

粒子の衝突帯電機構に関する研究

松山 達

①

【粒子の衝突帯電機構に関する研究】

目次

第1章 序論 1

1.1 研究の動機 1

1.2 研究の歴史と今後の展望 2

1.3 本論文の構成 2

粒子の衝突帯電機構に関する研究

第2章 実験装置 3

2.1 実験装置の概要 3

2.2 実験装置の構成 3

2.3 実験装置の動作 3

第3章 実験結果 4

3.1 コロイド分散系 4

3.2 コロイド分散系中の帯電機構 4

3.3 分散系中の帯電機構の解析 4

第4章 結論 5

1995年

松山 達

「粒子の衝突帯電機構に関する研究」

<目次>

第1章 序論	1
1. 1 はじめに	1
1. 2 既往の研究と本研究の位置	2
1. 3 本論文の構成	7
第2章 衝突帯電実験	9
2. 1 実験の方法	9
2. 2 帯電直線・平衡帯電量	9
2. 3 衝突角度依存性	14
2. 4 問題の所在	14
第3章 平衡帯電量	17
3. 1 コンデンサーモデル	17
3. 2 コンデンサーモデルの問題点	21
3. 3 放電緩和過程が支配する新しい帯電モデルの可能性	21
第4章 導体壁近傍に置かれた球形誘電体周りの電位分布	24
4. 1 座標系と補助定理の準備	25
4. 2 平等電場中に電場と平行に置かれた2粒子周りの電位分布	26
4. 3 金属板近傍にある一様帯電粒子周りの電位分布	28
4. 4 部分帯電した粒子周りの電位分布	29
4. 5 計算結果の例	32

第5章 放電緩和が支配する衝突帯電のモデル	43
5. 1 平衡帯電量	43
5. 2 最大帯電直線	47
5. 3 導電性粒子の場合	53
5. 4 衝突角度依存性の論点	55
5. 5 飽和帯電量の粒径依存性	56
第6章 粒子の衝突・変形過程に関する検討	58
6. 1 接触時間・応力	59
6. 2 接触面積	62
第7章 粒子の衝突・接触帯電の一般モデル	68
7. 1 衝突角度依存性の検討	68
7. 2 一般モデル	69
第8章 外部から電場を印加した衝突帯電実験	73
8. 1 外部電場を印加する衝突帯電実験	73
8. 2 実験結果と考察	76
第9章 連続衝突帯電実験	80
9. 1 実験の方法と結果	81
9. 2 一様でない初期帯電の効果	83
9. 3 連続的な衝突による帯電過程	85
第10章 結論	94
引用文献	97
使用記号	101

第1章 序論

1. 1 はじめに

分割された固体たる粒子状物質の集合が、サイズの減少に伴ってある領域から「粉体」と呼ばれる様になるのは、その特徴的なハンドリング性、或いはその困難にあると言って良い。実際、粉体工学の多くの課題がこの問題をめぐって終始する。例えばこの時、粉体を定義するにあたって、重力に対する付着力の優位性を挙げることがある¹⁾。いうまでもなくこれは、分割に伴うサイズの減少に因って、体積に対する表面積の割合が増加し、この結果、重力や慣性力に代表される体積的な効果に対して、付着力や粘性抵抗などの、表面積的な効果が支配的になって行く、その典型的な例を挙げたものに他ならない。同様にしてこの領域はまた、重力に対して、静電気がその有効性を発揮し始める領域でもある。

粉碎・分級・空気輸送・混合・集塵など、粉体を取り扱うプロセス、とりわけ、絶縁性の高い粉体を乾式で取り扱うようなプロセスでは、粒子同士、または粒子と装置器壁との衝突・接触に伴う静電気の発生は避けることのできない現象である。

ひとたび粒子が電荷を帯びると、この静電荷に因るクーロン力は、粒子の装置器壁への付着フラックスの増大を始めとする、粒子「異常挙動」の原因となり、付着・凝集・再飛散に起因する分級効率の低下や輸送能力の低下などに代表されるように、粉体装置の設計スバックに対するパフォーマンスの低下をもたらすことになる。或いは、機器周辺で、蓄積された電荷の放出、即ち放電が生じれば、これは、現場作業者への電撃ショックや、放電ノイズの回り込みによる各種制御装置の誤動作・異常の原因、至っては粉塵爆発の着火源となる可能性がある。このようにして、衝突・接触に伴う静電気の発生は、粉体プロセスに於ける阻害要因として認識される。従って、これら、粒子の異常挙動や付着の予測・防止、或いは障災害の防止などの観点から、粒子の衝突による静電気の発生メカニズムを理解することが重要な課題となる。

他方、粉体粒子に対する静電気力の有効性を、粉体の制御・ハンドリングに積極的に利用していかうとする技術も多くが挙げられるであろう。電気集塵に代表される、これら静電気応用技術の多くがコロナ帯電などの荷電法を用いているのに対して、本研究で対象とするような、衝突・接触に伴って発生する静電荷を利用する典

型的な技術としては、静電塗装や電子写真プロセス、或いは静電精密混合や粒子改質技術が挙げられる。ここでは、塗料や乾式現像材の帯電性設計が、プロセスの性能を左右する基本要素であり、この観点からも、粒子の衝突・接触に伴う静電気の発生メカニズムを理解することが重要になる。

本研究は、上記の観点から、粒子の衝突に伴う静電気の発生メカニズムを説明することをその目的とする。

1. 2 既往の研究と本研究の位置

"Although frictional electrification is the oldest manifestation of electricity known to man, it still remains today quite obscure as to the mechanisms active."²⁾—W.B.Kunkelが、その論文の冒頭に、L.B.Loeb³⁾を引用してこの文を記したのは既に1950年である。こののち、現在に至っても尚、接触・摩擦に伴う電荷の発生を主題とする科学論文のイントロダクションには全く同様の文が連なり続けている。

しかしながらまた、ひとたび科学史をひもとけば、摩擦帯電現象をめぐる最も古い記述がエピソードに過ぎないことが解る。寧ろ、固定された電荷の張る電場、静電場に関する理論的展開を除けば、科学・科学技術史の本流は、動電気現象をめぐる部分にあるといっても過言ではない⁴⁾。このことは、摩擦帯電の本質が、接触面間で電荷担体が移動する現象である以上、本格的な現象説明には、固体の電子物性物理学と、表面科学の成立を待つ必要があったことに本質的に起因していると考えられる。従って、この2つの学術分野を橋頭堡とし、近年極めて大きな展開を遂げた電子写真産業を下支えとして、現在、摩擦帯電、とりわけ粉体に於けるこの問題は、多くのグループによって精力的に取り組まれている⁵⁾。

さて、電荷担体がイオンであれ電子であれ、接触界面に於ける電荷の移動がこの現象の本質である以上、固体表面の電子状態が電荷移動のメカニズムを決定すると考えられる。しかしながら、絶縁性の固体についてのこうした電子論的な議論はまだ不十分であるのが現状である。電子論的に良く考察された対象である金属同士の接触帯電については、仕事関数の差による接触電位差の概念が確立しており⁶⁾、J.Lowellは、異なる種々の金属球を用いた接触帯電実験から、これを駆動力とする電荷移動が良く説明されることを示した⁷⁾。

R.G.C.Arridge⁸⁾, D.K.Davies^{9,10)}は、このような、金属同士の接触に於ける接触電位

差の概念を、高分子系物質と金属との接触帯電に直接援用して、高分子表面の「有効仕事関数」の概念を導入した。これらは、古くから知られる、いわゆる「帯電序列」^{11,12)}の直接的な定量化として位置づけられる。また、これに対して、更に、H.Bauser¹³⁾、A.Chowdry¹⁴⁾はそれぞれ、表面準位(エネルギー分布)、ディスクリートなトラップの存在などを仮定する拡張を行っている。一方、高分子表面の電子論的な議論に、導体である金属における、いわゆるバンド理論的な考え方を直接援用可能であるとする考え方に対する批判もある。こうした論点から、C.B.Duke、T.K.Fabishらのグループは、ドナーとアクセプターがそれぞれ独立にガウス分布しているような高分子固有の「分子イオン状態」の概念を導入した。この新しい概念を通じて、高分子系物質の表面電子状態について、理論、実験的に詳細な議論を展開し¹⁵⁻²¹⁾、接触帯電スペクトル法なる表面電子状態決定法を提案している²²⁾。この実験法には、繰り返し接触による帯電電荷量の飽和過程が含まれている。この飽和過程が、接触点に於ける電荷移動の速度過程を表現しているのか、或いは、いわゆる見かけの接触面内での真実接触面が、各繰り返し接触時に更新して新しい接触面が形成されることによるのか、との点について議論があり、J.Lowellは、繰り返し帯電による電荷蓄積過程をこの論点から実験的に検討している²³⁻²⁷⁾。接触帯電現象に関する議論では、このように、電荷移動の駆動力の問題だけでなく、接触面のミクロな接触状態の問題も重要な論点となる。この点については、本研究に於いても、後に論及することになるであろう。

ここまでに見てきた研究では、高分子系物質の接触帯電特性は、仕事関数の異なる各種金属をプローブとして、これらとの接触帯電電荷密度を直接測定し、この帯電量測定のみに基づいて議論されてきた。これらとは独立に、高分子表面の電子状態、或いは電子トラップの状態については、それぞれ、光電子放出^{28,29)}、熱刺激電流^{30,31)}の方法を用いても調べられている。これらの結果は、接触帯電実験から得られる帯電特性との間に定性的な相関を示すが、現在までの処では、定量的な現象理解の段階までは至っていない。

一方、高分子系物質の化学組成と、帯電特性との相関を検討していこうとする発想もある^{32,33)}。これらは何れも、高分子を特徴づける官能基グループについて、その電子供与性・吸引力から直接、高分子の正・負帯電性に対応付けようとするものである。官能基の電子供与・吸引力の指標として代表的なものにハメットの置換基定数があり、H.W.Gibson³⁴⁾、新村³⁵⁾が、高分子の帯電特性がこれによって定量

的に良く相関づけられることを報告している。また、こうした発想は、電子写真のトナーへ付与する帯電制御材の設計思想としてしばしば利用されており³⁶⁻³⁸⁾、定性的には良い指標を与えている。帯電制御材によるトナーの帯電性設計の問題については、上記の様なある程度の指標が得られているとはいえ、その作用機序は必ずしも明らかになってはいないこと、また、トナー母材との複合条件・付与方法による帯電性の変化・制御可能性の問題など、検討されるべき課題は多く、現在多くの精力的な研究が進められている。

上記以外にも、電子供与・吸引性の指標としては、例えば無機物では電気陰性度などが考えられる。小口ら³⁹⁻⁴¹⁾は、金属酸化物の帯電性が、これを構成する金属元素の電気陰性度と高い相関があること、また、粒子を水中に懸濁したときのpH、或いは水中での粒子のゼータ電位などと、乾式での粉体の帯電性に高い相関があることを示し、また、これまで観てきたような各種の帯電性評価指標の関連・相関を概念的に示した。

L.H.Lee⁴²⁾は、最近、上で観てきたような化学組成の特徴による帯電性決定のメカニズムと、有効仕事関数に代表される電子物性論的なアプローチ、及び、C.B.Dukeらの分子イオン状態などの帯電メカニズムを接続しようとする論考を試みている。また、柳田⁴³⁾は、光電子放出の閾値と、分子イオン状態、及び、高分子に関する電子軌道法計算から得られるエネルギーレベルとの関連づけから、これら複数のアプローチの接続を試みており、こうした試みから、今後、電荷移動のメカニズムに関するより詳細な検討が進んで行くものと期待される。

これらとは、全く独立な電荷移動メカニズムとして、二次イオン質量分析法のような高感度表面分析手法を用いる、接触時の表面間での物質の交換による電荷移動の経路に関する検討もなされている^{44,45)}。実際、これらの研究によって、接触前後で、表面間の物質の移動があることが示された。しかしながら、この議論のシナリオには、接触帯電量自体の決定メカニズムが明示されていないと言う欠点がある。また、後に詳論するような、通常観測される帯電電荷密度では、帯電電荷量は素電荷の個数基準で、物質表面に露出している表面原子数に対して、たかだか50ppm程度であり、その点で、この分野では今後、有意義な測定精度への努力が問われることになるものと考えられる。

更に、松井ら^{46,47)}は、表面吸着した水分子が、電荷移動機構に本質的に寄与しているとする、全く新しい検討を行っている。

ここまで観てきた、これらの研究は、多くの場合、接触帯電試験にあたっては、シート状の試料を用いている。これらによる知見は、そのまま粉体粒子表面の電子状態などの予測に適用可能であろうと考えられるが、一方、ケルビン法に基づく仕事関数測定法を応用して、粉体層表面の有効仕事関数を直接定めようとする方法についての検討も進められ、これによって、様々の状態での粉体の表面状態の評価が試みられている⁴⁸⁻⁵¹⁾。

何れにせよ、接触帯電現象は、接触に伴って、接触界面で電荷が移動する現象である。こうした現象は、移動の駆動力と、接触面積などの移動の幾何学的条件とで決まる。ところで、一般に、二つの表面が接触する場合、この接触面は、実際には幾つかの微小な接触点によって構成されており、それらの総和である真実接触面積は、いわゆる見かけの接触面積よりもかなり小さいものとされる⁵²⁾。接触に伴う電荷移動は、この真実接触点で生じるものと考えられるから、観測される帯電電荷密度は、こうしたミクロな接触条件に影響され、これらの総合的な結果としてしか得られないことは明らかである。しかしながら、シート状の試料を用いる接触帯電実験では、こうした項を効果的に分離できないと言う難点がある。上で観たようなC.B.Dukeらの手法に対するJ.Lowellの指摘もここに論点がある。

一方、次の論点も重要である。ここで観たような摩擦帯電に関する実験は、多くがある程度の真空度の下で行われている。これに対して、実際の帯電現象は、通常は空気中で観察される。この時、最終的に観測される摩擦・接触帯電量は、接触界面を引き離す際、この分離過程での電荷緩和の結果(残余電荷)として与えられる。後に詳論するように、この電荷緩和の経路として、空気中では、空気の絶縁破壊に伴う、放電緩和経路が重要な役割を果たしているものと考えられる。こうした、接触面分離時の放電緩和の可能性については、これが接触帯電現象にあって重要な役割を果たしている可能性が指摘されることはあっても^{53,54)}、詳細に検討した研究例はなく、この点をめぐる検討が本研究の主題となる。この場合、実験的には、接触・分離過程を良く制御した接触帯電実験を、大気中で行うことが重要な点を指摘しておく。

粉体・粒子の帯電特性試験に最も代表的な手法はいわゆるブローオフ法^{39-41,55-57)}である。この方法は特に電子写真用トナーの帯電性試験で良く用いられているが、原理的には一種のFaraday-cage法である。

実際の粉体プロセスに於ける粒子の帯電に関する研究としては、流動層内の粉体

粒子^{58,59)}や、特に粉体の空気輸送中に発生する電荷を実測する研究⁶⁰⁻⁶⁶⁾が広く行われている。これらの研究では、帯電量計測法として、吸引型を含むFaraday-cage法、またはFaraday-cage類似の電荷プローブを用いる方法、或いは、空気輸送中の電荷発生については、パイプの一部を計測領域として周囲から絶縁し、ここへ流れる電流を測定する方法などがとられる。

これらの研究が、一部の例外を除いて多くの場合、現象論的な議論に留まらざるを得ないのは、主として、現象中での個別粉体粒子の帯電挙動を直接把握することができないことに本質的に起因すると考えられる。ここに第二の論点がある。具体的なポイントとして、観測されるのが、ある一定量の粒子の集合全体の、合計の帯電量に限られること、また、特定の粒子の、衝突前後での帯電量変化をとらえることが困難で、ある操作の出口での粒子帯電量を測定することしかできないこと、などが挙げられよう。前者の問題については、最近、粉体粒子の粒径・帯電量分布を測定する努力が続けられている⁶⁷⁻⁷²⁾。

本研究では、絶縁性の粒子状物質の衝突帯電機構を基礎的に解明することを目的として、直径3mm程度の球形の高分子粒子をモデル粒子とし、これを一個ずつ金属板へ衝突させて、この際の電荷移動量を実測する衝突帯電実験を行った。こうした実験的な手法は例が少ないが⁷³⁻⁷⁵⁾、本実験は、上記した論点に鑑みて、個別粉体粒子の帯電挙動を把握するために必須である。また、本法は、粒子の衝突速度・角度を制御することで、衝突に於ける粒子の変形、及び分離過程を再現性良く制御しながら実験できる利点を有する。後者は、上記した第一の論点、即ち、放電緩和過程を取り扱うときに重要な役割を果たすことが後に明らかになるであろう。

粒子の衝突帯電に関する理論的取り扱い、多くのグループによって行われているが^{61,76-78)}、何れも、以下のようなスキームに従う。即ち、衝突による変形を弾・塑性論で取り扱い、このときの接触面に、何らかの移動の駆動力を仮定して、電荷を移動させる。こうしたスキームによる取り扱いを総称して「単純なコンデンサーモデル」と呼ぶことにする。これまで繰り返し指摘してきたように、分離過程での電荷緩和が重要な役割を果たすとなると、この点でこれらのモデルは大変弱いものであることになる。

また、衝突変形量-接触面積は、衝突の垂直方向成分のみによって決定されると考えられるから、単純なコンデンサーモデルでは、接触面積が同じなら、衝突帯電に衝突角度に対する依存性は無いことになる。この点については、一部実験的に確

認した報告もあるが、後に述べるように、本研究の範囲では衝突帯電に角度依存性が認められ、また、同様な実験結果も報告されている⁷⁵⁾。このことは、一般には衝突帯電に角度依存性があり、何らかの条件が飽和したような実験条件下では、角度依存性の観測されない領域も存在することを示唆していると考えられる。この問題は、後に詳細に検討する。

1. 3 本論文の構成

まず、第1章では、本研究の背景ならびに目的について述べ、既往の研究を概観し、これに対応する本研究の位置づけについて述べた。第2章では、本研究の基礎となる衝突帯電実験について、その方法を示し、典型的に得られる実験結果を観ながら、本論文を通じて用いられる幾つかの用語を定義し、本研究の論点を確認する。第3章では、数種類のターゲットと粒子を用いて系統的に行った衝突帯電実験の結果を示し、この結果から、衝突帯電実験から得られる「平衡帯電量」が、2物体の接触時に生じる電荷移動の駆動力に対応する「飽和」値ではなく、寧ろ、2物体の分離過程で生じる、主として放電に起因する電荷緩和によって決定される、ある種の「限界」量である可能性を示す。この点についての検討を行うための基礎として、第4章では、導体壁近傍に置かれた、帯電した、または外部から電場を印加された、球形誘電体周りの電位分布を厳密に取り扱う方法を示し、幾つかの計算例を示す。これに基づき、また、放電限界に関するパッシェンの法則を援用して、第5章では、放電緩和が支配する粒子衝突帯電のモデルを提案し、本モデルが、第3章で示した平衡帯電量のデータと良く整合すること、及び「帯電直線」を説明することを示す。また、ここで提案する「放電緩和モデル」に従う考察から、雰囲気ガスの絶縁限界特性によって、同じ試料を用いた衝突帯電実験の帯電特性が変化し得ること、及び、導電性粒子では衝突帯電が生じないことを示し、これを実験的に検証する。加えて、このモデルから衝突帯電の粒径依存性について考察し、実験的に検証する。第6章では、各衝突条件に於ける粒子-ターゲットの(いわゆる見かけの)接触面積、接触応力、接触時間を実測し、粒子の衝突に伴う変形過程に関する検討を行う。この結果に基づいて、第7章では、衝突帯電の衝突角度依存性が、放電緩和モデルで系統的に説明できることを示し、粒子の衝突帯電に対する一般モデルを提案する。第8章では、衝突帯電実験の系に外部から強電場を印加する実験を行

い、上で提案した一般モデルの健全性を検証し、また、外部印加電場を用いる、衝突帯電を生じさせないような粒子ハンドリング装置の運転条件の可能性を検討する。第9章では、複数のターゲットに粒子を連続的に衝突させ、この時の帯電過程を独立に実測・追跡する実験を通じて、粒子ハンドリングなどに於ける、粒子の連続的な衝突に伴う帯電過程を明らかにする。第10章では、以上の各章の結果を総括して、本研究の結果を纏める。

本論文の章構成関係の概念図をFig.1-1に示した。

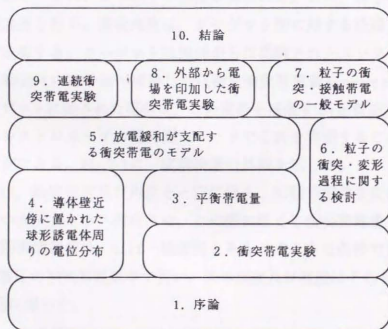


Fig.1-1 Schematic contents

第2章 衝突帯電実験

本章では、本研究の基礎となる衝突帯電実験について、まず、その方法を示すことにする。ここで、典型的に得られる実験結果を観ながら、本論文を通じて用いられる幾つかの用語を定義し、本研究に於ける論点を確認する。

2. 1 実験の方法

Fig.2-1に実験装置の概念図を示す。エアガンから打ち出された球形粒子は、二重円筒型ファラデーケージを通過し、ターゲットである金属板へ衝突する。ファラデーケージはストレイジオシロスコープへ接続されており、粒子通過時に得られる電圧波形のピーク値から、粒子が衝突前に既に持っていた帯電量を求める。この電荷を初期帯電量 (initial charge) と呼ぶ。また、波形幅は粒子のファラデーケージ通過時間に対応しており、これにより粒子の速度が得られる。この、粒子の鉛直方向の飛行速度を衝突速度と呼ぶ。衝突角度は、ターゲット面に対する法線と粒子の入射線とのなす角で定義する。ターゲットは周囲からは絶縁され、エレクトロメータへ直結している。衝突時に粒子側へ移動した電荷を衝突帯電量 (impact charge) と呼ぶ。衝突後にターゲットに残された電荷は、この電荷を補償する(正負逆で等量の)電荷であるから、エレクトロメータの電荷測定モードでこれを実測することで、衝突帯電量を得ることができる。Fig.2-2に、実験装置の外観を示した。

一連の実験は、衝突速度及び角度を一定に保ち、初期帯電量を変化させながら、粒子を一個づつターゲットへ衝突させ、この際に生じる衝突帯電量を実測する。この時、粒子初期帯電電荷は、ほぼ一様帯電とみなせるような条件で実験を行った。また、実験は常圧の空気雰囲気中で行い、系の温度及び湿度はそれぞれ、 $24 \pm 5^\circ\text{C}$ 、 $25 \pm 5\%$ の範囲に保った。

2. 2 帯電直線・平衡帯電量

典型的な実験結果の一例として、直径3.2mmのteflon製粒子とCr-ターゲットの組み合わせで行った衝突帯電実験の結果をFig.2-3に示す。図中、衝突条件として、衝突角度が 60° で、衝突速度が7及び15m/sの実験結果を比較して示してある。teflonは代表

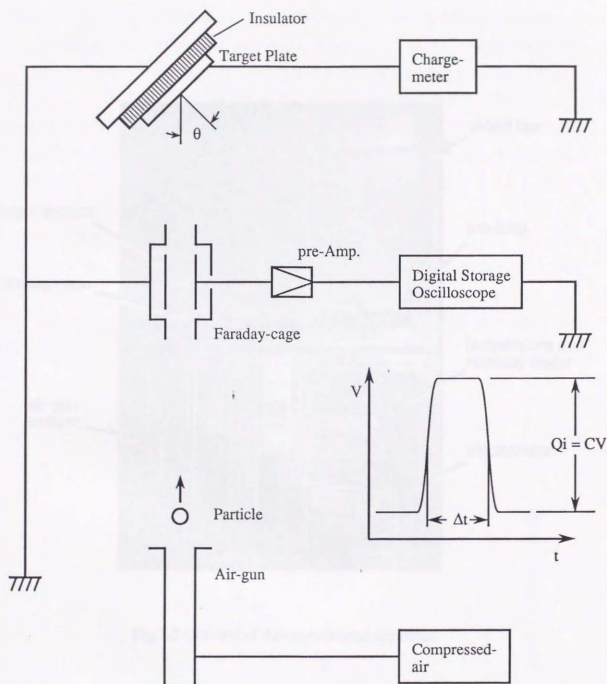


Fig.2-1 Schematic view of the experimental apparatus.

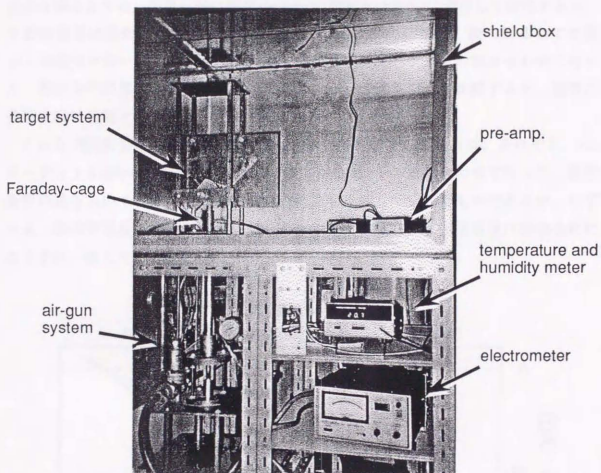


Fig.2-2 Outward of the experimental apparatus.

的な負帯電性の物質であり、Crに対して負に帯電している様子を観ることができる。横軸が初期帯電量、縦軸が衝突帯電量を表している。衝突帯電量は初期帯電量に直線的に依存する。この直線を、その衝突条件に於ける帯電直線 (charging line) と呼ぶ。帯電直線と横軸の切片は、初期帯電の効果によって衝突時に正味の電荷移動が生じない点であり、この時の初期帯電量を平衡帯電量 (equilibrium charge) と呼ぶ。図から解るように、帯電直線は衝突条件(衝突速度及び角度)に依存して変化するが、平衡帯電量は衝突条件によらずにはば一致した。この結果は、後に観る全ての粒子・金属板を用いた実験に共通で、同じ粒子と金属ターゲットの組み合わせで行った、衝突条件の異なる衝突帯電実験の結果を一つのグラフ上で比較すると、複数の帯電直線は横軸との切片一点で交わった。

これらの衝突帯電実験結果の例をFigs.2-4, 2-5に示す。これらは、それぞれ、Al-ターゲットとteflon粒子、Al-ターゲットとnylon66粒子の組み合わせで行った、衝突条件の異なるいくつかの衝突帯電実験の結果を比較して示したものであるが、いずれも、衝突帯電量は初期帯電量に対して直線的に依存し、平衡帯電量は衝突条件によらずに一致している。

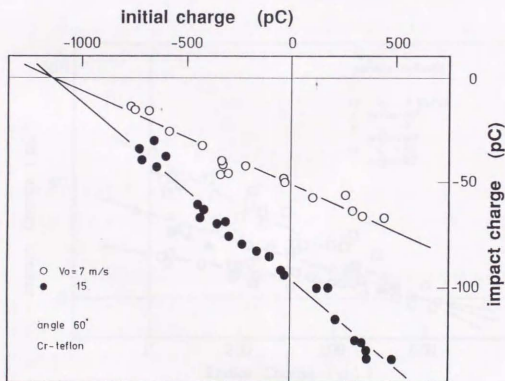


Fig.2-3 Typical results of the impact charging experiments.
(Teflon particles impact Cr-target at impact angle 60°
and impact velocity 7 and 15 m/s)

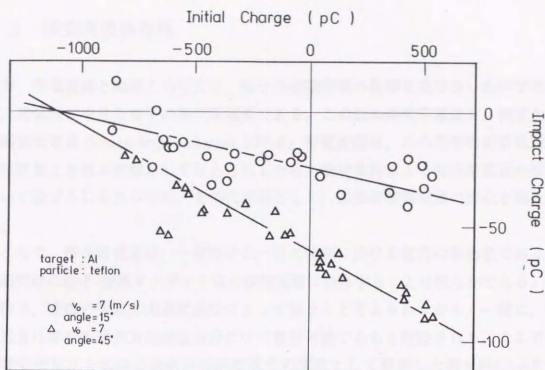


Fig.2-4 Typical results of the impact charging experiments.
(Teflon particles impact Al-target at impact velocity 7 m/s
and impact angle 15° and 45°)

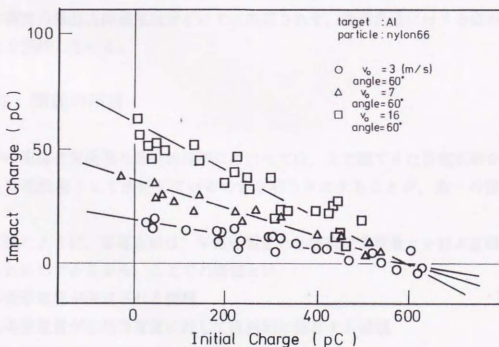


Fig.2-5 Typical results of the impact charging experiments.
(Nylon66 particles impact Al-target at impact angle 60°
and impact velocity 3, 7, and 16 m/s)

2. 3 衝突角度依存性

一方、帯電直線と縦軸との切片は、粒子の初期帯電の影響を受けない条件での、即ち、電気的に中性な粒子の衝突帯電量である。この時の衝突帯電量を、便宜上、基準衝突帯電量 (initiate impact charge) と呼ぶ。帯電直線は、この基準衝突帯電量と平衡帯電量とを結ぶ直線として与えられるから、衝突条件による衝突帯電量の変化について論ずるにあたっては、その代表値として、基準衝突帯電量の変化を観れば良い。

ところで、衝突帯電量は、一個粒子の一回の衝突に於ける電荷の移動量であるから、衝突時の粒子-金属ターゲット間の接触面積に依存することは明らかである。接触面積は、衝突の垂直方向速度成分によって決まると考えられるから、一般に、衝突帯電量は衝突の垂直方向速度成分だけで整理可能であると期待される。そこで、基準衝突帯電量を衝突の垂直方向速度成分の関数として整理した例をFig.2-6及びFig.2-7に示す。これらはそれぞれ、Al/teflon及びCr/teflonの組み合わせで行った実験結果である。何れの結果に於いても、同じ衝突速度の垂直方向成分に対して、衝突角度が大きくなるに従って、即ち、衝突速度の水平方向成分の増加に伴って、衝突帯電量が増加していることが解る。このことは、上の簡単な予想に反して、衝突帯電量は衝突の垂直方向速度成分だけでは整理されず、衝突角度に対する依存性があることを意味している。

2. 4 問題の所在

粒子の衝突帯電機構の基礎的解明にあたっては、上で観てきた帯電直線が、どのような物理現象として決定しているのかを明らかにすることが、第一の課題となる。

既に観たように、帯電直線は、平衡帯電量と基準衝突帯電量とを結ぶ直線として与えられるのであるから、ここでの課題とは、

1. 平衡帯電量が決定される機構、
 2. 衝突帯電量が初期帯電量に対して直線的に依存する機構、
 3. 衝突角度依存性が発生する機構、
- を明らかにすることにある。

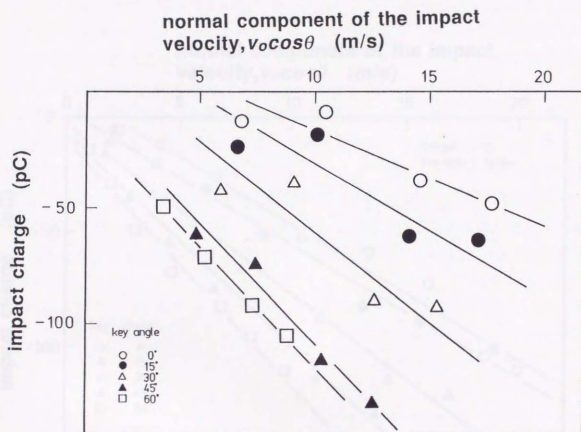


Fig.2-6 Impact charge versus normal component of the impact velocity.
(Al-target/teflon particle system)

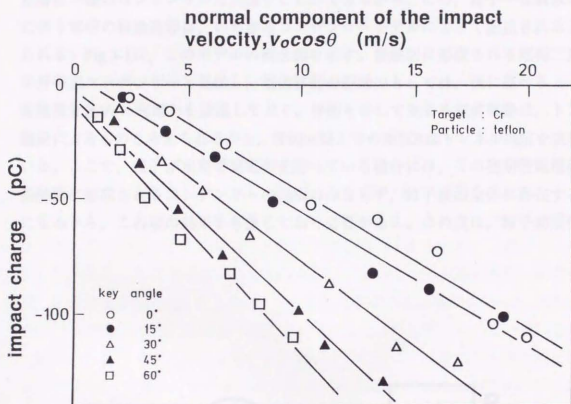


Fig.2-7 Impact charge versus normal component of the impact velocity.
(Cr-target/teflon particle system)

第3章 平衡帯電量

3.1 コンデンサーモデル

粒子と金属板の衝突—接触に伴って生じる粒子の帯電は、接触界面を介して生じる粒子—金属板間の電荷移動に起因する。このとき、接触界面に形成される電荷二重層は一種のコンデンサーと見做することができるから、この、粒子—金属板の衝突に伴う電荷の移動過程は、いわゆるコンデンサーモデルによって記述されると考えられる。Fig.3-1に、このモデルの概念図を示す。接触面に形成される電荷二重層を平行平板コンデンサーと見做し、電荷移動の駆動力としては、後に述べるように、接触電位差 V_c の起電力を接続しておく。界面を介して生じる電荷移動は、トンネル効果によるものと考えられるから、等価回路上での抵抗 R はトンネル抵抗を表現している。ここで、粒子が初期帯電電荷を持っている場合には、この初期帯電電荷は、接触面に形成されるコンデンサーの極板のみならず、粒子表面全体に存在することになるから、この項の効果を考慮しておく必要がある。この点は、粒子初期帯電の

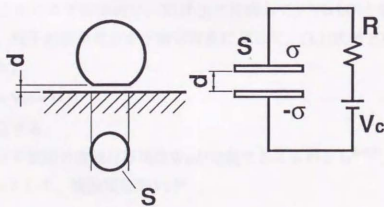


Fig.3-1 Schematic illustration of the model condenser.

効果を、モデルコンデンサーに接続されている起電力の項へ算入してやることで解決できる。即ち、このコンデンサーモデルでは、接触時の粒子への電荷の移動過程は、次式で表現できる。

$$\Delta Q = [cS\{1 - \exp(-\Delta t/\tau)\}](V_c - V_i) \quad (3.1)$$

ここで、 ΔQ は電荷の移動量である。 $c, S, \Delta t, \tau$ は、それぞれ、モデルコンデンサーの単位面積当りのキャパシタンス、極板面積、接触時間、充電時定数である。これらの項は、電荷移動の規模を決定する因子で、接触の幾何学的因子と呼んでいる。本因子は、衝突速度、角度などの衝突条件によって変化する量で、一回の衝突に於ける衝突帯電量を議論するときに本質的になる。第2項は、電荷移動の駆動力を決定する因子で、 V_c はいわゆる接触電位差を、 V_i は粒子の初期帯電に因って生じる表面間の電位差を表している。上記したように、初期帯電の効果は、このようにして電荷移動の駆動力の項へ算入されることになる。

このモデルに従うと、衝突速度及び角度が同じで、従って接触の幾何学的因子が同じであれば、衝突帯電量 ΔQ は、(3.1)式の第2項、即ち、駆動力項で決まる。このとき、衝突帯電量が初期帯電量に対して直線的に依存するのは、初期帯電によって誘導される電位差 V_i が、初期帯電量 Q_i に比例しているからであると理解されることになる。また、平衡帯電量が衝突条件に依存しないという実験事実も、初期帯電量が、平衡帯電量 Q_e に達したとき、これに因って誘導される電位差 V_{ie} が、接触電位差 V_c と丁度相殺して、電荷移動の駆動力がゼロになったと考えることで説明される。

V_i が Q_i によってどのように定まるかと言う点については後に第4章で詳論することになるが、当面ここでは単純に、 V_i は Q_i に比例して、 $V_i = kQ_i$ と書けるものとする。ここで今、粒子初期帯電量が平衡帯電量に達して、(3.1)式第2項がゼロになっているとすると、

$$V_c = V_{ie} = kQ_e \quad (3.2)$$

なる関係が成立する。

更に今、高分子表面の有効仕事関数 W_p が定義できるものとし⁸⁻¹⁰⁾、金属板表面の仕事関数を W_m として、接触電位差 V_c が

$$V_c = (W_m - W_p)/e \quad (3.3)$$

となるとすると、(3.2)、(3.3)式によって、

$$Q_e = (W_m - W_p)/ek \quad (3.4)$$

となる。但しここで、 e は電気素量である。本式は、ある適当な高分子粒子を用いて、仕事関数の異なる何種類かの金属板との組み合わせで衝突帯電実験を行なった時、これから得られる平衡帯電量が、金属板の仕事関数の値に比例することを予想している。

そこで、4種類の高分子粒子と仕事関数の異なる3種類の金属板を用いて、全ての組み合わせについて系統的に衝突帯電実験を行ない、それぞれの組み合わせに対する平衡帯電量を求めて、これと金属板の仕事関数の値との関係を調べることにした。高分子粒子として用いた試料は、それぞれ直径が3.2mmの、teflon, nylon66, delrin, poly-styrene製粒子である。ターゲットとして高純度(>99.99%)のチタン、クロム、ニッケルの各プレートを用いた。尚、各金属板は、表面を0.3 μ mアルミナ砥粒を用いてバフ研磨仕上げしてある。用いた金属板の仕事関数の値、及び、高分子粒子のそれぞれの材質の比誘電率をTable 1に示しておく。

試料として準備した全ての高分子粒子と金属板の組み合わせで行なった衝突帯電実験の結果から得られた平衡帯電量の値を、金属板の仕事関数の値に対してプロットしたのがFig.3-2である。結果は上で述べてきたコンデンサーモデルに基づく予想に反し、平衡帯電量は金属板の仕事関数に対してインセンシティブで、寧ろ高分子粒子毎にはほぼ一定の値を示した。この実験事実に基づいて、以下の検討を行なうことにする。

Table 1 List of sample polymers and metal targets and their relative dielectric constants and work functions.

polymer	relative dielectric constant ⁷⁹⁾ [-]	metal	work function ⁸⁰⁾ [eV]
teflon	2.0	Ti	4.33
nylon	4.3	Cr	4.5
delrine	3.7	Ni	5.15
poly-styrene	2.55		

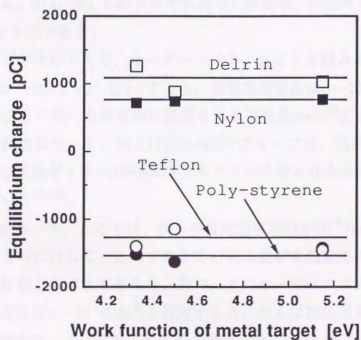


Fig.3-2 Relation between equilibrium charge and work function of metal target.

3. 2 コンデンサーモデルの問題点

ところで、元々、いわゆるコンデンサーモデルには、以下のような難点があることが指摘されてきた^{56,81)}。一般に、高分子系物質と金属との接触帯電に於いて典型的に観測・測定される帯電電荷密度のオーダーは $\sigma=10^{-4}(\text{C/m}^2)$ 程度である⁸²⁾。ところで今、接触電位差を V_c とする時、粒子が初期帯電を持たなければ、接触面の電荷密度 σ は

$$\sigma = \epsilon_0 \epsilon_d V_c / d \quad (3.5)$$

で与えられる。但し、 ϵ_0 , ϵ_d はそれぞれ真空の誘電率、接触ギャップ部の比誘電率、 d は接触ギャップである。

さて、ここで次のような、オーダーエスティメイトを試みることにする。即ち、 $V_c \sim 1(\text{V})$, $d \sim 10(\text{\AA})$, $\epsilon_d \sim 1(-)$ とすると、帯電電荷密度は $\sigma \sim 10^{-2}(\text{C/m}^2)$ のオーダーとなり、これは上で述べた典型的に観測される帯電量 $\sigma \sim 10^{-4}(\text{C/m}^2)$ と比べて大きくする。この問題点について、例えばJ.Lowellのグループは、電荷侵入深さの問題として、実質的な接触ギャップ d が従来考えられている値より大きくなるとの論点から検討を進めている^{81,83)}。

しかしながら一方、ここでは、彼らの接触帯電実験が 10^{-4}Ton 程度の真空の下で行なわれているのに対して、ここでの衝突帯電実験が常温常圧の大気中で行なわれていることに留意するべきであろう。逆に、上のオーダーエスティメイトで要請される、帯電電荷密度 $\sigma \sim 10^{-2}(\text{C/m}^2)$ を仮定すると、例えば接触面を $d \sim 100(\mu\text{m})$ 程度の距離まで引き離す時、この電荷二重層間の電位差は $\sim 100(\text{kV})$ にまで達する。この距離に於けるこのレベルの電位差は、十分、大気中での気中放電を引き起こし得ると考えられる。以下では、このような過程、即ち、気中放電に伴う電荷緩和の可能性について検討を加えることにする。

3. 3 放電緩和過程が支配する新しい帯電モデルの可能性

ある電荷密度で帯電した表面が引き離されて行く過程では、接触ギャップの増大に伴って、接触面間の電位差が増加して行くが、例えば、トンネル電流が有効な接触ギャップの範囲では、トンネル緩和が生じて、接触面間電位差を接触電位差に保つとされる。しかしながら、トンネル緩和が有効な接触ギャップの範囲はせいぜい

数 $10(\text{\AA})$ 程度までと考えられるから⁸⁴⁻⁸⁶⁾、以降、接触面間電位差は急激に増加して行くことになるであろう。この時、上で試算した電荷密度の大きさでは、接触面間電位差は、容易に空気の絶縁限界に達すると想像できる。

Fig.3-3に、粒子—金属板の分離過程の概念図を示した。接触時に移動した電荷は接触面間に電荷二重層を形成し(a)、これが分離されること因って静電気が発生する(b)。しかしながら、分離過程で、何らかの経路で(ここでは主として気中放電によって、と考えている)電荷緩和が生じ、この過程の結果として、緩和後に粒子に残された帯電電荷が最終的に観察・測定されることになる(d)。従って、粒子の衝突帯電量を評価するためには、どの段階まで、主として放電による電荷緩和が生じるかという点について検討を行なっておく必要がある。この為には、対向面間の絶縁限界強度、又は絶縁破壊電圧を与え、粒子—金属板間の電位差を求めてこれらと比較する必要がある。

高分子のような絶縁性表面と金属板との間に生じる放電については、現在までの処、研究例が少なく、寧ろ今後、詳細に研究されるべき分野であると言える。そこで、ここでは、対向する導体電極間で生ずる気体の絶縁破壊限界強度について最も

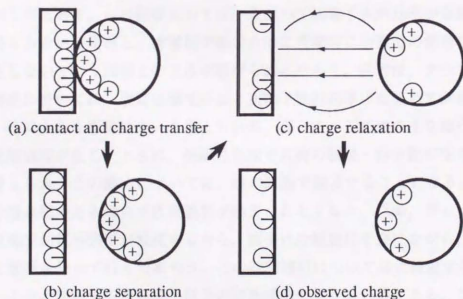


Fig.3-3 Schematic illustration of the charge relaxation process with particle leaving.

良く用いられるパッシェンの法則を、本系に援用可能であると仮定することにする。パッシェンの法則は、放電極板間距離が小さい範囲で生じるいわゆるタウンゼント型の放電について、放電開始電圧 V_s が、放電ギャップ d とこの放電ギャップを占める気体の圧力 p の積 pd で、統一的に整理できるとしたもので、パッシェンの相似則とも呼ばれる。これによれば、放電開始電圧 V_s は、

$$V_s = V_{smin} \cdot \frac{pd/(pd)_c}{1 + \log\{pd/(pd)_c\}} \quad (3.6)$$

で与えられる。但しここで、 V_{smin} 、 $(pd)_c$ は、放電ギャップを占める気体について、それぞれ実験的に定められる値であり、常温の空気に対する値は、 $V_{smin} = 330(V)$ 、 $(pd)_c = 5.67(mm \cdot Torr)$ とされる⁸⁷⁾。

本系への、パッシェンの法則の援用可能性については、以下のような論点があるであろう。まず、タウンゼント型の放電条件、即ちパッシェン則の適用範囲は、極板間距離について、上記の接触ギャップと気圧の積で表される因子が $pd < 500(cm \cdot Torr)$ とされるが⁸⁸⁾、これは、常圧の空気中では、極板間距離が約1cm以下であれば良いことになり、実際、本系の検討範囲では、放電ギャップはこれより十分小さいことが後に示される。また、通常、放電路の進展速度は、～数mm/nsecとされ、これに対して粒子の移動速度は10m/s程度であり、1μsecの間には10μm程度しか移動しないから、放電の進展速度に対しては放電極板間距離の変化は十分に遅いと考えてよいことになる。従って、主な論点は、一方の放電表面が絶縁性高分子であるという点にある。この影響としては、表面の2次電子放射効率が金属放電極の場合と異なるという問題と、導電性が無いために放電時に表面での電荷の移動・再分配が生じないという問題との2点が挙げられるだろう。前者は、タウンゼント型放電の理論に於いては、放電破壊電圧は2次電子放射効率は極めて鈍感であることから、特に大きな影響はないと考えられる。従って、ここでの主な論点は、ある時点で絶縁破壊が生じたときに、絶縁性表面で電荷の移動・再分配が生じない点にあると考えられ、この論点については、後の議論で論及することになる。

粒子分離過程のある時点で放電緩和が始まったとすると、以降、ギャップの増加と共に放電開始電界強度が低減するから、粒子は放電緩和を続けながら、この曲線に沿って電荷を失って行くであろう。この緩和過程について後に検討する。

一方、これと比較するために、粒子の表面電位を与える必要がある。このためには、導体壁近傍に置かれた、帯電した誘電体球周りの電位分布を厳密に取り扱っておく必要がある。この問題を次章で詳論する。

第4章 導体壁近傍に置かれた誘電体周りの電位分布

前章の最後に示した、放電に伴う電荷緩和を考慮するようなモデルを取り扱う為には、また、例えば導体壁近傍での粒子の静電気力に起因する力学的挙動を取り扱うような場合には、導体壁近傍に置かれた誘電体粒子表面の電場、電位分布を考慮することが重要になる。

今、一様に帯電した球形粒子が導体壁の近傍にある場合を考える。この時粒子周りに生じる電場は、多くの場合、球の中心にある点電荷とその鏡像電荷によって生じる電場の重ね合わせで近似されるが、実際にはこれは第0次の近似にあたる。この誘電体が大きさを持てば、厳密には、鏡像電場によって誘電体上に誘電分極が生じ、この分極の鏡像が更に高次の分極を誘起するといった効果を考慮しなくてはならず、最終的に粒子周りに生じる電場は、これら高次の誘電分極とその鏡像による電場を全て重ね合わせたものとして与えられることになる。

この電場を求める問題は、鏡像の符号を含めた対称性を考慮すれば、等しい2つの球周りのラプラス方程式を解く問題に帰着する。この、2球周りのラプラス方程式を解く問題は、等球2粒子周りについてC.Xiaoping⁸⁹⁾によって、一般の(径の異なる)2球周りについてはR.D.Stoy⁹⁰⁾によって、それぞれ回転双極座標系(Bi-spherical coordinates)上で解かれている。ところが、この、回転双極座標系上でラプラス方程式を解く方法には、最終段階で解くべき漸化式が数学的に閉じていない、特に粒子が接近しているときに、極めて大きな計算機サイズを必要とする⁹¹⁾などの欠点がある。これらの難点を避けるために、本章では、M.Washizu⁹²⁾によるLegendre関数の再展開法を用い、対称性を考慮する方法で、より単純な回転球座標上で解く方法を示す。

第3章で述べた新しい帯電モデルで、粒子表面からの放電に伴う電荷緩和を取り扱おうとする場合、まず、粒子初期帯電(これは一様帯電とみなせると考える)による粒子表面電位を、及び、接触時に電荷移動が生じ、必然的に接触面だけに衝突帯電電荷が乗って、これが分離していく過程での電荷緩和を検討する場合には、こうした部分的に帯電した粒子周りの電位分布を取り扱っておく必要がある。また、後に、第8章で、外部から電場を印加した場合の衝突帯電を検討するが、この場合には、この外部印加電場の影響を考慮するために、電場が印加された導体壁近傍に置かれた誘電体周りの電位分布を取り扱っておく必要がある。これらは、重ね合わせの原理に従って、独立に行った計算結果を重ね合わせて利用することができる。以下では、これら各ケースに於ける、粒子周りの電位分布を求める方法を示す。

4. 1 座標系と補助定理の準備

一般に、空間電場のないとき、その電位分布 ϕ はラプラス方程式

$$\nabla^2 \phi = 0, \quad (4.1)$$

に従い、(1)式は、球座標上で、軸対称な分布を考える場合には、一般解として

$$\phi(r, \theta) = \{A_n r^n + B_n r^{-n-1}\} \{C_n P_n(\cos \theta) + D_n Q_n(\cos \theta)\}, \quad (4.2)$$

を与える⁹³⁾。ここで、 $P_n(x)$, $Q_n(x)$ は、それぞれ、第一種と二種のLegendre関数である。但しここで、第二種のLegendre関数は、 $\theta \rightarrow 0$ で発散し、電位分布 ϕ を考える際には無意味になるので、以降この項は除く($D_n=0$, for all n)。

さて、ここで、等しい半径 a を持つ2粒子周りの電場を考えるために、Fig.4-1に示す座標系を定義する。2粒子の中心間距離を x とすると、この中心にあると考えられる導体壁と粒子表面とのギャップを d として、 x は、 $x=2(a+d)$ で与えられる。このとき、球S1周りのLegendre関数と球S2周りのLegendre関数の間に、以下の再展開関係が成立する⁹²⁾。

$$R^{-(n+1)} P_n(\cos \varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(k+n)!}{k! n!} x^{-(k+n+1)} r^k P_k(\cos \theta). \quad (4.3)$$

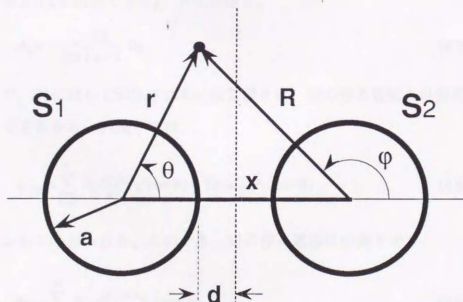


Fig.4-1 The coordinate system for two spheres.

4. 2 平等電場中に電場と平行に置かれた2粒子周りの電位分布

S1に外部から電位分布

$$\phi_{\text{appl}} = \sum_{k=0}^{\infty} B_k \left(\frac{r}{a}\right)^k P_k(\cos \theta), \quad (4.4)$$

で表現される電場が印加されているものとする。このとき、S1周りの電場は、この印加電場に因る分極に因ってS1が作る電場と、この外部電場の重ね合わせで与えられるから、S1の外側の電場を、

$$\phi_{\text{ext}} = \sum_{k=0}^{\infty} A_k \left(\frac{r}{a}\right)^{k-1} P_k(\cos \theta) + \sum_{k=0}^{\infty} B_k \left(\frac{r}{a}\right)^k P_k(\cos \theta), \quad (4.5)$$

と書くことができる。S1内部の電場を、

$$\phi_{\text{int}} = \sum_{k=0}^{\infty} C_k \left(\frac{r}{a}\right)^k P_k(\cos \theta), \quad (4.6)$$

と書いて、粒子表面($r=a$)での境界条件

- 1) 電位連続 $\phi_{\text{ext}} = \phi_{\text{int}}$
- 2) 電束連続 $\text{div} \mathbf{D} = 0$

を考慮すると(C_k が消去できて)、下式を得る。

$$A_k = -\frac{(\epsilon-1)k}{(\epsilon+1)k+1} B_k. \quad (4.7)$$

ところで、S1に対して印加される外部電場とは、S2の作る電場と外部電場 E_0 の重ね合わせであるから、S1周りでは、

$$\phi_{\text{appl}} = \sum_{k=0}^{\infty} D_k \left(\frac{r}{a}\right)^k P_k(\cos \theta) - E_0 a \left(\frac{r}{a}\right) P_1(\cos \theta), \quad (4.8)$$

なる電位として与えられる。このとき、S2の作る電場はS2周りで

$$\phi_{S2} = \sum_{n=0}^{\infty} A'_n \left(\frac{R}{a}\right)^{n-1} P_n(\cos \varphi), \quad (4.9)$$

の形に書き下すことができる。 A_n と D_k の間には、補助定理(4.3)により、

$$D_k = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{(k+n)!}{k!n!} \left(\frac{x}{a}\right)^{-(k+n+1)} A'_n, \quad (4.10)$$

なる関係がある。

更に今、鏡像の(鏡面に対する)符号を考慮した対称性から、 A_k と A'_n は全ての $k=n$ について、次の関係を満たさなくてはならない。

$$A_n = (-1)^{n+1} A'_n. \quad (4.11)$$

従って、(4.7),(4.10),(4.11)より、

$$D_k = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\varepsilon-1)n}{(\varepsilon+1)n+1} \frac{(k+n)!}{k!n!} \left(\frac{x}{a}\right)^{-(k+n+1)} B_n, \quad (4.12)$$

を得る。ところでもともと、(4.4),(4.8)より、

$$\begin{cases} B_1 = D_1 - E_0 a \\ B_k = D_k \end{cases}, \quad (4.13)$$

であるから、いま、

$$M_{k,n} = \frac{(\varepsilon-1)n}{(\varepsilon+1)n+1} \frac{(k+n)!}{k!n!} \left(\frac{x}{a}\right)^{k+n+1} \quad (4.14)$$

として、

$$M = [M_{k,n}], \quad B = \begin{bmatrix} B_0 \\ B_1 \\ B_2 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (4.15)$$

と書くと、 B は、

$$M \cdot B = B + \begin{bmatrix} 0 \\ E_0 a \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

の解として得られる。

実際の数値計算では、収束を確認しながら、行列を適当な次数まで打ち切って計算を実行する。また、計算は、 E_0a で規格化して($E_0a=1$ として)行なう。

4. 3 金属板近傍にある一様帯電粒子周りの電位分布

算法の概略は上記と同様である。

$$S1\text{周りに}S1\text{が作る電位分布を } \phi_1 = \sum_{k=0}^{\infty} A_k \left(\frac{r}{a}\right)^{k-1} P_k(\cos \theta), \quad (4.17)$$

$$S2\text{周りに}S2\text{が作る電位分布を } \phi_2 = \sum_{k=0}^{\infty} B_k \left(\frac{r}{a}\right)^k P_k(\cos \theta), \quad (4.18)$$

と書くと、 $S1$ 周りの $S1$ の外側の電位分布は、

$$\phi_{\text{ext}} = \phi_1 + \phi_2 = \sum_{k=0}^{\infty} A_k \left(\frac{r}{a}\right)^{k-1} P_k(\cos \theta) + \sum_{k=0}^{\infty} B_k \left(\frac{r}{a}\right)^k P_k(\cos \theta), \quad (4.19)$$

と表現できる。 $S1$ 内部の電位分布を

$$\phi_{\text{int}} = \sum_{k=0}^{\infty} C_k \left(\frac{r}{a}\right)^k P_k(\cos \theta), \quad (4.20)$$

と書いておく。境界条件は、 $r=a$ で、電荷密度を σ として、

$$1) \text{ 電位連続 } \phi_{\text{ext}} = \phi_{\text{int}}$$

$$2) \text{ 電束連続 } \text{div} \mathbf{D} = \sigma P_0(\cos \theta)$$

である。これより、

$$\left\{ \begin{array}{ll} A_0 = \frac{\sigma a}{\epsilon_0} & (\text{at } k=0) \\ A_k = -\frac{(\epsilon-1)k}{(\epsilon+1)k+1} B_k & (\text{at } k \neq 0) \end{array} \right., \quad (4.21)$$

である。

さて今、 ϕ_2 は $S2$ 周りでは、

$$\phi_2 = \sum_{n=0}^{\infty} A'_n \left(\frac{R}{a}\right)^{n-1} P_n(\cos \varphi), \quad (4.22)$$

と書ける。補助定理(4.3)と(4.18),(4.22)により,

$$B_k = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{n(k+n)!}{k!n!} \left(\frac{a}{x}\right)^{k+n+1} A'_n, \quad (4.23)$$

を得る。鏡面対称性から, (4.11)式が成立するので, これと, (4.21),(4.23)により,

$$B_k = -\left(\frac{a}{x}\right)^{k+1} \cdot \frac{a\sigma}{\epsilon_0} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\epsilon-1)n}{(\epsilon+1)n+1} \frac{(k+n)!}{k!n!} \left(\frac{a}{x}\right)^{k+n+1} B_n, \quad (4.24)$$

となる。従っていま, 記号を(4.14),(4.15)と同様に定義すると, B は,

$$B = -\frac{a\sigma}{\epsilon_0} \begin{bmatrix} (a/x)^1 \\ (a/x)^2 \\ (a/x)^3 \\ \vdots \\ (a/x)^{k+1} \\ \vdots \end{bmatrix} + M \cdot B, \quad (4.25)$$

の解として与えられる。実際の計算では $a\sigma/\epsilon_0$ で規格化し, 適当な次数で打ち切って計算を実行する。

4. 4 部分帯電した粒子周りの電位分布

算法は上記と同様である。

後に改めて示すが, 部分帯電は系の座標について軸対象であるとする(Fig.4-2)。この時, まず, 軸対象な部分帯電の電荷分布を角 θ に対して $\sigma(\theta)$ と書いておくことにし, これを予めLegendre展開しておく。

$$\sigma(\theta) = \sigma \cdot \sum_{k=0}^{\infty} K_k \cdot P_k(\cos \theta), \quad (4.26)$$

ここで、 σ はLegendre係数の K_k を規格化しておくための適当な定数である。
Legendre関数の直交性により、この係数は、直ちに以下のように与えられる。

$$\sigma \cdot K_k = \frac{2n+1}{2} \int_0^\pi \sigma(\cos \theta) \cdot P_k(\cos \theta) \sin \theta \cdot d\theta. \quad (4.27)$$

さて、前項と同様の座標系で計算を行う。異なるのは境界条件だけで、上で準備した部分帯電の項を考慮して

$$1) \text{ 電位連続 } \phi_{\text{ext}} = \phi_{\text{int}} \quad (4.28)$$

$$2) \text{ 電束連続 } \epsilon \partial \phi_{\text{int}} / \partial r - \partial \phi_{\text{ext}} / \partial r = \sigma(\theta) / \epsilon_0 \quad (4.29)$$

である。

部分帯電の電荷密度は予め(4.26)のように展開しておいたから、これらは項別に比較できて、

$$1) A_k + B_k = C_k, \quad (4.30)$$

$$2) (k+1)A_k - kB_k + \epsilon k C_k = \frac{\sigma a}{\epsilon_0} K_k, \quad (4.31)$$

と書ける。 C_k を消去すると、

$$A_k = -\frac{(\epsilon-1)k}{(\epsilon+1)k+1} B_k + \frac{\sigma a}{\epsilon_0} \frac{1}{(\epsilon+1)k+1} K_k, \quad (4.32)$$

を得る。この後、これまでと同様にして、再展開(4.3)と対称性(4.11)を用いれば、

$$B_k = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\epsilon-1)n}{(\epsilon+1)n+1} \frac{(k+n)!}{k!n!} \left(\frac{a}{x}\right)^{k+n+1} B_n \cdot \frac{\sigma a}{\epsilon_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(\epsilon+1)n+1} \frac{(k+n)!}{k!n!} \left(\frac{a}{x}\right)^{k+n+1} K_n, \quad (4.33)$$

を得る。従って、以下の行列要素を与えて、

$$M_{k,n}^1 = \frac{(\epsilon-1)n}{(\epsilon+1)n+1} \cdot \frac{(k+n)!}{k!n!} \left(\frac{a}{x}\right)^{k+n+1}, \quad (4.34)$$

$$M_{k,n}^2 = \frac{1}{(\epsilon+1)n+1} \cdot \frac{(k+n)!}{k!n!} \left(\frac{a}{x}\right)^{k+n+1}, \quad (4.35)$$

行列 M^1 と M^2 、ベクトル B と K を次のように定義すれば、

$$M^1 = [M_{k,n}^1], \quad M^2 = [M_{k,n}^2],$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} B_0 \\ B_1 \\ B_2 \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad \mathbf{K} = \begin{bmatrix} K_0 \\ K_1 \\ K_2 \\ \vdots \end{bmatrix}$$

\mathbf{B} はこのように得られる。

$$\mathbf{B} = \frac{a\sigma}{\epsilon_0} (\mathbf{M}^1 - \mathbf{I})^{-1} \cdot \mathbf{M}^2 \cdot \mathbf{K}. \quad (4.36)$$

ここで、部分帯電部分は一様帯電であるとして、Fig.4-2に示すように接触部分に帯電しているものと仮定すると、電荷分布は以下のように書けるから、

$$\sigma(\theta) = \begin{cases} \sigma & 0 \leq \theta \leq \theta_0 \\ 0 & \theta_0 < \theta \leq \pi \end{cases}$$

Legendre係数 K_k は以下のように計算される。

$$K_k = \begin{cases} \frac{-1}{n+1} \{ \cos\theta_0 P_k(\cos\theta_0) - P_{k-1}(\cos\theta_0) \} & (k \geq 1) \\ 1 - \cos\theta_0 & (k = 0) \end{cases}$$

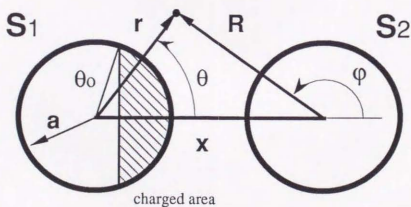
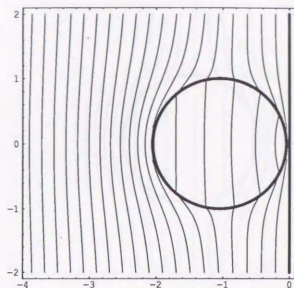
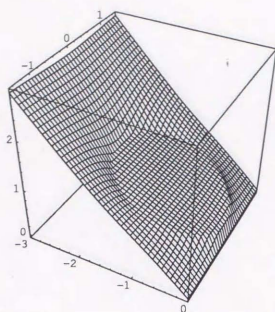


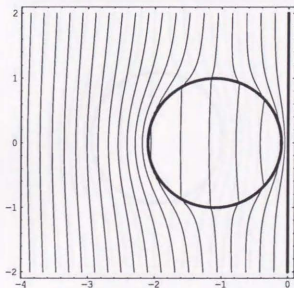
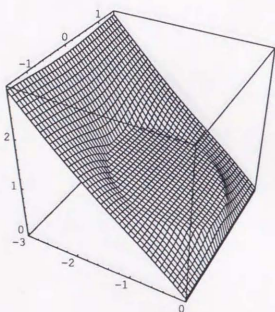
Fig.4-2 Charge distribution for partially charged particle.

4. 5 計算結果の例

以下に典型的な計算結果の例を幾つか示す。以下に示す図は、何れも、上で算法を示したそれぞれのケースについて、比誘電率が $\epsilon=5$ の粒子について、粒子半径で規格化された接触ギャップ（金属板と粒子先端との距離）が、 $(d/a)=0.05, 0.1, 0.5, 0.1$ の場合の計算結果を、三次元表示と等高線表示で示したものである。粒子が金属板へ接近するに従って、鏡像電場起因する粒子の誘電分極の効果が現れ、電場が粒子内部へ進入してくる様子を良く観ることができる。Fig.4-3は、初めに示した、外部から金属板に垂直に一樣な電場が印加された系の計算結果であり、Fig.4-4は一樣帯電球周りの電位分布を示している。以下、Fig.4-5, Fig.4-6, Fig.4-7は、部分帯電粒子周りの電位分布であり、それぞれ、帯電範囲が粒子先端から $45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ であるような粒子に関する計算結果である。

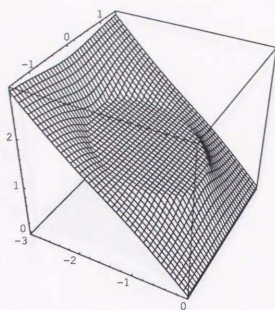


contact gap, $d/a=0.05$

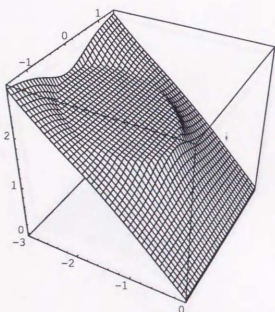
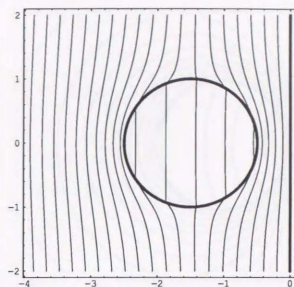


contact gap, $d/a=0.1$

Fig.4-3(a) The potential distribution for the case of supplying an uniform external field. These figures show 3D and contour graphics of the potential distributions around a particle of relative dielectric constant $\epsilon=5$ as examples of the realization for normalized contact gap $d/a=0.05$ and 0.1 . The potential is normalized by E_0a .



contact gap, $d/a=0.5$



contact gap, $d/a=1.0$

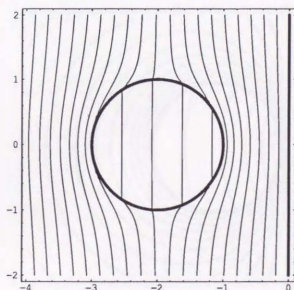
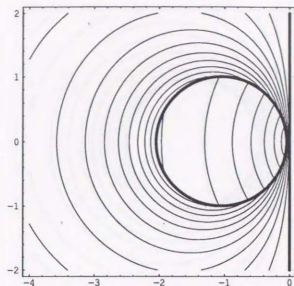
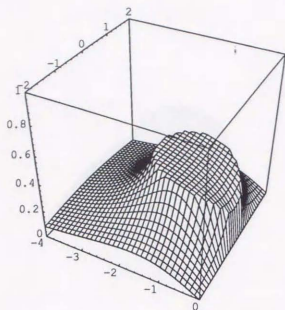
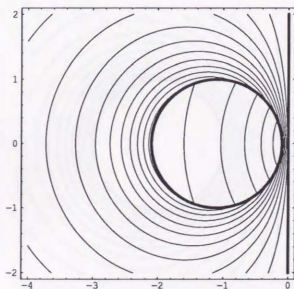
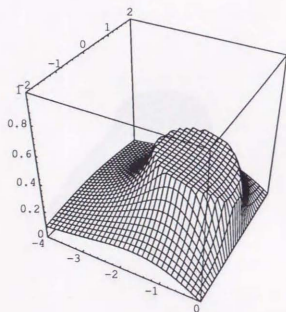


Fig.4-3(b) The potential distribution for the case of supplying an uniform external field.
(relative dielectric constant $\epsilon=5$, contact gap $d/a=0.5$ and 1.0)

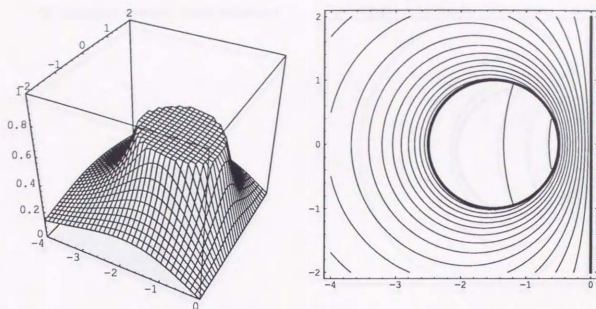


contact gap, $d/a=0.05$

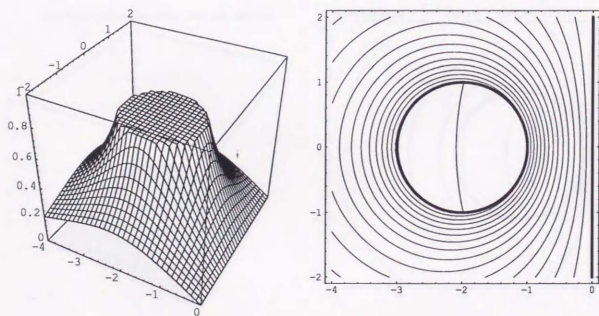


contact gap, $d/a=0.1$

Fig.4-4(a) The potential distribution for the case of uniformly charged particle. These figures show 3D and contour graphics of the potential distributions around a particle of relative dielectric constant $\epsilon=5$ as examples of the realization for normalized contact gap $d/a=0.05$ and 0.1 . The potential is normalized by $a\sigma/\epsilon_0$.



contact gap, $d/a=0.5$



contact gap, $d/a=1.0$

Fig.4-4(b) The potential distribution for the case of uniformly charged particle.
(relative dielectric constant $\epsilon=5$, contact gap $d/a=0.5$ and 1.0)

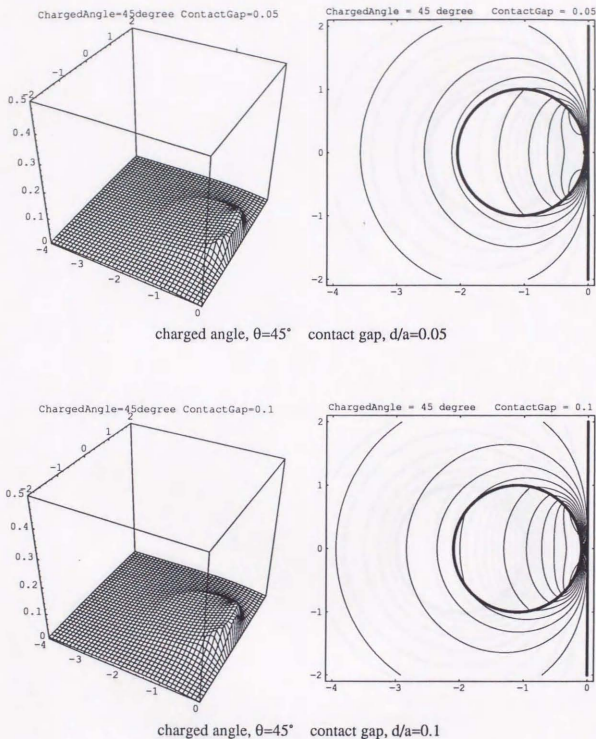
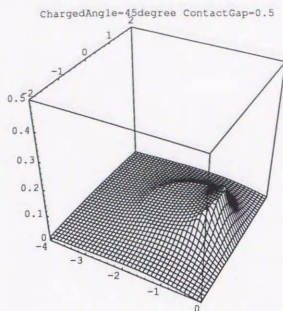
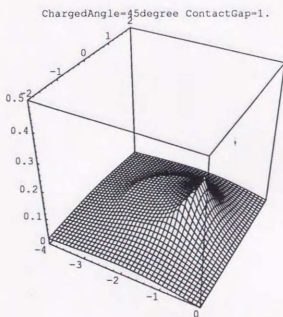
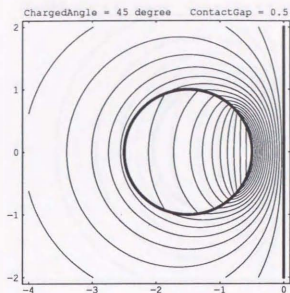


Fig.4-5(a) The potential distribution for the case of partially charged particle (charged angle $\theta=45^\circ$). These figures show 3D and contour graphics of the potential distributions around a particle of relative dielectric constant $\epsilon=5$ as examples of the realization for normalized contact gap $d/a=0.05$ and 0.1 . The potential is normalized by $a\sigma/\epsilon_0$.



charged angle, $\theta=45^\circ$ contact gap, $d/a=0.5$



charged angle, $\theta=45^\circ$ contact gap, $d/a=1.0$

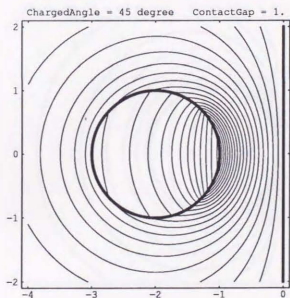


Fig.4-5(b) The potential distribution for the case of partially charged particle.
(charged angle $\theta=45^\circ$, relative dielectric constant $\epsilon=5$, contact gap
 $d/a=0.5$ and 1.0)

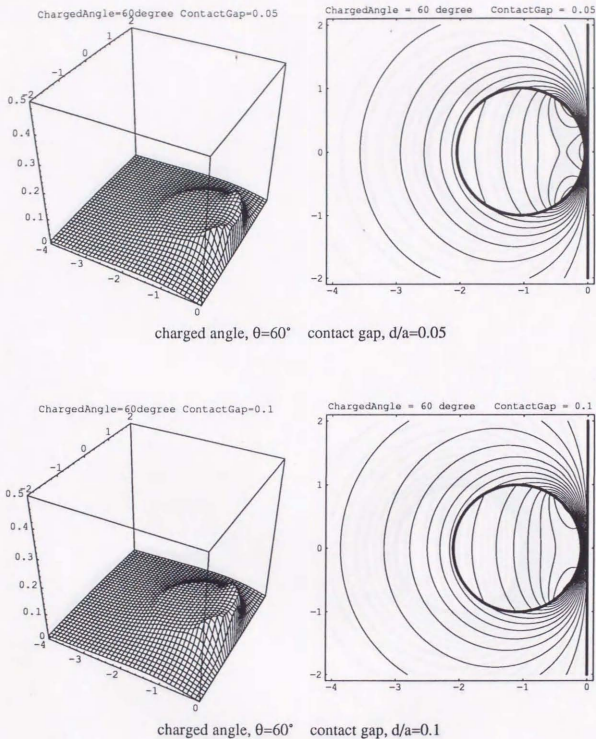
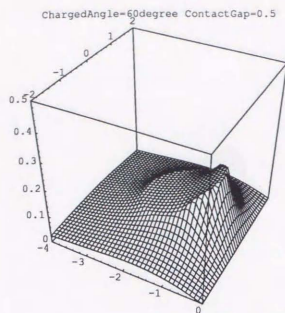
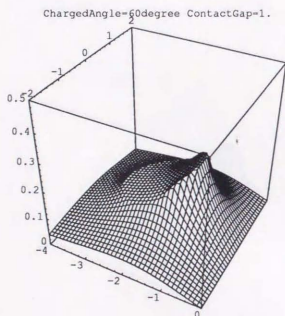
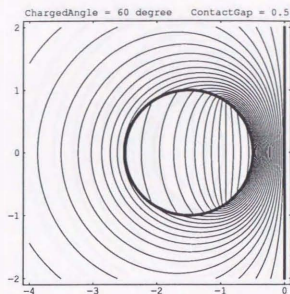


Fig.4-6(a) The potential distribution for the case of partially charged particle. (charged angle $\theta=60^\circ$, relative dielectric constant $\epsilon=5$, contact gap $d/a=0.05$ and 0.1)



charged angle, $\theta=60^\circ$ contact gap, $d/a=0.5$



charged angle, $\theta=60^\circ$ contact gap, $d/a=1.0$

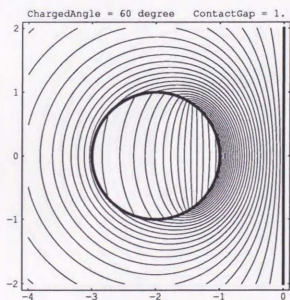


Fig.4-5(b) The potential distribution for the case of partially charged particle. (charged angle $\theta=60^\circ$, relative dielectric constant $\epsilon=5$, contact gap $d/a=0.5$ and 1.0)

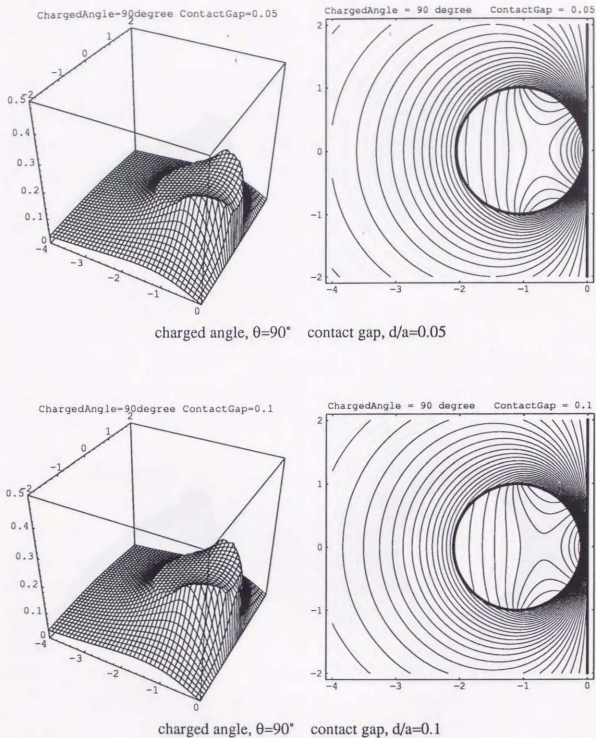


Fig.4-7(a) The potential distribution for the case of partially charged particle. (charged angle $\theta=90^\circ$, relative dielectric constant $\epsilon=5$, contact gap $d/a=0.05$ and 0.1)

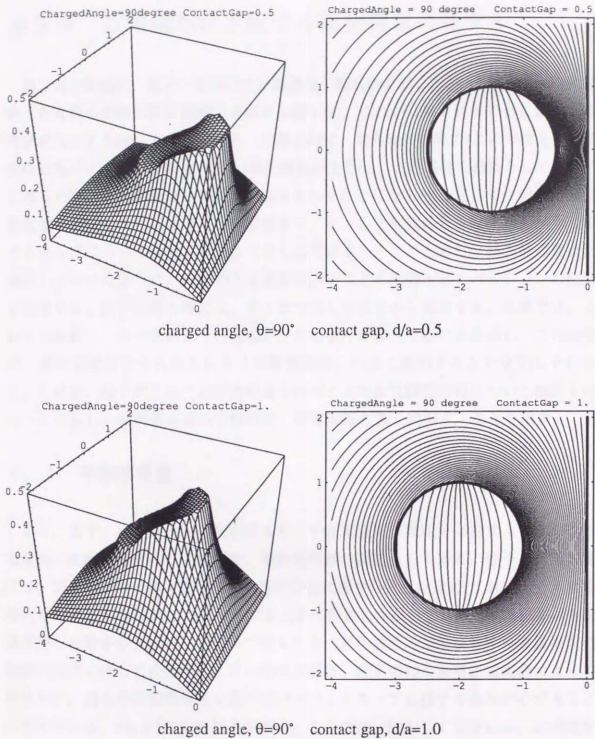


Fig.4-7(b) The potential distribution for the case of partially charged particle.
(charged angle $\theta=90^\circ$, relative dielectric constant $\epsilon=5$, contact gap
 $d/a=0.5$ and 1.0)

第5章 放電緩和が支配する衝突帯電のモデル

第3章の最後に、粒子—金属板の分離過程の概念図を示した(Fig.3-3)。接触時に移動した電荷は接触面間に電荷二重層を形成し(a)、これが分離されることに因って静電気が発生する(b)。しかしながら、分離過程で、何らかの経路で(ここでは主として気中放電によって、と考えている)電荷緩和が生じ(c)、この過程の結果として、粒子に残った帯電電荷が最終的に観察・測定されることになる(d)。従って、粒子の衝突帯電量を評価するためには、どの段階まで、主として放電による電荷緩和が生じるかという点について検討を行なっておく必要がある。このために、第3章の最後に検討しておいたように、気体の放電限界電圧を与える法則としてパッシェンの法則を援用する。粒子表面の電位は、第4章で示した算法から算出する。本章では、これらと比較し、粒子表面からの放電が生じる条件が存在することを示し、この条件が、衝突帯電実験から得られる「平衡帯電量」を良く説明することを明らかにする。この後、粒子が任意の初期帯電量を持つときの放電緩和条件について検討を行い、この新しい衝突帯電量決定機構が、帯電直線を良く説明することを示す。

5. 1 平衡帯電量

さて、まず、パッシェンの法則により、平板電極間に電圧を印加するとき、この電極間で絶縁破壊が生じる電圧を、極板間距離の関数として得る。粒子の表面の電位は、第4章での一様帯電球周りの電位分布に関する計算結果に(これらの計算は規格化してあるから)実際の系のサイズを入れて計算しなおしておく。適当な初期帯電量を持った粒子が金属板へ近づいて行くと、粒子表面の電位は粒子—金属板間の距離の変化に伴って変化する。この電位曲線は、粒子の持つ初期帯電電荷によって異なるが、適当な初期帯電量を選べばパッシェンカーブに接する条件が必ずあることが示される。Fig.5-1にこの様子を示す。ここでは、例として直径3mm、比誘電率 $\epsilon=6$ の粒子の場合について、実際の衝突帯電実験を想定した、具体的な幾つかの初期帯電電荷を持った粒子表面の電位曲線を与え、これらとパッシェンカーブを比較して示している。但し、ここでの粒子表面電位は、代表値として、接触ギャップ部、粒子先端の電位を用いている。

ある初期帯電量以下の初期帯電を持つ粒子は、放電によって電荷を失うことな

く、金属板に接触するまで接近することができる。今、パッセンカーブに接するような初期帯電を持つ粒子が金属板に接触するところまでたどり着いたとする。ここで、接触に伴って、この初期帯電電荷と同符号の電荷が金属板から移動したとすると、分離過程では、この余剰電荷は必ず、放電によって緩和しなくてはならない。

分離過程での、帯電電荷の緩和過程については後に改めて検討するが、ここではまず簡単に、この、パッセンカーブに接するような初期帯電電荷を持った粒子は、分離過程で、接触時に得た接触帯電電荷を全て、余剰電荷として緩和してしまうと考える。このように考えれば、このときの初期帯電量が平衡帯電量に等しいことになることが解る。このモデルに基づけば、平衡帯電量は粒子の材料の比誘電率だけで決まる。各比誘電率の粒子について、この条件を満たす初期帯電電荷量を求め、これを、第3章での実験から得られた平衡帯電量と比較したものをFig.5-2に示す。実験値と計算は良い一致を示していると言える。

以上の考察と結果から、直ちに次のような予測が可能となることが理解される。即ち、ここで示した衝突帯電実験は、常圧・常温の大気条件下で行っているが、ここで、空気と絶縁限界特性の異なるガス雰囲気中で、この衝突帯電実験を行えば、

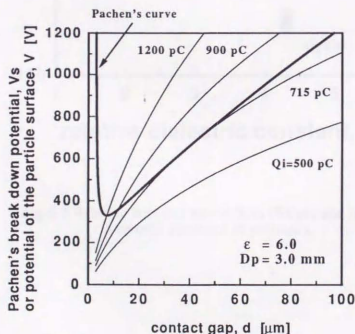


Fig.5-1 Relation between the Pachen's curve and some potential curves of the particle with appropriate initial charges.
(for the case of a particle with relative dielectric constant $\epsilon=6.0$ and diameter $D_p=3.0\text{mm}$)

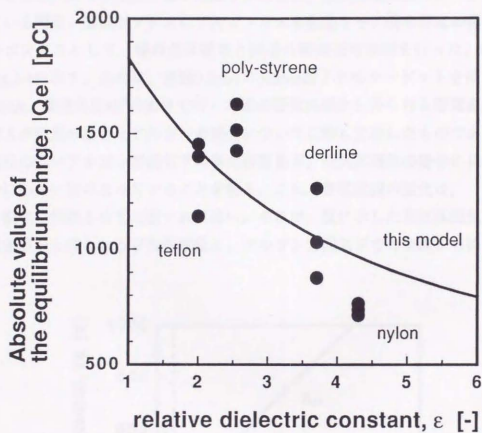


Fig.5-2 Relation between equilibrium charges and relative dielectric constants of polymers.

分離時の「放電緩和」特性が変化するから、これに因って、粒子の衝突帯電特性が変化するであろう。アルゴンは、空気に比べて、放電の生じやすいガスであることが知られている。Fig.5-3に、空気と、アルゴンに対するパッシェンカーブを比較して示しておくが、実際、パッシェン則の特性値は(式3.6参照)、 $V_{smin}=192(V)$ 、 $(pd)c=12(mmTorr)$ であり⁸⁷⁾、パッシェンミニマムで単純に比較しても、絶縁限界電圧が、空気の値330Vと比べるとかなり小さいことが解る。

そこで、上で与えた予測を検証するために、衝突帯電装置のターゲット部を開いている調温・調湿ボックスにアルゴンガスを流通させ、衝突帯電の雰囲気ガスをアルゴンガスとして、他の点は従来と同様の衝突帯電実験を行った。結果の一例をFig.5-4に示す。これは、直径3.2mmのdelrine粒子とNiターゲットを用い、衝突速度14m/s、衝突角度45°の条件で行った衝突帯電実験から得られる帯電直線を、雰囲気ガスが空気の場合とアルゴンの場合について比較して示したものである。絶縁限界電圧の低いアルゴン雰囲気下の衝突帯電量が、空気雰囲気の場合に比較して、明らかに小さい値になっていることが解る。これら帯電直線の変化は、「平衡帯電量」の変化で代表させて比較すれば良い。そこで、既にした空気雰囲気下での衝突帯電実験から得られる平衡帯電量と、アルゴン雰囲気下での実験から得られる平衡帯

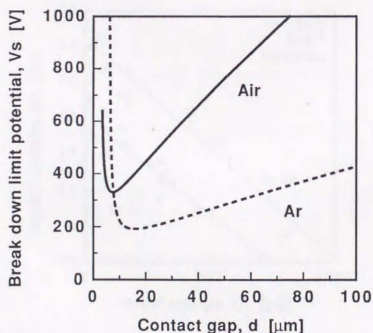


Fig.5-3 Pachen's curves for air and Ar.

電量を比較して示したのがFig.5-5である。また、本項の前半で述べたように、放電緩和モデルから、平衡帯電量は以下のように予測される。即ち、一様帯電粒子を仮定して、粒子に適当な初期帯電量を与え、この時に得られる粒子表面の電位曲線が、バッシュンカーブに接する条件を満たす初期帯電量を試行錯誤的に定める。こうして得られた初期帯電量が平衡帯電量を与えるものとする。この手続きによって予測される平衡帯電量を、アルゴンガス雰囲気の場合について求め、これをFig.5-5中に示した。理論線はデータを十分良く説明しており、これは、本項で述べてきた、放電緩和モデルに基づく平衡帯電量決定手続きが有効なことを示している。

5. 2 最大帯電直線

さて、前項までの議論で、平衡帯電量が決定する機構を明らかにした。次の課題は、基準衝突帯電量を決定する機構を明らかにし、衝突帯電実験において、初期帯電量と衝突帯電量が直線関係になる理由を示すことにある。

前項で考察したように、放電緩和モデルに従えば、衝突-接触時に移動する電荷の量は過剰であるとし、これが分離過程で気中放電によって緩和すると考える。こ

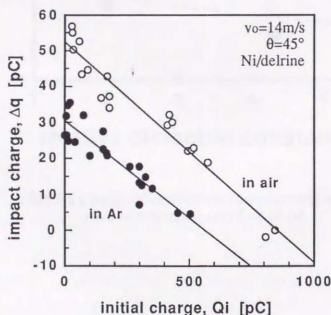


Fig.5-4 An example of experimental results representing the influence of environment gas on the particle impact charging. (Delrine particles impact Ni-target at impact angle 45° and impact velocity 14m/s in air and Ar)

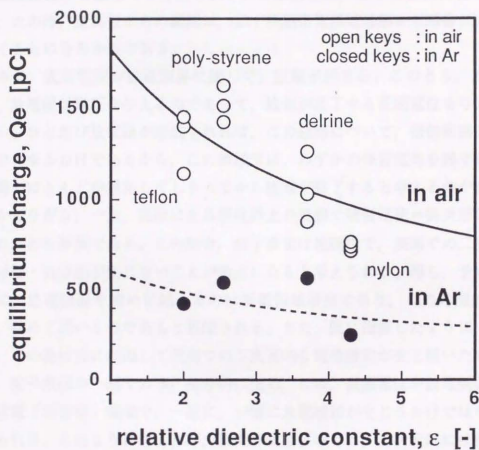


Fig.5-5 Change of equilibrium charge correspond to the environmental gas of air or Ar.

の放電に至る、ガスの絶縁限界をパッシェンカーブを援用して与えることにする。

接触時に過剰な電荷が移動し、分離過程では、表面間距離(接触ギャップ)の増加に伴って粒子表面の電位が増加する。この粒子表面電位(電位曲線)は、ある接触ギャップに達した時にパッシェンカーブに出会うであろう。この時点で放電に伴う電荷の緩和が始まり、粒子表面は電荷を失いつつ接触面の分離が進行する。

ところで、この放電に伴う電荷緩和は、粒子上の接触面である、接触帯電面の帯電領域端部から始まると考えられる。分離過程は、粒子の弾性回復と共に始まるが、この時、金属板からの距離は、必ず接触帯電領域端部から順番に大きくなっていくことになるからである。

さて、表面電位が放電限界に達して、放電が始まる。このとき、放電限界曲線は、放電開始電圧を与えるのであって、放電が終了する表面電位を与えるわけではない。ひとたび放電路が形成されれば、この経路について、等価回路的には抵抗がゼロになるわけであるから、この領域では、わずかの残留電荷を残すにせよ、表面電荷のほとんどが緩和してしまってから放電が終了するというのが自然である。しかしながら、一方、実際にある程度以上の規模で残留電荷＝衝突帯電電荷が観察されるのも事実である。この場合、粒子表面は絶縁性で、表面での二次元的な電荷の移動・再分配が生じないことが論点になると考えられる。即ち、予め上で観たように、放電限界を初めに越えるのは帯電領域端部であり、この時開始される放電は、極めて弱いものであると想像される。また、既に指摘したように、絶縁性表面は、その絶縁性に起因して表面での二次元的な電荷緩和が生じ難いため、この放電は、粒子表面の一部でのみ、部分的に生じ、この、表面電位が放電開始電圧を越えた放電「有資格」領域で、一度に、一様に放電緩和が生じるわけではないものと考えられる。このように考えれば、放電有資格領域では、二次元的には独立な、弱い部分放電が連続的に生じていると考えることができるであろう。何れにせよこうした、帯電した絶縁性表面からの放電に伴う電荷の移動・緩和については、現在のところ研究例が少なく、今後、基礎的に検討されるべき重要な研究課題であると言える。

さて、このような、連続的な部分放電過程では、粒子表面電位はパッシェンカーブには沿うような形で変化して行くと考えられる。こうした過程について、簡単のために、粒子表面電位としては接触ギャップ部＝粒子先端の電位で代表させ、これを用いて以下の議論を行うことにする。この時、パッシェンの放電開始電圧を

V_s , 粒子の初期帯電電荷(これは一様帯電であると考える)に起因する粒子表面の, 金属板に対する電位を V_i , 接触面の部分帯電電荷に起因する粒子表面電位を V_p と書くことにすると, この過程での電荷緩和は,

$$V_s = V_i + V_p$$

を保ちつつ進行する。ところで, これらの諸量はそれぞれ接触ギャップ d の関数であるから, やがて緩和が終了する時点は次のように与えられることになる。緩和終了時に残された帯電電荷に起因する粒子表面電位曲線を $V_p^*(d)$ と書くとき, パッシェンカーブ $V = V_s(d)$ と, 粒子表面電位曲線 $V = V_i(d) + V_p^*(d)$ とが接する条件が満たされれば, これ以降の分離過程では放電による電荷の緩和は起こらない。即ち, この条件を満たすような帯電電荷量が衝突帯電量を与える。以上の様子を説明する概念図をFig.5-6に示した。

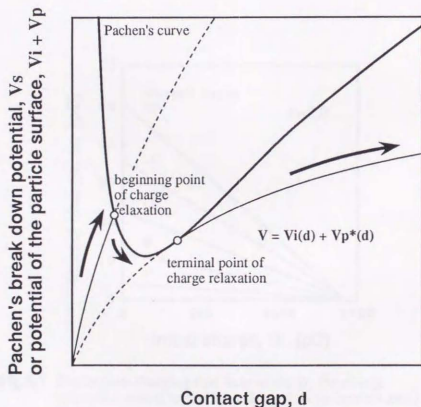


Fig.5-6 Schematic illustration of the discharge relaxation process.

これまでの仮定に基づき、上に示した条件を満たすような帯電電荷量を定める手続に基づいて、任意の初期帯電量に対する衝突帯電量の関係を、様々な接触・帯電面の面積に対して求めた結果を、粒子の比誘電率 $\epsilon=2$, 4, 6の場合についてそれぞれFigs.5-7, 8, 9に示した。

ここで、Charged angleとは、第4章の部分帯電粒子周りの電位分布を取り扱う際に用いた電荷の分布範囲を示すパラメータで、粒子の中心から接触面(衝突帯電範囲)を見込む半頂角を表している。いずれの図からも、初期帯電量の関数としての衝突帯電量は直線関係を示し、「平衡帯電量」の一致する一点で横軸と交わる様子が解る。

このようにして、放電緩和モデルに従って帯電直線が成立する理由が示された。

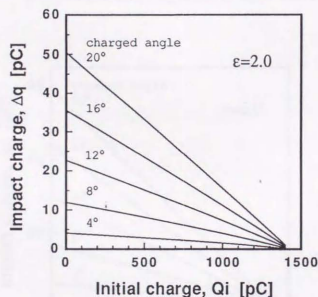


Fig.5-7 The impact-charging-line determined by the charge relaxation model for various charged angle(contact area). This figure shows results of impacting particle with relative dielectric constant $\epsilon=2$ and diameter $D_p=3.2\text{mm}$.

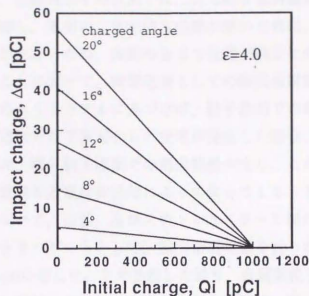


Fig.5-8 Charging-line for impacting particle with relative dielectric constant $\epsilon=4$, diameter $D_p=3.2$ mm.

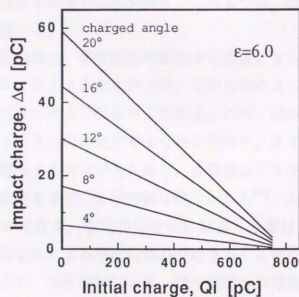


Fig.5-9 Charging-line for impacting particle with relative dielectric constant $\epsilon=6$, diameter $D_p=3.2$ mm.

5. 3 導電性粒子の場合

前項の議論では、絶縁性粒子の表面では二次元的な電荷緩和が生じない、との点が論点であった。即ち、電荷の二次元的な移動が無いために、形成された放電路への電荷の供給が行われないうえ、表面の各点で放電が独立に生じ、電荷の緩和が完全には行われないうえに因って、残留電荷としての衝突帯電電荷が観測される、と考える。さて、このようなモデルに基づけば、粒子表面での電荷移動が可能な導電性粒子では、分離過程で粒子表面からの放電が発生した場合、この放電を維持するような方向に電荷の、導体粒子表面での電荷移動が生じ、この結果として、最終段階では殆ど全ての電荷を放電緩和過程によって失ってしまうものと予想される。このような予測に基づいて、鉛製、及びステンレススチール製の、直径3mmの金属粒子を用い、真鍮板をターゲットとして、衝突帯電実験を行った。この衝突帯電実験の実験結果をFig.5-10に示した。上で予想した通り、金属製粒子は、衝突時の電荷緩和によって、完全に電荷を失う。このため、衝突帯電量、即ち、衝突によって移動する電荷は、粒子の初期帯電電荷量に等しく、逆符号になっている。ここでは、粒子の初期帯電電荷は、プラスチック製容器との接触によって与えているのであるが、それでも、通常の高分子粒子を用いる衝突帯電実験に比して、極めて小さい初期帯電しか与えられていないことが解る。このように、導電性粒子は、極めて帯電性が悪いことが解った。

このような現象理解は、帯電防止の観点から重要になるであろう。即ち、粒子表面に導電性を付与できるような条件では、この方法によって帯電電荷を低く押さえることが可能になると考えられるからである。この、表面への導電性付与の方法としては、次のような2つの方法が考えられるだろう。まず、何らかの表面改質を行って、導電性を付与する方法があり得る。放電場などを用いる表面改質によって粒子の帯電特性を変化させている研究例は幾つかある⁹⁴⁾。これらの研究では何れも、表面の電子状態の変化を、帯電特性変化の原因と位置付けているが、ここで示した、表面の導電性変化による帯電特性の変化をめぐる視点が今後重要になるものと考えられる。第二に、湿度増加による、粒子表面への導電性付与の可能性がある。高湿度条件では静電気の発生が生じ難くなることは良く知られ、またよく経験される処である。これは、一般には、発生した静電荷が漏洩し易くなるためであるといわれている。こうした理由は理解し易いが、この場合、一回一回の衝突では電荷移

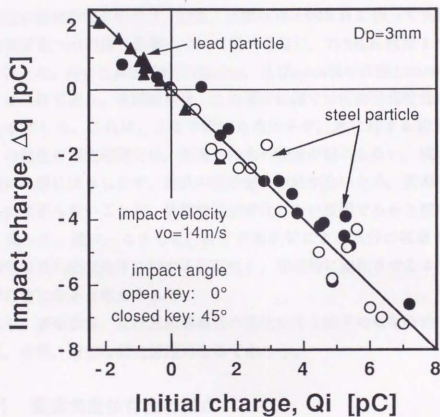


Fig.5-10 Results of impact charging experiment using metal particle diameter $D_p=3.0 \text{ mm}$.

動は生じていると考えるのであるから、例えば空気輸送などに相当する、ガス中に浮遊しているような粒子系に於ける、器壁への衝突に伴う電荷発生特性の変化については説明できていないことになる。これに対して、ここで述べてきた放電緩和に支配される衝突帯電電荷決定モデルを用いれば、このような帯電現象についても、粒子表面の導電性変化によって、帯電特性の変化を統一的に説明することが可能になる。T.Nguyenら⁹⁵⁾は、空気輸送に於ける輸送ガスに湿度を添加して、湿度の増加に伴って粒子の帯電量が減少することを実験的に示している。

本研究の衝突帯電実験では、通常、湿度は $25 \pm 5\%$ R.H.に保って実験を行っているが、衝突帯電への湿度の影響について調べる為に、 75% R.H.程度まで湿度を上げて実験を行った。用いた高分子粒子はteflon、及びnylon製の直径 3.2mm の粒子で、ターゲットはCr板である。実験結果は、この湿度範囲では衝突帯電特性は全く変化しないことを示した。これは、ここで用いた高分子が、水に対する親和性が極めて低く、この程度の湿度範囲では、表面への水の吸着が起こらない、或いは、吸着水分は表面に一樣にはなじまず、島状の吸着部に連結がないため、表面導電性が十分増加するには至らないことが、帯電特性が変化しない原因であると理解することができ。従って、逆に、こうした、粒子表面改質による水分の吸着性変化を利用して、帯電特性の湿度条件に対する依存性を、積極的に変化させるようなことも行うことが可能になると考えられる。

これら、表面改質、及び表面導電性の変化に伴う粒子の帯電特性の変化を調べることは、今後、重要な研究課題になるであろう。

5. 4 衝突角度依存性の論点

前項のようにして、基準衝突帯電量、帯電直線が決定される。これらは、いずれも接触面積、あるいは接触面半径の関数となる。従って、ある衝突条件が与えられれば、帯電直線は一義的に決まり、これは衝突の垂直方向速度成分だけで整理されなくてはならない。しかしながら、第2章で予め観ておいたように、衝突帯電量は衝突角度に依存し、垂直方向成分だけでは整理されない。上で求めた帯電直線は、その意味で、「原理的にはこれ以上は帯電できない衝突帯電量」を与えるのであり、「最大帯電直線」と呼ぶ所以である。

衝突の接線方向速度成分が衝突帯電に何らかの寄与を与えている。これは、衝突

—接触時の滑り・摩擦，または回転などによる影響であると考えられる。次章では，これら，衝突及び衝突変形をめぐる力学的な因子について検討を行う。

5. 5 飽和帯電量の粒径依存性

上記モデルから，平衡帯電量は，粒子の「限界帯電量」に対応するような量であることが解った。従って，一般の粒子の接触帯電の系では，最終的に，各粒子は，この限界値まで帯電する場合があります。この最大＝飽和帯電量は，粒子の粒径に依存する。

各粒径に対する飽和帯電量を計算する手順は，本章第1節で示した「平衡帯電量」を求める手順と全く同様である。10 μ m～5000 μ mの粒径範囲について，粒子の比誘電率 $\epsilon=2, 4, 6$ の場合の飽和＝最大帯電量を求めた。Fig.5-11にこの結果を示す。小粒径範囲で，飽和帯電量が徐々に，比誘電率に依存しなくなっていく。この，飽和帯電量の粒径依存性の問題は，現在でも実験・理論的に，1～3 μ mまでの範囲で議論がわかれていているところであるが，この計算では，全粒径範囲を通じて，飽和帯電量は粒径のほぼ1.5乗に比例することが示された。

図中に，直径3.2mmと2.4mmの各teflon粒子，及び，直径3.2mmと1.6mmのnylon粒子を用いた衝突帯電実験から得られた，「平衡帯電量」の値を示した。これらの実験結果は，ここで示してきた電荷緩和モデルによる計算結果と良く一致した。

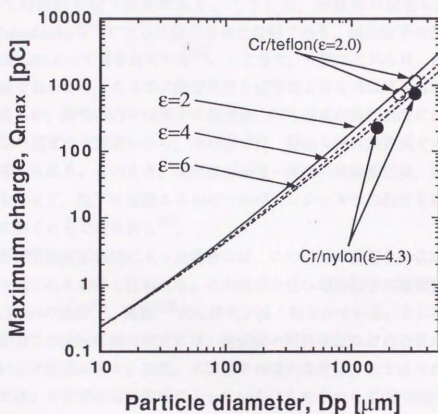


Fig.5-11 Maximum charge as a function of particles diameter.

第6章 粒子の衝突・変形過程に関する検討

前章で観通り、帯電直線は衝突時の粒子—金属ターゲット間の接触面積に依存する。従って、帯電直線を予測するためには、粒子の衝突に伴う変形過程に関する知見を得、これにより、衝突時の接触面積を予測可能にしておく必要がある。また、衝突帯電の衝突角度依存性についての検討を行う基礎としても、衝突・変形についての検討を行う必要がある。こうした、弾性体の変形に関する理論は、S.P.Timoshenkoら⁹⁶⁾によって確立された分野であり、球形粒子の変形・応力分布問題はHertzによって解かれている⁹⁷⁾。ところで、一般にこれらは、静的な変形に関する理論であるから、ここでの衝突に伴う変形のような系に適用可能かという論点があり得るが、弾性体内を伝搬する粗密波、即ち音波の進行速度に比べれば、この衝突変形の速度は十分遅いから、その点では、静的な弾性論範囲での議論が可能であると考えられる。このとき、衝突変形過程—変形の経時変化は、弾性変形ポテンシャルを与えて、粒子の運動エネルギーのポテンシャルへの転化を粒子の進入・変形と共に解くことで得られる⁹⁸⁾。

変形が塑性変形領域に入った場合には、この部分の変形を降伏応力での定圧圧縮で取り扱うことが多く行われる。この領域を含む球形粒子の衝突変形については、J.G.A.Bitterの理論⁹⁹⁾、実験¹⁰⁰⁾的な研究が良く知られている。ところで、一般には、降伏応力での定圧圧縮の仮定には、降伏後の塑性硬化などの効果が考慮されていないといった論点がある。実際、本実験での衝突条件は、上で述べた取り扱いに従う計算では、十分塑性変形領域に入っているにもかかわらず(衝突速度0.1m/s以下で、既に塑性変形が始まる)、後に述べるように、観測される変形状態は、弾性論の与える予測に良く合った。寧ろ、塑性変形的な項を入れようとすると計算がうまく合わなくなってくる。高分子材料の弾性定数の測定は、通常、引っ張り試験から得られる。こうした引っ張りによる変形—破断特性と、ここで取り扱うような押し込み変形の(しかも大きな変形が生じている)系では、上記したような問題によって、現象に差異があるものと考えられる。こうした点については、今後、詳しい検討が必要になるであろう。

Fig.6-1に、衝突変形概念図を示す。本章では、ピエゾ素子を用いた衝突応力測定器による接触時間・応力の実測と、煤の剥離試験による接触面積の測定を通じて、粒子の衝突変形過程について、後の衝突帯電過程の検討の基礎データを得る。

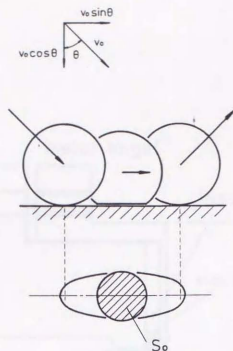


Fig. 6-1 Schematic illustration of the particle movement and contact area on the metal target.

6. 1 接触時間・応力

Fig. 6-2に、ピエゾ素子を用いた、真鍮製衝突応力測定用ターゲットの概念図を示す。本ターゲットを衝突帯電実験のターゲット部分にセットして、同実験と同様の方法で、各衝突条件について、衝突応力の時間変化を測定した。また、この波形幅から接触時間を求めることができる。高分子粒子と金属板との衝突では、粒子側の変形が現象支配的で、金属側の変形は無視できる。従って、本ターゲットを用いた実験結果は、金属ターゲットの種類が変わっても、そのまま利用可能である。

Fig. 6-3及びFig. 6-4に、それぞれ、衝突時最大応力と接触時間の、衝突の垂直方向速度成分に対する変化の様子を示す。弾性変形理論によれば、衝突時最大応力 F_{\max} と接触時間 Δt は、それぞれ衝突の垂直方向速度成分 v_n のべきに対して、 $F_{\max} \sim v_n^{6/5}$ 、 $\Delta t \sim v_n^{-1/5}$ のように比例する。前項で述べたように、衝突条件は既に十分塑性変形領域に入っていると考えられるにもかかわらず、測定結果は、弾性論の与える予想と一致し、ここでの高分子粒子の衝突変形が、弾性理論をそのまま援用する近似で評価できる可能性を示した。

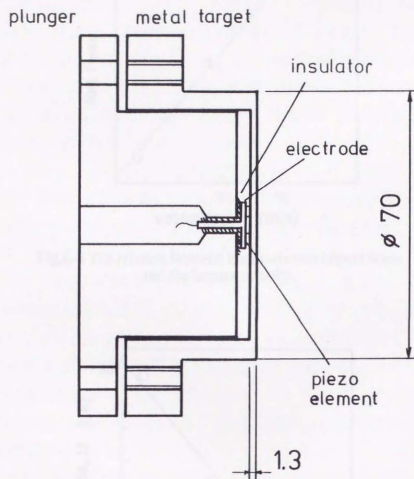


Fig.6-2 Schematic view of the impact force measuring target system using a piezo element.

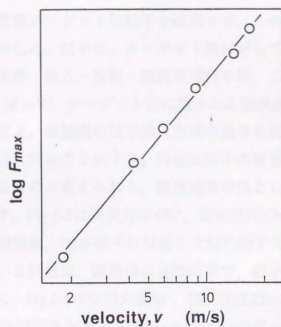


Fig.6-3 The relation between the maximum impact force and the impact velocity.

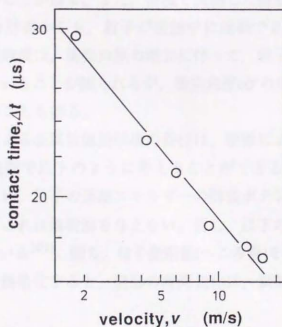


Fig.6-4 The relation between the contact time and the impact velocity.

6. 2 接触面積

煤を付着させた真鍮ターゲットに粒子を衝突させ、この剥離痕と、粒子側に付着した煤の様子を観察した。粒子は、ターゲット面に対して斜めに衝突する場合、垂直方向には衝突→変形・進入→反射・離脱の過程を経、これと同時に、水平方向へ移動する(Fig.6-1)。従って、ターゲット面に残される接触痕はほぼ楕円状の形態を示す。ここでは、便宜上、接触痕の粒子進入方向の長さを長径、これに垂直な切り口での最大長さを短径と呼ぶことにする。短径は粒子の変形が最大に達した時の接触円の直径に相当するものと考えられる。観察結果の例として、これらを写真に撮ったものを以下に示す。Fig.6-5は衝突角度が 0° 、衝突速度12m/sの場合の観察結果で、(a)がターゲット側剥離痕、(b)が粒子に付着した煤の様子である。但しここで、写真の、円形に見えている外縁は、顕微鏡の視野範囲で、粒子の直径はこの範囲より大きい。以下、同様に、Fig.6-6は衝突角度 30° 、衝突速度22m/sの場合、Figs.6-7, 8は、衝突角度が 60° で、衝突速度がそれぞれ10m/s, 18m/sの場合を示している。何れの観察結果からも、粒子に付着した煤の様子から、粒子側の接触面は衝突角度に依らずほぼ円形で、その直径は金属板側剥離痕の短径に良く一致することが解る。このことから、接触中、粒子はほとんど回転しておらず、粒子側の(見かけ)接触面積は衝突角度に依存しないことが解る。また、前項で実測した接触時間と、慣性モーメントを考慮する簡単な計算からも、粒子が接触中に回転できないことが示される。一方、金属板側の剥離痕は、衝突角度の増加に伴って、粒子の衝突方向へ若干伸び、楕円形状になっていることが観られるが、衝突角度 60° の場合でも極端な長さに伸長するわけではないことも解る。

この、すべりによる金属板側接触痕の長径は、摩擦による粒子の減速を無視すれば、弾性変形の範囲で以下のように考えることができる。粒子の変形の時間変化は、上記したように、粒子の運動エネルギーの弾性ポテンシャルへの転化過程として計算されるが、これは解析解を与えない。但し、以下のような近似が良く成立することが知られている¹⁰¹⁾。即ち、粒子変形量(へこみ量)を h とし、これを変形過程での最大変形量 h_0 で規格化すると、変形の時間変化は、接触時間 Δt で規格化された時間に対して、

$$h/h_0 = \sin(\pi t/\Delta t), \quad (6.1)$$

が良い近似を与える。粒子変形量から、接触円半径 r は、粒子半径 a を用いて直ちに、

$r=(ha)^{1/2}$ で与えられる。

接触中の摩擦を無視すれば、粒子が滑る距離は、衝突の水平方向速度成分を v_t とすれば、 $v_t t$ で与えられる。従って、粒子の先端がターゲットと接触し始めた地点を原点として、接触円先端が進展するその外縁の位置 x は、

$$x = v_t t + \sqrt{ah_0} \sin^{1/2}(\pi t/\Delta t), \quad (6.2)$$

となる。この時、最終的な最大接触面の先端を与える条件は $dx/dt=0$ である。この条件近傍で、更に、

$$r = \sqrt{ah_0} \sin(\pi t/\Delta t), \quad (6.3)$$

の近似を行うと、接触面先端を与える条件は

$$\cos(\pi t/\Delta t) = -\frac{v_t \Delta t}{\pi \sqrt{ah_0}}, \quad (6.4)$$


で与えられる。これにより、接触面の長径は、以下で与えられることになる。

$$D = 2 \cdot \left\{ \frac{v_t \Delta t}{\pi} \sin^{-1} \sqrt{1 - \left(\frac{v_t \Delta t}{\pi \sqrt{ah_0}} \right)^2} + \sqrt{ah_0} \sqrt{1 - \left(\frac{v_t \Delta t}{\pi \sqrt{ah_0}} \right)^2} - \frac{1}{2} v_t \Delta t \right\}. \quad (6.5)$$

衝突速度の垂直方向速度成分に対する短径の変化をFig.6-9に示した。短径は衝突角度によらず、衝突の垂直方向速度成分のみによって決定していることが解る。図中、計算線は、弾性変形理論が与える最大接触円直径と衝突速度との関係である。ここでも、既に述べたように、塑性変形領域に入っていると考えられるにもかかわらず、弾性論が良い近似を与えている。

Fig.6-10は、衝突の垂直方向速度成分と長径の関係を示す。衝突角度の増加に伴い、短径に対して長径が若干増加しているのは、既に議論したように、接触中に、粒子が水平方向へ移動していることによる。図中の計算線は、上で述べた、摩擦を無視したときの、長径の変化を弾性論の範囲で計算したものであるが、実験値の傾向を良く表している。

次章では、ここで得られた結果に基づいて、衝突帯電の角度依存性の問題を議論する。


 1.0 mm

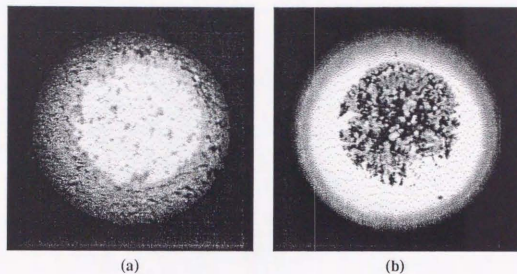


Fig.6-5 Shapes of each contact area on the target and particle surface; (a) trace of soot peeling left on the target, and (b) soot adhered to the particle.
 (impact velocity $v_0=12\text{m/s}$, impact angle $\theta=0^\circ$)

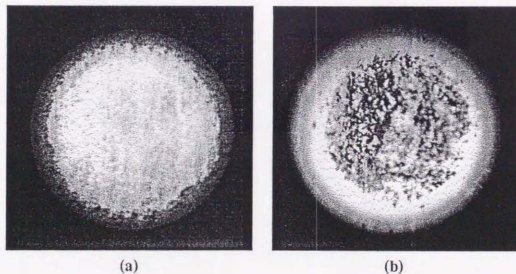



Fig.6-6 Shapes of each contact area on the target and particle surface.
 (impact velocity $v_0=22\text{m/s}$, impact angle $\theta=30^\circ$)


 1.0 mm

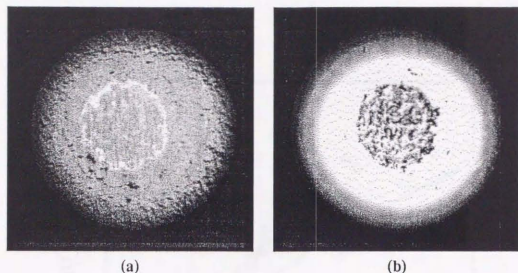


Fig.6-7 Shapes of each contact area on the target
 and particle surface.
 (impact velocity $v_0=10\text{m/s}$, impact angle $\theta=60^\circ$)

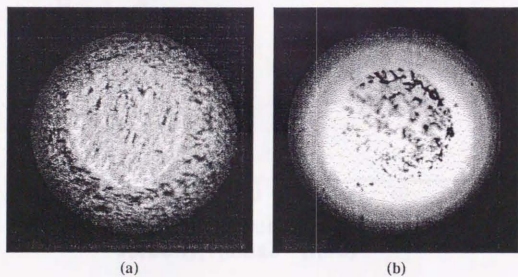


Fig.6-8 Shapes of each contact area on the target
 and particle surface.
 (impact velocity $v_0=18\text{m/s}$, impact angle $\theta=60^\circ$)

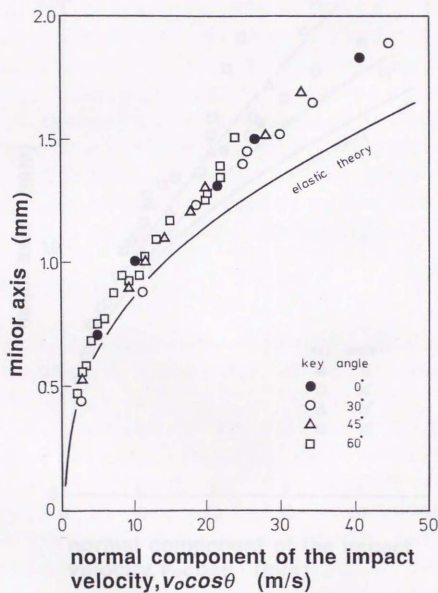


Fig.6-9 Relation between the minor axis of the trace and the normal velocity of impact
(with the calculated line based on elastic theory)

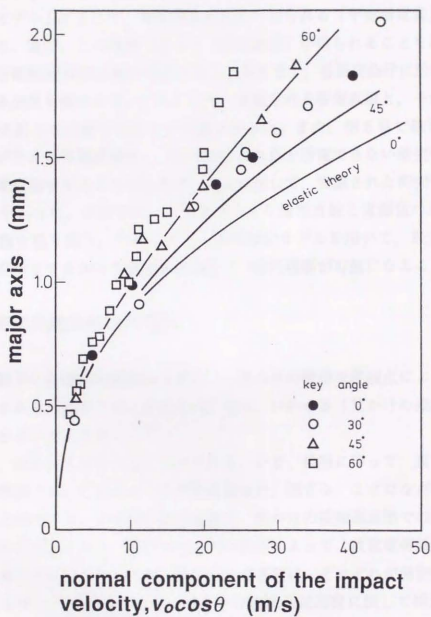


Fig.6-10 Relation between the major axis of the trace and the normal velocity of impact.
(with calculated lines based on elastic theory)

第7章 粒子の衝突・接触帯電の一般モデル

第5章では、放電に伴う電荷緩和が粒子の衝突帯電量を決定しているとする、「電荷緩和モデル」によって、衝突帯電実験から得られる「平衡帯電量」が良く説明されること、及び、この機構に従って「帯電直線」が得られることを示した。帯電直線は、帯電範囲(接触面積)の関数となる。第6章で、各衝突条件に於ける粒子変形量に関する知見を得たので、これにより、実測される帯電直線と、モデルから得られた帯電直線とを比較することが可能になった。また、第5章で確認したように、モデルが与える帯電直線は、「原理的にこれ以上帯電できない衝突帯電量」、即ち最大帯電直線を与えるのであるが、これに対して、実測された衝突帯電量には角度依存性があった。本章では、モデルが与える帯電直線と実測値の比較を通じて、この問題を取り扱う。これにより、電荷緩和モデルを用いて、最大帯電量及び、角度依存性までを含めた衝突帯電現象の一般的理解が可能になることを示す。

7. 1 衝突角度依存性の検討

一般に、粒子と金属板の接触面は実際には幾つかの微少な接触点によって構成されており、それらの総和である真実接触面積は、いわゆる「見かけの接触面積」よりもかなり小さいものとされる⁵²⁾。

このとき、次のように考えることができる。いま、接触に伴って、真実接触面だけに電荷が移動する。したがってこの帯電領域は、独立な、ミクロな点電荷の集積と見做すことができる。この面の電荷密度は、見かけの接触面基準での見かけの電荷密度に比べて大きくなり、電界集中などの効果によって、放電電荷緩和過程で電荷をリリースしやすくなる。また、独立した点電荷は、それぞれが個別に放電に至るようになるから、これによって、第5章の放電緩和過程に関して検討したような、「部分的で連続な放電緩和プロセス」に於いて、放電効率が向上すると考えられる。

この結果、観測される衝突帯電量、つまり、電荷緩和後に粒子側に残留している電荷、または見かけの帯電電荷密度は、最大帯電直線が要請する値より小さな値になる。一方、衝突角度が大きくなり、衝突の水平方向速度成分の増加に伴って、接触時の粒子の滑りの効果が大きくなるにつれて、見かけ接触面積に対する真実接触

面積の割合が増加し、これによって次第に、観測される電荷密度は、最大帯電直線が要請するそれに近づいて行く。

このようにして、衝突角度依存性＝接触到に於ける粒子の滑りの効果が理解される。このとき、粒子表面全体に分布する初期帯電電荷は、当該接触面からの距離が十分大きく、また、接触面に及ぼす効果は全体が平均化されるから、こうしたミクロな非一様性はあまり効果を及ぼすことはなく、一様帯電として扱うことができる。

7. 2 一般モデル

最大帯電直線が要請する電荷密度に対する、実際に観測される電荷密度の比を接触効率として定義する。計算は、それぞれ、基準衝突帯電量を代表値として行えば良い。

第2章で示した衝突帯電の角度依存性を示すデータから、接触効率を計算したものをFig.7-1, 2に示した。衝突速度の増加、及び衝突角度の増加に伴って、帯電効率が増加し、やがてモデルが要請する「最大帯電量」へ飽和して行くことが解る。また、この飽和値は、110から120%程度の間に収まっており、放電緩和モデルが良い予測を与えていることを示している。

前項で述べたように、この帯電効率の増加は、主として粒子の滑りの効果により、真実接触面積が増加することによって考えられる。そこで、第6章で実測した接触時間に基づいて、粒子が衝突期間中に金属面上を滑る「滑り距離」Lを算出し、これによって、上の2つのデータセットを整理した。結果をFig.7-3に示した。滑り距離の増加に伴って帯電効率が増加し、やがて飽和していく様子を明らかに観てとることができる。また、異なる金属板に対して、同じteflon粒子を用いた実験結果が、同一の曲線上で整理された。このことは、金属板が高精度で仕上げられているために、これら滑りの効果が粒子側の表面状態で決まっていることを示しているものと考えられる。

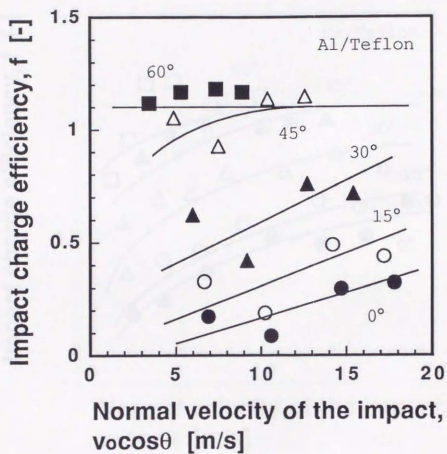


Fig.7-1 Influence of impact velocity and angle upon the impact charge efficiency in the case of using teflon particles and Al-target.

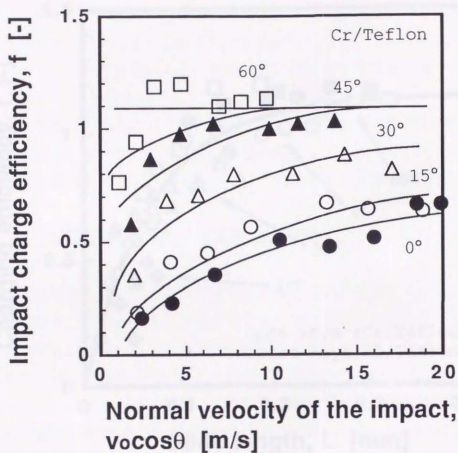


Fig.7-2 Influence of impact velocity and angle upon the impact charge efficiency in the case of using teflon particles and Cr-target.

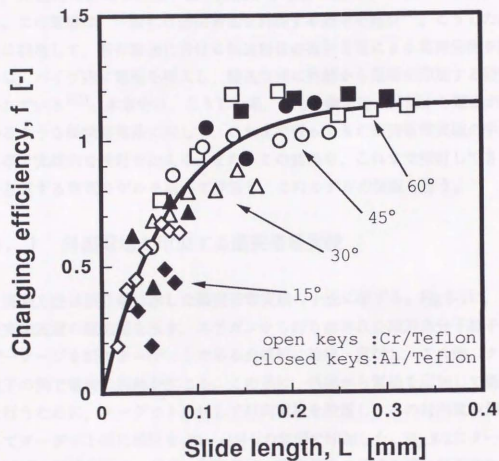


Fig.7-3 Influence of particle slide length upon the impact charge efficiency.

第8章 外部から電場を印加した衝突帯電実験

ある程度の粉体濃度で空気輸送を行う場合などで、粒子が器壁に衝突して帯電するようなケースを想定する場合、粒子表面電位としては、当該粒子自身が持つ初期帯電電荷、あるいは衝突帯電電荷に起因する電位以外に、衝突粒子背後に存在する、同極性に帯電した粒子雲が形成する電場に起因する電位を考慮する必要がある。この電場は、一般には衝突帯電を抑制する効果を持つ⁶¹⁾。こうした現象を積極的に利用して、粉体輸送に於ける輸送粉体の衝突帯電による電荷発生を抑制するために、パイプ内に電極を挿入し、輸送空間に外部から電場を印加する研究なども行われている¹⁰²⁾。本章では、こうした系、即ち、衝突時に外部から電場が印加されているような衝突帯電系に対して、これまで行ってきた衝突帯電実験の手法を適用する事で実験的な検討を加える。また、この結果を、これまで検討してきた放電緩和を考慮する帯電モデルを用いて評価し、このモデルの検証を行う。

8. 1 外部電場を印加する衝突帯電実験

実験方法は第2章に示した衝突帯電実験の手法に準ずる。Fig.8-1に、ここで用いた実験装置の概念図を示す。エアガンから打ち出された球形高分子粒子は、ファラデーケージを経てターゲットである金属板に衝突・反射し、この際、ターゲットと粒子の間で電荷の移動が生じる。この系に、外部から電場を印加して衝突帯電実験を行うために、ターゲットに対して対向電極を設置し、この対向電極側をアースとしてターゲット側に電圧を $-10 \sim +15 \text{ kV}$ の範囲で印加した。Fig.8-2にターゲットと対向電極の形状を示す。電荷の移動量は、衝突前後の粒子の持つ電荷量をそれぞれ二重円筒型のファラデーケージを用いて測定し、これらの差を求めることで得た。本実験では、ターゲットとして黄銅板を、高分子粒子としては直径 3.2 mm のnylon66及びteflon製球形粒子を用いた。

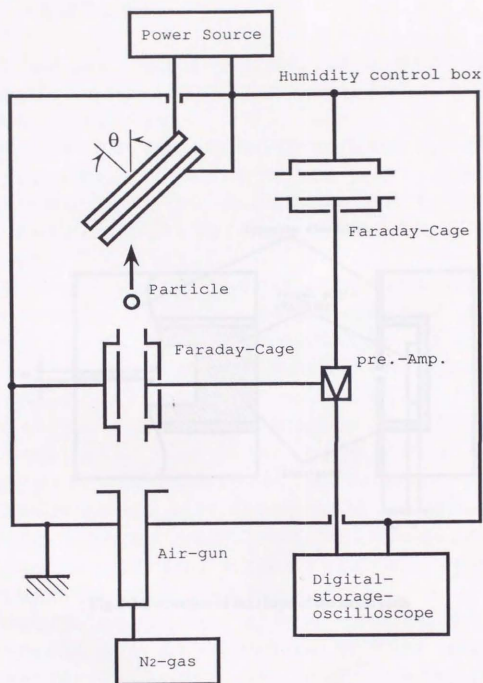


Fig.8-1 Schematic view of the experimental apparatus.

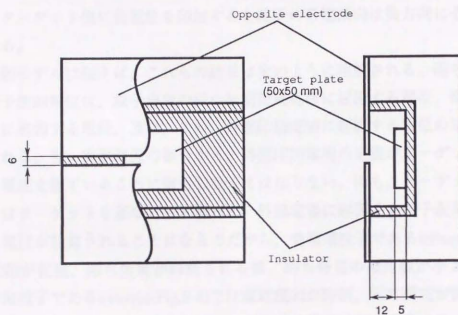


Fig.8-2 Illustration of the shape of the target plate

8. 2 実験結果と考察

Fig.8-3, 及びFig.8-4に, 実験結果の一例を示す。Fig.8-3は, 衝突させる粒子としてteflon製粒子を, Fig.8-4はnylon66製粒子を用いた実験の結果である。横軸は初期帯電量, 縦軸は衝突帯電量を示す。

衝突系に外部から電場を印加した衝突帯電実験では, 帯電直線が, ほぼ平行に移動していることが解る。また, この直線の移動方向は, ターゲットに対する印加電圧の極性に対応しており, ターゲット側に正電位を印加すると粒子の帯電傾向は正方向に, ターゲット側に負電位を印加すると粒子の帯電傾向は負方向にそれぞれ移動している。

放電緩和モデルに従えば, これらの結果は次のように理解される。即ち, 粒子分離時の粒子表面電位は, 粒子自身の持つ初期帯電電荷に起因する電位, 衝突帯電で得た電荷に起因する電位, 及び, この, 外部印加電場に起因する電位の重ね合わせで与えられる。今, 実験装置の都合から, 外部印加電場の定義がターゲット側に印加される電圧を親ていることに留意しなくてはならない。即ち, ターゲットが正電位を持てばターゲットを基準として測った, 外部電場に起因する粒子表面電位としては負の電位が加算されることになるのだから, 負帯電粒子であるteflon(Fig.8-3)では放電緩和が促進, 即ち帯電が抑制される側, 即ち帯電の絶対値が小さくなる側に, 正帯電粒子であるnylon66(Fig.8-4)では放電緩和が抑制, 即ち帯電が促進される側, 即ち帯電の絶対値が大きくなる側に, それぞれ帯電直線が移動するのである。これらの事情について検討するには, 外部電場による帯電直線全体の平行移動を, 「平衡帯電量」の値の変化で代表させて検討すれば良い。

外部電場に起因する粒子表面の電位を第4章で示した算法によって定め, これを重ね合わせの原理に従って, 粒子表面電位に加算し, 第5章で示した平衡帯電量の決定手続きと同様にして, それぞれのターゲット印加電圧の場合の平衡帯電量を求めた。これらを実験から得られた結果と比較してFig.8-5に示した。モデルから得られた値と実験値は良く一致した。特に, nylon66とteflonの比誘電率の違いが, 平衡帯電量及び, その, 外部電場に対応する変化率の違いを決定している様子を良く示している。この結果は, 本論文で提案した, 衝突帯電の放電緩和モデルの有効性を示し, 検証するものであると考えられる。

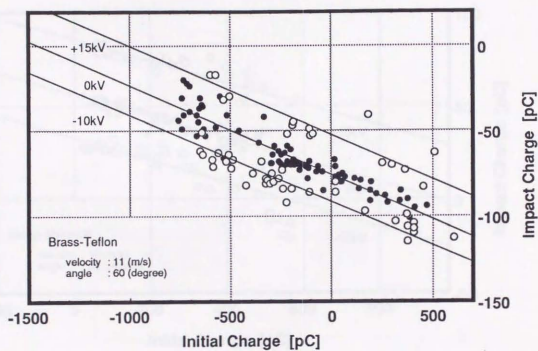


Fig.8-3 Typical results of the impact charging experiments supplying the external electrical field.
 (Teflon particles impact brass target at impact angle 60° and impact velocity 11m/s)

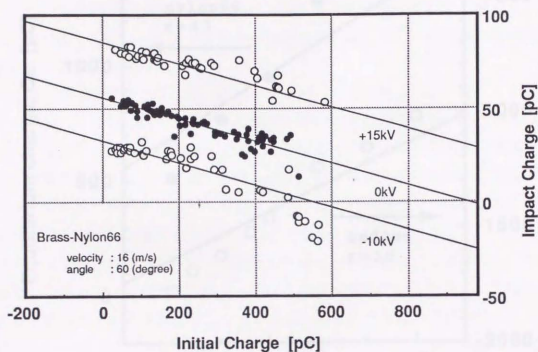


Fig.8-4 Typical results of the impact charging experiments supplying the external electrical field.
(Nylon66 particles impact brass target at impact angle 60° and impact velocity 16m/s)

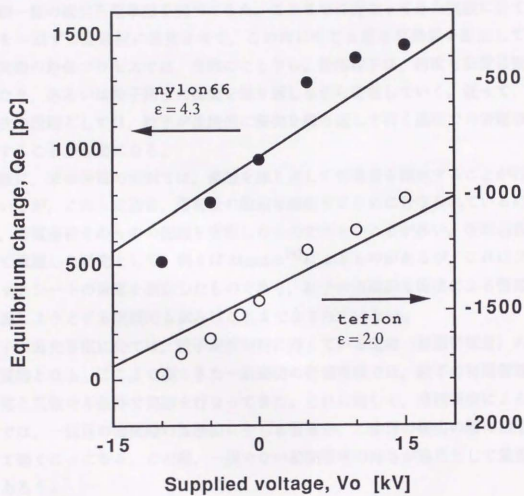


Fig.8-5 Influence of the supplied voltage upon the equilibrium charge.

第9章 連続衝突帯電実験

乾式の粉体プロセスに於ける粉体粒子の帯電機構を解明するために、個別粒子の帯電挙動を把握することが重要であるとの観点から、高分子製の球形粒子を一個ずつ金属板に衝突させて、この際に生じる電荷の移動量を実測する実験を通じて、粒子一個一個の衝突帯電挙動を調べてきた。ここまでに行ってきた実験に於ては、粒子を一回ずつ金属板に衝突させて、この時に生じる電荷移動量を測定してきたが、実際の粉体プロセスでは、当然のこと乍ら、粉体粒子は、何度も装置器壁と衝突したり、あるいは粒子同士の衝突を繰り返しながら帯電していく。従って、本研究の次の段階としては、粒子が連続的に衝突を繰り返して行く過程での帯電挙動を追跡することが重要になる。

一般に、摩擦帯電の実験では、接触を繰り返して帯電量を測定することが行なわれているが、これらは通常、帯電量の飽和を確認するために行なわれているのであって、帯電過程そのものの把握を意識したものではないことが多い。帯電過程を主として意識した研究として、例えば Masui⁷⁴⁾によるものがあるが、これはプラスチックシートでの帯電を測定したものであり、粒子の連続的な衝突による帯電過程を把握しようとする実験的な試みはこれまでなされていない。

粒子の衝突帯電に於ては、粒子が衝突前に持っている電荷（初期帯電量）の寄与が本質的となる。ここまで観てきた一回衝突の帯電実験では、粒子の初期帯電は一樣帯電と見做せる条件で実験を行ってきた。これに対して、連続衝突による帯電実験では、一回目の衝突時の接触面に生じる帯電が、二度目の衝突の際に初期帯電として働くことになる。この際、一樣でない初期帯電の寄与が論点として重要になるであろう。

本章では、二つの独立した金属製ターゲットに高分子一個粒子を連続的に衝突させて、この際に生じる電荷の移動量を独立に測定し、これを通じて粒子の連続的な衝突による帯電過程を実験的に追跡する。また、この実験結果と、初期帯電の非一様性を考慮した帯電モデルに関する検討を行う。

9. 1 実験の方法と結果

Fig.9-1に実験装置の概念図を示す。本実験の特徴は、第一および第二ターゲットに残された電荷を、独立に二つのエレクトロメータで測定している点にある。連続的な衝突によって生じる帯電の量を、その衝突毎に独立に測定することによって、連続的な衝突での粒子の帯電過程をトレースすることができることになると考えている。ここでは、衝突角度を 60° とし、ターゲットとして第一、第二ターゲット共に、真鍮板(50x50mm, 厚み5mm)を用い、衝突させる粒子として直径3.2mmのテフロンを用いた実験の結果について述べる。Fig.9-2に、二つのターゲットの配置関係を示した。

Fig.9-3に実験結果の一例を示す。衝突速度は11.4m/s, 衝突角度は 60° の時の衝突帯電実験の結果である。 Δq_1 が第一ターゲットとの衝突で生じた帯電の量, Δq_2 が第二ターゲットとの衝突で生じた帯電の量を表している。横軸は粒子の初期帯電量を

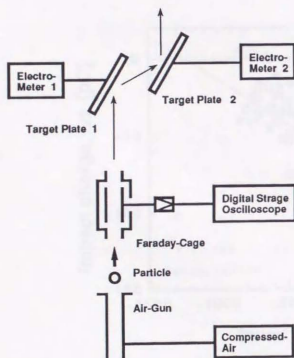


Fig.9-1 Schematic view of the experimental apparatus.

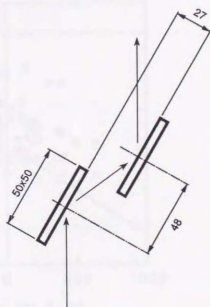


Fig.9-2 Illustration of the setting of two target plates.

表しているが、これは、各衝突の前に粒子が持っている電荷の量を意味している。 Δq_1 は、これまでの一回衝突の実験で得られてきた結果と同じで、衝突帯電量が初期帯電量に対して直線的に減少している。これに対して、二回目の衝突による衝突帯電量 Δq_2 は、以下のような特徴を示した。

1. 衝突帯電量の絶対値が、 Δq_1 よりも小さい。
2. Δq_1 に比べて、データのばらつきが大きい。

これらは、主として以下の二点に因るものと考えられる。

1. 衝突速度の減少

二回目の衝突時に於ける衝突速度は、一回目の衝突時の速度よりも小さくなると考えられる。いま、本衝突系の反発係数を0.8と仮定すると、二回目の衝突時の粒子-ターゲット間の接触面積は一回目の衝突時の85%にまで減少する。従って、これによれば、 Δq_2 は Δq_1 の85%のレベルまで減少することが予測される。

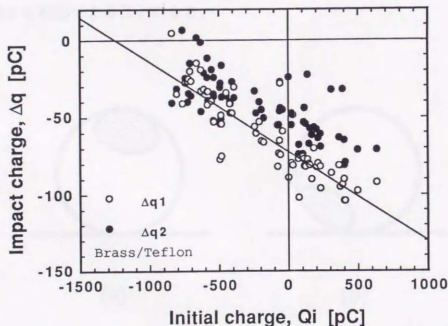


Fig.9-3 An example of results of the impact charging experiments. Open circles represent the impact charge generated by the first impact, Δq_1 , and closed circles represent the impact charge generated by the second impact, Δq_2 .

2. 初期帯電の非一様性

これまでの一回衝突の実験では、粒子の初期帯電は一様と見做せる条件で実験を行ってきた。これに対して、本実験では、一回目の衝突の際に移動した電荷が二回目の衝突の際に初期帯電として働くことになる。この電荷は一回目の衝突の接触面にのみ存在するので、二回目の衝突に於ける初期帯電はもはや一様とは見做せなくなる。この、二回目の衝突時に於ける一回目の衝突の接触面の位置が、二回目の衝突に於ける電荷の移動に与える影響を考慮する必要がある(Fig.9-4に概念図を示す)。以下の項では、この点に関する検討を行なうことにする。

9. 2 一様でない初期帯電の効果

以下の議論では、概念図(Fig.9-4)に示したような、一回目の衝突での接触面が、二回目の衝突の時にとり得る位置のバリエーションによって、二回目の衝突帯電がどの程度影響を受けるかを検討する。この時、衝突帯電条件は、第7章で示した帯電効率が飽和した領域であると仮定する(Fig.9-3の実験結果は、この領域に入っている)。これにより、第5章で検討した、放電緩和モデルに従って最大帯電直線を定める手続きを利用できることになる。

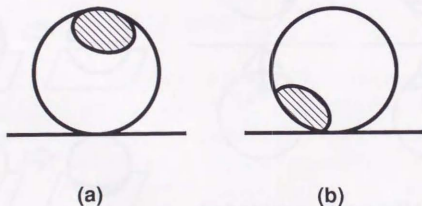


Fig.9-4 Schematic illustration of two possible cases for the location of the contact area of the first impact (shaded area) during the second impact. (a) the contact area of the first impact is located opposite side of that of the second impact. (b) the first contact area is located near the second contact area.

ここで、モデルを適用するためには、一回目の衝突の接触面がとる位置のバリエーションのそれぞれに対して、粒子の表面電位がどのように決まるのかを検討しておく必要がある。第4章で検討した部分帯電のケースは、系に軸対象な部分帯電がある場合についてであった。任意形状の帯電面に対する粒子周りの電位分布を、全てのバリエーションに対して厳密に取り扱うのは煩雑で困難なので、ここでは以下のような近似手続きを用いることにする。二回目の衝突・接触の時点での一回目の接触面の位置を考える。このとき、Fig.9-5にその概念図を示すように、ここにある衝突帯電電荷を、この帯電面を含んで、金属ターゲットに平行な、粒子上の軸対象なバンドに再分配するのである。これにより、問題を軸対象な部分帯電問題に写し換えることができ、計算を簡略化できる。この近似手続きの概念図をFig.9-6に示す。金属板近傍に生じる電場は、金属板に垂直になる。これを、図に示すように鏡像電荷の効果と考えてもよい。何れにせよ、金属板に接近した粒子先端付近では、この理由によって、電場はほぼ軸対象な形をしている。従って、上のような、電荷

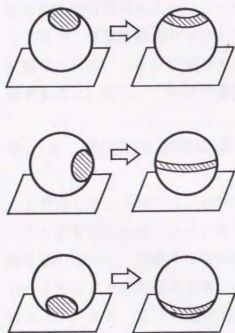


Fig.9-5 Schematic illustration #1 for the approximation which rebuilds the charge into axial-symmetrical band.

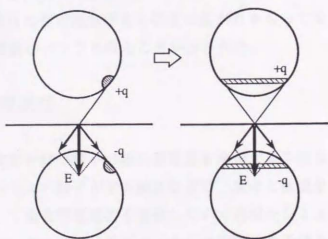


Fig.9-6 Schematic illustration #2 for the approximation which rebuilds the charge into axial-symmetrical band.

を軸対象に再分配する近似が可能になると考えられる。この時、それぞれのバンドの、粒子表面電位への寄与は、第4章の結果を用いて、重ね合わせの原理に従えば、 $\phi(01-02)=\phi(02)-\phi(01)$ で与えられる。

この近似を利用して、放電緩和モデルから、二回目の衝突に於ける一回目の接触面の位置のバリエーションの効果を検討する。ここでは、一回目の接触面のとり得る位置のバリエーションを、球中心から粒子先端（二回目の接触面の中心）へ引いた線から、角度にして5°毎に、幅15°でとったそれぞれのバンド（つまり、5°-20°、10°-25°、15°-30°…として分類した各バンド）に分類することにする。こうして、次のような手続きで、この、各バリエーションに対応するような、二回目の衝突の帯電直線が得られる。

ある様な初期帯電量を持つ粒子を仮定する。これが一回目の衝突で得る衝突帯電量を、放電緩和モデルに従って定める。この電荷を、上で示したいずれかのバンドに再分配して、これによる粒子表面電位への寄与を計算する。ここで、一回目の初期帯電量の寄与と、この一回目の衝突帯電量のあるバンド上の電荷として再分配した粒子の表面電位曲線を求め、通常の放電緩和モデルの定める手続きに従って二回目の衝突帯電量を求め、これを繰り返して二回目の帯電直線を得る。このようにして得た、帯電直線のバリエーションをFig.9-7に示した。一回目の衝突帯電電荷の位置のバリエーションに従って、二回目の帯電直線がある程度の広がりをもって分布すること、即ち、二回目の衝突帯電量がバラツキ得ることが示された。

9. 3 連続的な衝突による帯電過程

上で示した、様な初期帯電電荷を持つ粒子の衝突帯電量を決定する手続きに少し手を加えれば、初めに電荷を持たない粒子が空気輸送などで、次々と衝突を繰り返しながら、連続的な衝突によって衝突帯電電荷を蓄積していく過程をシミュレートすることが可能になる。そこで、ここでは、以下のような決定論的な手続きによって、この、粒子の連続的な衝突帯電過程のシミュレーションを行った。

k+1回の衝突の時点で、k回目までの衝突面の位置を全て記録しておいて、決定論的に粒子帯電過程を追跡する。但し、ここでは、前項で用いた粒子上の各バンドへの帯電電荷の再分配の手続きを利用する。即ち、ここでは、k回目までの衝突帯電量と、帯電面の位置を、独立に記録しておく。k+1回目の衝突の時点では、この時の衝

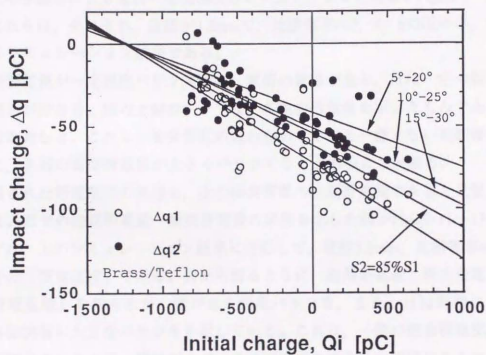


Fig.9-7 The estimation how the charging line of the second impact charge, Δq , could be distributed with locations of the first impact contact area which is indicated by band angle. Open and closed circles represent the first and second impact charge, Δq_1 and Δq_2 , respectively. Here, the contact area of the second impact, S_2 , is assumed to be 85% of the first impact, S_1 .

突面の位置をat randomに決定する。この位置に対する、 k 回目までの各帯電面の位置を計算して、これらそれぞれの帯電電荷を、それぞれの位置に対応するバンド上に再分配する。これを初期帯電とし、各バンド上に再分配された電荷による粒子表面電位への寄与をそれぞれ独立に計算して、加算する。このようにして、この時点での粒子の、初期帯電電荷による表面電位曲線が得られる。これを用いて、放電緩和モデルの手続きに従って、 $k+1$ 回目の衝突に於ける衝突帯電量を定める。この次の $k+2$ 回目の衝突では、ここまでで得られた $k+1$ 回分の衝突帯電電荷を、改めて、再び $k+2$ 回目の衝突面に対応するように、粒子表面の各バンドに再分配する。

以上の手続きによる電荷の蓄積過程のシミュレーション結果をFigs.9-8~10に示した。これらは、それぞれ、直径が3.2mmで、比誘電率 $\epsilon=2, 4, 6$ の粒子の、電荷蓄積過程のシミュレーション結果である。

衝突帯電量が一定程度バラツキつつ、電荷の蓄積が進み、ほぼ一定の飽和値に達する様子が分かる。図の上側のグラフは、各衝突帯電量を示したものであるが、衝突回数が進むと、これらの衝突帯電の重ね合わせである一様でない初期帯電電荷によって、各回の衝突帯電量が大きくバラツクことがあることが解る。

蓄積された帯電電荷の総和を、次の衝突帯電の初期帯電量であると見做して、この衝突過程での初期帯電量—衝突帯電量の関係を示した図がFigs.9-11~13である。それぞれ、上のシミュレーション結果に対応して、直径3.2mm、比誘電率 $\epsilon=2, 4, 6$ の粒子の「帯電直線」である。図から解るように、初期帯電量と衝突帯電量の関係は「帯電直線」を与えるが、値がある程度バラツキ、また、ほぼ飽和に達してから、各衝突毎に大きなバラツキを示している。これは、一般の衝突帯電実験でも、初期帯電量の分布の非一様性が、データのバラツキの大きな原因になることを示すものでもあると考えられる。

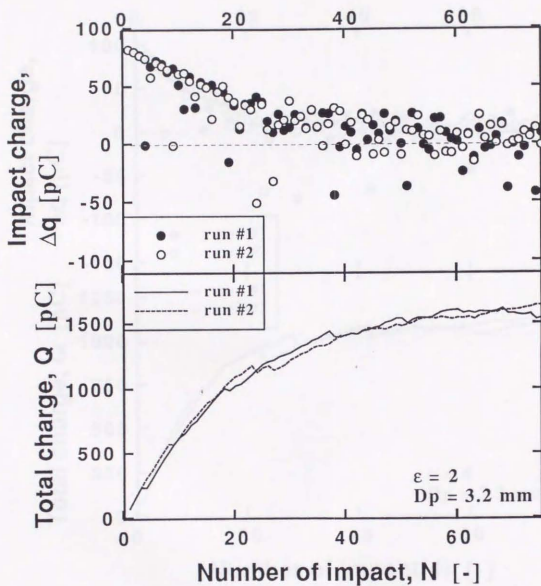


Fig.9-8 Simulation results of charge accumulating process of a particle due to successive impacts with metal wall in the case of the particle with relative dielectric constant $\epsilon=2$ and diameter $D_p=3.2\text{mm}$.

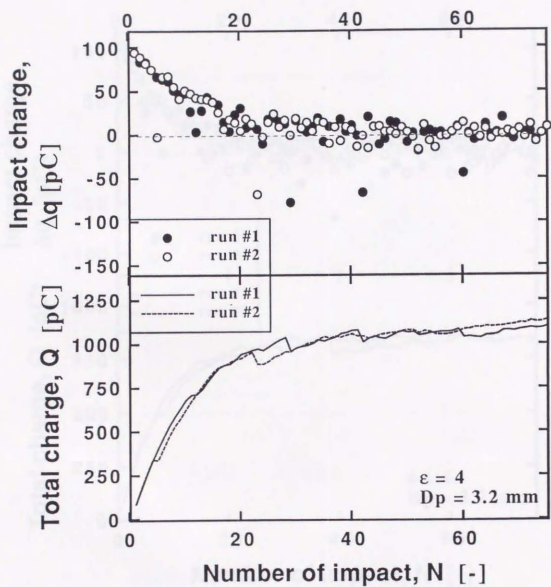


Fig.9-9 Simulation results of charge accumulating process for the particle with relative dielectric constant $\epsilon=4$.

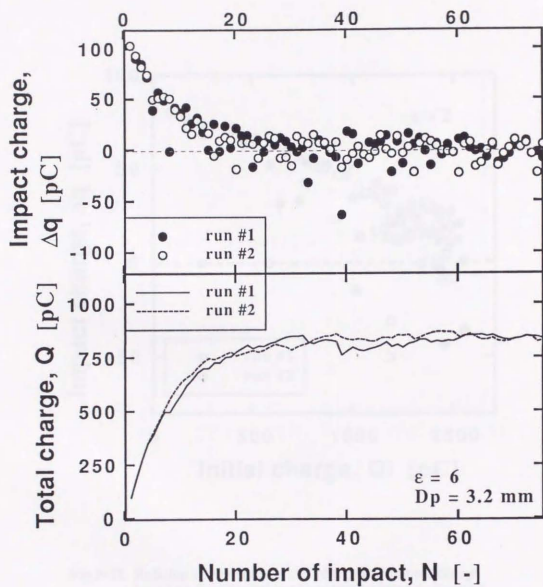


Fig.9-10 Simulation results of charge accumulating process for the particle with relative dielectric constant $\epsilon=6$.

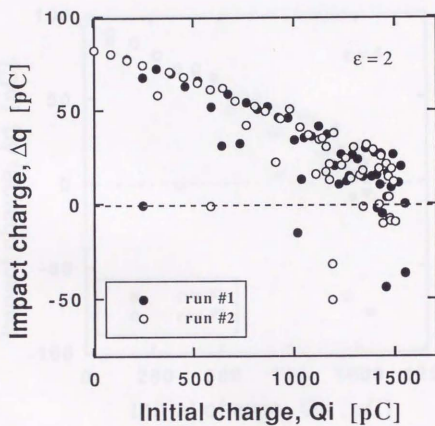


Fig.9-11 Relation between the initial charge and impact charge based on the simulation of successive impact charging for the particle with relative dielectric constant $\epsilon=2$ and diameter $D_p=3.2\text{mm}$.

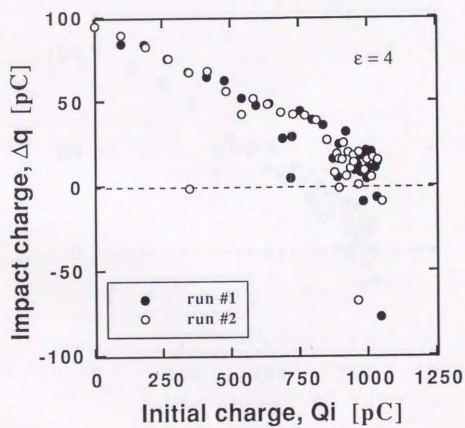


Fig.9-12 Relation between the initial charge and impact charge based on the simulation of successive impact charging for the particle with relative dielectric constant

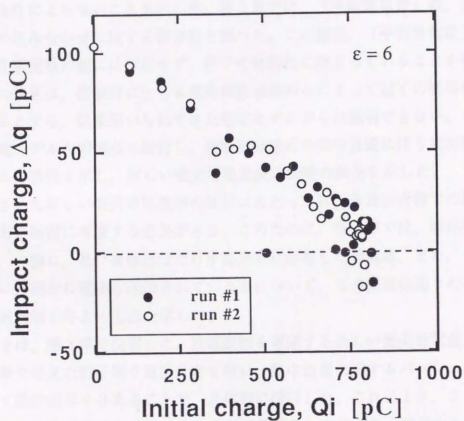


Fig.9-13 Relation between the initial charge and impact charge based on the simulation of successive impact charging for the particle with relative dielectric constant $\epsilon=6$ and diameter $D_p=3.2\text{mm}$.

第10章 結論

以上、本論文を通じて、まず第2章では、粒子を一個づつ金属板へ衝突させ、この際に生じる電荷移動量（衝突帯電量）を実測する衝突帯電実験を行い、個別粒子の帯電挙動を調べた。衝突帯電量は初期帯電量に対して直線的な関数となること、及び、衝突帯電量がゼロとなる時の初期帯電量（平衡帯電量）は衝突速度、角度などの衝突条件によらないことを示した。第3章では、「平衡帯電量」の、金属板、粒子物質の組み合わせに対する依存性を調べた。この結果、「平衡帯電量」の値が金属板の仕事関数の値には依存せず、粒子の材料毎に決まっていることを明らかにした。この結果は、接触時に生じる電荷移動過程のみによって粒子の衝突帯電量が決定されるとする、従来用いられてきた帯電モデルからは説明できない。そこで、従来の帯電モデルの問題点を検討し、接触面分離時の気中放電に伴う電荷緩和過程を考慮する必要性を示し、新しい衝突帯電量決定機構の概念を示した。

上で示された新しい衝突帯電機構の検討にあたっては、金属板近傍での粒子表面の電位分布を厳密に考慮する必要がある。このために、第4章では、導体壁近傍に置かれた、一様に、及び接触部分だけが部分的に帯電した誘電体、また、さらに、この粒子に外部から電場が印加されている系について、この誘電体周りの電位分布に対する厳密解を与える方法を示した。

第5章では、第3章で提案した、放電緩和を考慮する新しい衝突帯電量決定機構を、第4章で与えた粒子周り電位分布を用い、気中放電に関するパッシェンの法則を援用して絶縁限界を与えることで、具体的に検討した。これにより、この新しいモデルが、衝突帯電実験から得られる「平衡帯電量」の値を良く説明することを示し、「平衡帯電量」が電荷移動の駆動力に対応する「飽和」値ではなく、接触面の分離に伴って生じる放電緩和によって規定される「限界」量であることを明らかにした。これに加えて、このモデルが衝突帯電量の、初期帯電量に対する直線的な依存性を説明することを示し、放電緩和モデルの概念を確立した。また、このモデルは、放電限界特性の異なる雰囲気ガス中では、衝突帯電特性が変化することを予測する。そこで、空気に比べて絶縁限界の低いアルゴン雰囲気での衝突帯電実験を行った。この場合、放電緩和が促進される結果、空気雰囲気での衝突帯電量に比べて、帯電量が減少することが実験的に示され、また、このモデルは、この実験条件に対する平衡帯電量変化を定量的に良く予測した。加えて、放電緩和過程に於ける、粒

子表面での電荷の二次元的な緩和の可能性に関する考察から、導体粒子-金属板間の衝突帯電では、電荷が完全に緩和してしまうことを指摘し、これを実験的に示した。これにより、粒子の帯電特性が、粒子表面の導電性によって決定されている可能性を示した。これらの結果をふまえて、上で示したように「平衡帯電量」が「飽和」帯電量であることを利用して、粒子の最大帯電量の粒径依存性について検討し、粒子の最大帯電量が粒径の1.5乗に比例することを示した。

第6章では、粒子の衝突一分離過程を調べるために、ビエソ素子を利用した衝突応力測定装置を開発し、衝突応力、及び接触時間を実測した。また、煤を付着させたターゲットに残された剥離痕から接触面積を実測した。これらの結果は、高分子粒子の衝突変形過程については弾性変形理論の範囲で議論可能なことを示し、次章での衝突帯電の一般理論の検討を行うための、粒子変形に関する基礎データを得た。

第7章では、第6章で得た粒子変形に関するデータと第2章で得た衝突帯電データとを利用して、第5章で得た衝突帯電直線の理論値と測定値の比較検討を行った。この結果、実測される衝突帯電量は、衝突速度、衝突角度の増加に伴って、放電緩和モデルが要請する理論値へ飽和していくことが示された。帯電効率を、衝突帯電量の理論値に対する比で定義すると、飽和値は帯電効率で110~120%程度の間に収まった。また、帯電効率の増加は、粒子が接触時に金属板上を滑る長さで統一的に整理されることを明らかにし、衝突帯電の角度依存性を接触時の滑り距離で評価すれば良いことを示した。

第8章では、空気輸送などに於いて、衝突粒子の背後に存在する帯電した粒子雲が衝突帯電へ影響を与えるようなケースを想定し、外部から電場を印加した系で接触帯電実験を行った。衝突帯電直線は外部印加電場に対応して平行に移動することを実験的に示した。また、印加電場の影響は粒子表面の電位分布を変化させることによって現れ、これが、第5章で示した放電緩和モデルで良く説明されることを示した。

最後に、第9章では、繰り返し衝突に於ける、初期帯電の非一様性の影響を検討するために、複数のターゲットに粒子を連続的に衝突させ、この衝突帯電量を独立に測定する実験を通じて、粒子の連続的衝突に於ける帯電過程について検討し、初期帯電の電荷分布が衝突帯電量のバラツキに与える影響を放電緩和モデルに基づいて明らかにした。この検討に基づき、各回の衝突による帯電電荷の、粒子上での分

布を考慮するシミュレーションによって、粒子の連続的な衝突過程に於ける帯電電荷の蓄積過程を追跡し、粒子表面上での電荷分布が衝突帯電過程に与える影響を明らかにした。

以上、本論文の各章の内容及び成果を概観した。粒子の衝突・接触に伴う帯電現象に於いては、接触時に電荷が移動する、いわゆる電荷移動過程ではなく、接触面の分離時に、接触面に移動していた電荷が対向する接触面間での放電に伴って緩和する、この、緩和プロセスによって、最終的に衝突帯電量が決定されている。この帯電量決定モデルを「放電緩和モデル」と呼ぶが、本論文では、この新しいモデルを提案し、この問題をめぐる検討に終始した。これらの検討を通じて、絶縁性表面からのガスの絶縁破壊＝放電による電荷の放出に関する基礎的な知見が、現在の処、必ずしも十分でない点が指摘された。とりわけ、絶縁体表面のミクロな電荷分布の実測技術の問題、及び、ミクロな電荷分布からの放電による電荷放出の問題が今後重要になるだろう。従って、特に、いわゆる走査プローブ顕微鏡の技術などを用いる、絶縁体表面のミクロな電荷分布の測定技術の開発は重要な意味を持つことになると考えられる。これらの研究・開発により、放電緩和過程そのものの、より厳密な検討を可能にすることを通じて、この、放電緩和モデルによる帯電量決定機構をより確実・詳細なモデルへと再構築することが今後の長い射程での課題となるであろう。また、放電緩和に伴う粒子表面での電荷の二次元的な緩和に関する考察から、粒子表面の導電性が、粒子の帯電性を決めている可能性が指摘された。本論文の範囲では、特に絶縁性の強い高分子系粒子と、導電性の強い金属粒子を用いて、この意味では、比較的理想系に近い条件でのモデル実験を行ってきたが、特に、小粒径粒子では、こうした二次元的な電荷緩和の性質が、帯電特性を大きく左右している可能性もあり、こうした新しい視点での粒子の帯電特性に関する研究の進展が、今後の比較的近い射程での課題となるものと考えられる。

【引用文献】

- 1) 神保元二, 「粉体の科学」, 講談社ブルーバックス
- 2) W.B.Kunkel, J.Appl.Phys., 21(1950)820
- 3) L.B.Loeb, Science, 102(1945)573
- 4) 静電気学会編, 「静電気ハンドブック」(1981)オーム社 1
- 5) 電子写真学会誌(通巻100号), 31(1992)
- 6) 塚田捷, 「仕事関数」(1983)共立出版
- 7) J.Lowell, J.Phys.D.,8(1975)53
- 8) R.G.C.Arridge, Brit.J.Appl.Phys.,18(1967)1311
- 9) D.K.Davies, J.Phys.D,Appl.Phys.,2(1969)1533
- 10) D.K.Davies, "Advances in Static Electricity"(ed. W.de Geest),(1970)Auxila, Brussels
- 11) e.g. J.Henniker, Nature, 196(1962)474
- 12) J.A.Cross, "Electrostatics", (1987)AdamHilger,Bristol,31
- 13) H.Bauser, W.Klopffer, and H.Rabenhort,
"Advances in Static Electricity"(ed. W.de Geest),(1970)Auxila, Brussels
- 14) A.Chowdry and C.R.Westage, J.Phys.D., 7(1974)713
- 15) C.B.Duke and T.J.Fabish, Phys.Rev.Lett.,37(1976)1075
- 16) T.J.Fabish and C.B.Duke, J.Appl Phys., 48(1977)4256
- 17) C.B.Duke and T.J.Fabish, J.Appl Phys., 49(1978)315
- 18) C.B.Duke, W.R.Salaneck, T.J.Fabish, J.J.Ritsko, H.R.Thomas
and A.Paton,Phys.Rev.B.,18(1978)5717
- 19) C.B.Duke, Surf.Sci.,70(1978)674
- 20) C.B.Duke and T.J.Fabish, J.Appl Phys., 64(1988)2218
- 21) C.B.Duke, "Physicochemical Aspects of Polymer Surfaces, vol.1",
ed. K.L.Mittel, (1983;Plenum)463
- 22) T.J.Fabish, C.B.Duke, M.L.Hair, and H.M.Saltsburg, J.Appl.Phys., 51(1980)1247
- 23) J.Lowell, J.Phys.D.,19(1986)95
- 24) J.Lowell, *ibid.*,105
- 25) J.Lowell, J.Electros.,20(1987)233
- 26) J.Lowell, J.Phys.D.,23(1990)1082

- 27) J.Lowell, J.Phys.D.,24(1991)375
- 28) K.J.Less and E.G.Wilson, J.Phys.,C,6(1973)3110
- 29) Y.Murata, Jpn.J.Appl.Phys.,18(1979)1
- 30) 高松, 高分子, 23(1974)832
- 31) J.Lowell, Adv. Phys.,29(1980)947
- 32) I.Shinohara, F.Yamamoto, H.Anzai, and S.Endo, J.Electros.,2(1976)99
- 33) J.A.Medley, Brit.J.Appl.Phys.,2(1953)28
- 34) H.W.Gibson, J.Am.Chem.Soc.,97(1975)3832
- 35) 新村, 鈴鹿, 静電気学会誌, 12(1988)223
- 36) 安西, 山鹿, 電子写真学会・静電気学会ジョイントセミナー(1990;東京)35
- 37) 須方, 伊東, 松嶋, 木原, 電子写真学会Japan Hardcopy'94(1994;東京)97
- 38) 鈴木, 磯田, 高橋, 電子写真学会Japan Hardcopy'92(1992;東京)93
- 39) 小口, 玉谷, 静電気学会誌, 7(1983)223
- 40) 小口, 小石, 色材, 55(1982)630
- 41) 小口, 玉谷, 小石, 日本化学会誌, (1984)902
- 42) L.H.Lee, J.Electros.,32(1994)32
- 43) 柳田, 電子写真学会1990年度第3回研究会(1990;東京)
- 44) F.W.Follows, J.Lowell, M.P.W.Wilson, J.Electros.,26(1991)261
- 45) H.A.Mizes, E.M.Conxell, and D.P.Salamida, Appl.Phys.Lett., 56(1990)1597
- 46) 松井, 岡, 稲葉, 電子写真学会Japan Hardcopy'90(1990;東京)29
- 47) 松井, 岡, 電子写真学会誌, 27(1988)307
- 48) 吉田, 福園, 増田, 粉体工学会誌, 28(1991)226
- 49) 吉田, 福園, 綱, 井口, 増田, 粉体工学会誌, 29(1992)504
- 50) 増田, 板倉, 後藤, 高橋, 手嶋, 粉体工学会誌, 30(1993)854
- 51) 野村, 板倉, 増田, 粉体工学会1994年度春期研究発表会講演論文集(1994;京都)24
- 52) F.P.Bowden and D.Tabor, "The Friction and Lubrication of Solids", (1954;Oxford)
(曾田訳「固体の摩擦と潤滑」, 丸善(1985))
- 53) A.Wahlin and G.Backstorm, J.Appl.Phys.,45(1974)2058
- 54) D.A.Hays, J.Chem.Phys.,61(1974)1455
- 55) L.B.Schein and J.Cranch, J.Appl.Phys.,46(1975)5140
- 56) L.B.Schein, M.LaHa, and G.Marshall, J.Appl.Phys.,69(1991)6817

- 57) L.B.Schein, M.LaHa, and D.Novotny, Phys.Lett.A.,167(1992)79
- 58) D.Boland and D.Geldart, Powder Tech.,5(1971)289
- 59) L.Fasso, B.T.Chao, and S.L.Soo, Powder Tech.,33(1982)211
- 60) N.Masui and Y.Murata, Jpn.J.Appl.Phys.,22(1983)1057
- 61) H.Masuda, T.Komatsu and K.Iinoya, AIChE J.,22(1976)558
- 62) H.Masuda, T.Komatsu and K.Iinoya, J.Electros.,2(1976/77)341
- 63) 増田, 小松, 井伊谷, 化学工学論文集, 2(1976)512
- 64) 増田, 小松, 井伊谷, 化学工学論文集, 3(1977)508
- 65) E.E.Smeltzer, M.L.Weaver and G.E.Klinzing, Powder Tech.,33(1982)31
- 66) S.Joseph and G.E.Klinzing, Powder Tech.,36(1983)79
- 67) M.K.Mazumder, R.E.Ware, T.Yokoyama, B.Rubin, and D.Kamp,
Conf.Rec. 1987 IEEE/IAS Ann. Meet. II, (1987;Atlanta)1606
- 68) M.K.Mazumder, KONA,11(1993)105
- 69) 彼谷, 辻本, 笹辺, 吉川, M.K.Mazumder, 粉体工学会誌, 31(1994)202
- 70) 樽田, 菅井, 井澤, 岡田, 彼谷, 笹辺, M.K.Mazumder,
電子写真学会Japan Hardcopy'92(1992)105
- 71) 田端, 電子写真学会Japan Hardcopy'90(1992)1
- 72) 田端, 電子写真学会Japan Hardcopy'91(1992)7
- 73) N.Masui and Y.Murata, Jpn.J.Appl.Phys.,22(1983)1057
- 74) N.Masui and Y.Murata, Jpn.J.Appl.Phys.,23(1984)550
- 75) 増井, 村田, 静電気学会誌, 16(1992)230
- 76) S.K.Ahuja, J.Phys.,D,Appl.Phys.,9(1976)1305
- 77) H.Masuda and K.Iinoya, AIChE J.,24(1978)950
- 78) I.Cheng and S.L.Soo, J.Appl.Phys.,41(1970)585
- 79) *op.cit.*, (n.4) 927
- 80) 日本化学会編「化学便覧基礎編II」, (1984)丸善 II-493
- 81) W.J.Brennan, J.Lowell, M.C.O'Neil, and M.P.W.Wilson, J.Phys.D.,25(1992)1513
- 82) J.Lowell and A.C.Rose-Inne, Adv.Phys.,29(1980)947
- 83) A.F.Labadz and J.Lowell, J.Electros.,26(1991)251
- 84) J.G.Simmons, J.Appl.Phys.,34(1963)1793
- 85) J.G.Simmons, *ibid.*,2581

- 86) J.G.Simmons, J.Appl.Phys.,35(1964)2655
- 87) *op.cit.*,(n.4) 215
- 88) *ibid.*,217
- 89) C.Xiaoping, J.Electros.,19(1987)201
- 90) R.D.Stoy, J.Appl.Phys.,65(1989)2611
- 91) R.D.Stoy, personal communication
- 92) M.Washizu, J.Electros.,29(1992)177
- 93) e.g., P.Moon and D.E.Spencer, "Field Theory Handbook", (1961;Berlin)26
- 94) 例えば 吉澤ら, 化学工学会第27秋季大会 (1994;春日井) F117
- 95) T.Nguyen and S.Nieh, J.Electros.,22(1989) 213-227
- 96) S.P.Timoshenko and J.N.Goodier, "Theory of Elasticity", (1951;McGraw-Hill)
(金多他訳「弾性論」コロナ社)
- 97) Gesamenelte Werke von Heinrich Hertz BandI, (1895;Leipzig) 155
- 98) 竹内均「大学演習弾性論」, (1969;裳華房)136
- 99) J.G.A.Bitter, Wear,6(1963)5
- 100) J.G.A.Bitter, *ibid.*,169
- 101) W.Goldsmith, "Impact", (1960;London)90
- 102) V.Ebadat, A.G.Bailey, and S.Singh, J.Electros.,24(1990)257

【使用記号】

a	: 粒子半径	[m]
c	: モデルコンデンサーの単位面積当たりのキャパシタンス	[F]
D	: ターゲット側接触面の長径	[m]
d	: 接触ギャップ	[m]
Dp	: 粒子径	[m]
e	: 電子素量	[C]
E ₀	: 外部電場	[V/m]
f	: 帯電効率	[-]
F _{max}	: 衝突時最大応力	[N]
h	: 粒子変形量	[m]
h ₀	: 粒子最大変形量	[m]
L	: 粒子の滑り長さ	[m]
p	: 放電ギャップを占める気体の圧力	[Torr]
P _n (x)	: 第一種のLegendre関数	
Q _e	: 平衡帯電量	[C]
Q _i	: 初期帯電量	[C]
Q _{max}	: 粒子の限界帯電量	[C]
Q _n (x)	: 第二種のLegendre関数	
Δq	: 衝突帯電量	[C]
r	: 粒子側接触面の半径	[m]
S	: 粒子の接触面積, モデルコンデンサーの極板面積	[m ²]
S ₀	: 最大接触面積	[m ²]
Δt	: 粒子の接触時間	[s]
V _c	: 接触電位差	[V]
V _i	: 粒子の初期帯電に因って生じる表面間の電位差	[V]
V _p	: 部分帯電電荷に起因する表面電位	[V]
V _p *	: 放電緩和終了時の残留帯電電荷に起因する粒子表面電位	[V]
V _s	: 放電開始電圧	[V]

v_n	: 衝突の垂直方向速度成分	[m/s]
v_o	: 衝突速度	[m/s]
v_t	: 衝突の接線方向速度成分	[m/s]
W_m	: 金属板表面の仕事関数	[eV]
W_p	: 粒子表面の有効仕事関数	[eV]
ε	: 粒子材料の比誘電率	[-]
ε_d	: 接触ギャップ部の比誘電率	[-]
ε_o	: 真空の誘電率	[F/m]
ϕ	: 電位	[V]
θ	: 粒子の衝突角度	[-]
θ_o	: 帯電範囲	[-]
σ	: 表面電荷密度	[C/m ²]
τ	: モデルコンデンサー回路の充電時定数	[s]

