

真空中におけるインパルス沿面放電
進展過程に関する研究

中野 裕介

真空中におけるインパルス沿面放電 進展過程に関する研究

目 次

第 1 章 緒論	1
1. 1 電気エネルギーと電力機器	1
1. 2 VCB の高電圧化に関する研究・開発動向	3
1. 3 VI の電気絶縁構成	3
1. 4 真空中における高電界現象	8
1. 4. 1 真空中の放電メカニズム	8
1. 4. 2 真空中沿面放電メカニズム	9
1. 4. 3 真空中の沿面帯電・放電現象に関する研究動向	10
1. 5 本論文の目的および構成	17
1. 5. 1 本論文の目的	17
1. 5. 2 本論文の構成	17
第 1 章の参考文献	19
第 2 章 電界垂直型電極における真空中インパルス 沿面放電進展過程と前駆放電現象	23
2. 1 まえがき	23
2. 2 実験装置と実験方法	24
2. 2. 1 実験回路と測定系	24
2. 2. 2 電極構成および実験方法	26
2. 3 真空中沿面放電進展過程	29
2. 3. 1 沿面フラッシュオーバ発光像および発光波形	29
2. 3. 2 沿面フラッシュオーバ進展過程における発光推移	29

2. 4	沿面フラッシュオーバ前駆領域における発光像および 発光強度波形	33
2. 5	沿面前駆放電の発光像および発光波形	33
2. 5. 1	発光強度の電圧依存性	33
2. 5. 2	発光強度と発光推移	36
2. 6	沿面前駆放電メカニズム	36
2. 6. 1	絶縁物上発光の要因	36
2. 6. 2	電子放出機構	38
2. 7	まとめ	43
	第2章の参考文献	44

第3章 沿面フラッシュオーバ開始時の突発的電子放出特性 45

3. 1	まえがき	45
3. 2	実験装置と実験方法	45
3. 2. 1	実験回路と測定系	45
3. 2. 2	電極構成と実験方法	46
3. 3	前駆放電からフラッシュオーバへの転移メカニズム	48
3. 3. 1	沿面フラッシュオーバのプローブ電流波形	48
3. 3. 2	前駆放電およびフラッシュオーバ開始の発光像	48
3. 3. 3	突発的電子放出 (EEE) 機構	51
3. 3. 4	EEE 電流特性	52
3. 4	EEE 電流の陰極材料依存性	52
3. 5	EEE 電流の陰極-アルミナ絶縁物間ギャップ長依存性	55
3. 5. 1	EEE 開始電界と EEE 電流	55
3. 5. 2	EEE によるプローブ電流波形	57
3. 5. 3	アルミナ絶縁物上過渡帯電の影響	60
3. 6	まとめ	65
	第3章の参考文献	66

第4章 沿面フラッシュオーバ進展過程における 絶縁物上過渡帯電	67
4. 1 まえがき	67
4. 2 陰極上 EEE 発生点と過渡帯電分布	68
4. 2. 1 電極構成	68
4. 2. 2 過渡帯電の形成開始過程	68
4. 2. 3 過渡帯電の拡大過程	71
4. 3 沿面フラッシュオーバ進展過程における電荷挙動	74
4. 4 電界解析によるフラッシュオーバ進展メカニズムの検討	78
4. 4. 1 フラッシュオーバ進展過程における過渡帯電量の時間推移	78
4. 4. 2 フラッシュオーバ進展過程における等電位分布の推移	78
4. 5 沿面フラッシュオーバ進展メカニズム	83
4. 6 まとめ	86
第4章の参考文献	87

第5章 沿面フラッシュオーバの制御および抑制	89
5. 1 まえがき	89
5. 2 過渡帯電による電界緩和効果の絶縁物静電容量依存性	89
5. 2. 1 電極構成	89
5. 2. 2 EEE 電流特性	90
5. 3 陰極先端曲率半径の増加による垂直電界領域の増大	94
5. 3. 1 電極構成	94
5. 3. 2 曲率半径によるプローブ電流波形の比較	94
5. 3. 3 過渡帯電による電界緩和率と電流抑制効果	96
5. 3. 4 電流チャネル形成条件	99

5. 4	陰極背後の平板電極による沿面フラッシュオーバの抑制	103
5. 4. 1	電極構成	103
5. 4. 2	沿面フラッシュオーバ波形	105
5. 4. 3	フラッシュオーバに至る過渡帯電電荷密度	110
5. 5	まとめ	112
	第5章の参考文献	112

第6章 沿面フラッシュオーバの抑制条件と 実効的2次電子放出係数

113

6. 1	まえがき	113
6. 2	2次電子放出係数の導出過程	113
6. 3	過渡帯電存在時の表面電位分布	116
6. 3. 1	ロジスティック式	116
6. 3. 2	フラッシュオーバ時のSEEA進展条件	119
6. 3. 3	フラッシュオーバ時の過渡帯電分布の時間推移	122
6. 4	まとめ	125
	第6章の参考文献	126

第7章 総括

129

7. 1	まえがき	129
7. 2	本研究で得られた成果	
7. 2. 1	真空中インパルス沿面放電進展過程の分類と 前駆放電現象	129
7. 2. 2	沿面フラッシュオーバ開始時の突発的電子放出特性	130

7. 2. 3	沿面フラッシュオーバ進展過程における 絶縁物上過渡帯電.....	130
7. 2. 4	沿面フラッシュオーバの制御および抑制	131
7. 2. 5	沿面フラッシュオーバの抑制条件と 実効的2次電子放出係数	131
7. 3	本研究の学術的および工学的意義	132
7. 4	今後の展望.....	132
謝辞.....		135
本論文に関して発表した論文.....		137

第 1 章 緒論

1. 1 電気エネルギーと電力機器

今日の高機能化した産業社会において、電気エネルギーの果たす役割は極めて大きい。この背景には、電気の持つエネルギー伝送・変換の利便性があり、電気エネルギーは他のエネルギー形態への変換を高効率かつ容易に実現できることから、電力消費量は増加の一途を辿ってきた^[1]。安定した電力供給のために、発電機、変圧器、開閉器などの電力機器は高電圧化、大容量化、高信頼度化がなされてきた^[2]。

電力系統における開閉器 (Switchgear) は、電力の送配電を制御、機器の保護など極めて重要な役割を担っている。図 1.1 に示すように、元来、84 kV 以下の中電圧領域では、空気が開閉器の絶縁・消弧を担っており、真空開閉器が現れる 1970 年代までは、油絶縁開閉器が支配的となっていた。同時期、SF₆ ガスによる開閉器が現れたが、主に 120 kV 以上の高電圧領域での適用がなされており、その後現在に至るまで中電圧領域では真空開閉器がその中核を担っている^[3]。

真空遮断器 (Vacuum circuit breaker: VCB) は小型で操作力が小さく、保守が容易、多数回遮断が可能などの特長から、中電圧階級を中心に広く電力系統で用いられている^[4]。1960 年代の VCB の普及当初から、新たな電極材料、遮断能力に優れた縦磁界電極方式の開発、90 年代後半のセラミック絶縁筒の採用などにより、図 1.2 に示すような真空インタラプタ (Vacuum interrupter: VI) の小型・大容量化、更には機器全体の縮小化がなされた。

現在、高電圧領域においては SF₆ ガスを絶縁媒体とした SF₆ ガス絶縁開閉装置 (GIS) が多く利用されている。しかしながら、SF₆ が地球温暖化ガスとして排出規制対象となったことから、環境適合型である VCB のさらなる高電圧化・大容量化・高信頼度化が期待される^[5, 6]。

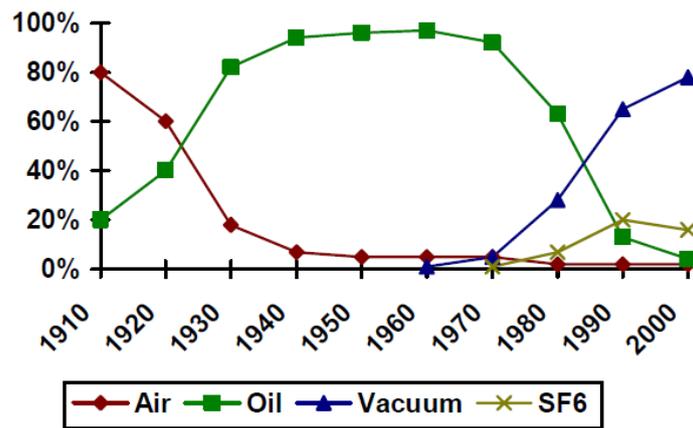


Fig. 1.1 Competing switchgear technologies in medium voltage switchgear during the 20th century ^[3].



Fig. 1.2 Transition of vacuum interrupter (72 kV class) ^[4].

1. 2 VCB の高電圧化に関する研究・開発動向

近年、国内では図 1.3 に示すような 145 kV/40 kA 一点切りの VI が開発されており、この VI と実績のあるタンク型 VCB の基本構造をベースとした 120 kV/31.5 kA 一点切り、図 1.4 に示すような 168 kV/40 kA 二点切りのタンク型 VCB が開発・製品化されている^[7,8]。図 1.5 に碇子型 VCB の外観を示す。碇子型構造では 145 kV/40 kA の一点切り VCB が開発・製品化されており、一点切り VCB としては国内最高電圧クラスとなっている^[9]。また、二点切りでは 204 kV/40 kA まで製品化が進んでいる^[10]。海外でも VCB の大容量化が図られており、韓国のメーカーは、170 kV 一点切りの開発状況を報告している^[11]。欧州や中国でも VCB の高電圧化に向けて、研究・開発がなされている。中国では図 1.6 に示すような二点切り 252 kV の真空バルブの構想があり^[12]、研究・開発が進められている。これらの研究・開発においては、ギャップを複数に分けることにより総合的に絶縁耐力を向上させ、小型化する検討もなされている^[13-15]。

1. 3 VI の電気絶縁構成

VCB は、遮断部に利用される VI および操作機構などから構築される。VI の構造を図 1.7 に示す。VI は主接点・可動電極・固定電極・中間シールド・ベローズおよび課電導体を支持する固体絶縁物によって真空状態に封切された円筒形状となっている。VI の電気絶縁構成は、以下の 4 つに大別される^[16]。

1. 主接点間絶縁
2. 中間シールド - 接点間絶縁
3. 固体絶縁物沿面および中間シールド周辺絶縁
4. 真空バルブ外部絶縁

上記のうち主接点間絶縁に関しては、電流を遮断する主要部分であり、ギャップ間の絶縁破壊特性やコンディショニング効果、絶縁破壊に寄与する有効面積



Fig. 1.3 145 kV/40 kA single-break vacuum interrupter [7].



Fig. 1.4 168 kV/40 kA double-break tank-type vacuum circuit breaker [8].



Fig. 1.5 145 kV live tank type single break VCB ^[9].



Fig 1.6. Comparison of 252 kV, 126 kV and 12 kV vacuum interrupter ^[12].

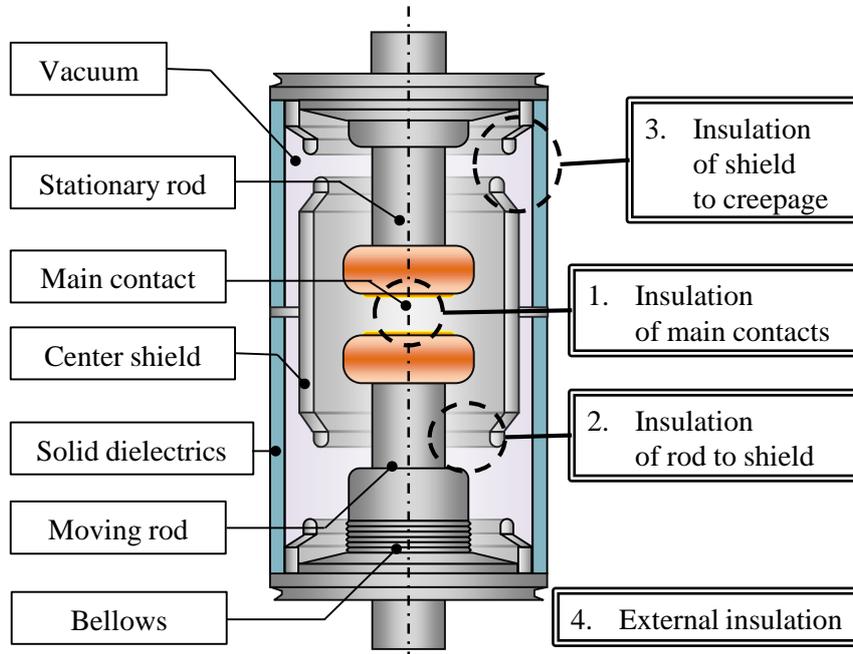


Fig. 1.7 Classification of electrical insulation part of vacuum interrupter.

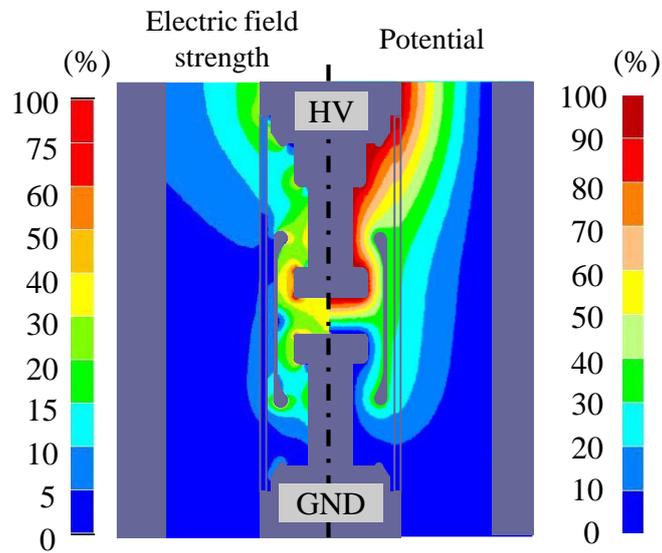


Fig. 1.8 Electric field and potential distribution in vacuum interrupter ^[20].

などに関する様々な検討がなされている^[17-19]。

VIにおいて中間シールドは、電流遮断時に主接点間で発生するアークや金属蒸気により固体絶縁筒内が汚損して絶縁耐力が低下するのを防止する役割とともに、内部の電界制御・緩和の役割を果たす。一方で、限られたスペースに配置されるため複雑な形状となり、電気絶縁上の弱点となりうることが示唆されている。図 1.8 に示すような数値解析を用いた VI 内の電界分布の詳細な検討や雷インパルス電圧印加実験などにより中間シールドの形状を最適化する研究が行われている^[20, 21]。

固体絶縁物沿面の絶縁特性に関しても多くの研究がなされている。真空中で固体絶縁物により電極を支持した場合、真空ギャップ・絶縁物沿面・絶縁物バルクが形成する三重点 (Triple Junction) が電気絶縁上の問題となる。この絶縁物沿面における絶縁耐力は、陰極の形状や寸法・表面粗さ、固体絶縁物の材質、誘電率や 2 次電子放出係数、表面抵抗などの物性、電圧の極性、外部磁界の有無・電圧の印加手順など多くの因子に影響される^[22-24]。

通常、VI は接地された容器内に収納されて用いられる。このような構造から、VI 外部における絶縁も VCB の高電圧化や小型化において問題となる。現在では、外部絶縁として、エポキシ樹脂でモールドする固体絶縁と、乾燥空気を用いて電界設計の最適化を行う空気絶縁がある。前者は、72/84 kV 固体絶縁スイッチギヤ (SIS)^[25]として開発されており、後者は SF₆ ガスフリーを実現した 72/84 kV 乾燥空気絶縁タンク型 VCB^[26]として開発・製品化された。

このように、電気絶縁に真空を利用している VCB は、上述した多くの利点から数多くの適用がなされており、さらなる高電圧化・大容量化・コンパクト化が求められている。そのため、絶縁破壊電圧を上昇させるコンディショニング処理や絶縁物表面の帯電および沿面放電特性などの検討が行われてきた^[18, 27-29]。

一方で、真空中における絶縁破壊メカニズム、部分放電現象および沿面放電現

象など、真空中高電界下における電荷現象は未解明な部分が多い。したがって、VCBの高電圧化・大容量化・小型化を実現する真空絶縁部における電気絶縁技術の高度化、および合理的な電気絶縁設計のために、真空中における高電界現象の解明が必要である。

1. 4 真空中における高電界現象

1. 4. 1 真空中の放電メカニズム

一般に、真空中における放電現象は、電流のキャリア源となる気体分子が空間に存在せず、電子や気体分子、イオンの平均自由行程が電極間距離よりも長いため、気中放電とは異なる放電形態を示す^[16]。このため真空中の放電開始特性は電極表面状態に敏感であり、電極からの電子放出・吸着ガスの脱離・電極材料の蒸発などの粒子放出特性によって支配される。

真空中における放電開始は、金属からの電子放出に起因する。電極表面に強い電界が加えられると、電子はトンネル効果によってポテンシャル障壁を通過し真空中に放出される。原子レベルで清浄な電極表面からの電子放出は、1928年、FowlerとNordheimによって初めて定式化され、Fowler-Nordheim (F-N) 理論としてよく知られる。その理論によれば、放出電流密度 j は次式で表される^[16]。

$$j = \frac{1.54 \times 10^{-6} E^2}{\phi \cdot t^2(y)} \exp \left[\frac{-6.83 \times 10^9 \phi^{3/2} \cdot v(y)}{E} \right] \dots\dots\dots(1.1)$$

$$y = 3.79 \times 10^{-5} E^{1/2} / \phi \dots\dots\dots(1.2)$$

E : 電極表面の電界強度 [V/m]

ϕ : 電子放出点の仕事関数 [eV]

ただし、実際に電界電子放出が生じる電界と仕事関数の領域において、補正項は以下のように近似できる。

$$t(y) \approx 1 \dots\dots\dots(1.3)$$

$$v(y) = 0.956 - 1.062y^2 \dots\dots\dots(1.4)$$

この F-N 理論によれば，電子放出が起こるためには理論的に 3.0×10^9 V/m 以上の電界が必要である，実際の電極では微小突起(Micro protrusion)などにより，1~2 桁程度小さい電界でも電流が測定されている^[16,30]。

1. 4. 2 真空中沿面放電メカニズム

沿面放電は，2 種類の誘電体の境界面に沿って進展する放電である．真空絶縁においては，誘電体を支持するために必ず固体誘電体が必要であり，その表面に沿面放電が発生する可能性がある．その沿面放電の特徴として，固体界面が存在しない場合に比べて低い電圧でも発生・進展することが挙げられる^[32]．これには，電極からの電界電子放出に伴う絶縁物上帯電の形成，絶縁物上における 2 次電子増倍による沿面放電の発生および進展が示唆されている^[16, 32]。

真空中における沿面放電の進展段階に関する理論としては，2 次電子なだれ (Secondary Electron Emission Avalanche : SEEA) 機構^[16]が広く認められている．図 1.9 に 2 次電子なだれ機構の概念図を示す．陰極三重点 (CTJ) から真空空間に放出された電子が絶縁物に衝突し，2 次電子を生成する．これらの 2 次電子が再び絶縁物表面に衝突し，さらに電子が増倍され，放出されたガス内を導電路として最終的にフラッシュオーバーに至る．2 次電子の放出されやすさは入射電子のエネルギー，入射角度，固体絶縁物のエネルギー準位などの要素によって，2 次電子放出係数として表される^[33]。

また，絶縁物表面の格子欠陥における電子捕捉機構や，固体物理学のバンド理論に基づいた表面電子増倍など，帯電・放電と絶縁物表面物性を関連づけた研究も行われている^[34, 35]。

1. 4. 3 真空中の沿面帯電・放電現象に関する研究動向

前項で紹介した真空中沿面放電機構は，固体絶縁物に対して電界の向きが平行である電界平行型の電極構成において適用されるモデルである．本項では，真空中沿面放電に対して，(a)その現象理解に有効な手段の一つと考えられる光学測定を行った研究，(b)電界平行型電極における帯電分布シミュレーション，(c)沿面放電に影響を与える固体絶縁物材料特性に関する研究動向を述べる．

(a)光学測定

Zhang らは，ICCD カメラを用いて，図 1.10(a)に示すような電界平行型の電極構成における $0.42/2.5 \mu\text{s}$ のインパルス電圧印加時の沿面放電進展過程の発光推移の取得を行った^[36]．電圧印加時点を $t=0\text{s}$ とした時，同図(b)に示すように $t=200\text{ ns}$ の時点では発光は見られないが，同図(c) $t=400\text{ ns}$ および(d) $t=600\text{ ns}$ では，電極間に発光が見られ，放電チャンネルが形成されたことがわかる．しかしながら，これらの発光像は2次電子なだれが陽極に到達した後のフラッシュオーバーの発光像であると考えられ，放電進展過程の検討は不十分であるといえる．

このような放電進展過程に対し，高速フレーミングを用いた放電発光像の取得が試みられており，Ishida らは，負極性標準雷インパルス電圧 ($-1.2/50 \mu\text{s}$) を印加した時の真空中沿面放電現象について検討を行った^[37]．その結果，図 1.11 に示すように棒電極を中心とした発光の拡大・暗部の形成を取得した．この発光現象は，絶縁物上に形成された負極性帯電の増加による電界分布の変化により説明できると結論づけた^[29]．

(b)電界平行型における帯電分布シミュレーション

Yamamoto らは，図 1.12(a)に示すような円筒アルミナを用いた電極構成において，シールドリングの形状を変化させることにより帯電分布の制御を行った^[38]．その結果，同図(b)に示すようにシールドの高さ（同図(a)中 b）を変更することで，帯電分布を任意に制御可能であることを明らかにした．また，同図(b)の実

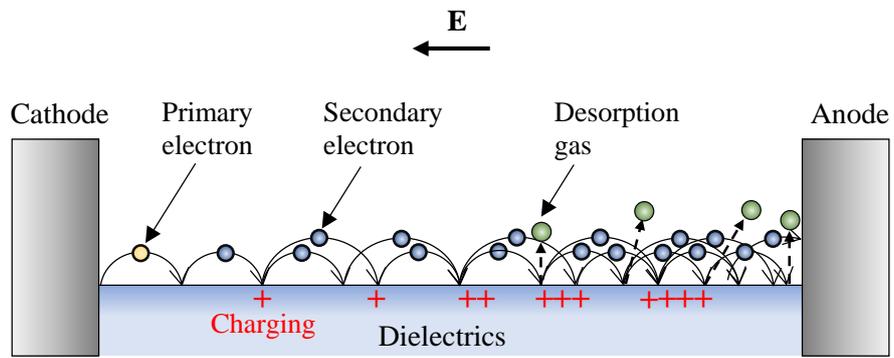


Fig. 1.9 Secondary electron emission avalanche (SEEA) mechanism ^[16].

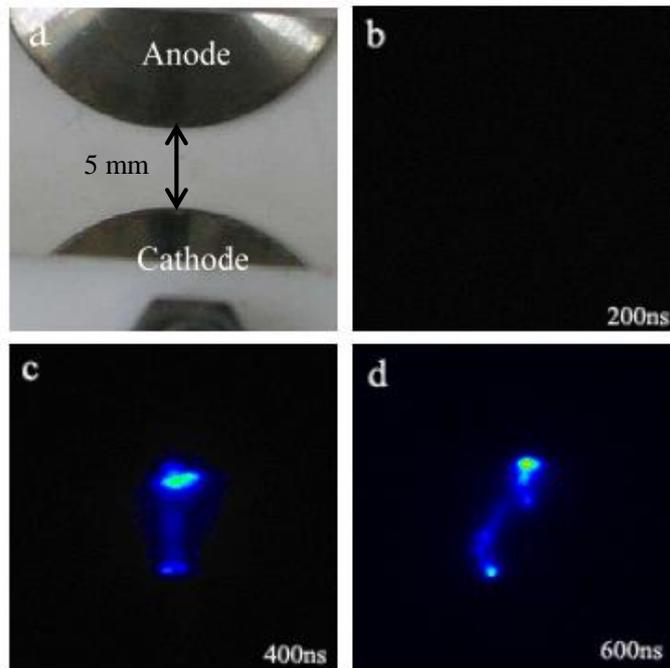


Fig. 1.10 Flashover across alumina ceramic under pulsed voltage ^[36].

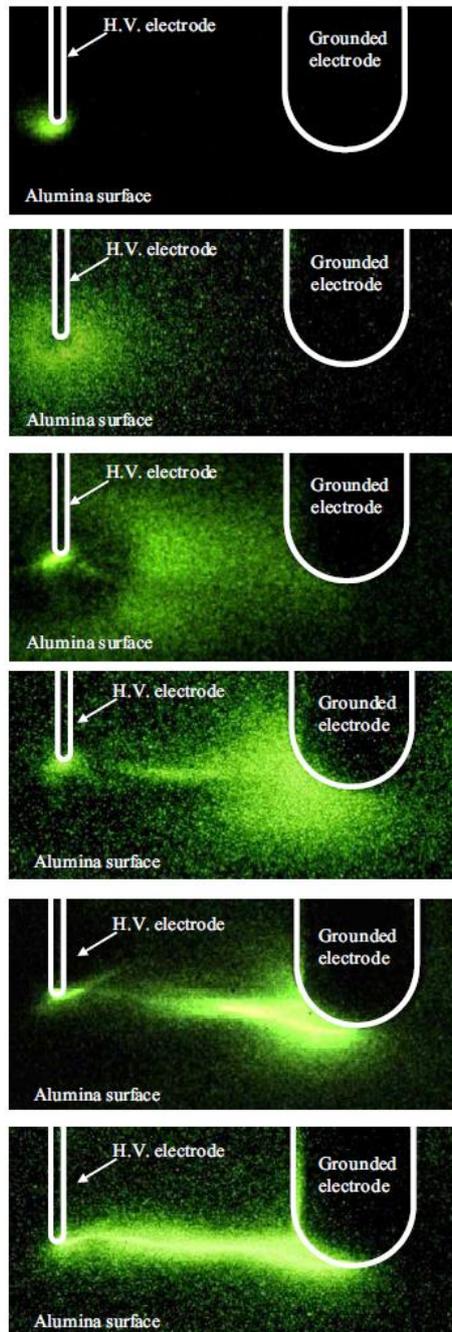
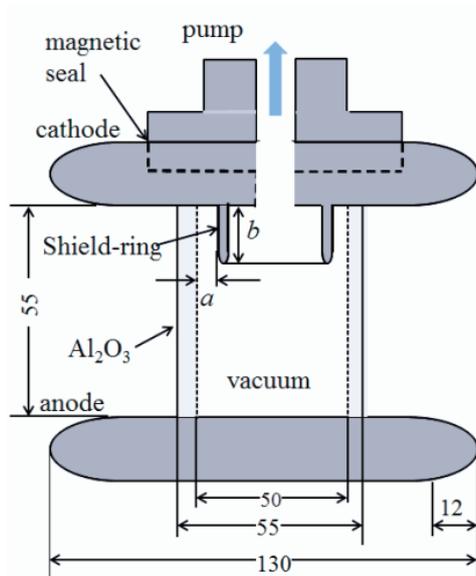
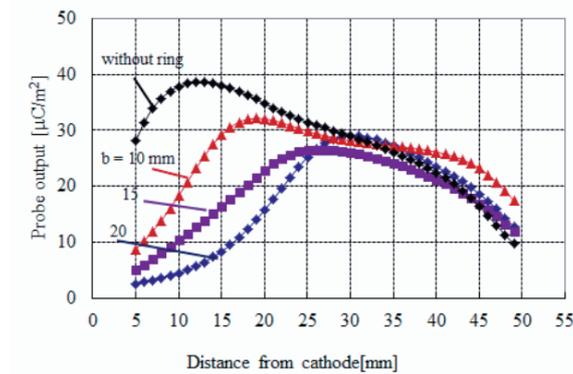


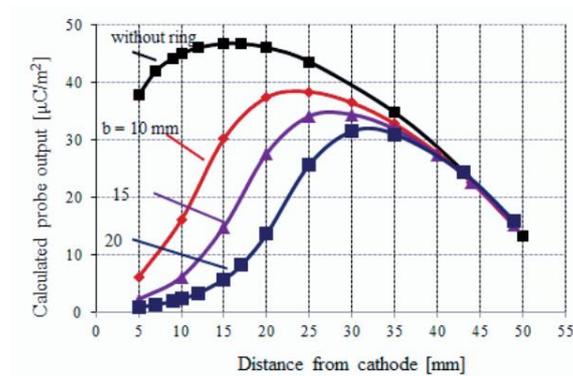
Fig. 1.11 Fast-framing images of surface flashover development ^[37].



(a) Arrangement of shield ring and hollow cylinder



(b) Measured probe outputs (Applied voltage = 20 kV)



(c) Calculated probe outputs (Applied voltage = 20 kV)

Fig. 1.12 Control of surface charging by shield ring ^[39].

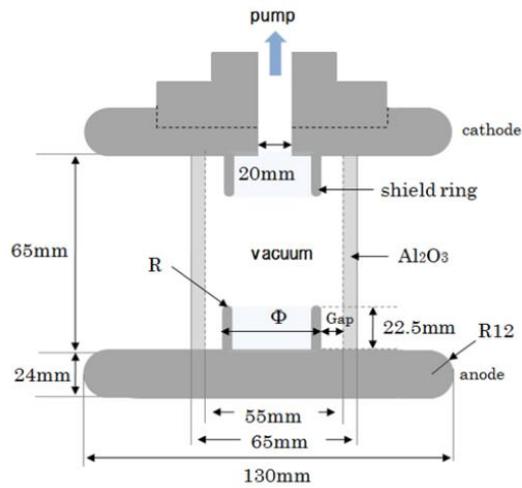
験結果が同図(c)に示すシミュレーション結果とよく一致したことから、2次電子放出係数が1となる定常状態における2次電子放出に関する理論式の妥当性を確認した。

また図 1.13(a)の電極構成において、シールドと絶縁物間の距離、曲率を変更させた時の沿面帯電分布の取得を行った^[39]。本検討では、同図(b)のような電子軌道の計算を行い、帯電分布の妥当性を検証するとともに、シールド端部および陰極三重点からの電子放出の軽減や、絶縁物への電子衝突の抑制による帯電制御の可能性を挙げた。

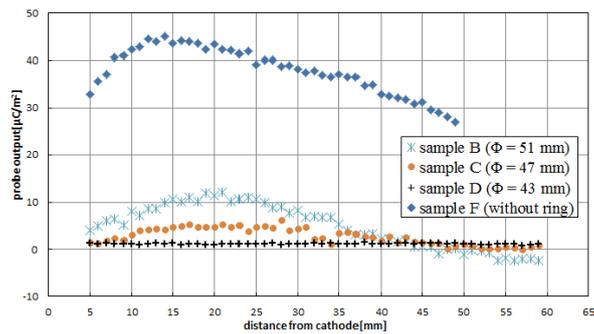
(c)沿面帯電・放電に影響を与える固体絶縁物材料特性

Yamano らは、沿面放電における2次電放出に焦点をあて、表 1.1 に示す各固体絶縁物材料について SEM を用いた2次電子放出係数の実測を行った。図 1.14 にアルミナの純度および粒界の大きさに対する2次電子放出係数を示す^[40]。同図(a)より、温度によらず純度の高いアルミナサンプルほど2次電子放出係数が高いことがわかる。また、同図(b)より、粒界の大きさとともに2次電子放出係数が増加する。例外も含まれるが、アルミナ純度の増加はアルミナを焼結時の添加剤や構造に起因するトラップ箇所や欠陥の減少を表し、これらの減少により放出され得る2次電子が増加したため、2次電子放出係数が増加したと考えられる。また、温度による2次電子放出係数の低下は、格子内のフォノンや電子散乱により2次電子の脱出深さが短くなったためと考察した^[41]。

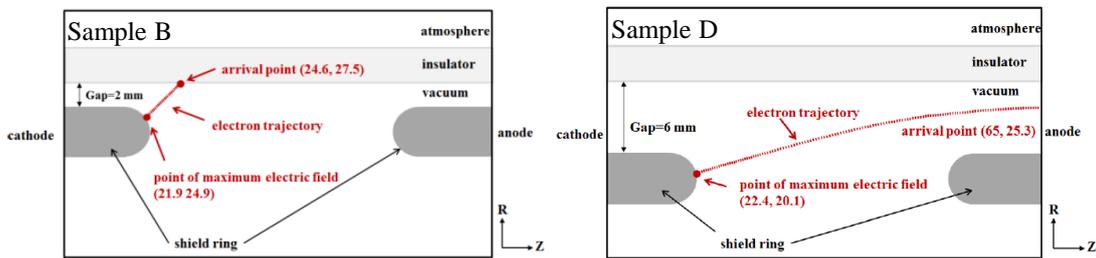
以上のように、電界平行型電極における真空中沿面放電に対する検討は多くなされたが、沿面放電の進展過程における電荷挙動に対する検討や電界垂直型電極における検討は不十分であると考えられる。



(a) Arrangement of test bottle and shield rings



(b) Charging characteristics depending on shield ring outer diameter

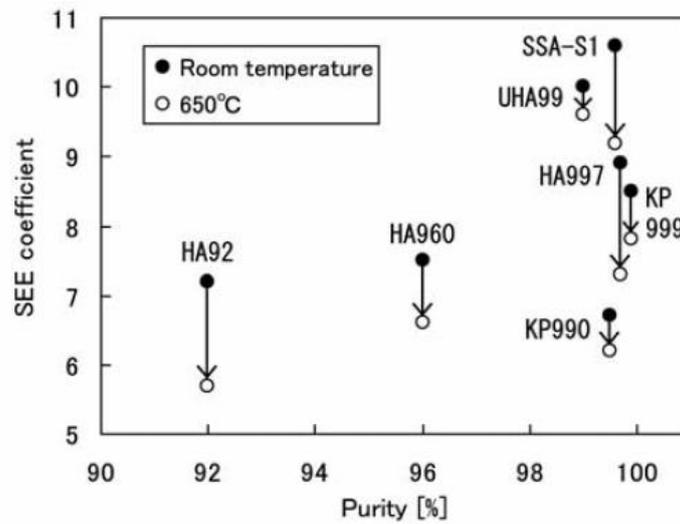


(c) Electron trajectory from shield ring

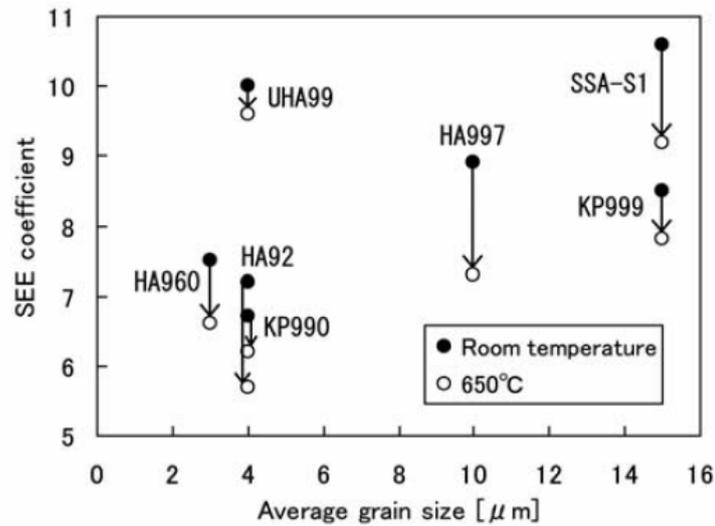
Fig. 1.13 Charge characteristics depending on shield diameter ^[39].

Table 1.1 Properties of examined sample [40].

Sample	Purity [%]	Specific gravity [g/cm ³]	Flexural strength [MPa]	Average grain size [μm]	Loss tangent
HA92	92	3.6	350	4	8.0E-04
HA960	96	4.0	500	3	4.0E-05
UHA99	99	3.9	520	4	1.0E-04
KP990	99.5	3.9	500	4	3.0E-04
SSA-S1	99.6	3.91	330	15	3.0E-05
HA997	99.7	3.9	300	10	4.0E-05
KP999	99.9	3.9	320	15	9.0E-04
Sapphire	100	3.98	---	---	3.0E-05
MgO	100	3.6	---	---	---
SiO ₂	100	---	---	---	---



(a) Relationship between the SEE coefficients and the purity



(b) Relationship between the SEE coefficients and the average grain size

Fig. 1.14 SEE coefficients of several kinds of commercial alumina ceramics at room temperature and at 650 °C with the incident energies of 1 keV [40].

1. 5 本論文の目的および構成

1. 5. 1 本論文の目的

前節で挙げたように、電界平行型・CTJからの電子放出を考える従来の真空中沿面放電進展モデルでは、SEEAの進展時における帯電形成過程の測定や電界分布の変化について十分な検討がなされていない。特に、実際のVIは内部構造の関係上、固体絶縁物上沿面電界は複雑な分布を持つと考えられ、電界平行型のみならず電界垂直型電極構成における沿面放電進展モデルの検討が必要である。電界平行型電極における検討と同様に絶縁物上帯電および放電の関係を明らかにし、そのメカニズム・性質の理解は、絶縁設計上重要な課題であると考えられる。

以上より、本研究においては、インパルス電圧印加時の真空中沿面放電の開始および進展過程における絶縁物上電荷挙動を明らかにし、絶縁物上帯電が沿面放電特性に与える影響を考慮した真空中沿面放電メカニズムについて検討を行う。そして、立案したメカニズムに基づいた真空中沿面放電抑制技術を提案し、沿面絶縁性能の向上に貢献することを目的とする。

1. 5. 2 本論文の構成

本論文は、全7章により構成されている。以下に本論文の各章の概要を示す。

第2章 電界垂直型電極における真空中インパルス沿面放電進展過程と前駆放電現象

本章では、負極性標準雷インパルス電圧を印加した時の真空中沿面放電において、光電子増倍管(PMT)やイメージインテンシファイア(Image intensifier: II.)を用いた光学測定を中心として、フラッシュオーバの前駆領域における電荷挙動を明らかにする。これを前駆放電(Pre-discharge)と定義し、その電子放出特性の検討を行う。

第3章 沿面フラッシュオーバ開始時の突発的電子放出特性

本章では、前駆放電からフラッシュオーバ進展への転移として、陰極からの電子放出機構の突発的電子放出 (Explosive electron emission: EEE) への転移を考察する。フラッシュオーバ進展過程において過渡的に帯電を形成する EEE の電流特性について、絶縁物裏面の分割プローブ電極を用い、陰極材料特性および陰極とアルミナ絶縁物間のギャップ長をパラメータとして検討を行う。

第4章 沿面フラッシュオーバ進展過程における絶縁物上過渡帯電

本章では、EEE によってアルミナ絶縁物上に形成される帯電を過渡帯電と定義し、陰極上の EEE 発生箇所と絶縁物上の過渡帯電分布の相関を考察する。また、高速フレーミング測定によってフラッシュオーバに至るまでの進展過程における発光推移を取得し、EEE によって開始するフラッシュオーバの進展メカニズムを検討する。

第5章 沿面フラッシュオーバの制御および抑制

本章では、前章までに考察した真空中インパルス沿面放電進展メカニズムに基づいて、絶縁物沿面に対する垂直電界を大きくすることで、フラッシュオーバの抑制、すなわち陰極からの EEE の抑制およびアルミナ絶縁物上における2次電子なだれ (Secondary electron emission avalanche : SEEA) の進展の抑制を図る。

第6章 沿面フラッシュオーバの抑制条件と実効的2次電子放出係数

本章では、SEEA の抑制条件について2次電子放出係数と関連付けて検討を行う。過渡帯電を考慮した電界解析により、帯電の拡大と沿面上の2次電子放出係数の時間推移の関係を明らかにし、SEEA 進展中における絶縁物上の実効的な2次電子放出係数について考察する。

第7章 総括

本章では、本研究の成果をまとめ総括する。

第1章の参考文献

- [1] 電気事業講座編集委員会, “電気事業発達史”, 電気事業講座 3, pp. 177-194, 2007.
- [2] 電気事業講座編集委員会, “電力流通設備”, 電気事業講座 10, pp. 150-152, 2007.
- [3] L. T. Falkingham and G. F. Montillet, “A History of Fifty Years of Vacuum Interrupter Development. (The English Connection), IEEE Power Engineering Society General Meeting, Vol.1, pp.706-711, 2004.
- [4] 齋藤, 本間, 榊, 「最近の真空遮断器 (VCB) の技術動向」, 明電時報, 通巻 340 号, No.3, pp.5-9, 2013.
- [5] 赤池: 「電力用としての真空遮断器・開閉器」, 真空, Vol.43, No.1, pp.1-6, 2000.
- [6] H. Okubo: “Development of Electrical Insulation Techniques in Vacuum for High Voltage Vacuum Interrupters”, 22nd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.7-12, 2006.
- [7] 竹下, 長竹, 勝又, 榊, 杉井: 「120kV 31.5kA タンク形真空遮断器の開発」, 電気学会 B 部門大会 セッション 38: 真空遮断器 318, 2005.
- [8] Y. Matsui, K. Nagatake, M. Takeshita, K. Katsumata, A. Sano, H. Ichikawa, H. Saito and M. Sakaki: “Development and Technology of High Voltage VCBs ; Brief History and State of Art”, 22nd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.253-256, 2006.
- [9] 齋藤, 長竹, 竹下, 勝又, 榊: 「145 kV 碍子型 1 点切 VCB の製品化」, 平成 22 年電気学会全国大会, p.413, 2010.
- [10] 長竹, 長, 勝又, 榊, 渡邊: 「204 kV 2 点切りタンク型 VCB の開発」, 平成 23 年電気学会全国大会, p.469, 2011.
- [11] J.S. Ryu, Y. K. Kim, S. J. Tak, S. W. Park, J.B. Kim, C. W. Park, M. S. Kim, W. P. Song and H. S. Lee: “The Challenge of SF₆ Gasless Type Switchgear for Distribution and Transmission Voltage in Korea”, CIGRE Report A3-308, 2010.
- [12] J. Wang, Z. Liu, S. Xiu, Z. Wang, S. Yuan, L. Jin, H. Zhou and R. Yang: “Development of High Voltage Vacuum Circuit Breakers in China”, 22nd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.247-252, 2006.
- [13] T. Shioiri, M. Honma, M. Miyagawa, E. Kaneko and I. Oshima: “Insulation Characteristics of Vacuum Interrupter for a New 72/84kV C-GIS”, IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.6, No.4, pp.486-490, 1999.
- [14] T. Fugel and D. König, “Influence of Grading Capacitors on the Breaking Performance of a 24-kV Vacuum Circuit Breaker Series Design”, IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.10, No.4, pp.569-575, 2003.

- [15] N. Ide, O. Tanaka, S. Yanabu, S. Kaneko, S. Okabe and Y. Matsui : “Interruption Characteristics of Double-Break Vacuum Circuit Breakers”, IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.15, No.4, pp.1065-1072, 2008.
- [16] R. V. Latham : “High Voltage Vacuum Insulation : Basic Concepts and Technological Practice”, Academic Press, 1995.
- [17] 佐藤, 小山 : 「不平等電界真空ギャップの破壊電界における電極面積効果」, 電気学会論文誌 A, Vol.124, No.8, pp.747-753, 2004.
- [18] H. Okubo, T. Yasuoka, T. Kato and K. Kato : “Electrode Conditioning Mechanism Based on Pre-breakdown Current under Non-uniform Electric Field in Vacuum” , 23rd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.13-16, 2008.
- [19] H. Kojima, R. Nishimura, N. Hayakawa, H. Okubo, H. Sato, H. Saito and Y. Noda : “Conditioning Mechanism of Cu-Cr Electrode Based on Electrode Surface State under Impulse Voltage Application in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.18, No.6, pp.2108-2113, 2011.
- [20] K. Kato, S. Kaneko, S. Okabe and H. Okubo : “Optimization Technique for Electrical Insulation Design of Vacuum Interrupters”, IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.15, No.5, pp.1456-1463, 2008.
- [21] S. Giere, M. Kurrat and U. Schumann : “HV Dielectric Strength of Shielding Electrodes in Vacuum Circuit-Breakers”, Proceedings of 20th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.119-122, 2002.
- [22] H. C. Miller : “Surface Flashover of Insulators”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.24, No.5, pp.765-786, 1989.
- [23] H. C. Miller : “Flashover of Insulators in Vacuum”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.28, No.4, pp.512-527, 1993.
- [24] 電気学会技術報告第 757 号 : 「真空中での荷電粒子の発生と放電の制御—最近の研究動向と技術解説—」, 1999.
- [25] 安田, 多賀谷, 遠藤, 丹羽, 塩入, 今井, 小宮 : 「72/84 kV 固体絶縁スイッチギヤの開発」, 平成 26 年電気学会電力・エネルギー部門大会, 156, 2014.
- [26] 斉藤, 長竹, 小松, 竹下, 松井, 勝又, 榊 : 「72/84kV 乾燥空気絶縁タンク形真空遮断器の開発」, 電気学会論文誌 B, Vol.129, No.2, pp.353-360, 2009.
- [27] J. Ballet, D. König and U. Reininghaus : “Spark Conditioning Procedures for Vacuum Interrupters in Circuit Breaker”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.28, No.4, pp.621-627, 1993.
- [28] K. Usui, Y. Taniguchi and H. Okubo : “Influence of Alumina Characteristics on Charging Mechanism in Vacuum”, 21st International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.114-117, 2004.
- [29] K. Kato, H. Kato, T. Ishida, H.Okubo and K. Tsuchiya : “Influence of Surface Charges on Impulse Flashover Characteristics of Alumina Dielectrics in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.16, No.56, pp.1710-1716, 2009.
- [30] N. K. Allen and R. V. Latham : “The Energy of Spectra of High- β Electron Emission Sites on Broad-Area Copper Electrodes”, J. Physics D: Applied Physics, Vol.11, pp.L55-L57, 1978.

- [31] 電気学会技術報告第 892 号 : 「沿面放電に関する最新の研究と絶縁技術」, 2002.
- [32] R. V. Latham, “High Voltage Vacuum Insulation: A new perspective”, AuthorHouse, 2006.
- [33] H. Bruining : “Physics and Applications of Secondary Electron Emission”, New York, Pergamon press, 1954.
- [34] Tumiran, S. Kobayashi, M. Maeyama, H. Imada and Y. Saito : “The Correlation between Surface Charge Distribution and Flashover Properties of Alumina Surface in Vacuum”, Applied Surface Science, Vol.100-101, pp.238-242, 1996.
- [35] T. Asokan and T. S. Sudarshan : “Effect of Residual Stress on the Surface Flashover of Alumina Ceramics”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.1, pp.97-105, 1994.
- [36] K. K. Yu, G. J. Zhang, N. Zheng and G. Q. Lie : “Pulsed Flashover Developing across Alumina Ceramic in Vacuum”, 23rd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.74-77, 2008.
- [37] H. Kojima, N. Hayakawa, T. Ishida, H. Okubo and K. Tsuchiya : “Development Process of Impulse Surface Flashover on Alumina Dielectrics in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.18, No.3, pp.918-923, 2011.
- [38] Y. Shimizu, O. Yamamoto and H. Morii : “Control of Surface Charge on Insulating Hollow Cylinder by Using Shield Ring in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.21, No.3, pp.1312-1318, 2014.
- [39] R. Yoshida, Y. Yamano, O. Yamamoto, K. Hasegawa, H. Saito and K. Kitakizaki : “Charge Distribution Characteristics of Bottle Type Insulator with Shield Ring in Vacuum”, 26th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.73-76, 2014.
- [40] Suhayanto, Y. Yamano, S. Kobayashi, S. Michizono and Y. Saito : “Secondary Electron Emission and Surface Charging Evaluation of Alumina Ceramics and Sapphire”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.13, No.1, pp.72-78, 2006.
- [41] J. B. Johnson and K. G. McKay : “Secondary Electron Emission of Crystalline MgO”, Phys. Rev., Vol.91, pp.582-587, 1953.

第2章 電界垂直型電極における真空中インパルス 沿面放電進展過程と前駆放電現象

2. 1 まえがき

真空中の沿面放電は、固体界面が存在しない場合に比べて低い電圧でも発生・進展する^[1]。この理由については、陰極三重点からの電子放出を起点とした絶縁物上2次電子増倍や正極性帯電の形成・アウトガスの発生が挙げられ、脱離したガス内部でのさらなる電子増倍が示唆される^[2-4]。このような沿面放電進展過程は主に、絶縁物に対する電界が平行である電界平行型電極構成において適用されるものであり、上記と異なる放電進展様相を示すと考えられる電界垂直型電極構成における沿面放電進展過程の検討が必要である。

本章では、電界垂直型電極における負極性標準雷インパルス電圧印加時の真空中沿面放電の全体像を明らかにする。インパルス電圧印加時の沿面放電は、数百 ns から数 μ s の極めて短い時間で進展することから^[5-7]、放電進展過程における電荷挙動、電界分布の変化、帯電や2次電子なだれなどの物理現象を実時間で測定することは重要な課題であり、かつ現象理解に有効な手段である。

そこで本実験では、沿面フラッシュオーバー進展過程において、イメージインテンシファイア (Image intensifier : I.I.) の高速ゲート制御により、放電のフレーミング発光像を取得する。また、高速フレーミング測定および光電子増倍管 (Photomultiplier tube : PMT) などの光学測定系の測定感度を向上させ、フラッシュオーバーが発生する以前の前駆領域における微弱な発光の存在を明らかにする。この前駆領域における電荷挙動を前駆放電と定義し、その電子放出特性について検討を行う。

2. 2 実験装置と実験方法

2. 2. 1 実験回路と測定系

図 2.1 に実験装置および実験回路を示す。図 2.2 は本実験装置の概観である。真空容器はステンレス (SUS304) 製で直径 700 mm, 高さ 500 mm の円筒型で、容積は 275 l である。この真空容器には、高さ 1,073 mm, 外径 240 mm, 3 段のガラス真空ブッシングが接続されている。真空容器側面にはコパールガラス製の観測窓 (直径 200 mm, 厚さ 9.525 mm) が 2 個設置されており、放電発生時の発光像をデジタルカメラにより取得可能である。真空容器の下部には直線導入器が接続されており、そのストロークは最大 150 mm である。真空排気はロータリーポンプ (排気速度 800 l/min) およびターボ分子ポンプ (排気速度 1650 l/sec) で行い、24 時間以上の真空引きにより真空度を 10^{-6} Pa オーダーとすることが可能である。また、真空容器内の圧力測定は、ピラニ真空計 (測定範囲 $4 \times 10^{-1} \sim 3 \times 10^3$ Pa), およびメタル電離真空計 (測定範囲 $5 \times 10^{-8} \sim 1 \times 10^1$ Pa) で行った。

真空容器内に、本研究で用いる電界垂直型の沿面放電電極を構築した。実験は真空度 10^{-5} Pa オーダーで行った。インパルス電圧発生装置 (Impulse generator) により負極性標準雷インパルス電圧 ($-1.2/50 \mu\text{s}$) を印加し、構築した電極において放電を発生させ、それに伴う電圧・放電電流・発光強度波形をデジタルオシロスコープ (測定帯域幅 2.5 GHz, サンプルング数 40 GS/s) により取得した。印加した電圧は万能分圧器 (Voltage divider) と分圧プローブを用いて 1/2,000 ($\pm 1\%$ 以下) に分圧して測定した。また光電子増倍管 (Photo multiplier tube: PMT) (波長感度範囲: 300~900 nm) を用いて放電の発光強度を、高周波カレントトランスフォーマー (Current transformer : CT) (周波数領域 400 Hz~250 MHz) を用いて放電電流を測定した。

印加電圧・放電電流波形とともに、放電発光像を取得した。放電発光像は、デジタルカメラ 1 台による静止発光像、および高速フレーミング発光像を取得し

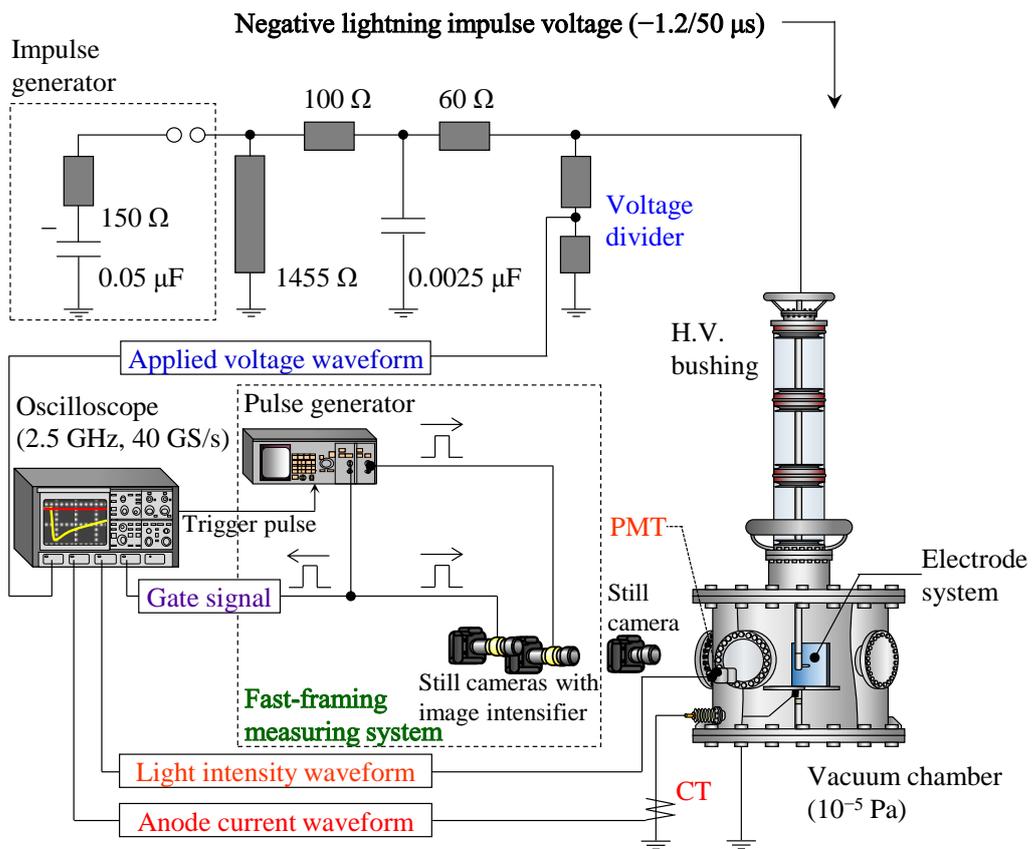


Fig. 2.1 Experimental setup.

た。本実験系では、高速フレーミング発光像は、図 2.3(a)に示すように、最大 3 台のデジタルカメラ、および微弱な発光を増倍させるイメージインテンシファイア (Image intensifier: I.I.) (波長感度領域: 185~900 nm) を用いて取得した。その際、カメラのシャッターは開いた状態で、パルスジェネレータからのゲート信号により、デジタルカメラに装着した I.I.の露光時間および露光タイミングを任意の時間に制御した。また、陰極直下周辺に着目した発光像は、同図(b)に示す反射望遠レンズ (Reflex-Nikkor 500 mm F8) を用いて取得が可能である。これらの測定系により、真空中インパルス沿面放電進展過程の電氣的/光学的同期測定を行った。

2. 2. 2 電極構成および実験方法

前項における真空容器内において、固体絶縁物上に沿面放電を生じさせるため、図 2.4 の電極を構築した。絶縁物試料は、VI の絶縁筒として用いられているアルミナセラミックス (Al_2O_3 , 純度 92%: HA-92) とした。アルミナ絶縁物の大きさは 150 mm×150 mm×5 mm である。アルミナ絶縁物の物性値を表 2.1 に示す。平均表面粗さ R_a は段差膜厚計により測定した。また、高電圧電極 (陰極) として直径 2 mm, 表面を金属加工仕上げとしたステンレス (SUS304) 製棒電極を用いた。陰極とアルミナ絶縁物間には、VI 内におけるシールドからの電子放出を考え 5 mm のギャップを設け、陰極直下から対向接地電極 (陽極) までの沿面距離を 75 mm とした。また、絶縁物裏面に平板接地電極を設け、同図(c)の沿面電界が絶縁物に対し垂直である電界垂直型電極とした。絶縁物および電極は実験前にエタノールによる洗浄の後、真空中で 12 時間以上の乾燥を行った。

以上の電極において、高電圧棒電極に負極性標準雷インパルス電圧を印加することにより、真空環境下における絶縁物上沿面放電を発生させ、それに伴う印加電圧・放電電流・発光強度波形および放電発光像を取得した。

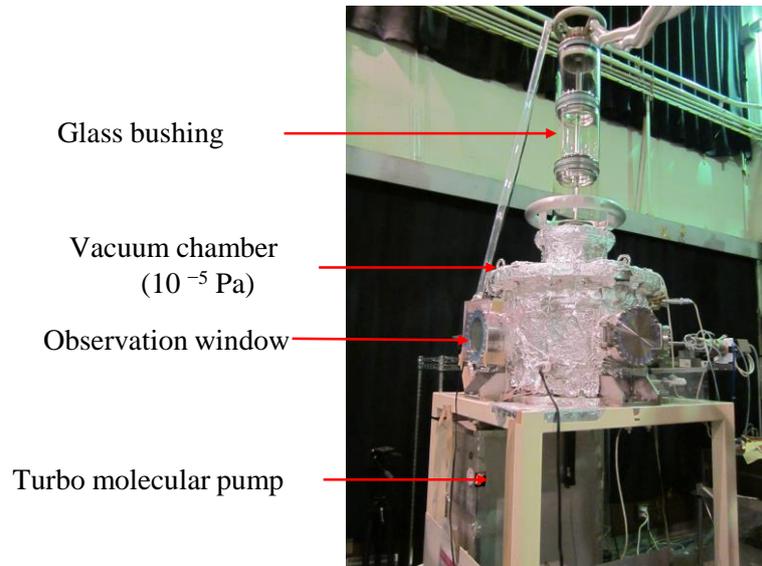


Fig. 2.2 Vacuum chamber.



(a) Digital cameras with I.I.



(b) Reflex type telephoto lens

Fig. 2.3 Fast-framing measuring system.

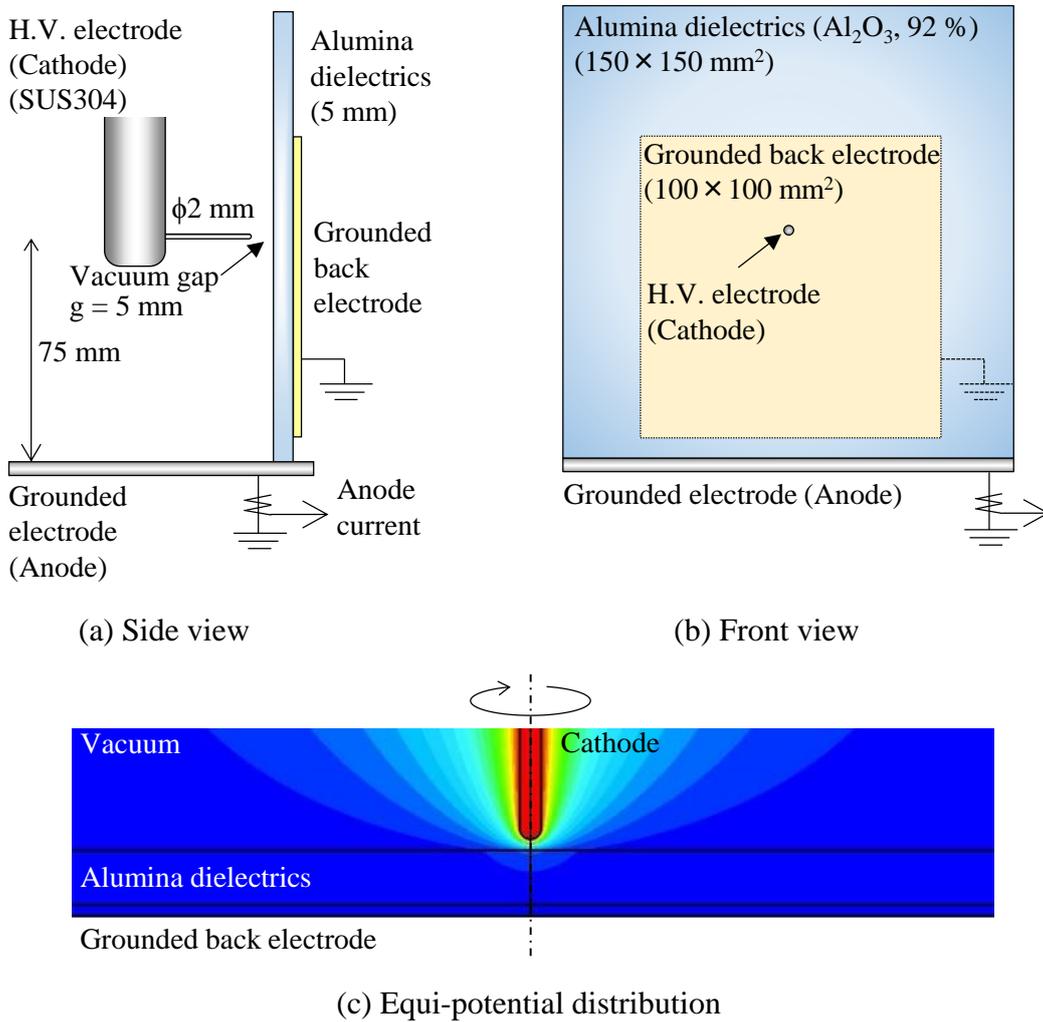


Fig. 2.4 Electrode configuration.

Table 2.1 Physical properties of alumina sample.

Series	HA-92
Al_2O_3 content [%]	92
Density [g/cm^3]	3.6
Relative permittivity (1 MHz)	9.0
Dielectric loss (1 MHz)	0.0003
Volume resistivity [$\Omega \cdot \text{cm}$]	$>10^{14}$

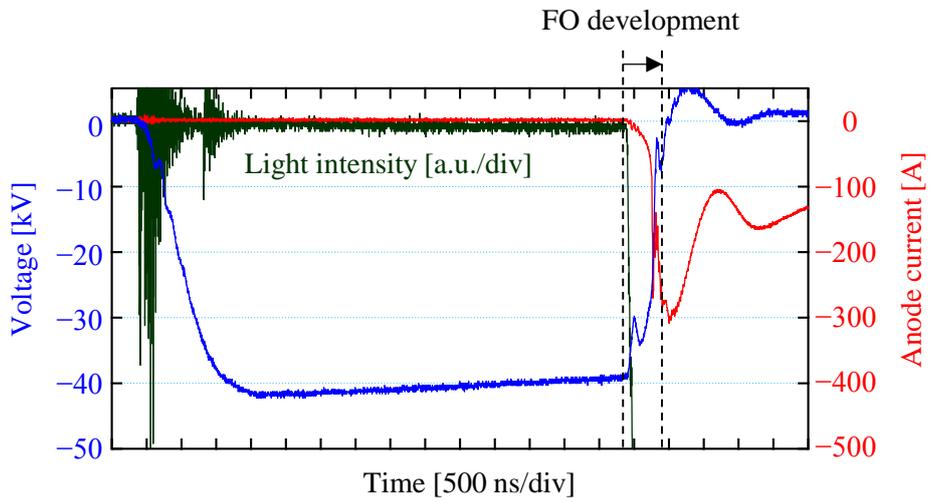
2. 3 真空中沿面放電進展過程

2. 3. 1 沿面フラッシュオーバー発光像および発光波形

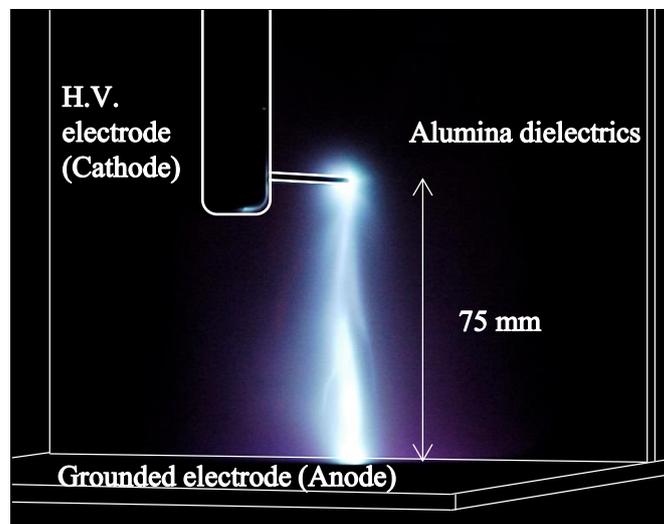
図 2.5 に真空中沿面放電の測定波形および静止発光像を示す。PMT の加速電圧は -300 V とし、この時の印加電圧 V_a は $-41.6\text{ kV}_{\text{peak}}$ である。同図(a)の電圧・陽極電流および発光強度波形において、陽極電流および発光強度が増加しており、それと同時に印加電圧が減少したことから、フラッシュオーバー進展が開始した。そして、数百 ns の進展過程を経た後、最終的なフラッシュオーバー (Flashover : FO) に至ることがわかる。同図(b)より、沿面放電現象全体を通して、絶縁物上にフィラメント状のチャンネルが形成され、電極間が橋絡し、FO が生じたことがわかる。

2. 3. 2 沿面フラッシュオーバー進展過程における発光推移

図 2.6 に沿面 FO 進展の各過程において、フレーミング測定によって取得した放電発光像および対応する電圧・電流波形を示す。同図(a)~(d)は、FO 進展の開始から最終的な FO までの一連の過程を表す。I.I.の露光時間は 20 ns である。同図(a-1), (a-2)はそれぞれ電流の立ち上がる瞬間およびその直後の発光像である。FO 進展の開始直後、陰極直下に強い発光が見られ、また、発光が陰極を中心として広がる様子が見られる。これらの発光は電子が絶縁物へ衝突することにより生じるカソードルミネセンス (Cathode luminescence: CL) と考えられる^[8]。次に、同図(b-1), (b-2)では、円形の発光を形成するとともに、発光が絶縁物全体へ広がった。この時、陽極電流が測定されたことから、2次電子なだれが進展し、陽極へ達したと考えられる。同図(c-1), (c-2)における FO の直前の発光像から、FO の進展に伴い、陰極を中心として形成された暗部が拡大したことがわかる。そして、同図(d-1), (d-2)より、陽極近傍で発光が強くなった後、最終的な導電路とみられる強い発光チャンネルが陽極側から形成され、FO に至ったことがわかる。

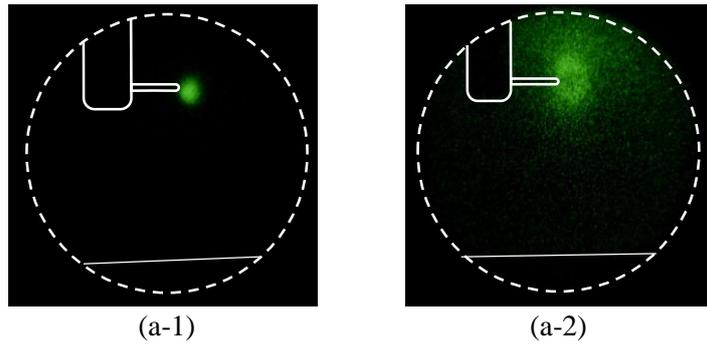
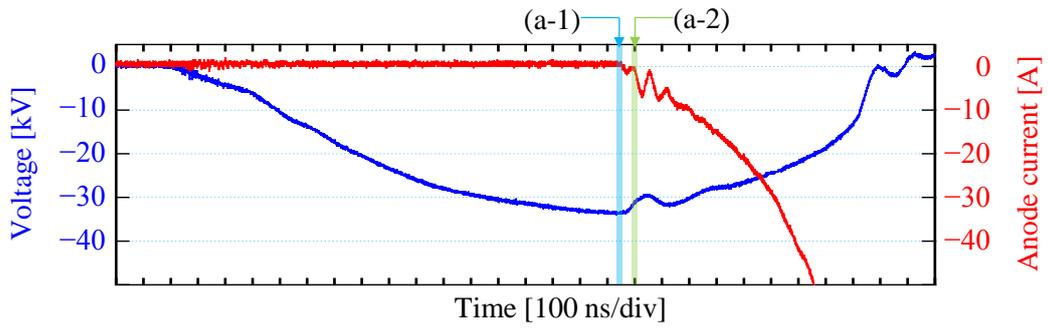


(a) Voltage, anode current and light intensity waveforms of surface flashover

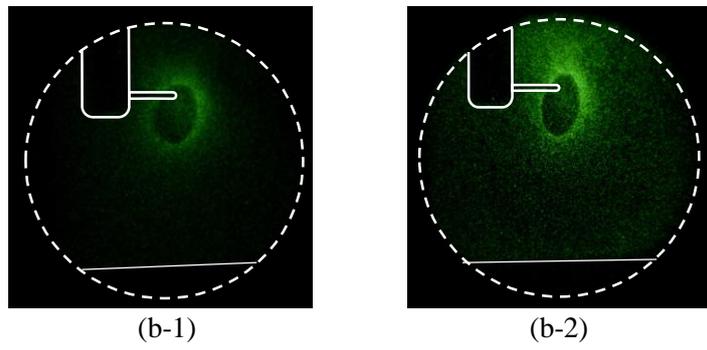
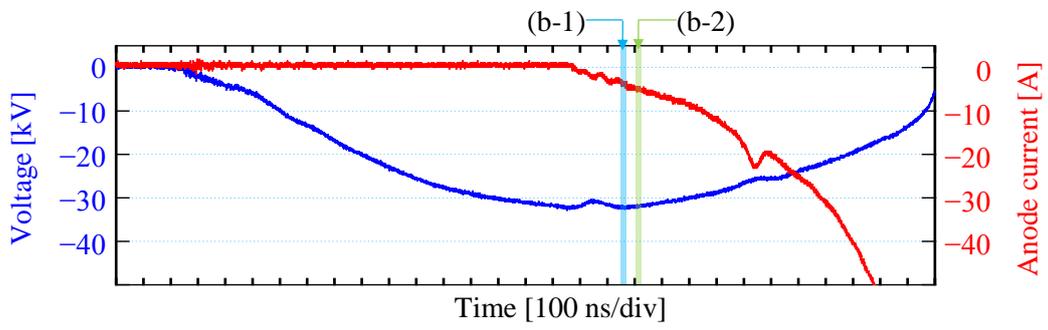


(b) Still image of surface flashover

Fig. 2.5 Measurement of surface discharge in vacuum ($V_a = -41.6 \text{ kV}_{\text{peak}}$).

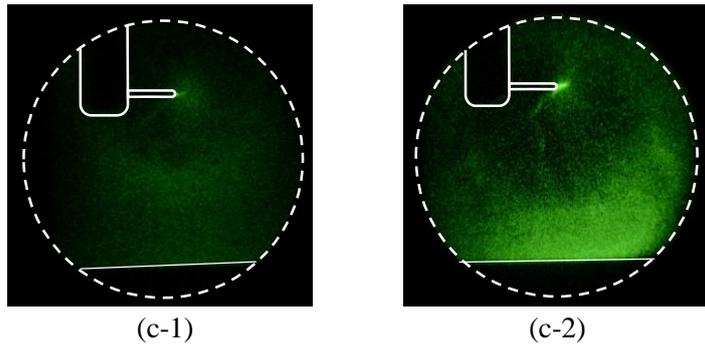
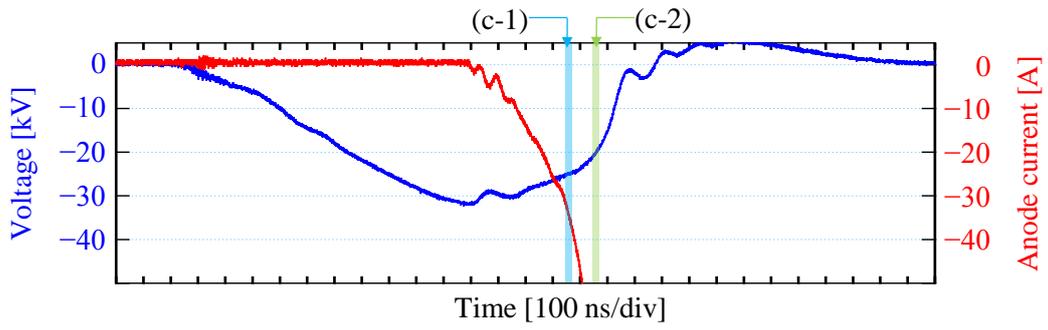


(a) Inception of FO development

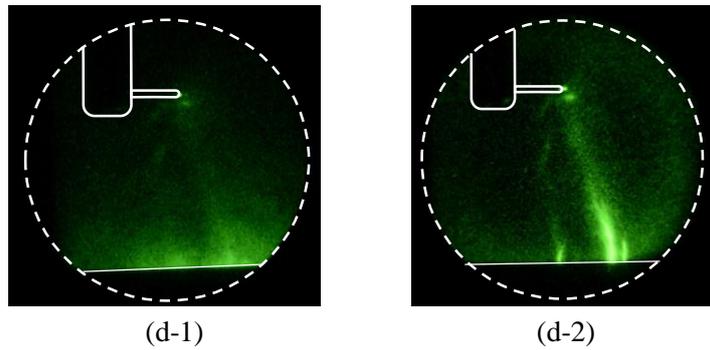
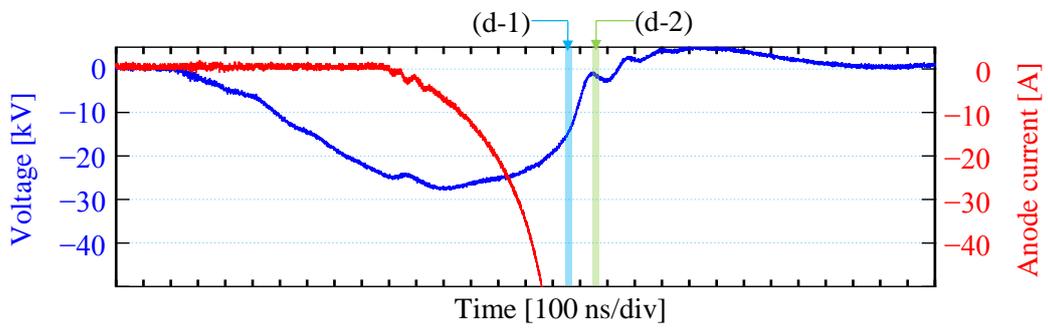


(b) Circular light emission in FO development

Fig. 2.6 Fast framing images and corresponding waveforms of surface flashover development.



(c) Before flashover



(d) Formation of flashover channel

Fig. 2.6 Fast framing images and corresponding waveforms of surface flashover development.

2. 4 沿面フラッシュオーバー前駆領域における発光像および発光強度波形

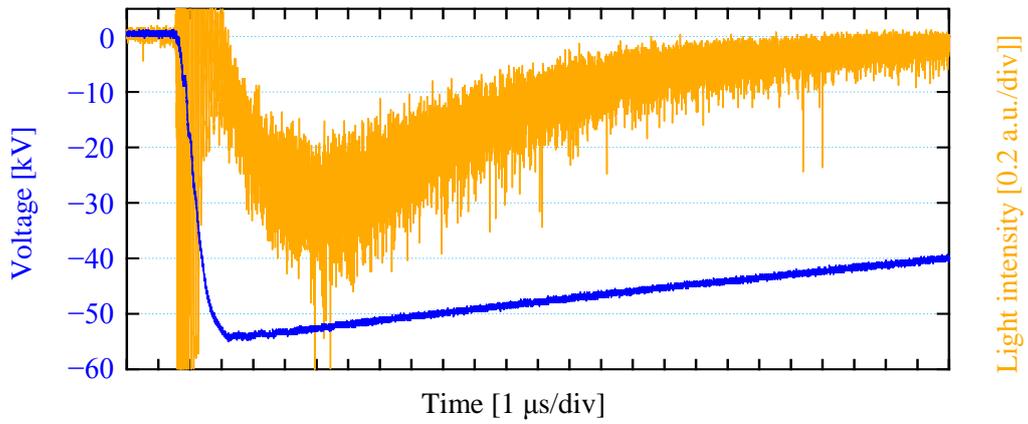
図 2.7(a)および(b)は PMT の加速電圧を -900 V とした時の発光強度波形である。同図(a)から FO が発生しない時も、電圧印加に応じて発光が観測されており、発光をともなう電荷挙動が生じたと考えられる。この前駆領域での発光現象は、同図(b)のように FO が発生した時にも、その前駆領域で観測された。同図(a)の波形と同時に I.I.を通して取得した陰極直下周辺の発光像を図 2.8 に示す。発光像の露光時間は $30\text{ }\mu\text{s}$ であり、発光強度波形が測定される時間領域全てを積算した。同図から、陰極直下の複数箇所に局所発光が見られ、絶縁物上における電荷挙動が確認できる。これらは主に、陰極からの電界電子放出で放出された電子が絶縁物へ衝突することによって生じる CL と考えられる。したがって、同図のように複数箇所の発光が見られる場合、陰極上の電子放出点が複数存在すると考えられる。この電子放出によって陰極上の局所的な加熱、あるいは絶縁物上におけるアウトガスの脱離に起因してその後の FO が発生すると考えられる。本論文では、上述のインパルス沿面 FO 前駆領域における発光をともなう放電現象を前駆放電 (Pre-discharge) と定義し、次節以降で検討を行う。

2. 5 沿面前駆放電の発光像および発光波形

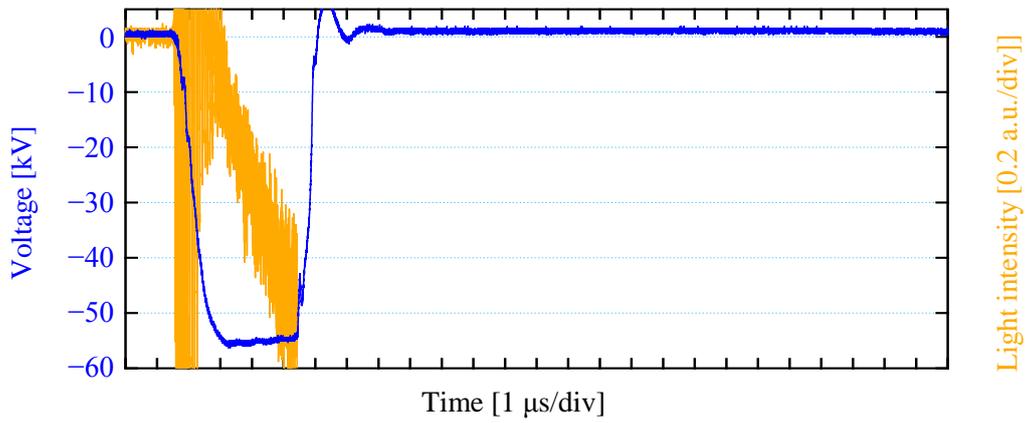
2. 5. 1 発光強度の電圧依存性

図 2.9 に沿面前駆放電における電圧および発光強度波形を示す。同図の発光強度波形は、ピーク値を特定するためにスムージング処理を行った。同図から印加電圧の増加に伴って、発光強度波形のピーク値および前駆放電持続時間が増加することがわかる。

図 2.10 に印加電圧と発光強度ピーク値の関係を示す。前駆放電による発光は、印加電圧 $V_a = -41\text{ kV}_{\text{peak}}$ から観測され、最終的な FO 電圧 $V_a = -67.2\text{ kV}_{\text{peak}}$ まで



(a) In the case without surface flashover ($V_a = -54.4$ kV_{peak})



(b) In case with surface flashover ($V_a = -56.0$ kV_{peak})

Fig. 2.7 High sensitivity measurement of surface pre-discharge.

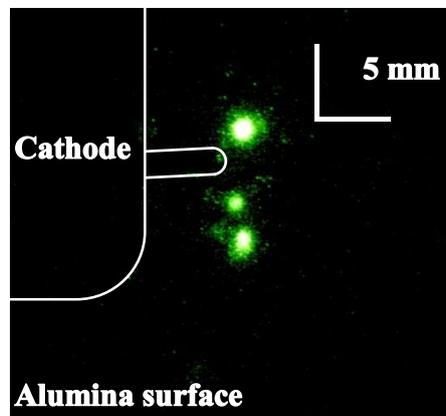


Fig. 2.8 Light emission image of pre-discharge ($V_a = -54.4$ kV_{peak}).

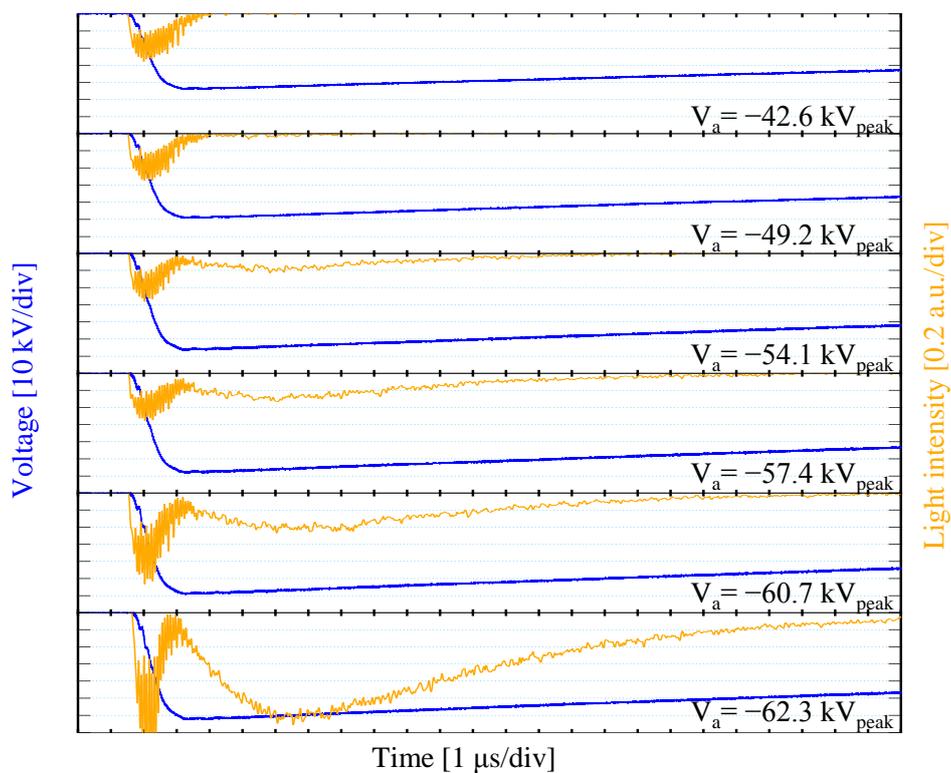


Fig. 2.9 Applied voltage dependence of light intensity at pre-discharge.

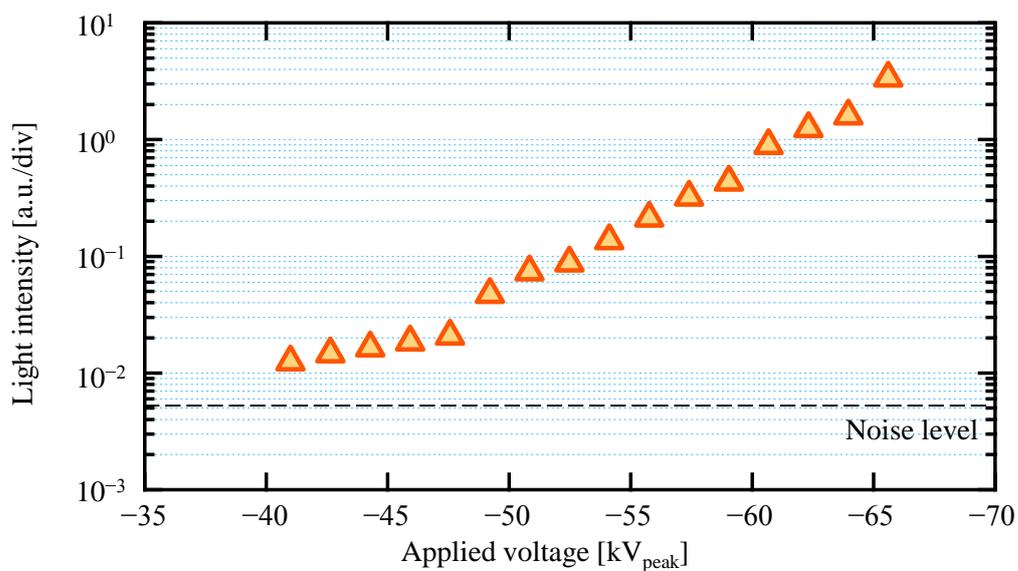


Fig. 2.10 Relationship between light intensity and applied impulse voltage.

の範囲で印加電圧の増加に伴い指数的に増加することがわかる。これは印加電圧の増加とともに、発光要因とされる絶縁物への電子衝突が多くなったためと考えられ、陰極からの放出電荷量の増加および陰極上の電子放出箇所が増加したと考えられる。

2. 5. 2 発光強度と発光推移

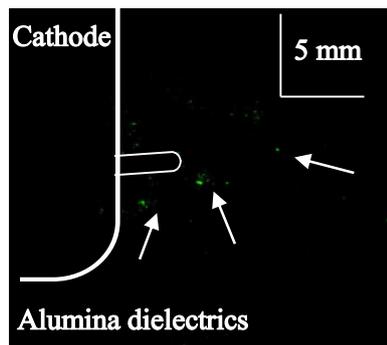
図 2.11 に印加電圧毎の沿面前駆放電発光像を示す。同図(a), (b)および(c)は露光時間 25 μ s, 反射望遠レンズを用いて取得した発光像, (d)は露光時間 50 ns で取得したフラッシュオーバ開始時点でのフレーミング発光像である。同図(a)では、陰極近傍のアルミナ絶縁物上において微弱な発光が見られ、陰極からの電子放出が生じたと考えられる。印加電圧の増加とともに、同図(b), (c)に示すように絶縁物上発光箇所および発光輝度が増加することがわかる。また、同図(d)に示すように、これら発光箇所の一つが最終的なフラッシュオーバの起点となることわかる。また、極めて短い露光時間にも関わらず強い発光が見られたことから、陰極より多量の電子が放出されたと考えられる。

2. 6 沿面前駆放電メカニズム

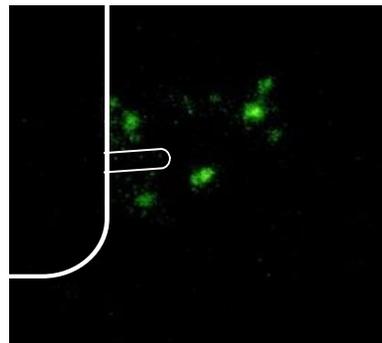
2. 6. 1 絶縁物上発光の要因

一般的に、沿面フラッシュオーバは陰極からの電子放出がトリガーとなって開始し、絶縁物への電子衝突によって2次電子なだれとして進展する^[9]。フラッシュオーバの前兆現象である前駆放電もまた、陰極からの電子放出により生じると考えられる。一方で、発光は絶縁物への電子衝突によるカソードルミネセンスによって生じるため、発光は絶縁物上の各種パラメータに依存すると考えられる。このような検討から、前駆放電の発光要因を特定する実験を行った。

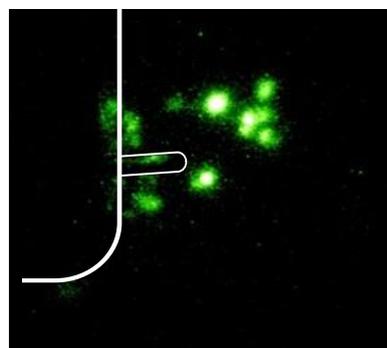
図 2.12 に本実験で用いた電極構成を示す。同図に示すように、本電極構成は、



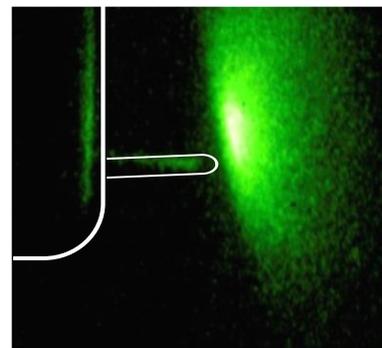
(a) $V_a = -41.0 \text{ kV}_{\text{peak}}$



(b) $V_a = -49.2 \text{ kV}_{\text{peak}}$



(c) $V_a = -62.3 \text{ kV}_{\text{peak}}$



(d) $V_a = -67.2 \text{ kV}_{\text{peak}}$
(Flashover)

Fig. 2.11 Light emission images for different applied voltage (Exposure time of (a), (b) and (c) :25 μs , (d): 50 ns).

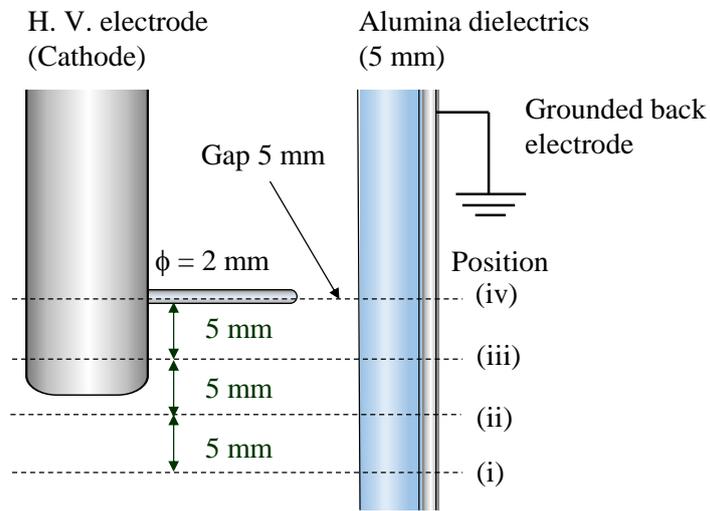
陰極は固定されているが，陽極とアルミナ絶縁物は真空容器直下の直線導入器で可動することができ，陰極とアルミナ絶縁物の相対位置を変化させることが可能である．今回の実験では，同図のように位置を下から Position (i) ～ (iv) のように変化させた．各位置の間隔は 5 mm とした．

図 2.13 に印加電圧に対する各位置での発光強度値を示す．各位置でそれぞれ 5 回，同値の電圧印加を行い，得られた発光強度値の平均値をプロットで，最大値および最小値をエラーバーで示す．同図から，陰極に対するアルミナ絶縁物の位置に依存せず，印加電圧に対する発光強度値および印加電圧の増加に伴う発光強度の増加傾向は同様であることがわかる．

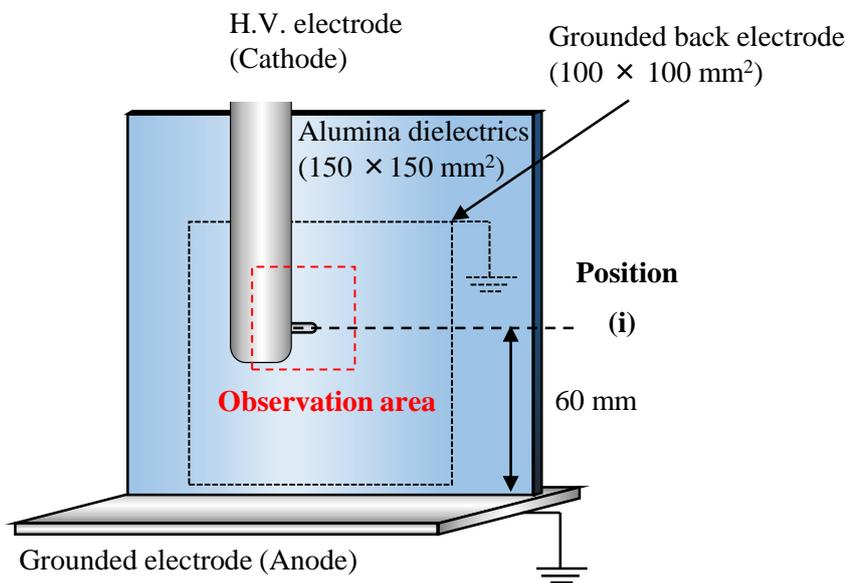
図 2.14 に各位置における前駆放電発光像を示す．同図破線は Position (i) における棒電極先端の位置を表す．印加電圧 V_a は $-37.2 \text{ kV}_{\text{peak}}$ である．同図のいずれの発光像においても，前駆放電における絶縁物上局所発光輝点を 4 カ所確認でき，それぞれが陰極に対して同じ位置であることがわかる．このことから，絶縁物上発光輝点は絶縁物の表面状態に依らず，電極表面に依存することがわかる．したがって，陰極上の電子放出箇所に対し，電気力線に沿って発光輝点が一意に決まることがわかる．逆に発光輝点に入射する電気力線に沿えば，電極上の電子放出箇所の同定が可能であると考えられる．ここで，表面電位計を用いた別実験により 1 発の前駆放電による絶縁物上帯電は数百 V 程度であることを確認した．したがって，蓄積された帯電電位は印加電圧に対して十分に低いため，次の前駆放電の発光位置および発光強度へ影響を与えないと考えられる．

2. 6. 2 電子放出機構

前項までの考察で，沿面前駆放電では電極からの電子放出が起点となることが明らかとなった．また前駆放電における電子放出は，印加電圧に依存する．この理由として，取得した発光像において，アルミナ絶縁物上発光箇所および発光



(a) Side view



(b) Front view

Fig. 2.12 Electrode configuration for pre-discharge measuring.

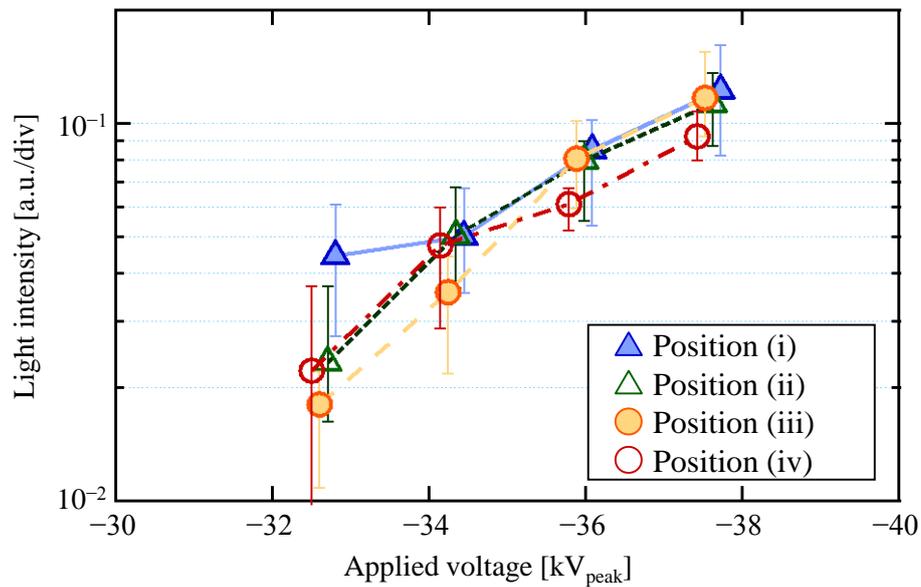


Fig. 2.13 Light intensity for different applied voltage for each position.

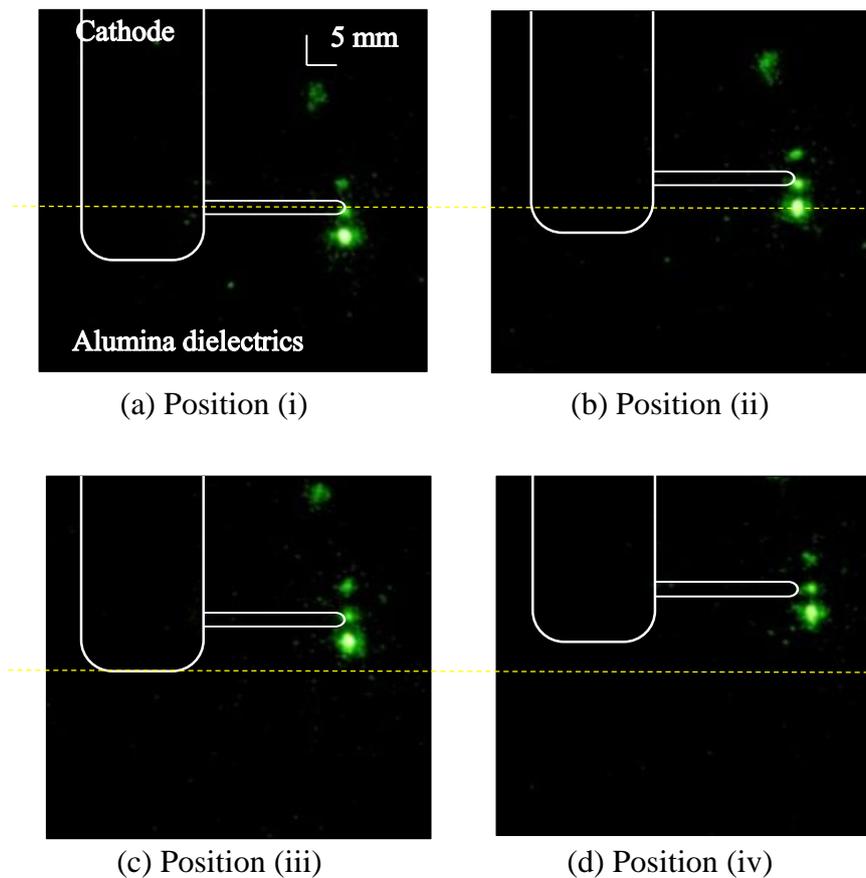


Fig. 2.14 Light emission images of pre-discharge for each position ($V_a = -37.2$ kV_{peak}).

輝度が印加電圧とともに増加したためと考えられる。したがって、放出電流密度は、Richardson-Dushman の式に則り、さらに高電界が印加されることにより式 (2.1) に示す Schottky 効果を考慮した熱電子放出 (Thermionic emission: TE) および式(2.2)に示す Fowler-Nordheim 式に則った電界電子放出 (Field emission: FE) により放出電流密度の推定が可能であると考えられる。

$$J_{TE} = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} T^2 \exp\left[\frac{-(\phi - \Delta\phi)}{kT}\right], \quad \Delta\phi = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \dots\dots\dots (2.1)$$

$$j_{FE} = \frac{1.54 \times 10^{-6} E^2}{\phi \cdot t^2(y)} \exp\left[\frac{-6.83 \times 10^9 \phi^{3/2} \cdot v(y)}{E}\right] \dots\dots\dots (2.2)$$

- | | |
|---------------|---------------|
| J : 放出電流密度 | m : 電子の質量 |
| e : 電子の素電荷 | h : プランク定数 |
| k : ボルツマン定数 | ϕ : 仕事関数 |
| T : 金属の温度 | E : 金属の表面電界 |

図 2.15 にそれぞれの式から得られる放出電流密度の理論値を示す。同図はステンレス (SUS304) (仕事関数 $\phi = 4.4 \text{ eV}$, 室温 ($T = 300 \text{ K}$)) の場合を考えた。同図より、印加電界の増加によってポテンシャル障壁が低下し、熱電子放出機構における電流密度が増加することがわかる。また、 $4 \times 10^8 \text{ V/m}$ 以下の電界領域では熱電子放出機構が支配的であり、それ以上の高電界領域では電界電子放出機構が支配的であることがわかる。

電荷重畳法 (CSM) による電界解析の結果、本電極構成において印加電圧 -30 kV の時、陰極上の電界強度は $-32.9 \times 10^6 \text{ V/m}$ であるが、陰極表面の微小突起の存在によりその値は 2 ~ 3 桁ほど大きい^[10]。これは、陰極上に存在する微小突起により、局所電界が高められるためであり、電界増倍係数 β により評価される。また、付着物およびガス層などが形成されることで仕事関数が引き下げ

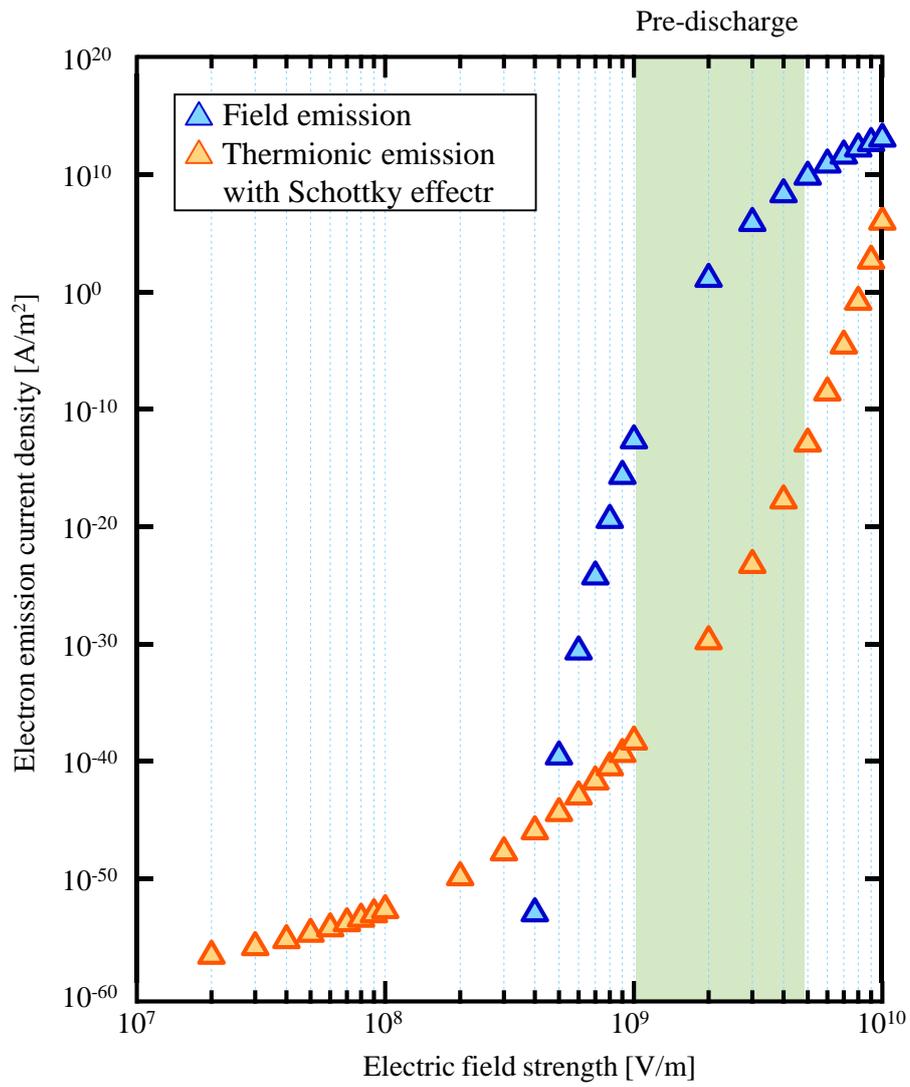


Fig. 2.15 Calculation results of current density from cathode due to electric field stress.

られるなど、より電子が放出されやすいと考えられる^[11]。これらを考慮し、 β を 300~500 と仮定した場合、前駆放電における電子放出は同図の帯で示す領域にあたり、電界電子放出が支配的であるといえる。また、電極上の電子放出面積は小さく、 10^{-14} m^2 以下であると考えられており^[12]、実際の電流密度の測定値は理論値よりも大きいと考えられる。

また、上記の機構によって金属から電子放出が生じると、金属の局所的な加熱が起こると考えられる。金属上の局所加熱は、(2.1) 式の熱電子放出機構による電流密度を増加させ、同図の電流密度曲線を上方向へシフトさせ、電界が同程度でも電流密度が大きくなると推測される。局所加熱による電子放出機構の転移については次章で検討する。

2. 7 まとめ

本章では、電界垂直型電極を構築し、インパルス電圧印加時の真空中沿面放電の全体像について、光学測定により放電進展過程における絶縁物上の電荷挙動の観点から検討した。また、光学測定系の測定感度の向上により、以下のような沿面フラッシュオーバの前駆現象の存在を明らかにした。

- (1) 前駆放電は、負極性インパルス電圧の印加時に、フラッシュオーバの前駆領域における微弱な発光を伴う現象である。
- (2) 前駆放電の発光強度には電圧依存性がある。これは、印加電圧の増加にともなう絶縁物上の発光箇所あるいは発光輝度の増加によるものであり、陰極上の電子放出箇所および放出電荷量の増加に相当する。
- (3) 絶縁物上の発光輝点は絶縁物の表面状態に依らず、電極表面に依存することを明らかにした。絶縁物上の発光輝点は、陰極上の電子放出箇所から電気力線に沿って一意に決まる。

第2章の参考文献

- [1] 電気学会技術報告第892：「沿面放電に関する最新の研究と絶縁技術」, 2002.
- [2] R. V. Latham : “High Voltage Vacuum Insulation Basic Concepts and Technological Practice”, Academic Press, 1995.
- [3] H. Fink and R. Renz : “Future Trends In Vacuum Technology Applications”, 20th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.25-29, 2002.
- [4] R. V. Latham : “High Voltage Vacuum Insulation : A new perspective”, AuthorHouse, 2006.
- [5] T. Asokan and T. S. Sudarshan : “Pre-flashover Luminosity along an Alumina/Vacuum Interface”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.1, No.6, 1994.
- [6] K. Suzuki, K. Kato, Y. Hakamata and H. Okubo : “Real-time and High-speed Measurements of Charging Processes on Dielectric Surface in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.10, No.4, 2003.
- [7] H. Kojima, N. Hayakawa, T. Ishida, H. Okubo and K. Tsuchiya : “Development Process of Impulse Surface Flashover on Alumina Dielectrics in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.18, No.3, pp.918-923, 2011.
- [8] 青木, 山納, 小林, 斎藤 : 「真空中における繰り返し沿面放電時の発光スペクトル」, 放電研究会, pp.37-42, 2002.
- [9] H. C. Miller : “Flashover on Insulators in Vacuum”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.28, No.4, pp.512-527, 1993.
- [10] H. Okubo, T. Yasuoka, T. Kato and K. Kato : “Electrode Conditioning Mechanism Based on Pre-breakdown Current under Non-uniform Electric Field in Vacuum”, 23rd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.13-16, 2008.
- [11] N. X. Xu, J. Chen and S. Z. Deng : “Physical origin of nonlinearity in the Fowler-Nordheim plot of field-induced emission from amorphous diamond films: Themionic emission to field emission”, Appl. Phys. Lett.76, 2463, 2000.
- [12] T. Kanai, Y. Yamano, S. Kobayashi and Y. Saito : “Microscopic Observation and Analysis of Field Electron Emission Sites by Using an Electron Emission Microscope and Auger Electron Spectrometer”, 25th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.83-86, 2012.

第3章 沿面フラッシュオーバー開始時の突発的電子放出特性

3. 1 まえがき

電界平行型電極における真空中沿面放電は、陰極三重点からの電界電子放出を起点として開始し、固体絶縁物沿面における2次電子なだれ (Secondary electron emission avalanche: SEEA) を伴って進展すると考えられている^[1,2].

この時、陰極からの電子供給についての言及はほとんどなされていない。第2章で示したように、電界垂直型電極構成では、フラッシュオーバー開始時に陽極電流の増加および急峻な発光強度の増加が見られた。これは陰極表面の局所的な加熱あるいは絶縁物へのガス分子の衝突などの影響により、電子放出が加速するためと考えられる。しかしながら、後者の場合、付着ガスの脱離に要する時間は数百 ns～数 μ s であり、数 ns～数十 ns オーダーで前駆放電がフラッシュオーバーへ転移することを説明し難い。したがって、前駆放電からフラッシュオーバーへの転移メカニズムとしては、陰極上における局所的な加熱により陰極からの放出電流密度の増加がトリガーとなる可能性が考えられる。

以上の仮説を踏まえて、本章では、インパルス電圧を印加した時の前駆放電から沿面フラッシュオーバーへの転移メカニズムを明らかにし、その放出電流特性について検討を行う。

3. 2 実験装置と実験方法

3. 2. 1 実験回路と測定系

本実験で用いた真空容器、インパルス電圧発生回路、排気系などは前章と同様である。図 3.1 に実験回路と測定系を示す。本検討では、電圧・電流波形に加えて、複数のプローブ電極からの信号を取得するため、2台のデジタ

ルオシロスコープ (2.5 GHz, 40 GS/s および 1 GHz, 5 GS/s) を用いた。その際、パルスジェネレータからのパルス信号を双方のデジタルオシロスコープに入力することで、取得波形の同期を行った。

また、前述のように、フラッシュオーバ進展開始時の電流密度の増加は数 ns ~ 数十 ns オーダーであると考えられるため、高周波 CT の応答速度 (250 MHz) では不十分な可能性がある。そこで、1 ns 程度の立ち上がりをもつ電流パルスにも追従できる測定回路を絶縁物裏面の接地電極に分割プローブとして設け、ns 領域での超高速電流測定を可能とした。

3. 2. 2 電極構成と実験方法

図 3.2 に電界垂直型の電極構成を示す。電極形状および絶縁物の物性は前章と同様である。絶縁物裏面の接地電極には、 $10 \times 10 \text{ mm}^2$ の分割静電プローブを 3 つ (A~C) 設置した。各静電プローブには同軸ケーブルのインピーダンスとの整合をとるため、 50Ω の整合抵抗を設けた。この測定回路は周波数応答および過大電流に対する耐性を考慮し、耐圧 150 V、抵抗値 100Ω のチップ抵抗を 2 並列で構成した。静電プローブは、陰極直下から 0, 20, 40 mm の位置にそれぞれ配置し、絶縁物上での表面電位の変化、例えば、絶縁物上電荷密度の変化などの電荷挙動による誘導電流波形を測定した。ここで、アルミナ絶縁物を介した静電プローブの時定数は 160 ps であり、沿面上の電荷挙動に対し十分な応答速度を持つと考える。

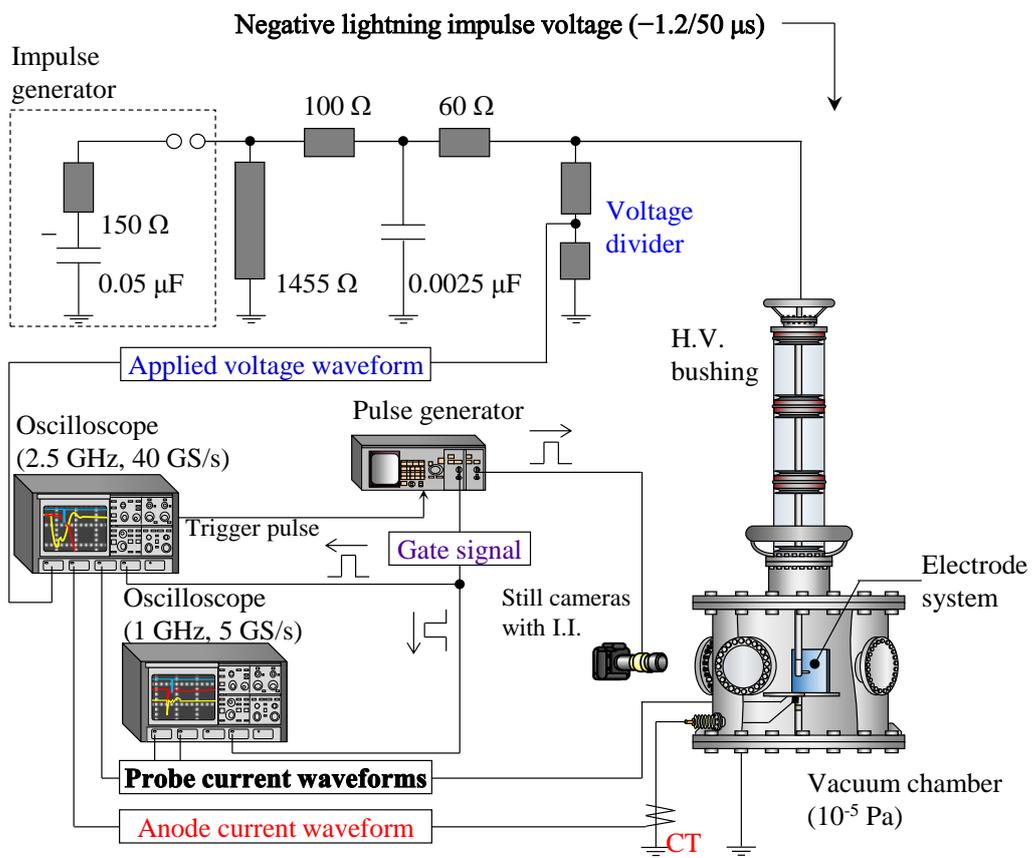


Fig. 3.1 Experimental setup with measuring circuit.

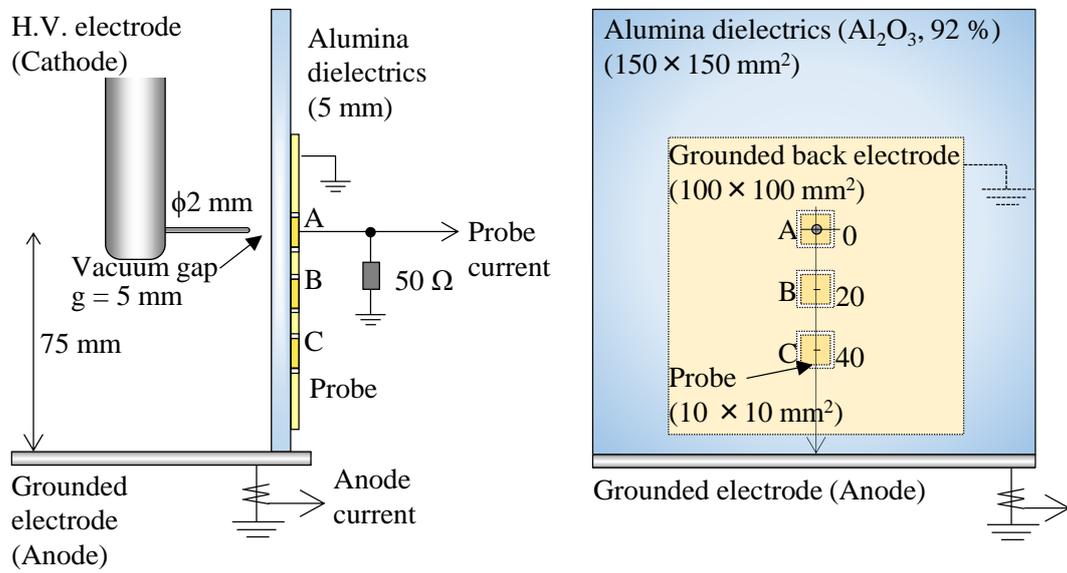
3. 3 前駆放電からフラッシュオーバーへの転移メカニズム

3. 3. 1 沿面フラッシュオーバーのプローブ電流波形

図 3.3 に電圧・陽極電流およびプローブ電流波形を示す。同図において、真空中沿面放電現象は、前駆放電 (Pre-discharge) およびその後のフラッシュオーバー進展 (FO development) のプロセスに大別できる。沿面フラッシュオーバー進展は陰極からの放出電流密度の急激な増加をともなって開始し、プローブ電流の立ち上がりとして現れる。この時、プローブ A, B, C の全てで電流波形が測定されたことから、放出された電子がアルミナ絶縁物全面へ拡がったと考えられる。同時に、電極間には次第に電流チャンネルが形成され、陽極電流が徐々に増加することで電圧が低下する。その後、約 1000 ns のフラッシュオーバー進展過程を経て、電極間を放電が閃絡することで電圧が 0 V となり、フラッシュオーバー (Flashover: FO) に至る。

3. 3. 2 前駆放電およびフラッシュオーバー開始の発光像

図 3.4 に I.I. の露光時間を 20 ns とした時の発光像を示す。ここでは、フラッシュオーバー進展の開始時点をも $t = 0$ ns とする。同図(a)は前駆放電発光像、同図(b)および(c)はそれぞれ $t = 0$ ns, 30 ns の発光像である。同図(a)において、陰極直下のアルミナ絶縁物上で微弱な発光が見られ、陰極から電子が放出されたことがわかる。一方で、同図(b)において、陰極直下で前駆放電に比べ強い発光が見られる。この強い発光もまた、陰極から放出された電子が絶縁物へ衝突することによって生じるカソードルミネセンスと考えられるため、同図(a)の前駆放電の場合よりも多くの電子が放出されたと考えられる。その後、同図(c)中の赤色○印で示すように、前駆放電では見られなかった発光輝点が陰極上に見られた。



(a) Side view

(b) Front view

Fig. 3.2 Electrode configuration with electrostatic probes.

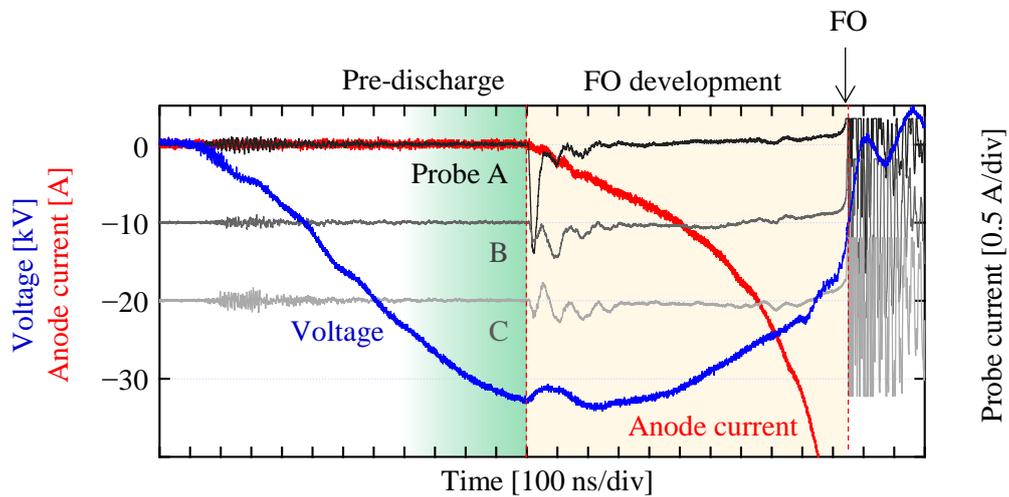
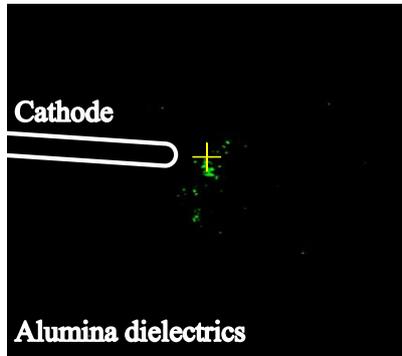
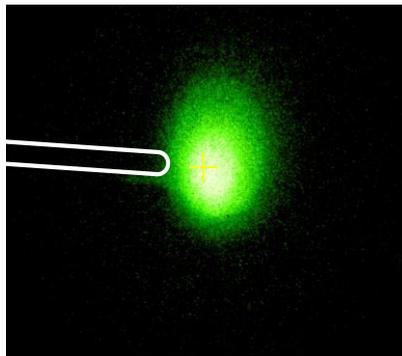


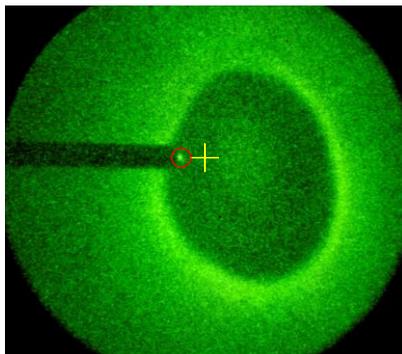
Fig. 3.3 Voltage, anode current and probe current waveforms of surface flashover ($V_a = -38.0 \text{ kV}_{\text{peak}}$).



(a) Pre-discharge ($t < 0$ ns)



(b) Flashover inception ($t = 0$ ns)



(c) Spot-like light emission ($t = 30$ ns)

Fig. 3.4 Comparison of light emission images of pre-discharge and flashover (Exposure time:20 ns).

これらの結果から、この発光輝点において、陰極からの放出電流密度が極めて高いと考えられる。これは前駆放電における電子放出が局所的な加熱を引き起こし、正帰還的に放出電流密度を増加させ、最終的に前駆放電における電子放出機構とは異なる突発的電子放出機構 (Explosive electron emission : EEE) [3,4] へと移行したためと考えられる。

3. 3. 3 突発的電子放出 (EEE) 機構

突発的電子放出 (EEE) は、電極上の局所的な加熱によって発生すると考えられる。一般に、電子放出は電極上に存在する微小突起 (Micro protrusion) に高電界が印加された時に、電子がトンネル効果によってポテンシャル障壁を通過することで、あるいはポテンシャル障壁を越えることで発生する。このような電子放出が生じると、電流値は小さいが、面積の小さい微小突起では高い電流密度となることが報告されている^[4]。この結果、局所においてジュール加熱によって金属の温度が上昇すると、微小突起の抵抗率の上昇および電流の増加が生じる。金属温度がジュール加熱により正帰還的に上昇すると、電流密度は典型的な値として ns オーダー以内で増加し、電界電子放出機構が突発的電子放出機構へ転移する。参考文献[4]では、体積抵抗率 $7.3 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ (100°C)、熱伝導率 177 W/m (0°C) のタングステンにおいて、突発的電子放出が数 ns オーダーで発生する。今回実験で用いたステンレス (SUS304) は、体積抵抗率が $78 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ (100°C) とタングステンの約 10 倍大きく、熱伝導率が 16.2 W/m (100°C) とタングステンの約 1/10 倍低いため、熱が発生しやすいが熱拡散が遅く、微小突起で局所的に高温になると考えられ、突発的電子放出機構への転移の可能性が高いと考えられる。

3. 3. 4 EEE 電流特性

図 3.5 に EEE 発生時の電極表面の最大電界 E_a と陰極直下のプローブ A で測定した電流ピーク値 J の関係をショットキープロットとして示す. ここで, E_a は電荷重畳法 (CSM) により算出した. 同図から, プローブ電流ピーク値は EEE 開始電界にしたがって増加することがわかる. EEE は陰極上の微小突起における局所過熱によって発生する^[3]ことから, 一種の熱電子放出であると考える. すなわち, EEE の放出電流を表すと考えられる陰極直下のプローブ電流の電界依存性は, 以下の高電界印加によるポテンシャル障壁の低下 $\Delta\phi$ (Schottky effect) を考慮した Richardson-Dushman の式で表されると考える.

$$J = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} T^2 \exp\left[\frac{-(\phi - \Delta\phi)}{kT}\right], \quad \Delta\phi = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \dots\dots\dots(3.1)$$

式(3.1)より, プローブ電流ピーク値 J は陰極上の電界 E の 1/2 乗に指数的に比例することがわかる. 同式により, 同図のショットキープロットに対して近似直線を引くことができると考えられる.

3. 4 EEE 電流の陰極材料依存性

前節の(3.1)式より, EEE 電流は陰極材料の仕事関数 ϕ に依存すると考えられる. 本実験では, 陰極材料にステンレス (SUS304), 無酸素銅 (Cu (OFHC)) およびタングステン (W) を用いた. 陰極-アルミナ絶縁物間のギャップ長は陰極材料に依らず 5 mm であり, その他の条件は図 3.2 と同様である.

図 3.6 に各陰極材料における沿面放電の電圧およびプローブ電流波形を示す. 各陰極材料における EEE 開始電圧は SUS304 が -36.2 kV, Cu(OFHC) が -38.1 kV, W が -37.4 kV で, ほぼ同じとみなせる. 同図より, 陰極材料に依らず, 陰極直下のプローブにおいて同様に電流の急峻な立ち上がりが見られ, FO が前駆放電に起因する EEE によって開始したことがわかる.

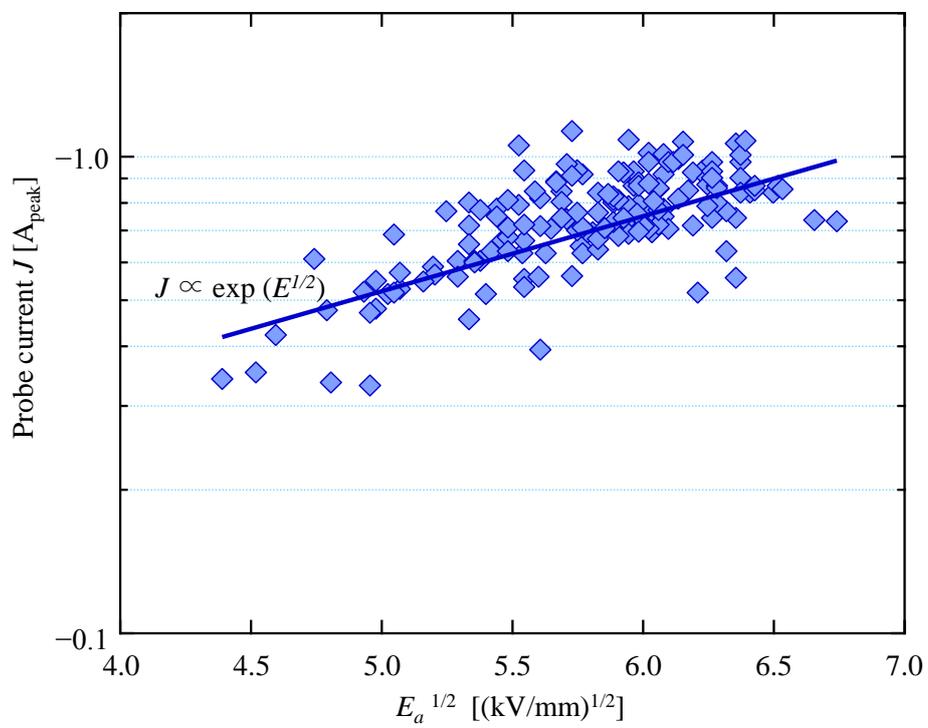
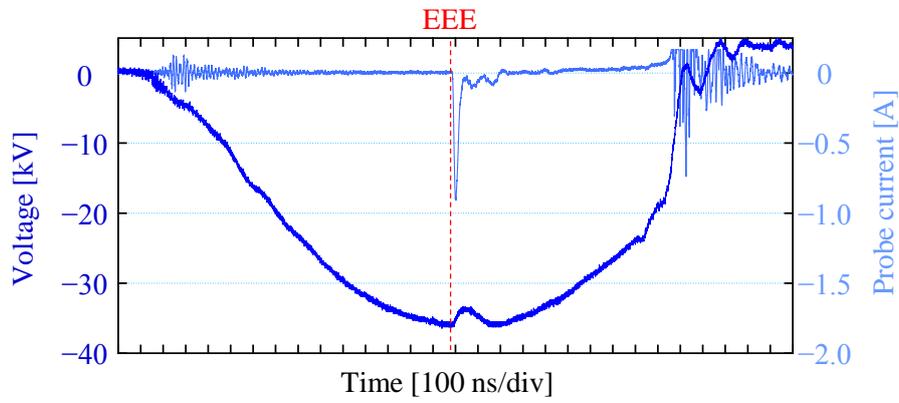
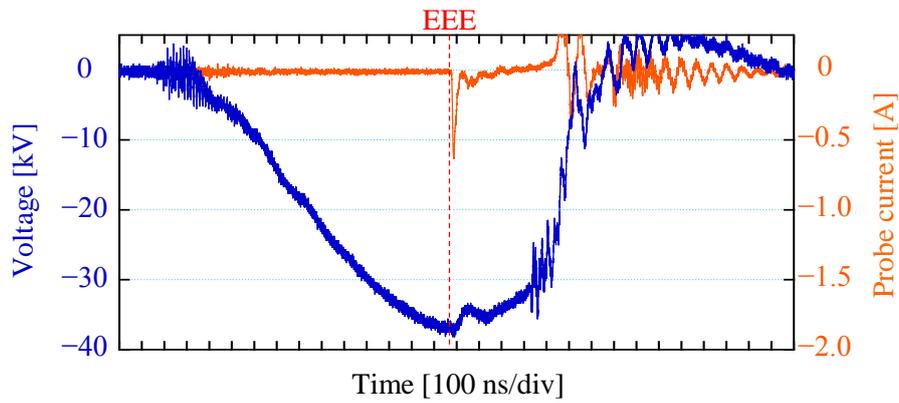


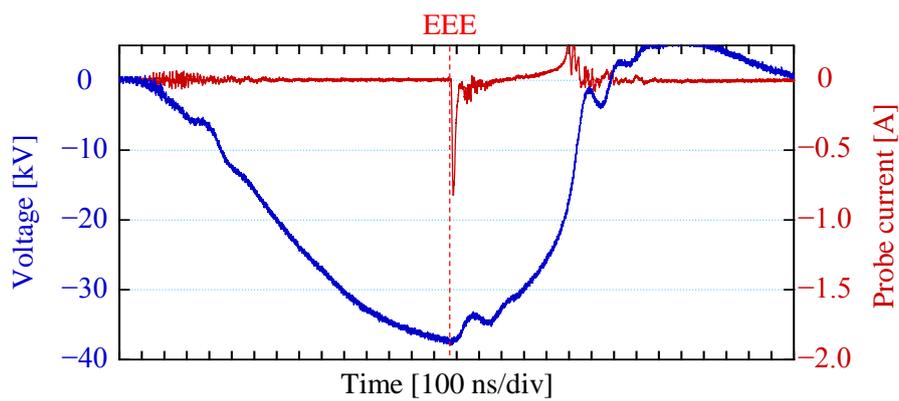
Fig. 3.5 Schottky plots of probe current as a function of EEE inception electric field.



(a) SUS304 (EEE inception voltage: -36.2 kV)



(b) Cu (OFHC) (EEE inception voltage: -38.1 kV)



(c) W (EEE inception voltage: -37.4 kV)

Fig. 3.6 Applied voltage and probe current waveforms of surface flashover for different cathode materials.

図 3.7 に各陰極材料の EEE 開始電界 E_a に対する電流ピーク値 J を示す。プローブ電流の大きさは dQ/dt で表され、放出電荷量 Q が EEE 開始電界とともに増加すると考えられる。これは、いずれの陰極材料においても EEE によるプローブ電流が式(3.1)に則ることを表す。また、同式より、EEE 電流密度 J は材料の仕事関数 ϕ が大きいほど減少すると考えられる。SUS304, Cu(OFH) および W の ϕ はそれぞれ 4.40, 4.65 および 4.55 であり、同図の実験結果と一致する。

3. 5 EEE 電流の陰極-アルミナ絶縁物間ギャップ長依存性

3. 5. 1 EEE 開始電界と EEE 電流

前節の結果から、プローブ電流は式(3.1)によって陰極先端電界から一意に決定できると考えられる。本実験では、陰極に SUS304 を用い、陰極-アルミナ絶縁物間のギャップ長 g を 2, 5, 10 mm と変化させる。その他の条件は、図 3.2 と同様である。

図 3.8 に陰極-アルミナ絶縁物間のギャップ長を $g = 2, 5, 10$ mm とした時の EEE 発生時の電極表面の最大電界 E_a と陰極直下のプローブ A で取得した電流ピーク値 J の関係を示す。同図から、いずれのギャップ長においても、プローブ電流ピーク値 J は EEE 開始電界にしたがって増加することがわかる。ここで、同図の各点に対し近似線を引くと、概ね直線近似できることがわかる。同図の近似線において、 $g = 5$ mm および 10 mm はほぼ同じ近似線（実線）にのる。一方、 $g = 2$ mm の近似線（破線）は $g = 5, 10$ mm の近似線よりも下方にシフトした。式(3.1)によれば、電流密度 J は電極上の電界 E_a との間で $\exp(E^{1/2})$ の関係で一意に決定するため、この傾向は式(3.1)に矛盾する。このことについて、プローブ電流波形に着目し、以下で考察する。

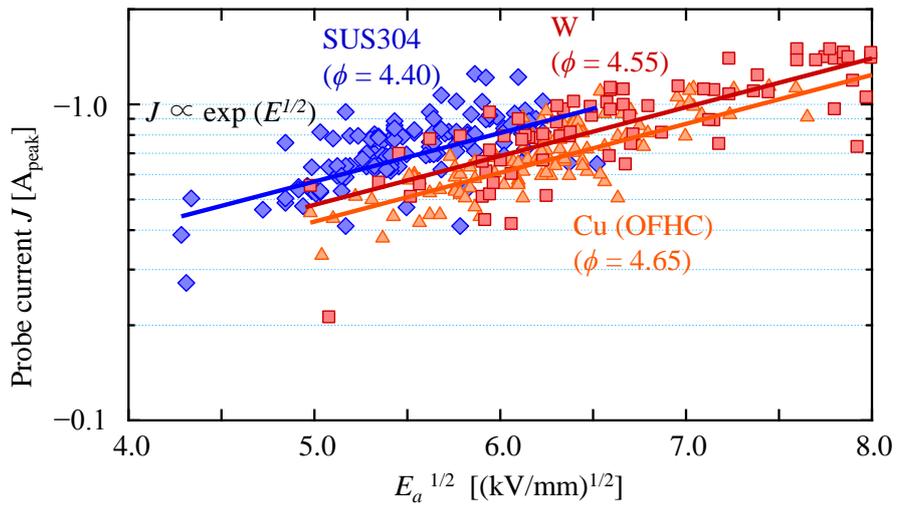


Fig. 3.7 Probe current as a function of EEE inception electric field for different cathode materials ($g = 5$ mm).

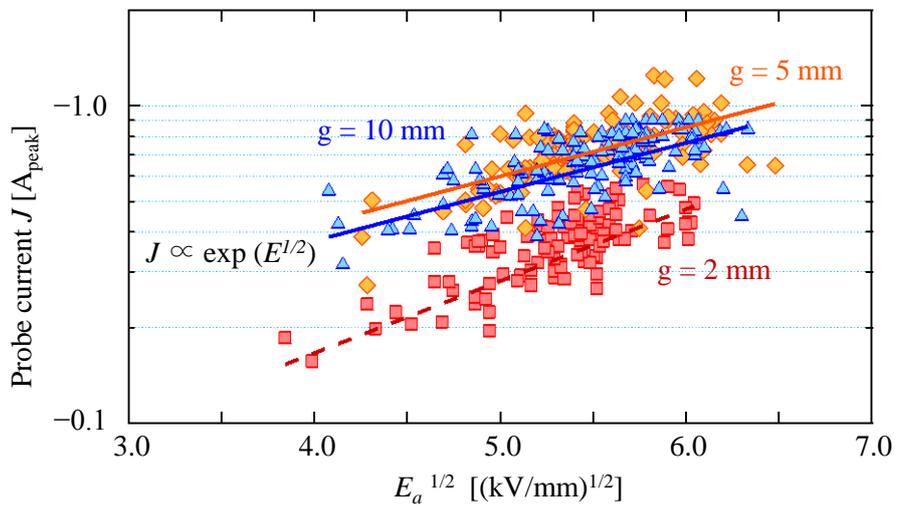


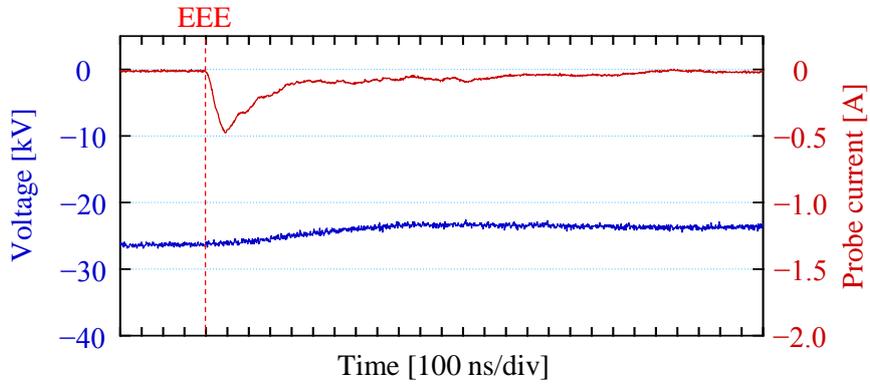
Fig. 3.8 Probe current as a function of EEE inception electric field for different gaps between cathode and alumina dielectrics (Cathode material: SUS304).

3. 5. 2 EEE によるプローブ電流波形

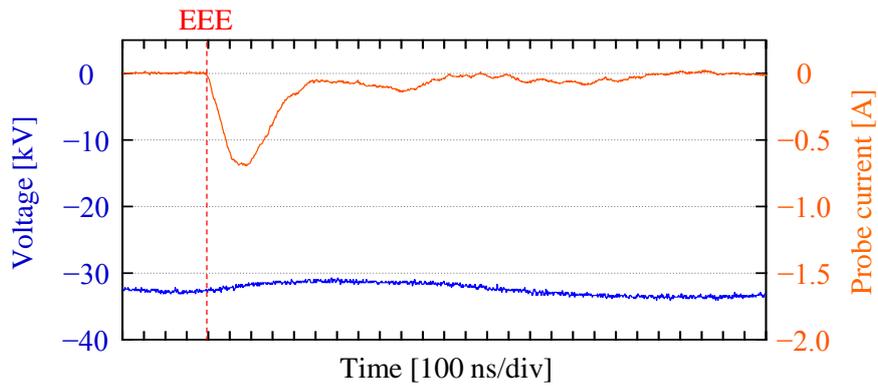
はじめに、EEE 放出電流波形に着目する。EEE メカニズムによると、電極過熱によって陰極からの放出電流が増加する。この時、ジュール加熱によって金属温度が上昇し、正帰還的に電流密度が増加すると考えられる。しかし、図 3.3 の各プローブ電流波形では、EEE によるパルスが複数回見られる。このことから EEE がパルス状の電子放出機構であり、またその持続時間が 50 ~ 100 ns 程度であることがわかる。

ここで、EEE 放出電流がパルス状になる理由として、電子放出点となる電極上微小突起の熔融あるいは消滅および電子放出点の再出生が考えられる。EEE は高電流密度の電子放出であるため、電極上微小突起が熔融すると考えられる。微小突起の熔融により、電子放出点の電界の低下あるいは電子放出点の消滅によって電子放出が停止したと考えられる。その後、2, 3 回の EEE パルスが見られるが、これらは電極表面における熱伝導および電極表面上のプラズマ層の形成^[4]により、電極表面へのイオン衝突によって電子放出が促進されることで、実効的に電子放出面積が拡大されるため、周囲の微小突起から再び電子が放出されると考えられる。これらの新たな電子放出点も前述と同様に、熔融あるいは消滅を繰り返す。なお、陰極上微小突起の消滅は、電子放出点に対応するアルミナ絶縁物上の発光点の消滅によって確認した。

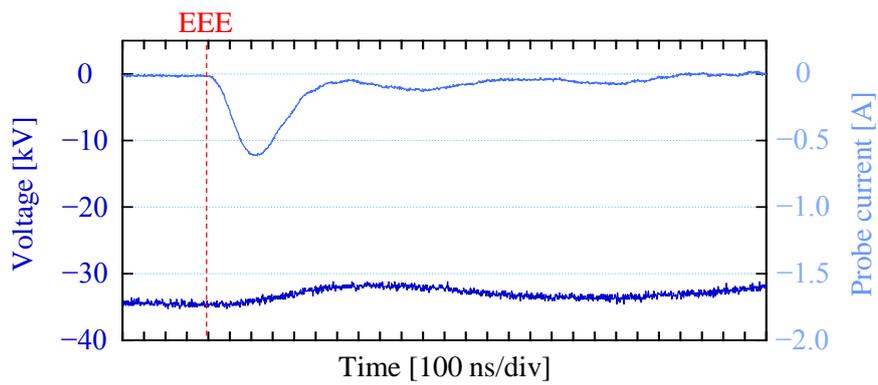
図 3.9 に $g = 2, 5, 10 \text{ mm}$ とした時の印加電圧波形および陰極直下のプローブ A の電流波形を示す。各ギャップ長における EEE 開始時の陰極表面の最大電界 E_a は、それぞれ -31.9 kV/mm , -30.6 kV/mm , -32.1 kV/mm である。プローブ電流の立ち上がり速度 (di/dt) に着目すると、図 3.10 に示すようにプローブ電流の di/dt は E_a によらずに $0.03 \sim 0.04 \text{ A/ns}$ の場合が多い。同図より、同様の電流の立ち上がり傾向が見られることから、陰極とアルミナ絶縁物間のギャップ長によるフラッシュオーバー開始メカニズムに違いはなく、EEE によっ



(a) $g = 2$ mm ($E_a = -31.9$ kV)



(b) $g = 5$ mm ($E_a = -30.6$ kV)



(c) $g = 10$ mm ($E_a = -32.1$ kV)

Fig. 3.9 Probe current waveforms of probe A for different gap.

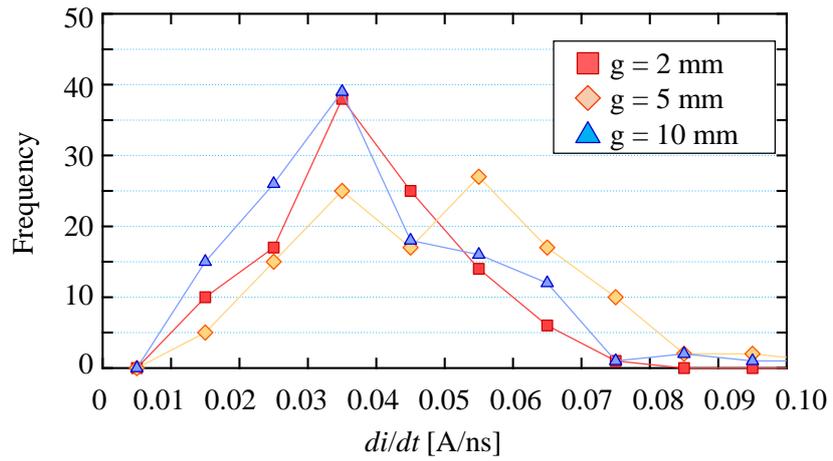


Fig. 3.10 Histogram of di/dt of probe current.

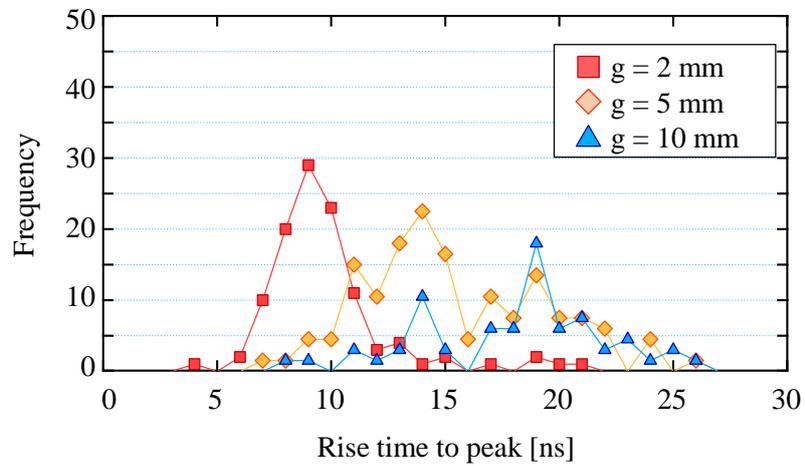


Fig. 3.11 Histogram of rise time to peak of probe current.

て開始したと考えられる。

図 3.11 にプローブ電流のピークまでの時間を示す。同図より、 $g = 2 \text{ mm}$ におけるプローブ電流がピークに至るまでの時間は、 $g = 5, 10 \text{ mm}$ におけるプローブ電流のピーク時間よりも早いことがわかる。また、図 3.9(a)および(b), (c) におけるプローブ電流波形を比較すると、同図(a)の $g = 2 \text{ mm}$ の電流が立ち上がりの途中で抑制されたような波形であることがわかる。

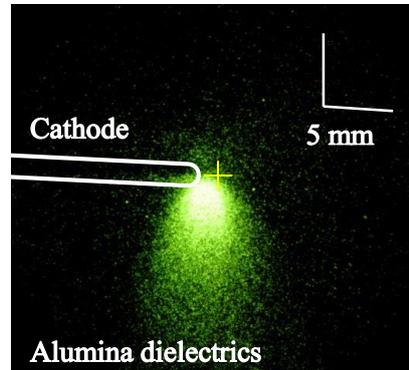
以上の結果を踏まえて、プローブ電流が式(3.1)に示されるような電界依存性を持つと考えられることから、電子放出点における電界低下の要因として、陰極上の微小突起の溶融とともに、フラッシュオーバ進展過程において、EEE によってアルミナ絶縁物上に過渡的に形成される帯電による電界緩和効果が挙げられる。この過渡帯電による電界緩和効果が、図 3.9(a)の $g = 2 \text{ mm}$ におけるプローブ電流波形に影響を及ぼしたと考えられる。次項では、アルミナ絶縁物上の過渡帯電の電界緩和効果について考察する。

3. 5. 3 アルミナ絶縁物上過渡帯電の影響

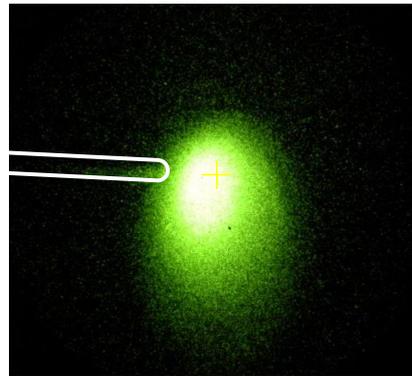
ここでは、 $g = 2 \text{ mm}$ における電流抑制に影響したと考えられる過渡帯電の影響を考察するために、絶縁物上に形成される過渡帯電面積を検討し、帯電電荷密度を評価する。

図 3.12 は各ギャップ長における放電発光像を示しており、I.I.の露光時間は 20 ns であり、撮影タイミングは EEE 開始前後である。同図から、発光が見られる範囲はギャップ長の増大とともに広がることがわかる。これは、EEE によって電極から放出される電子の放出角（立体角）が一定であると仮定すると、陰極とアルミナ絶縁物間のギャップ長が長いほど、アルミナ絶縁物上の電子衝突面積が広いためと考えられる。

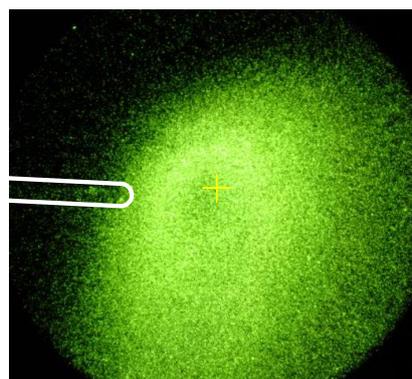
EEE によって陰極直下には過渡的に負極性の帯電が形成される。これは、



(a) $g = 2 \text{ mm}$ ($E_a = -31.9 \text{ kV/mm}$, $-12 \text{ ns} < t < 8 \text{ ns}$)



(b) $g = 5 \text{ mm}$ ($E_a = -30.6 \text{ kV/mm}$, $-8 \text{ ns} < t < 12 \text{ ns}$)



(c) $g = 10 \text{ mm}$ ($E_a = -32.1 \text{ kV/mm}$, $-9 \text{ ns} < t < 11 \text{ ns}$)

Fig. 3.12 Light emission images at EEE inception ($t = 0 \text{ ns}$) with exposure time for 20 ns.

本電極系ではアルミナ絶縁物の裏側に接地電極があり、アルミナ絶縁物に電気力線が垂直に入射する電気力線垂直型の電極構成であるためである。アルミナ絶縁物への入射電子が数十 keV のエネルギーを持つ時、2 次電子放出係数は 1 より小さく^[5]、アルミナ絶縁物から 2 次電子は放出されにくい。したがって、発光箇所において陰極から放出された電子がアルミナ絶縁物の表面および内部にトラップされることで、負極性帯電が形成される。

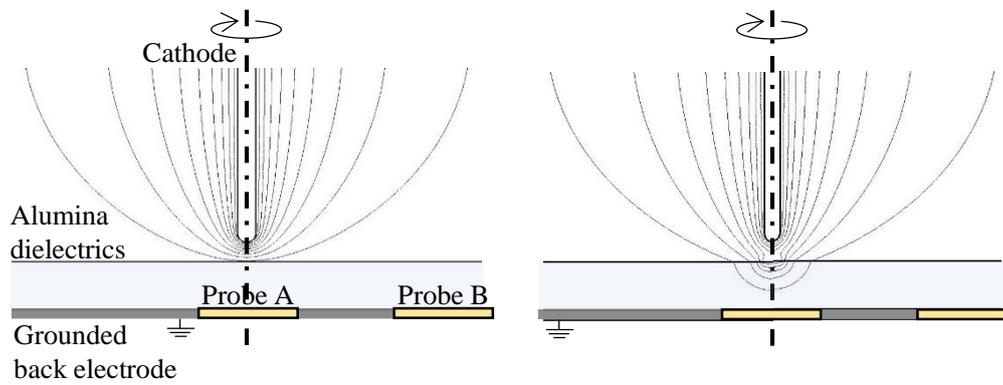
$g = 2 \text{ mm}$, 5 mm および 10 mm において、表 3.1 に示す各値を順に導出することにより、過渡帯電存在時のアルミナ絶縁物上表面電位 V_s を求め、有限要素法 (FEM) によって図 3.13 に示す電位分布を得た。過渡帯電が存在する場合の過渡帯電電荷量 Q は、プローブ電流波形と発光像の露光タイミングとの整合の観点より、図 3.9 におけるプローブ電流波形の EEE 開始時点 ($t = 0 \text{ ns}$) から図 3.12 における発光像の露光終了までの時間積分によって求めた。また、帯電面積 S は同図における発光像の発光強度分布により、最大発光強度に対する半値全幅を直径とする円の面積とし、アルミナ絶縁物の厚さ (5 mm) と比誘電率 $\epsilon_r = 9.0$ より静電容量 C を求めた。図 3.13(a-1), (b-1) および (c-1) は過渡帯電が存在しない場合であり、同図(a-2), (b-2) および (c-2) は過渡帯電が存在する場合の等電位分布である。高電圧電極には EEE 発生時の瞬時電圧 V_a を与えた。

以上の条件において、絶縁物上の過渡帯電電荷密度 σ は $g = 2, 5, 10 \text{ mm}$ の時、それぞれ $-0.24, -0.21, -0.06 \text{ nC/mm}^2$ となり、ギャップ長が短くなるにつれて、絶縁物上の過渡帯電電荷密度が高くなることがわかる。

同図(a-1)と(a-2)、あるいは同図(b-1)と(b-2)、(c-1)と(c-2)を比較すると、過渡帯電が存在することによって、陰極近傍において電位分布が変化しており、電界が歪むことがわかる。特に同図(a-2)の $g = 2 \text{ mm}$ では、棒電極先端近傍の電界が過渡帯電によって緩和されたことから、陰極からの電子放出が抑

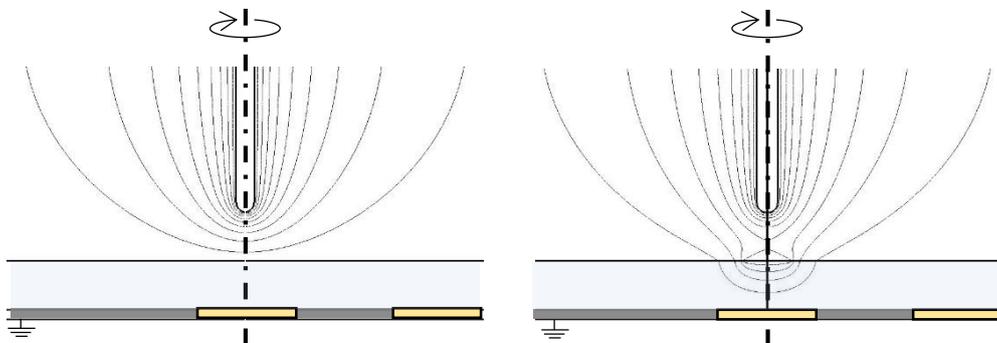
Table 3.1 Surface potential with transient charging at each gap length.

Gap [mm]	2	5	10
Applied voltage V_a at EEE inception [kV]	-26.6	-32.8	-34.5
EEE inception electric field E_a [kV/mm]	-31.9	-30.6	-32.1
Transient charge Q [nC]	-1.40	-4.02	-4.35
Charging area S [mm ²]	5.73	19.6	69.4
Transient charge density σ [nC/mm ²]	-0.24	-0.21	-0.06
Capacitance C [pF]	0.092	0.266	1.11
Surface potential V_s [kV] (V_s / V_a [%])	-15.2 (57.2%)	-15.0 (45.8%)	-3.92 (11.4%)



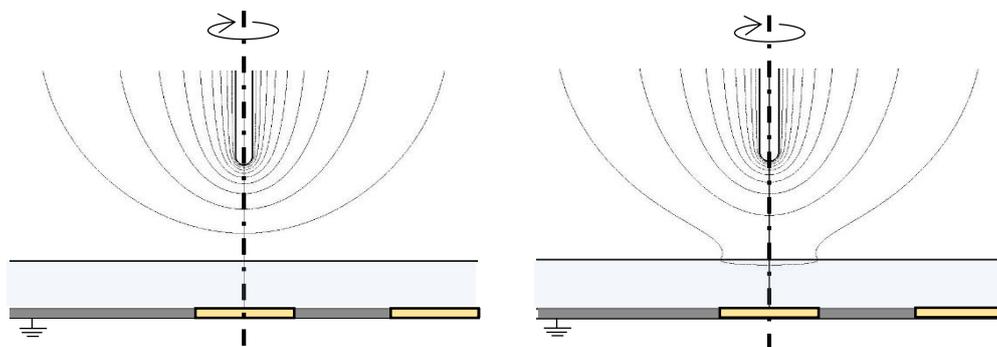
(a-1) $g = 2 \text{ mm}$ (No charge)

(a-2) $g = 2 \text{ mm}$ (Charge density: -0.24 nC/mm^2)



(b-1) $g = 5 \text{ mm}$ (No charge)

(b-2) $g = 5 \text{ mm}$ (Charge density: -0.21 nC/mm^2)



(c-1) $g = 10 \text{ mm}$ (No charge)

(c-2) $g = 10 \text{ mm}$ (Charge density: -0.06 nC/mm^2)

Fig. 3.13 Potential distribution with and without transient charging on alumina dielectrics.

制されたと考えられる。一方で、同図(b-2)の $g = 5 \text{ mm}$ 、(c-2)の $g = 10 \text{ mm}$ では、過渡帯電による電位分布の変化は陰極先端近傍の電界をほとんど変歪しなかったことから、EEE が抑制されず、陰極上に存在する微小突起の熔融によって EEE が一時減衰すると考えられる。

以上の考察より、図 3.8 における $g = 2 \text{ mm}$ の近似線（破線）は、プローブ A 直上の過渡帯電によって陰極からの EEE 放出電流が抑制された結果、 $g = 5, 10 \text{ mm}$ よりも下方にシフトしたものと考えられる。また、放出電流は抑制されながら EEE 開始電界とともに上昇するが、これは印加電界の上昇にともなう電界緩和に要する過渡帯電量が増加するためと考えられる。以上の結果は、電極および固体絶縁物のギャップ長が短い場合に、過渡帯電による陰極近傍の電界緩和によって放出電流を抑制できる可能性があることを示唆している。

3. 6 まとめ

本章では、真空中インパルス沿面放電進展過程において、前駆放電がフラッシュオーバー進展へと転移するメカニズムについて検討を行い、以下のことを明らかにした。

- (1) 前駆放電からフラッシュオーバー進展への転移として、陰極からの電界電子放出が突発的電子放出（EEE）へと転移することが挙げられる。
- (2) EEE は陰極上の微小突起において生じ、高い放出電流密度を有すると考えられる。また、EEE 電流密度は、陰極表面電界にしたがって高くなる傾向がある。
- (3) EEE の放出電流密度は陰極表面電界および陰極材料の仕事関数に依存する。

- (4) フラッシュオーバの進展は、フラッシュオーバ開始時の EEE による過渡帯電が絶縁物上の沿面電界を変歪することにより生じる。陰極-アルミナ絶縁物間のギャップ長が短い場合、絶縁物上の過渡帯電による電界緩和効果が現れやすく、フラッシュオーバの起点となる陰極からの放出電流を抑制すると考えられる。

第 3 章の参考文献

- [1] R. V. Latham : “High Voltage Vacuum Insulation: Basic Concepts and Technological Practice”, Academic Press, 1995.
- [2] R. V. Latham, “High Voltage Vacuum Insulation: A new perspective”, AuthorHouse, 2006.
- [3] G. A. Mesyats and D. I. Proskurovsky : “Pulsed Electrical Discharge in Vacuum”, Springer-Verlag, 1989.
- [4] G. N. Fursey : “Field Emission in Vacuum Micro-electronics”, Applied Surface Science, Vol. 215, pp.113-134, 2003.
- [5] K. Kato, H. Kato, T. Ishida and H. Okubo : “Influence of Surface Charges on Impulse Flashover Characteristics of Alumina Dielectrics in Vacuum” IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.16, No.6, pp.1710-1716, 2009.

第4章 沿面フラッシュオーバ進展過程における 絶縁物上過渡帯電

4. 1 まえがき

電界垂直型電極における負極性インパルス沿面放電では，フラッシュオーバ進展は陰極からの突発的電子放出（Explosive electron emission: EEE）によって開始する．この時，EEEにより陰極から放出された電子が絶縁物にトラップされることで過渡的に負極性帯電を形成する．前章では，この過渡帯電が陰極近傍の電界を緩和することを明らかにした．一方で，EEEが発生した時，必ずフラッシュオーバに至ったことから，絶縁物上の過渡帯電がフラッシュオーバ進展を促進することが考えられる．

従来の電界平行型の沿面放電進展モデルにおいて，放電は2次電子なだれ（Secondary electron emission avalanche: SEEA）やガスの脱離を伴って進展する^[1,2]．また，SEEAとともに沿面放電に影響を与える帯電の分布や材料依存性などの特性に関する検討は多くの研究機関で行われている^[3-10]．本研究で対象とする電界垂直型電極では，印加電圧が作り出す電界と過渡帯電が作り出す電界の重畳電界によって進展すると考えられるため，フラッシュオーバ進展過程はEEEによって形成される絶縁物上の過渡帯電の分布や電荷量によって異なる様相を示すと考えられる．

以上のような観点から，本章では，沿面フラッシュオーバ進展過程における絶縁物上過渡帯電がフラッシュオーバに与える影響について検討する．はじめに，フラッシュオーバの起点となる陰極上のEEE発生点と絶縁物上過渡帯電分布の相関について明らかにする．その後，沿面フラッシュオーバ進展過程における絶縁物上の電荷挙動について，過渡帯電を考慮した電界解析を用いて検討を行う．

4. 2 陰極上 EEE 発生点と過渡帯電分布

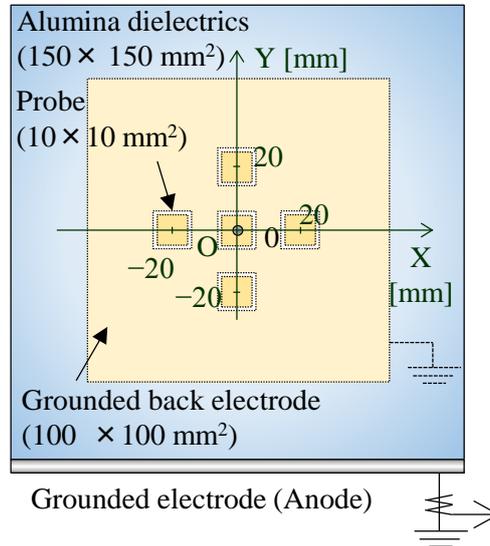
4. 2. 1 電極構成

図 4.1 に本実験で用いた電極構成を示す。絶縁物裏面の接地電極に設けた分割静電プローブの配置以外は、図 3.2 に示す電極構成と同様である。同図(a)では、静電プローブを陰極直下およびその周囲 4 方向の 20 mm の位置に設け、同図(b)では、プローブを陰極直下および周囲 3 方向のそれぞれ 20, 40 mm の位置に設けた。以下、各電極構成を Model 1 および Model 2 と称する。各プローブ位置は同図に示す座標 (X, Y) によって、例えば、左方向であれば (-20, 0) のように示す。また、陰極には 2 種類の SUS304 電極を用い、一方は機械加工仕上げのみ、もう一方は、電子放出を促すために、棒電極側面を紙やすり (180 番) によって粗したものをを用いた。

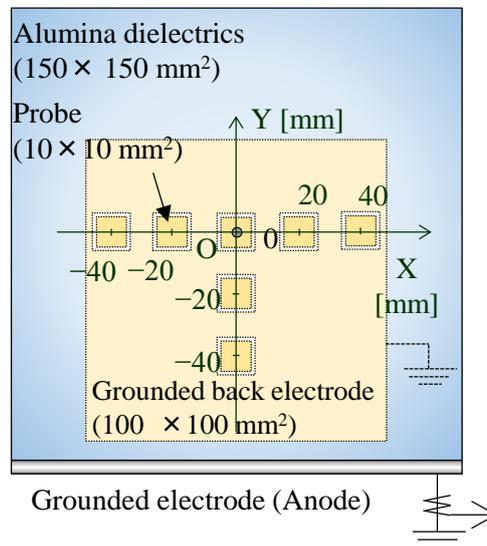
4. 2. 2 過渡帯電の形成開始過程

図 4.2(a)に Model 1 の電極構成を用いて取得した沿面放電の電圧、放電電流およびプローブ電流波形を、同図(b)に同図(a)中の帯で示す領域におけるフレーミング発光像を示す。I.I.の露光時間は 20 ns とした。

同図(a)のプローブ電流の立ち上がりより、フラッシュオーバ進展が陰極からの EEE によって開始したことがわかる。プローブ電流に着目すると、まず、陰極直下のプローブ (0, 0) だけでなくすべてのプローブで同時に電流が立ち上がったことから、EEE によって放出された多量の電子が絶縁物全体に拡がったことがわかる。この時、陰極直下 (0, 0) のプローブ電流のピーク値は、周囲のプローブ電流のピーク値よりも大きい。また、その約 15 ns 後に周囲のプローブ電流がピークを持つことがわかる。これは、絶縁物上において、過渡帯電領域が陰極直下を中心として拡大することを表すと考えられる。

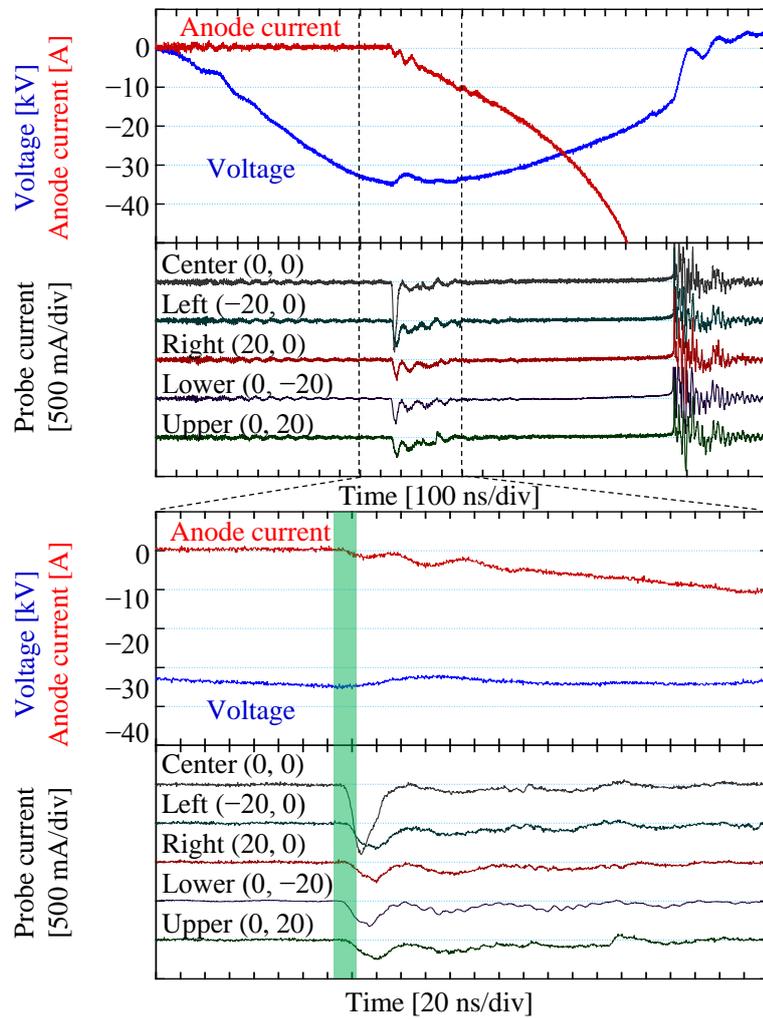


(a) Model 1 (for measurement of inception of surface flashover development)

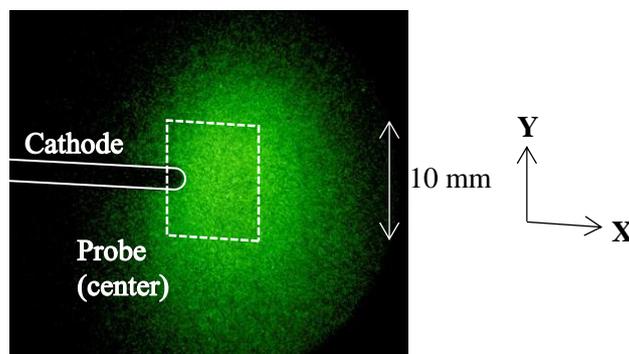


(b) Model 2 (for measurement of propagation of surface flashover development)

Fig. 4.1 Electrode configurations.



(a) Voltage, anode current and probe current waveforms



(b) Light emission image of EEE at inception of flashover development

Fig. 4.2 Inception of surface flashover development ($V_a = -37 \text{ kV}_{\text{peak}}$).

図 4.3 に棒電極側面に粗面加工を施した陰極を用いた時の沿面放電電圧，放電電流およびプローブ電流波形および発光像を示す．同図(a)より，左方向 $(-20, 0)$ および上方向 $(0, 20)$ のプローブ電流値が陰極直下 $(0, 0)$ ，右方向 $(20, 0)$ および下方向 $(0, -20)$ のプローブ電流値よりも大きいことがわかる．これは，同図(b)に示す発光の方向と一致しており，EEE によって陰極側面（左上方向）から電子が放出されたため，同方向において過渡帯電が形成されたと考えられる．

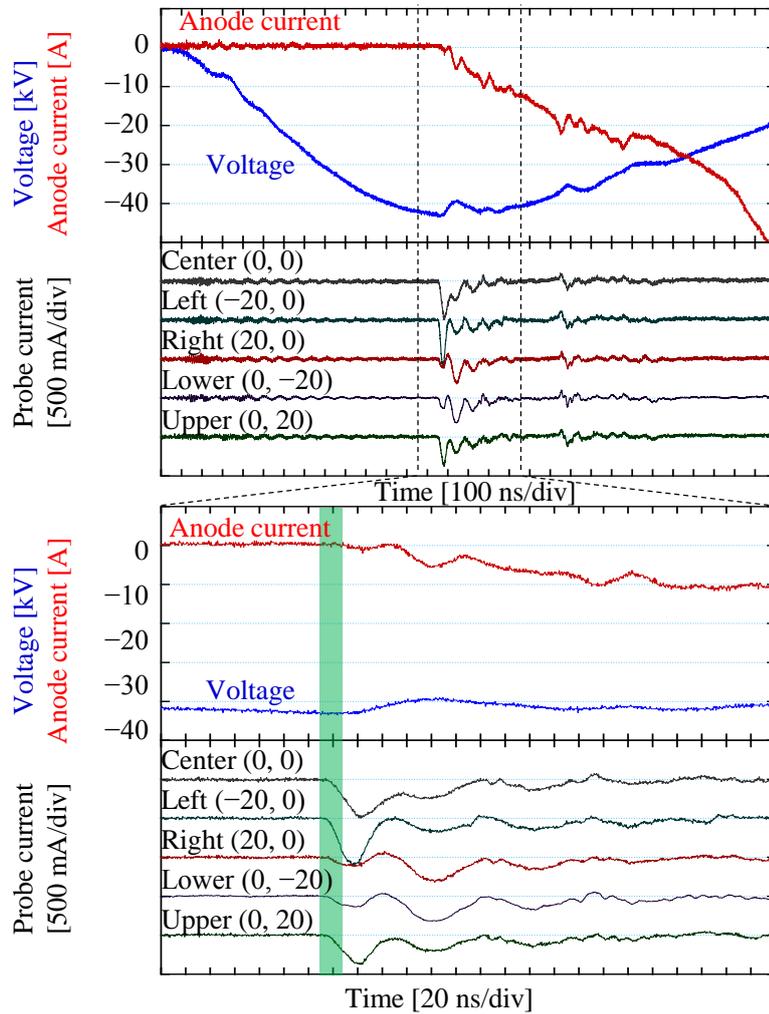
以上の考察より，フラッシュオーバ開始時の絶縁物上の過渡帯電は，主として陰極上でEEEが発生した箇所からの電気力線に沿った方向に形成されるため，陰極上電子放出点に依存すると考えられる．

4. 2. 3 過渡帯電の拡大過程

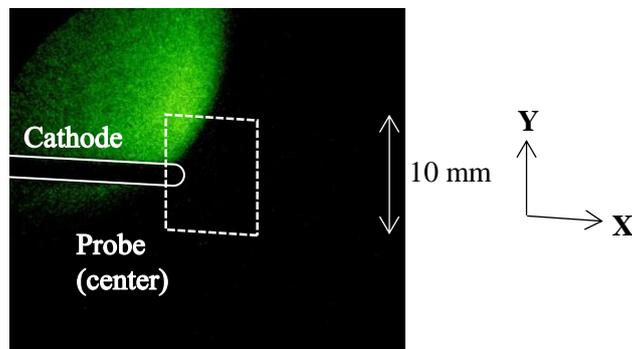
図 4.4 に Model 2 の電極構成を用いて取得した沿面放電の電圧，放電電流およびプローブ電流波形を示す．同図におけるプローブ電流の実線は，陰極直下から 20 mm の位置のプローブ電流を，破線は陰極直下から 40 mm の位置のプローブ電流を表す．

同図より，フラッシュオーバ進展の開始時，全てのプローブにおいて電流が立ち上がったことから，過渡帯電形成が絶縁物全体へ広がったことがわかる．また，その後複数回のEEEパルスが見られる．これは，前章でのEEEメカニズムの検討から，電子放出点となる電極上微小突起の溶融あるいは消滅および電子放出点の再出現が繰り返し起こるためと考えられる．したがって，フラッシュオーバ進展過程において，絶縁物上過渡帯電は，複数回のEEEパルスによって段階的に形成されると考えられる．

同図の陰極直下 $(0, 0)$ および左方向 $(-20, 0)$ のプローブ電流に着目する



(a) Voltage, anode current and probe current waveforms



(b) Light emission image of EEE at inception of flashover development

Fig. 4.3 Inception of surface flashover development in case of EEE from side of cathode ($V_a = -43 \text{ kV}_{\text{peak}}$).

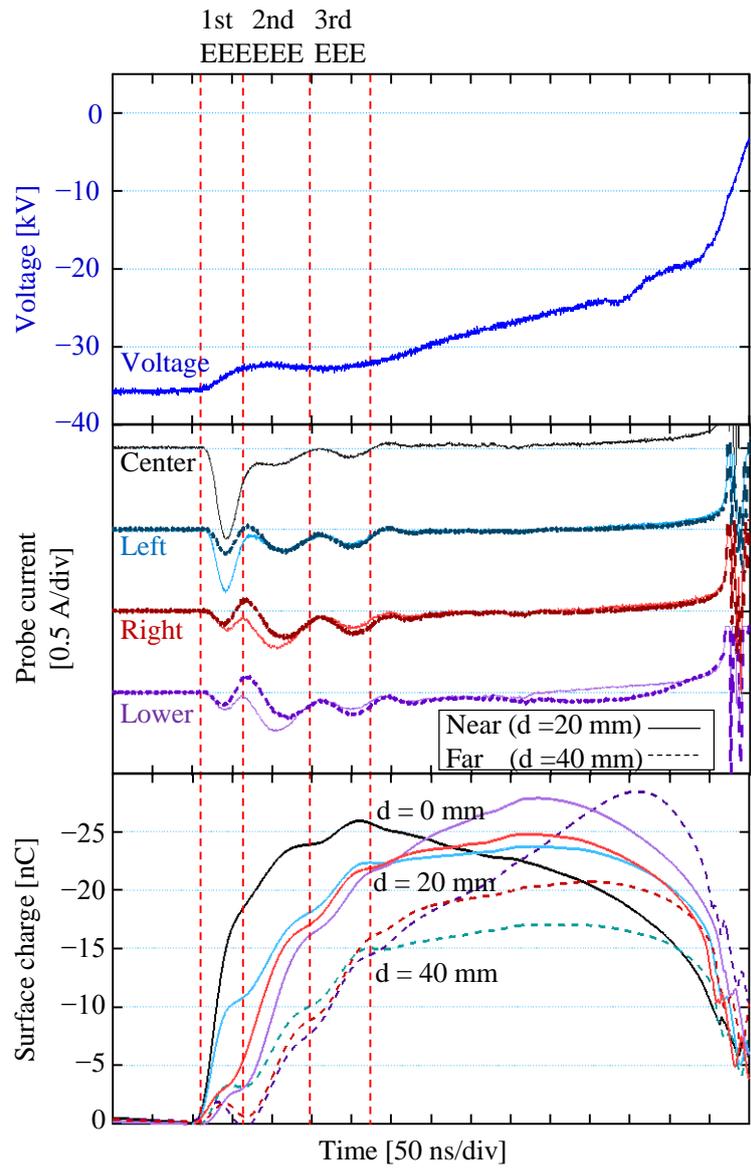


Fig. 4.4 Expansion process of transient charge in surface flashover development.

と、1次EEEのプローブ電流に比べて、2次EEEのプローブ電流は徐々に小さくなっている。一方で、下方向(0, -20)および右方向(20, 0)のプローブ電流は1次EEEに比べて、2次EEEの方が大きいことがわかる。また、3次EEEパルスに着目すると、近方(0, -20), (20, 0)のプローブ電流に比べて遠方(0, -40), (40, 0)のプローブ電流の方がわずかに大きいことがわかる。これは、形成された過渡帯電によって、陰極近傍の電界分布が変化した結果、電子軌道が変化し、帯電分布が拡大したためと考えられる。

同図の過渡帯電の帯電電荷量に着目する。各プローブの電流値は、プローブ直上のアルミナ絶縁物表面における帯電電荷量の変化を表すと考えられる。そこで、プローブ電流波形の時間積分によってプローブ直上の帯電電荷量を算出した。この過渡帯電の拡大過程において、EEE毎に過渡帯電分布が陰極を中心として平滑化したことがわかる。その後の位置による違いは、ガスの付着量やミクロスケールでの表面粗さなどの絶縁物表面状態が異なるためと考えられ、最終的なフラッシュオーバ経路を決定づける要因は、上述の表面状態の差異による絶縁物上2次電子なだれの進展しやすさに依る部分が大きいと考えられる。

4. 3 沿面フラッシュオーバ進展過程における電荷挙動

図4.5に沿面フラッシュオーバ時の電圧・電流波形、図4.6にフレーミング発光像を示す。ここでは、電極構成Model 2を用い、陰極直下(0, 0)、およびY軸方向、すなわち陽極方向の静電プローブ(0, -20)および(0, -40)で取得したプローブ電流のみを示した。ここで、各静電プローブをそれぞれProbe A, B, およびCと称する。I.I.の露光時間は20 nsであり、各発光像はフラッシュオーバ進展の開始から最終的なフラッシュオーバに至るまでの発光推移を表す。図4.6の各発光像は、 $V_a = -40 \sim -50 \text{ kV}_{\text{peak}}$ における沿面フラッシュオーバ時の各

発光像から抜粋したものであるが、一連の沿面フラッシュオーバ進展過程という点では再現性を確認した。

同図(a)において、陰極直下に強い発光が見られる。この時、すべての静電プローブには負極性の電流が誘導されたことから、陰極直下を中心とした負極性の過渡帯電が形成されたと考えられる。その後の進展過程では、陰極を中心にアルミナ絶縁物上に発光が拡大し、同図(b)~(d)のように、陰極近傍では暗部が形成される。プローブ電流波形と照らし合わせると、発光箇所においては負極性のプローブ電流が流れたことから、負極性帯電が形成されたと考えられる。一方で、Probe A および B 近傍の暗部領域においては正極性のプローブ電流が流れ始めた。この理由として、アルミナ絶縁物にトラップされた電子が放出されることで導電路形成に寄与することや、逆に電極間に電流チャンネルが形成されたことにより絶縁物上の表面電位が低下し、帯電が除去されやすくなることが考えられる。同図(e)では、陽極近傍における発光が強くなり、電子衝突の頻度が増す。同図(f)より、最終的な導電路とみられるフィラメント状のチャンネルが陽極側から形成されることがわかる。この導電性チャンネルの形成は、陽極近傍において電子衝突頻度が増すことにより発生する脱離ガスによるものと考えられる。またこの時、すべてのプローブ電流が正極性を示したことから、陰極直下から順に形成された過渡帯電がフラッシュオーバ直前に除去されたと考えられる。

以上の検討から、沿面フラッシュオーバ進展の開始から最終的なフラッシュオーバに至るまで、発光の強い領域で負極性帯電が増大する傾向であることが明らかとなった。これは、負極性過渡帯電形成におけるアルミナ絶縁物に対する電子衝突が、発光の主な要因であるためと考えられる。また、フラッシュオーバに至る過程において、導電性チャンネルの形成過程およびアルミナ絶縁物上過渡帯電の減少との間に密接な関係があると考えられる。

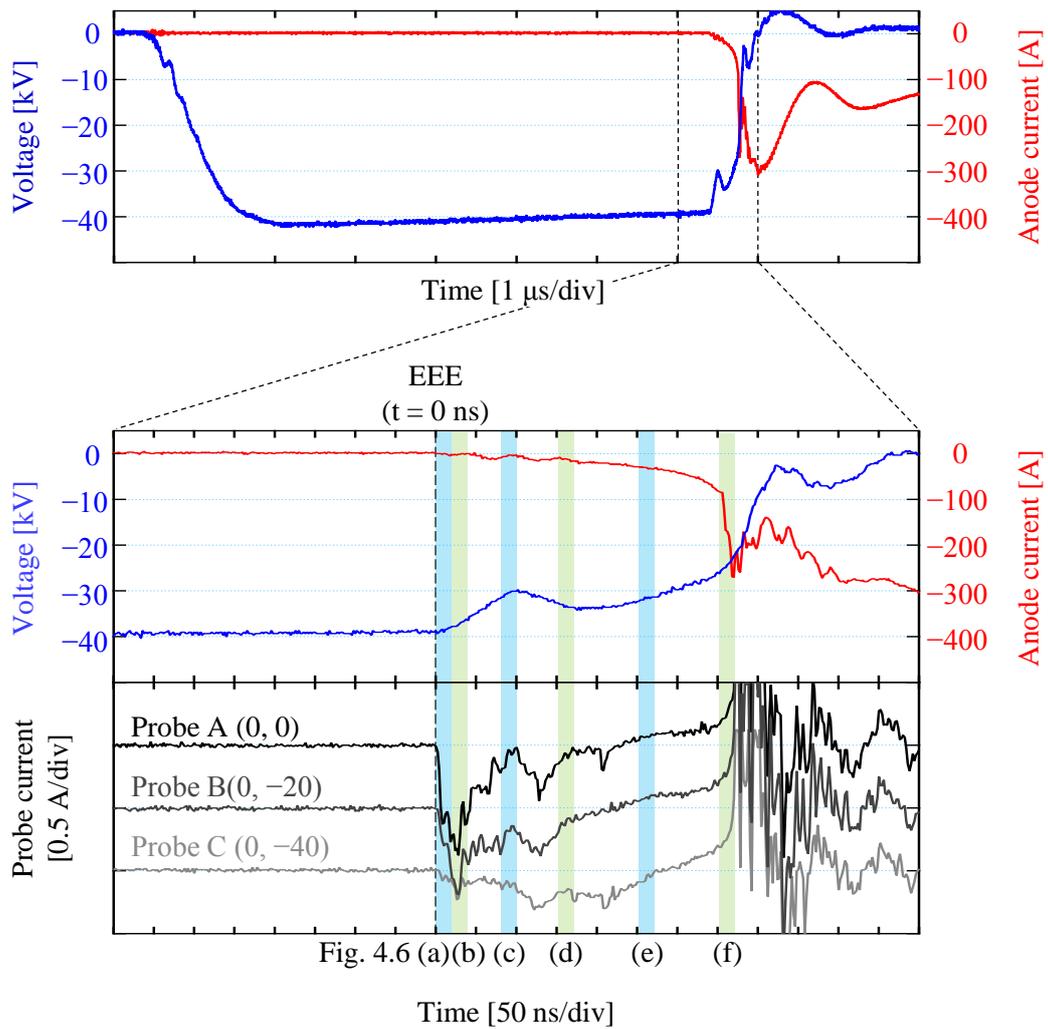


Fig. 4.5 Voltage, anode current and probe current waveforms in development of surface flashover ($V_a = -41.6 \text{ kV}_{\text{peak}}$).

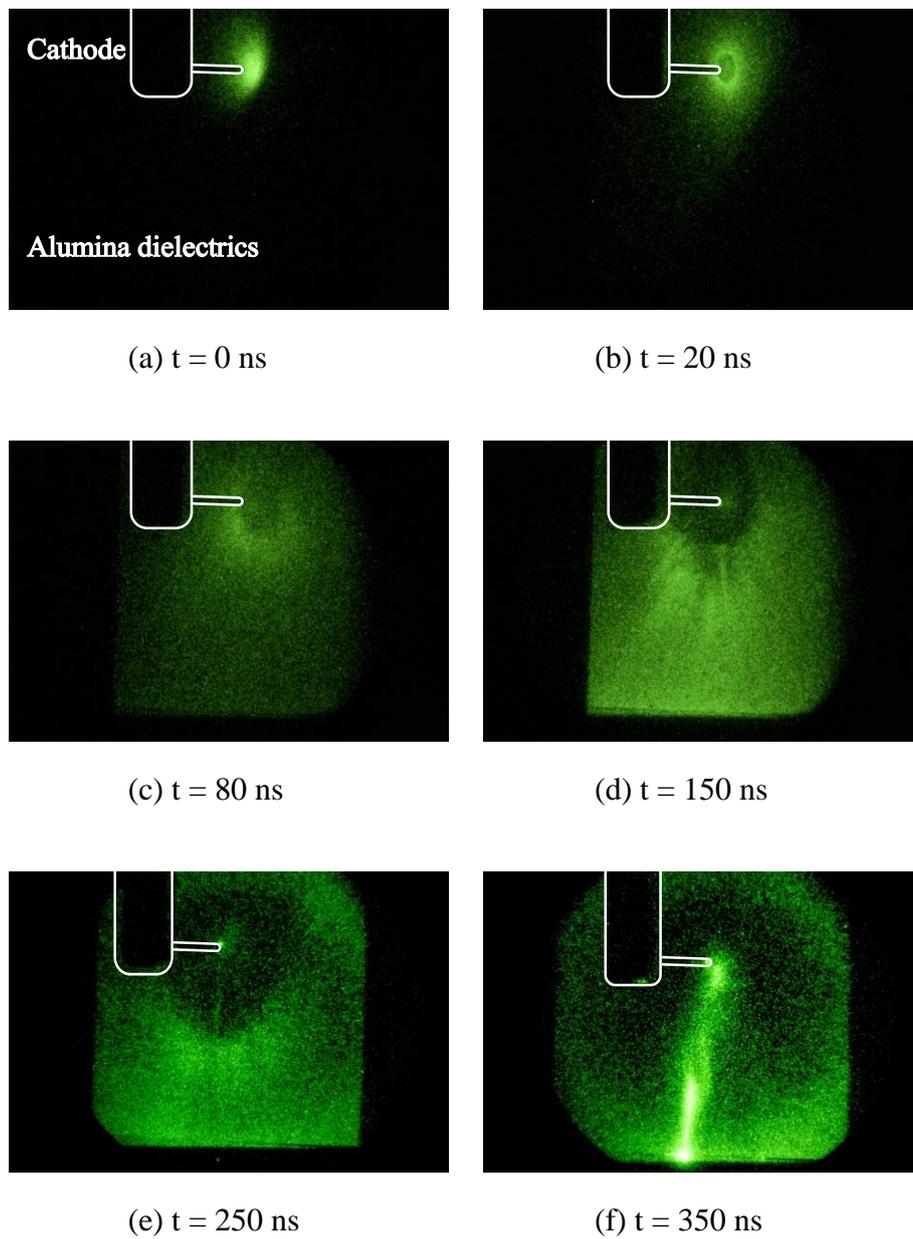


Fig. 4.6 Fast framing images in development process of surface flashover (Exposure time: 20 ns, $V_a = -40 \sim -50$ kV_{peak}).

4. 4 電界解析によるフラッシュオーバー進展メカニズムの検討

4. 4. 1 フラッシュオーバー進展過程における過渡帯電量の時間推移

本節では、アルミナ絶縁物上過渡帯電電荷量の時間推移および沿面フラッシュオーバー進展との関係について検討を行う。

図 4.7 に印加電圧・陽極電流波形，およびプローブ電流波形を時間積分して算出した絶縁物上の過渡帯電電荷量の時間推移を示す。表 4.1 は EEE によるフラッシュオーバー進展の開始 ($t = 0$ s) から最終的なフラッシュオーバー ($t = 400$ ns) に至るまでの，印加電圧および表面電位の 50 ns 毎の時間推移である。絶縁物の静電容量は平行平板コンデンサを想定し，プローブ面積 (10×10 mm²)，アルミナ絶縁物厚さ (5 mm) およびアルミナ絶縁物の比誘電率 ($\epsilon_r = 9.0$) より求め，帯電電荷量との比から表面電位を得た。同表において， $t = 0$ s における表面電位は陰極静電界によるもので，50 ns 以降の各プローブ直上の絶縁物上表面電位は，陰極静電界による表面電位と過渡帯電による電位の変化量の和を表す。同表の値を用いて，有限要素法 (FEM) による電界解析を行った。解析モデルを図 4.8 に示す。電界計算は，陰極を軸とした回転軸対称で行った。ここで，各静電プローブ間の中間領域には，各プローブ上帯電電荷量の中間値を与えることで過渡帯電分布を模擬した。

4. 4. 2 フラッシュオーバー進展過程における等電位分布の推移

図 4.9 に沿面フラッシュオーバー進展過程における等電位分布の時間推移を示す。同図から，絶縁物上に過渡帯電が形成されることで，絶縁物上の電位分布が変化することがわかる。ここで過渡帯電は，絶縁物上の電界を絶縁物に対して垂直から平行へと変歪する。図 4.8 の帯電電荷量の時間推移において， $t = 200$ ns 以降，プローブ A の電荷量が徐々に減少するが，これは図 4.9(e) より，電界方向が「電子が絶縁物へ衝突する方向」から「電子が絶縁物から放

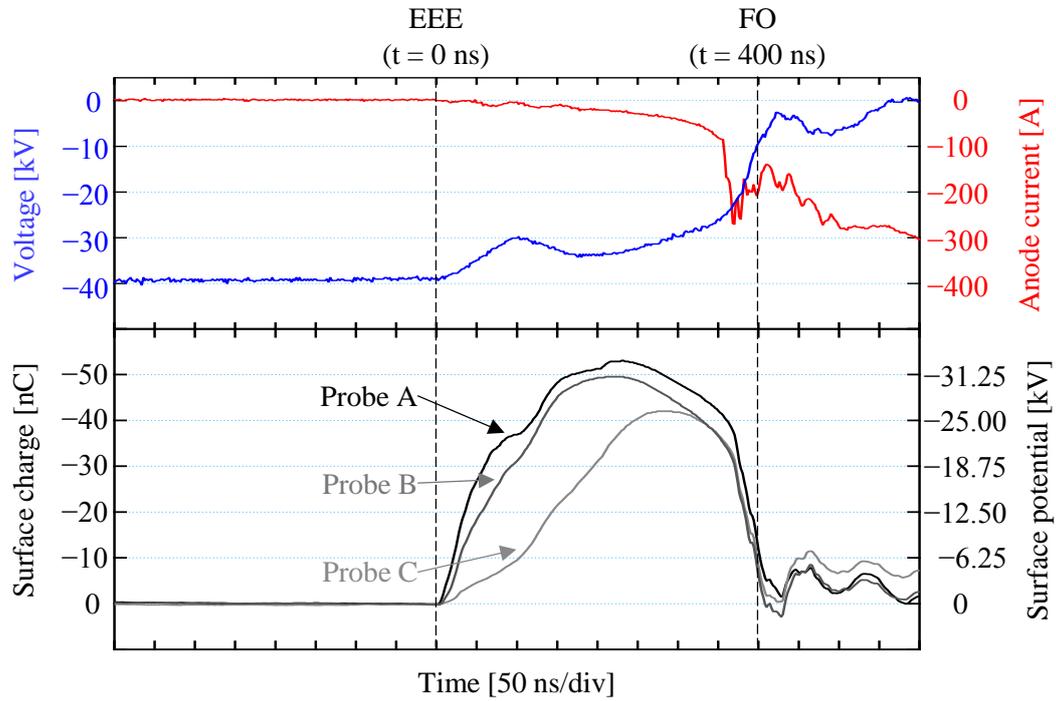


Fig. 4.7 Transition of surface charge on alumina dielectrics in development process of surface flashover ($V_a = -40.0 \text{ kV}_{\text{peak}}$).

Table 4.1 Transition of applied voltage and surface potential on alumina dielectrics.

t [ns]	Applied voltage [kV]	Probe A [kV]	Probe B [kV]	Probe C [kV]
0	-39.0	0.0	0.0	0.0
50	-35.2	-16.9	-11.6	-2.9
100	-30.1	-23.1	-19.7	-6.0
150	-32.6	-30.2	-28.4	-13.5
200	-33.9	-32.1	-31.0	-19.5
250	-32.6	-32.7	-30.6	-25.3
300	-29.7	-30.1	-27.1	-26.2
350	-26.2	-26.4	-23.0	-23.1
400 (FO)	-9.9	-7.4	-4.0	-5.2

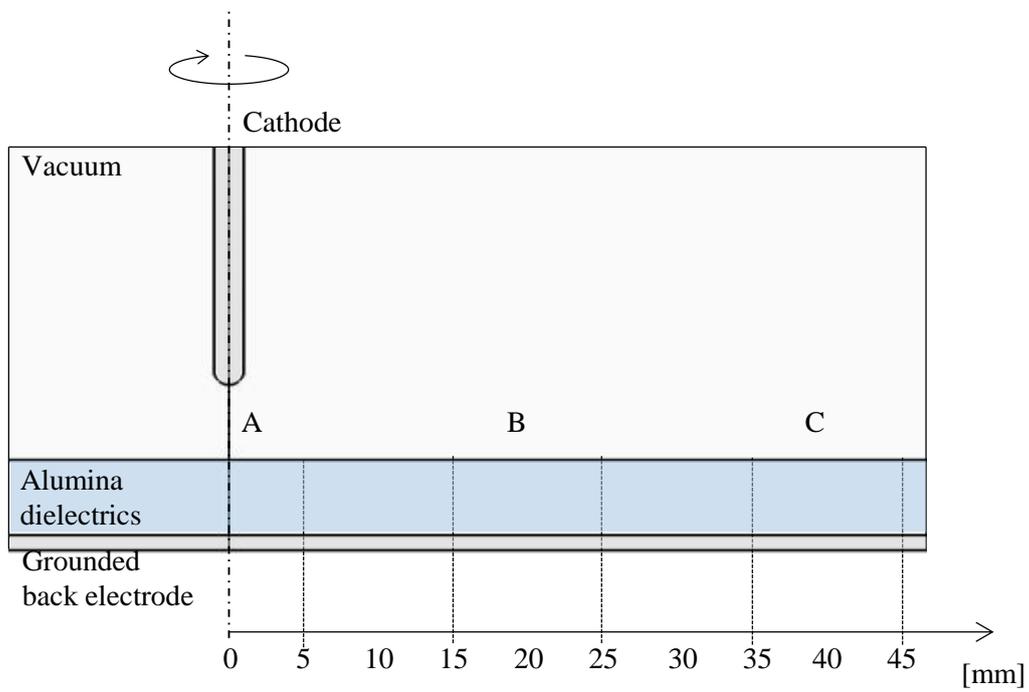


Fig. 4.8 Calculation model for transition of equi-potential distribution.

出される方向」に転じたためである。この垂直電界の方向反転の理由として、過渡帯電による表面電位が印加電圧と同程度あるいはそれ以上になったこと、および電極間の電流チャネルの形成による電位の低下が考えられる。同様に、以降のプローブ B, C における過渡帯電の減衰は、同図(f), (g)および(h)に示すように、帯電電荷自身による電界が支配的になり、電子衝突が生じなくなったため、陰極近傍を中心とした円形暗部が形成されたと考えられる。

本実験のような電界垂直型の電極構成では、電子は絶縁物に垂直に入射するため、2次電子なだれが進展しにくい^[11]。しかしながら、絶縁物への入射電子により絶縁物上に過渡帯電を形成することで、絶縁物上の電界分布が変歪し、電界平行型へと推移することで、2次電子が飛翔しやすい状態へと遷移することで、フラッシュオーバーが進展する。

したがって、過渡帯電が形成されたとしても電界分布が垂直型を保つことで、2次電子なだれの進展、さらにフラッシュオーバーを抑制できると考えられる。また、陰極近傍では、フラッシュオーバーが進展するとともに電界が緩和されており、陰極からの電子放出が抑制されるが、依然として電流が流れる。これは、電流による過熱や脱離ガスによる局所的な真空度の低下が原因であると考えられ、電界に依存しない持続的な電子放出がなされると考えられる。

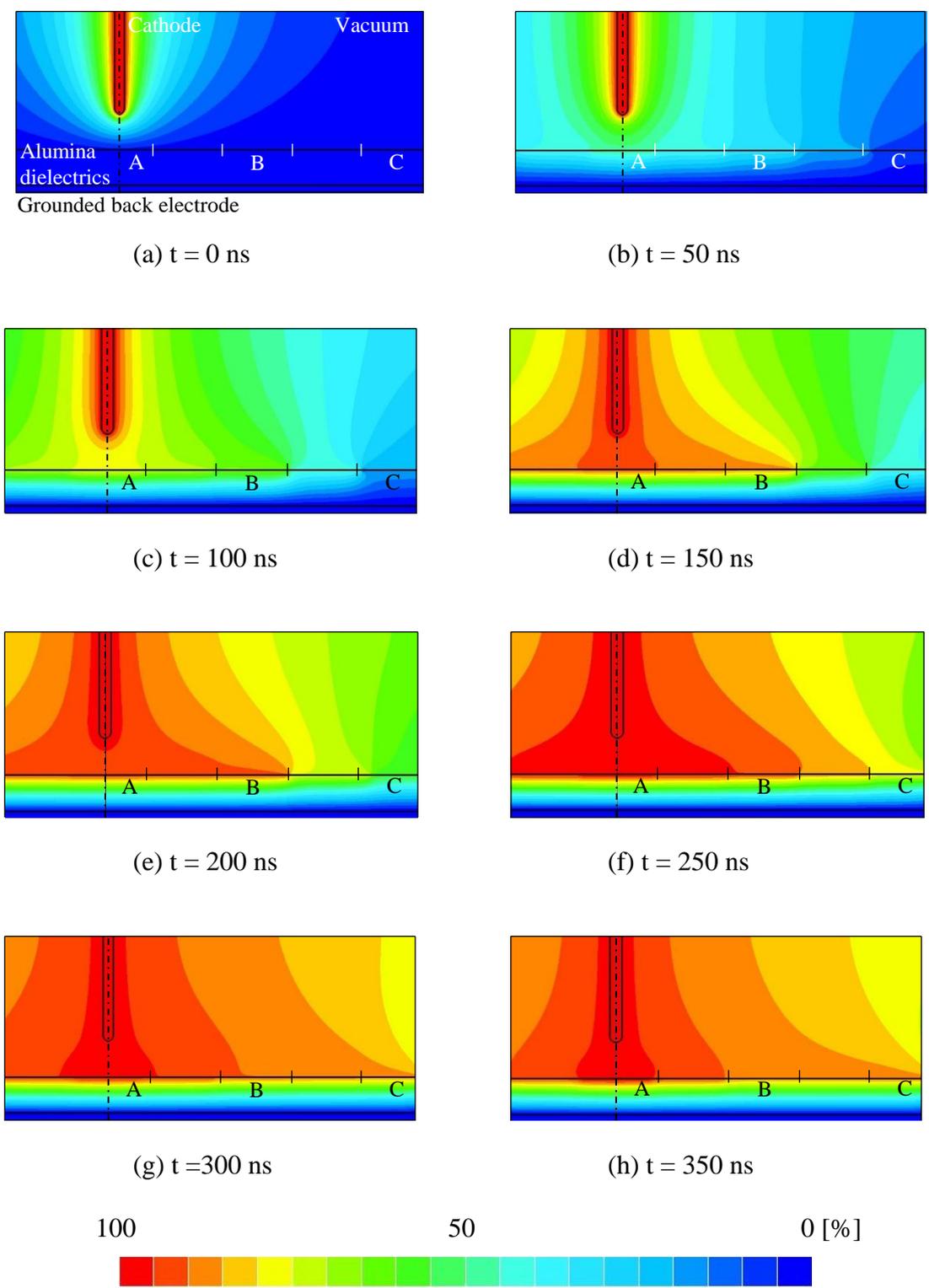


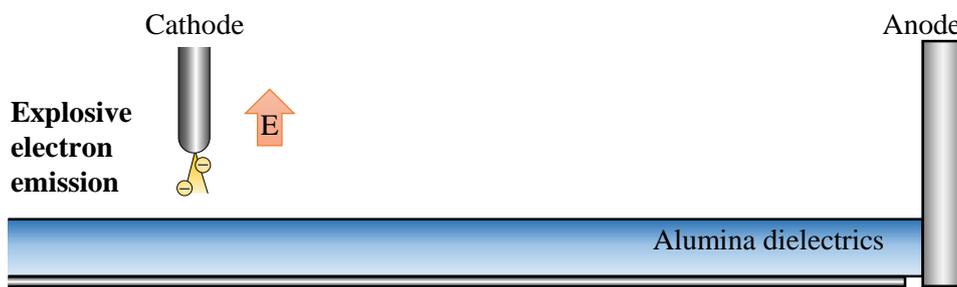
Fig. 4.9 Transition of equipotential distribution in surface flashover development.

4. 5 沿面フラッシュオーバー進展メカニズム

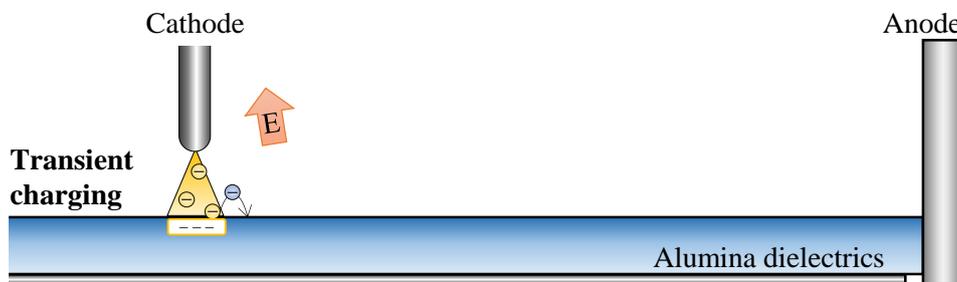
本節では，前節までの検討結果に基づき，真空中インパルス沿面フラッシュオーバー進展モデルを構築し，沿面フラッシュオーバーの開始および進展メカニズムをまとめる．図 4.10 は沿面フラッシュオーバーの開始および進展モデルである．以下，同図に関して説明を行う．

- (a) フラッシュオーバーの進展は，陰極からの突発的電子放出（EEE）によって開始する．
- (b) EEE は，フラッシュオーバーの進展過程における絶縁物上過渡帯電を形成する．この時，絶縁物から放出される 2 次電子は，垂直電界によって遠方へ飛翔できない．
- (c) フラッシュオーバーは陰極静電界，および EEE によって形成された帯電電界の重畳電界にしたがって絶縁物上を進展する．EEE によって，陰極周辺には負極性過渡帯電が形成され，陰極近傍において電界を緩和し，絶縁物上の電界を垂直から平行へと変歪する．これにより，2 次電子の電子軌道は絶縁物に対し垂直から平行へと偏向する．この時，2 次電子なだれの進展とともに絶縁物から脱離ガスが発生し，ガス内で電子増倍が促進され，過渡帯電分布を拡大しながら対向電極への電流チャネルを形成する．
- (d) 過渡帯電の形成により表面電位が増大，また電流チャネルの形成により印加電圧が低下すると，帯電電荷自身の電界が支配的となるため，絶縁物にトラップされた電子が放出されやすくなり，特に陽極近傍での 2 次電子なだれが促進される．陽極へ到達する電子の増加により電流が急増し，また絶縁物から放出されるガスにより，高導電性チャネルがフィラメント状で形成され，最終的なフラッシュオーバーに至る．

\ominus : primary electron ∇ : transient charge
 \oplus : secondary electron \bullet : desorption gas

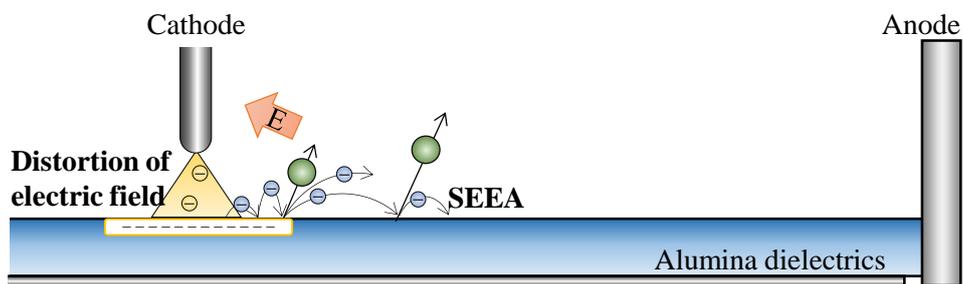


(a) Explosive electron emission at flashover inception

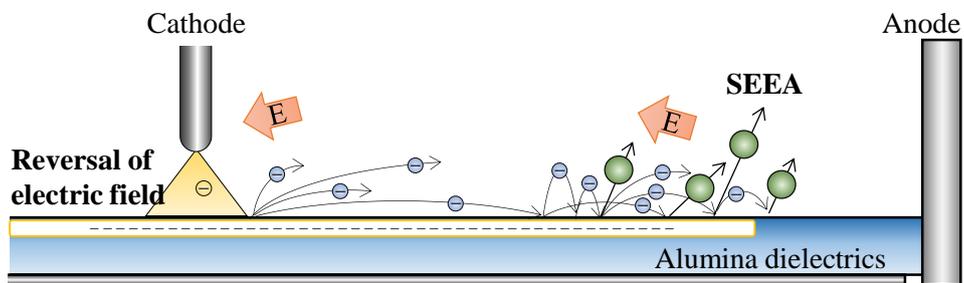


(b) Formation of transient charge on alumina dielectrics

Fig. 4.10 Schematic model of impulse surface flashover development.



(c) Distortion of electric field on alumina dielectrics and SEEA



(d) Reversal of electric field and promotion of SEEA around anode

Fig. 4.10 Schematic model of impulse surface flashover development.

4. 6 まとめ

本章では、真空中沿面フラッシュオーバ進展過程において、突発的電子放出 (EEE) によって形成される過渡帯電について検討を行い、以下のことを明らかにするとともに、電界垂直型電極構成における真空中インパルス沿面フラッシュオーバ進展モデルを構築した。

- (1) EEE は絶縁物上に過渡帯電を形成する。絶縁物上過渡帯電分布は、陰極上の EEE 発生点に依存する。
- (2) 絶縁物上過渡帯電分布は、複数回の EEE パルスによって陰極を中心に平滑化される。これは、EEE による放出電子軌道が、その前の EEE パルスによって形成された過渡帯電の影響で偏向するためである。
- (3) 過渡帯電の効果は、陰極近傍の電界緩和効果と絶縁物上における電界変歪効果に大別できる。前者は EEE 電流を抑制するが、後者は SEEA を促進する。
- (4) フラッシュオーバは過渡帯電の電界変歪効果によって、電界を垂直から平行方向へと変化することで進展可能となる。
- (5) 表面電位が印加電圧と同等かそれ以上になる、または電流チャネルの形成による電位低下によって、帯電電荷自身の電界が支配的になる。このため、絶縁物にトラップされた電子が放出されやすくなり、過渡帯電電荷量が減少し、暗部領域が形成される。

第4章の参考文献

- [1] H. C. Miller : “Surface Flashover of Insulators”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.24, No.5, pp.765-786, 1989.
- [2] H. C. Miller : “Flashover of Insulators in Vacuum”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.28, No.4, pp.512-527, 1993.
- [3] N. C. Jaitly and T. S. Sudarshan : “Dc Surface Flashover Mechanism along Solid in Vacuum Based on a Collision-ionization Model”, J. of Applied Physics, Vol.64, pp.3411-3418, 1988.
- [4] G. Blaise and C. L. Gressus : “Charging and Flashover induced by Surface Polarization Relaxation Process”, J. of Applied Physics, Vol.69, pp.6334-6339, 1991.
- [5] H. C. Miller : “Flashover of Insulators in Vacuum”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.28, No.4, pp.512-527, 1993.
- [6] I. D. Chalmers, J. H. Lei, B. Yang and W. H. Siew : “Surface Charging and Flashover on Insulators in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.28, No.4, pp.681-691, 1993.
- [7] Andreas A. Neuber, Lynn L. Hatfield and Magne Kristiansen : “The Role of Outgassing in Surface Flashover in Vacuum”, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol.28, No.5, 2000.
- [8] Cheng Rong Li, Li Jian Ding, Jin Zhuang Lv, You Ping Tu and YangChun Cheng : “ The Relation of Trap Distribution of Alumina with Surface Flashover Performance in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.13, No.1, 2006.
- [9] H. Fukuda, Y. Yamano, S. Kobayashi, S. Michizono, Y. Saito and T. Maeda : “Relationship between Vacuum Surface Flashover and Charging Characteristics for Alumina Ceramics of Lowered Resistivity”, 2nd International Conference on Electric Power Equipment– Switching Technology, 2013.
- [10] H. Kojima, M. Ishida, N. Hayakawa, M. Hanai, J. Ikeda, T. Shioiri and H. Okubo : “Partial Discharge Characteristics and Mechanisms in Consideration of Charge Behavior on Alumina Dielectrics under AC Voltage in Vacuum”, 2nd International Conference on Electric Power Equipment– Switching Technology, 2013.
- [11] K. Kato, H. Kato, T. Ishida and H. Okubo : “Influence of Surface Charges on Impulse Flashover Characteristics of Alumina Dielectrics in Vacuum” IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.16, No.6, pp.1710-1716, 2009.

第5章 沿面フラッシュオーバの制御および抑制

5. 1 まえがき

前章までの検討で、電界垂直型電極における真空中沿面放電において、陰極からの突発的電子放出 (EEE) ^[1,2]によってフラッシュオーバ進展が開始し、絶縁物上に過渡帯電が形成されることを明らかにした。絶縁物上過渡帯電の電界分布への影響は2つあり、陰極近傍の電界緩和効果および絶縁物上の電界変歪効果である。したがって、真空中沿面放電メカニズムに基づいて、以下のような沿面フラッシュオーバの抑制手法が提案できる。沿面フラッシュオーバを抑制するためには、①陰極からの電荷供給の停止、すなわち電界緩和効果によって EEE 電流を抑制する方法、②2次電子なだれ (SEEA) の進展と電流チャネル形成の抑制を行う方法がある。

本章では、過渡帯電による電界緩和効果を向上して、フラッシュオーバを抑制することを目的とし、アルミナ絶縁物の厚さの増大、すなわち絶縁物静電容量の減少、および陰極の先端曲率半径の増大により、陰極近傍における沿面電界の垂直成分を増加させ、SEEA 進展の抑制を図る。また、棒電極背後へ平板電極を設置し、陰極直下だけでなく沿面上における垂直電界を増加させることで、EEE 電流および SEEA 進展の双方の抑制を図る。

5. 2 過渡帯電による電界緩和効果の絶縁物静電容量依存性

5. 2. 1 電極構成

前章までの検討において、過渡帯電による電界緩和効果を検証するにあたり、表面電位の導出過程では絶縁物の静電容量 C がパラメータとなる。したがって、EEE 電流の抑制効果は C に依存すると考えられる。本節では、絶縁物の物性および表面状態を変化させずに、 $C (= \epsilon_r \epsilon_0 S/d)$ のみをパラメータ

として変化させるために、図 5.1 の電極構成において、アルミナ絶縁物の厚さを 2.5, 5, 10 mm と変化させた。陰極-アルミナ絶縁物間のギャップ長は 5 mm とし、陰極先端曲率半径はいずれの場合も $R = 1$ mm である。陰極直下のプローブ電流を測定することで過渡帯電の電界緩和による EEE 電流の抑制効果について検討する。

5. 2. 2 EEE 電流特性

図 5.2 に EEE 発生電界 E_a (V_a における陰極先端の最大電界) の平方根に対するプローブ電流ピーク値をショットキープロットの形で示す。プローブ電流ピーク値は dQ/dt を表しており、放出電荷量 Q は E_a とともに増加する。同図より、アルミナが厚い、すなわち C が小さいほどプローブ電流は小さいことがわかる。EEE 電流は、絶縁物上過渡帯電によって陰極近傍の電界が緩和されることで抑制される。表 5.1 に印加電圧 V_a [kV]、帯電電荷量 Q [nC]、帯電面積 S [mm²]、帯電電荷密度 σ [nC/mm²]、静電容量 C [pF]、および表面電位 V_s [kV]を示す。同表では抑制された EEE 電流値について、前章と同様に、プローブ電流波形の EEE 発生からピークまでの時間積分により過渡帯電電荷量、発光像の発光面積から過渡帯電面積 S を求め、表面電位 V_s を算出した。

図 5.3 に厚さ 5 mm のアルミナ静電容量で規格化した C と V_s / V_a との関係を示す。エラーバーは標準偏差を表す。同図より、アルミナ絶縁物の C が小さいほど V_s / V_a が高く、陰極近傍の電界緩和を促進し、EEE 電流が抑制されることがわかる。逆に、図 5.2 の傾向は、 C が大きい場合、 $Q = CV$ の関係から、陰極近傍の電界緩和に十分な大きさの表面電位が現れるためには、より多くの Q が必要となる。したがって、放出電荷量が多くなり、プローブ電流値が大きくなったと考えられる。

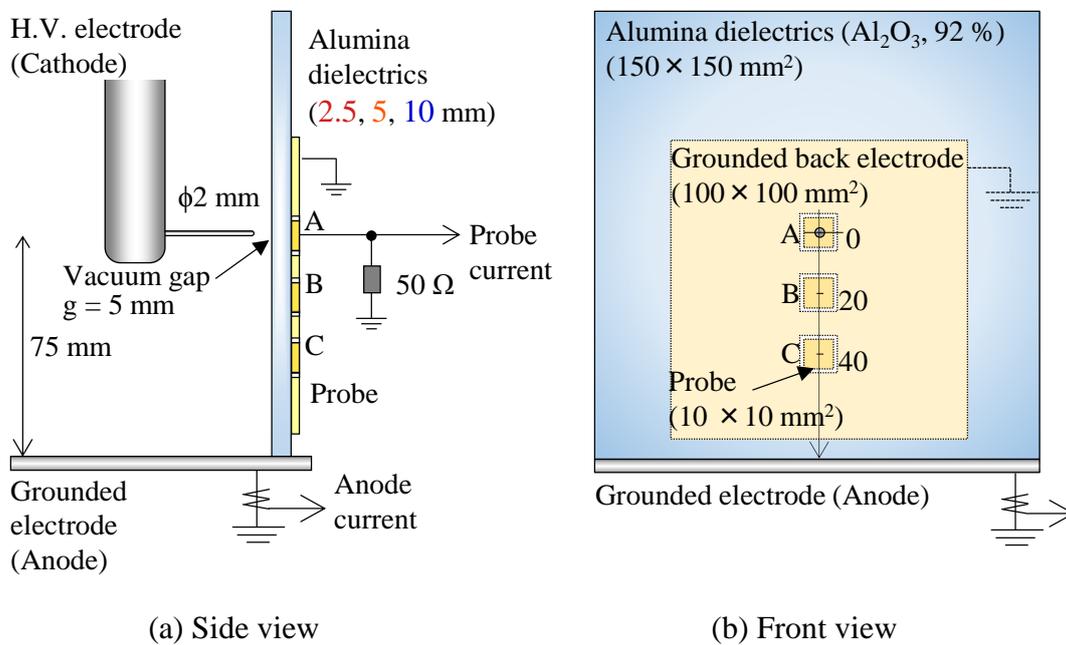


Fig. 5.1 Electrode configuration for various thickness of alumina dielectrics.

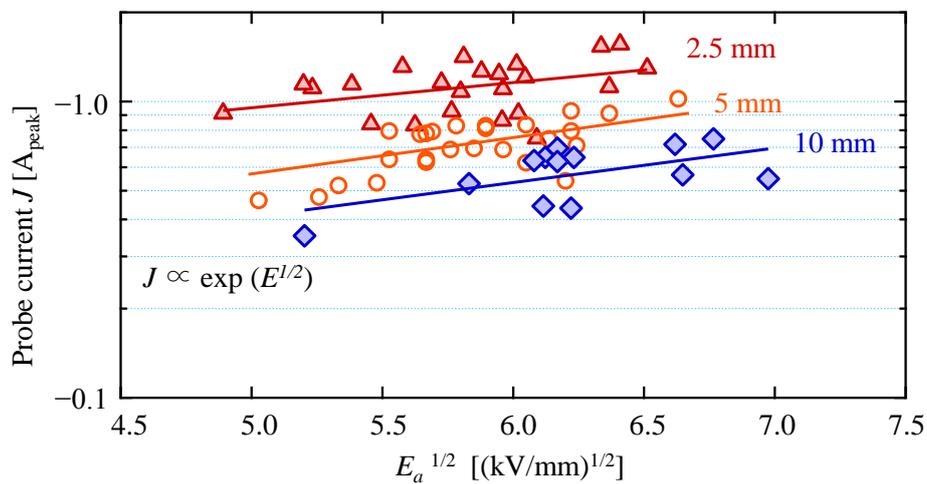


Fig. 5.2 EEE current characteristics for different thickness of alumina dielectrics.

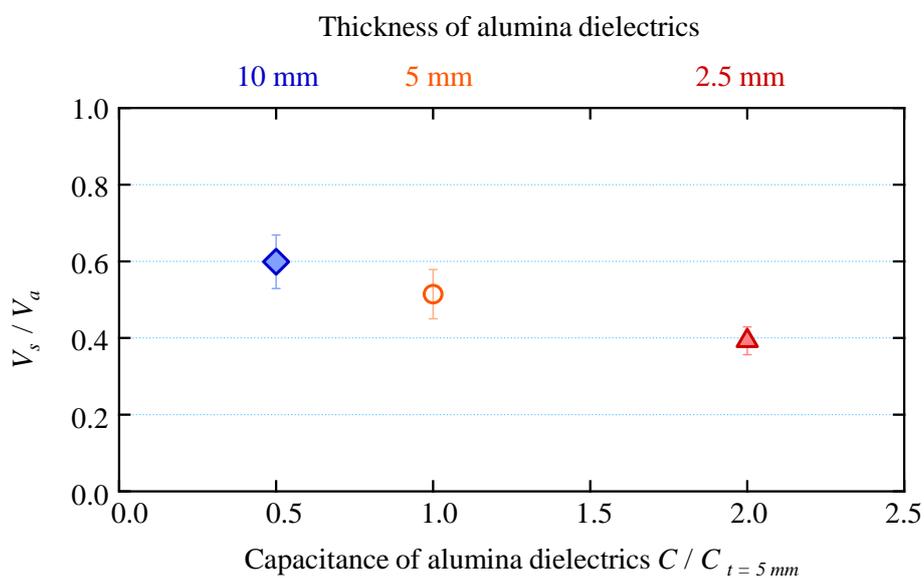


Fig. 5.3 Relationship between normalized capacitance of alumina dielectrics and V_s / V_a .

Table 5.1 Surface potential with transient charging at each thickness of alumina dielectrics.

Thickness of alumina dielectrics [mm]	2.5	5	10
Applied voltage V_a at EEE inception [kV]	-32.6	-35.3	-34.9
EEE inception electric field E_a [kV/mm]	-36.2	-38.6	-38.1
Transient charge Q [nC]	-7.66	-5.61	-3.56
Charging area S [mm ²]	19.6	19.6	19.6
Transient charge density $\sigma (=Q/S)$ [nC/mm ²]	-0.391	-0.286	-0.182
Capacitance $C (=ε_0ε_rS/d)$ [pF]	0.627	0.3136	0.1538
Surface potential V_s [kV] (V_s / V_a [%])	-12.2 (37.4%)	-17.9 (50.7%)	-22.7 (65.0%)

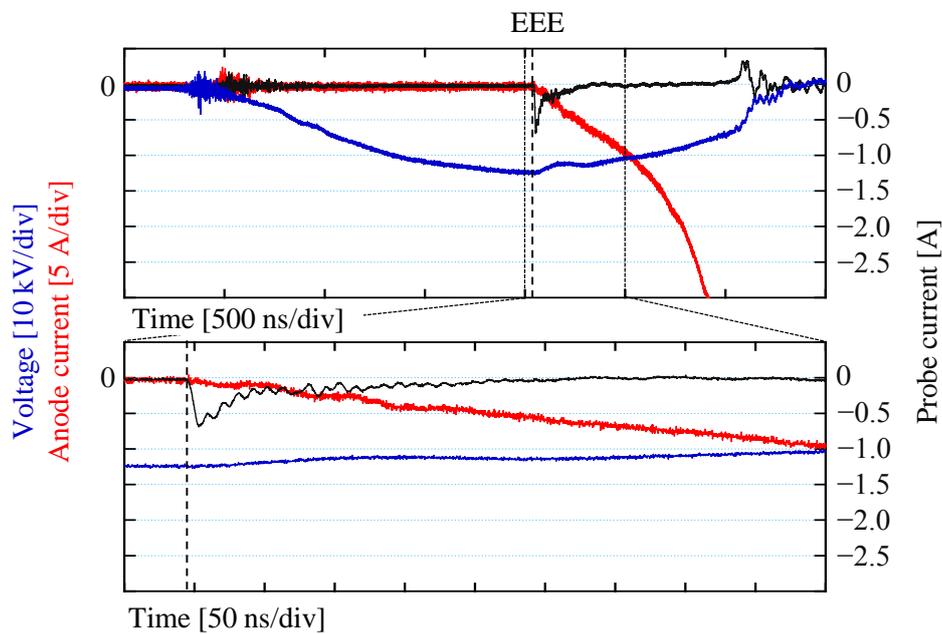
5. 3 陰極先端曲率半径の増加による垂直電界領域の増大

5. 3. 1 電極構成

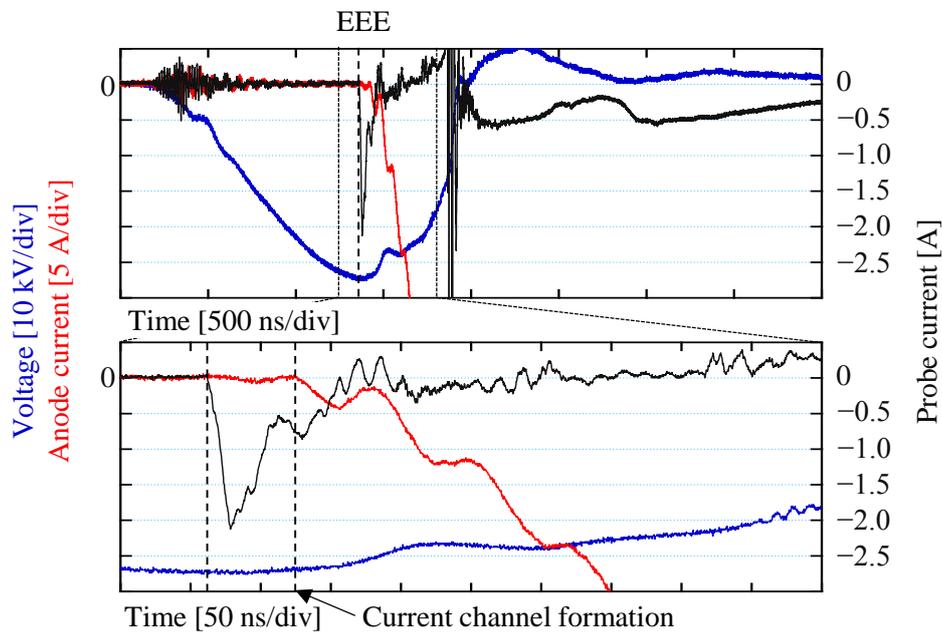
本節では、陰極近傍における垂直電界分布をより増加させるために、曲率半径の大きな棒電極を用いてフラッシュオーバの抑制を図る。陰極の先端曲率半径 R を 1~5 mm, 陰極-アルミナ絶縁物間のギャップ長を 2 mm とした以外は図 5.1 に示す電極構成と同様である。アルミナ絶縁物の厚さはいずれの場合も 5 mm である。前節と同様に、陰極直下のプローブ電流を測定することで EEE 電流の抑制効果について、陽極側の CT で放電電流を測定することで電極間の電流チャネルの形成条件について、それぞれ検討する。

5. 3. 2 曲率半径によるプローブ電流波形の比較

図 5.4 に $R=1$ mm および $R=5$ mm における沿面放電時の電圧・電流波形を示す。それぞれの EEE 発生電圧 V_a は -25.0 kV, -54.1 kV である。いずれの電極構成においてもフラッシュオーバ進展は EEE によって開始しており、陰極直下のプローブ A において負極性電流の立ち上がりが見られる。ここでは、プローブ電流のピーク値および電流の立ち上がりのタイミングに着目する。同図で、EEE 開始電界 E_a は $R = 5$ mm の方が $R = 1$ mm よりも低いが、プローブ電流値を比較すると $R = 5$ mm の方が $R = 1$ mm に比べ電流が大きいことがわかる。また、同図(a)では、EEE の発生と同時に陽極電流が増加し始めたのに対し、同図(b)では EEE の発生 80 ns 後に陽極電流が増加し始めたことがわかる。これらの結果から、 $R = 5$ mm の時、EEE により絶縁物上に過渡帯電が形成された後に、陰極と陽極の間に電流チャネルが形成されたと考えられる。



(a) $R = 1 \text{ mm}$ ($V_a = -25.0 \text{ kV}$, $E_a = -32.0 \text{ kV/mm}$)
(EEE and formation of current channel synchronously)



(b) $R = 5 \text{ mm}$ ($V_a = -54.1 \text{ kV}$, $E_a = -29.9 \text{ kV/mm}$)
(Current channel formation at 80 ns after EEE)

Fig. 5.4 Voltage, anode current and probe current in development process of surface flashover.

図 5.5 に EEE 発生時の電極表面の最大電界 (EEE 開始電界) E_a とプローブ電流ピーク値 J の関係をショットキープロットで示す. 同図より, R に関わらず J は E_a とともに増加することがわかる. また, R が小さいほど J が小さいことがわかる. これは, EEE によって絶縁物上に形成された過渡帯電による陰極近傍の電界緩和効果により, 陰極からの電流が抑制されたためと考えられる.

5. 3. 3 過渡帯電による電界緩和率と電流抑制効果

本項では, 陰極近傍における過渡帯電による電界緩和率について検討する. 表 5.2 に各 R に対して, E_a が 30 kV/mm の時の印加電圧 V_a [kV], 帯電電荷量 Q [nC], 帯電面積 S [mm²], 帯電電荷密度 σ [nC/mm²], 静電容量 C [pF], および表面電位 V_s [kV]を示す. Q はプローブ電流波形の EEE からピークまでの時間積分により求め, S は図 5.6 に示す発光像の発光強度分布により, 最大発光強度に対する半値全幅を直径とする円の面積とした. 同表に示すように, R が大きくなるにつれて S が大きくなるが, これは, プローブ電流の立ち上がり時間 di/dt が R に依らず同程度であるため, プローブ電流がピークに達するまでに時間を要したことを表す. すなわち, EEE 電流を抑制するまでに, より多くの帯電電荷量を要したことと同義である. また, R に関わらず, σ は同程度であることから, 帯電の分布形状や陰極近傍の電界分布が電界緩和の度合いに影響すると考えられる.

同表より, R が小さいほど V_a と V_s の差が小さく, 陰極上での電界緩和後の電界 E_{rel} が小さいことがわかる. これは, R が小さくなるにつれ, 電界分布は不平等となるためである. 同表に示すように, 電界緩和率 $(1 - E_{rel} / E_a)$ は印加電圧に対する表面電位の割合と換言できる. EEE 発生時の瞬時電圧 V_a は電界が不平等である $R=1$ mm の方が低いことがわかる. したがって, EEE 発生

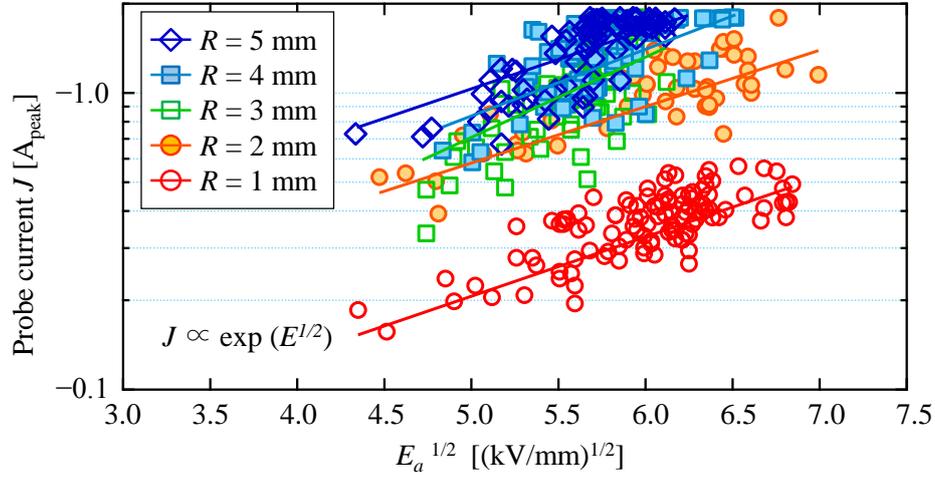
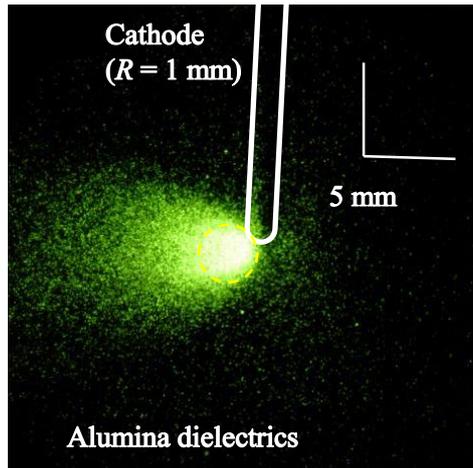


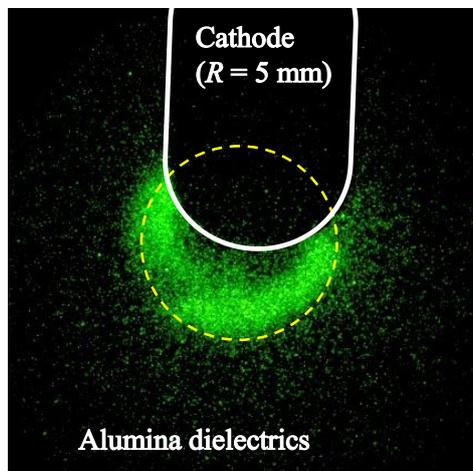
Fig. 5.5 EEE current characteristics for different radius of cathode.

Table 5.2 Surface potential with transient charging at each radius of cathode.

R [mm]	1	2	3	4	5
Applied voltage V_a [kV] ($E_a = -30$ kV/mm)	-23.9	-37.1	-45.2	-50.6	-54.5
Transient charge Q [nC]	-2.47	-5.55	-8.62	-9.91	-10.3
Charged area S [mm ²]	9.08	16.6	32.2	34.2	40.7
Charge density $\sigma (=Q/S)$ [nC/mm ²]	-0.27	-0.334	-0.268	-0.290	-0.253
Capacitance $C (= \epsilon_0 \epsilon_r S/d)$ [pF]	0.145	0.266	0.515	0.547	0.651
Surface potential $V_s (Q/C)$ [kV] (V_s / V_a)	-17.0 (71 %)	-20.9 (56%)	-16.7 (37%)	-18.1 (36%)	-15.8 (29%)
Relaxed electric field E_{rel} [kV/mm] ($=1 - E_{rel} / E_a$)	-12.7 (58%)	-16.9 (44%)	-20.8 (30%)	-21.8 (27%)	-24.3 (19%)



(a) $R = 1 \text{ mm}$



(b) $R = 5 \text{ mm}$

Fig. 5.6 Estimation of surface area S of transient charge from light emission image of EEE at surface flashover inception.

箇所の電界不平等率が高いほど、少ない過渡帯電電荷量で電界緩和効果が発現し、EEE 電流が抑制されたと考えられる。

以上の考察より、EEE 電流が絶縁物上過渡帯電によって抑制され、図 5.5 のように R が小さいほどプローブ電流が小さくなることが説明できる。また、同図におけるプローブ電流の E_a に対する増加傾向は、 E_a が高いほど電界緩和に多くの帯電電荷量を要するためと考えられる。

5. 3. 4 電流チャネル形成条件

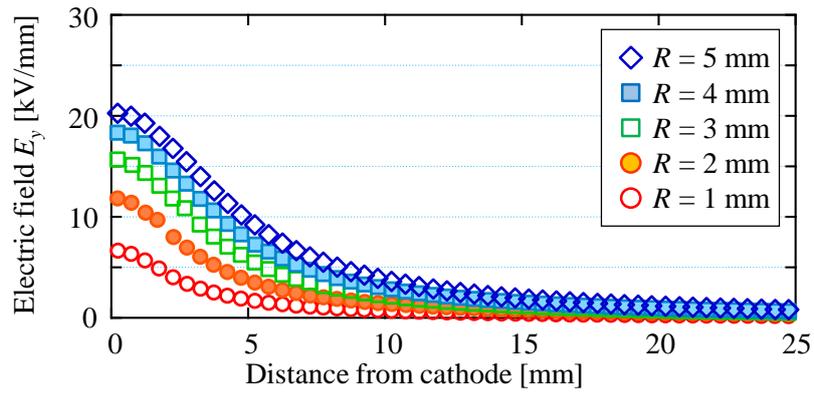
次に、図 5.4(b)で見られた $R = 5 \text{ mm}$ における陽極電流の約 80 ns の立ち上がり時間遅れについて検討する。図 5.7 に、絶縁物沿面上の y 軸（垂直）方向および x 軸（沿面）方向の電界 E_y , E_x の絶縁物上分布を示す。印加電圧は表 5.2 の値を与えた。同図(a-1)および(b-1)は帯電が存在しない場合、(a-2)および(b-2)は表 5.2 で求めた過渡帯電が存在する場合を表す。同図(a)より、 E_y は大きく変化していないが、同図(b)より、過渡帯電が形成されることで E_x は大きくなるのがわかる。これは、前章で検討した過渡帯電の電界変歪効果、すなわち沿面に対して平行な電界成分が現れることに起因する。

図 5.8 は、式(5.1)で表される絶縁物沿面上における電気力線入射角度 θ である。

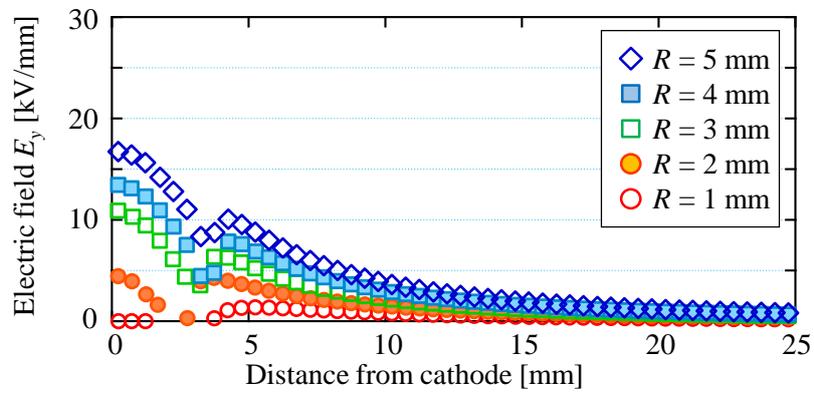
$$\theta = \arctan \left[-\frac{E_x}{E_y} \right] \dots\dots\dots (5.1)$$

ここで、 θ は絶縁物から放出された 2 次電子に働く力の逆方向を表す(図 5.8(b)中のモデル図参照)。

同図(a)より、過渡帯電が存在しない場合、電界は絶縁物に対しほぼ垂直 ($\theta = 0^\circ$) に入射することがわかる。一方、EEE による過渡帯電が形成されると、沿面方向の電界成分が大きくなると、電気力線が平行方向へ変化する

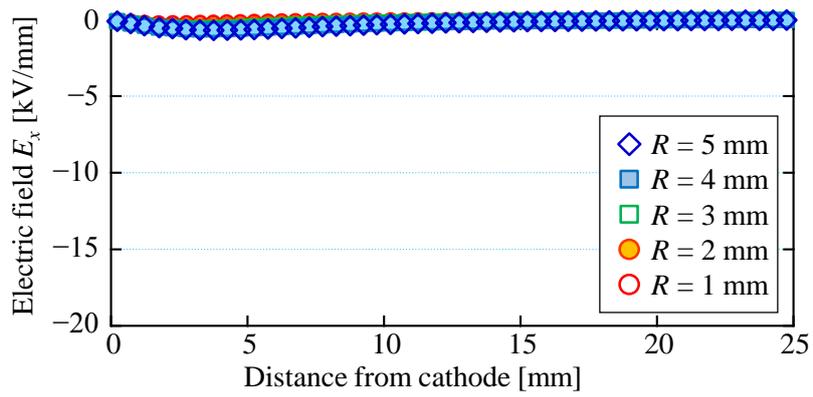


(a-1) Electric field E_y without transient charge

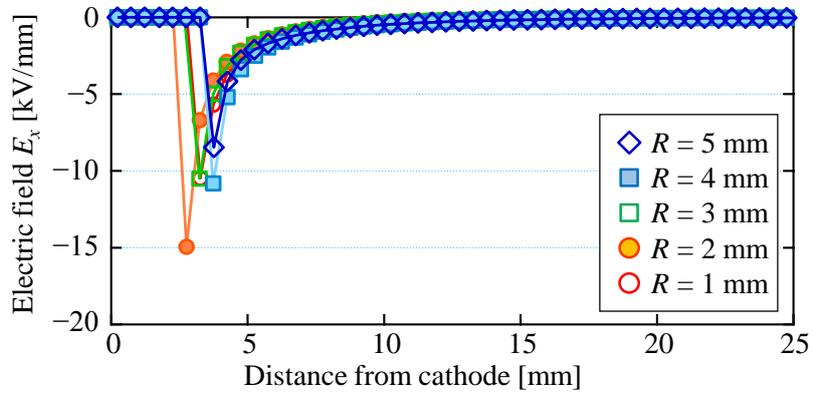


(a-2) Electric field E_y with transient charge

Fig. 5.7 Change in electric field distribution on alumina dielectrics due to transient charging.

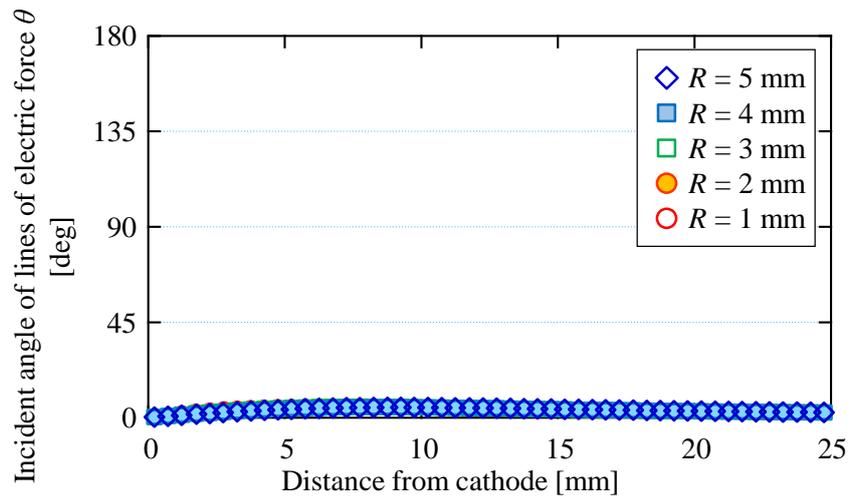


(b-1) Electric field E_x without transient charge

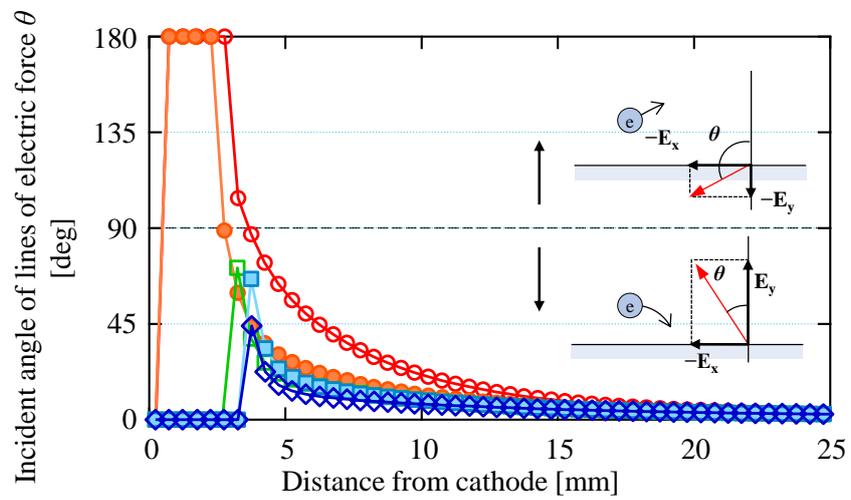


(b-2) Electric field E_x with transient charge

Fig. 5.7 Change in electric field distribution on alumina dielectrics due to transient charging.



(a) Electric field direction without transient charge



(b) Electric field direction with transient charge

Fig. 5.8 Change in electric field on alumina dielectrics due to transient charging.

ことがわかる。R=1, 2 mm では θ が 90° 以上であり、2次電子の飛程が長くなるため^[3]、陰極－陽極間に電流チャネルが形成されやすい。しかし、R=3, 4, 5 mm において、 θ が 90° より小さく、2次電子は再び絶縁物に衝突するため飛程は短くなり、電流チャネルが形成されにくい。したがって、図 5.4(b) における陽極電流の立ち上がり時間遅れは、最初の EEE による過渡帯電電荷量が不十分であったためであり、続いて発生した EEE が過渡帯電を形成・拡大し、沿面電界成分が大きくなったことで電流チャネルが形成されたと考えられる。

以上の検討から、R が大きくなると垂直電界の増加による SEEA 進展の抑制は可能となるが、一方で、電界緩和効果による EEE 電流の抑制効果が小さくなることがわかる。次節では、EEE 電流の抑制および SEEA 進展の抑制の双方を可能とする電極を構築し、フラッシュオーバの抑制を図る。

5. 4 陰極背後の平板電極による沿面フラッシュオーバの抑制

5. 4. 1 電極構成

本節では、棒電極背後に平板電極（以下、背後電極）を設ける。棒電極－アルミナ絶縁物間のギャップ長を短くすることで EEE 電流の抑制を、背後電極により絶縁物に対する垂直電界成分を大きくすることで SEEA 進展の抑制を図る。

図 5.9 に電極構成を示す。陰極材料は SUS304 で、 $\phi 60$ mm, R = 8 mm の平板電極に、 $\phi 2$ mm, 長さ 5 mm の棒電極を取り付けた。また、陰極－アルミナ絶縁物間のギャップ長は 1 mm とし、過渡帯電の電界緩和効果による EEE 電流の抑制を図った。本電極構成では、 10×10 mm² の分割静電プローブを 4 つ、絶縁物裏面の陰極直下および陽極方向 20, 40, 60 mm の位置に設置した。この内、プローブ A および B は陰極背後電極直下であり、C および D はその外

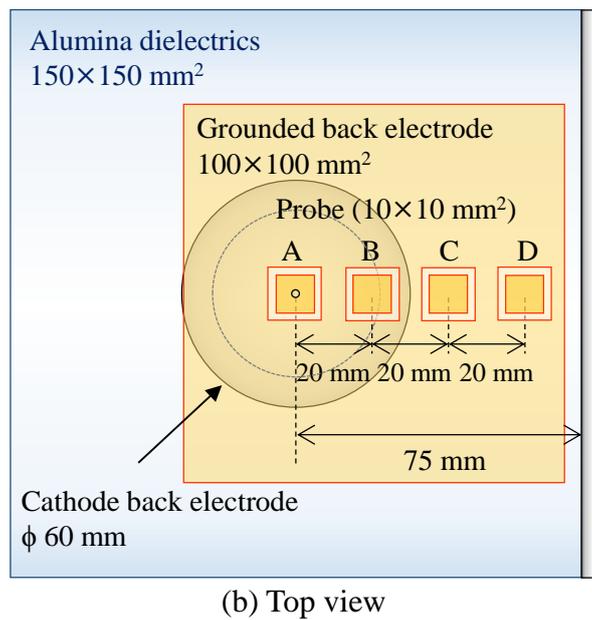
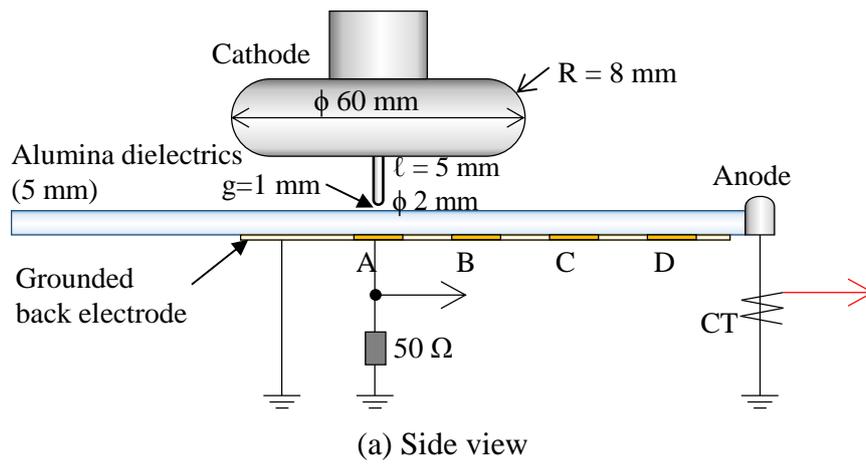


Fig. 5.9 Electrode configuration with back electrode of cathode.

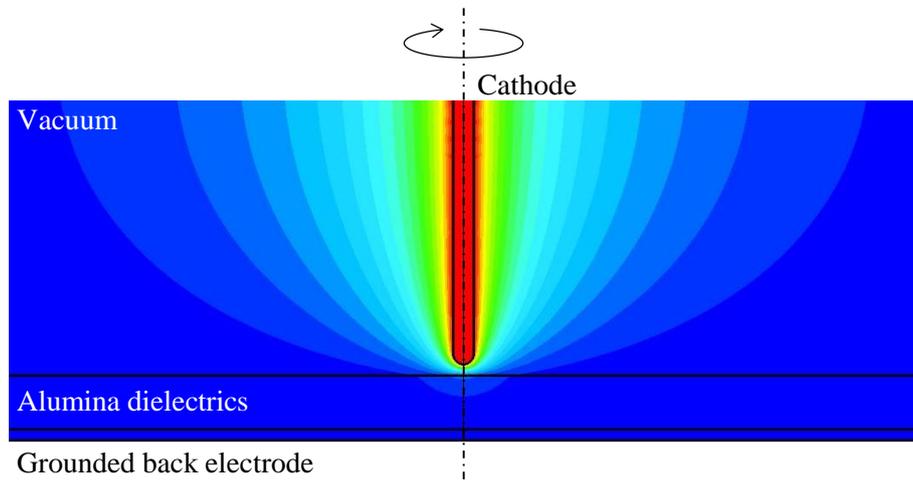
側にある。また、電極間の電流チャネル形成を判断するため、陽極側で CT による放電電流波形を取得した。沿面フラッシュオーバ進展過程において、フレーミング発光像の測定を行った。

図 5.10 に、有限要素法によって求めた棒-アルミナ絶縁物のみの電極構成と背後電極を設けた本電極構成における等電位分布、図 5.11 に絶縁物上の垂直電界および絶縁物に対する電気力線の入射角度を示す。両図より、背後電極が存在する範囲 (< 30 mm : 以下, 背後電極領域) において、垂直電界方向の電界が大きいことがわかる。これにより、絶縁物から放出された 2 次電子の飛程が短くなり、SEEA が進展しにくくなったと考えられる。なお、棒電極先端における最大電界は、印加電圧-30 kV において、それぞれ-43.2 kV/mm および-41.5 kV/mm であり、背後電極による棒電極先端の最大電界は 4 % 程度しか緩和されておらず、EEE はすべて棒電極先端で発生する。

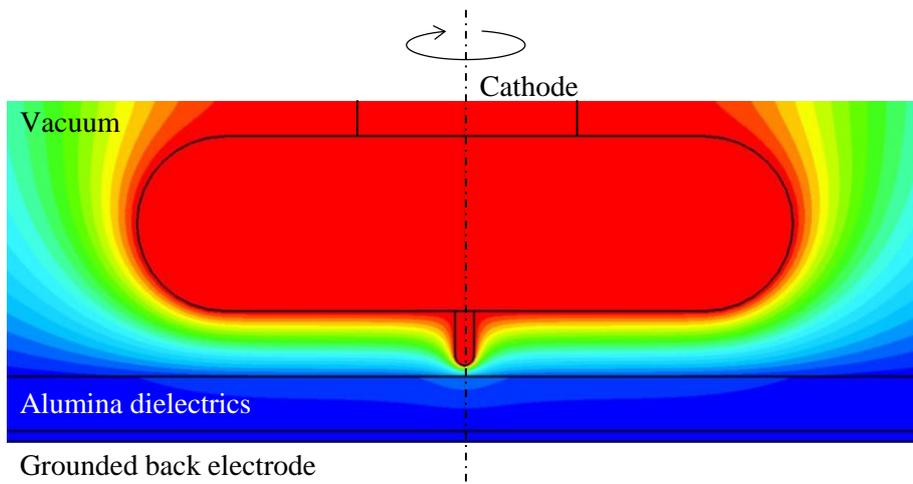
5. 4. 2 沿面フラッシュオーバ波形

図 5.12 に沿面フラッシュオーバ進展過程において、フレーミング測定によって取得した放電発光像および対応する印加電圧、プローブ電流および陽極放電電流波形を示す。図 5.13 は SEEA が途中で停止し、フラッシュオーバに至らなかった時のフレーミング発光像および各種波形である。いずれの場合も、フラッシュオーバ進展は EEE により開始し、プローブ A の電流波形から負極性帯電が形成されたことがわかる。この時、両図(a)では、プローブ B において電流が検出され、過渡帯電の形成が棒電極直下のみでなく、背後電極領域に及んだことがわかる。このことは、図 5.12(b-1)のフレーミング発光像と対応しており、背後電極領域においてのみ発光が観測される。

同図(a)では、フラッシュオーバ進展の開始 500 ns 後に、プローブ C, D および陽極において電流が流れ始めており、SEEA の進展と過渡帯電形成がアルミ



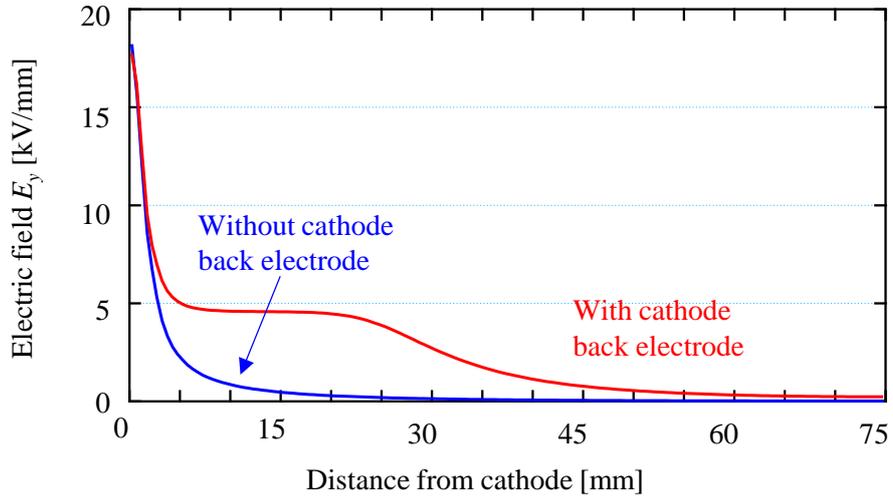
(a) Rod-plane electrode system



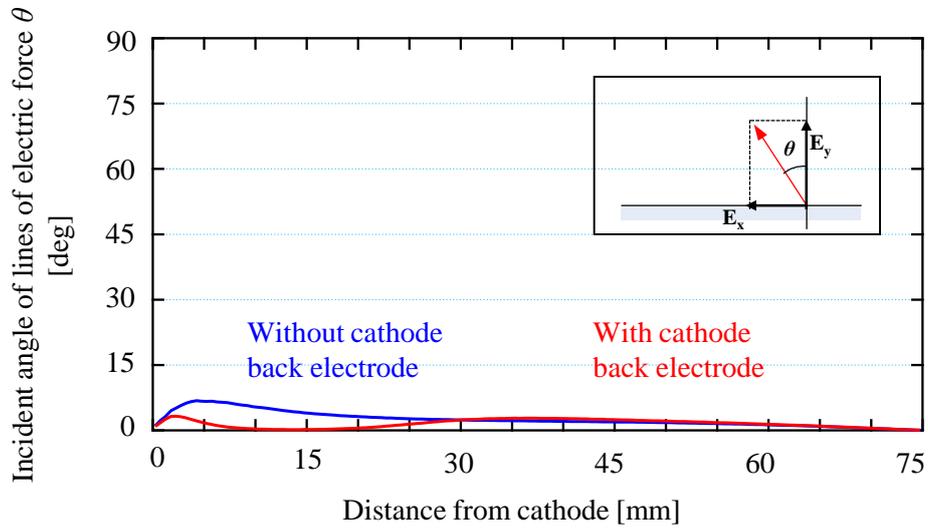
(b) Electrode system with back electrode



Fig. 5.10 FEM calculation of equi-potential distribution.

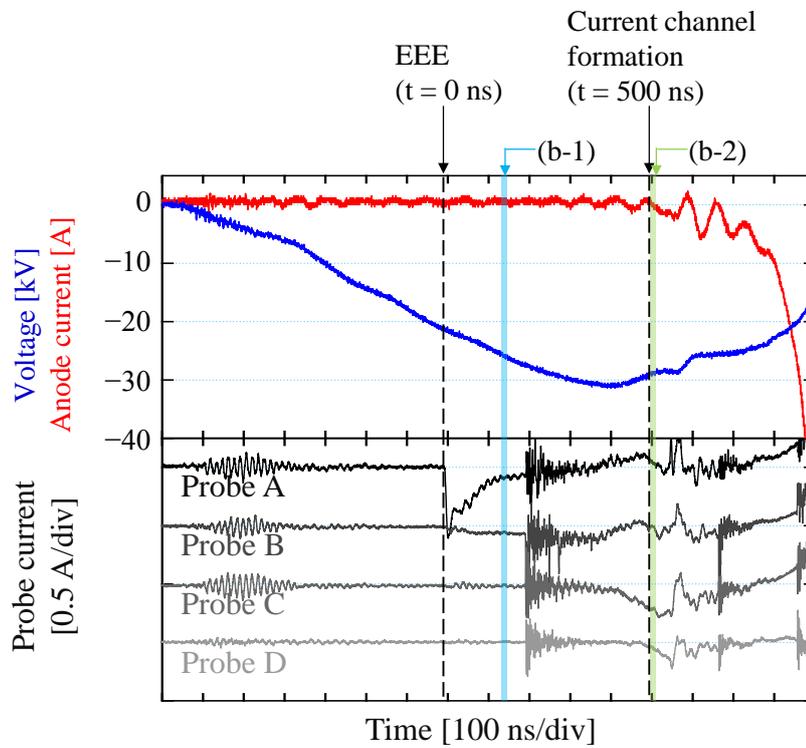


(a) Perpendicular electric field on alumina dielectrics

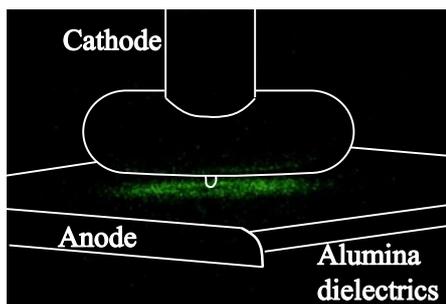


(b) Incident angle of electric lines of force on alumina dielectrics

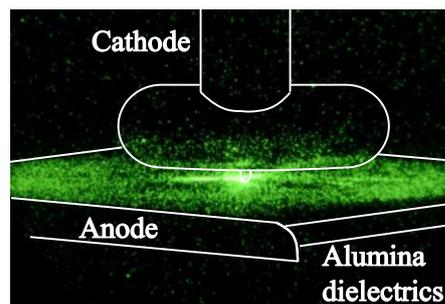
Fig. 5.11 Electric field distribution on alumina dielectrics of electrode system.



(a) Flashover (Applied voltage: $-38.0 \text{ kV}_{\text{peak}}$)

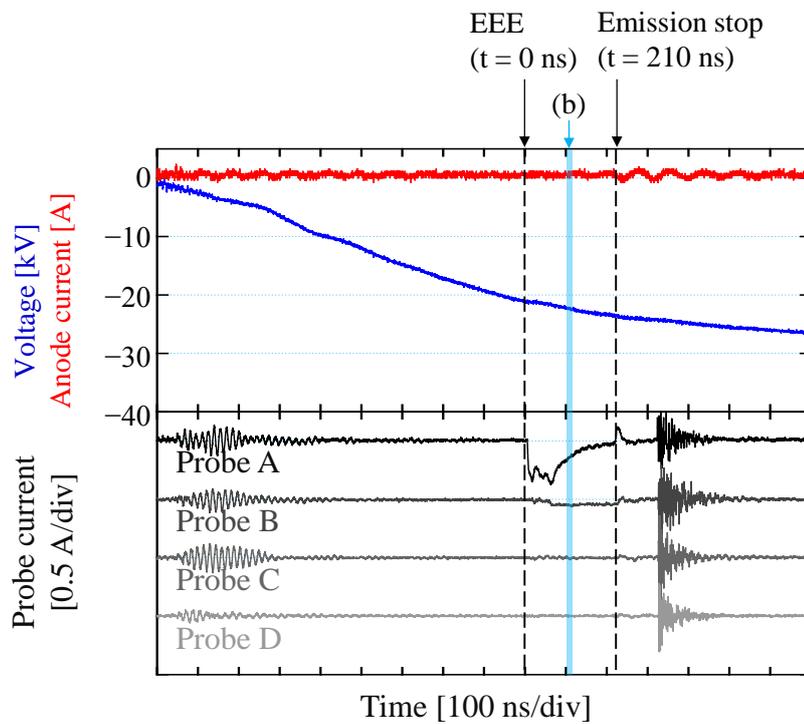


(b-1) Transient charging below back electrode ($t = 150 \text{ ns}$)

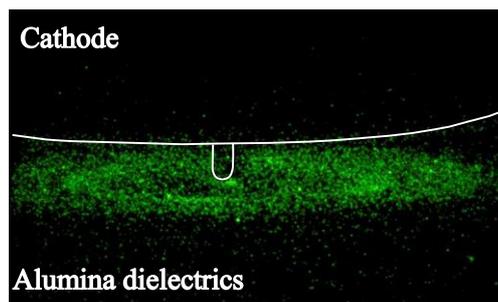


(b-2) SEEA development along whole alumina dielectrics ($t = 500 \text{ ns}$)

Fig. 5.12 Applied voltage, anode current and probe current waveforms in case with flashover.



(a) Suppression of SEEA (Applied voltage: $-30.0 \text{ kV}_{\text{peak}}$)



(b) Transient charging only below cathode back electrode

Fig. 5.13 Applied voltage, anode current and probe current waveforms in case without flashover.

ナ絶縁物全体に拡がったことがわかる。この時同図(b-2)より、アルミナ絶縁物全体で発光が観測できるため、SEEA が背後電界領域より外側に拡がったと考えられる。

一方、図 5.13(a)では、プローブ C, D において電流が検出されず、同図(b)のように発光は背後電極領域のみに観測された。これは、背後電極領域において、SEEA 進展と過渡帯電形成が陰極背後電界によって抑制されたためと考えられる。また、 $t=210\text{ ns}$ で EEE が停止したことから、陰極直下における過渡帯電によって棒電極近傍の電界が緩和されたと考えられる。

背後電極のない電極構成では、EEE が発生した後、絶縁物上過渡帯電が SEEA を促進することで、必ずフラッシュオーバーに至っていた。しかしながら、本電極構成では、EEE が発生したにも関わらず、SEEA の進展を抑制したことによるフラッシュオーバーの抑制を実現することができた。

5. 4. 3 フラッシュオーバーに至る過渡帯電電荷密度

図 5.14 にフラッシュオーバーに至った場合と至らなかった場合の瞬時電圧に対するプローブ B 上の帯電電荷密度を示す。フラッシュオーバーに至った場合は、陽極電流が立ち上がった時、すなわち電流チャンネルが形成された時点における瞬時電圧を表し、フラッシュオーバーに至らなかった場合は EEE が停止した時点における瞬時電圧を表す。電荷密度は、プローブ電流波形の時間積分により求めた過渡帯電電荷量をプローブ面積 (100 mm^2) で除した値である。同図より、フラッシュオーバーに至った場合の帯電電荷密度は、フラッシュオーバーに至らなかった場合よりも多いことがわかる。絶縁物上帯電による電界は、陰極背後電極が形成する電界と逆向きのため、トータルの垂直電界は低くなる。その結果、帯電電荷量が多い場合に、SEEA が進展しやすくなり、電流チャンネルが形成されたと考えられる。

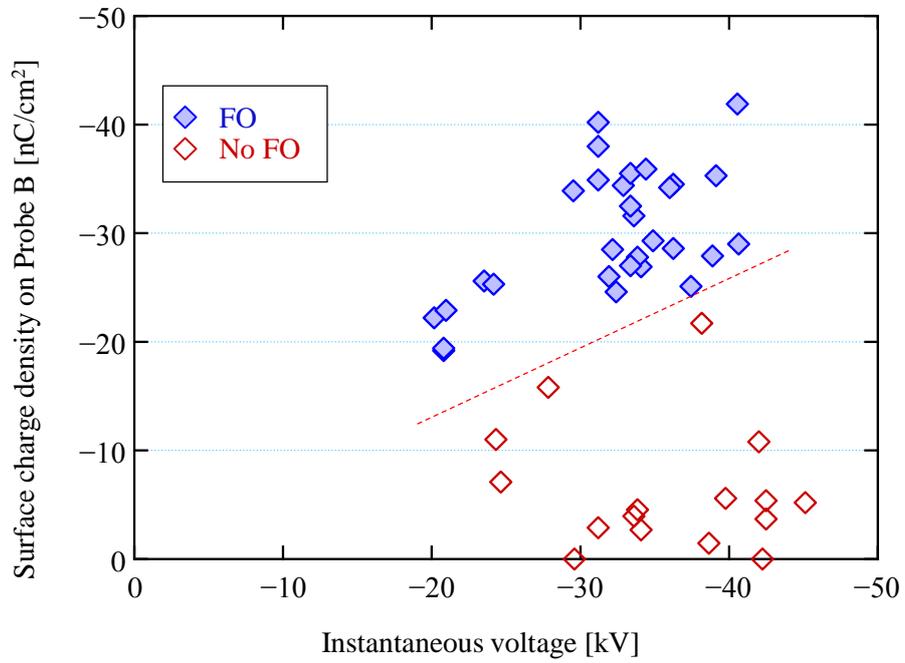


Fig. 5.14 Development condition of SEEA on alumina dielectrics.

5. 5 まとめ

本章では，真空中インパルス沿面放電進展メカニズムに基づき，沿面放電の抑制を目的とし，フラッシュオーバー進展過程における陰極からの突発的電子放出（EEE）電流の抑制および絶縁物上2次電子なだれ（SEEA）進展の抑制を図り，以下の成果を得た．

- (1) 電極を構成する固体絶縁物の静電容量により電界緩和効果が異なる．平行平板コンデンサを模擬できる場合， $Q = CV$ の関係から，静電容量が小さいほど電界緩和効果によるEEE電流抑制率が高い．
- (2) 陰極先端曲率半径を変更した時，初期の電界分布が不平等であるほど，少ない過渡帯電電荷量で電界緩和効果が発現し，EEE電流が抑制される．
- (3) 電界垂直型電極を構成し，SEEAの進展を抑制した．前章までの電極は，絶縁物裏面に接地電極を設けることで電界を制御したが，陰極側にも背後電極を設けることで，より高い垂直電界が得られ，沿面フラッシュオーバーを抑制できる．

第5章の参考文献

- [1] G. A. Mesyats and D. I. Proskurovsky : “Pulsed Electrical Discharge in Vacuum”, Springer-Verlag, 1989.
- [2] G. N. Fursey : “Field Emission in Vacuum Micro-electronics”, Applied Surface Science, Vol.215, pp.113-134, 2003.
- [3] K. Kato, H. Kato, T. Ishida and H. Okubo : “Influence of Surface Charges on Impulse Flashover Characteristics of Alumina Dielectrics in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.16, No.6, pp.1710-1716, 2009.

第6章 沿面フラッシュオーバの抑制条件と 実効的2次電子放出係数

6. 1 まえがき

前章における検討で、陰極背後の平板電極（背後電極）が形成する垂直電界により、SEEAの進展を抑制した結果、電界垂直型電極における真空中沿面フラッシュオーバの抑制を実現した。SEEAの進展しやすさは、2次電子放出係数で評価できる。2次電子放出係数は、絶縁物に衝突する電子の衝突エネルギー・衝突角、および絶縁物材料などにより決まる^[1-3]。2次電子放出係数に関して、これまで電界平行型電極の場合や2次電子放出係数が1となる定常状態を考えた場合の沿面帯電分布などが検討されている^[4]。

本章では、沿面フラッシュオーバに至った場合、および沿面フラッシュオーバが抑制された場合について、絶縁物上の過渡帯電を考慮した電界解析によりSEEAの進展過程における沿面電界分布を導出し、フラッシュオーバの抑制条件を定量的に検討する。また、絶縁物から放出された2次電子に対し、過渡帯電存在時の2次電子放出係数を実効的2次電子放出係数と定義し、真空中沿面フラッシュオーバ進展・抑制メカニズムを考察する。

6. 2 2次電子放出係数の導出過程

本節では、実験的に得られた帯電電荷量を用いた有限要素法（FEM）により、過渡帯電存在時の沿面電界分布を取得する。また、絶縁物沿面上のSEEA進展条件について議論するため、2次電子放出係数の導出を行う。

一般に、絶縁物に対して入射する電子が持つエネルギー E_n と2次電子放出係数 δ との関係は、絶縁物から放出された2次電子のエネルギー領域に対して、次の式で表される^[1,2,5,6]。

$$\frac{\delta(E_n, \phi)}{\delta_m} = \frac{1.526(1 + k_s \phi^2 / 2\pi)(1 - \exp(-z^{1.725}))}{z^{0.725}} \dots\dots\dots(6.1)$$

$$z = 1.284 \frac{E_n}{E_m} \dots\dots\dots(6.2)$$

δ_m : 2次電子放出係数の最大値

E_n : 絶縁物に入射する電子が持つエネルギー

E_m : 2次電子放出係数が最大値を取るエネルギー

k_s : 絶縁物表面粗さのファクター (0~2 の値, 通常は 1)

ϕ : 電子の入射角度 (絶縁物表面の法線方向に対する角度)

ここでは, 通常の状態を考慮して $k_s = 1$ とする. また, アルミナ絶縁物において $E_m = 650$ eV, $\delta_m = 6.4$ という値が広く用いられる^[7].

電界空間における電子の運動方程式より, 絶縁物に対する2次電子の衝突エネルギーを導出する. 図 6.1 に2次電子軌道の2次元空間モデルを示す. 同図で, 絶縁物法線方向に対し角度 ϕ , 初期エネルギー E_{n0} で2次電子が放出されたと仮定し, 電子が飛翔する空間において絶縁物法線方向に対する電気力線入射角度を θ とする.

以下, 図 6.2 に示す計算過程に則る. 電子の飛翔距離は短いため^[8], 電界一様の場合を仮定すると, 絶縁物に対する電子衝突時の運動エネルギー E_n および入射角度 ϕ は次のように計算される^[9].

$$E_n = E_{n0} (1 + 4 \sin \phi \cos \phi \tan \theta + 4 \cos^2 \phi \tan^2 \theta) \dots\dots\dots(6.3)$$

$$\phi = |\arctan(\tan \phi + 2 \tan \theta)| \dots\dots\dots(6.4)$$

2次電子の放出角度 ϕ は余弦法則によって確率的に与えられ^[10,11], 図 6.1 に示す2次元空間において確率密度関数 p は以下の式で与えられる^[12].

$$p = \frac{1}{2} \cos \phi \dots\dots\dots(6.5)$$

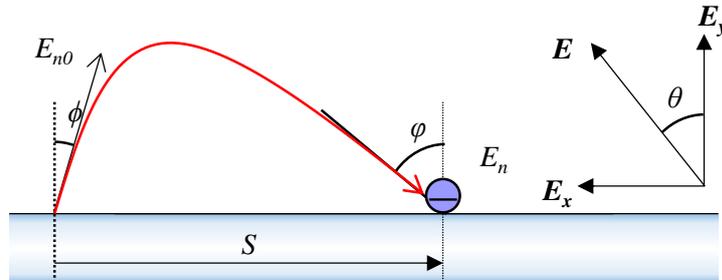


Fig. 6.1 Schematic of secondary electron trajectory.

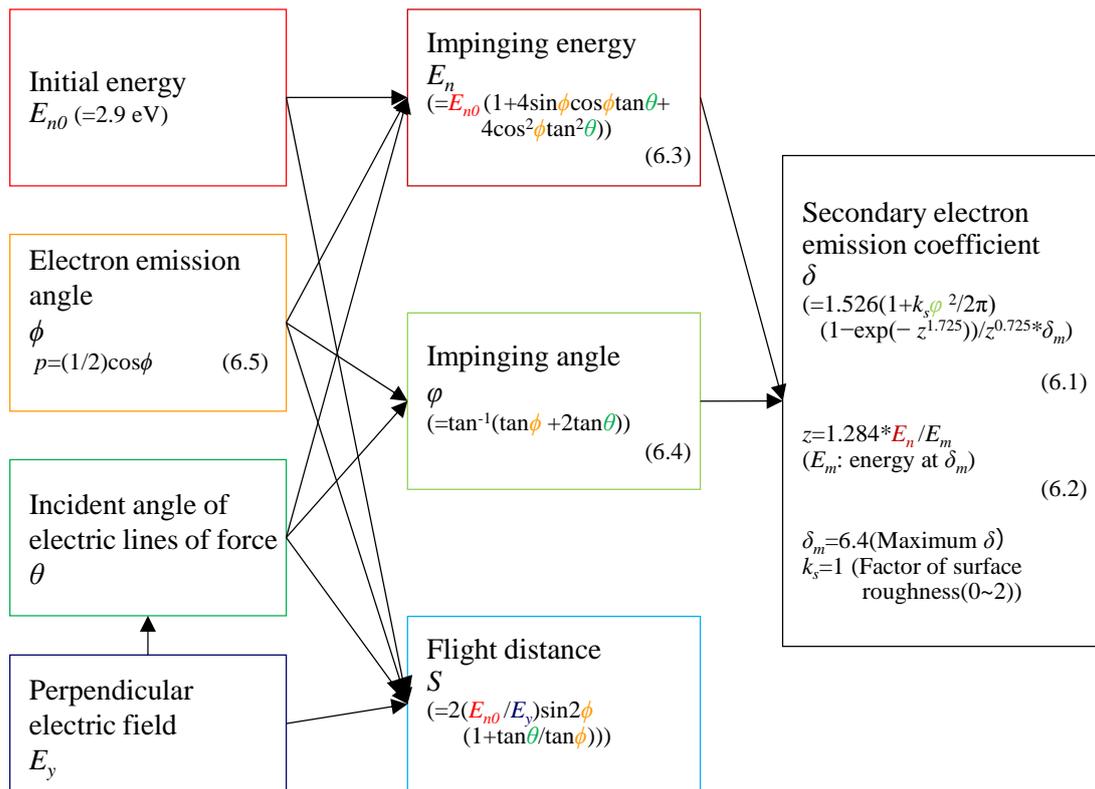


Fig. 6.2 Flowchart for calculation of secondary electron emission coefficient.

ただし,

$$\int_{-90^\circ}^{90^\circ} p d\phi = 1 \dots\dots\dots(6.6)$$

2次電子の初期エネルギーは, Seggern によって近似的に求められており^[13], 絶縁物の種類および入射電子のエネルギーによらず, 次の式で表される確率密度関数 $q(E_{n0})$ が用いられる^[14].

$$q(E_{n0}) = \sum_{i=1}^2 a_i \exp(-b_i E_{n0}) \dots\dots\dots(6.7)$$

$$a_1 = 0.476, a_2 = -0.476, b_1 = 0.4, b_2 = 2.5$$

ただし,

$$\int_0^\infty q dE_{n0} = 1 \dots\dots\dots(6.8)$$

式(6.7)より, 2次電子の初期エネルギー分布を図 6.3 に示す. 同図より, 絶縁物から真空空間へ放出される2次電子の初期エネルギーは, ほとんどの割合が数 eV オーダーであることがわかる. また同図から, 2次電子の初期エネルギーの期待値は約 2.9 eV であったため, 本検討では, 2次電子の初期エネルギー E_{n0} を 2.9 eV とし, $p(\phi)$ は入射電子の入射角に依存せず, 式(6.5)を満たすものとした.

6. 3 過渡帯電存在時の表面電位分布

6. 3. 1 ロジスティック式

過渡帯電が形成された時の表面電位分布を考えるにあたり, 本節では式(6.9)で与えられるロジスティック式を適用した.

$$N(x) = \frac{K}{1 + rK \exp(x_0 - x)} \dots\dots\dots(6.9)$$

N : 帯電電荷量 K : 最適帯電電荷量 r : 帯電量の増加率

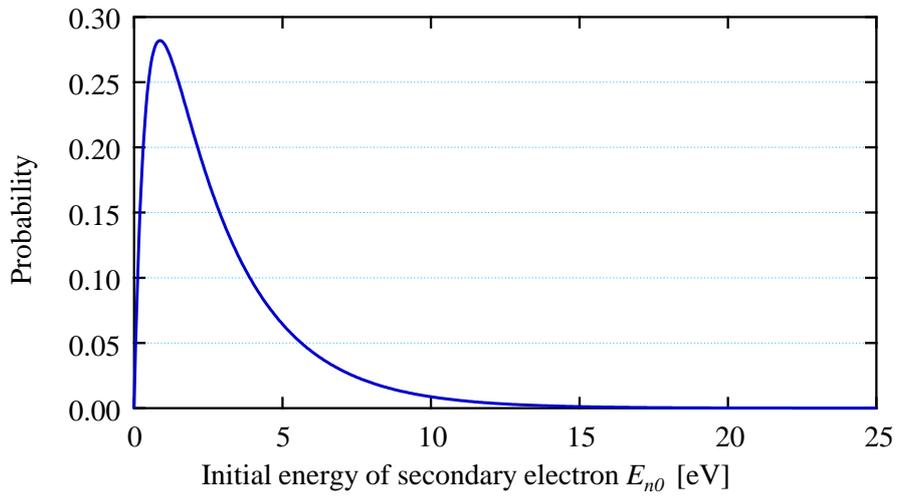


Fig. 6.3 Probability density distribution of initial energy of secondary electron ^[13].

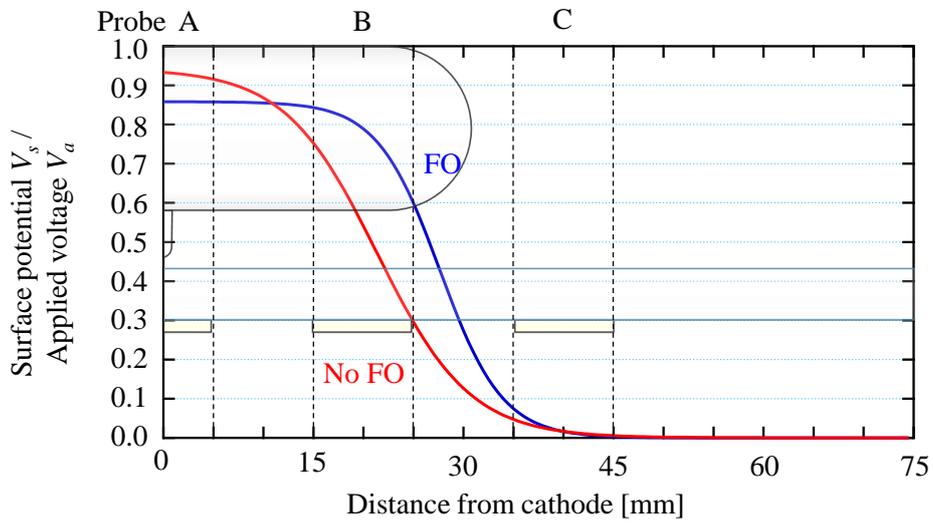


Fig. 6.4 Logistic distribution of surface potential due to transient charging.

ここで, x_0 はグラフにおける変曲点を表す. 式(6.9)における特殊な例として, $r = a$ (a は任意), $K = 1, x_0 = 0$ と置いた場合をシグモイド関数といい, アーク消弧シミュレーションの非線形モデル化などに用いられる^[15]. 一方で, ロジスティック式は個体群の増加・減少モデルを表す微分方程式であり, 以下の式(6.10)で表され, 式(6.9)はその解である.

$$\frac{dN}{dx} = r \left(\frac{K - N}{K} \right) N \dots\dots\dots (6.10)$$

N : 個体数 K : 環境収容力 r : 内的増加率

ロジスティック式は次の特性を有する.

- (1) 個体数 $N = 0$ では, 増加率は $r = 0$ となる.
- (2) 個体数 N が増加するにつれ, 増加率 r は低下する.
- (3) 環境の収容個体数には限度があるため, その数を K とすれば, $N = K$ の時, 増加率 r は 0 となる.

ここでは, 「個体」を「電子」, 「収容個体数」を実効的な2次電子放出係数が1となる定常状態における最適な「帯電電荷量 (電子数)」とみなすことで, 式(6.11)のように置換できる.

$$\frac{dN_P}{dx} = r \left(\frac{K' - N_P}{K'} \right) N_P \dots\dots\dots (6.11)$$

N_P : 帯電電荷量 K' : 最適帯電電荷量 r : 帯電量の増加率

この式により, 任意の数の初期電子が絶縁物に入射した時の絶縁物上の帯電電荷量の増加率を考慮した分布の評価が可能であると考えられる. また, 絶縁物の帯電電荷量によって帯電量の増減の関係が変化するため, 実効的な2次電子放出係数の変化の検討が可能となる.

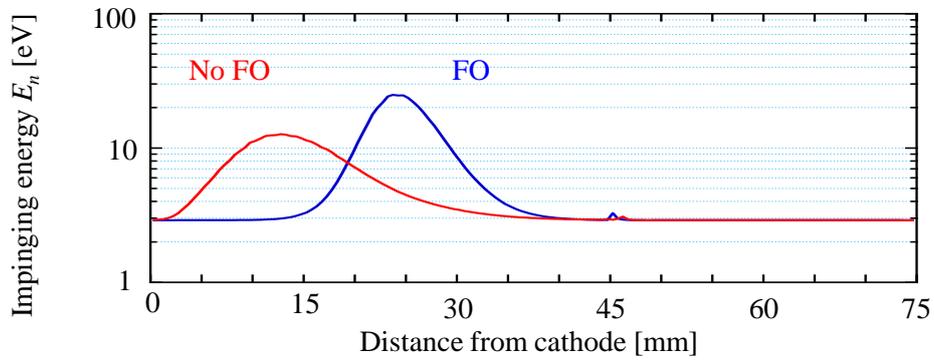
6. 3. 2 フラッシュオーバー時の SEEA 進展条件

図 6.4 に、絶縁物上過渡帯電を考慮した電界解析によって導出した表面電位分布を示す。同図は式(6.9)の形で、フラッシュオーバーに至った場合は電流チャネルが形成された時点、フラッシュオーバーが抑制された場合は EEE が停止した時点の帯電電荷量を用い、表面電位分布を導出した。同図の表面電位分布を考慮した沿面電界と前節の各式から、絶縁物沿面上の各点における θ および E_y を求め、 δ を導出した。

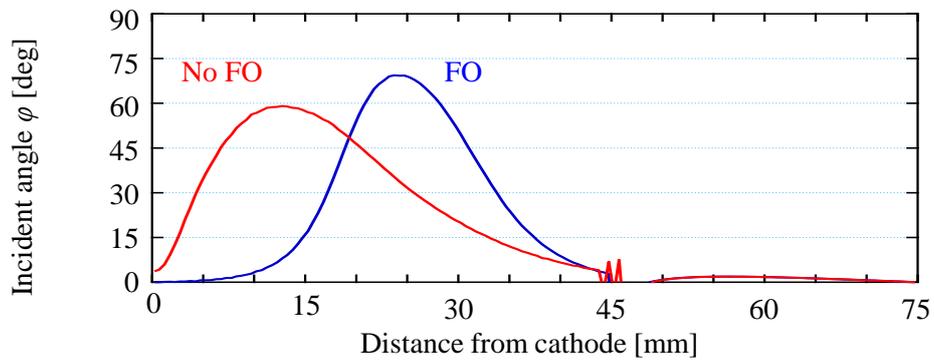
図 6.5 は、絶縁物沿面上の 2 次電子の衝突エネルギー E_n 、衝突角 φ 、および飛翔距離 S の期待値である。横軸は 2 次電子の放出座標 X であり、各値は厳密には 2 次電子の衝突先におけるエネルギーや衝突角を表すが、同図(c)より、2 次電子の飛翔距離は数 μm から数百 μm と沿面距離に極めて短いため、 $X + S \doteq X$ とした。

図 6.6 に絶縁物沿面上の 2 次電子放出係数を示す。図 6.4 の表面電位分布で、いずれの場合においても勾配が大きい箇所、2 次電子放出係数が増加した。これは図 6.5(a)に示すように、2 次電子が大きな衝突エネルギーを有し、かつ同図(b)に示すように絶縁物に対し平行に近い形で入射するためである。フラッシュオーバーに至ったのは、背後電極領域の端部 ($X = 25 \text{ mm}$) 付近において 2 次電子放出係数が増加し、背後電極領域の外部 ($X > 25 \text{ mm}$) への SEEA 進展が可能となったためと考えられる。

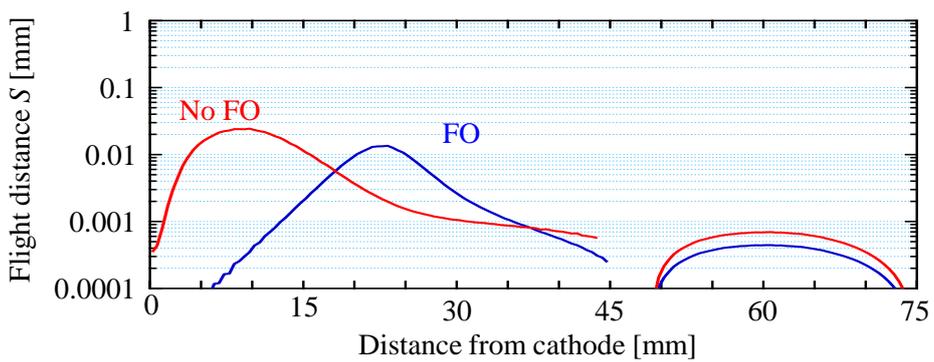
一方で、フラッシュオーバーが抑制されたのは、陰極背後電極領域の端部において 2 次電子放出係数が小さいため電子が絶縁物にトラップされ、SEEA が進展しなかったためと考えられる。よって、過渡帯電の形成が持続し、背後電極領域端部における 2 次電子放出係数の増加までに陰極からの電子供給が停止しない限り、SEEA の進展によってフラッシュオーバーに至ると考えられる。



(a) Impinging energy



(b) Impinging angle



(c) Flight distance

Fig. 6.5 Expected value of secondary electron impinging energy, impinging angle and flight distance along alumina surface.

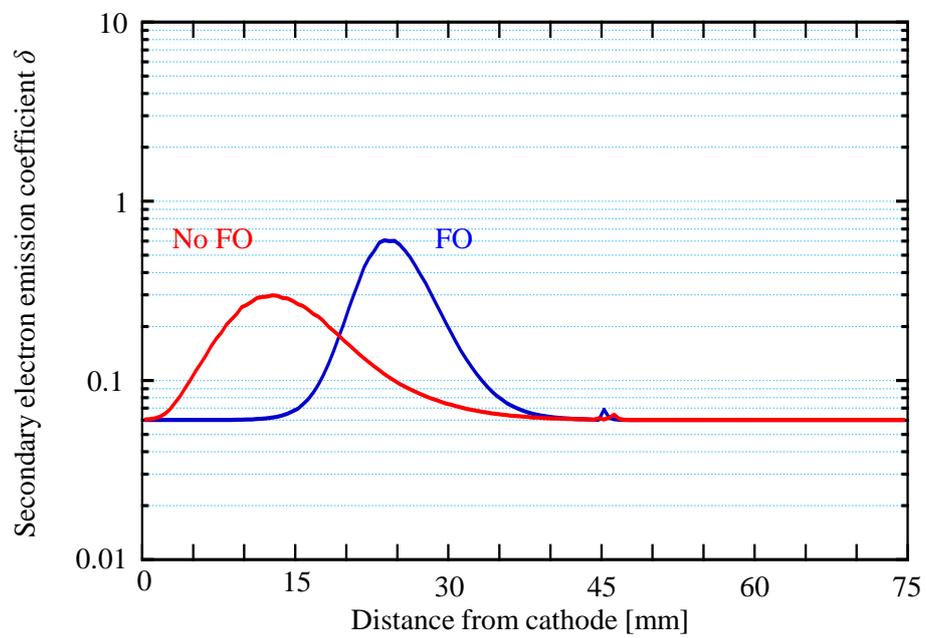


Fig. 6.6 Expected value of secondary electron emission coefficient along alumina surface.

6. 3. 3 フラッシュオーバ時の過渡帯電分布の時間推移

本項では，フラッシュオーバに至った場合の過渡帯電分布と2次電子放出係数の時間推移の相関について検討する．

図 6.7 に印加電圧およびプローブ電流波形を時間積分して算出した絶縁物上過渡帯電電荷量の時間推移を示す．EEE 発生時点を $t=0$ s とし，50 ns 毎の過渡帯電電荷量の変化を求め，その時点の表面電位に変換を行った．各プローブ上の値からロジスティック式による近似線を求めた．図 6.8 に，表面電位分布の時間推移を示す．同図から，時間経過とともに，過渡帯電電荷量が増加し，帯電分布が拡大することがわかる．この表面電位と帯電分布から，絶縁物上の電界方向 θ および垂直電界 E_y を求め，図 6.2 のプロセスで求めた2次電子放出係数の時間推移を図 6.9 に示す．同図において，2次電子放出係数のピーク位置に着目すると，陰極を中心として，次第に外側にシフトすることがわかる．これは SEEA の進展を表し，帯電分布は徐々に拡大する．この傾向は，図 6.10 の表面電位の変化量，すなわち絶縁物上過渡帯電電荷量の変化量と対応しており，SEEA の進展先では2次電子放出係数は再び減少し，電子が絶縁物にトラップされることで負極性帯電が増加することがわかる．

また，図 6.9 における2次電子放出係数のピークの左側に着目すると，同領域の2次電子放出係数は時間経過に関わらず 0.06 程度で一定である．一方で，図 6.10 における同領域において，絶縁物上の過渡帯電電荷量の増加に伴い，その増加率が低下することがわかる．これは，ロジスティック式の特徴とよく一致しており，ロジスティック式による過渡帯電分布の表現が妥当であることを示すと考えられる．すなわち，式(6.10)における帯電電荷量の増加率 $r(K-N)/K$ が，実効的な2次電子放出係数が1となる帯電電荷量 K に近づくとつれて減少し， $N=K$ の時，増加率は0となる．これはすなわち，実効的な2次電子放出係数が1であることと同義である．

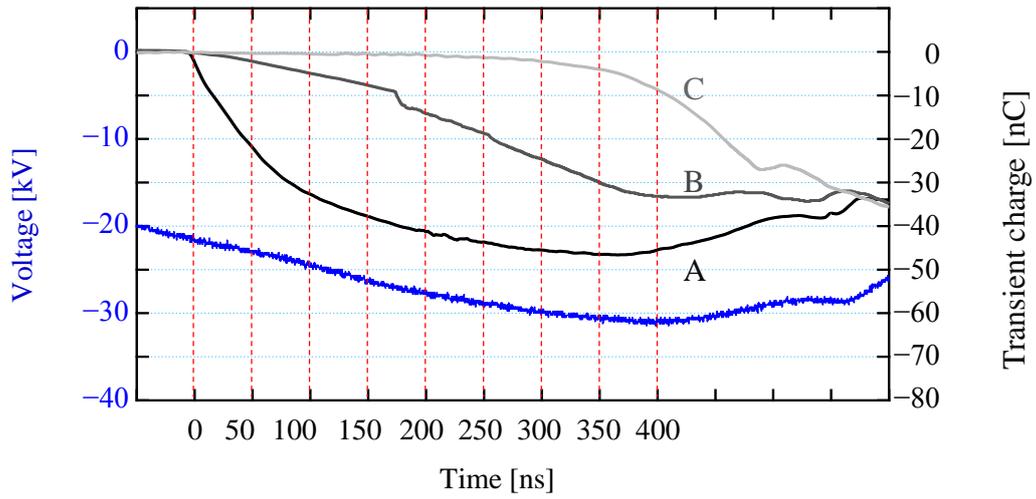


Fig. 6.7 Transition of surface charge on alumina dielectrics.

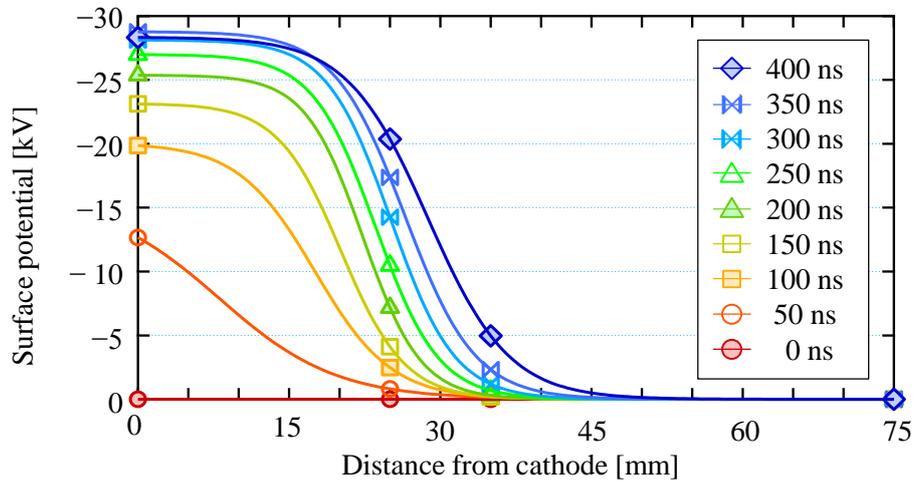


Fig. 6.8 Temporal variation of surface potential distribution on alumina dielectrics.

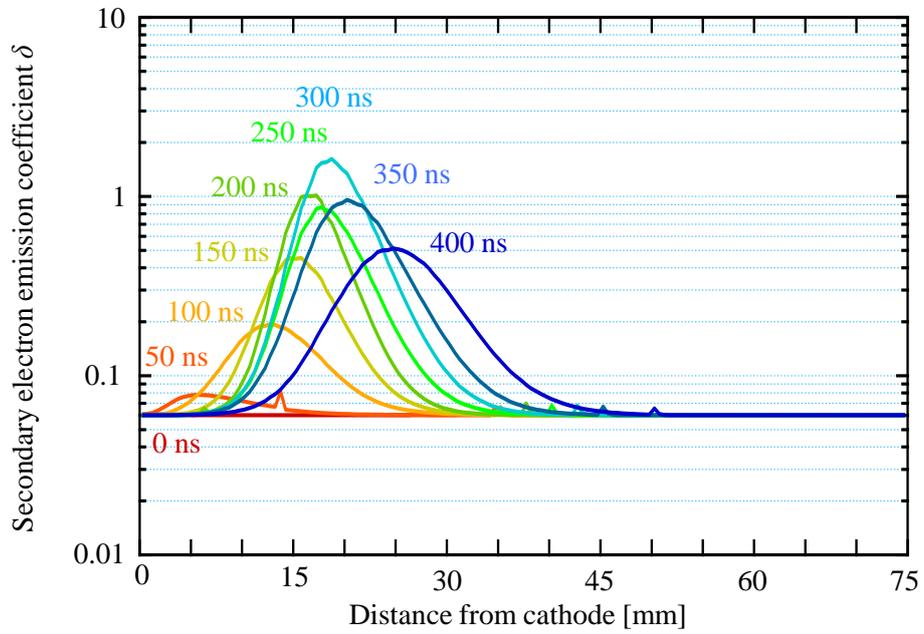


Fig. 6.9 Temporal variation of secondary electron emission coefficient on alumina dielectrics.

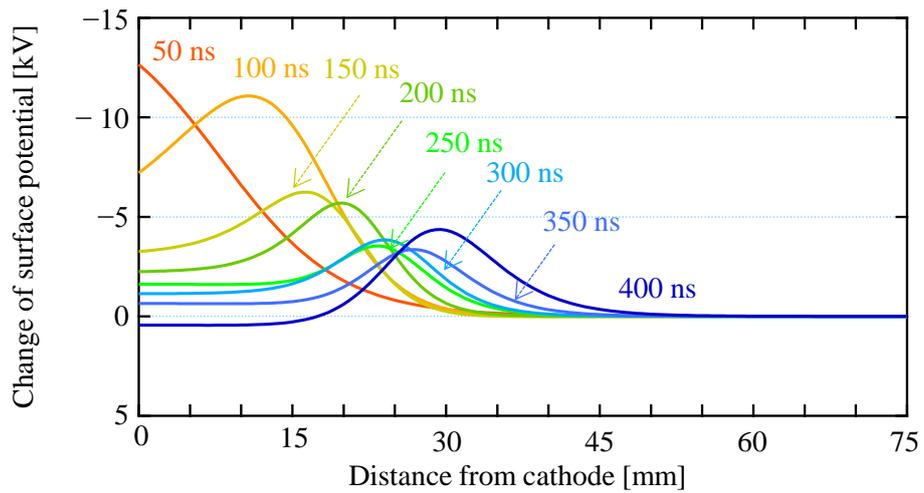


Fig. 6.10 Change of surface potential on alumina dielectrics in every 50 ns.

ロジスティック式の物理的な説明として、過渡帯電が存在する箇所では、トラップされた電子が多く、放出され得る2次電子が増加したため、帯電電荷量が増加しにくくなったといえる。換言すれば、帯電が存在することで、実効的な2次電子放出係数は増加すると考えられる。したがって、図6.9において帯電が存在する領域における2次電子放出係数は1に限りなく近い値となっていると考えられる。このように、 δ は式(6.1)から一意に求まるのではなく、過渡帯電が存在することによって実効的に増加することを明らかにした。

また、前節の図6.4におけるフラッシュオーバが抑制された場合の2次電子放出係数の沿面分布と比較すると、フラッシュオーバに至らなかった場合の2次電子放出係数のピーク位置は、図6.9の $t = 150 \text{ ns}$ におけるピーク位置と近いことがわかる。したがって、フラッシュオーバに至らなかった場合、SEEAが進展し過渡帯電分布を拡大する過程で、陰極近傍における電界緩和効果が十分に発現したことでEEEが停止したと考えられる。

6. 4 まとめ

本章では、沿面フラッシュオーバに至った場合、および沿面フラッシュオーバが抑制された場合における過渡帯電を考慮した実効的2次電子放出係数の時間推移を導出し、以下の結果を得た。

- (1) 過渡帯電分布をロジスティック式に基づき模擬し、フラッシュオーバに至った場合および抑制された場合における2次電子放出係数を導出した。
- (2) 帯電分布の勾配の大きい部分において2次電子放出係数が大きく、2次電子なだれが進展しやすいことを見出した。
- (3) 帯電が存在する領域では、過渡帯電が存在することで実効的2次電子放出係数が増加することを見出した。これは放出され得る2次電子が増加する

ため、絶縁物上の帯電電荷量の増加率 r が減少し、実効的 2 次電子放出係数 δ は定常状態における 1 に近づくことを表すと考えられる。

第 6 章の参考文献

- [1] P. H. Dawson : “Secondary electron emission yield of some ceramics”, Journal of Applied Physics, Vol.37, pp.3644-3645, 1964.
- [2] E. A. Burke : “Secondary Electron Emission from Polymers”, IEEE Trans. on Nuclear Science, Vol.27, pp.1760-1764, 1980.
- [3] Suhayanto, Y. Yamano, S. Kobayashi, S. Michizono and Y. Saito : “Secondary Electron Emission and Surface Charging Evaluation of Alumina Ceramics and Sapphire”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.13, No.1, pp.72-78, 2006.
- [4] H. Naruse and O. Yamamoto : “Estimation of Flashover Voltage along Cylindrical Insulator in Vacuum”, 26th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, pp.65-68, 2014.
- [5] H. Seiler : “Secondary electron emission in the scanning electron microscope”, Journal of Applied Physics, Vol.54, No.11, 1983.
- [6] J. Rodney and M. Vaughan : “A new formula for secondary emission yield”, IEEE Trans. on Electron Devices, Vol.36, No.9, pp.1963-1967, 1989.
- [7] O. Yamamoto, T. Hara, H. Matsuura and M. Hayashi : “Temporal Behavior of Surface Charge Accumulation in Bridged Vacuum Gaps”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.2 No.2, pp.292-298, 1995.
- [8] Andreas A. Neuber, Lynn L. Hatfield and Magne Kristiansen : “The Role of Outgassing in Surface Flashover in Vacuum”, IEEE Trans. on Plasma Science, Vol. 28, No. 5, 2000.
- [9] K. Kato, H. Kato, T. Ishida, H.Okubo and K. Tsuchiya : “Influence of Surface Charges on Impulse Flashover Characteristics of Alumina Dielectrics in Vacuum”, IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.16, No.56, pp.1710-1716, 2009.
- [10] C. H. de Turreil and K. D. Srivastava : “Mechanism of Surface Charging of High-Voltage Insulation in Vacuum”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.8, No.17, pp.17-21, 1973.
- [11] 桜庭 : 「電子管工学」, 森北出版, 1989.
- [12] O. Yamamoto, T. Hara, I. Nakanishi and M. Hayashi : “Monte Carlo Simulation of Surface Charge on Angled Insulators in Vacuum”, IEEE Trans. on Electrical Insulation, Vol.28, No.4 pp.706-712, 1993.
- [13] H. Von Seggern : “Charging dynamics of dielectrics irradiated by low energy electrons”, IEEE Trans. on Nuclear Science, Vol.32, No.4, pp.1503-1511, 1985.
- [14] K. K. Yu; G. J. Zhang; N. Zheng, Y. Raitses and N. J. Fisch : "Monte Carlo Simulation of Surface-Charging Phenomena on Insulators Prior to Flashover in Vacuum", IEEE Trans. on Plasma Science, Vol.37, No.5, 2009.

- [15] Abderahmane Ziani and Hocine Moulai : “Application of Artificial Neural Networks for Electric Arc Extinction Modeling in High Voltage Circuit Breakers”, 15th IEEE Mediterranean Electrotechnical Conference, pp.248-252, 2010.

第7章 総括

7. 1 まえがき

高真空を絶縁・消弧媒体とする真空遮断器は、84 kV 以下の中電圧クラスで主流の遮断器となっている。高電圧化への取り組みの中で、課電導体の支持に用いられる固体絶縁物上の沿面絶縁の問題が挙げられ、沿面放電に関する研究がなされている。従来検討されてきたのは、電界平行型電極構成における陰極三重点からの電子放出および絶縁物上の2次電子なだれである。しかしながら、実際の真空バルブ内部における様々な電界分布を考慮する上で、電界垂直型電極における真空中沿面放電メカニズムの解明が必要となる。

以上の観点から、本研究では電界垂直型電極を構築し、インパルス電圧印加時の真空中沿面放電の開始および進展過程における電荷挙動を明らかにするとともに、提案したメカニズムに則った放電抑制手法の提案を行った。

以下に、本研究の内容を総括する。

7. 2 本研究で得られた成果

7. 2. 1 真空中インパルス沿面放電進展過程の分類と前駆放電現象

第2章では、電界垂直型電極を構築し、インパルス電圧印加時の沿面放電における放電進展過程における電荷挙動を明らかにした。ここで、光学測定系の測定感度の向上により、沿面フラッシュオーバの前駆現象の存在を明らかにした。沿面フラッシュオーバ前駆現象において、負極性インパルス電圧の印加時、陰極からの電子放出によって生じ、絶縁物上に電子衝突に伴う発光を観測できた。前駆放電では、印加電圧の増加とともに、陰極上における電子放出箇所および放出電荷量が増加する。また、絶縁物上の発光輝点は、陰極上の電子放出箇所に対し電気力線に沿って一意に決まる。

7. 2. 2 沿面フラッシュオーバ開始時の突発的電子放出特性

第3章では、インパルス沿面放電進展過程において、前駆放電がフラッシュオーバ進展へと転移するメカニズムについて検討を行った。前駆放電からフラッシュオーバ進展への転移メカニズムとして、陰極からの電子放出機構が突発的電子放出 (EEE) 機構への転移がメカニズムとして挙げられる。EEE の放出電流密度は陰極表面電界および陰極材料の仕事関数に依存することを明らかにした。この時 EEE によって、絶縁物上には過渡的に帯電が形成される。陰極-アルミナ絶縁物間のギャップ長が短い場合、絶縁物上の過渡帯電による電界緩和効果が現れやすく、フラッシュオーバの起点となる陰極からの放出電流が抑制されると考えられる。

7. 2. 3 沿面フラッシュオーバ進展過程における絶縁物上過渡帯電

第4章では、フラッシュオーバ進展過程において、EEE によって形成される過渡帯電について検討を行い、真空中インパルス沿面フラッシュオーバ進展のモデルを構築した。絶縁物上の過渡帯電分布は、陰極上の EEE 発生点に依存する。絶縁物上過渡帯電の効果は、陰極近傍における電界緩和効果と絶縁物上における電界変歪効果に大別できる。陰極からの EEE 電流は、自身の電子放出によって形成する絶縁物上過渡帯電の陰極近傍における電界緩和効果により抑制される。フラッシュオーバは過渡帯電の絶縁物上電界変歪効果によって、電界を垂直から平行方向へと変化し、2次電子の飛程が伸びることで進展が可能となる。

7. 2. 4 沿面フラッシュオーバの制御および抑制

第5章では、提案した電界垂直型電極における真空中インパルス沿面放電進展メカニズムに基づき、フラッシュオーバ進展過程における陰極からの突発的電子放出電流の抑制および絶縁物上2次電子なだれ進展の抑制を図った。絶縁物上過渡帯電の電界緩和効果により、陰極からの放出電流を抑制することが可能である。電界緩和効果を決定づける要因に電極を構成する固体絶縁物の静電容量があり、静電容量が小さいほど電界緩和効果によるEEE電流抑制率が高い。また、陰極先端曲率半径を変更した時、初期の電界分布が不平等であるほど、少ない過渡帯電電荷量で電界緩和効果が発現し、EEE電流が抑制される。2次電子なだれ進展は、陰極側に背後電極を設けることで抑制される。陰極背後電極により高い垂直電界が得られ、沿面フラッシュオーバ進展の抑制を実現した。

7. 2. 5 沿面フラッシュオーバの抑制条件と実効的2次電子放出係数

第6章では、フラッシュオーバに至った場合、および抑制された場合における過渡帯電を考慮した電界解析により、2次電子なだれ進展時の実効的な2次電子放出係数の時間推移を導出した。背後電極を設けた電極構成において2次電子なだれが進展しフラッシュオーバに至る条件は、絶縁物上過渡帯電領域の端部における過渡帯電による2次電子放出係数の増加であることを明らかにした。また、帯電分布の勾配の大きい部分において2次電子放出係数が大きく、2次電子なだれが進展しやすい。さらに、帯電が存在する箇所では、帯電量の増加が抑制されることから、実効的2次電子放出係数の増加の可能性を示唆した。

7. 3 本研究の学術的および工学的意義

本研究では、真空遮断器の高電圧化の技術課題の一つである沿面放電の抑制のために真空中沿面放電メカニズムの解明を目的とした。従来、研究が行われてきた絶縁物に対する電界が平行な電界平行型電極に対して、電界が垂直な電界垂直型電極を構築し、インパルス電圧印加時の真空中沿面放電の開始および進展過程における基礎的な電荷挙動を明らかにした。真空中沿面放電進展メカニズム解明のため、当該研究分野における測定技術としては新たな試みと言える電氣的・光学的超高速同期測定を駆使した。これらにより、真空中沿面放電進展過程における絶縁物上電荷挙動を超高速測定することが可能となり、電荷挙動に伴う過渡的な帯電現象の存在を明らかにするに至った。さらに、提案したメカニズムに立脚した放電抑制手法の提案を行い、実験結果に基づいて真空中沿面放電の抑制を実現した。

本研究で得られた成果は、真空中沿面放電メカニズムの学術的解明と放電抑制手法の理論的提案、およびその実験的検証である。これらの研究成果は、真空遮断器の高電圧化や小型化に向けた絶縁設計に資する有効な指針を与えるとともに、粒子加速器や宇宙機器などの真空環境下で用いる各種電力機器の高性能化、高信頼度化に寄与するものと考えられる。

7. 4 今後の展望

実器の真空遮断器の交流運転下において、真空中部分放電と称する絶縁物上の帯電現象が確認されている。このことから、サージなどのインパルス電圧が侵入する場合は、交流電圧下の初期帯電が存在する場合の沿面放電について考慮する必要がある。本論文では、沿面フラッシュオーバ進展過程において絶縁物上に過渡的に形成される帯電および2次電子なだれの進展について言及を行ったが、絶縁物上に初期帯電が存在する場合のインパルス沿面フラ

ッシオーバの開始および進展特性は異なる様相を示すと考えられ、初期帯電を考慮した真空中沿面放電特性とそのメカニズムの解明が必要であると考えられる。

また、本研究では、陰極背後電極を設け、絶縁物沿面上の垂直電界を向上させることにより、2次電子なだれの進展を抑制することで沿面放電の抑制を実現した。この結果を発展させ、実器の絶縁構成において、より高い垂直電界、あるいはより大きな垂直電界領域を有する電極を構成することで、より高い沿面放電の開始電圧およびフラッシオーバ電圧を得ることができると考えられる。このように、真空中沿面放電現象に関する本論文の基礎的研究を実器・実用的レベルへ発展させることが重要である。

謝辞

本研究の遂行ならびに論文の執筆にあたり、終始ご指導を頂いた 名古屋大学エコトピア科学研究所教授 早川 直樹先生に感謝の意を表し、厚く御礼申し上げます。

本研究を進めるにあたりまして、明確な指針を授けてくださり、懇切丁寧なご指導と御鞭撻を頂いた 名古屋大学名誉教授（現 愛知工業大学工学部電気学科教授） 大久保 仁先生に感謝の意を表すると共に厚く御礼申し上げます。

本論文の作成にあたり、有益なる御助言と御鞭撻を賜った 名古屋大学大学院工学研究科教授 鈴置 保雄先生に厚く感謝いたします。

本論文の作成にあたり、有益な御教示と御助言を賜った 埼玉大学理工学研究科准教授 山納 康先生に深く感謝いたします。

本研究の推進および論文の作成にあたり、平素適切なお助言を賜り、直接ご指導を頂いた 名古屋大学大学院工学研究科准教授 小島 寛樹先生に心より感謝いたします。

本研究においてご協力頂いた 株式会社日立製作所 森田 歩氏、土屋賢治氏に厚く御礼申し上げます。

本研究の過程に際し、細部に渡り直接ご指導頂いた 青木 圭太氏（現 北陸電力株式会社）、石田 亜成氏（現 日本ガイシ株式会社）、西村 亮岐氏（現 三菱電機株式会社）に深く感謝いたします。

本研究開始当初から、ともに実験や有意義な議論をし、切磋琢磨した 石田 真之君（現 パナソニック株式会社）、堀田 克輝君（現 三菱電機株式会社）に感謝いたします。

また研究室の生活において種々のご協力を頂いた 名古屋大学大学院工学
研究科 電子情報システム専攻 早川研究室，先輩諸兄，後輩諸君に感謝の
意を表します。

最後に，大学でこのような研究を行う機会を与え，支えていただいた家族
に深謝します。

本研究に関して発表した論文

章	論文題目	掲載雑誌	共著者
2	Pre-discharge and Flashover Characteristics of Impulse Surface Discharge in Vacuum	IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.21, No.1, pp.403-410, 2014	H. Kojima, N. Hayakawa, K. Tsuchiya, H. Okubo
3	真空中における突発的電子放出に起因する沿面フラッシュオーバー進展過程の過渡帯電特性	電気学会論文誌 A, Vol. 134, No. 11, pp.578-584, 2014	小島 寛樹 土屋 賢治 早川 直樹
	Transition Mechanism from Pre-discharge to Surface Flashover on Alumina Dielectrics in Vacuum	18th International Symposium on High Voltage Engineering (ISH), OE7-04, pp.1366-1370. 2013	H. Kojima, N. Hayakawa, K. Tsuchiya, H. Okubo
4	Impulse Surface Flashover Development Associated with Transient Charging by Explosive Electron Emission in Vacuum	IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation (投稿中)	H. Kojima K. Tsuchiya N. Hayakawa
	Inception and Expansion Process of Surface Flashover on Solid Dielectrics in Vacuum	2nd International Conference on Electric Power Equipment – Switching Technology (ICEPE-ST), 2-p1-Q-4, 2013	H. Kojima, N. Hayakawa, K. Tsuchiya, H. Okubo
5	Mechanism-based Suppression of Impulse Surface Flashover in Vacuum (tentative)	IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation (投稿予定)	H. Kojima K. Tsuchiya N. Hayakawa
	Transient Charging of Impulse Surface Flashover Development in Vacuum	26th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV), A2-O-193, pp.57-60, 2014	H. Kojima K. Tsuchiya N. Hayakawa
6	Effective Secondary Electron Emission Coefficient in Development Process of Impulse Surface Flashover in Vacuum (tentative)	IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation (投稿予定)	H. Kojima K. Tsuchiya N. Hayakawa

