioning effect of buff polished electrodes 1 ;
Ecr = critical breakdown field strength.

Fig.2.6 Conditioning effect of rough polished electrodes 1.

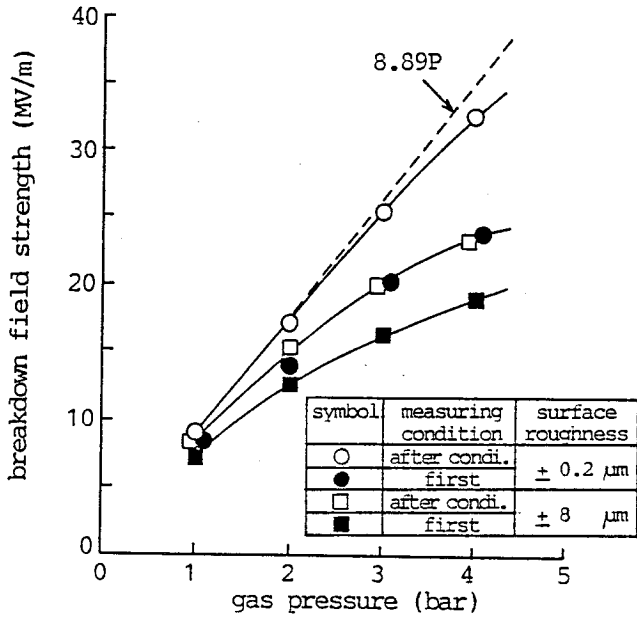


Fig.2.7 DC breakdown field strength of electrodes 1.

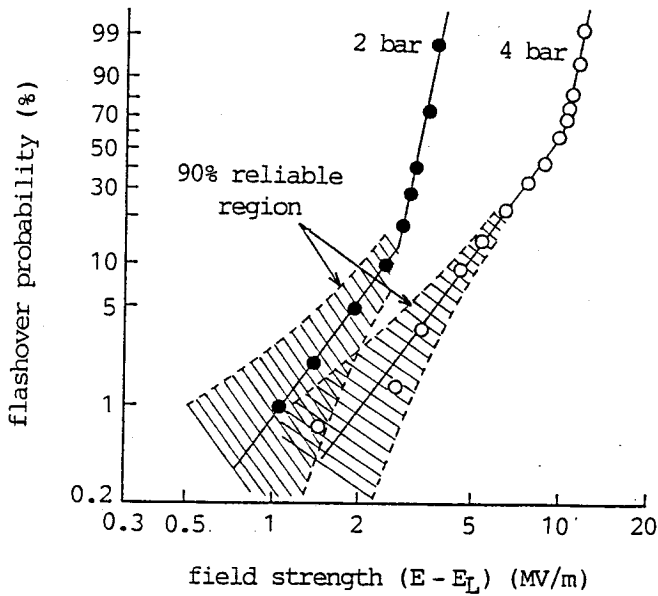


Fig.2.8 Weibull distribution of breakdown field strength in a series of 100 to 150 flashovers of buff polished electrode 1.

2.5 初回直流破壊電界確率分布

2.5.1 パフ仕上げ電極

初回破壊電界確率分布はコンディショニングした電極か否か、ガスを動かしたか否かによって大きく影響される。そこで、ここでは表2.1に示す4ケースについて初回破壊電界強度を測定し確率分布について検討すると共に、確率分布が変化することについて考察した。

ケース1は、パフ仕上げした電極を試験タンクにセットし真空排気後所定圧力にSF₆ガスを充気した時の初回フラッシュオーバーである。したがって、電極はまだ一度もフラッシュオーバーを経験していない。これに対し、ケース2、3、4では100回以上のフラッシュオーバーによってコンディショニングされた電極が用いられている。コンディショニングによって最終的に到達される破壊電界強度よりわずかに低い電界強度（2 barでは16.8 MV/m、4 barでは32.8 MV/m）でフラッシュオーバーしないことを確かめた後にケース2、3、4へ条件を変更した。ケース2では、電極をコンディショニング後SF₆ガスを排気し再び元の圧力まで充気したときの初回破壊電界強度を測定している。ケース3では、SF₆ガスを充気後18時間以上放置してガスを静止させたのち電極をコンディショニングし、更に18時間以上放置したときの初回破壊電界強度を測定している。ケース4では、電極コンディショニング後、SF₆ガスを排気して空気を試験タンクに入れ約1時間曝したのち、再び真空排気して元の圧力までSF₆ガスを充気したときの初回破壊電界強度を測定している。

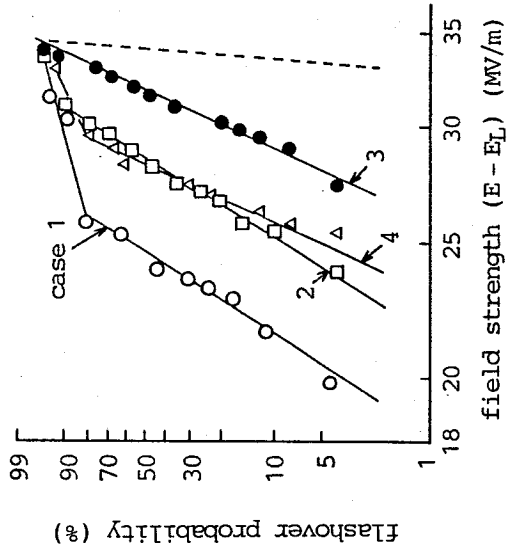
測定した初回破壊電界強度の確率分布は図2.9のワイブル分布として表すことができ、図より次の諸点が明らかになった。

- (1) 初回破壊電界は確率直線に折曲りを持つ複合ワイブル分布になる。
- (2) 破線で示したコンディショニング後の破壊確率直線に比べケース1～4はいずれも低電界側にシフトする。
- (3) コンディショニング後の破壊確率直線に比べケース1～4はいずれも傾きが緩やかである。
- (4) ケース1～4の確率曲線の低電界側へのシフトの程度はケース1で最も大きく、ケース3で最も小さい。このことは、SF₆ガスが十分に静止した後にコンディショニングし、しかも、ガスを動かさなければ高い破

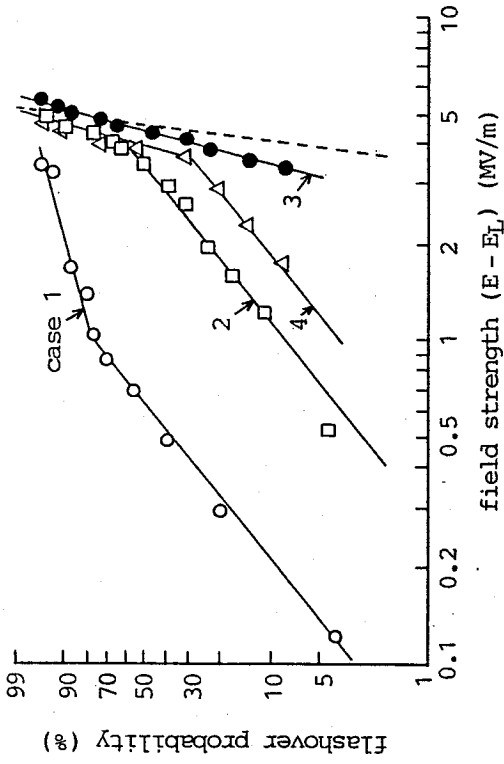
表2. 1 初回直流破壊電界強度の測定条件とワイブル分布のパラメータ
(電極1、パフ仕上げ)

ケース	記号	初回破壊電界強度測定条件	電極のインジケーション	2 bar			4 bar			
				m	E _L (MV/m)	E _s (MV/m)	折曲点 (MV/m)	m	E _L (MV/m)	E _s (MV/m)
1	○	電極セット後	未	1.7	13	0.69	-	14	0	25
2	□	ガス交換し18時間以上放置後	済	1.7 (10)	13 (13)	4.1 (4.1)	17	14	0	29
3	●	ガス交換せず18時間以上放置後	済	7.4	13	4.1	-	20	0	33
4	△	空気に暴露後	済	1.7 (10)	13 (13)	6.6 (4.1)	17	19	0	29

()内は折曲点より高い電界における値



(a) gas pressure = 2 bar



(b) gas pressure = 4 bar

Fig.2.9 Weibull distribution of first DC breakdown field strength of buff polished electrodes 1 ;
 --- : after conditioning.

壊電界強度が維持されることを意味している。

- (5) ガスが大きく動くケース2と4では初回破壊電界確率分布は同等になり、その確率直線はケース1と3の中間にくる。

ワイブル分布の3つのパラメータ m (形状パラメータ)、 E_L (位置パラメータ)、 E_S (尺度パラメータ) は表2. 1のようになり、次の特徴がある。
<2 barのとき>

- (1) 各ケースとも $E_L = 1.3 \text{ MV/m}$ である。
(2) m の値はケース1、2、4で変わらず、折曲り前で1.7、折曲り後で10である。

<4 barのとき>

- (1) 各ケースとも $E_L = 0 \text{ MV/m}$ である。実際には $E_L > 0 \text{ MV/m}$ と考えられるが、その値を見出すには本研究の測定回数では足りないようである。
(2) m 値はケースによってまちまちであるが、いずれも14以上である。 m がこのように大きいと正規分布もよくあてはまる。

2.5.2 粗面仕上げ電極

粗面仕上げ電極については実用上重要なケース1の初回破壊電界確率分布について検討した。それをワイブル分布として図2. 10に示す。図中の破線はコンディショニング後の破壊確率分布である。初回破壊電界確率直線はコンディショニング後の破壊電界確率直線に比べ傾きが緩やかで、しかも、低電界側へシフトしている。ワイブル分布のパラメータは表2. 2の通りであり、1 barのときは $E_L = 4.0$

表2. 2 初回直流破壊電界強度のワイブル分布のパラメータ (電極1、粗面仕上げ)

ガス圧力 (bar)	m	E_L (MV/m)	E_S (MV/m)
1	5.4	4.0	3.6
2	12	0	13
3	12	0	17
4	12	0	20

MV/m 、 $m = 5.4$ であるが、2 bar以上になると $E_L = 0 \text{ MV/m}$ 、 $m = 12$ になる。

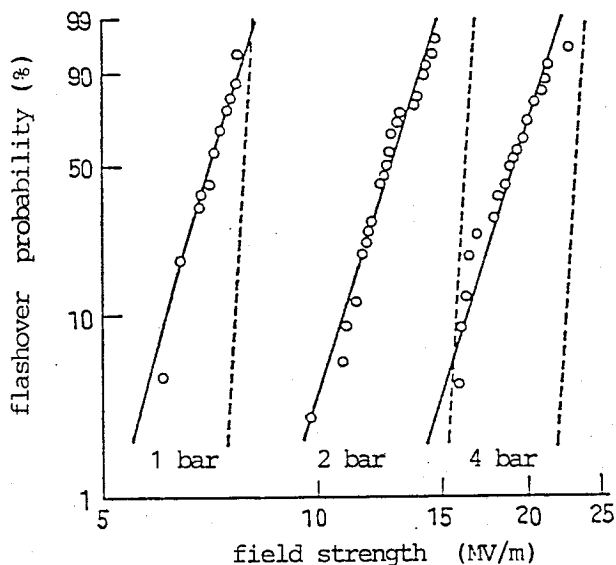


Fig.2.10 Weibull distribution of first DC breakdown field strength of rough finished electrodes 1 ;
 — : first flashover
 - - - : flashover after conditioning.

2. 6 初回雷インパルス破壊電界確率分布

粗面仕上げの電極1の初回雷インパルス破壊電界確率分布は図2.11に示すようにワイブル分布として表すことができる。その形状パラメータ m は図2.12に示すようにガス圧力 P により変化し、1 barでは $m \doteq 22$ であるが6 barでは $m \doteq 18$ に減少する。新田氏ら⁶⁾は $m = 7.4$ でガス圧力に依存せず一定であるとしており本研究と異なった結果を導いているが、これは次の理由によるものと思われる。新田氏らの m はコンディショニング中の最初の25回の破壊電界の確率分布から求めたものであるのに対し、本研究では初回破壊電界のみの確率分布から求めたものであり、測定している電界そのものが違うこと即ち確率の母集団が違うことに起因している。また、新田氏らが行った方法で直流電圧に対する m を求めると ほぼ7.4になることも確認しており、前記の理由の傍証になっている。

尺度パラメータ E_s は極限破壊電界 (8.89 P MV/m) よりもかなり小さく、図 2.13 に示すようにガス圧力 P に対し直線的に変化する。位置パラメータ E_L は 0 MV/m になる。

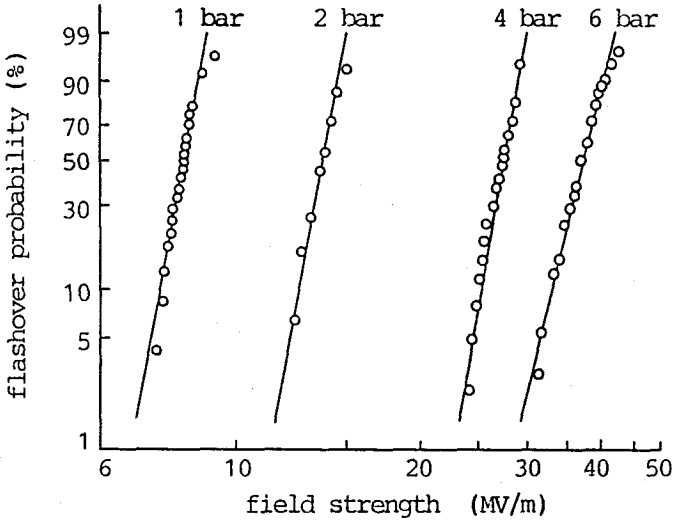


Fig.2.11 Weibull distribution of first impulse breakdown field strength of rough finished electrodes 1.

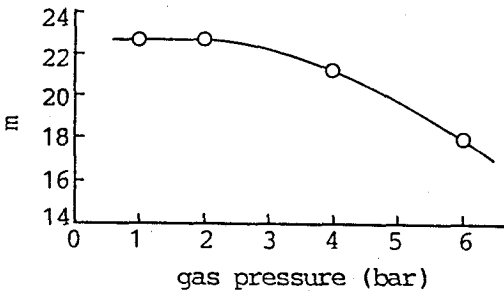


Fig. 2.12 Shape parameter m of first impulse breakdown field strength of rough finished electrodes 1.

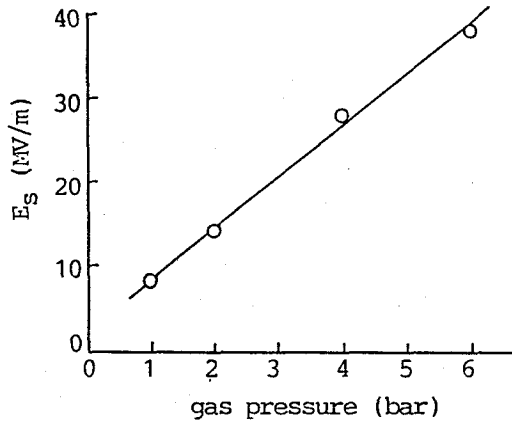


Fig. 2.13 Scale parameter E_s of first impulse breakdown field strength of rough finished electrodes 1.

2. 7 初回破壊電界強度の低下原因

2.7.1 破壊電界強度の低下因子

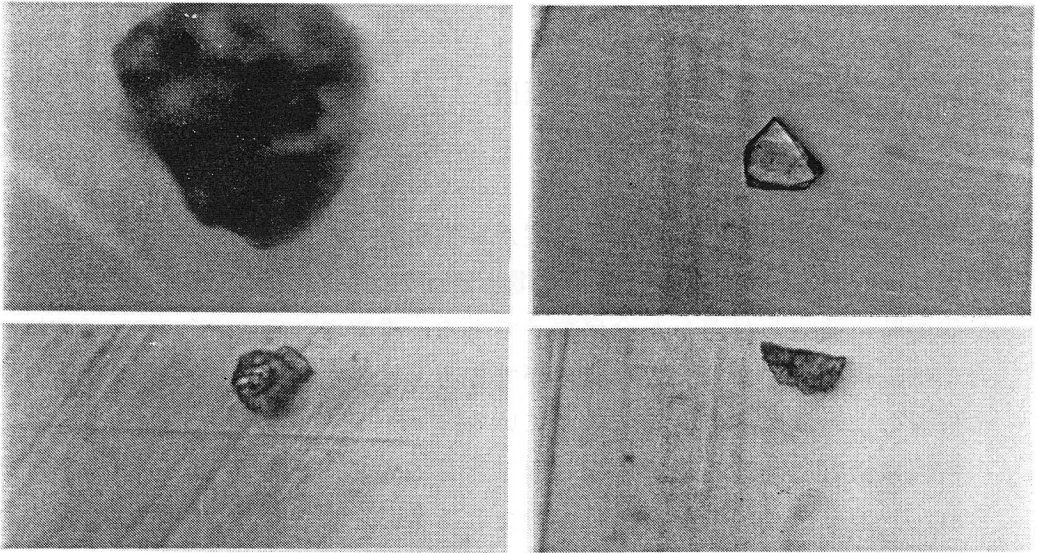
前節、前々節で初回破壊電界強度が非常に低いことが明らかになった。その原因は、粗面仕上げ電極のときには電極表面の尖鋭な突起（図2. 2(b)参照）や研磨時に発生し付着した金属粒子であると推察される。バフ仕上げ電極の場合には、研磨傷により大きな突起ができるとは思われず、次の理由により電極に付着した金属粒子であると考えている

初回破壊電界強度を低下させる因子として表2. 3の(a)～(e)が考えられ、表2. 1の各ケース毎に含まれるものと含まれないものを○と×で示した。本表と図2. 9の結果から次の事項が判る。

- (1) ケース3の初回破壊電界強度がコンディショニング後の破壊電界強度からあまり低下しないことから、低下因子(c)は初回破壊電界強度にそれ

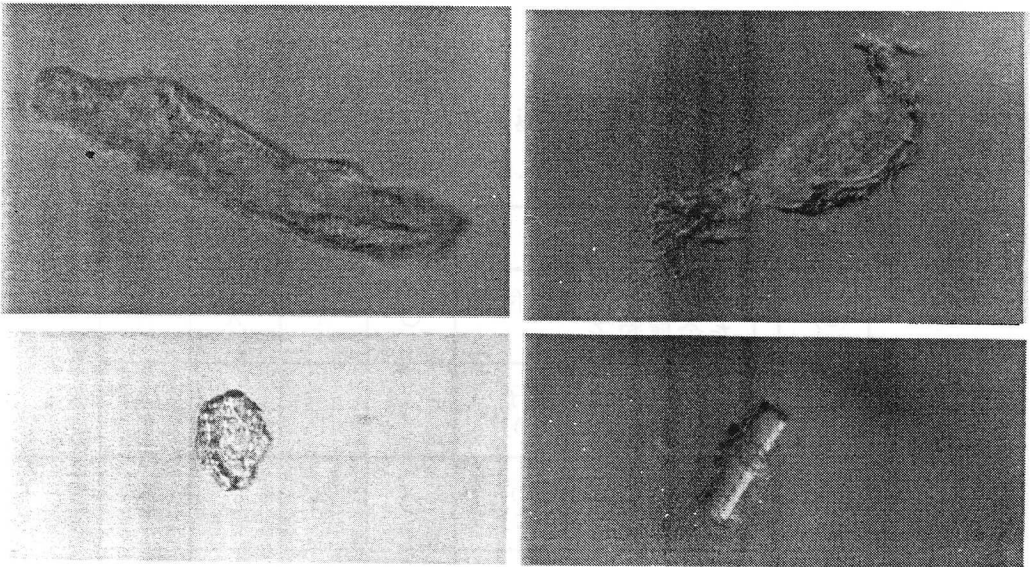
表2. 3 バフ仕上げ電極の初回直流破壊電界の低下因子
(○：含む、 X：含まず)

低下因子		ケース1	ケース2	ケース3	ケース4
(a)	セット前に電極に付着した金属粒子	○	X	X	X
(b)	タンク内の金属粒子 (18時間以内に降下する大形のもの)	○	○	X	○
(c)	タンク内の金属粒子 (18時間後も降下しない小形のもの)	○	○	○	○
(d)	電極表面の突起	○	X	X	X
(e)	大気暴露による電極酸化や水分吸着など	○	X	X	○



(a) particles on electrodes after buff polishing

25 μm
|



(b) particles in the test tank

25 μm
|

Fig.2.14 Metallic particles

- ほど大きく影響しない。
- (2) ケース2の初回破壊電界強度の低下はかなり大きく、低下因子(b)と(c)の影響を受けている。しかし、上記(1)で(c)の影響の小さいことが判ったので(b)がこのケースの支配因子といえる。
 - (3) ケース2と4で初回破壊電界強度が同等なことから、低下因子(e)は(b)と同等かそれ以下の影響力しか持たない。
 - (4) 電極表面粗さは $\pm 0.2 \mu\text{m}$ であり、また、顕微鏡による観察から電極付着金属粒子(図2.14参照)の方が電極表面の凹凸より大きいことから、低下因子(d)はほとんど影響していない。
 - (5) ケース1と4を比較することにより、低下因子(b)、(c)、(e)は(a)、(d)ほど大きく破壊電界強度を低下させない。また、上記(4)より(d)の影響はほとんどないため、(a)がケース1の低下因子といえる。

結局、セット前に電極に付着した金属粒子がケース1の初回破壊電界強度を大きく低下させており、ガスが流動するケース2、4のときには試験タンク内の金属粒子が影響しているといえる。また、この事実は、コンディショニングはSF₆ガスが十分に落ち着いてから行うべきこと、および、試験タンク内に金属粒子が存在する限りコンディショニングさせた後でガスを動かすと初回破壊電界強度が低下することを示唆している。

2.7.2 金属粒子の数と寸法

バフ仕上げした電極表面に付着している金属粒子およびガスにより試験タンク内に舞い上られた金属粒子を顕微鏡(倍率200倍、 $2 \mu\text{m}$ 以上の大きさの金属粒子を識別可能)で観察した結果、次のことが明らかになった。

<セット前の電極表面に付着している金属粒子>

観察方法：粘着性のテープで電極面の金属粒子を付着させて観察。

- (1) 大形のものは図2.14に示すように $100 \mu\text{m}$ 程度ある。しかし、このように大形のものはごく少数であり、大多数は $50 \mu\text{m}$ 以下である。
- (2) 形状は板状のものから球状のものまで多様であり、先鋭端を持ったものが多い。
- (3) $2 \mu\text{m}$ 以上の大きさの金属粒子数は約4個/ cm^2 である。

なお、1回だけフラッシュオーバーした電極を観察したところ、放電痕跡が研磨傷の上またはその近傍にあるものは13例中0であった。この事実は、研磨傷や

突起が初回破壊電界を低下させていないという前項の結論を裏づけている。

<試験タンク内で舞い上られた金属粒子>

観測方法：直径1 m、高さ1.5 mの試験タンクの底に直径6 cmの清浄なガラス板を水平に置き、真空排気→SF₆ガス充気→1日放置→ガス回収→空気導入の操作を行いガラス板に付着している金属粒子を観察した。

- (1) 2 μm以上の大きさの金属粒子数は73個/cm²である。100 μm以上のものは0.026個/cm²であり極めて少ない。
- (2) ガスの充気により金属粒子が試験タンク内に一様に舞上られたとすれば、舞上られた金属粒子数密度は、上記の値を試験タンク天井とガラス板の距離145cmで割ることにより得られ、0.5個/cm³になる。
- (3) 電極1のギャップ長は6 mmで、かつ、水平にセットされているので、電極上に降下・付着する金属粒子数は約0.3個/cm²になる。これは、セット前の電極に付着している金属粒子数の約1/10である。
- (4) 金属粒子の大きさや形状はセット前の電極に付着しているものと大差なかった。

次に、初回フラッシュオーバーが金属粒子に起因すると考え、金属粒子数の違いによる初回破壊電界強度の確率分布の変化について検討する。金属粒子がn₁とn₂のときのフラッシュオーバー確率をそれぞれF₁(E)、F₂(E)とすれば、次式が成り立つ。

$$F_1(E) = 1 - [1 - F_2(E)]^{n_1/n_2} \dots\dots\dots (2.9)$$

いま、ケース1のときの粒子数をn₁、ケース2のときの粒子数をn₂とすれば、上述の顕微鏡観察によりn₁/n₂≒10である。また、両者で金属粒子の大きさと形状に大差のないことが判っているので、(2.9)式を用いてケース2からケース1の破壊確率を推定することができる。いくつかのn₁/n₂についてF₁(E)を計算すると図2.15に示す通りになり、n₁/n₂が大きくなるにつれ確率曲線は低電界側へシフトして行く。n₁/n₂=10に対する確率曲線はケース1の実測値に極めてよく一致する。ワイブル分布の3つのパラメータの内、n₁/n₂によって変わるものはE_sだけであり、ケース2のE_sからケース1のE_sを計算すると2 barのとき1 MV/m、4 barのとき25 MV/mになる。これらの値

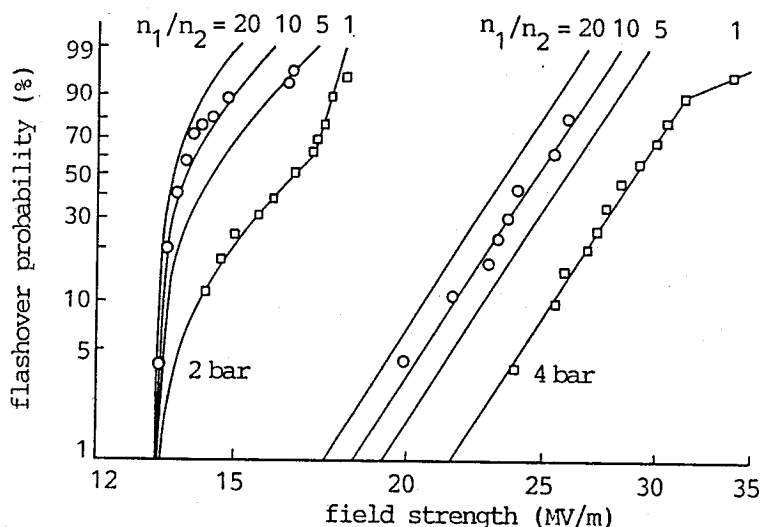


Fig.2.15 Shift of a flashover probability curve due to the number of metallic particles on buff polished electrodes 1 for DC voltages ;
 ○ : case 1, □ : case 2.

は表 2. 1 の値にほぼ一致する。

また、50~100 μm の金属粒子を半球や回転楕円体突起とみなして 2. 3 節で述べた方法を用いて破壊電界強度を計算すると、2 bar のとき 12~17 MV/m、4 bar のとき 16~28 MV/m になる (図 2. 4 参照)。半球突起が緩やかな近似であり回転楕円体突起が厳しい近似であることを考えると、計算値は実測値と比較的よく一致しているといえる。

以上より、初回破壊電界強度を低下させる因子は金属粒子と推定される。

2. 8 面積効果

2.8.1 初回破壊電界確率分布と面積効果の関係

面積 S の電極は、その電極と同じ表面仕上げをした面積 S_0 の電極を N 対 ($N = S/S_0$) 並列に接続した電極系と等価である。面積 S の電極のフラッシュオーバは N 対の面積 S_0 の電極系の中のいずれか一对の電極のフラッシュオーバによ

って発生すると考えることができる。フラッシュオーバーは最もフラッシュオーバーしやすい電極対から順に生じていくので、N対の面積 S_0 の電極で測定される破壊電界強度の最小値の分布が面積 S の電極の破壊電界強度分布を与える。この分布は順序統計量に関する標本論に基づいて次式で表すことができる¹¹⁾。

$$g(E) = \frac{1}{B(N, 1)} [1 - F(E)]^{N-1} f(E) \quad \dots\dots\dots (2.10)$$

ここで、 $g(E)$ はN対の面積 S_0 の電極で得られる破壊電界強度の最小値 E の確率密度関数、 $B(N, 1)$ はベータ関数、 $F(E)$ は面積 S_0 の電極における破壊電界強度の累積分布関数、 $f(E) = dF(E)/dE$ である。特にNが整数のとき(2.10)式は(2.11)式になる。

$$g(E) = N[1 - F(E)]^{N-1} f(E) \quad \dots\dots\dots (2.11)$$

面積 S の電極の初回破壊電界強度や最初の少数回の破壊電界強度を求める場合には、 $F(E)$ と $f(E)$ は面積 S_0 の電極の初回破壊電界強度に対するものを用いなければならない。バフ仕上げ電極と粗面仕上げ電極における $F(E)$ は(2.8)式で表すことができるので、(2.11)式に代入することにより次式が導かれる。

$$g(E) = N \left(\frac{E - E_L}{E_S} \right)^{m-1} \frac{m}{E_S} \exp \left[-N \left(\frac{E - E_L}{E_S} \right)^m \right] \quad \dots\dots (2.12)$$

累積破壊確率分布 $G(E)$ は(2.12)式を $E_L \sim E$ の範囲で積分することによって得られ、次式で表される。

$$\begin{aligned} G(E) &= \int_{E_L}^E g(E) dE \\ &= 1 - \exp \left[-N \left(\frac{E - E_L}{E_S} \right)^m \right] \quad \dots\dots\dots (2.13) \end{aligned}$$

(2.13)式は再びワイブル分布になる。そのモード E_{mN} と標準偏差 σ_N は(2.14)式と(2.15)式で与えられる。

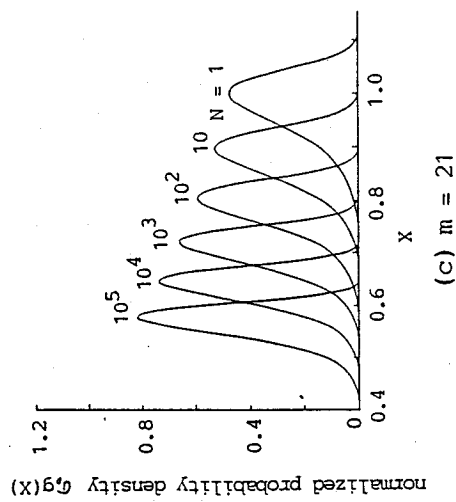
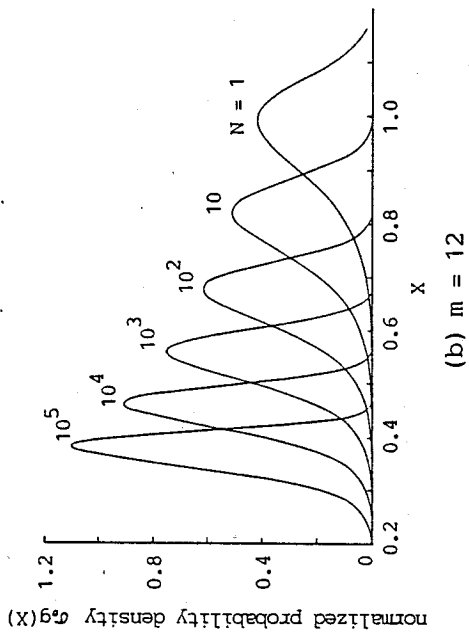
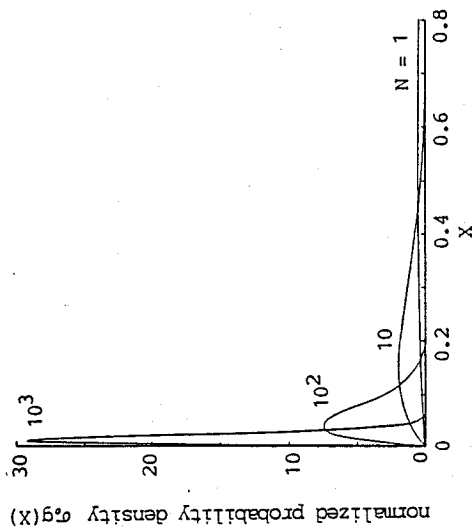


Fig.2.16 Influence of electrode area on normalized probability density $\sigma_g(X)$; $X = (E - E_L)/E_S$; $N = S/S_0$.

$$E_{mN} = E_L + E_S \left(\frac{m-1}{Nm} \right)^{1/m} \dots\dots\dots (2.14)$$

$$\sigma_N = \sigma_0 N^{-1/m} \dots\dots\dots (2.15)$$

ここで、 σ_0 は面積 S_0 の電極における標準偏差でガンマ関数 Γ を用いて

$$\sigma_0 = E_S \sqrt{\Gamma(1+2/m) - \Gamma^2(1+1/m)} \dots\dots\dots (2.16)$$

で表される。 $X = (E - E_L) / E_S$ とおき、(2.12)式を σ_0 で規格化し $\sigma_0 g(X)$ と X の関係を図示すると図2.16のようになる。各 m の場合とも N が大きくなるにつれ $\sigma_0 g(X)$ のピークが左側すなわち低電界側にシフトし、かつ、鋭く高く尖がってくる。 m が小さいほどそのピーク値の増加が急であり、分布の広がりが小さくなる。 $\sigma_0 g(X)$ がピークになる X はモードに、分布の広がりは標準偏差に関係していることから、電極面積が大きくなるにつれ破壊電界強度が低下し、ばらつきが小さくなることがわかる。

2.8.2 偏心円筒電極における実効電極面積

平等電界を作る電極や同心円筒電極のように電極表面全体にわたって電界が一定である場合には、電極上の至る所でフラッシュオーバー確率が等しくなるので、確率的な重み付けすることなく幾何学的な面積を電極面積とすればよい。しかし、偏心円筒電極や球ギャップのように電極上の位置によって電界強度の変わる場合には、電極の幾何学的面積ではなく電界強度に応じて確率的に重みづけをした面積を用いなければならない。確率的に重み付けをした面積（実効面積 S_{eff} と呼ぶ）は次のようにして求められる。ある電極において電界が E_i の面積を ΔS_i とすれば、そのフラッシュオーバー確率 $\Delta G_i(E_i)$ は(2.13)式より

$$\Delta G_i(E_i) = 1 - \exp\left\{-\frac{\Delta S_i}{S_0} \left(\frac{E - E_L}{E_S}\right)^m\right\} \dots\dots\dots (2.17)$$

になるので、この電極のフラッシュオーバー確率は (2.18) 式で表される。

$$G(E) = 1 - [1 - \Delta G_1(E_1)][1 - \Delta G_2(E_2)][1 - \Delta G_3(E_3)] \dots\dots$$

$$= 1 - \exp\left\{-\sum_i \frac{\Delta S_i}{S_o} \left(\frac{E_i - E_L}{E_s}\right)^m\right\} \dots\dots (2.18)$$

今、最大電界が E_m 、幾何学的な面積が $\sum \Delta S_i$ の電極を、均一な電界 E_m を持ちかつ (2.18) 式と等しいフラッシュオーバー確率を持つ面積 S_{eff} の電極で置き代えると、 S_i と S_{eff} との間には次式が成り立つ。

$$1 - \exp\left\{-\sum_i \frac{\Delta S_i}{S_o} \left(\frac{E_i - E_L}{E_s}\right)^m\right\}$$

$$= 1 - \exp\left\{-\frac{S_{eff}}{S_o} \left(\frac{E_m - E_L}{E_s}\right)^m\right\} \dots\dots (2.19)$$

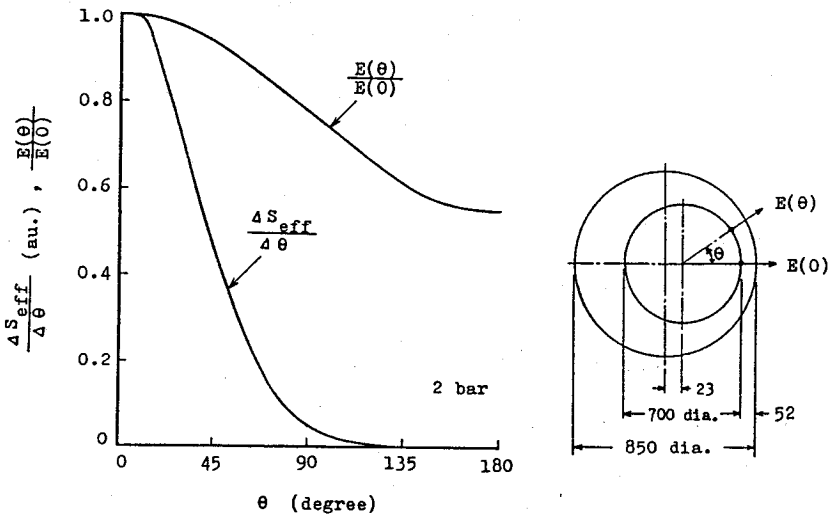


Fig.2.17 Electric field strength $E(\theta)$ and effective electrode area per unit angle $\Delta S_{eff}/\Delta \theta$ around the inner electrode in eccentric cylinder electrode 4.

したがって、

$$S_{\text{eff}} = \sum_i \Delta S_i \left(\frac{E_i - E_L}{E_m - E_L} \right)^m \quad \dots\dots\dots (2.20)$$

ΔS_i を十分に小さく選べば (2.20) 式は次式の積分形で表される。

$$S_{\text{eff}} = \int \frac{S_L}{S_m} \left(\frac{E - E_L}{E_m - E_L} \right)^m dS \quad \dots\dots\dots (2.21)$$

ここで、電界が E_L 、 E_m である電極面積を S_L 、 S_m とする。特に、図 2.17 のように内部円筒の半径が a 、長さが L の偏心円筒電極の場合、電界が最大になる位置 (ギャップ長が最短になる位置) から測った円周方向の角度を θ とすれば、

$$S_{\text{eff}} = 2 r L \int_0^{\theta_L} \left\{ \frac{E(\theta) - E_L}{E(0) - E_L} \right\}^m d\theta \quad \dots\dots\dots (2.22)$$

となる。ここで、 θ_L は電界が E_L に等しくなる角度、 $E(0) = E_m$ 。

代表例として偏心円筒電極 4 の場合について S_{eff} の変化率 $\Delta S_{\text{eff}} / \Delta \theta$ と電界低下率 $E(\theta) / E(0)$ を求め図 2.17 に示す。 $\theta \rightarrow$ 大につれ $E(\theta) / E(0) \rightarrow$ 小になり、それにつれて $\Delta S_{\text{eff}} / \Delta \theta$ が急速に小さくなる。この電極の実効面積は 6400cm^2 であり、内部円筒の表面積 26611.5cm^2 の約 24% に過ぎない。また、 $0^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ の範囲に実効面積の 73% が入っている。その他の電極についても実効面積を計算し放電面積として図 2.1 に示した。

2.8.3 粗面仕上げ電極の直流フラッシュオーバー電圧・破壊電界強度

図 2.1 の偏心円筒電極 3~8 で測定した DC フラッシュオーバー電圧を図 2.18 に示す。横軸は実効ギャップ長 (最短ギャップ長) / (電界集中度) で目盛りされている。1 つの電極につき 20~50 回フラッシュオーバーさせフラッシュオーバー電圧を求めた。標準偏差は約 6% である。図中の実線は面積効果を考慮に入れた (2.14) 式からの計算値である。この計算値と実測値は極めてよく一致している。図中の破線は極限破壊電界から求めた値であり、実測値よりも非常に高い値になる。

図 2. 19に破壊電界低下率（（破壊電界強度）／（極限破壊電界））と電極の実効面積との関係を示した。面積370cm²の値は電極2を用いて測定したものである。実線は（2. 14）式による計算値であり、計算値と実測値は極めてよく一致する。破壊電界強度は電極面積が大きくなるにつれ、また、ガス圧力が高くなるにつれ低くなり、10⁴cm²のときには極限値の0.4倍（4 bar）～0.7倍（1 bar）になる。

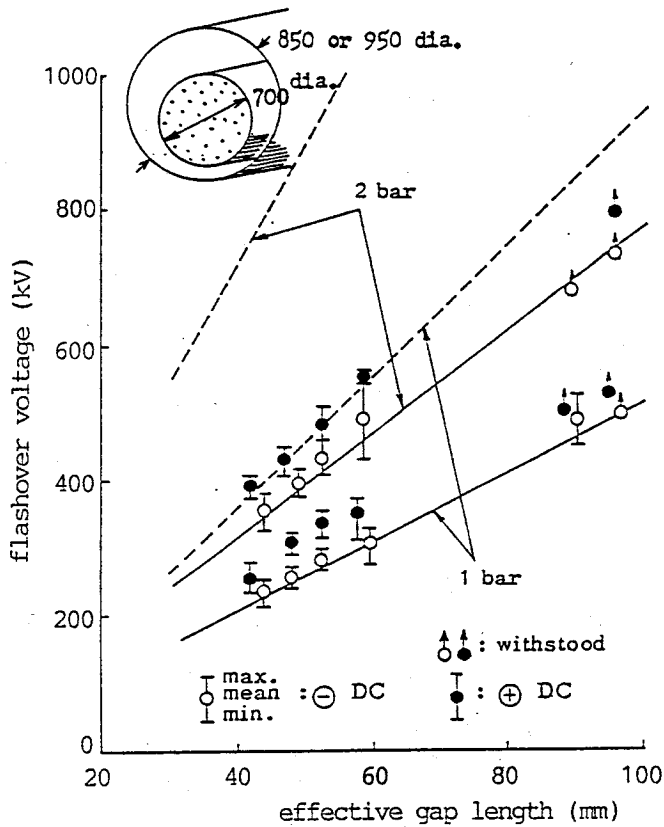


Fig.2.18 DC flashover voltages of eccentric cylinder electrodes 3 - 8 ;
 ----- : critical flashover voltage
 ————— : calculation from eq. (2.14).

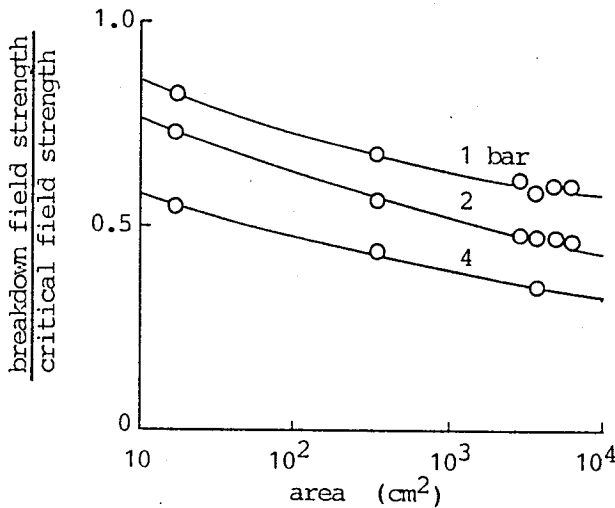


Fig.2.19 Electrode area effect of rough finished electrodes 1 - 8 for DC voltages.

2.8.4 バフ仕上げ電極の直流フラッシュオーバー電圧・破壊電界強度

バフ仕上げ電極の直流フラッシュオーバー電圧・破壊電界強度は多くの研究者によって測定されており、最大1.5m²の面積までの測定例がある。

同心円筒電極で測定された代表例を図2.20に示す¹⁶⁾。φ76/φ250×1915のバフ仕上げ電極で、中心導体面積は2184cm²である。正極性フラッシュオーバー電圧は負極性フラッシュオーバー電圧より20~30%高い。実線は表2.1のパラメータと(2.14)式を用いて計算したフラッシュオーバー電圧のモードである。計算値は実測値の最低値に極めてよく一致している。計算が初回フラッシュオーバー電圧を求めるものであるため、実測の最低値と一致することは当然のことといえる。

ガス圧力4 barにおける破壊電界強度低下率と電極面積の関係を図2.21に示す。実線は表2.1のパラメータと(2.14)式から計算したモードであり、計算値は実測値の最低値と非常によく一致している。図中の一点鎖線はコンディショニング後の確率分布を用いて計算した値、破線はコンディショニング中の確率分布を用いて計算した値である。この両者はいずれも実測値との相違が非常に大きく、大きな電極の直流破壊電界強度の計算には適さないと言える。

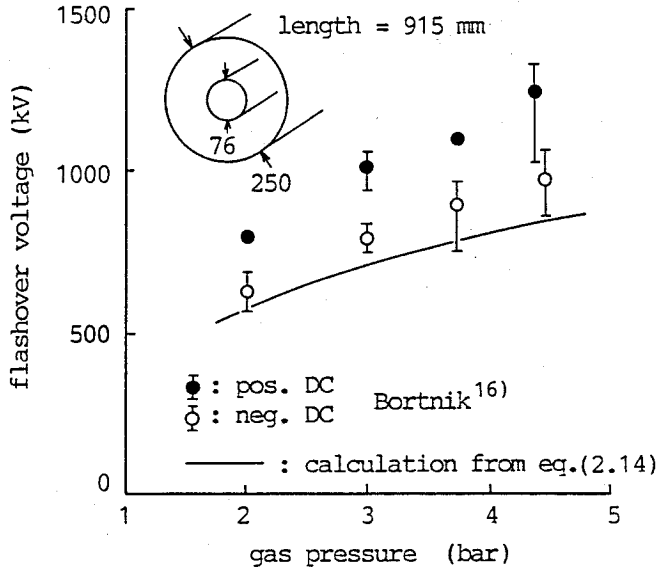


Fig.2.20 Flashover voltages of buff polished concentric cylinder electrodes.

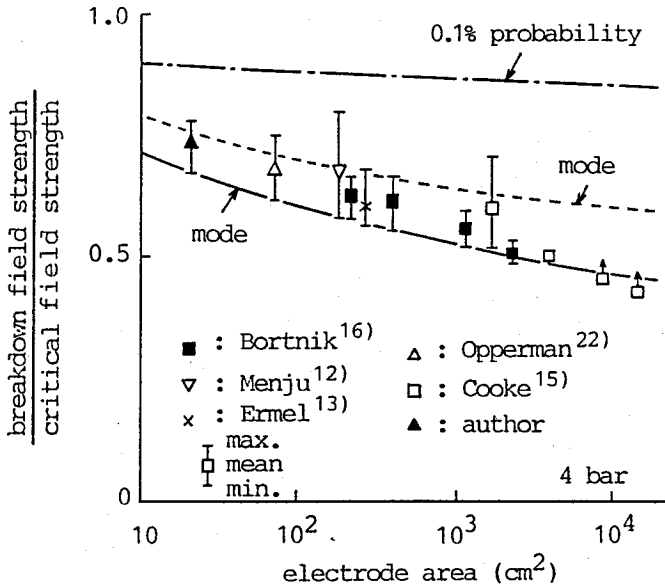


Fig.2.21 Comparison of calculated flashover voltages with measured ones of buff polished large electrodes ; DC ;

- : calculation with the data after conditioning,
- - - : calculation with the data during conditioning
- : calculation with the data of first flashover

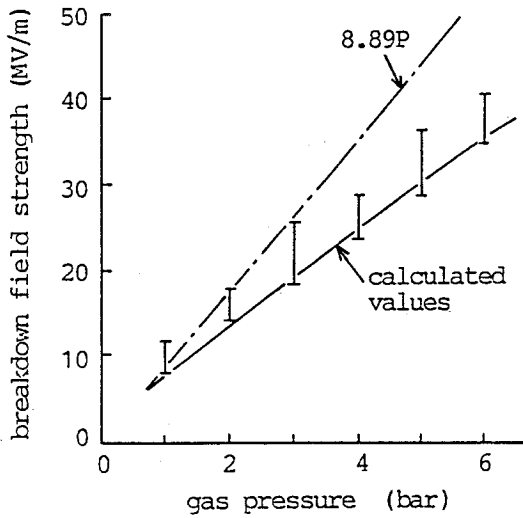


Fig.2.22 Breakdown field strength of a concentric cylinder electrode for lightning impulse voltages ; $\phi 20/\phi 60$; area = 62.8 cm^2

2.8.5 雷インパルス 破壊電界強度

$\phi 20/\phi 60 \times l 100$ の同心円筒電極(面積 62.8 cm^2)における負極性雷インパルス破壊電界強度を図2.22に示す。中心円筒電極は粗面仕上げされたアルミニウムである。電極を交換しないで各ガス圧力で10回づつフラッシュオーバを繰返して測定されたデータである。一点鎖線で示した極限破壊電界に比べ実測値はかなり低くなる。実線は初回破壊確率分布から計算したモードであり、実測値の最低値とよく一致している。

$3 \mu\text{m}$ 以下の表面粗さの電極に対する面積効果を図2.22に示す。 $\phi 32/\phi 96 \sim \phi 500/\phi 635$ の寸法の13種類の同心円筒電極¹⁷⁻¹⁹⁾およびリング電極^{20, 21)}で測定された破壊電界である。破線は測定値のばらつきを示している。破壊電界強度は、電極を交換しないでガス圧力だけを変えながら各圧力で10回程度フラッシュオーバさせて求められている。したがって、電極セット直後は表面仕上げがよくてもフラッシュオーバ痕跡によりかなり粗い電極表面になっているものと思われる。電極面積が大きくなるにつれ破壊電界は低下する。表面粗さが $3 \mu\text{m}$ 程度の初回破壊電界確率分布は本研究では求めていないので、仮りに粗面仕上げ電極の1/10倍程度の電極面積に相当すると考えて破壊電界を計算すると図中の実線のようになる。実測値と計算値はかなりよく一致する。

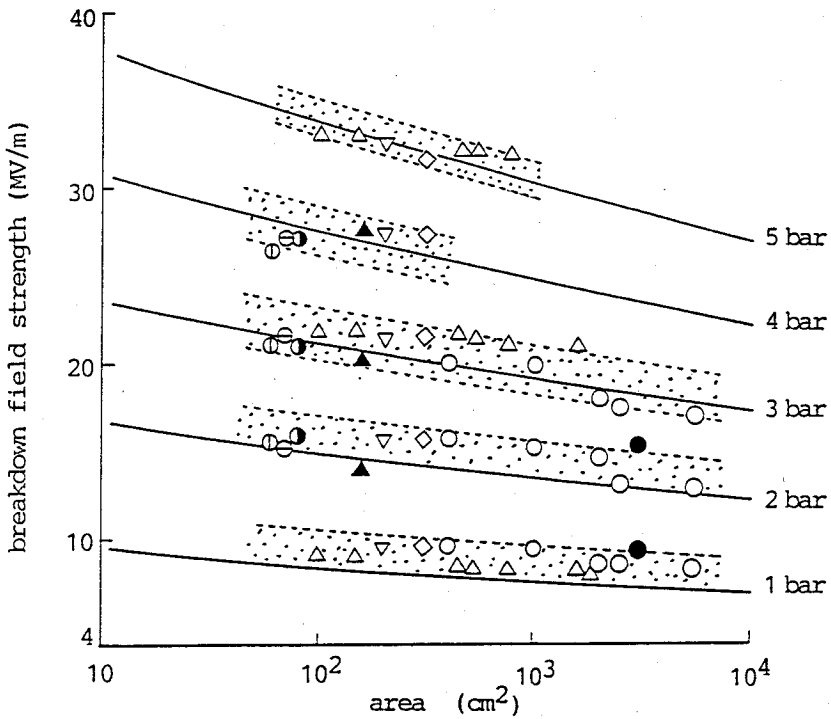


Fig.2.23 Comparison of calculated breakdown field strength with measured one under lightning impulse voltages in the case of large electrode surface area ;

⋯ : measured values, — : calculated values

○ (φ 38/φ 200), ● (φ 100/φ 540), ⊙ (φ 200/φ 540) : 川口¹⁷⁾,

▽ (φ 32/φ 96), ◇ (φ 50/φ 96) : 毛受¹⁸⁾, △ (φ 150/φ 280 etc) : Rein¹⁹⁾,

⊙ (φ 190/φ 516) : Masetti²⁰⁾,

▲ (φ 500/φ 635), ● (φ 225/φ 285), ⊖ (φ 140/φ 240), ⊕ (φ 140/φ 200) : Ryan²¹⁾

2. 9 まとめ

小面積の電極を用いて直流と雷インパルス電圧に対する初回破壊電界強度を測定し、その確率分布を明らかにした。これに基づいて大面積の電極の破壊電界強度を推定する方法について検討すると共に、実測値と比較した。これらを要約すると次の通りである。

- (1) 小面積の電極ではコンディショニング効果が存在し、初回破壊電界強度が最も低くなる。初回フラッシュオーバは弱点によって引き起される破壊になり、初回破壊電界確率分布はワイブル分布として表される。

- (2) 初回破壊電界強度のワイブル分布のパラメータは電圧波形と電極表面粗さによって異なり、それらの値を実験により明らかにした。
- (3) バフ仕上げ電極にもかかわらず初回破壊電界強度が低い原因は、電極に付着した微小な金属粒子にある。そのため、たとえコンディショニングによって高い絶縁耐力を達成しても、一度ガスを流動させると試験タンク内の金属粒子が舞上げられて電極に付着するため、破壊電界強度が低下する。
- (4) 大形電極における破壊電界強度とフラッシュオーバ電圧は初回破壊電界確率分布から精度よく計算することができる。その計算値は測定値の最低値によく一致する。

2. 10 参考文献

- 1) 放電常置専門委員会：SF₆ガス中における絶縁破壊：電気学会技術報告 I部 第118号，p.1-18（昭和52年4月）
- 2) I.M. Bortnik：Selecting operating and testing field strength for H.V. gas with SF₆ insulation：Electri Tech. USSR no.4, p.97-113 (1974)
- 3) A.Pedersen：The effect of surface roughness of breakdown in SF₆：IEEE Trans. Power Apparatus and Sys. vol.PAS-89, p.2043-2047 (1972)
- 4) V.G.Agapov & V.Razevig：Breakdown voltages of gaseous gaps at high pressure：Elektrichestvo, no.5, p.32-34 (1972)
- 5) C.M.Cooke：Ionization, electrode effects and discharges at extra high voltages：IEEE Tran. vol.PAS-94, p.1518-1523 (1975)
- 6) T.Nitta et.al.：Area effect of electrical breakdown in compressed SF₆：IEEE Trans. vol.PAS-93, p.623-629, (Mar./Apr.,1979)
- 7) C.Masetti & B.Parmiciant：Area effect on the electrical breakdown of compressed SF₆-insulated systems：3rd ISH no.32-05 (Aug. 1979)
- 8) 遠藤 外：SF₆ガスのフラッシュオーバ特性：昭和52電気学会東京支部大会 no.222
- 9) 松葉、川井：弱点破壊とワイブル分布：電学誌 vol.97, no.4, p.282-285（昭和52年4月）

- 10) 日科技連 : 信頼性データの解析 : 日科技連出版 1971年3月
- 11) S.S.Wilks (田中、岩本訳) : 数理統計学 I : 東京図書 (昭和46年)
- 12) S.Menju et.al. : DC dielectric strength of a SF₆ gas insulated system : IEEE F77-130-8 (1977)
- 13) M.Ermel : Der SF₆-Durchschlag im Zylinderfeld bei Gleichspannung : Elektrotech Z(ETZ)-A, vol.96, no.11 p.505 (1975)
- 14) I.D.Chalmers et.al. : Conditioning effects in pressurized spark gaps : 4th Int. Conf. on Gas Discharges p.166 (1976)
- 15) C.M.Cooke et.al. : The investigation of ultra-high-voltages in coaxial systems : IEEE F77-094-6 (1977)
- 16) I.M.Bortnik et.al. : Electrical breakdown and the similarity law in SF₆ at extra-high-voltages : IEEE T72-116-7 (1972)
- 17) 川口、毛受 : 同軸円筒電極配置におけるSF₆の絶縁破壊特性 : 電学誌 vol. 90, no.10, p.2061-2068 (Oct. 1970)
- 18) 毛受 外 : 球-球および同軸円筒電極配置における高気圧SF₆ガスの絶縁破壊特性 : 電学論文誌B vol.93-B, no.11, p.551-558 (Nov. 1973)
- 19) A.Rein et.al. : A statistical approach to the streamer breakdown criterion in SF₆ : IEEE Trans. vol.PAS-96, no.3, p.945-954 (May/June, 1977)
- 20) C.Masetti & B.Parmigiani : Area effect on the electrical breakdown of compressed SF₆-insulated systems : 3rd ISH no.32-15 (Aug. 1979)
- 21) H.M.Ryan & W.L.Watson : Impulse breakdown characteristics in SF₆ for non uniform field gaps : CIGRE 15-01 (1978)
- 22) G.Oppermann : Die Paschen-Kurve und die Gültigkeit des Pashen-Gesetzes für Schwefelhexafluorid : ISH p.378-384 (1972) Munchen

第3章 ガス空間暗電流特性

3.1 まえがき

SF₆ガス絶縁では空気等の通常の気体に比べ数倍以上も高い電界強度が使用されるため、直流課電時に、従来ほとんど問題にならなかった暗電流が相当に流れ、新たな問題になっている。2章で述べた偏心円筒電極に直流電圧を印加した時の経験では暗電流は1~10mAにも達した。また、1964年~1965年に行われた電力中央研究所送電機能研究会主催の管路気中送電線の第1次試験においては、直流500kV課電時に約50mAの大きな暗電流が記録されている。

暗電流の原因として従来より電子の電界放出が考えられてきた。新田氏ら¹⁾は、電極表面上の微小な凹凸により電界が集中し電子が放出されるとしている。暗電流が流れ始める電界強度(暗電流開始電界強度)は、表面粗さが $\pm 0.5\mu\text{m}$ のとき40-50 MV/m、 $\pm 20\mu\text{m}$ のとき10 MV/mになる。暗電流は定常的に流れる成分とパルス的に流れる成分から成り、フラッシュオーバ直前には数 μA のパルス電流が流れるとしている。Ernel氏²⁾は $\phi 90/\phi 250 \times 1830$ の同心円筒電極を用いた実験で20 μA 程度の暗電流が流れることを明らかにし、やはり電界放出が原因としている。Berger氏³⁾はSF₆、空気および窒素ガス中の暗電流を平板電極(陰極-サンドブラスト仕上げで粗さ $\pm 20\mu\text{m}$;陽極-バフ仕上げ)を用いて測定しいずれのガスにおいても約10 μA になること、暗電流開始電界強度はガスに関係なく8~10 MV/mであることを明らかにし、電極表面上の突起やダストからの電界放出が暗電流の原因としている。渡辺氏ら⁴⁾は $\phi 50$ 球-平板電極を用いて実験し、球電極がバフ仕上げ(粗さ $\pm 0.5\mu\text{m}$)のとき暗電流開始電界強度が21 MV/m、暗電流値が数nA、#80エメリー紙研磨(粗さ $\pm 25\mu\text{m}$)のときそれぞれ16~19 MV/m、0.2 nAを得ており、後者の原因は電極表面上の突起における局所的な電離であるとしている。

ところが、筆者等の行った偏心円筒電極の実験において約5 MV/mという非常に低い電界強度で暗電流が流れ始めしかも電流が非常に大きいという従来の研究では説明できない新しい現象が観測された。上述の送電機能研究会主催の直流課電試験(供試線路: $\phi 114/\phi 340 \times \ell 2900$)では8 MV/mの電界強度のとき約50mAの大きな暗電流が記録された。UHV 直流送電を考えるとGISの内部導

体上の電界強度はこれらと同等のレベルになると予想され、機器の信頼性向上や試験設備の小形化などを達成するために暗電流の原因を明確にすることが必要になってきた。本章では、SF₆ガス絶縁で顕在化したこのような異常とも思える暗電流についてその特性を明らかにすると共に原因と防止方法について検討した。

3.2 実験方法

3.2.1 電極の表面処理

直径70mmの黄銅材の平行平板電極（図2.1の電極1）を用い、ギャップ長を6mmに設定した。電極の仕上げはバフ仕上げ（表面粗さ±0.2μm）と#60エメリー紙で研磨した粗面仕上げ（表面粗さ±8μm）の2通りである。研磨した電極は、表3.1に示した4種類のクリーニングを行った後、陰極と陽極の表面粗さの組合せを変えて試験タンクにセットした。

表3.1 電極のクリーニング

クリーニングの種類	クリーニング内容
A	アセトンをしませた清浄な布で拭く
B	アセトンの中で5分間超音波洗浄し、洗浄後 清浄なアセトンで電極表面を洗い流す。これにより金属粒子を除去。
C	パック処理。パックを電極表面に塗り、皮膜硬化後にはがす。これを2回繰り返して金属粒子を除去。
D	SF ₆ ガスを高速で電極表面に吹き付けることにより金属粒子を除去。

3.4.2項に記述するように、クリーニングAの場合には研磨により生じた微小な金属粒子が多数付着しており、クリーニングB、C、Dではその大多数が除去されている。クリーニングCとDを施した電極では、タンクにセットする前にアセトンをしませた清浄な布でよく拭き脱脂した。クリーニングDでは、

SF₆ガスボンベに取付けた減圧弁の吐出側に内径8mmのビニルホースをつなぎ、減圧弁の吐出圧を2barにしてビニルホースを介してSF₆ガスを電極表面に吹きつけた。

3.2.2 暗電流測定方法

暗電流測定は2章に示した図2.3の回路で行った。接地側の電極を20kΩの抵抗を介して接地し、この抵抗の両端に生じる電位差を直流増幅器（横河電機製 Type3125、入力インピーダンス0.5~1MΩ）で増幅したのちペンレコーダにより記録した。電流感度はペンレコーダ上で0.83nA/mmである。

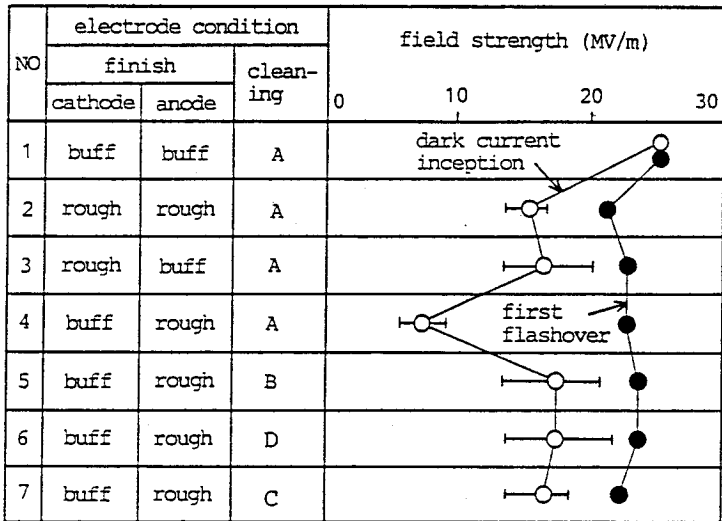
電圧は40kV/分（6.7MV/(m・分)）で直線上昇した。これによる充電電流は3nAにすぎない。また、一部の試料については電圧を階段上昇した。

3.3 実験結果

3.3.1 暗電流開始電界強度

電極セット後第1回目の課電における暗電流開始電界強度と破壊電界強度を図3.1に示す。このときのガス圧力は4barであり、一般に次の事項が成り立つ。

- (1) 陽極と陰極が共にバフ仕上げの場合 (No.1)、暗電流はフラッシュオーバーまで流れず、暗電流が流れ始めると直ちにフラッシュオーバーする。
- (2) 陽極、陰極共に粗面仕上げの場合 (No.2)、暗電流開始電界強度は14.0~16.5MV/mである。
- (3) 陽極がバフ仕上げ、陰極が粗面仕上げの場合 (No.3)、No.2と同等の暗電流開始電界強度になる。
- (4) 陽極が粗面仕上げ、陰極がバフ仕上げの場合 (No.4)、5~9MV/mという非常に低い電界強度で暗電流が流れ始める。
- (5) 暗電流開始電界強度が最も低いNo.4の電極の組合せで電極クリーニングB、C、Dを施すと (No.5、6、7)、暗電流開始電界強度がNo.2、3と同等の値まで上昇する。
- (6) 破壊電界強度はNo.2~7でほぼ等しく、電極クリーニングの影響はほとんどない。



A : wiped with clean cloths immersed in acetone
 B : ultrasonic washing
 C : cleaning by blowing of high speed SF₆ gas
 D : cleaning with an adhesive pack

Fig.3.1 Dark current inception and first breakdown field strength for parallel plane electrodes of 70 mm in diameter at 4 bar at the first voltage application.

3.3.2 課電履歴特性

電極状態は、暗電流開始電界強度に影響するだけでなく、電界強度に対する暗電流の変化にも大きく影響する。図3.1に示したNo.2~4の各電極状態（クリーニングA）における暗電流-電界特性の代表例を図3.2に示す。図で定常的に流れている0.003μAの電流は電圧を直線上昇したことによる充電電流である。この測定により以下の事項が明らかになった。

- (1) No.2 : 陽極[粗面仕上げ]-陰極[粗面仕上げ]の場合(図3.2(a)) ;
 暗電流は約17MV/mの電界強度で階段状に突然流れ始め電界上昇と共に急激に増加する。17.5MV/mになったとき一旦電源を遮断し再び0MV/mから課電を開始すると、最初の課電時よりも1~3MV/m低い電界強度で暗電流が流れ始める程度であり、前課電による暗電流開始電界強度の大きな変化、即ち、課電履歴特性はほとんどない。22MV/mで8μA以上の暗電流が流れてフラッシュオーバーする。一度フラッシュオーバーした後の暗電流開始電界強度は17~20MV/mになり、この値は3~4回フラッシュオーバーさせ

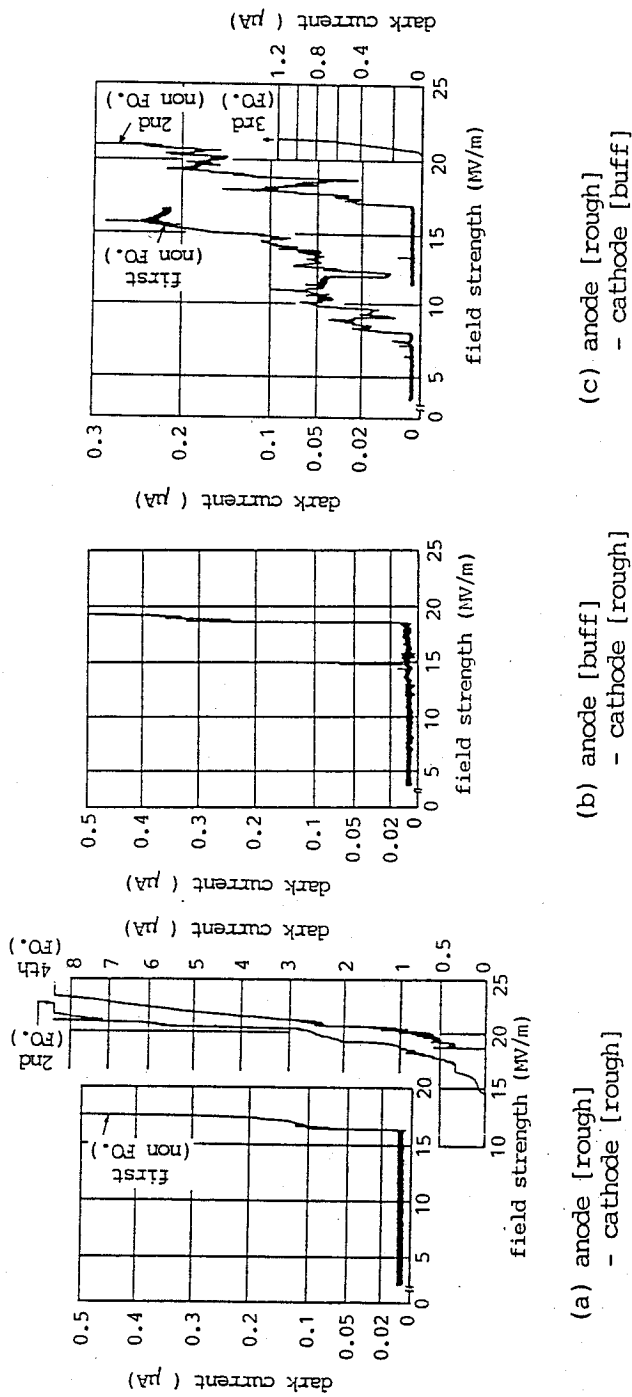


Fig.3.2 Dark current characteristics for parallel plane electrodes of 70 mm in diameter at 2 bar under the condition of cleaning A.

でもほとんど変化しない。電流感度を変えてフラッシュオーバ直前の暗電流を測定すると約 $20\mu\text{A}$ に達する。

- (2) No. 3 : 陽極[バフ仕上げ] - 陰極[粗面仕上げ]の場合(図3.2(b)); No. 2のときと同様に、暗電流はある電界強度で階段状に突然流れ始める。最初の課電時にフラッシュオーバさせないで電圧を遮断し再び電界 0MV/m から課電を始めると、暗電流開始電界強度は初回課電時よりも $1\sim 3\text{MV/m}$ 低くなる。フラッシュオーバ直前の暗電流は $30\sim 100\mu\text{A}$ になる。
- (3) No. 4 : 陽極[粗面仕上げ] - 陰極[バフ仕上げ]の場合(図3.2(c)); 暗電流はある電界強度で階段状に突然流れ始める。暗電流は不安定でありスパイク状の成分を多く含んでいる。最初の課電で 17MV/m まで上昇した後電圧を遮断し再び 0MV/m から課電開始すると、前回印加した最高の電界強度に達したときに初めて暗電流が流れ始める。2回目の課電時にも 22MV/m で電圧を遮断し再課電すると、2回目の課電時の最高印加電界強度にほぼ等しくなった時に暗電流が流れ始める。この現象の再現性もよい。この課電履歴特性は極めて独特でありまだ世の中で報告された例がない。フラッシュオーバ直前の暗電流は約 $1\mu\text{A}$ である。

図3.2(c)の特性はガス圧力に影響されないようである。図3.3に示

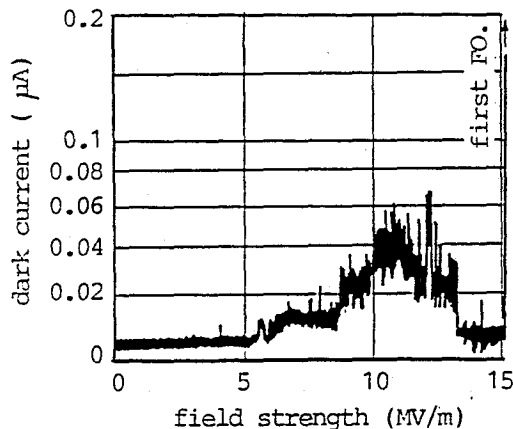


Fig.3.3 Dark current characteristics for parallel plane electrodes of 70 mm in diameter at 2 bar ; anode [rough] - cathode [buff] ; cleaning A.

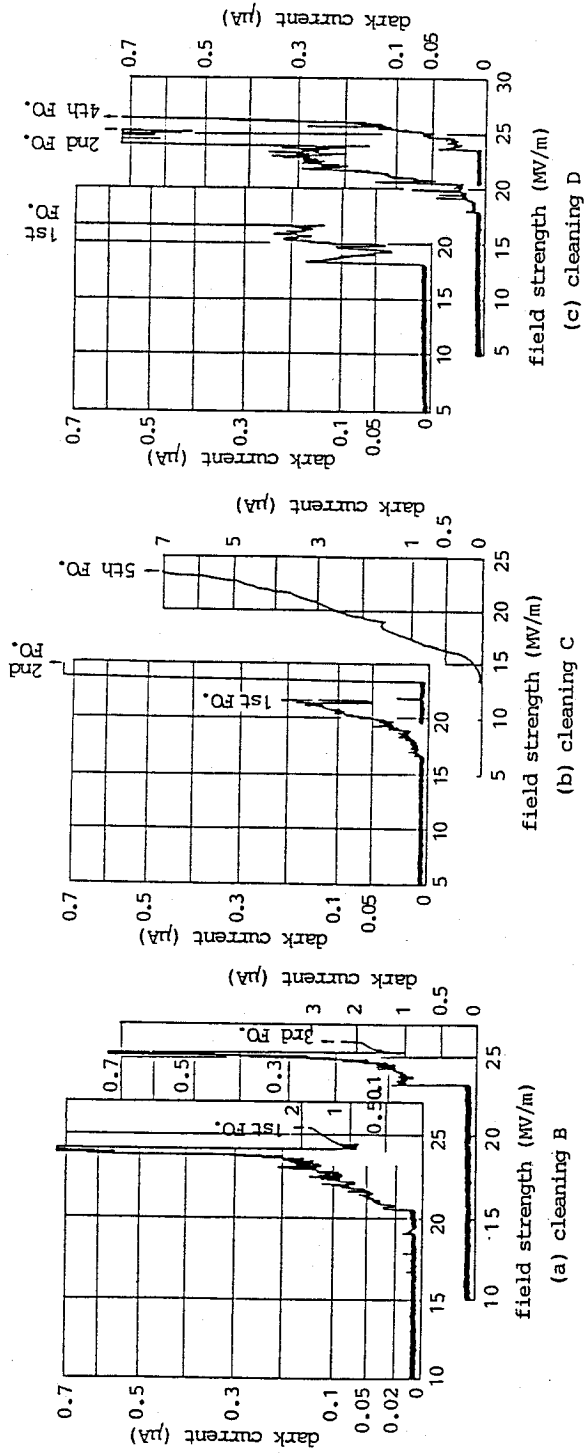


Fig.3.4 Dark current - electric field strength characteristics of three kinds of electrode cleaning in the case of anode [rough] - cathode [buff] at 4 bar.

したように、ガス圧力を2 barにすると約15MV/mでフラッシュオーバーするものの、暗電流開始電界強度と暗電流値は共に4 bar時と同等になる。したがって、No. 4の時の暗電流はガス圧力の影響を受けない担体により運ばれていると推測される。

また、たとえ陽極〔粗面仕上げ〕-陰極〔バフ仕上げ〕の組合せであってもクリーニング方法を変えると図3. 2 (c)と全く異なった暗電流特性になる。その代表例を図3. 4に示す。クリーニングB、C、Dを行うと課電履歴特性がほとんど消失し暗電流開始電界強度が非常に高くなる。また、その暗電流特性は各クリーニング間でほぼ等しくなる。このことは、クリーニングAをおこなった電極ではクリーニングB、C、Dを行なった電極とは異なったメカニズムで暗電流が流れることを意味している。

3.3.3 暗電流-時間特性

クリーニングAを行った陽極〔粗面仕上げ〕-陰極〔バフ仕上げ〕の場合、暗電流に大きな課電履歴特性のあることが判明したが、これは課電により暗電流源が消滅するためではないかと考えられる。そこで、電界を3.3~3.4MV/mステップ（各ステップ5分間保持）で上昇して暗電流の時間変化を測定した。その代表例は図3. 5の通りであり、次に述べるように表面粗さの組合せにより大きく変化することが判明した。

- (1) 陽極〔粗面仕上げ〕-陰極〔粗面仕上げ〕の場合、16.7 MV/mでパルス的に電流が流れるがすぐに消滅する。20MV/m以上の電界強度になると定常的に電流が流れる。20MV/mのとき課電当初は1.5 μ Aの暗電流であるが6分後には0.6 μ Aに減少する。23.3MV/mのときは約2 μ Aの暗電流が安定して流れる。
- (2) 陽極〔粗面仕上げ〕-陰極〔バフ仕上げ〕の場合、フラッシュオーバーさせないで20MV/mまで電圧を直線上昇して課電した後一旦電圧を遮断し再課電して測定した。13.3MV/mのときは暗電流は流れず、16.7MV/mのときには散発的に0.02 μ A程度のパルス性の電流が流れるにすぎない。21.2 MV/mになると課電直後に約0.3 μ Aの大きな暗電流が流れるものの約30秒で消滅する。その後0.02 μ A程度のパルス性の電流が散発的に流れるだけであり、陰極が粗面仕上げの(a)に比べ全く電流値が異なる。なお、予め20MV/mまで課電したときに流れた暗電流の大きさは1 μ A以上（記

録計が振り切れた)であった。

このように暗電流-時間特性も電極状態により大きく異なっている。図3.5 (a)のように時間が経つと徐々に暗電流が減少する原因としてBerger氏³⁾や渡辺氏⁴⁾はストレス コンディショニングを考えている。すなわち、暗電流は微小な突起先端における微小放電によって流れるが、課電しているうちにその電流のジュール熱により突起先端が溶融し丸くなるため突起先端の電界が弱くなり暗電流が減少するというものである。この考えで説明できるのは前述の測定結果のごく一部だけであり、図3.1でNo.4だけ暗電流開始電界の低いこと、図3.2で(a)と(b)に課電履歴が現れないで(c)だけに現れること、クリーニングの仕方により暗電流特性が異なることを説明できない。筆者は、後述の理由でこれらの原因は金属粒子ではないかと考えている。

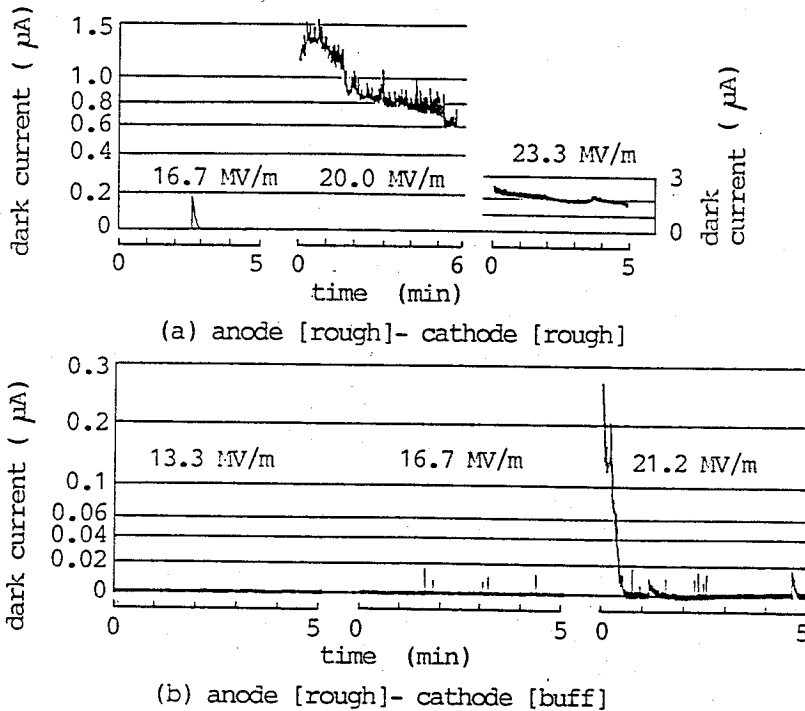


Fig.3.5 Dark current - time characteristics for parallel plane electrodes of 70 mm in diameter at 4 bar ; cleaning A ;
 (a) : after flashover at 24.2 and 25.3 MV/m ;
 (b) : after voltage application up to 20 MV/m without any flashover.

3. 4 暗電流のメカニズム

3.4.1 電界放出と金属粒子による暗電流

暗電流の原因として、従来から考えられている電界放出された電子電流と微小突起の先端で生じる電離による電流のほかに、金属粒子が電荷担体になって流れる電流が考えられる。電界放出された電子による電流密度 J は (3. 1) 式の Fowler-Nordheim の関係式によって表される⁵⁾。

$$J = K_1 (m E)^2 \exp\left(-\frac{K_2}{m E}\right) \quad \left[\frac{A}{m^2}\right] \quad \dots\dots\dots (3. 1)$$

ここで、 K_1 はフェルミ準位と電極材料の仕事関数により決まる定数で約 $7 \times 10^{-7} [A/V^2]$ 、 K_2 は電極材料の仕事関数により決まる定数で約 $6.5 \times 10^{10} [V/m]$ 、 m は微小突起先端の電界集中度 (= (最大電界強度)/(平均電界強度)) である。この式より、 $\ln(J/E^2)$ と $1/E$ は直線関係になることがわかる。

微小突起先端における電離電流の場合、初期電子が $\exp\{\int(\alpha - \eta) dx\}$ で増殖されるので、(3. 1) 式にその増殖率を掛けた大きな電流になる。 $\ln(J/E^2)$ と $1/E$ は直線関係にならず、 $1/E$ の小さいところで急激に $\ln(J/E^2)$ が大きくなるような曲線関係になる。

金属粒子が電荷担体になりその往復運動により電荷が運ばれ暗電流になる場合には、付録 A に示すように、電流密度 J は (3. 2) 式で表される。

$$J = K_3 E^2 \quad \dots\dots\dots (3. 2)$$

ここで、 K_3 は金属粒子の質量、面積、数および電極間隔によって決まる定数で (付 3. 7) 式で与えられる。この場合には $\ln(J/E^2)$ は定数になり $1/E$ に対し傾き 0 の直線になる。

各電極組合せにおける初回課電時の $\ln(I_d/E^2)$ と $1/E$ の関係の代表例を図 3. 6 に示す (I_d : 暗電流)。●印で示した陽極 [バフ仕上げ]-陰極 [粗面仕上げ] の場合には、 $1/E < 6 \times 10^{-8} \text{ m/V}$ で折曲りのない直線になり、この傾きは初回課電時とフラッシュオーバー後の課電時とで大差なく $-3.2 \times 10^8 \text{ V/m}$ になる。この値を (3. 1) 式と比較することにより $m \doteq 200$ と推定される。

山田氏ら¹⁾は表面粗さ $\pm 20 \mu\text{m}$ の電極を用いて 10^{-6} torrの真空中で電界放出された電子電流を測定しており(図中の1点鎖線)、その $\ln(I_a/E^2)$ 対 $1/E$ の傾斜は本実験とほぼ一致する。 $1/E > 6 \times 10^{-8}$ m/Vで暗電流がながれるのは初回課電時のみであり、一度フラッシュオーバーした電極では流ない。X印で示した陽極[粗面仕上げ]-陰極[粗面仕上げ]の場合にもかなり傾斜の大きい直線になる。一度フラッシュオーバーした電極の $\ln(I_a/E^2)$ 対 $1/E$ は上述の場合とほぼ等しい傾斜になる。以上より、この二つの場合の暗電流は電界放出された電子電流による可能性が大と考えられる。

陽極[粗面仕上げ]-陰極[パフ仕上げ]の場合、直線の傾斜は極めて小さく、上記の場合の $1/20$ 以下である。特に○印のときには $1/E$ が $8 \times 10^{-8} \sim 14 \times 10^{-8}$ m/Vの範囲で、また△印のときには $6 \times 10^{-8} \sim 10 \times 10^{-8}$ m/Vの範囲で I_a/E^2 が $1/E$ に関係なくほぼ一定になる。この特徴は(3.2)式とほぼ一致している。 I_a/E^2 が $1/E \rightarrow$ 小につれ僅かずつ増加する理由として、金属粒

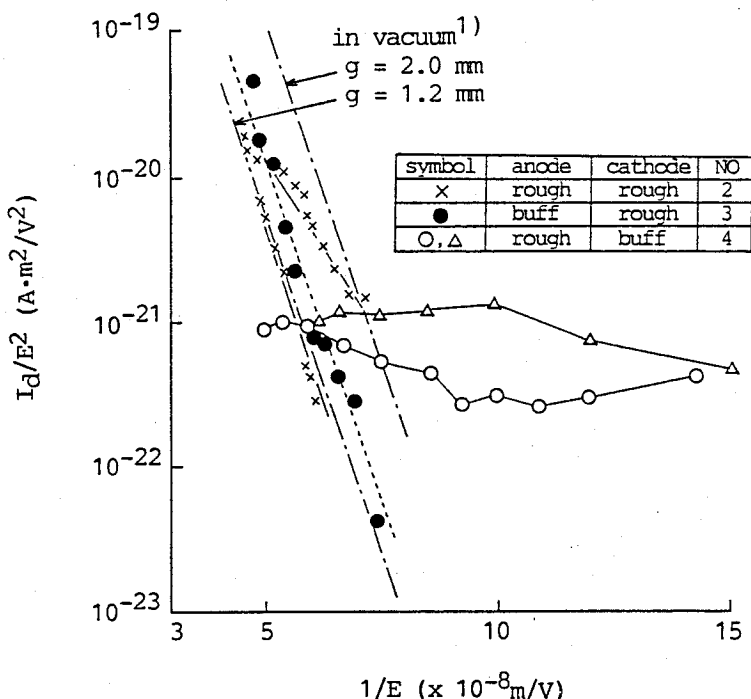


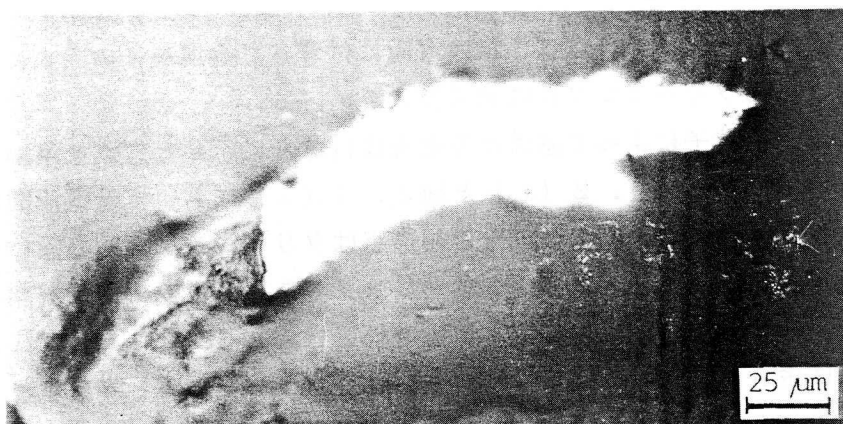
Fig.3.6 Fowler - Nordheim plots of dark currents at the first voltage application in the case of cleaning A.

子からの部分放電の発生のほかに、電極面から離脱する金属粒子が電界と共に増加することが考えられる。電極セット時のクリーニングAにより拘束力の弱いものはあるていど除去され少数になっているが、拘束力の大きなものや研磨傷の谷底にあるものは除去されていないため電界が強くなるとこれらの粒子が電極面から多数とびだしてくると考えられる。

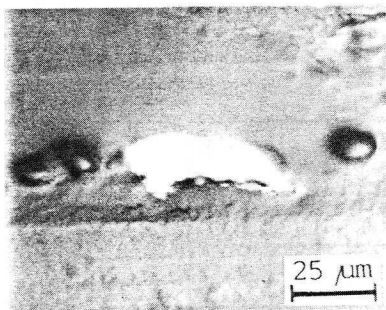
図3.2(c)の課電履歴特性は金属粒子を用いて次のように説明することができる。金属粒子は拘束力を受けて電極表面の研磨傷の山や谷の至る所に付着している。電圧を印加すると、(静電気力) > (拘束力)になるものが電極面から引き離されて電極間にとびだす。とびだした金属粒子は電極間を往復して電荷を運び、その間に電極間から逸出したり電極面に溶着して消滅する。一度消滅した金属粒子はもはや電流担体になりえず、また、再課電しても前回の印加電界までは電極面からとびだす金属粒子がないため暗電流が流れない。この結果、顕著な課電履歴特性が現れる。一度フラッシュオーバーすると破壊電界以下の電界で電極から離脱しうる金属粒子がごく少数になるので暗電流が非常に小さくなる。

3.4.2 電極に付着した金属粒子

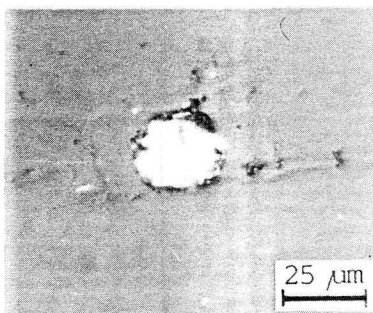
#80エメリーペーパーで電極を研磨するとエメリーペーパーで削りとられた金属微粒子が電極に多数付着する。その電極面に粘着テープを圧着し、テープに付着した金属粒子を金属顕微鏡で観察し、その大きさと形状および数を調べた。顕微鏡の倍率は100~400倍であり2 μm 以上のものが観察できる。金属粒子の一例を図3.7に示す。白く光っている部分が金属粒子であり、形状はさまざま、大形のものの多くは薄片状になっている。1.8 cm^2 のテープ面を40箇所ランダムにサンプリングし単位面積当たりの粒子数を求め、粒子の大きさと数の関係として整理すると図3.8のようになる。研磨しただけの電極に付着している金属粒子は2~9 μm で700個/ mm^2 、100~199 μm で10個/ mm^2 、200~300 μm で4個/ mm^2 存在し、300 μm を超えるものは観察されなかった。クリーニングAでは50 μm 未満の金属粒子数は研磨のみの場合の約1/3、50 μm 以上のものは約1/10になっている。クリーニングBでは1/10~1/100に減り、大形のものほど少数になる。クリーニングDも金属粒子数が大幅に少なくなる。クリーニングCの場合は図示しなかったが、クリーニングDと同等であることを確認している。また、クリーニングA~Dでは200 μm を超えるものは観察されなかった。



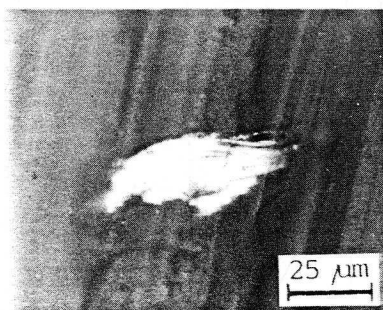
(a) cleaning A



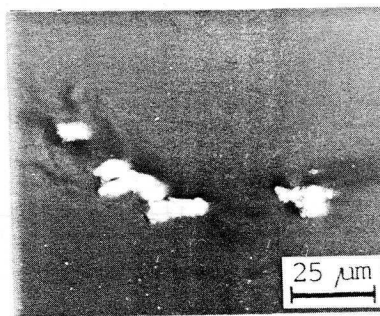
(b) cleaning B



(c) cleaning C



(d) cleaning D



(e) after flashover at 26.2MV/m
(cleaning C)

Fig.3.7 Metallic particles adhered to buff polished electrodes

このようにクリーニングB、C、Dは電極に付着した金属粒子の除去に有効であり、なかでもクリーニングBは効果が大きい。

これらの金属粒子によって運ばれる電流は付録Aに示した方法を用いて次のように計算される。図3.2(c)と図3.4(a)において暗電流開始電界強度が大きく異なるが、両者の電極の相違点はクリーニング方法の違いによる付着金属粒子数にあると考える。クリーニングBをした電極の暗電流開始電界強度は約17MV/mであるので、この電界強度以下で流れるクリーニングAの電極の暗電流は余計に付着している金属粒子により運ばれているとみなすことができる。このときの暗電流 I_d は次式で表される。

$$I_d = S \frac{\epsilon_0 v \sqrt{\epsilon_0}}{\sqrt{2} d} E_z \sum_i \frac{A_i \sqrt{A_i}}{\sqrt{m_i}} n_i \quad \dots\dots\dots (3.3)$$

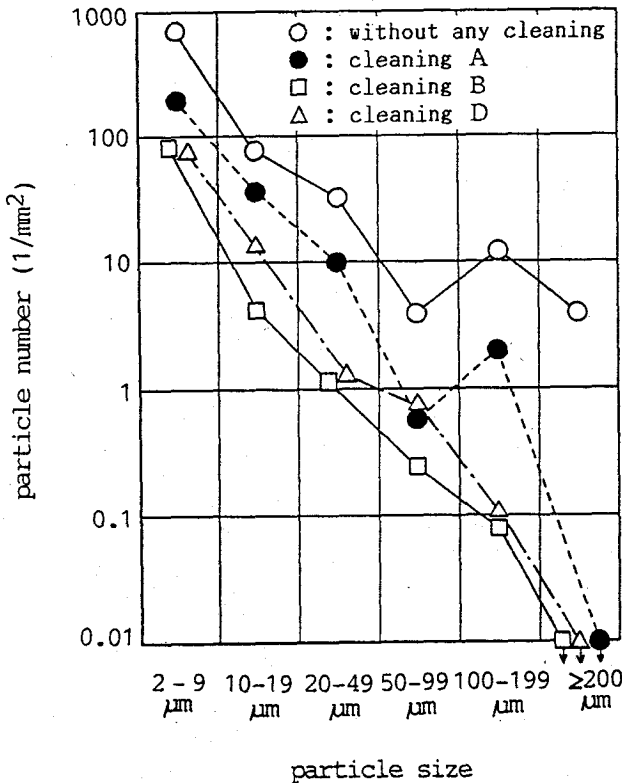


Fig.3.8 Size and number of metallic particles on electrodes.

ここで、 S : 電極面積、 d : 電極間隔、 ϵ_0 : 真空誘電率、 A_i 、 m_i : i 番目の寸法の金属粒子の面積と質量、 n_i ; 単位面積の電極間に定常的に存在する面積 A_i の金属粒子数。金属粒子は課電中に均等に電極間に飛びだしその総数が前述の付着金属粒子数に等しいとすれば、図 3. 8 より、 A_i と n_i は表 3. 2 として与えられる。実験に用いた電極では $S = 1.66 \times 10^{-3} \text{m}^2$ であるので、これらの値を (3. 3) 式に代入すると $I_d/E^2 = 1 \times 10^{-21} \text{A} \cdot \text{m}^2/\text{V}^2$ になり図 3. 6 に示した値とほぼ一致する。

No. 2 と 3 のときにも No. 4 と

同程度の金属粒子が付着しているにもかかわらず、それらが No. 4 のときのような低い電界強度で暗電流が流れない原因は次のように考えられる。粗面仕上げの陰極には無数に突起が存在し、この突起から電子が電界放出され SF_6 ガス分子に付着されて負イオンを形成する。この負イオンが陰極面上に滞留し表面電界を緩和する結果、元から陰極に付着していた金属粒子および陽極側から陰極にとび込んだ金属粒子に作用する静電気が弱くなり陰極から脱出することができなくなる。そのため金属粒子の往復運動が希になり暗電流が

表 3. 2 金属粒子の面積 A_i と数 n_i

大きさ (μm)	面積 A_i (m^2)	数 n_i (個/ m^2)
2~9	2.5×10^{-11}	6×10^5
10~19	2.3×10^{-10}	1×10^5
20~49	1.2×10^{-9}	6×10^4
50~99	5.6×10^{-9}	0
100~199	2.3×10^{-8}	1×10^4

流れなくなる。電子の電界放出が低い電界強度で起きていることが、最近の Fujimoto 氏³⁷⁾ や渡辺氏ら⁴³⁾ の測定により明らかにされている。Fujimoto 氏は 138 kV ガス絶縁母線用導体を用いて実験し、2 MV/m という低い暗電流開始電界強度と 5 MV/m で 10 pA の暗電流を得ている。また、渡辺氏らは直径 250 mm の平行平板電極で実験し、10~15 MV/m の電界強度で 0.1~0.7 nA の暗電流を得ている。したがって、上記の負イオンによる効果は十分に有り得ると考えられる。陰極がバフ仕上げのときには、負イオンが形成されないため陰極の電界緩和がなくなり、飛来した金属粒子は電荷交換後直ちに陰極から離脱し陽極に向かうことができる。また、陰極に尖鋭な大形の突起がないため、金属粒子の衝突

により尖鋭端が加熱・溶融してそれを溶着させることも起き難く、電流担体として電極間を何度も往復しうる。この往復運動が繰り返されることにより電荷が運ばれて大きな暗電流になると考えられる。

3. 5 まとめ

平行平板電極を用い、陽極と陰極の表面粗さをバフ仕上げ ($\pm 0.2 \mu\text{m}$) と粗面仕上げ ($\pm 8 \mu\text{m}$) に変えたときの暗電流特性について検討し、以下の諸点を明らかにした。

- (1) 陽極 [粗面仕上げ] - 陰極 [バフ仕上げ] のときの暗電流開始電界強度は極めて低く $5 \sim 9 \text{ MV/m}$ である。この電界値はその他の仕上げの組合せのときの $1/2 \sim 1/3$ である。また、課電履歴の影響が大きく、 20 MV/m 以下の電界強度では前課電した電界強度以下では暗電流は流れない。
- (2) 陽極 [粗面仕上げ] - 陰極 [粗面仕上げ] と陽極 [バフ仕上げ] - 陰極 [粗面仕上げ] の暗電流特性は陰極からの電子の電界放出が大きく寄与しているが、陽極 [粗面仕上げ] - 陰極 [バフ仕上げ] では金属粒子が電流担体になっている可能性が大きい。
- (3) 粗面仕上げ電極には微小な金属粒子が多数付着しており、電流がこの金属粒子の往復運動によって運ばれると考えると、暗電流値は電界強度の2乗に比例する。これは実測した暗電流の電界依存性とほぼ一致すると同時に、計算した暗電流値も測定値とほぼ一致する。
- (4) 陽極 [粗面仕上げ] - 陰極 [バフ仕上げ] であっても陽極を超音波洗浄したり、パック処理を行ったり、あるいは、高速ガスブローを行い、付着金属粒子を除去することにより低電界における暗電流の発生を防止することができる。また、課電履歴特性もなくなる。

3. 6 参考文献

- 1) 山田、藤原、新田：高気圧 SF_6 中の暗電流と絶縁破壊：電気学会論文誌 vol.93-A p.37-44 (Jan. 1973)
- 2) M. Ermel：Der SF_6 -Durchschlag in Zylinderfeld bei Gleichspannung：

ETZ-A vol.90, p.505-510 (1975) H11

- 3) S. Berger : Investigations of the occurrence of erratic low breakdown voltages in compressed air : IEEE F77 068-0 (1977)
- 4) 渡辺、宅間、河本 : 高気圧SF₆ガス中の直流破壊と暗流特性 : 昭和52電気学会全国大会 No.120
- 5) 田中、犬石 : 電気材料 : オム社 p.458-460 (昭和39年)
- 6) N. Fujimoto : Conduction current in gas-insulated switchgear for low level dc stress : Gaseous Dielectrics V p.513-519 (May, 1987)

3.7 付録

A 金属粒子により運ばれる電流

厚さ t 、面積 A の薄板状の金属粒子が電極面上にあるとき、電極から与えられる電荷量 Q は t が十分に薄いとき (付3.1) 式で与えられる。

$$Q = \epsilon_0 E A \quad \dots\dots\dots (付3.1)$$

ここで、 ϵ_0 : 真空誘電率、 E : 電界強度。金属粒子の質量を m 、電極面からの距離を x とすると、運動方程式は次式で表わされる。

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = QE - F\left(\frac{dx}{dt}\right) \pm mg - F(Q, x) \quad \dots\dots (付3.2)$$

ここで、 QE : 静電気力、 $F(dx/dt)$: 粘性力、 $F(Q, x)$: 鏡像電荷により受ける力。金属粒子の速度が特別速くないかぎり QE にくらべ粘性力を無視することができる。特に、 $mg \ll QE$ 、 $F(Q, x) \ll QE$ 、かつ、電界上昇速度 dE/dt が金属粒子の電極間横断速度にくらべて十分に遅い場合、(付3.1)、(付3.2) 式の解は (付3.3) 式になる。

$$x = \frac{\epsilon_0 A}{2m} E^2 t^2 \quad \dots\dots\dots (付3.3)$$

電極間距離を d 、金属粒子が電極間を横断する時間を t_0 とすれば(付3.3)式より

$$t_0 = \sqrt{\frac{2md}{\epsilon_0 A}} \frac{1}{E} \dots\dots\dots (\text{付3.4})$$

したがって、金属粒子によってはこぼれる電流 i は次式で与えられる。

$$i = \frac{Q}{t_0} = \sqrt{\frac{(\epsilon_0 A)^3}{2md}} E^2 \dots\dots\dots (\text{付3.5})$$

面積 A_i 、質量 m_i の金属粒子が単位面積当たり n_i 個あるとすれば、電流密度 J は次式で表される。

$$J = \Sigma \sqrt{\frac{(\epsilon_0 A_i)^3}{2m_i d}} n_i E^2 = K_3 E^2 \dots\dots\dots (\text{付3.6})$$

ただし

$$K_3 = \Sigma \{ (\epsilon_0 A_i)^3 / 2m_i d \}^{1/2} n_i \dots\dots\dots (\text{付3.7})$$

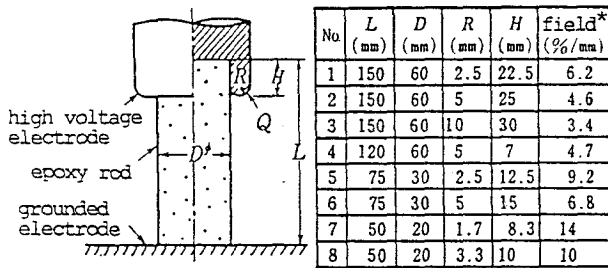
第4章 エポキシ棒沿面フラッシュオーバー特性

4.1 まえがき

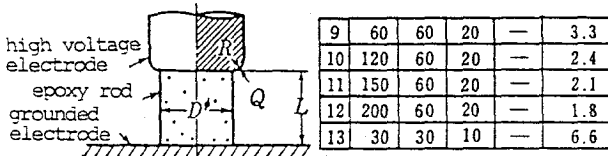
SF₆ガス絶縁機器は 密閉された接地金属容器の内部に高電圧導体を収納する構造をしており、この高電圧導体を機械的に固定し かつ 電氣的に絶縁するために、あるいは、高電圧の電路を開閉操作するために様々な形の固体絶縁物が使用されている。

これらの固体絶縁物の沿面フラッシュオーバー電圧は、一般に、ガス空間のフラッシュオーバー電圧よりも10~50%も低くなることが知られている¹⁾。その原因の一つは固体絶縁物と電極との接触部に発生する微小ギャップによる電界集中であるといわれている。これは 第1章でも述べたように SF₆ガス絶縁が電界集中に非常に敏感であることに原因しており、表面漏洩長が専ら問題にされてきた従来の空気絶縁ではほとんど顧みられなかった点でもある。このため、実機器の固体絶縁物は微小ギャップが発生しないように細心の注意をはらって注型されている。しかし、構造的にあるいは形状的に微小ギャップの発生が避けられない場合がある。その代表的なものが棒状の固体絶縁物(絶縁棒)を電極の窪みに挿入した構造であり、絶縁棒と電極の接触部に鋭いくさび状のギャップが形成される。このような場合の絶縁耐力の考え方について 未だ十分に解明されているとは言えない。

本章では、ガスくさびを持つ絶縁棒の雷インパルスフラッシュオーバー電圧を測定し、電圧極性効果、ガス圧力効果、電極形状効果、エポキシ棒長さ効果およびエポキシ棒サイズ効果について明らかにしている。さらに、これらの結果に基づいてガスくさびがフラッシュオーバー電圧に及ぼす影響について微視的に検討し、ガスくさびに発生する電子雪崩にストリーマ理論を適用することにより精度よくフラッシュオーバー電圧を推定できることを初めて明らかにしている。



(a) shape A



(b) shape B * : field strength at point Q

Fig.4.1 Specimens of epoxy rods.

4. 2 実験方法

4.2.1 供試絶縁棒

実験に用いた絶縁棒は充填材入りエポキシ棒であり、比誘電率が5.0、表面抵抗率が約 $10^{16} \Omega$ 、体積抵抗率が約 $3 \times 10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$ である。直径20~60mmのエポキシ棒を図4.1に示す電極の間に挿入した。

形状Aの試料は窪みつき高電圧電極にエポキシ棒を挿入する構造である。高電圧電極の先端は半径Rの円弧でエポキシ棒に接触しており、この接触部に鋭いくさび状のガスギャップ（ガスくさび）が形成される。電極形状効果を測定するため、試料No.1~3ではエポキシ棒の寸法を一定にしたまま高電圧電極の先端半径Rのみを2.5~10mmの範囲で変えている。サイズ効果を検討するため、No.2、5、7およびNo.3、6、8の試料は大きさが6:3:2の互いに相似な形状になっている。また、試料No.2ではエポキシ棒の長さ効果の測定のため、エポキシ棒の長さのみ60~190mmの範囲で変えている。

形状Bの試料では窪みのない平坦な高電圧電極を用いている。No.9~12では長さ効果の測定のため同一の電極を用いエポキシ棒長さLのみを変えている。No.9と13の試料は大きさが2:1の相似な形状であり、サイズ効果の測定に用いた。

4.2.2 測定方法

印加電圧は $(1.2 \pm 0.25)/40 \mu s$ の雷インパルス電圧 (IMP) である。予想フラッシュオーバー電圧の約50%の電圧から印加を始め、30~100kVステップで上昇した。フラッシュオーバーすると電圧をフラッシュオーバー電圧の約80%に下げ再び課電・上昇した。一つの試料で1~3回フラッシュオーバーするとエポキシ棒表面に暗褐色の放電痕跡がつきフラッシュオーバー電圧が著しく低下するので、その時点で試料を交換した。また、二方向から放電静止写真を撮り、1~3回の沿面フラッシュオーバーの中で同一個所からフラッシュオーバーしているものはデータから除いた。一条件につき10~15回フラッシュオーバー電圧を測定した。

4.3 電位と電界分布

各試料について電子計算機を用いて差分法により電界解析を行った。エポキシ棒と高電圧電極の接触部にガスくさびのような微小ギャップが存在すると、この個所の計算精度はメッシュの大きさに大きく影響される。そのため、このような個所では最小 $5 \times 20 \mu m$ または $10 \times 10 \mu m$ の大きさの矩形メッシュを用いて計算した。最初に試料全体について電界解析を行い、その結果を用いてエポキシ棒-高電圧電極接触部について詳細に解析した。

形状Aの試料の代表的な電位分布は図4.2に示す通りであり、電極間に

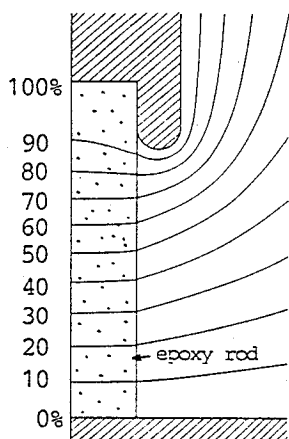


Fig.4.2 Potential distribution of no.3 specimen

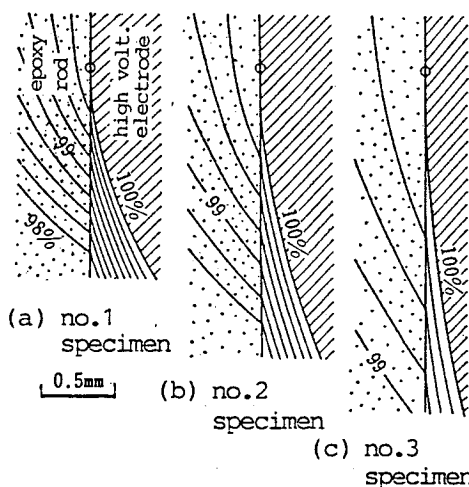


Fig.4.3 Potential distribution near the epoxy rod - high voltage electrode junction

100%の電圧を印加したとして10%毎の等電位線で描かれている。形状Aの試料ではこのように高電圧電極の周囲に等電位線が集中する傾向がある。エポキシ棒—高電圧電極接触部に形成されるガスくさびで等電位線の集中が特に著しく、その詳細な電位分布をNo. 1～3の試料について図4. 3に示す。等電位線は0.25%毎に描かれており、図中の○印はエポキシ棒と高電圧電極の接触部を表している。図より、高電圧電極先端の半径Rが大きくなるにつれ等電位線の間隔が長くなり電界が弱くなること、および、ガスくさびの等電位線群は高電極表面に対しほぼ同心円状に分布していることが判る。

エポキシ棒表面上におけるガスくさびの電界強度 E_s (電位の負勾配)は距離xにより図4. 4のように変化している。ここで、距離xは、エポキシ棒—高電圧電極接触部を原点として接地電極側に向けて測った長さである。形状Aの試料におけるこの E_s の分布には次の特徴がある。

- (1) E_s は $x = 0$ の近傍で最大になる。
- (2) 電極先端曲率半径Rが小さいほど E_s の最大値は大きくなり、No. 1、2、3の試料でそれぞれ11%/mm、7.4%/mm、4.1%/mmである。
- (3) 高電圧電極表面の電界強度も図中の点線で示したようにガスくさび部で非常に強く、エポキシ棒表面上の値を上回る。

ガスくさびを除くと高電圧電極の電界は表面M—N上で最大になり、図4. 1にQ点の電界強度として示している。試料No. 5、7はNo. 2と、また、試料No. 6、8はNo. 3と相似であるので、それらの試料の各部の電界強度は上述

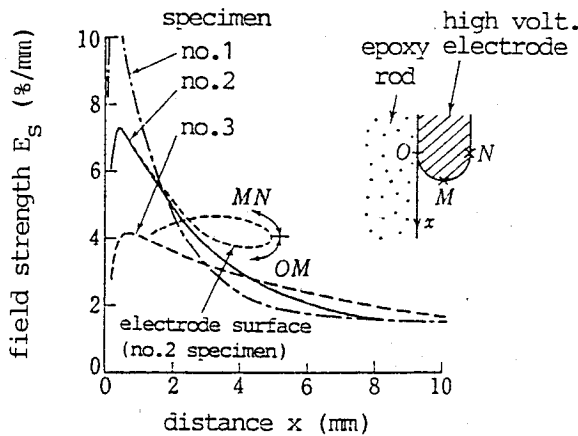


Fig. 4.4 Electric field distribution at the gas wedge of shape A specimens.

の値に寸法比の逆数を乗じた値になる。

形状Bの試料は形状Aと違いガスくさびを形成する構造になっていない。しかし、エポキシ棒端部を石膏で型どりし顕微鏡で詳細に観察すると、図4.5中に示したように本来なら断面AOCのように直角であるべきものが端面の角落しにより断面ABCになっていることが判明した。OABの部分にガスくさびが形成されており、その頂角は $10\sim 30^\circ$ 、長さは $0.4\sim 0.9\text{mm}$ になっている。このときのNo.9試料の電界分布は図4.5に示す通りである。ガスくさびがな

いときには E_s が $2.2\%/mm$ であったものが、ガスくさびの存在により約3.5倍も強い $7.8\%/mm$ になる。No.10、11、12の試料の E_s は $1.5\%/mm$ 、 $1.4\%/mm$ 、 $1.2\%/mm$ であり、ガスくさびの存在によりNo.9の試料と同様に約3.5倍の強さになる。

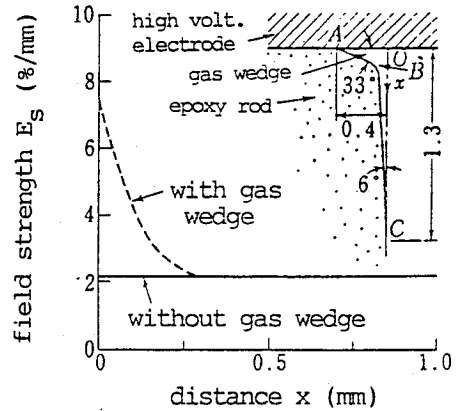


Fig.4.5 Electric field distribution of a shape B specimen (no.9).

4.4 沿面フラッシュオーバー電圧

4.4.1 極性効果

図4.6に沿面フラッシュオーバー電圧に対する極性効果の代表例を示す。正極性の場合、形状Aの試料でしかも1 bar時に限りQ点（図4.1参照）が出発点になるガス空間フラッシュオーバーであるが、2 bar以上になるとエポキシ棒-高電圧電極接触部から開始する沿面フラッシュオーバーになる。負極性の時にはほとんどの場合Q点から開始するガス空間フラッシュオーバーであり、沿面フラッシュオーバーが観測されることは極めてまれである。この場合、ガス空間フラッシュオーバー電圧が短時間側で立上がるが沿面フラッシュオーバー電圧は立上がらないという性質を利用して²⁾、急峻な過電圧を印加し $0.5\sim 1.0\mu\text{s}$ でフラッシュオーバーさせることによりガス空間フラッシュオーバーを防止し沿面フラッシュオーバー電圧を測

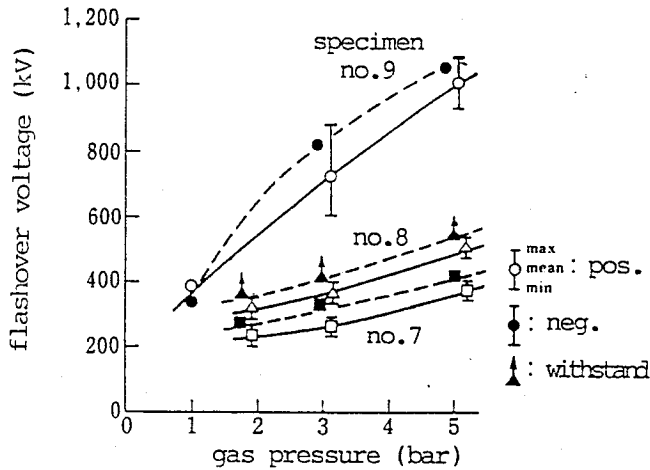


Fig.4.6 Polarity effects of surface flashover voltages.

定した。負極性ガス空間フラッシュオーバー電圧は図示の負極性沿面フラッシュオーバー電圧より10~20%低くなる。このようにして測定した沿面フラッシュオーバー電圧を比較すると正極性の方が負極性よりもかなり低くなる。そのため以下ではフラッシュオーバー電圧が低い正極性について詳細に検討を進めた。

4.4.2 高圧電極先端半径の影響

No. 1、2、3の試料はエポキシ棒の寸法が同じで高電圧電極の先端半径Rだけが異なっており、これらの試料で測定したフラッシュオーバー電圧とRの関係は図4.7のようになる。Rが大きくなるにつれほぼ比例してフラッシュオーバー電圧が高くなるが、これは図4.4に示したようにR→大につれガスくさびの E_s が弱くなるためと考えられる。著しく不平等な電界中を除けば、SF₆ガスは最大電界がある一定値になるとフラッシュオーバーするという性質(最大電界一定型フラッシュオーバーと呼ぶ)がある。しかし、本試料のようにガスくさびがあるるとこの性質がなくなるようである。もしも、最大電界一定型のフラッシュオーバーをするなら、最大電界強度に反比例してフラッシュオーバー電圧が高くなるはずである。図中の破線は最大電界強度から求めたフラッシュオーバー電圧であり、R=2.5mmのときに実測値に一致するように規格化されている。破線で示した計

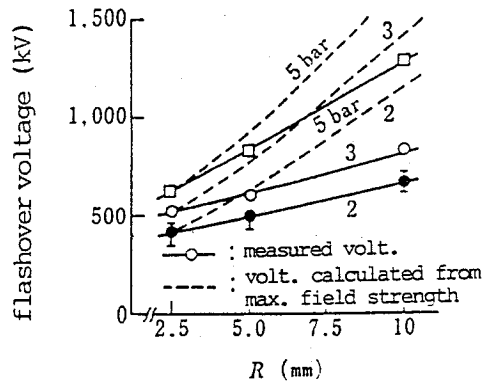


Fig.4.7 Effects of high-voltage electrode curvature R on positive flashover voltages ;
 R= 2.5 mm : no.1 specimen ;
 R= 5 mm : no.2 specimen ;
 R= 10 mm : no.3 specimen.

算値はRが大きくなるにつれ急上昇し、この傾向は測定値の傾向と合うものの電圧は実測値のほうがかなり低くなる。このことは、フラッシュオーバは最大電界一定型ではなく別のメカニズムによって生じていることを意味している。これは、後述するようにガスくさびにおける電子雪崩の増殖にストリーマ条件を適用することより説明することができる。

4.4.3 エポキシ棒長さの影響

高電圧電極の寸法を一定にしてエポキシ棒の長さだけを長くすると、フラッシュオーバ電圧は図4.8に示すように飽和気味に上昇する。形状AではNo.2の電極を、形状BではNo.9の高電圧電極を用いている。形状Aではエポキシ棒長さL=25mmでフラッシュオーバ電圧が0kVになっているが、これはこの長さで高電圧電極が接地電極に接触するためである。

最大電界強度からフラッシュオーバ電圧を計算すると破線のようにになる。形状A、BともL=60mmのときに計算値が実測値に一致するように補正している。前項と同様に計算値の方が実測値より高くなり、最大電界強度だけではフラッシュオーバ電圧を精度よく推定できないことがわかる。

4.4.4 ガス圧力特性

平等電界中のガス空間のフラッシュオーバー電圧は ガス圧力 P に対し $P^{0.8} \sim P^{1.0}$ に比例して変わることが知られている⁸⁾。また、同軸円筒電極に挿入された円板スペーサではフラッシュオーバー電圧が $P^{0.8} \sim P^{0.9}$ に比例すると言われ

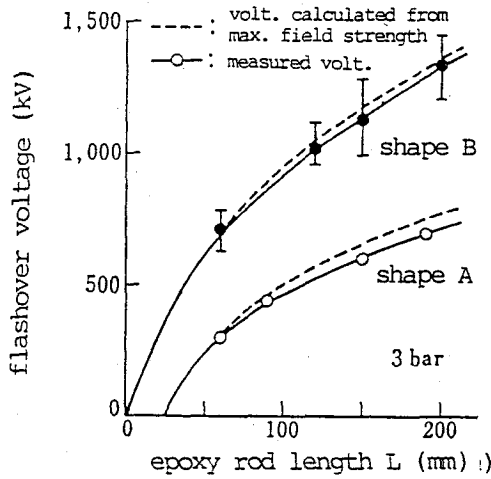


Fig.4.8 Influence of epoxy rod length on positive impulse flashover voltages ; rod diameter : 60 mm

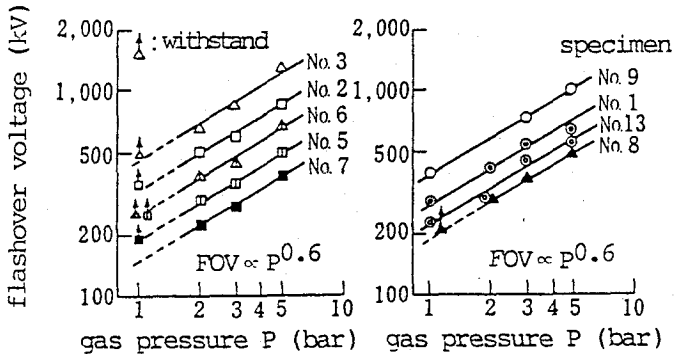


Fig.4.9 Dependence of positive impulse flashover voltages on gas pressure

ている³⁾。しかし、本研究で用いた試料ではこのように大きな圧力依存性を持たず、図4.9に示したように試料A、Bの別および試料No.によらず $P^{0.6}$ に比例して変化する。

ガス圧力依存性が小さくなることは、ガス空間フラッシュオーバでは比較的平等な電界を作る電極面に微小な突起がある場合⁴⁾や不平等電界配置の電極⁵⁾でよく認められる現象であり、また沿面フラッシュオーバでは電極との接触部の電界が緩和されていない形状のスペーサ³⁾でしばしば観測される現象である。ここで用いた試料においてもガスくさびで局部的に強い電界集中が起きているため、フラッシュオーバ電圧のガス圧力依存性が小さくなっていると考えられる。形状Aの試料では1 bar時のフラッシュオーバ電圧が $P^{0.6}$ で得られる値よりも高くなる傾向にあるが、これは局部的に電界集中しているガスくさびで微小な放電が先行して発生し、その空間電荷により電界が緩和されているためと考えられる。

4.4.5 サイズ効果

試料No. 3、6、8、試料No. 2、5、7および試料No. 9、13は大きさが6 : 3 : 2、6 : 3 : 2および6 : 3の相似な試料であり、この相対寸法比とフラッシュオーバ電圧の関係を求めると図4.10に示す通りになる。フラッシュオー

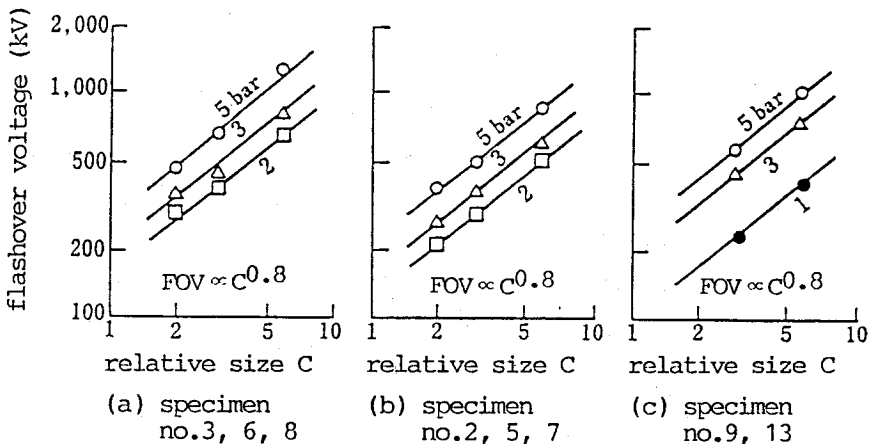


Fig.4.10 Size effects of epoxy rod on positive impulse flash-over voltages

バ電圧は2～5 barのガス圧力で $C^{0.8}$ に比例して変化する。

もしも最大電界一定型のフラッシュオーバをするならばフラッシュオーバ電圧はCに正比例しなければならない。しかし、実際には $C^{0.8}$ に比例した変化をしており、前々項でも述べたように単純な最大電界一定型とは別のメカニズムでフラッシュオーバしていると考えられる。これは、後述するように、相似な位置において成長する電子なだれの大きさがCにより異なるためであると考えれば説明できる。

4.5 ガスクさびの電界強度と微小放電

4.5.1 電界強度分布

4.3節の電界分布と4.4節のフラッシュオーバ電圧とからフラッシュオーバ時のガスクさびの電界強度を求めることができる。その代表例を図4.11と図4.12に示す。前者はエポキシ棒の寸法を同じにして高压電極の先端半径Rを変えた場合、後者はエポキシ棒と高压電極を同時に相似に変えた場合である。図より次のことが明らかである。

- (1) エポキシ棒表面電界強度 E_s とガス圧力Pの比 E_s/P は接触点 $x = 0$ mmの近くで最大になり、その値はRが小さいほど大きくなる。またこの最大値は極限破壊電界よりもはるかに強い。
- (2) 極限破壊電界 E_{or}/P ($=8.89\text{MV}/(\text{m}\cdot\text{bar})$)よりも電界の強い領域がかなり広範囲にわたって存在する。 E_{or}/P は電離係数が付着係数に等しくなる電界強度であり、これ以上の電界強度になると電離係数の方が付着係数よりも大きくなり電離することが可能になる。そこで $(E_s/P) \geq (E_{or}/P)$ を満足する距離xを電離可能距離と呼べば、これはガス圧力の低いほど、また、Rの大きいほど長くなる。電離可能距離は短いときで約1 mm、長いときで約8 mmにもなる。
- (3) 試料が相似に小さくなると E_s/P の最大値が大きくなる。5 barの時の試料No. 2、5、7を例にとれば最大値はそれぞれ約12MV/(m·bar)、約14MV/(m·bar)、約17MV/(m·bar)と大きくなる。この最大値の増加は $1/C$ の増加よりもかなり小さく、他の試料についても同様である。
- (4) 電離可能距離の変化は相対寸法比Cの変化よりも小さい。

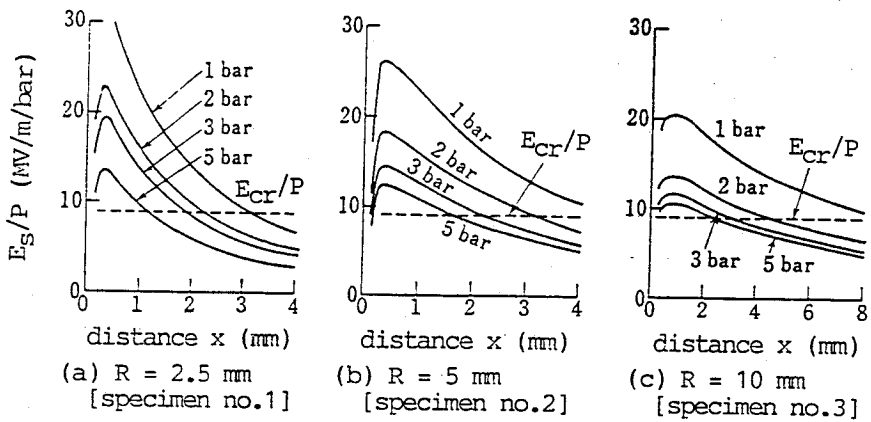


Fig.4.11 Distribution of electric field strength on epoxy rod surface of shape A specimens at flashover.

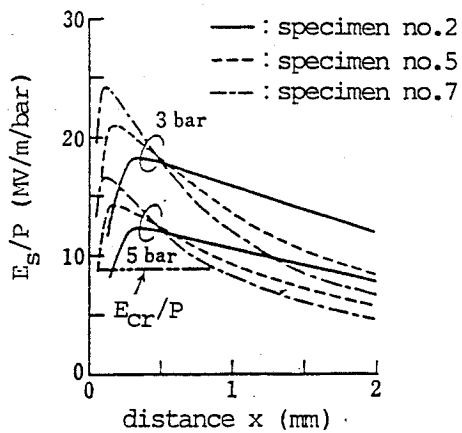


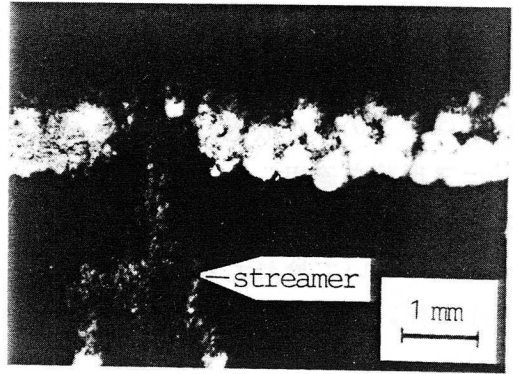
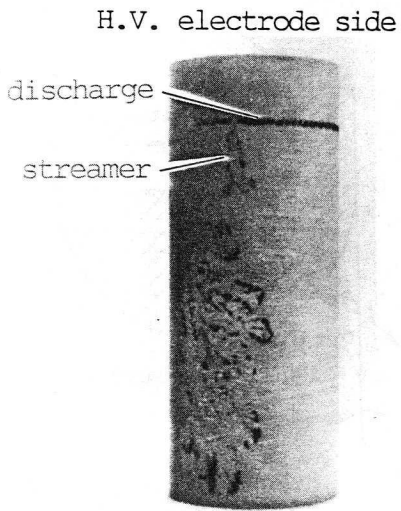
Fig.4.12 Size effects on electric field distribution on epoxy rod surface of shape A specimens at flashover.

このように電離可能距離や E_s/P がガス圧力や試料No.、相対寸法比 C によって変化することが4.4節の各種の効果の原因になっていると考えられる。このことは、ガスくさびで発生する電子雪崩の大きさがフラッシュオーバに密接に関係していることを示唆しており、これについて4.6節で詳細に検討する。

4.5.2 微小放電の発生

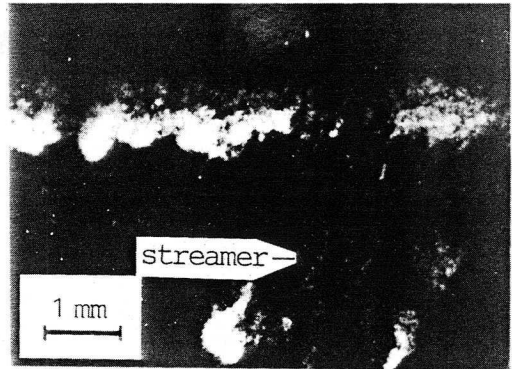
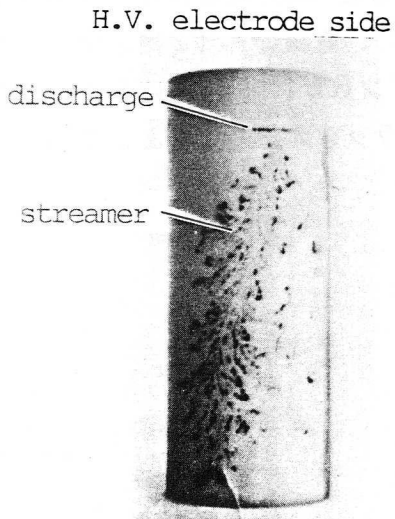
形状Aの試料のガスくさびの電界はフラッシュオーバ時に極限破壊電界 E_{cr}/P を大きく上回っているため、フラッシュオーバに先立ちこの個所に微小放電が発生する。微小放電により生成された電荷はエポキシ棒表面にトラップされ表面電荷として残留する。これに静電印刷用の黒色帯電粉末（トナー）をふりかけるとトナーが静電的に吸引され、表面残留電荷に対応した粉末電荷図が得られる。このようにして得た粉末電荷図の代表例を図4.13と図4.14に示す。図(a)は全体像であり、ガスくさびの形成される位置にリング状に黒色の粉末電荷図が発生している。これを拡大したものが図(b)である。拡大写真では、透明な粘着フィルムを粉末電荷図に押圧しフィルム側へ転写した後、印画紙へ焼き付けているため白黒が逆転し、白い部分が粉末電荷図になっている。

電荷図は、いずれの場合もエポキシ棒-高圧電極接触位置から少し離れたところ(図4.13では1~2mm、図4.14では0.5~1mm)で特に濃くなって島状に重なり合っており、強い微小放電が集積して発生していることがわかる。この中の一つがストリーマとして長く伸び出している。それに対し、エポキシ棒-高圧電極接触位置では電荷図が極めて薄くなっており、放電は非常に微弱であると思われる。したがって、沿面フラッシュオーバのメカニズムとして、まず上記の接触位置から少し離れた位置でガスくさびが微小放電し、その中で特に大きな放電がストリーマになってエポキシ棒表面を進展しフラッシュオーバに至るメカニズムが考えられる。



(a) residual charge (b) enlargement of residual charge

Fig.4.13 Dust figure of specimen no.5 at 3 bar for +375 kV.



(a) residual charge (b) enlargement of residual charge

Fig.4.14 Dust figure of specimen no.5 at 5 bar for +530 kV.

4.6 沿面フラッシュオーバー電圧の新しい推定方法

前節の検討結果よりガスくさびには微小放電が発生していることが判った。そこで、本節では、この微小放電にストリーマ理論を適用しフラッシュオーバー電圧を精度よく推定する方法について検討する。

図4.15に示すガスくさびにおいて、エポキシ棒上の任意の点Aと高電圧電極の先端半径Rの中心Cを結ぶ直線が高電圧電極表面と交る点をB

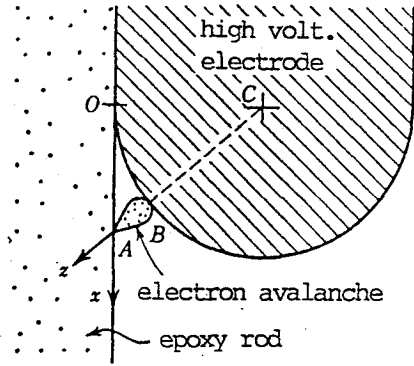


Fig.4.15 Concept of calculation of surface flashover voltage.

とする。4.3節で述べたように、ガスくさびの等電位線群が高電圧電極先端の丸みに対しほぼ同心円状に分布するため、電気力線はほぼ直線CAの方向を向く。電子雪崩は電気力線の方向に生じるため、直線CA(z軸とする)上の区間ABで電離増殖する。電子雪崩内のイオン数が 10^8 個程度になると自己進展性の強いストリーマになるため、これをフラッシュオーバー条件として(4.1)式で表す。

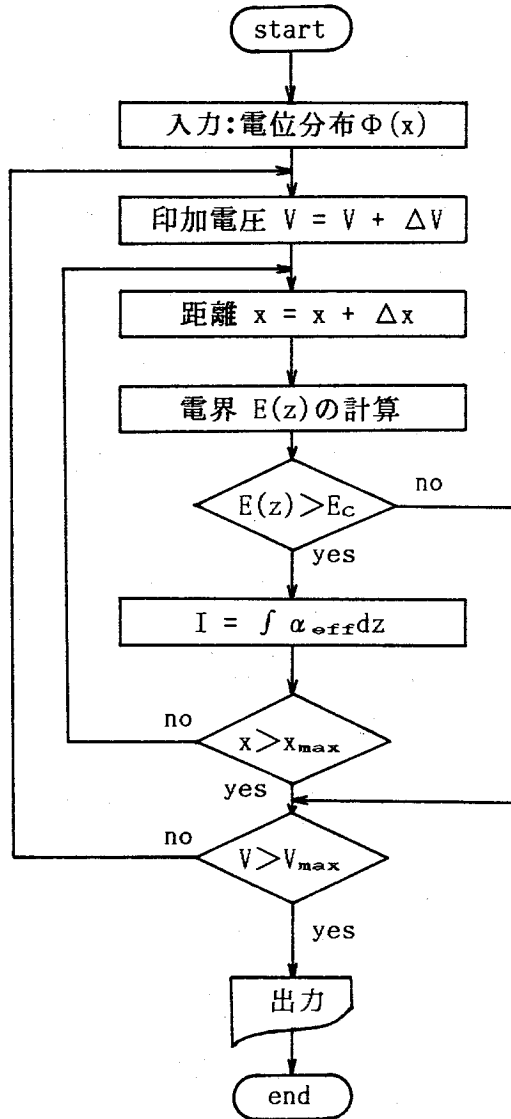
$$\exp(\int \alpha_{\text{eff}} dx) = 10^8$$

あるいは

$$\int_0^h \alpha_{\text{eff}} dx = I \quad (=18) \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

ここで、hは線分ABの長さ、 α_{eff} はSF₆ガスの実効電離係数で(4.2)式で表される。

$$\alpha_{\text{eff}} = 2.77 \times 10^4 \{E(z) - 8.89P\} \quad (1/m) \quad \dots\dots\dots (4.2)$$



in coaxial cylinder electrode approximation

$$E(z) = [100 - \Phi(x)] / [z \ln(1+x^2/R^2)^{0.5}]$$

E_c : critical field strength

x_{max} , V_{max} : max. distance and max. voltage
for calculation

Fig.4.16 Flow chart of the calculation of flash-over voltages.

ここで、 $E(z)$ と P の単位はMV/mとbarである。

線分AB上の電界 $E(z)$ は、あらかじめ電界解析により求めたエポキシ棒表面上の電位分布を用い、試料形状Aのときには点Aを通る等電位線と高圧電極表面とが同心円筒電極を形成するとして計算により求める。形状Bのときには、ガスくさびでほぼ一様な電位分布になるためエポキシ棒表面上の電位と電極電位の差をくさびのギャップ長で割った値を $E(z)$ として用いる。この $E(z)$ と(4.1)式、(4.2)式を連立して解くことにより点Aの位置と印加電圧(電界)の関数として電子雪崩の強さ I を計算することができる。その計算は図4.16に示したフローチャートに従い電子計算機を用いて行った。代表的な計算結果を図4.17~4.19に示す。

図4.17はNo.3の試料でガス圧力を2~5barに変えた場合である。電圧が高くなるにつれ I が大きくなると共に、 I が最大になる距離 x が大きくなる。図4.11に示したように電界強度は $x \approx 1$ mmで最大になるものの、この位置における I は非常に小さく電子雪崩は極めて微弱であることが判る。印加電圧が等しい場合にはガス圧力が高いほど I が小さくなる。(4.1)式に示したように $I = 18$ がフラッシュオーバー条件であるため、これを満足する電圧がフラッシュオーバー電圧であり、2barで540kV、3barで770kV、5barで1220kVになる。このときの $I \geq 0$ の距離はガス圧力が高いほど小さくなる傾向にあり、図4.13、図4.14に示した電荷図の微小放電先端とエポキシ棒-高電圧電極接触位置の長さ x が短くなる性質と一致している。

図4.18はガス圧力を5barに保ち試料の大きさを相似に変えた場合である。

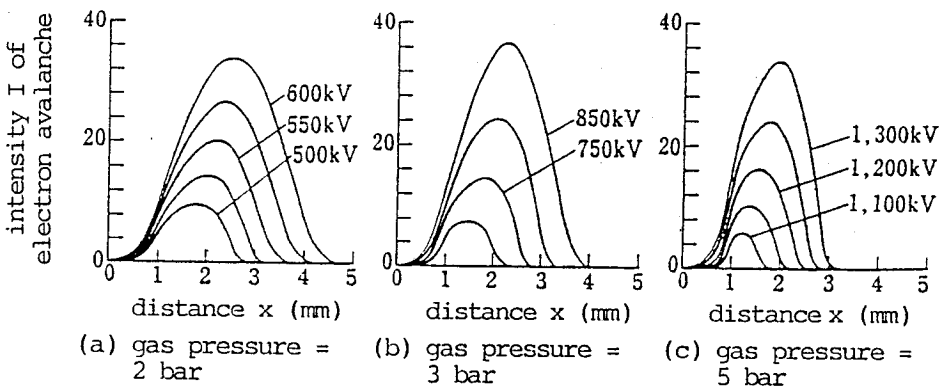


Fig.4.17 Pressure dependence of electron avalanche intensity in the case of specimen no.3

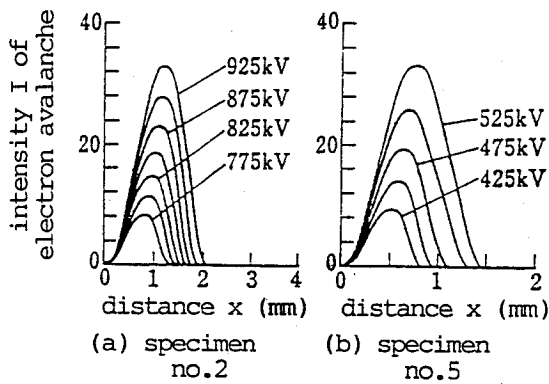


Fig.4.18 Dependence of electron avalanche intensity on specimen size at 5 bar.

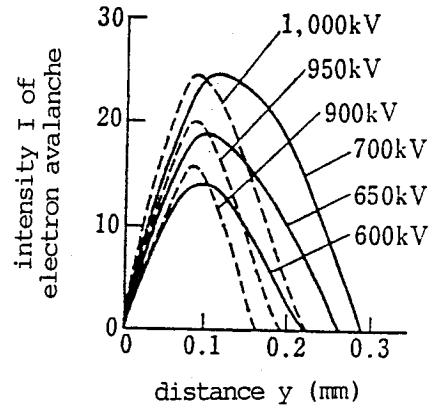


Fig.4.19 Electron avalanche intensity at specimen no.9 ;
 — : 3 bar ;
 - - - : 5 bar.

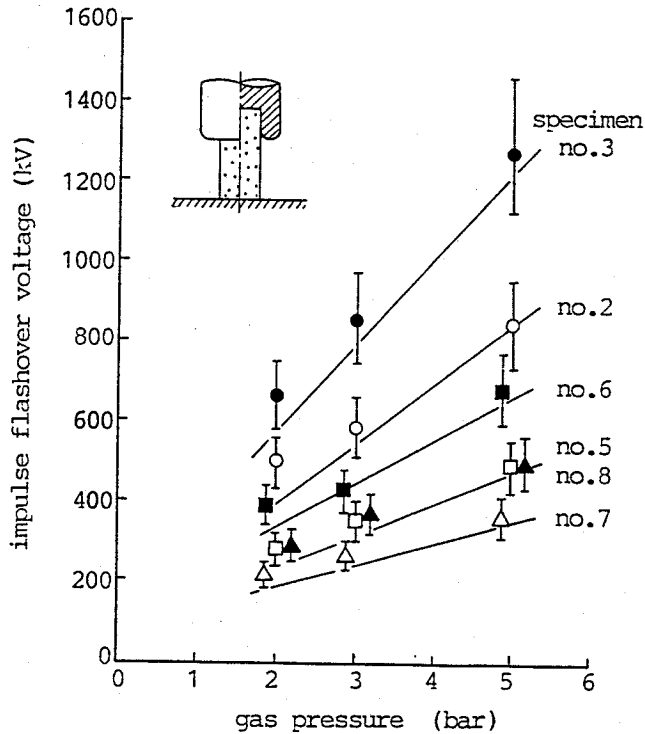


Fig.4.20 Comparison of calculated flashover voltages with measured ones ;

○ ● □ ■ ▲ : measured volt.
 — : calculated volt.

試料No. 2はNo. 5の2倍の大きさであるが、上述の計算から求められるフラッシュオーバー電圧は約1.8倍にすぎず寸法の相対的变化よりも小さい。これは図4.10の傾向と良く一致している。また、Iの極大値のほぼ等しいもの同士を比較すると大形の試料ほど広い範囲で微小放電を発生しているといえる。

形状Bの試料も図4.19に示すように同様な傾向を示す。横軸の距離yは、図4.5の点Aを原点とし点O方向に測った長さである。3bar、5barともyが約0.1mmの位置でI=18になりこの位置で発生した電子雪崩がフラッシュオーバを引き起こしていると考えられる。

このようにして求めたフラッシュオーバー電圧の計算値と実測値の比較を図4.20に示す。計算値は実測値と良く一致していることがわかる。図示したもの以外の試料についても表4.1に示したように計算値と実測値は良く一致する。この計算方法では表面残留電荷の影響を考慮にいれていないためその影響が

Table 4.1 Comparison of calculated flashover voltages with measured ones

specimen	FOV (kV) (upper : measured, lower : calculated)		
	2 bar	3 bar	5 bar
1	360-470 280	460-600 380	540-710 580
2	430-560 390	510-660 550	730-950 840
3	580-750 550	740-960 770	1120-1460 1220
5	240-320 230	300-400 310	420-550 470
6	340-440 310	370-480 420	590-770 660
7	190-250 170	230-300 230	310-410 340
8	250-330 220	320-420 310	430-560 470
9	-- --	620-810 640	860-1120 930

無視できなくなるような場合には計算値と実測値との一致性は必ずしもよくない。2 barにおいて計算値が実測値よりやや低めになるのはこのためと考えられる。また、試料No. 1では計算値の方が実測値よりもかなり低くなっているが、これは高電圧電極先端半径Rの加工公差やエポキシ棒と高電圧電極のはめ合いの関係でガスくさびの寸法が解析に用いた値と若干異なり、その影響が大きく表れたためと考えられる。

4. 7 まとめ

微小なガスくさびを持つエポキシ棒を用いて雷インパルス電圧に対するSF₆ガス中沿面フラッシュオーバー特性について検討し、つぎの事項を明らかにした。

- (1) エポキシ棒と高電圧電極の接触部に形成されるガスくさびの電界強度は、沿面フラッシュオーバー時には極限破壊電界8.89MV/(m·bar)よりはるかに強くなっている。フラッシュオーバーは最大電界一定型にならず、このガスくさびにおいて増殖される電子雪崩のつよさを計算することによりフラッシュオーバー電圧を精度よく求めることができる。計算したフラッシュオーバー電圧は2～5 barの範囲で実測値とよく一致する。
- (2) 正極性では沿面、負極性ではガス空間でフラッシュオーバーしやすく、沿面フラッシュオーバー電圧を比較すると正極性のほうが低くなる傾向にある。
- (3) フラッシュオーバー電圧はガス圧力Pに対し $P^{0.6}$ に比例して変わり、また、試料を相似に大きくするとその相対寸法Cに対し $C^{0.8}$ に比例して変わる。
- (4) 電極寸法を一定にしてエポキシ棒のみを長くするとフラッシュオーバー電圧は長さに比例せず飽和気味に上昇する。また、同一のエポキシ棒に対しては電界集中の小さい電極ほどフラッシュオーバー電圧が高い。
- (5) ガスくさび部のエポキシ棒表面にはリング状に電荷が残留している。この残留電荷は微小放電が集積したものであり、その中の一つがストリーマになって進展しフラッシュオーバーを誘起している。

4. 8 参考文献

- 1) A.H. Cookson : Electrical breakdown for uniform fields in compressed gases : Proc.IEE vol.117, p.269 (1970)
- 2) F. Endo et.al. : Effects of electrode and solid insulator on the flashover in compressed SF₆ : CIGRE 15-04 (1976)
- 3) 池田、加藤 : 管路気中送電線用絶縁スペーサのフラッシュオーバー特性 : 日立評論 vol.53, p.974 (昭和46年)
- 4) R.G. Baumgartner : Untersuchungen über die Gültigkeit des Ähnlichkeits Gesetzes in Schwefelhexafluorid : Dr. Thesis ETH Nr.5997
- 5) 池田、依田 : SF₆ガスの絶縁破壊に及ぼす電極表面とちり粒子の影響 : 電気学会誌 vol.91, p.1707 (昭和46年9月)
- 6) A. Pedersen : Criteria for spark breakdown in sulfur hexafluoride : IEEE Trans. PAS-89, P.2043 (1970)

第5章 フラッシュオーバー特性に及ぼす 金属粒子の影響

5.1 まえがき

SF₆ガス絶縁機器は空気絶縁機器に比べ数倍～数十倍の強電界にして短い絶縁距離で使用されるため、金属粒子が混入すると静電気力で吸引されて高電圧部へ浮上し絶縁耐力が著しく低下するという新たな問題が発生する。これを防ぐため、金属粒子が混入しないよう機器組み立てに際して徹底的に清掃すると共に、金属粒子の発生し難い組み立て方や構造の工夫がこらされている。それと同時に、万一金属粒子が混入してもフラッシュオーバーしない絶縁構造にしておくことも極めて重要である。

従来より多くの研究者¹⁻¹⁹⁾により、金属粒子混入時の

- (1) ガス空間とスペーサ沿面のフラッシュオーバー電圧と部分放電特性
- (2) スペーサ形状による沿面フラッシュオーバー電圧の変化
- (3) 金属粒子の運動

等について精力的に研究されてきた。しかし、研究者により実験結果がまちまちでありデータも不完全であるなどして統一的な解釈ができていない状況であり、実機器に適用するためにはもっと系統立った研究と定量的な検討が必要になってきている。

本章では、従来見過ごされていた金属粒子の太さの影響について先ず検討しその重大さを示した。次いで、ガス空間とスペーサ沿面のフラッシュオーバー電圧・破壊電界強度と金属粒子の長さとの関係を明らかにした。さらに、ガス空間においてはコロナ安定化作用をモデル化することにより精度よく破壊電界強度を計算する手法を導き、スペーサ沿面においては沿面の接線方向の電界成分がある特定の値になるとフラッシュオーバーすることを明らかにした。

5.2 実験方法

5.2.1 電極とスペーサ

ガス空間フラッシュオーバー電圧の測定には図5.1の5種類の同軸円筒電極を

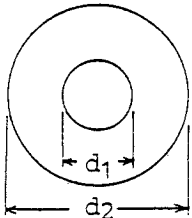
configuration of specimens		dimensions	
concentric cylinder			
		E-1	20 54
		E-2	50 150
		E-3	100 250
		E-4	130 350
E-5	300 850		

Fig.5.1 Electrode configuration

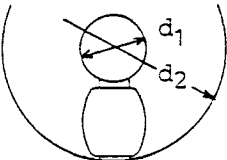
configuration of specimens		dimensions	
post spacer			
		A	80 305
		B	100 400
		C	130 850

Fig.5.2 Spacer configuration

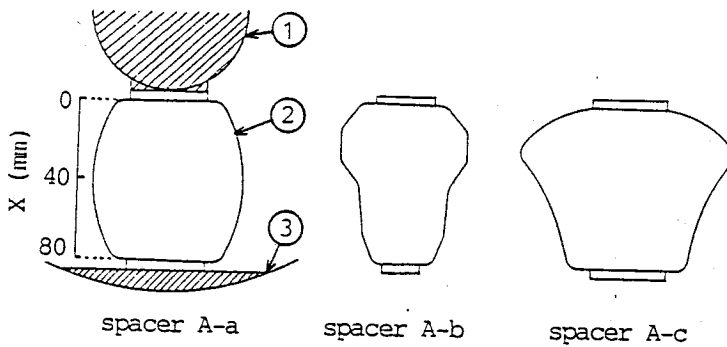


Fig.5.3 Three kinds of the spacer A arranged in a concentric cylinder of 80/305 in dia.
 ① : inner cylinder, ② : spacer
 ③ : outer cylinder

用いた。E-1、E-2は実験用の小形の電極であり、E-3～E-5はそれぞれ標準雷インパルス試験電圧 BIL (Basic Impulse Insulation Level)が400 kV、750 kV、1800 kV級の電極である。内部電極の材料はアルミニウムであり、その表面は エメリー紙を用いて $\pm 2 \mu\text{m}$ 程度に仕上げた。電界集中度((最大電界強度) \div (平均電界強度))は1.64～1.82の範囲にあり準平等電界を形成している。破壊電界が金属粒子の長さの絶対値で決まるのか、それとも、電極寸法との相対値で決まるのか 明らかにするため、E-2、E-3、E-4、E-5の電極寸法はほぼ1:1.7:2.3:5.6の比率の大きさに選ばれている。

スペーサは図5.2に示したポストスペーサを用いた。スペーサは充填剤入りのエポキシ樹脂である。スペーサ形状によるフラッシュオーバ電圧の相違を明らかにするため、ポストスペーサAは図5.3に示す3種類の形状に変えた。ポストスペーサA-a、B、Cはほぼ相似な形状であり、サイズ効果を明らかにするためほぼ1:1.2:2.2の比率に選んだ。

5.2.2 金属粒子と取付け方法

金属粒子は球形よりも長い線状のものの方がフラッシュオーバ電圧に大きく影響するため、本研究では長さ2～10mmの直線状の銅の金属線を用いた。金属線の両端は鋭利なナイフで直角に切断している。同軸円筒電極の場合には、図5.4に示したように、アクリルの固定枠を用いて中心電極に金属線を固定した。金属線は中心電極に接触させるよりも極く僅か離れた方がフラッシュオーバ電圧

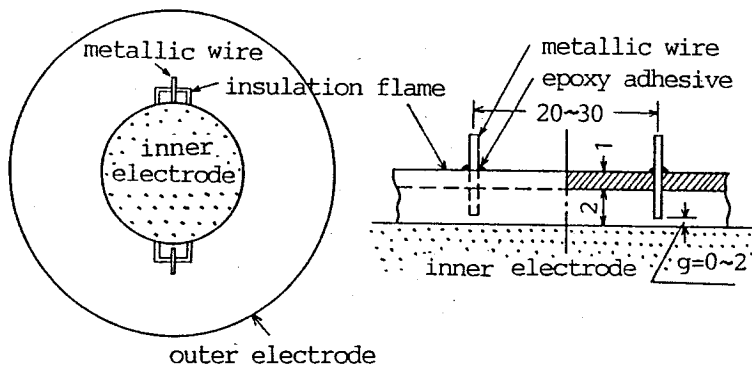


Fig.5.4 Arrangement of particles fixed on an inner electrode of coaxial electrode systems.

が低くなることが指摘されており^{12,18)}、また筆者も経験しているので、最低のフラッシュオーバー電圧が得られるよう金属線と中心電極の間に微小ギャップ g を設けた。一度に10本の金属線を取付け、各金属線の g を 0 mm から 2 mm まで約 0.2 mm 毎に変えた。なお、長さ 2 mm の金属線を固定する場合に限り、アクリルの固定枠の厚さを図 5.4 の 1/3 とした。

スペーサへの金属線の固定は、金属線の中央部に微量のエポキシ接着剤をつけて行った。ポストスペーサの場合には 8 本の金属線を同一の高さの所に同時に固定し、各金属線は周方向に 45 度ずつ離れた。金属線の固定位置は図 5.3 に示したように $x = 0 \sim 80$ mm の範囲で変えた。

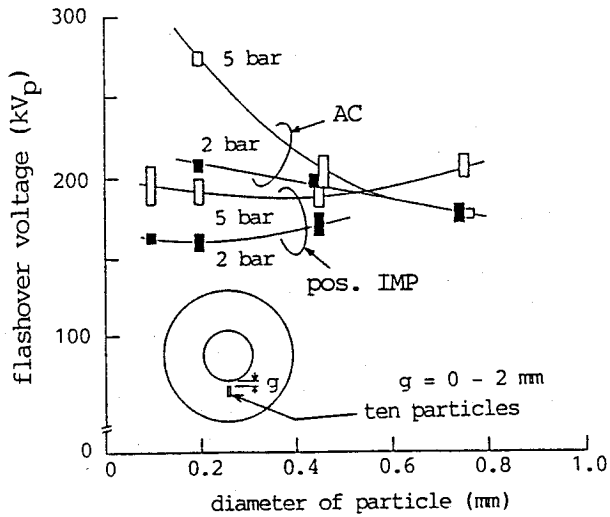
5.2.3 印加電圧

1.2/40 μ s 雷インパルス電圧 (IMP) は予想フラッシュオーバー電圧の約 80% の電圧から課電を開始し、20~40 kV ステップで上昇した。商用周波電圧 (AC) は予想フラッシュオーバー電圧の約 50% まで直線上昇したのち、10 kV_{rms} ステップで上昇し各ステップで 1 分間保持した。

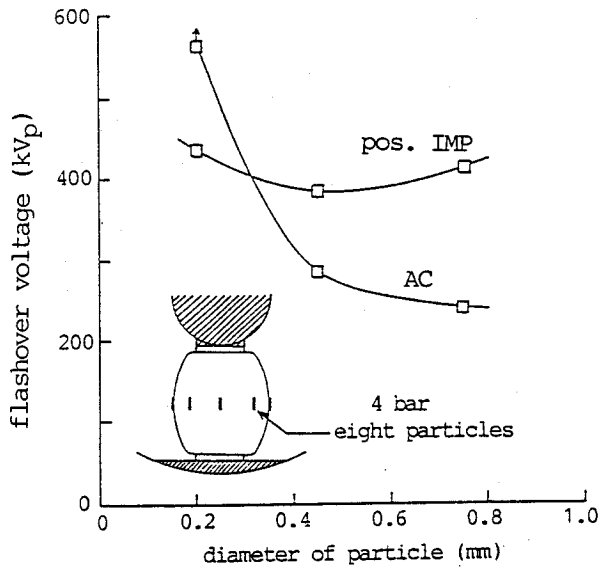
5.3 金属粒子の太さの影響

従来の研究では金属線の太さに対して特別な注意がはらわれることがなく、専ら長さだけが問題にされていた。しかし、比較的平等な電界を形成する同軸円筒電極に金属線が付着すると、その金属線先端ではかなりな不平等電界が形成され、フラッシュオーバーに先行して部分放電 (コロナ) が発生しフラッシュオーバー電圧に大きく影響する。これは、コロナにより発生した空間電荷が金属線先端の電界強度を緩和する (コロナ安定化作用と呼ぶ) ためであり、電界強度を左右する金属線の太さもフラッシュオーバー電圧に大きな影響を及ぼすと考えられる。

そこで、長さ 5 mm の金属線を用い その太さを 0.1 mm ~ 0.75 mm に変えてガス空間とスペーサ沿面のフラッシュオーバー電圧を測定した。その結果を図 5.5 に示す。ガス空間の場合、IMP フラッシュオーバー電圧は太さの影響をほとんど受けないが、AC フラッシュオーバー電圧は大きく影響される。2~5 bar はコロナ安定化作用が顕著に現れる圧力範囲であり、金属線の太さが小さくなるとフラッ



(a) gas gap of electrode E-2



(b) post spacer A-a

Fig.5.5 Influence of diameter of 5 mm long metallic particles on flashover voltages both of AC and IMP waves

シオーバ電圧が急激に高くなる。5 bar時の0.2mm径の金属線のACフラッシュオーバー電圧は270 kV_{peak}であり、0.45mm径のときより約1.4倍高くなる。0.45mm径と0.75mm径のACフラッシュオーバー電圧はそれほど大きく変わらない。さまざまな太さの金属線におけるフラッシュオーバー電圧-ガス圧力特性は図5.6に示す通りであり、金属線の太さにより特性が大きく異なる。細い0.2mmの金属線のACフラッシュオーバー電圧は5 barで極大になる山型の特性になり電圧値も大幅に高くなるが、0.75mmの太さになるとガス圧力が変わってもフラッシュオーバー電圧は殆ど変化せず低い値のままである。ガス絶縁機器でよく用いられるガス圧力は4~7 barであるので、実験に用いる金属線を細くしすぎるとフラッシュオーバー電圧が高くなってしまい金属線の影響を過小評価してしまうことになる。

スペーサ沿面の場合も同様な特性になる。ポストスペーサA-aの中央部(x=40mm)の周上に45度毎に長さ5mmの金属線を固定しフラッシュオーバー電圧を測定した。IMPフラッシュオーバー電圧は0.45mmの金属線径のときに僅かに低くなる程度で、0.2mmと0.75mmのときのフラッシュオーバー電圧とそれほど大きく違

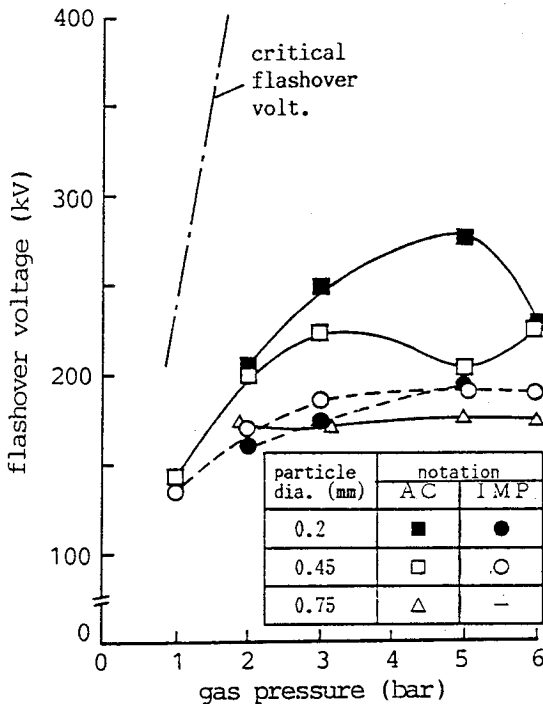


Fig.5.6 Pressure dependence of gap flashover voltages of electrode E-2 ; wire particle length = 5mm.

わない。ACフラッシュオーバー電圧は0.45mm径と0.75mm径とでは同程度であるが、0.2mm径になると急激に上昇して550 kV_{peak}でもフラッシュオーバーせず 0.45mm径時の値の約2倍の高さになる。

0.2mmの太さだと金属線の影響を過小評価してしまう怖れが大きく、また、0.75mmもの太い金属線は現実的でないので、 以後の検討は特に断らない限り0.45mm径の金属線を用いて行った。

5.4 ガス空間フラッシュオーバー特性

5.4.1 ガス圧力効果

フラッシュオーバー電圧には極性効果があり、一般に金属線が正になる極性のほうが低い電圧でフラッシュオーバーする。図5.7はその一例であり、実験したガス圧力範囲1~5 barで正極性IMPの方がフラッシュオーバー電圧が低くなる。図は内部電極に金属線を固定した場合であるが、逆に、接地された外部電極に金属線を固定すると金属線が正の電位になる負極性IMPのほうが低いフラッシュオーバー電圧になることも確認している。これは、正ストリーマの進展しやすい

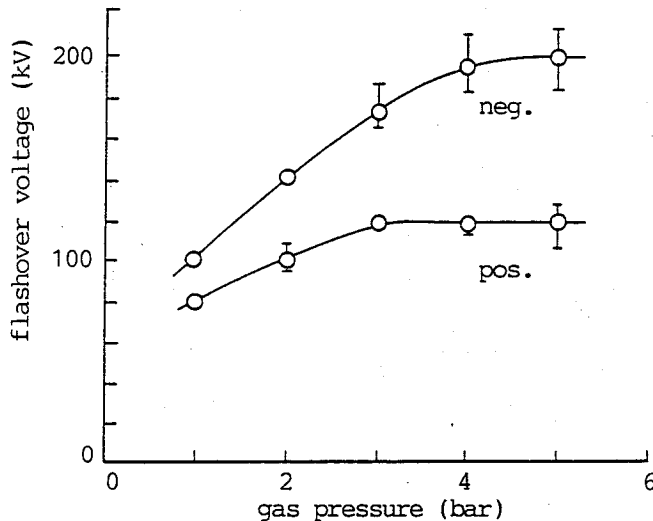


Fig.5.7 Pressure dependence of impulse flashover voltages of a gap of electrode E-1 ; wire particle length = 2mm.

い極性の方が低い電圧でフラッシュオーバーするという針-平板電極の性質と一致している²¹⁾。正極性フラッシュオーバー電圧はガス圧力が3 bar以上になるとほぼ一定になるが、負極性ではガス圧力に対する上昇率が大きく、4、5 bar時には正極性フラッシュオーバー電圧の約2倍になる。

電極E-3 ($\phi 100 / \phi 250$) における正極性IMPとACフラッシュオーバー電圧のガス圧力特性を図5.8に示す。金属線の長さが5 mmでも10 mmでもIMPフラッシュオーバー電圧は1~6 barでほぼ一定であるのに対し、ACフラッシュオーバー電圧は2~3 barで極大になった後ガス圧力が高くなるにつれ低下する。ガス圧力が低い間はACフラッシュオーバー電圧の方が高く、6 barになって初めてIMPと同等になる。電極E-4 ($\phi 130 / \phi 350$) の時には電極E-3の特性を約100 kV高電圧側にシフトした形になる。

5.4.2 金属線長さの影響

金属線が長くなるとその先端での電界集中が著しくなるため、フラッシュオーバー電圧が急激に低下する。電極E-3で測定した結果を図5.9に示す。金属線の無いとき(金属線長さ=0 mm)にはフラッシュオーバー電圧がACで約1000

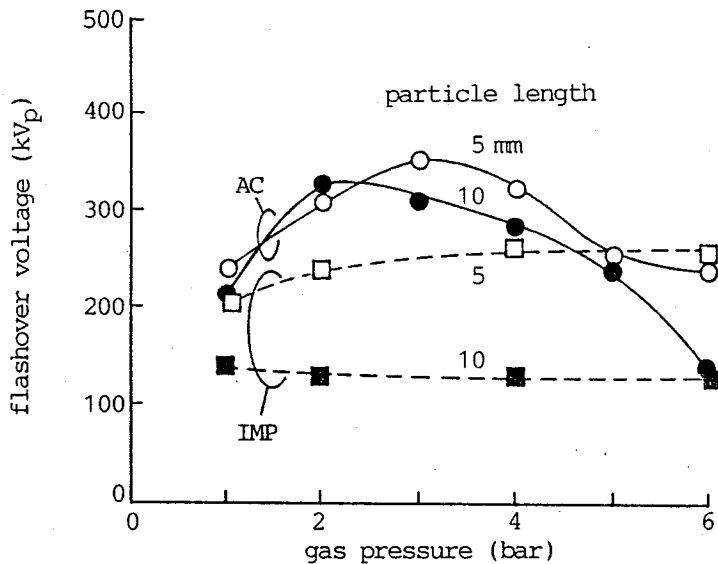


Fig.5.8 Pressure dependence of gap flashover voltages of electrode E-3 ;
 wire particle length = 5 and 10 mm ;
 wire particle diameter = 0.45 mm.

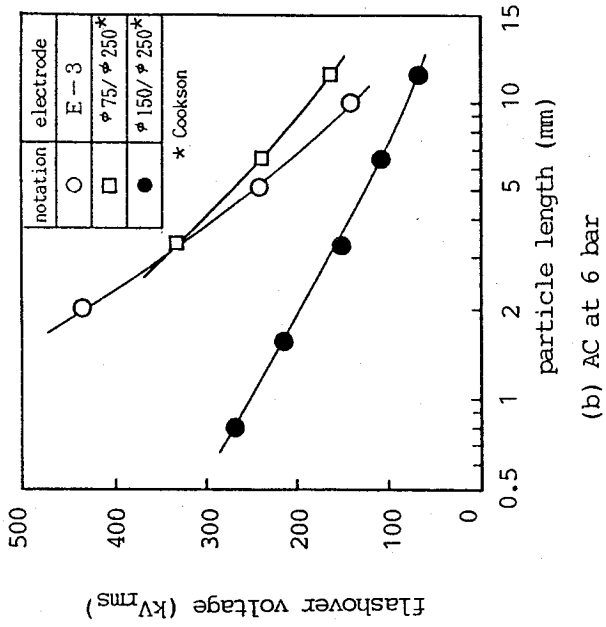
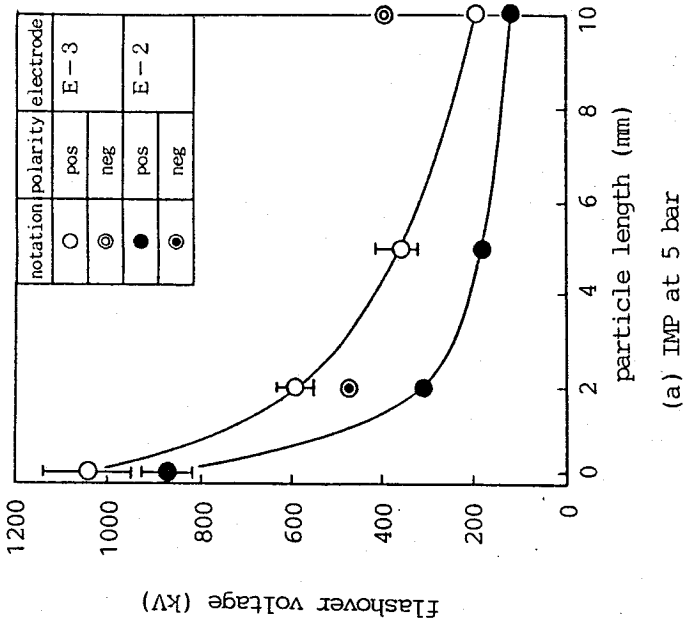
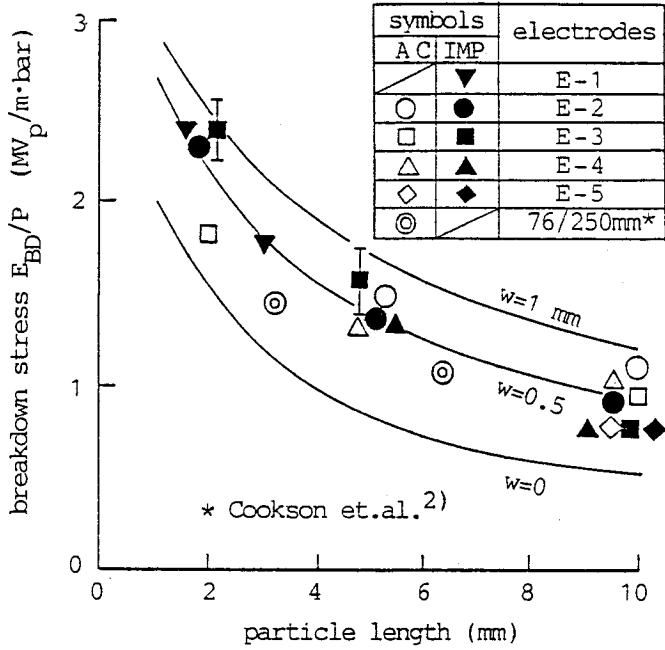
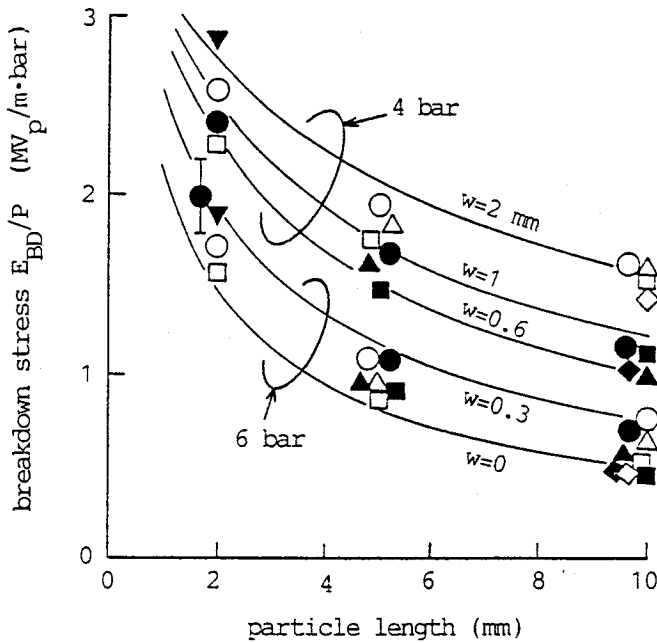


Fig.5.9 Influence of the particle length on gap flashover voltages for impulse and ac waves ; wire particle diameter = 0.45 mm.



(a) gas pressure : 5 bar



(b) gas pressure : 4 and 6 bar

Fig.5.10 Relation between the breakdown stress E_{BD}/P and particle length
 w : corona stabilizing zone
 — : estimated values (Eqs.(5.4) - (5.8))

kV_{rms} 、IMPで1150 kV以上であったものが、2 mmの金属線により1/2~1/3に、5 mmの金属線により1/3~1/5に低下する。ACフラッシュオーバ電圧はCookson氏¹⁹⁾も測定しており、ほぼ同一寸法の電極におけるフラッシュオーバ電圧は本研究の結果とよく一致している。電極E-2でも同様の測定を行い同様の結果が得られた(図5.9(a)参照)。

5.4.3 破壊電界強度

金属線から開始するガス空間フラッシュオーバは中心電極表面電界強度に強く依存する。図5.1の5種類の同軸円筒電極で測定したフラッシュオーバ電圧を用いてACとIMP破壊電界強度 E_{BD} (中心電極表面上の値)を求め図5.10に整理して示す。図の縦軸はガス圧力 P で規格化し E_{BD}/P で表示している。金属線のない清浄時には E_{BD}/P は極限破壊電界8.89MV/(m·bar)にほぼ等しくなるが、金属線が付着すると金属線が長くなるにつれ E_{BD}/P が急激に低下する。その低下はガス圧力が高いほど大きくなる。本結果は等しい太さの金属線を用いて実験したCookson氏ら¹⁹⁾の結果(図中の◎印)と良く一致している。

本研究では $\phi 20/\phi 54 \sim \phi 300/\phi 850$ の様々なサイズの電極を用いており、金属線の長さを固定して電極サイズを変えたときのIMP E_{BD}/P を調べると、金属線長が一定なら E_{BD}/P がほぼ等しくなるという重要な事実が導かれた。言い換えれば、 $IMP E_{BD}/P$ は電極サイズには関係なく、金属線の絶対的な長さにより決まってしまうといえる。AC E_{BD}/P は電極サイズにより少し変化しIMPの場合よりその変化がやや大きい。実用的観点からすれば電極間のこの程度の相違は無視しても差し支えない。したがって、IMPと同様にAC E_{BD}/P も電極サイズに関係なく金属線の絶対的な長さにより決まるとみなせる。なお、図中の実線は後述の計算値である。

5.4.4 コロナ緩和を考慮した破壊電界強度の計算方法

A. 金属線先端のコロナ

金属線先端で電界が極度に集中しているため、課電によりその先端でコロナが発生する。AC課電時のコロナの発生状況を静止写真に撮り、その一例を図5.11に示す。金属線の長さは5 mmであり、アクリルの固定枠を介して中心電極に固定した。中心電極-金属線間ギャップ長 g は0.5 mmであり、金属線先端

の微弱な発光を観察するため固定枠を黒色のビニールテープで覆い微小ギャップからの強い光の漏れを防止した。印加電圧は170 kV_p、ガス圧力は5 barである。フィルムはASA1600の高感度カラーフィルムであり、露出時間は10秒である。肉眼で見ると金属線先端から広範囲に伸びだした淡いぼう光状の発光が認められるが、写真撮影すると図のように小さな球状に写る。強い発光は写真のように金属線先端の極めて狭い範囲に局在し、この部分で比較的密度の高いプラズマが形成されていると考えられる。このような発光は他のガス圧力でも、他の金属線長でも観察された。このコロナによる電界緩和作用を考慮することにより破壊電界強度は次のように計算することができる。

B. コロナ緩和を考慮した破壊電界強度

金属線は電極径よりも十分に小さければ平等電界中にあると見なせる。この時、電極表面に直立した金属線を長軸回転楕円体で模擬することにより、金属線先端近傍の電位・電界を解析的に近似することができる。いま、金属線の長さをL、半径をrとし、これを図5.12に示すように長軸がL、短軸がr'の長

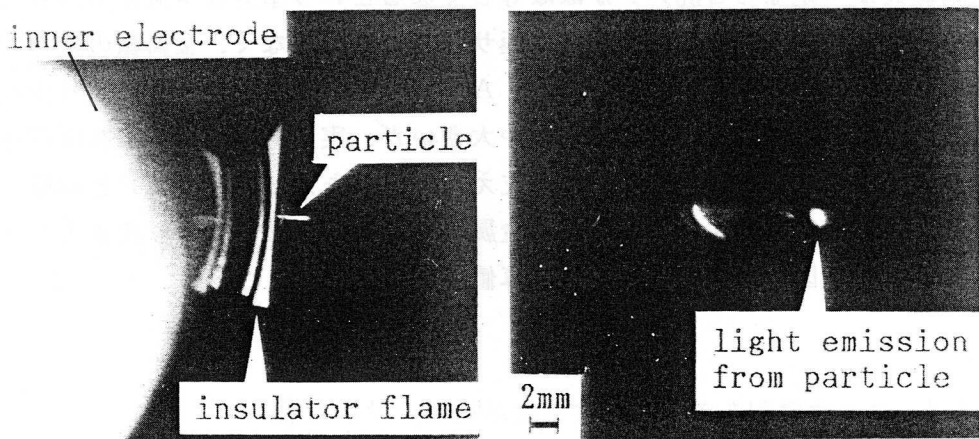


Fig.5.11 Light emission from a 5 mm long copper particle
under ac voltage of 170 kV_p at 5 bar ;
particle dia.= 0.45 mm ;
electrode E-2.

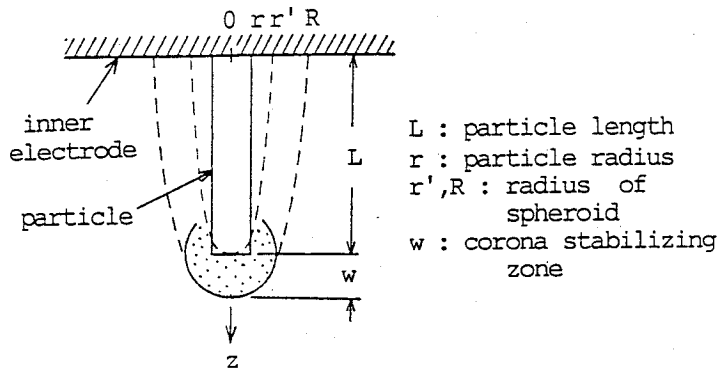


Fig.5.12 Model of the corona stabilizing effect for estimation of particle-initiated flashover voltages.

軸回転楕円体で模擬する。ここで、回転楕円体の先端の曲率半径が金属線の半径に等しくなるように短軸 r' を定めると、 r' と L 、 r の間には次の関係が成り立つ。

$$r' = \sqrt{Lr} \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

長軸回転楕円体の回転対称軸 (z 軸) 上の電位 $V(z)$ と電界 $E(z)$ は (5.2) 式と (5.3) 式で表される。

$$V(z) = -E_0 z \left[1 - \frac{\frac{1}{2} \log \frac{z+c}{z-c} - \frac{c}{z}}{\frac{1}{2} \log \frac{L+c}{L-c} - \frac{c}{L}} \right] \quad \dots\dots\dots (5.2)$$

$$E(z) = E_0 \left[1 - \frac{\frac{1}{2} \log \frac{z+c}{z-c} - \frac{cz}{z^2 - c^2}}{\frac{1}{2} \log \frac{L+c}{L-c} - \frac{c}{L}} \right] \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

ここで、 $c^2 = (L^2 - r'^2)$ 、 E_0 は回転楕円体がさらされている巨視的な電界強度 である。SF₆ ガス中のフラッシュオーバは第4章で述べたストリーマ条件 (5.4) 式によって与えられるとすれば、

$$\int_L^{z_0} \alpha_{\text{eff}} dz = k \quad (\text{=18}) \quad \dots\dots\dots (5.4)$$

ここで、 $\alpha_{\text{eff}} = A_0(E - B_0P)$: 実効電離係数、 $A_0 = 2.77 \times 10^4$ [ion/MV]、 $B_0 = 8.89$ [MV/(m·bar)]、 P : ガス圧力[bar]、 z_0 : α_{eff} が0になる位置であり (5.5) 式で与えられる。

$$\frac{B_0P}{E_0} = 1 - \frac{\frac{1}{2} \log \frac{z_0+c}{z_0-c} - \frac{cz_0}{z_0^2-c^2}}{\frac{1}{2} \log \frac{L+c}{L-c} - \frac{c}{L}} \quad \dots\dots\dots (5.5)$$

(5.3) 式と (5.4) 式を連立して解き、(5.5) 式の関係を用いて E_0 を消去すると z_0 が一意に決定でき (5.6) 式で与えられる。

$$\frac{k}{A_0 B_0 P L} + \frac{z_0}{L} - 1 = \frac{z_0}{L} \frac{\frac{1}{2} \log \frac{(L+c)(z_0-c)}{(L-c)(z_0+c)} - \frac{c(z_0-L)}{cz_0}}{\frac{1}{2} \log \frac{(L+c)(z_0-c)}{(L-c)(z_0+c)} + \frac{c(c^2-z_0^2-Lz_0)}{L(z_0^2-c^2)}} \quad \dots\dots\dots (5.6)$$

(5.6) 式から z_0 を求め (5.5) 式に代入することにより巨視的な破壊電界強度 E_0 を求めることができる。 B_0P は $\alpha_{\text{eff}} = 0$ になる電界強度であり、金属線のない理想的に平滑な電極における破壊電界強度すなわち極限破壊電界である。(5.5) 式の逆数は極限破壊電界に対する破壊電界強度の比すなわち破壊電界低下率である。この比は また フラッシュオーバ電圧の低下率に等しい。

ところで、金属線先端には図5.11に示したようにコロナが発生している。このコロナにより金属線先端の電界強度が緩和されるため、破壊電界強度の推定にはこの影響を考慮することが必要である。このコロナを図5.12に示す半径 w の導体球で模擬しコロナ安定化領域と名付ける。コロナ安定化領域がある時には金属線を次の長軸回転楕円体で模擬することにする。すなわち、回転楕円体の長軸はコロナ安定化領域の先端迄の長さ $(L+w)$ 、短軸 R は回転楕円体の先端の曲率半径が金属線の半径 r とコロナ安定化領域の半径 w の和 $(r+w)$ に等しくなるように定め、次式で表す。

$$L \rightarrow (L+w)$$

$$R = \sqrt{(L+w)(r+w)} \quad \dots\dots\dots (5.7)$$

このときCは(5.8)式になる。

$$C = \sqrt{(L+w)(L-r)} \quad \dots\dots\dots (5.8)$$

(5.7)式と(5.8)式を(5.4)～(5.6)式に代入することによりコロナ安定化領域が存在するときの破壊電界低下率を計算することができる。

以上の諸式には電極寸法を表す数値が一切含まれておらず、金属線の長さとおよびコロナ安定化領域だけの関係式になっている。このことは、金属線の寸法が決まれば電極寸法に無関係に一定の破壊電界強度になることを意味しており、5.4.3項で述べた測定結果と一致している。

C. 破壊電界強度の推定値と測定値の比較

上述の方法により計算した破壊電界強度 E_{BD} を各ガス圧力について求め、図5.10に実線で示した。図ではいくつかのコロナ安定化領域について示している。 $w=0$ はコロナ安定化領域がない状態を表し、 E_{BD}/P は最も低くなる。 w が大きくなるにつれコロナ安定化作用が大きくなり E_{BD}/P は高くなる。

5 barの場合、測定したIMP E_{BD}/P は $w=0.5$ mmの推定曲線によく一致する。AC E_{BD}/P は $w=0.3$ mmの推定曲線($w=0$ mmと0.5 mmの曲線の間をほぼ3/5に分ける曲線になる)に一致するものの曲線からのずれはIMPのときよりも若干大きくなる。◎印はCookson氏ら¹⁹⁾の測定値であるが、筆者の測定値および推定値とよく一致している。3 bar、4 bar、6 barのときも同様のことが成り立つ。

コロナ安定化領域の半径 w は実験により定めなければならず、実測値と一致する E_{BD}/P の推定値を与える w を各ガス圧力について求め表5.1に示した。3 barではmmオーダのコロナ安定化領域が形成されるが、ガス圧力が高くなるにつれ急激に小さくなり、6 barではほとんど消滅してしまう。コロナ安定化領域の大きさはコロナのプラズマ密度と広がり密接に関係していると考えられるが未だ説明できていず、今後その定量化を行うことが大切である。

表5.1 破壊電界強度推定のためのコロナ安定化領域w

	w (mm)			
	3 bar	4 bar	5 bar	6 bar
AC	> 3	1	0.3	0
IMP	1	0.6	0.5	0.1

5.5 スペーサ浴面フラッシュオーバー特性

5.5.1 スペーサへの金属線の付着

自由に動く金属線（自由金属線と呼ぶ）は静電気力を受けて同軸円筒電極内で上下運動を繰り返す。その運動方程式は次式で与えられる。

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = F_E + m g + F_D \quad \dots\dots\dots (5.9)$$

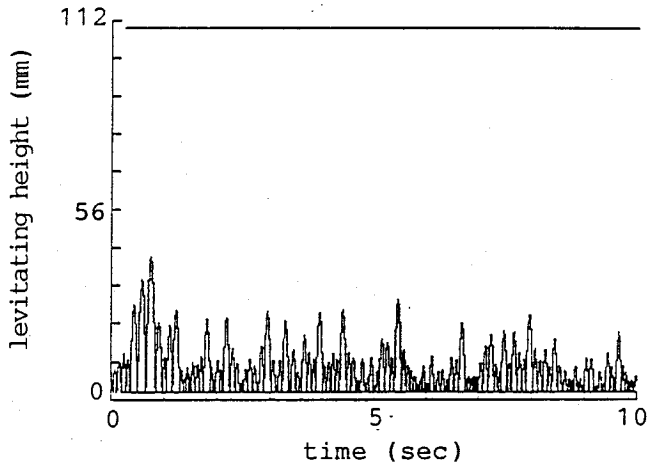
ここで、m、zは金属線の質量と位置、F_E、F_Dはそれぞれ静電気力、粘性力、gは重力の加速度である。金属線の電荷量は電極に接触するまでは一定であると仮定すると、F_E、F_Dは(5.10)式と(5.11)式で表される。

$$F_E = Q E$$

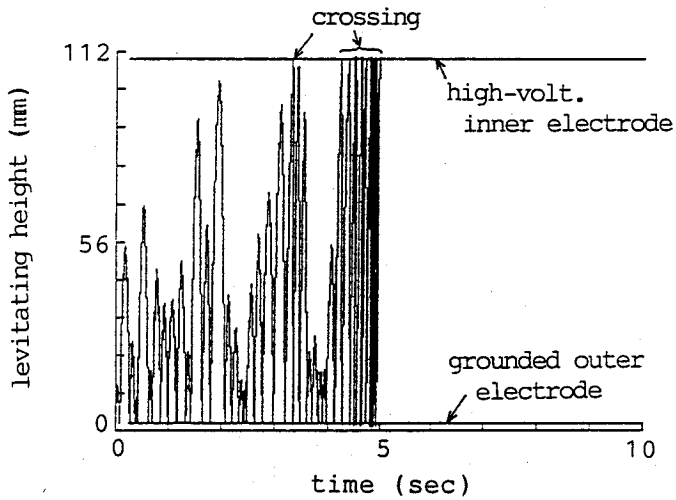
$$Q = \frac{\pi \epsilon_0 L^2 E_a}{\log(2L/r) - 1} \quad \dots\dots\dots (5.10)$$

$$F_D = -6 \pi K_D \nu r \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \quad \dots\dots\dots (5.11)$$

ここで、L、rは金属線の長さと同半径、E_aは金属線が電極と接触した瞬間の



(a) applied volt.= 107kV_p



(b) applied volt.= 161kV_p

Fig.5.13 Wire particle movement in a coaxial cylinder electrode of 80/305 mm in diameter, where spacer A is set ;
 wire particle : dia.=0.2 mm, length= 5 mm, aluminium.

電極表面の電界、 ϵ_0 は真空誘電率、 K_D は粘性係数、 ν はSF₆ガスの動粘性である。計算を簡単にするためF_Dを省略し、電子計算機を用いて運動方程式を解き金属線の浮上高（外部電極の底からの高さ）の時間的推移を計算すると図5.13のようになる。同軸円筒電極はφ80/φ305、金属線は直径0.2mm、長さ5mmのアルミニウム線である。浮上高は金属線の重心位置として図示している。浮上高0mmと112mm付近にある時間軸に平行な直線は、金属線がそれぞれ外部電極、内部電極に衝突する浮上高を示している。電圧が低いときには(a)のように浮上高は小さく外部電極上を小さく上下動するにすぎないが、電圧が高くなると(b)のようにギャップを横断し内部電極に衝突するようになる。このようなランダムな浮上運動を繰り返しつつ同軸円筒電極内を金属線が移動し、その過程でスペーサに静電的に付着する。その付着位置は金属線の浮上高にほぼ一致するようである。図5.13と同じ電極と金属線（20本）を用い、AC 107 kV_pと161 kV_pを印加してスペーサA-aに付着する金属線を観察した。金

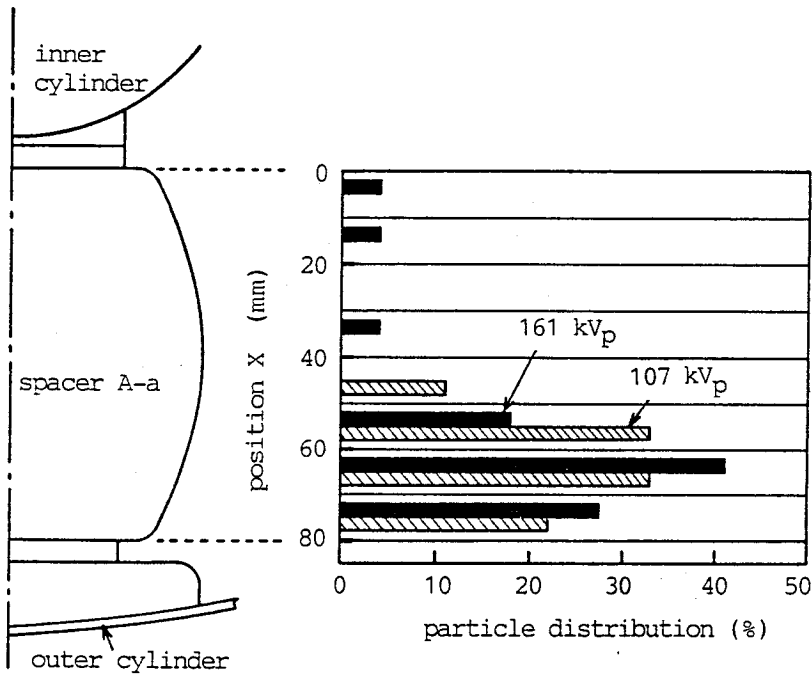


Fig.5.14 Distribution of particles adhered on spacer A-a by ac voltage application ;
 concentric cylinder : 80/305 mm in dia. ;
 aluminum particle : dia.=0.2mm, length=5mm.

属線の付着位置は図5.14に示す通りであり、107 kV_Pの電圧ではスペーサの下半分にしか付着しないが、161 kV_Pでは全体に付着する。この付着位置は図5.13で計算した浮上高に比較的よく一致している。

このように電圧によっては金属線はスペーサの至る所に付着し得るので、どの位置に付着したときにフラッシュオーバー電圧がどのように変わるのか 正確に把握することが機器の絶縁にとって非常に重要になってくる。

5.5.2 AC沿面フラッシュオーバー特性

沿面フラッシュオーバー電圧は金属線の付着位置やスペーサ形状によって大きく異なる。図5.15はスペーサA-a、A-b、A-cについて測定した結果である。スペーサA-aの場合、その両端に付着したときのACフラッシュオーバー電圧は400kV_P以上であるが、付着位置xが20~70mmのときには約270kV_Pに低くなり かつ ほぼ一定になる。スペーサA-bの場合、フラッシュオーバー電圧はx

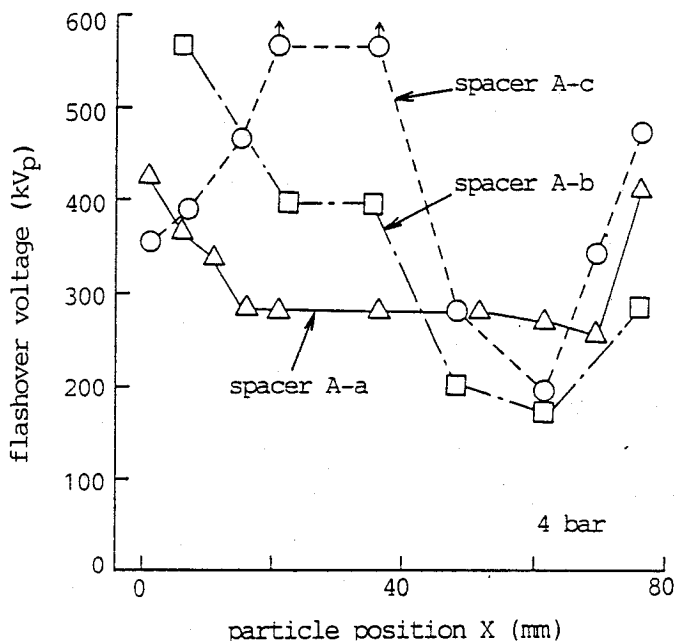


Fig.5.15 Effects of particle position X and spacer shapes on AC breakdown voltages for the spacer A.

copper particles : diameter 0.45 mm,
length 5 mm

= 0 mmの近くで570kV_pであるものの x が大きくなるにつれ次第に低下し、 $x \doteq 60$ mmで最低の170kV_pになったのち上昇する。スペーサA-cの場合、フラッシュオーバー電圧は $x \doteq 20 \sim 40$ mmで最大に、 $x \doteq 60$ mmで最低になる。最低値はA-bのときにほぼ等しくなる。また、 $x \doteq 20 \sim 40$ mmの位置はスペーサの胴径が最も太くなる個所に当たり、ここに金属線が付着したときには沿面フラッシュオーバーにならない。すなわち、内部電極と金属線間は沿面に沿って放電が伸びるものの、金属線と外部円筒電極間では放電路がスペーサ表面から離れガス空間をフラッシュオーバーする。

5.5.3 電界分布と沿面破壊電界強度

スペーサ表面の電界分布は、図5.16に示すように、スペーサ形状により大きく異なる。実線の E_r は電位の負勾配で与えられる電界であり、破線の E_p は E_r の沿面方向成分である。電界はスペーサA-aの E_r の最大値を1p.u. (per unit)としてその相対値で表示している。清浄時には、 E_r がガス圧力に

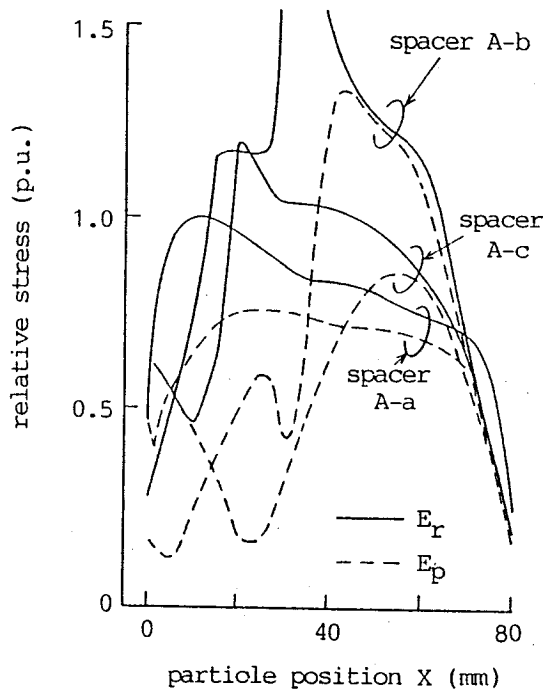


Fig.5.16 Electric-stress distribution along spacer surface

より決まる或る一定値になると沿面フラッシュオーバーし、最大電界強度に強く支配されることが知られている²²⁻²⁵⁾。しかし、金属線が付着したときにはこの考えは成立しないようである。

フラッシュオーバーが E_r に支配されるならば、フラッシュオーバー電圧は E_r に反比例して変わるはずである。しかし、図5.15と図5.16を比較すれば明らかなように、両者は反比例の関係にはなく、 E_r が最大の位置でフラッシュオーバー電圧が最低になるとは限らない。 E_r とフラッシュオーバー電圧の間にはほとんど関係がないようである。電界 E_p は E_r とは全く異なった分布をしており、 E_p の逆数がフラッシュオーバー電圧に密接に関係しているようである。スペーサA-aの E_p は $x=20\sim 70\text{mm}$ でほぼ一定でその両側で弱くなる。フラッシュオーバー電圧は $x=20\sim 70\text{mm}$ でほぼ一定になり、その両側で E_p に反比例して高くなる。スペーサA-bの E_p は $x=50\sim 60\text{mm}$ で最大になりこの位置でフラッシュオーバー電圧が非常に低くなる。また $x\rightarrow 0\text{mm}$ になるにつれ E_p が小さくなり、それにつれフラッシュオーバー電圧が上昇する。A-cの E_p は $x\cong 60\text{mm}$ で最大に、 $x\cong 20\text{mm}$ 最小になるが、それらの位置でフラッシュオーバー電圧が最低と最高になる。

金属線付着時の沿面フラッシュオーバーのメカニズムはまだよく判っていないが、筆者は上記の現象をもとに次の二つのステップを経てフラッシュオーバーすると考えている²⁶⁾。

[ステップ1] 放電開始段階 - ストリーマの種になる微小放電が発生する段階で、微小放電を発生するのに十分な強さの電界強度 E_r が必要。

[ステップ2] ストリーマ進展段階 - ステップ1で発生した微小放電がスペーサ表面をストリーマとして進展する段階である。スペーサ表面に垂直な電界成分はストリーマをスペーサ表面から引き離すように作用するので、沿面方向にストリーマを進展させる電界成分は E_p と考えられる。したがって、このステップでは十分な強さの E_p が必要になる。

金属線両端における著しい電界集中のため、ステップ1の微小放電は電界強度(金属線を取去ったときの電界強度)が非常に低くても発生する。これはコロナ(部分放電)開始そのものであり、電界 E_r で支配される。長さ5mmの金属線がスペーサA-aに付着したときのコロナ開始電界強度は、1bar時に1.0 MV_P/m、4bar時に2.6 MV_P/mと極めて低く、極限破壊電界の約10%に過ぎない。また、長さ10mmの場合には、1bar時に0.71MV_P/m、4bar時に1.7MV_P/mであり

一層低い電界強度でコロナが発生する。コロナ開始電界強度は金属線付着位置によりほとんど変化しない。この値は Wootton氏ら¹²⁾やCookson氏ら²⁾が直径0.38mm、長さ5mmの金属線で測定したガス空間のコロナ開始電界強度 E_{corona} にほぼ一致する。

$$E_{corona} \doteq 0.26P + 1.0 \quad [MV_p/m] \quad \dots\dots\dots (5.12)$$

このように 微小放電はかなり低い電界強度で発生するため、ステップ1の条件は低い電圧でも達成されとも言える。

発生した微小放電により電荷が生成されスペーサ表面にトラップされてストリーマ先端の電界を緩和するため、周囲の電界が低いとストリーマとして進展することができなくなる。ストリーマをスペーサ表面に沿って進展させるためには、電荷による電界緩和に打勝つだけの増殖を可能にする強い E_p が必要であると考えられる。もしそうなら E_p の逆数とフラッシュオーバー電圧の間には強い相関があるはずであり、前述の図5.15と図5.16の結果はこの考えの正しいことを示している。

E_p はストリーマを進展させる電界であるので、スペーサ形状に依存しない特定の閾値のあることが予想される。図5.17に各スペーサについて求めた破壊電界強度の沿面方向成分 E_p を示す。この E_p はスペーサ上の位置によって

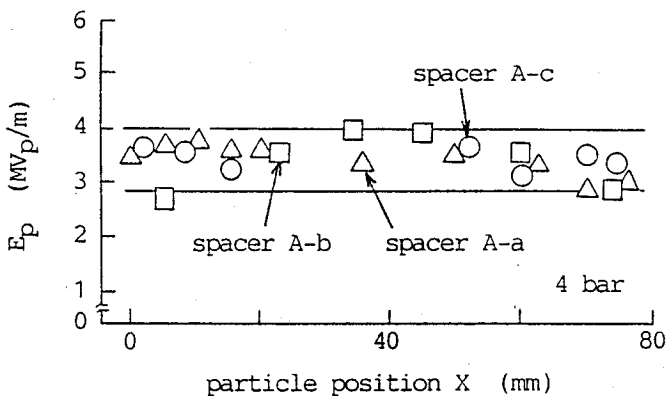


Fig.5.17 Parallel components E_p of surface breakdown stress for the spacers A-a, A-b and A-c.
copper particles : diameter 0.45 mm,
length 5 mm

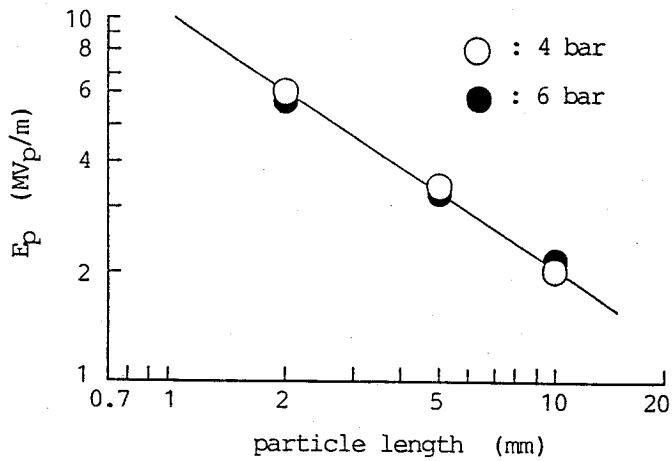


Fig.5.18 Effects of particle length on the parallel component E_p of breakdown stress for the spacer A.
copper particles : diameter 0.45 mm

変わらずほぼ一定であること、また、スペーサ形状が変わってもほぼ等しくなることが分かる。 E_p の標準偏差は約7%である。破壊電界強度の沿面方向成分 E_p と金属線の長さ L の関係を実験により求めると、図5.18に示す直線関係が成立ち、次の関係式で表すことができる。

$$E_p = A L^{-0.63} \quad [\text{MV/m}] \quad \dots\dots\dots (5.13)$$

ここで、 A は $L = 1 \text{ mm}$ のときの破壊電界強度の沿面方向成分であり約10 MV_p/mである。 E_p は次項で述べるようにスペーサ寸法が変わっても一定であることから、この関係式が沿面フラッシュオーバーにおける閾値を与えているといえる。

5.5.4 スペーサ サイズの効果

フラッシュオーバー電圧に及ぼす影響は金属線の長さの絶対値で効くのか、それとも、スペーサのサイズに対する相対値で効くのか、従来よく判っていなかった。そこで、スペーサ $A - a$ にはほぼ相似なスペーサ B と C を用いて、直径0.45 mm 長さ5 mmの金属線が付着したときのフラッシュオーバー電圧を測定した。その結果を破壊電界強度の沿面方向成分 E_p として整理すると、スペーサ $A - a, B,$

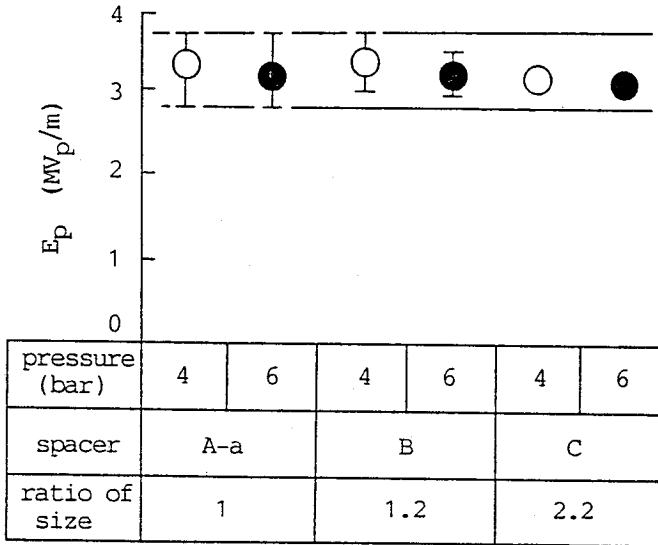


Fig.5.19 Effects of spacer size on the parallel component E_p of surface breakdown stress.

Cの寸法が ほぼ 1 : 1.2 : 2.2の比で大きくなるにもかかわらず、図5.19に示すように E_p はこの3者のスペーサでほぼ一定になることが判明した。このことは、スペーサ サイズが変わってもフラッシュオーバー時の E_p は一定であること、フラッシュオーバー電圧の低下はスペーサ サイズに対する金属線の相対的な長さではなく絶対的長さで決まることを意味している。

したがって、図5.18は種々のサイズのスペーサに共通な E_p の閾値を表していると考えることができる。

5.5.5 自由金属線によるフラッシュオーバー電圧との比較

以上の実験は、スペーサの表面に固定した金属線（固定金属線）を用いて行った。実際の機器では、課電により自由に上下運動をする金属線（自由金属線）として存在するものの、一旦スペーサ表面に付着するとその間の静電気力により自由に動くことができなくなり あたかも固定されているかのように動かなくなる。したがって、自由金属線が混入していても固定金属線と同等のフラッシュオーバー電圧になることが予想される。

直径0.2mm、長さ5mmのアルミニウム線および直径0.2mmのアルミニウム線を

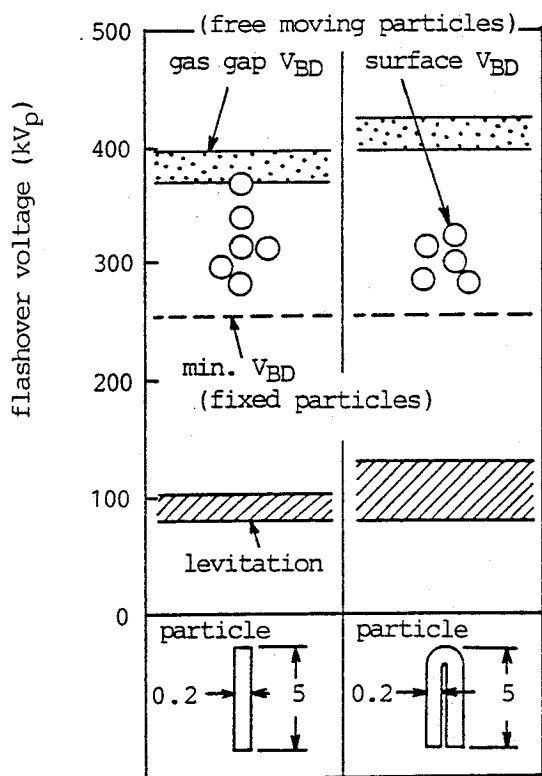


Fig.5.20 Ac flashover and levitation voltages in the case of free moving aluminum particles in a concentric cylinder electrode of 80/305 mm in dia. at 4 bar ; post spacer A-a.

二つに折曲げて長さを5mmにしたものを外部電極の底に散布し実験した。供試スペーサはA-aであり、散布した金属線の本数は30本である。AC電圧は階段上昇とし、各電圧ステップで1分間保持した。金属線は、図5.20に示すように、両ケースとも約80kV_pで浮上開始し上下運動を行う。フラッシュオーバー電圧の最低値は両ケースとも約280kV_pであり、固定金属線で測定したフラッシュオーバー電圧の最低値（図中の破線で表示）にほぼ等しくなる。スペーサへの金属線の付着状況は図5.15に示した通りであり、161kV_pの電圧になるとどの位置xにも金属線は付着し得る。その中で最も過酷な位置x≒70mmに付着した金属線でフラッシュオーバーすると考えると、上述のフラッシュオーバー電圧がほぼ一致する理由を説明することができる。この一致性は後章で述べるひだ付きスペーサについても実験により確認しており、固定金属線で測定したフラッシュオーバー電圧は自由金属線にそのまま適用できるといえる。なお、金属線が内部電極に衝

突しガス空間でフラッシュオーバーした場合をガス空間フラッシュオーバー電圧として示した。この電極サイズとスペーサでは金属線混入に対しスペーサ沿面絶縁の方が弱いと言える。

5.5.6 雷インパルス フラッシュオーバー電圧

図5.21に示すように、雷インパルス電圧の場合には極性によりフラッシュオーバー電圧が異なる。内部電極側(xの0mm側)に金属線が付着したときには、正ストリーマの進展しやすい正極性インパルスの方がフラッシュオーバー電圧が低く、逆に、外部電極側に付着したときには、正ストリーマの進展しやすい負極性イ

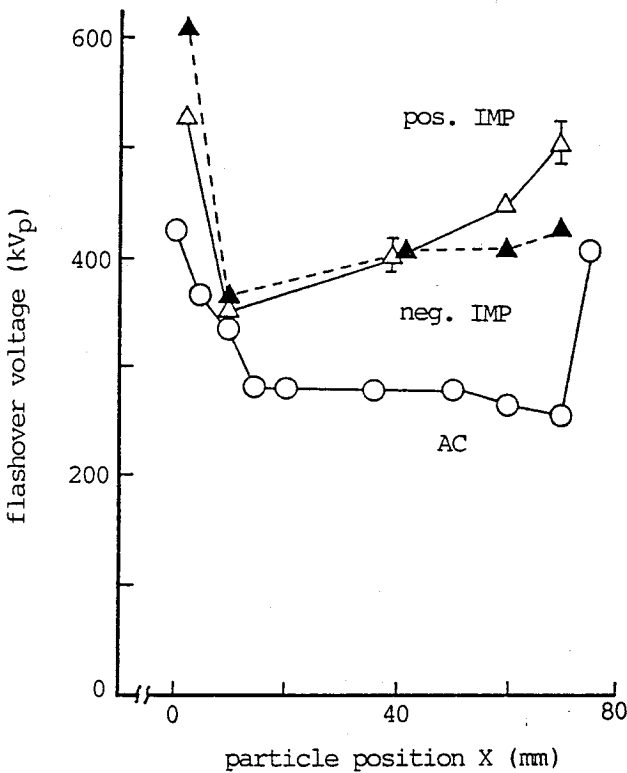


Fig.5.21 Dependence of impulse flashover voltages on particle position X for spacer A-a ;
copper particles : diameter 0.45 mm,
length 5 mm.

ンパルスの方がフラッシュオーバー電圧が低くなる。この現象は、ACの場合のフラッシュオーバーが正ストリーマの進展しやすい極性で発生することと一致している。IMPフラッシュオーバー電圧はACフラッシュオーバー電圧波高値の1.0~1.4倍になる。IMP破壊電界強度の沿面成分 E_p は図5.18に示したACに対する値の約1.4倍になる。

5.6 まとめ

SF₆ガス中に金属線が混入したときのフラッシュオーバー電圧について標準雷インパルス試験電圧(BIL)1800kV級までのさまざまな寸法の同軸円筒電極とポストスペーサを用いて検討し、次の事項を明らかにした。

- (1) IMPフラッシュオーバー電圧は金属線の太さにほとんど影響されないが、ACフラッシュオーバー電圧は金属線の太さに大きく影響され 細いものほど高くなる。あまり細い金属線を用いて実験すると、金属線の影響を過小評価することになる。
- (2) フラッシュオーバー電圧の低下率は、電極サイズに対する相対的な長さではなく 金属線の絶対的な長さにより決まる。金属線の長さが一定ならば、電極サイズが変わってもスペーサ サイズが変わっても、破壊電界強度はほぼ等しくなる。
- (3) 金属線存在時のガス空間フラッシュオーバー特性は不平等電界中の特性によく似ている。IMPフラッシュオーバー電圧は圧力特性が非常に小さく2~6barでほぼ一定値になり、ACの場合には2~5barで山なりに変化する。
- (4) ガス空間破壊電界強度と金属線の長さとの関係を明確にし、その破壊電界強度は適度な大きさのコロナ安定化領域を仮定することにより理論的に計算できることを示した。
- (5) 沿面フラッシュオーバーは電界の沿面方向成分により支配され、それが或る閾値を超えるとフラッシュオーバーすることを見出した。この閾値は、スペーサ形状や金属線付着位置に影響されない一定の値になり、金属線長さの関数として表した。この考え方を適用することにより、沿面フラッシュオーバー電圧がスペーサ形状や金属線付着位置により大きく変わる現象を合理的に説明することができた。

(6) 固定した金属線と固定されないで自由に動き得る金属線とでフラッシュオーバー電圧は同等であり、前者の測定結果は実機器の評価にそのまま適用することができる。

5. 7 参考文献

- 1) 不平等電界沿面放電調査専門委員会：不平等電界沿面放電特性：電気学会技術報告 II部 第184号(昭和62年2月)
- 2) A.H.Cookson et al. : Effect of conducting particles on AC corona and breakdown in compressed SF₆ : IEEE Trans. vol.PAS-91, no.4, p.1329 (1972)
- 3) 片上ほか：ガス絶縁機器内の金属粒子の動き、浮上と付着：昭和49年電気学会全国大会 no.990
- 4) 林ほか：管路気中スペーサの絶縁特性にあたえるダストの影響：同上 no.988
- 5) K.Kuwahara et al. : Effect of solid impurities on breakdown in compressed SF₆ : IEEE Trans. vol.PAS-93, p.1546 (1974)
- 6) 高野ほか：SF₆中沿面付近にある導電粉のフラッシュオーバーに及ぼす影響：放電研究会資料 ED76-62 (昭和51年11月)
- 7) 林ほか：SF₆ガス中沿面放電における導電性粒子の影響：同上 ED76-63 (昭和51年 11月)
- 8) 位高ほか：SF₆中の沿面放電におけるダストの影響：同上 ED76-64 (昭和51年11月)
- 9) C.M.Cooke et al. : Influence of particles on AC and DC electrical performance of gas insulated systems at extra-high-voltage : IEEE PES. F76 323-6 (1976)
- 10) R.Nakata & E.J.Touhy : Practical gas bus design based on particle motion studies : IEEE PES Winter Meeting A77 198-5 (1977)
- 11) H.Knor et al. : The particle influenced breakdown of insulating surfaces in SF₆ under oscilating switching impulse voltage : 3rd ISH no.32-04 (Aug. 1979)
- 12) R.E.Wootton et al. : Investigation of high voltage particle-initiat-

- ed breakdown in gas-insulated systems : EPRI Report EL-1007 (Mar. 1979)
- 13) C.M. Cooke : Particle-initiated breakdown in gas dielectric cable insulation expanded scope program : EPRI Report EL-1264 (Nov. 1979)
 - 14) H.J. Voss : The flashover of spacers in surfaces in SF₆ caused by conducting particles : IEE 189, p.247 (Sep. 1980)
 - 15) M. Eteiba et.al. : Influence of a conducting particle attached to an epoxy resin spacer on the breakdown voltage of compressed-gas insulation : 2nd Int. Sym. on Gaseous Dielectrics no.32 (Mar. 1980)
 - 16) H.J. Voss : Zum Einfluss von Partikeln und Profuberschlagen auf die elektrische Festigkeit SF₆-isolierter Anordnungen : Dr. thesis (1982) Technischen Universitat zu Braunschweig
 - 17) T. Hara et.al. : Improved surface flashover characteristics of SF₆ gas spacers contaminated by conducting particles : 4th ISH no.34-01 (Sep.'83)
 - 18) R.E. Wootton & S.J. Dale : Effect of fixed particle protrusions on 60Hz and impulse breakdown voltage-pressure characteristics in SF₆ : 3rd ISH no.32-10 (Aug. 1979)
 - 19) A.H. Cookson & O. Farish : Particle-initiated breakdown between coaxial electrodes in compressed SF₆ : IEEE Trans. vol.PAS-92, p.871-876 (1973)
 - 20) S. Sangkasaad : Dielectric strength of compressed SF₆ in nonuniform fields : Dr. thesis Diss. ETH no.5738 (1976)
 - 21) P.R. Howard : Insulation properties of compressed electronegative gases : PIEEE vol.104, part A, p.123-138 (Aug. 1956)
 - 22) N. Giao Trinh et.al. : Optimization of the profile of epoxy spacers for compressed-SF₆-insulated cables : CEA Engineering & Operating Div. Meeting (Mar. 1976) Vancouver
 - 23) E.S. Maizel : Investigation of flashover of dielectric bracings in a system of coaxial cylinders with compressed gas : Elektrichestvo no.12, p.12-23 (1969)
 - 24) 佐藤ほか : ポスト形スペーサのフラッシュオーバー特性 : 放電研究会 ED76-61 (Nov.1976)

- 25) C.M.Cooke & J.G.Trump : Post-type support spacers for compressed gas insulated cables : IEEE Trans. vol.PAS-92, p.1441-1447 (Sep./Oct. 1973)
- 26) F.Endo et.al. : Effects of electrode and solid insulator on a spacer in SF₆ : CIGRE 15-04 (1975)

第6章 電極被覆による絶縁耐力の向上

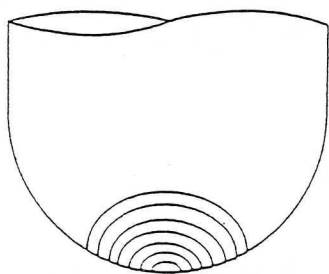
6.1 まえがき

SF₆ガス絶縁では数十MV/mの強電界が使用され、かつ最大電界一定型のフラッシュオーバをしやすい性質があるため、大気空気絶縁では全く問題にならなかった電極表面上の突起による電界集中が絶縁耐力に大きく影響する。電極表面を絶縁物で被覆すると、この突起の電界集中の緩和や突起からの電子の電界放出の抑制が行われ、破壊電界強度は極限破壊電界にほぼ等しくなるまで上昇する。この被覆効果に関しては多くの研究が行われ、すでに次の事項が明らかにされている¹⁻⁹⁾。

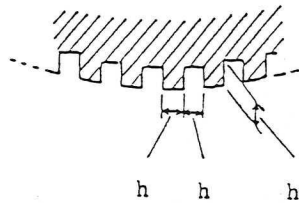
- (1) 被覆材としてエポキシ、ポリエチレン、ポリウレタン、ポリエステル、陽極酸化皮膜等が用いられる場合が多いが、その種類、抵抗率、厚さに影響されず破壊電界強度は極限破壊電界近くまで上昇する。
- (2) 被覆は1発目のフラッシュオーバに対してのみ有効であり、2発目以降のフラッシュオーバに対しては被覆しない裸電極のときと同等の破壊電界強度に低下する。これは、フラッシュオーバにより被覆が剥離し電極表面が数mmの大きさで露出するからである。
- (3) 被覆によるフラッシュオーバ電圧の上昇は正極性インパルス(IMP)よりも負極性IMPのほうが大きい。
- (4) 小さな導電性粒子が存在するときにも有効である。

強電界で使用される実機器へ適用する場合、実際に遭遇するさまざまな実用状態に対し被覆がどの程度有効であるのか明確にすることにより、極めて効果的な電極被覆にすることができる。

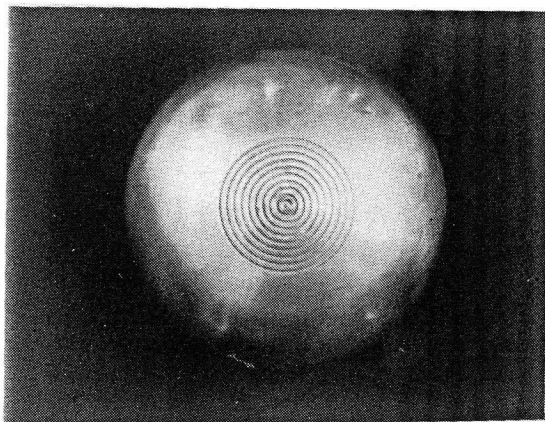
本章では、機械的強度、接着力、被覆し易さ等の点で厚さ1mmのエポキシ樹脂被覆を選び、実機器でほとんど避けることのできない電極表面の凹凸に対しどの程度の大きさの凹凸までフラッシュオーバ電圧の低下を防止できるのか、被覆形成過程で生じ易いピンホールにより被覆効果が消滅しないのか、長い金属線が混入した場合にも効果があるのかという点について基礎的に検討している。



(a) circular grooves

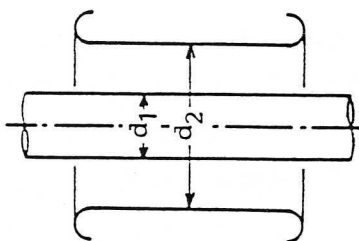


(b) profile of grooves



(c) external appearance of electrodes

Fig.6.1 Artificial surface protrusions on hemispherical electrodes of 100 mm in diameter ;
 $h = 300 \mu\text{m}, 500 \mu\text{m}, 1000 \mu\text{m}, 2500 \mu\text{m}.$



	d_1 (mm)	d_2 (mm)
E-1	20	54
E-2	50	150
E-3	100	250

Fig.6.2 Concentric cylinder electrodes.

6.2 実験方法

6.2.1 供試電極

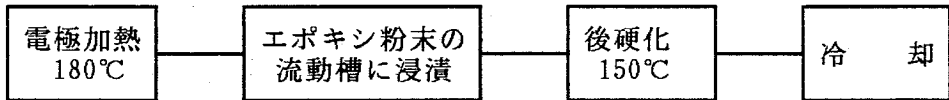
凹凸のある電極表面を被覆したときのフラッシュオーバー電圧の上昇について検討する場合、直径100mmの先端半球棒-平板電極（ギャップ長 30mm）を用いて実験した。棒電極の先端の半球部は、旋盤を用いて、図6.1に示すように、深さ h と幅 h とが等しくなるように同心円状に溝を切り突起を形成した。突起の寸法は、 $h = 300, 500, 1000$ および $2000 \mu\text{m}$ である。また、 $h = 5 \mu\text{m}$ と $20 \mu\text{m}$ の突起はエメリーペーパーで研磨して形成した。

ピンホールの影響について検討する場合には、 $\phi 20/\phi 54$ の同軸円筒電極を用い、内部電極は $\pm 1 \mu\text{m}$ の表面粗さに仕上げた。

金属粒子混入時のフラッシュオーバー特性の検討は、 $\phi 50/\phi 150$ （長さ300mm）と $\phi 100/\phi 250$ （長さ300mm）の同軸円筒電極を用いて行った。

6.2.2 被覆材

被覆材は主にエポキシ樹脂を用い、FBC (fluidized bed coating) により電極を被覆した。FBCの手順は次の通りである。



予め 180°C に電極を加熱しておき、流動槽の中に入れる。流動槽の中ではエポキシ樹脂粉末が空気吹付けにより攪拌されており、この粉末が電極に接触して溶けエポキシ樹脂皮膜ができる。皮膜が所定の厚さになったら流動槽の中から取り出し、 150°C で後硬化を行う。その後、室温まで冷却することにより被覆が完成する。同心円状の溝の付いた電極では溝の中がエポキシ樹脂で満たされるように被覆されるため、 $h \leq 1000 \mu\text{m}$ のときの被覆表面には溝による凹凸が全く現れず あたかも溝のない電極を被覆したかのように平滑になっている。 $h = 2000 \mu\text{m}$ になると 電極の凹凸に従って被覆表面に $200 \sim 500 \mu\text{m}$ のうねりが発生する。形成されたエポキシ樹脂被覆は表6.1に示す特性を持っている。

また、ピンホールの影響を検討する場合には被覆にピンホールを人為的にあ

表6. 1 エポキシ樹脂被覆の諸特性

項目	特性値
体積固有抵抗	25℃にて $5 \times 10^{13} \Omega \cdot m$ 50℃にて $5 \times 10^{12} \Omega \cdot m$
フラッシュオーバ電圧	24 kV/0.5mm
比誘電率	4 (1 kHzにて)

けやすくするため、ポリテトラフルオロエチレン (PTFE) を用い、静電塗装により厚さ40~180 μm に被覆した。ピンホールは後述するように、木綿針を突きさすことによりあけた。

6.2.3 電圧印加方法

1.2/40 μs の雷インパルス電圧 (IMP) と50Hz商用周波電圧 (AC) を印加した。IMP電圧は予想フラッシュオーバ電圧の約50%から印加を始め、15~20kVステップで上昇した。AC電圧は、予想フラッシュオーバ電圧の約80%まで直線上昇したのち、20kV_{rms}ステップ (各ステップ1分保持) で上昇した。

6. 3 電極表面突起の影響

裸の電極に溝を刻みリング状の突起をつけると、図6. 3に示すように、突起寸法 h が大きくなるにつれ雷IMPフラッシュオーバ電圧が低下する。 $h = 1000 \mu m$ になると溝のないときより約30%低い電圧でフラッシュオーバする。 $h = 2000 \mu m$ になるとさらに低下し、40%低い電圧でフラッシュオーバする。電極を厚さ1mmのエポキシ樹脂で被覆すると、突起寸法 h が1000 μm であても平滑な電極に被覆したときと同等の高いフラッシュオーバ電圧が達成され極限フラッシュオーバ電圧940kV (極限破壊電界から計算される電圧) とほぼ等しくなる。 $h = 2000 \mu m$ になると、被覆することによりフラッシュオーバ電圧が大きく上昇するものの、 $h \leq 1000 \mu m$ のときに得られる934kVという高い電圧まで上昇しない。これは、後述するように、被覆表面の電界強度と密接に関係しており、 $h \leq 1000$

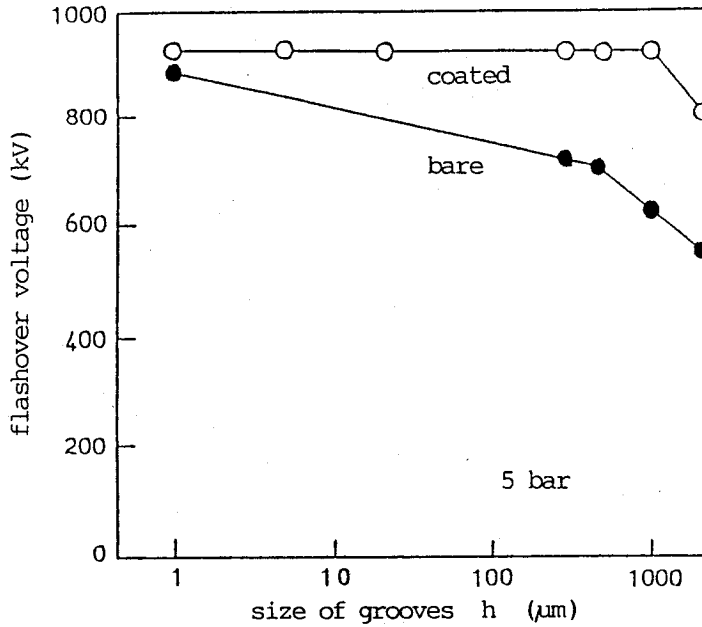


Fig.6.3 Negative impulse flashover voltage - protrusion height characteristics of hemisphere (100 mm in diameter) - plane electrodes under bare and coated conditions ; gap length : 30 mm ; 1 mm thick epoxy coating.

μmのときには 突起による電界集中が被覆表面まで及ばないためにフラッシュオーバー電圧が極限フラッシュオーバー電圧近くまで上昇する。これに対し、 $h = 2000 \mu\text{m}$ になると、被覆表面には前述したうねりが発生し 僅かではあるが電界集中を引き起こす。また、 $h = 2000 \mu\text{m}$ に対し被覆厚1mmは薄すぎ、突起による電界集中が被覆表面まで及んでくる。このため、フラッシュオーバー電圧は極限フラッシュオーバー電圧まで上昇しなくなる。

実機器の表面粗さは数十μm以下であるので、厚さ1mmのエポキシ樹脂で被覆することは十分に有効であり、フラッシュオーバー電圧を極限フラッシュオーバー電圧近くまで向上させることができる。また、1000 μmの突起まで効果が持続するという事は、被覆個所の電極表面の粗さの管理を厳密に行わなくてもよいことを意味している。なお、本研究では1mm厚さの被覆を対象にしているが、被覆厚さが数十μm程度に薄くなると 下地電極の表面粗さの影響が現れ、ひどい粗さの電極に被覆しても極限フラッシュオーバー電圧まで向上しないことが明らかにされている¹⁰⁾。

ガス圧力によるフラッシュオーバー電圧の変化は図6.4に示す通りであり、被

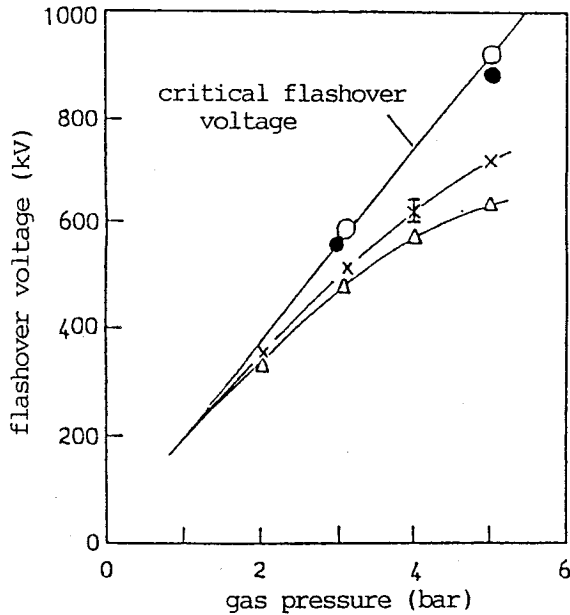


Fig.6.4 Negative impulse flashover voltage - pressure characteristics of hemisphere (100 mm in dia.) - plane electrodes with different kind of grooves at 30 mm gap.

notation	electrode	groove size h (μm)
●	bare	1
×	bare	500
△	bare	1000
○	epoxy coated	1 - 1000

覆した電極としない電極とで大きく異なる。被覆しない裸電極では、突起が1 μm のときに限りフラッシュオーバー電圧はガス圧力に比例して上昇し極限フラッシュオーバー電圧にほぼ等しくなる。突起が500 μm 、1000 μm へと大きくなるにつれフラッシュオーバー電圧の上昇割合が小さくなる。被覆した電極では $h = 1 \sim 1000 \mu\text{m}$ の突起に対しフラッシュオーバー電圧は極限フラッシュオーバー電圧まで上昇し、ガス圧力に比例した変化をする。被覆した電極の1発目のフラッシュオーバー電圧を15回測定して求めた標準偏差は約4%であり、裸電極のときの標準偏差(約5%)と大差ない。

被覆によりフラッシュオーバー電圧が上昇するのは1発目のフラッシュオーバーだけであり、2発目以降のフラッシュオーバーに対しては全く上昇せず裸電極と同等のフラッシュオーバー電圧になることに注意しなければならない。これは、1発目のフラッシュオーバーによりエポキシ樹脂被覆が剥離して直径3mm程度に下地電極が

露出し、この個所で2発目以降のフラッシュオーバーが発生するためである。

6. 4 ピンホールの影響

前述のFBCによるエポキシ樹脂被覆ではピンホールを生じ難いが、静電塗装によるポリテトラフルオロエチレン(PTFE)被覆ではピンホールを生じやすいというように、材料や被覆形成方法によりピンホールができたりできなったりする。ピンホールがあると下地の金属が露出する。下地金属が露出するとフラッシュオーバー電圧は裸電極と同等な電圧まで低下することを前節で述べたが、ピンホールのあるときにもそのようなフラッシュオーバー電圧の低下があるのかないのか未だははっきりせず、実用化に際し解明しておくことが重要である。本節では人工的にピンホールを設け、その影響について検討した。

φ20/φ54同軸円筒電極(長さ100mm)の内部電極をPTFEで被覆し、ピンホールがある時とない時のフラッシュオーバー電圧を測定した。ピンホールの数は0個、10個、単位面積当り10個の3種類とした。ピンホールは木綿針をPTFEに突き刺してあけた。図6.5に示すように、フラッシュオーバー電圧はほとんどピンホールの影響をうけず、ピンホールがあってもピンホールのないときと同等の高いフラッシュオーバー電圧になる。

同様の実験を直径50mmの先端半球棒-平板電極(ギャップ長100mm)で行い、ピンホールと放電痕が一致するかどうか調べた。このときの被覆材は厚さ0.2mmのエポキシ樹脂であり、木綿針を突きさすことにより10個のピンホールを人工的に形成した。ACの場合、電極を3回交換して測定したがピンホールと放電痕が一致するものはなかった。IMPの場合には10回測定し、その内8回もピンホールと放電痕が一致した。しかし、ピンホールからフラッシュオーバーしてもフラッシュオーバー電圧の低下は極めて小さく、約5%低下したにすぎなかった。すなわち、ピンホールのない時のフラッシュオーバー電圧は平均724kV(標準偏差5%)であり、ピンホールにおけるフラッシュオーバー電圧は平均688kV(標準偏差3%)である。

以上の結果、ピンホールがあってもフラッシュオーバー電圧の低下はほとんどなく、実用上影響しないとみなすことができる。これは、ピンホールの径が非常に小さいため、その個所の電極表面電界は被覆により緩和されたままであり、ピンホールのない時と同等になるためと考えられる。これはごく最近Honda氏

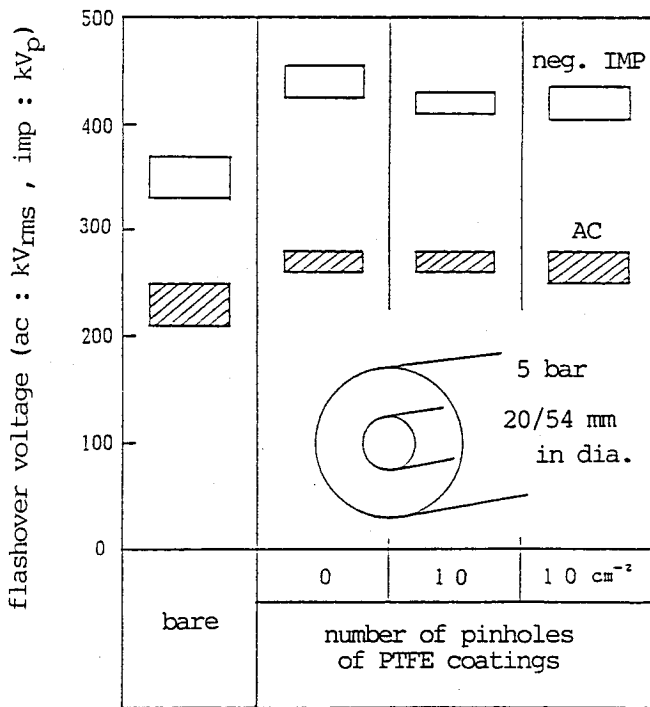


Fig.6.5 Influence of pinholes of coatings on ac and negative impulse flashover voltages.

ら¹⁰⁾の行った実験によっても確認されている。

6.5 金属粒子の影響

粉末状の微小な金属粒子が存在する場合でも電極被覆によりフラッシュオーバ電圧を極限電圧近くまで向上させることができる⁴⁾。フラッシュオーバ電圧を大きく低下させる金属粒子はmmオーダーの長いものであり、このような金属線に対してもフラッシュオーバ電圧が大幅に上昇すれば被覆は非常に有効であるといえる。長い金属線はAC課電により、その長軸を電気力線方向にむけて電気力線に沿って上下運動する。上下運動中に高压電極に衝突し、衝突の瞬間に微小放電が発生する。この放電により被覆や金属線が極く僅か溶融し金属線が溶着したりあるいは静電的吸引力により、被覆表面に金属線が直立して付着する場

合がまれにはあるが存在する。このような場合でも被覆が有効であれば、実機器にとり極めて有益であるが、未だ検討された例がない。そこで、本節では、長さ2~10mm、直径0.45mmの金属線を被覆表面に直立して付着させ、フラッシュオーバー電圧について検討した。電極は図5.1に示した $\phi 50/\phi 150$ (電極E-2)と $\phi 100/\phi 250$ (電極E-3)の同軸円筒電極を用いた。また、第5章で述べたようにフラッシュオーバー電圧は金属線と電極間の微小な隙間 g により変わるため、常に最低のフラッシュオーバー電圧が得られるように、前述の図5.5と同じように金属線を固定した。すなわち、金属線と被覆間の隙間 g を0~1mmまで約0.1mmピッチで変えた10本の金属線を一度に取付けた。被覆材は厚さ1mmのエポキシ樹脂であり、内部電極のみを被覆した。また、金属線付着時には正極性IMPのほうがフラッシュオーバー電圧が低くなるので、正極性について検討した。

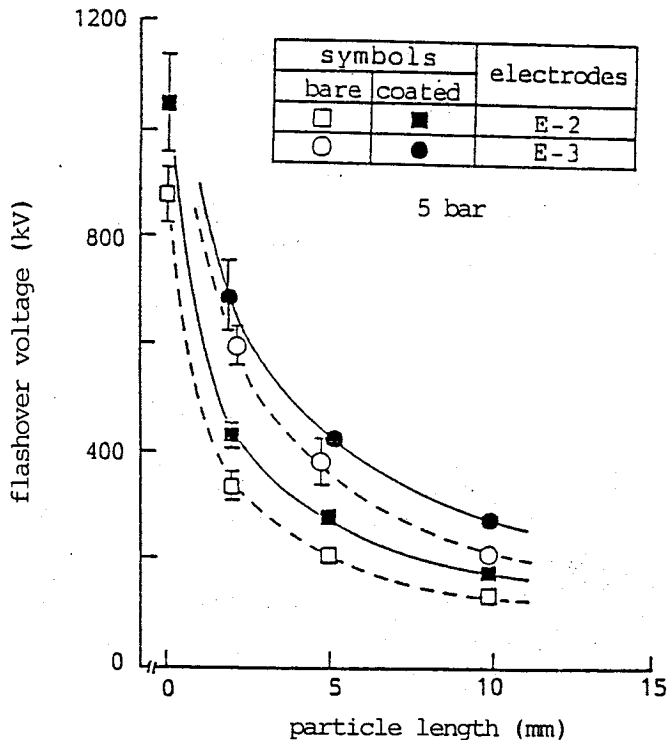
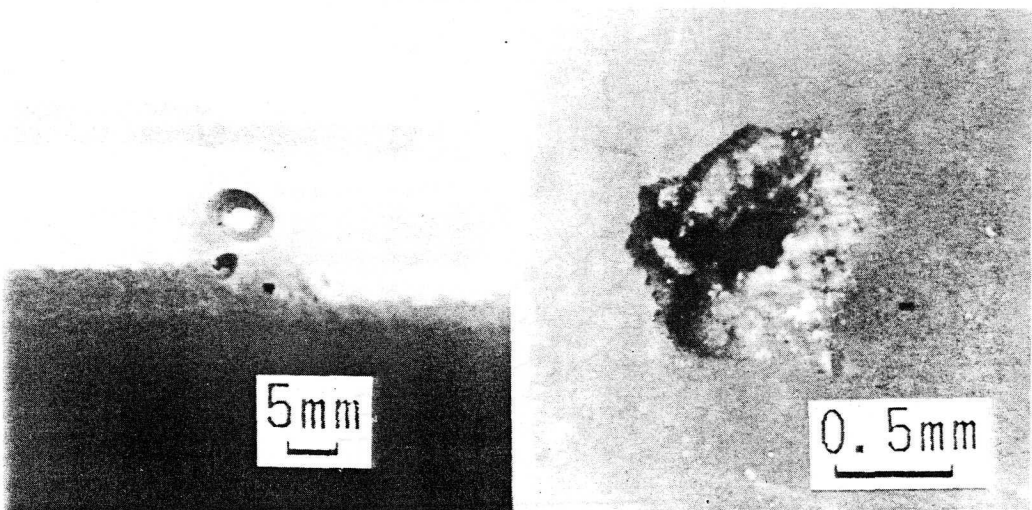


Fig.6.6 Effect of dielectric coatings of high-voltage electrodes on particle-initiated impulse flash-over voltages ;
copper particles : diameter 0.45 mm

図6.6に同軸円筒電極E-2とE-3で測定した結果を示す。破線は裸電極の場合、実線は被覆電極の場合である。裸電極では金属線の付着によりフラッシュオーバー電圧が著しく低下する。この大幅な低下は被覆しても避けられず、2mm以上の金属線があると極限フラッシュオーバー電圧まで上昇することはなかった。また、被覆によるフラッシュオーバー電圧の上昇は50~100kVであり、金属線長さにほとんど依存しない。フラッシュオーバー電圧の標準偏差は被覆した時4~6%であり、被覆しない時と同等であった。

フラッシュオーバー時の被覆の破損状況は、金属線の有無により著しく異なる。金属線のない場合には、図6.7に示すように被覆が飛散し直径2~3mmの円形に下地電極が露出する。これに対し、金属線があると被覆に微小な貫通孔が開くだけであり、被覆が剥離することはない。また、フラッシュオーバーは $g=0$ mmの金属線で発生している。

金属線のないときには1回目のフラッシュオーバー電圧が高く2回目以降は裸電極と同等な値まで低下したが、金属線付着時には繰返しフラッシュオーバーさせてもフラッシュオーバー電圧の低下は極めて小さく、被覆効果が持続する。図6.8



(a) clean condition ;
IMP FOV = 1050 kV

(b) flashover initiated
from 5 mm long
metallic particles ;
IMP FOV = 270 kV

Fig.6.7 Breakdown holes of 1 mm thick epoxy coatings

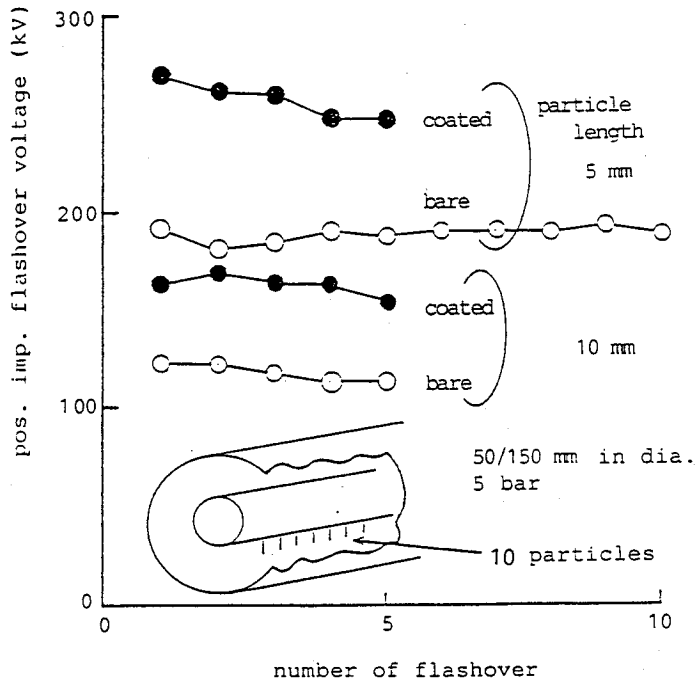


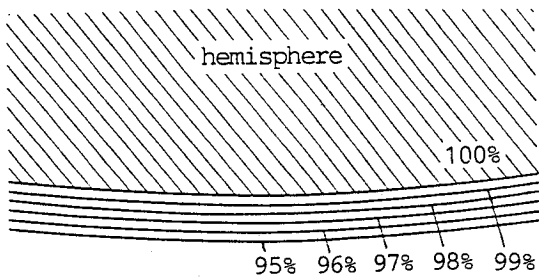
Fig.6.8 Influence of shot number on positive impulse flashover voltages for bare and epoxy coated electrodes ;
 copper particle diameter : 0.45 mm ;
 electrode E-2 : $\phi 50/\phi 150$ concentric cylinder.

はその測定例であり、電極E-2を厚さ1mmのエポキシ樹脂で被覆している。フラッシュオーバーにより生じた貫通破壊孔は一種のピンホールとみなすこともでき、2回目以降のフラッシュオーバー電圧が1回目と同等であることから、ピンホールが存在し、丁度その個所に金属線が直立して付着しても被覆効果が発揮され 図6.6、図6.8のようにフラッシュオーバー電圧が向上すると言える。

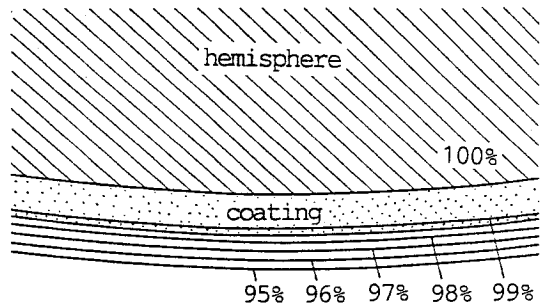
6.6 検討

6.6.1 被覆による電界緩和とフラッシュオーバー電圧の向上

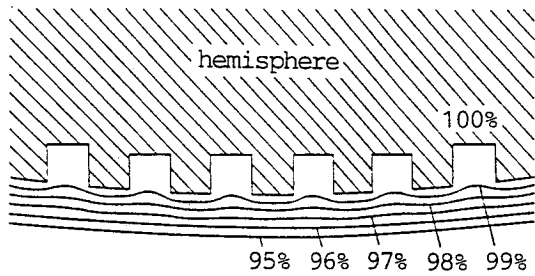
電極被覆によりフラッシュオーバー電圧が上昇する理由として、一般に、(1)電



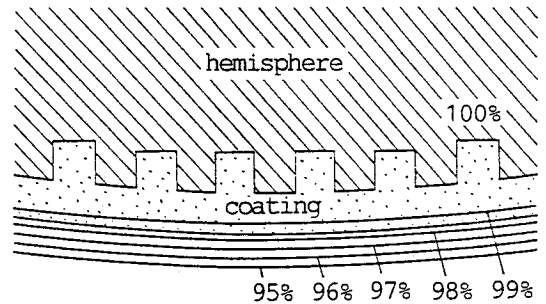
(a) bare smooth electrode



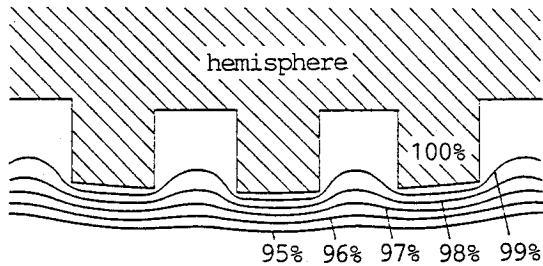
(b) coated smooth electrode



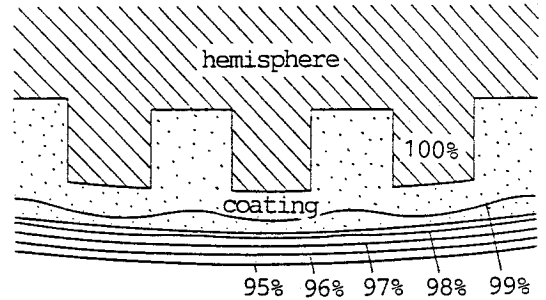
(c) bare grooved electrode
h = 1000 μm



(d) coated grooved electrode
h = 1000 μm



(e) bare grooved electrode
h = 2000 μm



(f) coated grooved electrode
h = 2000 μm

Fig.6.9 Potential distribution of bare and coated hemispherical electrodes of 100 mm in diameter.

極からの電子の電界放出の抑制、(2)電極表面上の突起の電界緩和、(3)微小塵埃の影響の除去が考えられる。図6.1のような大きな突起の場合には(2)が大きく影響していると考えられ、ここでは電界緩和について検討する。

図6.1の電極(ギャップ長30mm)の突起近傍の電位分布を図6.9に示す。平滑な電極、突起寸法 $h=1000\mu\text{m}$ と $2000\mu\text{m}$ の電極の3ケースについて示している。電極間の電位差を100%として1%毎の等電位線を示している。平滑な電極では、裸時の電極表面上の最大電界強度は $4.82\%/mm$ であるが、被覆により $1.23\%/mm$ に弱くなる。電界強度は被覆表面で最大になり $4.80\%/mm$ である。最大電界強度が被覆の有無によりほとんど変わらないため、フラッシュオーバ電圧は同等になるといえ、これは図6.3の結果と一致する。突起寸法 $h=1000\mu\text{m}$ のとき、裸電極における等電位線は突起により大きく歪められ、突起の角で電界強度が最大($8\%/mm$ 以上)になる。しかし、被覆により突起の影響が緩和され、被覆表面の直ぐ外側にある98%等電位線は平滑電極のときと良く一致している。電界強度は被覆表面で最大になり $4.87\%/mm$ である。これは平滑電極のときと同等な値である。したがって、フラッシュオーバ電圧も図6.3のように両者で同等になる。突起寸法 $h=2000\mu\text{m}$ のとき、被覆により等電位線の歪みはかなり改善されるものの、その歪は被覆表面まで及び、98%等電位線に波打ちが発生する。このため、被覆表面の電界強度は上記の2者よりも強く $5.01\%/mm$ になる。さらに、前述したように被覆表面は 0.5mm 程度のうねりを生じており、実際には $5.01\%/mm$ よりも強くなっていると考えられる。このため、もはや $h\leq 1000\mu\text{m}$ のときのような高いフラッシュオーバ電圧は維持できず図6.3のように低下する。

6.6.2 金属線存在時のフラッシュオーバ電圧の向上

金属線存在時の被覆効果は予想外に小さい。金属線が被覆上に直立すると、ガス空間側の金属線端の電界強度は電極を被覆しても一向に緩和されないためである。被覆によりフラッシュオーバ電圧が $50\sim 100\text{kV}$ 上昇する理由は、金属線端に発生したストリーマへの放電エネルギーの供給が被覆により妨げられるからと考えられる。

フラッシュオーバは次の過程を経て発生するとされている。

[金属線先端の微小放電]→[ストリーマ](→[リーダ])→[フラッシュオーバ]

ストリーマやリーダが進展するためには、これらに十分なエネルギーを供給し導電率の高いチャンネルをつくることが不可欠である。それが不十分だとストリーマやリーダは途中で進展を停止してしまう。被覆がないときには、ストリーマが伸び出すと同時に金属線と電極とが橋絡され 十分なエネルギーが供給される。しかし、被覆があると、被覆自身の高い絶縁耐力のため金属線は電極と橋絡されず、したがって、ストリーマへのエネルギー供給は漂遊容量を通して行われるだけになる。このエネルギーは小さいためストリーマやリーダ進展のためには更に高い電圧が必要になり、フラッシュオーバー電圧が上昇する。

図6.10はこれを確認するために行った実験である。裸電極に被覆厚さに等しいギャップ $g = 1\text{ mm}$ を介して金属線を取付けて、被覆時のフラッシュオーバー電圧と比較した。ギャップ長 1 mm 、ガス圧力 5 bar の SF_6 ガスのフラッシュオーバー電圧は約 45 kV であり、 1 mm 厚さのエポキシ樹脂被覆のフラッシュオーバー電圧 48 kV

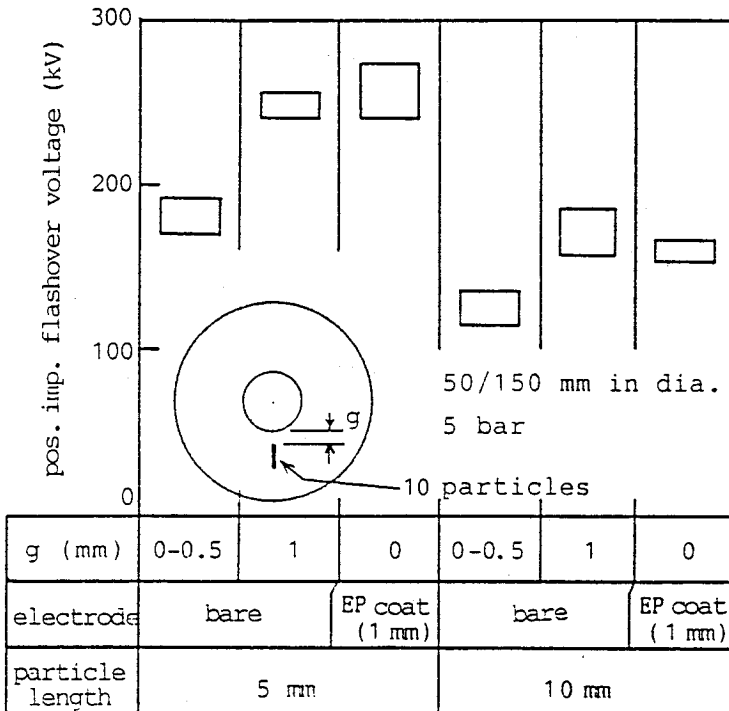


Fig.6.10 Effects of micro separations between particles and electrode on positive impulse flashover voltages for the concentric cylinder electrode of 50/150 mm in diameter ; copper particles : diameter 0.45 mm.

(表6.1参照)と同等になっている。金属線は一度に10本取付けている。裸電極の $g = 0 \sim 0.5\text{mm}$ に比べ $g = 1\text{mm}$ では 50kV (金属線長さ 10mm) $\sim 70\text{kV}$ (同 5mm)もフラッシュオーバー電圧が上昇する。この値は被覆したときの値と一致する。このことは金属線-電極間の微小ギャップもしくは被覆のフラッシュオーバー電圧の高低が被覆効果に大きく影響することを意味しており、そのフラッシュオーバー電圧を高くすれば被覆効果はもっと大きくなると考えられる。

6.7 まとめ

高圧電極を厚さ 1mm のエポキシ樹脂で被覆したとき、フラッシュオーバー電圧に与える電極表面突起、ピンホールおよび金属線の影響について検討し、次の結論を得た。

- (1) 被覆しない裸の電極では電極表面突起が大きくなるにつれフラッシュオーバー電圧が低下するが、被覆することにより 1mm 以下の突起があっても極限フラッシュオーバー電圧近くまで上昇させることができる。突起が 2mm になると被覆によりフラッシュオーバー電圧は大幅に上昇するものの、極限フラッシュオーバー電圧には到達しない。
- (2) 被覆による電極面上の突起の電界緩和がフラッシュオーバー電圧の大幅な上昇に大きく寄与している。
- (3) 被覆にピンホールが $10\text{個}/\text{cm}^2$ 程度あってもフラッシュオーバー電圧は低下しない。
- (4) 長い金属線が付着しているときにはフラッシュオーバー電圧が $50 \sim 100\text{kV}$ 上昇する。この上昇量は金属線長さが変わっても変化しない。
- (5) 金属線がないときには被覆効果は最初のフラッシュオーバーのみに発揮されるが、金属線存在時にはフラッシュオーバーを重ねても被覆効果は持続する。
- (6) ピンホール位置に金属線が付着しても被覆効果は持続する。
- (7) 金属線付着時のフラッシュオーバー電圧の上昇は、金属線と電極の間にある被覆の高い絶縁耐力に基づくと考えられる。

6. 8 参考文献

- 1) M.J.Mulcahy et.al. : Insulation brekadown and switching in high pressure gases -A review- : Proc. 7th Elec. Conf. IEEE 68C6-EI-92 (1968)
- 2) H.C.Doepken : Compressed-gas insulation for concentric power lines : IEEE 68C6-EI-68 (1968)
- 3) M.K.MacAlpine & A.H.Cookson : Impulse breakdown of compressed gases between dielectric-covered electrodes : PIEEE vol.117, no.3, p.646-652 (Mar. 1970)
- 4) 池田、依田 : SF₆ガスの絶縁破壊におよぼす電極表面とちり粒子の影響 : 電気学会 誌 vol.91, no.9, p.1707-1714 (Sep. 1971)
- 5) I.M.Bortonik & C.M.Kooke : Electrical breakdown and the similarity law in SF₆ at extra-high-voltages : IEEE T72 116-7 (1972)
- 6) D.J.Chee-Hing & K.D.Srivastava : Insulation performance of dielectric-coated electrodes in sulpher hexafluoride gas : IEEE Trans. EI-10, no.4, p.119-124 (Dec. 1975)
- 7) C.C.Chan et.al. : DC breakdown strength of some multicomponent gas mixtures in concentric cylinder geometries : Gaseous Dielectrics II p.149-158 (1980)
- 8) F.Endo et.al. : Dielectric coating of electrodes and particle initiated breakdown in SF₆ gas : 4th ISH no.32-05 (1983)
- 9) A.Inui et.al. : Effect of electrode coating on impulse breakdown in SF₆ : 4th ISH no.32-04 (1983)
- 10) M.Honda et.al. : Impulse breakdown characteristics in SF₆ gas : IEEE Summer Meeting, 84SM637-5, (1984)

第7章 ひだによるスペーサ沿面 絶縁耐力の向上

7.1 まえがき

大気中で使用される絶縁物は、通常、碍子や碍管のようにひだが設けられている。これは、絶縁物表面の漏洩距離を長くとり、単位長さ当たりに加わる電圧を小さくして汚損時の絶縁耐力を高くしようとするものである。これに対し、ガス絶縁機器で使用されるスペーサ等の絶縁物は密閉容器により大気から完全に遮断されていて、いつまでも組立当初の清浄さが維持される。そのため、漏洩長を長くする必要はなく、従来は静電界をいかに弱くするかということで形状設計されてきた。ひだを設けるとかえってスペーサ表面の電界を局部的に集中させ絶縁耐力を低下させることのほうが多いため¹⁻³⁾、ひだを設けないスペーサが一般的に使用されていた。機器の小形化が進み使用電界強度が強くなるにつれ、機器内部に混入した金属粒子による絶縁耐力の低下が問題になり、これを防止することが急務になってきた。この低下防止方法として ひだが見直されつつある。

SF₆ガス中におけるひだの役目は、単に漏洩長を長くするという空気中の役目と本質的に異なり、金属粒子から発生する放電の進展の阻止や金属粒子の付着を防止することにある。このため、従来の空気中とは全く異なった新たな観点から検討することが必要になってきた。高野氏ら⁴⁾は、スペーサにひだを設けると、微粉末状の金属粒子に対し沿面フラッシュオーバー電圧が向上することを実験により確認している。原氏ら⁵⁾はひだのついたポストスペーサに3×3mmのアルミ箔を付着させてスペーサの比誘電率 ϵ_r とフラッシュオーバー電圧との関係について検討し、 ϵ_r が小さいほどスペーサの表面電界が弱くなりフラッシュオーバー電圧が向上することを明らかにしている。Voss氏⁶⁾はひだの大きさと金属粒子の付着確率について検討し、ひだが大きいほど金属粒子がひだに付着しやすいことを明らかにしている。

従来の研究により ひだがあるとフラッシュオーバー電圧が向上することが判ってきた。しかし、向上の程度や限界および向上の理由が未だよくわかっていない状況である。そこで、本章では、ポストスペーサを用いて ひだ間隔の影響、沿面長の影響、ひだに挟まれた沿面の破壊電界強度等について検討を加えひ

だの具備すべき条件を明らかにした。これに基づいてスペーサを最適化し、フラッシュオーバー電圧を大幅に向上させることができた。

7. 2 実験方法

図7. 1に示す3種類のポストスペーサを用いて実験した。ポストスペーサS 1とS 2は直径240mmの平行平板電極間に挿入されている。ポストスペーサS 1は、直径30mm、長さ75mmのエポキシ棒に直径60mm、厚さ5mmのエポキシ板を接着してひだを形成したものであり、電極-ひだ間距離Lがフラッシュオーバー電圧に及ぼす効果の検討に用いた。ポストスペーサS 2は直径22mmのエポキシ棒に直径60mmのエポキシ板を接着してひだを形成したものであり、放電路が沿面からガス空間に移行する場合にフラッシュオーバー電圧が沿面長によりどのような影響を受けるかについて検討するために用いた。ポストスペーサZは $\phi 80 / \phi 305$ の同軸円筒電極に装着され、2枚のひだを設けることにより第5章のポストスペーサA-aに比べフラッシュオーバー電圧と破壊電界強度がどの程度向上するか検討するために用いた。これらのスペーサは全て充填材入りエポキシ樹脂でできている。

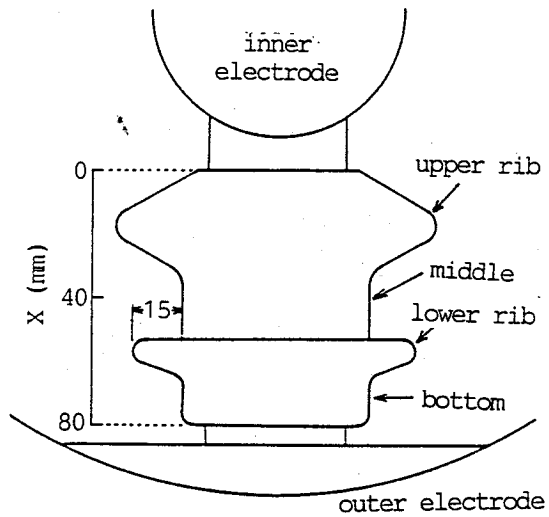
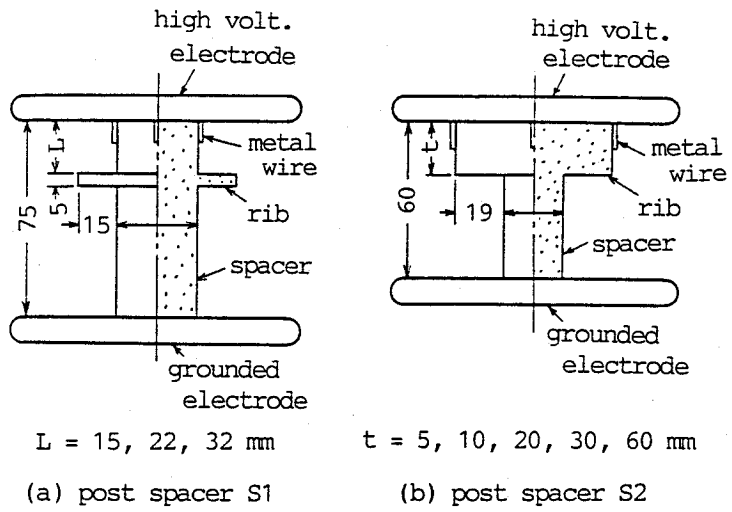
金属線は直径0.45mm、長さ5mmと10mmの銅線である。その中央部に微量のエポキシ接着剤をつけてスペーサ表面に接着した。ポストスペーサS 1とS 2ではスペーサの周方向に90度毎に金属線を各1本ずつ、計4本を一度に固定した。ポストスペーサZでは周方向に45度毎に金属線を各1本ずつ、計8本を一度に固定した。

印加電圧は商用周波電圧(AC)と $1.2/40 \mu s$ 雷インパルス電圧(IMP)である。

7. 3 スペーサの電位・電界分布

スペーサZの電位分布を図7. 2に示す。上ひだの下面、下ひだの上下両面はほぼ等電位線に沿うように成形され、沿面方向に電界が加わらないような形状になっている。上ひだの上面は等電位線がスペーサ表面にほぼ直角に、かつ、等間隔になるように設計されている。

スペーサ表面の電界分布は図7. 3に示す通りである。電位の負勾配として与えられる電界 E_r は、上ひだ上面と下ひだ上下面で極めて弱くなる反面、両ひだにはさまれた部分でスペーサA-a(図5. 3参照)に比べ約1.5倍強くな



(c) post spacer Z

Fig.7.1 Configuration of spacers.

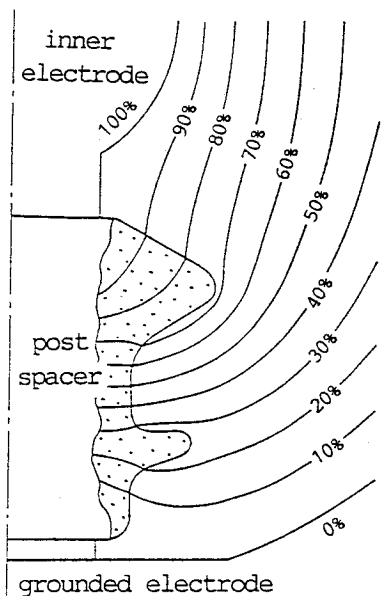


Fig.7.2 Equipotential distribution of post spacer Z.

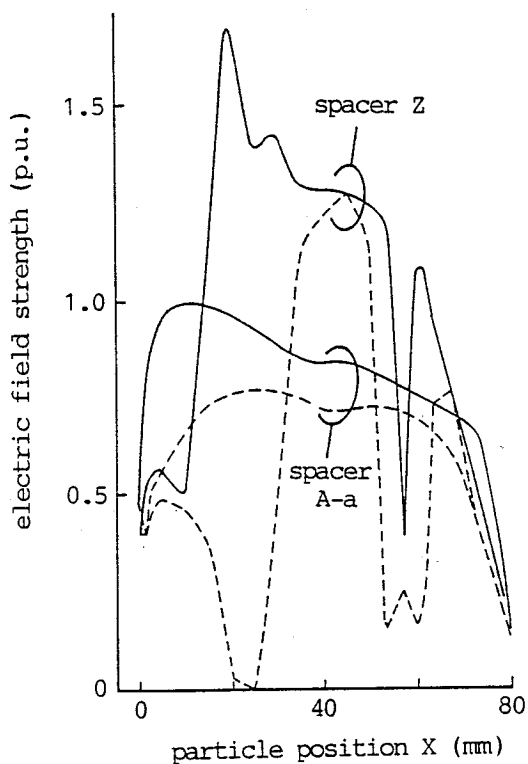


Fig.7.3 Electric field strength on a spacer surface ;
 —: E_r , ---: E_p .

る。 E_r は上ひだ先端で最大になる。 E_r の沿面方向成分 E_p は、上ひだと下ひだの上下面で大幅に弱くなるが、両ひだにはさまれた部分でスペーサ A-a よりも約1.8倍強くなる。

7. 4 ひだの効果の基本特性

ひだの役目の一つは、金属線から伸び出した沿面ストリーマがそれ以上進展することを防止することにある。金属線とひだの距離が短いほどストリーマの伸びの小さい内に進展が阻止され、ひだにトラップされた表面電荷によりストリーマ先端の電界が緩和されるため、フラッシュオーバ電圧が上昇することが考

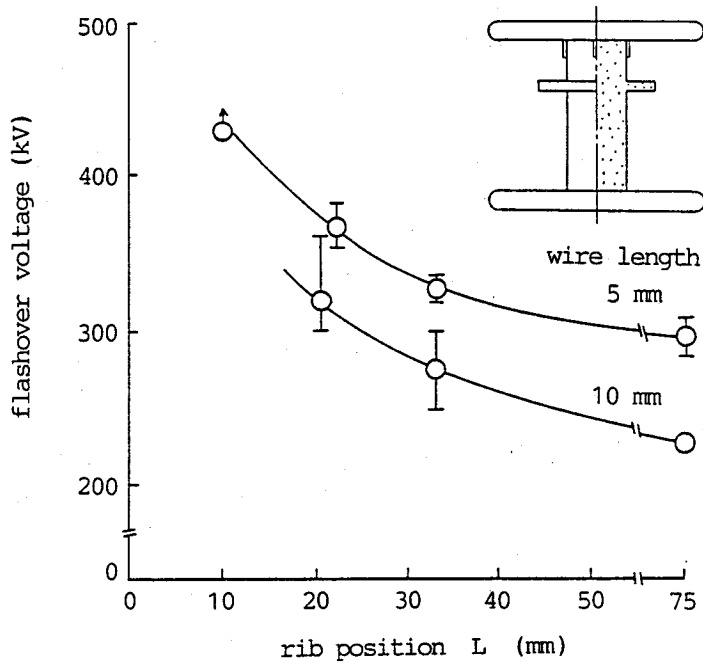


Fig.7.4 Dependence of positive lightning impulse flashover voltages on rib position in case of post spacer S1 at 4 bar.

えられる。図7.4はポストスペーサS1を用いて測定した結果であり、金属線の長さは5mmと10mmである。なお、印加電圧はフラッシュオーバ電圧が低くなる正極性IMP電圧とした。ひだの位置 $L=75\text{mm}$ はひだのない状態を指している。 L が小さくなるにつれフラッシュオーバ電圧が大きく上昇する。各ひだ位置 L におけるフラッシュオーバ電圧上昇率は、金属線長さにより相当に異なる。たとえば、 $L=20\text{mm}$ において、5mm長の金属線ではフラッシュオーバ電圧上昇率が1.25倍であるのに対し、10mm長の金属線では1.40倍になる。

金属線から出発したストリーマは、ひだによりその進行方向が直角に曲げられ、ひだの上面に沿って進展し、ひだの端部で再び進行方向が直角に曲がり接地電極に向けてフラッシュオーバする。フラッシュオーバ後に試料を取出し表面の残留電荷を調べたものが図7.5である。これは粉末電荷図(dust figure)と呼ばれ、静電印刷に使われる微細な帯電粉末を振りかけ表面残留電荷に吸引させてそれを像として可視化したものである。ひだがないと低い電圧で一気に接地電極まで放電が進むが、ひだがあるとそこで一旦進展が妨げられて



(a) FOV = 309 kV, L = 0 mm
particle length = 5 mm



(b) FOV = 380 kV, L = 22 mm
particle length = 5 mm



(c) FOV = 227 kV, L = 0 mm
particle length = 10 mm



(d) FOV = 353 kV, L = 22 mm
particle length = 10 mm

Fig.7.5 Dust figures of post spacer S1 after positive impulse voltage application.

いることが分かる。ひだの上面に全面にわたって多くの電荷が残留している。個々の金属線から出発したストリーマは、ひだの上で多くの枝別れを生じひだの先端でその周方向に屈曲している。これによりストリーマ先端の電界が緩和され、ひだは一種のバリヤとして作用する。

ひだ先端でスペーサ表面が90度曲がるため、その位置で沿面ストリーマは沿面から離れガス空間へ進展しようとする。一般に、ガス空間の方が沿面よりもフラッシュオーバー電圧が高いため、沿面ストリーマの伸びが小さい内にそれを沿面からガス空間へ引き離せばフラッシュオーバー電圧が高くなると考えられる。そこで、沿面とガス空間が直列につながったポストスペーサS2を用いて沿面長とフラッシュオーバー電圧の関係について調べた。なお、正極性IMPフラッシュオーバー電圧の方が負極性よりも低くなるので前者を測定した。図7.6に示したように、予想通り、フラッシュオーバー電圧は沿面長 t が短くなるにつれ高くなる。 $t = 5\text{mm}$ は沿面長が金属線長さと等しい場合であり、フラッシュオーバー電圧が最も高く、60mmのときの約1.4倍になる。

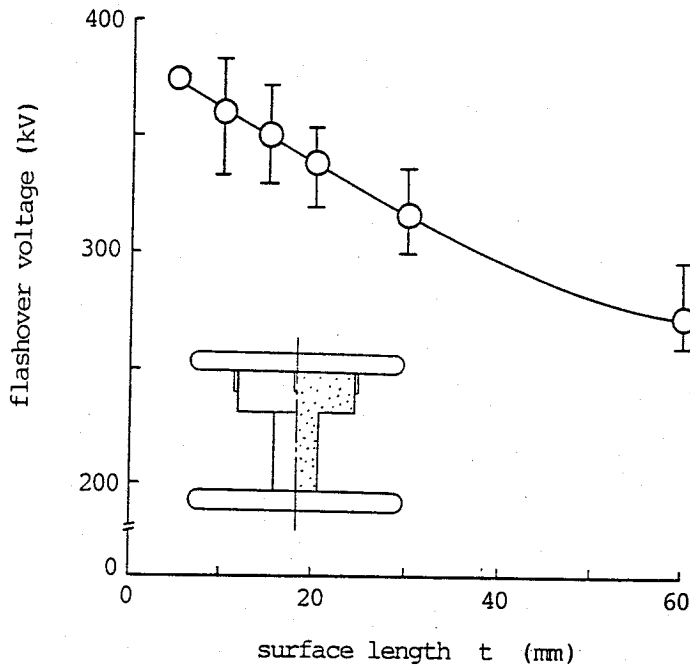


Fig.7.6 Dependence of positive lightning impulse flash-over voltages on surface length in case of post spacer S2 at 4 bar.

以上の検討から、ひだによりフラッシュオーバー電圧を向上させるためには少なくとも次の条件を満足させることが必要である。

- (1) ひだ間隔をできる限り短くすること。
- (2) ひだ厚さはできる限り薄くすること。
- (3) 電気力線方向につながるガス空間の長さをできる限り大きくすること。

7. 5 ひだ付ポストスペーサのフラッシュオーバー特性

ポストスペーサZの表面上のさまざまな位置に長さ5mm、太さ0.45mmの金属線を固定し、ひだによるフラッシュオーバー電圧の向上について測定した。図7.7に示すように、金属線が上ひだに付着している($x=0\sim 30\text{mm}$)ときにはAC、正極性IMPともフラッシュオーバー電圧は極めて高くなり、ACで350~500kV_p、IMPで550~700kVである。ひだのないとき(スペーサA-a、図4.3参照)のこのxの範囲におけるフラッシュオーバー電圧は低く、それぞれ280kV_p($x\approx 20\text{mm}$)、350kV($x\approx 10\text{mm}$)である。ひだを設けることにより、フラッシュオーバー電圧がACで1.3倍、IMPで1.6倍に上昇する。

下ひだ および その下方($x>50\text{mm}$)に金属線が付着したときも、AC、IMPともフラッシュオーバー電圧は非常に高くなる。この付着位置における最低のフラッシュオーバー電圧はACで約380kV_p、IMPで正・負極性とも約450kVであり、ひだのないときより各々1.5倍および1.1倍高くなる。

上ひだと下ひだの間領域($30<x<50\text{mm}$)に金属線が付着した場合のみフラッシュオーバー電圧が上昇しない。ACが250kV_p、正・負IMPが350kVであり、ひだのないときの値AC270kV_p、IMP400kVに比べ改善が認められず、かえって低下している。これはひだの効果がないのではなく別に原因があると考えられたので、まず、ひだによるストリーマの進展阻止状況を粉末電荷図で調べた。図7.8に示す通りであり、確かにひだが有効に作用していることが判る。すなわち、ひだのないスペーサA-aのときには金属線からのストリーマはスペーサ表面を上下に長く真っ直ぐ伸びるのに対し、ひだがあるとストリーマ進展は一旦ひだにより停止させられている。ACではひだの上でリング状の放電になり、IMPではひだの周方向に沿って広がるトリ-状の放電になっている。これらの放電状況は沿面ストリーマの進展が抑制されていることを意味

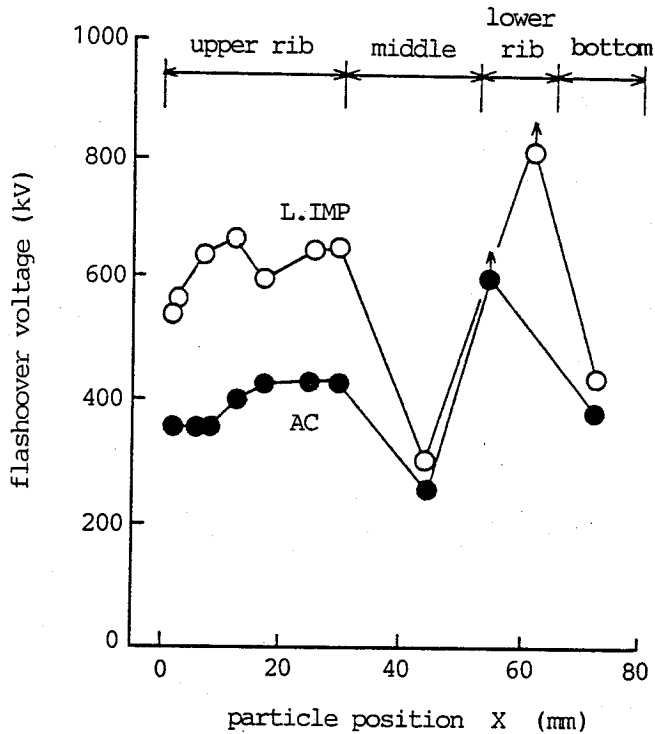
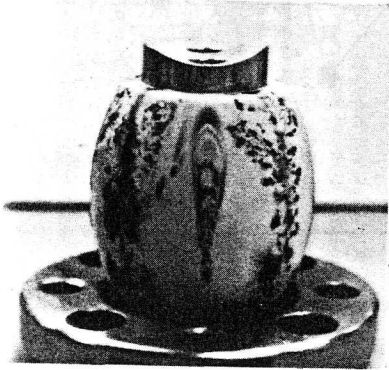


Fig.7.7 Particle-initiated surface flashover voltages of post spacer Z at 4 bar ;
copper particles : length 5 mm,
dia. 0.45 mm.

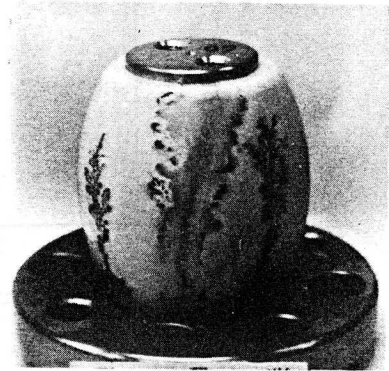
している。それにもかかわらずフラッシュオーバー電圧が向上しない理由はこの部分に電界が集中しているためと考えられる。

スペーサ Z の胴径はスペーサ A-a よりも細くなっているので、図 7.3 に示したように ひだに挟まれた個所で電界が 1.8 倍も強くなる。第 5 章で沿面破壊電界強度の沿面方向成分 E_p には閾値があることを明らかにした。この閾値に比べ E_p が上昇していれば、その上昇はひだの効果とみなすことができる。図 7.9 にポストスペーサ Z の E_p をスペーサの領域毎に分けて示す。領域①はひだ上面、領域②はひだ間、領域③は下ひだの下方に対応している。領域①の AC E_p はひだのないときの電界強度と等しく、ひだの効果は現れない。これは、上ひだ上面が電界方向に長く伸びているため、ひだに達するまでにリーダ長が長くなり過ぎ、ひだの効果が発揮できないためと考えられる。領域②、

③ではAC E_p は極めて高く3~4 MV_{rms}/m であり、第5章で述べた閾値の1.5~1.7倍になる。フラッシュオーバ電圧は上昇していないものの破壊電界強度は大きく向上しており、ひだの効果が発揮されていると言える。IMPに対してもACと同様の傾向にあり、領域②、③でひだのないときの1.4~1.5倍の E_p になる。



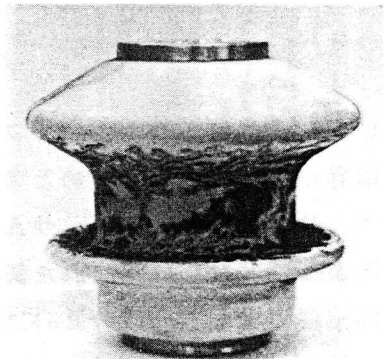
(a) AC 210 kV_{rms}
spacer A-a



(b) IMP 408 kV
spacer A-a



(c) AC 200 kV_{rms}
spacer Z



(d) IMP 350 kV
spacer Z

Fig.7.8 Dust figures of spacer A-a and Z at 4 bar.

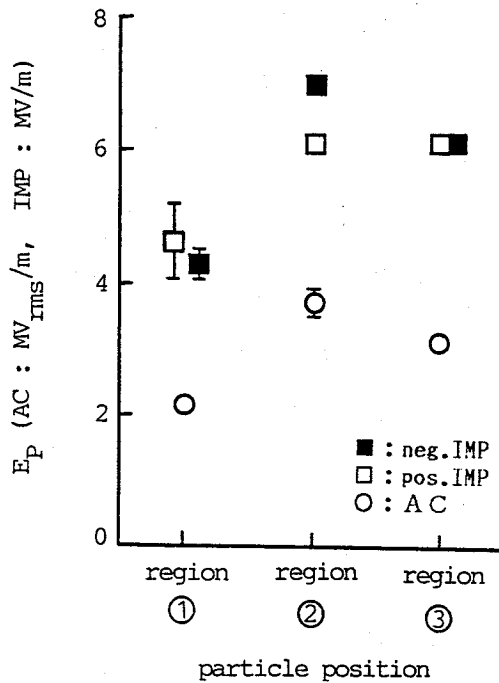


Fig.7.9 Parallel component E_p of surface breakdown field strength for ac and positive lightning impulse voltages at 4 bar ;
 post spacer Z ;
 copper particles : length 5 mm
 diameter 0.45 mm ;
 region ① : upper rib ;
 region ② : middle ;
 region ③ : bottom.

7. 6 ひだの最適化とスペーサの高耐圧化

前項までの検討の結果、2枚ひだ構成のスペーサでは、上ひだ上面では E_p は向上しないものの、ひだ間およびひだ下方では1.4~1.5倍高くなることが判明した。所要絶縁耐力 に対する上ひだ上面の E_p とひだ間およびひだ下方の E_p の比が1 : 1.5 : 1.5になるようにスペーサ形状を定めることができれば、金属線がスペーサ表面のどの位置に付着してもフラッシュオーバー電圧が等しくなり極めて絶縁耐力の高いスペーサにすることができる。

スペーサZをベースにし上記の関係を満足するようにひだ形状や胴径を選定し最適化したものをスペーサZ'と呼ぶ。当然のことながら、図7.4や図7.5で述べた関係、すなわち、ひだ間隔および電気力線方向のひだの長さを短くすることも考慮されている。スペーサZ'の各位置に長さ5mm、太さ0.45mmの金属線を固定し、フラッシュオーバー電圧を測定し、その結果を図7.10に示す。各領域①、②、③の最低のIMPフラッシュオーバー電圧は、いずれも450kVであった。ACフラッシュオーバー電圧は、それぞれ240kV_{rms}、280kV_{rms}、240kV_{rms}であった。これらのフラッシュオーバー電圧は予想通りの値であり、上述の考えの正しいことが立証された。スペーサZ'のフラッシュオーバー電圧は、スペーサA-aの1.3~1.4倍に向上した。

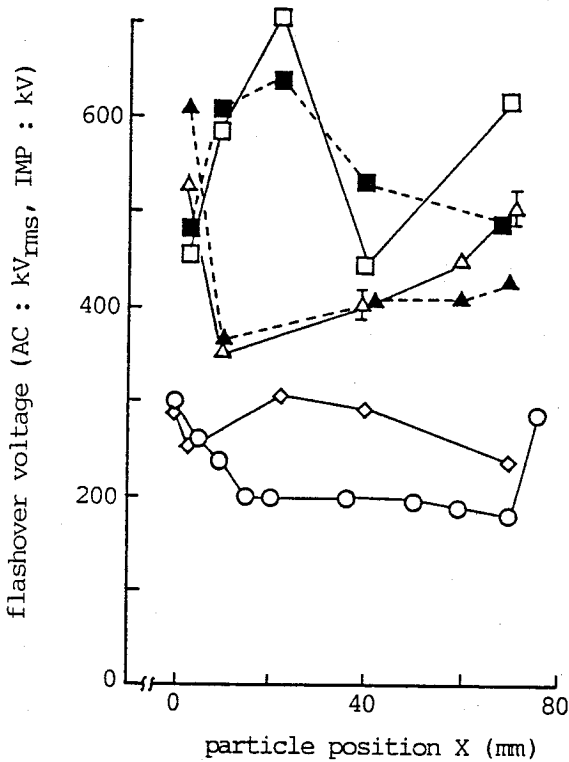


Fig.7.10 AC and impulse flashover voltages of an optimized post spacer Z' at 4 bar ;
copper particles : diameter 0.45mm, length 5mm.

□ : pos. IMP	} optimized spacer Z'	△ : pos. IMP	} spacer A-a
■ : neg. IMP		▲ : neg. IMP	
◇ : AC		○ : AC	

7. 7 ひだによる絶縁耐力向上メカニズム

ひだには次の4つの作用があると考えられる。

- (1) バリヤとしての作用
- (2) 沿面放電をガス空間放電に転換する作用
- (3) ストリーマを閉じ込める作用
- (4) 沿面長の増加

(1) に関して : ストリーマはそれに直交するように配置された絶縁板に衝突し絶縁板の上に広がる。その時、生成された電荷がトラップされ、この電荷によりストリーマ先端の電界が緩和されてストリーマの一層の進展を妨げる。その結果としてフラッシュオーバー電圧が上昇する。

(2) に関して : 一般に、フラッシュオーバー電圧はガス空間の方がスペーサ沿面よりも高くなるので、放電をスペーサ沿面から引き離せばフラッシュオーバー電圧を高くできる。図7.7がその例であり、ポストスペーサZでは ひだ先端がこれに該当する。

(3) に関して : 不平等電界中では導電率が極めて高いチャンネルが形成され、リーダ放電になると言われている。リーダチャンネル中の電界は0.1~0.2MV/m 程度であるため、リーダが進展するとその分だけ導体が伸びだしたようになり非常に低い電圧でフラッシュオーバーする。しかし、リーダ放電になるためには放電路(沿面長)がある程度長くなければならないので、ひだにより沿面長を短く区切りストリーマの段階で止めてしまうとリーダ放電を防止できフラッシュオーバー電圧が上昇する。

(4) に関して : フラッシュオーバー電圧はひだの直径を変えても変化しないので⁷⁾、金属線が付着したような場合には沿面長増大は効果がないと考えられる。

以上の考察より、ひだは(1)、(2)、(3)の作用を持ちフラッシュオーバー電圧を大幅に向上させていると考えられる。

7. 8 まとめ

金属線が付着したときのスペーサ沿面絶縁耐力を向上させるため、ひだ付きスペーサのフラッシュオーバー特性について基礎的に検討し、以下の結論を得た。

- (1) ひだの存在によりスペーサ沿面フラッシュオーバー電圧が向上する。その向上割合はひだ間隔により異なり、間隔が長くなるにつれ小さくなる。
- (2) 沿面とガス空間が直列になっているとき、フラッシュオーバー電圧は沿面長が短くなるにつれ上昇する。このため、放電が沿面を長く伸びない内にガス空間に移行するようになればフラッシュオーバー電圧を向上させることができる。
- (3) ひだの設置によりひだ間およびその近傍の沿面破壊電界強度が約1.5倍向上することを明らかにした。この性質を利用し、スペーサ沿面電界を最適に配分することにより、沿面フラッシュオーバー電圧をスペーサ表面各部で同等にすることが可能になる。これによりAC、IMPともひだのないスペーサよりも1.3~1.4倍もフラッシュオーバー電圧の高いスペーサを開発することができた。

7. 9 参考文献

- 1) C.M.Cooke et al. : Post-type support spacer for compressed gas-insulated cables : IEEE PES T73 121-1 (1973)
- 2) 電力中研送電系統機能研究会 : 管路気中送電 : 送電機能シリーズ no.12 (昭和45年4月)
- 3) 放電常置専門委員会 : SF₆ガス中の支持絶縁物における沿面放電特性 : 電気学会技術報告(Ⅱ部)第83号 (昭和54年10月)
- 4) 高野ほか : SF₆中沿面付近にある導電粉のフラッシュオーバーに及ぼす影響 : 放電研究会資料 ED76-62 (昭和51年11月)
- 5) T.Hara, N.Sugiyama & K.Itaka : Improved surface flashover characteristics of SF₆ gas spacers contaminated by conducting particles : 4th ISH no.34-01 (Sep. 1983)

- 6) H.J.Voss : Zum Einfluss von Partikeln und Profuberschlagen auf die elektrische Festigkeit SF₆-isolierter Anordnungen : Dr. Thesis of Braunschweig (Nov. 1981)
- 7) T.Yamagiwa et.al. : Particle-initiated breakdown characteristics on a ribbed spacer surface for SF₆ gas insulated switchgear : IEEE Trans. on Power Delivery, vol.3, no.3, p.954-960 (July, 1988)
- 8) 不平等電界沿面放電調査専門委員会 : 不平等電界沿面放電特性 : 電気学会技術報告 (II部)第184号 p.2~8, (昭和60年2月)

第8章 金属粒子浮上防止技術

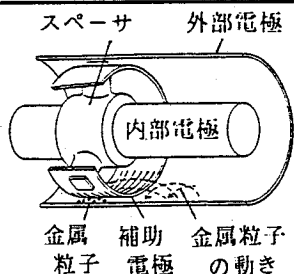
8.1 まえがき

SF₆ガス絶縁で金属粒子が問題になるのは、使用電界が空気絶縁に比べて格段に強く、それが静電気力により吸引されて強電界部に飛来し絶縁耐力を下げるためである。金属粒子は、電界の弱い場所にある限り、機器内に混入しても何ら絶縁に害を及ぼさない。金属粒子を電界の弱い個所に閉じ込めて無害化してしまう装置がパーティクルトラップであり、SF₆ガス絶縁になって初めて必要になってきた。すでに、表8.1に示す数種類のものが研究・開発されてきた。

電界型のパーティクルトラップは、同軸円筒電極の外部電極の底に補助電極を設けたり深い窪みを設けて電界が極めて弱い個所を作り、金属粒子に作用

表8.1 パーティクルトラップの種類と原理

種類	原理	主な研究者
電界型 トラップ	外部電極上に補助電極や窪みを設けて低電界部を形成し、ここに金属粒子をトラップする	Nakata ^{1,2)} Ouyang ³⁾ Dale ⁴⁾ Afzenlius ⁵⁾ Cooke ⁶⁾
粘着物 トラップ	外部電極の底面に粘着物を塗り、落下してきた金属粒子をトラップする	Dale ⁴⁾ Pace ⁸⁾
放電 重合膜	真空排気後モノマーガスを入れ放電重合させて電極面に薄い有機物皮膜を形成し、金属粒子を固定する	Pace ^{7,8)}



する静電気力を小さくし浮上を防止するものである。金属粒子がトラップされるためにはパーティクルトラップの所まで移動して行くことが必要であり、長い母線で構成された大規模な機器ではトラップされる迄に非常に長時間かかるという問題、また、水平に配置された長尺の母線にたわみがあると金属粒子はそこに集まってしまいパーティクルトラップまで飛来しないという問題がある。

粘着物によるパーティクルトラップには、長期間におよぶ粘着力の持続性に問題があると共に、余計な塵埃を外部から機器内に持ち込む危険がある。

放電重合膜は機器を組み立てた後に機器内部で放電重合させて形成されるため、機器の至る所に重合膜が付着する。そのため、遮断器、断路器の摺動接触部など本来導電性が良くなければならぬ個所に絶縁性の重合膜が形成されるという重大な問題を生じる。また、放電重合は機器組み立て時に行うものであるため、その後に発生する金属粒子に対して効果がない等の問題もある。

以上のように、従来のパーティクルトラップには様々な問題があるので、新しい原理に基づいた金属粒子浮上防止技術が必要になってきた。誘電体と電荷の間には静電吸引力が作用することに着目し、本章では、機器の錆止めに用いられる塗料に強誘電体粉末を混ぜたり、シート状のエレクトレットで被覆することにより金属粒子と外部円筒電極の間に作用する静電吸引力を強くする方法について検討した。被覆材の比誘電率や表面電位を適度に設定することにより、金属線の浮上する電界強度を大幅に上昇するができた。

8. 2 実験方法

8.2.1 実験装置

$\phi 60/\phi 164$ 、長さ560mmの同軸円筒電極を用い、外部電極は被覆しやすいように長手方向に半割りにした。この電極を直径250mmの円筒の試験タンクに水平に挿入した。

用いた金属粒子は、直径0.2mm、長さ10mmの真っ直ぐなアルミニウム線であり、両端は直角に切断されている。1回の測定で5本のアルミニウム線を散布した。

金属粒子が浮上を始める電圧と電界は、50Hz AC電圧を印加して測定した。SF₆ガス圧力は2 barである。なお、予備実験によりガス圧力が4 barでも

表8.2 特殊誘電体被覆材料

(ρ : 体積抵抗率 [$\Omega \cdot \text{cm}$], σ : 表面抵抗率 [Ω])

種類	被覆形態	材 料	比誘電率 ϵ_r	抵 抗 率	厚さ (μm)	
I II	誘電体 塗料の 塗装	エポキシ樹脂に顔料を混合した塗料	4.0	$\rho = 9 \times 10^{14}$ $\sigma > 10^{15}$	20~ 40	
		フタル酸樹脂系防錆塗料	4.0	$\rho = (5-8) \times 10^{14}$ $\sigma > 2 \times 10^{16}$	20~ 40	
III IV	強誘電体 塗料の 塗装	フタル酸樹脂系防錆塗料にBaTiO ₃ 粉末($\epsilon_r = 1800$)を混合	BaTiO ₃ 混含量 22 %(vol.)	24 ~36	$\rho = (5-8) \times 10^{14}$ $\sigma > 2 \times 10^{16}$	70~ 120
			BaTiO ₃ 混含量 40 %(vol.)	34 ~50	$\rho = (2-8) \times 10^{14}$ $\sigma > 2 \times 10^{16}$	80~ 130
V	体	シート		100	$\rho = 9 \times 10^{15}$ $\sigma = 2 \times 10^{17}$	270
VI	エレクトレット	フィルム		2.2	$\rho > 10^{18}$	130

2 barの時と同等の電圧で浮上することを確認している。

8.2.2 被覆材料

外部電極の内面に塗布した被覆材料は、表8.2に示す誘電体、強誘電体およびエレクトレットである。誘電体はエポキシ樹脂に顔料を溶かした塗料およびフタル酸樹脂系防錆塗料である。前者は、比誘電率 ϵ_r が4.0、体積抵抗率が $9 \times 10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$ 、表面抵抗率が $10^{15} \Omega$ 以上である。後者は、 ϵ_r が4.0、体積抵抗率が $(5 \sim 8) \times 10^{14} \Omega \cdot \text{cm}$ 、表面抵抗率が $2 \times 10^{16} \Omega$ 以上である。

強誘電体の塗料は ϵ_r が4.0のフタル酸樹脂系防錆塗料にチタン酸バリウムBaTiO₃の粉末を混合して作成した。粉末は表8.3の特性をもつチタン酸バリウムを粉砕したものである。粉末の粒径は図8.1に示すように $5 \mu\text{m}$ 以下である。混合するチタン酸バリウム粉末の量を増やすことにより塗料の ϵ_r を大きくした。チタン酸バリウム粉末を防錆塗料の中に均一に分散させるため、マグネティックスターラで十分な時間をかけて攪拌した。一般に、強誘電体はキュリー温度以下で電界を加えて分極させると残留分極を生じ ϵ_r が大きくなる

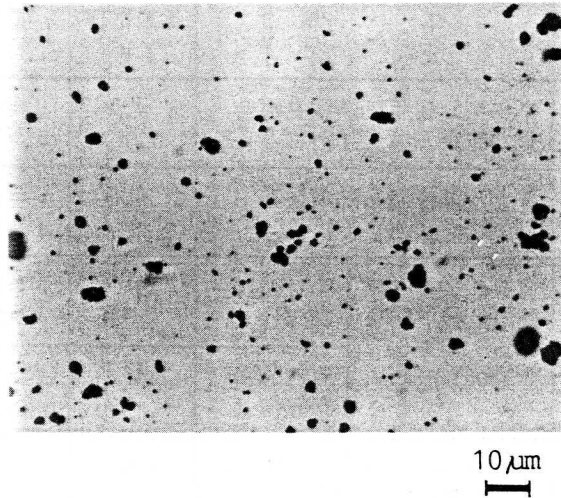


Fig.8.1 BaTiO₃ powder.

という性質があるので⁹⁾、本研究においても、塗料を塗布し乾燥させたのち SF₆ ガス中で室温で直流電界を印加して分極処理を施した。残留分極は直流電界印加時間が長いほど大きくなるので、ここでは一時間課電した。この課電により ϵ_r は、表 8.4 に示す通り、かなり増加する。なお、塗膜が均一になるように、塗料の塗布は圧縮空気を利用したエアガンで行った。

表 8.3 チタン酸バリウムの特性

	特性値
比誘電率 ϵ_r	1800
$\tan \delta$	1.0 %
キュリー温度	330 °C
経時特性変化	0.1 %/年
密度	7.82 kg/m ³

表 8.4 直流課電による強誘電体塗膜の比誘電率の変化

電界 (MV/m)	比誘電率 ϵ_r	
	W=22% (vol)	W=40% (vol)
0	24~32	34~42
3.5	33~36	43~50

W : BaTiO₃ 混合量

表 8. 5 強誘電体シートの特性

	特性値		特性値
比誘電率 ϵ_r	100	厚 さ	270 μm
$\tan \delta$	0.027 %	体積固有抵抗	$9.8 \times 10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$
絶縁耐力	14MV/m以上	表面固有抵抗	$1.3 \times 10^{17} \Omega$
比 重	5.5		

$\epsilon_r=100$ という大きな比誘電率を得るためには防錆塗料に多量のチタン酸バリウム粉末を混ぜなければならず、塗料化することが難しい。このため、 $\epsilon_r=100$ の材料として ポリフッ化ビニリデンにチタン酸バリウム粉末を混合した厚さ270 μm の市販のシートを用いた。このシートの特性は表 8. 5 の通りであり、上述の塗膜よりも体積固有抵抗、表面固有抵抗ともに大きい。

エレクトレットにはポリテトラフルオロエチレン フィルムを用いた。このフィルムはエレクトレット材料としてよく用いられており、コロナ放電によって電荷を注入することにより容易にエレクトレットにすることができる¹⁰⁻¹²⁾。本研究では、厚さ130 μm のシートを接地した平板電極の上に置き、空気中でその上を1~5 kVに課電した金属ブラシでなでることによりエレクトレットにした。金属ブラシとシート間にコロナ放電が発生し、これにより生成したイオンがシート中に注入・トラップされホモ電荷として残留してエレクトレットになっている。このエレクトレットの表面電位は極めて安定しており、大気空气中に1年間放置してその間の表面電位の変化を測定すると、図 8. 3 に示すように、減衰は極めて小さく僅かに6%にすぎない。この表面電位 V_s の時間的変化は (8. 1) 式で表される。

$$V_s = V_{s0} (1 - 0.026 \log t) \quad \dots\dots\dots (8. 1)$$

ここで、 V_{s0} は初期の表面電位 [kV]、 t は時間 [day] である。この結果を外挿すると、20年後でも90%の表面電位が残留していると予想される。

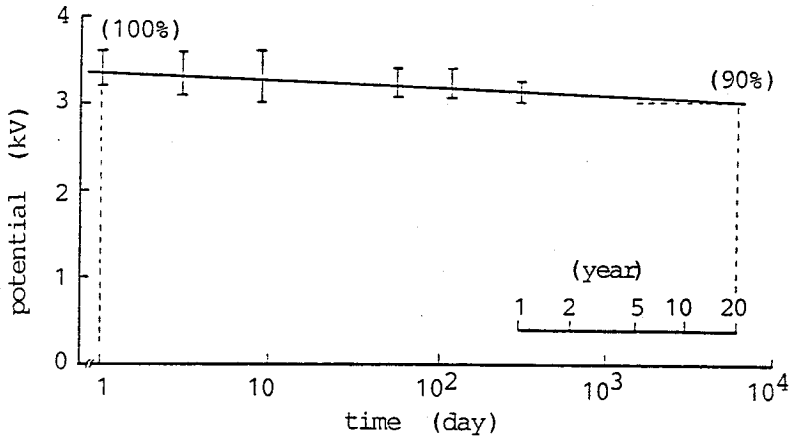


Fig.8.2 Decay of surface potential of electret.

8. 3 金属粒子浮上防止の原理

水平におかれた電極面上に存在する金属粒子には、図 8.3 に示す浮上力 F_L と浮上を妨げる力 F_P が作用する。 F_L は電極間の電界 E_0 と金属粒子の電荷量 Q に比例した力であり、(8.2) 式で表される。

$$F_L = QE_0 \quad \dots\dots\dots (8.2)$$

F_P は重力 F_G 、コーティング材との間の粘着力 F_A および静電吸引力 F_E とから成り、(8.3) 式で表される。

$$F_P = F_G + F_A + F_E \quad \dots\dots\dots (8.3)$$

金属粒子が浮上しないためには $F_L < F_P$ でなければならず、(8.2) 式、(8.3) 式より浮上防止条件は (8.4) 式で表される。

$$QE_0 < F_G + F_A + F_E \quad \dots\dots\dots (8.4)$$

この4つの力の内、人為的にコントロールできる力は QE_0 、 F_A および F_E である。すなわち、強い電極間電界 E_0 の下で金属粒子の浮上を防止するためには、 Q を十分に小さくするか、 F_A または F_E を十分に大きくすればよい。

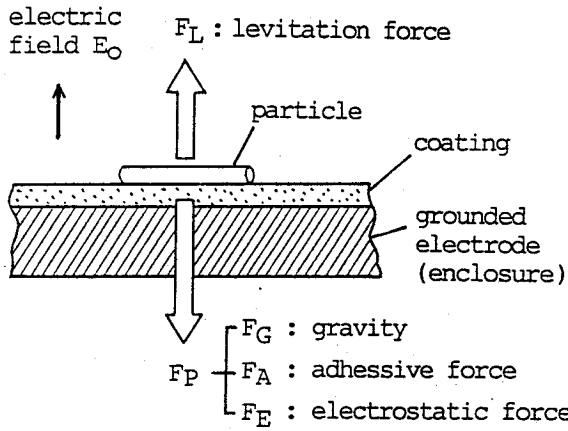


Fig.8.3 Forces acting on a particle.

電荷量 Q は、コーティング材の抵抗を通して充電される電荷量 Q_c と部分放電や電界放出によって帯電する電荷量 Q_D とから成る。すなわち、

$$Q = Q_c + Q_D \quad \dots\dots\dots (8.5)$$

半径 r 、長さ L の金属線の電荷量 Q_c は、被覆の固有抵抗 ρ と比誘電率 ϵ_r とを用いて、付録 B に示したように、(8.6) 式で表される。

$$Q_c \doteq \frac{\sqrt{2} V}{\omega R \left(1 + \frac{C}{C_0}\right)} = \frac{\sqrt{2} V}{\omega \rho \frac{d}{S} \left[1 + \frac{\epsilon_r S}{2\pi d} \ln \frac{2l-r}{r}\right]} \quad \dots\dots\dots (8.6)$$

ここで、 V は印加電圧、 ω は電圧の角周波数、 R は被覆の抵抗、 C 、 C_0 は金属粒子と接地電極および高電圧電極間の静電容量、 r は金属線の半径、 S は金属線と誘電体の接触面積、 $l (= r_0 \ln(r_0/r_1))$ は付録 B に示した等価ギャップ長である。 Q_c は $\rho \rightarrow$ 大、 $\epsilon_r \rightarrow$ 大につれ小さくなるので、 ρ と ϵ_r の大きい材料で被覆した方が金属粒子が浮上する電界（浮上開始電界） E_L を高くすることができる。被覆のないときの金属線の帯電電荷量 Q_F は (8.7)

式になり、 Q_c に比べ非常に大きいことが分かる。

$$Q_F = \frac{2 \pi \epsilon_0 r L V}{r_0 \ln(r_0/r_d)} = \frac{2 \pi \epsilon_0 r L V}{l} \dots\dots\dots (8.7)$$

電界が約1Mvrms/m以上に強くなると 金属粒子の端部よりコロナ放電の光が目視される場合がある。このような状態になると Q_d はかなり大きくなっていると考えられる。

粘着力 F_p は、粘着物を用いない限り、また、放電重合膜で金属粒子の上からコーティングしない限り0である。

静電吸引力 F_E には2種類の力が考えられる。一つは誘電体の影像電荷による吸引力であり、もう一つはエレクトレットのように誘電体自身が持つ表面電荷によって吸引される力である。誘電体が金属粒子の太さに比べて十分に厚く、半無限の広がりを持っているとみなせる場合には、単位長さの金属粒子が比誘電率 ϵ_r の誘電体に吸引される力 F_E は誘電体表面に対して対称な位置に影像電荷 $Q' = Q(\epsilon_r - 1)/(\epsilon_r + 1)$ を仮想することによって求めることができる。特に、線状の金属粒子(金属線)のとき、 F_E は(8.8)式により与えられる¹³⁾。

$$F_E = \frac{Q^2}{4 \pi \epsilon_0 r} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \dots\dots\dots (8.8)$$

ここで、 F_E は単位長さ当たりの静電吸引力である。 ϵ_r が4、20および100のときの F_E の比は1:1.5:1.6であり、 ϵ_r が大きくなると F_E も大きくなる。

誘電体がエレクトレットの場合、その表面電荷密度を κ とすれば、表面の近傍に形成される電界は $\kappa/(2\epsilon_0)$ になるため、電荷量 Q の金属線は次式の静電吸引力 F_E を受ける。

$$F_E = \frac{\kappa Q}{2 \epsilon_0} = c \frac{V_S Q}{2 \epsilon_0} \dots\dots\dots (8.9)$$

この場合、 F_E は κ すなわち表面電位 V_S に比例して強くなる。ここで、 c は比例定数。金属線の浮上開始電界 E_L は(8.4)式において(左辺) = (右辺)を満足する電界として与えられ、(8.5)~(8.9)式より次式が成り立つ。

$$\frac{\omega \rho \frac{d}{S} \left\{ 1 + \frac{\epsilon_r S}{2 \pi d} \ln(2\ell/r-1) \right\}}{\ell E_L^2} + Q_d E_L$$

$$= mg + \frac{(Q_c + Q_d)^2}{4 \pi \epsilon_0 r} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \quad (\text{厚肉誘電体}) \dots\dots (8.10)$$

or

$$mg + \frac{\kappa}{2 \epsilon_0} (Q_c + Q_d) \quad (\text{エレクトレット}) \dots\dots (8.11)$$

特に、 E_L が低いときには $Q_c \gg Q_d$ であるが、高いときには前述の機構により帯電するため $Q_c \ll Q_d$ とみなせ 上式は次式のように簡単になる。

$$Q_d E_L = mg + \frac{Q_d^2}{4 \pi \epsilon_0 r} \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \quad (\text{厚肉誘電体})$$

or

$$mg + \frac{\kappa}{2 \epsilon_0} Q_d \quad (\text{エレクトレット})$$

以上より、被覆材は ϵ_r が小さくて ρ の大きい材料、あるいは、 κ の大きい材料が望ましいといえる。

8. 4 強誘電体被覆による金属粒子浮上開始電界強度の向上

図8. 4に比誘電率 ϵ_r と浮上開始電界強度 E_L の関係を示す。 $\epsilon_r = 1$ は被覆のないときを表し、 E_L は $0.3 \sim 0.5 \text{ MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ で非常に低い。 E_L は $\log \epsilon_r$ に比例して高くなり、 $\epsilon_r = 100$ の時の E_L は $1.5 \sim 1.8 \text{ MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ へ大幅に上昇し、通常の防錆塗料($\epsilon_r = 4.0$)よりも約2倍高くなる。外部電極表面の電界が強くなっているため、浮上時には5本の金属線が全部一齐に浮上し、しかも内部電極まで横断・衝突して直ちにフラッシュオーバを引き起こす。

チタン酸バリウム粉末を40%混合した被覆材の場合、分極処理を行わなかったものでは表8. 3に示したように $\epsilon_r = 34 \sim 42$ であり、 E_L は $1.1 \sim 1.5 \text{ MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ になる。3.5MV/mで分極処理すると $\epsilon_r = 43 \sim 50$ に大きくなり E_L は $1.3 \sim 1.8 \text{ MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ に上昇する。また、分極処理した電圧極性が正のときと負のとき

について E_L を測定したが、両者の間には相違が認められなかった。

チタン酸バリウム粉末を22%混合した被覆材の場合、3.5MV/mの電界で分極処理しても $\epsilon_r=33\sim36$ にすぎず、 E_L は1.0~1.7MV_{rms}/mと大きくばらつく。分極処理しないときには E_L は0.8~1.5MV_{rms}/mになる。

チタン酸バリウム粉末を混合した塗膜では E_L が大きくばらつくが、これは粉末を大量に混ぜたことにより皮膜表面に図8.5に示す凸凹ができ平滑でなくなったためではないかと考えられる。

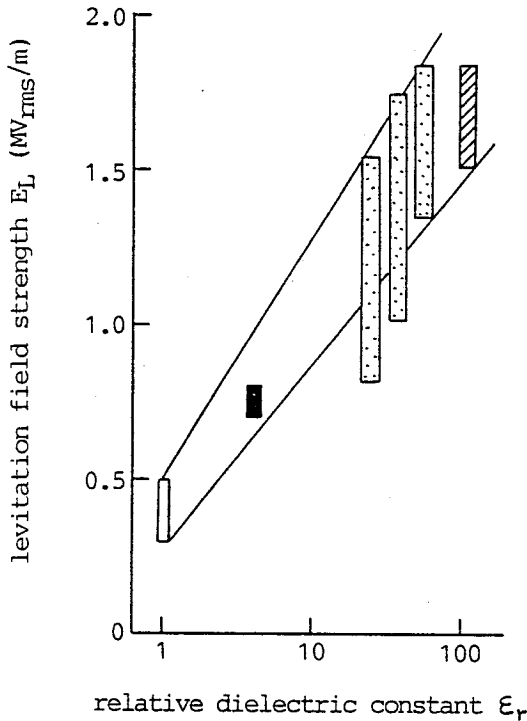


Fig.8.4 Dependence of levitation field strength on relative dielectric constant ϵ_r .

- : phthalic acid resin or epoxy resin coating
- ▨ : phthalic acid resin coating with BaTiO₃ powder
- ▧ : polyvinylidene fluoride sheet with BaTiO₃ powder

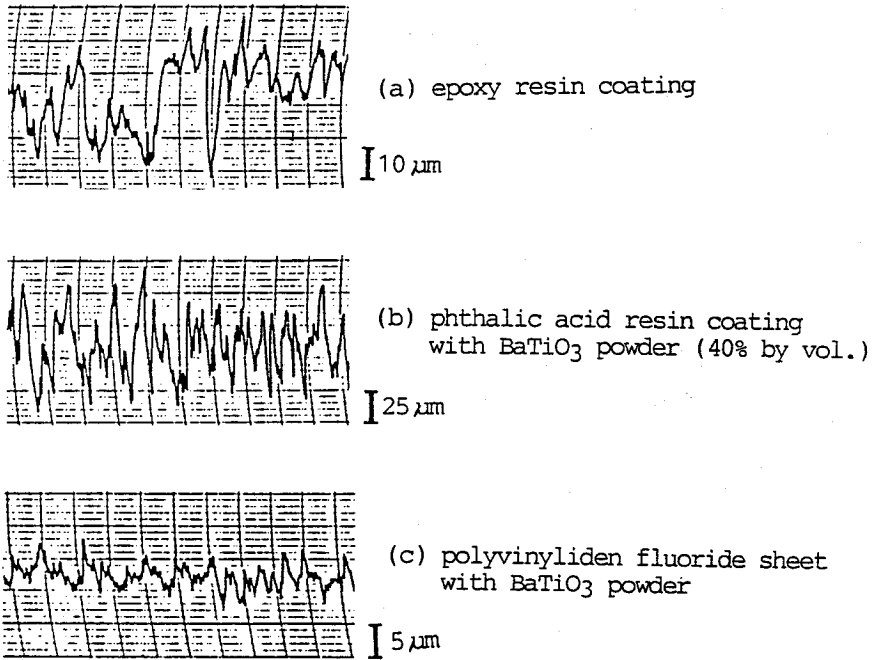


Fig.8.5 Surface roughness of coatings

8.5 エレクトレットによる金属線浮上開始電界強度の向上

エレクトレットで外部電極内面を被覆し強い電界を印加すると、金属線は小さく浮上した後直ちに倒れて静止したり、あるいは、浮上して小さな上下運動を続ける。これらのいずれも金属線の浮上と考えると、金属線浮上開始電界強度 E_L とエレクトレットの表面電位 V_s の関係を整理すると、図8.6に示すように、 E_L は V_s にほぼ比例して向上する。 $V_s = 4$ kVの時の E_L は0 kVの時の約2.4倍に上昇する。 E_L の向上に効果があるのは V_s が2 kV以上のときであり、1.6 kV以下だと E_L はほとんど上昇しない。 E_L は表面電位の極性にはあまり影響されないようである。

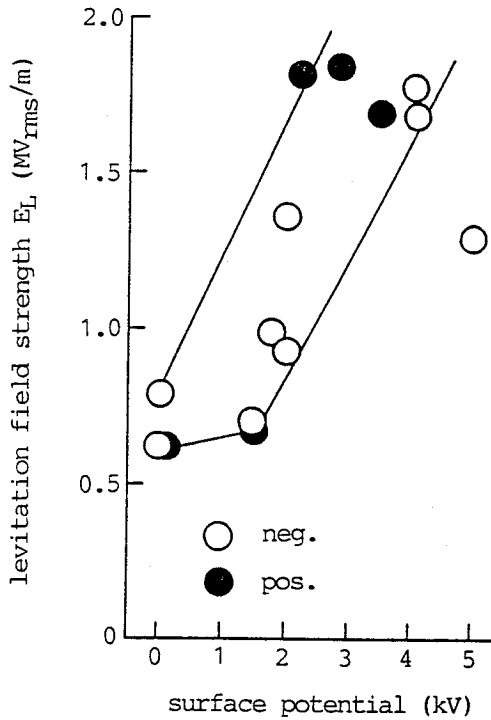


Fig.8.6 Dependence of levitation field strength on surface potential of electret.

表面電位 V_s が 5 kV になると E_L が 1.3 MV_{rms}/m に低下してしまうが、これは次の理由によると考えられる。エレクトレットを作成するときの印加電圧が高いため、金属ブラシの作る強電界によりエレクトレット自身が絶縁破壊して貫通破壊孔ができ部分的に表面電位の低い個所ができたり、あるいは、表面電位が高いため空気中で放電し電荷が部分的に中和されていることが予想される。事実、5 kV を課電してエレクトレット作成中にポリテトラフルエチレンが絶縁破壊することや、エレクトレット作成のための直流電圧課電を終えた直後にポリテトラフルエチレン表面と接地電極間で放電することを経験している。したがって、実用的には $V_s = 4$ kV が限度だと言える。

8.6 実機器への適用効果

誘電体、強誘電体およびエレクトレットで被覆した時の金属線浮上電界 E_L をまとめて図8.7に示す。

G I S母線の内部電極（中心導体）と外部電極（タンク）の直径は、中心導体表面の電界強度やスペーサの絶縁耐力、通電容量などにより決められ、表8.5に示す寸法が用いられている¹⁵⁻¹⁹⁾。これらの154kV~500kVG I Sでは、運転電圧におけるタンク表面電界強度は0.4~1MV_{rms}/mになっている。比誘電率 ϵ_r が4の通常の誘電体塗料では $E_L=0.7\sim 0.8$ MV_{rms}/mであり、運転電圧で金属線が浮上してしまう場合がある。また、一線地絡を生じると過渡的に運転電圧の1.3~1.5倍の電圧に上昇する。このような高い電圧に対しても金属線の浮上を防止することができれば、例え金属線が混入しても完全に無害にすること

表8.5 G I S母線の代表的寸法

電圧 階級 (kV)	154	230		275	345		420			500
製造 会社	C	A	B	C	A	B	B	BBC	SIEM	D
タンク内径 (mm)	340	347	290	480	445	362	489	500	520	700
中心導体外径(mm)	100	140	102	180	152	127	171	180	150	230
ガス圧力 (bar)	3.5	3.5	5.5	3.5	3.5	5.5	5.5	5.5	5.0	3.5
LIWL (kV)	750	900	900	1050	1050	1050	1550	1550	1640	1800
AC試験電圧(kV)	325	425	395	460	555	460	690	680	680	840
タンク 表面電界* (MV _{rms} /m)	0.43	0.84	0.88	0.67	0.83	1.05	0.94	0.95	0.75	0.74
タンク 表面電界** (MV _{rms} /m)	0.65	1.2	1.3	1.0	1.2	1.6	1.4	1.4	1.1	1.1

*運転電圧のとき、 ** (運転電圧) × 1.5のとき

BBC : Brown Boveri 社、 SIEM : SIEMENS 社

ができる。一度浮上すると金属線はタンク表面に垂直な方向を向いて上下運動を繰り返し、 $0.5\text{MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ に電界を下げてでも微小な上下動を続ける。このような状態の時に過電圧（一線地絡による電圧上昇や開閉インパルス電圧など）が発生・侵入すると、中心導体に衝突したりスペーサに付着したりして絶縁的に非常に過酷な状態になる。そのため、運転電圧の1.5倍の過電圧でも浮上しないことが理想であり、 $E_L > 1.5\text{MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ であることが望ましい。

浮上開始電界強度 E_L が $1.5\text{MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ 以上になる被覆材は、図8.7より $\epsilon_r = 100$ の強誘電体と表面電位が4kVのエレクトレットである。機器のタンク底面全体もしくは要所要所をこれらの材料で被覆すれば機器内部で発生・侵入する

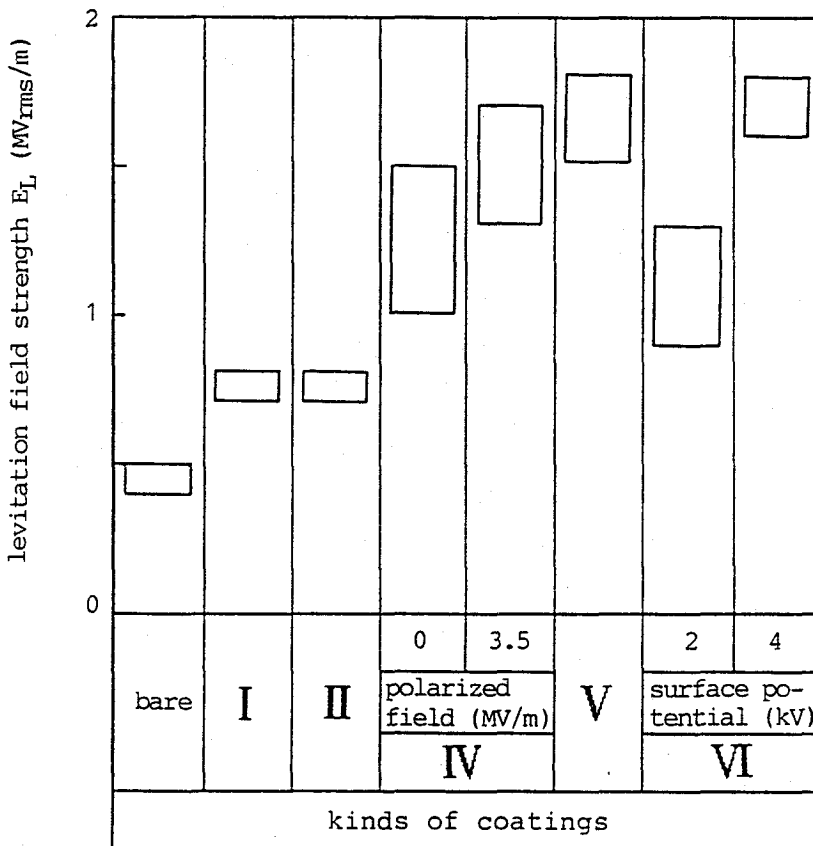


Fig.8.7 Comparison of levitation field strength between coatings.

過電圧に対し金属線の浮上を防止でき無害化することができる。最近、母線寸法の縮小が図られ、例えば500kV母線では従来の $\phi 230 / \phi 750\text{mm}$ から $\phi 180 / \phi 480\text{mm}$ にすることも試みられているが¹⁹⁾、運転電圧におけるこのときのタンク表面電界強度は $1.23\text{MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ であり、これよりも E_L を十分に高くできる。

8. 7 まとめ

電極を特殊な誘電体で被覆して金属線の浮上開始電界強度を向上する方法について検討し、次の諸点を明らかにした。

- (1) 電極を比誘電率 ϵ_r の大きい材料で被覆すると金属線の浮上開始電界強度 E_L は向上する。その向上割合は ϵ_r が大きいほど大きく、 $\epsilon_r=100$ のときの E_L は $\epsilon_r=4$ のときの約2倍、被覆しないときの約4倍になる。
- (2) $\epsilon_r=100$ の強誘電体で被覆したときの E_L は $1.5\sim 1.8\text{MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ になり、運転電圧における機器のタンク表面電界強度の $1.5\sim 3.6$ 倍に、また一線地絡時の電界強度の $1.2\sim 2.7$ 倍になり、金属線の浮上を防止できる。
- (3) 電極をエレクトレットで被覆するとその表面電位 V_s にほぼ比例して E_L が高くなる。 $V_s=4\text{kV}$ のときの E_L は約 $1.7\text{MV}_{\text{rms}}/\text{m}$ であり、被覆のないときの約4倍、 $\epsilon_r=4$ の被覆のときの約2倍なる。この E_L は運転電圧における機器のタンク表面電界強度の $1.5\sim 4$ 倍に、また一線地絡時の電界強度の $1.2\sim 2.7$ 倍になり、金属線の浮上防止に非常に有効である。
- (4) エレクトレットの表面電位 V_s の減衰は非常に小さく、初期に $V_s=3.3\text{kV}$ であったものが空气中に1年間放置した後では 3.1kV になり僅かに6%減衰するにすぎない。機器寿命である20年後の V_s を推定すると 3.0kV になり初期電位の90%も残留し実用上問題ない減衰量である。

8. 8 参考文献

- 1) R. Nakata : Practical gas bus design based on particle motion studies : IEEE PES Winter Meeting A77 198-5 (1977)
- 2) R. Nakata : Controlled particle scavenging technique for use in HVDC SF₆ gas bus : IEEE PES Summer Meeting A76 410-1 (1976)

- 3) M. Ouyang et al. : Novel design concepts of a compressed gas HVDC transmission lines : IEEE Transmission and Distribution Conf. 81TD657-6 (1981)
- 4) S.J. Dale et al. : Effect of particle contamination in SF₆ CGIT systems and methods of particle control and elimination : 2nd Inter. Symposium of Gaseous Dielectrics no.33 (1980)
- 5) R.W. Afzenlius & H.W. Bergqvist : Particle traps in gas insulated systems : ibid no.36 (1980)
- 6) C.M. Cooke : Electrostatistics of particle control in gas insulated apparatus : ibid no.37 (1980)
- 7) M.O. Pace et al. : New particle control techniques for gas-insulated apparatus : 4th ISH no.34-07 (1983) Athens
- 8) M.O. Pac et al. : Feasibility studies for improved gas insulation by coating contaminating particles : Gaseous Dielectrics III p.307-313
- 9) 熊谷、藤本 : 強誘電体とその応用 : p.76-80 朝倉書店 (昭和36年11月)
- 10) 田村、和田 : 音波感知センサ : 工業材料 vol.30, no.6, p.60-66
- 11) 岩本、呉、日野 : コロナ帯電によるポリプロピレンフィルムの表面帯電とフィルム内注入電荷の分離測定 : 電気学会論文誌A vol.104, no.10, p.555-560 (昭和59年10月)
- 12) 深田ほか : エレクトレットの応用と今後の展望に関するシンポジウム : 静電気学会誌 vol.4, no.1, p.55-65 (1980)
- 13) ランダウ & リフシッツ (井上、安河内、佐々木訳) : 電磁気学1 : p.52-53, 東京図書 (1967年3月 第3刷)
- 14) 池谷 : エレクトレット放射線線量計 : 静電気学会誌 vol.7, no.2, p.107-113 (1983)
- 15) 放電常置専門委員会 : SF₆ガス中の支持絶縁物における沿面放電特性 : 電気学会技術報告(II部)第83号 p.40-43, (昭和54年10月)
- 16) 位高、原 : ガス絶縁(管路気中関係)に関する研究動向 : 放電、絶縁材料合同研究会 ED82-69, EIM82-104 (1982)
- 17) M.Crucius et al. : Long duration tests on epoxy insulators in SF₆ gas : CIGRE no.15-07 (1978 session)
- 18) H.P.Szente-Varga et al. : 420kV SF₆ gas-insulated cable for Mapragg Power Station : Brown Boveri Rev. vol.5, p.285-289 (1977)

19) 森 : 管路気中送電技術 : 電気学会誌 vol.103, no.12, p.1185-1187 (昭和58年12月)

8.9 付録

B 金属線の充電電流

誘電体上に横たわっている金属線に流れる電流に対する等価回路は付図8.1で表される。角周波数 ω の交流電圧に対する金属線と接地電極間のインピーダンス Z_2 は次式で表される。

$$Z_2 = \frac{1}{\frac{1}{R} + j\omega C} \quad \dots\dots\dots (付8.1)$$

全入カインピーダンス Z_1 は次式で表すことができる。

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega C_0} + Z_2 \quad \dots\dots\dots (付8.2)$$

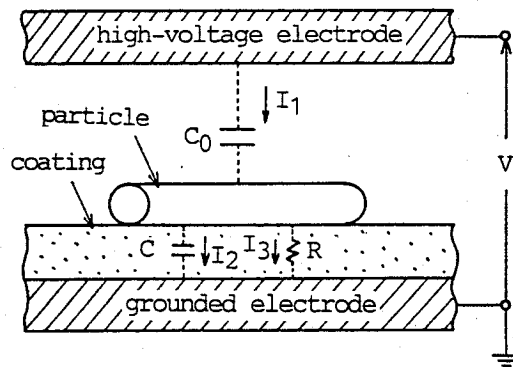


Fig.A8.1 Equivalent circuit of charge conduction through dielectric coating under ac voltages ;
 C_0 : stray capacitance between a particle and high-voltage electrode ;
 C : stray capacitance and resistance between a particle and grounded electrode.

金属線と接地電極間の電位差 V' は次式になる。

$$V' = \frac{Z_2}{Z_1} V$$

$$= \frac{V}{\left(1 + \frac{C}{C_0}\right)^2 + \frac{1}{(\omega C_0 R)^2}} \left[\left(1 + \frac{C}{C_0}\right) + j \frac{1}{\omega C_0 R} \right] \dots (\text{付8. 3})$$

ここで、 V は印加電圧である。したがって、被覆の抵抗 R を通して金属線に流れる電流 I_3 は次式で与えられる。

$$I_3 = \frac{V'}{R} = \frac{V}{R} \frac{1}{\left(1 + \frac{C}{C_0}\right)^2 + \frac{1}{(\omega C_0 R)^2}} \left[\left(1 + \frac{C}{C_0}\right) + j \frac{1}{\omega C_0 R} \right]$$

..... (付8. 4)

単位長さの金属線が被覆と接触する面積を S 、被覆の厚さを d 、固有抵抗を ρ 、比誘電率を ϵ_r とし、また、計算を簡単にするため同軸円筒電極を外部電極上の電界強度 E と等しい強さの平等電界をした平行平板電極（ギャップ長 ℓ ）で近似すると R 、 C 、 C_0 は次式で与えられる。

$$R = \rho \frac{d}{S}, \quad C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d}, \quad C_0 = \frac{2\pi \epsilon_0}{\ell \ln \frac{2\ell - r}{r}} \dots (\text{付8. 5})$$

ここで、 $\ell = r_0 \ln(r_0/r_i)$ 、 r_0, r_i : 外部電極と内部電極の半径、 r : 金属線の半径。本研究の実験条件では $1/(\omega C_0 R) \sim 10^{-9}$ であり 1 に比べ十分に小さいので (付8. 4) 式は次式で近似される。

$$I_3 \doteq \frac{V}{R \left(1 + \frac{C}{C_0}\right)} = \frac{V}{\rho \frac{d}{S} \left(1 + \frac{\epsilon_r S}{2\pi d} \ln \frac{2\ell - r}{r}\right)} \dots (\text{付8. 6})$$

また、電圧がピーク値に達したときに金属線が浮上すると仮定すると、このときの金属線の電荷量 Q は電流 $\sqrt{2} I_3 \sin \omega t$ を $t = 0 \sim \pi/(2\omega)$ の間で積分して得られ、次式で表される。

$$\begin{aligned}
Q &= \int_0^{\pi/2\omega} \sqrt{2} I_3 \sin \omega t \, dt = \frac{\sqrt{2} I_3}{\omega} \\
&\doteq \frac{\sqrt{2} V}{\omega R \left(1 + \frac{C}{C_0}\right)} \\
&= \frac{\sqrt{2} V}{\omega \rho \frac{d}{S} \left(1 + \frac{\epsilon_r S}{2\pi d} \ln \frac{2\ell - r}{r}\right)} \dots\dots\dots(\text{付8. 7})
\end{aligned}$$

第9章 総括

SF₆ガスは、空気や窒素等の通常の気体に比べ優れた絶縁耐力を持っているが、いったん放電開始すると電離増殖が急速に進む性質を持っている。従って、極めて強い電界下で絶縁媒質として使用されるSF₆ガスには、僅かな電界集中でも絶縁耐力が敏感に影響を受けるという独特な性質がある。このような性質をもつSF₆ガスで絶縁された電力機器をいっそう高電圧化、コンパクト化および高信頼化するためには、種々の原因で生じる電界集中の個々について絶縁特性を十分に把握し有効に対策することが不可欠であり、本研究では次の課題を取り上げて実験的検討を行った。

- ガス空間の初回破壊電界確率分布と面積効果
- ガス空間の暗電流特性
- エポキシ棒沿面フラッシュオーバー特性
- フラッシュオーバー特性に及ぼす金属粒子の影響
- 電極被覆による絶縁耐力の向上特性
- ひだによるスペーサ沿面絶縁耐力の向上効果
- 金属粒子浮上防止技術

以下に本研究で新しく得た成果を総括する。

第2章では破壊電界強度が最も低くなるガス空間の初回破壊電界確率分布と面積効果について検討を行った。多数の電極を用いて初回破壊電界強度を測定し、初回フラッシュオーバーは弱点によって引き起こされる破壊でありその確率分布はワイブル分布として表されることを見出した。特に、パフ仕上げした電極では電極に付着した微小な金属粒子が初回破壊電界強度を低下させており、たとえコンディショニングにより高い絶縁耐力を達成してもガスを動かすとタンク内にある金属粒子が舞い上げられて電極に付着し破壊電界強度が低下すること、また、実験により求めた初回破壊電界確率分布を用いて確率計算することにより大形電極の破壊電界強度を精度よく推定できることを明らかにした。本成果はGIS・GCBの絶縁設計に用いられ、開発当初に比べ10~20%のコンパクト化を可能にしたと同時に機器の高信頼化を促進した。また、最近では、本章の成果と気流解析および電界解析を組合せることによりGCBの進み小電流遮断後の絶縁回復性能の予測方法を開発し、世界で初めて362kVと420kV

G C B を 1 遮断ユニット構成にすることに成功した（従来は 2 遮断ユニットで構成）。

第 3 章では直流課電時のガス空間の暗電流特性について電極表面粗さと表面クリーニング方法を変えて検討した。暗電流特性は陰極と陽極の表面粗さに大きく影響され、陽極が粗面仕上げ、陰極がバフ仕上げのときに暗電流開始電界強度が非常に低く 5 ~ 6 MV/m になることが明らかになった。また、この組合せのときに限り課電履歴の影響を著しく受け、一回課電すると次の課電時には前課電した電界強度まで暗電流が流れないことを初めて明らかにした。この時の暗電流の担体は電極に付着した金属微粒子であり、超音波洗浄やガスブロー、パック処理により電極から金属粒子を除去すると暗電流開始電界強度が大きく上昇する。また、金属粒子を電流担体と考えてその暗電流を計算すると、電流の電界依存性と電流の大きさをよく説明することができることも明らかになった。本章と第 2 章の成果は 250kV G C B の開発に適用され、来たるべき直流 G I S の実用化に備えている。

第 4 章ではエポキシ棒沿面フラッシュオーバー特性について、特に電極-エポキシ棒の接触部にくさび状の微小ギャップが形成されたときの特性についてガス圧力や試料サイズ、試料長さ、電極サイズを変えて検討した。最大電界強度が一定値になるとフラッシュオーバーするという従来の説とは異なり、フラッシュオーバー時の最大電界強度は試料により大幅に異なる。フラッシュオーバーに先立ちこの微小ギャップに微小放電が発生していることに着目し、その放電にストリーマ理論を適用すればフラッシュオーバー電圧を精度よく計算できることを初めて明らかにした。フラッシュオーバー電圧はガス圧力の 0.6 乗に比例すること、試料を相似に大きくするとその相似比の 0.8 乗に比例すること、電極寸法を一定にしてエポキシ棒を長くしても長さに比例しないことが明らかになったが、この特性は前述のストリーマ理論を用いて説明できることを示した。本章の成果は、スペーサと電極との接触部の構造の決定や、G C B 等の高電圧の可動部を操作する絶縁棒の取付け金具構造の絶縁設計に適用され、絶縁耐力の向上に貢献している。

第 5 章ではガス空間とスペーサ沿面のフラッシュオーバー特性に及ぼす金属粒子の影響について実規模大の試料を用いて検討した。金属粒子として、フラッシュオーバー電圧を大きく低下させる金属線を用い、金属線の太さがフラッシュオーバー電圧に大きく影響し、あまり細いものを用いると金属線の影響を過小評価する恐れのあること、本研究で用いた 0.45mm の太さが妥当なことを明らかにした。

また、金属線の長さやガス圧を変えてフラッシュオーバー電圧を丹念に測定し、破壊電界強度と金属線長さの関係を明確にした。フラッシュオーバー電圧の低下は電極寸法に対する相対的な金属線長さではなく金属線の絶対的な長さにより決り、金属線長さが一定なら電極寸法やスペーサ寸法が変わっても破壊電界強度は一定になることを見出した。さらに、ガス空間の破壊電界強度は適度な大きさのコロナ安定化領域を仮定することによりストリーマ理論を用いて計算できることを示した。また、スペーサ沿面フラッシュオーバーは電界の沿面方向成分により支配されていることを見出し、その閾値を明らかにした。実機器の絶縁事故の約10%が金属粒子が原因といわれているが、本章の成果を適用することによりこの種の事故を撲滅することができた。

第6章では電極被覆による絶縁耐力の向上特性について検討した。電極被覆は破壊電界強度の向上に非常に有効であり、電極表面に1mmの突起があっても1mm厚さのエポキシ樹脂で被覆することにより極限破壊電界 $8.89\text{MV}/(\text{m}\cdot\text{bar})$ まで上昇させることができる。突起が2mmになると破壊電界は被覆のないときよりも向上するものの極限破壊電界よりかなり低くなる。この向上効果は被覆による電極表面の電界緩和が主原因になっている。被覆にピンホールが $10\text{個}/\text{cm}^2$ 程度あっても破壊電界強度の向上には影響しない。金属線が付着したときでも50~100kVのフラッシュオーバー電圧の上昇が可能であるが、被覆しても金属線による電界集中は緩和されないため、極限破壊電界よりかなり低い電界強度でフラッシュオーバーする。金属線のないときには被覆効果は最初のフラッシュオーバーに対してのみ発揮されるが、金属線付着時にはフラッシュオーバーを重ねても被覆効果が持続する。本章の成果は、機器をコンパクトにするとどうしても電界強度が強くなり過ぎてしまう個所に適用され、これにより10%程度のコンパクト化が可能になった。

第7章ではひだによるスペーサ沿面絶縁耐力の向上効果について検討した。基礎的なモデルを用いてひだの間隔とフラッシュオーバー電圧の上昇の関係について測定し、ひだ間隔が長くなるとフラッシュオーバー電圧の上昇率が小さくなることを明らかにした。また、スペーサ沿面とガス空間が直列になっているときの沿面長の影響について測定し、沿面長が短いほどフラッシュオーバー電圧が高くなることを見出した。ひだ間隔とひだの沿面長を最適化することにより沿面破壊電界強度を約1.5倍高くすることができ、これを雷インパルス試験電圧が400kV級のポストスペーサに適用することにより、ひだのないときに比べフラッシュオーバー電圧が1.3~1.4倍高いスペーサを開発することができた。これを機器に適用

することにより絶縁性能が30%以上向上し、絶縁信頼性が大幅に向上した。

第8章では新しい概念に基づく金属粒子浮上防止方法について検討した。電極を比誘電率 ϵ_r の大きな材料で被覆することにより金属線の浮上開始電界強度 E_L を上昇させることができ、 ϵ_r と E_L の関係を明らかにした。 $\epsilon_r=100$ のときの E_L は1.5~1.8MVrms/m になり、 $\epsilon_r=4$ のときの約2倍、被覆のないときの約4倍になる。これは運転電圧における機器のタンク表面電界強度の1.5~3.6倍、一線地絡時の電界強度の1.2~2.7倍であり、金属線の浮上を防止できる。また、電極をエレクトレットで被覆することも有効であり、 E_L は表面電位 V_s に比例して上昇することを明らかにした。 $V_s=4$ kV のときの浮上開始電界強度は約1.7MVrms/m であり、機器のタンク表面電界強度に比ベ十分に高くなる。現時点では本章の技術は実用されていないが、機器の一層の信頼性向上やコンパクト化が推進される際には必須の技術になると考えられる。

謝 辞

本論文を結ぶに当たり、終始御懇切な御指導と御討論を賜り、絶えざる御鞭撻をしていただいた大阪大学工学部 白藤純嗣 教授に衷心より深く感謝の意を表します。また、御懇切な御指導と御討論を賜り、本論文につき御懇篤な御検討をいただいた大阪大学工学部 松浦虔士 教授、吉野勝美 教授に衷心より深く感謝の意を表します。

また、本論文につき御懇篤な御討論と御検討をいただいた 大阪大学工学部 藤井克彦 名誉教授、平木昭夫 教授、青木亮三 教授、鈴木 胖 教授、村上吉繁 教授、辻 毅一郎 教授、黒田英三 教授、山中龍彦 教授、加藤義章 教授、中島尚男 教授に衷心より深く感謝申し上げます。

大阪大学 犬石嘉雄 名誉教授には、終始御懇切な御指導と絶えざる御鞭撻を賜り、また、茨城大学 加子泰彦 教授には、日立製作所日立研究所に御勤務の時代に研究の動機付けと御指導をいただきました。衷心より深く感謝申し上げます。

さらに、本研究の遂行と発表の機会を与えていただき、終始御指導と御激励を賜った日立工機株式会社 高砂常義 常務取締役（元 日立製作所 理事）、日立製作所日立研究所 川本幸雄 所長、同 国分工場 中野清蔵 工場長、同 吉岡芳夫 主管技師長、に深く感謝の意を表します。また、本研究の遂行に際して、終始 御懇切な御指導と御激励をいただいた H V B I 社 田村昌興 副社長（元 国分工場 設計部長）、日立研究所 鎌田 譲 主任研究員、小沢 淳 主任研究員に心から感謝申し上げます。また、実験および解析に御協力いただいた国分工場 山極時生 主任技師、および、石川敏雄 氏をはじめとする日立研究所第2部23研究室の諸氏に厚く御礼申し上げます。研究成果の適用にあたり、御評価と御検討をいただいた元 国分工場 副技師長 細川正男 博士を始めとする国分工場関係各位に感謝致します。

研究業績

1. 発表論文

- (1) 遠藤、吉川 : SF₆ガスの初回直流破壊電界と面積効果
: 電気学会論文誌 99巻 6号、p.265-272 (昭54-6)
- (2) F. Endo, T. Kitikawa, R. Ishikawa, J. Ozawa
: Dielectric Characteristics of SF₆ Gas for Application to HVDC Systems
: IEEE Trans. PAS vol.PAS-99, p.847-855 (May/June, 1980)
- (3) F. Endo, T. Yamagiwa, T. Ishikawa, M. Hosokawa
: Particle-Initiated Breakdown Characteristics and Reliability Improvement in SF₆ Gas Insulation
: IEEE Trans. on Power Delivery, vol.PWRD-1, no.1, p.58-65 (Jan. 1986)
- (4) 遠藤 : ガスくさびを持つエポキシ棒のSF₆ガス中沿面絶縁特性
: 電気学会論文誌A 105巻 11号、p.589-596 (昭60-11)
- (5) T. Yamagiwa, T. Ishikawa, F. Endo
: Particle-Initiated Breakdown Characteristics on a Ribbed Spacer Surface for SF₆ Gas Insulated Switchgear
: IEEE Trans. on Power Delivery, vol.3, no.3, p.954-960 (July, 1988)
- (6) F. Endo, T. Sato, M. Tukusi, K. Saito, Y. Yosioka, K. Hirasawa
: Analytical Prediction of Transient Breakdown Characteristics of SF₆ Gas Circuit Breakers
: IEEE PES Winter Meeting 89WM075-3 PWRD (Feb. 1989)

2. 国際学会発表

- (1) J. Ozawa, F. Endo, S. Masuda, T. Isogai, M. Hosokawa
: Electrical Breakdown at Gas Gaps and Insulator Surface in SF₆ Gas

- : IEEE PES Summer Meeting, C74 464-4 (1974)
- (2) T. Nitta, Y. Fujiwara, F. Endo, J. Ozawa
 - : Effects of Electrode and Solid Insulator on the Flashover in Compressed SF₆
 - : CIGRE 15-04 (Aug./Sep. 1976)
- (3) F. Endo, T. Ishikawa, T. Yamagiwa, J. Ozawa
 - : Dielectric Coating of Electrodes and Particle Initiated Breakdown in SF₆ Gas
 - : 4th ISH no.32-05 (Sep. 1983) in Athen
- (4) T. Yamagiwa, F. Endo, J. Ozawa
 - : Effect of Ribs on Surface Discharge in SF₆ Gas
 - : 5th Inter. Symposium on Gaseous Dielectrics (May, 1987)
- (5) T. Yamagiwa, T. Ishikawa, F. Endo, Y. Kamata
 - : Dielectric Characteristics on Spacer Surface in SF₆ under Lightning Impulse Superimposed on AC Voltages
 - : 5th ISH no.13-03 (Aug. 1987) in Braounshweig
- (6) J. Ozawa, F. Endo
 - : Measurement of Transient Dielectric Recovery characteristics by an Extra Long Tail Wave Impulse Generator
 - : 9th International Conf. on Gas Discharge and their Application p.495-498 (Sep. 1988) in Vnezia

3. 研究会、シンポジウム

- (1) 遠藤、小沢 : SF₆ガス中における沿面放電
 - : 電気学会放電研究会 ED-74-47 (1974.11.20)
- (2) 遠藤、石川 : エポキシ-電極間微小ギャップのSF₆放電特性
 - : 電気学会放電研究会 ED-76-60 (1976.11.29)
- (3) 遠藤、吉川 : スペーサの直流絶縁特性に及ぼす金属粒子の影響
 - : 電気学会放電研究会 ED-78-93 (1978.11.10-11)
- (4) 小沢、加子、石川、遠藤、山極、中野
 - : SF₆ガス中のV-t特性に関する一検討
 - : 電気学会放電、高電圧合同研究会 ED-81-8, HV-81-8 (1981.)

1.22)

- (5) 遠藤、吉川、石川
 - : SF₆ガスの直流フラッシュオーバー確率
 - : 電気学会高電圧研究会 HV-81-23 (1981.3.19)
- (6) 遠藤 : ガス絶縁の現状と将来
 - : 電気学会絶縁材料研究会 EMI-81-63 (1981. 8.25)
- (7) 遠藤、山極、小沢、鎌田
 - : ガス絶縁機器の最近の進歩
 - : 電気学会高電圧研究会 HV83-13 (1983. 3.18)
- (8) 遠藤、山極、石川
 - : ガス絶縁機器の誘電体コーティングによる金属パーティクルの浮上防止技術
 - : 第18回電気絶縁材料シンポジウム、IV-6 (昭60-10)
- (9) 遠藤、石川、山極、山田
 - : GISの予防保全システム
 - : 電気学会絶縁材料、高電圧合同研究会 EIM-89-3, HV-89-3 (1989. 1.30-31)

4. 国内学会発表

- (1) 遠藤、増田、石川、鎌田、菅ノ又
 - : SF₆ガスの絶縁特性
 - : 昭44年電気学会東京支部大会 no.150
- (2) 遠藤 : SF₆ガス中における沿面絶縁耐力
 - : 昭46年電気学会東京支部大会 no.13
- (3) 遠藤 : エポキシ棒の沿面絶縁耐力
 - : 昭48年電気学会全国大会 no.135
- (4) 遠藤 : SF₆ガス中におけるエポキシ棒の沿面絶縁耐力
 - : 昭49年電気学会全国大会 no.986
- (5) 遠藤、石川 : SF₆ガスのDCフラッシュオーバー特性
 - : 昭51年電気学会全国大会 no.1037
- (6) 遠藤、吉川、石川
 - : SF₆ガスの直流フラッシュオーバー特性

- ：昭52年電気学会東京支部大会 no.222
- (7) 遠藤：SF₆ガス中における暗電流特性
：昭54年電気学会全国大会 no.1038
- (8) 遠藤、石川、高橋、有松
：SF₆ガス絶縁機器用スペーサの直流電位分布
：昭58年電気学会全国大会 no.1048
- (9) 遠藤、石川、山極
：SF₆ガス中放電に関する最近の話題
－SF₆ガス中放電に対するパーティクルの作用－
：昭58年電気四学会連合大会 no.8-7
- (10) 遠藤、石川、有松
：SF₆ガス中におけるスペーサの直流絶縁特性
：昭59年電気学会全国大会 no.1138
- (11) 遠藤、石川、山極
：絶縁コーティングによるSF₆ガスの絶縁耐力の向上
：昭59年電気学会全国大会 no.1150
- (12) 遠藤、山極、石川
：金属パーティクル存在時のSF₆ガス絶縁耐力
：昭60年電気学会全国大会 no.1253
- (13) 山極、石川、遠藤、鎌田
：誘電体コーティングによる金属片の浮上防止
：昭60年電気学会全国大会 no.1252
- (14) 遠藤、小林、吉岡
：ガス遮断器の過渡絶縁特性
：昭60年電気学会全国大会 no.1338
- (15) 小林、遠藤、吉岡
：ガス遮断器の過渡絶縁特性
：昭60年電気学会東京支部大会 no.165
- (16) 岩田、山極、遠藤、鎌田
：交流電圧にインパルス電圧が重畳した時のSF₆ガス中スペーサ
沿面の絶縁特性
：昭61年電気学会全国大会 no.1267
- (17) 遠藤、小林、吉岡

- : ガス遮断器の過渡絶縁耐力の推定(その3)
- : 昭61年電気学会全国大会 no.1272
- (18) 筑紫、遠藤、平沢ほか
 - : 気流解析によるGCBノズル構造開発の一手法
(420kV1点切りGCBの開発 その1)
 - : 昭62年電気学会全国大会 no.1308
- (19) 小林、遠藤、樫村
 - : ガス遮断器の進み小電流遮断性能検証簡易試験法
(420kV1点切りGCBの開発 その2)
 - : 昭62年電気学会全国大会 no.1255
- (20) 佐藤、遠藤、平沢、吉岡ほか
 - : 420kV40kA1点切りGCB遮断部の開発
(420kV1点切りGCBの開発 その3)
 - : 昭62年電気学会全国大会 no.1246
- (21) 筑紫、佐藤、遠藤、吉岡、平沢、佐々木
 - : GCBの解析技術と420kV1点切りGCBの開発
 - : 昭63年電気学会全国大会 no. S12-1
- (22) 遠藤、岩浅、山極
 - : SF₆ガス中の沿面放電に及ぼす金属異物の影響
— 固体絶縁物の形状効果 —
 - : 昭63年電気学会全国大会 no.1174