The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	空間電荷集じん機構の解析に関する研究
Author(s)	加賀, 昭和
Citation	大阪大学, 1985, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1120
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

空間電荷集じん機構の解析に関する研究

昭和６０年６月

加　賀　昭　和

目次

頁

第１章　緒論

１．１　緒言　1

１．２　静電気を利用する集じん法の研究状況　2

１．３　本研究の目的とその概要　5

１．４　本章のまとめ　6

第２章　荷電粒子の動力学

２．１　荷電粒子に作用する静電気力　8

２．２　荷電粒子の輸送理論　12

２．２．１　荷電粒子の輸送方程式　12

２．２．２　荷電粒子の沈着フラックスの算定方法　13

２．３　閉空間および管路内での荷電粒子の沈着速度　15

２．３．１　静電拡散による沈着　15

２．３．２　他の沈着機構の影響　18

２．４　粒子間の凝集の速度　20

２．４．１　非荷電粒子間の凝集　21

２．４．２　同極性荷電粒子間の凝集　22

２．４．３　荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集　24

２．５　粒子の荷電速度と荷電量　29

２．５．１　粒子荷電の基礎理論と本研究で用いる荷電量算定式　29

２．５．２　各種荷電装置に対する荷電量の式　32

２．６　本章のまとめ　35

Appendix 2.1　静電拡散に及ぼす速度分布の影響　36

Appendix 2.2　乱流中での粒子沈着に及ぼす影像力の影響　38

Appendix 2.3　空間電荷電界の空間平均　39

Appendix 2.4　乱流中の荷電粒子の凝集速度　39

Appendix 2.5　荷電装置内の電界分布　40

第３章　静電充てん塔の集じん率

３．１　集じん理論　43

３．１．１　基礎方程式　43

３．１．２　衝突効率に関する既往の式　46
３．１．３　中間領域の流れと単独機構による衝突効率　49
３．１．４　各機構の同時作用による衝突効率　52
３．２　実験装置および実験方法　55
３．２．１　装置概要　55
３．２．２　試験用粒子の粒度分布と荷電量　56
３．３　実験結果および計算値との比較　58
３．４　集じん特性の検討　61
３．５　本章のまとめ　64

第４章　静電噴霧塔の集じん率
４．１　集じん理論　67
４．１．１　集じん機構　67
４．１．２　慣性効果による集じん　71
４．１．３　水滴の電荷による集じん　72
４．２　実験装置および実験方法　75
４．３　実験結果および計算値との比較　77
４．３．１　本研究における実験の結果および計算値との比較　77
４．３．２　既往の研究例に対する計算結果　79
４．４　集じん特性の検討　81
４．５　本章のまとめ　84
Appendix 4.1　噴霧水滴の代表径の選択　85

第５章　凝縮効果を併用した空間電荷集じん法の集じん率
５．１　集じん理論　88
５．１．１　単分散粒子の集じん率　88
５．１．２　多分散粒子の集じん率　90
５．２　実験装置および実験方法　92
５．２．１　ポリスチレン粒子を用いた実験　92
５．２．２　ＤＯＰ粒子を用いた実験　93
５．３　実験結果および計算値との比較　94
５．４　凝縮操作の効果の比較　97
５．５　本章のまとめ　98

Appendix 5.1　ＤＯＰ含有量の測定法　99

第６章　大空間での荷電粒子と非荷電粒子の凝集速度の測定
６．１　凝集定数の実験的決定法　101
６．２　実験装置　104
６．３　実験結果および計算値との比較　107
６．４　本章のまとめ　109
Appendix 6.1　荷電粒子・非荷電粒子間の凝集速度式（粒子径が異なる場合）　109

第７章　循環荷電方式の大空間での集じん速度
７．１　集じん理論　112
７．１．１　基礎方程式　112
７．１．２　基礎方程式の無次元化　114
７．２　実験装置および実験方法　115
７．３　実験結果および計算値との比較　117
７．４　集じん特性の検討　120
７．４．１　集じん速度　120
７．４．２　終末濃度　121
７．５　本章のまとめ　121

第８章　放電線設置方式の大空間での集じん速度
８．１　集じん理論　124
８．１．１　基礎方程式　124
８．１．２　凝集効果を無視した近似解析解　125
８．１．３　凝集効果を考慮した数値解析　132
８．２　実験装置および実験方法　132
８．３　実験結果および計算値との比較　135
８．３．１　最大電荷密度の測定　135
８．３．２　発生項がない場合の集じん実験　136
８．３．３　発生項がある場合の集じん実験　138
８．３．４　壁面沈着量の測定　140
８．４　本章のまとめ　141
Appendix 8.1　補正項を含めた集じん理論式　143

Appendix 8.2 最大電荷密度の計算 144
Appendix 8.3 コロナ放電場の数値計算 145
Appendix 8.4 拡散荷電による最大荷電量の計算 148

第９章 本研究のまとめ 150

記号 156
参考文献 167

第１章　緒　論

１．１　緒言

浮遊粒子状物質（以下単に粒子と呼ぶ）は、空気中に混在する異物質の代表的なものの一つであり、その許容濃度以上の存在は、大気中では大気汚染を引き起こして人の健康を害し、視程を低下させ、また、住環境、作業環境の場では室内空気汚染を引き起こして、やはり人の健康を阻害する要因となる。また、火災時の煙粒子の場合のような高濃度の粒子の室内での急激な発生は、視界低減による、避難や救助活動の妨害などのため、人命に危機を及ぼすような重大な影響をもたらす。

一方、静電気工学は、静電気そのものに対する研究の歴史は古いにもかかわらず、その応用面で動電気に比べて遅れをとり、今なお開発研究が進行中の分野である。[1)] 静電気力は磁力に比べれば弱く、動力源として利用するには不向きであるが、荷電することによって、いかなる対象物に対しても、その物性にかかわらずに力を作用させることができるために、微小体の運動制御は静電気応用の主要な分野の一つとなっており、塗装、植毛、分級、複写、印刷等の種々の応用面で静電気力が利用されている。電気集じん装置は、環境工学の分野における粒子の運動制御への静電気応用の代表的な例である。

産業排ガスに対する集じんには、現在、排ガスの性状その他の条件により、電気集じん装置をはじめとして、種々の形式の集じん装置が用いられており、その効果もあって、大気中浮遊粉じんは、昭和41年から50年までの10年間にその濃度が 1／3 程度にまで減少した。[2)] しかし、その後減少傾向は鈍化し、昭和56年度の全国 286測定局での環境基準達成率は、40％弱にとどまっており、[3)] 排出源対策に対するいっそうの努力が今後も必要である。

電気集じん装置は、荷電粒子を外部電界で駆動する方式の、80年近い歴史をもった集じん装置であるが、そのほかに、スクラバ、バグフィルタなどの機械集じん装置に静電気力を併用して、集じん率の向上、運転エネルギの低減を意図した、静電気併用集じん装置も種々研究、開発されている。そして、これらの静電気併用集じん装置の中で、直接外部電界を利用しない形式のものは原理的に、荷電粒子群のつくる空間電荷電界を利用する形式となっているものが少なくない。

一方、火災時に発生する煙やトンネル掘削時に発生する粉じん等を、静電気力を利用して空間全体を集じん空間にすることによって制御しようという試みがなされている。火災時の煙は、避難活動、消防隊の消火、救助活動を妨げる最大の原因となっており、その対策は防災上の重要な課題の一つである。静電気力による煙の制御はその性能、安全性の面

で未解決の問題もあり、現在の煙制御の主流である気流の制御による防煙、排煙にとってかわって煙制御法の主流となることは、当面ないと思われるが、都市構造の高密度化に伴い火災時煙対策の問題は今後ますます重要であり、多面的な対策が必要である。静電気力による煙の制御はその一つの方法であり、このような大空間での粒子の静電気力による除去は、原理的にはやはり、空間電荷電界を利用していることが多い。産業用集じんは排気中から粒子を分離して排気を清浄化し、捕集粒子を回収することが目的であり、大空間での煙の処理は粒子の除去あるいは凝集粗大化によって視界を回復することが目的であって、多少その性質は異なるが原理的には共通の部分が多く、やはり集じん法の一種と考えることができる。

これらの集じん装置の性能に対する研究は、その原理に共通点が多いにもかかわらず、形式が異なるごとにそれぞれ別個に検討されている場合が多く、さらに、性能試験的研究と、集じん機構解析の基礎理論となるエアロゾル科学の分野の研究との間のギャップは大きく、その中間に位置する研究例は多くない。本研究は、原理的に空間電荷電界を利用する集じん法のいくつかの例について、できるだけ統一した理論的取り扱いのもとに、その集じん性能を解析し、その特性を明らかにしようとするものである。

1．2　静電気を利用する集じん法の研究状況

前節では、空気質の一要素としての浮遊粒子状物質の重要性と、その制御に静電気力を用いることの意味を述べ、原理的に空間電荷を利用する集じん法がみうけられる例として、産業排ガスに対する静電気併用集じん装置と火災煙に対する大空間の集じんをあげてその意義を示した。本節では、静電気力を利用する集じん法の研究状況の概要を述べ、本研究が空間電荷集じんの例として取り上げた集じん法がその中で占める位置を明らかにする。既往の研究のさらに詳しい内容と、本研究との関係については、対応する各章の冒頭で述べることとする。

まず、静電気力を利用する産業排ガスに対する集じん法の代表的なものである電気集じん装置については、従来この装置が不得手としていた、電気抵抗の高い粉じんや微細粉じん、あるいは石炭ガス化技術に関連してガスタービンの前置集じん装置としての機能を果たすべく、高温高圧下での集じんが問題の中心となっており、内外で多くの開発研究が進行中である。とくに我が国では、発電所における石油から石炭への燃料転換の際に必要となる高抵抗の低硫黄炭フライアッシュの集じんに対応すべく、高抵抗粉じんの集じん技術に関連した開発研究に関心が集められており、電極構成や荷電法を工夫した各種の装置が開発されている。また、高抵抗粉じんの集じんの最大の問題点となっている逆電離現象の

機構解明のための基礎研究も並行して進められている。[4～7]

さらに、集じんの機構そのものもいまだ解明されているとはいえず、設計にあたっては古典的な性能評価式である Deutch 式にそれぞれのメーカが独自の修正を施して使用しているのが現状であり、より適確な設計法の開発をめざす研究者達によって装置内の気流分布や電位分布まで考慮した集じん機構の説明が種々試みられている。とくに、電極間距離を従来のものよりも大きくとった広間隙電気集じん装置が、Doutsh式の予測に反して高い集じん率を保ち得ることが分かり、その集じん機構の解明にも関心が払われている。[7～9]

一方、静電気併用集じん装置については、乾式、湿式とも各種のもの[10,11]が試みられており、乾式のものとしては、静電バグフィルタ、静電サイクロン、静電充てん層などが開発されている。[12] 静電バグフィルタには、バグの上流に放電極を置いて粉じんに荷電する形式と、ろ布に外部電界を印加する形式があり、いずれの場合にも集じん率の上昇と、同一負荷時のバグのろ過抵抗の低減が認められている。[13～15]バグフィルタ自身が本来高性能の集じん装置であるから、静電気力を併用することの利点は集じん率の上昇よりはむしろ、静電気力の影響による粉じんの沈着形態の変化がもたらす通気抵抗の低下にあると思われるが、バグフィルタによるろ過と静電気力の効果はともに処理風速が低いほど有効にはたらくものであり、原理的に考えても妥当な組み合わせであると考えられる。静電サイクロンは、サイクロン内部に放電極を置いてクーロン力と遠心力の効果を組み合わせたものであり、処理風速が高いときに有効な遠心力と、その逆の特性を示す静電気力との組み合わせとなっていることから、原理的に集じん率の大幅な上昇は期待できず、処理風量低下時のサイクロンの集じん率低下を静電気力で補う形の使い方となろう。[10,12] 静電充てん層は、粗粒状の耐熱性絶縁物の充てん層による排ガスろ過の効率を、装置入口に荷電部を設け、さらに充てん層に外部電界を印加することによって改善しようとするもので、固定層、移動層、流動層の三つの形式があり、高温排ガスに利用し得る集じん装置として、その開発研究が進められている。[10,12] このほか、空気清浄の分野では内部ろ過形式のフィルタに外部電界を印加する方式が利用されており、[10,16～18]さらに外部電界がなくとも入口に荷電装置を設けるだけで集じん率が上昇することも知られている。[18～21]

湿式の静電気併用集じん装置（静電スクラバ）としては、静電ベンチュリスクラバ、静電噴霧塔、静電充てん塔などが研究されている。静電ベンチュリスクラバと静電噴霧塔は、粉じんにのみ荷電する方式、水滴にのみ荷電する方式、両方を荷電する方式の三通りの方法が可能で、大体においていずれの場合にも集じん率の上昇が認められている[10,11,22～29]が、ベンチュリスクラバの場合にはサイクロンと同様処理風速が高いほど集じん率が上昇するので、静電ベンチュリスクラバの使用目的も原理的に静電サイクロンと同様のものとなろう。[12,28,29]静電充てん塔では、噴霧水滴への荷電は、水滴が充てん物に触れるとその

電荷を失うために効果は少ないと考えられ、粉じんにのみ荷電する方式が用いられており、各種の発生源での運転実績から荷電による集じん率の上昇が確認されている。[30～33]そのほかに、ノズル形状とした放電極から静電微粒化により荷電水滴を発生させ、クーロン力と水滴の慣性力とを利用して集じんする形式のものも用いられており、[10,34～36] 微細な高抵抗粉じんまで集じんが可能であるとされているが[10,35]、微細粉じんに対する水滴の慣性効果はあまり期待できず、原理的には湿式の電気集じん装置の変形されたものと考えることができる。

このように、絶縁が容易な乾式のものについては、一般に集じん性能の点で空間電荷電界を利用するよりも優れていると考えられる、外部電界を利用する形式のものが多く用いられているが、絶縁の難しい湿式のものについては装置入口で粒子あるいは水滴に電荷を与えるのみで空間電荷電界を利用しているものが多い。洗浄集じん装置を用いることのもう一つの目的である有害ガス成分の洗浄、排ガスの冷却等と、集じんとを同時に行う空間に対して集じん性能改善のための構造変更を加える必要がないことと、湿式集じん装置が本来微細粉じんに対して集じん率が低いため、空間電荷を利用する形式でも十分その性能改善が図れることが、その主な理由であろう。本研究では、前述のとおり空間電荷を利用する静電気併用集じん装置の代表的な例であると考えられる、静電充てん塔と静電噴霧塔を取り上げてその性能を検討するが、これらはいずれもその集じん率を電気集じん装置と競うという性格のものではなく、形式によらず圧力損失によってのみその性能が決り、[37] 消費エネルギを増す以外に微細粉じんを捕集する方法がないといわれるスクラバの、性能改善策の一つとして静電気力が用いられているにすぎないと考えるのが妥当であろう。なお、スクラバの集じん性能を改善し得るもう一つの原理として、水蒸気凝縮による粒径増大、熱泳動、拡散泳動等の効果を利用する方式があり、廃蒸気が利用できる場合や排ガスが高エンタルピの場合には有効な手段であると考えられる。[25,38～48] そこで本研究では空間電荷集じんの欠点である低濃度領域での集じん率の低下を補う手段としての水蒸気利用の可能性についても検討することとする。

つぎに、静電気力を利用した大空間の集じんに関する研究の概要について述べる。ここでいう大空間の集じんとは、集じんが進行する空間そのものが、室やトンネルなどのように通常の集じん装置の集じん空間よりも一般に大きい場合を意味しており、したがって、集じん対象は室空間であっても、流入空気に対する処理が装置内で完結すると考えられる通常の空気清浄用の電気集じん装置は、当然含まれていない。

研究目的は、室火災あるいはトンネル火災などで発生する煙粒子の濃度を低下させ、見通しを改善することにある場合が多いが、[49～55,59～66]トンネルや鉱山坑内での作業時の粉じんや室内大気じんを対象としたものも見受けられる。[56～58]集じん方式は、空間内に放電

線を設置する[49,52～54,56,57]か、あるいは煙発生時に放電極を外部から挿入する[50,51]ことにより壁面あるいは天井面を接地電極として利用して放電させ、粒子に荷電して集じんを行う方式（放電線設置方式）のものと、送風機出口に荷電装置を設けて、空間内の空気を送風機で循環させながら粒子に電荷を与えて集じんを行う方式（循環荷電方式）の可搬式のもの[60～66]とが代表的であり、イオン風を放出して荷電、集じんを行う形式のもの[50,63]は濃度の高い火災煙については今のところよい成績を修めていない。[63] これは、放出されたイオンの電荷あるいは荷電された煙粒子の電荷による空間電荷電界が、イオンの放出を抑制するからであると推測される。また、坑内での粉じん爆発の防止のために放電開始以下の電界の印加で、粉じんを抑制しようとする試み[58]は、空間全体に外部電界を作用させるための大きな電極を必要とし、安全性の面からも実用性に乏しいと思われる。

以上のような、主として現場実験に基づいた実験的研究の状況を考慮して、本研究では空間電荷による大空間の集じんの例として、放電線による集じんと循環荷電方式による集じんを取り上げて、その性能を検討する。第２章で明らかになるように、空間電荷電界を利用する集じん法は、その集じん性能が集じん空間の大きさに左右されないことがその特徴の一つであり、大空間の集じんは原理的に有利な適用例であって、産業排ガスに対する集じん装置の場合とは異なり、その性能面でも外部電界を利用する集じん法に劣る性格のものではない。このことは、循環荷電方式の集じん法が、当初、送風機と電気集じん装置の組み合わせであったものから一連の研究によって改善された結果であることからも推測できよう。

１．３　本研究の目的とその概要

本研究は、原理的に空間電荷電界を利用する集じん法のいくつかの例について、できるだけ統一した取り扱いのもとにその集じん性能を理論的に解析し、解析法の妥当性に対して実験的検証を加えることにより、その集じん特性を明らかにするとともに、性能予測の手段を確立しようとするものである。

本研究が空間電荷集じんの例として取り上げた例は、産業排ガスに対する集じん装置としての静電充てん塔と静電噴霧塔および、大空間の集じん法としての循環荷電方式と放電線設置方式とである。これらの例が、それぞれ空間電荷集じんの特徴をいかした代表的な例となっていることは、前節ですでに示したとおりである。対象とする粒子の大きさは、静電スクラバの場合には通常のスクラバでの集じんが一般に困難となってくる１ μm 程度を、大空間の集じんの場合には木材の燃焼時などで生じる比較的細かな煙粒子に対応する 0.3 μm 程度のものを標準に考えた。

以下に本論文の構成とその概要とを述べる。第３章から第５章が静電スクラバに関する研究内容で、第６章から第８章が大空間の集じんに関する研究内容となっている。

まず第２章では、それぞれの例に対する理論的取り扱いを統一するための準備として、荷電粒子の動力学を整理し、集じん性能を理論的に検討する際の方針を定め、荷電粒子の輸送現象を中心とした以下の各章に共通な基本的事項を、理論的に考察する。

第３章では、静電スクラバの一つの例である静電充てん塔のモデルとして、空間電荷の場に充てん物が存在する場合の集じん性能を理論的に解析し、実験的検証を加えつつ、その集じん特性を明らかにする。第２章で述べる静電拡散だけによる荷電粒子の管路内沈着速度式に対する実験的検証もあわせて行う。

第４章では、静電スクラバのもう一つの例である静電噴霧塔について、その集じん性能を理論的に解析し、実験的検証を加えつつ、その集じん特性を明らかにする。

第５章では、空間電荷集じん法の欠点である入口粉じん濃度の低下に伴う集じん率の低下を補う手段としての、水蒸気利用の可能性を理論的に検討し、その妥当性を実験的に検証する。

つぎに第６章では、第２章での理論的考察により大空間の集じんの際に有効に作用すると予測される、荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集現象を実験的に検討し、第２章で与える凝集速度式の妥当性を検証する。

第７章では、大空間の集じん法の一つの例である循環荷電方式の集じん性能を理論的に解析し、実験的検証を加えつつ、その集じん特性を明らかにする。

第８章では、大空間の集じん法のもう一つの例である放電線設置方式の集じん性能を理論的に解析し、実験的検証を加えつつ、その集じん特性を明らかにする。

そして、最後に第９章において、以下の各章で得られた結果を要約し，本研究をまとめる。

１．４　本章のまとめ

本章では、本論文の緒論として、空気質の一要素である浮遊粒子状物質の重要性と、その制御に静電気力を用いることの意味を述べ、本研究で取り上げた空間電荷集じん法が静電気を利用する種々の集じん法の中で占める位置を示し、本研究の目的とその概要とを述べた。

本章で述べた空間電荷集じんの集じん法としての位置づけは、既往の研究の結果を参考に、その原理から推測される大枠を示したのみであって、これらの位置づけが真に妥当なものであるかどうかは、本来以下の各章を通じて明らかとなってくる性格のものである。

第１節ですでに述べたように、静電気を利用する技術は発明の可能性を秘めた魅力的な分野ではあるが、それ故にまた、原理上存在する限界を越えてその効果を期待する錯誤に陥る危険性をあわせもっている。静電気を利用する集じん法もその例外ではなく、第２節で示したもの以外にも数多くのパテントが存在しており、その性能についての研究報告がなされないままに直接商品として市場に出ているものもあるようである。本研究が取り上げた集じん法は、ある程度の市場を確保しつつあるものから、今のところ実績が不足しているものまでさまざまな段階にあるが、従来この種の研究の多くが実験的研究に終始し、その中で試行錯誤的に特性を解明してゆく方法をとっているのに対し、本研究では、できるだけこれを理論的に取り扱おうとした。

第２章　荷電粒子の動力学

本章では、本研究の理論的な基礎となる荷電粒子の動力学を中心に、以下の各章に共通な基本的事項を述べる。まず、荷電粒子に作用する各種の静電気力の名称を要約し、つぎに、荷電粒子の輸送方程式をもとにして、粒子沈着現象の理論的扱いに対する基本的な考え方を示す。そして、その考え方に基づいて、本研究が対象とした集じん法の主要な機構である静電拡散現象と、集じん速度に影響を及ぼす粒子間の凝集現象について検討し、最後の節では、荷電粒子生成の際の基礎となる荷電理論と荷電量算定方式を要約する。

２．１　荷電粒子に作用する静電気力

一般に、一個の荷電粒子に外力として作用する静電気力の大きさは、粒子上に分布した点電荷 q_i (i=1,2,3,…)と粒子外の電荷との間のクーロン力の合力として、あるいは粒子外の電荷が点電荷 q_i の存在する位置に生じさせる電界を $\vec{E}_i$ としたとき

$$\vec{f}_e = \sum_i q_i \vec{E}_i \tag{2.1}$$

によって表すことができる。電界 $\vec{E}$ は電磁界を記述するマクスウェル方程式の時間項が無視できる（静電界）とき、

$$\nabla \cdot \vec{E} = \sigma / \varepsilon_0 \tag{2.2}$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \tag{2.3}$$

の二つの式で記述され、[67] 点電荷 q_i の分布は $\vec{E}$ と、粒子の形状、真電荷の大きさ q (= $\sum_i q_i$)、誘電率等により一義的に定まる。すなわち、粒子に作用する静電気力は本来、単一の原理により生じるものであるが、その表れ方は系の条件によりみかけ上大きく異なり、その導出方法も (2.1)～(2.3) 式を直接用いる以外に、影像法やガウスの定理により $\vec{E}$ を求める方法、[68] 仮想仕事の原理を用いて $\vec{f}_e$ を求める方法[69] などが問題に応じて用いられる。その結果、粒子に作用する静電気力も、その力の源をどのようにみなすかによって、種々の名称で呼ばれることになる。これらの慣習的な名称は研究者達により多少相違するものもあるので、これらの種々の名称のうち、本論文の以下の章で用いられるものについて、その定義をここで要約しておく。

(1)、クーロン力 f_c　(図 2.1)

荷電粒子の真の電荷 $q\,(=\sum_i q_i)$ を点電荷とみなしたとき、他の真電荷 q' から受ける静電気力

$$f_c = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0 s^2} \tag{2.4}$$

あるいは、外部電界 $\vec{E}$ から受ける静電気力

$$\vec{f_c} = q\vec{E} \tag{2.5}$$

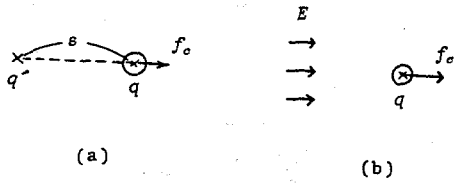


図2.1　クーロン力

をクーロン力と呼ぶ。[70]　(2.4)式は荷電粒子が電荷 q' から十分離れているとき、また、(2.5) 式は粒子が十分小さいとき荷電粒子に作用する力を正確に表した表現となる。

(2)、影像力 f_{im} (図 2.2)

荷電粒子が他の物体の表面に接近したとき、物体の表面に生じる誘導面電荷と、点電荷とみなした粒子の真電荷 q との間で作用する静電気力を影像力と呼ぶ。この力は物体表面に対する荷電粒子の鏡像位置にあたかも q の影像が存在するかのようにふるまうのでこの名称がある。(図 2.2、(a))

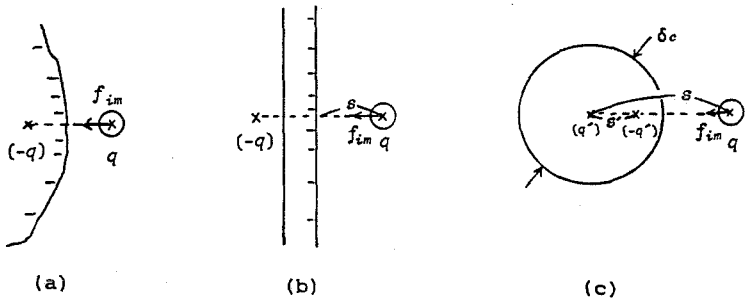


図2.2　影像力

影像力はつねに荷電粒子を物体表面に近づける方向に作用し、その大きさは、例えば対象とする物体が十分大きな平板のとき (図 2.2、(b))

$$f_{im} = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 s^2} \tag{2.6}$$

絶縁導体球のとき (図 2.2、(c))

$$f_{im} = \frac{qq'}{4\pi\varepsilon_0}\left\{\frac{1}{(s-s')^2} - \frac{1}{s^2}\right\} \tag{2.7}$$

$$q' = \frac{\delta_c q}{2s} \qquad s' = \frac{\delta_c^2}{4s} \tag{2.8}$$

となり、(2.7) 式は $\delta_c/s \to 0$ の極限では

$$f_{im} = \frac{\delta_c^3 q^2}{16\pi\varepsilon_0 s^5} \tag{2.9}$$

となる。[71] 影像力は荷電粒子が物体表面から遠ざかるにつれて急激に減少する。

(3)、グラディエント力 f_{grad} (図 2.3)

粒子には大きさがあるために、外部電界の影響によりその内部に分極が生じている。外部電界が不平等な場合には正負の分極電荷に作用するクーロン力に不つり合いが生じるため、粒子全体としては次式で与えられる力を受ける。[72]

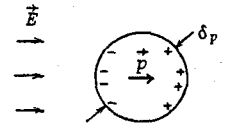


図2.3　グラディエント力

$$\vec{f}_{grad} = (\vec{p}\cdot\nabla)\vec{E} \tag{2.10}$$

この力をグラディエント力と呼び、粒子が直径 δ_p の導体球で近似できるときには、

$$\vec{p} = \frac{\pi\varepsilon_0\vec{E}\delta_p^3}{2} \tag{2.11}$$

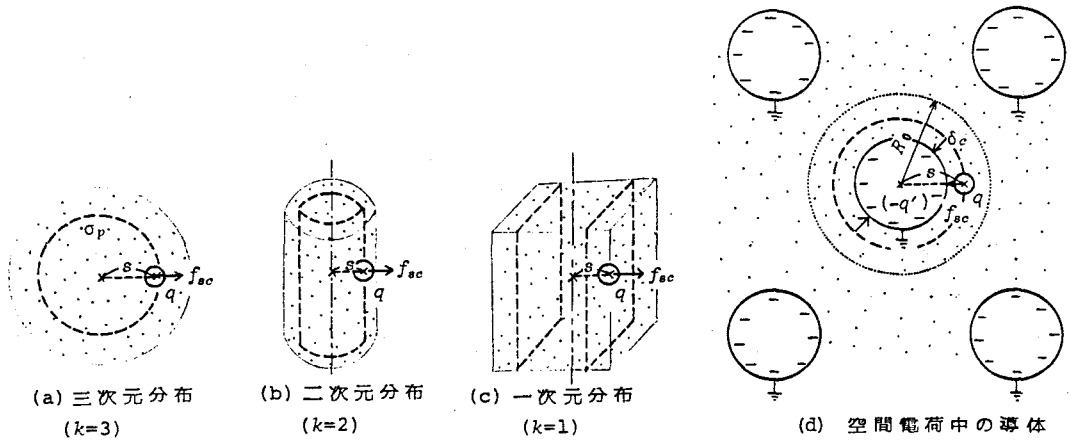
となる[72] から、(2.10)式は

$$\vec{f}_{grad} = \frac{\pi\varepsilon_0\delta_p^3\nabla E^2}{4} \tag{2.12}$$

となって E^2 の増加する方向に力がはたらく。グラディエント力は粒子の真電荷に作用する力ではないので、粒子が帯電しているか否かにかかわらず生じる力であり、不平等電界中に存在する比較的大きな粒子に対して有効に作用する。

(4)、空間電荷力 f_{sc} (図 2.4)

同極に帯電した荷電粒子群は空間電荷電界を形成し、各々の荷電粒子には電界による静電気力がはたらく。本論文ではこのような静電気力を空間電荷力と称する。荷電粒子群が均一に分布しているとき、粒子群の中心から距離 s の点にある荷電粒子に作用する力はガウスの法則を用いて簡単に計算でき、(図 2.4、(a)～(c))



(a) 三次元分布 (k=3)　(b) 二次元分布 (k=2)　(c) 一次元分布 (k=1)　(d) 空間電荷中の導体

図 2.4　空間電荷力

$$f_{sc} = \frac{\sigma_p s q}{k \varepsilon_0} \tag{2.13}$$

$$\sigma_p = c q \tag{2.14}$$

で与えられ[73] 中心からの距離に比例した力が外向きにはたらく。その結果粒子群は外側に向かって拡散してゆく。この現象は静電拡散（分散）、あるいは力の原因が粒子相互の反発力の合力と考えられることから相互斥反等の名称で知られている。空間電荷力の名称は一般的ではないが、静電拡散を利用する集じん法を空間電荷集じん法と呼ぶ[74] のにちなみ、本研究では空間電荷電界中で荷電粒子の受ける力にこの名称を用いる。

なお、例えば図 2.4 (d)のように荷電粒子群中に多数の接地導体球が存在するような系では、導体球一個が受け持つ空間内（図の点線の内部）の粒子電荷の和に等しい誘導面電荷 $q' = 4\pi\sigma_p(R_0^3 - \delta_c^3/8)/3$ が導体面上に生じており、導体中心から s の距離にある荷電粒子に作用する力は、q と q' との間に作用する吸引力から、図の破線の内側にある粒子電荷からの反発力を差し引いて、

$$f_{sc} = \frac{q q'}{4\pi\varepsilon_0 s^2} - \frac{(4\pi/3)(s^3 - \delta_c^3/8)\sigma_p q}{4\pi\varepsilon_0 s^2} = \frac{(R_0^3 - s^3)\sigma_p q}{3\varepsilon_0 s^2} \tag{2.15}$$

のように求めることもできる。そのためにこの力は誘導力とも呼ばれる[75] が、一方、この場合も (a)～(c) と同様であると考えて図中の点線と破線で囲まれた領域に対してガウスの法則を適用すれば (2.15) 式が直接導かれる。本研究ではこのような場合に生じる力の名称をも空間電荷力に統一する。

２．２　荷電粒子の輸送理論

第３章から第５章で取り扱う集じん装置の集じん率の解析は、装置出口での粒子濃度を求める問題であり、第７章、第８章で取り扱う大空間での集じん速度の解析は、空間内の粒子濃度の時間変化を求める問題であるが、これらはいずれも系内の濃度分布を直接知るか、あるいは系内に存在する粒子沈着面への沈着速度を知ることにより解くことができる。また、本章４節、５節で取り扱う粒子間の凝集の問題と粒子の荷電の問題もやはり、粒子あるいは空気イオンの他の粒子への沈着速度を求めることに帰着する。そこで、ここでは気流中での荷電粒子の輸送方程式を用いてその一般的な輸送特性を示し、本論文で用いる粒子沈着面への沈着速度の算定方法の基本的な考え方を示す。

２．２．１　荷電粒子の輸送方程式

拡散と移流に基づく気流中での粒子のフラックスは次式で表される。[76]

$$\vec{j} = -D\nabla c + c\vec{v} \tag{2.16}$$

移流速度 $\vec{v}$ は、粒子の運動方程式

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{f}_{ex} + \vec{f}_f \tag{2.17}$$

で与えられる。$\vec{f}_{ex}$ は静電気力、重力等により生じる外力である。

(2.16)式の右辺の移流項と拡散項の比を表す無次元数はペクレ数

$$P_e = \frac{L_0 v_0}{D} \tag{2.18}$$

であり、[77]　$P_e >> 1$ のときには拡散項が、$P_e << 1$ のときには移流項が無視できる。

(2.17)式の左辺の慣性項の大きさはストークス数

$$S_t = \frac{mBv_0}{L_0} \tag{2.19}$$

で評価され、[78]　$S_t << 1$ のときには慣性項を無視することができる。さらに、粒子が球形であってその流体抵抗がストークス・カニンガムの法則[79]　で与えられるときには(2.17)式は

$$0 = \vec{f}_{ex} - \frac{(\vec{v}-\vec{u})}{B} \tag{2.20}$$

$$B = \frac{{}^{c}C}{3\pi\mu\delta_p} \tag{2.21}$$

となり、粒子の移流速度は

$$\vec{v} = \vec{u} + B\vec{f}_{ex} \tag{2.22}$$

となる。

(2.16)式をフラックス連続の式

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla\cdot\vec{j} = 0 \tag{2.23}$$

に代入すると、粒子の輸送方程式[80,81]

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla\cdot(-D\nabla c + c\vec{v}) = 0 \tag{2.24}$$

あるいは

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{v}\cdot\nabla c = \nabla\cdot(D\nabla c) - c\nabla\cdot\vec{v} \tag{2.25}$$

が得られる。$P_e >> 1$ のとき、(2.25)式は

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\partial c}{\partial t} + \vec{v}\cdot\nabla c = -c\nabla\cdot\vec{v} \tag{2.26}$$

$P_e << 1$ のとき (2.25) 式は

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \nabla\cdot(D\nabla c) \tag{2.27}$$

となる。

拡散係数 D は、流れが層流の場合には、粒子のブラウン運動に基づく分子拡散係数 D_B で、流れが乱流の場合には D_B と乱流拡散係数 D_t の和で近似される。[82]

$$D = D_B + D_t \tag{2.28}$$

空気分子の平均自由行程より大きい粒子に対して D_B は次式で与えられる。[83]

$$D_B = \frac{{}^{o}C\kappa T}{3\pi\mu\delta_p} \tag{2.29}$$

一方、D_t は粒子の物性に関係せず流れの乱流状態によって定まる。

2．2．2　荷電粒子の沈着フラックスの算定方法

粒子の移動速度が (2.22) 式で与えられるとき、沈着面近傍では気流 $\vec{u}$ は0であるから

$$\vec{v} = B\vec{f}_{ex} \tag{2.30}$$

となる。$\vec{v}$ すなわち $\vec{f}_{ex}$ が沈着面近傍で一定とみなし得るときには、分子拡散が支配的と

なる沈着面に接した濃度境界層厚さ Δc は、

$$j \simeq D_B \frac{c_\infty}{\Delta c} \simeq c_\infty B f_{ex} \tag{2.31}$$

より、

$$\Delta c = \frac{D_B}{B f_{ex}} \tag{2.32}$$

となる。(2.29)式より D_B は直径 1μm の粒子に対して10^{-11} m^2/s のオーダであるから静電気力が作用する荷電粒子においては通常この領域の存在は無視することができる。

(1)、層流中での粒子沈着

層流中での粒子輸送に関しては濃度境界層の外では、$P_e >> 1$ となり、[77] (2.26)式が成立する。(2.26)式の左辺は粒子の運動の軌跡 $\vec{r}$ に沿っての濃度変化を表している。粒子軌跡 $\vec{r}$ の方程式は

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v} \tag{2.33}$$

で与えられるから、$\vec{v}$ すなわち $\vec{f}_{ex}$ が c に依存しないときには (2.33) 式は (2.17) 式を用いて (2.26) 式と独立に解け、粒子軌跡を濃度既知の点までさかのぼった位置でフラックスを計算することにより、壁面沈着フラックスが求まる (図 2.5) 。

$$\vec{j}_s \cdot \vec{n}_s \, dA = c_\infty \vec{v}_\infty \cdot \vec{n}_\infty dA_\infty \tag{2.34}$$

とくに、$\vec{f}_{ex}$ が荷電粒子が外部電界から受ける力だけであり、流れがポテンシャル流で近似できるときには、(2.17)式の右辺の $\vec{f}_{ex}+\vec{f}_f$ は電界のポテンシャルと流れのポテンシャルを合成したＥＨＤ (Electro-hydro-dynamic)ポテンシャルにより表現できて、$\vec{f}_{ex}$, $\vec{u}$ が解析的に与えられない複雑な場でも軌跡の数値計算が容易になる。[84]

一方、(2.26)式の右辺が０であれば粒子濃度は軌跡に沿って一定であるから、壁面近傍での濃度 c は c_∞ に等しく、沈着フラックスは壁面近傍での粒子濃度を用いて、

$$\vec{j}_s = c_\infty \vec{v}_s \tag{2.35}$$

で与えられる。粒子速度が (2.30) 式で与えられるときには、この条件は

$$\nabla \cdot \vec{f}_{ex} = 0 \tag{2.36}$$

で与えられ、(2.35)式は

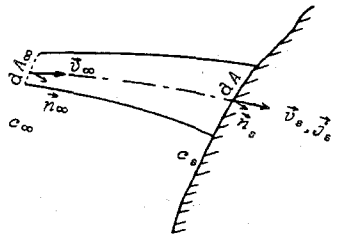


図２.５　沈着フラックスの計算法

$$\vec{j}_s = Bc_\infty \vec{f}_{ex,s} \tag{2.37}$$

となる。したがって、外力の発散（divergence）がない場（solenoidalな場）では、粒子沈着面の範囲が予測できる場合に限り、軌跡計算を行わずに沈着速度を求めることができる。[17,74,85] このとき、(2.37)式に気流$\vec{u}$が含まれていないことから、沈着量が流れの状態に直接影響されないことが分かる。[74] また、軌跡計算を要する場合であっても、外力の発散がないときには$\vec{v}$の流れ関数が存在するので、これをみいだすことができれば流線は解析的に得られる。[74,86,87] $\vec{v}$がcの関数であるときには一般には、(2.17)、(2.26)式を用いて固定座標系で濃度分布を求めることが必要となる。

(2)、乱流中での粒子沈着

乱流中では粒子の拡散係数Dは（2.28）式で与えられ、D の値は壁面上で D_B に等しく、壁面から離れるにしたがって急激に増大する。壁面からの距離sを代表長さにとったペクレ数が1となるsをs_1とすれば、s_1は

$$P_e = \frac{s_1 v_0}{D} = 1 \tag{2.38}$$

で与えられ、$s>>s_1$ の領域では粒子輸送は拡散に支配され、$s<<s_1$ の領域では粒子輸送は主として移流によって行われているものと考えることができる。本論文では、s_1の値が沈着問題を扱う系の代表長さ L_0 に比べて十分小さいときには、粒子は拡散により壁面近くまで十分混合されており粒子数濃度が壁面近くまで一定であるものと考えて、沈着フラックスが（2.35）式で与えられるものと仮定（完全混合の仮定）し、s_1の値が L_0 より十分大きい場合には拡散項を無視した層流中での粒子輸送と同じ取り扱いができるものと仮定（非混合の仮定）した。

2．3　閉空間および管路内での荷電粒子の沈着速度

ここでは、閉空間および管路内での静電拡散による荷電粒子の壁面への沈着速度式とその特徴を示し、沈着現象に及ぼす他の機構の影響についても検討する。

2．3．1　静電拡散による沈着

荷電粒子の管路内および閉空間での静電拡散による沈着は、集じんあるいは粒子の肺胞内沈着等と関連して多くの理論的、実験的研究がなされており、[74,88～101] 静電拡散効果単独での集じん装置としての利用も検討されている。[74,102,103] また、Withers [84,104] は電気

集じん装置内でも空間電荷の果たす役割が大きいと考えて、外部電界と空間電荷電界が共存する場での粒子輸送現象を詳しく検討している。

いま、図 2.6 のような導体で囲まれた閉空間での静電拡散による粒子濃度変化を考える。慣性力、重力は無視できるものとし、粒子は単分散で等しい電荷をもっているものとする。容器内が十分混合されており、完全混合の仮定が成り立つとき、沈着フラックスは(2.37)式から

$$\vec{j}_s = Bc\vec{f}_{ex,s} = Bcq\vec{E}_s \tag{2.39}$$

で与えられる。ガウスの法則から

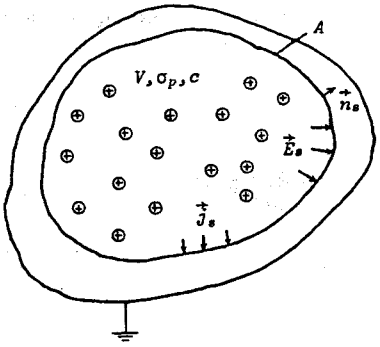


図2.6　閉空間での静電拡散

$$\int_A \vec{E}_s \cdot \vec{n}_s \, dA = \frac{cqV}{\varepsilon_0} \tag{2.40}$$

であるから

$$\int_A \vec{j}_s \cdot \vec{n}_s \, dA = \frac{Bc^2q^2V}{\varepsilon_0} \tag{2.41}$$

であり、濃度変化の式は

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{Bc^2q^2}{\varepsilon_0} \tag{2.42}$$

となり、解は

$$\frac{c}{c_I} = \frac{1}{1 + t/t_{sc}} \tag{2.43}$$

$$t_{sc} = \frac{\varepsilon_0}{c_I q^2 B} \tag{2.44}$$

となる。また、(2.43)式を (2.42) 式に代入すれば、濃度変化の速度は

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{c_I t_{sc}}{(t + t_{sc})^2} \tag{2.45}$$

で与えられる。

一方、空間内が静穏な状態に保たれているときには、濃度変化は (2.26) 式から

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\vec{v}\cdot\nabla c - c\nabla\cdot\vec{v} \tag{2.46}$$

で与えられるが、初期条件が空間内で c_I = 一定で与えられていれば、(2.2)、(2.30)式より $t=0$ での各位置での濃度変化は

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -c\nabla\cdot\vec{v} = -cB\nabla\cdot\vec{f}_{sc} = -cBq\nabla\cdot\vec{E} = -\frac{c^2q^2B}{\varepsilon_0} \tag{2.47}$$

で与えられ、場所によらず一定であるから、すべての時刻で空間内の濃度は場所によらず一定となり、やはり（2.42）～（2.45）式が成立する。

管路内の流れにおいても、半径方向の静電拡散に比べて流れ方向の静電拡散が無視できるときには、完全混合の仮定が成り立つような乱流中での沈着は、混合された閉空間での現象が流れ方向に移動するだけであり、層流中でも、流れが栓流（plug flow ）で近似できるときには静穏な閉空間が流れ方向に移動するだけであるからすべて同じ結果となる。閉空間の沈着現象においては（2.43）式は初期濃度と時刻 t での濃度の比を、(2.45)式は時刻 t での濃度減少速度を表しているが、管路内の沈着現象においては（2.43)、(2.45)式はそれぞれ入口からの距離が $\bar{u}t$ である下流位置での、入口濃度に対する濃度比および濃度減少速度を表している。したがって、管路を集じん装置とみなしたときの集じん率は(2.43)式から

$$\eta_c = 1 - \frac{1}{1 + L_D/(\bar{u}t_{sc})} \tag{2.48}$$

となる。

同様の結果は多くの研究者によって得られており、[88～94]実験的検証[74,85,90,92,93]も行われている。

層流中で流れが発達した速度分布をもつ場合には以上の議論はあてはまらず、断面内に濃度分布が生じて沈着速度は低下する[74,97～101]が、その影響は小さく（Appendix 2.1）、濃度分布を考慮した解がより実験結果と一致している例[74]とともに、速度分布の発達した条件下での実験結果を（2.48）式で説明している例[92]もある。

結局、閉空間あるいは管路内での静電拡散による荷電粒子の沈着は、流れの状態にあまり左右されずに、ほぼ（2.42）～（2.45）式で表現される。以上の結果から静電拡散による沈着現象の特徴をつぎのように要約することができる。

1)、(2.42)～（2.45）式は系の大きさを表す変数を含んでおらず、沈着現象は系の大きさに依存しない。

2)、濃度減少速度は時間とともに減少する。

3)、(2.44)式と(2.21)式から $t_{sc} \propto \delta_p/(c_I q^2)$ となるが、本章５節で述べるように一定の荷電条件下ではおよそ $q \propto \delta_p^2$ であるから、$t_{sc} \propto 1/(c_I \delta_p^3)$ となり、$c_I \delta_p^3$ は装置入口での粒子の体積濃度に比例するから、(2.48)式で与えられる集じん率は入口濃度の増加とともに上昇し、粒径には大きく依存しない。[105]

以上は単分散粒子に対する静電拡散の理論であるが、多分散粒子に対しても、以下のよ

うな変数変換により各粒径の粒子の濃度変化を一個の無次元数を用いて表現することができる。[94] 図 2.7 に示す離散形の粒度分布をもった粒子に対して、(2.39) ～ (2.42)式に対応する式はそれぞれ、

$$\vec{j}_{s,i} = B_i \Delta c_i q_i \vec{E}_s \tag{2.39}$$

$$\int_A \vec{E}_s \cdot \vec{n}_s \, dA = \frac{V \sum_i (\Delta c_i q_i)}{\varepsilon_0} \tag{2.40}$$

$$\int_A \vec{j}_s \cdot \vec{n}_s \, dA = \frac{B_i V \Delta c_i q_i \sum_i (\Delta c_i q_i)}{\varepsilon_0} \tag{2.41}$$

$$\frac{d(\Delta c_i)}{dt} = -\frac{B_i \Delta c_i q_i \sum_i (\Delta c_i q_i)}{\varepsilon_0} \tag{2.42}$$

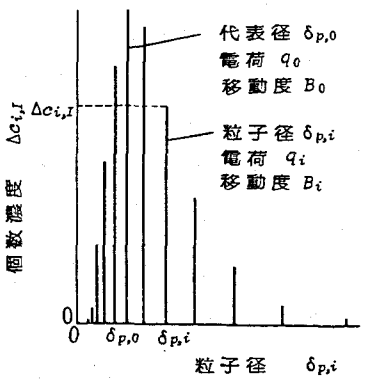


図 2.7　離散型粒度分布

となる。

$$\xi_{c,i} = \left\{\frac{\Delta c}{\Delta c_{i,I}}\right\}^{(B_0 q_0)/(B_i q_i)} \tag{2.49}$$

とおけば (2.42)式は

$$\frac{d\xi_{c,i}}{dt} = -\frac{B_0 q_0}{\varepsilon_0} \sum_i \left\{ q_i \Delta c_{i,I} \xi_{c,i}^{(B_i q_i)/(B_0 q_0)+1} \right\} \tag{2.50}$$

となり、$\xi_{c,i}$ は i によらず一定で

$$\xi_{c,i} \equiv \xi_c \tag{2.51}$$

となる。ξ_c を初期条件 $\xi_c|_{t=0}=1$ のもとに数値的に求れば Δc_i の変化は

$$\frac{\Delta c_i}{\Delta c_{i,I}} = \xi_c^{(B_i q_i)/(B_0 q_0)} \tag{2.52}$$

で、質量基準の集じん率は

$$\eta_c = 1 - \frac{\sum_i \{\delta_{p,i}^3 \Delta c_{i,I} \xi_c^{(B_i q_i)/(B_0 q_0)}\}}{\sum_i (\delta_{p,i}^3 \Delta c_{i,I})} \tag{2.53}$$

で求めることができる。

2．3．2　他の沈着機構の影響

荷電粒子の沈着現象に影響する可能性のある静電拡散以外の機構には、慣性力、重力、グラディエント力、影像力、分子拡散あるいは乱流拡散が考えられる。ここでは集じん装置を対象とした場合の代表的な装置寸法、濃度、荷電量等におけるこれらの機構の影響を

調べておく。

代表値をそれぞれ $L_0=1\mathrm{m}$（ここでは L_0 を閉空間あるいは管路の半径に対応する長さにとる）、$\delta_p=1\mu\mathrm{m}, \rho_p=1\mathrm{g/cm^3}, q=100e=1.6\times10^{-17}\mathrm{C}, c=10^{12}$個/$\mathrm{m^3}$ ($w=0.5\mathrm{g/m^3}$), $\bar{u}=1\mathrm{m/s}$ とすると、重力と壁面上での空間電荷力との比は、(2.13)式から

$$\frac{f_{grav}}{f_{sc}}=\frac{k\pi\varepsilon_0\rho_p\delta_p^3 g}{6cq^2L_0}\simeq10^{-4} \tag{2.54}$$

となり、重力は無視できる。また、壁面上での電界は（2.13）式から

$$E_s=\frac{cqL_0}{k\varepsilon_0} \tag{2.55}$$

で与えられるから、グラディエント力と空間電荷力との比は（2.12)、(2.13)式から

$$\frac{f_{grad}}{f_{sc}}=\frac{\pi c\delta_p^3}{2k}\simeq10^{-6} \tag{2.56}$$

となり、グラディエント力もやはり無視できる。

慣性力の静電拡散に及ぼす影響は Savilonis[96] によって検討され、影響の程度が壁面上での粒子の沈着速度を代表速度としたストークス数のオーダであることが示された。(2.13)、(2.19)、(2.30)式から

$$S_t=\frac{mB^2 f_{sc}|_{s=L_0}}{L_0}=\frac{cq^2mB^2}{k\varepsilon_0} \tag{2.57}$$

であるから、ここでの代表値に対して $S_t\simeq10^{-7}$ であり慣性力も無視できる。乱流中での粒子の静電拡散に対する乱流拡散の影響は Faith[94] により、ここで選んだ代表値に近い条件での数値計算により検討され、乱流拡散の粒子沈着への影響は小さいという結果が得られている。層流中での粒子の静電拡散に対する分子拡散の影響は複数の研究者[97～101]により検討されており、Chen[101] は

$$\alpha_{sd}=\frac{cq^2L_0^2}{4\varepsilon_0\kappa T}>50 \tag{2.58}$$

のとき分子拡散が無視できるとしている。ここでの代表値に対しては $\alpha_{sd}\simeq10^9$ であり、分子拡散の影響がないことは明らかである。

層流中での静電拡散の際の影像力の影響は Yu[95] により検討され、

$$cL_0^3\gg100 \tag{2.59}$$

のとき静電拡散が支配的であるとしている。ここでの代表値に対しては $cL_0^3\simeq10^{12}$ であり層流中での影像力の影響も無視できる。乱流中での影像力の効果を検討した例はみあたらないが、乱流中での荷電粒子の、影像力を考慮した拡散沈着の速度が、非荷電粒子のそ

れの数倍のオーダであることを示すことができる（Appendix 2.2）。平板上の乱流境界層中での非荷電粒子の拡散沈着速度に対する Levich の解は

$$j_s = \frac{\sqrt{k_f/2}\, u_\infty c_\infty}{(4/3)\ 10^{3/4}(\nu/D_B)^{3/4}} \tag{2.60}$$

$$\frac{1}{\sqrt{k_f}} = 4.1\ \ln(R_{ex}k_f) + 1.7 \tag{2.61}$$

であり、[106] 荷電粒子の静電拡散による沈着速度との比は、(2.13)、(2.60) 式から

$$\frac{j_s}{Bc_\infty f_{sc}} = \frac{\sqrt{k_f/2}\,(k\varepsilon_0 u_\infty)}{(4/3)\ 10^{3/4}Bcq^2L_0(\nu/D_B)^{3/4}} \tag{2.62}$$

で与えられる。u_∞=1m/s, x =L_0 に対して (2.62) 式の値は 10^{-9} のオーダとなり、非荷電粒子の拡散沈着速度は、荷電粒子の静電拡散による沈着速度に比べてまったく無視できる大きさであることが分かる。したがって、その数倍のオーダである影像力の影響もやはり無視することができると考えられる。

結局、集じん装置を対象とした閉空間あるいは管路内での荷電粒子の沈着に関しては、静電拡散以外の機構の影響はすべて無視できることが分かる。

2．4　粒子間の凝集の速度

前節では荷電粒子の壁面沈着速度について検討したが、ここでは粒子濃度変化のもう一つの要因である粒子間の凝集について、その影響の大きさの程度を検討する。第3章～第5章で取り扱う静電スクラバにおいては粒子はすべて同極性に帯電しており、第6章～第8章で取り扱う大空間での集じんでは同極性の荷電粒子と非荷電粒子が混在している。ここでは、その一般的な場合として、図 2.8 に示すように、荷電粒子と非荷電粒子が混在する空間でのそれぞれの粒子の間の凝集速度について検討する。粒子は単分散であり、荷電粒子の電荷はすべて等しいものと仮定し、代表値を L_0=1m, δ_p=1μm, q=100e=1.6×10^{-17}C, c_n=c_e=0.5×10^{12} 個/m^3 とする。また、乱れの影響を検討する際のエネルギ消散率の代表値を ε=1J/m^{3}s とする。これは、ε が近似的に

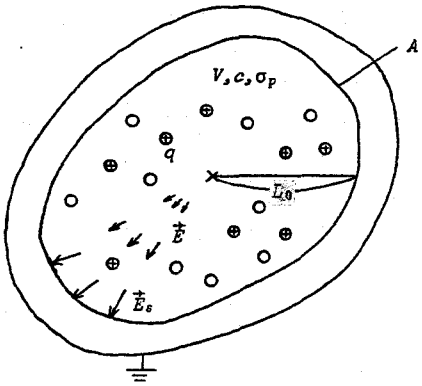


図 2.8　凝集を検討する系

$$\varepsilon = \frac{\rho_a \Delta u^3}{l_m} \tag{2.63}$$

で与えられる[107]と考えて、$\Delta u = 1\mathrm{m/s}$, $l_m = 1\mathrm{m}$ を仮定したときの乱れに相当する。空間内には荷電粒子の存在による空間電荷電界が生じており、その大きさは（2.40）式から、壁面上で

$$|\vec{E}_s| \simeq \frac{c_e q V}{\varepsilon_0 A} \tag{2.64}$$

であり、空間内の平均値は

$$\bar{E} = \frac{k}{k+1}|\vec{E}_s| = \frac{1}{k+1}\frac{c_e q L_0}{\varepsilon_0} \tag{2.65}$$

である（Appendix 2.3）。以下、各粒子間の凝集の速度について検討を進める。

2．4．1　非荷電粒子間の凝集

非荷電粒子間の凝集を、図 2.9 のように、平均的な空間電荷電界 $\bar{E}$ の場に存在する粒子Ｂの、粒子Ａへの沈着の問題として考える。

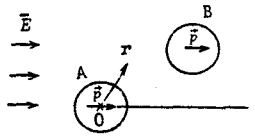


図2.9　非荷電粒子間の凝集

空間電荷電界のこう配に基づくグラディエント力は両方の粒子に対して等しく、粒子間には巨視的な相対運動はないから、粒子Ａの中心を原点とした座標系での気流の接近速度を無視する。粒子には（2.11）式で与えられるモーメントをもった分極が生じているが、まずこれを無視した場合の凝集を考える。

静穏な空間での非荷電粒子の分子拡散による凝集速度は、図 2.9 の座標系で、定常状態での（2.27）式に対応する式

$$D_B \nabla^2 c = 0 \tag{2.66}$$

を基礎式として、粒子Ａへの他の粒子の拡散沈着フラックスを計算することにより求められており、凝集定数は

$$K_B = 4\pi D_B \delta_p \tag{2.67}$$

で、凝集による粒子濃度変化は

$$\frac{dc_n}{dt} = -K_B c_n^2 \tag{2.68}$$

で、濃度の半減時間は

$$t_h = \frac{1}{K_B c_{n,I}} \tag{2.69}$$

で与えられる。[108] ここでの代表値に対する t_h の値は、$t_h = 6\times10^3$ s となる。

一方、混合状態にある空間では、気流の乱れ中のミクロスケール以下のうずが粒子間に相対速度を生じさせる結果、微小粒子に対する凝集が促進されるものと考えて乱流凝集定数が求められており、[109～111] Saffman の与えた解は

$$K_t = 1.3\delta_p^3\sqrt{\varepsilon/\mu} \tag{2.70}$$

である。[109] (2.70)式が成り立つものとすれば、代表値に対する t_h は、やはり $t_h = 6\times10^3$ s となる。

つぎに電界の影響を考える。分子拡散による凝集に対する電界の効果は（2.11）式で与えられる双極子間に作用する静電気力の、拡散沈着フラックスへの影響を考慮することによって、Fuchs,[112] Zebel[113] 等により理論的に検討されている。Fuchs[112]は、次式で与えられる無次元数

$$\alpha_p = \left(\frac{\pi\varepsilon_0 E^2\delta_p^3}{8\kappa T}\right)^{1/3} \tag{2.71}$$

が $\alpha_p > 5$ となるとき凝集速度が電界により増加を始めるとしており、Zebel は、$\alpha_p = 2.5$ のとき凝集速度が 1.97 倍になるという数値計算結果を示している。[113]（2.71）式の α_p は静電気力のポテンシャルと熱運動エネルギの比の性格をもった量で、ここでの代表値に対しては $\alpha_p = 2.0$ となる。

以上から、ここで検討する系に対しては、非荷電粒子間の凝集の速度は、その濃度半減時間が 6×10^3 s のオーダであり、乱流あるいは空間電荷電界の存在は凝集速度に２倍程度の影響しか与えていないことが分る。第７章～第８章で取り扱う集じんの問題は、その時間スケールが 10^2～5×10^2 s の範囲であり、凝集の時間スケールに比べて一桁小さいから、そこでの非荷電粒子間の凝集現象は、ほぼ無視し得ることが推測される。ただし、凝集に対する電界の影響を、ここでは球形粒子間の凝集に限って検討したが、鎖状に連結した凝集体を作る特性をもったある種の固体粒子では、凝集により分極のモーメントが増加し、電界中ではここで述べたよりもはるかに大きい凝集速度を示す場合があるといわれている。[112]

２．４．２　同極性荷電粒子間の凝集

前項と同様、図 2.10 の座標系で凝集問題を考える。同極性に荷電された粒子の電界中での移動速度は等しいから、ここでも両者の間の巨視的な相対速度は０である。外部電界を無視したとき、静穏な空間中に存在する粒子の片方あるいは両方が帯

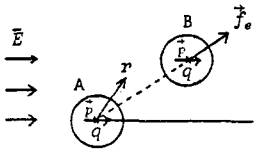


図２ 10　荷電粒子間の凝集

電しているときのこのような系での粒子間の凝集速度の問題はZebel[113]により解析された。粒子間に作用する静電気力 $\vec{f}_e$ が原点に対して球対称であり、$\vec{u}=0$ であるから $\vec{v}$ も球対称となり、定常状態での（2.24）式に対応する式

$$\nabla\cdot(-D\nabla c+c\vec{v}) = 0 \tag{2.72}$$

は解析的に解けて、(2.67)式の凝集定数に対する補正項が

$$\beta_{c,B} = \frac{1}{\int_0^1 \exp\{\frac{\Phi f(\delta p/\chi)}{\kappa T}\}d\chi} \tag{2.73}$$

$$\chi = \delta p/r \tag{2.74}$$

で与えられた。（2.73）式の妥当性は実験的にも検証されている。[114,115] ここで ϕ_f は、粒子間に作用する静電気力 $\vec{f}_e$ のポテンシャルであり、同極性に荷電された粒子に対しては(2.4) 式から

$$\phi_f = \int_r^\infty \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}dr = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = \frac{q^2\chi}{4\pi\varepsilon_0\delta p} \tag{2.75}$$

となるから、

$$\beta_{c,B} = \frac{\alpha_{c,B}}{\exp(\alpha_{c,B}) - 1} \tag{2.76}$$

$$\alpha_{c,B} = \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0\,\delta p\kappa T} \tag{2.77}$$

と計算される。ここでの代表値に対しては $\alpha_{c,B}\simeq 600$, $\beta_{c,B}\simeq 0$となり、前項での検討により、外部電界の影響が小さいことを考えれば、静穏な空間では同極性に荷電された粒子間に凝集は生じないことが分かる。混合状態にある空間でも同様の方法により凝集定数に対する補正項が計算できて、同極性に荷電された粒子に対しては

$$\beta_{c,t} = \frac{\alpha_{c,t}}{\exp(\alpha_{c,t}) - 1} \tag{2.78}$$

$$\alpha_{c,t} \simeq \frac{q^2 B}{12\pi\varepsilon_0\delta_p^3\sqrt{\varepsilon/(7.5\mu)}} \tag{2.79}$$

が得られ(Appendix 2.4)、代表値に対して $\alpha_{c,t}=50$, $\beta_{c,t}\simeq 0$ となって凝集が生じないことが確認される。

さて、前項では非荷電粒子間の凝集を $q=0$ の２個の粒子間の凝集問題として取り扱ったが、実在の粒子は人工的に荷電されていない場合にもいくらかの電荷を帯びており、平衡状態ではその荷電量分布はボルツマン分布に従うといわれている。[116～119] 荷電量分布が

ボルツマン分布で近似できるときには、直径 1μm の粒子は平均して ±2e 程度の電荷をもつ[116]ことなり、同極性荷電粒子間では（2.76）式に従って凝集は減速され、逆極性荷電粒子間では（2.80）式

$$\beta_{c,B} = \frac{\alpha_{c,B}}{1 - \exp(-\alpha_{c,B})} \tag{2.80}$$

に従って凝集は加速されるが、ボルツマン分布の正負電荷に対する対称性によりこれらの効果は相殺され、みかけ上の凝集速度はあまり変化しないと考えられている。[114,120,121]

2．4．3　荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集

これまでと同様、図 2.11 の座標系で凝集問題を考える。この場合には、荷電粒子だけが電界中を

$$v_\infty = qB\bar{E} \tag{2.81}$$

の速度で運動するので、両者の間には巨視的な相対速度 v_∞ が存在し、図 2.11 の座標系での気流の接近速度は

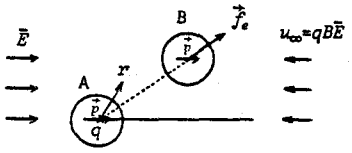


図2.11　荷電粒子と非荷電粒子の凝集

$$u_\infty = v_\infty = qB\bar{E} \tag{2.82}$$

である。接近速度を考慮に入れると問題は球対称ではなくなるので、拡散項と接近速度の項の両方を含めた解析は難しいが、混合状態にある空間では、(2.38)式で与えられる距離 s_1 が

$$s_1 \ll \delta_p \tag{2.83}$$

であれば、接近速度を無視して、前項と同じ解法を適用することができる。一方、静穏な空間、あるいは混合状態にある空間でも

$$s_1 \gg \delta_p \tag{2.84}$$

であれば、拡散項の影響を無視して、(2.33)式により粒子軌跡を計算し、(2.34)式から粒子A（図 2.11 ）の表面全体への単位時間あたりの粒子沈着量

$$J_s = \int_A \vec{j}_s \cdot \vec{n}_s \, dA = c_n \int_{A\infty} \vec{v}_\infty \cdot \vec{n}_\infty \, dA_\infty \tag{2.85}$$

を求め、

$$K_{ne} = J_s / c_n \tag{2.86}$$

により凝集定数を求めることになる。混合状態にある空間での、ミクロスケール以下の距離にある２粒子間の乱流拡散係数が

$$D_t = \sqrt{\varepsilon/(7.5\mu)}\ s^2 \tag{2.87}$$

で与えられる[122]ものとすれば、(2.38)、(2.82)、(2.65)、(2.87) 式から、s_1 は

$$s_1 = \frac{c_e q^2 B L_0}{(k+1)\varepsilon\ \sqrt{\varepsilon/(7.5\mu)}} \tag{2.88}$$

で与えられ、ここでの代表値に対しては、$s_1 = 300\mu m$　となり、(2.84)式が成り立つ。そこで、以下では拡散項を無視した上記の解法により凝集速度を計算し、その特性を検討する。

(1)、凝集速度の近似解析解

粒子間にはたらく静電気力が (2.9)式で近似できるとき、粒子Ｂの大きさを無視し、さらに、粒子Ａの存在による流れの変化を無視することによって、両者の間の衝突効率の近似解が、

$$\eta_t = \left(\frac{15\pi\alpha_{im}}{8}\right)^{0.4} \tag{2.89}$$

$$\alpha_{im} = \frac{2q^2 B}{\pi u_\infty \varepsilon_0 \delta_p^2} \tag{2.90}$$

で与えられている。[123、124](2.82)式を代入すれば、(2.89)式は、

$$\eta_t = \left(\frac{45\pi}{4}\ \frac{q}{q_{sat}}\right)^{0.4} \tag{2.91}$$

$$q_{sat} = 3\pi\varepsilon_0 \delta_p^2 \bar{E} \tag{2.92}$$

と変形される。衝突効率の定義により

$$J_s = \frac{\pi}{4}\delta_p^2 u_\infty c_n \eta_t \tag{2.93}$$

であるから、(2.86)、(2.91) 式から凝集定数は近似的に、

$$K_{ne} = \frac{\pi}{4}\delta_p^2 u_\infty \left(\frac{45\pi}{4}\ \frac{q}{q_{sat}}\right)^{0.4} \tag{2.94}$$

あるいは、(2.82)、(2.21) 式を代入して

$$K_{ne} = \frac{{}^{c}C\delta_p q\bar{E}}{12\mu}\left(\frac{45\pi}{4}\ \frac{q}{q_{sat}}\right)^{0.4} \tag{2.95}$$

で与えられる。(2.89)式は $\alpha_{im} >> 1$ の場合には正確な値を与えるが、α_{im} が小さいときには η_t を過大に評価するといわれている。[123] Pauthenier[124] は、雲粒の荷電粒子と非荷電粒子の沈降速度差を考慮した衝突の問題に（2.89）式を用い、数値計算結果との差を比較しているが、やはり（2.89）式が η_t を過大評価するという結果を得ている。

(2)、凝集速度の数値解

(2.95)式の近似の精度を知るために、粒子Aのまわりの流れ、粒子Bの大きさおよび外部電界による分極を考慮した粒子軌跡の数値計算を行い、凝集定数を算出する。より一般的な場合として粒子Bにも電荷を与え、粒子A、B間に作用する静電気力を次式で近似する（図 2.12 ）。

$$f_r = f_{r_1} + f_{r_2} + f_{r_3} \tag{2.96}$$

$$f_{r_1} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\left[(q_A+q_B')(q_B+q_A') + \frac{r^2 q_A' q_B'}{(r-2r')^2} - \frac{r^2\{q_A'(q_A+q_B') + q_B'(q_B+q_A')\}}{(r-r')^2}\right] \tag{2.97}$$

$$f_{r_2} = \frac{p\cos\theta}{2\pi\varepsilon_0}\left\{\frac{(q_B+q_A') - (q_A+q_B')}{r^3} - \frac{q_A'-q_B'}{(r-r')^3}\right\} \tag{2.98}$$

$$f_{r_3} = -\frac{3p^2}{4\pi\varepsilon_0 r^4}\left\{\frac{1}{2} + \frac{3}{2}\cos(2\theta)\right\} \tag{2.99}$$

$$f_\theta = -\frac{3p^2\sin(2\theta)}{4\pi\varepsilon_0 r^4} \tag{2.100}$$

ここで、(2.8) 式から

$$r' = \frac{\delta_p^2}{4r} \tag{2.101}$$

$$q_A' = \frac{q_A\,\delta_p}{2r} \tag{2.102}$$

$$q_B' = \frac{q_B\,\delta_p}{2r} \tag{2.103}$$

である。

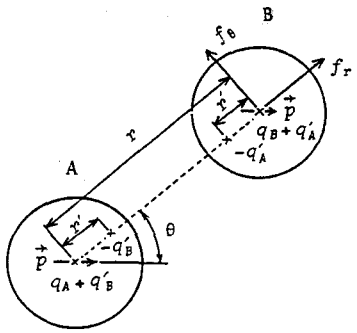


図2.12　粒子間の静電気力

f_{r_1} は、クーロン力と影像力の和を、粒子電荷 q_A ,q_B およびその1回目の影像電荷[125] q_A' , q_B' の間にはたらく静電気力の和で近似したものである。f_{r_2} は真電荷および影像電荷と双極子 p との間にはたらく静電気力を、f_{r_3} および f_θ は双極子間にはたらく静電

気力をそれぞれ表している。[108,126] 粒子Aのまわりの流れをストークス流れ[127]

$$u_r = -u_\infty\{1 - \frac{3}{2}(\frac{\delta_p}{2r}) + \frac{1}{2}(\frac{\delta_p}{2r})^3\}\cos\theta \tag{2.104}$$

$$u_\theta = u_\infty\{1 - \frac{3}{4}(\frac{\delta_p}{2r}) - \frac{1}{4}(\frac{\delta_p}{2r})^3\}\sin\theta \tag{2.105}$$

で近似し、(2.33)式を球座標で表した式

$$\frac{dr}{dt} = u_r + Bf_r \tag{2.106}$$

$$r\frac{d\theta}{dt} = u_\theta + Bf_\theta \tag{2.107}$$

に、(2.96)、(2.100)、(2.104)、(2.105)式を代入したものを Runge･Kutta法により数値的に解き、限界衝突軌跡の上流 $x=x_\infty$ での y 座標 y_0 を求めて、(2.85)、(2.86) 式から得られる次式

$$K_{ne} = \int_{A_\infty}\vec{v}_\infty\cdot\vec{n}_\infty dA_\infty = 2\pi\int_0^{y_0}\{|\frac{dr}{dt}\cos\theta - r\frac{d\theta}{dt}\sin\theta|_{x=x_\infty}y\}dy \tag{2.108}$$

により K_{ne} を求める（図 2.13 ）。計算手順を図 2.14 に示す。ここではまず y_0 の近似値 $y_{00}=[y_0+1]$ を求めたのち、y_0 の値を $y_{00}/10^{12}$ の精度まで求めており、この手順で計算した $f_r=f_\theta=0$ のときの衝突効率は解析解 5/4[128] と比較して、0.04%の誤差であった。

$q_B=0$ のときの計算結果を (2.95) 式の解析解と比較した結果を図 2.15 に示す。図には $q_A=20e$ の場合も示しており、$\bar{E}$ の値はここでの代表値 $L_0=1\mathrm{m}, \delta_p=1\mu\mathrm{m}, c_e=0.5\times10^{12}$ 個/m^3 に対して、$q_A=100e$ の場合 3kV/cm 、$q_A=20e$ の場合 0.6kV/cm である。$q_A=20e$ に対しては、代表値より大きい $\bar{E}$（大きい L_0 あるいは c_e ）の範囲で分極の影響が無視できなくなり、(2.95)式は凝集定数を過少評価するが、それ以外では(2.95)式が凝集定数のよい近似値を与えている。また、$q_A=100e$の場合の凝集定数 K_{ne} は、分子拡散によるものの 100倍のオーダに達している。

つぎに粒子Bの電荷がみかけの凝集速度に及ぼす影響を調べる。前項で述べたように実在の非荷電粒子は多少の電荷を帯びており、q_A が q_B と同極性のときの凝集定数をK_{++}、逆極性のときの凝集定数をK_{+-}、みかけの凝集定数を

$$\bar{K}_{ne} = \frac{K_{++} + K_{+-}}{2} \tag{2.109}$$

として $\bar{K}_{ne}$ を計算すれば図 2.16 のようになる。図から、荷電粒子と非荷電粒子の凝集の場合にも、非荷電粒子間の凝集の場合と同様、非荷電粒子上の多少の電荷はその荷電量分

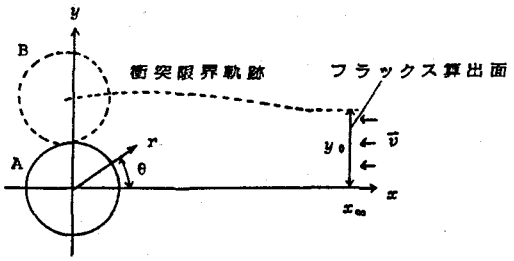


図2.13　凝集定数の算出方法

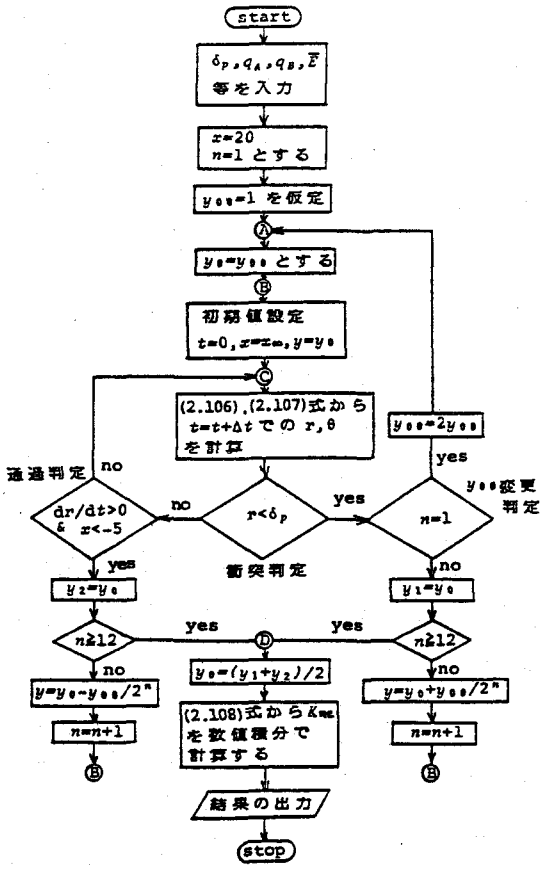


図2.14　凝集定数の計算手順

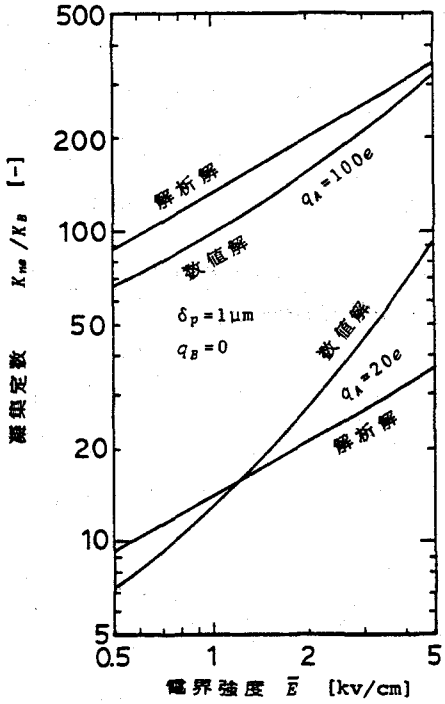


図2.15　荷電粒子と非荷電粒子の凝集定数

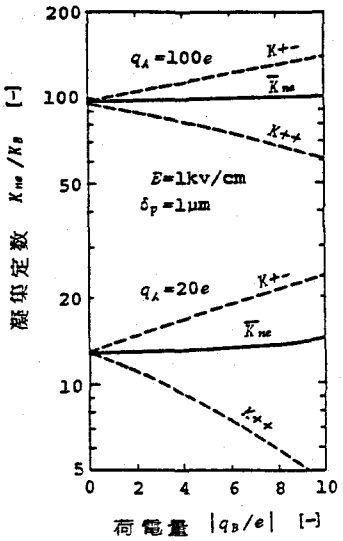


図2.16　非荷電粒子の電荷の影響

布が正負対称であれば、みかけの凝集速度にあまり影響を与えないことが分かる。

以上から、ここでの代表値に対して、荷電粒子と非荷電粒子の凝集の速度が（2.95）式で与えられること、そして、その値が分子拡散による凝集の 100倍のオーダに達し、第7章、第8章で扱う集じんの問題において無視できない役割を果たすことが分かる。（2.95）式の妥当性の実験的検証は第6章で行う。

２．５　粒子の荷電速度と荷電量

粒子荷電装置として工学上もっともよく利用されるものは、コロナ放電で発生させた単極イオンを電界によって駆動して粒子に衝突させる方式のものであり、本研究でもこれを用いる。ここでは、荷電の基礎理論について簡単に述べ、本研究で用いる荷電装置に適用する荷電量算定式を示す。

２．５．１　粒子荷電の基礎理論と本研究で用いる荷電量算定式

空気イオンによる粒子の帯電現象は、電気集じん装置内での粒子荷電、あるいは大気中での雲粒の帯電等と関連して多くの研究がなされている。[117,119,129～148)]

電界下の単極イオンの衝突を利用する荷電装置内での粒子の荷電過程は、図 2.17 に示すように、外部電界中に存在する一個の荷電粒子へのイオンの沈着の問題として解析される。

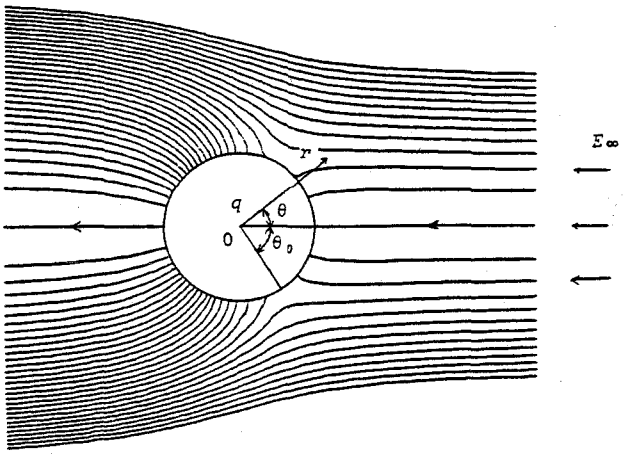


図２.17　一様電界中の荷電粒子 $(q=q_{sat}/2)$

イオンは電界中を

$$v_\infty = {}^{i}bE_\infty \tag{2.110}$$

の速度で移動しており、粒子の移動速度qBE_∞はそれよりもはるかに小さく、この系でのペクレ数は

$$P_e = \frac{{}^{i}bE_\infty\delta_p}{{}^{i}D} = \frac{{}^{i}bE_\infty\delta_p}{\kappa T\,{}^{i}b/e} = \frac{eE_\infty\delta_p}{\kappa T} \tag{2.111}$$

で表される。

$P_e >> 1$ のときには、イオンは主に電界によって輸送され、いわゆる電界荷電の領域となる。イオンの空間電荷を無視すれば$\vec{E}$の発散はないから、すでに述べたように、この場

合のイオン沈着フラックスは容易に計算できて、荷電速度と荷電量が次式で与えられている。[87,129]

$$\frac{dq}{d\xi} = \frac{q_{sat}}{4}\left(1 - \frac{q}{q_{sat}}\right)^2 \tag{2.112}$$

$$q = \frac{q_{sat}}{1 + 4/\xi} \tag{2.113}$$

ここで

$$q_{sat} = 3\pi\varepsilon_0\,\delta_p^2 E_\infty \tag{2.114}$$

$$\zeta = \frac{{}^{i}b\,{}^{i}c\,e\,t}{\varepsilon_0} \tag{2.115}$$

であり、q_{sat} は $t\to\infty$ における飽和荷電量である。図 2.17 は $q<q_{sat}$ における電気力線の様子を示している。

$P_e<<1$ のときにはイオンは主に拡散によって輸送され、いわゆる拡散荷電の領域となる。この領域での荷電理論には、イオンの平均自由行程に比べて粒子が小さくイオンの運動が自由分子の運動で近似できる、いわゆる自由分子流れ領域に対する理論と、平均自由行程に比べて粒子が大きい場合の連続流れ領域に対する理論とがある。分子流れ領域の荷電速度と荷電量は、イオンの粒子への衝突速度を熱運動速度で与え、イオンの運動エネルギ分布にボルツマン分布を仮定することによって、White[130] により次式のように与えられた。

$$\frac{dZ}{d\zeta} = \left(\frac{{}^{i}v\,e\,\delta_p}{8\,{}^{i}b\,\kappa T}\right)\exp(-Z) \tag{2.116}$$

$$Z = \ln\left(1 + \frac{{}^{i}v\,e\,\delta_p\,\zeta}{8\,{}^{i}b\,\kappa T}\right) \tag{2.117}$$

ここで、

$$Z = \frac{q\,e}{2\pi\varepsilon_0\,\delta_p\,\kappa T} \tag{2.118}$$

である。連続流れ領域に対しては、前節の逆極性荷電粒子間の凝集の問題とまったく同じ取り扱いができて、結果は (2.76) 式と同形となり、

$$\frac{dZ}{d\zeta} = \frac{Z}{\exp(Z) - 1} \tag{2.119}$$

$$\zeta = \sum_{n=1}^{\infty}\frac{Z^n}{n\,n!} \tag{2.120}$$

で与えられる。[86,131,134]

ペクレ数がほぼ1となる中間領域ではイオンの電界による輸送と拡散輸送のどちらをも無視することはできず、取り扱いは複雑になる。Liu と Yeh[135] は、$q<q_{sat}$ のとき粒子表面上の電気力線が入り込む部分（$\theta<\theta_0$）に電界荷電の式を、外の部分（$\theta>\theta_0$）に熱運動速度でのイオンの衝突を仮定し、$q>q_{sat}$ のとき粒子表面でのイオン濃度を $\theta=0$ の軸上で（2.72）式の解から得られる表面濃度で近似することによって、この領域での荷電速度を計算している。また、Smith[136] は $\theta<\theta_0$の部分に電界荷電の式を、$\theta>\pi/2$ の部分に Whiteの拡散荷電の式を、$\theta_0<\theta<\pi/2$ の部分に（2.72）式を適用し、粒子表面上の各点でのイオンフラックスを表面全体にわたって数値積分することにより、荷電速度を求めている。また、Lie と Kapadia[137] は、(2.72)式を直接差分化して数値計算することにより粒子表面上のイオン濃度分布を求めて、荷電速度を計算している。これらの計算法は、荷電量の算定にいずも数値計算を必要とする。

以上の三つの領域に対する荷電理論は、実験的にも検討されており、電界荷電領域での(2.112)、(2.113）式は実験結果によく合うとされている。[138] そして、中間領域における各研究者の提案する理論もそれぞれ、実験的にも妥当であるという結論が研究者自身によってなされている。[135～137] また拡散荷電領域に対しては、通常、荷電実験の対象となる 0.1～1 μm の粒子に対して連続流れ領域を仮定するのが妥当であるとして、(2.119）式を用いる研究者が多い[117～119,140～142] が、連続流れ領域にも（2.116)式が適用できるとする考えもある。[142,143] このように、研究者により多少異なる結論が共存する理由の一つは、イオンの物性値が正確には定まっていないことにあると思われる。とくに、イオンの電気移動度 i_b は荷電の過程を通じて一定ではなく、発生後の時間経過とともに減少するといわれており、[136] 湿度によっても変化する[144] が、実際には実験定数的に扱われることが多い。各研究者により用いられた i_b と i_v の例を表 2.1 に示す。i_b=1.3～2.3cm^2/sV, i_v=400～500m/s の値がよく用いられてきた。

以上のように、荷電式には実験式的な性格もあり、荷電理論そのものが研究目的でない場合には、荷電速度を（2.112)式と、(2.116）式または（2.119)式が与える荷電速度の和で近似する[86,145]ことや、あるいはまったく便宜的に、荷電量を（2.113)式と、(2.117)式または（2.120)式が与える荷電量の和で近似する[123,136,147] ことが行われてきた。とくに電気集じんの分野では、通常 E_∞ が数kV/cm のオーダで対象粒子径が1 μm 程度以上であり、$P_e>1$ であって電界荷電が優勢で、拡散荷電の影響が小さいこともあり、計算のもっとも簡単な（2.113)式と（2.117)式から得られる荷電量の和がその推定値として用いられる。本研究でもこれにならい、荷電装置内で粒子が得る荷電量の算定に、近似式として（2.113)式と（2.117)式から得られる荷電量の和、あるいは（2.113)式と（2.120)式

から得られる荷電量の和を用いることにする。イオンの物性値には、各研究者に用いられた値の平均的なものとして、${}^{i}b=1.75\mathrm{cm}^2/\mathrm{sV}$, ${}^{i}v=450\mathrm{m/s}$ を用いる。

図 2.18 はこうして求めた荷電量と、実験方法に信頼性が高いとして他の研究者の理論の検証にも用いられた[135～137] Hewitt[147] と Smith[148]の実験結果を比較した例である。計算例は拡散荷電が優勢となる領域（$E=0.6\mathrm{kV/cm}$の場合$\delta_p<2\mu\mathrm{m}$ ）を含んでいるが、拡散荷電式に (2.117)式を用いた場合と、(2.120) 式を用いた場合の間に大きな差はなく、近似式が広い範囲で有効であることを示している。

2．5．2　各種荷電装置に対する荷電量の式

本研究で用いた荷電装置は、図 2.19 (a) に示す同心円筒電極と、同図 (b)に示す三電極荷電器である。同心円筒電極の場合には、円筒中心部の放電線に直流高圧を印加してコロナ放電させることにより、放電極・接地電極間を荷電空間としている。この方式はイオン濃度が空間内で不均一であるという欠点をもつが、構造が簡単で電流密度が高くとれるために装置を小型にすることができ、もっともよく利用されている。一方、三電極荷電器は、針状電極と多孔板電極との間のコロナ放電で発生させたイオンの一部を、多孔板の孔を通じて下部の荷電空間に導き、多孔板電極と接地電極の間の電界により荷電する方式としている。この方式では、イオン濃度は荷電空間内でほぼ一様となり電界とは独立に設定することができる。

表2.1　各研究者により用いられたイオンの電気移動度と熱運動速度

研究者名	イオン極性	電気移動度 ${}^{i}b(\mathrm{cm}^2/\mathrm{sV})$	熱運動速度 ${}^{i}v(\mathrm{m/s})$
Fucks [138] (1936)	-	1.75	
White [130] (1951)	-		500
Hewitt [147] (1957)	+	1.6	500
Fucks [134] (1963)		2.1	460
Liu [142] (1967)	+	1.1	118
Dotsch [145] (1969)	+	1.37	
Smith [136] (1976)		1.6	500
Smith [148] (1978)	±	2.3 2.7	
Withers [104] (1981)	-	2.1	321
Adach [141] (1980)	+		450
高橋 [119] (1983)	±	1.37 1.89	

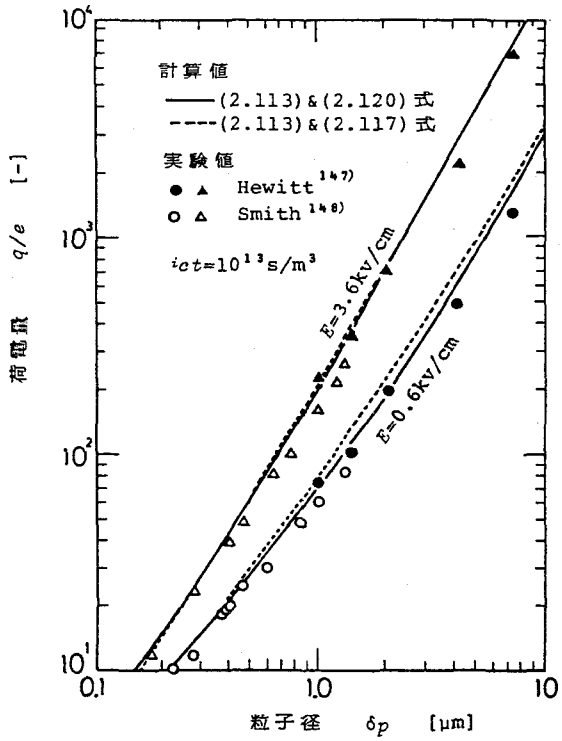


図2.18　荷電量の計算値と実験値の比較

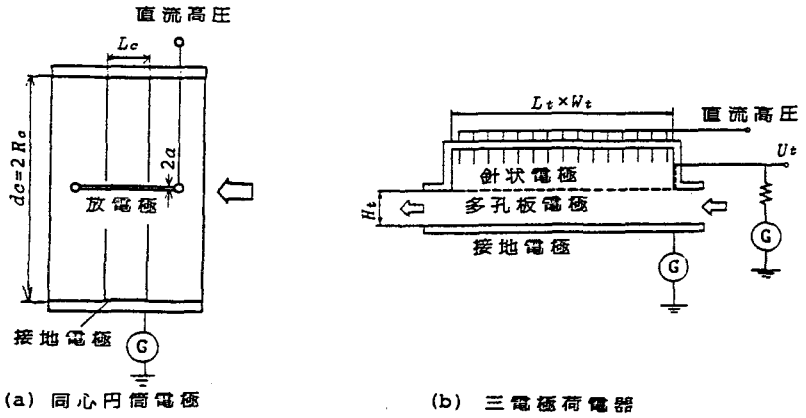


図2.19　荷電装置

つぎに、前項の荷電式をこれらの荷電装置に適用できるように変形する。式中のイオン濃度あるいは電界を、実際の荷電装置で操作、測定する量である電流と電圧で表現する。

まず、同心円筒電極については、本研究の使用条件下で印加電圧の電界への影響が無視でき、電界は空間内でほぼ一様で、

$$E = \{\frac{i_c}{2\pi\varepsilon_0 i_b}\}^{1/2} \tag{2.121}$$

と近似することができる[149]（Appendix 2.5）。i_c は電極の単位長さあたりの電流である。このとき、電極中心から距離 r の位置でのイオン濃度は、

$$i_c = \frac{i_c}{2\pi r e i_b E} \tag{2.122}$$

となるから、空間内での平均値 $\bar{i_c}$ は

$$\bar{i_c} = \frac{1}{\pi R_c^2}\int_0^{R_c} i_c(2\pi r)\,dr = \frac{i_c}{\pi R_c e i_b E} \tag{2.123}$$

となる。(2.115) 式の i_c に $\bar{i_c}$ を用いることにすれば、(2.114)、(2.115) 式はそれぞれ

$$q_{sat} = 3\pi\varepsilon_0\delta_p^2\left(\frac{i_c}{2\pi\varepsilon_0 i_b}\right)^{1/2} \tag{2.124}$$

$$\zeta = \frac{i_b e t}{\varepsilon_0}\frac{i_c}{\pi R_c e i_b}\left(\frac{i_c}{2\pi\varepsilon_0 i_b}\right)^{-1/2} = \frac{t}{\pi R_c}\left(\frac{2\pi i_b i_c}{\varepsilon_0}\right)^{1/2} \tag{2.125}$$

で表される。

一方、三電極荷電器の場合には、本研究の使用条件下でイオンの空間電荷電界が無視できて、電界は空間内でほぼ一様で

$$E = \frac{U_t}{H_t} \tag{2.126}$$

と近似することができる（Appendix 2.5）。このとき、イオン濃度は

$$i_c = \frac{i_t}{e i_b E} = \frac{i_t H_t}{e i_b U_t} \tag{2.127}$$

となるから、(2.114)、(2.115) 式はそれぞれ

$$q_{sat} = \frac{3\pi\varepsilon_0\delta_p^2 U_t}{H_t} \tag{2.128}$$

$$\zeta = \frac{i_t H_t t}{\varepsilon_0 U_t} \tag{2.129}$$

で表される。i_t は電極の単位面積あたりの電流である。

(2.124)、(2.125) 式から、同心円筒電極では荷電量の式、(2.113)、(2.117)、(2.120) 式はすべてイオンの電気移動度 i_b を式中に含むが、(2.128)、(2.129) 式から、三電極荷電器では (2.113)式と (2.120)式が i_b に依存しないことが分かる。そこで本研究では荷電量の式として、同心円筒電極に対しては計算の簡単な (2.117)式と (2.113)式から得られる荷電量の和を用いることとし、三電極荷電器に対しては、やや不確実な要素をもつ i_b

を式中に含まない（2.120)式と（2.113)式から得られる荷電量の和を用いることとする。荷電量全体に占める拡散荷電項の影響が小さいため、(2.117)、(2.120）式の選び方の差による荷電量の違いはわずかである。最後に、各章で用いた荷電装置の主要寸法、使用条件、荷電量計算例を表 2. 2 に示しておく。

表2.2　各章で用いた荷電装置の概要

章	3	6	4	5	7
型式	三電極荷電器		同心円筒電極		
主要寸法 (mm)	Lt:120　Wt:50　Ht:20		dc:24, Lc:5	dc:32, Lc:5	dc:80, Lc:20
			a:0.05	a:0.05	a:0.25
代表粒径(μm)	1		0.6	1	0.3
電流密度	0.03μA/cm^2	0.08~0.02	20μA/cm	4~64	25
電界(kv/cm)	3.3	1.7~3.3	4.5	2.0~8.1	5.0
i_{ct}(個/m^{3}s)	10^{12}	$(1\sim10)\times10^{12}$	40×10^{12}	$(3\sim100)\times10^{12}$	$(3\sim7)\times10^{12}$
ζ	3	3~30	10	10~300	10~20
* q/e	106	70~237	83	117~492	33~44
* q_d/q	0.03	0.28~0.46	0.28	0.15~0.37	0.27~0.33

＊計算は(2.113),(2.117)式によった。

2．6　本章のまとめ

本章では、荷電粒子の動力学を中心に、以下の各章に共通な基本的事項を述べた。

第１節では、粒子に作用する静電気力としてクーロン力、影像力、グラディエント力、空間電荷力の定義を述べ、簡単な系でのそれらの力の式を例示した。これらの力のうちで空間電荷力は、荷電粒子群中のそれぞれの粒子が受ける静電気力として本研究で定義したものである。

第２節では、荷電粒子に静電気力が作用するときの輸送方程式を示し、層流中では粒子の拡散が無視できて非混合の仮定が成り立つこと、乱流中では完全混合あるいは非混合の仮定の選択の基準にペクレ数が用いられることを示した。そして、壁面への粒子の沈着速度は、完全混合が仮定できる場合は（2.35）式から、また、非混合が仮定できて粒子に作用する外力が粒子濃度に依存しない場合には粒子の運動軌跡から求められること、さらに力の場に発散がないときには軌跡計算を簡略化できる場合があることを示した。

第３節では、本研究が対象とした集じん法の主要な集じん機構である静電拡散による荷電粒子の沈着の速度が、流れの状態によらず近似的に（2.42）～（2.45）式で与えられる

こと、また、$L_0=1\mathrm{m}$, $\delta_p=1\mu\mathrm{m}$, $q=100e$, $c=10^{12}$個/m^3を代表値とした系では静電拡散以外の他の機構（慣性力、重力、グラディエント力、影像力、拡散沈着）が沈着速度に影響を与えないことを示した。

第4節では、荷電粒子と非荷電粒子が混在する系での各粒子間の凝集の速度を検討し、$L_0=1\mathrm{m}$, $\delta_p=1\mu\mathrm{m}$, $q=100e$, $\varepsilon=1\mathrm{J/m^3s}$, $c_e=c_n=0.5\times10^{12}$個/m^3を代表値とした系では、非荷電粒子間の凝集の効果は小さく荷電粒子間では凝集が生じないこと、そして、荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集の効果がもっとも大きくその凝集定数が近似的に(2.95)式で与えられることを示した。

第5節では、粒子の荷電に関する既往の理論の概要を述べ、荷電量を電界荷電によるものと拡散荷電によるものの和として実験式的に表した式が、Hewitt, Smith の実験結果をよく説明することを示し、それに基づいて、本研究で用いる荷電装置に対する荷電量の算定式を導いた。

第2節の記述の多くは参考文献に基づいてなされたもので、当然の結果となっているものもあり、また、第3節～第5節の内容も、文献の引用あるいは文献に示された考え方をもとにここで発展させた解析の結果にすぎないが、従来、粒子沈着問題を理論的に取り扱う際には完全混合あるいは非混合の仮定が、その選択基準があいまいなままに用いられている場合が多く、本章で行ったようにその取り扱い方法を整理して示し、それに基づいて、沈着、凝集、荷電の問題を統一的に記述した例はみあたらない。

Appendix 2.1　静電拡散に及ぼす速度分布の影響

層流中での静電拡散による粒子沈着に及ぼす速度分布の影響を、平板間での流れに対する数値計算により検討する。

定常状態での（2.26）式

$$\vec{v}\cdot\nabla c + c\cdot\nabla\vec{v} = 0 \tag{A.2.1}$$

に（2.22）式を代入し、さらに

$$\vec{f}_{ex} = \vec{f}_e = q\vec{E} = -q\nabla\phi \tag{A.2.2}$$

$$\nabla^2\phi = -\frac{cq}{\varepsilon_0} \tag{A.2.3}$$

の関係を用いて整理すると、濃度分布を表す基礎式として

$$(\vec{u} - qB\nabla\phi)\cdot\nabla c + \frac{c^2 q^2 B}{\varepsilon_0} = 0 \tag{A. 2. 4}$$

が得られる。図 A. 2. 1 に示す平行平板間の流れに対して、(A. 2. 4) 式を無次元化すると

$$(\vec{u}^* - \alpha_{sc}\nabla^*\phi^*)\cdot\nabla^* c^* + \alpha_{sc}\, c^{*2} = 0 \tag{A. 2. 5}$$

$$\left.\begin{aligned} &\vec{u}^* = \frac{\vec{u}}{\bar{u}} \qquad \nabla^* = h\nabla \qquad \phi^* = \frac{\varepsilon_0\,\phi}{c_I\, q h^2} \\ &c^* = \frac{c}{c_I} \qquad \alpha_{sc} = \frac{c_I\, q^2 B h}{\varepsilon_0\,\bar{u}} \end{aligned}\right\} \tag{A. 2. 6}$$

となる。同様に、(A. 2. 3) 式は

$$\nabla^{*2}\phi^* = -c^* \tag{A. 2. 7}$$

となる。 (A. 2. 5), (A. 2. 7) 式を x^*, y^* 成分で記述し、流れ方向の電界を無視して $\partial\phi^*/\partial x^*=0$ とおけば、

$$u_x^*\frac{\partial c^*}{\partial x^*} - \alpha_{sc}\frac{\partial\phi^*}{\partial y^*}\frac{\partial c^*}{\partial y^*} + \alpha_{sc}\, c^{*2} = 0 \tag{A. 2. 8}$$

$$\frac{\partial^2\phi^*}{\partial y^{*2}} = -c^* \tag{A. 2. 9}$$

となる。

速度分布を放物線分布

$$u_x^* = \frac{3}{2}(1 - 4y^{*2}) \tag{A. 2. 10}$$

で与え、管路入口で $c^*=1$ として、(A. 2. 8)、(A. 2. 9) 式を差分化して、濃度分布と透過率を数値計算した例が図 A. 2. 1、図 A. 2. 2 である。計算範囲内での、流れの差による透過率の変化は 20 %程度である。

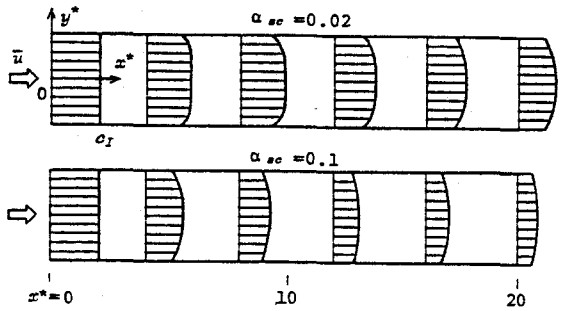


図 A. 2. 1 濃度分布の計算例

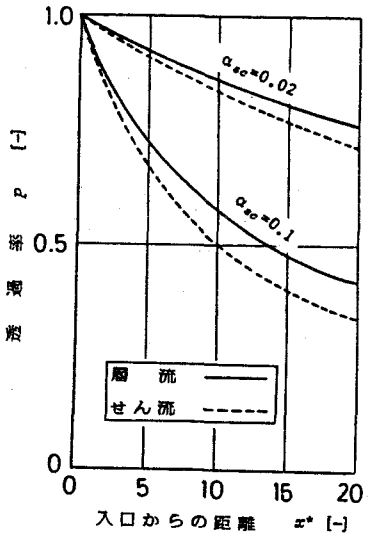


図 A. 2. 2 速度分布の透過率への影響

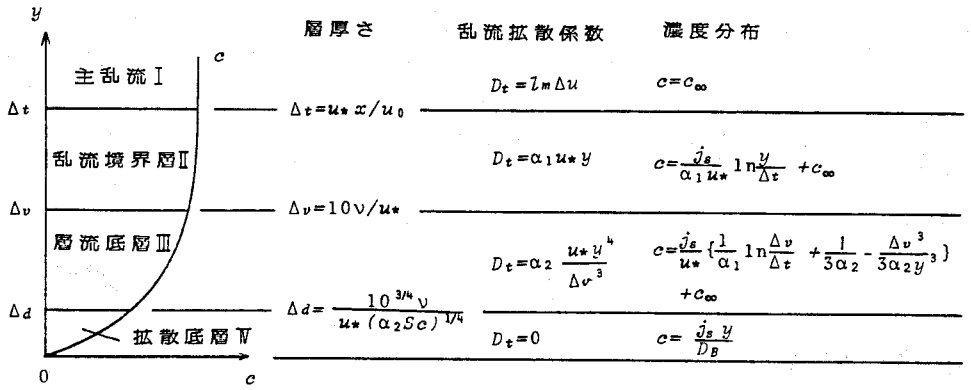
Appendix 2.2　乱流中での粒子沈着に及ぼす影像力の影響

乱流中での粒子沈着に及ぼす影像力の影響を、平板上の乱流境界層内の粒子沈着に対する Levich[106] の考え方に基づいて検討する。

Levich[106] は平板上の粒子輸送を四つの領域に分けて考え、乱流拡散係数、濃度分布を図 A.2.3 のように表した。図に示した濃度分布は、Ⅰ－Ⅱ間、Ⅱ－Ⅲ間の濃度連続条件をすでに満たしており、Ⅲ－Ⅳ間での連続の式を $S_c>>1$ の条件を用いて簡略化し、$\alpha_2=1$ とし、さらに

$$u_* = \sqrt{k_f/2}\, u_\infty \tag{A.2.11}$$

を代入することによって得られたのが (2.60) 式である。



図A.2.3　乱流境界層中の粒子沈着に対する Levich の解

いま u_∞=1m/s, x_p=1m とすると $R_{e,x}=10^5$ となり、(2.61)式から k_f=0.002、(A.2.11)式から u_*=0.03m/sと計算される。このとき、δ_p=1μm の粒子に対して $\Delta_d=10^{-4}$m で、$y=\Delta_d$ での影像力と重力との比は、q=100e のとき、(2.6) 式から

$$\frac{f_{im}}{f_{grav}} = \frac{3q^2}{8\pi\varepsilon_0\,\delta_p^3\,\rho_p\,g\,\Delta_d^2} = 0.04 \tag{A.2.12}$$

となり、$y<\Delta_d$ の拡散底層内でのみ影像力の影響を考慮すれば十分であることが分かる。

拡散底層内の粒子輸送の式は、(2.6)、(2.16)、(2.22) 式から

$$j_s = D_B\frac{dc}{dy} + \frac{F_{im}\,c}{y^2} \tag{A.2.13}$$

$$F_{im} = \frac{q^2 B}{16\pi\varepsilon_0} \tag{A.2.14}$$

で表され、解は

$$c = \frac{j_s}{D_B} G_{im}(y) \tag{A. 2. 15}$$

$$G_{im}(y) = \exp\left(\frac{F_{im}}{D_B y}\right) \int_0^y \exp\left(-\frac{F_{im}}{D_B y}\right) dy \tag{A. 2. 16}$$

となる。Ⅲ－Ⅳ間の濃度連続の条件は

$$\frac{j_s}{D_B} G_{im}(\Delta_d) = \frac{j_s}{u_*}\left\{\frac{1}{\alpha_1}\ln\left(\frac{\Delta_v}{\Delta_t}\right) + \frac{1}{3\alpha_2} - \frac{\Delta_v^3}{3\alpha_2 \Delta_d^3}\right\} + c_\infty \tag{A. 2. 17}$$

で表され、$S_c >> 1$　より｛　｝内は第３項以外を無視することができて、結局

$$j_s \simeq \frac{c_\infty D_B}{\{\Delta_d/3 + G_{im}(y)\}} < \frac{c_\infty D_B}{\Delta_d/3} \tag{A. 2. 18}$$

が得られる。沈着フラックスは最大限 $c_\infty D_B/(\Delta_d/3)$ の程度であり、（A. 2. 11）式および図 A. 2. 3　の中の Δ_d の式を用いて（2. 60）式を整理した結果と比較すれば分かるように、これは（2. 60）式の非荷電粒子の拡散沈着速度の４倍に相当している。

Appendix 2. 3　空間電荷電界の空間平均

k 次元の空間での空間電荷電界の平均値を求める。図 A. 2. 4　に示すように空間の中心から s の距離に閉空間Ωを考え、その面上の電界の平均値を $|\vec{E}|$ 、Ωの面積を A' 、Ω内の体積を V' とする。このとき、(2. 64)式から

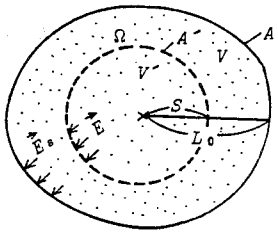
$$\frac{|\vec{E}|}{|\vec{E}_s|} = \left(\frac{V'}{V}\right)\left(\frac{A}{A'}\right) = \left(\frac{s}{L_0}\right)^k \left(\frac{L_0}{s}\right)^{k-1} = \left(\frac{s}{L_0}\right) \tag{A. 2. 19}$$

であり、　$|\vec{E}|/|\vec{E}_s|$ の空間平均は

$$\frac{\bar{E}}{|\vec{E}_s|} = \frac{1}{V}\int_0^V \frac{|\vec{E}|}{|\vec{E}_s|} dV' = \int_0^V \left(\frac{s}{L_0}\right)\frac{dV'}{V} = \int_0^{L_0}\left(\frac{s}{L_0}\right)\frac{k s^{k-1}}{L_0^k} ds$$

$$= \frac{k}{L_0^{k+1}}\int_0^{L_0} s^k ds = \frac{k}{k+1} \tag{A. 2. 20}$$

となり、(2. 65)式が得られる。



図A.2.4　k 次元の閉空間

Appendix 2. 4　乱流中の荷電粒子の凝集速度

外部電界が存在しないときの乱流中での荷電粒子間の凝集速度の式を導出する。

粒子間に作用する静電気力が r 方向の成分だけであるとき、(2. 72)式は

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left\{r^2\left(D\frac{dc}{dr} - cBf_e\right)\right\} = 0 \tag{A. 2. 21}$$

で表される（図 2.10 参照）。粒子Aの全表面への単位時間あたりの粒子沈着量を J_s とし、$r\to\infty$ で $f_e\to 0$ 、$J_s\to 4\pi r^2 D(dc/dr)$ であることを考えれば、(A. 2. 21) 式は1回の積分により

$$4\pi r^2\left(D\frac{dc}{dr}-cBf_e\right)=J_s \tag{A. 2. 22}$$

となり、その解は

$$c=\exp\left(\int_\infty^r\frac{Bf_e}{D}dr\right)\left[c_\infty+\frac{J_s}{4\pi}\int_\infty^r\left\{\frac{1}{r^2D}\exp\left(-\int_\infty^r\frac{Bf_e}{D}dr\right)\right\}dr\right] \tag{A. 2. 23}$$

で与えらえ、境界条件 [$r=\delta_p$ で $c=0$] は、

$$c_\infty+\frac{J_s}{4\pi}\int_\infty^{\delta_p}\left\{\frac{1}{r^2D}\exp\left(-\int_\infty^{\delta_p}\frac{Bf_e}{D}dr\right)\right\}dr=0 \tag{A. 2. 24}$$

で表される。[120] 等方性乱流中でのミクロスケール以下の距離にある2粒子間の乱流拡散係数は

$$D_t=\sqrt{\varepsilon/(7.5\mu)}\,r^2 \tag{A. 2. 25}$$

で近似できる[111] から、同極性荷電粒子に対して

$$f_e=\frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \tag{A. 2. 26}$$

$$D\simeq D_t \tag{A. 2. 27}$$

とおいて、(A. 2. 24)式の積分を行えば、

$$J_s=\frac{q^2Bc_\infty/\varepsilon_0}{\exp\left\{\dfrac{q^2B}{12\pi\varepsilon_0\delta_p^3\sqrt{\varepsilon/(7.5\mu)}}\right\}-1} \tag{A. 2. 28}$$

となる。粒子が帯電していることによるフラックスの変化の割合は、

$$\beta_{c,t}=\frac{J_s}{\lim\limits_{q\to 0}J_s}=\frac{\alpha_{c,t}}{\exp(\alpha_{c,t})-1} \tag{A. 2. 29}$$

となって、(2. 78)、(2. 79) 式が得られる。

Appendix 2. 5　荷電装置内の電界分布

同心円筒電極と三電極荷電器における荷電空間内の電界分布を検討する。

粒子電荷の影響を無視したときの同心円筒電極内の電界分布は、(2. 2) 式の σ をイオン電荷密度 i_σ とした場合の解として、

$$E_r = \{\frac{i_c}{2\pi\varepsilon_0 i b}(1 - \frac{a^2}{r^2}) + \frac{E_{cr}^2 a^2}{r^2}\}^{1/2} \tag{A. 2. 30}$$

で与えられる。[149] 放電開始電界 E_{cr} は経験的に

$$E_{cr} = 3.1 \times 10^6 (1 + \frac{0.0308}{\sqrt{a}}) \tag{A. 2. 31}$$

で与えられ、[149] $r >> a$ となる点では(A. 2. 30)式は (2. 121)式に漸近する。図 A. 2. 5 は第4章で用いた荷電装置に対する電界分布の計算例であり、空間の大部分で電界が (2. 121)式で近似できることが分かる。(A. 2. 30)式を平均して求めた平均電界と (2. 121)式との差は、この場合約7%である。

一方、三電極荷電器の場合、多孔板電極から接地電極に向かって x 軸をとれば、(2. 2)式は

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{i_t}{\varepsilon_0 i b E} \tag{A. 2. 32}$$

となり、解は

$$E = \{\frac{2 i_t x}{\varepsilon_0 i b} + \mathrm{const}\}^{1/2} \tag{A. 2. 33}$$

で与えられ、両電極上での電界の差を

$$\frac{E^2|_{x=H_t} - E^2|_{x=0}}{\bar{E}^2} = \frac{2 i_t H_t^3}{\varepsilon_0 i b U_t^2} \tag{A. 2. 34}$$

で推定することができる。第3章での使用条件の場合、この値は 0. 07 となり、両電極上の電界の差が4%程度であることが分かる。

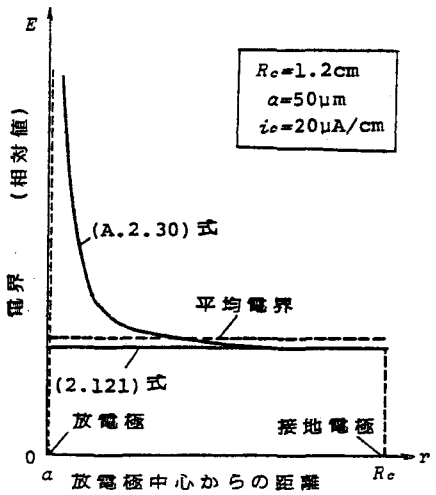


図 A. 2. 5 同心円筒電極の電界分布

第３章　静電充てん塔の集じん率

本章では、空間電荷を利用する静電スクラバの最初の例として、充てん塔入口に粉じんを荷電する装置を設けた静電充てん塔の集じん特性に対する検討の結果を述べる。

この形式の集じん装置の例として現在ＩＷＳ（Ionizing Wet Scrubber）の名称で使用されているものは、図 3.1 に示したような構造をもっており、荷電部を通過させた含じん空気をステンレス製の充てん材を用いた層でろ過する形式となっている。充てん層には連続的に水が噴霧されており、充てん材で捕集された粉じんとその電荷を洗い流している。この形式の集じん装置を廃棄物焼却炉、金属溶解炉などの、微細粉じんと有害ガスとを同時に含んだ排ガスに適用した場合の運転成績はいくらか報告されており、[30～33]ガス洗浄効果に優れ、粉じんに対しても１μm 以下の微細なものまで高効率で捕集できるとされているが、その集じん機構を理論的に解析した例はない。そこで本章では、この形式の集じん法の微細粉じんに対する集じん特性を理論的に解析し、その結果を実験により検証しようとした。解析を容易にするために充てん材には、流れに垂直に配列された直径 100μm 程度の金属線を考え、さらに充てん層への噴霧水滴の微細粉じんに対する集じん効果は小さいものと考えて、これを無視した解析と実験とを行った。

すなわち、ここでは荷電粒子を繊維状の充てん物によりろ過するという状況を想定しており、同様の状況は空気清浄用の内部ろ過形式のフィルタにもみられる。[18～21]フィルタによる荷電粒子のろ過は、ろ過に及ぼす粉じんの自然帯電の影響、あるいは集じん率改善策として積極的に粉じんに荷電を行う場合の性能の解析を目的として行われているが、空気清浄への応用を目的としているため、条件の設定範囲は本研究で対象としたものとは異なっている。すなわち、空気清浄用フィルタは、産業用集じん装置としての充てん層に比べ

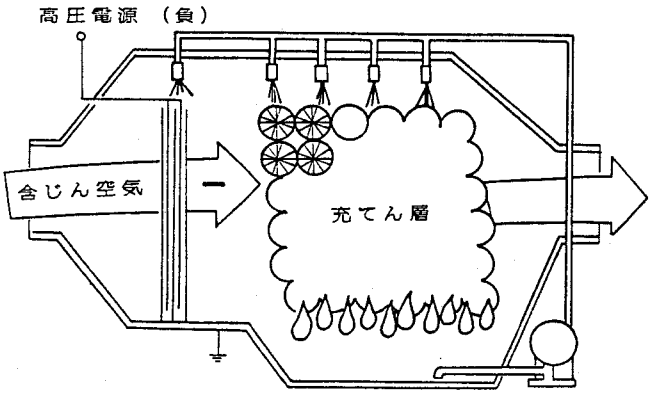


図３.１　荷電器を設けた充てん塔（文献23）より転載）

て一般に充てん材の寸法が小さく、また、ろ過風速が低いので、フィルタ内の流れのレイノルズ数は充てん層内のそれに比べて小さい。また、対象とする粒子濃度も産業排ガスに比べて数桁低く、したがって、空間電荷の影響が考慮されることはない。表 3.1 は、空気清浄用フィルタを対象として行われた研究例と、本章で行った実験の設定条件の範囲を比較したもので、表中の ${}^{p}N_d$, N_{im} , N_{int} はそれぞれ、充てん物への粒子の衝突効率に及ぼす静電拡散、影像力、さえぎりの効果の大きさを表す、次節で述べる無次元数を示している。表から流れのレイノルズ数 R_e および静電拡散効果の無次元数 ${}^{p}N_d$ が両者の間で大きく異なっていることが分かる。

表3.1　実験条件の比較

	$\bar{u}$ [m/s]	d_m [μm]	R_e [−]	N_{im} [−]	${}^{p}N_d$ [−] *2)	N_{int} [−]
Lundgren-Whitby [21]	0.02~0.8	10~43	0.01~1.0	~3×10⁻²	~3×10⁻⁴	0.03~0.1
吉岡 [19]	0.1~0.5	10~46	0.2~1.0	~10⁻³	~10⁻⁴	0.02~0.1
高橋 [20]	0.04~0.34	16	0.04~0.4	~3×10⁻³		0.03~0.1
本研究 *1)	0.25~2.0	34 200	0.6~30	~6×10⁻⁴	~6×10⁻³	0.006 0.03

*1) 平均粒子径に対する値

*2) 入口濃度に対する値

3．1　集じん理論

本節では、粒子の充てん物への衝突効率の近似式を求め、集じん率を与える式を導出する。

3．1．1　基礎方程式

充てん層内部を図 3.2 のように、平行に規則正しく配列された金属線群を流れが横断する理想的な状態で模式化する。このとき金属線一本あたりの空間の半径 R_0 は、

$$R_0 = \frac{1}{2}\frac{d_m}{\sqrt{\alpha_d}} \tag{3.1}$$

で、金属線から十分離れた点での速度 u_∞ は、空塔速度 u_e を用いて

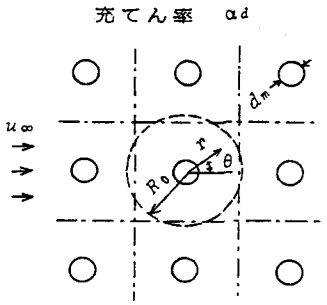


図3.2　充てん塔のモデル

$$u_\infty = \frac{u_e}{1 - \alpha_d} \tag{3.2}$$

で与えられる。いま、充てん層内の流れを層流であると仮定する。前章で述べたように、層流中では粒子輸送に関する拡散項の影響が無視できて（2.26）式が成り立ち、粒子軌跡に沿う粒子の濃度変化は、

$$\frac{dc}{dt} = -c\nabla\cdot\vec{v} \tag{3.3}$$

で与えられる。(2.17)式で与えられる粒子の運動方程式におけるストークス数 S_t は、(2.19)式で代表長さを d_m にとることによって

$$S_t = \frac{mBu_\infty}{d_m} \tag{3.4}$$

で与えられる。代表的な値 $d_m=100\mu m, u_\infty=1m/s, \delta_p=1\mu m, \rho_p=1g/m^3$ に対しては $S_t=0.03$ となり、この値は円柱状障害物に対して慣性力による衝突が生じ始める限界値以下である[150]ので、粒子の衝突に関する慣性項の影響は無視することができる。慣性項を無視したとき粒子の移流速度 $\vec{v}$ は（2.22）式で表すことができる。

(3.3) 式および(2.22)式が成立すれば、粒子に作用する外力 $\vec{f}_{ex}$ が静電気力のみであるとき、粒子軌跡に沿う濃度変化は

$$\frac{dc}{dt} = -c\ \nabla\cdot\vec{v} = -cB\ \nabla\cdot\vec{f}_e = -cBq\ \nabla\cdot\vec{E} = -cBq\sigma_p/\varepsilon_0 = -c^2q^2B/\varepsilon_0 \tag{3.5}$$

となり、(2.42)式と同一の式が得られる。そして、粒子が金属線周辺を横切る時間のオーダが $\Delta t=2R_0/u_\infty$ であることから、この間の濃度変化のオーダは

$$\frac{\Delta c}{c} = -\frac{cq^2B}{\varepsilon_0}\frac{2R_0}{u_\infty} \tag{3.6}$$

となり、代表的な値 $c=10^{12}$個$/m^3, q=100e, u_\infty=1m/s, d_m=100\mu m, \alpha_d=0.01$ に対して、$\Delta c/c=3\times10^{-4}$ と計算され、金属線表面のごく近傍を除けば、距離 $2R_0$ 程度の範囲での粒子濃度の変化を無視してよいことが分かる。

粒子濃度が一定のとき、金属線の中心から r の点の粒子に作用する空間電荷力 f_{sc} は前章の図 2.4.(d) の例の場合と同様に計算されて次式で与えられる。

$$f_{sc} = \frac{(R_0^2 - r^2)cq^2}{2\varepsilon_0 r} \tag{3.7}$$

さて、以上の議論は、粒子が金属線から十分離れており、荷電粒子群を均質な空間電荷とみなし得る場合にのみ成立するものである。粒子が、粒子間の間隔以下の距離にまで金属線表面に接近したときには、着目する粒子位置での電界はもはや（2.2)式では記述でき

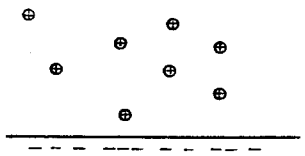


図3.3　粒子の接近による影像電荷の集中

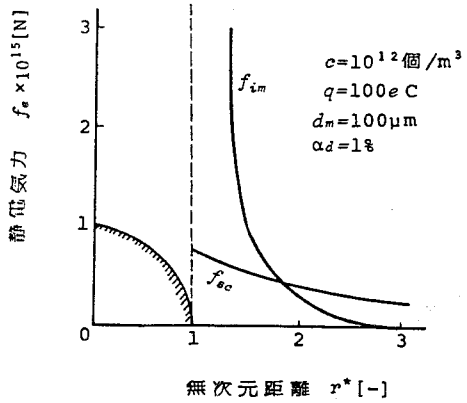


図3.4　影像力と空間電荷力の比較

ず粒子自身の影像電荷の影響を強く受けると考えられる（図 3.3）。単一の荷電粒子が金属線表面に接近したとき粒子に作用する影像力 f_{im} は、金属線表面の曲率を無視してこれを接平面で近似し、[19]（2.6）式を用いて

$$f_{im} = \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0 (r - d_m/2)^2} \tag{3.8}$$

と表すことができる。図 3.4 に示すように、(3.8) 式で与えられる力は粒子が金属線表面のごく近傍まで接近したときに急激に大きくなるから、粒子に作用する外力を (3.7)式と (3.8)式の和で近似することとし、粒子軌跡の方程式を (2.33)、(2.22)式から求めて、無次元化した形で表示すれば次式が得られる。

$$\frac{dr^*}{dt^*} = u_r^* - \frac{N_{im}}{(r^*-1)^2} - {}^pN_d \frac{1-\alpha_d r^{*2}}{2r^*} \tag{3.9}$$

$$r^* \frac{d\theta}{dt^*} = u_\theta^* \tag{3.10}$$

ここでは無次元化の代表長さ、代表速度にそれぞれ $d_m/2$, u_∞ を用いており、各々の無次元量は次式で定義されている。

$$\left.\begin{aligned} u_r^* &= u_r/u_\infty & u_\theta^* &= u_\theta/u_\infty \\ r^* &= 2r/d_m & t^* &= 2u_\infty t/d_m \end{aligned}\right\} \tag{3.11}$$

$${}^pN_d = Bcq^2 d_m/(2\alpha_d \varepsilon_0 u_\infty) \tag{3.12}$$

$$N_{im} = Bq^2/(4\pi\varepsilon_0 d_m^2 u_\infty) \tag{3.13}$$

${}^pN_d$, N_{im} はそれぞれ、粒子運動に対する静電拡散および影像力の効果の大きさを表す無次元数となっている。

前章２節２項で示したように、(3.9)、(3.10)式を用いて粒子が金属線に衝突するもっとも外側の軌跡をみいだせば、粒子沈着フラックスあるいは衝突効率が求まるが、その際、粒子の大きさがさえぎり効果として計算の境界条件を通じて含まれてくるので、無次元数

$$N_{int} = \delta_p / d_m \tag{3.14}$$

も衝突効率に関与する。さらに、流れ場 u_r^*, u_θ^* は

$$R_e = \frac{u_\infty d_m}{\nu} \tag{3.15}$$

で定まるから、結局、衝突効率 η_t は四つの無次元数 ${}^pN_d$, N_{im} , N_{int}, R_e の関数として次式の形で与えられる。

$$\eta_t = \eta_t ({}^pN_d , N_{im} , N_{int} , R_e) \tag{3.16}$$

衝突効率 η_t が定まれば、充てん層の入口からの距離 x に対する粒子濃度 c の変化は次式で与えられる。[151)]

$$\frac{1}{c}\frac{dc}{dx} = -\frac{4\alpha_d \eta_t}{\pi(1-\alpha_d)d_m} \tag{3.17}$$

η_t が濃度によらず一定のときには、(3.17)式は直接積分できて、いわゆる対数透過則が成り立つ [151)]が、ここでは ${}^pN_d$ が c の関数となっているので、(3.17)式は解析的には積分できず、対数透過則は厳密には成立しない。粒子が単分散でなく図 2.7 に示す離散形の粒度分布で与えられるときには (3.17) 式は

$$\frac{1}{\Delta c_i}\frac{d(\Delta c_i)}{dx} = -\frac{4\alpha_d \eta_{t,i}}{\pi(1-\alpha_d)d_m} \tag{3.18}$$

となり、各粒径の粒子に対する衝突効率 $\eta_{t,i}$ を決定する無次元数はそれぞれ次式で与えられる。

$${}^pN_{d,i} = \frac{B_i q_i d_m \sum_i (\Delta c_i q_i)}{2\alpha_d \varepsilon_0 u_\infty} \tag{3.19}$$

$$N_{im,i} = \frac{B_i q_i^2}{4\pi\varepsilon_0 d_m^2 u_\infty} \tag{3.20}$$

$$N_{int,i} = \frac{\delta_{p,i}}{d_m} \tag{3.21}$$

３．１．２　衝突効率に関する既往の式

本研究で対象としたような、静電拡散効果まで含めた衝突効率を、(3.16)式の形で直接

求めた研究例はないが、主として空気清浄用フィルタへの応用を目的として行われた研究の中で得られている、衝突効率に関する既往の式の中で、本研究に関連するものをここで要約しておく。

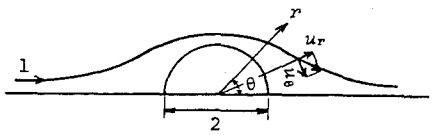


図3.5　座標系

まず、さえぎり効果による衝突効率 η_{int} に関する理論式としては、流れをポテンシャル流[152]（座標系：図 3.5）

$$u_r^* = (1 - 1/r_*^2)\cos\theta \tag{3.22}$$

$$u_\theta^* = -(1 + 1/r_*^2)\sin\theta \tag{3.23}$$

で近似したときの、$Re \to \infty$ における式[153]

$$\eta_{int} = 1 + N_{int} - \frac{1}{1 + N_{int}} \tag{3.24}$$

と、流れを Lamb の式[154]

$$u_r^* = \frac{1}{2A_L}\left(\frac{1}{r_*^2} - 1 + 2\ln r^*\right)\cos\theta \tag{3.25}$$

$$u_\theta^* = \frac{1}{2A_L}\left(\frac{1}{r_*^2} - 1 - 2\ln r^*\right)\sin\theta \tag{3.26}$$

で近似したときの、$Re < 1$ における式[153]

$$\eta_{int} = \frac{1}{2A_L}\left\{2(1 + N_{int})\ln(1 + N_{int}) - (1 + N_{int}) + \frac{1}{1 + N_{int}}\right\} \tag{3.27}$$

とがある。(3.26)式は $r^* - 1 << 1$ の範囲では

$$u_\theta^* = \frac{2}{A_L}(1 - r^*)\sin\theta \equiv G_{rad}^*(1 - r^*)\sin\theta \tag{3.28}$$

となり、金属線表面に接する境界層の速度こう配は、$\theta = \pi/2$ で最大値

$$G_{rad}^* = 2/A_L \tag{3.29}$$

を示す。(3.27)式を G_{rad}^* で表せば、$N_{int} << 1$ において近似的に

$$\eta_{int} = \frac{1}{2} G_{rad}^* N_{int}^2 \tag{3.30}$$

で表される。$Re > 1$ の中間レイノルズ数領域における η_{int} は、$Re = 10$ における流れの数値計算結果[155]を用いて、補間法により線図で与えられている。[153]一方、η_{int} に関す

る実験式には、Chen[156]、Wong[157]の$R_e<1$における実験結果を用いて Friedlander[158] が与えた次式がある。

$$\eta_{int} = 3R_e^{0.5}N_{int}^2 \tag{3.31}$$

つぎに、空間電荷力による衝突効率η_{sc}に関しては、既往の式はないが、すでに示したように粒子濃度が金属線の表面近くまでほぼ一様であることから、沈着フラックスが近似的に (2.37) 式で与えられるので、衝突効率は (2.37)、(3.7) 式から

$$\eta_{sc} = \frac{\pi d_m B c f_{sc}|_{r=d_m/2}}{c u_\infty d_m} = \frac{\pi B}{u_\infty}\frac{\{R_0^2 - (d_m/2)^2\}cq^2}{\varepsilon_0 d_m} = \frac{\pi}{2}{}^{P}N_d(1-\alpha_d) \tag{3.32}$$

となることが期待される。(3.32)式が成り立つとき、これを (3.17) 式のη_tに代入して整理すれば、

$$\frac{dc}{dx} = -\frac{Bq^2c^2}{\varepsilon_0 u_\infty} = -\frac{Bq^2c^2}{\varepsilon_0 u_e}(1-\alpha_d) \tag{3.33}$$

となり、空塔の場合の (2.42) 式と比較して濃度減少速度は$(1-\alpha_d)$倍となって、充てん物の存在が静電拡散による粒子の沈着に与える効果は、充てん率に応じた塔内速度の上昇の効果だけとなっていることが示される。

つぎに、影像力による衝突効率η_{im}の理論式は、η_{int}の場合と同様に、$R_e\to\infty$のポテンシャル流と$R_e<1$の Lamb の式に対して、Natanson[159]により次式のように計算されている。

$$\eta_{im} = (6\pi N_{im})^{1/3} \quad (R_e\to\infty) \tag{3.34}$$

$$\eta_{im} = 2(N_{im}/A_L)^{1/2} \quad (R_e<1) \tag{3.35}$$

(3.35)式は境界層速度分布を (3.28) 式で近似することにより求められたものであり、これを (3.29) 式を用いて表せば、

$$\eta_{im} = (2G_{rad}^{*}N_{im})^{1/2} \tag{3.36}$$

となる。一方、η_{im}に関する実験式は表 3.1 に示した条件下での実験値に対して、吉岡、[19] 高橋、[20] Lundgren[21] により、それぞれ

$$\eta_{im} = 2.3N_{im}^{1/2} \tag{3.37}$$

$$\eta_{im} = 2(N_{im}/A_K)^{1/2} \tag{3.38}$$

$$\eta_{im} = 1.5\ N_{im}^{1/2} \tag{3.39}$$

で与えられており、いずれの場合にも衝突効率が N_{im}の 1/2乗に比例するという結果が得られている。

3．1．3　中間領域の流れと単独機構による衝突効率

$R_e > 1$ の中間領域における衝突効率を求めるために、まず充てん物のまわりの流れを計算することが必要となる。流れに対する金属線間の相互干渉の効果を無視して、これを孤立円筒のまわりの流れで近似し、流れ関数およびうず度に関するつぎの基礎方程式[160)]

$$\nabla^2 \psi = -\omega \tag{3.40}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial y}\frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x}\frac{\partial \omega}{\partial y} = \nu\ \nabla^2 \omega \tag{3.41}$$

を数値的に解いて流れ場を決定する。円筒まわりの流れを数値計算した例[161～164)]はいくつかあるが、ここでは吉川らが用いた方法[163,164)]に従って、(3.40)、(3.41) 式を差分化して、繰り返し計算によりその解を求めた。計算結果を図 3.6　に示す。レイノルズ数が8以上の流れ場には円筒の下流側に後流が生じており、計算で求められたこの領域の長さを既往の観察結果と比較したものが図 3.7　である。図から、計算結果はほぼ妥当であることが推測される。また、図 3.6　から分かるように、円筒表面の境界層の速度こう配が最大となる点（流線がもっとも円筒に接近する点）はレイノルズ数の増加とともに上流側に移動してゆき、この点での速度こう配の値 G^*_{rad} は、$1 < R_e < 40$ の範囲では

$$G^*_{rad} = R_e^{0.44} \tag{3.42}$$

で近似することができる（図 3.8）。さえぎり効果による粒子の衝突はこの点で生じ、衝突効率は（3.30）式で与えられるから

$$\eta_{int} = \frac{1}{2} N_{int}^2\ R_e^{0.44} \tag{3.43}$$

となる。

空間電荷力による効率と影像力による効率は、図 3.9　に示したように金属線の下流端に衝突する限界軌跡によって与えられるから、図の(a) の場合のように後流の存在しない流れでは、η_{sc} に対しては（3.32）式が、η_{im} に対しては（3.36）式の G^*_{rad} に(3.42)式を用いたものが、ほぼ成立すると考えられるが、図の(b) の場合のように下流側に後流が生じる場合には、限界軌跡は金属線表面から離れた静電気力の小さいところを通過するの

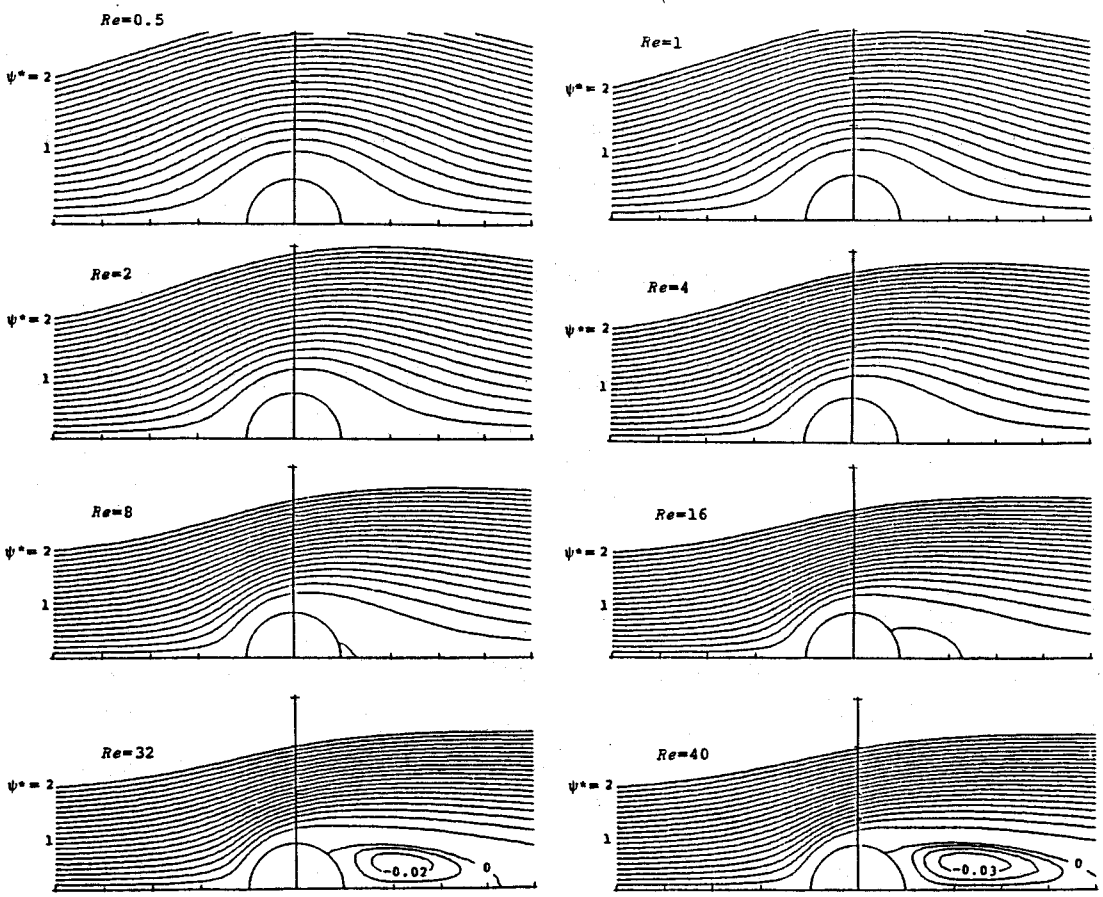


図3.6　円筒まわりの流れの数値計算結果

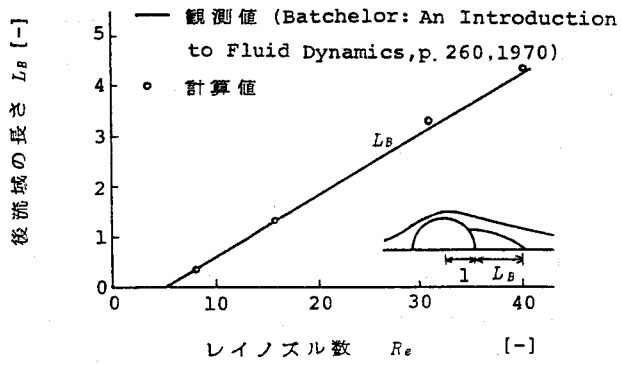


図3.7　後流域の計算値と観測値の比較

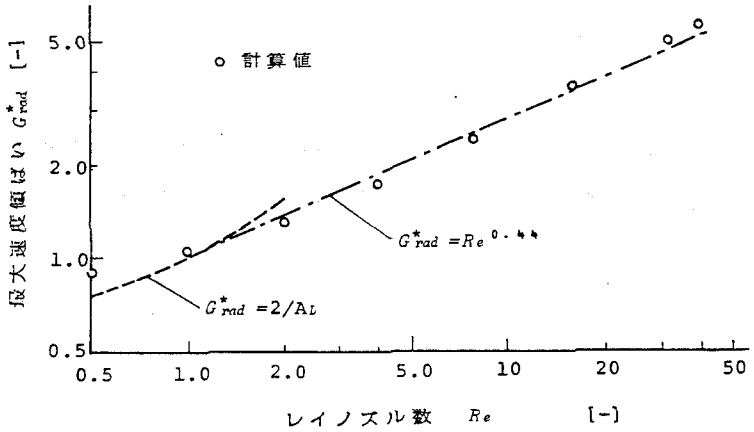


図3.8　最大速度こう配のレイノズル数による変化

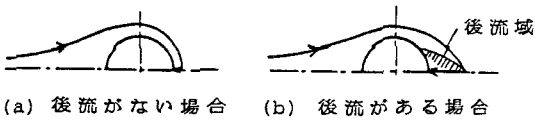


図3.9　静電気力による衝突限界軌跡

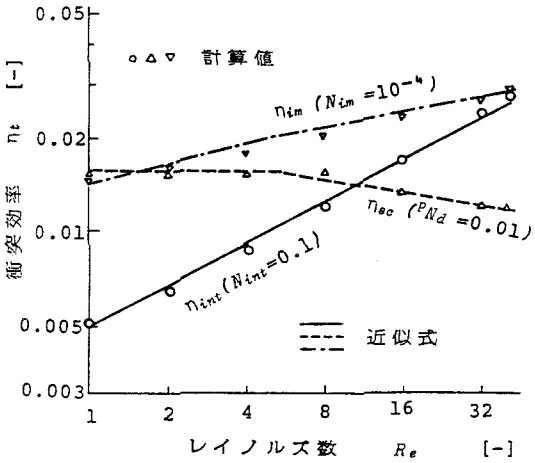


図3.10　衝突効率の計算値と近似式の比較

で、衝突効率は低下することになる。そこで、ここでは、後流域の影響を示す補正項を含めてη_{sc}およびη_{im}を次式で近似する。

$$\eta_{sc} = \frac{\pi}{2}{}^pN_d\,(1-\alpha_d)\,\beta_b \tag{3.44}$$

$$\eta_{im} = (2G^*_{rad}\,N_{im}\,\beta_b)^{1/2} \tag{3.45}$$

図 3.10 は、図 3.6 の流れ場を用いて (3.9)、(3.10) 式を Runge-Kutta法により数値計算して求めた衝突効率 η_{int}, η_{sc} , η_{im} と、(3.43)～(3.45)式で後流の存在による衝突効率の補正項を

$$\left.\begin{array}{ll}\beta_b = 1 & (R_e \leqq 5) \\ \beta_b = (R_e/5)^{-0.14} & (R_e > 5)\end{array}\right\} \tag{3.46}$$

としたときの近似式を比較したものであり、$1<R_e<40$ の範囲では(3.43)～(3.46)式が、$\eta_{int}, \eta_{sc}, \eta_{im}$ を与える近似式として、数値計算結果のかわりに使用できることが分かる。

3．1．4　各機構の同時作用による衝突効率

さえぎり、静電拡散、影像力の三つの機構が各々単独に作用する場合の衝突効率の近似式が得られたので、つぎに、これらの三つの機構が同時に作用する場合の衝突効率を考える。これらの機構を同時に考える場合には、Natanson[159] が用いた、境界層速度分布を(3.28)式で近似する方法では解が得られないので、ここでは u_θ^* を θ 方向に平均して

$$\bar{u}_\theta^* = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi u_\theta^* \, d\theta = -\frac{2}{\pi} G_{rad}^* (r^* - 1) \tag{3.47}$$

で近似し、さらに、粒子の金属線への衝突の問題を、図 3.11、(b) のように直線上の速度

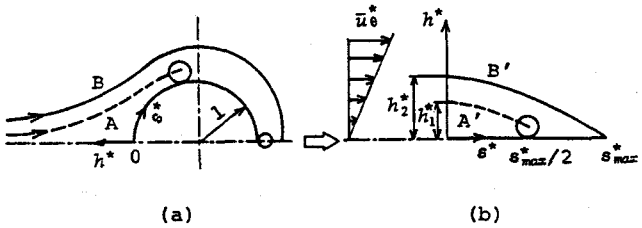


図3.11　衝突問題の変換

分布をもった平板境界層内の、粒子の平板への衝突問題に置き換える。限界軌跡が金属線表面の中間部分で終わる図 3.11、(a) の軌跡Aの場合には、さえぎり効果が作用しており、下流端で終わる軌跡Bの場合には、さえぎり効果が有効には作用しないことから、これらの２通りの限界軌跡A、Bは、問題の置き換えによって、それぞれ同図 (b)のA′、B′ で近似できると考えられる。以下、A′ とB′ の２通りの軌跡について、その衝突効率を求める。

粒子の位置は、金属線の上流端から表面に沿って測った距離 s^* と、表面からの距離 h^* $(=r^*-1)$ とで表現する。$h^* << 1$ のとき (3.9)、(3.10) 式を座標 (s^*, h^*) で書き改めれば、

$$\frac{dh^*}{dt^*} = -\frac{N_{im}}{h^*} - \frac{{}^{P}N_d}{2} \tag{3.48}$$

$$\frac{ds^*}{dt^*} = -\bar{u}_\theta^* = \frac{2}{\pi} G_{rad}^* h^* \tag{3.49}$$

となり、両式から t^* を消去すれば軌跡を表す式

$$\frac{dh^*}{ds^*} = -\frac{\pi}{2} \frac{N_{im}/h^{*2} + {}^pN_d/2}{G_{rad}^* h^*} \tag{3.50}$$

あるいは、これを積分して

$$s^* = -\frac{2G_{rad}^*}{\pi} \int \frac{h^* dh^*}{N_{im}/h^{*2} + {}^pN_d/2} \tag{3.51}$$

が得られる。

軌跡B⁻が平板に衝突する位置を $s^* = s_{max}^*$ とすれば、軌跡A⁻はほぼその中間で平板に衝突するものと考えて、軌跡A⁻に対しては、(3.51)式で $s^* = s_{max}^*/2$ とし、右辺の積分を $h^* = h_1^*$ から $h^* = N_{int}$ まで実行することにより、

$$\frac{\pi s_{max}^* {}^pN_d}{8G_{rad}^*} = \frac{1}{2}(h_1^{*2} - N_{int}^2) - \frac{N_{im}}{{}^pN_d} \ln\left\{\frac{(1/2)\,{}^pN_d\, h_1^{*2} + N_{im}}{(1/2)\,{}^pN_d\, N_{int}^2 + N_{im}}\right\} \tag{3.52}$$

の関係が得られる。衝突効率の定義から

$$\eta_t = \int_0^{h_1^*} (-\bar{u}_\theta^*)\, dh^* = \frac{G_{rad}^*}{\pi} h_1^{*2} \tag{3.53}$$

であるから、N_{int}, ${}^pN_d$, N_{im} のいずれか二つを0として同様の手順で求めた、単独機構による平板への衝突効率の式と、(3.52)、(3.53)式とから N_{int}, ${}^pN_d$, N_{im}, h_1^* を消去すれば、衝突効率を与える式として次式が得られる。

$$\eta_t = \eta_{int} + \frac{\eta_{sc}}{2} + \frac{\eta_{im}^2}{2\eta_{sc}} \ln\left\{\frac{2\eta_{sc}\eta_t + \eta_{im}^2}{2\eta_{sc}\eta_{int} + \eta_{im}^2}\right\} \tag{3.54}$$

軌跡B⁻についても、(3.51)式で $s^* = s_{max}^*$ とし、右辺の積分を $h^* = h_2^*$ から $h^* = 0$ まで実行し、同様の計算を行えば次式が得られる。

$$\eta_t = \eta_{sc} + \frac{\eta_{im}^2}{2\eta_{sc}} \ln\left\{\frac{2\eta_{sc}\eta_t + \eta_{im}^2}{\eta_{im}^2}\right\} \tag{3.55}$$

(3.54)、(3.55) 式はともに右辺に η_t を含んでいるが、η_{int}, η_{sc}, η_{im} のうちの最大のものを η_t の初期値に仮定して、2、3回繰り返し計算を行えば、容易にその値を求めることができる。(3.54)、(3.55) 式から得られる η_t のうちの大きい方の値が、さえぎり効果、静電拡散、影像力の三つが同時に作用する場合の衝突効率の近似値を与える。図3.12は、図 3.6 の流れ場を用いて (3.9)、(3.10) 式を Runge-Kutta法により数値計算して求めた η_t と、(3.54)、(3.55) 式から計算した η_t を、N_{int}, ${}^pN_d$, N_{im}, R_e の値のそれぞれ3通りの全組み合わせ（3^4 通り）について比較した結果を示しており、(3.54)、(3.55)

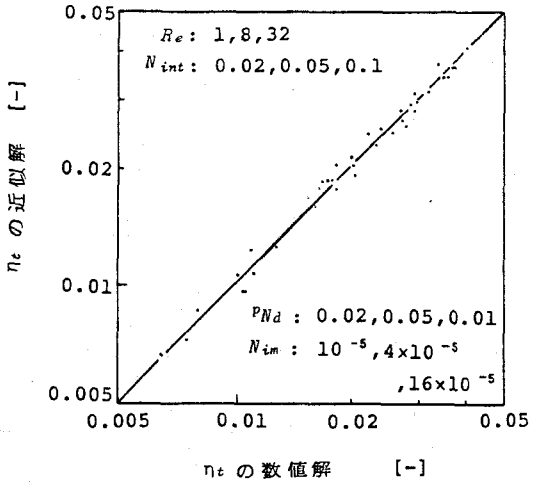


図３.12　衝突効率の近似解と数値解の比較

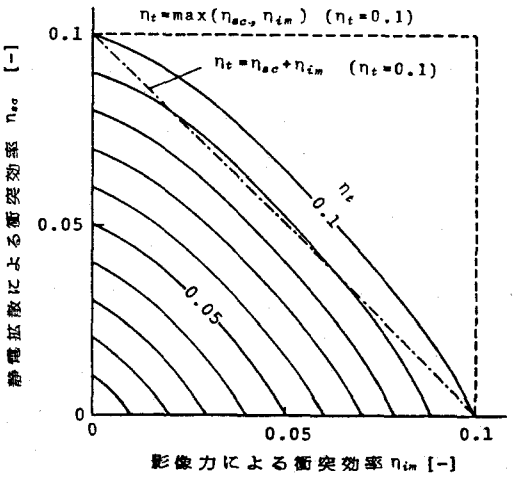


図３.13　影像力と静電拡散が作用するときの衝突効率

式が衝突効率の近似式として、数値計算結果のかわりに使用可能であることが分かる。

いま、(3.54)、(3.55) 式で $\eta_{sc} \to 0$ とすれば、

$$\eta_t = \{\eta_{int}^2 + \eta_{im}^2/2\}^{1/2} \quad (\eta_{int} \geqq \eta_{im}/\sqrt{2}) \tag{3.56}$$

$$\eta_t = \eta_{im} \quad (\eta_{int} < \eta_{im}/\sqrt{2}) \tag{3.57}$$

となり、(3.56)式は $\eta_{int} >> \eta_{im}$ のとき Natanson[159]の与えた近似解と一致する。また、$\eta_{im} \to 0$ のときには

$$\eta_t = \eta_{int} + \eta_{sc}/2 \quad (\eta_{int} \geqq \eta_{sc}/2) \tag{3.58}$$

$$\eta_t = \eta_{sc} \quad (\eta_{int} < \eta_{sc}/2) \tag{3.59}$$

が得られる。粒子の衝突効率に対するさえぎりの効果が、静電気的な効果の小さいときにのみ有効であることが、(3.56)～(3.59)式にも明確に表れている。さらに、$\eta_{int} \to 0$ のときには、衝突効率は (3.55) 式で与えられ、これを η_t の等値線で表せば図 3.13 の実線のようになる。影像力効果と静電拡散効果が完全に干渉しあって衝突効率が両者のうちの大きいほうの値で与えられるときには、等値線が図の破線のようになり、両者の間に干渉がまったくなく衝突効率が両者の和で与えられるときには、等値線が図の一点鎖線のような傾き－１の直線で与えられることを考えれば、ここでは、影像力効果と静電拡散効果が、粒子衝突に対してほぼ加算的に作用していることが分かる。

３．２　実験装置および実験方法

本節では、前節で述べた集じん理論の妥当性を検証するために行った実験に関して、その実験装置と実験方法の概要を述べる。

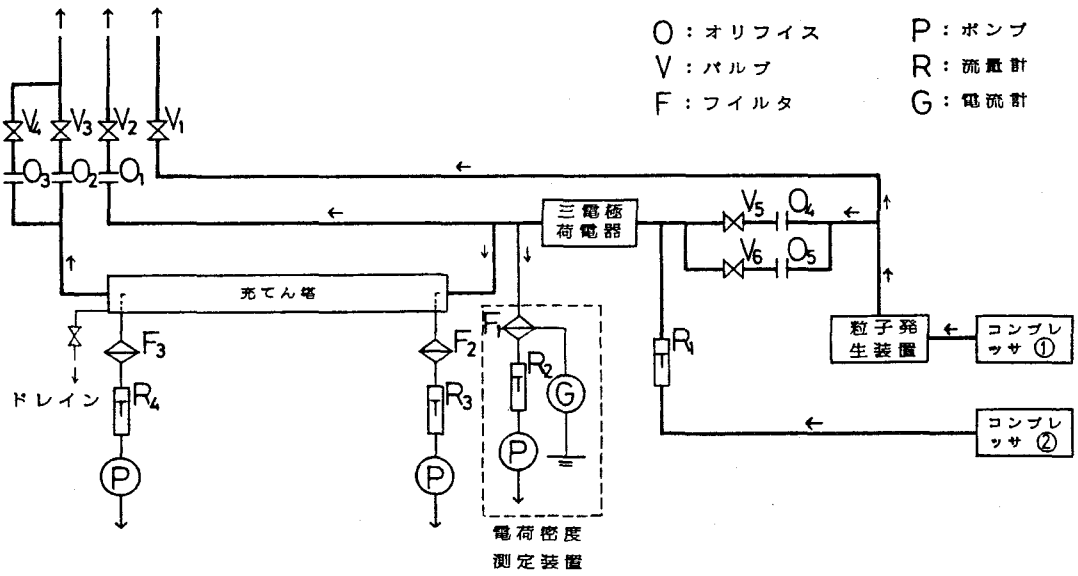


図３.14　実験装置

３．２．１　装置概要

装置概要は図 3.14 に示すとおりである。コンプレッサ ① により、図 3.15 に示す霧吹きの原理を利用した粒子発生装置によって DOP（ジオクチルフタレート）のオイルミストを発生させ、含じん空気をつくる。発生条件を一定にするために、粒子発生装置への供給空気量を一定 (300 l/min) にしているので、全発生量のうちの必要量だけをバルブ V_5 あるいは V_6 に導き、コンプレッサ ② からの清浄空気と混合して任意の濃度の含じん空気 300 l/min をつくり、荷電装置に導く。荷電装置は前章５節で示した三電極荷電器で、その詳細は表 2.2 に示したとおりである。

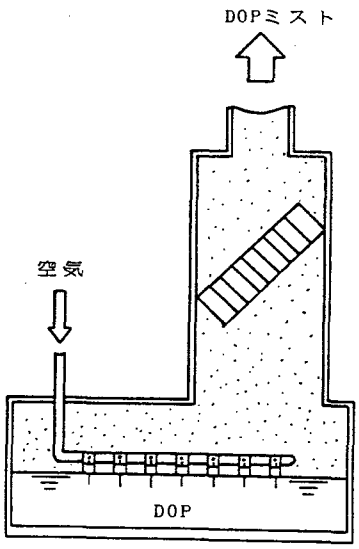


図３.15　粒子発生装置

荷電装置を出た含じん空気から、設定された空塔速度

に応じた流量を分岐して充てん塔に導き、集じん実験を行う。充てん塔通過流量は、オリフィス O_2 あるいは O_3 により測定する。そして、充てん塔入口と出口で含じん空気を採取して、フィルタ F_2 および F_3 に捕集された DOP粒子を計量することにより、入口濃度および透過率を算出する。なお、集じん実験中の充てん塔入口濃度および荷電量の変動を監視するために、充てん塔入口空気の濁度と、荷電装置出口の粒子電荷密度を連続的に測定記録している。測定に用いた濁度計と粒子電荷密度測定装置の構造と特性については、これらを主たる測定装置として用いる第6章で詳しく述べることとする。電荷密度測定装置は粒子電荷の透過率の測定の際にも用いている。

充てん塔は、図 3.16 に示すように導体とした内壁面を接地して電荷の蓄積を防ぐ構造とし、その内部に充てん材として金属線をほぼ均一に充てんしている。実験に用いた2種の充てん材を表 3.2に示す。

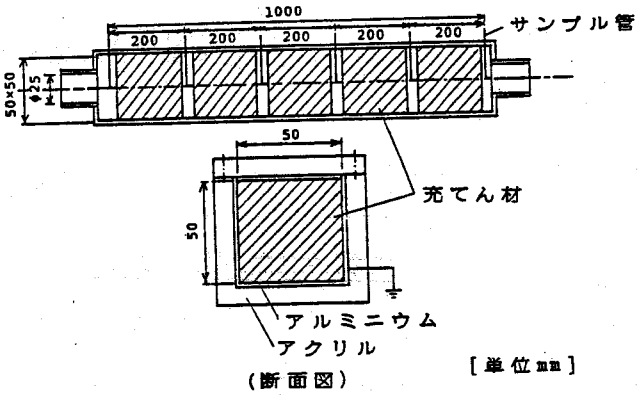


図3.16　充てん塔

表3.2　供試充てん材

	充てん材 I	充てん材 II
線径	34μm	200μm
充てん率	0.84%	13.6%
材質	炭素鋼	銅

3．2．2　試験用粒子の粒度分布と荷電量

実験に使用した DOP粒子は、荷電装置通過時にその一部が装置内で捕集されるために、粒度分布は入口と出口とでわずかに異なる。粒度分布の測定には、粒子を慣性力の差によって分級する装置として知られているインパクタの原理を用い、図 3.17 のような構造のノズル径を5通りに変えたものを製作して使用した。インパクタの分離限界径は、ノズル径、流量、インパクタ内の圧力を知れば計算により求めることができる[165]ので、衝突板上に置いたろ紙の粒子付着による質量増加を測定すれば、既知の粒子径以上の粒子だけの質量を分離して測定することができる。荷電装置入口の粒度分布測定の際は通常のインパ

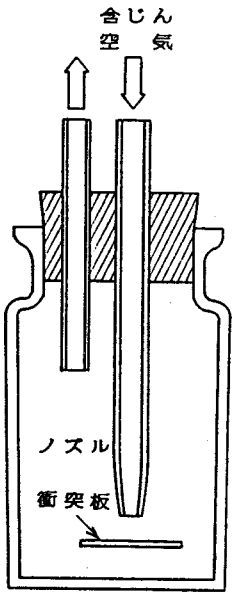


図3.17　インパクタ

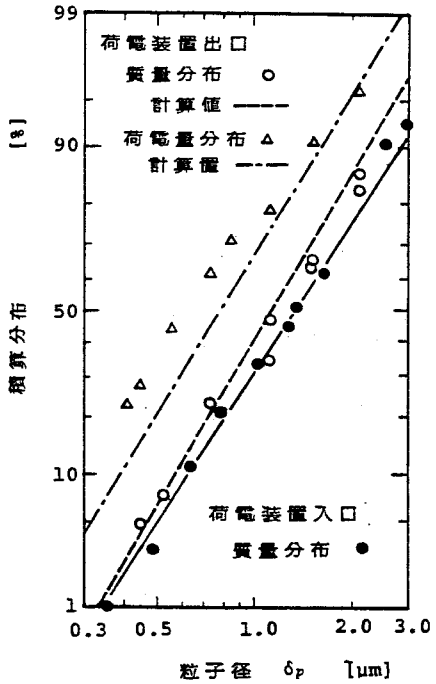


図3.18　粒度分布および荷電量分布

クタの使用法[165]どおり５種のインパクタを分離限界径の大きいものから順に直列に配置し、最終段の下流にバックアップフィルタを置いた。荷電装置出口の粒度分布を測定する際には、粒子電荷の影響を極力小さくするために、インパクタ１個とバックアップフィルタを組み合わせたものを用い、使用するインパクタの分離限界径を５通りにかえることにより粒度測定を行った。さらに、この場合には試料空気をインパクタに導く前に、清浄空気で約 20 倍に希釈することによって、静電拡散による粒子の衝突板以外の部分への沈着が少なくなるよう配慮している。荷電装置入口、出口での粒度分布の測定結果を図 3.18 に示す。

さて、前節の (3.19)、(3.20)式から分かるように、集じん率の計算には各粒子ごとの荷電量 q_i が必要となる。そこで、ここでは前章５節で示した (2.113)、(2.120)式により各粒径の粒子の荷電量を計算し、さらに、荷電装置内での粒子沈着量が電気移動度 qB に比例するとして、図 3.19 に示す手順により、装置入口の粒子状態をもとにして装置出口の粒子状態を計算により求めた。図 3.18 の破線および一点鎖線は、実線の粒度分布をもとに、こうして求めた出口粒度分布と荷電量の粒径分布である。また三角のプロットは、インパクタを利用した図 3.20 のような装置を用いて測定した荷電量分布の実測値を示している。図 3.18 から分かるように、粒度分布と荷電量分布の計算値と実験値（破線と白丸、および一点鎖線と三角）はおよそ一致しており、次節の実験結果との比較の際の計算には、充てん塔入口の粒子の状態を、ここで得られた計算値により近似することとした。

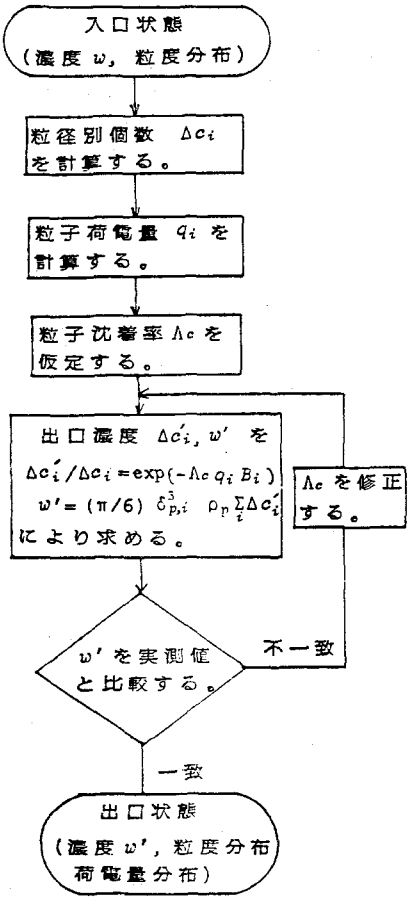


図3.19　荷電装置出口の粒子状態の計算手順

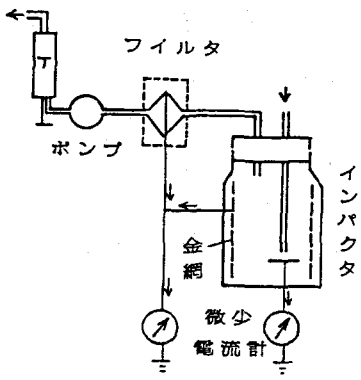


図3.20　荷電量分布測定装置

3．3　実験結果および計算値との比較

本節では、理論計算の結果を実験結果と比較して、その妥当性を検討する。

各種条件下での粒子の透過率（装置出口の入口に対する質量比）と粒子電荷の透過率の、計算値と実験値を一括して図 3.21 に示す。図で白丸および黒丸のプロットは、それぞれ質量および電荷の透過率の測定値を、実線および破線はそれに対応する計算値を示している。図の最上段は、空塔に対する静電拡散効果のみによる粒子沈着を、空塔速度、塔長さ、入口濃度を変化させて調べた結果である。計算値はつぎのようにして求めた。すなわち、空塔入口の粒度分布を図 2.7 に示したような 80 分割した離散形の粒度分布で近似し、(2.50)式を Runge-Kutta法を用いて数値的に解いて ξ_c を求め、(2.53)式を用いて透過率

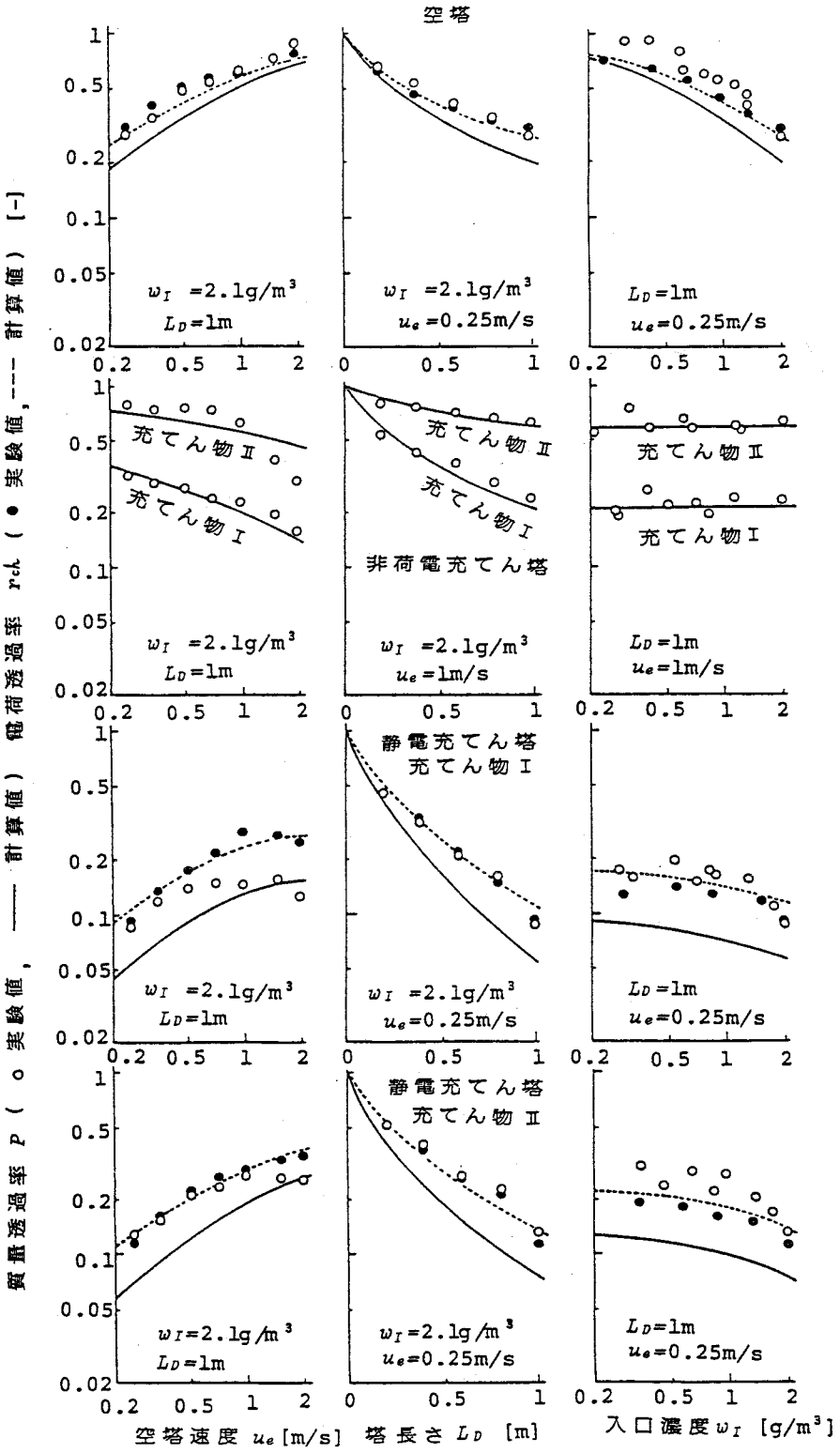


図3.21　透過率の計算値と測定値

P を計算し、

$$r_{ch} = \frac{\sum_i q_i \Delta c_i}{\sum_i q_i \Delta c_{i,I}} \tag{3.60}$$

により、粒子荷電密度の透過率 r_{ch} を計算した。

実験で得られた透過率は、質量、電荷ともに計算値に比べてわずかに高い値を示しているものの、空塔速度の低下、塔長さの増加あるいは入口濃度の増加につれて透過率が低下してゆく傾向は、実験値と計算値でよく一致しており、前章で述べた静電拡散による荷電粒子沈着の理論がおよそ正しいことが実験的に確かめられた。

図の２段目は、図 3.18 の実線の粒度分布をもった非荷電粒子の充てん物Ⅰ，Ⅱによる集じんを、空塔速度、塔長さおよび入口濃度を変化させて調べた結果である。計算値は、空塔の場合と同様に入口粒度分布を離散形で近似して、(3.18)式の $\eta_{t,i}$ をさえぎりによる衝突効率 $\eta_{int,i}$ に置き換えたものを Runge-Kutta法により数値的に解いて求めたが、$\eta_{int,i}$ に理論式である (3.43) 式を用いた計算結果は実験結果と比べてかなり高い透過率を示すことから、ここでは $\eta_{int,i}$ に Friedlanderの実験式 (3.31) 式を用いた。(3.31) 式は $R_e<1$ における実験結果に対して得られたものであるが、(3.31)式と(3.43)式は比例定数を除いた式の形がほぼ一致しており、$R_e>1$ に対しても (3.31) 式が実験的に成り立つことは十分期待できる。図から明らかなように、こうして求めた透過率の計算値と実験値はよく一致している。

図の３段目と最下段は、本章の主目的である充てん物Ⅰ，Ⅱによる荷電粒子のろ過を、これまでと同様、空塔速度、塔長さおよび入口濃度を変化させて調べた結果である。計算値は、実験式 (3.31) 式および理論式 (3.44)、(3.45) 式を用いて (3.54)、(3.55) 式から計算した衝突効率 $\eta_{t,i}$ を(3.18)式に代入して、先の図と同様に数値計算して求めたものである。実験で得られた透過率は、電荷に対しては計算値とよく一致しているが、質量に対しては全体として計算値よりもやや高い値を示しており、その傾向は透過率の低くなる条件下で著しい。この傾向は、イオンによる荷電の過程が本来確率的なものを含んでおり、実際には荷電量にある程度の分布が存在するために、下流にゆくに従って荷電量の少ない粒子が集じんされずに取り残されてゆくことによって生じたものと思われる。しかしながら、いま、集じん過程がほぼ対数透過則で近似されるものと考えて、透過率 0.05 と透過率 0.1を与える衝突効率の比を求めれば、$\ln(0.1)/\ln(0.05) = 0.77$ となって、ここでみられる実験値と計算値の差は、衝突効率の差で考えれば 20 %程度と比較的小さいことが分かり、計算に用いた (3.44)、(3.45)式および (3.54)、(3.55)式の考え方はほぼ妥当であったものと考えられる。

最後に、充てん物Ⅰ，Ⅱに対する圧力損失の測定結果を、井伊谷が与えた抵抗係数の実

験式[166)]

$$C_D = \frac{0.6 + 4.7/\sqrt{R_e} + 11/R_e}{1 - \alpha_d} \tag{3.61}$$

を用いて

$$\Delta p = \frac{2\alpha_d L_D C_D \rho_a u_\infty^2}{\pi d_m (1-\alpha_d)} \tag{3.62}$$

の関係により計算した結果と比較して、図 3.22 に示す。測定結果は計算とよく一致しており、このことから充てん材がほぼ均一に充てんされていたことが推測される。

３．４　集じん特性の検討

前節での検討により、第１節で導出した集じん理論式が静電充てん塔の集じん率の予測に有効であることが示されたので、本節では、集じん性能の運転条件の違いによる変化を理論計算により検討する。

集じん装置の運転条件として実用上問題となるものは、装置の処理容量を決定する、処理空気の装置内滞留時間 t_r（ t_r は単位処理空気量あたりに必要な装置容量に相当する。）と、運転エネルギを決定する圧力損失であると考えられる。そこで、ここでは、第１節で示した透過率を求めるための諸式と、圧力損失を与える (3.61)、(3.62)式を用いて、仮想的な条件下での静電充てん塔の透過率を計算し、結果を滞留時間と圧力損失の関数として図 3.23 のように示した。計算条件は図の表題中に示したとおりであり、荷電量は、荷電部電界が 3 kV/cm のときの、(2.114) 式で与えられる電界荷電の飽和荷電量に相当している。

図から分かるように、線径 d_m の大きさにかかわらず、滞留時間 t_r が長いほど、また圧力損失 Δp が大きいほど、透過率は低くなっている。すなわち、集じん空間が大きく、運転エネルギが増すほど集じん性能は上昇することになる。また、圧力損失の低いところでは透過率の等値線が急こう配となっており、充てん率の低いところで透過率が充てん率によらず一定となる傾向があることを示している。そして、線径が異なる場合を比較すれば、同一の滞留時間で同一の圧力損失を与える充てん材の充てん率は、線径によって大きく変わり、滞留時間が短く圧力損失の高いところでは、線径が細いほど透過率は低くなっている。しかし、その他の部分では線径の集じん率への影響はそれほど顕著ではなく、線径に応じて充てん率を変化させて圧力損失が等しくなるようにすれば、ほぼ同じ結果が得られている。

これらの傾向は、静電拡散、さえぎり効果、影像力効果の各々の機構による集じん速度

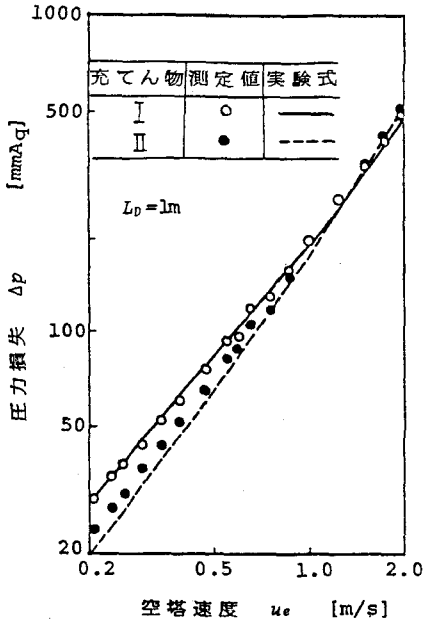


図3.22　圧力損失の測定値と実験式

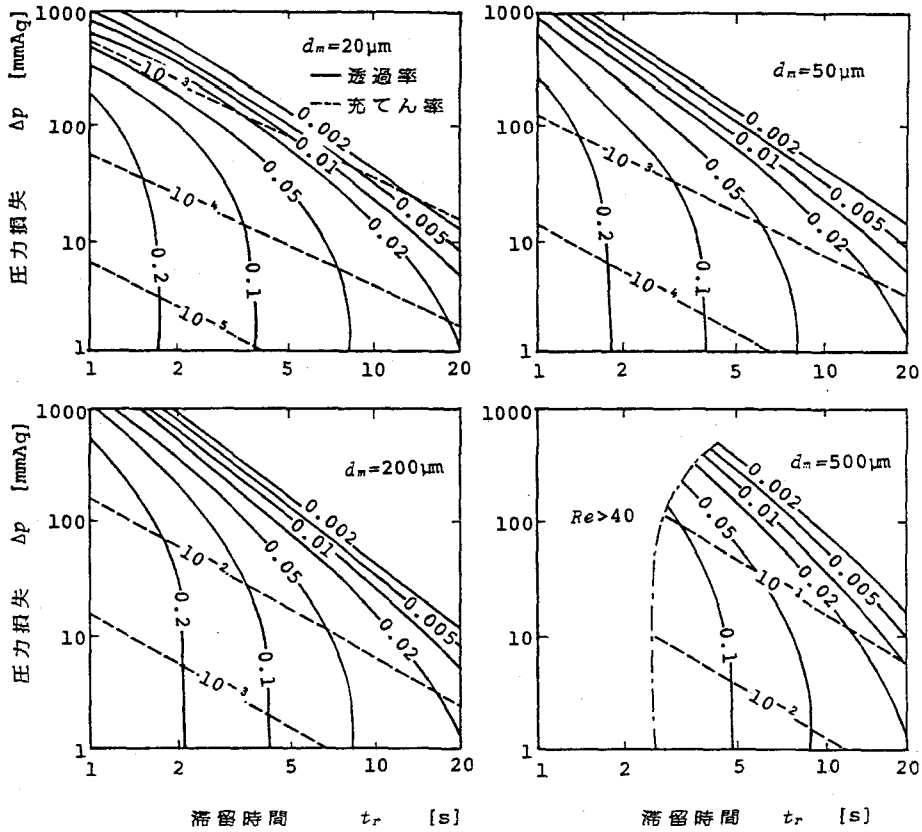


図3.23　集じん率の計算例（δ_p=1μm, q=156e, w_I=5g/m^3, L_D=3m）

のパラメータ依存性を概算することによって、以下のように説明することができる。一般に $\alpha_d << 1$ であるから、ここでは簡単化のために $1-\alpha_d \simeq 1$ の近似を用いる。

まず圧力損失については、(3.61)、(3.62) 式から、レイノルズ数が十分大きいとき、

$$\Delta p \propto \alpha_d d_m^{-1} u_\infty^2 \tag{3.63}$$

レイノルズ数が十分小さいとき、

$$\Delta p \propto \alpha_d d_m^{-2} u_\infty \tag{3.64}$$

となる。これは充てん塔一般について成立する特性である。[167] つぎに静電拡散による衝突効率 η_{sc} については、(3.12)、(3.32) 式から

$$\eta_{sc} \propto \alpha_d^{-1} u_\infty^{-1} d_m \tag{3.65}$$

となるから、(3.17)式から

$$\frac{dc}{dx}\Big|_{\eta_t=\eta_{sc}} \propto u_\infty^{-1} \tag{3.66}$$

となる。同様に、(3.14)、(3.31)、(3.17)式から

$$\frac{dc}{dx}\Big|_{\eta_t=\eta_{int}} \propto \alpha_d u_\infty^{0.5} d_m^{-2.5} \tag{3.67}$$

あるいは、(3.13)、(3.36)、(3.42)、(3.17) 式から

$$\frac{dc}{dt}\Big|_{\eta_t=\eta_{im}} \propto \alpha_d u_\infty^{-0.28} d_m^{-1.78} \tag{3.68}$$

が得られる。レイノルズ数が十分大きいとき、(3.63)、(3.67)、(3.68)式から α_d を消去すれば、

$$\frac{dc}{dx}\Big|_{\eta_t=\eta_{int}} \propto u_\infty^{-1.5} d_m^{-1.5} \Delta p \tag{3.69}$$

$$\frac{dc}{dx}\Big|_{\eta_t=\eta_{im}} \propto u_\infty^{-2.28} d_m^{-0.78} \Delta p \tag{3.70}$$

となり、レイノルズ数が十分小さいときには、(3.64)、(3.67)、(3.68)式から α_d を消去して

$$\frac{dc}{dx}\Big|_{\eta_t=\eta_{int}} \propto u_\infty^{-0.5} d_m^{-0.5} \Delta p \tag{3.71}$$

$$\frac{dc}{dx}\Big|_{\eta_t=\eta_{im}} \propto u_\infty^{-1.28} d_m^{0.22} \Delta p \tag{3.72}$$

となる。集じん速度は、レイノルズ数が小さいときには、(3.66)式と(3.69)、(3.70) 式が、レイノルズ数が大きいときには、(3.66)式と (3.71)、(3.72)式が加算的に作用する結果得られるものと考えることができる。したがって、(3.66)、(3.69) ～ (3.72) 式から、レイノルズ数によらず、透過率は Δp に対して単調に減少し、u_∞ に対しては単調に増加することが分かる。また、Δp が小さいときには、これらの式の中で、(3.66)式の静電拡散効果のみが支配的となるから、透過率が Δp によらず一定となる傾向があることも分かる。さらに、Δp と u_∞ が大きいときには(3.69)式と(3.70)式が集じん速度を表すので、透過率は d_m が小さいほど低くなり、Δp が大きく u_∞ が小さいときには、集じん速度を支配する(3.71)、(3.72) 式のうち、(3.72)式で与えられる影像力による集じんの効果が(3.71)式に比べて大きくなるから、このときには、透過率が d_m にあまり依存しないことも理解される。

以上の検討結果は、充てん物が繊維状であり、充てん層内の流れが層流に仮定できる場合の集じん率の解析に基づいたものである。レイノルズ数がさらに大きい場合や、充てん材の形状が異なる場合については解析を行うことができなかったが、ここで得られた結果の定性的な傾向については、それらの場合にも成立するものと考えている。

３．５　本章のまとめ

本章では、空間電荷を利用する静電スクラバの最初の例として、充てん塔入口に粉じんを荷電する装置を設けた静電充てん塔の集じん特性を、繊維状充てん物を例にとって検討した。

本章の冒頭では、静電充てん塔の実際の場での使用例に触れ、集じん性能の理論解析がいまだなされていないことを述べて、本章で対象としたシステムと既往の研究との違いを示した。

そして第１節では、まず、集じん性能を決定するための基礎方程式を導出し、それに基づいて、衝突効率を支配する無次元数として静電拡散、影像力、さえぎりの効果を表す各無次元数とレイノルズ数の四つを選択した。つぎに充てん物まわりの流れの数値計算結果を用いて、中間レイノルズ数の範囲までの、各機構による衝突効率の近似式を導出し、各機構が同時に作用するときの衝突効率の推定式を、それらの組み合わせによって表現し、さえぎり効果が静電気的な効果が小さいときにのみ有効であること、静電拡散効果と影像力効果が衝突効率に対して加算的に作用することなどを示した。

第２節、第３節では、第１節で導出した集じん理論式の妥当性を検証するための実験について述べ、空塔、非荷電充てん塔、静電充てん塔に対する集じん実験の結果から、空塔

に対しては第２章で示した静電拡散の理論式が、また、さえぎり効果による衝突効率に関しては、既往の実験式を中間レイノルズ数の範囲まで外そうしたものが、そして、静電拡散と影像力による衝突効率に対しては本章で導出した理論式が、それぞれ、実験結果をよく説明し得ることを示した。

そして、最後に第４節では、集じん特性の運転条件への依存性を理論式から検討し、処理ガスの装置内滞留時間あるいは装置の圧力損失が大きいほど集じん率が高いこと、圧力損失と処理速度が高い条件下では、小さい充てん物を用いるほうが有利となること、それ以外の条件下では、同一の圧力損失下では、集じん率は充てん材の大きさにあまり影響されないことなどの特徴を示した。

第4章　静電噴霧塔の集じん率

本章では、空間電荷を利用する静電スクラバのもう一つの例として、噴霧塔入口で粉じん粒子に荷電し、荷電水滴を噴霧して集じんを行う静電噴霧塔の集じん特性に関する検討の結果を述べる。

静電気力を利用して噴霧塔の集じん率を改善する方法は古くから検討されており、水滴あるいは粉じんの電荷の有無とその極性、水滴の荷電方式などの異なる種々の形式のものが提案されている[24]が、そのもっとも典型的なものは、Penny、[22] Pilat[23] らの装置にみられるように、入口で粉じん粒子に電荷を与え、逆極性に荷電した水滴を噴霧して集じんを行う形式である。逆極性に帯電した粉じんと水滴との間に作用するクーロン力が、各種の静電気力の中でも一番理解しやすい力であることが、この形式のものが多く提案される理由の一つであろう。また、静電噴霧塔では水滴と粉じん粒子が、電気集じん装置における粉じんと集じん極との間の距離に比べてはるかに短い距離まで接近するので、両者を逆極性に荷電することで集じん率が飛躍的に上昇するかのような印象を与えることも、理由の一つになっていると考えられる。

静電噴霧塔の集じん率を理論解析の結果と結びつけて検討した例は少ないが、その中で、Melchel ら[24] の荷電水滴による微細粉じんの集じんに関する研究は、荷電水滴を用いるもの以外にも、静電気を利用する集じん法のいくつかについて、その特性の理論解析を試みており、この種の集じん法の原理的な特性の概略を整理してみせたという点で、優れた研究であろう。彼らはその単純化された仮定による簡単な解析に基づいて、粉じんのみを同極性に荷電して静電拡散により集じんする空間電荷集じん法と、逆極性に荷電した粉じん粒子を混合して凝集を図る方式とが同程度の効果となること、噴霧塔では、粉じんと逆極性に荷電した水滴、同極性に荷電した水滴あるいは両極性が混合した水滴のいずれを噴霧しても集じん効果はほぼ等しくなることなどの特性を示している。

一方、荷電水滴を用いる集じん法の基礎現象である荷電粒子の逆極性荷電球への衝突現象についても、理論的あるいは実験的な検討がなされており、簡単な流れを仮定した衝突効率の数値計算[123,168] や、荷電球まわりの流れが高レイノルズ数となる場合の衝突効率の測定[169] あるいは荷電球後流域での粒子の沈着量分布の測定[170] などが行われている。また、原ら[171,172] は、集じんにより荷電水滴に取り込まれた粒子の状態を顕微鏡で観察することにより、粒子の親水性の差による粉じんの沈着特性の違いを検討している。

荷電水滴を用いる集じん法の中には、噴霧塔のように固定された集じん装置としてではなく、作業現場などで発生する粉じんを対象としたものも研究されており、[173～175] この場合には、燃焼過程や物質の粉砕、切削、研磨などで発生した粉じんが、発生直後には自

然帯電している場合が多い[176]ことを利用している。

以上のように静電噴霧塔に関しては比較的多くの実験的研究があり、集じん理論の概要も Melcherら[24] によって提案されているが、Melcher らの理論は、集じん率に大きく影響する荷電水滴の噴霧塔内での流れ方向の運動が、適当に選んだ一定速度で仮定されており、また検証実験も、非常に低い初速度で荷電水滴が一個ずつ集じん空間に供給されるような特殊な噴霧装置を用いて行われているため、ノズルを用いて高速度で荷電水滴を噴霧する実際の装置には直接適用することができない。そこで本章では、実際的な形状の静電噴霧塔について、粉じんと同極性あるいは逆極性の荷電水滴を用いた場合の集じん特性を理論的に解析し、実験的な検討を加えることによってその集じん特性を明らかにしようとした。

4．1　集じん理論

本節では、静電噴霧塔の集じんの機構を検討し、集じん率を与える基礎方程式を導出する。

4．1．1　集じん機構

いま、図 4.1 に示すように、入口で粉じん粒子に荷電し荷電水滴をノズルから噴霧して集じんを行う静電噴霧塔を考える。

まず、噴霧水滴の装置内での挙動に着目する。水滴の直径を $\delta_w = 200\mu m$、ノズル出口での水滴の初速度を $v_{w,I} = 20 m/s$、ダクト半径を $R_D = 1 m$ として、これらを代表値とするストークス数を計算すれば、(2.19)式から

$$S_t = \frac{\rho_w \delta_w^2 v_{w,I}}{18\mu R_D} = 2.4 \tag{4.1}$$

となり、水滴運動に対する慣性項の影響が無視できないことが分かる。外力として静電気力と重力を考えれば、

$$\vec{f}_{ex} = m\vec{g} + q_w\vec{E} \tag{4.2}$$

で表され、流体抵抗は抵抗係数の定義から

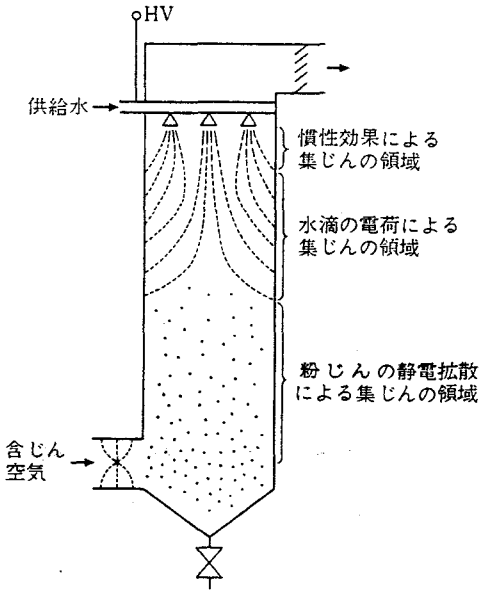


図 4.1　静電噴霧塔の原理

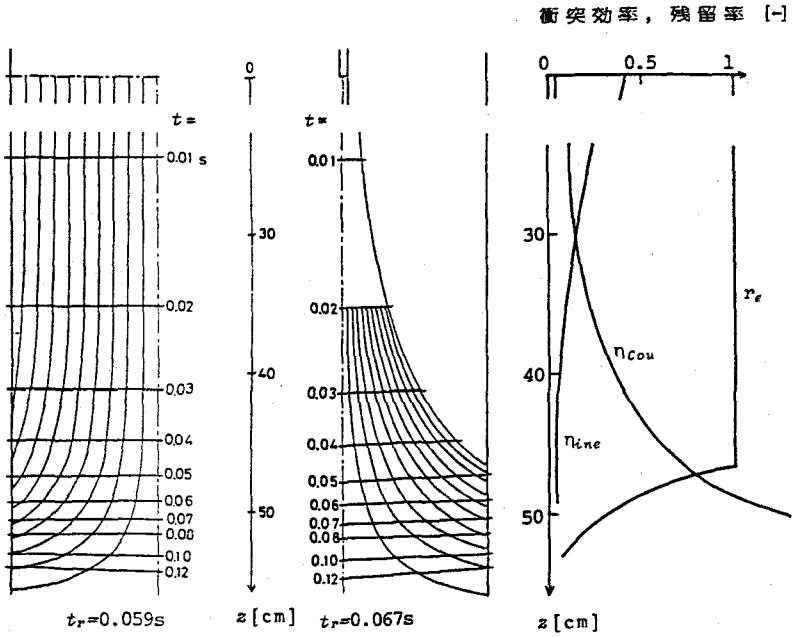
$$\vec{f}_f = -\frac{1}{2}\rho_a\left(\frac{\pi}{4}\delta_w^2\right)C_D\left|\vec{v}_w - \vec{u}\right|\left(\vec{v}_w - \vec{u}\right) \tag{4.3}$$

で与えられる。したがって、水滴粒子の運動方程式は、(2.17)式から

$$m\frac{d\vec{v}_w}{dt} = m\vec{g} + q_w\vec{E} - \frac{1}{2}\rho_a\left(\frac{\pi}{4}\delta_w^2\right)C_D\left|\vec{v}_w - \vec{u}\right|\left(\vec{v}_w - \vec{u}\right) \tag{4.4}$$

となる。

ここで、乱流拡散の影響が無視できて、水滴の輸送が (4.4)式の運動方程式で記述できるものと仮定して、これを解くことを考える。図 4.2 の(b) のように装置が1個の噴霧



(a) 水滴の軌跡（一様吹出）　(b) 水滴の軌跡（単一ノズル）　(c)衝突効率と水滴残留率

図4.2　噴霧塔内の水滴運動の計算例（向流，流速42cm/s，噴霧水量2g/s，ノズル電圧 15kV，ダクト直径 20cm）

ノズルから成り立っており、ノズル孔の断面内で水滴噴霧量が一様であれば、ノズル孔中心から半径 ξR_N $(0<\xi<1)$の位置から噴霧された水滴の軌跡群によって囲まれた仮想的な管路内を通る水量は、供給水量の ξ^2 倍となる。したがって、軌跡上の任意の点における半径方向の電界 E_r は、流れ方向の電界と粉じん電荷の影響とを無視してガウスの法則を適用することによって、近似的に

$$E_r = \frac{q_w n_w \xi^2}{2\pi\varepsilon_0 v_w r} \tag{4.5}$$

で与えられる。水滴噴霧量 n_w は、液・ガス比 L_G を用いて

$$n_w = \frac{6R_D^2 u \rho_a L_G}{\rho_w \delta_w^3} \tag{4.6}$$

で表され、これを (4.5)式に代入すれば

$$E_r = \frac{3\rho_a L_G R_D^2 q_w u \xi^2}{\pi \varepsilon_0 \rho_w \delta_w^3 v_w r} \tag{4.7}$$

となる。(4.4) 式を流れ方向と半径方向の成分に分解し、(4.7) 式を代入してこれを数値的に解くことによって水滴の軌跡が求まる。抵抗係数 C_D はレイノルズ数

$$R_e = \frac{|\vec{v}_w - \vec{u}|\,\delta_w}{\nu} \tag{4.8}$$

の関数として、例えば次式

$$\left.\begin{array}{ll} R_e \leqq 4 & C_D = 24/R_e \\ 4 < R_e \leqq 750 & C_D = 12/\sqrt{R_e} \\ R_e > 750 & C_D = 0.44 \end{array}\right\} \tag{4.9}$$

で近似することができる。[177] 図 4.2 に示した軌跡は、こうして求めた後述の実験条件に対応した計算結果の一例で、図中に記入した数値は水滴噴霧後の経過時間を表している。水滴の軌跡が求まれば、その装置内平均滞留時間 t_r は、ノズル孔中心から半径 ξR_N の位置から噴霧された水滴が装置内壁に到達する時間 $t(\xi)$ のノズル断面での平均値として

$$t_r = 2\int_0^1 \xi t(\xi)\,d\xi \tag{4.10}$$

で求められる。 t_r はまた、装置内に存在する水滴量と噴霧水量との比でもある。こうして求めた t_r の値は図の (b)の場合約 0.067s となり、一方、水滴がノズルからではなく断面一様に噴霧されるとして、他の条件を同一にして計算した結果（図 4.2、(a)）は t_r が約 0.059s となった。このことから、水滴の装置内滞留時間に関しては、水滴が断面一様に噴霧されるとしても大きな差はないことが示されるので、図 4.1 の場合のように複数個のノズルから水滴が噴霧される実際の装置の場合にも、一様噴霧を仮定することによって t_r を計算してよいと考えられる。また、水滴の半径方向の速度の平均を R_D/t_r で近似し、装置内の乱流拡散係数のオーダを

$$D_t = 2R_D \Delta u_r \tag{4.11}$$

$$\Delta u_r = 0.1\, u_z \tag{4.12}$$

で推測する[178]と、ペクレ数は（2.18）式より

$$P_e = \frac{(2R_D)(R_D/t_r)}{D_t} = \frac{10R_D}{ut_r} \tag{4.13}$$

となり、図 4.2 の例ではその値は 40 となる。したがって、計算の最初に、水滴の輸送が乱流拡散を無視して運動方程式で記述できると仮定したことは妥当であったことが分かる。

つぎに集じんの機構について考える。粉じん粒子と水滴との間の距離が s であるとき、両者の間の乱流拡散係数のオーダは

$$D_t = s\left(\frac{\varepsilon s}{\rho_a}\right)^{1/3} \tag{4.14}$$

であるから、[179] 両者の間の相対速度を R_D/t_r で近似して相対運動のペクレ数を計算すれば

$$P_e = \frac{s(R_D/t_r)}{s(\varepsilon s/\rho_a)^{1/3}} = \frac{(R_D/t_r)}{(\varepsilon s/\rho_a)^{1/3}} \tag{4.15}$$

となる。うずの最大スケール l_m が $2R_D$ のオーダであるとして（2.63)、(4.12)式により乱流のエネルギ消散率 ε を見積もることにすれば、ペクレ数が1となる壁面からの距離 s_1 は図 4.2 の計算例の場合 $s_1 = 10^4$ m となり、粒子の水滴への沈着に関しても非混合の仮定が成立する。このように、粒子の沈着が粒子運動の軌跡から与えられる場合には、まず、粒子の慣性力による水滴への衝突については、水滴のまわりでの粉じん粒子の運動に関するストークス数

$$S_t = \frac{mB\,|\vec{v}_w - \vec{u}|}{\delta_w/2} = \frac{{}^cC\rho_p\,\delta_p^2\,|\vec{v}_w - \vec{u}|}{9\mu\delta_w} \tag{4.16}$$

を用いて、衝突効率の近似式が

$$\eta_{ine} = \frac{1}{1 + 1.3/S_t} \tag{4.17}$$

で与えられている。[177] また、粉じん粒子と水滴が逆極性に荷電されているときには、外部電界を無視した両者の間のクーロン力による衝突効率は

$$\eta_{cou} = \frac{4qq_wB}{\pi\varepsilon_0\,\delta_w^2\,|\vec{v}_w - \vec{u}|} \tag{4.18}$$

で与えられる。Kraemer[123]は、逆極性に帯電した粒子間の衝突効率として、水滴のまわりに簡単な流れを仮定して（4.18）式を導いたが、この場合には外力場の発散がないから、

(4.18)式は流れの場に関係なく成立する。また、後述するように、外部電界が存在する場合でも、その値が小さい間はやはり（4.18）式は成立する。この式の妥当性の実験的検証は、Kraemer[123]（R_e= 6～ 50)、Röbig[169]（R_e=30 ～ 3000 ）等により行われている。

(4.17)、(4.18) 式を用いて、図 4.2 の (b)の場合の装置中心部で噴霧された水滴に対する η_{ine}, η_{Cou} を計算した結果を、装置内の各断面での水滴の残留率 r_e とともに同図(c) に示した。図から分かるように、ノズル直下では慣性力による衝突が、ノズルから十分離れた点ではクーロン力による衝突が支配的となっている。また、ノズルからの距離がある値以上となると水滴濃度は急激に減少しており、これより上流部には水滴はほとんど存在しないことも分かる。水滴の存在しない部分では粉じん粒子の電荷による電界が支配的となって、静電拡散による沈着が生じると考えられるから、静電噴霧塔ではその集じん機構を、図 4.1 に示したように、慣性効果により集じんされる領域、粉じんの電荷により集じんされる領域、粉じん粒子の静電拡散により集じんされる領域の三つにおよそ分割することができる。このうち静電拡散の領域での集じん率については２章３節ですでに解析がなされ、実験的検証も３章３節でなされているので、以下は他の二つの領域での集じん率について解析を進める。

４．１．２　慣性効果による集じん

図 4.3 に示す座標系で、流れ方向の距離 z の微小幅 dz 内での粉じん粒子の収支式を考える。慣性衝突が支配的である領域はノズル直下であるから、噴霧された水滴は装置内壁への沈着により失われることなくその全量が断面 $z=z$ を通過するものとすると、dz 中の水滴の総数は $(n_w/v_w)dz$ となるので、収支式は

$$\pi R_D^2 (c + dc) u = \pi R_D^2 c u - \frac{\pi}{4} \delta_w^2 (v_w - u) c \eta_{ine} (n_w / v_w) dz \tag{4.19}$$

となる。(4.6) 式を代入して、$v_w >> u$ として整理すれば、濃度変化の式

$$dc = -\frac{3}{2} \frac{\rho_a L_G c \eta_{ine}}{\rho_w \delta_w} dz \tag{4.20}$$

が得られ、(4.17)式を代入して整理すれば

$$\frac{dc}{c} = -\frac{3}{2} \frac{\rho_a L_G}{\rho_w \delta_w} \frac{dz}{1 + \beta_v / v_w} \tag{4.21}$$

$$\beta_v = \frac{11.7 \mu \delta_w}{{}^{c}C \rho_p \delta_p^2} \tag{4.22}$$

となる。一方、(4.4) 式で左辺の慣性項と右辺第３項

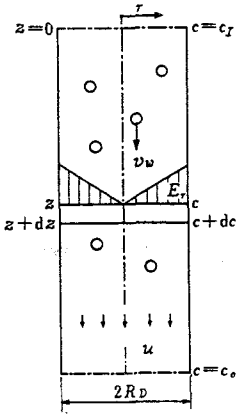


図 4.3 収支式を考える座標系

の流体抵抗に比べて、右辺第１項、第２項の重力、静電気力が小さいものとしてこれを無視し、さらに水滴速度 $\vec{v}_w$ に比べて気流 $\vec{u}$ も小さいものと考えてこれも無視することにすると、水滴の運動方程式は

$$m\frac{d\vec{v}_w}{dt} = -\frac{1}{2}\rho_a\left(\frac{\pi}{4}\delta_w^2\right)C_D|\vec{v}_w|\vec{v}_w \tag{4.23}$$

あるいは

$$m\frac{dv_w}{dt} = -\frac{1}{2}\rho_a\left(\frac{\pi}{4}\delta_w^2\right)C_D v_w^2 \tag{4.24}$$

のように簡略化される。抵抗係数 C_D を (4.9)式の第２式で近似し、これを代入して整理すると

$$\frac{dv_w}{dt} = -\frac{9\rho_a^{1/2}\mu^{1/2}}{\delta_w^{3/2}\rho_w}v_w^{3/2} \tag{4.25}$$

となる。

$$dz = v_w\,dt = \frac{v_w\,dv_w}{(dv_w/dt)} \tag{4.26}$$

の関係により、(4.21)、(4.25) 式から dz, dt を消去すれば次式が得られる。

$$\frac{dc}{c} = \frac{1}{6}L_G\sqrt{\rho_a\delta_w/\mu}\,\frac{\sqrt{v_w}\,dv_w}{v_w+\beta_v} \tag{4.27}$$

水滴の終末速度をほぼ０と考えて、上式を左辺については $c=c_I$ から $c=c_o$ まで、右辺については $v_w=v_{w,I}$ から０まで積分すれば、慣性効果による透過率が

$$P_{ine} = \exp\left[-\frac{1}{3}L_G\sqrt{\rho_a\delta_w/\mu}\left\{\sqrt{v_{w,I}} - \sqrt{\beta_v}\tan^{-1}\left(\sqrt{v_{w,I}/\beta_v}\right)\right\}\right] \tag{4.28}$$

と計算される。

４．１．３　水滴の電荷による集じん

まず、荷電水滴による装置内の電界の様子をもう少し詳しく検討する。すでに述べたように装置内では半径方向に (4.5)式で与えられる水滴の電荷による電界 E_r が生じており、水滴濃度が流れに垂直な断面内で一様とみなし得るときには、断面内で ξ は r に比例するから、E_r は図 4.3 に示したように r に比例して大きくなる。荷電水滴のまわりに電界 E_r が存在するとき、水滴表面での外側に向かう電界の強さは、水滴中心を球座標の原点にとって

$$E_s = 3E_r\cos\theta + \frac{q_w}{\pi\varepsilon_0\delta_w^2} \tag{4.29}$$

で与えられ、[180] 電気力線は図 4.4 のようになる。粉じん粒子が水滴と逆極性に帯電して

いるときには電気力線が出てくる面が集じん面となるが、電界 E_r が存在する場合でも粉じん粒子にはたらく静電気力の場は発散がないので、２章２節で述べたように粒子濃度は水滴表面近くまで一定で、表面全体への沈着量は (2.37)、(2.5) 式から

$$J_s = Bc_\infty q \int_A E_s \, dA \tag{4.30}$$

となる。E_r が小さく電気力線が図 4.4 の (a)のようになる場合には、ガウスの法則あるいは (4.29) 式から

$$\int_A E_s \, dA = \frac{q_w}{\varepsilon_0} \tag{4.31}$$

となるから、(4.30)式は

$$J_s = \frac{c_\infty q q_w B}{\varepsilon_0} \tag{4.32}$$

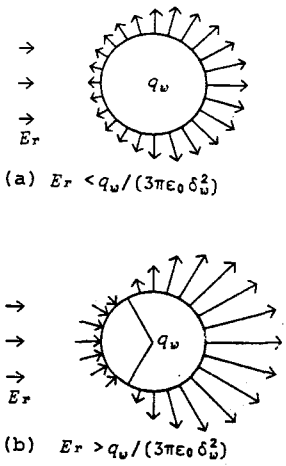


図4.4　水滴表面の電気力線

となる。水滴から十分離れた点での粉じん粒子と水滴との相対速度を、電界による粒子移動速度を無視して $|\vec{v}_w - \vec{u}|$ で近似し、衝突効率とフラックスの関係

$$J_s = \frac{\pi}{4}\delta_w^2 |\vec{v}_w - \vec{u}| c_\infty \eta_t \tag{4.33}$$

により、(4.32)式から衝突効率を求めれば、前出の (4.18) 式と同一の式が得られる。

一方、この場合の粉じん粒子の濃度変化の式は、(4.19)式の η_{ine} を η_{Cou} で置き換えて、水滴の装置内壁への沈着による減少を考慮して dz 中の水滴の総数を $r_e(n_w/v_w)dz$ で表せば、(4.20)式のかわりに

$$dc = -\frac{3}{2}\frac{\rho_a L_G}{\rho_w \delta_w} c \eta_{Cou} r_e \, dz \tag{4.34}$$

となる。(4.34)式に(4.18)式を代入し、(4.26)式の関係を用いて dz を dt に変換すれば

$$dc = -\frac{\rho_a L_G c q B Q_w}{\varepsilon_0 \rho_w} r_e \, dt \tag{4.35}$$

$$Q_w = \frac{q_w}{(\pi/6)\delta_w^3} \tag{4.36}$$

となり、

$$\int_0^\infty r_e \, dt = t_r \tag{4.37}$$

であることを考慮して、(4.35)式を装置入口から出口まで積分すれば、この場合の透過率は

$$P_{ch} = \exp\left(-\frac{\rho_c\, q B Q_w L_G t_r}{\varepsilon_0\, \rho_w}\right) \tag{4.38}$$

と計算される。

以上は粉じん粒子が水滴と逆極性に帯電している場合の集じん率であるが、粒子が水滴と同極性に帯電している場合には、今度は電気力線の入り込む面が集じん面となるので、粒子は主として装置内壁で集じんされ、E_r が大きく、水滴表面の電界が図 4.4の (b)のようになっている部分が存在すれば、その部分では粒子は水滴表面の一部でも集じんされる。いま、装置内壁での集じんだけを考えれば、(4.19)式に対応する粉じん粒子の収支式は、装置内壁での半径方向の電界を $E_{r,s}$ として

$$\pi R_D^2 (c + \mathrm{d}c) u = \pi R_D^2 c u - 2\pi R_D c q B E_{r,s} \mathrm{d}z \tag{4.39}$$

で表されるが、ガウスの法則から

$$2\pi R_D E_{r,s} = \frac{(n_w / v_w) r_e q_w}{\varepsilon_0} \tag{4.40}$$

となるので、(4.6) 式および $\mathrm{d}z = v_w \mathrm{d}t$ を代入して整理すれば (4.35) 式と同一の式が得られ、粉じん粒子の電荷が水滴と同極性の場合にも集じん率は逆極性の場合と等しくなる。装置寸法あるいは水滴の電荷密度が大きく、水滴表面での電界が図 4.4 の (b)のようになる部分が存在する場合には、集じん面の増加した分だけ集じん率は (4.38) 式よりも上昇するが、空間内に荷電水滴が存在する場合の電気力線を模式的に示した図 4.5 をみれば、壁面に入る電気力線と壁面から出てゆく電気力線の総数が必ず等しいことから、この場合にも集じん率は電荷の極性に依存しないことが理解できる。

なお、前項および本項での集じん率の導出にあたっては、粉じん濃度は流れ方向に垂直な断面内で一定であるとした。装置内には半径方向の電界が存在するので、粉じん粒子の半径方向の運動には移流によるものが含まれるが、(4.40)式から計算した壁面電界は図 4.2 (a)の場合で最大 1 kV/cm 程度であり、このとき、装置内の乱流拡散係数を (4.11)、(4.12)式で見積もれば、粒子の半径方向の運動に対するペクレ数は、$\delta_p = 1\,\mu\mathrm{m}$ 、$q = 100e$ の粒子に対して約 0.2 となり1に比べて小さいことが分かる。したがって、第2章ですでに検討したとおり、粉じん濃度を断面内一様とする仮定は、装置内の流れが乱流である限りほぼ妥当であったことが分かる。

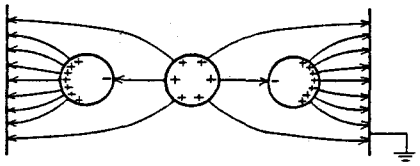


図4.5　電気力線の模式図

4．2　実験装置および実験方法

本節では、前節で述べた集じん機構のうち、慣性効果および水滴の電荷による集じんの理論の妥当性を検証するために行った実験に関して、その実験装置と実験方法の概要を述べる。

実験に用いた静電噴霧塔の概略を図 4.6 に示す。流速の設定範囲は 17 ～ 42 cm/s、噴霧水量の設定範囲は 1～4 g/s で、フランジⒶ,Ⓑを交換することによって、噴霧水滴の方向に対して流れが並流になる場合と向流になる場合の両方に対する実験を行った。

水滴の噴霧には二流体ノズル ② を用い、60 l/min の空気によって水を微粒化して噴霧した。ノズルには負の高電圧を印加し、接地電極 ③ との間の電界によって水滴を負に荷電している。接地電極 ③ はノズル先端部での電界を強める目的とともに、既往の研究における実験装置では配慮されないことが多い水滴荷電部からの電気力線の集じん空間への漏れが、実験結果に影響することを防ぐ目的で設けたものである。① の絶縁管は、内部をら線状のガラス管として水路の電気抵抗を大きくし、接地側へ流れる電流を減少させるためのものである。

供試粉じんには直径 0.6 μm のポリスチレン標準粒子を用い、その懸濁液を気流により噴霧して乾燥させる方法[181]によりエアロゾル化して、装置入口で粒子濃度が 10^7 個/m^3 程度の低い値となるように供給した。粒子濃度を低くしたのは、濃度測定の際に採取管路途中で粒子が静電拡散により失われることを防ぐためと、本装置では、前節で述べた静電噴霧塔の三つの集じん機構のうち、静電拡散による集じんを除いた他の二つの機構の集じん理論を検証することを目的としたためである。粒子の荷電には表 2.2 に示した同心円筒電極を用い、電流密度 20 μA/cmの正または負のコロナにより荷電して、水滴と同極性あるいは逆極性の荷電粒子とした。本実験の条件下では、(2.48) 式から計算した静電拡散による粒子の装置内での集じん率は、最大でも 10^{-5} 程度となっている。

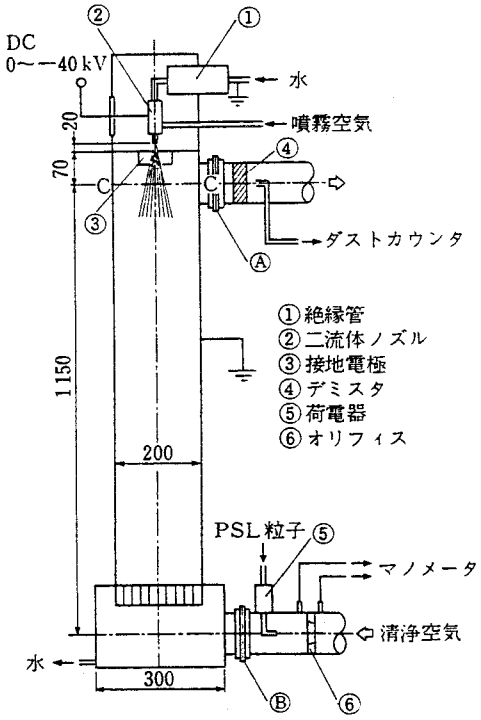


図 4.6　静電噴霧塔の実験装置

粒子数濃度の計測は ④ のデミスタの下流部で光散乱式ダストカウンタ（B & L 40-1）により行い、水滴噴霧時と停止時の濃度比から透過率を算出した。なおサンプル管には金

属製のものを用い、それを接地することによって電荷の蓄積を防ぎ、さらに、水滴の混入による計数誤差を防ぐために管路途中を電気的に加熱した。

噴霧水滴の粒度分布は、水滴を油膜によって捕集し顕微鏡写真にしたものをパーティクル・カウンタ（カール・ツァイス PGZ-3）で処理することにより決定した。また、図 4.6 の断面 CC が噴霧水滴の集じん空間への進入位置であるとみなし、交流荷電した水滴の電荷による信号とノズル印加電圧との位相差を測定する図 4.7 に示す装置を利用して、断面 CC 付近での水滴の平均速度を測定して噴霧速度とした。表 4.1 に、粒度測定から求めた水滴の面積平均径と噴霧速度の測定結果を示す。ノズルへの空気量を一定としているので、水滴径は噴霧水量の増加につれて大きく[182] なっている。

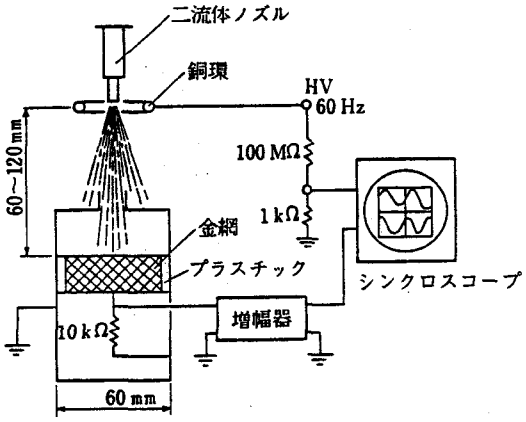


図 4.7　噴霧速度の測定法

表 4.1　噴霧水滴の特性

供給水量 [g/s]	1	2	3	4
面積平均径 [μm]	124	165	229	280
噴霧速度 [m/s]	43	51	40	40

水滴の荷電量は、噴霧水滴の全量を接地した金網を充てんした容器に受け止め、接地側に流れる電流を測定することによって求めた。測定結果を水滴の体積あたりの荷電量で表現して図 4.8 に示す。図から、印加電圧が高く噴霧水量が少ないほど、水滴の単位体積あたりの荷電量が大きいことが認められる。水滴の電荷は、水が分裂して水滴となる直前にその表面に現れていた誘導面電荷によるものであるから、水滴1個あたりの電荷 q_w はおよそ水滴径 δ_w の2乗に比例し、したがって、Q_w は δ_w に反比例する。図 4.9 は、図 4.8 の Q_w を U/δ_w により整理した結果で、Q_w がおよそノズル電圧 U に比例し、水滴径 δ_w に反比例することを示している。

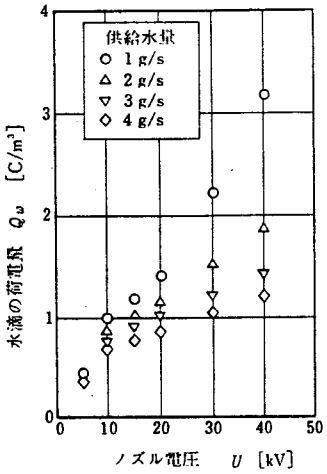


図4.8　水滴荷電量測定結果

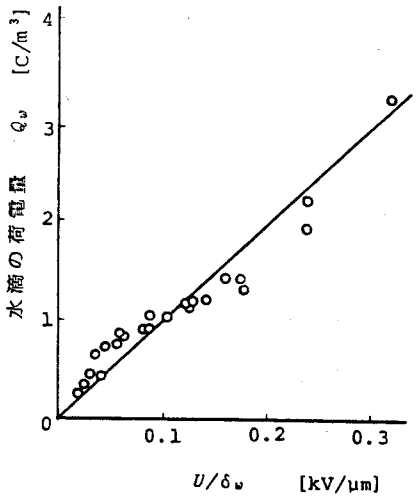


図4.9　Q_wとU/δ_wとの関係

4．3　実験結果および計算値との比較

本節では、第1節で導出した集じん理論の妥当性を、第2節に示した装置による実験の結果および既往の研究例の中の実験結果を用いて検討する。

4．3．1　本研究における実験の結果および計算値との比較

ここでは、本研究による実験の結果の概要を述べ、理論計算の結果と比較する。

まず、実験結果の一例として、噴霧水量が 1 g/s で気流が噴霧水滴に対して向流となる場合の、ノズル印加電圧と集じん率の関係を図 4.10 に示す。前節で述べたように粒子

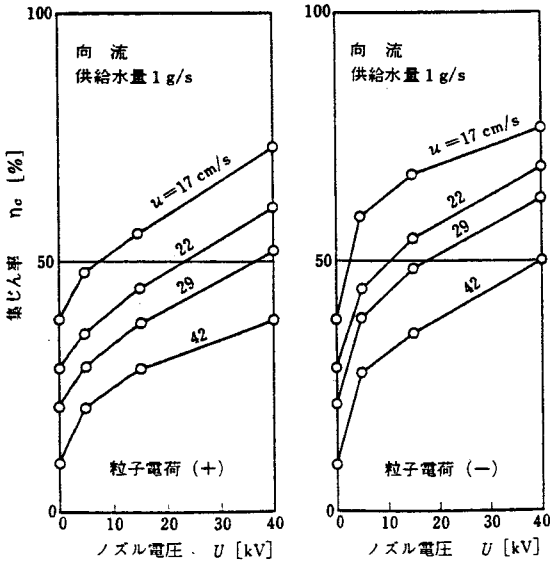


図4.10　集じん率測定結果の一例

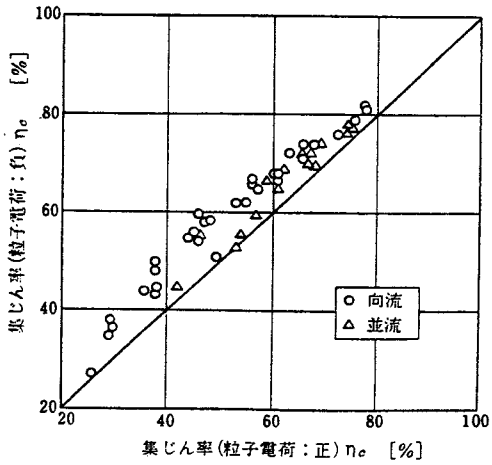


図4.11　粒子電荷の極性による集じん率の相違

には装置入口で正または負の電荷を与えているが、ノズル電圧が０の場合だけは粒子にも電荷を与えず、この場合には慣性力だけで集じんを行う通常の噴霧塔となっている。図から分かるように、噴霧水量が一定の場合には流速が低いほど液・ガス比が大きくなるため集じん率は上昇している。また、ノズル電圧が上昇して水滴の電荷が大きくなるにつれて集じん率は上昇し、流速が 17 cm/sの場合、通常の噴霧塔では 40 %程度であった集じん率が静電噴霧塔とすることによって最高で 80 %近くまで改善されていることが分かる。また、粒子に与えた電荷の極性のみが異なり、他の条件がすべて同一の場合の集じん率を図 4.11 のように比較すれば、両者がほぼ等しくなっており、第１節で示した、水滴と粉じん粒子の電荷の極性が集じん率に影響を及ぼさないという理論的考察がほぼ正しいことが分かる。

つぎに実験結果を用いて集じん理論に対する定量的な検討を行う。実験条件下での塔内の流れのレイノルズ数は 2300 から 5600 の間にあり、流れが乱流であるという条件はほぼ満足されている。一方、実験に用いた水滴は粒度分布に広がりをもっているが、以下の計算では簡単のために水滴径が均一であるとした取り扱いを行う。後述の第６章から第８章では分布に広がりをもった粒子を均一径粒子として取り扱う場合には、個数濃度と質量濃度との間の換算がしばしば必要であるために平均体積径を代表径に用いるが、ここでは水滴の代表径としてもっとも妥当と思われる面積平均径を用いる（Appendix 4.1 ）。

まず、慣性効果による集じんの過程を検討する。図 4.12 は粒子および水滴がともに非荷電の場合の集じん率の測定値を、(4.28)式の慣性効果による集じん率の計算値と比較した結果である。全般に測定値が計算値をやや上回る傾向があるものの、(4.28)式に至るまでのさまざまな簡略化の過程や、水滴粒度の広がりを無視したことを考慮に入れれば、実験結果は（4.28）式の妥当性をほぼ証明していると考える。

つぎに水滴の電荷による集じんの過程を検討する。第１節で述べたように、慣性効果による集じんが主としてノズル直下の水滴速度の大きい領域で行われ、水滴の電荷による集じんが主としてそれより下方の水滴速度の低い領域で行われるものとすれば、荷電水滴による荷電粒子の集じんでは、それらの機構が直列に作用すると考えて、透過率は

$$P = P_{ine} P_{ch} \qquad (4.41)$$

で表されるから、(4.38)式を用いてこれより水滴の装置内滞留時間 t_r を求めれば

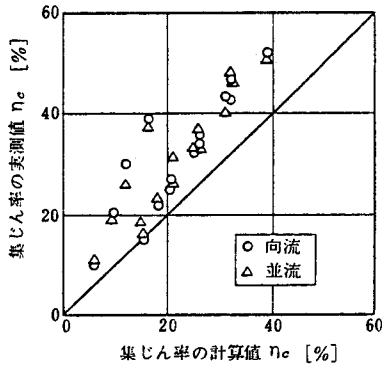


図４.１２　慣性効果による集じん率の計算値と実測値の比較

$$t_r = -\frac{\varepsilon_0 \rho_w}{\rho_a q B Q_w L_G} \ln(P/P_{ine}) \tag{4.42}$$

となり、静電噴霧塔に対する集じん実験の結果から水滴の装置内滞留時間 t_r を算出することができる。図 4.13 は集じん率の測定値からこうして求めた滞留時間と、第１節で示した水滴運動を数値計算する方法により求めた滞留時間とを比較したものである。図では、流速、噴霧水量、水滴の電荷、粒子電荷の極性、流れ方向の異なった 112個のデータを比較しており、水滴の粒度とその荷電量の分布を無視したために両者の間には相当のばらつきがみられるが、全体の 93 %の計算値が実験値の 1/2から 2倍の間に収まっている。したがって、第１節で示した水滴の電荷による集じん率の計算法は、t_r の値にして 1/2から２倍程度の誤差の範囲内で妥当であることが分かる。

t_r の推定値に 1/2 から２倍の誤差が生じていれば、例えば透過率が 50 %となるとき、その推定値は最大 25 %から 70 %の間で変動することとなり、この幅は性能予測の上で無視できない大きさであるが、実際の装置に対して水滴の粒度やその荷電量の分布まで考慮した計算を行うことは困難で、性能予測にある程度の誤差が生じることはやむを得ないと考える。

４．３．２　既往の研究例に対する計算結果

ここでは、既往の研究例の中で、実験条件に対する記述が比較的明確で理論計算が可能であった Pilatらの実験結果[23] に対して、第１節で述べた集じん理論の適用性を検討する。

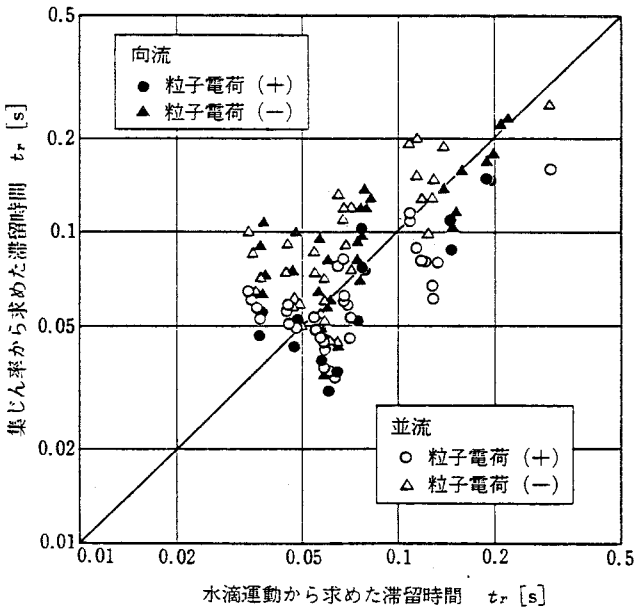


図４.13　水滴の装置内滞留時間の計算値と実験値の比較

実験装置の概略を図 4.14 に、実験条件と集じん率の測定結果を表 4.2 に示す。なお、表中の噴霧の初速度については報告中に記載がないので、水滴と粒子がともに非荷電のときの集じん率 η_c=68.8% を慣性効果による集じんの結果であると考えて、(4.28)式による計算値がこれと一致するように逆算することによって $v_{w,I}$ を決定した。

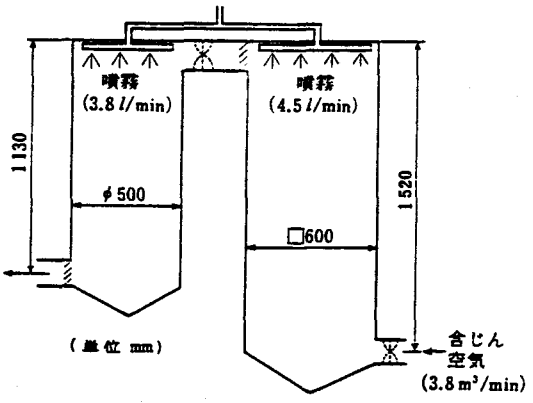


図 4.14　Pilatらの実験装置

表 4.2 Pilatらの実験条件と実験結果

実験条件	粉じん(DOP)濃度 0.35 g/m³ 粉じんの粒度(対数正規分布) 幾何平均径 1.05 μm 幾何標準偏差 2.59 粉じんの荷電量 −53 μC/g
	水滴の粒度(対数正規分布) 幾何平均径 50 μm 幾何標準偏差 1.9 水滴の荷電量 +0.56 μC/g 噴霧の初速度 21 m/s
実験結果	集じん率(非荷電時) 68.8% 集じん率(荷電時) 93.6%

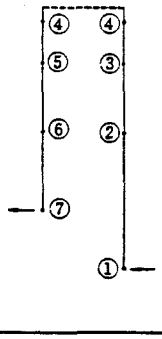
集じん率を理論計算するために、まず装置内をその主となる集じん機構によって表 4.3 の左欄のように分割する。水滴の電荷による集じんの領域と粒子の静電拡散による集じんの領域の境界（点 ② および点 ⑥ ）は、水滴と粒子の電荷密度が等しくなる点に選び、慣性効果による集じんの領域 $\overline{③④}$ および $\overline{④⑤}$ についてはその大きさを無視する。実験に用いられた粒子は粒度分布に広がりをもっているので、これを図 2.7 のように 80 分割した離散形の粒度分布で近似し、静電拡散領域に対しては２章３節で示した計算方法を適用し、水滴の電荷による集じんの領域 $\overline{②③}$ および $\overline{⑤⑥}$ に対しては各粒径の粒子に(4.38)式を、慣性効果による集じんの領域 $\overline{③④}$、$\overline{④⑤}$ に対しては各粒径の粒子に(4.28)式を適用することによって、装置入口から出口に向かって各点での粒子濃度を数値計算する。水滴の装置内滞留時間 t_r は、水滴運動の数値計算から求める。ここでの計算結果は前段、後段ともに t_r=0.049s となった。

計算で求められた各点の粒子濃度と集じん率を表 4.3 の中欄に示す。集じん率 90 % は報告された実験値 93.7 %とわずかながら相違している。すでに述べたように滞留時間 t_r の計算値には２倍程度の誤差が存在することから、試みに、t_r に計算によって求められものの２倍の値を用いると集じん率は 93.3 %となり、実験値とほぼ完全に一致する。また、このとき計算で求められた各粒径の粒子に対する部分集じん率を、カスケード・インパクタによる測定で得られた報告中の結果と比較すると図 4.15 のようになり、両者はおよそ一致している。粒度分布をもった粉じんに対して装置全体での集じん率を求める場

合には、t_r の推定の不確実さに伴う水滴電荷による集じん率の変動が、それ以外の機構によってある程度相殺される傾向にあり、t_r の値を２倍したことによる全体の集じん率の変化はここではあまり大きな値となっていない。そして、水滴の滞留時間の計算に２倍程度の誤差が生じることを認めれば集じん理論がおよそ妥当であることが、ここでも明らかとなった。

表4.3　Pilatらの装置の集じん率の計算結果

集じん機構	粉じん濃度 [g/m³]
① 静電拡散	0.35
② 水滴の電荷	0.106
③ 慣性効果	0.078 1 (0.059 2)
④ 慣性効果	
⑤ 水滴の電荷	0.042 4 (0.034 3)
⑥ 静電拡散	0.035 3 (0.024 5)
⑦	0.033 0 (0.023 3)
集じん率	90.6% (93.3)



注　( )内はt_rの値に計算値の２倍を用いたとき。

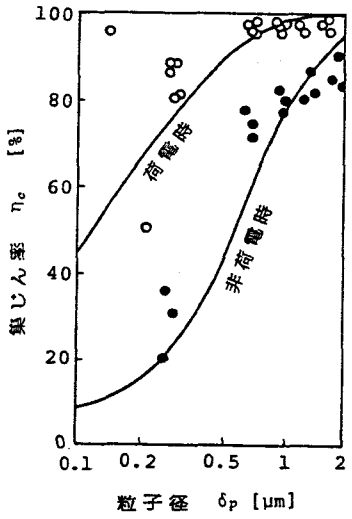


図4.15　粒径別集じん率の計算値と実測値の比較

4．4　集じん特性の検討

前節までの検討により静電噴霧塔に対する集じん理論の概要が明らかとなったので、本節では理論計算の結果を用いて、その集じん特性を検討する。

まず、静電噴霧塔に固有の集じん機構である水滴の電荷による集じんに関して、操作条件の集じん率への影響を検討する。(4.38)式から明らかなように、集じん率を左右する噴霧塔側の特性は

$$F_{CDS} = \frac{\rho_a Q_w L_G t_r}{\varepsilon_0 \rho_w} \tag{4.43}$$

によって表現され、透過率は F_{CDS} と粉じん粒子の電気移動度 qB を用いて

$$P_{ch} = \exp(-F_{CDS} qB) \tag{4.44}$$

で表される。F_{CDS} の値に対する噴霧塔流速 u、噴霧塔直径 $2R_D$、噴霧速度 $v_{w,I}$、水滴径 δ_w、水滴電荷 Q_w の影響を、液・ガス比をパラメータとして計算したものが図 4.16 から図 4.20 である。計算条件の標準値は $u=0.3\,\mathrm{m/s}$, $2R_D=1\,\mathrm{m}$, $v_{w,I}=20\,\mathrm{m/s}$, $\delta_w=200$

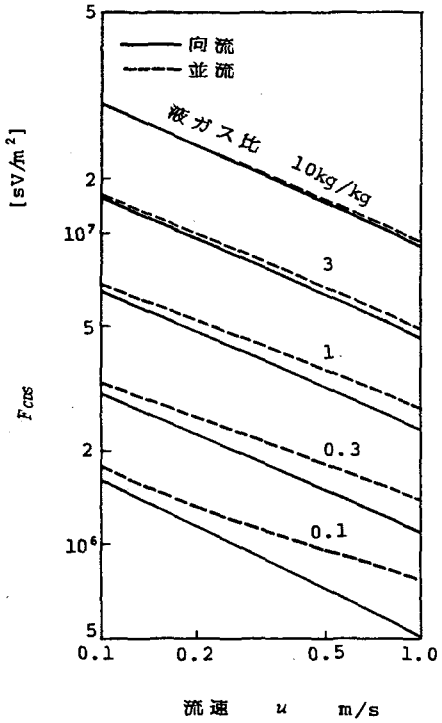


図4.16　塔内流速の影響

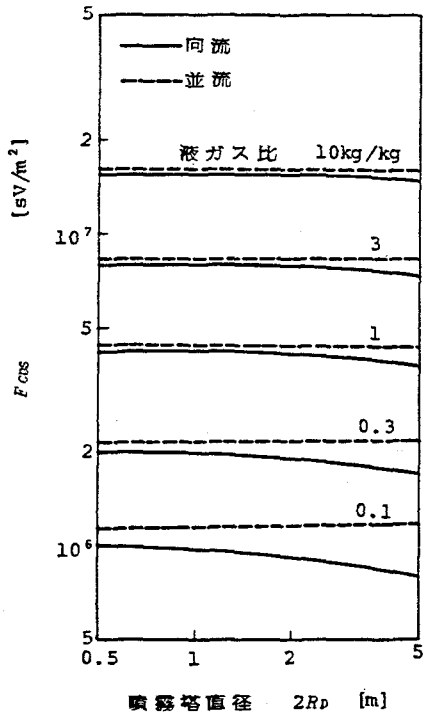


図4.17　塔直径の影響

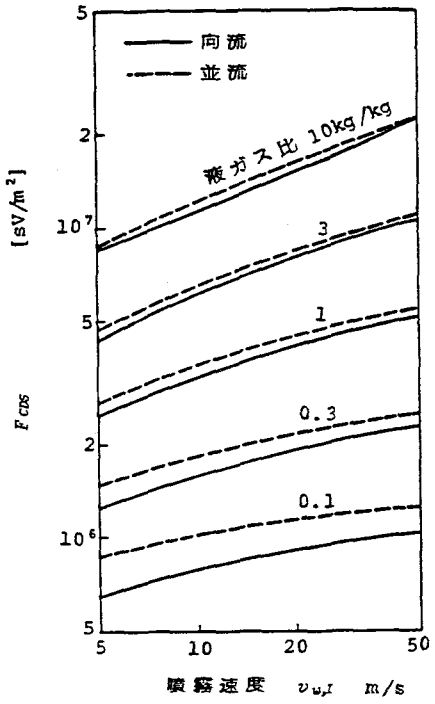


図4.18　噴霧速度の影響

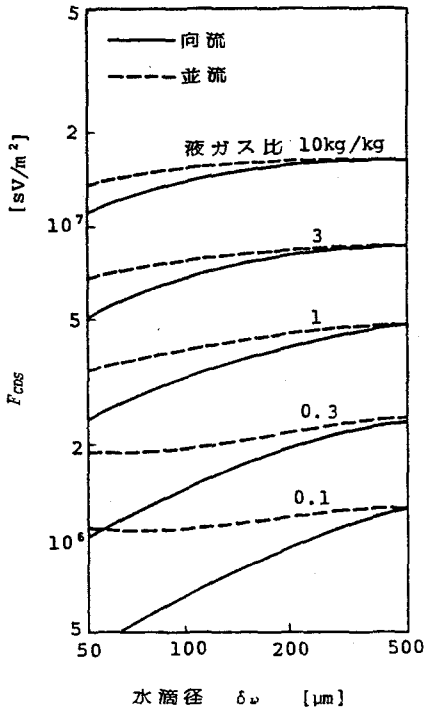


図4.19　水滴径の影響

μm, Q_w= 1C/m^3　としたが、水滴電荷 Q_w と水滴径 δ_w は必ずしも独立ではなく、同一の荷電条件下ではすでに述べたように $Q_w \propto \delta_w^{-1}$ となる。また、水滴表面に表れた電荷は水の表面張力を減少させるので、水滴電荷には水滴が安定な形を保つための限界を与える最大値

$$q_{w,max} = 2\sqrt{2}\pi(\varepsilon_0 \gamma_s)^{1/2} \delta_w^{3/2} \qquad (4.45)$$

も存在する（Rayleigh limit）[183]。そして、水が分裂して水滴となる直前には電荷は通常水滴の片側にしか誘導されないので、実際の荷電量は最大でも Rayleigh limit の 1/2　程度になるといわれている。[184] そこで、図 4.16 から図 4.20 の計算結果のうち、図 4.19 の δ_w を変えた計算では、Q_w の値を δ_w の値に応じて $Q_w \propto \delta_w^{-1}$ となるように変化させ、図 4.20 の Q_w を変えた計算では、Q_w の計算範囲の最大値を Rayleigh limit の 1/2程度に抑えた。

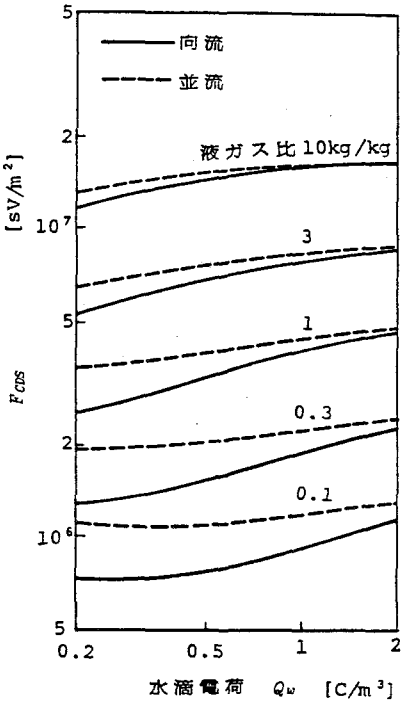


図 4.20　水滴電荷の影響

図 4.16 から図 4.20 を通じて共通な特徴は、液・ガス比が大きいほど集じん率が高くなることと、向流に比べて並流の場合のほうがわずかに集じん率が高いことである。向流が並流に比べて集じん率が低いのは、向流とした場合のほうが水滴と気流との間の相対速度が大きいため、より減速が速くなって v_w が小さくなり、(4.7) 式に示されるように半径方向の電界 E_r が v_w に反比例して大きくなり、水滴の半径方向への運動が加速されて、その結果滞留時間が短くなるためであると考えられる。

つぎに図 4.16 をみれば、流速が大きいほど集じん率は低下することが分かる。これは、液・ガス比を一定とした場合には流速に比例して水量が増加し、(4.7) 式から分かるとおり半径方向の電界 E_r が uに比例して大きくなり、水滴の半径方向への運動が加速される結果、水滴の滞留時間が減少するためであると考えられる。

噴霧塔の直径は、図 4.17 から明らかなように集じん率にはほとんど影響しない。これは、水滴のダクト壁への沈着が本質的に静電拡散現象と同一であるため、水滴の装置内滞留時間が装置寸法に影響されず一定となるからであろう。図 4.18 からは水滴噴霧速度が大きいほど集じん率が高いことが分かる。水滴速度 v_w の増加が滞留時間を増大させることは、すでに述べたとおりある。

図 4.19、図 4.20 の結果は、水滴径あるいは水滴の電荷が増加すれば集じん率もわずかに増加することを示している。水滴径の増大につれて、水滴運動の噴霧の初速度からの減

速は穏やかとなり、その結果、噴霧速度が上昇した場合と同様の理由で水滴の滞留時間は増大する。水滴径の増大が集じん率の上昇をもたらすのは、この滞留時間の増大の効果が水滴径の増大に伴う電荷減少の影響を上回るためであり、水滴電荷の増加が比較的わずかな集じん率上昇効果しかもたらさないのは、その効果が滞留時間の減少によってかなり相殺されるためであると考えられる。

これらの図から、結局、静電噴霧塔では、水滴の電荷による集じんの効果を大きくするためには、流れを並流として液・ガス比を大きくとり、噴霧塔流速を低くして、十分荷電した水滴を高速度で噴霧するのがよいことになる。そして、噴霧塔の大きさは集じん率にほとんど影響しないことが推測される。

つぎに、静電噴霧塔全体での集じん性能に対する静電気力の効果を、前述の Pilatの装置を例として検討する。表 4.4 は前節で述べたこの装置に対する計算方法の考え方を延長して、水滴あるいは粉じん粒子への荷電の有無による集じん率の差を計算した結果である。集じん率は通常の噴霧塔に対するものが最低で、以下、粉じん粒子だけを荷電して水

表4.4　荷電の有無による集じん率の差

水　　滴	粉じん粒子	集じん率
非荷電	非荷電	68.8%
噴霧せず	荷電	80.1%
非荷電	荷電	88.9%
荷電	荷電	93.3%

を噴霧しない、いわゆる空間電荷集じん方式、粉じん粒子だけを荷電して通常の水を噴霧する方式の静電噴霧塔、粉じん粒子と水滴の両方に荷電する方式の静電噴霧塔の順に高くなっている。したがって、噴霧塔に静電気力の効果を組み込むことは確かに集じん率の改善策として有効であり、とくにこの例では、粉じん粒子への荷電が集じん率の向上に大きく寄与している。しかしながら、粉じん粒子と水滴の両方を荷電することによる集じん率の上昇は、本章の冒頭で述べたクーロン力の第一印象から期待されるような飛躍的なものではなく、静電噴霧塔では水滴自身もまた静電拡散で捕集される運命にあり、しかも、一般に粉じん粒子よりも水滴のほうが粒子径が大きいために捕集され易く、そのために水滴の効果が小さくなることがその原因となっていることは、ここまでの検討により明らかである。

4．5　本章のまとめ

本章では、空間電荷を利用する静電スクラバの例として、噴霧塔入口で粉じん粒子に荷電し、荷電水滴を噴霧して集じんを行う静電噴霧塔の集じん特性を検討した。

本章の冒頭では、静電噴霧塔に関連した既往の研究の概要を述べ、実際的な形状の静電噴霧塔の集じん特性を記述し得る理論が必要であることを示した。

そして、第１節では、まず静電噴霧塔における主要な集じんの機構として、慣性効果による集じん、水滴の電荷による集じん、粉じん粒子の静電拡散による集じんの三つの機構を挙げ、慣性効果および水滴の電荷による集じんに対する集じん率を簡単な式で表し、水滴の電荷による集じんの性能が粒子と水滴の電荷の極性に依存しないことを示した。また、水滴の電荷による集じんの効果を大きく左右する荷電水滴の装置内平均滞留時間については、それが水滴の運動方程式の数値計算から得られることを示した。

第２節では、第１節で導出した慣性効果と水滴の電荷による集じんの理論の妥当性を検証するために本研究で行った実験の方法について述べ、実験に用いた荷電水滴の特性などを示した。

第３節では、第２節の装置による実験の結果および既往の研究例における実験結果を用いて行った、集じん理論の妥当性の検証結果について述べ、水滴の装置内滞留時間の計算方法に２倍程度の誤差を認めれば、本章で導出した集じん理論がおよそ妥当なものとなっていることを示した。

最後に第４節では、静電噴霧塔の各種の運転条件が集じん性能に及ぼす影響を理論計算により推定し、流れを並流として液・ガス比を大きくとり、噴霧塔内の流速を低くして、十分荷電した水滴を高速度で噴霧することが高い集じん率を得るために必要であること、噴霧塔の大きさは集じん率にあまり影響しないことなどを示した。また、通常の噴霧塔の集じん率改善策として粉じん粒子あるいは水滴を荷電することは効果的ではあるけれども、その効果は水滴の装置内壁への沈着現象により抑制される傾向にあるため、飛躍的といえるほどのものとはならないことを示した。

Appendix 4.1　噴霧水滴の代表径の選択

ここでは、粒度分布をもつ噴霧水滴の代表径として妥当と思われるものを選択する。

いま、分布をもつ水滴の直径を一般的に $\delta_{w,i}$ で表し、それに対応した水滴速度 v_w 、衝突効率 η_{ine}, η_{Cou} および水滴の残留率 r_e をそれぞれ $v_{w,i}$, $\eta_{ine,i}$, $\eta_{Cou,i}$, $r_{e,i}$ で表し、記号 $\sum_i$ で $i=1$ から n_w までの単位時間に噴霧されるすべての水滴についての和を表すことにすれば、(4.6)、(4.19)式に対応する式は、それぞれ

$$\rho_w \sum_i \delta_{w,i}^3 = 6 R_D^2 u \rho_a L_G \qquad \text{(A. 4. 1)}$$

$$\pi R_D^2 (c + dc) u = \pi R_D^2 c u - \frac{\pi}{4} c dz \sum_i \delta_{w,i}^2 (v_{w,i} - u) \eta_{ine,i} / v_{w,i} \tag{A. 4. 2}$$

となるから、(4. 20)式に対応する式は

$$dc = -\frac{3}{2} \frac{\rho_a L_G c dz}{\rho_w} \frac{\sum_i (\eta_{ine,i} \delta_{w,i}^2)}{\sum_i \delta_{w,i}^3} \tag{A. 4. 3}$$

となる。$\sum_i (\eta_{ine,i} \delta_{w,i}^2)$ が適当な代表径に対する衝突効率 η_{ine} を用いて

$$\sum_i (\eta_{ine,i} \delta_{w,i}^2) = \eta_{ine} \sum_i \delta_{w,i}^2 \tag{A. 4. 4}$$

と書き表されるものと仮定すれば、(A. 4. 3)式は形式上

$$dc = -\frac{3}{2} \frac{\rho_a L_G c \eta_{ine} dz}{\rho_w} \frac{\sum_i \delta_{w,i}^2}{\sum_i \delta_{w,i}^3} \tag{A. 4. 5}$$

と書き改めることができる。η_{ine} に対する適切な代表径をみいだすことは難しいが、$(\sum_i \delta_{w,i}^2) / (\sum_i \delta_{w,i}^3)$ は面積平均径の定義の逆数となっているから、(4. 20)式の分母の δ_w は面積平均径に対応している。

同様に (4. 34) 式は

$$dc = -\frac{3}{2} \frac{\rho_a L_G c dz}{\rho_w} \frac{\sum_i (\eta_{Cou,i} r_{e,i} \delta_{w,i}^2)}{\sum_i \delta_{w,i}^3} \tag{A. 4. 6}$$

となるので、η_{Cou}、r_e に対応する適切な代表径をみいだすことができれば、(4. 34)式の分母の δ_w はやはり面積平均径に対応すると考えることができる。水滴径に分布がある場合には(4. 26)式の時間と距離の関係は一義的には定まらないので、これ以上の変形は不可能であり、もともと粒度分布のある水滴を一つの代表径のものに置き換えることには無理があって、代表径は正確には定まらないが、ここでは以上の議論から一応妥当と思われる代表径として、面積平均径を選択することとする。

第５章　凝縮効果を併用した空間電荷集じん法の集じん率

本章では、粉じん粒子の静電拡散効果を利用する、いわゆる空間電荷集じん法の欠点である低濃度領域での集じん率の低下を補う手段としての水蒸気利用の可能性を検討する。

２章３節で述べたように、粉じん粒子の静電拡散を利用する空間電荷集じん法では、その集じん率が装置入口での粒子の体積濃度の増加とともに上昇することがその特徴の一つに挙げられており、このことは、空間電荷集じん法が低濃度の含じん空気に対しては低い集じん率しか示さないことを意味し、これが、この方式単独では高性能の集じん装置として利用されないことの主たる原因となっている。

１章３節でも触れたように、スクラバの微細粉じんに対する集じん性能改善策として、本研究で取り上げた静電気利用と並ぶ代表的な手段は水蒸気凝縮を利用する方法である。スクラバ内で水蒸気を凝縮させることによる集じん率向上の機構としては、粉じん粒子への水蒸気凝縮による粒径増加に伴う慣性効果の増大、あるいは集じん面への水蒸気凝縮による拡散泳動と熱泳動の効果が考えられており、Calver、[44] Lancaster、[38] 吉田[41] らは、慣性力を利用するスクラバの入口で粉じん粒子に水蒸気を凝縮させることによって、集じん率が上昇することを実験により確かめ、それを粉じん粒子の粒径成長効果で説明している。また、Pilat ら[45] は噴霧塔内で水蒸気凝縮がある場合の粉じん粒子の水滴への衝突効率を計算によって求め、泳動力が集じん率を上昇させる駆動力となっていることを示し、Truitt[43] は、集じん面を冷却して水蒸気を凝縮させて泳動力により集じんを行う、いわゆるコンデンサ・スクラバの性能を実験的に検討している。Calver[47] はまた、各種のスクラバの分離限界径と運転エネルギとの関係を示して、廃蒸気が利用できる場合や排ガスが高エンタルピの場合には、水蒸気凝縮を利用するスクラバが、微細粉じんを対象とするスクラバとして運転エネルギの点からも優れているとしている。また、吉田ら[40,44] は粉じん粒子への水蒸気凝縮による粒径成長を理論計算して、結果を限外顕微鏡を用いた観察結果と比較し、さらに排ガス性状に応じた凝縮水の生成法を、いくつかの場合について検討している。

このように、水蒸気凝縮を利用することはスクラバの微細粉じんに対する集じん率改善策として有効であることは明らかであるが、泳動力を利用しようとする場合には相当量の水蒸気を凝縮させるための冷却を必要とするし、粒径成長による慣性力の増大を利用する場合には、後段の集じん部において十分に捕集されるまでに粉じん粒子の粒径が成長している必要があり、そのためには粒子数濃度が十分低く粒子１個あたりの凝縮水量が多いことが条件となる。一方、本研究で対象としている空間電荷集じん法では、２章３節で述べ

たその特徴から明らかなように、みかけ上、装置入口で粉じんの体積濃度を増加させることができれば、粒子径は集じん率にはあまり影響しないため、個数濃度の高い微細粉じんでも集じんが可能となることが期待される。

そこで本章では、空間電荷集じん法に水蒸気凝縮効果を併用した場合について、その集じん特性を理論的に解析し、実験的な検討を加えることによってその効果の特性を明らかにしようとした。

５．１　集じん理論

本節では、水蒸気の凝縮による粉じん粒子の粒径成長過程を解析し、成長後の粒子の静電拡散による沈着率を求めることによって、水蒸気凝縮効果を併用した場合の空間電荷集じん法の集じん率を与える理論式を導出する。水蒸気凝縮効果の概略を把握するために、まず粉じん粒子が単分散である簡単な場合を解析し、そののちに、粉じん粒子が粒度分布をもっている場合の解析を行う。

５．１．１　単分散粒子の集じん率

ここでは、図 5.1 に示すシステムに対して、粉じん粒子が単分散の場合の集じん率を与える式を導出する。凝縮操作により状態量が変化するものに対しては、図に示すように変化後の量を右肩に添字 v を付した記号で表して区別する。

本章第４節でその方法を検討するように、含じん空気になんらかの操作を施すことによって水蒸気の過飽和状態を作りだすことができる場合に、凝縮水が生成される。凝縮開始時点の過飽和状態が図 5.2 の空気線図上の P_1 点で与えられたとき、凝縮過程は $\overline{P_1P_2}$ の断熱変化で、乾き空気に対する質量比で表した凝縮水量は、図中の絶対湿度の変化 G_w で与えられる。凝縮開始点 P_1 が与えられたとき、凝縮終了点 P_2 あるいは凝縮水量 G_w

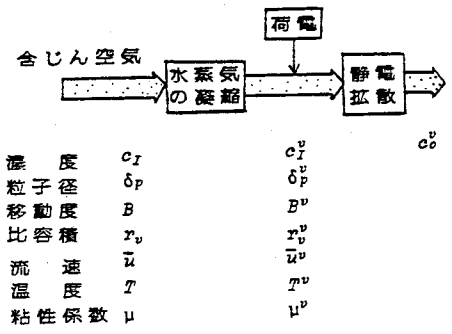


図５．１　凝縮効果を検討するシステム

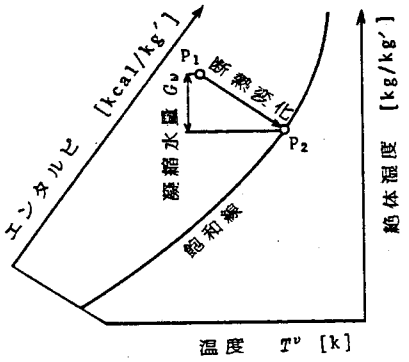


図５．２　空気線図

は、水分量とエンタルピの保存式から計算によっても求めることができる。

いま、凝縮が生じている空間内で凝縮開始時の過飽和度が一様であり、水蒸気はすべて粉じん粒子上に凝縮するものとすると、粒子が単分散の場合には凝縮終了時の粒子径 δ_p^v も均一になると考えられるから、水分量の保存式は

$$\frac{\pi}{6}(\delta_p^{v\,3} - \delta_p^3)\rho_w c_I = \frac{G_w}{r_v} \tag{5.1}$$

となって、成長後の粒子径 δ_p^v は

$$\delta_p^v = \{\frac{6}{\pi}\frac{G_w}{r_v \rho_w c_I} + \delta_p^3\}^{1/3} \tag{5.2}$$

で与えられる。また、凝縮操作による入口粒子濃度 c_I と平均流速 $\bar{u}$の変化は、比容積 r_vの変化から

$$c_I^v / c_I = r_v / r_v^v \tag{5.3}$$

$$\bar{u}^v / \bar{u} = r_v^v / r_v \tag{5.4}$$

で与えられる。静電拡散部での集じん率は、凝縮後の状態量に対して（2.48）式を適用することによって求めることができるから、透過率 P は

$$P = \frac{1}{1 + (r_v / r_v^v)^2 c_I q^{v2} B^v L_D / (\varepsilon_0 \bar{u})} \tag{5.5}$$

で与えられる。荷電量 q^v、移動度 B^v は成長後の粒子径 δ_p^v の関数であるが、凝縮水量 G_w が大きく濃度 c_I が低いときには δ_p^v は1 μm よりも十分大きく、荷電過程での拡散荷電の機構の寄与は電界荷電の機構に比べて無視できるから、荷電量は（2.113)、(2.114)式から

$$q^v = \frac{3\pi\varepsilon_0 \delta_p^{v\,2} E_{ch}}{1 + 4/\zeta^v} \tag{5.6}$$

で与えられる。移動度 B^v はカニンガム係数 ^cC を1と置いて、(2.21)式から

$$B^v = \frac{1}{3\pi\mu^v \delta_p^v} \tag{5.7}$$

で与えられる。(5.2)、(5.6)、(5.7) 式を(5.5) 式に代入して整理すると次式が得られる。

$$P = \frac{1}{1 + F_{sc}^v} \tag{5.8}$$

$$F_{sc}^v = \frac{(r_v / r_v^v)^2}{(1 + 4/\zeta^v)^2} \frac{18\varepsilon_0 E_{ch}^2 L_D \{G_w/\rho_w + (\pi/6)\delta_p^3 r_v c_I\}}{\mu^v r_v \bar{u}} \tag{5.9}$$

(5.9) 式において、電界荷電の速度を表す ζ^v と粘性係数 μ^v の、凝縮操作を加えることによる変化は一般に小さいから、凝縮操作により大きく変化する量は $(r_v/r_v^v)^2\{G_w/\rho_w+(\pi/6)\delta_p^3 r_v c_I\}$ であり、この値が大きいほど透過率は低減することになる。このことは、凝縮操作による含じん空気の容積変化まで考慮した、単位体積あたりの粉じん量のみかけの体積濃度の増加が透過率を低減させるという、静電拡散沈着の特徴を再確認したことにほかならない。そして、このことから、凝縮操作を行うことによる集じん率の改善割合は、凝縮前後の粉じんの体積濃度比

$$r_c = \left(\frac{r_v}{r_v^v}\right)\left(\frac{G_w/\rho_w}{(\pi/6)\delta_p^3 c_I r_v}+1\right) \tag{5.10}$$

によっておよそ評価されることも分かる。

５．１．２　多分散粒子の集じん率

ここでは、多分散粒子に対する集じん率を解析する。

粉じん粒子が粒度分布に広がりをもっている場合には、凝縮水の各粒子への分配割合が粒径に依存するから、個々の粒子に対する凝縮の過程を解析して、成長後の粒子の粒度分布を知ることが必要となる。粒度分布が定まれば、集じん率は２章３節で述べた多分散粒子の静電拡散式を用いて容易に計算することができる。いま、粉じん粒子が非水溶性の成分のみから成り立っているものとすると、粉じん粒子を核として成長途中の段階にある粒子の粒径成長速度は、Fuchs[185] により次式で与えられている（図 5.3）。

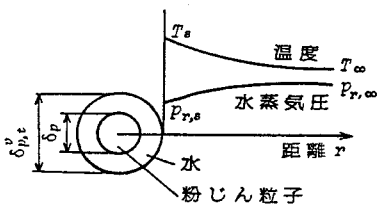


図５．３　凝縮途中の状態

$$\frac{d\delta_{p,t}^v}{dt} = \frac{4^vD^vM}{\rho_w RT^v\delta_{p,t}^v}(p_{r,\infty}-p_{r,s})\left(1+\frac{p_{r,\infty}+p_{r,s}}{2p_{r,t}}\right)\Big/\left(1+\frac{2^vD}{\delta_{p,t}^v v^v c\alpha}\right) \tag{5.11}$$

(5.11)式は、過飽和水蒸気で満たされた無限空間内に静止している水滴への水蒸気凝縮に関する Maxwellの式をもとに、一方向拡散の補償流である Stefan 流の影響と、水滴表面近傍に存在する水蒸気の自由分子流れの領域の影響を考慮して導かれたものであり、式中の凝縮係数 $c\alpha$ は水面に衝突する水分子の総数のうちの液相に変化するものの割合を示している。また、同じく式中の水分子の熱運動速度 v^v は、分子運動論から

$$v^v = \sqrt{\kappa T^v/(2\pi^v m)} \tag{5.12}$$

で、粒子表面における水蒸気分圧 $p_{r,s}$ は、粒子表面温度 T_s に対する飽和蒸気圧 $p_{r,T}$ を用いて

$$p_{r,s} = p_{r,T}\exp\{4^vM\gamma_s/(\rho_w R\delta_{p,t}^v T^v)\} \tag{5.13}$$

で与えられている。そして水滴の表面温度 T_s は、水蒸気の凝縮により水滴表面で発生し

た熱量がすべて熱伝導により周囲媒体に伝えられるものとして、次式で表現されている。

$$T_s = T_\infty + \frac{\rho_w L_h \delta_{p,t}^{v}}{4\lambda} \frac{d\delta_{p,t}^{v}}{dt} \tag{5.14}$$

無限遠での温度 T_∞ および水蒸気分圧 $p_{r,\infty}$ は、凝縮開始点の状態が知れていればエンタルピと水分量の収支式から任意の時刻について求めることができるから、周囲温度 T^v を

$$T^v = (T_s + T_\infty)/2 \tag{5.15}$$

で評価することとすれば、(5.11)～(5.14)式は結局、(5.12)、(5.13) 式を(5.11)式に代入して得られる $\delta_{p,t}^{v}$ に関する微分方程式と、それを(5.14)式の右辺の $d\delta_{p,t}^{v}/dt$ に代入して得られる T_s に関する方程式の二つに要約される。

したがって、T_s をそのつど試行錯誤的に求めながら、$\delta_{p,t}^{v}$ に対する微分方程式を数値的に解いてゆけば、その経時変化を計算することができて、成長後の粒子径 δ_p^v が凝縮過程終了時点の $\delta_{p,t}^{v}$ として与えられる。図 5.4 は、粉じん粒子の粒度分布を図 2.7 のような離散形の粒度分布で近似して、後述する実験の条件下での含じん空気への水蒸気吹込みによる粒子径の成長を計算した例である。ただし、この計算では、凝縮開始時点で粒子表面はすでに水でぬれているものとし、また、凝縮定数 $^c\alpha$ には Chodes[186] の測定した値 $^c\alpha=0.033$ を用いている。

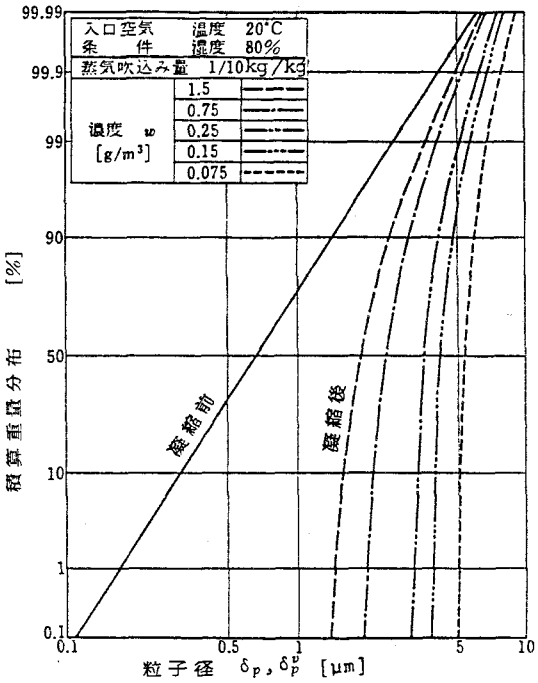


図5.4　粒径成長の計算例

図から分かるように、粒子径の小さい粉じん粒子ほど粒径成長の割合は大きく、その結果、凝縮終了時の粒度分布の広がりはもとの粉じん粒子の分布に比べて小さくなっている。そして、粉じん濃度が低く粒子1個あたりに凝縮する水量が多いほど、成長後の粒子径は大きく、分布の広がりは小さくなっている。吉田ら[40,44] が、自由分子流れ領域の存在を無視して行った同様の計算と観測結果とを比較した結果によれば、成長後の粒子の平均径は計算値と観測値とでよく一致するものの、分布の広がりは観測値のほうがやや大きくなっている。これは、実際の凝縮過程においては、過飽和度が場所によって必ずしも均一ではないことに起因しているものと推測される。

５．２　実験装置および実験方法

本節では、前節で述べた集じん理論の妥当性を検証するために行った実験に関して、その実験装置と実験方法の概要を述べる。ここでは、凝縮水を生成させる手段として含じん空気に水蒸気を吹込む方法を用い、試験用粒子として低濃度のポリスチレン標準粒子を用いた実験と、比較的高濃度の DOP粒子を用いた実験とを行った。

５．２．１　ポリスチレン標準粒子を用いた実験

ポリスチレン標準粒子を用いた実験の装置概要を図 5.5 に示す。① ～ ③ で冷却、除じんをした空気の一部を用いて、前章と同様にポリスチレン標準粒子の懸濁液を ⑧ の粒子発生装置内で噴霧し、 ⑤ で加熱・加湿を行った空気と混合したのち ⑨ のヒータで再熱して、温度20° C 、湿度 80 %の含じん空気をつくる。この温・湿度は接点付き温度計⑦，⑦′ の温度を自動的に制御することによって一定値に保たれている。

こうして温・湿度を調整した含じん空気に、ノズル ⑫ を通じて 100° C の飽和水蒸気を吹込み、その下流で荷電装置 ⑭ により粒子に荷電する。蒸気吹込み量は、温度計 ⑬ により測定される凝縮過程終了後の温度を制御することによって一定値に調整する。荷電装置のノズルからの距離は、それを変化させて集じん率を測定する予備実験により凝縮を完了させるのに十分な距離であることを確認したのち、40 cm に固定した。荷電装置には表 2.2 で示したように同心円筒電極を用いているが、ここでは水分を多量に含んだ含じん空気に対して使用するために図 5.6 のような絶縁を考慮した構造とし、放電線支持部分から装置の内壁を伝って流れる電流が、放電極に対向する接地電極にまで流れ込むのを防止するための、保護用の接地電極を設けた。

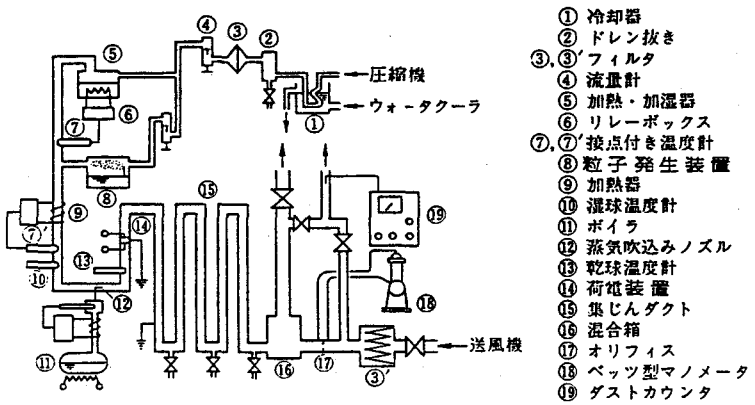


図５.５　実験装置（PSL粒子）

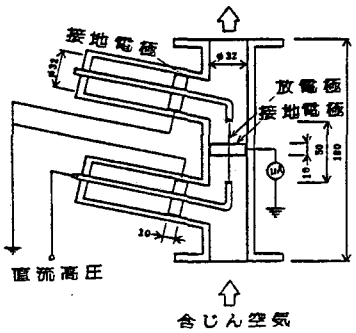


図５.６　荷電装置

凝縮、荷電の操作を終えた含じん空気を、つぎに内径 32mm の外側を断熱したアルミ製の集じんダクトに導き、静電拡散効果により集じんを行う。集じんされた粒子は凝縮水とともにドレンとしてダクト下部から排出し、集じんダクトを通過した空気は、フィルタ ③′ により除じんした 50 ～ 100倍量の清浄空気と混合して水分を蒸発させ、不飽和の含じん空気とする。凝縮水を取り除かれた空気中の粒子はここでも電荷を帯びたままであるが、希釈により極めて低濃度となっているので ⑯ より下流での静電拡散は無視できると考えられる。粒子数濃度は ⑯ の下流で直接、あるいはさらに希釈したのちに、前章でも用いた光散乱式ダストカウンタで測定する。粒子の透過率は、蒸気吹込み量とコロナ電流を所定の値に設定した場合のカウンタの計数値と、それらをともに０とした場合の計数値との比として求める。

５．２．２　ＤＯＰ粒子を用いた実験

DOP 粒子を用いた実験の場合にも、粒子発生と測定の部分以外は図 5.5 と同一の装置を使用した。粒子発生装置 ⑧ は、噴霧により DOP粒子を発生させて粒子径の大きなものだけを小形サイクロンで回収する形式のものに置き換え、⑯ から下流の部分は取り除いた。そして、図 5.7 に示す冷却コイルを用いて集じんダクトの入口と出口で含じん空気を採取して、DOP 粒子を凝縮水とともに回収し、その DOP含有量を測定することによって透過率を決定した。DOP 含有量の測定には、一連の操作により油分を乳化して、その濁度から油分濃度を求める、本研究で新たに考案した方法（Appendix 5.1）を用いた。また DOP 粒子の粒度分布は、第３章で用いたものと同一のカスケード・インパクタにより測定した。

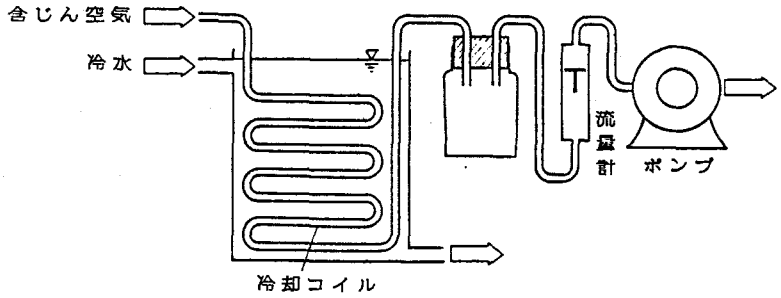


図5.7　DOP 粒子のサンプル装置

測定結果を図 5.8 に示す。図には、ダストカウンタにより測定した個数基準の粒度分布と、分布を一点鎖線の対数正規分布に仮定してそれを質量基準に引き直した計算線（破線）も同時に示しているが、両者は比較的よく一致している。のちの理論計算には、DOP 粒子の粒度分布として実線で示したカスケード・インパクタによる測定の結果を用いている。

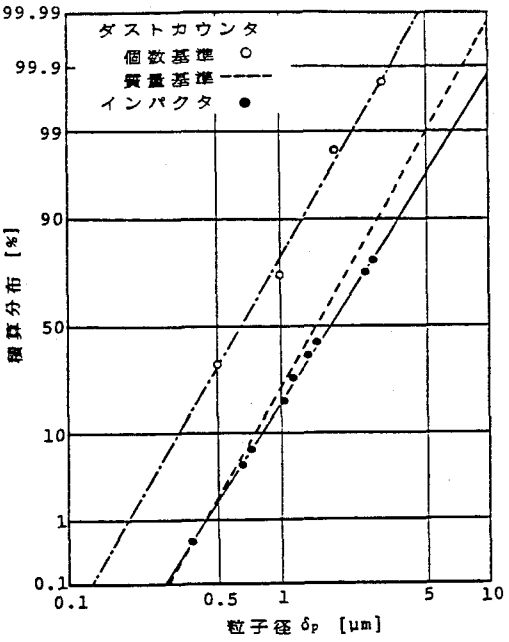


図５．８　DOP 粒子の粒度分布

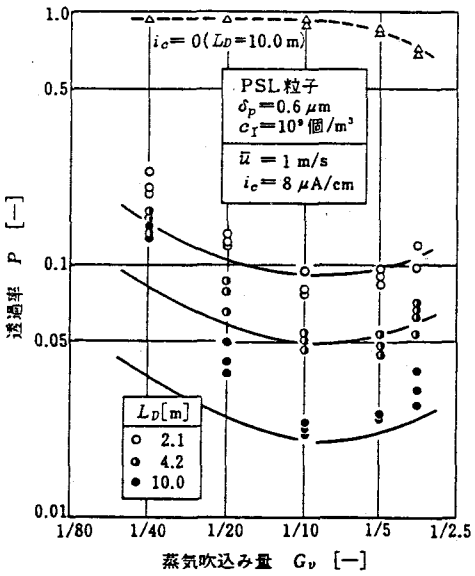


図５．９　蒸気吹込み量の影響

５．３　実験結果および計算値との比較

本節では、理論計算の結果を実験結果と比較して、その妥当性を検討する。

単分散粒子であるポリスチレン標準粒子を用いた実験では、入口濃度が低く粒子自身の体積は凝縮水の体積に比べて 1/100以下となるので、(5.9) 式のかわりに粒子体積を無視した

$$F_{sc}^{v} = \frac{(r_v / r_v^v)^2}{(1 + 4/\zeta^v)^2} \frac{18\varepsilon_0 E_{ch}^2 L_D G_w}{\mu^v r_v \bar{u} \rho_v} \tag{5.16}$$

を用いて、(5.8) 式から透過率の計算値を求め、DOP 粒子を用いた実験に対しては、第１節で述べた多分散粒子に対する計算法を適用して透過率の計算値を求めた。以下の図で、計算値はすべて実線で表している。

図 5.9 は、ポリスチレン粒子に対して蒸気吹込み量 G_v を変化させたときの実験結果を表しており、G_v が 1/10 程度のところに透過率の極小値が存在することが分かる。これは、(5.16)式において $(r_v / r_v^v)^2$ が G_v の増加とともに減少するのに対し、G_w が G_v の増加につれて増加するため両者の積に極大値が存在するためである。また、図には比較のために蒸気吹込みだけで荷電を行わない場合の結果も示したが、この場合にはほとんど集じんされていないことが分かる。

図 5.10 、図 5.11 は DOP粒子とポリスチレン粒子とに対して入口濃度を変化させた実

験の結果で、図 5.10 には比較のために、蒸気吹込みを行わずに荷電のみを行う通常の空間電荷集じん法に対する結果も示している。図 5.10 から、蒸気吹込みによって低濃度時の集じん率が著しく改善されることが分かる。そして、図 5.11 の実験範囲程度の濃度では、(5.16)式から予測されるように入口濃度は透過率に影響しないことが分かる。また、図 5.12 は粒子径の異なるポリスチレン粒子に対する実験の結果であるが、(5.16)式から予測されるように、粒子径が透過率に影響しない結果となっている。

入口風速、集じんダクト長さ、荷電量等の透過率への影響は通常の静電拡散沈着の場合と同様であり、とくに新しい特徴はみいだせないので、実験結果をまとめて計算値との比較で図 5.13 、図 5.14 に示す。ポリスチレン粒子、DOP 粒子のどちらに対しても計算結果は実験結果とよく一致しており、本章１節で示した集じん理論がほぼ妥当であることが明らかとなった。

また、(5.9) 式で与えられる無次元数 F_{sc}^{v} に対してポリスチレン粒子に対する実験結果をプロットすると、図 5.15 に白丸で示したように (5.8)式とよく一致した結果が得られるが、入口濃度と蒸気吹込み量が一定の場合の DOP粒子に対する実験結果を、代表径を平均体積径として (5.9)式で計算した F_{sc}^{v} に対してプロットすると、同図に黒丸で示したように (5.8)式が透過率の低いほうにほぼ平行移動した結果が得られる。このことは、粉じん粒子に粒度分布が存在すれば透過率が (5.8)式で予測される値に比べて低くなり、入口濃度と蒸気吹込み量が一定の場合には、その低下割合がほぼ一定値となることを示している。低下割合は、一般に粉じん粒子の粒度分布の広がりが大きくなるほど増大することが証明されている。[187)]

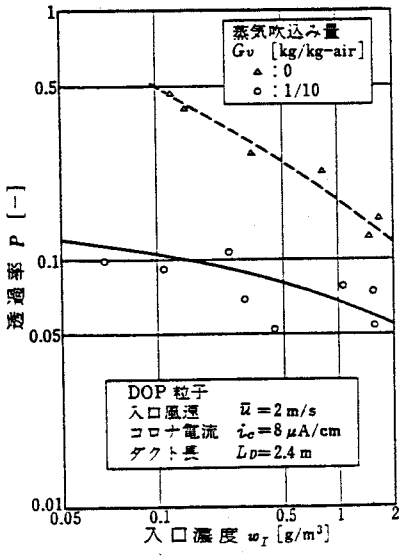


図５.１０　入口濃度の影響(DOP)

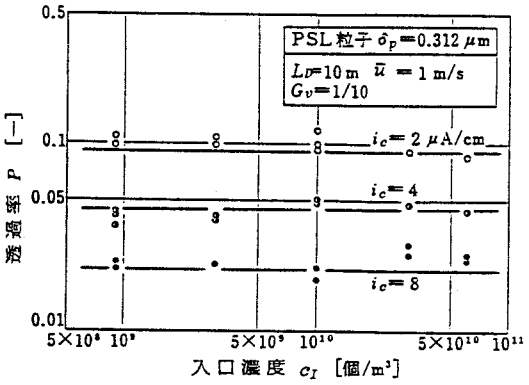


図５.１１　入口濃度の影響(PSL)

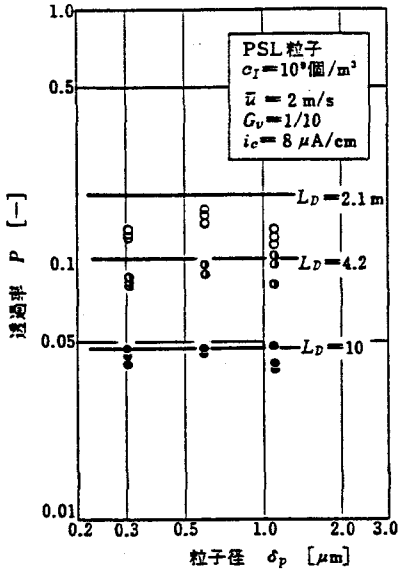


図５.１２　粒子径の影響

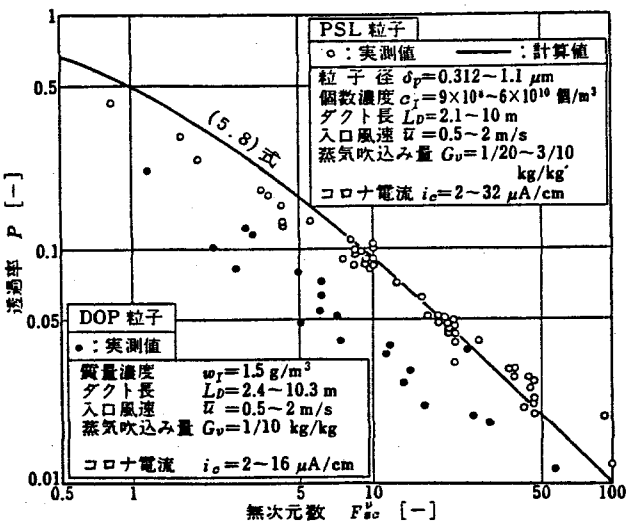


図５.１５　無次元数 F^v_{sc} で整理した透過率

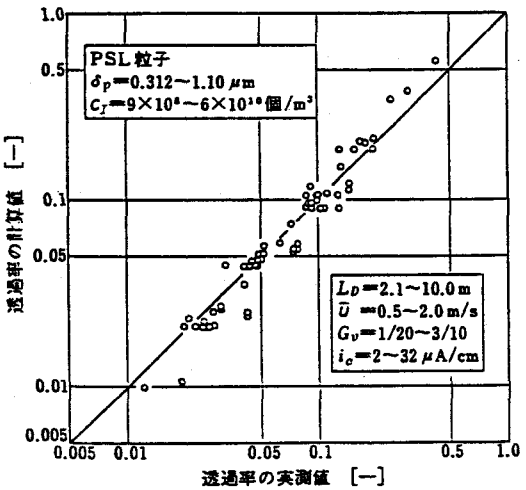


図５.１３　透過率の実測値と計算値の比較(PSL)

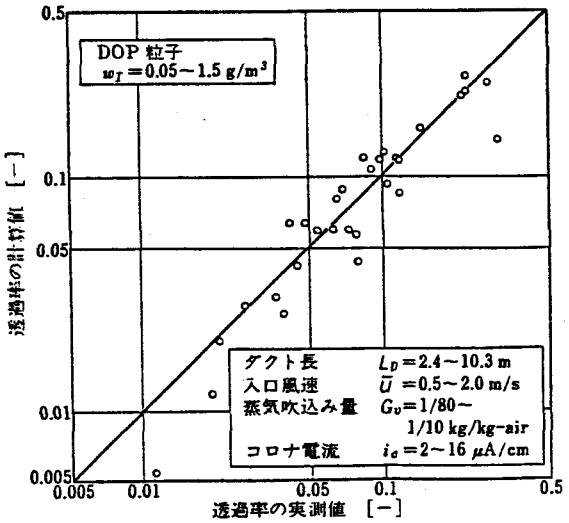


図５.１４　透過率の実測値と計算値の比較(DOP)

5．4　凝縮操作の効果の比較

前節までの検討により、凝縮効果を併用することによって空間電荷集じん法の集じん率を大きく改善できることが明らかとなったので、本節では、比較的容易に凝縮水が得られる場合の例として、水蒸気が利用できる場合と含じん空気が高エンタルピである場合について、空間電荷集じん法の前処理として含じん空気に凝縮操作を加えることの効果の程度を検討する。すでに述べてきたように凝縮効果の程度は（5.9)式あるいは（5.16）式で与えられる F_{sc}^{v} でおよそ評価することができる。ここでは簡単に、(5.16)式中で凝縮操作によって大きく変化する量である $(r_v/r_v^v)^2 G_w$ によって、その効果を表現する。

ここで検討の対象とした操作方法を図 5.16 に示す。(a) は含じん空気に水蒸気を噴霧する場合で、空気は水と接触させる等の前処理により 95 %まで加湿されているものと仮定している。(b) は含じん空気が高エンタルピの場合の手段の一つとして、加湿した外気を処理空気中に吹込むことを想定したもので、含じん空気と吹込み外気はともに前処理によって 95 %まで加湿されているものとし、加湿後の含じん空気は 50°C 程度以上の温度をもっているものと仮定している。(c) は同じく含じん空気が高エンタルピの場合の手段として、空気の一部を分岐して冷却したのち、再び混合することを想定したもので、含じん空気の性状は (b)の場合と同様であるとし、冷却・除湿処理を施された空気は 20°C の飽和空気になっていると仮定している。

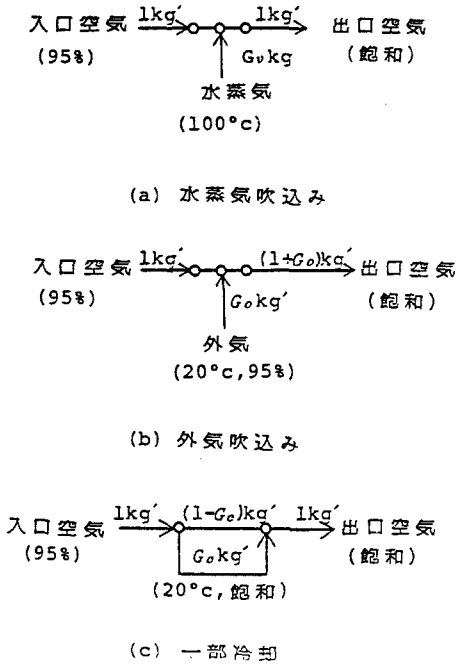


図5.16　凝縮操作の例

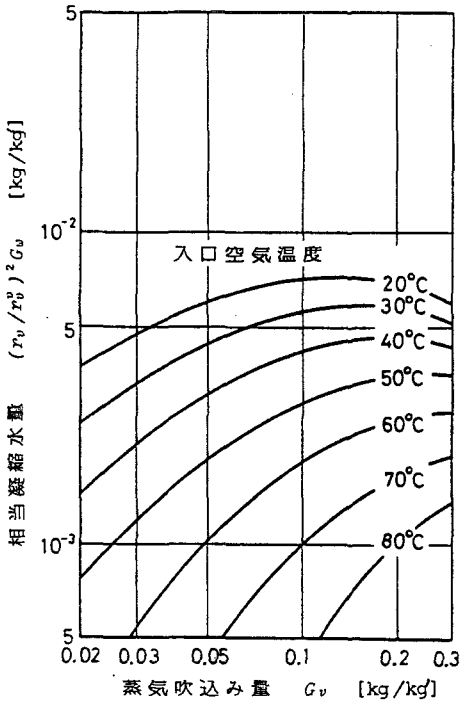


図5.17　水蒸気吹込みによる凝縮効果

これらの３通りの操作法に対して、入口空気温度をパラメータとして$(r_v/r_v^v)^2G_w$を計算した結果を図 5.17 ～図 5.19 に示す。図 5.17 から、水蒸気吹込みを利用する場合には含じん空気が低温度であるほど凝縮効果が顕著であり、蒸気吹込み量に最適値が存在することが分かる。図 5.18 、図 5.19 の外気吹込みあるいは処理空気の一部冷却を利用する場合にも、含じん空気が高温度の場合には低温空気に水蒸気を吹込んだ場合と同程度以上の効果が表れており、いずれの場合にも、外気吹込み量あるいは冷却空気量の割合に、凝縮効果を最大にする最適値が存在している。含じん空気の性状が、これらの三つの方法のいずれかを利用するのに適している場合には、それによって空間電荷集じん法の集じん率を大きく改善し得ることが予測される。

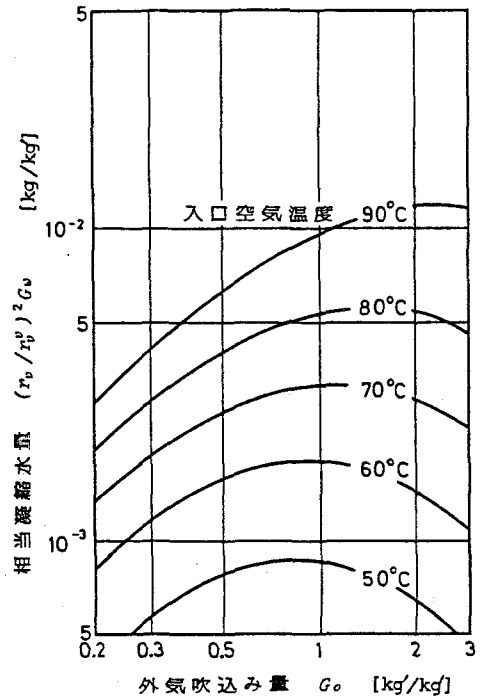


図5.18　外気吹込みによる凝縮効果

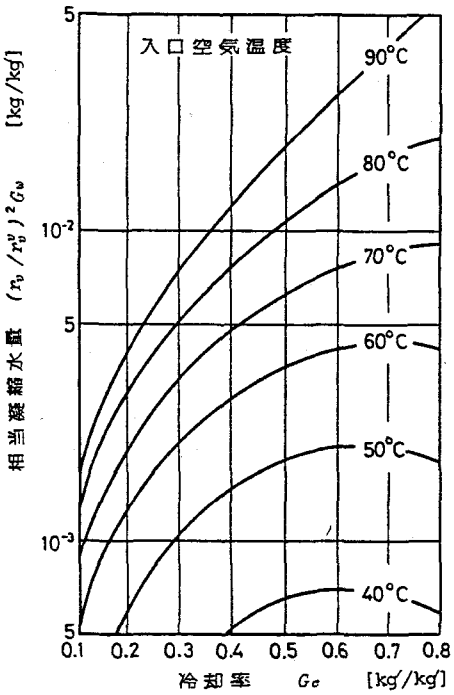


図5.19　一部冷却による凝縮効果

５．５　本章のまとめ

本章では、空間電荷集じん法の欠点である低濃度領域での集じん率の低下を補う手段としての、水蒸気利用の可能性を検討した。

本章の冒頭では、水蒸気の凝縮を利用することは微細粉じんに対するスクラバの効率改善策として、静電気利用と並ぶ代表的な手段であることを述べて、凝縮効果が集じん率を向上させる機構に対する従来からの考え方を示し、関連する既往の研究の概要を述べた。そして、その効果を空間電荷集じん法に併用することは、集じん法自身の特徴から考えて有望な手段であることを示した。

第１節では、まず粉じん粒子が単分散の場合の凝縮効果併用時の集じん率の式を導き、集じん率の改善割合が、凝縮操作による含じん空気の体積変化まで考慮した、みかけの体積濃度の増加率のみによって与えられることを示した。そして、つぎに粉じん粒子に粒度分布がある場合について、水蒸気凝縮による粒径成長の計算法と計算例とを示して、粒子１個あたりの凝縮水量が多いほど成長後の粒子が単分散に近づくことなどの、凝縮操作による粒径成長の特徴を示した。

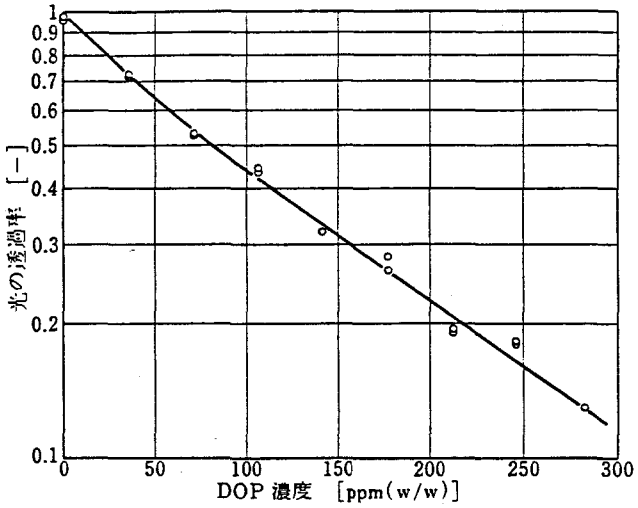
第２節では、第１節で示した集じん率の理論式の妥当性を検証するために本研究で行った実験の方法の概要について述べ、ポリスチレン標準粒子と DOP粒子を用いた実験に対して、それぞれの場合の集じん率の測定方法などを示した。

第３節では、実験結果を用いた理論式の妥当性の検証結果について述べ、単分散であるポリスチレン粒子、多分散である DOP粒子のいずれに対しても実験結果は理論計算の結果とよく一致することを示し、多分散粒子の集じん率は一般に同一条件下での単分散粒子の集じん率に比べて高くなる傾向があることを示した。

最後に第４節では、比較的容易に凝縮水が得られる場合の例として、水蒸気が利用できる場合と含じん空気が高エンタルピである場合について、凝縮操作を加えることの効果を検討し、低温の空気に蒸気を吹込む方法、加湿した高温空気に低温の外気を吹込む方法、あるいはその一部を冷却して再混合する方法のいずれかの方法が利用できる場合には、条件を適切に選ぶことによって、空間電荷集じんの集じん率を十分向上させ得ることを示した。

Appendix 5.1　ＤＯＰ含有量の測定法

ここでは、水と DOPの混合物中の DOP量を測定する、本研究で考案した方法を示す。本文中で述べたように試料採取は図 5.7　の冷却コイルを用いて行うが、採取終了時に、コイル中にも DOP粒子が残留するので、採取孔からエチルアルコールを注入してコイル内を洗浄し、洗浄液もともに回収する。したがって、試料はエチルアルコール中に水と DOPが溶解した状態で得られる。まず、この試料の一部を分取してエチルアルコールを加えて全量を 50ml とし、さらに乳化剤を添加した水 50ml を加えて全量を 100mlとして、全体をよく混合させる。それに、全量が 50ml 以下になるまで蒸溜操作を加えてアルコール分を取り除いてエマルジョンを生成させる。得られた溶液を全量が 50ml になるまで水で希釈したのち、濁度計（東京電光）を用いて波長 510 nm の光の透過率を測定する。この方法で得られた検量線は図 A.5.1　のようになり、50ppm 程度の低濃度までの DOP含有量の測定が可能である。



図Ａ.５.１　DOP 濃度－光透過率の検量線

第６章　大空間での荷電粒子と非荷電粒子の凝集速度の測定

以上の第３章から第５章までは、静電スクラバとしての空間電荷集じんに関する研究の結果を述べたが、本章から第８章までは、大空間の集じん法としての空間電荷集じんに関する研究の結果を述べる。

大空間での集じんに関しては、荷電粒子の静電拡散とともに、荷電粒子と非荷電粒子の間に生ずる影像力による凝集の効果が顕著であり、両者の間の凝集定数が近似的に(2.95)式で与えられることを２章４節で示した。荷電粒子と非荷電粒子の凝集に関する既往の研究[115,188]は、いずれも空間電荷電界が無視できる小空間あるいは低濃度の条件下のものであって凝集効果は小さいとする結論が得られている。したがって、空間電荷の存在を考慮して導かれた(2.95)式は本研究で新たに得られた式であり、実験的検証が必要である。本章では、大空間に荷電粒子を連続的に供給したときに定常状態でその濃度が一定となることを利用して、荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集定数を実験的に求める簡単な方法を考案し、それを用いて(2.95)式の妥当性を実験的に検討する。

６．１　凝集定数の実験的決定法

図 6.1 に示す十分に混合された空間において、つぎの三つの条件下で測定される空間内の空気濁度の経時変化から凝集定数を決定することを考える。

1)、条件　A）　濃度 $c_{n,I}$ の非荷電粒子で満たされた空間に、濃度 c_g の荷電粒子を含んだ気流を流量 Q_g で供給する。

2)、条件　B）　清浄な空間に、濃度 c_g の荷電粒子を含んだ空気を流量 Q_g で供給する。

3)、条件　C）　濃度 $c_{n,I}$ の非荷電粒子で満たされた空間に、清浄空気を流量 Q_g で供給する。

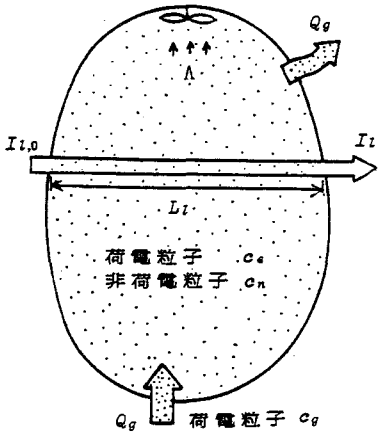


図６．１　凝集定数の決定法

Ａ，Ｂ，Ｃの各条件下で得られた濁度の変化をそれぞれ、τ_A，τ_B，τ_C としたとき、その組み合わせによって凝集定数を実験的に決定できることを、これらを理論式で表現することによって以下のように示すことができる。

まず、条件Ａの場合について考える。このとき、非荷電粒子の濃度変化は、

$$\frac{dc_n}{dt} = -K_{ne}\, c_n c_e - (\Lambda + \frac{Q_g}{V}) c_n \tag{6.1}$$

で与えられる。(6.1) 式の右辺第１項は荷電粒子への凝集により失われる非荷電粒子の減少を、第２項はかくはん用のファンの羽根への沈着と、荷電粒子供給に伴う換気効果による減少とを表している。

荷電粒子の濃度変化は、

$$\frac{dc_e}{dt} = \frac{Q_g c_g}{V} - \frac{B\, c_e^2 q^2}{\varepsilon_0} - (\Lambda + \frac{Q_g}{V}) c_e \tag{6.2}$$

で与えられる。(6.2) 式の右辺第１項は外部から供給される荷電粒子を、第２項は(2.42)式で与えた静電拡散による沈着を、第３項はファンの羽根への沈着と換気効果とによる濃度の減少を表している。

つぎに、非荷電粒子との凝集による荷電粒子の粒径変化を考える。簡単のために、非荷電粒子と凝集した荷電粒子が液滴の場合のように凝集後も球形を保つものと仮定すれば、空間内の荷電粒子の体積濃度の変化の式は、荷電粒子の平均体積径を $\delta_{p,e}$ として、次式で与えられる。

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\pi}{6}\delta_{p,e}^3 c_e\right) = \frac{Q_g c_g}{V}\left(\frac{\pi}{6}\delta_{p,n}^3\right) - \left\{\frac{B c_e^2 q^2}{\varepsilon_0} + \left(\Lambda + \frac{Q_g}{V}\right) c_e\right\}\left(\frac{\pi}{6}\delta_{p,e}^3\right)$$
$$+ K_{ne}\, c_n c_e \left(\frac{\pi}{6}\delta_{p,n}^3\right) \tag{6.3}$$

(6.3) 式の右辺の第１項は外部から新たに供給した粒子径 $\delta_{p,n}$ の荷電粒子による体積の増加を、第２項は沈着により失われる荷電粒子の体積減少を、第３項は非荷電粒子が凝集することによる荷電粒子の体積増加を表している。(6.3) 式の左辺を、

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\pi}{6}\delta_{p,e}^3 c_e\right) = \frac{\pi}{6}\left(\delta_{p,e}^3 \frac{dc_e}{dt} + 3c_e\, \delta_{p,e}^2 \frac{d\delta_{p,e}}{dt}\right) \tag{6.4}$$

と変形して、(6.2) 式を代入することにより次式が得られる。

$$\frac{d\delta_{p,e}}{dt} = \frac{K_{ne} c_n c_e + Q_g c_g / V}{3 c_e\, \delta_{p,e}^2}\, \delta_{p,n}^3 - \frac{Q_g c_g / V}{3 c_e}\, \delta_{p,e} \tag{6.5}$$

(6.1)、(6.2)、(6.5) 式が条件Ａの実験における基礎方程式となる。空間内の空気濁度は一般に

$$\tau = K_{ext}\, (\pi/4)\, \delta_p^2\, c \tag{6.6}$$

で与えられるから、減衰効率 K_{ext} が粒子径によらず一定であると仮定すれば、τ_A は

$$(\tau_A / \tau_I) = (c_n / c_{n,I}) + (\delta_{p,e} / \delta_{p,n})^2 (c_e / c_{n,I}) \tag{6.7}$$

で与えられる。ここで、τ_I は初期状態 $c_n = c_{n,I}$, $c_e = 0$ における空間内の空気濁度である。

いま、第２章において(2.95)式を導いた過程が正しいものと仮定すれば、$\delta_{p,n} \neq \delta_{p,e}$ のときの凝集定数は(2.95)式のかわりに、

$$K_{ne} = \frac{{}^cC_e\, q\bar{E}\delta_{p,e}}{12\mu} \left(\frac{45}{4}\pi \frac{q}{q_{sat}} \frac{{}^cC_n\, \delta_{p,n}^2}{{}^cC_e\, \delta_{p,e}^2}\right)^{0.4} \tag{6.8}$$

となり（Appendix 6.1）、q_{sat} は(2.92)式より

$$q_{sat} = 3\pi\varepsilon_0\delta_{p,e}^2\bar{E} \tag{6.9}$$

で、$\bar{E}$ は二次元空間に対して（2.64)、(2.65)式より

$$\bar{E} = \frac{2}{3}\frac{c_e q V}{\varepsilon_0 A} \tag{6.10}$$

で与えられる。図 6.2 の曲線Ａは、(6.1)、(6.2)、(6.5) 式を Runge-Kutta法により数値的に解いて τ_A を求めた例であり、図中の $\tau_{A,e}$ はそのうちの荷電粒子のみによる濁度を示している。$\tau_{A,e}$ は荷電粒子供給開始から数分後に最大値を示したのち、一定の値に漸近してゆくことが分かる。なお、計算に使用した図中に示すパラメータは、後述の実験のrun 1 の条件にほぼ相当している。

つぎに、条件Ｂの場合について考える。この場合には荷電粒子の粒径変化はなく、τ_B は (6.2)式の解を用いて、

$$(\tau_B/\tau_I) = (c_e/c_{n,I}) \tag{6.11}$$

で与えられる。図 6.2 に示したように、τ_B は供給開始後２分程度でほぼ一定となり、$\tau_{A,e}$ の τ_B に対する差は非荷電粒子の凝集に伴う荷電粒子の粒径増加と、それによる移動度の低下とによって生じたものである。

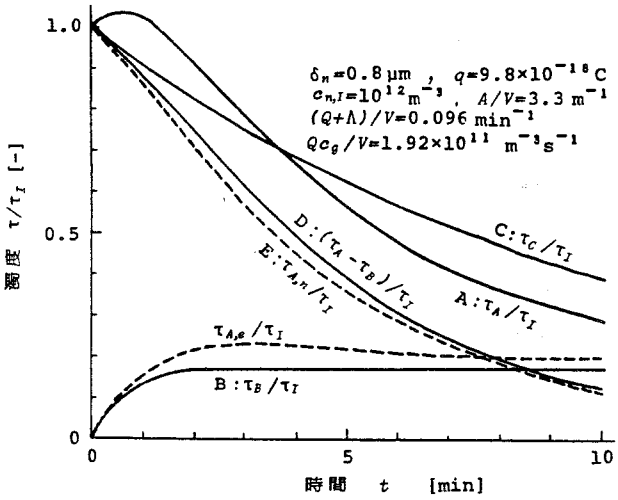


図６.２　濁度経時変化の計算例

つぎに条件Ｃは (6.1)式で右辺第１項を０とした場合に相当し、その解は簡単に

$$(\tau_c/\tau_I) = \exp\{-(\Lambda + \frac{Qg}{V})t\} \tag{6.12}$$

で与えられる。

図 6.2 に示した以上の曲線のうち、実線で示したものは濁度測定により知ることができるものであり、破線で示したものは測定によっては得られないものである。そこで、条件Ａにおける荷電粒子による濁度変化 $\tau_{A,e}$ を、凝集による粒径の変化を無視して、条件

Ｂにおける τ_B で近似することを考える。このとき、条件Ａにおける非荷電粒子のみによる濁度の変化 $\tau_{A,n}$ は $\tau_A-\tau_B$ で近似され、図中の曲線Ｄで与えられる。これらの仮定が厳密に成り立つときには $\tau_{A,n}$ は曲線Ｅのように計算され、ＤとＥの差が粒径変化を無視したことによる誤差となる。

曲線Ｄは (6. 1)式の解であるが、荷電粒子の粒径が一定であるとし、その経時変化は τ_B で近似されると仮定しているから、τ_B が一定となる時刻以後は、(6. 1) 式をつぎのように変形したときの c_n の係数 $-\{K_{ne}\,c_e+(\Lambda+Q_g/V)\}$ は一定値であると仮定される。

$$\frac{dc_n}{dt} = -\{K_{ne}\,c_e + (\Lambda + \frac{Q_g}{V})\}c_n \qquad (6.13)$$

したがって、τ_B が一定となる時刻を改めて時間の原点にとり、曲線Ｄを片対数グラフ上にプロットすればそのこう配が $K_{ne}\,c_e+(\Lambda+Q_g/V)$ を与え、曲線Ｃから得られるこう配 $\Lambda+Q_g/V$ との差が $K_{ne}\,c_e$ に相当し、c_e は曲線Ｂから求められるから凝集定数 K_{ne} が実験的に決定できることになる。図 6. 3 は時間原点を２分間移動させてこの操作を行った結果で、近似の誤差はこの操作により相殺される傾向にあり、曲線Ｄから得られる近似的な凝集定数と、仮定が真に正しい場合の曲線Ｅから得られる凝集定数との差はごくわずかとなって、上記の手続きにより得られる凝集定数を(2. 95)式の検証に用いることが十分可能であることが示された。

６．２　実験装置

実験装置概略を図 6. 4 に示す。実験に使用した粒子は第３章で用いたものと同一の

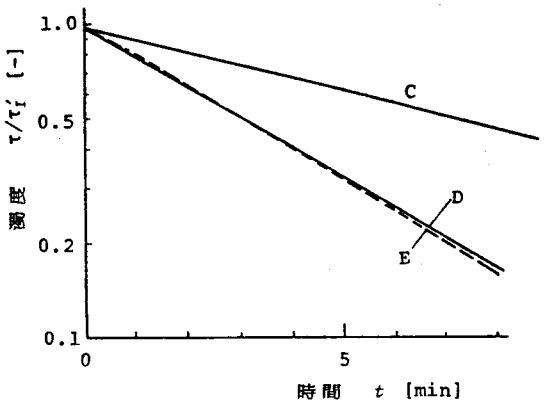


図６．３　曲線 C, D, E の片対数紙表示

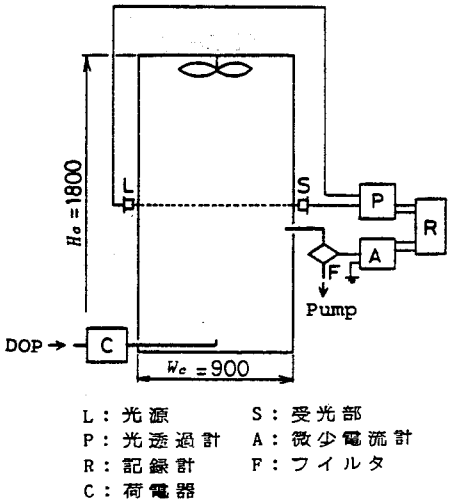


図６．４　実験装置概略（単位 mm）

DOP 粒子であり、荷電装置も第３章で用いたものと同一の三電極荷電器である。チャンバ、光透過計および粒子電荷密度測定装置は以下の第７章、第８章でも主要な装置として用いるので、ここでその構造と特性とを述べておく。

(1)、光透過計

光透過計は図 6.5 に示すように、発光ダイオードを光源とし、フォト・トランジスタを受光部として、外乱光の影響を除くために 5 kHz のパルスに変調した波長 940 nm の光の透過量を測定する方式のものを、製作して使用した。光透過量と光路中における空気濁度との関係は、次式のランバートの法則で与えられる。[189)]

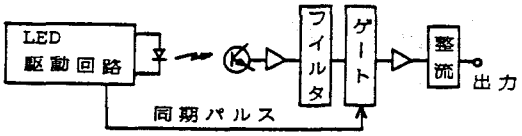


図 6.5　光透過計の原理図

$$I_l / I_{l,0} = \exp(-\tau L_l) \qquad (6.14)$$

光透過計の出力電圧の直線性を確認するために光路中に置いた光学フィルタの枚数と出力との関係を測定した結果と、その応答特性を調べるために入射光をステップ状に変化させたときの出力変化を測定した結果とを図 6.6 に示す。出力電圧は受光量とよい比例関係にあり、応答遅れの時定数は約１秒であることが分かる。

つぎに、チャンバ内に供給した DOP粒子の質量濃度を粒子をフィルタ上に採取して計量することにより測定し、空気濁度との関係を求めた結果を図 6.7 に示す。濁度と質量濃度は比例しており

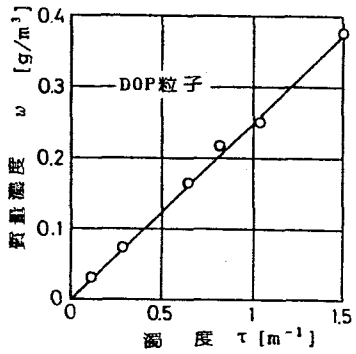


図 6.7　濁度と濃度の関係

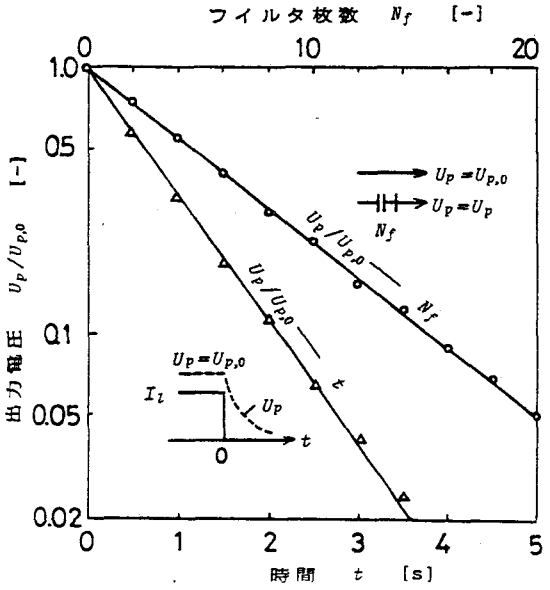


図 6.6　光透過計の出力時性

$$c = w/(\frac{\pi}{6}\,{}^{v}\delta_p^3\rho_p) \tag{6.15}$$

により求めた c を用いて、$\delta_p = {}^{v}\delta_p$ として (6.6)式から求めたみかけの減衰効率 K_{ext} は約 2.2となり、不自然な値ではない。本章では以下の計算の際に、必要に応じて濁度測定結果を図 6.7 の関係により質量濃度に換算する。

(2)、粒子電荷密度測定装置

粒子電荷密度測定法として、図 6.8 に示すように荷電粒子をろ紙上に採取して、ろ紙を包む金網からアースに向って流れる電流を測定する方式を用いた。粒子電荷密度がステップ状に変化したときの出力変化を測定した例を図 6.9 に示す。採取流量 2 l/min 以上では遅れ時間は１秒以下である。

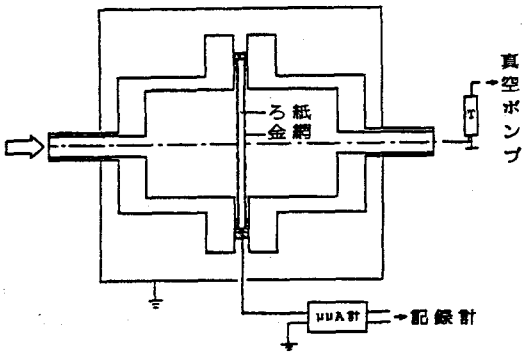


図 6.8　粒子電荷密度測定装置

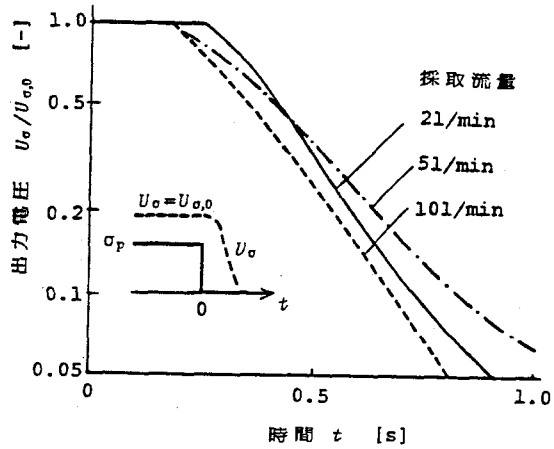


図 6.9　粒子電荷密度測定装置のステップ応答

(3)、チャンバ

チャンバは図 6.10 に示すように、両端面を透明アクリル樹脂性として実験中内部の観察ができるようにした幅 0.9 m、高さ 1.8 m、長さ 2.7 m の直方体で、本章および第８章での実験に使用する。端面を除く壁面は合板製として、第８章での壁面別の電流測定の目的のために、図中に示すように内面に墨を塗付して導電率を高め、さらに隅の部分に金属板を取り付けて壁面への電流を取り出す構造にしている。両端面に樹脂を用いたことにより粒子沈着に対して重大な静電気的影響[190]が生じていないことは、第８章で実験的に検証している。

空気濁度はチャンバ中央部での光路長 0.9 m の間の光の透過率から求め、粒子電荷密度は、粒子採取位置をチャンバ中心部とした場合との間でその測定値に有意な差がないことを確認したのち、図 6.4 に示したようにチャンバ側壁から粒子を採取してこれを測定した。また、荷電粒子あるいは清浄空気は、チャンバ底面の中心線上から供給した。

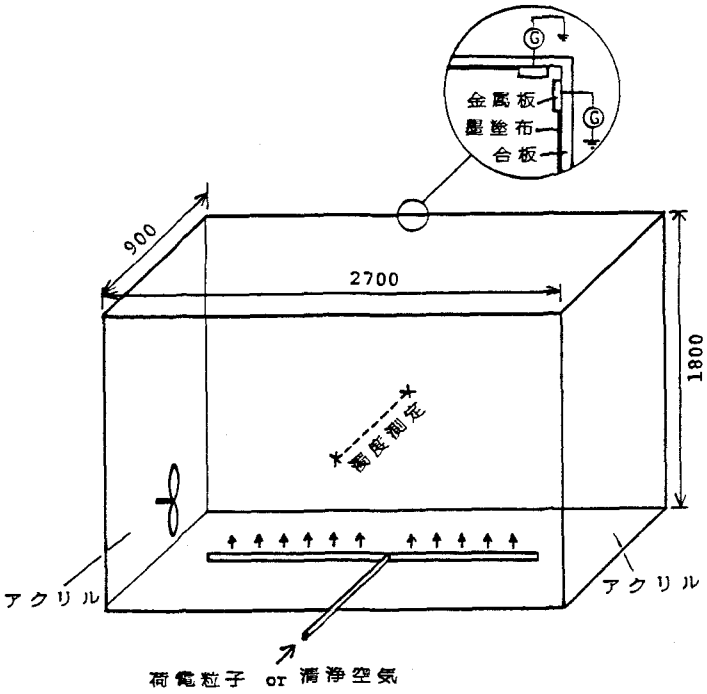


図6.10　実験用チャンバ（単位 mm）

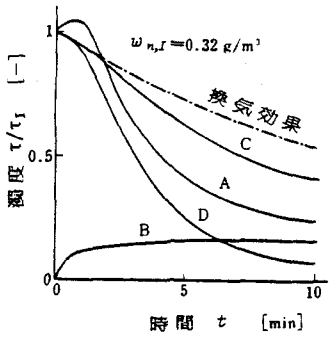


図6.11　実験結果（run ①）

6．3　実験結果および計算値との比較

非荷電粒子の初期濃度を、$w_{n,I}=0.32\,g/m^3$　（(6.15)式により計算した初期個数濃度 $c_{n,I}=1.09\times10^{12}$ 個/m^3 ）として、前述の手順に従って行った実験結果の例を図6.11に示す。図 6.11 の各曲線は、定性的には図 6.2　の計算結果とよく一致している。

つぎに、荷電条件 E_t, i_t および荷電粒子供給速度 Q_g を、表 6.1　のようにそれぞれ3通りに変化させたときの実験結果から曲線C，Dを求め、片対数グラフ上で表現した結果を図 6.12 に示す。曲線C，Dは、本章第1節で予測されたとおりほぼ直線で表される。なお、run 7 に対応する実験結果は荷電粒子濃度が低く、実験誤差が大きくなりすぎると思われたので、実験結果からは除外している。

表6.1　粒子荷電条件

電界 E_t [KV/cm]	電流密度 i_t [mA/m²]	流量 Q_g[1/min] 280	140	70
		実験番号		
3.3	0.83	①	④	⑦
1.7	0.42	②	⑤	⑧
1.7	0.17	③	⑥	⑨

曲線Bから読み取った τ_B を図 6.7　の関係により w_e に換算して (6.15) 式により計算した c_e と、図 6.12 から求めた $K_{ne}\,c_e$ とから、凝集定数の実験値 $K_{ne,ex}$ が求まる。また、条件Bの実験で τ_B と同時に測定した粒子電荷密度 σ_p から

$$q = \sigma_p / c_e \tag{6.16}$$

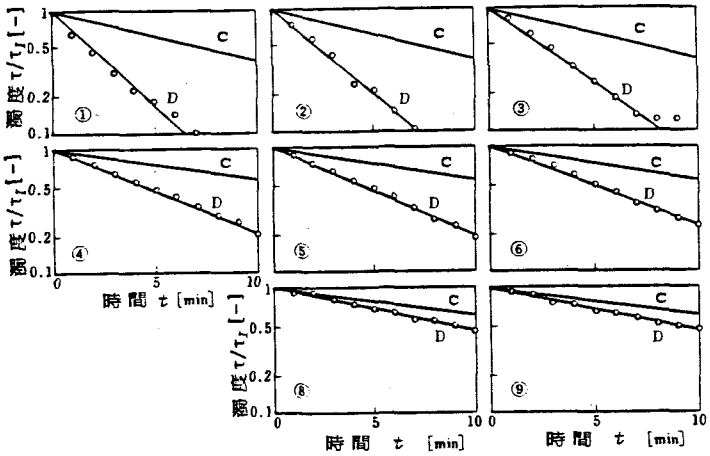


図6.12　曲線 C,D の片対数表示（実験結果）

表6.2　実験結果および計算結果

run	w_e	$c_e \cdot K_{ne}$	$K_{ne,ex}$	c_p	q/e	$\bar{E}$	$K_{ne,th}$
	g/cm³	min⁻¹	m³/s	μC/m³		kV/cm	m³/s
①	0.054	0.259	234×10^{-16}	1.80	61.1	0.407	134×10^{-16}
②	0.091	0.225	122	1.80	36.4	0.407	65.0
③	0.157	0.182	56.7	2.00	23.4	0.452	37.1
④	0.0217	0.0987	223	1.08	91.2	0.488	173
⑤	0.0373	0.103	135	1.16	57.0	0.262	93.7
⑥	0.0590	0.0819	67.8	1.38	42.7	0.312	69.9
⑦	0.0050 (誤差大)						
⑧	0.0118	0.0280	116	0.51	79.4	0.116	91.0
⑨	0.0200	0.0269	65.7	0.63	57.8	0.143	65.9

により粒子電荷 q を求め、(6.9)、(6.10)式により q_{sat}, $\bar{E}$ を計算し、$\delta_p = {}^v\delta_p$ とすれば、(2.95)式から凝集定数の理論値 $K_{ne,th}$ が求まる。計算の経過を表 6.2 に、$K_{ne,ex}$ と $K_{ne,th}$ の比較結果を図 6.13 に示す。第2章で予測されたように凝集定数が分子拡散による凝集（$K_B \simeq 3\times10^{-16}\,m^3/s$）の 100倍のオーダに達すること、実験値が (2.95) 式から計算される理論値のおよそ1倍から2倍の範囲にあることが分かる。粒度分布を無視したことなど全体の精度から考えて、実験値

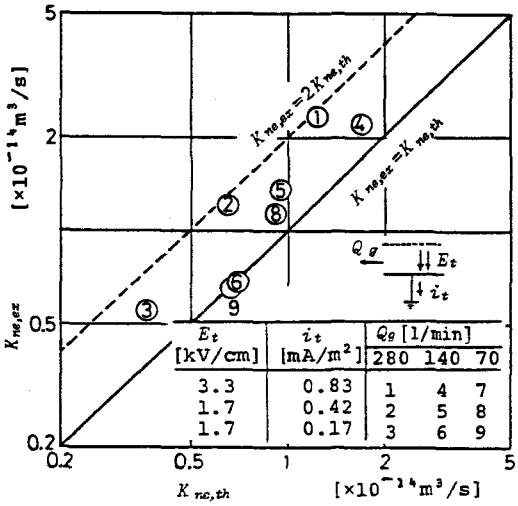


図6.13　凝集定数の実験値と理論値の比較

と理論値の差は有意とは考えられず、(2.95)式は、大空間に荷電粒子と非荷電粒子が混在するときの凝集定数を与える近似式として有効であると考えられる。なお、ここで用いた $K_{ne,ex}$ および $K_{ne,th}$ の算出方法に従って、両者の比を直接測定された結果で表現すれば、

$$\frac{K_{ne,ex}}{K_{ne,th}} \propto \frac{\tau_B^{0.4}}{{}^v\delta_p^{1.4}\sigma_p^2} \ln\left(\frac{\tau_A - \tau_B}{\tau_C}\right) \propto {}^v\delta_p^{-1.4} \tag{6.17}$$

となり、結果の代表粒子径に対する依存性が、質量濃度を個数濃度に換算する場合などと比べて小さいことが分かる。これが、粒度分布を無視したにもかかわらず実験値と理論値との間に比較的よい一致をみた理由の一つであると考えている。

6．4　本章のまとめ

本章では、大空間における荷電粒子と非荷電粒子の凝集に関して、第２章において本研究により新たに得られた凝集定数の理論近似式の妥当性を、大空間に連続して荷電粒子を供給することにより荷電粒子濃度一定の場が得られることを利用した簡単な方法により実験的に検討した。実験的に求めた凝集定数は、第２章で予測されたように、分子拡散による凝集の100 倍のオーダに達した。また、実験値は理論近似式から計算した値と２倍程度の誤差の範囲内で一致し、理論式の妥当性が実験的にも証明された。

Appendix 6.1　荷電粒子・非荷電粒子間の凝集速度式（粒子径が異なる場合）
――――――――――― (6.8)式の導出

荷電粒子と非荷電粒子の粒子径が異なる場合の両者の間の衝突を考えるとき、(2.90)式は、

$$\alpha_{im} = \frac{2q^2 B_n}{\pi u_\infty \varepsilon_0 \delta_{p,e}^2}\left(\frac{\delta_{p,n}}{\delta_{p,e}}\right)^3 \tag{A.6.1}$$

となり、

$$B_n = \frac{{}^cC_n}{3\pi\mu\delta_{p,n}} \tag{A.6.2}$$

を代入して整理すれば、衝突効率として

$$\eta_t = \left(\frac{45\pi}{4}\ \frac{q}{q_{sat}}\ \frac{{}^cC_n\,\delta_{p,n}^2}{{}^cC_e\,\delta_{p,e}^2}\right)^{0.4} \tag{A 6.3}$$

が得られる。したがって、凝集定数は (2.94)、(2.95)式のかわりに、

$$K_{ne} = \frac{\pi}{4}\ \delta_{p,e}^{2} u_{\infty} \left(\frac{45\pi}{4} \frac{q}{q_{sat}} \frac{{}^{c}C_{n}\delta_{p,n}^{2}}{{}^{c}C_{e}\delta_{p,e}^{2}} \right)^{0.4} \tag{A 6.4}$$

あるいは

$$K_{ne} = \frac{{}^{c}C_{e}\ \delta_{p,e}\ q\bar{E}}{12\mu} \left(\frac{45\pi}{4} \frac{q}{q_{sat}} \frac{{}^{c}C_{n}\delta_{p,n}^{2}}{{}^{c}C_{e}\delta_{p,e}^{2}} \right)^{0.4} \tag{6.8}$$

となる。

第７章　循環荷電方式の大空間での集じん速度

本章では、空間電荷を利用した大空間の集じん法の最初の例として、循環荷電方式の集じん特性に関する検討の結果を述べる。この方式は、荷電装置と組み合わせた送風機により、空間内の空気を循環させながら粒子に荷電して、空間内壁を集じん極として集じんを行うものである。

第１章で述べたように、現在大空間の集じん技術の適用が考えられている主要な対象は火災煙である。我が国の火災は一件あたりの被害が諸外国に比べて大きいのがその特徴であり、近年ますます高密度化、気密化している都市火災においては、火災に伴って発生した煙が、避難、消火、救助等の活動を妨げることが、その被害を大きくする要因であると考えられている。[191]　そのため、建築基準法は一定規模以上の新設ビルに対して排煙設備の設置を義務付けている[192]が、さらに、このような設備の備わっていない火災現場での煙による被害の拡大を防止することが急務となっている。

火災時に発生する煙粒子は通常 0.1～ 1.0μm 程度の粒径のものが多く、そのもっとも重大な影響が視界を妨げるという光学的な作用にあるために、煙の濃度は通常、(6.14)式により定義される空気濁度 τ（減光係数とよばれることも多い。）により評価され、[193] 煙を通して避難誘導標識などを確認できる限界の距離は、$1/\tau$ の数倍の大きさであることが知られている。[194]　煙濃度がある程度以上の値となると、視界の低減とともに心理的動揺も激しくなり、避難時に許容し得る濃度として、例えば神[195]は、建物内熟知者に対して $\tau=0.5\mathrm{m}^{-1}$ 、不案内者に対して $\tau=0.15\mathrm{m}^{-1}$ という値を得ている。

このように、火災時の活動に重大な支障を与える煙に対処する方法として、従来、消防活動の際には、排煙車に設備した送風機による送気あるいは吸気排煙が用いられてきたが、送風機による排煙の効果は火災現場の開口条件に大きく左右され、[61] 使用不可能な状況も出現するため、他の原理による方式として、静電気力や高圧噴霧水を利用する方法[196]も研究が進められており、その成果の一つとして循環荷電方式を用いた可搬式の装置（開発者らにより消煙装置と呼ばれている）が近年開発された。これに関連した一連の研究はつぎのようなものである。

島らは静電式消煙装置の開発研究の一環として、当初電気集じん装置と送風機を組み合わせた方式のものを考え、実験室[50]および実際の建築物[59]に満たした木材、合成樹脂等の燃焼煙に対する集じん実験によりその方式の効果を確認したのち、消防隊員のための耐煙訓練設備の残留煙に対する処理装置としての実用化を行い、[60] さらに、電気集じん装置内での粒子沈着が集じんの唯一の機構であるとして、その性能を理論的に解析した。[61]

そして、その後の改良研究により、電気集じん装置の集じん部を取り除いて荷電部のみとしても性能が低下しないことをみいだし、装置を循環荷電方式とすることにより重量を軽減して実際の火災現場への搬入を可能にした。そして、容積 135m^3 の実験室に満たした煙粒子に対する実験から、循環荷電方式の性能が同流量の送風機を排煙装置として用いる場合に比べて優れていることをみいだし、集じんの機構として静電拡散による粒子沈着以外に、粒子間の凝集の効果も存在していることを示唆した。[62)]

その後、高橋ら[63,66)] と井関[65)] は、煙粒子の装置内での沈着と静電拡散による室内壁への沈着が集じんの機構であるとした理論解析を行い、実験室に満たした煙粒子に対する集じん実験の結果をそれによって説明した。

以上のように、循環荷電方式の集じん法が火災煙の除去に有効であることは実験的にはすでに明らかであるが、粒子間の凝集まで考慮した性能の理論解析や、空間内に継続して煙発生がある場合の集じん性能についてはいまだ検討されておらず、本章では、これらを含めた検討を行うことにより、循環荷電方式の大空間での集じん特性をより明らかにしようとした。

７．１　集じん理論

本節では、集じん特性を表す基礎方程式の導出と、その無次元化とを行う。

７．１．１　基礎方程式

循環荷電方式の集じん装置を密閉空間内で運転した場合について、集じん機構を図 7.1のように模式化して、その集じん性能を表す基礎方程式を導出する。

空間内では荷電粒子の静電拡散による壁面沈着と、前章で議論した荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集とが生じており、さらに、連続して新しい非荷電粒子が発生している。集じん装置は空間内の荷電粒子と非荷電粒子を吸引して、その一部を装置内で捕集し、残りを荷電粒子として再び空間に放出する。このとき、空間内の非荷電粒子と荷電粒子の濃度変化は、それぞれ、(7.1)、(7.2) 式で表される。

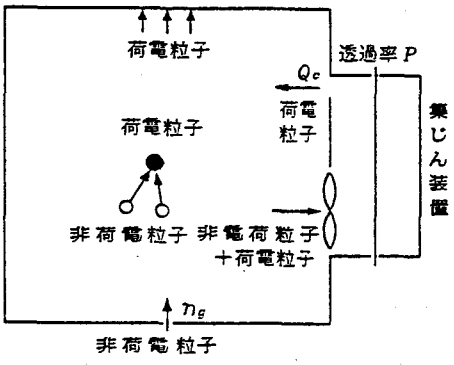


図７．１　集じん機構の模式化

$$\frac{dc_n}{dt} = -\frac{Q_c c_n}{V} - K_{ne} c_n c_e + \frac{n_g}{V} \tag{7.1}$$

$$\frac{dc_e}{dt} = -\frac{Q_c c_e}{V} + \frac{Q_c P(c_n + c_e)}{V} - \frac{B c_e^2 q^2}{\varepsilon_0} \tag{7.2}$$

(7.1) 式の右辺の各項は、それぞれ、装置に吸引される粒子、凝集により失われる粒子、新しく発生した粒子を表しており、(7.2) 式の右辺の各項は、それぞれ、装置に吸引される粒子、装置から放出される粒子、静電拡散により失われる粒子を表している。

つぎに前章と同様にして、非荷電粒子の凝集による荷電粒子の平均径の変化を考える。空間内の荷電粒子の体積濃度の変化の式は、

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\pi}{6}\delta_{p,e}^3 c_e\right) = -\left(\frac{Q_c c_e}{V} + \frac{B c_e^2 q^2}{\varepsilon_0}\right)\left(\frac{\pi}{6}\delta_{p,e}^3\right) + \frac{Q_c P}{V}\left(\frac{\pi}{6}\delta_{p,n}^3 c_n + \frac{\pi}{6}\delta_{p,e}^3 c_e\right) + \frac{\pi}{6}\delta_{p,n}^3 K_{ne} c_n c_e \tag{7.3}$$

となる。(7.3) 式の右辺第１項は装置への吸引と静電拡散とにより失われる荷電粒子の体積を、第２項は装置から放出される荷電粒子の体積を、第３項は荷電粒子と凝集する非荷電粒子の体積を、それぞれ表している。(7.2)、(7.3) 式から、前章と同様にして、荷電粒子径に対する変化の式がつぎのように得られる。

$$\frac{d\delta_{p,e}}{dt} = \frac{K_{ne} c_n c_e \delta_{p,n}^3 - Q_c P c_n(\delta_{p,e}^3 - \delta_{p,n}^3)/V}{3\delta_{p,e}^2 c} \tag{7.4}$$

つぎに、粒子径の変化した荷電粒子が再び装置に吸引されて再荷電されることにより生じる荷電粒子の平均荷電量の変化を考える。簡単のために粒子が装置内で得る荷電量 q を (2.114) 式の電界荷電の飽和荷電量で近似すれば、$\delta_p = \delta_{p,e}$ の粒径の粒子に対する荷電量 q と、$\delta_p = \delta_{p,n}$ の粒径の粒子に対する荷電量 q_0 との比は

$$q/q_0 = (\delta_{p,e}/\delta_{p,n})^2 \tag{7.5}$$

で与えられるから、空間内の粒子電荷密度の変化の式は、

$$\frac{d(c_e q)}{dt} = -\left(\frac{Q_c c_e}{V} + \frac{B c_e^2 q^2}{\varepsilon_0}\right) q + \frac{Q_c P}{V}\{c_n + c_e(\delta_{p,e}/\delta_{p,n})^2\} q_0 \tag{7.6}$$

で与えられる。(7.6) 式の右辺第１項は装置内への吸引と静電拡散により失われる粒子の電荷を、第２項は粒子が装置内で得る電荷を表している。(7.2) 式を用いて (7.6)式を整理すれば、粒子荷電量に対する変化の式が次式のように得られる。

$$\frac{dq}{dt} = \frac{Q_c P}{c_e V}\left[c_e\{(\delta_{p,e}/\delta_{p,n})^2 q_0 - q\} - c_n(q - q_0)\right] \tag{7.7}$$

以上の (7. 1)、(7. 2)、(7. 4)、(7. 7)式が基礎方程式となる。装置運転開始時に、空間がすでに $c_n = c_{n,I}$ の非荷電粒子で満たされているものとすれば、空間内の濁度変化は (6. 7)式と同様に、

$$\tau/\tau_I = (c_n/c_{n,I}) + (\delta_{p,e}/\delta_{p,n})^2 (c_e/c_{n,I}) \tag{7. 8}$$

で与えられる。

７．１．２　基礎方程式の無次元化

集じん特性を支配する無次元数をみいだすために基礎方程式の無次元化を行う。装置運転開始時に空間がすでに $c_n = c_{n,I}$ の非荷電粒子で満たされているものとして、代表濃度には $c_{n,I}$ を用い、以下の無次元数を導入する。

$$\left.\begin{array}{lll} c_n^* = c_n/c_{n,I} & c_e^* = c_e/c_{n,I} & \\ \delta_{p,e}^* = \delta_{p,e}/\delta_{p,n} & q^* = q/q_0 & t^* = tQ_c/V \end{array}\right\} \tag{7. 9}$$

無次元時間 t^* は、装置を排煙機として使用した場合の時間 t の間の換気回数に相当している。

基礎方程式中に表れる凝集定数 K_{ne} に(2. 95)式を用い、空間を三次元と仮定して(2. 95)式中の $\bar{E}$ に、(6. 10)式のかわりに

$$\bar{E} = \frac{3}{4}\frac{c_e q V}{\varepsilon_0 A} \tag{7. 10}$$

を代入し、q_{sat} に (6. 9)式を代入して、(7. 9) 式により無次元化を行うと、(7. 1)、(7. 2)、(7. 4)、(7. 7) 式はそれぞれつぎのように変形される。

$$\frac{dc_n^*}{dt^*} = -c_n^* - \frac{N_c q^{*2} c_n^* c_e^{*1.6}}{\delta_{p,e}^{*0.6}} + N_g \tag{7. 11}$$

$$\frac{dc_e^*}{dt^*} = -c_e^* + P(c_n^* + c_e^*) - \frac{N_d q^{*2} c_e^{*2}}{\delta_{p,e}^*} \tag{7. 12}$$

$$\frac{d\delta_{p,e}^*}{dt^*} = \frac{1}{3}\frac{Pc_n^*(1-\delta_{p,e}^{*3})}{c_e^*\delta_{p,e}^{*2}} + \frac{N_c q^{*2} c_n^* c_e^{*0.6}}{\delta_{p,e}^{*2.6}} \tag{7. 13}$$

$$\frac{dq^*}{dt} = P\left\{\frac{c_n^*(1-q^*)}{c_e^*} + \delta_{p,e}^{*2} - q^*\right\} \tag{7. 14}$$

初期条件は

$$t^* = 0 \quad で \quad c_e^* = 0\ ,\ c_n^* = \delta_{p,e}^* = q^* = 1 \tag{7. 15}$$

で与えられる。また、(7. 8) 式は

$$\tau/\tau_I = c_n^* + c_e^* \delta_{p,e}^{*2} \tag{7.16}$$

となる。

(7.11)～(7.14)式中に表れた三つの定数 N_c , ${}^LN_d$, N_g は、それぞれつぎの式で表される無次元数である。

$$N_c = \frac{q_0^2 \delta_{p,n} c_{n,I}^2 V^2}{16\mu\varepsilon_0 A Q_c}\left(\frac{5A}{\delta_{p,n}^2 c_{n,I} V}\right)^{0.4} \tag{7.17}$$

$${}^LN_d = \frac{q_0^2 c_{n,I} V}{3\pi\mu\delta_{p,n}\varepsilon_0 Q_c} \tag{7.18}$$

$$N_g = \frac{n_g}{Q_c c_{n,I}} \tag{7.19}$$

N_cは荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集効果を、${}^LN_d$ は荷電粒子の静電拡散効果を、N_g は発生項の強さをそれぞれ表しており、N_c , ${}^LN_d$ の値は初期濃度 $c_{n,I}$ が高いほど大きく、通常の運転条件に対してこれらの値を試算すれば、両者がほぼ同じオーダの数値となることが分かる。

以上から、循環荷電方式の集じん特性は(7.11)～(7.14)式の四つの基礎方程式で表され、それを特徴づける無次元数は N_c , ${}^LN_d$, N_g , P の四つの量であることが示された。ここで凝集による荷電粒子径 $\delta_{p,e}$ の変化が無視できるとしたときには、(7.13)、(7.14) 式は不用となるので、基礎方程式は、(7.11)、(7.12) 式の二つに減少する。さらに、高橋、井関らの凝集項を無視した解析[63～66]では、(7.11)式は解析的に解けるので、その解を(7.12)式に代入すれば、基礎方程式は (7.12) 式だけになる。これらの３通りのモデルをここではそれぞれ、４方程式モデル、２方程式モデル、１方程式モデルと呼ぶこととし、各モデルの適用性については実験結果との比較により、本章の第３節で検討することにする。

７．２　実験装置および実験方法

本節では、前節で述べた集じん理論の妥当性を検証するために行った実験に関して、その実験装置と実験方法の概要を述べる。

実験装置の概略は図 7.2 に示すとおりである。集じん装置は、定格 190w の遠心式送風機の出口に荷電装置として d_c=80mm, L_c=20mm, a=0.25mm の同心円筒電極を取り付けたもので、荷電部の電流密度は 25 μA/cm に設定した。また、装置の循環空気量は送風機吸い込み口に設けたダンパの開閉により行った。

チャンバは合板で作られた一辺が 1.8 m の立方体で、壁表面はとくに導電性の処理は施さなかった。チャンバ内空気濁度測定のための光透過計と、粒子電荷密度測定のための

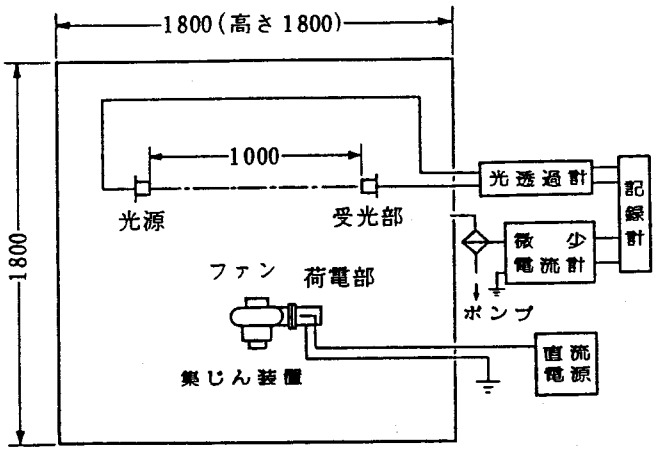


図７.２　実験装置概略（単位 mm）

装置は前章で用いたものと同一であるが、ここでは、光源と受光部はチャンバ内部に設置し、光路長 1 m の間の空気濁度を測定する方式とした。そのために、光源と受光部をそれぞれ 4 l/min 程度の清浄空気でパージして、これらの素子への粒子付着による光透過量の測定誤差を防ぐ構造にしている。

実験用粒子にはハエ取り線香（直径 16 mm、長さ 220 mm ）の煙を用い、燃焼本数を変えることによって煙発生強度を調節した。線香は乾燥炉で十分乾燥させたものをデシケータに保存して使用した。煙粒子の主成分は吸湿性を帯びたタール状の物質で、真比重の測定結果は 1.16 であった。

集じん実験はチャンバ内で一定強度の粒子の発生が続いている場合と、新たな粒子の発生がない場合の両方について行った。図 7.3 は実験時のチャンバ内空気濁度の変化を示す概略図である。図に示したように、粒子発生のない実験では、所定の濁度（$\tau_I = 1.6\,m^{-1}$）までチャンバ内に粒子を満たしたのち 20 分間放置し、分子拡散による凝集で生じる粒子の粒径変化が小さくなってから装置の運転を開始した。一方、装置運転開始後も引き続いて粒子発生がある場合の実験では、運転開始時にチャンバ内に存在した粒子と新たに発生する粒子との間に粒子径の差が生じると理論的な取り扱いが困難になるので、この場合には、できるだけ短時間にチャンバ内の空気濁度を所定の値（$\tau_I = 0.8\,m^{-1}$）近くまで上昇

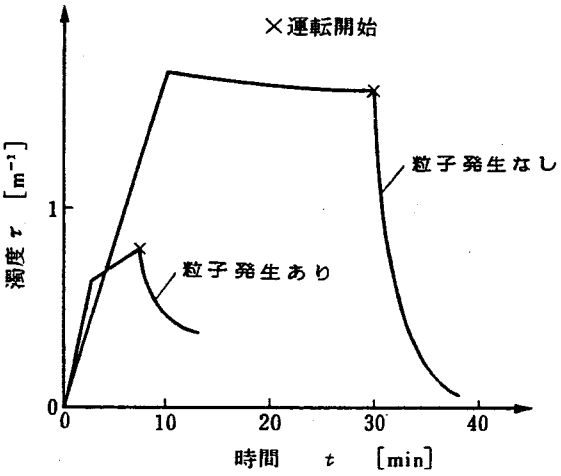


図７.３　実験時の濁度変化

させたのち、一定強度の煙源と交換し、所定の濁度に達した時点で装置の運転を開始した。そして、この場合には、ある程度の誤差を無視して、運転開始時のチャンバ内粒子の粒径を、新たに発生してくる粒子の粒径と等しいとみなすことにした。

つぎに、カスケード・インパクタにより測定した発生直後と 20 分間放置後の粒子の粒度分布を図 7.4 に示す。粒度分布は両者とも対数正規分布で近似することができ、幾何平均径はそれぞれ 0.4 μm 、0.9 μm 、幾何標準偏差はそれぞれ、2.05、1.90 となっている。煙粒子の質量濃度と空気濁度の関係は図 7.5 に示すとおりで、前章で用いた DOP粒子に比べて粒径が小さいため、同じ質量濃度に対する濁度の値は大きくなっている。図 7.5 の相関関係は、粒子発生からの時間経過に対しては有意な変化を示さなかった。

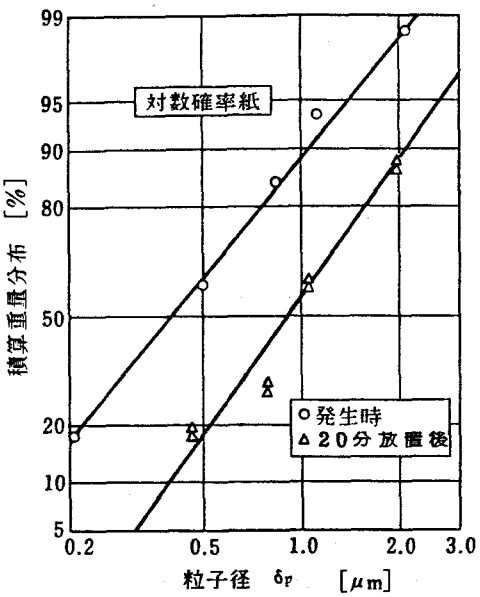


図7.4　煙粒子の粒度分布

また、発生後 20 分間放置後の粒子に対する集じん装置内での集じん率を、装置流量を変化させて測定した結果は図 7.6 となり、送風機の羽根と荷電装置とにより捕集される粒子は、吸引された粒子の 1/3 から 1/4 の間であることが分かる。

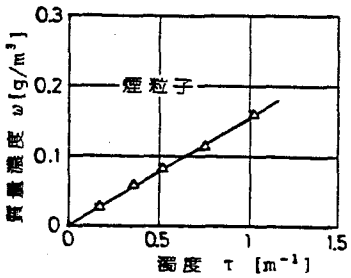


図7.5　濁度と質量濃度の関係

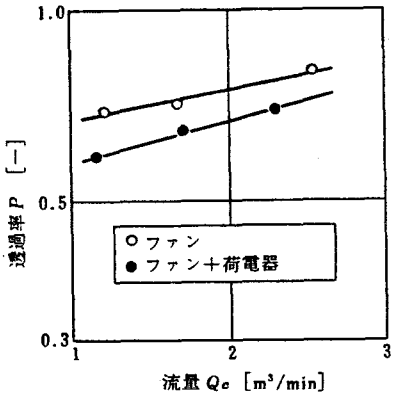


図7.6　装置の集じん率

7．3　実験結果および計算値との比較

本節では、理論計算の結果を実験結果と比較して、その妥当性を検討する。

理論計算値は、基礎方程式 (7.11) ～(7.14)式を Runge-Kutta法により数値的に解くこ

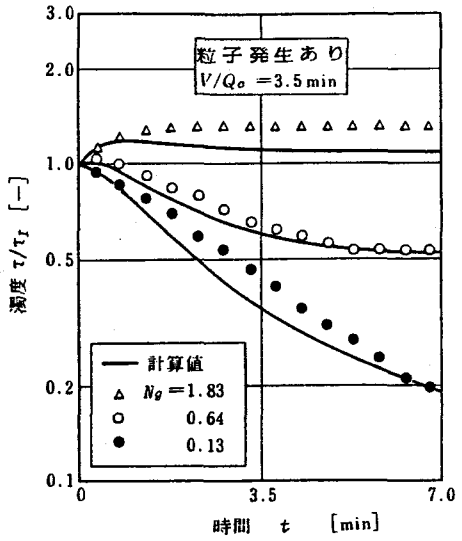


図7.7　粒子発生時の濁度変化

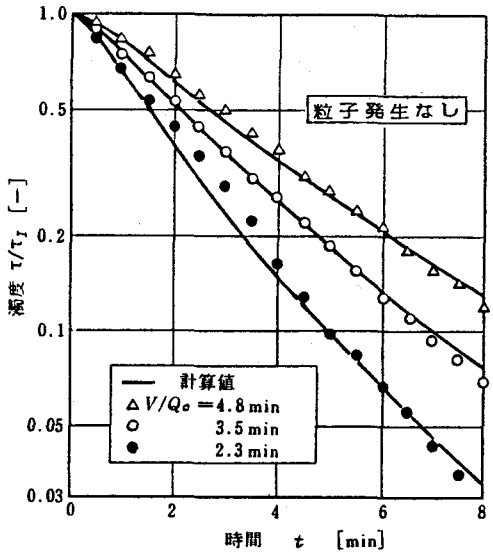


図7.8　粒子発生がないときの濁度変化

とにより得られる。無次元数 N_c , ${}^{L}N_d$ の計算に際して、非荷電粒子径 $\delta_{p,n}$ には前章と同様平均体積径を用い、初期濃度 $c_{n,I}$ は質量濃度から(6.15)式によって計算した。こうして求めた N_c , ${}^{L}N_d$ の値は、本章の実験範囲では $N_c = 30 \sim 80$, ${}^{L}N_d = 60 \sim 170$ であった。また、透過率 P には図 7.6 の実験の結果をそのまま用いた。

無次元数 N_g はつぎのようにして求めた。すなわち、装置運転開始直前と運転終了後のチャンバ内空気濁度の増加率 $d(\tau/\tau_I)/dt$ の平均値を読み取り、

$$\frac{d}{dt}(\tau/\tau_I) = \frac{n_g}{c_{n,I}V} \equiv M_g \tag{7.20}$$

の関係から、

$$N_g = \frac{n_g}{c_{n,I}Q_c} = \frac{V}{Q_c}\frac{d}{dt}(\tau/\tau_I) \tag{7.21}$$

として N_g を計算によって求めた。

チャンバ内に粒子発生がある場合とない場合について、濁度変化の計算値と実験値を比較した結果を図 7.7、図 7.8 に、粒子電荷密度 σ_p の計算値と実験値を比較した結果を図 7.9 に示す。σ_p の計算値は次式により求められる。

$$\sigma_p = c_{n,I}\, q_0\, c_e^* q^* \tag{7.22}$$

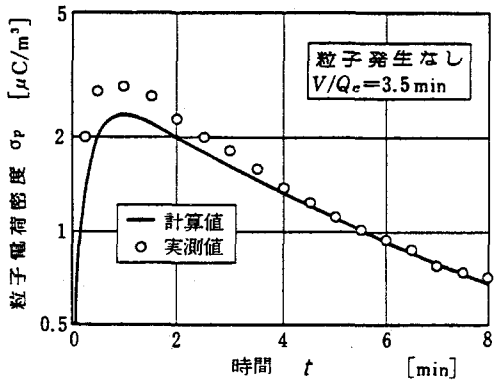


図7.9　粒子発生がないときの粒子電荷密度の変化

粒子発生のある図 7.7　の場合には、平均粒子径、発生強度の求め方などに誤差を含むために計算値と実験値に多少の差がみられるが、粒子発生のない図 7.8　の場合には計算値と実験値はよく一致しており、図 7.9　の粒子電荷密度の計算値も実験結果をよく説明している。全体として、計算値は実験の精度から期待される以上に実験値とよく一致しており、本章第１節で述べた集じん理論の妥当性は十分検証されたと考える。

つぎに、第１節で述べた三つのモデル間の比較を行った例を図 7.10 に示す。図から明らかなように、４方程式モデルと２方程式モデルの計算結果の間に大きな差はなく、前章と同様に凝集による荷電粒子径の変化は無視してよいことが分かるが、凝集効果そのものを無視した高橋らの１方程式モデル[63～66]は、図中に細線で示した、装置を排煙機として使用する場合の完全混合換気曲線よりも遅い集じん速度しか予測できず、実験結果とは明らかに相違している。図 7.11 は、無次元数 c_n^*, c_e^*, $\delta_{p,e}^*$, q^*, τ/τ_I の時間変化の計算例を示したものであるが、この場合には $\delta_{p,e}^*$ の値は 1.2～1.3 程度であり、荷電粒子が壁面沈着までに平均して約１個の非荷電粒子と凝集していることが予測される。また q^* の値はほとんど１に近く、$\delta_{p,e}^*=q^*=1$　と近似する２方程式モデルが近似的に正しい結果を与えることが理解できる。

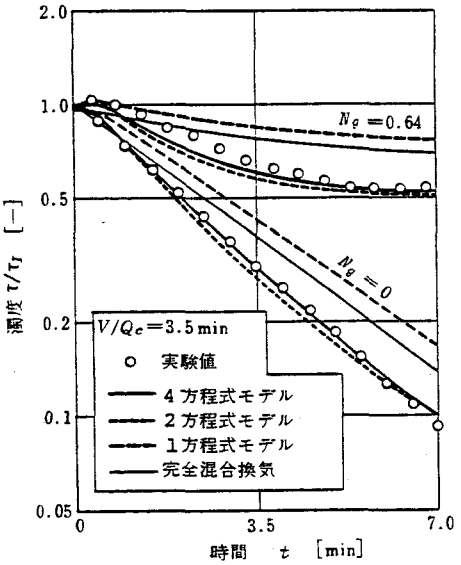


図7.10　計算モデル間の比較

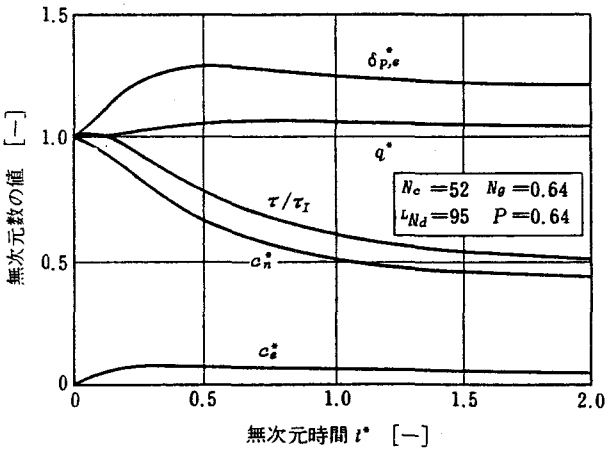


図7.11　各無次元数の経時変化の計算例

７．４　集じん特性の検討

前節での検討により、循環荷電方式の集じん特性が、荷電粒子の粒径変化を無視した２方程式モデル (7. 11)、(7. 12)式で近似できることが明らかとなったので、本節ではこのモデルを用いた数値計算により、集じん特性をさらに詳しく検討する。

７．４．１　集じん速度

集じん速度を表すパラメータとして、ここでは、空間内に新たな粒子発生がない場合に粒子濃度が初期値の 1/e （e：自然数）まで減少するのに要する無次元時間 t^* に対応する t^*_{ch} を定義する。t^*_{ch} の値は、装置を排煙機として使用した場合、あるいは、装置の粒子透過率 P が０の場合に１となり、t^*_{ch} が１より小さいかどうかが、装置が集じん速度の点で排煙機に優るかどうかの判断の基準となる。

図 7. 12 は (7. 11)、(7. 12)式を数値計算することにより求めた t^*_{ch} の変化を、P を横軸にとって示したもので、本章の実験条件のように ^LN_d, N_c の値が大きい場合、すなわち初期濃度が高い場合には、P が１に近いほど t^*_{ch} は小さくなり、その値は１以下となる。このことは、集じん装置を粒子を捕集せず電荷だけを与える形式とした場合のほうが、凝集効果が有効に作用する結果、集じん速度が速くなり、装置を排煙機として用いる場合より優れた性能となることを示している。

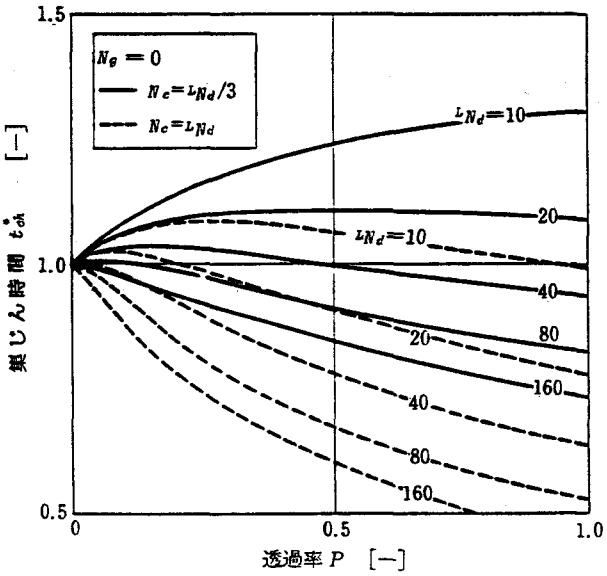


図７．１２　各無次元数の集じん速度への影響

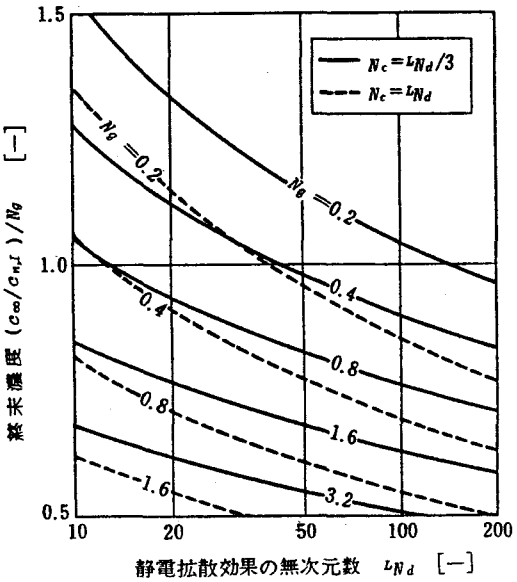


図７．１３　各無次元数の終末濃度への影響

７．４．２　終末濃度

空間内に新たな粒子の発生が続いている場合には、装置運転開始後十分に時間が経過したとき、空間内の粒子濃度は一定の値を示すようになる。無次元で表した終末濃度と、発生強度を表す無次元数 N_g の比は、集じん装置の性能を表すパラメータの一つと考えられ、装置を排煙機として使用した場合、あるいは、P が０の場合にこの値が１となる。

(7.11)、(7.12) 式で左辺をともに０と置いたものを、c_n^*, c_e^* についての連立方程式として数値的に解けば、$(c_\infty/c_{n,I})/N_g$ は図 7.13 のように求められる。図から、${}^LN_d$, N_c, N_g の値が大きいほど、装置を排煙機として使用する場合と比較して相対的に低い濃度に到達し得ることが予測される。

また、この場合には初期条件が結果に影響しないため、無次元化のための基準濃度は任意に選ぶことができ、粒子発生と同時に装置の運転を開始した場合（初期濃度　０）の終末濃度を知るためには、$c_{n,I}$ を例えば n_g/Q_c に置き換えればよく、このとき $N_g=1$ となり、装置を排煙機として使用した場合、あるいは $P=0$ の場合の $c_\infty/c_{n,I}$ はやはり１となる。本章の実験に使用した煙粒子に対して、$V=300\mathrm{m}^3$ 、$Q_c=100\mathrm{m}^3/\mathrm{min}$ 、濁度増加率で表した粒子発生強度が $0.2\mathrm{m}^{-1}/\mathrm{min}$ のときを試算すると、${}^LN_d \simeq 30$, $N_c/{}^LN_d \simeq 1$ となり、終末濃度 $c_\infty/c_{n,I}$ は 0.6 程度となることが図 7.13 から示され、この場合にもやはり、終末濃度が１以下となることが予測される。

７．５　本章のまとめ

本章では、空間電荷を利用する大空間の集じん法の最初の例として循環荷電方式の集じん特性について検討した。

本章の冒頭では、大空間の集じん技術の適用が考えられる主要な対象である火災煙について触れ、ついで循環荷電方式の集じん装置の開発研究の概要を述べ、粒子間の凝集を考慮した集じん特性の理論解析や、空間内に引き続いて粒子発生がある場合の集じん特性については、いまだ検討がなされていないことを示した。

そして第１節では、集じんの機構として荷電粒子の静電拡散による壁面沈着、荷電粒子と非荷電粒子の凝集、装置内での粒子沈着を考慮した場合の集じん特性を記述する基礎方程式を導き、それを無次元化することによって、集じん特性を支配する静電拡散効果、凝集効果、発生強度を表す無次元数の形を決定した。

第２節、第３節では、第１節で導いた基礎方程式の妥当性を検証するための実験について述べ、平均体積径 0.3μm 程度の煙粒子に対する、粒子発生がある場合とない場合の実験の結果が、ともに基礎方程式から計算される理論値とよく一致すること、基礎式中で変

数として扱った非荷電粒子濃度、荷電粒子濃度、荷電粒子径、荷電量のうち、粒子径と荷電量については一定としてよいこと、凝集効果を無視した解析は実験結果と明らかに一致しないことなどを示した。

最後に第４節では、装置の集じん速度を表す無次元数と、装置により達成される終末濃度を表す無次元数とを定義し、非荷電粒子濃度と荷電粒子濃度のみを変数とした基礎方程式からこれを計算することによって、火災煙のような濃度の高い粒子を処理する場合には、循環荷電方式が同一の送風機容量をもった排煙機や内部集じん方式に比べて、集じん速度、終末濃度のどちらに関しても性能的に優れていることを示した。このことから、本方式は通常の空気清浄用集じん装置が対象としない高濃度粒子に対してのみ有効に適用できることも明らかとなった。

第８章　放電線設置方式の大空間での集じん速度

本章では、空間電荷を利用した大空間での集じん法のもう一つの例である放電線設置方式の集じん特性に対する検討の結果を述べる。この方式は、空間内に放電線を設置して、壁面あるいは天井面を接地電極として放電させ、粒子に荷電することにより集じんを行うものである。この方式に関連した既往の研究にはつぎのようなものがある。

Whitbyら[57]は、容積 50m^{3}の室中央に単極イオン発生源として放電針やイオン放出器を置いた場合の、粒子径 0.05 ～5 μm の室内浮遊粉じんの減衰を実験的に調べ、半減時間 5～ 10 分程度の値を得た。また、粒子数濃度が十分低い実験条件下にあったので、室内電界をイオンによる空間電荷だけで計算し、粒子の荷電過程を拡散荷電と考えることによって、粒子径 1μm 程度のところに濃度半減時間の最大値が存在する実験結果に対して、定性的に理論的な解釈を与えた。

三沢ら[56]は、トンネル掘削時に発生する、発破による煙や粉じん、デーゼル機関車からの排煙などの種々の粒子に対して、トンネルの天井中央部に仮設した放電線による集じん効果を現場で測定し、トンネル掘削作業に伴って発生するすべての種類の粒子の制御に対して、この方式が効果的であることを示した。

島ら[49～51]は、静電式消煙装置の開発研究の一貫として、火災煙粒子に対する放電線の効果を、実験室および実際の建築物での実験により検討し、室や階段の天井部分に放電線を設置する方式と、消防車に設置した放電棒を室外から火災室に挿入する方式のどちらの場合でも、この方法が効果的であることを示した。

斉藤ら[55]は、島らと同様の目的で、放電線の下方に接地電極を付属させた集じん装置を室天井部に設置して、発煙筒からの煙粒子に対する集じん実験を行い、その粒子除去効果を確認した上で、粒子の濃度減衰速度に対する窓の開閉状態の影響等の検討を行った。

半田ら[53,54]は、トンネル火災への応用を目的として、トンネル内で燃焼させたガソリンや木材などからの煙粒子に対する放電線の効果を実測し、放電によりガソリン煙のカーボン粒子が凝集粗大化し、水を噴霧することにより容易に除去し得ることをみいだした。

以上の研究は、主として現場測定に基づく実験的研究であり、放電線があらゆる種類の粒子の集じんに有効であること、放電線設置長さが長いほど、また印加電圧が高いほどその効果が大きいこと、凝集粗大化した粒子が観察される場合があることなどの定性的傾向は、いずれの研究においてもほぼ一致しているが、集じん特性を理論的に解析しようとする試みはまったくなされていない。そこで、本章では、放電線設置方式のもっとも基本的な形の一つとして、廊下あるいはトンネルを模擬した長方形断面の二次元空間に対して、

その天井中央部に一本の放電線を置いた場合を選び、その集じん特性を理論的に解析し、実験的な検討を加えることにより、放電線設置方式の大空間での集じん性能の基本的な部分を明らかにしようとした。

８．１　集じん理論

本節では、集じん速度を表す基礎方程式を示し、凝集効果を無視して基礎方程式中の各項を簡略化したときに得られる近似解析解を導出し、さらに、凝集効果まで含めた計算を行う場合の計算方法の一例を示す。

８．１．１　基礎方程式

図 8.1　に示す長方形断面をもった二次元空間での、放電線による集じん特性を表す基礎方程式を導出する。空間内では、前章と同様に荷電粒子の静電拡散による壁面沈着と、荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集とが生じており、さらに、放電線による非荷電粒子の荷電と、連続的な新しい非荷電粒子の発生とが生じている。粒子の、ファンの羽根への沈着と非荷電粒子の供給に伴う換気による希釈効果は、実験の際に生じる付属的な効果であって本質的なものではなく、これを含めて解析した結果得られる諸式はその本質的な形を失うので、本章ではこの補正項を無視して解析を行う。（実験結果との比較の際には補正項を含めた式を用いるので、それらを本文中の式に対応させて Appendix　8.1　に示しておく。）

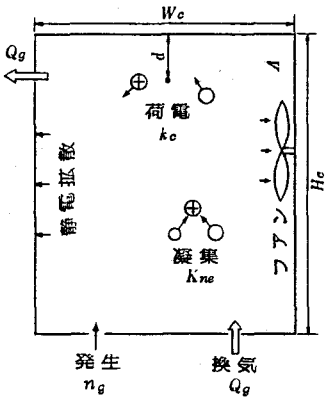


図８.１　集じんシステム

このとき、空間内の非荷電粒子と荷電粒子の濃度変化の式は、それぞれ、(8. 1)、(8. 2) 式で与えられる。

$$\frac{dc_n}{dt} = -k_c c_n - K_{ne} c_n c_e + \frac{n_g}{V} \tag{8. 1}$$

$$\frac{dc_e}{dt} = k_c c_n - \frac{B c_e q \int_A E_s dA}{V} \tag{8. 2}$$

(8. 1) 式の右辺の各項は、それぞれ、放電線による荷電で失われる非荷電粒子、荷電粒子との凝集により失われる非荷電粒子、新たに発生する非荷電粒子を表しており、(8. 2) 式の右辺の各項は、それぞれ、放電線による荷電で生成される荷電粒子、静電拡散により失われる荷電粒子を表している。ここで、(8. 2) 式の右辺第２項の静電拡散項に、(2. 42)

式のかわりに（2.39）式の壁面上での積分を用いたのは、粒子電荷以外に、放電線とイオンの存在が、壁面電界に寄与する可能性を考えたためである。また、凝集による荷電粒子の粒径変化については、第６章、第７章での検討により、その影響が小さいことが明らかであるので、本章の解析では最初からその影響を無視している。

つぎに、空間内に荷電粒子が存在し、放電線からの直流イオンが流れている状態での、空間内の電位およびイオン濃度を規定する方程式として、（2.2）式に対応するポアソンの式

$$\nabla^2\phi = -\nabla\cdot\vec{E} = -(i\sigma + \sigma_p)/\varepsilon_0 \tag{8.3}$$

と、イオン流連続の式[197)]

$$\nabla\cdot(i_b\, i\sigma\vec{E}) = 0 \tag{8.4}$$

が考えられる。(8.4) 式は、粒子との結合によるイオンの減少と、イオンの拡散を無視した場合に成立する。

(8.1)、(8.2) 式に従って刻々変化する粒子数濃度から、 $\sigma_p = q c_e$ によって粒子電荷密度 σ_p を求め、各時刻で静電界を仮定することによって、(8.3)、(8.4) 式から電界 $\vec{E}$ とイオン濃度 $i\sigma$ を求めれば、２章５節の荷電速度の式から粒子電荷 q が求まるから、これらの式をすべて連立方程式として解くことにより、原理的には集じん速度が算出できることになる。しかしながら、(8.3)、(8.4) 式から明らかなように、$\vec{E}$ と $i\sigma$ は空間内の位置の関数であり、これを数値的に解くには差分法による繰り返し計算を必要とする[198～199)]ので、集じん過程での刻々の変化に追従しながらこの計算を実行することは実際的ではない。そのため、電界 $\vec{E}$ とイオン濃度 $i\sigma$ を時間と位置の関数として正確に求めることができず、粒子電荷 q を正確に定めることは困難で、さらに、荷電領域（$i\sigma \neq 0$ の領域）も確定できないので k_c の値も不確かとなり、本方式の集じん特性の理論解析には、前章で取り扱った循環荷電方式の場合と比べて相当多くの確定困難な要素が含まれる。そこで本章では、集じん特性の概略を把握することを目的として、多少の誤差はあらかじめ覚悟の上で、かなり大胆な仮定も用いて問題を単純化しながら解析を進めてゆくことにする。

８．１．２　凝集効果を無視した近似解析解

基礎方程式 (8.1)、(8.2)式の両辺をそれぞれ加算すれば次式が得られる。

$$\frac{dc}{dt} = -K_{ne}\, c_n c_e + \frac{n_g}{V} - \frac{B c_e q \int_A E_s\, dA}{V} \tag{8.5}$$

ここで

$$c = c_n + c_e \tag{8.6}$$

である。k_c の値が十分大きく $k_c c_n >> n_g/V$ であって、$1/k_c$ が考えている集じん過程の時間スケールに比較して十分短いときには、(8.1) 式から、集じん過程のごく初期の段階を除いて非荷電粒子濃度はほぼ０と考えることができ、

$$c_n \simeq 0 \tag{8.7}$$

$$c_e \simeq c \tag{8.8}$$

となる。k_cの値は現時点で不明ではあるが、荷電粒子生成速度が送風機容量で規定される前章の循環荷電方式（$k_c = Q_c/V$）に比べれば、本章の放電線設置方式の k_c は十分大きいことが期待されるので、新たな粒子発生がない $n_g=0$ の場合には、この仮定は十分検討に値すると思われる。このとき、(8.5) 式の右辺第１項の凝集項は無視できて、第３項の静電拡散項が集じん速度を与え、

$$\frac{dc}{dt} = \frac{n_g}{V} - \frac{Bcq\int_A E_s dA}{V} \tag{8.9}$$

が得られる。(8.9) 式の解析解を得るためには右辺第２項の静電拡散項の取り扱いが問題となる。以下、粒子数濃度が高い場合と低い場合の２通りに分けて解析を進める。

(1)、　高濃度領域での集じん速度

(8.3) 式からも明らかなように、印加電圧一定のもとで粒子電荷密度 σ_p が増加すればイオン濃度 $i\sigma$ は減少し、σ_p がある最大値 $\sigma_{p,max}$ に達すれば、コロナ電流が停止するいわゆるコロナ阻止（quenching charge）の状態に到達する。[200]　したがって、粒子数濃度 c が十分高いときには、σ_pの値は $\sigma_{p,max}$ で近似できると考えられる。ここでは、$\sigma_p = \sigma_{p,max}$ の近似が成立するような高濃度領域での集じん過程について考察する。

1)、最大電荷密度　$\sigma_{p,max}$

$\sigma_{p,max}$の近似解を得ることを考える。$\sigma_{p,max}$ の値は (8.3)式から

$$\nabla^2\phi = -\nabla\cdot\vec{E} = -\sigma_{p,max}/\varepsilon_0 \tag{8.10}$$

の解として与えられ、境界条件は、

壁面上で　　$\phi = 0$　　(8.11)

放電線表面で　$\phi = U$　　(8.12)

放電線表面で　$E = E_{cr}$　　(8.13)

である。(8.11)、(8.12) 式は電位に関して与えられた条件を記述しているだけであり、(8.13)式もコロナ放電場の計算によく用いられる近似である。[201～203]

いま、つぎの境界条件

壁面上で　$\phi = 0$　(8.11)

放電線上で　$\phi = U_{cr}$　(8.14)

を満たす

$$\nabla^2 \phi = 0 \tag{8.15}$$

の解を ϕ_1 とすれば、ϕ_1 は放電線印加電圧が U_{cr} のときの空間電荷がない場での電位である。また、境界条件

壁面上で　$\phi = 0$　(8.11)

放電線中心位置で　$\phi = U - U_{cr}$　(8.16)

を満たす

$$\nabla^2 \phi = -\sigma_{p,max} / \varepsilon_0 \tag{8.17}$$

の解を ϕ_2 とすれば、ϕ_2 は空間内の粒子電荷密度が $\sigma_{p,max}$ で放電線が存在しない場合の電位を表す。このとき、電位

$$\phi_3 = \phi_1 + \phi_2 \tag{8.18}$$

は、(8.10)、(8.11) 式を満たしており、放電線中心位置での ϕ_3 の値は U となっている（図 8.2）。したがって、図 8.2 に示したように天井中心から放電線の方向に x 軸をとれば、放電線表面での ϕ_3 の値の、印加電圧 U からのずれは $\alpha\,|d\phi_2/dx|_{x=d}$ のオーダであり、放電線表面で ϕ_3 が与える電界 $|\nabla\phi_3|$ の E_{cr} からのずれは $|d\phi_2/dx|_{x=d}$ のオーダである。これらのずれは通常いずれも小さいので、ϕ_3 は近似的に境界条件 (8.12)、(8.13) 式をも満たすことになり、ϕ_3 が (8.10) ～(8.13)式の近似解となっていることが分かる。後述する本章の実験の条件下では、この近似解の (8.12)、(8.13)式に対する誤差はそれぞれ、最大 0.1%および 2%と推測された。

ϕ_3 が要求される近似解であることが分かったので、$\sigma_{p,max}$ は ϕ_2 から逆に求められ、ここで考えている長方形断面に対しては、

$$\sigma_{p,max} = \gamma (U - U_{cr}) \tag{8.19}$$

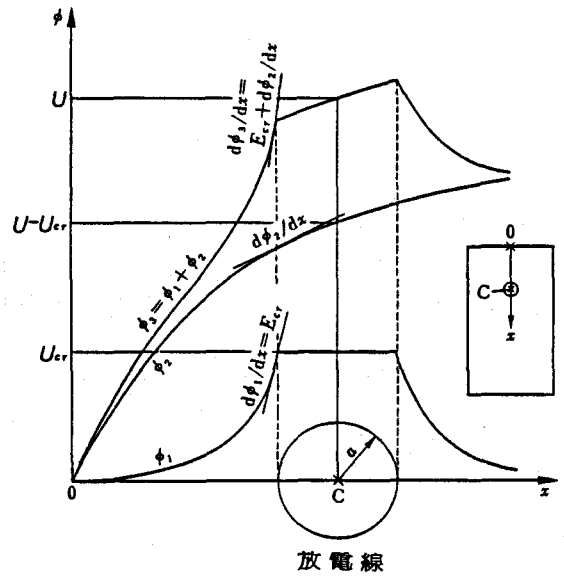


図８.２　ポテンシャルの近似解の間の関係

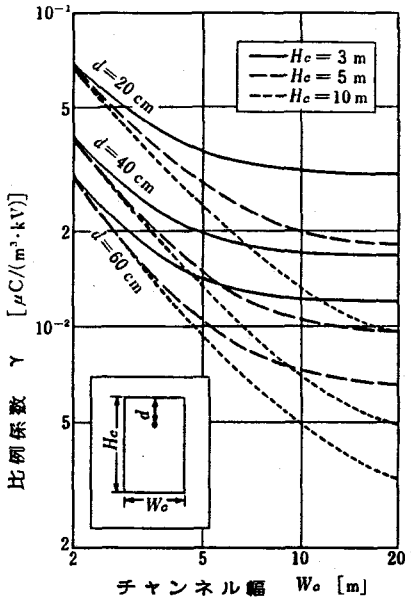


図８.３　最大電荷密度の計算例

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{4H_c^2}{\pi^3 \varepsilon_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\{(2n-1)\pi d/H_c\}\cosh\{(2n-1)\pi W_c/(2H_c)\} - 1}{(2n-1)^3 \cosh\{(2n-1)\pi W_c/(2H_c)\}} \quad (8.20)$$

と計算される（Appendix 8.2）。γはシステムの幾何形状だけで定まる定数で、図 8.3 にその計算例を示したように、空間が大きくなるにつれてその値は小さくなる。

2)、壁面電界　E_s

粒子数濃度が十分高く、$\sigma_p = \sigma_{p,max}$, $i\sigma = 0$ の状態での壁面電界は、ガウスの定理から

$$\int_A E_s \, dA = V\sigma_{p,max} / \varepsilon_0 + 2\pi a L_d E_{cr} \quad (8.21)$$

となるが、(8.21)式の右辺第２項は第１項に比べて小さく（後述する本章の実験の条件下では、第２項の寄与は最大 4%となる）、近似的に

$$\int_A E_s \, dA = V\sigma_{p,max} / \varepsilon_0 \quad (8.22)$$

あるいは、

$$\bar{E}_s = \frac{V\sigma_{p,max}}{A\varepsilon_0} \quad (8.23)$$

が成立する。

3)、濃度変化の式

(8.22)式および $cq = \sigma_{p,max}$ の関係を用いれば、静電拡散項は $B\sigma_{p,max}^2/\varepsilon_0$ で表される

一定値となり、濃度変化の式は (8.9)式から、

$$\frac{dc}{dt} = \frac{n_g}{V} - \frac{B\sigma_{p,max}^2}{\varepsilon_0} \tag{8.24}$$

で与えられ、これを積分することによって濃度式は、

$$c = c_I + \left(\frac{n_g}{V} - \frac{B\sigma_{p,max}^2}{\varepsilon_0}\right)t \tag{8.25}$$

で表される。(8.25)式は時間に関して一次式である。

(2)、低濃度領域での集じん速度

粒子電荷密度がその最大値 $\sigma_{p,max}$ で与えられるとき、粒子電荷は

$$q = \sigma_{p,max} / c \tag{8.26}$$

で与えられ、粒子数濃度の低下とともに q は増加することになるが、q が無限に大きくなることはないので、(8.26)式が成立する限界の濃度 c_{cr} の存在を仮定することができる。このとき、$c=c_{cr}$ を (8.26) 式に代入して得られる

$$q_{max} = \sigma_{p,max} / c_{cr} \tag{8.27}$$

は、粒子荷電量の最大値を表している。

1)、最大荷電量　q_{max}

q_{max} の近似解を得ることを考える。q_{max} に対応するものとしてまず考えられるのは、(2.114) 式で与えられる電界荷電の飽和荷電量

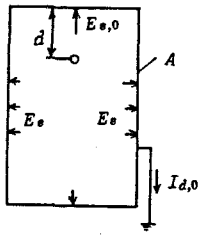
$$q_{f,max} = 3\pi\varepsilon_0\delta_p^2 E_{ch} \tag{8.28}$$

である。(2.113) 式から、電界荷電による荷電量は t の増加、すなわち時間の経過とともに速やかに (8.28) 式に漸近する。

(8.28)式中の荷電部の電界強度 E_{ch} には (8.23) 式の壁面電界強度の平均値 $\bar{E}_s$ を使用することが考えられる。低濃度域では $\sigma_p = \sigma_{p,max}$ は維持されないので、厳密には壁面電界を (8.23) 式で表現することはできないが、(8.3) 式から分かるように、σ_p の減少につれて $i\sigma$ が増加することにより電界の変化はある程度相殺される傾向になる。表 8.1は、後述する実験の条件下での、$\sigma_p = 0$ の極限における放電線直上の天井面の電界を (8.3)、(8.4) 式を数値的に解く (Appendix 8.3) ことにより計算した結果を、(8.23)式の結果と比較したものであり、粒子濃度によらず (8.23) 式を荷電部の電界として用いることの妥当性が示されている。

表８.１　コロナ放電場の壁面電界に対する近似解析解と数値解の比較

条件		(数値解)/(解析解)	
$I_{d,0}$ [μA]	d [cm]	天井中心 $E_{e,0}$	壁面積分 $\int_A E_e dA$
10	15	1.23	0.20
	30	0.87	0.27
	45	0.67	0.31
35	15	1.17	0.19
	30	0.89	0.27
	45	0.69	0.35
120	15	1.10	0.18
	30	0.93	0.27
	45	0.65	0.30



つぎに拡散荷電の過程について考える。電界荷電の過程とは異なり、(2.119) 式で与えられる拡散荷電の過程は飽和荷電量をもたず、荷電量は時間とともに徐々に増加してゆく。そこで、ここでは、空間内に新たな粒子の発生がなく粒子の空間内での滞留時間が十分長いときに、拡散荷電の過程により粒子に与えられる疑似的な最大荷電量 $q_{d,max}$ にあたるものとして、イオン濃度がその最大値となる $\sigma_p=0$ の条件下でも、なおかつ (8.26) 式の関係が維持できなくなる限界点における荷電量を考えた。そのために、(8.26)式の両辺を時間で微分して得られる次式

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{\sigma_{p,max}}{c^2}\frac{dc}{dt} \tag{8.29}$$

の、dq/dt の項に (2.119) 式から与えられる拡散荷電速度

$$\frac{dq}{dt} = \frac{i_b\, i_\sigma}{\varepsilon_0}\frac{q}{\exp\left(\frac{qe}{2\pi\varepsilon_0\delta_p KT}\right)-1} \tag{8.30}$$

を代入し、dc/dt の項に (8.24) 式の発生項がない場合の式

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{B\sigma_{p,max}^2}{\varepsilon_0} \tag{8.31}$$

を代入する。(8.26)式を用いて結果を整理すれば、$q_{d,max}$ を与える方程式として

$$Z_{max}\{\exp(Z_{max})-1\} = \frac{3\mu e\, i_b\, i_\sigma}{2\, {}^cC\sigma_{p,max}\,\varepsilon_0 KT} \tag{8.32}$$

が得られる。ここで、

$$Z_{max} = \frac{q_{d,max}\, e}{2\pi\varepsilon_0\delta_p KT} \tag{8.33}$$

である。本章の実験の条件下では（8.32）式の解として $Z_{max}\simeq 6.5$ が得られた（Appendix 8.4）。

2)、壁面電界の積分　$\int_A E_s\,dA$

粒子電荷密度の低下による電界の変化がある程度イオン濃度の増加により相殺されることを考えて、壁面電界の積分 $\int_A E_s\,dA$ の近似値として、ここでも（8.22）式を用いる。$\sigma_p=0$ の極限での数値計算結果と（8.22）式との比較結果は表 8.1 のようになり、粒子濃度０の極限ではこの近似は明らかに成立しないが、他に適切な近似方法をみいだすことができなかった。

3)、濃度変化の式

(8.22)式および $q=q_{max}$ の関係を用いれば、静電拡散項は $Bcq_{max}\sigma_{p,max}/\varepsilon_0$ となって濃度 c に比例する。濃度変化の式は (8.9)式から

$$\frac{dc}{dt}=\frac{n_g}{V}-\frac{Bcq_{max}\sigma_{p,max}}{\varepsilon_0} \tag{8.34}$$

で与えられ、これを積分することによって濃度式は

$$c=\frac{\varepsilon_0}{Bq_{max}\sigma_{p,max}}\left\{\left(\frac{Bc_I q_{max}\sigma_{p,max}}{\varepsilon_0}-\frac{n_g}{V}\right)\exp\left(-\frac{Bq_{max}\sigma_{p,max}t}{\varepsilon_0}\right)+\frac{n_g}{V}\right\} \tag{8.35}$$

で与えられる。

(3)、濃度半減時間 t_h

(8.27)式から与えられる限界濃度

$$c_{cr}=\sigma_{p,max}/q_{max} \tag{8.36}$$

を境として、濃度の式を $c\geqq c_{cr}$ のとき（8.25）式で、$c<c_{cr}$ のとき（8.35）式で近似することができたので、これを用いて、発生項がない場合の半減時間を以下のように求めることができる。

$c_I\geqq 2c_{cr}$ のとき

$$t_h=\frac{c_I\varepsilon_0}{2B\sigma_{p,max}^2}\equiv t_{h,1} \tag{8.37}$$

$c_I\leqq c_{cr}$ のとき

$$t_h=\frac{0.693\varepsilon_0}{B\sigma_{p,max}q_{max}}\equiv t_{h,2} \tag{8.38}$$

$2c_{cr}>c_I>c_{cr}$ のとき

$$t_h = 2\left(1 - \frac{c_{cr}}{c_I}\right) t_{h,1} - \frac{\ln(0.5c_I/c_{cr})}{0.693}\, t_{h,2} \tag{8.39}$$

(8.37)式は初期濃度に比例する半減時間を、(8.38)式は初期濃度にかかわりなく一定の半減時間を表している。

８．１．３　凝集効果を考慮した数値解析

空間内に新しい粒子の発生が続いており、非荷電粒子濃度が０とみなせないときには、凝集効果は無視できず、(8.1)、(8.2) 式を数値的に解くことが必要になる。本節の第１項で述べたように k_c の値は推定が困難であるが、放電線の天井からの距離 d が増加すれば荷電領域が大きくなること、粒子電荷密度がその最大値に近づくにつれて荷電領域が減少するであろうことを考えて、ここでは空間内の荷電領域の割合を

$$r_a = (d/H_c)(1 - \sigma_p/\sigma_{p,max}) \tag{8.40}$$

と仮定して、k_c を次式の形で表した。

$$k_c = k_c' r_a \tag{8.41}$$

k_c' の値は空間内の気流の混合状態などに依存すると思われる。

静電拡散項の中の粒子電荷密度、壁面電界の項の取り扱いは前項と同様であるが、最大荷電量のうち拡散荷電の過程によるものについては、粒子の荷電時間を

$$t_c = \int_0^t r_a \, dt \tag{8.42}$$

で近似して、(2.119) 式により荷電量を時間の関数として概算した。この仮定は計算が簡単であるが、チャンバ内粒子の入れ代わりを考慮していないので、集じん速度の大きい条件下では時間の経過とともに粒子荷電量を過大に評価し始める傾向をもっている。

以上の計算法の中には、その妥当性については疑わしい仮定も含まれており、本項で述べた計算法は、粒子発生が続いている場での、荷電粒子と非荷電粒子の凝集効果と、空間内の気流の混合状態の影響を計算に組み込むための、一つの試みにすぎないと考える。

８．２　実験装置および実験方法

本節では、前節で述べた集じん理論の妥当性を検証するために行った実験に関して、その実験装置と実験方法の概要を述べる。

本章の実験装置は基本的に第６章のものと同一であり、実験方法は第７章とほぼ同様で

ある。集じん実験は、図 6.10 に示したチャンバの天井中央部に、長さ 2.2 m、直径 0.5 mm のステンレス線を長手方向に設置して放電線としたものにより行い、光透過計、粒子電荷密度測定装置は第６章、第７章と同一のものを用いた。そして、通常の実験条件下では、チャンバ内部の空気を 40 W のファン１台でかくはんした。チャンバ内が清浄であるときの、放電線印加電圧とチャンバ内壁に流れるコロナ電流の関係は図 8.4 のようになり、放電線の天井からの距離 d が 15cm から 45cm の範囲では、放電開始電圧は d によらず一定で、約 12kV となっている。本章の実験では、放電線位置 d を変化させたときに、この無負荷時（チャンバ内に粒子が存在しないとき）の電流値 $I_{d,0}$（以下、設定電流と呼ぶ）が一定になるように、印加電圧を選択している。このとき、３通りに変化させた d および $I_{d,0}$ に対する、印加電圧の設定値および (8.19)、(8.20)式から計算される最大電荷密度 $\sigma_{p,max}$ は表 8.2 のようになり、設定電流一定の条件下では、最大粒子電荷密度は d によらずほぼ一定となっていることが分かる。

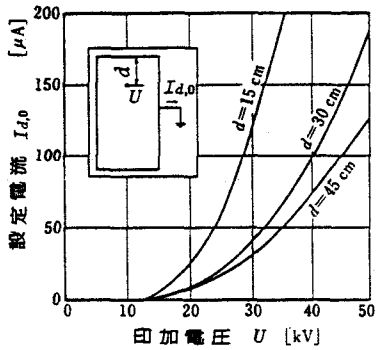


図8.4　印加電圧と設定電流の関係

表8.2　最大電荷密度と放電線位置の関係

$I_{d,0}$ [μA]	d [cm]	U [kV]	$\sigma_{p,max}$ [μC/m³]
10	15	18.0	1.33
	30	21.5	1.31
	45	23.2	1.26
35	15	22.5	2.33
	30	29.0	2.34
	45	32.0	2.25
120	15	32.1	4.46
	30	42.9	4.26
	45	51.5	4.44

つぎに、チャンバ内壁にはり付けた幅 2 cm の裏面を絶縁した金属はくに流れ込む電流を測定することによって得られた、壁面上の電流分布の例を図 8.5 に示す。電流分布は印加電圧によらずほぼ一定となっており、この傾向は増田らの実験結果[204]とも一致している。また、図中に曲線で示した Appendix 8.3 の数値計算による電流分布の計算結果は測定結果とほぼ一致しており、前節の理論解析での仮定の検討の際に引用した壁面電界の数値計算結果も、ほぼ妥当なものであったことが推測される。また、電流分布が印加電圧によらずほぼ一定であることから、天井面および側壁面に流れる電流の割合いも、印加電圧には依存せずほぼ一定となり、測定結果は図 8.6 のようになった。ここでも、図中に実線で示した数値計算結果と測定結果とはよく一致しており、数値計算法の妥当性が証明されている。

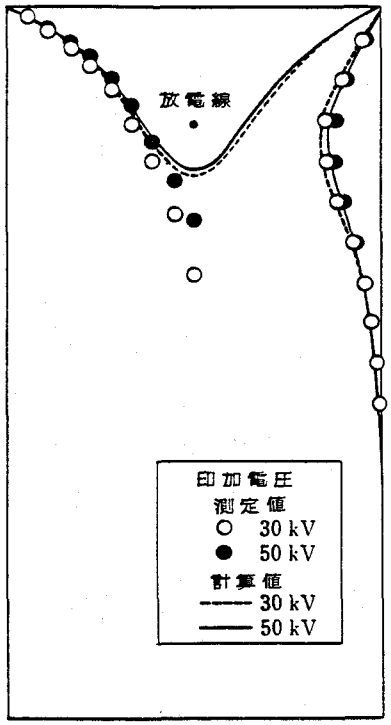


図８.５　壁面上の電流分布

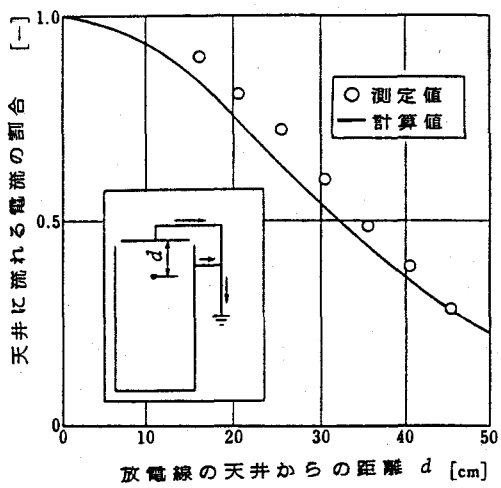


図８.６　放電線位置による電流分布の変化

実験用粒子には第６章、第７章でもすでに用いたDOP 粒子および煙粒子を用いた。したがって、 DOP粒子の粒度分布、質量濃度と空気濁度との関係および煙粒子の質量濃度と空気濁度との関係はすでに述べた結果をそのまま用いることができたが、煙粒子の粒度分布に関しては、発生器設置場所での気流速度が前章の場合と比べて高く、燃焼速度が大きかったために、発生してくる煙粒子の粒径も前章に比べてやや大きくなっており、発生直後の粒度分布と濁度 $0.9\,m^{-1}$ の濃度で 20 分間放置したのちの粒度分布は図 8.7 の直線Ａ，Ｂのように測定された。本章では、初期濃度を何通りかに変化させた条件下での実験を行っているが、それらの実験と比較するための理論計算の際には、煙粒子の場合には第７章と同様に、新たな粒子発生のない実験には図 8.7 のＢの分布を、粒子発生を伴う実験の場合にはＡの分布を用い、 DOP粒子に対しては、第６章と同様発生後放置の手続きは行わ

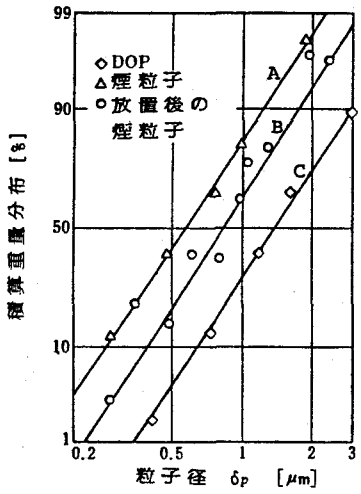


図８.７　粒度分布

ず、粒度分布にはすべてCの分布を仮定した。

8．3　実験結果および計算値との比較

本節では、第1節で導出した理論式の妥当性を、実験結果との比較により検討する。

計算に際して、代表粒子径には平均体積径を用いること、濁度から濃度への換算には両者の間の相関関係の実験結果をそのまま用いることなどの取り扱い方は、第6章、第7章と同様である。粒子発生強度は、第7章と同様にチャンバ内空気濁度の増加率から読みとった、(7.20)式で表される量 M_g により表現した。 M_g は、その強度で粒子が発生したときに、チャンバ内が集じん開始時の濃度に達するまでに要する時間の逆数となっている。

8．3．1　最大電荷密度の測定

(8.19)、(8.20) 式の最大電荷密度を与える式の妥当性を検討するために、チャンバ内を3台のファンで十分かくはんしながら、最大強度で粒子を発生させ、チャンバ内の粒子電荷密度を測定した。 DOP粒子を用いた場合の測定結果は図 8.8 のようになり、図中に実線で示した、(8.19)、(8.20) 式による計算の結果とよく一致している。

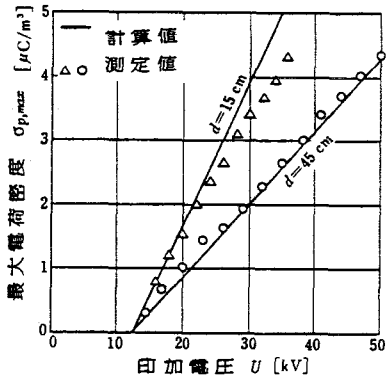


図8.8　最大電荷密度の測定値と計算値の比較

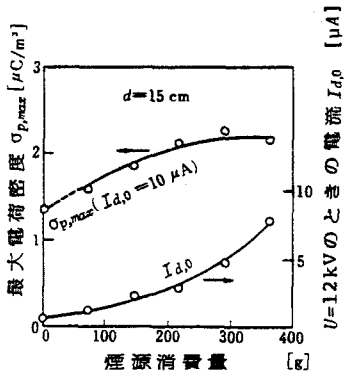


図8.9　煙源の燃焼による放電開始電圧の低下現象

煙粒子を用いた同様の測定では、放電線が天井に近い場合に、低い印加電圧での粒子電荷密度の測定値が、時間の経過とともに上昇して計算値を上回る傾向がみられた。この原因を調べるために、粒子電荷密度および、チャンバ内空気を換気せずに煙粒子だけを静電気的に取り除いた雰囲気中での放電開始電圧付近におけるコロナ電流を測定し、測定時点までにチャンバ内で消費された煙源の量との関係で表したところ、図 8.9 のような結果が得られた。煙源の消費量の増加につれて粒子電荷密度とコロナ電流が増加してゆく傾向

がみられる。清浄状態での放電開始電圧に対応する印加電圧下でのコロナ電流が増加してゆくことは、放電開始電圧の低下が進行していることを意味しており、そのことが、放電線が天井に近く印加電圧の低いところで最大電荷密度の上昇をもたらすことは、(8.19)、(8.20)式または図 8.8　から明らかである。この現象は、チャンバ内の空気を換気すれば直ちに元の状態に復元し、煙源の燃焼によるチャンバ内の温度上昇はわずかであることから、燃焼排ガスによる空気組成変化の影響によるものであると推測された。なお、この効果は後述の実験結果の一部に影響を及ぼしているが、影響範囲は実用上の価値の小さい低い印加電圧の範囲に限られるので、本研究ではこの現象についてのこれ以上の検討は行わなかった。

８．３．２　発生項がない場合の集じん実験

(8.24)、(8.34) 式の集じん速度を与える式の妥当性を検討するために、 DOP粒子および煙粒子に対して、新たな粒子発生がない場合の集じん実験を数通りの初期濃度について行い、実験結果を、濃度変化から読み取った集じん速度と濃度との関係、および粒子電荷密度と濃度との関係で表現したものを、図 8.10、 図 8.11 に示す。なお、この実験では、(8.24)A 式および(8.34)A 式 (Appendix 8.1) の右辺第３項の補正項の影響を、実験結果を集じん速度に変換する際に実験値の側で補正して、(8.24)、(8.34) 式の右辺第２項に相当するものを集じん速度の実験値として示している。

図で計算値は横軸に平行な直線あるいは 45°の傾きをもった実線または一点鎖線の直線で示しており、横軸に平行な部分は (8.24) 式の右辺第２項を、また、45° の一点鎖線は荷電量の最大値として電界荷電の飽和荷電量 (8.28) 式を用いた場合の (8.34) 式の右辺第２項を、そして、45° の実線は荷電量の最大値として、(8.33)式から得られる拡散荷電の最大荷電量と(8.28)式の電界荷電の飽和荷電量のどちらか大きいほうを採用した場合の、(8.34)式右辺第２項を示している。粒子電荷密度の図におけるそれぞれの直線もこれに対応している。

図から、設定電流が低く初期濃度が高い場合に、集じんの初期過程で実測値が計算値を上回ることが分かり、これは主として解析上は無視した荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集によるものと思われるが、煙粒子に対する $I_{d,0}=10\mu A$ の実験の場合には粒子電荷密度の測定値も計算値を上回っており、この場合には前項で述べた放電開始電圧低下現象の影響が明らかに含まれている。そして、これらの部分を除けば、煙粒子、DOP 粒子のどちらに対しても、実測値は初期濃度にかかわりなく実線で示された解析解とよく一致しており、集じん速度を与える近似解として、(8.24)式および、拡散荷電まで考慮して定めた最大荷電量を用いた (8.34) 式が妥当なものであることが示されている。

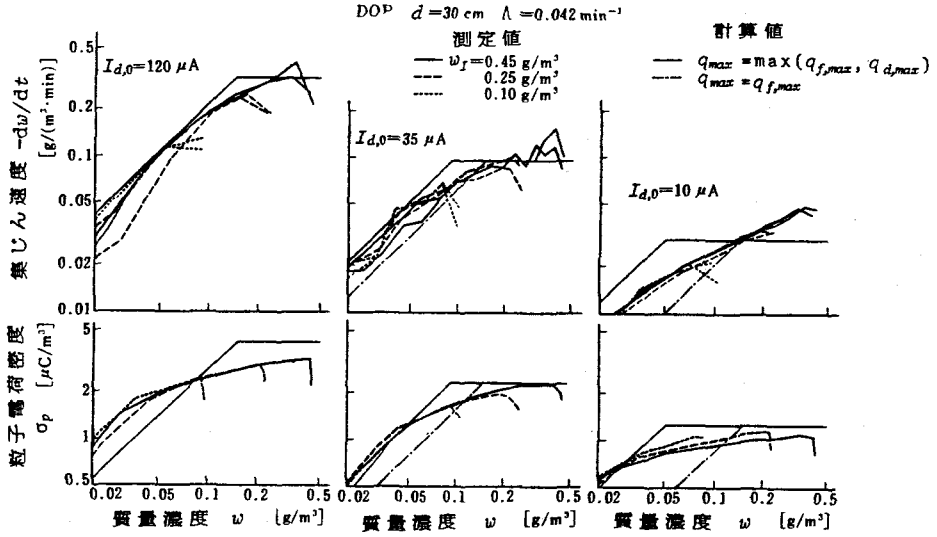


図8.10　集じん速度および粒子電荷密度と濃度との関係（DOP）

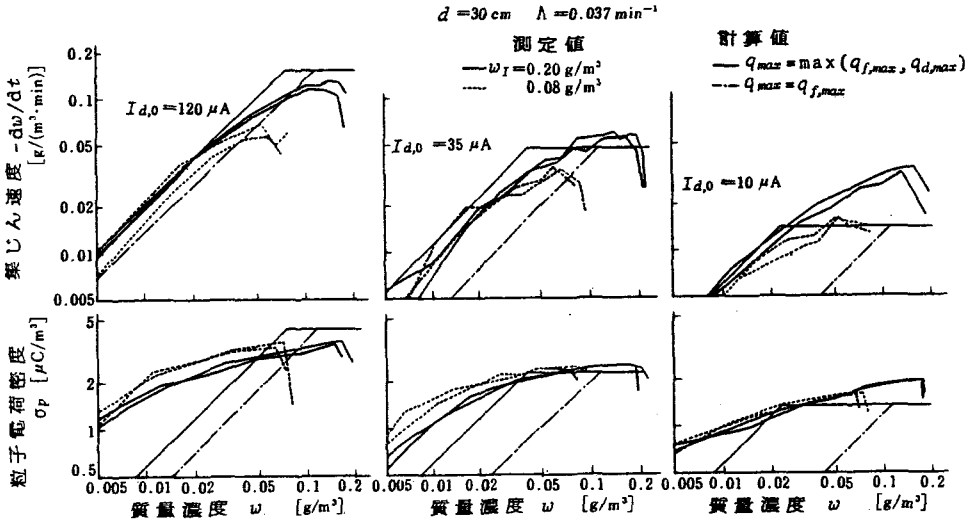


図8.11　集じん速度および粒子電荷密度と濃度との関係（煙粒子）

粒子電荷密度に関しては、DOP 粒子に対する実験の場合には、集じん速度と同様に実線で示した近似解が測定結果をよく説明しているが、煙粒子に対しては低濃度領域で近似解との差が大きくなっている。本章1節で示した $q_{d,max}$ の考え方は、粒子の空間内滞留時間が長くなる場合には荷電量を過少評価する性格をもっており、一方、実験に用いた粒子は実際には粒度分布をもっているので、粒子の空間内滞留時間が長くなるにつれて集じん

の困難な微小粒子が残留してくることになる。したがって、(8.34)式右辺第２項で、平均粒子径の減少による粒子移動度Bの低下と、滞留時間が長くなるにつれて生じるq_{max}の増加とがある程度相殺した結果、集じん速度が近似解におよそ一致しているのだと考えれば、粒子径の小さい煙粒子に対して粒子電荷密度のみが近似解を上回ることに対する一応の説明はつくが、これは単なる推測の域を出ていない。ともかく、本章１節で近似解を導くにあたって覚悟した誤差の大きさに比べれば、集じん速度に対する近似解の予測精度は期待される以上のものであろうと思われる。

つぎに(8.37)～(8.39)式の濃度半減時間を与える式の妥当性を検討するために、初期濃度が種々異なる場合の半減時間をDOP粒子に対して計算した結果を図8.12に示す。図中の実線および一点鎖線は、図8.10、図8.11の場合と同じ意味をもった計算値であるが、この場合には(8.37)A～(8.39)A式中に含まれる補正項を実験値の側で修正することができないので、計算には(8.37)～(8.39)式のかわりに(8.37)A～(8.39)A式を用いている。図から明らかなように、濃度半減時間を予測する場合には、最大荷電量q_{max}として電界荷電の飽和荷電量$q_{f,max}$を用いたほうが測定値をよく説明できており、このことは、濃度半減時間程度の短い滞留時間では粒子荷電量が(8.33)式で与えられる最大荷電量にまで増加し得ないことと対応している。測定結果のほうには近似解のような明確なこう配の変化はなく、その点では両者はやや異なるが、q_{max}として$q_{f,max}$を用いた近似解が、定量的には濃度半減時間のよい近似を与えていることが分かる。

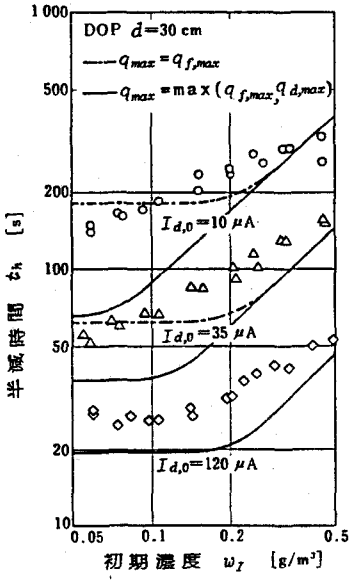


図８.１２　濃度半減時間と初期濃度の関係

８．３．３　発生項がある場合の集じん実験

空間内に連続して粒子発生がある場合のDOP粒子および煙粒子に対する集じん実験の結果を、濃度の経時変化で表して図8.13、図8.14に示す。図で実線は測定結果を、破線は(8.25)、(8.35)式で最大荷電量q_{max}に電界荷電の飽和荷電量$q_{f,max}$を用いた場合の近似解析解を表している。一点鎖線は本章１節３項で述べた、非荷電粒子から荷電粒子への変換速度、粒子間の凝集および拡散荷電の影響を考慮した数値計算結果を示しており、計算にあたってはk_c'の値を$1\,s^{-1}$と仮定している。k_c'の値は、チャンバ内での粒子の対流速度の観察からおよそ推測されたもので不正確ではあるが、数値計算結果はk_c'の値

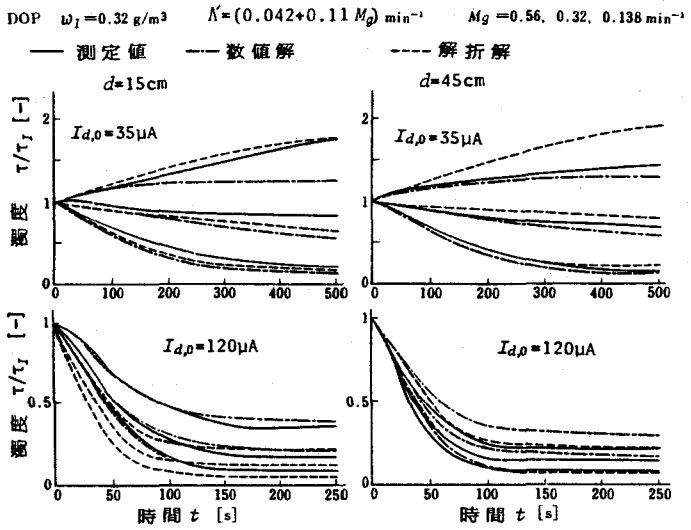


図8.13　粒子発生時の濃度の経時変化（DOP）

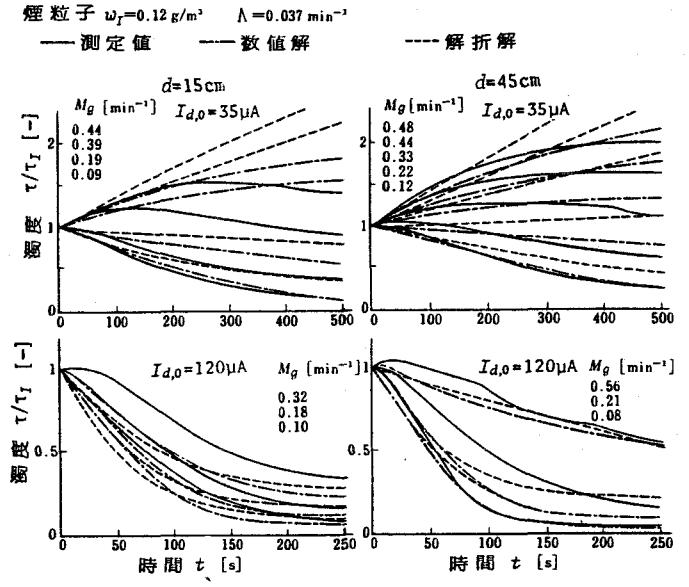


図8.14　粒子発生時の濃度の経時変化（煙粒子）

の変化に対して鈍感であり、k_c' の推定誤差の計算結果への影響はあまり大きくないものと思われる。

数値計算結果を解析解と比較すれば、発生強度が大きく設定電流の低い高濃度領域では、凝集効果により数値解が解析解よりも低い濃度を与え、発生強度が大きく設定電流も高い

条件下では、粒子径が大きく拡散荷電の影響の小さい DOP粒子の場合には非荷電粒子の荷電粒子への変換速度が支配因子となって数値解が解析解よりも高い濃度を与え、粒子径が小さく拡散荷電の影響の大きい煙粒子の場合には、両者がほぼ相殺して、同程度の濃度となっている。また、計算結果を測定結果と比較すれば、数値計算結果が煙粒子の $I_{d,0}$ = 35μA の場合の凝集効果や DOP粒子の $I_{d,0}$ = 120μA, d = 15cm の場合の荷電粒子への変換速度の影響をよく説明しているようにも思われ、実験結果の過半数は解析解よりも数値解によってよりよく近似されているが、その逆の結果となっているものも 20 %程度あり、数値計算モデルは、チャンバ内で生じる現象を完全に説明できるものとはなっていない。そして、凝集効果が顕著となるような高い濃度の生じる実用的価値の低い条件を除けば、粒子発生がある場合にも簡単な解析解がおよそその集じん特性を予測していることが分かる。

以上の実験および理論的検討によっては空間内の混合状態の集じん速度への影響は明らかにならなかったので、ここでその影響を実験的に検討しておく。チャンバ内に置いたかくはん用のファンの台数や回転数を変化させて粒子発生がある場合の DOP粒子に対する集じん実験を行い、時間が十分経過したのちの終末濃度とファンへの全投入電力との関係を図 8.15 に示した。ファンを作動させない場合でも、チャンバ内にはイオン風による気流の循環が生じるので、終末濃度は時間的変動は大きいものの、あまり高濃度にはならず、全体として、集じん速度は空間内の混合状態にあまり影響を受けていない。 d=45cm の場合に比べて d=15cm の場合の終末濃度が高いのは、荷電領域の大きさの違いによるものと思われ、投入電力 40 W 程度のところに終末濃度の最低値がみられるのは、混合度が大きいほど荷電領域への粒子輸送が大きくなり集じん速度を高める作用と、混合度が小さいほど放電線と壁面との間の粒子濃度が低下し、quenching の状態から外れてコロナ電流が流れ易くなって集じん速度を高める作用との相乗効果によるものであると考えられる。

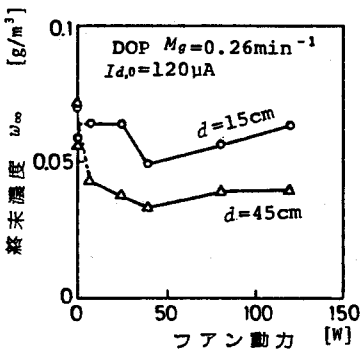


図8.15　混合強度と終末濃度の関係

8．3．4　壁面沈着量の測定

本章では集じんの主なメカニズムを静電拡散による荷電粒子の壁面への沈着であるとし、さらに実験においてはチャンバ両端面の影響を無視して空間を二次元とした解析をあてはめたが、これらの仮定が許容できるものであるかどうかを調べるために、チャンバ内壁面での粒子の沈着速度の分布を測定した。測定の目的には、両端面が樹脂製であることによ

る粒子沈着への特別な静電気的影響の有無を調べることも含まれているので、両端面にはチャンバと同じ材質の 5 cm 角の樹脂板を、他の面には 10 cm角のアルミはくをあらかじめ計量してからはり付け、 DOP粒子に対して発生項がある場合の実験を 1 時間継続して行い、その間の質量の増加を計測した。結果を沈着フラックスで表現したものを図 8.16 に示す。

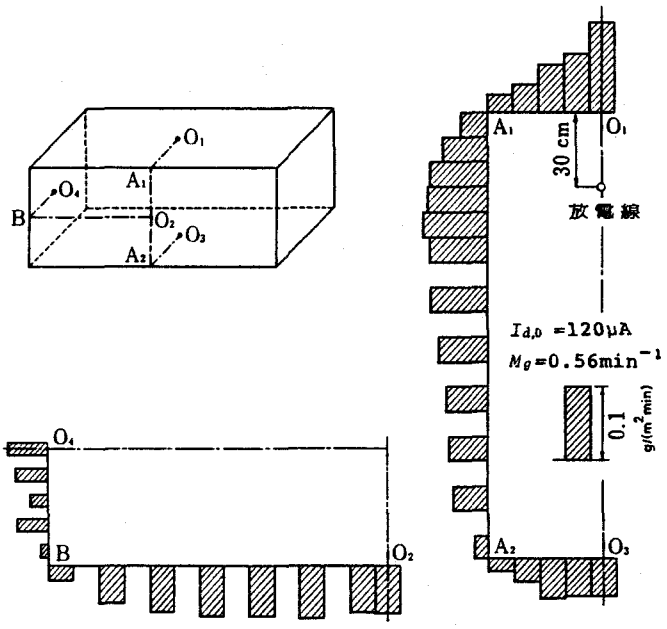


図8.16　壁面沈着フラックスの測定例

図 8.16 の実験条件は設定電流が大きく、チャンバ内濃度は 0.06g/m^{3}とかなり低いが、内壁面全体が粒子沈着面として作用していることが分かり、粒子沈着が静電拡散によるものであるとした解析が妥当であったことが分かる。また、端面 $\overline{O_4B}$ に樹脂を用いたことによる沈着への特別の影響はみられず、沈着量は他の面へのそれと比べて有意な差はない。したがって、本来静電拡散による粒子沈着速度には空間の大きさが関係しないことも考え合わせれば、空間を二次元として取り扱ったことによる誤差は小さいものと思われる。

8．4　本章のまとめ

本章では、空間電荷を利用する大空間の集じん法のもう一つの例である、放電線設置方式の集じん特性について検討した。

本章の冒頭では放電線を用いた大空間の集じんに関する既往の研究の概要を述べ、この方式が火災時やトンネル掘削時に発生する種々の粒子の制御に有効であることが現場実験によりすでに確認されているものの、集じん特性の理論的解析がいまだなされていないことを示した。

そして第１節では、粒子の電荷が瞬時に行われ集じんの機構が静電拡散による荷電粒子の壁面沈着であると仮定したときの集じん速度を与える近似解析解を導き、さらに荷電時間と粒子間の凝集効果まで考慮した場合の数値計算法を示した。近似解析解の導出にあたっては、まず、システムの幾何形状、印加電圧、粒子の大きさなどによって定まる最大電荷密度と最大荷電量の存在を仮定し、それらを簡単な近似式で表現した。そして、集じん速度をそれらの値を用いて表すことによって、高濃度領域では粒子濃度にかかわらず一定で、低濃度領域では粒子濃度に比例する集じん速度の式を得た。さらに、集じん速度の式を時間で積分することによって、高濃度領域では初期濃度に比例し、低濃度領域では一定値で表される濃度半減時間の式を得た。

第２節、第３節では、第１節で導いた集じん速度の理論式の妥当性を検討するための実験について述べた。まず、最大電荷密度を与える近似式が実験的にも妥当であることを示し、つぎに、新たな粒子発生がない場合の集じん実験の結果から、集じん速度が拡散荷電の過程まで考慮した最大荷電量を用いた解析解とほぼ一致することを示し、さらに、濃度半減時間は電界荷電だけを考えた最大荷電量を用いた解析解により、よく近似されることを示した。また、新たな粒子発生がある場合の実験結果を数値計算結果と比較することにより、荷電時間と凝集効果とを考慮した解析が実験結果をうまく説明できる場合が多いものの、集じん速度の大きい条件下ではそれらを無視した解析解によってもおおよそ集じん特性が説明できることを示した。そして最後に実験的な検討によって、空間内の気流の混合状態が集じん速度にあまり影響しないことを示し、内壁面全体が粒子沈着面となっていることを確認した。

以上の検討から、本研究で設定した条件の範囲では放電線設置方式による集じんにおいては、システムの幾何形状と印加電圧によって定まる最大電荷密度がその性能を支配する主要な因子であり、印加電圧が高いほど、また、同じ印加電圧では放電線位置が壁面に近いほど大きい集じん速度が得られることが分かった。また、集じん空間が大きくなるとともに最大電荷密度の値が低下することから、そのような場合の手段として、放電線近くに接地電極を設けることが有効であることも推論された。本研究で設定した条件の範囲よりもさらに濃度の低い条件、あるいは静穏な大空間での集じんに関しては、別の取り扱い方も必要になってくるものと思われる。

Appendix 8.1 補正項を含めた集じん理論式

ここでは、実験の際に生じるファンの羽根への沈着と換気による希釈効果まで含めた場合の理論式を、対応する本文中の各式の式番号に添字Aを付したもので示す。希釈効果による補正は発生項がある場合の DOP粒子に対する実験の場合のみ必要となる。

$$\Lambda' = \Lambda + Q_g / V$$

と置いて、以下に結果のみを羅列する。

$$\frac{dc_n}{dt} = -k_c c_n - K_{ne} c_n c_e + \frac{n_g}{V} - \Lambda' c_n \qquad (8.1)A$$

$$\frac{dc_e}{dt} = k_c c_e - \frac{B c_e q \int_A E_s \, dA}{V} - \Lambda' c_e \qquad (8.2)A$$

$$\frac{dc}{dt} = -K_{ne} c_n c_e + \frac{n_g}{V} - \frac{B c_e q \int_A E_s \, dA}{V} - \Lambda' c \qquad (8.5)A$$

$$\frac{dc}{dt} = \frac{n_g}{V} - \frac{B c_e q \int_A E_s \, dA}{V} - \Lambda' c \qquad (8.9)A$$

$$\frac{dc}{dt} = \frac{n_g}{V} - \frac{B \sigma_{p,max}^2}{\varepsilon_0} - \Lambda' c \qquad (8.24)A$$

$$c = \frac{1}{\Lambda'} \left\{ \left(\frac{B \sigma_{p,max}^2}{\varepsilon_0} - \frac{n_g}{V} + \Lambda' c_I \right) \exp(-\Lambda' t) - \frac{B \sigma_{p,max}^2}{\varepsilon_0} + \frac{n_g}{V} \right\} \qquad (8.25)A$$

$$\frac{dc}{dt} = \frac{n_g}{V} - \frac{B c q_{max} \sigma_{p,max}}{\varepsilon_0} - \Lambda' c \qquad (8.34)A$$

$$c = \frac{1}{\Lambda' + B q_{max} \sigma_{p,max} / \varepsilon_0} \left[\left\{ \left(\Lambda' + \frac{B q_{max} \sigma_{p,max}}{\varepsilon_0} \right) c_I - \frac{n_g}{V} \right\} \times \exp\left\{ \left(-\Lambda' - \frac{B q_{max} \sigma_{p,max}}{\varepsilon_0} \right) t \right\} + \frac{n_g}{V} \right] \qquad (8.35)A$$

$$t_h = -\frac{1}{\Lambda'} \ln \left\{ \frac{B \sigma_{p,max}^2 / (\varepsilon_0 \Lambda' c_I) + 0.5}{B \sigma_{p,max}^2 / (\varepsilon_0 \Lambda' c_I) + 1} \right\} \qquad (8.37)A$$

$$t_h = \frac{0.693}{\Lambda' + B \sigma_{p,max} q_{max} / \varepsilon_0} \qquad (8.38)A$$

$$t_h = -\frac{1}{\Lambda'} \ln \left\{ \frac{B \sigma_{p,max}^2 / (\varepsilon_0 \Lambda' c_I) + c_{cr} / c_I}{B \sigma_{p,max}^2 / (\varepsilon_0 \Lambda' c_I) + 1} \right\} + \frac{\ln \{ c_I / (2 c_{cr}) \}}{\Lambda' + B \sigma_{p,max} q_{max} / \varepsilon_0} \qquad (8.39)A$$

Appendix 8.2　最大電荷密度の計算

図 8.1　のシステムにおける最大電荷密度の式を導出する。

座標系を図 A.8.1　のようにとったとき、境界条件 (8.11) 式を満たすポアソン方程式(8.17)式の解は、

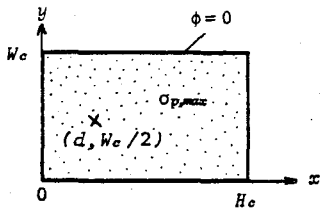


図 A.8.1　座標系

$$\phi(x,y)=\frac{2}{\pi}\sum_{n'=1}^{\infty}\frac{\sin(n'\pi x/H_c)}{n'\sinh(n'\pi W_c/H_c)}\int_0^{H_c}\sin(n'\pi\xi/H_c)\,d\xi$$

$$\times\left[\int_0^{y}\sinh(n'\pi\eta/H_c)\sinh\{(n'\pi/H_c)(W_c-y)\}\frac{\sigma_{p,max}}{\varepsilon_0}\,d\eta\right.$$

$$\left.+\int_y^{W_c}\sinh(n'\pi y/H_c)\sinh\{(n'\pi/H_c)(W_c-\eta)\}\frac{\sigma_{p,max}}{\varepsilon_0}\,d\eta\right] \tag{A.8.1}$$

で与えられている。[205]　ここで ξ,η は任意のパラメータである。

各項の積分計算はつぎのようになる。

$$\int_0^{y}\sinh(n'\pi\eta/H_c)\sinh\{(n'\pi/H_c)(W_c-y)\}\frac{\sigma_{p,max}}{\varepsilon_0}\,d\eta$$

$$=\frac{\sigma_{p,max}H_c}{n'\pi\varepsilon_0}\sinh\{(n'\pi/H_c)(W_c-y)\}\{\cosh(n'\pi y/H_c)-1\} \tag{A.8.2}$$

$$\left.\begin{aligned}\int_0^{H_c}\sin(n'\pi\xi/H_c)\,d\xi&=0 \qquad (n':\text{偶数})\\ &=\frac{2H_c}{n'\pi} \qquad (n':\text{奇数})\end{aligned}\right\} \tag{A.8.3}$$

$$\int_y^{W_c}\sinh(n'\pi y/H_c)\sinh\{(n'\pi/H_c)(W_c-\eta)\}\frac{\sigma_{p,max}}{\varepsilon_0}\,d\eta$$

$$=\frac{\sigma_{p,max}H_c}{n'\pi\varepsilon_0}\sinh(n'\pi y/H_c)\{\cosh(n'\pi/H_c)(W_c-y)-1\} \tag{A.8.4}$$

(A.8.2) ～(A.8.4) 式を (A.8.1)式に代入して整理し、$n'=2n-1$ とおけば次式が得られる。

$$\phi(x,y)=\frac{4H_c^2\sigma_{p,max}}{\pi^3\varepsilon_0}\sum_{n=1}^{\infty}\left[\frac{\sin\{(2n-1)\pi x/H_c\}}{(2n-1)^3\cosh\{(2n-1)\pi W_c/(2H_c)\}}\right.$$

$$\left.\times\left\{\cosh\frac{(2n-1)\pi W_c}{2H_c}-\cosh\frac{(2n-1)\pi(W_c-2y)}{2H_c}\right\}\right] \tag{A.8.5}$$

境界条件 (8.16) 式を代入し、最大電荷密度 $\sigma_{p,max}$ について解けば、(8.19)、(8.20) 式

が得られる。

Appendix 8.3　コロナ放電場の数値計算

ここでは、チャンバ内が清浄で設定電流に等しいコロナ電流が流れている場での、チャンバ内の電界、イオン濃度の分布を知るために行った数値計算の概要を述べる。コロナ放電場の計算には何通りかの異なった方法[201,204,206]が用いられているが、本研究では、印加電圧とコロナ電流との関係がすでに与えられているものとして、放電線近傍のイオン濃度を試行錯誤的に与え、差分化した基礎方程式を緩和法により解いて電流値が実測値に一致する解をみいだす方法[204]をとった。この数値計算の結果は本章で近似解を導出する際に設けた仮定の検討に用い、計算法自身の妥当性は壁面電流分布の計算値の測定値との比較により検証している。

計算に用いた基礎式は、(8.3) 式で $\sigma_p = 0$ とおいたポアソンの式

$$\nabla^2 \phi = -\nabla \cdot \vec{E} = -{}^i\sigma / \varepsilon_0 \tag{A.8.6}$$

と、(8.4) 式のイオン流連続の式

$$\nabla \cdot ({}^i b \, {}^i\sigma \, \vec{E}) = 0 \tag{A.8.7}$$

であり、[206]　境界条件は (8.11) ～(8.13)式

壁面上で　$\phi = 0$　(A.8.8)

放電線表面で　$\phi = U$　(A.8.9)

放電線表面で　$E = E_{cr}$　(A.8.10)

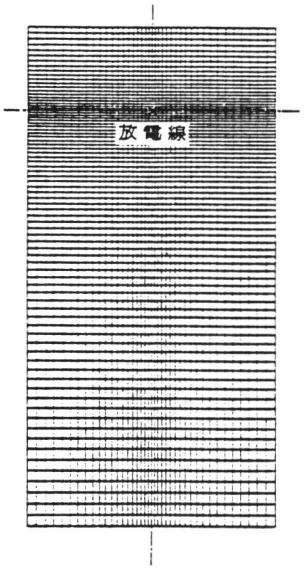
および、壁面上でのイオン濃度とコロナ電流との関係を与える式

$$\int_A {}^i b \, {}^i\sigma \, E_s \, dA = I_{d,0} \tag{A.8.11}$$

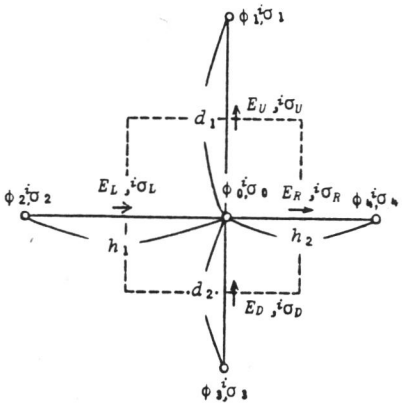
である。

(1)、緩和式

断面を図 A.8.2　のように放電線近傍を密にした 40 × 80　の不均等メッシュで分割し、対称性を利用して図の右側半分のみを計算領域として計算する。格子点あるいはその中点上の電位 ϕ、イオン濃度 ${}^i\sigma$ 、電界 E に図 A.8.3　の記号を与えて、計算に用いる緩和式



図A.8.2　計算メッシュ



図A.8.3　差分式に用いられた記号

を導出する。

(A. 8. 6) 式に対応する緩和式には Liebmann の方法[207]

$$\phi_0^{(n+1)} = \phi_0^{(n)} + \frac{h_1 h_2 d_1 d_2}{h_1 h_2 + d_1 d_2} \left\{ \frac{h_1 \phi_4^{(n)} + h_2 \phi_2^{(n+1)} - (h_1 + h_2)\phi_0^{(n)}}{h_1 h_2 (h_1 + h_2)} + \frac{d_1 \phi_3^{(n)} + d_2 \phi_1^{(n+1)} - (d_1 + d_2)\phi_0^{(n)}}{d_1 d_2 (d_1 + d_2)} + \frac{i\sigma_0^{(n)}}{2\varepsilon_0} \right\} \tag{A. 8. 12}$$

を用いる。ここで、右肩の添字(n)は繰り返し回数n回目の値であることを示している。

(A. 8. 7) 式に対応する緩和式には、計算の安定化のために風上差分[208]を用いる。すなわち、図 A. 8. 3 の破線内の領域に対する (A. 8. 7)式の差分式

$$-E_U^{(n+1)} i\sigma_U + E_D^{(n+1)} i\sigma_D + \frac{h_1 + h_2}{d_1 + d_2}\left(E_L^{(n+1)} i\sigma_L - E_R^{(n+1)} i\sigma_R\right) = 0 \tag{A. 8. 13}$$

$$E_U^{(n+1)} = \left(\phi_1^{(n+1)} - \phi_0^{(n+1)}\right)/d_1 \tag{A. 8. 14}$$

$$E_D^{(n+1)} = \left(\phi_0^{(n+1)} - \phi_3^{(n+1)}\right)/d_2 \tag{A. 8. 15}$$

$$E_L^{(n+1)} = \left(\phi_0^{(n+1)} - \phi_2^{(n+1)}\right)/h_1 \tag{A. 8. 16}$$

$$E_R^{(n+1)} = \left(\phi_4^{(n+1)} - \phi_0^{(n+1)}\right)/h_2 \tag{A. 8. 17}$$

の、$i\sigma_U$, $i\sigma_D$, $i\sigma_L$, $i\sigma_R$ に $(i\sigma_1^{(n+1)}, i\sigma_0^{(n+1)})$, $(i\sigma_3^{(n)}, i\sigma_0^{(n+1)})$, $(i\sigma_2^{(n+1)}, i\sigma_0^{(n+1)})$,

$({}^{i}\sigma_4^{(n)}, {}^{i}\sigma_0^{(n+1)})$の各々の組のうちの電位が高い側の ${}^{i}\sigma$ を代入し、${}^{i}\sigma_0^{(n+1)}$ について解いたものを緩和式とする。なお、(A. 8. 7) 式を通常の中心差分を用いて計算する方法では収束解を得ることができなかった。

放電線近傍と境界上を除いた点では、(A. 8. 12)式、(A. 8. 13)～ (A. 8. 17) 式を用いてϕ, ${}^{i}\sigma$ を修正する。中心線上では対称性を利用して (A. 8. 12)、(A. 8. 13)式の ϕ_2, ${}^{i}\sigma_2$を ϕ_4, ${}^{i}\sigma_4$に置き換えたものを用い、壁面上の ${}^{i}\sigma$ の計算に必要な (A. 8. 13) 式中の E_R は、壁面上を含む内側３点のϕに二次式をあてはめる外挿法により求める。

(2)、境界条件

境界条件 (A. 8. 8)～(A. 8. 11)式のうち、(A. 8. 8) 式については、これをこのまま用いる。(A. 8. 11)式はこれを直接用いることはできず、また、(A. 8. 9)、(A. 8. 10)式については、放電線近傍で ϕ, ${}^{i}\sigma$ が急変して差分化による誤差が大きくなることを考えて、計算の際の境界条件をつぎのように変換した。すなわち、放電線近傍では電界が近似的に放電線に関して点対称であると考えて、(A. 2. 30)式と同様に

$$E_r = \left\{\frac{I_{d,0}}{2\pi\varepsilon_0 {}^{i}b L_d}\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) + \frac{E_{cr}^2 a^2}{r^2}\right\}^{1/2} \tag{A. 8. 18}$$

を仮定する。この式は境界条件 (A 8. 10) 式をすでにみたしている。境界条件 (A. 8. 9)式を考慮して積分すれば、放電線から距離rの点の電位は、

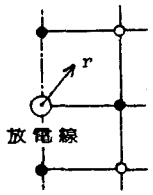
$$\phi = U - \sqrt{\frac{I_{d,0}}{2\pi\varepsilon_0 {}^{i}b L_d}}\left\{\sqrt{r^2+\beta^2} - \beta - \beta \ln\left(\frac{\beta + \sqrt{r^2+\beta^2}}{r}\frac{a}{2\beta}\right)\right\} \tag{A. 8. 19}$$

$$\beta = (2\pi\varepsilon_0 {}^{i}b L_d a^2 E_{cr}^2 / I_{d,0})^{1/2} \tag{A. 8. 20}$$

で与えられる。また、イオン濃度はイオン流連続の条件から、

$${}^{i}\sigma = \frac{I_{d,0}}{2\pi {}^{i}b r E_r L_d} \tag{A. 8. 21}$$

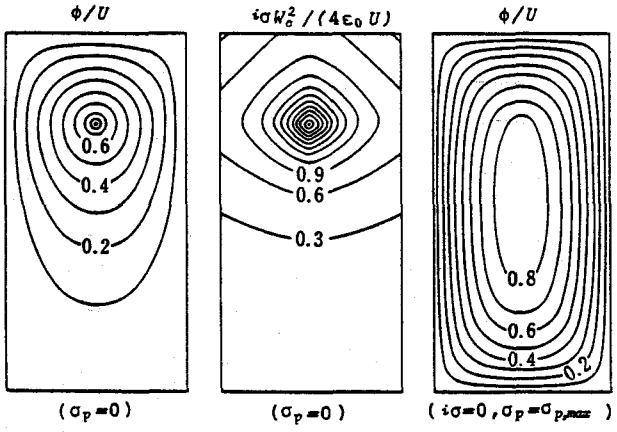
で与えられる。(A. 8. 18)～(A. 8. 21)式を用いて、放電線を囲む３点（図 A. 8. 4）の電位およびイオン濃度を与える。このようにすれば、(A. 8. 7) 式が計算領域全体にわたって厳密に成立していれば、境界条件 (A. 8. 11) 式は自動的に満足されるはずであるが、実際には差分化による誤差のために (A. 8. 21) 式中の$I_{d,0}$と (A. 8. 11) 式の数値積分の値とは必ずしも一致せず、ここでは、試行錯誤法によって、(A. 8. 11)式が成立するように(A. 8, 21)式中の$I_{d,0}$を修正した。このことは、放電線上のイオン濃度をコロナ電流が実験値に一致するように定める[204]ことと基本的には同一である。



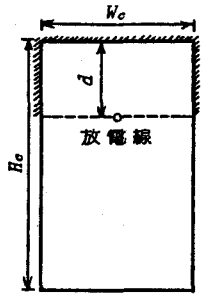
図A.8.4　式による計算点

(3)、計算手順と計算例

格子点上の $\phi, i\sigma$ に適当な初期値を仮定したのち、(A. 8. 12)～(A. 8. 17)式によって ϕ, $i\sigma$ の修正を交互に繰り返し、繰り返し回数 100回ごとに数値積分によって (A. 8. 11) 式の左辺を評価する。その際、壁面上の電界 E_s は壁面上を含む３点の ϕ に二次式をあてはめて、これを微分することにより求める。(A. 8. 11) 式の左辺が $I_{d,0}$ に一致しなければ (A. 8. 21)式中の $I_{d,0}$ を修正して再び計算し、(A. 8. 21)式が 0. 2%の誤差の範囲で成立するまでこれを繰り返す。ϕ と $i\sigma$ の計算結果の一例を図 A. 8. 5 に示す。図から、放電線近傍では $\phi, i\sigma$ はともに点対称に近似できることが分かる。また、図には比較のために粒子電荷密度が最大値に達してイオン濃度が０となっているときの ϕ の分布も示しているが、イオンによる電界は、放電線上部では粒子電荷による電界と同程度の値となるが、放電線下方ではずっと小さな値となることが分かる。



図Ａ.８.５　コロナ放電場の数値計算例



図Ａ.８.６　荷電領域

Appendix 8. 4　拡散荷電による最大荷電量の計算

拡散荷電による最大荷電量を与える (8. 32) 式の近似解を求める。

荷電領域を図 A. 8. 6 のように放電線の上部で近似すれば壁面上のイオン濃度とコロナ電流の関係は

$$I_{d,0} = i_b i_\sigma \bar{E}_s (W_c + 2d) L_d \tag{A. 8. 22}$$

で与えられるから、壁面上の電界 $\bar{E}_s$ を (8. 23) 式で近似し、

$$\frac{V}{A} \simeq \frac{H_c W_c}{2(H_c + W_c)} \tag{A. 8. 23}$$

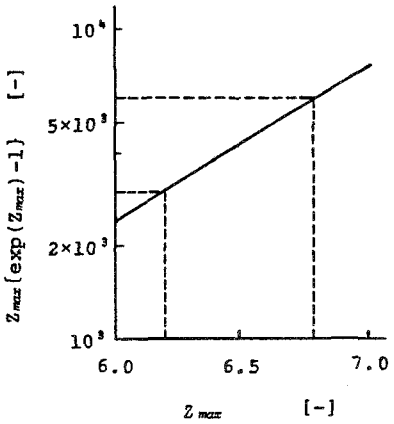
を用いれば、壁面上のイオン濃度の平均値として

$$^{i}\sigma = \frac{2(H_c + W_c)\varepsilon_0 I_{d,0}}{^{i}b H_c W_c \sigma_{p,max} (W_c + 2d) L_d} \tag{A. 8. 24}$$

が得られ、これを (8. 32) 式に代入すれば

$$Z_{max}\{\exp(Z_{max}) - 1\} = \frac{3ue I_{d,0}(H_c + W_c)}{^{c}C\sigma_{p,max}^{2} H_c W_c (W_c + 2d) L_d \kappa T} \tag{A. 8. 25}$$

となる。表 8. 1 に示した9通りの条件下での、この式の右辺の値は $3\sim6\times10^{3}$ となり、図 A. 8. 7 のように解をグラフから求めれば、$Z_{max}=6.5\pm0.3$ が得られる。



図A.8.7 Z_{max} の図式解

第９章　本研究のまとめ

本章では、以上の各章で得られた結果を要約し、本研究で取り扱った集じん法を実際の場に適用する際の考え方と、その得失等を述べて、本研究のまとめとする。

本研究は、比較的難解なエアロゾル科学の分野の基礎研究と集じん工学における性能試験的研究との中間的な立場にたって、静電気を利用する集じん法の一形式である空間電荷集じん法のいくつかの応用例に対して、できるだけ統一した取り扱いのもとにその集じん性能を理論的に解析し、実験的検証を加えることにより、その集じん特性を明らかにするとともに性能予測の手段を確立しようとしたものである。したがって、各章における理論解析においては、実用性の面から集じん率あるいは集じん速度の算定に必要な数値計算は常微分方程式の数値計算程度の簡単なものにとどめ、厳密さを多少犠牲にしても、できる限り結果を解析的に表現することに努めた。また、対象とする粒子の粒度分布については、分布に再現性があり比較的正確な集じん率の予測が期待される固定発生源に対する集じん装置に対しては粒度分布まで考慮した取り扱いを行い、火災煙等の一過性の粒子を対象とすることが多い大空間での集じんに対しては、分布を無視した平均径のみによる取り扱いを行った。本研究で行ったこのような問題の取り扱い方は、集じんの問題を理論的に取り扱う場合の方法論に対する一つの考え方として、本研究で得られた成果の一つであると考えている。

つぎに各章で得られた結果を要約する。

まず第１章では、本論文の緒論として、空気質の一要素である浮遊粒子状物質の重要性とその制御に静電気力を利用することの意味を述べ、本研究で取り上げた空間電荷集じん法が静電気を利用する種々の集じん法の中で占める位置を明らかにし、静電スクラバと大空間の集じんとが空間電荷集じん法の代表的な例であることを示した。

つづいて第２章では、荷電粒子の動力学を中心に本論文の以下の各章に共通な基本事項を述べた。まず第１節で本論文に用いる静電気力の名称を再定義したのち、第２節において、荷電粒子の輸送方程式に基づいた層流中あるいは乱流中での粒子沈着速度の算定法を示した。以下の解析では本節で示した基礎方程式あるいは本節での考察の結果を、必要に応じて各所に利用している。第３節では、本研究が対象とした集じん法の主要な集じん機構である静電拡散による荷電粒子の沈着速度式を示し、本研究が対象とした条件下では、管路内あるいは閉空間での荷電粒子沈着に関して静電拡散以外の他の機構（慣性力、重力、グラディエント力、影像力、拡散沈着）が無視できることを、理論的な考察によって示した。第４節では荷電粒子と非荷電粒子が混在する系での各粒子間の凝集の速度を理論的に検討し、本研究が対象とした条件下では荷電粒子間、非荷電粒子間の凝集は無視でき、荷

電粒子と非荷電粒子との間の凝集が顕著となることを示し、その凝集速度式を導いた。そして第５節では粒子荷電の理論について考察し、荷電量を電界荷電と拡散荷電の和として実験式的に表現した式が既往の荷電実験の結果とよく一致することを示して、本研究で用いる荷電量算定式を示した。

第３章から第５章までは空間電荷を利用する静電スクラバに関する研究であり、固定発生源から発生する粉じん粒子を対象としている。

まず第３章では静電スクラバの最初の例として、充てん塔入口に荷電装置を設けた静電充てん塔の集じん特性を、繊維状充てん物を例にとって検討した。ここではまず、集じん率を与える基礎となる充てん物一個に対する粒子の衝突効率を、静電拡散、影像力、さえぎりの効果を表す無次元数と充てん物まわりの流れのレイノルズ数の関数として近似解析解で与え、数値解と比較することによって近似解の理論上の妥当性を確認したのち、これを用いた集じん率の計算値を本研究で行った集じん実験の結果と比較することによって、衝突効率の近似解が実験的にも妥当であることを確かめた。そして、集じん特性の運転条件への依存性を理論式を用いて検討することにより、静電充てん塔では集じん率が充てん材の大きさにあまり影響されず、装置の圧力損失と処理空気の装置内滞留時間のみによって定まる傾向があり、滞留時間あるいは圧力損失が大きいほど集じん率が高くなることを示した。静電充てん塔では、充てん物の存在による影像力やさえぎりの効果が、装置下流へゆくに従って生じる静電拡散効果の低下を補う形となっており、本章で用いた集じん率算定法が静電充てん塔の性能予測法として利用できるものと考えられるが、実際の装置においては存在する噴霧水の影響をここでは解析の上でも実験の際にも考慮に入れておらず、今後に残された課題である。

第４章では静電スクラバのもう一つの例として、噴霧塔入口で粉じん粒子に荷電し荷電水滴を噴霧して集じんを行う静電噴霧塔の集じん特性を検討した。この集じん法に関しては集じん理論に対する基礎的な研究がすでに一部なされているので、本研究では実際的な形状の装置に適用し得る集じん率予測手段を確立することに主眼を置き、装置内が、噴霧水滴と粒子の間にはたらく慣性効果による集じん、水滴の電荷による集じん、粉じん粒子の静電拡散による集じんのどの機構が支配的であるかによって３種類の領域に分割できるものと考えて、それぞれの領域における集じん率の式を導き、装置全体の集じん率を得る方法を示した。ここで、静電噴霧塔に固有の集じん機構である水滴の電荷による集じんに関しては、水滴を荷電することによる水滴の装置内滞留時間の変化が集じん率に大きく影響することが示され、本研究ではその値を簡単な数値計算により算出することができた。慣性力による集じんおよび水滴の電荷による集じんに関して導出した理論式については本研究で行った実験の結果との比較によりその妥当性を確かめ、装置全体に対する集じん率

予測法の妥当性については既往の研究例における集じん実験の結果を用いてこれを確かめた。そして、静電噴霧塔に固有の水滴の電荷による集じんに関しては、装置の運転条件が集じん率に及ぼす影響を理論計算により検討し、粉じん粒子あるいは水滴を荷電することが噴霧塔の集じん率改善策として有効な手段ではあるけれども、その効果は飛躍的と言えるほどのものではないことなどの集じん特性を明らかにした。

第５章では、空間電荷を利用する静電スクラバに関する最後の章として、空間電荷集じん法の欠点である低濃度領域での集じん率の低下を補う手段としての水蒸気利用の可能性を検討した。スクラバの効率改善策として水蒸気の凝縮を利用することは一般的な手段であり、本章では、まず、これを空間電荷集じん法と組み合わせた場合に予測される利点を他の水蒸気利用集じん法と比較して明らかにしたのち、改善後の集じん率を算定するための理論式を導いた。得られた結果の妥当性については、本研究で行った水蒸気の吹込みにより凝縮水を得る方法を用いた集じん実験の結果との比較によりこれを確かめ、粉じん粒子の粒度分布を無視した簡単な集じん率の解析解が、粒度分布をもった実際の粉じんに対して集じん率の安全側の見積りを与えることを理論と実験とから確認した。そして、含じん空気が低温で廃蒸気が利用できる場合や、含じん空気が高エンタルピである場合には比較的容易に水蒸気からの凝縮水が得られ、これを、空間電荷集じんと組み合わせることによって、低濃度の微細粉じんに対しても十分な集じん率が得られることを計算例によって示した。

以上の第３章から第５章までの検討の結果から明らかなように、空間電荷を利用する静電スクラバは、静電充てん塔、静電噴霧塔のいずれの場合でも通常のスクラバに比べれば微細粉じんに対する集じん率は大きく改善されるものの、原理そのもののもつ特性のためにその改善率には限界があり、その採否を決定するにあたっては、つぎのような検討が必要であろう。

まず、新たに設置する集じん装置として、その採否を検討する場合には、処理空気の性状、排出源の立地条件、水処理の問題等を含めた検討により、湿式を採用するか否かの決定が必要である。湿式が採用された場合には、従来型のスクラバで、許容される消費エネルギの範囲で排出基準等を満足し得るか否かを、本論中に示した計算法に従って計算し、目標達成が困難と判断されされた場合に、静電スクラバの使用が検討される。

第５章で示したように、新たに熱源を必要とすることなく水蒸気凝縮が利用できる場合には、それを慣性式の集じん装置と組み合わせる場合と、本研究で述べた空間電荷集じん方式とする場合についての経済比較を行うことになる。慣性式の集じん装置を用いる場合には、集じん性能にみあう運転エネルギが必要となる。空間電荷集じん方式では、後段の集じん装置は噴霧塔のようなものでよいので、運転エネルギは小さくなるが、荷電装置に

初期コストを要し、荷電部分の絶縁対策が必要となる。

水蒸気凝縮が利用できない場合には、静電充てん塔や静電噴霧塔の使用を検討することになる。静電充てん塔は、集じん率にみあう運転エネルギが必要であるが、その分だけ装置は小型化する。静電噴霧塔では、粉じんのみを荷電する方式では、必要とされる装置の大きさは一般に充てん塔に比べて大きくなるが、運転エネルギは小さくなる。粉じんと水滴の両方を荷電する方式では装置は小型化されるが、水滴荷電装置のための初期コストと絶縁対策とが必要になる。これらのいずれの方式によっても、目標とする出口濃度が得られない場合には、改めて、電気集じん装置、バグフィルタ等の乾式集じん装置と、従来型のスクラバとを直列に配置する方式を検討することになる。

すでに設置されているスクラバを、運転エネルギの低減や集じん率の改善を目的として静電スクラバに変更しようとする場合には、入口に荷電装置を設置するだけの空間があれば、まずその方式を検討することになる。水蒸気凝縮を利用できる場合には、その検討もあわせて必要になる。

第６章から第８章は空間電荷を利用する大空間の集じん法に関する研究であり、火災時に発生する煙粒子やトンネル掘削作業に伴って発生する粉じん粒子を対象としている。

まず第６章では、荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集に関して第２章で導出した凝集速度式の妥当性を実験的に検討し、理論式が２倍程度の誤差の範囲内で実験値と一致し、凝集速度が分子拡散による凝集の 100倍のオーダに達することを確認した。

第７章では、空間電荷を利用する大空間の集じん法の最初の例として、消防隊用の可搬形消煙機として開発された循環荷電方式の集じん特性について検討した。ここではまず、大空間の集じん技術の主要な対象である火災煙についてその特徴と防災上の重要性について述べ、本方式の集じん特性に対する既往の理論解析では静電拡散効果と同程度に重要な集じん機構である荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集効果が考慮されていないことを指摘した。

つぎに、集じん速度を記述する基礎方程式から、集じん特性を支配する因子として静電拡散効果、凝集効果、発生速度を表す無次元数の形を決定し、基礎方程式の妥当性を、その数値解と本研究で行った密閉空間における集じん実験の結果とを比較することにより確認した。また、装置の集じん速度と装置により達成される終末濃度を表現する指標となる無次元数を定義してこれを試算することにより、静電拡散効果に凝集効果が付加される結果、本方式が火災煙のような高濃度の含じん空気に対して、同一の送風機容量をもつ排煙機や内部集じん方式の集じん装置に比べて集じん速度、終末濃度のどちらに関しても優れていることを明らかにした。

第８章では空間電荷を利用する大空間の集じん法のもう一つの例である放電線設置方式

の集じん特性について検討した。この方式に関する既往の研究には理論的なものがみあたらないので、ここではそのもっとも基本的な形の一つとして、長方形断面の二次元空間の天井中央部に一本の放電線を設置した場合を例にとって、その集じん特性の基本的な形を解析した。解析にあたっては、システムの幾何形状、印加電圧、粒子の大きさ等によって定まる粒子の最大電荷密度と最大荷電量の存在を仮定し、それらを簡単な近似式で表現することによって、高濃度領域では粒子濃度にかかわらず一定で低濃度領域では粒子濃度に比例する集じん速度の式を得た。最大電荷密度に対する近似式と集じん速度の式の妥当性は、本研究で行った密閉空間における実験結果との比較によりこれを確認した。本章の解析では、粒径の小さい粒子が高濃度に存在する場合にのみ生じるコロナ阻止現象下で得られる最大電荷密度の値を集じん特性を支配する主要な因子の一つとして用いているため、火災煙のような高濃度の粒子に対しては任意の空間形状、放電線位置に対して本章で用いた解析法が適用できるものと考えられるが、本方式を作業環境のような粒子濃度の低い環境に用いる場合には、イオン風を考慮した気流の解析を含めた別の解析法が必要になると思われ、今後に残された課題である。

以上の第6章から第8章までの検討の結果から明らかなように、空間電荷を利用する大空間の集じん法は、集じん速度そのものだけに注目すれば、原理的には優れた方法である。火災煙への応用に関しては、有害ガス成分がそのまま残留すること、放水時に高電圧の絶縁低下の危険性があること、火災の予防に関しては煙対策を準備する前になすべきことが数多く残っていること等の理由により、今のところ一般には普及しにくい状況にあるものの、今後は重要となってくる技術の一つであると考えている。

とくに、地下室等の開口部がまったくない空間に煙が充満した場合には、空間電荷集じん法を利用する以外に視界を回復する有効な手段がないので、可搬型の循環荷電方式の集じん装置は、消防活動に不可欠の装備であり、既存の装置は、耐煙性、耐熱性等に関しては、かなり改善がなされているようであるが、可搬型のものとしてより使用しやすいものにするためには、さらに重量の軽減を図ることが必要であろう。

循環荷電方式では、送風機容量が集じん性能のかなりの部分を支配するために、小型の装置では、大規模な空間に対しては効果は期待できず、その場合には放電線設置方式が有効となる。消火活動の際の放水による絶縁低下の問題など、検討を要する事項は残されているが、建築内の通路部分の各所に小型のものを配置するだけでも、煙の拡散防止には有効であると考えられるので、その普及が望まれる。

以上が本研究で得られた結果の要約である。ここで取り上げた集じん装置の形式の例数は十分とはいえないが、その範囲ではそれらの集じん特性と性能予測手段とをほぼ明らかにすることができたものと考えている。また、比較的その集じん機構を理解しにくい空間

電荷集じん法を対象として、形式の異なるいくつかの集じん装置に対する集じん性能の解析を統一された取り扱いのもとに行い、最終的な結果である集じん率予測法を実用に即した平易な形で導く過程を示すことによって、基礎理論と実際の装置とが遊離し易い集じんの問題を理論的に取り扱う際の考え方の例を示し得たものと考えている。

終りにあたり、本研究の過程および本論文の作成に対して終始懇切なる御指導を賜りました大阪大学吉川暲教授に心より感謝いたします。

また、本研究の過程を通じて数々の有益なる御助言を賜りました大阪大学内藤和夫教授に厚く感謝の意を表します。

大阪大学藤井克彦教授、楢崎正也教授からは、本論文をまとめるにあたり、御専門の立場からの御教示を賜りました。記して感謝の意を表します。

また、本研究に対して有益なる御助言を賜りました大阪大学山口克人助教授をはじめ御協力を頂いた吉川研究室の皆様、学会での討論、投稿論文の査読等を通じて御助言を頂きました空気調和衛生工学会、静電気学会の諸先生方に深く感謝いたします。

記号

A	：壁面の面積	[m^2]
A_K	：桑原の流体力学因子 $(=-\frac{1}{2}\ln\alpha_d+\alpha_d-\frac{\alpha_d}{4}-\frac{3}{4})$	[-]
A_L	：Lambの流体力学因子 $(=2.0-\ln R_e)$	[-]
A_∞	：無限遠のフラックス算出面の面積	[m^2]
a	：放電線半径	[m]
B	：粒子の移動度	[m/(sN)]
B^v	：凝縮処理後の B	[m/(sN)]
B_0	：代表粒子径の粒子の B	[m/(sN)]
B_e	：荷電粒子の B	[m/(sN)]
B_i	：$\delta_p=\delta_{p,i}$ の粒子の B	[m/(sN)]
B_n	：非荷電粒子の B	[m/(sN)]
${}^ib$	：イオンの電気移動度	[m^2/(sV)]
${}^cC$	：カニンガム係数	[-]
C_D	：抵抗係数	[-]
${}^cC_e$	：荷電粒子の ${}^cC$	[-]
${}^cC_n$	：非荷電粒子の ${}^cC$	[-]
c	：粒子数濃度	[個/m^3]
${}^ic$	：イオン数濃度	[個/m^3]
${}^i\bar{c}$	：${}^ic$の空間平均	[個/m^3]
c^*	：c の無次元量（(A. 2. 6) 式）	[-]
c_{cr}	：$\sigma_p=\sigma_{p,max}$ が成立する限界の c	[個/m^3]
c_e	：荷電粒子の c	[個/m^3]
c_e^*	：c_e の無次元量（(7. 9) 式）	[-]
c_g	：供給空気の c	[個/m^3]
c_I	：c の初期値または入口での値	[個/m^3]
c_I^v	：凝縮処理後の c_I	[個/m^3]
c_n	：非荷電粒子の c	[個/m^3]
c_n^*	：c_n の無次元量（(7. 9) 式）	[-]
$c_{n,I}$	：c_n の初期値	[個/m^3]
c_o	：装置出口での c	[個/m^3]
c_o^v	：凝縮処理後の c_o	[個/m^3]

記号

c_∞	：無限遠での c	[個/m^3]
D	：粒子の拡散係数	[m^2/s]
${}^iD$	：イオンの分子拡散係数	[m^2/s]
${}^vD$	：水蒸気の分子拡散係数	[m^2/s]
D_B	：粒子の分子拡散係数	[m^2/s]
D_t	：粒子の乱流拡散係数	[m^2/s]
d	：放電線の天井からの距離	[m]
d_c	：同心円筒電極の直径	[m]
d_m	：金属線の直径	[m]
$E, \vec{E}$	：電界	[V/m] or [N/C]
$\bar{E}$	：E の空間平均	[V/m]
E_{ch}	：荷電部の電界	[V/m]
E_{cr}	：放電開始電界	[V/m]
$\vec{E}_i$	：点電荷 q_i の存在する位置での $\vec{E}$	[V/m]
E_r, E_θ	：$\vec{E}$ の (r, θ) 成分	[V/m]
$E_{r,s}$	：壁面上の E_r	[V/m]
$E_s, \vec{E}_s$	：壁面上の E	[V/m]
$\bar{E}_s$	：E_s の空間平均	[V/m]
$E_{s,0}$	：放電線直上の E_s （表 8.1）	[V/m]
E_t	：三電極荷電器の荷電部の電界	[V/m]
$E_\infty, \vec{E}_\infty$	：無限遠での $E, \vec{E}$	[V/m]
e	：単位電荷 （$=1.6\times10^{-19}$）	[C]
F_{CDS}	：(4.43)式で与えられる噴霧塔性能を示す量	[Vs/m^2]
F_{im}	：(A.2.14)式で与えられる量	[m^3/s]
F_{sc}^v	：凝縮処理後の静電拡散効果を表す無次元量（(5.9) 式）	[-]
$f, \vec{f}$	：力	[N]
$f_c, \vec{f}_c$	：クーロン力	[N]
$f_e, \vec{f}_e$	：静電気力	[N]
$f_{e,s}, \vec{f}_{e,s}$	：壁面上での $f_e, \vec{f}_e$	[N]
$f_{ex}, \vec{f}_{ex}$	：外力	[N]
$f_{ex,s}, \vec{f}_{ex,s}$	：壁面上での $f_{ex}, \vec{f}_{ex}$	[N]
$f_f, \vec{f}_f$	：流体抵抗力	[N]
$f_{grad}, \vec{f}_{grad}$	：グラディエント力	[N]

記号

f_{grav} , $\vec{f}_{grav}$	：重力	[N]
f_{im} , $\vec{f}_{im}$	：影像力	[N]
f_r , f_θ	：$\vec{f}$ の（r, θ）成分	[N]
$f_{r,1}$	：クーロン力と影像力の和（図 2.12）	[N]
$f_{r,2}$	：電荷と双極子との間の力（図 2.12）	[N]
$f_{r,3}$	：双極子間の力（図 2.12 ）	[N]
f_{sc} , $\vec{f}_{sc}$	：空間電荷力	[N]
G_c	：冷却率（図 5.16 ）	[kg/kg´]
G_{im}	：(A. 2. 16)式で与えられる距離	[m]
G_o	：外気吹込み量（図 5.16 ）	[kg/kg´]
G^*_{rad}	：無次元の最大速度こう配（(3. 28)式）	[-]
G_v	：蒸気吹込み量	[kg/kg´]
G_w	：凝縮水量	[kg/kg´]
g	：重力の加速度（＝ 9.8）	[m/s^2]
H_c	：チャンバの高さ	[m]
H_t	：三電極荷電器の極板間距離（図 2.19 (b) ）	[m]
h	：平板間距離（図 A. 2. 1）	[m]
h^*	：無次元距離（図 3.11 ）	[-]
h^*_1	：無次元距離（図 3.11 ）	[-]
h^*_2	：無次元距離（図 3.11 ）	[-]
I_d	：コロナ電流	[A]
$I_{d,0}$	：設定電流（$\sigma_p=0$ のときの I_d ）	[A]
I_l	：透過光量	[lm]
$I_{l,0}$	：$\tau=0$ のときの I_l	[lm]
i_c	：同心円筒電極の電流密度	[A/m]
i_t	：三電極荷電器の電流密度	[A/m^2]
J_s	：壁面全体での粒子の沈着速度	[個/s]
j , $\vec{j}$	：粒子のフラクッス	[個/(m^{2}s)]
j_s , $\vec{j}_s$	：壁面での j , $\vec{j}$	[個/(m^{2}s)]
$\vec{j}_{s,i}$	：$\delta_p=\delta_{p,i}$ の粒子の $\vec{j}_s$	[個/(m^{2}s)]
K_B	：分子拡散による凝集定数	[m^3/s]
K_{ext}	：光の散乱効率	[-]
K_{ne}	：荷電粒子と非荷電粒子の間の凝集定数	[m^3/s]

		記号
$\bar{K}_{ne}$	：K_{ne} の平均値	[m^3/s]
$K_{ne,ex}$	：K_{ne} の実験値	[m^3/s]
$K_{ne,th}$	：K_{ne} の理論値	[m^3/s]
K_t	：乱流凝集係数	[m^3/s]
K_{++}	：同極性粒子間の凝集定数	[m^3/s]
K_{+-}	：逆極性粒子間の凝集定数	[m^3/s]
k	：空間の次元（$k=$ 1, 2, 3）	[-]
k_c	：荷電粒子生成速度	[s^{-1}]
k_c'	：(8. 41)式で定義される係数	[s^{-1}]
k_f	：まさつ係数	[-]
L_0	：代表長さ	[m]
L_B	：後流域の長さ	[m]
L_c	：同心円筒電極の荷電部長さ	[m]
L_D	：管路または集じんダクトの長さ	[m]
L_d	：放電線の長さ	[m]
L_G	：液・ガス比	[-]
L_h	：水の蒸発潜熱	[J/kg]
L_l	：光路長さ	[m]
L_t	：三電極荷電器の荷電部長さ（図 2. 19 (b) ）	[m]
l_m	：うずの最大スケール	[m]
${}^vM$	：水の分子量（= 18 ）	[kg/kmol]
M_g	：(7. 20)式で定義される発生強度	[s^{-1}]
m	：粒子の質量	[kg]
${}^vm$	：水分子の質量	[kg/個]
N_c	：凝集効果を表す無次元数（(7. 17)式）	[-]
${}^LN_d$	：静電拡散効果を表す無次元数　（大空間；(7. 18)式）	[-]
${}^PN_d$	：静電拡散効果を表す無次元数（充てん塔；(3. 12)式）	[-]
${}^PN_{d,i}$	：$\delta_p=\delta_{p,i}$ の粒子の ${}^PN_d$	[-]
N_f	：光学フィルタの枚数	[-]
N_g	：発生強度を表す無次元数（(7. 19)式）	[-]
N_{im}	：影像力効果を表す無次元数（(3. 13)式）	[-]
$N_{im,i}$	：$\delta_p=\delta_{p,i}$ の粒子の N_{im}	[-]
N_{int}	：さえぎり効果を表す無次元数（(3. 14)式）	[-]

記号

$N_{int,i}$	：$\delta_p=\delta_{p,i}$ の粒子の N_{int}	[-]
$\vec{n}$	：法線方向の単位ベクトル	[-]
n_g	：粒子発生量	[個/s]
$\vec{n}_s$	：壁面上の $\vec{n}$	[-]
n_w	：水滴噴霧量	[個/s]
$\vec{n}_\infty$	：無限遠の $\vec{n}$	[-]
P	：透過率	[-]
P_{ch}	：水滴の電荷による集じんの P	[-]
P_e	：ペクレ数 $(=L_0 v_0/D)$	[-]
P_{ine}	：慣性効果による集じんの P	[-]
$p, \vec{p}$	：双極子モーメント	[Cm]
p_r	：水蒸気分圧	[N/m^2]
$p_{r,s}$	：粒子表面での p_r	[N/m^2]
$p_{r,T}$	：温度 T_s における飽和蒸気圧	[N/m^2]
$p_{r,t}$	：全圧力	[N/m^2]
$p_{r,\infty}$	：無限遠での p_r	[N/m^2]
Q_c	：循環空気量	[m^3/s]
Q_g	：供給空気量	[m^3/s]
Q_w	：単位体積あたりの水滴の電荷	[C/m^3]
q	：粒子電荷	[C]
q'	：電荷あるいは影像電荷	[C]
q^*	：q の無次元量（(7.9)式）	[-]
q_0	：代表粒子径の粒子の q	[C]
q_A, q_B	：粒子A，Bの真電荷	[C]
q_A', q_B'	：粒子A，Bの影像電荷	[C]
q_d	：拡散荷電による荷電量	[C]
$q_{d,max}$	：q_d の最大値	[C]
q_f	：電界荷電による荷電量	[C]
$q_{f,max}$	：q_f の最大値 $(=q_{sat})$	[C]
q_i	：$\delta_p=\delta_{p,i}$ の粒子の q あるいは i 番目の点電荷	[C]
q_{max}	：最大荷電量	[C]
q_{sat}	：電界荷電の飽和荷電量	[C]
q_w	：水滴の電荷	[C]

$q_{w,max}$	：水滴の最大荷電量	[C]
R	：ガス定数（ = 8.314×10^3 ）	[Nm/(kmol K)]
R_0	：導体一個あたりの空間の半径	[m]
R_c	：同心円筒電極の半径	[m]
R_D	：管路または塔の半径	[m]
Re	：レイノルズ数（$=v_0 L_0/\nu$）	[-]
$Re_{,x}$	：平板のレイノルズ数（$=u_\infty x_p/\nu$）	[-]
R_N	：ノズル半径	[m]
r	：円筒座標または球座標の動径	[m]
$\vec{r}$	：粒子の位置ベクトル	[m]
r^*	：r の無次元量	[-]
r'	：影像電荷の位置を表す距離（図 2.12）	[m]
r_a	：荷電領域の割合	[-]
r_c	：凝縮処理による粉じん体積の増加率	[-]
r_{ch}	：粒子電荷密度の装置透過率	[-]
r_e	：水滴の残留率	[-]
$r_{e,i}$	：$\delta_w=\delta_{w,i}$ の水滴の r_e	[-]
r_v	：含じん空気の比容積	[m^3/kg$'$]
r_v^v	：凝縮処理後の r_v	[m^3/kg$'$]
Sc	：シュミット数（$=\nu/D_B$）	[-]
St	：ストークス数（$=mBv_0/L_0$）	[-]
s, s'	：距離	[m]
s^*	：s の無次元量	[-]
s_1	：ペクレ数が 1 となる壁面からの距離	[m]
s^*_{max}	：s^* の最大値	[-]
T	：周囲温度	[K]
T^v	：凝縮処理後の T	[k]
T_s	：粒子表面温度	[K]
T_∞	：無限遠での温度	[K]
t	：時間	[s]
t^*	：t の無次元量（(3.11)式または (7.9)式）	[-]
t_c	：荷電時間	[s]
t^*_{ch}	：c が c_I の $1/e$（e：自然数）となる t^*	[-]

記号

t_h	：粒子数濃度の半減時間	[s]
$t_{h,1}$, $t_{h,2}$	：(8.37)、(8.38) 式で与えられる t_h	[s]
t_r	：装置内滞留時間	[s]
t_{sc}	：静電拡散沈着の特性時間	[s]
U	：印加電圧	[V]
U_{cr}	：放電開始電圧	[V]
U_p	：光透過計の出力電圧	[V]
$U_{p,0}$	：$I_l = I_{l,0}$ のときの U_p	[V]
U_t	：三電極荷電器の印加電圧	[V]
U_σ	：粒子電荷密度測定装置の出力電圧	[V]
$U_{\sigma,0}$	：U_σ の基準値	[V]
u, $\vec{u}$	：気流速度	[m/s]
$\bar{u}$	：u の空間平均	[m/s]
u^v	：凝縮処理後の u	[m/s]
u^*	：u の無次元量（(A.2.6) 式）	[-]
u_e	：空塔速度	[m/s]
u_r, u_θ	：$\vec{u}$ の (r, θ) 成分	[m/s]
u_r^*, u_θ^*	：u_r, u_θ の無次元量	[-]
u_x, u_y, u_z	：$\vec{u}$ の (x, y, z) 成分	[m/s]
u_x^*, u_y^*	：u_x, u_y の無次元量	[-]
u_∞	：無限遠での u	[m/s]
u_*	：まさつ速度	[m/s]
V	：空間の容積	[m^3]
v, $\vec{v}$	：粒子速度	[m/s]
iv	：イオンの熱運動速度	[m/s]
vv	：水分子の熱運動速度	[m/s]
v_0	：代表速度	[m/s]
v_s, $\vec{v}_s$	：壁面での v, $\vec{v}$	[m/s]
v_w, $\vec{v}_w$	：水滴速度	[m/s]
$v_{w,I}$	：噴霧速度	[m/s]
$v_{w,i}$	：$\delta_w = \delta_{w,i}$ の水滴の速度	[m/s]
v_∞, $\vec{v}_\infty$	：無限遠での v, $\vec{v}$	[m/s]
Wc	：チャンバの幅	[m]

W_t	：三電極荷電器の荷電部の幅	[m]
w	：質量濃度	[kg/m^3]
w'	：荷電器出口の w（図 3.19 ）	[kg/m^3]
w_n	：非荷電粒子の w	[kg/m^3]
$w_{n,I}$	：w_n の初期値	[kg/m^3]
w_∞	：終末濃度	[kg/m^3]
x, y	：直角座標の成分	[m]
x^*, y^*	：x, y の無次元量	[-]
x_p	：平板の先端からの距離	[m]
x_∞	：無限遠とみなした点の x	[m]
y_0	：$x=x_\infty$ での y	[m]
y_{00}	：y_0 の近似値（$=[y_0]+1$）	[m]
${}^c\alpha$	：凝縮係数	[-]
α_1, α_2	：1のオーダの係数（図 A. 2. 3）	[-]
$\alpha_{c,B}$	：(2. 77)式で与えられる無次元数	[-]
$\alpha_{c,t}$	：(2. 79)式で与えられる無次元数	[-]
α_d	：充てん率	[-]
α_{im}	：(2. 90)式で与えられる無次元数	[-]
α_p	：(2. 71)式で与えられる無次元数	[-]
α_{sc}	：(A. 2. 6) 式で与えられる無次元数	[-]
α_{sd}	：(2. 58)式で与えられる無次元数	[-]
β	：(A. 8. 20)式で与えられる距離	[m]
β_b	：後流の存在による衝突効率の補正項	[-]
$\beta_{c,B}$	：層流中の凝集定数補正項	[-]
$\beta_{c,t}$	：乱流中の凝集定数補正項	[-]
β_v	：(4. 22)式で与えられる速度	[m/s]
γ	：(8. 19)式で定義される比例係数	[C/(Vm^3)]
γ_s	：水の表面張力	[N/m]
Δc	：濃度境界層厚さ	[m]
Δc	：c の変化量	[個/m^3]
Δc_i	：$\delta_p=\delta_{p,i}$ の粒子の個数濃度	[個/m^3]
$\Delta c_i'$	：荷電装置出口の Δc_i（図 3. 19 ）	[個/m^3]
$\Delta c_{i,I}$	：Δc_i の初期値あるいは入口での値	[個/m^3]

記号

Δd	：拡散底層の厚さ	[m]
Δp	：圧力損失	[N/m^2]
Δt	：乱流境界層の厚さ	[m]
Δt	：微小時間	[s]
Δu	：流速変動	[m/s]
Δu_r	：r 方向の Δu	[m/s]
Δv	：層流境界層の厚さ	[m]
δ_c	：導体球の直径	[m]
δ_p	：粒子の直径	[m]
${}^v\delta_p$	：粒子の平均体積径	[m]
δ_p^v	：凝縮処理後の δ_p	[m]
$\delta_{p,0}$	：代表粒子径	[m]
$\delta_{p,e}$	：荷電粒子の直径	[m]
$\delta_{p,e}^*$	：$\delta_{p,e}$ の無次元量（(7.9) 式）	[-]
$\delta_{p,i}$	：離散形粒度分布の i 番目の粒子径	[m]
$\delta_{p,n}$	：非荷電粒子の直径	[m]
$\delta_{p,t}^v$	：凝縮途中の粒子の直径	[m]
δ_w	：水滴の直径	[m]
ε	：乱れのエネルギ消散率	[J/(m^{3}s)]
ε_0	：真空の誘電率	[C^2/(Nm^2)]
η_{Cou}	：クーロン力による衝突効率	[-]
$\eta_{Cou,i}$	：$\delta_w=\delta_{w,i}$ の水滴に対する η_{Cou}	[-]
η_c	：集じん率	[-]
η_{im}	：影像力による衝突効率	[-]
η_{ine}	：慣性効果による衝突効率	[-]
$\eta_{ine,i}$	：$\delta_w=\delta_{w,i}$ の水滴に対する η_{ine}	[-]
η_{int}	：さえぎりによる衝突効率	[-]
η_{sc}	：静電拡散による衝突効率	[-]
η_t	：衝突効率	[-]
$\eta_{t,i}$	：$\delta_p=\delta_{p,i}$ の粒子の η_t	[-]
θ	：円筒座標の偏角または球座標の天頂角	[rad]
θ_0	：表面電界が0となる θ（図 2.17 ）	[rad]
κ	：ボルツマン定数 ($=1.38\times10^{-23}$)	[J/k]

		記号
Λ	：ファンへの粒子沈着率	$[s^{-1}]$
Λ'	：$(=\Lambda+Q_g/V)$	$[s^{-1}]$
Λ_c	：荷電器内の粒子沈着係数（図 3.19 ）	$[sV/m^2]$
λ	：空気の熱伝導率	[J/(msK)]
μ	：空気の粘性係数	[kg/(ms)]
μ^v	：凝縮処理後の μ	[kg/(ms)]
ν	：空気の動粘性係数	$[m^2/s]$
ξ	：$(=r/R_N)$	[-]
ξ_c , $\xi_{c,i}$	：(2.49)式で与えられる無次元量	[-]
π	：円周率	[-]
ρ_a	：空気の密度	$[kg/m^3]$
ρ_p	：粒子の密度	$[kg/m^3]$
ρ_w	：水の密度	$[kg/m^3]$
σ	：電荷密度	$[C/m^3]$
$i\sigma$	：イオン濃度 $(=ei_c)$	$[C/m^3]$
σ_p	：粒子電荷密度	$[C/m^3]$
$\sigma_{p,max}$	：σ_p の最大値	$[C/m^3]$
τ	：空気濁度	$[m^{-1}]$
τ_A , τ_B , τ_C	：条件A，B，C下で観測される τ	$[m^{-1}]$
$\tau_{A,e}$	：条件Aでの荷電粒子による τ	$[m^{-1}]$
$\tau_{A,n}$	：条件Aでの非荷電粒子による τ	$[m^{-1}]$
τ_I	：τ の初期値	$[m^{-1}]$
ϕ	：静電気ポテンシャル（電位）	[V]
ϕ^*	：ϕ の無次元量	[-]
ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3	：異なった境界条件下での ϕ の解	[V]
ϕ_f	：静電気力のポテンシャル	[J]
X	：(2.74)式で与えられる無次元数	[-]
ψ	：流れ関数	$[m^2/s]$
ψ^*	：ψ の無次元量	[-]
Z	：(2.118) 式で与えられる無次元数	[-]
Z_{max}	：$q_d=q_{d,max}$ に対応する Z	[-]
ζ	：(2.115) 式で与えられる無次元数	[-]
ζ^v	：凝縮処理後の ζ	[-]

記号

ω	：うず度	$[s^{-1}]$

参考文献

1)、増田閃一：静電気学会誌，1-1 (1977), 1

2)、環境白書（昭和53年度），環境庁編

3)、環境白書（昭和58年度），環境庁編

4)、中川隆二，立花直治：静電気学会誌，1-2(1977), 73

5)、増田閃一：静電気学会誌，2-2 (1978), 78

6)、公害対策電気技術専門委員会報告，電気学会技術報告，45(1976)

7)、公害対策電気技術専門委員会報告，電気学会技術報告，158(1978)

8)、服部一郎，萩述正明：静電気学会誌，2-2(1978), 86

9)、滝本健：静電気学会誌，3-4(1979), 224

10)、静電気ハンドブック，静電気学会編，オーム社(1981), 550

11)、Drehmel, D. C. : J. APCA, 27-11(1977), 1090

12)、Henry, R. F. et al : IEEE IAS82-38B(1982)

13)、井伊谷鋼一：集じん工学，日刊工業(1980), 122

14)、Heifrich, D. J. : CEP, 8(1977), 54

15)、Van Osdell, D. W. et al: IEEE IAS82-38c(1982), 1061

16)、牧野和孝，井伊谷鋼一：化学工学，32-1(1968), 99

17)、牧野和孝，井伊谷鋼一：化学工学，33-7(1969), 684

18)、江見準：粉砕，28(1984), 93

19)、吉岡直哉ほか：化学工学，32-8(1968), 815

20)、高橋武士，金川昭：化学工学論文集，4-5(1978), 446

21)、Lundgren, D. A., K. T. Whitby: I & EC PDD, 4-4(1965), 345

22)、Penny, G. W. : U. S. Patent No. 2357354(1944)

23)、Pilat, M. J. et al: Env. Sci. & Tech., 8-4(1974), 360

24)、Melcher, J. R., K. S. Sachar: PB Rep. (USA), PB241262(1974)

25)、Mc Ilvaine, R. W. : 4th Inter. Clean Air Cong. (1977), 817

26)、Meicher, J. R. : Proceedings of the IEEE, 65-12(1977), 1959

27)、Yung, S. C. et al: J. APCA, 30-11(1980), 1208

28)、Vicard, G: Informations Chimie, 236-4(1983), 103

29)、Calvert, S. et al: PB Rep. (USA), PB256335(1976)

30)、Klugman, W. J., S. V. Sheppard: Pap. APCA(USA), 75-30-3(1975)

31)、Ensor, D. S., D. L. Harmon: Env. Inter, 6(1981), 25

32)、Muller, W.: Luftreinhaltung, 9-82(1982), 32
33)、Muller, W.: VDI-Berichte, 416(1982), 115
34)、Eyraud, C. et al: Proceedings of 1st Inter. Clean Air Cong. (1966), 129
35)、津山貞夫，杉山弘道：産業機械，50-9(1975), 54
36)、Lear, C. W. et al: J. APCA, 25-2(1975), 184
37)、Calvert, S.: J. APCA, 24-10(1974), 929
38)、Lancaster, B. W., W. Stauss: I & EC Fund., 10-3(1971), 362
39)、Cooper, D. W. et al: PB Rep. (USA), PB256390(1975)
40)、Yoshida, T. et al: I & EC Fund., 15-1(1976), 37
41)、Yoshida, T. et al: J. Chem. Eng. Japan, 11-6(1978), 469
42)、Sparks, L. E., M. J. Pilat: Atomos. Env., 4(1970), 651
43)、Truitt, J., R. J. Davis: Am. Ind. Hyg. Assoc. J., 7(1971), 583
44)、Calvert, S., N. C. Jhaveri: J. APCA, 24-10(1974), 946
45)、Pilat, M. J., A. Prem: J. APCA, 27-10(1977), 982
46)、Calvert, S., R. Parker: PB Rep. (USA), PB284481(1978)
47)、Calvert, S., R. Parker: PB Rep. (USA), PB285135(1978)
48)、井伊谷鋼一：集じん装置の性能，産業技術センター(1975), 130
49)、加藤勝文，島光男：消防科学研究所報，9(1972), 78
50)、島光男，山崎健志：消防科学研究所報，9(1972), 83
51)、島光男，梅沢道雄：消防科学研究所報，10(1973), 79
52)、斉藤健一，和田利彦：電気学会論文志B，97-12(1977), 17
53)、半田隆ほか：安全工学，19-2(1980), 83
54)、Kaneko, K. et al: CIB Symposium, Systems Approach to Fire Safety in Buildings, (1978), Ⅲ-45
55)、斎藤正己ほか：消防科学研究所報，15(1978), 61
56)、三沢清扶，高橋昭教：安全工学，10-5(1971), 279
57)、Witby, K. T. et al: J. Colloid Sci., 20(1965), 586
58)、東猛，荷福正治：安全工学，17-4(1978), 213
59)、島光男ほか：消防科学研究所報，11(1974), 54
60)、島光男ほか：消防科学研究所報，12(1975), 55
61)、上野宰ほか：消防科学研究所報，13(1976), 46
62)、上野宰ほか：消防科学研究所報，14(1977), 35
63)、Takahashi, T. et al: IAS 78-3C (1978), 87

64)、上野宰ほか：静電気学会誌，2-5(1978),316
65)、井関昇：静電気学会誌，2-2(1978),99
66)、高橋武男：燃料及び燃焼，46-10(1979),892
67)、カンパニーツ：相対論と電磁力学，東京出版(1980),93
68)、電磁気学，岩波講座，21,34
69)、10),36
70)、10),256
71)、10),28
72)、10),254
73)、10),278
74)、Melcher,J.R. et al: PB Rep.(USA),PB241262(1974)
75)、Davies,C.N.: Aerosol Science,Academic Press(1966),76
76)、フリードランダ：エアロゾルの科学，産業図書(1976),34
77)、Levich,V.G.: PHysicochemical Hydrodynamics,Prentice-Hall(1962),57
78)、高橋幹二：基礎エアロゾル工学，養賢堂(1972),26
79)、78),14
80)、78),45
81)、10),50
82)、10),77
83)、10),30
84)、増田閃一，松本陽一：電気学会論文誌A，93-7(1977),37
85)、Duchin,S.S.,B.V.Derjaguin: Kolloid Zh.,20(1958),326
86)、Withers,R.S.: Transport of Charged Aerosols,Garland Publishing,Inc.(1978),42
87)、Wipple,F.J.W.,J.A.Chalmers: Quart.J.Royal Met.Soc.,70(1944),103
88)、Wolodkewitsch,N.: Z.Phys.,84(1933),593
89)、Wilson,I.B.: J.Colloid Sci.,2(1947),271
90)、Foster,W.W.:British J.of Appl.Phys.,10(1959),206
91)、Fuchs,N.A.,I.Petrjanou: Acta Physicochimica USSRⅢ-6(1935),827
92)、Kasper,G.: J.Colloid Inter.Sci.,81-1(1981),32
93)、Whitby,K.T.: Rev.Sci.Instr.,32(1961),1351
94)、Faith,L.E. et al: I & EC Fund.,6-4(1967),519
95)、Yu,C.P.: J.Aerosol Sci.,8(1977),237

96)、Savilonis, B. J., J. S. Lee: J. Fluid Eng., 100(1978), 449
97)、Chen, R. Y.: J. Aerosol Sci., 9(1979), 449
98)、Chen, R. Y.: J. Aerosol Sci., 9(1979), 253
99)、Ingham, D. B.: J. Aerosol Sci., 11(1980), 47
100)、Ingham, D. B.: J. Aerosol Sci., 11(1980), 517
101)、Chen, R. Y., M. W. Gelber: Powder Tech., 28(1981), 229
102)、Collier, E. J. et al: I & EC, 58-12(1966), 26
103)、Hanson, D. N., C. R. Wilke: I & EC PDD, 8-3(1969), 357
104)、Withers, R. S., J. R. Melcher: J. Aerosol Sci., 12-4(1981), 307
105)、吉川暲，加賀昭和：電気学会研究会資料，ES-81-6(1981), 11
106)、77), 155
107)、11), 23
108)、Fuchs, N. A.: The Mechanics of Aerosols, Pergamon Press(1964), 290
109)、Saffman, P. G., J. S. Turner: J. Fluid Mech. 1(1955), 16
110)、Corner, J., E. D. Pendlebury: Proc. Phys. Soc., B-64(1951), 645
111)、78), 76
112)、108), 310
113)、Zebel. G.: Staub, 23-5(1963), 263
114)、Shlomo, E. D.: J. Colloid Inter. Sci., 21(1967), 80
115)、Adachi, M. et al: J. Chem. Eng. Japan, 14-6(1981), 467
116)、78), 111
117)、Keef, D. et al: Proc. Royal Irish Accd., 60-A(1959), 27
118)、Takahashi, K., A. Kudo: Aerosol Sci., 4(1973), 209
119)、高橋武士，金川昭：化学工学論文集，9-3(1983), 295
120)、108), 306
121)、Dalla Valle, J. M. et al: Brit. J. Appl. Phy., S-3(1954), S 198
122)、78), 76
123)、Kraemer, H. F., H. F. Johnstone: I & EC, 47-12(1955), 2426
124)、Pautenier, M., R. Cochet: Revue Gen. Elect.
125)、Maxwell, J. C.: A Treatise on Electrisity and Magnetism, Clarendon Press, Oxford(1904), 1-231
126)、電磁気学，電気通信学会編，コロナ社(1973), 31
127)、Bird, R. B., et al: Transport Phenomena, Wiley Inter. Edit. (1960), 57

128)、108), 165
129)、Pautenier, M: J. Physiqu, 12(1932), 590
130)、White, H. J. : AIEE Trans., 70(1951), 1186
131)、Pluvinage, P. : Annlas de Geophs., 2(1946), 31
132)、Pluvinage, P., P. Roche: Annlas de Geophs., 3(1947), 2
133)、Bricard, J. : Geofis. Pura e Appi., 51(1962), 237
134)、Fuchs, N. A. :Geofis. Pura e Appl., 56(1963), 185
135)、Liu, B. Y. H., H. C. Yeh: J. Appl. Phys., 39-3(1968), 1396
136)、Smith, W. B., J. R., McDonald: J. Aerosol Sci., 7(1976), 151
137)、Liu, B. Y. H., A. Kapadia: J Aerosol Sci., 9(1978), 227
138)、Fuchs, N. A. et al: Trans. Faraday Soc. (1936), 1131
139)、Liu, B. Y. H., D. Y. H. Pui: J. Colloid Inter. Sci., 58-1(1977), 142
140)、Liu, B. Y. H., D. Y. H. Pui: J. Aerosol Sci., 5(1974), 465
141)、Adachi, M. et al: J. Chem. Eng. Japan, 13-1(1980), 55
142)、Liu, B. Y. H. et al: J. Colloid Inter. Sci., 23(1976), 367
143)、Liu, B. Y. H. et al: J. Appl. Phys., 38-4(1967), 1592
144)、Lawless, P. A., L. E. Sparks: Atmos. Environ., 14(1980), 481
145)、Dotch, E. et al: Staub Reinhalt. Luft, 29-7(1969), 282
146)、10), 269
147)、Hewitt, G. W. : AIEE, 76(1957), 300
148)、Smith, W. B. et al: J. Aerosol Sci., 9(1978), 101
149)、井伊谷鋼一：集じん装置，日刊工業(1963), 238
150)、75), 240
151)、高橋幹二：応用エアロソル工学，養賢堂(1984), 161
152)、127), 136
153)、48), 196
154)、Lamb, H. : Hydrodynamics, 6th ed., McGraw Hill(1963), 606
155)、Davis, C. N., C. V. Peetz: Proc. Royal Soc., A-234(1956), 269
156)、Chen, C. Y. :Chem. Revs., 55(1955), 595
157)、Wong, J. B. et al: J. Appl. Phys., 27-2(1956), 161
158)、Friedlander, S. K. : I & EC 50-8(1958), 1161
159)、Natanson, G. L. : Proc. Acad. Sci. USSR, Phys. Chem. Sec., 112(1957), 95
160)、生井武文，井上雅弘：粘性流体の力学，理工学社(1978), 54

161)、Batcheler, G. K. : An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge Univ. Press (1970), 257
162)、Kawaguchi, M. : J. Phys. Soc. Japan, 8(1953), 747
163)、吉川暲，阪田総一郎：化学工学論文集，5-5(1979), 493
164)、阪田総一郎：高勾配磁気集じんに関する基礎的研究，大阪大学学位論文(1980)
165)、13), 34
166)、48), 179
167)、127), 196
168)、George, H. F., G. W. Poehlein: Env. Sci. & Tech., 8-1(1974), 46
169)、Röbig, G., J. Porstendorfer: J. Colloid Inter. Sci., 69-1(1979), 183
170)、Battler, J. R. et al : J. Aerosol Sci., 13-6(1982), 491
171)、原雅則ほか: 静電気学会誌，6-4(1983), 27
172)、原雅則：静電気学会誌，7-1(1983), 27
173)、hoenig, S. A. : PB Rep. (USA), PB276645(1977)
174)、Yung, S. C. et al: J. APCA, 30-11(1980), 1208
175)、Mathai, C. V. et al: 74th Annual Meeting of APCA(1981), 81-55. 5
176)、78), 103
177)、森島直正：ベンチュリ・スクラバに関する研究，大阪市立大学学位論文(1967)
178)、77), 23
179)、77)、215
180)、10)、29
181)、78)、219
182)、気泡・液滴工学，化学工学会編，日刊工業(1969)、138
183)、78)、111
184)、Sample, S. B. et al: J. Colloid Sci., 41(1972), 185
185)、Fuchs, N. A. : Evaporation and Droplet Growth in Gaseous Media, Pergamon Press (1959), Chap. I
186)、Chodes, N. et al: J. Atmos. Sci., 31(1974), 1351
187)、吉川暲，加賀昭和ほか：空調衛生論文集，11(1979), 65
188)、Telford, J. W. et al: Quat. J. Royal Met. Soc., 81(195), 241
189)、電気工学ハンドブック，電気学会(1967), 1375
190)、Lieberman, A., J. Rosinski: J. Colloid Sci., 17(1962), 814
191)、林太郎ほか： Bull. Japan Assoc. Fire Sci. Eng., 25-1(1975), 1

192)、防火防災関係法令通達集，新日本法規出版(1982)
193)、堀内三郎：建築防火，朝倉書店(1972),83
194)、192),172
195)、神忠久： Bull.Fire Prev.Soc.Japan,19-2(1970),1
196)、京都市消防局研究科：火災，30-5(1980),26
197)、10),201
198)、10),203
199)、須永孝隆：静電気学会誌,8-2(1984),110
200)、10),488,542
201)、Sarma,M.P.,W.Janischewskyj: IEEE Trans.PAS88-5(1969),718
202)、Sarma,M.P.,W.Janischewskyj: IEEE Trans.PAS88-10(1969),1476
203)、高橋雄造ほか：静電気学会誌，6-2(1982),107
204)、増田閃一，新岡正樹：電気学会論文誌A，96-9(1976),411
205)、寺沢寛一：数学概論，岩波書店(1060),114
206)、近藤芳孝ほか：電気学会論文誌A，98-1(1978),9
207)、正野重方：緩和法入門，朝倉書店(1963),69
208)、Roache,P.J.: Computational Fluid Dynamics,Hermosa Publishers(1972),73

既報の関連論文

1979. 2　静電スクラバに関する研究（第１報）　（第５章）
　－蒸気吹込み・荷電法（１）－
空気調和・衛生工学会論文集，No. 9, 39-47

1979. 10　静電スクラバに関する研究（第２報）　（第５章）
　－蒸気吹込み・荷電法（２）－
空気調和・衛生工学会論文集，No. 11, 65-73

1981. 6　空間電荷による消煙の機構　（第７章）
空気調和・衛生工学会論文集，No. 16, 77-84

1983. 2　静電スクラバに関する研究（第３報）　（第４章）
　－荷電水滴を用いた噴霧塔－
空気調和・衛生工学会論文集，No. 21, 65-72

1983. 6　Smoke Extinguishment by a Discharging Wire (Part 1)　（第８章）
　－Analysis of Fundamental Characteristics
　based on Complete Mixing Assumption －
空気調和・衛生工学会論文集，No. 22 61-69

1984. 6　Smoke Extinguishment by a Discharging Wire (Part 2)　（第６，８章）
　－Effects of Smoke Concentration and
　Coagulation on Extinguishing Rate －
空気調和・衛生工学会論文集，No. 25, 69-79

静電スクラバに関する研究（第４報）　（第３章）
　－荷電装置を有する充てん塔－
空気調和・衛生工学会論文集，（投稿中）