

放電場における力学と
マイクロ駆動機構への応用に関する研究

Investigation of Force in Discharge Field
and its Applications for Micromechanical Actuators

梅 津 信 二 郎

2006 年 2 月

目 次

第1章 序 論	1
1・1 研究の背景	1
1・1・1 マイクロマシンの歴史	1
1・1・2 マイクロ駆動機構	2
1・1・3 静電場を利用した駆動機構に関するこれまでの研究	3
1・1・4 放電場に関する研究	5
1・2 研究の目的	6
1・3 静電駆動機構	7
1・3・1 磁気力と静電力	7
1・3・2 摩擦に対する工夫	8
1・4 放電駆動機構	8
1・5 本論文の構成と概要	9
第2章 静電場・コロナ放電場における力学	11
2・1 緒 言	11
2・2 静電場における力学	12
2・3 コロナ放電場における力学	13
2・3・1 放電場解析	13
2・3・2 実験装置と実験方法	16
2・3・3 結果と考察	18
2・4 結 言	24
第3章 コロナ放電場におけるイオン風とその反力	25
3・1 緒 言	25
3・2 流れ解析	26
3・3 実験装置と実験方法	28
3・3・1 針対平板電極系放電場におけるイオン風	28
3・3・2 針対平板電極系における静電静水圧効果	30
3・4 結果と考察	31
3・4・1 圧力と流速	31
3・4・2 静電静水圧効果	37
3・5 結 言	40

第4章 火花放電場における力学	42
4・1 緒言	42
4・2 火花放電連成振動から陰に算出した力	42
4・2・1 実験方法と力の算出方法	42
4・2・2 結果と考察	44
4・3 電流を変化させた時に火花放電場に働く力	47
4・3・1 実験装置と実験方法	47
4・3・2 結果と考察	48
4・4 火花放電をともなわない電極振動	51
4・4・1 実験装置と実験方法	51
4・4・2 結果と考察	52
4・5 結言	53
第5章 静電力を利用した用紙の分離・搬送機構	54
5・1 緒言	54
5・2 用紙の分離	54
5・2・1 実験装置と実験方法	54
5・2・2 数値解析	56
5・2・3 結果と考察	57
5・3 用紙の搬送	62
5・3・1 実験装置と実験方法	62
5・3・2 用紙搬送時の表面電位	64
5・3・3 用紙の連続搬送	67
5・4 結言	68
第6章 静電力を利用したマイクロ駆動機構	69
6・1 緒言	69
6・2 実験装置と実験方法	69
6・2・1 並進駆動機構	69
6・2・2 回転駆動機構	71
6・2・3 リードレス並進駆動機構	72
6・3 数値解析	74
6・3・1 解析モデルと運動方程式	74
6・3・2 振動パラメータの同定	77
6・4 結果と考察	79
6・4・1 並進駆動機構	79

6・4・2	駆動方向の変化	84
6・4・3	回転駆動機構	88
6・4・4	リードレス駆動機構	89
6・5	結 言	91
第7章 コロナ放電場を利用したマイクロ駆動機構		93
7・1	緒 言	93
7・2	針電極の傾きとイオン風	93
7・2・1	実験装置と実験方法	93
7・2・2	結果と考察	94
7・3	マイクロ駆動機構	96
7・3・1	実験装置と実験方法	96
7・3・2	結果と考察	98
7・4	結 言	100
第8章 コロナ放電場を作用した微小液滴吐出機構		101
8・1	緒 言	101
8・2	液滴の吐出形態	101
8・2・1	実験装置と実験方法	101
8・2・2	放電特性と液滴の吐出形態	102
8・2・3	静電場における液滴吐出	104
8・2・4	コロナ放電場における微小液滴吐出	107
8・3	液滴の帯電量の測定	111
8・3・1	電流による電荷測定	111
8・3・2	電界中での着弾位置の変化からの電荷測定	112
8・3・3	液滴の帯電量	114
8・4	液滴吐出の制御	115
8・4・1	霧状滴下のちらばり	115
8・4・2	微小液滴滴下のドットオンデマンド	116
8・5	印字試験	116
8・6	結 言	117
第9章 結 論		118

目 次

謝 辭	122
参考文献	123
研究業績	132

第1章 序 論

1.1 研究の背景

1.1.1 マイクロマシンの歴史

1970年頃に米国スタンフォード大学の電気工学科で、シリコンウエハ上に宇宙船搭載用の圧力センサやガスクロマトグラフが作製された。これがマイクロマシンに関する最初の研究であるとされている。さらに1980年代後半に入ると、カリフォルニア大学バークレー校、ベル研究所などで半導体製造プロセスを応用した静電モータ、圧力センサなどのマイクロマシンの開発が盛んに行われ始めた^(1-1 ~ 1-8)。この静電モータは、十字架のようなロータとその周りに放射状に12分割された電極のステータから構成されており、ステータとロータ間に電圧を加え、静電力でロータを引き付けて回転させるものであった。電極は3つごとに並列に接続されているので、3相4極のステップモータであった。この初期のモータは、摩擦の影響で、毎分300回転が最高であり、寿命は3分程度であった。(なお、この摩擦の影響を少なくする方法として、現在ではロータと回転軸の摺動接触を転がり接触に変えた構造などが提案されている。このほかのマイクロマシンにおける摩擦に対する工夫に関しては1.3.2項にて後述する。) いっぽう、圧力センサはシリコン単結晶基板を異方性エッチングすることで方形の薄膜を作り、この薄膜部に取り付けた歪ゲージの抵抗変化によって、圧力を測定するものである。この圧力センサは自動車のエンジンの燃焼制御用に大量に用いられ、排気ガスの清浄化に貢献している。

また日本でも同時期に、東京大学の藤田教授、樋口教授や東北大学の江刺教授らによって、静電モータやセンサなどのマイクロマシンに関する研究が始まった。

マイクロマシンとは、“構成部品の寸法が数ミリメートル以下の機能要素、およびそれらから構成される微小なシステム”(財団法人 マイクロマシンセンター)であり、具体的には図1-1に示すように、センサと駆動機構の片方もしくは両方からなる機械である^(1-1 ~ 1-8)。したがって、マイクロマシンに関する研究も、センサと駆動機構に大別できる。このうちセンサ単体は比較的構造が単純で既に十分な研究がおこなわれており、前述の自動車における圧力センサの他に、自動車用の加速度センサ、自動車のスピン防止や衛星電波の届かないところでのナビゲーションのための角加速度センサなどの超小型計測機器が開発されている⁽¹⁻⁹⁾。いっぽう駆動機構は、先述のカリフォルニア大学バークレー校で1980年代にマイクロ回転静電モータが試作されてから現在までに、センサや光スイッチなどで利用するための様々な駆動機構が開発されている^(1-10 ~ 1-14)が、医療や情報などの

分野でのさらに高度な要求を満たすために、現在もっとも活発に研究開発が行われている分野である。

1.1.2 マイクロ駆動機構

このマイクロマシンの駆動源としては、図 1-1 に示すように、静電力^(1-10, 1-14)、磁気力^(1-15, 1-16)、化学反応を利用したもの⁽¹⁻¹⁷⁾、熱膨張・収縮を利用したもの⁽¹⁻¹⁸⁾、光を利用したもの⁽¹⁻¹⁹⁾などが挙げられる。以下にそれぞれの原理・応用例、問題点に関して述べる。

まず、光を利用した駆動機構は、大別して2通りの方式がある。第一は、レーザを細胞や微粒子などに集中照射させ、光圧によってハンドリングをする方式である。光を利用するので、微小な粒子のトラップなどが可能であるが、駆動力が小さい。第二は、紫外光照射によって変位が得られる(光圧電効果)PLZTバイモルフを利用した方式であり、応答性が遅く、光の照射方法が確立されていないなどの理由により、実用例はまだない。

熱を利用した駆動機構は、電気ヒータ、レーザ光、燃焼熱によって、内部で熱を発生させ、機械的工作に変換させる方式である。実用例としては、2種類の固体を張り合わせ線膨張の差を利用し、たわませることで、粒子を掴む機構、封止した気体や液体の体積膨張を利用して薄膜を押し、この原理で粒子を掴む機構などがある。大きな力が出せ、比較的簡単な構造で作製できる利点があるが、欠点として動作が1~100 Hz程度と遅く、消費電力が大きいことが挙げられる。

化学反応を利用した駆動機構は、電解液中の導電性高分子材料に電圧を印加し、導電性高分子材料内部のイオン量を変化させ、体積を変化させる方式である。粒子を掴む機構のアームとして利用されており、微小な位置決めが容易であるが、応答性が低い。

これに対して、磁気力を利用した駆動機構は、非接触かつ高い応答性で比較的大きな力を発生させることができる。大別して以下の5つの方式がある。

- (1) 外部磁場内で μm オーダの大きさのコイルに電流を流し、そこに働く電磁力で駆動する可動コイル型駆動機構
- (2) $\text{mm} \sim \mu\text{m}$ オーダの大きさの電磁石に電流を流し、その磁場の強さに応じて永久磁石が引かれる力を利用して動く可動磁石型駆動機構
- (3) 磁性体が磁場の方向に合致したり、磁場の集中する方向にひかれたりする力を利用して駆動する可変リラクタンس型駆動機構
- (4) 外部磁場を変化させることで、マイクロ構造物に付加した磁歪膜が伸縮変形する磁歪駆動機構
- (5) 特殊ではあるが、液体窒素などで極低温に冷却した超伝導体と永久磁石の間の磁気反発力を利用して浮上し、電磁力などで駆動する超伝導磁気浮上型駆動機構

このような磁気力を利用した駆動機構は電流駆動なので、つぎに述べる静電アクチュエ

ータと比較して、駆動電圧が低い、発生力が大きい、対環境性がよいなどの利点がある。しかし問題点としては、駆動時により大きな電力を消費すること、コイルの形成や磁性材料の成膜・加工を含めてプロセスが複雑になること、外部磁場を用いるものは可動部が小さくても駆動源の大きさが mm サイズ以上になってしまうなどが挙げられる。

静電力を利用した駆動機構は、非接触かつ高い応答性で力を発生させることができる。cm ~ μm オーダの大きさでは発生力が磁気力と比べると小さいが、1.3.1 項に示すように、小型化するにつれてこの差は小さくなる。これらの特長と半導体製造プロセスとの相性の良さから、静電力を駆動源とするマイクロマシンが有望視されている。本論文もこの静電力を利用したマイクロ駆動機構に関するものである。

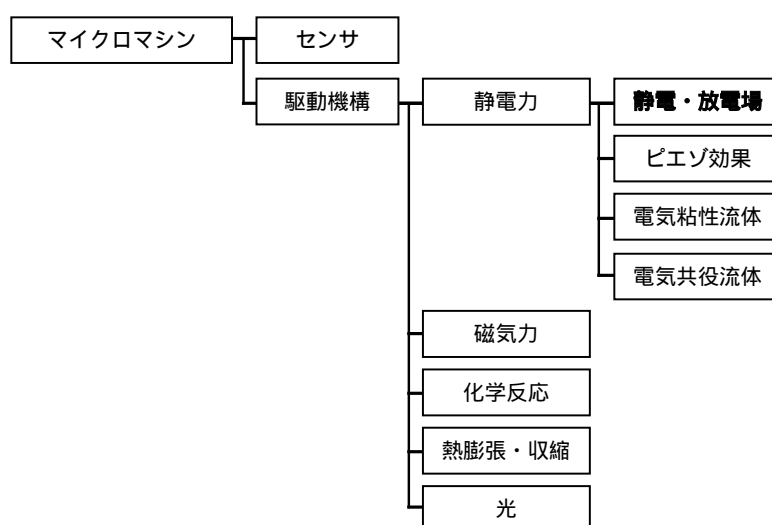


図 1-1 マイクロマシンの構成と駆動源

1.1.3 静電場を利用した駆動機構に関するこれまでの研究

図 1-1 に示すように、様々な方式の静電力を駆動源とするマイクロ駆動機構が開発されている。電界共役流体 (ECF) を利用した駆動機構⁽¹⁻²⁰⁾は、ある種の油のような誘電液体に 1 組の棒状の電極を挿入し、電圧を印加時に電極間に発生する噴流を駆動源として利用する方式である。この噴流が生じるメカニズムはまだ十分に明らかになっていないが、電界によって流量のコントロールが可能なので、マイクロポンプ、マイクロバルブや電子チップ冷却機構が開発されている。電気粘性流体 (ER 流体) を利用した駆動機構⁽¹⁻²¹⁾は、電界をかけると粘性が変化する液体を利用した方式であり、マイクロバルブに利用されている。これらの電界の影響を受ける流体 (機能性流体) を利用する機構の利点としては、

- (1) 単純構造でしかも精度の高い加工が不要で、フルードパワーを制御できること

- (2) フルードパワーシステムを容易にマイクロ化できること
- (3) シール部が不要なフルードパワーシステムが構築できること
- (4) 機能性流体が有する特長を利用することで、高機能な要素が実現できること
- (5) フルードパワー制御要素とアクチュエータを一体化することが可能となり、コンパクトなフルードパワーシステムが実現できること
- (6) 作動油のフィルタリングがほとんど不要で、作動油に混入物が入りにくいことが挙げられる。いっぽう欠点としては

- (1) 駆動対象物が特殊な機能性流体に限定されること
 - (2) コストが高いこと
- が挙げられる。

駆動対象物が固体のものとしては、以下のような機構がある。圧電効果を利用した駆動機構では、電圧を印加することで伸縮する性質がある PZT などの圧電材料を利用している。高い応答性で比較的大きな力を発生させることができるが、変位は全長の 0.1% 程度なので、バイモルフ構造や積層構造にするなどの工夫がなされている^(1-2, 1-3)。バイモルフ構造には、圧電体からなる 2 枚の素子から構成される。このバイモルフ型では数 10 ~ 数 100 μm の比較的大きな変位を得ることができるが、発生する力が比較的小さく、また共振周波数が低い。積層構造は、圧電セラミックスの薄板数 10 ~ 数 100 枚を厚み方向に分極力が互いに逆になるように積層した駆動機構であり、分極のプラス同士、マイナス同士がそれぞれ並列に電気接続されている。この積層型の出力は薄板の板数に比例する。とくに 1 枚あたりの圧電セラミックスの厚さを薄くすることで、低電圧で駆動させることが可能になり、実用性が高くなる。バイモルフ型と比較して、積層型の発生変位は小さいが、大きな力が発生可能で、応答速度や共振周波数が高い。積層型は精密位置決めなどに利用されているが、材料固有の特性として、クリープやヒステリシスの問題があり、変位センサを用いて閉ループ制御されている。固体のハンドリングができ、かつストロークが大きな機構としては、静電場のクーロン力を利用するつぎのような機構がある。まず櫛歯型静電駆動機構^(1-22 ~ 1-26)は、進行波電界によって対象物を駆動させる方式であり、マイクログリッパや微小な液滴を搬送するマイクロ化学システム ($\mu\text{-TAS}$)^(1-27 ~ 1-38)などに利用されている。静電スクラッチ駆動機構^(1-39 ~ 1-43)や静電インパクト駆動機構^(1-24, 1-25)は、静電力だけでなく、摩擦も駆動に取り入れる方式であり、位置決めが容易なので、マイクロ光スイッチやマイクロファイバーの切り替え、マイクロミラーの傾き調整などに利用されている^(1-44 ~ 1-53)。静電スクラッチ駆動機構は、平行平板に働く大きな静電力を構造の弾性変形と摩擦駆動によって尺取虫のような動作に変換する方式である。一方向にしか動けないが、高出力の並進駆動機構が実現している。また、2 つのスクラッチ駆動機構を対向させ、その間にミラーを支持した梁を設置し、電圧を印加した際に梁の変形によって、ミラ

一の傾きを変える機構（静電マイクロミラー）が開発されている。静電インパクト駆動機構は、台の上に箱型の構造が乗せてあり、その中に可動の重りがバネで宙吊りに設置されているものである。重りを静電力で引き付けて箱型構造に衝突させ、衝撃力でこの構造を動かした後、重りをゆっくりと元の位置に引き戻す。この作業を繰り返すことで、並進駆動する方式である。

これらのデバイスで駆動される媒体は、 μm ～ mm オーダの大きさであり、駆動部のマイクロ化が極めて重要なので、微細加工技術に関する膨大な研究がおこなわれている。

いっぽう、駆動される媒体が紙^(1-54～1-57) やシリコンウエハ^(1-58～1-63)、粒体⁽¹⁻⁶⁴⁾ などの場合には、駆動機構が適切な大きさであることが必要であり、駆動機構の大きさと駆動距離ともに mm ～ cm オーダで適切な機能を有する必要がある。プリンタ内における紙の分離ローラやシリコンウエハの真空吸着機構などといった機械的なハンドリング方法が既に存在するが、マイクロマシン技術を利用したさらに高機能なハンドリング技術に対する強いニーズがある。しかし、このオーダの静電駆動機構に関する研究は、前述した駆動機構のマイクロ化に関する研究ほどはおこなわれていない。本研究の対象としたのは、この mm ～ cm オーダの駆動機構である。

1.1.4 放電場に関する研究

これまでの静電力応用の研究のほとんどは、放電の生じない静電場のクーロン力を利用するものに限られていた。放電場を利用したマイクロ機器に関する研究としては、図 1-2 に示すようにマイクロ放電加工^(1-65～1-67) とコロナモータ^(1-64, 1-68, 1-69) などが挙げられる。しかし、この放電加工は放電時に発生するジュール熱を利用するものであり、放電場で作用する力を利用したものではない。

いっぽうコロナモータの歴史は直流モータとして 19 世紀に始まるが、完成度の高いものは、1960 年ごろに提案された。1970 年には、直流コロナモータの動作理論、円盤型・円筒型の試作品および回転特性が報告された。1991 年には、コロナ放電をとまなう場合の誘導モータをコロナモータとみなし、回転電界を非正弦周期波としてその動作を一般的に理論解析し、直流入力でもっともよく動作することが明らかにされた。1992 年には、円筒型コロナモータを組み立て、出力トルクと出力電力に対する種々のパラメータの影響が実験的に明らかにされた。なお、コロナモータは、起動トルクが発生しない場合には手でわずかに回転子を動かすとその方向に回転するが、起動トルクが発生する場合でもそれが非常に弱いので、自起動する回転方向とは反対方向のトルクを加えるとその方向に回転するという特性を有する。

これまでの研究において、放電場で発生する力をマイクロマシンの駆動源として利用したものはない。放電場では電力が必要なため、そもそも放電場をマイクロマシンの駆動源に利用するという発想がなかったためであると考えられる。

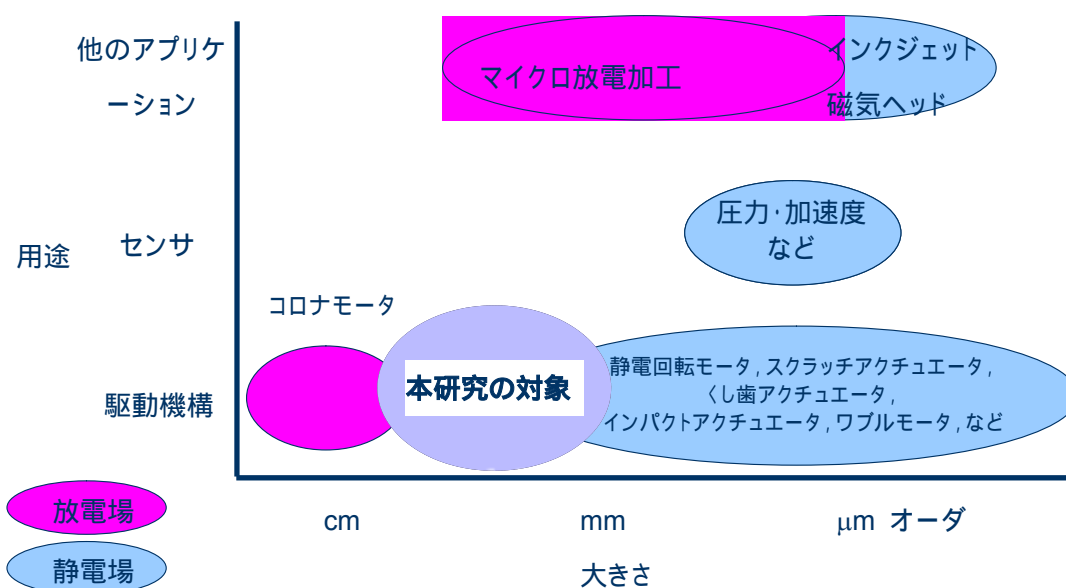


図 1-2 マイクロマシンの大きさとう用途

1.2 研究の目的

上述のこれまでの研究を踏まえて、本研究の目的は下記の2点である。

(1) 放電場における力学を明らかにすること

これまでの研究により、静電場ではクーロン力による印加電圧の2乗に比例する吸引力が作用することがわかっているが、放電場における力学は明らかではない。この理由としては、放電場では電力が必要なため、放電場を積極的に駆動源として利用するという発想が静電場ほどなかったこと、放電場では静電力だけでなく、放電電流にともなう力学作用も考慮する必要があり、力学的な解析が複雑になること、そして、これまでの放電が生じる電極系は比較的高剛性であったため、放電にともなう力学的な問題が生じなかったことなどが挙げられる。しかし、放電場における力学を利用した新しいマイクロ駆動機構を開発するためには、まず放電場における力学を明らかにする必要がある。そこで、静電場、コロナ放電場、および火花放電場における力学を解析と実験の両面から検討した。

(2) 静電場・放電場における力を利用する cm ~ mm 程度の大きさのマイクロ駆動機構を開発すること

これまでのマイクロ駆動機構はセンサなどの駆動源として用いられることが多かったため、大きさと駆動距離ともに μm ~ mm オーダの駆動機構に関する研究が盛んに行われてきた。しかし、駆動される媒体が紙や数 μm ~ 100 μm 程度の直径の液滴などの場合には、駆動機構の大きさ・駆動距離ともに mm ~ cm オーダで適切な機能を有する必要がある。しかし、このオーダの静電駆動機構に関する研究は、 μm ~ mm オーダの駆動機構ほどはあ

こなわれていない。そこで本研究では、mm～cm オーダの大きさと駆動距離の静電場を利用した駆動機構と放電場を利用した駆動機構をそれぞれ2つ開発する。

1.3 静電駆動機構

1.3.1 磁気力と静電力

cm～mm 程度の大きさの駆動源として、磁気力が広く利用される^(1-70, 1-71)。本項では、この磁気力と静電力を比較する。

単位面積当たりの磁気力 f_m は、真空の透磁率を μ_0 、磁束密度を B とすれば

$$f_m = \frac{1}{2\mu_0} B^2 \quad (1-1)$$

と表される。磁性材料の飽和磁束密度を2 Tとすると、最大で約 10^6 Paの磁気力が発生することになる^(1-1, 1-2)。

いっぽう、電界 E の空気中における単位面積当たりの静電力 f_e は、真空の誘電率を ϵ_0 とすると、次式のようになる。

$$f_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \quad (1-2)$$

周知のように、利用可能な静電力の上限は、絶縁破壊を起こす電界の強さ(1気圧の大気中では約 3×10^6 V/m)によって定まり^(1-64 ~ 1-67)、通常の大気中における単位面積あたりの利用可能な静電力の上限は、40 Pa (4 gf/cm²)と見積もることができる。このように利用できる力が小さいことが、静電力の利用を限定的にしてきた最大の理由であり、この状況は現在でも変わらない。しかしながら、静電力には下記のような利点があり、これを生かした分野では圧倒的に有利になる^(1-64 ~ 1-67)。また、近年では対向電極を大きくした櫛歯型静電アクチュエータ^(1-58 ~ 1-63)のように、静電力が物体の表面に作用する性質を生かして、cm～mm程度の大きさで、磁気力と同じくらいの力を発生させる駆動機構が開発されている。静電力を利用することの利点は以下のようなものである。

- (1) 式(1-1)と式(1-2)からわかるように、静電力は寸法の2乗に比例するのに対して、磁気力は寸法の4乗に比例するため、駆動機構を小型化するほど、静電力と磁気力の差は小さくなる。
- (2) 制御可能な磁気力を得るためには、電磁石が必要であるが、その場合、ジュール損によるエネルギー損失と発熱の問題が避けがたい。静電力の場合にも、電圧制御にともなう変位電流は流れるが、電磁石に比べると、一般に損失は小さい。
- (3) 3次元的なコイルに比べて、リソグラフィなどにより、微小な電極の製作が容易である。

- (4) MRI など磁界の影響を遮断すべき環境での適性が高い。
- (5) 絶縁油を用いることによって、絶縁破壊の限界電界が向上し、利用可能な静電力も増大する。
- (6) 真空環境でも同様に絶縁破壊の限界電界が向上し、利用可能な静電力も増大する。
- (7) その他の駆動源との比較では、熱や化学反応を利用する機構に比べて応答性が高い、光を利用する機構に比べて力が大きい、圧電素子に比べてストロークが大きいなどの利点がある。

1.3.2 摩擦に対する工夫

駆動源に静電力を利用する利点としては、前述したように、駆動機構をマイクロ化した場合に、単位体積あたりの表面積が大きいほど静電力が強く働くことが挙げられる。いっぽう、摩擦力も駆動機構をマイクロ化した場合に、単位体積あたりの発生力が大きくなる^(1-1~1-6)。一般に摩擦力は制御が困難であり、マイクロ静電駆動機構では摩擦に対する何らかの工夫が必要である。このような対策は以下の2通りに大別できる。

第一は、摩擦を極力減らすように設計する方式であり、非接触の可変容量型駆動機構^(1-62, 1-63)やボールの転がりを併用した静電リニアモータ^(1-13, 1-14)などがある。可変容量型駆動機構は、ストロークを大きくとることができない反面、構造や動作原理が簡単であり、様々なセンサやマイクロミラーなどの位置決め利用されている。また、静電リニアモータは、駆動力が比較的大きく、紙などのシート材、数 10 μm オーダの粒子の搬送、新しい人工筋肉などへの応用が検討されている。

第二は、摩擦を駆動に取り入れるように設計する方式であり、スクラッチ駆動機構^(1-39~1-43)やインパクト駆動機構^(1-44, 1-45)などが挙げられる。これらの摩擦を利用する駆動方式は姿勢の保持が容易であり、超精密位置決め^(1-46, 1-51)などへの応用が検討されている。本研究の静電マイクロ斜毛・斜板・斜柱駆動機構と静電紙送り機構も摩擦を積極的に利用するものである。

1.4 放電駆動機構

平行平板電極間において、放電破壊せずに印加できる最大電圧はパッシェン則^(1-64~1-67)によって規定される。つまり、パッシェンカーブ以下の電圧領域では静電力が作用するが、パッシェンカーブ以上の火花放電域では、電極間が短絡し、等電位になり、静電力は作用しない。いっぽう、針対平板電極系や線対平板電極系のように電極近傍で局所的に電界が集中する系では、火花放電域に達する前にコロナ放電が生じ、イオンの泳動にともなうイオン風と称せられる空気流が発生することが知られている。

放電場に関しては、避雷針、オゾナイザーやイオナイザーの電気特性や放電特性に関する

る研究が主におこなわれてきた^(1-64~1-67)。力学特性に関する研究としては、静電密着法において、線対平板電極系の線電極が面外横方向に振動する現象が報告されている⁽¹⁻⁷²⁾程度であり、針対平板電極系における報告はない。この電極系で力学特性に関する報告がないのは、電極の剛性が非常に高く、力学的な問題があまり生じなかったためであると考えられる。

1.5 本論文の構成と概要

本研究では、まず静電場、コロナ放電場および火花放電場における力学特性を明らかにし、つぎに静電場を利用した駆動機構として静電マイクロ斜毛・斜板駆動機構と静電紙送り機構を、また放電場を利用したマイクロ駆動機構と微小液滴吐出機構の開発をおこなった。以下に概要を示す。

本論文は、第1章から第9章までの9章から構成されており、第1章では序論、第2章から第8章までで本論、第9章では結論を述べる。

第1章の序論では、研究の背景につづいて、研究の目的と意義を示す。つぎに、静電駆動機構の特徴として、磁気力と静電力の特徴の比較、マイクロ化に際して重要な摩擦に対する工夫、および放電場における力学について概説し、最後に本論文の構成について述べる。

第2章～第4章では、静電場、コロナ放電場、および火花放電場における力学特性の把握をおこなう。

まず、第2章では、静電場・コロナ放電場における力学に関して述べる。周知のように静電場では、電極同士が引き合う方向に印加電圧の2乗に比例する力が作用する。いっぽう、コロナ放電場では、放電特性に関する多くの研究が行われてきたが、力学特性は明確でなかった。そこで、針対平板電極系を対象にして、コロナ放電特性に関する解析的・実験的研究をおこなった。具体的には、まずコロナ放電場を単極性モデルによって解析し、電位分布と電荷分布を計算した。またこれらが、実測値とよく一致することを示した。さらに、静電域におけるクーロン力の計算値も実験値によく一致することを示した。いっぽうコロナ放電域における力学特性は、電場解析だけでは求まらないため、本章ではまず実験的な特徴を明らかにし、つぎの第3章における流れ解析につなげた。

第3章では、コロナ放電場において力が発生する原因であると考えられるイオン風に関する解析的・実験的研究について述べる。具体的には、第2章でおこなった放電場解析から導出されるコロナ放電場の電荷密度と電界の積で表されるイオンの泳動力(体積力)を駆動源とする非圧縮性粘性流体に関するナビエ・ストークスの式を解いて流速と圧力分布を計算し、これらが実験結果と一致することを検証する。液体平板電極を利用するユニークな流速と圧力分布の測定方法についても報告する。

第4章では、火花放電場における力学に関して述べる。コロナ放電場よりもさらに高い

電圧を印加すると、断続的に火花放電が発生し、同時に放電音や光が発生するが、3つの互いに独立な方法で、火花放電場では有意な力は生じていないことを実証する。火花放電域における力学に関する研究はこれまで行われておらず、これは新規な知見である。

第2章～第4章の研究により、工学的に利用可能な力は、静電場におけるクーロン吸引力とコロナ放電場におけるイオン風の反力のみであることを示す。

第5章、第6章では、静電場におけるクーロン力を利用した駆動機構を提案する。

第5章では、従来の摩擦力の代わりに静電力を利用して、用紙束から紙1枚だけを分離し搬送するまったく新しい機構に関して述べる。本機構によって、実用的な条件で信頼性の高い紙送り機構の実用化のめどを得たことを報告する。

第6章では、交番的な静電力による振動と摩擦力を利用したマイクロ駆動機構に関して述べる。摩擦係数に異方性があるシート材の上面に押し付け力を加えると直交する方向の駆動力が発生することを利用した斜毛・斜板・斜柱駆動機構は、これまで振動源として油圧、磁気力、圧電素子を利用した例が報告されているが、いずれも外部に大きな動力源や複雑な構造が必要であった。そこで本研究では、振動源として静電力を利用する方式を提案し、マイクロ化に適した数種のモデルを試作してその駆動特性を明らかにする。

つぎに、第7章、第8章では、コロナ放電場で生じる力を利用した機器を提案する。

第7章では、コロナ放電場におけるイオン風の反力を駆動源とする新しいリニア・回転駆動機構を提案する。これらの駆動機構は、従来のいわゆるコロナモータの延長ではなく、平板に対して傾斜した針電極には、電極間距離が最小になる垂直方向ではなく、傾斜した針に沿う方向の反力が生じるとの新しい発見にもとづくものである。

第8章では、別の放電場応用として、コロナ放電場に生じる力を利用した微小液滴吐出に関して述べる。針電極の代わりに液体を満たしたチューブに電圧を印加すると、静電力によって液滴が吐出する静電スプレー現象が生じるが、この現象そのものの体系的な検討は十分でない。この現象を工学的に利用するためには、まず現象の基礎特性を明らかにすることが重要であり、液滴形成・分離機構やその特徴を明らかにする実験をおこなう。また、本機構が印字技術に応用可能なことを実証する。

最後に第9章では、本論文における結論を示し、さらに今後の課題について言及する。

第2章 静電場・コロナ放電場における力学

2.1 緒言

周知のように、電極間に印加する電圧を徐々に上げてゆくと、印加電圧が低い場合にはほとんど無視しうるほど小さな暗電流が流れるだけであるが、印加電圧がパッシェンの法則によって定まる限界電圧に達すると、放電音を生じるとともに火花放電が生じる。しかし、針のように電界が集中する電極では、火花放電に先立って針の先端に微小な発光が認められ、有意な電流が流れるコロナ放電が生じる。針電極が正の正コロナでは初期にストリーマーコロナが、針電極が負の負コロナではトリチェリパルスが生じる。このような放電現象は、避雷、高電圧機器の絶縁対策、オゾナイザーやレーザープリンタの帯電器などで工学的に重要な場であり、その電気的な特性に関して古くから多くの研究が行われている^(2-1, 2-2)。いっぽう、放電場における力学特性に関しては、線対平板電極系の線電極に生じる面外横振動の解明を目的とした一連の研究があるが、針対平板電極系に関しては、送電線から垂れ下がる雨滴を模擬して静電力を測定したもの⁽²⁻⁹⁾が散見される程度であり、静力学特性に関してさえ、まとまった研究は行われていないようである。

このため本章では、一対の針対平板電極系放電場における電磁力学特性を明らかにすることを目的として、まず放電場解析を行い、つぎに放電場における作用力を実験によって測定した結果を示す。放電場解析の結果は、つぎの第3章でおこなうイオン風の流れ解析のための駆動力を導出するためにも利用される。また実験結果は、第3章のコロナ放電場における力の発生メカニズムに関する研究、および第7章、第8章の駆動源への応用に関する研究の基礎になるものである。

なお、火花放電時における力学に関しては、章を改めて、第4章で報告する。

2・2 静電場における力学

図 2-1 に示すように対向する電極間に電圧を印加すると、電極に電荷が蓄積し、電極間に電界が発生する。このとき、電極には、空隙の誘電率を ε 、境界に直行する電界を E 、電極表面を S とすると、式 (2-1) に示すような電極が引き合う方向の静電力 F が発生する。

$$F = \frac{1}{2} \int \varepsilon E^2 dS \quad (2-1)$$

平行平板電極系のように電界が一様な場合、印加電圧を V_0 とすれば $E = V_0/d$ であり、式 (2-2) のように静電力は極板間距離 d の 2 乗に反比例し、面積 S に比例する。

$$F = \frac{1}{2} \varepsilon \frac{S}{d^2} V_0^2 \quad (2-2)$$

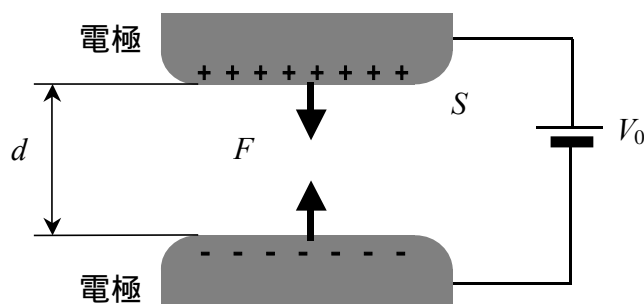


図 2-1 電極間に作用する力

2・3 コロナ放電場における力学

静電場よりもさらに印加電圧を高くすると、放電が生じる。なかでもコロナ放電は、電界の不平等性に起因して発生するので、平行平板電極系のように電界が一様な系では発生しないが、電極近傍で不平等電界が形成される線対平板電極系や図 2-2 に示すような針対平板電極系で生じる。

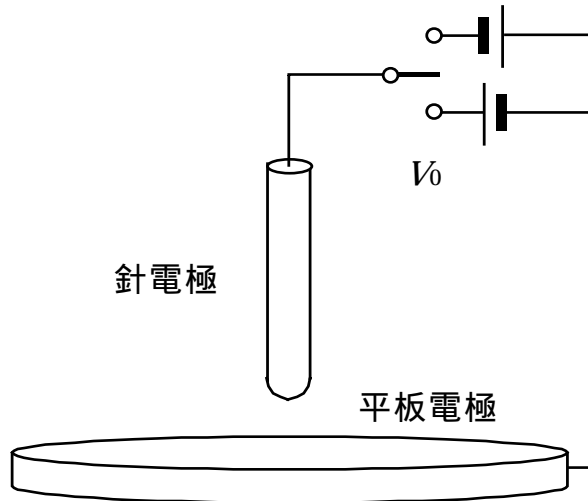


図 2-2 針対平板電極系

2・3・1 放電場解析

a. 単極性放電モデル このようなコロナ放電場を以下に示すような単極性放電モデルによって解析する．すなわち，気体放電場は一般に，対流，拡散，泳動によって電子や各種のイオンを含む多成分の粒子が互いに影響を及ぼし合いながら非定常に輸送される複雑な系であるが，とくに単極性・定常の放電場で拡散と対流が無視できるとすれば，単一荷電粒子の電荷保存則

$$\nabla \cdot (-\omega \rho \nabla \phi) = 0 \quad (2-3)$$

とポアソン方程式

$$-\varepsilon \nabla^2 \phi = \rho \quad (2-4)$$

に集約できる^(2-10, 2-11)． ω は移動度， ρ は電荷密度， ϕ は電位である．電荷密度分布 ρ と電位分布 ϕ の2つが未知数であり，境界条件は，電位に関するつぎの自明なもの

$$\phi = V_0 \quad \text{針電極上} \quad (2-5-a)$$

$$\phi = 0 \quad \text{平板電極上} \quad (2-5-b)$$

のほかに，コロナ放電条件に関する

$$E = -\mathbf{n} \cdot \nabla \phi \leq E_0 \quad \text{針電極上} \quad (2-6)$$

を考える． V_0 は印加電圧， \mathbf{n} は電極表面における外向き単位法線ベクトル， E_0 はコロナ開始電圧印加時の放電電極表面における電界である．つまり，コロナシースを無視して，放電電極のごく近傍では印加電圧によらず，コロナ開始電圧から定まる電界に保たれていると想定している．同軸円筒電極⁽²⁻¹⁰⁾や縁面放電系⁽²⁻¹¹⁾の場合には，少なくとも電氣的な

特性に関しては、このような近似が成り立つことが報告されており、本電極系でもこれを試みた。

電極表面を S とすれば、放電電流 I は

$$I = \int \omega \rho E \, dS \quad (2-7)$$

である。したがって、式 (2-3)、式 (2-4) から電荷密度分布 ρ と電位分布 ϕ を求め、 ϕ から電界 $E (= -\nabla\phi)$ を計算して、これらを式 (2-7)、式 (2-1) に代入し電極表面で積分すれば、電圧 V_0 を印加した時の電流 I と静電力 F が求まる。

b. 数値計算 互いに連成する式 (2-3)、式 (2-4) の数値解法には、文献^(2-10, 2-11)を参考にして、図 2-3 のフローチャートに示す方法を用いた。すなわち

- i) まずコロナ開始電圧以下の低印加電圧 $V_{0 \text{ initial}}$ の場合から計算を開始し、電荷密度分布 ρ の初期値として、均一な微小値 ($\rho_{\text{initial}} = 10^{-10} \text{ C/m}^3$ とした) を仮定する。
- ii) 式 (2-3) の境界条件を式 (2-5)、式 (2-4) の境界条件を式 (2-5)、式 (2-6) として、それぞれの電位分布 ϕ_1, ϕ_2 を、それぞれ独立に計算する。添字 1, 2 は、それぞれ式 (2-3)、式 (2-4) に対応する。式 (2-5) は、具体的には、まず放電電極表面の電位が印加電圧 V_0 に保たれているとして (すなわち式 (2-5-a) の境界条件で) 計算し、計算された電極表面の境界要素の電界が臨界値 E_0 を超える場合には、当該境界要素の電界を強制的に E_0 として計算をおこなう。
- iii) 電位分布 ϕ_1, ϕ_2 に対応する電界分布 E_1, E_2 を計算する。
- iv) 下式により電荷密度分布を修正しながら、ii), iii) の計算を繰り返す。

$$\rho_i = \rho_{i-1} \left(1 + 2K \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \right) \quad (2-8)$$

K は修正係数、 i は収束計算ステップである。

- v) 独立に計算した電位分布 ϕ_1, ϕ_2 の差異を $2|\phi_1 - \phi_2| / (\phi_1 + \phi_2)$ と定義し、全空間の誤差の平均値が 10^{-4} 以下になることを収束条件として、印加電圧 V_0 での計算を打ち切る。
- vi) 電流 I と静電力 F を数値積分によって計算する。
- vii) 印加電圧を ΔV だけ増加し、前のステップの印加電圧での電荷密度分布を初期値として、印加電圧 $V_{0 \text{ end}}$ まで ii) ~ vi) の計算を繰り返す。

なお、式 (2-3)、式 (2-4) の数値計算には、軸対称円筒座標系における三角形 1 次要素のガラーキン式有限要素法を用いた。図 2-4 にメッシュ図を示す。針電極中心を中心軸とし、 $z = 0$ の下面を平板電極とする断面を計算対象とした。半径方向、軸方向の無限遠境

界の代わりに、電極間ギャップに対して十分遠い位置を境界とし、この擬似無限遠表面 ($r = 60 \text{ mm}$, $z = 60 \text{ mm}$) を絶縁境界とした。また、針先端を半球形と仮定し、この近傍の要素をとくに細かくした。コロナ放電開始電圧に対応する限界電界 E_0 は、文献⁽²⁻¹⁰⁾に報告されている同軸円筒電極系における実測値から、 $E_0 = 14.55 \times 10^6 \text{ V/m}$ とした。正コロナ放電場における電荷の移動度 ω_+ は、正イオンの物性値から $1.9 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ 、負コロナ放電場における負電荷の移動度 ω_- は、負イオンの移動度の物性値 $2.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ とした。

文献⁽²⁻¹⁰⁾には、 $K = 0.52$ が収束条件として最適であると報告されているが、 K が大きいほど発散しやすいので、本計算では 0.4 とした。計算の繰り返し回数は、電荷密度の初期値にもよるが、数 100 回程度であった。単純な同軸円筒の 1 次元系の場合には、同様なアルゴリズムで、数 10 回の収束回数で十分であることが報告されているが、2 次元系の場合にそれほど容易ではないことは、微小沿面放電系や差分法の計算でも報告されている。

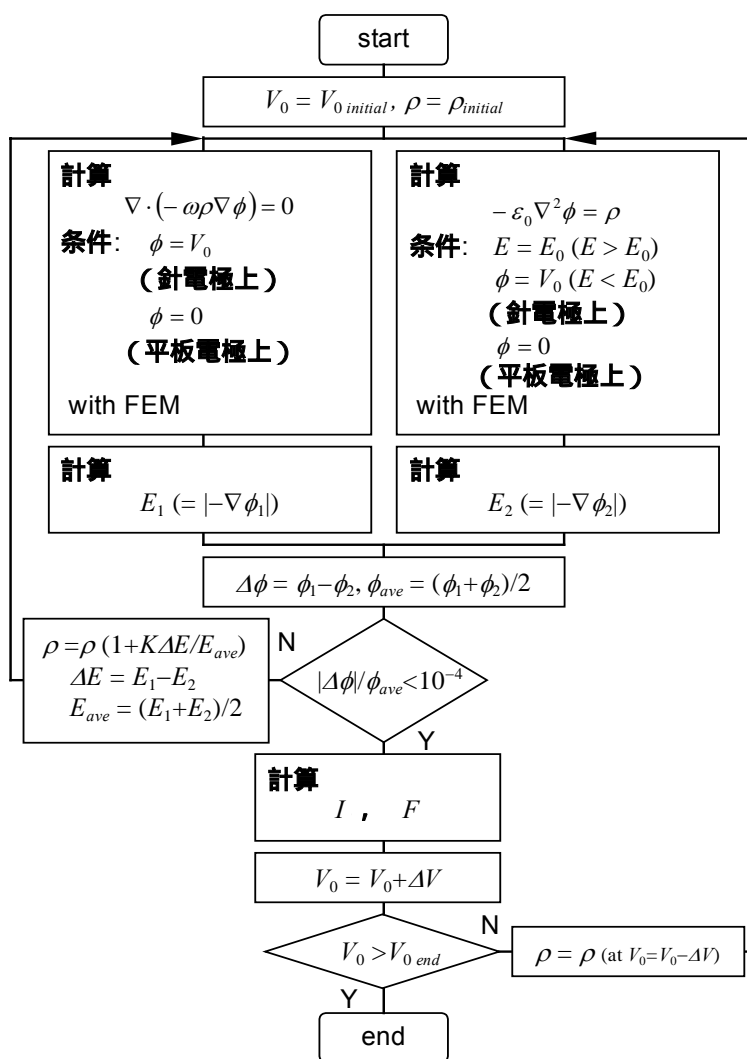


図 2-3 コロナ放電場計算のフローチャート

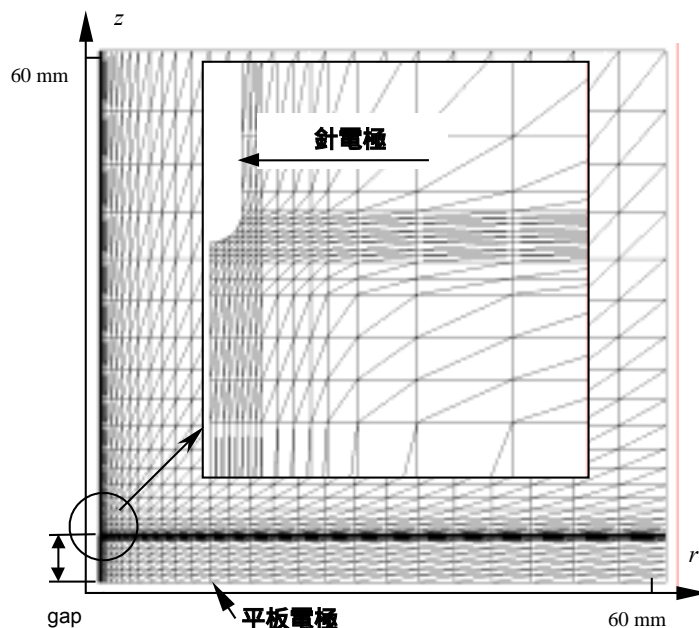


図 2-4 針対平板電極系コロナ放電場の FEM 計算メッシュ (節点数: 1480, 要素数: 2805)

2.3.2 実験装置と実験方法

針対平板電極系に生じる静電力は微小であり，これを検出するために，図 2-5 に示すような実験装置を構成した．ステンレス製の針電極 ($\phi 0.3, 0.4, 0.5$ mm) を，ステンレス鋼板製の片持ちはりを介して，平板電極 ($\phi 100$ mm) に対して垂下した．この片持ちはり先端の変位をキーエンス社製レーザ変位計 (LK-080) で測定し，この変位にはりの剛性をかけて，静電力を算出した．測定範囲でのはりの変形は 0.2 mm 以下であり，数 mm のギャップに対して十分小さく，印加電圧が変化しても電極間ギャップは一定とみなすことができる．なお実験において，片持ちはりとレーザ変位計間，および平板電極とレーザ変位計間の静電力が無視できないため，これらの静電力がお互いに打ち消しあうような基準位置を求めた．本実験では，この片持ちはりの基準位置をレーザ変位計から約 80 mm，平板電極から約 65 mm と定めた．それにともなって針電極の長さを 60 mm とした．

直流電圧は松定プレジジョン社製組込型高圧電源 HVR-10 (出力電圧 $0 \sim 10$ kV，出力電流 0.15 mA) を利用し，外部ポテンショメータによって電圧を設定した．電極間に流れる電流は回路に直列に挿入したシャント抵抗の電圧ドロップから測定した．電極間のギャップは，平板電極下部のメカニカルステージ (可変距離 $0 \sim 10$ mm) で可変にできる構造になっている．

電圧 電流特性や静電力は，電極の先端形状や放電生成物の付着の影響を受けるため，同一径の条件での実験では，同じ針を用いた．また針電極先端を平滑にし，かつ清浄に保つよう努めた．なお本論文で示したデータは，実験の前後で定性的に再現性があることが確認されている．

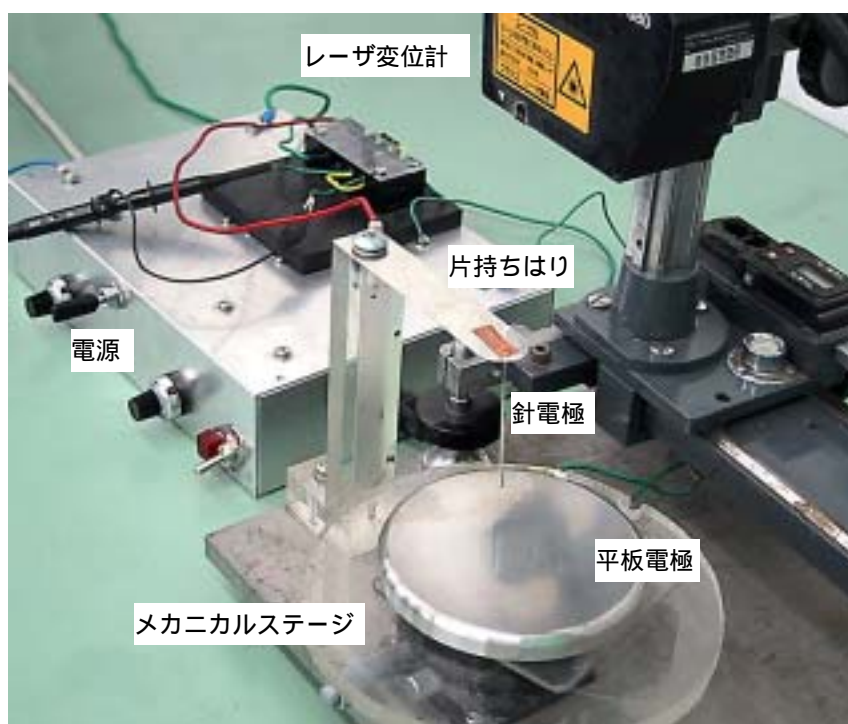
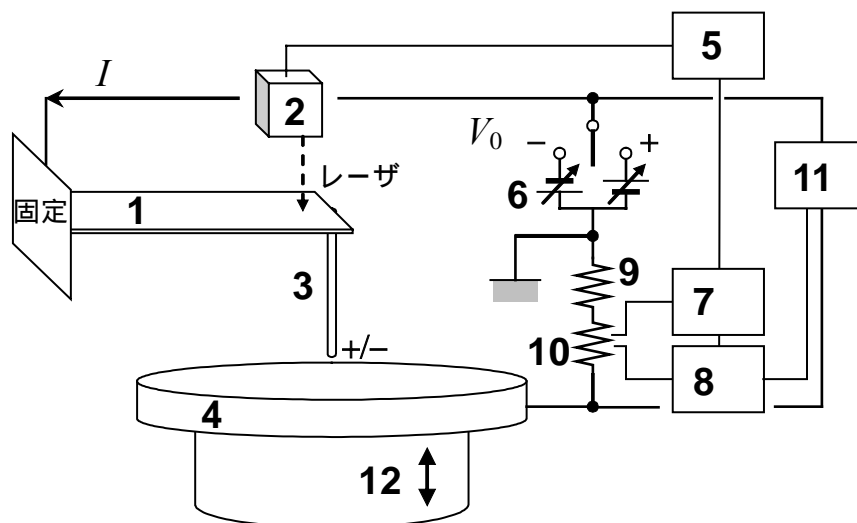


図 2-5 針対平板電極系放電場における静電力測定装置

(1: ステンレス製低剛性片持ちはり T0.1/L100/W20 mm, 2: レーザ変位計センサ, 3: ステンレス製針電極, 4: 平板電極, 5: レーザ変位計, 6: 直流高電圧電源, 7: オシロスコープ, 8: 電圧計, 9: 保護抵抗, 10: シャント抵抗, 11: 高電圧プローブ, 12: メカニカルステージ)

2.3.3 結果と考察

a. 放電特性 図2-6～図2-9に印加電圧の極性, 針電極の直径, および電極間ギャップをパラメータとした印加電圧 - 電流特性の実験と計算の結果を示す.

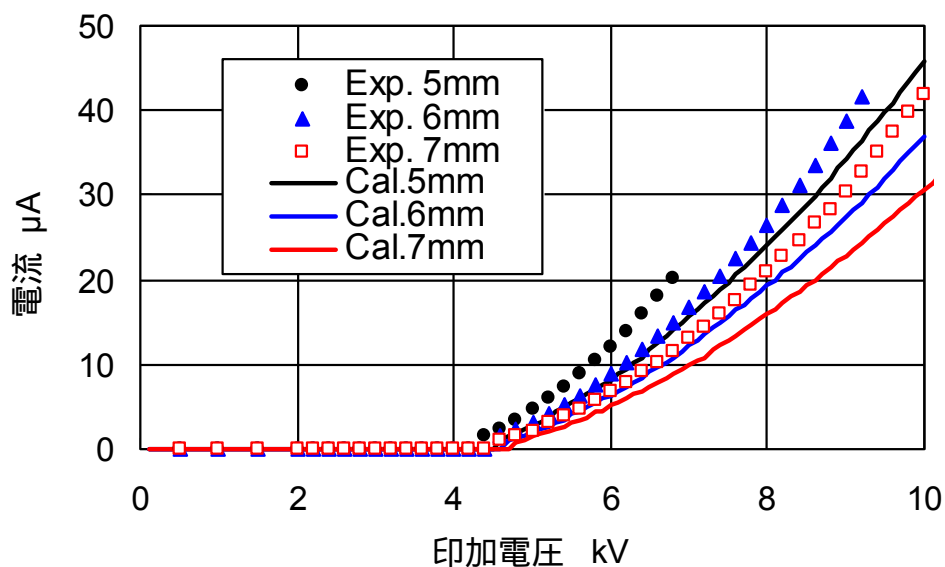


図2-6 針対平板電極系放電場における電圧-電流特性
(針電極の極性: 正, 針電極径: 0.5 mm, パラメータ: 電極間ギャップ)

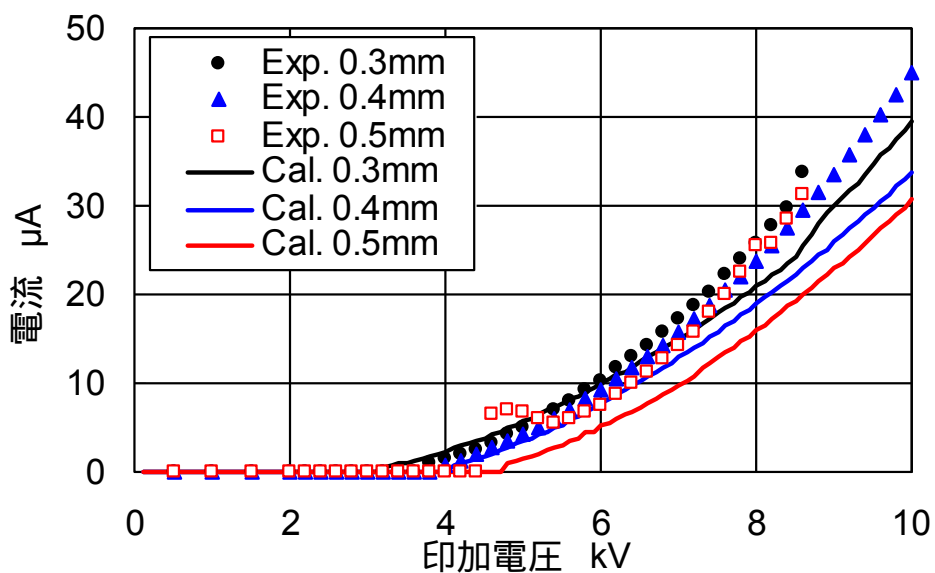


図2-7 針対平板電極系放電場における電圧-電流特性
(針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 7 mm, パラメータ: 針電極径)

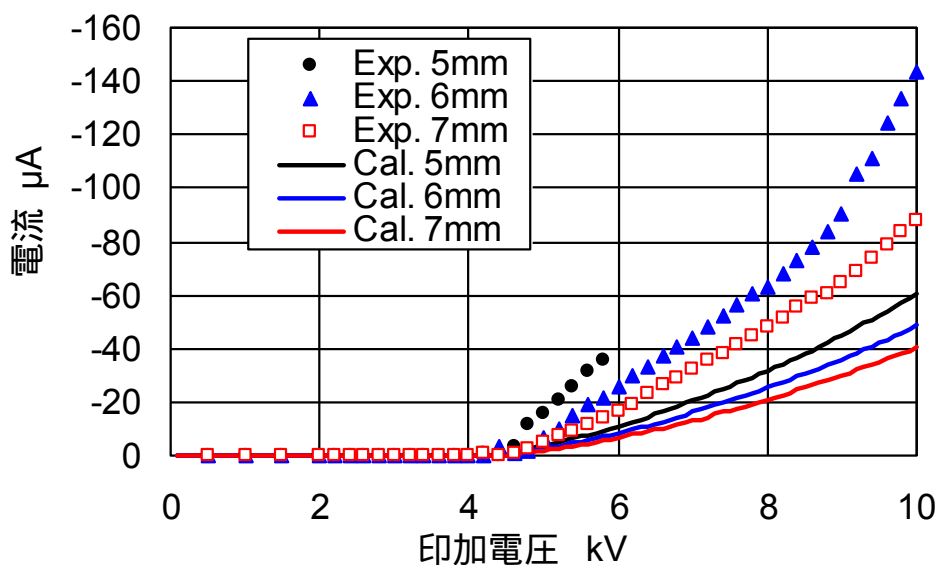


図 2-8 針対平板電極系放電場における電圧-電流特性
(針電極の極性: 負, 針電極径: 0.5 mm, パラメータ: 電極間ギャップ)

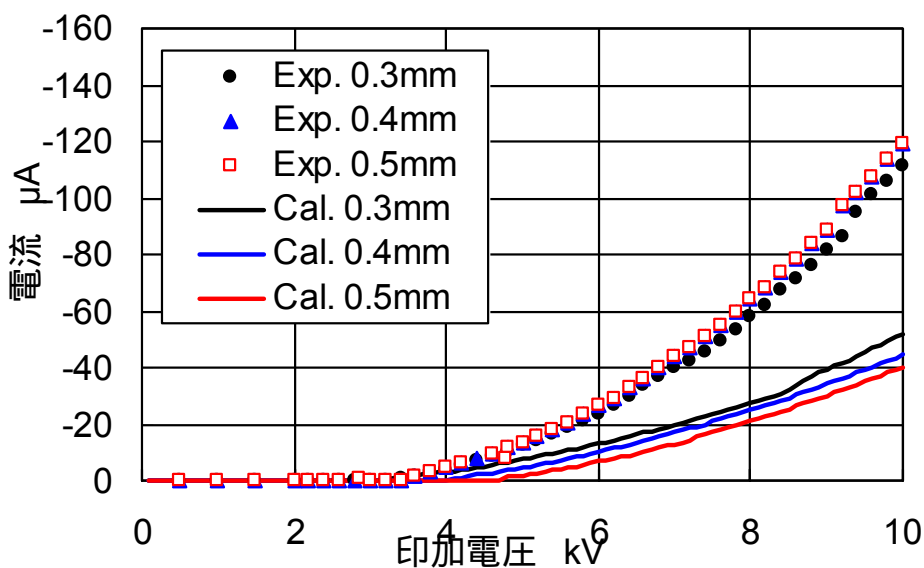
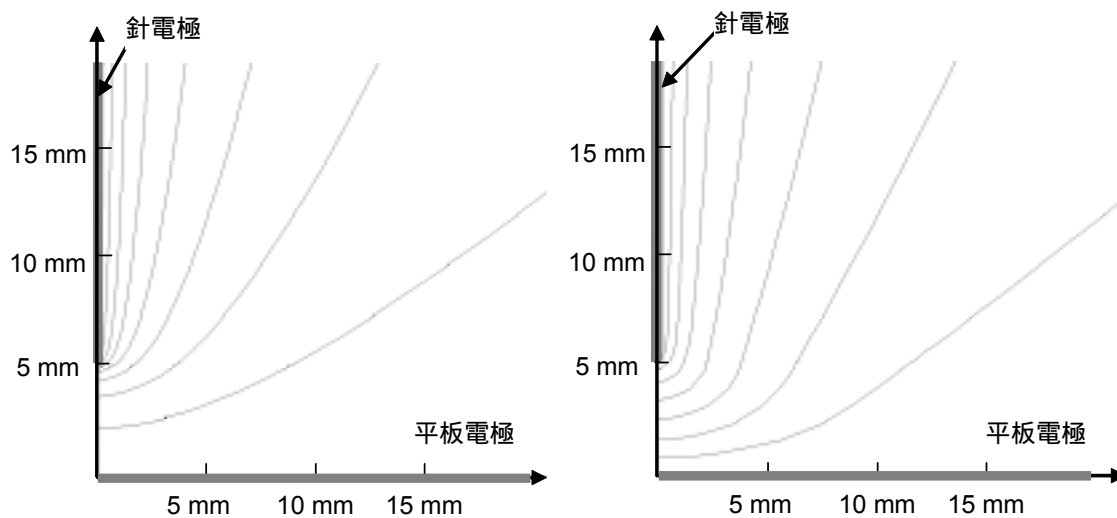


図 2-9 針対平板電極系放電場における電圧-電流特性
(針電極の極性: 負, 電極間ギャップ: 7 mm, パラメータ: 針電極径)

いずれの条件からも以下のような特徴を見出すことができる。すなわち、まず印加電圧を徐々に上げてゆくと、最初はごく微小な暗電流が流れるだけであるが（静電場）、ある限界電圧に達すると、 μA オーダの有意な電流が流れ始める。このとき、針の先端に微小な

(コロナ) 発光が認められる。放電電流や発光は通常安定であり、放電は無声である。さらに電圧を上げていくと放電音を生じるとともに図示してある最大印加電圧以上で火花放電を生じる。火花放電に関しては、第4章で詳しく述べる。

観測されたコロナ放電の特徴は計算でも再現されている。すなわち、まずコロナ放電しきい電圧以下の静電場では、電荷密度の初期値に依存する 10^{-12} A オーダのごく微小な電流が計算されるが、実質的には電荷のない静電界である。しかしコロナ放電しきい電圧以上の電圧を印加すると、針電極先端部の電界がコロナ発生の臨界電界に達し、その値が臨界値を超えないように電極端部に電荷が生じて、電界の集中を緩和する。このような特徴は、電位分布と電荷密度分布を観察することで容易に理解できる。図 2-10 に静電場と放電場の電位分布 (印加電圧を 10 等分した等電位面) の計算値を示す。図から、放電場には針電極の先端部でコロナ放電による電荷が生じ、電界の集中が緩和されることがわかる。印加電圧が高いほど、臨界電界になる電極表面積も広くなる。また図 2-11 に放電場の電荷密度分布の計算値とコロナ発光の観測結果を対比させて示す。電荷密度とコロナ発光は等価ではないが、電荷密度が高いところほど強く発光すると考えられ、これらからも計算結果の妥当性が傍証される。

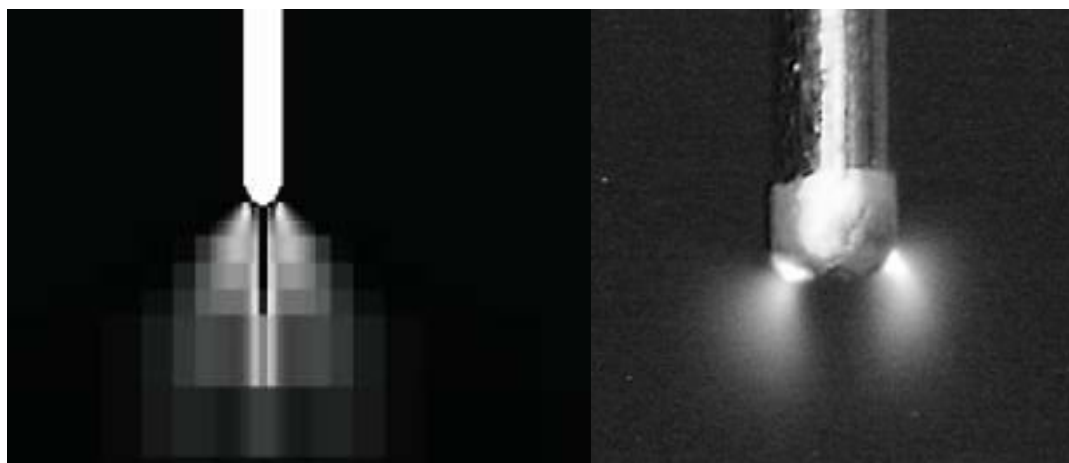


(a) 静電場の電位分布

(b) コロナ放電場の電位分布

図 2-10 非放電時 (静電場) とコロナ放電時の電位分布

- (a) 印加電圧: +1 kV, 針電極直径: 0.2 mm, 電極間ギャップ: 5 mm
 (b) 印加電圧: +4 kV, 針電極直径: 0.2 mm, 電極間ギャップ: 5 mm



(a) 電荷密度分布 (計算)

(b) コロナ発光 (実験)

図 2-11 コロナ放電場における針電極近傍の電荷密度分布とコロナ発光
(印加電圧: +7 kV, 針電極直径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: 7 mm)

つぎに各パラメータの影響に関して、実測値と計算値から以下の特徴がわかる。

- (1) 針の直径が小さく、電極間ギャップが小さいほど、針電極先端の電界強度が高くなり、コロナ開始電圧は低く、コロナ電流は大きくなる。しかし、実験では針電極直径の影響が観測されなかった。その理由として、実際の針電極先端は理想的に半球状で平滑ではないことが挙げられる。
- (2) 針電極の直径 0.3 ~ 0.5 mm、ギャップ 3 ~ 8 mm の条件で、正コロナ電流は数 10 μA のオーダー、負コロナ電流は 100 μA のオーダーである。負コロナ電流の実測値は正コロナの約 4 倍大きい。導電に寄与する電荷が、正では、 O_2^+ , O_4^+ , CO^+ , Ar^+ , CO_2^+ , H_3O^+ などであり、いっぽう、負では、 O^- , O_2^- , O_3^- , CO_3^- や電子などであり、気体の導電に寄与する電荷の種類の違いにより、負イオンの等価的な移動度の値が正イオンのその 4 倍ほど異なるなどの理由が考えられる。なお正コロナの場合は、計算値と実験結果はおおむね良く一致している^(2-12~2-14)。

b. 静力学特性 図 2-12 ~ 図 2-15 に印加電圧 - 静電力特性の実測値を示す図では、針電極の上方に働く力を正に表示した。なお、図 2-12 ~ 図 2-15 に付記した静電力の計算値は、式 (2-2) により計算した。すなわち、マクスウエルの変位法を平板電極表面 S で積分したものである。また、コロナ放電時には、針電極先端がある電界値以上にならないことを考慮している。図から以下のような特徴が挙げられる。

- (1) コロナ開始電圧以下の静電場では、印加電圧の 2 乗に比例する、数 10 μN オーダーのごく微小な、吸引方向の静電力が作用する。また、電極の極性にあまり依存しない。計

算結果は実測結果と同様の特徴を示したが、その絶対値やギャップ依存性が若干異なる。静電力自体が極めて微小であり、前述の工夫にもかかわらず、片持ちはりとレーザ変位計との間、または平板電極との間で、有意な静電力が作用したことなどが誤差の原因になったと考えられる。

- (2) コロナ放電場では、数 100 μN オーダの反発方向の力が生じる。まず力の方向に関する実験結果は、計算結果とは反対方向であり、まったく一致していない。その理由は、コロナ放電場では静電力以外の力、すなわちコロナ放電時に針電極の先端から平板電極に向かって発生するイオン風の反力が針電極に作用しているためであると考えられるが、詳しいことは第3章で述べる。なお、コロナ放電時に発生する力は印加電圧の正負、針電極径、電極間ギャップに依存しない。

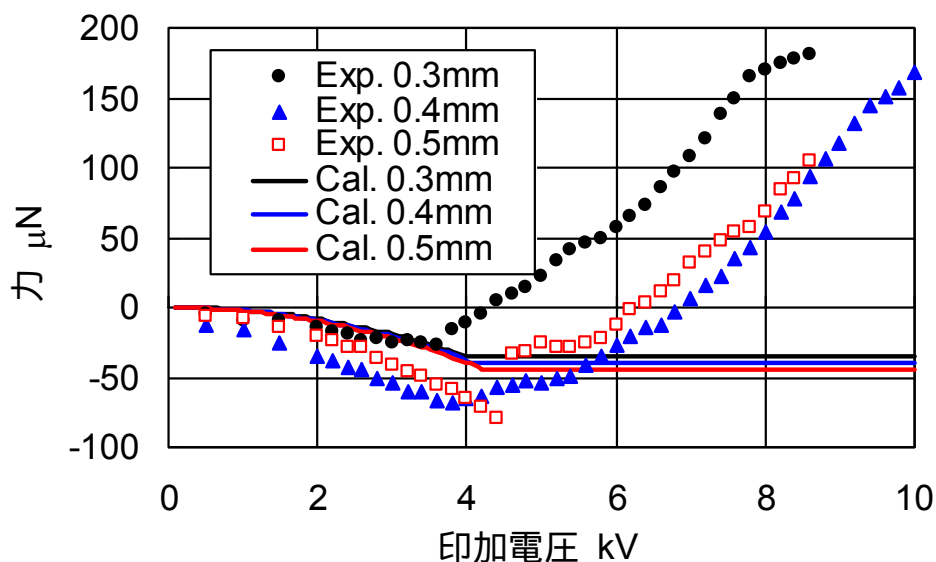


図 2-12 針電極に作用する力

(針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 7 mm, 針電極直径: パラメータ)

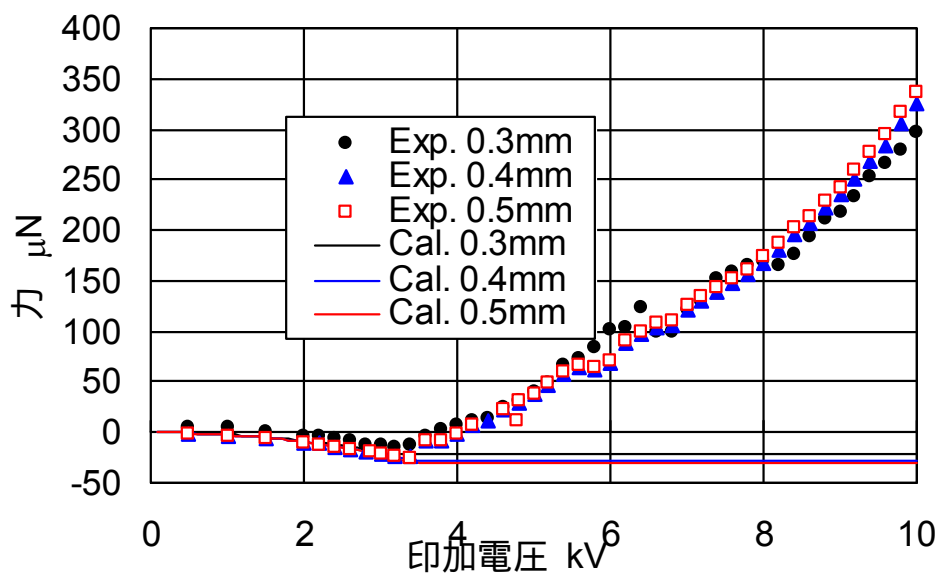


図 2-13 針電極に作用する力

(針電極の極性: 負, 電極間ギャップ: 7 mm, 針電極直径: パラメータ)

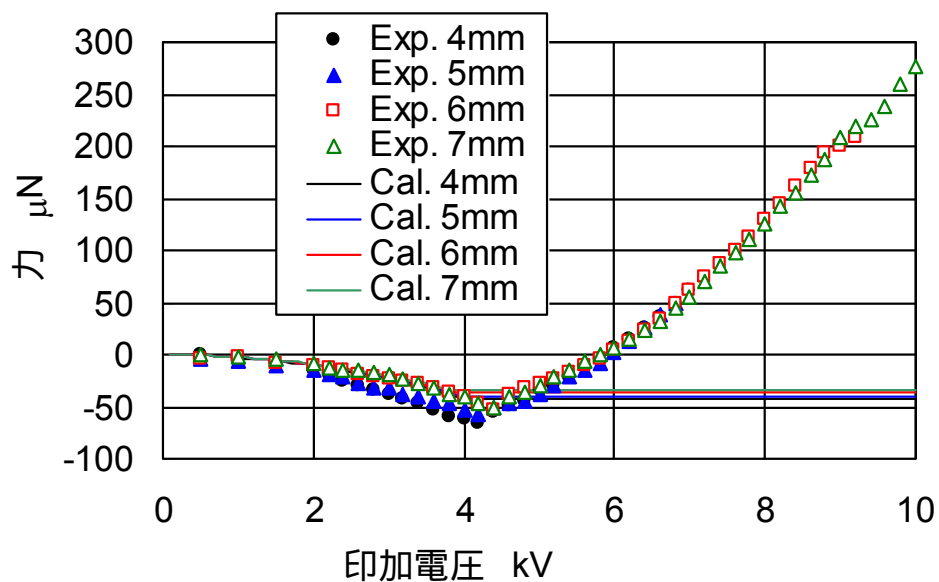


図 2-14 針電極に作用する力

(針電極の極性: 正, 針電極直径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: パラメータ)

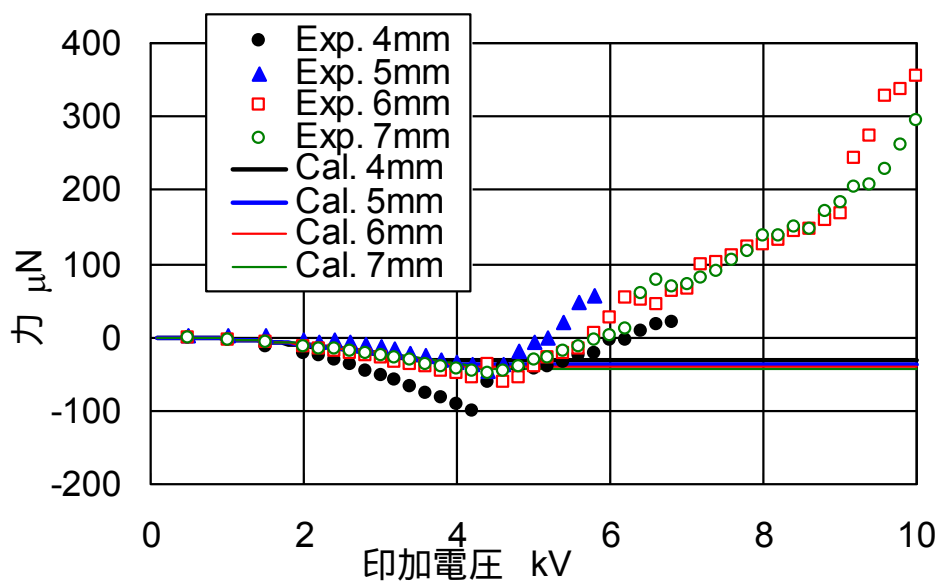


図 2-15 針電極に作用する力

(針電極の極性: 負, 針電極直径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: パラメータ)

2.4 結 言

一対の針対平板電極系放電場における放電場解析を行い, つぎに放電場における作用力を測定した結果以下のことが明らかになった.

- (1) コロナ放電しきい電圧以下の静電場では, 10^{-12} A オーダのごく微小な暗電流が流れ, コロナ放電場では, 数 10 ~ 数 100 μ A 程度の電流が流れる. この結果は電荷保存則とポアソン方程式から求めた電流とおおむね一致した. また, コロナ発光の様子は電荷密度分の計算値とよく一致した. したがって, つぎの第 3 章で必要な電荷密度と電位分布を計算によって求めることができたといえる.
- (2) 静電場では, 電極同士が吸引する方向に力が作用し, その大きさはたかだか数 10 μ N 程度であり, 印加電圧の 2 乗に比例する. しかし, コロナ放電場では, 静電場とは反対方向に 100 μ N オーダの力が作用し, 印加電圧が高いほど大きな反発力になった. この力の方向に関する実験結果は, 計算結果とは反対方向であり, まったく一致していない. その理由は, コロナ放電場では静電力以外の力, すなわちコロナ放電時に針電極の先端から平板電極に向かって発生するイオン風の反力が針電極に作用しているためであると考えられる. このことはつぎの第 3 章で検証する.

第3章 コロナ放電場におけるイオン風とその反力

3.1 緒言

第2章で述べた通り，図3-1に示すような針対平板電極系のコロナ放電場では，針電極が平板電極から反発する方向に力が作用する．コロナ放電場では電極表面の電界は臨界値を超えることはなく，単に臨界電界に達した電極面積が広がるだけであるから，印加電圧を上げてクローン力の大きさはほとんど変わらないし，そもそも静電力は吸引力である．したがって，コロナ放電時に電極が反発する方向の力が生じるメカニズムとして，クローン力以外の力を考える必要がある．

このような力の発生源として，イオン風の反力が考えられる．すなわち，コロナ放電場では針電極の先端からイオン風が発生しており，この反力によって針電極に反発力が作用する．なお，イオン風とは，コロナ放電時に針電極から放出されるイオンが平板電極へ向かって泳動する間に空気分子と衝突を繰り返すことで，針電極から平板電極に向かって生じる空気流のことである^(3-1, 3-2)．

そこで本章では，まずイオン風の流れを実験と数値計算によって定量的に把握し，コロナ放電場で力が発生するメカニズムを検証する．つぎに，針電極と対になっている平板電極にもコロナ放電場では力が作用するので，平板電極の代わりに導電性の液体を電極として用いることで，平板に作用する力を液面の変形として観測し，この変形がイオン風によるものであることを実証する．

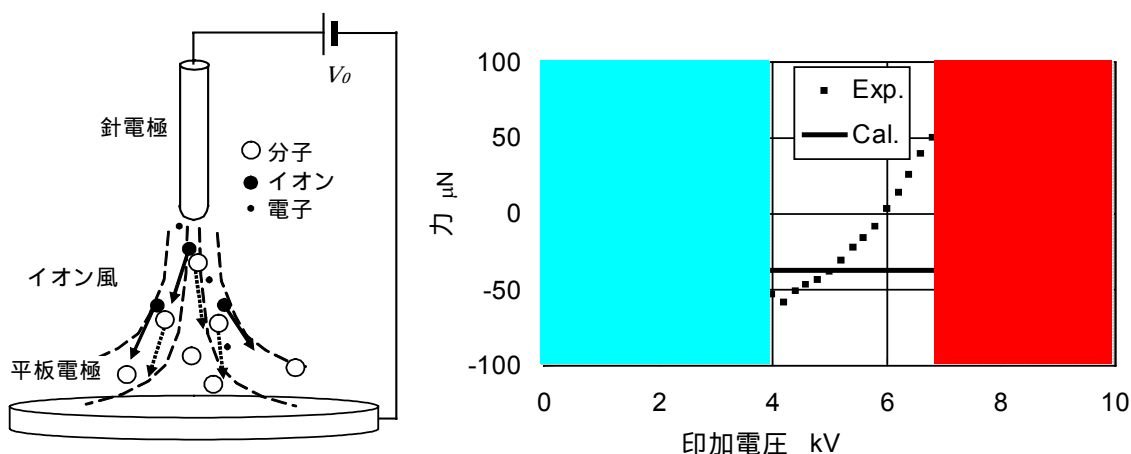


図3-1 針対平板電極系におけるイオン風とコロナ放電場に生じる力
(針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 5 mm)

3.2 流れ解析

イオンの泳動によって生じるイオン風を以下のように解析する。すなわち，第2章でコロナ放電場におけるイオンの電荷密度 ρ と電界分布 E を計算したので，その積で表されるイオン泳動力（体積力） F が算出される。

$$F = \rho E \quad (3-1)$$

この F を駆動源とする流れ場を計算するための非圧縮性，粘性流れのナビエ・ストークス方程式

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{1}{\rho_{air}} \mathbf{F} - \frac{1}{\rho_{air}} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (3-2)$$

と連続の式

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3-3)$$

を軸対称円筒座標系 (r, z) で表示したものが系の支配方程式となる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} &= \frac{1}{\rho_{air}} F_r - \frac{1}{\rho_{air}} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right) \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} &= \frac{1}{\rho_{air}} F_z - \frac{1}{\rho_{air}} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (3-4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (r v_z) \right) = 0 \quad (3-5)$$

ここで， $\mathbf{v} (v_r, v_z)$ は流速， p は圧力， ρ_{air} は空気の密度 1.15 kg/m^3 ， ν は動粘度 $1.58 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ である。

つぎに，渦度 ω を式 (3-6)，流れ関数 φ を式 (3-7) のように定義し，式 (3-5) の回転をとる。

$$\omega = \nabla \times \mathbf{v} = \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \quad (3-6)$$

$$v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad v_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (3-7)$$

式 (3-8) に円筒座標系におけるナビエ・ストークス方程式の渦度 - 流れ関数による表示をする。また，式 (3-6)，式 (3-7) から式 (3-9) が導かれる。式 (3-2)，式 (3-3) に替えて，この2式 (3-8)，式 (3-9) を支配方程式として用いる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{\partial \varphi}{\partial r} \frac{\partial \omega}{\partial z} - \frac{\omega}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \\ & = \frac{1}{\rho_{air}} \left(\frac{\partial F_r}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial r} \right) + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} - \frac{\omega}{r^2} \right) \end{aligned} \quad (3-8)$$

$$\omega = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (3-9)$$

境界条件については，物理的には固定境界で $v = 0$ ，対象境界で $\omega = 0$ になることから，以下のように ω ， φ を決定した．すなわち， φ は固定境界，対象境界ともに境界に垂直な流速の成分が 0 になるため，流れ関数の定義より φ は一定の値をとる．計算では境界上を 0 とした． ω の固定境界は， ω の 3 次の項までテイラー展開して得られる r - z 系の Woods の条件

$$\omega = \frac{3}{r^2 z^2} (j_1 - j_2) - \frac{1}{2} \omega_1 \quad (3-10)$$

を用いた．また対称境界では

$$\frac{\partial v_r}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v_z}{\partial r} = 0$$

であることから， $\omega = 0$ とした．

流れ関数が求まれば，流速は式 (3-7) から計算できる．また，平板電極上の圧力は $P(r, 0) = 0$ を基準に，式 (3-4) を変形した下式に境界条件を与えて積分することによって計算できる．

$$\frac{\partial p}{\partial r} = F_r + \rho_{air} \nu \left(\frac{\partial \omega}{\partial z} \right) - \rho_{air} \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \quad (3-11-a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = F_z + \rho_{air} \nu \left(-\frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{\omega}{r} \right) - \rho_{air} \left(v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \quad (3-11-b)$$

式 (3-11-a) を数値積分して求めた圧力と式 (3-11-b) から求めた圧力には数値誤差による差異があるが，おおむね無視できる程度であった．

式 (3-8)，式 (3-9) は時間について前進差分，空間に対して中心差分で近似を行い，この 2 式を交互に解きながら ω が収束するまで非定常計算を行い，定常解を求めた．式 (3-9) は SOR 法で解いた．

計算領域が軸対称であることから $r = 0$ の位置に針電極が位置し， $z = 0$ に平板電極があるものとした．実際の計算では針電極の存在が流れに及ぼす影響は無視できるものとし，図 3-2 に示すように，針電極の太さ（たかだか半径 0.25 mm）を無視したものと，針電極の半径分だけ中心領域がない場合の 2 ケースの計算をおこなった．両者の計算結果は，電

極径に相当する中心部を除いてほとんど差異がなかった。(したがって、以降の計算結果は、とくに断りがない限り、case 2 の場合のものだけを示す) 200×200 の等間隔メッシュを用い、メッシュの幅は 0.6 mm とした。本来は無窮遠を固定境界とすべきであるが、本計算では、便宜的に r, z とともに 12 mm を固定境界とした。線対平板電極系におけるイオン風に関する同様な計算でも、電極近傍の流れ場に関してはこのような近似が妥当であることが示されている^(3-3, 3-4)。なお固定境界を 1.5 倍に広げた場合にも圧力の計算結果はほぼ同一であることを確認している。また、放電場計算に用いた有限要素法のメッシュと流体計算の差分メッシュは一致しないので、平均化などの方法によって差分メッシュの位置に対応する体積力を計算して代入した。

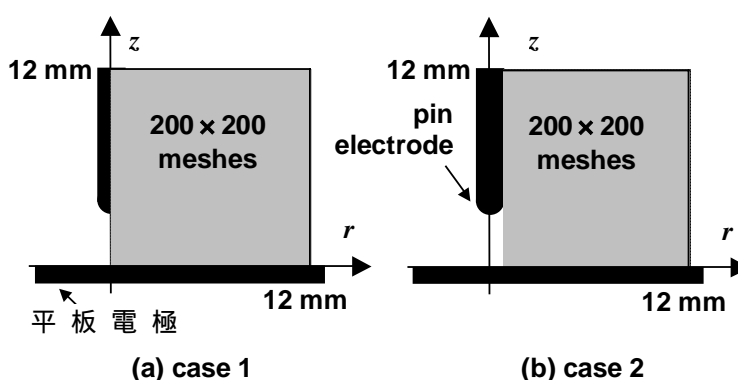


図 3-2 針対平板電極系放電場における流体解析の境界条件

3.3 実験装置と実験方法

3.3.1 針対平板電極系放電場におけるイオン風

a. 圧力測定 針対平板電極系放電場に生じるイオン風による平板電極面上の圧力を測定するために、図 3-3 に示すような装置を使用した。変位測定用の片持ちはりにかえて高剛性のものを用いて針電極を固定した。針電極は直径 0.5 mm のものを使用した。平板電極面上の圧力は、文献⁽³⁻³⁾を参考にして、平板の中心に直径 0.3 mm の穴を設け、内径 5 mm のビニルチューブを介して、長野計器製デジタル微差圧計 GC63 で測定した。平板を載せているメカニカルステージは 3 次元可変のもので、電極間ギャップと針電極から測定穴までの横方向の距離を変化させることができる構造になっている。

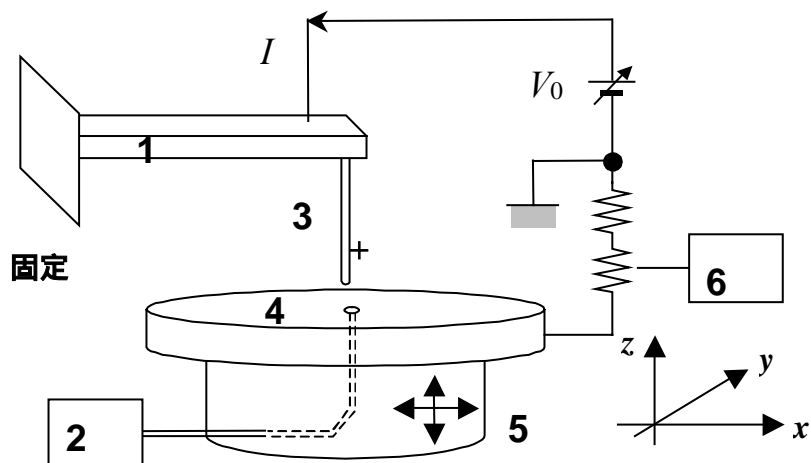


図 3-3 イオン風の風圧測定装置

(1: 高剛性な片持ちはり, 2: 微差圧計, 3: 針電極, 4: 平板電極, 5: xyz メカニカルステージ, 6: オシロスコープ)

b. 流速測定 2つの方法で流速の測定をおこなった。まず第一の方法は、3・3・2項に後述する「静電静水圧効果」を利用して測定したものである。静電静水圧効果とは、図3-3の鋼製の平板電極をイオン導電性の水に置き換えることで、コロナ放電場に発生するイオン風によって液面が押し下げられる現象である。この現象を利用してイオン風の流速を測定した。すなわち、電極間にステップ電圧をかけ、液面に変化が現れるまでの時間を測定した。電極間ギャップをこの時間で割ることにより、電極間の流速を求めた。

つぎに第二の方法は、レーザドップラ流速計を利用した実験である。実験装置は、図3-4に示すように図3-3の測定装置を方形のアクリルケースのなかに収めたものである。ケースの中に線香の煙を充満させ、レーザドップラ流速計（日本カノマックス社製）を用いて外部から流速分布を測定した。

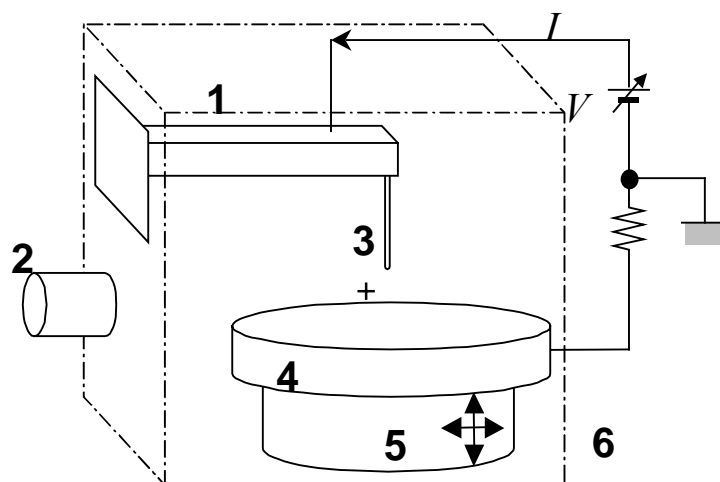


図 3-4 レーザドップラ流速計を用いた流速測定の実験装置図

(1: 高剛性な片持ちはり, 2: レーザドップラ流速計, 3: 針電極, 4: 平板電極, 5: xyz メカニカルステージ, 6: アクリルケース)

3・3・2 針対平板電極系放電場における静電静水力圧効果

図 3-3 のようなイオン風の風速を測定する実験装置の平板電極を導電性の液体に置き換えれば、イオン風を液面の变形として観測できるはずであり、前項の実験ではこの現象を利用して、イオン風の風速を測定した。さらに本項では、図 3-3 によって測定されるイオン風の風圧と図 3-5 の実験装置によって測定される液面のへこみ (図 3-6) との関係を定量的に把握した。平板電極をシャーレに満たしたイオン導電性の水に置き換えたこと、および水面の変化を KEYENCE 社製レーザ変位センサ LK-080 で計測したことが図 3-3 と異なる。レーザの透過を避けるため、およびイオン伝導性を付与するために、平板電極として用いる溶液は、墨汁を水で 15 倍に希釈したものを使用した。また、針電極との干渉を避けるために、レーザ変位計は 5 deg 傾けてある。

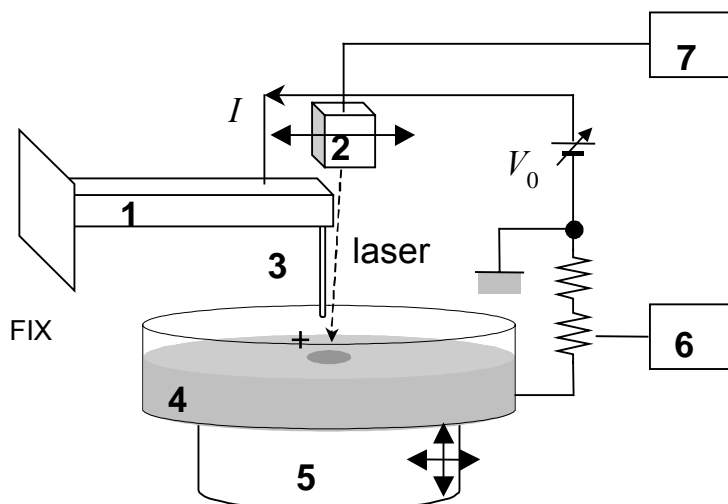


図 3-5 静電静水圧効果を利用した流速測定の実験装置図

(1: 高剛性な片持ちはり, 2: レーザセンサ, 3: 針電極, 4: 水槽, 5: xyz メカニカルステージ, 6: オシロスコープ, 7: レーザ変位計)

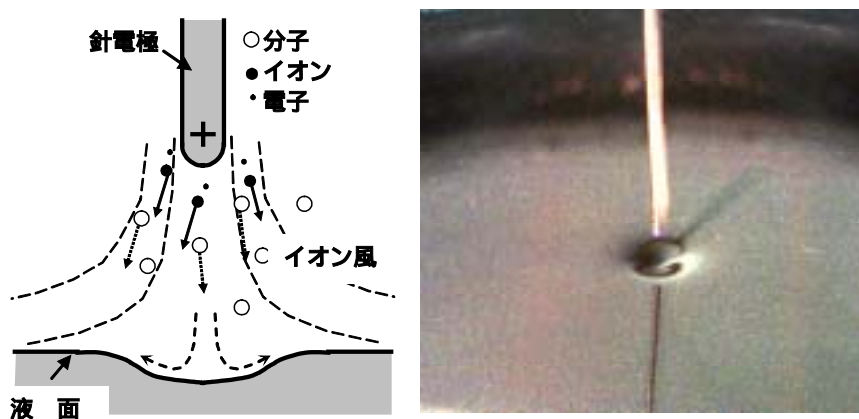


図 3-6 静電静水圧効果

(針電極径: 0.5 mm, 液体はインクをドーピングして導電性を付与してある)

3.4 結果と考察

3.4.1 圧力と流速

a. 圧力 図 3-7 にイオン風の駆動力 F の計算結果を示す。電荷密度と電界強度はともに針電極先端に集中するので、この部分に集中的に駆動力が作用することがわかる。つぎに、図 3-8 に印加電圧をパラメータとした流れ関数、圧力分布、および流速分布の計算結果を示す。針電極先端部からのイオンの泳動によって、中心部で下方に向かう流れ

(イオン風) が励起こされ、針電極に対向する平板電極上に圧力が生じている様子がわかる。このような流れの状況は、レーザドップラ流速計を利用した実験の結果とも定性的に一致する。印加電圧が高いほど圧力が高く、流速も速くなる。半径方向・軸方向ともに 12 mm を閉領域として計算したため、このなかで大きな渦が生じるような流れが計算されている。実際の系は開放されているので、これは現実とは異なるが、前述のように、中心部近傍の流れには大きな違いはないと考えられる。また、針電極先端の圧力が高くなっており、これがコロナ放電場において針電極に上方の力が作用する原因であると考えられる。本計算結果は、イオン風の反力がコロナ放電時の反発力の原因であるとする仮説を支持するものである。

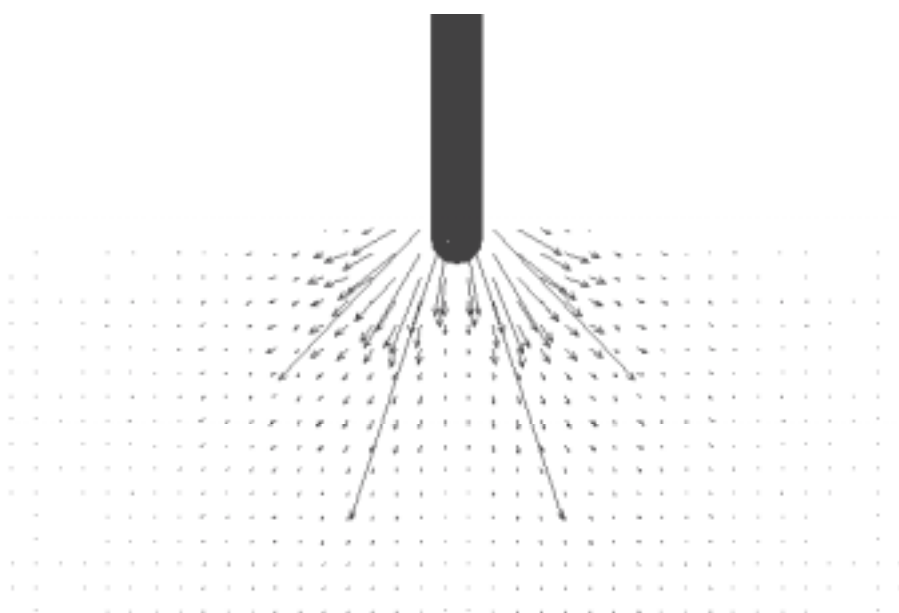


図 3-7 コロナ放電場におけるイオンの流体力分布の計算結果
(印加電圧: +7 kV, 電極間ギャップ: 7 mm)

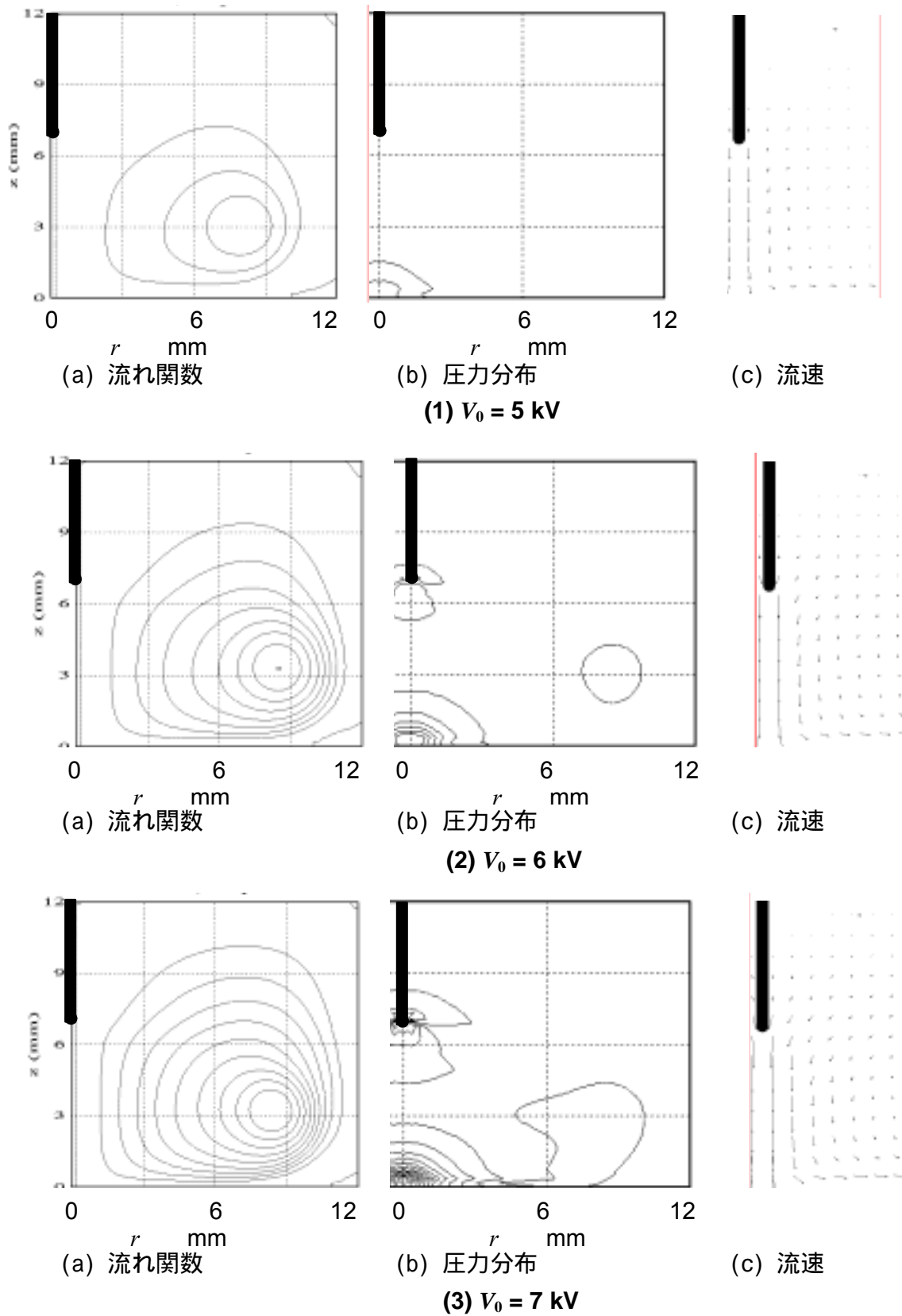


図 3-8 流れ関数，圧力分布，流速の計算結果（電極間ギャップ: 7 mm）

図3-9は、金属平板電極上における圧力分布の計算結果を実測値と比較したものである。コロナ放電場の風圧は、線対平板電極系⁽³⁻³⁾のそれと同程度の数10 Pa オーダであり、針電極直下で高いやや急峻な分布をしている。印加電圧が高いほど発生する圧力も高くなる。このような特徴は計算でもよく再現されている。計算領域に関する図3-2のcase1とcase2の近似の違いによって、針電極径に相当する中心部における圧力値に相違があるが、それ以外では両者はよく一致している。実測値はcase1とcase2のほぼ中間の値である。

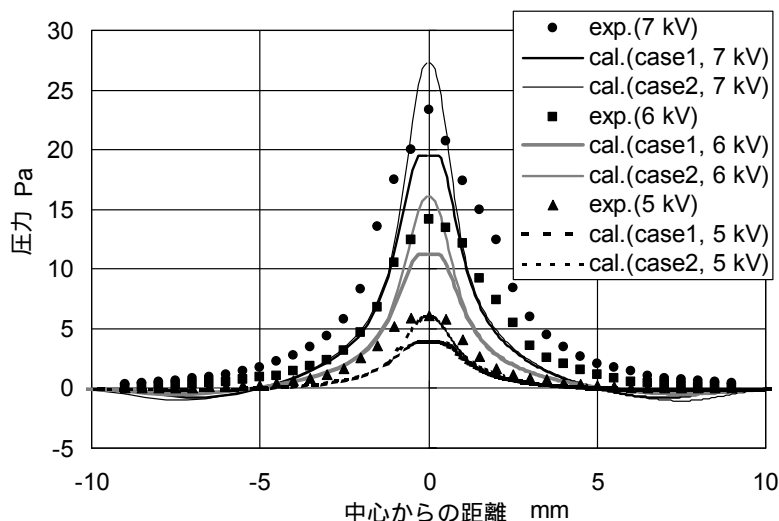


図3-9 平板電極上の圧力分布

(印加電圧の極性: 正, 電極間ギャップ: 7 mm, 印加電圧: パラメータ)

b. 流速 図3-5の装置で印加電圧をステップ状に上げた時の液面変化の過渡応答を図3-10に示す。まず印加電圧をコロナ放電の生じるある値(図3-10の例では約5.5 kV)に設定し、液面のくぼみが平衡状態(図3-10の例では約0.08 mm)になるのを確認した後、印加電圧をステップ状に0.6 kV程度上昇させる。そうすると、印加電圧の変化に遅れて液面のくぼみが増加する。この時間差はイオン風が電極先端近傍から水面に到達するまでに要する平均的な時間に相当すると考えられるので、電極間ギャップをこの時間差(飛行時間)で除すことによって、中心部における平均的な流速が計測されることになる。図3-11に中心部における流速の計算値と飛行時間法による実測値を比較して示す。コロナ放電の開始とともに空気の流れが生じ、中心部で1 m/s程度の流速となる。計算値は、静電静水圧効果で観測されるコロナ放電時の液面のへこみの大きさに相当する半径2~3 mmにおける平均値を図示した。印加電圧が低いほどへこみの領域は小さく、3.4.2項で示すように印加電圧が高くなるとへこみの範囲が広がるが、実際に実測値は、低印加電圧側では狭領域側(平均半径小)、高印加電圧側では広領域側(平均半径大)の計算値に近づいている。

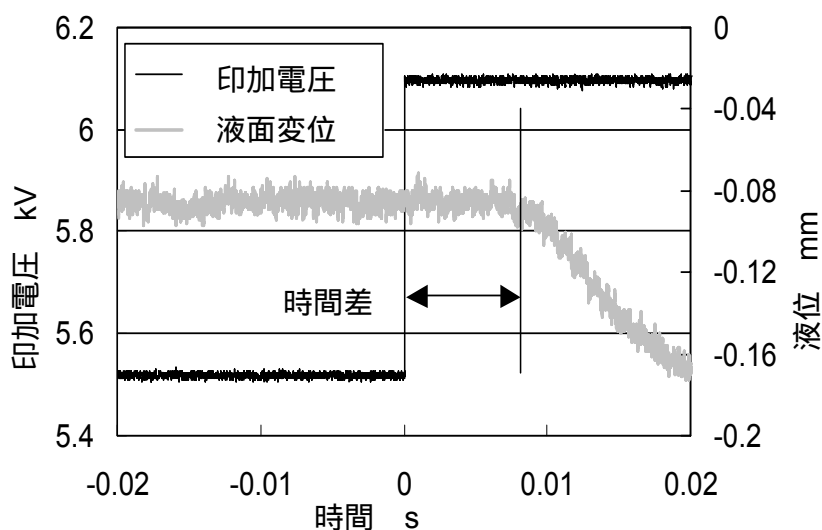


図 3-10 ステップ状に電圧を変化させた時の液面の変化
(印加電圧の極性: 正, 印加電圧: 6.1 kV, 電極間ギャップ: 7 mm)

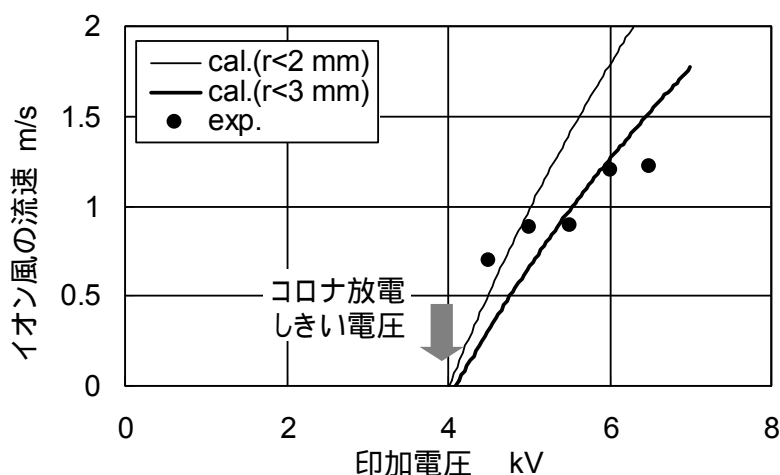


図 3-11 イオン風の流速

(印加電圧の極性: 正, 電極間ギャップ: 7 mm, 印加電圧: パラメータ)

つぎに, 図 3-12 に平板電極から鉛直上方 3 mm の位置 ($z = 3$ mm) における流速の計算値とレーザドップラ法による実測値を比較して示す. 針の真下付近では, イオン風の流れによって煙の粒子が入り込まず, 流速を測定することができなかったが, 中心から少し離れた位置における流速の実験値と計算値はほぼ一致していることがわかる. 図 3-13 に上記の各測定点におけるイオン風の速度ベクトルの計算値と実測値を示す. 図より計算値と

実験値はほぼ一致していることがわかる。なお、レーザドップラ法では、空気そのものではなく、粒子の流速を計測しているが、放電場では粒子は帯電していると考えられるので、静電力の影響で空気の流れとは異なる運動をしているのではないかとの懸念がある。しかし、図3-12と図3-13に示したように、実測値と計算値がおおむね一致していることから、帯電の影響は大きくないと考えられる。

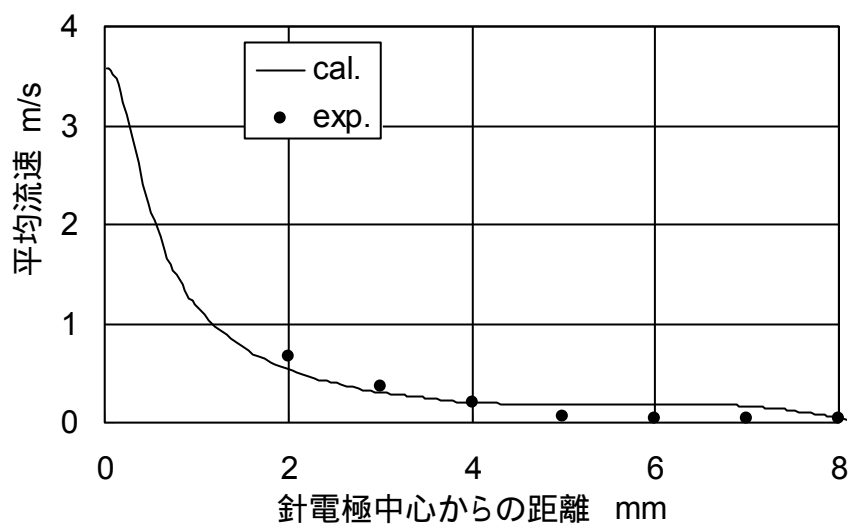


図3-12 鉛直方向の平均流速分布 (印加電圧: +5 kV, ギャップ: 7 mm)

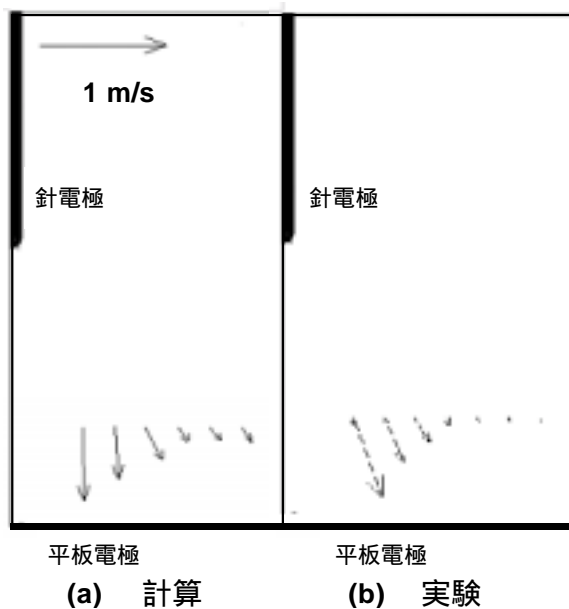


図3-13 イオン風の速度ベクトル (印加電圧: +5 kV, ギャップ: 7 mm)

3.4.2 静電静水圧効果

a. コロナ放電場の液位 つぎに、液体平板電極を用いた時のコロナ放電場における液位測定結果を図 3-14 に示す。ただし、図 3-15～図 3-17 の圧力分布の測定結果と直接比較するために、レーザ変位計で測定した液面のへこみに水の密度と重力の加速度をかけて水圧に換算した値が示してある（1 Pa が約 0.1 mm のへこみに相当する）。圧力分布の測定結果に比べて針の真下付近での圧力（水位）がやや平坦になっており、空気圧に比べて、全体的にかなり低い圧力（水位）を示している。この原因および両者の比較については後述する。しかしながら、各パラメータの影響に関しては、圧力測定の結果と同様に、印加電圧が高いほど液面にかかる圧力が高くなるのがわかる。また、図には示していないが、電極間ギャップが小さいほど圧力が高くなるが、針電極の直径にはよらないことも確認している。

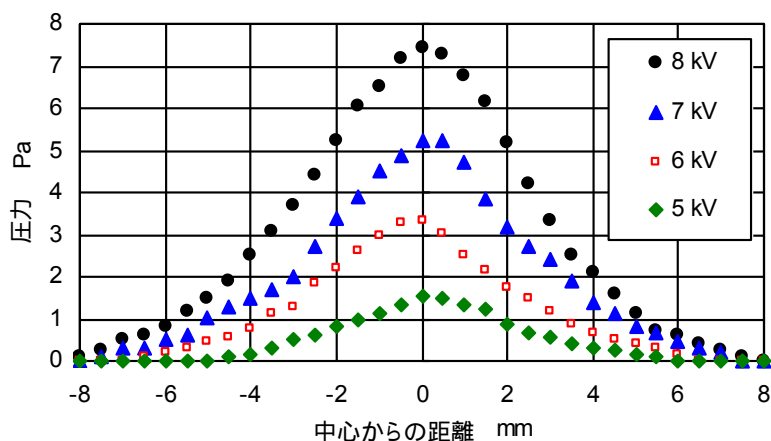


図 3-14 液面のへこみの圧力換算結果

(針電極径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: 7 mm, 印加電圧: パラメータ)

b. コロナ放電場における圧力と静電力 図 3-15～図 3-17 に、下記の 3 種の圧力を示す。

- (A) コロナ放電場における圧力分布の測定結果
- (B) 液位のくぼみに液体の密度と重力の加速度をかけて圧力に換算した結果
- (C) (A) に表面張力とクーロン力を加えたもの

クーロン力は有限要素法によって電界を数値計算し、算出した。また、表面張力 P_s は、 γ を表面張力、 R_x, R_y を x, y 方向の曲率半径とした時、ラプラスの式より

$$P_s = \gamma \left(\frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_y} \right) \tag{3-12}$$

となる。曲率半径 R_x, R_y は z の関数なので、繰り返し計算によって z を定めた。なお表面張力 γ は、実験に用いた墨汁の水溶液で吊環法に準じた方法によって実測し、水の値 (72.75 mN/m @ 30) に近い 67.2 mN/m であることを確認している。

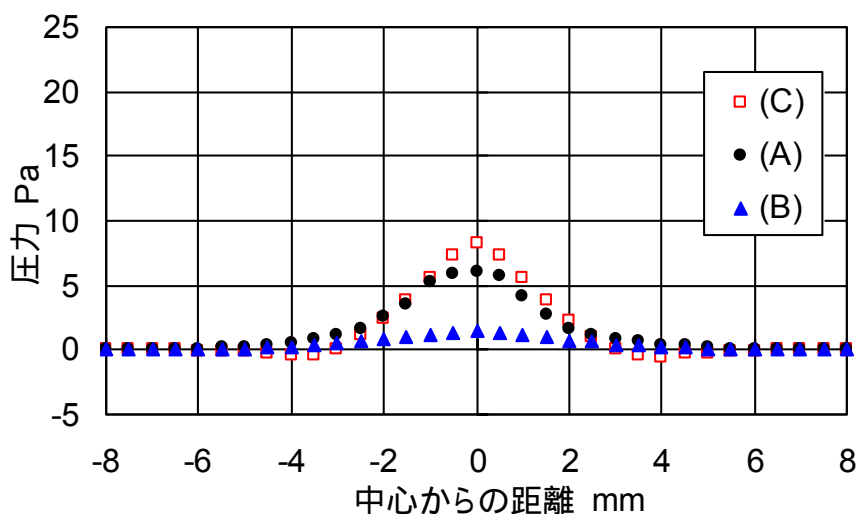


図 3-15 コロナ放電場における平板電極上の圧力分布
(印加電圧: +5 kV, 針電極径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: 7 mm)

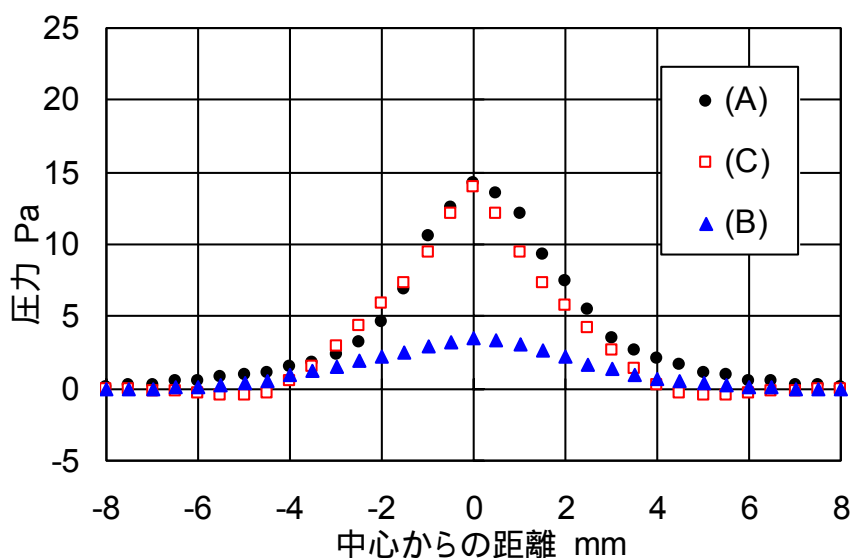


図 3-16 コロナ放電場における平板電極上の圧力分布
(印加電圧: +6 kV, 針電極径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: 7 mm)

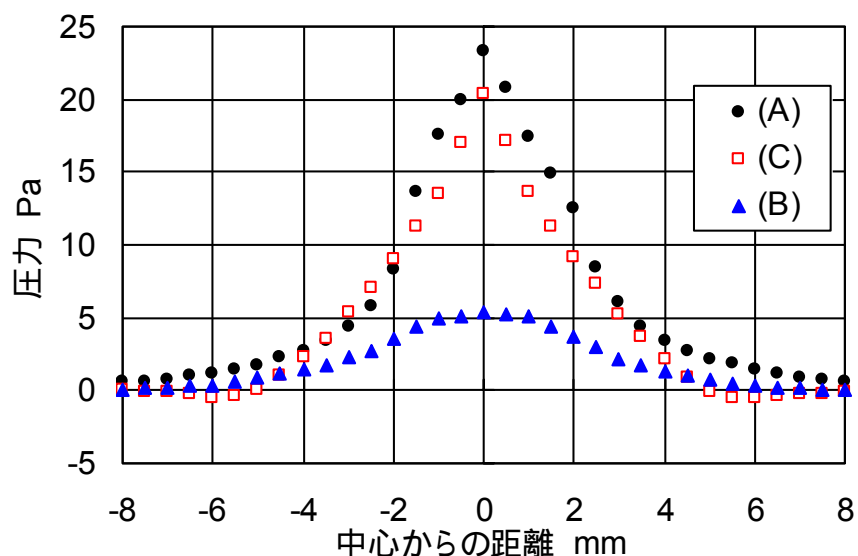


図 3-17 コロナ放電場における平板電極上の圧力分布
(印加電圧: +7 kV, 針電極径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: 7 mm.)

表面張力の計算に必要な曲率半径は、液位のくぼみの実測値を正規分布に近似して求めた。また、圧力測定の場合には平板電極はほぼ厳密に平板であるのに対して、液位測定の場合には水面が相当量へこんで水面はもはや平板ではなくなるが、できるだけ条件をあわせるために、液位測定の場合のギャップは、中央のくぼみ量を加えた値とした。図からコロナ放電場における圧力分布の測定結果 (A) と液位のくぼみを圧力に換算した結果に表面張力とクーロン力を加えたもの (C) は良く一致していることがわかる。

つぎに図 3-18 に、それぞれ独立に求めた下記の 3 つの力を示す。

- (D) 針電極に作用する吸引力の実測値 前述の (A) と同様に、前報に示した方法 (柔な片持ちはりの変形から力を算出) によって測定
- (E) 風圧の実測値から算出した力 図 3-15 ~ 図 3-17 の風圧の実測値 (A) を積分した値からクーロン力を差し引いたもの
- (F) 液面のくぼみから算出した力 図 3-15 ~ 図 3-17 の (C) を積分した値からクーロン力を差し引いたもの

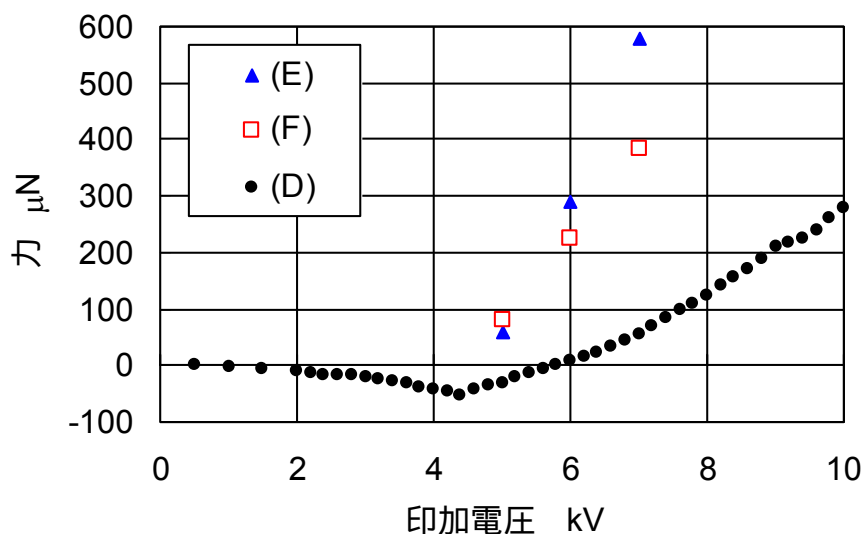


図 3-18 針電極に作用する力 (針電極径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: 7 mm)

液位測定における平板電極は、もはや平板ではないので、厳密には同じ条件ではないが、風圧から算出した力 (E) と液位から算出した力 (F) は、おおむね一致しており、両者はともにイオン風の大きさを異なる方法によって観測したものであると考えられる。しかし、これらと針電極に作用する吸引力の実測値には大きな差異があり、後者のほうが小さい。これは、発生するイオン風の反力のすべてが針電極に作用するのではなく、一部は片持ちはりなどの他の部位に作用するからであると考えられる。

3.5 結 言

コロナ放電場において針電極に作用する反発力の発生メカニズムを解明するために、コロナ放電場におけるイオン風とその反力を調べた結果、以下のことを明らかにした。

- (1) 針対平板電極系放電場において、イオン風の特性的について実験と計算の両面から研究をおこなった。計算では、前章で計算した静電力と粘性の釣り合いからナビエ・ストークス方程式を解いて流れ場の計算をおこなった。平板電極上の圧力は印加電圧 5~7 kV において 5~35 Pa となり、計算と実験は傾向、値ともによく一致した。また、流速分布の計算結果では、針の先端付近から平板電極へ向かう方向にイオン風が流れていることが確認できた。流速は中心部の平均値で 1 m/s 程度であった。
- (2) つぎに、平板電極上の風圧と、平板電極を水に置き換えた場合の水面の変形を比較した。コロナ放電場では、クーロン力のほかに、イオン風の反力による力が作用する。この力は、クーロン力に比べて 1 桁程度大きい。したがって、平板電極上で風圧が観測され、かつ水面は針電極の真下で肉眼でも観察できる数 100 μm 程度へこんだ。平

板電極上の圧力分布は、液位のくぼみを圧力に換算した結果に表面張力とクーロン力を加えたものによく一致した。しかし、発生するイオン風の反力のすべてが針電極に作用するのではないので、針電極に作用する力は、圧力分布や液位分布から算出した値より小さかった。

以上の結果から、コロナ放電場に針電極と平板電極間に反発力が生じるのは、イオン風の反力であると結論できる。

第4章 火花放電場における力学

4.1 緒言

針対平板電極系において、印加電圧の低い方から、静電場、コロナ放電場、火花放電場の3種類の放電形態が存在すること、そして静電場では吸引力が発生し、コロナ放電場では反発力が発生することを第2,3章で報告した。いっぽう、火花放電では、断続的に生じる火花放電の発生にともなって電極振動が観測されるものの、火花放電時に働く力そのものは明らかにされていない^(4-1 ~ 4-3)。火花放電時には、電極間で橋絡しているため単純なクーロン力はほとんど作用しないが、熱や音が発生しているため、まったく力が働いていないとすることは自明ではない。しかし、これまで火花放電場においてどのような力が作用するかを調べた研究はなかった。

そこで本章では、火花放電場に働く力に関して3つの独立な実験を行い、針対平板電極系放電場において、火花放電時には有意な力が働かないことを確認した。

4.2 火花放電連成振動から陰に算出した力

4.2.1 実験方法と力の算出方法

低剛性支持された針電極には、火花放電の発生にともなって、図4-1に示すような放電連成振動が観測される。そこで、まずこの放電連成振動を定量的にもっともよく再現できる火花放電時の力を陰に算出することを試みた。実験装置は図2-2と同じものを用いた。すなわち、ステンレス製の針電極 (ϕ 0.5 mm) を、片持ちはりを介して、平板電極に対して垂下した。片持ちはりの剛性は、2.68 N/m である。この片持ちはり先端の変位をレーザ変位計 (KEYENCE, LK-080) で測定し、この変位にはりの剛性をかけて、静電力を算出した。針電極と平板電極間の電圧は、高電圧プローブ (IWATSU, D-401) を介して測定した。電極間に流れる電流は回路に直列に挿入したシャント抵抗の電圧ドロップから測定した。電極間ギャップは、平板電極下部のメカニカルステージ (可変距離 0~10 mm) で可変にできる構造になっている。電圧-電流特性や静電力は、電極の先端形状や放電生成物の付着の影響を受けるため、実験では同じ針を用いた。また針電極先端を平滑にし、かつ清浄に保つよう努めた。

図4-2に放電連成振動時におけるギャップ電圧と電流波形を示す。瞬発的な火花放電 (1 ms 以下) の発生によって印加電圧が過渡的に低下し、非火花放電時に電圧が回復する様

子がわかる．このような現象を模擬するため，下記のような方法を用いた．すなわち，まず放電電極を単純な1自由度の振動系に置き換える．

$$m\ddot{z} + c\dot{z} + kz = F_z(t) \quad (4-1)$$

ただし， z : 片持ちはり・針電極の自重による平衡点から垂直方向への位置（上向きを正とする）， m : 片持ちはり・針電極の等価質量， c : 減衰， k : 片持ちはりの曲げ剛性， F_z : 針電極に作用する力であり， $\ddot{z} = d^2z/dt^2$ ， $\dot{z} = dz/dt$ (t : 時間) である．火花放電場に働く力を特定するために，これをある一定の値と仮定して振動応答を計算し，実測される振動応答にもっともよく一致する力を算出した．ただし，図4-2に示すように，ギャップにかかる印加電圧は火花放電の発生と同時に急激に低下し，その後火花放電電圧に達するまで徐々に回復する．したがって，火花放電と火花放電の間の非火花放電時には，ギャップにかかる印加電圧は一定ではなく，これにともなってイオン風の反力も変化すると考えられる．そこで，非火花放電時の外力 F_z は，ギャップ電圧の実測値をもとに，図2-14～2-17に示すような電圧 - 静電力特性から準静的に定めることができると仮定する．

なお，ロードセルを用いて火花放電場に生じる力を直接測定することを試みたが，火花放電時間が1 ms以下と非常に短いため，ロードセルの応答速度の制限から測定できなかった．

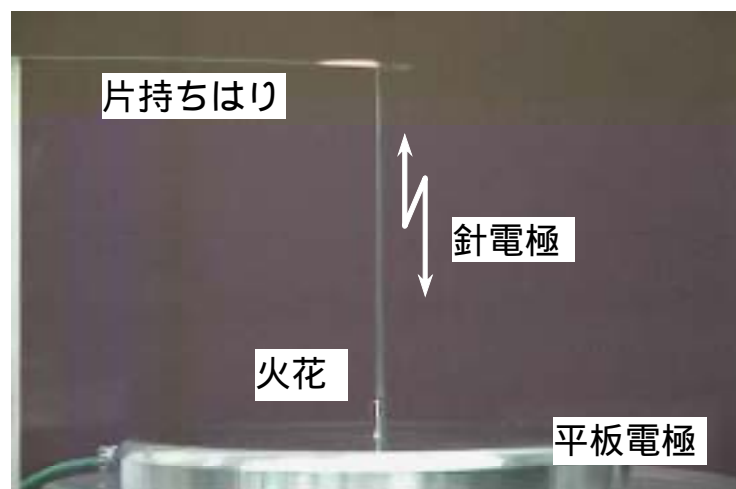


図4-1 火花放電連成振動の様子

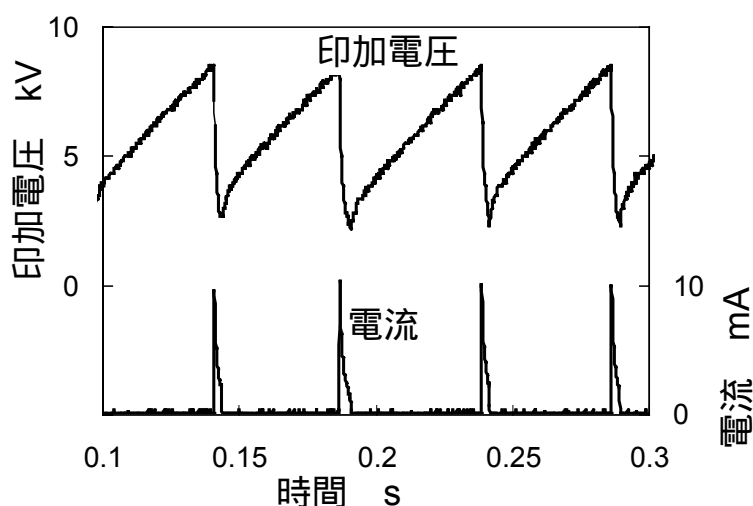


図 4-2 火花放電電流とギャップ印加電圧の変化

(針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 4.0 mm, 保護抵抗: 500 k Ω)

4・2・2 結果と考察

火花放電時の放電連成振動の実測値と火花放電時の力を 0 N と仮定して計算した振動応答を図 4-3 に示す．計算結果は実験結果とおおむね一致した．つぎに，図 4-4 に示すように，火花放電時の力を負（下向き，吸引方向）に仮定すると，計算される応答は実験値よりも下方で振動し，振幅が大きくなる．しかも計算結果の位相の方がわずかに遅れる．逆に図 4-5 に示すように，火花放電時の力を正（上向き，反発方向）に仮定すると計算値は実測値よりも上方で振動し，振幅が大きくなる．しかも計算結果の位相の方が早まる．これらの実験結果から火花放電時に働く力の絶対値は，少なくとも ± 2 mN 以内であることがわかる．

つぎに，最初の火花放電が開始後 0.5 s から 1.5 s までの 1 秒間において，計算値と実測値との単位時間あたりの差の絶対値を調べた結果を図 4-6 に示す．図から，火花放電時の力がほぼ 0 N でこの平均誤差が最小になることがわかる．電極間ギャップをパラメータにして同様な実験と計算を行い，平均誤差が最小になる仮想力を逆算した結果を図 4-7 に示す．これらの結果から，火花放電時の力は電極間ギャップによらず少なくとも ± 100 μ N 程度以下であると推測できる．

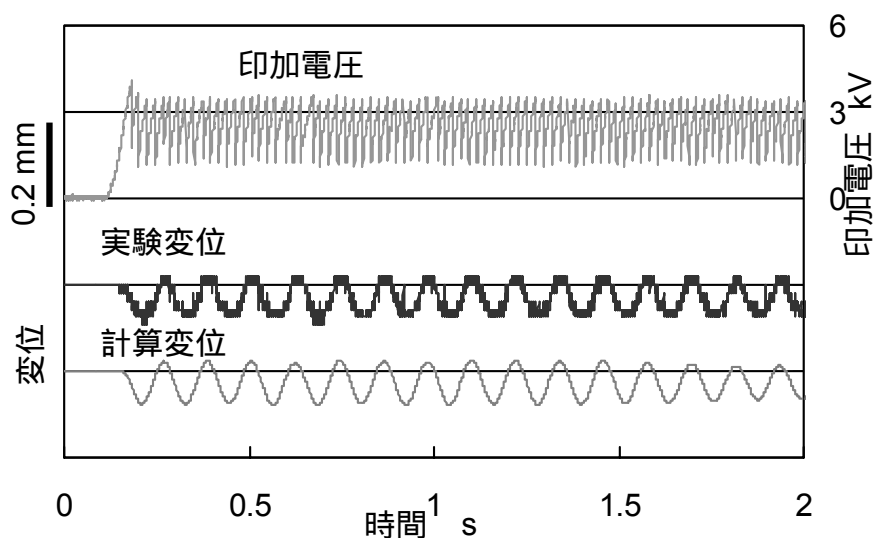


図 4-3 火花放電場における針電極の振動とギャップ印加電圧 - 計算値は火花放電場の力を 0 mN と仮定 - (針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 2.0 mm, 保護抵抗: 500 k Ω)

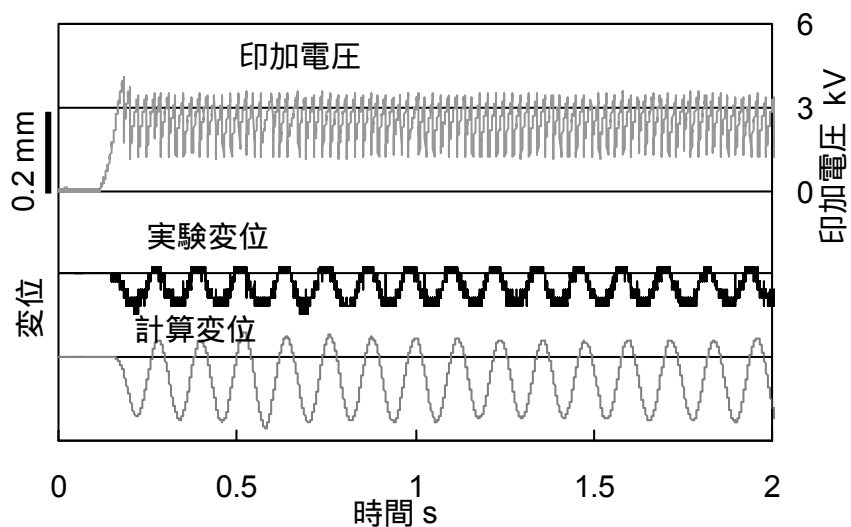


図 4-4 火花放電場における針電極の振動とギャップ印加電圧 - 計算値は火花放電場の力を -2 mN と仮定 - (針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 2.0 mm, 保護抵抗: 500 k Ω)

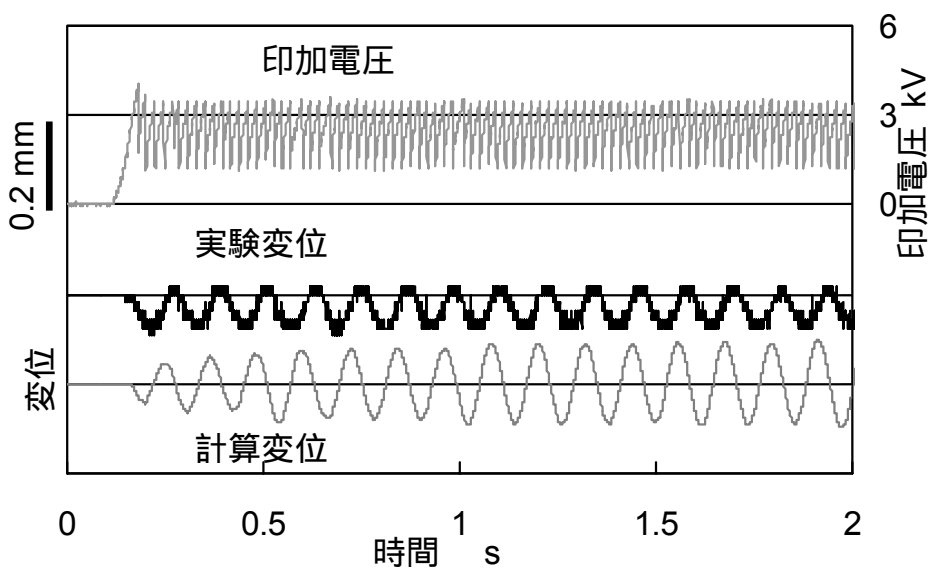


図 4-5 火花放電場における針電極の振動とギャップ印加電圧 - 計算値は火花放電場の力を+2 mN と仮定 - (針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 2.0 mm, 保護抵抗: 500 k Ω)

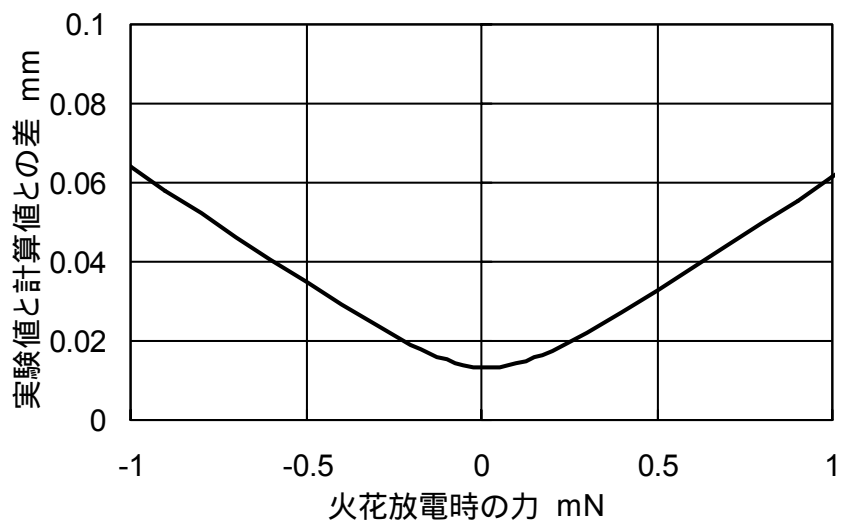


図 4-6 火花放電時に働くと仮定した力と誤差
(針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 4.0 mm, 保護抵抗: 500 k Ω)

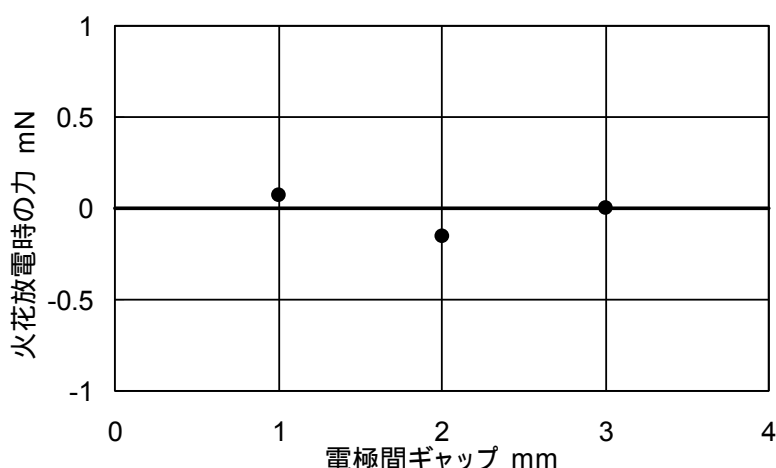


図 4-7 火花放電時に働く力 (針電極の極性: 正, 保護抵抗: 500 kΩ)

4.3 電流を変化させた時に火花放電場に働く力

4.3.1 実験装置と実験方法

コロナ放電場では、電極先端付近のガスがイオン化し、泳動する。このイオンの泳動によって、コロナ放電場では力が作用すること、コロナ電流が大きいほど力も大きいことを第2, 3章で示した。そこで、火花放電電流を変化させた時放電連成振動に変化があるどうかを観測することによって、火花放電時に力が生じているか否かを検証できるのではないかと考えた。具体的には、図2-2に示す実験装置の保護抵抗の抵抗値を変えることで図4-8のように火花放電時に流れる電流を変化させ、実験をおこなった。

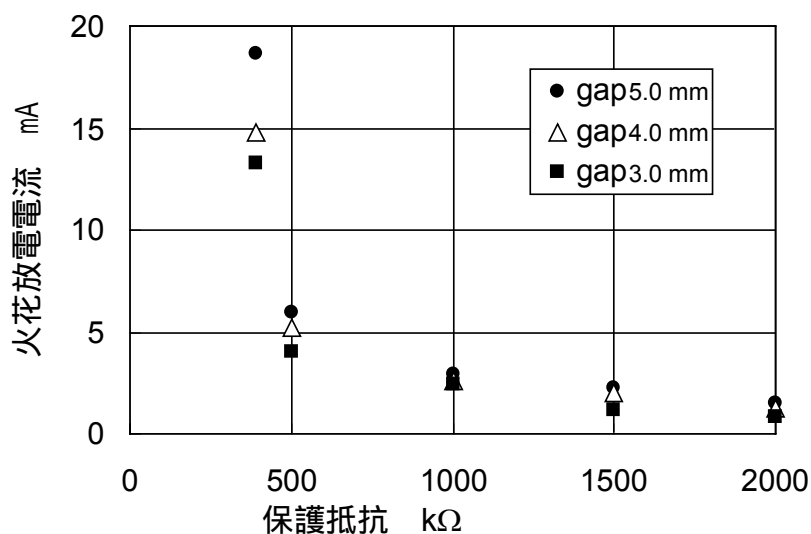


図 4-8 保護抵抗値を変化させた時の火花放電電流 (印加電圧: +10 kV)

4.3.2 結果と考察

火花放電電流をパラメータにして正の電圧を印加した時の火花放電連成振動の実測値と計算値を図4-9, 図4-10に示す. なお, 前項の結果を踏まえて, 火花放電時の力は0 Nと仮定して計算した. 図4-9は火花電流2 mA, 図4-10は5 mAに相当する. 火花電流が5 mAの場合の振動振幅は, 2 mAの場合に比べて小さくなっているが, これは後者の場合には片持ちはりの共振周波数(8.9 Hz)を超えた周波数(14.0 Hz)で火花放電が生じているためであると考えられる. いずれにせよ, 火花放電電流によらず振動波形の実験値と計算値は非常によく一致した. 同様に, 負の電圧を印加した時の火花放電連成振動の実測値と計算値を図4-11 図4-12に示す. 火花放電周波数が片持ちはりの固有振動数(8.9 Hz)と非常に近くなったために片持ちはりが共振して比較的大きな振幅になっているが, 正の場合と同様に抵抗値によらず, 振動の実験値と計算値が非常によく一致している. これらのことから, 火花放電と連成した電極振動は, 火花放電電流を変化させても, 火花放電場の力を0 Nと仮定した計算によって再現できることがわかった.

前項の場合と同様に, 各電流値に対する, 実測値をもっともよく再現できる火花放電時の力を陰に算出した結果を図4-13に示す. この結果から火花放電時の力と電流値には相関性がなく, しかもその値は平均的に0 Nであることがわかる. したがって, この電流を変化させた実験からも, 火花放電時にはほとんど力が働いていないと推察される.

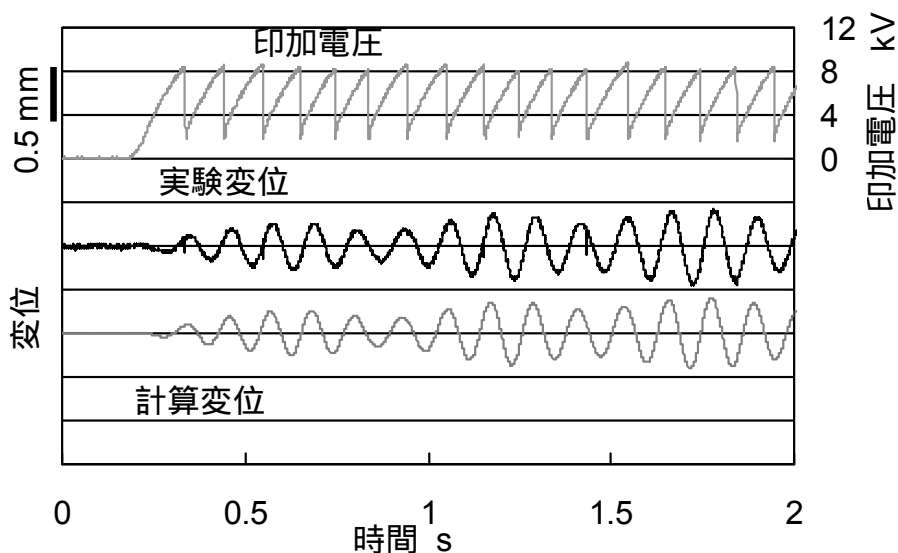


図4-9 火花放電場における針電極の振動とギャップ印加電圧 - 保護抵抗 1500 k Ω を使用し, 火花放電電流は約 2 mA - (針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 4.0 mm)

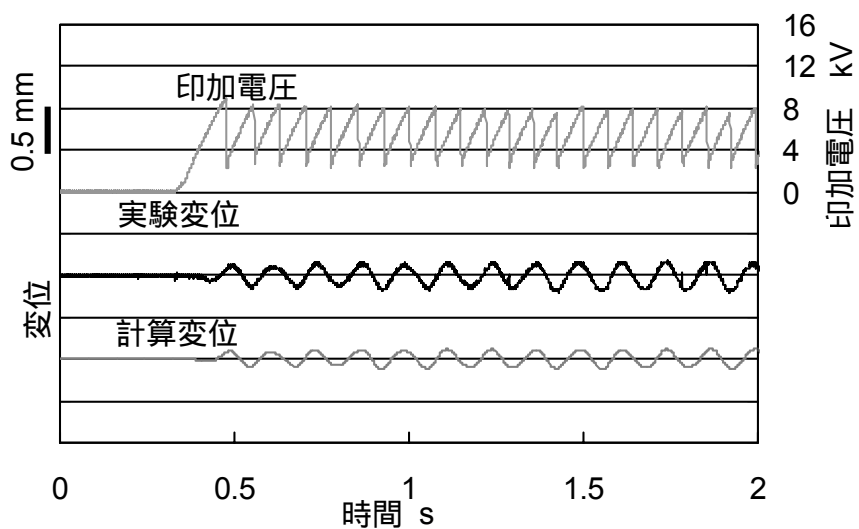


図 4-10 火花放電場における針電極の振動とギャップ印加電圧 - 保護抵抗 500 k Ω を使用し, 火花放電電流は約 5 mA - (針電極の極性: 正, 電極間ギャップ: 4.0 mm)

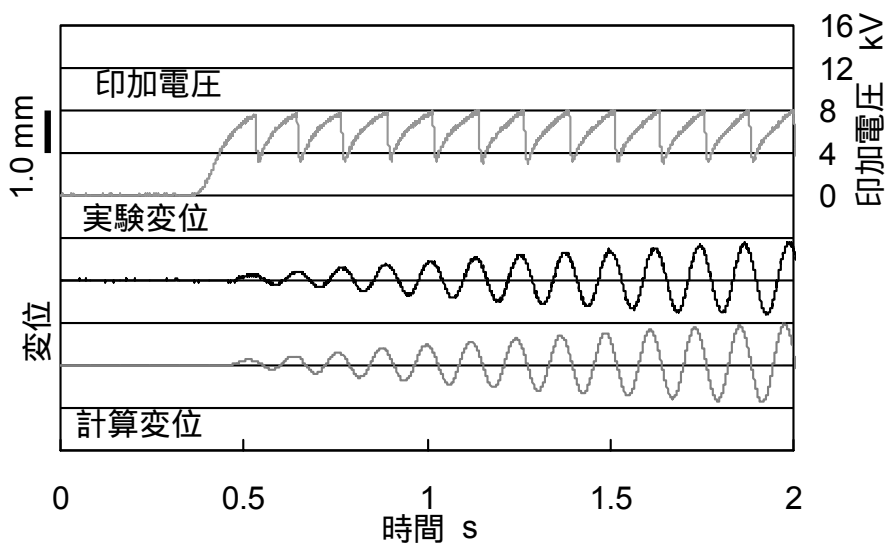


図 4-11 火花放電場における針電極の振動とギャップ印加電圧 - 保護抵抗 1500 k Ω を使用し, 火花放電電流は約 2 mA - (針電極の極性: 負, 電極間ギャップ: 4.0 mm)

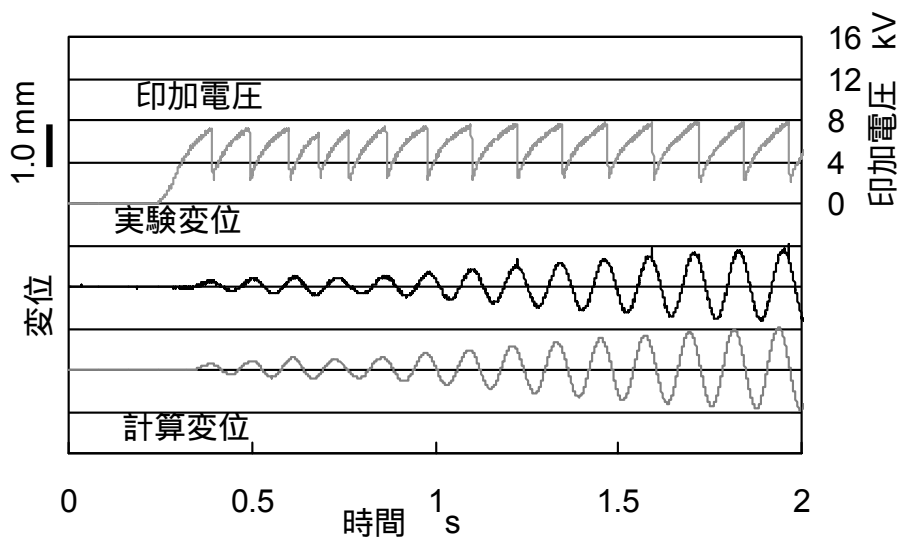


図 4-12 火花放電場における針電極の振動とギャップ印加電圧 - 保護抵抗 500 k Ω を使用し, 火花放電電流は約 5 mA - (針電極の極性: 負, 電極間ギャップ: 4.0 mm)

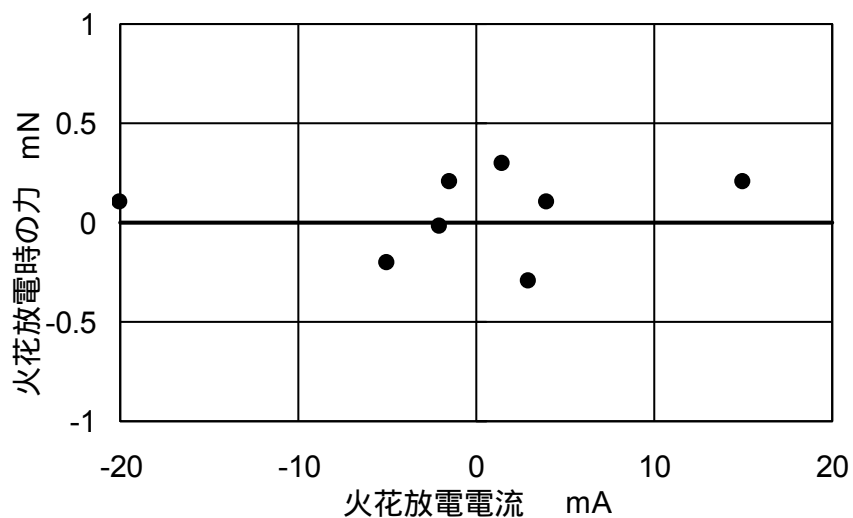


図 4-13 保護抵抗を変化させた時の変位の実験値と計算値の誤差がもっとも小さくなる火花放電時の力 (電極間ギャップ: 4.0 mm)

4.4 火花放電をともなわない電極振動

4.4.1 実験装置と実験方法

火花放電時に力が働かないとすれば、火花放電をともなわなくてもギャップ電圧が変化するだけで、火花放電をともなう場合とまったく同じ放電連成振動が生じるはずである。このような条件を実現するために、図 4-14 に示すような 2 組の針対平板電極系を並列した実験装置を構成した。片側（左側）の電極間ギャップをもういっぽう（右側）に対しわずかに小さくすると、図 4-15 に示すような電流波形になり、ギャップが小さい側のみで火花放電が生じてギャップが大きい側では火花放電は生じない。この火花放電が生じない、すなわちギャップが大きい側の振動の計算値と実験値を比較した。なお計算方法は、4.2.1 項に示した火花放電をともなう電極振動における変位の算出方法と同じ方法を用いた。

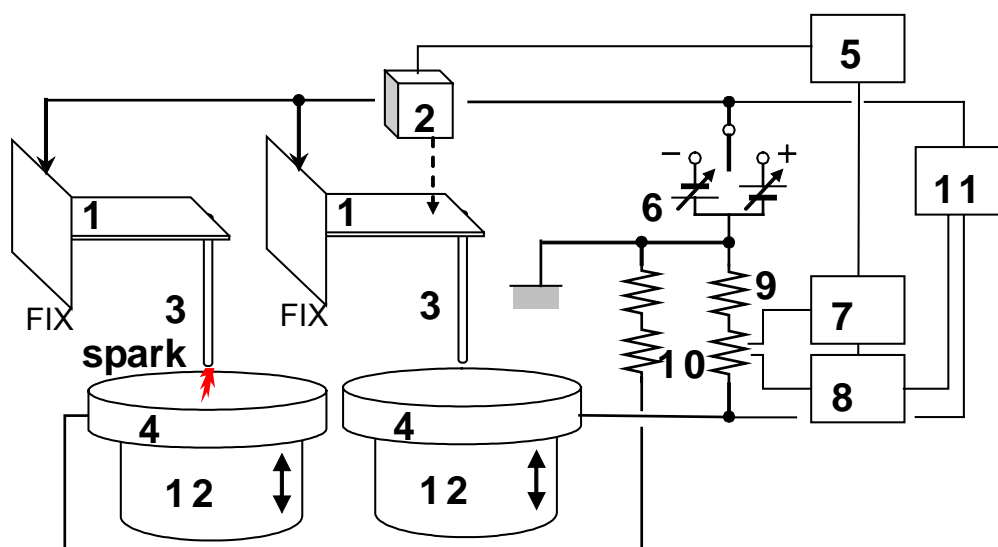


図 4-14 2 組の針対平板電極系放電場における火花放電が生じない側の静電力測定装置

(1: ステンレス製低剛性片持ちはり T0.1/L100/W20 mm, 2: レーザ変位計センサ, 3: ステンレス製針電極, 4: 平板電極, 5: レーザ変位計, 6: 直流高電圧電源, 7: オシロスコープ, 8: 電圧計, 9: 保護抵抗, 10: シャント抵抗, 11: 高電圧プローブ, 12: メカニカルステージ)

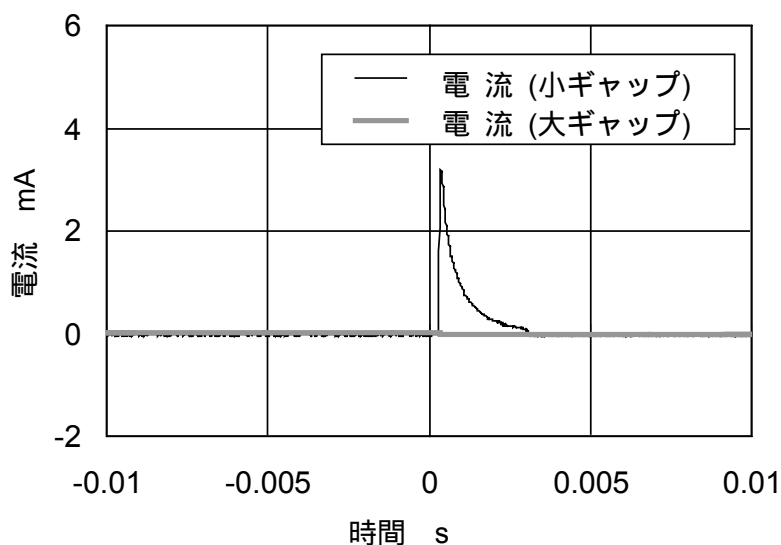


図 4-15 火花放電時の大ギャップ部と小ギャップ部の電流波形
(針電極の極性: 正, 大ギャップ: 5.0 mm, 小ギャップ: 4.5 mm)

4.4.2 結果と考察

印加電圧が正の場合の振動応答を図 4-16 に、負の場合の結果を図 4-17 に示す。まず正負どちらの場合でも、電極振動が生じることが確認された。またこれらの振動は、計算結果とよく一致していることから、火花放電時に特別な力が作用しなくても、印加電圧に対応する静電力の変化によって針電極が振動することを実証した。

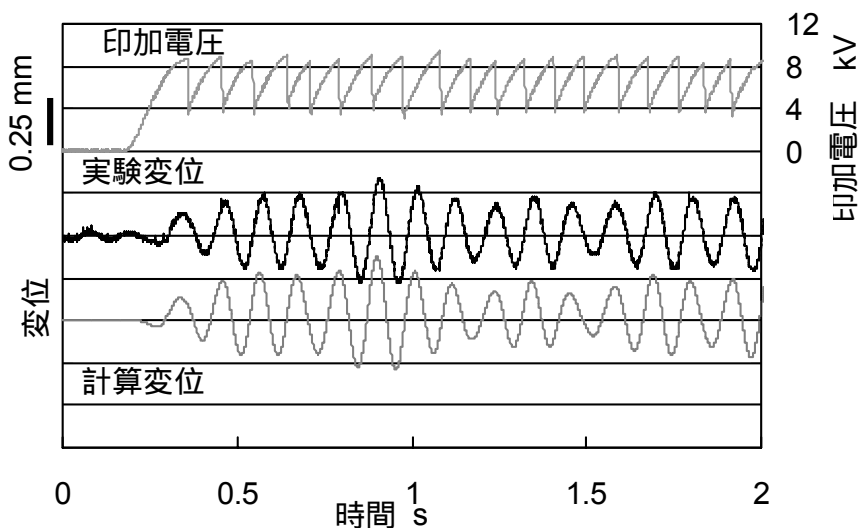


図 4-16 小ギャップ側で火花放電をともなう時の大ギャップ側の電極振動
(針電極の極性: 正, 大ギャップ: 5.0 mm, 小ギャップ: 4.5 mm)

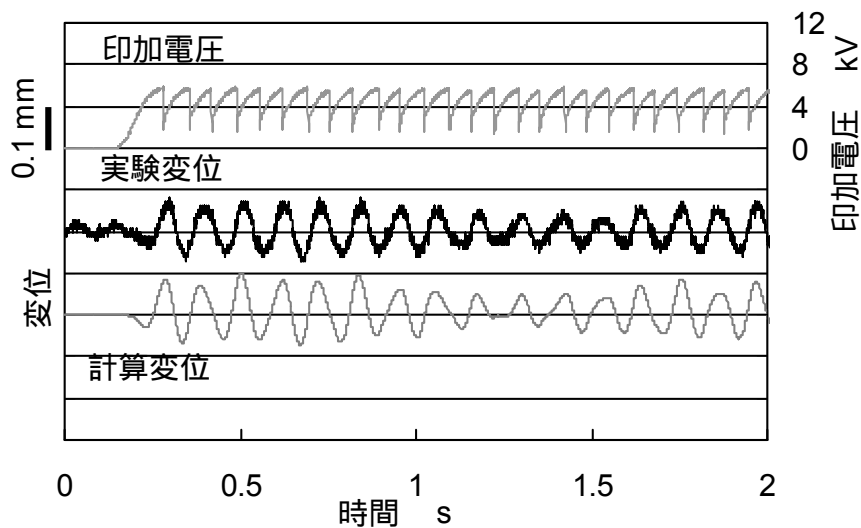


図 4-17 小ギャップ側で火花放電をともなう時の大ギャップ側の電極振動
(針電極の極性: 負, 大ギャップ: 4.0 mm, 小ギャップ: 4.0 mm)

4・5 結 言

針対平板電極系において火花放電場に作用する力に関して調べた結果以下のことが明らかになった。

- (1) 低剛性支持された針電極が火花放電の発生と同期する放電連成振動が観測された。瞬発的な火花放電の発生によって印加電圧が過渡的に低下し、非火花放電時に電圧が回復する過程でギャップにかかる印加電圧が時間的に変化する。これによって、イオン風の反力も交番的となることが振動の原因である。
- (2) この振動応答を定量的にもっともよく再現できる火花放電時の力を陰に算出した。その結果火花放電時には有意な力は生じていないことが判明した。
- (3) 火花放電電流によらず、火花放電時に働く力を 0 N として計算した結果が火花放電をともなう振動応答結果をよく再現した。
- (4) 火花放電をともなわなくてもギャップ電圧が変化するだけで、火花放電をともなう場合とまったく同じ放電連成振動が観測された。これは、火花放電時に力が働かないことを陰に実証するものである。

以上の結果から、火花放電時には有意な力は作用していないと結論できる。なお、火花放電域における力学に関する研究はこれまで行われておらず、これは新規な知見である。

第5章 静電力を利用した用紙の分離・搬送機構

5.1 緒言

第2章～第4章では、静電場・放電場の力学特性に関して調べた。その結果、印加電圧の低い方から、静電場、コロナ放電場、火花放電場が存在し、静電場では電極同士が吸引する方向に印加電圧の2乗に比例する力が作用すること、コロナ放電場では電極同士が反発する方向に力が作用すること、および火花放電場では力が作用しないことを明らかにした。そこでつぎに第5章から第8章までは、このような静電場・放電場における力の工学的な利用に関して述べる。最初に本章では、静電場における力を利用した用紙の分離・搬送機構に関して述べる。

複写機やプリンタなどのカット紙を用いる画像形成装置では、摩擦パッドと分離ローラを用いた給紙機構が用いられている。この方式は用紙とパッドやローラ間の摩擦力を利用して、積載された紙束から1枚ずつ用紙を分離し搬送するものであるが、紙の性質や環境条件、ゴムローラの経時劣化などによって摩擦力が変化し、用紙の重送や破損といった慢性的なトラブル⁽⁵⁻¹⁾を生じることがある。このため、用紙のハンドリングに関する多くの研究開発^(5-2～5-4)が行われているが、このような問題を完全に解消するには至っていない。

いっぽう、摩擦力によらないまったく新しい方式として、短冊状の電極に交番的な電圧を印加し、発生する静電力によって薄紙などを搬送する機構⁽⁵⁻⁵⁾や、微小なノズルをマトリクス状に並べ、各ノズルから排出される空気を制御することによって用紙を搬送する機構^(5-6～5-7)なども報告されているが、いずれも装置が複雑でしかも使用条件に制約があり、実用化されていない。

そこで、静電力を利用し、上記の静電搬送機構とは異なる簡便な方法で用紙束から紙を1枚だけ分離・搬送する機構を考案・作成し、その実用的な有効性を実証した。

5.2 用紙の分離

5.2.1 実験装置と実験方法

静電力を利用した用紙の分離機構の特性を把握するために、図5-1に示すような実験装置を構成した。用紙束を平板電極上に載せ、その上部に空隙を設けて、絶縁コーティング(セロハン、約60 μm)を施した分離電極を対向させた。分離電極には、平板形と円柱形の2種類を用いた。これらの電極間に電圧を印加することによって、用紙束と空隙間に電界が形成される構造となっている。なお、絶縁コーティングは、用紙束から紙が分離して分

離電極に吸着されると，分離電極と用紙が同電位になり，分離電極にいったん吸着された用紙が剥がれ落ちるのを防ぐためのものである．

本実験で使用した紙の特性は表 5-1 のとおりであり，導電率と誘電率は，LCR メータ (NF 2M2355) を用い，JIS K6911 に準じて，室温 20℃，湿度 50 % の環境で測定した．紙束の設置枚数は 5 枚とした．直流電圧源は松定プレジジョン社製組込型高圧電源 HVR-10 (出力電圧: 0 ~ 10 kV) であり，事前に校正した外部ポテンシオメータによって電圧を設定できる構造となっている．この装置を用いて用紙束から最上部の 1 枚だけが分離されることを確認し，その時の電圧を測定した．また，用紙を電極に吸着させ，用紙に水平方向の力をかけた状態で電圧を徐々に下げて，用紙が電極から剥離される瞬間の電圧から用紙と電極間に作用する水平方向の剥離力を測定した．

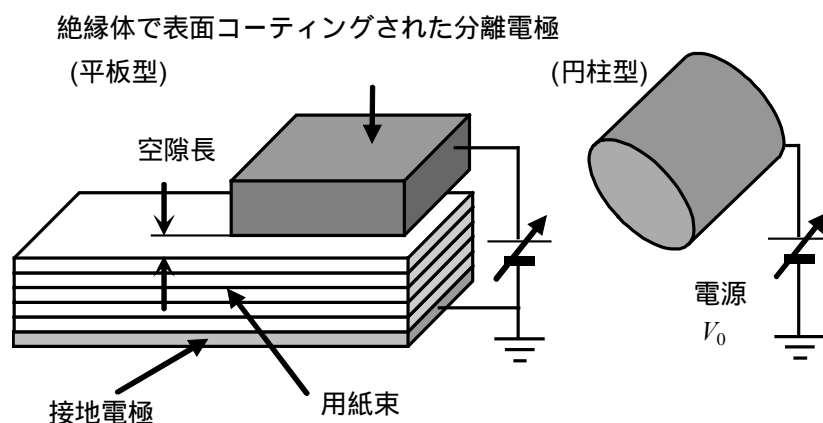


図 5-1 用紙の分離実験装置図

表 5-1 実験で使用した用紙の特性

用紙の種類	厚さ mm	重さ $\mu\text{N}/\text{mm}^2$	導電性 S/m	比誘電率 ϵ_r
普通紙	0.10	0.58	3.9×10^{-10}	1.70
厚紙	0.32	1.75	5.8×10^{-10}	1.82
トレーシング紙	0.05	0.52	1.5×10^{-10}	2.86
グラシン紙	0.03	0.25	7.6×10^{-11}	3.52
両面コート紙	0.12	1.35	3.3×10^{-10}	1.58

5.2.2 数値解析

a. 用紙の分離 本機構によって、積載された用紙束の最上部の1枚だけが静電吸着されるメカニズムを説明すること、および用紙の分離電圧を計算によって算出することを目的として解析をおこなった。用紙に作用する単位面積当たりの静電力 f は用紙の上面および下面に生じるマックスウェルの応力差より求まる。すなわち、電位分布を ϕ 、用紙表面の外部電界を $\mathbf{E} (= -\nabla\phi)$ 、外部誘電率を ε 、および紙表面に対して外向きの単位法線ベクトルを \mathbf{n} とすれば、 f は式(5-1)によって表すことができる。

$$f = \frac{1}{2} \varepsilon (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 \quad (5-1)$$

したがって、図5-1に示した実験領域の電界を求めて式(5-1)に代入すれば、用紙に作用する静電力が計算できる。ただし一般に紙は高抵抗であり半導電的な性質があるので、紙の誘電性と導電性を考慮した電界解析をおこなった。すなわち、ポアソン方程式(5-2)と電荷保存則(5-3)を支配方程式として電界解析をおこなった。

$$\nabla \cdot (-\varepsilon \nabla \phi) = \rho \quad (5-2)$$

$$\nabla \cdot (-\sigma \nabla \phi) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (5-3)$$

σ は電気伝導度、 ε は誘電率である。電位 ϕ と電荷密度 ρ の2つが未知数であり、これらはともに位置と時間の関数である。境界条件は、電位 ϕ に対する以下の固定境界条件(5-4-a)、(5-4-b)と自然境界条件(5-4-c)

$$\phi = V_0 \quad \text{分離電極上} \quad (5-4-a)$$

$$\phi = 0 \quad \text{接地電極上} \quad (5-4-b)$$

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \phi = 0 \quad \text{その他の絶縁境界} \quad (5-4-c)$$

を考えた。

b. 分離電圧の算出 連成する式(5-2)、(5-3)の数値計算は、以下の手順でおこなった。すなわち、 t を時間、 Δt を時間ステップとすれば

- i) 適当な電荷密度分布の初期値 $\rho_{t=0}$ を仮定し、式(5-2)のポアソン方程式から電位分布の初期値 $\phi_{t=0}$ を計算する。ここで、空隙間で放電はしていないので、空隙の電気伝導度を 0 S/m とし、電荷密度の初期値は、用紙の導電性を考慮して一様に $\rho_{t=0} = 0 \text{ C/m}^3$ とした。
- ii) i)で $\phi_{t=0}$ をもとに、式(5-3)の電荷保存則から時刻 $t+\Delta t$ における電荷密度 $\rho_{t+\Delta t}$

を計算する．

- iii) ii) から求まる $\rho_{t=t+\Delta t}$ から式 (5-2) により時刻 $t+\Delta t$ の電位分布 $\phi_{t=t+\Delta t}$ を計算する．
- iv) 式 (5-1) より用紙に作用する静電力を計算する．
- v) 計算終了時間 t_{end} まで ii) ~ iv) の計算を繰り返す．

以上のステップにより、用紙に作用する各時刻の静電力を計算した。なお式 (5-2)、式 (5-3) の計算には、2次元 x - y 座標系における三角形 1 次要素のガラーキン式有限要素法を用いた。また時間に対しては前進差分近似を適用することによって、各時刻における電位分布と電荷密度を計算した。図 5-2 に有限要素法の計算メッシュを示す。メッシュは、 y 軸方向に 1 枚の紙あたり等間隔で 2 分割、空隙を等間隔で 25 分割し、 x 軸方向に印加平板電極の直下をとくに細かくとり、21 分割した (828 節点, 1550 要素)。境界条件は式 (5-5) にしたがって、電極上の節点を固定境界とし、それ以外の計算領域の周囲を自然境界と定めた。分離電極表面の絶縁コーティングの厚さは $60\ \mu\text{m}$ 程度であり、空隙と比べて微小なので無視した。電圧の入力方法は、実験では徐々に上昇させて用紙が分離される時の電圧を測定したが、計算では単純にステップ入力とした。

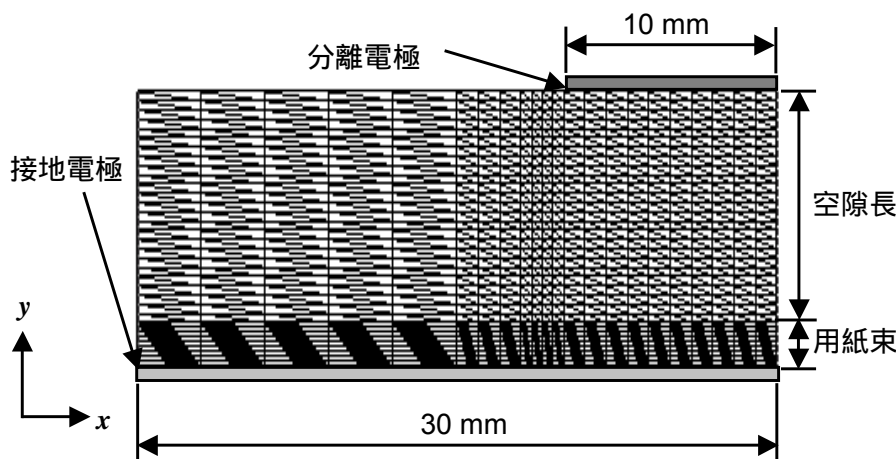


図 5-2 FEM 計算メッシュ

5・2・3 結果と考察

平板形の分離電極を用いて、用紙束から 1 枚だけが分離され、分離電極に向かって飛翔する様子を観察した。図 5-1 に示した実験装置の右側からビデオカメラで撮影したものを図 5-3 に示す。図中の時間は、1 枚目がわずかに分離電極に向かって飛翔を始めた瞬間からの時間経過を示している。このように、積層した用紙束から最上部の 1 枚目だけが分離することは、紙の種類や空隙長を変えた実験でもほぼ確実に確認された。

この現象のメカニズムを説明するために、図 5-4 に用紙束と空隙間の電位分布の時間変

化を，図 5-5 に電荷密度分布の時間変化の計算結果を示す．これらの図では，用紙束内部の電位分布と電荷密度分布が見やすいように，用紙束を拡大して示してある．図中の破線は用紙と空隙の境界である．これらの図から，時間とともに用紙束内部の電界が消滅し，用紙の表面に徐々に電荷が蓄積する様子がわかる．図 5-6 は 1 枚目の紙の右端に作用する単位面積当たりの静電力と電荷密度の時間応答を計算した結果であるが，上記にともなって最上部の用紙に作用する静電力も初期のラプラス方程式から算出した値から徐々に大きくなるのがわかる．いっぽう，2 枚目以降の用紙には，上面と下面でほとんど同じ大きさの静電力が作用するので，初期の吸引力も 1 枚目に比べて小さいが，さらに時間とともに用紙束の内部の電界が消滅するため，2 枚目以降の用紙に作用する静電力はゼロに漸近する．したがって，1 枚目の用紙に作用する静電力が用紙の重さ以上になるような電圧を印加することによって，確実に 1 枚目の用紙だけを分離することができることになる．なお，系の時定数は用紙の抵抗値とコンデンサ容量の積によって決まり，今回の計算範囲では空隙長にほとんど依存せず，0.03 秒程度であった．また，湿度によって用紙の抵抗値は数桁程度変化するため，静電力が安定するまでの時定数が変化するが，安定して作用する静電力には差がないことを実験と計算によって確認している．用紙の分離・搬送において，高湿ほど時定数が小さく好ましいが，極端な低湿環境でなければ，問題なく，分離・搬送できることを確認している．

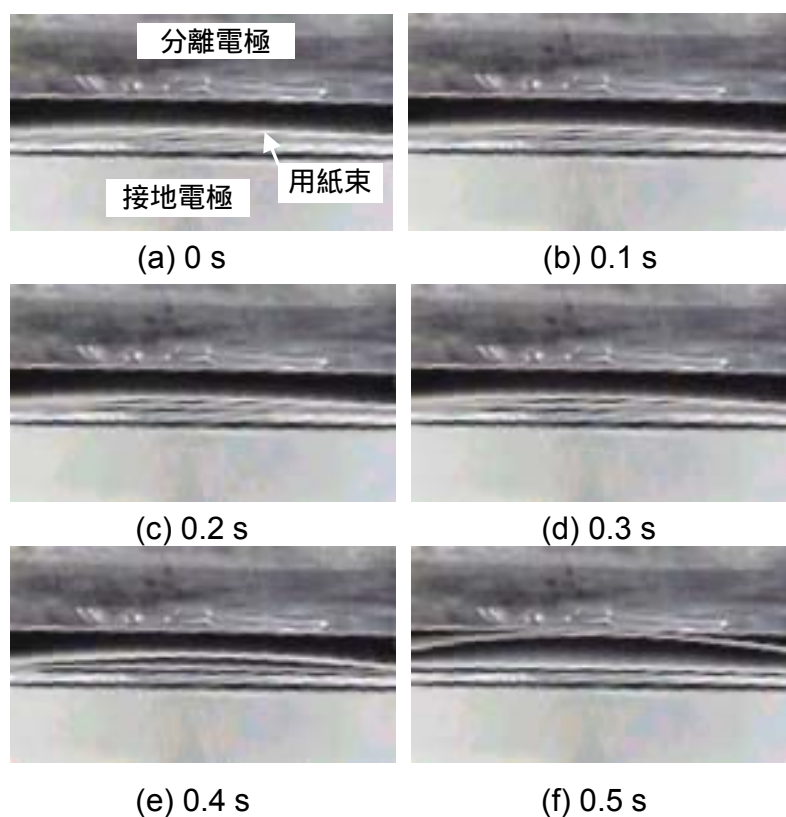


図 5-3 用紙の静電分離の様子 (印加電圧: +2.0 kV, 空隙長: 5.0 mm)

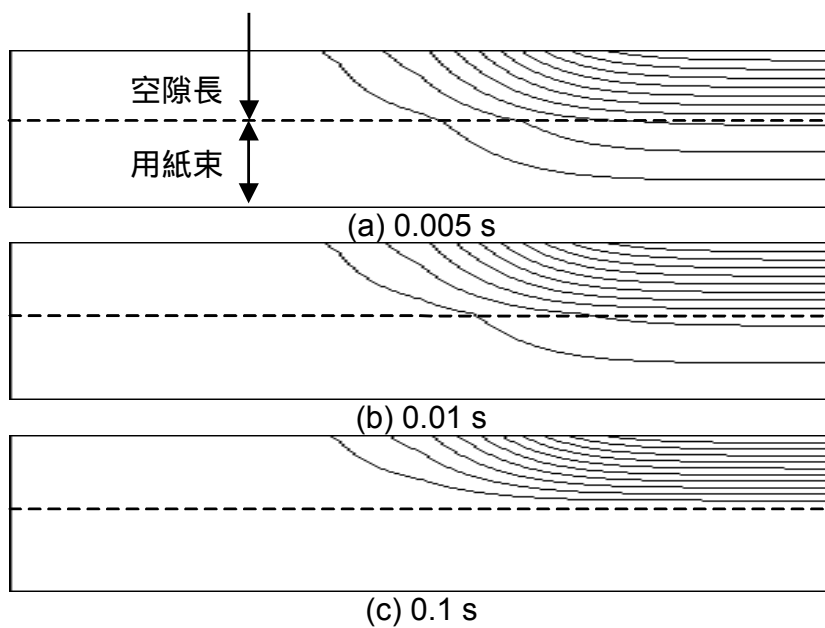


図 5-4 電圧を印加した直後の電位分布 (印加電圧: +2.0 kV, 空隙長: 5.0 mm, 普通紙)

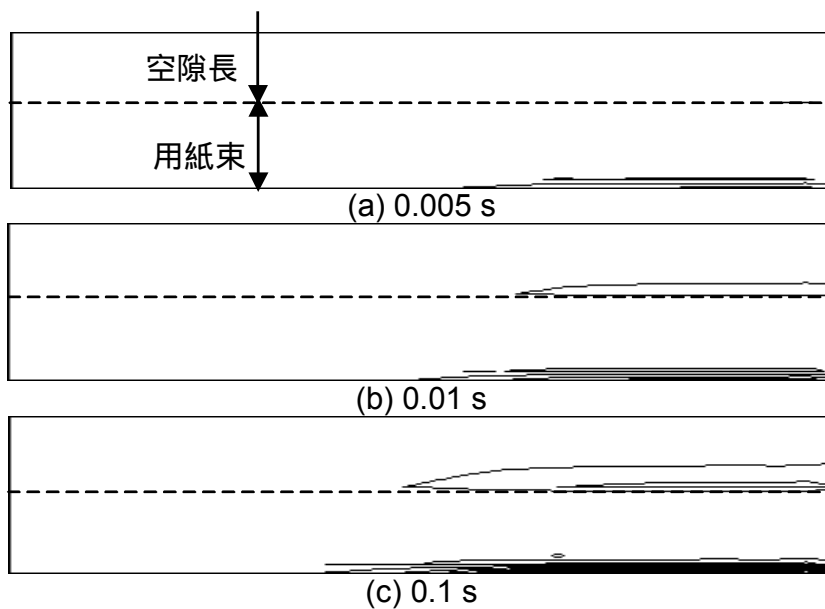


図 5-5 電圧を印加した直後の電荷分布 (印加電圧: +2.0 kV, 空隙長: 5.0 mm, 普通紙)

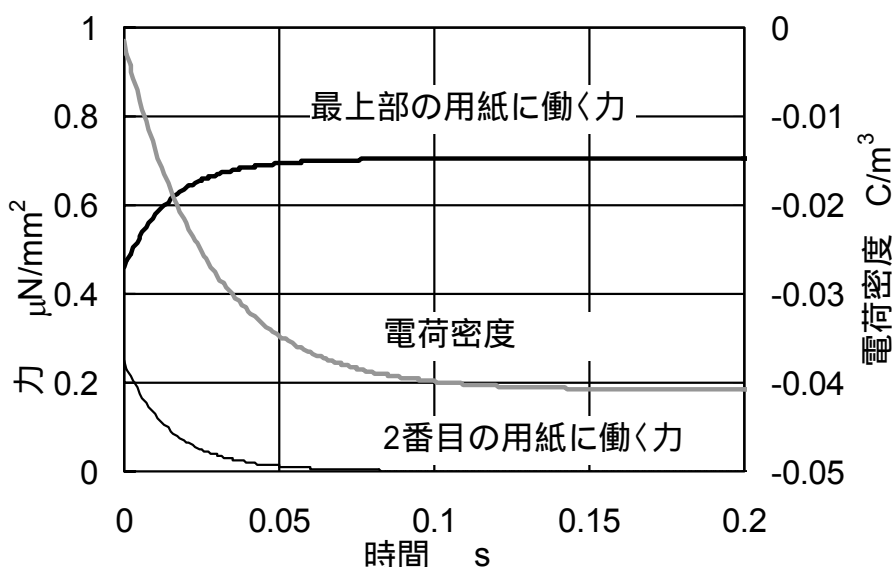


図 5-6 計算による静電力と電荷分布の時間変化
(印加電圧: +2.0 kV, 空隙長: 5.0 mm, 普通紙)

つぎに、ほぼ定常状態に達すると考えられる電圧印加 1 秒後における、最上部の用紙に作用する静電力分布の計算結果を図 5-7 に示す。図から、分離電極の直下で最大となる静電力が作用していることがわかる。また、当然ではあるが空隙長が小さいほど発生する静電力は大きい。

紙に作用する静電力が印加電圧によってどのように変化するかを調べた結果を図 5-8 に示す。用紙の単位面積あたりの重さが分離電極直下の (単位面積あたりの) 最大静電力を上回る印加電圧で静電分離が生じると考えられる。この計算による分離電圧と実験による分離電圧とを比較した結果を図 5-9 に示す。普通紙、トレーシング紙、およびグラシンの実験値と計算値はおおむね一致した。いっぽう、両面コート紙、厚紙では実験値と計算値の定性的な傾向は一致したものの、両者には差がみられた。計算では用紙の剛性や表面に抵抗処理が施されていることなどの影響を考慮しなかったことが不一致の原因と考えられる。

分離電極に吸着された用紙を分離電極から水平方向に引き剥がすのに要する力を調べた結果を図 5-10 に示す。ここで計算値は、用紙が分離電極に触れている時、用紙には数 100 V の電位があることを考慮した上で、Maxwell の応力差によって算出した静電力から用紙の自重を引き、それにあらかじめ測定しておいた摩擦係数 0.61 を乗じて算出したものである。力は糸を介して加えており、糸の自重を考慮しない分、実験値の方が計算値より若干小さいが、実験と計算はおおむね一致した。印加電圧が高いほど、作用する静電力が大きくなるので、実験・計算ともに、当然ながら剥離に要する力は大きくなる。なお、

円柱形の分離電極を使用した場合と平板形の場合の剥離力はほぼ同じであったが、これは、円柱形では用紙が電極に巻きつくので、接触後の形態には、平板形とあまり差がないためであると考えられる。

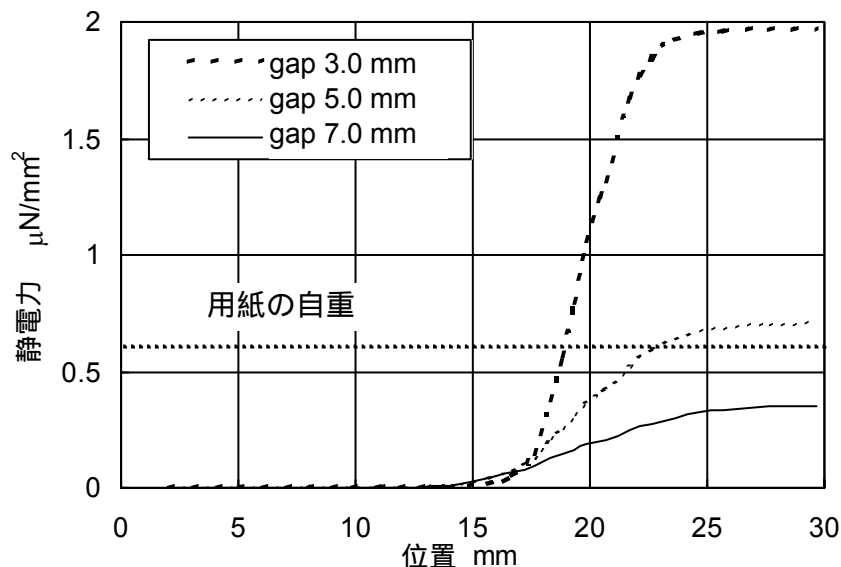


図 5-7 電圧印加後 1 秒後における最上部の用紙上に働く静電力と用紙の自重
(印加電圧: +2.0 kV, 空隙長: パラメータ)

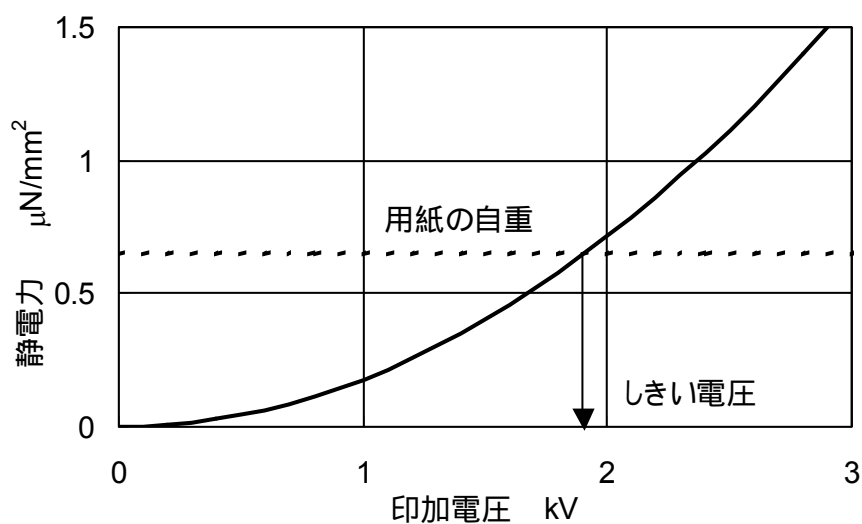


図 5-8 電圧印加後 1 秒後における最上部の用紙の右端に働く静電力と用紙の自重
(空隙長: 5.0 mm, 普通紙)

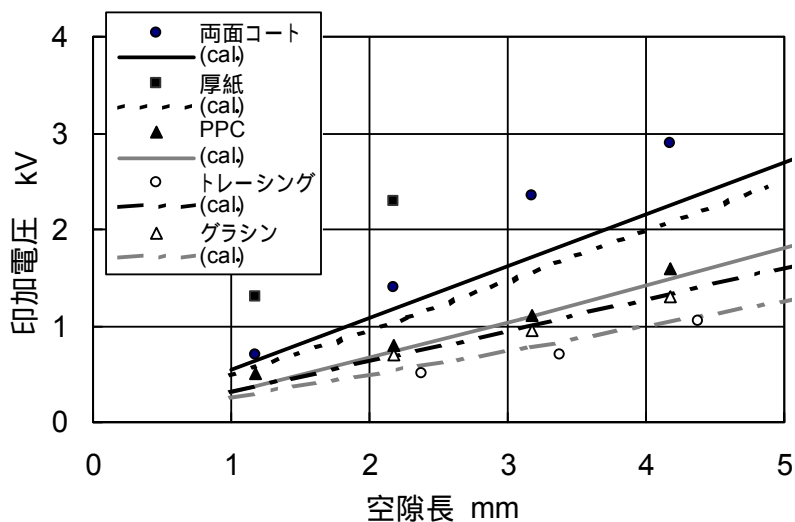


図 5-9 用紙の分離電圧 (分離電極: 平板型)

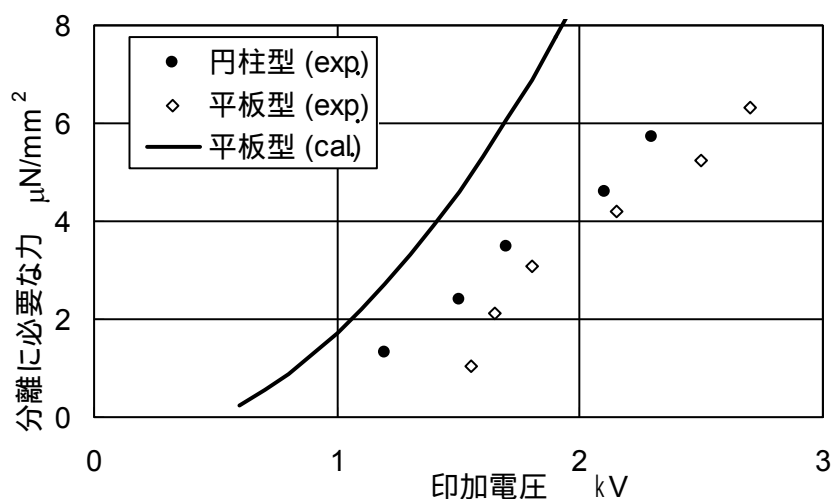


図 5-10 分離電極に吸着した用紙を引き剥がすのに必要な水平方向の力 (普通紙)

5.3 用紙の搬送

5.3.1 実験装置と実験方法

実際のプリンタでは、用紙束から紙を1枚だけ分離した後、搬送する機構が必要である。このため、前述の分離機構において、円柱形の分離電極をモータによって回転することによって、用紙束から分離した用紙を搬送することを試みた。図 5-11 に用紙束から連続的

に 1 枚ずつ分離するのに要する印加電圧を示す。図中の計算は、紙 1 枚を分離した時に電極間ギャップが大きくなることを考慮したものである。図から以下のことがわかる。すなわち、前述のとおり、分離電極に電圧を印加すると、用紙束から 1 枚だけ分離され、この最初の電圧は計算値によく一致する。しかし、2 枚目以降の用紙の分離には前の電圧よりも順に大きな電圧を印加する必要がある。これは、分離電極が用紙と触れた際に、分離電極表面の絶縁コーティング上の電荷が用紙に流れ込み、電位が下がるため、分離電極と用紙との間に作用する静電力が弱くなるためであると考えられる。したがって、これでは連続的に高速で用紙の分離・搬送をおこなうことができない。

そこで図 5-12 に示すように、電荷供給ローラ (外径 11.5 mm) を分離電極 (外径 30.0 mm) に接するように設けることで、絶縁コーティング上の電荷が用紙に流れ込んだ後、放電によって正の電荷を再度供給する構造にした。電荷供給ローラには低速のレーザープリンタで広く利用されている帯電ローラを用い、微小放電を利用して分離ローラ表面に電荷を供給する機構とした⁽⁵⁻⁸⁾。この帯電ローラは、金属の芯金に半導電性エラストマチューブを取り付けたものである。このローラは両軸端でバネによって分離ローラに押し付けられており、分離ローラに従動して回転する構造となっている。このような方式に関して、まず放電によって分離ローラが帯電していることを検証するために、電荷供給ローラへの印加電圧と分離ローラや用紙の表面電位の関係を調べた。表面電位は Trek 社製表面電位計 355-F-JX を用いて測定した。また、連続搬送が可能な速度と印加電圧の関係を測定した。

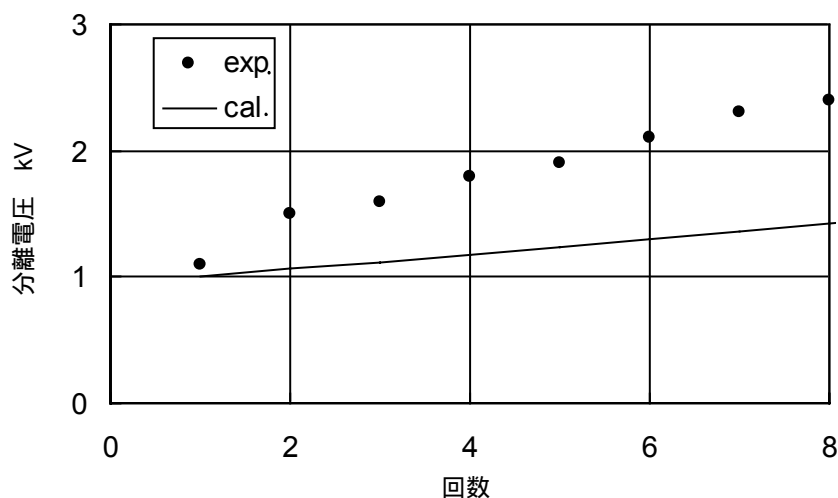
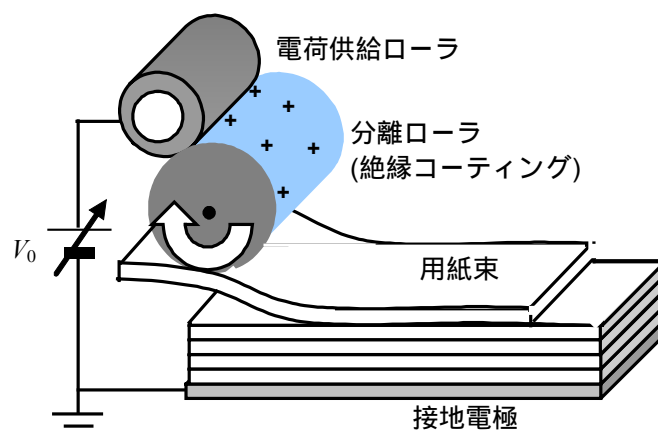
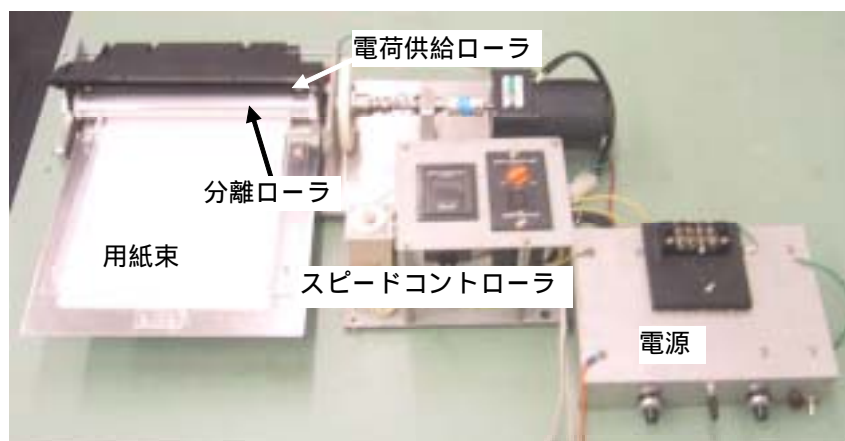


図 5-11 帯電ローラのない用紙搬送試作機による分離電圧
(空隙長: 3.0 mm, 普通紙)



(a) 概念図



(b) 装置の外観写真

図 5-12 改良した用紙搬送の実験装置

5・3・2 用紙搬送時の表面電位

分離電極表面に電荷供給ローラから電荷が供給されるのは、放電によるものであることを検証するために、パッシェン則によって定まるしきい電圧以上で微小火花放電が生じ、生じた電荷によって分離ローラ表面の絶縁コーティングが帯電する場合の帯電電圧 V に関する理論式⁽⁵⁻⁸⁾

$$V = (\sqrt{6.2d/\epsilon_r} + \sqrt{312})^2 \quad (5-5)$$

と比較した。ただし、 d は分離ローラ上の絶縁コーティングの厚さ [μm]、 ϵ_r は比誘電率であり、本実験機では、 $d = 60 \mu\text{m}$ 、 $\epsilon_r = 3.0$ であった。

図 5-13~5-15 に搬送前後の分離ローラの表面電位測定結果を示す。グラフ中のパッシェン (a) は電荷供給ローラと分離ローラ間、パッシェン (b) は分離ローラと用紙間の放電を考慮しており、それぞれ搬送前と搬送後の分離ローラ表面電位の理論値を示している。絶縁コーティングの厚さを変えることで放電しきい値も変わっており、理論値と実験値はおおむね一致している。また、分離ローラの表面電位が放電しきい電圧以上の場合、分離ローラが用紙と接すると分離ローラの表面電位が放電しきい電圧まで低下することがわかった。これは分離ローラと用紙間の放電によって電荷が移動し、分離ローラの表面電位が低くなったためであると考えられる。

そこで、分離ローラの表面電位の変化が分離ローラから用紙に流れる電流によるものかを検証するために、用紙に流れる電流を測定した結果を図 5-16 に示す。分離ローラの表面電位が放電しきい値より低い状態では用紙に電流が流れず、放電しきい値より高い状態では用紙に電流が流れることを確認した。以上のことから、分離ローラの表面電位は電荷の移動によるものであると断定できる。

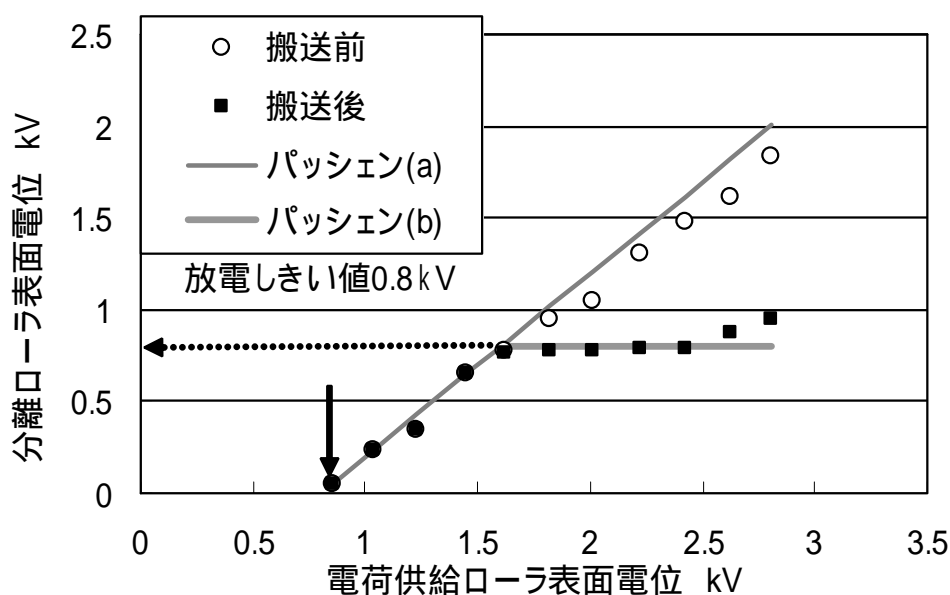


図 5-13 搬送前後の分離ローラの表面電位 (絶縁層厚さ: $55 \mu\text{m}$)

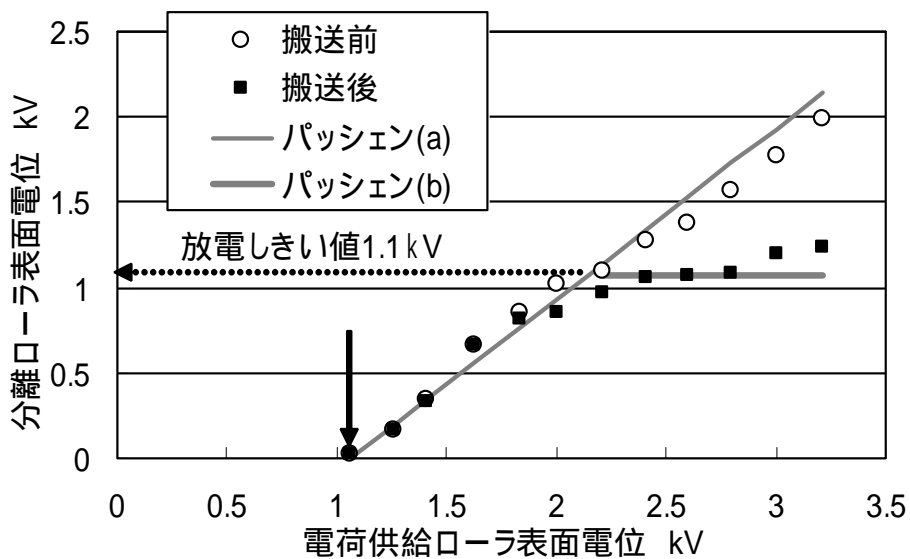


図 5-14 搬送前後の分離ローラの表面電位 (絶縁層厚さ: 110 μm)

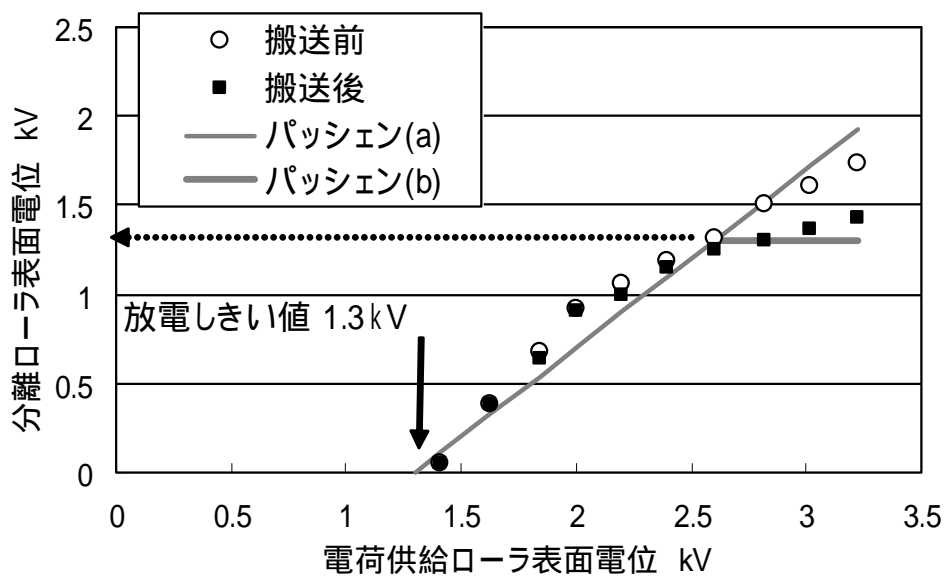


図 5-15 搬送前後の分離ローラの表面電位 (絶縁層厚さ: 165 μm)

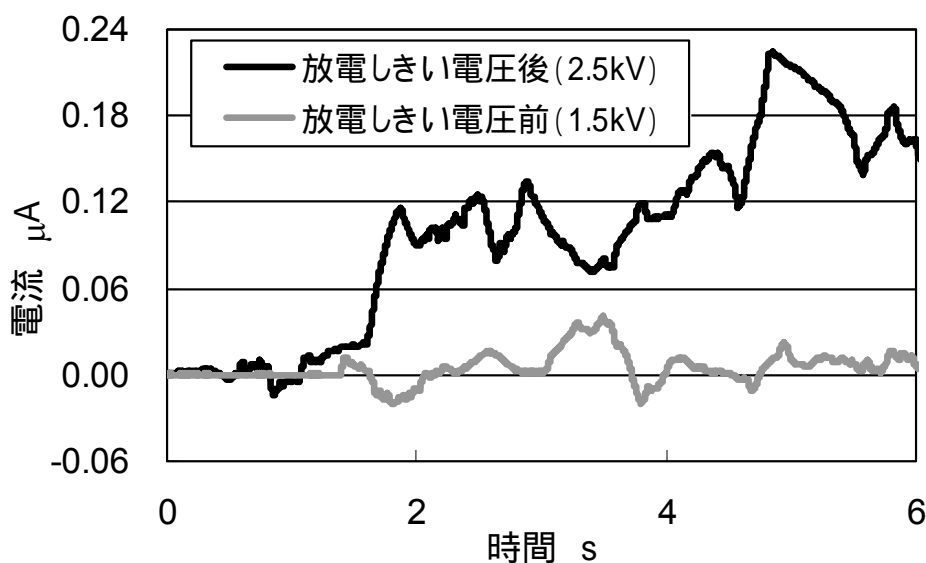


図 5-16 用紙に流れる電流

5.3.3 用紙の連続搬送

図 5-1 を改良したモックアップ装置を試作して、用紙の搬送実験をおこなった。分離電極の同軸上にオリエンタルモータ社製のギアヘッド 4GN3.6K を介して、同社製スピードコントロールモータ US425-401 を取り付け、モータの回転速度制御は同社製スピードコントロールユニット US425-01T によっておこなった。実験では A4 普通紙 200 枚を設置した。実際に紙が搬送される様子を図 5-17 に示す。分離電極に吸着された紙は、ローラによって搬送されることが確認できた。A4 サイズの用紙搬送をおこなったところ、約 70.0 cm/s (A4 長手方向で毎分 150 枚) の速度での搬送が可能であることを確認できた。

印加電圧と用紙の搬送速度の関係を調べた結果を図 5-18 に示す。原理的には、放電のしきい電圧 (830 V) + ギャップ 0.5 mm 時の分離限界電圧 (200 V) = 1,030 V 以上の印加電圧であれば速度によらず搬送可能であるが、実際には搬送される用紙と用紙束との間の摩擦力などもあるので、高速で安定な搬送を実現するためには 1,300 V 程度の電圧を印加する必要がある。

また、相対湿度 45 % と 50 % を比較すると用紙の抵抗が小さくなる 50 % の時のほうが搬送されやすいことがわかった。湿度 20 % においても実験をおこなったが、紙の抵抗値が高すぎたため、搬送されることはなかった。

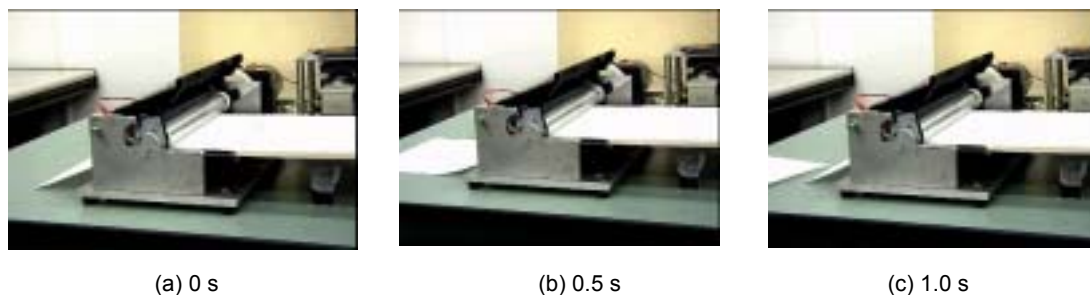


図 5-17 用紙の分離・搬送の様子

(初期空隙長: 0.5 mm, 印加電圧: 1.3 kV, 用紙搬送速度: A4 長手方向に 30 枚/分で搬送時)

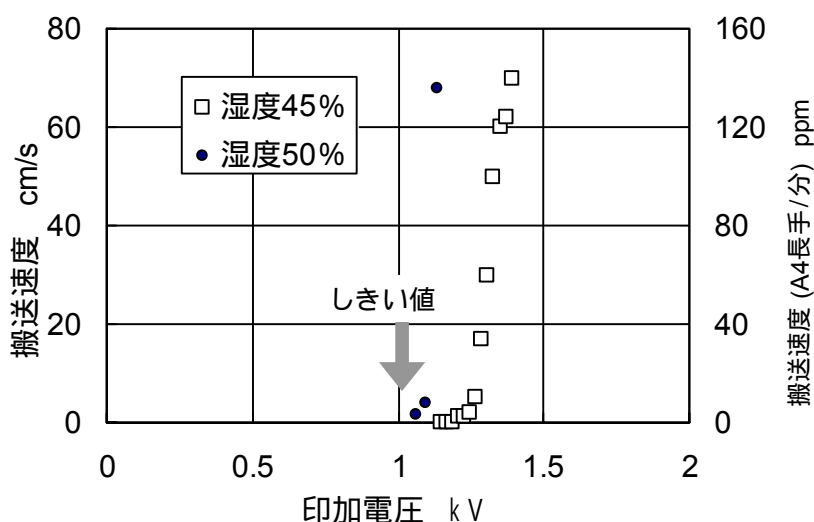


図 5-18 用紙の搬送速度 (空隙長: 0.5 mm, A4 普通紙)

5.4 結 言

摩擦力を利用した用紙の分離によって生じる重送や破損といった慢性的なトラブルを解決するために、平板電極上に紙束を置き、さらに空隙を介して分離電極を設置した機構を考案・試作し、以下のことを明らかにした。

- (1) 電極間に電圧を印加することで、発生する電界によって、用紙束から 1 枚だけを正確に分離可能である。分離電圧は数 kV であり、用紙に作用する静電力が自重を上回る電圧を分離電圧として算出した計算結果とおおむね一致する。
- (2) 分離ローラに静電付着した用紙をローラの回転によって、搬送可能である。また電荷供給ローラを分離ローラに接するように設け、放電によって正の電荷を供給する構造とすることで、A4 普通紙を長手方向に毎分 100 枚 (A4) 以上の速度で連続搬送できることを実証した。

第 6 章 静電力を利用したマイクロ駆動機構

6.1 緒言

本章では、交番的な静電力による振動と摩擦力を利用した駆動機構に関して述べる。マイクロパーツフィーダや自立型マイクロロボットなどへの応用を目的として、振動と摩擦を利用する駆動機構の研究が行われてきた^(6-1, 6-2)。なかでも、斜毛・斜板・斜柱駆動機構などの摩擦係数に異方性があるシート材の上面に押し付け力を加えると直行する方向の駆動力が発生する機構^(6-3 ~ 6-11)は、駆動メカニズムが単純なのでマイクロマシンの駆動力として期待されている。しかし、これまでこれらの振動源として油圧、磁気力、圧電素子を利用した例が報告されているが、いずれも外部に大きな動力源や複雑な構造が必要であった。

そこで本章では交番的な静電力と摩擦力を利用した、マイクロ化が容易で単純な構造の駆動機構を提案する。具体的には、1組の平板電極とその間に挟んだ摩擦係数に異方性があるシートから構成される並進駆動機構を製作し、その駆動特性を実験と計算によって明らかにする。また、この並進駆動機構の応用として、回転駆動機構を提案し、その特性を把握する。さらに、可動子電極への給電リードを必要としない駆動機構を新たに考案し、その駆動特性を把握する。この機構は、可動子電極に給電する際の無駄な摩擦力をなくすことができるので、構造をさらに単純化できるものである。

6.2 実験装置と実験方法

6.2.1 並進駆動機構

摩擦係数の異方性を利用し、垂直方向の振動を水平方向の駆動力に変換して駆動する機構として、以下の2種を開発した。

a. 静電斜毛駆動機構 図 6-1 に示すように、市販のナイロン製の斜毛シートとその上に貼り付けた長さ 20 mm、幅 8 mm、厚さ 0.1 mm の平板電極から構成される機構。斜毛シートの平均的な毛脚の長さは 1.6 mm、傾きは約 65°である。また、本機構の重さは 0.18 g である。

b. 静電斜板駆動機構 図 6-2 に示すように、長さ 20 mm、幅 10 mm、厚さ 0.1 mm の平板電極下面にポリエステルフィルムを図 3 のように貼り付けた機構。ポリエステルフィルムは厚さ 0.04 mm であり、垂直方向に対して 60°傾けてある(図 6-3 参照)。本機構の重さは 0.17 g である。

これらの機構を図 6-4 に示すように可動子を固定子平板電極上に設置し，可動子上面の平板電極に細い給電リードを取り付け，平板電極と平行に配置した接地金属棒に触れさせる．交流電圧を可動子 - 固定子電極間に印加すると，可動子には垂直方向に交番的な静電力による垂直方向振動が作用し，可動子と固定子間の摩擦係数の異方性により，水平方向に搬送される．機構の水平，垂直方向の動作は，2 つのレーザ変位計 (KEYENCE Corp., LK-080) によって測定した．

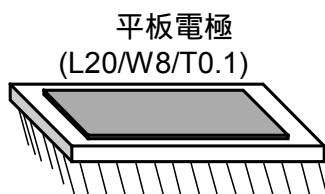


図 6-1 斜毛シートを利用したマイクロ並進駆動機構の可動子

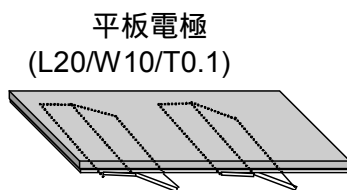


図 6-2 斜板シートを利用したマイクロ並進駆動機構の可動子

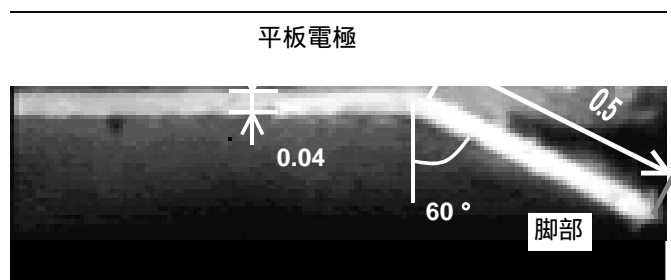


図 6-3 斜板シートを利用したマイクロ並進駆動機構の脚部

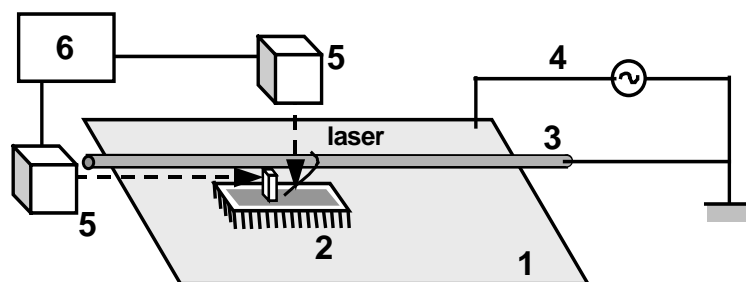


図 6-4 並進駆動機構の実験装置

(1: 平板電極, 2: 並進駆動機構, 3: 並進駆動機構への給電リード, 4: 交流電源, 5: レーザセンサ, 6: レーザ変位計)

6・2・2 回転駆動機構

単なるリニア駆動だけでなく回転駆動も実現できれば用途が広がると考え、図 6-5 に示すような回転駆動機構を考案した。2枚の斜毛シートを進行方向が逆になるように並べて接着させ、固定子電極と可動子電極間に方形波を印加すると、互いの斜毛シートから生じる並進駆動力は打ち消され、代わりに回転トルクが生じる。固定子電極に対して垂下した極細針電極を可動子に接触させ、給電した。

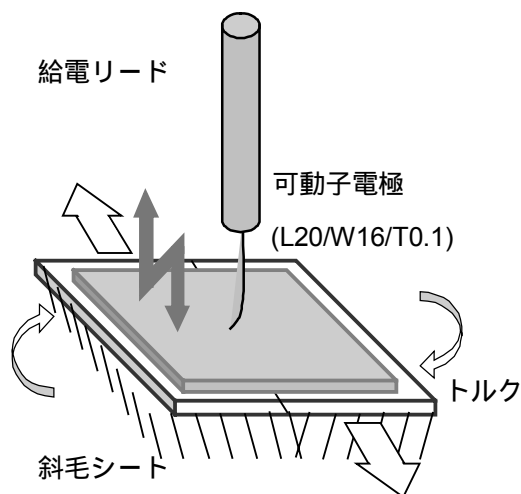


図 6-5 回転駆動機構

6.2.3 リードレス並進駆動機構

可動子への給電リードをなくすことで、駆動を妨げる摩擦力を減らすことができる。そこで、以下に示す2つの機構を作成した。

a. 斜板駆動機構 図6-6のようなリードレス駆動機構を考案した。すなわち、可動子の下方に平板電極を2枚平行に設置して、一方に方形波を印加し、もう一方を接地する。これにより、可動子電極と下部の2枚の平板電極間がコンデンサになり、可動子電極の電圧 V_{plate} は

$$V_{plate} = \frac{c_1 V_1 + c_2 V_2}{c_1 + c_2} \quad (6-1)$$

となる。ただし、 C_1, C_2 は、2枚の固定子電極と可動子電極間のコンデンサ容量、 V_1, V_2 は、2枚の固定子電極の印加電圧である。実験では、 C_1, C_2 はおおむね等しく、また V_1 には方形波が印加され、 V_2 は接地されているので、可動子には交番的な静電力が発生し、並進駆動する。

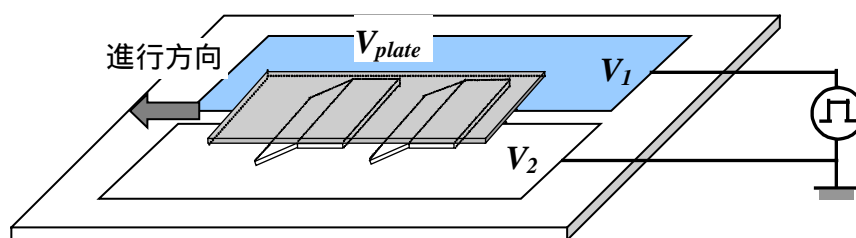


図 6-6 リードレス並進駆動機構

b. 斜柱駆動機構 機構のマイクロ化に向け、エポキシ系厚膜レジスト SU-8 を用いた斜柱駆動機構を新たに提案する。作製プロセスを図6-7に示す。図6-8、図6-9に示すような脚を1mm四方の中に0.1mm間隔で121本設置したものを36セット(4366本)配置した(図6-9)。駆動原理は前述のリードレス斜板駆動機構と同じである。

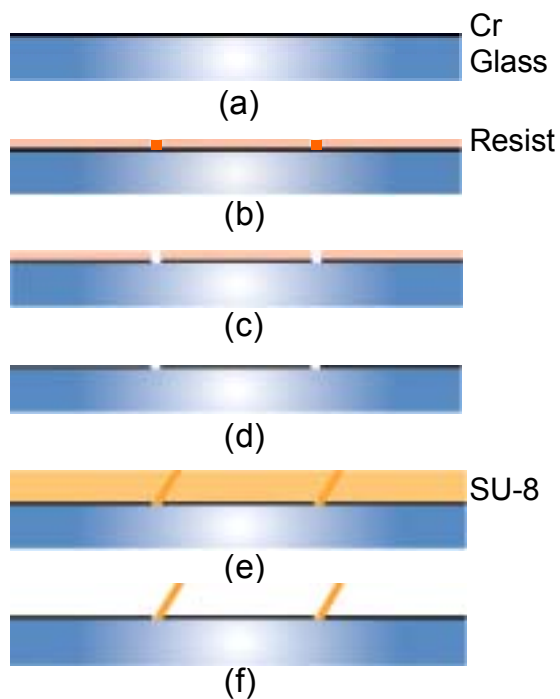


図 6-7 斜柱の作製プロセス図

(a: ガラス上にクロムを蒸着, b: レジストをスピコートして露光, c: クロムをエッチング, d: レジスト除去, e: SU-8 をスピコートして紫外線露光, f: レジスト除去)

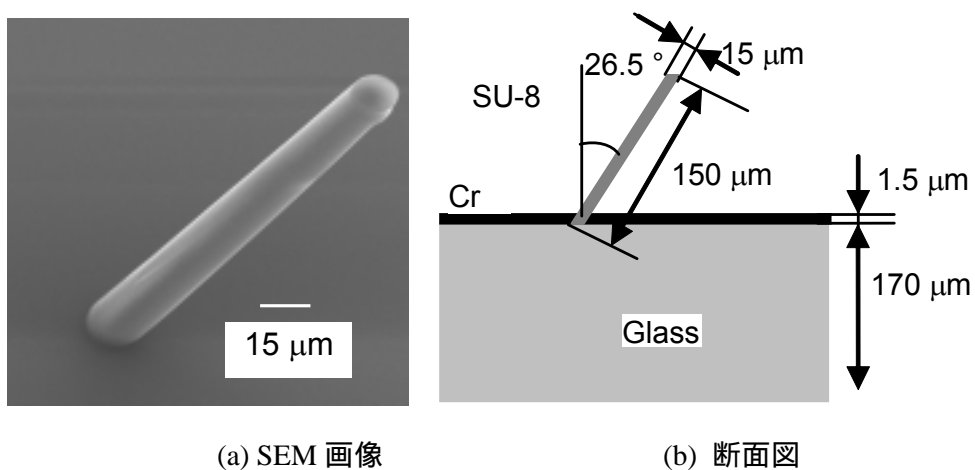


図 6-8 斜柱の SEM 画像と断面図

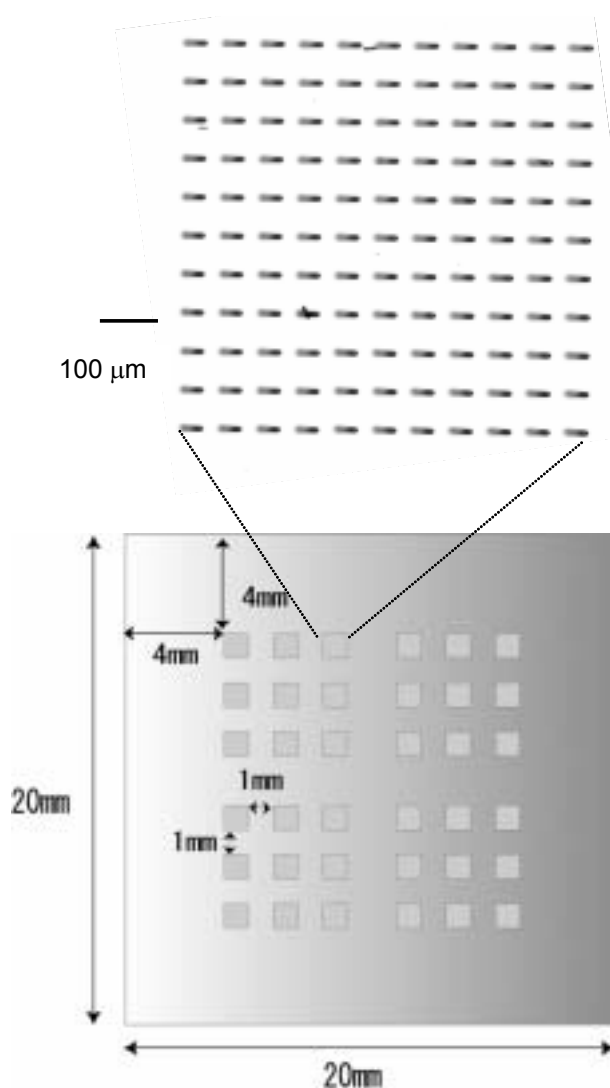


図 6-9 可動子上の斜柱配置

6.3 数値解析

6.3.1 解析モデルと運動方程式

斜毛・斜板・斜柱駆動機構の駆動原理を明らかにするために数値解析をおこなった．文献^(6-3~6-6)に報告されている方法を参考に記述する．図 6-10 に解析モデルを示す．斜毛・斜板は角度 ϕ で胴部に設置され，胴部と斜毛・斜板の結合部は回転ばねを形成しているものとした． x は胴部の水平方向変位， y は胴部の垂直方向変位， X は毛先の水平方向変位， θ は脚部の変位角， ϕ は脚部の初期変位角， F_e は静電力， F_k は斜毛・斜板の反力， k_θ は斜毛・斜板・斜柱の回転ばね定数， c_θ は回転減衰定数， m は胴部質量， m は毛先の等価質量， l は脚部の長さ， N は摩擦力， T は張力である．

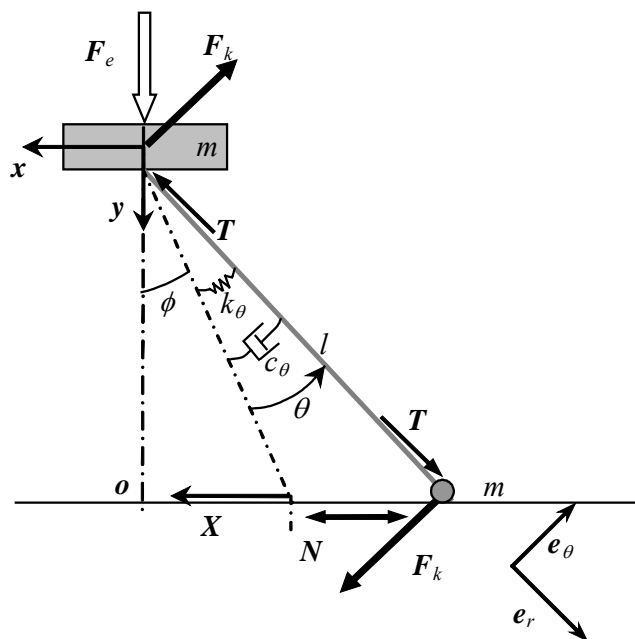


図 6-10 並進駆動機構の振動モデル

また，質量は胴部と毛先に集中していると仮定し，胴部の位置ベクトルを r とおくと，胴部に関する運動方程式は式 (6-2) で表せる．

$$m\ddot{r} = F_k + F_e + T \quad (6-2)$$

x, y 方向と斜毛・斜板の軸方向，垂直方向の単位ベクトルをそれぞれ e_x, e_y, e_r, e_θ とすると，式 (6-2) の右辺 F_k, F_e, T は

$$\begin{aligned} F_k &= \frac{k_\theta}{l} \theta e_\theta + \frac{c_\theta}{l} \dot{\theta} e_\theta \\ F_e &= F_e e_y \\ T &= -T e_r \end{aligned} \quad (6-3)$$

と表せるので， e_r 方向， e_θ 方向の運動方程式は以下ようになる．

$$m \left\{ -\ddot{X} \sin(\phi + \theta) + l\dot{\theta}^2 \right\} = F_e \cos(\phi + \theta) - T \quad (6-4)$$

$$m \left\{ -\ddot{X} \cos(\phi + \theta) - l\ddot{\theta} \right\} = \frac{k_\theta}{l} \theta + \frac{c_\theta}{l} \dot{\theta} - F_e \sin(\phi + \theta) \quad (6-5)$$

毛先部分の運動方程式は

$$\Delta m \ddot{X} = \frac{k_\theta}{l} \theta \cos(\phi + \theta) - T \sin(\phi + \theta) - N \quad (6-6)$$

と表せ、摩擦力 N は

$$N = \mu \left\{ T \cos(\phi + \theta) + \frac{k}{l} \theta \sin(\phi + \theta) + \Delta mg \right\} \quad (6-7)$$

と表される。毛先の質量は、胴部の質量に比べて極めて小さいので、 $m = 0$ として、式 (6-4) ~ (6-7) を整理すると式 (6-8), (6-9) のようになる。

$$\{m \sin(\phi + \theta)\} \ddot{X} - ml\dot{\theta}^2 = -F_e \cos(\phi + \theta) + \frac{\frac{k_\theta}{l} \theta \{ \cos(\phi + \theta) + \mu \sin(\phi + \theta) \}}{\sin(\phi + \theta) - \mu \cos(\phi + \theta)} \quad (6-8)$$

$$ml\ddot{\theta} + m\ddot{X} \cos(\phi + \theta) + \frac{c_\theta}{l} \dot{\theta} + \frac{k_\theta}{l} \theta = -F_e \sin(\phi + \theta) \quad (6-9)$$

摩擦係数 μ には異方性があるので以下の条件にしたがい切り換える。

$$\dot{X} = 0, \ddot{X} > 0: \mu = \mu_{f0}, \quad \dot{X} = 0, \ddot{X} < 0: \mu = \mu_{b0}$$

$$\dot{X} > 0: \mu = \mu_f, \quad \dot{X} < 0: \mu = \mu_b$$

ここで、 μ_{f0} , μ_f はそれぞれ X が正の方向の静止摩擦係数と動摩擦係数、また、 μ_{b0} , μ_b はそれぞれ X が負の方向の静止摩擦係数と動摩擦係数である。式 (6-8), (6-9) をルンゲクッタ法により解くことで、変位角 θ 、および毛先変位 X を算出した。また、 (θ, X) から実際に観測する座標系 (x, y) への変換は

$$y = l \{ \cos \phi - \cos(\phi + \theta) \} \quad (6-10)$$

$$x = l \{ \sin(\phi + \theta) - \sin \phi \} + X \quad (6-11)$$

であり、式 (6-10), (6-11) より胴部の水平方向変位 x 、胴部の垂直方向変位 y を計算し、実験結果と比較した。

なお、式 (6-8), 式 (6-9) を x, y の絶対座標系に変換し、 x, y 共に微小とみなして2次以上の項を無視して整理すると

$$m(\sin \phi + \mu \cos \phi) \left(\frac{1}{\tan \phi} \ddot{x} - \ddot{y} \right) + \beta \dot{x} + \alpha x = F_e \cos \phi (\sin \phi + \mu \cos \phi) \quad (6-12)$$

$$m(\cos\phi\ddot{y} - \delta\ddot{x}) + \frac{c_\theta}{l^2 \sin\phi} \dot{x} + \varepsilon x = F_e \sin\phi \quad (6-13)$$

ただし, $\alpha, \beta, \delta, \varepsilon$ はそれぞれ

$$\alpha = \frac{F_e}{l} \left(\sin\phi - \frac{\cos\phi}{\tan\phi} + 2\mu \cos\phi \right) + \frac{k_\theta}{l^2 \sin\phi} (\cos\phi - \mu \sin\phi) \quad (6-14)$$

$$\beta = \frac{c_\theta}{l^2 \sin\phi} (\cos\phi - \mu \sin\phi) \quad (6-15)$$

$$\delta = \frac{1}{\sin\phi} - \frac{\cos\phi}{\tan\phi} \quad (6-16)$$

$$\varepsilon = \frac{k_\theta}{l^2 \sin\phi} - \frac{F_e}{l \tan\phi} \quad (6-17)$$

である. 式 (6-12), (6-13) を用いて計算した場合も, 駆動速度に関して誤差は 10 パーセント以下であることを確認している. したがって, 非線形性の影響は小さいといえる.

6.3.2 振動パラメータの同定

a. 回転ばね定数, 減衰定数, 静電力 可動子電極への電圧印加をステップ状に印加した時の振動の減衰波形 (図 6-11) から減衰比と固有振動数を測定した. 図 6-10 の振動結果から, 固有振動数 $f_n = 118 \text{ Hz}$, 減衰比 $\zeta = 0.36$ を導出した. なお, 印加電圧の周波数を変化させた時の位相のずれと垂直方向の振幅を測定し, 上述の固有振動数と減衰比が妥当な値であることを確認している.

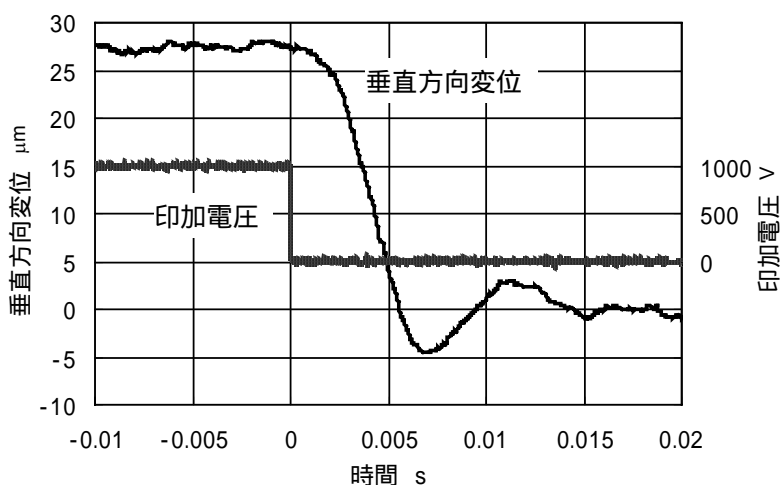


図 6-11 ステップ状の電圧印加に対する垂直方向変位の時間応答

つぎに、求めた固有振動数と式 (6-9) より、斜毛の回転ばね定数 k_θ と斜毛シートにかかる静電力 F_e を算出した。式 (6-9) において θ を微小とみなし、2 次以上の項を無視すると

$$m\{l\ddot{\theta} + \ddot{X}(\cos\phi - \sin\phi \cdot \theta)\} + \frac{c_\theta}{l}\dot{\theta} + \left(\frac{k_\theta}{l} - Fe\cos\phi\right)\theta = F_e \sin\phi \quad (6-18)$$

となり、これに $\ddot{\theta} = 0$, $\ddot{X} = 0$, $\dot{\theta} = 0$ を代入して、さらに図 6-11 に示した静変位を代入することで $k_\theta = 0.000314 \text{ Nm/deg}$, $F_e = 0.0101 \text{ N}$ を得た。また、減衰比とばね定数より、減衰定数 $c_\theta = 0.00429 \text{ Nms/rad}$ を得た。

b. 摩擦係数 摩擦力の異方性を確認するために、リニア駆動機構の静止摩擦係数と動摩擦係数を測定した。静止摩擦係数は、可動子電極に取り付けた糸の他端に重りを取り付け、可動子電極と水平な位置に設置した滑らかな滑車を介して可動子に水平方向の荷重をかけ、徐々に重りの重量を増やして、機構が動き始める際の重りの重量から算出した。動摩擦係数は、静止摩擦係数測定と同様に可動子に水平方向の荷重をかけ、動き出した可動子が固定子電極上を滑る様子を高速度カメラ（日本ローバー、capture speed: 1,000 frame/s）で撮影し、その加速度から摩擦係数を算出した。このように測定した進行方向の静止摩擦係数と動摩擦係数は 0.61 と 0.39 であり、逆方向の静止摩擦係数と動摩擦係数は 0.72 と 0.57 であった。静止摩擦係数、動摩擦係数ともに、進行方向に対して逆方向の摩擦係数が大きくなっていることを確認した。

c. その他の定数 胴部質量 m は可動子全体の質量を電子秤で測定し、その質量がすべて胴部に集中しているとみなした。初期変位角 ϕ および斜毛の長さ l はデジタルマイクロスコープ（KEYENCE, VH-6000C）で斜毛を撮影し、その画像から測定した。それぞれ計算で使用した値は、胴部質量 0.000180 kg 、初期変位角 0.773 rad 、斜毛長さ 0.00161 m であった。

6.4 結果と考察

6.4.1 並進駆動機構

a. 駆動の様子 まず 図 6-4 のような装置に方形波を印加することによって 図 6-12 に示すように機構が並進運動することを確認した。

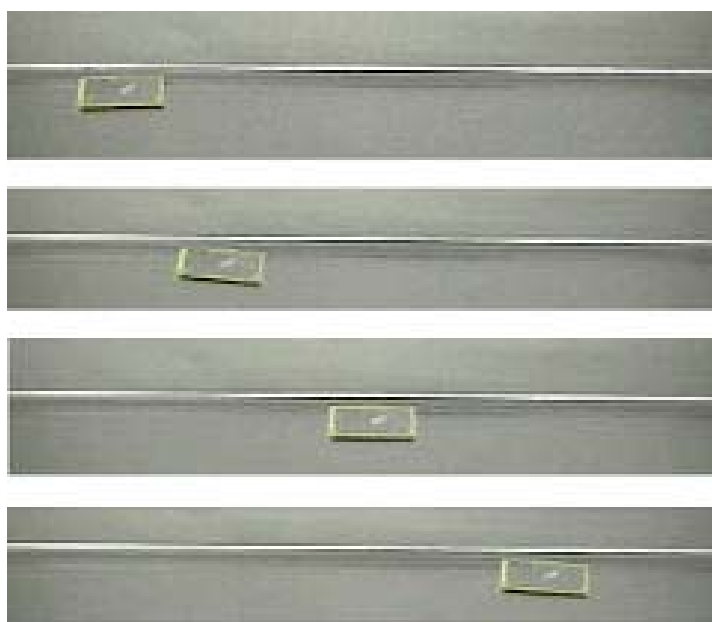


図 6-12 斜毛シートを利用した並進駆動機構の動く様子

b. 周波数が挙動に与える影響 斜毛駆動機構を用いて、印加電圧の周波数を共振周波数 118 Hz より十分に低い 1 Hz とした場合の可動子胴部の垂直方向と水平方向の挙動を 図 6-13 に示す。印加電圧の上限は絶縁耐力によって制限されるが、同じピーク電圧では正弦波よりも方形波を印加した方が、垂直方向に大きく振動するので、ここでは方形波を印加した結果を示す。図から水平方向、垂直方向の 1 周期での変位量はいずれも数 10 μm オーダであることがわかる。また、垂直方向に関しては実験値と計算値は非常によく一致しているが、水平方向に関しては計算では 1 周期ごとに徐々に進行するのに対して、実験では進行しなかった。電圧が印加される瞬間の変位量は実験値と計算値ともほぼ等しいが、電圧が印加されなくなった瞬間の変位量は計算の方が小さいためである。これは、計算では摩擦係数の速度依存性や荷重依存性などを考慮していないためではないかと考えられる。

つぎに、印加電圧の周波数を 100 Hz とした場合と 118 Hz とした場合の結果をそれぞれ 図 6-14、図 6-15 に示す。118 Hz が系の共振周波数であり、その付近の周波数での加振であるため、垂直方向の振動振幅は 100 μm 程度と大きく、1 Hz の場合のような方形波状ではなく、正弦波状であった。いっぽう、進行方向にはわずかに振動するが、ほぼ直線的に

運動した。また、計算結果と実験結果は 100 Hz, 118 Hz いずれの場合もおおむね一致した。さらに印加電圧の周波数を上げて 250 Hz とした場合の実験結果と計算結果を図 6-16 に示す。後述するように、250 Hz は実験においてもっとも大きい駆動速度が得られた周波数域である。垂直方向に関しては印加電圧の周波数と同期した変位が得られているが、共振点を超えているため、位相は逆転している。進行方向にはほぼ直線的に進行しており、印加電圧の周波数が 100 Hz の場合に観測されたような振動はほとんど認められなかった。

また、図には示していないが、斜板駆動機構の場合でも、斜毛駆動機構の場合と同様な特徴であり、実験結果と計算結果がよく一致することを確認している。

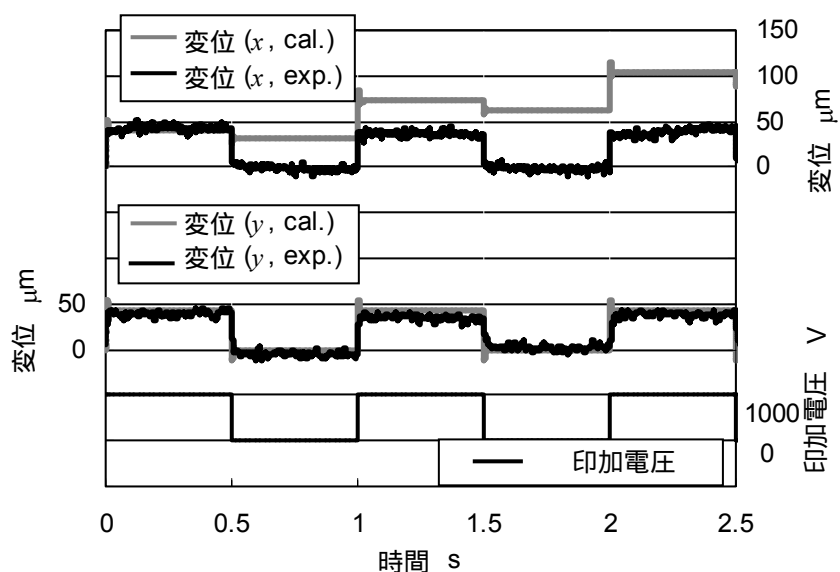


図 6-13 共振周波数より十分低い周波数領域における並進駆動機構の動作
(斜毛シート, 周波数: 1 Hz)

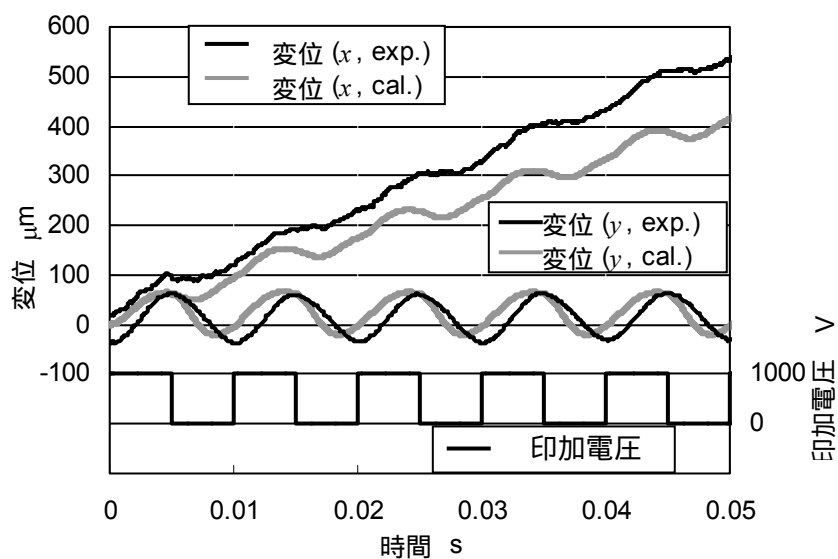


図 6-14 共振周波数より若干低い周波数領域における並進駆動機構の動作
(斜毛シート, 周波数: 100 Hz)

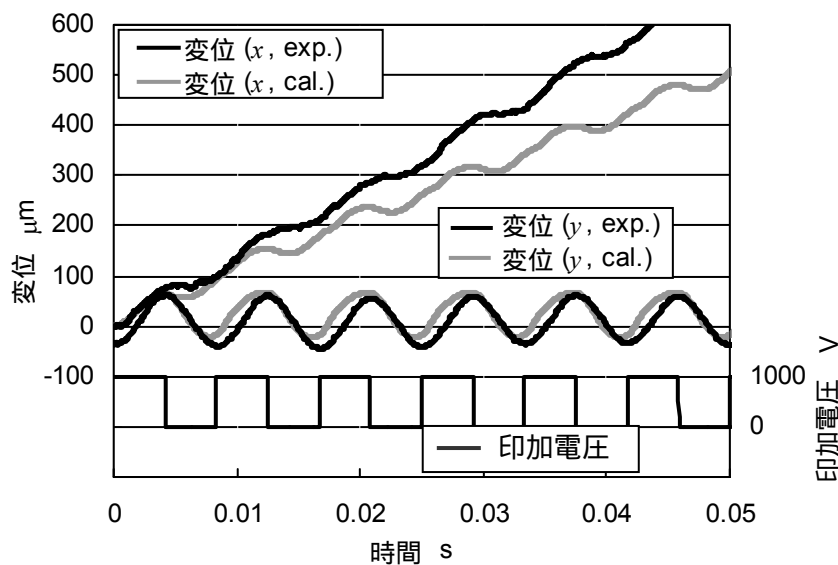


図 6-15 共振周波数における並進駆動機構の動作
(斜毛シート, 周波数: 118 Hz)

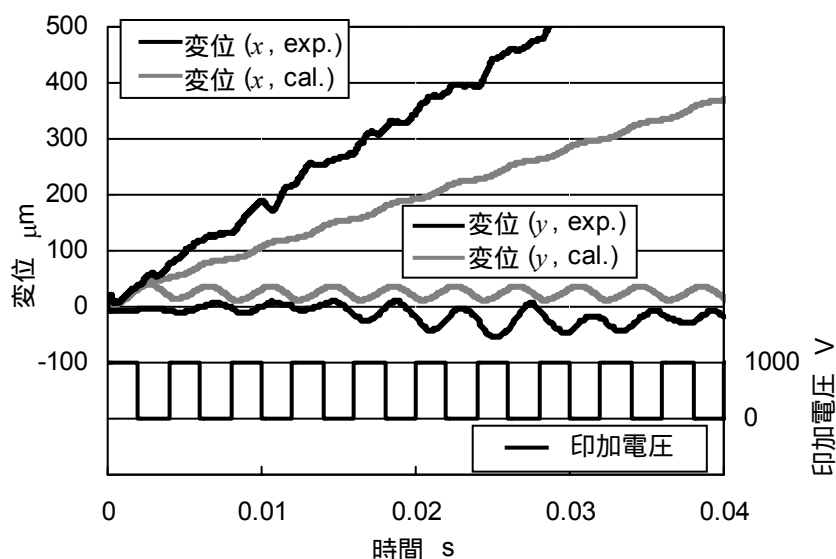


図 6-16 共振周波数より十分高い周波数領域における並進駆動機構の動作
(斜毛シート, 周波数: 250 Hz)

c. 駆動特性 印加電圧の周波数が駆動速度に与える影響を調べた結果を図 6-17 に示す。周波数が高いほど駆動速度は速くなるが、ある周波数を超えると駆動速度は遅くなった。また、約 180 Hz までは計算値と実験値はよく一致したが、それ以上の周波数域では計算値は実験値よりも遅くなった。計算においてもっとも駆動速度が速かった 180 Hz において、印加電圧が駆動速度に与える影響を調べた結果を図 6-18 に示す。この機構が反復運動するためには、復元力発生時に針状繊維の先端に働く駆動力が静止摩擦力よりも大きくなる必要があるため、運動し始めるしきい電圧が存在することがわかる。本実験条件においては、そのしきい電圧は約 680 V であり、実験値と計算値はほぼ一致した。また、印加電圧と駆動速度はほぼ直線関係にあり、印加電圧が高いほど速くなることわかる。

つぎに、図 6-17 の結果を印加する電圧 1 パルスあたりの変位量に換算した結果を図 6-19 に示す。実験値と計算値は定性的には一致するが、実験では可動子の固有振動数である 118 Hz 付近で 1 パルスあたりの変位が最大になっているのに対して、計算では駆動速度が最大になる 180 Hz で最大となった。また計算値において、固有振動数である約 118 Hz 以下で単位パルスあたりの変位量が変動していることがわかる。なお、このような変動は、正弦波を印加した計算では観察されなかった。したがって、この変動は、方形波に含まれる高周波成分に起因するものと推測される。

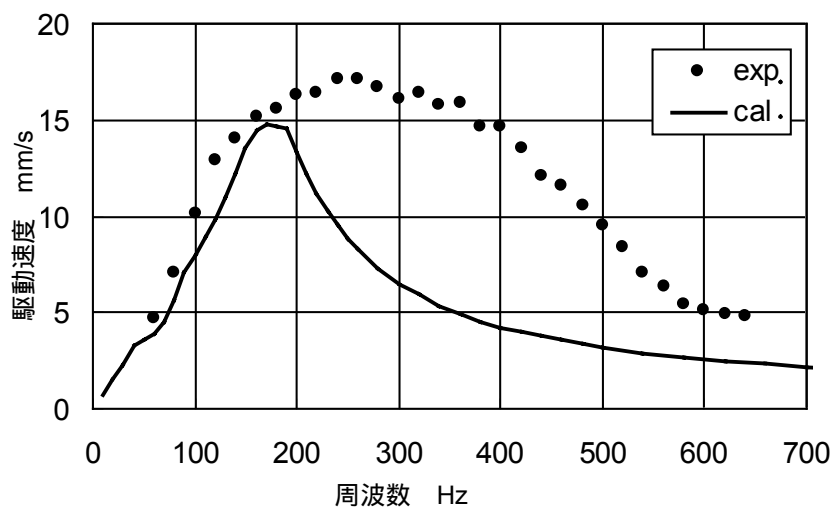


図 6-17 周波数を変えた際の並進駆動機構の駆動速度
(斜毛シート, 印加電圧: 1,000 V_{p-p} 方形波)

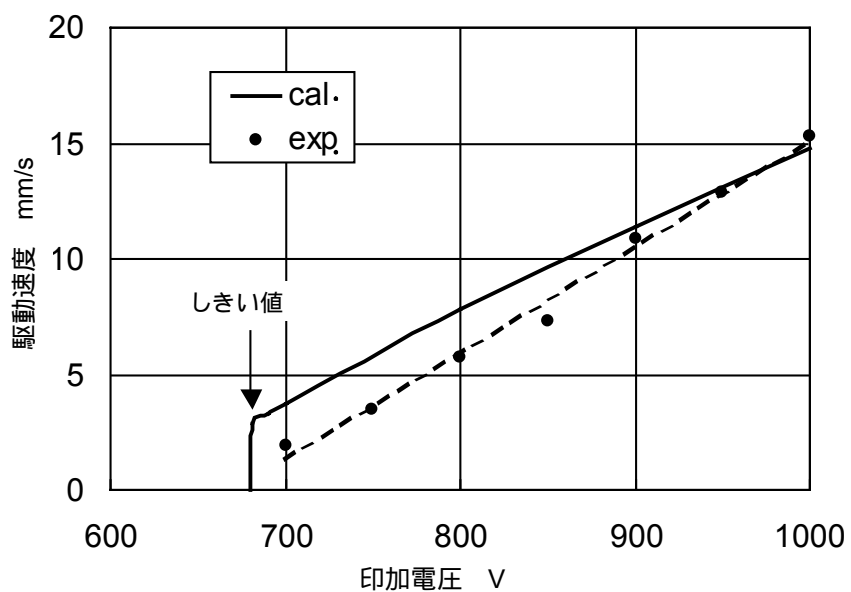


図 6-18 印加電圧を変えた際の並進駆動機構の平均速度
(斜毛シート, 印加周波数: 機構の共振周波数と同じ 118 Hz)

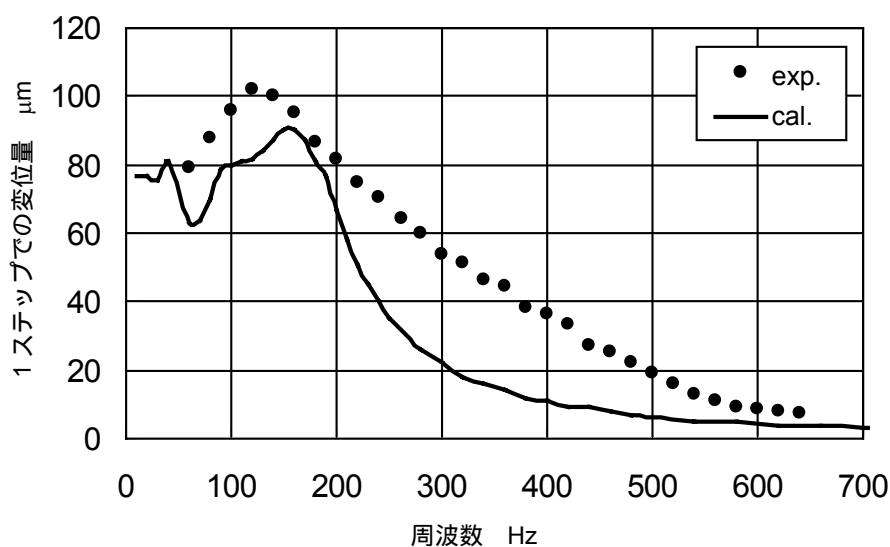


図 6-19 並進駆動機構の 1 ステップあたりの移動量
(斜毛シート, 印加電圧: $1,000 V_{p-p}$ 方形波)

6.4.2 駆動方向の変化

斜板駆動機構の駆動速度の周波数依存性を調べた結果を図 6-20 に示す。斜毛駆動機構 (図 6-17) と斜板駆動機構 (図 6-20) の駆動速度の周波数依存性を比較すると明らかのように両者は同じ傾向を示しているが、進行方向は反対であった。そこで摩擦係数が駆動方向に与える影響を数値計算によって調べた。その結果、この進行方向の違いは、摩擦係数の違いによるものであることが判明した。その結果を図 6-21 に示す。方形波に含まれる高周波成分の影響を除去するために、正弦波を印加した。この結果により、摩擦係数の変化によって大別して以下の 3 つのタイプに分けられることがわかった。なお、図 6-10 に示すように、脚部の傾きと反対方向、すなわち摩擦係数が低い方向を正と定義する。

- A: 周波数によらず、負の方向に駆動する。
- B: 周波数によって駆動方向が変わる。
- C: 周波数によらず、正の方向に駆動する。

つぎに、摩擦係数による駆動方向の変化を調べた結果を図 6-22 に示す。図中の (a) は実際の斜板の値であり、実際に負の方向に駆動している。負の方向の動摩擦係数と静止摩擦係数をそれぞれ横軸と縦軸とした。摩擦係数が小さいほど C 駆動し、大きくなるにつれて B 駆動、A 駆動へと変化する。これは摩擦係数が大きくなるほど毛先が正の方向に滑りにくくなり、負の方向に駆動しやすくなるためであると考えられる。

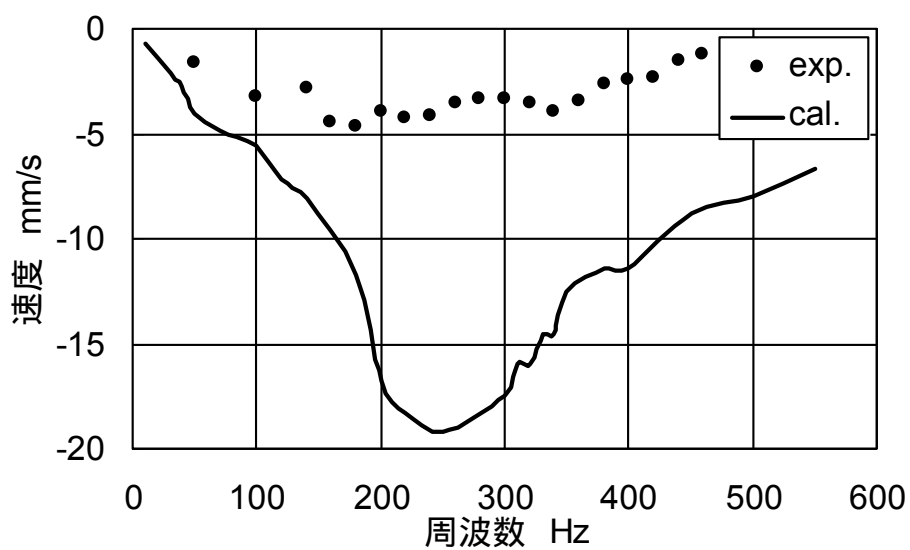


図 6-20 周波数を変えた際の斜板駆動機構の速度
(斜板, 印加電圧: 1,000 V_{p-p} 方形波)

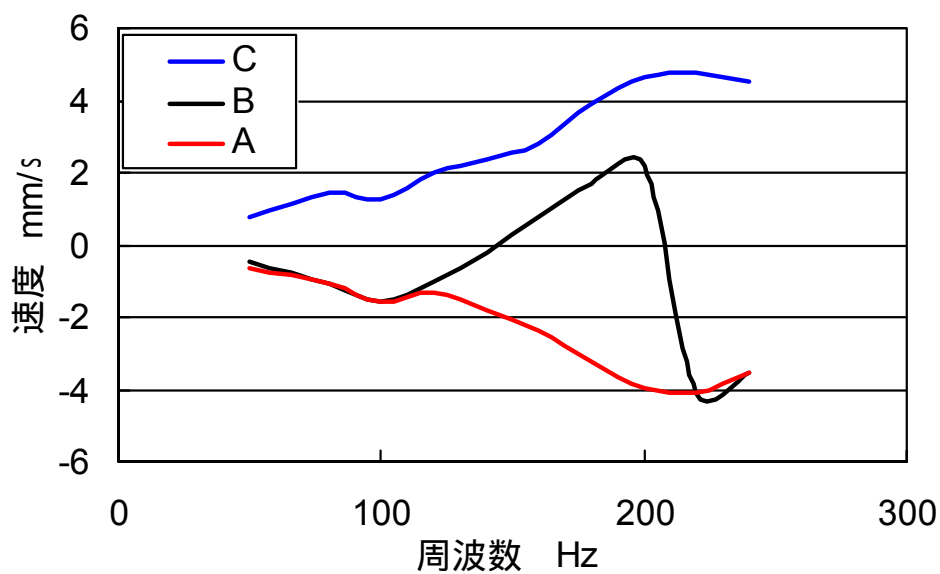


図 6-21 印加電圧の周波数を変えた際の並進駆動機構の駆動速度
(負方向の静止摩擦係数: A: 0.68, B: 0.48, C: 0.40)

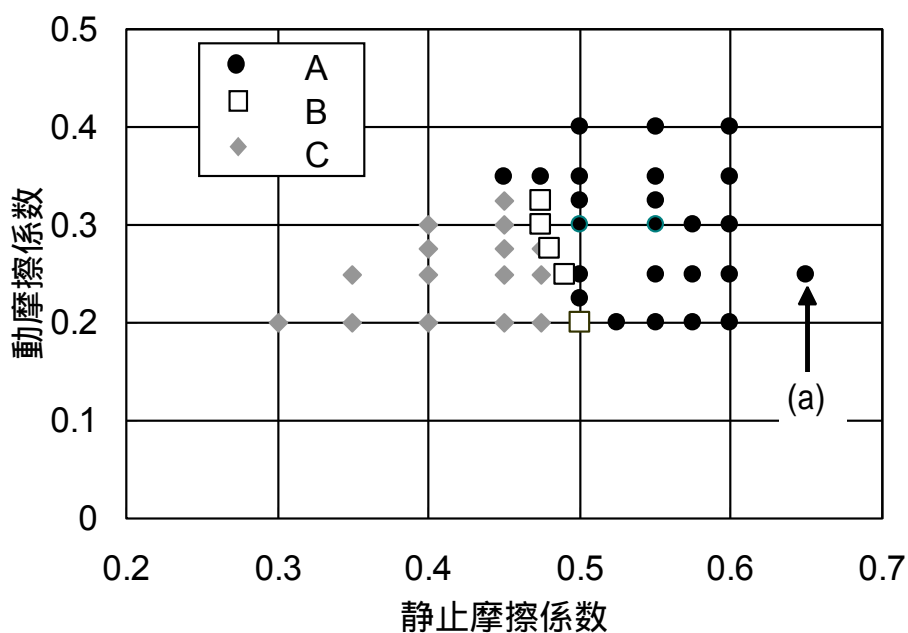


図 6-22 負方向の摩擦係数と駆動方向

(正方向の静止、動摩擦係数はそれぞれ負方向のより 0.2 小さい値とした)

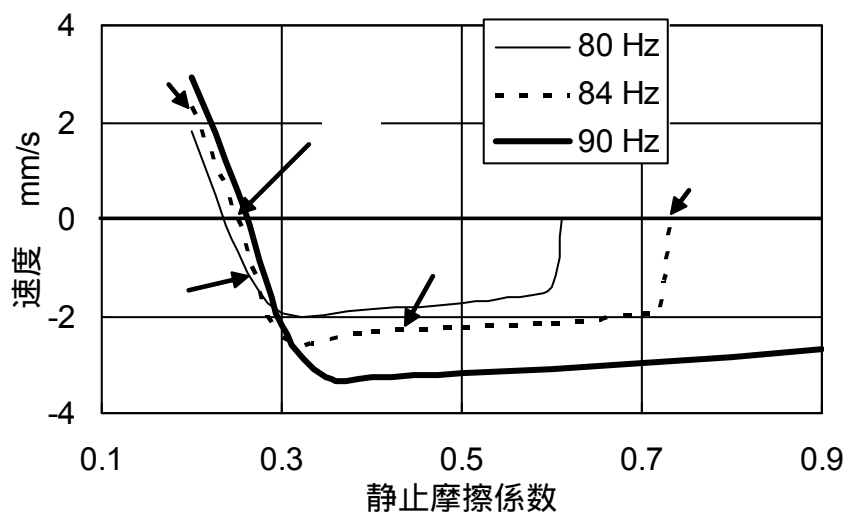


図 6-23 摩擦係数を変化させた際の駆動速度 (計算値)

(正方向の動摩擦係数: 0.06, 負方向の動摩擦係数: 0.16, 正方向の静止摩擦係数は, 負方向の静止摩擦係数より 0.1 小さいものとした)

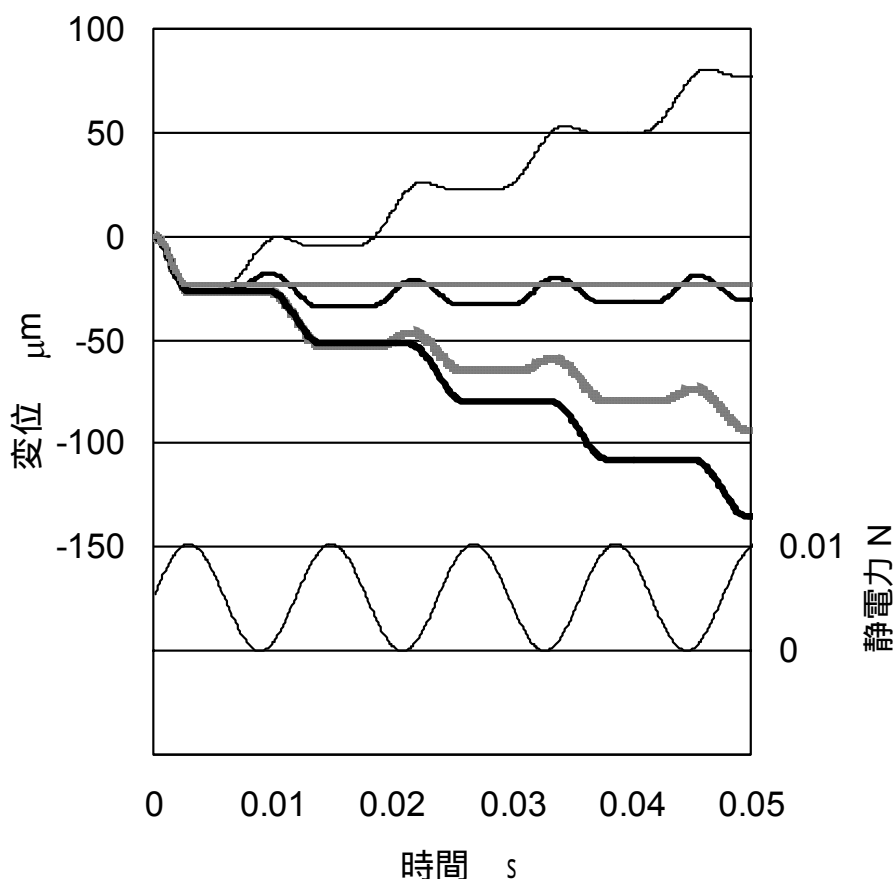


図 6-24 静止摩擦係数を変化させた際の脚先端の挙動 (周波数: 84 Hz)

駆動速度の静止摩擦係数依存性に関する計算結果を図 6-23 に示す。静止摩擦係数を徐々に上げていくにつれて、正の方向に駆動していたものが、負の方向の駆動に切り替わり、さらにはまったく動かなくなった。また、80~90 Hz では、周波数が高いほど、静止摩擦係数が高くても駆動した。これは、周波数が共振値に近づき、振動振幅が大きくなったためであると考えられる。つぎに、図 6-23 に示した 84 Hz 駆動での点 ~ における毛先の駆動パターンを調べた。正の方向に駆動する点、静止摩擦係数を大きくしていき駆動方向が変わる点、負の方向に駆動する点、さらに静止摩擦係数を大きくして駆動しなくなる点、それぞれにおける足先の駆動パターンを図 6-24 に示す。足先は、電界強度が強くなる時に負の方向に駆動し、電界強度が弱くなる時に正の方向に駆動したが、摩擦係数の値によって、正の方向と負の方向に 1 周期で移動する量が異なることがわかった。

6.4.3 回転駆動機構

図 6-5 に示す回転駆動機構に方形波を印加すると、互いの斜毛シートから生じる並進駆動力は打ち消され、回転する。実際に回転している様子を図 6-25 に示す。また印加電圧の周波数が回転数に及ぼす影響を調べた結果を図 6-26 に示す。並進駆動機構と同様に、まず周波数が高くなるにつれて、回転数が増加するが、周波数が約 260 Hz を境に回転数は減少した。前述の並進駆動と組み合わせることで、2次元駆動が可能な機構に応用できる。

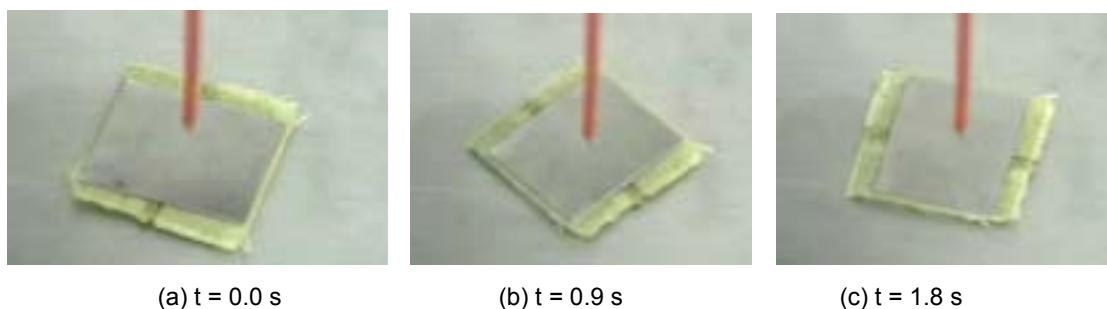


図 6-25 回転駆動機構が回転する様子 (印加電圧: 1,000 V_{p-p} の方形波, 周波数: 260 Hz)

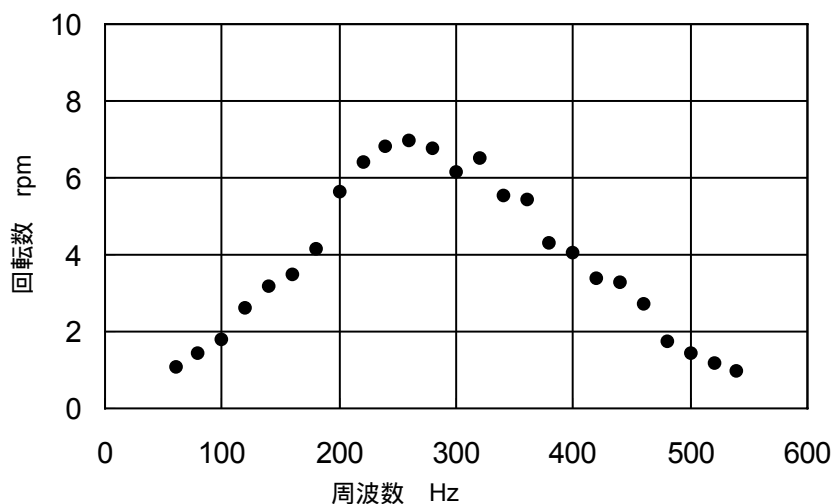


図 6-26 印加周波数を変えた際の回転駆動機構の回転数
(印加電圧: 1,000 V_{p-p} の方形波, 重さ: 0.36 g)

6.4.4 リードレス駆動機構

a. 斜板駆動機構 図 6-6 のようなリードレス駆動機構の下方に設置した 2 枚の静止平板電極間に方形波を印加すると、可動子には交番的な静電力が発生し、図 6-27 のように並進駆動する。図 6-28 にこのリードレス駆動機構の速度の周波数特性を示す。速度が最大となる周波数は 200 Hz 付近であり、前述のワイヤを使用した斜板駆動機構とほぼ同じであるが、その最大値は 7 m/s となり、可動子 - 固定子間の電位差が斜板駆動機構の半分であるにも関わらず、リードレス駆動機構の方が速くなった。本機構の場合、給電ロッドとリード間の摩擦がないため、より円滑な運動が実現できたと考えられる。

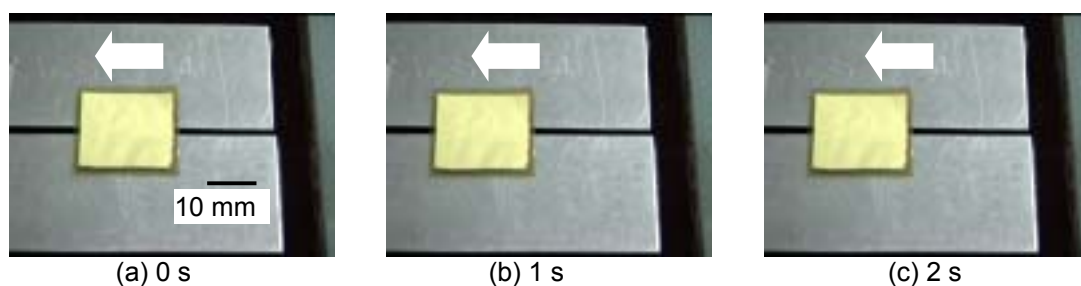


図 6-27 リードレス駆動機構の動く様子 (印加電圧: $600 V_{p-p}$, 周波数: 200 Hz)

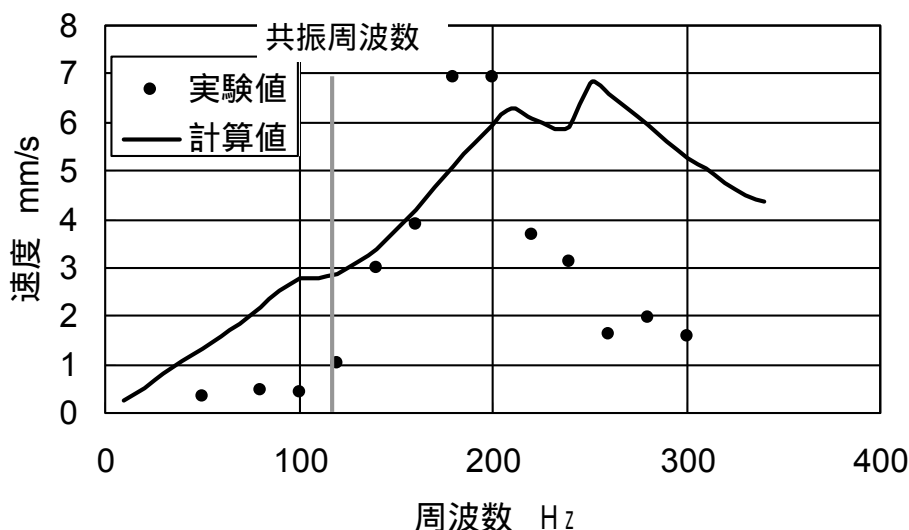


図 6-28 印加周波数を変化させた際のリードレス並進駆動機構の速度 (印加電圧: $1,000 V_{p-p}$)

b. 斜柱駆動機構 リードレス駆動機構をマイクロ化するには、リソグラフィなどを利用するのがよいと考え、図 6-8、図 6-9 に示すような斜柱駆動機構を作成した。実際にこの可動子が駆動している様子を図 6-29 に示す。駆動速度と 1 パルスあたりの変位量の周波数特性を図 6-30 と図 6-31 に示す。これらの図から駆動速度が数 100 $\mu\text{m/s}$ 程度であり、1 パルスあたりの変位量が数 μm 程度で周波数によって駆動方向が切り替わることがわかった。また、これらの実験結果は計算によって定性的に再現できた。

つぎに、可動子電極と固定子電極間の電位差と駆動速度の関係を調べた結果を図 6-32 に示す。図 6-32 より、可動子の駆動にはしきい電圧があること、しきい電圧以上では印加電圧が高いほど速くなることがわかる。

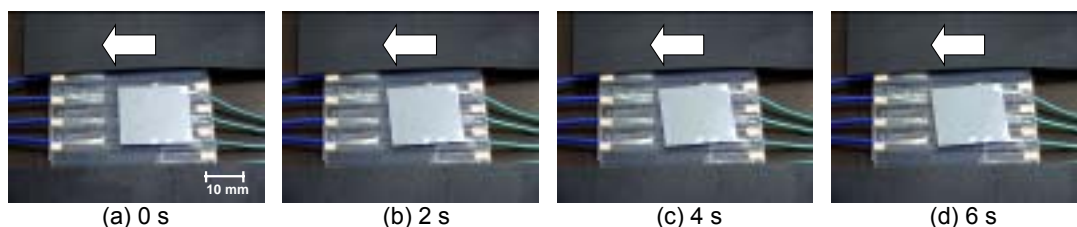


図 6-29 リードレス斜柱駆動機構の動く様子 (電極間電位差: 250 V_{p-p} , 周波数: 300 Hz)

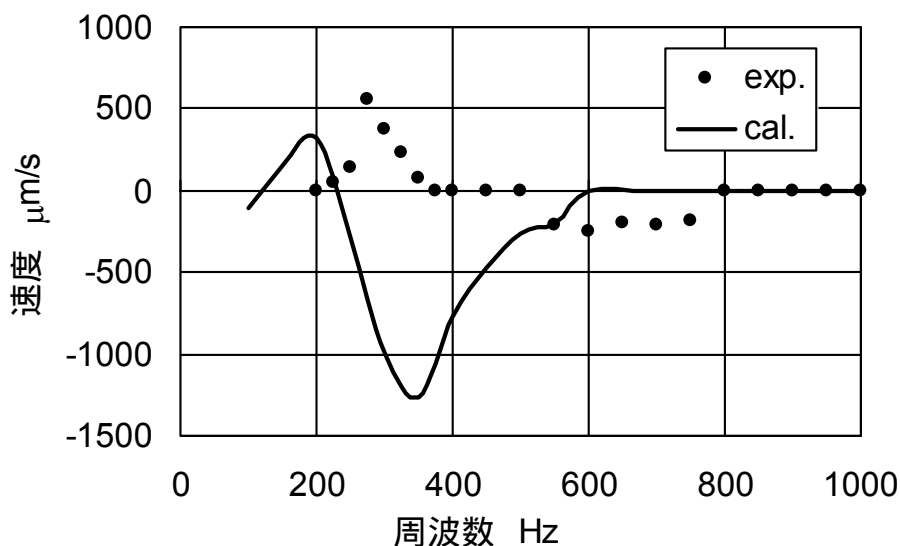


図 6-30 リードレス斜柱駆動機構の速度 (印加電圧: 500 V_{p-p})

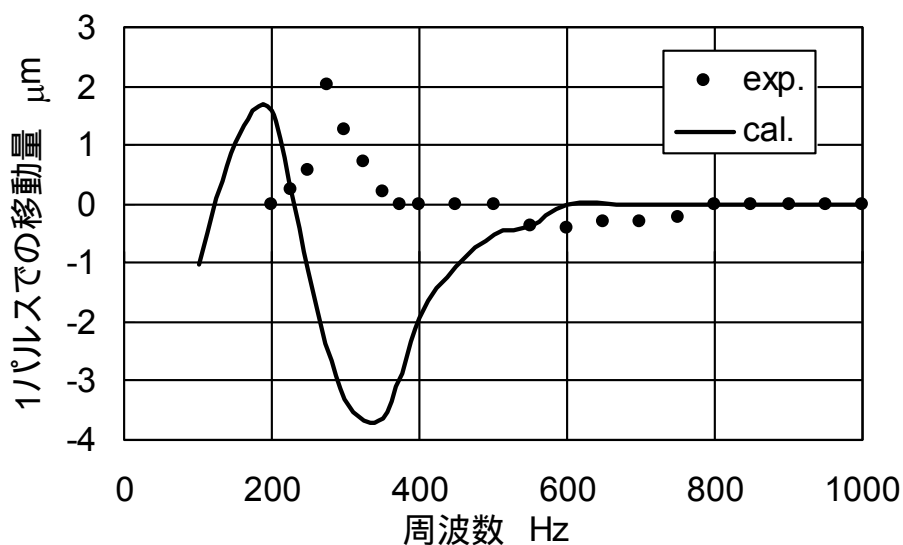


図 6-31 リードレス斜柱駆動機構の 1 パルスあたりの変位量 (印加電圧: 500 V_{p-p})

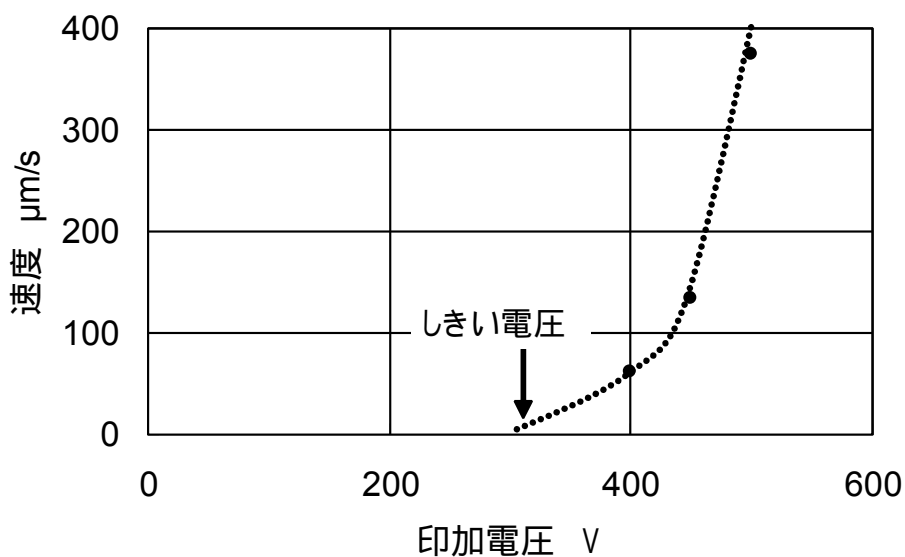


図 6-32 リードレス斜柱駆動機構の速度 (周波数: 300 Hz)

6.5 結 言

摩擦係数の異方性と交番的な静電力を利用したマイクロ駆動機構を作成した。またこの機構を剛体と回転ばねから構成される系として数値解析し、実験結果とあわせて駆動メカニズムを検証した。本研究の結果以下のことを明らかにした。

- (1) 駆動電圧にはしきい値が存在し、それ以上の印加電圧では、電圧が高いほど速く駆動

した．印加電圧の周波数の増加にともなって速くなるが，ある値を境に遅くなった．また，駆動方向は，摩擦係数や印加電圧の周波数などのパラメータに依存して変化した．なお，これらのことは，数値計算でも確認できた．

- (2) 2枚の斜毛シートを反対方向に設置することによって回転駆動する機構が実現できる．並進駆動と組み合わせることで，2次元の運動が可能な機構に応用できる．
- (3) 可動子電極への給電リードを用いないで，並進駆動する機構が実現可能である．これによって，可動子への給電にともなう無駄な摩擦力を排除でき，かつ構造を単純化できる．

第7章 コロナ放電場を利用したマイクロ駆動機構

7.1 緒言

針対平板電極系において、コロナ放電場では、針電極先端から発生するイオン風の反力によって電極同士が反発しあう方向に力が発生することを、第2章と第3章で述べた。本章では、このコロナ放電場で発生する力を利用したマイクロ駆動機構を作成し、特性を把握した結果を述べる。

コロナ放電を駆動力として利用する機構としては、いわゆるコロナモータがあり、多くの研究^(7-1, 7-2)が報告されている。しかしながら、これらの研究は高トルク化に主眼を置いており、マイクロマシンなどのマイクロ機構を対象にした駆動メカニズムや基本特性に関する研究は十分ではない。そこで本章では、このような力をマイクロマシンの駆動力として利用することを考え、単純な構造のリニア駆動系と回転駆動系を考案し、その基本的な検討をおこなう。

7.2 針電極の傾きとイオン風

7.2.1 実験装置と実験方法

コロナ放電時に作用する力の方向を針電極の傾きによってコントロール可能できれば、単純な構造でマイクロマシンの駆動源として利用できる。そこで、このような針電極と平板電極が垂直位置から傾いた場合の影響を調べた。針対平板電極系放電場に生じるイオン風による平板電極面上の圧力を測定するために、図2-5の装置に変更を加えた、図7-1に示すような装置を使用した。変更点は、変位測定用の片持ちはりにかえて高剛性のはりをサポートとして使用し、垂直方向に対して針電極を傾けて固定したことである。

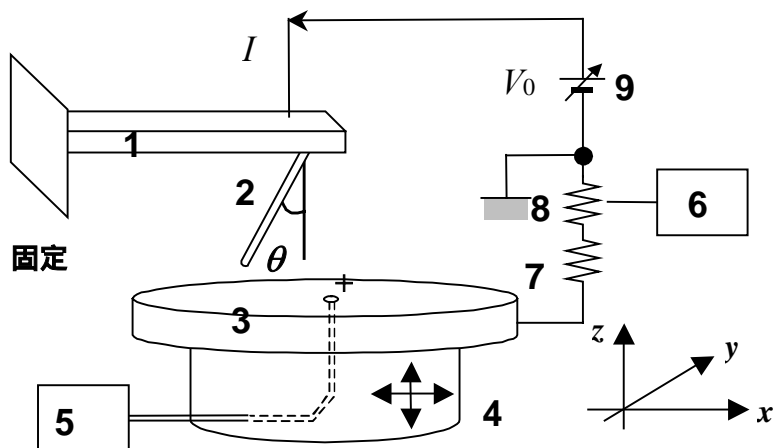


図 7-1 針電極を傾けた際のイオン風の風圧測定装置

(1: 低剛性片持ちはり, 2: 傾けた針電極, 3: 平板電極, 4: xyz メカニカルステージ, 5: 微差圧計, 7: オシロスコープ, 7: 保護抵抗, 8: シャント抵抗, 9: 直流高電圧電源)

7・2・2 結果と考察

a. 風 圧 針電極の傾き θ を 10 deg, 20 deg とした時の圧力を測定した結果を図 7-2 に示す. 図からわかるように, 針電極が平板電極に対して垂直の場合, 針電極のほぼ真下で圧力が最大になるが, 針電極を傾けるにつれて, 圧力の頂点は針電極の真下からずれる. このずれ量は, 針電極を平板電極まで延長させた位置 (図 7-2 の点線) にほぼ一致する. したがって, イオン風は, 電極間距離が最短になる方向 (平板に直角な方向) ではなく, 針電極に沿う方向に噴出されると推察される.

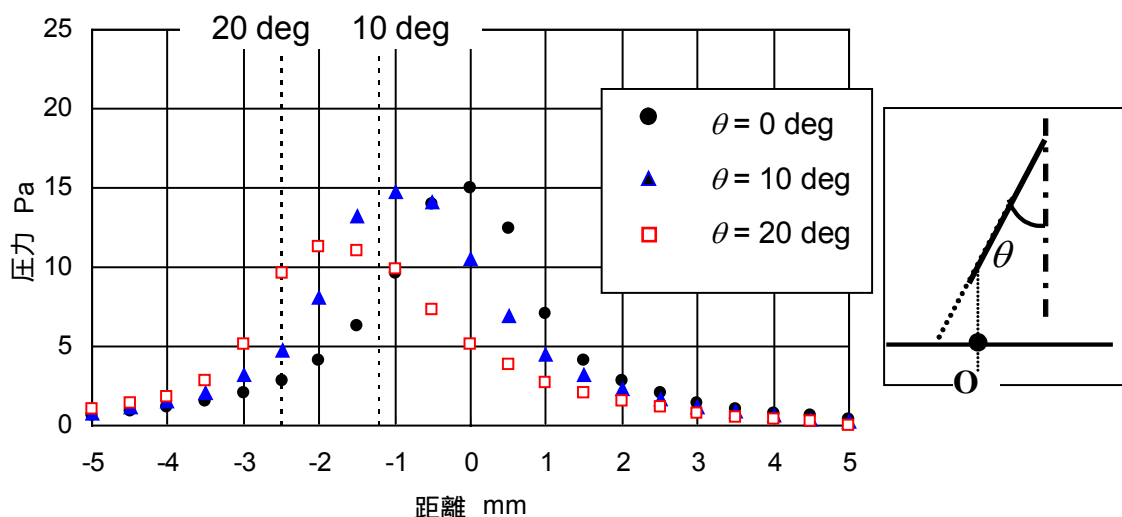


図 7-2 平板電極表面の圧力分布

(印加電圧: +7 kV, 針電極径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: 7 mm)

b. 針電極に作用する力 針電極の傾きをパラメータにした場合の印加電圧 - 電流特性を図 7-3 に、印加電圧 - 静電力特性を図 7-4 に示す。ただし、電極が傾いた場合には、もはや軸対称性が成り立たないため、実測のみで計算はおこなっていない。図から、針電極が傾いた場合にも、印加電圧 - 電流特性、静電力特性ともに、垂直の場合とほぼ同じであり、傾きの影響は小さいことがわかる。針電極先端の近傍でのみ気体放電が生じるので、この部分に作用する静電力が支配的であり、先端から少し離れた線電極部分は、放電にも静電力にもほとんど寄与しないためであると考えられる。

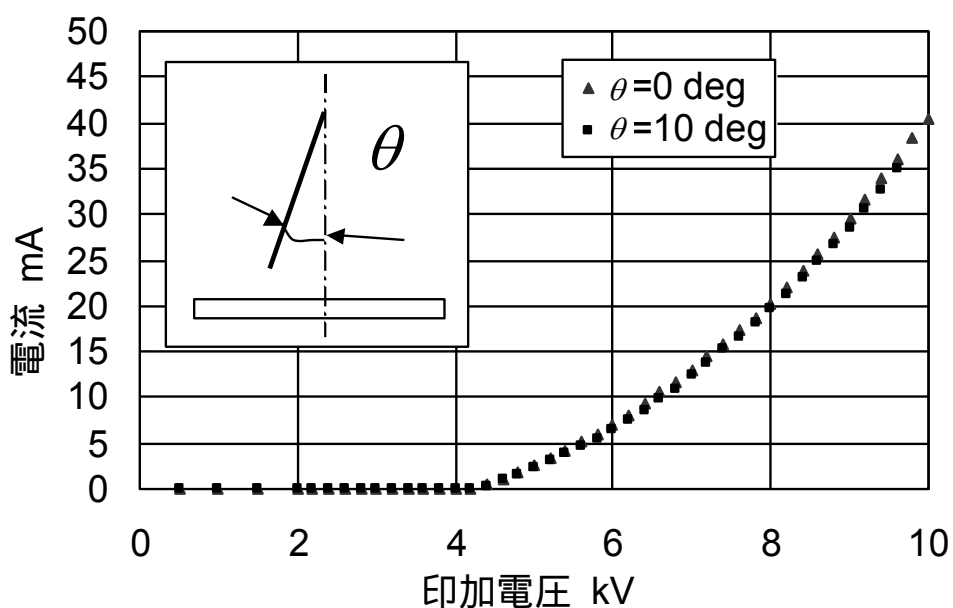


図 7-3 針電極を傾けた際の電圧 - 電流特性
(印加電圧の極性: 正, 針電極径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: 7 mm)

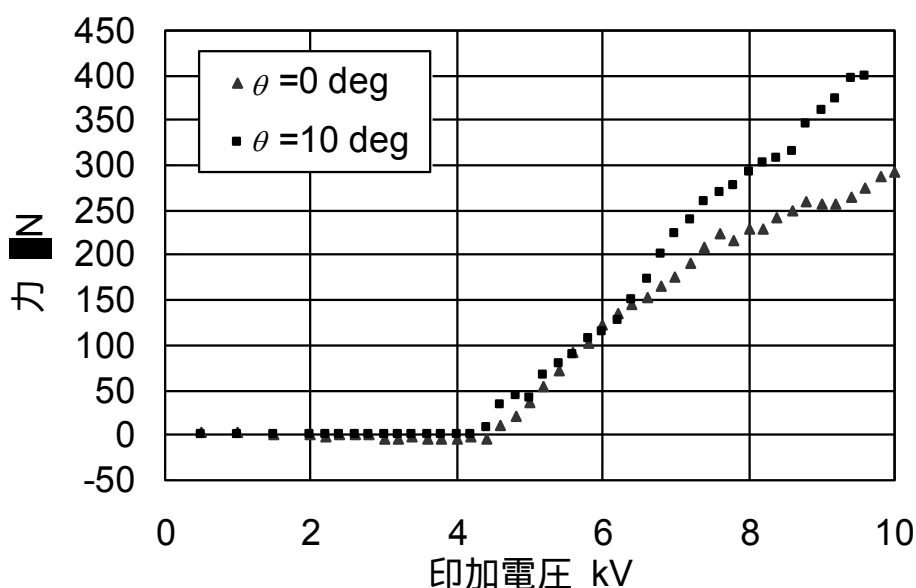


図 7-4 針電極を傾けた際の電圧 - 力特性

(印加電圧の極性: 正, 針電極径: 0.5 mm, 電極間ギャップ: 7 mm)

7.3 マイクロ駆動機構

7.3.1 実験装置と実験方法

a. 並進駆動 前節の実験により針電極を平板電極に対して傾けた場合, イオン風は電極間の最短距離方向 (垂直方向) ではなく, 針電極の向きに沿う方向に噴出され, 針電極に対して接線方向の力が作用することがわかった. そこで, 図 7-5 に示すように, 平板電極に対して斜めに針電極を取り付けておけば, 水平方向の駆動力が生じるはずであり, その駆動力は傾き角度に依存すると考えられる. このため, 傾き角度などのパラメータを変化させた時の駆動特性を把握する実験をおこなった.

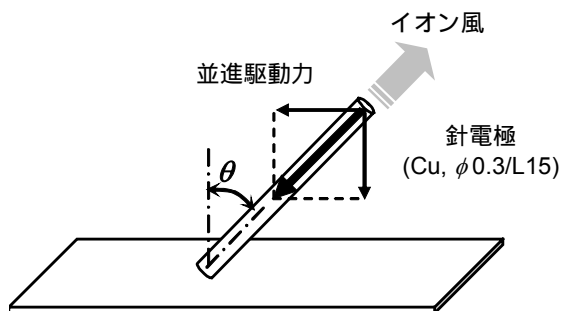


図 7-5 水上並進駆動機構 (0.073 g, L35/W7/T0.1)

b. 回転駆動 上記のような傾けた針電極を点対称に複数個設ければ、一方向の駆動力は打ち消され、代わりに、回転トルクが生じるはずである。これを確認するために、図7-6に示すような、針電極を反対方向に2本取り付けた回転機構を作製して実験をおこなった。

図7-7に示すように、これらの可動子を水上に浮かべ、その上部に対向してステンレス製の上部平板電極を設けた。水は不純物を含んだイオン導電性であり、針電極と導通させてある。この電極間に松定プレジジョン社製組込型高圧電源HVR-10P(出力電圧0~10kV)を利用し、外部ポテンショメータで設定した直流電圧を印加して、針電極先端にコロナ放電を発生させ、印加電圧、電極間ギャップをパラメータとして可動子の運動を測定した。なお平板電極を乗せているメカニカルステージは電極間ギャップを変化させることのできる構造となっている。

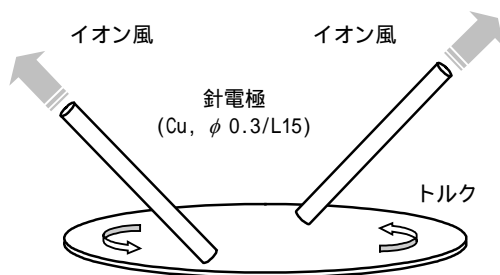


図7-6 水上回転駆動機構 (0.073 g, $\phi 9/T0.1$)

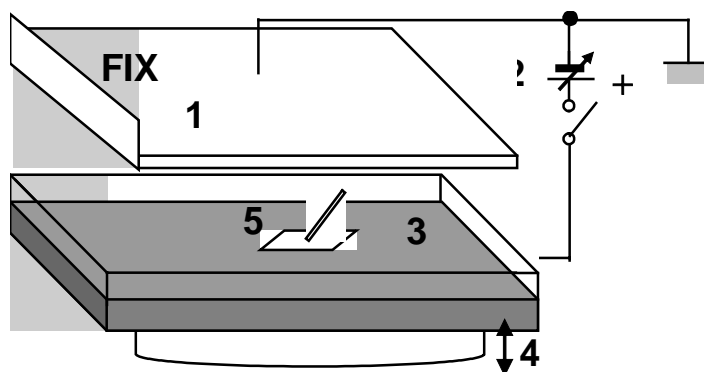


図7-7 イオン風の反力を利用した水上駆動機構の実験装置

(1: 固定子接地電極, 2: 直流電源, 3: 水槽, 4: xyz メカニカルステージ, 5: 駆動機構)

7.3.2 結果と考察

a. 並進駆動 針電極の傾き θ をパラメータにして、並進駆動機構の速度を測定した結果を図7-8に示す。針電極を平板電極に対して傾けるほど、水平方向分力の割合は大きくなるが、図7-2に示すように、針電極を傾けるほど、発生するイオン風自体は弱くなる。これら両者の効果のバランスから、結果的に角度45度付近が最適になったものと思われる。そこで、針電極の角度をこの最適値45度一定とし、電極間ギャップと印加電圧をパラメータとして可動子の速度を測定した結果を図7-9に示す。図から以下のことがわかる。

- (1) 当然ながら、コロナ放電開始電圧以上の電圧を印加すると運動を開始する。
- (2) 印加電圧が高いほど、移動速度も速くなる。いっぽう、電極間ギャップの影響はそれほど大きくないが、ギャップが小さいほど移動速度も速くなる。
- (3) これらの特徴は、第2章と第3章で述べたようにイオン風が発生するしきい電圧が存在すること、印加電圧が高く、電極間ギャップが小さいほど、イオン風の反力が強くなるなどの結果と対応している。

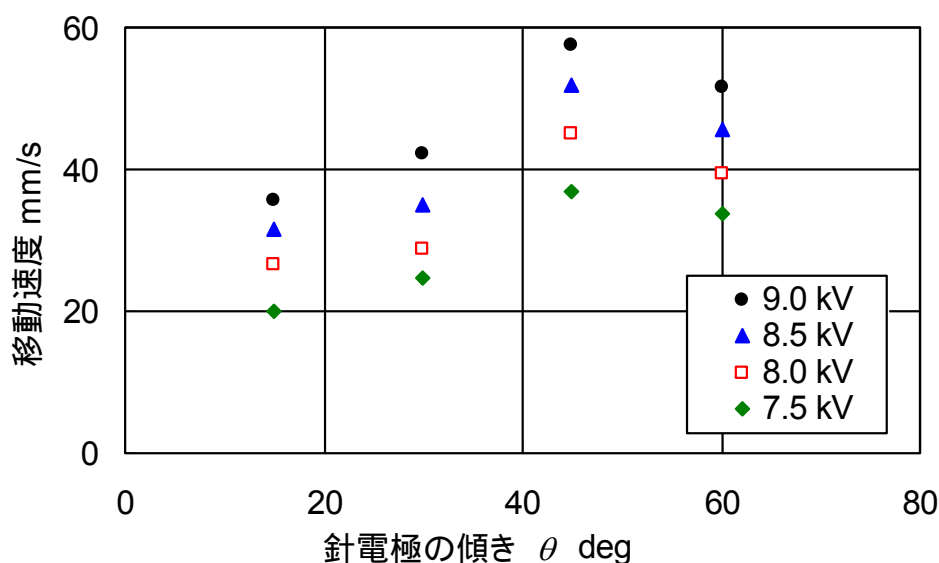


図7-8 イオン風の反力を利用した並進駆動機構の速度

(針電極径: 0.3 mm, 電極間ギャップ: 8 mm, 印加電圧: パラメータ)

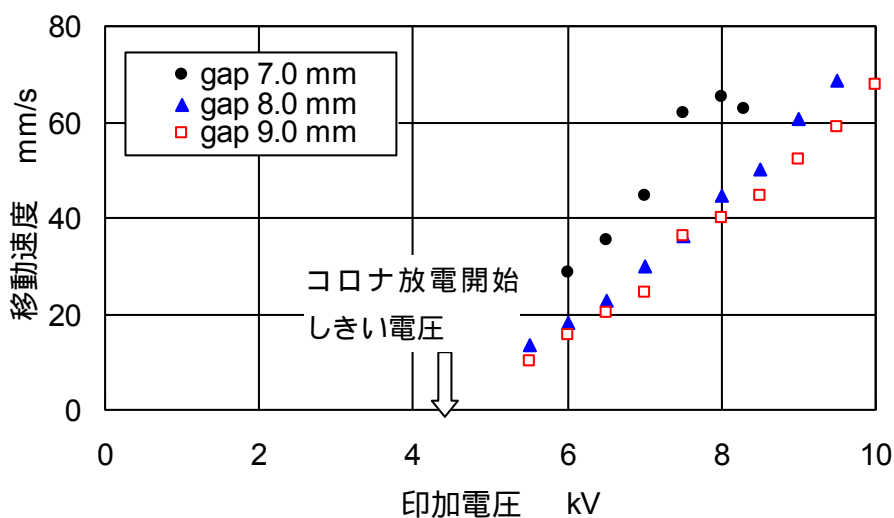


図 7-9 イオン風の反力を利用した並進駆動機構の速度

(針電極径: 0.3 mm, 針電極の傾き: 45 deg, 電極間ギャップ: パラメータ)

b. 回転駆動機構 回転運動系についても, 針電極の傾きをパラメータにして可動子の回転数を測定した. 結果を図 7-10 に示す. リニア系と同様に, 針電極の傾きが約 45 度で回転数が最大になる. そこで, 針電極の角度をこの最適値 45 度一定とし, 電極間ギャップと印加電圧をパラメータとして回転子の回転数を測定した結果を図 7-11 に示す. 図からリニア駆動系と同様な特徴が確認できる.

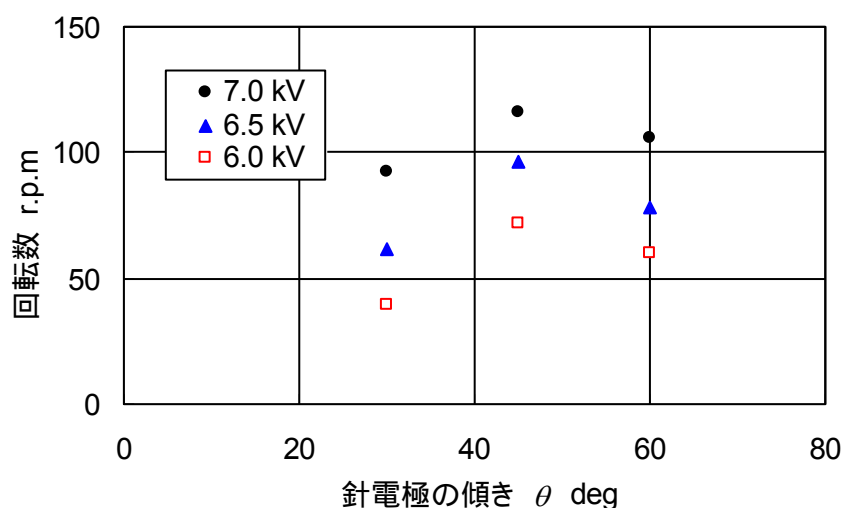


図 7-10 イオン風の反力を利用した回転駆動機構の回転数

(針電極径: 0.3 mm, 電極間ギャップ: 8 mm, 印加電圧: パラメータ)

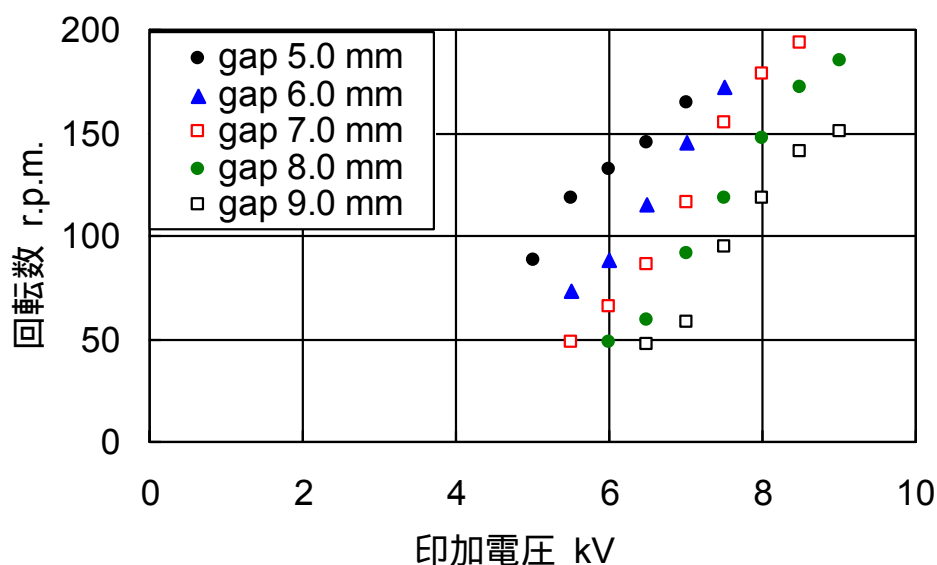


図 7-11 イオン風の反力を利用した回転駆動機構の回転数
(針電極径: 0.3 mm, 針電極の傾き: 45°, 電極間ギャップ: パラメータ)

7.4 結 言

コロナ放電場で発生するイオン風を利用したマイクロ駆動機構を作成し,特性を調べた結果以下のことを明らかにした。

- (1) 針電極を傾けることによって,イオン風の反力を駆動力とする微小な並進・回転駆動機構が実現可能である。これは,イオン風は電極間距離が最短になる垂直方向ではなく,傾いた針電極に沿う方向に噴出するためである。
- (2) 針電極の傾きが45度付近でもっとも速く駆動する。この理由としては,針電極を平板電極に対して傾けるほど,水平方向分力の割合は大きくなるが,針電極を傾けるほど,発生するイオン風自体は弱くなったことが考えられる。
- (3) 印加電圧が高いほど,電極間ギャップが小さいほど,イオン風が強くなるので,速く駆動する。

第 8 章 コロナ放電場を利用した微小液滴吐出機構

8.1 緒言

コロナ放電場の別の応用として、コロナ放電場に生じる力を利用した微小液滴吐出に関して述べる。針電極の代わりに液体を満たしたチューブに高電圧を印加すると、静電場・コロナ放電場では、液滴が吐出する静電スプレー現象が生じる⁽⁸⁻¹⁾。この現象は、インクジェットプリンタ⁽⁸⁻²⁾や微小な液滴を形成する質量検量器⁽⁸⁻³⁾への応用などが検討されている。しかし、これまでの研究は印字ヘッドなどの実用化を目指した応用研究が主体であり、現象そのものの体系的な検討は十分ではない。そこでまず現象の基礎特性を明らかにすることが重要であると考え、本章では液滴形成・分離機構やその特徴を把握する。また、初歩的であるが、この現象が実際の画像形成に応用できることを実証する。

8.2 液滴の吐出形態

8.2.1 実験装置と実験方法

液体を満たした液柱を針電極とした場合の液滴の吐出特性に関する実験をおこなうために、図 8-1 に示すような実験装置を構成した。テルモ社製注射器シリンジ (10 ml) の先端に PolymicroTechnologies 社製キャピラリーチューブ (シリカチューブにポリイミドをコーティングしたもの、内径 50, 100 μm , 外径 170 μm) を取り付け、静電インクジェットに関するこれまでの研究では^(8-2, 8-3)、金属製のチューブに液体を注入する方式がほとんどであったが、液体にのみ力が作用するよう現象を単純化するために、絶縁性のチューブを用いた。チューブ内に水を入れ、圧力を利用してこの絶縁性チューブ内まで水を注入し、これを針電極として平板金属電極に対して垂下した。水は水道水であり、イオン導電性がある。チューブ先端の液滴の挙動を観察するために、三永電気製作所製ライト XEF-501S をバックライトに利用し、フレームスピード 24,000 frame/s、採光時間 1/12000 s でフォトン社製高速度カメラ FASTCAM-MAX 120K model 1 で撮影した。電極間に電圧を印加するための高圧電源には直流電源とパルス電源の 2 種類を準備した。直流電圧は松定プレシジョン社製高電圧アンプ HVR-10P を利用し、パルス電圧は岩崎通信社製ファンクションジェネレータ SG-4105 によって生成された電圧波形を松定プレシジョン社製高電圧アンプ HEOP-10B2 で増幅することによって生成した。直流印加電圧はポテンショメータの設定から換算し、パルス電圧はオシロスコープで測定した。電流は回路に直列に挿入したシャント抵抗の電圧ドロップから測定した。電極間のギャップは、メカニカルステージを用

いて平板電極を上下させることによって調整できる構造になっている。また、印字実験用に x, y 方向に 2 つのオリエンタルモータ製直動電動スライダ SPL42 (最大速度 24 mm/s, 最大加速度 0.4 m/s^2) を設けた。

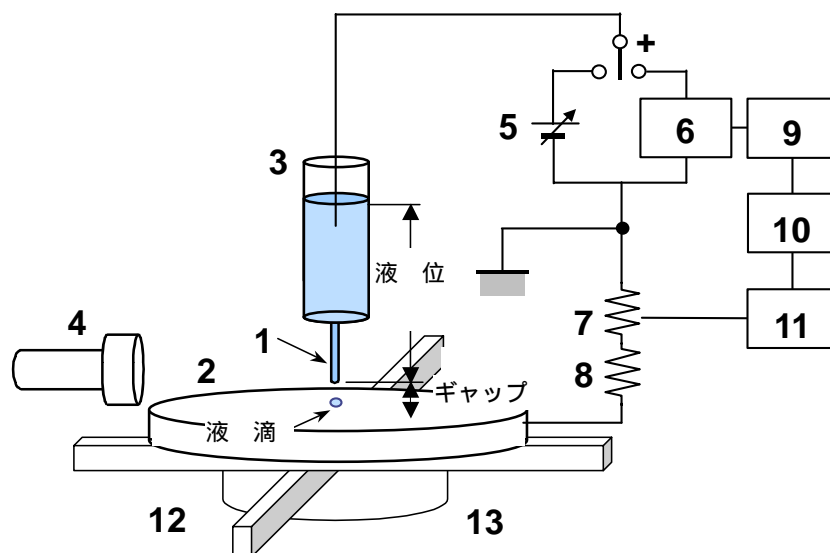


図 8-1 液滴形状の観察実験装置

(1: キャピラリーチューブ付きの液体針電極, 2: 金属平板電極, 3: チューブ付きシリンジ, 4: CCD カメラ, 5: 直流高電圧電源, 6: 高電圧アンプ, 7: シャント抵抗, $400 \text{ k}\Omega$, 8: 保護抵抗, $400 \text{ k}\Omega$, 9: ファンクションジェネレータ, 10: オシロスコープ, 11: 電圧計, 12: x, y 方向可動リニアステージ, 13: メカニカルステージ)

8・2・2 放電特性と液滴の吐出形態

液体針電極を用いた針対平板電極系の放電特性を調査するために、まず印加電圧 - 電流特性を測定した。図 8-2 に実測値を示す。比較のために液体針電極の代わりにチューブの内径と同じ直径の金属針電極を用いた場合の結果も示してある。金属針電極と液体針電極とでは電流値がほとんど同じであり、放電の基本的な特徴は、第 2 章に示した金属製針対平板電極系の特性と同じであるといえる。すなわち、印加電圧を上げていくと、はじめはごく微少な暗電流が流れるだけであるが (静電場)、ある限界電圧 (コロナ放電開始電圧) に達するとコロナ電流と呼ばれる μA から数 $10 \mu\text{A}$ オーダの有意な電流が流れる (コロナ放電場)。

このような放電特性に対応して、観測された液滴の形成は、図 8-7 に付記したような 3 つのモードに大別できる。

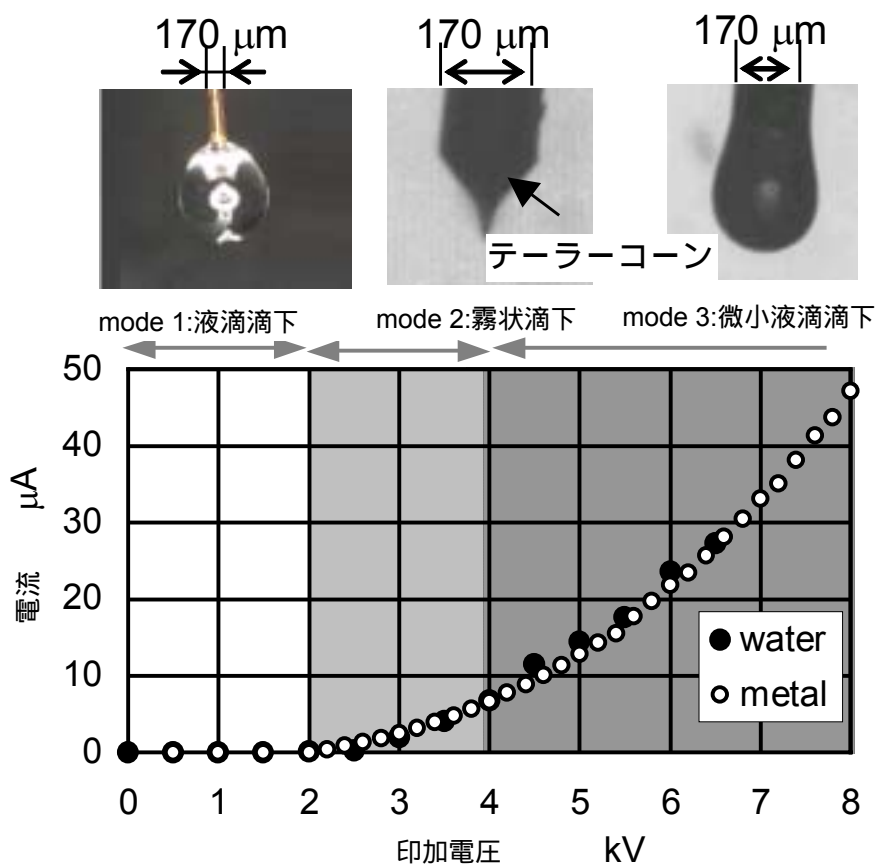


図 8-2 電圧-電流特性と液滴滴下モード

(電極間ギャップ: 3 mm, 水位: 90 mm, water: 内径 100 μm のチューブの液体針電極, metal: 直径 100 μm の金属針電極)

- mode 1** 静電場 (0 ~ 2 kV) では, チューブ先端に液滴が形成され, 時間とともに徐々に大きくなり, ある臨界の大きさになると滴下する.
- mode 2** コロナ放電場の初期 (2 ~ 4 kV) には, 電極先端にテラーコーンと呼ばれる筆先状の水面が形成され^(8-1, 8-3), テラーコーン先端から数 10 μm オーダの霧状の液滴が広範囲に噴霧される⁽⁸⁻⁴⁾. ただし, 静電場からコロナ放電初期における液滴形成モードは単純ではなく, 印加電圧などの条件によって, 不安定に種々の形態の液滴が吐出する.
- mode 3** さらに印加電圧を上昇させると, テラーコーンは半球状になり, チューブ内径と同じくらいの大きさの液滴が吐出する.

8・2・3 静電場における液滴吐出

a. 液滴形成臨界水位と印加電圧 まず静電場において，図 8-2 に付記した mode 1 のように液滴が形成され滴下しはじめる時の水位 - 電圧特性の実測値を図 8-3 に示す．水位（水タンク内水面からチューブ先端までの距離）が高いほど吐出圧力が高くなり，また印加電圧が高いほどチューブ先端に形成される水球が平板側に吸引されるクーロン力が大きくなるので，これらの合力が表面張力に打ち勝つ条件で液滴が滴下すると考えられる．

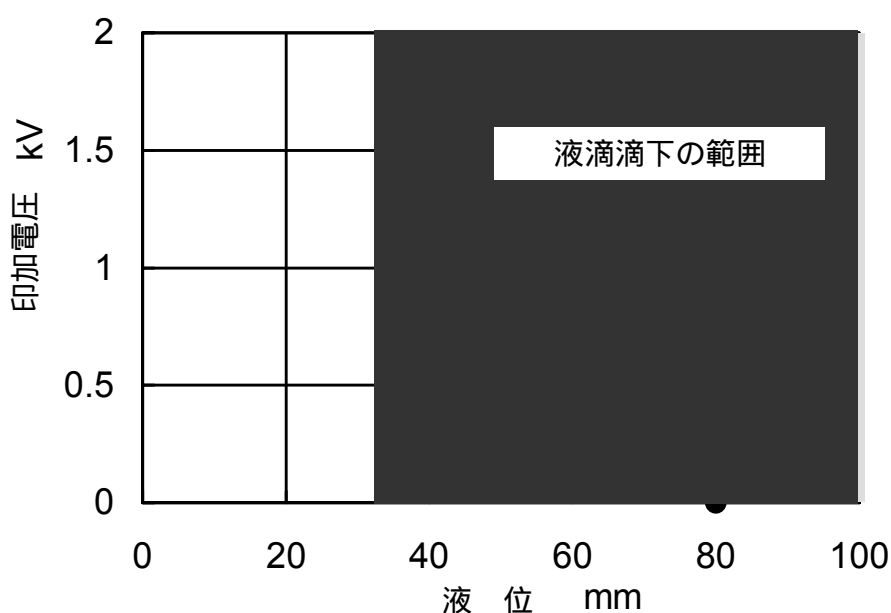


図 8-3 静電場における液位と液滴滴下電圧

(電極間ギャップ: 3 mm, 内径 100 μm のチューブの液体針電極)

b. 液滴の大きさ 液滴が滴下する直前の液滴直径を図 8-4 ~ 図 8-6 に示す．各図はそれぞれ印加電圧，ギャップ，および水位をパラメータにとったものである．図から，液滴滴下直前の液滴臨界径に及ぼす影響としては，印加電圧とギャップが大きいことがわかる．ギャップが小さく印加電圧が高いことは，電界強度が高いことに相当するので，これらの条件では液滴に作用するクーロン力が大きくなり液滴が大きく成長する前に滴下してしまうからであると考えられる．また，前述のように水位が液滴形成・滴下への影響は大きいですが，液滴臨界直径に及ぼす影響は小さい．

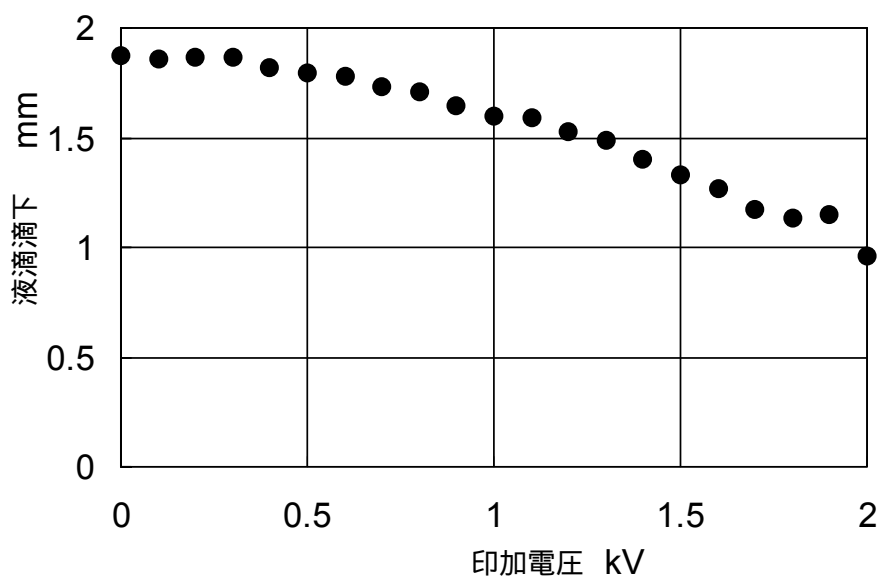


図 8-4 静電場における印加電圧と液滴滴下直径

(電極間ギャップ: 3 mm, 水位: 90 mm, 内径 100 μm のチューブの液体針電極)

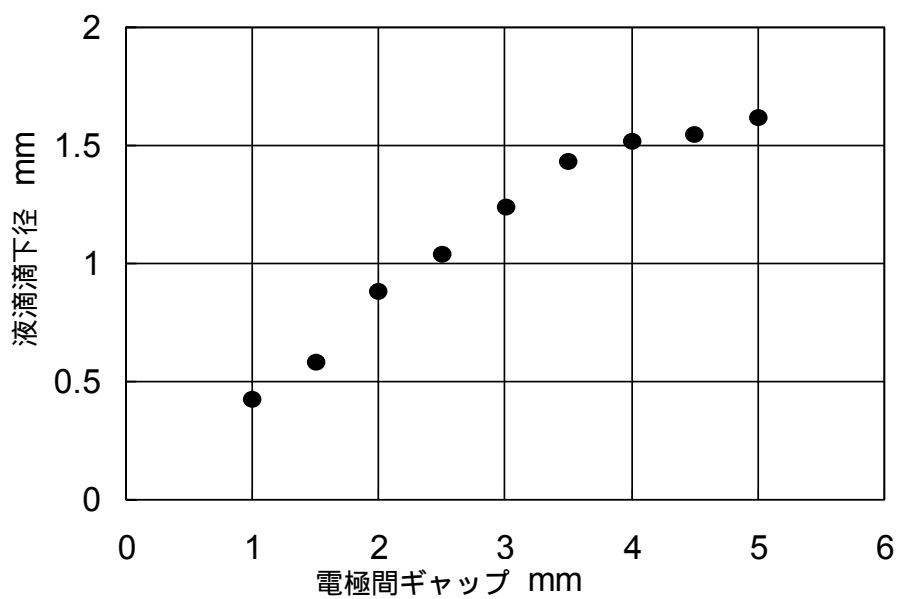


図 8-5 静電場における電極間ギャップと液滴滴下直径

(印加電圧: 1.6 kV, 水位: 90 mm, 内径 100 μm のチューブの液体針電極)

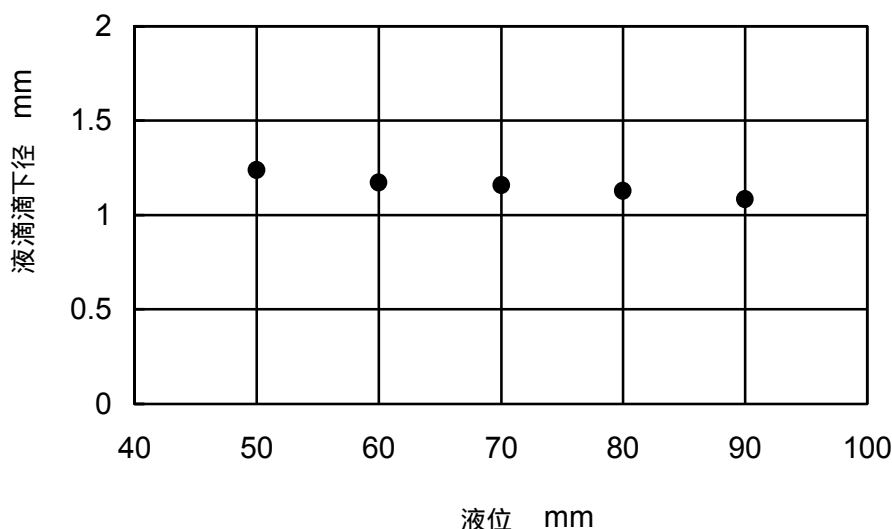


図 8-6 静電場における液位と液滴滴下直径

(印加電圧: 1.6 kV, 電極間ギャップ: 3 mm, 内径 100 μm のチューブの液体針電極)

c. 液滴に作用する力のバランス 静電場において, チューブ先端の分離前の液滴に働く力は液滴の自重, 表面張力, 水圧, 静電力の 4 つである. 図 8-2 に付記した写真のようにチューブ下端に形成された液滴は, 自重・静電力・水圧によって成長し, これらの合力が表面張力を上回った時に滴下すると考えられる. これを確認するために, 力の釣り合いから液滴に働く静電力を求め, 別途測定した金属針電極に作用するクーロン力と比較した. 静電力を F_e , 表面張力による力を $F_s (= 2\pi r_o \gamma, r_o$: チューブの外半径, γ : 水の表面張力, 吊環法に準じた方法によって測定⁽⁸⁻⁵⁾), チューブの内半径を r_i , 水の密度を ρ , 水位を h , 液滴の半径を r_d , 重力の加速度を g とすると液滴が滴下する直前の力のバランスは次式で表される.

$$F_e = F_s - \pi r_i^2 \rho g h - \rho \frac{4}{3} \pi r_d^3 g \quad (8-1)$$

図 8-7 に式 (8-1) から算出した液滴に作用する臨界静電力と第 2 章で測定した金属針電極の場合の静電力を比較して示す. ただし, 液体針電極と平板電極間のギャップは液滴の大きさによって変化するので, 金属針電極の場合のギャップが液体電極の実効的なギャップに一致するように調節しながら静電力の測定をおこなった. また, 金属針には臨界液滴径に近い直径 1.2 mm のステンレス製針電極を用いた. 静電力は, 印加電圧の 2 乗に比例して大きくなっており, 両者はおおむね一致していることがわかる. これらの結果から, 静電場における液滴の滴下は, 静電力, 液滴の自重, 表面張力, および水圧の 4 種の力の準静的なバランスによると結論できる.

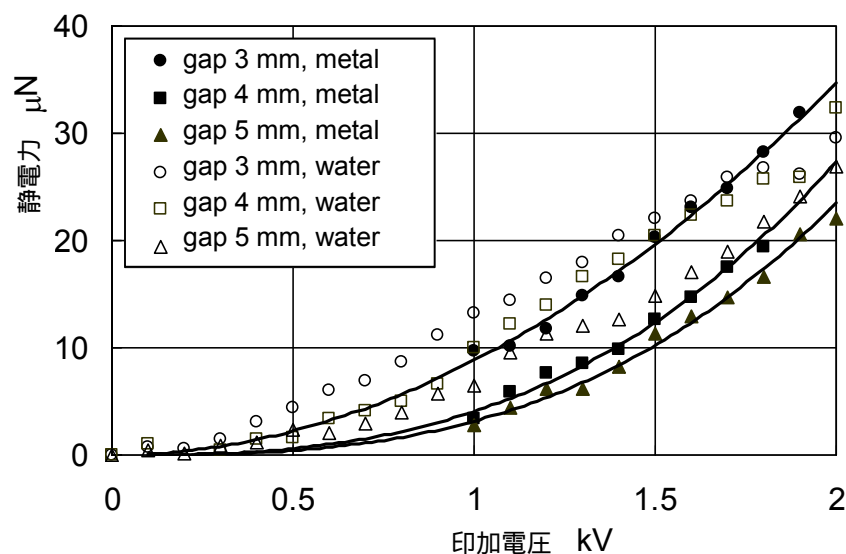


図 8-7 静電場における液体針電極と金属針電極に作用するクーロン力
(内径 100 μm のチューブの液体針電極, 直径 1.2 mm の金属針電極)

8・2・4 コロナ放電場における微小液滴吐出

a. 霧状吐出特性 静電場からコロナ放電開始電圧付近になると, 図 8-2 に付記したような円錐状のテラーコーンと呼ばれる液滴柱がチューブ先端に形成される. このコロナ放電開始電圧近傍でのミクロな液滴形成と電流波形をそれぞれ図 8-8, 図 8-9 に示す. 図 8-8 から, 液滴の先端部が徐々に鋭くなって, 最終的に微小な液滴が滴下される様子が確認できる. 液滴のサイズは直径数 10 μm オーダであり, mode 1 に比べて極端に小さい. 微小な液滴が滴下する原因は, テラーコーンの先端部で表面張力と静電力のバランスが崩れ, その部分だけが液滴として滴下されるためであると考えられる. また, 静電場では液滴滴下時にも電流は変化しなかったが, この領域では液滴滴下にともなって, 図 8-9 に示すような数 kHz の周期的な電流値の変化が生じた. これは液滴が落下する際にチューブ先端に形成されるテラーコーンにより, チューブ電極と平板電極間のギャップが小さくなり, またテラーコーン先端の曲率半径が非常に小さいので電界強度が大きくなり, 比較的大きな電流が流れるためである. つぎに, 液滴直径と印加電圧の関係を調べた結果を図 8-10 に示す. この結果から印加電圧が高いほど, 液滴径が大きくなることわかる.

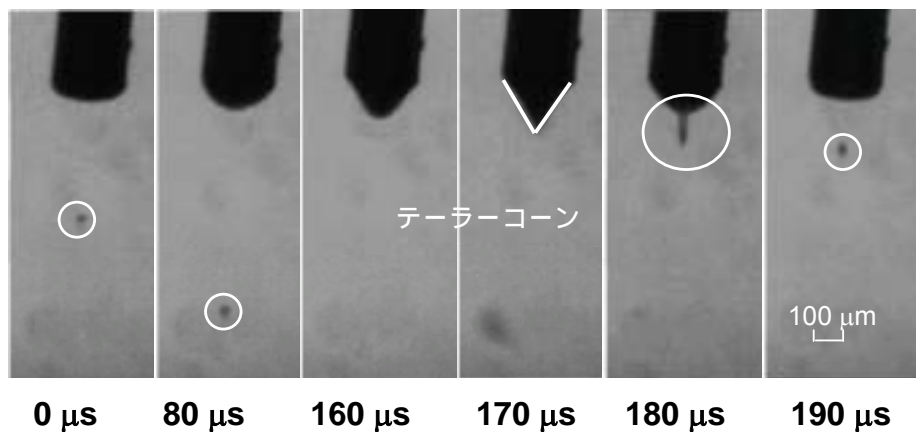


図 8-8 コロナ放電場初期におけるテーラーコーンと液滴の形成
(印加電圧: 2.5 kV, 電極間ギャップ: 3 mm)

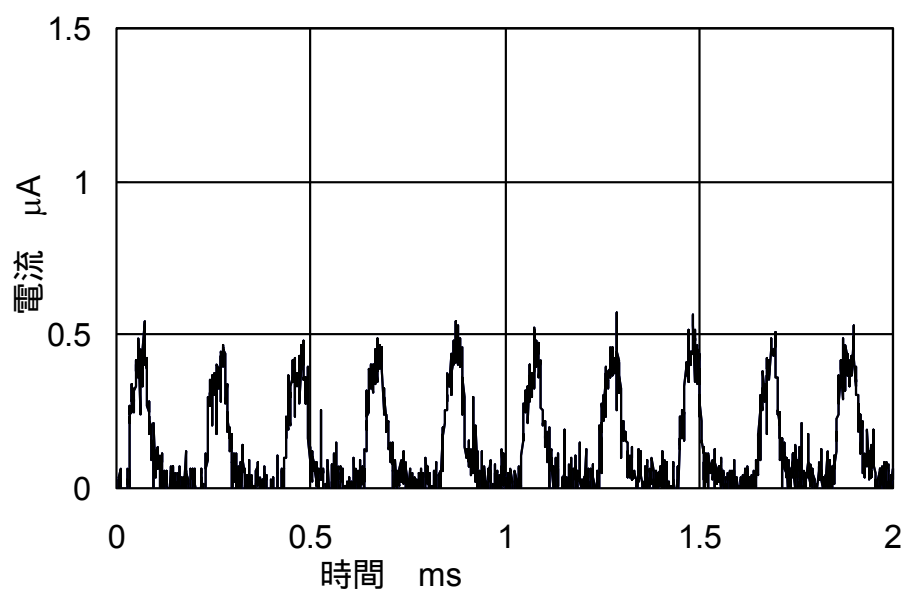


図 8-9 コロナ放電場における電流 (印加電圧: 2.5 kV, 電極間ギャップ: 3 mm)

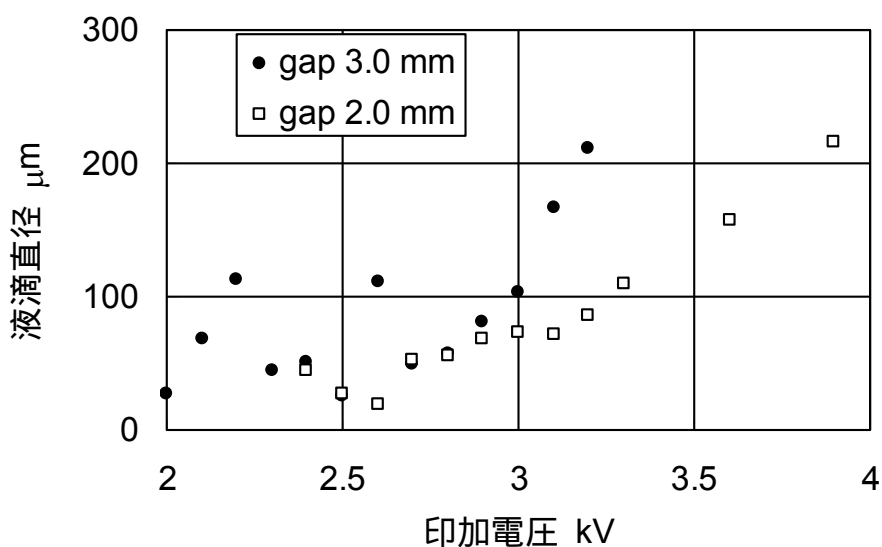


図 8-10 コロナ放電場初期における液滴滴下直径

b. 微小液滴吐出特性 電圧をさらに上げていくと，図 8-11 に示すように，テーラーコーンの先端が丸くなり，液滴がチューブの真下に向かって滴下するようになる．液滴径はチューブ外径と同程度である．このときの電流波形を図 8-12 に示す．液滴が落下する時に電流がスパイク状に変化していることが確認できる．これは mode 2 の場合と同様に，液滴が落下する直前に，チューブ電極と平板電極間のギャップが小さくなり，電界強度が大きくなって，比較的大きな電流が流れるためであると考えられる．滴下周波数は図 8-12 に示すように数 10～数 100 Hz となる．液滴径と印加電圧の関係を調べた結果を図 8-13 に示す．この結果から mode 2 と同様に印加電圧が高いほど，液滴径が大きくなることわかる．

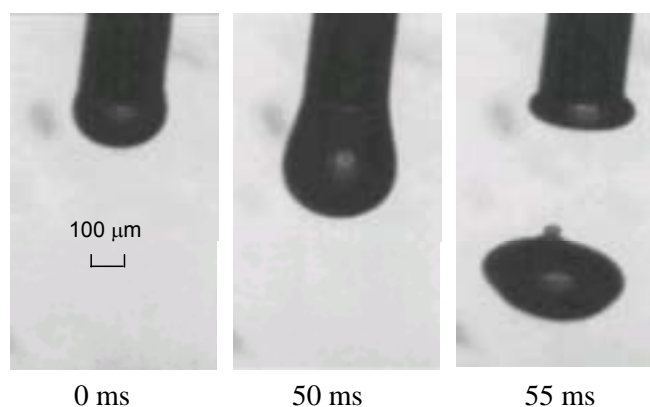


図 8-11 安定したコロナ放電場における液滴形成の様子
(印加電圧: 4.5 kV, 電極間ギャップ: 3 mm)

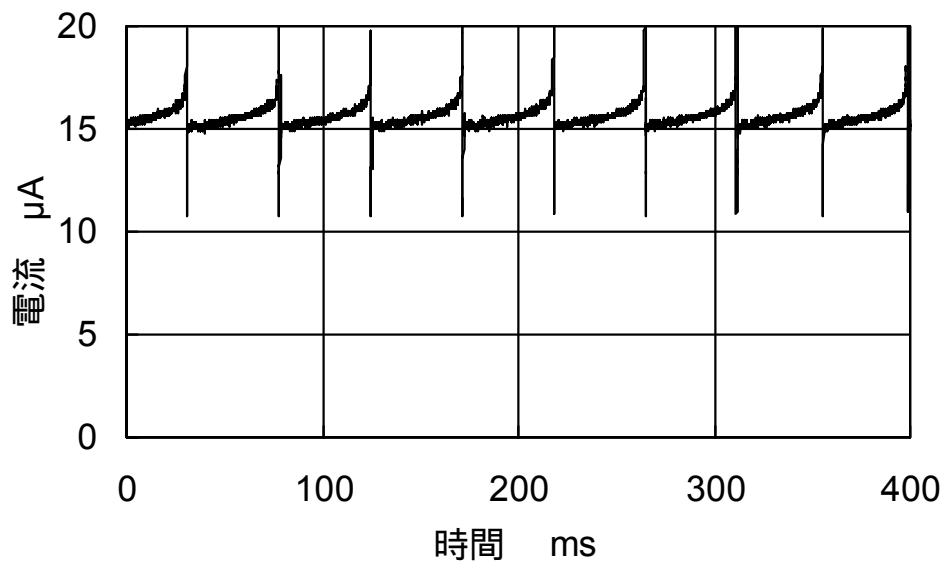


図 8-12 安定したコロナ放電場における電流 (印加電圧: 4.5 kV, 電極間ギャップ: 3 mm)

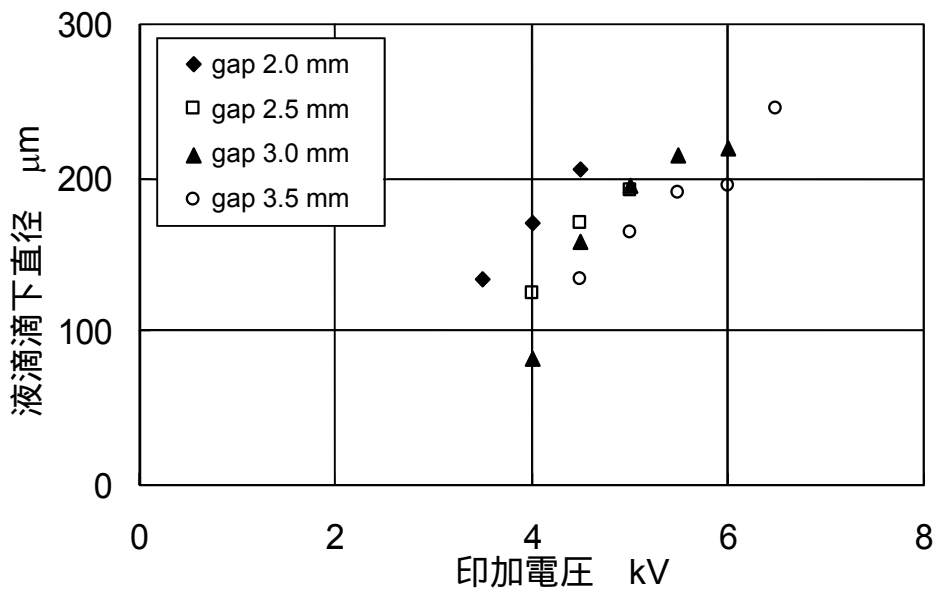


図 8-13 安定したコロナ放電場における液滴滴下直径

8・3 液滴の帯電量の測定

8・3・1 電流による電荷測定

静電液滴吐出現象における液滴形成には、液滴の帯電が大きな影響を及ぼしていると考えられる。そこで、図 8-14 に示すような吐出液滴の帯電量を測定する実験装置を作成した。図 8-1 の実験装置との変更点としては、平板電極を 2 枚並列に配置し、上部平板電極中央に直径 5 mm の穴を開けたことである。これにより、各平板電極には図 8-15 に示すような電流が流れる。発生するコロナ電流は上部平板電極のみに流れ、下部平板電極には液滴の電荷による電流が流れる。この電流を時間積分し、液滴の電荷量を算出した。なおこの装置で、チューブの代わりに直径 100 μm の針電極を用いてコロナ放電を生じさせることで、上部平板電極のみにコロナ電流が流れ、下部平板電極に有意なコロナ電流が流れないことを確認している。また、コロナ電流が一定でないのは、液滴が滴下する直前にチューブ先端に形成されるテーラーコーン⁽⁸⁻⁶⁾により、チューブ電極と上部平板電極間のギャップが変化すること、およびテーラーコーン先端の曲率が変化することによるものである。

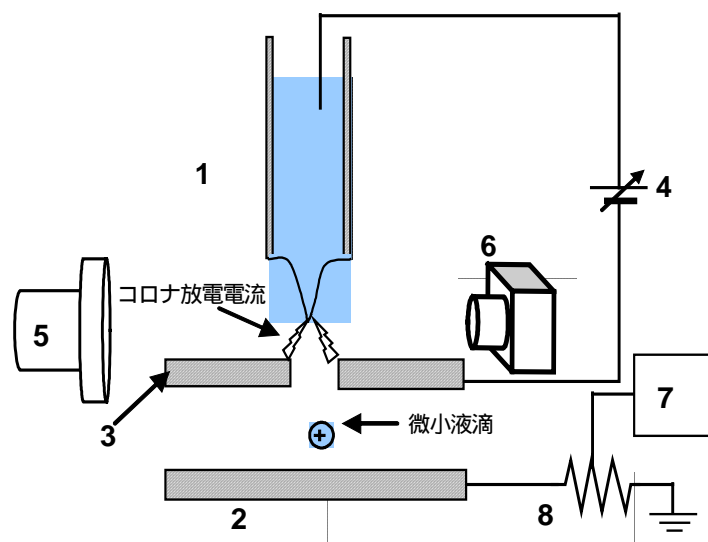


図 8-14 微小液滴の帯電量測定装置

(1: 液体針電極, 2: 金属平板電極, 3: 直径 5.0 mm の穴付き金属平板, 4: 直流高電圧電源, 5: ストロボ, 6: CCD カメラ, 7: オシロスコープ, 8: シャント抵抗)

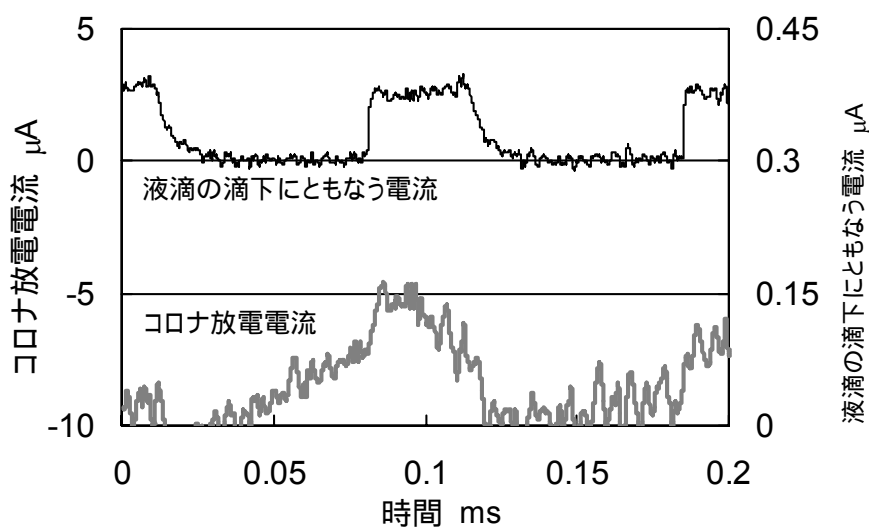


図 8-15 コロナ放電電流と帯電した液滴の滴下にもなう電流
(印加電圧: 2.6 kV, 電極間ギャップ: 3 mm)

8・3・2 電界中での着弾位置の変化からの電荷測定

さらに上記とは別の原理にもとづく帯電量測定もおこなった。すなわち、液滴は帯電しているので、電界の影響を受けるはずであり、図 8-16 に示すように穴あき平板電極の下に平行平板電極を設置した場合、平行平板電極間の電界によって着弾位置が変わる。この着弾位置の変化から液滴の帯電量を逆算した。

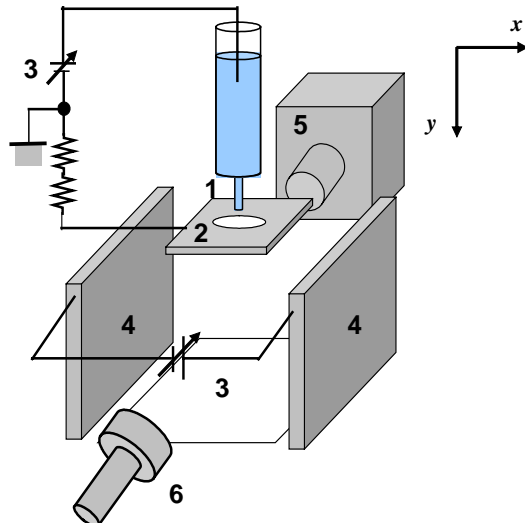


図 8-16 電界によって着弾位置を変化させる実験装置 (1: チューブ, 2: 穴あき平板電極, 3: 高電圧電源, 4: 平行平板電極, 5: 高速度カメラ, 6: ライト)

帯電量の算出を以下のようにおこなった．まずつぎのラプラスの式を用いて，平行平板電極間の電界を算出する．

$$\nabla^2 \phi = 0 \tag{8-2}$$

ここで ϕ は電位分布である．平行平板電極間の電界計算は xy 平面の 2 次元直交座標系でおこなった．境界条件は，下記のようにした．

- $\phi = V_0$ 平行平板電極 (陽極側)
- $\phi = 0$ 平行平板電極 (陰極側) と平板電極
- $n \cdot \nabla \phi = 0$ その他の絶縁境界

ただし， n は境界に直交する外向き単位ベクトルである．

つぎに，式 (8-3)，式 (8-4) を用いて，着弾位置の計算値が実測値に一致する帯電量 q を繰り返し計算によって求めた．

$$m\ddot{x} + c\dot{x} = qE_x \tag{8-3}$$

$$m\ddot{y} + c\dot{y} = mg + qE_y \tag{8-4}$$

ここで m は液滴の重量， q は液滴の帯電量， E は電界， c は空気の抵抗係数であり，ルンゲクッタ法によって計算した．

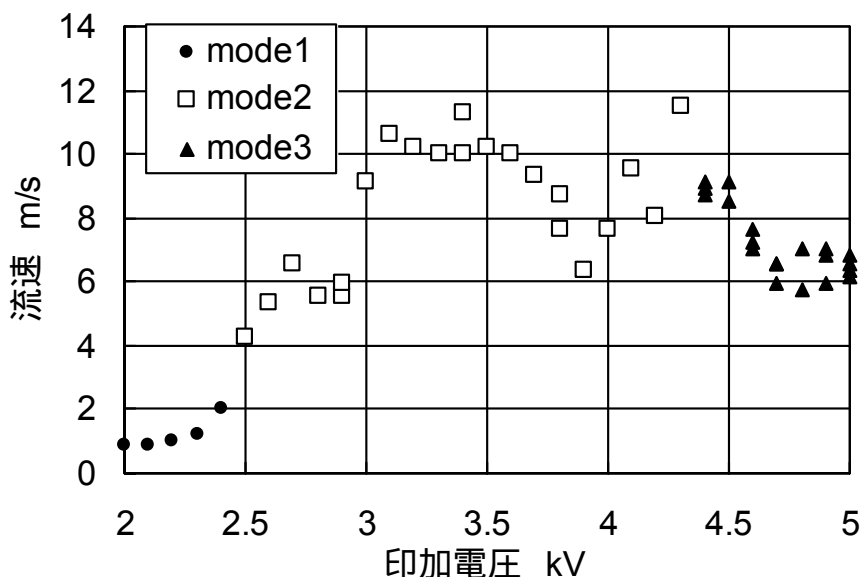


図 8-17 穴あき平板通過時の液滴速度

なお式 (8-4) の計算に必要な液滴の初期速度は、高速度カメラによって測定した。この結果を図 8-17 に示す。この図から、数 mm/s の速度で吐出されていることがわかる。

8.3.3 液滴の帯電量

図 8-14 の実験装置によって算出された比帯電量と図 8-16 の実験装置の比帯電量を図 8-18、図 8-19 に示す。液滴径が大きいくほど比帯電量が小さくなり、テーラーコーンの先端から液滴が分離するメカニズムには、テーラーコーンの先端の帯電量と表面張力のバランスが関係していると考えられる。このような帯電した液体の帯電量と表面張力のバランスに関しては、レイリー⁽⁸⁻⁷⁾により以下のような関係が導かれている。

$$Q = 8\pi\sqrt{\varepsilon_0\gamma}R^3 \quad (8-5)$$

ここで、 Q : 液滴の帯電量、 R : 液滴の半径、 ε_0 : 真空の誘電率、 γ : 液体の表面張力である。

いっぽう、ボネットは、エネルギー最小化原理から同様な関係を導いており、その限界帯電量は式 (8-5) の 1/2 である。この結果から、液滴の帯電量はレイリーズリミットやボネットズリミット⁽⁸⁻⁸⁾の帯電量に近いことが確認できる。しかし、実験結果にばらつきがあるため、どちらのモデルが妥当かを確定することはできなかった。

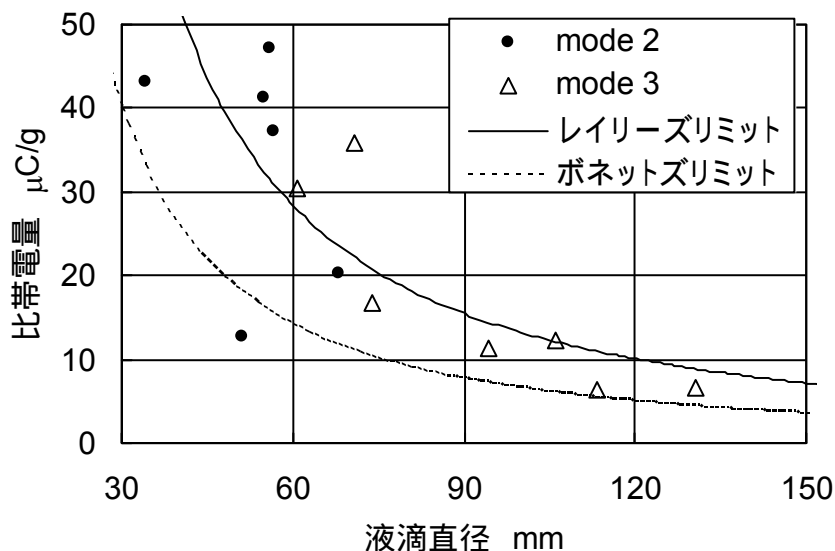


図 8-18 電流による電荷の測定実験による液滴の帯電量 (電極間ギャップ: 3 mm)

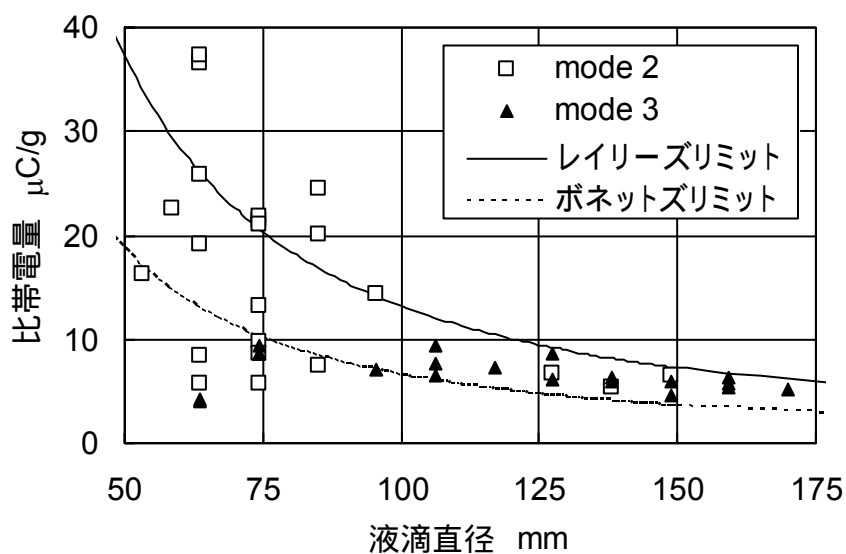


図 8-19 電界中での着弾位置の変化からの電荷測定による帯電量
(電極間ギャップ: 3 mm)

8・4 液滴吐出の制御

8・4・1 霧状滴下のちらばり

mode 2 の霧状滴下をインクジェットのプリントヘッドなどに工学的に応用するためには、液滴の滴下を制御できることが必須である。チューブ先端の観察により、液滴はテーラーコーンから 1 滴ずつ滴下されることが確認できたため、パルス電圧を印加して電圧の印加時間を変えることで、滴下量の調整が可能ではないかと考えた。染料インクを用いて、実際にパルス電圧を印加して、滴下量を調べた結果を図 8-20 に示す。パルス幅が小さくなるほど、液滴の滴下量は少なくなり、10 ms では 1 滴だけを取り出すことが可能となっている。さらに、10 ms の状態では、液滴はチューブの真下に滴下することも確認できた。

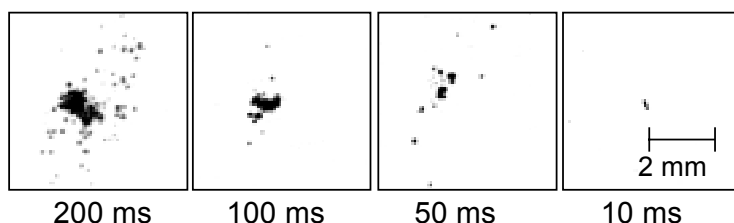


図 8-20 パルス電圧印加時の霧状滴下 (印加電圧: 3.5 kV, 周波数: 1 Hz, 電極間ギャップ: 3 mm, 水位: 70 mm, 内径 100 μm のチューブの液体針電極, パルス幅: パラメータ)

8・4・2 微小液滴滴下のドットオンデマンド

mode 3 の微小液滴吐出を工学的に利用するためには液滴の吐出を任意に制御できること (DOD: Dot on Demand) が不可欠である。このため, mode 3 の領域で電極間に一定の電圧を印加すると, 一定の大きさの液滴が周期的に吐出する性質を利用して, 吐出を制御することを試みた。具体的には, パルス周波数を固定し, 実際に電圧が印加される時間であるパルス幅を変化させながら, 1 パルスで 1 滴の液滴が滴下される臨界パルス幅を測定した。実験結果を図 8-21 に示す。横軸にパルス周波数, 縦軸に一周期に液滴が 1 滴だけ吐出されるパルス幅, パラメータに印加電圧をとっている。臨界パルス幅は周波数によらずほぼ一定であり, 印加電圧だけに依存する。

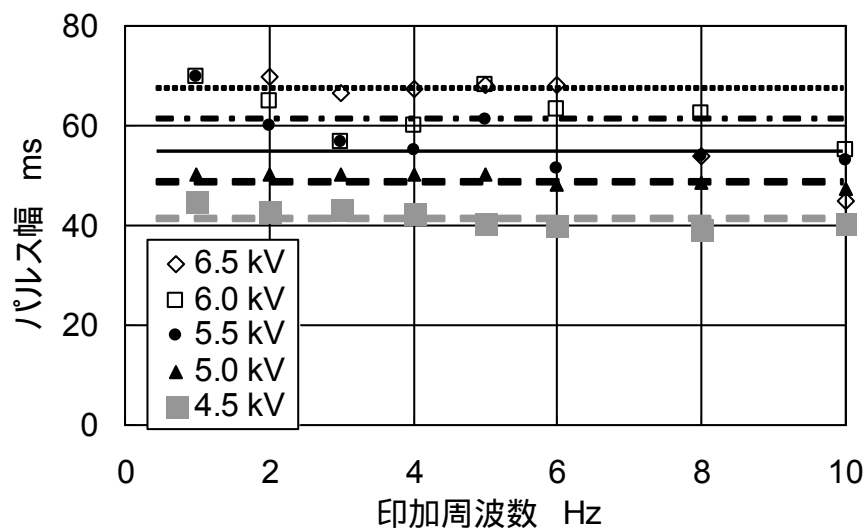


図 8-21 ドットオンデマンドを実現するパルス電圧と周波数 (電極間ギャップ: 3 mm, 水位: 70 mm, 内径 100 μm のチューブの液体針電極, 印加電圧: パラメータ)

8・5 印字試験

上述の結果を応用して実際に文字の印字を試みた。図 8-22 に示す印字サンプルは, チューブを移動させ, オリジナルのビットイメージにもとづいてパルス電圧を制御し, 1 ヘッドで 1 点ずつ印字したものである。なお, 微細な画像を描くために, 外径 30 μm , 内径 15 μm の非常に細いチューブを使用した。本現象を応用して, 実際に印字できることを実証したものである。なお, 解像度を表す dpi (dot per inch) とは, 1 インチ (25.4 mm) に何ドット滴下するかを表したものであり, 本実験ではリニアステージの移動距離とドットの滴下数から解像度を設定した。

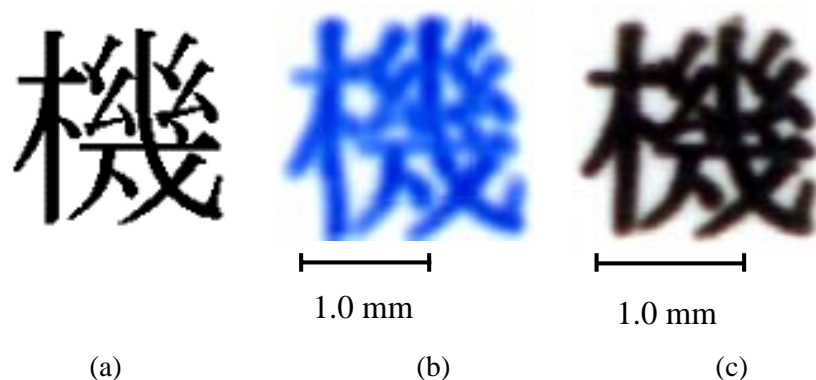


図 8-22 漢字「機」のオリジナル (a) とプリントサンプル (b), (c)

- (a) オリジナルビットイメージ
- (b) 1 つ目のサンプル:1270 dpi, 印加電圧:1.05 kV, 電極間ギャップ: 0.15 mm, 外径 30 μm のチューブの液体針電極, 染料インク
- (c) 2 つ目のサンプル:1588 dpi, 印加電圧:0.60 kV, 電極間ギャップ: 0.15 mm, 外径 30 μm のチューブの液体針電極, 市販のインクジェットプリンタ用顔料インク

8・6 結 言

コロナ放電場のマイクロ駆動機構以外への応用を目的として, 微小液滴吐出機構を作成し, 液滴吐出特性とメカニズムの把握をおこなった結果, 以下のことを明らかにした.

- (1) コロナ放電開始電圧以下の静電場では, 自重・静電力・水圧によってチューブ先端に比較的大きな液滴が形成され, これらの合力が表面張力を上回ると滴下する. 印加電圧が高くギャップが小さいほど, 電極先端の電界強度が大きくなるので, 滴下する液滴の直径は小さくなる.
- (2) コロナ放電開始直後の領域では, 円錐状のテーラーコーンと呼ばれる液滴柱がチューブ先端に形成され, 微小な液滴が霧状に滴下する. 霧状に吐出する原因は, テーラーコーンの先端部で表面張力と静電力のバランスが崩れ, その部分だけが液滴として滴下されるためであると考えられる.
- (3) 霧状に吐出する液滴は数 10 $\mu\text{C/g}$ に帯電しており, この帯電量は液滴が有する最大帯電量を示すレイリーズリミット・ボネットズリミットに近い. この霧状滴下のちらばりは, 印加電圧のパルス幅を小さくすることで制御できる.
- (4) 印加電圧をさらに上昇させたコロナ放電場では, テーラーコーンの先端が丸くなり, チューブの真下に向かって周期的に液滴が吐出される.
- (5) 電極間にパルス電圧を印加することによって, 液滴の吐出を制御することが可能であり, 本実験結果を応用して, 実際に印字できることを実証した.

第9章 結 論

本研究では、放電場における力学を実験・計算両面から明らかにし、さらにこの力学に関する結果を踏まえて、mm～cm オーダの大きさと駆動距離を有する、静電場・放電場を利用したマイクロ駆動機構の開発をおこなった。

マイクロ駆動機構は、バイオテクノロジーやマルチメディアで用いられるセンサなどにおける駆動部に利用されている。これらのデバイスで駆動される媒体は、 μm ～mm オーダの大きさであり、駆動部のマイクロ化が極めて重要なので、駆動部のマイクロ化に関する膨大な研究がおこなわれてきた。いっぽう、駆動される媒体が紙や数 μm ～100 μm 程度の大きさの液滴の場合には、駆動機構の大きさと駆動距離が mm～cm オーダで適切な機能を有する必要がある。しかし、このオーダの駆動機構に関する研究は、駆動部のマイクロ化に関する研究ほどは行われてこなかった。このような背景から、本研究では mm～cm オーダの駆動機構を開発対象とした。

また、これまでの静電マイクロ駆動機構は、放電が生じない静電力を利用するものに限られており、放電場で発生する力を利用したマイクロ駆動機構は報告されていない。そこで本研究では、放電場における力を積極的に利用することによって応用範囲を広げることができると考えた。

すなわち本研究は、大別して、静電場・放電場における力学に関する研究とそれを mm～cm オーダの駆動機構へと工学的に利用する研究から成る。研究の背景等について述べた第1章の序論につづいて、第2章から第4章までは、静電場・放電場における力学に関する研究をまとめたものである。

まず第2章では、一对の針対平板電極系放電場における放電場解析を行い、つぎに放電場における作用力を測定した結果以下のことを明らかにした。

- (1) 放電しきい電圧以下の静電場では、周知のように、電極同士が吸引する方向に印加電圧の2乗に比例するクーロン力が作用する。しかし、針対平板電極系のように電界が集中する系では、しきい電圧以上でコロナ放電が生じ、このとき電極が反発する方向の比較的大きな力が生じる。これは、コロナ放電場で針電極の先端から平板電極に向かって発生するイオン風の反力が針電極に作用しているためであると考えられる。このことはつぎの第3章で検証する。
- (2) コロナ放電時の放電特性は定常単極性モデルによる計算によってシミュレーションすることが可能であり、つぎの第3章で必要な放電場における電荷密度と電位分布を算出した。

第3章では、針対平板電極系のコロナ放電場で反発力が発生するメカニズムを解明するために、コロナ放電場で針電極の先端から平板電極に向かって発生するイオン風に着目した。イオン風の風圧や流速を測定し、数値計算によってこの結果を検証し、以下のことを明らかにした。

- (1) 針電極の先端から平板電極に向かってイオン風が発生している。この風は、流速数 mm/s 程度であり、中心部で数 10 Pa の最大風圧となる。
 - (2) 針電極と対になっている平板電極にもイオン風による力が作用しており、平板電極を低剛性な液体電極に変えると、イオン風による正規分布状の液面のへこみが生じる。
- 以上より、コロナ放電時に発生する反発力は、イオン風によるものであると断定された。

第4章では、コロナ放電場よりもさらに高い電圧を印加した場合に生じる火花放電場における力学特性を調べた。火花放電は間歇的に生じるため、力を直接的に測定することが困難であった。そこで、3つの独立な方法で間接的に火花放電時に働く力を検証し、火花放電場では有意な力は作用しないことを明らかにした。

以上の結果は、静電場におけるクーロン吸引力だけでなくコロナ放電場におけるイオン風の反力もマイクロ機器の駆動源などに応用できることを示唆している。そこで、以上の力学特性を踏まえた4つのマイクロ機器を作成し、特性を把握した。第5章と第6章は静電力の応用に関するものであり、第7章と第8章はコロナ放電場におけるイオン風の反力の応用に関するものである。

第5章では、レーザプリンタなどの情報精密機器で慢性的な問題となっている用紙の紙詰まりや重送を静電力によって解決するために、用紙束に対して空隙を介して分離電極を設置した用紙の分離・搬送機構を考案し、その動作原理を解明した上で実用的な有用性を実証した。本研究では以下のことを明らかにした。

- (1) 電界によって、用紙束から用紙1枚だけを正確に分離することが可能である。これは、非定常電界の数値計算結果からもその妥当性が示された。
- (2) 分離電圧は数 kV であり、用紙に作用する静電力が自重を上回る電圧を分離電圧として算出した結果とおおむね一致する。
- (3) マイクロ放電を利用した帯電ローラを用いて連続帯電することによって、分離ローラに静電付着した用紙をローラの回転により連続搬送することが可能である。
- (4) ベンチモデルにより、毎分 100 枚以上 (A4 普通紙長手方向) の搬送を実証した。

第6章では、摩擦係数の異方性と交番的な静電力の変化を利用したマイクロ駆動機構を作成し、また機構を剛体と回転ばねから構成される系としてその駆動メカニズムを検証することで、以下のことを明らかにした。

- (1) 摩擦係数の異方性を付与する方法として、平板電極に斜毛、斜板、および斜柱を取り付けた3種の機構を試作し、いずれも良好な動作を確認した。
- (2) この機構の駆動電圧にはしきい値が存在し、それ以上の印加電圧では、電圧が高いほど速く駆動した。また印加電圧の周波数の増加にともなって駆動速度も速くなるが、ある値を境に遅くなった。さらに駆動方向は、摩擦係数や印加電圧の周波数などのパラメータに依存して変化した。これらのことは、数値計算でも確認できた。
- (3) 並進駆動機構を2枚反対方向に設置することで、回転駆動機構が実現できる。並進駆動と組み合わせることで、2次元の運動が可能な機構に応用できる。
- (4) 可動子電極への給電リードを用いなくて、並進駆動する機構が実現可能である。これによって、可動子への給電にともなう無駄な摩擦力を排除でき、構造を単純化できる。

第7章では、コロナ放電場で生じる力をマイクロマシンの駆動力として利用するために、針電極を平板電極に対して傾けた場合のイオン風の特性を把握した。つづいてこの特性を踏まえたマイクロ駆動機構を作成して特性を把握し、以下のことを明らかにした。

- (1) イオン風は針電極と平板電極間の距離が最小になる方向ではなく、針電極の傾きに沿う方向に発生する。したがって、針電極を傾けることによって、イオン風の反力を駆動力とする並進・回転駆動機構が作成可能である。
- (2) 針電極の傾きが45度付近でもっとも速く駆動する。この理由としては、針電極を平板電極に対して傾けるほど、水平方向分力の割合は大きくなるが、針電極を傾けるほど、発生するイオン風自体は弱くなったことが考えられる。また、印加電圧が高いほど、電極間ギャップが小さいほど、イオン風が強くなるので、速く駆動する。

第8章では、静電力を利用した微小液滴吐出機構を作成し、液滴吐出特性とメカニズムの把握をおこなった結果、以下のことを明らかにした。

- (1) コロナ放電開始電圧以下の静電場では、自重・静電力・水圧によってチューブ先端に比較的大きな液滴が形成され、これらの合力が表面張力を上回ると滴下する。印加電圧が高くギャップが小さいほど、電極先端の電界強度が大きくなるので、滴下する液滴の直径は小さくなる。
- (2) コロナ放電開始直後の領域では、円錐状のテラーコーンと呼ばれる液滴柱がチューブ先端に形成され、微小な液滴が霧状に滴下する。霧状に吐出する原因は、テラーコーンの先端部で表面張力と静電力のバランスが崩れ、その部分だけが液滴として滴下されるためであると考えられる。霧状に吐出する液滴は数10 $\mu\text{C/g}$ に帯電しており、この帯電量は液滴が有する最大帯電量を示すレイリーズリミット・ボネッツリミットに近い。この霧状滴下のちらばりは、印加電圧のパルス幅を小さくすることで制御できる。

- (3) 印加電圧をさらに上昇させたコロナ放電場では、テーパーコーンの先端が丸くなり、チューブの真下に向かって周期的に液滴が吐出される。
- (4) 電極間にパルス電圧を印加することによって、液滴の吐出を制御することが可能であり、本実験結果を応用して、実際に印字できることを実証した。

最後に、本研究に関連して、今後の課題と展望をまとめると以下のとおりである。

まず、第2,3章で述べた針対平板電極系のコロナ放電場の特性であるが、針電極の直径をマイクロオーダーにして、力学特性を調べることで、放電場を利用したマイクロ駆動機構をさらに小型化できるかを検証する。とくに空隙長約 $6\ \mu\text{m}$ 以下では放電形態が異なることが知られており、このような条件で力学特性がどのようになるのかは、興味がある。

第5章で述べた静電力を利用した用紙の分離・搬送機構に関しては、現時点では湿度40%以上の高湿環境下での駆動に限られており、低湿環境下でも分離・搬送できる機構に改良する必要がある。また、OHP シートのような完全な絶縁体でも分離・搬送できる機構にすることで、本機構の応用範囲が広がると考えられる。

第6章で述べた静電力を利用したマイクロ駆動機構に関しては、熱や磁気などの外的要因によって摩擦係数を変化させることで、駆動方向を切り替える機構が開発できると考えられる。また、2つの駆動機構を組み合わせることによって、用紙などのシート材の2次元位置決め機構が可能であると考えている。

第7章で述べたコロナ放電場を利用したマイクロ駆動機構に関しては、放電によって発生する電荷による静電力もハイブリッドに利用することによって駆動力を増した機構が考えられる。また本研究によって、イオン風は針電極に沿う方向に発生することがわかったので、この風を利用したマイクロスポット冷却機構やコロナ放電時に発生するオゾンを利用したマイクロスポットオゾン噴射器などの応用が考えられる。

第8章で述べたコロナ放電場を利用した微小液滴吐出に関しては、コロナ放電時にはイオン風の反力が液体針電極に作用するにも関わらず、液滴が吐出するメカニズムが未解決である。イオン風の反力は電極全体に作用するが、局所的に電荷反発が生じて液滴が飛び出すなどの仮説が考えられるが、現段階では明らかでない。電界計算と流体計算を組み合わせることで、このメカニズムを解明したいと考えている。また、本機構の応用としては、既存のサーマル式やピエゾ式に替わるインクジェットプリンタだけではなく、静電方式の利点を生かしたマイクロスプレーやマスクレスの電子回路描写などへの応用が考えられる。

謝 辞

指導教員である川本広行教授の懇切丁寧なご指導とご鞭撻を賜る他,ご多忙にもかかわらず終始ご教授いただき,公私に亘り慈父のごとく接していただきました。心より感謝とお礼を申し上げます。

早稲田大学電気・情報生命工学科の庄子習一教授,機械工学科の菅野重樹教授,富岡淳教授には,本論文をご審査いただき,有益なご助言をいただきました。厚くお礼申し上げます。

慶応義塾大学の吉沢正紹教授,杉浦壽彦助教授,早稲田大学の中山信行非常勤講師,伊藤朋之非常勤講師,神奈川県産業技術総合研究所の伊東圭昌博士には,解析全般に際して貴重なご助言を頂きました。感謝いたします。

各章の研究項目に関して,下記の方々の協力を得ました。付記して謝意を表します。

安田悠氏には,イオン風の特性解析に関してご尽力いただきました。また,慶應義塾大学の村田明彦氏,池尻徳貴氏には,レーザドップラ流速計によるイオン風の測定に関してご協力いただきました。

高崎康介氏,曾我部広氏には,火花放電の力学特性に関する実験を手伝っていただきました。

西村秀明氏,岡田洋司氏には,静電力を利用した用紙の分離・搬送機構の開発に関してご尽力いただきました。

白石潤平氏,山村雄一氏,安藤大樹氏には,静電場を利用した駆動機構の開発に関して,実験・計算に対してご尽力いただきました。また,斜柱駆動機構は,庄子研究室の佐藤寛暢博士に作成していただきました。

鳥飼建宏氏には,コロナ放電場を利用した駆動機構の開発に関してご協力いただきました。

山下清隆氏,新井健治氏,小泉竜太氏,鈴木穂高氏,中澤良亮氏には,コロナ放電場を利用した微小液滴吐出機構の開発に関してご協力いただきました。

また,その他の川本研究室の同士のご尽力を得ていたことを記し,お礼を申し上げます。

最後に,私の学生生活を支え,今日まで育ててくれた両親をはじめとする家族には感謝の念を禁じえません。

文 献

第 1 章 序 論

- (1-1) μ M 産業化研究会編, 進化するマイクロマシン, 日刊工業新聞社 (2004).
- (1-2) 藤田博之, マイクロ・ナノマシン技術入門, 工業調査会 (2003).
- (1-3) 樋口俊郎他, マイクロマシン技術総覧, 産業技術サービスセンター (2003).
- (1-4) 澤田廉士他, 光マイクロマシン, オーム社 (2002).
- (1-5) Tuller, H L., *MICROACTUATORS*, Kluwer Academic Publishers, Massachusetts (1998).
- (1-6) 高橋清, 佐々木昭夫, アドバンストセンサハンドブック, 培風館 (1994).
- (1-7) 江刺正喜, 五十嵐伊勢美, 杉山進, 藤田博之, マイクロマシーニングとマイクロメカトロニクス, 培風館 (1992).
- (1-8) 藤田博之, マイクロマシンにおける駆動技術, *J. Vac. Soc. Jpn.* (2000), 98-105.
- (1-9) 政井琢, 佐々木昌, 今仲行一, センサ/アクチュエータ MEMS におけるパッケージング技術, 電気学会論文集 E, **124**, 2 (2004) 43-48.
- (1-10) Tai, Y. C. and Muller, R. S., IC-processed electrostatic synchronous micromotors, *Sensors and Actuators A*, **20** (1989) 48-56.
- (1-11) Fujimoto, A., Sakata, M., Hirano, M and Goto, H., Miniature Electrostatic Motor, *Sensors and Actuators A*, **24** (1990) 43-46.
- (1-12) Sakata, M., Hatazawa, Y., Omodaka, A., Kudoh, T. and Fujita, H., An Electrostatic Top Motors and its Characteristics, *Sensors and Actuators A*, **21** (1990) 168-172.
- (1-13) Jacobson, S. C., Price, R. H., Wood, J. E., Rytting, T. H. and Rafaelof, M., A Design Overview of an Eccentric-Motion Electrostatic Microactuator (the Wobble Motor), *Sensors and Actuators A*, **20** (1989) 1-16.
- (1-14) Trimmer, W. and Jebens, R., Harmonic Electrostatic Motors, *Sensors and Actuators A*, **20** (1989) 17-24.
- (1-15) Asada, N., Matsuki, H., Minami, K. and Esashi, M., Silicon Micromachined Two-Dimensional Galvano Optical Scanner, *IEEE Trans. on Magnetics*, **30** (1994) 4647-4649.
- (1-16) Bourouina, T., Garnier, A. and Fujita, H., Effect of Direct Current Bias Field and Alternating

- Current Excitation Field on Vibration Amplitudes and Resonance Frequencies of a Magnetostrictively Actuated Bimorph Microresonator, *J. Applied Physics*, **91** (2002) 112-120.
- (1-17) Smela, E., Inganaes, O. and Lundstruem, I., Controlled Folding of Micron-Size Structures, *Science*, **268** (1995) 1735-1738.
- (1-18) Pai, M. and Tien, N. C., Current-Controlled Bi-Directional Electrothermally Actuated Vibromotor, *Int'l Conf. Solid-state Sensors & Actuators (Tranducers-99)* (1999) 1764-1767.
- (1-19) 一木正聡, 森川泰, 野中一洋, 前田龍太郎, 真船洋祐, 中田毅, PLZT 積層膜構造体の光起電力特性, 日本 AEM 学会誌, **13**, 2 (2005) 146-150.
- (1-20) Bart, S. F., Tavrow, L. S. Mehregany, M. and Lang, J. H., Microfabricated Electrohydrodynamic Pumps, *Sensors and Actuators A*, **21** (1990) 193-197.
- (1-21) Richter, A., Plettner, A., Hofmann, K. A. and Sandmaier, H., Micromachined Electrohydrodynamic (EHD) Pump, *Sensors and Actuators A*, **29** (1991) 159-168.
- (1-22) Hirano, T., Furuhata, T., Gabriel, K. J. and Fujita, H., Design, Fabrication and Operation of Sub-Micron Gap Comb-Drive Microactuators, *J. MEMS*, **1** (1992) 52-59.
- (1-23) Tang, W. C., Chong, T. U., Nguyen, H. and Howe, R. T., Laterally Driven Polysilicon Resonant Microstructures, *Sensors and Actuators A*, **20** (1989) 25-32.
- (1-24) Mehregany, M., Nagarkar, P., Senturia, S. D. and Lang, J. H., Operation of Mirofabricated Harmonic and Ordinary Side-Drive Motors, *Proc. of the 3rd Annual International Conference on MEMS* (1990) 1-8.
- (1-25) Jaecklin, V. P., Linder, C., Rooj, N. F. and Moret, J. M., Comb Actuators for xy-Microstage, *Sensors and Actuators A*, **39** (1993) 83-89.
- (1-26) Kohl, M., Gottert, J. and Mohr, J., Verification of the Micromechanical Characteristics of Electrostatic Linear Actuators, *Sensors and Actuators A*, **53** (1996) 416-422.
- (1-27) 北森武彦, 庄子習一, 馬場嘉信, 藤田博之, マイクロ化学チップの技術と応用, 丸善 (2004).
- (1-28) 鷺津正夫, 静電気応用アラカルト バイオと静電技術, 静電気学会誌, **20**, 2 (1996) 87-91.
- (1-29) 鷺津正夫, 静電気応用技術入門 第 講 静電気応用の新分野 - 細胞と生体高分子の操作, 静電気学会誌, **14**, 6 (1990) 518-524.
- (1-30) Masuda, S., Washizu, M. and Iwadare, M., Separation of Small Particles Suspended in Liquid by Nonuniform Traveling Field, *IEEE Trans. Industry Appl.*, **IA-23**, 3 (1987) 474-480.
- (1-31) Hughes, M. P., Pethig, R. and Wang, X. B., Dielectrophoretic forces on particles in traveling electric fields, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **29** (1996) 474-482.

- (1-32) Talary, M. S., Burt, J. P. H., Tame, J. A. and. Pethig, R., Electromanipulation and separation of cells using traveling electric fields, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **29** (1996) 2198-2203.
- (1-33) 林怜史, 川本広行, 進行波電界による液滴搬送の基礎特性, 日本機械学会機械力学・計測制御部門講演会 D&D2004 (2004) 100.
- (1-34) Desai, A., Lee, S. W. and Tai, Y. C., A MEMS Electrostatic Particle Transportation System, *Sensors and Actuators A*, **73** (1999) 37-44.
- (1-35) Hirano, M., Torii, T., Higuchi, T. and Yamazaki, H., A Droplet-Based Protein Crystallization Device Using Electrostatic Micromanipulation, *Proc. of the 8th International Conference on Miniaturized Systems for Chemistry and Life Sciences* (2004) 148-150.
- (1-36) Ito, T., Torii, T. and Higuchi, T., Electrostatic Micromanipulation of Bubbles for Microreactor Applications, *Proc. of the 16th Annual International Conference on MEMS* (2003) 335-338.
- (1-37) Washizu, M., Electrostatic Actuation of Liquid Droplets for Microreactor Applications, *IEEE Trans. Industry Appl.*, **34** (1998) 732-737.
- (1-38) Fair, R. B., Srinivasan, V., Ren, H., Paik, P., Pamula, V. K. and Pollack, M. G., Electrowetting-Based on-Chip Sample Processing for Integrated Microfluidics, *Proc. of the IEEE International Electron Devices Meeting* (2003) 779-782.
- (1-39) Akiyama, T. and Shono, K., Controlled Stepwise Motion in Polysilicon Microstructures, *J. MEMS*, **2** (1993) 106-110.
- (1-40) Akiyama, T., Collard, D. and Fujita, H., Scratch Drive Actuator with Mechanical Links for Self-Assembly of Three-Dimensional MEMS, *J. MEMS*, **6** (1997) 10-17.
- (1-41) Agache, V., Quevy, E., Bigotte, P., Collard, D. and Bouchaillot, L., Stiction-Controlled Locking System for Three-Dimensional Self-Assembly Microstructures, *Appl. Phys. Lett.*, **97** (2002) 3869-3871.
- (1-42) Fan, L., Wu, M. C., Chowuette, K. and Crawford, M., Self-Assembled Microactuated XYZ Stages for Optical Scanning and Alignment, *Transducers '97* (1997) 319-322.
- (1-43) Minotti, P., Langlet, P., Bourbon, G. and Masuzawa, T., Toward New Cylindrical Electrostatic Micromotors Using Tubular Combinations of Arrayed Direct Drive Actuators, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37** (1998) L622-L625.
- (1-44) Mita, M., Arai, M., Tensaka, S., Kobayashi, D. and Fujita, H., A Micromachined Impact Microactuator Driven by Electrostatic Force, *J. MEMS*, **12** (2003) 37-41.
- (1-45) Daneman, M. J., Tien, N. C., Solgaard, O., Pisano, A. P. Lau, K. Y. and Muller R. S., Linear Microvibromotor for Positioning Optical Components, *J. MEMS*, **5** (1996) 159-165.
- (1-46) 藤田博之, 光 MEMS の通信デバイス応用, 電子情報通信学会誌, **85** (2002) 496-503.

- (1-47) Marxer, C., Rooij, N. F., Micro-Opto-Mechanical 2×2 Switch for Single Mode Fibers Based on Plasma-Etched Silicon Mirror and Electrostatic Actuation, *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.*, **17** (1999) 2-6.
- (1-48) Toshiyoshi, H. and Fujita, H., Electrostatic Micro Torsion Mirrors for an Optical Switch Matrix, *J. MEMS*, **5** (1996) 231-237.
- (1-49) Toshiyoshi, H., Piyawattanametha, W., Chan, C. T. and Wu, M. C., Linearization of Electrostatically Actuated Surface Micromachined 2-D Optical Scanner, *J. MEMS*, **10** (2000) 205.
- (1-50) Sawada, R., Higurashi, E., Shimizu, A. and Maruo, T., Single Crystalline Mirror Actuated Electrostatically by Terraced Electrodes with High Aspect Ratio Torsion Spring, *Proc. of the IEEE International Conference on Optical MEMS* (2001) 25-28.
- (1-51) Guckel, H., Micro Electro-Mechanical Positioning Systems for Optical Instruments and Switches, *Proc. of the International Conference on Optical MEMS and Their Applications* (1999) 39.
- (1-52) Ching, M. T., Brennen, R. A. and White, R. M., Microfabricated Optical Chopper, *Optical Engineering*, **33**, 11 (1994) 3634-3648.
- (1-53) Kiang, M. H., Francis, D. A., Chang-Hasnain, C. J., Solgaard, O., Lau, K. Y. and Muller, R. S., Actuated Polysilicon Micromirrors for Raster-Scanning Displays, *Transducers '97* (1997) 323-326.
- (1-54) R. M. Schaffert, *Electrophotography*, Focal Press (1965).
- (1-55) E. M. Williams, *The Physics and Technology of Xerographic Processes*, Krieger Publishing (1984).
- (1-56) L. B. Schein, *Electrophotography and Development Physics*, Springer-Verlag (1988).
- (1-57) 電子写真学会編, 電子写真技術の基礎と応用 (1988): 続 電子写真技術の基礎と応用, コロナ社 (1996).
- (1-58) 新野俊樹, 江戸宏一, 樋口俊郎, 並進方向に非拘束な自由度を有する真空中静電浮上 浮上体に電極形状を形成することによる静電浮上レールの試作, 2002年度精密工学会秋季大会学術講演会講演論文集 (2002) 439.
- (1-59) 保井秀彦, 山本晃生, 樋口俊郎, 静電浮上モータの浮上制御方法の検討, 2002年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集 (2002) 109.
- (1-60) 一柳圭吾, 山本晃生, 樋口俊郎, 今水寛, Roger, G., Martin, I., Laurent, S. and Hannes, B., MRI 環境下での高出力静電モータの駆動, 2005年度精密工学会春季大会学術講演会講演論文集 (2005) 443-444.
- (1-61) Niino, T., Egawa, S., Kimura, H. and Higuchi, T., Electrostatic Artificial Muscle: Compact,

- High-Power Linear Actuators with Multiple-Layer Structures, *Proc. of the 7th Annual International Conference on MEMS* (1994) 130-135.
- (1-62) Jeon, J. U., 樋口俊郎, 静電浮上リニア駆動機構, 電気学会論文誌 E, **116**, 1 (1996) 28-33.
- (1-63) Jeon, J. U., Higuchi, T., Electrostatic Suspension of Dielectrics, *IEEE Trans. Industrial Electronics*, **45**, 6 (1998) 938-946.
- (1-64) 静電気学会編, 新版 静電気ハンドブック, オーム社 (1998).
- (1-65) 電気学会放電ハンドブック出版委員会編, 放電ハンドブック上巻, オーム社 (1998).
- (1-66) 電気学会放電ハンドブック出版委員会編, 放電ハンドブック下巻, オーム社 (1998).
- (1-67) 武田進, 気体放電の基礎, 東京電機大学出版局 (1989).
- (1-68) Stringer, J. E. C., Electrostatic Motors, *Nature*, **20**, (1962) 264-265.
- (1-69) Hattori, M., Asano, K. and Higashiyama, Y., The fundamental characteristics of a cylindrical corona motor with multi-blade electrodes, *J. Electrostatics*, **27** (1992) 223-235.
- (1-70) アクチュエータシステム技術企画委員会編, アクチュエータ工学, 養賢堂 (2004).
- (1-71) 能登宏七, 入門磁気活用技術, 工業調査会 (2005).
- (1-72) 伊東圭昌, 吉沢正紹, 都筑忠宏, 菅原誠, コロナ放電場に起因する線電極周囲における流体場の数値解析 (渦形成の検討と流体力の評価), 機論 C, **64**, 627 (1998) 4115-4122.
- (1-73) Bailey, A. G., Electrostatic Spraying of Liquids, Research Studies Press Ltd. (1988).
- (1-74) Mills, R. N., ESJETTM Printing Technology, *Proc. of the 15th International Conference on Digital Printing Technol.* (1996) 262-266.
- (1-75) Yogi, O, Kawakami, T, Yamauchi, M, Ye, J.Y. and Ishikawa, M., On-Demand Droplet Spotter for Preparing Pico- to Femtoliter Droplets on Surfaces, *Anal. Chem.*, **73** (2001) 1896-1902.

第 2 章 静電場・コロナ放電場における力学

- (2-1) 電気学会放電ハンドブック出版委員会編, 放電ハンドブック (上巻), 電気学会 (1998).
- (2-2) 電気学会放電ハンドブック出版委員会編, 放電ハンドブック (下巻), 電気学会 (1998).
- (2-3) 電子写真学会編, 続電子写真技術の基礎と応用, コロナ社 (1996), 257-260.

- (2-4) Furukawa, K., Ishii, H., Shiojima, K. and Ishikawa, T., Discharge Characteristics and OPC-Drum Charging Characteristics of Separated Saw-Tooth Charging Device, *Proc. of the 10th International Congress on Advances in Non-Impact Printing Technol.* (1994) 34-38.
- (2-5) 古川和彦, 石井洋, 塩島勝彦, 石川俊男, コロナ放電のオゾン低減の一手法, *電子写真*, 35-2 (1996) 116-124.
- (2-6) Kawamoto, H., Ozone Generation in Corona Discharge at Pin Electrode of Electrophotography Charger, *J. Imaging Sci. Technol.*, **44**, 5 (2000) 452-456.
- (2-7) Williams, E. M., *The Physics and Technol. of Xerographic Processes*, Krieger Publishing Co., Malabar, FL (1993) 200.
- (2-8) 伊東圭昌, 吉沢正紹, 都筑忠宏, 菅原誠, コロナ放電場に起因する線電極周囲における流体場の数値解析 (渦形成の検討と流体力の評価), *機論 C*, **64**, 627 (1998) 4115-4122.
- (2-9) Farzaneh, M. and Teisseyre, Y., Mechanical Vibration of H.V. Conductors Induced by Corona: Roles of the Space Charge and Ionic Wind, *IEEE Trans. Power Delivery*, **3**, 3 (1988) 1122-1130.
- (2-10) 服部正行, 浅野和俊, 有限要素法による円筒電極間のコロナ放電場の解析, *電気学会論文 A*, **106**, 3 (1986) 95-102.
- (2-11) Kawamoto, H. and Serizawa, S., Numerical Calculation of the Charge Density Distribution in a Gas Discharge Field of an Electron Beam Printhead, *J. Imaging Sci. Technol.*, **41**, 6 (1997) 629-632.
- (2-12) Kunhardt, E. E. and Luessen, L. H., *Electrical Breakdown and Discharges in Gases*, Plenum Press, NY (1981) 73-108.
- (2-13) Okubo, T., Hamasaki, Y., Nomoto, Y., Chang, J. S. and Adachi, T., The Effect of Corona Wire Heating on the Down-Stream Ozone Concentration Profiles in an Air-Cleaning Wireduct Electrostatic Precipitator, *IEEE Trans. Industry Appl.*, IA-**26** (1990) 542-549.
- (2-14) Chang, J. S., Pontiga, F., Atten, P. and Castellanos, A., Corona Discharge Characteristics of Narrow Coaxial Wire-Pipe Discharge Tubes with Gas Flow, *IEEE Trans. Industry Appl.*, **32**, 6 (1996) 1250-1256.

第3章 コロナ放電場で力が発生するメカニズム

- (3-1) 川本広行, 梅津信二郎, 小泉竜太, 白石潤平, 針対平板電極系放電場における静電静水力学効果について, *機械学会論文集 C*, **69**, 678 (2003) 328-334.

- (3-2) 川本広行, 安田悠, 梅津信二郎, 針対平板電極系コロナ放電場におけるイオン風について, 機械学会論文集 C, **70**, 689 (2004) 169-175.
- (3-3) 伊東圭昌, 線対平板電極系における線電極の挙動に関する研究, 慶応義塾大学博士論文 (1996).
- (3-4) 伊東圭昌, 吉沢正紹, 都筑忠宏, 菅原誠, コロナ放電場に起因する線電極周囲における流体場の数値解析 (渦形成の検討と流体力の評価), 機械学会論文集 C, **64**, 627 (1998) 4115-4122.

第 4 章 火花放電場における力学

- (4-1) 川本広行, 高崎康介, 安田悠, 針対平板電極系放電場における針電極の動力学, 機械学会論文集 C, **69**, 681 (2003) 1449-1455.
- (4-2) Kawamoto, H., Takasaki, K., Yasuda, H., Umezu, S. and Arai, K., Static and Dynamic Phenomena of Pin Electrode in Pin-to-Plate Discharge system, *Proc. of the 3rd IFToMM International Micromechanism Symposium* (2001) 69-74.
- (4-3) Bazelyan, E. M. and Raizer, P. Y., *Spark Discharge*, CRC Press, NY (1998).

第 5 章 静電力を利用した用紙の分離・搬送機構

- (5-1) Yoshida, K., Hagiwara, N. and Aida, M., Sheet Sticking and Jamming Caused by Creases and Curling, *J. Robotics and Mechatronics*, **10**, 3 (1998) 214-220.
- (5-2) 竹平修, シート類の搬送シミュレーション, *RICOH TECHNICAL REPORT*, **25** (1999) 125-135.
- (5-3) 矢鍋重夫, 藤井和成, 大浜靖士, 摩擦パッドをもつ給紙機構の FEM シミュレーション, 機械学会論文集 C, **68**, 676 (2002) 3471-3478.
- (5-4) 矢鍋重夫, 細川勇平, 前田貴之, 横山才二, 分離ローラ式給紙機構の FEM シミュレーション, 機械学会論文集 C, **69**, 683 (2003) 1791-1797.
- (5-5) 新野俊樹, 柄川索, 樋口俊郎, 静電力による紙送り機構, 精密工学会, **60**, 12 (1994) 1761-1765.
- (5-6) Biegelsen, D., Jackson, W., Berlin, A. and Cheung, P., Air Jet Arrays for Precision Positional Control of Flexible Media, *Proc. of International Conference on Micromechatronics for Information and Precision Equipment* (1997) 631-634.
- (5-7) Berlin, A., Biegelsen, D., Cheung, P., Fromherz, M., Goldberg, D., Jackson, W., Panides, E.,

- Preas, B., Reich, J. and Swartz, L., Paper Transport Using Modulated Airjet Arrays, *Proc. of the 15th International Conference on Digital Printing Technol.* (1999) 285-288.
- (5-8) Kawamoto, H. and Satoh, H., Numerical Simulation of the Charging Process Using a Contact Charger Roller, *J. Imaging Sci. Technol.*, **38**, 4 (1994) 383-388

第 6 章 静電力を利用したマイクロ駆動機構

- (6-1) Tuller, H L., *MICROACTUATORS*, Kluwer Academic Publishers, Massachusetts (1998).
- (6-2) 藤田博之, マイクロ・ナノマシン技術入門, 工業調査会 (2003).
- (6-3) 山口秀谷, 八島真人, 振動床面上の傾斜脚付き移動機構の研究, *機械学会論文集 C*, **65**, 638 (1999) 3951-3956.
- (6-4) 福田敏男, 光本直樹, 新井史人, 松浦英雄, マイクロ移動ロボットに関する基礎的研究, *機械学会論文集 C*, **59**, 562 (1993) 185-192.
- (6-5) 五百井清, 遠心力を利用した走行マイクロロボットの研究, *日本ロボット学会誌*, **17**, 3 (1999) 396-401.
- (6-6) 谷和男, 圧電振動を用いた移動機械とその摩擦モデル, *日本ロボット学会誌*, **14**, 8 (1996) 1133-1137.
- (6-7) 山口秀谷, 八島真人, 振動床面上の移動機構の研究, *機械学会論文集 C*, **67**, 656 (2001) 935-940.
- (6-8) 神保博基, 保坂寛, 板生清, 斜毛駆動機構のダイナミクス, *精密工学会春季大会学術講演論文集, C62* (1996) 859-896.
- (6-9) 初澤毅, 織毛振動型アクチュエータ, *精密工学会誌*, **60**, 5 (2002) 662-664.
- (6-10) Hatsuzawa, T., Hayase, M. and Oguchi, T., A linear actuator based on cilia vibrator, *Sensors and Actuators A*, **105** (2003) 183-189.
- (6-11) 林輝, 山登りマイクロメカニズムコンテストから, *精密工学会誌*, **56**, 12 (1993) 51-54.

第 7 章 コロナ放電場を利用したマイクロ駆動機構

- (7-1) J. E. C. Stringer, Electrostatic Motors, *Nature*, **20** (1962) 264-265.
- (7-2) Hattori, M., Asano, K. and Higashiyama, Y., The fundamental characteristics of a cylindrical corona motor with multi-blade electrodes, *J. Electrostatics*, **27** (1992) 223-235.
- (7-3) 川本広行, 針対平板電極系放電場における針電極の静力学特性, *機械学会論文集 C*,

- 67, 657 (2001) 1385-1392.
- (7-4) 川本広行・梅津信二郎・小泉竜太・白石潤平, 針対平板電極系放電場における静電静水力学効果について, 機械学会論文集 C, **69**, 678 (2003) 328-334.
- (7-5) 川本広行・安田 悠・梅津信二郎, 針対平板電極系コロナ放電場におけるイオン風について, 機械学会論文集 C, **70**, 689 (2004) 169-175.

第 8 章 コロナ放電場を利用した微小液滴吐出機構

- (8-1) Bailey, A. G., *Electrostatic Spraying of Liquids*, Research Studies Press Ltd. (1988).
- (8-2) Mills, R. N., ESIJET™ Printing Technology, *Proc. of the 15th International Conference on Digital Printing Technol.* (1996) 262-266.
- (8-3) Yogi, O, Kawakami, T, Yamauchi, M, Ye, J.Y. and Ishikawa, M., On-Demand Droplet Spotter for Preparing Pico- to Femtoliter Droplets on Surfaces, *Anal. Chem.*, **73** (2001) 1896-1902.
- (8-4) Moon, J. D., Kim, J. G. and Lee, D. H., Electrophysico-chemical Characteristics of a Waterpen Corona Discharge, *IEEE Trans. Industry Appl.*, **34**, 6 (1998) 1212- 1217.
- (8-5) 川本広行, 梅津信二郎, 小泉竜太, 白石潤平, 針対平板電極系放電場における静電静水力学効果について, 機械学会論文集 C, **69**, 678 (2003) 328-334.
- (8-6) Taylor, G., Disintegration of water drops in an electric field, *Proc. Roy. Soc. London A*, **280** (1964) 383-397.
- (8-7) Rayleigh, L., On an Instrument capable of Measuring the Intensity of Aerial Vibrations, *Phil. Mag.*, **14** (1882) 184-186.
- (8-8) Vonnegut, B. and Neubauer, R. L., Production of mono-disperse liquid particles by electrical atomization, *J. Colloid Sci.*, **7** (1952) 616-622.

研究業績

種類別	著者，題名，発表・発行掲載誌名，発表・発行年
投稿論文	川本広行， <u>梅津信二郎</u> ，小泉竜太，白石潤平，針対平板電極系放電場における静電静水力学効果について，機械学会論文集 C, 69 , 678 (2003) 328-334.
投稿論文	川本広行，安田悠， <u>梅津信二郎</u> ，針対平板電極系コロナ放電場におけるイオン風について，機械学会論文集 C, 70 , 689 (2004) 169-175.
投稿論文	<u>梅津信二郎</u> ，曾我部広，川本広行，針対平板電極系放電場における火花放電時に働く力について，機械学会論文集 C, 70 , 692 (2004) 1149-1154.
投稿論文	<u>梅津信二郎</u> ，川本広行，針対平板電極系放電場に生じる力を利用するマイクロ駆動機構，機械学会論文集 C, 70 , 699 (2004) 3260-3265.
投稿論文	Kawamoto, H., <u>Umezu, S.</u> and Koizumi, R., Fundamental Investigation on Electrostatic Inkjet Phenomena in Pin-to-Plate Discharge System, <i>J. Imaging Sci. Technol.</i> , 49 , 1 (2005) 19-27.
投稿論文	Kawamoto, H. and <u>Umezu S.</u> , Electrohydrodynamic Deformation of Water Surface in a Metal Pin to Water Plate Corona Discharge System, <i>J. Phys. D: Appl. Phys.</i> , 38 (2005) 887-894.
投稿論文	<u>梅津信二郎</u> ，白石潤平，西村秀明，川本広行，静電力を利用した用紙の分離と搬送機構，機械学会論文集 C, 71 , 704 (2005) 1361-1367.
投稿論文	<u>梅津信二郎</u> ，白石潤平，川本広行，伊東圭昌，静電力を利用したマイクロ斜毛・斜板駆動機構，機械学会論文集 C, 71 , 706 (2005) 1884-1891.
投稿論文	H. Kawamoto, H. Yasuda and <u>S. Umezu</u> , Flow distribution and pressure of air due to ionic wind in pin-to-plate corona discharge system, <i>J. Electrostatics</i> (to be published).
国際会議	Kawamoto, H., Takasaki, K., Yasuda, H., <u>Umezu, S.</u> , and Arai, K., Static and Dynamic Phenomena of Pin Electrode in Pin-to-Plate Discharge system, <i>Proc. of the 3rd IFToMM International Micromechanism Symposium</i> (2001) 69-74.
国際会議	Kawamoto, H., Arai, K., Koizumi, R. and <u>Umezu, S.</u> , Electrostatic Inkjet Phenomena Utilizing Pin-to-Plate System, <i>Proc. of the JSME-IIP/ASME-ISPS Joint</i>

種類別	著者，題名，発表・発行掲載誌名，発表・発行年
	<i>Conference on Micromechatronics for Information and Precision Equipment (IIP/ISPS Joint MIPE) (2003) 327-328.</i>
国際会議	Kawamoto, H., <u>Umez</u> , S., and Shiraishi, J., Paper Separation and Feed Utilizing Electrostatic Force, <i>Proc. of the JSME-IIP/ASME-ISPS Joint Conference on Micromechatronics for Information and Precision Equipment (IIP/ISPS Joint MIPE) (2003) 329-330.</i>
国際会議	<u>Umez</u> , S., Shiraishi, J., Nishimura, H., and Kawamoto, H., Paper Separation and Feed Mechanisms Utilizing Electrostatic Force, <i>NIP19: Proc. of the 19th International Conference on Digital Printing Technologies (2003) 559-532.</i>
国際会議	<u>Umez</u> , S., Shiraishi, J. and Kawamoto, H., Micro Electrostatic Driving Mechanism utilizing a Slanted-Fibers Sheet, <i>Proc. of the 14th Conference on Information Storage and Processing Systems ASME Information Storage and Processing Systems Division (2004).</i>
国際会議	<u>Umez</u> , S., Shiraishi, J. and Kawamoto, H., Micro Driving Mechanism Utilizing Pin-to-Plate Gas Discharge Field, <i>Proc. of the 14th Conference on Information Storage and Processing Systems ASME Information Storage and Processing Systems Division (2004).</i>
国際会議	<u>Umez</u> , S., Shiraishi, J. and Kawamoto, H., New Paper Feed Mechanism Utilizing Electrostatic Force, <i>NIP20: Proc. of the 20th International Conference on Digital Printing Technologies (2004) 194-197.</i>
国際会議	<u>Umez</u> , S., Hodaka, S. and Kawamoto, H., Droplet Formation and Dropping Position Control in Electrostatic Inkjet Phenomena, <i>NIP21: Proc. of the 21st International Conference on Digital Printing Technologies (2005).</i>
講 演	川本広行, 白石潤平, <u>梅津信二郎</u> , 小泉竜太, 針対平板電極系放電場における静電モーゼ効果, 第 14 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集 (2002) 145-150.
講 演	川本広行, 小泉竜太, <u>梅津信二郎</u> , 白石潤平, 複数の針対平板電極系放電場における針電極の干渉現象, 第 14 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集 (2002) 141-144.
講 演	<u>梅津信二郎</u> , 白石潤平, 林怜史, 川本広行, 針対平板電極系放電場を利用する水上移動機構について, 2002 年度機械学会年次大会, 7 (2002) 237-238.

種類別	著者，題名，発表・発行掲載誌名，発表・発行年
講 演	安田悠， <u>梅津信二郎</u> ，小泉竜太，白石潤平，川本広行，針対平板電極系放電場におけるイオン風について，機械学会 D&D2002 (2002) 276.
講 演	<u>梅津信二郎</u> ，白石潤平，川本広行，静電力を利用するリニア駆動機構，機械学会 D&D2002 (2002) 278.
講 演	川本広行， <u>梅津信二郎</u> ，小泉竜太，白石潤平，安田悠，針対平板電極系放電場における静電静水力学効果について，電気学会放電研究会資料，ED-03-2，DEI-03-7 (2003) 7-13.
講 演	西村秀明， <u>梅津信二郎</u> ，白石潤平，川本広行，静電力による紙の分離機構，機械学会関東学生会第 42 回学生員卒業研究発表講演会 (2003) 5-6.
講 演	<u>梅津信二郎</u> ，安田悠，曾我部広，川本広行，針対平板電極系放電場における火花放電時に働く力について，第 15 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集 (2003) 213-218.
講 演	西村秀明， <u>梅津信二郎</u> ，白石潤平，川本広行，静電力を利用する紙の分離機構，第 15 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集 (2003) 219-222.
講 演	<u>梅津信二郎</u> ，西村秀明，川本広行，静電力を利用する用紙剥離・搬送機構，Japan Hardcopy 2003 (2003) 73-76.
講 演	白石潤平， <u>梅津信二郎</u> ，黒宮直幸，川本広行，斜毛シートを用いた静電駆動機構について，2003 年度機械学会年次大会，5 (2003) 285-286.
講 演	<u>梅津信二郎</u> ，白石潤平，川本広行，静電力を利用した紙の分離に関する研究，2003 年度機械学会年次大会，5 (2003) 287-288.
講 演	山村雄一， <u>梅津信二郎</u> ，川本広行，村田明彦，池尻徳貴，吉沢正昭，針対平板電極系放電場におけるイオン風について，D&D2003 (2003) 94.
講 演	川本広行，新井健治，小泉竜太， <u>梅津信二郎</u> ，針対平板電極系放電場における静電インクジェット現象，電気学会放電研究会，ED-03-248 (2003) 51-58.
講 演	鈴木穂高， <u>梅津信二郎</u> ，小泉竜太，川本広行，静電インクジェット現象における微小液滴吐出，機械学会情報・知能・精密部門 (IIP 部門) 講演会 (2004) 254-257.
講 演	<u>梅津信二郎</u> ，白石潤平，岡田洋司，川本広行，静電力を利用する紙の搬送機構，第 16 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム講演論文集 (2004) 65-68.

種類別	著者，題名，発表・発行掲載誌名，発表・発行年
講 演	川本広行，白石潤平， <u>梅津信二郎</u> ，伊東圭昌，静電力を利用する斜毛駆動機構の運動解析，2004 年度機械学会年次大会，5 (2004) 375-376.
講 演	鈴木穂高， <u>梅津信二郎</u> ，川本広行，静電インクジェット現象における液滴の帯電，Japan Hard Copy 2004 Fall Meeting (2004) 37-40.
講 演	岡田洋司， <u>梅津信二郎</u> ，曾我部広，黒宮直幸，川本広行，静電選別を利用した粒度分別，機械学会情報・知能・精密部門 (IIP 部門) 講演会 (2005) 133-135.
講 演	鳥飼建宏， <u>梅津信二郎</u> ，山村雄一，福山明，川本広行，コロナ放電場を利用したマイクロ送風機構，機械学会情報・知能・精密部門 (IIP 部門) 講演会 (2005) 136-139.
講 演	<u>梅津信二郎</u> ，山村雄一，安藤大樹，増成幸数，佐藤寛暢，川本広行，静電力を利用したリードレス斜柱駆動機構，機械学会情報・知能・精密部門 (IIP 部門) 講演会 (2005) 140-142.
講 演	安藤大樹， <u>梅津信二郎</u> ，川本広行，静電マニピュレータによる粒子の捕捉と分離，Japan Hard Copy 2005 Fall Meeting (2005) 37-40.
講 演	中澤良亮， <u>梅津信二郎</u> ，川本広行，静電インクジェット現象における液滴滴下制御，Japan Hard Copy 2005 Fall Meeting (2005) 25-28.
特 許	川本広行， <u>梅津信二郎</u> ，シート分離機構，特許出願番号: 2003-353060.
受 賞	<u>梅津信二郎</u> ，白石潤平，川本広行，2003 年度機械学会年次大会，"情報・知能・精密機器部門 ベストプレゼンテーション表彰 (2004).