

－ 博士論文(要約) －

# マイクロギャップにおける放電現象

平成26年12月1日提出

指導教員            日高邦彦 教授

東京大学大学院 工学系研究科 電気系工学専攻

37-127067            岩渕   大行

## 内容梗概

数  $\mu\text{m}$  以下の微小なギャップ（以下マイクロギャップと記す）における絶縁破壊現象の解明は、マイクロデバイスなどの信頼性を確保するうえで重要な課題である。しかしながら、マイクロギャップ間における放電現象は、通常の気体中における放電と異なる様相を呈する複雑な物理現象であることが知られており、放電機構には未だに解明されていない点が多く残されている。マイクロギャップにおける放電現象は電気機器の信頼性に直結するのみならず、微小な表面加工技術など幅広い分野で応用されており、マイクロギャップ放電機構解明の要請は強い。近年の MEMS 技術の発達に伴い、気体中や絶縁物表面の微小ギャップにおける絶縁破壊現象が大きな問題とされるようになり、マイクロギャップ間の絶縁破壊現象に関する研究が盛んにおこなわれるようになってきている。特にマイクロアクチュエータに代表されるようなトルク出力が要求されるデバイスでは、出力が電界強度によって決定されるため、 $\mu\text{m} \sim \text{nm}$  オーダのギャップ間の絶縁の把握が重要な鍵となる。また、微小ギャップにおける絶縁破壊現象は、対象としているギャップ長と電子の平均自由行程を比較すると、真空中の放電に類似する部分が多い。真空は優れた絶縁性能を持つ材料として長年注目されてきた。特に現在電力機器のガス絶縁として広く用いられている  $\text{SF}_6$  ガスが削減対象に指定されてからは有力な代替手段の一つとみなされ、真空遮断器の大容量化、高電圧化への期待も大きい。マイクロギャップ間放電機構に関する研究成果は、未だ統一した見解の得られていない真空放電のメカニズム解明にも新たな知見を供するものであると考えられる。このように、マイクロギャップ間における放電現象は広範な応用範囲を持ち、研究例は数多く報告されているが、その結果や提唱されるモデルは報告者ごとに異なるものになっている。さらに、これまでの研究報告はもっとも単純な平等電界を仮定した電極構成で実施されたものであり、実際のデバイスで見られるような誘電体上に電極を配置したマイクロ沿面ギャップにおける放電機構に関する検討はほとんどなされていないのが現状である。以上を踏まえ、本研究においては MEMS デバイスを模擬した SO ウェハ上のマイクロ沿面ギャップにおける前駆現象、絶縁破壊特性の測定、シミュレーションによりマイクロ沿面ギャップにおける放電進展機構の構築を行い、マイクロ沿面ギャップを有するデバイスのギャップ長、電界の絶縁破壊に対する許容範囲を明らかにすることを目的とする。

以下、本研究で得られた成果を章ごとに述べる。第 3 章ではマイクロギャップにおける絶縁破壊特性について報告した。本研究で使用するマイクロギャップは MEMS デバイスを模擬し、SO 基板上に金属電極対を作製したものである。SO 基板は  $525\ \mu\text{m}$  厚の p-Si 層と  $2\ \mu\text{m}$  厚の  $\text{SiO}_2$  層（熱酸化膜）で構成される。この SO 基板上の金属膜に対して、ホームベース上のマイクロギャップ電極対を加工した。電極材料として Al、W、Ti を用いた。また、電極厚みは  $100\text{nm}$  のものに加えて  $500\text{nm}$  のサンプルを作製した。電極間のギャップ長は  $1 \sim 50\ \mu\text{m}$  である。正負インパルス電圧印加時のマイクロギャップにおける絶縁破壊電圧を測定した結果、ギャップ長、電極材料、電極厚みにかかわらずほぼ一定の値であった。正極性の絶縁破壊電圧は負極性の絶縁破壊電圧の約 1.5 倍であった。絶縁破壊時の発光は、ギャップ長にかかわらず同じ傾向がみられ、陽極はエッジ全体、陰極は局所的に発光がみられた。発光の見られた箇所電極の破壊もみられた。前駆放電時には発光は観測されず、電極の破壊も起こらなかった。正極性印加時の放電経路は誘電体界面に沿っていたのに対

し、負極性印加時の放電経路は陰極から上方に発光がみられた。放電時間遅れに対しては、雰囲気気体を 1/100 まで減じた場合、正極性の短時間破壊電圧に上昇がみられた。

第 4 章ではマイクロギャップ間における粒子シミュレーションの結果を報告した。本研究ではマイクロギャップ間における放電現象の解明の為、PIC-MCC 法による放電シミュレーションを併せて実施した。モデルはマイクロギャップを 2 次元 xy 系で模擬し、実験環境と同じく大気圧 N<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> 環境下、陰極表面からの電界電子放出、誘電体表面からの 2 次電子放出を考慮する。陰極表面からの電界電子放出を陰極側面、陰極上面に分けて考えると、陰極側面からの電子放出のみを考慮した場合、放出された電子は陰極と誘電体表面の間に集中し、両電極間を橋絡しない。それに対して陰極上面からの電子放出を考慮した場合、上面から放出された電子は誘電体界面に至り、界面で増倍しながら陽極に至ることが分かった。正極性インパルス印加時の場合、陽極近傍の誘電体界面から放出された電子は他の粒子と衝突しながら陽極に至る。この際衝突によって生じたイオンは初期速度をもつため、より広範囲の誘電体界面に衝突する。この過程を繰り返すことで、ギャップ間が荷電粒子で橋絡される。

第 5 章ではマイクロギャップ陰極表面突起における熱解析の結果を報告した。有限要素法を用いて、マイクロギャップ陰極先端に nm オーダの微小な突起があると仮定し、表面突起の熱解析を行った。表面突起先端に一定の電流密度を与え、熱伝導、輻射を考慮する。周囲は真空に近いと仮定し、対流効果は無視する。有限要素解析の結果、輻射による損失は温度が 20000K 以下の範囲では陰極表面突起の温度上昇に影響を与えないことが分かった。また、表面突起の形状を変化させると、突起先端部が融点に達するまでの時間は ns ~ μs オーダで変化しうることが分かった。

以上の結果からマイクロ沿面ギャップにおける絶縁破壊機構を第 6 章に示した。マイクロギャップ間の絶縁破壊電圧と破壊遅れ時間のばらつきは、端部の微小突起の融解によっても、陰極表面からの電界放出電流の増幅によっても説明することができる。低気圧環境下での放電特性を考えると、陰極上面先端から放出された電子が誘電体界面で増幅しながらギャップ間を橋絡し、空間電荷により増幅される効果により放電が発生するものと考えられる。V-t 特性で得られた放電遅れ時間は、表面状態の差による電界放出電子の増倍に要する時間の差によるものと考えるのが妥当であると考えられる。

# 目次

第1章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.1.1	高真空、短ギャップ環境下の放電現象	1
1.2	マイクロギャップ放電の測定例	3
1.2.1	Chen らによる検討	3
1.2.2	Dhariwal らによる検討	5
1.2.3	Lee らによる検討	6
1.3	修正 Paschen 曲線の定式化	7
1.3.1	Boyle らによる理論	7
1.3.2	Radmilović らによる理論	7
1.3.3	Go らによる理論	8
1.4	研究の目的	11
第2章	放電基礎理論	12
2.1	タウンゼント放電	12
2.2	Paschen の法則	13
2.3	電界放出現象	14
2.4	電界強化係数	15
第3章	マイクロギャップにおける放電現象	16
第4章	PIC-MCC 法による放電シミュレーション	17
第5章	マイクロギャップ陰極の熱解析	18
第6章	検討	19
第7章	結論	20
7.1	本研究のまとめ	20
7.2	今後の研究の方向性	20
	参考文献	22
	発表文献	24

# 第1章 序論

## 1.1 研究の背景

### 1.1.1 高真空、短ギャップ環境下の放電現象

数  $\mu\text{m}$  以下の微小なギャップ（以下マイクロギャップと記す）における絶縁破壊現象の解明は、マイクロデバイスなどの信頼性を確保するうえで重要な課題である。しかしながら、マイクロギャップ間における放電現象は、通常の気体中における放電と異なる様相を呈する複雑な物理現象であることが知られており、放電機構には未だに解明されていない点が多く残されている。マイクロギャップにおける放電現象は電気機器の信頼性に直結するのみならず、微小な表面加工技術など幅広い分野で応用されており、マイクロギャップ放電機構解明の要請は強い。

気体中における放電現象の研究の歴史をさかのぼると、F. Paschen が気体中の放電に関する Paschen の法則を発表したのは1889年である [1]。Paschen の法則では、平等電界下の気体中における火花電圧  $V_s$  が、気圧  $p$  とギャップ長  $d$  の積  $pd$  の関数として

$$V_s = f(pd) \quad (1.1)$$

の形で表される。Paschen の法則はタウンゼント型放電を仮定した経験則であり、火花電圧には Paschen's minimum と呼ばれる極小値が存在する。Paschen's minimum は大気圧空気においては約 300 V、ギャップ長は  $d = 5 \sim 10 \mu\text{m}$  に相当する。

その後の研究により、 $pd$  が極端に大きい環境下、また  $pd$  が極端に小さい環境下では Paschen の法則が成り立たない場合があることが明らかになってきた。たとえば 1938 年、A. H. Howell [2] は気圧  $p$  を極端に増加させた場合、火花電圧が Paschen の法則より低い値になることを報告している。

1950 年代にはアメリカ・ベル研究所の研究員であった W. S. Boyle、P. Kisliuk、L. H. Germer らを中心として、mm 以下のギャップ長の放電現象の研究が盛んに行われた [3, 4]。その中で、ギャップ長  $d$  が極端に小さい場合には火花電圧が Paschen の法則から逸脱し、 $pd$  を 0 に近付けた際に、火花電圧  $V_s$  も 0 に近づいていく傾向が指摘された (Fig.1.2)。彼らは大気中におけるマイクロギャップの絶縁破壊現象については、陰極からの電子の電界放出が支配的要因であると報告している。その後、 $pd$  の小さい領域における火花電圧の挙動を正確に記述できる修正 Paschen 曲線を導こうとする研究が盛んにおこなわれるようになった。1960 年代には電子写真の帯電ローラの特性を研究していた R. M. Schaffert が、数  $\mu\text{m}$  以下の距離における絶縁破壊特性は Paschen の法則が適用できないことを報告している [?]

近年では、MEMS 技術の発達に伴い、気体中や絶縁物表面の微小ギャップにおける絶縁破壊現象が大きな問題とされるようになった。特にマイクロアクチュエータに代表されるようなトルク出力が要求されるデバイスでは、出力が電界強度によって決定されるため、 $\mu\text{m}$

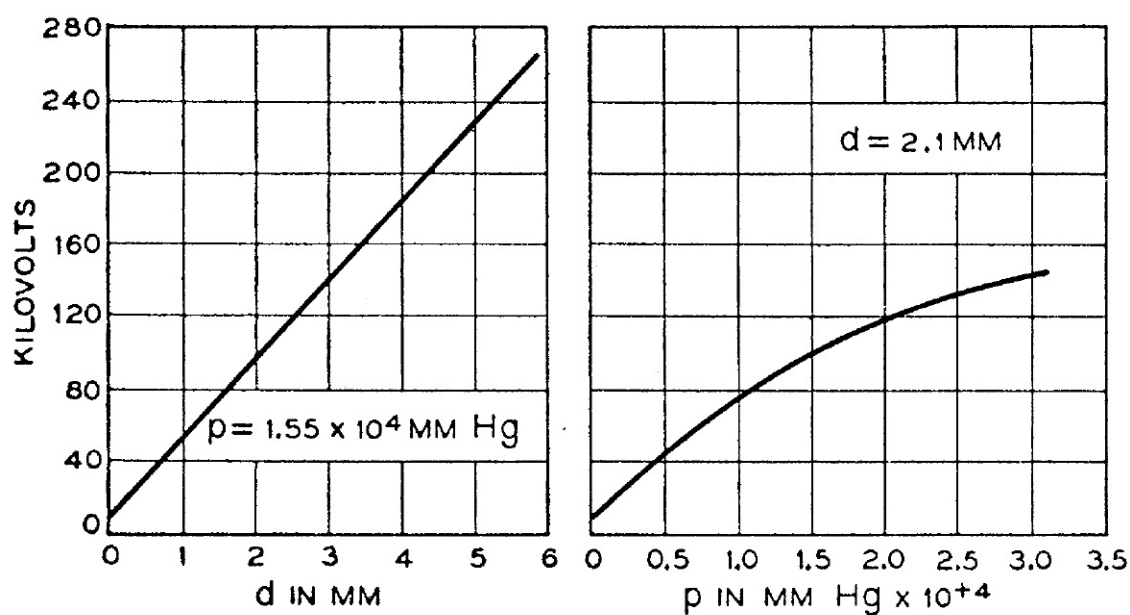


図 1.1 The failure of Paschen's law at high pressure[2]

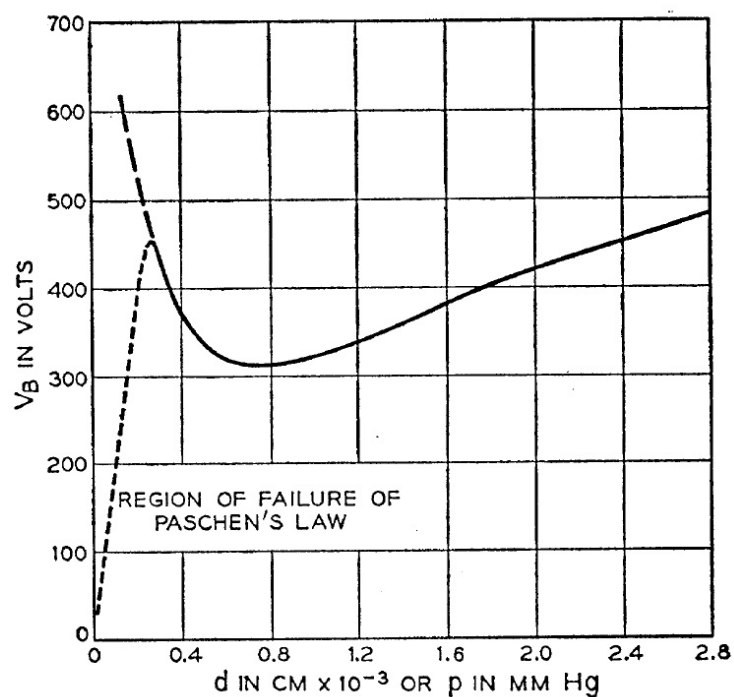


図 1.2 The failure of Paschen's law at short distances[3]

～ nm オーダのギャップ間の絶縁の把握が重要な鍵となる [5, 6]。また、マイクロギャップにおける放電現象は、発生する熱を利用した nm オーダでの融接技術や表面微細加工技術への応用が検討されている [7, 8]。このように、マイクロギャップ間における放電現象は広範な応用範囲を持ち、研究例は数多く報告されているが、その結果は報告者ごとに異なっているのが現状である。

## 1.2 マイクロギャップ放電の測定例

マイクロギャップ放電現象に関する近年の実験報告例を Table1.1 に示す。放電に影響を与える可能性がある電極構成、電極材料、雰囲気気体などの諸条件は、目的とする分野に応じて多岐にわたっている。本稿では、Chen ら [12]、Dhariwal ら [5]、Lee ら [11] による実験、検討結果を報告する。

表 1.1 Summary of experimental data published recently

Year	Author	Electrodes	Materials	Gases
2000	R. S. Dhariwal et al. (Ref.[5])	Spherical-to-plane	Cu, Fe, Al, Ni, brass	Air, N <sub>2</sub>
2001	R. T. Lee et al. (Ref.[11])	Needle-to-plane	Fe, Ag	Air
2006	C. H. Chen et al. (Ref.[12])	Planar on SOI wafer	Si, Al	Air
2010	D. B. Go et al. (Ref.[13])	Needle-to-plane	Cu, SS	Air
2011	M. Klas et al. (Ref.[14])	Plane-to-plane	Cu	Air
2012	M. Klas et al. (Ref.[15])	Plane-to-plane	Cu	H <sub>2</sub>

### 1.2.1 Chen らによる検討

Chen ら [12] は、SOI ウェハ上による平板電極対、および歯型電極を Si 及び Al 材料により作成し、火花電圧特性の測定を行っている。実験環境は空气中、印加電圧は直流である。以下、Si 電極を用いた場合の火花電圧特性を Fig.1.3 に、Al 電極を用いた場合の火花電圧特性を Fig.1.4 に示す。Si 電極においては Paschen's minimum の左側において火花電圧の上昇がみられ、Paschen の法則に従う結果が得られている。一方 Al 電極を用いた場合、ギャップ間距離が短くなるにつれて、火花電圧の減少がみられ、修正 Paschen 曲線に近い傾向がみられる。電極材料によって特性に差が生じるのは、Al 電極の場合には放電時に電極が蒸発し、発生した金属蒸気により放電が促進されることが要因として考えられる。

加えて、ここで示された実験結果は、固体絶縁物上の電極間における放電現象であることが興味深い。すなわち、通常絶縁物界面における放電現象は沿面放電と呼ばれ、その特性は気中放電と異なり Paschen の法則からはずれたものとなる。しかしながら、本実験結果では Paschen の法則に従う結果が得られていることから、電極は固体絶縁物上であっても、放電経路はマイクロギャップ間の空气中であることが示唆される。

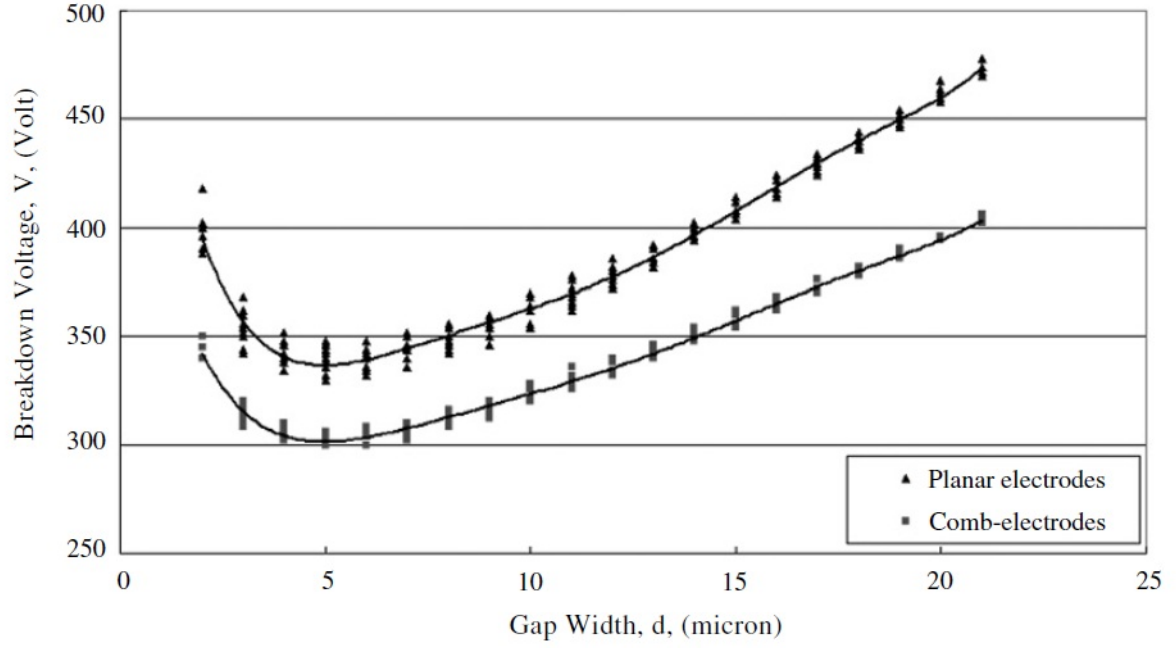


Fig 1.3 Plots for measured breakdown voltages versus gap width for Si electrodes[12]

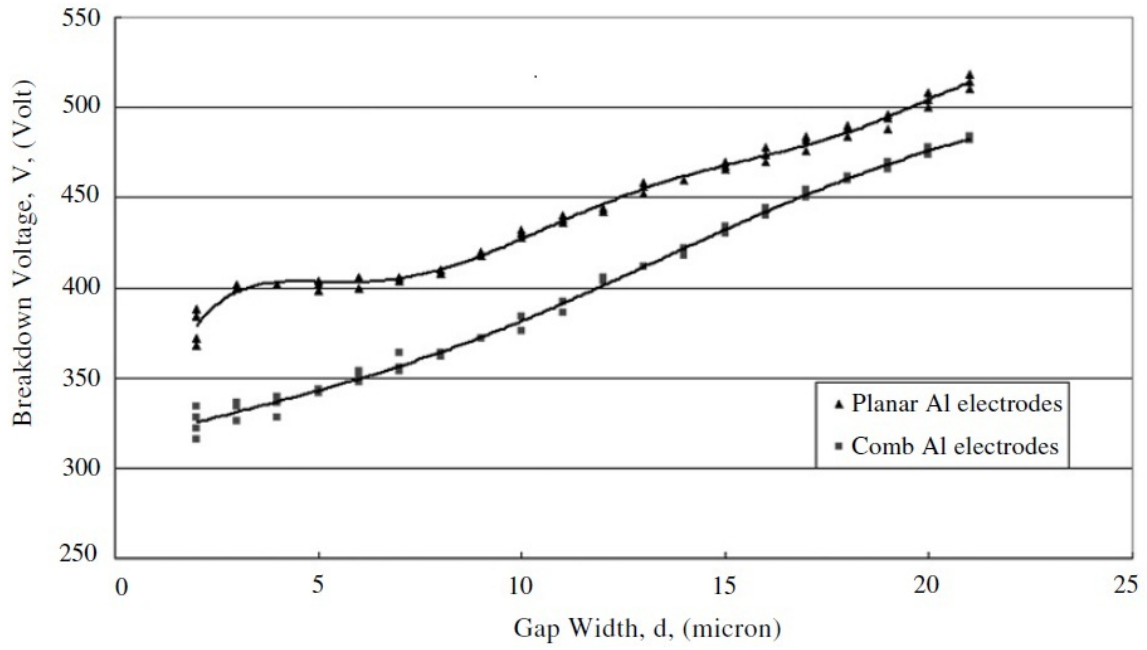


Fig 1.4 Plots for measured breakdown voltages versus gap width for Al electrodes[12]



## 1.2.2 Dhariwal らによる検討

R. S. Dhariwal ら [5] は、球-平板電極を用いてマイクロギャップ放電の実験を行っている。実験環境は空气中、電極材料は Ni である。直流電圧印加時の火花電圧特性を Fig.1.5 に示す。

Dhariwal らはこの実験結果に対して以下のような検討を行っている。ギャップ長  $d$  に応じて領域を 4 分割し、それぞれ領域 A、B、C、D とする。領域 D ( $d > 10 \mu\text{m}$ ) は Paschen の法則と一致する領域である。続いて、 $4 \mu\text{m} < d < 10 \mu\text{m}$  において、カーブが平坦になる領域 C が現れる。この領域は、衝突電離による電子増倍が発生しにくくなり、次の電界放出によるプロセスへと移行する過渡期に相当する。領域 A ( $d \leq 1.5 \mu\text{m}$ ) においては、ギャップ長  $d$  と絶縁破壊電圧  $V$  がほぼ線形になっている。これは、真空中の放電で見られる現象によく一致しており、電界放出など、電極から放出された電子による導電が支配的となる領域である。領域 B ( $1.5 \mu\text{m} < d < 4 \mu\text{m}$ ) においては、ギャップ中の粒子数が増加し始めるため、真空中の放電理論が適用できなくなると考えられる。

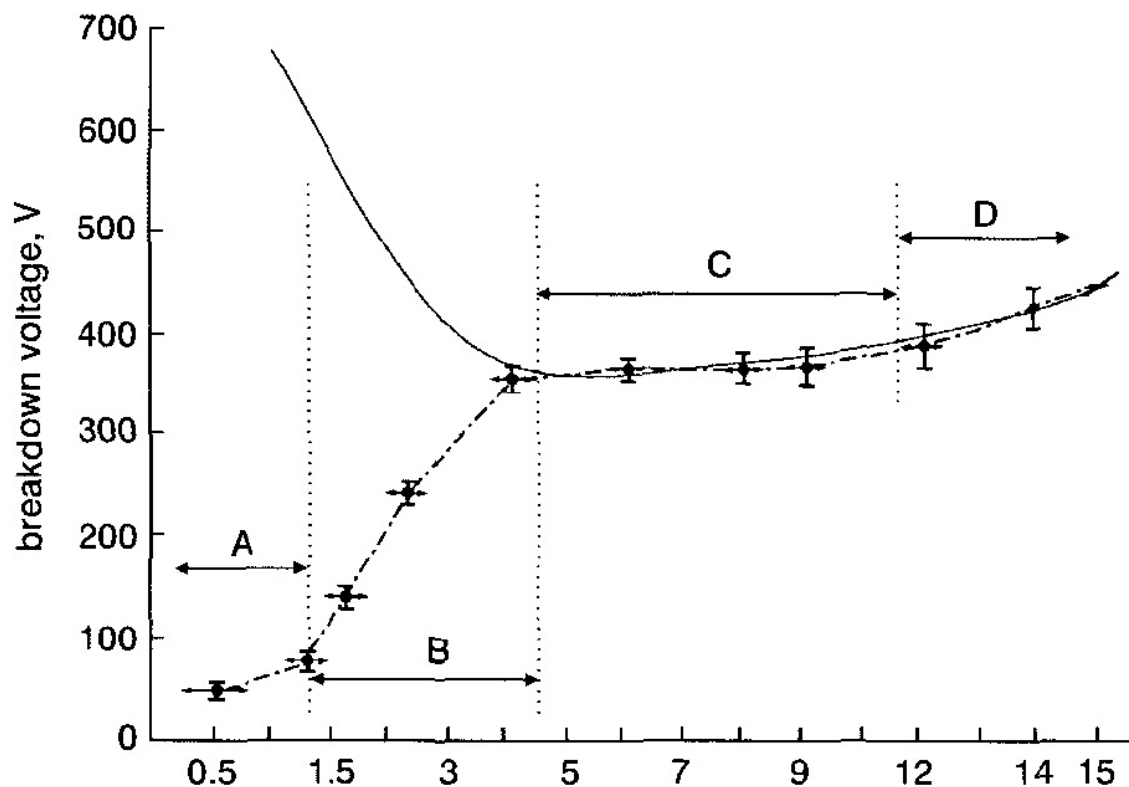


図 1.5 Electrical breakdown voltage in air against gap spacing for a nickel electrode[5]

### 1.2.3 Lee らによる検討

Lee ら [11] は針-平板電極を用いてマイクロギャップ放電の実験を行っている。実験環境は空气中、電極材料は陽極側平板電極が銀、陰極側針電極が鉄である。針電極先端は直径  $50\text{ }\mu\text{m}$  であるため、電界は平等電界系となっている。以下、測定結果を Fig.1.6 に示す。

P. G. Slade ら [16] は、Lee らの測定結果に対して、以下のような検討を行っている。 $d > 6\text{ }\mu\text{m}$  においては Paschen 曲線によく一致するが、ギャップ長が  $6\text{ }\mu\text{m}$  以下になると Paschen 曲線から逸脱し始める。彼らによれば、 $d < 4\text{ }\mu\text{m}$  においては電界放出による電流が支配的であり、ギャップ長と絶縁破壊電圧間には線形の関係が成り立つ。 $4\text{ }\mu\text{m} < d < 6\text{ }\mu\text{m}$  の領域が衝突電離と電界放出の過渡期であり、彼らは、Boyle らの提唱したイオンによる電界増幅効果 [3] がこの領域に相当するとしている。この効果については次章で詳述する。

このように、ギャップ長  $d$  を短くしていった際の絶縁破壊電圧  $V$  の議論では、 $d$  をいくつかの領域に分割して、それぞれの領域の絶縁破壊電圧を支配する要因を個別に検討することがしばしば行われている。

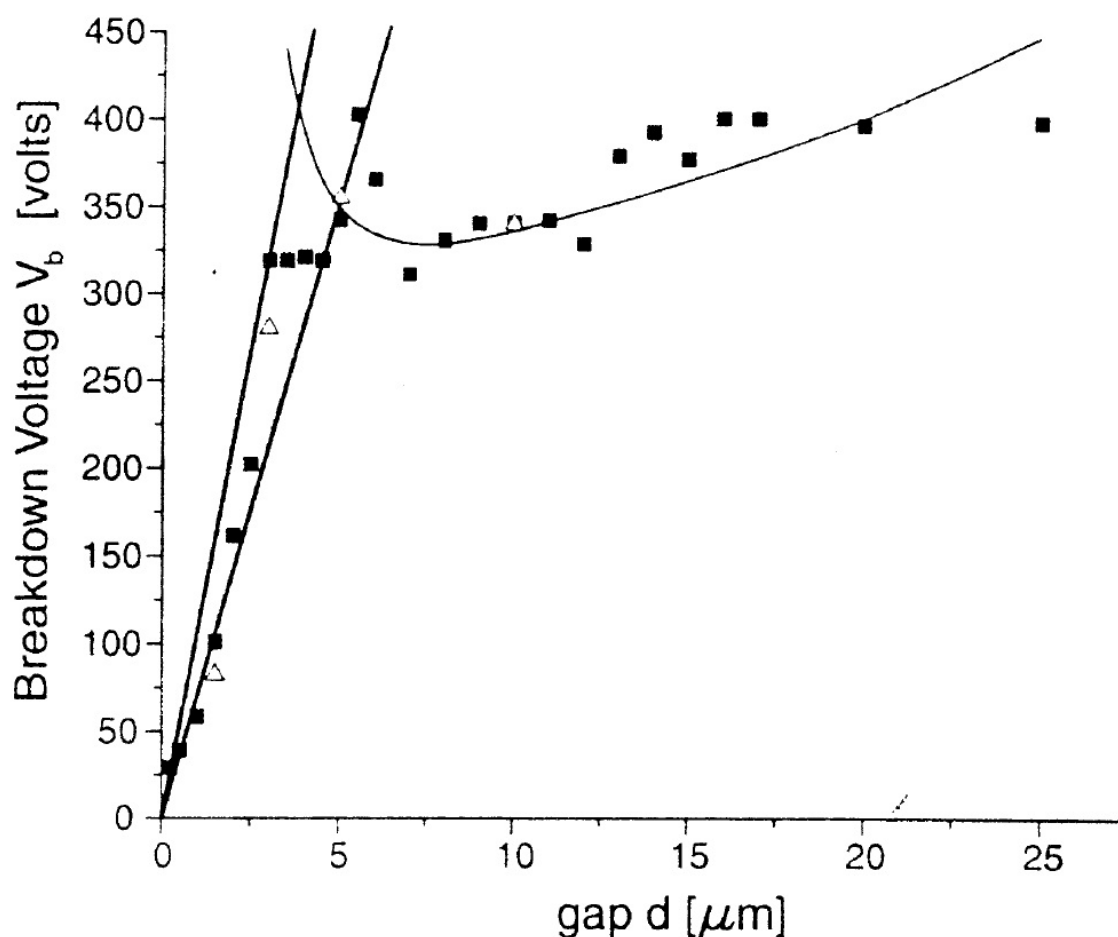


図 1.6 Comparison the experimental data with Paschen's curve and linear function[11, 16]

## 1.3 修正 Paschen 曲線の定式化

### 1.3.1 Boyle らによる理論

極端な短ギャップ環境下において Paschen の法則からの逸脱が見られるのは、気体の衝突電離が起きにくくなることが要因であると考えられる。Boyle ら [3] は衝突電離が起きにくい環境下における放電現象は、陰極からの電子放出と、ギャップ間に発生したイオンにより陰極近傍の電界が強められる効果によって説明した。Boyle らは上記のイオンの効果による「実効二次電子放出係数」 $\gamma'$  を定義している。

$$\gamma' = K \exp(-D/E) \quad (1.2)$$

ここで  $K$  及び  $D$  は電極材料と気体の種類に依存する定数である。陰極表面における電界強度  $E$  が  $D$  に達すると、電界放出電流が急激に上昇することとなる [13]。

### 1.3.2 Radmilović らによる理論

Radmilović-Radjonović ら [17] はタウンゼント放電の二次電子放出係数  $\gamma$  を  $\gamma'$  に置き換えることにより修正 Paschen 曲線を導出した。タウンゼント型放電の開始条件は

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.3)$$

(1.3) 式の  $\gamma$  を  $\gamma'$  に置き換え変形すると、次式を得る。

$$e^{\alpha d} = \frac{1}{K} e^{D/E} + 1 \quad (1.4)$$

ここで、電界放出が支配的になるとき、 $E > D$  及び  $K \gg 1$  が成り立ち [3]、(1.4) 式の右辺第 1 項は 1 より小さい値をとる。従って、(1.4) 式の両辺の対数を取り、右辺のマクローリン展開の 2 次以上の項を無視すると

$$\alpha d = \frac{1}{K} e^{D/E} \quad (1.5)$$

が成り立つ。衝突電離係数  $\alpha$  に関して

$$\frac{\alpha}{p} = e^{-Bp/E} \quad (1.6)$$

を代入すると、

$$Apde^{-Bp/E} = \frac{1}{K} e^{D/E} \quad (1.7)$$

(1.7) 式を解くことにより、直流印加時の絶縁破壊電圧  $V_{DC}$  は

$$V_{DC} = E \cdot d = \frac{d(D + Bp)}{\log(ApdK)} \quad (1.8)$$

のように表すことができる。式 (1.8) は、イオンによる電界強化主を要因とした場合の火花電圧は、圧力  $p$  及びギャップ長  $d$  に個別に依存する事を示している。

Fig.1.7 は、気圧空気中における実験結果と、式 (1.8) によって表される曲線を重ねて示したものである。Paschen's minimum 近傍より急激に絶縁破壊電圧が低下する傾向がよく一致している。

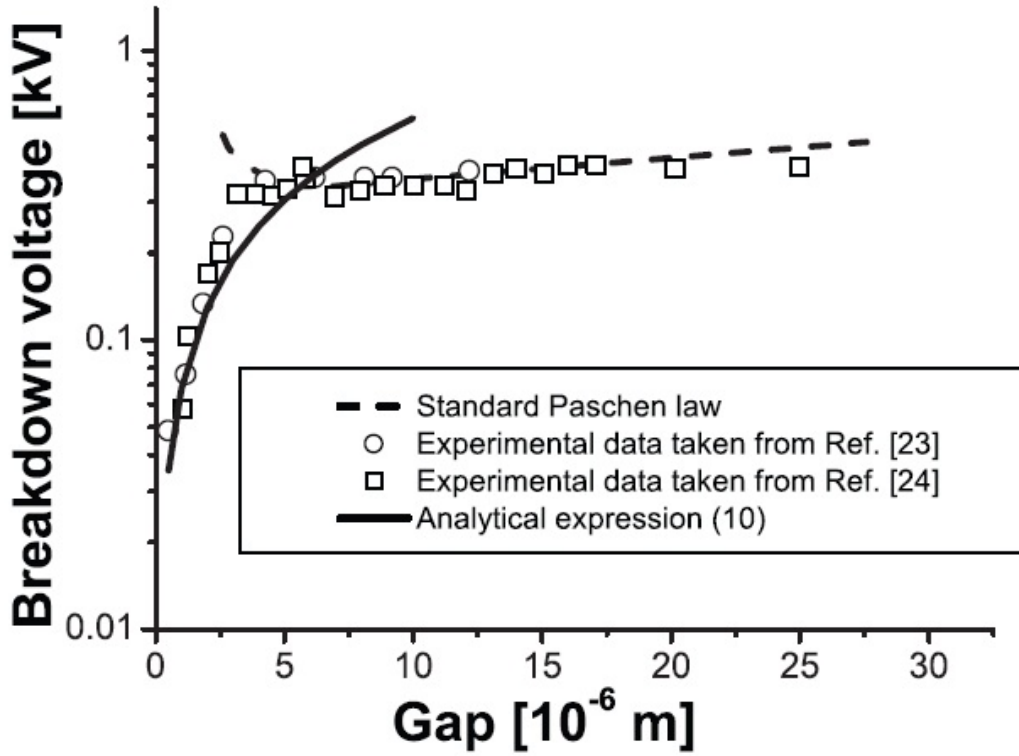


図 1.7 The breakdown voltage vs. the gap spacing at the pressure of 760 torr[17]

### 1.3.3 Go らによる理論

Radmilović-Radjenić らの理論は二次電子放出の要因をすべてイオンによ電界増幅効果においていたが、Go[13] らは、Radmilović-Radjenić らの理論を発展させ、二次電子放出係数を、電界増幅効果  $\gamma'$  と衝突による効果  $\gamma_i$  の和で表現する理論を提唱した。

タウンゼント型放電の開始条件

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.9)$$

において、

$$\gamma = \gamma' + \gamma_i \quad (1.10)$$

を代入すると、

$$(\gamma_i + K \exp(-Dd/V))(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.11)$$

衝突電離係数  $\alpha$  に関して

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-Bp/E} \quad (1.12)$$

を代入すると、次式を得る。

$$(\gamma_i + K \exp(-Dd/V))(e^{A p d \exp(-B p d/V)} - 1) = 1 \quad (1.13)$$

(1.13) 式をテイラー展開すると

$$\gamma_i A p d e^{-B p d/V} + K A p d e^{-(B p d + D)/V} = 1 \quad (1.14)$$

となる。(1.13) 及び (1.14) 式は直接解を導出することはできないが、数値計算により、 $V-d$  間の関係を求めることができる。

Fig.1.8 に、空気を仮定した場合の Paschen 曲線（黒実線）(1.4) 式の数値計算結果（黒破線）(1.14) 式の数値計算結果（赤）(1.8) 式（黒点線）(1.13) 式の数値計算結果（青）を重ねて示す。但し、(1.13) 式内に、 $\alpha$  作用による項 ( $e^{A_p d \exp(-B_p d/V)^d} - 1$ ) が存在することから、衝突が発生しないようなギャップでは (1.13) 式は成り立たないと考えられる。ギャップ長が電子の平均自由行程に近づく  $d < 3 \mu\text{m}$  以下の領域では純粋な電界放出による電流が観測されると予想できる。

青で示された曲線は (1.13) 式は  $d$  の広い範囲にわたって絶縁破壊電圧  $V$  を説明でき、 $d$  の小さい領域においては「電界増幅効果」、 $d$  の大きい領域においては「衝突による二次電子放出」の影響が強く表れ、両者の「過渡期」には極値がみられる。また、 $K$  の値を変化させることで、Fig.1.9(a) に示すように曲線（特に極大値近傍）形状は大きく変化する。従って、(1.13) 式は多くの実験結果にフィットすることを示唆している。Fig.1.9(b) は  $K$  を変化させた際の、電界増幅による二次電子放出と衝突による二次電子放出の比率を示している。ギャップ長  $d$  が増大するにつれて、衝突による二次電子放出の影響が増大していく過程が見て取れる。

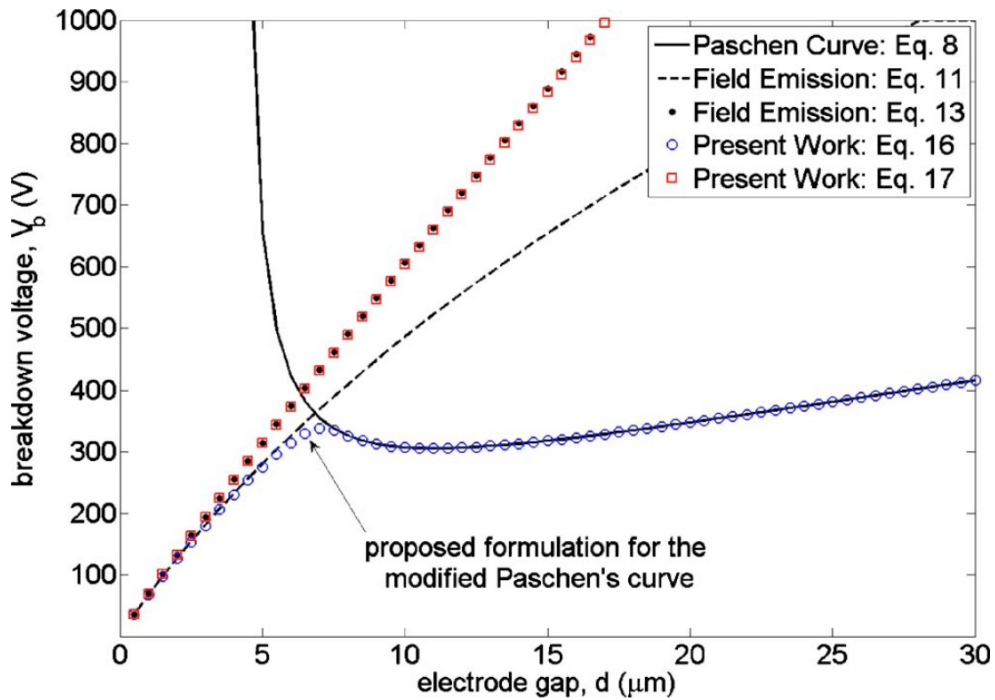


図 1.8 The proposed modified Paschen's curve[13]

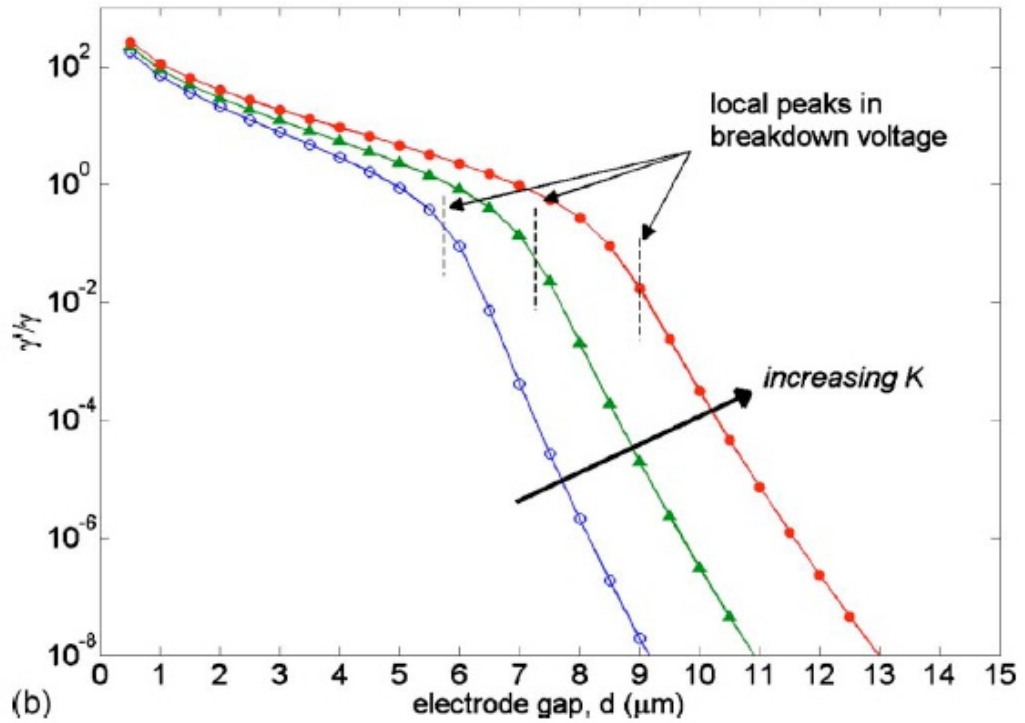
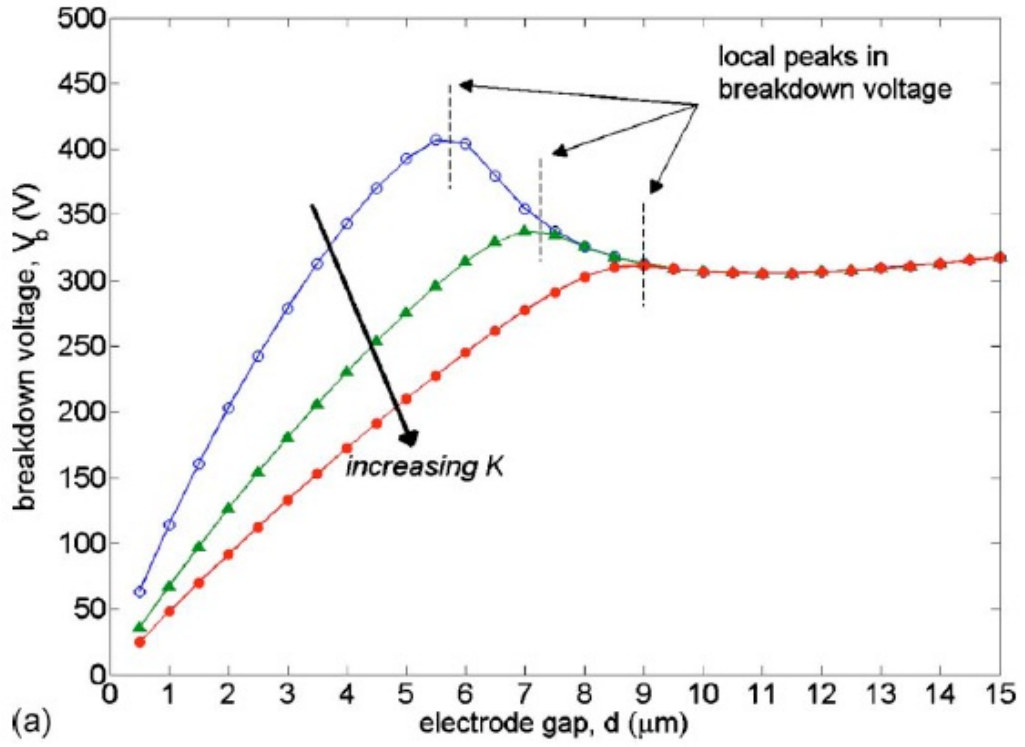


Fig 1.9 (a) Plot of modified Paschen's curve and (b) the ratio of  $\gamma'/\gamma$  for different values of  $K$ [13]

## 1.4 研究の目的

以上のように、マイクロギャップ間における放電現象は広範な応用範囲を持ち、研究例は数多く報告されているが、その結果や提唱されるモデルは報告者ごとに異なるものになっている。さらに、これまでの研究報告はもっとも単純な平等電界を仮定した電極構成で実施されたものであり、実際のデバイスで見られるような誘電体上に電極を配置したマイクロ沿面ギャップにおける放電機構に関する検討はほとんどなされていないのが現状である。以上を踏まえ、本研究においてはMEMSデバイスを模擬したSOウェハ上のマイクロ沿面ギャップにおける前駆現象、絶縁破壊特性の測定、シミュレーションによりマイクロ沿面ギャップにおける放電進展機構の構築を行い、マイクロ沿面ギャップを有するデバイスのギャップ長、電界の許容範囲を明らかにすることを目的とする。

## 第2章 放電基礎理論

### 2.1 タウンゼント放電

大気圧空気中に置いた平行平板電極間に高電圧を印加すると、電子は速度を増し、気体原子・分子に衝突した際に衝突電離を引き起こせるような運動エネルギーをもつようになる。衝突電離によって生じた電子も同じく電荷によって加速され、衝突電離を起こすようになり、電子なだれを形成する。これが衝突電離作用 ( $\alpha$  作用) であり、1 個の電子が電界方向に微小距離  $dx$  だけ進んだ際に衝突電離を引き起こす回数  $dN$  は

$$dN = \alpha dx \quad (2.1)$$

のように表すことができる。ここで、係数  $\alpha$  は衝突電離係数と呼ばれる。電離増倍を継続させ、放電に移行させるためには、基になる電子を再び作り出す機構が必要になる。電離増倍によって生じた正イオンが陰極に衝突して電子を放出する機構は  $\gamma$  作用と呼ばれ、 $\gamma$  作用によって電子放出が起こる確率を二次電子放出係数  $\gamma$  であらわす。このような衝突電離作用による電子数の増倍は、J. S. Townsend によって研究がなされた [9]。

$\alpha$  作用と  $\gamma$  作用が支配的な放電を考える。 $N_0$  個の初期電子が陰極から放出され、電子なだれを形成しつつ、 $d$  まで進んだ時、生成される電子数、イオン数はそれぞれ

$$N_- = N_0 \exp(\alpha d) \quad (2.2)$$

$$N_+ = N_0 \exp(\alpha d - 1) \quad (2.3)$$

このイオンが陰極に衝突する際に、 $\gamma$  作用によって、二次電子が放出される。ここで放出される二次電子の数が  $N_0$  個以上であれば、同じ過程が繰り返され、電離現象が維持ないしは増大されることになる。これがタウンゼント放電の火花条件であり、次式で表される。

$$\gamma N_0 \exp(\alpha d - 1) \geq N_0 \quad (2.4)$$



## 2.2 Paschenの法則

前述のタウンゼント火花放電の条件式と、衝突電離係数の実験式を用いると Paschen の法則を定式化することができる。衝突電離係数  $\alpha$  の具体的な関数形として、次式が提案されている。

$$\alpha/p = A \exp(-Bp/E) \quad (2.5)$$

但し、 $A$ 、 $B$  は気体の種類に依存する定数である。式 (2.4)、(2.5) 及び  $E = V_s/d$  を用いると、火花電圧  $V_s$  は以下のように定式化できる。

$$V_s = \frac{Bpd}{\log[Apd/\log(1 + 1/\gamma)]} \quad (2.6)$$

式 (2.6) は、平等電界下の気体中における火花電圧  $V_s$  が、気圧  $p$  とギャップ長  $d$  の積  $pd$  の関数として表されることを示している。

## 2.3 電界放出現象

陰極金属表面に電界  $E$  が存在すると、陰極からの距離  $x$  の位置にある電子には、陽極方向に  $eE$  の力が作用するので、 $-eEx$  分ポテンシャル障壁が変化する。従って、電界が存在するときの電子に対するポテンシャル障壁は見掛け上低下し、トンネル効果によってポテンシャル障壁を透過する電子が存在するようになる。このような電子の放出現象を電界放出と呼び、原子レベルで清浄な電極表面からの電界放出電流密度  $j[\text{A}/\text{cm}^2]$  は R. H. Fowler 及び L. Nordheim によって、以下のように定式化された [10]。ここで、 $\phi$  は電極表面の仕事関数を表す。本研究で使用した電極材料である W、Ti、Al の仕事関数に対する電界放出電流密度を Fig.2.1 に示す。電極表面の電界が  $10^9 \text{ V/m}$  以上に達した時、電界放出電流密度が急上昇することが分かる。

$$j = \frac{1.54 \times 10^{-6} E^2}{\phi} \exp \left\{ -\frac{6.83 \times 10^{-7} \phi^{3/2} \theta(y)}{E} \right\} \quad (2.7)$$

但し、

$$\theta(y) = 0.956 - 1.06y^2 \quad (2.8)$$

$$y = 3.8 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{E}}{\phi} \quad (2.9)$$

式 (2.7) は Fowler-Nordheim の式と呼ばれる。

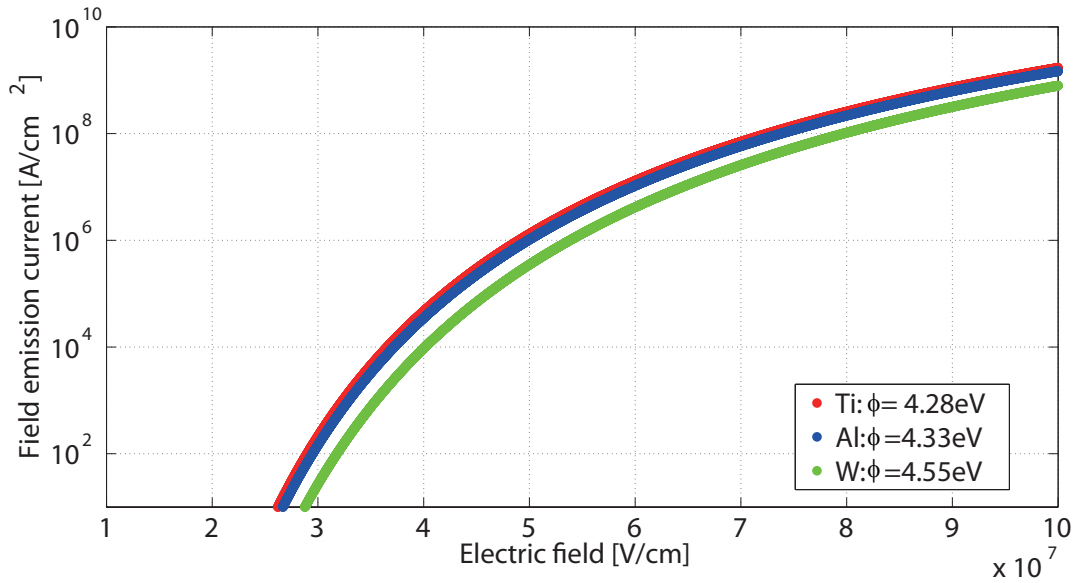


図 2.1 Fowler-Nordheim current density with several metals

## 2.4 電界強化係数

Fowler-Nordheim の式によって電子放出が起こるためには、理論的には  $10^9$  V/m 以上の電界が必要であるが、実際の電極ではそれより 2 桁程度小さい電界でも電流が観測される。そこで陰極の表面には局所的に電界が強められた個所があると考えることにより実測された電流を説明することができる。局所的に電界を強める理由として考えられるのは陰極表面に存在する微小な突起であると考え。この場合、電界強化係数  $\beta$  を定義して、前節の Fowler-Nordheim の式の電界  $E$  を  $\beta E$  に置き換えて説明することが一般的である。

$$j = \frac{1.54 \times 10^{-6} (\beta E)^2}{\phi} \exp \left\{ -\frac{6.83 \times 10^{-7} \phi^{3/2} \theta(y)}{(\beta E)} \right\} \quad (2.10)$$

但し、

$$\theta(y) = 0.956 - 1.06y^2 \quad (2.11)$$

$$y = 3.8 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{\beta E}}{\phi} \quad (2.12)$$

# 第3章 マイクロギャップにおける放電現象

要約公表のため非公開

## 第4章 PIC-MCC法による放電シミュレーション

要約公表のため非公開

## 第5章 マイクロギャップ陰極の熱解析

要約公表のため非公開

## 第6章 検討

要約公表のため非公開

## 第7章 結論

### 7.1 本研究のまとめ

MEMS デバイスを模擬した SO ウェハ上のマイクロ沿面ギャップ間における絶縁破壊現象を、実験とシミュレーションの両面から考察し、絶縁破壊モデルの構築を行った。

- 正極性インパルス電圧印加時には波頭において印加電圧が 320 V に達した時点で電流波形にピークがみられた。これは、正極性インパルス印加時において、高圧電極（陽極）と直下の Si 接地電極間の導電が発生するものと考えられる。
- マイクロ沿面ギャップ間における絶縁破壊電圧は、ギャップ長、電極材料によらずほぼ一定であり、正極性インパルス印加時の破壊電圧は、負極性インパルス印加時の破壊電圧約 1.5 倍であった。
- 絶縁破壊時には電極から発光がみられ、陽極はエッジ、陰極側は弱点が存在すると考えられる領域に発光、電極の溶解がみられた。また、陰極上部にも破壊がみられることから、陰極は弱点からの電子放出源となっていることが予想される。
- 斜め方向からの放電時の発光経路を撮影した結果、正極性インパルス印加時は誘電体界面に沿って、負極性印加時は、陰極から上方に向かって発光が確認された。
- PIC-MCC 法を用いた放電シミュレーションにより、負極性電圧印加時の電極間の電子・正イオン密度の時間変化をシミュレートしたところ、陰極上面からの電子放出を考慮することで、電極間に電子が増倍することが分かった。電極側面からの電子放出のみでは、陰極近傍の誘電体界面にとどまることが分かった。
- 以上の結果から、負極性電圧印加時には陰極上面から気中に向けて放出された電界放出電流が誘電体界面と衝突して二次電子を放出させながら陽極に移動するという放電の一形態が示された。

### 7.2 今後の研究の方向性

今後の研究の方向性としては、以下の方針があげられる。

- 誘電体界面からの二次電子放出現象

本研究では、誘電体界面からの二次電子放出係数を先行研究から 0.2 程度と仮定してシミュレーションを行っていた。より詳細なモデリングを目指し、 $\text{SiO}_2$  界面からの二次電子放出現象の解明、その入射電子エネルギー依存性の測定等の方針が考えられる。



- MEMS センサによるマイクロギャップ放電電位分布の測定

本研究では対象とする現象がマイクロメートルオーダの為、放電内の電位分布や電子密度分布といった物理量の測定が難しいものであった。MEMS センサを用いてマイクロギャップ間放電の電位分布の測定が可能になれば、本研究で示したシミュレーション結果と併せた検証が可能になるだろう。

## 参考文献

- [1] F. Paschen, *ann. Phys. u. Chem.*, 37, 69 (1889)
- [2] A. H. Howell, *Trans. Am. Inst. Elec. Engrs.*, 58, 193 (1939)
- [3] W. S. Boyle and P. Kisliuk, *Phys. Rev*, Vol. 97, No.2, pp.255-259 (1955)
- [4] L. H. Germer, *J. Appl. Phys.*, 30, 46 (1959)
- [5] R. S. Dhariwal and J. M. Torres, *IEE Proc. Sci. Meas. Technol.*, Vol. 147, No.5, pp.261-265(2000)
- [6] B. N. Sismanoglu and J. Amorim, *Eur. Phys. J. Apply. Phys.*, 41, pp.165-172(2008)
- [7] J. Chen et al., *J. Appl. Phys.*, Vol. 105, 013302(2009)
- [8] D. F. Farson et al., *Nanotechnology*, Vol. 17, pp.132-139(2006)
- [9] J. S. Townsend, " *Electrons in Gases*", Hutchinson's; London(1947)
- [10] R. H. Fowler and L. Nordheim, " *Electron Emission in Intense Electric Fields*", Proc. R. Soc; London A 119, 173(1928)
- [11] R. T. Lee et. al, *IEE Proc. Sci. Meas. Technol.*, Vol. 148, No.1, pp.8-14(2001)
- [12] C. H. Chen et al., *J. Micromech. Microeng.*, Vol. 16, pp.1366-1373(2006)
- [13] D. B. Go and D. A. Pohlman, *J. Appl. Phys.*, 107, 103303 (2010)
- [14] M. Klas et al., *EPL*, 95, 35002(2011)
- [15] M. Klas et al., *Physics Letters A*, 376, pp.1048-1052(2012)
- [16] P. G. Slade and E. D. Taylor, *IEEE Trans. Components and Packing Technologies*, Vol. 25, No.3, pp.390-396(2002)
- [17] M. Radmilović-Radjenović and B. Radjenović, *EPL*, 83, 25001 (2008)
- [18] V. Vahedi and M. Surandra, *Comput. Phys. Commun.*, 87, pp.179-198(1995)
- [19] C. K. Birdsall, *IEEE Trans. Plasma Science*, Vol. 19, No. 2, pp.65-85 (1991)
- [20] V. Vahedi et al., *Plasma Source Sci. Technol.*, Vol.2, pp.261-272(1993)

- [21] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, " *Plasma Physics via Computer Simulation*", Bristol ; New York, 1991
- [22] W. Zhang et al., *J. Appl. Phys.*, Vol. 96, No. 11, pp.6066-6072(2004)
- [23] M. Radmilović-Radjenović et al., *J. Phys. D*, Vol. 38, pp.950-954(2005)
- [24] M. Radmilović-Radjenović and B. Radjenović, *Plasma Source Sci. Technol.*, Vol. 16, pp.337-340(2007)
- [25] J. Chen et al., *J. Appl. Phys.*, Vol. 108, 063303(2010)
- [26] A. Venkattraman et al., *Appl. Phys. Lett.*, 100, 083503(2012)

# 発表文献

## 査読付論文

- H.Iwabuchi, T.Donen, S.Matsuoka, A.Kumada, K.Hidaka, Y.Hoshina, M.Takei: “ Influence of Surface-conductivity Nonuniformity on Charge Accumulation of GIS Down-sized Model Spacer under DC Field Application ”, Electrical Engineering in Japan, Vol.181, No.2, pp.29-36, 2012
- H.Iwabuchi, S.Matsuoka, A.Kumada, K.Hidaka, Y.Hoshina, T.Yasuoka, M.Takei: “ Influence of Tiny Metal Particles on Charge Accumulation Phenomena of GIS Model Spacer in High-pressure SF6 Gas ”, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.20, No.5, pp.1895-1901, 2013  
道念大樹, 岩渕大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 日高邦彦, 武井雅文, 保科好一: 「直流電界下における GIS スペース帯電特性に及ぼす表面導電率分布の影響」, 電気学会論文誌 B, Vol.117, No.7, pp.584-590, 2011
- 岩渕大行, 道念大樹, 熊田亜紀子, 日高邦彦: 「体積及び表面抵抗を含む場の高精度電荷重畳法による電界計算」, 電気学会論文誌 B, Vol.117, No.8, pp.717-718, 2011
- 岩渕大行, 渡邊惇, 熊田亜紀子, 日高邦彦: 「アルミニウム電極を用いたマイクロ沿面ギャップにおける絶縁破壊特性」, 電気学会論文誌 A, Vol.134, No.8, 2014 (掲載決定済)

## 国際会議

- H.Iwabuchi, T.Donen, S.Matsuoka, A.Kumada, K.Hidaka, M.Takei and Y.Hoshina: “ Influence of Surface-conductivity Distribution on Charge Accumulation of GIS Insulator Under DC Field ”, International Symposium on High Voltage engineering, D-31, Hannover, Germany, 2011 年 8 月 (口頭)
- H.Iwabuchi, S.Matsuoka, A.Kumada, K.Hidaka, Y.Hoshina, T.Yasuoka, M.Takei: “ Charge Distribution Measurement on GIS Insulator in High Pressure SF6 Gas ”, International Conference on Electrical Engineering, ED-3, Kanazawa, Japan, 2012 年 7 月 (口頭)

- H.Iwabuchi, S.Matsuoka, A.Kumada, K.Hidaka, Y.Hoshina, T.Yasuoka, M.Takei: " Charge Distribution Measurement on GIS Downsized Model Spacer with Low-resistance Coating ", Asian Conference on Electrical Discharge, A077, Johor Bahru, Malaysia, 2012 年 12 月 ( 口頭 )
- H.Iwabuchi, A.Kumada and K.Hidaka: "Charge accumulation phenomena of GIS downsized spacer under dc field application: Measurement with capacitive probe and simulation", IEEJ P&ES - IEEE PES Thailand Joint Symposium on Advanced Technology in Power Systems 2013-Power and Energy Engineering for Sustainable Social Development-, Bangkok, Thailand, pp. 1-6, 2013 年 3 月 ( 口頭 )
- H.Iwabuchi, S.Matsuoka, A.Kumada and K.Hidaka: "Charge accumulation phenomena on DC-stressed insulating spacer in SF6 gas", The 12th Seoul National University-The University of Tokyo Joint Seminar on Electrical Engineering, A-23, Seoul, Korea, p. 81, 2013 年 3 月 ( 口頭 )
- H.Iwabuchi, T.Morimoto, S.Matsuoka, A.Kumada and K.Hidaka: "Pre-breakdown Phenomenon in Micrometer-scale Gap", 31th International Conference on Phenomena in Ionized Gases(ICPIG)2013, PS3-006, Granada, Spain, 2013 年 7 月 ( ポスター )
- H.Iwabuchi, S.Matsuoka, A.Kumada, K.Hidaka, Y.Hoshina, T.Yasuoka and M.Takei: "Charge Accumulation Phenomena of GIS Downsized Spacer under DC Field: High-resolution Measurement and Analysis with Circuit Model", 18th ISH, OD2-03, pp.696-701, Seoul, Korea, 2013 年 8 月 ( 口頭 )
- H.Iwabuchi: "Breakdown phenomenon across micrometer-scale surface gap in atmospheric air", ADRAC2014, 287-2014, Abu Dhabi, UAE, 2014 年 2 月 ( 口頭 )
- H.Iwabuchi, S.Matsuoka, A. Kumada, K. Hidaka: "Polarity effect on breakdown phenomenon across micrometer-scale surface gap with tungsten electrodes", IEEJ P&ES Symposium on Advanced Technology in Power Systems, pp.1-6, Tokyo, Japan, 2014 年 3 月 ( 口頭 )
- H.Iwabuchi, S.Matsuoka, A. Kumada, K. Hidaka: "Polarity effect on breakdown phenomenon across micrometer-scale surface gap in atmospheric air", 20th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Orleans, France, pp.386-389, 2014 年 7 月 ( 口頭 )

## 解説論文

- 岩淵大行: 国際会議報告 第 18 回高電圧工学国際会議 Topic D (Session OD1-OD4), 放電研究, Vol. 56, No. 3, pp. 35-36 (2013-11)

## 国内学会・シンポジウム

- 岩淵大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 池田久利, 日高邦彦, 「CV ケーブルの診断及び修復技術」, 2009 年放電学会年次大会, A-3-3, 東京, 2009 年 11 月 (口頭, 査読無)
- 岩淵大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 池田久利, 日高邦彦, 福永香, 「テラヘルツ波を用いた水トリーの観察」, 平成 22 年電気学会全国大会, 2-024, 東京, 2010 年 3 月 (口頭, 査読無)
- 岩淵大行, 熊田亜紀子, 池田久利, 日高邦彦, 水野麻弥, 福永香, 「テラヘルツ波を用いたポリエチレン中における水トリーの観察」, 平成 22 年電気学会基礎・材料・共通部門大会, XIII-2, 沖縄, 2010 年 9 月 (口頭, 査読無)
- 岩淵大行, 道念大樹, 松岡成居, 熊田亜紀子, 日高邦彦, 保科好一, 「体積抵抗及び表面抵抗を考慮した電荷重畳法による過渡電界解析」, 2010 年度放電学会年次大会, D-2-1, 東京, 2010 年 11 月 (口頭, 査読無)
- 岩淵大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 日高邦彦, 「直流電界下における GIS 絶縁スペーサの帯電要因」, 平成 23 年電気学会全国大会, 6-289, 大阪, 2011 年 3 月 (口頭, 査読無)
- 岩淵大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 日高邦彦, 保科好一, 武井雅文, 「直流電界下における GIS スペーサ帯電に及ぼす低抵抗塗料の影響」, 放電学会若手セミナー, P-6, 東京, 2011 年 11 月 (ポスター, 査読無)
- 岩淵大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 日高邦彦, 保科好一, 安岡孝倫, 武井雅文, 「低抵抗塗料を塗布したモデルスペーサの直流電界下における帯電現象」, 平成 24 年電気学会全国大会, 6-304, 広島, 2012 年 3 月 (口頭, 査読無)
- 岩淵大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 日高邦彦, 「高気圧 SF6 環境下における GIS 絶縁スペーサの直流帯電現象」, 放電学会若手セミナー, No.2, 神奈川, 2012 年 11 月 (ポスター, 査読無)
- 岩淵大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 日高邦彦, 保科好一, 安岡孝倫, 武井雅文, 「GIS モデルスペーサ上における電荷の除電過程」, 平成 25 年電気学会全国大会講演論文集, 6-212, pp. 367 2013 年 3 月 (口頭, 査読無)
- 岩淵大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 日高邦彦, 「タングステン電極を用いたマイクロ沿面ギャップにおける放電前駆現象」, 放電学会若手セミナー, PS-6, 東京, 2013 年 11 月 (ポスター, 査読無)
- 岩淵大行, 松岡成居, 熊田亜紀子, 日高邦彦, 「タングステン電極を用いたマイクロ沿面ギャップにおける放電機構」, 2013 年度放電学会年次大会, B-1-4, 2013 年 11 月 (口頭, 査読無)
- 熊田亜紀子, 岩淵大行: 「マイクロギャップにおける絶縁破壊特性」, 平成 26 年電気学会全国大会講演論文集, 1-S2-5, pp. S2(15)-S2(18) (2014-3-18)

- 岩淵大行，松岡成居，熊田亜紀子，日高邦彦「チタン電極を用いたマイクロ沿面ギャップにおける絶縁破壊特性」，2013 年度電気学会全国大会，松山，p.86(第 1 分冊)，2014 年 3 月（口頭，査読無）

## 受賞歴

- 東京大学 工学部長賞（学修），2010 年 3 月 25 日（学内）
- 東京大学 卒業論文 優秀卒業論文賞，2010 年 3 月 25 日（学内）
- 放電学会年次大会 優秀論文発表賞，2010 年 11 月 6 日
- 東京大学 修士論文 優秀修士論文賞，2012 年 3 月 22 日（学内）
- 18th ISH(International Symposium on High Voltage Engineering, Seoul), Young Researcher Award, 2013 年 8 月 29 日
- ADRAC2014, R&D Hay Bin Yaqdhan Student Award, 2014 年 2 月 26 日
- 東京大学 卓越した大学院拠点”セキュアライフエレクトロニクス” 優秀論文発表賞，2014 年 3 月 12 日（学内）
- 静電気学会全国大会 エクセレントプレゼンテーションアワード，2014 年 9 月 9 日