

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	表面導電性と凝着力を考慮した微小誘電体の静電マニピュレーション
Title(English)	
著者(和文)	藤原亮
Author(English)	Ryo Fujiwara
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第10143号, 授与年月日:2016年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:齋藤 滋規,京極 啓史,高橋 邦夫,山本 貴富喜,村上 陽一
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10143号, Conferred date:2016/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

2015 年度博士後期課程学位論文

表面導電性と凝着力を考慮した
微小誘電体の静電マニピュレーション

東京工業大学 大学院理工学研究科 機械宇宙システム専攻
藤原 亮

指導教員 : 齊藤 滋規 准教授

目次

1	序論	1
1.1	背景	1
1.2	関連研究	2
1.3	現状および問題点	6
1.4	本論文の目的および構成	6
2	表面導電性と凝着力を考慮した微小誘電体挙動の理論的解析	7
2.1	微小誘電体静電マニピュレーション系の概要	7
2.2	微小誘電体粒子に作用する力の比較	7
2.3	微小誘電体粒子表面への電荷誘導のモデル化	14
3	微小誘電体挙動観察と表面電流測定	18
3.1	微小誘電体挙動観察および表面電流測定の実験条件	18
3.2	微小誘電体表面への電荷誘導モデルに基づいた諸元同定	20
3.2.1	離脱電圧 V_d の同定	20
3.2.2	時定数 $R_s C_s$ の同定	26
3.2.3	印加電圧 V_m と離脱時間 T_d の関係	30
3.2.4	表面抵抗 R_s の同定	32
3.2.5	表面キャパシタンス C_s の同定	35
3.2.6	印加電圧 V_m , 離脱時間 T_d , および表面電流 I_s の関係	35
4	矩形パルス電圧印加による微小誘電体の静電マニピュレーション	38
4.1	微小誘電体静電マニピュレーション実験方法	38
4.2	微小誘電体静電マニピュレーションの成功確率計算	40
4.3	成功確率による微小誘電体静電マニピュレーション結果の評価	47
4.4	表面導電性と凝着力を考慮した微小誘電体静電マニピュレーション方法	50
5	結論	52
5.1	総括	52
5.2	今後の課題と展望	53

参考文献	54
研究業績	59
謝辞	61

1 序論

1.1 背景

近年の工学技術の発展に伴い、マイクロメートルオーダの微小物体の搬送および構造物を作製する需要が高まっている。部品やデバイスの微小化による省エネルギー化や省スペース化、集積度が密になることによる高機能化などが期待される。マイクロレンズ [1](Fig.1), マイクロ LED [2], フォトニック結晶 [3,4](Fig.2), 微小ガラス球レーザ [5,6], およびフォトニックメモリ [7] といった微小光学素子の実装および欠損箇所への配置といった工学的応用のみならず、トナーの操作といった印刷技術への応用, 細胞の操作 [8] といった生物学への応用も可能となる。

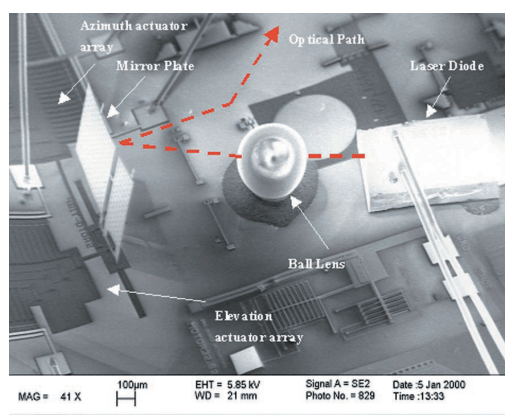


Fig.1 Scanning electron micrograph of the steered agile laser transmitter by Warneke *et al.* [1].

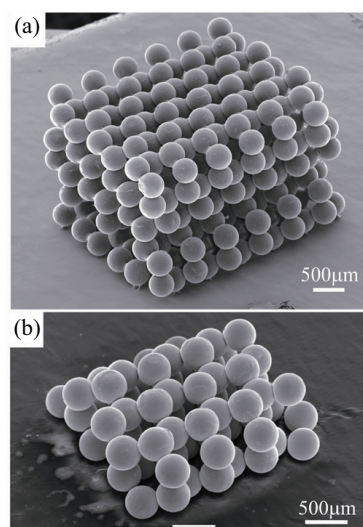


Fig.2 Overviews of diamond structures assembled on a small scale from (a) the PE/carbon composite and (b) Bi-Sn particles by Takagi *et al.* [4].

一般に大気中で微小物体のマニピュレーションを行う際、操作対象のスケールが小さくなると重力に比べ物体間の凝着力が支配的となる。たとえば、Fig.3 に示すようにピンセットのような把持機構で物体操作を試みると、機構に操作対象が凝着してしまう。なぜなら、重力はスケールの 3 乗に比例するのに対し、凝着力は 1 乗に比例するからである [9,10]。つまり、凝着力による微小物体の把持は可能であるが、離脱する際に何らかの外力を与える必要がある。

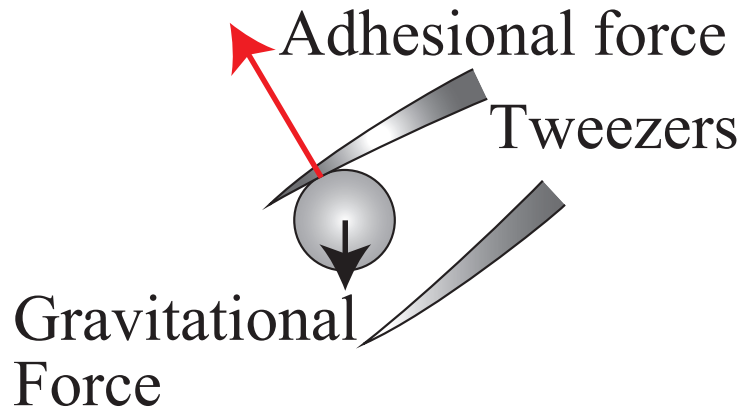


Fig.3 Schematic illustration of the micro-manipulation by tweezers in atmosphere.

以上の社会的需要および物理的制約を踏まえ、微小物体操作に関する研究が行われてきた。操作対象として、形状が対称であり接触・凝着面がいかなる場合においても同様となる球状粒子が主として扱われてきた。対称な操作対象を扱う上で得られた知見から、微小物体操作に関する有効な知見を抽出することができる。

1.2 関連研究

凝着した物体を離脱する方法として、機械的に工具を操作する手法 [11–15] (Fig.4), 液架橋力による手法 [16–19] (Fig.5) が知られている。静電力を用いた手法もまた有効であり、電圧を印加することにより操作対象の表面を傷付けずに容易に大きな力を得ることができるといった利点がある。

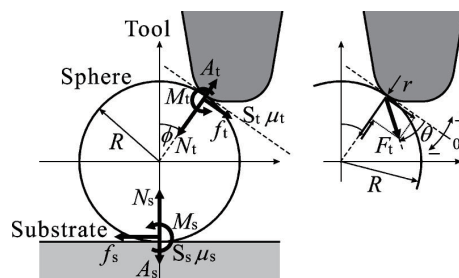


Fig.4 Critical state of pick and place operation in the mechanical micro-manipulation by Saito *et al.* [12]. In this state, the sphere contacts both the tool tip and the substrate simultaneously.

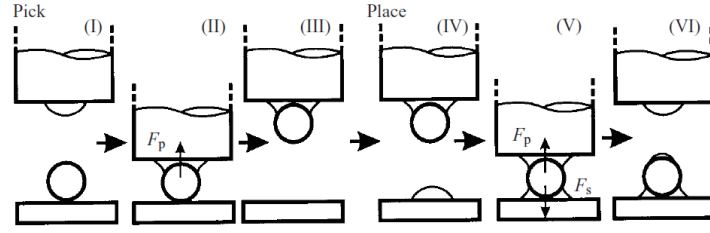


Fig.5 Schematic illustration of pick/placing procedure in the micro-manipulation based on capillary force by Obata *et al.* [17]: (I) positioning, (II) lowering, (III) picking up, (IV) positioning, (V) lowering, (VI) placing.

静電力を用いた微小物体の一次元的な操作として、平板間のトナーの移動が挙げられる。Feng は平板上のトナー粒子に働く静電力を有限要素法により求め [20], Hays は Fig.6 に示す装置で平板上のトナー粒子に働く凝着力を実験的に計測した [21, 22]. 微小物体の二次元的な操作を行う手法として、平面上の微小物体搬送に関する研究もなされてきた。平板に電極をパターンニングして移動波電界を与える手法 [23–26] (Fig.7), 平板の直上に複数のワイヤを設置し移動波電界を与える手法や [27–29], グリッパに電圧を与えた際の電界勾配により微小物体を操作する手法も知られている [30]. 微小物体を三次元的に操作する手法として、工具を用いた対象物のマニピュレーションが知られている。絶縁体中に正負の電極を配置したダイポールプローブによる操作 [31–34] や、単極電極を配置したモノポールプローブによる導体および誘電体の操作 [32, 35, 36] (Fig.8) が行われてきた。

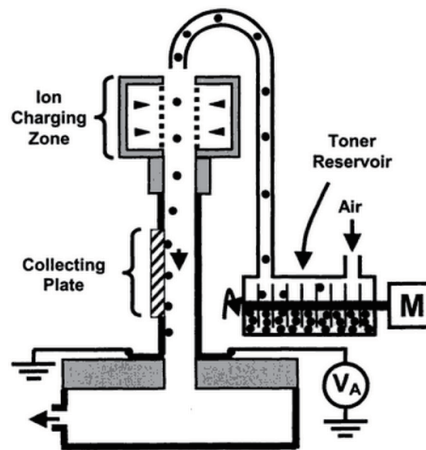


Fig.6 Apparatus for delivering, charging and collecting toner onto a plate by Hays *et al.* [21].

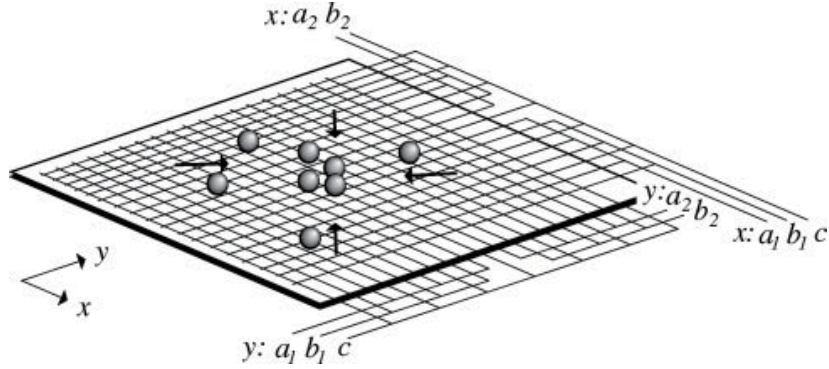


Fig.7 *Electric panel* for $x - y$ particle handling by Moesner *et al.* [24].

ダイポールプローブやモノポールプローブによる操作手法と並び、シングルプローブによる操作手法も知られている．系は Fig.9 に示すとおり，基板，プローブ，操作対象により構成される．プローブ-基板間の電界を制御することにより，操作対象の Pick（把持）および Place（配置）を行う．モノポールプローブとは異なり，プローブが絶縁体により被覆されていないのが特徴である．この特徴ゆえに，導電性を有する対象物には電荷が誘導される．Takahashi らはプローブに凝着した物体を脱離するための電圧を境界要素法解析により求めた [37]．Saito らは操作対象の離脱を微小はんだ球を用いた実験により確認した [38]．また，Saito らは電圧印加時に操作対象が対向側へ衝突し反跳しないための最適電圧曲線を求め [39]，実験により有効性を示した [40]．Sawai らは操作対象の質量のばらつきを考慮した電圧曲線設計を行い，操作手法の信頼性を向上した [41]．Nakabayashi らは球-基板間を近接させ，電圧印加時に生じる放電現象を利用する確実な操作対象配置手法を示した [42]．

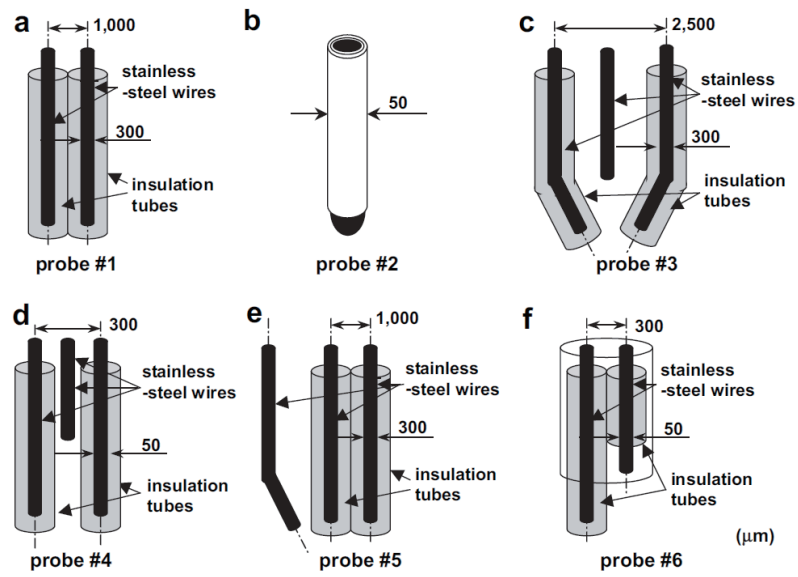


Fig.8 Configurations of the probes by Kawamoto [33].

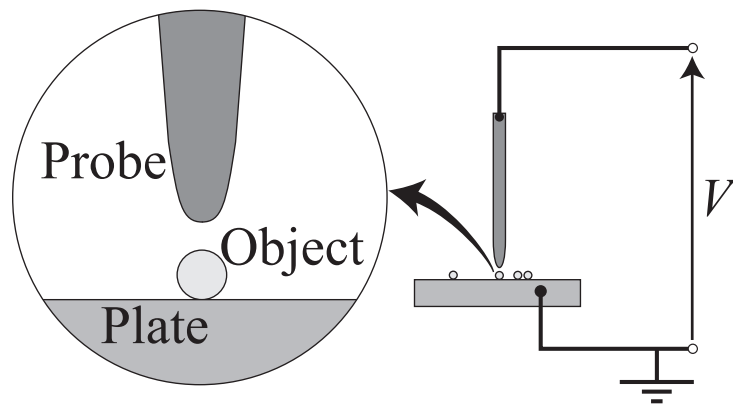


Fig.9 Configuration of the micro manipulation system by electrostatic force using a single probe.

1.3 現状および問題点

シングルプローブを用いたマニピュレーションでは操作対象に誘導される電荷を制御するため、導体操作に関する研究が行われてきた。一方、誘電体操作に関する研究も行われてきた。いま、完全に絶縁され自由電荷が誘導されない誘電体を仮定する。このとき、その誘電体が電界中に置かれると電界勾配力^{*1}が作用する [43, 44]。電気力線が疎である領域から密である領域へこの力が作用するため、プローブ-基板間にある誘電体においては、プローブ方向の力のみが発生する [45, 46]。しかしこの知見に反し、一定電圧を印加したプローブ-基板間を、操作対象が往復する現象が確認された。Yamashima らは誘電体の表面導電性に起因するという仮説のもとで誘電体挙動を説明し、往復を半周期で止める矩形パルス電圧を印加することにより操作の有効性を示した [46]。誘電体表面へ電荷が誘導される時定数よりも十分に立ち上がり時間が短い矩形パルス電圧を用いることで、表面電荷の誘導現象を定量的に評価することが可能となる。

しかし、現状ではメカニズムが不明瞭であり、信頼性向上の指針が定まっていない。具体的には、誘電体を操作するための電圧波形は微小誘電体粒子の機械的挙動を直接的に観測することにより決定されているため、離脱のタイミングを支配するメカニズムが明らかでない。ゆえに、操作する対象の材質や寸法などといった諸条件に合わせ電圧波形を決められないという問題が生じる。

1.4 本論文の目的および構成

本論文では、シングルプローブを用いた誘電体のマイクロマニピュレーションのメカニズムを明らかにし、操作手法の信頼性を向上することを目的とする。

操作対象である微小誘電体粒子の表面導電性と凝着力を考慮したモデルによる理論解析と、粒子の機械的挙動と電気的挙動の実験的計測を通して、そのメカニズムを明らかにする。そして、微小誘電体マニピュレーション実験により提案するメカニズムの有効性を実証する。本論文は5章より構成される。第1章は序論である。第2章では、凝着力と表面導電性を考慮し、微小誘電体の機械的挙動と電気的挙動の理論的解析を行う。第3章では、第2章で示したモデルに基づいて微小誘電体の機械的挙動と電気的挙動を測定し、マニピュレーション系の諸元を実験的に同定する。第4章では、微小誘電体の静電マニピュレーション実験を行い、表面導電性と凝着力を考慮したモデルに基づく評価の有効性を示す。第5章は結論である。

^{*1} 文献 [43] においては同様の力は Dielectrophoretic force と呼称されている。日本語訳では「電気泳動力」であるが、本論文では「電界勾配力」として呼称を統一する。

2 表面導電性と凝着力を考慮した微小誘電体挙動の理論的解析

2.1 微小誘電体静電マニピュレーション系の概要

マニピュレーション系を Fig.10 に示す．粒子は基板またはプローブに凝着している．先端半径 r_m のプローブが基板の真上に垂直に配置され，半径 r の粒子がプローブの軸線上直下に配置されている．粒子-対向側（プローブまたは基板）ギャップは D である．ここでギャップ D は粒子半径に比例し $2r/5$ であるとする．基板は接地され電圧は零であり，プローブに電圧 V が印加される．後述する通り，離脱電圧を測定する時は電圧を徐々に上げ，誘電体粒子のマニピュレーションを行うときは矩形パルス電圧を印加する．

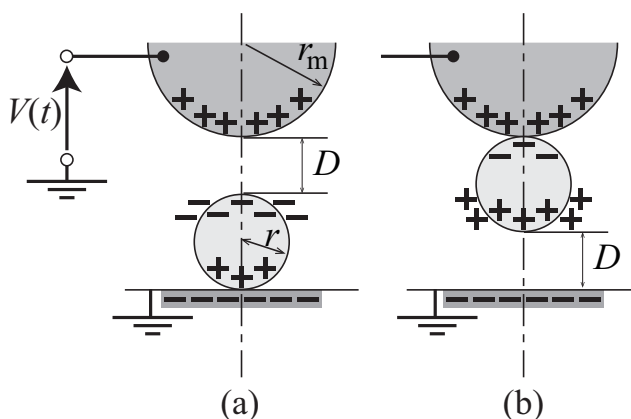


Fig.10 Geometry of the manipulation system when the particle is on the (a)plate or (b)probe.

2.2 微小誘電体粒子に作用する力の比較

マニピュレーション系において微小誘電体粒子に加わる力を比較し，表面導電性と凝着力が粒子挙動に支配的に作用することを示す．まずは粒子に作用する力をそれぞれ解析的に見積もり，比較を行う．

重力の見積もり

微小誘電体粒子に作用する重力は体積 $4\pi r^3/3$ 、密度 ρ 、重力加速度 g の積として次のように表される

$$F_g = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho g. \quad (1)$$

凝着力の見積もり

微小誘電体粒子が基板およびプローブに凝着する際の力は JKR 理論により見積もることができる [9, 47]. 微小誘電体粒子、基板、およびプローブは弾性体であると仮定する. 粒子と基板（またはプローブ）は Hertz の理論に従い接触し、さらに接触面内に Boussinesq による剛体パンチによる負の圧力分布が加わると仮定することで、凝着現象を記述する. 微小誘電体粒子に F_{load} なる荷重が作用して凝着している時、系の全エネルギーは弾性エネルギー、機械エネルギー、表面エネルギーの和として表される. 系のエネルギー安定条件を求めることで、次の接触面の半径 a に関する式

$$a^3 = \frac{r_{\text{rel}}}{K} (F_{\text{load}} + 3\pi\Delta\gamma r_{\text{rel}} + \sqrt{6\pi r_{\text{rel}} F_{\text{load}} + (3\pi\Delta\gamma r_{\text{rel}})^2}) \quad (2)$$

が求められる. ここで r_{rel} は接触面の相対曲率半径であり、粒子-基板間においては r 、粒子-プローブ間においては $1/(r^{-1} + r_{\text{m}}^{-1})$ となる. K は粒子のヤング率とポワソン比 $E_{\text{particle}}, \nu_{\text{particle}}$ 、および基板（またはプローブ）のヤング率とポワソン比 $E_{\text{plate/probe}}, \nu_{\text{plate/probe}}$ によって

$$K = \frac{4}{3} \left[\frac{1 - \nu_{\text{particle}}^2}{E_{\text{particle}}} + \frac{1 - \nu_{\text{plate/probe}}^2}{E_{\text{plate/probe}}} \right] \quad (3)$$

と表される. $\Delta\gamma$ は凝着仕事と呼ばれ、二物体の界面を離脱するのに必要な単位面積あたりのエネルギーである [48]. ここで、微小誘電体粒子に作用する荷重 F_{load} を引張方向の力（負方向の力）としたとき、接触面半径 a は減少し、零ではない有限の接触半径で離脱する. 粒子の離脱に要する荷重 $F_{\text{load,detach}}$ は、式 (2) が解を持ち、かつ F_{load} が最小となる条件から

$$F_{\text{load,detach}} = -\frac{3}{2}\pi\Delta\gamma r_{\text{rel}} \quad (4)$$

となる. 本論文において、凝着力 F_a は

$$F_a = \frac{3}{2}\pi\Delta\gamma r_{\text{rel}} \quad (5)$$

という，凝着仕事 $\Delta\gamma$ と相対曲率半径 r_{rel} により決まる力として扱う．

電界勾配力の見積もり

プローブ-基板間に電圧が印加されると電界が形成され，誘電体粒子内にある分極電荷には静電力が作用する．誘電体粒子内の分極電荷に作用する静電力の総和は，電気力線が疎である領域から密である領域を向くため，マニピュレーション系においてはプローブ方向の力となる．この電界勾配力と呼ばれる力はマクスウェル応力テンソルを用いて定式化できる [49, 50]．具体的には，次のように求められる．電荷密度 ρ_e ，体積 dV なる電荷量を持つ微小体積要素には静電力

$$d\mathbf{F}_{\text{grad}} = \rho_e(\mathbf{x})\mathbf{E}(\mathbf{x})dV \quad (6)$$

が作用する．ここで $\mathbf{x}$ は位置ベクトルである．静電力 $d\mathbf{F}_{\text{grad}}$ を微小誘電体粒子が占める領域 V_{particle} にわたり積分すると

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = \int_{V_{\text{particle}}} \rho_e(\mathbf{x})\mathbf{E}(\mathbf{x})dV \quad (7)$$

となり，（ベクトル量である）電界勾配力 $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ を定式化できる．一般に，ガウスの法則より

$$\varepsilon_0 \text{div} \mathbf{E}(\mathbf{x}) = \rho_e(\mathbf{x}) \quad (8)$$

が成り立つ．ここで ε_0 は真空中の誘電率である．式 (7),(8) より

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = \int_{V_{\text{particle}}} \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{x}) \text{div} \mathbf{E}(\mathbf{x}) dV \quad (9)$$

が成り立つ．式 (9) を変形すると

$$\mathbf{F}_{\text{grad}} = \int_{S_{\text{particle}}} T \mathbf{n} dS \quad (10)$$

となり，（ベクトル量である）電界勾配力 $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ をテンソル量 T を用いて定式化できる．ここで S_{particle} は微小誘電体粒子表面， dS は S_{particle} 上の微小面積要素， $\mathbf{n}$ は dS 上の法線ベクトルである． T はマクスウェル応力テンソルと呼ばれ，

$$T = \varepsilon_0 \left[\mathbf{E}\mathbf{E} - \frac{1}{2}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E})\mathbf{I} \right] \quad (11)$$

と表される．ここで右辺第一項はベクトルのテンソル積， $\mathbf{I}$ は 3×3 の単位テンソルである．この力 $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ は有限要素法計算ソフト COMSOL Multiphysics®により数値的に求

められる．本論文においては， $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ のうちプローブの軸線上に沿う成分を（スカラー量である）電界勾配力 F_{grad} として扱う．

ここで見通しを良くするために電界勾配力 $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ の微小誘電体粒子半径 r に関する依存性について述べる．電界勾配力 $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ はマクスウェル応力テンソル $T = \epsilon_0 [\mathbf{E}\mathbf{E} - \frac{1}{2}(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E})\mathbf{I}]$ に比例するベクトルを微小誘電体粒子表面 S_{particle} にわたって積分することにより求められる．ここで電界 $\mathbf{E}$ は電圧 V に比例し，プローブ-基板間ギャップに反比例する．ここでプローブ-基板間ギャップは $D + 2r = 12r/5$ となり，半径 r に比例することが分かる．したがってマクスウェル応力テンソル T は電界 $\mathbf{E}$ の 2 乗に比例するので， $(V/r)^2$ に比例し，電圧 V が一定とすると半径 r の 2 乗に反比例する．また，微小誘電体粒子表面は $S_{\text{particle}} = 4\pi r^2$ となるので，半径 r の 2 乗に比例する．電界勾配力 $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ は，半径 r の 2 乗に反比例する量であるマクスウェル応力テンソル T を，半径 r の 2 乗に比例する微小誘電体粒子表面 S_{particle} にわたって積分するので，結果として電界勾配力 $\mathbf{F}_{\text{grad}}$ は半径 r の 0 乗に比例する，つまり半径 r に関する依存性はないことが分かる．

表面クーロン力の見積もり

操作対象が絶縁体であるときは自由電荷のキャリアを有しないため電流は流れない．よってプローブ方向の電界勾配力のみが作用することとなる．しかし，その知見に反し，基板方向への力も発生し，微小誘電体粒子がプローブ-基板間を往復する現象が観測された．Yamashima らは，誘電体粒子は表面導電性を有し，表面に誘導された電荷と対向側（プローブまたは基板）に誘導された電荷がクーロン力により引き合うという理論でこの挙動を説明した [46]．粒子表面に誘導された電荷によるクーロン力を計算する際，Takahashi らの境界要素法による計算手法 [37] を用いれば，厳密に表面電荷が飽和した際の力を求めることができる．しかし，表面電荷が誘導される過渡状態のクーロン力を求めることが困難であるため，本論文では操作対象である微小誘電体粒子表面をキャパシタとして近似し，表面電荷が誘導される過渡状態のクーロン力も見積もれるようにした．

本項では，粒子表面-対向側（プローブまたは基板）間の電荷が飽和し，電位差が V となったときのクーロン力 $F_{C,\text{max}}$ を求める．このときのクーロン力は，微小誘電体粒子表面を微小なキャパシタに分割することで次のように求めることができる．なお，この表面クーロン力を求める際，粒子-プローブ間の最も近接する電荷がこの力に支配的に寄与するので，プローブは平板として近似する．まず，Fig.11 に示すように粒子表面を微小要素に分割する．この微小要素の面積は $\pi(r d\theta |\cos \theta| + r \sin \theta)^2 - \pi(r \sin \theta)^2$ となり，対向側との間隔は $D + r(1 + \sin \theta)$ となる．一般に，面積 S の平行平板が間隔 z を開けて置か

れ、電圧 V が与えられているとき、クーロン力 $F_{\text{capacitor}}$ は静電エネルギーの微分として

$$\begin{aligned} F_{\text{capacitor}} &= -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} C V^2 \right) = -\frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial z} V^2 = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_0 \frac{S}{z} \right) V^2 \\ &= \frac{\varepsilon_0 V^2}{2} \frac{S}{z^2} \end{aligned} \quad (12)$$

と求められる。ここで C は平行平板のキャパシタンスである。粒子表面の微小要素に対して同様にクーロン力 $dF_{\text{C,max}}$ を求めると

$$\begin{aligned} dF_{\text{C,max}}(\theta) &= \frac{\varepsilon_0 V^2}{2} \frac{\pi (r d\theta |\cos \theta| + r \sin \theta)^2 - \pi (r \sin \theta)^2}{[D + r(1 + \sin \theta)]^2} \\ &= \frac{\varepsilon_0 V^2}{2} \frac{2\pi r^2 \sin \theta |\cos \theta| d\theta}{[D + r(1 + \sin \theta)]^2} \end{aligned} \quad (13)$$

となる。ここで、 ε_0 は真空中の誘電率、角度 θ は Fig.11 に示す通りにとり、計算の過程で $d\theta$ の 2 次以上の項は無視した。微小要素に作用するクーロン力 $dF_{\text{C,max}}(\theta)$ を角度 θ について積分すると、表面クーロン力を見積もることができる。ここでは本章第 2.3 節で後述する RC 回路モデルとの整合性を取るため、粒子表面のうち基板に凝着していない側 (Fig.11 の上半分の表面) の $dF_{\text{C,max}}(\theta)$ を足し上げる。表面クーロン力 $dF_{\text{C,max}}(\theta)$ は

$$F_{\text{C,max}}(V, \tilde{D}) = \int_{\pi/2}^{\pi} dF_{\text{C,max}}(\theta) = \pi \varepsilon_0 V^2 f(\tilde{D}) \quad (14)$$

という電圧 V と粒子-対向側間のギャップにより決められる物理量となる。ここで $\tilde{D}$ は無次元化したギャップ D/r であり、関数 $f(\tilde{D})$ は

$$f(\tilde{D}) = \frac{1}{\tilde{D}} + \ln \frac{\tilde{D} + 1}{\tilde{D}} \quad (15)$$

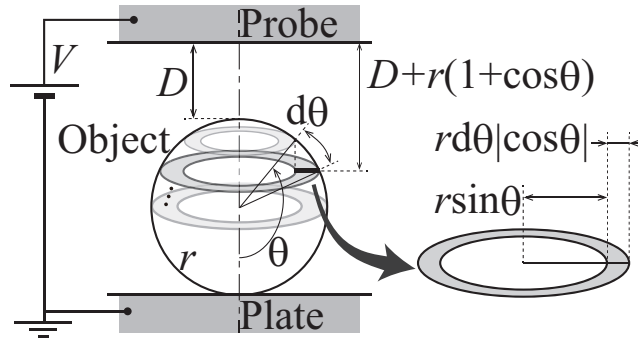


Fig.11 An infinitesimal plate for calculation of maximum Coulomb force $F_{\text{C,max}}$.

と表される.

本章第 2.1 節において, ギャップ D は微小誘電体粒子半径 r に比例する値 $D = 2r/5$ としたが, この選定理由は表面クーロン力 $F_{C,\max}$ のギャップ依存性に起因する. Fig.12 に電圧 $V = 400\text{V}$ のときの表面クーロン力 $F_{C,\max}$ の無次元化ギャップ $\tilde{D}$ 依存性を示す. ギャップ $\tilde{D}$ が十分狭いときは大きなクーロン力 $F_{C,\max}$ を発生させることが可能であるが, $\tilde{D}$ に対する感度も高く, ギャップの定量誤差によるクーロン力の誤差も大きくなる. 逆にギャップ $\tilde{D}$ を十分広くすると, $\tilde{D}$ に対する表面クーロン力 $F_{C,\max}$ の感度が低く誤差も小さくなるが, 発生できるクーロン力 $F_{C,\max}$ も低くなってしまう. したがって本論文では, 無次元化ギャップ $\tilde{D}$ に対する表面クーロン力 $F_{C,\max}$ の感度と発生力の大きさを鑑み, $\tilde{D} = D/r = 0.4$ つまり $D = 2r/5$ というギャップを採用した.

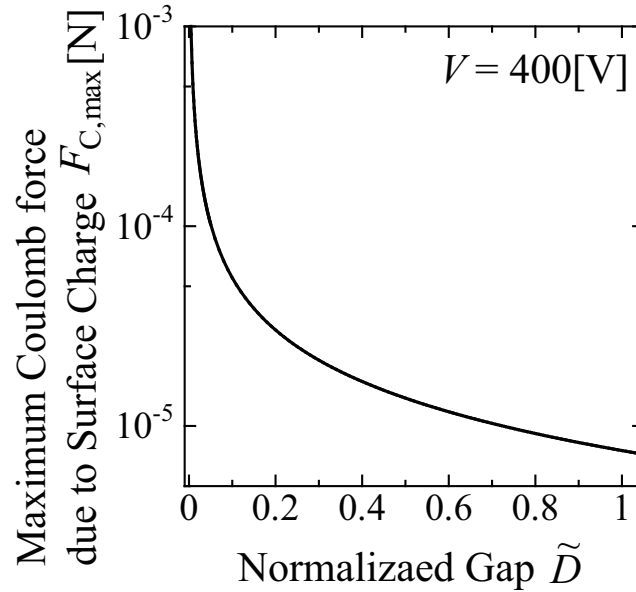


Fig.12 Relation between maximum Coulomb force due to surface charge $F_{C,\max}$ and normalized gap $\tilde{D}$

粒子に作用する力の比較

Fig.13 に微小誘電体粒子に作用する力の比較を示す．計算の際，密度はガラスの密度である $2.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ [51]，凝着仕事は $0.01 \sim 1 \text{ N/m}$ [52]，球は基板に凝着しており接触部分の相対曲率半径 $r_{\text{rel}} = r$ とし，電圧 $V = 400 \text{ V}$ とした．

粒子に作用する重力 F_g は半径 r に対して強い依存性を見せており，半径 r が数 $100 \mu\text{m}$ を下回ると凝着力 F_a ，電界勾配力 F_{grad} ，表面クーロン力 $F_{C,\text{max}}$ に比べ無視できるほど低くなる．電界勾配力 F_{grad} と表面クーロン力 $F_{C,\text{max}}$ は系の幾何形状が保たれていれば変化せず，半径 r に対する依存性はない．しかし，表面クーロン力 $F_{C,\text{max}}$ は電界勾配力 F_{grad} の 100 倍ほどの大きさであり， $F_{C,\text{max}}$ がより有意に働いていると言える．以上から，微小誘電体粒子の静電マニピュレーションにおいては，凝着力と粒子表面に誘導される電荷によるクーロン力（表面クーロン力）が支配的に作用していると結論付けることができる．

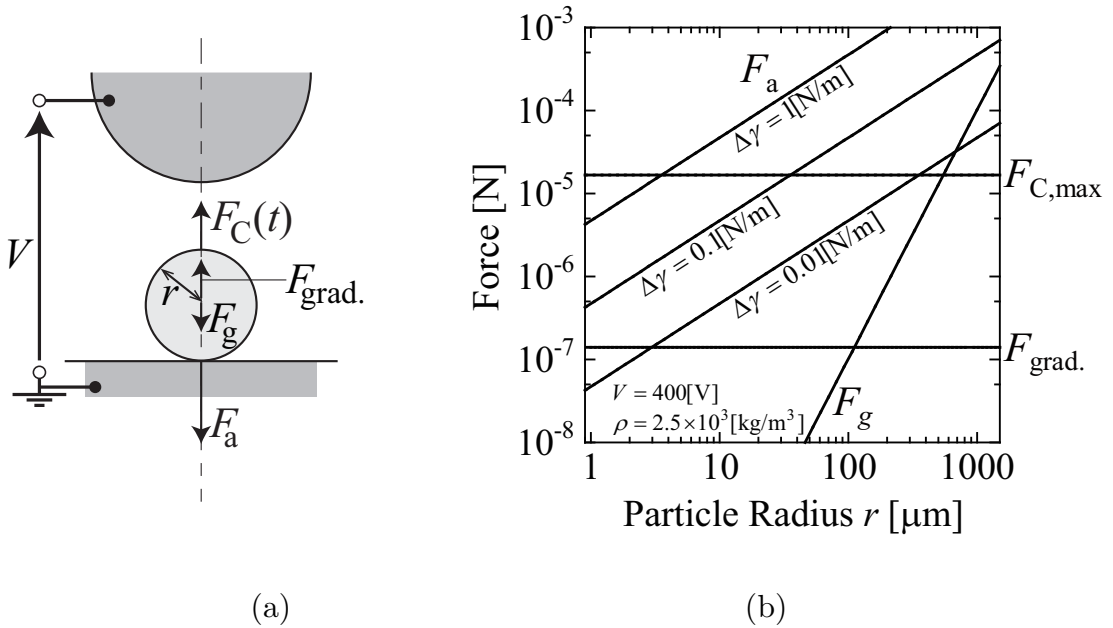


Fig.13 (a) Forces that act on the particle and (b) the relation between the forces and particle radius r .

2.3 微小誘電体粒子表面への電荷誘導のモデル化

微小誘電体粒子の帯電現象を記述する。Takahashi らは境界要素法を用いて粒子へ作用する静電力を求めた [37]。しかし、粒子表面へ誘導される電荷の時間変化を求めることは困難である。Yamashima らは粒子表面を微小な抵抗とキャパシタンスに分割し、多次 RC 回路モデルを構成することにより微小誘電体粒子表面への電荷誘導を記述した [46]。しかし、表面電荷を求める上で連立微分方程式を解く必要があり、計算コストが掛かるといった難点がある。本論文では、電荷誘導現象の本質を簡潔に記述できるという観点から、1 次 RC 回路モデルを採用する。RC 回路モデルの概要を Fig.14 に示す。

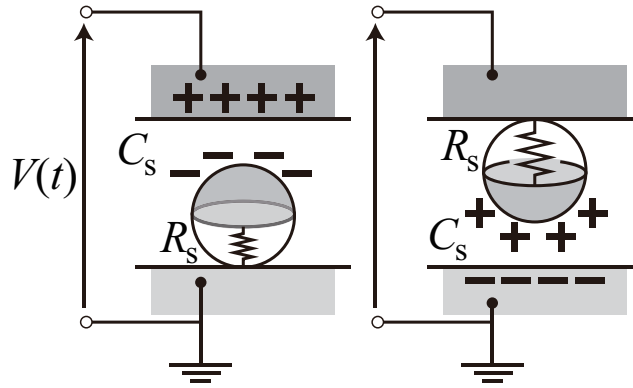


Fig.14 First-order RC model. When the particle is on the plate/probe, a negative/positive charge is induced on the surface, and the particle is attracted to the opposite side. The probe is approximated to a flat plate in the model.

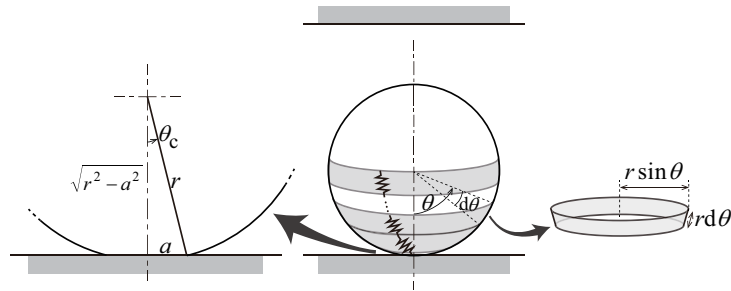


Fig.15 Schematic illustration of the division of the particle's surface into infinitesimal surface elements to calculate R_{surface}

粒子表面のうち、基板（またはプローブ）に凝着している側は抵抗 R_s となり、残りの半分側とプローブ（または基板）の間にキャパシタンス C_s が形成される。表面抵抗 R_s は、純粋な表面部分の抵抗 R_{surface} と接触部の抵抗 R_{contact} の和として

$$R_s = R_{\text{surface}} + R_{\text{contact}} \quad (16)$$

と、表すことができる [53].

ここで R_{contact} は接触抵抗で、集中抵抗と被膜抵抗の和として次のように表すことができる [54]

$$R_{\text{contact}} = \frac{\sigma}{2a} + \frac{\sigma_f}{\pi a^2}. \quad (17)$$

右辺第一項は集中抵抗であり、 σ は抵抗率、 a は接触半径を表す。第二項は被膜抵抗であり、 σ_f は被膜の抵抗率を表す。荷重が数 N 以下のときは被膜抵抗が無視できず、10N を超える荷重では集中抵抗が支配的になると言われている [55, 56].

純粋な表面部分の抵抗 R_{surface} は表面を微小要素に分割し、それぞれの抵抗を足し上げることにより求められる [53]. 一般に、幅 w 、長さ l のシートの表面抵抗 R_{sheet} は

$$R_{\text{sheet}} = \sigma_s \frac{l}{w} \quad (18)$$

と求めることができる。ここで、 σ_s は表面抵抗率と呼ばれる物性値である。微小誘電体粒子の場合、 R_{surface} は、Fig.15 に示すとおり幅 $2\pi r \sin \theta$ 、長さ $rd\theta$ の表面の微小要素の抵抗を積分することにより求められる

$$\begin{aligned} R_{\text{surface}} &= \int_{\theta_c}^{\frac{\pi}{2}} \sigma_s \frac{rd\theta}{2\pi r \sin \theta} \\ &= \frac{\sigma_s}{2\pi} [-\ln(\cot \theta + \csc \theta)]_{\theta_c}^{\frac{\pi}{2}} \\ &= \frac{\sigma_s}{2\pi} \ln \left(\frac{\sqrt{r^2 - a^2}}{a} + \frac{r}{a} \right) \\ &= \frac{\sigma_s}{2\pi} \ln \left(2\frac{r}{a} \right) \end{aligned} \quad (19)$$

と、計算することができる [53]. ただし接触半径 a について 2 次以上の項は微小であるとして無視した。ここで JKR 理論から接触半径を見積もると、合理的な荷重の範囲内では接触半径 a はほぼ変化しないとみなせ、抵抗 R_{surface} もまた変化することはないと考えられる。

表面キャパシタンス C_s は、粒子表面のうち基板に凝着していない側と、対向側との間の静電容量を計算することにより求められる。計算の際、対向側は本来プローブを模して曲率を付加するべきであるが、静電容量のオーダーが変わらないため平板として近似した。

RC 回路モデルにより、微小誘電体粒子表面への電荷誘導は次のように記述される。電荷誘導現象の概要を Fig.16 に示す。プローブ-基板間に振幅 V_m のステップ電圧を印加すると、球表面に電流 I_s が誘導される。電流の時間変化 $I_s(t)$ はよく知られた RC 回路の過渡状態の電流から

$$I_s(t) = \frac{V_m}{R_s} e^{-t/(R_s C_s)} \quad (20)$$

と表すことができる。球表面にチャージされる電荷 $Q(t)$ は式 (20) を積分することにより

$$Q(t) = C_s V_m \left[1 - e^{-t/(R_s C_s)} \right] \quad (21)$$

と求められる。この表面電荷 $Q(t)$ がある電荷 Q_d に達したとき、粒子は離脱する。電荷 Q_d を離脱電荷と呼び、表面キャパシタンス C_s と離脱電荷 Q_d の関係

$$Q_d = C_s V_d \quad (22)$$

を満たす電圧 V_d を離脱電圧と呼ぶ。離脱電圧 V_d は表面クーロン力と凝着力が等しくなる条件 $F_{C,\max} = F_a$ から

$$V_d = \sqrt{\frac{F_a}{\pi \epsilon_0 f(\tilde{D})}} = \sqrt{\frac{3\Delta\gamma r_{\text{rel}}}{2\epsilon_0 f(\tilde{D})}} \quad (23)$$

と定式化することもできる。粒子の付着から離脱に要する時間 T_d は、式 (21) に表面電荷が離脱電荷と等しくなる条件 $Q(T_d) = Q_d$ を適用し

$$T_d = R_s C_s \ln \frac{V_m}{V_m - V_d} \quad (24)$$

と求められる。

このモデルでは、粒子が離脱して対向側に達した後、対向側の逆符号を持つ電荷と即座に結合するため電荷は瞬時に放電されると仮定する。したがって対向側でも以上の説明と同様に、電荷が零から 1 次遅れで粒子表面へ帯電し離脱するという記述ができる。以上に述べた表面電荷誘導による離脱現象が基板側・プローブ側で交互に生じるという理論により、「マイクロドリブル」[46] と呼ばれる微小誘電体粒子の往復現象を説明できる。

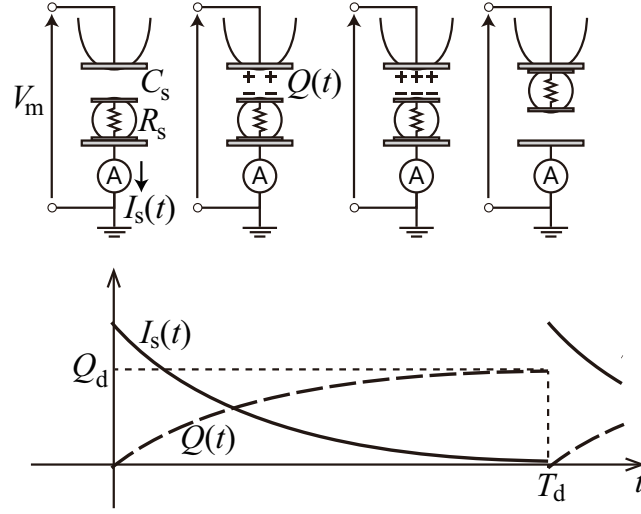


Fig.16 Charge transfer of the RC model when the particle is detached from the plate. When the surface charge Q reaches the detachment charge Q_d at the detachment time T_d , the particle is detached from the plate.

3 微小誘電体挙動観察と表面電流測定

3.1 微小誘電体挙動観察および表面電流測定の実験条件

第2章で説明したRC回路モデルにもとづき、微小誘電体粒子の挙動と粒子表面への電荷誘導を測定することにより、粒子の諸元を同定した。

操作対象である微小誘電体は、ソーダライムガラス製の球状粒子 (Thermofisher Scientific, 9000 series), アモルファスシリカ製の球状粒子 (micromod Partikeltechnologie GmbH, sicastar 43-00-304S), 表面に導電性高分子 (ポリピロール) が積層重合されているポリメチルメタクリル酸 (PMMA, いわゆるアクリル) 製の球状粒子 (積水化学工業, テクポリマー XX-2906Z), 表面に界面活性剤 (ドデシル硫酸ナトリウム) が付着したポリスチレン製粒子 (Thermofisher Scientific, 4230A) を用いた。実際に用いた粒子を Table 1,2 に示す。半径 40, 20, 15 μm のソーダライムガラス粒子と、半径 15 μm のアモルファスシリカ, ポリスチレン, PMMA 粒子を用いた。

プローブは三和電気製のタングステン製プローブで、電解研磨することにより先端半径 $r_m = 2r$ とした。プローブはマイクロステージにより並進方向に三自由度で位置決めを行える。基板はステンレス製の板を用い、表面に鏡面加工を施した。マイクロステージと位置決め精度は 0.1 μm のピエゾステージ (PI, NanoCube, P-611.3S) により並進方向に三自由度で位置決めを行える。

雰囲気は高精度エアコンディショナー (オリオン機械, PAP01B-KJ) で調整した。平均気温は 20°C, 平均相対湿度は 45% である。粒子挙動は高速度カメラ (Photron, SA5 またはカトウ光研株式会社, k-IIEX) とマイクロスコープ (Hirox, KH-2200) の視線を交差させ、プローブ周りの現象を三次元的に観測した。観測される画像は Fig.17(b) のとおりとなる。SA5 は 60 ~ 1,302,000fps, k-IIEX は 50 ~ 3,000fps のフレームレートで撮影ができる。実際の実験では 3,000fps のフレームレートで撮影した。プローブ-基板間に与えるパルス電圧は、ファンクションジェネレータ (エヌエフ回路設計ブロック, WF1965) で生成された電圧波形を高速電圧アンプ (松定プレジジョン, HAP-10B10) で増幅することにより得た。

Table 1 Particles used in the experiments to identify detachment voltage V_d and time constant τ_C .

Particle material	Particle radius $r[\mu\text{m}]$
Soda-lime glass	20
Soda-lime glass	40

Table 2 Particles used in the experiments to identify detachment voltage V_d , surface resistance R_s and surface capacitance C_s .

Particle material	Particle radius $r[\mu\text{m}]$
Soda-lime glass	15
Silica	15
PMMA with conductive polymer	15
Polystyrene with surfactant	15

系の幾何形状を Fig.17 に示す．まずマイクロステージとピエゾステージを用いて，プローブ-粒子間の相対位置とギャップ D の位置決めを行った．視線を交差させた 2 つのカメラの画像を観測しながらプローブを粒子の真上に移動させる．そして，プローブと基板の間隔をピエゾステージを用いて少しずつ縮め，粒子の頂上を撫でられるように基板を左右に動かす．粒子がころがり，頂上を撫でることができた瞬間をギャップ $D = 0$ とし，ここからピエゾステージを用いて基板を移動させギャップ $D = 2r/5$ を出す．そして電圧を印加し粒子をプローブ軸上で往復させ，基板あるいはプローブ上に粒子を配置するように電圧印加を止める．

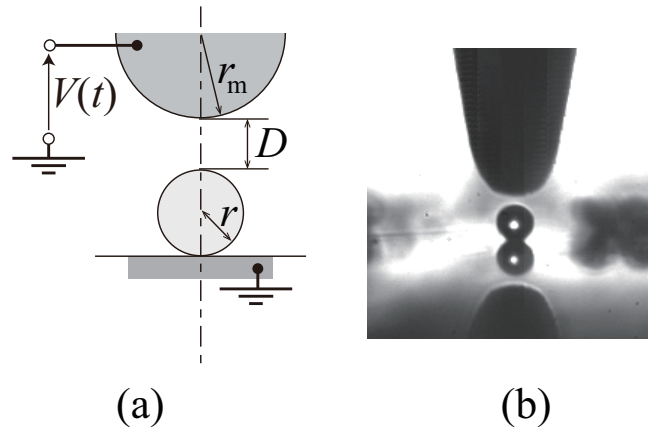


Fig.17 (a) Experimental setting of the manipulation system, and (b) image taken by micro scope.

3.2 微小誘電体表面への電荷誘導モデルに基づいた諸元同定

微小誘電体表面への電荷誘導モデルに基づき，マニピュレーション系の諸元同定を行う．第 4 章で説明する矩形パルス電圧印加によるマニピュレーションを行うために，最低限同定すべきパラメータは離脱電圧 V_d と帯電時定数 $R_s C_s$ の 2 つである．Table 1 に示す粒子については，これらの同定を行った．更に，Table 2 に示す半径 $15\mu\text{m}$ の粒子においては，操作対象である微小誘電体粒子の材料による表面導電性の違いを明らかにするために，表面キャパシタンス C_s と表面抵抗 R_s を個別に同定した．

3.2.1 離脱電圧 V_d の同定

離脱電圧 V_d の測定は以下の手順で行った．まず，Fig.17 に示す通り，3.1 節で説明した手順に従い，ピエゾステージとマイクロステージを用いてプローブと粒子の相対位置を決

める。次に、プローブ–基板間電圧を徐々に上げる。そして、微小誘電体粒子が基板またはプローブから離脱した瞬間の電圧を測定し、これを離脱電圧 V_d とする。半径 $r = 20\mu\text{m}$ と $r = 40\mu\text{m}$ のソーダライムガラス粒子については、基板からの離脱電圧を 100 回、プローブからの離脱電圧を 100 回、計 200 回の測定を行い、それ以外の粒子については基板およびプローブからの離脱を 10 回ずつ、計 20 回の測定を行った。

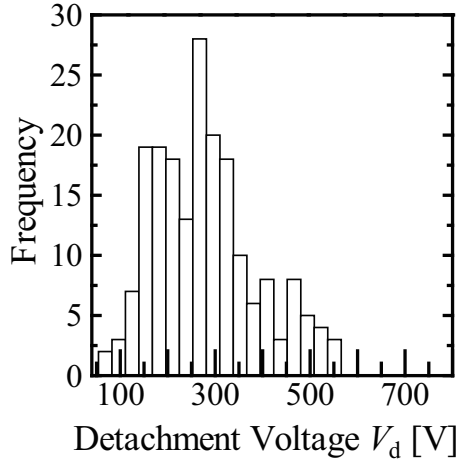
測定実験結果を Table 3, 5, および 4 に示す。Table 3, 5 にはそれぞれの粒子の離脱電圧 V_d の相乗平均、最大値、および最小値を示している。また、半径 $r = 20\mu\text{m}$ と $r = 40\mu\text{m}$ のソーダライムガラス粒子についてはサンプル数が多く最大値と最小値の差が大きいため、ばらつきを表すもう一つの指標として、対数軸上での相乗平均と標準偏差の差および和を Table 4 に示す。以後、本論文ではこれらの値を離脱電圧 V_d の「最小期待値」「最大期待値」とそれぞれ呼称する。（対数軸上の分布に着目し、相乗平均を代表値として採用した理由については、離脱電圧 V_d の頻度分布の説明にて後述する。）

Table 3 Geometric mean, minimum and maximum values of detachment voltage V_d .

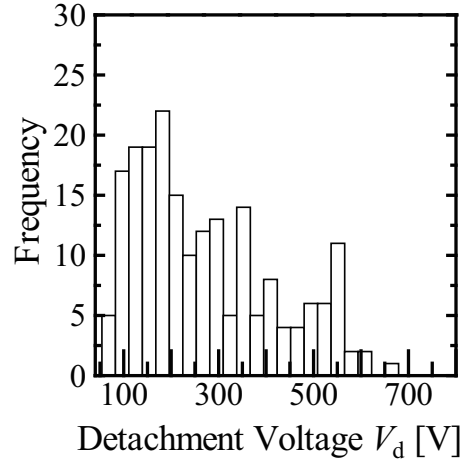
Particle material	$r[\mu\text{m}]$	Geometric mean of $V_d[\text{V}]$	Minimum of $V_d[\text{V}]$	Maximum of $V_d[\text{V}]$
Soda-lime glass	20	242	60	550
Soda-lime glass	40	217	60	660

Table 4 Geometric mean, difference and sum of the mean and standard deviation on logarithmic scale of detachment voltage V_d . The difference/sum is called “Minimum/maximum expected value” in this thesis.

Particle material	$r[\mu\text{m}]$	Geo. mean of $V_d[\text{V}]$	Geo. mean–SD of $V_d[\text{V}]$ (on log scale)	Geo. mean+SD of $V_d[\text{V}]$ (on log scale)
Soda-lime glass	20	242	156	376
Soda-lime glass	40	217	117	401

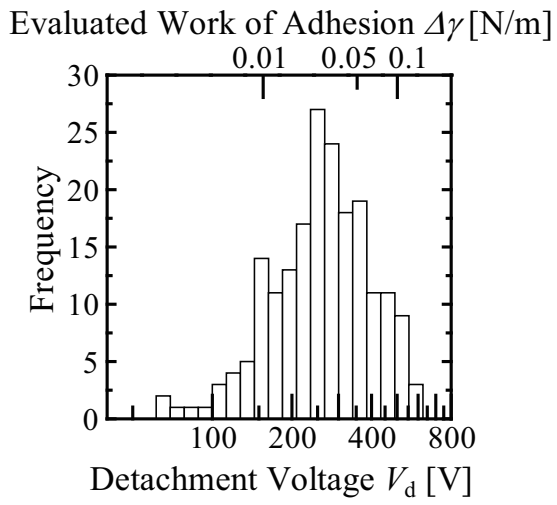


(a)

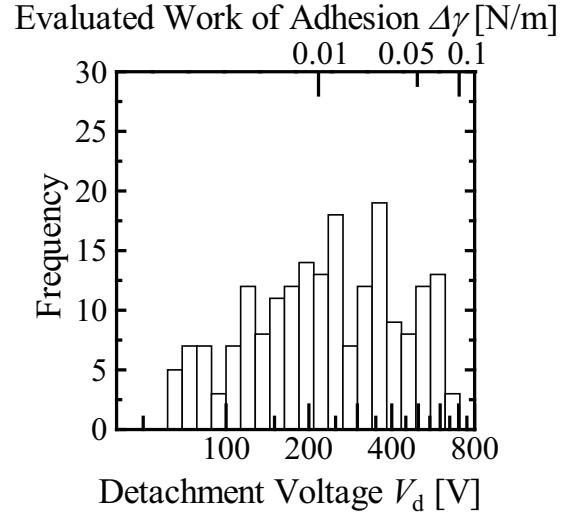


(b)

Fig.18 Variance of detachment voltage V_d of a particle made from soda-lime glass with radii r of (a) $20\mu\text{m}$ and (b) $40\mu\text{m}$. The axis of V_d is scaled linearly.



(a)



(b)

Fig.19 Variance of detachment voltage V_d of a particle made from soda-lime glass with radii r of (a) $20\mu\text{m}$ and (b) $40\mu\text{m}$. The axis of V_d is scaled logarithmically. Work of adhesion $\Delta\gamma$ is evaluated by eq.(25).

Table 5 Geometric mean, minimum and maximum values of detachment voltage V_d .

Particle material	$r[\mu\text{m}]$	Geometric mean of $V_d[\text{V}]$	Minimum of $V_d[\text{V}]$	Maximum of $V_d[\text{V}]$
Soda-lime glass	15	224	160	380
Silica	15	64.3	50	80
PMMA with conductive polymer	15	42.4	20	80
Polystyrene with surfactant	15	286	130	430

モデルから離脱電圧 V_d を見積もることができる．第 2.3 節で示したとおり，誘電体が離脱する瞬間には凝着力 F_a と表面クーロン力 $F_{C,\text{max}}$ が釣り合うため，釣り合い条件 $F_a = F_{C,\text{max}}$ より離脱電圧の表式

$$V_d = \sqrt{\frac{3\Delta\gamma r_{\text{rel}}}{2\varepsilon_0 f(\tilde{D})}} \quad (23)$$

を導ける．

Fig.19 に示す通り，離脱電圧 V_d は各測定ごとにばらつきがある．このばらつきの原因は大きく分けて，凝着力と表面クーロン力という二つの力のばらつきが考えられる．凝着力がばらつく原因として，毎回の接触ごとの接触面の相対曲率 r_{rel} と凝着仕事 $\Delta\gamma$ の違いが考えられる．接触面の相対曲率 r_{rel} については各々の接触面の表面あらかさが異なるため差異が生じる．凝着仕事 $\Delta\gamma$ については接触時の雰囲気ゆらぎや表面の吸着物質の分布によりの界面状態が異なるため，このような違いが生じたと考えられる．（凝着力の湿度依存性については文献 [59] に詳細が記述してある．）これらの他に，Fig.20 に示すように粒子がころがりまたはすべりを伴って離脱することも凝着力がばらつく要因のひとつとして考えられる．表面クーロン力については，操作対象である微小誘電体表面のキャリア分布に起因する差異があると考えられる．モデル中では誘電体表面には一様に帯電すると仮定していたが，実際の誘電体表面には電荷のキャリアの疎密があるために電荷分布が一様とならず，結果的に表面クーロン力のばらつきが生じると考えられる．

Fig.19 および Fig.18 に示すとおり，離脱電圧 V_d の頻度分布は実数軸上では左右非対称となり，対数軸上では左右対称となる．特に比較的大きな半径 $r = 80\mu\text{m}$ のソーダライムガラス粒子については，この左右非対称性が際立っている．これは Fig.20 に示すよう

にころがりあるいはすべりを伴ってプローブまたは基板から誘電体が離脱することがあるため、結果的に離脱電圧 V_d が低い領域に頻度分布が集中しやすくなるためであると考えられる。離脱電圧 V_d の頻度分布を対数軸上で評価すると左右対称となるため、本論文ではこの対数軸による尺度を採用する。よって、離脱電圧 V_d のデータの相乗平均を代表値として採用する。

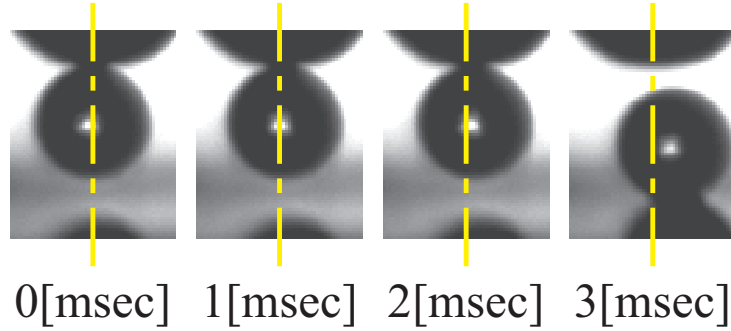


Fig.20 (a) Experimental setting of the manipulation system, and (b) image taken by micro scope.

離脱電圧 V_d の表式 (23) を凝着仕事 $\Delta\gamma$ に関する式に変形すると

$$\Delta\gamma = \frac{\varepsilon_0 V_d^2 f(\tilde{D})}{\frac{3}{2} r_{\text{rel}}} \quad (25)$$

となる。この表式 (25) を用いると、離脱電圧 V_d から凝着仕事 $\Delta\gamma$ を評価することもできる。接触部分の相対曲率半径 $r_{\text{rel}} = r$ と仮定して見積もった凝着仕事 $\Delta\gamma$ を Fig.19 の上軸に示す。Takahashi らによれば、凝着仕事は $0.01 \sim 1\text{N/m}$ のオーダーであると言われている [52]。しかし Fig.19 に示した見積もりの結果によると、 0.01N/m 以下の凝着仕事もあり得ることになってしまう。この差異の原因は先ほどと同様、粒子、基板、またはプローブの表面あらさにより実際の接触部分の相対曲率半径 r_{rel} が小さくなったこと、ころがりまたはすべりを伴う粒子の離脱により凝着力が低くなったことにより、粒子が容易に離脱しやすくなり、結果的に凝着仕事が低く見積もられてしまったと考えられる。

Table 5 より、粒子材質が異なるときにも離脱電圧 V_d に差異が見られる。これも先ほどの説明と同様に相対曲率 r_{rel} と凝着仕事 $\Delta\gamma$ の差異に起因すると考えられる。特に Fig.21 に示す粒子表面の SEM 観察画像と、式 (23) から、離脱電圧 V_d と接触面の相対曲率 r_{rel} の関係を考察できる。まず、式 (23) の相対曲率 $r_{\text{rel}} = r = 15\mu\text{m}$ 、凝着仕事 $\Delta\gamma = 0.01 \sim 1\text{N/m}$ とすると、離脱電圧 $V_d = 82.3 \sim 823\text{V}$ と見積もることができる。これはソーダライムガラス粒子の離脱電圧 $160 \sim 380\text{V}$ 、およびポリスチレン粒子の離脱電

圧 130 ～ 480V とレンジが一致している． Fig.21(b),(d) に示すとおり，これらの粒子は比較的あらかなく滑らかなため，離脱電圧がこのレンジをとることが合理的に説明できる．しかし，アモルファスシリカおよび PMMA 粒子の離脱電圧はこのレンジを下回っており，相対曲率 r_{rel} が粒子半径 r に一致するという仮定では説明できない． Fig.21(a),(c) に示すとおり，これらの粒子の表面にはサブミクロンオーダーのあらかが存在する．そこで，あらかの突起が JKR 理論に従い凝着していると仮定し $r_{\text{rel}} = 0.15\mu\text{m}$ として離脱電圧のレンジを求めると， $V_d = 8.23 \sim 82.3\text{V}$ と見積もることができる．このレンジはアモルファスシリカ粒子の離脱電圧 50 ～ 80V，および PMMA 粒子の離脱電圧 20 ～ 80V と一致しており，測定された離脱電圧を合理的に説明できる．以上より，JKR 理論による凝着現象の記述と，キャパシタモデルによる静電力の記述から粒子が離脱する際の電圧のレンジを合理的に説明できることが明らかになった．さらに文献 [57,58] に記述してあるあらかが凝着現象に及ぼす影響から凝着力の記述を，有限要素解析により静電力の記述をより精密にすることができる．

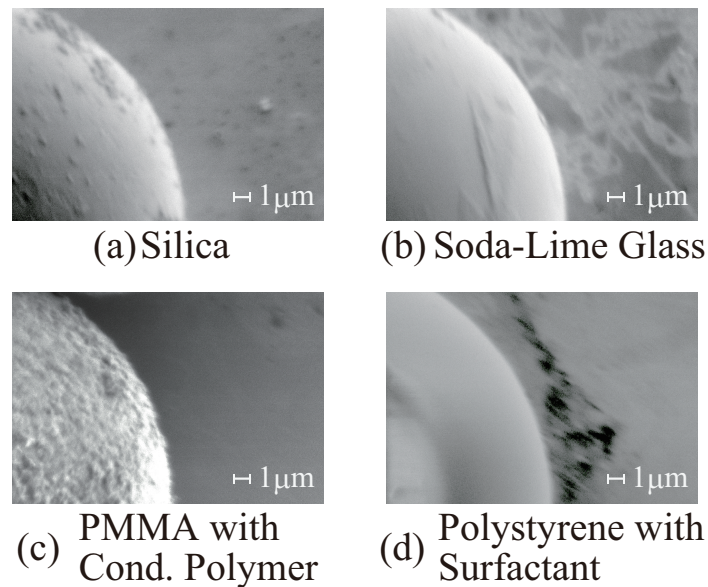


Fig.21 Images of the particle surfaces observed by SEM(scanning electron microscope).

3.2.2 時定数 $R_s C_s$ の同定

半径 $r = 20\mu\text{m}$ と $40\mu\text{m}$ のソーダライムガラス粒子について、時定数 $R_s C_s$ の同定を行った。時定数を測定するにあたり、モデルにおいて微小誘電体の表面電荷が離脱電荷と等しくなる条件 $Q(T_d) = Q_d$ から導かれた離脱時間 T_d の表式

$$T_d = R_s C_s \ln \frac{V_m}{V_m - V_d} \quad (24)$$

を用いる。式 (24) を変形することにより、時定数に関する表式

$$R_s C_s = \frac{T_d}{\ln \frac{V_m}{V_m - V_d}} \quad (26)$$

を導ける。実験では時定数 $R_s C_s$ を次のように同定した。まず、Fig.17 に示す通り、3.1 節で説明した手順に従い、ピエゾステージとマイクロステージを用いてプローブと粒子の相対位置を決める。次に、プローブ-基板間に振幅 V_m のステップ電圧を印加する。そして、ステップ電圧の立ち上がりから微小誘電体が離脱するまでの時間 T_d を測定する。離脱時間 T_d は、Fig.22 にスナップショットが示してある、高速度カメラで撮影した動画のフレーム数を数えることにより求めた。実験データから時定数 $R_s C_s$ を求める際、離脱電圧 V_d のばらつきを考慮し、次のように求めた。まずは離脱電圧 V_d が本章第 3.2.1 項で述べた最小期待値をとると仮定し、 V_d の最期待小値と印加した電圧 V_m 、測定した離脱時間 T_d を式 (26) に代入し時定数 $R_s C_s$ を求める。同様に、離脱電圧 V_d が最大期待値をとると仮定し、 V_d の最大期待値と印加した電圧 V_m 、測定した離脱時間 T_d を式 (26) に代入し時定数 $R_s C_s$ を求める。データ数は $r = 20\mu\text{m}$ のソーダライムガラス粒子は 38、 $r = 40\mu\text{m}$ の粒子は 48 となった。

Table 6 に時定数 $R_s C_s$ の相乗平均、最小値、および最大値を示す。その実数軸上での頻度分布を Fig.23 に、対数軸上での頻度分布を Fig.24 に示す。Fig.23 と Fig.24 を比較すると、実数軸上では時定数 $R_s C_s$ の短い値へ頻度分布が偏っていることが分かる。これは、前項で述べたところがりまたはすべりを伴う粒子の離脱に起因して、離脱時間 T_d が短くなってしまったと考えられる。(離脱時間 T_d には時定数 $R_s C_s$ のみならず離脱電圧 V_d も関わってくるため、考察は次項にて詳述する。) 時定数 $R_s C_s$ においても対数軸上では分布が左右対称となるため、対数軸上での尺度を採用する。また、本章第 3.2.4 項にて後述する表面抵抗 R_s の計測手法に比べ、微小誘電体粒子の接触面の個体差が強く出てしまい、比較的ばらつきが広がっている。よって、Table 7 に示す、対数軸上での相乗平均と標準偏差の差および和を、最小および最大期待値としてばらつきを表す指標として採用する。

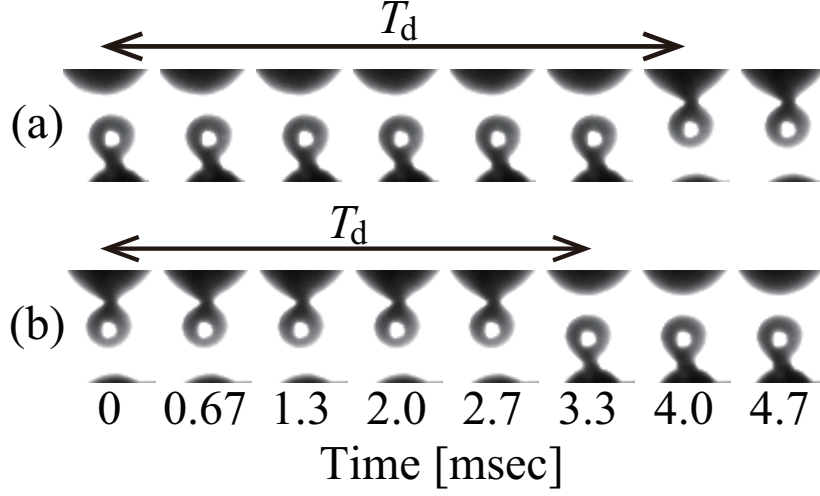


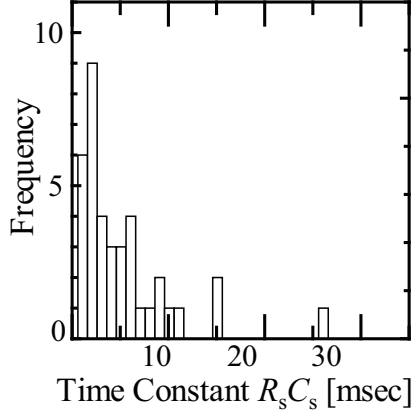
Fig.22 Snapshots of a particle detachment from the (a)plate and (b)probe. The particle material is soda-lime glass. The radius of the particle $r = 40\mu\text{m}$. The applied voltage $V_m=550\text{V}$

Table 6 Geometric mean, minimum and maximum values of time constant $R_s C_s$.

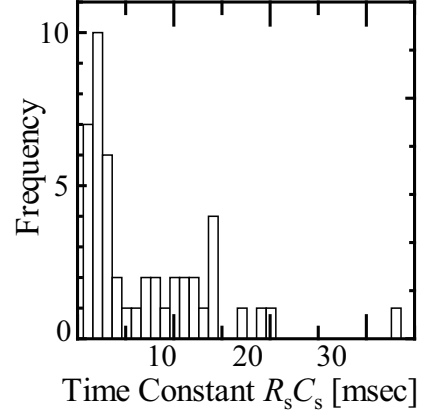
Particle material	$r[\mu\text{m}]$	Geometric mean of $R_s C_s[\text{msec}]$	Minimum of $R_s C_s[\text{msec}]$	Maximum of $R_s C_s[\text{msec}]$
Soda-lime glass	20	2.93	0.118	25.5
Soda-lime glass	40	3.83	0.174	48.3

Table 7 Geometric mean, difference and sum of the mean and standard deviation on logarithmic scale of time constant $R_s C_s$. The difference/sum is called “Minimum/maximum expected value” in this thesis.

Particle material	$r[\mu\text{m}]$	Geo. mean of $R_s C_s[\text{msec}]$	Geo. mean-SD of $R_s C_s[\text{msec}]$ (on log scale)	Geo. mean+SD of $R_s C_s[\text{msec}]$ (on log scale)
Soda-lime glass	20	2.93	1.00	8.53
Soda-lime glass	40	3.83	1.10	13.3

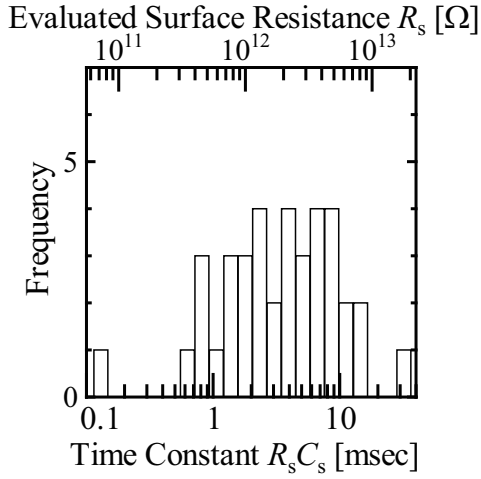


(a)

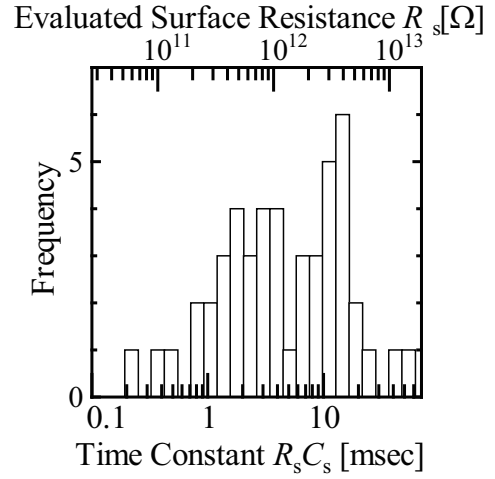


(b)

Fig.23 Variance of time constant $R_s C_s$ of a particle made from soda-lime glass with radii r of (a) $20\mu\text{m}$ and (b) $40\mu\text{m}$. The axis of $R_s C_s$ is scaled linearly.



(a)



(b)

Fig.24 Variance of time constant $R_s C_s$ of a particle made from soda-lime glass with radii r of (a) $20\mu\text{m}$ and (b) $40\mu\text{m}$. The axis of $R_s C_s$ is scaled logarithmically. The surface resistance R_s is evaluated by assuming surface capacitance $C_s = 1.8 \times 10^{-15}$ F and 3.7×10^{-15} F for the particle with radii r of $20\mu\text{m}$ and $40\mu\text{m}$, respectively.

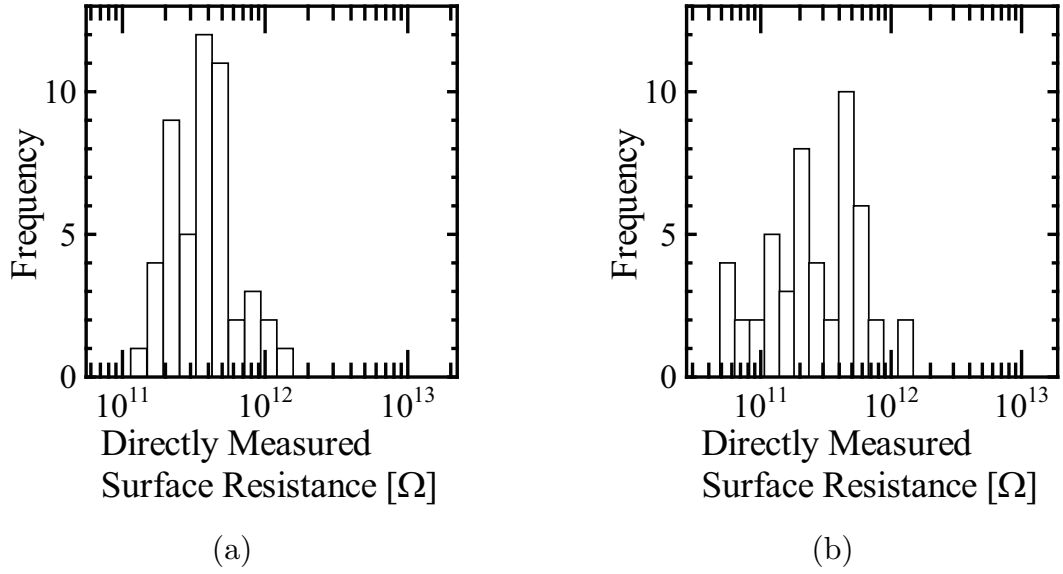


Fig.25 Variance of surface resistance, which is measured directly, of a particle made from soda-lime glass with radii r of (a) $20\mu\text{m}$ and (b) $40\mu\text{m}$.

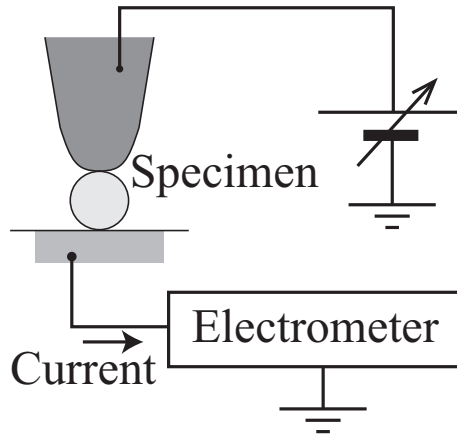


Fig.26 Configuration for the measurement of surface resistance. When a probe-to-plate voltage is applied, the current leaks from the plate. The surface resistance is measured in a Faraday cage for electrostatic shielding.

3.2.3 印加電圧 V_m と離脱時間 T_d の関係

ここで時定数 $R_s C_s$ を求める際に用いた，モデルから求められた印加電圧 V_m と離脱時間 T_d の関係式 (24) について，その妥当性を論じる．式 (24) について，離脱電圧 V_d と時定数 $R_s C_s$ を基準とした無次元化

$$\tilde{V}_m = \frac{V_m}{V_d} \quad (27)$$

$$\tilde{T}_d = \frac{T_d}{R_s C_s} \quad (28)$$

を施すと，無次元化された離脱時間 T_d の表式

$$\tilde{T}_d = \ln \frac{\tilde{V}_m}{\tilde{V}_m - 1} \quad (29)$$

を導ける．

モデルの妥当性を確認するため，モデルから求められた無次元化印加電圧 $\tilde{V}_m$ と無次元化離脱時間 $\tilde{T}_d$ の関係式 (29) と，実験結果を比較した．Fig.27 に無次元化印加電圧 $\tilde{V}_m$ と無次元化離脱時間 $\tilde{T}_d$ の関係を示す．実線が理論曲線で，プロット点が実験値である．まず，印加電圧の上昇に伴い離脱時間が短縮している点では，理論と実験は定性的に一致している．定量的には，実験値が 1 オーダほどの幅を持ってばらつくという差異が見られる．このばらつきの要因として考えられるのは，大きく分けて離脱電圧 V_d ，表面抵抗 R_s ，表面キャパシタンス C_s という三つの要素の差異に依るものが考えられる．

離脱電圧 V_d については前項で述べたとおり，毎回の接触ごとの表面あらさによる相対曲率の差異，表面吸着物質や雰囲気湿度のゆらぎによる凝着仕事の差異，および表面のキャリア分布による静電力の差異が考えられる．また，この実験では粒子が常に往復し接触界面が動的に形成されているため，動的な影響も離脱電圧 V_d に作用すると考えられる．

表面抵抗 R_s については，表面のキャリア密度の分布による導回路の違いと，毎回の接触ごとの界面形状および皮膜厚さの差異による接触抵抗の違いが考えられる．後者に示した接触抵抗の違いの影響を確認するため，Fig.26 に示すとおりソーダライムガラス粒子を基板とプローブの間に挟み直接的に I-V 特性を計測した．Fig.25 に直接接触させて計測したときの表面抵抗の頻度分布を示す．また，Fig.24 の上軸には，時定数 $R_s C_s$ を表面キャパシタンス C_s で除すことにより求めた表面抵抗を示す．（表面キャパシタンス C_s の求め方については本章第 3.2.5 で詳述する）動的な粒子挙動から推定した Fig.24 に示す表面抵抗の頻度分布と静的に測定した Fig.25 の頻度分布を比較すると，静的に測定した方が，表面抵抗が低い値へと遷移していることが分かる．離脱の瞬間には引張荷重が加わる

ため界面皮膜が厚く、キャリア密度が疎になり、接触界面の皮膜抵抗が増加するため、このような遷移が生じたものと考えられる。以上から、特に接触抵抗に依る要因が強く効いているものと考えられる。

そして表面キャパシタンス C_s については、表面のキャリア密分布による電荷分布のばらつきが差異の原因として考えられる。

以上の要因により理論予測と実験結果の間に 1 オーダほどの差異が見られるが、これらの要因を考慮し許容すれば、定性的に傾向が一致しているため表面電荷による粒子挙動の説明は妥当であると考えられる。

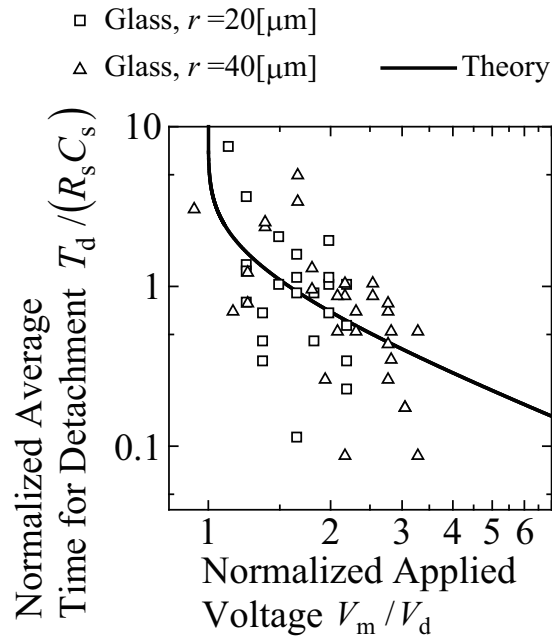


Fig.27 Dependence of the normalized time for detachment $\tilde{T}_d$ on the normalized pulse voltage magnitude $\tilde{V}_m$.

3.2.4 表面抵抗 R_s の同定

半径 $r = 15\mu\text{m}$ のソーダライムガラス，アモルファスシリカ，ポリメチルメタクリル酸，ポリスチレン粒子については，粒子材質ごとの抵抗率の違いを見るために表面抵抗 R_s と表面キャパシタンス C_s を個別に同定した．

表面抵抗 R_s を求めるために，誘電体表面の電荷誘導モデルにおける離脱 1 回あたりの平均電流 $\bar{I}_s$ の表式を導く．平均電流 $\bar{I}_s$ は離脱電荷 Q_d と離脱時間 T_d から

$$\begin{aligned}\bar{I}_s &= \frac{Q_d}{T_d} \\ &= \frac{V_d}{R_s \ln \frac{V_m}{V_m - V_d}}\end{aligned}\quad (30)$$

と求められる．式 (30) から，表面抵抗 R_s の表式

$$R_s = \frac{V_d}{\bar{I}_s \ln \frac{V_m}{V_m - V_d}}\quad (31)$$

を導ける．なお，離脱電圧 V_d が毎回の接触ごとに変わらないとすると，複数回の往復についても表面電流の関係式 (30) および (31) が成り立つ．

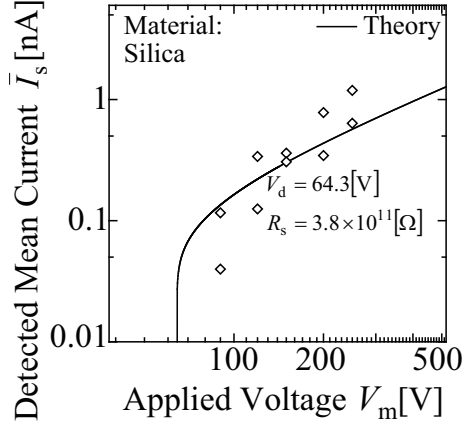
実験では表面抵抗 R_s を次のように同定した．まず，Fig.17 に示す通り，3.1 節で説明した手順に従い，ピエゾステージとマイクロステージを用いてプローブと粒子の相対位置を決める．次に，プローブ-基板間に振幅 V_m の一定電圧を印加する．そして，エレクトロメータを用いて基板から流れる電流を表面電流 I_s として測定する．エレクトロメータのサンプリング時間は離脱時間 T_d より長いため，複数回の誘電体粒子の離脱について表面電流 I_s を測定した．実験データから表面抵抗 R_s を求める際，離脱電圧 V_d のばらつきを考慮し，次のように求めた．まずは離脱電圧 V_d が最小値をとると仮定し， V_d の最小値と印加した電圧 V_m ，および測定した表面電流の平均値 $\bar{I}_s$ を式 (31) に代入し表面抵抗 R_s を求める．次に，離脱電圧 V_d が最小値をとると仮定し， V_d の最小値と印加した電圧 V_m ，および測定した表面電流の平均値 $\bar{I}_s$ を式 (31) に代入し表面抵抗 R_s を求める．データ数は各々の粒子について約 20 となった．

Table 8 に表面抵抗 R_s の相乗平均，最小値，最大値を示す．Fig.28 に各々の粒子における印加電圧 V_m と表面電流 $\bar{I}_s$ の関係を示す．実線は式 (30) により決まる理論曲線を表し，プロット点は実験値を表す．Fig.28 より，電圧 V_m の上昇に伴い表面電流 $\bar{I}_s$ が上昇する点では理論と実験は定性的に一致している．定量的な差異が見られるのには離脱電圧 V_d のばらつきと表面抵抗 R_s のばらつきという二つの要因が考えられる．離脱電圧 V_d の

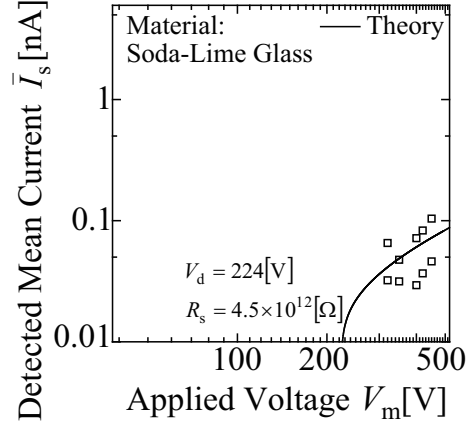
ばらつきの原因は上で述べたとおりである．要約すると表面および界面形状と物性の不均一性による，凝着力と表面クーロン力の差異が原因となる．表面抵抗 R_s も本章第 3.2.3 項で詳細を述べた通り，同様に表面および界面形状，ならびに物性の不均一性の影響によりばらつく．また，この実験では粒子が常に移動し接触界面が動的に形成されているため，動的な影響により凝着仕事や接触界面の被膜抵抗が変動する可能性も考えられる．また，本章第 3.2.2 項で述べた時定数同定手法では，ステップ電圧を印加したときの 1 回の離脱のみについて評価していたが，この手法では複数回の離脱について評価しているので接触面の個体差の影響が抑えられ，比較的ばらつきが狭くなったと考えられる．

Table 8 Geometric mean, minimum and maximum values of surface resistance R_s .

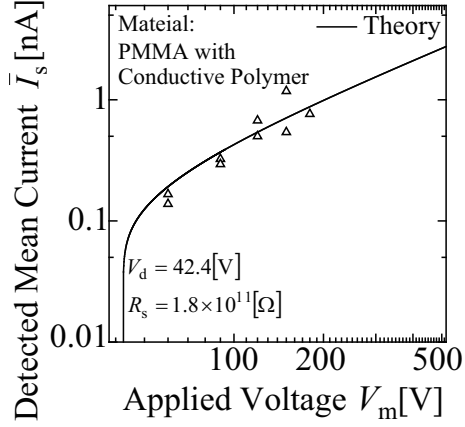
Particle material	$r[\mu\text{m}]$	Geometric mean of $R_s[\Omega]$	Minimum of $R_s[\Omega]$	Maximum of $R_s[\Omega]$
Soda-lime glass	15	4.53×10^{12}	1.77×10^{12}	1.07×10^{13}
Silica	15	3.76×10^{11}	1.74×10^{11}	1.55×10^{12}
PMMA with conductive polymer	15	1.79×10^{11}	8.90×10^{10}	3.57×10^{11}
Polystyrene with surfactant	15	2.17×10^{11}	6.76×10^{10}	6.12×10^{11}



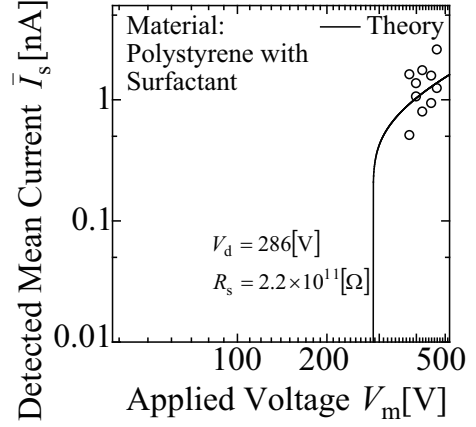
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig.28 Relation between applied probe-to-plate voltage V_m and detected mean surface current $\bar{I}_s$ of the particle made of (a)silica, (b)soda-lime glass, (c)PMMA coated by conductive polymer, and (d)polystyrene coated by surfactant. The marks denote the experimental data. The particle materials are distinguished by the shape of the marks. The lines represent the theoretical curves of mean surface current $\bar{I}_s$.

3.2.5 表面キャパシタンス C_s の同定

有限要素解析で表面キャパシタンス C_s の同定を行った。系は Fig.14 に示す通りの幾何形状で、一方の平板に微小誘電体球が凝着し、球の頂点ともう一方の平板との間にギャップ $D = 2r/5$ が設けられている。球が凝着している側の平板は接地され、もう一方の平板には電圧が与えられている。誘電体球表面のうち、凝着している側の半分は接地され、もう一方の表面は平板と同じ電圧が与えられている。解析には有限要素解析ソフト COMSOL Multiphysics®を用いた。解析の結果、誘電体粒子半径 $r = 15, 20, 40\mu\text{m}$ のとき、表面キャパシタンス $C_s = 1.4 \times 10^{-15}, 1.8 \times 10^{-15}, 3.7 \times 10^{-15}[\text{F}]$ とそれぞれ求められた。これは有限要素解析の結果であり、実際の系では誘電体粒子表面のキャリア密度により変動すると考えられる。

3.2.6 印加電圧 V_m 、離脱時間 T_d 、および表面電流 I_s の関係

微小誘電体が移動する際の印加電圧 V_m 、離脱時間 T_d 、および表面電流 I_s の関係を述べる。

平均電流 $\bar{I}_s$ の表式を変形すると

$$\begin{aligned}\bar{I}_s &= \frac{Q_d}{T_d} \\ &= \frac{C_s V_d}{T_d}\end{aligned}\quad (32)$$

という離脱電圧 V_d 、表面キャパシタンス C_s 、離脱時間 T_d に関する式が得られる。ここで、離脱電圧と表面抵抗の比 V_d/R_s と時定数 $R_s C_s$ を基準とした無次元化

$$\tilde{T}_d = \frac{T_d}{R_s C_s} \quad (28)$$

$$\tilde{\bar{I}}_s = \frac{\bar{I}_s}{V_d/R_s} \quad (33)$$

を施すと、無次元化された平均表面電流 $\tilde{\bar{I}}_s$ と無次元化された離脱時間 $\tilde{T}_d$ の関係を記述する表式

$$\tilde{T}_d = \frac{1}{\tilde{\bar{I}}_s} \quad (34)$$

を導ける。また、3.2.3 項に述べた通り、無次元化された離脱時間 $\tilde{T}_d$ と印加電圧 $\tilde{V}_m$ の間

には

$$\tilde{T}_d = \ln \frac{\tilde{V}_m}{\tilde{V}_m - 1} \quad (29)$$

という関係が成り立つ。

Fig.29 に無次元化印加電圧 $\tilde{V}_m$ と無次元化離脱時間 $\tilde{T}_d$ の関係、および無次元化離脱時間 $\tilde{T}_d$ と無次元化平均表面電流 $\tilde{I}_s$ の関係を示す。実線が理論曲線で、プロット点が実験値である。プロット点の形によって操作対象である微小誘電体粒子の材質が区別されている。印加電圧の上昇に伴い離脱時間が短縮している点、および離脱時間の短縮に伴い表面電流が増加している点では、理論と実験は定性的に一致している。定量的には、実験値が 1 オーダほどの幅を持ってばらつくという差異が見られる。このばらつきの要因として考えられるのは、大きく分けて離脱電圧 V_d 、表面抵抗 R_s 、表面キャパシタンス C_s という三つの要素の差異に依るものが考えられる。

離脱電圧 V_d については前項で述べたとおり、毎回の接触ごとの表面あらさによる相対曲率の差異、表面吸着物質や雰囲気湿度のゆらぎによる凝着仕事の差異、および表面のキャリア分布による静電力の差異が考えられる。また、この実験では粒子が常に移動し接触界面が動的に形成されているため、動的な影響も離脱電圧 V_d に作用すると考えられる。

表面抵抗 R_s については、および表面のキャリア密度の分布による導回路の違い、毎回の接触ごとの界面形状および皮膜厚さの差異による接触抵抗の違いが考えられる。以上から離脱の瞬間には引張荷重が加わるため界面皮膜が厚く、キャリア密度が疎になり、接触界面の皮膜抵抗が増加することも考えられる。

そして表面キャパシタンス C_s については、表面のキャリア密分布による電荷分布のばらつきが差異の原因として考えられる。

以上の要因により理論予測と実験結果の間に 1 オーダほどの差異が見られるが、これらの要因を考慮し許容すれば表面電荷による粒子挙動の説明は妥当であると考えられる。

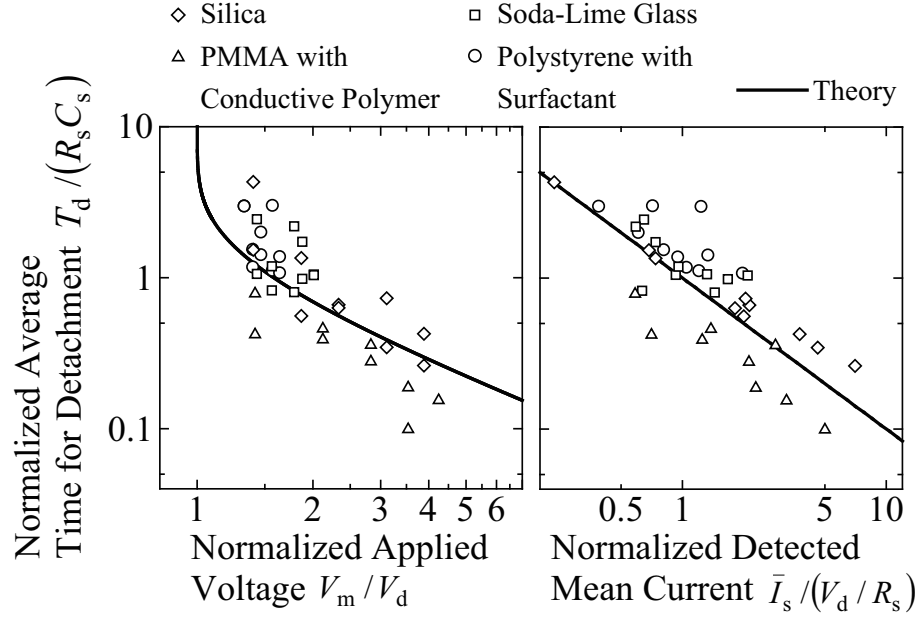


Fig.29 Relation between normalized applied voltage $\tilde{V}_m = V_m/V_d$, average time for detachment $\tilde{T}_d = T_d/(R_s C_s)$, and detected mean surface current $\tilde{\bar{I}}_s = \bar{I}_s/(V_d/R_s)$. The marks denote the experimental data. The particle materials are distinguished by the shape of the marks. The lines represent the theoretical curves.

4 矩形パルス電圧印加による微小誘電体の静電マニピュレーション

4.1 微小誘電体静電マニピュレーション実験方法

第2章および第3章で述べた微小誘電体の挙動を踏まえ、微小誘電体のマニピュレーション実験を行った。マニピュレーションには Pick と Place という2種類の操作がある。Pick は基板からプローブへの微小誘電体粒子の移動、Place はプローブから基板への粒子の移動を指す。実験条件は第3.1節で述べたとおりである。操作対象である微小誘電体は、ソーダライムガラス製、アモルファスシリカ製、ポリメチルメタクリル酸製、ポリスチレン製の球状粒子である。粒子半径 r はソーダライムガラス製の粒子は $r = 15, 20, 40\mu\text{m}$ 、それ以外の材料では $r = 15\mu\text{m}$ のものを用いた。プローブはタングステン製で、電解研磨により先端半径 $r_m = 2r$ とした。基板はステンレス製の板を用い、表面は鏡面加工を施した。雰囲気は高精度エアコンディショナーにより、平均気温 20°C 、平均相対湿度 45% とした。プローブ周りの現象は高速度カメラとマイクロスコープの視線を交差させることで三次元的に観測できるようにした。プローブ-基板間に与える電圧は、ファンクションジェネレータで生成された電圧波形を高速電圧アンプで増幅することにより得た。

第2章および第3章で述べた知見を踏まえると、操作対象である微小誘電体粒子をマニピュレートするにあたり、粒子表面に適切な量の電荷 Q を誘導するための電圧波形を設計する必要がある。電圧の印加時間が短すぎる、または印加電圧が低すぎると、表面電荷 Q が離脱電荷 Q_d に達せず、粒子は離脱しない。逆に、電圧の印加時間が長すぎ、かつ印加電圧が高いと、対向側でも表面電荷 Q が離脱電荷 Q_d に達してしまい、粒子が初期位置へ戻ってしまう。本章では電圧波形として設計パラメータを最小限に抑え、かつ現象の本質を適切に捉えるため、印加電圧波形として矩形パルス電圧を採用する。

マニピュレーション実験方法は次のとおりである。概要図を Fig.30 に示す。まずマイクロステージとピエゾステージを用いて、プローブ-粒子間の相対位置とギャップ D の位置決めを行った。視線を交差させた2つのカメラの画像を観測しながらプローブを粒子の真上に移動させる。そして、プローブと基板の間隔をピエゾステージを用いて少しずつ縮め、粒子の頂上を撫でられるように基板を左右に動かす。粒子がころがり、頂上を撫でることができた瞬間をギャップ $D = 0$ とし、ここからピエゾステージを用いて基板を移動させギャップ $D = 2r/5$ を出す。以上の方法で系の幾何形状を定め、電圧振幅 V_m 、パル

ス幅 T_m の矩形パルス電圧をプローブ–基板間に印加する．そして，微小誘電体粒子挙動を高速度カメラで撮影し，粒子挙動を以下の三つに分類した

- Dribbling: 微小誘電体粒子がプローブ–基板間を往復する．
- Success: 微小誘電体粒子が基板からプローブ，あるいはプローブから基板へ一方向に移動し，操作が成功する．
- No reaction: 微小誘電体粒子が動かない．

電圧振幅 V_m ，パルス幅 T_m ごとに以上三つのうちのいずれかの粒子挙動を記録する．一例として，Fig.31 に半径 $r = 20\mu\text{m}$ のソーダ石灰ガラス粒子のマニピュレーションの際に撮影された動画のスナップショットを示す．

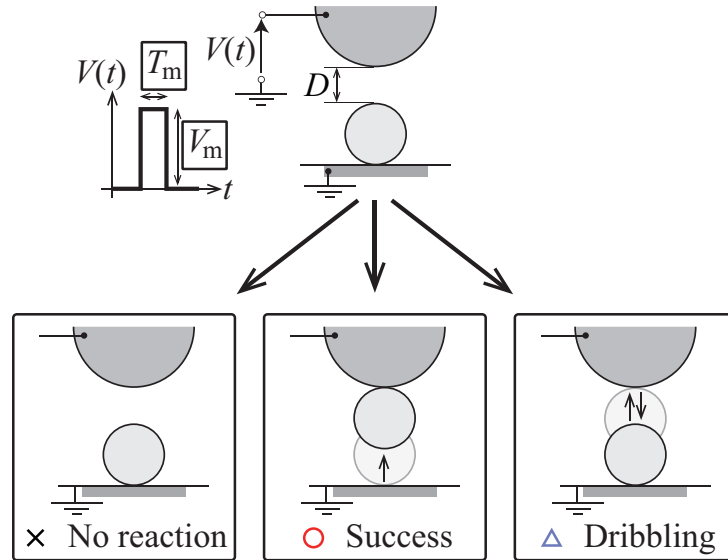


Fig.30 Schematic illustration of the electrostatic manipulation experiment. The particle’s reaction is observed while applying the probe-to-plate pulse voltage with duration T_m and magnitude V_m . The reactions are categorized into 3 types: the particle does not move (“No reaction”); the particle moves to the opposite side in a one-way motion (“Success”); the particle repeatedly moves between the probe and the plate (“Dribbling”).

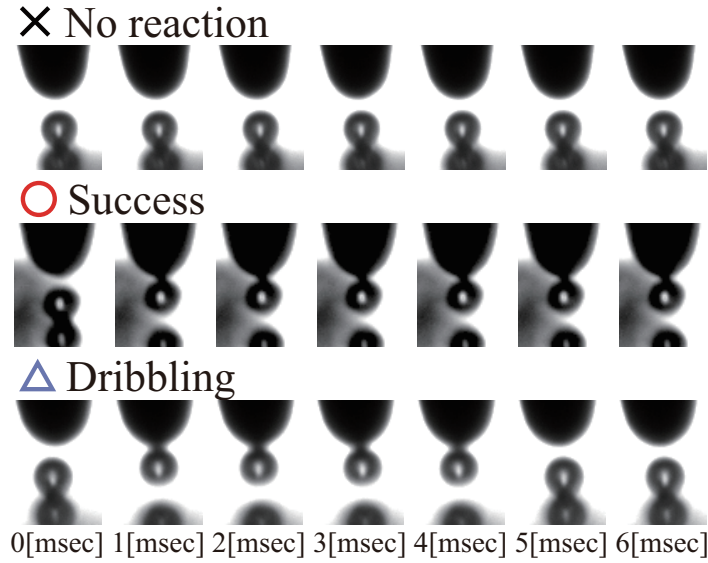


Fig.31 Snapshots of the particle's reaction for soda-lime glass particle when a pulse voltage is applied. The radius of the particle $r = 20\mu\text{m}$. The pulse voltage has magnitude $V_m = 390\text{ V}$. The duration is $T_m = 1, 2, 5\text{ msec}$ for “No reaction”, “Success”, and “Dribbling” respectively.

4.2 微小誘電体静電マニピュレーションの成功確率計算

基板またはプローブに凝着している微小誘電体粒子が離脱するまでの過程は第 2.3 節で述べたとおりである。プローブ-基板間に一定電圧が印加されると、表面電荷 $Q(t)$ が誘導され、電荷 Q が離脱電荷 Q_d に達したときに粒子は離脱する。表面電荷 $Q(t)$ の誘導は一次遅れ系である RC 回路モデルで記述でき、その時定数は微小誘電体の表面抵抗と表面キャパシタンスの積 $R_s C_s$ で表される。なお本章では時定数を

$$\tau_C = R_s C_s \quad (35)$$

と文字 τ_C に置き換えて表す。第 3.2 節で述べた通り、表面抵抗 R_s は微小誘電体粒子の接触界面の電気抵抗と表面のキャリア密度により、表面キャパシタンス C_s は表面のキャリア密度により、それぞれ変化する。微小誘電体を離脱するための電荷 Q_d は凝着力 F_a により定まり、実験的には離脱電圧 $V_d = Q_d / C_s$ を測定することにより得られる。第 3.2 節で述べたとおり、離脱電圧 V_d は微小誘電体粒子の接触界面の相対曲率半径と凝着仕事、および表面のキャリア密度により変化する。したがって、時定数 τ_C と離脱電圧 V_d は、ある範囲内にばらつくこととなる。

まずは議論を簡単にするため、時定数 τ_C と離脱電圧 V_d が、最小値 $\tau_{C,\min}$ および $V_{d,\min}$ と最大値 $\tau_{C,\max}$ および $V_{d,\max}$ という 2 通りの値をそれぞれ等確率でとるとする。このとき、時定数 τ_C が 2 通りの値を持つため、Fig.32 に示すとおり表面電荷 $Q(t)$ の時間変化も 2 通りとなる。そして、離脱電圧 V_d が 2 通りの値を持つため、Fig.32 に示すとおり離脱電荷 $Q_d = C_s V_d$ も 2 通りの値となる。2 通りの表面電荷 $Q(t)$ の変化、2 通りの離脱電荷 Q_d がそれぞれ等確率で起こりうるため、印加電圧 V_m が 1 通りに定められているならば、Fig.33 に示すとおり離脱時間 T_d は 4 通りの値をそれぞれ等確率でとる。ここで、初期位置 (Picking up 操作における基板、または Place 操作におけるプローブ) からの離脱時間を $T_{d,i}$ とし、対向側 (Picking up 操作におけるプローブ、または Place 操作における基板) からの離脱時間を $T_{d,o}$ とすると、初期位置からの離脱時間 $T_{d,i}$ は 4 通り、初期位置から離脱して対向側から戻る時間 $T_{d,i} + T_{d,o}$ は Fig.33 に示すとおり 16 通りの値をとる。ここで成功確率を計算するにあたり、1 通りの値を与えられているパルス幅 T_m 、4 通りの初期位置からの離脱時間 $T_{d,i}$ 、16 通りの初期位置から離脱して対向側から戻る時間 $T_{d,i} + T_{d,o}$ を比較する。つまり

- $T_{d,i} + T_{d,o} \leq T_m$ ならば Dribbling
- $T_{d,i} < T_m < T_{d,i} + T_{d,o}$ ならば Success
- $T_m \leq T_{d,i}$ ならば No reaction

と、それぞれの事象を定義し、全事象（この場合は $4 \times 16 = 64$ 通り）中に占める割合を算出する。これらの事象のうち Success が生じる割合を成功確率 P_S とすると、 P_S はパルス電圧振幅 V_m とパルス幅 T_m の関数として

$$P_S(V_m, T_m) = p(T_{d,i}(V_m) < T_m < T_{d,i} + T_{d,o}) \quad (36)$$

と表される。ここで p は確率である。

上記の計算アルゴリズムを一般化すると、次のようになる。初期位置の時定数 $\tau_{C,i}$ と離脱電圧 $V_{d,i}$ がそれぞれ $N_{\tau_{C,i}}$ および $N_{V_{d,i}}$ 通り、対向側の時定数 $\tau_{C,o}$ と離脱電圧 $V_{d,o}$ がそれぞれ $N_{\tau_{C,o}}$ および $N_{V_{d,o}}$ 通りの値を等確率でとるとする。このとき、離脱時間 $T_{d,i}$ 、 $T_{d,o}$ はそれぞれ $N_{\tau_{C,i}} N_{V_{d,i}}$ 、 $N_{\tau_{C,o}} N_{V_{d,o}}$ 通り計算され、全事象数は $N_{\tau_{C,i}}^2 N_{V_{d,i}}^2 N_{\tau_{C,o}} N_{V_{d,o}}$ となる。実際の計算では $N_{\tau_{C,i}} = N_{\tau_{C,o}} = 60$ 通り、 $N_{V_{d,i}} = N_{V_{d,o}} = 120$ 通りとし、これらの分布は Fig.34 に示すように、最小値 $\tau_{C,\min}$ （または $V_{d,\min}$ ）と最大値 $\tau_{C,\max}$ （または $V_{d,\max}$ ）の間で、対数軸上で等間隔で分布しているとした。1 通りのパルス電圧振幅 V_m および幅 T_m について、 $60^2 \times 120^2 \times 120 \times 120 = 3.73248 \times 10^{11}$ 通りの全事象から Success の数を数え上げることで成功確率 P_S を計算した。

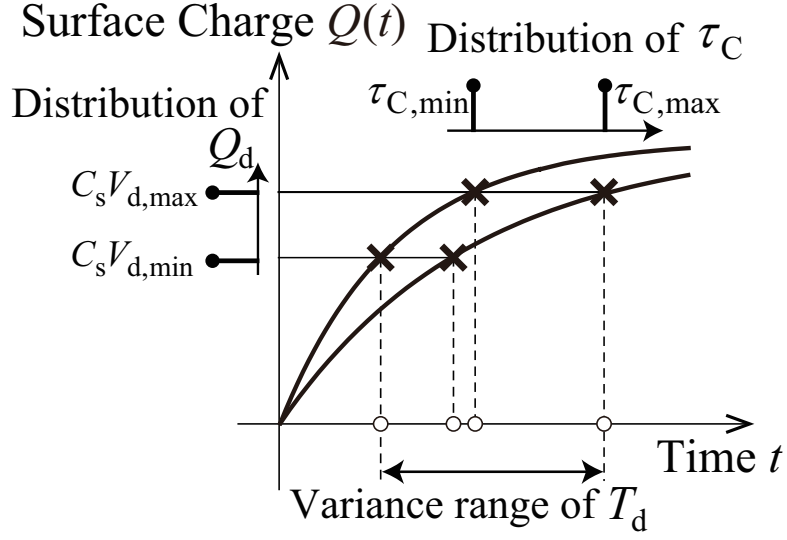


Fig.32 Schematic illustrations of the variance of the time interval T_d . As the simplest example, the parameters τ_C and V_d are given two discrete values with equal probabilities.

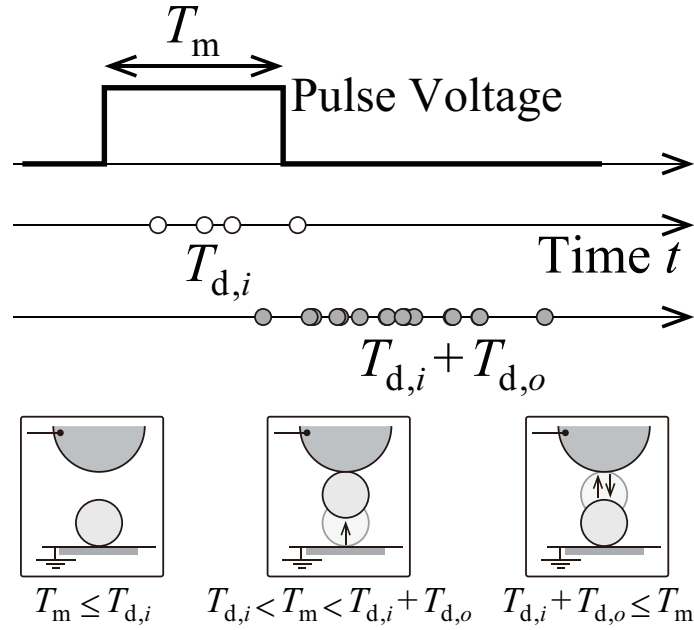


Fig.33 Schematic illustrations of the plots of the time span between the rising of the pulse voltage and the detachment of the particle $T_{d,i}$ and the rising of the voltage and the return of the particle $T_{d,i} + T_{d,o}$ on the timeline. The success probability $P_S(V_m, T_m)$ can be calculated by dividing the number of the event that satisfy $T_{d,i} < T_m < T_{d,i} + T_{d,o}$ by the total number of all possible events.

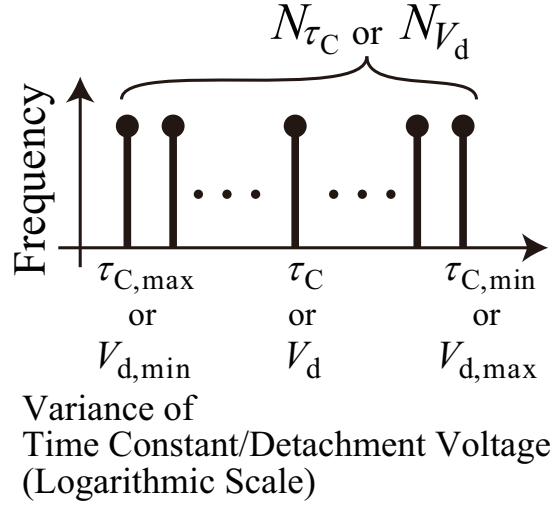


Fig.34 Schematic illustration of the distribution of time constant τ_C and detachment voltage V_d . τ_C (and V_d) is given N_{τ_C} (and N_{V_d}) discrete values with equal probabilities, and the distribution of the parameter is uniform on a logarithmic scale.

以上に述べた成功確率 P_S の説明において、離脱電圧 V_d と時定数 τ_C はともに実次元であるとしたが、代表値（本論文では相乗平均）との相対的な比をとることにより同様に成功確率を計算することもできる。このとき、印加電圧 V_m とパルス幅 T_m も同様に

$$\tilde{V}_m = \frac{V_m}{V_d} \quad (27)$$

$$\tilde{T}_m = \frac{T_m}{R_s C_s} = \frac{T_m}{\tau_C} \quad (37)$$

と、代表値（相乗平均）により無次元化される。

計算例として、離脱電圧 V_d が相乗平均から 0.5 ～ 2 倍、時定数 τ_C が相乗平均から 0.3 ～ 3 倍の範囲でばらついているときの計算結果を Fig.35 に示す。Fig.35(a) は $\tilde{V}_m - \tilde{T}_m$ 平面上における成功確率 $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$ の値の分布を示しており、横軸が無次元化印加電圧 $\tilde{V}_m$ 、縦軸が無次元化パルス幅 $\tilde{T}_m$ 、実線が P_S の 20% と 40% の等高線を表している。Fig.35(b) は、無次元化電圧 $\tilde{V}_m$ を変えたときの、無次元化パルス幅 $\tilde{T}_m$ と成功確率 P_S の関係を示しており、横軸が P_S 、縦軸が $\tilde{T}_m$ である。

Fig.35(a) より、 $\tilde{V}_m - \tilde{T}_m$ 平面上に成功確率 P_S が高くなる領域が確認できる。そして Fig.35(b) に示すとおり、無次元化印加電圧 $\tilde{V}_m$ の上昇に伴い無次元化パルス幅 $\tilde{T}_m$ 軸上の成功確率 P_S の分布幅は狭くなり、その最大値は高くなる。なぜなら、Fig.36 に示すとおり、印加電圧 V_m の上昇に伴い表面電荷 Q の最大値 $C_s V_m$ が上昇し、離脱電荷 Q_d のばらつき幅が相対的に狭くなるからである。

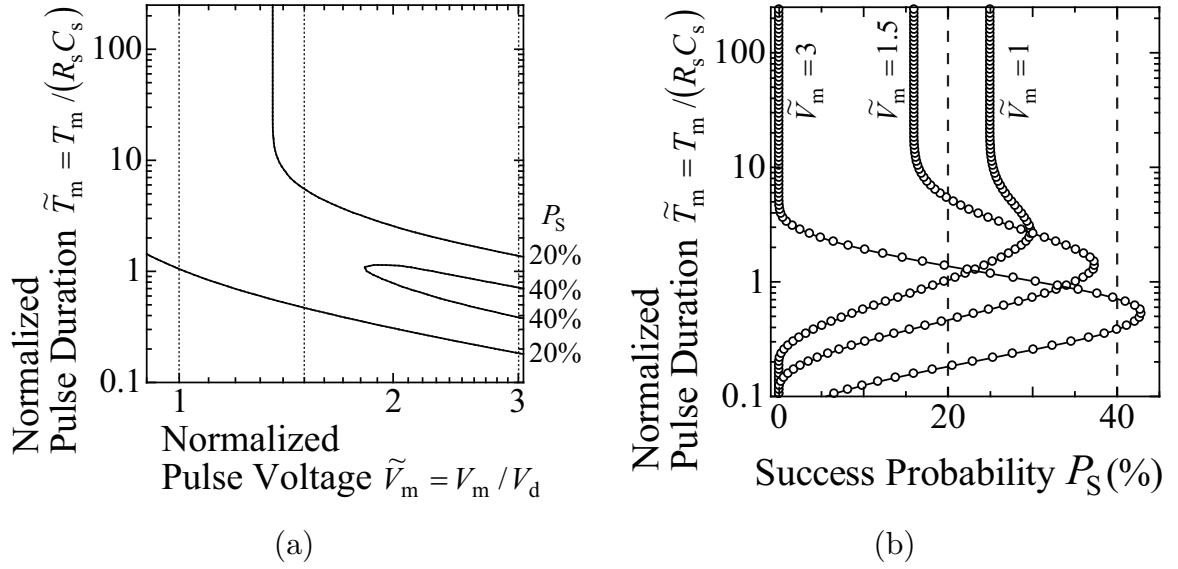


Fig.35 Plots of the calculated success probability $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$. (a) shows the contour lines of $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$ on the $\tilde{V}_m - \tilde{T}_m$ plane, and (b) shows the relation between $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$ and pulse voltage duration $\tilde{T}_m$ for each pulse voltage magnitude $\tilde{V}_m$. The solid lines in (a) represent the 20% and 40% contour lines of $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$ on the $\tilde{V}_m - \tilde{T}_m$ plane. The dark colored zone in(a) denotes the area on the $\tilde{V}_m - \tilde{T}_m$ plane where $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$ is higher than 40%. The plots in (b) denote the calculated success probability $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$. The time constant τ_C varies from 0.3 to 3, and the detachment voltage V_d varies from 0.5 to 2. The distributions of these parameters are assumed to be uniform on a logarithmic scale.

時定数 τ_C と離脱電圧 V_d のばらつきが変化すると、成功確率 P_S の分布とその最大値も変化する。Fig.37(a) に離脱電圧のばらつきの幅を零と固定し（つまり最大値と最小値の比 $V_{d,max}/V_{d,min} = 1$ とし）、時定数のばらつきの幅、つまり最大値と最小値の比 $\tau_{C,max}/\tau_{C,min}$ を 1, 10, 100 と変化させたときの成功確率 P_S と無次元化パルス幅 $\tilde{T}_m$ の関係を示す。なお、無次元化パルス電圧 $\tilde{V}_m = 2$ とした。ならびに、Fig.37(b) に時定数のばらつきの幅を零と固定し（つまり最大値と最小値の比 $\tau_{C,max}/\tau_{C,min} = 1$ とし）、離脱電圧のばらつきの幅、つまり最大値と最小値の比 $V_{d,max}/V_{d,min}$ を 1, 2, 4, 8 と変化させたときの成功確率 P_S と無次元化パルス幅 $\tilde{T}_m$ の関係を示す。なお、ここでも無次元化パルス電圧 $\tilde{V}_m = 2$ とした。そして、パルス電圧 $\tilde{V}_m = 2$ における成功確率 P_S の最大値を $P_{S,max}$ としたときの、時定数のばらつきの幅 $\tau_{C,max}/\tau_{C,min}$ と $P_{S,max}$ の関係を Fig.38 に示した。

Fig.38 より、時定数 τ_C と離脱電圧 V_d のばらつきの幅がともに零である（つまり最大

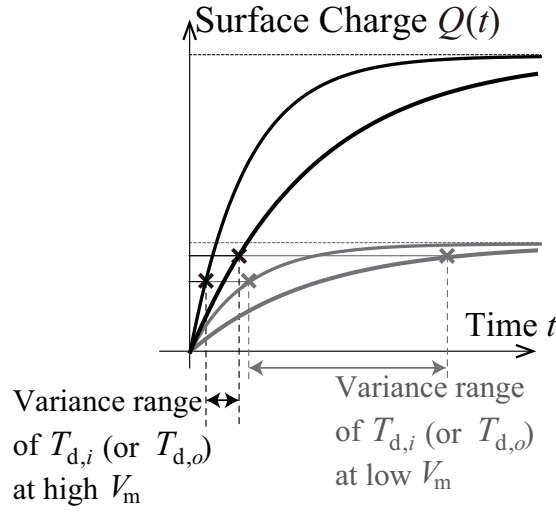


Fig.36 Schematic illustration of the change for the variance range of the time interval $T_{d,i}$ (or $T_{d,o}$) when the applied voltage V_m changes.

値と最小値の比がともに 1 である) とき, 成功確率 $P_S = 100\%$ となるパルス幅が存在し, ばらつきの幅が広くなるに従い成功確率分布の最大値 $P_{S,\max}$ が低くなることがわかる. そして Fig.37 より, 時定数 τ_C と離脱電圧 V_d のばらつきの幅が広くなるに従い, 成功確率分布がなだらかになることが分かる. また, Fig.37(b) より, 離脱電圧のばらつきの幅が広く $V_{d,\max}/V_{d,\min} = 8$ となっているとき, パルス幅 $\tilde{T}_m$ が長い領域で成功確率 P_S が約 15% に収束している. このとき, 凝着力のばらつきが広くパルス電圧 $\tilde{V}_m = 2$ よりも高い離脱電圧となることもあり得るため, 初期位置から離脱した後, 対向側に凝着したまま離脱しない事象が生じているため, このような成功確率分布が見られる. なお, Fig.37 に示す成功確率分布に不連続点が見られるが, これは数値計算上生じ得ることであり, パルス幅 $\tilde{T}_m$ の刻み幅と (時定数 τ_C と離脱電圧 V_d の関数である) 離脱時間 $\tilde{T}_d$ のばらつきの刻み幅が同じ程度の大きさであるためにこのような不連続点が生じる. 時定数 τ_C と離脱電圧 V_d の刻み幅を十分に狭くすれば, この不連続性は収まると考えられる.

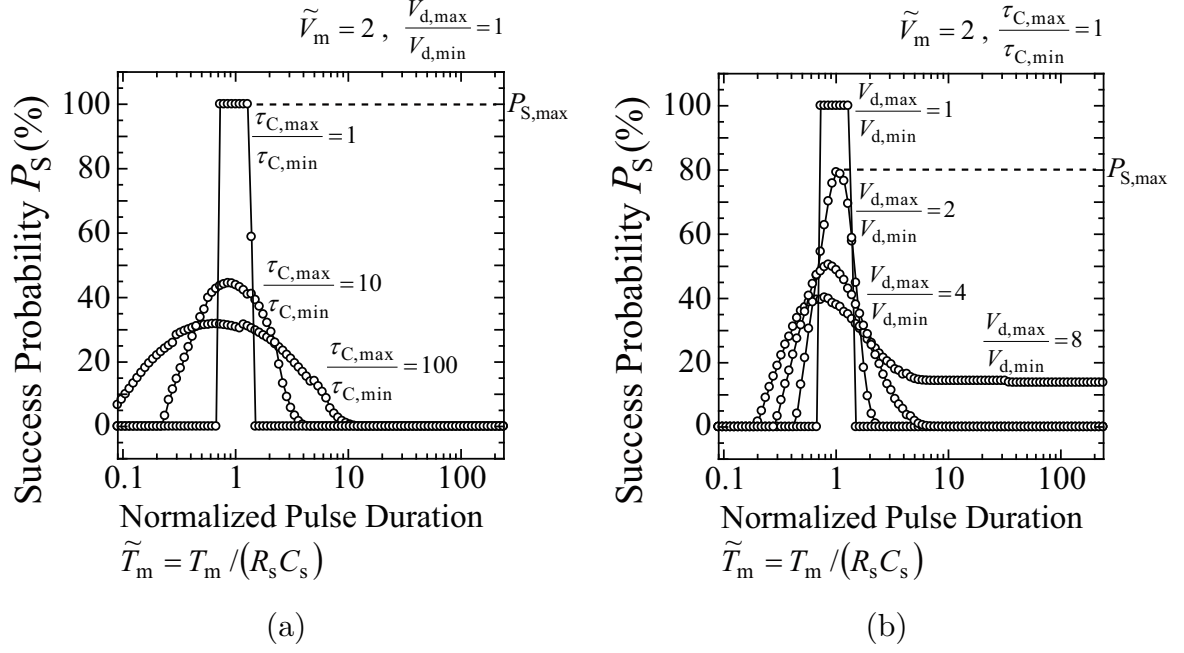


Fig.37 Relation between normalized pulse duration $\tilde{T}_m$ and success probability P_S when (a) the variance range of time constant $\tau_{C,\max}/\tau_{C,\min}$ and (b) detachment voltage $V_{d,\max}/V_{d,\min}$ are changed. The normalized pulse voltage $\tilde{V}_m = 2$. The variance range is fixed as $V_{d,\max}/V_{d,\min} = 1$ and $\tau_{C,\max}/\tau_{C,\min} = 1$ in (a) and (b), respectively.

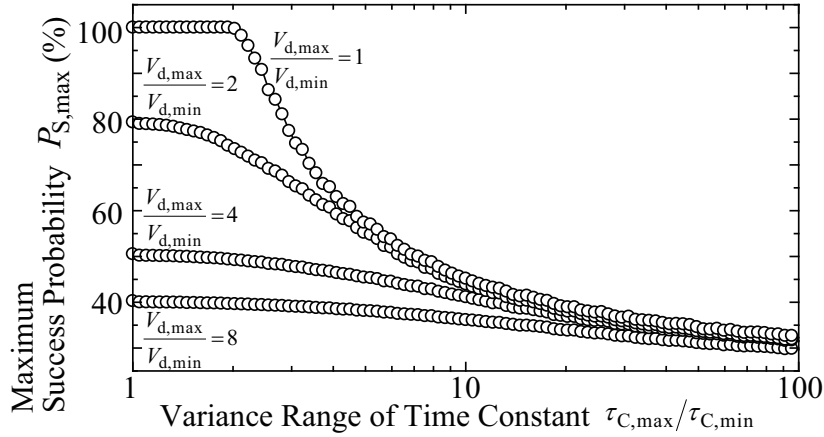


Fig.38 Relation between the variance range of time constant $\tau_{C,\max}/\tau_{C,\min}$ and maximum success probability P_S when normalized voltage $\tilde{V}_m = 2$. The variance range of detachment voltage $V_{d,\max}/V_{d,\min}$ is changed as $V_{d,\max}/V_{d,\min} = 1, 2, 4, 8$.

4.3 成功確率による微小誘電体静電マニピュレーション結果の評価

マニピュレーション実験結果と計算した成功確率 P_S を比較し, P_S の妥当性を評価する.

まず成功確率 P_S を計算するために, 離脱電圧 V_d と時定数 $\tau_C = R_s C_s$ のばらつきを評価した. V_d と τ_C の評価基準として, 最小値 (あるいは最小期待値) と相乗平均の比, および最大値 (あるいは最大期待値) と相乗平均の比を採用した. Table 9 および 10 にこれらの値を示す. いずれの材質および半径をもつ誘電体粒子においても, 離脱電圧 V_d は相乗平均より 0.5 倍から 2 倍, 時定数 τ_C は相乗平均より 0.3 倍から 3 倍の範囲でばらついていることが分かる. よって, 成功確率 P_S の計算の際には, これらの範囲で離脱電圧 V_d および時定数 τ_C がばらついているとした.

Table 9 Variance of detachment voltage V_d for each particle.

Particle material	$r[\mu\text{m}]$	Ratio of min. (expected) value to Geo. mean $V_{d,\text{min}}/V_d$	Ratio of max. (expected) value to Geo. mean $V_{d,\text{max}}/V_d$
Soda-lime glass	20	0.645	1.55
Soda-lime glass	40	0.540	1.85
Soda-lime glass	15	0.715	1.70
Silica	15	0.777	1.24
PMMA with conductive polymer	15	0.472	1.89
Polystyrene with surfactant	15	0.455	1.50

Table 10 Variance of time constant $\tau_C = R_s C_s$ for each particle.

Particle material	$r[\mu\text{m}]$	Ratio of min. (expected) value to Geo. mean $\tau_{C,\text{min}}/\tau_C$	Ratio of max. (expected) value to Geo. mean $\tau_{C,\text{max}}/\tau_C$
Soda-lime glass	20	0.343	2.91
Soda-lime glass	40	0.287	3.48
Soda-lime glass	15	0.391	2.36
Silica	15	0.464	4.12
PMMA with conductive polymer	15	0.496	1.99
Polystyrene with surfactant	15	0.312	2.83

Fig.39 にマニピュレーション実験結果と成功確率 $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$ の比較を示す。横軸が無次元化印加電圧 $\tilde{V}_m$ ，縦軸が無次元化パルス幅 $\tilde{T}_m$ である。プロット点がそれぞれのマニピュレーション結果を示しており， $\triangle$ は Dribbling， $\circ$ は Success， $\times$ は No reaction をそれぞれ表している。実線が成功確率 P_S の等高線であり，塗りつぶした領域の濃淡で P_S の高低を表している。Fig.39(a) は Picking up の操作，Fig.39(b) は Placing の操作について，それぞれの実験結果と計算された成功確率 P_S の比較を示している。

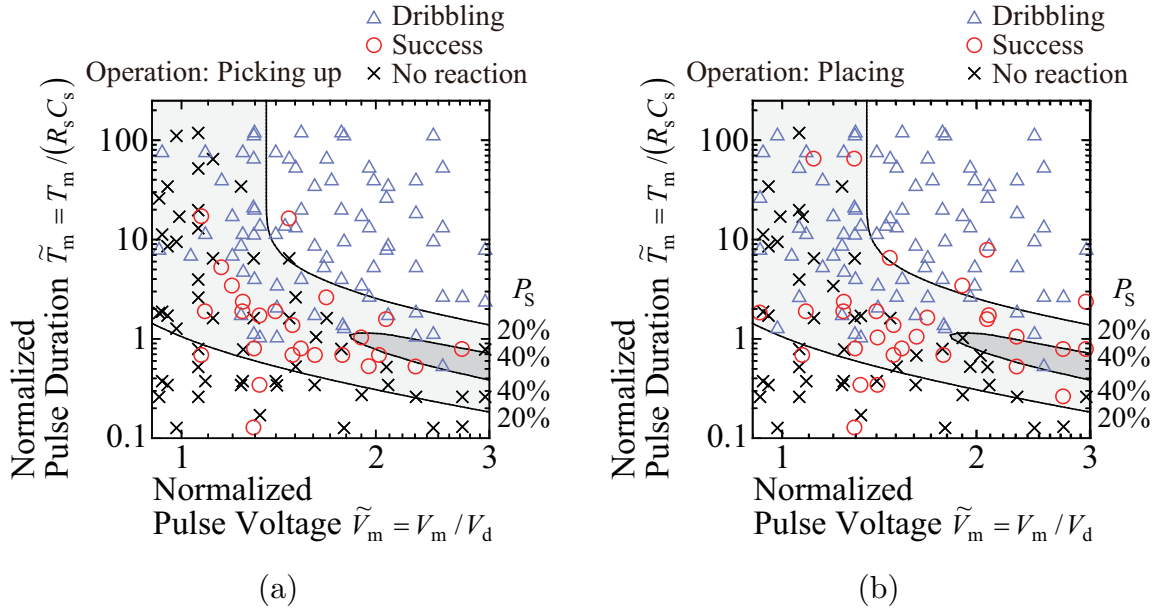


Fig.39 Dependence of observed particle's reaction and calculated success probability P_S on normalized pulse voltage magnitude and duration for the (a)picking up and (b)placing operation. The cross, circle, and triangle marks indicate the observed particle's reactions "No reaction", "Success", and "Dribbling", respectively. The solid lines represent the 20% and 40% contour lines of P_S . The dark colored zones denote the area on the $\tilde{V}_m - \tilde{T}_m$ plane where P_S is higher than 40%.

$\tilde{V}_m - \tilde{T}_m$ 平面が Dribbling と No reaction で二分され，成功確率 P_S が高くなる領域で Success が多く見られていることから，マニピュレーション実験結果と成功確率 $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$ による予測は定性的に一致している。定量的には差異が見られるが，これは第 3.1 節でも述べたとおり，微小誘電体粒子の接触において離脱電圧 V_d と時定数 τ_C が異なることに由来する。離脱電圧 V_d は，接触部分の相対曲率と凝着仕事により変化する。接触部分の相対曲率は微小誘電体粒子，基板，およびプローブの表面あらさにより，凝着仕事は接触界面の物質により変化する。時定数 τ_C は式 (35) に示すとおり，表面抵抗 R_s と表面キャパシタンス C_s の積となる。表面抵抗 R_s は界面の接触抵抗と純粋な表面部分

の抵抗により変化する。接触抵抗は界面の接触半径と物質により変化し、純粋な表面部分の抵抗は表面のキャリア密度により変化する。そして、表面キャパシタンス C_s は表面のキャリア密度により変化する。以上に述べた微小誘電体粒子の接触の違いにより実験結果と成功確率 $P_S(\tilde{V}_m, \tilde{T}_m)$ の間に差異が見られるが、マニピュレーションのための印加電圧 V_m とパルス幅 T_m のオーダを求められる点において、成功確率 P_S は矩形パルス電圧印加によるマニピュレーションのよい指標になると考えられる。

4.4 表面導電性と凝着力を考慮した微小誘電体静電マニピュレーション方法

以上に述べたマニピュレーション実験結果と成功確率 P_S の比較と評価をもとに、次に示す方法で微小誘電体粒子を操作できる。

まず、第2章で示した表面導電性と凝着力を考慮したモデルを踏まえ、第3章で示した方法で微小誘電体マニピュレーション系の諸元同定を行う。具体的には、プローブ-基板間に微小誘電体粒子がある状態でプローブ電圧を徐々に上げ、粒子が離脱した瞬間の電圧を離脱電圧 V_d として得、プローブにステップ電圧を印加し離脱時間を測定することにより時定数 $\tau_C = R_s C_s$ を得る。さらに表面電流を計測することにより表面抵抗 R_s を、系の幾何形状から表面キャパシタンス C_s をそれぞれ個別に同定できる。

つぎに、以上の方法で同定した離脱電圧 V_d と時定数 $\tau_C = R_s C_s$ の値のばらつきをもとにして、本章第4.2節で示すとおり印加電圧 V_m 、パルス幅 T_m の矩形パルス電圧を印加した際の成功確率の分布 $P_S(V_m, T_m)$ を予測する。

予測された成功確率の分布 $P_S(V_m, T_m)$ から、表面導電性を考慮した微小誘電体の静電マニピュレーション方法をさまざまな設計論に基づいて考案できる。たとえば、最短の操作時間でマニピュレーションを完了させたいときは、Fig.40 に示すように成功確率 $P_S(V_m, T_m)$ が高い領域での印加電圧 V_m 、パルス幅 T_m をもつパルス電圧を成功するまで繰り返し印加すればよい。そして、粒子を傷つけず確実に操作をしたいときは、Fig.41 に示すように印加電圧 V_m を一定とし徐々にパルス幅 T_m を長くすれば、粒子挙動が No reaction から Success へと遷移し往復することなく操作を完了させることができる。また、同様に確実な操作を求められ、かつ電圧源の応答速度が限られているときは、Fig.42 に示すように印加電圧 V_m を一定とし徐々にパルス幅 T_m を長くすれば確実に傷つけることなく粒子を操作できる。

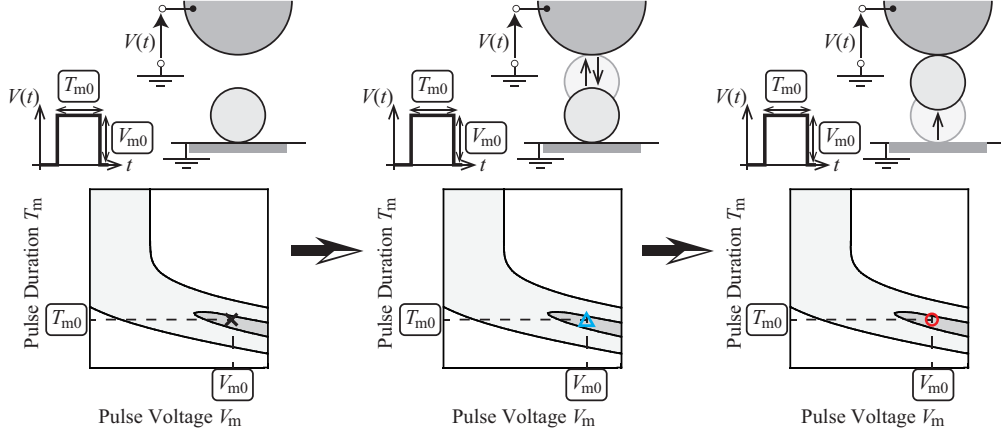


Fig.40 Manipulation method with shortest operation time.

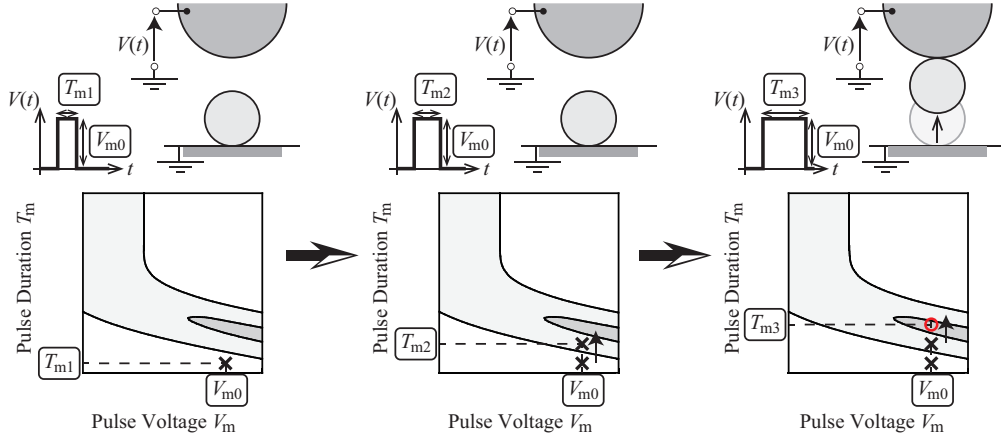


Fig.41 Manipulation method to avoid the defect of the particle.

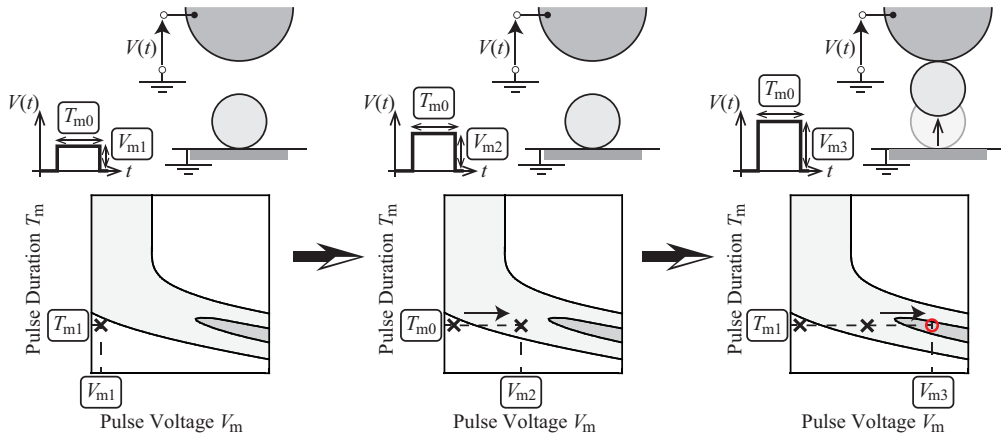


Fig.42 Manipulation method to avoid the defect of the particle when the response speed of the power source is limited.

5 結論

5.1 総括

シングルプローブを用いた微小誘電体の静電マニピュレーションのメカニズムを明らかにし、操作手法の信頼性を向上した。

まず第2章では、表面導電性と凝着力を考慮し、微小誘電体の機械的挙動と電氣的挙動の理論的解析を行った。微小誘電体粒子の表面導電性により電荷が表面へ誘導され、その電荷によるクーロン力が粒子-基板間（および粒子-プローブ間）の凝着力を上回ることにより粒子は離脱する。凝着力はJKR理論を用いて見積もり、表面電荷によるクーロン力は粒子表面をキャパシタとみなすことにより見積もった。粒子表面への電荷の誘導は、粒子表面を抵抗とキャパシタの直列回路とみなすことにより記述した。

つぎに第3章では、微小誘電体の機械的挙動と電氣的挙動を測定し、マニピュレーション系の諸元を実験的に同定した。本論文で離脱電圧と呼称している、粒子が離脱する際の電圧値を測定することにより、粒子-基板間（および粒子-プローブ間）の凝着力を評価した。本論文で離脱時間と呼称している、電圧印加から粒子の離脱までの時間を評価することにより、RC回路モデルにおいて粒子の表面抵抗と表面キャパシタンスの積として表される時定数を評価した。この時定数が粒子の表面導電性により定められる諸元となる。さらに、マニピュレーション系の電流-電圧特性を測定することにより粒子の表面抵抗を、系の幾何形状から表面キャパシタンスを個別に同定できることも示した。また、印加電圧、離脱時間、および表面電流の関係を評価し、微小誘電体のRC回路モデルの妥当性を示した。

そして最後に第4章では、矩形パルス電圧印加による微小誘電体の静電マニピュレーション実験を行い、表面導電性と凝着力を考慮したモデルに基づいた成功確率予測による評価の妥当性を示した。微小誘電体粒子表面へ適切に電荷を誘導し、基板からプローブ（あるいはプローブから基板）へ粒子を移動させるため、プローブ-基板間へ矩形パルスを印加するマニピュレーション実験を行った。離脱電圧と時定数のばらつきから、離脱時間のばらつきを予測し、マニピュレーションの成功確率を見積もった。マニピュレーション実験結果と予測した成功確率を比較した結果、成功確率による評価が妥当であり、表面導電性と凝着力によるモデル化が静電マニピュレーションを行うにあたり有効であることが分かった。

以上から、表面導電性と凝着力を考慮することにより微小誘電体静電マニピュレーションの信頼性が向上できることが明らかになった。

5.2 今後の課題と展望

今後の研究課題としては、以下のことが挙げられる。本論文ではマイクロサイズの操作対象に対する静電マニピュレーションのメカニズムを実証したが、操作対象スケール（微小誘電体粒子半径）依存性を検証することにより、さまざまなスケールの操作対象についてもマニピュレーションの実現可能性を示すことができる。また、本論文では操作対象として球形粒子を扱ったが、表面導電性と凝着力を同様に評価することにより、非球形操作対象に対する手法の適用可能性を示すことができる。さらに、操作対象への外添剤コーティングにより、表面導電性が微弱すぎて操作できない粒子に対してもマニピュレーションを有効化することができ、表面導電性や凝着力のばらつきを抑えることによるマニピュレーションの信頼性向上が見込まれる。

本研究の波及効果として、MEMS やマイクロマシンといった微小構造物の作製、具体的には部品の搬送や配置および組立、ならびに欠損箇所の修繕、微小誘電体粒子挙動を活用したマイクロアクチュエータへの応用、そしてマイクロ工学にとどまらず、トナー操作といった印刷技術への応用、電子ペーパーといった電子写真技術への応用、さらに細胞の操作といった生物工学分野への応用のみならず、微小誘電体粒子の挙動を感知することにより、微小電荷および微小電流測定などへの応用も期待できる。

参考文献

- [1] B. Warneke, B. Liebowitz and K. S. J. Pister, Smart Dust: Communicating with a CubicMillimeter Computer, *Computer* **34** 1, 44 (2001).
- [2] C. -W. Jeon, H. W. Choi, E. Gu and M. D. Dawson, High-density matrix-addressable AlInGaN-based 368-nm microarray light-emitting diodes, *IEEE Photonic. Tech. L.* **16** 11, 2421 (2004).
- [3] K. Takagi, K. Seno and A. Kawasaki, Fabrication of a three-dimensional terahertz photonic crystal using monosized spherical particles, *Appl. Phys. Lett.* **85** 17, 3681 (2004).
- [4] K. Takagi, M. Otome and A. Kawasaki, A microsphere assembly method with laser microwelding for fabrication of three-dimensional periodic structures, *J. Micromech. Mcroeng.* **20**, 035032 (2010).
- [5] M. Cai, O. Painter and K. J. Vahala, Fiber-coupled microsphere laser, *Opt. Lett.* **25** 19, 1430 (2000).
- [6] T. Kishi, T. Kumagai, T. Yano and S. Shibata, On-chip fabrication of air-bubble-containing Nd³⁺-doped tellurite glass microsphere for laser emission, *AIP Advances* **2**, 042169 (2012).
- [7] C. Rios, M. Stegmaier, P. Hosseini, D. Wang, T. Scherer, C. D. Wright, H. Bhaskaran and W. H. P. Pernice, Integrated all-photonic non-volatile multi-level memory, *Nat. Photonics* **9**, 725 (2015).
- [8] M. Washizu, Electrostatic manipulation of biological objects, *J. Electrostat.* **25**, 109 (1990).
- [9] K. L. Johnson, K. Kendall and A. D. Roberts, Surface energy and the contact of elastic solids, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **324**, 301 (1971).
- [10] R. S. Fearing, Survey of Sticking Effects for Micro Parts Handling, in *Intelligent Robots and Systems 95. 'Human Robot Interaction and Cooperative Robots' : Proceedings of the 1995 IEEE/RSJ International Conference on*, Pittsburgh, United States, 5 August-9 August 1995, 2 pp.212-217.
- [11] T. Kasaya, H. Miyazaki, S. Saito and T. Sato, Micro-object handling under SEM by vision-based automatic control, in *Photonics East (ISAM, VVDC, IEMB). International Society for Optics and Photonics*, pp.181-192 (1998).

- [12] S. Saito, H. T. Miyazaki, T. Sato and K. Takahashi, Kinematics of mechanical and adhesional micromanipulation under a scanning electron microscope, *J. Appl. Phys.* **92** 9, 5140 (2002).
- [13] A. Neild, S. Oberti, F. Beyeler, J. Dual and B. J. Nelson, A micro-particle positioning technique combining an ultrasonic manipulator and a microgripper, *J. Micromech. Microeng.* **16**, 1562 (2006).
- [14] N. A. Lynch, C. D. Onal, E. Schuster and M. Sitti, Vision-based feedback strategy for controlled pushing of microparticles, *J. Micro-Nano Mech.* **4**, 73 (2008).
- [15] A. Cagliani, R. Wierzbicki, L. Occhipinti, D. H. Petersen, K. N. Dyvelkov, Ö. S. Sukas, B. G. Herstrøm, T. Booth and P. Bøggild, Manipulation and in situ transmission electron microscope characterization of sub-100 nm nanostructures using a microfabricated nanogripper, *J. Micromech. Microeng.* **20**, 035009 (2010).
- [16] T. Tanikawa, Y. Hashimoto and T. Arai, Micro drops for adhesive bonding of micro assemblies and making a 3-D structure micro scarecrow, in *Intelligent Robots and Systems, 1998. Proceedings., IEEE/RSJ International Conference on*, Victoria, Canada, 13 October-17 October 1998, 2 776-781.
- [17] K. J. Obata, T. Motokado, S. Saito and K. Takahashi, A scheme for micro-manipulation based on capillary force, *J. Fluid Mech.* **498**, 113 (2004).
- [18] F. Biganzoli, I. Fassi and C. Pagano, Development of a Gripping System Based on Capillary Force, in *Assembly and Task Planning: From Nano to Macro Assembly and Manufacturing, 2005 (ISATP 2005), The 6th IEEE International Symposium on*, Montreal, Canada, 19 July-21 July 2005, 36-40.
- [19] P. Lambert, F. Seigneur, S. Koelemeijer and J. Jacot, A case study of surface tension gripping the watch bearing, *J. Micromech. Microeng.* **16**, 1267 (2006).
- [20] J. Q. Feng, E. A. Eklund and D. A. Hays, Electric field detachment of a nonuniformly charged dielectric sphere on a dielectric coated electrode, *J. Electrostat.* **40-41**, 289 (1997).
- [21] D. A. Hays, J. Q. Feng, Electrostatic forces on ion-charged toner particles, in: H. Morgan (Ed.), *Electrostatics 2003*, (Institute of Physics Publishing, Bristol, 2004) pp. 77-82.
- [22] D. A. Hays, J. C. Sheflin, Electrostatic adhesion of ion and triboelectric-charged particles, *J. Electrostat.* **63**, 687 (2005).
- [23] G. Fuhr, R. Hagedorn, T. Muller, B. Wagner and W. Benecke, Linear motion

- of dielectric particles and living cells in microfabricated structures induced by traveling electric fields, in *Proceeding of IEEE Micro Electro Mechanical Systems Workshop*, Nara, Japan, 30 Jan-02 Feb 1991, pp. 259-264.
- [24] F. M. Moesner, T. Higuchi, Electrostatic Devices for Particle Microhandling, *IEEE T. Ind. Appl.* **35**, 530 (1999).
- [25] H. Kawamoto, K. Seki and N. Kuromiya, Mechanism of travelling-wave transport of particles, *J. Phys. D Appl. Phys.* **39**, 1249 (2006).
- [26] E. Altintas, E. Sarajlic, K. F. Böhringer and H. Fujita, Numerical and Experimental Characterization of 3-phase Rectification of Nanobead Dielectrophoretic Transport Exploiting Brownian Motion, *Sensor Actuator A* **154**, 123 (2009).
- [27] F. Biganzoli and G. Fantoni, Contactless electrostatic handling of microcomponents, in *Institution of Mechanical Engineers, Proceedings, Part B: Journal of Engineering Manufacture* **218** 12, 1795-1806 (2004).
- [28] G. Fantoni and M. Santochi, A modular contactless feeder for microparts, *CIRP Annals-Manuf. Tech.* **54** 1, 23 (2005).
- [29] G. Fantoni, M. Porta and M. Santochi, An Electrostatic Sorting Device For Microparts, *CIRP Annals-Manuf. Tech.* **56** 1, 21 (2007).
- [30] A. Subramanian, B. Vikramaditya, L. Dong, D. Bell, and B. J. Nelson, Micro and nano assembly using dielectrophoretic forces, *Robotics: Science and Systems I* (edited by Thrun, S. et al.), (MIT Press, Cambridge, 2005) pp.327-334.
- [31] T. Konno, M. Kobayashi, M. Egashira and N. Shinya, Manipulation by dipole probe, *Sci. Technol. Adv. Mater.* **6**, 939 (2005).
- [32] M. Kobayashi, T. Konno and M. Egashira, Manipulation of fine objects by probes of the electrostatic chuck type, *J. Adv. Sci.* **18** 1-2, 86, (2006).
- [33] H. Kawamoto, *J. Electrostat.*, Manipulation of single particles by utilizing electrostatic force, **67**, 850 (2009).
- [34] L. Jiang, W. B. Whitten and S. Pau, A charged-particle manipulator utilizing a co-axial tube electrodynamic trap with an integrated camera, *J. Instrum.* **6**, P10014 (2011).
- [35] F. Biganzoli and G. Fantoni, A self-centering electrostatic microgripper, *J. Manuf. Syst.* **27**, 136 (2008).
- [36] H. Kawamoto and K. Tsuji, Manipulation of small particles utilizing electrostatic force, *Adv. Powder Technol.* **22**, 602 (2011).

- [37] K. Takahashi, H. Kajihara, M. Urago, S. Saito and Y. Mochimaru, Voltage Required to Detach an Adhered Particle by Coulomb Interaction for Micro-Manipulation, *J. Appl. Phys.* **90**, 432 (2001).
- [38] S. Saito, H. Himeno and K. Takahashi, Electrostatic detachment of an adhering particle from a micromanipulated probe, *J. Appl. Phys.* **93**, 2219 (2003).
- [39] S. Saito, H. Himeno, K. Takahashi and M. Urago, Kinetic control of a particle by voltage sequence for a nonimpact electrostatic micromanipulation, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2076 (2003).
- [40] S. Saito and M. Sonoda, Non-impact deposition for electrostatic micromanipulation of a conductive particle by a single probe, *J. Micromech. Microeng.* **18**, 107001 (2008).
- [41] K. Sawai and S. Saito, Electrostatic micromanipulation of a conductive particle by a single probe with consideration of an error in the evaluated mass, *J. Micromech. Microeng.* **20**, 025022 (2010).
- [42] D. Nakabayashi, K. Sawai, K. Takahashi and S. Saito, Electrostatic deposition of a micro solder particle using a single probe by applying a single rectangular pulse, *J. Micromech. Microeng.* **22**, 085003 (2012).
- [43] T. B. Jones, *Electromechanics of Particles* (Cambridge University Press, New York, 1995).
- [44] 静電気学会, 『新版 静電気ハンドブック』(編者: 静電気学会) オーム社, (1998).
- [45] S. Saito, M. Sonoda, M. Han and K. Takahashi, Electrostatic Micromanipulation of a Conductive/Dielectric Particle by a Single Probe, in *Nanotechnology, 2007. IEEE-NANO 2007. 7th IEEE Conference on*, Hong Kong, China, 2 August -5 August 2007, pp. 733-736.
- [46] A. Yamashima and S. Saito, Electrostatic manipulation of a dielectric microparticle considering surface conductivity using a single probe, *J. Appl. Phys.* **106**, 114903 (2009).
- [47] 桃園 聡, エラストマーにおける境界摩擦の速度特性に関する研究 (博士論文), 東京工業大学 (2012).
- [48] J. N. イスラエルアチヴィリ (近藤保, 大島広行 訳) 『分子間力と表面力 第2版』, 朝倉書店 (1996).
- [49] 砂川 重信 『電磁気学 物理テキストシリーズ4』, 岩波書店 (1977).
- [50] 広江 克彦 『趣味で物理学』, 理工図書 (2007).

- [51] 国立天文台『理科年表 平成 21 年』, 丸善株式会社 (2008).
- [52] K. Takahashi and T. Onzawa, Simple formula for the surface energy by a shifted-step-potential approximation, *Phys. Rev. B*, **48** 8, 5689 (1993).
- [53] 増田閃一, 高抵抗粉体の見掛け導電性におよぼす温度および湿度の影響, 電気學會雑誌 **80** No. 867 pp.1790-1799 (1960).
- [54] R. Holm, *Electric Contacts theory and application*, Springer-Verlag NewYork Inc. (1967)
- [55] 澤田 滋, 清水 佳織, 島田 茂樹, 服部 康弘, 錫及び銀めっき電気接点の接触抵抗予測, SEI テクニカルレビュー **177** pp.36-42 (2010).
- [56] Y. Saitoh, K. Iida, S. Sawada, K. Shimizu and Y. Hattori, Dependency of contact resistance on load, In *Electrical contacts-2007, the 53rd ieee holm conference on. IEEE*, pp.70-75 (2007).
- [57] K. N. G. Fuller and D. Tabor, The Effect of Surface Roughness on the Adhesion of Elastic Solids, *Proc. R. Soc. Lond. A* **345** pp.327-342 (1975).
- [58] S. N. Ramakrishna, L. Y. Clasohm, A. Rao and N. D. Spencer, Controlling Adhesion Force by Means of Nanoscale Surface Roughness, *Langmuir* **27**, 9972 (2011).
- [59] R. Jones, H. M. Pollock, J. A. S. Cleaver and C. S. Hodges, Adhesion forces between glass and silicon surfaces in air studied by AFM Effects of relative humidity, particle size, roughness, and surface treatment, *Langmuir* **18**, 8045 (2002).

研究業績

査読付学術論文

- [1] Ryo Fujiwara, Pasomphone Hemthavy, Kunio Takahashi, and Shigeki Saito, Effect of surface conductivity and adhesively on electrostatic manipulation condition for dielectric microparticles using a single probe, *J. Micromech. Microeng.* (Accepted).
- [2] Ryo Fujiwara, Pasomphone Hemthavy, Kunio Takahashi, and Shigeki Saito, Pulse voltage determination for electrostatic micro manipulation considering surface conductivity and adhesion of glass particle, *AIP Advances* **5**, 057126, 2015.

国際学会発表（口頭発表，査読あり）

- [1] Ryo Fujiwara, Pasomphone Hemthavy, Kunio Takahashi, and Shigeki Saito, Pulse voltage design for electrostatic micro manipulation of dielectric particle utilizing weak surface conductivity and adhesion, *MRS spring meeting*, San Francisco, United States, April 2015.

国内学会発表（口頭発表，査読なし）

- [1] 藤原 亮，ヘムタビー パソムポーン，高橋 邦夫，齋藤 滋規，雰囲気湿度および操作対象材質を考慮した誘電体の静電マイクロマニピュレーション，精密工学会大会学術講演会講演論文集，CD-ROM，M14，東京，2015 年 3 月。
- [2] 藤原 亮，ヘムタビー パソムポーン，高橋 邦夫，齋藤 滋規，表面の微弱導電性を考慮した誘電体および半導体の静電マイクロマニピュレーション，Imaging Conference Japan 2014 論文集，pp.259-262，B-29，神奈川，2014 年 6 月。
- [3] 藤原 亮，山島 篤志，高橋 邦夫，齋藤 滋規，表面導電性を考慮した微小誘電体静電マニピュレーション信頼性の向上，精密工学会大会学術講演会講演論文集，CD-ROM，H23，埼玉，2010 年 3 月。

国内学会発表（ポスター発表，査読なし）

- [1] 藤原 亮，井口洋二，高橋 邦夫，齋藤 滋規，表面導電性を考慮した誘電体静電マニピュレーションの湿度依存性，Imaging Conference Japan 2015 Fall Meeting 予稿集，pp.27-30，PC-19，京都，2015 年 11 月．

その他の業績

- [1] 藤原 亮，ヘムタビー パゾムポーン，高橋 邦夫，齋藤 滋規，操作対象の表面導電性と凝着力を考慮した微小誘電体の静電マニピュレーション，精密工学会大会学術講演会講演論文集，CD-ROM，G25，東京，2016 年 3 月．
- [2] 大善俊明，井口洋二，藤原 亮，ヘムタビー パゾムポーン，高橋 邦夫，齋藤 滋規，表面電位計測時における走査型プローブの複数本化によるプローブ間静電力の影響，精密工学会大会学術講演会講演論文集，CD-ROM，G22，東京，2016 年 3 月．
- [3] 児玉理央，藤原 亮，ヘムタビー パゾムポーン，高橋 邦夫，齋藤 滋規，振動外乱による微小液滴配列手法における最適振動曲線の設計，精密工学会大会学術講演会講演論文集，CD-ROM，G20，東京，2016 年 3 月．
- [4] 藤原 亮，秦 翔，ヘムタビー パゾムポーン，高橋 邦夫，齋藤 滋規，非対称振動による微小液滴の輸送方法の確立，精密工学会大会学術講演会講演論文集，CD-ROM，M13，東京，2015 年 3 月．（ベストプレゼンテーション賞受賞）
- [5] Ryo Fujiwara, Takeshi Kano and Akio Ishiguro, Self-swarming robots that exploit hydrodynamical interaction, Advanced Robotics **28** 9, pp.639-645, 2014.

謝辞

本研究の遂行にあたりご指導ご鞭撻をいただきました東京工業大学准教授 齊藤滋規先生に心より深く感謝の意を表します。的確かつ有意義なご意見を賜り、ご指導をいただきました東京工業大学教授 高橋邦夫先生に深く感謝を申し上げます。副査として本論文の審査をお引き受けくださり、明快で本質的なご指摘をいただきました東京工業大学教授 京極啓史先生、明確で有益なご指摘をいただきました東京工業大学准教授 山本貴富喜先生、深く鋭いご指摘をいただきました東京工業大学准教授 村上陽一先生に深く感謝を申し上げます。高橋研究室助教の Pasomphone Hemthavy 先生には、実験、理論、論文執筆において、きめ細かいご指導をいただきました。心より感謝を申し上げます。

同じ博士課程の学生として刺激を受けた皆様にも感謝申し上げます。I would like to appreciate Dr. Radon Dhelika, a former member of Shigeki Saito lab. and an assistant professor in University of Indonesia, for showing his back to me as a researcher and a mentor of my life. 高橋研究室の井口洋二さんとは、凝着現象とその湿度に関する考察について多くの有益な議論を重ねることができました。同じく高橋研究室の白斗永さんには、凝着現象に関して精緻なデータをもとにした堅実な示唆をいただきました。そして、同じ高橋研究室の若林一貴さんには接触抵抗をはじめとした電磁気に関する鋭い示唆をいくつもいただきました。同じ博士課程として未熟で無力な面もお見せしたかもしれませんが、互いに切磋琢磨し、ときには深く、そしてときには高い科学の知の領域に導いていただいた皆様には感謝の念に堪えません。

また、実験のための機器を選定・準備・使用するにあたり、多くの皆様に適切なご支援、ご助言、ご助力を賜りました。深く感謝申し上げます。

齊藤滋規研究室補佐員の澤田盟子さまには、事務的な面での助力に留まらず研究室生活においても大きな心の支えとなってくださいました。深く御礼を申し上げます。本研究は学部生のときに行った研究をベースとして行われました。学部生のときに大変お世話になりました。早田史明さん、山島篤志さん、澤井賢司さん、岡本崇史さん、白濱仁深さんにはいつも明るく元気でやさしい研究室にしてくださいました。誠にありがとうございます。東北大学で修士課程研究を行い、博士課程では再び齊藤滋規研究室へ戻ってまいりました。重複する形となりますが、事実上出戻りという形になったにも関わらず再び受けられていただいた齊藤滋規先生の寛大なご厚意に重ねて感謝を申し上げます。博士課程時に研究生生活を共にし大変お世話になりました。白濱仁深さん、中林大三さん、瀬尾瑛史さん、川村一輝さん、奈良泰彦さん、越前良介さん、二階堂翔一さん、大善俊明さん、Mr.

Dadan Ari Wibowo, 秦翔さん, 田尻陽亮さん, 石原宏樹さん, 河野健人さん, 加藤潤さん, 児玉理央さん, 申東哲さん, それぞれ個性がキラリと光り, とても学びの多い時間を過ごすことができました。誠にありがとうございます。

他にもここでは書き尽くせないほど多くの方々にお世話になりました。直接的には研究に関わってはいませんが, 何らかの形でこの論文に反映されていることと思います。

本論文の研究は国立大学の学生として行われたものであり, これは税金をはじめ, 科学研究費, および日本学生支援機構奨学金の助成を受けたお陰で遂行することができました。また, 初等教育以来受けてきた教育も公の支援があつてはじめて成り立ちます。これらの助成・支援をいただきました, 社会を支えて下さっている国民の皆様すべてにお礼を申し上げるとともに, 今後微力ながら少しずつでもお返しできるよう, 益々精進を続けていく所存であります。

博士課程への進学を許していただき, いつも陰ながら力強く支えていただいた両親と, いつも良きライバルとして研鑽している弟には, 心より深く尊敬と感謝の念を申し上げます。

最後に, この論文を読んでいただいた方々に感謝申し上げます。拙い内容と表現ですが, 将来, より深くより本質的な研究を, そしてより良くより豊かな社会の実現のために, 僅かながらでも貢献できましたら幸いです。