

強力音場中の放電の特性に関する研究

中根 偕 夫

強力音場中の放電の特性に関する研究

要旨

気相中の音を利用または応用した設備や装置は、現在のところ見当たらない。すなわち人間が聞くことを目的としない音（超音波と言う）の工業的な利用は、現在のところまだないと言える。

この強力空中超音波の応用性は高いと考えられ、今までに多くの研究が試みられてはいる。その一例として著者は、粉体工学的な面から空中の粒子の凝集を試みた。すなわち音波凝集の過程を調べ、音波による大気中浮遊微粒子の集塵に利用できないかと研究を進めた。また、他には音波乾燥、音波浮揚、前例のないことでは音による羽根車の回転などの各種の新しい音の作用を試みてきた。これらの音の作用、すなわち気相中の強力超音波の応用への可能性は高く、ここに本論文で論じる「放電への音の影響」についても超音波の応用の基礎実験と位置づけている。

すなわち、情報伝達のメディアとしての音ではなく、その応用範囲としては強力な音場内では交番圧力の変化、音の粒子速度、あるいは高い周波数などによって通常の状態とは異なる種々の現象が観られることがあり、今後の研究に期待される。

また、大気中で放電が発生するおり、例えばコロナ放電、スパーク放電、落雷などの際には音を伴うが、音が放電に何らかの作用を与えるか否かに関しての報告の例は、著者が研究するまではない。

そこで、音波照射を大気中の放電に行なったところ、音が放電に影響を与えるという新しい現象が見られたので、この現象を実験的に検証した。この現象の特徴を明らかにすると共に、機構解明のための資料を得る目的で実験研究を試み一応の結論に達したのでここにその結果をまとめた。

この報告では、強力空中音場として音響管中の定在波を利用したものに限定した。これは音の性質を音圧と音の粒子速度に分けることができ、このことにより放電が音圧または粒子速度のいずれに依存するかを調べることができる。その結果、放電が音の粒子速度の影響を顕著に受けることを見出した。そこで、放電の条件としては、放電のための電極を正極として針、負極（アース極）を平板の構造とした。また、印加電圧としては主に直流を用いた。なお、音の条件としては、温度湿度が一定の定在波音場とし、静圧としては大気圧を主とし

て用いた.

このテーマと関連して他の雰囲気ガス中での放電現象, 音の周波数 20kHz での放電への超音波の影響などを調べ, またその応用の例として, オゾン発生の促進, スイッチ接点間のスパーク消去, また電気集塵機の集塵効率の高効率化などの新しい利用法も示した. 以下これらの内容について各章ごとに記述する.

第1章は緒論を述べたもので, 本研究を行うに至った経緯およびその概要と背景について記述した.

第2章では, 波動方程式の導出から本研究に用いた定在波音場の性質までを述べ, この音場を発生させるために用いた音響管について記した. さらにこの音響管内の音圧分布, 粒子速度分布などにおける互いの関係も示した. すなわち, この音圧と粒子速度の両分布は位置的に $1/4$ 波長の位相差をもつことを示した. 周波数 660Hz, 定在波比 100 以上での管内の最大音圧の実効値が 3170Pa の定在波音場を得ることができたことを記述した. なお, このような高音場中での音のエネルギーを利用した応用実験の例として, 気体中浮遊粒子の凝集, 微小粒子肥大化による音波集塵, などの実験結果を本論の付録として記した. 章の後半には, 音場中での放電の発光部の挙動について挙げ, その音の影響の機構について論じた.

第3章では, 定在波音場内の払子コロナ放電, 間欠スパーク放電, 高気圧グロー放電の挙動について検討した. 払子コロナ放電を針対平板電極間に発生させたところ, その発光部が音波照射なしの状態では電極間を細く棒状に橋絡したが, 音波を照射すると管軸方向外側へ扇子状に広がる傾向が見られた. 払子コロナ放電の発光部は音の粒子速度が大きいほど広く広がる. すなわち電極の位置を移動させて調べた結果, 粒子速度分布の腹の位置で最も広がった. 反面, 粒子速度分布の節の位置 (音圧分布最大) では音の影響はほとんど見られなかった. このことから放電は, 音圧による作用と粒子速度による作用を比較した場合, 粒子速度の方が大きく影響を受けることを実験的に明らかにした.

また間欠スパーク放電, 高気圧グロー放電の場合にも払子コロナ放電と同様に, 発光部が音によって扇子状に広がる傾向があることを実験的に確認した. さらに音圧の影響で払子コロナ放電から間欠スパーク放電に, あるいは間欠スパーク放電から高気圧グロー放電に移行する境界での印加電圧の値が変わる現象も見出した.

以上のように, 音の影響が各種の放電に影響があることを視覚的および定性的にとらえて, その音の影響の傾向について述べた.

第4章では、間欠スパーク放電を対象にし、強力定在波音場が放電の発光部に及ぼす影響の程度を媒質の変位振幅から検討し、その大きさを数学的に示した。その結果、媒質の振動する幅を音の粒子変位振幅とし、放電の発光部の幅をピークピーク値で求めたところ、発光部は音の媒質の振幅の1.7倍の振幅が得られることを示した。なお、ここでは針対針電極の場合も示し、その結果としては1.3倍の変位振幅を得ていることも併記してある。以上、この第4章での結論としては、発光部の広がりや音の粒子速度に比例するのではなく、粒子速度による粒子変位に依存していることを実験的に明らかにしたことを述べた。

第5章では、高気圧グロー放電を対象にし、強力定在波音場が放電の諸特性に及ぼす影響を定性的に調べた。まず、高気圧グロー放電の電流波形に及ぼす音の影響を観測し、音の大きさを大きくすると電流波形から間欠スパーク放電へ放電形式が後退することを確認した。次に、高気圧グロー放電のV-I特性を測定した。電極間電圧を一定とするならばその電流の値を音で上昇させることができたので、その定量的なデータを記した。なおここでは、音の周波数による影響についても述べた。

第6章では、音が放電へ及ぼす効果について、媒質との関係を定性的実験として示した。実験に用いた媒質ガスは空気、 N_2 、 O_2 、He、Arである。その結果、音の効果は空気のみの特有な現象ではなく、いずれのガス質でも起こりうる普遍的な作用であることを実験的に証明した。なお、これらの各種ガスの場合も第5章と比較の意味でV-I特性も示した。また、その作用の現れ方とその大きさは、ガス質ごとで異なるという結果も得た。以上より放電への音の影響の物理的意味、放電の発生機構の解明に新たな知見を得た結果をまとめたものである。

第7章では、定在波音場中の放電現象を利用した応用について記述してある。その結果、スイッチ接点間の放電の消滅に効果が認められ、遮断機への応用の可能性を示唆した。また、同様にオゾンの生成量が促進される結果も見られたので、工業的な面でも利用できる可能性を示した。さらに音が放電に及ぼす影響の応用例として、電気集塵装置の放電電極間を高音場にさらすことにより、集塵効率が向上することを見出した。すなわち、音の微粒子凝集作用も含めて、電気集塵装置への音の併用効果が高いことが見とめられたので、これらについても応用の一例として述べた。

第8章では、以上の各章で得られた結果を要約し総括的に結論を述べ、併せて将来の研究に残された諸問題について記述した。

以上，本研究によって，気相中の強力な音波が放電に及ぼす影響に関して，これまでに知られていない種々の諸現象を新たに発見し，その概要を紹介することができたと考えられる．放電を制御し得る要因の一つとして，新たに強力な音波があることを明らかにすると共に，この現象の利用法も示唆した．これらの結果は，電気工学の特に音響工学の内の超音波工学に，また静電気工学の内の高電圧工学の放電の分野に少なからず貢献すると確信する．

目 次

第 1 章 緒論	1
1.1 研究の背景と現状	1
1.2 研究の概要	3
第 2 章 強力定在波音場と音響管及び音場中の放電の挙動とその機構について	8
2.1 波動方程式の導出	9
2.2 各種音のパラメータの導出	11
2.3 音響管による定在波音場の発生	14
2.4 強力音場中の放電発光部の挙動とその機構	20
第 3 章 定在波音場内での払子コロナ放電の発光部の挙動	29
3.1 大気中の放電の形態	29
3.2 払子コロナ放電の挙動	30
3.2.1 実験装置	30
3.2.2 払子コロナ放電の発光部の様子	30
3.2.3 払子コロナ放電の発生する電圧の範囲への影響	31
3.3 各種の放電形式の発光部の挙動	32
3.3.1 各種の放電形式の発生する電源電圧の範囲	32
3.3.2 放電の発光部の様子	33
3.4 まとめ	34
第 4 章 定在波音場内での間欠スパーク放電の発光部の挙動 – 変位振幅からの検討 –	47
4.1 針対針電極間の間欠スパーク放電の音による影響	47
4.1.1 実験に用いた定在波音場と針対針電極の電極形状	47
4.1.2 間欠スパーク放電の発光部の様子	48

4.1.3	音の大きさと間欠スパーク放電の放電の広がりとの関係	48
4.2	針対平板電極を用いた場合	50
4.2.1	実験に用いた定在波音場及び電極の形状	50
4.2.2	間欠スパーク放電の発光部の様子	50
4.2.3	音の大きさと間欠スパーク放電の発光部の広がりとの関係	50
4.3	音による放電への影響についての検討	51
4.3.1	電流波形からの検討（分割した電極を用いた実験）	51
4.3.2	電流波形からの検討（簾状にした電極の電流分布の実験）	52
4.4	まとめ	53
第 5 章	媒質を各種ガス質に変えた場合の放電への音の影響とその諸特性	72
5.1	種々の媒質ガスによる各種の放電形式の発生する電源電圧の範囲	72
5.1.1	実験装置	72
5.1.2	実験結果	73
5.2	高気圧グロー放電の V-I 特性への音の影響	74
5.3	各種ガス質による変位振幅への音の影響	75
5.4	まとめ	77
第 6 章	定在波音場内での高気圧グロー放電の発光部の挙動とその諸特性	98
6.1	音による高気圧グロー放電の V-I 特性への影響	98
6.1.1	高気圧グロー放電の発光部の形状に音が与える影響	98
6.1.2	電流波形に及ぼす音の影響	99
6.1.3	放電の V-I 特性への音の影響（電極の位置を移動させた場合）	99
6.1.4	放電が消滅する電流値	100
6.1.5	音の周波数を変えた場合の V-I 特性への音の影響	101
6.1.6	周波数の差異による放電の消滅電流の値	101
6.1.7	高気圧グロー放電の発光部への音の周波数の差異による影響	102
6.2	音による高気圧グロー放電の履歴特性への影響	102
6.3	まとめ	103

第7章 応用へのアプローチ	119
7.1 スイッチ接点間の橋絡状放電の音による吹き消し	119
7.1.1 実験装置	119
7.1.2 装置の動作例	120
7.2 オゾン発生促進	120
7.2.1 実験装置	120
7.2.2 実験結果	121
7.3 22kHz の音波による電気集塵装置の高効率化	122
7.3.1 実験装置	122
7.3.2 実験結果	123
7.4 まとめ	124
第8章 結論	138
謝辞	142
参考文献	143

第1章 緒論

1.1 研究の背景と現状

人間が聞くことを目的としない音の応用技術は、周波数にかかわらず超音波の応用技術とされている^{1,2)}。この音の媒質は、固体、液体、気体であり、さらに通信的応用と動力的応用に大別され³⁾、広い分野で応用・実用化されている。これら超音波の応用分野の範囲は大変広く、多くの応用研究が現在なされている。

例えば、固体中と液体中での応用としては非破壊検査、海中のソナー、洗浄器⁴⁾などが挙げられるように利用範囲・内容共に大変進歩している。しかしながら、気体中での応用例は、文献調査によっても多くは見当たらない。このことは空中超音波の発生源となる音源^{5,6)}において、機械的振動から気体中の音へのエネルギー変換の非効率性が障害となっているため、研究の進歩が滞っていると考えられる。

しかしながらこの音源の開発が進めば、今後はこの空中超音波の、特に強力な音場の応用性は高いものとも思われる。例えばその応用例として、著者は粉体工学的な面から空中の微粒子の凝集を試みた。すなわち音波による煙霧質の凝集^{7,8)}を手掛け、音波凝集⁹⁻¹¹⁾として進めてきた。また、この超音波による凝集については先行研究として、Gallego-Jureg⁵⁾や川村¹²⁾らが煙霧質の粒子沈降時間を減少させることを試みていた。また他には、Soloff¹³⁾や瀬谷¹⁴⁾らが超音波による乾燥の促進を試みており、物質の温度上昇なしに乾燥時間を短縮することに成果を挙げている。超音波による浮揚については、Min¹⁵⁾や大塚¹⁶⁾らが地上で2gの金属片を無接触で浮かすことに成功している。

一方、気体中の放電現象は、落雷に代表されるように過渡現象として取り扱う場合が多く機構の解明が大変困難であるが、数多くの研究が行われている。特に近年では、計算機シミュレーションにより、その研究進歩は目をみはる感がある。Amin¹⁷⁾が、空気中のコロナ放電のストリーマの速度を求めた成果は大きい。また、Lobe¹⁸⁾はコロナ放電について詳細な解説を表している。三好¹⁹⁾らは負性コロナ放電の前駆現象を検討している。Bera²⁰⁾らはイン

パルス電圧を不平等電界中の空間電荷に着目したスパーク放電の発生機構を解明している。本多²¹⁾は平等電界での絶縁破壊の理論的解明を行い、野畑²²⁾はファラデー暗部について、本論にも多々用いているグロー放電から他の放電への移行現象などについても解き明かしている。すなわちこれらが本研究の基盤となっている。

例えば著者はコロナ放電において、音波の発生によって気中微粒子の帯電の促進が計られるものと考え、電気集塵機の放電電極に音を照射し、媒質の振動の併用を試み²³⁻³⁵⁾た。その結果、電気集塵機の集塵効率の向上が見られた。

そこでこの成果をふまえると、その詳細な検討には音が放電に及ぼす影響について解明することが必要不可欠とわかり、本研究を手掛けることになった。すなわち本研究では音場と放電協調作用と各現象の解明を考慮し、大気中の高音場中で放電を発生させ、音の媒質の振動³⁶⁾による放電への影響を観測した。すなわち、本論文の中心を音場と放電場との相互作用に関する研究としてとらえた。このことは、音と放電の相互作用において新たな知見を得ることを目的としたもので、工業的分野への応用を目指すことになる。すなわち、現在までの音響工学、または高電圧工学においては、各分野で独自の研究成果を上げるに留まっていた。本論文ではこれを複合作用的な面からの真理追究を試みたもので、新たな音場及び放電現象の物理的解明にも寄与するものとする。

すなわちここでは、強力な音圧の定在波音場³⁷⁾をつくり、その音場の中で放電を発生させて放電の挙動を観測した。

そこで、本研究に至るまでの研究概念図を図 1.1 に示す。図は本論に至るまでの経過を主として示し、音と放電の係わりを四角の枠と矢印で記してある。流れとしては音、超音波、音の動力的応用の順に進む。この音を放電現象に組み合わせている。即ち、点線枠内が本論文に関係した領域を意味し、左肩の○印が本論文に記述した部分である。また、本研究の現状としては、音場と放電場の相互作用に関する研究報告や論文は著者を除いては皆無に等しい。また、著者の従来の論文内容は実験報告の色彩が強く、この論文はそれらに続く研究内容である。なお従来の報告例としては、例えば音響学会³⁸⁻⁴²⁾、静電気学会⁴³⁻⁴⁵⁾、電気学会^{46, 47)}、応用物理学会^{34) 48-50)}などで発表されている。しかしながら、この段階では放電の発光部の変化を見る程度にすぎず物理的意味で論じることがなかった。

1.2 研究の概要

本研究は気中放電と気体中を伝播する音波との相互作用の効果についての研究である。特に強力音場と放電との相関を求めることを中心に実験研究を行った。また、音場の強さによって、放電開始する電圧が影響受けることや、通常の放電では発生しない異なったモードの放電が共存したりすることなどを見出している。

これらの事柄から放電形態を非接触で制御する一つ的手段として、音場が使用できる可能性を示すことができた。すなわち、ここで得られた結論は、音場が放電に関係することで工業分野への応用できる可能性を示唆していると確信している。

本論文は、全8章で構成されている。以下に本研究の概略を記す。

第1章は序論として本研究の背景と現状について述べた。また、研究の領域の概略を図に示し、本論の構成を述べている。

第2章は、超音波音場について記述したもので、特にその強力音場の様子について記した。また、この強力音場を作るために本研究では定在波音場を用いたので、定在波音場の発生と性質についてその概略を述べてある。なお、筆者は最大音圧として実効値で3170Pa (164dB)を得ている。なお、このような高音場の応用例として付録に音波集塵として記した。またこの高音場で管自体の振動や、挿入した電極の振動は存在していないことを確認してある。この章の後半には、音によって放電の発光部が移動することを記し、その挙動の様子と、その「音が放電に及ぼす影響」の機構を払子コロナ放電の場合について論じている。

第3章では払子コロナ放電を主体にし、各種の放電を多方面から計測し検討した結果を示した。すなわち、大気中の種々の形態の放電への音の影響、放電発光部の挙動などを述べた。放電形式の異なる放電の場合の音場の影響の差異などについても記述した。なお本章での実験は、電極を基本的な針対平板電極とし、大気圧下の空気を媒質とした音場中で行なったものである。その結果、音場を作用させない放電では、各放電形式ともに発光部が電極間を細く棒状に橋絡した状態となっているが音を照射することで（高い音圧領域に放電極を移動させることで）、発光部が扇子を広げる様に広がる現象を見出したことを記述した。音の作用で、払子コロナ放電から間欠スパーク放電に、更には間欠スパーク放電から高気圧グロー放電に移行する際に電源電圧の変化があるという新たな知見が得られた。この現象は、主として音場の粒子速度分布³⁷⁾に依存することをこの章で明確にした。

第4章では、間欠スパーク放電の発光部の広がり様子を、音の媒質の振幅、すなわち音

の変位振幅（音の粒子変位）から検討した．なおここで述べる粒子速度³⁶⁾の粒子というのは、媒質の分子を意味するものではなく、単に速度というと伝播速度（音速）と混同されやすいので、媒質が粒子の集まりであると考え、それが振動するようにいい表しただけである．すなわち粒子速度（この論文では、音の粒子速度と記す）は媒質の運動速度を意味している（音響工学では運動速度は使わずに粒子速度で統一）．また、この媒質の振動は、ある幅をもって交播しているので、その振動の幅を変位振幅といい、そのピークピーク値を ξ_{p-p} で示している．ここでの変位振幅については、主題となっていた針対平板電極以外に、針対針電極をも併せて検討した．その結果、針対平板電極の場合は、放電の広がる幅、すなわち変位振幅は $1.7\xi_{p-p}^{1.09}$ となり、針対針電極では $1.3\xi_{p-p}^{0.96}$ の実験式として表すことができた．このことは、音による媒質の振幅の幅の1.7倍及び1.3倍の広さに放電のストリーマが拡大されたことを示しており、ストリーマが振らされる大きさは、音の音圧ではなく、粒子速度による音の粒子変位の振幅の大きさに依存していることを実験的に明らかにした．

第5章では、空気を媒質とした前章までと異なり、空気以外のガス環境における音の影響を検討した．雰囲気ガスとしては活性の少ない N_2 ガス、 CO_2 ガス、Heガス、Arガスをを用いた．その結果、音が放電へ与える影響は媒質が空気以外の各種媒質の場合にも存在し、音場は気体分子の性質によらず普遍的に放電に影響を及ぼすことを実証した．また、その作用の現れ方と、その大きさは気体の種類により異なるという結果も得た．

第6章では、音場が高気圧（大気圧）グロー放電の諸特性に及ぼす影響について検討した．先ず電流波形に及ぼす音の様子を、次に負性抵抗であるV-I特性に及ぼす音の影響を検討した．また、このV-I特性の測定においては、音の周波数による放電への影響についても記述し、ある大きさ以上の音の大きさでは高気圧グロー放電が消滅すること、音の影響は粒子速度分布にも強く影響されることを述べた．また、高気圧グロー放電が消滅するときの放電電流の大きさが、音場の大きさに比例して上昇する傾向も見出した．これらから、音の物性的な解明や、放電発生のメカニズムの解明にも寄与する結果が得られた．

第7章では、本論文で新たに得られた知見を基とした応用の可能性について調べる目的で行った基礎的実験について述べてある．殺菌などに使用されるオゾンの放電による生成量の促進に音が有効かという実験を試みた．仏子コロナ放電の場合、音場中での放電によりオゾン生成の増加効果は十分に認められた．また、スイッチを切ったときに発生する放電、すなわち回路の電圧の条件によっては接点間に放電が発生する場合がありますこの放電が自続するこ

とがある。放電による接点の消耗などの問題点を解消するなどの目的で、本研究の対象である音をスイッチ間に照射したところ、アーク状の橋絡した放電を消すことができた。このことから、接点遮断機への応用の可能性を得ることができた。さらに音が放電に及ぼす効果の応用例として電気集塵装置の放電電極を高音場にさらすことにより、集塵効率を高めることを試みた。その結果、小型の集塵装置において実用化できる可能性があることを実証できた。なお、この実験結果は付録にも併記した。

第8章は結論で、本研究を要約し総括的結論として記した。あわせて、将来に課せられた検討課題とその将来展望についても論じた。各章の成果を載げ、その応用への示唆も行った。放電路となる発光部が音場によって拡大され、その結果放電場の領域が広がることを利用し、微粒子の帯電を促進させる可能性、あるいは、音場の作用で電気集塵機のスパークの発生電圧を高くし、実用印加電圧値を高めることによってコロナ放電を増大させ、集塵効率を上げる可能性についても言及している。

なおこれら各章をまとめて構成図にしたのが図1.2である。図中の長方形実線の枠内のタイトルは、各章の題目と同じ意味でその内容を示している。点線枠内は主論文と関係あるもので、付録に引用してある。なお、図1.2中の文献には本論に用いた番号と互換させ、筆者執筆の学会論文の引用の場合はアルファベットで記し本文末にまとめた。

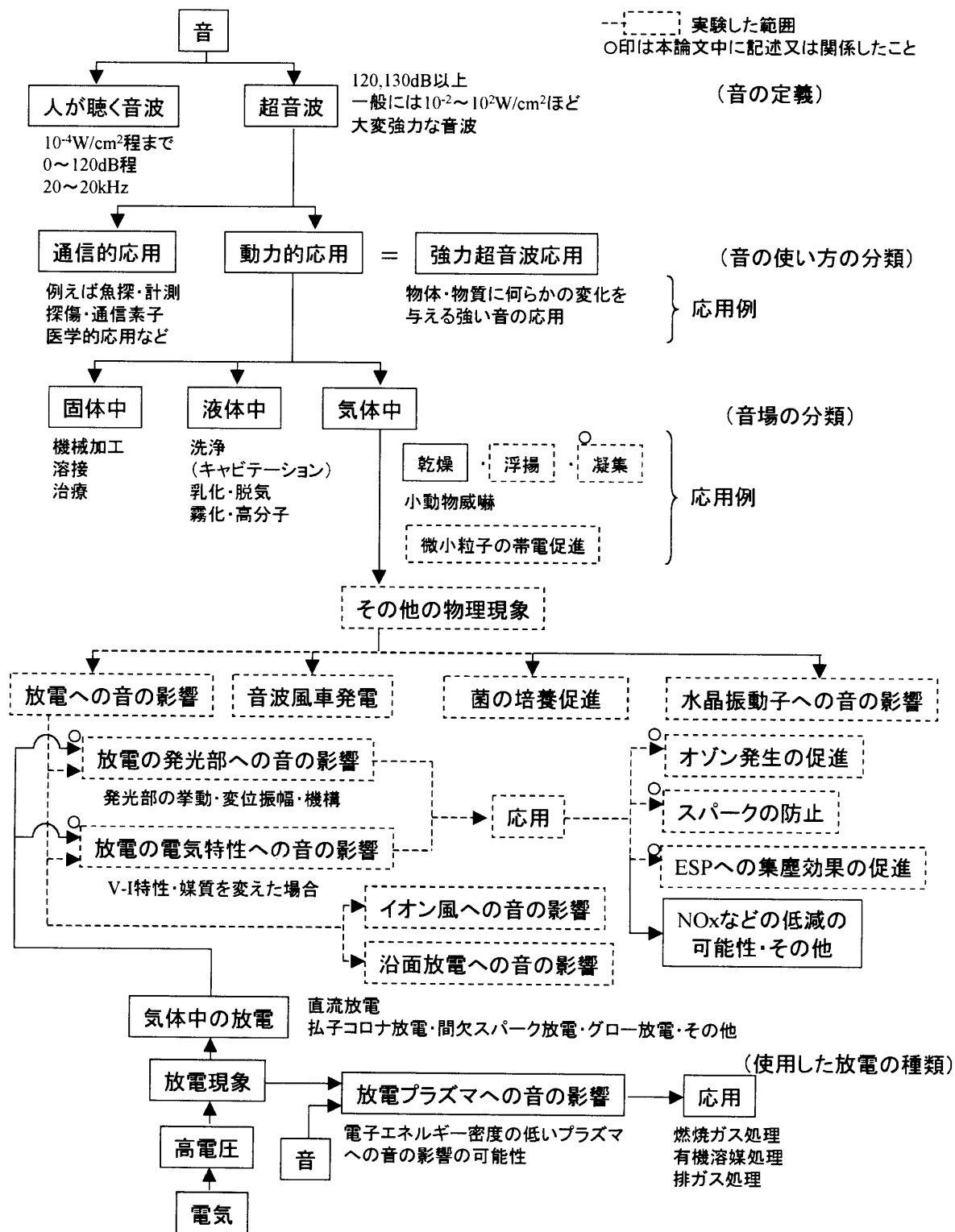


図 1.1 研究領域の概念図

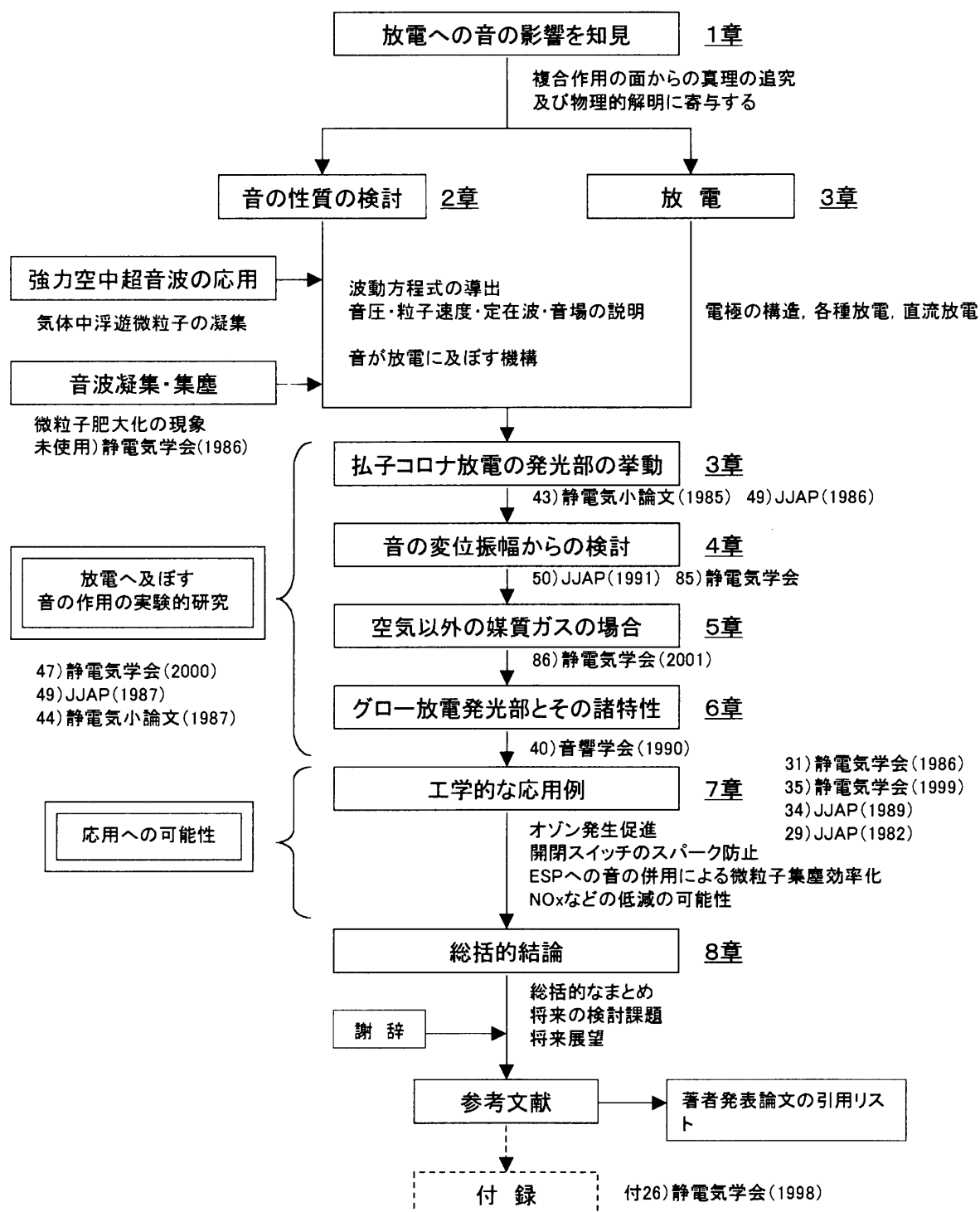


図 1.2 研究領域の概念図

第2章 強力定在波音場と音響管及び音場 中の放電の挙動とその機構につ いて

ここでは、本研究に用いる定在波音場について述べる。音の動力的な応用としては、一般に強力音場を用いることが考えられる。すなわち、人間が聞くことを目的としない音、超音波^{1,2)}と言われる音で、通信的ではなく動力的応用³⁾である。また、強力とは、人間の聴く範囲以上の大きな音、すなわち 120 ないし 130dB (re. 0dB=0.0002 μ bar) 以上の強力な音場をいう。

ここでの実験で用いた最大の音圧は周波数 660Hz で 164dB (3170Pa であり、粒子速度では 7.6m/s) を得ている。これは、人工的な音としては、特殊なパルス性の音や大気圧以外では最も大きな音圧であると言える。

このような高い音圧を一般の室内で発生させるのは現実的に不可能に近く、ここでは定在波音響管³⁷⁾といわれる中の円形管を用いた。

2.1 節ではまず音波を議論する上で重要な波動方程式を導いた。2.2 節では 2.1 節の波動方程式を平面進行波の場合について解くことで音の各種パラメータを定義する。次に 2.3 節として、前節において得られた波動方程式を、境界条件として 2 種の媒質中の音の伝搬を考え、音響管内の定在波音場中の各種パラメータを決定した。さらに音場中に位置した放電が、音による媒質の振動で発光部の挙動が起こることを模式図を用い、類推ではあるが物理的な面から解析した。すなわち、本論文の主題となる理論的機構を 2.4 として記した。

2.1 波動方程式の導出

音波とは媒質中に起こった弾性振動が、他の部分に伝播していく波動現象である。また、同一時刻での変動状態¹²⁾が、等しい点を結んだ面を波面といい、波面が平面の場合を平面進行波という。

ここでは、気体中における平面進行波の波動方程式を導く。波動には媒質の質量による慣性力と、弾性による弾性力が伴い、気体（一般には流体で説明される）媒質では体積変化に対してのみ弾性を示し、形状の変化に対しては弾性（ずり弾性、すなわち剛性）を示さないから、振動方向のみ波動が伝搬し縦波を生じる。そこで気体媒質内の波動方程式を導くために図 2.1 のように各辺が x, y, z 軸に平行で、長さが $\delta x, \delta y, \delta z$ の微小な直方体を仮想する。今、中心 (x, y, z) での圧力変化を p とすると ABFE 面での圧力変化は $p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2}$ 、その面に平行な DCGH 面での圧力変化は、 $p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2}$ と考えられるから、2 面での力の差は

$$(p - \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2}) \cdot \delta y \cdot \delta z - (p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2}) \cdot \delta y \cdot \delta z = -\frac{\partial p}{\partial x} \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z \quad (2.1)$$

となる。また、中心での x 軸方向の変位が ξ_x で、微小体積が一体となって動き、しかもその内部で密度 ρ の変化が小さいとして、平均値をとって静圧での値とすれば、全質量は $\rho \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$ となるから慣性力は

$$\rho \frac{\partial^2 \xi_x}{\partial t^2} \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$$

となり、次の運動方程式が成立する。

$$\rho \frac{\partial^2 \xi_x}{\partial t^2} \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z = -\frac{\partial p}{\partial x} \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$$

上式を整理すれば

$$\rho \frac{\partial^2 \xi_x}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial x}$$

となり、 x 軸方向の振動速度を $\frac{\partial \xi_x}{\partial t} = v_x$ とすれば

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.2)$$

の関係が成立する。同様に y, z 方向についてもそれぞれ次式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial v_y}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial y} \\ \rho \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

ただし, v_y, v_z はそれぞれ y, z 軸方向の振動速度である.

ところで, 式 (2.2), (2.3) での振動速度及び圧力はいずれも未知であるから, これを求めるには, もう 1 組の関係式を必要とする. 次に, 体積変化の関係式を求める.

図 2.1 で x 軸方向の体積変化は, 中心での変位が ξ_x であるから, ABFE 面と, これに平行な DCGH 面での体積変化は, それぞれ

$$(\xi_x - \frac{\partial \xi_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2}) \delta y \cdot \delta z, \quad (\xi_x + \frac{\partial \xi_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2}) \delta y \cdot \delta z$$

となるから, その差をとって

$$(\xi_x - \frac{\partial \xi_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2}) \delta y \cdot \delta z - (\xi_x + \frac{\partial \xi_x}{\partial x} \frac{\delta x}{2}) \delta y \cdot \delta z = -\frac{\partial \xi_x}{\partial x} \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$$

のように求められる. 同様に y 軸方向, z 軸方向の体積変化は

$$-\frac{\partial \xi_y}{\partial y} \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z, \quad -\frac{\partial \xi_z}{\partial z} \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$$

となる. ただし, ξ_y, ξ_z はそれぞれ y および z 軸方向の中心における変位である. 従って, 直方体の全体の体積としての体積変化の大きさ δV は

$$\delta V = (\frac{\partial \xi_x}{\partial x} + \frac{\partial \xi_y}{\partial y} + \frac{\partial \xi_z}{\partial z}) \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z \quad (2.4)$$

となる. ここで媒質の体積弾性率を κ とすれば, はじめの体積が $\delta x \cdot \delta y \cdot \delta z$ だから, 圧力変化は

$$\delta p = -\kappa \frac{\delta V}{V} = \kappa (\frac{\partial \xi_x}{\partial x} + \frac{\partial \xi_y}{\partial y} + \frac{\partial \xi_z}{\partial z}) \quad (2.5)$$

となる.

ここで, (2.2), (2.3) 及び (2.5) から波動方程式を導く. 式 (2.5) の両辺を時間 t で微分して

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\kappa (\frac{\partial^2 \xi_x}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 \xi_y}{\partial t \partial y} + \frac{\partial^2 \xi_z}{\partial t \partial z}) \quad (2.6)$$

$$= -\kappa (\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}) \quad (2.7)$$

式 (2.7) をさらに時間で微分して

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\kappa (\frac{\partial^2 v_x}{\partial t \partial x} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial t \partial y} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial t \partial z}) \quad (2.8)$$

とし, 式 (2.2), (2.3) をそれぞれ x, y, z で微分して式 (2.8) に代入すれば

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\kappa}{\rho} (\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}) \quad (2.9)$$

となる. これが p に関する波動方程式である.

2.2 各種音のパラメータの導出

本節では前節で導いた波動方程式について1次元の平面進行波を例に、音の大きさを表すパラメータの意味について説明する。

音波は媒質の圧縮・膨張に伴って発生する縦波である。音波が存在する媒質（音場）中のある1点での圧力 p は1気圧（静圧）を p_0 とすると、

$$p = p_0 + p_s = p_0 + \sqrt{2}P_s \cos(\omega t) \quad (2.10)$$

である。すなわち媒質中のある一点では大気圧（1気圧）を中心に時間とともに媒質が疎になったり密になったりしている。このように音波の存在によりその点の圧力が上下する分 $p_s = \sqrt{2}P_s \cos(\omega t)$ を**音圧**という。ここで大気圧 p_0 は時間的に変化しないため、 $\partial p_0 / \partial t = 0$ であり、大気圧 p_0 が場所に寄らず一定であるならば $\partial p_0 / \partial x = 0$ である。従って音場中を解析する際、(2.9) 式で記述した圧力に関する波動方程式の p は p_s のみを考えればよい。

今、音波が x 方向にのみ伝搬する平面進行波について考えると、(2.9) 式で示した波動方程式の x 成分のみを考えると

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (2.11)$$

で表せる。ここで $c = \sqrt{\kappa/\rho}$ である。(2.11) 式の両辺の p を音圧 $p_s = P_s \varepsilon^{j\omega t}$ とおくと、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_s \varepsilon^{j\omega t} &= c^2 \frac{\partial^2 P_s}{\partial x^2} \varepsilon^{j\omega t} \\ -\omega^2 P_s \varepsilon^{j\omega t} &= c^2 \frac{\partial^2 P_s}{\partial x^2} \varepsilon^{j\omega t} \\ \frac{\partial^2 P_s}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} P_s &= 0 \end{aligned} \quad (2.12)$$

(1.12) 式は2階の線形微分方程式であるから、 P_s の一般解は

$$P_s = p_1 \varepsilon^{-jkx} + p_2 \varepsilon^{jkx} \quad (2.13)$$

である。ここで $k = \frac{\omega}{c}$ であり、 p_1, p_2 は複素数を含む任意定数である。(2.13) 式の音圧 P_s の瞬時値 p_s は時間因子 $\varepsilon^{j\omega t}$ を乗じて

$$\begin{aligned} p_s(x, t) &= (p_1 \varepsilon^{-jkx} + p_2 \varepsilon^{jkx}) \varepsilon^{j\omega t} \\ &= p_1 \varepsilon^{j(\omega t - kx)} + p_2 \varepsilon^{j(\omega t + kx)} \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる．すなわち (2.14) 式から音圧 p_s が x 方向に対して正（第1項目）と負（第2項目）に伝搬する2つの音波により構成されることがわかる．本節では一方向のみに伝搬する平面進行波について考えるから

$$\begin{aligned} p_s(x, t) &= p_1 \varepsilon^{j(\omega t - kx)} \\ &= \sqrt{2}|p_1| \cos(\omega t - kx) = \sqrt{2}P_s \cos(\omega t - kx) \end{aligned} \quad (2.15)$$

となる．ここで $P_s = |p_1|$ は音圧の実効値である．(2.15) 式を用いて位置 x と音圧 p_s の関係を $\omega t = 0 \sim 3/2\pi$ について求めたものを図 2.2 に示す．

音波が存在しない場合，同図中 (a) に示すように媒質を粒子の集合と考えると，それらの間隔は一定である．一方，音波が平面進行波の場合は任意の時刻で同図中 (b)~(e) のように，音圧が位置 x に対して正弦波状に分布する．従って音圧が高い位置で媒質が密になり，逆に音圧が低い位置では疎になる．この中で，密1と疎1に注目すると， ωt が (b) から (e) へと時間が経過するとともに右方向に移動していることがわかる．これらが右方向に移動する速度は音の1波長を λ m，音波の周波数を f Hz とすると (2.15) 式の指数部より

$$\begin{aligned} \omega t &= kx \\ \omega t &= \frac{\omega}{c} x \\ c &= \frac{x}{t} = \lambda f \quad [\text{m/s}] \end{aligned} \quad (2.16)$$

となる．すなわち音波による媒質の疎密が音の進行方向に移動する速度 c を音の**伝搬速度**という．これは後述する媒質の振動速度を記述する音の粒子速度と区別されなければならない．

次に図中 (b)~(e) のうち，ある任意の位置に注目すると，(2.15) 式より音圧の時間変化は正弦波である．これは媒質を粒子の集合として考えた際，粒子の疎密もまた時間的に正弦波状に変化することを意味し，媒質が振動していることに他ならない．このような音圧 p_s の時間変化による媒質の振動変位 ξ 及び振動速度 v は (2.2) 式の運動方程式から以下のように求められる．

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_s}{\partial x} \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} p_1 \varepsilon^{j(\omega t - kx)} \\ &= \frac{k}{\rho} p_1 \varepsilon^{j(\omega t - kx)} \end{aligned}$$

上式の両辺を時間 t で 2 回及び 1 回積分すると、それぞれ

$$\begin{aligned}\xi(x, t) &= \frac{p_1}{\omega \rho c} \varepsilon^{j(\omega t - kx)} \\ &= \frac{1}{\omega \rho c} \sqrt{2} |p_1| \cos(\omega t - kx) = \sqrt{2} \frac{V_s}{\omega} \cos(\omega t - kx)\end{aligned}\quad (2.17)$$

$$\begin{aligned}v(x, t) &= \frac{p_1}{\rho c} \varepsilon^{j(\omega t - kx)} \\ &= \frac{1}{\rho c} \sqrt{2} |p_1| \cos(\omega t - kx) = \sqrt{2} V_s \cos(\omega t - kx)\end{aligned}\quad (2.18)$$

が得られる．ここで $|p_1|/\rho c = V_s$ と置いた．このように音波による媒質の振動幅 ξ を**音の変位振幅**といい、その振動速度 v を音の**粒子速度**という．この「粒子」という言葉は図 2.2 に示すように媒質を粒子の集合として考え、これが音波により振動しているとしたことに由来する．この粒子は音波のない大気中においては等間隔で静止した状態と考えることから、気体分子運動論でいうところの、分子の熱運動における分子速度ではないことが理解できる．

また、一般的に音場を解析する際には速度ポテンシャル ϕ なるものを定義し、次式の関係から音の各種パラメータを求める場合が多い．

$$\left. \begin{aligned}v_x &= -\frac{\partial \phi}{\partial x} \\ v_y &= -\frac{\partial \phi}{\partial y} \\ v_z &= -\frac{\partial \phi}{\partial z}\end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

ここで上式を式 (2.2), (2.3) に代入し、それぞれ x, y, z で積分すると ϕ と p の関係は

$$p = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + a \quad (2.20)$$

となる．ここで a は積分定数であり、これは静圧であるから、波動に対しては考えない．これより、 ϕ に関する波動方程式は、式 (2.19) 式を x, y, z で微分し、式 (2.20) を t で微分して、式 (2.7) に代入すれば

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{\kappa}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) = c^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) \quad (2.21)$$

となる．ただし、 $c = \sqrt{\kappa/\rho}$ とする．次節では、まず速度ポテンシャル ϕ に関する波動方程式について定在波音場の境界条件を基に解くことで、音の大きさを記述する音圧や粒子速度を計算する．

2.3 音響管による定在波音場の発生

本節では前節により得られた波動方程式から定在波音場について論じる．本論で議論するような定在波音波を考える場合，境界条件として平面波が気相中及び反射板¹²⁾（アクリル製の音響管の剛壁）の2種の媒質中を伝播する場合を想定すればよい．すなわち剛壁での固有音響インピーダンス ρc を大きくとることで，反射率を高くし，入射した音波は剛壁でほとんど損失なく反射波として気相中に戻されることを考えれば，定在波音波中の音のパラメータを求めることができる．

損失の無い平面進行波音場では，音圧及び音の粒子速度の振幅は場所に無関係に一定である．しかし，進行波と反射波，または同一周波数で逆方向の平面進行波が共存する場合は，干渉の結果空間的に振幅分布の定まった振動となる．このことは一般によく知られ，定在波あるいは定常波と言われている⁵¹⁾（ここでは定在波と記す）．今， x 方向だけに伝搬する平面波の波動方程式は式 (2.21) 式の y, z の項を除いて

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \quad (2.22)$$

で表される．ここで， ϕ が $\dot{\Phi}_m \varepsilon^{j\omega t}$ （ただし ω : 角周波数， $\dot{\Phi}_m$: 複素最大値）の正弦波関数のとき，式 (2.22) に $\dot{\Phi}_m \varepsilon^{j\omega t}$ を代入すると

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \dot{\Phi}_m \varepsilon^{j\omega t}}{\partial t^2} &= c^2 \frac{\partial^2 \dot{\Phi}_m \varepsilon^{j\omega t}}{\partial x^2} \\ \dot{\Phi}_m (j\omega)^2 \varepsilon^{j\omega t} &= c^2 \frac{\partial^2 \dot{\Phi}_m \varepsilon^{j\omega t}}{\partial x^2} \\ \dot{\Phi}_m (-\omega^2) &= c^2 \frac{\partial^2 \dot{\Phi}_m}{\partial x^2} \\ \frac{d^2 \dot{\Phi}_m}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \dot{\Phi}_m &= 0 \end{aligned} \quad (2.23)$$

のように線形微分方程式となるから，解は

$$\dot{\Phi}_m = \dot{A} \varepsilon^{-jkx} + \dot{B} \varepsilon^{jkx} \quad (2.24)$$

となる．ただし， \dot{A}, \dot{B} は境界条件から定まる複素定数，また k は波長定数である．なお，瞬時値は式 (2.24) に時間因子 $\varepsilon^{j\omega t}$ を乗じて

$$\phi = \dot{\Phi}_m \varepsilon^{j\omega t} = \dot{A} \varepsilon^{-j(kx - \omega t)} + \dot{B} \varepsilon^{j(kx + \omega t)} \quad (2.25)$$

のように表される．例えば図 2.3 の媒質 I 内に入射波と反射波が共存する場合，媒質 I および II の固有音響インピーダンスをそれぞれ $z_1 = \rho_1 c_1$ ， $z_2 = \rho_2 c_2$ ，入射波，反射波および透

過波の速度ポテンシャルの瞬時値をそれぞれ ϕ_i, ϕ_r および ϕ_t とすれば、媒質 I および媒質 II 内の速度ポテンシャル ϕ_1, ϕ_2 は、式 (2.25) より

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= \phi_i + \phi_r = \dot{A}_1 \varepsilon^{j(\omega t - k_1 x)} + \dot{B}_1 \varepsilon^{j(\omega t + k_1 x)} \\ \phi_2 &= \dot{A}_2 \varepsilon^{j(\omega t - k_2 x)} \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

となる。ただし、媒質 I 内では x は負の値、媒質 II 内では x は正の値を持つ。

従って、媒質 I 内及び II 内の音圧の瞬時値 p_1 および p_2 、粒子速度 v_1 および v_2 は、速度ポテンシャルの定義から

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= j\omega\rho_1 \{ \dot{A}_1 \varepsilon^{j(\omega t - k_1 x)} + \dot{B}_1 \varepsilon^{j(\omega t + k_1 x)} \} \\ p_2 &= j\omega\rho_2 \dot{A}_2 \varepsilon^{j(\omega t - k_2 x)} \end{aligned} \right\} \quad (2.27)$$

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= jk_1 \{ \dot{A}_1 \varepsilon^{j(\omega t - k_1 x)} - \dot{B}_1 \varepsilon^{j(\omega t + k_1 x)} \} \\ v_2 &= jk_2 \dot{A}_2 \varepsilon^{j(\omega t - k_2 x)} \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

となる。また、境界面でのそれぞれの値は、 $x=0$ として

$$\left. \begin{aligned} (p_1)_{x=0} &= j\omega\rho_1 (\dot{A}_1 + \dot{B}_1) \varepsilon^{j\omega t} \\ (p_2)_{x=0} &= j\omega\rho_2 \dot{A}_2 \varepsilon^{j\omega t} \end{aligned} \right\} \quad (2.29)$$

$$\left. \begin{aligned} (v_1)_{x=0} &= jk_1 (\dot{A}_1 - \dot{B}_1) \varepsilon^{j\omega t} \\ (v_2)_{x=0} &= jk_2 \dot{A}_2 \varepsilon^{j\omega t} \end{aligned} \right\} \quad (2.30)$$

となる。ここで境界条件 $(p_1)_{x=0} = (p_2)_{x=0}, (v_1)_{x=0} = (v_2)_{x=0}$ を適応すれば

$$\left. \begin{aligned} \rho_1 (\dot{A}_1 + \dot{B}_1) &= \rho_2 \dot{A}_2 \\ k_1 (\dot{A}_1 - \dot{B}_1) &= k_2 \dot{A}_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.31)$$

の関係式を得る。

次に、境界面での入射音圧と反射音圧及び入射音圧と透過音圧の振幅比で、音圧の反射率 R_p および透過率 T_p を、同様に粒子速度の振幅比で粒子速度の反射率 R_v 及び透過率 T_v を

定義すると、式 (2.29), (2.30) より

$$R_P = \frac{j\omega\rho_1\dot{B}_1}{j\omega\rho_1\dot{A}_1} = \frac{\dot{B}_1}{\dot{A}_1} \quad (2.32)$$

$$T_P = \frac{j\omega\rho_2\dot{A}_2}{j\omega\rho_1\dot{A}_1} = \frac{\rho_2\dot{A}_2}{\rho_1\dot{A}_1} \quad (2.33)$$

$$R_V = \frac{-jk_1\dot{B}_1}{jk_1\dot{A}_1} = -\frac{\dot{B}_1}{\dot{A}_1} \quad (2.34)$$

$$T_V = \frac{jk_2\dot{A}_2}{jk_1\dot{A}_1} = \frac{k_2\dot{A}_2}{k_1\dot{A}_1} \quad (2.35)$$

となる．ここで式 (2.31) より, $k_1 = \frac{\omega}{c_1}, k_2 = \frac{\omega}{c_2}$ とおいて, $\dot{B}_1/\dot{A}_1, \dot{A}_2/\dot{A}_1$ を求めると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\dot{B}_1}{\dot{A}_1} &= \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \\ \frac{\dot{A}_2}{\dot{A}_1} &= \frac{2\rho_1 c_2}{\rho_1 c_1 + \rho_2 c_2} \end{aligned} \right\} \quad (2.36)$$

となるから, これらを式 (2.32)~(2.35) に代入し, $\rho_1 c_1 = z_1, \rho_2 c_2 = z_2$ とおけば

$$\left. \begin{aligned} R_P &= \frac{z_2 - z_1}{z_1 + z_2} \\ T_P &= \frac{2z_2}{z_1 + z_2} \\ R_V &= \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2} \\ T_V &= \frac{2z_1}{z_1 + z_2} \end{aligned} \right\} \quad (2.37)$$

となり, すべての反射率, 透過率は各媒質の固有音響インピーダンスによって示される.

次に, 強さの反射率 R_1 は, 境界面での入射波, 反射波の強さの比で定義されるが, それらの強さはそれぞれの音圧の 2 乗に比例するから

$$R_1 = |R_P|^2 = \left(\frac{z_2 - z_1}{z_1 + z_2} \right)^2 \quad (2.38)$$

のように求められる.

なお, R_P, R_V は絶対値が等しく符号が異なるだけなので, $R_P = R, P_V = -R$ で表され, 式 (2.27), (2.28) の $j\omega\rho_1\dot{A}_1$ を P_{im} , $jk_1\dot{A}_1$ を V_{im} , k_1 を k と書くことによって, 媒質 I 内の

音圧及び粒子速度は

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= P_{im}(\varepsilon^{-jkx} + R\varepsilon^{jkx})\varepsilon^{j\omega t} \\ v_1 &= V_{im}(\varepsilon^{-jkx} - R\varepsilon^{jkx})\varepsilon^{j\omega t} \end{aligned} \right\} \quad (2.39)$$

のように表される. 式 (2.39) から, 音圧の反射率が分かれば, 媒質 I 内の任意の点の音のパラメータを知ることができる.

そこで定在波音場における任意の点の音圧 p_s 及び音の粒子速度 v_s は, 境界面での反射率を R , 入射波の音圧の実効値を P_{si} , 粒子速度の実効値を V_{si} とすれば,

$$\begin{aligned} p_s &= \sqrt{2}P_{si}(\varepsilon^{-jkx} + R\varepsilon^{jkx})\varepsilon^{j\omega t} \\ &= \sqrt{2}P_{si}\{(1+R)\cos(kx) + j(R-1)\sin(kx)\}\varepsilon^{j\omega t} \end{aligned} \quad (2.40)$$

$$\begin{aligned} v_s &= \sqrt{2}V_{si}(\varepsilon^{-jkx} - R\varepsilon^{jkx})\varepsilon^{j\omega t} \\ &= \sqrt{2}V_{si}\{(1-R)\cos(kx) - j(R+1)\sin(kx)\}\varepsilon^{j\omega t} \end{aligned} \quad (2.41)$$

のように表される. 上式の p_s , v_s の第一項及び第二項は, それぞれ空間的に振幅の定まった定在波の合成とみなすことができる. なお, 合成波は (2.40)(2.41) 式を整理して,

$$p_s = \sqrt{2}P_{si}\sqrt{1+R^2+2\cos(2kx)}\varepsilon^{j(\omega t+\alpha)} \quad (2.42)$$

$$v_s = \sqrt{2}V_{si}\sqrt{1+R^2-2\cos(2kx)}\varepsilon^{j(\omega t+\alpha')} \quad (2.43)$$

ただし,

$$\begin{aligned} \alpha &= \tan^{-1}\left(\frac{R-1}{R+1}\tan(kx)\right) \\ \alpha' &= \tan^{-1}\left(-\frac{R+1}{R-1}\tan(kx)\right) \end{aligned}$$

と表すことができ, その実効値はそれぞれ,

$$P_s = \sqrt{1+R^2+2\cos(2kx)}P_{si} \quad (2.44)$$

$$V_s = \sqrt{1+R^2-2\cos(2kx)}V_{si} \quad (2.45)$$

のような正弦的な位置の関数として表される. 上式での音圧の分布の最大値 P_{smax} は, 音の波長を $\lambda(=c/f)$ として, 壁面での反射率を $R=1$, $\cos(4\pi x/\lambda)=1$ のときで,

$$P_{smax} = (1+R)\sqrt{2}P_{si} = 2\sqrt{2}P_{si} \quad (2.46)$$

となり、その位置は、図 2.4(a) のように反射板より

$$x = 0, -\frac{\lambda}{2}, -\lambda, -\frac{3}{2}\lambda \dots$$

のような、 $\lambda/2$ の整数のところである。また、この場合の P_s の最小値は、 $P_{smin} \cos(4\pi x/\lambda) = -1$ のときで、

$$P_{smin} = (1 - R)P_{si} = 0 \quad (2.47)$$

となり、その位置は、

$$x = -\frac{\lambda}{4}, -\frac{3}{4}\lambda, -\frac{5}{4}\lambda \dots$$

のように、 $\lambda/4$ の奇数倍のところである。同様に粒子速度の分布を求めれば、音圧の場合とそれぞれ位置的に $1/4$ 波長の位相差があるので、図 2.4(b) のようになる。

また、 $R = 1$ の場合には (2.40)(2.41) 式、あるいは (2.42)(2.43) 式から

$$p_s = 2\sqrt{2}P_{si} \cos\left(\frac{2x}{\lambda}\right) \varepsilon^{j\omega t} = P_{smax} \cos(kx) \varepsilon^{j\omega t} \quad (2.48)$$

$$v_s = -j2\sqrt{2}V_{si} \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \varepsilon^{j\omega t} = V_{smax} \sin(kx) \varepsilon^{j\omega t} \quad (2.49)$$

となって、位置的な p_s , v_s の最大値は入射波の最大値の 2 倍、また、最小値は 0 となる。ただし、

$$V_{si} = \frac{P_{si}}{\rho c} \quad V_{smax} = \frac{P_{smax}}{\rho c} \quad (2.50)$$

の関係がある。本実験ではマイクロフォンにより音圧の実効値 P_{si} を測定し、(2.50) 式から音の粒子速度の実効値 V_{si} を求めて実験結果を記述している。

一般的に、定在波での振幅最大の位置を腹、最小の位置を節という。なお、最大値と最小値の比を定在波比 (SWR) といい、

$$SWR = \frac{P_{smax}}{P_{smin}} = \frac{1 + R}{1 - R} \quad (2.51)$$

のように反射率の関数となり、反射率 R は、

$$R = \frac{SWR - 1}{SWR + 1} \quad (2.52)$$

と定められている。なお本実験で使した定在波音場の SWR は 180 であり、(2.52) 式より反射率 R はほぼ 1 であることを確認している。

実験に用いた音場は、前述の定在波を管内で発生させることにし、その管を音響管と称することにした。図 2.5(a) に使用した音響管の概略を示す。音響管の構造は、内径 5cm、長さ 50cm、肉厚 5mm の透明なアクリル製（内部を可視化できる）の円筒の一端にスピーカユニットを接続し、他端を剛壁で閉止した。この状態で、スピーカユニット（ユニベックス社製 FP-50、定格 50W）に正弦波交流を加え、音響管内が共鳴状態になる周波数で定在波音場を得た。音響管内の音圧の計測には、図 2.5(b) に示した内径 1.2mm、外径 2.5mm、長さ 40cm のプローブチューブ付コンデンサマイクを管閉止端より挿入して測定した。なお、プローブチューブも一種の音響管であり、プローブチューブの先端とコンデンサマイク面での音圧は比例関係にあることが明らか⁵²⁾にされている。このプローブチューブ付コンデンサマイクは、標準マイクロフォン（アコー社製 7061）で校正して用いた。また、プローブチューブの外径の断面積は 0.049cm^2 であるので、その比は約 $1/1600$ （半径比は $1/20$ ）となり、プローブチューブ付コンデンサマイクは音場を乱さない⁵³⁾ものと考えられる。

そこで一例として図 2.6 に 660Hz で共鳴している場合のこの音響管内の音圧分布及び粒子速度分布を示す。図は音響管閉止端での音圧を 140dB (200Pa) にした場合であり、縦軸は音圧及び粒子速度の実効値を示し、横軸は音響管の閉止端からの距離を示している。図で○印は測定結果で、実線は (2.48) 式より求めた音圧分布の計算結果であり、実測値、計算値ともによく一致している。一方破線は (2.49)(2.50) 式より求めた粒子速度分布曲線であり、粒子速度分布と音圧分布はそれぞれ 13cm の差がある。これは周波数 660Hz、音の伝播速度 $c = 343.6\text{m/s}$ とすると、 $\lambda/4 (= c/4f) = 13\text{cm}$ （位置的な位相差）に相当する。なお、縦軸の音圧レベルの基準 0dB は $20\mu\text{Pa}$ である。

測定結果より、定在波比 SWR は約 200 となり、(2.42) 式より音響管閉止端での反射率 R は、 $R = (200 - 1)/(200 + 1) = 0.990 \cong 1$ で、ほぼ完全な定在波音場と考えられる。また、放電を発生させるための電極（外径 2mm の針対直径 4cm の平板）を音響管内に装置（挿入）しても SWR は約 180 であり、音圧分布には変化が見られないことを確認してある。

以後の実験における音の大きさは、音響管の閉止端での音圧の実効値 P_s を測定し、(2.50) 式の関係を用いて粒子速度分布の腹の位置での実効値 V_s を以下の式により求めた。

$$V_s = \frac{P_s}{\rho c} \quad (2.53)$$

ただし、 $\rho = 1.209\text{kg/m}^3$ （空気の密度） $c = 343.6\text{m/s}$ （20℃、1 気圧のときの音の伝播速度）とした。音の変位振幅は媒質の両振幅を考慮して、 ξ_{p-p} で表すと、(2.17)、(2.18) 式より以

下の式から求めている.

$$\xi_{p-p} = \frac{\sqrt{2}}{\pi f} V_s \quad (2.54)$$

本実験で使用する範囲での音圧 P_s Pa と音圧レベル dB, 音の粒子速度 V_s (実効値)^{注1)}, 音の変位振幅 ξ_{p-p} の関係を図 2.7 に示す.

また, 音響管の径方向の音圧分布を測定し, 平面波であることも確かめた. 併せて, 実験に用いた音の強さでは音響管自身の振動もフォトニックセンサ (KD-245, 米国 Mechanical Technology 社製) で測定した結果無視できる程度に小さく, さらに実験に用いた放電電極の振動も同様に認められなかった.

2.4 強力音場中の放電発光部の挙動とその機構

先に述べた強力定在波音場中に放電電極を挿入し, コロナ放電などの放電を発生させると, 放電の発光部が特異な挙動を示すことが分かった. これを図 2.8(a) に示す. 間欠スパーク放電の例⁵⁴⁾のように, 電極を棒状に発光部が橋絡しているが, 強力定在波音場の音の粒子速度分布の腹の位置 (音圧分布の節の位置) にすることで, 図中 (b) のように扇子が広がるように, ストリーマが左右に広がる. この音によって, 放電ストリーマの発光が広がるという現象は著者が世界で初めて発見したものである. なおこの図は, 針対平板電極のギャップ長が 7mm, 音の周波数 660Hz で, 音の粒子速度は実効値で 4.8m/s の場合である.

そこで, この針電極からストリーマが離脱発光する折に, 音の影響を受ける機構を想定すると, 次に記述する例の複合作用として考えられる.

第1は図 2.9 の模式図に示した通り, 放電初期のプラズマ状態に発生したイオンが成長時に媒質の振動を受けて, プラズマの進展経路が左右に振らされていることによると考える. すなわち, 成長したイオンがストリーマ状に進展する過程において, 音の粒子速度が影響することは考えられる. これは主として振動振幅の幅 (変位) で, 電極間の媒質が音の周波数の振動回数と考える. 図から判るように電界が集中した針の放電極先端より電子が放出, 進展, 成長するストリーマが音によって左右 (音の媒質が左右の振動振幅とすると) 進展経路が変えられると考えられる. 図 (a) 中に示すように A から C に音による振動が左に移動したときには, すなわち振幅が増大すると図中 (b) の $0 < t < \frac{T}{2}$ に示すように, A, B, C の順で左に

注1) 以後, 特記しない場合は粒子速度は実効値を示す.

ストリーマが移動することを示している。また、次の半周期では図中 (a) の D, E, F と逆側に媒質の振動幅⁵⁶⁾が見られ、図中 (b) の $\frac{T}{2} < t < T$ のようになる。結果として音の振動の一周期で図中 (b) の $0 < t < T$ の範囲となる考えである。すなわち音の粒子速度の方向性から解明できる。

第2に挙げられるのは、媒質の気圧の変動に関わる考え方である。すなわち音の交番圧力が、ストリーマの進展経路を決定すると考えられる。図 2.10 にその模式図を示した。

すなわち圧力 p と電極間 d の長さの積は低気圧の範囲ではタウンゼント理論の領域だが、大気圧に音圧が交番して重畳した場合はパッシェンの法則に従うとなれば、著しい不平等電界中での放電のために部分放電が pd の値⁵⁵⁾の小さい方へ進展成長する（後出の今井らも述べている）と考えられる。すると図に示すように例えば、音圧分布曲線が電極中心部で大気圧を中心に左下がるとすれば右側へ、右下がりの場合はストリーマは左に進展路を決定し進展を始めると考えられる。すなわち、この音圧分布曲線が、交互に大気圧を中心に気圧を±の音圧分を変えたとすると、針電極先端からのストリーマの進展も交互に、すなわち左右に振らされたようになると考えられる。すなわち、この第2の効果は音の圧力が大気圧に重畳した結果といえる。しかしながら、この第2の効果のみでは、図中に示すような最大の粒子速度 1.8m/s (660Hz, 音圧 164dB) では、電極中心からの媒質の変位が最大 3mm ほどであり、約 1×10^{-3} hPa ほどの圧力差であり、これは大気圧の 1013hPa からはほぼ影響がないとも言える。

今田、増田、八井ら⁵⁷⁾は文献に”高気圧グロー放電に及ぼす気体密度くぼみの影響”として以下の様に放電の発生を述べている。この論文はガスレーザの励起に多用されている放電である。これは高気圧パルスを印加し、高エネルギー密度中でグロー放電を発生させている。このグロー放電はストリーマが成長してアークへ移項しやすいため、放電を終了させる必要がある。この発生原因は、グロー放電の発生する気体密度くぼみ（気体が瞬間的に放電部分の気体密度が数% 低下すること）などによって起きると記述している。さらにこれは局所的に気体密度不均一が発生し、その不均一が放電空間に残留し、次のパルス電圧が印加の際に電界を乱すためと述べている。これらに対し、アークが発生する前に高速ガス流を用いこれらの乱す要因を強制的に放電空間から排除することでアークなどの放電の発生を抑えているのが現状である。即ち、第2に挙げた媒質の気圧の変動に関する考え方の音の交番圧力が、ストリーマの発生進展を決定するということである。即ち圧力 p と電極間 d の長さの積のタ

ウンゼント理論の範囲であるので、音圧が仮に交番圧力を大気圧に重畳した場合（音波を意味する）もパッシェンの法則に従うとすれば、電界の集中した電極の先端から pd の値⁵⁵⁾の小さい方に進展すると考えられ、今井ら⁵⁷⁾の気体密度くぼみで放電が発生するに適合した考え方と受け取れる。但し、交番の音の圧力変化は660回/秒（すなわち f ）と十分遅いため、ストリーマの進展は今井ら⁵⁷⁾の論理とは異なるが、時間的な要素を省けばストリーマの進展も交互に、即ち本論文の場合は左右に振らされたことは正しいと考えられる。即ち、音による放電への影響の効果は、音の圧力が大気圧に重畳したといえる割合は大きいと思われる。しかし、圧力が最大で $1 \times 10^{-3} \text{hPa}$ であるので大気圧の 1013hPa を考慮すると、結論づけるには再考の必要性はあると言える。

以上のことから、音場中の放電の挙動の機構としては、現在のところ音の粒子速度による、変位振幅によって決定づけられると判断するのが妥当であると言える。しかしながら後記するが、発生したストリーマが変位振幅以上の幅に⁵⁶⁾ 振幅の幅を広げることから、後者の第2の音の圧力の効果の重畳分があると考えの方がなお適していると言える。

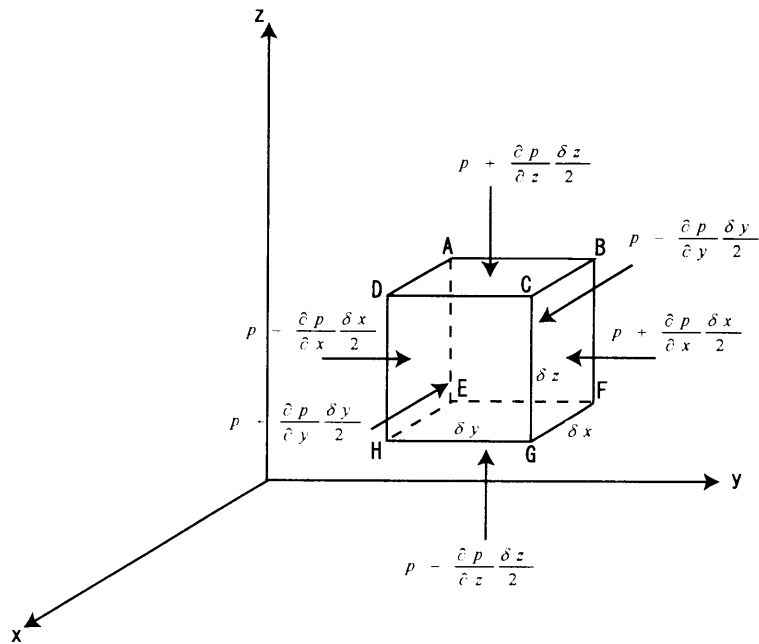


図 2.1 波動方程式の計算

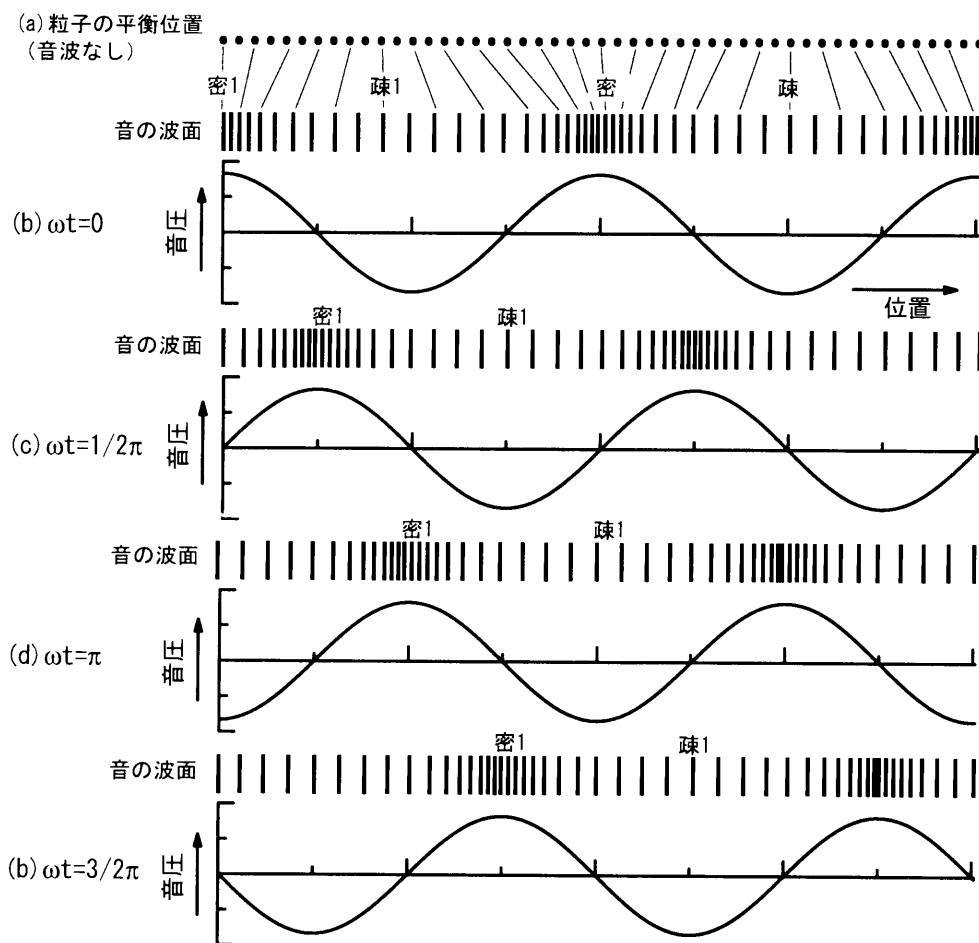


図 2.2 音圧の時間空間変化

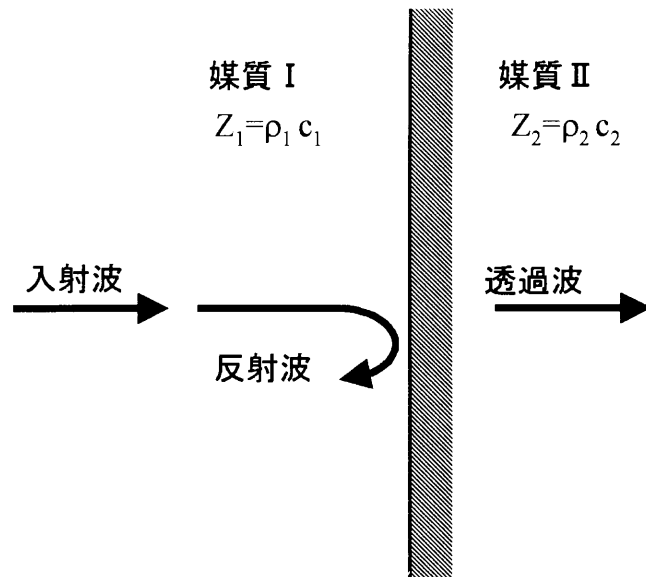


図 2.3 2 媒質間の反射と透過

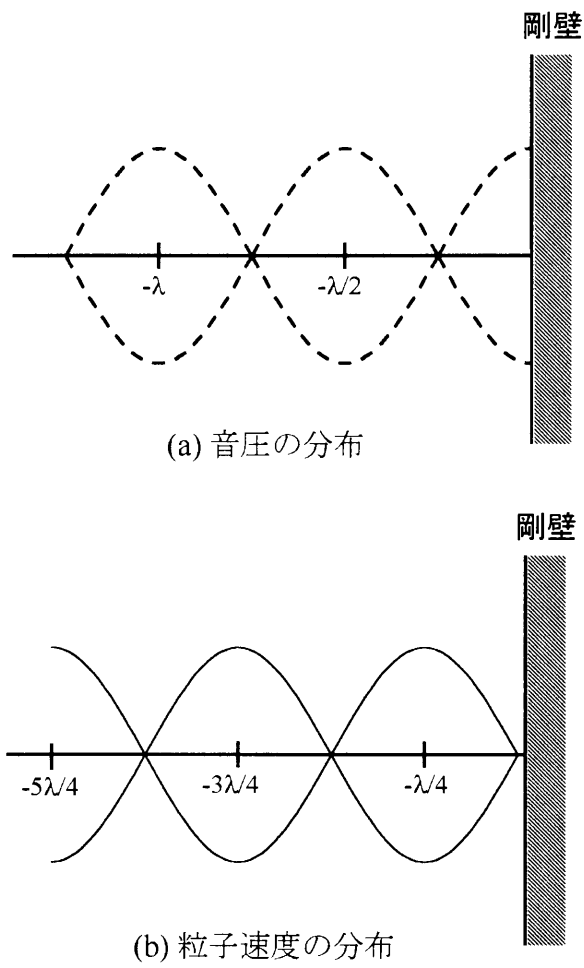
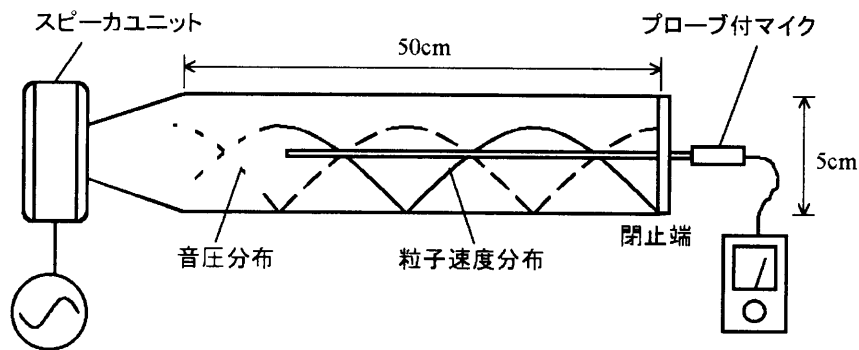
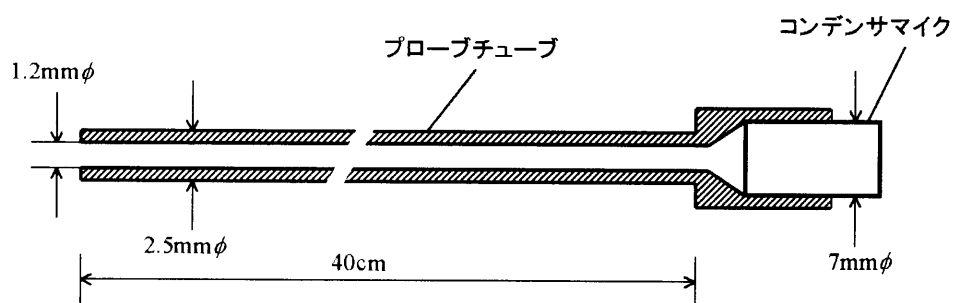


図 2.4 定在波音場中の音圧と粒子速度分布



(a)音響管



(b)プローブ付マイクロフォン

図 2.5 音響管とプローブ付マイクロフォンの構造

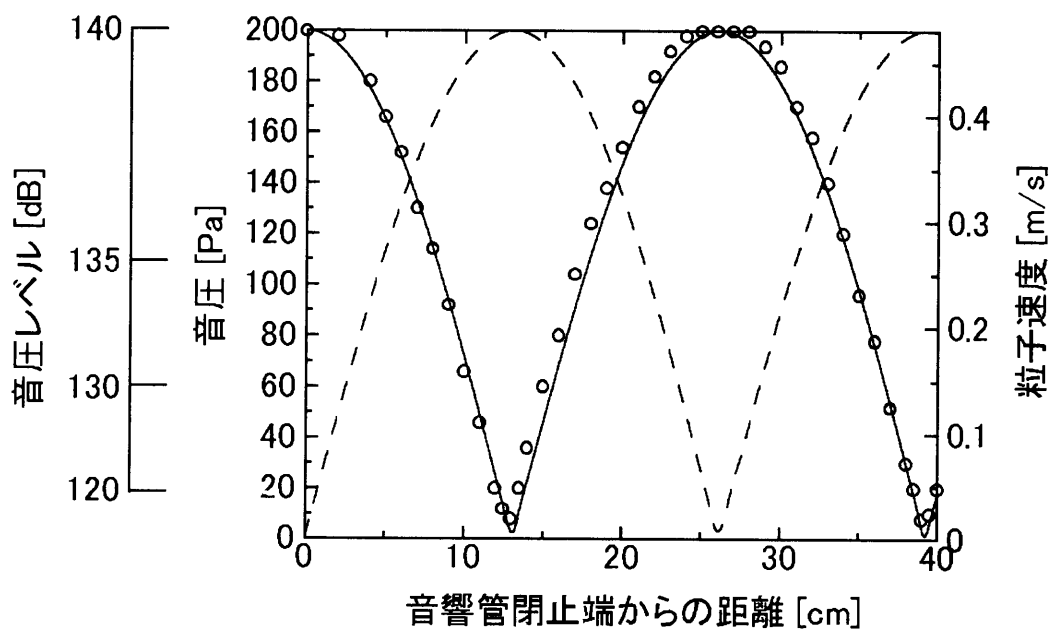


図 2.6 音響管内の音圧分布

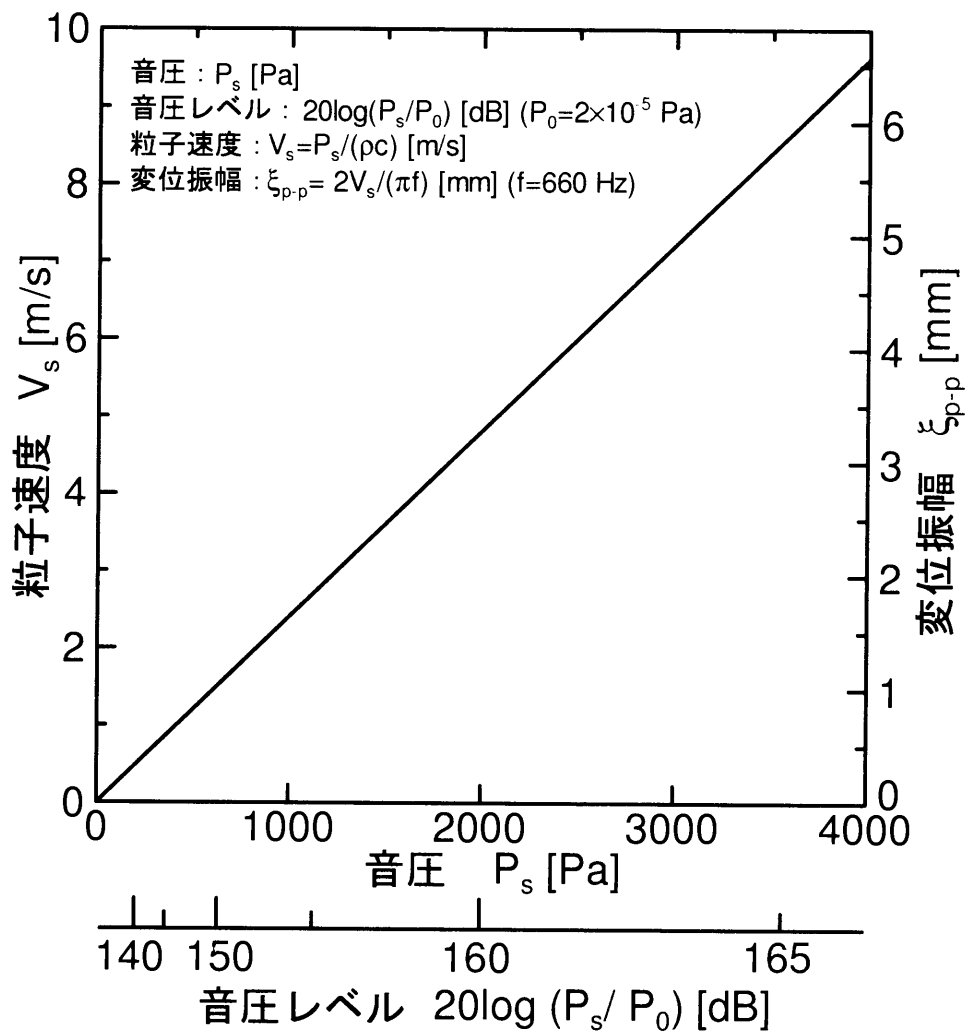
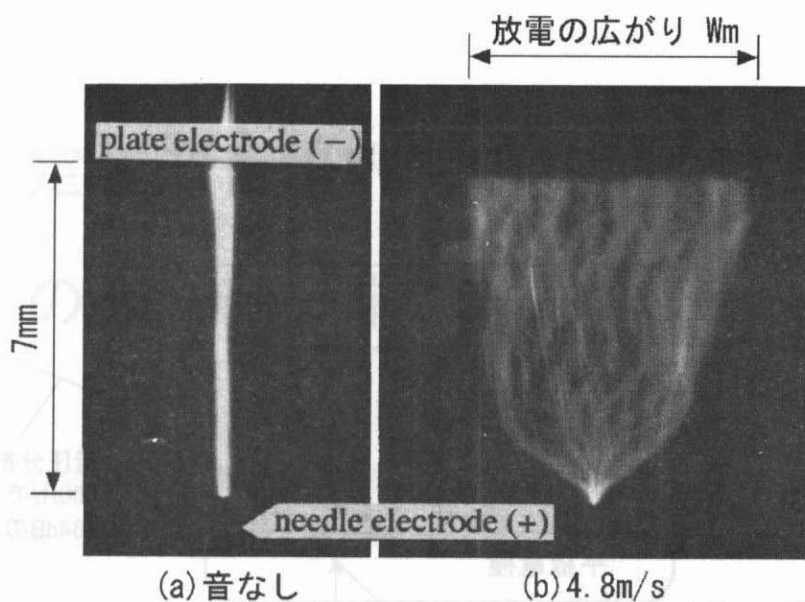


図 2.7 音圧と音圧レベル，音の粒子速度，変位振幅の関係



静止カメラ：ISO400 f2.8 シャッタースピード：5s 音の周波数：660Hz

図 2.8 強力音場によって間欠スパーク放電が広がる様子

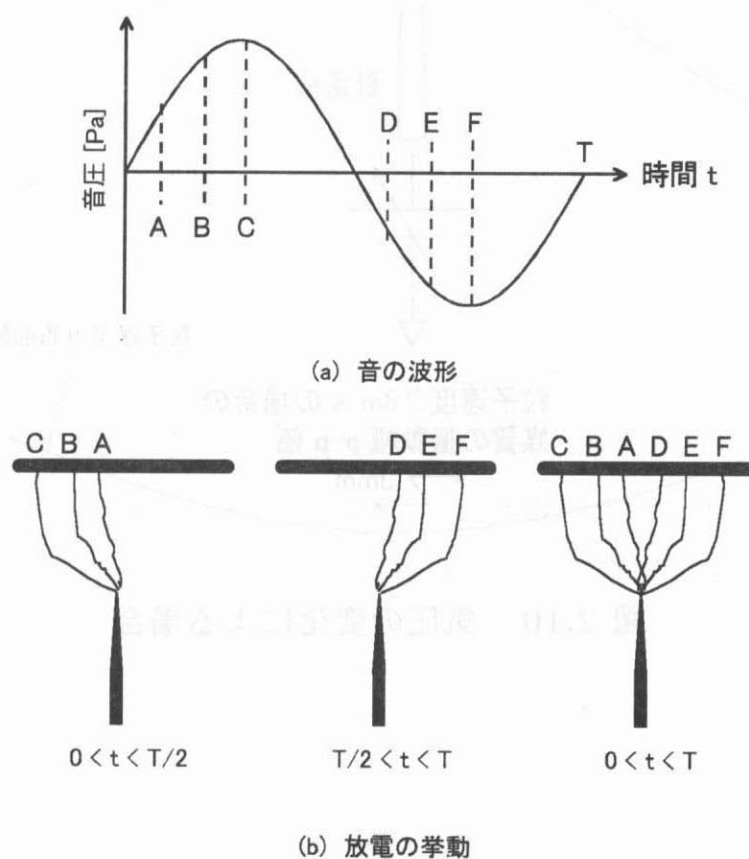


図 2.9 音による媒質の振動が進展するストリーマに及ぼす様子の模式図
(粒子変位の振幅による場合)

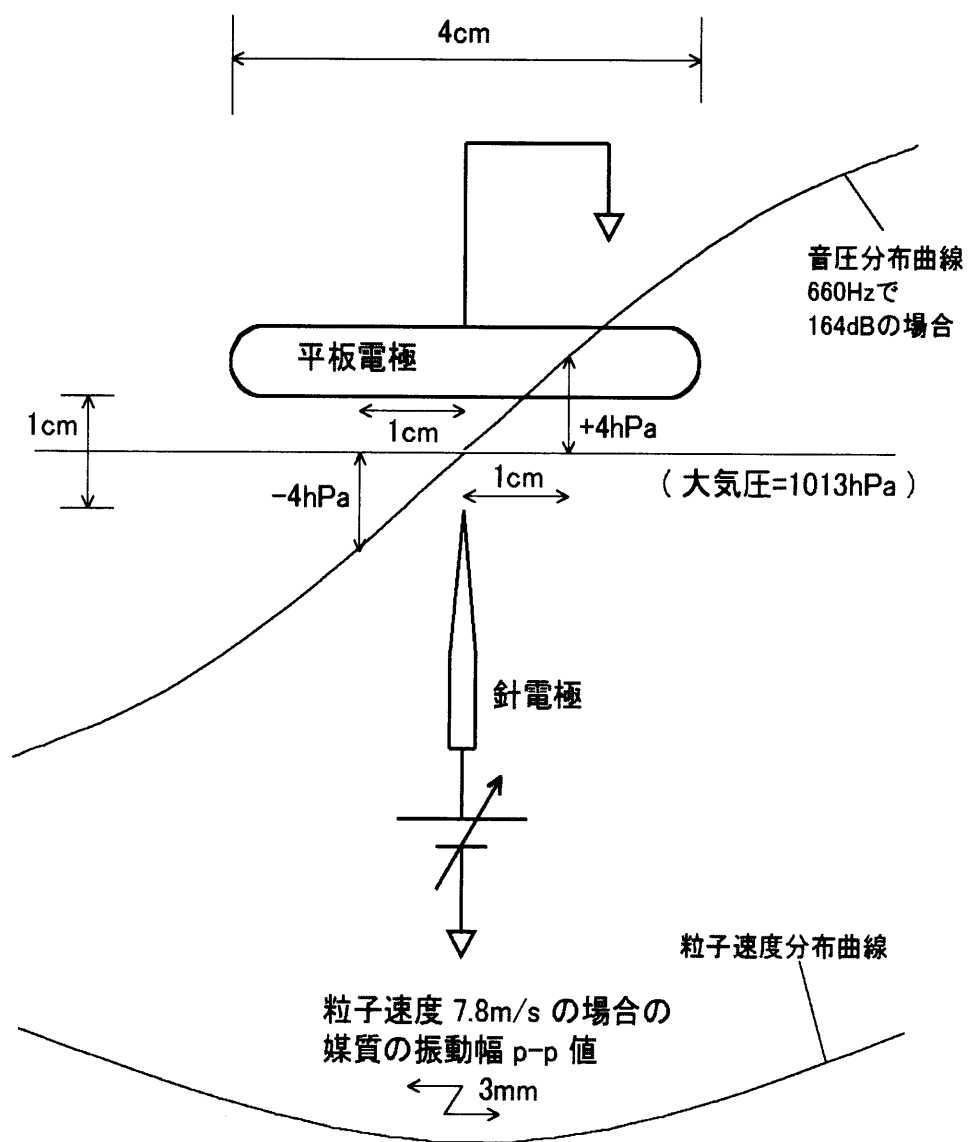


図 2.10 気圧の変化による場合

第3章 定在波音場内での払子コロナ放電 の発光部の挙動

本章に用いた定在波音場の周波数は、最も強力な音場を得るために管内が共鳴状態となる周波数の中で、波長に対して電極の大きさの影響の現れない周波数 660Hz を使用した。ここでは音が放電に及ぼした諸現象について、可視的な静止画像などに基づいて結果を述べる。

3.1 大気中の放電の形態

図 3.1 に示すように針 (+) 対平板 (アース側) 電極を大気中に適当な抵抗を介して配置する。ギャップ長を 1~2cm に調整し電源の電圧を上昇させると放電が発生する。肉眼では観測できないが、空気中の荷電粒子を種として電流が流れ、いわゆる暗流⁵⁷⁾が生じる。電圧を上昇させると、可視的な観測では針電極の先端が光る膜状コロナ放電⁵⁸⁾が見られる。さらに電源電圧 E を上昇させると、ストリーマ⁵⁹⁾が針から平板電極に達し、光条が電極間を橋絡する払子コロナ放電¹⁰⁾が観測される。さらに電源電圧を上昇させると、電源と電極間の抵抗器の影響で電流が制限されるために、間欠的に強い閃光と破裂音を伴ったスパーク放電が発生する。電源をさらに上昇させると、高気圧グロー放電⁵⁹⁾が見られる。

本研究で対象とした放電形式は暗流（測定は困難であった）を除く上記コロナとスパークで、これらの放電の音波による影響を検討した⁴⁾。(アルファベットの文献は著者が学会へ発表した論文の引用であり、参考文献の後にまとめて記す) 実験の条件は大気圧下ではほぼ一定な温度 (18~20℃) 相対湿度 (45~50%) のもとで実験を行った。なお、音響管内空気が実験中にイオン化する恐れがあるため、実験中は常に換気を行っていた。このことにより音による音響管内の温度上昇は無いことを確認して実験を行った。

3.2 払子コロナ放電の挙動

3.2.1 実験装置

図 3.2 に装置本体の音響管を, 3.3 に本体内部に挿入する電極の実験装置の概略を示す. 装置本体は 2 章で述べた音響管であり, 内径 5cm, 長さ 50cm の内部が観察できる透明なアクリル製の円筒で, 一端にドライバーユニット (一般に使われているスピーカのユニット) を接続し, 他端を剛壁 (厚さ 1cm のアクリル板) で閉止した. 図 3.2 中の (a)~(d) は, それぞれ音響管内の粒子速度分布の腹から $1/12$ 波長, 腹から $1/6$ 波長, 節の位置を示している. 電極の形状は, 図 3.3 に示したように, 針電極は先端極率半径約 $20\mu\text{m}$ (電極先端は消耗するので, 実験の都度取り換えている), 先端削り角 25° , 外径 $0.85\text{mm}\phi$ の鉄製の針を用い, 平板電極は直径 40mm, 厚さ 2mm のステンレス製の円板を用い, エッジは丸みを持たせた. 実験では, 音響管の断面に対してギャップ長を $1/3$ 以下 (定在波比に影響が出ない範囲と思われる) の電極とした. その長さはここでは 17mm とした. 針電極に直流電源装置の出力端子 (正極, $20\text{k}\Omega$ の抵抗器が内蔵されている) を $10\text{M}\Omega$ の抵抗器 (保護抵抗) を介して接続した. なお平板電極はアース側とした. 電源電圧及び電流の値は電源装置に付属の指示計器で読み取った. 即ち, 電流は電源から流れ出る全電流となる.

3.2.2 払子コロナ放電の発光部の様子

針対平板電極を, 図 3.2 中の音響管内の粒子速度分布の腹の位置 (a) に (音圧分布曲線の節) 設置し, 直流電圧 14.5kV を印加したときの観測結果を図 3.4 に示す⁴⁰⁾. この図 3.4 の (a)~(d) の写真は払子コロナ放電の発光部の様子を静止カメラによって撮影したものである. 図 3.4(a) は音波を加えていない場合であり, 払子コロナ放電の発光部が細かく棒状に観測される. この状態に音の粒子速度が 1.4m/s となる強さの音波を照射したところ, (b) に示されるように, 払子コロナ放電の発光部が広がるのが見られた. さらに照射する音波の粒子速度を大きく 2.7m/s としたところ, 発光部が扇子状により大きく広がるのが観測でき, これが (c) である. 粒子速度を 4.8m/s にした場合は, 図中 (d) となり, 払子コロナ放電の発光部がさらに広く扇子状に広がった (図 (d) 参照). この結果から, 粒子速度を大きくすることによって, 払子コロナ放電の発光部が扇子状に広がることがわかる^{B)}.

電極を粒子速度分布の腹から節の位置へ少しずつ移動し、粒子速度 4.8m/s 一定の音波を加え、同様に写真撮影した⁶⁰⁾結果を図 3.5 に示す。図 (a) は針電極を粒子速度分布の腹の位置、(b) は針電極を粒子速度分布の腹より 1/12 波長の位置、(c) は粒子速度分布のはらより 1/6 波長の位置、(d) は粒子速度分布の節の位置に移動した場合を示す。図より、音による払子コロナ放電の扇状に広がる傾向は、電極が粒子速度分布の腹の位置に近いほど大きく、粒子速度分布の節の位置ではその広がりほとんど見られなかった。

以上のことから、払子コロナ放電の発光部の広がり、音の粒子速度の影響を大きく受けるものと考えられる。すなわち、粒子速度が大きいほど、払子コロナ放電への音の影響は大きいと言えた。

3.2.3 払子コロナ放電の発生する電圧の範囲への影響

針対平板電極を定在波音場中の粒子速度分布の腹に配置し、音の粒子速度に対して払子コロナ放電の発生する電源電圧の値を測定した結果⁶¹⁾を図 3.6 に示す。図中 (1) ▲印の曲線は膜状コロナ放電から払子コロナ放電に変わる時の電源電圧の値である。なおその判定は図 3.3 中に示すオシロスコープで観測した放電の電流波形から判断し、求めたものである。すなわち、膜状コロナ放電の電流波形（直流状）が払子コロナ放電の電流波形（パルス状）に変化したときの電源電圧値である。なお膜状コロナ放電の電流値は 10 μ A 以下なので、電極間電圧と電源電圧の値は小さいと考える。●印の曲線 (2) は目視により払子コロナ放電から間欠スパーク放電に変わるときの電圧を求めたものである。すなわち、図中の (a) の範囲は膜状コロナ放電が発生している領域を示し、(b) は払子コロナ放電、(c) は間欠スパーク放電の発生する領域を示している。

図中 (1) の曲線からわかるのは、粒子速度 1.5m/s 以上の強力定在波音場では、粒子速度を大きくすることにより、払子コロナ放電となる電源の電圧の値が低くなる傾向が見られることである。また、曲線 (2) より、粒子速度 1.3m/s 以上の強力定在波音場で、払子コロナ放電から間欠スパーク放電へ放電形式が移行する電源電圧の値は、粒子速度を増加させることにより高くなる傾向が見られる。このことから、粒子速度 1.3m/s 以上の強力定在波音場では、粒子速度を大きくすることによって、音の作用で払子コロナ放電の発生する電源電圧値の範囲が広がる傾向が見られる。

なお払子コロナ放電の電流波形をデジタルストレージスコープ（Nicvolet 社製、2090）で

観測した⁶²⁾結果を図 3.7 に示す.

電源電圧が 14.8kV で音波を照射しない場合 (図 3.6 では粒子速度 0m/s である水平軸上) は図 3.7(a) となり, 波高値約 200 μ A, 間隔 130 μ s の周期的なパルス状の波形が観測された. そこでこの電圧条件下で粒子速度 4.3, 6.1m/s の音を照射したところ, 図中 (b), (c) に示すように, 波高値, 周期ともばらつきのある放電電流波形となり, 粒子速度が大きいほどばらつきの度合いが大きくなることが認められる.

3.3 各種の放電形式の発光部の挙動

前項では, 電極を粒子速度分布の腹に配置した位置の場合に, 払子コロナ放電の発光部が最も影響を受けることを示した. この節では, 他の放電形式の放電の発光部の観測を行った結果を示す. 実験装置は, 図 3.2, 3.3 と同じものを用いた. 針対平板電極のギャップの長さは高気圧グロー放電を安定に発生させるために 17mm から 10mm に変えた. なお, 電極は音響管内の粒子速度分布の腹で, 管軸上に針電極先端位置に挿入してある.

3.3.1 各種の放電形式の発生する電源電圧の範囲

電源電圧値と粒子速度の組み合わせに対する放電形式の違いの境界を測定した結果^{63, 64)}を図 3.8 に示す. すなわち, この図は照射する音の粒子速度に対する各放電形式として膜状コロナ放電・払子コロナ放電・間欠スパーク放電・高気圧グロー放電が認識されたので, それぞれの範囲を示したものである. 水平軸のプロット点は音波を照射しない場合であり, 例えば 11.0kV を越すと膜状コロナ放電から払子コロナ放電へと放電形式が変わり (軸上の▲印), 12.3kV 以上で払子コロナ放電から間欠スパーク放電へと放電形式が変わり (●印), 19.1kV 以上で間欠スパーク放電から高気圧グロー放電に移行する (■印) ことを示している.

図中曲線 (1) は, 膜状コロナ放電から払子コロナ放電へ移行する電源電圧を各粒子速度に対して求めた (オシロスコープの電流波形の変化から) ものである. 曲線 (2), (3) は, 電源電圧を高くすることによって払子コロナ放電から間欠スパーク放電へ移行する点を求めた (目視によって) ものである. 曲線 (2) と曲線 (3) の間の (c) の部分では払子コロナ放電とスパーク放電が共存しながら発生する放電現象が観測される. これは音のない場合あるいは粒子速度が比較的小さい範囲では発生しない特殊な放電現象を示し, 完全には間欠スパーク放

電へ移行していない領域である。次に、曲線 (4), (5) は、高気圧グロー放電が発生している状態に音波を照射し、間欠スパーク放電に移ったときの粒子速度の値を各電圧に対して求めた（電流波形の変化から）ものである。曲線 (4) と曲線 (5) の間の範囲 (e) では間欠スパーク放電と高気圧グロー放電とが交互に繰り返す。または両モードが重畳した状態の放電が観測される領域である。すなわち図中 (a) は膜状コロナ放電の発生している領域で、(b) は払子コロナ放電が発生している領域、(c) は払子コロナ放電と間欠スパーク放電の共存あるいは交互に繰り返している領域、(d) は連続した間欠スパーク放電が発生している領域、(e) は間欠スパーク放電と高気圧グロー放電が交互に繰り返している、あるいは両方の放電が重畳している領域、(f) は高気圧グロー放電のみが発生している領域をそれぞれ示している。図中曲線 (1) の膜状コロナ放電から払子コロナ放電に移行する電圧に対しては、前節のギャップの長さが 17mm の場合と比較すると顕著な音の影響は見られなかったが、曲線 (2), (3) の払子コロナ放電からスパークへ移る電圧に関しては、前項と同様に音の強さを大にすることで高くなることが分かる。さらに音波を照射することによって (c) の領域の払子コロナ放電と間欠スパーク放電が共存あるいは繰り返しながら発生する、特殊な放電現象が見られる。また、曲線 (4), (5) からは、音波を照射しない状態の高気圧グロー放電に音波を照射すると（例えば電圧 30kV、粒子速度 0.76m/s）間欠スパーク放電と高気圧グロー放電を交互に繰り返す放電現象となり、さらに音の粒子速度を大（粒子速度 2.15m/s 以上）きくすることによって、間欠したスパークのみの放電となる。すなわち、電源電圧が低い場合に発生していた間欠スパーク放電の状態に放電形式がもどる（後退する）ことが分かる。

なお、ここでの実験結果では、保護抵抗の値によって図 3.8 等の水平軸の値が変わることが分かっている。そこで、図の間欠スパークの発生する電圧に着目して、保護抵抗を 5, 10, 20M Ω に変えた場合の例を図 3.11 に示した。

図から音の影響はこの 3 点の場合では、10M Ω の場合が最も大きく影響があると言える。

3.3.2 放電の発光部の様子

図 3.8 中の各放電現象を静止カメラで写真撮影したものを、図 3.10 に示す。なお、図 3.9 は図 3.8 と同じ図であるが、写真撮影の説明のために図中に符号を記したものである。また図 3.9 の図中 (1-b)~(20-d) の番号は、図 3.10 と対応させてある。例えば電源電圧の値を 11.5kV としたところ、放電の発光部は図 3.10(1-b) の写真（図 3.9 の点 (1-b) に対応している）のよ

うになる。写真は払子コロナ放電であり、放電の発光部が下側の針電極先端から上側の平板電極へ細く棒状に橋絡している。この状態に音の粒子速度 $0.48\sim 7.6\text{m/s}$ の音波を照射するところ図中 (2-b)~(5-b) の払子コロナ放電が得られた。これら (1-b) から (5-b) までの写真より、音の粒子速度が大きいほど、払子コロナ放電の発光部が扇状に広がる様子がうかがえる⁴⁹⁾。

次に電源電圧を 16kV とすると、図中 (6-d) に示す間欠スパーク放電の細い棒状の閃光が見られる。この状態に音の粒子速度 $0.48, 1.5\text{m/s}$ の音を加えると、それぞれ (7-d), (8-d) となり、間欠スパーク放電の閃光が扇状に広がる傾向が見られる。さらに粒子速度を大きく、 4.8m/s 以上にすると放電形式が変わり、(9-c), (10-c) のようになり、払子コロナ放電と間欠スパーク放電が共存しながら扇状に広がる放電現象に変化した。

図 3.10 中 (11-d) は (6-d) と同様、音波照射なしの間欠スパーク放電で、電圧 19kV の時の様子を示している。図中 (12-d)~(15-d) は (11-d) の状態に、粒子速度 $0.48\text{m/s}\sim 7.6\text{m/s}$ の音波を照射した場合であり、粒子速度を大にするほど、間欠スパーク放電の閃光が扇状に広がっていた。

図 3.10 中 (16-f) は電圧を 30kV とした場合の高気圧グロー放電の様子を示している。この状態に粒子速度 0.48m/s の音を加えたところ (17-f) となり、高気圧グロー放電の発光部がわずかに広がるのが見られる。さらに照射する音を強く、粒子速度 1.5m/s とした場合は (18-e) となり、間欠スパーク放電と高気圧グロー放電を繰り返しながら扇状に広がる放電現象となる。さらに粒子速度を大きく $4.8, 7.6\text{m/s}$ としたところ、(19-d), (20-d) となり、間欠スパーク放電のみの閃光が扇状に広がる状態の放電モード⁶⁵⁾ となった。

すなわち、これらの写真 ((1-b)~(20-d)) からそれぞれの放電の発光部は音によって扇状に広がることがわかる。また、例えば (16-f), (9-c) のように高気圧グロー放電から間欠スパーク放電に変わるなど、音波によって別の放電形式に変わる⁶⁶⁾ こともわかった。

3.4 まとめ

本章では、 660Hz の定在波音場内での各種の放電の発光部の挙動や現象について観測した。すなわち音響管内に針 (+) 対平板 (アース側) 電極を挿入し、払子コロナ放電、その他種々の放電形式の放電に対して、音を照射し、音の放電に及ぼす諸現象を目視によって検討した。その結果以下のことが明らかにした。

払子コロナ放電をギャップの長さが 17mm にして発生させたところ、その発光部は音のない状態では、電極間を細く棒状に橋絡していたが、音を照射すると扇状に広がる傾向が見られる。払子コロナ放電の発光部は粒子速度が大きいほど広がった。また電極の位置を移動した実験から、粒子速度分布の腹の位置で最も広がり、節の位置では広がりは見られないことが判明した。このことから払子コロナ放電は、音圧による作用ではなく、音の粒子速度による影響を大きく受けることを実験的に明らかにした。

また、払子コロナ放電から間欠スパーク放電へ放電モード形式が移行するための電源電圧値が、音の粒子速度を高くすることで、高くなることが認められた。

電流波形の観測からは規則的に発生する払子コロナ放電のパルス状の波形が、音によってパルスの周期およびその波高値が乱れるようになり、さらにその周期の繰り返し周波数が低くなることが分かった。

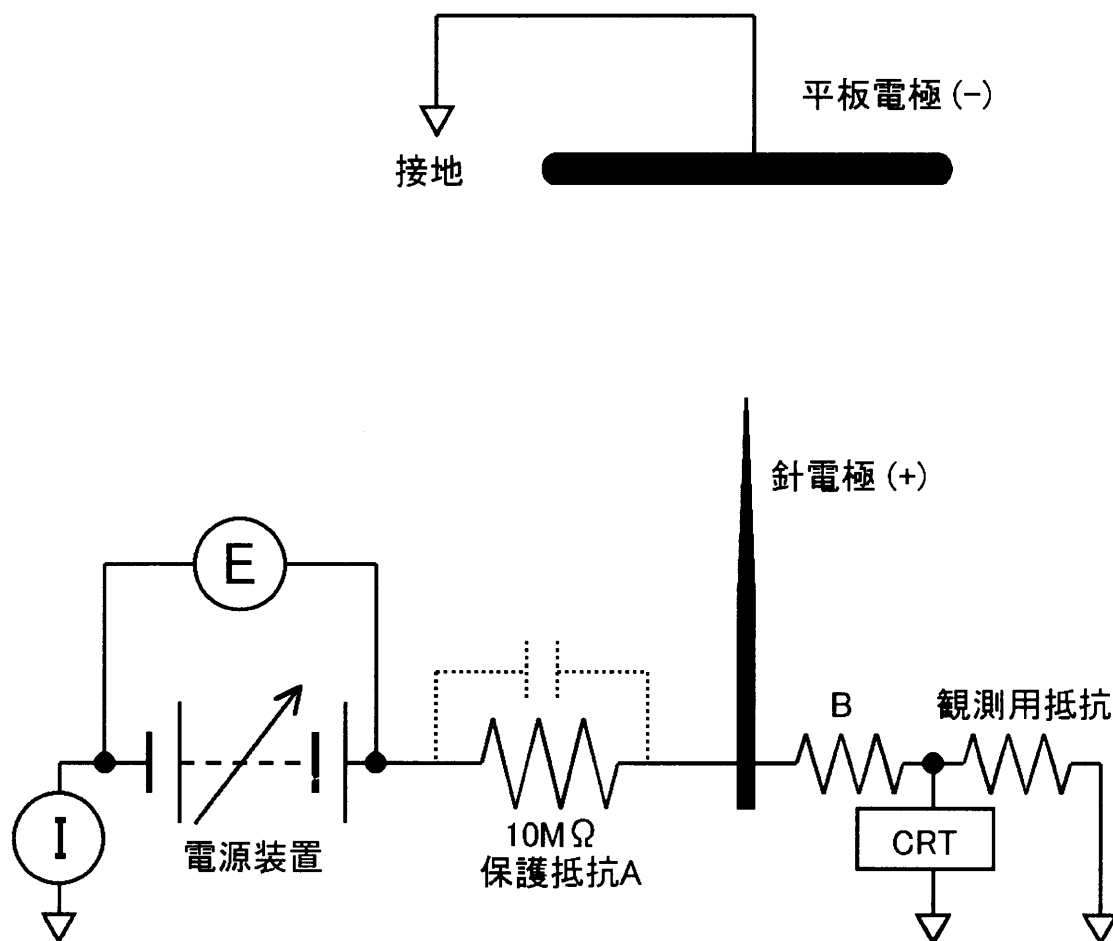
他の放電形式に対し同様に観測したところ、間欠スパーク放電、高気圧グロー放電にも払子コロナ放電の場合と同様に、発光部が音によって扇状に広がる傾向があることを確認した。

さらに間欠スパーク放電から高気圧グロー放電に移行する電源電圧値に対しても音の影響が見られ、この場合は音によって高気圧グロー放電が起こりにくくなる傾向が認められた。この結果それぞれの形式の放電の発生可能な電源電圧値の範囲を音によって変えることが可能であることが分かった。

また、通常では発生しにくいと考えられる払子コロナ放電と間欠スパーク放電が共存または重畳する、すなわち同じ電極間に 2 種の放電がほぼ同時に、あるいは交互に発生する状態を音によって作り出すことができた。

なお、これらの諸現象の発生については、別の追実験の結果から、電極間のインピーダンスの値が音の媒質の振動により変えられ、即ち、電極間の抵抗の減少が起きていることが確認できている。即ち、電流波形のピーク値が増大し、あたかも音によって電極間の抵抗が下がったための結果と考察できた。

以上、この章では払子コロナ放電、間欠スパーク放電、高気圧グロー放電の発光部が音で広がる現象など、これまでに知られていない新しい現象を見出し、その挙動を定性的ではあるが明らかにすることができたと言えた。

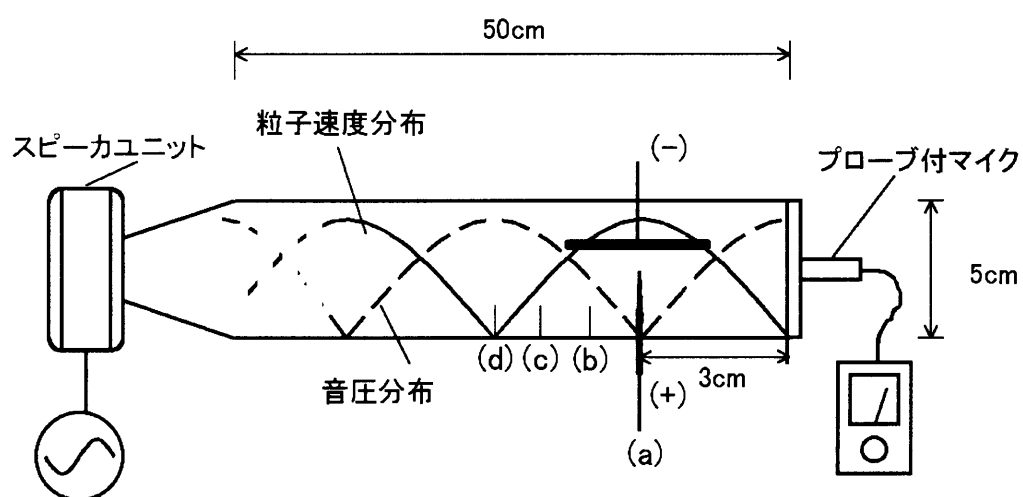


上図のように、適当な抵抗を介して針対平板電極間に電圧を印加すると、可視的な観測では下記の順番に放電が見られた。

(暗流) → 膜状コロナ放電 → 仏子コロナ放電

間欠スパーク放電 → 高気圧グロー放電 と発生した。

図 3.1 各放電形式の発生する順序



- (a): 粒子速度分布の腹の位置
- (b): 粒子速度分布の腹から $1/12$ 波長の位置
- (c): 粒子速度分布の腹から $1/6$ 波長の位置
- (d): 粒子速度分布の節の位置

図 3.2 使用した音響管に針対平板電極を挿入した状態の概略図

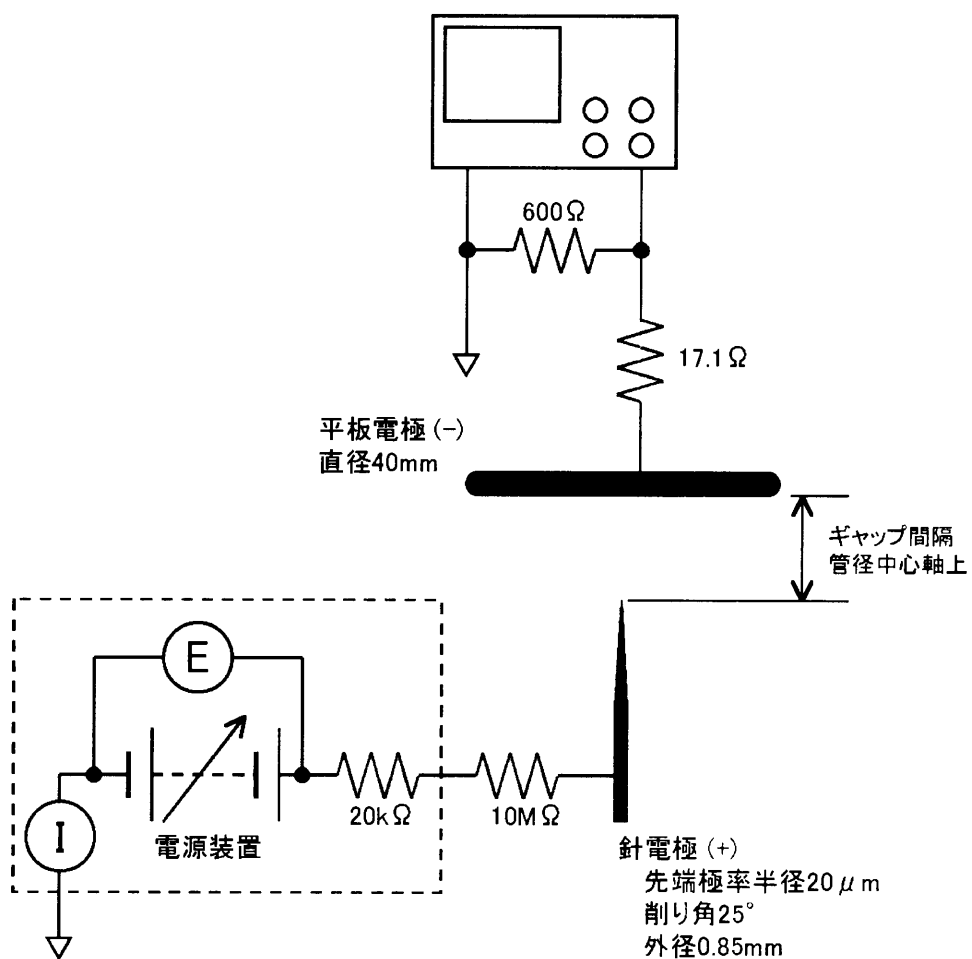


図 3.3 使用した電極の形状

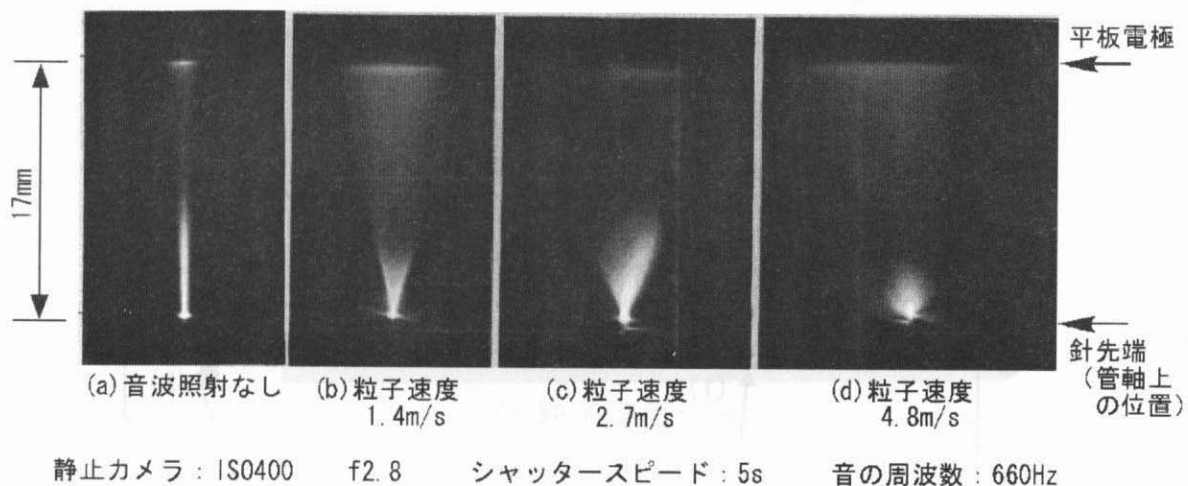


図 3.4 音波を照射した場合の払子コロナ放電の様子

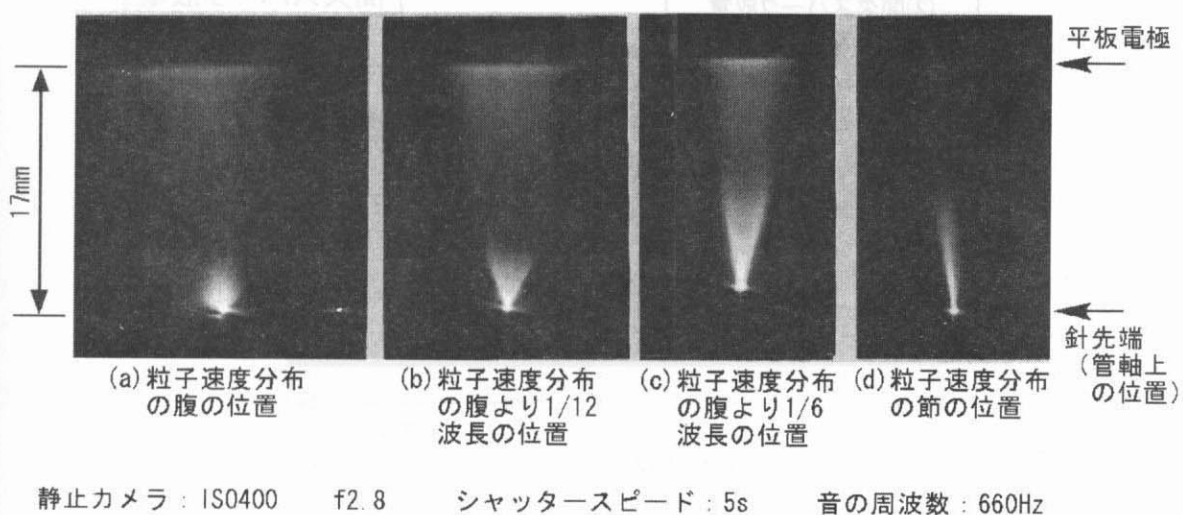


図 3.5 電極の位置を変化した場合の払子コロナ放電の様子

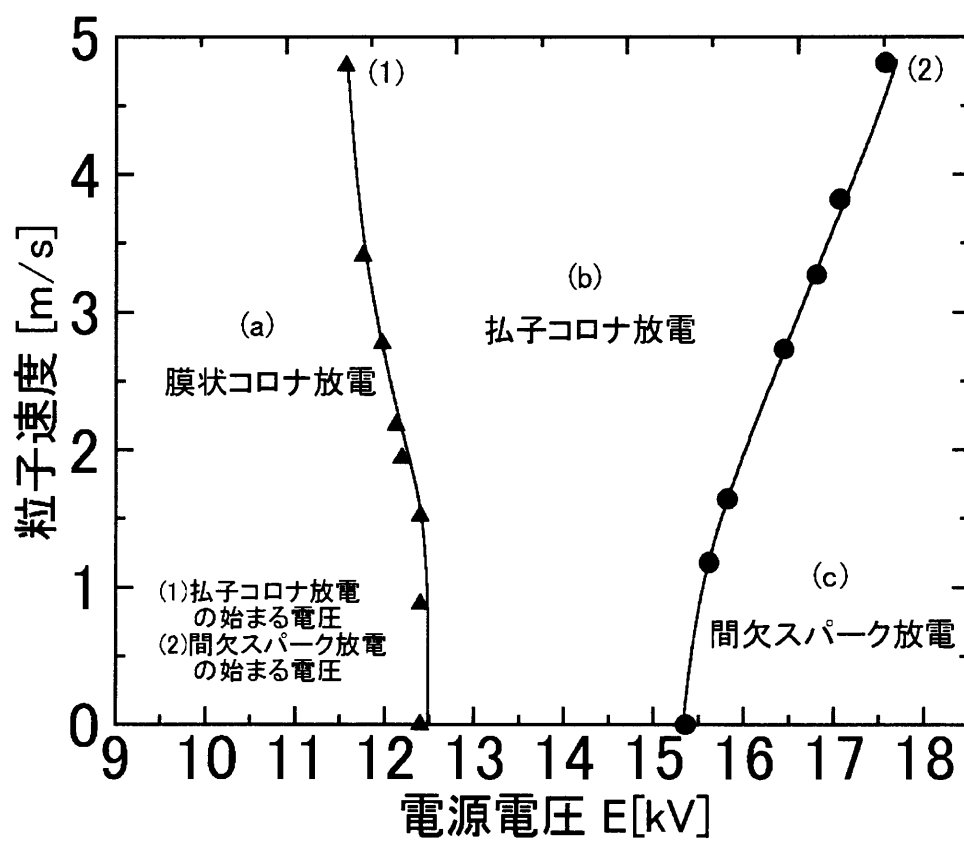
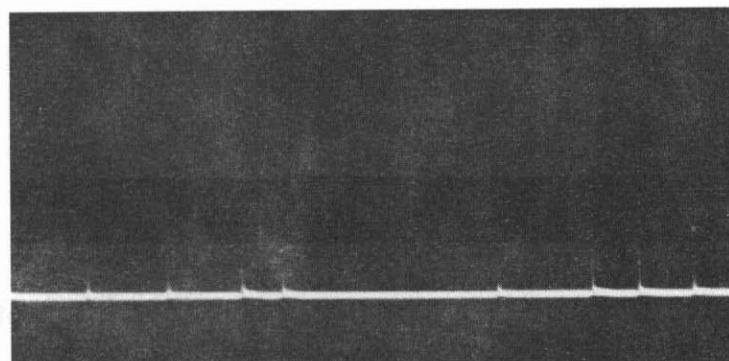
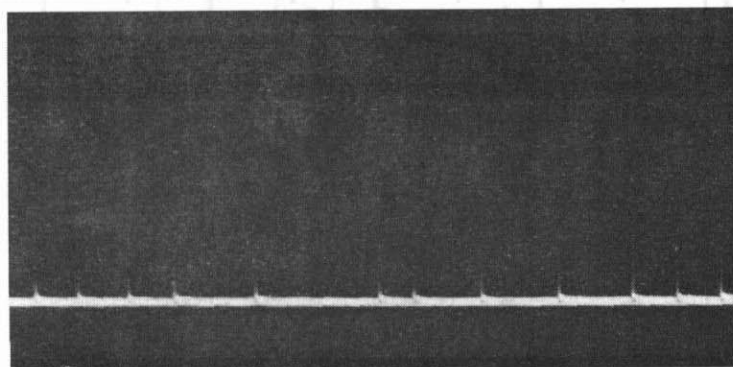


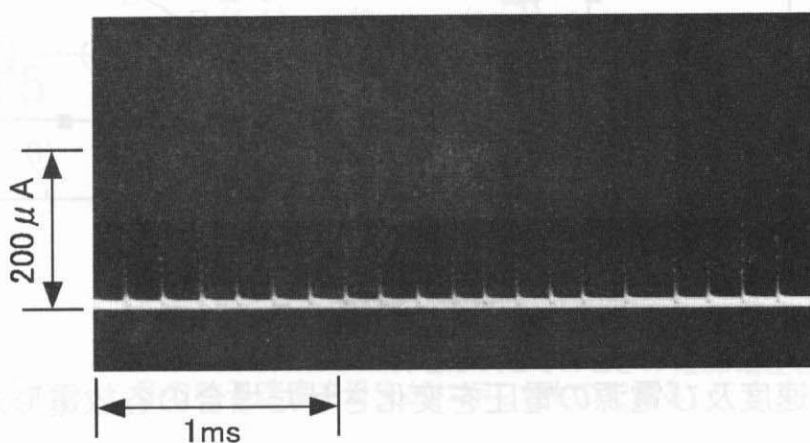
図 3.6 払子コロナ放電の発生する電圧の範囲



(c) 粒子速度 6.1 m/s



(b) 粒子速度 4.3 m/s



(a) 音波照射なし

図 3.7 粒子コロナ放電の電流波形

- (1): 仏子コロナ放電の開始する電圧
- (2),(3): 仏子コロナ放電と間欠スパーク放電の境界
- (4),(5): 間欠スパーク放電と高気圧グロー放電の境界
- (a): 膜状コロナ放電の発生している領域
- (b): 仏子コロナ放電のみが発生している領域
- (c): 仏子コロナ放電と間欠スパーク放電が共存しながら発生している領域
- (d): 間欠スパーク放電のみが発生している領域
- (e): 高気圧グロー放電と間欠スパーク放電が繰り返しながら発生している領域
- (f): 高気圧グロー放電のみが発生している領域

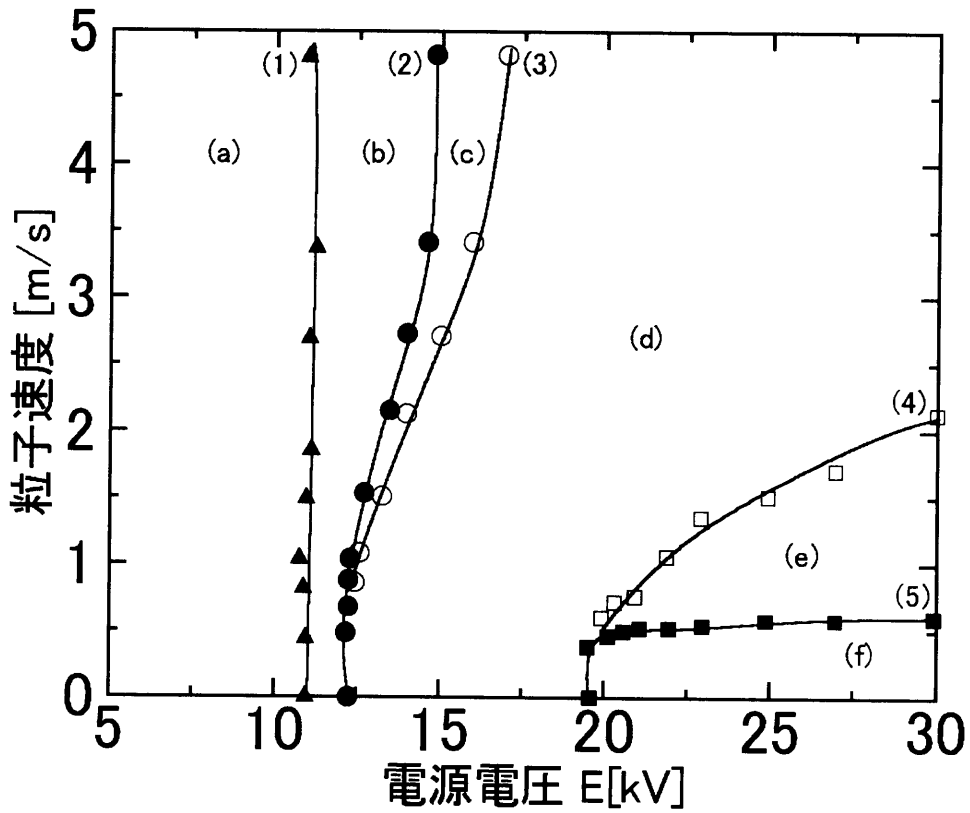
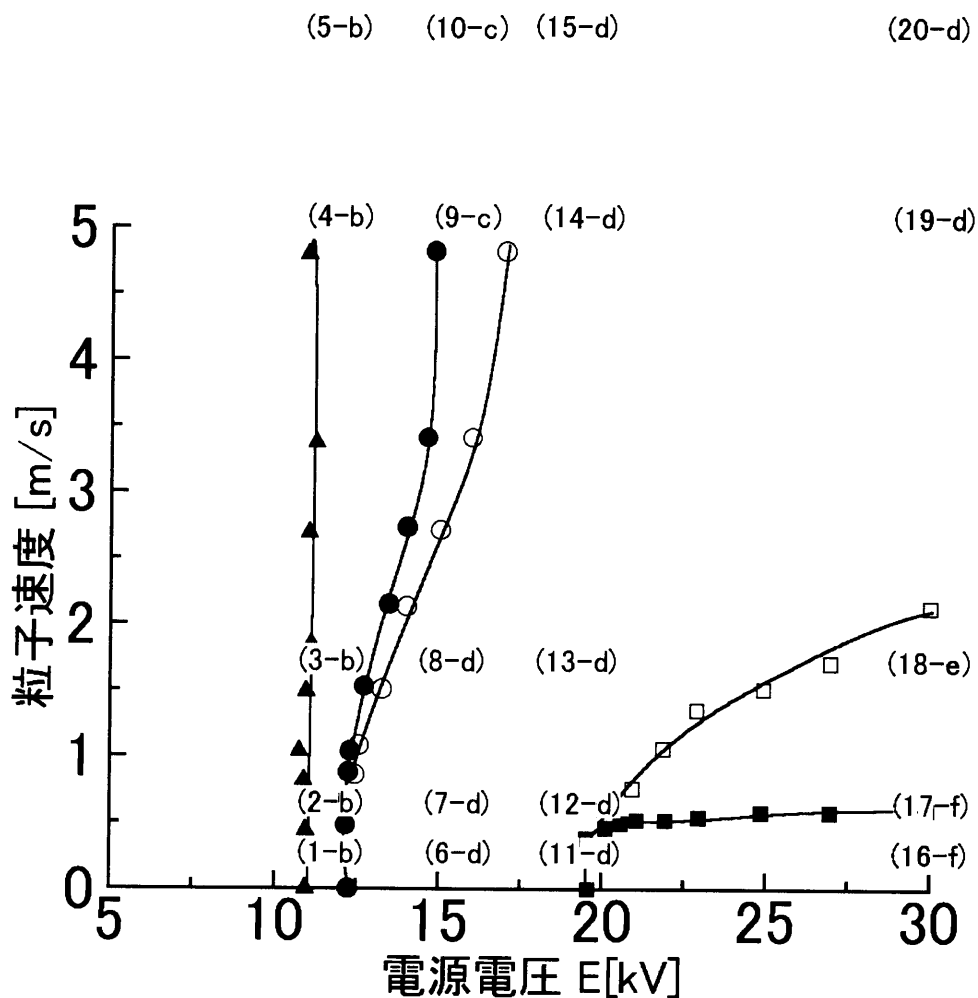


図 3.8 粒子速度及び電源の電圧を変化させた場合の各放電形式の発生する領域



この図は図3.8からコピーしたものである。図中の
(1-b)-(20-c)の番号は図3.10の写真に対応しており、
図3.10の写真は番号の記述されている位置の条件の
放電の様子を撮影したものである。すなわち、この図
は、写真を撮影した放電形式とそのときの電源電圧と
音の粒子速度を目安的に示したものである。

図 3.9 写真撮影の説明図

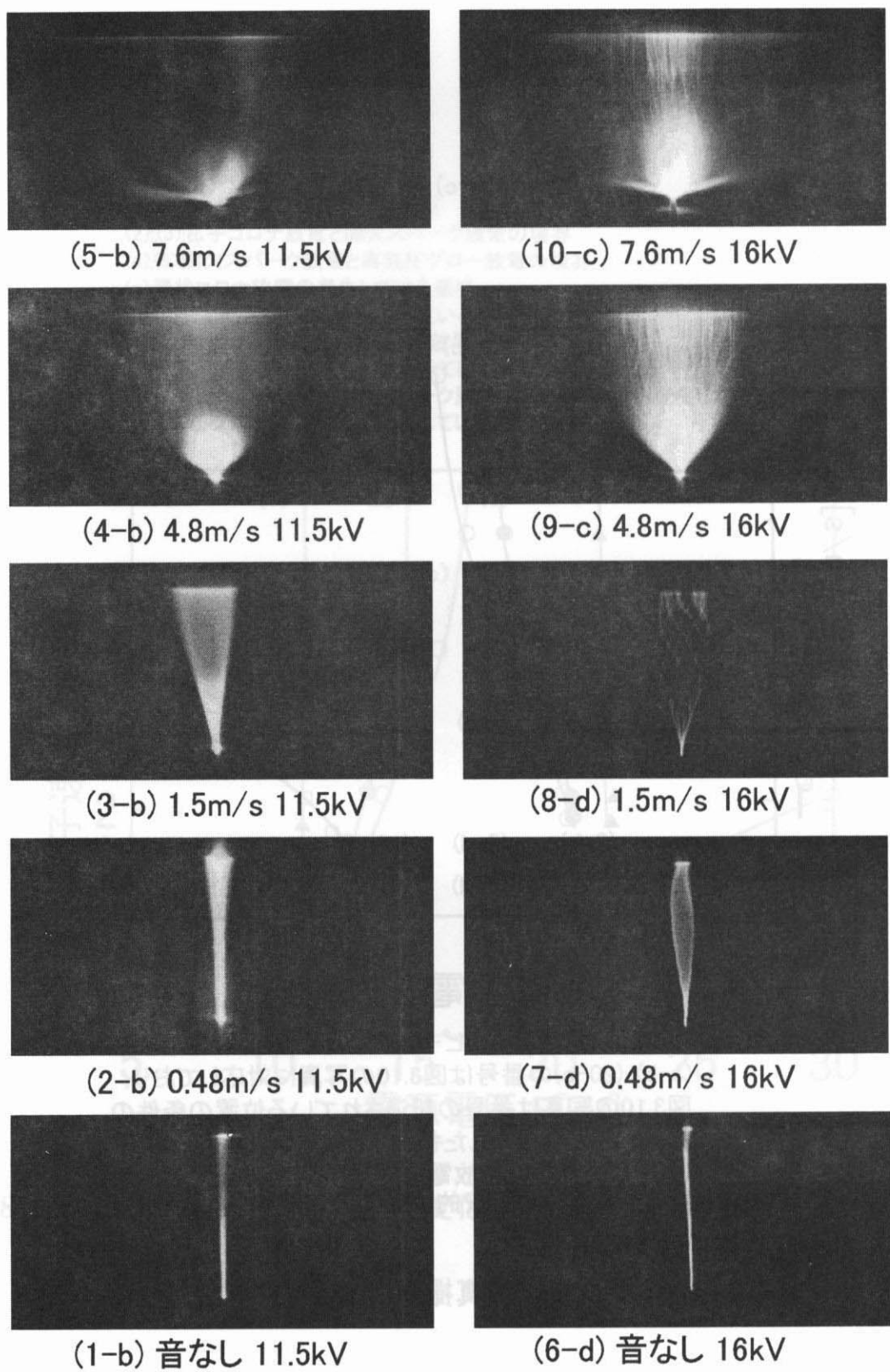
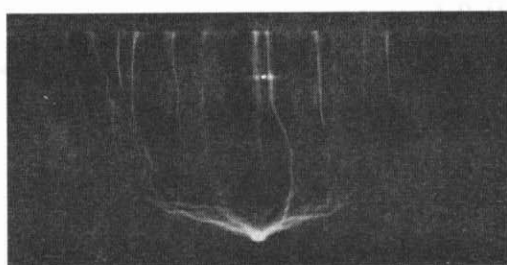
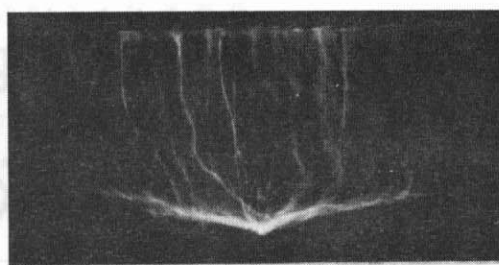


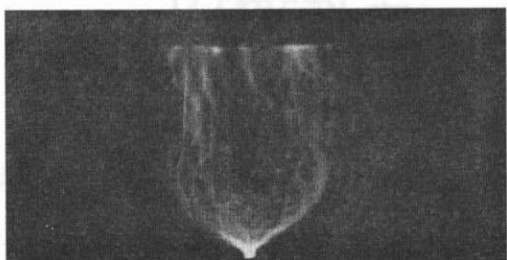
図 3.10 各種放電の発光部の様子 (その1)



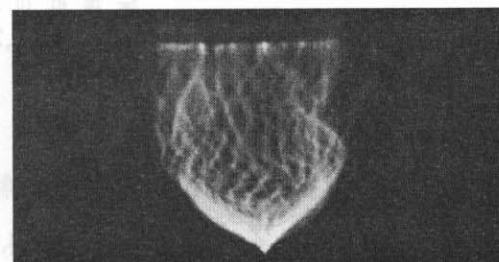
(15-d) 7.6m/s 19kV



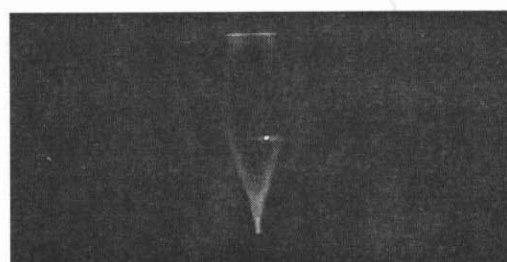
(20-d) 7.6m/s 30kV



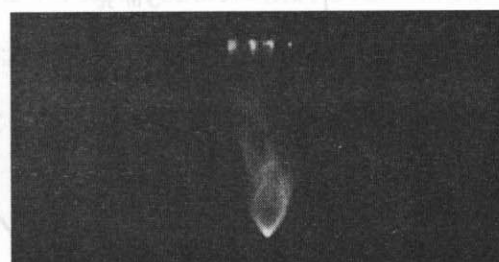
(14-d) 4.8m/s 19kV



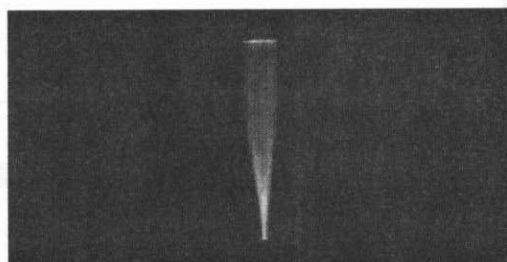
(19-d) 4.8m/s 30kV



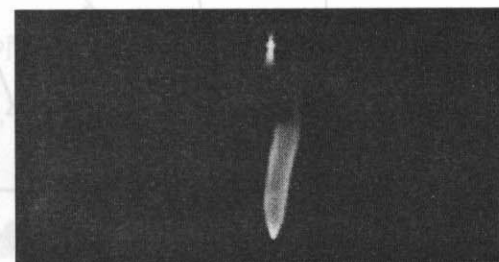
(13-d) 1.5m/s 19kV



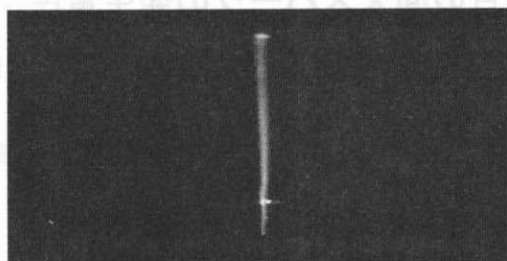
(18-e) 1.5m/s 30kV



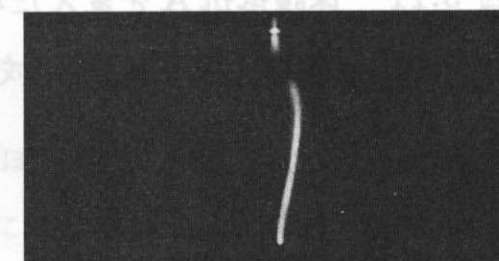
(12-d) 0.48m/s 19kV



(17-f) 0.48m/s 30kV



(11-d) 音なし 19kV



(16-f) 音なし 30kV

各種放電の発光部の様子（その2）

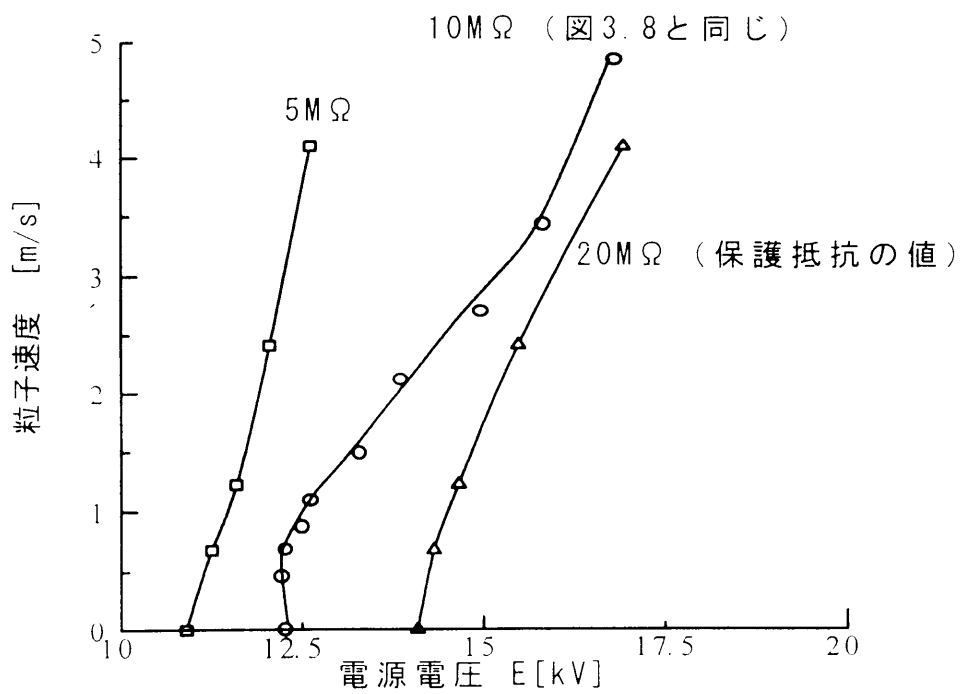
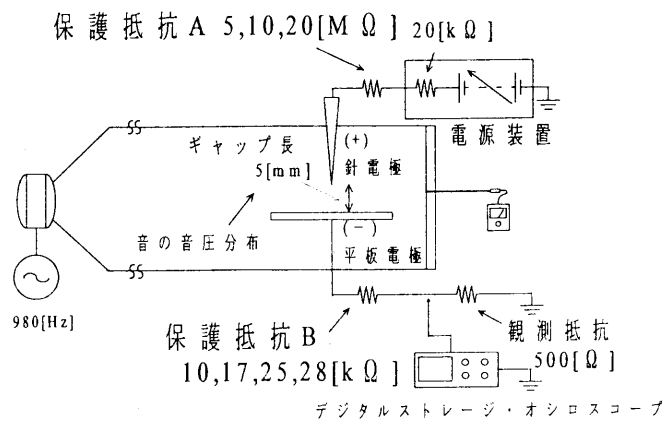


図 3.11 保護抵抗 A を変えた場合の間欠スパークの発生電圧

第4章 定在波音場内での間欠スパーク放電の発光部の挙動 — 変位振幅からの検討 —

本章では、放電の閃光は音の粒子変位の振幅に比例して広がるか否か、また電流波形の観測からは間欠スパーク放電の放電路が音響管の軸方向に振らされているか否かを知る必要があるため、定在波音場中での間欠スパーク放電の挙動を実験的に検討した。すなわち、ギャップの長さを5~20mmの針対針電極、あるいは針対平板電極を音響管内の定在波音場中に挿入し、間欠スパーク放電の閃光の広がり的大小と音の大きさとの関係を検討した。

4.1 針対針電極間の間欠スパーク放電の音による影響

間欠スパーク放電は、スパーク放電が1秒間に数1000回（回路条件によって異なる）間欠的に発生し電極間を橋絡、消滅を繰り返し、目視では閃光が電極間を橋絡し続けているように観測される放電である。

この節では、間欠スパーク放電への音の影響の実験を可能な限り定量性を加えて行った^{C)}。

4.1.1 実験に用いた定在波音場と針対針電極の電極形状

実験に用いた音響管は前章に用いたものとほぼ同じであるがここでは針対針電極^{67, 68)}とした。またその電極を挿入した様子を図4.1に示した。なお、使用した音の周波数は660Hzであり、共鳴状態である。電極の挿入位置を音の粒子速度の最大の位置とし、前章までと同じ条件としてある。なお電極とその周辺回路は図4.2に示すように、上部をアース側とした針対針電極である。なお針はステンレス製とし、先端曲率半径約50 μ m、削り角25°、外径2mm針電極の対とし、針対針のギャップ中心を音響管軸上に固定させた。

4.1.2 間欠スパーク放電の発光部の様子

音響管の内部を音の粒子速度（媒質の運動速度であるが音響工学では粒子速度という）4.8m/s の定在波音場とし、針対針電極の中心部を粒子速度分布の腹の位置に挿入し、ギャップ長を 5~20mm の間で変え、間欠スパーク放電の閃光を写真撮影した結果が図 4.3 である。撮影条件は装置を半暗室に設置し、静止カメラで絞り f:2.8, シャッタースピード 1/25 秒とし、フィルム感度 ISO400 の白黒フィルムを使用し撮影した。

図中 (b)~(h) はそれぞれギャップの長さが 5, 7, 10, 13, 15, 17, 20mm の場合を示している。なお比較のためにギャップの長さ 5mm の場合のみ、音の作用を加えない場合を図中 (a) に示した。

この図から、間欠スパーク放電の閃光は 1 本の閃光が太くなるのではなくそれぞれ数多くの閃光が図 4.1 中の管軸に沿って左右に振らされている。この図から放電の閃光がギャップ長の中央部では広がり、針電極近傍で集束する様子がわかる。この広がる形状は、主として管軸の方向に平面状一様になっていた。また、この閃光が広がる現象は、電極を粒子速度の腹に位置させた場合に最も大きく見られ、節の位置ではほとんど見られないことも確認⁴³⁾してある。そこで図 4.3 中に示したように、ギャップの中間付近の閃光の広がった部分の長さを放電の広がり W_m とした。図より W_m はギャップ長の長さを変えても変わらず、一定の広がりを示す傾向があることが見られる。

また、図 4.4 に電源電圧を変えた場合の放電の広がり W_m を求めた一例を表と共に示す。図はギャップの長さが 10mm の場合であり、横軸は電源電圧を示し、縦軸は放電の広がり W_m を示している。図より電源電圧を変えても放電の広がり W_m はほぼ一定の広がりを示す傾向があると言えた。すなわち、今回の実験のギャップの長さの範囲では、音の粒子速度を定めれば、電源電圧及びギャップの長さを変化させても放電の広がり W_m は、ほぼ一定であると言える。

4.1.3 音の大きさと間欠スパーク放電の放電の広がりとの関係

図 4.3 で用いたギャップの長さを 5~20mm を用い、各粒子速度毎ごとに放電の広がり W_m を測定した。すなわち、ギャップの長さに対する W_m の平均を求め、各粒子速度毎の W_m と照射した音の粒子速度との関係を図にしたところ、図 4.5 となる。図中の水平軸は照射した

音の粒子速度を示し、縦軸は放電の広がり幅の W_m を示している．音の粒子速度とともに W_m が増加する傾向が見られる．

そこで、2章3節で述べた媒質である空気が音によって圧力変化を伴いながら振動する幅と、放電の広がりとの関係を検討した．すなわち、空気の振動する幅を音の粒子変位の振幅と考え、両者の関係を求めた^{D)}．

まず、音場に歪がないものとし、さらに音の大きさと振動の幅は比例するものと仮定し、音の粒子変位の振幅のピークピーク値を ξ_{p-p} で表し、次式⁴⁷⁾によって求めた．

$$\xi_{p-p} = \frac{\sqrt{2}V_{rms}}{\pi f} \quad (4.1)$$

ただし、 f は音の周波数を示し、 V_{rms} は音の粒子速度の実効値を示す．

次に放電の広がり W_m を用いて音による増分 W_d を (4.2) 式により定義した．

$$W_d = W_m - W_0 \quad (4.2)$$

ただし、 W_0 は音なしのときの広がりを示している．またその結果 ξ_{p-p} と W_d の関係を求めると図 4.6 となる．

図中縦軸は放電の広がり音による増分 W_d を示し、横軸は音の粒子変位の振幅のピークピーク値 ξ_{p-p} を示す．図より W_d は ξ_{p-p} の増加に従い、ほぼ直線的に大きくなっていることが分かる．そこでこの傾向が

$$W_d = a \cdot \xi_{p-p}^n \quad (4.3)$$

の実験式で表せるものとする

$$W_d = 1.3 \cdot \xi_{p-p}^{0.96} \quad (4.4)$$

となる．このことから、今回の実験の範囲では $n \approx 1$ と考えることで、粒子変位のピークピーク値 ξ_{p-p} の 1.3 倍程度に放電が広がり、放電の広がり音の粒子変位の振幅に比例していると言える．

4.2 針対平板電極を用いた場合

4.2.1 実験に用いた定在波音場及び電極の形状

そこで、電極を図 4.7 に示すように、電極を針対平板電極に変えて 4.1.2 と同様の実験を繰り返した。針電極は、図 4.1 と同じ針（先端曲率半径 $20\mu\text{m}$ ）の片側を用い、平板電極は直径 4cm、厚さ 2mm のステンレス製の円板（エッジを丸めた）を用いた。音の周波数は 370, 660, 1280Hz の 3 種類の周波数について実験を行った。なお針対平板電極は、4.1.2 と同様に音響管内の粒子速度分布の腹の位置（音圧分布の節）に挿入して実験を行った。

4.2.2 間欠スパーク放電の発光部の様子

図 4.8 にギャップの長さが 7mm、音の周波数 660Hz の場合の間欠スパーク放電の写真を示した。図中 (a) は音作用なしの場合であり、ギャップの間を発光部が細く棒状に橋絡している様子がわかる。この状態に音の粒子速度 4.8m/s の音波を照射したところ、図中 (b) に示したように間欠スパーク放電の閃光が扇状に広がる。また、間欠スパーク放電の広がり W_m は、図中に示したように、発光部の最大に広がった平板電極付近の長さとした。なお、この閃光の広がる現象は、針対針電極の場合と同様に粒子速度の腹の位置で最も大きく見られ、ここの節でも同位置に電極中心を装置した。

4.2.3 音の大きさと間欠スパーク放電の発光部の広がりとの関係

次にギャップの長さが 5, 7, 10mm の 3 種類の場合についての放電の広がり W_m と、音の大きさの関係を測定したのが図 4.9 である。図中の水平軸は照射した音の粒子速度を示し、垂直軸は放電の発光部の広がり W_m を示している。図中 (a) はギャップの長さが 5mm の場合であり、図中曲線 (1) は音の周波数を 370Hz とした場合であり、曲線 (2) は 660Hz, (3) 曲線は 1280Hz とした場合である。

図より音の粒子速度に比例するように W_m が増加する傾向が見られる。また、粒子速度一定の条件では、周波数の低いほうが放電の発光部の広がり W_m は大きくなる特性が得られた。

図中 (b), (c) はギャップの長さをそれぞれ 7, 10mm にして同様の測定を繰り返した場合である。この場合もギャップ長が 5mm の場合と同様に放電の広がり W_m は音の粒子速度と

ともに増大する傾向が得られた。

次に針電極の場合と同様に音の粒子変位の振幅に着目して放電の発光部の広がりを検討してみた。そこで図 4.9 の横軸を音の粒子変位のピークピーク値 ξ_{p-p} に変え、縦軸を放電の広がり増分 W_d に書き換えた結果を図 4.10 に示す。図中のプロットは図 4.9 に対応しており、横軸は音の粒子変位のピークピーク値 ξ_{p-p} を示し、縦軸は音による放電の広がり増分 W_d を示している。この図から W_d は ξ_{p-p} に対して両対数の図では、ほぼ直線的に増加する傾向が見られる。そこでこの傾向が実験式 (4.3) で表せるものとする、

$$W_d = 1.7 \cdot \xi_{p-p}^{1.09} \quad (4.5)$$

となった。この式 (4.5) も実験式 (4.4) と同様に $n \approx 1$ と考えることで、音の粒子変位の振幅の影響に対してギャップの長さ及び周波数の影響は図に示すように見られなくなり、放電の広がりはいずれの場合でも音の粒子変位の振幅に正比例しているとみなすことができる。また、粒子変位の 1.7 倍程度に放電が広がることがわかる。

以上のことから、音の粒子速度の作用によって間欠スパーク放電は管軸方向の左右に広がる。その広がる幅は音の粒子速度の大きさの値そのものではなく、音の粒子変位の振幅 ξ (変位振幅であり p.4 参照) に正比例する関係があることがわかる。

4.3 音による放電への影響についての検討

4.3.1 電流波形からの検討 (分割した電極を用いた実験)

実験に使用した電極の概略を図 4.11 に示す。電流波形を観測するため、ここでは平板電極を 2 枚とした。その形状は、2 枚の長方形の銅板が 2mm の間隔で配置 (プリント基板をエッチングすることによって製作) するようにした。2 枚の各電極 (a), (b) は、図に示したように長さが 40mm で幅がそれぞれ 22mm と 18mm の銅版であり、2 個の抵抗器を介してアースした。アース側の 11k Ω の抵抗器の端子間に 2 現象のオシロスコープを接続し、各電極の電流波形を観測した。針電極は図 4.2 と同じもの (先端曲率半径 20 μ m) を用い、平板電極の中央の真下 (電極 (a)(b) の切れ目よりやや電極 (a) 側) に位置させた。この電極ではギャップの長さを 10mm とし、図 4.1 の音響管の管内 (音の周波数 660Hz) の粒子速度分布の腹に位置した。

オシロスコープで観測した電流波形（電源電圧18kV）を図4.12, 4.13に示す．各図中 (a)(b) は、それぞれ2枚に分割した平板電極の電流波形を示している．縦軸は電流を示し、横軸は時間を示している．なお図4.15は音波照射なしの場合であり、図4.16は粒子速度4.8m/sの音波を照射した場合である．

図4.12の(a)では間欠スパーク放電の電流波形がパルス状に発生し、分割した平板電極の(a)側一方に発生している．この図から波高値60mA、毎秒約10400回繰り返しながら、間欠スパーク放電が発生していると考えられる．

次に音を照射した図4.13の場合は、パルスの波高値、周期には乱れが見られるが、パルスの部分（時間の範囲、図では0.76msに相当）が、(a)と(b)の電極に交互に等しい周期で発生している．そこで図から(a)と(b)の電極に交互に発生した周期を求めてみると、音の周波数660Hzの周期 $T(=1/f)$ の1.5msと等しいことがわかる．

以上から、間欠スパーク放電の閃光が音によって広がる現象は、パルス状のスパークの放電回路が音によって左右（音響管の軸方向）に振らされていることによって生じると考えられる．このことは放電が電極間を短絡する過程で、音波によってストリーマが放電極を離れ、進展する方向が音波の変位の方向に押され、振幅が決定されるものと考えられる．

4.3.2 電流波形からの検討（簾状にした電極の電流分布の実験）

実験装置は前記までと同様であるが使用した電極の形状が異なる．この電極と音響管への挿入の様子を図4.14に示す．同図(b)は放電に使用した電極1本とその周囲の電気回路を示している．電極は針(+)－平板(-)とし、ギャップの長さを10mmとした．針電極は10M Ω の抵抗器を介して直流電源装置の(+)出力端子と接続した．平板電極は、プリント基板をエッチングすることによって電極を13に分割し、図に示すように長さ4cm、幅2mmの銅版が1mmの間隔で13枚配置した簾のような形状にし(-)側とした．電流の測定には1つの電極のアース側に10k Ω の抵抗器と可動コイル型の電流計を置き、他の電極は10k Ω の抵抗器のみを介して、総電流を計測するための電流計に接続した．なお、この分割した電極の電流を計測する電流計は、各電極に切り替えることにより、ここでは13の電極の電流を測定した．この針－平板電極を、音響管内の粒子速度分布の腹の位置に挿入して、電流の測定を行った．なお、平板電極の分割された電極は音響管の軸に対して直角に向き合う方向に装置し、管軸方向の電流分布を計測した．なお、この間欠スパーク放電の実験は簾状の電極の消耗が激し

く、計測が困難のため、払子コロナ放電を対象とした。

実験は放電の全電流を $60\mu\text{A}$ 一定とし、電流分布を測定^{69, 70)}した。その結果を図 4.15 に示した。図 4.15 中 (a) の音波照射なしの場合は、電流分布が平板電極の中心である 7 番目の電極に集中した結果が得られた。そこで粒子速度 1.9m/s の音を加えた場合は図中 (b) となり、平板電極の中心の電極の位置の電流値が減少し、他の電極の電流値が増加し、電流の分布が分散した結果が得られた。図 4.15(c) は、音の粒子速度 4.8m/s にした場合であり、さらに電流の分布が分散する結果が得られ、音の粒子速度 7.6m/s を加えると (d) のように、なお一層電流の分布が分散する結果となった。なお、このときの払子コロナ放電の発光部は、音場によって扇子状に広がるように観測される。

以上のことをまとめると、音場によって電流分布が分散する傾向と、発光部が扇子状に広がる傾向とは類似していると言える。また、払子コロナ放電のストリーマは、音波照射のない場合は狭い範囲の 1 点のみに到達していたものが、音波を照射すると平板電極のより広範囲に到達したことを、発光部の観測と併せて電流分布の分散からも確認できた。

なお、電流波形からの検討については、保護抵抗の値によってその電流量等の値が異なるため、抵抗の値を変え間欠スパークの場合を表 4.1 に示した。またここで使用したオシロスコープはテクトロニクス社の TDS3034 及び電流プローブ P6021 の場合を示す。

これらの測定器により電流波形への音の影響を見たところ、図 4.16 が得られた。図はパルス周期を読み取るために 2 つのパルスを記した。また図 4.17 は時間軸のみ拡大した波形を示している。これらは音作用のない結果から音作用を大きくした場合の最大 800Pa までを示している。これらの図からはパルス幅については、例えば抵抗 $20\text{M}\Omega$ の時は音圧 0Pa での $93.5\mu\text{s}$ から 800Pa で $217.4\mu\text{s}$ へと増大し、周期は長くなることがわかる。同様に電流の最大値は音圧 0Pa での 2.12A から、 800Pa で 3.50A へとピーク値が変わった様子を示している。これらは 2 章と傾向は同じといえた。即ち、これらの表や写真から明らかに音が放電の電流波形に影響を及ぼしていることがわかる。

4.4 まとめ

本章では、定在波音場中に針対針電極あるいは針対平板電極を位置させて間欠スパーク放電を発生させ、その挙動を検討した。すなわち、音による間欠スパーク放電の閃光の広がり、電流波形の変化から主として間欠スパーク放電に及ぼす音の影響を検討した。

放電の発光部は、粒子速度分布の腹の位置で最も大きく広がることから、放電は粒子速度の影響を大きく受けると考えられる。粒子速度と放電の閃光の広がりとの関係を求めたところ、比例関係にあることが求められた。音の周波数を変化させた実験を針対平板電極について行ったところ、音の周波数による影響も見られ、低い周波数ほど大きく放電の閃光は広がり、同じ粒子速度でもその広がり大きさは異なった。

次に、音の振幅 ξ_{p-p} に着目して、粒子変位の振幅と放電の閃光の広がり増分 W_d との関係を求めたところ、音の周波数による影響は見られなくなり、粒子変位の振幅と放電の広がり増分との間には a を定数として、

$$W_d = a \cdot \xi_{p-p}^n \quad n \approx 1 \quad (4.6)$$

式 4.6 のような関係が得られ、図からはほぼ比例的となった。今回の実験の範囲での a の値は、針対針電極の場合 $a = 1.3$ 、針対平板電極の場合 $a = 1.7$ と求められ、 a から放電の広がる幅は、音の粒子速度の影響を受け、音の粒子変位の振幅に比例することを明らかにした。

間欠スパーク放電の電流波形に着目して音の影響を検討したところ、間欠スパーク放電の繰り返し周波数は、音を照射した場合、しない場合ともに電源電圧に比例するように高くなった。電源電圧一定の条件での音の影響は、粒子速度 1.5m/s 程度までは音によって放電の繰り返し周波数が高くなる傾向が見られる。しかし音の粒子速度 1.5m/s 以上の音では逆に粒子速度が大きいほど放電の繰り返し周波数は低くなる傾向が見られる。

次に 2 分割した平板電極の電流波形の計測から、定在波音場内では、間欠スパーク放電の電流波形のパルスの発生する時間的な範囲が 2 枚の電極に音場の周期と等しい周期で交番しながら発生した。このことから、間欠スパーク放電は音場によって、それと同じ周期で音響管の左右に振らされていることを示している。

また、簾状の電極の実験結果においても明らかに電流の分布は、音を加えることによって左右の電極に電流密度を高くしていることから、音によって払子コロナ放電のストリーマが広がっていることも見られる。間欠スパークの場合は電流のピーク値に音が影響を及ぼしていた。

以上のことから、間欠スパーク放電は放電路が音の粒子速度によって力を受けて振らされながら間欠的に発生し、広がっているように観測されることが分かった。また、振らされる大きさは、粒子速度の大きさにより、粒子速度による音の振幅の変位の大きさに依存していることが実験的に明らかにできた。

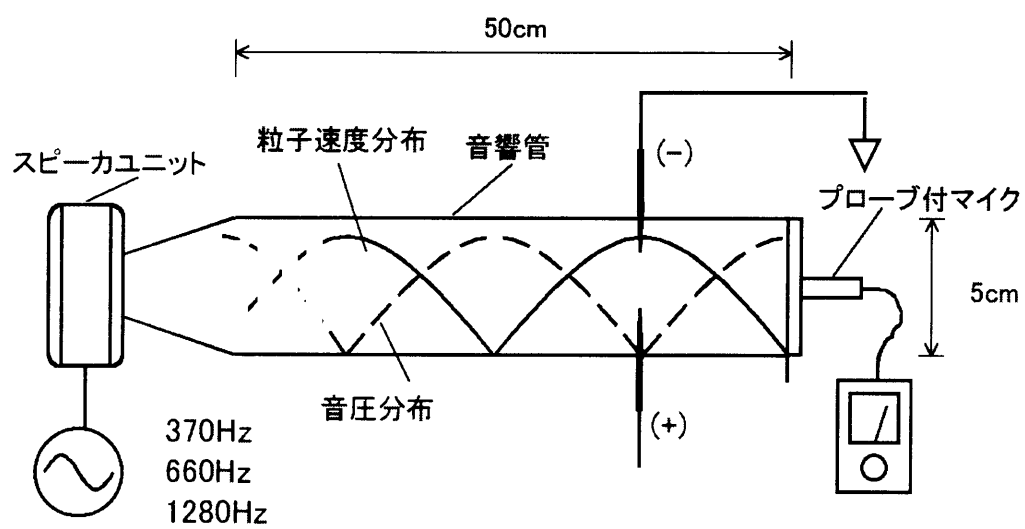


図 4.1 音響管の概略

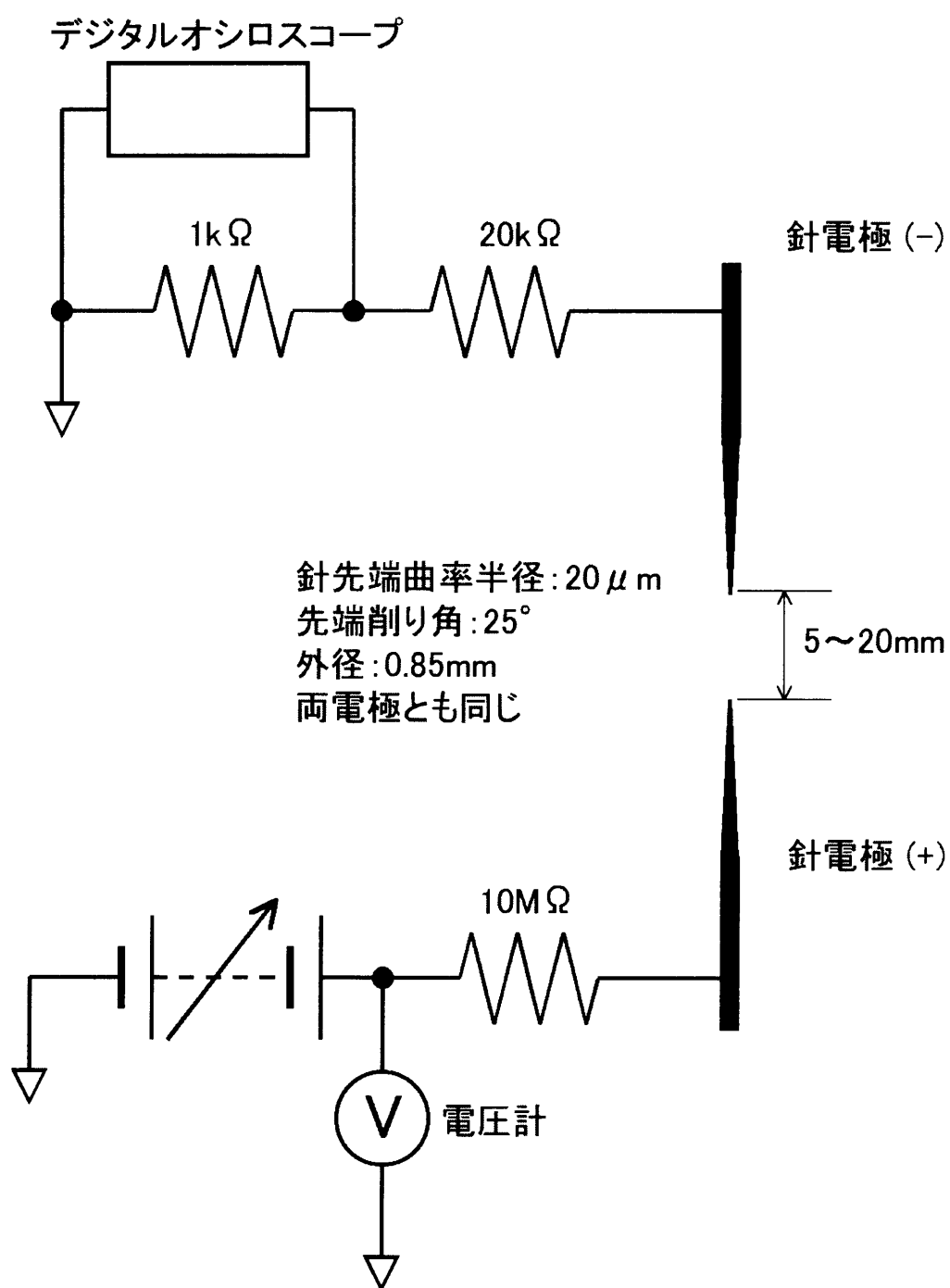


図 4.2 電極と回路の概略

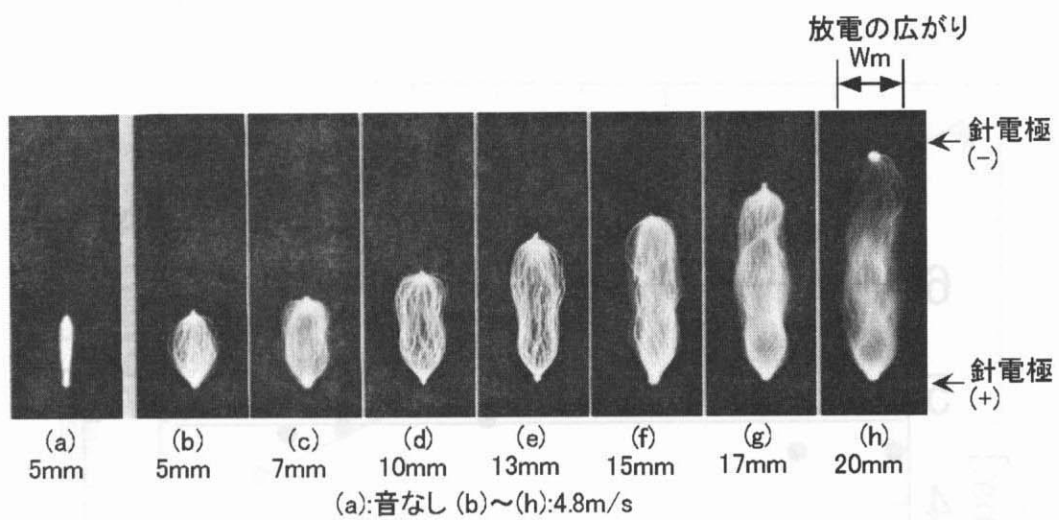


図 4.3 ギャップの長さを変えた場合の間欠スパーク放電の閃光

表 間欠スパーク放電の発光部の広がり（下図と同じ）

電源電圧 E (kV)	20	21	22	23	24	25	26	27
広がった幅 W_m (mm)	4.5	4.5	5.0	4.9	4.7	5.0	4.7	4.8

音の粒子速度 4.8m/s の場合

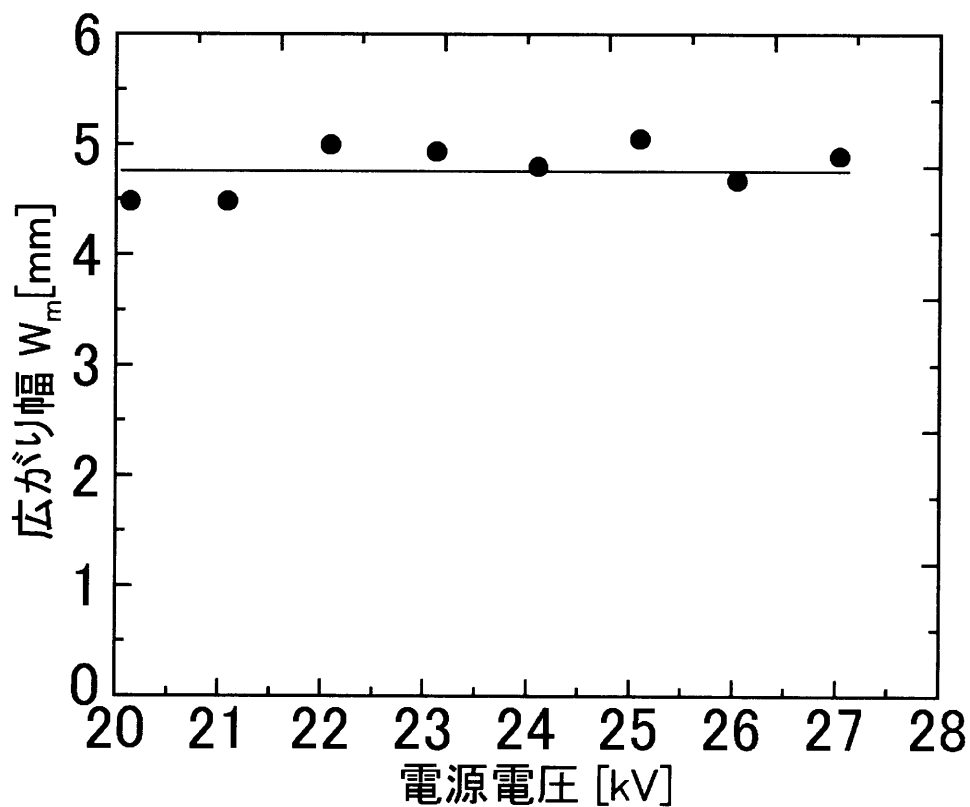


図 4.4 電源電圧を変えた場合の間欠スパーク放電の広がり（図 4.3 の写真から求めた放電の広がり幅）

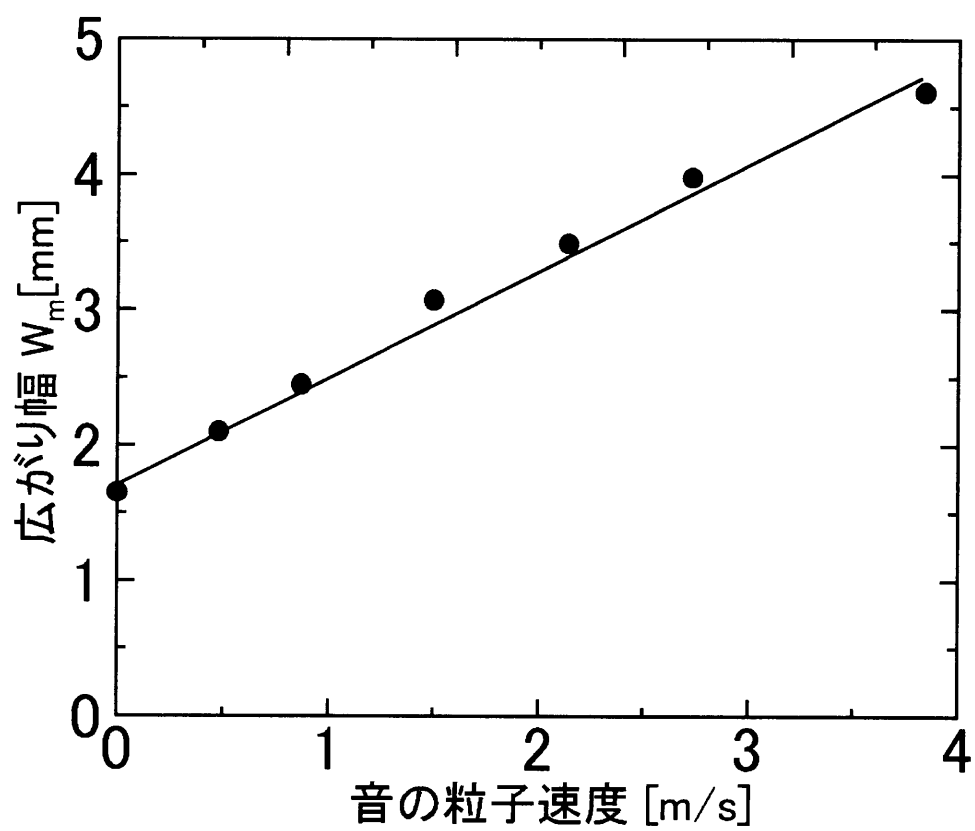


図 4.5 音の粒子速度と間欠スパーク放電の閃光の広がりとの関係

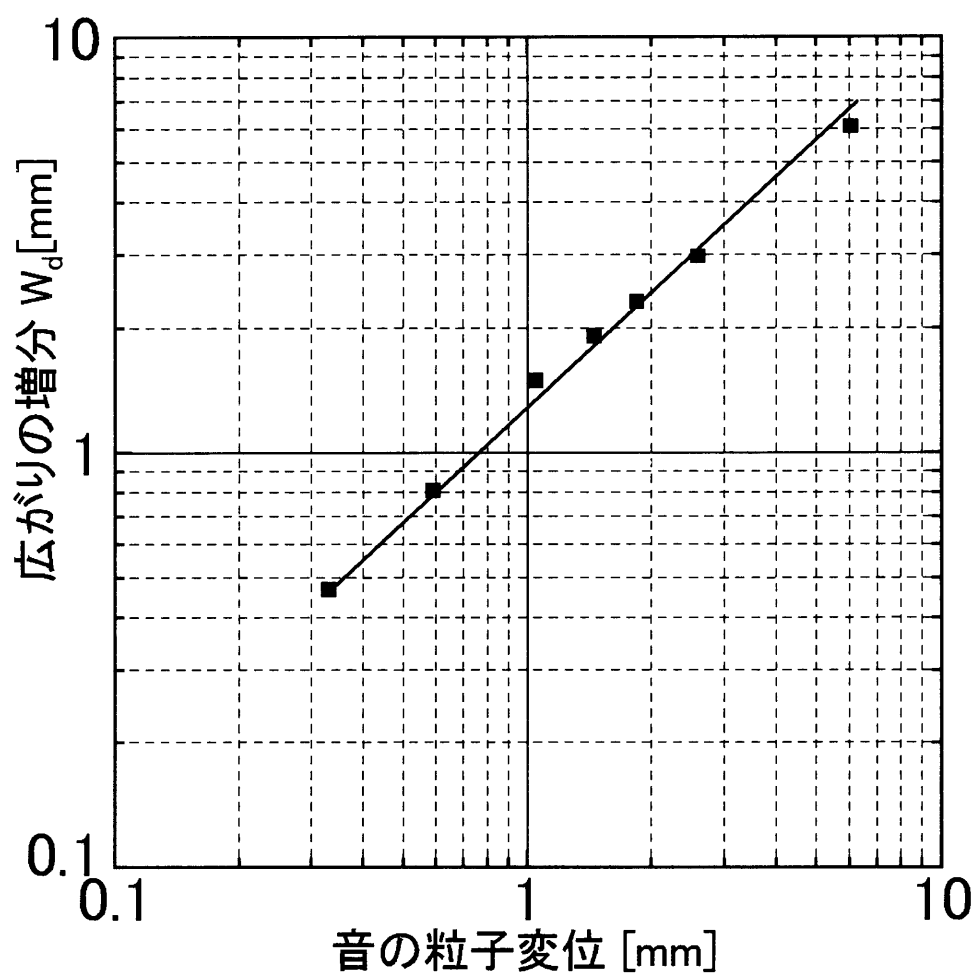


図 4.6 音の変位振幅と間欠スパーク放電の閃光の広がりとの関係

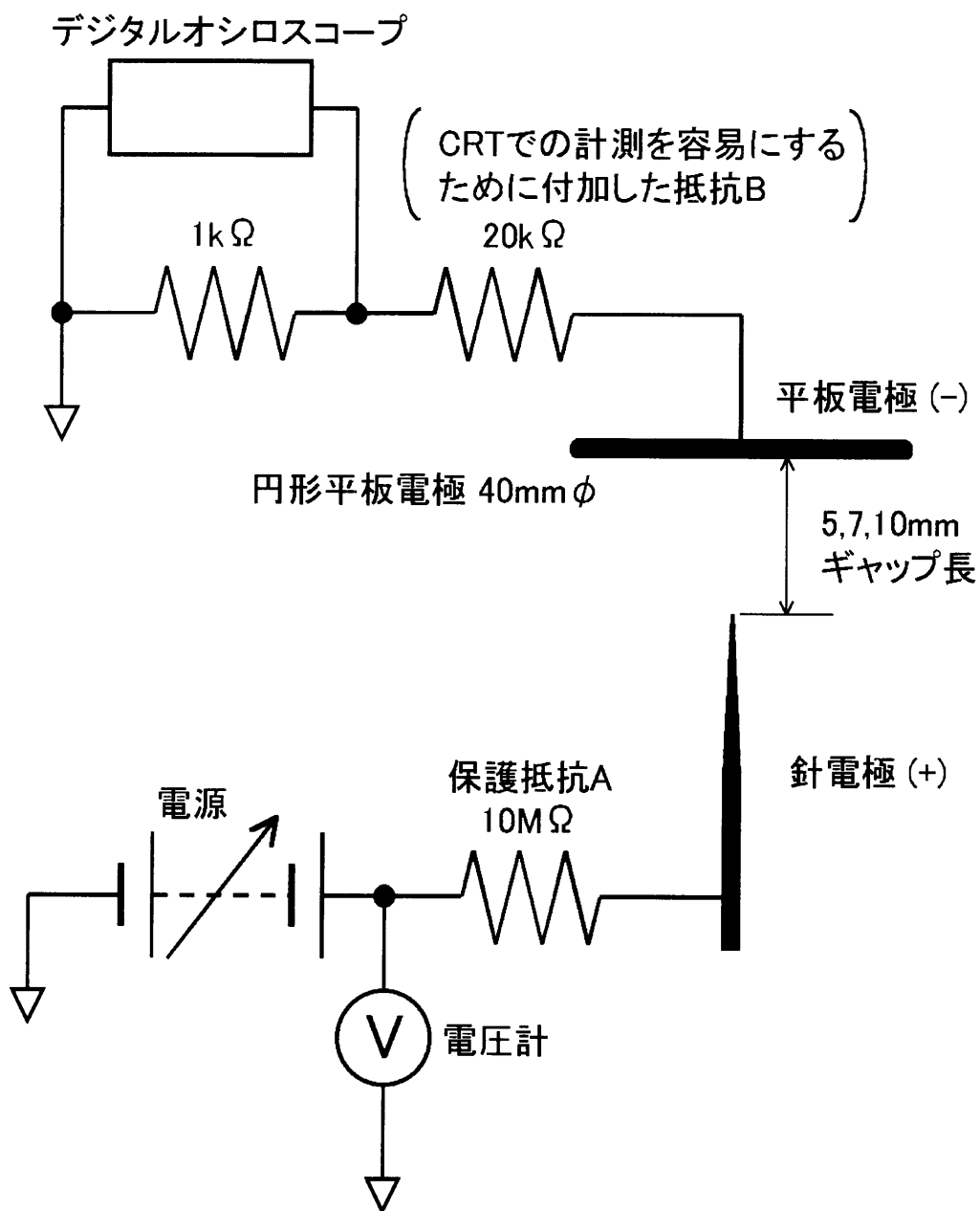


図 4.7 針対平板電極の概略

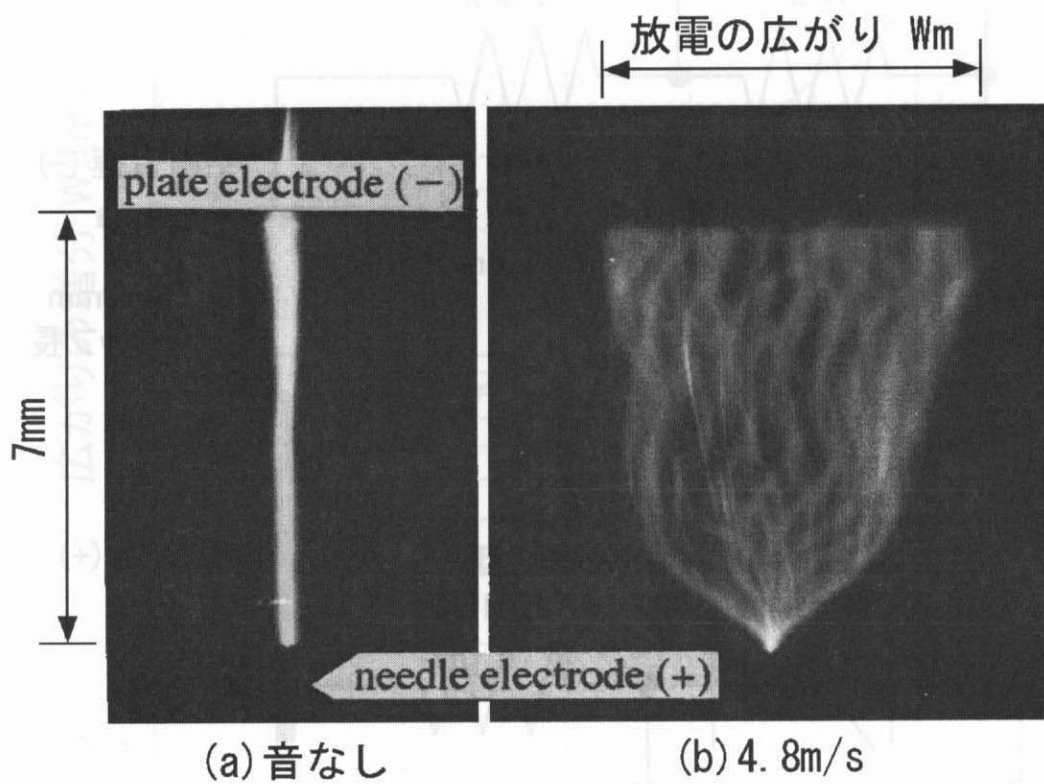
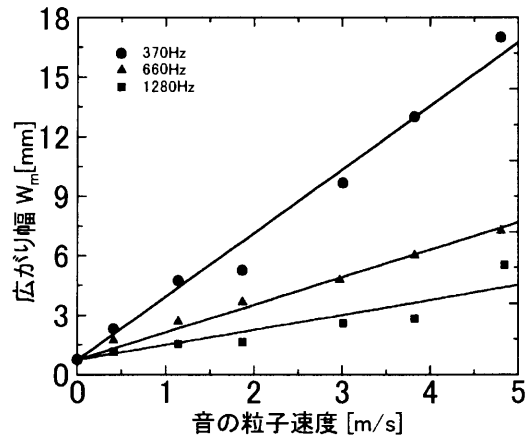
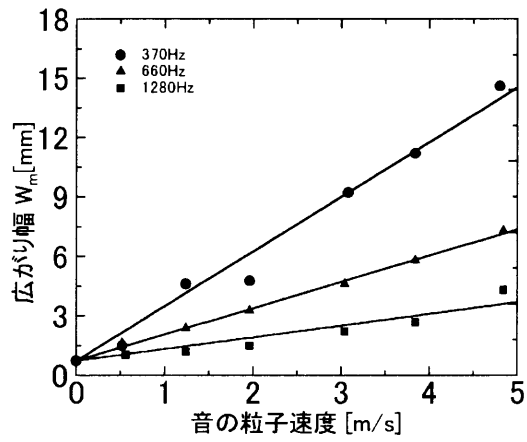


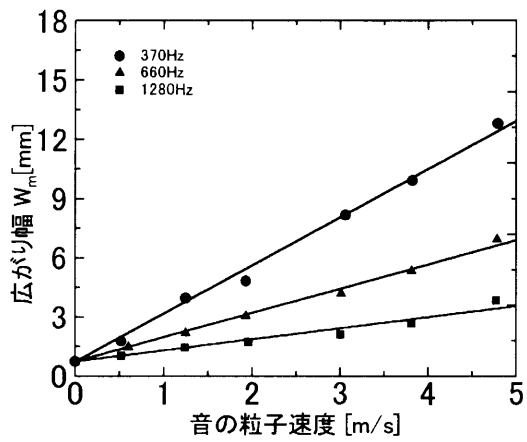
図 4.8 ギャップ長が7mm の場合の間欠スパーク放電の閃光の様子



(c) ギャップ長 10mm



(b) ギャップ長 7mm



(a) ギャップ長 5mm

図 4.9 音の粒子速度と間欠スパーク放電の閃光の広がりとの関係（針対平板電極の場合）

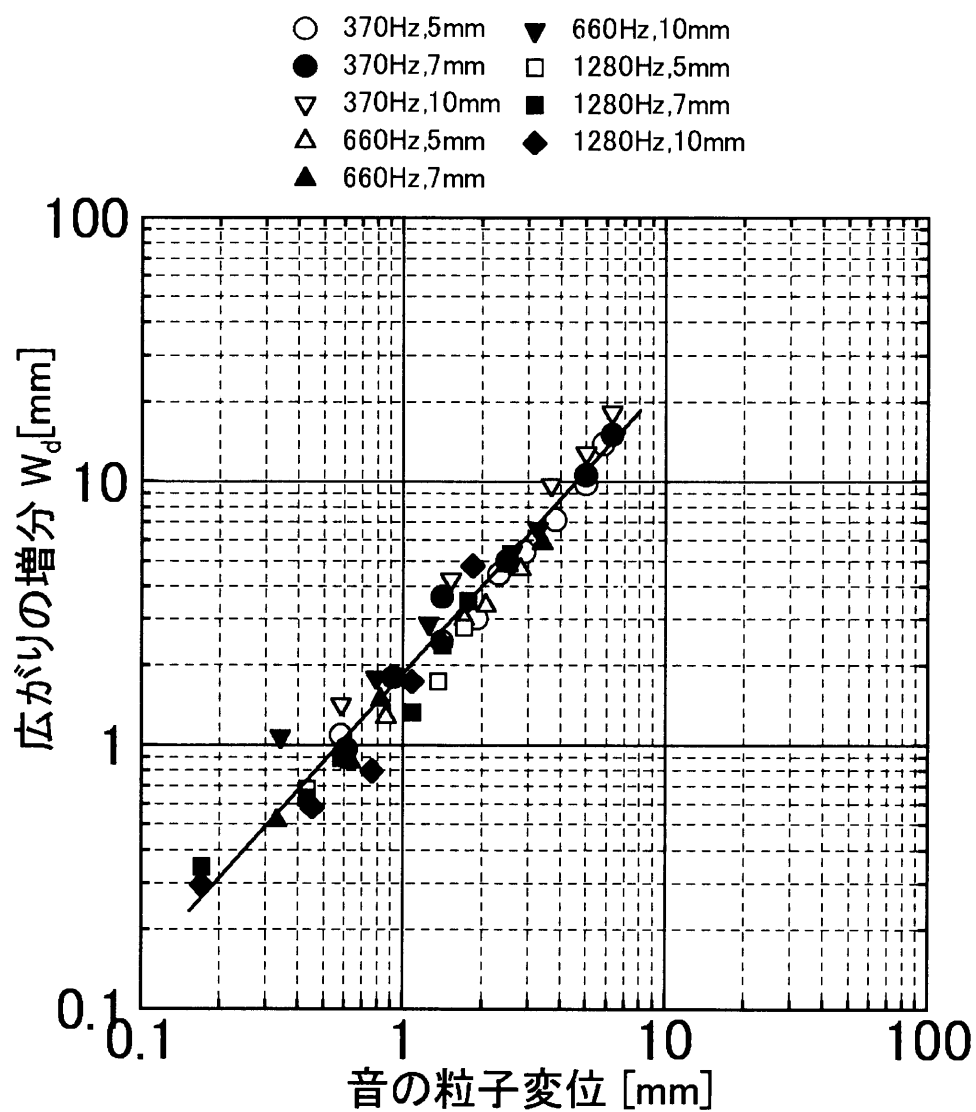


図 4.10 音の変位振幅と間欠スパーク放電の閃光の広がりとの関係（針対平板電極の場合）

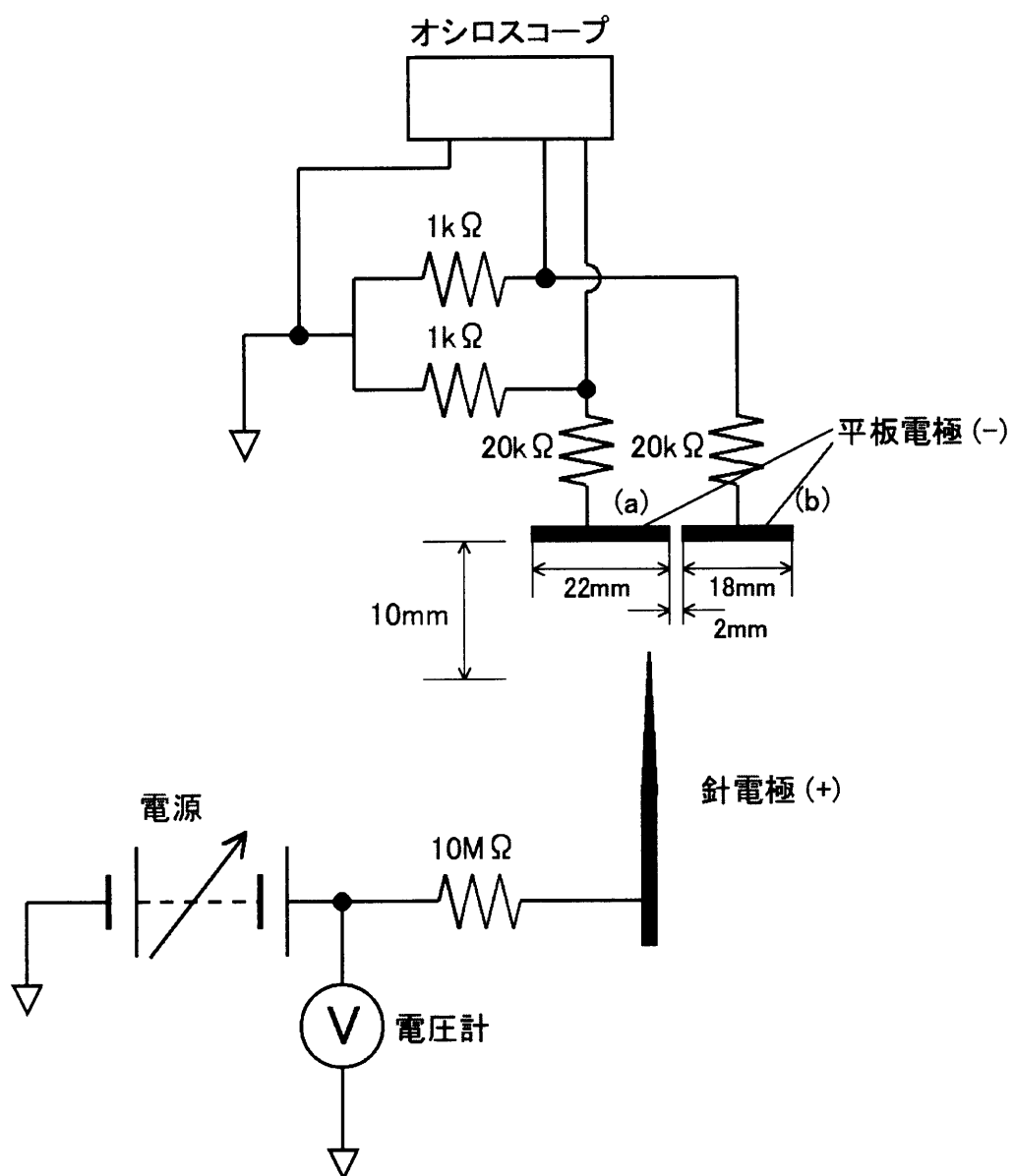


図 4.11 分割した電極の概略

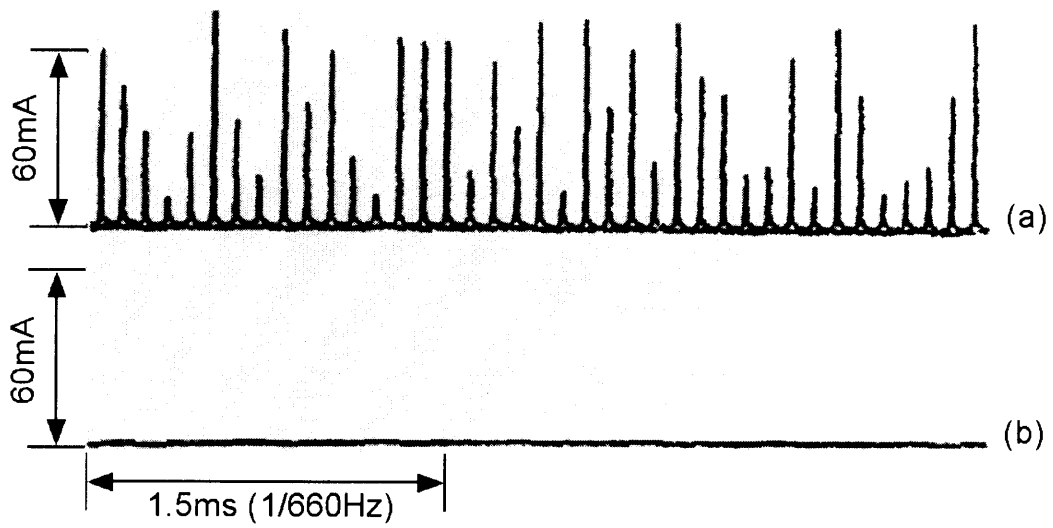


図 4.12 音なしの場合の間欠スパーク放電の電流波形の一例

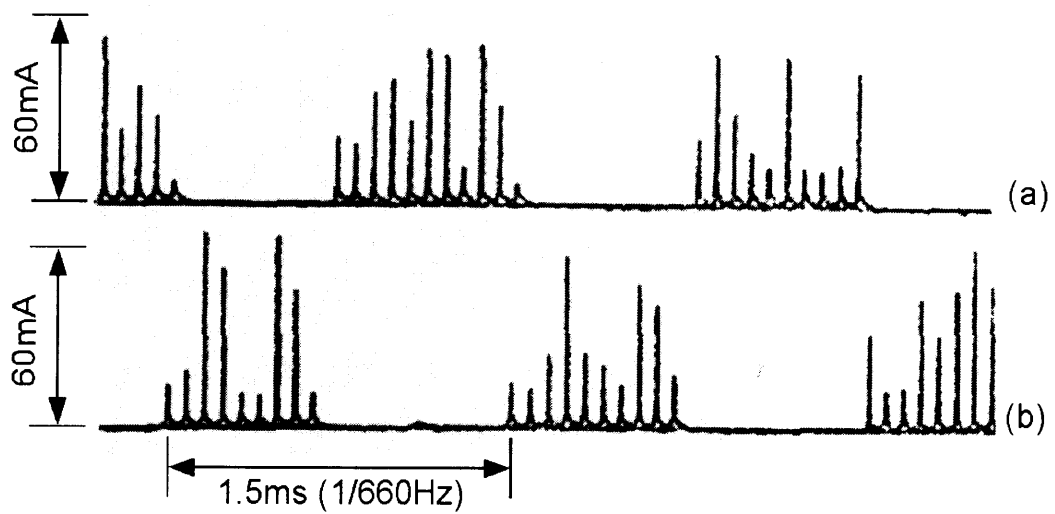


図 4.13 音を加えた場合の間欠スパーク放電の電流波形の一例

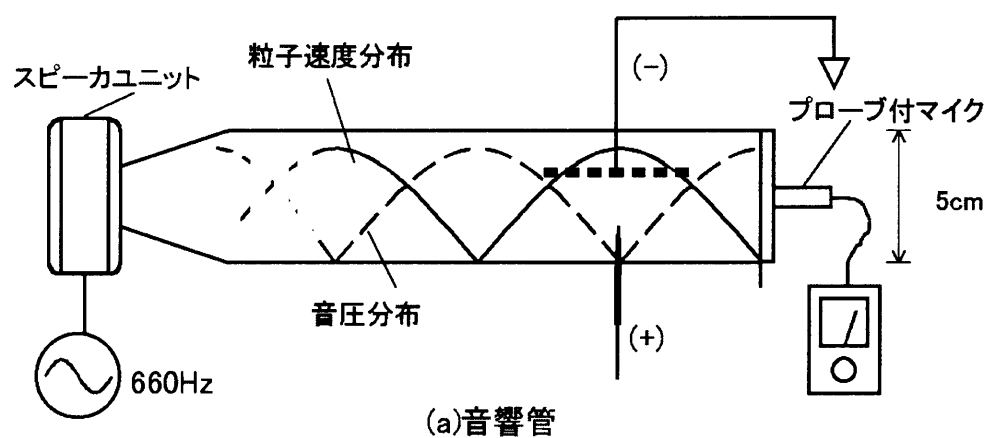
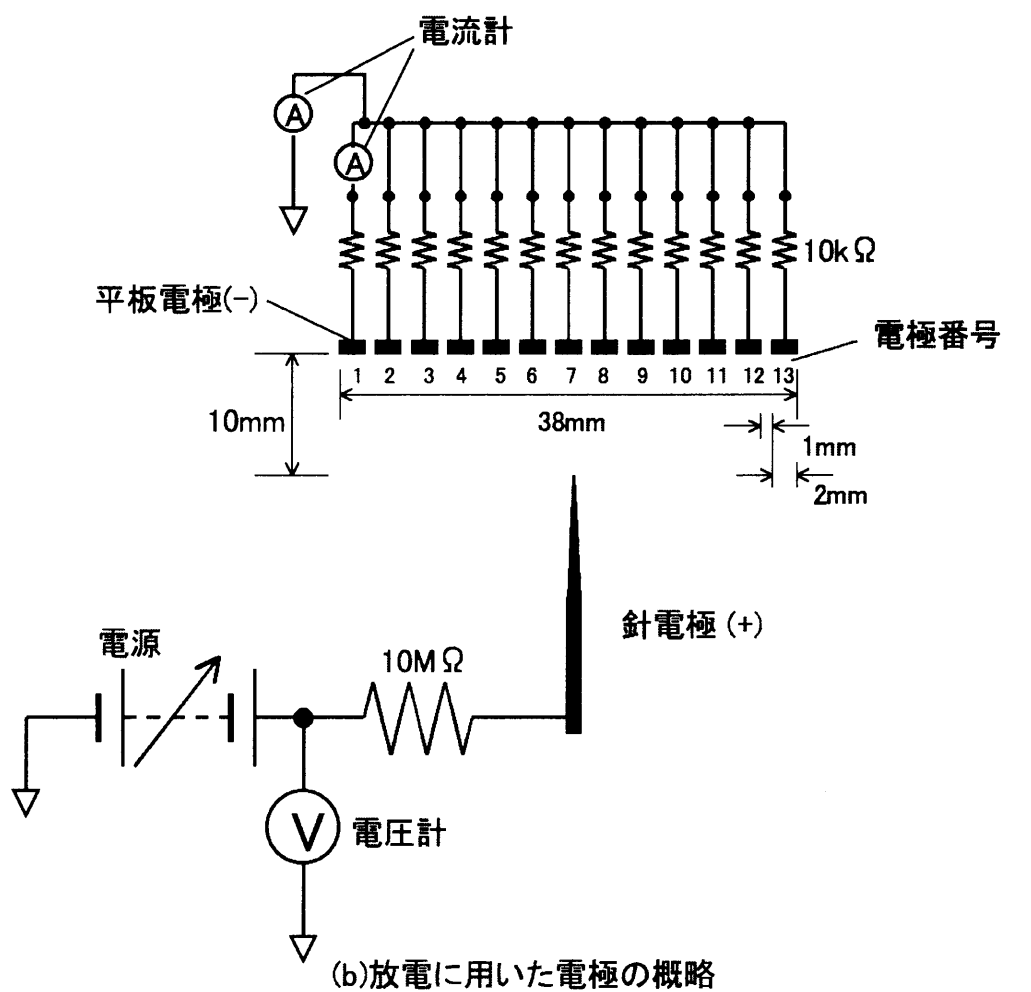


図 4.14 電流分布測定用の実験装置

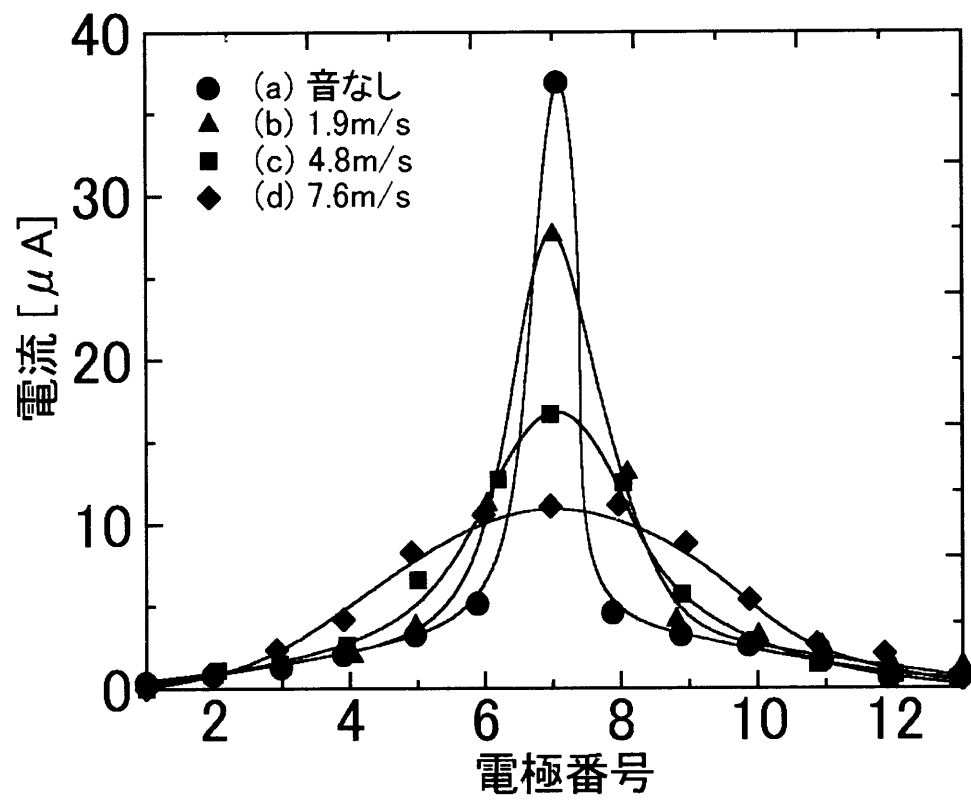


図 4.15 払子コロナ放電の平板電極での電流分布の特性

表 4.1 保護抵抗の値を変えた場合の電流波形の変化

保護抵抗を変えての実験
電流プローブを用いて測定

電流波形から

印加電圧 15 kV 音の共鳴周波数 665 Hz ギャップ長 5 mm

保護抵抗 [MΩ]	ピーク値 [A]	周期 [μs]	周波数 [kHz]	粒子速度 [m/sec]	音圧 [Pa]	音圧レベル [dB]
5	0.10	6.5	153.9	0.00	0	0
	1.25	36.9	27.1	0.48	200	140
	1.60	39.1	25.6	0.77	320	144
	1.96	59.2	16.9	1.20	500	148
	3.00	64.5	15.5	1.93	800	152
10	1.70	36.4	27.5	0.00	0	0
	2.60	56.2	17.8	0.48	200	140
	3.05	64.5	15.5	0.77	320	144
	3.30	74.1	13.5	1.20	500	148
	3.43	77.5	12.9	1.93	800	152
20	2.12	93.5	10.7	0.00	0	0
	2.85	140.8	7.1	0.48	200	140
	3.12	158.7	6.3	0.77	320	144
	3.35	188.7	5.3	1.20	500	148
	3.50	217.4	4.6	1.93	800	152
30	2.74	420.2	2.38	0.00	0	0
	3.02	502.5	1.99	0.48	200	140
	3.26	649.4	1.54	0.77	320	144
	3.45	1041.7	0.96	1.20	500	148
	3.58	1351.4	0.74	1.93	800	152

媒質の： 密度 $\rho = 1.209 \text{ kg/m}^3$ 音の伝搬速度 $c = 3.43 \text{ m/sec}$
粘性 $\eta = 1.81 \times 10^{-5} \text{ kg/m} \cdot \text{s}$ 比熱 $0.2 \sim 0.3 \text{ cal/kg} \cdot \text{K}$

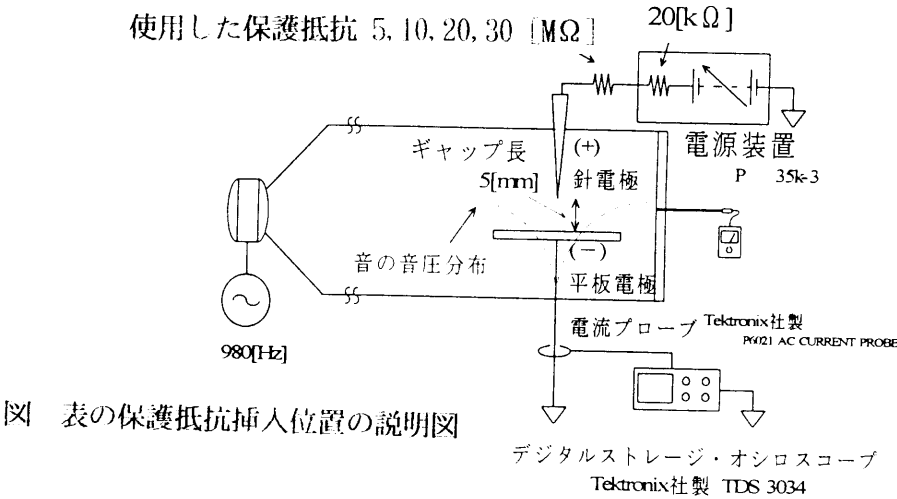
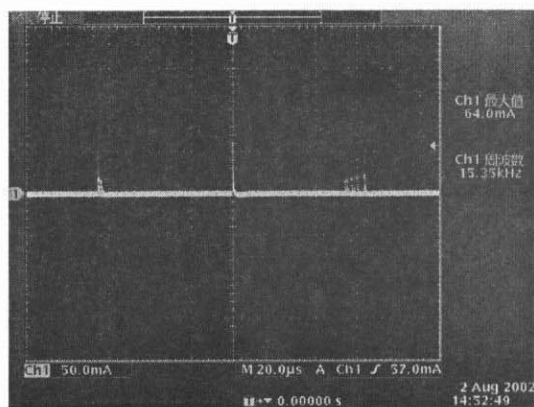
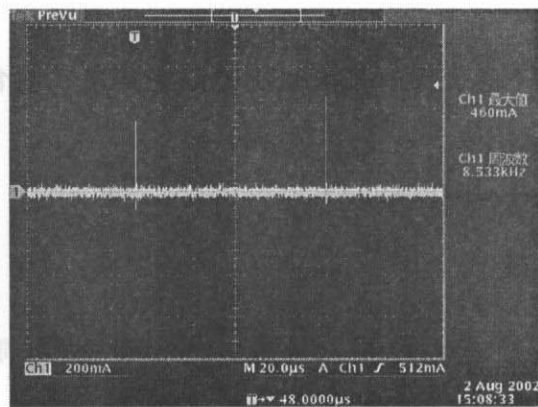


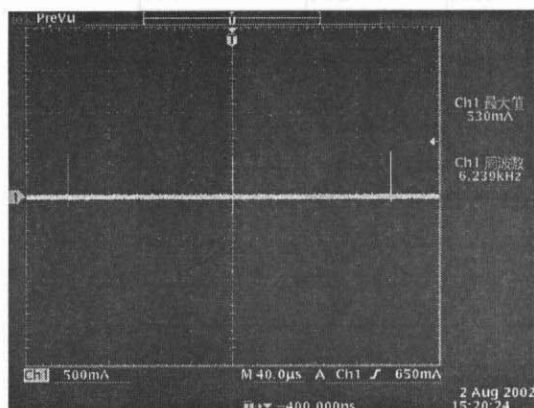
図 表の保護抵抗挿入位置の説明図



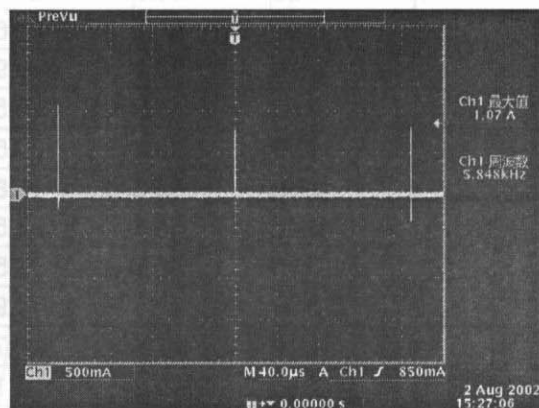
0Pa 時



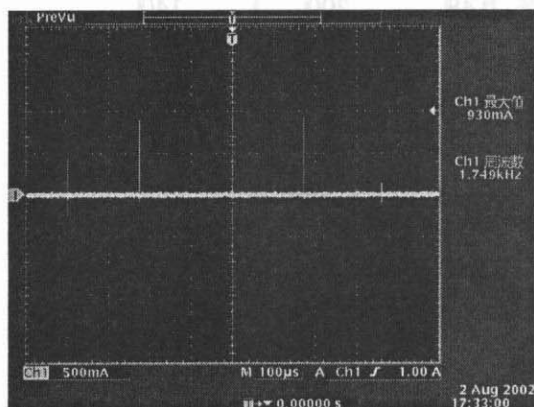
200Pa 時



320Pa 時



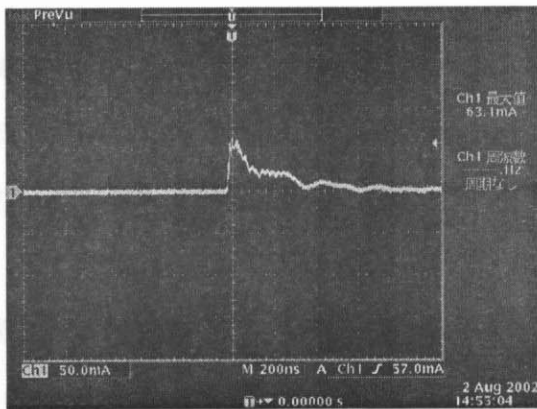
500Pa 時



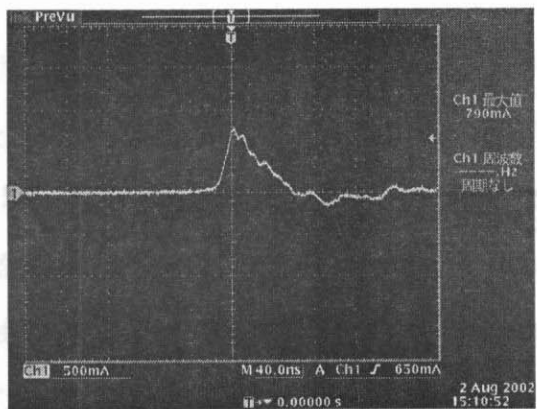
800Pa 時

放電は間欠スパークであり図4. 17の時間軸を狭めて表示してある。
表4. 1 の添え図の電流プローブ寄り、アース側にノイズ除去のフェライトコアを挿入して計測した。
テクトロニクスTDS3034, P6021 使用。

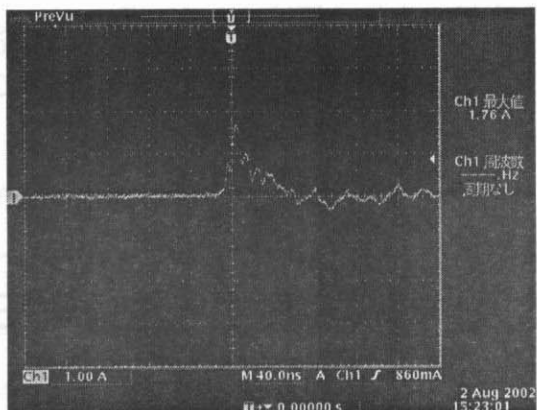
図 4. 16 間欠スパーク放電の電流波形（パルスの周期の様子）



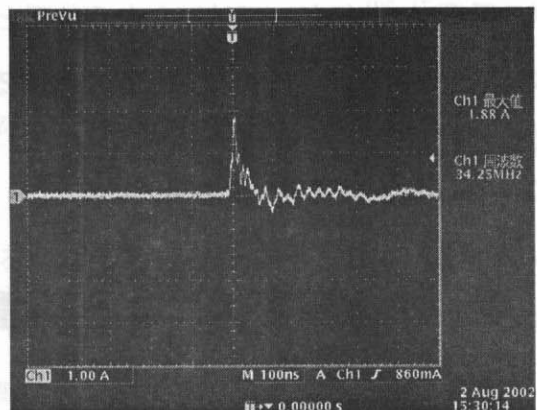
0Pa 時



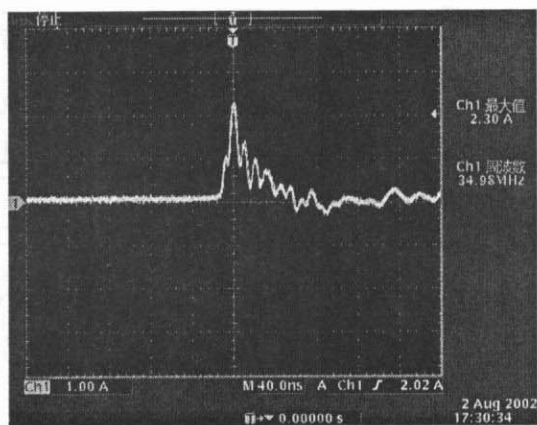
200Pa 時



320Pa 時



500Pa 時



800Pa 時

放電は間欠スパークであり図4. 16の時間軸を狭めて表示してある。
表4. 1 の添え図の電流プローブ寄り、アース側にノイズ除去のフェライトコアを挿入して計測した。
テクトロニクスTDS3034, P6021 使用。

図 4. 17 間欠スパーク放電の電流波形 (1パルスの波形の様子)

第5章 媒質を各種ガス質に変えた場合の 放電への音の影響とその諸特性

前章までは、放電電極の位置する領域のガス環境が大気圧の空気とした場合であり、空気以外のガス環境^{71, 72)}においてはいかなる放電となったかは、未知の領域である。そこでこの章では放電モードの形態を空気と比較検討するために不活性ガス4種の場合について調べてみた結果について記す^{E)}。

5.1 種々の媒質ガスによる各種の放電形式の発生する電源電圧 の範囲

5.1.1 実験装置

定在波音場を作る装置としては図 5.1 に示す音響管で、前章までの装置と同一である。音の周波数は音響管内が共鳴する周波数で、今回は波長が 53cm となる周波数を選んだ。これは、各使用ガス質によって音の伝播速度（音速）が異なるので、波長が 53cm となるためには、空気（混合気体考えられる）の場合 660Hz であり、これを純粋な N_2 とすると 668Hz になった。同様に CO_2 は 510Hz、He は 1963Hz、Ar は 603Hz である。なおこの周波数については、理科学辞典の音速からの計算によるもので、実際の実験中では周波数が 5~10Hz 高く示される傾向にあった。いずれの場合も音響管内の音の粒子速度分布の節と腹の位置は、各ガス雰囲気いずれの場合にも等しくなっている。すなわち、電極中心は常に同じ位置で管内閉止端から測ると、波長 1/4 の場所はすべて空気の場合と同じ 13.5cm の位置になる。

管内のガス注入には音響管のスピーカユニット近傍に小穴をあけ、そこにガスボンベからの噴出出口を接続し圧力差を利用した。このためガスの注入量は流れが放電そのものに影響を与えない範囲と思われた毎分 1ℓ（管内流速は約 1cm/s）とした。また、閉止端近くに別に

開けた小穴から余剰となったガスを排出し続けた．なお，排出ガスの成分をガスクロマトグラフで計測したところ，約7分後に注入ガスと同等な純粋なガスとなったので，実験ではそのほぼ2倍の15分経過した後に単一なガスになったとみなして測定を開始した．

放電を発生させる電極には，針対平板電極を用い，ギャップの長さを9mm（ただし，5.2節のV-I特性は5mm）とした．針電極は先端曲率半径約 $20\mu\text{m}$ ，削り角 25° ，外径2mmで， $10\text{M}\Omega$ の抵抗を保護として介し正極を印加した．平板電極は直径40mm，厚さ2mmのステンレス鋼円板を用い，波形観測のために $21\text{k}\Omega$ の抵抗を介して接地した．

5.1.2 実験結果

図5.2～5.6に結果を示す．各図ともに，水平軸は電源電圧 E を示し，垂直軸は粒子速度分布の腹の位置における粒子速度を示している．たとえば，図5.2は媒質が空気の場合である．この場合水平軸上は音波照射なしの場合となる，電源電圧 E を上昇させていくと数kVでコロナが始まり，その後水平軸上の■印（10kV）まではコロナ放電が観測される．さらに E を上げると破裂音を伴いながら■印より右側で連続したスパーク放電に移行する．さらに電源電圧 E を上げると18kVの●印よりグロー放電に放電形式が移行する．

音の粒子速度を高くし，音を照射しながら電源電圧を上昇させていく作業を行い，各点で測定したところ各■の曲線(1)，●印の曲線(2)が得られた．すなわち，曲線(1)よりも左側はコロナ放電発生領域を示し，曲線(1)と曲線(2)の間は，間欠スパーク放電の発生する範囲であり，曲線(2)より右側はグロー放電の発生している範囲を示している．

そこで他のガス雰囲気である N_2 ， CO_2 ，He，Arガスについても空気の場合と同様に求めたところ図5.3～5.6が得られる．それぞれの放電が発生する電源電圧 E と粒子速度の関係の各放電領域を求めることができた．この図5.2～5.6を比較すると，空気， N_2 ， CO_2 ガスではほぼ同じ様子を示しており，希ガスであるHe，Arガスでは音の粒子速度による影響はほとんど認められないことが判った．但し，Arガスの場合にはガスの性質のためか，今回の実験では間欠スパーク放電の領域が観測されなかったうえに，コロナからグロー放電への移行についても音の粒子速度が 3.8m/s 以上で音の影響があることが明らかとなった．

ちなみに図5.2～5.4の曲線(2)より，例えば空気の場合18kV以上で音を照射すると，同じ電源電圧 E の値でもグロー放電から間欠スパーク放電に変化（後退）する傾向が見られる．すなわち間欠スパーク放電が発生する領域が拡大し，グロー放電の発生する領域が減少する

ことが N_2 , CO_2 を含めて認められる。しかし、図 5.5 の He の場合は音の影響は受けにくい結果となったことから考えて、Ar や He ガスは希ガスであり単原子分子である。この単原子分子の影響がなぜ音の効果を減じているかは明らかではないが、これは放電電圧が低いことも関係していると思われる。

5.2 高気圧グロー放電の V-I 特性への音の影響

グロー放電の電極間電圧 V と電流の関係に着目し、音の V-I 特性への影響を測定した。なおここでの装置は前記と同様であるが、電極間のギャップの長さを 5mm とした。

音波照射なしの場合のグロー放電の V-I 特性を各ガス質について求めたところ図 5.7 となった。図の垂直軸はグロー放電の発生している電極間電圧 V 、水平軸はグロー放電の電流を示している。なお、この V-I 特性は電源装置の容量のため電流値が 2.7mA からである。グロー放電が消滅し他の放電形式（間欠したスパークへ）に移行するまでの様子を観測し、V-I 特性を記録した。

音の作用なしでの V-I 特性は、すべて負特性（前期グロー放電）であった。また、同じ電流の値で見ると電極間電圧 V は空気、 CO_2 、 N_2 、He、Ar の順で電圧が低くなっている。

各雰囲気ガスごとのグロー放電の特性を各粒子速度で測定したところ、図 5.8~5.12 となった。図 5.8 は空気の場合で、粒子速度をパラメータとしたときの結果である。図中 (1) 曲線は音波照射なしの場合であり、電流値を 2.7mA から測定を開始し電流を減少させて行き、グロー放電が消滅する 0.4mA まで測定した。同様な測定を各粒子速度における音を照射しながら測定したところ曲線 (2)~(5) が得られた。

図中の各曲線の傾向は、例えば同じ電流の値では音の粒子速度を高くすることで、図の上方へ曲線が移動する傾向が見られる。またこのグロー放電の V-I 特性は、各粒子速度とも音無しの場合と同様な傾向の負特性であった。さらに、グロー放電の維持可能な最小の電流の値を消滅電流（値）と称する。この値も音の大きさと共に大きな値となった。このことは、グロー放電が音によって維持しにくくなることを意味しているといえる。

図 5.9 に N_2 ガスの場合を示す。図中の各曲線の傾向は空気の V-I 特性と同様に音の粒子速度を大きくすることで、図中の上方へ曲線が移動する傾向が見られる。また、消滅電流の値も音の粒子速度の増大とともに大きくなる。しかしグロー放電の消滅する電極間電圧 V はほ

ば一定の値を示すことが空気の場合とは異なる特徴である。

図 5.10 は CO_2 ガスの場合であり、前者と同様な傾向であるが、空気や N_2 ガスとは異なり、音の粒子速度が大になることで V-I 特性の測定できる範囲が狭くなることが認められる。

He ガスの場合は図 5.11 となり、前記のガスと同様に同じ電流の値においては図の上方へ曲線が移動する傾向が見られたが、グロー放電を維持可能な消滅電流と、そのときの電極間電圧 V は音の照射にもかかわらずに一定となり、他のガスの場合と異なった傾向であった。

図 5.12 の Ar ガスの場合は、He ガスの場合とほぼ同様であるが、音の粒子速度 0.86m/s 以上では急に音の影響が大きくなるという特徴も見られた。

図 5.8~5.12 を比較すると、各雰囲気ガスとも音の粒子速度を高くするにより、グロー放電の V-I 特性の曲線は図面上で上方に移動する。つまり、電極間電圧の値が高くなる傾向が見られる。

そこで、各雰囲気ガスの消滅電流を見やすくするため、各雰囲気ガス毎に音の粒子速度と消滅電流の関係に書き直したものが図 5.13 である。図の垂直軸はグロー放電の消滅電流を示し、水平軸は音の粒子速度を示す。図より、空気、 N_2 、 CO_2 ガスのグロー放電の消滅電流に与える影響は 0.48m/s 程度以上の音の粒子速度で急激に増加することが判る。また He, Ar ガスの場合は今回の測定範囲の音の粒子速度では音の影響は見られないことも認められる。 CO_2 ガスの場合、粒子速度が遅いとき、分子量も影響しているのか消滅電流が大きくなる。

5.3 各種ガス質による変位振幅への音の影響

使用する雰囲気ガスを肉眼による観測が容易な空気、 N_2 、 CO_2 とし、針対平板電極間に発生する放電の発光部を観測した。

実験手法としては、音作用の無い場合から音の粒子速度 4.8m/s までとし、試供放電は間欠スパーク放電とした。この様子の一例を図 5.14 に示す。図中 (a) は音作用なしの場合で、発光部が針電極先端から平板電極へと棒状に橋絡している状態を示し、図 (b) は音の粒子速度 3.4m/s の場合である。すなわち、発光部が音の粒子速度 V_s により広がった状態を示している。

そこで、ギャップ間の閃光が最も広がった部分の長さを放電の広がり W_m とし、変異振幅を求める都合上 (2.45) 式より求めた音の粒子速度との関係を求めたところ媒質が空気の場合

図 5.15 となった。図の縦軸は W_m を示し、横軸は音の粒子速度の大きさを示す。図より、音の粒子速度 V_s に比例するように W_m が増加するのが分かる。同様に N_2 , CO_2 について、音の粒子速度 V_s の大きさと放電の広がり W_m の関係を求めたのが図 5.16, 5.17 である。これらのガスの場合も W_m が音の粒子速度 V_s に比例することが分かる。

そこで放電の広がり W_m と音の粒子速度の変位¹³⁾ (媒質の気相中での振動振幅) の関係を検討するために、音波を正弦波と考え、音の変位振幅のピークピーク値 ξ_{p-p} を (4.1) 式で求めた結果が図 5.18 である。図は空気の場合で、図中垂直軸には音による放電の広がり増分 W_d を示し、これは $W_d = W_m - W_0$ である。水平軸は音の変位振幅のピークピーク値 ξ_{p-p} を示す。

図より、 W_d は ξ_{p-p} の増加に従い、ほぼ直線的に大きくなる傾向がある。そこでこの傾向が 4.1.3, 4.2.3 の各項と同様に $W_d = a\xi_{p-p}^n$ の実験式で表せるものとすれば、図 5.18 の空気は $W_d = 1.7\xi_{p-p}^{1.15}$ となる。これは、式 (4.5) とほとんど同じであったがやや大きい。このことはギャップの違いと考えられる。

同様に、図 5.16, 図 5.17 の N_2 , CO_2 ガスの図を粒子変位と放電の広がり増分 W_d の関係に書き換えたものが図 5.19, 図 5.20 である。同様に $W_d = a\xi_{p-p}^n$ の実験式を求めたところ N_2 ガスは $W_d = 2.7\xi_{p-p}^{1.05}$, CO_2 の場合は $W_d = 2.4\xi_{p-p}^{1.08}$ となる。

ここでの実験の範囲では ξ_{p-p} の指数部分の平均は 1.09 となり、ほぼ 1 に近く (空気の場合のコロナ放電での同様な実験においても n は 0.9~1.1 であった) 放電の広がり増分は音の粒子変位の振幅に正比例することになる。つまり空気の放電の広がり増分 W_d は、音の変位振幅のピークピーク値 ξ_{p-p} の 1.7 倍となると考えられる。同様に、 N_2 ガスは 2.7 倍、 CO_2 ガスでは 2.4 倍となることがわかる。

すなわち、これらのことから、放電の広がりには空気、 N_2 , CO_2 共に音に比例し直線的に大きくなることが分かり、発光部が広がった増分は雰囲気ガスの違いによらず、音の放電の広がりへの影響には、粒子変位の振幅 ξ_{p-p} が密接に関係していると考えられる。

なお、実験測定中に、排出雰囲気ガスをガスクロマトグラフィーによって分析したところ、入れ替えたガスと異なる成分発生が見られた。この生成には放電による以外に音の作用の影響もあることが分かった。これらについては別に述べる。

5.4 まとめ

ここでは、音波が空気中の放電に与える影響が今までの報告で明らかにされたことを受け、媒質の雰囲気ガスの組成によらずいずれの場合にも同様な作用が観測され、音による影響があることの検証を行った。また、音が放電へ与える影響を上り詳細に解明することを目的として、各雰囲気ガス中の定在波音場内の放電に関する音の影響についての基礎的実験を行った。

その結果、各雰囲気ガス中でコロナ放電、間欠スパーク放電、グロー放電それぞれの状態に対し音の照射を行ったところ、各雰囲気ガス共に音の影響が認められ、空気、 N_2 、 CO_2 ガスでは放電の形式が変わること、それらの放電の発生する電源電圧 E の値が変化することが確認できた。しかし、今回の実験に用いたガスのうち He, Ar ガスは放電形式の変化にはさしたる影響は見られなかった。

次に各種放電形式の内、グロー放電に着目しその V-I 特性への音の影響を調べたところ、放電を妨げる方向に音が作用する傾向が見られた。また、グロー放電の維持が不能となる点については、He, Ar ガスは変化が見られない点では一致したが、他の空気、 N_2 、 CO_2 ガスの傾向はそれぞれ異なった様子であった。

また、間欠スパーク放電の閃光の広がりについて検討した結果は、空気、 N_2 、 CO_2 の供試ガス中では放電の広がりが音の粒子変位に比例して大きくなる知見を得た。このことから、音が放電への影響を与える機構としては粒子変位が大きく関与していると結論を得るにいたった。

以上をまとめるとこれらの結果から、音が放電へ与える影響は空気以外の雰囲気ガスにも存在し、音がガス質によらずに有する普遍的な作用であることがわかった。

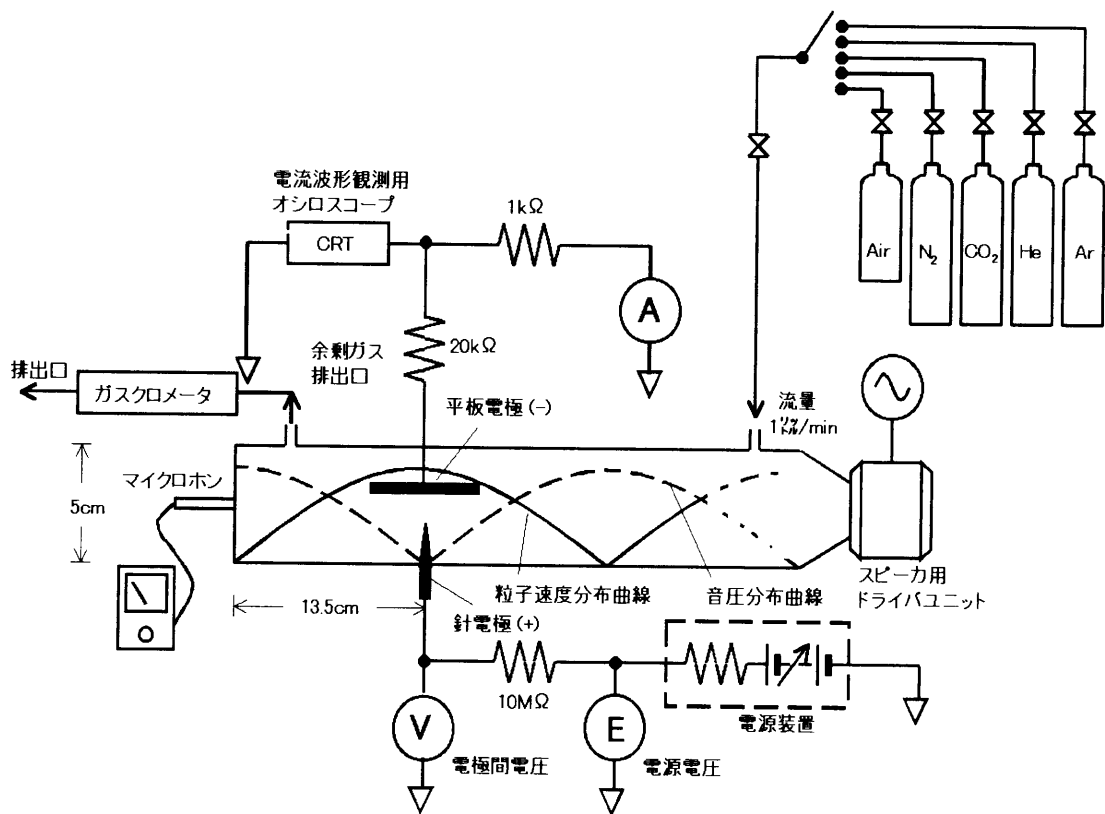


図 5.1 実験装置

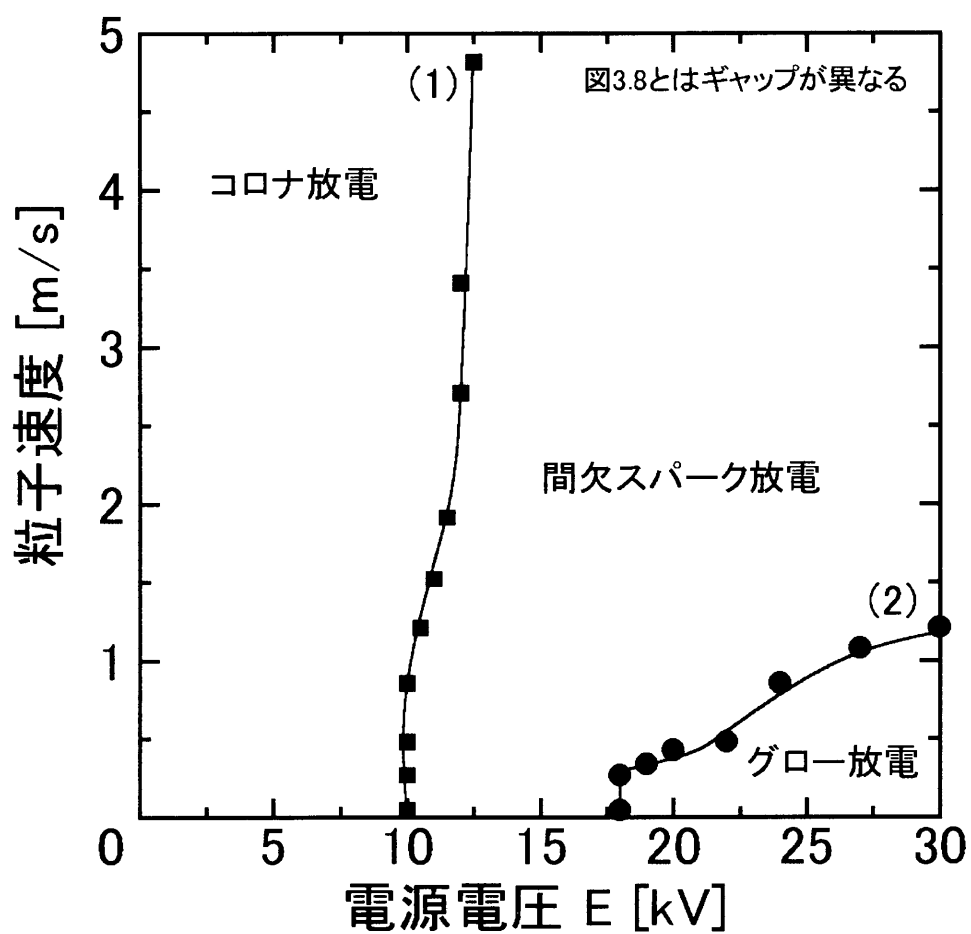


図 5.2 空気の場合の放電領域

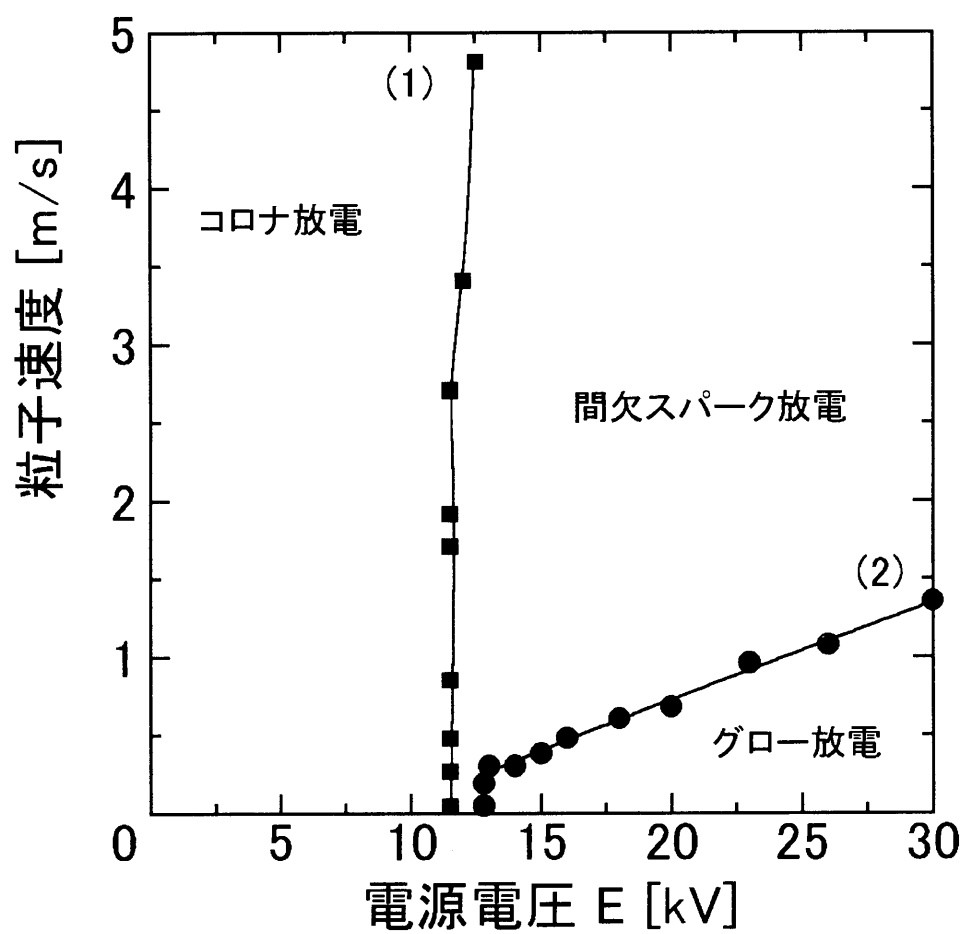


図 5.3 N_2 の場合の放電領域

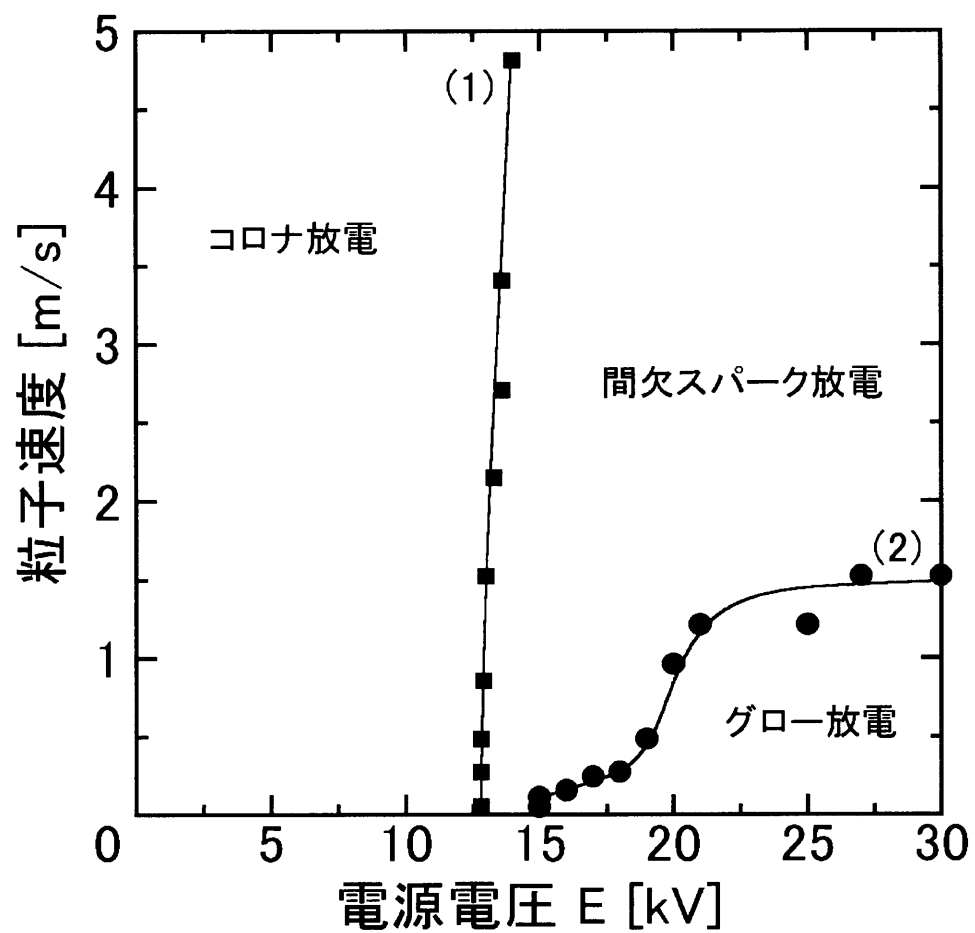


図 5.4 CO₂ の場合の放電領域

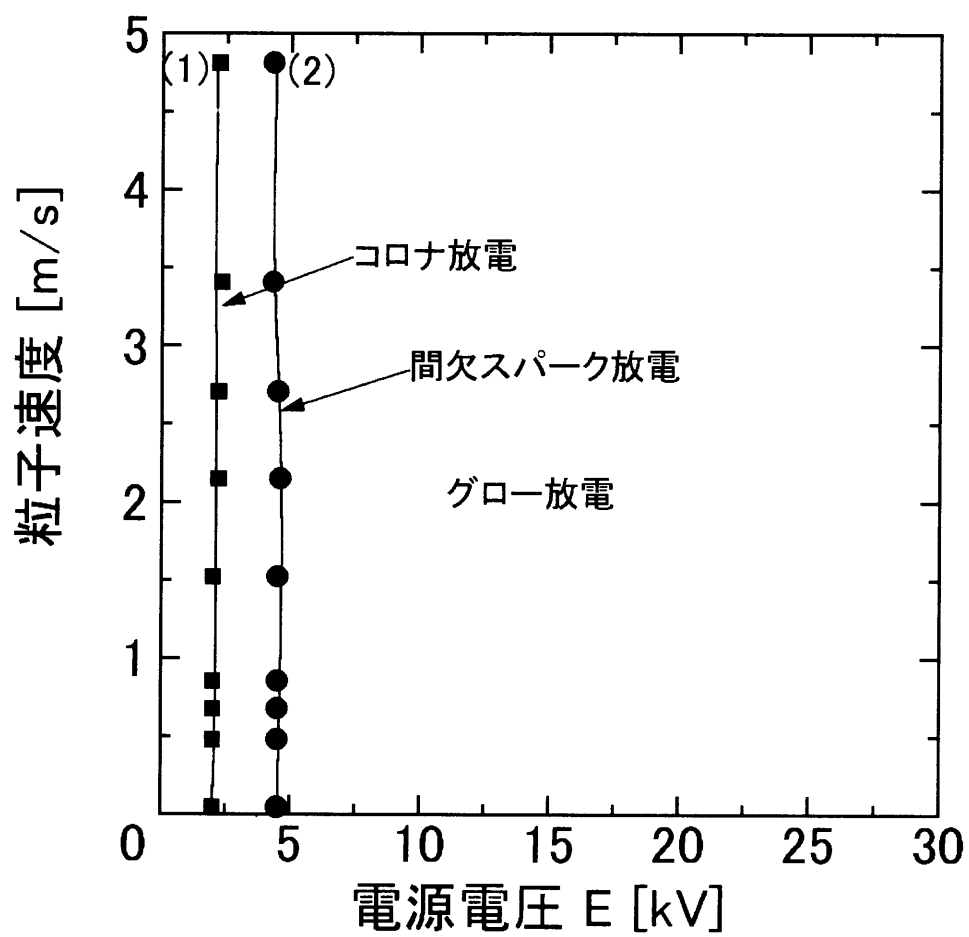


図 5.5 He の場合の放電領域

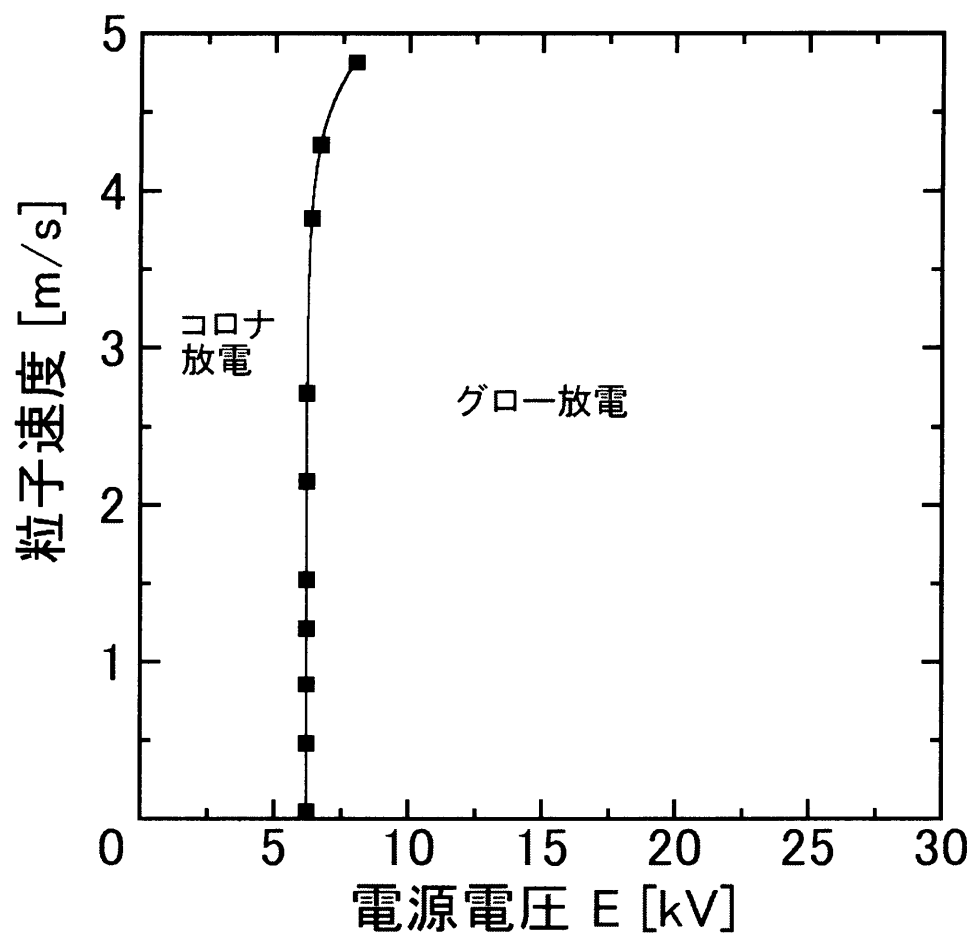


図 5.6 Ar の場合の放電領域

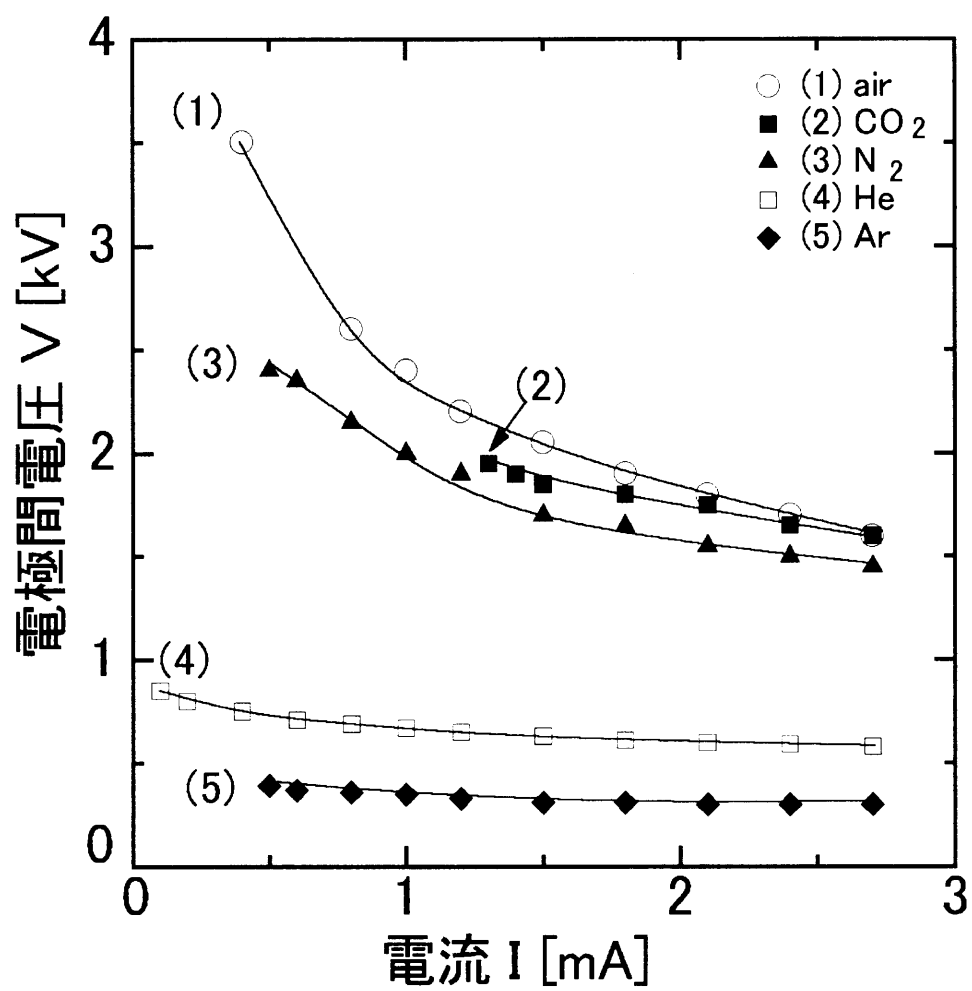


図 5.7 V-I 特性 (音なし)

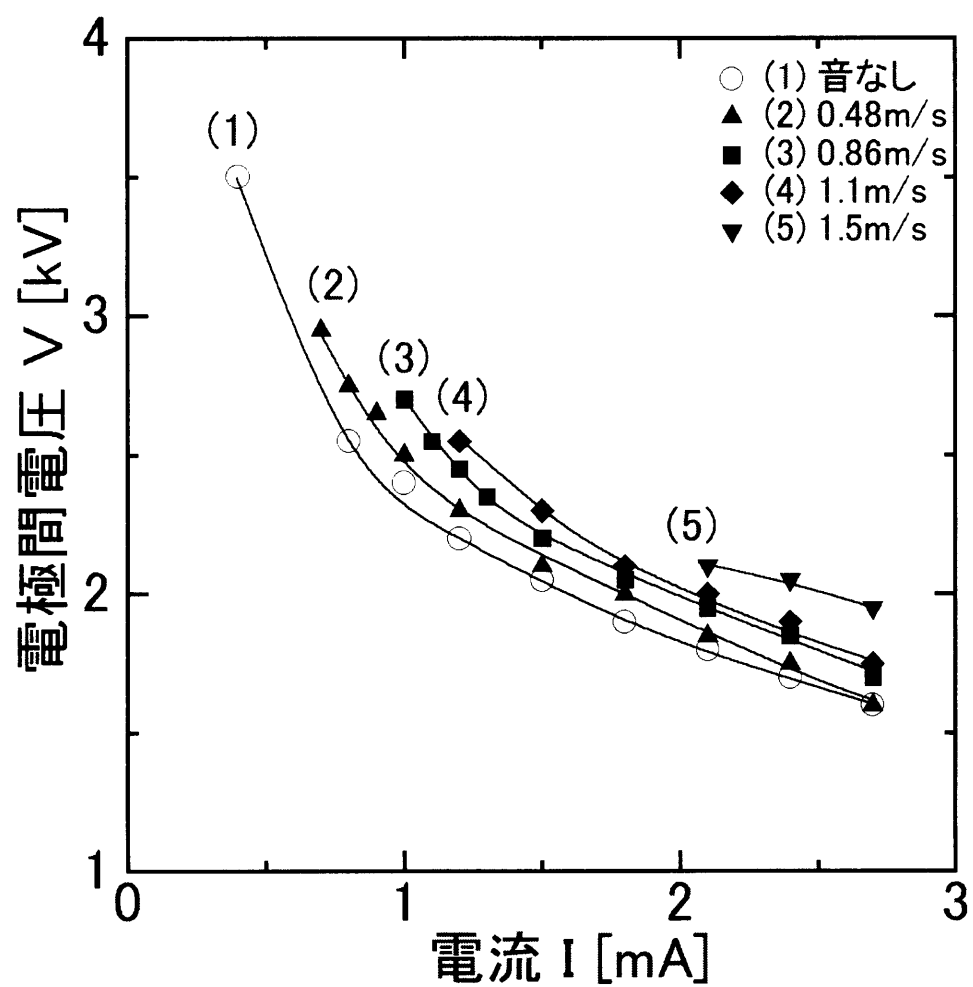


図 5.8 V-I 特性 (空気)

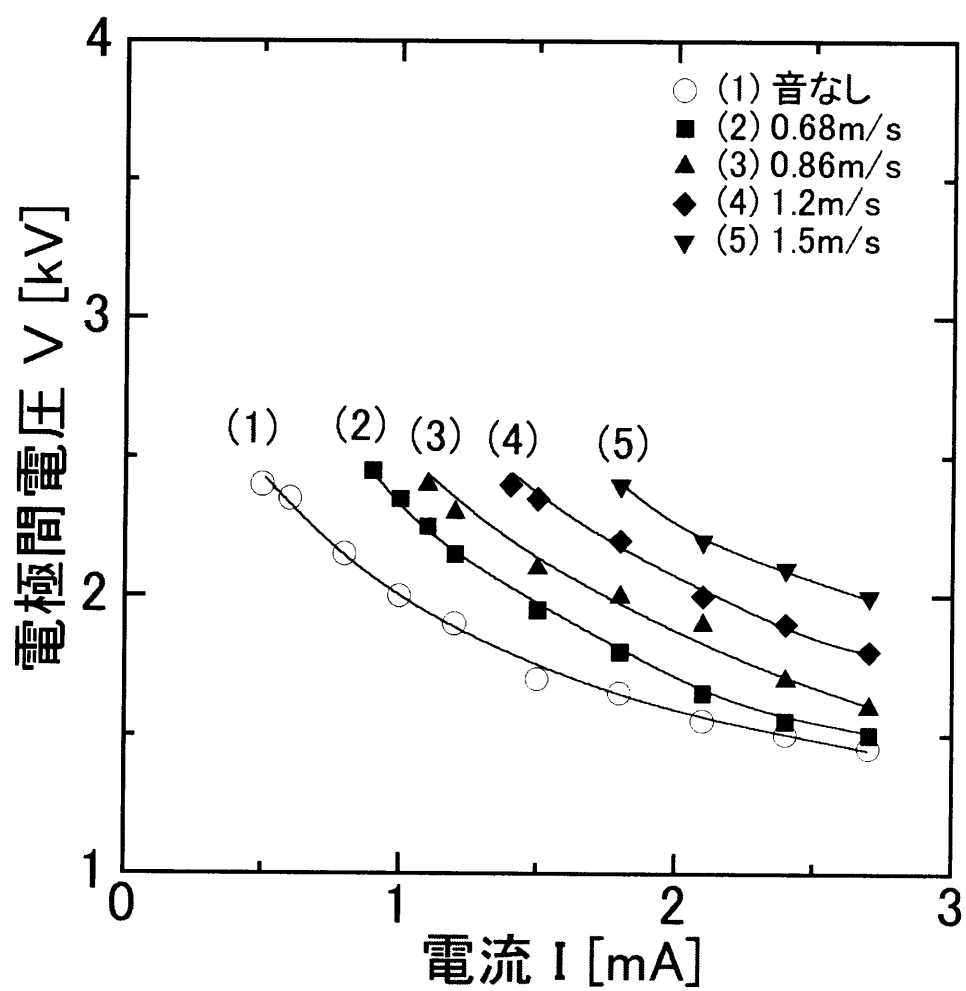


図 5.9 V-I 特性 (N_2)

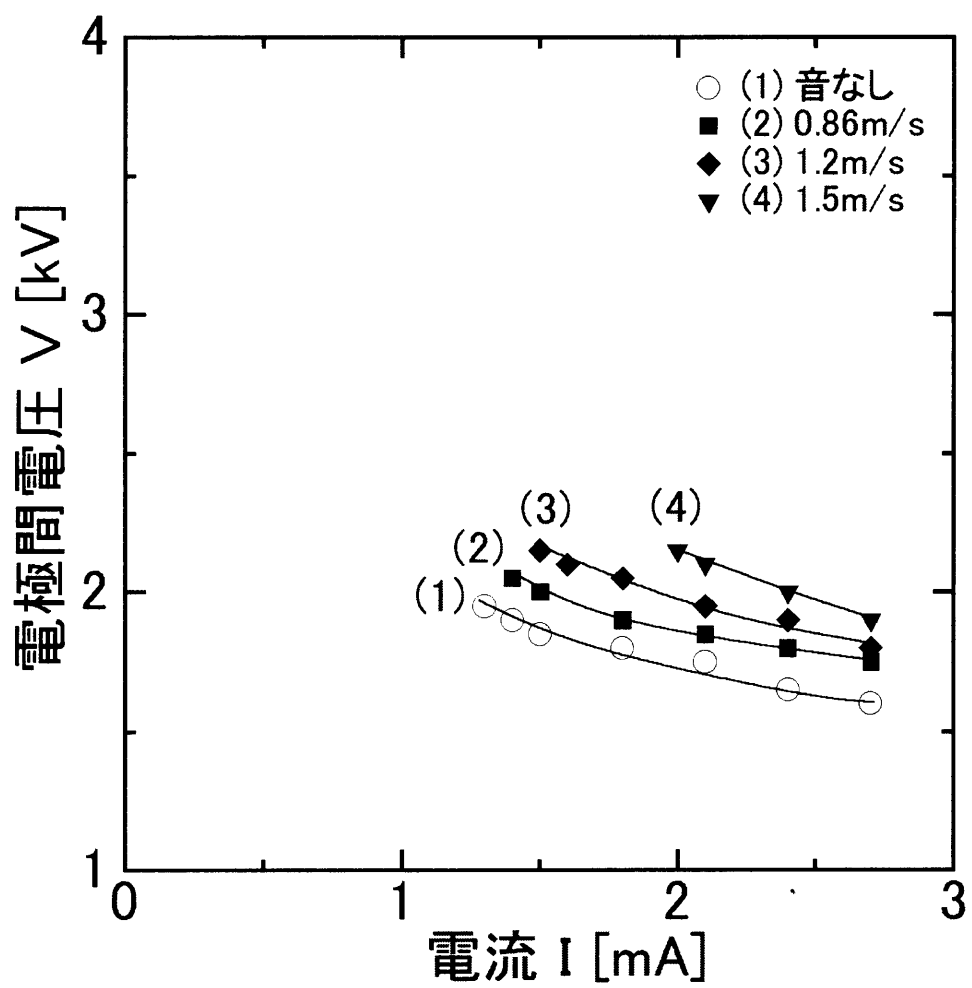


図 5.10 V-I特性 (CO₂)

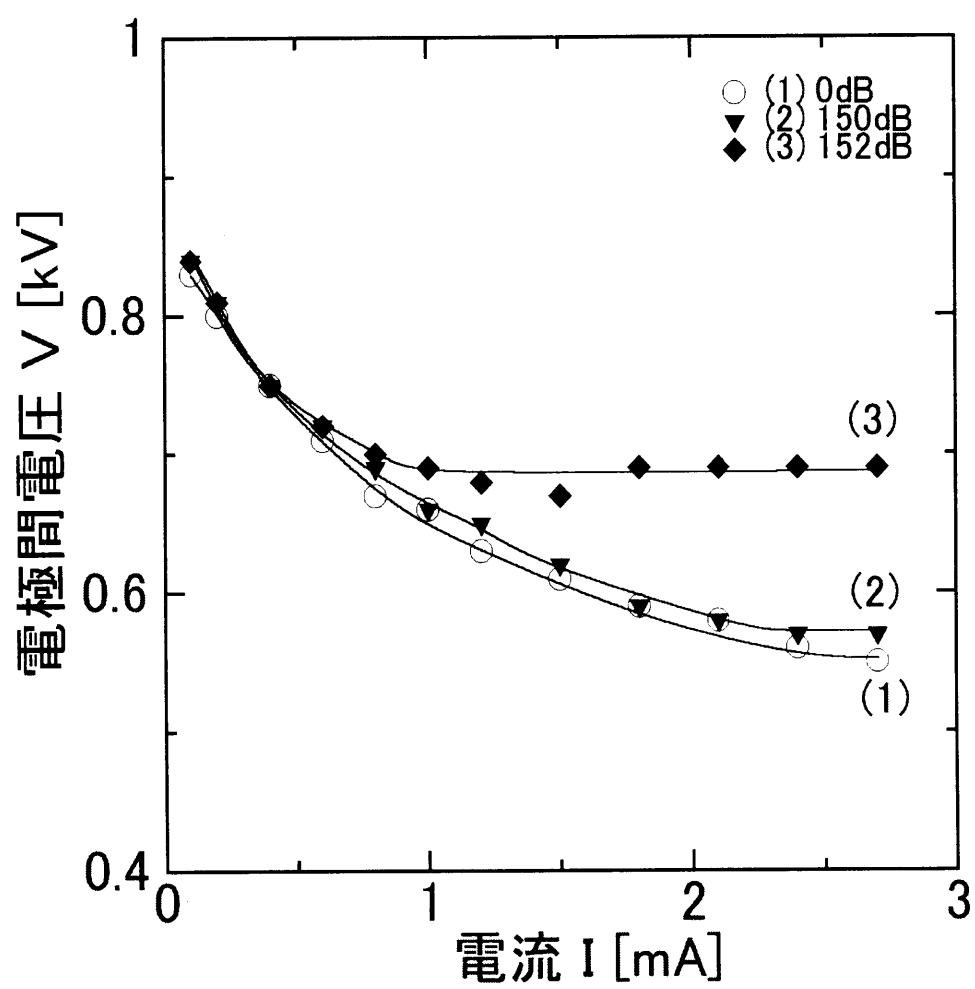


図 5.11 V-I 特性 (He)

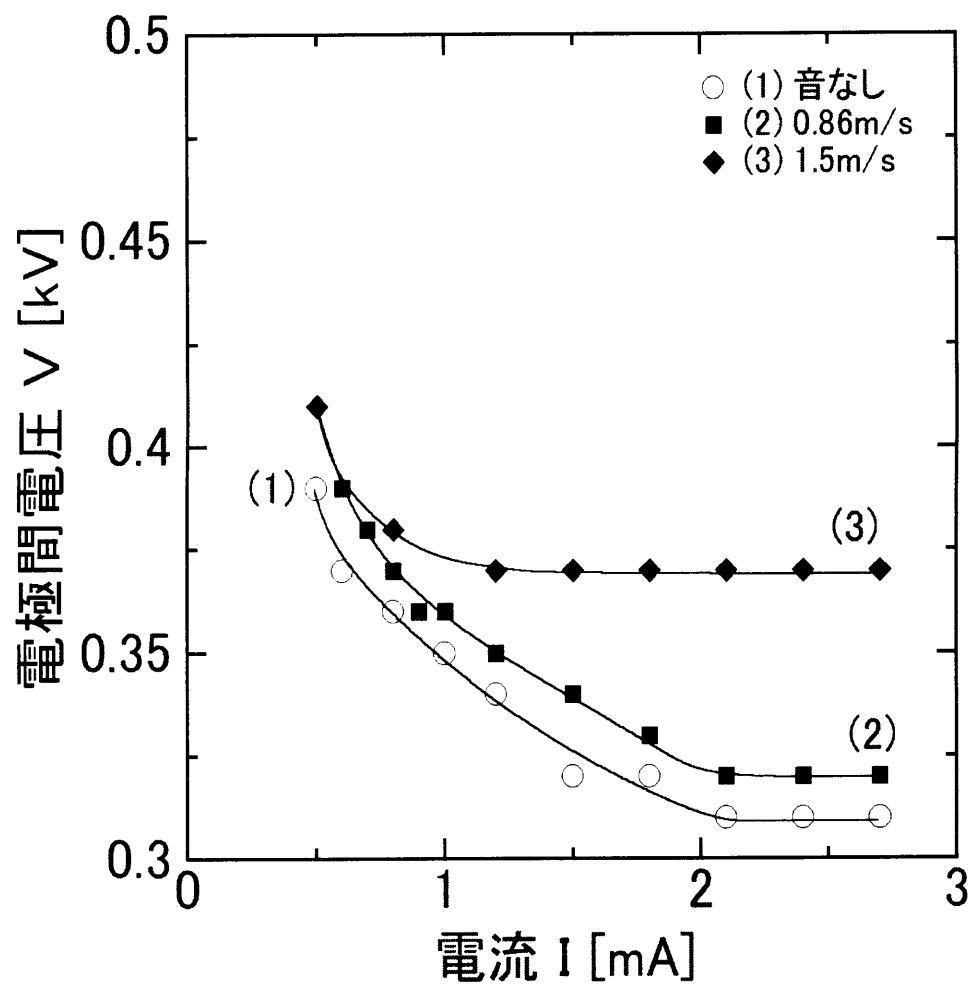


図 5.12 V-I特性 (Ar)

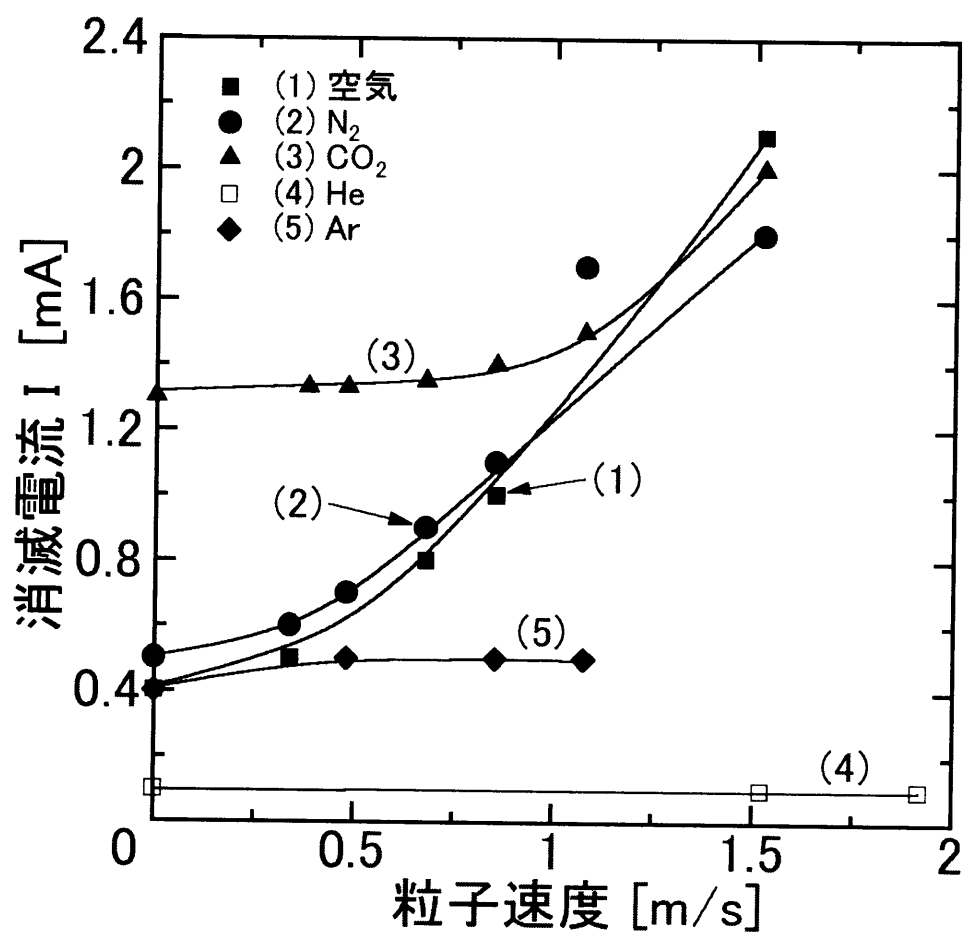


図 5.13 ガス質の高気圧グロー放電の消滅する電流値

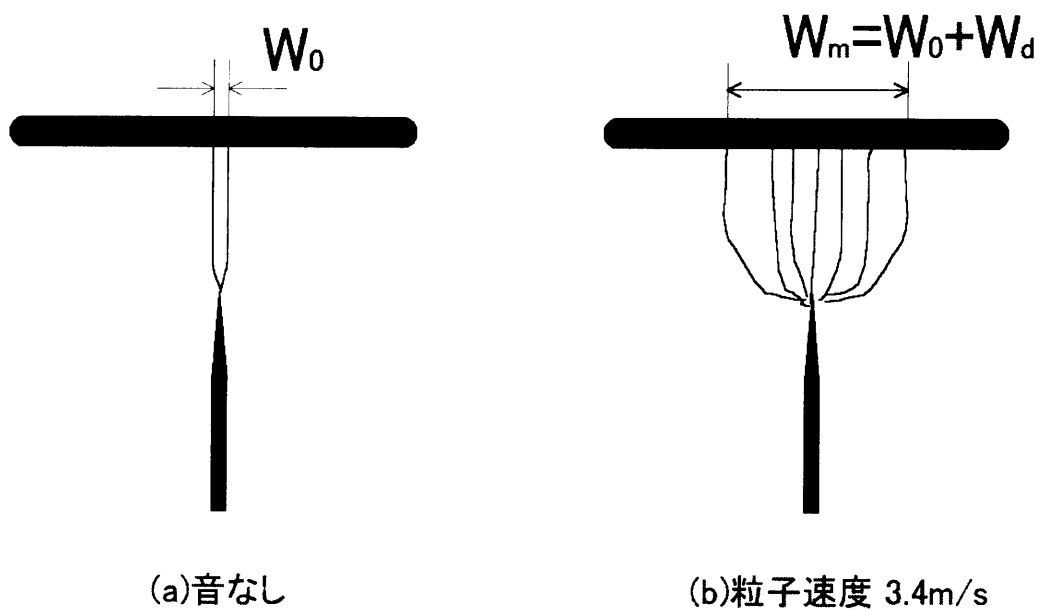


図 5.14 スパーク放電の広がりの様子

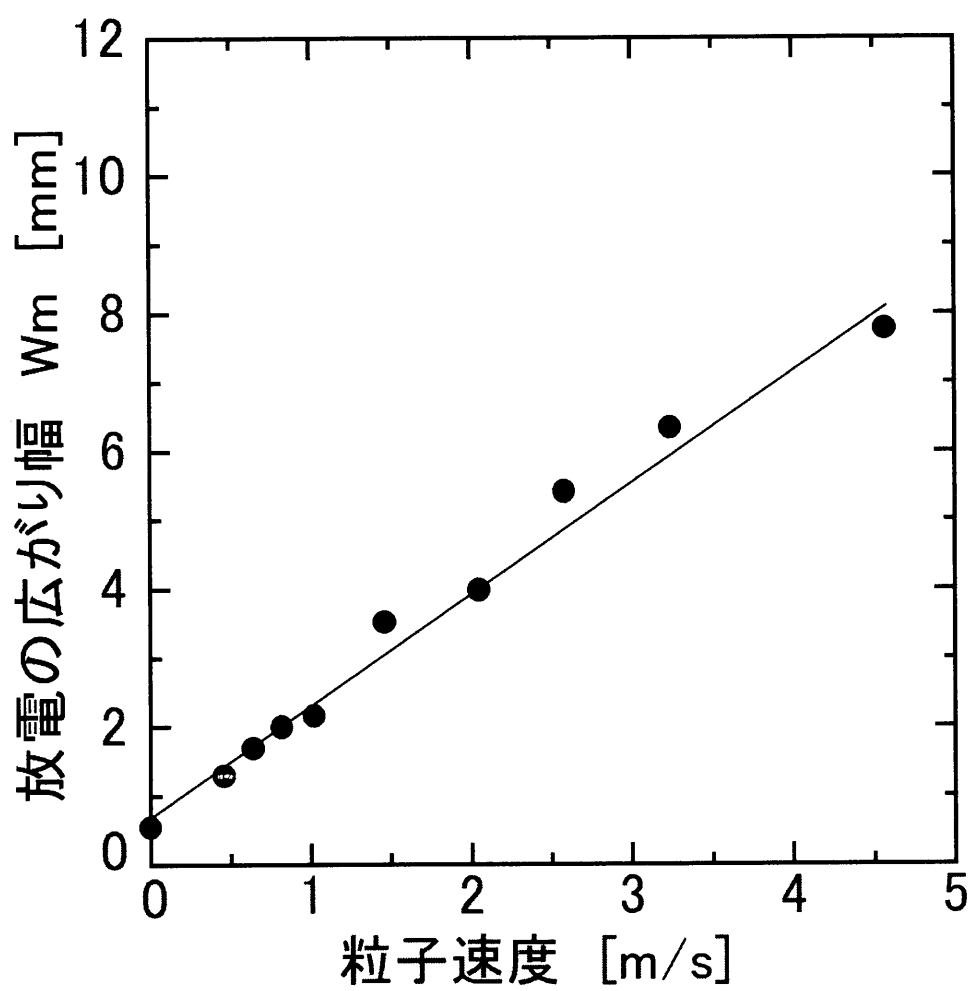


図 5.15 粒子速度と放電の広がり幅の関係（空気）

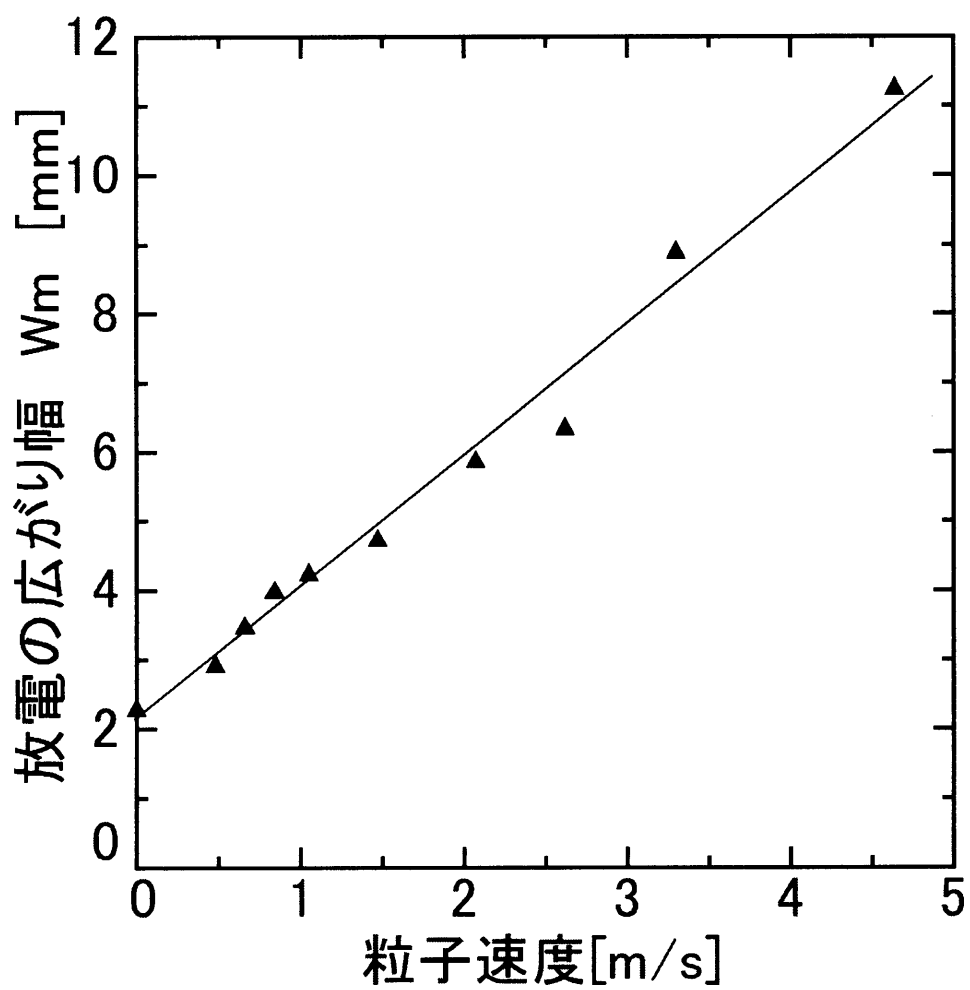


図 5.16 粒子速度と放電の広がり幅の関係 (N_2)

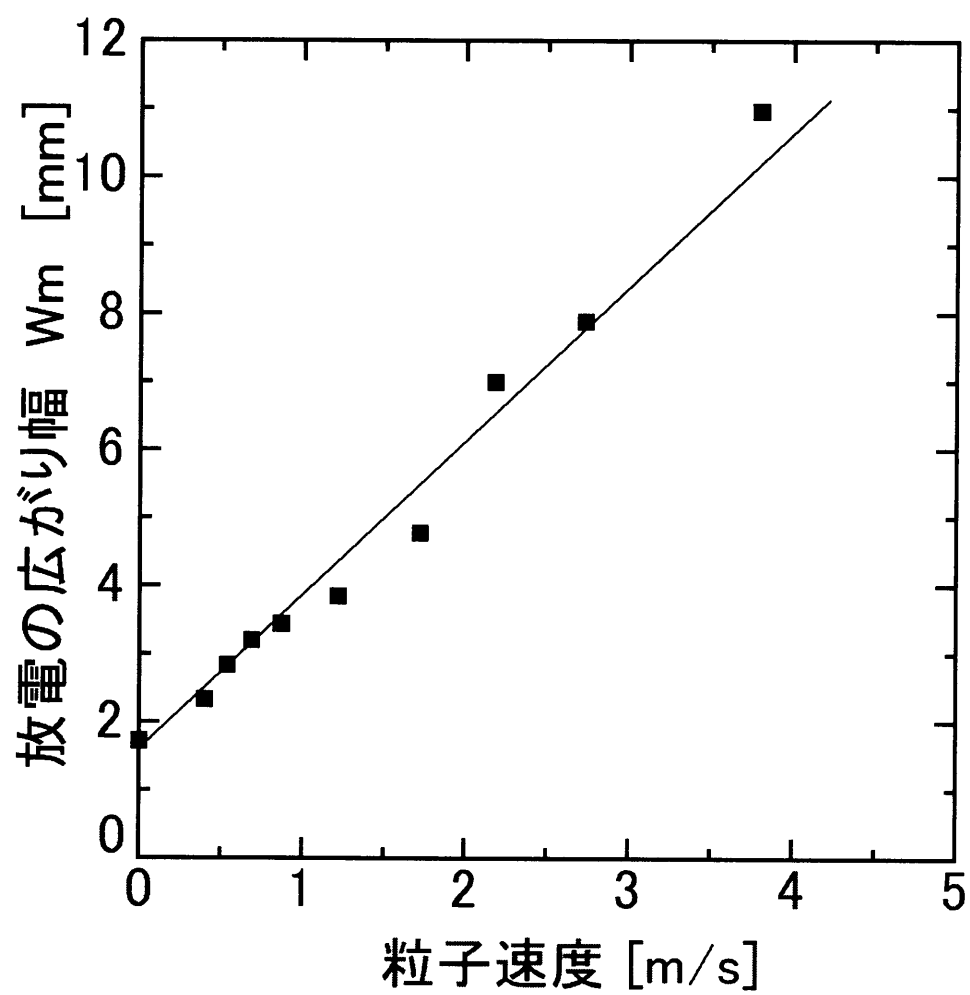


図 5.17 粒子速度と放電の広がり幅の関係 (CO₂)

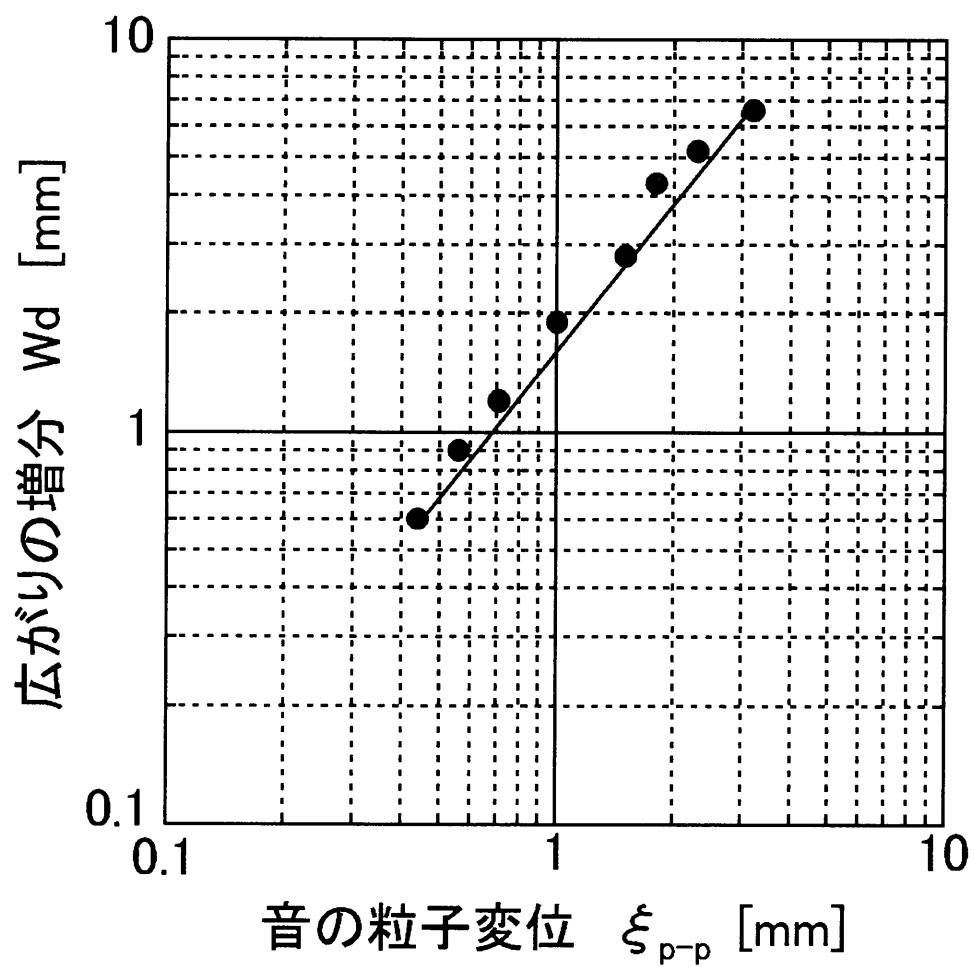


図 5.18 変位振幅と放電の広がり幅の関係（空気）

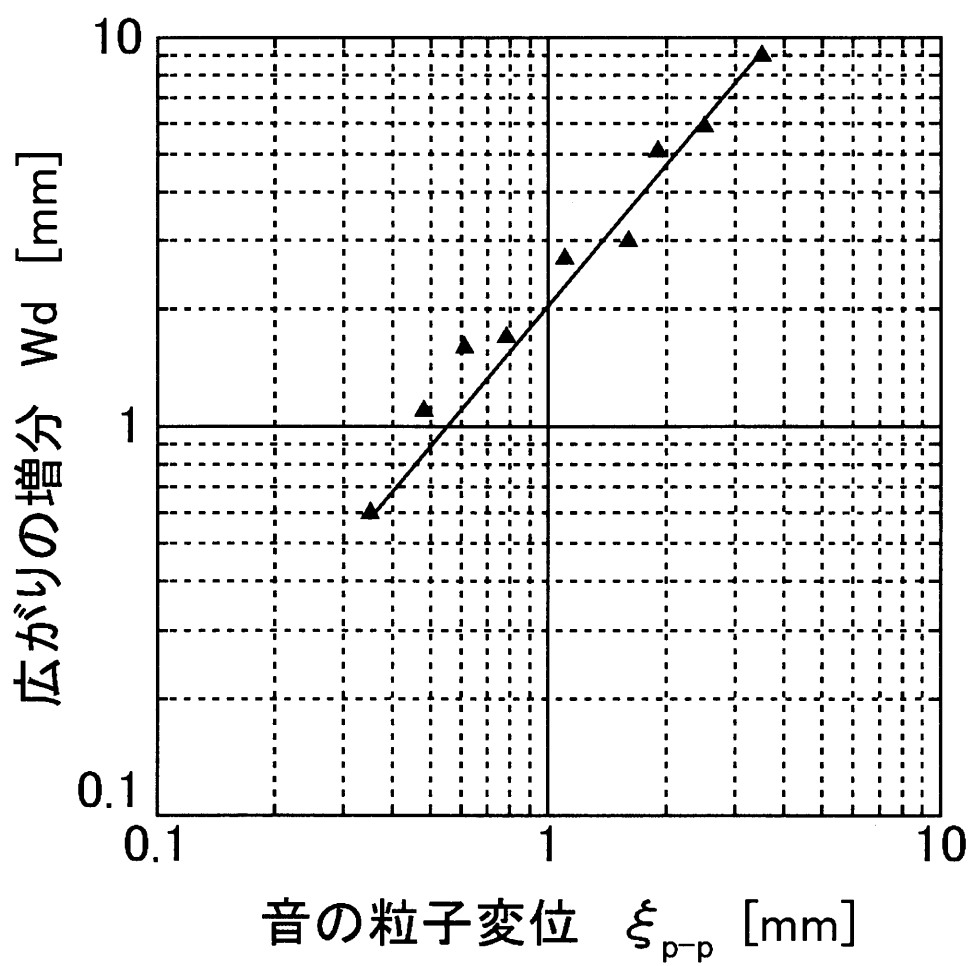


図 5.19 変位振幅と放電の広がり幅の関係 (N_2)

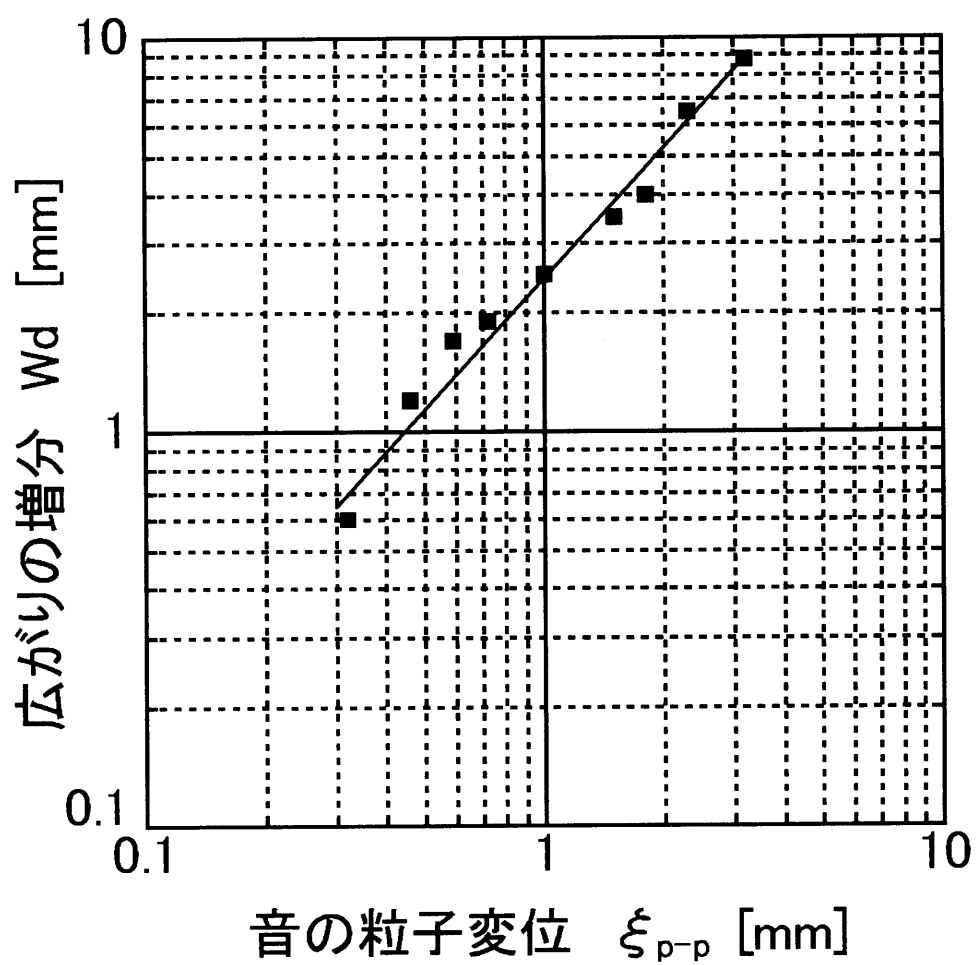


図 5.20 変位振幅と放電の広がり幅の関係 (CO_2)

第6章 定在波音場内での高気圧グロー放電の発光部の挙動とその諸特性

前章までに放電の発光部は、音の照射によって影響を受けることを観測し、その大きさについて述べ、音の周波数の差異によらないことや、音の粒子速度による作用であることを立証してきた。

そこでこの章では、計測精度を比較的容易に高くできる高気圧グロー放電の定量性を含めた電気的特性⁶⁸⁾について述べる^{F)}。すなわち6.1については高気圧グロー放電のV-I特性への音の影響について^{G)}を、6.2にはグロー放電の履歴的⁷⁴⁾な特性への音の影響の様子^{H)}を載げる。

6.1 音による高気圧グロー放電のV-I特性への影響

図6.1に示す実験装置は、前章までとほぼ同じである。2.1でも述べた通り、音の粒子速度分布は、音響管内が共鳴した状態では、音響管内で位置的に一定となっている。そこで粒子速度分布に対して、電極の位置を変えられるように装置を改造した。すなわち、針対平板電極の中央が音響管の閉止端より13.5cm(660Hzの場合)から1/4波長までの各位置に移動させ、それぞれの場所での実験結果を以下に述べる。

6.1.1 高気圧グロー放電の発光部の形状に音が与える影響

図6.2に高気圧グロー放電の発光部の様子を示す。電源電圧 E を25kVとしたところ、高気圧グロー放電が発生し、この時の状態を写真撮影したものが図6.2(a)である。高気圧グロー放電の発光部が、針電極と平板電極の間を繋ぐようにして橋絡しているのがわかる。この状態に粒子速度1.5m/sの音波を照射すると図6.2(b)に示すように、高気圧グロー放電の発光部が音によって広がる様子がわかる。さらに音の粒子速度を2.6m/sとすると、図6.2(c)に

示すようになり、放電形式が間欠スパークと高気圧グロー放電を繰り返す放電となり、その発光部はより大きく広がる。音の粒子速度をさらに高く 4.3m/s にすると、図 6.2(d) に示すように、放電が間欠スパークとなり、スパークの閃光が扇状に広がりながら電極間を橋絡した。すなわちこれらの写真から、放電の発光部は音により先ず広がって太くなり、放電形式が間欠スパークになると扇状にさらにその幅が一段と広がる傾向が見られる。

6.1.2 電流波形に及ぼす音の影響

図 6.1 中のオシロスコープ（なお 4 章の図 4.16 の電流波形はデジタルオシロスコープの場合である）で放電の電流波形を観測したところ、図 6.3 が得られた。図 6.3(a) には電源電圧 $E = 12\text{kV}$ （音波照射なし）とした場合の間欠スパーク放電の電流波形を示す。図よりピーク値約 100mA のスパイク状の電流が見られスパークが繰り返し周波数約 12kHz で間欠的に連続して発生していることが分かる。次に電源電圧 E を上げ、 25kV としたところ、高気圧グロー放電の発生する領域となり図 6.3(b) の波形となる。この波形から、高気圧グロー放電では時間に対して 2.1mA 一定の電流が流れていることが分かる。なお、この電流波形は図 6.2 の (a) の放電の写真に対応している。この状態に音の粒子速度 1.5m/s の音波を照射したところ、電流波形は図 6.3(c) となり、この時（図 6.2(b) と対応）の電流値は 2.15mA となった。この (b)(c) 両図の波形とも、電流値が時間に対して一定の直流の波形であり、音により電流値が 0.05mA とわずかながら増大した。さらに音圧を上げ 2.6m/s としたところ図 6.3(d)（図 6.2(c) に対応）の波形となった。この (d) の波形は、(c) とは異なり、パルス状の波形が含まれたのが見られた。このパルスのピークは約 100mA となり、間欠スパーク放電の時の波形の (a) に似ている。すなわち、このことからパルスが発生している部分がスパークの状態、他の部分（パルスの発生していない）が高気圧グロー放電の発生と言える。

6.1.3 放電の V-I 特性への音の影響（電極の位置を移動させた場合）

周波数 660Hz のままで、音の粒子速度の腹から節の位置まで電極を移動させ、音の粒子速度分布に対する放電の V-I 特性に与える音の影響を検討した。

電極を音の粒子速度の腹の位置にし高気圧グロー放電を発生させ、電極間電圧 V と電流 I との関係を測定したところ、図 6.4(a) となる（図 5.8 と内容は同じ）。図中垂直軸は電極間

の電圧計の V を示し、水平軸は高気圧グロー放電の電流 I を示している。音波照射なしの曲線 (1) は、電源装置の容量のために上限である $I=2.7\text{mA}$ から低い値のみ実測できる。電流値 I を減少させていくと電極間電圧 V が高くなり、電流が 0.4mA で高気圧グロー放電が消滅^{75, 76)} することを示す。この曲線 (1) から、 V - I 特性は負特性であることが分かる。

図中の各曲線 (2)~(7) は、粒子速度 $0.27, 0.48, 0.68, 0.86, 1.07, 1.52\text{m/s}$ の音を照射しながら同様に高気圧グロー放電が消滅するまでを測定した場合である。各曲線の傾向は、音なしの曲線 (1) と同様であるが、粒子速度を高くすることで、電極間電圧が高い方へ曲線が移動するのが見られる。例えば図 (a) 中で電流 1mA の場合を見ると、 0.86m/s 以上の音を照射すると高気圧グロー放電は見られなくなる。すなわちこの曲線からは比較的電流値が低い状態（曲線の最も左側の測定点）では音により高気圧グロー放電は発生しなくなることもわかる。すなわち、高気圧グロー放電の消滅する電流の値が大きくなる結果も得られる。そこで電極を粒子速度分布の腹から節側へ 8.7cm (660Hz の音の波長 λ の $1/6$ ずらした) の位置に装置し、同様に V - I 特性を測定した結果、図 (b) が得られた。さらに電極を移動させ、腹から 13cm の位置（粒子速度分布の節）に電極を装置した結果、図 (c) が得られた。なお、この節の位置の場合は粒子速度を 4.8m/s まで高くしたが、 V - I 特性には影響及ぼすことは見られなかった。

6.1.4 放電が消滅する電流値

そこで、図 6.4 の結果から音の照射により高気圧グロー放電が消滅した時の電流を消滅電流 I_E と呼称し、各音の粒子速度に対して消滅電流を求めたところ図 6.5 となる。図中垂直軸はグロー放電の消滅電流 I_E を示し、水平軸は照射した音の粒子速度を示している（参考のため音圧を併記した）。図中曲線 (1) は電極を粒子速度分布の腹の位置にした場合（図 6.4 では (a) に対応）であり、曲線 (2) は電極を粒子速度分布の腹から 8.7cm ($1/6$ 波長) の位置にした場合（図 6.4 では (b)）、曲線 (3) は電極を粒子速度分布の節の位置（図 6.4 では (c)）に装置した場合である。図中曲線 (1)(2) からは、音を照射することによって消滅電流の値が上昇することが分かり、粒子速度の大きい程、消滅電流も大きくなることが分かった。曲線 (3) の電極が節の位置では、音波の影響は見られない。すなわちこのことから、高気圧グロー放電は音圧よりは粒子速度の作用を大きく受けると言える。

6.1.5 音の周波数を変えた場合の V-I 特性への音の影響

前章では、高気圧グロー放電の V-I 特性が音の粒子速度の作用を腹の位置で大きく受けることを明らかにしたが、この章では音の周波数による影響を検討する。すなわち、前章で用いた 660Hz より低い 370Hz と高い 1280Hz の定在波音場を用い、同様に V-I 特性を求め音の周波数による影響を検討する。すなわち、高気圧グロー放電の V-I 特性を各周波数（いずれの場合も電極は粒子速度の腹の位置）で測定した。その結果を図 6.6 に示す。

図 6.6(a) は音の周波数を 370Hz とした場合の実験結果である。図 6.6 曲線 (1) は音波照射なしの場合であり、図 6.4 の場合と同様に、 $I=2.7\text{mA}$ から測定を始め、電源装置を操作して電流値を減少させていき、高気圧グロー放電が消滅した $I_E = 0.4\text{mA}$ まで測定を行った。

この音なしの状態から、粒子速度 0.27, 0.48, 0.68, 0.86, 1.07m/s の音を照射しながら高気圧グロー放電が消滅するまでの V-I 特性を測定したところ (2)~(6) の各曲線が得られた。

図 6.6(b) は音の周波数が 660Hz の場合であり、図 6.4(a) と同じである。さらに図 (c) は音の周波数が 1280Hz と高くした場合である。これらの結果より、図 (a)~(c) とともに図中の各曲線の傾向は、音なしの場合と同様であるが、各周波数とも音の粒子速度を大きくすることで電極間電圧の高い方へ曲線が移動するのが見られる。また高気圧グロー放電の消滅電流 I_E の値が音の粒子速度の大きさとともに増大した結果も図 6.4 と同様に観測される。

以上の結果から音の周波数の影響は今回の実験の範囲では、周波数が高いほど、音の影響が小さくなった。

6.1.6 周波数の差異による放電の消滅電流の値

図 6.6 の結果から高気圧グロー放電の消滅電流 I_E の値を音の各周波数の粒子速度に対して求めたものが図 6.7 である。図中縦軸は高気圧グロー放電の消滅電流を示し、水平軸は照射した音の粒子速度を示している。図中曲線 (1) は 370Hz の場合であり、曲線 (2) は 660Hz の場合であり、曲線 (3) は 1280Hz の場合である。図より、同一周波数では粒子速度の大きいほど、消滅電流 I_E は大きくなり、周波数の各曲線との比較からは、同一粒子速度でも周波数が高いほど音の影響は小さくなることが認められた。

6.1.7 高気圧グロー放電の発光部への音の周波数の差異による影響

図6.2中(a)の高気圧グロー放電の発光部は音の粒子速度を高くすることで、例えば図6.2(b)の様に太くなることが見られた。そこで、各異なった周波数の場合に発光部が太くなる様子をスチール写真に撮り実寸として測定した。その結果図6.8に示す。図(b)は垂直軸に高気圧グロー放電の最も太く発光した部分の幅(図(a)に示す発光の太い部分の幅)を取り、水平軸に周波数を記した。図の曲線は、放電が時間と共にバタツクので、日時を変えて6回測定した平均をプロットした結果である。図から音の粒子速度1.5m/sの場合では、音の周波数が低いほうが放電の発光部の太さを太くしていることがわかる。

6.2 音による高気圧グロー放電の履歴特性への影響

高気圧グロー放電の開始する電極間電圧と放電が消滅する電圧の値が異なる現象を見出した。そこで、図6.9に高気圧グロー放電(ギャップの長さ7mm)の開始と消滅するときの電極間電圧 V を測定した結果を示す⁷⁴⁾。図中の垂直軸は音の粒子速度、水平軸は電極間電圧 V の値である。測定手法としては、電源電圧 E を上昇させ(図中左の方向)、間欠スパーク放電の状態から高気圧グロー放電に移行したとき(スパークのときはパルス状に電流が流れるために、電極間電圧 V は直流計器では読めないが、高気圧グロー放電ではパルスが無く、電流が時間に対して一定となるために V が読める)を●印で示した。すなわち、音波照射のない場合の高気圧グロー放電の始まる電圧 V (水平軸上の●印)は2.3kVであることを示している。そこで次に、この状態から逆に E を下げていく(図中右の方向)と V は3.6kVを最後にそれ以下では読めなくなり(水平軸上の○印点)、高気圧グロー放電が消滅する(後述するが、この高気圧グロー放電の V - I 特性は負特性を示しているので、開始の V よりも消滅したときの V の方が大きな値となる)。

音波を照射して同様に測定を行ったところ、(1)(2)の各曲線が得られる。曲線(1)は音を照射することによる、高気圧グロー放電の開始した電極間電圧 V の変化を各粒子速度に対して求めたものであり、曲線(2)は高気圧グロー放電の消滅するときの電圧 V を各粒子速度に対して求めたものである。

この図から、高気圧グロー放電の発生と消滅する V の値が一致しない履歴のような現象が見られ、音を照射することで、(1)曲線の高気圧グロー放電の開始の電圧 V は高くなる傾向

を示し、(2) 曲線の消滅の電圧 V は逆に低くなる傾向を示した。また、粒子速度を大きくすることで、高気圧グロー放電の開始と消滅する電圧 V の差が狭くなった。この狭くなる傾向は粒子速度 1.5m/s で履歴がなくなる状態になる。

そこでギャップの長さを変えて同様の実験を行い、その結果を図 6.9 に書き加えたところ、図 6.10 に示す。図中 (1)(2), (3)(4), (5)(6), (7)(8), (9)(10) の各曲線はそれぞれギャップの長さが 5, 7, 10, 13, 15mm の場合を示している。いずれのギャップの長さの場合も、音を照射することによって履歴の幅が狭くなる傾向は、ギャップの長さ 10mm の曲線 (5), (6) の場合と同様であったが、ギャップの長さが長いほど、履歴の見られなくなる粒子速度の値が低くなる傾向が見られた。このことは、5~15mm の範囲ではギャップの長さが長いほど、音の影響を受けやすいものと思われる。また、ギャップの長さが長いほど、高気圧グロー放電の開始と消滅する電極間電圧が共に高い値となる。

6.3 まとめ

定在波音場中において高気圧グロー放電を発生させ、高気圧グロー放電の特性、主として V-I 特性に与える音の影響を実験的に検討した。その結果 5.2 でも一部分を述べたが、V-I 特性に音が大きく影響していることが分かった^{H)}。

すなわち、針対平板電極を定在波音場中の粒子速度の腹から節まで移動させ、高気圧グロー放電の V-I 特性を測定した結果、例えば電流を一定の条件とすると、音の粒子速度を高めることにより電極間電圧が上昇した。ある大きさ以上の音の粒子速度にすることによって高気圧グロー放電が消滅した。この音の影響は音の粒子速度分布に依存し、音圧には大きな影響を受けない（音圧分布の最大では音の影響はない）と思われる結果となる。

高気圧グロー放電が消滅する電流値については、電極を粒子速度分布の腹の位置に装置した場合、消滅電流が音波によって上昇する傾向が見られ、電極を腹の位置から遠ざけることにより音波の影響が少なくなる。

音の周波数の影響は、周波数が低いほど（波長が長いほど）音の影響が大きくなる傾向が得られた。

また、高気圧グロー放電が開始した直後の電極間電圧と消滅したときの電圧を求めたところ、両者の間に履歴のような現象が見られ、消滅するときの電圧の方が高く測定された。音

によって高気圧グロー放電が開始する電圧は高くなる傾向を示し，逆に消滅する電圧は低くなる傾向であった．その結果履歴の幅が狭くなり，ある粒子速度の音の大きさに両者の値が一致し，履歴が見られなくなることを明らかにした．この両者の電圧が一致し，履歴が見られなくなる粒子速度の値が小さくなることを明らかにした．

以上のことから，5章で述べた他の雰囲気ガスでも，同様なことが言える可能性がある．

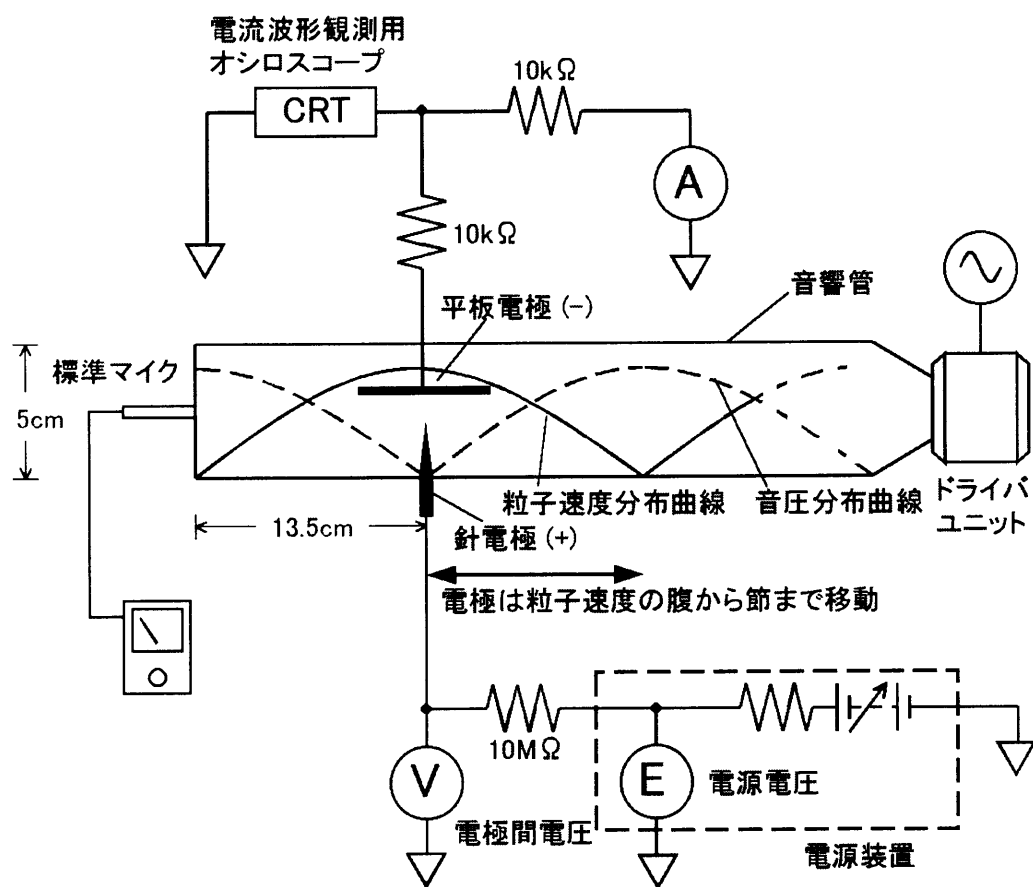


図 6.1 実験装置図

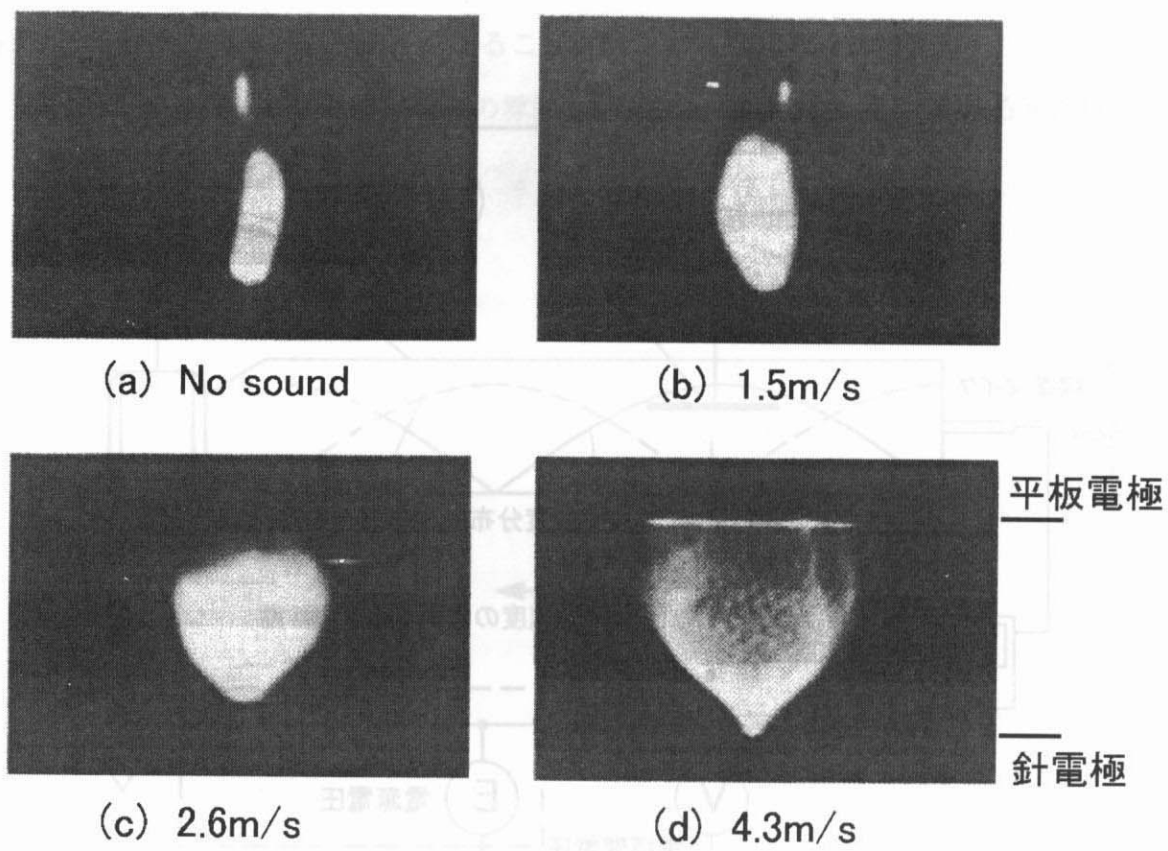


図 6.2 高気圧グロー放電の発光部の様子

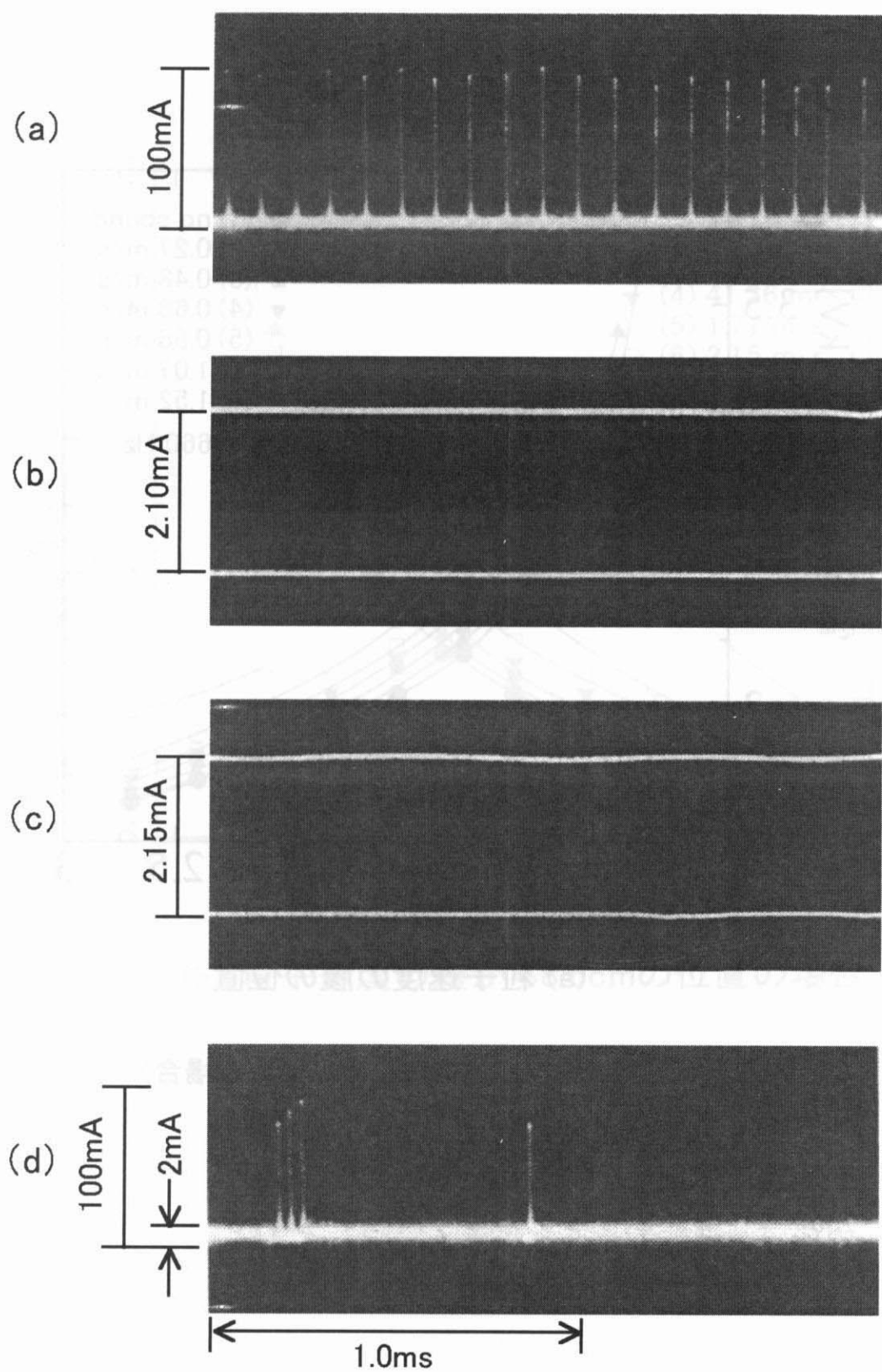
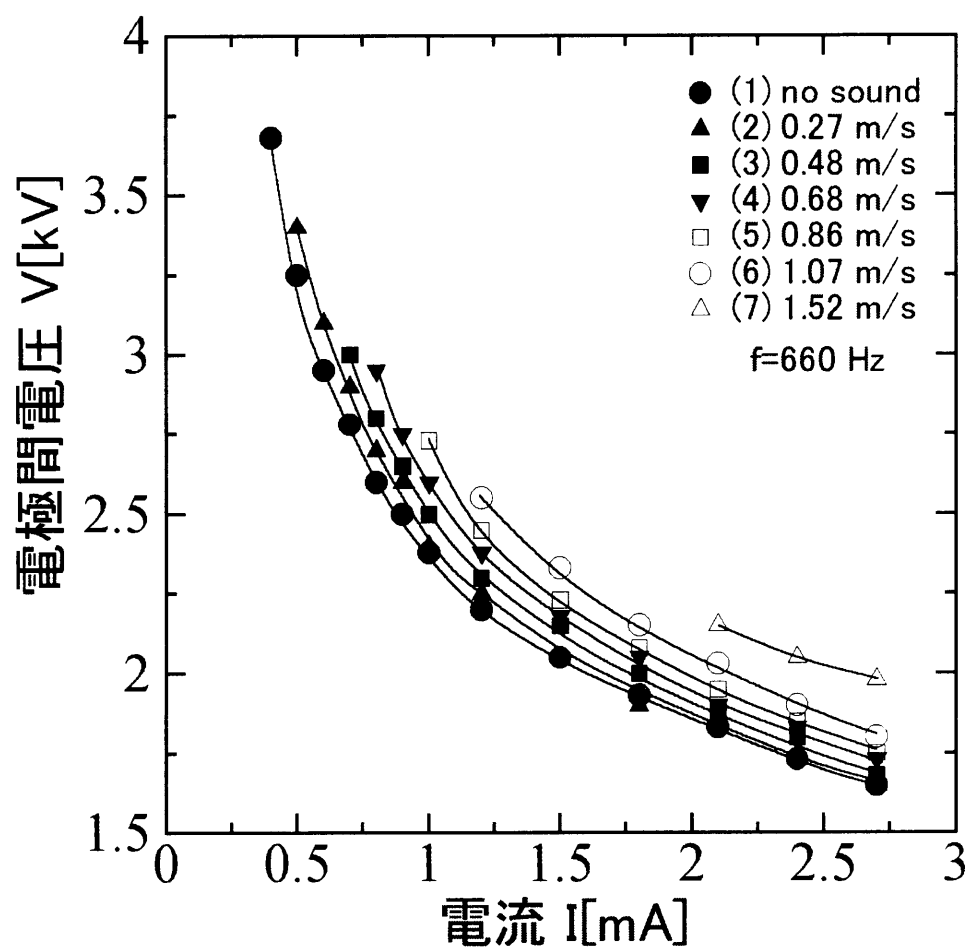
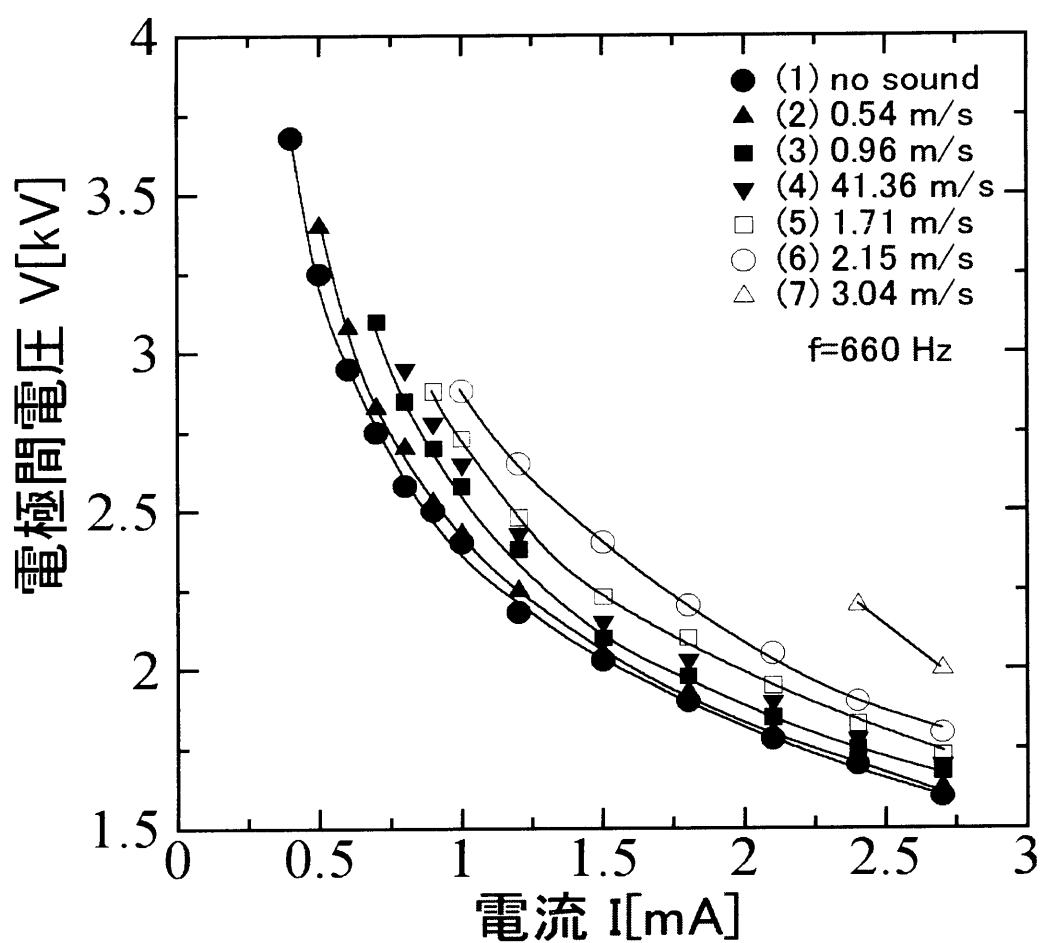


図 6.3 高気圧グロー放電に音波を照射したときの電流波形

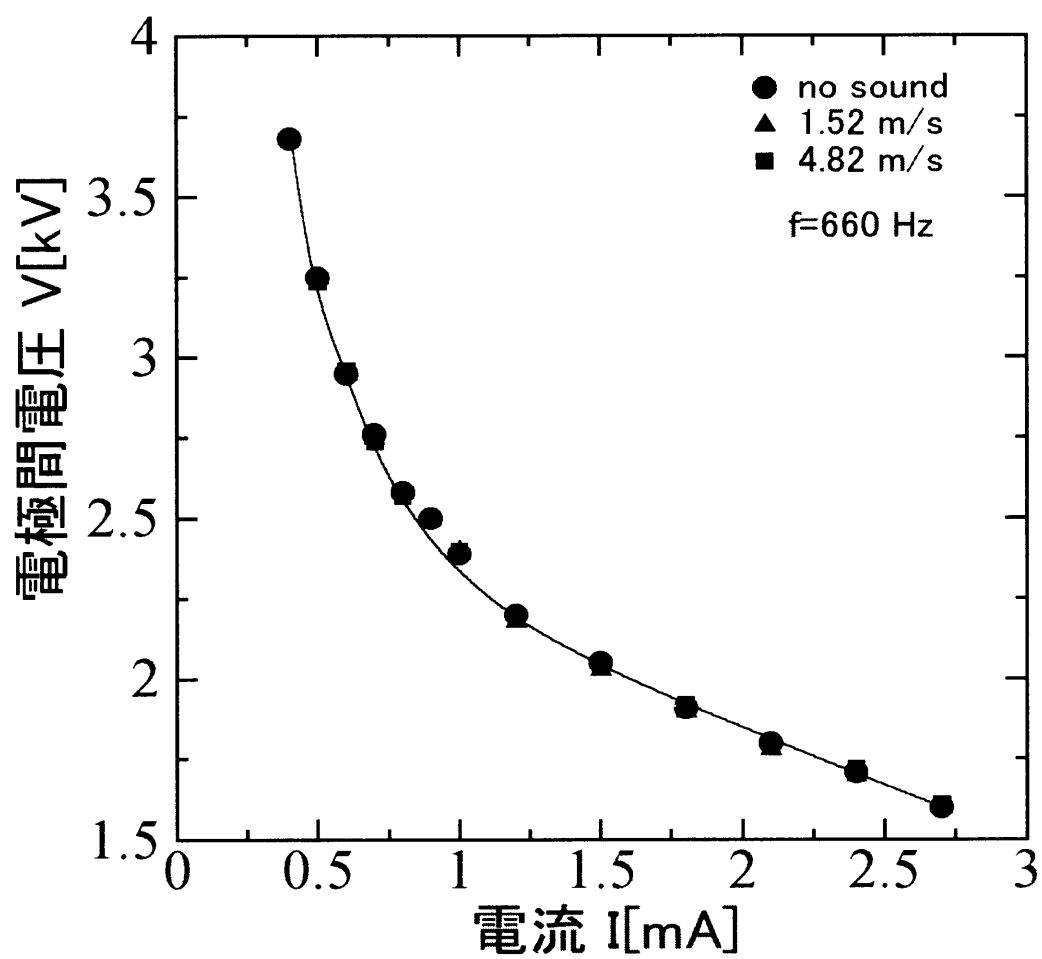


(a) 粒子速度の腹の位置

図 6.4 V-I 特性（電極の位置を変えた場合）



(b) 粒子速度の腹から8.6cmの位置の場合



(c) 粒子速度の節の位置の場合

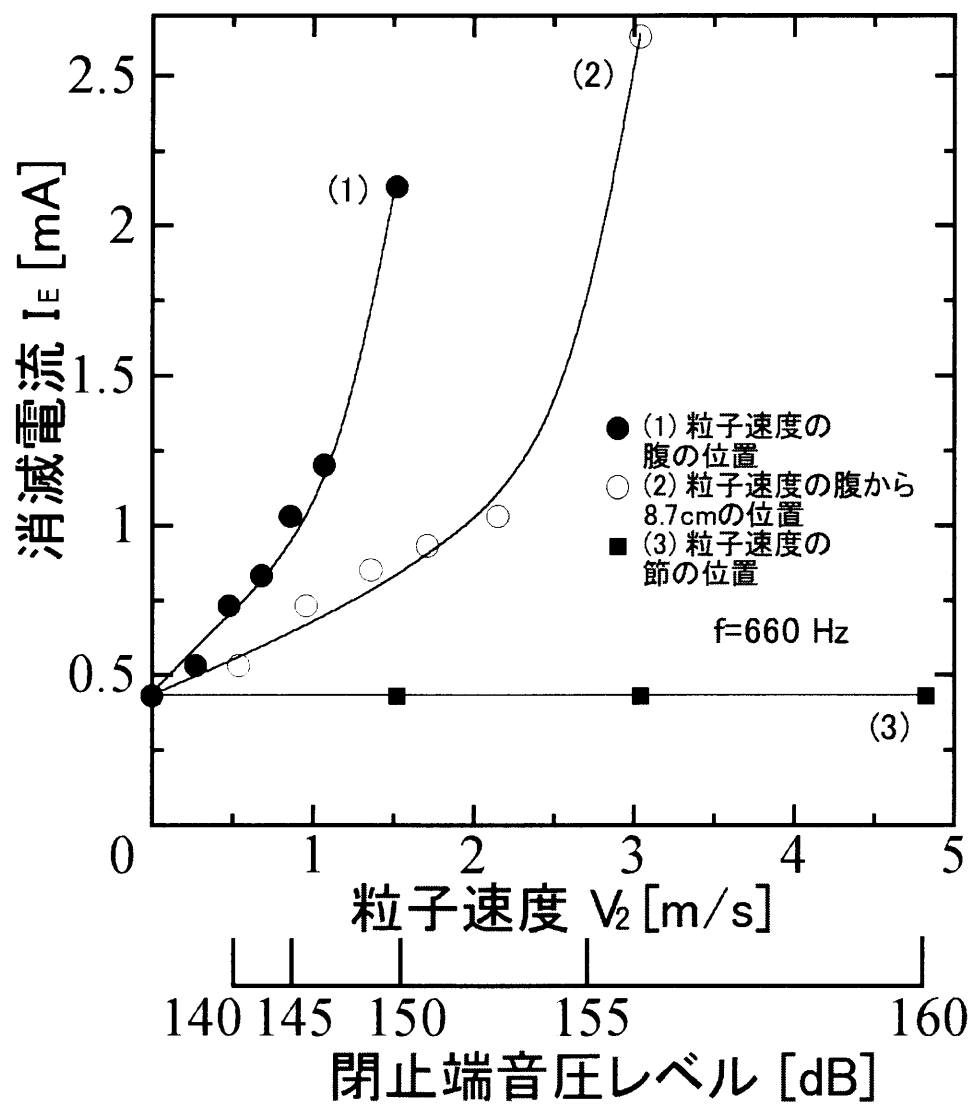
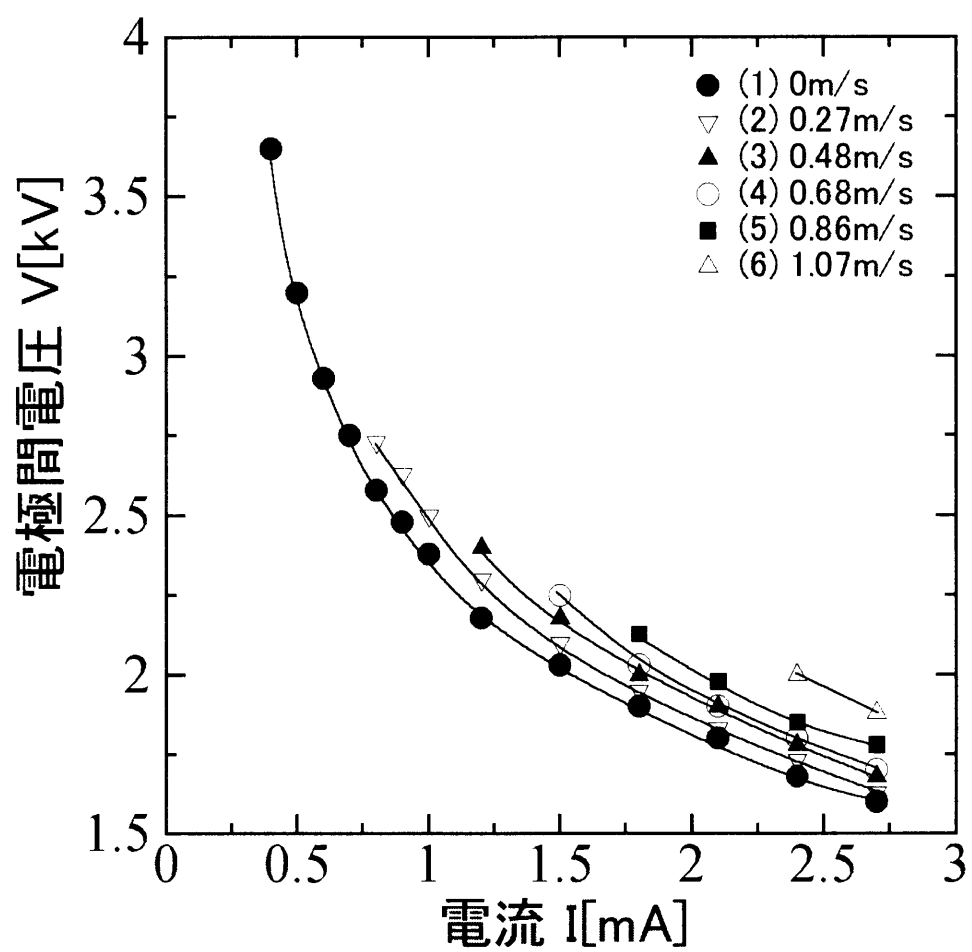
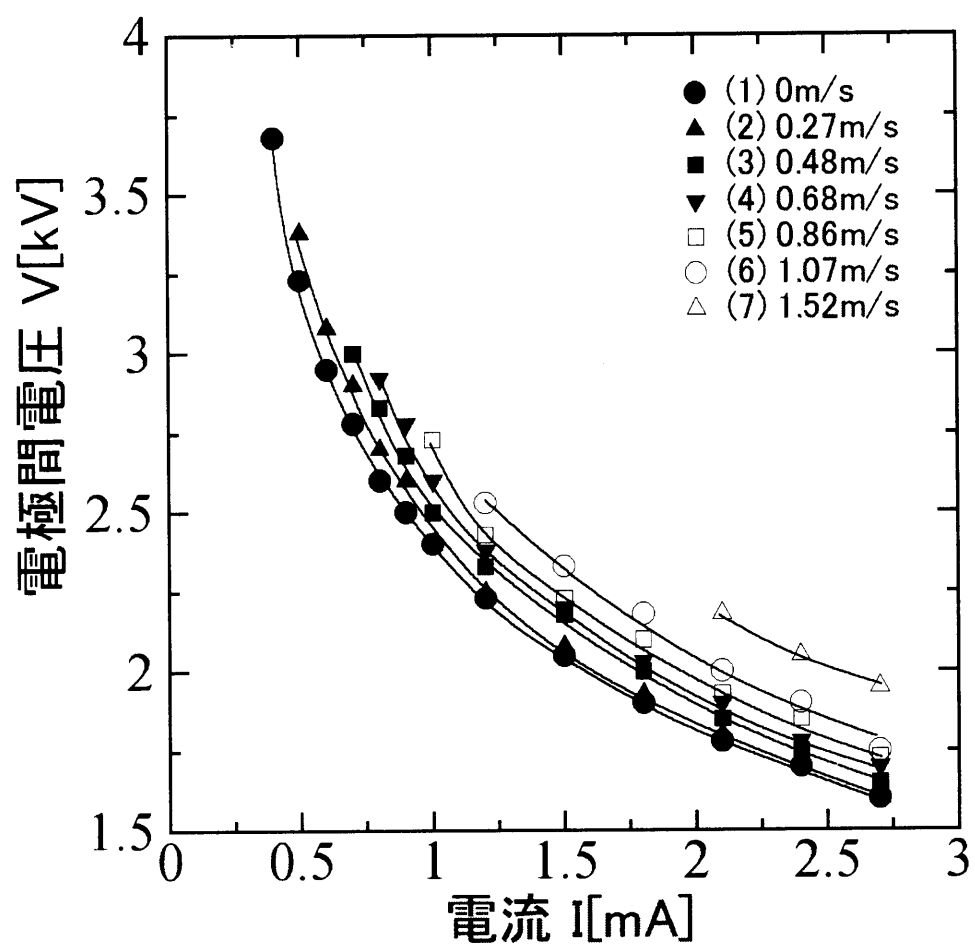


図 6.5 高気圧グロー放電の消滅電流特性（電極の位置を変えた場合）

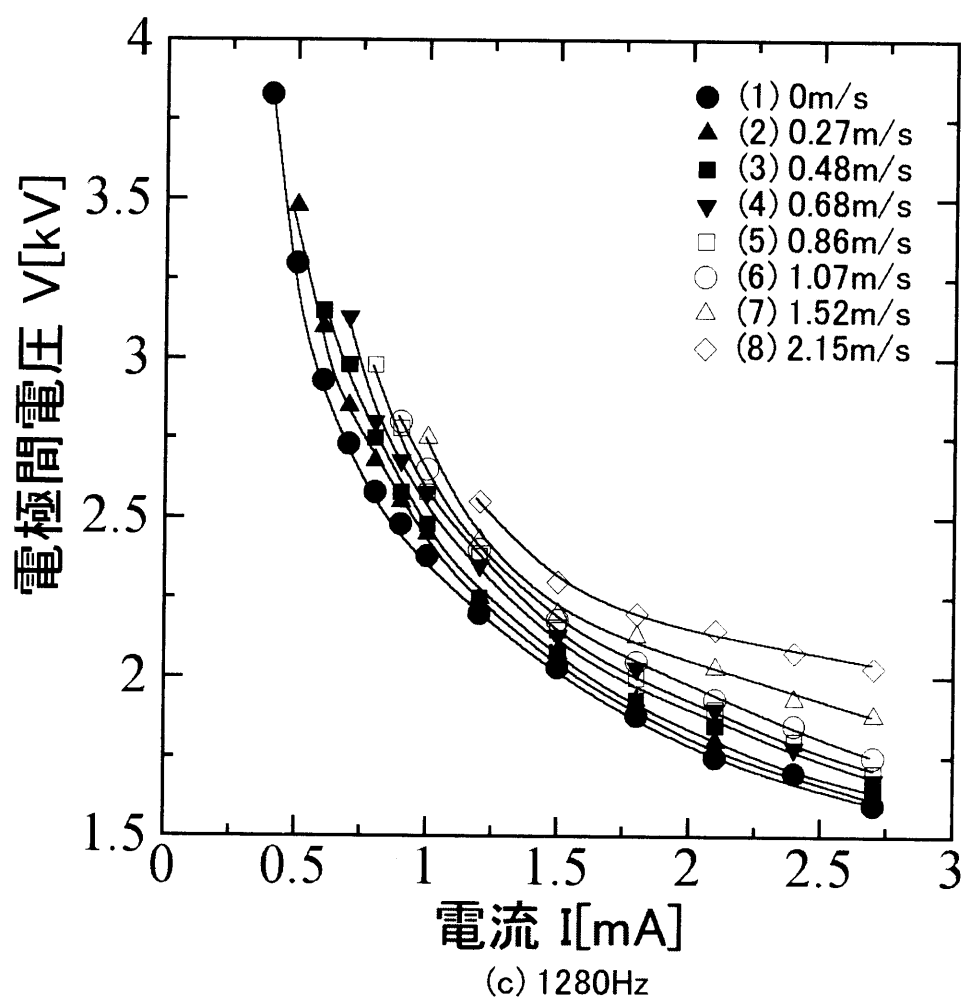


(a) 370Hz

図 6.6 V-I 特性 (周波数を変えた場合)



(b) 660Hz



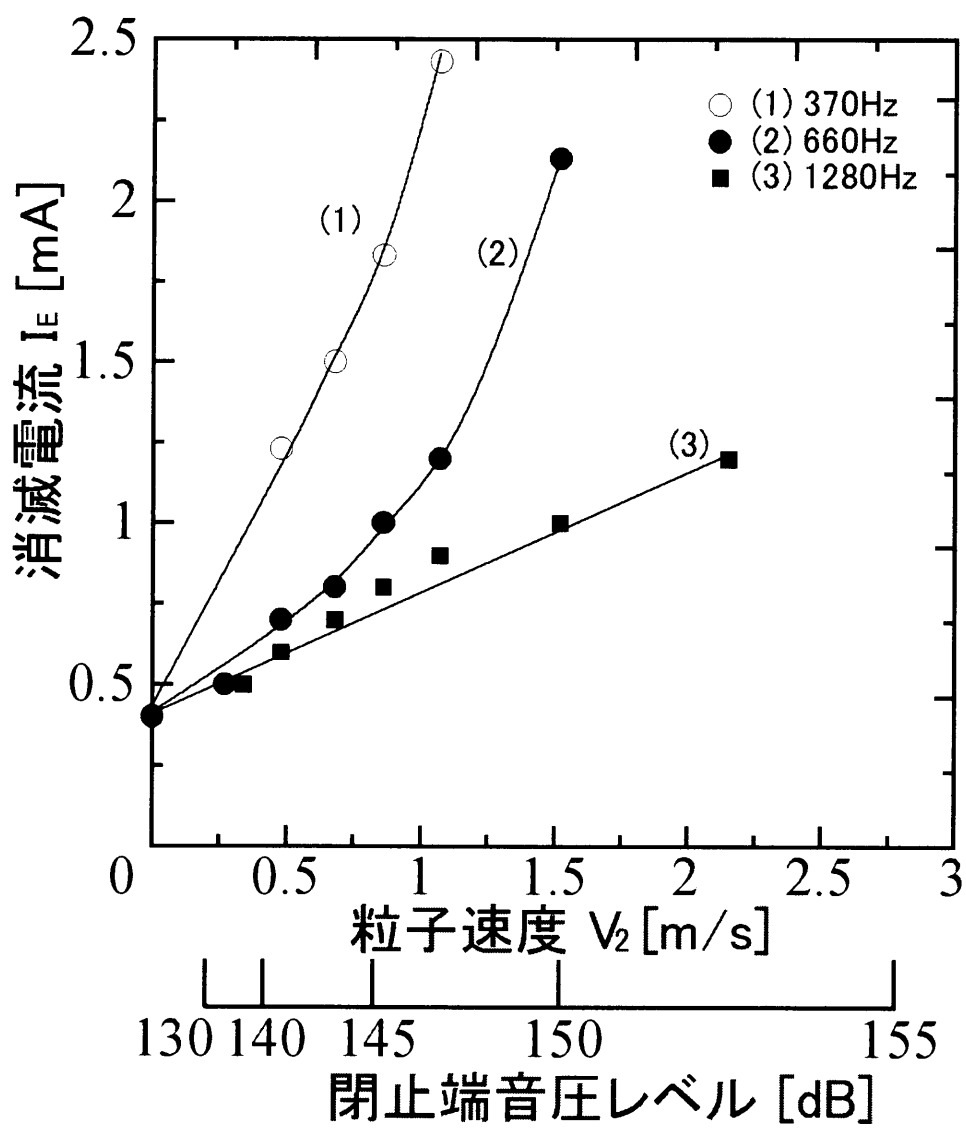
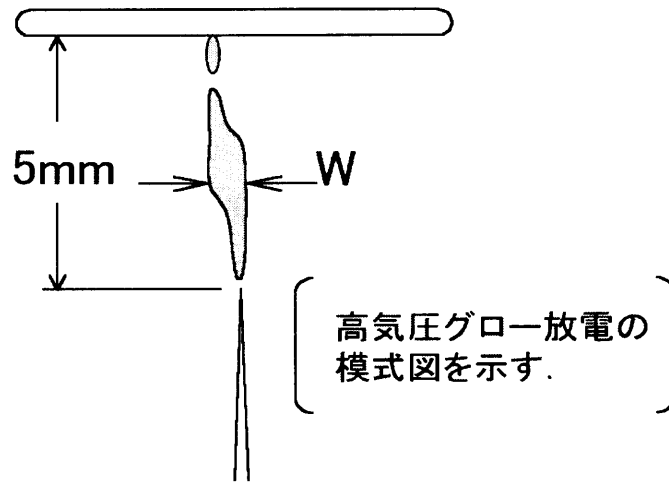
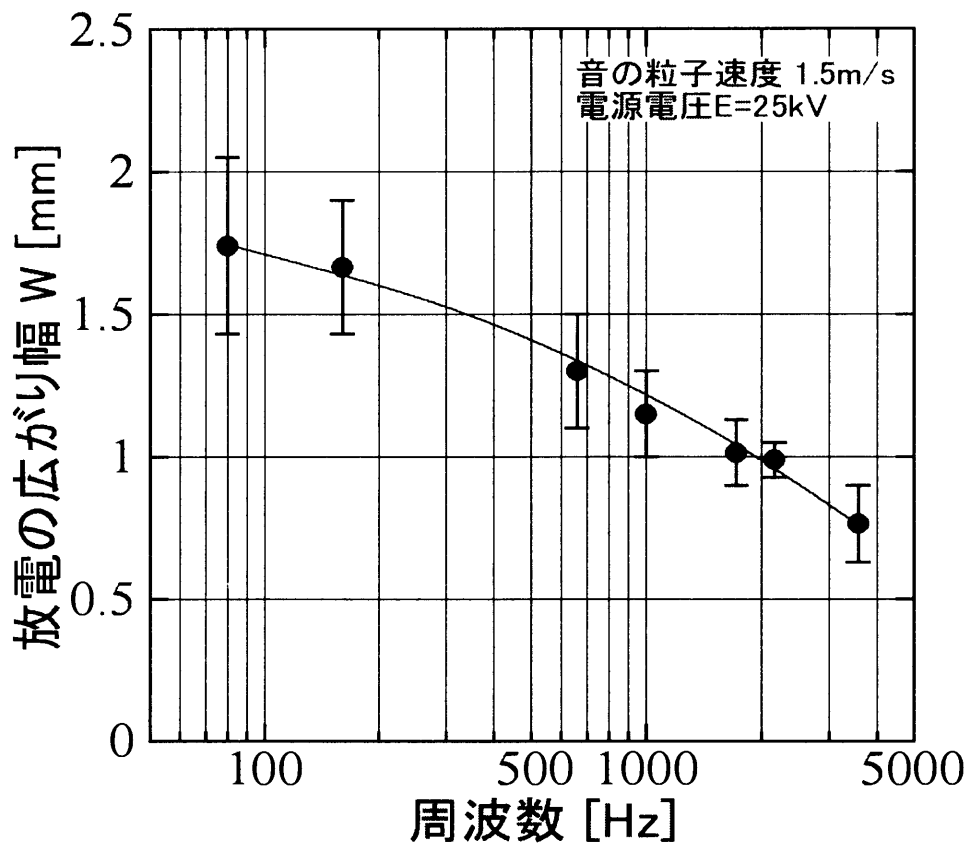


図 6.7 高気圧グロー放電の消滅電流特性（周波数を変えた場合）



(a) 放電の広がり幅の模式図



(b) 放電の広がり幅と周波数の関係

図 6.8 周波数を変えたときの放電の広がり幅

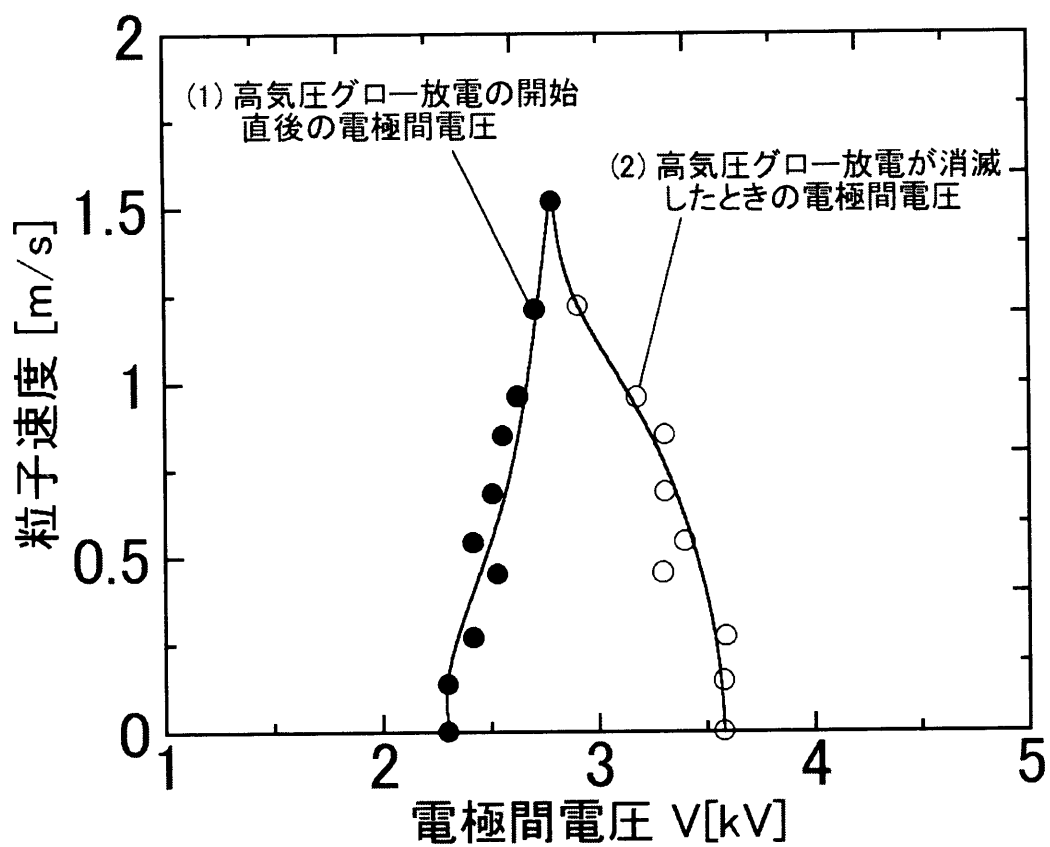
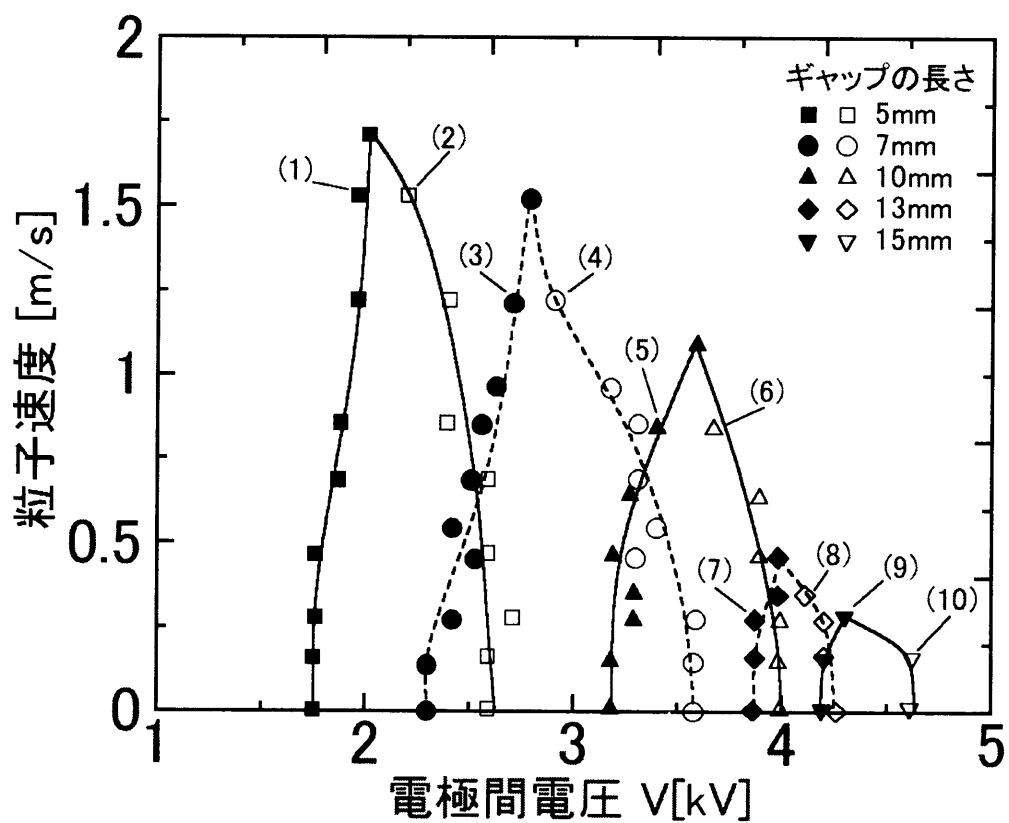


図 6.9 ギャップの長さが7mmの場合の高気圧グロー放電の開始と消滅する電圧



黒塗りのプロット点は高気圧グロー放電の開始直後の電圧を示す。
 白抜きのプロット点は高気圧グロー放電の消滅したときの電圧を示す。

図 6.10 高気圧グロー放電の開始と消滅する電圧

第7章 応用へのアプローチ

前章では、定在波音場内での放電の物理的な諸現象などについて述べた。この章では音場中での放電の特異な現象の応用を実験室レベルで試みた結果について報告する。

7.1 では放電に音波を照射することでスパーク放電が起こりにくくなること、すなわち、コロナ放電からスパーク放電に放電形式が移行する電圧が、音によって高くなることに着目し、スイッチ接点間の橋絡、連結状を維持しつづける放電を音による吹き消し⁷⁷⁾を試みた。

また7.2 では、払子コロナ放電の発光部が音によって広がることから、オゾンの発生が促進⁷⁸⁾される可能性が考えられたので、音によるオゾン発生の様子を検討している。

7.3 では小型電気集塵装置を試作し、その電極間を高音場にすることでの集塵効率の様子を観測した。なお、音波による煙霧粒子凝集肥大を利用した電気集塵の高効率化については付録に記した。

7.1 スイッチ接点間の橋絡状放電の音による吹き消し

7.1.1 実験装置

図7.1に実験装置を示す。スイッチ等の電気機械器具を音響管に挿入するのは、大きさから無理である。また、可聴周波数帯では騒音の問題もあり、この実験では音源に周波数20kHz用ランジュバン振動子にエキスポネンシャルホーンと84mmφの段つき円形振動板⁷⁹⁾を取り付けたものを使用した。段つき円形振動板は鋭い指向性⁷⁹⁾を有するもので、板前面から約12cm離れた位置に、幅20cm、高さ30cm、厚さ5mmのアルミニウム製の音響反射板を、振動板の面と平行になるように装置させ、自由空間で定在波音場をつくった。

スイッチには電話回線切り替え用のシーメンスキースイッチを用い、その接点の位置が粒子速度分布の腹の位置になるようにした。このスイッチに直流電圧を加えると、スイッチが開放(off)されるとき、接点間で橋絡状が続くアーク状の放電現象が見られることがある。

そこで、この放電を止めることを試みた。すなわち、図に示すようにこの接点間の閃光をCdSセルで受光し、20kHzの発振器が動作するようにし、自動的に音をスイッチに照射させる実験を試みた。音の大きさは、スイッチの接点から1/4波長(4.3mm)離れた位置で標準マイクで校正した内径1.3mmのプロープ付コンデンサマイクを用いて音圧を測定し、粒子速度分布の腹の位置の粒子速度の実効値を求めた。

7.1.2 装置の動作例

実験結果を図7.2⁸⁰⁾に示す、図より音波作用の無いときは、8.4kVの電圧で放電が発生したが、例えば、粒子速度が4.8m/sになるようにしておくと、放電の発生と同時に発振器が動作し、放電を止めることができた。これはアーク放電の吹消しと同じ効果があり、電極間のインピーダンスを音によって高くしていると考えられる。このことは3章の3.4節で述べた。しかしながらこの装置では、図中(c)の領域で、この方法で放電を止めることができて、発光が止まると発振器が止まると(音なしとなる)、再度アーク状の放電が開始する場合もあったので、実用化には保護回路を開発する必要がある。

7.2 オゾン発生の促進

7.2.1 実験装置

一般に、工業的にオゾンを生成する場合には、励起した交流高電圧を用いた、無声放電方式オゾナイザ⁸¹⁾が用いられ、払子コロナ放電を利用した工業用のオゾン生成器はない。ここでは、直流の放電を音響管内の定在波音場で発生させ、払子コロナ放電によるオゾンの生成の増減を観測^{77, 78)}する。実験装置の概略を図7.3に示す。装置本体は、定在波音響管(内径5cm, 長さ50cmの亚克力製)ではあるが、オゾンの濃度を測定するために、空気を音響管内に送風及び排出する装置を加えた。また、ギャップの長さが18mmの針(先端曲率半径60 μ m, ステンレス製, +極)対平板(直径40mm, ステンレス製, アース側)電極を図中に示すように音響管内の粒子速度分布の腹の位置に挿入した。電極間の電圧と電流は図7.3に示されているように V (デジタルマルチメータ, VOAC757 岩通製), I (可動コイル型電流計)の計器で測定した。電極間の消費電力は V と I の計器の指示値の積で求めた。なお,

生成されたオゾンを測定するために、スピーカユニット側からポンプで空気を音響管内に送り込み（毎分 10 リットル）、閉止端側から排出させ、オゾン検知管（ガステック社製）でオゾン濃度を計測した。音の周波数は管内が共鳴状態となる 980Hz を用いた。

7.2.2 実験結果

払子コロナ放電によって発生するオゾンの濃度を測定したところ、図 7.4 の結果が得られた。図の水平軸は照射した音の大きさを示し、垂直軸は発生したオゾンの濃度を示している。この図は電極間が消費する電力を一定（それぞれ 0.5, 1.3, 3.2W）になるように電圧を調整しながら音波照射を行った結果である。なお、曲線 (3) で粒子速度が 3m/s 以下に測定点が無いのは、電極間にスパーク放電が発生して測定できなかったためである。

当然のことであるが消費電力が大きい場合の方がオゾンの濃度が高くなることが認められる。また、消費電力 1.3W に固定した場合に着目すると音波照射なしのときオゾン生成濃度が 4ppm であったのが、粒子速度 2m/s 以上にすると、オゾンの発生量の増加が認められるようになり、例えば 4.8m/s の音波を照射するとほぼ 6.5ppm となることがわかる。反面、図 7.4 の 0.5W の場合のように消費電力が少なすぎると、音の影響が見られない。これはオゾン生成濃度が少ないときは、オゾン発生効率が十分高いことによると思われる。また逆に消費電力を高くすると、図中 3.2W の場合のように、高音場としない限りスパーク放電が発生してしまい、粒子速度 3m/s 以下では測定できなかった。

次に、払子コロナ放電のみが発生する（スパークの発生しない上限まで消費電力を上げ、すなわち、電極で消費できる電力を最大にしながら）範囲で、音波照射を行ったところ、図 7.5 となる。すなわち、図は各粒子速度の値に対して最大に発生させたときのオゾンの濃度を求めたものである。この図を見ると、音波照射なしでは 4ppm であるが、0.5m/s 以上で粒子速度に比例してオゾンの発生量が増大することが分かり、例えば 3.8m/s では約 16.5ppm となり、音波照射のない時に対して 4 倍以上を示す結果となった。

一方、この場合の電極間で消費した最大の電力は図 7.6 となり、粒子速度を大きくするほど、より大きな電力を消費できた、例えば 1.3W（音なし）から 3.8m/s では 4.2W となり消費電力が 3 倍になった。このことは、音波によって、電極間で消費可能な電力（払子コロナ放電）を増加させ、その結果オゾンの濃度を高める効果があると言える。なお、音のエネルギー消費についても考慮の必要がある。このオゾン量の増大に関しては、音による媒質の振動

の結果，コロナの発生領域の増大に結びつき，媒質の空気中の酸素分子との結合促進が伴うことも，オゾン濃度を高める結果となったとも考えられる．

7.3 22kHzの音波による電気集塵装置の高効率化

電気集塵装置では $1\mu\text{m}$ 以下の微小粒子の集塵効率が大きな粒子径の粒子集塵効率より一般に低いとされている．これについては種々の理由はあるが，小粒子を音波凝集作用³²⁾により大粒子とし，集塵効率の良い範囲で粒子の捕集を行うことが考えられる．

また，前章までに述べた音によるコロナ放電発生の促進や，ここでは検討しないがコロナ放電から間欠スパーク放電に放電が移行するのを抑える効果が音にはあり，このことによって電気集塵装置の電極間電圧を高めることも考えられる⁷⁾．

そこで，音が放電に及ぼす影響の応用の例として小型の円筒型の電気集塵装置を試作³⁵⁾し，音の併用の有無による集塵効率の割合をみた⁷⁾．ここでは実用性から音の周波数を20kHzの可聴域外の一般に言う超音波帯とし，試料煙霧は室内の空気を清浄して使い，それに線香の煙を（日本カノマックス社製PC-500での計測では平均粒子径 $0.4\mu\text{m}$ ）を含ませて使用した^{K)}．

7.3.1 実験装置

実験装置図の概略を図7.7に示す．これは円筒形状の金属製の電極（ $60\text{mm}\phi$ ）と，その中心軸上に $0.12\text{mm}\phi$ の放電線を位置させたものであり，その長さは 440mm ，両端はエッジ効果が少なくなるように広げたものであり，円筒形状の管の淵に丸みを持たせている．この中心軸上の放電線をマイナス電極とし，円筒のパイプを集塵電極に見立てた．

実験は電気集塵装置の電源電圧を0から4kVまでとし，その内部の試料煙霧は，内部流速を 0.75m/sec 一定とした．

音源としては，指向性の鋭い段付円形振動板⁶⁾を，円形電極の端より 60mm 離して設置した．この振動板はボルト締めBLTをエクスポネンシャルホーンを介して取り付けである．これが22kHzの発振器に接続してある．この段付円形振動板中心からの音の放射は図7.8(a)に示すように，十分に電極間を高音場としている．この音場は図7.8(b)に示すように音源の振動子への入力電力で決まる．

計測には1cc当たりの浮遊粒子数を粒子数計類装置（リオン社製 KC-01A）で煙霧排出口側より30mm離し、25mm下部でサンプルし計測した。

7.3.2 実験結果

実験結果を図7.9～7.13に示す。図7.9～7.11は垂直軸に装置排出口側で計測できた1cc中の粒子数を示している。図7.9は水平軸に電気集塵装置の電極間電圧を示している。この図は、音の作用を加えずに単に電気集塵装置のみでの集塵の様子を示すものであり、図中の曲線は(1) 0.3～0.5 μm 、(2) 0.5～1 μm の場合である。図から電極間電圧を高くすることで、排出煙の粒子数が減少し正常に電気集塵装置として働いていることがわかる。

そこで、図の電極間電圧を3kVを例として、この状態に22kHzの音波を照射してみたところ図7.10の結果を得た。図の水平軸は振動子への電気入力、即ち電力を大きくすることで音圧を高くする結果となる。図を見ると、電気入力を大きく音圧を高くすることで、排出煙の粒子数は減少することが観測された。同様に電極間電圧を4kVとして計測したところ、図7.11の結果が得られた。この図の場合も振動子への入力、即ち音圧を高くすることで排出煙の粒子数が大きく減少し、集塵としての効果が高いことが分かった。そこで簡易的な集塵効率 η を(7.1)式で求めた。

$$\eta = \frac{A - B}{A} \times 100 \quad [\%] \quad (7.1)$$

但し、 A は電気集塵装置を動作させない場合であり、 B は動作させた場合を示している。

その結果図7.12及び7.13を得るに至った。図の垂直軸は(7.1)式からの集塵効率であり、図7.12は図7.10を、図7.13は図7.11をそれぞれ集塵効率で示した場合である。

例えば図7.13の振動子への音の電気入力を加えない場合(1)曲線では、99%の効率（電気集塵装置のみの効果）であったが、75Wの音の電気入力を加えると、99.98%までに集塵効率が高くなっていることを示している。

以上をまとめると、電気集塵装置の集塵効率はサブミクロン粒子で効率が低下すると言われ⁸³⁾ていたが、今回のように音波を併用することで、高い効率の集塵ができることがわかる。これは微小粒子を凝集肥大（付録で述べる）を音の作用で起こし、大粒子径に移行し、効率を高くしたと考えられるが、現在までの実験(7)(8)(9)では、音波凝集肥大した後の集塵に効果があり、今回のように、電気集塵装置の電極そのものに音波照射した場合に等しい

とは言いがたい。即ち、ここでの実験結果は放電に発生するコロナ放電に何らかの音の作用が加わったと考えるべきといえる。このことから、電気集塵作用の音の併用は前章までの可聴周波数帯のみに拠らず、付録にも述べる¹⁾ように高い集塵効果があるといえる。

7.4 まとめ

本研究によって、新たに見出された定在波音場中の放電現象を利用した応用について検討した。その結果、スイッチ接点間の放電吹き消しには、ある程度の成果が見られたので、遮断機への応用の可能性があるといえた。

また、今回の実験では音波によってオゾンの生成量が促進される結果が見られたので、工業的なオゾンの生成に対しても効果が期待できる可能性が得られた。

電気集塵装置の電極間に音波照射を施し、集塵効率を高上させる応用実験においては、その結果にも示されたように、小粒子径の粒子ほど音の照射の効果が得られた。その効率の割合は、電気集塵装置のみで99%であったものを音を併用することで99.98%まで高くし、大きな集塵効率を得る結果となった。このことは、音波による浮遊粒子の凝集肥大化による効果のみでなく、コロナ放電の発生への音の作用も大きく影響していると考えられた。さらに電気集塵機のスパークの発生する電圧を音によって高くし、印加可能電圧を高くすることによって、集塵効率を高くすることができる可能性等も考えられる。

この他、放電路（発光部）が音によって広がることを利用し、微粒子の帯電⁸²⁾の促進、NO_x軽減などの実用的応用も可能性が高いと考えられた。

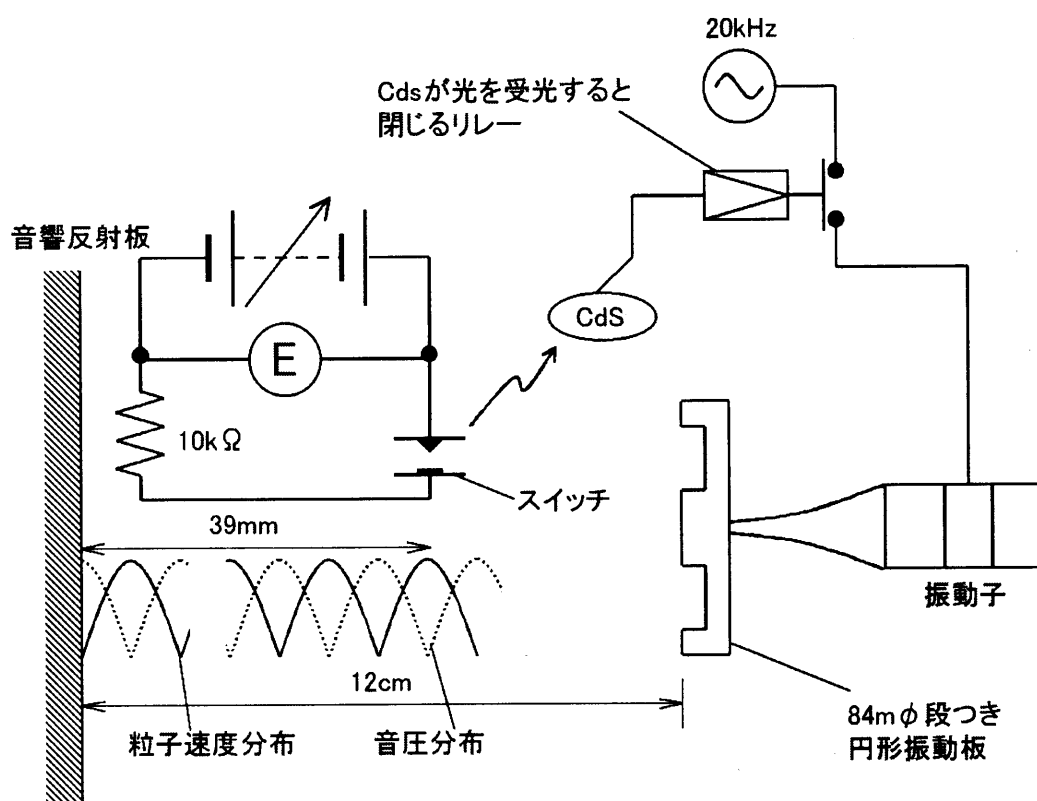


図 7.1 実験装置図

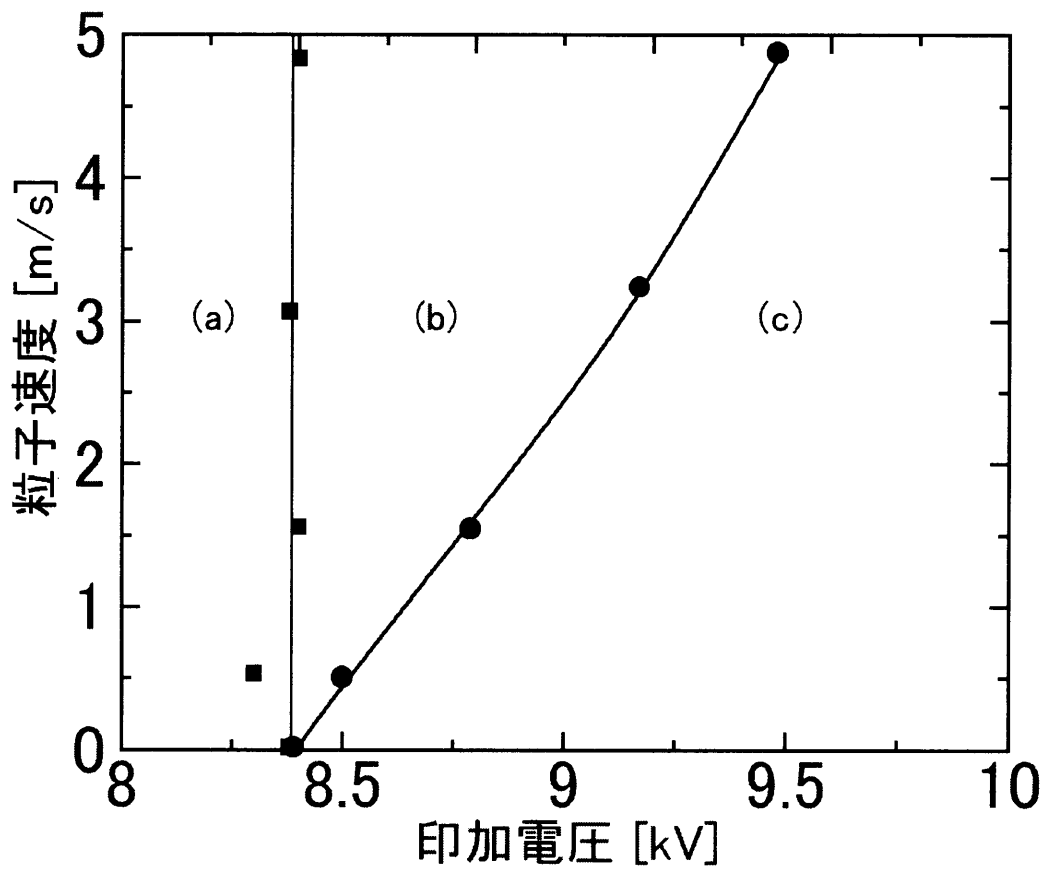


図 7.2 スイッチの放電吹き消しの動作例

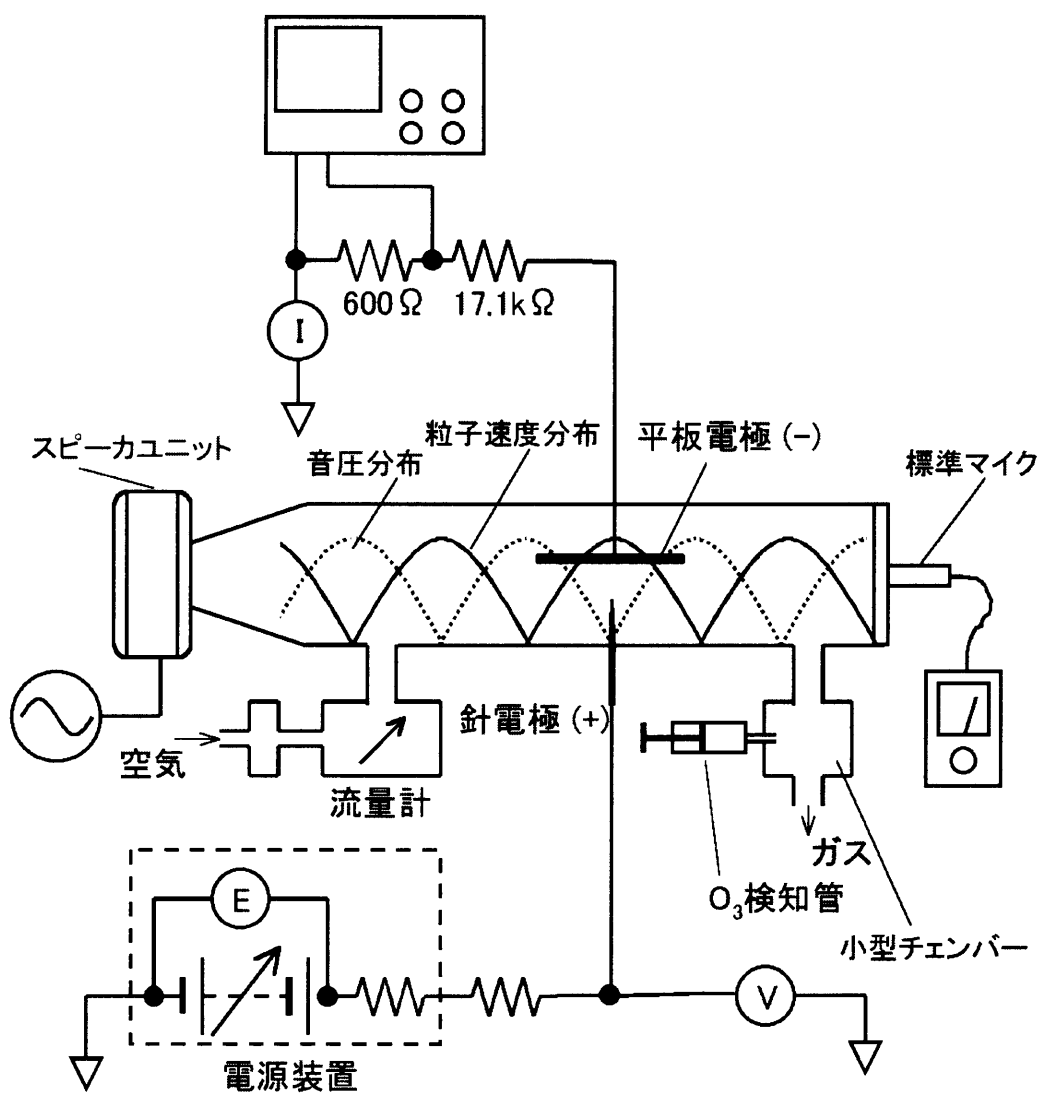


図 7.3 オゾンの実験に用いた装置

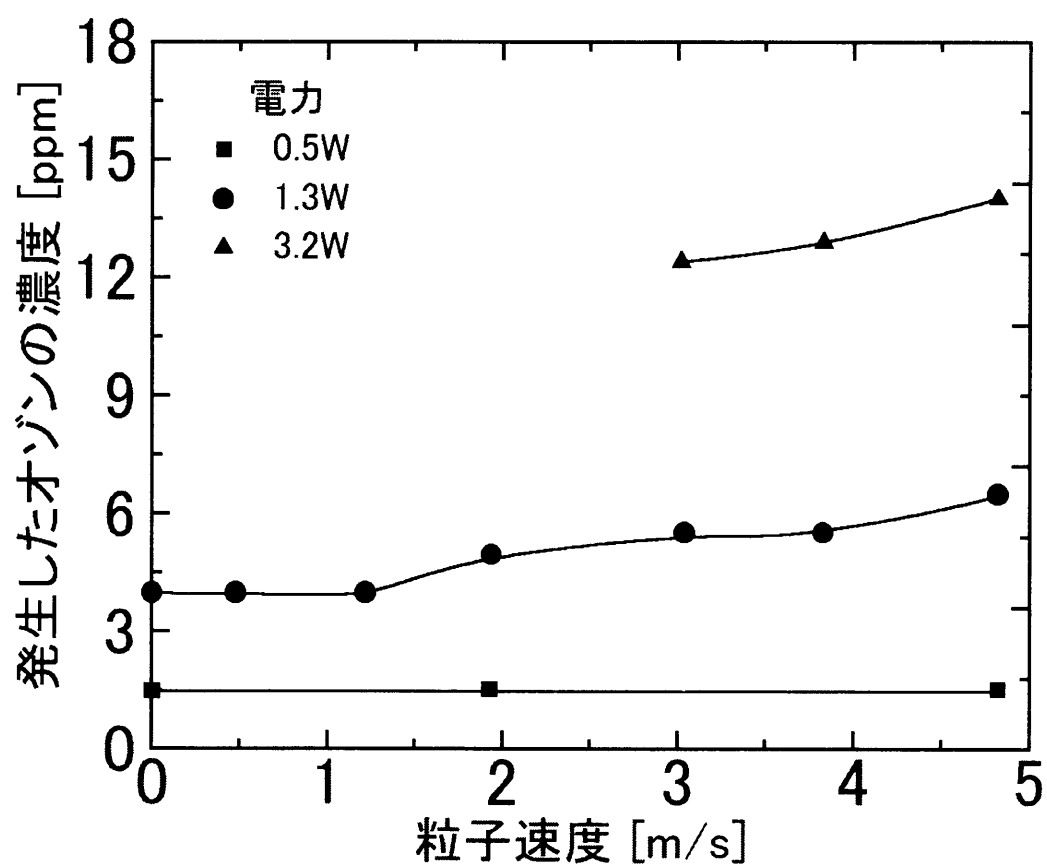


図 7.4 音によるオゾンの発生量の変化

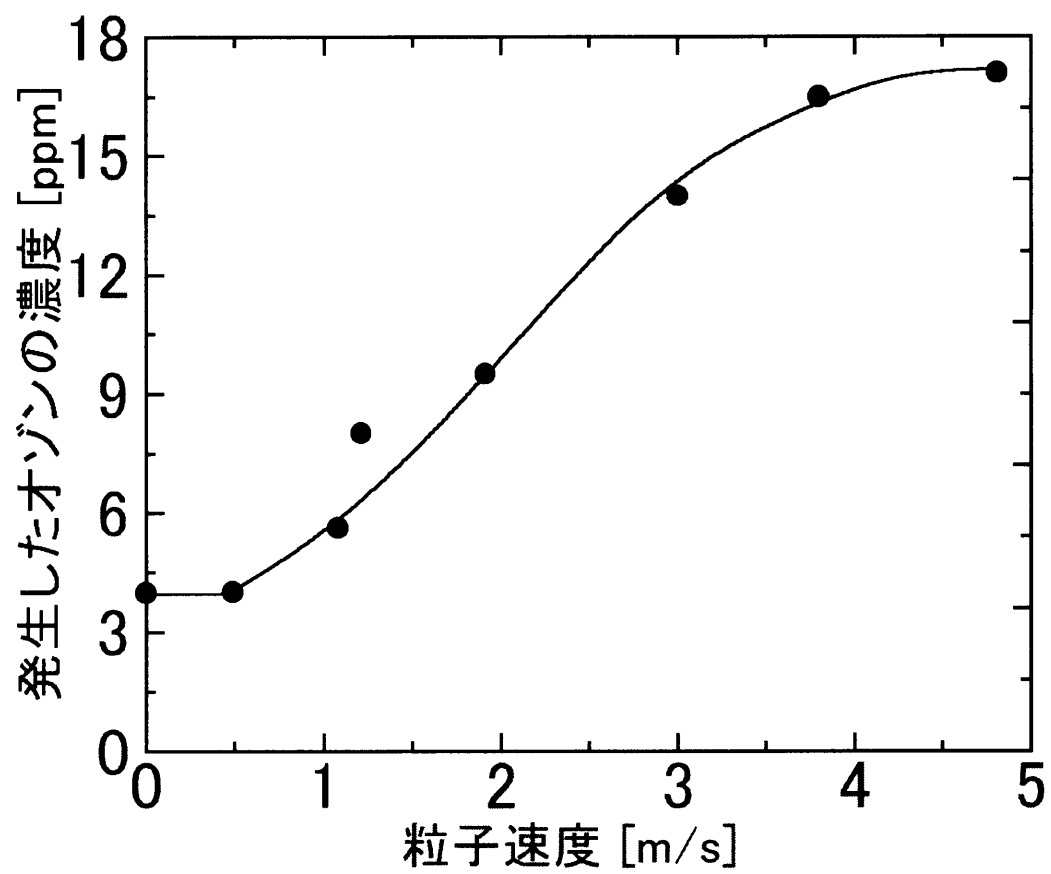


図 7.5 糸状コロナ放電で発生できる最大のオゾン量

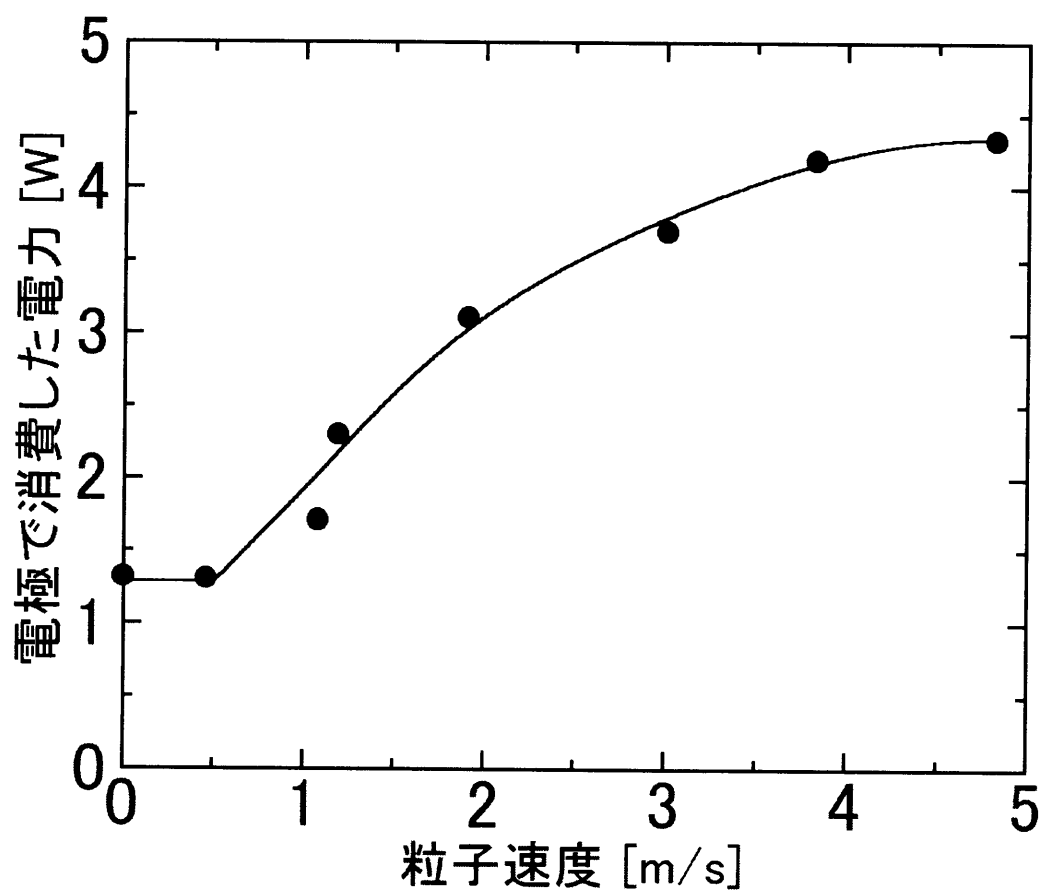


図 7.6 電極間の消費電力

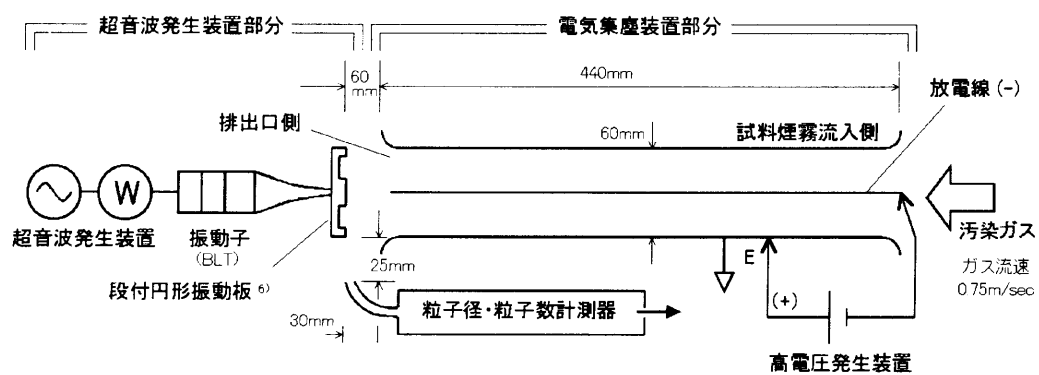


図 7.7 実験装置図の概略図

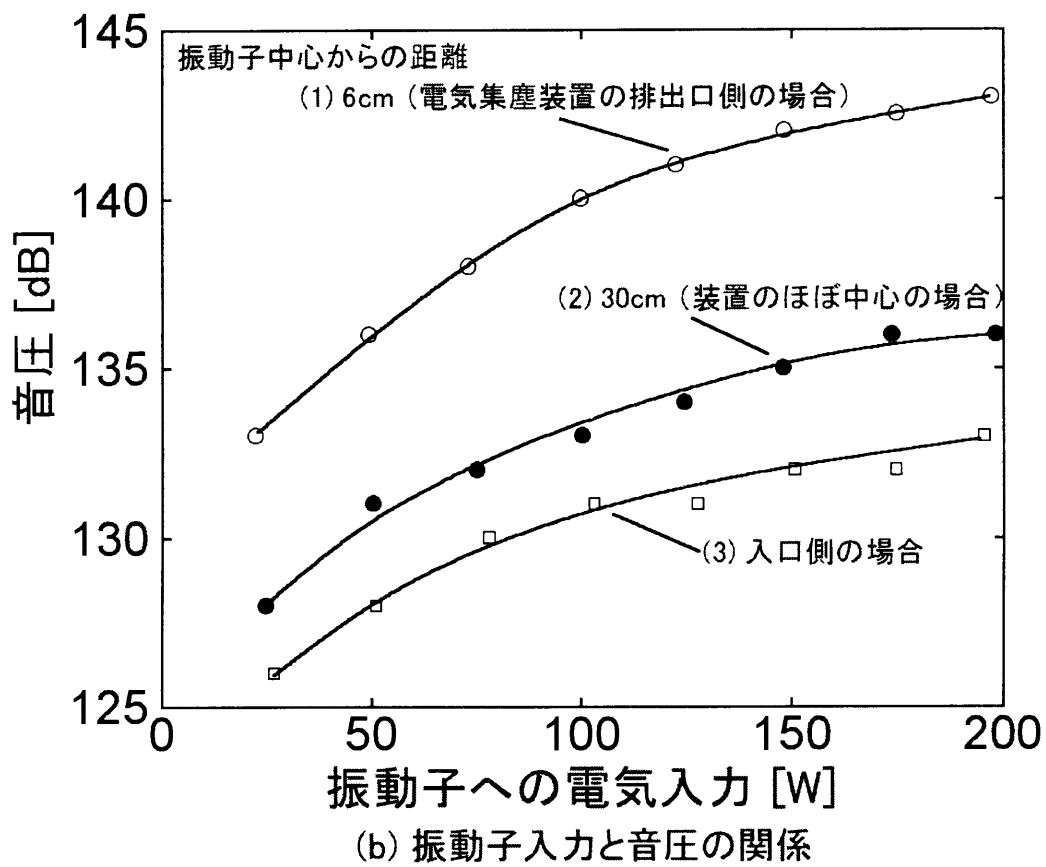
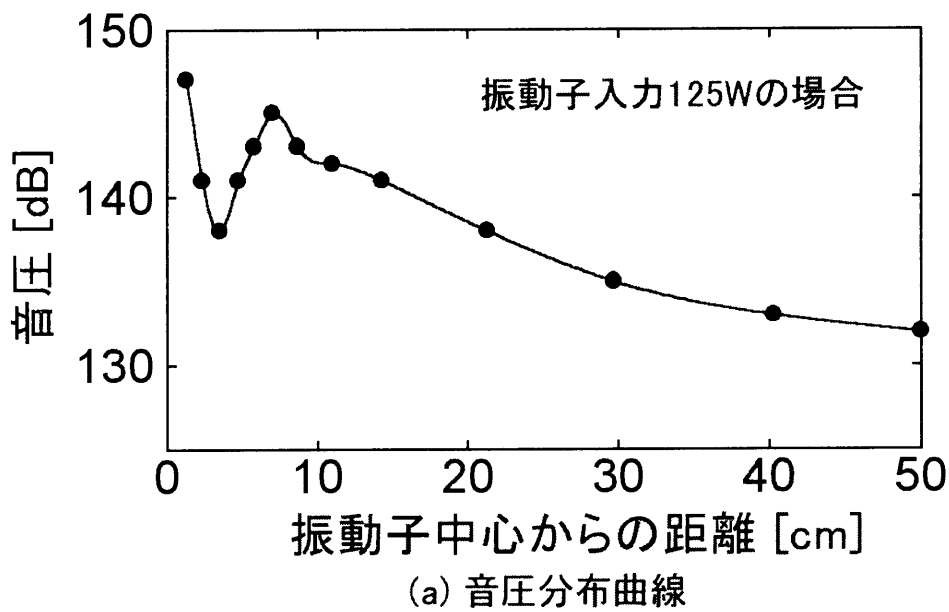


図 7.8 音圧分布曲線お酔い振動子への電気入力と音圧の関係

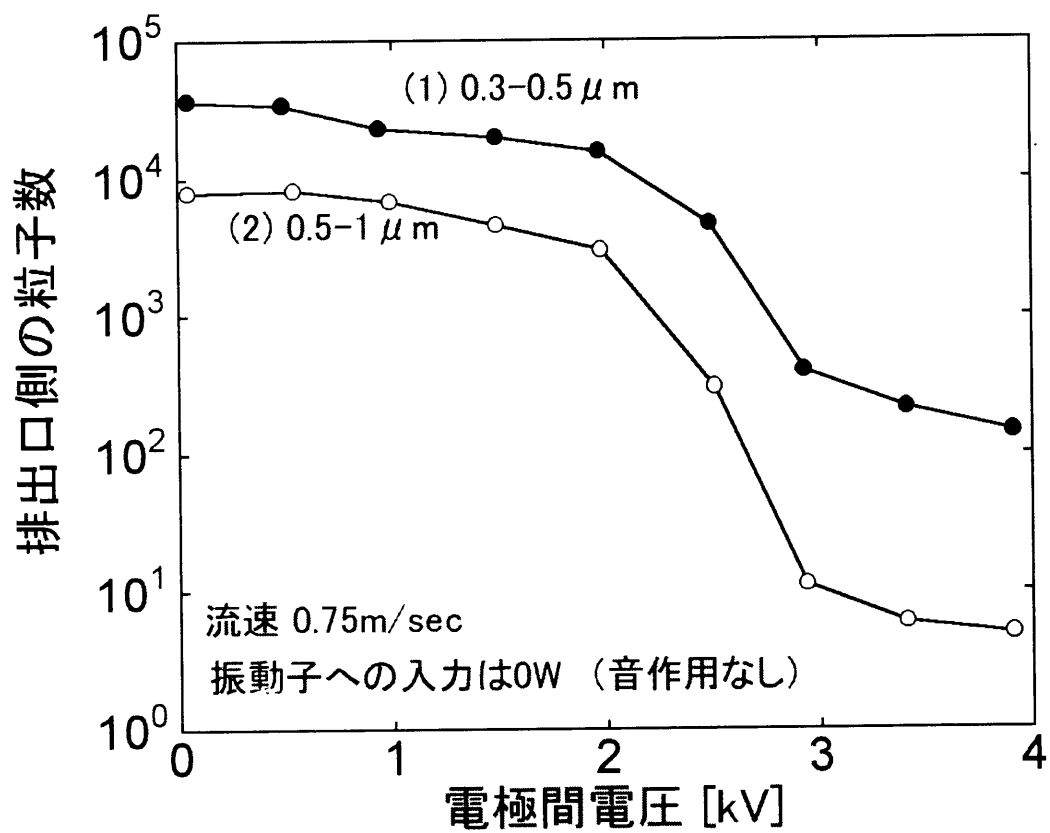


図 7.9 電極間電圧を高くした場合の排出煙粒子数の変化

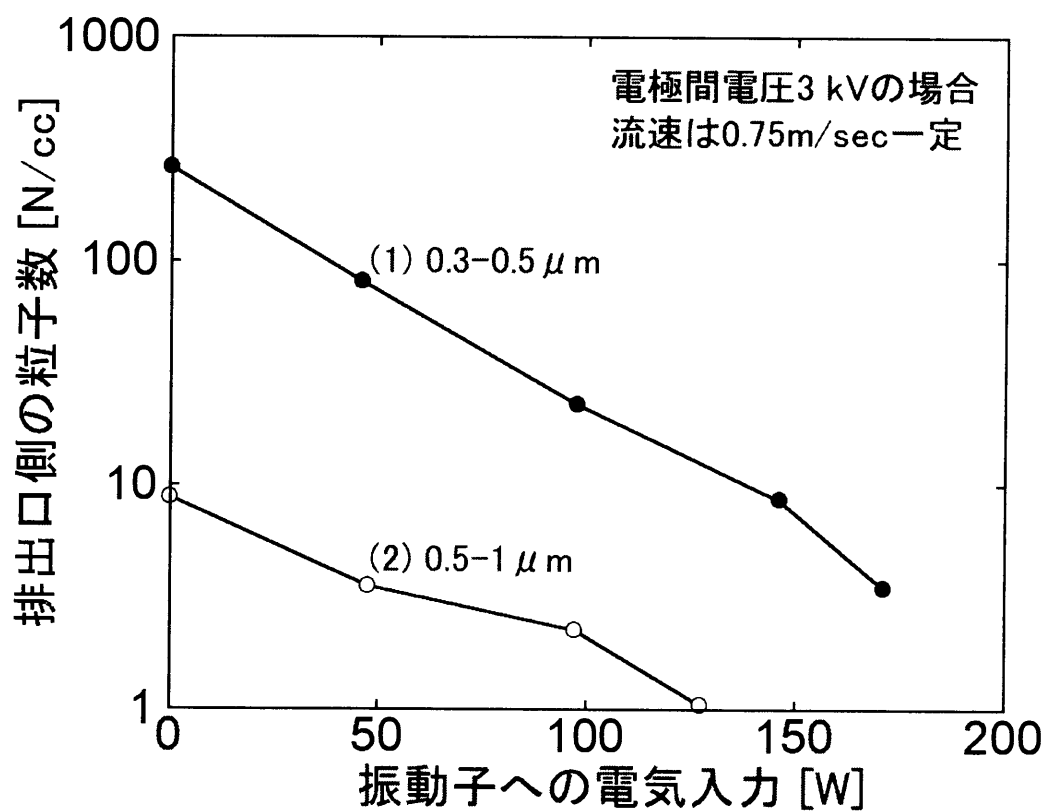


図 7.10 電極間電圧 3kV に音を併用した場合

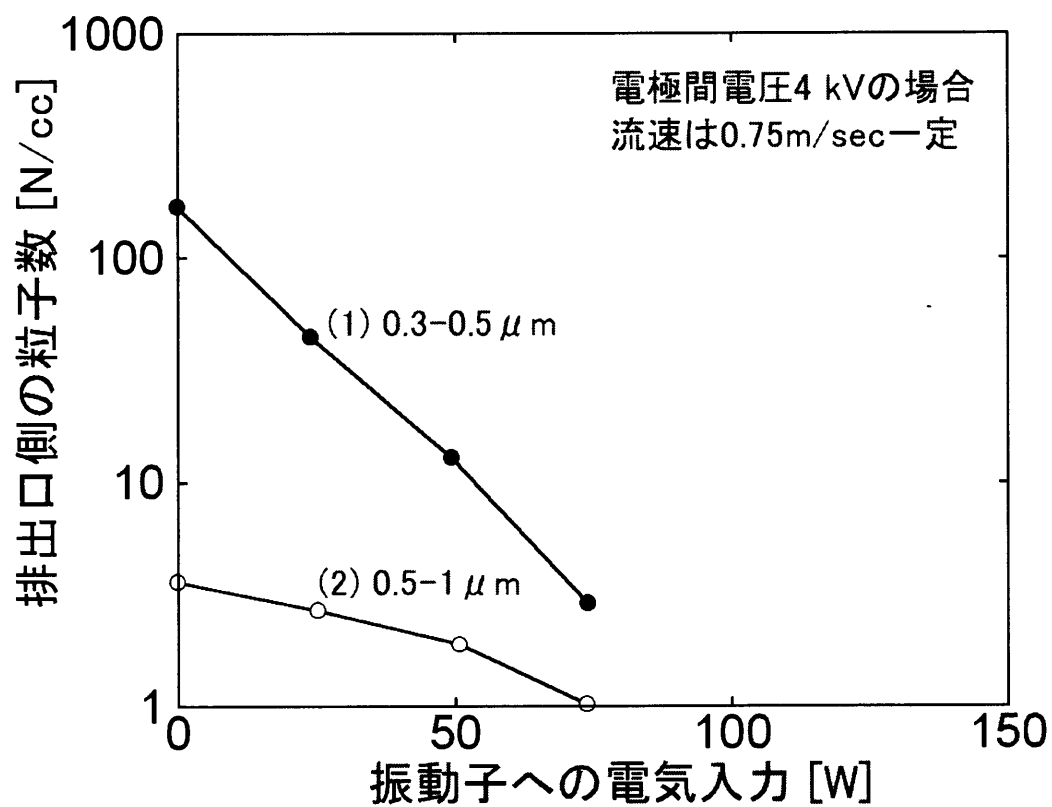


図 7.11 電極間電圧 4kV に音を併用した場合

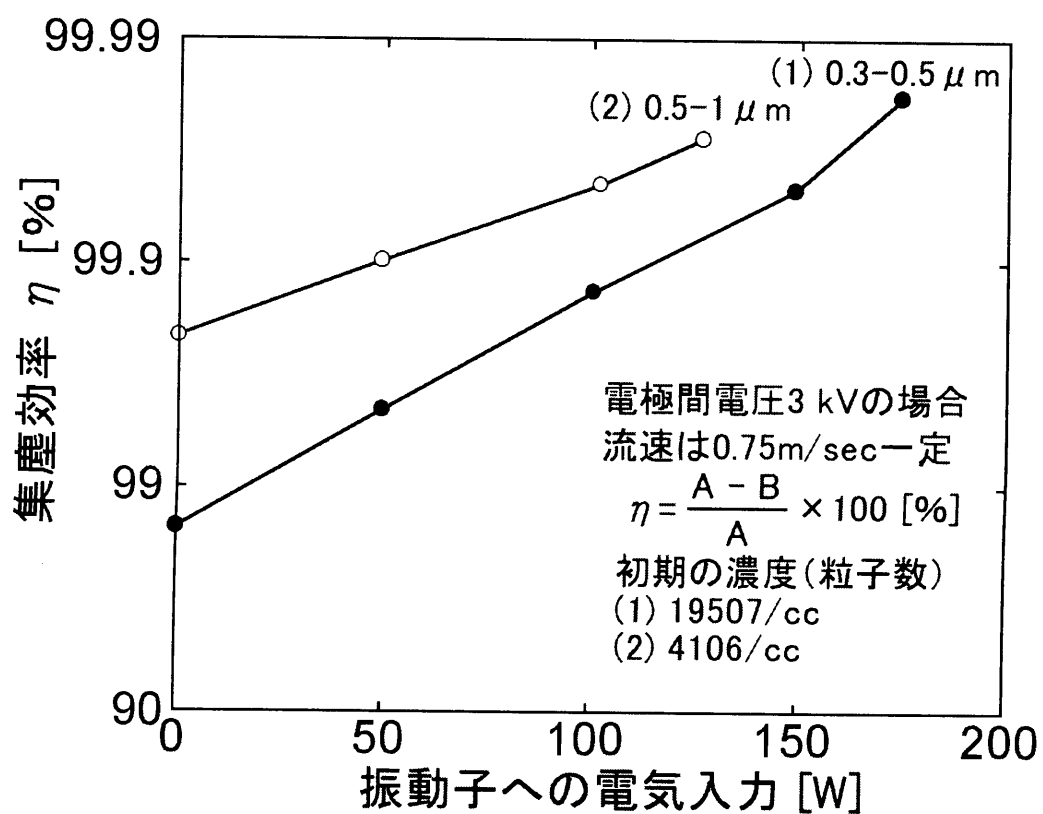


図 7.12 電極間電圧3kVの場合の音の併用による集塵効率高上の様子（図7.10を効率に直した場合）

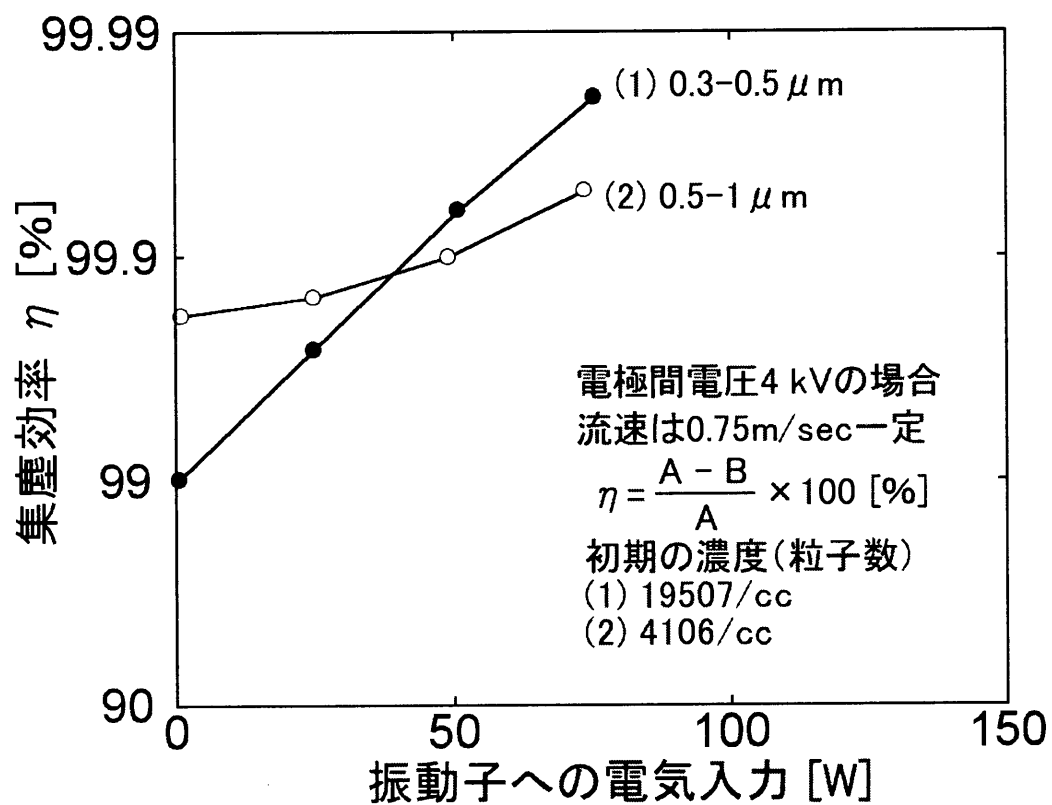


図 7.13 電極間電圧 4kV の場合の音の併用による集塵効率高上の様子（図 7.11 を効率に直した場合）

第8章 結論

放電に関する研究は放電そのものを専門に研究している研究者のみでなく、その応用、対策などの分野を超えての数多くの研究者が放電に関わる広い範囲の研究に携わり、結果として大きな成果が成し遂げられている。これらの成果はすでに実用化され大きく社会的貢献している分野も現在多く認められる。しかし、これらの成果とは別に、これら放電の分野では、今までに解明されていない部分や、研究の段階にも至っていないと思われる箇所もたくさん残されている。

この論文は、この手つかずの一例と思われる高音場中での放電の様子について新しい諸現象を見出し、それに基づいて高音場中での放電の挙動について論じたものでその中心は実験研究が主体である。

数多くの放電の研究発表が行われている現状の昨今であるが、この高音場と放電の関係については、今のところ研究報告は全く成されていないのが現状である。放電時には一般に音を伴うが、本研究は逆に放電に音が及ぼす影響について実験データを載げ論じ述べた論文である。新しい未知の現象が見られるか否かを実験的に検討した。その結果、放電の発光部が音場を高くすることで広がる等の諸現象を見出すことができ、放電に作用を及ぼす一手法として音があることを明らかにすることができた。

また、本研究の主題として、扱った放電の条件は大気圧力下常温（18～23℃）、相対湿度一定（40～50％）の音響管内の定在波音場で、電極は主として針（+極）対平板（-極、アース側）の構造とし、印加電圧は直流の場合である。対象となる放電形式としては、コロナ放電、間欠スパーク放電、高気圧グロー放電を主に取り扱った。

以下に、本研究の成果として得た結果を箇条にして例記する。

- (1) 主題となる定在波音場内の粒子速度最大なる位置で、払子コロナ放電、間欠スパーク放電、高気圧グロー放電の場合、音場が無い時に、電極間を細く棒状に橋絡した状態の発光部は、音の作用によって扇子状に広がる現象を観測した。その作用は音圧よりも、音の粒子速度による作用を受け、粒子速度が大きくなる程、広く広がるという新

たな知見が得られた。

- (2) 払子コロナ放電から間欠スパーク放電へ、放電形式が移行する電源の電圧の値が粒子速度を高くすることで高い値になる特性が見られた。また逆に、音により高気圧グロー放電が発生しにくくなる特性も見られた。

これらのことから、音が各種放電の発生する電圧値に何らかの影響を及ぼし、音が放電形式を促進・後退する作用のあることがわかった。

- (3) 間欠スパーク放電を対象にして、強力な定在波音場が放電の発光部を広げる程度 W_d を音の粒子変位 ξ_{p-p} で示すと $W_d = 1.7\xi_{p-p}^{1.09}$ となる実験式を見出した。すなわち ξ_{p-p} は、媒質の振動する幅を音の粒子変位で示したものである。結果として、音の媒質振幅の 1.7 倍の振幅があることがわかった。なお主題の針対平板ではなく、針対針電極の場合⁸⁴⁾ は音の媒質振幅の 1.3 倍になった。

- (4) 電極を 2 分割し、間欠スパーク放電のストリーマの様子を音を照射しながら検討したところ、その電流波形は、音響管の管軸上の左右に、媒質の振動と共に電流が流れることがわかった。その結果、音が媒質を振動させ、針電極から発生、進展するストリーマを振り、発光部が広がることを裏付け、明らかにした。なお、平板電極側を 13 分割し、ストリーマの挙動との相互関係も前者と同様に音によって分散されて、発光部が広がることを明らかにすることができた。

- (5) 前記 (4) の発光部の広がる割合は、空気を媒質とした場合、(3) の音の媒質の振幅の 1.7 倍の幅で広がっていたが、ここで媒質の雰囲気ガスを変えたところ、 N_2 ガスでは、2.7 倍、 CO_2 ガスでは 2.4 倍となり、空気の場合の 1.7 倍とは異なった値⁸⁵⁾ となることが判った。音の影響の大きさは媒質の種類によりそれぞれ異なるが、音が放電へ与える影響は、媒質によらず一般的であることがわかった。なお、各ガス質ともに、高気圧グロー放電の V-I 特性への音の影響があることも判った。

- (6) 高気圧グロー放電の V-I 特性に及ぼす音の影響⁸⁶⁾ は、音響管内の粒子速度分布上で発光部が広がる現象と同様に音の大きさの影響を受け、音の作用が大きくなると、同じ電極間電圧では、放電電流量を大きくすることも判った。音の周波数の影響に関しては、音の周波数を高くすると放電の発光部の広がり狭くなる傾向が見られた。しかし、こ

のことは振動回数から得られた振動振幅に直すと、周波数成分は見られなくなった。すなわち、音の粒子変位から求めた媒質の振動振幅で表すことができる結果となった。

(7) 高気圧グロー放電では、放電が消滅する電極間電圧と、放電が発生するときの電極間電圧の値が異なり、履歴のような現象が見られたがこの履歴に音を与える影響もわかった。すなわち、音によって高気圧グロー放電は、開始した直後の電圧は高くなる傾向を示し、逆に消滅時は音の影響で電極間の電位は低くなる傾向が認められる。この場合、音をある程度以上にすることで、履歴をなくすることもできた。

(8) 本研究によって、定在波音場中の放電現象を利用した応用を検討した結果、スイッチ接点間の放電吹き消しについては、その可能性が見られた。このことから、電力用遮断器への応用発展の可能性が高いことがわかった。基礎的応用のオゾンの発生促進については、その音の効果も確かめられた。しかし、音の使用電力的な面での検討の余地などはあった。ESP への音の併用では、音の作用により集塵効率を高めることができ、サブミクロン粒子の集塵に効果がある結果となった。

(9) また以上の (1)~(8) の各項目は、2 章の 2 節でも述べたように、音が放電へ及ぼす機構は媒質の振動振幅の変位によるものであり、この考え方によって種々の音の効果が得られたものと結論づけられる結果となった。

以上に述べたように、本研究の成果は現在のところ高音場を得るために定在波音場中ではあるが、強力な音場が放電に及ぼす新しい現象をいくつか明らかにすることができたと言える。また、この機構を音場の粒子速度、変位振幅などで実験的に解明した。

このような放電に及ぼす音の作用についての研究は他に類似の報告例が見られず、本研究は新規性の高いものと考えられ、物理学、特に音響工学に寄与するものである。さらに静電気工学の特に高電圧工学の内の放電の分野への一考察と成り得るものと考えられる。

しかしながら、音場の（大気圧力下）交番圧力問題、放電場へのその圧力変化の影響など多くの検討の必要性は充分にあるものと言える。

今後は、この圧力変化の放電への影響の検討の余地、また本研究で得られた特性を利用した工業的な応用面での充実も必要である。将来の展望としては、放電の発光部が音場によって走査し、放電場が広がることを利用し、微粒子の帯電促進、電気集塵機などの放電部のスパーク放電時の抑止用の装置として、または放電の音による抑止作用から、放電に至らない

状態でのコロナ電流の増大など，多くの方面への応用を含めた検討の余地をこの研究によって得られることとなったと考えられる．

謝辞

先ず、本研究の基礎となる音の物性については故瀬谷浩一郎元日本大学教授、静電気と放電等については故増田閃一元東京大学教授のお二人の両先生に指導を受け、ここに至ったことに深く感謝の意を表しご冥福をお祈り致します。

本論文をまとめるにあたり、東京大学教授小田哲治先生に格別なご指導、ご指摘を賜り、深く感謝の意を表わします。

また、本審査ならびに多くのご助言を頂いた東京大学桂井誠教授、仁田旦三教授、石井勝教授、日高邦彦教授、小野靖助教授の各先生に心より御礼申し上げます。

他に学会、研究等でお会いし、終始親切にご指導頂けた多くの先生方に、この論文に多大な成果を与えて下さったことに深く感謝申し上げます。

また、学位論文を纏めるにあたり、何度も挫折しかかった折に、あるときは厳しくあるときには優しく励ましていただいた群馬大学佐藤正之教授、日立プラント(株)三坂俊明氏、大分大学大久保利一教授、豊橋技術科学大学（現在岡崎国立共同研究機構分子科学研究所）水野彰教授、東京大学鷺津正夫教授、マックマスタ大学 Jen-Shih Chang 教授に厚く御礼申し上げます。

なお、長期間に渡り共同実験や研究を共にさせて頂いた日本大学大塚哲郎専任講師に深く感謝します。

さらに、この研究の当初日本大学研究生で、現在千葉工業大学博士後期過程在学中の寺西研二君にトレース実験などを手伝って頂きました。ここにお礼申し上げます。

関連図書

- 1) 丹羽登：「超音波計測」 昭晃堂, (1986) p.1
- 2) 実吉純一，菊池喜充，熊本乙彦：「超音波便覧」 日刊工業新聞社, (1978) p.1
- 3) 文献 2) の p.3
- 4) H.Yamamori, T.Itoh, K.Ohya and H.Bannno: "Characteristics of Bolt-Clamped Langevin Type Ultrasonic Transducer with Square Radiating Surface": Japanese Journal of Applied Physics **29** Supplement 29-1, p.167-169 (1990)
- 5) E.Riera-Franco de Sarabia, J.A.Galleo-Juarez "Ultrasonic Agglomeration of Micron Aerosols Under Standing Wave Conditions": Journal of Sound and Vibration **110** 3, p.413-427 (1986)
- 6) 大塚哲郎，瀬谷浩一郎：「段つき円形振動版を用いた強力空中超音波音波」 日本音響学会誌 **47** (7), p.478 (1991)
- 7) 中根偕夫，瀬谷浩一郎：「超音波による煙霧粒子の凝集」 日本音響学会誌講演論文集 1-1-11,p.595 (1983)
- 8) A.A.Kosara, 青山，中根偕夫，瀬谷浩一郎：「定在波音場内の粉体の凝集」 日本音響学会講演論文集 2-2-2,p.995 (1993)
- 9) 中根偕夫：「音波集塵」 超音波テクノ 日本工業出版会 Vol.6 No.1, p.34-37 (1994)
- 10) 瀬谷浩一郎，中根偕夫：「超音波と水霧による排煙濃度軽減」 電子通信学会超音波研究会 US-78-57, p.25-30 (1979)
- 11) 中根偕夫，瀬谷浩一郎：「超音波が煙霧粒子分布に与える影響」 日本音響学会講演論文集 1-1-1, p.598 (1983)

- 12) 川村雅恭：「音波による煙霧質の凝集に関する実験」日本音響学会誌 **17**,2, p.123-133 (1961)
- 13) Robert S.Soloff: "Sonic Drying", The Journal of Acoustic Society America **36**,5, p.961-965 (1964)
- 14) 瀬谷浩一郎, 川村雅恭：「強力音波による固体の乾燥実験」電子通信学会誌 **48**,11, p.176-185 (1965)
- 15) Shermann L.Min, R.Glynn Holt and Robert E.Apfel: "Simulation of Drop Dynamics in Acoustic Positioning Chamber" Journal of Acoustic Society of America **91**,6, p.3159-3165 (1992)
- 16) T.Otsuka, K.Higuchi and K.Seya: "Ultrasonic Levitation by Stepped Circular Vibrating Plate", Japanese Journal of Applied Physics **29** Supplement 29-1, p.170-172 (1990)
- 17) M.R.Amin: "Fast Time Analysis of Intermittent Point-to-plane Corona in Air I, II, III", Journal of Applied Physics **25**,2-5, p.358-363,p.627-633 (1954)
- 18) Leonald B.Loeb: "Electrical Corona", University of Carifornia Press Berkeley and Los Angeles, p.74 (1965)
- 19) 細川辰三, 熊崎憲次, 三好保憲：「低圧空气中負コロナの過渡特性」電気学会誌 **89**,3, p.519-526 (1969)
- 20) E.Kuffel and Madon M.Bera: "Breakdown in Triggered Spark Gaps in Air" IEEE Transaction on Power Apparatus and Systems PAS-87,7, p.1628-1635 (1968)
- 21) 本多侃士：「平等ギャップにおけるストリーマ破壊の条件式」電気学会誌 **85**,8, p.1394-1401 (1965)
- 22) 野畑金弘：「グロー放電のファラデー暗部について」電気学会誌 **79**, p.299-305 (1959)
- 23) 中根偕夫, 瀬谷浩一郎：「超音波と電気集塵装置併用による煙霧消去の実験」日本音響学会春季講演論文集, p.489-490 (1978)

- 24) 中根偕夫, 瀬谷浩一郎 : 「超音波と電気集塵法による煙霧捕集の実験」 日本音響学会秋季講演論文集, p.119-120 (1978)
- 25) 増田閃一, 阿久津頭右, 中根偕夫 : 「レーザドップラ速度計による ES 型電気集塵機装置内の電風 (イオン風) の研究」 静電気学会予稿集, p.25-28 (1978)
- 26) K.Seya, T.Nakane, T.Otsuka: "Effect of Removing Smoke by Electrostatic Precipitator with High Intensity Ultrasound", Ultrasonic International **79**, p.624-627 (1979)
- 27) 中根偕夫, 瀬谷浩一郎 : 「超音波と静電気併用による集塵」 電気通信学会超音波研究会, p.25-30 (1979)
- 28) 中根偕夫, 瀬谷浩一郎 : 「電気集塵に超音波を併用した場合」 日・韓合同音響学術研究発表会, p86-89 (1981)
- 29) T.Nakane, T.Otsuka, K.Seya: "Electrostatic Precipitation with Ultrasound Field", Japanese Journal of Applied Physics **21**,3 (1982)
- 30) T.Nakane, T.Otsuka, K.Seya: "The Experiment of Electrostatic Precipitator with Ultrasonic Agglomeration", Processings of the Second International Conference on Electrostatic Precipitation, p.734-738 (1985)
- 31) 中根偕夫, 瀬谷浩一郎 : 「超音波凝集を併用した電気集塵の実験」 静電気学会誌 **10**,5, p.331-337 (1986)
- 32) T.Nakane, T.Hirata, K.Seya: "Experiment on Electrostatic Precipitator with Application of Ultrasonic Agglomeration", International Conference on Modern Electrostatics, p.49-52 (1988)
- 33) T.Nakane, K.Seya: "The Collection Efficiency of an Electrostatic Precipitator with Ultrasonic Application", The Second Joint Meeting of ASA and AJS J558 (1988)
- 34) T.nakane, K.Seya: "Effect of Intense Aerial Ultrasonic on Electrostatic Precipitation", Japanese Journal of Applied Physics **28**,1, p.149-151 (1989)

- 35) 中根偕夫：「室内用 ESP による生菌除去の試み　－超音波凝集作用を併用した場合－」，
静電気学会誌 **23**,5, p.260-265 (1999)
- 36) 川村雅恭：「電気音響工学概論」昭晃堂 (1987) p.9
- 37) 文献 36) の p.27
- 38) 中根偕夫，瀬谷浩一郎：「強力定在波音場での払子コロナの挙動」日本音響学会講演論
文集 3-5-8, p.779 (1985)
- 39) 平田尚史，中根偕夫，瀬谷浩一郎：「強力定在波音場での払子コロナの挙動」日本音響
学会講演論文集 1-2-4, p.675 (1986)
- 40) 中根偕夫，平田尚史，瀬谷浩一郎：「強力定在波音場の高気圧グロー放電に及ぼす影響」
日本音響学会誌 **46**,11, p.893-898 (1990)
- 41) 中根偕夫，瀬谷浩一郎：「定在波音場が放電に及ぼす影響　－電極形状によるコロナ放
電特性－」，日本音響学会講演論文集 2-Q-23, p.1141 (1995)
- 42) 寺西研二，林広，中根偕夫：「音が無声放電の電気特性へ及ぼす影響」日本音響学会 2000
年春季研究発表会講演論文集，p.801 (2000)
- 43) 中根偕夫，平田尚史，瀬谷浩一郎：「払子コロナへ音波の及ぼす影響」，静電気学会誌
9,6, p.422-423 (1985)
- 44) 中根偕夫，平田尚史，瀬谷浩一郎：「スパーク・高気圧グロー放電に強力音波が及ぼす影
響」，静電気学会誌 **11**,5, p.378-380 (1987)
- 45) 中根偕夫，平田尚史，瀬谷浩一郎：「定在波音場が放電に及ぼす影響　－交流放電の場
合－」，静電気学会誌講演論文集 8a-C8, p.331 (1988)
- 46) 平田尚史，中根偕夫，瀬谷浩一郎：「強力定在波音場中の払子コロナ放電の様子」，電気
学会全国大会講演論文集 (2), p.65 (1990)
- 47) 中根偕夫，平田尚史：「強力定在波音場の間欠スパーク放電に及ぼす影響」電気学会論
文誌 A **120A** 8/9, p.785-790 (2000)

- 48) T.Nakane, K.Seya: "Behavior of Bridged-over Corona in High-intensity Sound Field", Japanese Journal of Applied Physics **25**,1, p.180-183 (1986)
- 49) T.Nakane, T.Hirata and K.Seya: "Behavior of Electric Discharge in Ultrasonic Field", Japanese Journal of Applied Physics **26**,1, p.203-205 (1987)
- 50) T.Hirata, T.Nakane and K.Seya: "Electric Discharge in Ultrasonic Field — Relationship between Particle Velocity of Sound and Spread Width of Discharge —", Japanese Journal of Physics **30**,1, p.54-56 (1991)
- 51) 太田雄光編：「基礎物理音響工学」朝倉書店，p.44 (1990)
- 52) 山崎憲，岩佐茂夫，瀬谷浩一郎：「音響管内音圧測定用 Probe tube についての実験」，日本音響学会講演論文集，p.309 (1977)
- 53) 岩佐茂夫，山崎憲，瀬谷浩一郎：「音響管内部音圧測定用 Probe tube の径の影響」，日本大学生産工学部第9回学術講演会電気部会，p.25 (1976)
- 54) 中根偕夫，平田尚史：「強力定在波音場の間欠スパーク放電に及ぼす影響」電気学会誌 120A 8/9, p.785 (2000)
- 55) 赤崎正則：「基礎高電圧工学」昭晃堂，p.30 (1996)
- 56) 中根偕夫，平田尚史，瀬谷浩一郎：「音が放電に及ぼす影響 - 放電の挙動とその機構 -」日本音響学会講演論文集，p.1203 (1997)
- 57) 今田剛，増田渉，八井浄：「高気圧パルスグロー放電に及ぼす気体密度くぼみの影響」電気学会誌 118A **10**, p.1139 (1998)
- 58) 本多侃士：「気体放電現象」東京電機大学出版局，p.84 (1978)
- 59) 王河元編：「放電」共立出版，p.63 (1975)
- 60) 平田尚史，中根偕夫，瀬谷浩一郎：「強力定在波音場中の払子コロナ放電の様子」平成2年度電気学会全国大会講演論文集，p.265 (1990)
- 61) 平田尚史，中根偕夫，瀬谷浩一郎：「定在波音場が払子コロナ放電に及ぼす影響」静電気学会講演論文集'86, p.239 (1986)

- 62) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎:「音波が放電に与える影響」電子通信学会技術研究報告 86,356 US86-75, p.23 (1987)
- 63) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎:「超音波による放電の挙動」第7回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集 P-33, p.111 (1986)
- 64) 平田尚史, 中根偕夫, 瀬谷浩一郎:「放電の発生する電圧範囲に与える音波の影響」平成2年度電気学会全国大会講演論文集, p.266 (1990)
- 65) 平田尚史, 大塚哲郎, 中根偕夫, 瀬谷浩一郎:「強力定在波音場内での放電について」電子通信学会技術研究報告 88 US88-57, p.1(1988)
- 66) T.Hirata and K.Seya: "Visual Observation of Electrical Discharge in a Standing Sound Wave Field", The Journal of the Acoustical Society of America 84 Supplement 1, p.198 (1988)
- 67) 平田尚史, 瀬谷浩一郎:「間欠スパーク放電への音波照射」電気学会誌 110-A(1), p.98-99 (1990)
- 68) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎:「スパーク放電・高気圧グロー放電に強力音波が及ぼす影響」静電気学会誌 11(5), p.378-380 (1987)
- 69) 平田尚史, 中根偕夫, 鍵和田浩, 瀬谷浩一郎:「コロナ放電の電流分布に及ぼす音の影響」日本音響学会講演論文集, p.807-808 (1991)
- 70) 中根偕夫, 平田尚史, 井川直彦, 瀬谷浩一郎:「音が放電に及ぼす影響第10報ー払子コロナ放電の電流分布の観測ー」日本大学生産工学部第24回学術講演会電気部会 2-4, p.13-16 (1991)
- 71) 菊地昭宏, 平田尚史, 中根偕夫, 瀬谷浩一郎: 音響学会講演論文集'93, p.927, 音響学会 (1993)
- 72) 中根偕夫, 瀬谷浩一郎: 静電気学会講演論文集'95, p.405, 静電気学会 (1995)
- 73) 川村雅恭:「電気音響工学概論」昭晃堂 (1987) p.32

- 74) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎:「定在波音場中での高気圧グロー放電の開始・消滅する電圧」日本音響学会講演論文集, p.869 (1989)
- 75) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎:「大気圧グロー放電の消滅電流に及ぼす超音波の効果」静電気学会講演論文集, p.423 (1992)
- 76) 菊地昭宏, 中根偕夫, 瀬谷浩一郎:「大気圧グロー放電の消滅電流に及ぼす超音波の効果 - 音の周波数を変化させた場合-」静電気学会講演論文集, p.99 (1993)
- 77) 平田尚史, 中根偕夫, 瀬谷浩一郎:「強力定在波音場内での放電の諸現象」電子情報通信学会技術研究報告 90-31, p.23-30 (1990)
- 78) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎:「超音波のコロナ放電に及ぼす効果 - オゾン発生の促進 - 」日本音響学会講演論文集, p.877 (1990)
- 79) 大塚哲郎, 瀬谷浩一郎:「段つき円形振動板を用いた強力空中超音波音源」日本音響学会誌 **47**-7, p.478-483 (1991)
- 80) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎:「超音波の払子コロナ放電に及ぼす影響」日本音響学会講演論文集, p.703 (1986)
- 81) 家田正之編:「現代高電圧工学」オーム社, p.234 (1985)
- 82) 青山久範, Asep Arwim Kotsara, 中根偕夫, 瀬谷浩一郎:「超音波による凝集粉体帯電の観測」静電気学会講演論文集, p.227 (1993)
- 83) 静電気学会編:「静電気ハンドブック」オーム社, p. (1999)
- 84) 中根偕夫, 平田尚史:「強力定在波音場の間欠スパーク放電に及ぼす影響」電気学会誌 120A 8/9, p.785 (2000)
- 85) 中根偕夫:「各種ガス質中での放電に音が及ぼす影響」静電気学会誌 **25**(2), p.84 (2001)
- 86) 中根偕夫, 寺西研二:「音が高気圧グロー放電の諸特性に及ぼす影響」静電気学会誌 **25**(2), p.91 (2001)

著者学会論文引用文献リスト

- A) T. Nakane and K. Seya: "Behavior of Bridged-over Corona in High-intensity Sound Field", JJAP Vol.25-1 Supp. p.180 (1986)
- B) T. Nakane, T. Hirata and K. Seya: "Behavior of Electric Discharge in Ultrasonic Field", JJAP Vol.126-1 Supp. p.203 (1987)
- C) T. Hirata, T. Nakane and K. Seya: "Electrical Discharge in Ultrasonic Field - Relationship between Particle Velocity of Sound and Spread Width of Discharge-", JJAP Vol.30-1 Supp. p.54 (1991)
- D) 中根偕夫, 平田尚史:「強力定在波音場の間欠スパーク放電に及ぼす影響」電気学会論文誌 A Vol.120 8/9 号, p.785 (2000)
- E) 中根偕夫:「各種ガス質中での放電に音が及ぼす影響」静電気学会誌 25 巻 2 号, p.84 (2001)
- F) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎:「強力定在波音場の高気圧グロー放電に及ぼす影響」日本音響学会誌 46 巻 11 号, p.893 (1990)
- G) 中根偕夫, 寺西研二:「音が高気圧グロー放電の諸特性に及ぼす影響」静電気学会誌 25 巻 2 号, p.91 (2001)
- H) T. Nakane, K. Teranishi and T. Otsuka:"Effect of Ultrasound in High Pressure Glow Discharge", JJAP Vol.40-5B p.3797 (2001)
- I) T. Nakane, T. Otsuka and K. Seya: "Electrostatic Precipitation with Ultrasound Field", JJAP Vol.21-3 Supp. p.196 (1982)
- J) 中根偕夫, 瀬谷浩一郎:「超音波を併用した電気集塵の実験」静電気学会誌 Vol.10 No.5 p.331 (1986)
- K) T. Nakane and K. Seya: "Effect of Intense Aerial Ultrasonic on Electrostatic Precipitation", JJAP Vol.28-1 Supp. p.149 (1989)
- L) 中根偕夫:「室内 ESP による生菌除去の試み - 超音波凝集作用を併用した場合-」静電気学会誌 132 号 Vol.23, No.5 p.260 (1999)

付 録

(Appendix)

目 次

付録 A-1 音波凝集を併用した電気集塵機（ESP） A-1

1	まえがき	A-1
2	実験装置および方法	A-1
2.1	実験装置	A-1
2.2	煙霧試料および計測器について	A-2
3	実験結果	A-3
3.1	粒子径分布への各作用の影響	A-3
3.1.1	超音波凝集による粒子径分布の変化	A-3
3.1.2	粒子径分布から見た ESP の集塵効率	A-4
3.2	ESP に音波凝集作用を併用した実験	A-4
3.2.1	凝集肥大粒子を ESP に加えた実験	A-4
3.2.2	ESP 内部を超音波音場とした実験	A-5
3.2.3	超音波併用の効果についての考察	A-6
4	まとめ	A-7

付録 A-2 超音波凝集作用を併用した室内用 ESP による生 菌除去 A-21

1	はじめに	A-21
2	実験装置	A-22
2.1	室内用 ESP の試作	A-22
2.2	水霧を凝集するための超音波発生装置	A-22
2.3	実験に用いた装置の全景	A-23
3	実験結果	A-23

3.1	一般室内汚染空気を試料とした場合	A-24
3.2	ESP によるレンサ球菌の捕集の試み	A-24
3.3	超音波の凝集作用を ESP に併用した実験	A-25
4	まとめ	A-26
 付録 A-3 定在波音場でのイオン風の挙動		A-37
1	はじめに	A-37
2	実験装置	A-37
3	実験結果	A-38
4	まとめ	A-39
 付録 A-4 定在波音場での凝集粉体の帯電		A-46
1	はじめに	A-46
2	実験装置	A-46
3	実験結果	A-46
3.1	強力定在波音場中の粉体凝集の様子	A-46
3.2	凝集粉体の帯電の様子	A-47
4	まとめ	A-48
 参考文献		A-54

音波凝集を併用した電気集塵機（ESP）

1 まえがき

電気集塵装置（以下 ESP と略記する）は対象ダストの粒子径が細くなる程，その捕集性能が低下する¹⁾．サブミクロン粒子を大量に含む石炭フライアッシュなどでは，集塵率の低下が著しくなり捕集困難になる¹⁾．

そこでサブミクロン粒子を集塵の容易な粒径までに凝集肥大させ，集塵効率を高くすることが考えられる．その一方法として，強力空中超音波を煙霧へ照射する方法¹⁾がある．空中に浮遊する煙霧粒子の音波による凝集については Bolt と Haideman らが理論的に検討²⁾し，その裏付けの実験³⁾や，その応用としての音波凝集装置の試作⁴⁻⁶⁾がされている．

本論は煙霧粒子の超音波による凝集肥大化の作用を利用し，試作煙霧粒子径を大きくした後，ESP を併用した場合の集塵効率の向上と，ESP の装置内部を強力超音波音場とした場合の2例を実験的に試みたので示す⁵⁾．この A- I の前者では，試料となる煙霧粒子径に超音波が与える影響について，アンダーセンサンプラを用いた実験的考察を記述する．後半では，超音波と ESP の併用による集塵効率についての実験結果を A- II として述べる．

2 実験装置および方法

2.1 実験装置

実験装置の略図を図1に示す．装置本体は断面が18×18cmの亚克力製のダクト状で，全長約2.5mである．本体は空中強力超音波発生部と静電気による ESP 部に大別でき，他はダクト内ガス流を整流する装置や，吸引式の送風機等からできている．

煙霧粒子を凝集肥大化²⁾させる超音波発生部は，図に示すように ESP 部の上流に装置させ，2枚の高次モード曲げ振動板⁷⁾（7×28cm，1mm厚のジュラルミン製）を半波長の縦共振棒（12.5cm，太さ7mm）2本で接続し，ダクト内部に装置した．この共振棒はエキスポネンシャルホーンを経て π 型フェライト振動子（周波数20kHz）に接続してある．

使用する強力空中超音波の周波数は、試料となる煙霧粒子（線香の煙）の径を考慮し、文献2) の下記の関係式(1) 及び文献8) を引用し、20kHz とした。

$$\frac{X_P}{X_G} = \frac{1}{[1 + (\pi\rho_P D_P^2 f / 9\eta)^2]^{1/2}} \quad (1)$$

但し、 X_P ：煙霧粒子の振動振幅、 X_G ：媒質の振動幅

(1) 式は定在波音場における煙霧粒子の凝集について Brandt らが、音の粒子速度および振幅と煙霧粒子の相対速度効果による力学的凝集との見地より、理論的に求めた X_P と X_G の比である。(1) 式で $0.2 < X_P/X_G < 0.8$ の領域を過渡領域 (transition range) と称して粒子の力学的凝集に有効な区域としている。そこでこの X_P/X_G を 0.5 とし、粒子密度^{3, 8)} $\rho_P=1\text{g/cm}^3$ 、媒質の粘性係数⁹⁾ $\eta = 180.9 \times 10^{-6}\text{g/cm}\cdot\text{s}$ の場合とし、粒子径対音の周波数の関係を計算したところ図2 を得た。

図からも分かるように煙霧粒子径を凝集肥大化し $1\mu\text{m}$ 以上にするためには、100kHz 以下の周波数の音波を用いることで、解決できるものと考えられる。ここでは騒音防止を考慮し、使用周波数を 20kHz とした。

この周波数でダクト内部を強力音場としたところ図3 を得た。図はダクトの中心軸上で共振棒より 15cm 間の音圧（実効値）を測定した場合で、図中の曲線は振動子への入力 15W の例である。この場合の位置での平均的音圧は、図から 150dB (re.0dB=20 μ Paa) と読み取れる。

ESP 部は図1 に示すようにダクトの上下面に 55cm 長、18cm 幅の集塵極にみたてたジュラルミン板2枚装置し、板間の中心に、ガス流に対して直角に 5cm 間隔で張った 10 本の 0.2mm ϕ の線で放電極とした。電極間電圧（負の放電極）は 0~30kV で動作させた。この場合の電極間電圧（印加電圧）とコロナ電流の関係を図4 に示す。

2.2 煙霧試料および計測器について

試料はサブミクロン粒子を凝集肥大させる意図から、今回は一般に入手しやすい線香の煙（著者の計測によると平均粒子径約 0.4 μ ）を用いた。この試料煙霧濃度は約 0.5mg/m³ と希薄なものと、360mg/m³ の濃い場合の2種類とし、ダクト内部のガス流速は 0.5m/s である。

計測器については、粒子径分布測定 (3.1.1, 3.1.2) にはアンダーセンサンプラ（日本カノマックス社製 3351）を用いた。これは大気中の浮遊粒子状物質の粒径測定装置で、多穴多段

式のインパクタ方式により、空気動力学的に捕集する分級サンプラである。この分級は9ステージで $0.1\sim 10\mu\text{m}$ の分級であるが大粒子径は省き6ステージのみ記した。

超音波凝集作用をESPに併用した実験(3.2.1, 3.2.2)では光散乱式粒子計数器(リオン社製KC-01A, 以後PCと記す)を用いた。これは粒子が測定器内部の照射領域を通過した個数を求め、一定の測定時間中の吸引空気体積と、選別された粒子数とによって粒子の個数濃度を求めるもので、この測定器の分級は $0.3\sim 5\mu\text{m}$ 以上の5レンジとなっている。また、ここでは4レンジのみ記した。

3 実験結果

粒子分布についての実験を3.1で、超音波凝集作用をESPに併用し集塵効率の向上の試みを3.2に述べる。

3.1 粒子径分布への各作用の影響

3.1.1 超音波凝集による粒子径分布の変化

装置本体内部に試料となるガスを流動させ、装置排出口側で捕集した試料の粒子分布径を測定したところ図5を得た。図はアンダーセンサンプラで各粒子径範囲ごとに分級捕集した煙霧粒子重量を総合計し、各ステージごとの割合にして示した。図5の垂直軸は全煙霧粒子重量の割合で、水平軸は粒子径及び各ステージの粒子径範囲である。また、パラメータは超音波作用のない場合と、音圧145, 150, 154dBのありの場合である。

図5から $0\sim 0.4\mu\text{m}$ (Fステージ)の煙霧粒子重量の割合は、煙霧粒子に照射する音圧を大きくすることによって減少し(すなわち57%の割合だったのが154dBの超音波を照射することで43%へと変化した)、逆に $0.4\sim 4.7\mu\text{m}$ (7~3ステージ)の粒径の大きい範囲の場合は、重量の割合が増大(例えば $1.1\sim 2.1\mu\text{m}$ では3%だったのが7%へ)する傾向が見られる。

これらのことは、超音波の煙霧粒子の凝集作用によって粒子が凝集肥大化し、小粒径から大粒径に分布が移行したものと考えられる。

3.1.2 粒子径分布から見た ESP の集塵効率

アンダーセンサンプラを用い、ESP の煙霧の粒子径分布を測定した。図 6 に各ステージごとの重量分布の結果を示す。図 6 の垂直軸は各煙霧粒子径の範囲での捕集重量を示し、水平軸は粒子径である。パラメータには電極間の印加電圧で 0, 10, 20, 25kV とした場合である。図から文献 1) にも述べられているように、サブミクロンの粒子径範囲で集塵の性能が低く、 $1\mu\text{m}$ 以上の粒子捕集の効果が高いことがわかった。例えば $0.4\sim 0.7\mu\text{m}$ (7 ステージ) においては $115\text{mg}/\text{m}^3$ の排出煙濃度だったのが、20kV にすることにより $54\text{mg}/\text{m}^3$ へと変化し約 62 % の集塵効果を示している。一方、 $2.1\sim 3.3\mu\text{m}$ (4 ステージ) の場合は 30 % で、効果が高いことが見られる。

これらのことから、試料となる煙霧粒子径分布が大の粒子径であれば、ESP による集塵効果は高くなるのがわかる。

3.2 ESP に音波凝集作用を併用した実験

3.2.1 凝集肥大粒子を ESP に加えた実験

排煙測定用の PC に 1/10 の希釈装置を付加し、排出煙の濃度を測定した結果を図 7 に示す。垂直軸に装置排出口側での煙霧 1ℓ 中の粒子数を、すなわち、PC の指示値を対数目盛上に示し水平軸には電気集塵部の電極間電圧を示した。図 7 中曲線 (1)(2) は $0.3\sim 0.5\mu\text{m}$ の粒子径範囲の粒子数を、曲線 (3)(4) 及び曲線 (6)(5) はそれぞれ $0.5\sim 1.0\mu\text{m}$, $1.0\sim 2.0\mu\text{m}$ の場合を示している。また白抜き印の実線は ESP のみ動作した場合の集塵であり、黒ぬり印点線は超音波 (図 3 の音場) を併用した場合を示す。

図から、粒子径 $0.3\sim 0.5\mu\text{m}$ の範囲で、電極間電圧が 0kV の場合、即ち印加電圧及び超音波作用が共にない初期の濃度のとき 4.5×10^5 個/ℓ であったものが、電極間電圧を例えば 30kV にすると、 5×10^4 個/ℓ まで減少することがわかる。そこでこの状態に超音波を照射し、ESP を動作させると電極間電圧を 0kV、即ち超音波による煙霧粒子の凝集作用だけで、初期の濃度 4.5×10^5 から 3×10^5 個/ℓ まで排煙濃度が降下していることが見られる。このことは、強力超音波による粒子の凝集肥大化に伴う装置中央部の整流板への衝突および重量増大による沈降ではないかと考えられる。また、電極間電圧が 30kV では ESP のみで 5×10^4 だったものが 3.5×10^4 個/ℓ となり、ESP のみ動作よりも集塵の効果が高いのがわかる。また、粒子径

0.5~1.0 μm の範囲の場合も同様な傾向であることがいえるが、1.0~2.0 μm の曲線 (5)(6) が逆となっている。このことは、超音波の煙霧粒子への凝集作用によって粒子が凝集肥大化し、小粒径から大粒径に分布が移行^{10, 11)} し、1.0~2.0 μm の範囲の粒子の量が増大したためと考えられる。

集塵の効率を検討するため、煙霧の初期濃度を基準とした集塵効率を次式のように考えた。

$$\eta = \frac{I_c - P_D}{I_c} \times 100 (\%) \quad (2)$$

但し、 η ：集塵効率、 I_c ：初期の煙霧粒子濃度、 P_D ：集塵装置を動作させた場合の濃度

(2) 式を用いて図7を書き直したのが集塵効率図8である。図8(a)(b)(c)は粒子径範囲別に示し、それぞれ0.3~0.5 μm 、0.5~1.0 μm 、1.0~2.0 μm の場合である。いずれの場合も白抜き印実線はESPのみの集塵効率で、黒ぬり印点線の曲線が超音波作用をESPに併用した場合である。

この集塵効率の図から、サブミクロン粒子の範囲では超音波作用を併用することで、明らかに効率の向上が見られる。しかし1.0~2.0 μm の場合は超音波作用のみで、逆に127%にも粒子数が増大しているため、ESPの電極間を30kVと高くしても集塵効率が97%となり、ESPのみの動作の場合の99%には至らない。

3.2.2 ESP内部を超音波音場とした実験

前節で述べた超音波を照射した後の煙霧粒子をESPに導入した場合とは異なり、ESP内部自体を強力音場とし、超音波による煙霧粒子凝集を行った。

装置のESP本体は円筒形に、超音波音源は指向性のある8cm ϕ の円形段付振動板¹²⁾とした。この超音波音源は図9実験装置に示すようにESP本体の排出口側に位置させ、図10に示した音圧パターンが有効にESP本体内に入るようにした。また、試料流量は3.2.1と同様であり、空筒部流速0.5m/s、とほぼ同一の処理量0.97m³/minで実験を行った。また、この場合の装置のESP部のV-I特性を図11に示す。

実験結果を図12に示す。図の垂直・水平軸ともに図7と同様である。図中曲線(1)(2)は0.3~0.5 μm の範囲の粒子数を曲線(3)(4)、(6)(5)はそれぞれ0.5~1.0、1.0~2.0 μm を示す。また、白抜き実線はESPのみのみ動作させた場合の集塵の様子であり、黒ぬり印破線はESPに超音波を併用した場合を示す。

図 12 から粒子径 $0.3\sim 0.5\mu\text{m}$ の範囲で、電極間電圧 0kV の場合、即ち ESP の電圧及び超音波作用が共がない初期の濃度 7×10^4 個/ ℓ であったのが、ESP の電極間電圧 30kV にすることで 1.7×10^4 個/ ℓ まで減少したのがわかる。そこで、この状態に超音波を照射し、同様に ESP を動作させると 1.3×10^4 個/ ℓ となり、ESP のみの動作よりも集塵の効率が高くなるのがわかる。

また、粒子径が $0.5\sim 1.0\mu\text{m}$ の範囲の場合も同様な傾向を示したが、比較的大粒子径の $1.0\sim 2.0\mu\text{m}$ の範囲の曲線 (5)(6) の場合は 3.2.1 と同様に実線と破線が逆転した。超音波音場を ESP 本体内にすることで、装置の小型化はできたが、サブミクロン粒子の範囲での集塵効果は 3.2.1 の場合よりも約 6 % 低いように見られる。

3.2.3 超音波併用の効果についての考察

超音波による煙霧粒子の凝集作用を ESP に併用した場合の集塵の効果について考察するため、集塵効率図を (2) 式を用い図 7, 12 から求めたところ図 13 が得られた。

図 13 中 (a)(b)(c) は粒子径範囲別で、それぞれ $0.3\sim 0.5$, $0.5\sim 1.0$, $1.0\sim 2.0\mu\text{m}$ の場合であり、垂直軸は集塵効率を、水平軸は ESP 部への電気入力（電極間電圧にコロナ電流を乗じた値）である。いずれの場合も白抜き印実線は ESP のみ動作のときの集塵効率で、黒ぬり印破線は超音波（振動子への入力 20W 時）を ESP に併用した場合を示す。また、曲線 (1)(2) が、超音波による凝集肥大粒子を ESP に加えた実験である 3.2.1 の結果であり、曲線 (3)(4) は ESP 内部に超音波作用を加えた 3.2.2 の結果である。

小粒子径の図 13(a) を見ると、曲線 (2) の ESP のみでは、ESP の電気入力が例えば 7.2W で 90 % の集塵効率を示している。この状態に超音波（振動子への入力 20W ）を併用すると、(1) 曲線の 93 % へと集塵効率が上昇する。また ESP への電気入力が低いとき場合が大きいことを示している。これらの傾向は、曲線 (1)(2) よりは全体に集塵効率が低い、曲線 (3)(4) も同様である。

また別の見方をし、比較的大粒子径になる図 13 中 (b)(c) の場合曲線 (1)(2) 部と曲線 (3)(4) 部が近づき、 $0.5\mu\text{m}$ 以上の大きな粒子に対しては 3.2.1, 3.2.2 いずれの超音波併用型でも効果は同じと言えそうである。

しかしながら、前項でも述べたが、 $1.0\sim 2.0\mu\text{m}$ の粗大粒子径の範囲では図 13 中 (c) に示すように超音波を併用することによって、凝集肥大粒子による竜径分布の移行¹¹⁾ 即ち、図 5 の

ため集塵効率の低下した。このことから、ESP の集塵効率が低い小粒子径の範囲で、また、ESP の電極間の電気入力小さい時に超音波の併用の効果がよいといえる。

4 まとめ

この実験から、超音波を併用することで ESP の集塵効率を上げることができたが、特に粒子径が $0.5\sim 1.0\mu\text{m}$ と小さい範囲で顕著であった。このことは、微小粒子を超音波により凝集肥大させ、その試料を ESP で捕らえる 3.2.1 の場合が効果が高かったことから、サブミクロン煙霧粒子の凝集肥大は、ESP の集塵効率の向上にとって有効な手段であると考えられる。しかしながら、この装置の煙霧処理能力は毎分 1m^3 弱と小規模のため、超音波が有効となったが現存する音源から察して、大型化は現在のところ困難と考えられる。しかし、ESP では捕らえにくい試料とか、爆発性の煙霧試料などには、超音波凝集作用を併用することを考慮する必要は大きいといえる。

なお静電界に超音波が及ぼす影響¹³⁾についても、今後検討を加えなければならない。

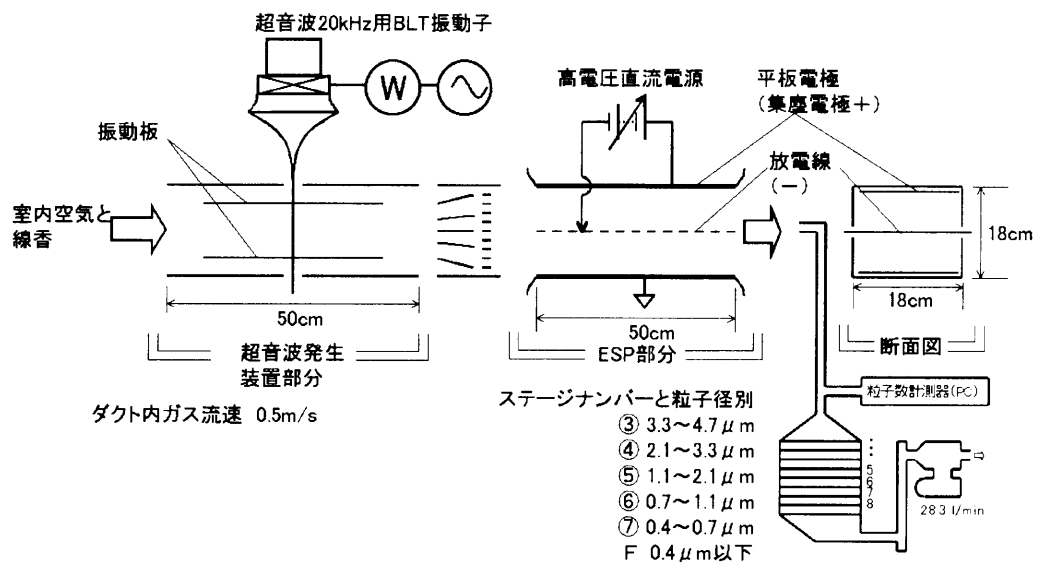


図 1 実験装置（平板型 ESP）図

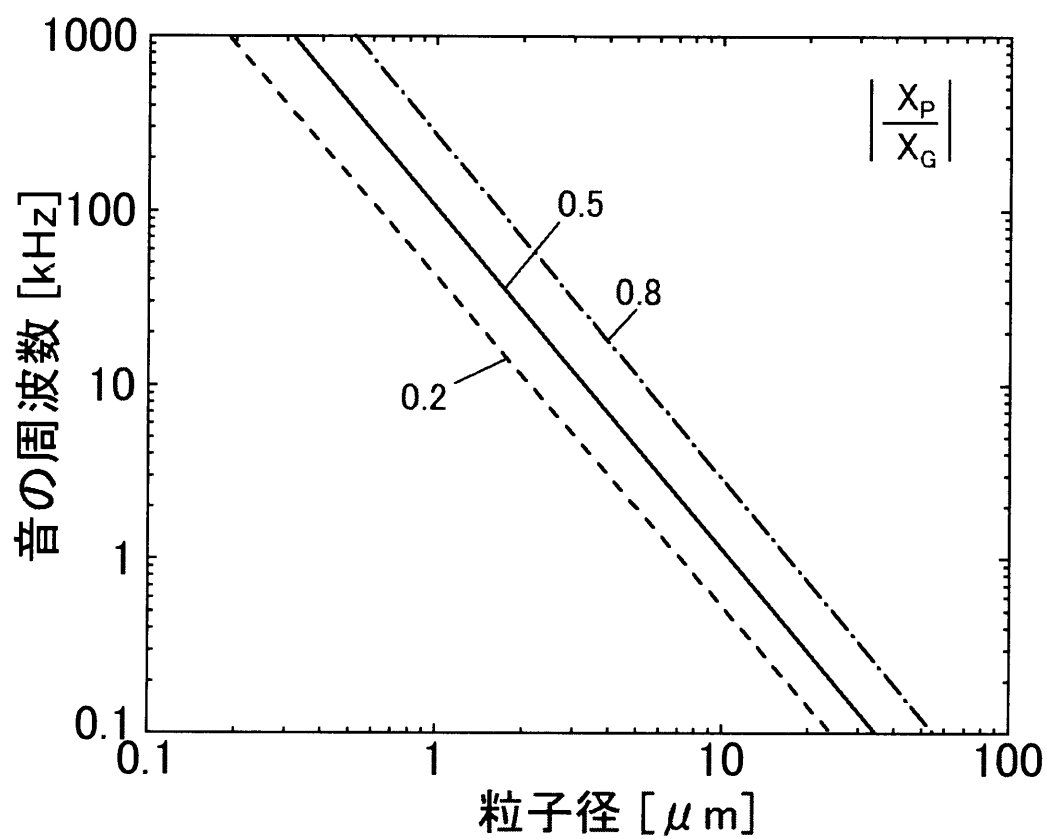


図 2 音波凝集の周波数と粒径の関係

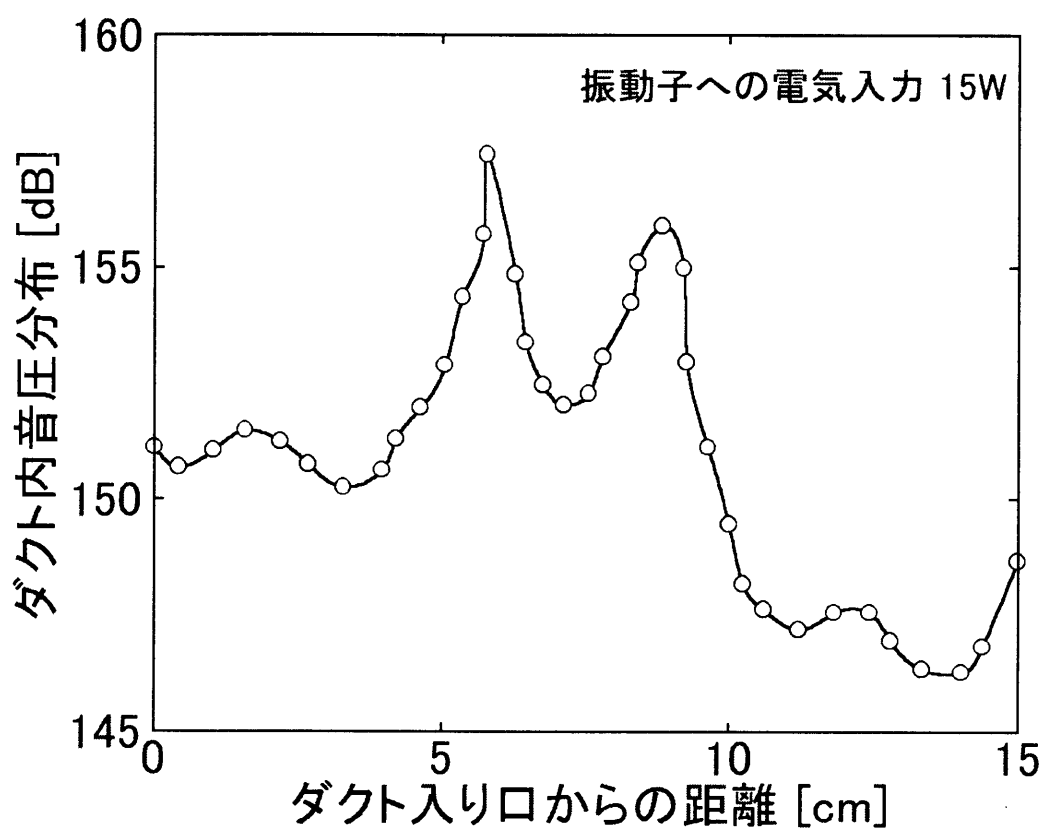


図 3 音圧分布曲線

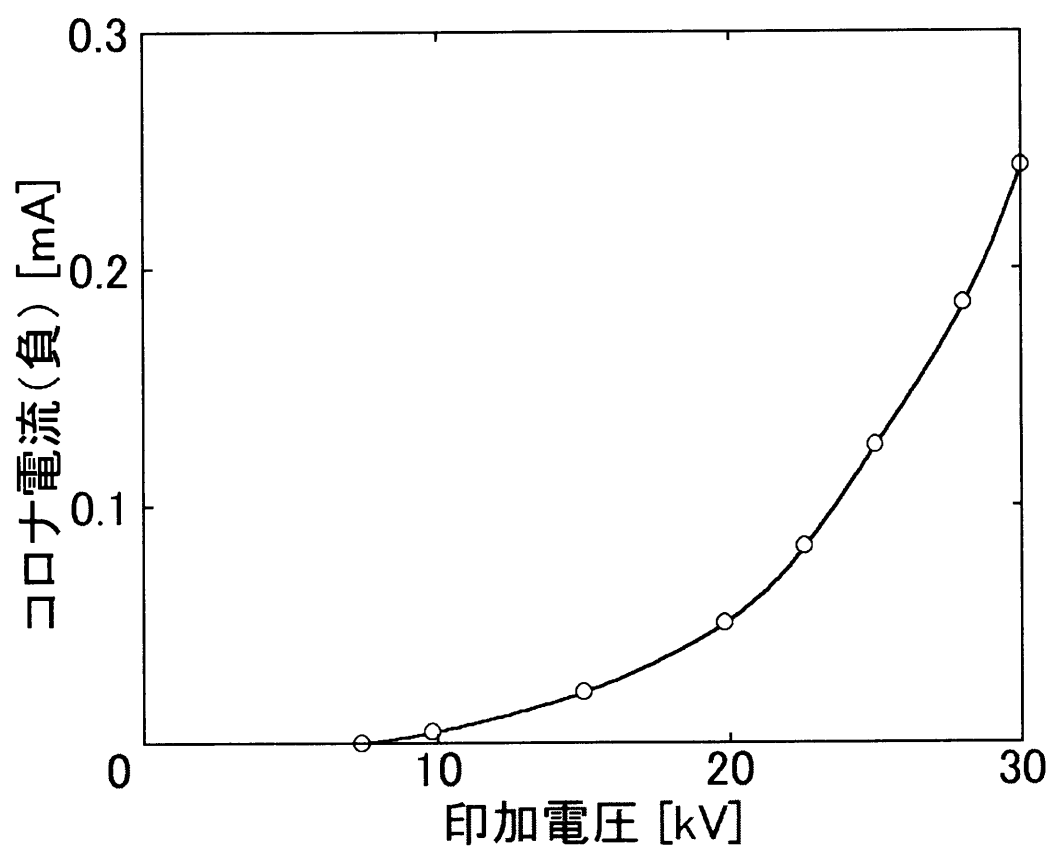


図 4 電圧-電流特性曲線（平板 ESP）

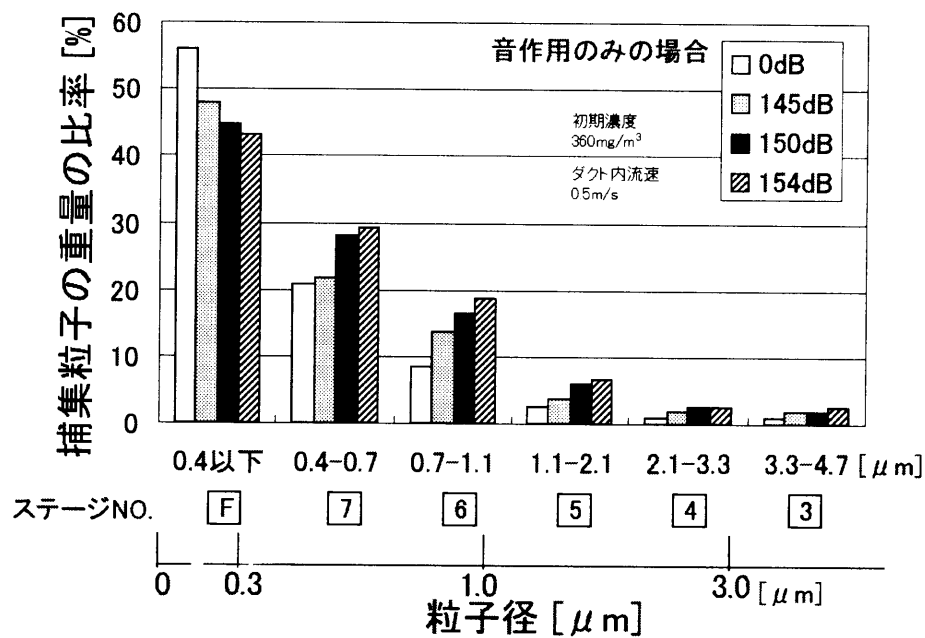


図 5 アンダーセンサンプラによる粒径分布測定（音波の影響）

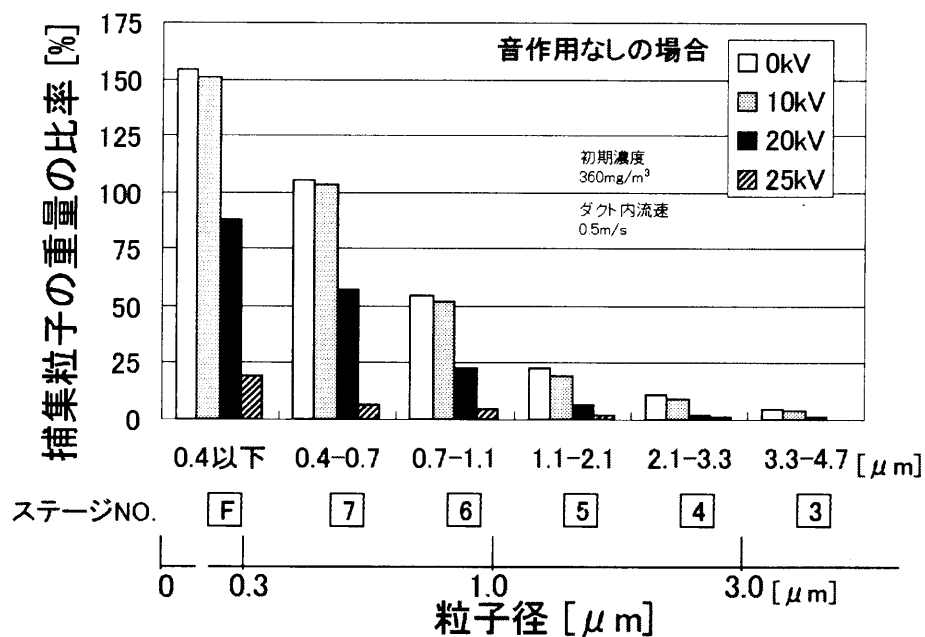


図 6 アンダーセンサンプラによる粒径分布測定（ESP による凝集の様子）

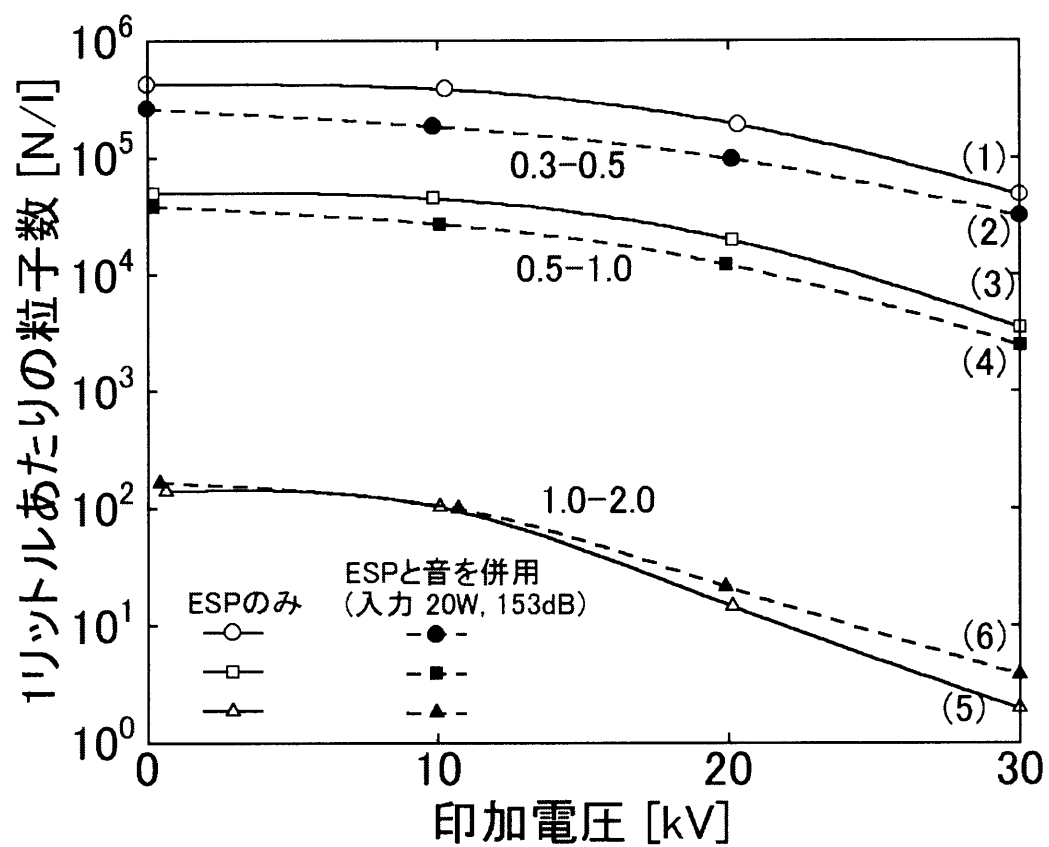
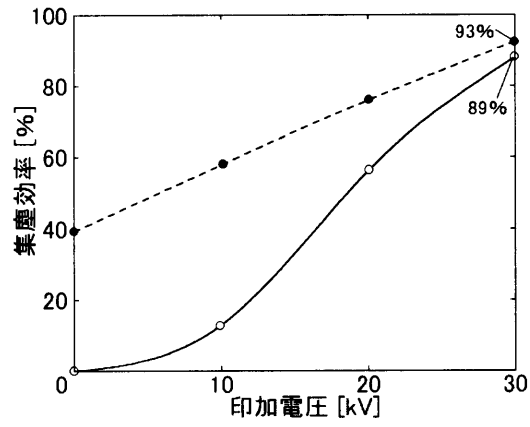
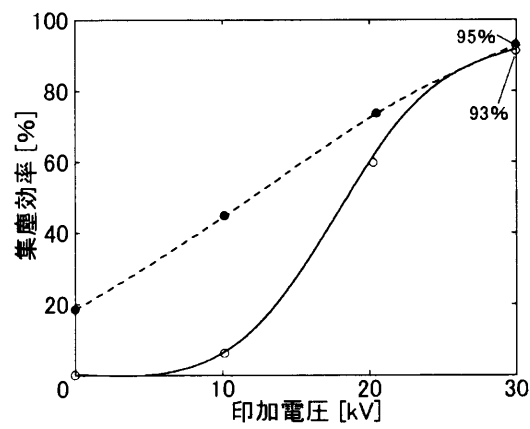


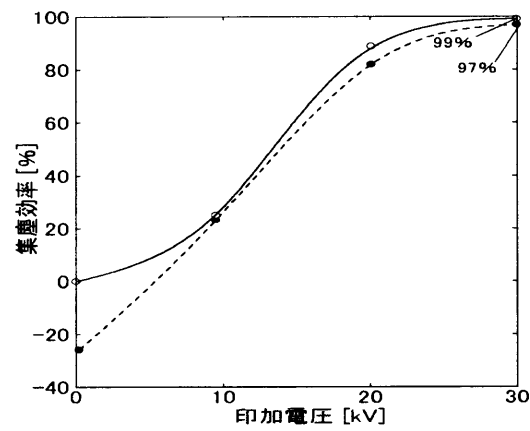
図 7 ESP 動作による粒子数変化の様子



(a) 0.3-0.5 μm



(b) 0.5-1.0 μm



(c) 1.0-2.0 μm

図 8 アンダーセンサンプラによる粒径分布測定（音波の影響）

超音波20kHz用BLT振動子

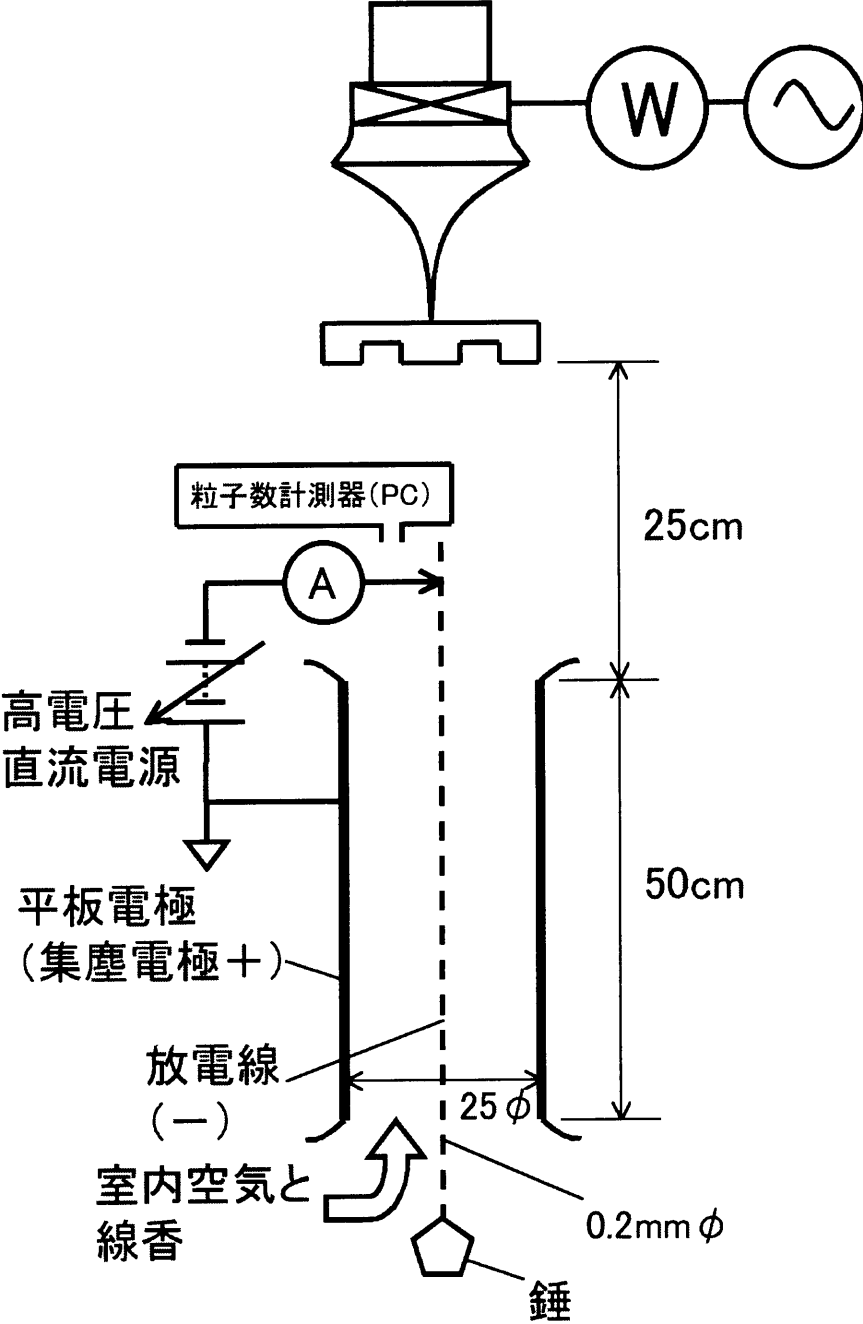


図 9 実験装置（円筒型 ESP）図

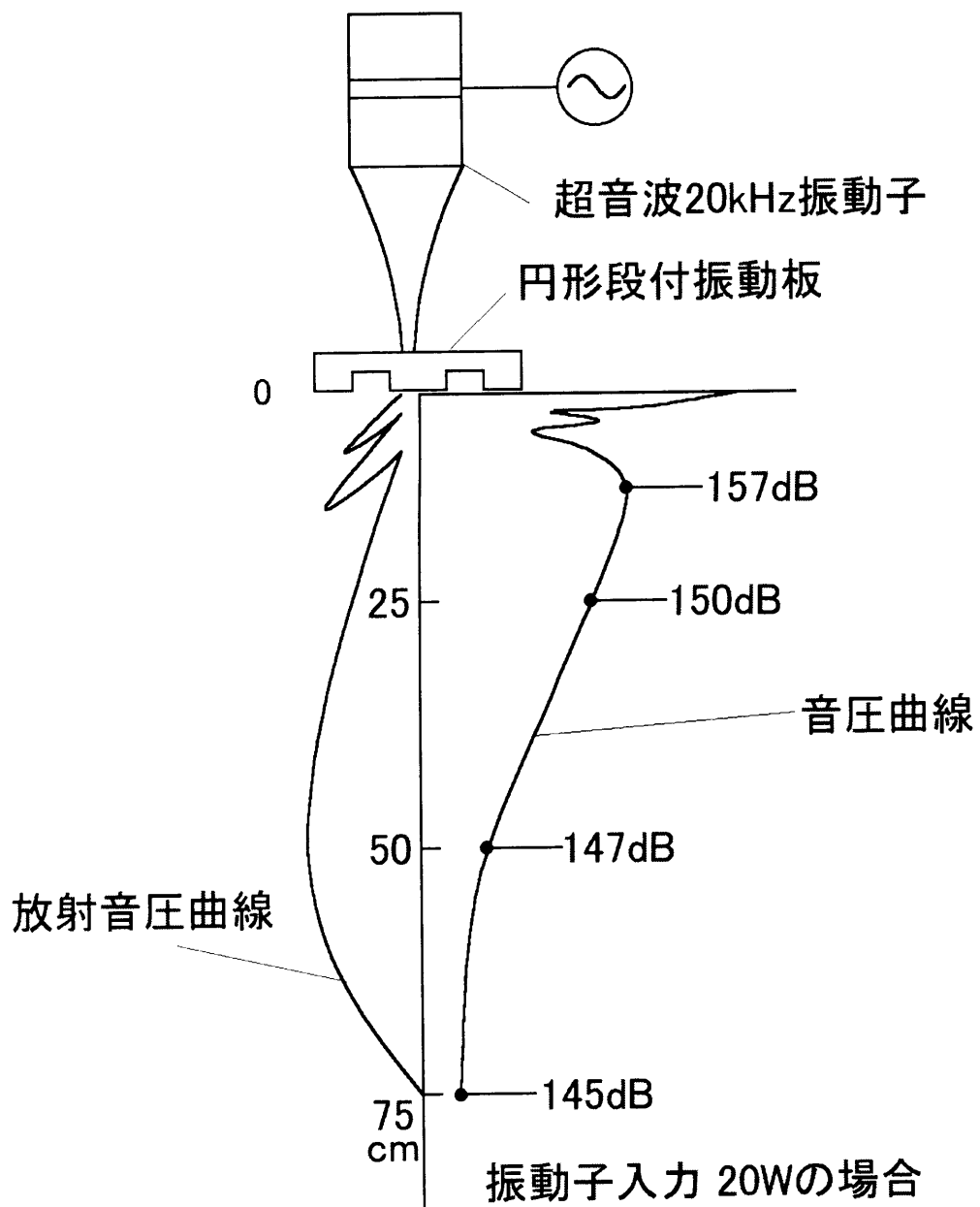


図 10 段付円形振動板による放射パターン及び音圧分布曲線

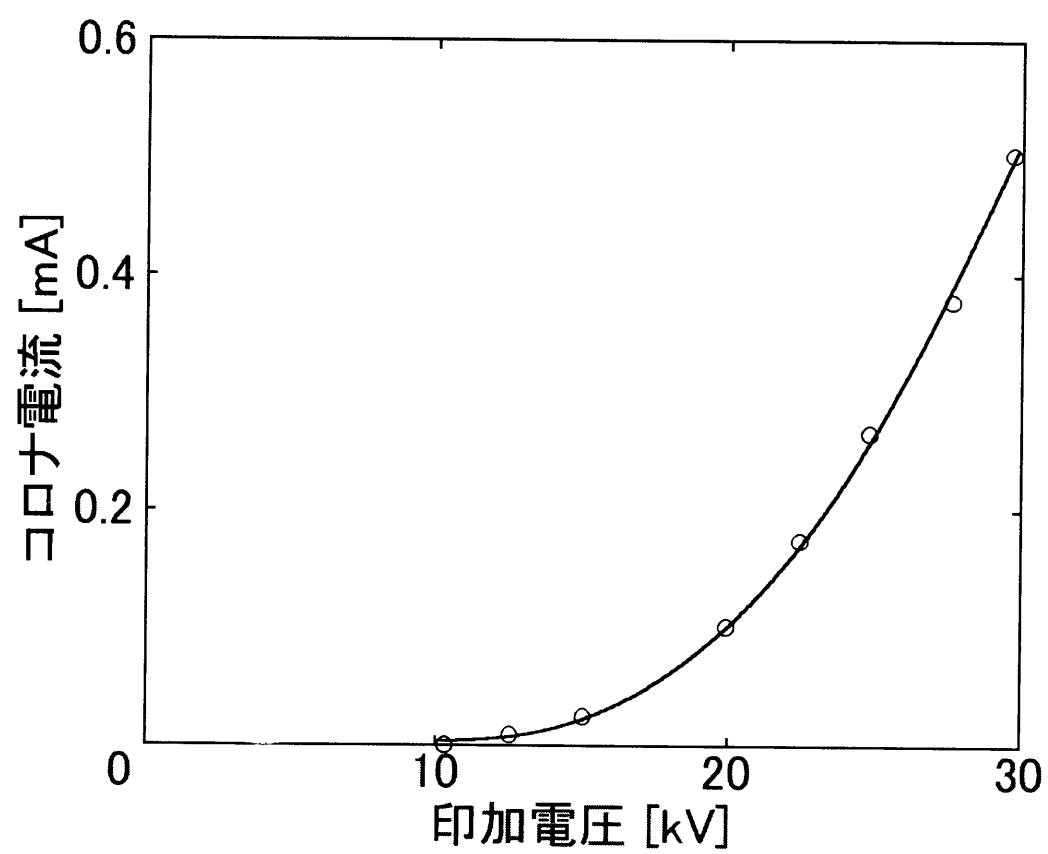


図 11 電圧-電流曲線（円筒型 ESP）

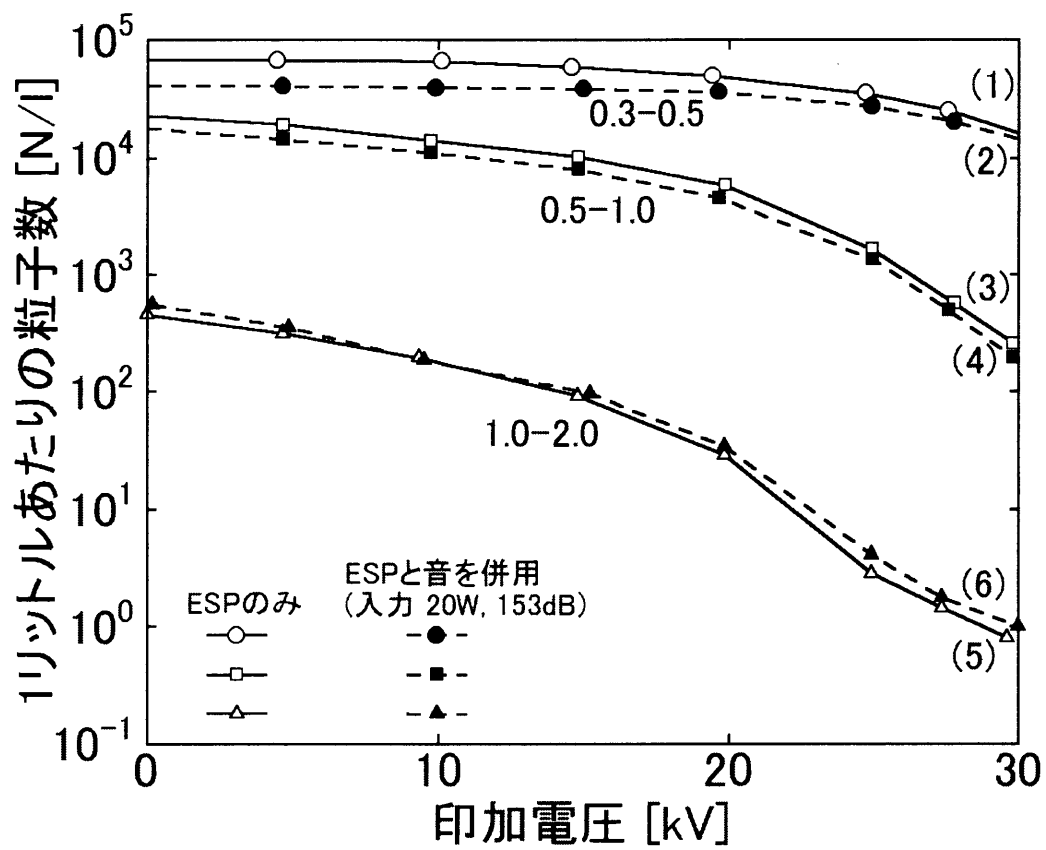
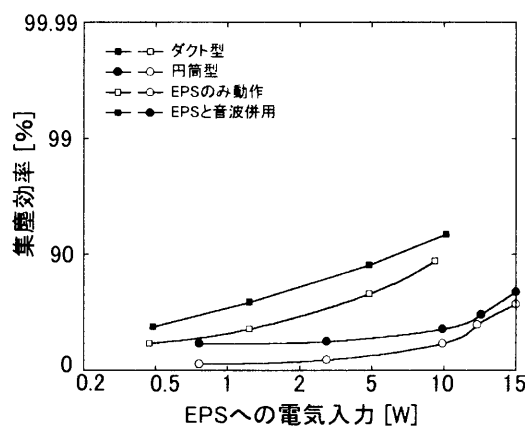
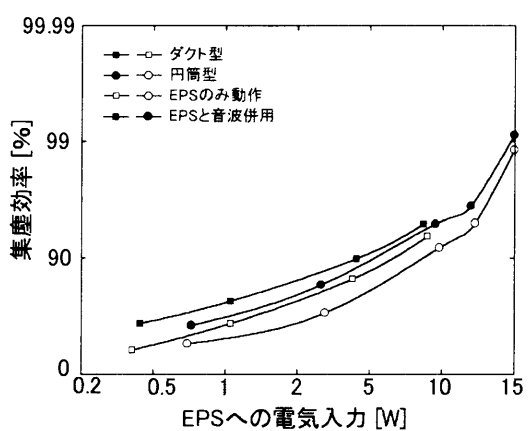


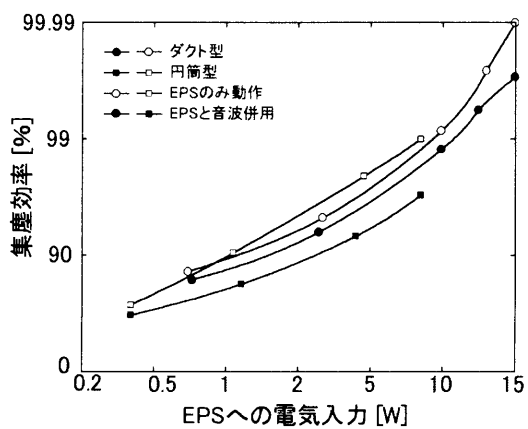
図 12 ESP 動作による粒子数変化の様子 (円筒型 ESP)



(a) 0.3-0.5 μ m



(b) 0.5-1.0 μ m



(c) 1.0-2.0 μ m

図 13 平板型及び円筒型 ESP の比較

超音波凝集作用を併用した室内用 ESP による生菌除去

1 はじめに

歯科臨床では日常的に患者の唾液血液に触れており、これらがウィルス性疾患患者の場合、医師及び関係者の被曝感染の危険性は高い¹⁵⁾。特に高速エアータービンによる歯垢切除による患者口腔内からの飛散した削粉塵に付着した菌が室内の浮遊粉塵となって治療室全体を汚染¹⁶⁾する。

また、ウィルスはもとより口腔内菌を対象とした、電気集塵機（以降 ESP と記す）による浮遊菌の集塵についての実証的報告は多くは見受けられない。そこでここでは、歯科医院の診療室に見立てたチェンバ内全域に口腔内常在レンサ球菌¹⁷⁾（*Streptococcus Sanguis* 類で、ここでは以後菌と称する）を水霧とともに散布し、その浮遊菌を試作した室内用の小型 ESP で集塵し、生菌除去の可能性の可否を検討した¹⁾。なお菌が生菌であるためには、複数の菌が結合する必要性からその結合を促進するために、空中超音波の凝集作用による肥大化を行い、ESP に併用した場合の集塵効率の高上の実験も検討した。

口腔内レンサ球菌は一般に $0.5\mu\text{m}$ ほどの大きさで菌の幅が $5\mu\text{m}$ に達するものも存在¹⁹⁾する。また、この菌は一般に他の病原菌の定着を容認しない性質があり、別種の菌との複合菌とならないので培養による計測は都合が良い。さらに菌は同種の複数個の結合によって生菌として存在することから、生菌の有無については現在もっとも多用されている培養²⁰⁾による手法を用いた。本論文では、試作した室内用小型 ESP の試料として、室内汚染浮遊粒子の集塵を先ず試みた。また ESP での菌捕集の様子については ESP の出口側の菌のコロニー²⁰⁾（集落）数から検証し、ESP による菌捕集の可能性を述べる。ここでは、先ず実験の主装置となる小型 ESP を試作し、一般汚染室内空気の清浄の粒子を示す。その後で、口腔内常在菌のコロニーをサリバリウス培地（*Mitis-Salivarius*）²⁰⁾上に捕集培養し、その発生したコロニーの数から試作 ESP での菌の集塵性能の様子を検討した。

その結果、コロニーの発生により実際に生菌が確かめられ、さらにコロニーの数の変化の様子から歯科医療室内での感染性菌の環境汚染を評価する上で有効な結果が得られ、ESP での生菌除去の可能性が確かめられた。

また、超音波の音波凝集作用²¹⁾を併用し、気中浮遊菌を凝集・肥大させ、ESPの集塵効率の高上²²⁾も試みた。その結果効率の高上とは別に培養促進としての成果も、検討に値する結果として得られたと考えられる。

2 実験装置

2.1 室内用 ESP の試作

試料となる浮遊生菌を作るためには、超音波アトマイザーの水霧と共に気相中に菌をふん霧することが必要である。しかし、これは湿度が高くなり、一般に市販されている家庭用 ESP では漏電により、数時間で実験を停止せざるをえなかった。そこでここでは対策の一つとして、平板電極部分を鉄網製にし、図 1(a) に示した様に試料空気流が集塵電極内を通過させ、滞留する時間を短くした ESP を試作²³⁾した。電極の大きさは、25×25cm、厚さ 5cm で放電極は 3 層とし、その線状の 0.25mm 径の放電電極と鉄網製の集塵電極両間隔は 5mm とした。なお放電極には直流の+を印加した。この時の V-I 特性を図 1(b) に示した。図中の曲線 (1) は試料空気を流動しない場合で、曲線 (2) は水霧を含んだ試料空気を 1 時間流動させた後の場合を示す。

この図から水霧を含んだ試料空気でも一般の室内空気と変りはなく動作しているものと考えられる。なお実際の測定には、ESP として正常に動作すると思われる電極間電圧 5~6kV の場合を主として示す。

2.2 水霧を凝集するための超音波発生装置

生菌を含んだ水霧は光学顕微鏡によると直径 1~5 μ m のほぼ球形の水滴状態である。そこで音波凝集に最適な周波数を Brandt と Heidmann らによる煙霧粒子の運動式²¹⁾と付録 A-2 の図 2 で求めたところ、粒子としての水霧が相互に衝突する機会の最大に得られると考えられた周波数は 10~50kHz であった。そこで今回は使用する超音波の周波数を汎用性のある 20kHz を用いた。

この 20kHz を発生する装置としては発振器及び増幅器に加え、気相中に超音波を放射する円型振動板（直径約 8cm）を 20kHz で電歪振動が可能なボルトじめランジバン振動子へ接続

したものを用いる．振動子への電気入力を 25W の場合，空中に放射された音圧パターンを示すと図 2(a) となる．これは指向性が鋭く，これは自由空間（反射のない）での場合であるが，2.3 で述べるチェンバー内での実測では，反射波等で音圧分布が大きくみだれる．この一例として振動板からの距離に対する音圧の様子を図 2(b) に示す．

2.3 実験に用いた装置の全景

図 3 に実験に用いた装置の全景を示す．図に示した様に上部に歯科診療室に見立てた 4×4×2m のチェンバと下部（下流）にあたる簡易的なドラフトチェンバであり，大別して 2 つの空間から成り立っている．この上下のチェンバは，試作した ESP で連結されており，試料の水霧を含んだ空気は図では上部から下部へと流動することになる．

上部のチェンバ内には超音波アトマイザーによって生理食塩水 50cc に菌液 50cc を混ぜた液を水霧として噴霧できるようにした．また，外部からの空気はヘパフィルタによってクラス 100~1000 程度（1μm 以上の粒子数は 0 を指示）にまで比較的汚染度の低い状態で吸引流入させた．

超音波による凝集装置は図に示すように，チェンバ内に振動板部分を挿入し水霧に音波照射を行った．

集塵効率を計測する測定機は，ESP の出口側（図で下方）のドラフトチェンバ内に粒子数を計測する粒子計測器（結果には主として 1~5μm の粒子のみ表示）のサンプル吸引口を ESP 排出口の下方 30cm に位置させた．また同じ場所に菌サンプラ（名称 55 サンプラで，ロ紙面に浮遊菌を捕集する）を装置し，毎分 5.2ℓ で 2 分間吸引するようにした．

3 実験結果

まず 3.1 項に一般室内空気の浮遊粒子を試料とし，上流側のヘパフィルタをはずし ESP のみで集塵した．ここでは集塵の様子を粒子数計測器で計測し，指示した粒子数を (1) 式で

$$\eta = \frac{n_0 - n}{n_0} \times 100 \quad (\%) \quad (1)$$

ただし， η :集塵効率， n_0 :ESP の動作しない時の粒子数， n :ESP を動作した時の粒子数簡易的に求め集塵効率とした．

3.2 では生菌を散布し、菌のコロニーの発生とその捕集の様子を述べた。実験結果の最後に 3.3 として、超音波を 3.2 の実験に併用した場合を示し、その様子を記す。

3.1 一般室内汚染空気を試料とした場合

ドラフトチェンバ内の ESP 排出口側の粒子計数器を動作し、その指示値を示す。これは診療室に見立てたチェンバ内に菌を散布せず、さらに上流側のヘパフィルタを使用せずに、一般の室内浮遊粒子を粒子径別に計測し記録したものである。この値を (1) 式で集塵効率に直して示したのが図 4, 5 の結果となる。

図 4 は ESP の電極間電圧に対する結果で、パラメータとして ESP の吸引量を変えた場合である。図 5 は吸引量に対する結果で、粒子径範囲別に示したものである。

これらの結果から、試作した小型 ESP は一般市販の ESP より集塵効率は低いように見られるが、試料の電極間を滞留する時間が短いことから見て適当な性能を有する ESP であるといえる。

3.2 ESP によるレンサ球菌の捕集の試み

使用する生菌は直径 $0.5\sim 1\mu\text{m}$ ほどの通性嫌気性球菌である。これは人体からサンプルし、菌株（菌液）として血液寒天培地で育て、その一部を菌液としたものである。すなわち以後の実験では、同一性の菌種の菌液を使用したことになると考えている。

菌液は生理食塩水に対して 1:1 であり、チェンバー内での被曝濃度は試料液 100cc を 20 分間で散布した状態（測定回数では、7~8 回分）である。この測定は Mitis-Salivarius 培地で $5.2\text{l}/\text{min}$ の試料空気を 2 分吸引し、培地に捕集された菌に培養液を加え、 37°C に保ち 48 時間培養した後培地表面にコロニーを発生させる。この発生したコロニーの数を記したのが図 6 であり、さらにこの図を ESP の捕集効率（サンプラーで吸引し、菌を捕集しているのでここでは集塵効率とは別の表現とした）として (1) 式で求めた場合を図 7 に示す。

図の横軸は電極間電圧で、図 6 の縦軸にはサンプラーで培養し発生したコロニーの数を示した。サンプラーの捕集面となる菌床の面積は約 18cm^2 であり、図の縦軸のコロニーの個数は、その菌床面上の数である。

この図を (1) 式で、捕集効率とし求めた結果、図 7 を得る。この図から判断すると、ESP

の電極間電圧が5.5kV以上ではコロニーの発生はほぼ見られず、ESPとしての集塵は正常に行われているものと考えられる。しかし、例えばサンプラーで捕集されたにもかかわらず、浮遊菌のサンプル量が微量すぎるため結合菌とならないとか、ESPのオゾン発生などによる死滅した菌をサンプラーが捕集したか否かなどについては不明である。すなわち、このことは、菌の性質上複数の菌の結合でないと、たとえ生菌がサンプルされても生育できないことからいえる。

ESPの汚染空気処理量を変えた場合を図8に示す。同図も流量が低い場合には適度な電極間電圧を加えることによって100%の捕集が行われているかに見られる。

3.3 超音波の凝集作用をESPに併用した実験

音による空気の振動によって、媒質中の浮遊粒子の凝集及び肥大化²⁴⁾が起きるが、その音の作用をこのESPの実験に併用した。実験は先ず、超音波作用のみで浮遊菌の結合促進(肥大化)を試み、コロニーの様子を考察した。次に超音波作用後に図6の状態、ESPとの併用による浮遊菌の捕集を試みる。

図9にサリバリウス培地サンプラー内に培地培養し発生したコロニーの様子を示す。図9(a)は、音とESPを動作させない比較用すなわち基準の場合であり、(b)は振動子入力25Wを加えた場合を示している。

この図9の発生したコロニーの様子から判ることは、(b)は明らかに超音波の凝集作用でコロニーの直径が大¹⁸⁾きく、数は少なくなっていることである。このことは培養の規定の48時間を待たずに、コロニーの大きさと発生を促進させることができるといえる。しかし、音の作用によりコロニーが肥大促進することは集塵装置としては逆効果とも考えられる。

超音波照射後の浮遊菌をESPで集塵し、サンプラーでの捕集の様子を見た。その結果をコロニーの発生数として図10に示す。この図は図6の□印曲線に重ねて画いた場合であり、その捕集効果を比較している。図から超音波併用による集塵の効果はコロニーの発生の様子から決して高いとはいえないが、サンプラーでの捕集の割合は低くなっている。このことは超音波による浮遊粒子の凝集促進効果²²⁾により、サブミクロの粒子が肥大²⁴⁾化しESPの集塵効率の高い粒径にまで成長したためと考え²²⁾られる。

4 まとめ

歯科医院の診療室を対象に室内汚染空気の菌除去装置として、小型 ESP を試作し、口腔内レンサ球菌を試料として、集塵（培養部分では捕集）の可能性を試みた。その結果一般室内汚染空気中の塵埃除去とほぼ同等に、今回の試作 ESP では浮遊汚染物を除去できたと考えられ、感染の危険性を伴う浮遊ウィルス²⁵⁾に ESP が効果あると確認でき、その実例が得られた。また、超音波の粒子凝集作用によるサブミクロン粒子を肥大化し、ESP の集塵効率を上昇²²⁾させることは予想できる結果であったが、結合菌の促進を計ることでは生菌の生存を助長し、逆に ESP の集塵効果の高上としては大きな効果は得られなかった。しかし、コロニーの肥大化の様子から見て、浮遊菌の培養促進には超音波は適していることも分り、別の応用も考えられる結果となった。

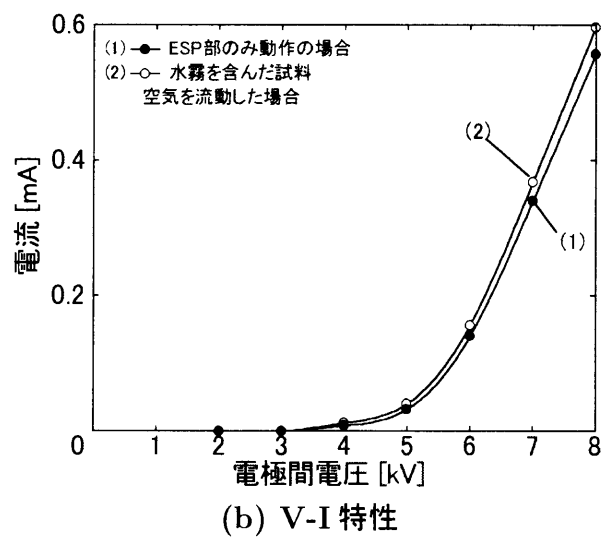
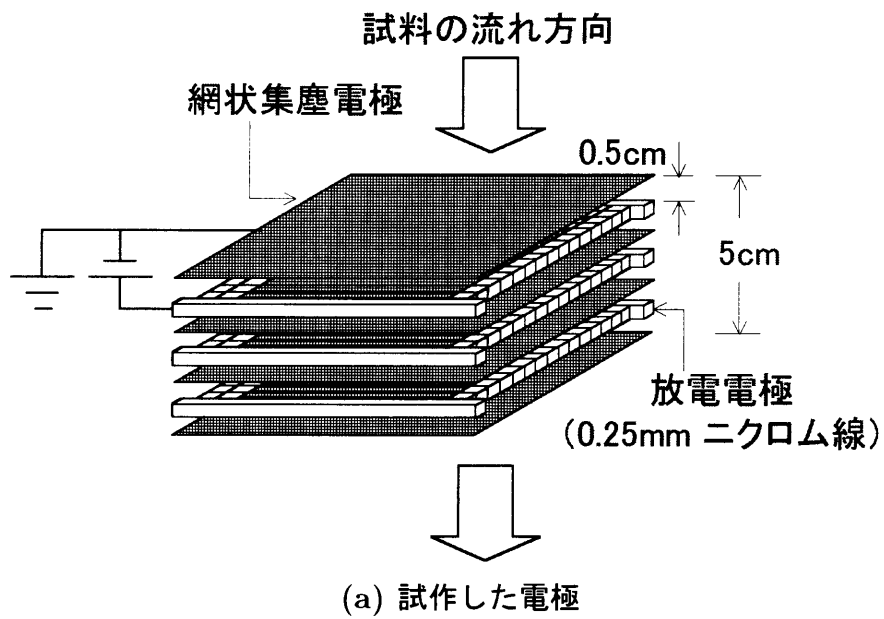
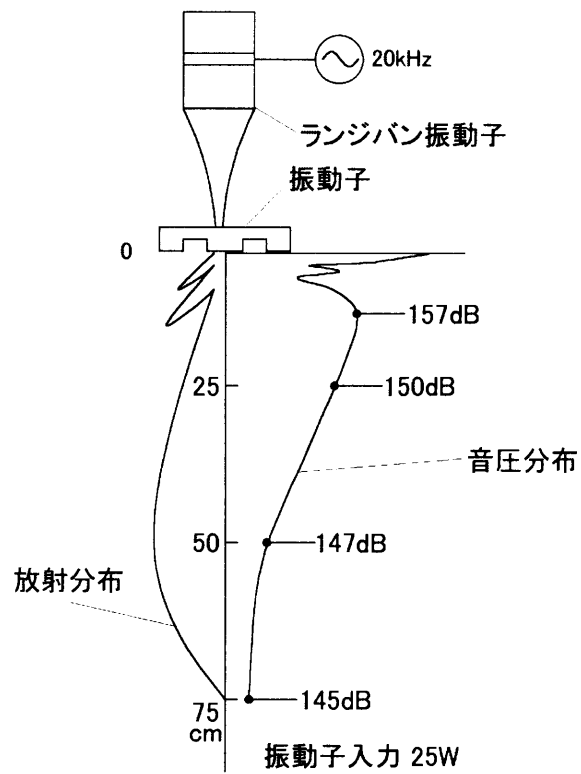
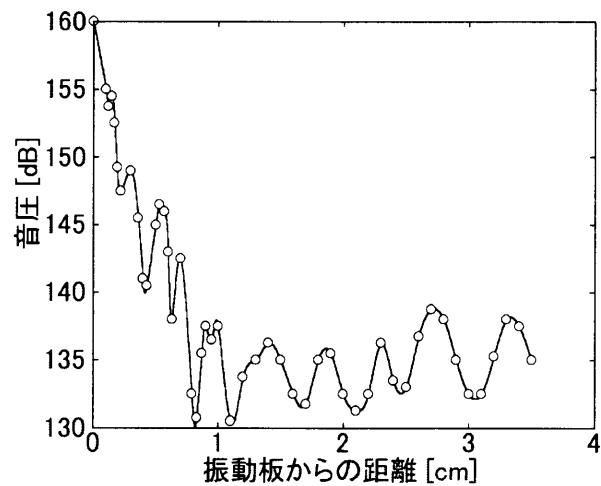


図 1 (b) 試作した小型 ESP の電極の様子及び V-I 特性



(a) 段付円形振動板による放射パターン及び音圧分布曲線



(b) 振動板からの距離に対する音圧の様子

図 2 音圧分布

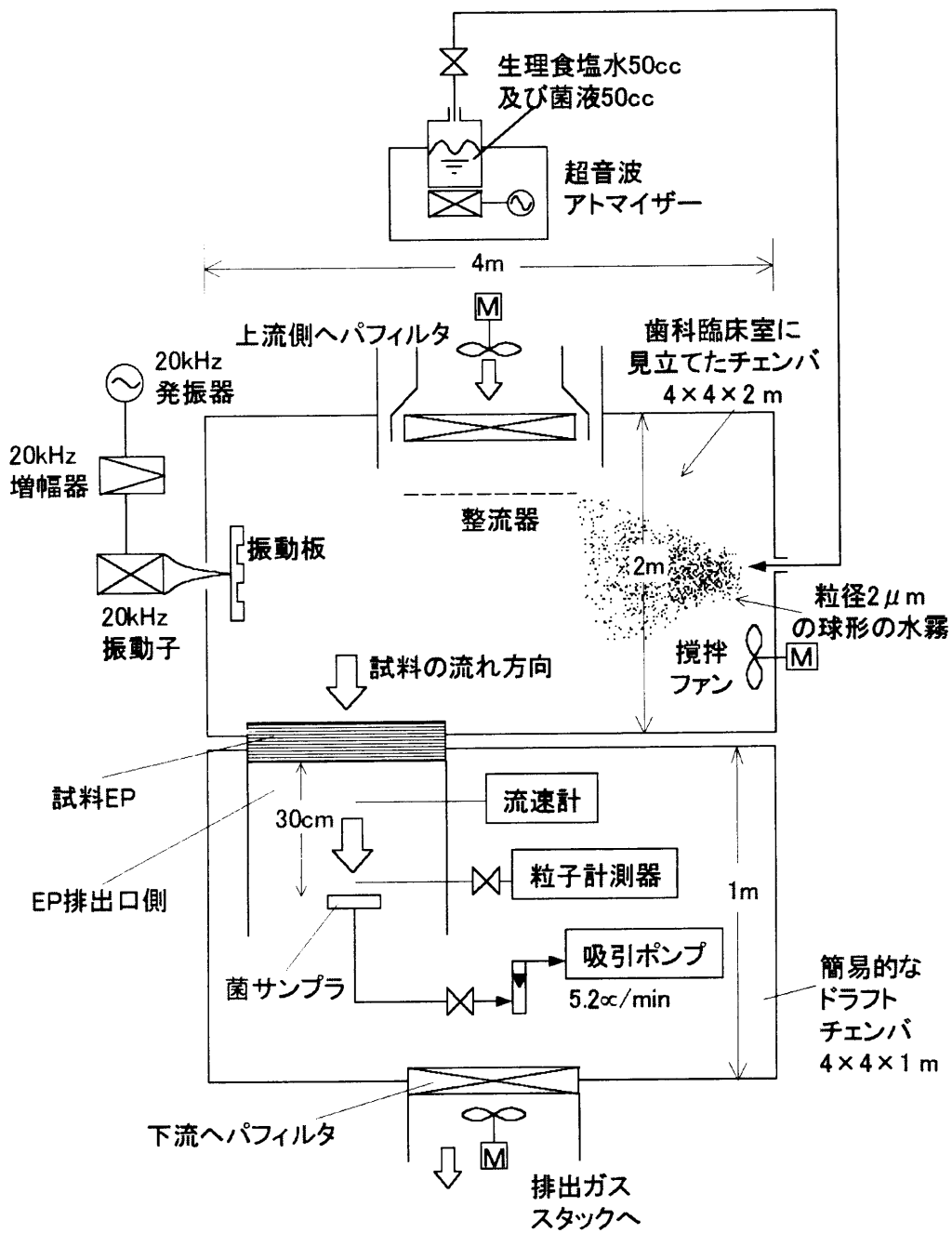


図 3 実験に用いた装置の全景

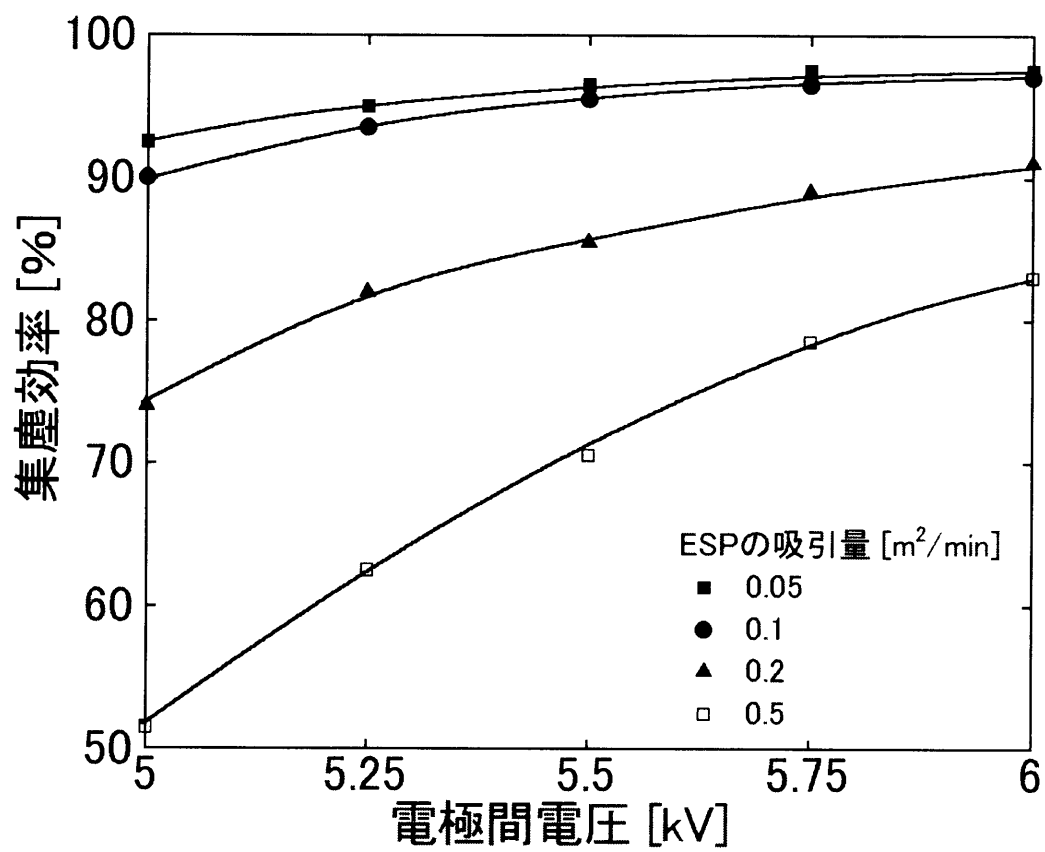


図 4 試作 ESP の集塵効率（粒子径 1~5 μ m）

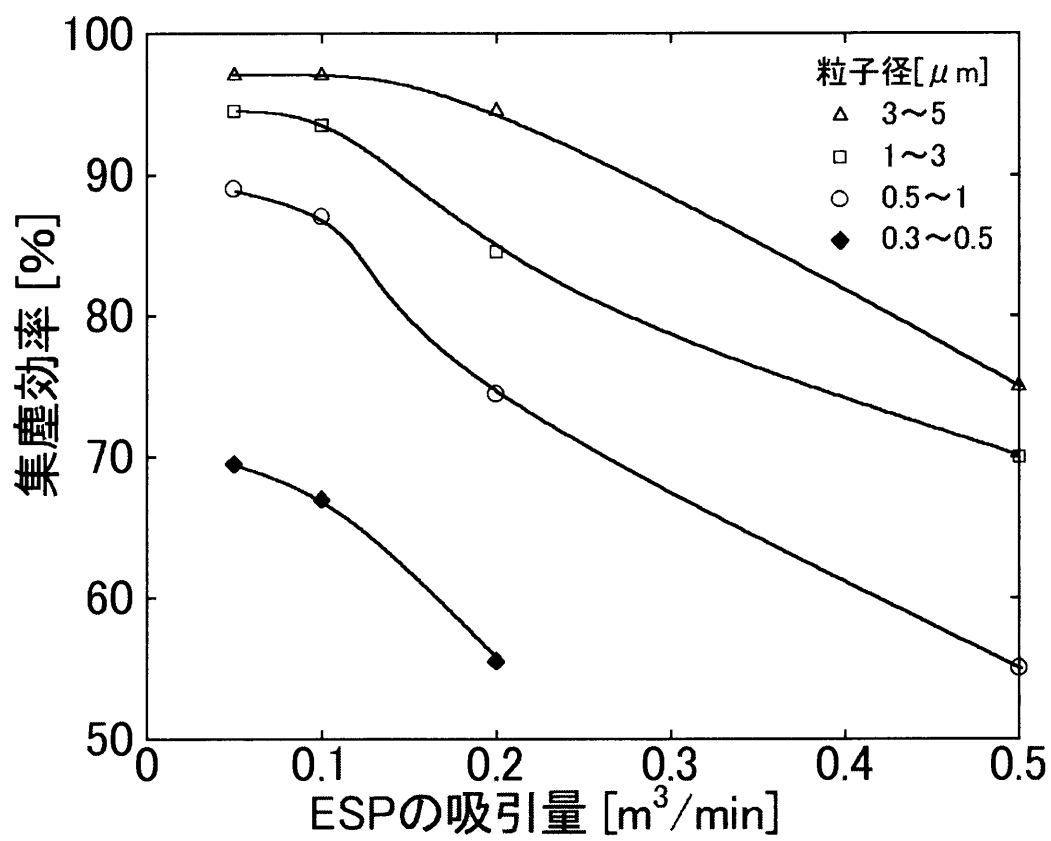


図 5 試作 ESP の電極間電圧 5.5kV の場合の集塵効率

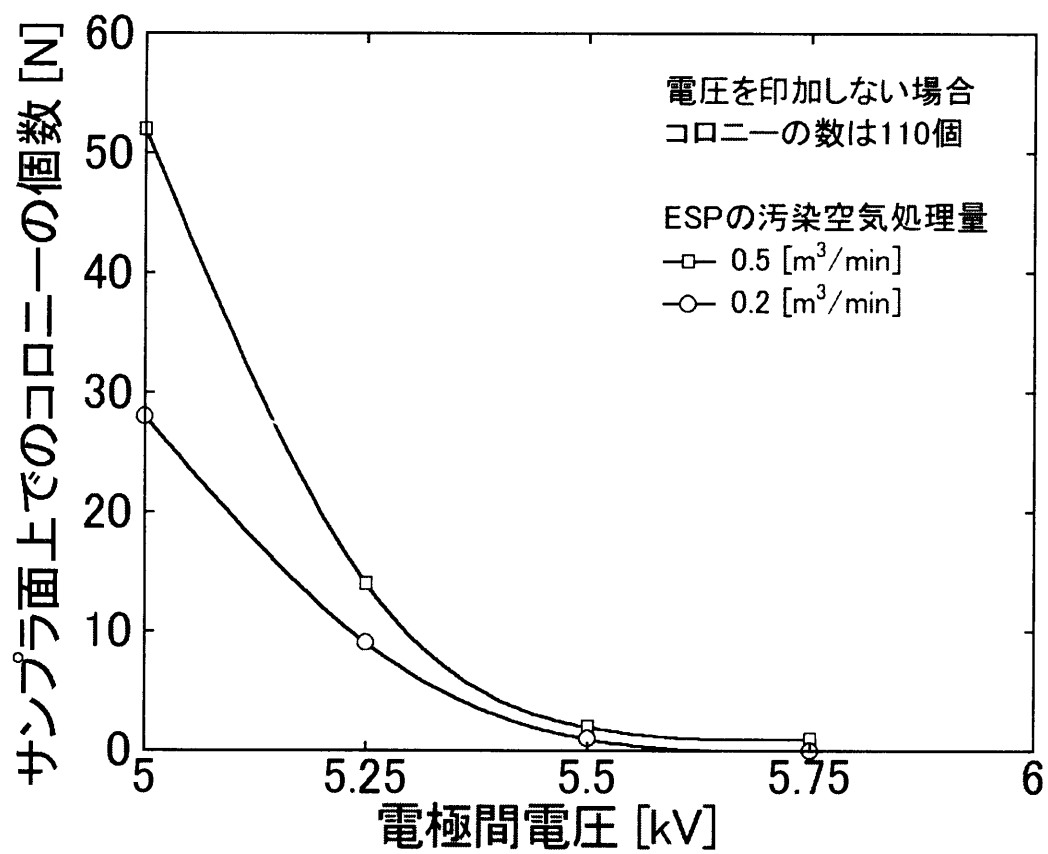


図 6 コロニーの発生数

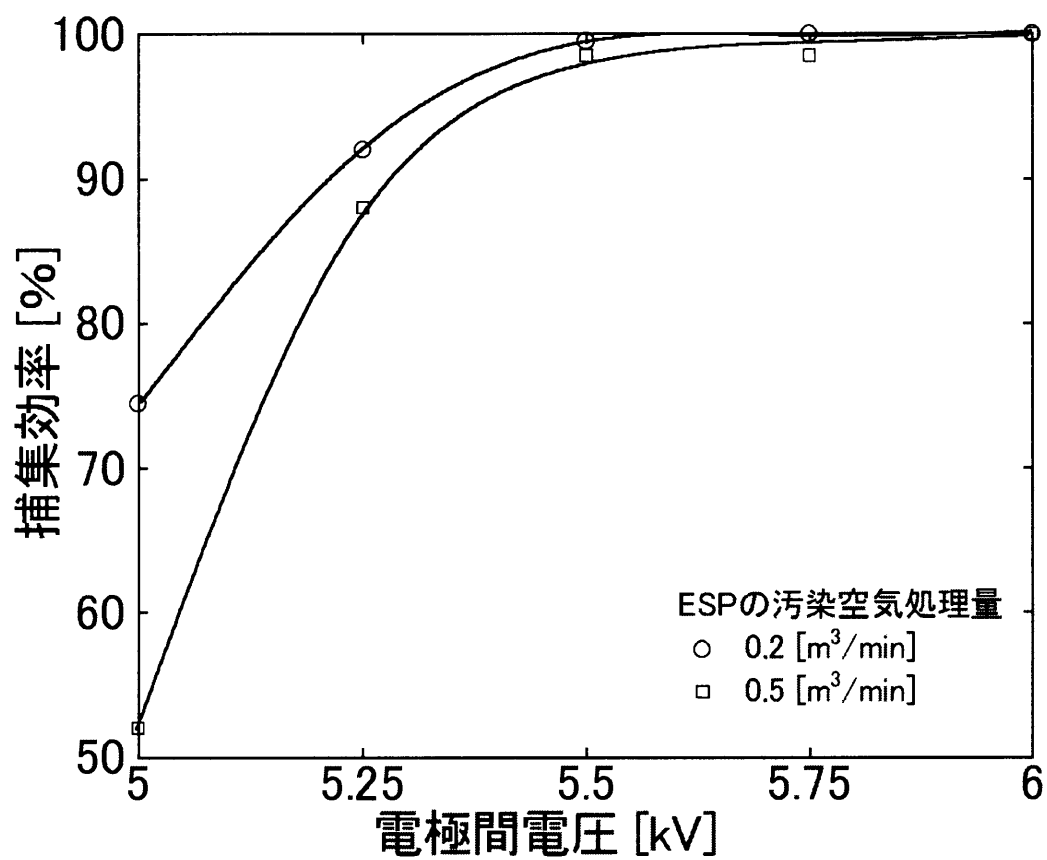


図 7 コロニーの数から求めた菌の捕集効率

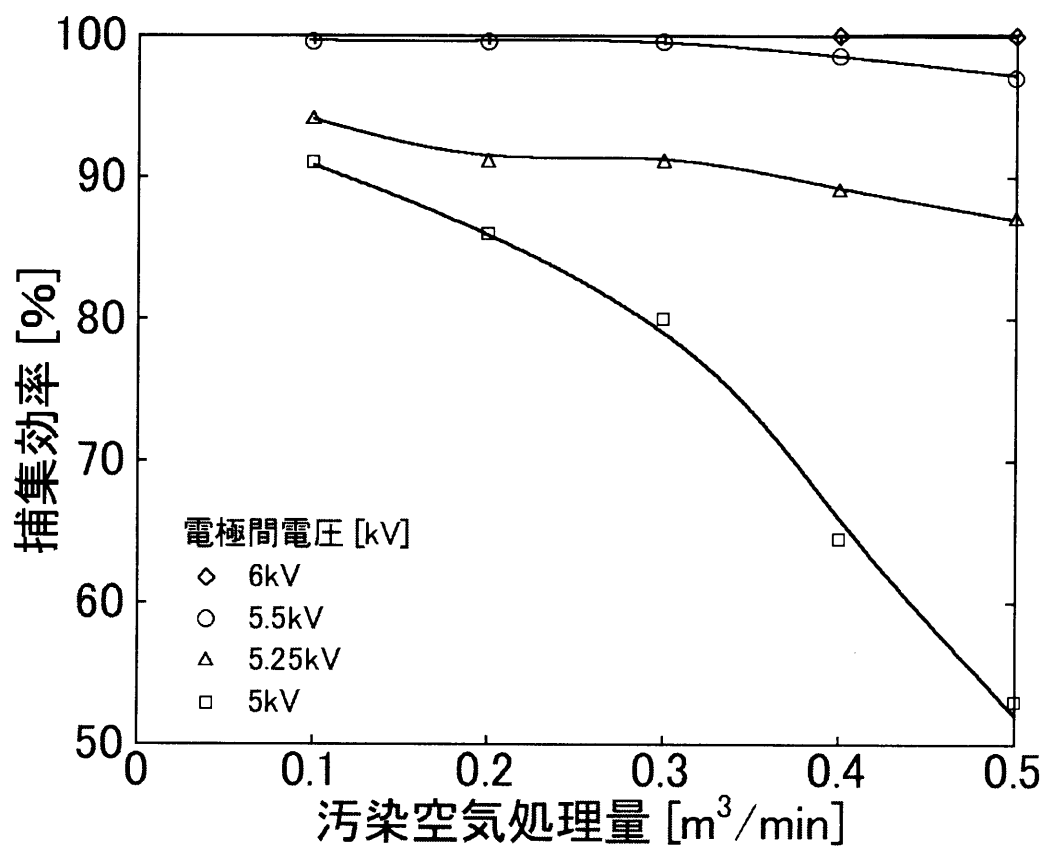
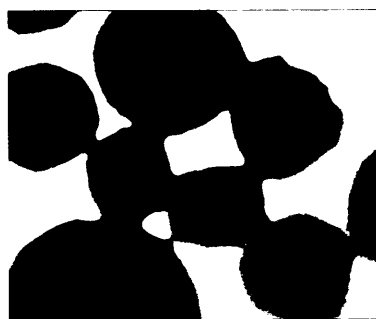


図 8 流量を変えた場合



(a) 音作用なし、基準となる



(b) 振動子入力25W の音を照射した場合

図 9 培地培養後の様子

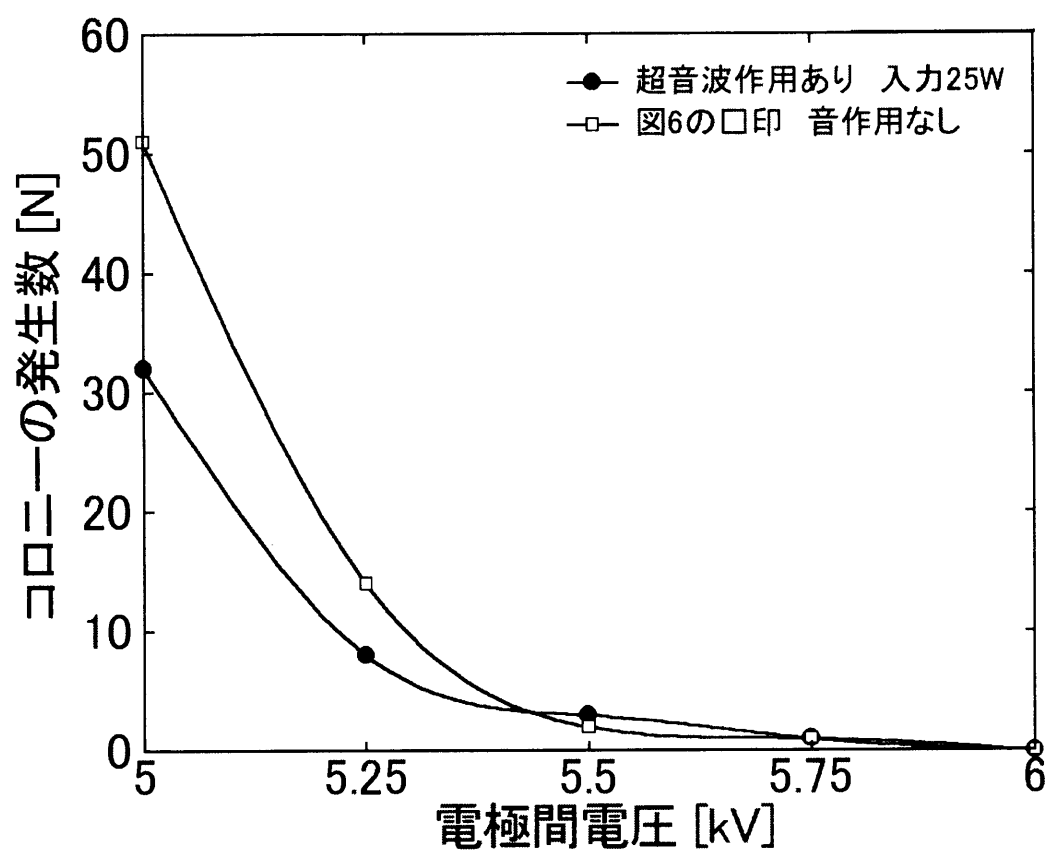


図 10 超音波照射後のコロニーの発生数

定在波音場でのイオン風の挙動

1 はじめに

不平等電界中でのコロナ放電が発生すると、イオンシャワーに伴いイオン風¹⁾と呼ばれる一種の風が発生する。このイオン風の挙動に関しては、足立らが詳しく報告^{27, 28)}している。また、著者らは払子コロナ放電や間欠スパーク放電の放電ストリーマが、定在波音場中の媒質の振動により特異な挙動を示すことを報告²⁹⁻³¹⁾してきた。

そこでここでは、放電ストリーマへの影響に伴って発生するイオン風への音の影響の有無について可視的な観測を行った。その結果、音は放電ストリーマだけに影響するのではなく、イオン風へも影響することが今回わかった。また、この音の影響はシュリーレン写真から、イオン風の主流（足立らはコアと記している）に特に影響が現れることが分った。すなわちこれらの結果から、音と放電に関する知見がさらに広がるものと考えられる。

2 実験装置

音響系の実験装置の概略を図 1(a) に示す。定在波音場を作る装置としては縦横 4cm、長さ 50cm の四角柱状の亚克力製の管を用いた。その管の一端を剛壁で閉止し、他端にスピーカーユニットを接続し、定在波音場（定在波比 250）を作り、今回使用した音の周波数には管内が共鳴状態となったうちの 660Hz を用いた。管内部の音は閉止端に小穴を開けその位置に標準マイクを挿入し音圧 P を測定し、(1) 式を用いて音の粒子速度の実効値 V を求めた。

$$V = \frac{P}{\rho \cdot c} \quad (1)$$

ただし ρ は媒質の密度（空気 1.29kg/m³）で、 c は音の伝播速度（331m/s）である。

イオン風を発生させる電極は図 1 中 (b) に示すように針（プラス極）対平板（アース側）電極とした。針電極は先端曲率半径 40 μ m、削角 25°、外径 2mm のステンレス針を用い、平板電極は直径 35mm、厚さ 2mm のステンレス円板を用いた。ギャップの長さは 10mm とし、この電極間に直流 10kV の電圧を印加し、実験を行った。

シュリーレン装置は図1中(b)に示すようにレンズ直径130mmを主レンズとして用い、レンズ間を4mとした。イオン風を観測するためには、電極を加熱して空気密度変化を局部的に与える必要があるため、針電極の音響管外部にはみ出した部分に電気ヒータを巻き観測した。

測定位置は図2に示す音の粒子速度分布の腹（音圧では節）(a)、腹より1/12波長の(b)の位置、2/12波長(c)、そして粒子速度の節（音圧では腹）(d)の4箇所に放電電極を移動し計測した。

3 実験結果

図3に音波照射なしの場合のイオン風のシュリーレン写真を示す。写真(a)はイオン風の主流のコントラストが不鮮明なので、この写真を画像処理（2値化处理等）し、図3(b)に示した。図3(b)は平板電極付近に少しのノイズがあるものの、イオン風の主流は図3(a)と比較して鮮明となった。そこで音の粒子速度分布の腹の位置に針電極を装置し、音の粒子速度の大きさを8.57cm/sとしたところ、図4が得られた。図より、イオン風の主流は音波照射なしの場合と同様に、針電極から発生し平板電極にかけて流れ、平板電極に衝突している様子が確認できる。また、音波を照射したイオン風の主流が平板電極に近づくにしたがって、左右に広がっているのもわかる。

そこでこの図を用い、音の粒子速度の大きさを変え、イオン風の主流の広がりを実測したところ、図5となる。図5中に示すパラメータはそれぞれ針電極からの距離でありそれぞれの位置でのイオン風の広がった幅を示している。図5より音波照射なしの場合図5の縦軸上のイオン風の主流の幅は、どの位置もほぼ1mmの棒状であるが、音の粒子速度を大きくするに従って、主流の幅が広がっていく傾向が見られる。またこの主流は、針電極から離れるに従って音の影響を顕著に受けることがわかる。

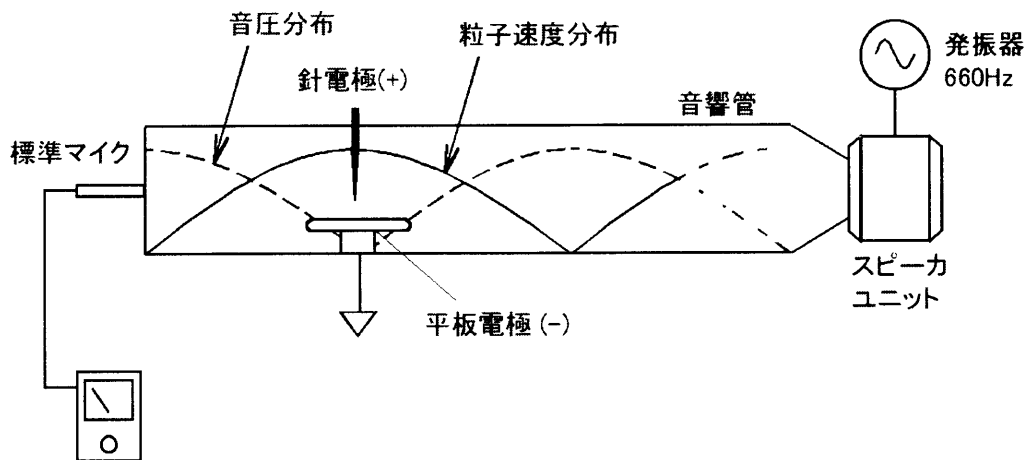
次に図2に示される音響管内の粒子速度分布の腹(a)から音の粒子速度の節(d)（音圧の腹）の各位置に針電極を移動して、針電極から7mmの点でイオン風の主流の幅を測定したところ図6が得られる。図6よりイオン風の広がり、音の粒子速度分布の腹の位置で最も大きく広がり、節に近づくに従って小さくなっていくのがわかる。

4 まとめ

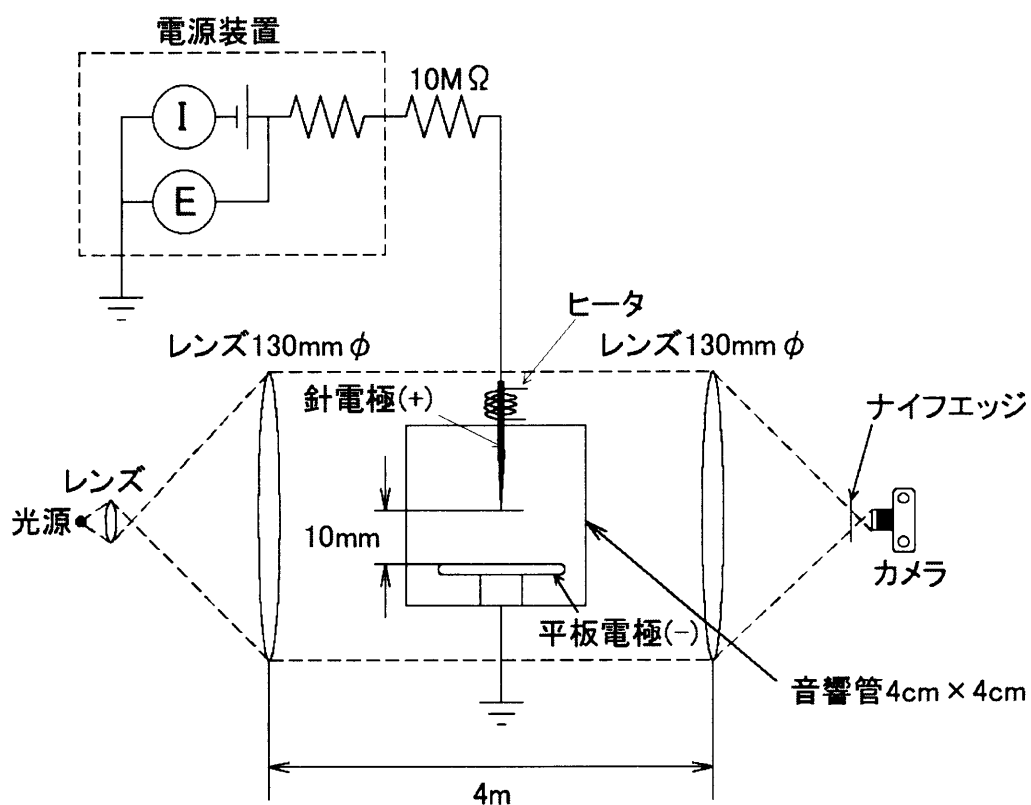
「音が放電ストリーマに及ぼす影響」については、音の粒子速度が大きく寄与することを著者らは今までに報告²⁹⁻³¹⁾してきたが、ストリーマの発生に伴って発生するイオン風への影響については述べていない。

そこでシュリーレン装置を用いて可視的に検討を行い、イオン風と音場の関係に関して実験的に観察し考察した。その結果、音の粒子速度を高くするに従い、イオン風の主流はより大きく流れの幅を広げ、音の影響が顕著になった。また、音の粒子速度分布の各位置に対しては分布の腹の位置が大で、節では音の影響は見られなかった。すなわちこれらのことから、今まで報告の放電の発光部（ストリーマ）への音の影響と、今回のイオン風とは傾向が一致することがわかった。

すなわちこの実験結果から、放電電極近傍のイオン風へも音が影響を及ぼすことが明らかになったことで、音と放電に関する研究に寄与するものと考ええる。



(a) 音響管の概略図



(b) シュリーレン装置と電極の様子

図 1 実験装置図

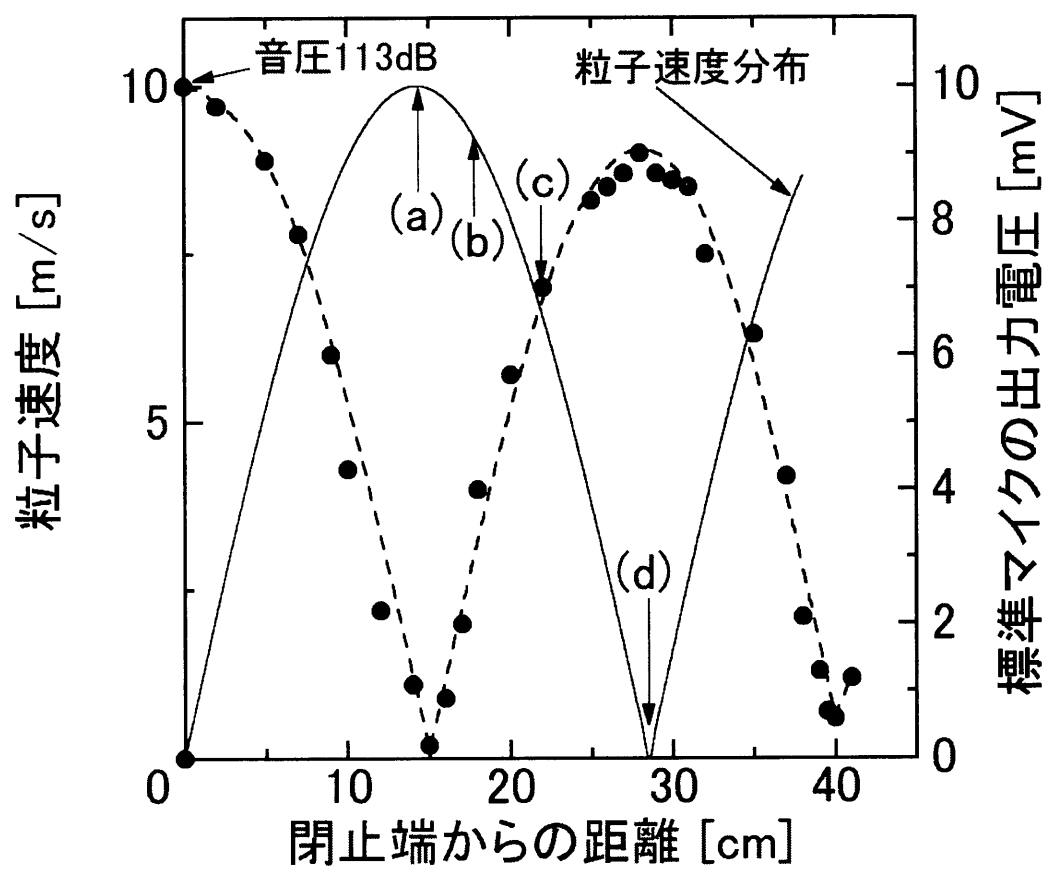
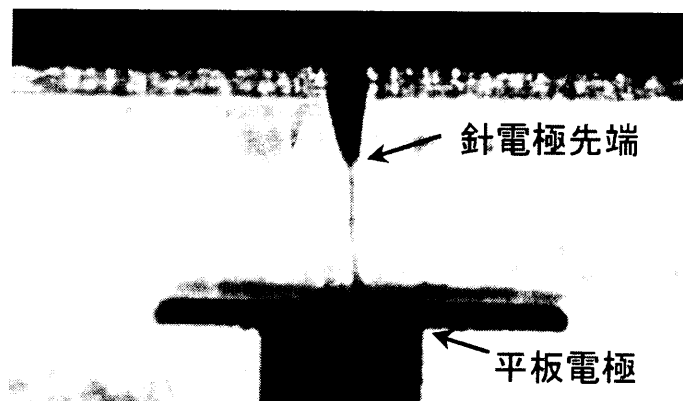
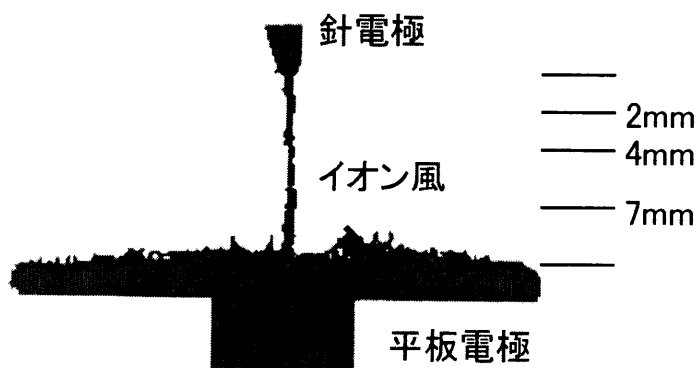


図 2 四角状音響管内の音圧分布



(a) イオン風のシュリーレン写真



(b) 画像処理したイオン風

図 3 イオン風の主流の様子

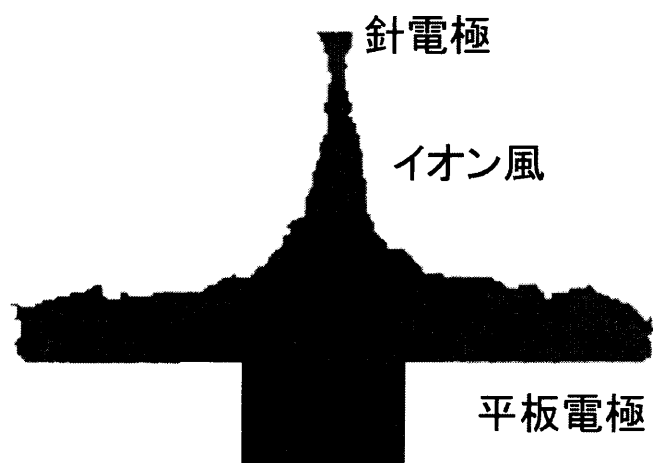


図 4 8.57m/s の音波を照射した場合

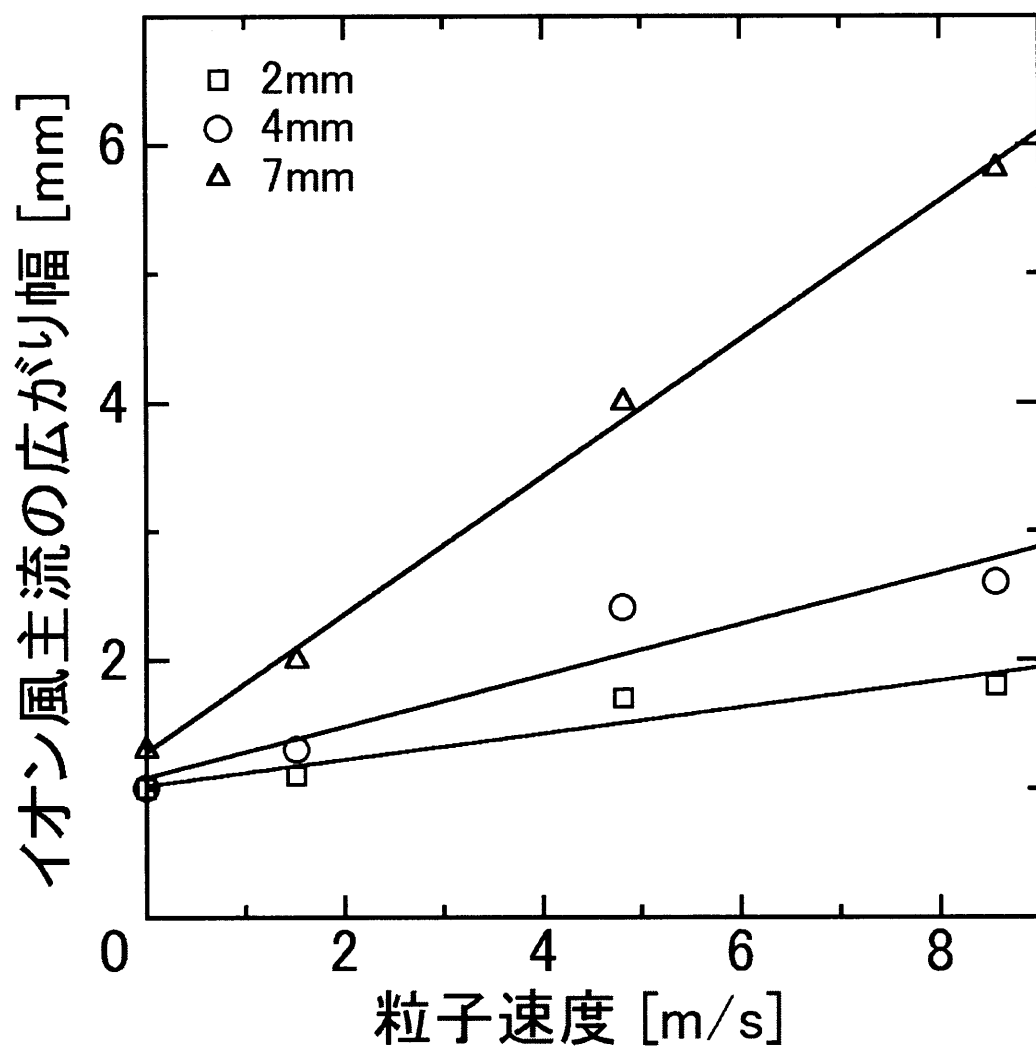


図 5 粒子速度とイオン風の広がり幅の関係

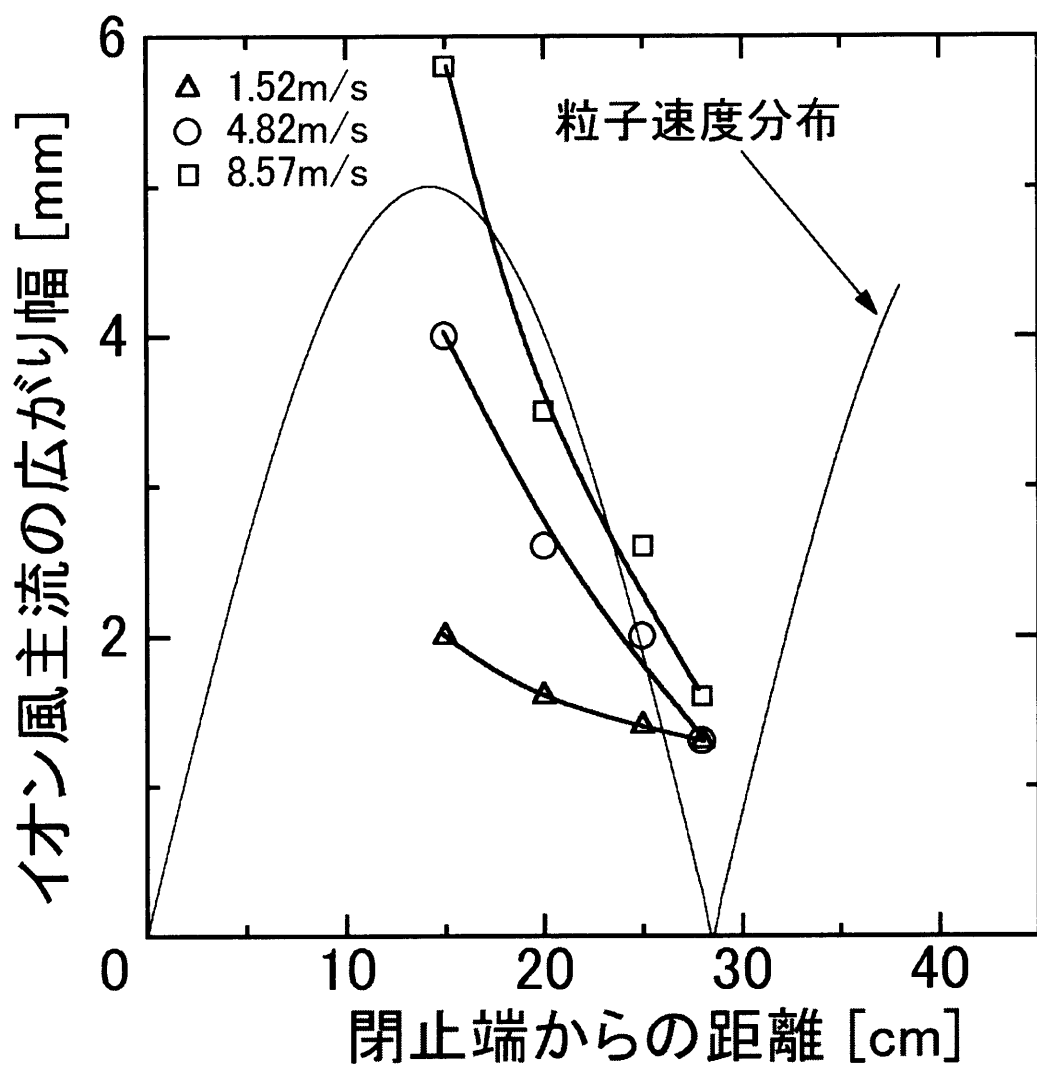


図 6 閉止端からの距離とイオン風の広がり幅の関係

定在波音場での凝集粉体の帯電

1 はじめに

定在波音場中において、小物体・粉体などは様々な挙動を示す。特に粉体においては、音圧分布の節の位置から腹の方へ一度弾かれる様に飛散し、音波凝集^{32, 33)}により数 μm の粒子が数十～数百倍もの大きさに凝集肥大化した後、再び音圧の節の位置に集まってくる現象^{24, 34)}が見られる。さらにこれらの挙動の様子を見ていると凝集肥大³⁵⁾粉体とその接触した壁面との摩擦による帯電と思われる現象³⁴⁾が見られている。

そこで粉体を音波で凝集肥大化する作業をし、その凝集粉体の帯電の有無を今回実験的に確かめた。すなわち、音波凝集には、帯電の存在が重要な意味を持つことが分かったので、粉体が凝集肥大する様子と帯電の様子を合わせて述べる。

2 実験装置

実験装置を図1に示す。音響管は内径 50mm、長さ 500mm、肉厚 5mm のアクリル製円筒管の一端にスピーカユニットを接続し、他端を厚さ 10mm のアクリル板で閉止することで定在波音響管を構成した。音の周波数は管内が共鳴する内の 660Hz を用い、音圧は閉止端に小穴を開け、標準マイクにより測定した。また、試料粉体は主として炭酸カルシウム (CaCO_3) とし、粉体の粒径の観測には光学式顕微鏡を使用した。粉体の帯電量の測定にはファラデーゲージを使用した。これは音作用後音響管の閉止端を開放し、管を立てて試料をゲージ内に落下させ³⁴⁾帯電量を測定した。

3 実験結果

3.1 強力定在波音場中の粉体凝集の様子

図2に炭酸カルシウム粉体を用いた場合の実験結果^{24, 34)}を示す。使用した炭酸カルシウムは図2中 (a) に示すような粉体で、平均粒子径は $5.0\mu\text{m}$ と計測された。実験はこの粉体 0.7g

を音響管内の音圧分布の節の位置に挿入し、音圧 159dB（音の粒子速度 4.3m/s）の音波を 10 秒間照射した。

音波を照射すると、この粉体は音響管の軸方向左右に弾かれるように飛び散り沈降した。その沈降後の様子を図 2 中 (b) に示す。図は音響管の閉止端の位置から 13cm の位置までの凝集肥大し終わった粉体の様子を示している。

そこで沈降した各位置の粉体を光学式顕微鏡で写真撮影したところ、図 2 中 (c) の (i)~(vii) が得られた。これらの写真は閉止端から 2, 4, 6, 8, 10, 12, 13cm の各位置の場合で、沈降肥大した粉体粒子の様子を示している。なお図中 (i)~(vii) の凝集粉体は振動しながら縞模様集まる現象が見られる。粉体は音波が作用する間は重力沈降した後も振動しながら這うように特異な挙動を繰り返し、図 2 中 (c) のように小粒子から大粒子にほぼ同じ粒径ごとに分級し縞模様に分布した。そこで、この凝集肥大した粉体の直径、及び数の分布を計測したところ図 3 が得られる。図の水平軸は計測した位置を閉止端からの距離で示しており、垂直軸は凝集した粒子の数 (N_p) 及び、粒子の直径 (D_p) を示す。図からこの粉体の場合、凝集した粒子の数が音圧分布の腹側において最も多く分布し、節の方向に近づくほど少なくなる傾向となっている。また、凝集した粒子の直径は、音圧分布の腹に近いほど小さくなると思われる傾向が見られる。なお、凝集肥大する過程を観察していると音響管内面に張り付き動きが鈍くなる粉体も見られ、静電気的な作用があると推察される。

3.2 凝集粉体の帯電の様子

音波を照射すると音響管の底面に沿って特異な挙動を示し、凝集肥大化することは前節で述べた。粉体が管の底面で運動するとアクリル製の管壁との間で静電気を生ずるためか、指などを近づけると指先に飛来したり、凝集粒子同士が反発したりし明らかに凝集粒子が帯電している状態が見られる。そこでここでは、凝集粉体が音波照射の時間と音の強さにより、粉体の帯電量に変化があるか否かについて検討する。

実験では音の強さを変え、試料としては炭酸カルシウムの他にポテト澱粉、マグネシウム粉末の 3 種類について実験を行った。なお、ポテト澱粉は炭酸カルシウムと同様に凝集肥大したが、マグネシウム粉末は音波による凝集の様子はほとんど見られない。

実験を進めるにあたり炭酸カルシウムは音の照射時間を長くすると粉体が管壁面に付着する様子が見られる。そのため粉体全部 (0.7g) をファラデーケージに入れる（回収）ことがで

きず、ゲージ内に入れることのできた粉体のみの重さ及び帯電量を測定した。結果にはゲージ内に回収できた粉体の帯電量を粉体 0.1g あたりの帯電量に換算し比較し、その結果を図 4 に示す。

図 4 の水平軸は音波の照射時間を示し、垂直軸は粉体 0.1g あたりの帯電量を示している。図 4 中 (a) は炭酸カルシウムの場合である。この図 4 から 153dB の音波を照射しても照射している時間に対して帯電量は $1.4 \times 10^{-14} [C]$ と一定であるが、159dB、161dB の音を照射すると照射時間に対して帯電量は増加する傾向となった。また照射する音が大きいと、帯電量も大きくなる傾向が見られる。

そこで試料粉体を変え同様な実験を行った。図 4 中 (b) はポテト澱粉の場合であり、(c) はマグネシウム粉末の場合である。(b) のポテト澱粉では 1～5 分程度の音では、帯電量は上昇し、5～7 分以上の照射では逆に帯電量が下がるような結果となっている。この帯電量が上昇し、再び下がる傾向は (c) のマグネシウム粉体でも同様であるが、若干帯電量の上昇する照射時間が異なる結果となった。

4 まとめ

定在波音場により粉体の凝集肥大化を試みたところ、粉体によってはその粒子径が最大 500 倍にも達することが確認できる。また、音場中の粉体は特別な挙動を示している。これは音響管壁面と粉体の間での帯電も含まれる結果とも思われる。そこで粉体の帯電量を観測したところ、粉体の種類により音の照射時間に対して比例的に帯電量が増加したり、帯電量が一度増大しその後減少するなどの特異な傾向が見られる。

以上の結果から音波による粉体凝集を行う上で、粉体が大きく帯電し、音波凝集に影響していることが分かる。すなわち今まで粉体の凝集は音の媒質の振動振幅により、その浮遊する粉体同士の衝突によるものと Hueter・Bolt らによって言われ²⁾ てきたが、今後の音波凝集実験では静電帯電を含めて取り扱わなければならないといえる。すなわち、粉体粒子と音響管の接触するような今回の場合の帯電は特に音波凝集の機構にも考慮しなければならないことがわかる。

なお、粉体粒子 1 個の帯電（極性など）の様子¹⁾を確認し、凝集粒子に対する静電力の効果についても今後解明すべきである。さらに、ここでの帯電量の増大の理由の一つとして、

音による振動の拡散も考慮に入れる必要があると考えられる。

最後に、この実験の結果からも定在波音場中において、本論で述べた“音が放電に影響を及ぼす”ことのみではなく、静電的な帯電現象についても音の効果が顕著に見られる。このことより、今後は音の動力的作用について着目する必要があるとの結論に至った。

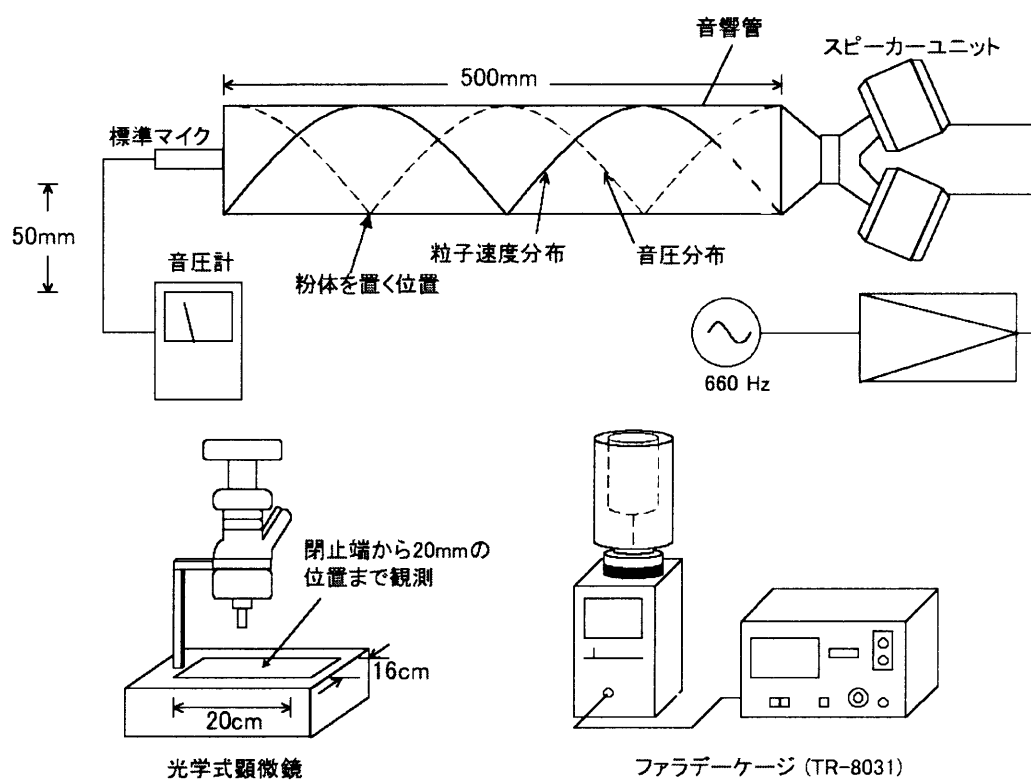


図 1 実験装置図

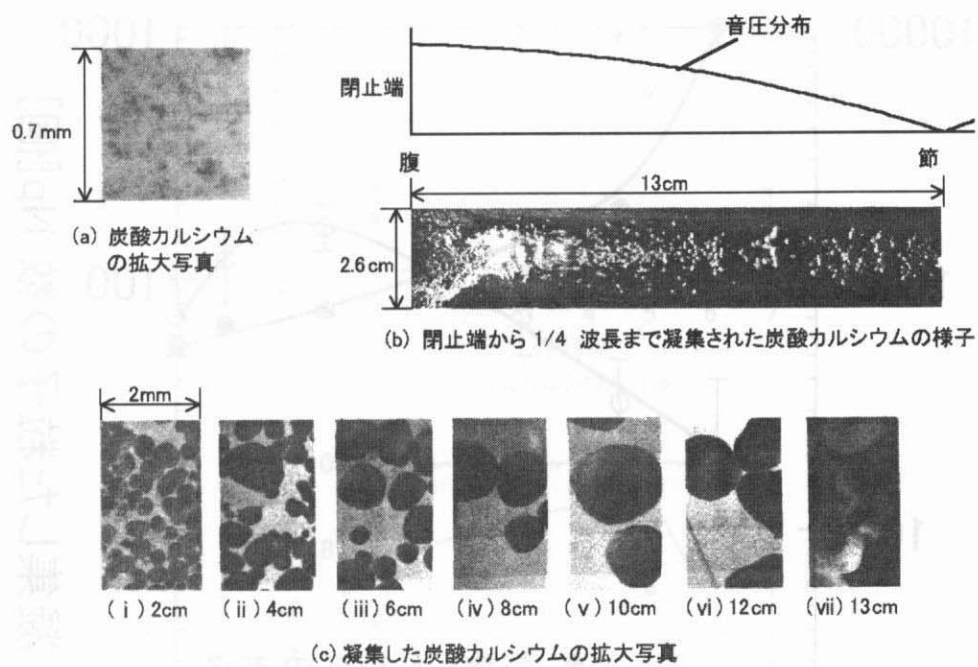


図 2 音波による炭酸カルシウムの凝集の様子

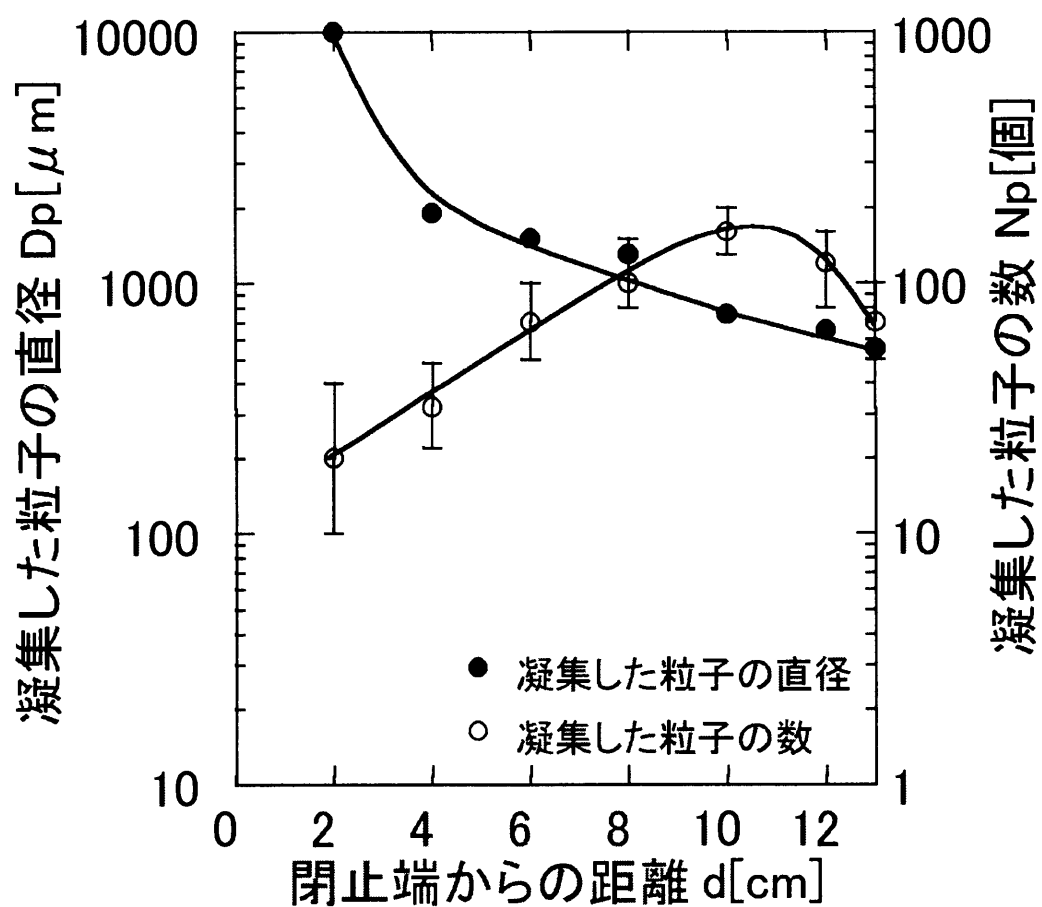


図 3 凝集した粒子の径及び個数

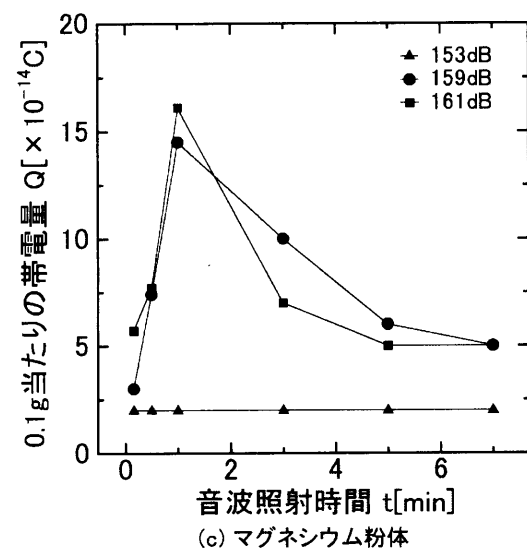
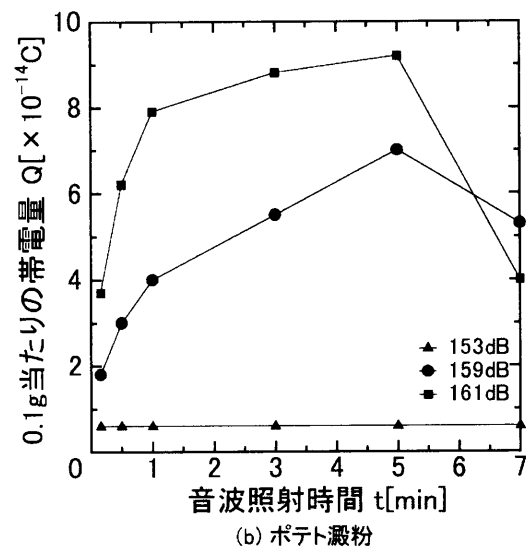
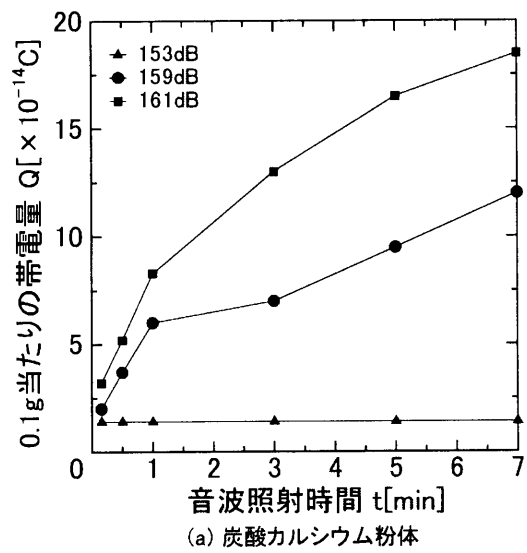


図 4 凝集粒子の帯電量

参考文献

- 1) 静電気学会編：静電気ハンドブック，p.542，オーム社 (1981)
- 2) T.F.Hueter and R.H.Bolt: Sonics, p.213, John Wiley and Sons, Inc., New York (1955)
- 3) 川村雅恭：日本音響学会誌，**17** p.123(1961)
- 4) Y.Oyama, I.Inoue, Y.Sawahata and M.Okada: J. Sci. Res. Instrum., **48** p.260 (1954)
- 5) 中根偕夫，瀬谷浩一郎：日本音響学会講演論文集，p.441，日本音響学会 (1977)
- 6) T.Nakane and K.Seya: 9 International Congress on Acoustics, p.604, Madrid (1977)
- 7) 山根宏之，伊藤洋一，川村雅恭：日本音響学会誌，**39**p.380 (1983)
- 8) C.N.Davis: Aerosol Science, p.53, Academic Press, London and New York (1966)
- 9) 日本化学学界編：化学便覧・基礎編Ⅱ，p.501，丸善 (1973)
- 10) 中根偕夫，瀬谷浩一郎：電子通信学会技術研究報告，p.13 (1983)
- 11) 中根偕夫，瀬谷浩一郎：日本音響学会講演論文集，p.595 (1983)
- 12) 大塚哲郎，瀬谷浩一郎：日本音響学会講演論文集，p.675 (1984)
- 13) 中根偕夫，平田尚史，瀬谷浩一郎：静電気学会誌 **9**, p.422 (1985)
- 14) 中根偕夫，瀬谷浩一郎：静電気学会誌 **10**,5 p.331 (1986)
- 15) 池田正一，前田憲昭：クリーンデンタルプラクティス，p.5, 医歯薬出版 (1996)
- 16) 須山祐之：日本衛生学会誌 **50**, p.245 (1995)
- 17) 奥田克爾：口腔の感染症とアレルギー，p.200，一世出版 (1996)
- 18) 上倉千夏，中根偕夫，瀬谷浩一郎：静電気学会講演論文集 '95, p.237, 静電気学会 (1995)
- 19) 奥田克爾：デンタルプラーク細菌の世界，p.7 医歯薬出版 (1993)
- 20) 奥田克爾：デンタルプラーク細菌の世界，p.74 医歯薬出版 (1993)

- 21) HUETER, BOLT, : SONICS p.211 JOHN WILEY & SONS.INC (1996)
- 22) 中根偕夫：静電気学会誌 **10**, p.331(1986)
- 23) 奥原久美子, 中根偕夫, 瀬谷浩一郎, アセツプアルウィコツサラ, 永安克志, : 静電気学会講演論文集 '97, p.161, 静電気学会 (1997)
- 24) 中根偕夫, : 音波集塵 超音波テクノ, 日本工業出版会 **6**, p.34 (1994)
- 25) 尾崎哲則, 須山祐之, 吉田滋 : 日本衛生学会誌 **50**, p.1096 (1995)
- 26) 中根偕夫：静電気学会誌 **23**, 5, p.260 (1998)
- 27) 足立宣良；電気学会論文誌, 93B(7), p.273 (1973)
- 28) 足立宣良, 大久保利一；静電気学会論文誌 **11**(4), p.246 (1987)
- 29) Tomoo.Nakane, Takashi.Hirata, Kouitirou.Seya: JJAP,26 p.203 (1987)
- 30) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎：日本音響学会誌 **46**, p.893 (1991)
- 31) 中根偕夫, 平田尚史, 瀬谷浩一郎：静電気学会誌 **9**(6), p.422 (1985)
- 32) 実吉純一, 菊地喜充, 熊本乙彦：超音波便覧, p1144 日刊工業新聞社 (1978)
- 33) 井伊谷鋼一：集塵技術マニュアル, p.102 日刊工業新聞社 (1975)
- 34) 青山久範, アセツプ・コツサラ, 中根偕夫, 瀬谷浩一郎, : 静電気学会講演論文集'93, p.277, 静電気学会 (1993)
- 35) Tomoo Nakane, Tetsuro Otsuka, Koichiro Seya : JJAP **21**, p.196 (1982)

著者学会論文引用文献リスト（本文と併記）

- J) 中根偕夫, 瀬谷浩一郎：「超音波を併用した電気集塵の実験」静電気学会誌 Vol.10 No.5 p.331 (1986)
- L) 中根偕夫：「室内 ESP による生菌除去の試み - 超音波凝集作用を併用した場合-」静電気学会誌 132 号 Vol.23, No.5 p.260 (1999)