

修 士 学 位 論 文

題 名

誘電泳動デバイスにおける
微粒子捕集特性の数値検証

指導教授 内田 諭 准教授

平成 27 年 2 月 19 日 提出

首都大学東京大学院

理工学研究科 電気電子工学 専攻

学修番号 13882302

氏 名 青木 玲仁

目次

第1章 序章	1
1.1 研究背景	1
1.2 関連研究	4
1.2.1 粒子軌跡計算及び分離プロセスの数値解析	7
1.2.2 様々なデバイス構造での数値解析	11
1.2.3 本研究室における先行研究	13
1.3 研究目的	14
第2章 解析方法	15
2.1 解析モデル	15
2.2 力学的作用	19
2.2.1 誘電泳動力	19
2.2.2 抗力	23
2.2.3 流体圧力	24
2.2.4 重力及び浮力	26
2.2.5 ブラウン運動力	27
2.3 解析条件	28
2.4 支配方程式	31
2.5 計算手法	32
第3章 捕集空間における電界及び誘電泳動力精査	33
3.1 電界の空間分布	33
3.2 誘電泳動力の空間分布	37
3.2.1 $ F_{\text{DEP},x} $ の空間分布	37
3.2.2 $ F_{\text{DEP},y} $ の空間分布	40
3.3 $ F_{\text{DEP},y} $ の構造特性	43
3.3.1 $ F_{\text{DEP},y} $ の高さ方向に対する変化	44
3.3.2 $ F_{\text{DEP},y} $ の電極幅依存性	45
3.3.3 $ F_{\text{DEP},y} $ の電極間隔依存性	47
3.4 まとめ	49

第 4 章	捕捉粒子数の導出	50
4.1	粒子軌跡	50
4.2	粒子捕捉可能高さ	56
4.3	粒子捕捉所要時間	57
4.4	電極面到達粒子数	58
4.5	実験との比較	59
4.6	有効領域比による補正	61
4.7	捕捉粒子数	65
4.8	まとめ	66
第 5 章	粒子捕集特性の流量依存性	67
5.1	粒子軌跡の変化	67
5.2	粒子捕捉可能高さの変化	69
5.3	有効領域比の変化	70
5.4	捕捉率及び捕捉粒子数の変化	71
5.5	まとめ	73
第 6 章	解析精度向上の検討	74
6.1	時間刻み幅の検討	74
6.1.1	緩和時間	74
6.1.2	時間刻み幅の比較	76
6.1.3	粒子捕捉可能高さの比較	79
6.2	空間刻み幅の検討	79
6.2.1	粒子速度の検討	79
6.2.2	粒子捕捉位置の比較	82
6.3	まとめ	83
第 7 章	粒子種及び解析条件の拡張による粒子捕集特性の変化	84
7.1	粒子軌跡の変化	84
7.2	粒子捕捉可能高さの変化	87
7.3	まとめ	88
第 8 章	総論	89
8.1	総論	89
8.2	今後の展望, 及び課題	91
	参考文献	92
	謝辞	95

第1章 序章

1.1 研究背景

近年、病原性微生物による慢性的な食中毒被害や異物混入による食品の品質劣化が大きな社会問題となっている。図 1.1 に示す通り、国内の年次別食中毒発生状況は年々減少傾向にあるものの、未だ年間2万人以上が食中毒を患っている。このような事態に対して、食品業界では危害分析重要管理点（hazard analysis - critical control point; HACCP）方式 [1] の導入を推進している。本基準を厳格に適用すれば、細菌等の混入確率を確実に低減できる。ただし、HACCP 方式の導入に伴って検査頻度は大幅に増加することから、即時計測が可能で、かつ簡便な微生物検査手法が求められている。

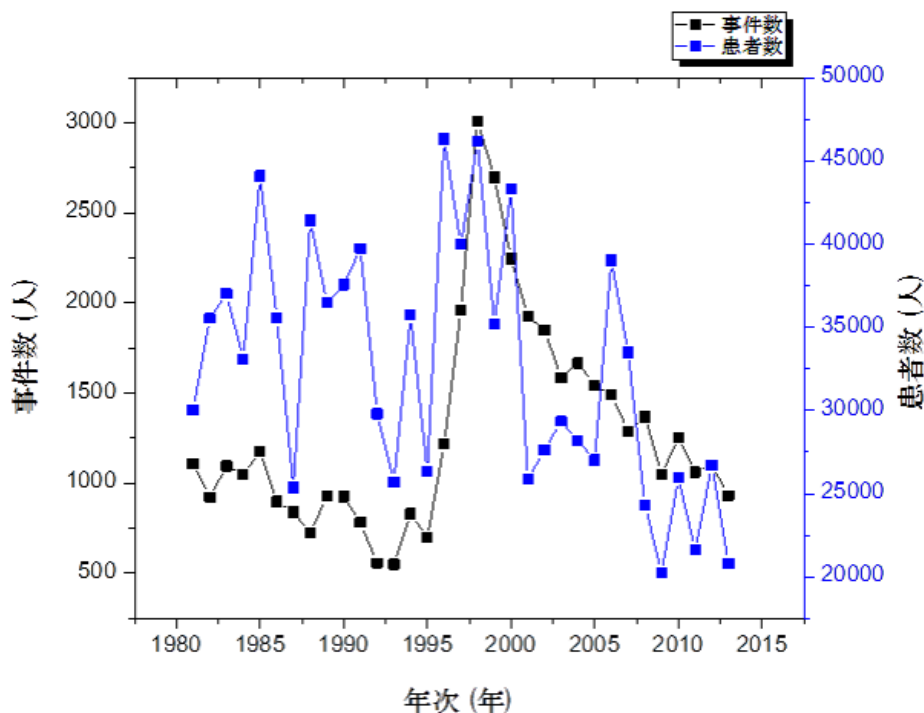


図 1.1: 年次別食中毒被害状況
厚生労働省 食中毒統計資料より

表 1.1 に示す通り，従来の微生物検査には生物，電気，生化学及び遺伝子解析といった様々な手法がある。

培養法は，微生物の増殖に必須な栄養素を含んだ固体物質（培地と呼ぶ）上で人工的に微生物を増殖させる手法であり，生物学的手法として広く用いられている。培地表面に微生物を含んだ試料液を散布すると，微生物は時間と共に増殖を始め，肉眼で確認できるサイズの集落（コロニー）を形成する。寒天培地を用いて形成されたコロニー数を計測する手法をコロニーカウント計測法といい，ある一定の培地条件において1つのコロニーを形成する最小菌単位 (Colony Forming Unit; CFU) で示される。懸濁液を適度に希釈し，1個の微生物が1個のコロニーを形成するようにしておけば，コロニーの数と希釈倍率から元の懸濁液の微生物濃度を算出できる。さらに，培地の成分を調整して特定の微生物のみが増殖するようにしておけば，選択的検出も可能である。ただし，培養法では微生物の増殖を待つ必要があるため，結果が出るまでに2～3日程度の長時間を要することが最大の欠点である [2]。

表 1.1: 微生物検査手法

分類	名称	特徴 ○長所 ●短所
生物	培養法	○生菌のみ検出可能 ○選択的検出が可能 ●長時間（数日）かかる
電気	インピーダンス法	○簡易，自動化 ●選択性が低い
生化学	ATP 法	○短時間，簡易 ●選択性が低い (ATP は食品残渣等にも含まれる)
	免疫測定法	○高感度 ○高選択性 ●高コスト (試薬)
遺伝子解析	PCR 法	○高選択性 (遺伝子レベル) ●生菌，死菌の選択不可

電気計測法として、インピーダンス法が挙げられる。培地中に直接挿入した一対の電極間に微弱な交流電流を流すことにより、微生物の増殖とそれに伴う代謝作用をインピーダンス変化として捉える手法である [3]。電氣的な微生物の検出法は、検出の迅速化・簡易化などの点で大きなメリットがあるが、選択性が低いといった問題点もある [4]。

主な生化学的検査手法としてアデノシン三リン酸 (Adenosine Triphosphate; ATP) 法や免疫測定法が挙げられる。ATP 法は、蛍の発光原理であるルシフェリン・ルシフェラーゼ (luciferin-luciferase) 反応を利用して、ATP を測定する手法である。ATP は全ての生物の細胞内に存在しており、酵素であるルシフェラーゼ等と反応させることにより発光し、発光量は ATP 量に比例する [5]。熱に対しても比較的安定であるため、特に熱処理食品中の微生物検出に用いられる。また、比較的短時間での検出が可能であり、簡易法としても優れている。ただし、ATP は食品中にも含まれており、微生物由来の ATP を分別することは出来ない。また、ATP 量は微生物の種類によって異なるため、生菌数と発光量の一意的な相関曲線を得るのは困難である [6]。

免疫測定法は、異物（抗原）と抗体の特異的結合反応を用いた測定法である [7]。風邪等のウィルスが人体に侵入すると、そのウィルスが抗原となり、抗原に対抗する抗体が作られる。この抗体は侵入してきた抗原のみに特異的に結合するもので、次に同じ抗原（ウィルスなど）が体内に侵入した際に、抗体と結合して病気を防ぐ役割を担う。これを免疫反応という。免疫反応は極微量で特異的に起こるものであり、これを利用した測定法が免疫測定法である。医療分野において、以前から血液検査等に用いられている。短時間かつ簡易な操作であることから、農薬の測定法としても研究がなされている [8]。ただし、免疫測定に用いる試薬が高価であることが問題として挙げられる。

代表的な遺伝子解析法としてポリメラーゼ連鎖反応 (Polymerase Chain Reaction; PCR) 法がある。PCR 法とは、耐熱性 DNA ポリメラーゼを用いて連鎖反応的に DNA を増幅する方法である。また、リアルタイム定量 PCR 法を用いることで、PCR を行いながらリアルタイムに 1 サイクル毎の PCR プロダクトの増幅度合いを検出することが可能である [9]。遺伝子レベルの高い選択性を有するが、生菌と死菌の判別が出来ないというデメリットも挙げられる。

現行の微生物検査手法について簡単に説明してきた。それぞれに優れたメリットを持ち合わせているものの、これらの検査手法には、検査時間が長い、試薬が高価、生死菌の区別がつかないなどといったデメリットもある。食中毒菌、発酵菌あるいは病原菌の多様性に対応するためには、迅速、簡便かつ安価な検査方法の確立及び検査装置の開発が必須である。

そこで、著者らは電気的手法の一つである誘電泳動法に着目した。誘電泳動とは、不均一電界中において、分極微粒子が電界勾配により泳動する現象である [10][11][12]。本現象を利用することで、迅速かつ選択的な微粒子操作が可能となる [13][14]。また、微細加工技術の普及により、現在では誘電泳動デバイスを安価に作製でき、簡易な粒子検出を実現している。微粒子のボトムアッププロセスによる極微小デバイスの構築に注目が集まっている昨今、誘電泳動を用いた粒子操作技術はこの目的に応える有効な手法ともなっている [15][16]。しかしながら、誘電泳動力には多くの制御因子があるため、粒子捕集におけるこれらの依存性を包括的に理解する必要がある。

誘電泳動における泳動因子として、静的因子（対象及び構造パラメータ）及び動的因子（制御パラメータ）が挙げられる。本因子の複合要素に対する実験的検証は、多数条件での実験が必須となるため、非効率的である。故に、本因子に対する泳動変化の把握には、数値シミュレーションによる解析が適していると言える。

1.2 関連研究

本研究と同じく、数値シミュレーションを用いた誘電泳動の特性評価は、誘電泳動影響下の粒子に印加された力の数値解析 [17] や微粒子の軌道及び分離プロセスのシミュレーション [18][19][20]、様々な誘電泳動デバイス構造における力及び粒子凝集特性の数値解析 [21][22] などが行われている。本節ではそれらの誘電泳動に関するシミュレーションの報告をまとめる。

軌跡 Cao らは、誘電泳動デバイスにおける空間的な誘電泳動力の影響を精査している [17]。電極モデルは本解析と同様の楕形電極としている。流体解析をはじめとした物理現象を解析するソフトウェア (CFD-ACE+) を用い、粒子捕集領域における誘電泳動力の評価を行っており、電極近傍かつ電極端で誘電泳動力が最も大きくなることが示されている（図 1.2 参照）。また、重力や粘性力との相対的関係を調査することで、誘電泳動が支配的となるデバイス高さの検証を行っており、本文献のデバイスでは高さ $42.5\ \mu\text{m}$ 以下の領域で誘電泳動力が支配的となる（図 1.3 参照）。さらに、誘電泳動力を決定する要因の一つである Clausius-Mossotti 関数の粒子導電率及び周波数特性の解析も行っている（図 1.4 参照）。

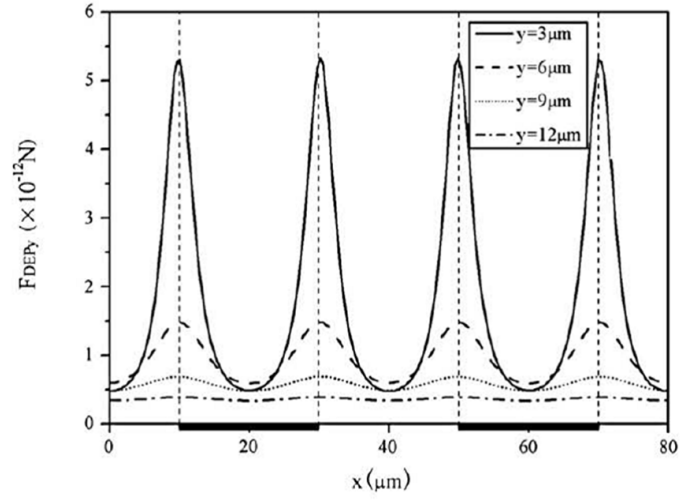


図 1.2: 各高さにおける誘電泳動力の分布 [17]

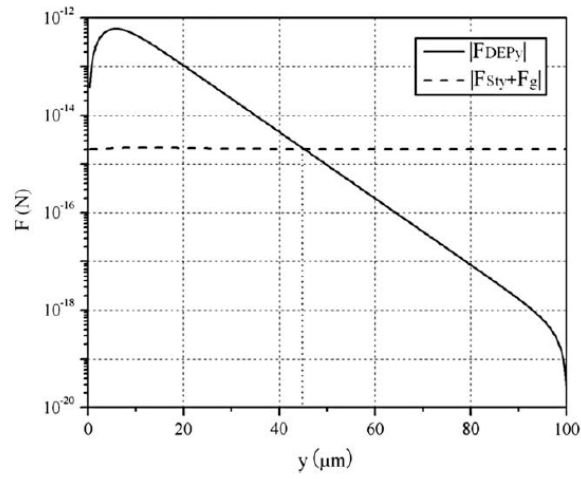


図 1.3: 誘電泳動力と外力の高さ依存性 [17]

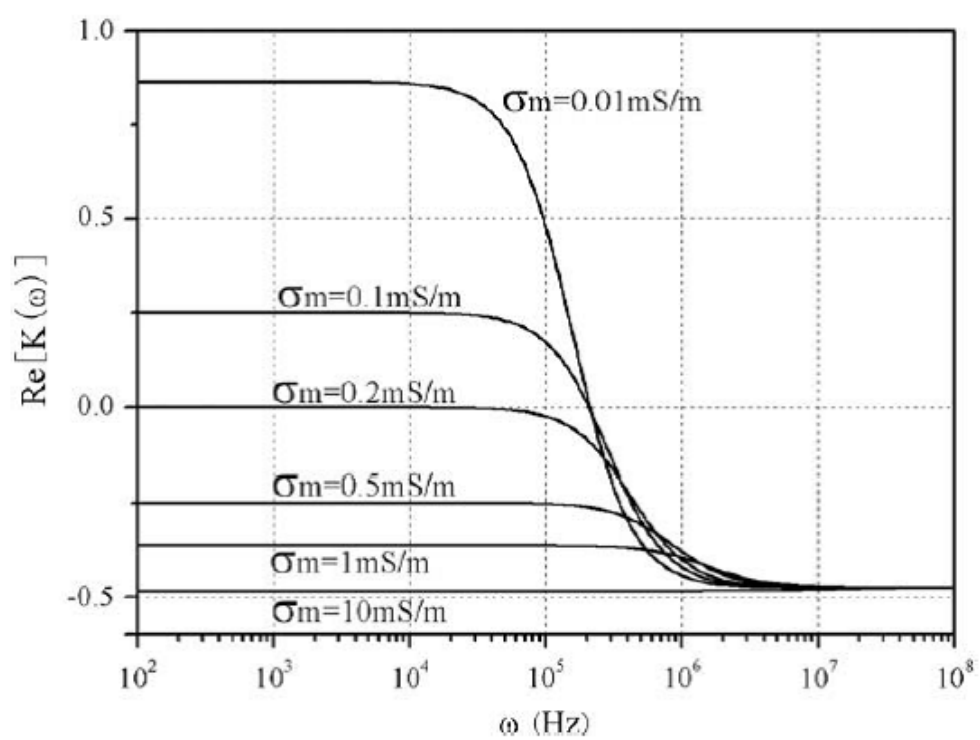


図 1.4: Clausius-Mossotti 関数の粒子導電率及び周波数依存性 [17]

1.2.1 粒子軌跡計算及び分離プロセスの数値解析

Bashir らは、本研究室と同様に楕型電極を用いた微粒子捕捉特性の数値解析を行っている [18]。有限要素法を用いた微粒子の軌跡計算により、各粒子投入高さにおける粒子捕捉位置の検証を行っている。粒子投入高さの上昇に伴い、粒子捕捉距離が短くなることが示されている（図 1.5 参照）。また、印加電圧による粒子捕捉距離の変化や（図 1.6 参照）、電極間隔による粒子捕捉距離の変化に関する評価も行っている（図 1.7 参照）。

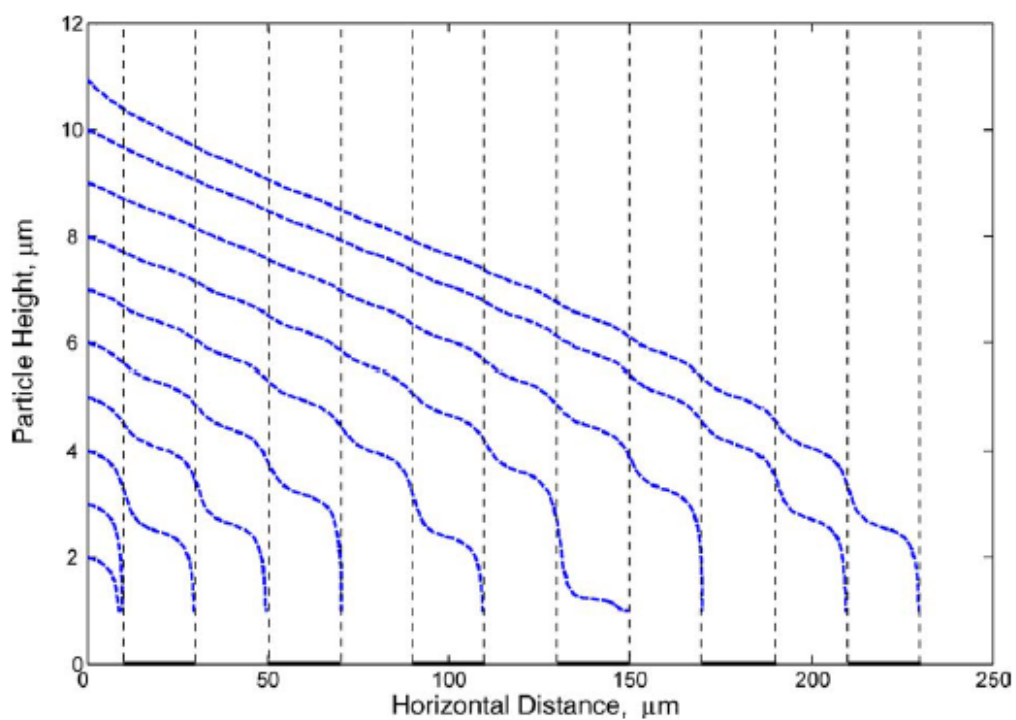


図 1.5: 粒子投入高さによる粒子捕捉位置の変化 [18]

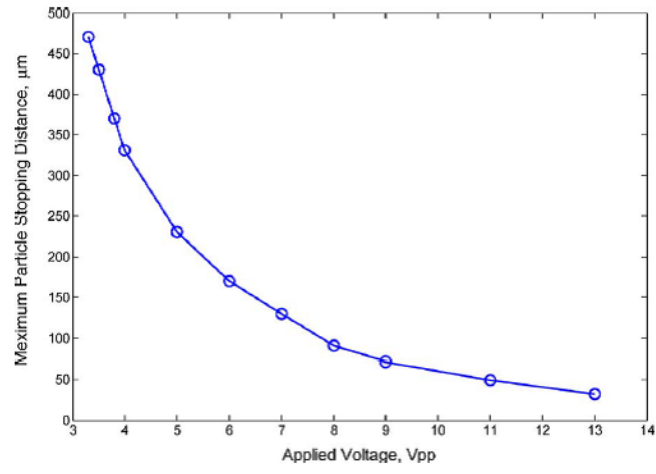


図 1.6: 印加電圧による粒子捕捉距離の変化 [18]

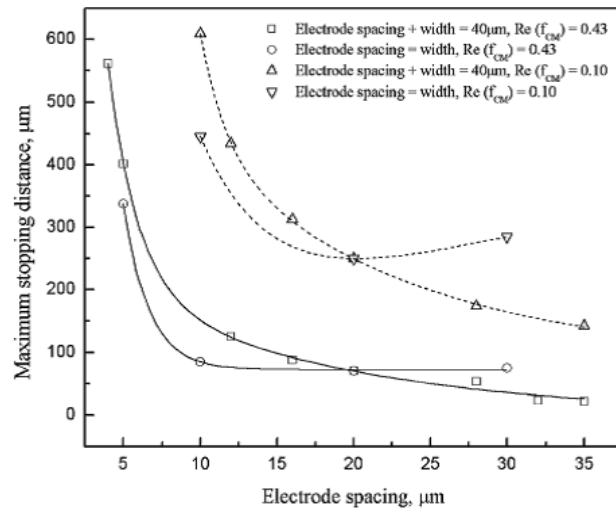


図 1.7: 電極間隔による粒子捕捉距離の変化 [18]

Zhao らは、光誘起誘電泳動（ODEP）における流体中の微粒子運動について、有限要素法を用いて数値解析を行っている [19]。誘電泳動力、ストークス抵抗力、重力及びブラウン運動力によって運動エネルギーを導出し、粒子径によって運動が変化することを示している (図 1.8 参照)。

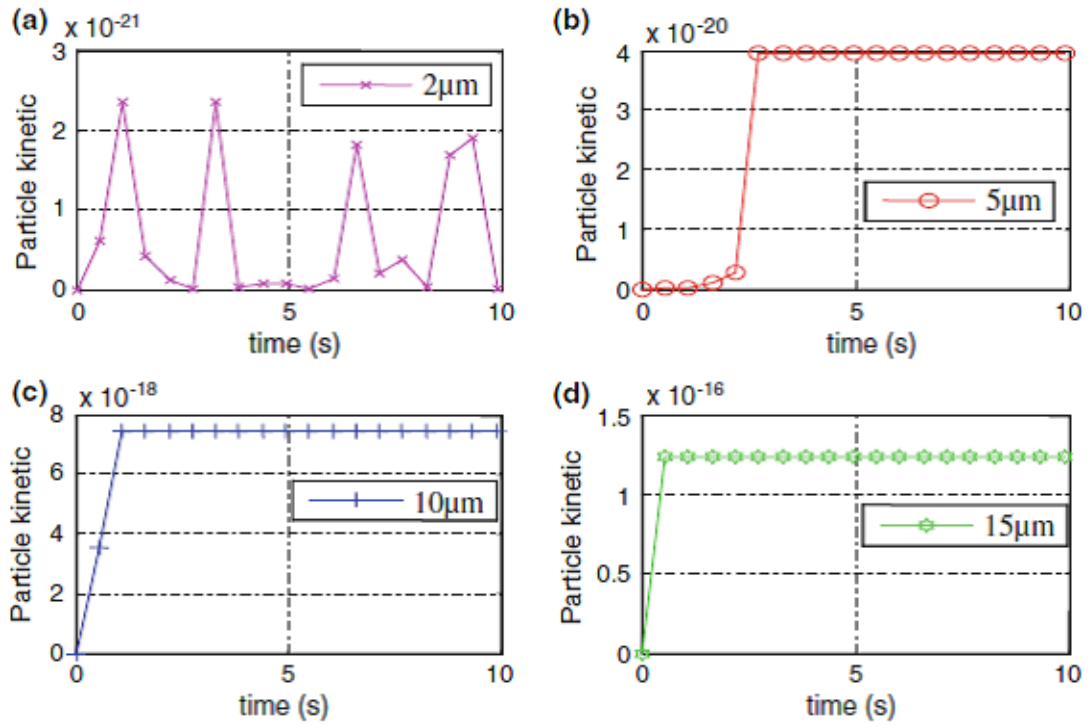


図 1.8: 粒子径による運動エネルギーの変化 [19]

(a) $R_P = 2 \mu\text{m}$; (b) $R_P = 5 \mu\text{m}$; (c) $R_P = 10 \mu\text{m}$; (d) $R_P = 15 \mu\text{m}$

Molla らは、油中のエマルションから水滴を分離するための新しい技術を提案している [20]。その技術の分離効率の評価を行うために、粒子の軌跡解析を数値的に検討している。特に電界勾配や誘電泳動力の分布、電極幅及び電極間隔の構造的なパラメータや粒子の大きさといった菌種に関するパラメータを変えた時の菌の泳動軌跡などを評価している（図 1.9 参照）。

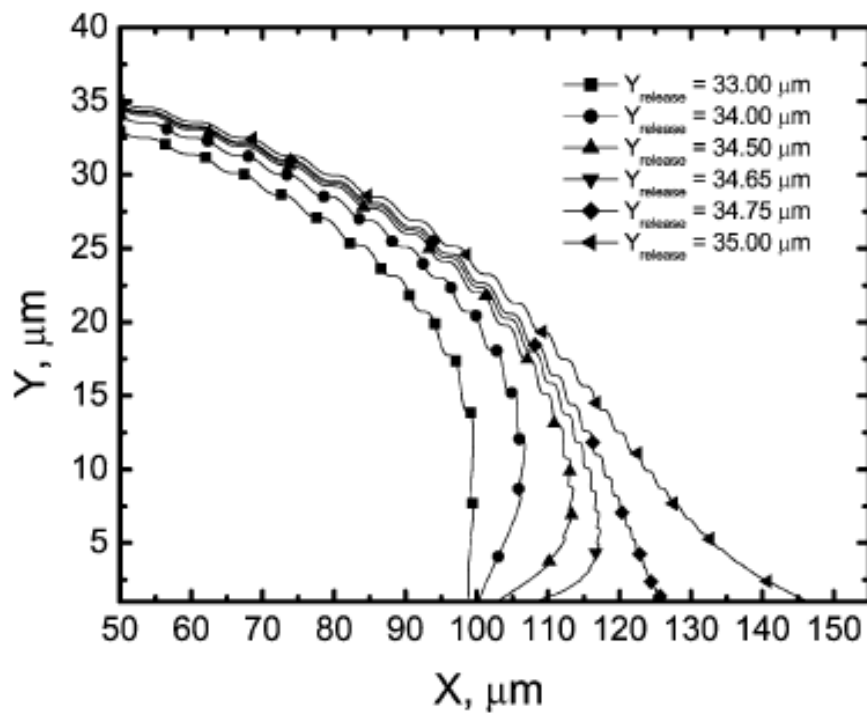


図 1.9: 初期位置による軌跡の変化 [20]

1.2.2 様々なデバイス構造での数値解析

Wang らは、従来の平板状の櫛型電極と新たに提案した半円状の櫛型電極における電極近傍での誘電泳動力の空間分布について検証している [21]。半円状の電極を用いることにより、二乗電界勾配がより強く、より均質的に電極に沿って分布されることを示している（図 1.10 及び 1.11 参照）。

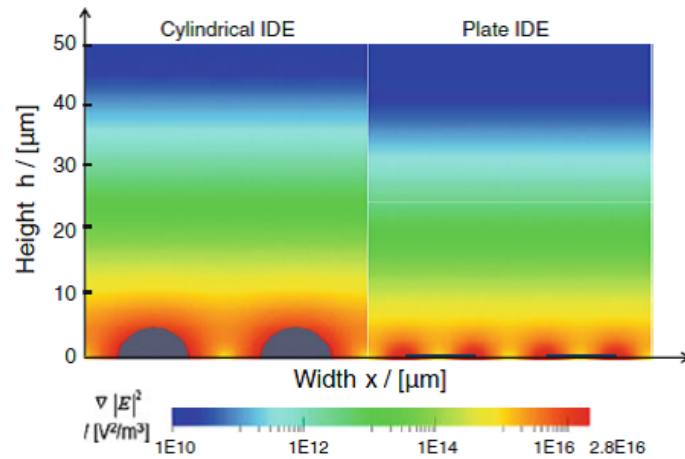


図 1.10: 二乗電界勾配空間分布の比較 [21]

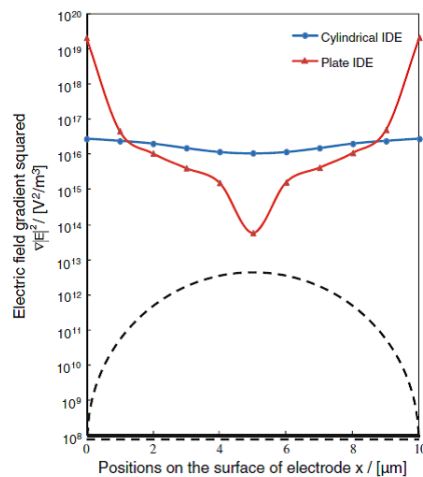


図 1.11: 電極表面における二乗電界勾配の比較 [21]

Choi らは、誘電泳動による微粒子凝集効率を向上させる新たなデバイス構造を提案している [22]。従来の長方形の誘電体柱よりも台形状の誘電体柱を用いることにより、デバイス底面部での粒子凝集性能が向上することを示している (図 1.12 参照)。

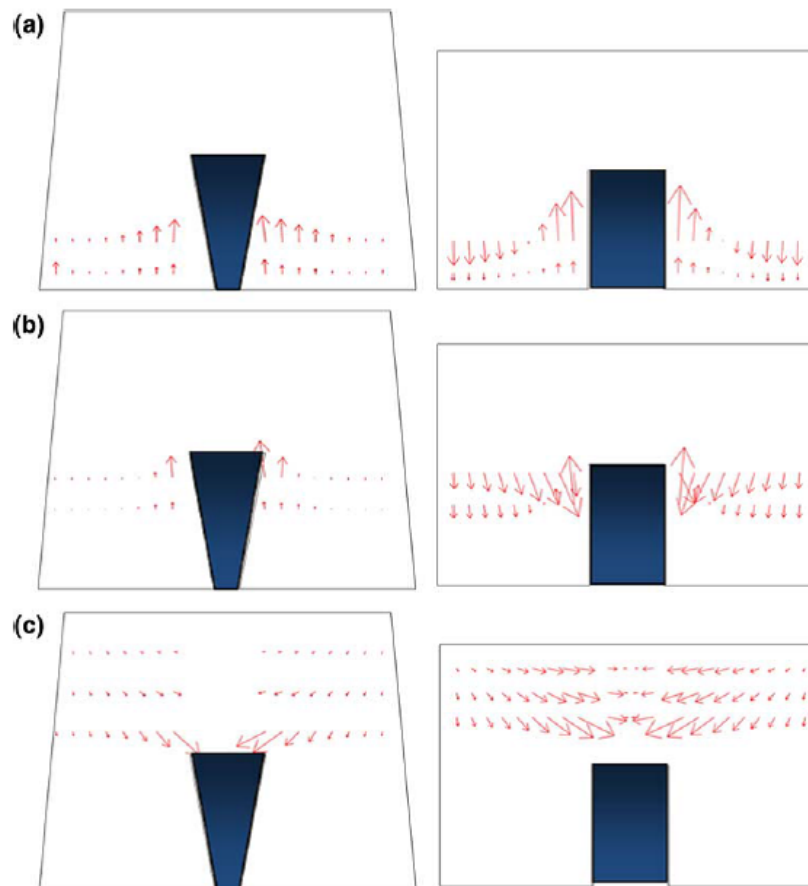


図 1.12: 粒子凝集性能の比較 [22]

(a): lower portion, (b): lower-middle of portion, (c): upper portion of the device

1.2.3 本研究室における先行研究

本研究室でも、様々な泳動条件下における孤立生体微粒子の挙動変化 (図 1.13 参照) について精査してきた [23]。また、菌体群の挙動 (図 1.14 参照), 捕捉可能高さ及び捕捉粒子数についての基礎検討も行ってきた [24]。ただし、泳動因子依存性については十分に整理されていない。誘電泳動デバイスの最適化を検証する上で、泳動因子の変化による粒子捕捉特性への影響を定量的に精査することが重要である。

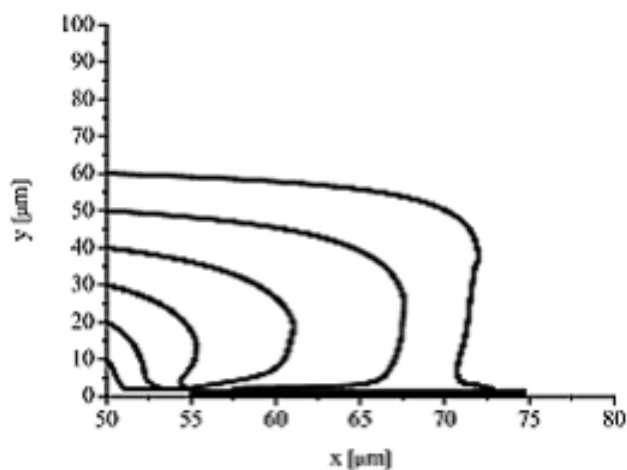


図 1.13: 捕捉領域における単一微粒子の挙動 [23]

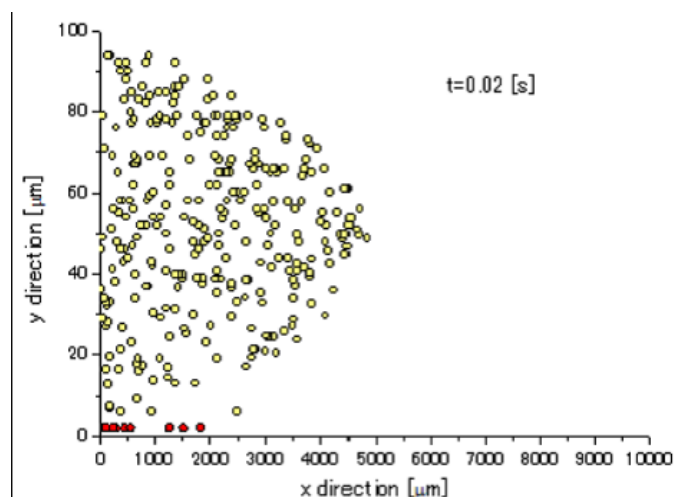


図 1.14: 菌体群の挙動分布 [24]

1.3 研究目的

本論文では、平面電極構造における基礎的捕集特性を理解するため、流路底面に楕型電極を配置した誘電泳動デバイスにおける粒子捕集領域をモデル化し、微粒子の挙動を数値的に解析する。電極遠方領域では流体圧力の影響によって粒子を流出口へと輸送する力を、電極近傍では誘電泳動力の影響により粒子が電極上に保持される力を考慮した上で、捕捉粒子数におけるデバイスの電極構造の最適化について検証する。また、制御パラメータの影響を精査するために、流量制御による粒子捕集性能の変化についての解析も行う。さらに、サイズの異なる粒子の軌跡及び捕捉可能高さを比較することで、対象パラメータの変化による誘電泳動力への影響についても検証する。

本論文は、全8章から構成されており、概要は以下の通りである。

第1章では研究背景、数値シミュレーションを用いた誘電泳動の関連研究例、当研究室での先行研究の紹介及び研究目的及び論文構成について述べる。

第2章では力学的作用、解析モデルや対象パラメータ等の解析条件、支配方程式など計算手法について述べる。なお、解析モデルは当研究室で開発した誘電泳動デバイスの粒子捕集領域を対象としている。

第3章では解析空間の電界、二乗電界勾配及び誘電泳動力の分布、及びそれらの高さ依存性や構造依存性について述べる。なお、二乗電界勾配は誘電泳動力の向き及び値を決定する重要な要素である。

第4章では捕捉可能高さ及び捕捉所要時間より電極面到達粒子数を計算し、電極面で粒子が保持される有効領域を考慮した上で、最終的に導出される捕捉粒子数について述べる。また、それらの電極構造依存性について精査し、最適な電極構造を特定した上で、数値解析と同条件で実験による比較検証をする。

第5章では捕捉粒子数及び捕捉率の流量依存性について述べる。また、電極構造依存性に関しても調べる。

第6章では解析精度の向上を図るために、時間及び空間刻み幅について検討する。また、解析精度の向上による粒子軌跡及び捕捉可能高さの変化についても精査する。

第7章では重力及びブラウン運動力を導入し、力学的作用の比較検討を行う。さらに、対象粒子モデルによる粒子軌跡及び捕捉可能高さの変化について述べる。

第8章では総論として本研究で得られた知見をまとめ、今後の展望及び課題について述べる。

第2章 解析方法

本章では、当解析に用いた解析モデルの寸法及び境界条件、計算に導入した力学的な作用及び支配方程式、計算に用いた手法について述べる。

2.1 解析モデル

当研究室では図 2.1 に示す誘電泳動デバイスを開発した [25]。本デバイスは 60 mm(L) × 20 mm(W) × 1.0 mm(T) の石英基板上に Cr で蒸着形成したマイクロフィルタ、55 mm (L) × 2.4 mm (W) × 0.5 mm (T) の溝が形成された軟性ポリジメチルシロキサン (poly-dimethylsiloxane; PDMS) 製流路カバー及びアクリル製の電極ホルダから構成される。誘電泳動デバイスにおける電極パターンを図 2.3 に示す。電極形状は楕型構造をしている。なお、電極表面には厚さ 300 nm の二酸化ケイ素 (SiO₂) 膜を形成し、絶縁処理を施している。

本解析ではこの誘電泳動デバイスにおける粒子捕集領域を模擬した (図 2.4)。図 2.4(a) は流路形状を示しており、図 2.4(b) はこの流路を xy 面から見た 1 対の電極配置であり、 w は電極幅、 g は電極間隔を示している。流路寸法は 5.5mm (L) × 2.5mm (W) × 0.5 mm (T) であり、流路上方に PDMS の被覆部 (厚さ 0.5mm, 導電率 0 S/m, 比誘電率 3) を、電極上に SiO₂ 保護膜 (厚さ 0.5 μ m, 比誘電率 8) を考慮した。接地電極及び駆動電極は流路底面に交互に配置した。振幅 5 V, 周波数 100 kHz の交流電圧が電極間に印加されるものとし、 z 方向には一様であるとした。

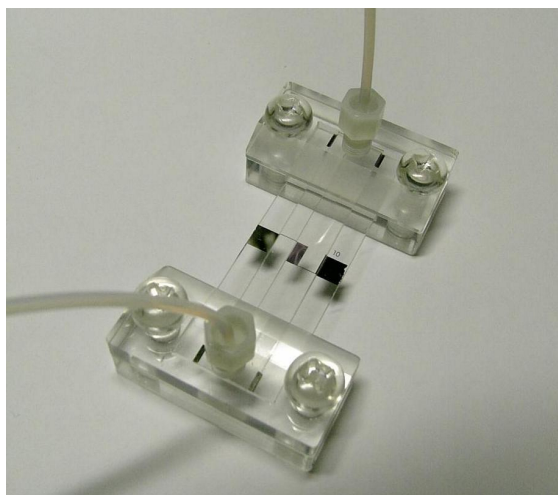


図 2.1: 誘電泳動デバイス外観

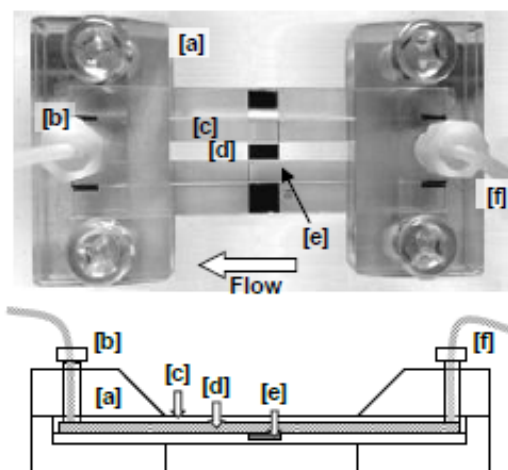


図 2.2: 誘電泳動デバイス概略

(a) セルホルダ, (b)PTFE 製フィッティング, (c)PDMS 製流路カバー, (d) 流路,
(e) マイクロフィルタ, (f)PTFE 製チューブ

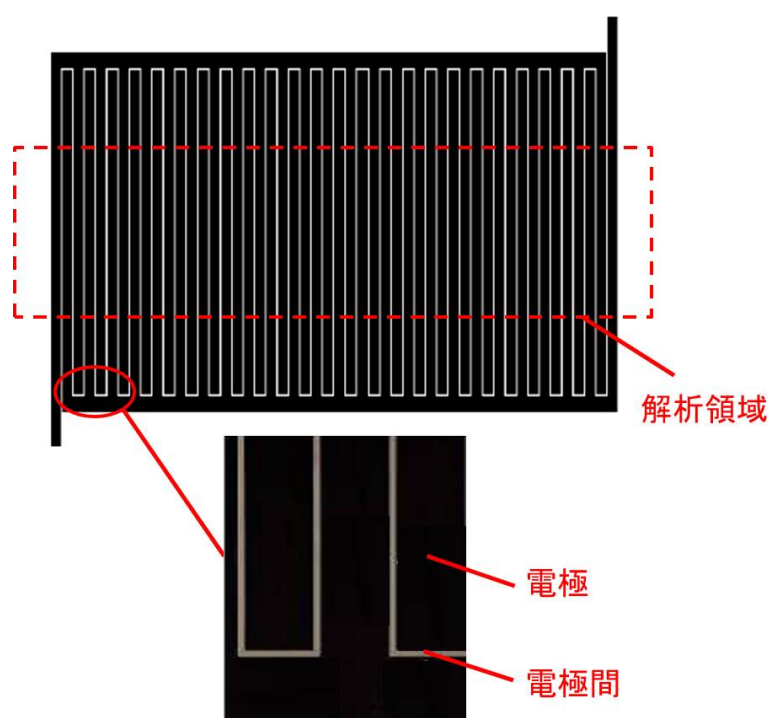
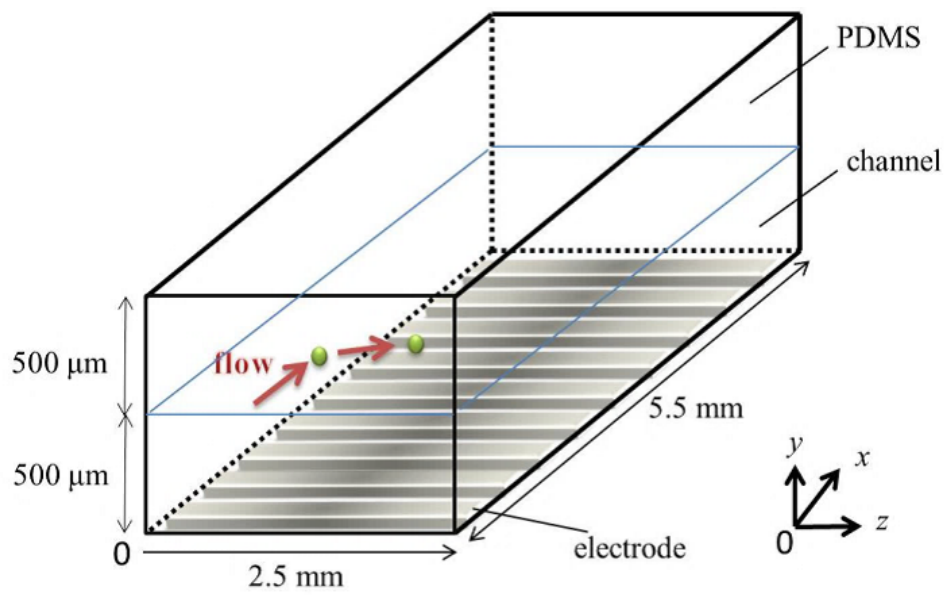
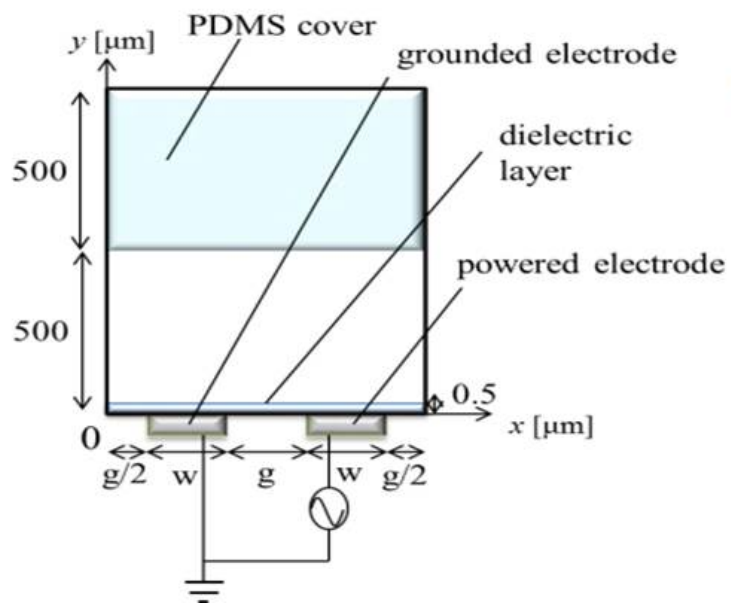


図 2.3: 櫛型電極構造概略



(a) 流路構造



(b) 電極配置

図 2.4: 解析モデル

2.2 力学的作用

本デバイスにおける液体中の微粒子には、主に誘電泳動力、抗力、流体圧力、重力及びブラウン運動力が作用する。それぞれの概要を以下に記述する。

2.2.1 誘電泳動力

誘電泳動とは、不均一電界中において、分極微粒子が電界勾配により泳動する現象である [10]-[12]。本現象による泳動挙動は粒子及び溶媒の複素誘電率、粒子半径、印加電界及び周波数に依存する。荷電粒子に作用する電気泳動とは異なり、電荷を持たない粒子も分極されることで泳動することが可能である。

交流電界中におかれた電氣的な中性粒子を考える。粒子の誘電率及び導電率を ϵ_p 及び σ_p 、溶媒の誘電率及び導電率を ϵ_m 及び σ_m 、角周波数を ω とすると、粒子及び溶媒の複素誘電率はそれぞれ

$$\epsilon_p^* = \epsilon_p - j \frac{\sigma_p}{\omega} \quad (2.1)$$

$$\epsilon_m^* = \epsilon_m - j \frac{\sigma_m}{\omega} \quad (2.2)$$

となる。粒子と溶媒の境界では、両側からの分極電荷が異なるため、誘導電荷が発生する。誘導電荷による双極子モーメント μ は

$$\mu = \alpha E \quad (2.3)$$

となる。ここで α は分極率と呼ばれ、式 (2.4) で表わされる。

$$\alpha = 4\pi r^3 \epsilon_m \left(\frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*} \right) = 4\pi r^3 \epsilon_m \text{Re}[K(\omega)] \quad (2.4)$$

ここで、 $K(\omega)$ は Clausius-Mossotti 関数であり、複素誘電率 ϵ^* を用いて式 (2.5) で与えられる。

$$K(\omega) = \frac{\epsilon_p^* - \epsilon_m^*}{\epsilon_p^* + 2\epsilon_m^*} \quad (2.5)$$

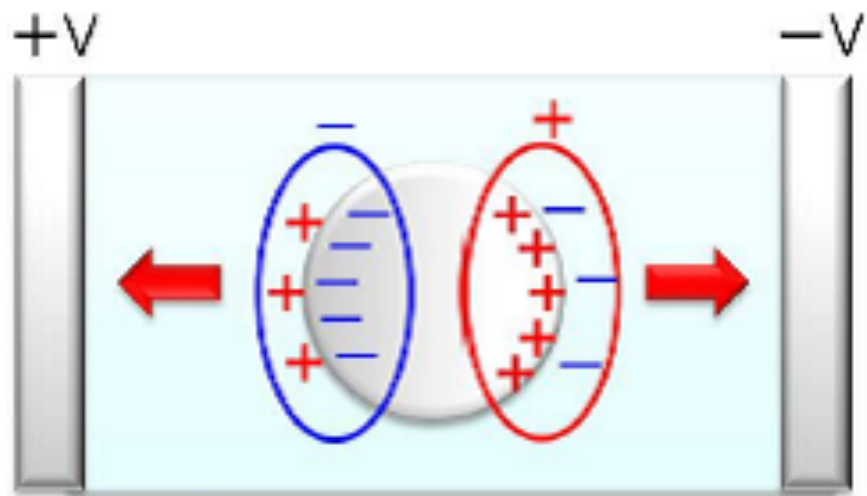
式 (2.3) 及び (2.4) より、 $\text{Re}[K(\omega)] > 0$ の場合双極子モーメントの向きは電界と同じ向きになり、 $\text{Re}[K(\omega)] < 0$ では逆向きとなる。

誘起双極子モーメントは電界から力 F を受ける。均一電界中ではこの力は左右で釣り合うため粒子の移動は起こらない (図 2.5)。一方で、不均一電界中では、左右に働く力に差が生じるため、粒子はより強い力の向きへ移動する (図 2.6)。この時働く力を式 (2.6) に示す。

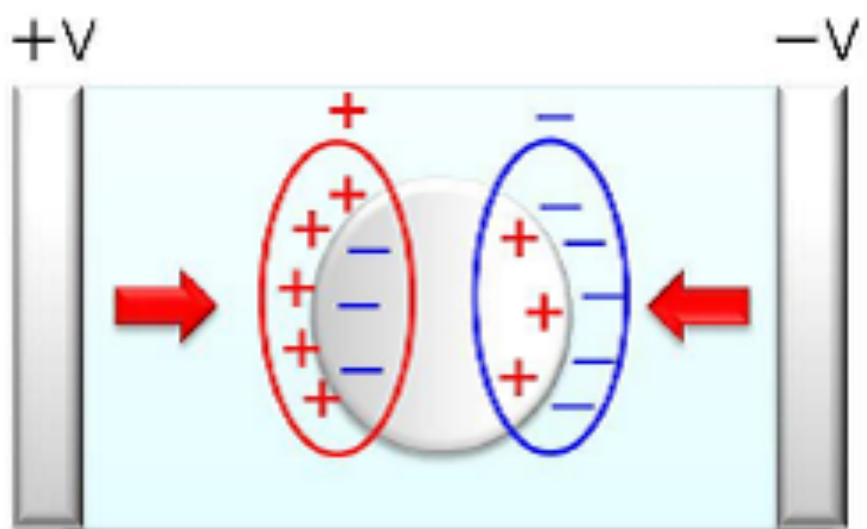
$$F_{\text{DEP}} = \frac{\alpha}{2} \nabla |E_{\text{eff}}|^2 = 2\pi a^3 \epsilon_m \text{Re}[K(\omega)] \nabla |E_{\text{eff}}|^2 \quad (2.6)$$

ここで、 E_{eff} は電界強度の実効値であり、 r は粒子の半径を表わしている。

$\text{Re}[K(\omega)] > 0$ の場合、電界強度の強い方向へ引き寄せられ (正の誘電泳動)、 $\text{Re}[K(\omega)] < 0$ の時は電界強度の弱い方向へ引き寄せられる (負の誘電泳動)。複素誘電率は周波数に依存するため、周波数を操作することで正と負の誘電泳動を切り替えることができる [12][26]。

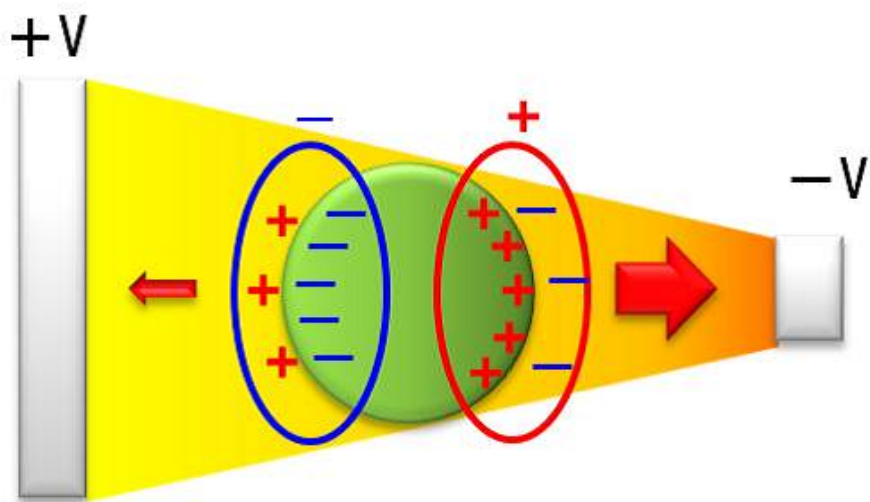


(a)

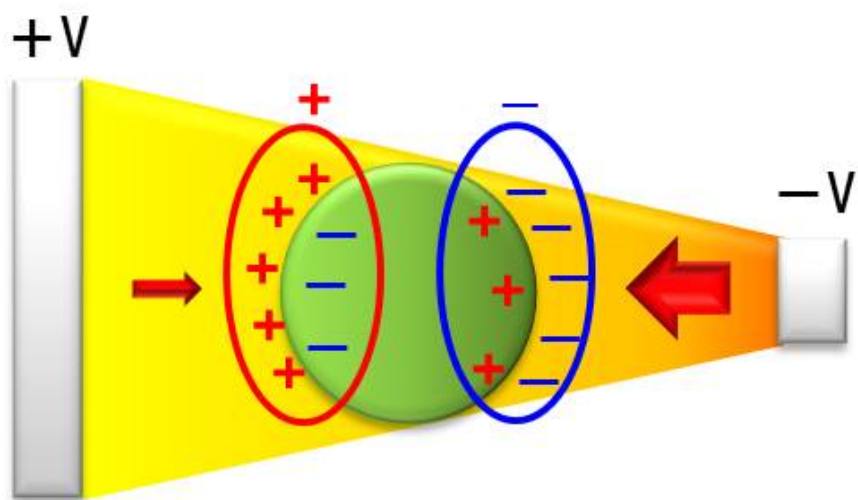


(b)

図 2.5: 均一電界中における分極及び粒子に働く力
 (a): $\text{Re}[K(\omega)] > 0$, (b): $\text{Re}[K(\omega)] < 0$



(a)



(b)

図 2.6: 不均一電界中における分極及び粒子に働く力
 (a): $\text{Re}[K(\omega)] > 0$, (b): $\text{Re}[K(\omega)] < 0$

2.2.2 抗力

非圧縮かつ密度が一様な単成分ニュートン流体のナビエ・ストークス (Navier-Stokes; NS) の方程式は式 (2.7) で与えられる。

$$\rho_m \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \text{grad})v \right\} = -\text{grad}P + \eta \Delta v \quad (2.7)$$

ここで, ρ_m は流体密度, $v = v(r, t)$ は流体速度, P は圧力, η は粘度である。一方, レイノルズ数 R は式 (2.8) で定義される。

$$R = \frac{\rho UL}{\eta} = \frac{UL}{\nu} \quad (2.8)$$

ここで, ν は動粘性係数であり, U 及び L はそれぞれ流れを特徴づける代表流速及び代表長さである。レイノルズ数 R が小さい時は, ストークス近似が成り立つ。故に, 式 (2.7) の左辺第二項である慣性項は右辺である粘性項と比較して十分に小さいので省略できる。特に, 流速 v は時刻 t に依存しない定常流の時, 定常ストークス近似が成り立ち, 式 (2.9) 及び (2.10) を連立して解が求められる。

$$\eta \Delta v = P \quad (2.9)$$

$$\text{div} v = 0 \quad (2.10)$$

静止流体中を粒子が v で運動する場合, 式 (2.9) 及び (2.10) より, 粒子が溶媒から受ける粘性力 F_{drag} が求められる。

$$F_{\text{drag}} = -6\pi\eta r v \quad (2.11)$$

ここで, r は粒子半径である。上式はストークスの抵抗法則と呼ばれる。粘性力は粒子半径や粘度, 粒子速度に依存する。また, 式 (2.11) における速度 v は静止した液体に対する相対速度であるため, 流速 v_{flow} の流体中における抗力は式 (2.12) で表わされる。

$$F_{\text{drag}} = -6\pi\eta r (v - v_{\text{flow}}) \quad (2.12)$$

2.2.3 流体圧力

デバイス流路内の流体には、平面ポアズイユ流れ（図 2.7 参照）を仮定している。NS の方程式より、2 枚の平行平板の粘性流れを求めると式 (2.13) のようになる [27]。ここで v は流体速度、 G は圧力勾配、 ρ は液体密度、 μ は粘性計数を表わす。

$$\frac{d^2 v_{\text{flow}}}{dy^2} = -\frac{G}{\rho\mu} \quad (2.13)$$

式 (2.13) を平板表面の境界条件 ($y = \pm H, v = 0$) の下に解くと、流速は

$$v_{\text{flow}} = \frac{G}{2\rho\mu}(H^2 - y^2) \quad (2.14)$$

で表わすことができる。 H は平行平板間距離の半分、 y は底面平板からの距離である。また、流路の幅を GAP_z と置くと、流量 Q は

$$\frac{Q}{\text{GAP}_z} = \int_{-H}^H v_{\text{flow}} dy = \frac{2}{3} \frac{GH^3}{\rho\mu} \quad (2.15)$$

となる。ここで式 (2.14) 及び (2.15) から圧力勾配を消去すると、流速は式 (2.16) で表わすことができる。また、 x 軸を底面にとると式 (2.17) のようになる。

$$v_{\text{flow}} = \frac{3Q(H^2 - y^2)}{8H^2} \quad (2.16)$$

$$v_{\text{flow}} = \frac{3Q\{H^2 - (y - H)^2\}}{8H^2} \quad (2.17)$$

電極近傍において、電極の厚みにより乱流が発生する可能性が考えられるが、本解析では電極厚みが十分に小さいため、乱流の影響は無視できる。

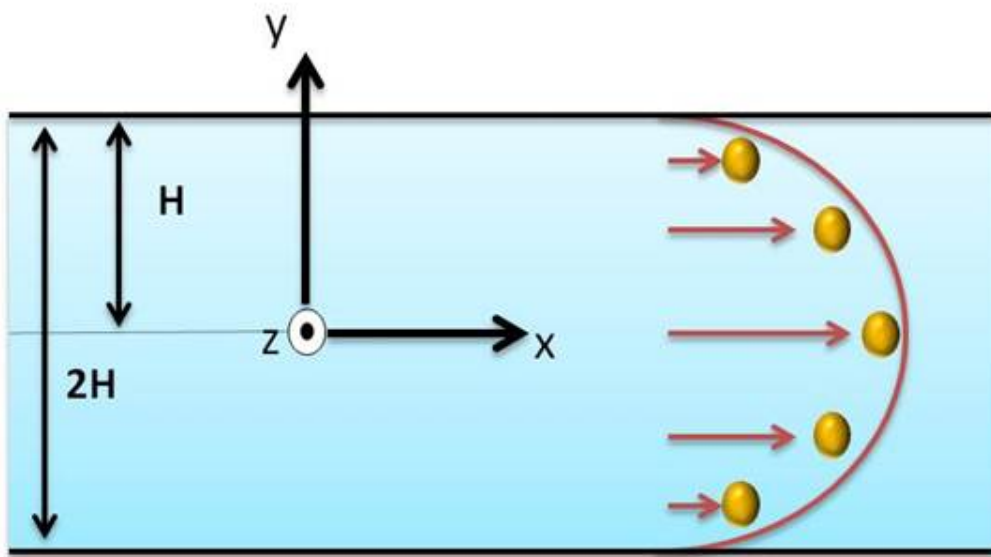


図 2.7: ポアズイユ流れ

2.2.4 重力及び浮力

流体中の粒子には，その粒子の体積に相当する流体の質量に等しい浮力を受ける。浮力より物質の中心に働く重力が大きければ粒子は沈下し，小さければ浮上する。流体中に生じる重力 F_g 及び浮力 F_b は次式で与えられる [34][35]。

$$F_g = V_p g \rho_p \quad (2.18)$$

$$F_b = V_p g \rho_m \quad (2.19)$$

V_p は粒子の体積であり，

$$V_p = \frac{m_p}{\rho_p} \quad (2.20)$$

で表わされる。ここで， m は質量， ρ は密度， g は重力加速度であり，添え字 p 及び m は粒子及び溶媒を表わす。また，上向きの力が＋，下向きの力が－としている。流体中の粒子が受ける正味の重力 F_G ，すなわち重力及び浮力の総和は式 (2.21) で与えられる。

$$F_G = F_g + F_b = m_p g \frac{(\rho_p - \rho_m)}{\rho_p} \quad (2.21)$$

2.2.5 ブラウン運動力

ブラウン運動は、溶媒中に浮遊する微粒子が不規則に動く現象である。決められた時間内におけるブラウン運動による変位 Δx は、以下の式によって与えられる [36]。

$$\Delta x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{\frac{k_B T}{3\pi r \eta} t} \quad (2.22)$$

$$F_B = \zeta \sqrt{\frac{12\pi\mu k_B T r}{\Delta t}} \quad (2.23)$$

ここで、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対流体温度、 r は粒子半径、 η は粘性率である。式に示す通り、粒径が小さくなる程ブラウン運動による変位が大きくなるため、ナノサイズの粒子捕集特性を精査するには、ブラウン運動を考慮した上での軌跡計算が必須である（図 2.8 参照）。

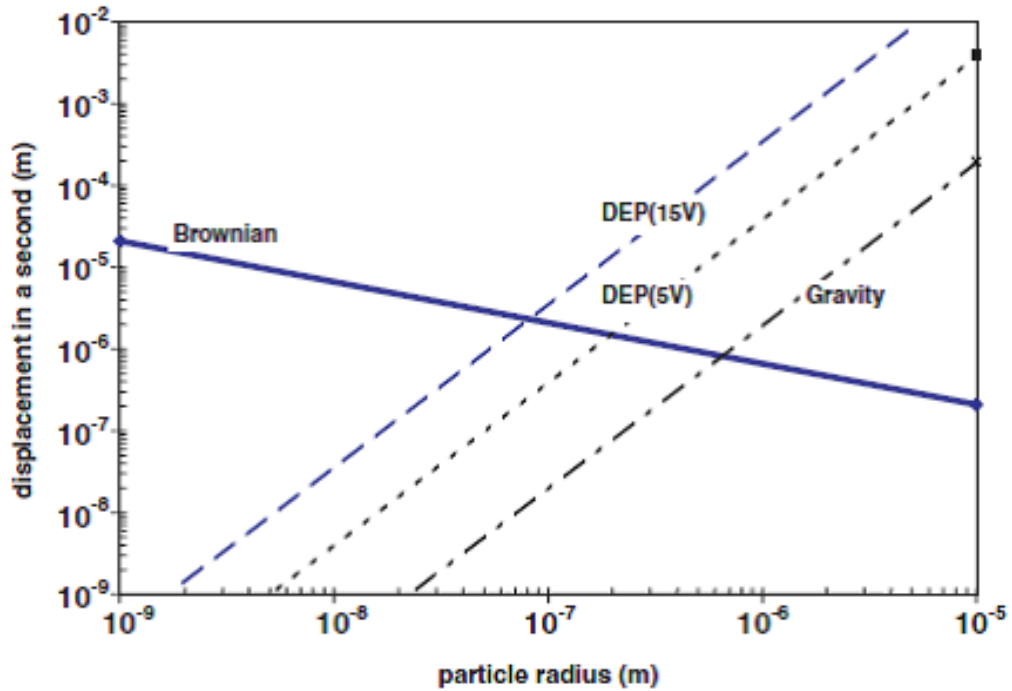


図 2.8: 力学的作用による粒子移動距離の粒径依存性 [36]

2.3 解析条件

境界条件として、流路下面の電極間電位は線形補間により与えた。また、流路上面（流路高さ及びPDMS層の厚みを含んだ高さ1 mm 地点）は電極から十分離れているとみなし、電位を0 Vとした。なお、左右両端は周期境界を仮定した(図2.9 参照)。

本解析に用いた粒子及び溶媒のパラメータを表2.1 及び2.2 に示す。解析対象は、純水溶媒中における粒子径100 nm のインフルエンザウィルス、1.0 μm の大腸菌及び8.0 μm の赤血球とした。大腸菌の電気定数(誘電率及び導電率)は文献[28][29]のパラメータ値を採用した。ただし、*E.coli* の固有比誘電率及び導電率については $\text{Re}[K(\omega)]$ の実部が実験データと整合するように、文献内容を参考にしつつ設定値の調整を行った。*E.coli* は3重構造の楕円型であるので、正確には楕円体モデルを考えなければならない[30]。しかしながら、楕円体モデルの計算では回転運動や双極子が複雑に作用し、誘電泳動の計算が複雑になる。また、実際の計算において球体モデルでの結果とオーダーとして変わらないことを確認している。よって本解析ではモデルを単純化するために球体モデルを採用した。その他、解析対象はClausius-Mossotti関数が1となるように設定した。また、粒子濃度を 10^7 CFU/ml, 懸濁液の流量を5-20 ml/h(10 ml/h 時の平均流速2.2 mm/s) とし、溶媒の流動特性として平板間におけるポアズイユ流れを仮定した。粒子の挙動については、流入側に高さ0-500 μm の範囲で初期粒子を配置し、誘電泳動力、粘性力、流体圧力、重力及びブラウン運動力により移動させた。

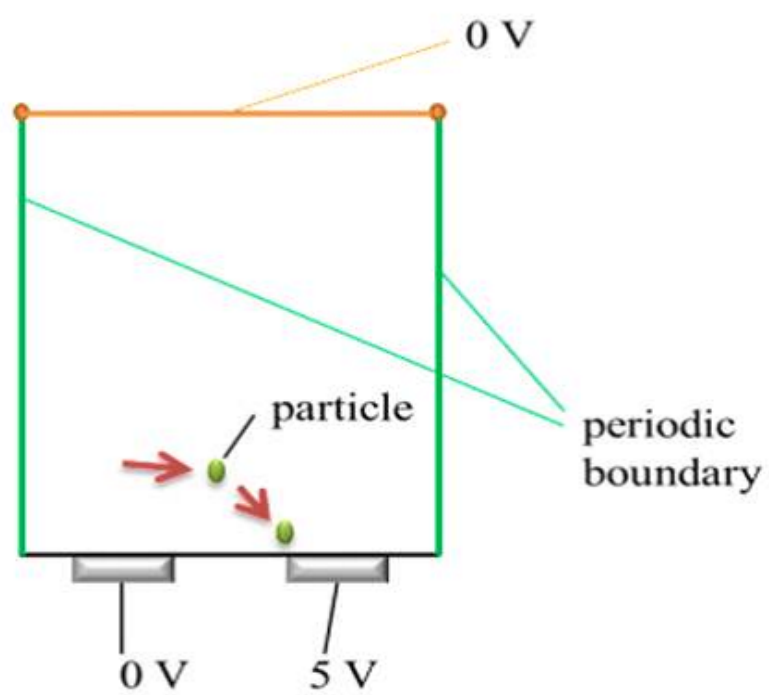


图 2.9: 境界条件

表 2.1: 本解析に用いるパラメータ（大腸菌モデル）

parameter	SI unit	value
粒子		大腸菌モデル
溶媒		水
粒子半径	μm	0.5
粒子比誘電率		80.0
粒子導電率	mS/m	323
溶媒比誘電率		78.54
溶媒導電率	$\mu\text{S/m}$	10
PDMS 比誘電率		3.0
SiO_2 比誘電率		8.0
溶媒粘性率	Pa s	7.97×10^{-4}

表 2.2: モデル粒子の各パラメータ

モデル	半径	質量	密度
インフルエンザウイルス	50 nm	$8.0 \times 10^{-19} \text{kg}$	1527 kg/m^3
大腸菌	$0.5 \mu\text{m}$	$7.0 \times 10^{-16} \text{kg}$	1167 kg/m^3
赤血球	$4.0 \mu\text{m}$	$9.0 \times 10^{-14} \text{kg}$	997 kg/m^3

2.4 支配方程式

本解析における支配方程式を式 (2.24) - (2.32) に示す。式 (2.24) 及び (2.25) は x 及び y 方向の誘電泳動力 F_{DEP} ，式 (2.26) 及び (2.27) は粘性力 F_{drag} を表わし，式 (2.28) 及び (2.29) の運動方程式を解くことで，粒子の挙動を表現した。また， x 方向には式 (2.30) のポアズイユの流れによる速度 v_{flow} を与えた。実効電圧 V_{eff} 及び電界 E_{eff} は，ラプラスの式 (2.31) 及び電位と電界の関係式 (2.32) から導出した。ここで， r : 粒子半径， ϵ_m : 溶媒の誘電率， $K(\omega)$: Clausius-Mossotti 関数， η : 溶媒の粘度， Q : 流量， h : 流路高さである。なお，本解析条件では，粒子径，大腸菌の誘電率と導電率および溶液の誘電率と導電率から計算した結果， $\text{Re}[K(\omega)] \cong 1$ となっていたため，正の誘電泳動を利用した場合の解析となっている。

$$F_{\text{DEP},x} = 2\pi r^3 \epsilon_m \text{Re}[K(\omega)] \frac{\partial}{\partial x} |E_{\text{rms}}|^2 \quad (2.24)$$

$$F_{\text{DEP},y} = 2\pi r^3 \epsilon_m \text{Re}[K(\omega)] \frac{\partial}{\partial y} |E_{\text{rms}}|^2 \quad (2.25)$$

$$F_{\text{drag},x} = -6\pi\eta r(v_x - v_{\text{flow}}) \quad (2.26)$$

$$F_{\text{drag},y} = -6\pi\eta r v_y \quad (2.27)$$

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_{\text{DEP},x} + F_{\text{drag},x} + F_{\text{B},x} \quad (2.28)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F_{\text{DEP},y} + F_{\text{drag},y} + F_{\text{G}} + F_{\text{B},y} \quad (2.29)$$

$$v_{\text{flow}} = \frac{2QH^2 - (y - H^2)}{8H^4} \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0 \quad (2.31)$$

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial V}{\partial y} \quad (2.32)$$

2.5 計算手法

式 (2.28) 及び (2.29) の運動方程式，式 (2.30) の流速の導出はラグランジュ系（質点系）を用いて解いている。また，式 (2.31) のラプラスの式では有限差分近似により差分方程式に変形し，逐次過緩和（Successive Over Relaxation; SOR）法 [31] を用いて計算している。式 (2.32) より導出する電界も電位同様に直行座標上で差分化することで導出している。空間を離散化する際の系はスタaggerドメッシュを採用した (図 2.10)。スタaggerドメッシュとは格子点上に配置したスカラー量に対し，半格子ずらしてベクトル量を配置することで解を安定させる方法である。1つの格子セルで連続の式が自然に表現でき，また各方向の圧力勾配がその方向の速度を決めるというナビエ・ストークス方程式の性質が自然に表現されるという利点がある。流体解析や電磁波解析において広く用いられている [32][33]。

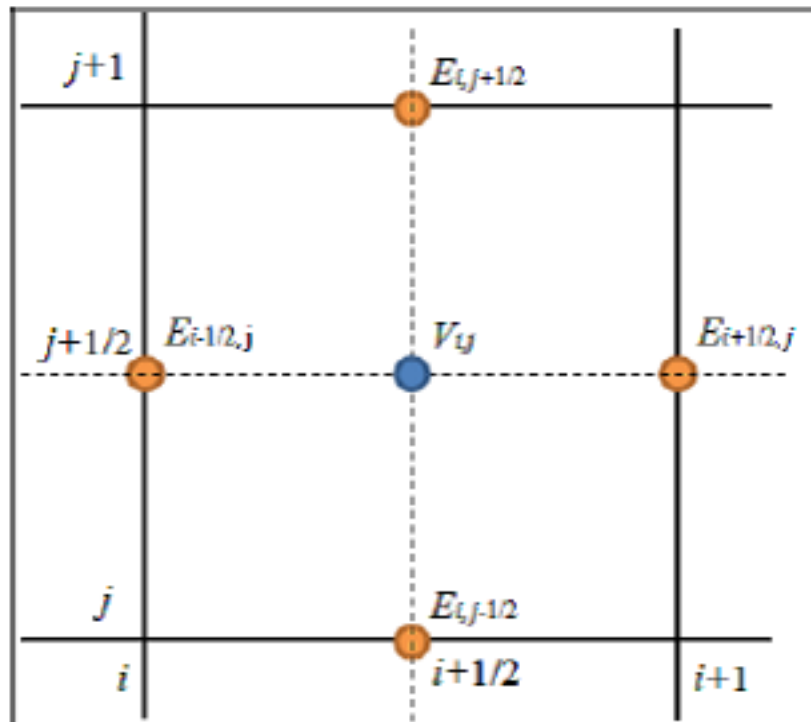


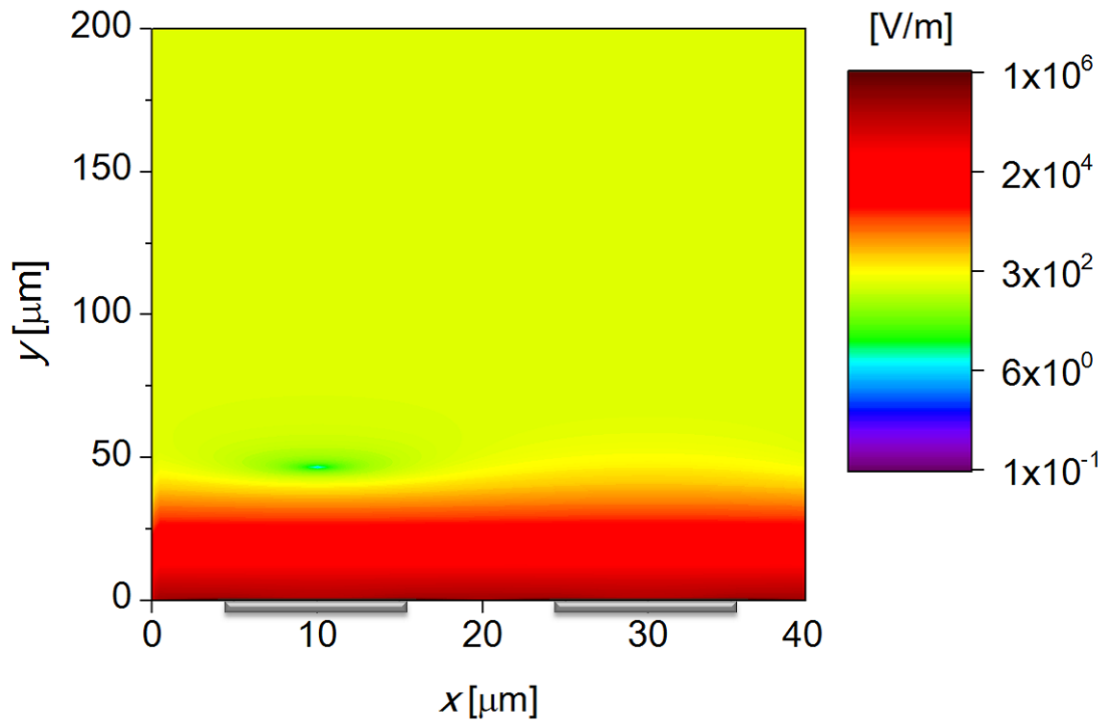
図 2.10: スタaggerドメッシュ

第3章 捕集空間における電界及び誘電泳動力精査

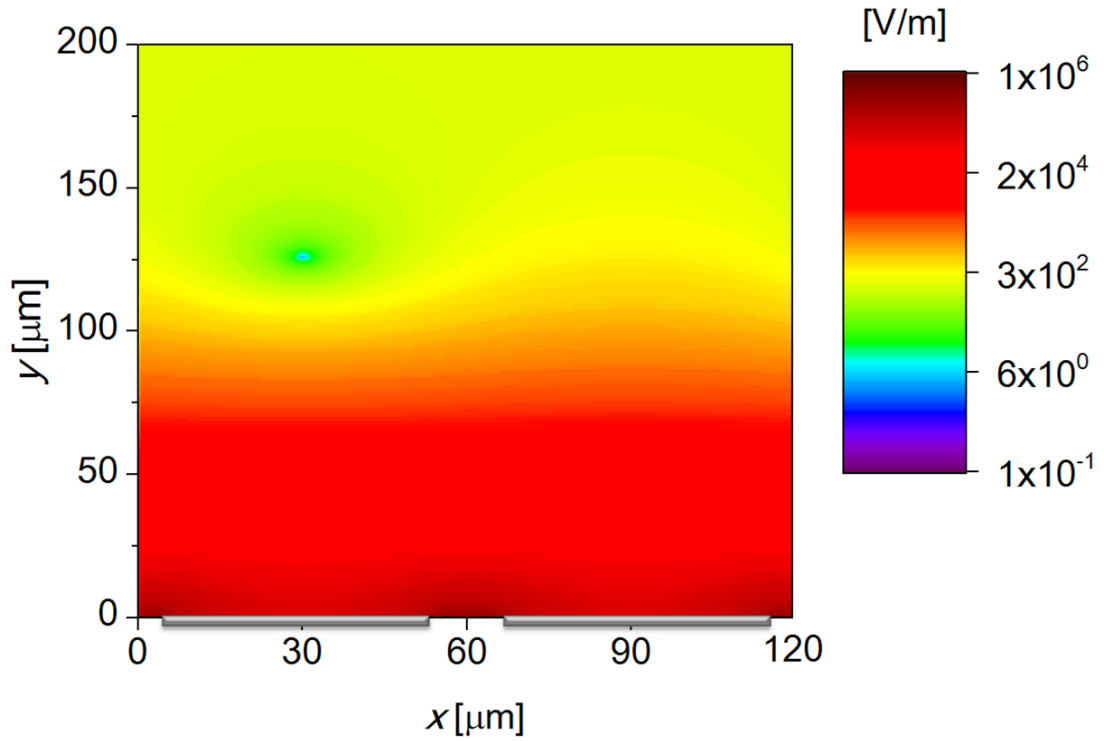
本章では、誘電泳動デバイスにおける基礎的な諸特性として、図 2.1 に示した単位解析空間における電界及び誘電泳動力の分布、及び粒子捕捉への影響が大きい y 方向誘電泳動力の流路高さに対する変化について解析を行う。また、その電極構造依存性を調べる。

3.1 電界の空間分布

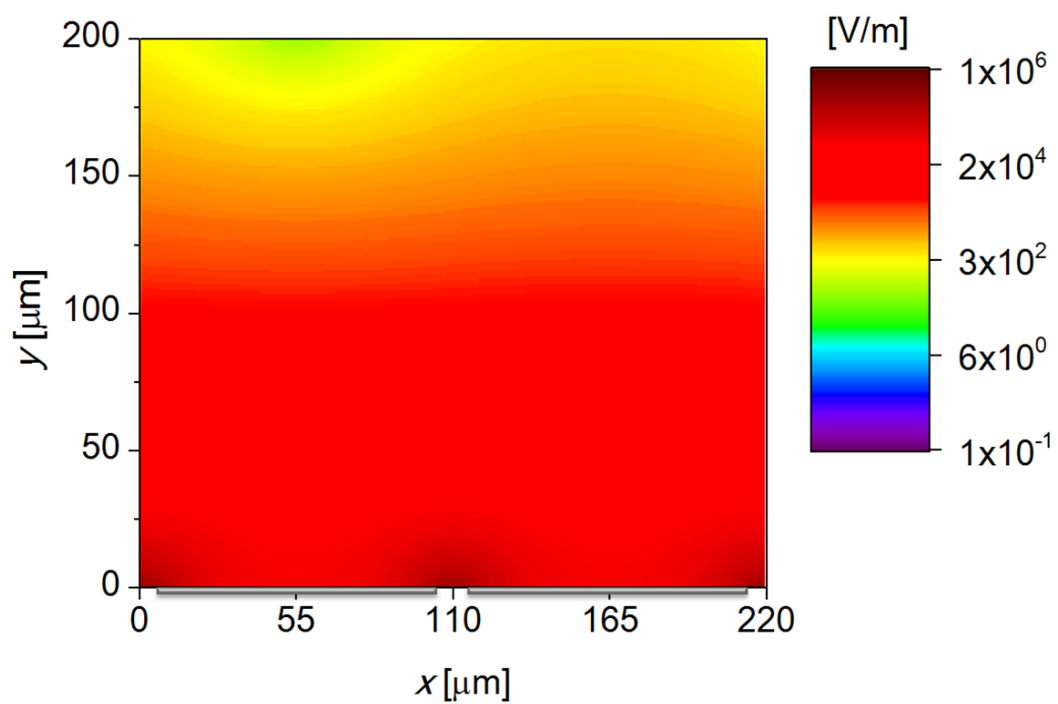
電極幅及び電極間隔を $10\ \mu\text{m}$ とした時の粒子捕集領域における電界の空間分布を図 3.1(a) に示す。ここで、 w は電極幅、 g は電極間隔を表わしている。高さ $20\ \mu\text{m}$ 以下の電極近傍において、電界が急激に変化する様子が確認できる。これは電極近傍における電位が、接地電極上では $0\ \text{V}$ から $2.5\ \text{V}$ へ急激に増加し、印加電極上では $5\ \text{V}$ から $2.5\ \text{V}$ へ激減することに起因している。電極から $100\ \mu\text{m}$ 以上離れた領域では、電界がほぼ一様となった。また、接地電極の $50\ \mu\text{m}$ 上方で零となる境界が生じた。これは零電位に挟まれて電気力線の過疎部が形成されたためである。図 3.1(b) に示す通り、電極幅を $50\ \mu\text{m}$ に拡大すると、電界の零境界は電極遠方 $130\ \mu\text{m}$ へと移動することがわかる。さらに、電極幅を $100\ \mu\text{m}$ に拡大すると (図 3.1(c) 参照)、零境界は $200\ \mu\text{m}$ 地点まで上昇する。図 3.1(d) 及び (e) に示す通り、電極間隔に関しても同様な結果が確認できる。これは電極構造を拡大することにより、電極遠方へと電気力線が広がるためである。



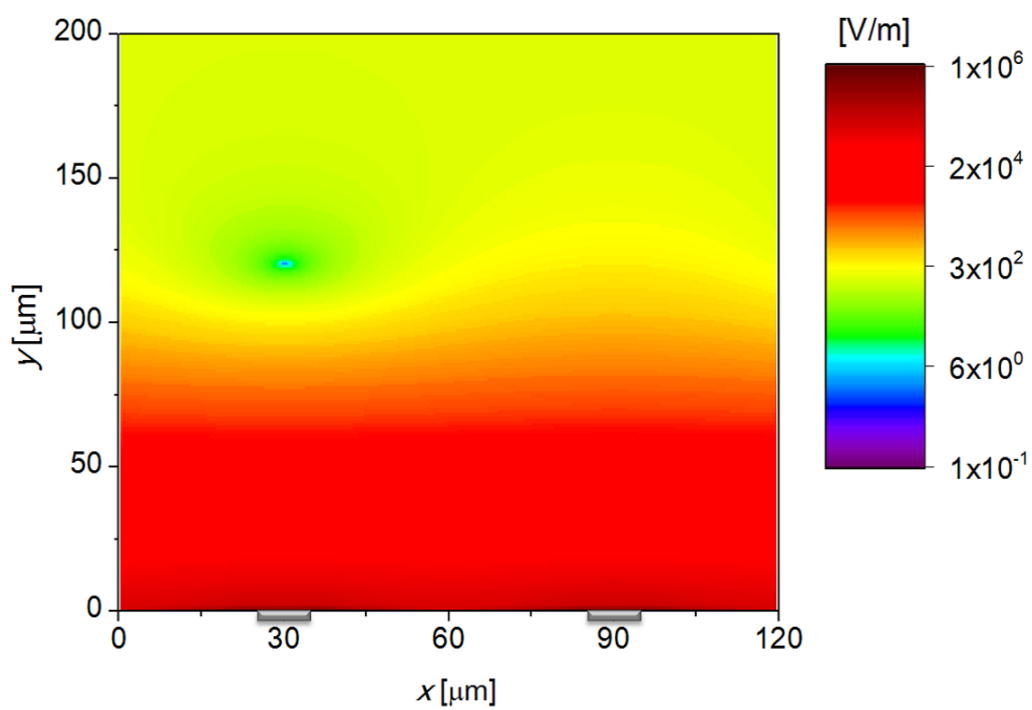
(a) $w - g = 10\text{-}10$



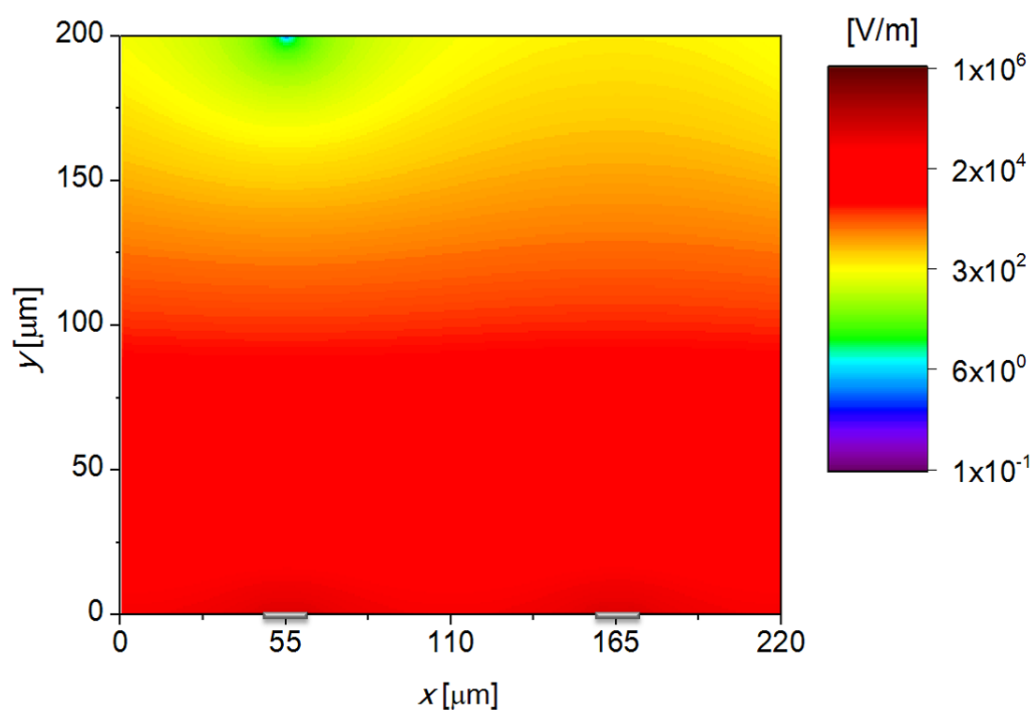
(b) $w - g = 50\text{-}10$



(c) $w - g = 100-10$



(d) $w - g = 10-50$



(e) $w - g = 10-100$

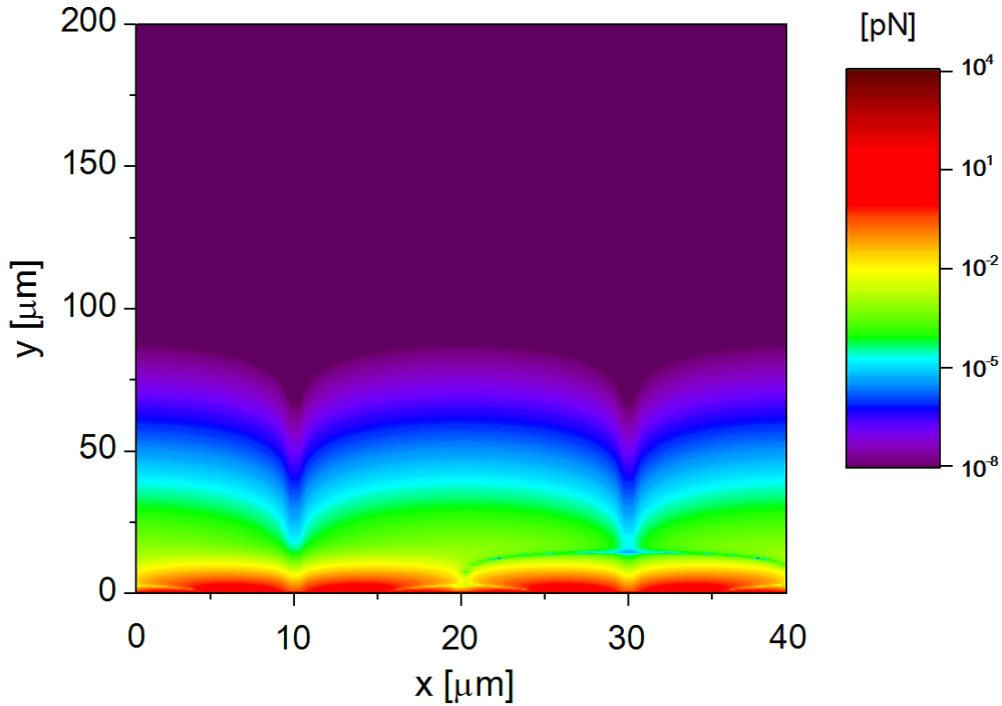
図 3.1: 電界の空間分布

3.2 誘電泳動力の空間分布

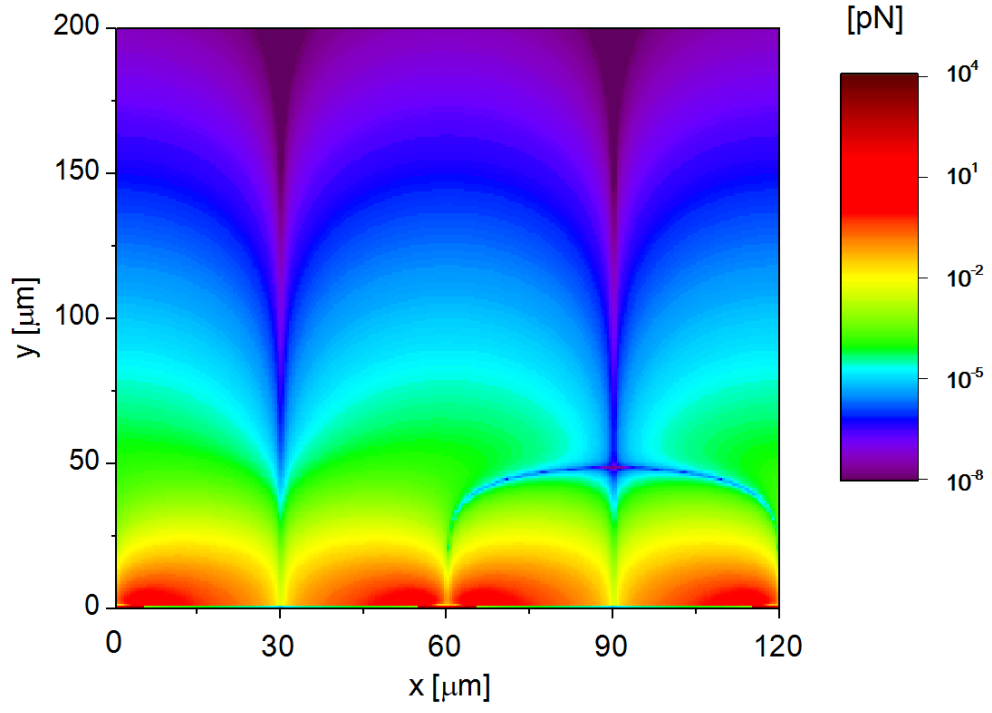
前節で示した電界の空間分布より，電極近傍での電界勾配が大きくなり，電極遠方では電界勾配が小さくなることからわかる。本節では，これらの電界勾配によって生じる誘電泳動力の空間分布について精査する。

3.2.1 $|F_{\text{DEP},x}|$ の空間分布

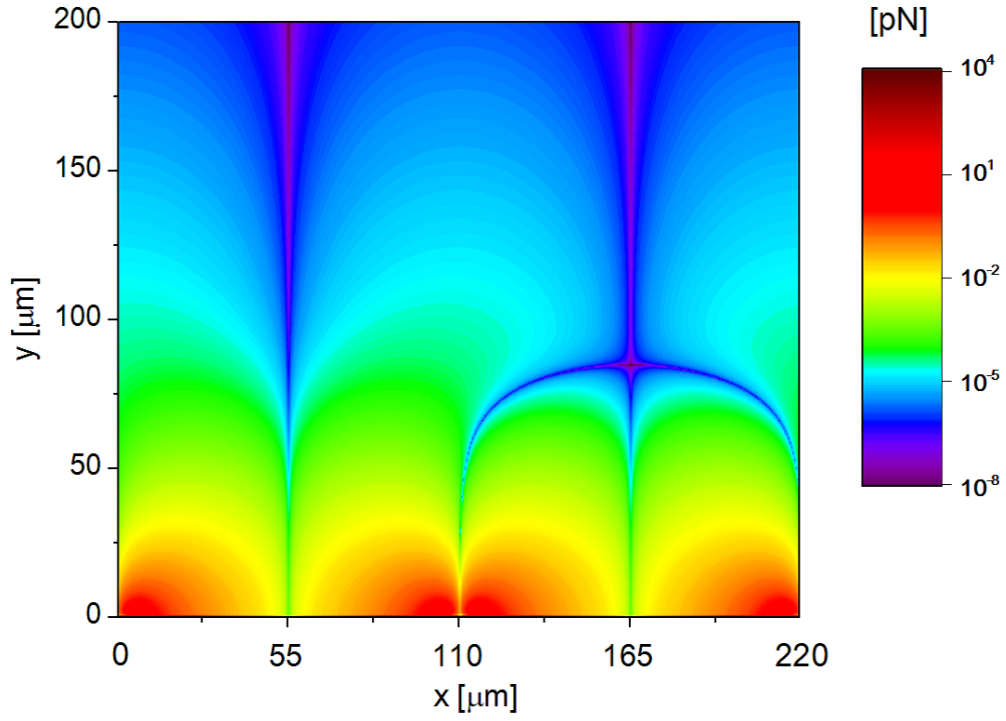
x 成分誘電泳動力の絶対値 $|F_{\text{DEP},x}|$ の空間分布を図 3.2 に示す。なお，前節と同条件で解析を行っている。電極近傍において， x 成分誘電泳動力の向きは電界勾配が大きい電極端を指すため，電極中央で向きが切り替わるような境界が存在する。また，図 3.1 で示したような零境界の影響により，誘電泳動力の向きが切り替わる境界も確認できる。電極構造の拡大により，電極遠方での x 成分誘電泳動力が強くなるが，電極近傍での x 成分誘電泳動力は弱くなる。これは電極間隔の拡大による影響の方が大きい。



(a) $w - g = 10\text{-}10$



(b) $w - g = 50-10$



(c) $w - g = 100-10$

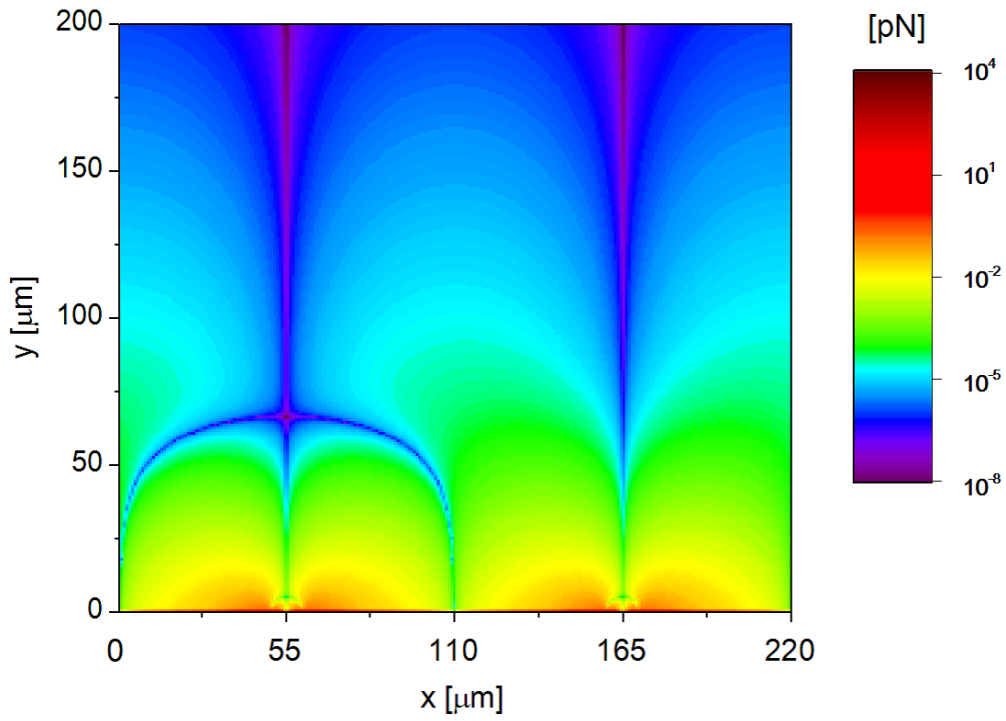
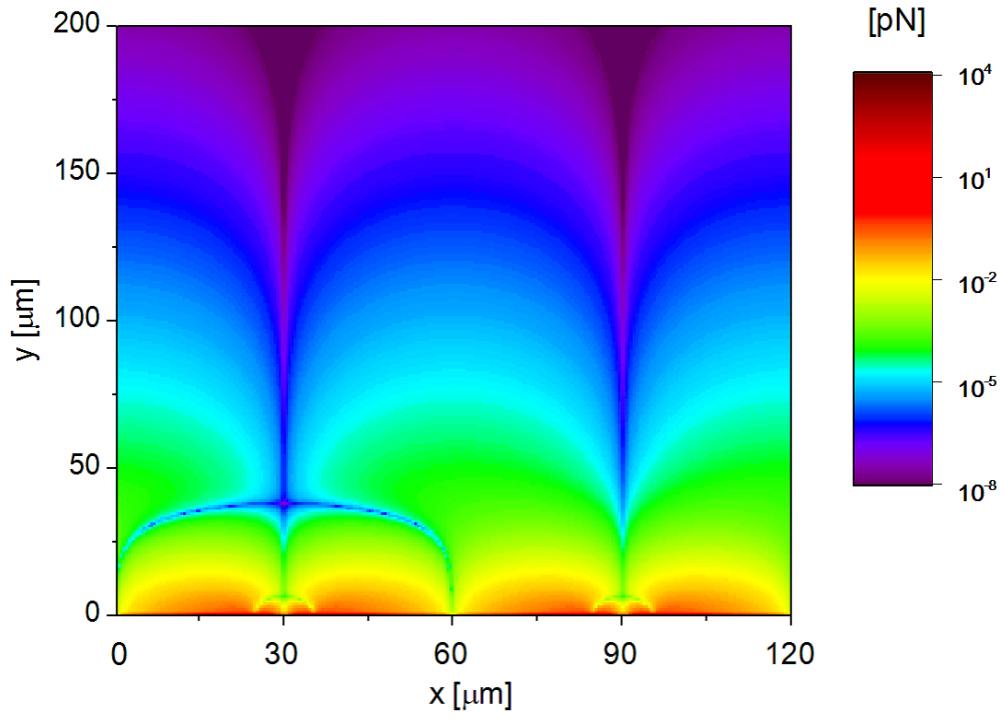
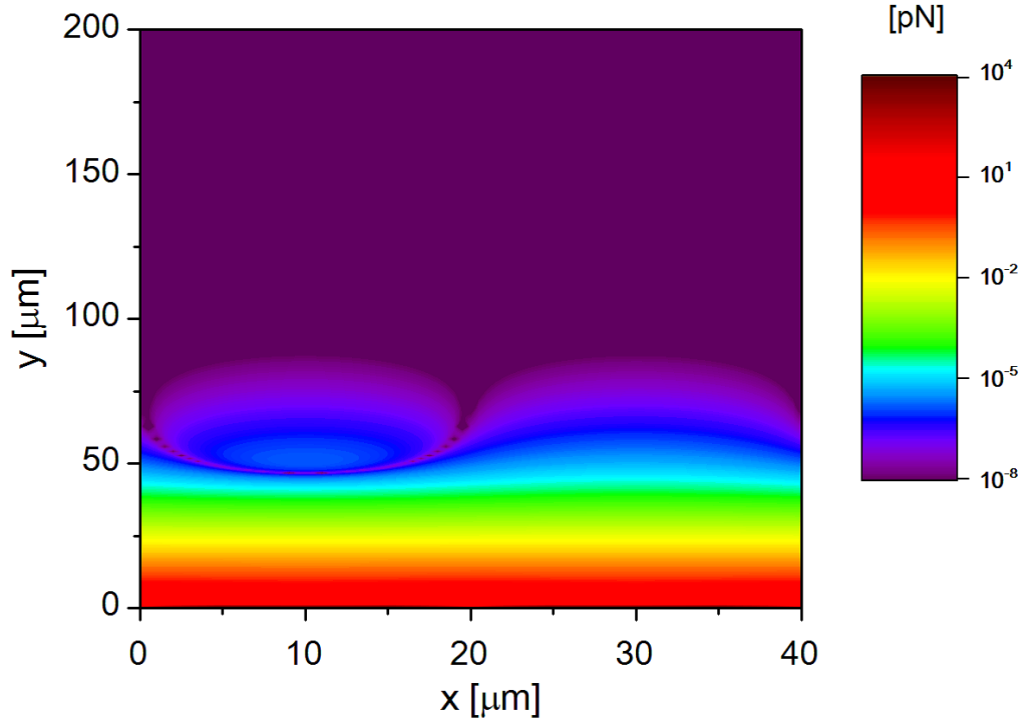


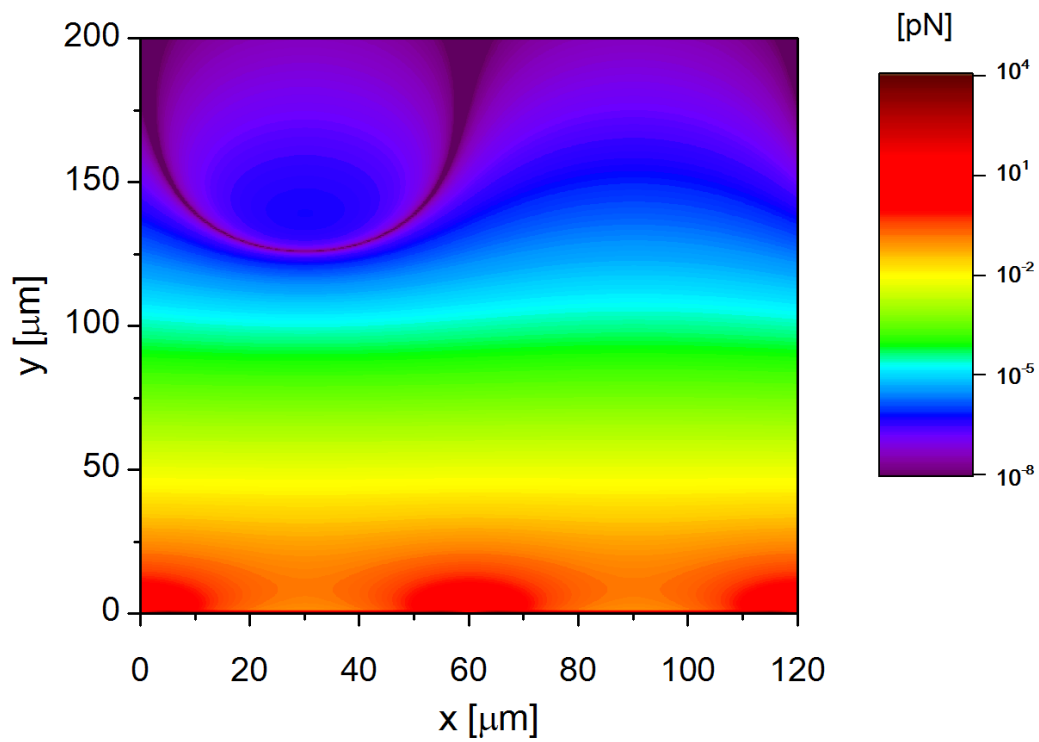
図 3.2: x 成分誘電泳動力の空間分布

3.2.2 $|F_{\text{DEP},y}|$ の空間分布

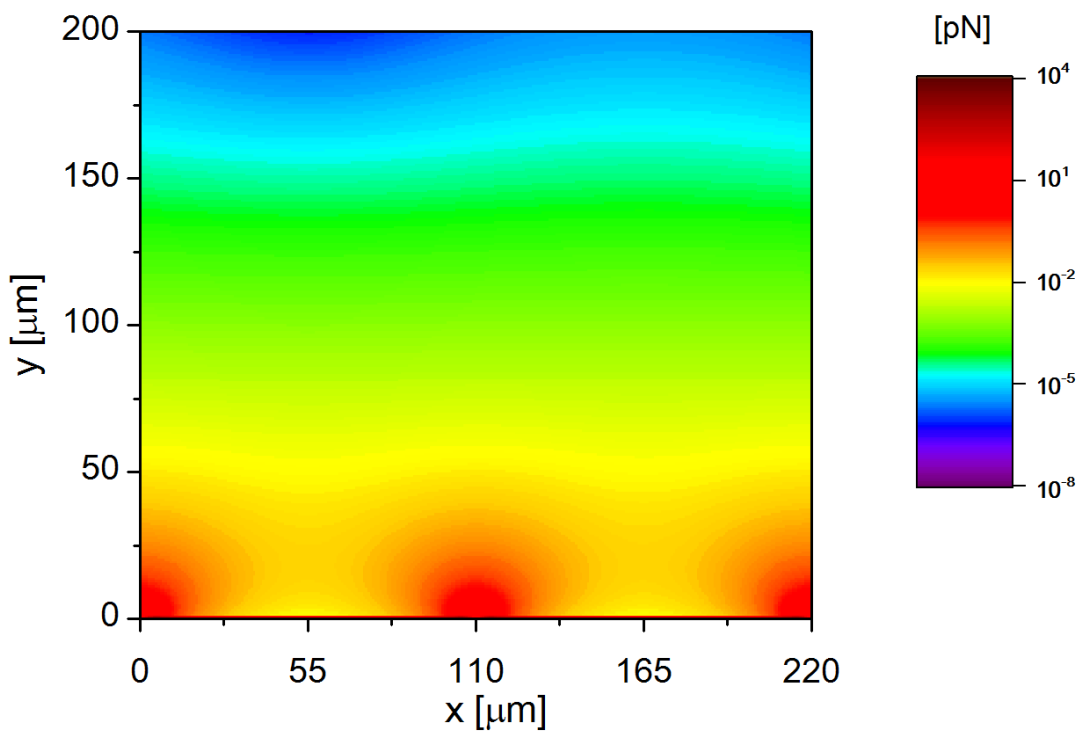
y 成分誘電泳動力の絶対値 $|F_{\text{DEP},y}|$ の空間分布を図 3.3 に示す。なお、前節と同条件で解析を行っている。図 3.1 で示したような零境界の影響により、境界の上下で $|F_{\text{DEP},y}|$ の向きが切り替わる。この境界は粒子捕捉の妨げになると考えられるが、電極構造を拡大させることで回避することができる。また、 x 成分誘電泳動力と同様に、電極幅及び電極間隔の拡大により、電極遠方での y 成分誘電泳動力が強くなるが、電極近傍での y 成分誘電泳動力は弱くなる。特に電極幅を拡大すると、電極中央での誘電泳動力が極端に弱くなる。



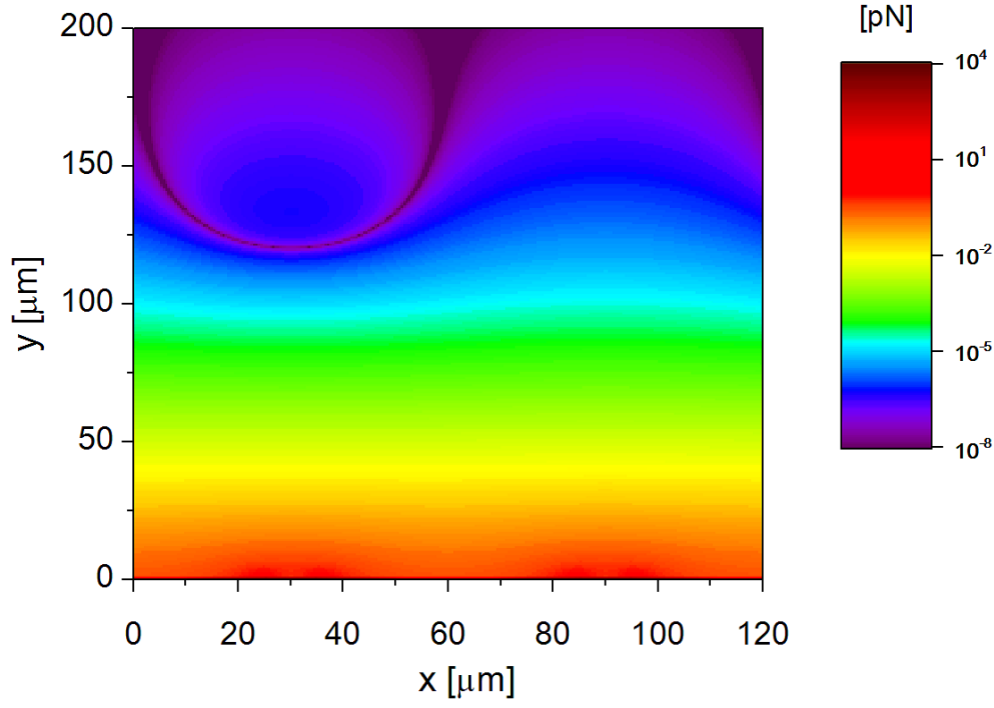
(a) $w - g = 10\text{-}10$



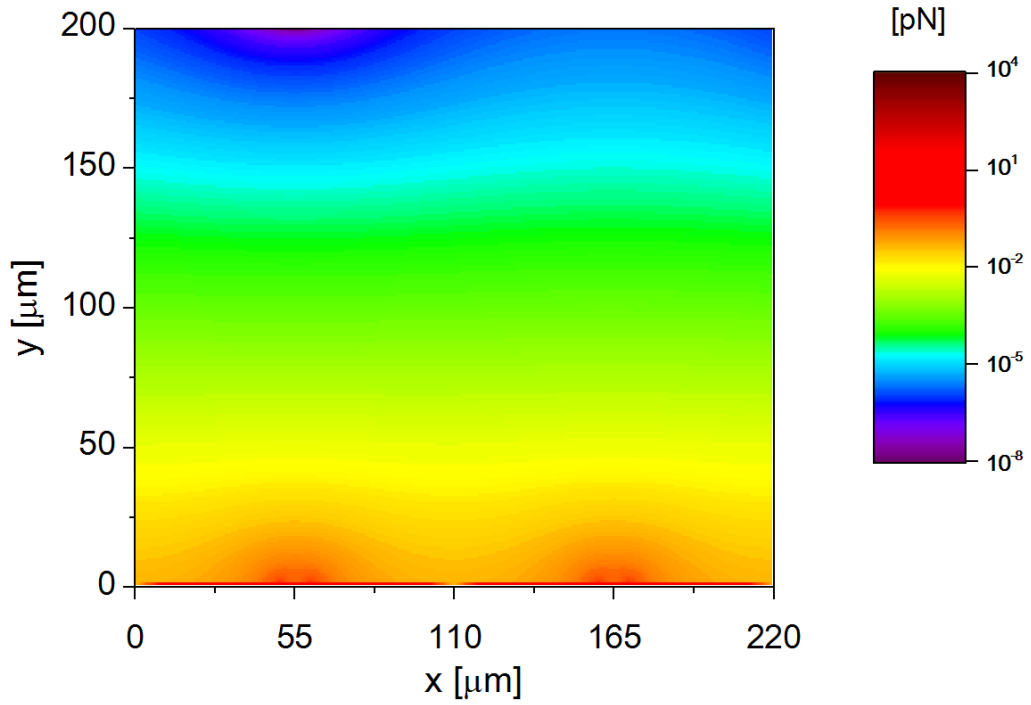
(b) $w - g = 50-10$



(c) $w - g = 100-10$



(d) $w - g = 10-50$



(e) $w - g = 10-100$

図 3.3: $|F_{\text{DEP},y}|$ の空間分布

3.3 $|F_{\text{DEP},y}|$ の構造特性

粒子の輸送には y 成分誘電泳動力が大きく影響する。図 3.3 で示した通り，接地電極上では粒子捕捉を妨げるような効果の誘電泳動力が発生していることから，電圧印加電極上における y 成分誘電泳動力が粒子捕捉の促進に大きく関係していると考えた。この捕捉促進効果を検証するために，図 3.4 に示す印加電極上の電極端，電極中央及び電極間中央における $|F_{\text{DEP},y}|$ の構造特性について精査した。

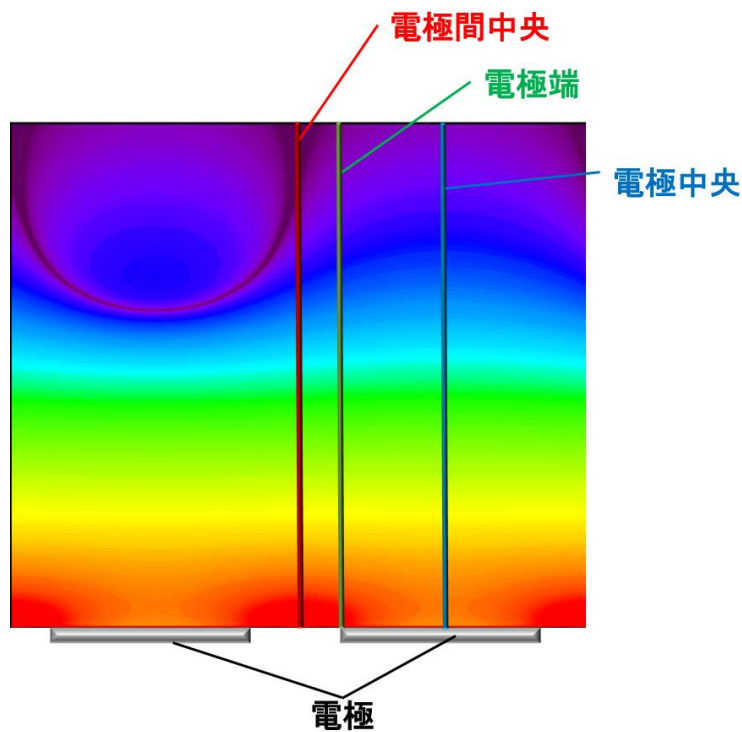


図 3.4: $|F_{\text{DEP},y}|$ の解析地点

3.3.1 $|F_{\text{DEP},y}|$ の高さ方向に対する変化

電極幅及び電極間隔を $10\ \mu\text{m}$ とした時の 3 地点における $|F_{\text{DEP},y}|$ の高さ依存性を図 3.5 に示す。電極近傍において、電極端及び電極間中央では $|F_{\text{DEP},y}|$ が急激に減少し、電極中央では急激に増加することが分かる。この変化の様子は、図 3.3 の空間分布からも確認できる。また、高さ $10\ \mu\text{m}$ 付近からはどの地点においても高さに対して指数的に減少していくことが分かる。この指数的变化に関しては、他の文献にも同様の報告がある [37][38]。

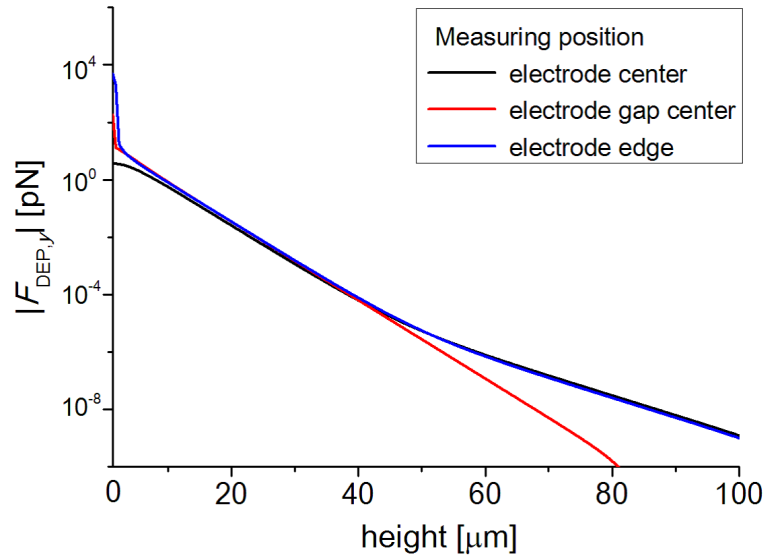
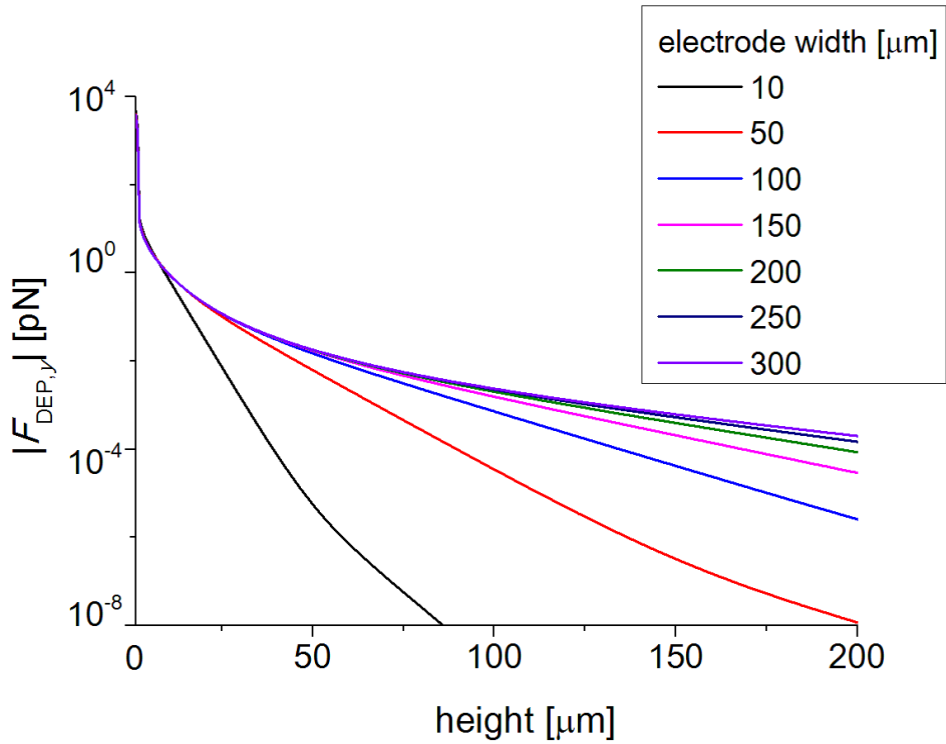


図 3.5: 3 地点における $|F_{\text{DEP},y}|$ の高さ依存性

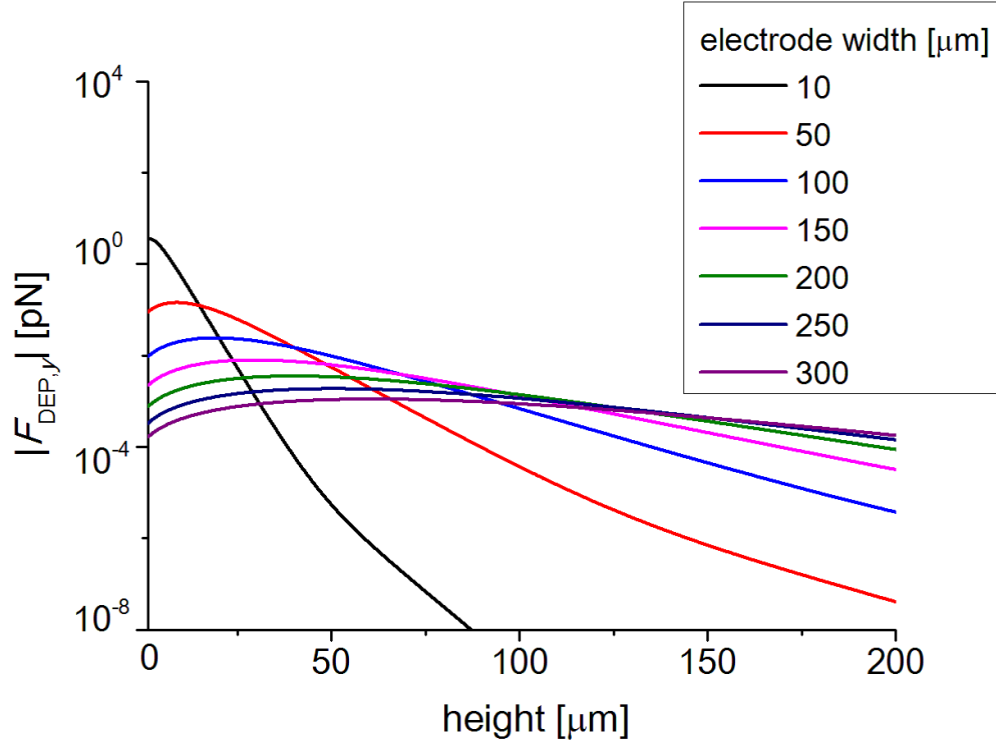
3.3.2 $|F_{\text{DEP},y}|$ の電極幅依存性

前述での3地点において、電極幅を変化させた時の $|F_{\text{DEP},y}|$ について精査する。図3.6(a)に電極端、図3.6(b)に電極中央、図3.6(c)に電極間中央における $|F_{\text{DEP},y}|$ の電極幅依存性を示す。

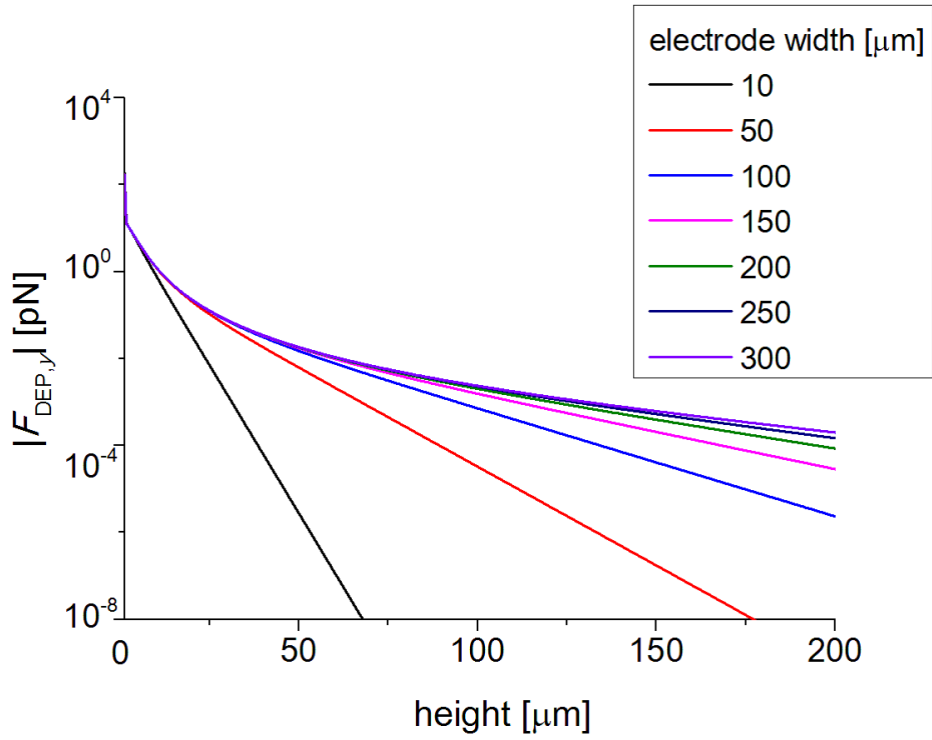
電極端及び電極間中央において、 $|F_{\text{DEP},y}|$ は指数的に減少するものの、電極幅の拡大に伴い、 $|F_{\text{DEP},y}|$ の減少率が低下することが確認できる。これは流路上方での $|F_{\text{DEP},y}|$ が相対的に増加したためであると考えられる。電極中央においても、他の2地点と類似した変化が見られる。ただし、電極近傍では電極幅の拡大によって $|F_{\text{DEP},y}|$ は弱くなることが確認できた。これは電極幅の拡大に伴い、電極近傍での電界が弱くなることにより、電界勾配が小さくなったためである。実際に、電極幅を $300\text{ }\mu\text{m}$ にした場合、電極幅が $10\text{ }\mu\text{m}$ の時に比べて、電界はおよそ10分の1になっており、これに伴って電界勾配はおよそ2000分の1となった。



(a) 電極端



(b) 電極中央



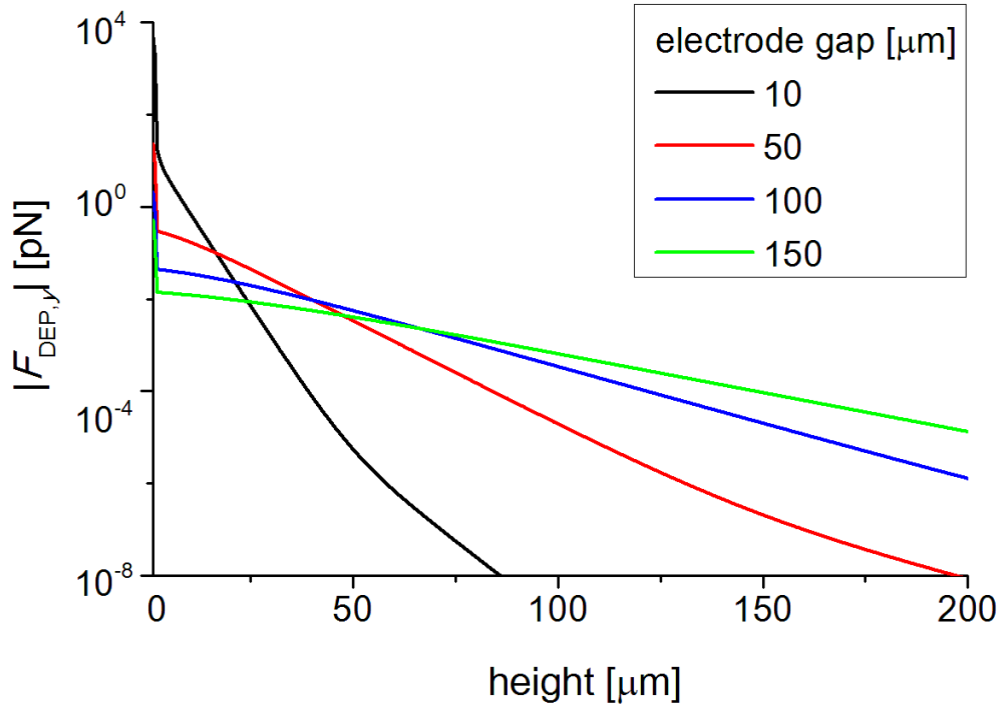
(c) 電極間中央

図 3.6: $|F_{\text{DEP},y}|$ の電極幅依存性

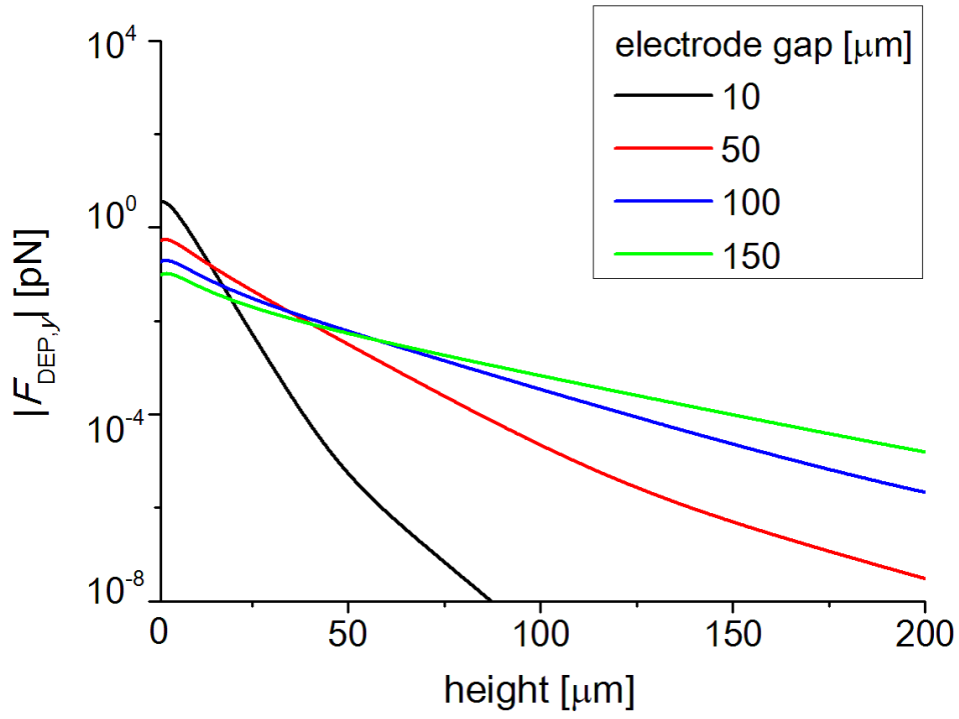
3.3.3 $|F_{\text{DEP},y}|$ の電極間隔依存性

同様に、電極間隔を変化させた時の $|F_{\text{DEP},y}|$ について精査した。図 3.7(a) に電極端、図 3.7(b) に電極中央、図 3.7(c) に電極間中央における $|F_{\text{DEP},y}|$ の電極間隔依存性を示す。

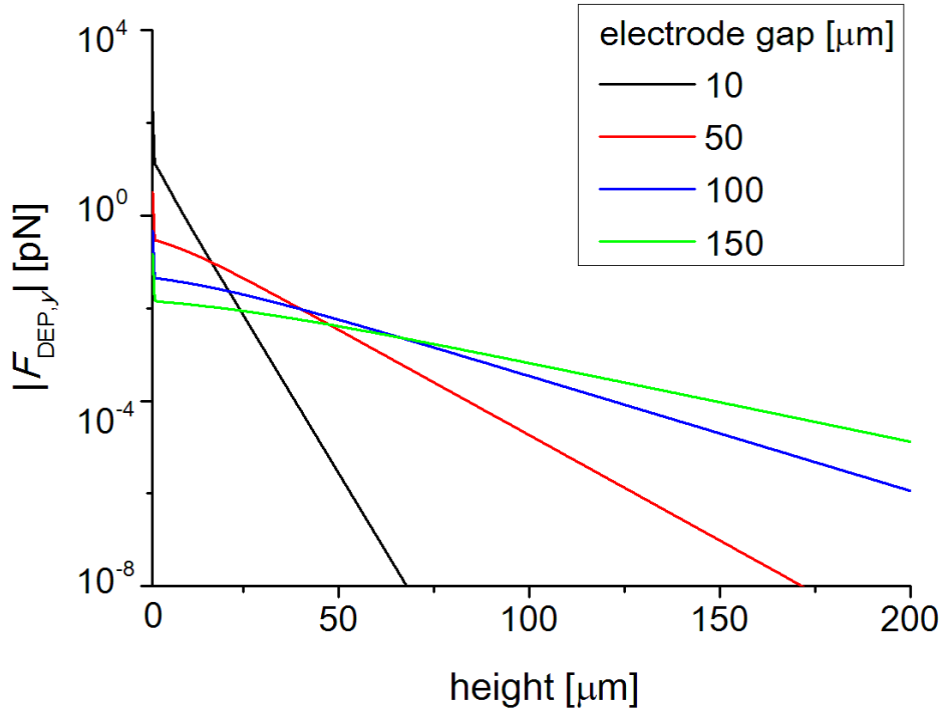
3 地点全てにおいて同様な傾向が見られ、電極遠方では $|F_{\text{DEP},y}|$ が指数的に減少するものの、電極間隔の拡大に伴い、 $|F_{\text{DEP},y}|$ の減少率は低下した。電極近傍では電極間隔の拡大によって $|F_{\text{DEP},y}|$ は弱くなった。特に電極端及び電極間中央において、 $|F_{\text{DEP},y}|$ は急激に減少することが確認できる。



(a) 電極端



(b) 電極中央



(c) 電極間中央

図 3.7: $|F_{\text{DEP},y}|$ の電極間隔依存性

3.4 まとめ

本章では，誘電泳動デバイスにおける基礎特性として，電界及び誘電泳動力の空間的な解析を行った。

電界及び誘電泳動力の空間分布より，電極近傍では電界が急激に変化するため，誘電泳動力も大きくなる。電極遠方では電界がほぼ一様となっているため，誘電泳動力は小さくなる。また，接地電極上方で電界が零となる境界が生じることに より，粒子捕捉とは逆効果の誘電泳動力が働く。故に，印加電極上における誘電泳動力の変化が粒子捕捉に大きな影響を及ぼすと考えられる。

y 成分誘電泳動力の絶対値 $|F_{\text{DEP},y}|$ は，流路高さ方向に対して電極近傍を除き，指数的に減少した。電極幅または電極間隔を拡大すると減少の傾きが緩やかになった。これは粒子輸送に必要な流路上方での $|F_{\text{DEP},y}|$ が相対的に増加したためである。一方，電極近傍では電極幅や電極間隔の拡大により， $|F_{\text{DEP},y}|$ が減少した。

電極構造の変化により，電極遠方及び電極近傍における誘電泳動力に大きな影響を及ぼすことが確認できた。電極遠方における誘電泳動力の変化は，粒子を電極面へと輸送する力に影響を及ぼす。電極幅及び電極間隔の拡大に伴い，電極遠方における $|F_{\text{DEP},y}|$ は相対的に増加するため，電極面に到達する粒子数の増加が期待できる。また，電極近傍における誘電泳動力の変化は，電極面に到達した粒子が電極面に保持される力に影響を及ぼす。電極幅及び電極間隔の拡大に伴い，電極近傍における $|F_{\text{DEP},y}|$ は減少するため，電極到達粒子に対する保持力が低下し，粒子が再放出する可能性がある。したがって，実際の捕捉粒子数を評価するためには， $|F_{\text{DEP},y}|$ に対して，電極遠方の輸送力と電極近傍における保持力との配分率を十分に考慮する必要がある。

第4章 捕捉粒子数の導出

本章では、力学的作用として誘電泳動力、抗力及び流体圧力を考慮し、大腸菌モデルの軌跡計算を行う。輸送力及び保持力の影響を加味した上で、最終的な捕捉粒子数を導出し、電極構造依存性についても精査する。

4.1 粒子軌跡

粒子の軌跡は、流体及び電界の解析と粒子の運動力学解析を組み合わせで導出される。本節では流量 10 ml/h(平均流速 2.2 mm/s)、実効電圧 10 V_{rms} の条件において、半径 0.5 μm の大腸菌モデルを流入口 ($x=0\text{ }\mu\text{m}$) の高さ 0-150 μm の範囲に配置した場合の粒子軌跡を計算し、その電極構造を検証する。電極幅及び電極間隔を 10 μm 、粒子投入位置を 40 μm とした時の粒子軌跡を図 4.1 に示す。高さ 40 μm 付近では、粒子軌跡はほぼ水平となっており、30 μm 付近に差しかかると急激に下方に移動して捕捉されることが分かる。ここで、粒子の詳細な軌跡を見るために、図 4.1 に示した (a): $x=0\text{-}120\text{ }\mu\text{m}$ 、(b): $x=400\text{-}520\text{ }\mu\text{m}$ 、(c): $x=680\text{-}800\text{ }\mu\text{m}$ の範囲を拡大したものを図 4.2 (a)、(b) 及び (c) に示す。(a) 及び (b) の範囲では、接地電極上領域における粒子軌跡は、印加電極上領域と比較して下降の傾きが小さい。(c) の範囲においては、両電極上領域において同様な下降を描いている。故に、先に述べた接地電極上の零境界が存在する領域では粒子の捕捉が阻害されていることが確認できる。

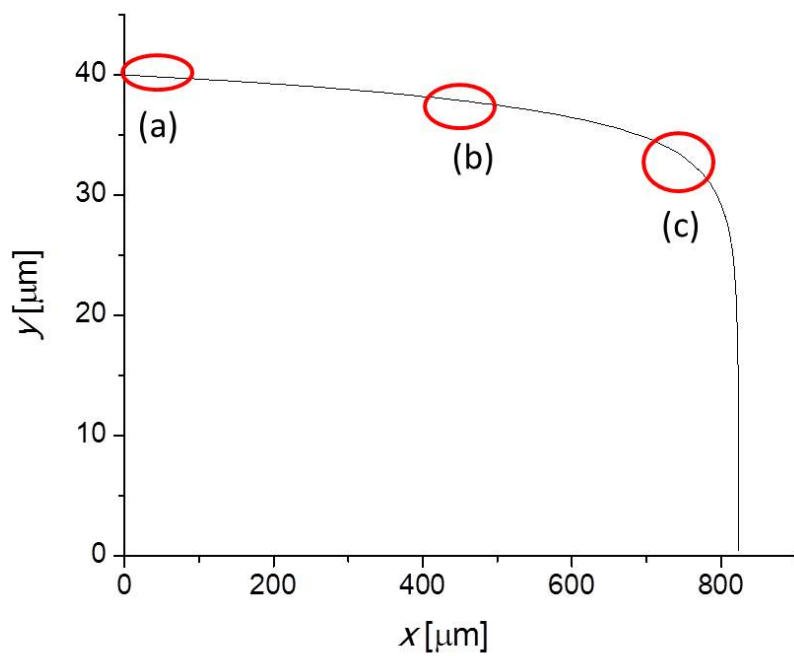
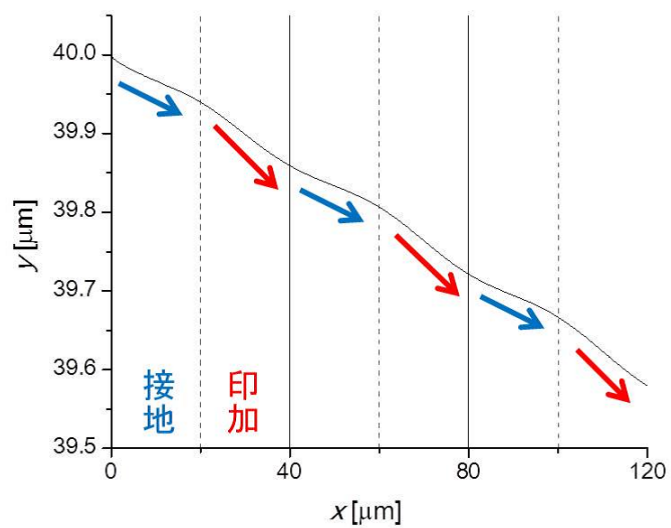
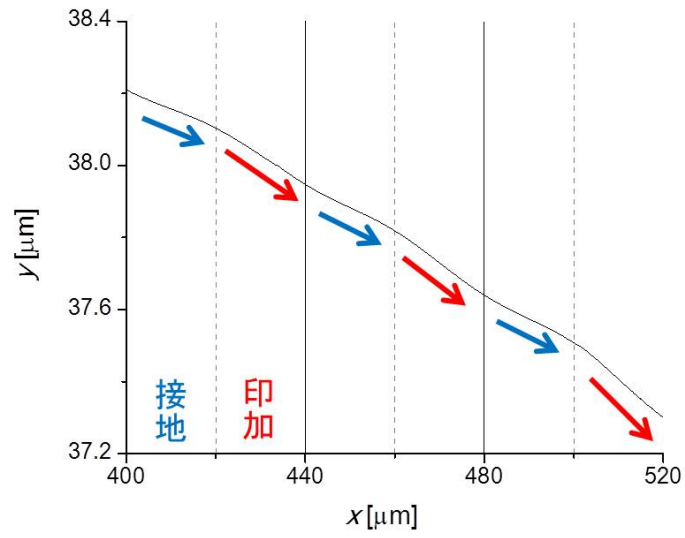


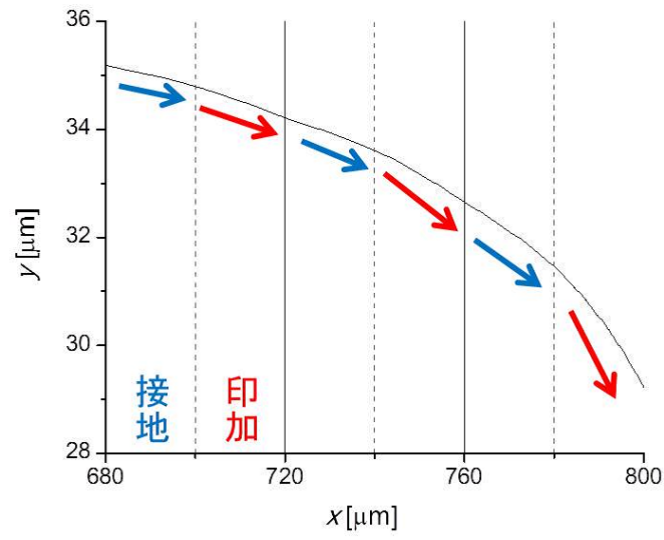
図 4.1: 粒子軌跡



(a) $x = 0-120 \mu\text{m}$



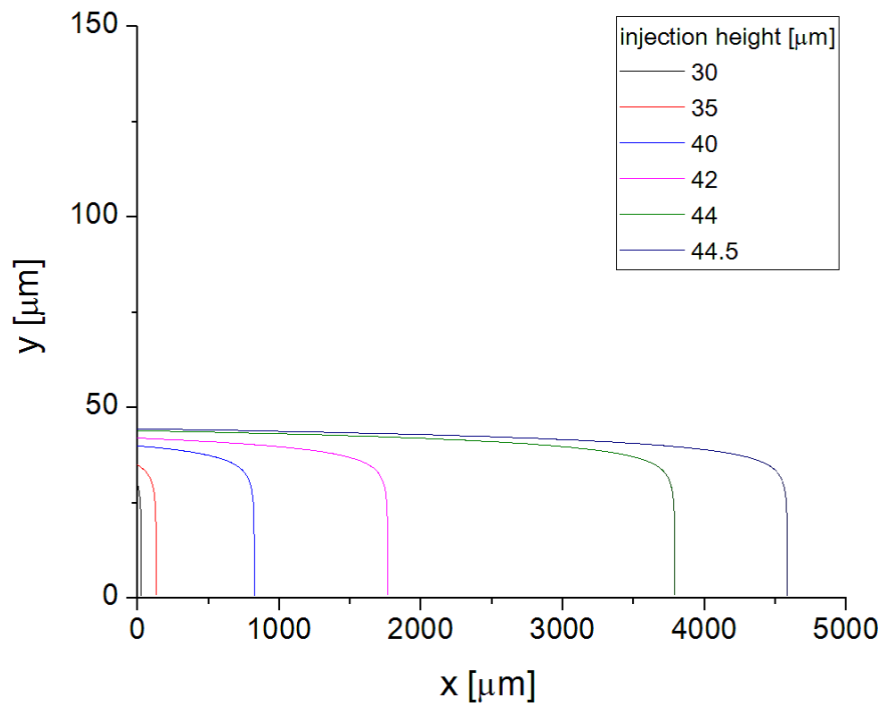
(b) $x = 400\text{-}520 \mu\text{m}$



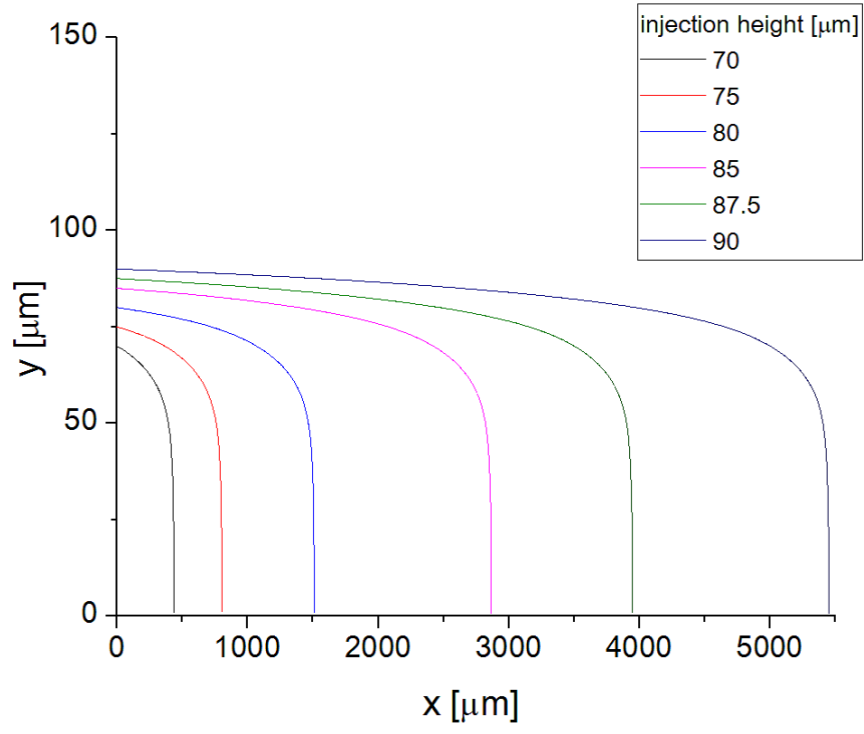
(c) $x = 680\text{-}800 \mu\text{m}$

図 4.2: 粒子軌跡 (詳細)

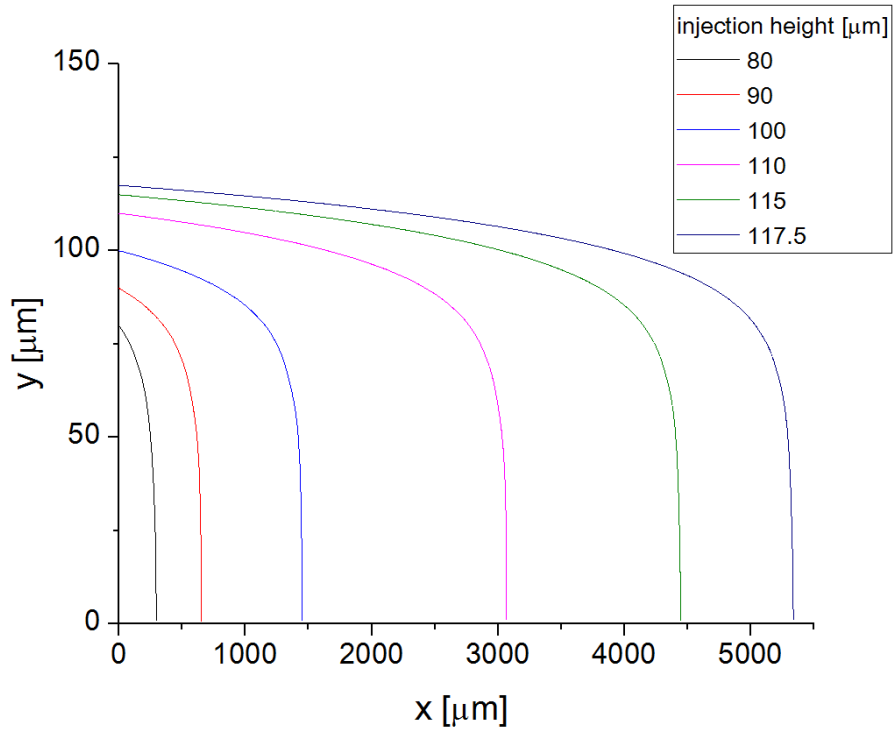
粒子軌跡の電極構造依存性を図 4.3 に示す。投入高さが零境界に近い場合，粒子はしばらく水平軌跡を描く。徐々に下降していき，零境界の影響が小さくなると粒子の下降速度が上昇していき，やがて電極面に到達する。電極構造を拡大することで，より高い位置から投入しても粒子が捕捉されることがわかる。次節では，さらに解析範囲を拡張することで，最大の粒子捕捉可能高さについて精査する。



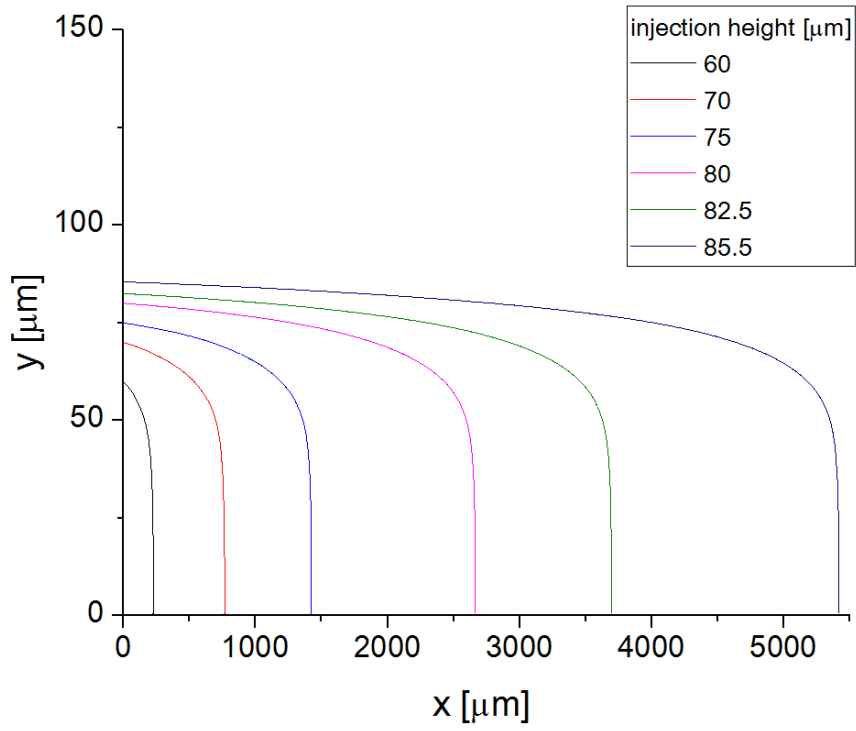
(a) $w - g = 10\text{-}10$



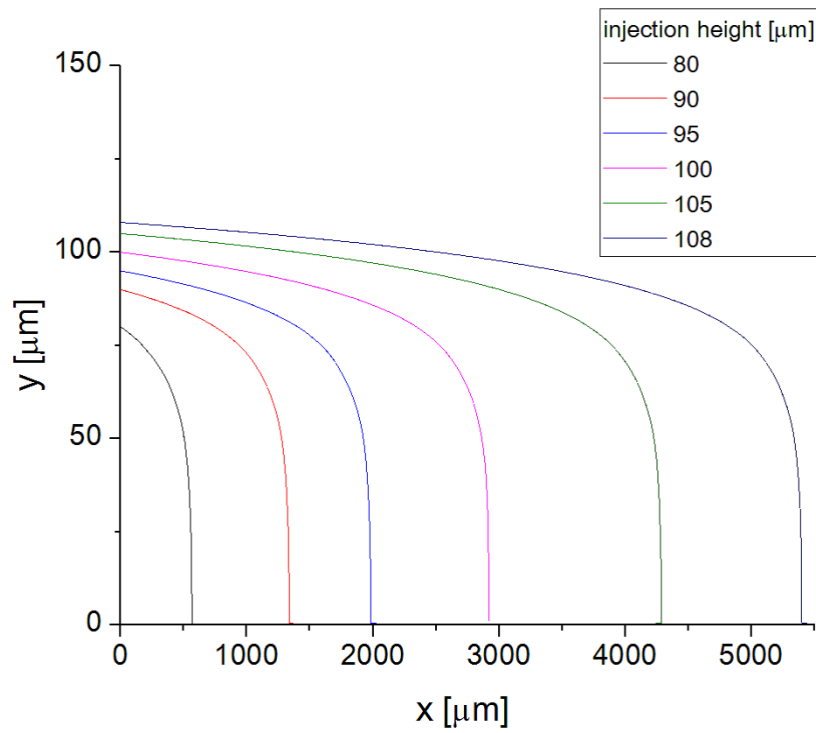
(b) $w - g = 50-10$



(c) $w - g = 100-10$



(d) $w - g = 10-50$



(e) $w - g = 10-100$

図 4.3: 粒子軌跡の電極構造依存性

4.2 粒子捕捉可能高さ

流入口のある高さから投入された粒子が流路内の電極に到達した場合，その高さでは粒子が捕捉されるといえる。粒子捕捉所要時間を τ とすると，粒子捕捉可能高さ h_c は式(4.1)のような数値積分で表わされる。

$$h_c = - \int_0^{\tau} v_y dt \quad (4.1)$$

電極幅を10-300 μm ，電極間隔を10-150 μm の範囲で変化させた場合における粒子捕捉可能高さの電極構造依存性を図4.4に示す。基本的に電極幅を拡大することにより，粒子捕捉可能高さは増加することが分かる。一方で電極間隔を拡大すると，電極幅が小さい場合は粒子捕捉可能高さが増加するが，電極幅が250 μm 以上では粒子捕捉可能高さが減少する。すなわち，電極幅を大きく，電極間隔を小さくすることで粒子捕捉可能高さは改善できると考えられる。ただし，電極幅の拡大に伴う捕捉高さの上昇度合いは次第に小さくなり，250 μm を超えると捕捉可能高さが減少する。捕捉可能高さを最大にするためには，適切な電極幅の選択が必要となる。なお，本解析条件下では電極幅が250 μm ，電極間隔が10 μm で粒子捕捉可能高さが最大となり，その値は141 μm であった。

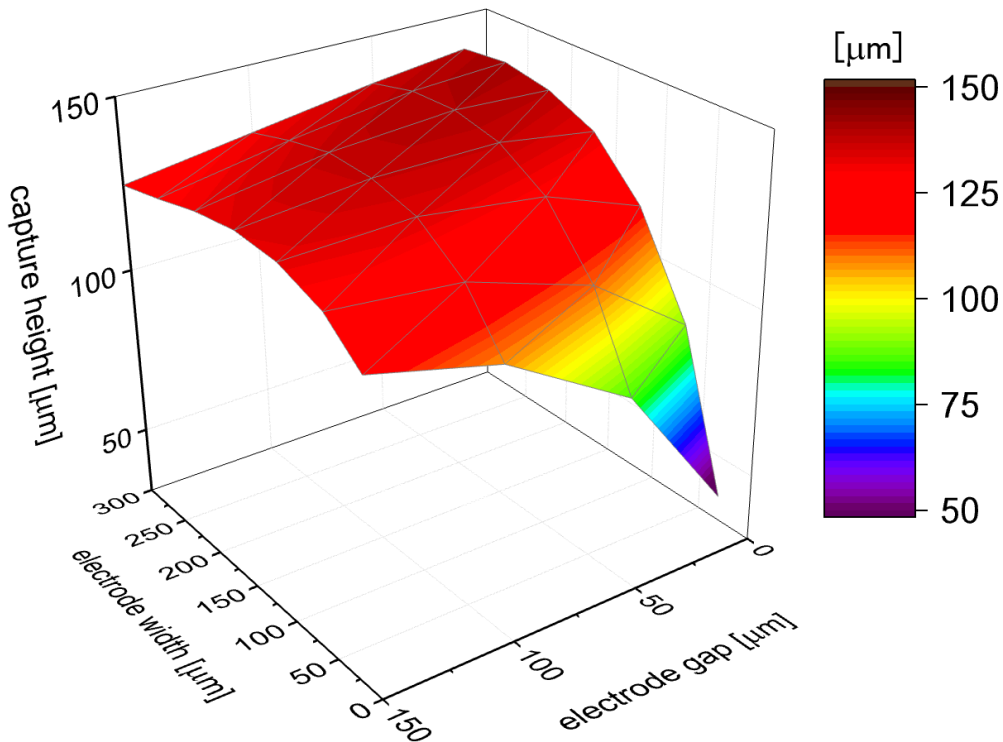


図 4.4: 粒子捕捉可能高さの電極構造依存性

4.3 粒子捕捉所要時間

各粒子投入高さ*i*における投入粒子数 N_i は，ポアズイユ流れによる重み付けを考慮することで求められる。懸濁液の供給時間を T ，各高さにおける粒子捕捉所要時間を τ_i とすると，電極面に到達する粒子数の総和は式 (4.2) で表わされる。これを電極面到達粒子数 N_r と定義する。

$$N_r = - \sum_{i=0}^{500} \left(\frac{T - \tau_i}{T} \cdot N_i \right) \quad (4.2)$$

電極近傍領域における $|F_{\text{DEP},y}|$ の低下により粒子捕捉所要時間が大幅に増加すれば，電極面到達粒子数に大きな影響を及ぼす可能性がある。そこで，電極構造を変化させた場合の粒子捕捉所要時間について検証した。なお，本節では各電極構造における最大捕捉可能高さから粒子を投入し，その時の解析結果を用いて比較した（図 4.5 参照）。各電極構造における捕捉所要時間は 2-5 s となっており，実際の捕集時間（数百秒以上）と比較して，粒子捕捉所要時間は極めて小さいため，電極面到達粒子数への影響は無視できる。したがって，電極面到達粒子数は粒子捕捉可能高さのみに依存すると考えられる。

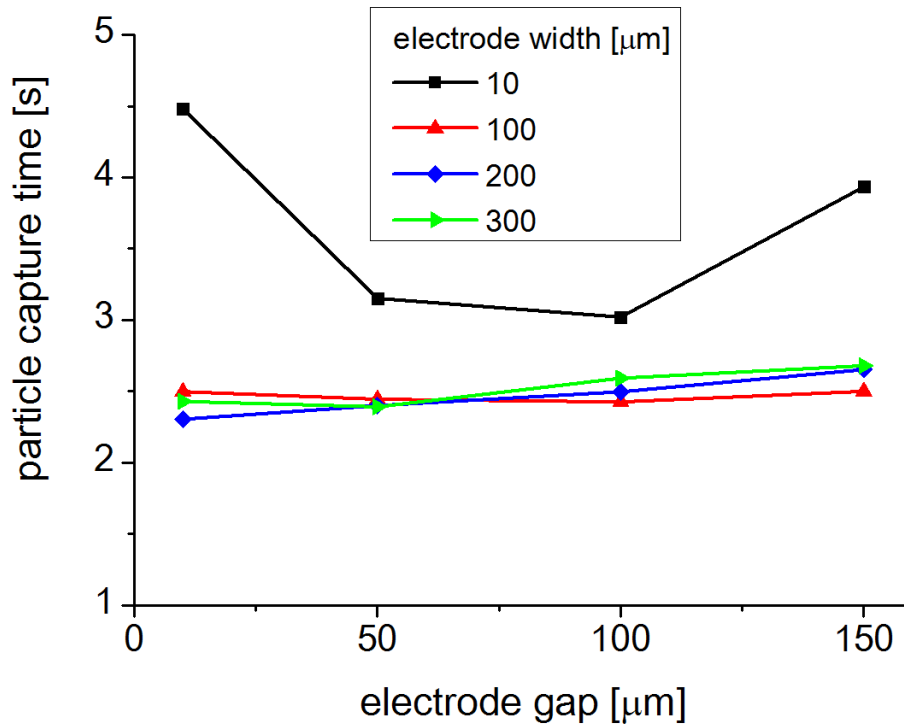


図 4.5: 粒子捕捉所要時間の電極構造依存性

4.4 電極面到達粒子数

懸濁液の供給時間を実験条件と同じ 600 s とした時における電極面到達粒子数の電極構造依存性を図 4.6 に示す。なお、粒子捕捉可能高さの解析と同条件で電極構造を変化させた。前述のように、懸濁液の供給時間を十分長くとしているため、粒子捕捉所要時間による電極面到達粒子数への影響はほとんど無かった。実際に、電極面到達粒子数は粒子捕捉可能高さの電極構造依存性の解析結果と相似になることが確認できた。電極幅が $250\ \mu\text{m}$ 、電極間隔が $10\ \mu\text{m}$ で電極面到達粒子数が最大となり、その値は 3.2×10^6 個であった。

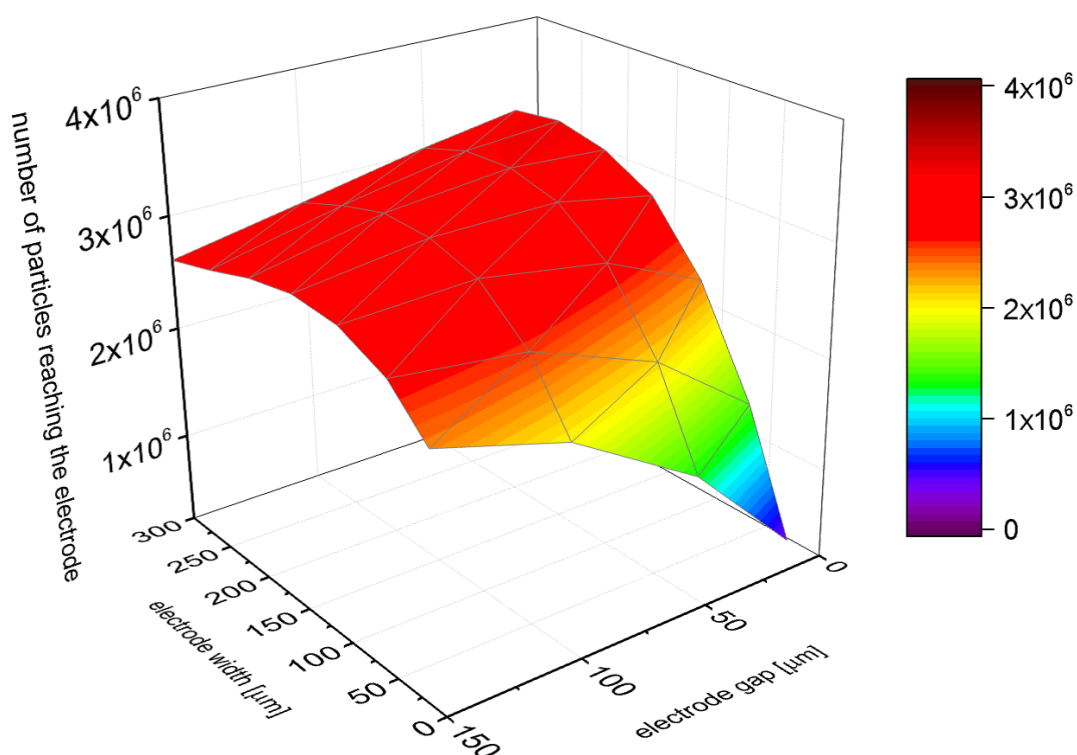


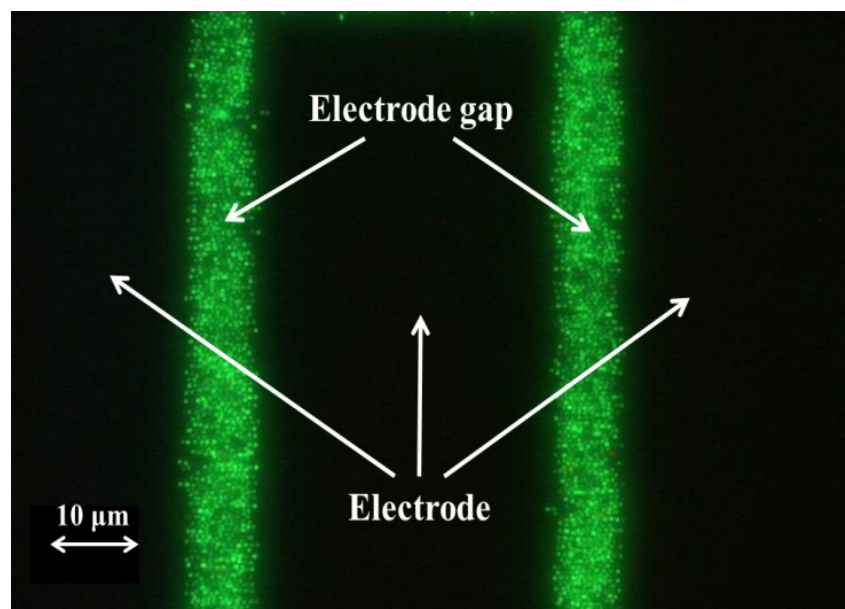
図 4.6: 電極面到達粒子数の電極構造依存性

4.5 実験との比較

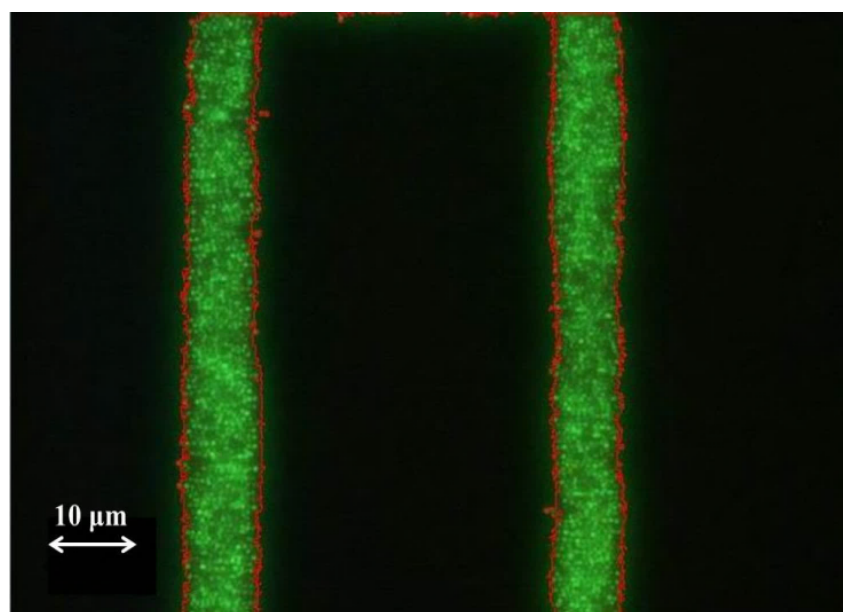
電極幅 $100\ \mu\text{m}$ ，電極間隔 $10\ \mu\text{m}$ の櫛型電極を用いて，本解析と同条件で泳動実験を行い，解析によって得られた電極面到達粒子数の定量評価を行った。なお，実験条件，装置概要及び手法等については既報 [25][39] の通りである。図 4.7 は櫛型電極の上流部を上方から撮影したものである。図 4.7(a) に示す通り，蛍光染色された大腸菌群が電極間に捕捉されていることが確認できる。図 4.7(b) は二値化処理後の画像となっており，菌の捕捉領域が線で囲まれている。蛍光画像から捕捉領域全体の蛍光面積を測定し（図 4.7），大腸菌 1 個当たりの面積（ $1\ \mu\text{m}^2$ ）で除して捕捉粒子数を導出した。画像計測では 9.3×10^5 個となり，数値解析（ 3.2×10^6 個）との誤差は 29 % であった。ここで，誤差は式 (4.3) で計算している。

$$\text{誤差} = \frac{\text{解析値} - \text{実測値}}{\text{解析値}} \quad (4.3)$$

実測に用いた蛍光面積法 [39] では考慮されない積層方向の捕捉数や，粒子の電極面上における保持力，また摩擦及びスライド効果等について検証が必要である。



(a) 二値化画像処理前



(b) 二値化画像処理後

図 4.7: 捕捉大腸菌の蛍光染色画像

4.6 有効領域比による補正

電極近傍における x 方向の誘電泳動速度の絶対値 $|v_{\text{DEP},x}|$ と流速の絶対値 $|v_f|$ を比較し、粒子の再放出に起因する保持力について検討した。図 4.8 に示す通り、 $|v_{\text{DEP},x}|$ が $|v_f|$ より小さくなると、粒子は流体圧力の影響で電極から剥がれて再放出するというモデルを想定している。なお、 $|v_{\text{DEP},x}|$ は式 (4.4) で定義される。

$$|v_{\text{DEP},x}| = \frac{|F_{\text{drag},x}|}{6\pi\eta r} \quad (4.4)$$

図 4.9 は高さ $1\ \mu\text{m}$ における $|v_{\text{DEP},x}|$ と $|v_f|$ の空間変化を示したものである。電極端では $|v_{\text{DEP},x}|$ の方が大きいため、粒子は電極に保持されるが、電極端から離れるにつれて $|v_f|$ が $|v_{\text{DEP},x}|$ を上回る領域が増加する。この領域の粒子は電極から放出されると考えられる。図 4.9 に示す通り、電極構造の拡大に伴い、 $|v_f|$ が $|v_{\text{DEP},x}|$ を上回る領域が増加する。特に電極間隔の拡大による影響が大きい。

ここで全領域に対して、粒子が電極に保持される領域 ($|v_{\text{DEP},x}| > |v_f|$) の比率を有効領域比と定義した。図 4.10 に領域比の電極構造依存性を示す。電極幅及び電極間隔を拡大することにより、有効領域比は減少することがわかる。先ほど示した電極面到達粒子数にこの有効領域比による補正を加えることによって、より正確な捕捉粒子数を導出できる。

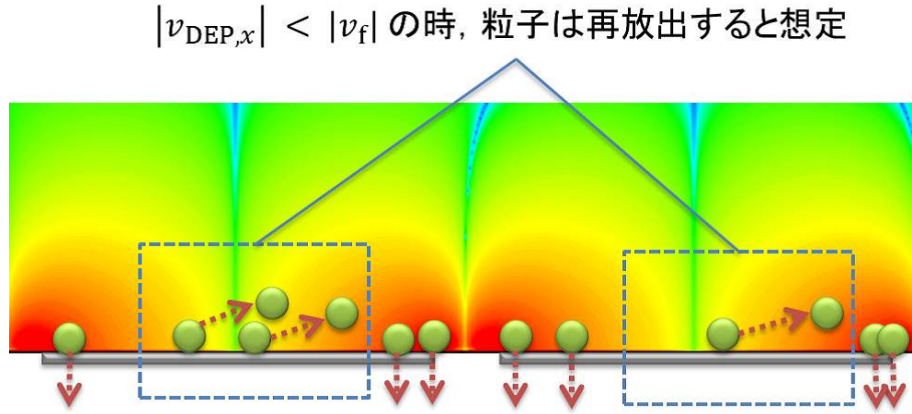
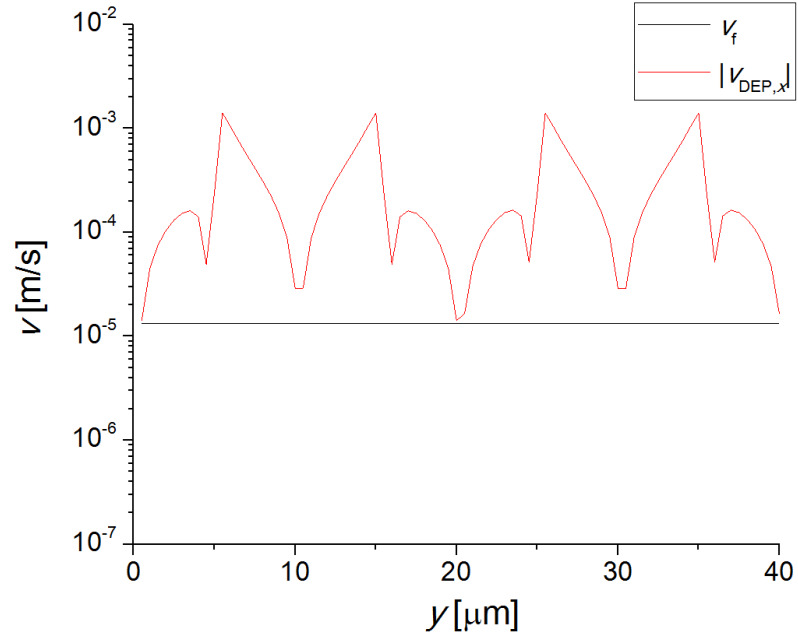
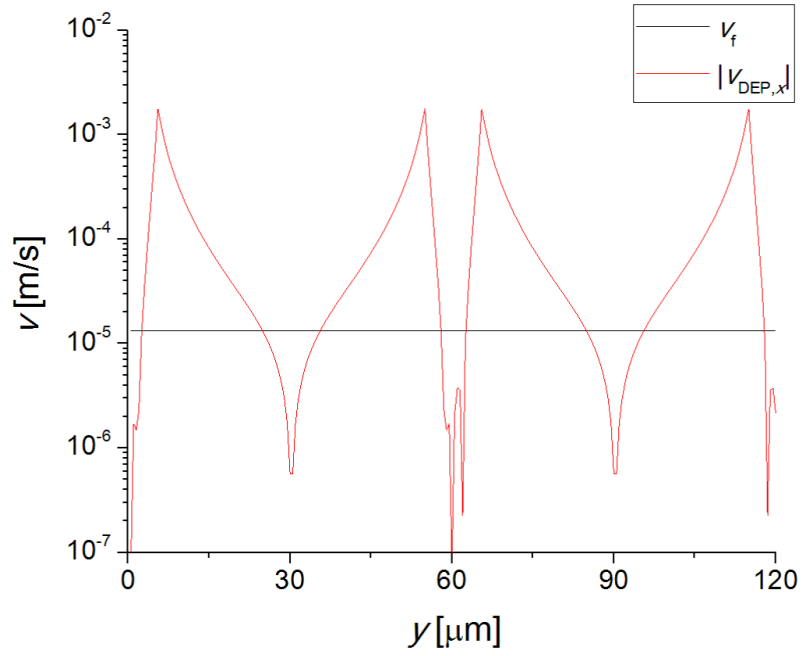


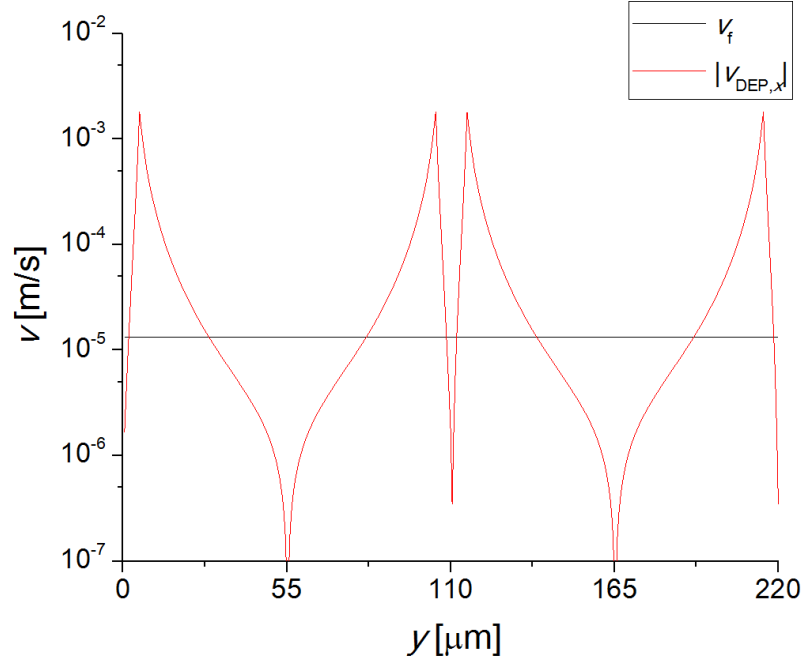
図 4.8: 粒子が再放出する仕組み



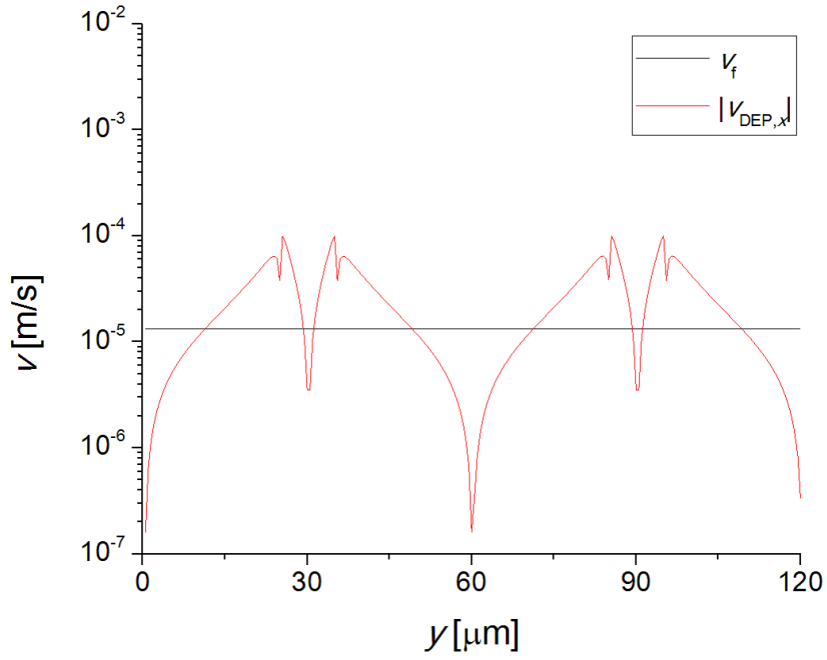
(a) $w - g = 10-10$



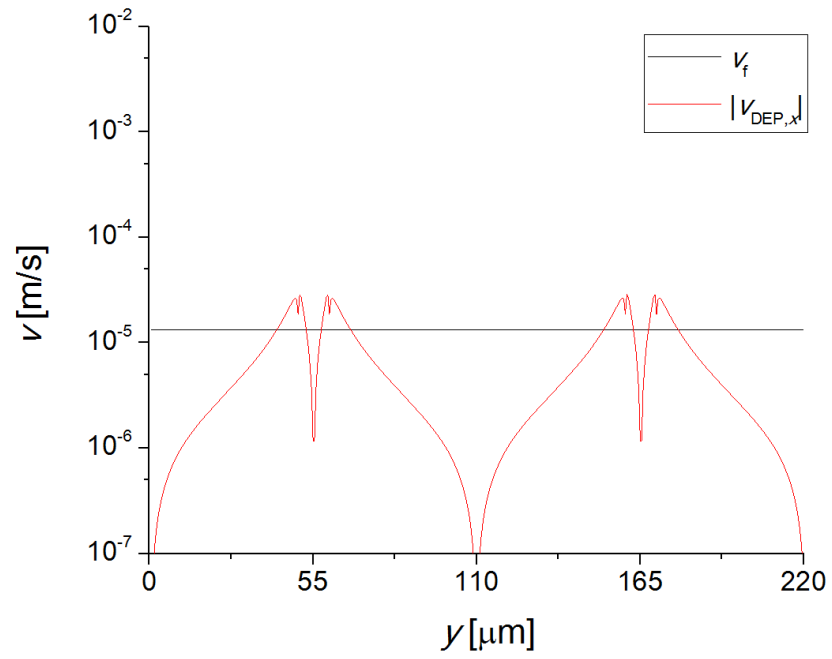
(b) $w - g = 50-10$



(c) $w - g = 100-10$



(d) $w - g = 10-50$



(e) $w - g = 10-100$

図 4.9: v_f と $|v_{\text{DEP},x}|$ の関係

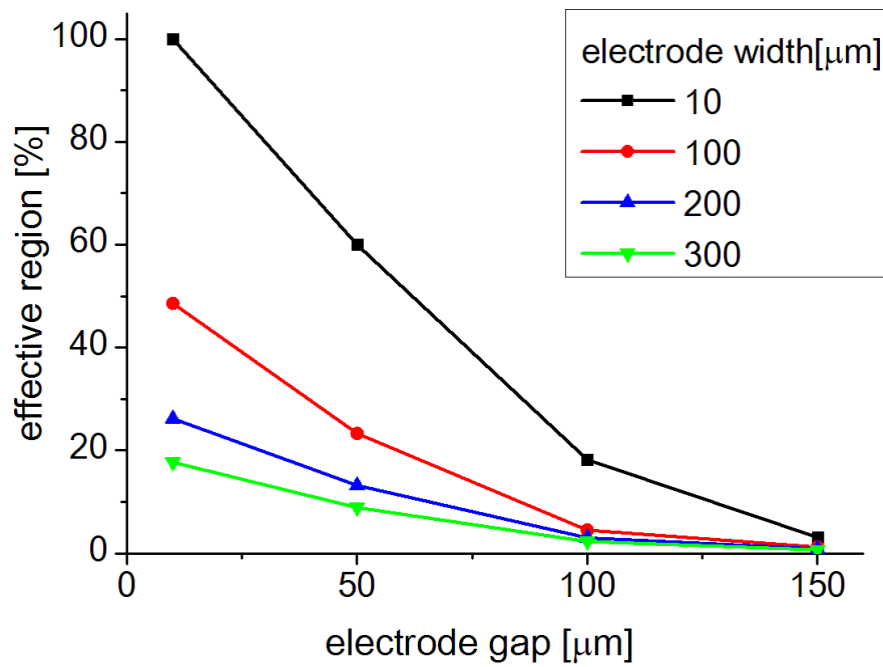


図 4.10: 有効領域比の電極構造依存性

4.7 捕捉粒子数

前節での検討を考慮し，電極面到達粒子数に有効領域比を掛けたものを捕捉粒子数とした。捕捉粒子数の電極構造依存性を図 4.11 に示す。電極間隔が $150\text{ }\mu\text{m}$ 以上では有効領域比が零となったため，捕捉粒子数も 0 個となっている。また，電極幅の拡大により有効領域比が減少したことから，電極幅が $100\text{ }\mu\text{m}$ 以上になると捕捉粒子数も減少した。本解析条件下では電極幅が $100\text{ }\mu\text{m}$ ，電極間隔が $10\text{ }\mu\text{m}$ で捕捉粒子数が最大となり，その値は 1.1×10^6 個であった。本解析と同条件で実験を行ったところ，捕捉粒子数は 9.3×10^5 個であったため，誤差は 16 % 以下である。故に，定量的に概ね妥当であると言える。今回は速度の大小関係を用いて有効領域比を定義したが，本来は力のバランスによる評価を行うことが望ましい。これらの補正を用いて捕捉粒子数を導出する際には，有効領域比の再定義や解析精度の向上による定量性の評価も行っていく必要がある。

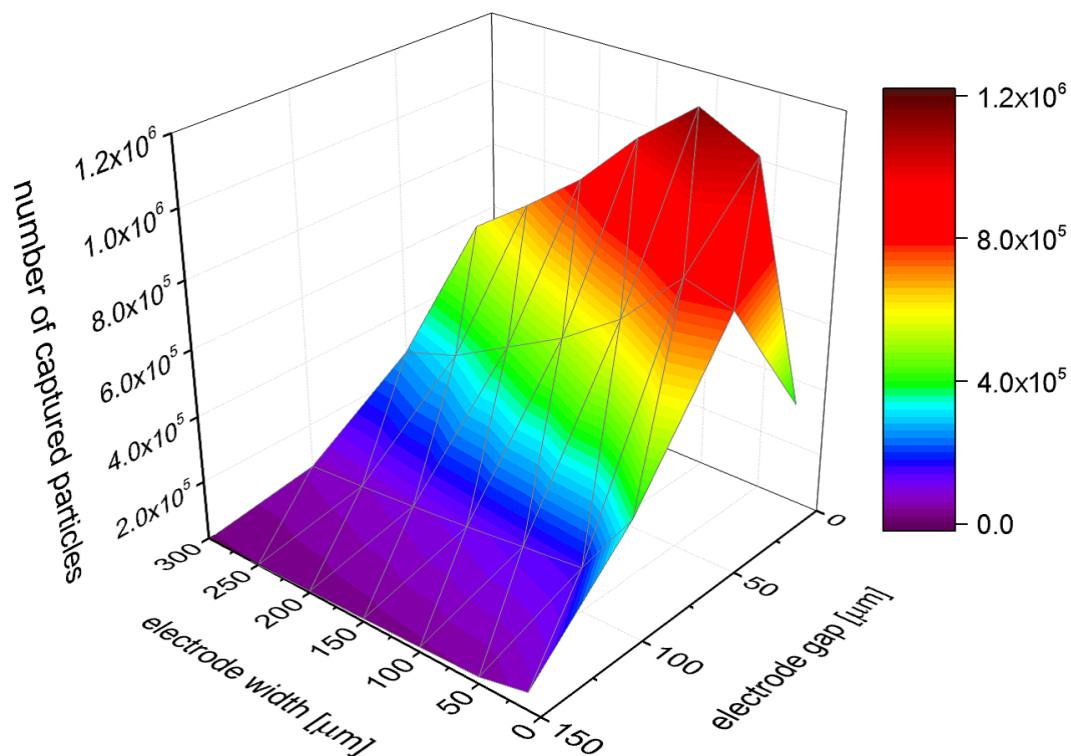


図 4.11: 捕捉粒子数の電極構造依存性

4.8 まとめ

本章では，誘電泳動デバイスの捕捉特性を数値的に解析し，より効果的な捕捉の指標とするため，大腸菌モデルを用いて粒子の軌跡，捕捉可能高さ及び捕捉所要時間について精査し，電極面到達粒子数を導出した。

電極幅及び電極間隔の拡大に伴い，零境界が電極遠方へと移動することから粒子捕捉可能高さは増加するが，ピーク値を持つことが確認できた。本解析条件下では電極幅が $250\ \mu\text{m}$ ，電極間隔が $10\ \mu\text{m}$ で粒子捕捉可能高さが最大となり，その値は $141\ \mu\text{m}$ であった。

捕捉所要時間は実際の捕集時間と比較して極めて小さいことから，電極面到達粒子数への影響は小さい。故に，電極面到達粒子数の電極構造依存性は粒子捕捉可能高さの結果と相似になることが確認できた。

本解析条件下では電極幅が $250\ \mu\text{m}$ ，電極間隔が $10\ \mu\text{m}$ で電極面到達粒子数が最大となり，その値は 3.2×10^6 個であった。この値に，電極近傍における粒子の保持力を考慮した有効領域比による補正を加えることにより，最終的な捕捉粒子数を導出した。電極幅が $100\ \mu\text{m}$ ，電極間隔が $10\ \mu\text{m}$ で捕捉粒子数が最大となり，その値は 1.1×10^6 個であった。

本解析と同条件で実験を行った結果，大腸菌の捕集量は 9.3×10^5 個であり，誤差は 16 % 以下であった。有効領域比の補正により，定量的に一致する結果が得られたが，実測に用いた蛍光面積法では積層方向の捕捉数が考慮されないことや，摩擦及びスライド効果等についての検証，また解析精度の向上による定量性の評価も重要である。

第5章 粒子捕集特性の流量依存性

本章では、制御パラメータによる粒子捕集特性への影響を検証するために、捕捉可能高さ及び有効領域比の流量依存性について精査する。また、捕捉率及び捕捉粒子数の流量依存性についても述べる。

5.1 粒子軌跡の変化

本解析において、液体中の粒子は流体圧力の影響を受けて移動するため、流量の制御により粒子軌跡は大きく変化する。流量を 5-20 ml/h とした時の粒子軌跡の変化を図 5.1 に示す。なお、電極幅及び電極間隔はそれぞれ 10 μm 、粒子の投入位置は 40 μm である。流量が小さい場合、流体圧力よりも誘電泳動力が支配的となるため、粒子は電極へ引っ張られる傾向が強くなり、捕捉地点が流入口に近くなる。逆に、流量が大きい場合、誘電泳動力よりも流体圧力が支配的となるため、粒子は流出口へと流される傾向が強くなる。故に、捕捉位置が流出口へと近づき、場合によっては粒子は捕捉されずに流出する。これに伴って、粒子捕捉可能高さに変化する可能性がある。

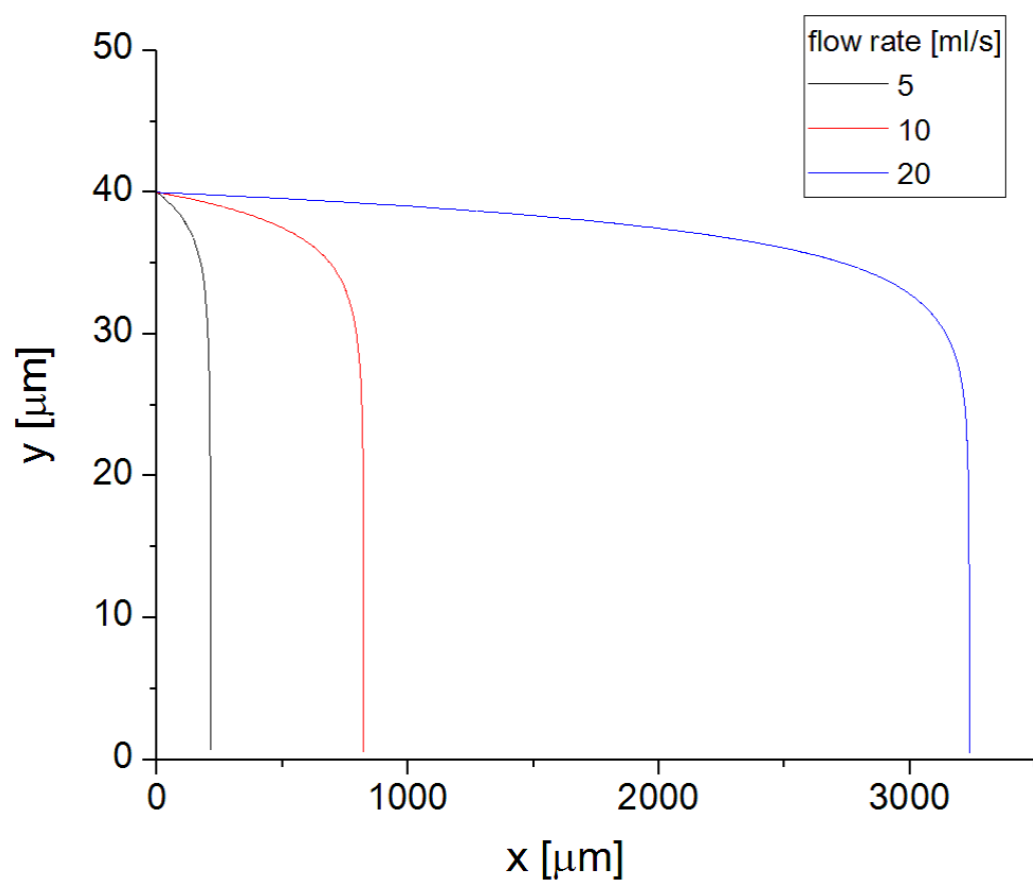


図 5.1: 流量による粒子軌跡の変化

5.2 粒子捕捉可能高さの変化

電極幅を 10-300 μm ，電極間隔を 10 μm ，その他条件を前節と同様にして，流量による捕捉可能高さの変化について精査した（図 5.2 参照）。前節で述べた通り，流量の増加により流体圧力が支配的となるため，粒子が流出口へと流出する傾向が強くなり，捕捉可能高さが減少することが確認できた。本解析では，ポアズイユ流れを考慮しているため，流路中央に近づくにつれて流速が速くなっている。故に，捕捉可能高さが高くなる程，流量による影響を大きく受ける。図 5.2 より，流量 5 ml/h で捕捉可能高さが 46.5 μm の電極構造の場合，流速を 20 ml/h に増加させると捕捉可能高さは 41 μm となるので，減少率はおおよそ 12 % である。これに対して，流量が 5 ml/h で捕捉可能高さが 186.5 μm の電極構造の場合，流速を 20 ml/h に増加させると捕捉可能高さは 105.5 μm となるので，減少率はおおよそ 43 % である。流量による粒子捕捉可能高さの変化が，捕捉粒子数にも大きく影響すると考えられる。

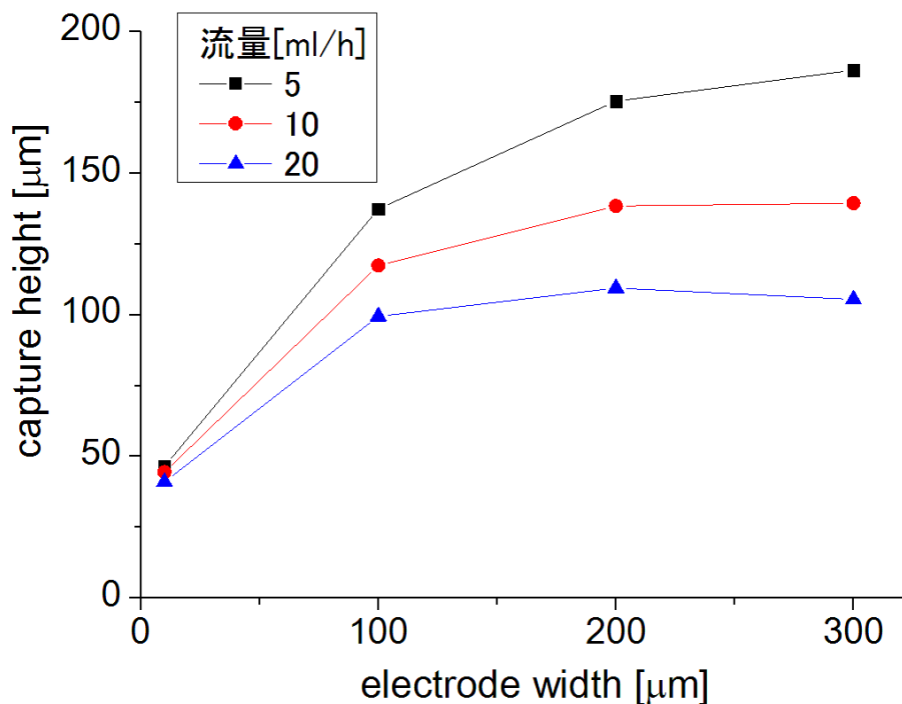


図 5.2: 流量による粒子捕捉可能高さの変化

5.3 有効領域比の変化

前章で定義した有効領域比は流速と x 方向の誘電泳動速度との大小関係によって決まるので、流量により有効領域比も変化する。図 5.3 に流量による有効領域比の変化について示す。流量の増加により流速が速くなるため、誘電泳動速度よりも流速が支配的となる領域が増加し、有効領域比は減少する。変化率が最も大きいところでは、流量 5 ml/h で有効領域比が 62.3 % の電極構造の場合、流速を 20 ml/h に増加させると有効領域比は 37.3 % となるので、減少率はおよそ 40 % である。

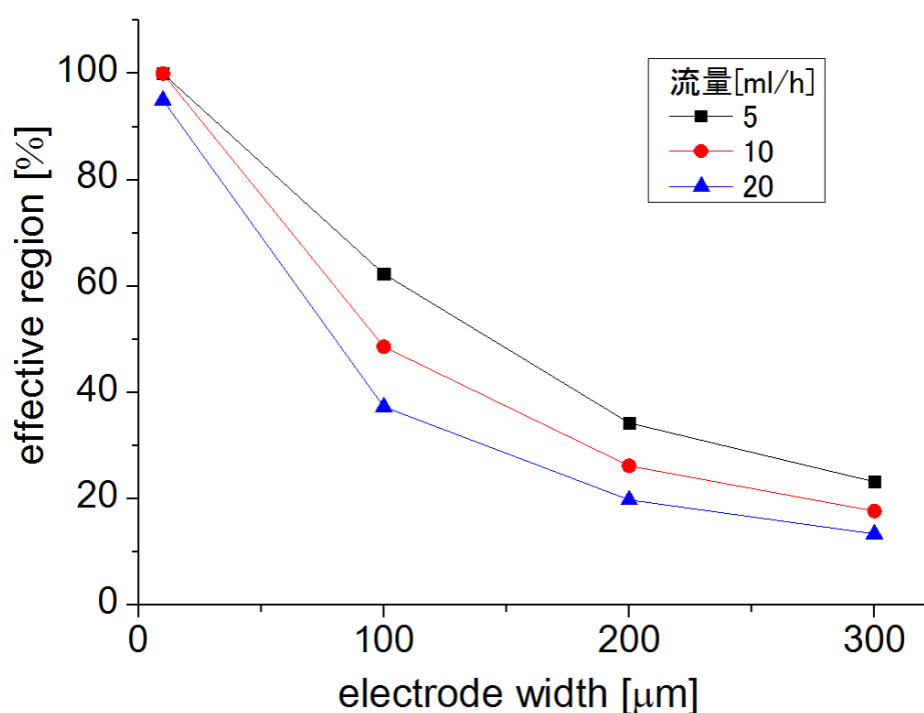


図 5.3: 流量による有効領域比の変化

5.4 捕捉率及び捕捉粒子数の変化

前節より，捕捉可能高さ及び有効領域比は流量変化の影響を大きく受けることが確認できた。これに伴い，捕捉率及び捕捉粒子数にも大きな影響を及ぼすと考えられる。捕捉率及び捕捉粒子数の流量依存性を図 5.4 及び 5.5 に示す。なお，捕捉率は式 (5.1) に示す通り，デバイスに供給される全粒子数に対する捕捉された粒子（捕捉粒子数）で表わせると定義した。また，供給粒子数は式 (5.2) で定義される。

$$\text{捕捉率} = \frac{\text{捕捉粒子数}}{\text{供給粒子数}} \quad (5.1)$$

$$\text{供給粒子数} = \text{粒子濃度} \times \text{流量} \times \text{供給時間} \quad (5.2)$$

本解析では，粒子濃度を 10^7 CFU/ml，供給時間 10 min として数値計算を行った。流量の増加により，捕捉率が減少することが分かる。本解析範囲内にピーク値を持ち，変化率が最も大きいところでは，流量 5 ml/h で捕捉率が 11.5 % の電極構造の場合，流速を 20 ml/h に増加させると捕捉率は 3.8 % となるので，減少率はおおよそ 67 % である。ただし，本解析では供給時間を一定として数値計算を行っているため，流量を増加させると供給粒子数も増加する。本解析条件では，電極幅が 10-150 μm では捕捉粒子数が増加し，電極幅が 200-300 μm で捕捉粒子数は減少した。粒子捕捉性能の効率化を図る上では，電極構造に加え，供給時間及び流量の設定が重要となる。

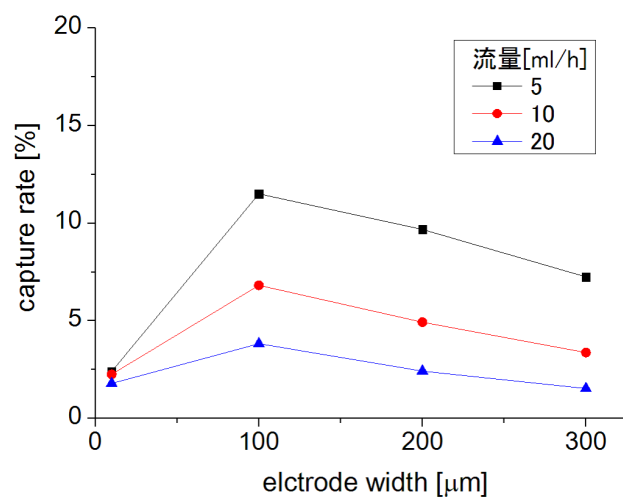


図 5.4: 捕捉率の流量依存性

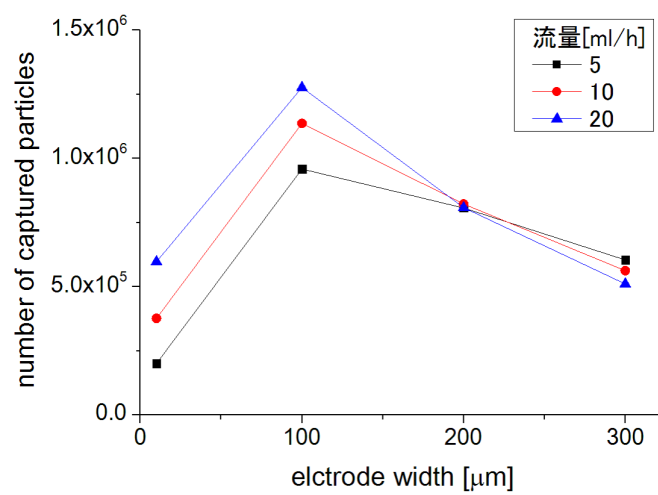


図 5.5: 捕捉粒子数の流量依存性

5.5 まとめ

本章では，誘電泳動デバイスの動的因子である制御パラメータによる粒子捕捉特性への影響を精査するために，流量制御を用いた解析を行った。

流量の増加に伴い流体圧力の影響が大きくなることから，誘電泳動力よりも流体圧力が支配的となり，粒子捕捉可能高さが減少する。また電極面での粒子保持力も低下することから，有効領域比も減少した。故に，流量が増加することで最終的な粒子捕捉率は低下することが確認できた。ただし，本解析では供給時間を一定としているため，流量の増加に伴い供給粒子数も増加する。これにより，ある解析範囲内では流量の増加により捕捉粒子数も増加することが確認できた。実験において粒子捕捉の効率化を考える上では，デバイス構造に適した供給時間の選択及び流量の制御が重要である。

第6章 解析精度向上の検討

本章では，粒子軌跡計算における解析精度の向上を図るため，時間及び空間の刻み幅について検証する。また，解析精度向上後の粒子捕集性能についても述べる。

6.1 時間刻み幅の検討

本節では，緩和時間及び粒子速度制御等を考慮した上で，より微小な時間刻み幅による数値解析を行い，粒子軌跡計算の精度向上を図る。

6.1.1 緩和時間

前章までの粒子軌跡計算には，式 (2.28) 及び (2.29) を用いて解析を行っている。この際に，1 サイクル辺りに取りうる時間刻み幅の大きさが微小になるほど，より精度の高い計算結果が得られる。本解析における適切な時間刻み幅について検討するために，緩和時間の導出を行った。ここで，緩和時間とは，式 (2.28) 及び (2.29) の右辺である誘電泳動力と抗力がつり合い，粒子速度が一定になるまでにかかる時間を指している。

ここで，粒子捕捉結果に直接影響を及ぼす y 方向に関する緩和時間について考える。式 (2.29) に式 (2.27) を代入すると，

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = F_{\text{DEP},y} - 6\pi\eta r v_y \quad (6.1)$$

となる。この式を離散化すると，

$$v_y^{t+dt} = v_y^t + \frac{dt}{m} (F_{\text{DEP},y} - 6\pi\eta r v_y^t) \quad (6.2)$$

と表わせる。この式に粒子投入位置における $F_{\text{DEP},y}$ を与えて計算をすることで，粒子速度 v_y の時間変化が求められる。粒子投入位置を 5, 10, 及び 25 μm とした時， v_y の時間変化を図 6.1 に示す。なお，この時の $F_{\text{DEP},y}$ はそれぞれ， $2.9 \times 10^{-12}\text{N}$ ， $5.5 \times 10^{-13}\text{N}$ 及び $4.8 \times 10^{-15}\text{N}$ である。

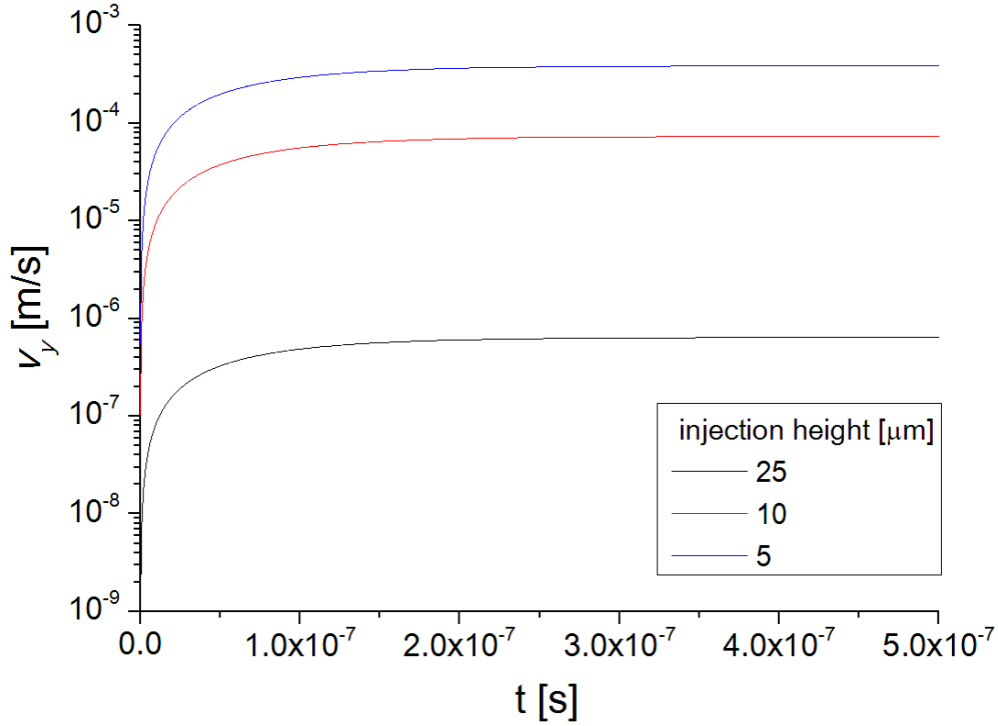


図 6.1: v_y の時間変化

図 6.1 より，全投入位置においても， t が 1.0×10^{-7} s 付近で速度が一定になっていることから，緩和時間はおよそ 1.0×10^{-7} s であると考えられる。ここで，時定数の導出も行った。式 (6.2) を v について解くと式 (6.3) で表わせる。

$$v = \frac{F_{\text{DEP},y}}{6\pi\eta r} \left(1 - \frac{1}{F_{\text{DEP},y}} \exp^{-\frac{6\pi\eta r}{m}(t+C)} \right) \quad (6.3)$$

ここで， C は不定積分の際に出てくる積分定数である。式 (6.3) より，時定数 τ は

$$\tau = \frac{m}{6\pi\eta r} \quad (6.4)$$

となる。これに本解析で用いている粒子（大腸菌モデル）及び溶媒のパラメータを代入すると， $\tau \cong 7.0 \times 10^{-8}$ s であるため，前述で導出した緩和時間ともほぼ一致していることが確認できる。この緩和時間をはるかに上回る時間刻み幅を用いて数値解析を行う場合，速度の過大評価による粒子軌跡の誤差が拡大する可能性が出てくる。故に，より精度の高い解析を行うには，今回導出した緩和時間より短い時間刻み幅を用いて計算を行う必要がある。

6.1.2 時間刻み幅の比較

前章までの解析において、電極幅及び電極間隔を $10\ \mu\text{m}$ 、粒子投入位置を $25\ \mu\text{m}$ とした時の時間刻み幅を図 6.2(a) に示す。時間刻み幅は $10^{-7}\sim 10^0\text{s}$ までと緩和時間を大幅に上回る値であることが確認できる。これに伴って粒子速度の変化も大きくなるので、粒子軌跡に誤差が生じる可能性がある。実際、速度の微小変化量 dv は、元の速度 v に対して 10 倍以上になっているところも見られた。この速度変化を改善するために、 dv が v の $1/10$ に収まるような時間刻み幅 dt_2 を新たに設定した。

$$dv = \frac{1}{10}|v| \quad (6.5)$$

$$dv = |a|dt_2 \quad (6.6)$$

ここで、 a は加速度である。式 (6.5)、(6.6) より、

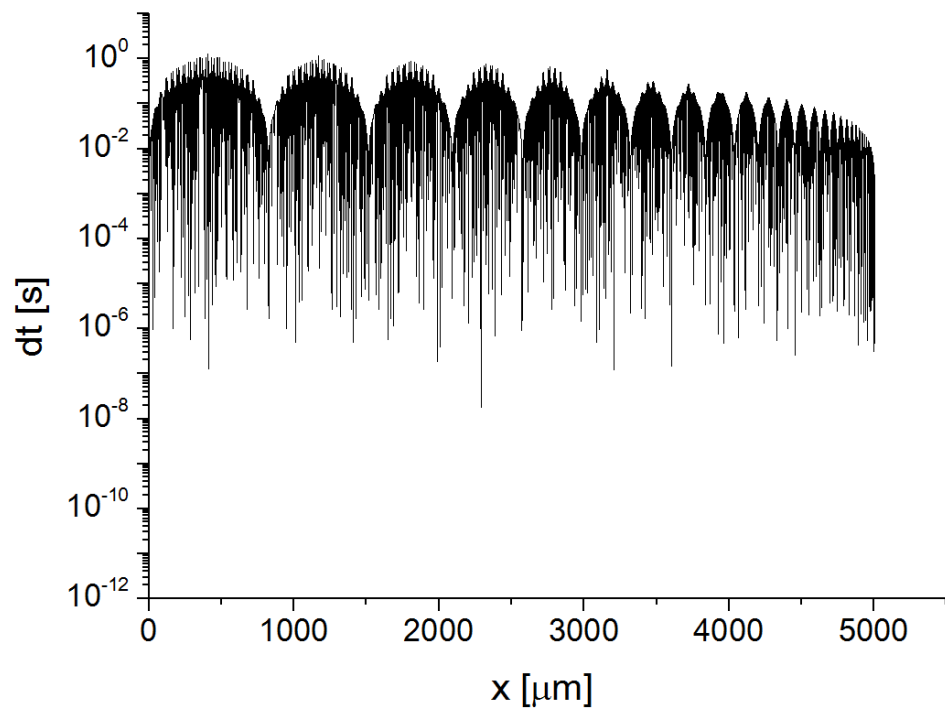
$$dt_2 = \frac{1}{10} \frac{|v|}{|a|} \quad (6.7)$$

これ加えて、流速の計算による抗力の過大評価についても修正した。また、粒子が 1 サイクルでセルを飛び出すのを防ぐために、式 (6.8) に示す dt_3 を設定した。

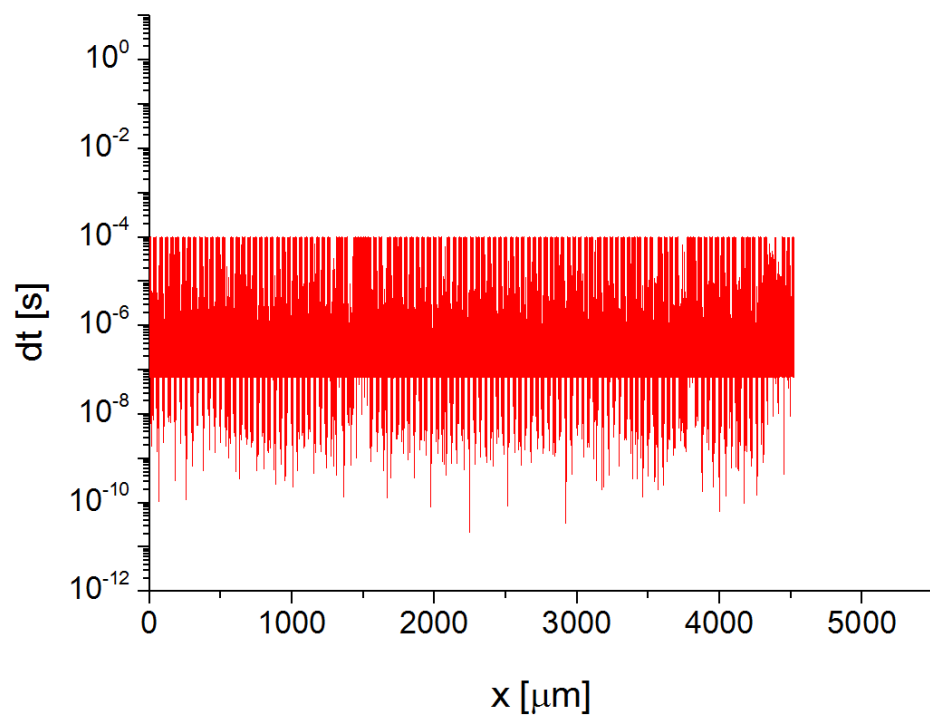
$$dt_3 = \frac{d_{mn}}{|v|} \quad (6.8)$$

ここで、 d_{mn} は粒子のいる地点からセルの端までの距離を表わしている。これらの条件を考慮した改良後の解析による時間刻み幅を図 6.2(b) に示す。これにより、時間刻み幅は $10^{-10}\sim 10^{-4}\text{s}$ へと短くなった。

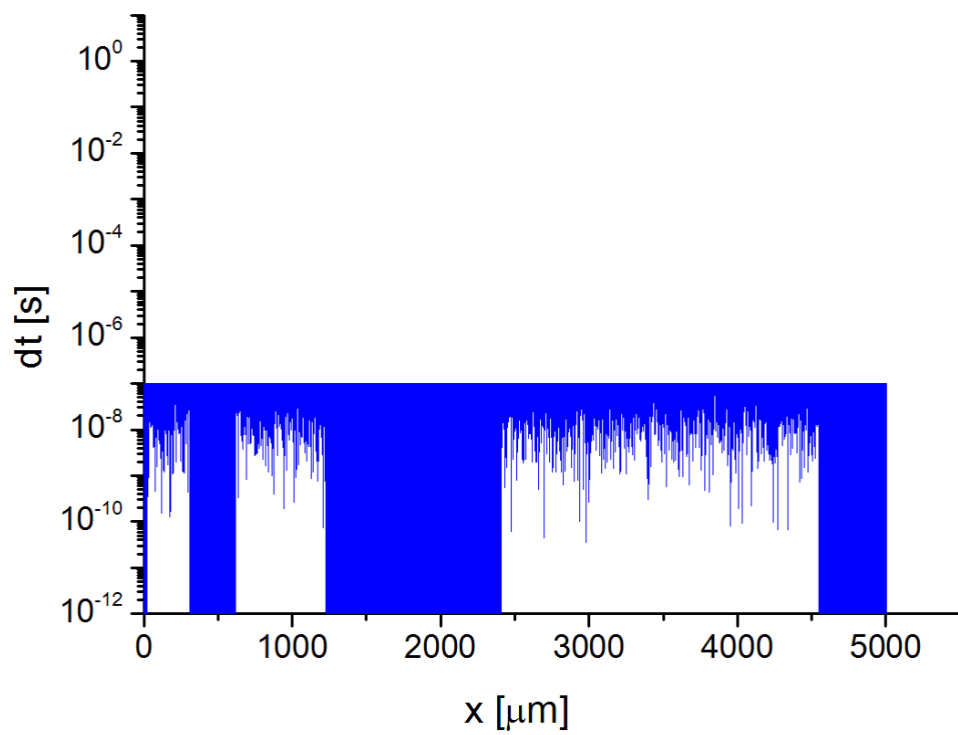
ただし、現段階においても緩和時間よりも大きい時間刻み幅となっているため、 dt の上限を 10^{-7}s に設定した。また、時間刻み幅の極細による解析時間の超過を防ぐために、 dt の下限を 10^{-12}s に設定した。上限カットを加えた解析による時間刻み幅を図 6.2(c) に示す。これにより、時間刻み幅は $10^{-12}\sim 10^{-7}\text{s}$ となり、緩和時間より小さい時間刻み幅に抑えることができた。



(a) 前章までの解析による時間刻み幅



(b) 改良後の解析による時間刻み幅



(c) 上限カット追加後の解析による時間刻み幅

図 6.2: dt の比較

6.1.3 粒子捕捉可能高さの比較

図 6.2 で示した各解析条件における粒子捕捉可能高さの変化を表 6.1 に示す。

表 6.1: 解析条件における粒子捕捉可能高さの変化

解析条件	粒子捕捉可能高さ
(a) 前章までの解析条件	45
(b) 改良後の解析条件	40
(c) 上限カット追加後の解析条件	25

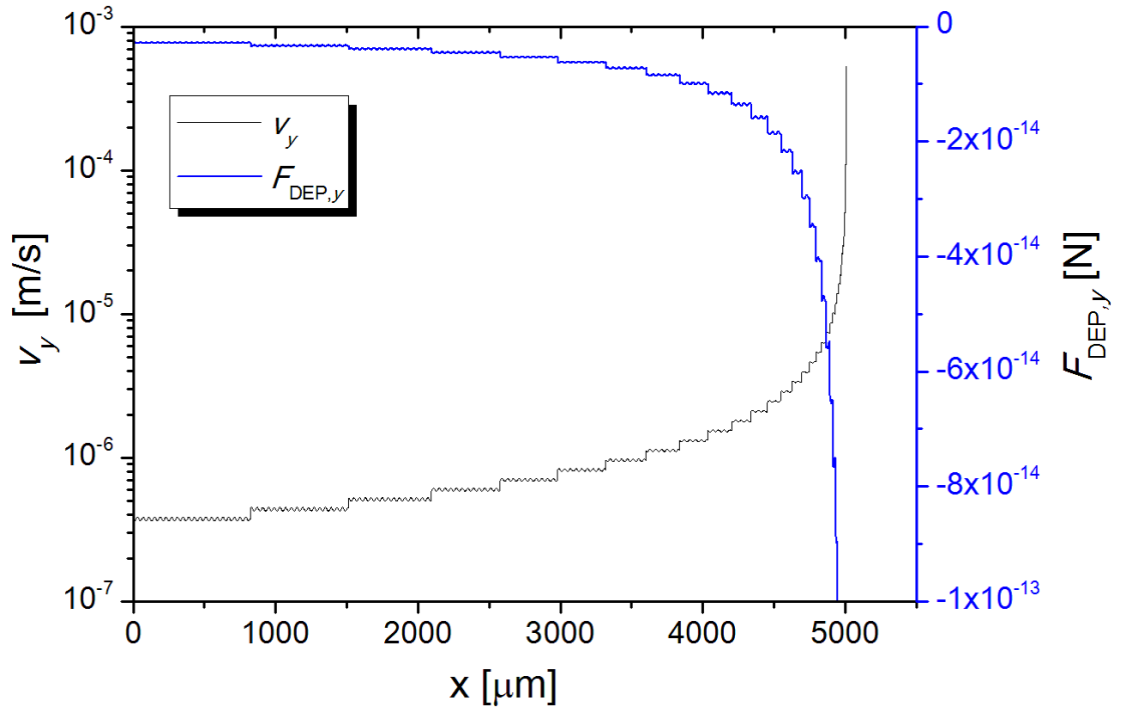
緩和時間を考慮した (c) の解析条件を用いた場合、粒子捕捉可能高さが大幅に減少した。これは (a) 及び (b) の解析時に発生していた粒子速度の過大評価を抑えられたことが原因だと考えられる。実際に (c) の解析条件では、 dv が v の $1/10$ 以下に収まっているため、より解析精度の高い粒子捕捉結果が得られたと言える。

6.2 空間刻み幅の検討

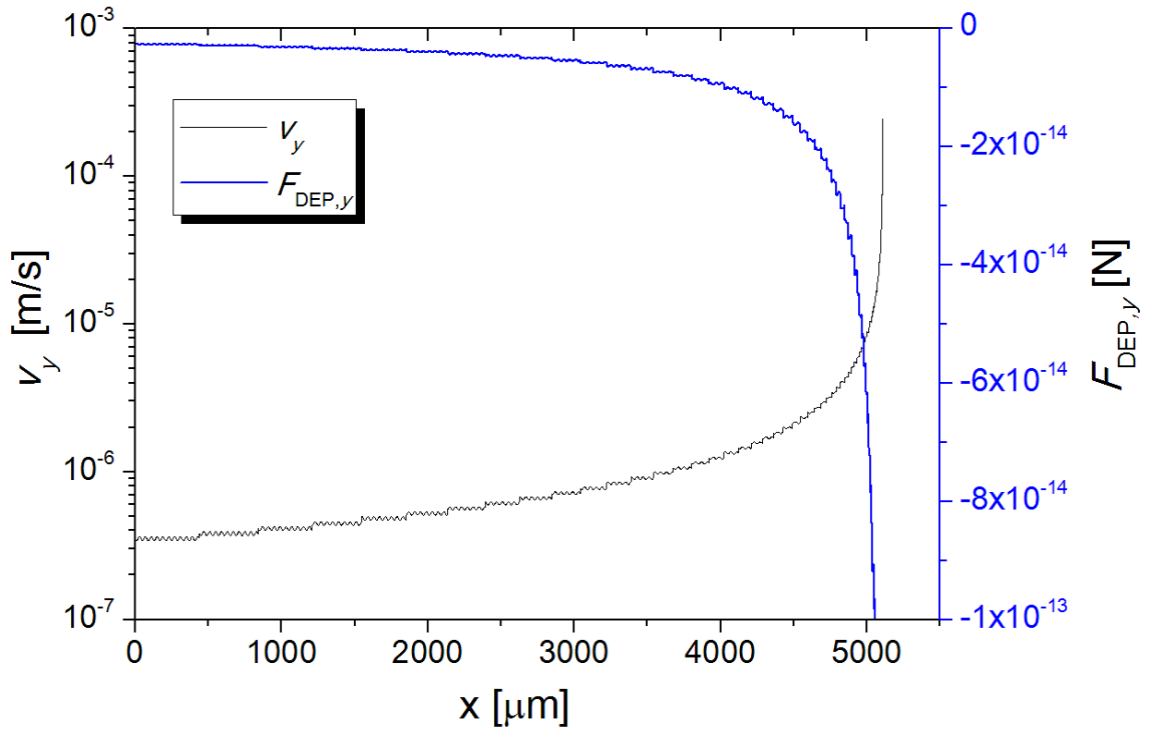
本節では、メッシュサイズの検討を行い、粒子速度および粒子捕集性能への影響について精査する。

6.2.1 粒子速度の検討

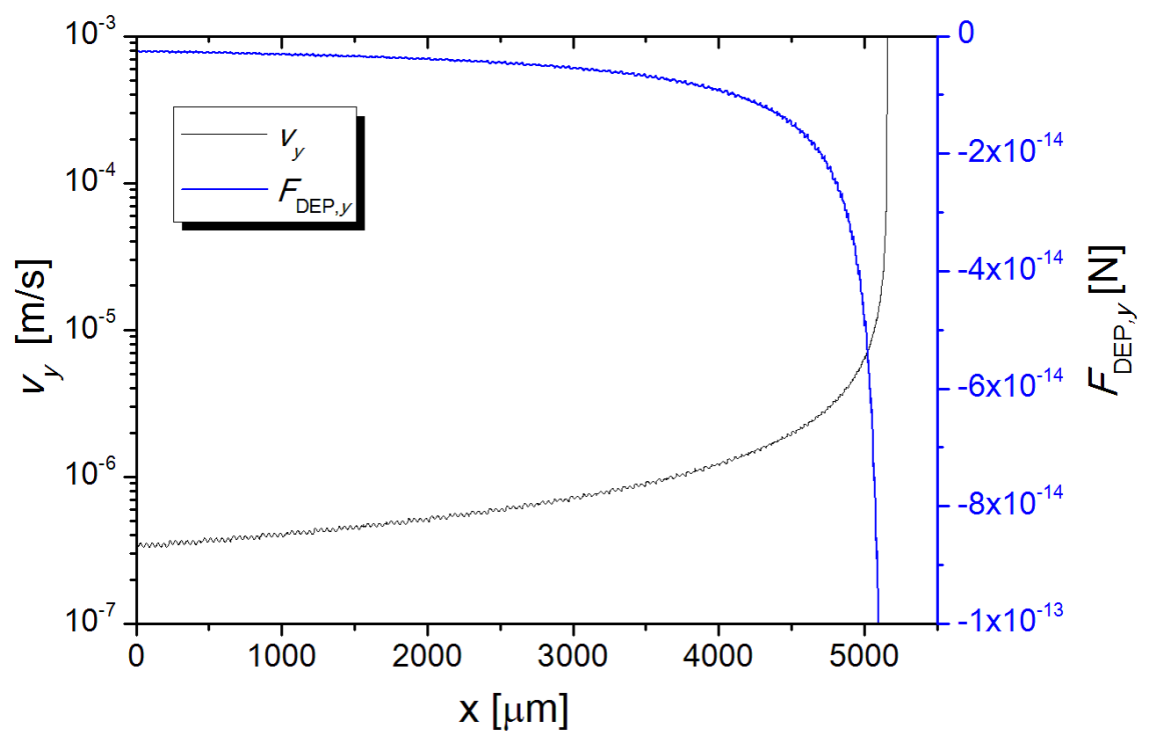
解析空間におけるメッシュサイズを細かくすることにより、より精度の高い解析結果が得られると期待できる。前章まででは、メッシュサイズを $0.5\ \mu\text{m}$ として解析を行っていたが、メッシュサイズを $0.25\ \mu\text{m}$ 、 $0.125\ \mu\text{m}$ に細かくした場合の粒子速度について精査した (図 6.3)。本解析では、スタaggerドメッシュを用いて計算を行っており、ある地点での誘電泳動力は各格子点での値の内分比から導出される。故に、粒子軌跡計算の際に、現在いるセルから別のセルへと切り替わる瞬間は誘電泳動力の変化が若干大きくなる。これに伴い粒子速度も変化するため、図 6.3(a) に示す通り、メッシュサイズが $0.5\ \mu\text{m}$ の場合では粒子速度は階段状の離散的な変化をする。図 6.3(b) 及び (c) に示す通り、この離散的な粒子速度変化は、メッシュサイズを細かくすることによって滑らかにすることが可能である。なお、メッシュサイズが $0.5\ \mu\text{m}$ の時、粒子速度の変化量はおよそ $1.0 \times 10^{-7}\text{m/s}$ 、メッシュサイズが $0.125\ \mu\text{m}$ の時、粒子速度の変化量はおよそ $0.5 \times 10^{-8}\text{m/s}$ となっている。



(a) メッシュ $0.5 \mu\text{m}$



(b) メッシュ $0.25 \mu\text{m}$



(c) メッシュ $0.125 \mu\text{m}$

図 6.3: v_f と $|v_{\text{DEP},x}|$ の関係

6.2.2 粒子捕捉位置の比較

先ほど述べた粒子速度による捕捉性能への影響を精査するため、粒子の捕捉位置に着目した（図 6.4 参照）。メッシュサイズにより、捕捉位置が微小変化することが確認できた。なお、粒子捕捉可能高さに関しては変化が見られなかった。メッシュサイズを細かくする場合、より精度の高い解析が期待できるが、解析時間が超過するといった問題も挙げられる。また、本解析では粒子を質点系で考えているため、解析対象の粒子サイズよりも細かいメッシュサイズを用いる場合、粒子に及ぼす力の計算に誤差が生じる可能性がある。故に、解析時間及び解析対象粒子径を考慮した上で、適切なメッシュサイズを選択する必要がある。

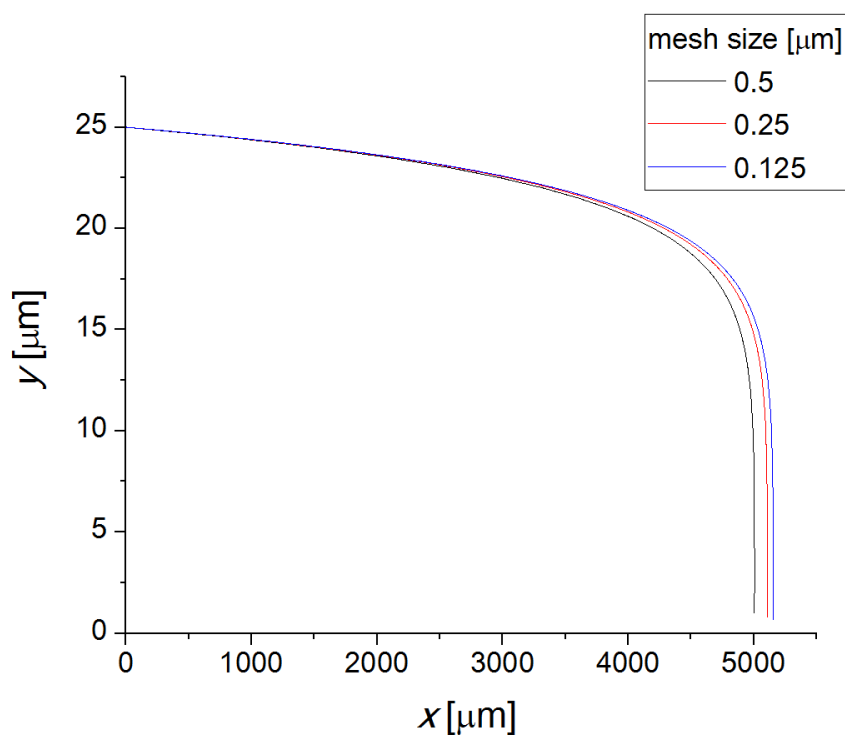


図 6.4: 捕捉位置の比較

6.3 まとめ

本章では，解析精度の向上を図るために，数値計算における時間刻み幅および空間刻み幅の検討を行った。緩和時間及び粒子速度の制御を考慮した上で適切な時間刻み幅を選択することにより，粒子捕捉性能の解析精度が向上した。前章では実験結果との定量的な比較をする際に，有効領域比による補正を行い最終的な捕捉粒子数を導出していたが，今回の解析精度の向上により粒子捕集性能が大幅に変化したため，補正方法に関しては今後検討していく必要がある。

解析空間におけるメッシュサイズの検討により，メッシュサイズを細かくすることで粒子捕捉位置が変化することが確認できた。ただし，メッシュサイズを縮小する場合，解析時間が増加し，質点系の計算による誤差が拡大する可能性が考えられることから，解析時間及び解析対象粒子の条件を考慮した上で，適切なメッシュサイズを選択をする必要がある。

第7章 粒子種及び解析条件の拡張による粒子捕集特性の変化

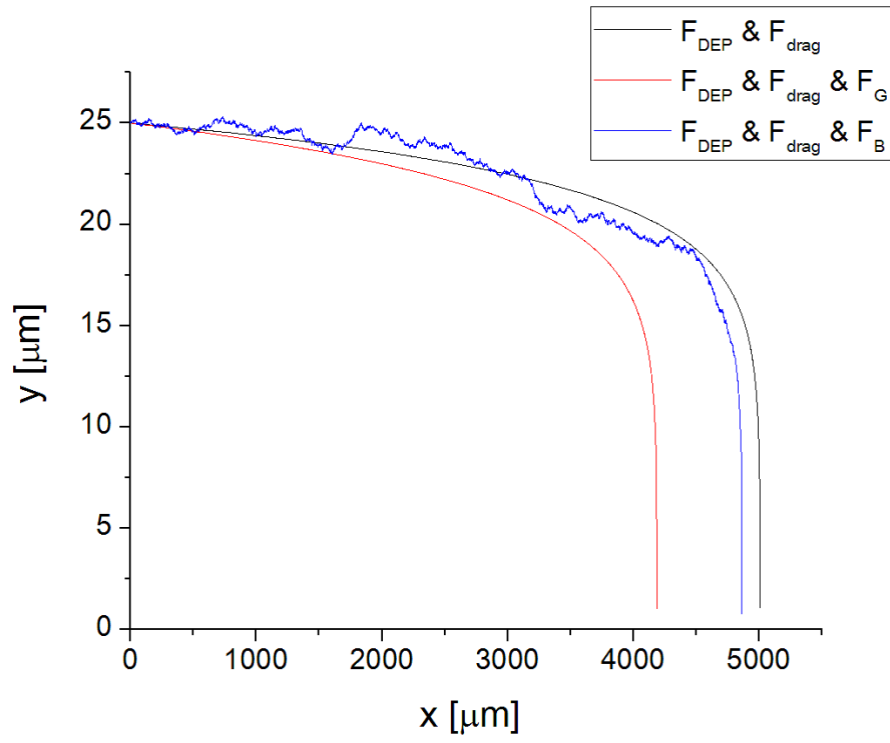
本章では、大腸菌モデルに加え、インフルエンザウィルスモデル及び赤血球モデルに関しての粒子軌跡について述べる。また、軌跡計算には重力及びブラウン運動力の影響も考慮して、粒子捕集性能についての評価を行う。

7.1 粒子軌跡の変化

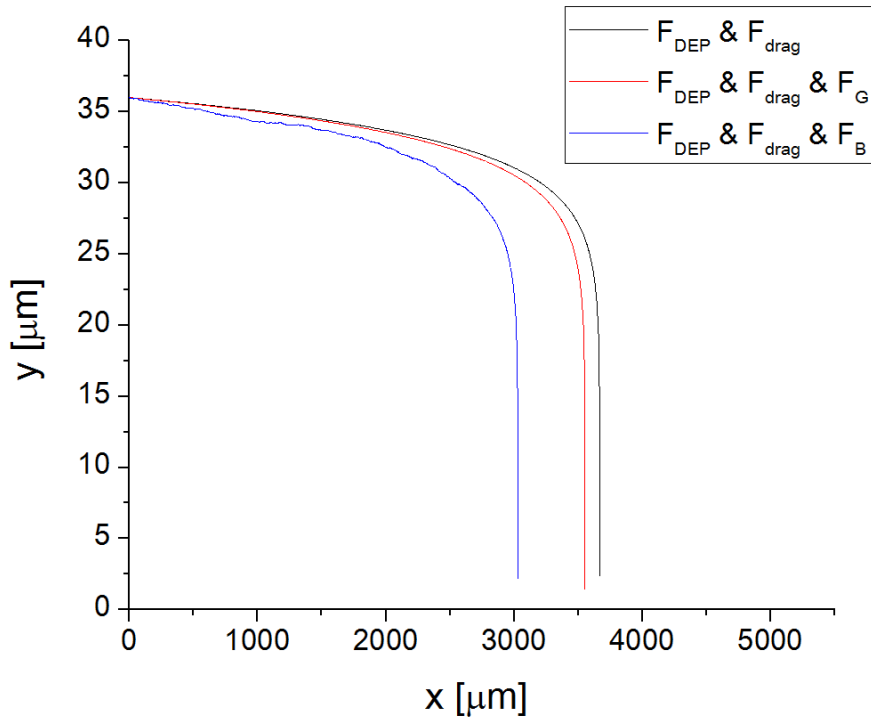
図 2.8 に示す通り、対象粒子のサイズによって力学的作用の大小関係は変化する。前章までは、粒子半径 $0.5\ \mu\text{m}$ の大腸菌モデルを用いて解析を行ってきたが、本節では重力及びブラウン運動力を考慮した上で、粒子半径 $50\ \text{nm}$ のインフルエンザウィルスモデル及び $4.0\ \mu\text{m}$ の赤血球モデルについても軌跡計算を行う。重力及びブラウン運動力の追加により、粒子軌跡に影響を及ぼすと考えられる。各粒子モデルにおける軌跡の比較を図 7.1 に示す。なお、電極幅及び電極間隔が $10\ \mu\text{m}$ 、流量が $10\ \text{ml/h}$ の条件のもと解析を行った。

式 (2.21) より、重力は主に粒子の質量によって大きさが変化するため、質量の大きい赤血球モデルは重力の影響を受けやすい。図 7.1(b) に示す通り、誘電泳動力及び抗力による軌跡と比べ、重力が追加された時の方が粒子捕捉位置は短くなっている。一方で、質量の小さいインフルエンザウィルスモデルは重力の影響は極めて小さくなるため、図 7.1(c) に示す通り、誘電泳動及び抗力による軌跡及び重力を追加した際の軌跡はほぼ一致している。

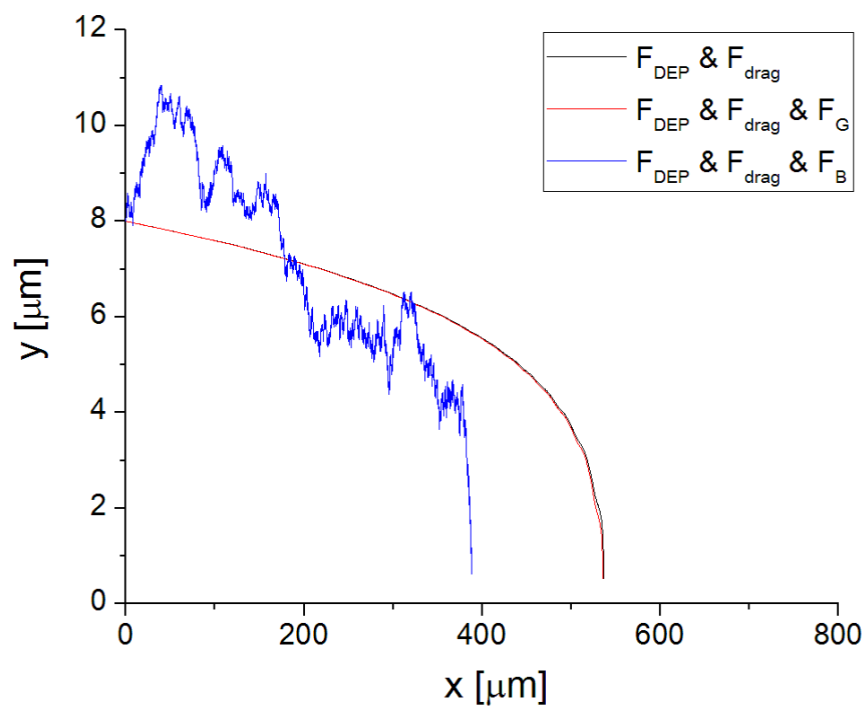
式 (2.22) より、ブラウン運動力による変位は粒径が小さくなるほど大きくなる。赤血球モデルが受けるブラウン運動力は誘電泳動力より十分小さいため、図 7.1(b) のように軌跡に大きな変化は見られない。大腸菌モデルの場合、ブラウン運動の影響が大きくなるので、軌跡が不安定になるものの、粒子捕捉位置に大きな影響は与えない。インフルエンザウィルスモデルの場合、電極遠方では誘電泳動力よりもブラウン運動力が支配的となるため、軌跡に与える影響が強く、最終的な粒子の捕捉位置も大きく変わった。本解析では計算回数が 1 回のみであるが、ブラウン運動力はランダム運動であるため、より正確な結果を求めるには多数回の計算結果を平均化する必要がある。



(a) 大腸菌モデル (投入位置 : $25 \mu\text{m}$)



(b) 赤血球モデル (投入位置 : $36 \mu\text{m}$)



(c) インフルエンザウイルスモデル (投入位置 : $8.0 \mu\text{m}$)

図 7.1: 重力及びブラウン運動力の追加による各粒子の軌跡変化

7.2 粒子捕捉可能高さの変化

前節で精査した粒子軌跡の変化により，粒子捕捉可能高さにも影響が及ぶ可能性がある。先ほどと同様な解析条件の下，各粒子における捕捉可能高さの変化について精査した (図 7.2)。他の粒子に比べ，赤血球モデルの捕捉可能高さが大きく，インフルエンザウィルスモデルの捕捉可能高さが小さくなっていることが確認できる。これは式 (2.6) に示す通り，誘電泳動力が粒子半径の三乗に比例するため，粒子半径の大きい赤血球モデルに働く誘電泳動力が大きくなったことが原因であると考えられる。また，粒径が大きいほど重力の影響が大きくなるため，赤血球モデルにおける捕捉可能高さは，誘電泳動力及び抗力の時と比べて，重力の追加により最大で 2 % 増加した。より粒径の大きい粒子の場合，重力の影響はさらに大きくなると考えられる。一方で，粒径が小さいほどブラウン運動力の影響が大きくなるため，インフルエンザウィルスモデルにおける捕捉可能高さは，ブラウン運動力の追加により最大で 56 % 減少した。これはブラウン運動力の向きがランダムであり，誘電泳動力による捕集効果を妨げるためである。故に，ナノレベル粒子の解析を行う場合，ブラウン運動力の考慮が必須である。

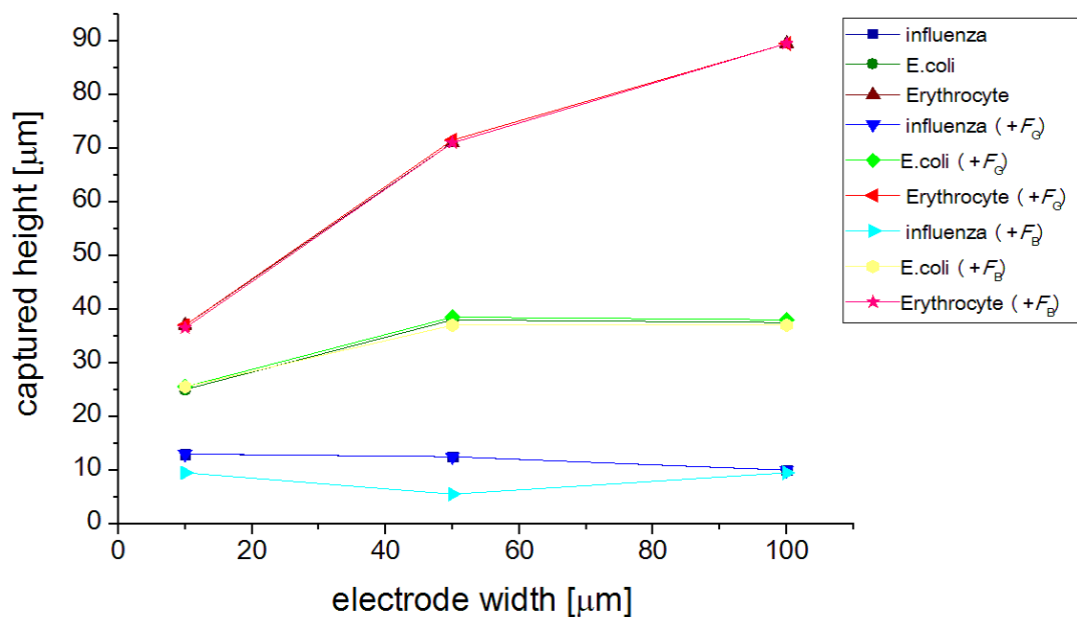


図 7.2: 粒子捕捉可能高さの変化

7.3 まとめ

本章では，粒径の異なる粒子モデルを用いた解析を行うことにより，粒子の捕集特性の変化について検証した。また，重力及びブラウン運動力を加えた上で数値計算を行い，これら力学定作用の影響についても評価した。

粒径の拡大に伴い，重力の影響が大きくなるため，粒子捕捉位置が短くなることが確認できた。また，捕捉可能高さも上昇したが，粒径の拡大により誘電泳動力も大きくなるため，本解析条件においては重力による粒子捕捉可能高さへの影響は小さいことが確認できた。より粒径の大きい粒子モデルでの解析では，重力の影響が大きくなると考えられる。一方，粒径を縮小させることで，ブラウン運動力の影響が大きくなる。これにより，粒子軌跡が不安定になり，粒子の捕捉位置が大きく変化し，捕捉可能高さも減少した。また，誘電泳動力も小さくなるため，粒子捕捉可能高さは他の粒子モデルに比べて大幅に減少した。ナノレベル粒子の解析を行う場合，ブラウン運動力の考慮は必須である。電極遠方の場合，誘電泳動力よりもブラウン運動力が支配的となるため，印加電圧の上昇等により誘電泳動力の増加を試みなければ，粒子軌跡は発散する可能性がある。ただし，ブラウン運動力は乱数によって結果が異なるため，多数回の計算結果の平均化をする等の工夫が必要である。今後，さらに解析条件を拡張して粒子捕集特性について精査していくことが重要である。

第8章 総論

8.1 総論

近年、病原性微生物による慢性的な食中毒被害等といった社会問題に対し、迅速、簡便かつ安価な検査装置として誘電泳動デバイスが期待されている。ただし、誘電泳動には数多くの泳動因子が存在するため、その粒子捕集特性を事前に十分把握しておく必要がある。諸条件に対する実験的な検証は非効率的であるため、数値シミュレーションによる解析が適している。そこで本研究では、流路底面に櫛型電極を配置した誘電泳動デバイスにおける粒子捕集領域をモデル化し、微粒子捕集特性を数値的に解析した。以下に本研究で得られた知見をまとめる。

1. 電界及び誘電泳動力の空間分布より、電極近傍では電界が急激に変化するため、誘電泳動力も大きくなる。電極遠方では電界がほぼ一様なため、誘電泳動力は小さくなる。また、接地電極上方で電界が零となる境界が生じることにより粒子捕捉を阻害する。故に、粒子捕捉には印加電極上における誘電泳動力が大きな影響を及ぼす。

2. $|F_{\text{DEP},y}|$ は、流路高さ方向に対して電極近傍を除き、指数的に減少する。電極構造の変化により、電極遠方及び電極近傍における $|F_{\text{DEP},y}|$ に大きな影響を及ぼすことが確認できた。電極幅及び電極間隔の拡大に伴い、電極遠方における $|F_{\text{DEP},y}|$ は相対的に増加するため、電極面に到達する粒子数の増加が期待できる。また、電極近傍における $|F_{\text{DEP},y}|$ は減少するため、電極面到達粒子に対する保持力が低下し、粒子が再放出する可能性がある。したがって、実際の捕捉粒子数を評価するためには、輸送力及び保持力の配分率を十分に考慮する必要がある。

3. 電極幅及び電極間隔の拡大に伴い、輸送領域における誘電泳動力が大きくなることから、粒子捕捉可能高さは増加する。本解析条件下においてもピーク値を持つことが確認できた。また、捕捉所要時間は実測での捕集時間と比較して極めて小さいことから、電極面到達粒子数への影響は小さい。故に、電極面到達粒子数の電極構造依存性は粒子捕捉可能高さの結果と相似になる。さらに、電極近傍における粒子の保持力を考慮することにより、最終的な捕捉粒子数を導出した。本解析と同条件で実験を行った結果、実測値との誤差は16%以下であった。定量的に一致する結果が得られたが、実測に用いた蛍光面積法では積層方向の捕捉数が

考慮されないことや、摩擦及びスライド効果等についての検証、また解析精度の向上による定量性の評価も重要である。

4. 流量の増加に伴い流体圧力の影響が大きくなるため、誘電泳動力よりも流体圧力が支配的となり、粒子捕捉可能高さが減少する。また電極面での粒子保持力も低下することから、有効領域比も減少した。故に、流量が増加することで最終的な粒子捕捉率は低下する。ただし、本解析では供給時間を一定としているため、流量の増加に伴い供給粒子数も増加する。これにより、ある解析範囲内では流量の増加により捕捉粒子数にピークが生じる。実験において粒子捕捉の効率化を考える上では、デバイス構造に適した供給時間の選択及び流量の制御が重要である。

5. 適切な時間刻み幅を選択することにより、粒子捕捉性能の解析精度が向上した。また、解析空間におけるメッシュサイズの検討により、メッシュサイズを細かくすることで粒子捕捉位置が変化することが確認できた。解析時間の増加や、質点系の計算による誤差の拡大も考慮した上で、適切なメッシュサイズの選択をする必要がある。

6. 粒径の変化に伴い、重力及びブラウン運動力の影響を受けるため、粒子捕捉位置及び捕捉可能高さが変化する。粒径の大きい粒子モデルでは重力の影響が大きくなり、粒径の小さい粒子モデルではブラウン運動力の影響が大きくなる。対象粒子条件を拡張することにより、誘電泳動力及び他の力学的作用の影響について精査することが重要である。

8.2 今後の展望, 及び課題

本研究では、誘電泳動デバイスにおける微粒子捕集特性を数値解析により検証した。微粒子捕集特性の電極構造依存性に関する精査や、制御パラメータ及び対象パラメータによる捕集特性の変化を把握することにより、各用途に見合った最適構造デバイスを検討する際の指標とすることができると考えられる。

今回の解析では、微粒子捕集特性の定性的な評価を行ってきたが、定量性に関しては未解明な点も見られる。解析精度の向上により得られた結果から、再度電極面到達粒子数の導出を行い、保持力による補正を加えた上で最終的な捕捉粒子数を導出し、実測値との比較検証をする必要がある。保持力に関しては、電極面上における粒子の摩擦、スライド効果及び粒子相互間力等の影響を考慮した上で再検討していく必要がある。また、今回は質点系での挙動計算を行ったが、粒子径による捕集性能の変化について評価を行う場合、粒子径に対して適切な解析空間の刻み幅の選択についても考慮する必要がある。

重力及びブラウン運動力の影響のより詳細な検討をするために、本解析で用いた粒子モデルよりも粒径範囲を拡張した条件での解析をする必要がある。また、電気浸透流の影響や熱対流等の温度の影響についても精査していく必要がある。

関連図書

- [1] J. E. Ehiri, G. P. Morris and J. McEwen: "Implementation of HACCP in food businesses: the way ahead", *Food Control*, Vol.6, No.6, pp.341-345 (1995)
- [2] 末廣純也：電気学会誌, Vol.121, No.8, pp.547-550 (2001)
- [3] 澤井淳：防菌防黴, Vol.36, No.2, pp.75-78 (2008)
- [4] 山縣尚：防菌防黴, Vol.33, No.12, pp.693-700 (2005)
- [5] 森地敏樹：食品微生物検査マニュアル新版, 栄研器材 (2002)
- [6] 飯田譲治：防塵防黴, Vol.33, No.12, pp.685-691 (2005)
- [7] 軽部征夫：バイオセンサー, pp.451 (2002)
- [8] 荻野知美・岩船敬・渡邊栄喜：“農業生産現場で生産者自らが使える農薬残留判定技術の開発ー水抽出法の検討ー”(2011)
- [9] 有賀博文：日本水産学会誌, Vol.73 No.2, pp.292-295 (2007)
- [10] H. A. Pohl: "The Motion and Precipitation of Suspensions in Divergent Electric Fields", *J. Appl. Phys*, Vol.22, No.7, pp.869-871 (1951)
- [11] H. A. Pohl and I. Hawk: "Separation of Living and Dead Cells by Dielectrophoresis", *Science*, Vol.152, No.3722, pp.647-649 (1966)
- [12] H. A. Pohl: "Dielectrophoresis", *Cambridge Univ. Press*, New York, pp.350 (1978)
- [13] T. Yasukawa, H. Hatanaka and F. Mizutani: "Simple Detection of Surface Antigens on Living Cells by Applying Distinct Cell Positioning with Negative Dielectrophoresis", *Analytical chemistry*, Vol.84, No.20, pp.8830-8836 (2012)
- [14] J. Ramon-Azcon, T. Yasukawa, H. J. Lee, T. Matsue, F. Sanchez-Baeza, M. P. Marco, F. Mizutani: "Competitive multi-immunosensing of pesticides based on the particle manipulation with negative dielectrophoresis", *Biosens Bioelectron*, Vol.25, No.8, pp.1928-1933 (2010)

- [15] X. Xiong and A. Busnaina: "Direct assembly of nanoparticles for large-scale fabrication of nanodevices and structures", *Journal of Nanoparticle Research*, Vol.10, No 6, pp.947-954 (2008)
- [16] N. R. Wood, A. I. Wolsiefer, R. W. Cohn, and S. J. Williams: "Dielectrophoretic trapping of nanoparticles with an electrokinetic nanoprobe", *Electrophoresis*, Vol.34, No.13, pp.1922-1930 (2013)
- [17] J. Cao, P. Cheng and F. Hong: "A numerical analysis of forces imposed on particles in conventional dielectrophoresis in microchannels with interdigitated electrodes", *Journal of Electrostatics*, Vol.66, No.11-12, pp.620-626 (2008)
- [18] R. Bashir, H. Li: "On the Design and Optimization of Micro-Fluidic Dielectrophoretic Devices: A Dynamic Simulation Study", *Biomedical Microdevices*, Vol.6, No.4, pp.289-295 (2004)
- [19] Y. Zhao, S. Hu, Q. Wang: "Simulation and analysis of particle trajectory caused by the optical-induced dielectrophoresis force", *Microfluidics and Nanofluidics*, Vol.16, No.3, pp. 553-540 (2013)
- [20] S. H. Molla, J. H. Masliyah and S. Bhattacharjee: "Simulation of a dielectrophoretic membrane filtration process for removal of water droplets from water-in-oil emulsions", *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol.287, No.1, pp.338-350 (2005)
- [21] Y. Wang, F. Du, M. Baune, J. Thøming: "Dielectrophoresis in aqueous suspension: impact of electrode configuration", *Microfluidics and Nanofluidics*, Vol.17, No.3, pp.499-507 (2014)
- [22] K. H. Choi, M. A. A. Rehmani, I. Doh, Young-Ho. Cho: "Numerical study of particle focusing through improved Lab-on-a-Chip device by positive dielectrophoresis", *Microsystem Technologies*, Vol.15, No.7, pp.1059-1065 (2009)
- [23] S. Imafuku, S. Uchida and F. Tochikubo: "Numerical Investigation of Bacterial Capture Region in Dielectrophoretic Microfilter", *Journal of the Institute of Electrostatics Japan*, Vol.33, No.1, pp.20-25 (2009) (in Japanese)
今福慎太郎・内田諭・栃久保文嘉: 「泳動濃縮マイクロフィルタにおける菌捕捉領域の数値的検討」, 静電気学会誌, Vol.33, No.1, pp.20-25 (2009)
- [24] 星野祐太郎: "平成 23 年度首都大学東京電気電子工学専攻修士論文", pp.2-77 (2012)

- [25] T. Enjoji, E. Amako, S. Uchida, and F. Tochikubo : “ Analysis of Dielectric Characteristics for Injured Escherichia coli Using Impedance Measurement Method ”, *Journal of the Institute of Electrostatics Japan*, Vol.31, No.1, pp.8-13 (2007) (in Japanese)
 円城寺隆治・尼子恵里・内田 諭・朽久保文嘉 : 「インピーダンス計測法による損傷大腸菌の誘電特性解析」, 静電気学会誌, Vol.31, No.1, pp.8-13 (2007)
- [26] T. B. Jones: “ Electromechanics of Particle ”, *Cambridge Univ. Press* (1995)
- [27] 吉澤徹: “ 流体力学 ” (東京大学出版会, 2001)
- [28] W. Bai, K. S. Zhao, and K. Asami : “ Dielectric properties of E. coli cell as simulated by the three-shell spheroidal model ”, *Biophysical Chemistry*, Vol.122, No.2, pp.136-142 (2006)
- [29] 国立天文台, 理科年表平成 16 年版
- [30] Jan Gimsa: *Bioelectrochemistry*, Vol.54, No.1, pp.23-31 (2001)
- [31] 戸川隼人 “ 微分方程式の数値計算 ” (オーム社, 1989)
- [32] 越塚誠一 “ 数値流体力学 ”, 培風館 (1997)
- [33] 峰村吉泰 “ java による流体・熱流動の数値シミュレーション ”, 森北出版株式会社 (2001)
- [34] ジャヤント V. ナーリカー: “ 重力 宇宙を支配する謎の力 ”, 日経サイエンス社 (1986)
- [35] 藤田勝久: “ 基本を学ぶ流体力学 ”, 森北出版 (2009)
- [36] A. Castellanos, A. Ramos, A. Gonzalez, N. G. Green, and H. Morgan : “ Electrohydrodynamics and dielectrophoresis in microsystems: scaling laws ”, *Journal of Physics D*, Vol.36, No.20, pp.2584-2597 (2003)
- [37] N. Crew, J. Darabi, P. Voglewede, F. Guo, and A. Bayoumi : “ An Analysis of Interdigitated Electrode Geometry for Dielectrophoretic Particle Transport in Micro-fluidics ”, *Sensors and Actuators B*, Vol.125, No.2, pp.672-679 (2007)
- [38] H. Du, W. H. Li, D. F. Chen, and C. Shu : “ Manipulation of bioparticles using traveling wave dielectrophoresis: numerical approach ”, *International Journal of Mechanics and Materials in Design*, Vol.1, No.2, pp.115-130 (2004)

- [39] A. Takase, T. Enjoji, and S. Uchida : “Quantitative Measurement of Bacteria in Beverage Using Dielectrophoretic Condensation and Image”, *Japan Journal of Food Engineering*, Vol.14, No.2, pp.97-106 (2013) (in Japanese)

高瀬亜希・圓城寺隆治・内田 諭：「泳動濃縮及び画像解析を併用した飲料混入菌の定量計測」，日本食品工学会誌， Vol.14, No.2, pp.97-106 (2013)

謝辞

本研究は、首都大学東京理工学系電気電子工学専攻マイクロ電気力学研究室及び電磁気応用グループにおいて行われたものである。

本研究の遂行にあたり、指導教官として様々な面からご指導下さった内田諭准教授に心より感謝いたします。また、多くのご助言及び補助をしていただいた朽久保文嘉教授、白井直機助教に深く感謝いたします。実験に使用する備品の発注など事務的な仕事全般を手伝ってくださった小谷田美恵子さんに深く感謝いたします。泳動実験による検証を支援いただいた加藤英子さんならびに高瀬亜希さんに深く感謝いたします。

本研究を審査していただいた朽久保文嘉教授、相馬隆郎准教授に深く感謝いたします。

共に素晴らしい研究生生活を過ごし、様々な御協力、御助力をいただいた電磁気応用グループの皆様に深く感謝いたします。

最後に、長年の学生生活を快適に過ごすことができたのは、経済的に、精神的に私を支えてくれた家族のお陰です。家族には深く感謝いたします。