



博士論文

極低温領域における気体放電現象
に関する研究

平成9年12月19日 提出

指導教官
日高邦彦教授

東京大学大学院工学系研究科電気工学専攻博士課程

57101 赤峰 陽太郎

目次

1 緒言	5
1.1 研究の背景	5
1.1.1 超電導機器から要求される絶縁特性	5
1.1.2 超電導機器に生じる高電圧	7
1.2 現在までの極低温気体の絶縁特性に関する研究	9
1.2.1 ヘリウム	9
1.2.2 窒素および窒素-酸素混合ガス(合成空気)	11
1.2.3 極低温気体放電特性について現在までの研究成果のまとめ	20
1.3 本研究の目的	22
I 小型クライオスタット(短ギャップ領域)	24
2 実験装置及び全般的な実験方法	25
2.1 電源および実験回路	25
2.2 実験に用いるクライオスタットおよびその排気系統	25
2.3 温度測定	26
2.4 使用電極および印加電圧極性	28
2.5 供試気体	29
2.6 イメージコンバーターカメラ	29
2.7 電極の損傷について	30
3 50%火花電圧特性	32
3.1 実験方法	32
3.2 空気の特徴	33
3.3 窒素の特徴	33
3.4 ストリーマ開始電圧と50%火花電圧	35
3.5 本章のまとめ	42

4	コロナ放電進展形態	43
4.1	空気中のコロナ進展形態	43
4.1.1	ガス温度と放電形態	47
4.1.2	火花の有無と放電形態	47
4.1.3	コロナ、火花発生遅れ時間	55
4.2	窒素中のコロナ進展形態	56
4.2.1	正極先端曲率半径によるコロナ進展形態、コロナ発生時間遅れの違い	56
4.2.2	火花の有無と放電形態	72
4.2.3	ガス温度と放電形態	72
4.3	本章のまとめ	82
5	ストリーマ発生電圧と電荷量	83
5.1	空気中での放電電荷量-電圧特性	83
5.2	窒素中での放電電荷量-電圧特性	94
5.3	本章のまとめ	94
6	ストリーマ放電電荷量の温度依存性についての検討	100
6.1	空間電荷量の温度依存性	101
6.1.1	空気中の特性	101
6.1.2	窒素中の特性	104
6.2	陰極温度の影響	104
6.3	微量水分の影響	111
6.4	初期電子数依存性	111
6.5	酸素分圧依存性	120
6.6	放電パラメータの温度依存性	125
6.6.1	電離係数 α の温度依存性と測定値に与える影響	125
6.6.2	電子付着係数 η について	127
6.6.3	再結合係数について	128
6.6.4	光電離の温度依存性	130
6.6.5	陰極からの電子放出係数 γ について	140
6.6.6	拡散係数、放電生成物の実験値に与える影響	142
6.7	希ガスによる実験	145
6.8	本章のまとめ	157

II 大型クライオスタット (長ギャップ領域)

158

7	極低温長ギャップ領域における Paschen 則	159
7.1	実験装置、および実験方法	159
7.1.1	大型クライオスタット	159
7.1.2	冷却系統、および冷却方法	160
7.1.3	実験回路	162
7.1.4	実験方法	162
7.2	実験結果	164
7.2.1	50Hz 交流電圧印加実験	164
7.2.2	直流火花電圧特性	166
7.2.3	正極性雷インパルス電圧印加時の火花電圧特性	170
7.3	検討事項	170
7.3.1	測定値のばらつきについて	170
7.3.2	供試気体の温度差について	173
7.3.3	電界の計算値	175
7.3.4	火花電圧の計算値	175
7.4	本章のまとめ	178
III	まとめ	184
8	結言	185
8.1	本論文の結論	185
8.2	今後の研究方向について	189
8.3	おわりに	189
A	レーザトリガ法	190
A.1	はじめに	190
A.2	実験	191
A.2.1	コロナ放電中の初期電子ドリフと速度の測定	191
A.2.2	大気中電子なだれ速度測定	193
A.3	初期電子数の考察	199
A.4	まとめと今後の予定	202
	参考文献	209
	著者発表文献	210

第 1 章

緒言

1.1 研究の背景

おりしも 1997 年 12 月に京都において「気候変動枠組み条約第三回締約国会議 (温暖化防止京都会議)」が開催された。この会議で温室効果のある削減対象のガスとして、各国で合意している CO_2 、 CH_4 、 N_2O に加え、電力機器の絶縁ガスである SF_6 ガスが HFC、PFC とともに指定された。 SF_6 の温室効果は CO_2 の 23900 倍であり、昨今の環境に対する関心の高まりから、将来使用が制限されるであろう。それゆえ、環境へのインパクトが少ない代替絶縁ガスが望まれる。過去に極低温では室温に比べてガスの高密度化が図れるという優位性を考慮した、極低温の窒素ガスによる気体絶縁システムを提案した例もある [1]。以上のように、次世代の絶縁ガスとしての極低温気体の研究の意義も考えられるが、それ以上に重要であると考えられるのは、もう間もなく実用化されるであろう超電導機器における極低温気体の絶縁破壊特性の研究の必要性である。これまでの極低温気体の絶縁破壊特性の研究成果について概観する。

1.1.1 超電導機器から要求される絶縁特性

1986 年の高温超電導体の発見などもあり、超電導分野の研究はこれまでも増してきて発達してきた。将来の電気エネルギーシステムには、発電機、変圧器、エネルギー貯蔵、限流器、ケーブルなどの超電導化の実用化が待たれている。電力分野以外では超電導リニアモーターカー、超電導推進船なども挙げられる。このように極低温技術の電力設備への適用は、電気工学での革新的かつ重要な分野となっている。現在まで超電導マグネット、あるいは超電導機器の冷媒として、液体ヘリウムをはじめ超臨界、超流動ヘリウムが適用されると考えられているが、高温超電導体が実用化された段階では、液体窒素が冷媒の主役になると予想されるので、これを用いた電気絶縁に関しても十分な検討を進めておく必要がある。超電導というと、まず抵抗ゼロで大電流を思い浮かべ、電気絶縁の概念が必要で

あるということを忘れてしまうことも多い、しかし、一般に抵抗ゼロは直流電流にはあてはまるが、交流電流に対しては抵抗成分が存在しそれによる電圧が生じる。また、大電力輸送をコンパクトで経済性よく行なおうとすると、電流密度の上昇だけでなく、数十～数百kVの高電圧とのベストミックスが必要となる。更に、超電導では、常電導状態に転移するクエンチ現象に際して過渡的な異常電圧の発生が避けられず、この問題への適切な対応を怠ると現実のシステムとしては機能しなくなる。以上のように、超電導応用の各種電力機器やシステムを設計して実現するためには、電気絶縁に関する課題の解決をどうしても行なわなければならない状況になっている。

超電導コイルを例に考えてみる。直流の定常運転時にはほとんど電圧を発生しないが、超電導体のクエンチ現象が生じると電流の急変をもたらし、そのために大きな誘導性パルス電圧(異常電圧または過電圧という)が発生する。電気絶縁が常電導コイルと決定的に異なる点は、このクエンチの出現を仮定して電気絶縁設計を行なわねばならない点である。超電導コイルでは図1.1[2]に示すようにクエンチ時に超電導コイル内で発生した常電導部の焼損を防止するため、磁氣的蓄積エネルギーの緊急放出用の放電抵抗をコイルと並列に接続している。クエンチ時には、同図のスイッチ S_1 が開いて超電導コイルは電源と切り離され、電流は放電抵抗へ転流し減衰していく。この時の端子電圧の最大値は、クエンチ前のコイルの励磁電流と放電抵抗との積で表される。したがって放電抵抗の抵抗値として充分小さな値を選べば端子電圧を低く抑制することができるが、過小な抵抗値を選んだ場合、放電抵抗に放出されるエネルギーも過小になり、超電導コイルの焼損は防止できない。このため、放電抵抗の抵抗値には適正な値があり、クエンチ時にはかなりの電圧が発生することになる。一方、超電導コイル内部の常電導部の電圧は、発生した常電導抵抗の値に依

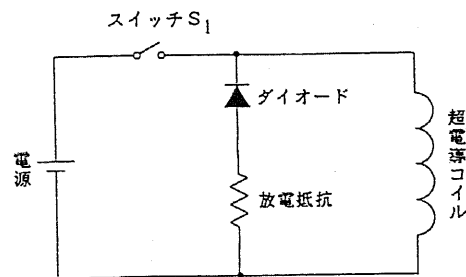


図 1.1: 超電導コイルのクエンチ保護回路

存するため、使用線材の特性により端子電圧よりも大きくなる可能性がある。図1.2にクエンチ後の超電導コイル内の電位分布の概念図を示す[3]。同図から明らかなおとおり、超電導コイルにおいては、端子電圧は充分小さくても内部で局所的に大きな異常電圧が発生し、対アース電圧やターン間電圧あるいは層間電圧が絶縁限界を超える場合があるので、絶縁

設計には十分は配慮が必要である。また、図 1.3 に実際の超電導マグネットにおけるクエンチ時の誘起電圧の分布の一例を示す [3]。同図で横軸は巻線の層の位置であり、右端 (最外周) で常電導転移が発生した場合である。いずれにしても、クエンチ時には定常運転電圧に比べてかなり高い電圧が発生する。

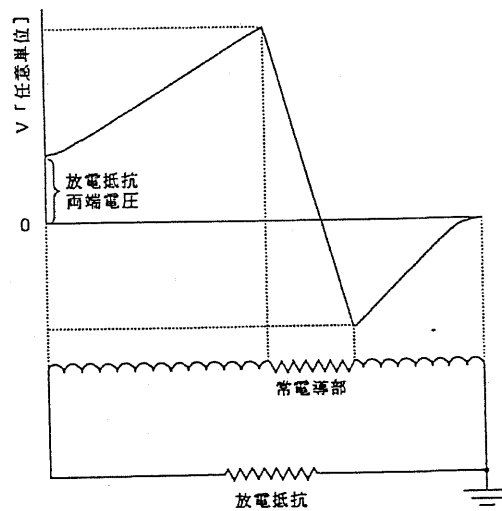


図 1.2: 超電導マグネットのクエンチ時の内部電位分布

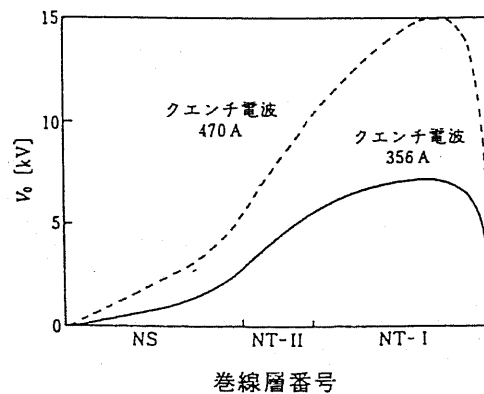


図 1.3: 超電導マグネットのクエンチ時における内部誘起電圧分布の測定値の一例

1.1.2 超電導機器に生じる高電圧

前項で概観したように、超電導応用機器にも高電圧絶縁の概念が必要であるが、以下に超電導機器設計に必要な、生じうる高電圧についてまとめてみる。

直流超電導コイル 基本的に直流超電導コイルにおいては、クエンチ時の過渡的な誘導性電圧が問題となる。したがって、大型でインダクタンスの大きな超電導コイルほど高い電圧が発生する。

核融合用超電導コイル 磁気閉じ込め型核融合炉では、蓄積エネルギーが GJ 急の大型の超電導コイルが使用されるため、クエンチ時の蓄積エネルギーの緊急放出が重要な問題となる。国際協同開発の ITER 炉のポロイダルコイルでは、最大 10kV のパルス電圧が数秒間持続して発生すると予想されている。

核物理用粒子検出コイル 加速器で生成された素粒子の検出用に利用される大型超電導コイルの蓄積エネルギーは数十 MJ で、定常運転時の電圧が数百 V に対して、クエンチ時には数秒間、数 kV の電圧が発生する。

加速器用超電導コイル 加速器用超電導マグネットの蓄積エネルギーは 1MJ 程度で、クエンチ時の最大電圧も 1kV 以下で、それほど大きくない。しかし、10T 程度の高磁界下で発生する強い電磁力に対応したコイルの固定を行なうため、機械的応力が絶縁材料の特性劣化にどのように影響するかを検討する必要がある。

パルス超電導コイル 直流電流以外で動作する超電導コイルは、コイル導体や構造材に損失が発生するので、温度が上昇し冷媒である液体ヘリウムや液体窒素の蒸発、沸騰を生じて絶縁耐力が低下することが考えられる。

超電導発電機用界磁巻線 超電導発電機の界磁巻線には、超速応励磁時に数 Hz で 5kV 程度の電圧が印加される。また、超速応励磁機では励磁電源の定格電圧が大きいこともあり 1kV 程度の電圧スパイクが定常的に界磁巻線に印加される。

系統安定用 SMES 系統安定化 SMES では数 kHz の系統動揺に対応して、数 Hz で制御する必要があり、10MW 出力の SMES では数千 A の励磁電流に対して数 kV の端子電圧が要求される。

負荷平準化用 SMES 負荷平準化を目的とした大容量 SMES では、蓄積エネルギーが 10GW 程度となり、クエンチ時の対策が必要となる。また、定格出力 1GW に対して、15kV 程度の電圧が要求される。

核融合オーム加熱用コイル トカマク型核融合炉のオーム加熱用のソレノイドコイルは、5 秒程度で励磁、消磁する必要があり、この間 10kV 程度の電圧が発生する。10T 以上の高磁界が存在するため、加速器用超電導コイルと同様に、機械的応力に対する絶縁特性の劣化の問題に配慮する必要がある。

交流超電導コイル 交流機器に用いられる超電導コイルにおいては、電力系統の運転電圧が印加されるため、数百 kV に耐える通常機器と同様な絶縁設計が基本となる。

超電導限流器 系統地絡事故時に短絡電流を抑制する素子である超電導限流器は、まず、動作時に系統電圧が印加され、超電導体の常電導転移速度が大きい場合には遮断器動作時とほぼ同等の過電圧が発生する可能性がある。

超電導変圧器 超電導変圧器には、常時系統電圧が印加される。油絶縁に比べ、冷媒中の部分放電が発生し、進展しやすい可能性があり、配慮が必要となる。

全超電導発電機 電機子巻線も超電導化した全超電導発電機においては、鉄の磁路を必要としないため対地絶縁への考慮が減り、直接系統電圧級の電圧を発生させることも可能である。したがって系統電圧に対する絶縁を考える必要がある。

また、超電導マグネットのコイルのみならず、変圧器や送電ケーブルなどのエネルギー輸送機器においても、電流ばかりでなく電圧も 100kV 級の設計を考える必要がある [3]。したがって、超電導機器の実現のためには、極低温領域での絶縁に関する研究が不可欠なのである。

一方、現時点での、実用的な超電導温度は液体ヘリウム温度として、多くの機器が設計、試作、実験されているが、先ほど述べたように、電流リードのような、それに関わる周辺装置(機器)によっては液体窒素温度以上になり得るため、その温度での絶縁特性を把握しておくことは十分に意義のあることである。また、交流送変電を考えると、液体絶縁よりも気体絶縁のほうが誘電率が小さく、電力ロスが小さく済むため、極低温気体絶縁についても研究する必要があると思われる。

1.2 現在までの極低温気体の絶縁特性に関する研究

次に、極低温領域の気体の絶縁特性に関する研究のうち、ヘリウム(超電導機器の冷媒として用いられる)、窒素(将来の冷媒として考えられている)、および空気については、本論文に関係深いと思われるため、ここに概観する。

1.2.1 ヘリウム

平等電界

まず、超電導機器の冷媒として通常考えられている、ヘリウムの特性より概観する。室温のヘリウムガスの絶縁耐力は、同じ温度、圧力の空気の 1/10 以下ときわめて低いが、極低温においては密度が高くなるためかなりの絶縁耐力が上昇する。図 1.4[4] に室温と極低温の両方の実験値を含んだパッシェン曲線を示す。ばらつきはあるが、図の範囲では極低温の値も室温の値とほぼ一致してパッシェン曲線の上にある。4.2K の大気圧のヘリウムガス(密度 16.9kg/m^3) の絶縁破壊電圧は、液体ヘリウムの約 1/2 である [9]。図 1.5[5] に

は、極低温ヘリウムの直流絶縁破壊電圧を広い範囲の温度と圧力で測定した結果を示す。ヘリウムの密度が高い部分で絶縁破壊電界が密度によらない値をとっており、この領域でのパッシェン曲線から外れることを示している。極低温高密度ヘリウムの絶縁破壊電圧は、液体ヘリウムの場合と同様に電極の条件によってかなり影響されるので注意が必要であるとされている。また、 $(1/50)\mu\text{s}$ 程度のパルス電圧に対する絶縁破壊電圧は、ヘリウムの密度が $20\text{kg}/\text{m}^3$ 以下の低密度では直流の場合の 2.5~3.5 倍、より高密度では 1.2 倍程度である [6][7]。

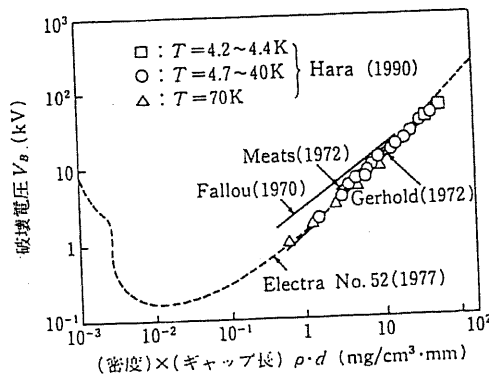


図 1.4: ヘリウムガスのパッシェン曲線

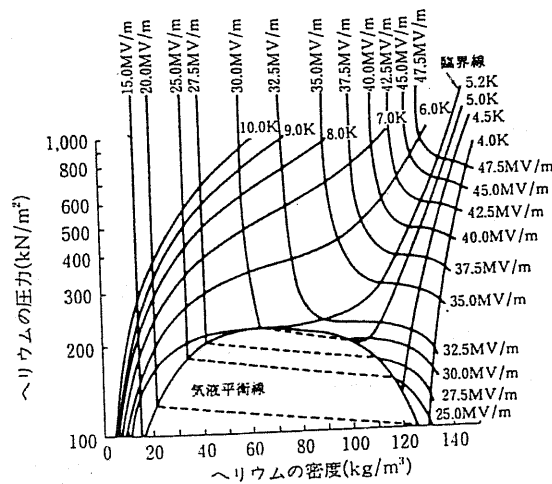


図 1.5: 極低温ヘリウムの絶縁破壊電界

不平等電界

極低温で高密度のヘリウム中での針対平板電極配置では、針電極が負の場合のほうが絶縁破壊電圧が低くなるが [4]、中密度域では負極性の針電極先端に安定な部分放電が生じ、

絶縁破壊電圧は上昇する [7][8]。

1.2.2 窒素および窒素-酸素混合ガス (合成空気)

窒素および窒素-酸素混合ガスについては、主に著者の所属研究室 (鳳・河野・日高研究室。以下研究室とする) における過去の研究においていくつかの成果が得られている。これらの成果を中心に以下にまとめる。

平等電界

窒素 平等電界中では直流 (正極性、負極性)、交流電圧においては、窒素および空気中での火花電圧は温度によって変化せず、低温域でもパッシェンの法則が成立する (図 1.6)[3]。

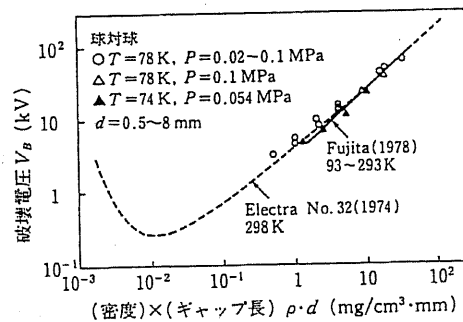
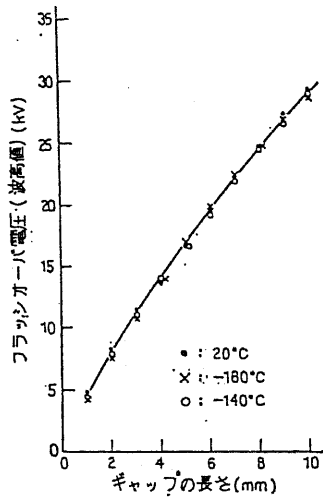


図 1.6: 窒素ガスのパッシェン曲線

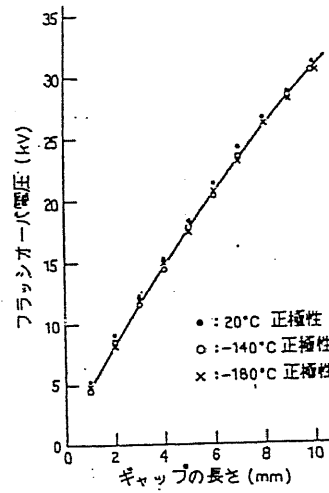
研究室での実験例では、相対気体密度=1 の一定条件下での 50Hz 交流電圧、直流電圧印加における火花破壊電圧をそれぞれ図 1.7(a)、図 1.7(b) に示す [18]。また、図 1.8 に直流の場合に横軸を気圧と電極間隔の積として火花電圧の関係を示す [18]。これらの結果より、気体密度が一定ならば交流、直流電圧印加時パッシェンの火花電圧の相似律が温度によらず成立することがわかる。

次に、正極性インパルス電圧印加における 50%火花電圧を図 1.9 に示す [12]。印加電圧波形は 3 種類 ($1/55\mu\text{s}$ $14/600\mu\text{s}$ $23/1100\mu\text{s}$) について測定したものである。50%火花電圧が低温になるほど上昇し、初期電子の不足のために波頭長の短い波形ほど上昇の傾向は強まる [12][19]。

図 1.10(a)(b)(c) は上記の電圧波形印加時の放電率を示したものである [12]。これらより低温になるほど放電率曲線の傾きが緩やかとなることがわかる。また、図 1.11 の (a),(b) は $0.8/250\mu\text{s}$ の電圧波形を過電圧率を変えて印加した際のラウエプロットを示したものであ



(a) 50Hz 交流



(b) 直流

図 1.7: 窒素ガス中の火花電圧対電極間隔

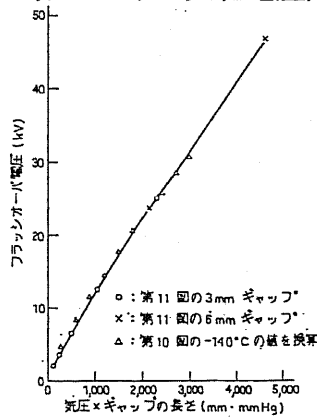


図 1.8: 直流火花電圧対気圧×電極間隔特性

り、低温ほどラウエプロットの傾きが緩やかとなることが分かる [12]。これらの現象の原因は低温になるほど陰極から放出される初期電子数が低下するためであり、暗電流の測定、50%火花電圧や放電率曲線、ラウエプロットの傾きの測定より予想される初期電子数とはほぼ対応が見つことが確認されている。

空気 50Hz 交流電圧、直流電圧印加における火花破壊電圧をそれぞれ図 1.12(a)(b) に示す [18]。窒素の場合と同様に、気体密度が一定ならば交流、直流電圧印加時にパッシェンの火花電圧の相似則が温度によらず成立することがわかる。

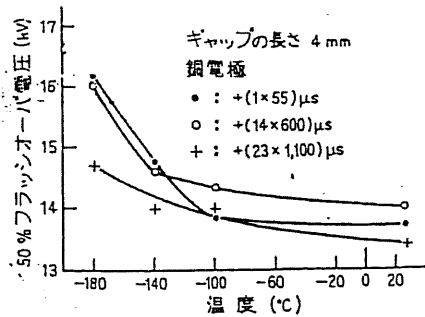


図 1.9: インパルス 50%火花電圧対温度

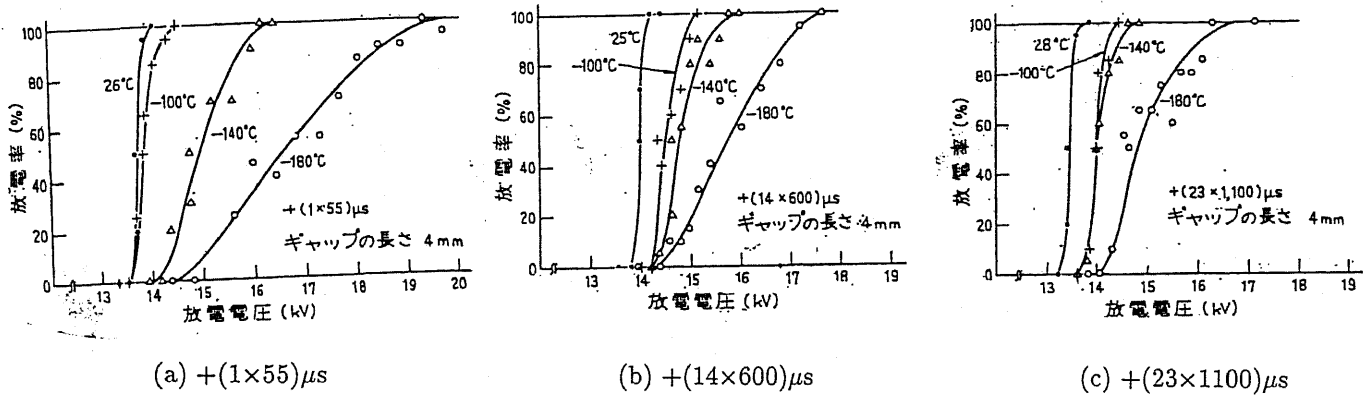


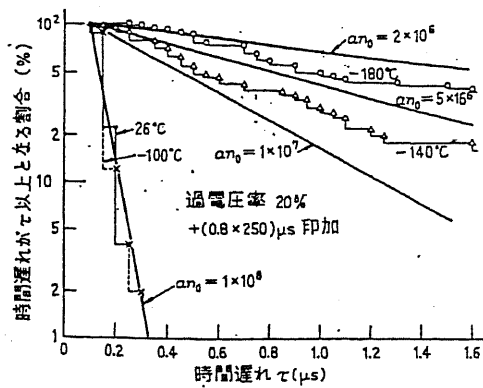
図 1.10: 放電率曲線の温度による変化

不平等電界

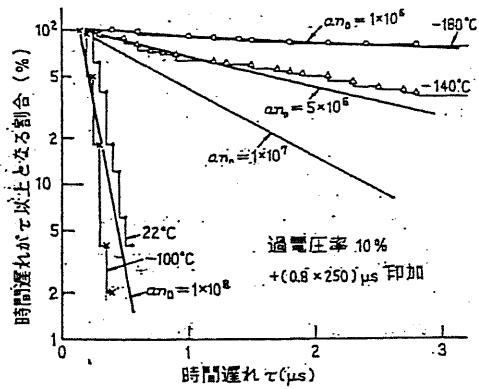
不平等電界における実験条件は特に断りの無い限り、電極間隔 20mm 一定、供試気体の相対気体密度=1(場合により 760Torr)、紫外線非照射である。

窒素

正極性直流電圧 正針対平板電極構成における火花破壊電圧特性を図 1.13(a) に示す [20]。使用した針電極はもめん針で、紫外線照射、非照射の両ケースについて測定したものである。これより、電極間隔に関わらず、低温になるほど火花破壊電圧は上昇し、電極間隔が 20mm の場合、極低温では室温に比べ 5 割増しになることがわかる。一方図 1.13(b) に示す

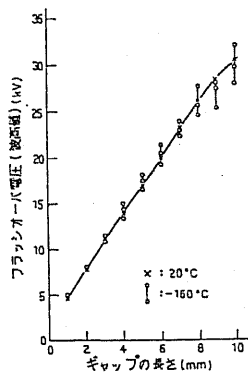


(a) 過電圧率 20%

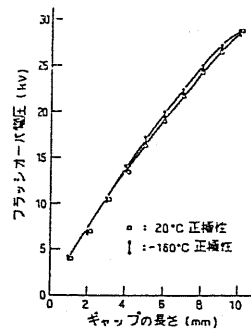


(b) 過電圧率 10%

図 1.11: ラウエプロット



(a) 50Hz 交流



(b) 直流

図 1.12: 空気中の火花電圧対電極間隔

ように、直径 1mmφ 針で電極先端の形状が半球状の電極では火花電圧に関してばらつきも大きくなるが、前図ではコロナを経て破壊する時のみ見られ、ストリーマを経由する場合や無コロナで直接火花破壊に至る場合は温度依存性は生じない。図 1.14 はコロナ電圧電流特性を示したもので、温度により大きな変化を示さないが、極低温では同一印加電圧において電流がやや流れにくい傾向を示す [20]。次に、針電極先端の形状の影響を調べるために気体密度、電極間隔は変えずに針側電極の先端曲率半径 (r) のみを変えて測定した場合の火花電圧を比較のために空気の結果を併記して図 1.15(a)(b) に示す [14]。窒素中、相対気体密度が 1 の場合、 r が 1.5mm 以下の針電極では低温になるほど火花電圧が上昇し、直径 4mm 以上の針電極では温度のよらず火花電圧はほぼ一定となる。この結果により r に

対して火花破壊電圧が非常に敏感であることが明らかとなった。

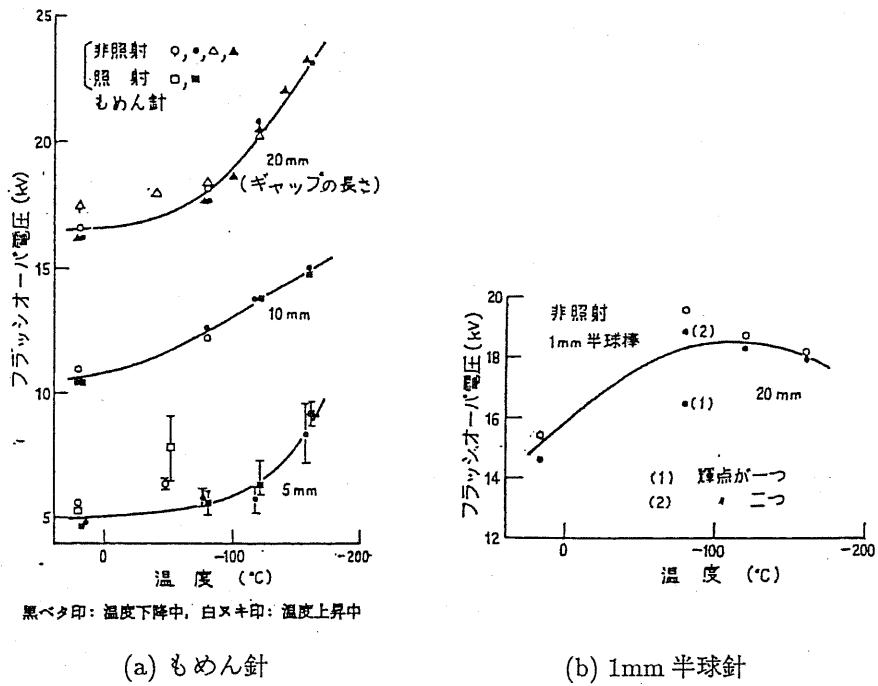


図 1.13: 窒素中正極形状による直流火花電圧の温度特性

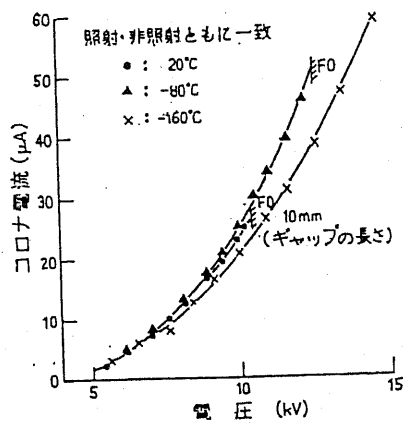
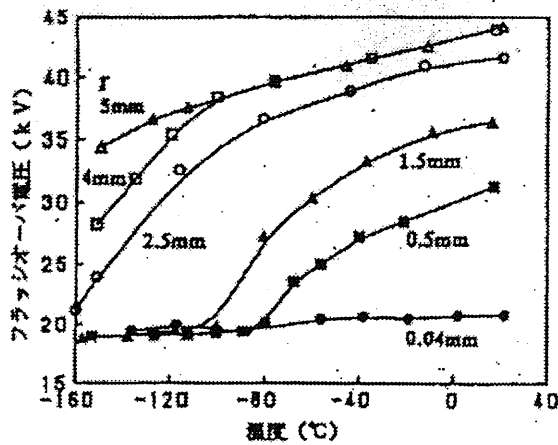
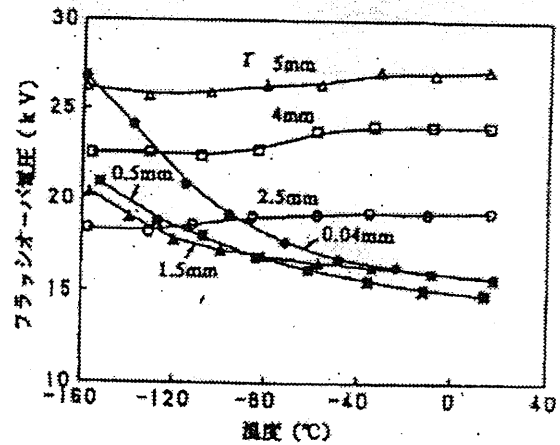


図 1.14: コロナ電流電圧特性の温度変化



(a) 空气中



(b) 窒素中

図 1.15: 空気、および窒素中各棒電極半径 r の温度による火花電圧特性

次に相対気体密度が1以下の場合の火花電圧の変化を図 1.16 に示す [22]。相対気体密度が1以下である場合、ある温度でステップ的な火花電圧の変化が見られるが、これは気体中に含まれる微量の水蒸気が低温で凝固減少し、低密度ではその影響が大きくなるためにコロナの形態が変化するためである。

負極性直流電圧 窒素中では、常温から低温になるにつれて全路破壊のグロー放電に移行する電圧は徐々に低下する (図 1.17, 図 1.18)。ただし窒素中の放電メカニズムが不明瞭なため、火花電圧などが定義できていない [24]。窒素中の放電における、平板電極上のコロナ電流分布は1-2%の酸素や微量水分が含まれると、Warburg 則には従わず、平板電極中心で最大の電流密度にはならない (図 1.19) [25]。そのほか、極低温領域における窒素ガスについて負針のコロナ開始電圧、破壊電圧等を測定し、コロナ開始条件を決定した例 [15] もある。

窒素酸素混合気体 (空気)

正極性直流電圧 図 1.20(a)(b) はそれぞれ針電極の先端曲率半径 (r) が 0.04mm, 0.5mm の場合において窒素に対する酸素の混合比 (P_{O_2}) を変えて火花電圧を測定した結果を示している [14]。比較のために窒素のみの場合も併記した。図 1.20(a) の場合のように、針先が鋭い電極を用いた時には、 P_{O_2} が 5% までは低温になるほど火花電圧の上昇が認められるが、それ以上ではほとんど火花電圧に温度依存性は見られなくなる。一方、図 1.20 のよう

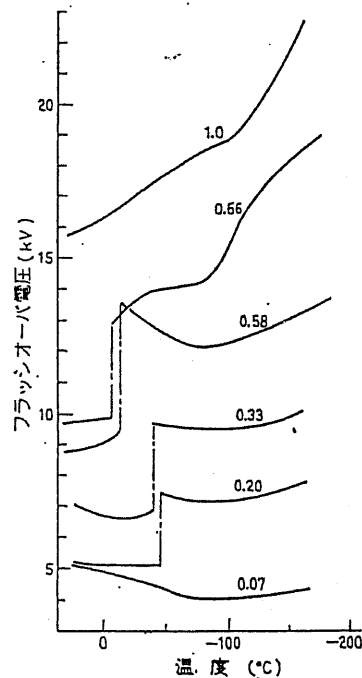


図 1.16: 窒素密度を変化させた場合の温度による火花電圧の変化

にさらに r が大きい電極では、窒素の場合のみ低温になるにつれて火花電圧の上昇は見られるが、わずかに P_{O_2} が 1% の混合気体でもその上昇傾向は失われ、 P_{O_2} が増すほど室温より低温になるにつれて火花電圧がむしろ低下する結果となる。以上のように窒素-酸素混合気体中の火花電圧は酸素の混合比によっても異なるが、針電極先端の形状によっても顕著な違いを示し、その原因は火花破壊に至るまでのストリーマの出現に関係し、グローコロナのみを経て破壊に至る場合のみコロナ安定化作用により著しい火花電圧の上昇が可能となる。酸素の混合比を 21% とした空気について、針電極先端半径をパラメータとした場合の火花電圧の温度依存性については窒素の結果とともに図 1.15(a) に示してある。

負極性直流電圧 窒素-酸素混合ガス (酸素分圧 1~21%) 中では、火花電圧の温度依存性がほとんど見られない。ただし厳密には低温に向かって上昇傾向にある (図 1.21)。また、酸素分圧が高いほど火花電圧は高くなるが、コロナ開始電圧はほとんど酸素分圧に依存しない (図 1.22)。さらに、混合ガスの場合、電圧印加回数とともに電流が流れにくくなり、火花電圧は上昇する。特に酸素の混合比が小さい気体ほどその変化は顕著である。これは供試気体には酸素が含まれるため放電によってオゾンが生成され、それによって実効電離係数が減少するためと考えられる [27]。

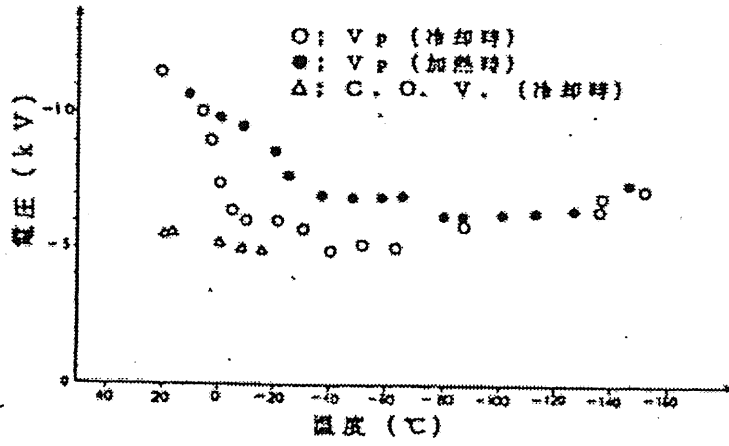


図 1.17: 窒素中, 曲率半径 1mm 半球針の放電特性

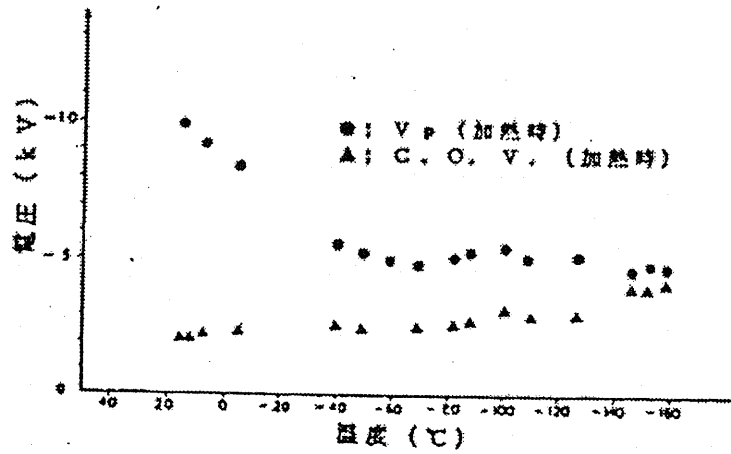


図 1.18: 窒素中, 先端曲率半径 1mm 円錐針の放電特性

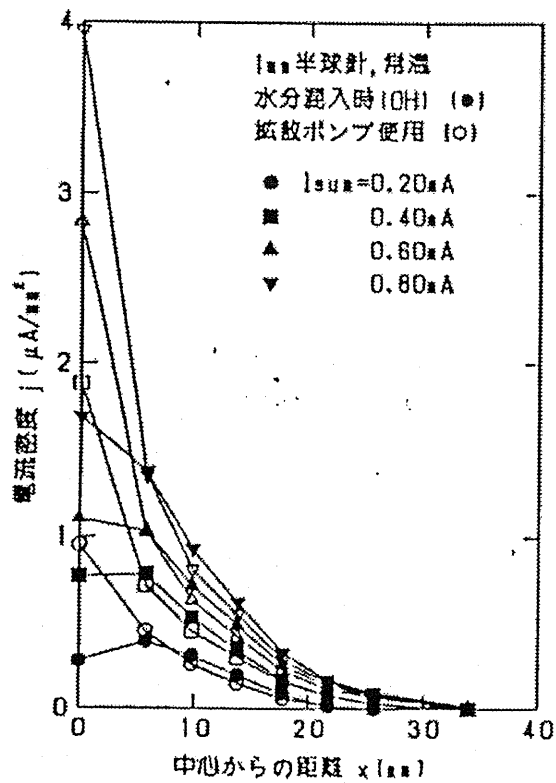
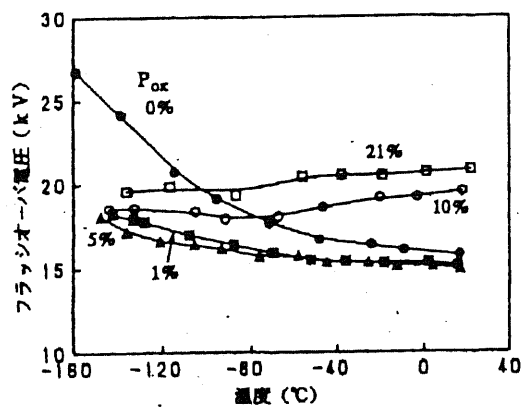
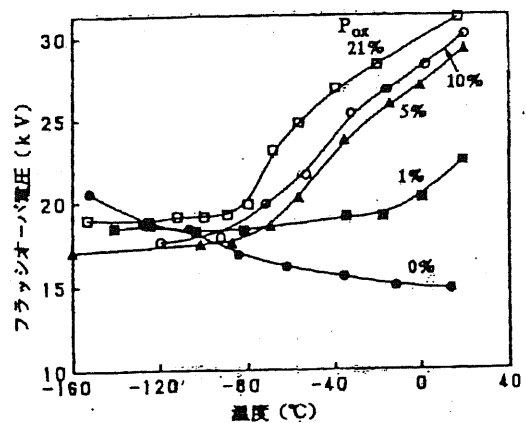


図 1.19: 平板電極上のコロナ電流分布



(a) $r=0.04\text{mm}$



(b) $r=0.5\text{mm}$

図 1.20: 窒素および窒素-酸素混合気体中での火花電圧の温度特性

1.2.3 極低温気体放電特性について現在までの研究成果のまとめ

以上、現在までの極低温気体の絶縁特性についての各方面での研究結果に関していくつかの測定例を挙げながら簡単に概観した。特に研究室における過去の研究例は本論文の目的、および方向性を明確にするために、当研究室で得られた過去の研究成果を前項で挙げた結果も含めて箇条書きにして示す。

1. 平等電界の場合

- 直流、交流ともに、窒素中及び空気中での火花電圧の温度依存性はなく、低温でもパッシェンの法則が成り立つ。
- インパルス電圧については、低温にするほどまた波頭長が短いほど、窒素中での50%火花電圧は上昇する。

2. 直流正針対平板、不平等電界の場合

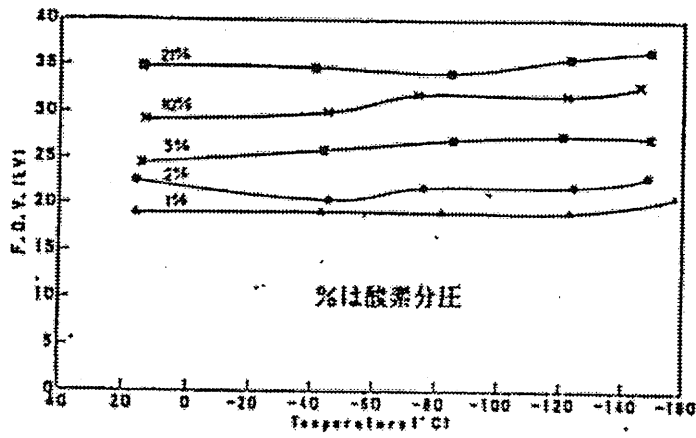


図 1.21: 窒素-酸素混合ガスの火花電圧の温度特性

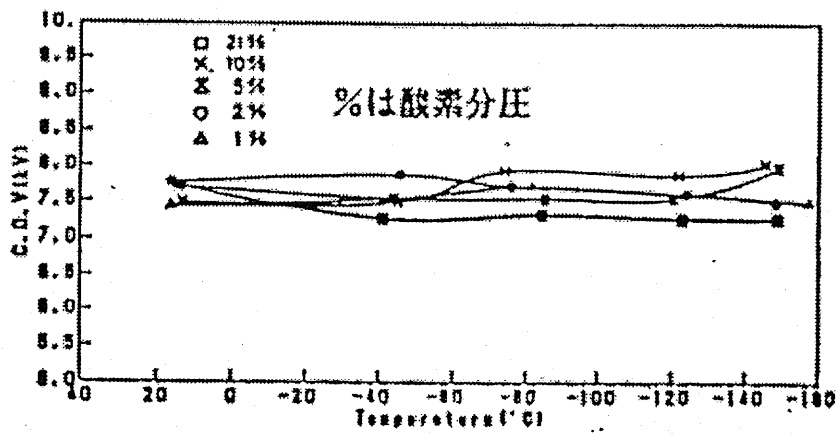


図 1.22: 窒素-酸素混合ガスのコロナ開始電圧の温度特性

- 合成空気中の円錐針では、火花電圧の温度依存性はないが、半球針については、低温ほど低下する。
- 窒素中の針または球電極では、直径 3mm 以下では低温ほど火花電圧は上昇し、 4mm 以上では温度依存性はない。
- 相対空気密度が 1 以下の場合には、低温において空気中の水蒸気が凝固、減少することによって、火花電圧のステップ変化が見られる。

3. 直流負針対平板、不平等電界の場合

- 窒素酸素混合ガス中では、低温になるにしたがい火花電圧はほとんど変化しないか、わずかに上昇する。
- 窒素酸素混合ガス中では、電圧印加回数とともに電流が流れにくくなり、火花電圧は上昇する。
- 窒素中では、全路破壊のグロー放電に移行する電圧及びアーク移行電圧は、低温ほど低下する。
- コロナ開始電圧はギャップ長にほとんど依存しないが、アーク移行電圧はギャップが短くなると顕著に低くなる。
- 針の曲率が大きい方がコロナが不安定になるために、アーク移行電圧は低くなる。
- 窒素中の放電のコロナ電流分布は、微量の酸素や水分が含まれると、Warburg 則には従わず、中心で最大電流密度にはならない。
- 低温になるにしたがい、放電発光の放射強度は、各スペクトルとも低下する。

1.3 本研究の目的

前節までの概観を踏まえて、極低温気体絶縁の研究について、本研究の目的を挙げてみる。

インパルス絶縁特性 現在まで研究されてきた極低温不平等電界絶縁破壊機構は、直流、交流についてがほとんどであり、インパルス電圧印加時の特性については平等電界の場合以外にはあまり調べられていない。前記超電導機器の事故、断路、再開路時の電圧はインパルス波形に準ずるため、インパルス電圧に対する絶縁特性については研究する意義がある。また、不平等電界のような、コロナ放電が存在する状態であると、たとえガス温度が極低温だとしても、ストリーマ付近は加熱されている状態であると考えられる。特に直流や交流を印加した場合、極低温のガス温度の影響を見積もるのが困難である。インパルス印加時の放電では、注入エネルギーが直流や交流印加時と比べて小さいため、放電特性は相対的にガス温度の影響が大きくなると考えられる。し

たがって、ガス温度が放電に与える影響を調べるには、インパルス電圧印加条件で調べることが望ましいとも言える。本研究ではインパルス電圧印加時の極低温気体(窒素、空気)についての絶縁特性を明らかにすることを目的の一つとする。

長ギャップ特性 前節まで述べたように、実規模の極低温絶縁電力機器を考慮した場合、100kV 級の絶縁設計を考える必要があるため、絶縁距離は十数 cm 程度以上である場合が考えられる。現在までは、液体窒素温度以下の極低温気体放電の研究では、放電電極間隔はせいぜい 1mm~3cm 程度である。したがって、より実規模に近い実験を行なう必要がある。本研究の目的のもう一つは、このような実規模レベルでの極低温気体放電特性を解明することにある。

Part I

小型クライオスタット (短ギャップ領域)

第 2 章

実験装置及び全般的な実験方法

2.1 電源および実験回路

実験で用いた雷インパルス発生電源回路を図 2.1 に示す。図中に示した回路定数を用いて (実験によって一部変更があれば明示する) 供試ギャップに $1.2/50[\mu\text{s}]$ の雷インパルス電圧を印加する。印加電圧波形は抵抗分圧されてオシロスコープで観察される。雷インパルス電圧波高値の調整は、電源の交流電圧をスライダックを通して $0\sim 130\text{V}$ の間で調整を行なうことによって決定し、放電のトリガは swing gap を短絡させることによる。電極構成は先端電極半径が様々な棒-平板電極構成であり、印加電圧の極性は全ての実験において棒電極側が正極性で行なった。なお、放電生成物の影響も考慮しなければならないが、予備実験の段階で、直前の実験の影響がなくなる時間間隔として 90 秒以上であれば充分であることを確認し、ストリーマ開始電圧、火花電圧測定など、全ての測定において電圧印加の時間間隔を 90 秒以上とした。

放電電荷量の測定は、図 2.1 内右に示す平板電極と接地の間に設けられたコンデンサの両端に生ずる電圧をオシロスコープで観察することによって測定した。コンデンサ容量は測定ケーブルや保護素子なども含めて実測し、また充電電流も補正して電荷量に換算を行なった。電荷量を測定する電気回路にはオシロスコープの保護のためにサージアブソーバ (図中 \times のマーク) を設けたために標遊容量を含めた実際の測定回路の容量を測定し、放電電荷量をできる限り正確に算定を行なった。

2.2 実験に用いるクライオスタットおよびその排気系統

実験に使用したクライオスタットはステンレス製であり、図 2.2 に示すような構造になっている。内部容器 (内層)、および外部容器 (外槽) の二重の槽からなり、内層外側には銅製冷却配管が巻かれており、この配管に液体窒素を流すことにより、供試気体を極低温まで

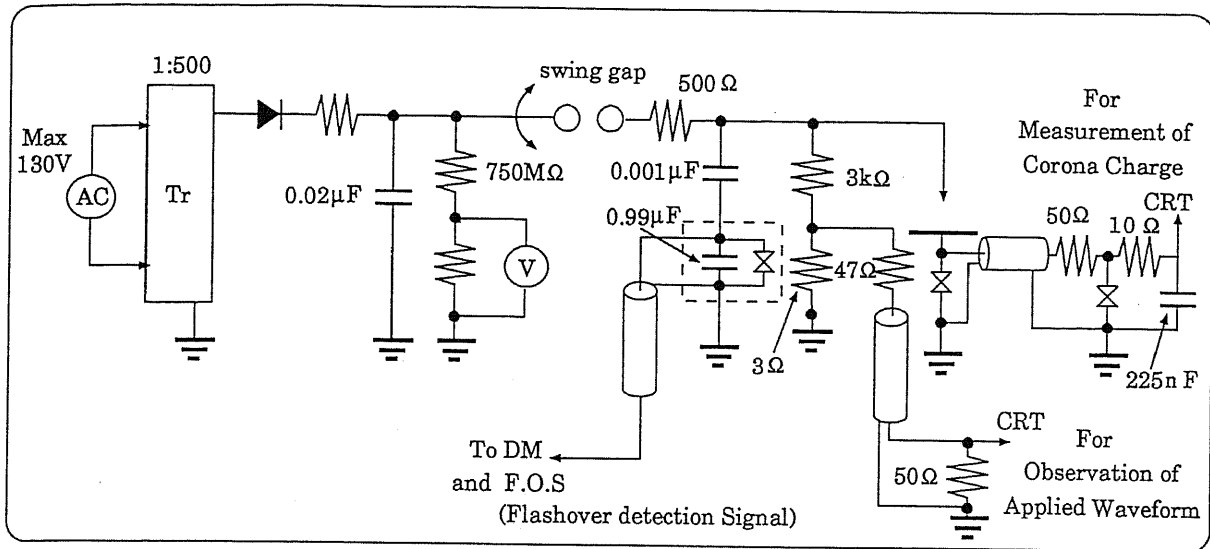


図 2.1: 電源および実験回路図

冷却することができる。内部容器の内径は 25cm、高さ 55cm の円筒形で、実容積は約 25 リットルである。高電圧を印加するためのブッシングの絶縁設計は 100kV である。内部容器 (試験槽) と外部容器 (外槽) の間の真空槽は、 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ Torr 程度まで排気され、試験槽は外部と熱的に絶縁されている。また、極低温条件での実験後に常温に戻すための加熱用電熱線が試験槽外側に巻かれている。試験層、外層には直角方向に 2 箇所の石英ガラス窓が設けられ、放電を観察したり、ギャップを紫外線ランプで照射することができる。本研究では、この窓を用いてイメコンカメラ等を用いて写真撮影を行なった。また、接地側電極が上下可動となっているため、ギャップ間隔は接地側電極についたマイクロメーターヘッドによって調整されている。

2.3 温度測定

気体の温度の測定はクライオスタット試験槽の内壁の上部、中部、下部の 3ヶ所に取り付けられた熱電対 (銅-コンスタンタン) からの出力される電圧をポータブルマルチ温度計 (横河電機製 2423A) で測定し、試験槽内部の気体の温度を測定した。なお、温度パラメータについては室温として約 20℃、極低温としては約 -180℃ となった時点で測定を行ない、極低温実験時に供試気体の温度変化が起こらないように、冷却用液体窒素の流量を適宜調節した。

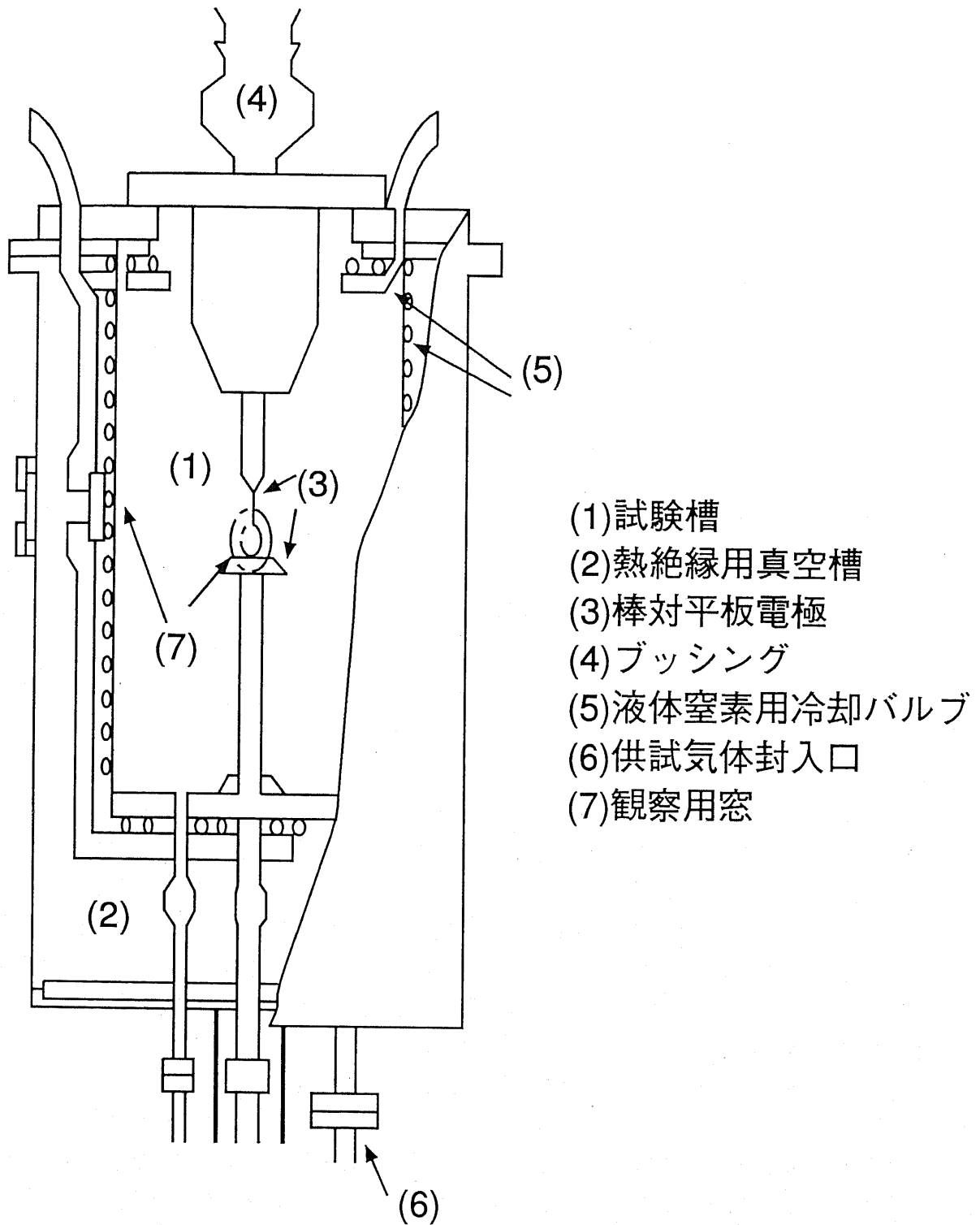


図 2.2: クライオスタットの構造

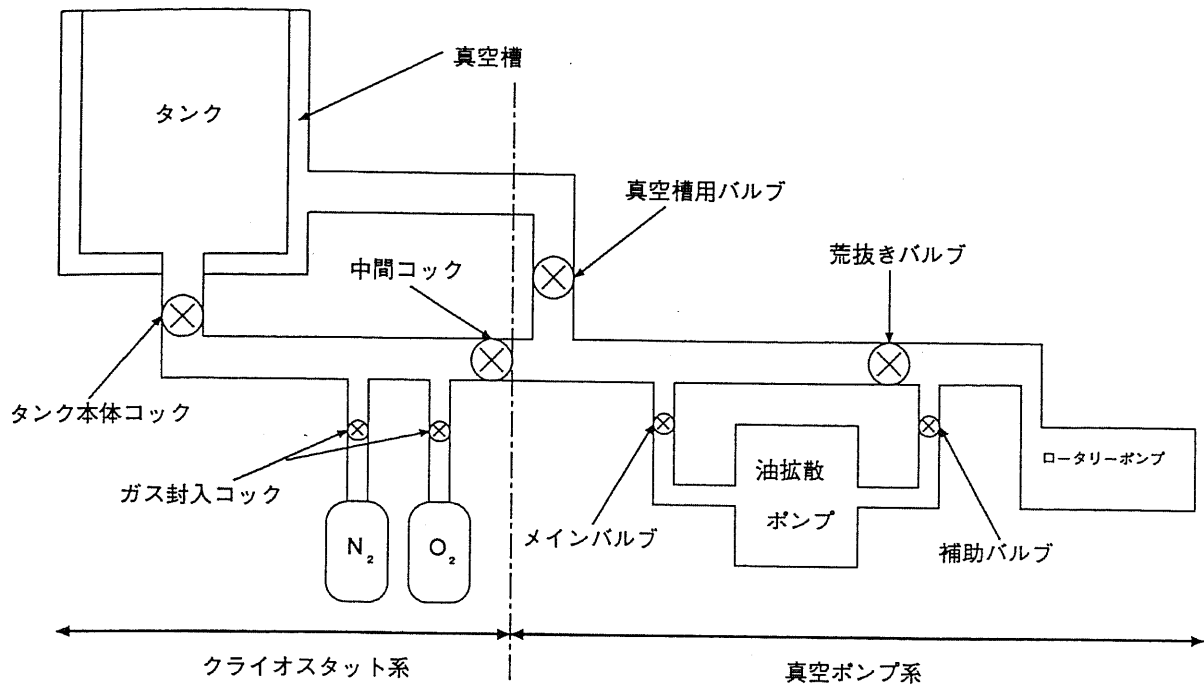


図 2.3: 排気系統

2.4 使用電極および印加電圧極性

実験に使用する電極を図 2.4 に示す。不平等電界の放電は、針対平板配置を用いて観測した。接地側の平板電極は黄銅製で、半径 45mm、厚さ 10mm、端部は電界集中を避けるため丸めてある。表面は金属磨き (ピカール) で鏡面仕上げした。高圧側の電極は図に示す通り、形状は電極の先端半径 $r=0.04\text{mm}$ は円錐状、 $r=0.5, 1.0\text{mm}$ は半球状、 $r=1.5, 2.0, 2.5, 4.0, 5.0\text{mm}$ は球状である。一部の実験では、先端形状が約 0.02mm (磨き具合によって $0.01\sim 0.04\text{mm}$ 程度になる) 円錐状の白金製電極を使用した。白金針使用の理由は、放電を繰り返すことによって、電極表面に酸化膜が生成され、それが放電に影響を与える場合を考えて使用したが、本研究では電極材質の差による放電現象 (電圧、放電電荷量) の有意差を得ることはできなかった。先端電極半径が小さい場合 (r が 0.04mm 以下) は、放電実験を繰り返すことにより、電極が傷み、電極先端形状が変化することによって放電電圧の上昇が見られたので、実験の際は、電極の傷みに気を配り、条件変更の際は必ず電極先端を削り直すようにした。棒電極・平板電極間のギャップ長 d を断りのない限り $d=20\text{mm}$ (一部の実験ではギャップ長変更) に固定して、平板電極を接地し、棒電極に正極性インパルス電圧を印加することにより実験を行った。

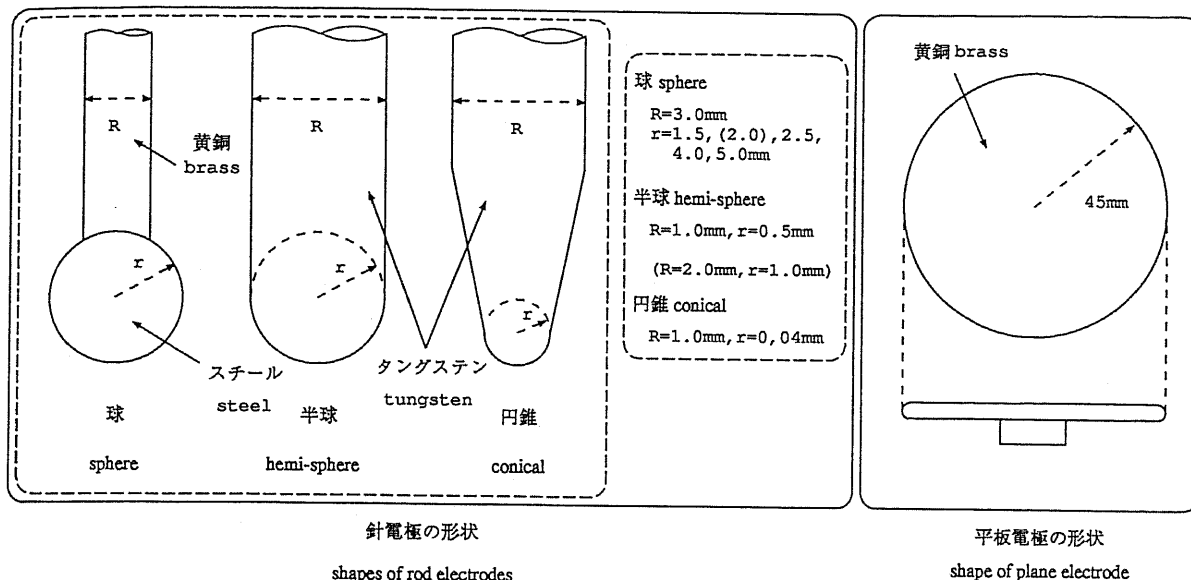


図 2.4: 各種正極の概形

2.5 供試気体

供試気体は市販のものを用い、いずれも高千穂化学工業製で、仕様書によれば窒素の純度は99.999%で、合成空気は酸素及び窒素の分圧比それぞれ21%, 79%, 含有水分量0.0003%以下, CO₂及びCOが1ppm以下, THC及びNO_x0.1ppm以下となっている。以後、合成空気を単に空気と表記する。実験は全てクライオスタットの内槽で行なわれた。実験を行なう際にはクライオスタット内の気体を一旦図2.3に示す排気系統で排気した後供試気体を室温において一気圧の圧力で封入し、密閉する。室温の条件で実験を行なう場合はその後直ちに測定を開始し、極低温の条件で実験を行なう場合にはその後、クライオスタット上部と試験槽外側に巻かれた冷却配管に液体窒素を流し込むことによって供試気体を極低温(-180°C)まで冷却した後、測定を行なう。従って一連の実験において供試気体は封じ切りの状態となるため、気体密度は常に一定ということになる。

2.6 イメージコンバーターカメラ

放電の進展の様子は2.1節でも述べたようにクライオスタット側部の窓より合成石英硝子を通して、イメージコンバーターカメラによって、観察、撮影された。使われたイメージコンバーターカメラは英国Hadland社製IMACON468である。このカメラは入射画像をプリズムによって8分割を行ない。それぞれの画像に対してCCD面が対応し、それぞ

れ独立に制御できるようになっている。そのため、一般的なフレーミングカメラでは避けられないコマ間時間(インターフレーム)をゼロにすることができる。今回用いたカメラはフレーミング撮影を6コマ、ストリーク撮影を2コマできる。撮影対象の針-平板ギャップと、撮影距離の関係から、撮影レンズにはニコン社製 Micro-Nikkor 焦点距離 55mm f2.8 を使用した。

2.7 電極の損傷について

正極先端曲率半径 r が 0.04mm, 0.5mm を用いた実験の場合、高い印加電圧で多数回火花放電を行なうと火花電圧が上昇する傾向となる。放電実験前、および実験後の電極先端形状を 50 倍の投影器にトレースした。図 2.5 に示す。針先端曲率半径 0.04mm の場合は、40 回以上の火花放電後は、先端の曲率半径が大きくなっていることが分かる。また火花電圧も明らかに上昇している。したがって、実験を行なうにあたり、針先半径が小さい場合には、実験データのうち、前半 30 回程度の火花放電電圧を採用するようにした。多数回の放電が必要な実験の場合には、一定(40 回程度)の回数放電ごとに、電極を研磨することにより、所定の電極先端曲率半径となるようにした。

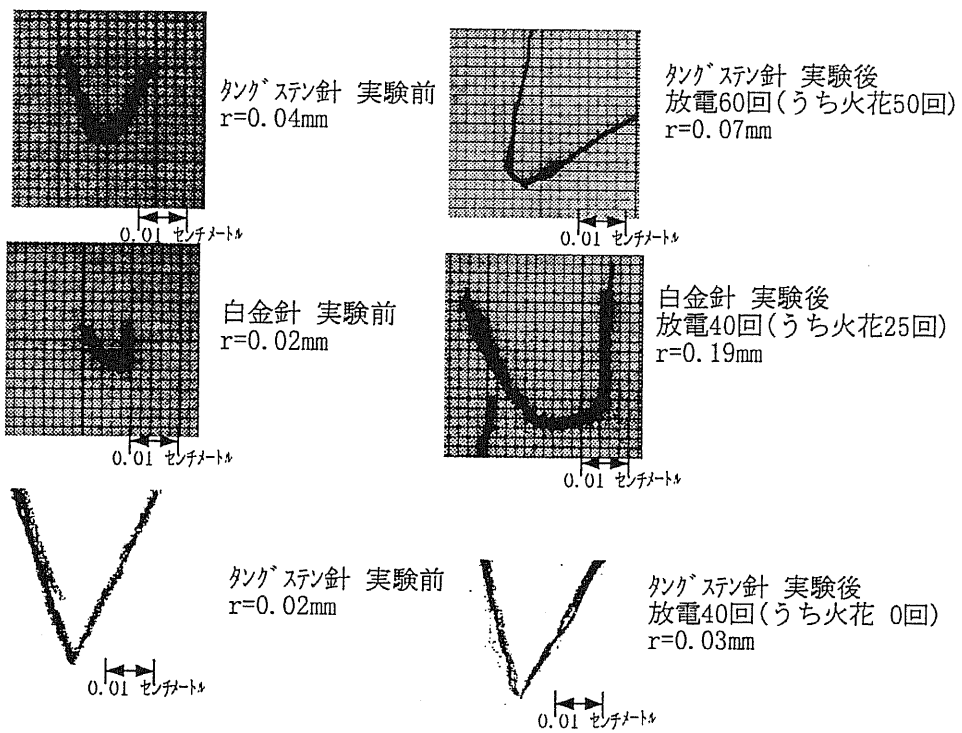


図 2.5: 多数回放電後の電極損傷の様子

第 3 章

50%火花電圧特性

本章では、不平等電界中のインパルス放電について、室温(約 20℃)、極低温(約-180℃)における 50%火花電圧 V_{50} を空気中および窒素中において求めた。 V_{50} および放電電圧の標準偏差は昇降法によって求められた。直流での実験結果 [14] によると、窒素の場合は温度が下がるにつれ、針先半径が小さいほど火花電圧が上昇するという結果となっておりこれは低温になるにつれコロナ安定化作用が働くためということになっているが、インパルス電圧印加の場合は、安定なコロナが生成されにくいと考えられるため、直流印加の場合と異なる特性が予想される。

3.1 実験方法

空気、窒素の実験ともに、図 2.1 の回路を用い、棒電極に正の $1.2/50[\mu\text{s}]$ の雷インパルス電圧を印加して、昇降法によって 50%火花電圧を測定した。温度、供試ガス等の条件変更の際は、必ず棒電極、平板電極を研磨剤(ピカール)で磨き、洗剤および溶剤で洗浄を行った。また先端電極半径が r 小さい (r が 0.04mm 以下) 領域では電極先端を研磨し、鋭角を保つようにした。また水分、不純物を含む室内空気を試験槽に残さないために、ロータリーポンプによって一度試験槽を 10^{-1} Torr 程度まで排気、供試ガスを 760Torr 程度注入し、再び 10^{-1} Torr まで排気するといったガスのフラッシングを少なくとも 1 回以上行ない、また、ガスの封入も供給管内が常に正圧になるように注意を払って、不純ガスの侵入を極力なくすようにした。また、供試ガスの封入は、実験直前に行ない、クライオスタット器壁の吸着ガスの混入をなるべく少なくなるように行なった。

実験回数は、各電極半径 30 回を基準としたが、昇降法によるステップ幅 d を決定したり、 d を修正するなどの試行を繰り返した場合は、最大 100 回程度の試行をしている条件もある。ただし、実験後判明したこととして、正極針先端半径 r が小さい場合 (r が 0.04mm 以下の場合)、特に高電圧を印加した場合、多数回の火花放電によって、電極先端が損傷し

(図 2.5)、針先端半径が大きくなっていた。この場合、放電電圧上昇の傾向が出てきたため、このような多数回 (30 回) 以上放電を行なった実験結果については最初の 30 回で決定する V_{50} を示す。なお、以下の火花電圧に対して誤差棒は標準偏差 σ を表している。

3.2 空気の特徴

それぞれの棒電極の先端曲率半径 r に対する常温 (約 20 °C) および極低温 (約 -180 °C) における空気の雷インパルス 50% 火花電圧 V_{50} 特性を図 3.1 に示す。火花電圧個々の測定結果に数 kV 以上のばらつきがあるため、標準偏差 σ も図中に明記した。参考として、直流における火花電圧の実験値 [14] を併記する。なお、極低温 (-180 °C) での測定の場合、クライオスタット内部の温度勾配がないように、試験槽内 3 箇所に設置された熱電対の温度差は最小となるような状態で実験を行なっているが、液体窒素配管付近の温度は窒素の大気圧での沸点 (-195.8 °C = 77.35 K [21]) に近い温度であり、酸素の液化の可能性も考えられる。この温度のときの酸素の飽和蒸気圧は 156.7 Torr [21] であるため、酸素の分圧が $(156.7/760) = 0.206$ 気圧以上であると、液化の可能性はある。したがって、本研究で用いた合成空気 (酸素分圧 21%) の場合、試験層の壁面に一部液体窒素温度の部分が存在すると、酸素分圧が 20.6% に減少する可能性がある。ただし、酸素分圧が 2% 減少しただけであり、変化は僅かである。合成空気としての全体の気圧も 0.4% 減少するが、これらの圧力変化は僅かで本研究での放電現象に与える影響が少ないといえる。また、この見積もりは、冷却配管を流れる液体窒素の流量を断続する等を行ない、試験槽全体の温度を -180 °C となるように調整しているにも関わらず試験槽の一部が液体窒素温度 (-195.8 °C) まで低下したという、最悪の場合の見積もりであり、壁面が液体窒素温度まで低下しているかという点についてもデータがないため、この分圧変化はあったとしても無視できる範囲にあると言える。

図 3.1 より、空気中の 50% インパルス放電電圧は一般的に極低温のほうが高い特性を示しているということが分かる。また、温度による電圧値の差は、針先半径が小さいほど顕著になっている様子が分かる。しかしながら、測定値のばらつきもあるため、針先半径に対する V_{50} の変化についてはほぼ一定のように見えるが一概には言えない。

3.3 窒素の特性

供試ガスを窒素に変え、空気と同様の実験方法で窒素中の棒電極の先端曲率半径 r に対する雷インパルス 50% 火花電圧 V_{50} を昇降法により測定を行なった。その結果を図 3.2 に示す。参考として、直流における火花電圧の実験値 [14] を併記する。直流でもそうであるが、空気と比較して火花電圧は低めである。また、50% 火花電圧の正極先端半径依存性も見られ、先端電極半径が大きいほど、火花電圧も上昇する傾向にある。また、50% 火花電

雷インパルス印加時の50%火花電圧及び直流印加時の火花電圧特性(空气中)

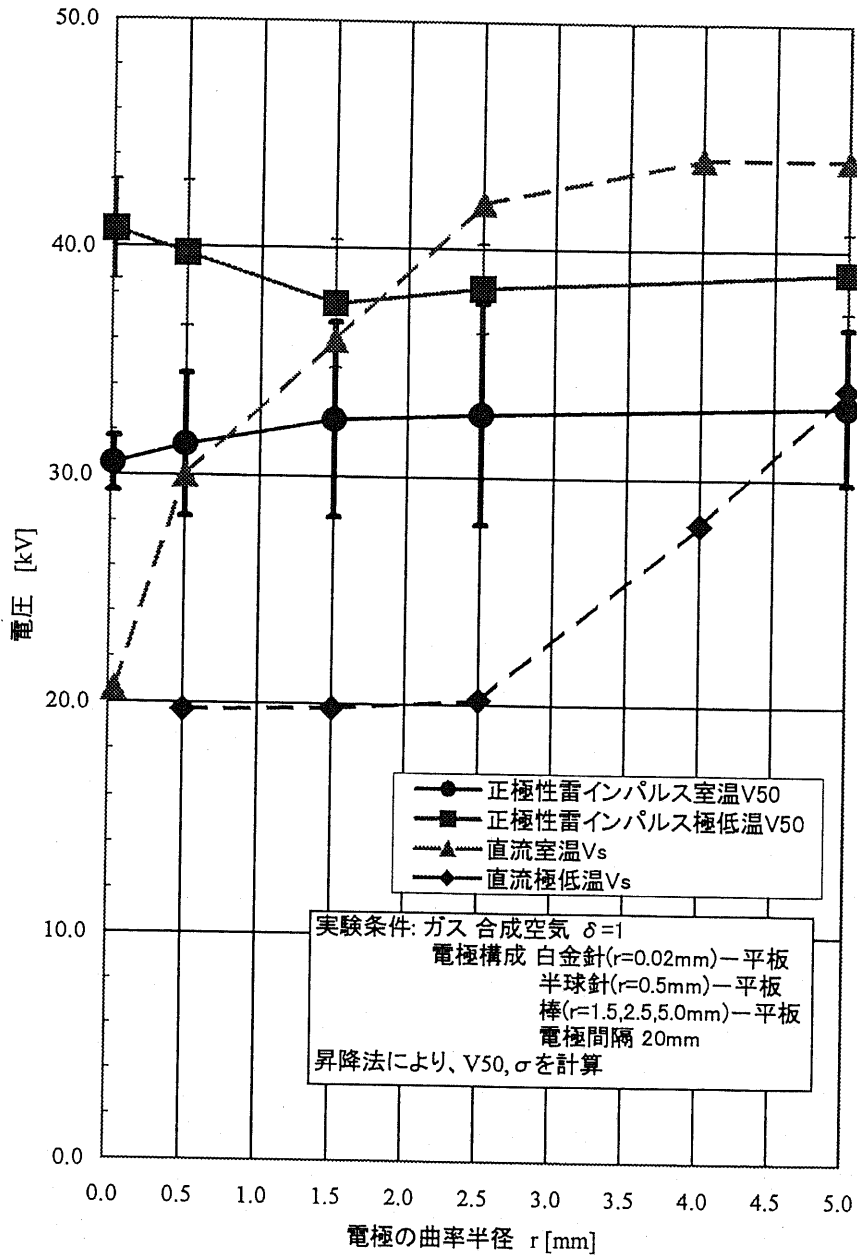


図 3.1: 正極先端電極半径に対する空気の 50%火花電圧特性

圧の温度依存性については、特に有意な差は見られなかった。

3.4 ストリーマ開始電圧と 50%火花電圧

50%火花電圧の測定とともに、ストリーマ開始電圧についても検討を行なう。ストリーマ開始電圧 (SIV) は初期ストリーマコロナ (4.1 節放電進展形態参照) が確認された最低の印加電圧波高値とするが、インパルス電圧印加によって確率的にコロナが発生するため、必ずしも最低の電圧波高値を測定しているとは言えない、そこで、SIV は直接測定、もしくは空気中においては後述図 5.2~図 5.6 に示される V-Q 曲線を電圧軸と交わるまで外挿して求めた。一方、放電形態が空気と違う窒素の場合については、図 5.10、図 5.11 のように非火花時の V-Q 曲線が、明解に求められる場合は空気と同様、電圧軸と交わる点まで外挿して求め、それ以外の場合 (ストリーマ発生が必ず火花に至る条件) においては、最低火花電圧をストリーマ開始電圧 (SIV) とした。SIV と比較を行なう 50%火花電圧 V_{50} は第 3 章で求めた値を用いる。また、参考として、直流における同様の電極条件におけるストリーマコロナ開始電圧 (直流 SIV) とグローコロナ開始電圧 (CIV)、火花電圧 V_s についての測定例 [14] も併記する。

空気のストリーマ開始電圧と火花電圧

空気中における、雷インパルス電圧印加時のストリーマ開始電圧 (SIV) と 50%火花電圧 (V_{50}) を、それぞれ電極先端曲率半径 (r) に対して求めた室温 (約 20 °C) の結果を図 3.3 に、低温 (約 -180 °C) の結果を図 3.4 に示す。それぞれの温度の場合について、

室温の場合 (図 3.3)、極低温 (図 3.4) 場合、ともに SIV と V_{50} の間にはかなりの電圧差があることがわかる。もしストリーマ発生時間遅れ t_d (図 4.2(b) 参照) が 0 もしくは非常に小さいならば、 V_{50} 程度の電圧を印加した場合には、インパルス電圧波頭部 (電圧上昇中の状態である) において、SIV を越えた電圧あたりから、ストリーマが繰り返し発生することになるが、実際には t_d が存在するために電圧の波高部付近、または波尾部でしか発生しないと思われる。結果、ストリーマの発生は 1 回しか観測されないのである。正電極先端半径 (r) の増大によって SIV も高くなっているが、空間電荷のない状態において、コロナ開始条件については電離指数によって計算が行なわれているように、電極先端の電界で決定と思われるので当然の結果である。直流の CIV についても、空間電荷のない状態からコロナが開始する電圧であるため、値の電極半径 r 依存性については雷インパルス印加時の傾向と同様の報告がされている [14]。ただし、インパルス SIV は直流 CIV の比較して室温においては 0~4kV 程度、低温においては 3~8kV 程度大きな値を示している。このことは、インパルス電圧印加時にコロナ放電の時間遅れがあり、またそれがばらつくため、必ずしも電圧が SIV に達した瞬時に放電がおきる訳ではないからである。空間電荷のない

雷インパルス印加時の50%火花電圧及び直流印加時の火花電圧特性(窒素中)

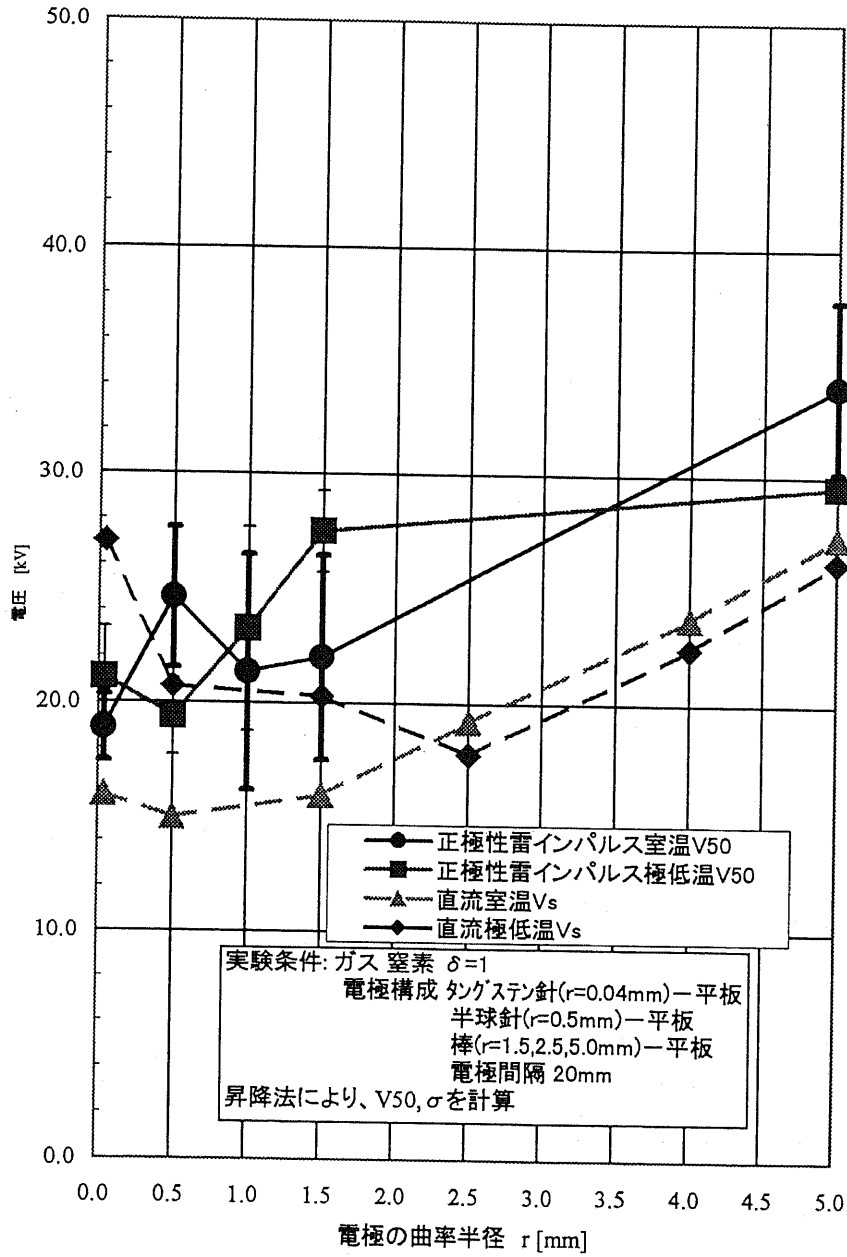


図 3.2: 正極先端電極半径に対する窒素の 50%火花電圧特性

雷インパルス印加時の V_{50} , 直流印加時の V_s 及びSIV特性(室温空气中)

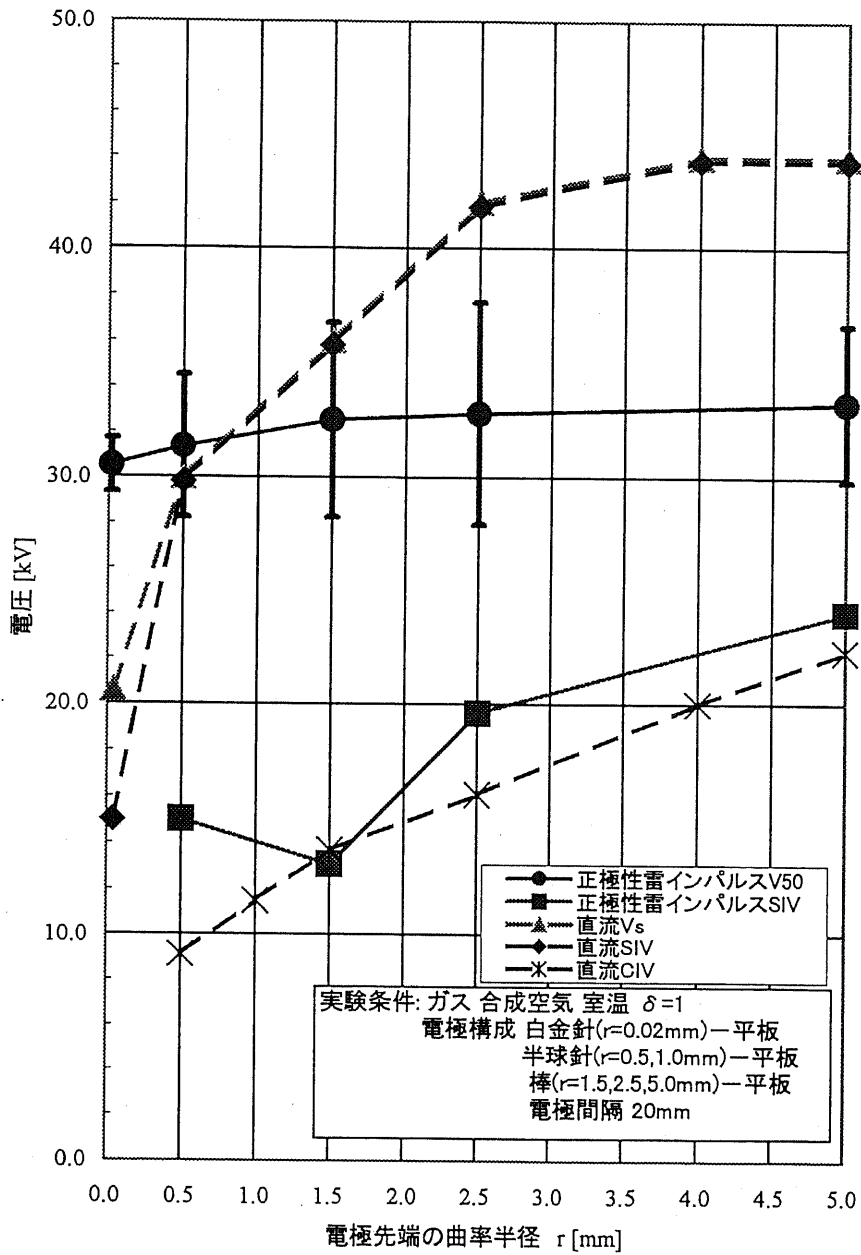


図 3.3: 空气中的の SIV, V_{50} と直流の SIV, CIV, 火花電圧 (室温)

雷インパルス印加時の V_{50} , 直流印加時の V_s 及びSIV特性(極低温空气中)

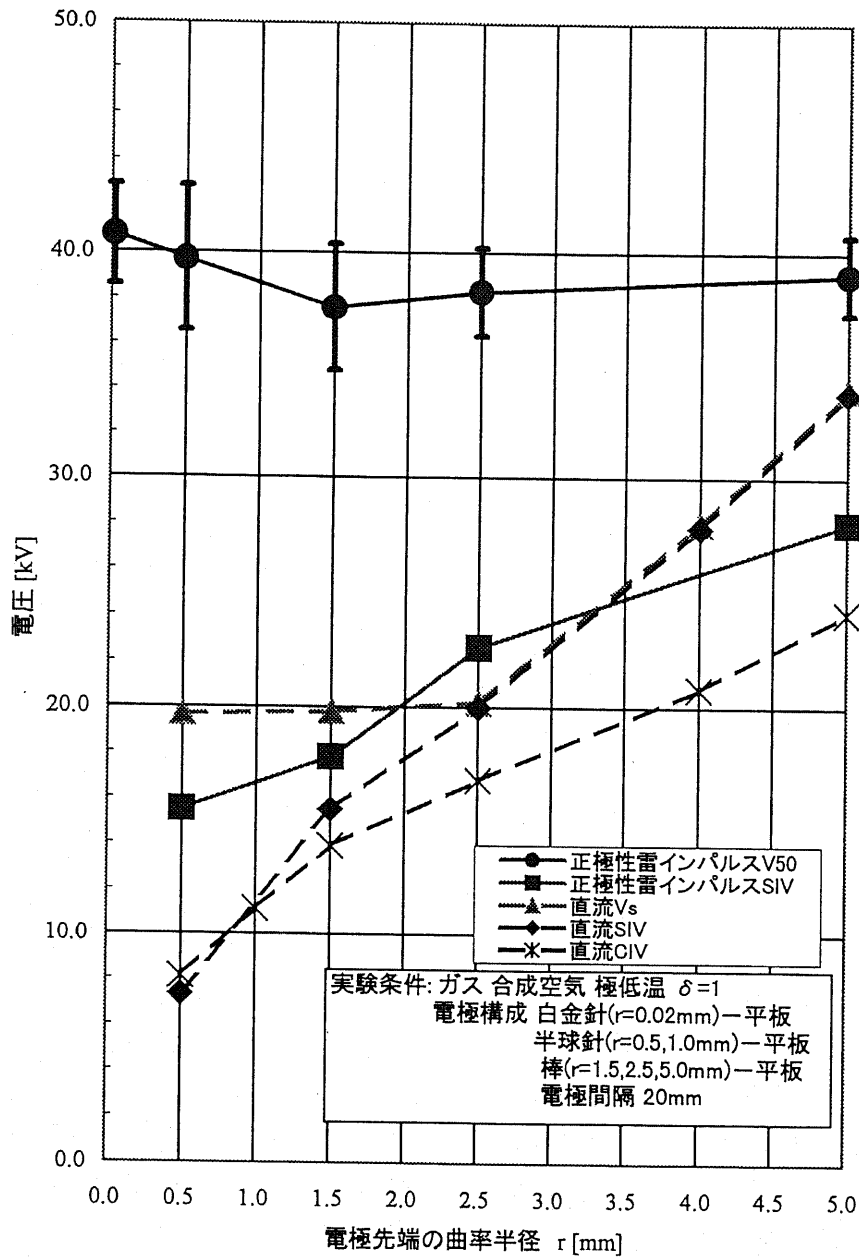


図 3.4: 空気中の SIV, V_{50} と直流の SIV, CIV, 火花電圧 (極低温)

電極空間に、最初にコロナが発生する電圧という意味では雷インパルス SIV と直流 CIV はほぼ同様の意味である。直流 CIV は温度依存性が見られないが、雷インパルス SIV も同様に温度依存性はほとんど見られない。

一方、 V_{50} は先端電極半径 (r) によってほとんど変化がない。これは、放電進展形態が、図 4.3～図 4.7 のフレーミング写真に示されるように、火花発生までに既に放電空間にコロナが発生しているため、 r による電極先端の静電界の相違よりもストリーマ自身による電界歪みの方が大きくなり、結果的に V_{50} は r に依存しなくなると考えられる。 V_{50} に関しては低温の場合が常温の V_{50} 特性よりも 20～25% 高い値を示している。 V_{50} の温度依存性については第 5 章で示される V - Q 特性の温度依存性と密接な関係があると思われる。第 6 章にその現象について検討を行なう。直流の V_s と比較すると、室温時にはインパルスの V_{50} は直流の V_s よりも、特に r の大きい範囲で低くなっているが、これは直流の場合にはコロナ安定化作用のためにストリーマ発生が抑制されている [14] 作用があるため、単純に比較することはできないと考えられる。極低温時には直流の V_s が低下しているのでインパルスの V_{50} のほうが高い値を示している。

窒素のストリーマ開始電圧と火花電圧

窒素中の場合の雷インパルス電圧印加ストリーマ開始電圧 SIV と、50% 火花電圧 V_{50} の値を、参考として、直流における同様の電極条件におけるストリーマコロナ開始電圧 (直流 SIV) とグローコロナ開始電圧 (CIV)、火花電圧 V_s [14] とともに、室温を図 3.5 に、および低温を図 3.6 に、正極先端電極曲率半径 (r) をパラメータとして示す。 r が小さい領域では、空気中と同じように、ある時間遅れ τ の後に火花放電に至る。そのため SIV は空気と同様の方法で測定できる。この領域での V_{50} も空気中と全く同じ傾向を示し、 r に対してほとんど変化しない。

しかしながら、 r が大きくなると τ が非常に小さくなり、ストリーマ発生から直ちに火花となり、この領域での V_{50} は r の増大とともに高くなる。ストリーマが発生すると必ず火花に至るので、この領域では、SIV は火花最低電圧となり、50% 火花電圧 V_{50} よりわずかに低い値となる。この領域では SIV は室温、極低温ともに r の増大に対して高くなるが、図 4.21、図 4.21、図 4.22、図 4.22 や、図 5.12、図 5.13 などを参照すると、この放電形態が変化する r の領域が温度によって僅かに違い、室温では r が 1.0mm 以下が低温では r が 1.5mm 以下が非火花時ストリーマが観察される領域であり、この違いが SIV の r 依存性に僅かながら反映されている点が興味深い。また、それ以外の点においては SIV は温度によって特に大きな差は見られない。また、直流の CIV と比較すると、雷インパルス SIV は直流 CIV よりも室温、低温ともに 0～5kV 高い程度であり、インパルス電圧印加時に放電は必ずしも電圧ピーク値で発生しないことを考慮に入れると、直流 CIV と雷インパルス

雷インパルス印加時の V_{50} , 直流印加時の V_s 及びSIV特性(室温窒素中)

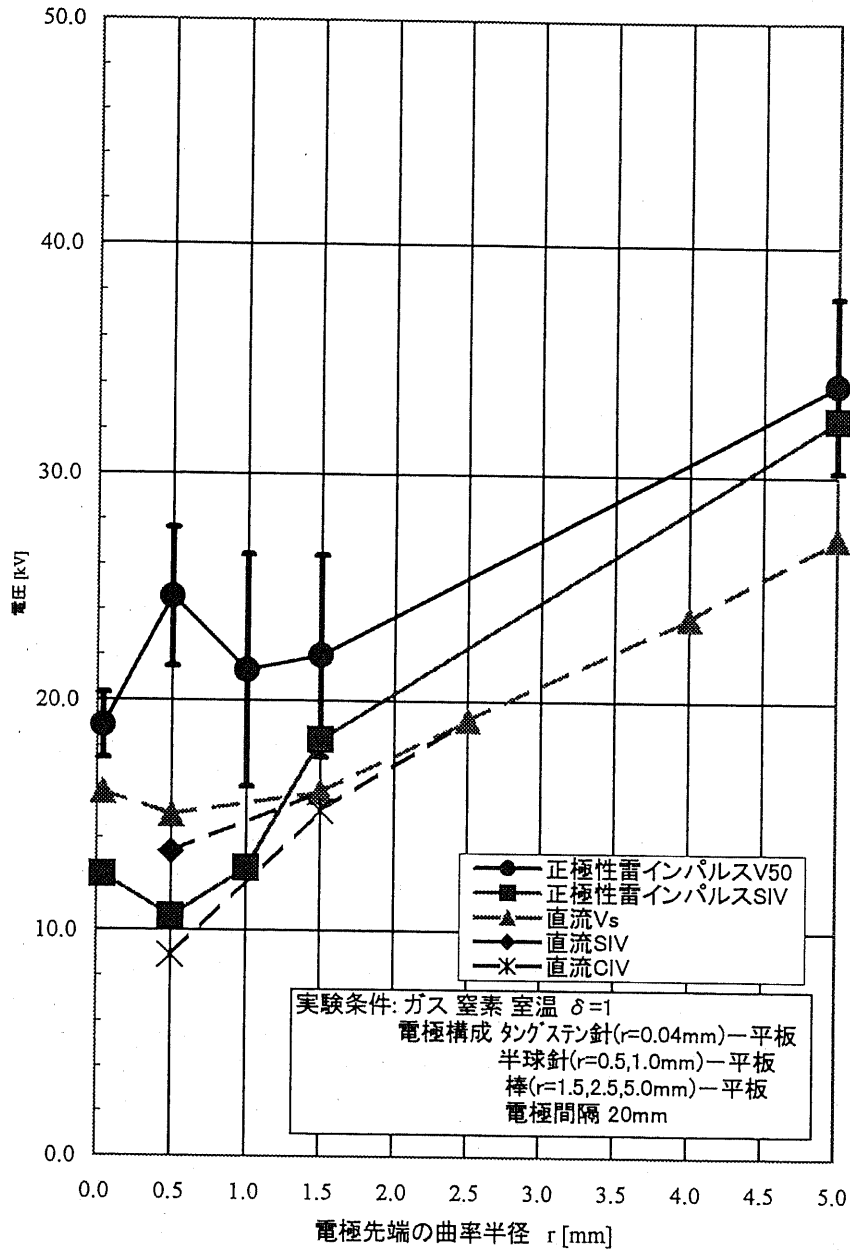


図 3.5: 窒素中の SIV, V_{50} と直流の SIV, CIV, 火花電圧 (室温)

雷インパルス印加時の V_{50} , 直流印加時の V_s 及びSIV特性(極低温窒素中)

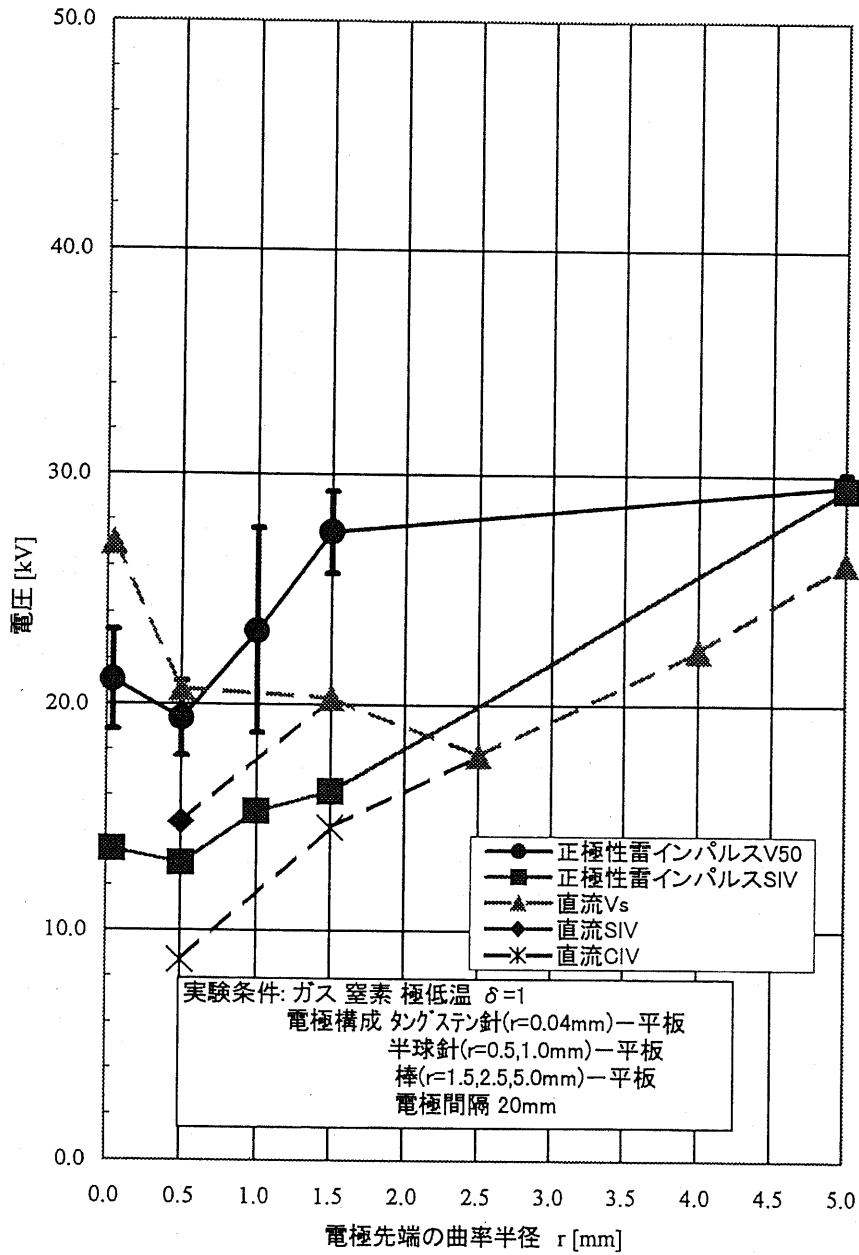


図 3.6: 窒素中の SIV, V_{50} と直流の SIV, CIV, 火花電圧 (極低温)

SIV は同様の意味をなすと考えられる。

直流の火花電圧 V_s [14] と比較すると、室温では V_{50} は V_s の 5~9kV 高い値であり、 r が大きくなるにしたがって高くなっていく傾向は、針先半径の小さいところを除いて V_s の傾向とほぼ一致する。針先半径の小さいところでは、図 4.15 に示されるように、火花放電前に放電空間にコロナが発生しているため、空気同様、この空間電荷の影響によって、火花電圧が決定されると思われ、半径依存性が小さくなると思われる。極低温になると針先半径 r の小さな領域では、 $V_{50} < V_s$ となる。これは直流火花電圧 V_s がコロナによる空間電荷による電界緩和作用 [14] によって高くなることによる。雷インパルス 50% 火花電圧については、測定のばらつきを超える温度依存性はないと考えられる。

3.5 本章のまとめ

本章においては、正棒-平板電極構成に雷インパルス電圧を印加した場合の 50% 火花電圧、コロナ開始電圧の測定結果を示した。大きな特徴として、空気の 50% 火花電圧は正棒電極先端半径 (r) の影響があまりみられず、極低温では室温の 20~25% 高い値となること、また、窒素の 50% 火花電圧は電極半径の影響を受ける場合があり、気体温度の影響はあまり見られないといった点である。気体によるこれらの火花電圧特性の違いについては、同条件における直流コロナ開始電圧との比較を行なうことによって、火花電圧は直流における報告 [14] に準ずる説明ができることになる。ストリーマ開始電圧が火花電圧より低い場合は、火花放電前にストリーマによる空間電荷が存在し (本論文の場合空気中)、その火花電圧は r の影響があまりみられない。ストリーマ開始電圧と火花電圧がほぼ等しい場合 (本論文の場合窒素中での r の大きな領域) は、最初のストリーマ発生で火花に至るため、その火花電圧は r と正の相関を持つということである。次章においてはこのインパルスコロナ放電の進展形態について検討を行なっている。

第 4 章

コロナ放電進展形態

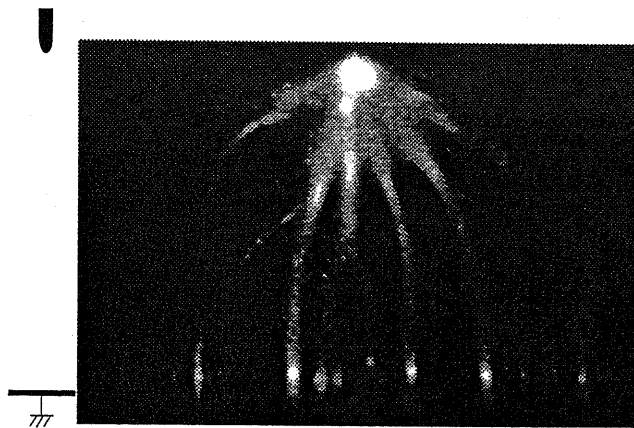
4.1 空気中のコロナ進展形態

まず、室温空気中におけるコロナ放電の形態をイメージインテンシファイア付き静止カメラで撮影した写真の例を図 4.1(a) に、そのときの電圧、電荷量波形を図 4.1(b) に示す。ストリーマ性のコロナが発生していることが観測された。正極は針先半径 0.04mm のタンダステン針である。図 4.1はこの針先での 50%火花電圧 V_{50} の約 80% の電圧が印加されており、火花に至らない状態であるが、ストリーマ先端は陰極に達していることが観察できる。図 4.1(b) より、ストリーマの発光と同時に電荷量波形が急増している様子が観察される。電荷量波形の波高値はそれぞれ違うが、その波高値の 90% 程度まで上昇するのにかかる時間 (以降立ち上がり時間と呼ぶ) は $1\sim 2\ \mu\text{s}$ 程度に見えるが、測定回路定数の影響もあると思われる。

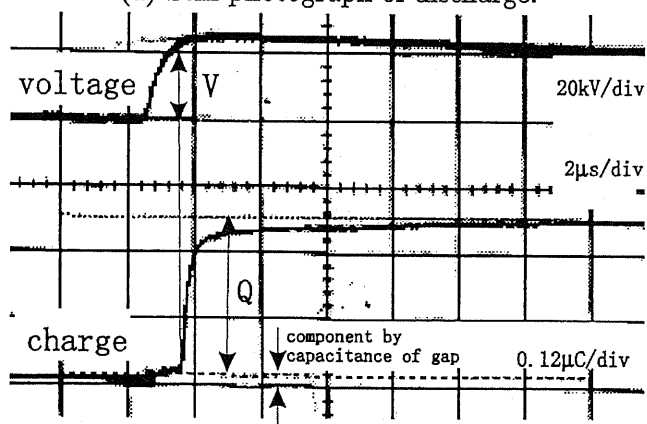
その他、印加電圧をさまざまに変化させた条件において、撮影された静止写真を検討した結果、火花電圧の $1/4$ 程度でも、ストリーマの先端は陰極平板に達していることが確認された。

次に、コロナ進展形態の解説のため、これらの現象を高速フレーミングカメラで撮影したときの例を図 4.2(a) に、その時の印加電圧、電荷量波形を図 4.2(b) に示す。フレーミング写真のそれぞれのコマは独立に制御することができ、ここでは、印加電圧波形の各点 (1~6) に対応しており、500ns の露出時間でコマ間時間はゼロとして、連続して撮影されている。二駒目 (電圧印加から $1.0\sim 1.5\ \mu\text{s}$) で、平板電極に向かってストリーマコロナが多数発生し、その後も、一本のストリーマのみが弱いながらも発光持続している。これを以後残留ストリーマチャンネルと呼ぶ。しかも、その中を電極からやや強い発光部が比較的低速に進展しているのが認められる。ストリーマ発生から火花に至るまでにある時間遅れ τ (図 4.2(b) 参照) が存在することも明らかになった。

また、火花時のコロナ放電進展形態について、それぞれの正棒電極の先端曲率半径、温度

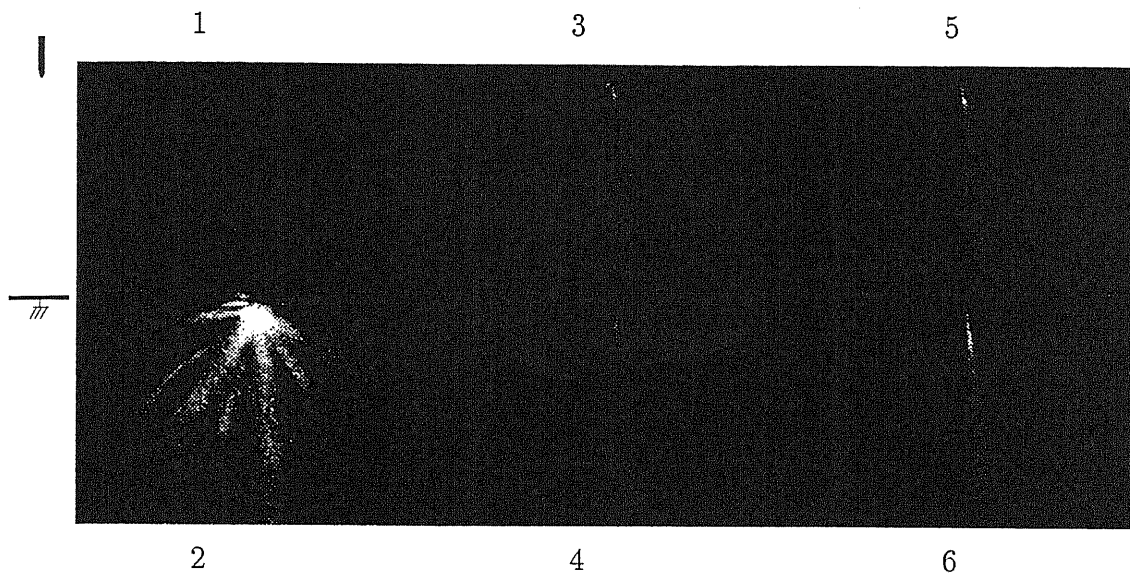


(a) Still photograph of discharge.

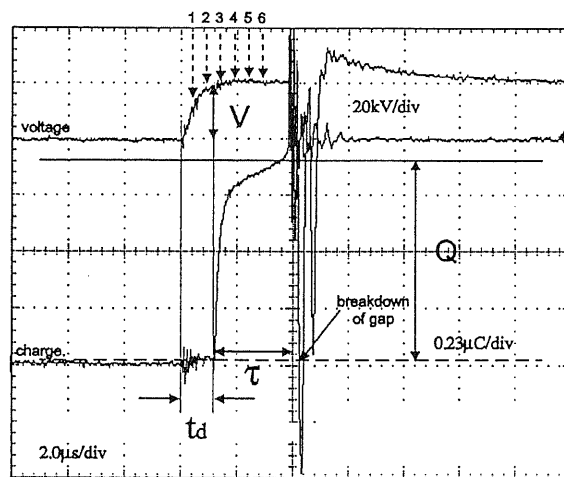


(b) Waveforms of applied voltage and charge.

図 4.1: 室温空気中における放電写真および波形 ($r=0.04\text{mm}$)



(a) Framing pictures of discharge (exposure time 500ns, inter-frame 0ns).



(b) Waveforms of applied voltage and streamer charge.

図 4.2: 室温空気中における放電フレーミング写真および電圧・電荷量波形例 ($r=0.5\text{mm}$).

での実験を行ない、クライオスタット横部の観察窓からイメージコンバーターカメラを用いて撮影したコマ撮り写真と、その時の印加電圧波形、放電電荷量波形の例を図4.3～図4.8に示す。供試気体を空気とした場合には、実験で用いたどの正電極先端曲率半径($r=0.04\text{mm}$ ～ 5.0mm)においても、火花直前にストリーマ性コロナが見られ、その立ち上がり時間は、先端曲率半径によらないことがわかる。コマ撮り写真より、インパルス電圧印加時、最初に数多くのストリーマ性コロナ放電が観察され、 $1\sim 2\mu\text{s}$ 程度持続している。残留ストリーマチャンネル、時間遅れ τ は室温、極低温ともに共通の性質である。図4.3, 図4.5, 図4.7に代表されるような、室温における火花時の場合、その中の一本が残留ストリーマとなり、ストリーマコロナ発生から $1\sim 2\mu\text{s}$ 以降もその一本のみ発光が持続し、火花に至る様子が分かる。放電電荷量波形にも発光持続中は残留ストリーマ中に電流が流れている様子が分かる。一方、同じ火花時でも低温の場合は、最初に数多くのストリーマ性コロナ放電が観察された後の残留ストリーマに関して、電荷量の傾きがほぼゼロであることが観察される。よって電流はほとんど流れていないと言える。なお、初期に発生したストリーマが陰極に達した点が明るく発光しており、陰極点が形成されていると思われる。

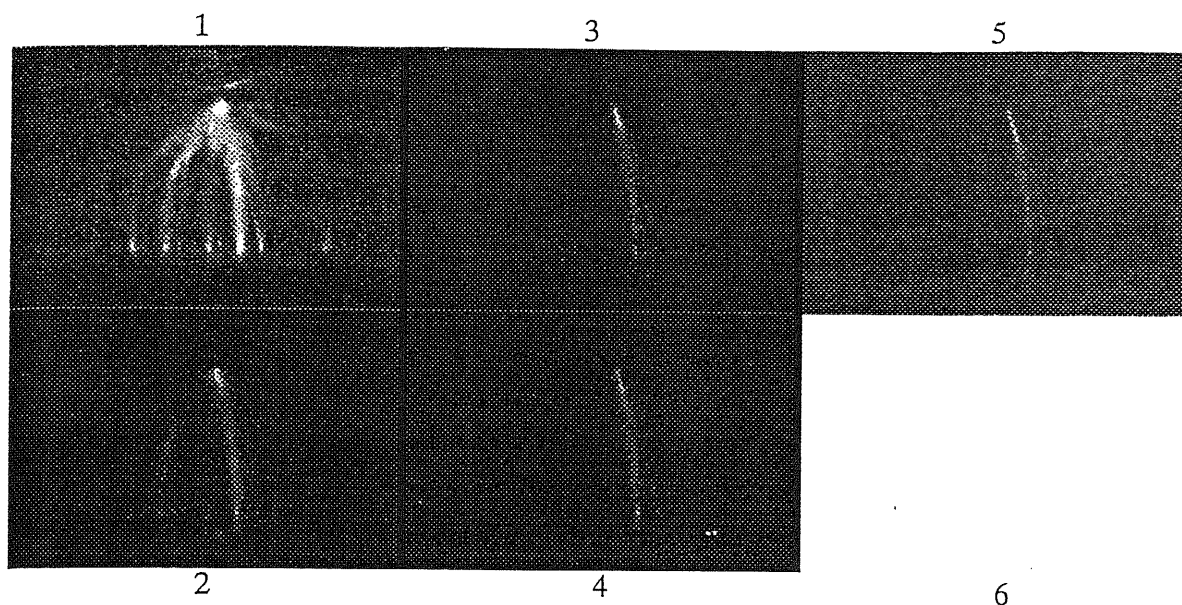
4.1.1 ガス温度と放電形態

正極の針先半径 0.02mm の場合の放電進展形態について、ガス温度による違いを観察してみる。極低温時の放電をクライオスタット横部の観察窓からイメージコンバータカメラを用いて撮影したコマ撮り写真と、その時の印加電圧波形、放電電荷量波形は 4.4 に示されている。例示的に図 4.3 と比較させるが、図 4.5～図 4.8 等その他の条件におけるも参考比較例となる。その他の実験結果からも得られた波形すべてを検討した結果、印加電圧が同じ場合には、室温時の電荷量波形、およびコマ撮り写真から観察されるストリーマの太さ、明るさ等が低温時のそれよりも大きいということが分かった。(この点については電圧と電荷量という観点から、第 5 章に詳しく述べる。) また、火花時の電荷量波形について、初回のコロナ放電発生後、残留ストリーマを流れる電流値(電荷量波形の傾き)は、ガス温度が室温(約 20℃)の場合と低温(約-180℃)の場合とでは、室温の時のほうが傾きが大きい傾向があることから、室温のほうが低温よりも電流値が大きいということが観察できる。なお、図 4.4、図 4.3 以外にも図 4.5～図 4.8 等、実験にて撮影されたフレーミング写真を検討することにより、室温時と低温時ともに、最初に見られる多数のストリーマは $1\sim 2\mu\text{s}$ で消滅している。

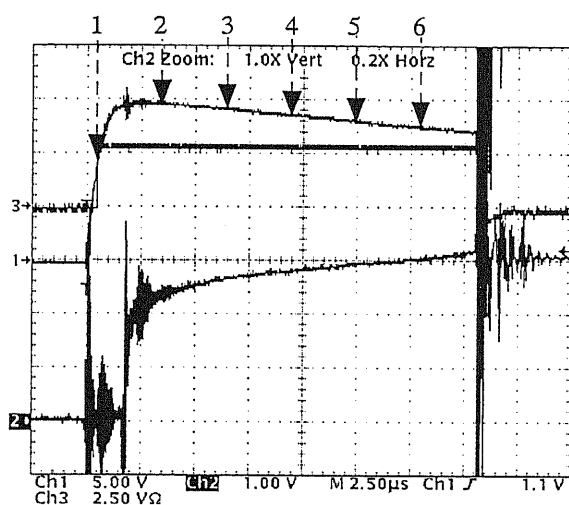
4.1.2 火花の有無と放電形態

図 4.9 には、火花に至らなかった場合の放電形態の例として、常温空気中の正極先端曲率半径 $r=1.5\text{mm}$ における、フレーミング写真とその時の印加電圧、電荷量測定波形を示す。図 4.9 と同じ正電極半径、温度における放電進展の様子が図 4.7 であり、対比させてみることができる。図 4.9 以外にも実験にて撮影されたフレーミング写真を検討することにより、放電進展形態の一般的な傾向として、火花放電に至らない場合には、火花時と比べ、多数のストリーマ消滅後の残留ストリーマチャネルの輝度が弱く、すぐに消滅していることが観察された。火花時、非火花時ともに、最初に見られる多数のストリーマは $1\sim 2\mu\text{s}$ で消滅しており、火花時、非火花時で相違がないことが確認された。図 4.7 の電荷量波形の漸増分は非火花時である図 4.9 よりも大きく、火花になるまで連続して増大している。これは残留ストリーマチャネル中に電流が流れていることを意味しており、この電流値あるいは電荷量が火花放電への成長の成否を決定しているとも考えられる。この傾向は空気中の常温の条件における、他の先端電極半径 r の場合にも共通して見られた。しかしながら、低温の条件では、前節で述べたように、火花時においても残留ストリーマ電流はほとんど観察されないため、火花直前までの放電フレーミング写真、電荷量波形を見る限りでは、火花時、非火花時の区別は難しい。

S.Air 17.8°C r=0.02mm d=20mm Pt needle



500ns from trigger (impluse) 3 μ s exposure
par002-19.tif



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

CH3 = camera status

Tek16_17.tif

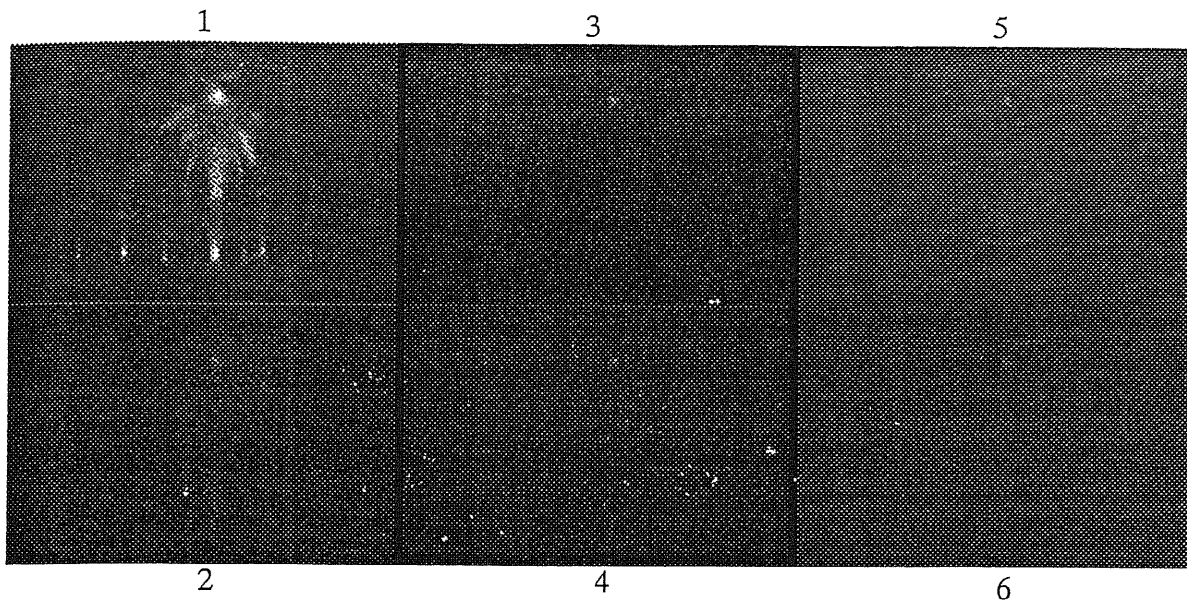
Applied voltage 46.0 kV

Q = 0.74 μ C (at 1.700 μ s)

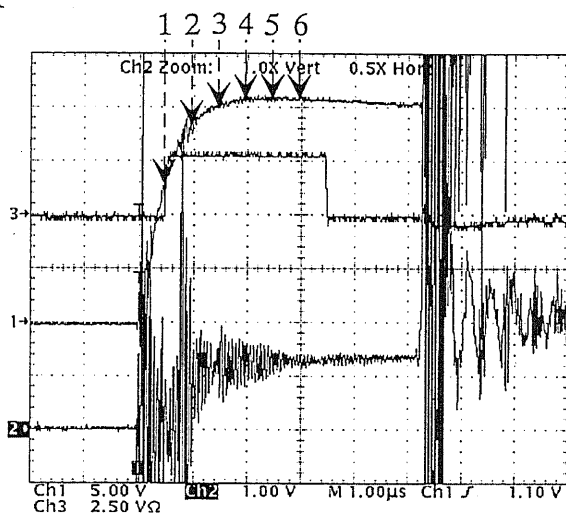
No.139

図 4.3: 正極が r=0.02mm 白金針の場合の放電進展の様子 (室温)

S.Air -190.4°C $r=0.02\text{mm}$ $d=20\text{mm}$ Pt needle



500ns from trigger (impluse) 500ns exposure
pac002-16.tif



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

CH3 = camera status

Tek17_15.tif

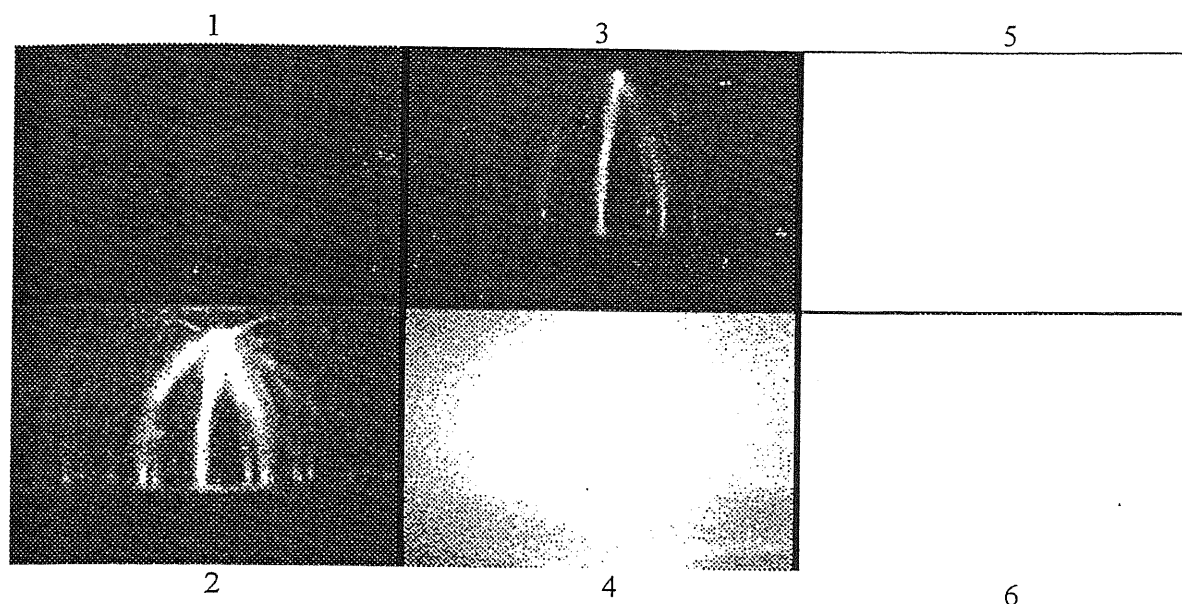
Applied voltage 42.4 kV

$Q = 0.32 \mu\text{C}$ (at $0.780 \mu\text{s}$)

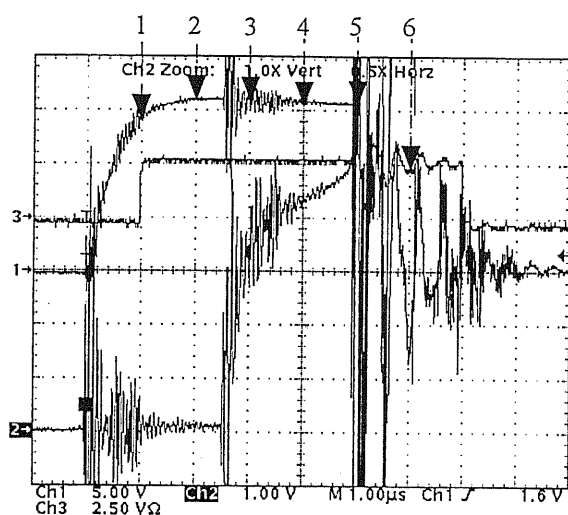
No. 166

図 4.4: 正極が $r=0.02\text{mm}$ 白金針の場合の放電進展の様子 (低温)

S. Air room temp. $r=0.5\text{mm}$ $d=20\text{mm}$



$1\ \mu\text{s}$ from trigger (impulse) $1\ \mu\text{s}$ exposure
ar050-31.tif



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

CH3 = camera status

Tek15_02.tif

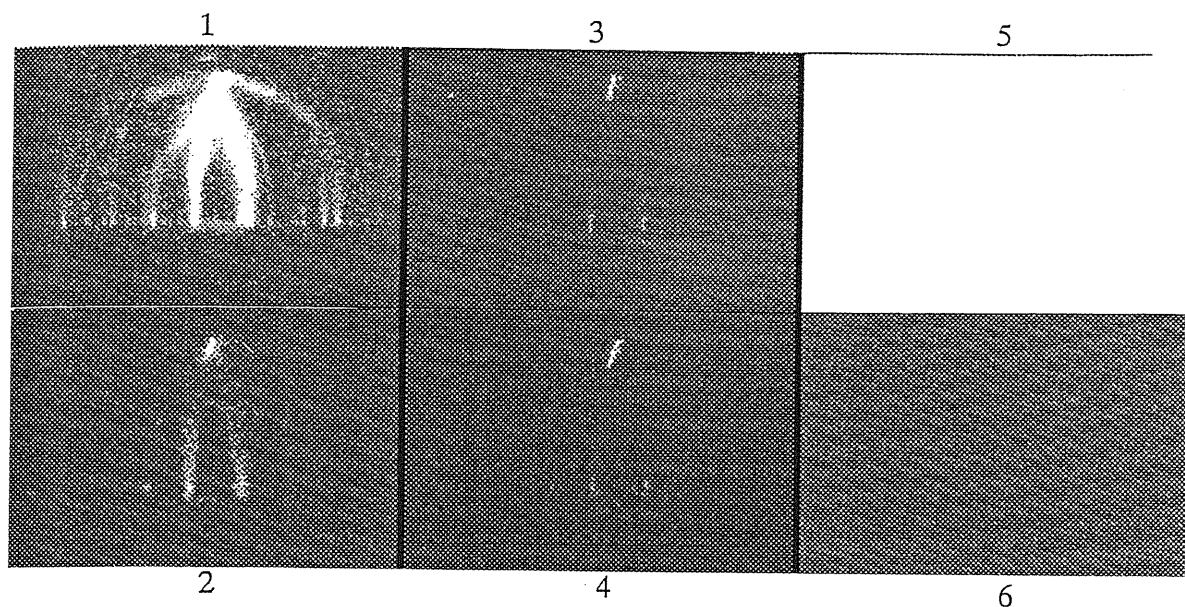
Applied voltage 32.7 kV

$Q = 1.15\ \mu\text{C}$ (at $2.520\ \mu\text{s}$)

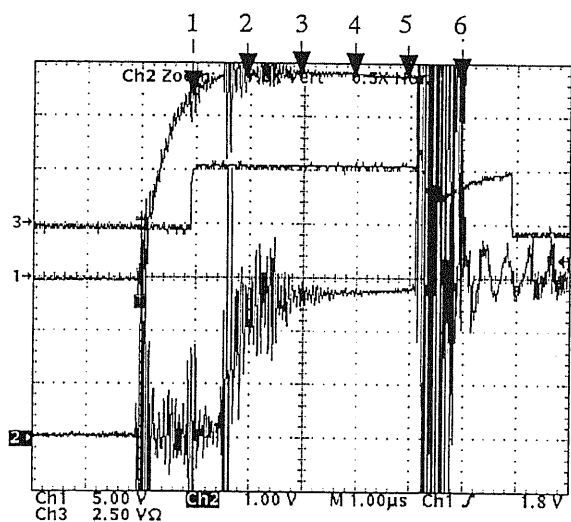
No.193

図 4.5: 正極が $r=0.5\text{mm}$ 半球針の場合の放電進展の様子 (室温)

S.Air -189.2°C . $r=0.5\text{mm}$ $d=20\text{mm}$



$1\ \mu\text{s}$ from trigger (impulse) $1\ \mu\text{s}$ exposure
ac050-07.tif



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

CH3 = camera status

Tek15_06.tif

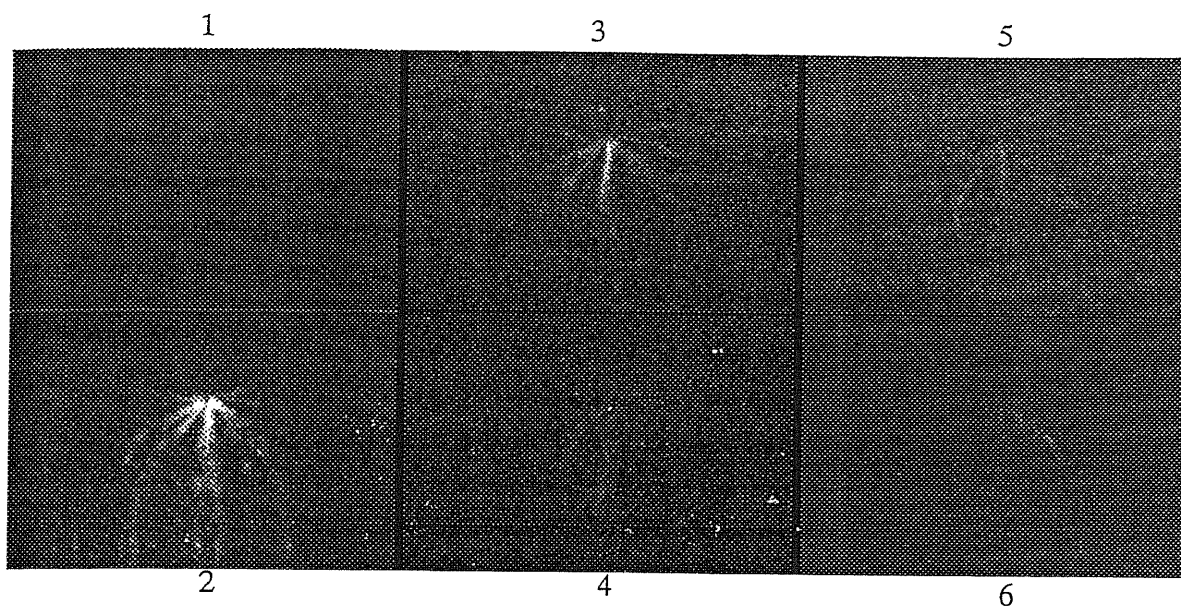
Applied voltage $39.3\ \text{kV}$

$Q = 0.66\ \mu\text{C}$ (at $1.540\ \mu\text{s}$)

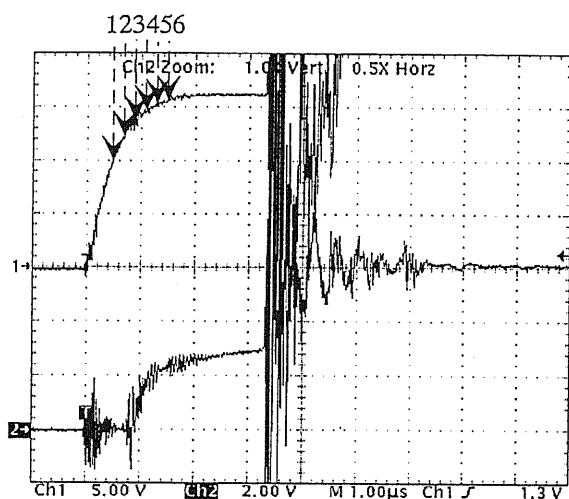
No.210

図 4.6: 正極が $r=0.5\text{mm}$ 半球針の場合の放電進展の様子 (低温)

S.Air 18.0°C r=1.5mm d=20mm



500ns from trigger (impulse) 200ns exposure
ar150-04.tif



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

CH3 = camera status

Tek12_03.tif

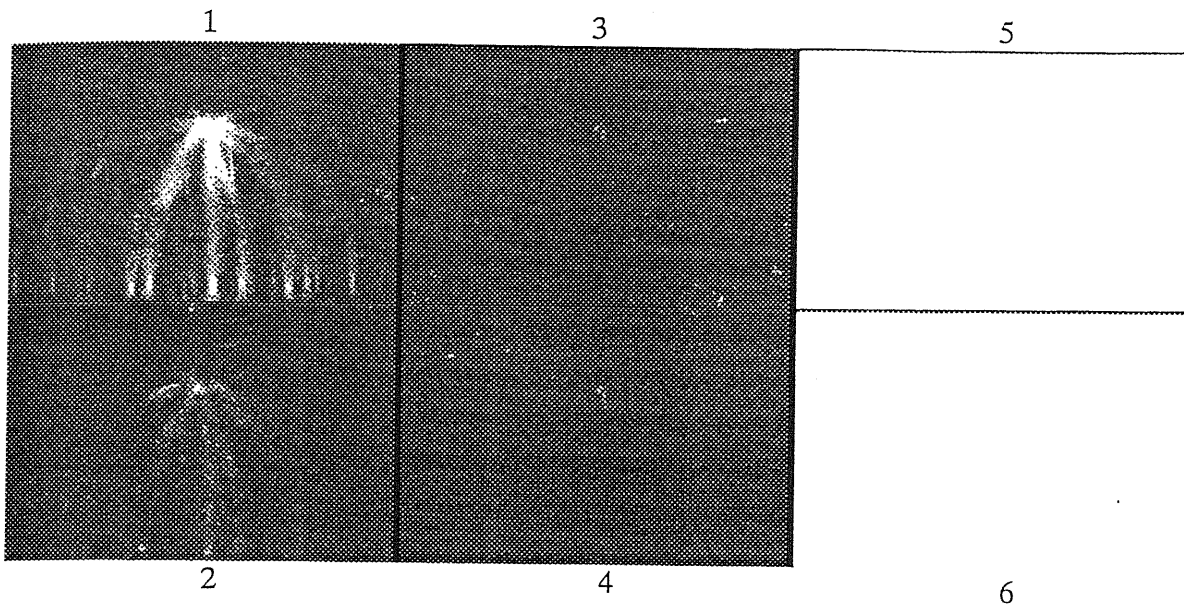
Applied voltage 33.3 kV

$Q = 0.70 \mu\text{C}$ (at $0.840 \mu\text{s}$)

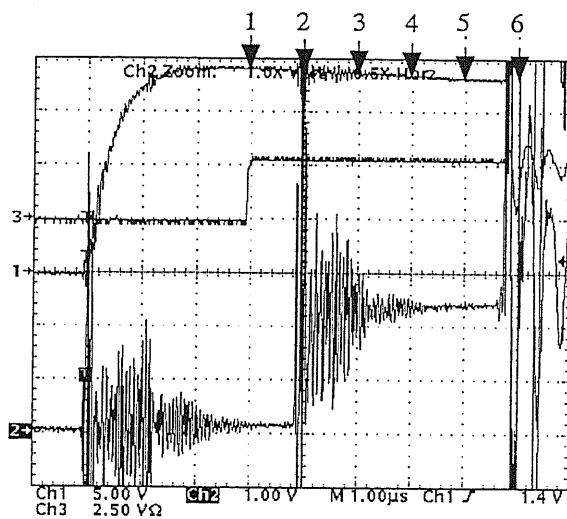
No.54

図 4.7: 正極が $r=1.5\text{mm}$ 半球針の場合の放電進展の様子 (室温)

S.Air -191.0°C . $r=1.5\text{mm}$ $d=20\text{mm}$



$3\ \mu\text{s}$ from trigger (impluse) $1\ \mu\text{s}$ exposure
ac150-07.tif



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

CH3 = camera status

Tek13_06.tif

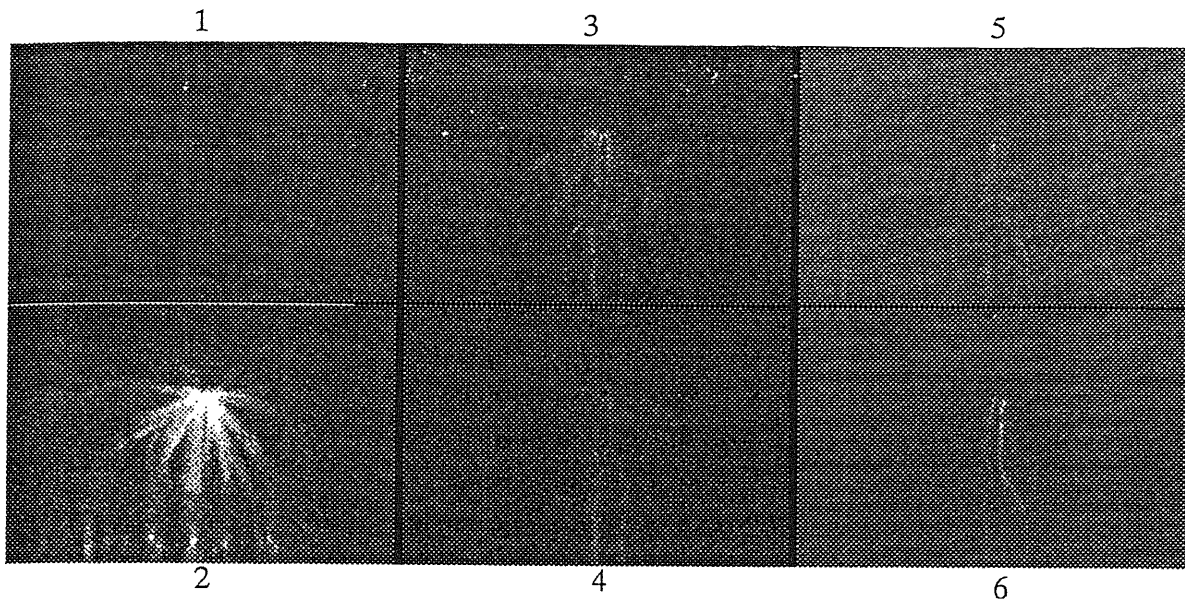
Applied voltage $39.1\ \text{kV}$

$Q = 0.64\ \mu\text{C}$ (at $3.880\ \mu\text{s}$)

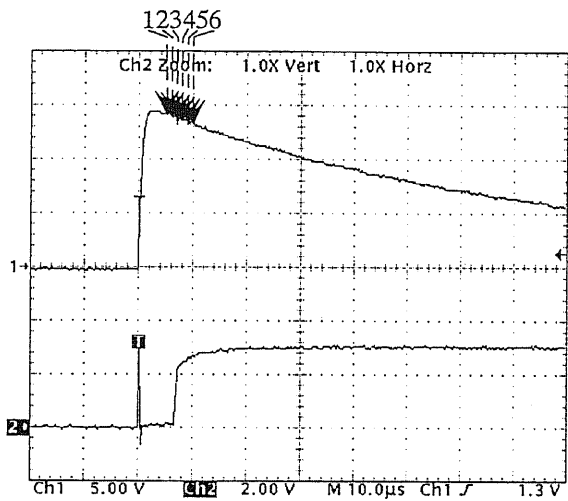
No.106

図 4.8: 正極が $r=1.5\text{mm}$ 半球針の場合の放電進展の様子 (低温)

S.Air 18.0°C r=1.5mm d=20mm



5 μ s from trigger (impluse) 1 μ s exposure
ar150-19.tif



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

CH3 = camera status

Tek12_18.tif

Applied voltage 29.4 kV

$Q = 0.69 \mu C$ (at 6.400 μs)

No.69

図 4.9: 火花に至らなかった場合の放電写真および波形

4.1.3 コロナ、火花発生遅れ時間

次に、インパルス電圧印加開始から初期ストリーマ発生までの時間を室温(約 20℃)および低温(約-180℃)の条件について比較を行なった。3.4節でSIVに温度依存性がないことが確認されているため、印加電圧波高値が同じならば、これらの遅れ時間は、室温と低温の場合を比較することで、初期電子数の温度依存性の傾向が分かると思われる。各電極半径($r=0.04\sim 5\text{mm}$)について、それぞれ図 4.10(a)(b)～図 4.14(a)(b)にまとめた。室温、および低温においてストリーマが発生しやすい(電圧印加回数に対するストリーマ発生確率が高い)電圧は、低温のほうが比較的高電圧であったため、同じ印加電圧波高値で評価できる例は少なかった。しかしながら、印加電圧こそ違うものの、ストリーマコロナ放電時間遅れ、火花時刻についてはガス温度が常温(約 20℃)の場合と、低温(約-180℃)の場合とでは特に有意な差は見られない。どちらかといえば、若干であるが、常温の場合のほうがばらつきが大きいようにも観察できるが、一般的にインパルス放電は、印加電圧波高値が低いほうが火花時間遅れがばらつく傾向にあるため、今回の実験における常温時のばらつきは、印加電圧が低いためだとも考えられる。どちらにしても、有意差があるかどうかに関しては微妙であると思われる。なお、正極先端電極半径による違いでは、先端電極半径が小さいほど初期ストリーマ発生時刻が早い傾向にあることが観察される。

4.2 窒素中のコロナ進展形態

供試気体を窒素として、電極半径 2cm、正極性不平等電界インパルス放電形態についての実験を行ない、前節同様に報告する。供試気体が窒素の場合は、微量ガスの混入が実験結果に影響を与えかねないため、気体入れ換えの際の排気を実際に行なうよう注意して約 10^{-1} Torr まで排気した後、約 760Torr まで窒素を充填するといったフラッシングを 2 回以上行なった。雷インパルス電圧を正極に印加した場合のコロナ放電の形態を高速フレーミングカメラで撮影したときの例として、常温、火花時の針先半径 $r=0.04\text{mm}$ の条件においての印加電圧、電荷量測定波形を図 4.15 に、非火花時の印加電圧波形、電荷量測定波形を図 4.16 に示す。

非火花時における実験結果である図 4.16 等に代表されるように、窒素中では初期ストリーマ発生による放電電荷量の立ち上がり時間が空気の場合 ($1\sim 2\mu\text{sec}$ 以下) と比べて大幅に長く、 $160\mu\text{s}$ 程度に見積もられる。火花時における実験結果の図 4.15 からは、初期ストリーマによる電荷量波形上昇中に火花放電に至るため、ストリーマ放電電荷量波形の立ち上がり時間を読みとることは不可能であるが、その他の同条件における実験より得られ電荷量波形より、火花時においてもその電荷量波形の立ち上がりは空気の場合よりも緩やかであり、非火花時と同様であると判断される。ここで、非火花時の電荷量が緩やかな立ち上がりにおけるストリーマ進展形態を観察するため、フレーミング露出時間をできる限り短く設定を行ない、 100ns として、コマ間時間 0 で撮影した。フレーミング露出時間を短くすると、実験により確率的に遅れ時間が変動する放電を露出時間内に捕らえられる確率が極めて小さくなり、供試気体の窒素の性質として、初期ストリーマ性コロナが発生するとほとんど火花に至るために、有用なフレーミング写真を数多く撮影することはできなかった。フレーミングカメラ露出時間 (600ns) 中に放電が起きた例として図 4.17 を挙げる。空気同様のストリーマ性のコロナが観察されるが、最初のストリーマ発生に関しては、 100ns 以下の時間で陰極まで達していることが分かる。この初期の数多くのストリーマは火花放電に至るまで連続して、また、火花放電に至らない場合は数十 μs 間観察され、立ち上がりの $1\sim 2\mu\text{s}$ しか持続しない空気の場合と対照的である。また残留ストリーマから輝点が伸びる現象は見受けられず、火花時には正極から太いリーダー状の輝部が伸びてきて、それが陰極に届いた時点で火花に至る。

4.2.1 正極先端曲率半径によるコロナ進展形態、コロナ発生時間遅れの違い

空気中の放電の場合と違い、窒素中での火花放電が生じる場合の電荷量波形において、火花放電前に初期ストリーマコロナ波形が確認できる条件が限られており、前項で述べたように、立ち上がり時間が遅い性質もあり、図 4.15 に示されるように、電荷量波形が上昇

印加電圧波高値-時間特性

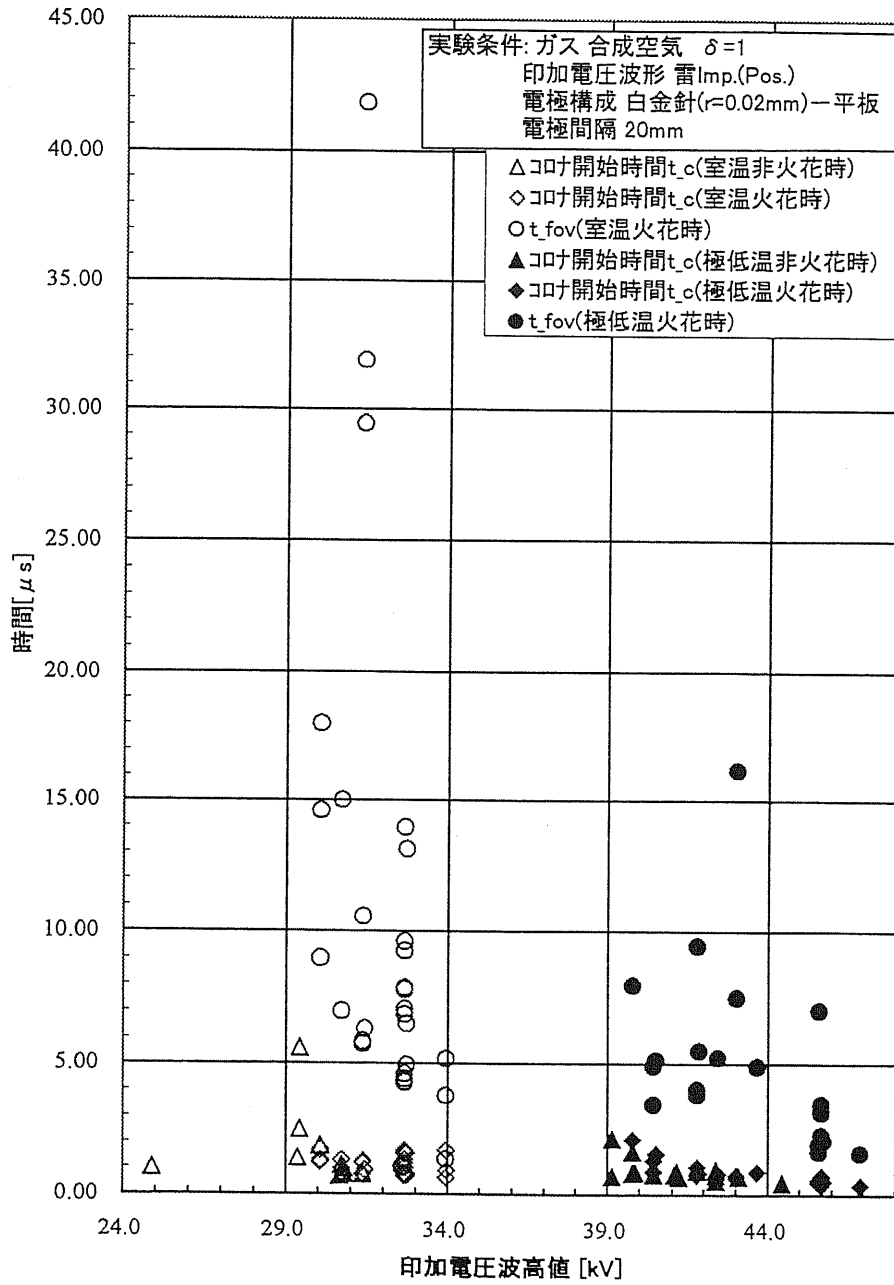


図 4.10: (a) 印加電圧とストリーマ発生、火花時刻の関係 ($r=0.04\text{mm}$)

コロナ電荷量—時間特性

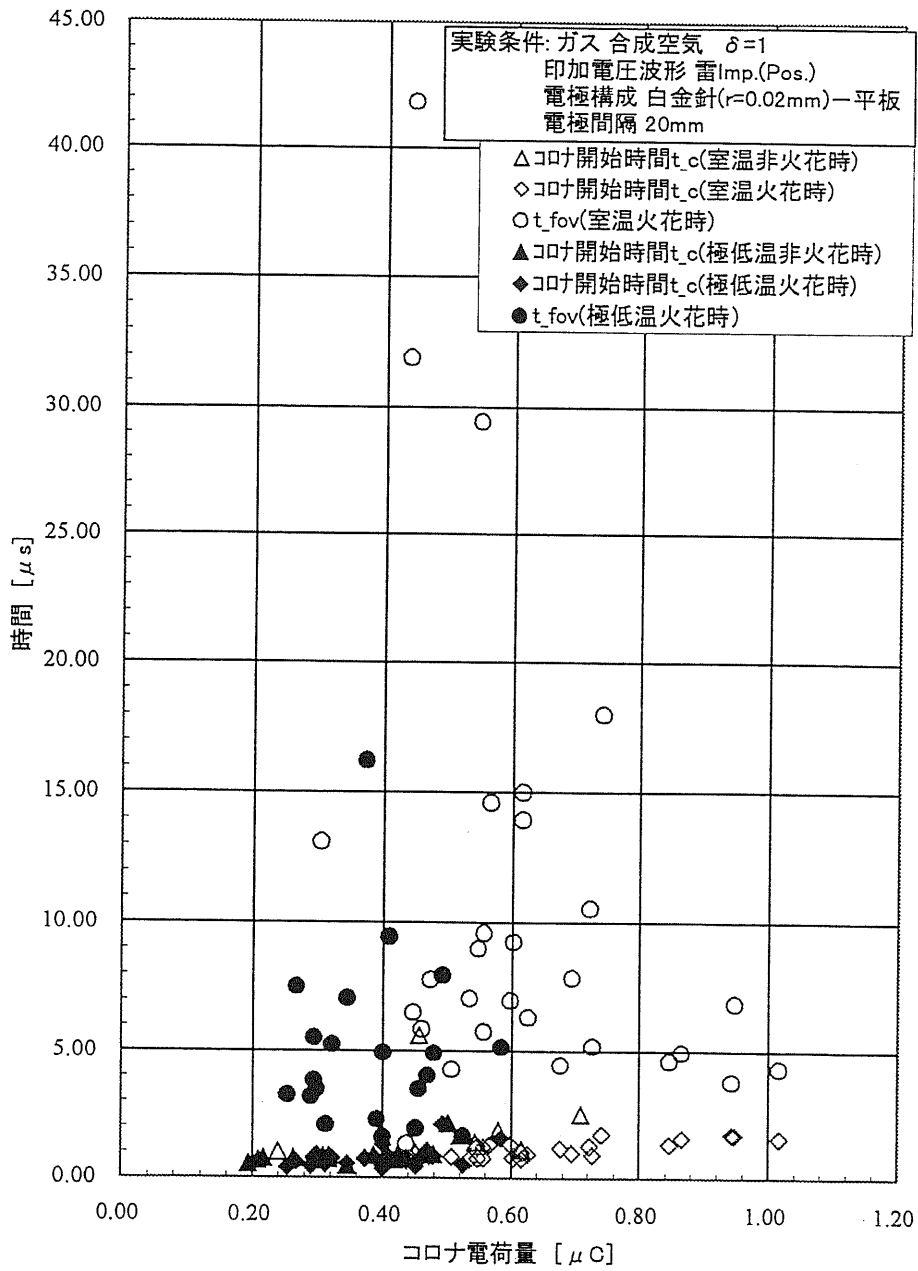


図 4.10: (b) ストリーマ電荷量と発生時刻、火花時刻の関係 ($r=0.04\text{mm}$)

印加電圧波高値-時間特性

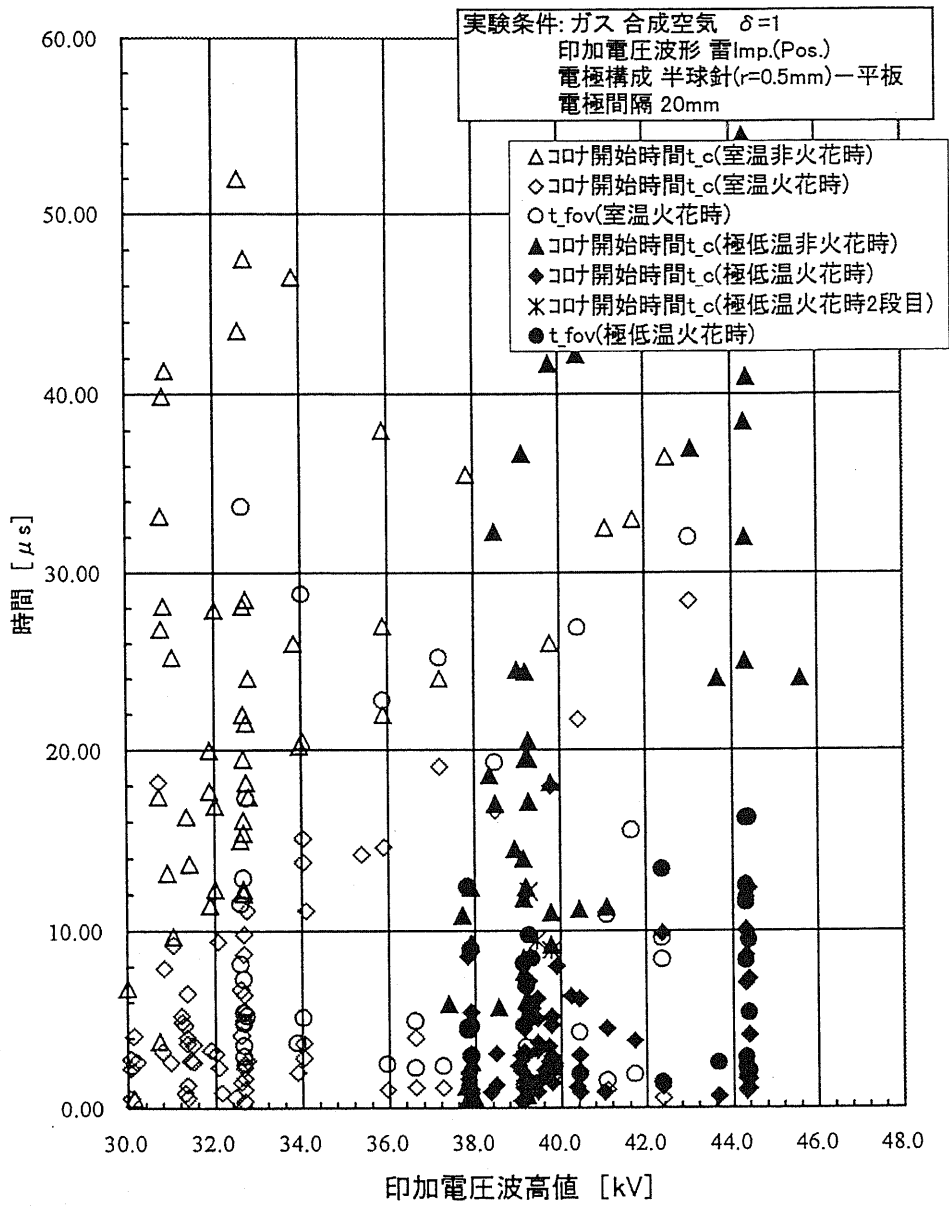


図 4.11: (a) 印加電圧とストリーマ発生、火花時刻の関係 ($r=0.5\text{mm}$)

コナ電荷量-時間特性

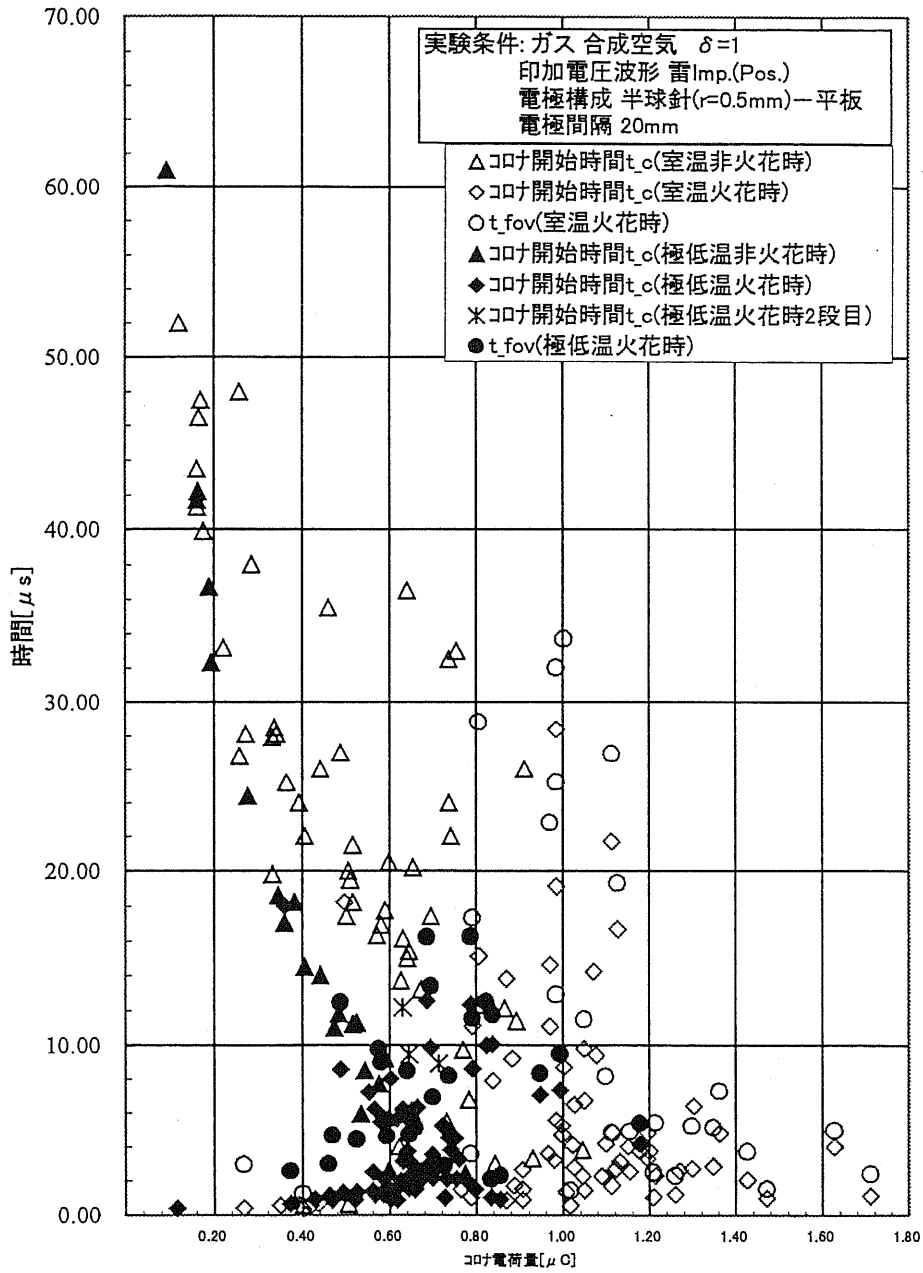


図 4.11: (b) ストリーマ電荷量と発生時刻、火花時刻の関係 ($r=0.5\text{mm}$)

印加電圧波高値-時間特性

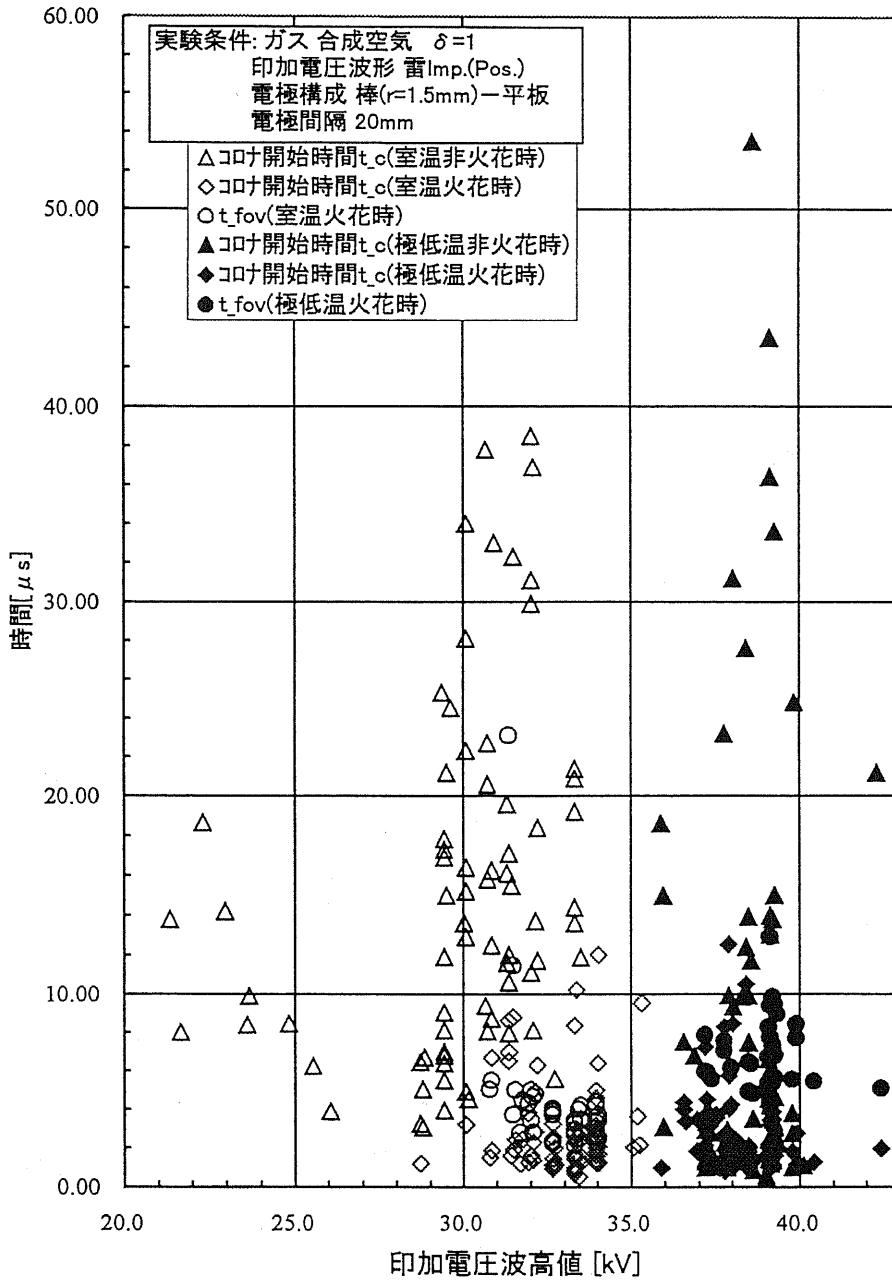


図 4.12: (a) 印加電圧とストリーマ発生、火花時刻の関係 ($r=1.5\text{mm}$)

コロナ電荷量-時間特性

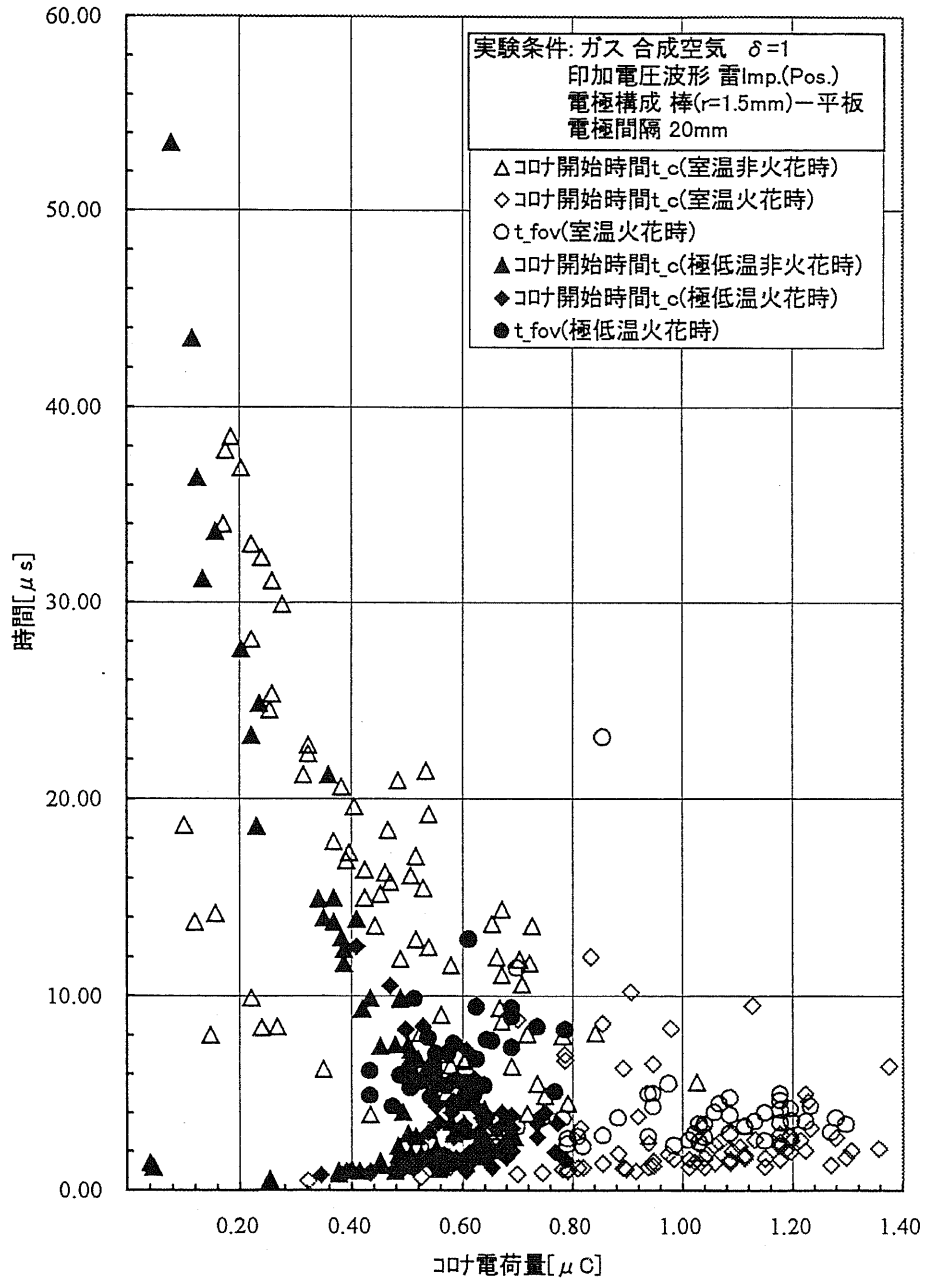


図 4.12: (b) ストリーマ電荷量と発生時刻、火花時刻の関係 ($r=1.5\text{mm}$)

印加電圧波高値-時間特性

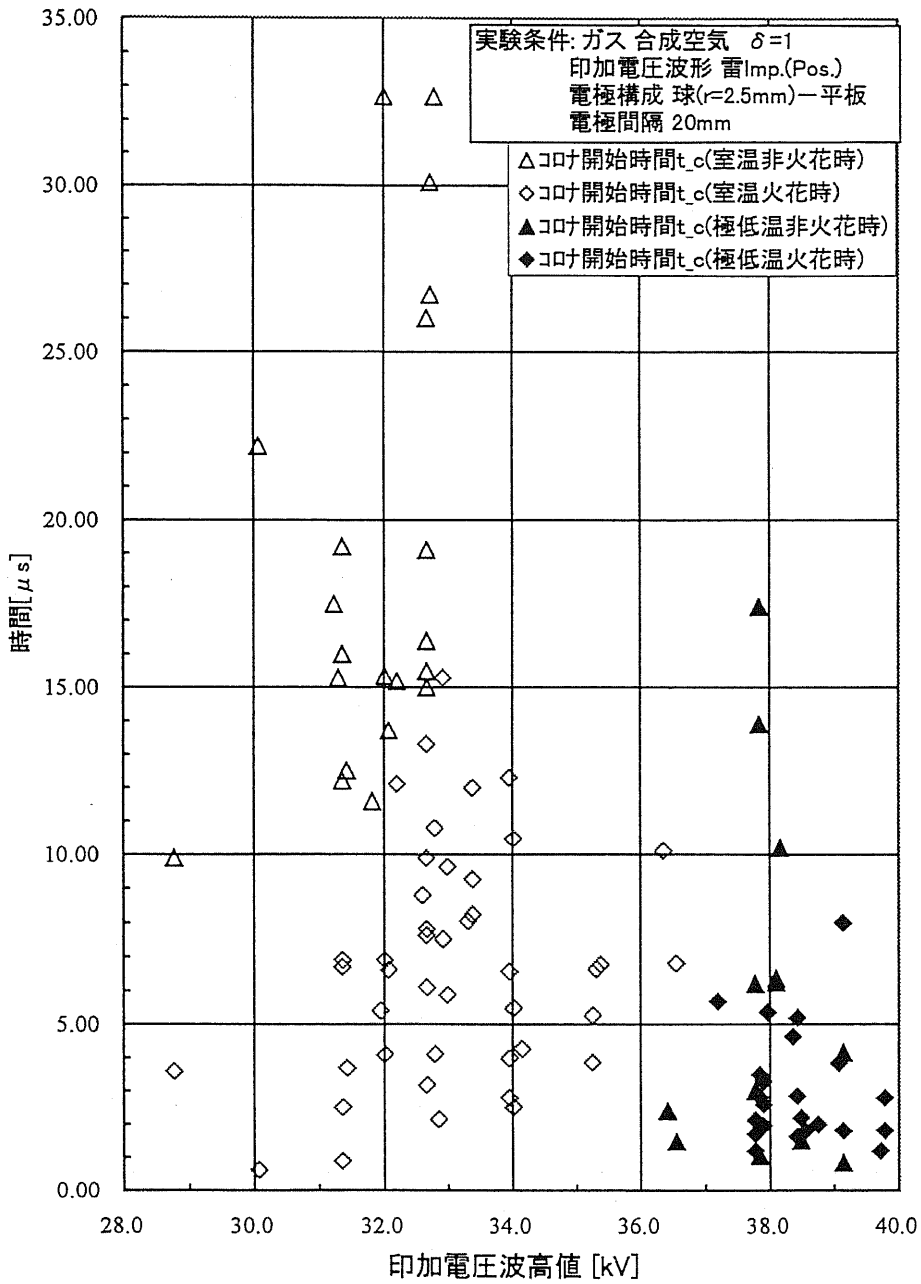


図 4.13: (a) 印加電圧とストリーマ発生時刻の関係 ($r=2.5\text{mm}$)

コロナ電荷量-時間特性

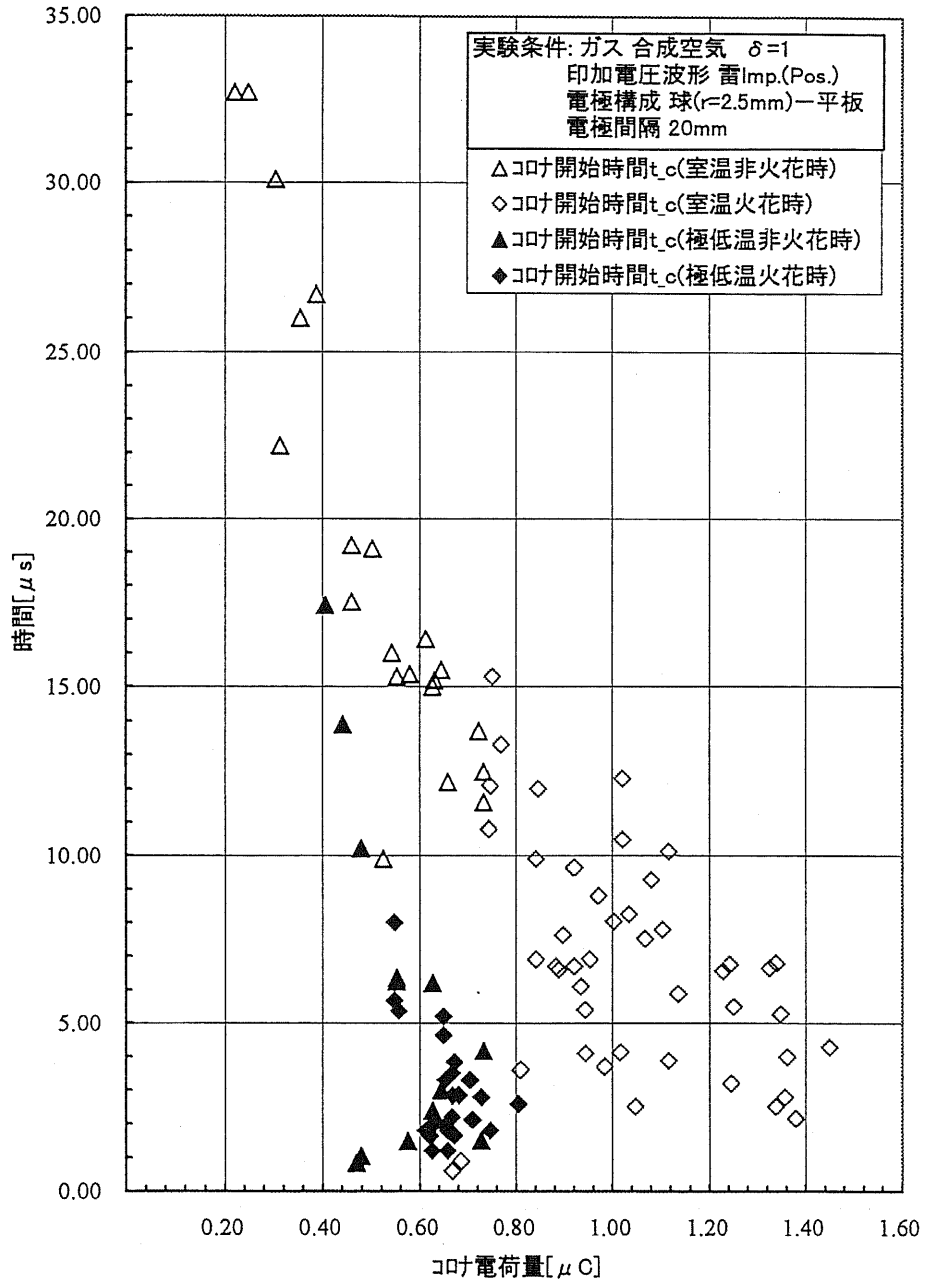


図 4.13: (b) ストリーマ電荷量と発生時刻の関係 ($r=2.5\text{mm}$)

印加電圧波高値-時間特性

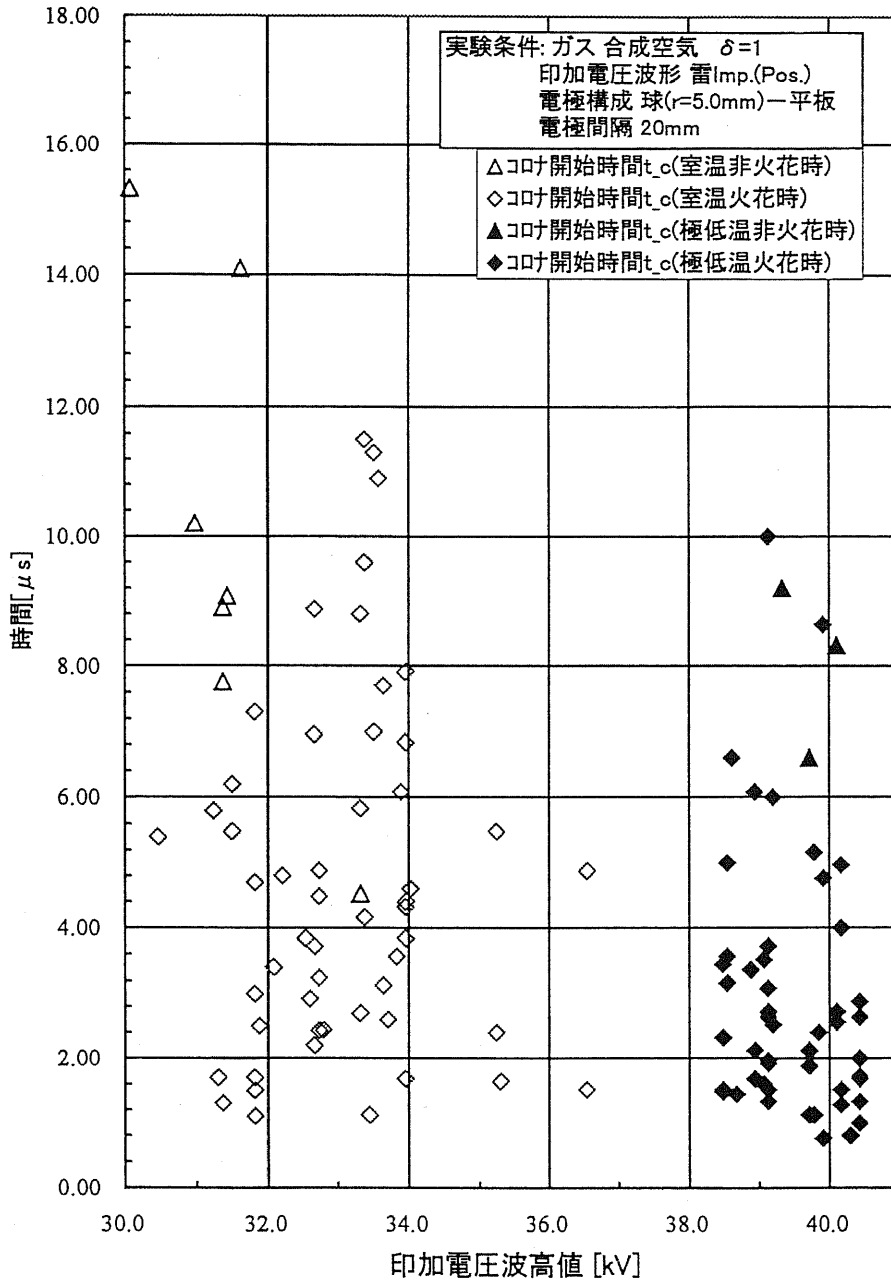


図 4.14: (a) 印加電圧とストリーマ発生時刻の関係 ($r=5.0\text{mm}$)

コロナ電荷量-時間特性

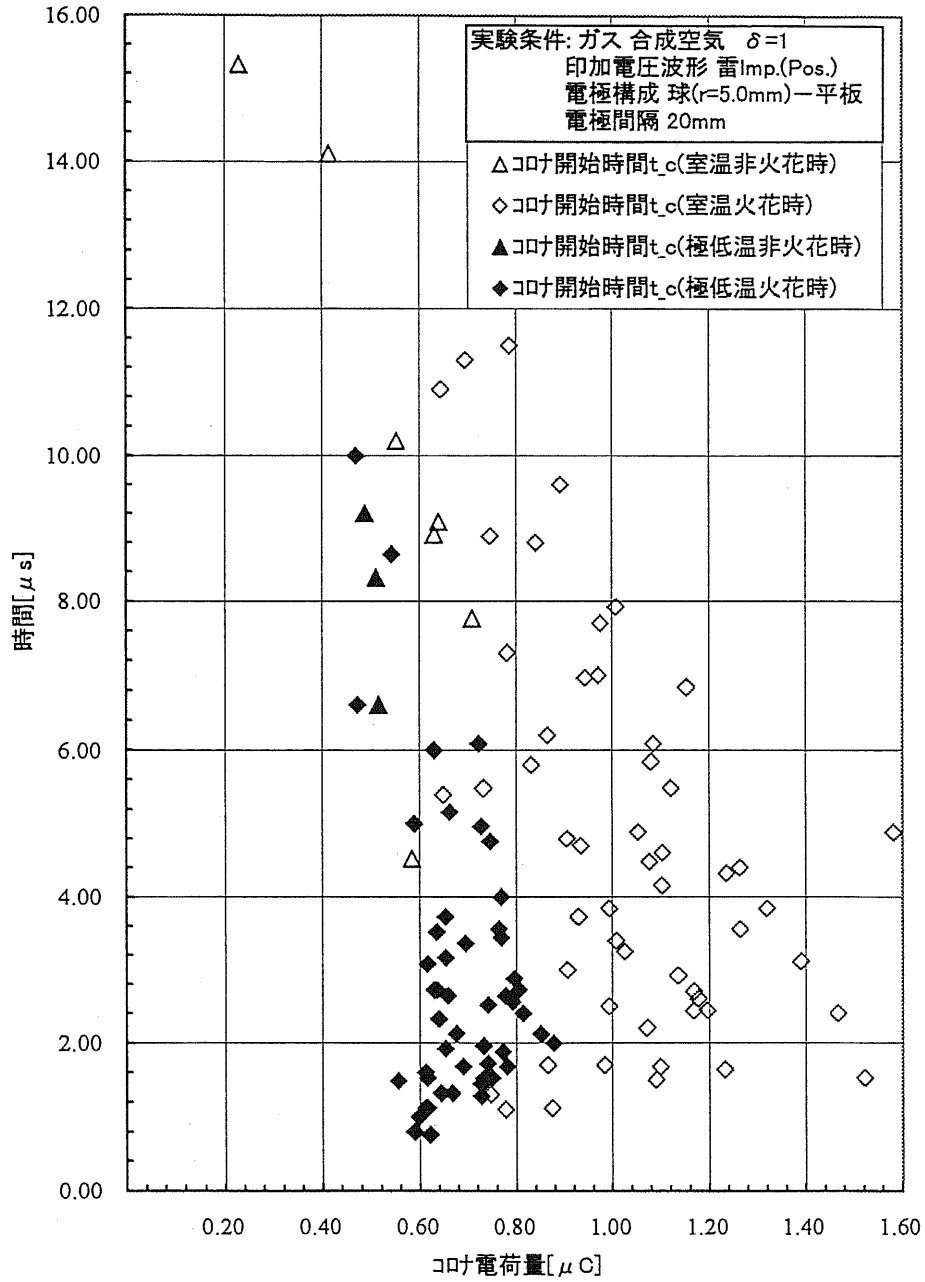
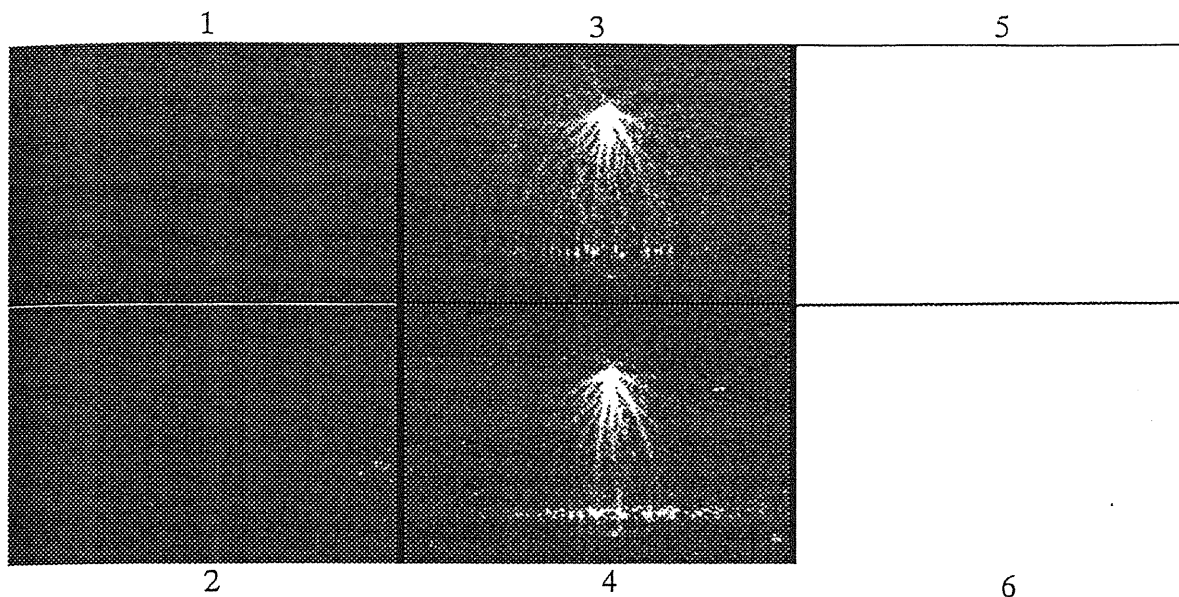
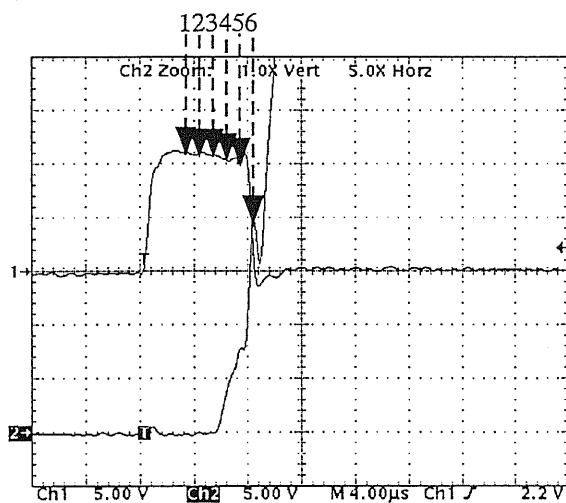


図 4.14: (b) ストリーマ電荷量と発生時刻の関係 ($r=5.0\text{mm}$)

Nitrogen room temp. $r=0.04\text{mm}$ $d=20\text{mm}$



$3\ \mu\text{s}$ from trigger (impluse) $1\ \mu\text{s}$ exposure
nr004-02.tif

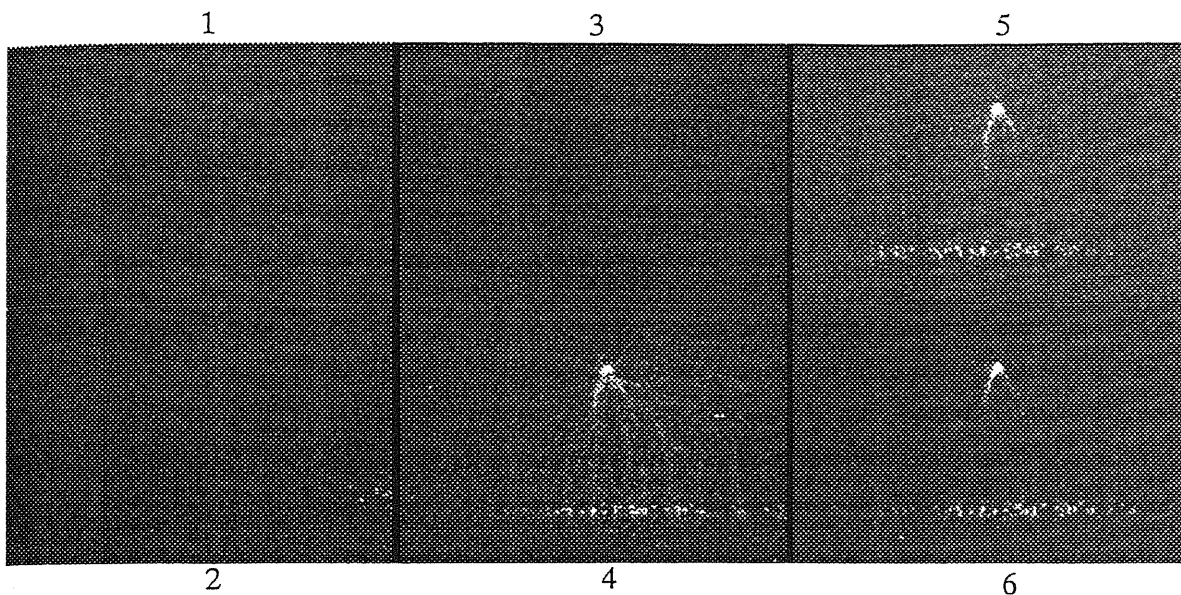


CH1 = applied waveform
CH2 = charge of corona

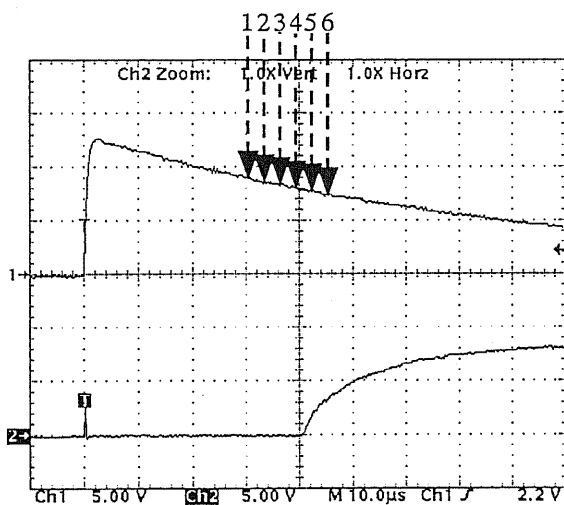
Tek10_04.tif
Applied voltage 22.9 kV
 $Q = 1.79\ \mu\text{C}$ (at $5.28\ \mu\text{s}$)
No.6

図 4.15: 窒素中における放電フレーミング写真および電圧・電荷量波形 ($r=0.04\text{mm}$ 、火花時)

Nitrogen room temp. $r=0.04\text{mm}$ $d=20\text{mm}$



$30\mu\text{s}$ from trigger (impulse) $3\mu\text{s}$ exposure
nr004-14.tif



CH1 = applied waveform
CH2 = charge of corona

Tek10_19.tif

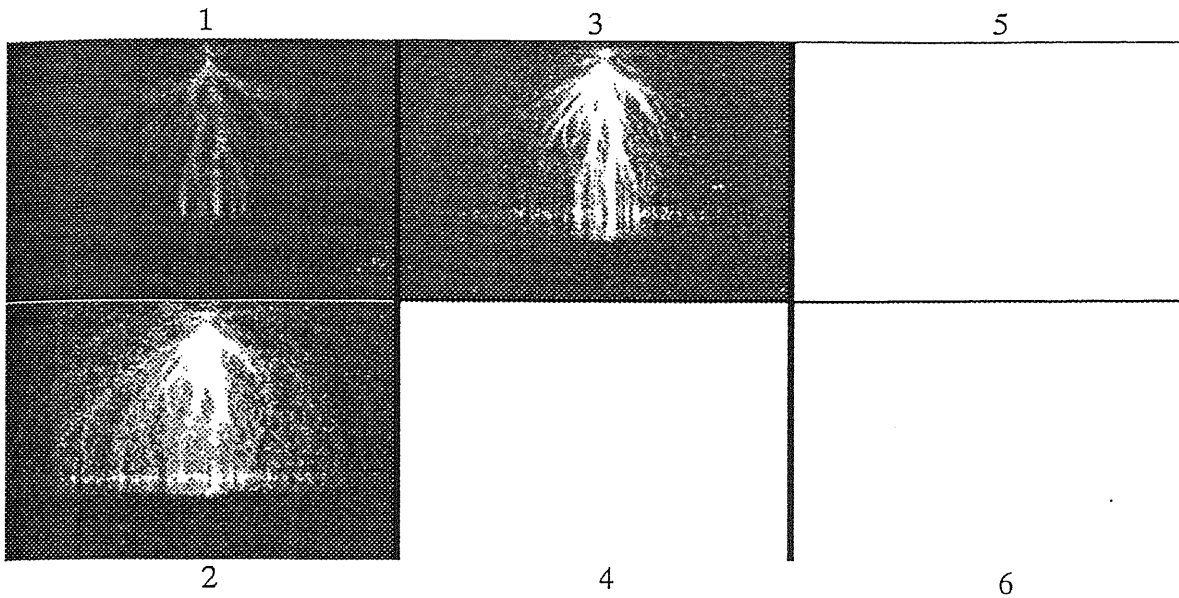
Applied voltage 26.3 kV

$Q = 1.86\ \mu\text{C}$ (at $40.40\ \mu\text{s}$)

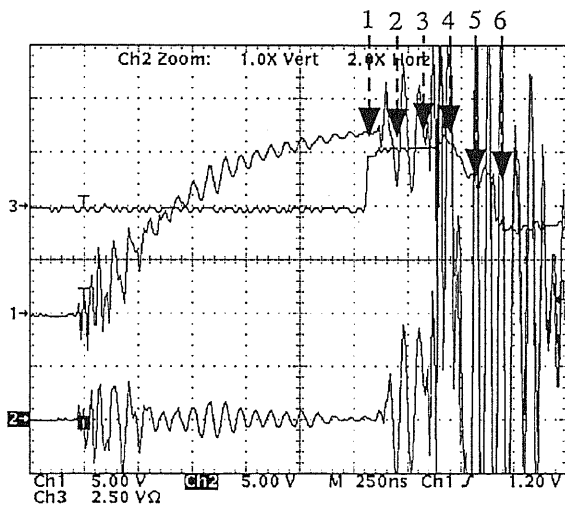
No.15

図 4.16: 窒素中における放電フレーミング写真および電圧・電荷量波形 ($r=0.04\text{mm}$ 、非火花時)

Nitrogen -190.7°C $r=0.02\text{mm}$ $d=20\text{mm}$



$1.3\mu\text{s}$ from trigger (impluse) 100ns exposure
nc004-05.tif



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

CH3 = camera status

Tek18_05.tif

Applied voltage 35.9 kV

$Q = 1.84 \mu\text{C}$ (at $1.365 \mu\text{s}$)

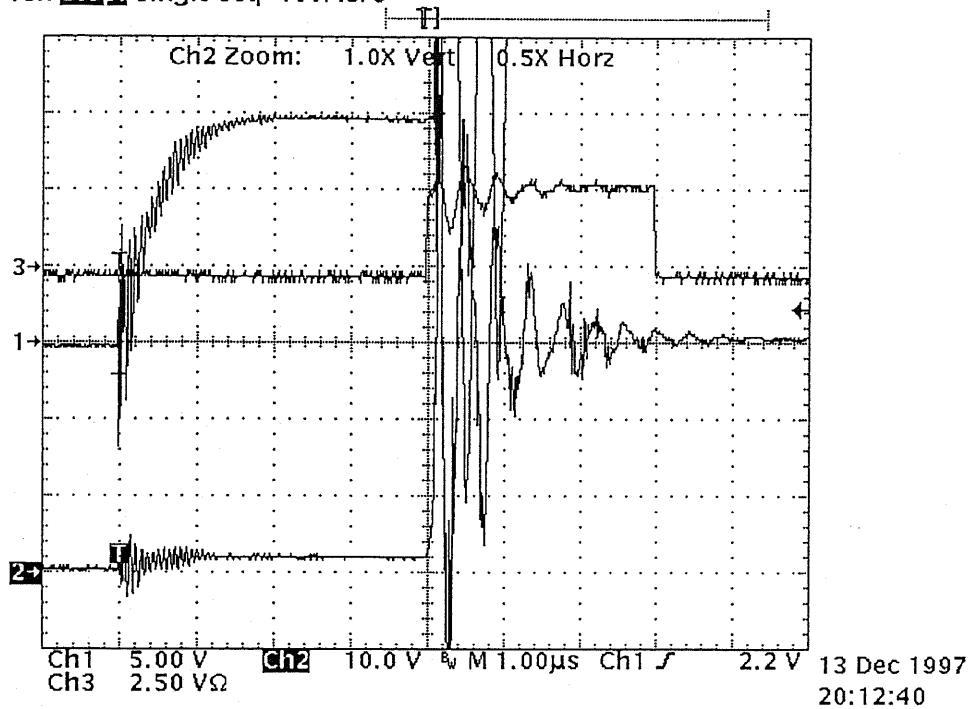
No.255

図 4.17: 100ns 露光時間によるコロナ進展形態 (窒素、 $r=0.04\text{mm}$ 、火花時)

中に火花が発生してしまうため、初期ストリーマ電荷量については火花発生時刻に依存してしまう。そのため、供試気体が空気の場合(図 4.2)で定義したような、場合の初期ストリーマ電荷量 Q とは違う定義の電荷量となる。正極先端曲率半径が 5mm の場合は火花放電前にストリーマ性コロナの波形が観察されず(もしくは非常に間隔が短く、区別が不可能となり)、直接火花放電に至るように見える(図 4.18参照、以降ダイレクトブレイクダウンと呼ぶ)。また針先端曲率半径が 1.5mm の場合はダイレクトブレイクダウンの場合と、火花前にコロナが観察できる場合の両方見受けられるが、コロナ発生時点と火花発生時点の時間間隔(図 4.2における τ)は空気中での実験結果と比べると短い(図 4.22参照)。図 4.19~図 4.22に、窒素中における電圧印加開始からストリーマ発生時点、火花発生時点について、印加電圧波高値と放電電荷量をパラメータとしてその特性を示す。針先端曲率半径が 5.0mm の場合についても実験を行なったが、全てダイレクトブレイクダウンであるため、コロナ発生時刻を測定することができなかった。針先端曲率半径が 1.0mm 以下の場合は火花電圧付近では火花前にはコロナが観察され、ダイレクトブレイクダウンはほとんどない。また、コロナが発生すれば、火花に至る確率が高く、非火花時に初期ストリーマが発生する確率は低く、正極先端曲率半径(r)が 1mm 以上と大きくなるとほとんどなくなる。コロナ発生時刻と火花発生時刻の時間間隔(τ)は正電極先端曲率半径が小さくなるほど大きくなる傾向にある。火花時のストリーマ発生時間遅れ、火花時間遅れに関しては図 4.19~図 4.22に見る限り、室温条件のほうが、極低温の場合よりも若干大きい方に分布しているように見えるが、非火花時のストリーマ発生遅れ時間に関しては、図 4.19~図 4.20(非火花時のストリーマ発生例が多く見られる条件)から、室温時には遅い時間(20~50 μ s)付近で発生しており、低温時(5~30 μ s)の場合と明らかに異なることが分かる。図 4.19, 図 4.20に示されるように、それぞれ室温、および低温についてストリーマが発生する範囲の印加電圧が異なるため、一概には評価できないが、一般的にインパルス電圧印加時の遅れ時間については、放電の初期電子供給量の差と考えられる場合が多いため、興味深い結果である。後に考察を行なう。

Nitrogen -186.4°C r=5.0mm

Tek **Stop** Single Seq 100MS/s



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

CH3 = camera status

Applied voltage 30.1kV

Breakdown at 4.06 μs

図 4.18: 窒素中ダイレクトブレイクダウンが起きた場合の電圧・電荷量波形

4.2.2 火花の有無と放電形態

前項で述べたように、空気中の放電と比較して電荷量波形の立ち上がりが遅く、また、コロナ放電発生から火花までの遅れ時間が、同じ針先半径の空気と比べて短い(図 4.19～図 4.22参照)ため、火花放電時(条件によって異なるが約 $10\sim 30\mu\text{sec}$ 後)には電荷量波形は上昇中に火花放電が起こっており、火花時点におけるコロナの電荷量は小さい。一方、非火花時には $100\mu\text{s}$ 以上の立ち上がり時間で空気と比較してゆっくりと電荷量波形が立ち上がる波形が見られるため、十分な時間レンジを持って観察することにより、電荷量を測定することができる。したがって、火花時のコロナ電荷量に関しては、空気中の測定の場合と違って、初回のコロナ放電立ち上がり時間完了までの電荷量が測定できないため、空気中での実験の場合にできたような非火花時の電荷量と同列に比較することができないと考えられる。また、図 4.21～図 4.22 など、比較的極先端半径が大きい結果を見ると、非火花時のストリーマ発生例が少ないことが分かる。つまり、ストリーマコロナが発生するとほとんど火花に至るのである。本実験においては、非火花時のストリーマについてもデータを揃える必要があるため、印加電圧を低めにした実験も数多く行なった。しかしながら、非火花時のストリーマ発生は、針先電極半径が細い $r=0.04\text{mm}$ や $r=0.5\text{mm}$ の場合に数%の発生例が見られた以外は、各電極半径の条件で例外的に数例見られるのみとなっている。したがって、窒素中、特に極先端半径 r が 1.0mm 以上の場合は、原則的にコロナ発生=火花放電に至るといえる。

空気の場合と違って電荷量波形の立ち上がりが遅いため、残留ストリーマについては初期のストリーマの立ち上がりと明確に区別することができない。火花の発光形態については、強いて言うならば、リーダ状の輝部が陽極から伸びている場合も見受けられたが、電荷量波形については火花時、および非火花時について、特に明確な差は見られなかった。

4.2.3 ガス温度と放電形態

ガス温度と放電形態に関しては火花時では放電形態に差を見出すことができなかった。前節空気中の実験結果においては火花直前の残留ストリーマを流れる電流値に温度依存性が見受けられたが、窒素中の場合、前項で述べたようにコロナ放電時の電荷量波形の立ち上がり時間が長いため、火花直前の電流値はこの電荷量波形の立ち上がり依存しており、ガス温度依存性に関して判別することは不可能であった。温度による比較例として、図 4.23 に図 4.15 とほぼ同じ印加電圧における低温のフレーミング写真および電圧、電荷量図形を示す。また、非火花時の例は針先端曲率半径が小さい条件でいくつかみられるのみであるが、コロナ電荷量に関してわずかながら温度依存性が見られ、同じ印加電圧の場合、低温時にはコロナ電荷量が室温時よりも小さな値となる傾向が見られた。この温度とコロナ電荷量の関係については第 5 章以降で詳しく検討する。

印加電圧波高値-時間特性

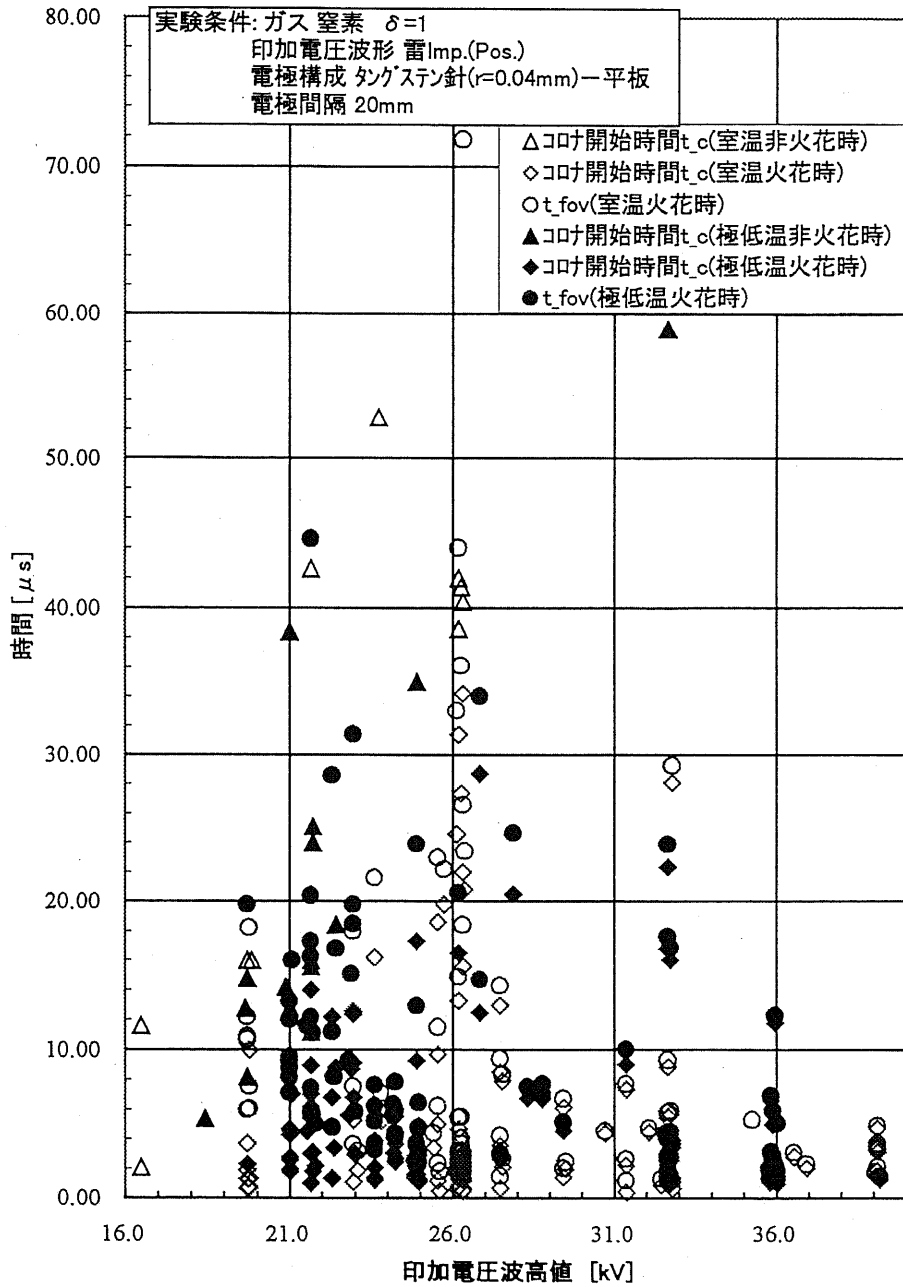


図 4.19: (a) 印加電圧とストリーマ発生、火花時刻の関係 ($r=0.04\text{mm}$)

コロナ電荷量—時間特性

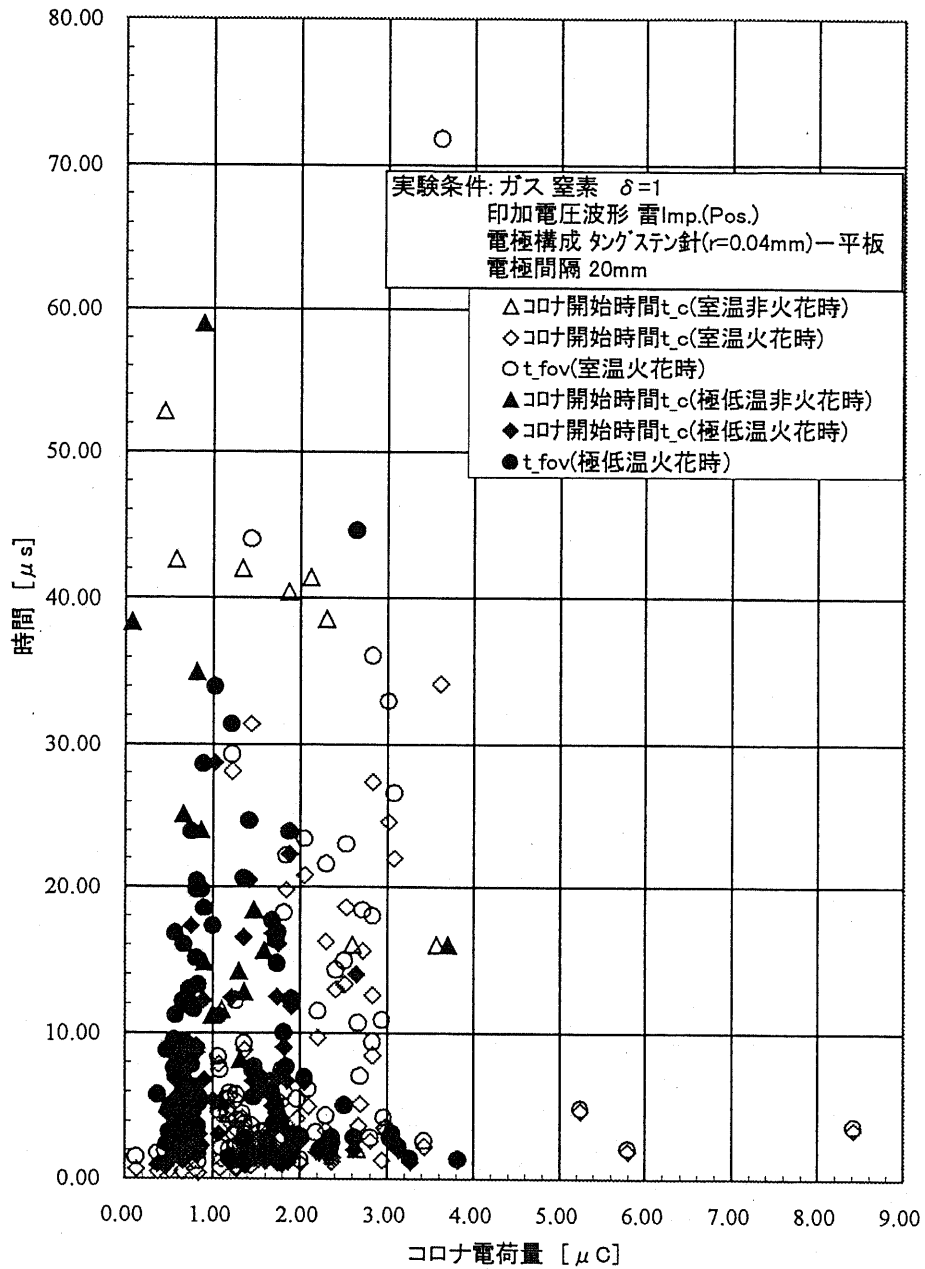


図 4.19: (b) ストリーマ電荷量と発生時刻、火花時刻の関係 ($r=0.04\text{mm}$)

印加電圧波高値-時間特性

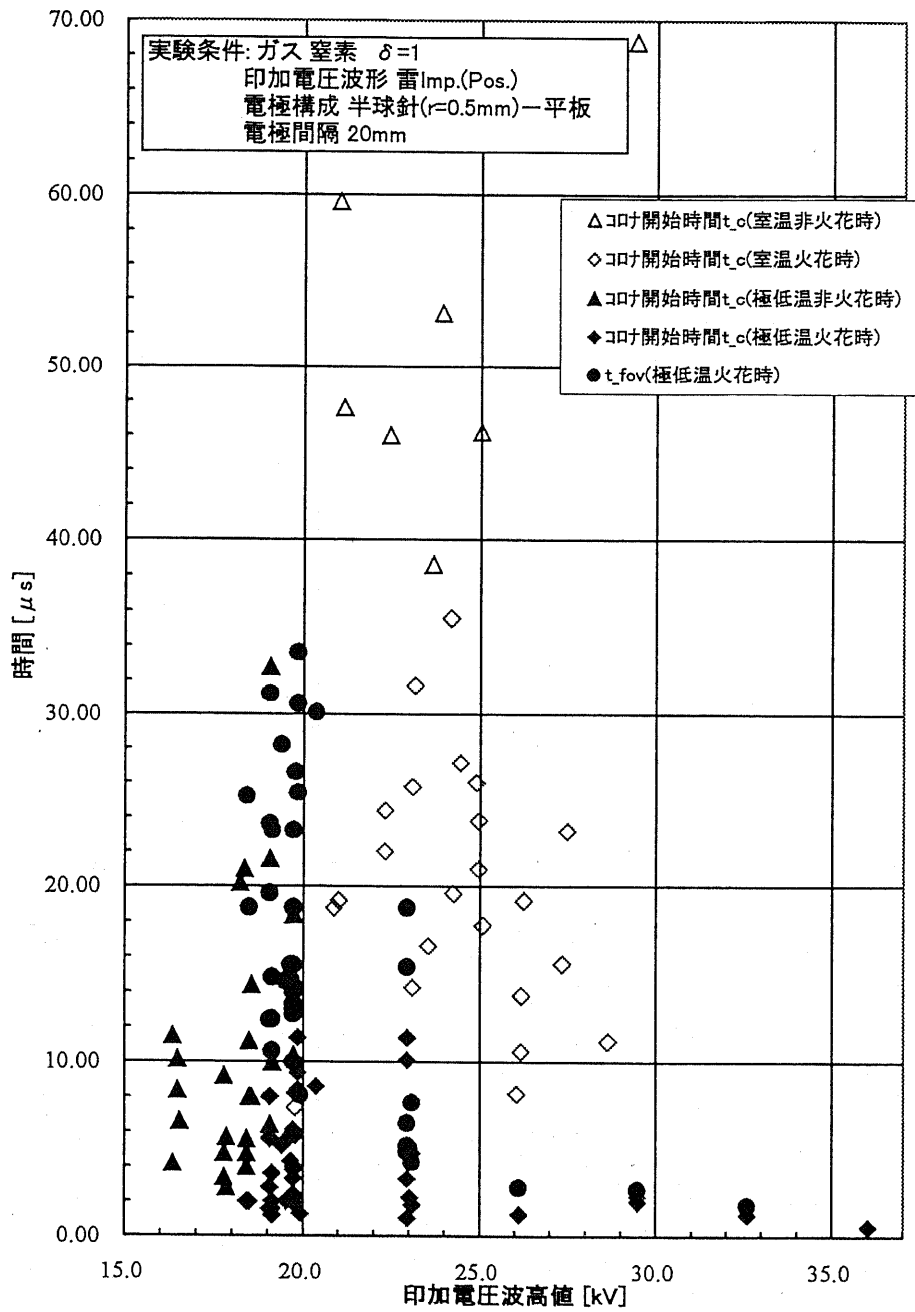


図 4.20: (a) 印加電圧とストリーマ発生、火花時刻の関係 ($r=0.5\text{mm}$)

コロナ電荷量-時間特性

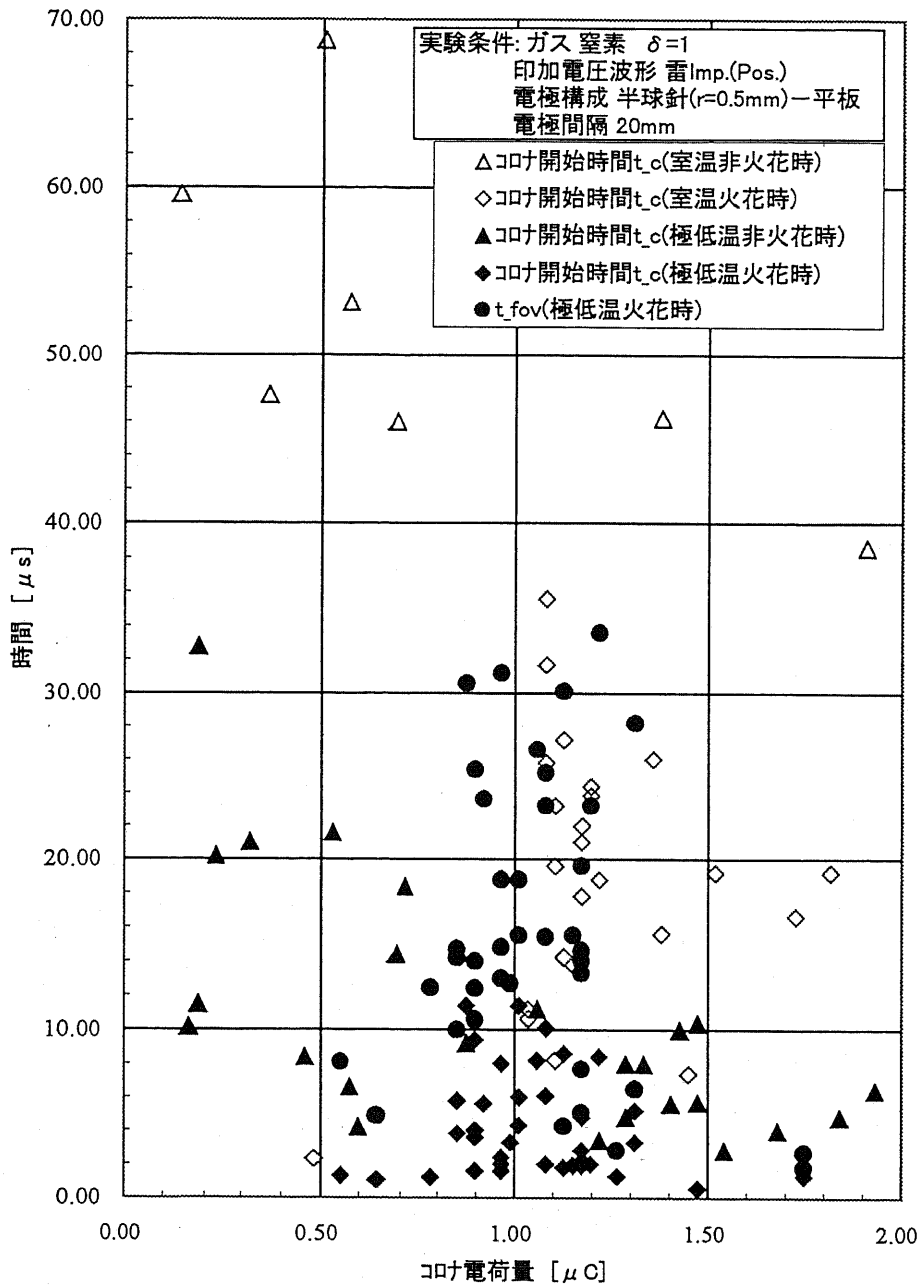


図 4.20: (b) ストリーマ電荷量と発生時刻、火花時刻の関係 ($r=0.5\text{mm}$)

印加電圧波高値-時間特性

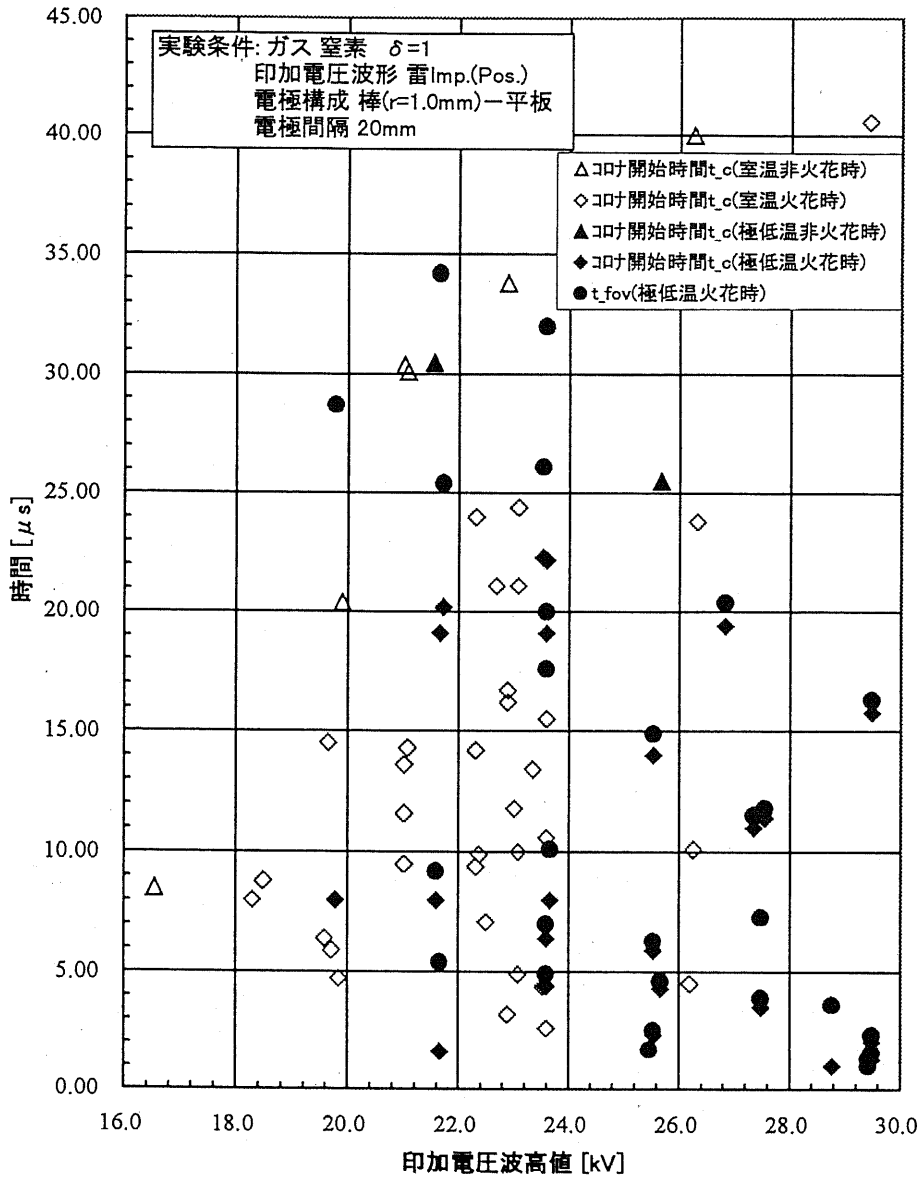


図 4.21: (a) 印加電圧とストリーマ発生、火花時刻の関係 ($r=1.0\text{mm}$)

コロナ電荷量-時間特性

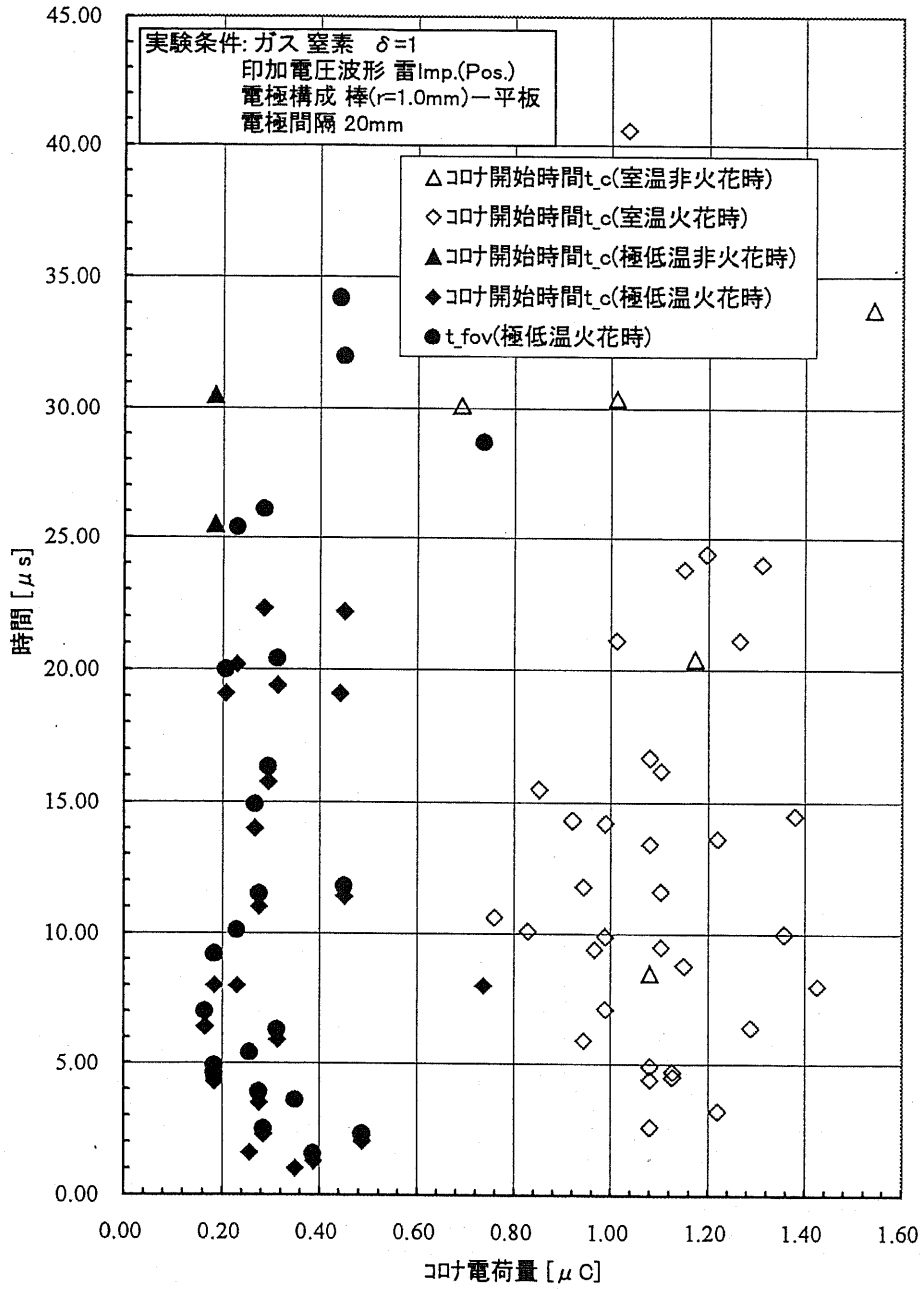


図 4.21: (b) ストリーマ電荷量と発生時刻、火花時刻の関係 ($r=1.0\text{mm}$)

印加電圧波高値-時間特性

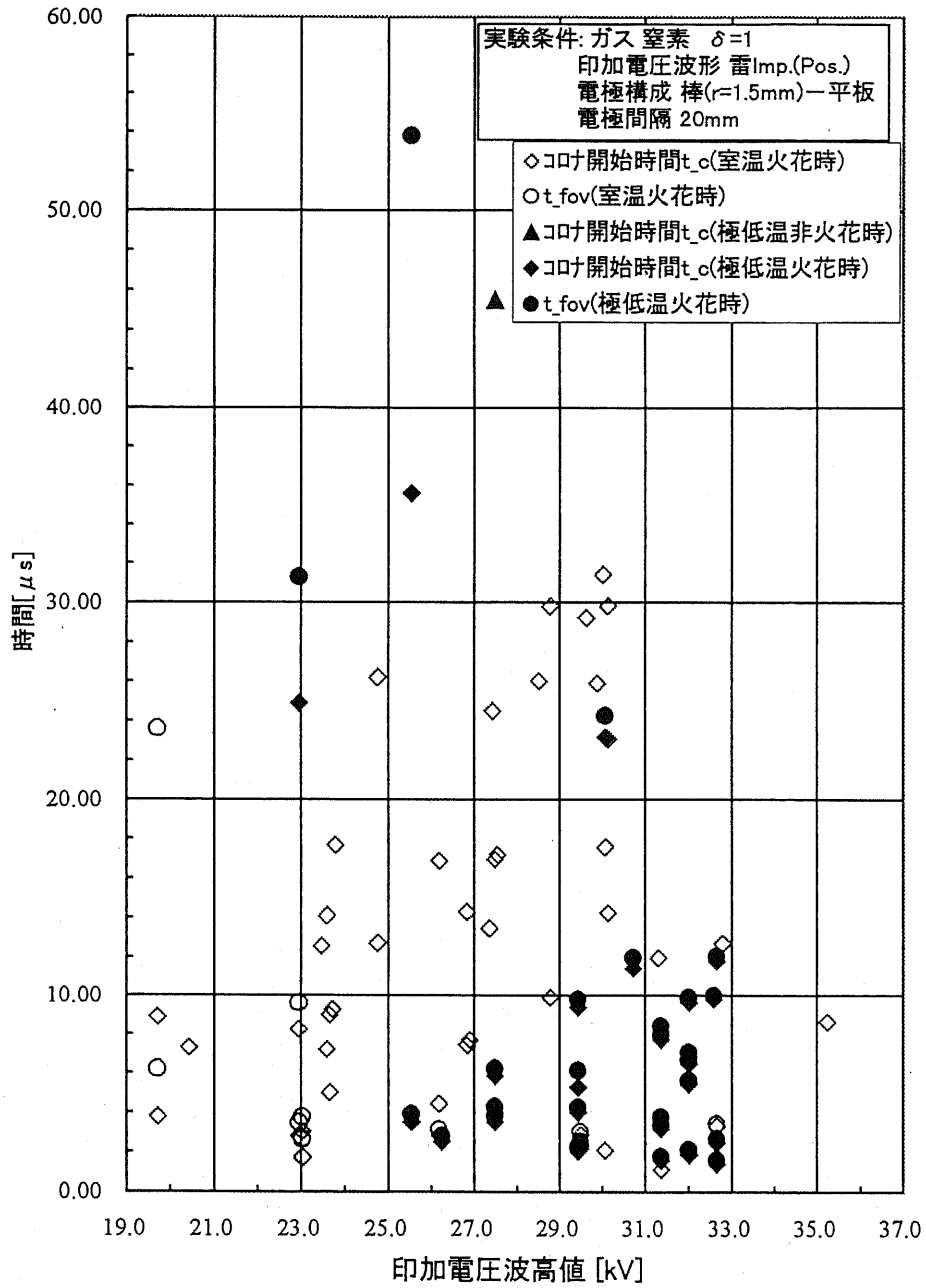


図 4.22: (a) 印加電圧とストリーマ発生、火花時刻の関係 ($r=1.5\text{mm}$)

コロナ電荷量-時間特性

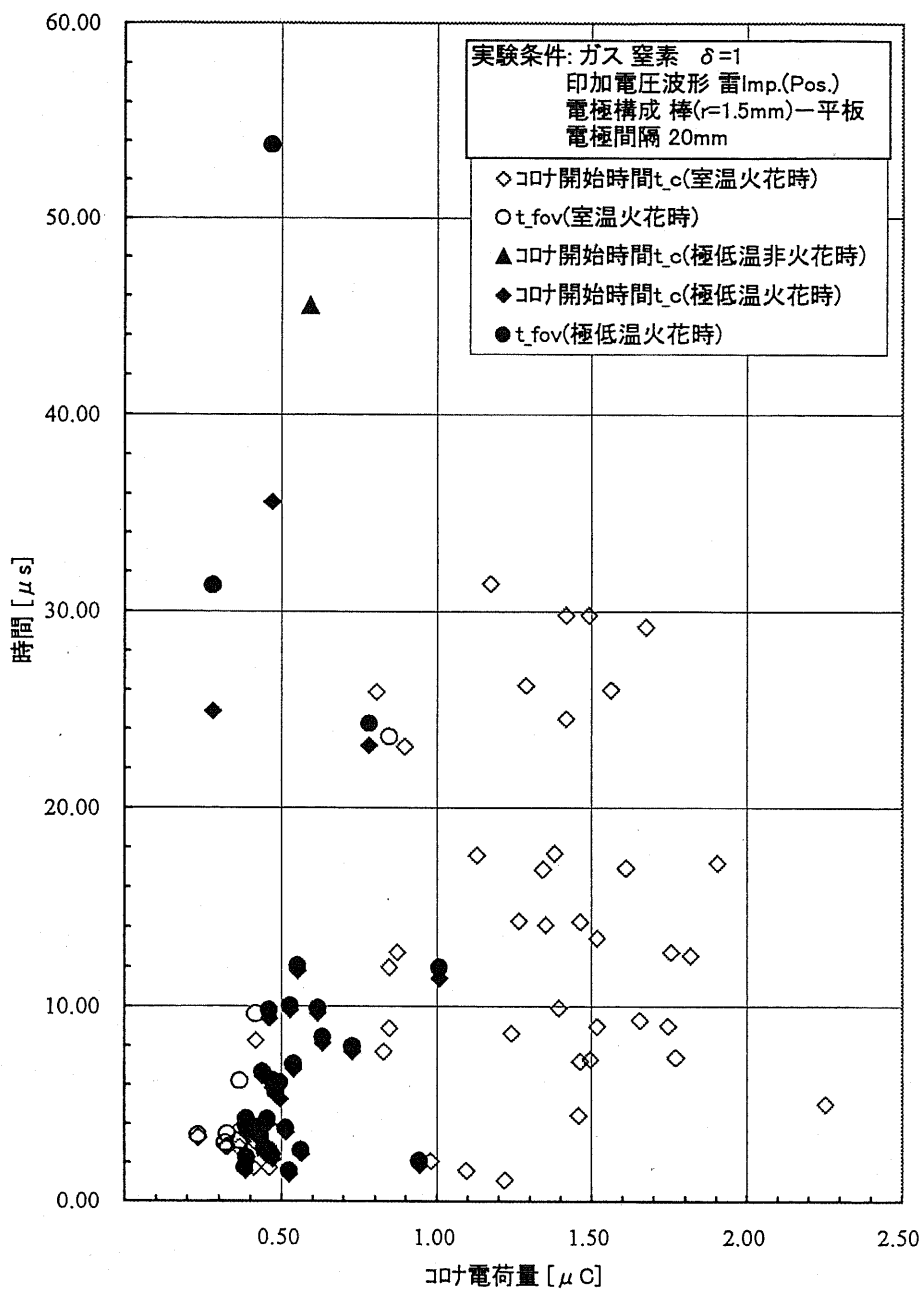
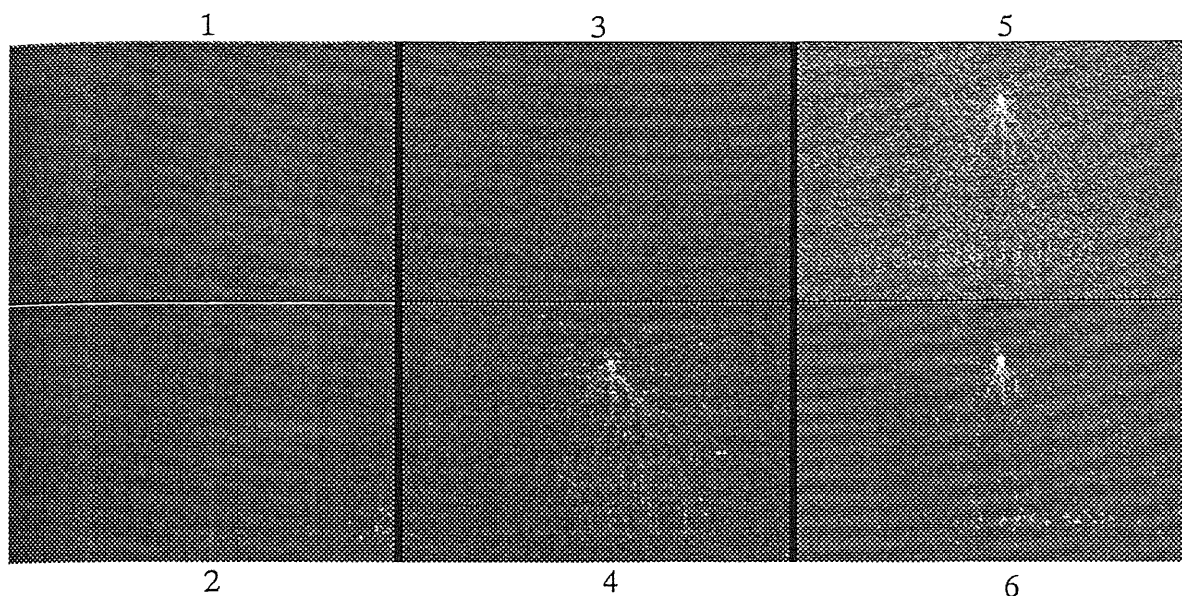
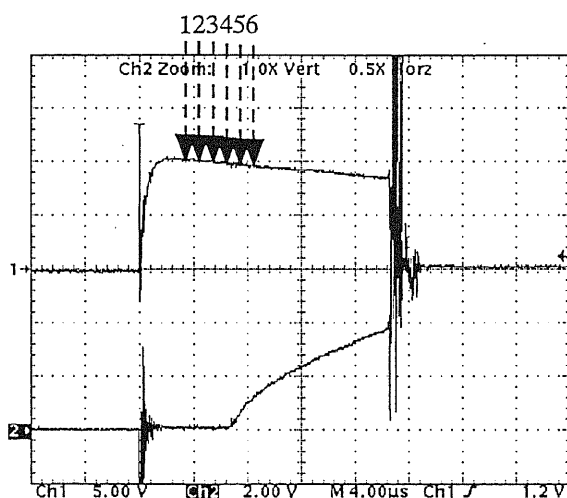


図 4.22: (b) ストリーマ電荷量と発生時刻、火花時刻の関係 ($r=1.5\text{mm}$)

Nitrogen -188.1°C $r=0.04\text{mm}$ $d=20\text{mm}$



$3\mu\text{s}$ from trigger (impulse) $1\mu\text{s}$ exposure
nc004-18.tif



CH1 = applied waveform
CH2 = charge of corona

Tek11_17.tif
Applied voltage 22.9 kV
 $Q = 0.90\ \mu\text{C}$ (at $6.80\ \mu\text{s}$)
No.37

図 4.23: 窒素中における放電フレーミング写真および電圧・電荷量波形 ($r=0.04\text{mm}$, 低温)

4.3 本章のまとめ

本章においては、空気および窒素の正極性インパルス放電について、イメージコンバータカメラ等を用いて、光学的な放電観察、および放電電荷量の時間変化に着目し、その進展形態を観察した。大きな特徴をまとめると、空気中での放電進展形態としては、火花に至る前に必ず、陰極まで届く初期ストリーマの発生が見られたこと。また、初期ストリーマ消滅後、火花に至るまでの残留ストリーマを流れる電流値について、低温となると小さくなる傾向がみられ、この残留ストリーマ継続時間(初期ストリーマから火花に至るまでの時間)は、正極先端半径 r が小さくなると長くなるといった特性が観察された。窒素中の放電進展形態としては直接火花に至る場合が多く、立ち上がり時間の大きな初期ストリーマが見られるのは r が小さい場合のみであった。

第 5 章

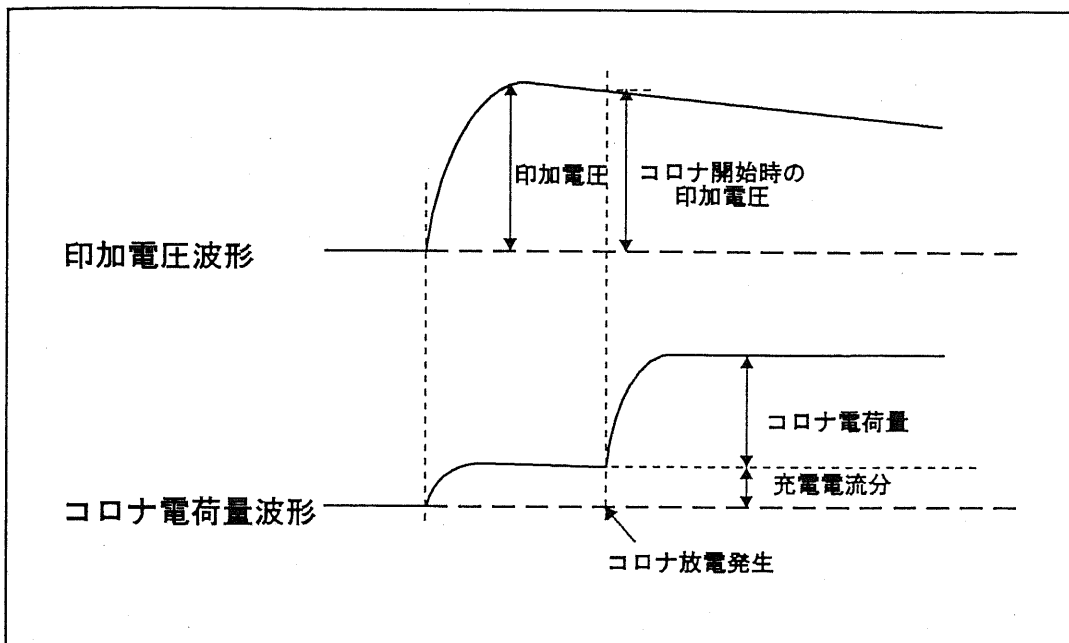
ストリーマ発生電圧と電荷量

本章では、極低温空気、および窒素中で正極性雷インパルス電圧を棒-平板電極に印加した場合に見られるストリーマ性コロナによる放電電荷量と、火花電圧について、気体温度が室温の場合と低温の場合の違いについてに検討を行なう。前章でも言及しているが、雷インパルス印加電圧波形、放電電荷量波形について、あらためて、本論文で用いる「コロナ開始時の印加電圧 (V)」、「コロナ電荷量 (Q)」および「火花瞬時電圧」の概念を図 5.1 に示す。

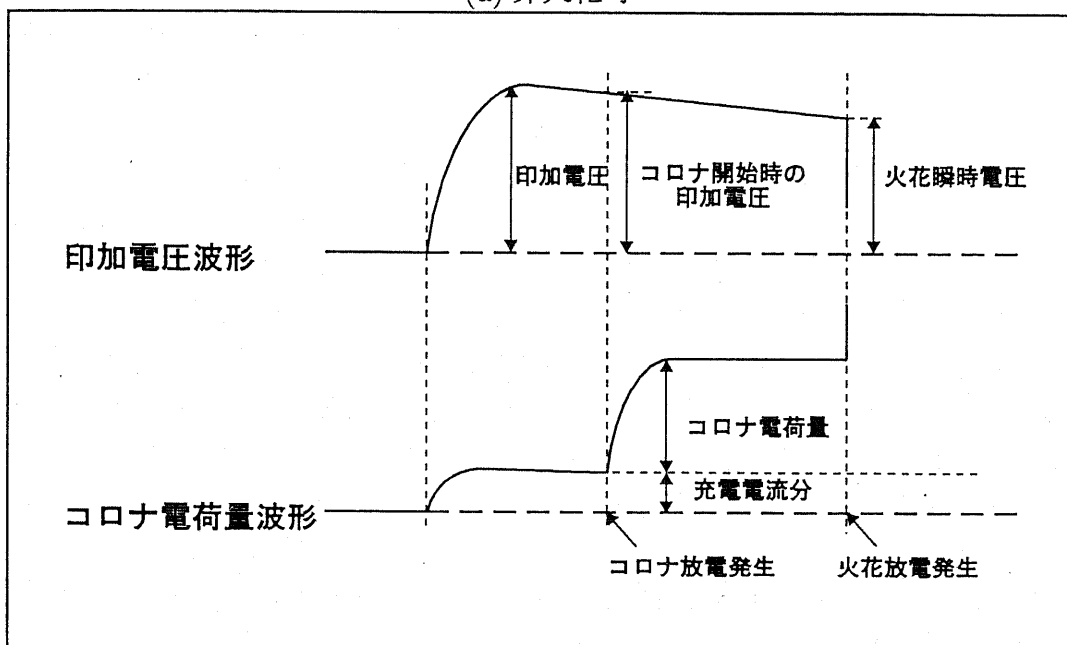
5.1 空気中での放電電荷量-電圧特性

空気中において非火花時及び火花時のコロナ放電電荷量の測定を、火花の有無とともに常温、および低温の条件下で各電極半径について測定を行なった。

コロナ進展形態については前章で述べられているとおりで、室温時、低温時ともに 50% 火花電圧付近の例では、非火花時にはストリーマコロナが 1 回だけ発生しその後電流はゼロとなるが、火花時にはストリーマコロナが 1 回発生したのち、残留ストリーマ中をわずかに電流が流れていて、数 μs ~ 十数 μs 後の 2 回目ストリーマの発生直後 (ほぼ同時に) に火花に移行しているといった形態が代表的である。印加電圧を変化させながらこの最初に発生するストリーマについて、平板側にて測定された電荷量 (Q) と、そのストリーマ発生時の電圧瞬時値 (V) について、室温および低温での特性を図 5.2 (正極先端曲率半径 $r=0.04\text{mm}$) ~ 図 5.6 ($r=5.0\text{mm}$) に、また全ての電極半径について同じ座標にまとめた場合を図 5.7 に示す。ただし Q の測定については、非火花時の場合は電荷量波形の最高値、火花放電時は火花に至る直前の電荷量波形の値を採用した (図 4.1(b), 図 4.2(b) 中の V, Q 参照)。これは、電子電流分のみではなく、イオン電流分も含めて電荷量を評価することにより、火花時と非火花時における放電電荷量の対応を同一にしておくことができるからである。空気中ではストリーマ開始時刻から火花放電が起こる間に r が存在するので火花時でも Q が測定で



(a) 非火花時



(b) 火花時

図 5.1: 諸測定量の定義

きる。非火花時と火花時のストリーマ電荷量については区別して表示している。

図 5.7 より、各 r における V-Q 特性は、 r の影響が少なく一致すると言える。第 3.4 節では SIV は r の増大に対して高くなるといった特性が挙げられていることから、 r が小さいほうが印加電圧が低い領域でも、ストリーマが出やすいといえる。

また各電極半径における V-Q 特性の図 5.2～図 5.6 より、非火花時と火花時の V-Q 特性は同じほぼ一本の曲線上にあるが、非火花時と火花時の Q の存在する領域に重なりがあるということが分かる。また、空气中では、いずれの r においても低温時の V-Q 特性は、室温時の V-Q 特性を高電圧側へ 25% ほど偏移した曲線とほぼ一致していること観測される。50%火花電圧 V_{50} 付近で、同じ電圧で見ると極低温におけるコロナ電荷量 (Q) は室温のほぼ半分になっている。

電極間隔 3cm に広げた実験

前項において V-Q 特性曲線は先端電極半径によらないことが分かったが、電極間隔を広げた場合の V-Q 特性曲線について測定を行なった。第 4.1 節において初期ストリーマは陰極まで到達していることが確認されているため、電極間隔を変化させることは、ストリーマ長が長くなることとなり、初期ストリーマ電流が変化することが考えられ、その積分である Q の極低温における変化を考察する上で興味深い。また、電極間隔を広げ過ぎると相対的にクライオスタットの壁の影響が大きくなると考えられるため、電極間隔以外の要素が変化することを極力避けるため、電極間隔を 1.5 倍の 3cm と定めた場合の V-Q 特性曲線について室温、極低温の空気について測定を行なった。正極先端曲率半径は 0.5mm である。なお、この条件においても初期ストリーマは陰極に到達していることを、クライオスタット側面の観察窓からのイメージコンバータカメラを用いた撮影結果により確認している。図 5.8 に電極間隔を 3cm とした場合の V-Q 特性測定結果を、参考として同条件における電極間隔を 2cm とした場合の結果 (図 5.3) と比較して示す。電極間隔が 3cm の場合、極低温時には火花放電発生前に電荷量波形において 2 回の立ち上がりを有する 2 段コロナが発生した。図 5.9 にその電荷量波形例を示す。図 5.8 より室温、極低温ともに電極間隔を 3cm とした場合の V-Q 特性曲線は、電極間隔を 2cm とした場合の V-Q 特性曲線と比べて高電圧方向 (右方向) に偏移していることが分かる。つまり、同じ電圧で比べるならば、電極間隔が 3cm の場合の初期ストリーマ電荷量は電極間隔が 2cm の場合よりも小さいのである。ストリーマが陰極に届いている場合には、電極間隔が広いほうが相対的に電極間の電界が小さくなるため、ストリーマ自身の抵抗値が大きくなったり、放電からの発光や、イオンの移動度が小さくなることによって陰極からの 2 次電子供給作用 (γ_p, γ_i 作用) が弱くなり、陰極から供給される電流値が小さくなる現象が考えられる。この 2 次電子供給作用等については、第 6.6.5 項に考察を行なう。

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

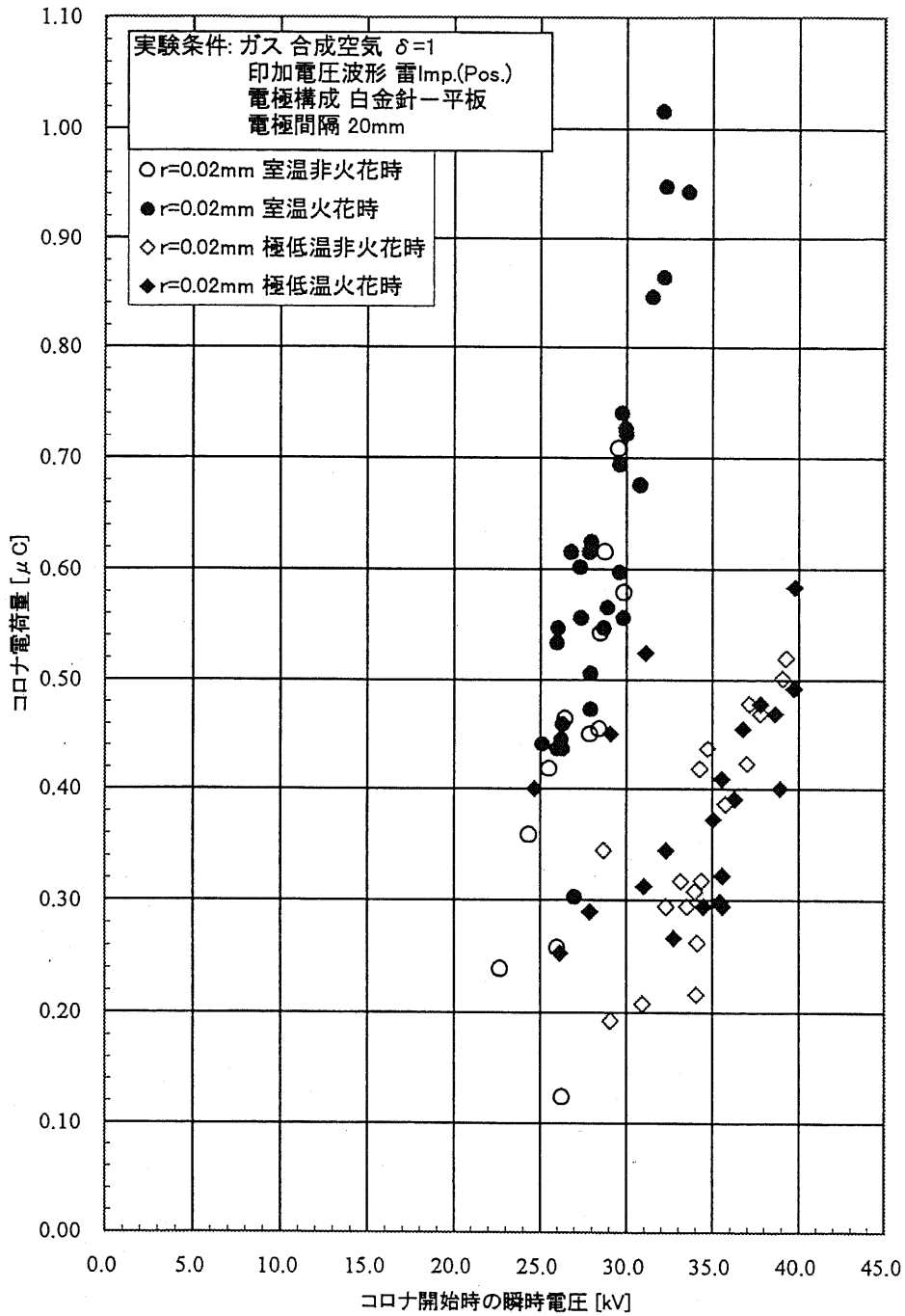


図 5.2: 空気の V-Q 特性 ($r=0.04\text{mm}$)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

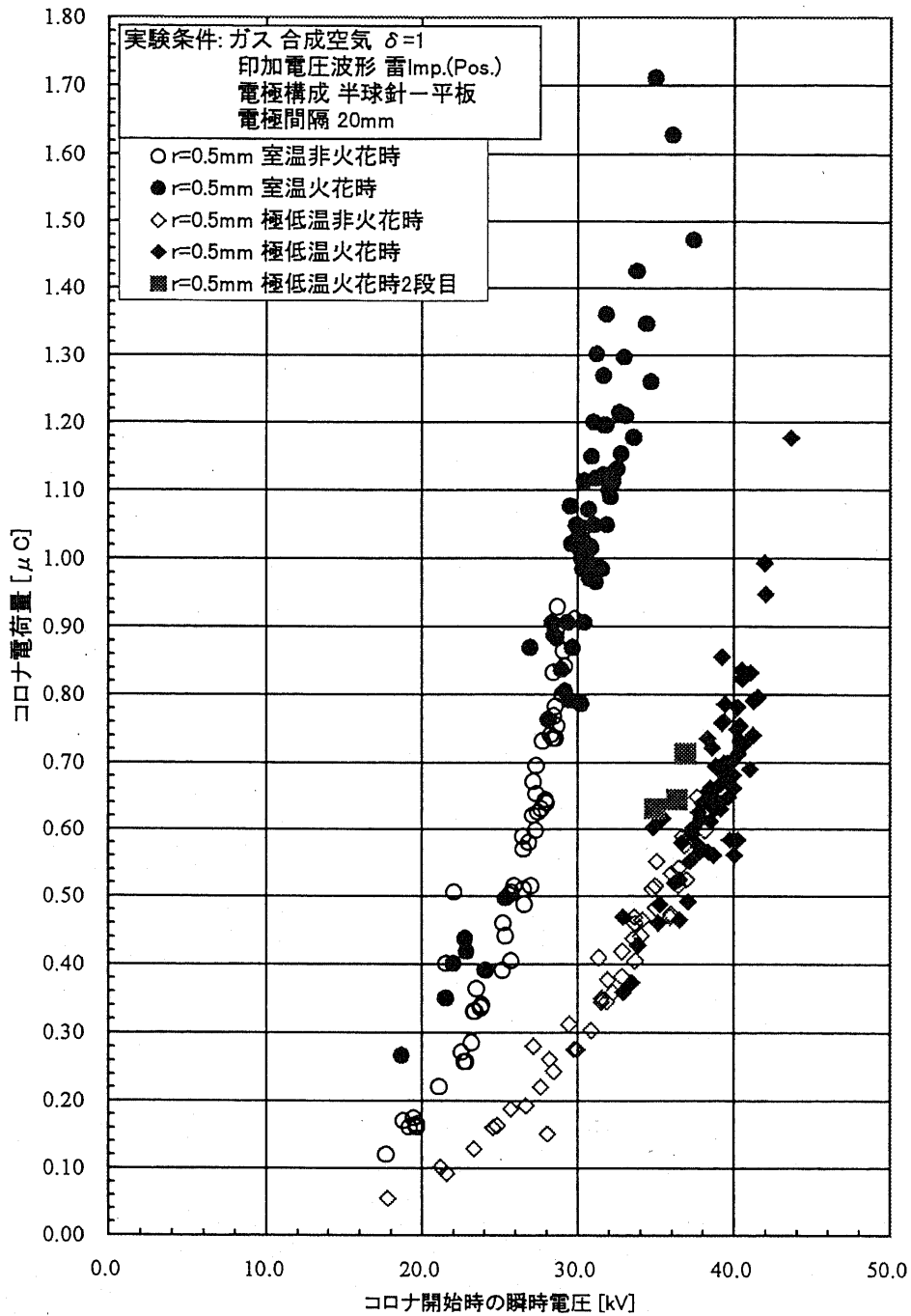


図 5.3: 空気の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

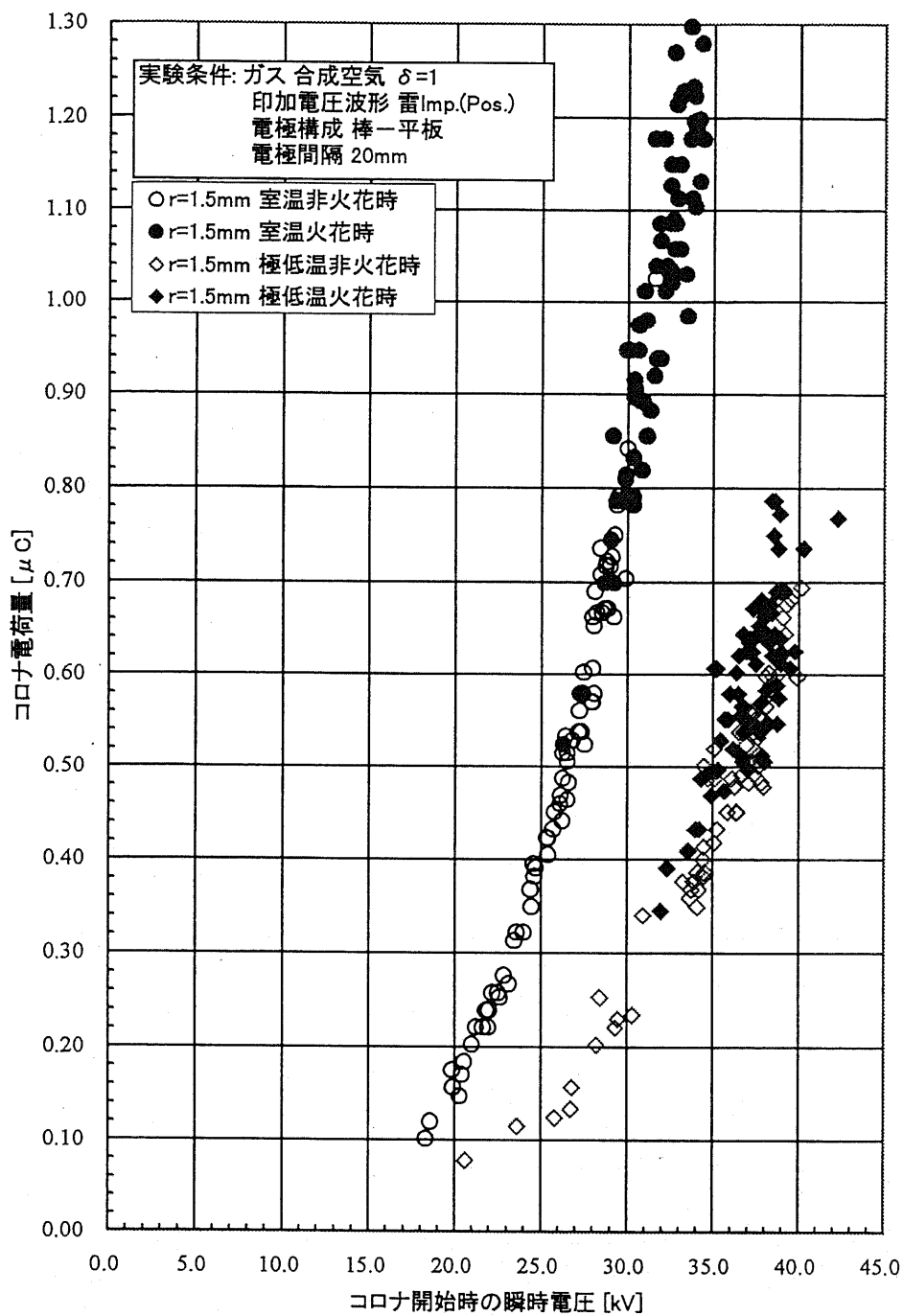


図 5.4: 空気の V-Q 特性 ($r=1.5\text{mm}$)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

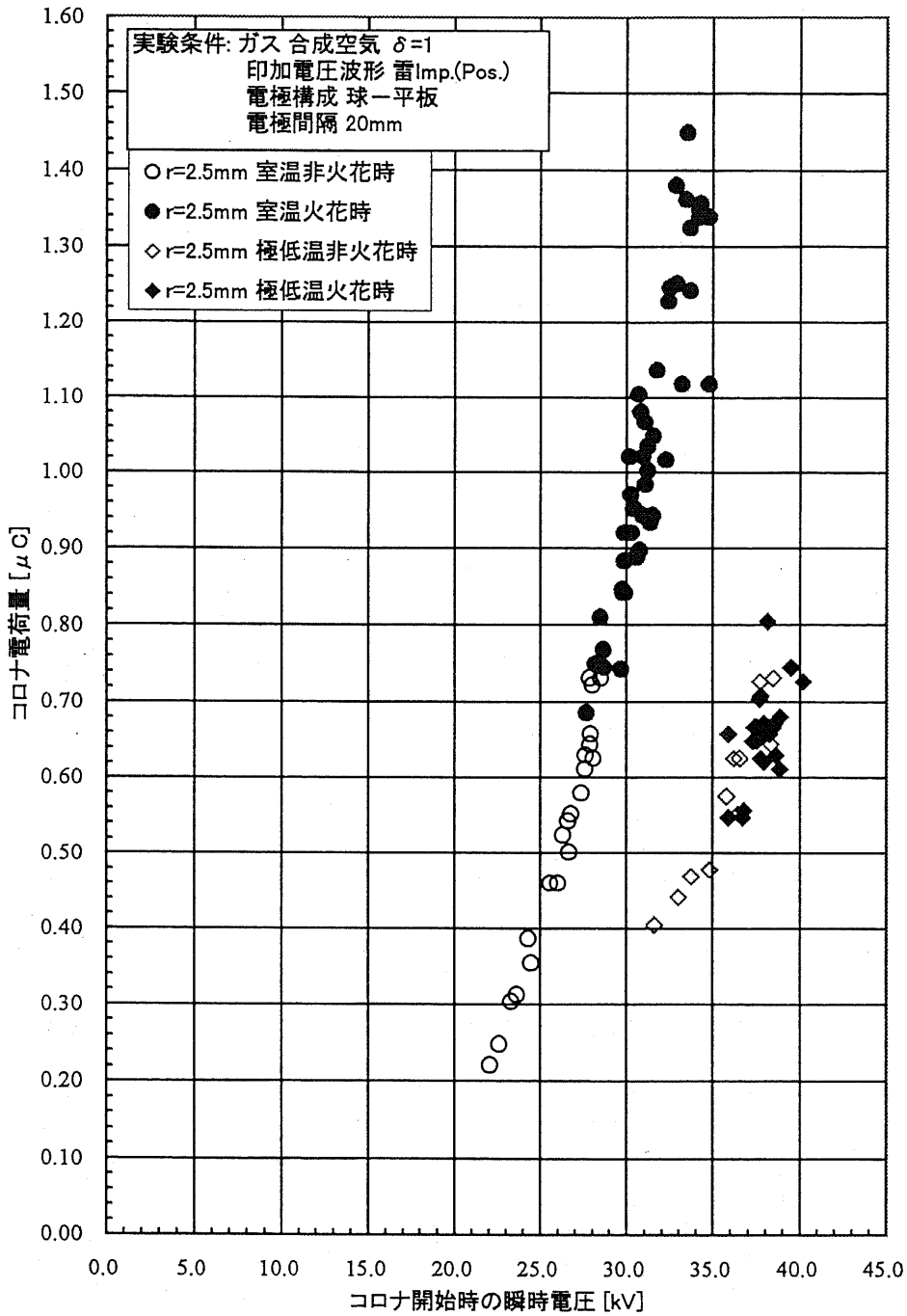


図 5.5: 空気の V-Q 特性 ($r=2.5\text{mm}$)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

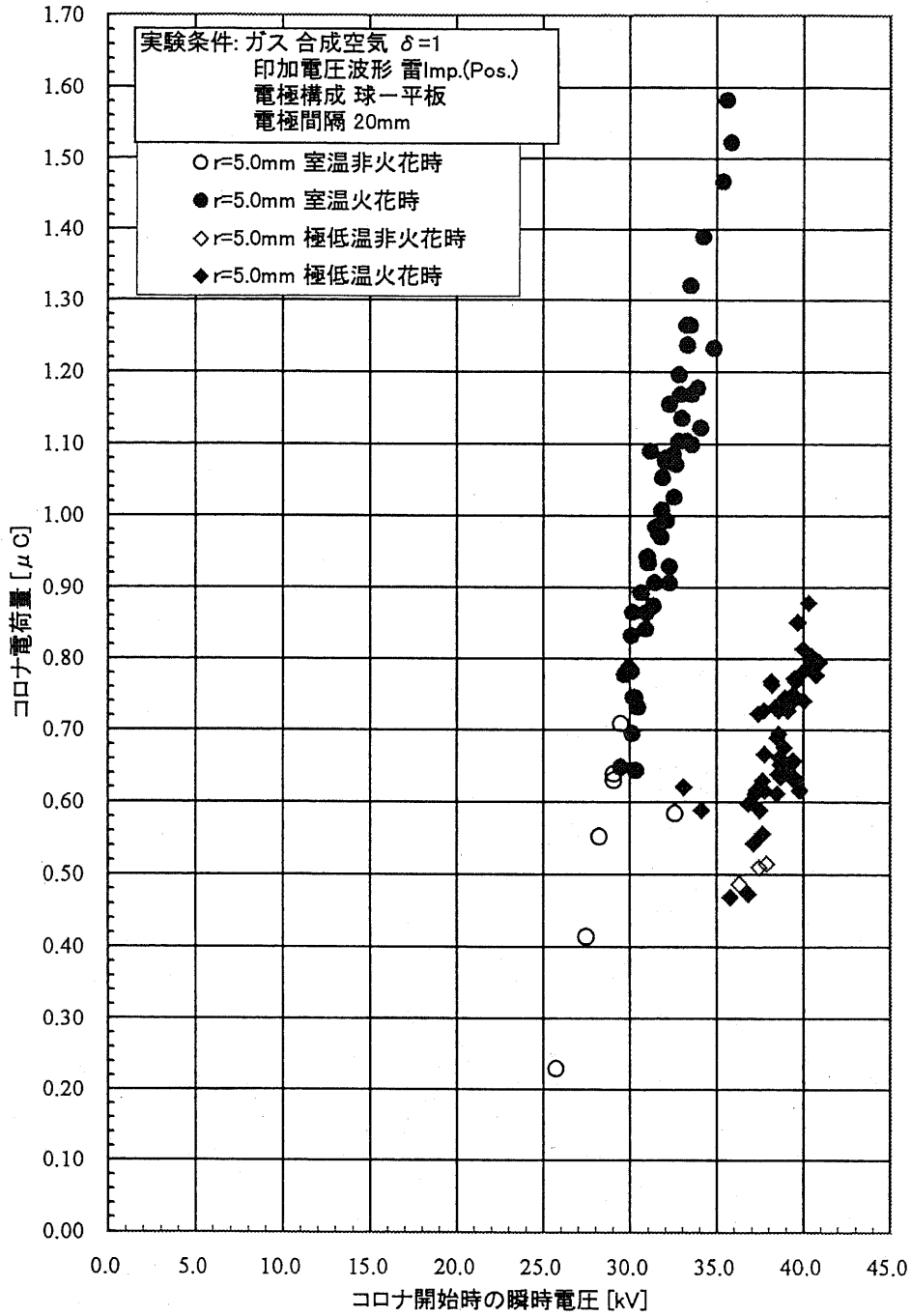


図 5.6: 空気の V-Q 特性 ($r=5.0\text{mm}$)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

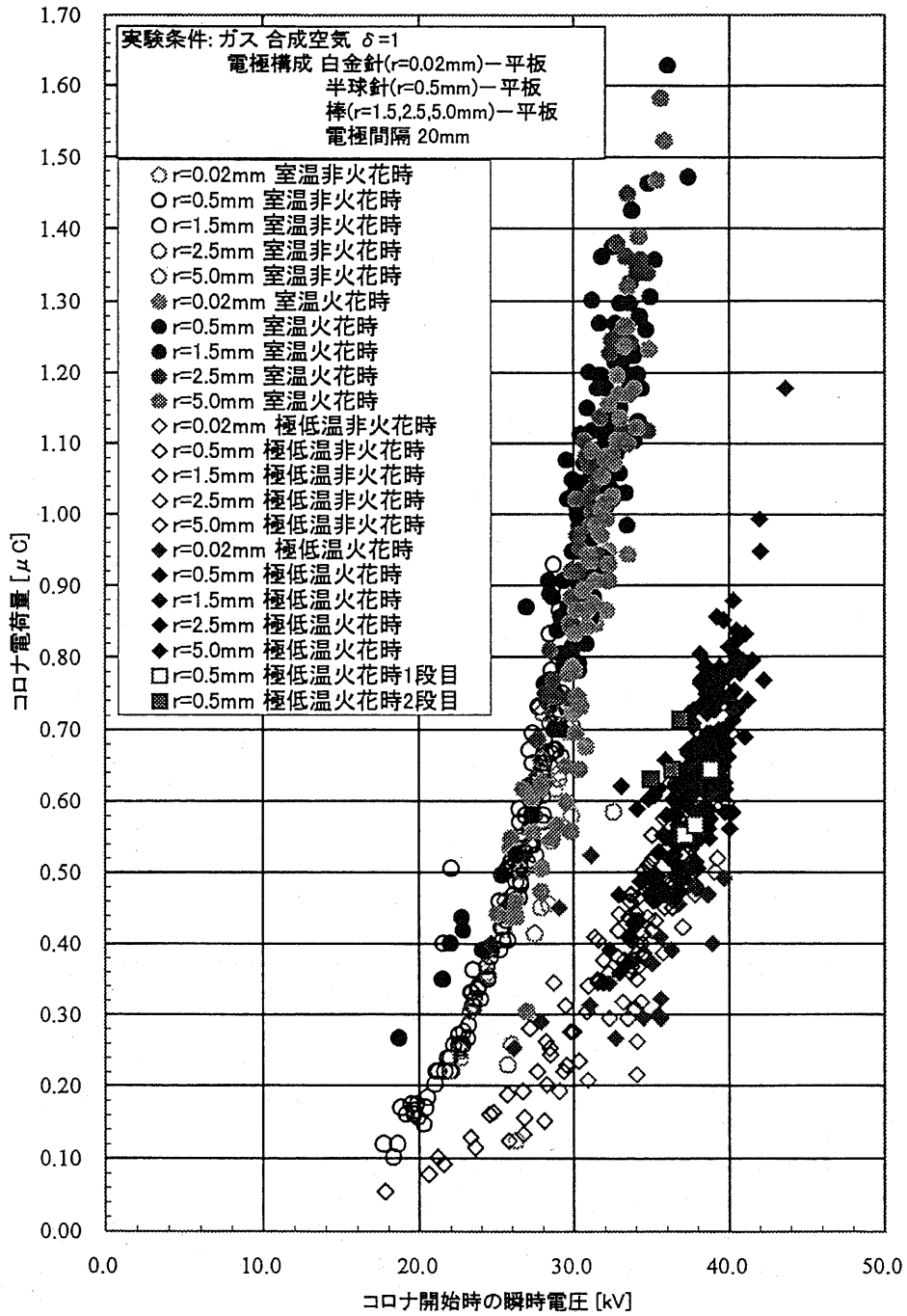


図 5.7: 空気の V-Q 特性 (全結果)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

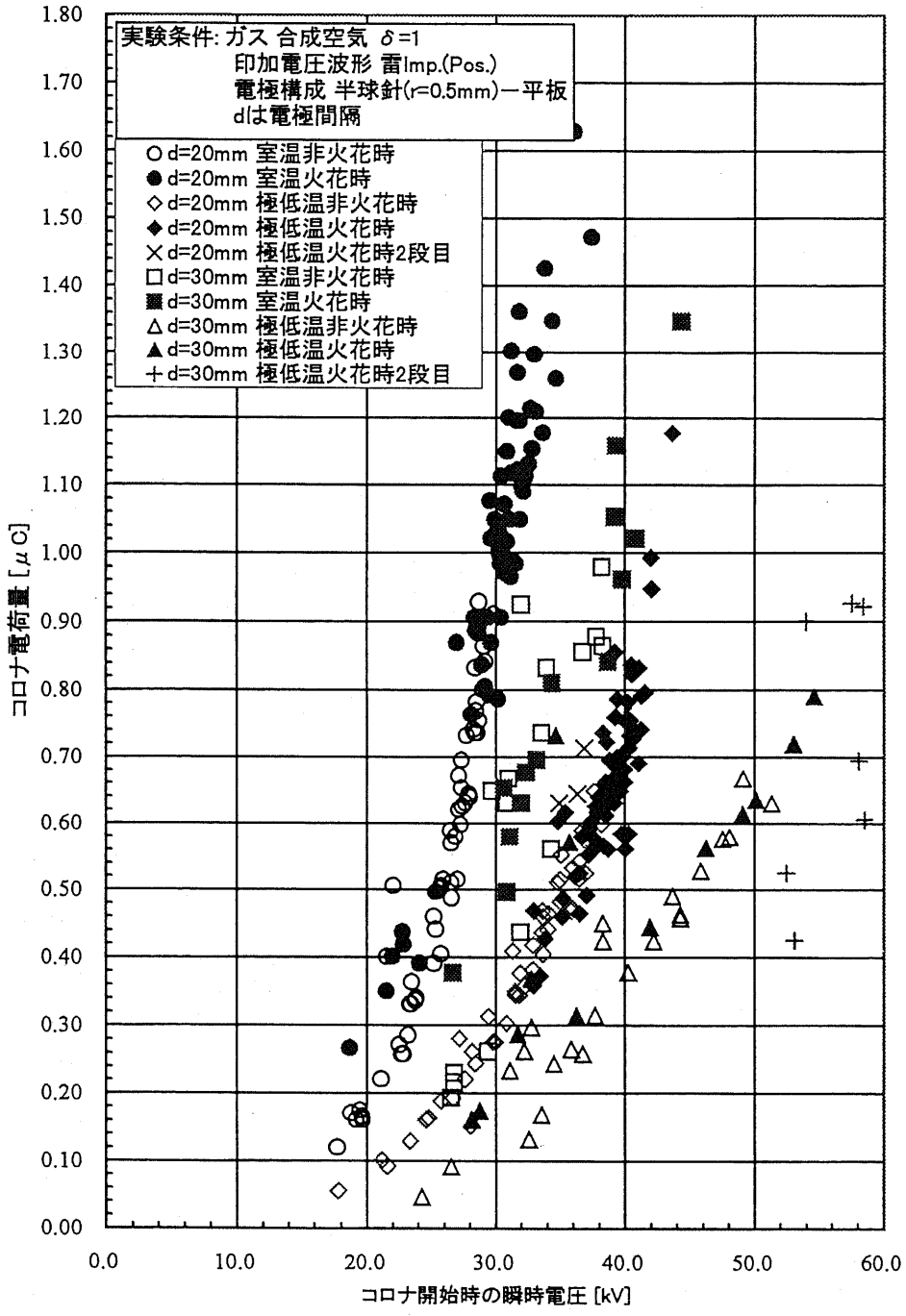
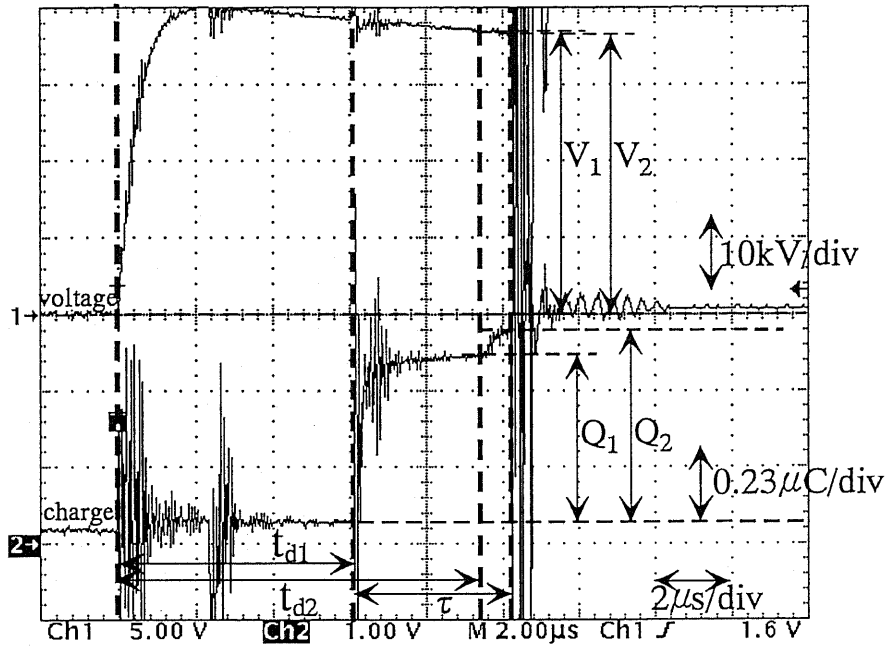


図 5.8: 空気中における電極間隔を 3cm とした場合の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$)

S.Air -180°C r=0.5mm



CH1 = applied waveform

CH2 = charge of corona

Applied voltage 39.5kV

Q1 = 0.57 μC (at 6.200 μs)

Q2 = 0.64 μC (at 9.440 μs)

図 5.9: 2 段コロナ波形例 (r=0.5mm, 空气中)

5.2 窒素中での放電電荷量-電圧特性

窒素についても非火花時と火花時のコロナ発生時の瞬時電圧 (V)-ストリーマコロナ放電電荷量 (Q) 特性の測定をおこなった。正極先端電極半径 r が小さい領域 ($r < 1.5\text{mm}$) の場合、定性的には空気同様である。50%火花電圧付近を印加した場合、火花時には初期ストリーマコロナが1回発生し、次の波形の立ち上がり時に火花に移行している。非火花時にはストリーマコロナが1回だけ発生する。ただし、ストリーマ電荷量波形の立ち上がりが空気の場合 ($1\mu\text{s}$ 程度) と比べて長く ($130\mu\text{s}$ 程度) であり、その後電流はゼロとなる。また、ストリーマ発生時点から火花発生時点までの遅れ時間 (図 4.2において τ で示す値) が短いので、立ち上がり途中でコロナ電荷量 (Q) の火花放電が起きた場合の測定値は火花放電に至らなかった場合のコロナ電荷量測定値 (Q) と同様な測定を行なったとは言えない。さらに r が 1.5mm 以上の大きい領域では、1回目のストリーマ発生と同時に火花に至るため、初期ストリーマコロナ電荷量 (Q) を求めることができなかつた。また、前章でも述べたように、空気の場合と違って非火花時にストリーマコロナが発見される例は少なく、針先半径 $r=0.04\text{mm}$, 0.5mm の場合を除くと数例のみである。

コロナ電荷量 Q が測定できる範囲の r が 1.5mm 以下の V - Q 特性を図 5.10 (正極先端曲率半径 $r=0.04\text{mm}$) ~ 図 5.4 ($r=1.5\text{mm}$) に示す。ストリーマが発生して火花に至らない場合については、今回の測定では例が非常に少なく、針先半径が 0.04mm , 0.5mm の場合以外では、数例測定されるのみである。供試気体が空気の場合の V - Q 特性 (図 5.2 ~ 図 5.6) は、一般的な不平等電極構成における直流印加時の V - I (電流) 特性同様、明解な二次曲線となったが、窒素の場合は空気と違い、火花時のストリーマコロナ電荷量 (Q) はコロナ発生瞬時電圧 (V) に対して二次曲線特性とはなり得なかつた。前述のように、火花時には Q が正確に求められないためではないかと思われる。ただし、室温におけるコロナ発生瞬時電圧 (V) のばらつきについて、低温時における V - Q 特性は、相対的に室温における V - Q 特性よりも高電圧側に偏移している傾向が若干見られる。ただし、空気中における結果のように明解な相関性は見い出せない。非火花時の V - Q 特性については正極先端曲率半径 $r=0.04\text{mm}$ の結果 (図 5.10)、および $r=0.5\text{mm}$ の結果 (図 5.11) より、空気の場合と同様の傾向が見られ、低温時の V - Q 特性は室温時の V - Q 特性よりも高電圧側 (図でいう右側) に 15% ~ 20% 程度偏移している。

5.3 本章のまとめ

本章では、初期ストリーマの電荷量の温度依存性について着目し、各条件におけるストリーマ開始電圧 (V)-ストリーマ電荷量 (Q) 特性の測定を行なった。その結果、空気中におけるインパルス放電の場合、火花放電に至るに至らないに関わらず、同じストリーマ開始電

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

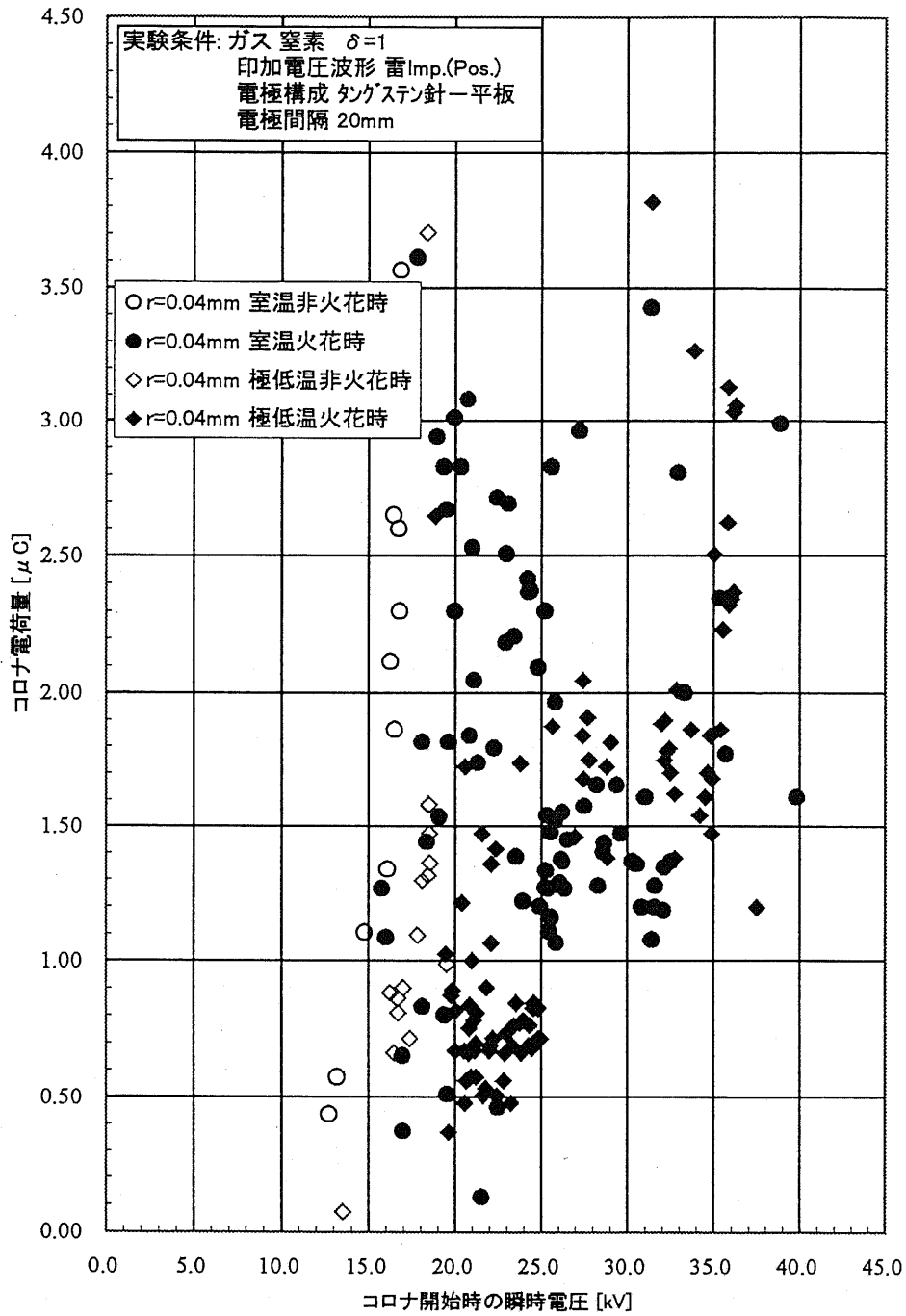


図 5.10: 窒素の V-Q 特性 ($r=0.04\text{mm}$)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

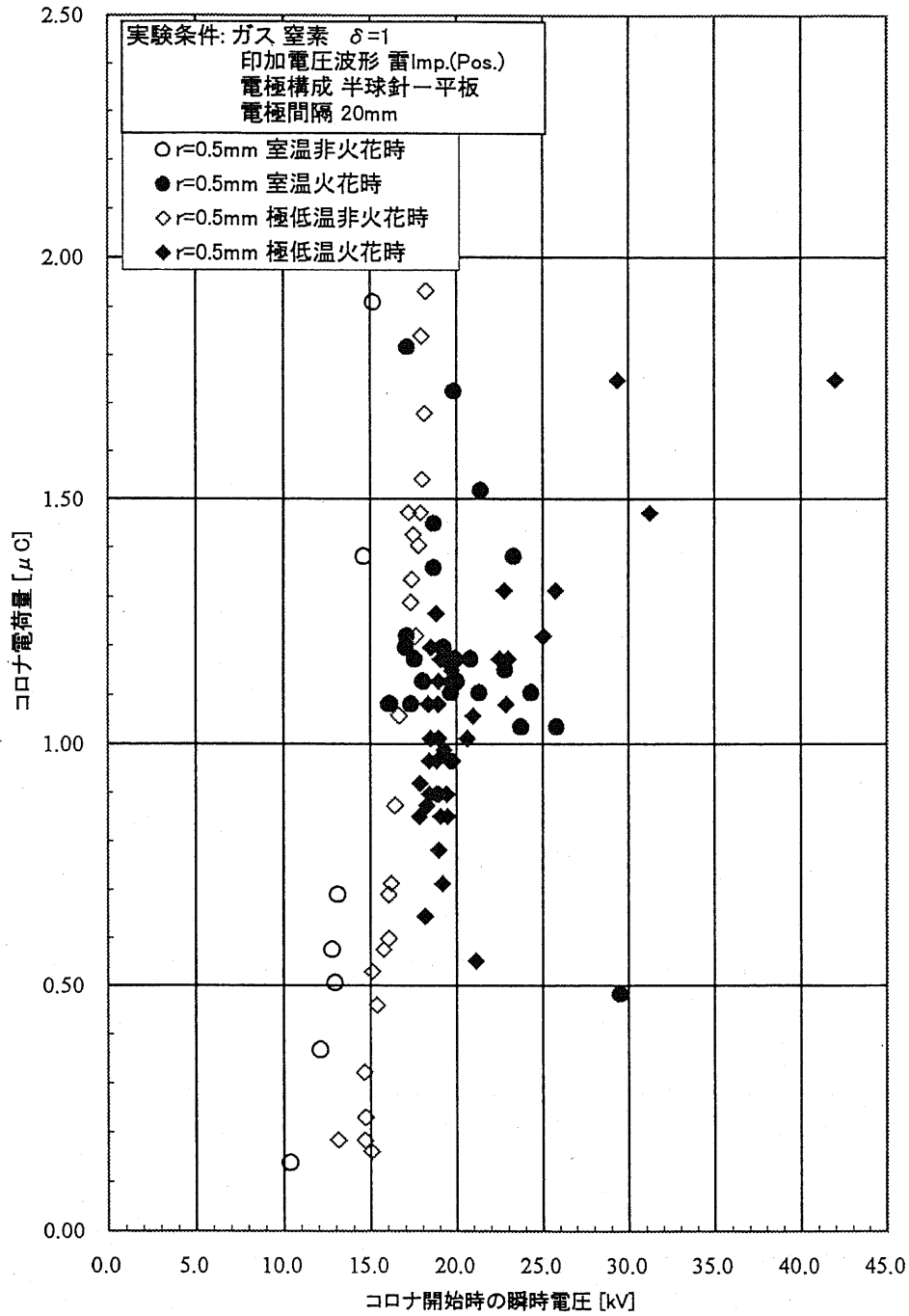


図 5.11: 窒素の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

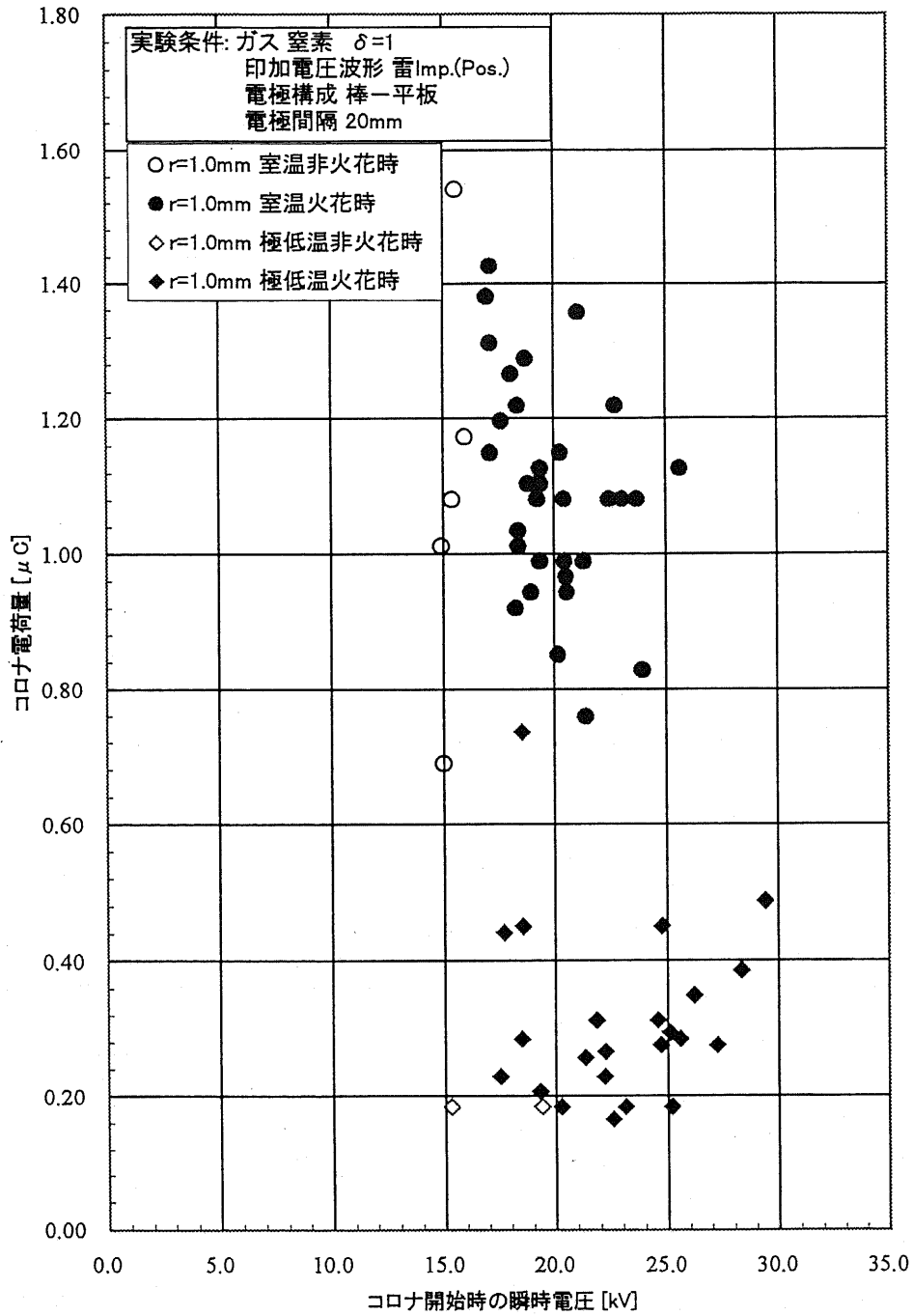


図 5.12: 窒素の V-Q 特性 ($r=1.0\text{mm}$)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

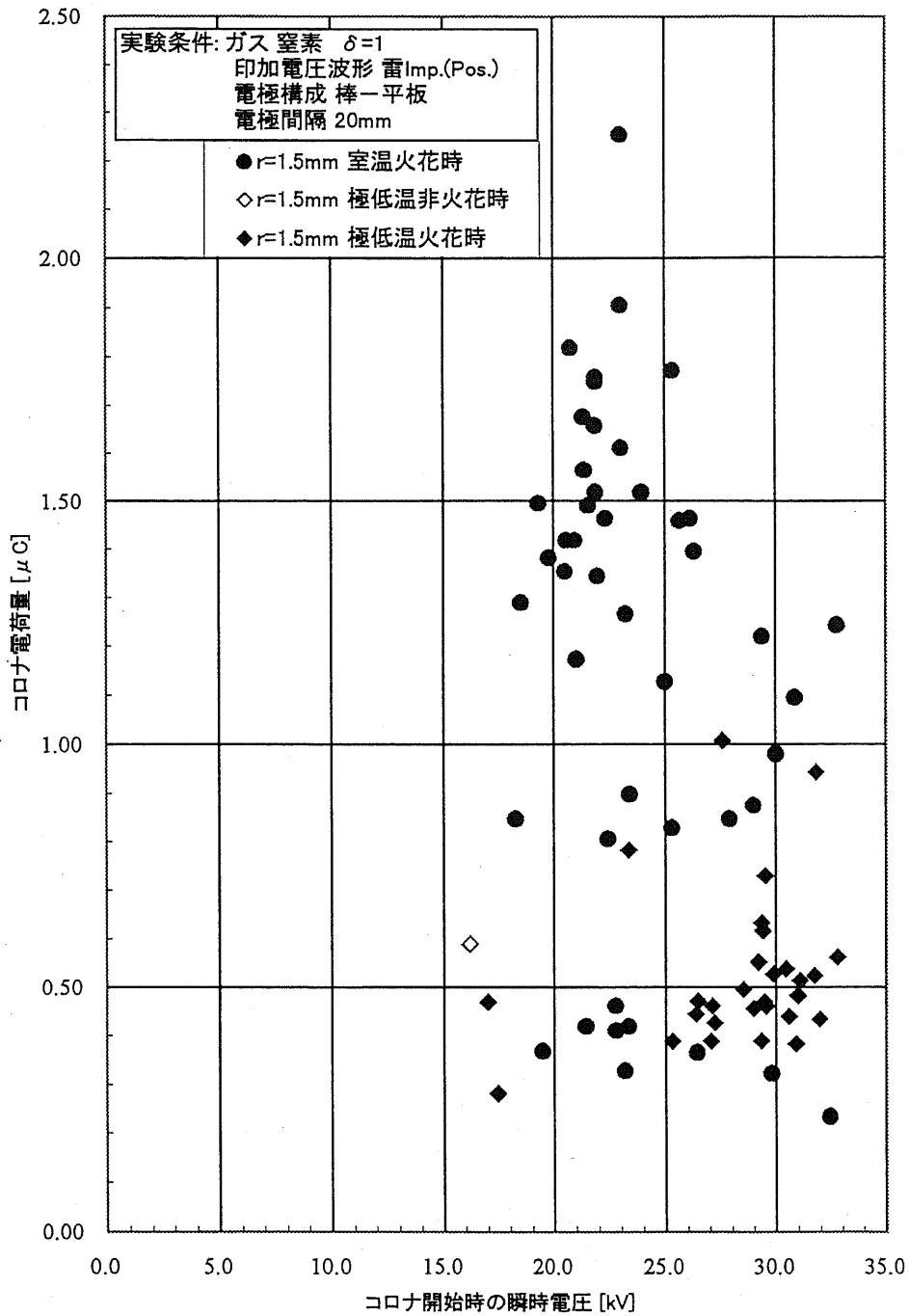


図 5.13: 窒素の V-Q 特性 ($r=1.5\text{mm}$)

圧においては極低温におけるストリーマ電荷量は、室温のそれより小さくなるということが分かった、見方を変えると、同じストリーマ電荷量を発生する瞬時電圧は極低温において室温の20~25%高い値となっていることが分かった。このV-Q特性曲線の偏移は正極先端半径 r の影響を受けていない。一方、窒素中における気体温度低下によるV-Q特性曲線の偏移は r の小さい場合かつ、火花放電に至らない場合のみに見られた。その偏移量はV-Q特性曲線において極低温時には室温時よりも高電圧側に10~15%程度である。

第 6 章

ストリーマ放電電荷量の温度依存性についての検討

本章では、前章まで得られた結果のうち、主に第 5.1 節、5.2 節におけるストリーマコロナ発生電圧 (V)-放電電荷量 (Q) 特性、および第 4.1 節における残留ストリーマ中の電流値について実験的検討をおこなう。

低温になると V-Q 特性曲線が高電圧側へ空気中では 20~25%程度、窒素中では 10~15%程度偏移している。また、第 4.1 節において空気中では、初期ストリーマコロナ発生後、火花に至るまで見られる残留ストリーマにおいて、室温時には電流が流れているが、低温時にはほとんど電流が流れていないこと等が分かった。これら、極低温における放電メカニズムの変化についてさらに検討を行なう。

V-Q 特性の偏移を説明するモデルとして以下の 2 つが考えられる

1. 気体温度が極低温 (約-180℃) となると、インパルス電圧印加時に放電空間に放出される空間電荷量が何らかの原因で小さくなり、結果として V-Q 特性が偏移する。
2. 気体温度が極低温 (約-180℃) となると、陰極からの電子供給量が低下する、もしくはストリーマの抵抗値が増大し、陰極に到達したストリーマを流れる電流値が減少し、結果として V-Q 特性が偏移する。

これらの 2 つのモデルを便宜的に、1 を空間電荷量減少モデル、2 を電流減少モデルとしておく。2 の電流減少モデルは、残留ストリーマ電流値の温度変化ももたらすと思われる。まずは、これらのモデルのうち、支配的な現象を特定するため、実験を行なった。また、その他実験においていくつかのパラメータを変化させ、気体温度を極低温にすることにより、実験結果に影響を与えるパラメータについても実験的検討をおこなった。

さらに、これらの実験的検討の結果を踏まえた上で、放電基礎特性の立場から気体温度を極低温まで冷却した場合に変わりうる放電パラメータについて考察を行ない、実験で確認を行なった。

6.1 空間電荷量の温度依存性

6.1.1 空気中の特性

まずは、電流減少モデル(前項2のモデル)は、陰極にストリーマが到達していることが前提となっている。そこで、陰極からの電子供給量の変動の影響を排除するために、陰極に届かない、純粋なストリーマコロナのみの電荷量の測定を行ない、空間電荷量減少モデル(前項1のモデル)の妥当性を検討した。電極間隔を5cmとして、クライオスタット内部でとれる最大の電極間隔とした。また、低い電圧から印加を行ない、ストリーマ発生がぎりぎり確認される程度までとした。したがって、測定される電荷量が相当小さいため、測定回路の改善を行ない、図2.1における電荷量測定用のコンデンサの容量を225nFから10nFに変更し、微小電荷量の測定用の回路とした。なお、回路中の漂遊容量を含めた電荷測定容量は実測の結果、約230nFから約13nFに変化していた。充電電流成分が測定電荷量波形のオーダーと近くなるため、正確に電荷量を測定するためには、この2つの分離が必要である。正極先端曲率半径に関しては、低い電圧でストリーマを発生させるために、もっとも先端曲率が小さい $r=0.04\text{mm}$ のタングステン針を用いて実験を行なったが、ストリーマ発生時刻が早く、電圧印加とほぼ同時であるために、充電電流成分と放電電荷量を区別することが不可能であった。したがって、次に正極には先端曲率半径 $r=0.5\text{mm}$ の針を用いた。供試気体を空気として、測定されたV-Q特性を図6.1に示す。放電は全てクライオスタット側部の合成石英窓を通して、写真撮影(静止写真)され、ストリーマ進展長に関して観測することができる。

実験において、出来る限り印加電圧を低く抑えたのであるが、インパルス印加電圧波高値が低く、ストリーマが観察されないため、本実験ではストリーマ誘導確率が1/5程度になる電圧を最小印加電圧とした。これより、陰極にストリーマが届いていない場合でも、V-Q特性は低温時に高電圧側に20%~25%偏移していることが分かった。したがって、低温時にはインパルス電圧印加による空間電荷量が減少しているということが分かる。また、ストリーマが陰極に到達しない場合のV-Q特性曲線を延長すると、ストリーマが陰極に到着する程度の高電圧を印加した場合のV-Q特性と一致する。すなわち、 $0.02\mu\text{C}$ 程度のストリーマ電荷量の領域においては、V-Q特性曲線は、ストリーマが陰極へ到達したかどうかによって影響を受けないということになる。

図6.1のそれぞれの測定点には、写真と対応させるために番号を振ってあるが、ここではいくつか代表的な写真について、図6.2に示す。コロナ発生時の瞬時電圧が同じ場合には、低温時のストリーマの伸びは、室温時よりも短く(No.9AとNo.21の比較)、同じコロナ電荷量が測定された2点の比較(No.9AとNo.17)では静止写真に有意差はないが、コロナ発生瞬時電圧は低温のほうが25%ほど高くなっている。すなわち、陰極に届いていないストリーマであっても、極低温時には電荷量が減少するということがわかる。以上より、空気に

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

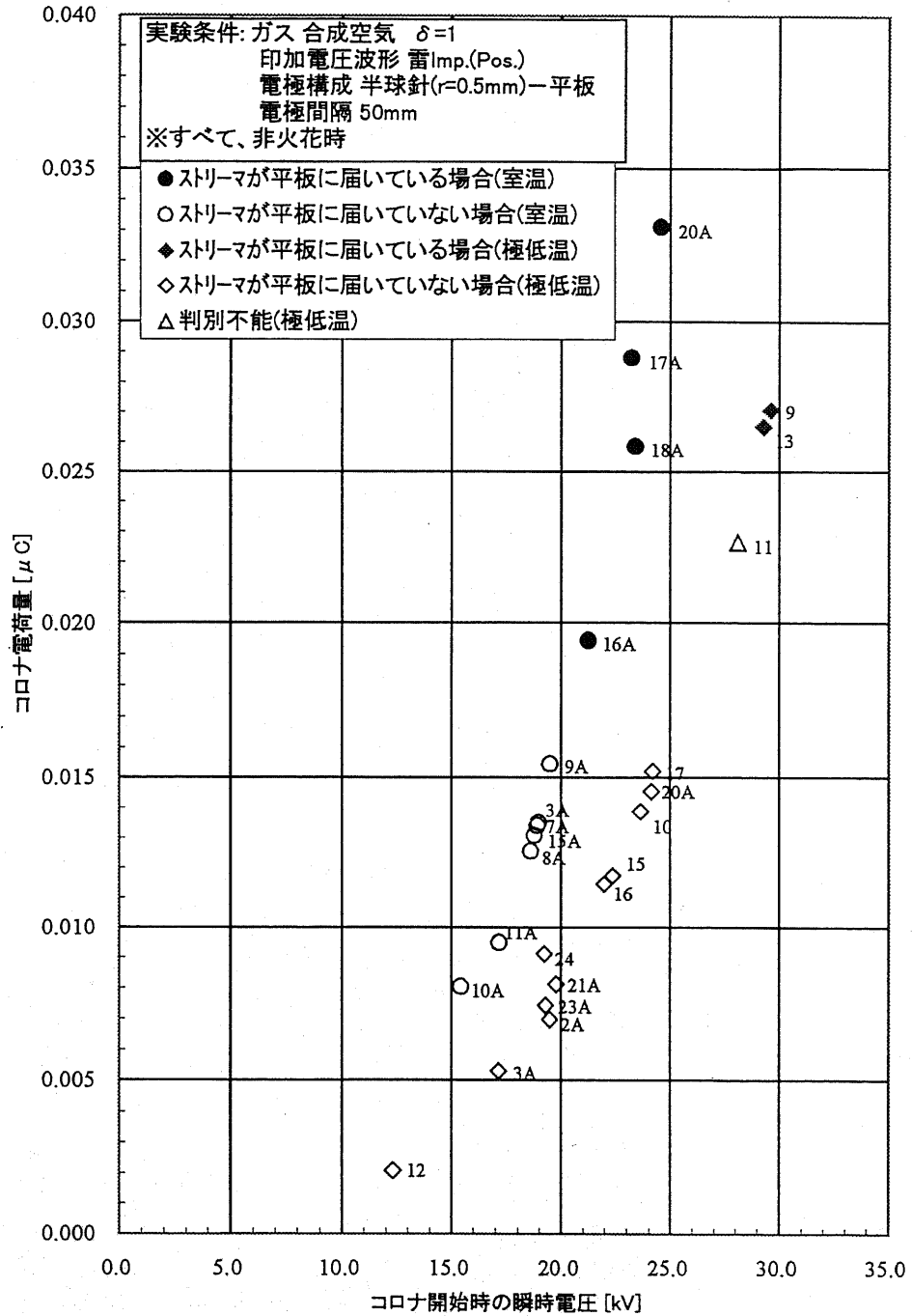
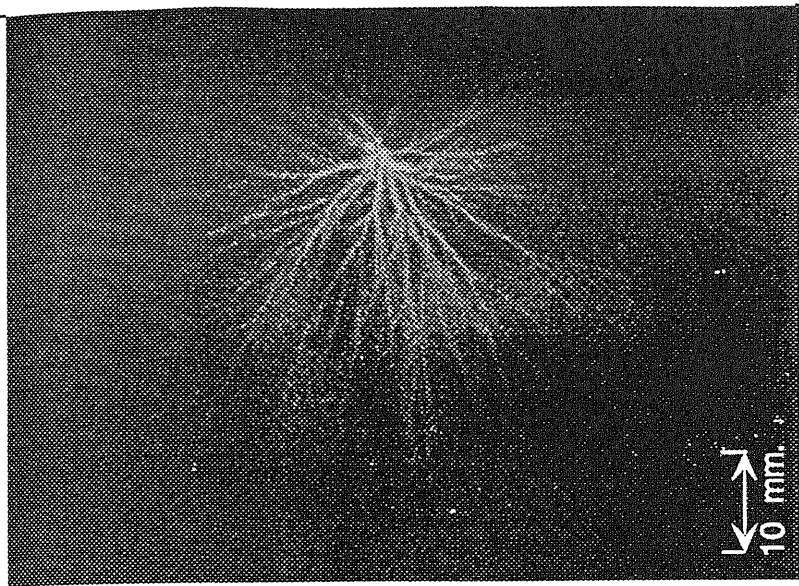
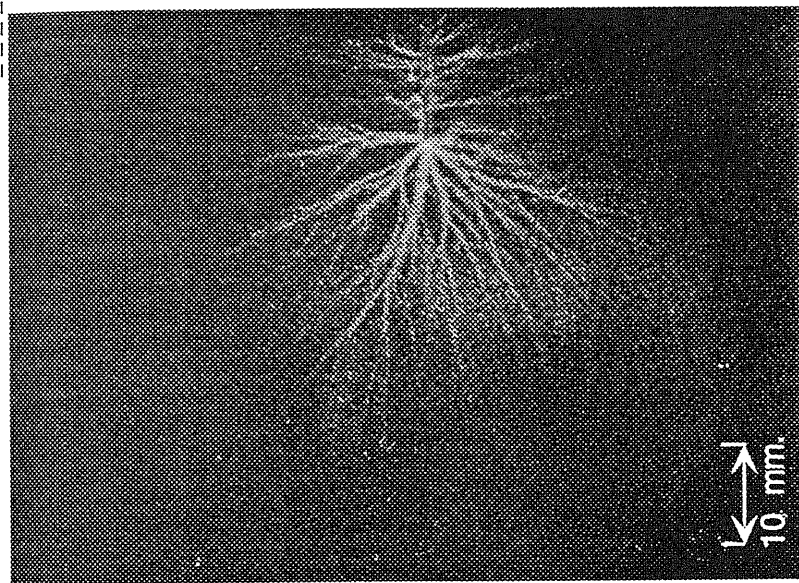


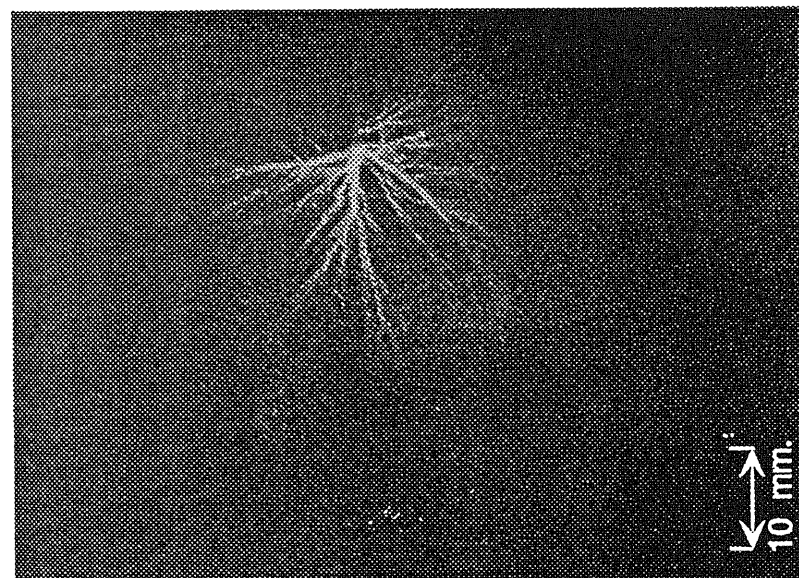
図 6.1: 空気中における電極を離した場合の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$, 電極間隔 5cm)



S.Air 15.2°C
r=0.5mm d=50mm
No.9A
Applied voltage= 19.8kV
Q=0.0154 μ C(at 19.5kV)



S.Air -191°C
r=0.5mm d=50mm
No.17
Applied voltage= 26.1kV
Q=0.0152 μ C(at 24.2kV)



S.Air -191°C
r=0.5mm d=50mm
No.21
Applied voltage= 26.2kV
Q=0.0081 μ C(at 19.8kV)

図 6.2: 空气中、電極間隔 5cm の場合の静止写真および電荷量、瞬時電圧 (r=0.5mm)

おける V-Q 特性の温度依存性は、発生したストリーマコロナの空間電荷量が低温にて減少すること (空間電荷量減少モデル) が原因の一つであるということが実験的に確認された。

6.1.2 窒素中の特性

次に、供試気体を窒素とした場合の空間電荷量の温度依存性について検討をするため、前項同様、電極間隔 5cm の条件において、供試気体を窒素にしてストリーマ発生電圧程度の V-Q 特性の測定、ならびにストリーマ長確認のための静止写真撮影を行なった。測定によって得られた V-Q 特性を図 6.3 に示す。なお、紫外線照射に関しては後節で言及する。また、図 6.3 上の各点に対応する静止写真のうち、代表的な写真を図 6.4 に示す。

コロナ発生時の瞬時電圧がほぼ同じ場合には、低温時のストリーマの伸びは、室温時よりも短く (No.14 と No.8A の比較)、同じコロナ電荷量が測定された 2 点の比較 (No.6 と No.9A) では静止写真に有意な差はないが、コロナ発生瞬時電圧は低温のほうが 20%ほど高くなっている。すなわち、窒素の場合においても、陰極に届いていないストリーマ状態において、極低温時には電荷量が減少するということがわかる。

図 6.3 に関しては、測定電荷量が小さいため、測定値のばらつきが大きい。しかしながら、窒素の場合も、V-Q 特性が低温になると高電圧側に 10~15%程度偏移している様子が観察される。陰極に届かず、空間中のみ進展しているストリーマの電荷量が温度によって変化していることが分かる。したがって、窒素における非火花時に発生するストリーマコロナの V-Q 特性の温度依存性も、発生したストリーマコロナの空間電荷量が低温にて減少すること (空間電荷量減少モデル) が原因の一つであるということが実験的に確認された。

6.2 陰極温度の影響

V-Q 特性が、気体温度が室温の場合よりも極低温の場合のほうが高電圧側に 20~25%偏移する現象については、ストリーマ性コロナの空間部電荷量が低温で減少していると考えられる他に、陰極に到達しているストリーマ中を流れる電流値が低温になると減少する (電流減少モデル) ということも考えられる。このモデルについても実験によって検討を行なう。陰極到達ストリーマを流れる電流に温度依存性があると、V-Q 特性の偏移の他に、残留ストリーマを流れる電流値の温度依存性についても合理的に説明できることになる。陰極に到達しているストリーマを流れる電流値を決定する要素の一つに、陰極からの電子放出係数 (γ 係数) が考えられる。熱電子放出係数は温度によって変化し、光電子放出係数についても温度によって変化する場合がある [16] ため、陰極からの電子放出数の温度変化の影響を取り除くためには、陰極温度は変化させず、ガス温度のみを室温や低温に変化させ、V-Q 特性の変化を測定する実験が理想である。V-Q 特性の温度依存性や、残留ストリーマ電流値の温度依存性が、陰極からの電子放出数の温度変化の影響が支配的であるならば、

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

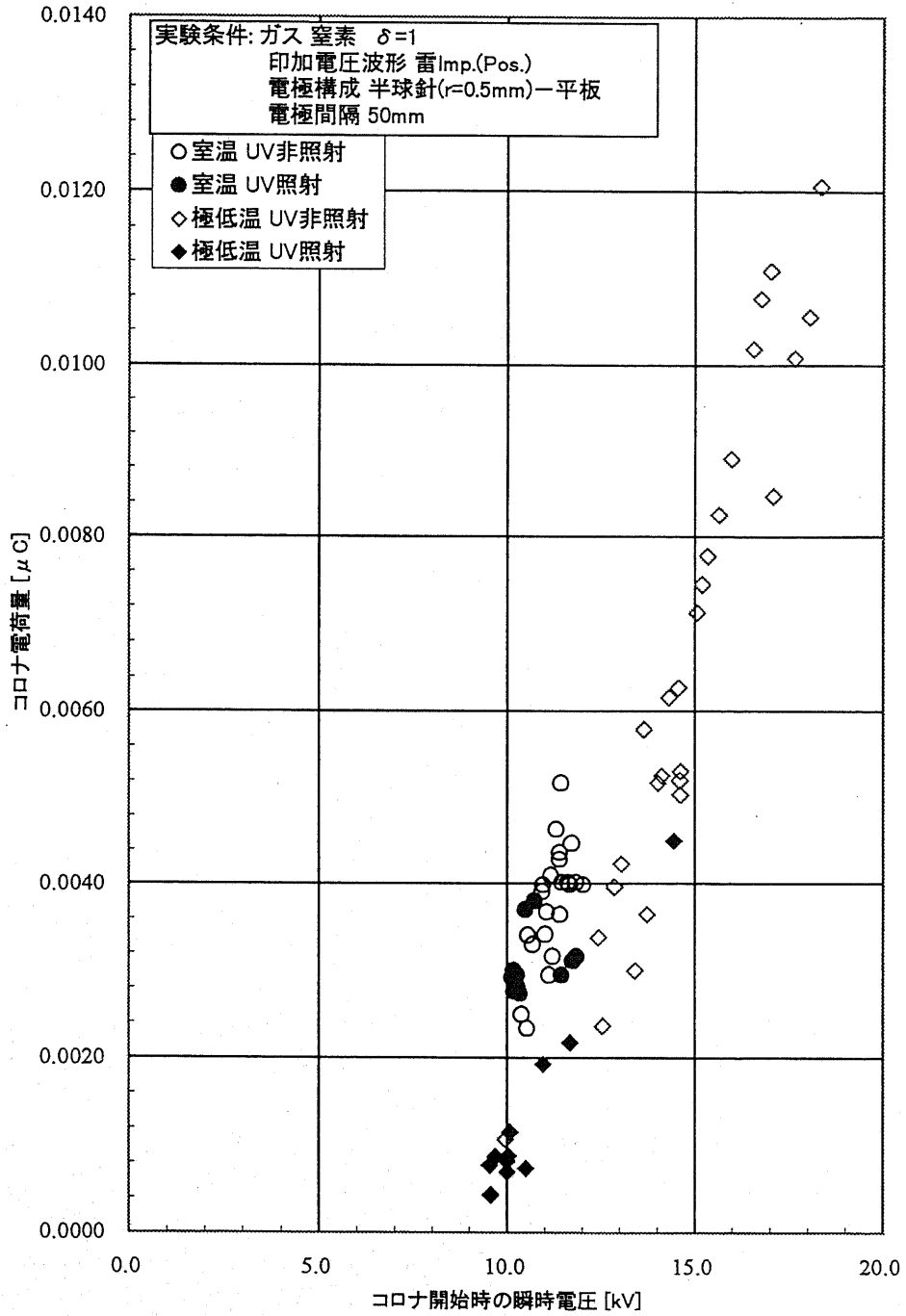
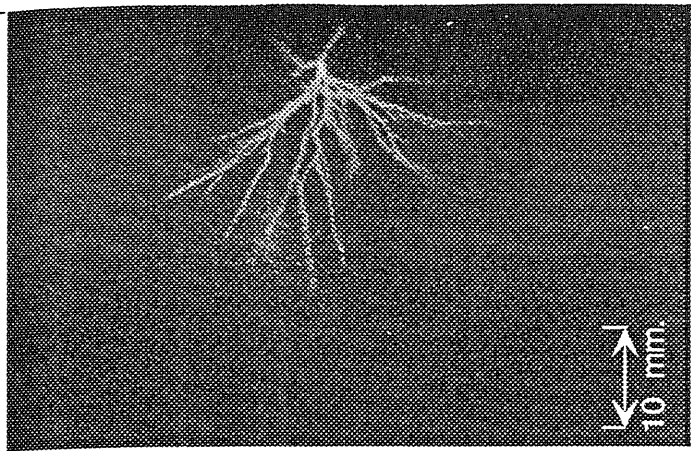
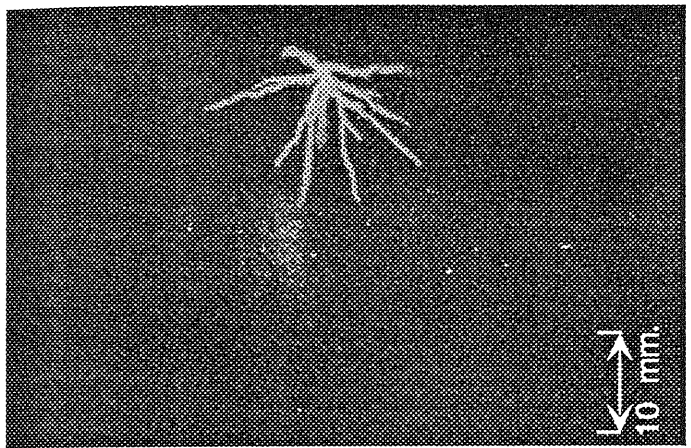


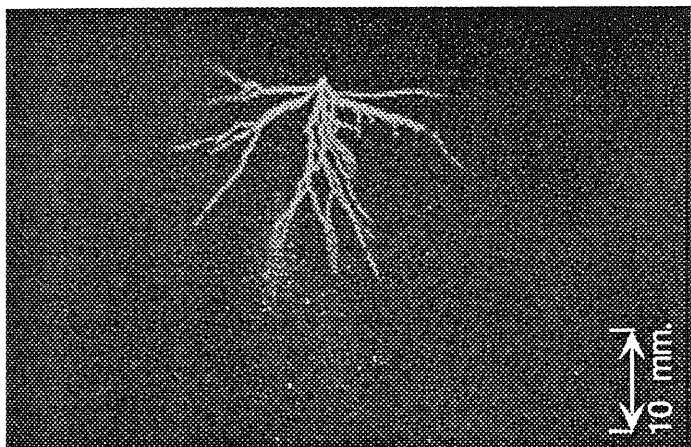
図 6.3: 窒素中における電極を離れた場合の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$)



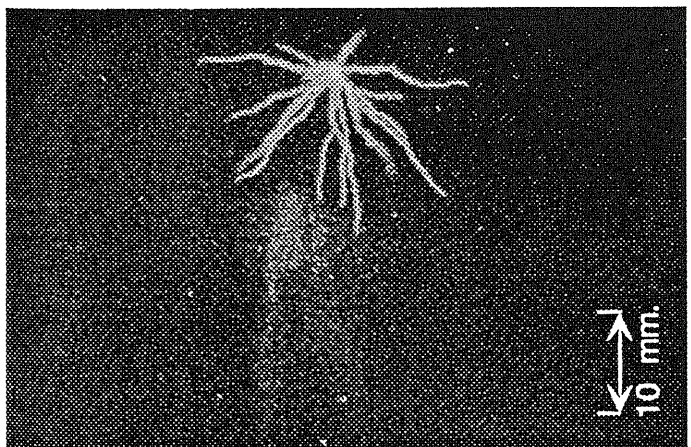
Nitrogen 11.0°C
 $r=0.5\text{mm}$ $d=50\text{mm}$
 No.14
 Applied voltage= 11.6kV
 $Q=0.0045 \mu\text{C}$ (at 11.6kV)



Nitrogen -188.3°C
 $r=0.5\text{mm}$ $d=50\text{mm}$
 No.8A
 Applied voltage= 19.1kV
 $Q=0.0024 \mu\text{C}$ (at 12.6kV)



Nitrogen 11.0°C
 $r=0.5\text{mm}$ $d=50\text{mm}$
 No.6
 Applied voltage= 11.5kV
 $Q=0.0036 \mu\text{C}$ (at 11.4kV)



Nitrogen -188.3°C
 $r=0.5\text{mm}$ $d=50\text{mm}$
 No.9A
 Applied voltage= 19.6kV
 $Q=0.0036 \mu\text{C}$ (at 13.7kV)

図 6.4: 窒素中、電極間隔 5cm 場合の静止写真および電荷量、瞬時電圧例 ($r=0.5\text{mm}$)

陰極温度が変化しなければ、気体温度が変化しても V-Q 特性は偏移しないと考えられる。具体的には、陰極上に熱容量の小さなステンレス板(厚さ 0.03mm、熱容量 0.57J/K・g at 0℃ [21]) を置き、陰極平板から熱的に絶縁することによって、陰極の熱容量を極端に小さくした。これにより、ストリーマ電流自身によるジュール熱やその他の陰極加熱によって、気体温度が低温の場合の陰極温度が上昇することが定性的には予想される。この陰極加熱現象は、室温時、極低温時の両条件において起こるため、電極温度は両条件において差が小さくなる方向になると考えられる。この条件において、室温、および極低温における空気の V-Q 特性を求める実験を行なった。また、ストリーマの陰極到達位置を固定し、ストリーマの電流を集中させ、さらに陰極加熱を確実なものにすることを狙い、このステンレス板を加工し、微小突起(高さ 2mm 程度)をつけた状態で同様に V-Q 特性の測定を行なった。これらの実験結果を図 6.5 に示す。

この結果は、第 4 章で示す、通常の黄銅平板を用いた実験結果(図 5.3)と比較して、V-Q 特性が室温、および低温双方の条件においても有意な差が見られなかった。また、図 5.3 において発生が指摘されている極低温火花時の 2 段ストリーマの発生が、ステンレス平板電極を用いた場合にも微小突起の有無に関わらず見られた。つまり、初期ストリーマに関しては、陰極温度の影響はないと思われる。ただし、残留ストリーマに関しては、極低温時においても電荷量波形から電流が流れていることが確認された。(室温時にはさらに多い電流が流れる)したがって、残留ストリーマ電流値に関しては陰極温度が影響をおよぼす可能性があると思われる。図 6.6 にの室温における印加電圧、および電荷量波形の例を、図 6.7 低温における印加電圧、および電荷量波形の例を示す。なお、微小突起の有無による放電形態に違いは見られなかった。実験後、ステンレス平板に残った放電痕を観察したところ、放電はかならずしも突起に落ちているのではないことが分かった。したがって、突起の有無は結果にほとんど影響を与えていないといえる。

以上の実験結果より、初期ストリーマの電流によるジュール熱による陰極の加熱が充分であると仮定するならば、V-Q 特性の偏移の原因としては、陰極温度の差による電子供給量変化は支配的ではないという見解が導かれる(電流減少モデルを否定する方向である)。一方、残留ストリーマ電流については、陰極温度の影響の可能性が考えられる。しかしながら、今回の実験で発生したストリーマ電流が、ステンレス平板を加熱するのに十分な熱量を発生していない可能性も高いと思われ、初期ストリーマ発生時における陰極温度については、さらに検討が必要であると考えられる。6.6.5 項において挙げられているように、過去に極低温領域における平等電界の条件において暗電流の測定およびインパルス電圧印加における火花時間遅れ測定の結果 [12] より、陰極からの光電子放出が極低温で減少することを指摘している。ステンレス製クライオスタット中の金属陰極からの光電子放出といった点では、本研究と実験条件が近いといえるため、この光電子数の温度変化による放電に与える影響も無視できないと思われる。光電子放出作用(γ_p 作用)については 6.6.5 項にお

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

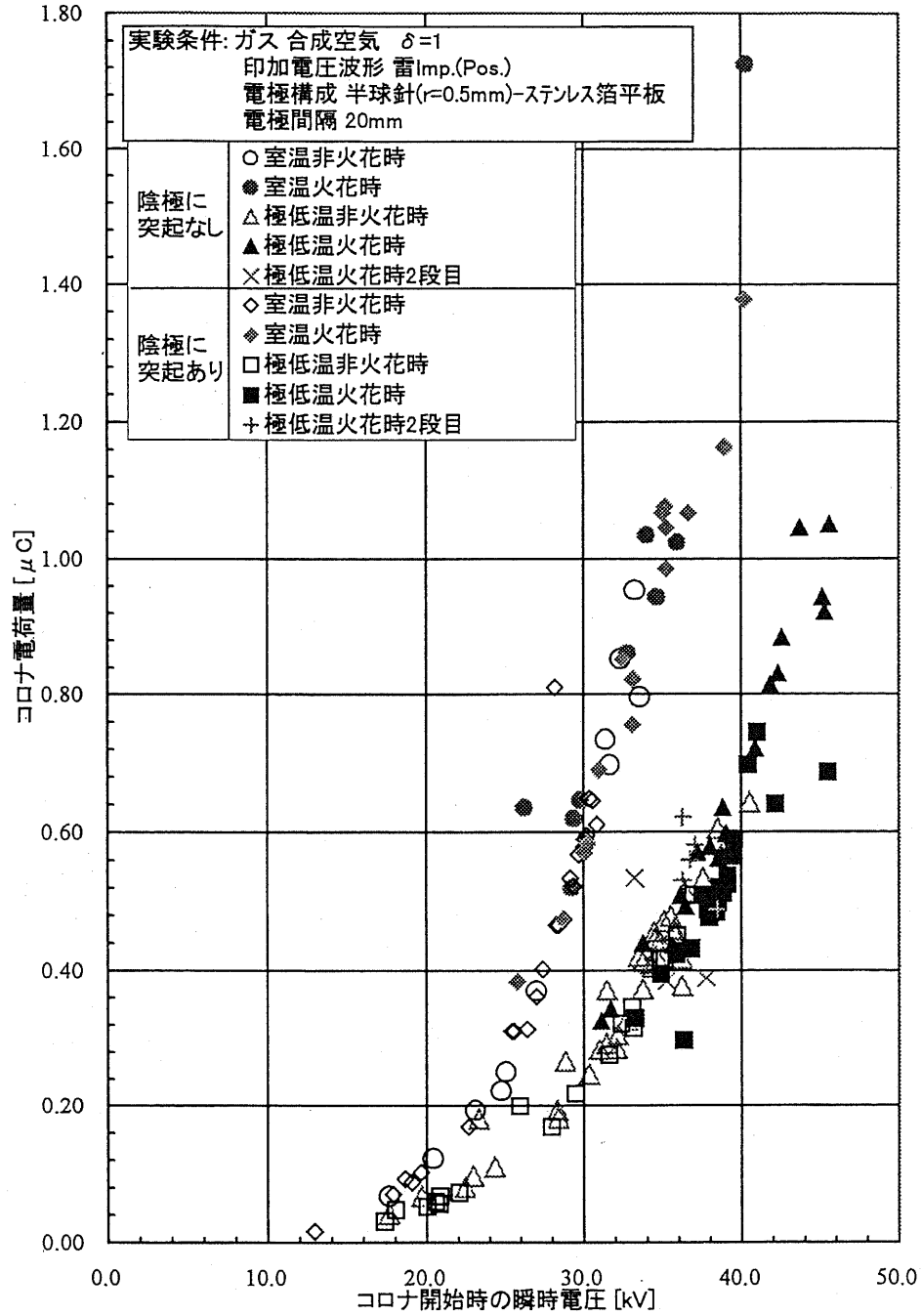
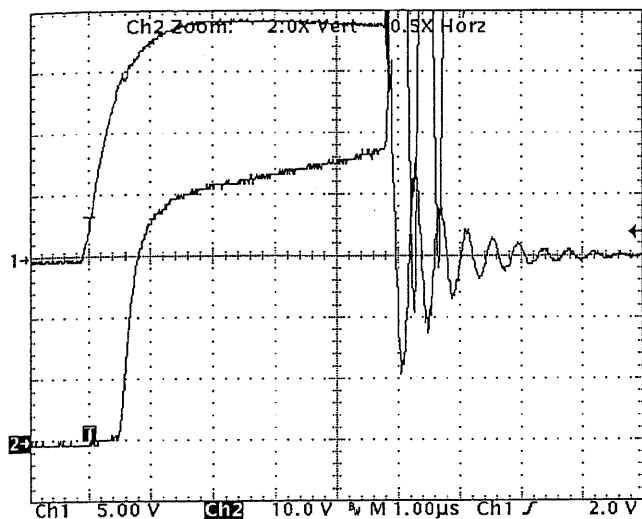


図 6.5: 陰極にステンレス板を用いた場合の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$, 空气中)



S.Air room temp

r=0.5mm d=20mm

半球針 - ステンレス箔平板

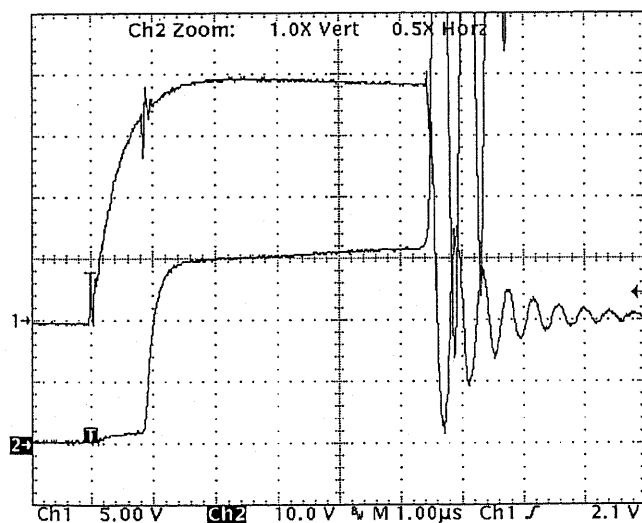
Tek24_02.tif

CH1= applied waveform

CH2= charge of corona

Applied voltage= 60.0kV

Q=0.64 μ C (at 0.500 μ s)



S.Air -180°C

r=0.5mm d=20mm

半球針 - ステンレス箔平板

Tek23_14.tif

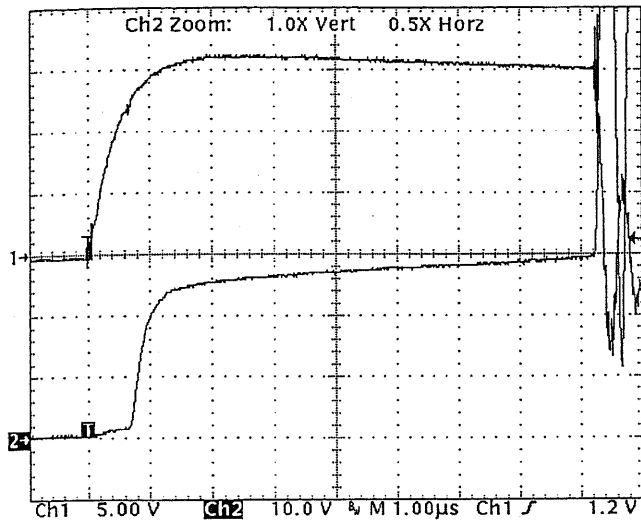
CH1= applied waveform

CH2= charge of corona

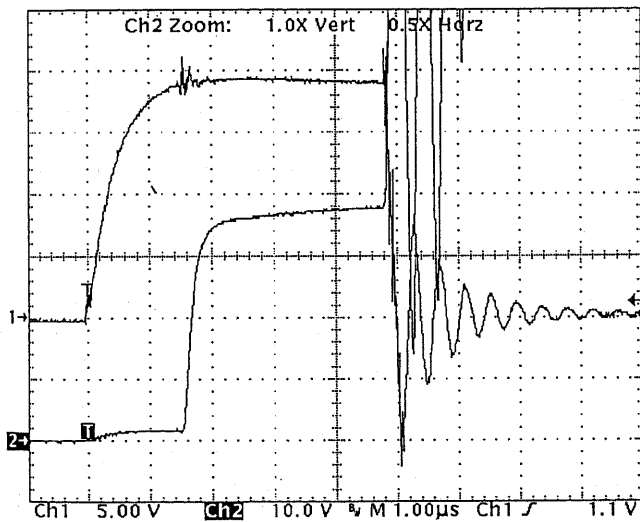
Applied voltage= 60.0kV

Q=0.44 μ C (at 0.840 μ s)

図 6.6: ステンレス平板陰極を用いた放電形態 (r=0.5mm, 突起なし)



S.Air room temp
 $r=0.5\text{mm}$ $d=20\text{mm}$
 半球針-ステンレス箔平板(突起付)
 Tek26_12.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 50.0kV
 $Q=0.38\ \mu\text{C}$ (at $0.68\ \mu\text{s}$)



S.Air -180°C
 $r=0.5\text{mm}$ $d=20\text{mm}$
 半球針-ステンレス箔平板(突起付)
 Tek25_21.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 60.0kV
 $Q=0.49\ \mu\text{C}$ (at $1.520\ \mu\text{s}$)

図 6.7: ステンレス平板陰極を用いた放電形態 ($r=0.5\text{mm}$, 突起あり)

いてさらに検討する。

6.3 微量水分の影響

水の蒸気圧は $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ で $1.390\times 10^{-3}\text{Pa}$ となるので、供試ガスにわずかに水分が混入していたとしても、極低温($-180\text{ }^{\circ}\text{C}$)では氷となり、供試ガスはほぼ乾燥するといえる。つまり、実験には乾燥気体を使っているとはいえ、少しでも水分が混入すれば、室温における空気と極低温における空気の湿度に差が生じるのである。微量水分が放電に影響するという報告[22]もあるため、この微量水分が本研究における実験結果に無視できない影響を与えている可能性も否定できない。そこで、湿度がV-Q特性に与える影響についての検証実験として、湿気を伴う大気について、V-Q特性を求めた。実験当日の大気における水蒸気分圧は約 1200Pa であった。当日の気圧は絶対圧力にて約 755Torr と気圧が低かったため、室温でクライオスタット内に大気を導入した際、約 5Torr ほど、合成空気を封入した。こうすることにより、クライオスタット内部の気圧は 760Torr となり、他の気体における実験結果と比較することができるようになる。室温における大気(正確には大気 755Torr +合成空気 5Torr)、およびその気体を極低温まで冷却を行なった場合のV-Q特性について、正極先端曲率 0.5mm 、電極間隔 2cm の条件において測定を行なった結果を、図6.8に示す。乾燥空気における結果(図5.3)も参考として図中に示す。

図6.8によると、室温において、大気(水分含む)は、合成空気よりもV-Q特性が高電圧側(右方向)に偏移していることが観察される。つまり、大気と合成空気の放電に影響を与える要素が水分のみであるならば、湿度の増加によって、V-Q特性が高電圧側に偏移したことになり、本実験での検討課題である、極低温における空気のV-Q特性右シフト現象は微量水分の含有量低下によるものではないということが実験によって確認された。

6.4 初期電子数依存性

これまでの考察・検討により、空気中、窒素中とも、極低温では空間中に放出される初期ストリーマコロナの電荷量が減少することが明らかになった。その一つの理由として陰極あるいは気体空間からの初期電子供給量が減少したことが考えられる。空間からの初期電子とは不純物としての水分子や、空気中では酸素イオンからの電子離脱などである。ただし、水分子からの電子離脱については、水分量を変化させた実験結果の検討により、本研究におけるV-Q特性の偏移や残留ストリーマ電流値の変化に対しては支配的な現象でないことが分かったため、ここでは酸素イオンからの離脱電子数の気体温度による変化を考えている。また、紫外線を照射すると、陰極からの初期電子数も増加し、これがV-Q特性曲線の温度依存性へ与える影響も興味深いところである。まずは、紫外線照射による、ス

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

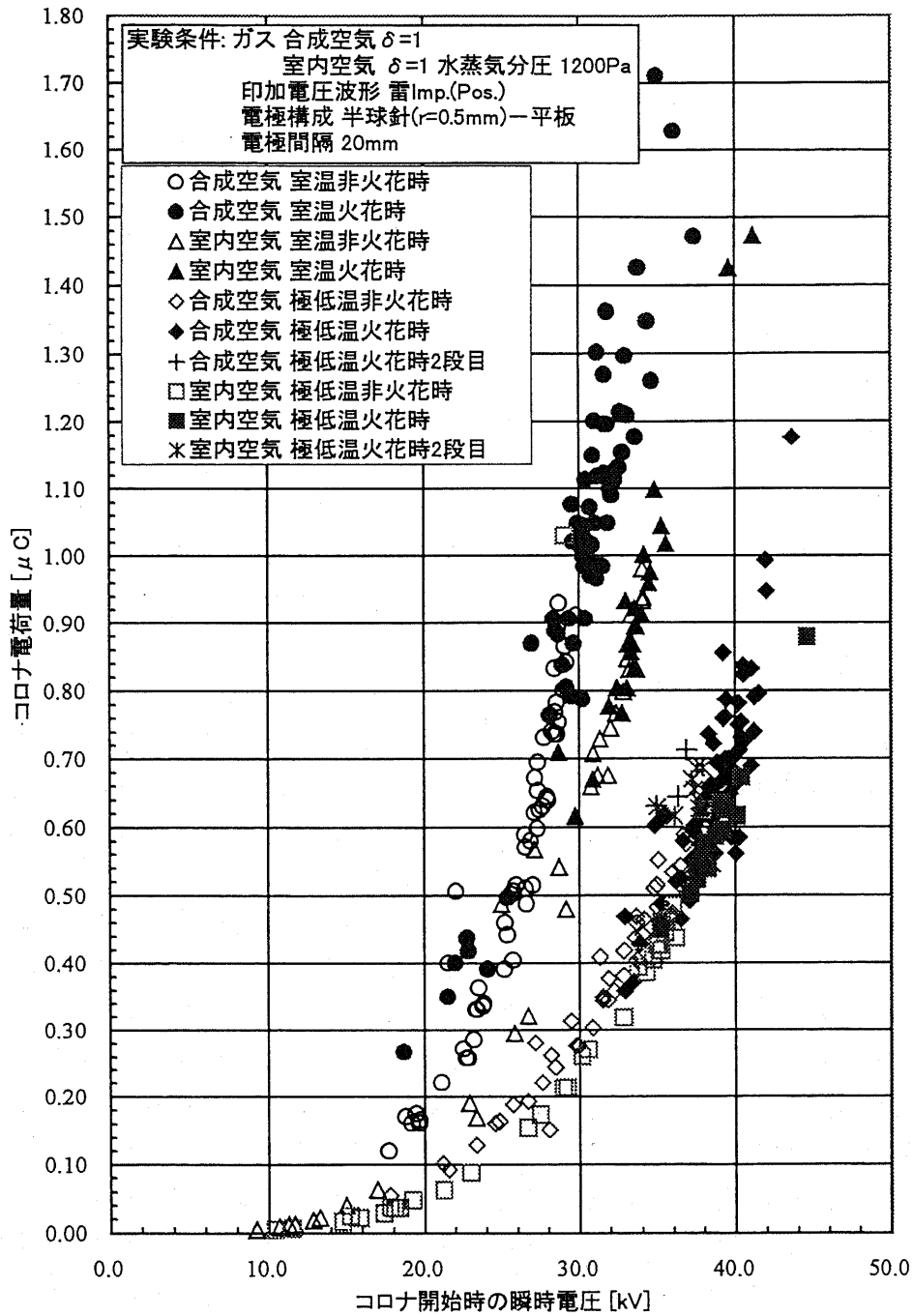


図 6.8: 乾燥空気と大気との V-Q 特性の違い ($r=0.5\text{mm}$)

トリーマの伸びの変化について調べるため、電極間隔大きく5cmとして、クライオスタット横部の合成石英製の観察窓を通して、光化学用水銀ランプ(東芝 H-400P, 出力 400W)の光を照射した。集光等はおこなっていないため、電極のみに照射した形態ではなく、放電空間全体を照らすような構成となる。

まず、電極間隔5cmと広げ、印加電圧を低くすることによってストリーマの伸びをなるべく抑えて陰極に届かないようにした状態として、正極先端曲率半径0.5mmの条件で紫外線照射および非照射状態におけるV-Q特性の測定を行なった。その結果を図6.10に示す。紫外線ランプを照射した場合には、フィルムが感光し、かぶってしまうため、静止写真の撮影はできなかった。しかしながら、第6.1節図6.2に代表されるように、非照射時においては放電電荷量と初期ストリーマ電荷量(Q)と、写真撮影によるストリーマの伸びは正の相関を持っているため、図6.10に示すような充分小さい電荷量の領域では、ストリーマは陰極までは到達していないと考えられる。図6.10ではV-Q特性ばらついているため、紫外線非照射時と照射時のV-Q特性の重なりを測定した例として、電極間隔を3cmにした場合の測定例を図6.11に示す。また、紫外線照射時に火花放電が起きる程度まで電圧を印加した例として、図6.12に電極間隔2cmにおける、V-Q特性を示す。いずれの測定においても、比較のため、紫外線非照射での測定も行なっている。

照射を行なった場合は、初期ストリーマ発生時刻が早くなり、火花電圧は下がった。印加電圧が低く、放電電荷量が通常の測定値の1/100以下と極端に小さくなるため、ばらつきや測定誤差が相対的に大きくなる。代表的な電荷量波形を図6.13に示す。ストリーマが陰極に届いていないと思われる図6.10や、図6.11からは、紫外線照射時のV-Q特性曲線は、非照射時のV-Q特性曲線を外挿した方向に存在していることが分かる。紫外線照射時のV-Q特性が、定性的に曲線特性を示しているかについては判断し難いため、図6.9に、図6.10の紫外線照射時のデータのみを抽出して示す。図6.9より、紫外線照射時にもV-Q特性は曲線を示し、極低温の条件下では、V-Q特性が高電圧方向に偏移していることが分かる。火花時も含んだV-Q曲線に関しては、図6.12に示してあるが、電荷量波形例図6.14に示されるように初期ストリーマの電荷量が明確に判断することが難しい。したがって、火花時の電荷量に関しては正確なデータが少なく、さらに検討すべきであるが、参考までに本実験で行なった $0.05\mu\text{C}$ 程度の領域では、火花時、非火花時のV-Q特性に明確な差を見出すことはできなかった。また、火花時においても極低温時には室温時より高電圧側に偏移している。つまり紫外線照射非照射に関係なく、V-Q特性曲線の温度依存性が存在するということになる。以上をまとめると、供試気体を空気とした場合は、紫外線照射によって、初期ストリーマ開始時刻が早くなるという変化はあったが、V-Q特性の偏移に関しては、支配的な影響を与えていないと言える。

次に、窒素中において、電極間隔5cm、正極先端曲率半径0.5mmの条件で紫外線照射の実験を非照射状態におけるV-Q特性の測定とともに行なった結果については、電極間隔を

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

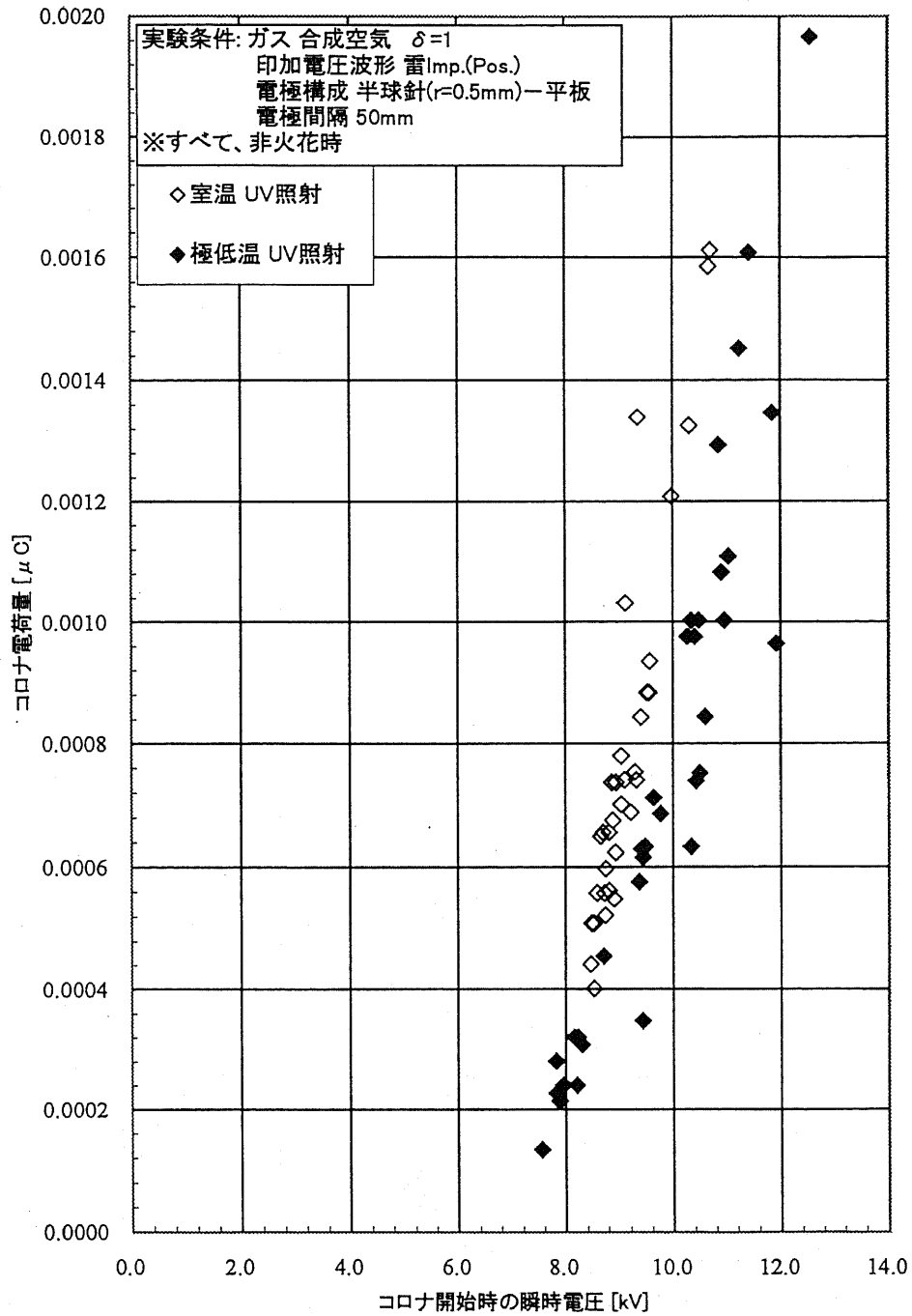


図 6.9: 紫外線照射時の空気の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$, 電極間隔 5cm)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

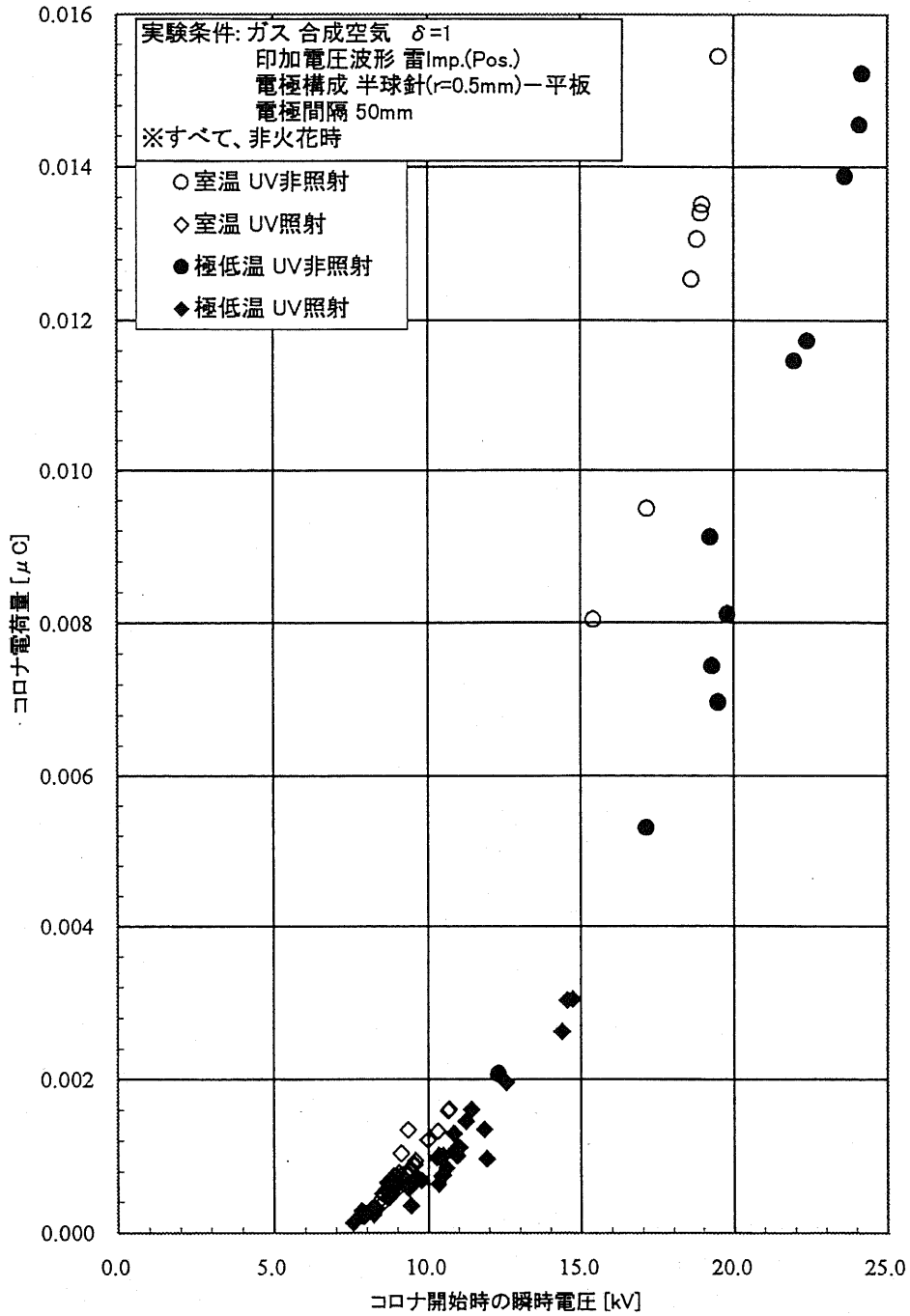


図 6.10: 紫外線照射時、および非照射時の空気の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$, 電極間隔 5cm)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

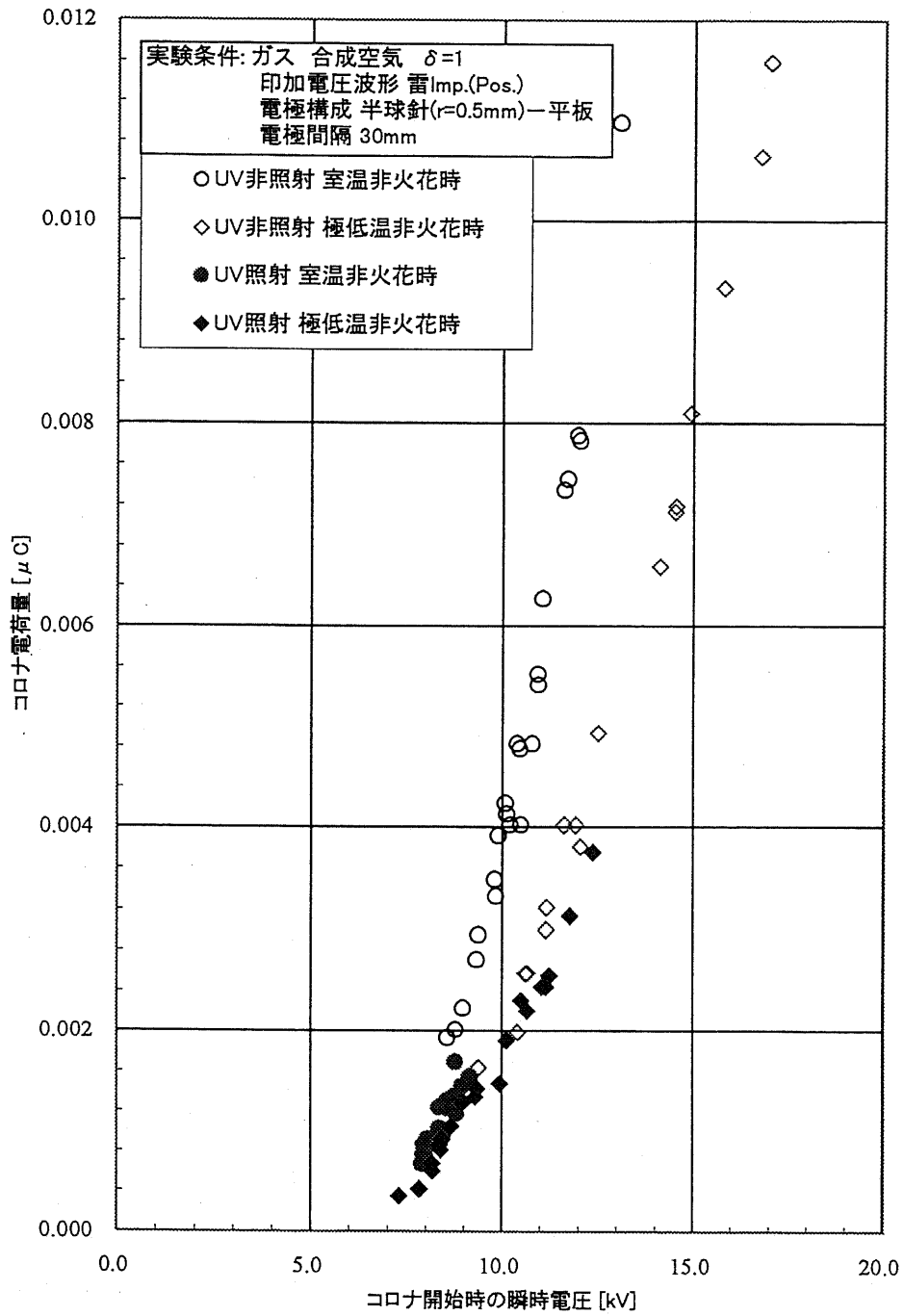


図 6.11: 紫外線照射時の空気の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$, 電極間隔 3cm)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

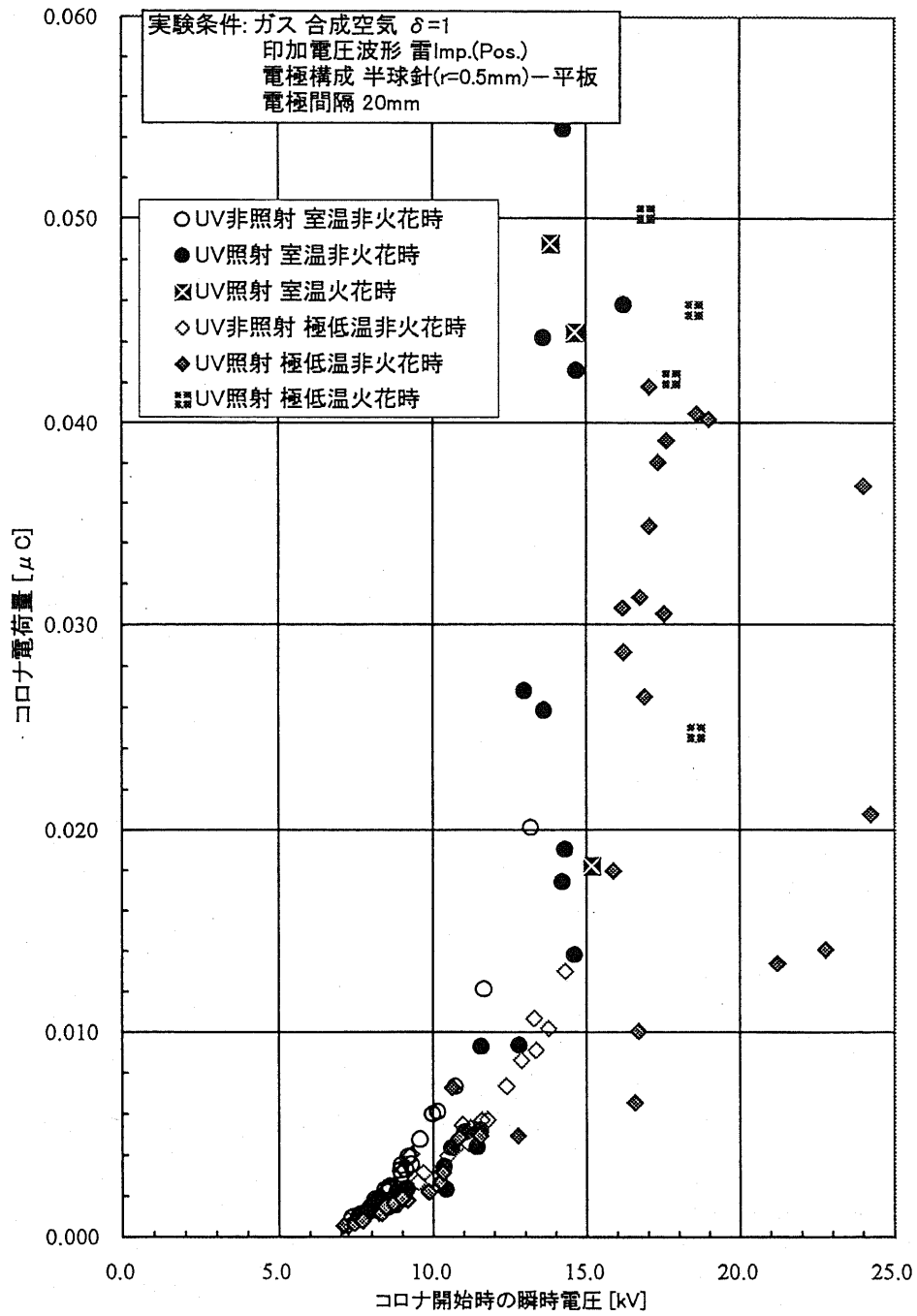
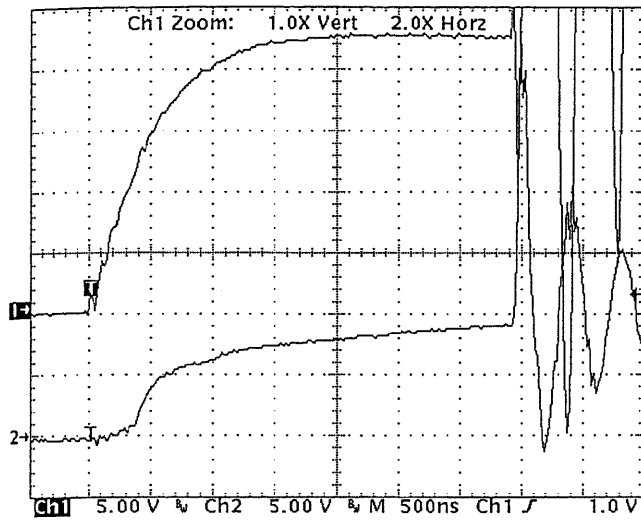
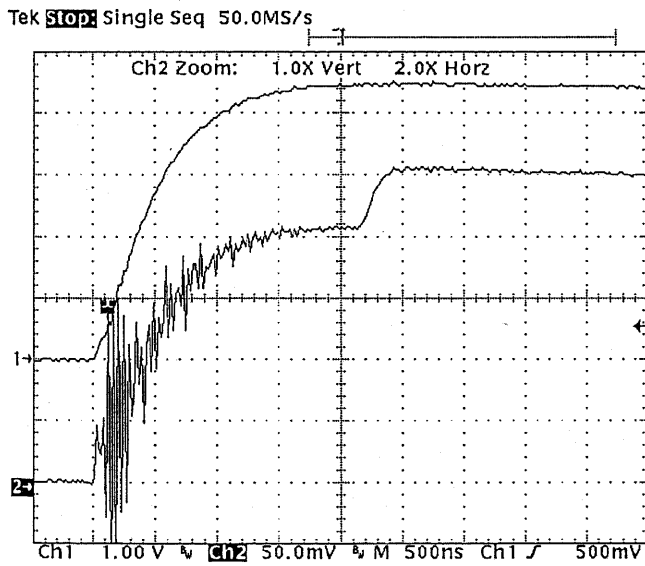


図 6.12: 火花時を含んだ紫外線照射時の空気の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$, 電極間隔 2cm)



S.Air 8.5°C
 r=0.5mm d=50mm
 UV irradiated
 Tek39_00.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 13.0kV
 Q=0.0007 μ C(at 0.884 μ s)

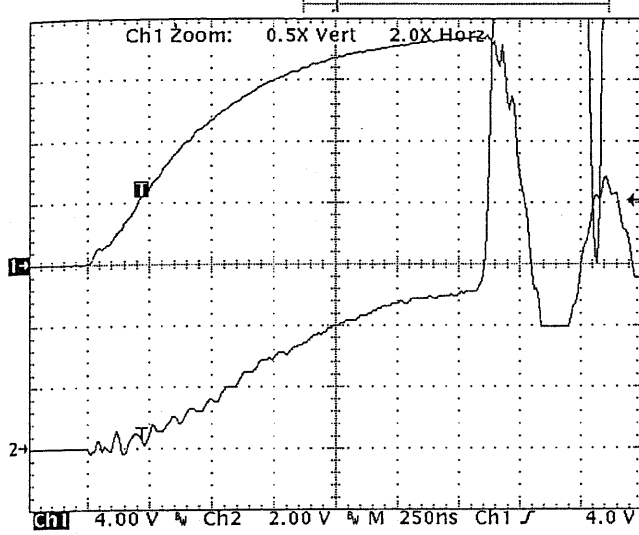


S.Air -183.8°C
 r=0.5mm d=50mm
 UV irradiated
 Tek39_26.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 14.1kV
 Q1=0.0006 μ C(at 2.156 μ s)

25 Jan 1998
 17:05:27

図 6.13: 空气中、紫外線照射時の電荷量波形例 (r=0.5mm, 電極間隔 5cm)

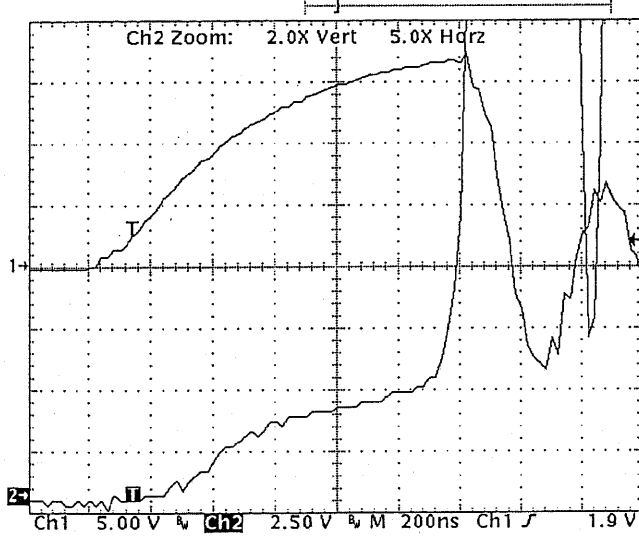
Tek STOP Single Seq 100MS/s



S.Air 14.9°C
r=0.5mm d=20mm
UV irradiated
Tek34_11.tif
CH1= applied waveform
CH2= charge of corona
Applied voltage= 46.0kV
Q=0.0190 μ C (at 0.301 μ s)

19 Jan 1998
22:22:45

Tek Run: 50.0MS/s Sample 17192



S.Air -180°C
r=0.5mm d=20mm
UV irradiated
Tek35_30.tif
CH1= applied waveform
CH2= charge of corona
Applied voltage= 57.0kV
Q1=0.0456 μ C (at 0.320 μ s)
Q2= 0.30 μ C (at 1.124 μ s)

20 Jan 1998
22:31:40

図 6.14: 空气中、紫外線照射時火花時の電荷量波形例 (r=0.5mm, 電極間隔 2cm)

離した実験である、第 6.1 節の図 6.4 に示してある。空気同様、初期ストリーマ開始時刻は早くなり、ストリーマ電荷量は小さくなる傾向にあった。代表的な電荷量波形を、図 6.15 に示す。

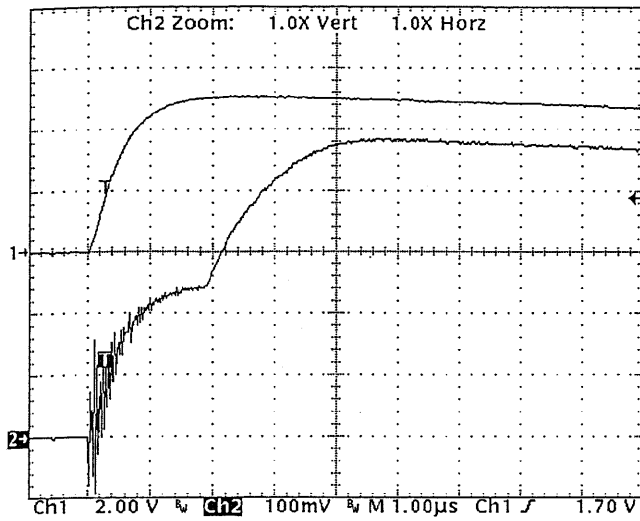
供試気体を窒素とした場合の紫外線照射 V-Q 特性は、発生する初期ストリーマ電荷量が室温で大きく、低温で小さくなっており、明解な特性曲線を得るには至らなかった。しかしながら、測定された V-Q 特性点、紫外線非照射時の V-Q 特性曲線上にあると思われ、紫外線照射非照射による明確な差異は見られなかった。つまり、V-Q 特性は照射時においても低温において、高電圧方向に偏移している可能性が考えられる。つまり、供試気体が窒素の場合においても、紫外線照射は V-Q 特性の偏移に支配的な影響を与えないと判断できる。

また、窒素中での場合、常温での実験結果のほうが放電遅れ時間が大きい実験結果 (図 4.19 等)、空気中では放電遅れ時間が温度によらない等の実験結果 (図 4.10 等) があるため、これらの実験事実から、極低温における Q の減少は初期電子不足が支配的ではない考えられる。

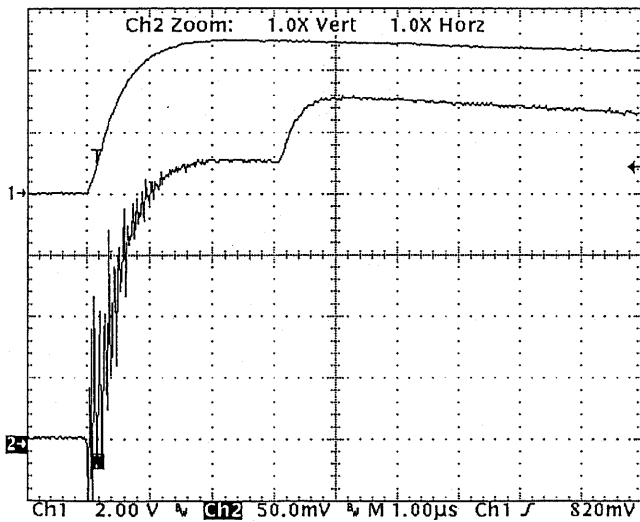
6.5 酸素分圧依存性

V-Q 特性の温度依存性については、窒素の場合は約 15~20%、空気では約 20~25%と、高電圧側への偏移の量に差が出ている。このため気体中の酸素の含有量の変化による V-Q 特性の温度依存性の変化について検討する。正極先端曲率半径 (r) は 0.5mm とし、第 5 章にて得られた、純粋窒素 (窒素 100%) の非火花時の V-Q 特性 (図 5.11 参照)、および合成空気 (窒素 79%、酸素 21%) の V-Q 特性 (図 5.3) に加え、酸素分圧 50% 気体 (窒素 50%、酸素 50%) および酸素分圧 10% 気体 (窒素 90%、酸素 10%) の V-Q 特性の測定を行なった。これらの結果を図 6.16 にまとめる。

酸素分圧が大きくなると、V-Q 特性曲線が高電圧側に偏移している様子が観察される。また、見方を変えれば、同じ電圧印加において、電荷量が少なくなる方向に偏移していると言える。つまり、酸素分圧が増えるごとにストリーマが伸びにくくなっているのである。また、窒素と酸素を 9:1 の割合で混合した酸素分圧 10% 気体については、どちらの性質が支配的か興味深いところであるが、V-Q 特性は、合成空気 (酸素分圧 21%) とほぼ同じである。また、放電形態についても、初期ストリーマコロナの発生による電荷量波形の立ち上がりについて、第 4 章では窒素の立ち上がり時間が約 $160\mu\text{s}$ 、空気の立ち上がり時間は測定回路定数の影響もあるが約 $1\sim 2\mu\text{s}$ 以下であり、大幅に違うことが報告されている。酸素分圧 10% 気体については、観察された電荷量波形は $1\sim 2\mu\text{s}$ と、空気に近い立ち上がり時間特性であった。図 6.17 に酸素 10% 分圧気体のインパルス電圧印加時の電荷量波形の例を、図 6.18 に酸素 50% 分圧気体のインパルス電圧印加時の電荷量波形の例を示す。



Nitrogen 10.7°C
 r=0.5mm d=50mm
 UV irradiated
 Tek36_13.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 11.8kV
 Q=0.0031 μ C(at 1.908 μ s)



Nitrogen -183.5°C
 r=0.5mm d=50mm
 UV irradiated
 Tek38_17.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 10.3kV
 Q1=0.0007 μ C(at 3.080 μ s)

图 6.15: 窒素中、紫外線照射時電荷量波形例 (r=0.5mm, 電極間隔 5cm)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

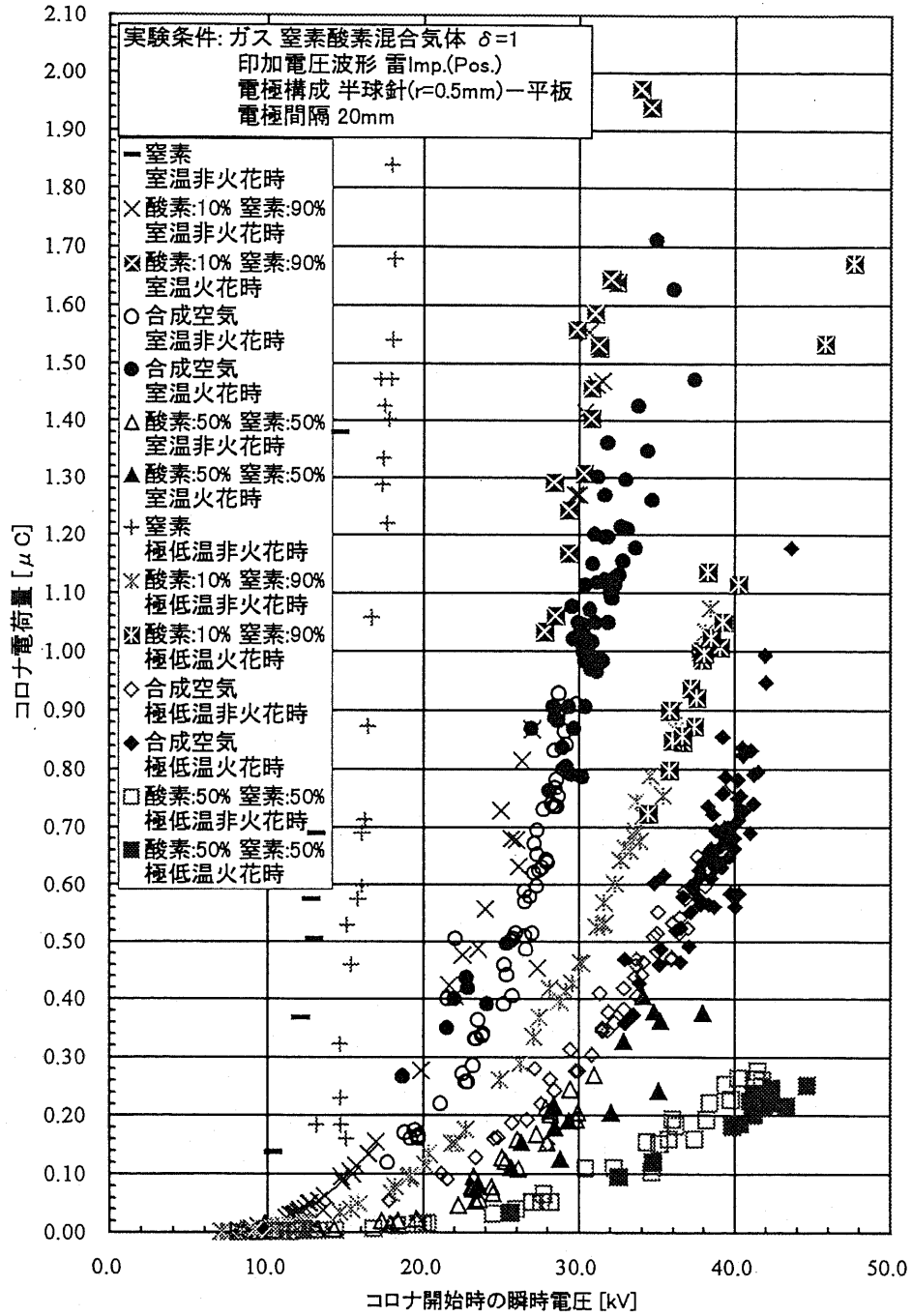
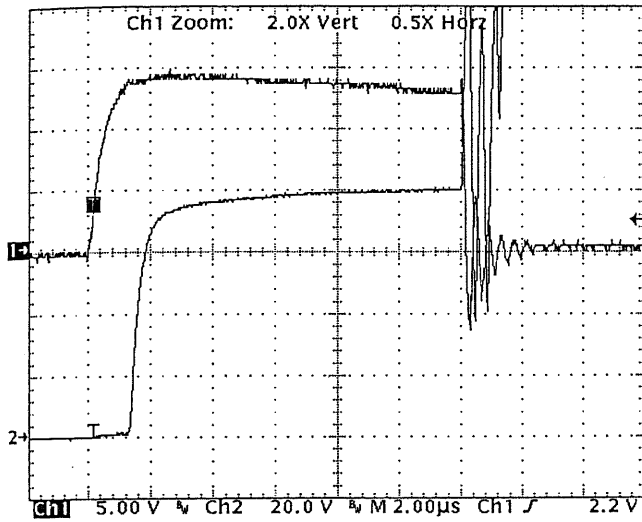
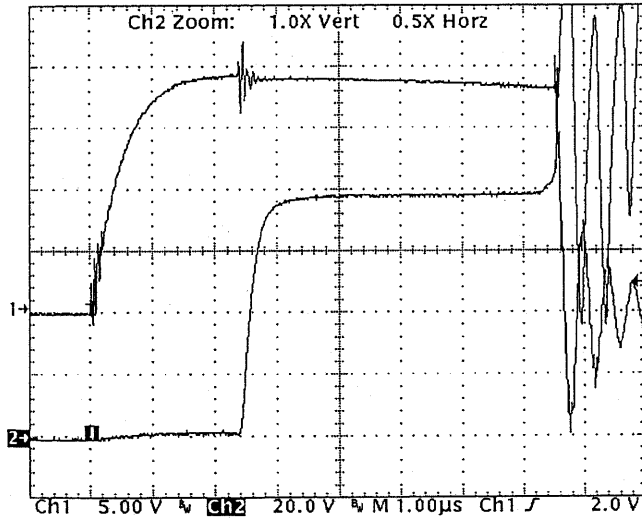


図 6.16: 酸素分圧を変化させた場合の V-Q 特性 ($r=0.5\text{mm}$)

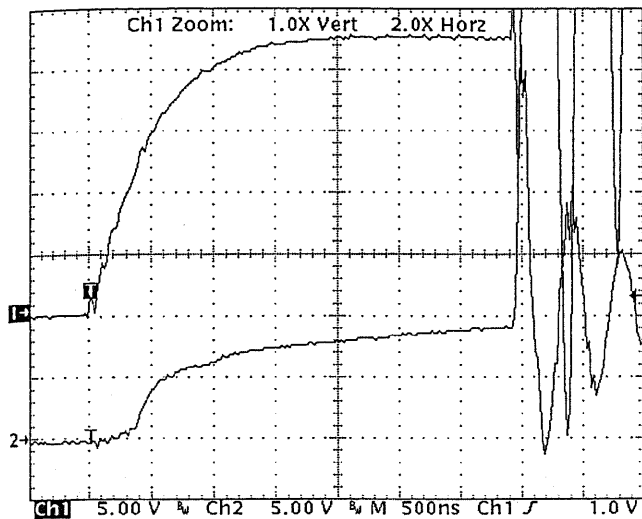


O₂:N₂=10:90 8.4°C
 r=0.5mm d=20mm
 Tek32_22.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 45.0kV
 Q=1.06 µC(at 1.344 µs)

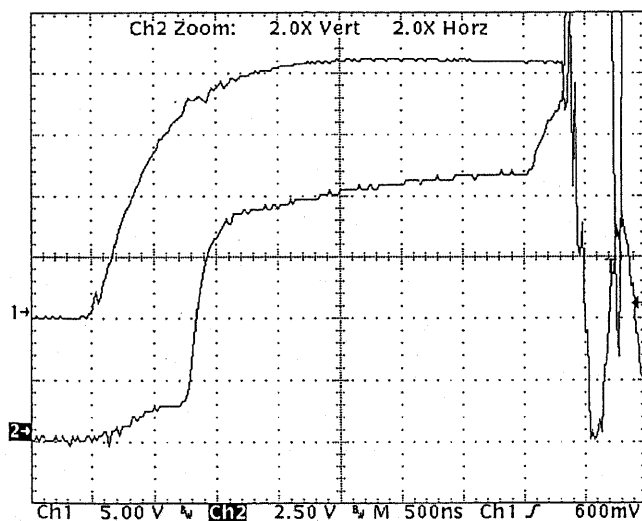


O₂:N₂=10:90 -180°C
 r=0.5mm d=20mm
 Tek33_27.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 60.0kV
 Q1=1.05 µC(at 2.402 µs)
 Q2=1.11 µC(at 7.330 µs)

図 6.17: 酸素分圧 10%気体の電荷量波形 (r=0.5mm)



$O_2:N_2=50:50$ $10.5^{\circ}C$
 $r=0.5mm$ $d=20mm$
 Tek30_31.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= $70.0kV$
 $Q=0.11 \mu C$ (at $0.380 \mu s$)



$O_2:N_2=50:50$ $-180^{\circ}C$
 $r=0.5mm$ $d=20mm$
 Tek31_22.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= $65.0kV$
 $Q1=0.12 \mu C$ (at $0.740 \mu s$)
 $Q2=0.16 \mu C$ (at $3.568 \mu s$)

図 6.18: 酸素分圧 50%気体の電荷量波形 ($r=0.5mm$)

6.6 放電パラメータの温度依存性

前節までの実験結果において、ストリーマの進展について、放電パラメータの気体温度依存性について考察する。放電を支配するパラメータといっても非常に数が多く、メカニズムも複雑であるため、今回は V-Q 特性の温度による変化に関して支配的な現象を抽出することを目的とし、それぞれの放電パラメータの温度依存性をこれまでの実験結果と照らし合わせて分類していく。

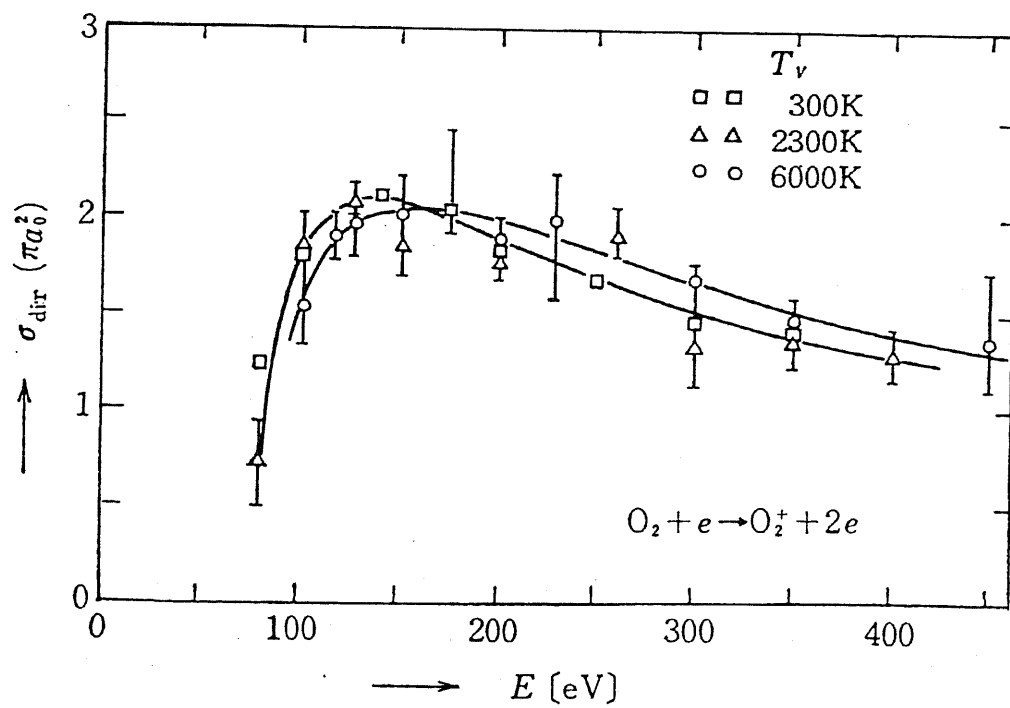
ここで、今回の不平等電界正極性インパルス放電について、実際におこっている現象を整理し、前提となる放電のモデルを考える。

インパルス放電の初期ストリーマの電荷量とその瞬時電圧に注目しているため、初期ストリーマに関しては、空間電荷のない、定常状態の気体中を光電離を誘発しながら進んでいくと考えられる。また、ストリーマ進展速度は 10^8 cm/s 程度であり、2cm の電極間隔を 10^{-8} sec 程度の時間で進展する。この時間は電子温度-振動温度の緩和時間よりは極めて早いため、今回の考察では、極低温気体の前提として、気体温度=気体の振動温度 (T_v) となる。つまり、室温と極低温気体といった気体温度の違いは、振動励起状態の違いとしてとらえておく。振動励起準位を v とすると、気体分子の振動励起分布は定常状態では Maxwell 分布にしたがっている。詳しくは気体分子の各振動準位のポテンシャル ($E(v)$) によるが、室温の場合と比べ、極低温状態では、気体分子の大部分は $v=0$ 準位に縮退していると考えられる。

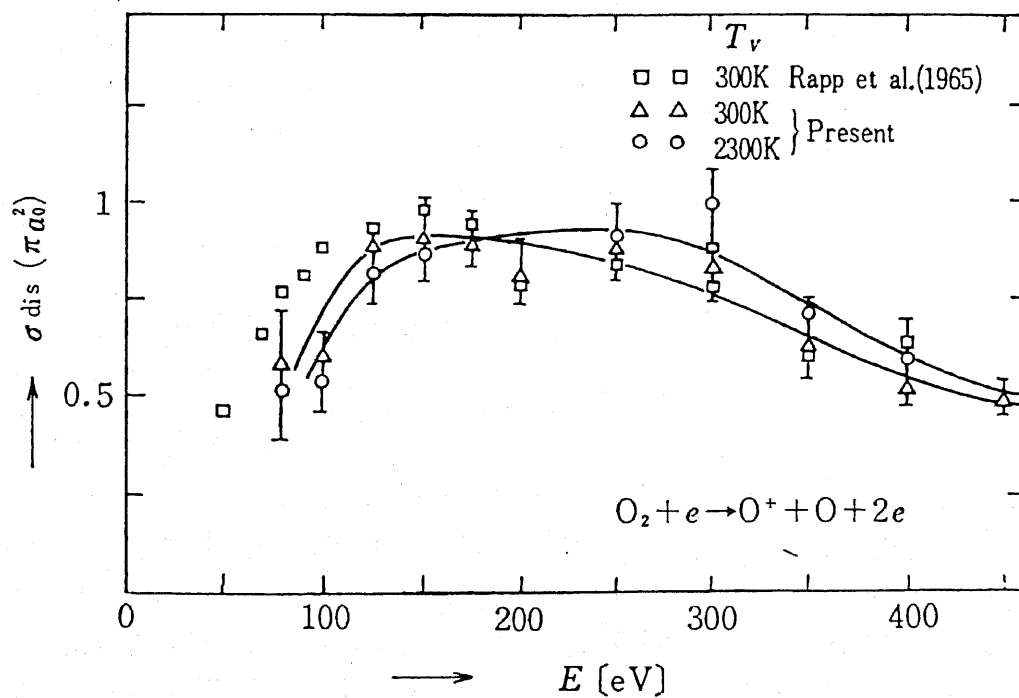
6.6.1 電離係数 α の温度依存性と測定値に与える影響

気体中の放電では、高電界下の気体中を電子の電離増倍によって発達する電子なだれが放電の初期作用として考えられる。電子なだれ中の電子はあるエネルギー分布をもち、気体分子との各種の衝突によってランダムな運動を繰り返しながら電界方向に移動する。1 電子が移動 1cm あたり衝突によって電離を引き起こす回数の平均値を電離係数 α と呼び、同様に各励起状態に対する励起回数を用いて励起係数 (例えば α_{ex}) を定義することができる。したがって、気体温度や電子のエネルギー分布の違いによって振動励起状態 (各振動励起状態 $v=0,1,\dots$ に対応する分子数) が違うため、これらを合算した意味での電離係数 α が変化する。実際に電離断面積の変化をガス温度のパラメータとして測定した結果 [30] もある。ここでは、酸素の直接電離断面積と解離断面積の温度依存性について測定した例を図 6.19 に示す。これらの研究はいずれも室温から加熱 (高温) 方向への研究であり、極低温領域における放電パラメータの測定例は現段階ではないと思われる。

電離係数 α が変化すると、電離指数 $\int \alpha dx$ (ただし x は電子なだれ進展距離) が変化するために、不平等電界においてはコロナ開始電圧が変化すると思われる。また、ストリーマ進展時には、光電離等で生成された初期電子が増倍する過程に直接影響するので、V-Q 特性



(a)



(b)

図 6.19: 酸素の直接電離断面積 (a) と解離電離断面積 (b)

の偏移を支配すると思われる。

しかしながら、第 3.4 節における実験結果の検討より、雷インパルスストリーマ開始電圧 (SIV) は空気、窒素とも温度によって有意な差はなく (図 3.3, 図 3.4, 図 3.5, 図 3.6 参照)、また、直流のコロナ開始電圧も気体温度によって差はないと報告されている [14]。つまり、実験結果からは電離係数 α の変化による有意差は見られなかったことになる。正確に α の温度依存性を計算にて求めるには、各励起準位からの電離断面積のデータが必要であるが、現段階ではほとんど見当たらず、定量的な考察に結び付けにくいと思われる。定性的に、電子エネルギー分布関数と電子衝突電離断面積の積分で表される電離係数 α は以下のように考えられる。

1. 電子衝突電離を考えた場合、断面積の形状が僅かに変化しても、電子エネルギー分布関数との積をとった積分時に、この効果がほとんど無くなってしまう。(形状変化があっても積分でならされてしまう。)
2. 同じく、電子衝突電離を考えた場合には、電子エネルギー分布が連続的であるために、分子の振動励起準位が変化し、僅かに電離エネルギーが変化したとしても、そのエネルギーを持つ電子の数は、ほとんど変化しない。(結局 1. と同様に積分の結果はほとんど変化しない。)

などから、クリティカルな影響はないと思われる。 α の変化によって変化すると思われる、SIV に温度依存性がないという実験結果 (図 3.3, 図 3.4, 図 3.5, 図 3.6) から、この考察を裏付けていると言える。

つまり、760 Torr 程度の気体密度の領域における放電においては、気体温度が室温から極低温まで下がったことによる電離断面積の形状の変化は今回の考察対象となる実験結果に影響を与えるほど支配的ではないと思われる。

6.6.2 電子付着係数 η について

電離係数 α とともに、電離過程に重要な役割を果たしている電子付着係数 (η) について検討する。付着係数にも気体温度によって変化するものがあり、気体温度が低下すると付着係数が減少する。本研究では、窒素および合成空気の Q-V 特性の温度変化について着目しているので、付着係数が考慮されるのは合成空気の構成要素である酸素である。

電子の付着はエネルギー放出の形式によって、放射性付着、三体付着、衝突付着、解離付着、二重電子付着に分類される。それぞれ付着係数等が報告されている。また気体温度依存性についても温度と正の相関をもつことが実験および計算にて求められている。例として酸素の衝突付着係数の気体温度依存性図 6.20 を示す (文献 [30])。

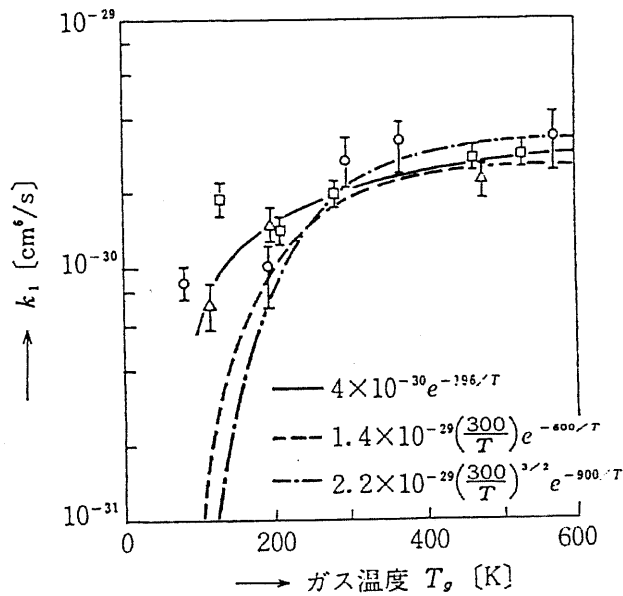


図 6.20: 反応 $e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$ の比例係数のガス温度依存性

しかしながら、付着係数 η が存在し得ない窒素においても V-Q 特性が低温で偏移する点、および低温における付着係数の減少は、相対的に実効電離係数 α を大きくし、返ってストリーマ進展長を大きくすると考えられる点、 α の変化によって変化すると思われる、SIV に温度依存性がないという点 (図 3.3, 図 3.4, 図 3.5, 図 3.6 参照) から判断できるように、本研究における V-Q 偏移特性には付着係数の温度変化には支配的な作用ではないと思われる。

6.6.3 再結合係数について

衝突電離等によってガス中に発生した荷電粒子は、空間内または器壁の表面において再結合することによって、もとの中性分子帰る。この時に発光を伴う反応もある。この反応を再結合というが、反応粒子の種類、再結合の機構によって、以下のように分類される。それぞれの反応速度係数についても列挙した [30]。

(a) 電子-正イオンの再結合

(a-1) 放射性再結合

再結合確率は非常に小さい (二体衝突過程の反応係数 $\sim 10^{-12} \text{cm}^3/\text{s}$ 程度)

(a-2) 二重電子再結合

再結合確率は非常に小さい (係数 300K で $\sim 10^{-12} \text{cm}^3/\text{s}$ 程度)

電子温度 $T_e^{-3/2}$ に比例

(a-3) 解離再結合

再結合係数はかなり大きい (再結合係数 $10^{-6} \sim 10^{-8} \text{cm}^3/\text{s}$)

希ガスでは電子温度とガス温度に依存 (温度低下で増大)

N_2 、 O_2 では電子温度にのみ依存 (温度低下で増大)

(a-4) 三体再結合

(a-4-i) 電子-正イオン-中性原子分子の三体

再結合確率は比較的小さい (大気圧では反応速度係数 $\sim 10^{-8} \text{cm}^3/\text{s}$ 程度)

(a-4-ii) 電子-正イオン-電子の三体

結合確率は極めて大きい (反応速度係数オーダーは不明)

電子温度に依存 (温度低下で増大)

(b) 負イオン-正イオンの再結合

(b-1) 放射性再結合

再結合確率は非常に小さい (反応速度係数 $\sim 10^{-14} \text{cm}^3/\text{s}$ 程度)

(b-2) 電荷交換再結合

再結合確率はかなり大きい (反応速度係数 $\sim 10^{-8} \sim 10^{-7} \text{cm}^3/\text{s}$ オーダー)

電子温度に依存 ($T_e^{-1/2}$ に比例、温度低下で増大)

(b-3) 三体再結合 (負イオン-正イオン-中性原子分子)

再結合確率は大きい (反応速度定数 $10^{-6} \text{cm}^3/\text{s}$ 程度)

ガス温度、イオン温度に依存 (正の相関)

温度低下で増大 (トムソンの理論、ナタンソンの理論)

以上のような反応速度係数のオーダーを整理したところ、支配的な反応としては、

(a-3) 解離再結合

(a-4-ii) 電子-正イオン-電子の三体再結合

(b-3) 負イオン-正イオン-中性原子分子の三体再結合

が、検討の候補となる。

このうち、(a-3) と (a-4-ii) は電子温度依存性しかなく、(b-3) は気体温度、イオン温度に依存するということになるが、 $E/p = 25 \sim 1000 (\text{V}/\text{cm mmHg})$ の領域において、イオンのドリフト速度は $10^4 \sim 10^5 \text{cm}/\text{s}$ [31] 程度であり、本論文におけるストリーマ進展時間の 10^{-8}sec の間には、せいぜい $0.05 \mu\text{m}$ 程度しか移動しないこととなる。電子と比べてドリフト速度が遅く、衝突→再結合反応まで時間のかかる、正-負イオンの消滅数の変化からは、V-Q 特性の偏移特性を説明できないと思われる。よって、気体の温度低下による、再結合係数の変化は、本論文における考察対象 (V-Q 特性の偏移、およびストリーマ進展長の変化) に対しては、支配的は現象でないと考えられる。

6.6.4 光電離の温度依存性

共鳴光子の吸収によって、原子や分子が基底状態から共鳴状態に励起、電離が行なわれる反応が光励起、光電離である。光子による電離作用は、電子なだれ進展時のいわゆる飛び火作用と関係し、高気圧においてストリーマ進展時における、ストリーマ先端、および枝分かれ部に吸収される電子なだれの種電子供給源として考えられる。そのため、ストリーマの伸びに直接関係する反応である。つまり、光電離電子数に温度依存性が存在すれば、今回の考察対象である、ストリーマ進展長の温度依存性、およびV-Q特性の偏移を極めて合理的に説明することができる。しかしながら、光励起や光電離過程は温度依存性が報告されていない。本研究では、光電離を考察対象とし、その温度依存性について、概算を行なってみる。ストリーマ進展空間は気体は定常状態とみなせるため、気体温度は振動温度 T_v と等しいとみなせる。

定常状態における振動準位分布

定常状態における分子の振動準位分布はMaxwell分布に従う。Maxwell分布は各ポテンシャル曲線より求められる、振動準位エネルギーによって決まる。まずはじめに文献[32]より得られた窒素のポテンシャル曲線を図6.21に、文献[33]より得られた酸素のポテンシャル曲線を図6.22に示す。

次に、各振動励起準位のエネルギーを求める。一般にポテンシャル曲線が谷をもつ2原子分子の場合、調和振動子のような原子核の振動状態が存在し、調和振動子の位置エネルギー V (ポテンシャル曲線)は、核間距離を r とすると、

$$V = 0.5k(r - r_e)^2 \quad (k: \text{定数}, r_e: \text{ポテンシャルの底の位置}) \quad (6.1)$$

のタイプの二次関数としてあらわせる。このポテンシャルをシュレーディンガー方程式に代入して、波動関数を解くと、解析的に波動関数が求められ、エルミート多項式と $\exp(-0.5r'^2)$ (r' : r を適当に規格化したもの)の積である事が分かる。

また、この時に解の存在条件より、

$$Ev = (v + 0.5) h\nu = (v + 0.5)\omega_0 \quad (6.2)$$

が固有値となり、エネルギーが量子化される。

さらに、窒素や酸素のような、非調和振動子で、ポテンシャル曲線がモース関数、

$$U(R) = D_e(1 - \exp(-a(r - r_e)))^2 \quad (6.3)$$

で与えられる場合には、このポテンシャルをシュレーディンガー方程式に代入して、波動関数を解析的に解くと、近似解として波動関数が求められる。

この時に解の存在条件により、

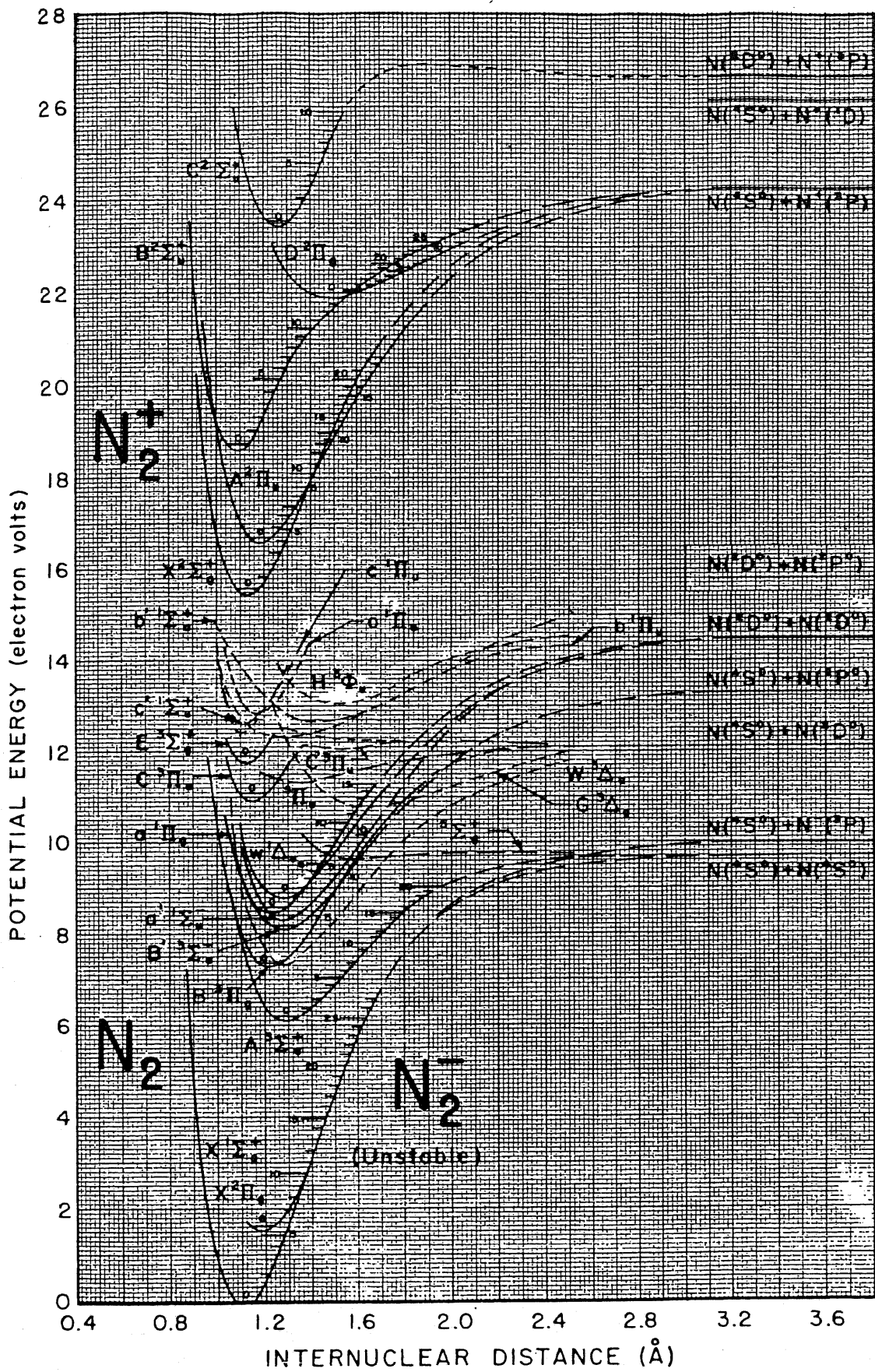


図 6.21: 窒素のポテンシャル曲線

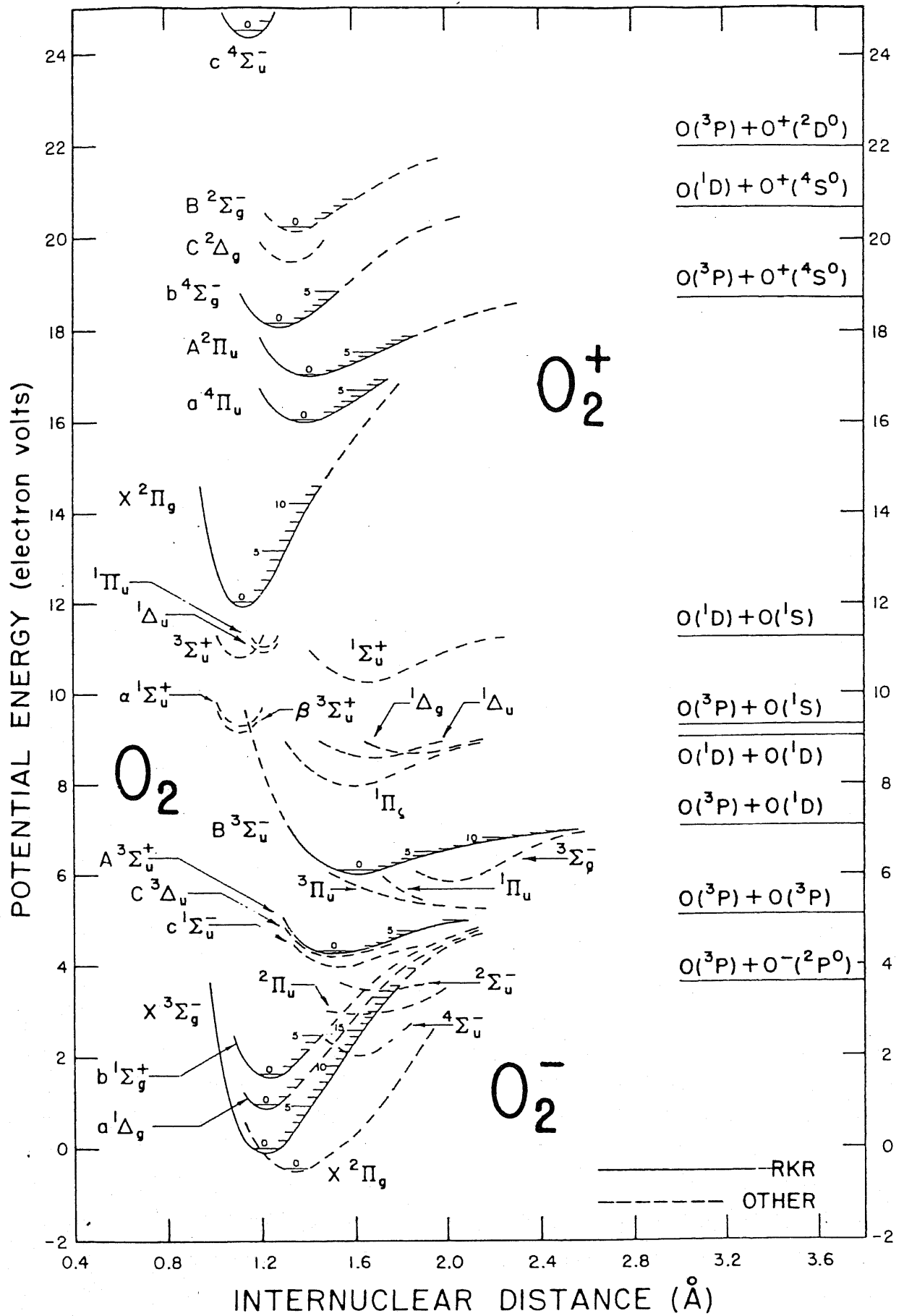


図 6.22: 酸素のポテンシャル曲線

$$E_v = (v + 0.5)\omega_e - (v + 0.5)^2 \times \omega_e x_e + (v + 0.5)^3 \times \omega_e y_e + \dots \quad (6.4)$$

が固有値となり、エネルギーが量子化されることが分かる。

この v が、振動励起準位であり、 $\omega_e, \omega_e x_e, \omega_e y_e$ 等は各ポテンシャル曲線によって異なり、ここでは窒素については文献 [32] を、酸素については文献 [33] の値を採用し、表 6.1 に示す。

表 6.1: 各分子の分光定数

気体	$\omega_e (cm^{-1})$	$\omega_e x_e (cm^{-1})$	$\omega_e y_e (cm^{-1})$
N ₂	2359.61	14.456	0.0751
O ₂	1580.19	11.980804	0.0474736

N を $v=0$ 準位の分子数として、

$$N(v) = N \exp(-E(v)/kT_v) \quad (6.5)$$

ここで、 $N(v)$: v 準位の分子数、

$E(v)$: v 準位のエネルギーを $v=0$ 準位を基準にして表示したもの

k : ボルツマン定数

T_v : 振動温度

となる。このままでは、相対値のみが求まるので、

$$N_{total} = \sum_v N(v) \quad (6.6)$$

として、各準位の分子数は、

$$N(v) = N_{total} \times (N(v) / \sum_v N(v)) = N_{total} \times (\exp(-E(v)/kT_v) / \sum_v \exp(-E(v)/kT_v)) \quad (6.7)$$

で求まる。ここで、空気の分子密度を $2.69 \times 10^{19} (1/cm^3)$ とし、窒素の分圧を 79%、酸素の分圧を 21% とした場合の、室温 (293K)、および極低温 (93K) における、それぞれの気体分子の電子基底状態 (N₂ : X¹Σ_g⁺, O₂ : X³Σ_g⁻) における振動励起準位分布 (Maxwell 分布) を図 6.23 に示す。

図 6.23 より、定常状態では、 $v=0$ にほとんどの分子があり、 $v=1$ 準位にある電子数とは、室温窒素において 5 桁、低温窒素において 15 桁、室温酸素において 3 桁、低温酸素において 10 桁の差があることになる。また、室温と比べて、低温になると $v=0$ に縮退していくことも分かる。

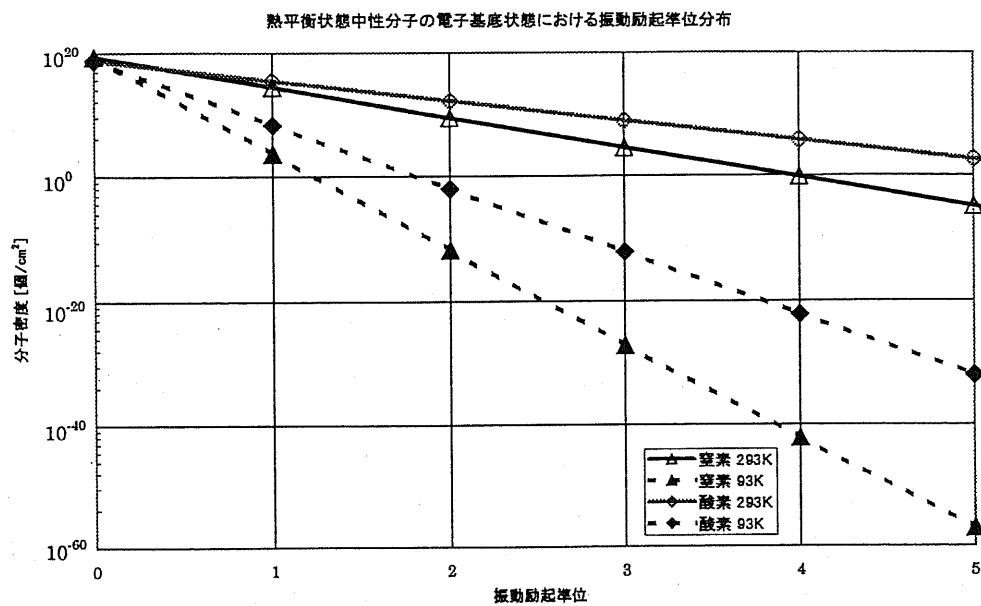


図 6.23: 各温度の定常状態における窒素、および酸素の振動励起準位分布

光電離モデル

ここで、考察のための、単純化した光電離モデルを提案する。まず、分子の励起に関する前提条件である、フランクコンドンの原理について、簡単にまとめておく。

- 振動可能（原子核間距離が変動する）な分子では、電子準位の遷移の前後で、原子核間距離に変化はない。（電子準位の遷移に要する時間は、振動の速度と比較して極めて短時間ということ。）
- ある振動エネルギーを持った二原子分子は、振動の伸びきった時の原子核間距離と、振動の縮みきった時の原子核間距離の位置とに、存在している可能性が高く、その間の原子核間距離を持って存在している確率は低い。（古典的描像では振動の滞空時間を考えればよい。）結局、原子核間距離の最短位置と最長位置に、波動関数の振幅のピークがあり、その間の位置での、波動関数の振幅は小さい（実際の波動関数の波形は振動的）。
- 初期状態で、ある電子準位のある振動準位 v に電子が存在し、別の電子準位の振動準位 v' のどれかに遷移する場合には、初期状態の波動関数（原子核間距離の関数）と、終状態の波動関数（振動準位 v' がパラメータで、原子核間距離の関数）との、重なり合いが大きい振動準位 v' に、遷移する確率が大きい。つまり、ある初期状態からの遷移の行き先は、行き先の波動関数との重なり合いの度合いに応じて、確率的に定まる。（この係数を、フランクコンドン係数と呼ぶ。）

今回提案する光電離モデルは、電離状態の分子、すなわち分子イオンの電子準位（以下、電離準位と略記する）から、中性分子の電子基底準位（以下、電離準位と略記する）に遷移が起きる時に生ずる光放射が、近傍の電子基底準位にある中性分子に衝突することにより、生ずるとする。つまり、エネルギー準位差分のエネルギーを持った光子により、近傍の中性分子を直接光電離しているものと仮定しているのである。

この仮定にもとづき、計算を行なう。

中性の電子基底順位 ($v=0,1,2\cdots$) から、電子衝突によって、電離準位の $v'=0,1,2\cdots$ に、電子が打ち上げられる。電子エネルギー分布の連続性から、光励起のような選択的な電離とはならないと期待され、電離準位の電子エネルギー分布は、フランクコンドンの原理より波動関数の重なりで決定され、近似的に、中性電子基底準位のからフランクコンドン係数で割り振ることができる。全分子数を N 、 v 準位における分子数を $N(v)$ 、 v 準位におけるエネルギーを $E(v)$ 、ボルツマン定数を k 、振動温度を T_v とすると、

$$N(v) = N \exp(-E(v)/kT_v) \cdots (\text{図 6.23 参照}) \quad (6.8)$$

$$N(v') = \sum_v (N(v) A_{vv'}) \quad (A: \text{フランク - コンドン係数}) \quad (6.9)$$

ここで、窒素、および酸素の電離-中性電子基底準位におけるフランク-コンドン係数について、文献 [34] に示された値を表 6.2, 表 6.3 に示す。

図 6.23 に示された窒素、および酸素の中性基底準位の振動励起準位分布および表 6.2, 表 6.3 に示されたフランク-コンドン係数を用いて、各分子の電離基底準位における振動励起準位分布 $N(v)$ を算出し、その振動励起準位間の相対値を調べる。図 6.23 より、窒素、酸素ともに電子衝突は 99.9% 以上、 $v=0$ 準位の中性分子で行なわれるため、室温、低温の差は無視できるほど小さく、区別はない。図 6.24 には、中性分子が電子衝突電離した場合の振動励起準位分布を示す。図 6.24 では、便宜的に上限を示す意味で、全ての分子が電子衝突によって励起した場合の各振動励起準位の分子数密度を示しているが、実際の縦軸はこの値に電離度を乗じた値となる。しかしながら、振動励起準位ごとの分子数密度の相対値は変わらない。

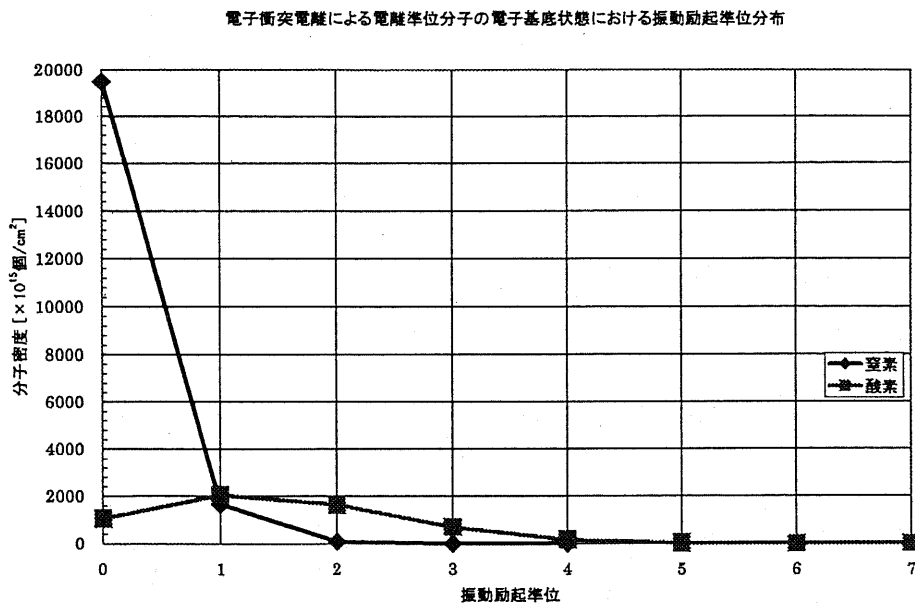


図 6.24: 電子衝突による電離準位の窒素、および酸素の振動励起準位分布

その後、電離状態の振動準位 v' の波動関数と重なり大きい、中性分子の基底準位 $v=0,1,2,\dots$ に発光を伴いながら落ちてくることになる。この時の遷移先となる基底準位はフランクコンドン係数に従って、 $v=0$ だけでなく、 $v=1,2,\dots$ といった所にも分布するはずで、放射される光のエネルギーは、それぞれ微妙に異なることになる。発光を伴いながら、 v 準

Table 28. Franck-Condon factors for $N_2^+ X^2\Sigma_g^+ - N_2 X^1\Sigma_g^+$.

$v' \setminus v''$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	9.17(-1)*	8.02(-2)	2.53(-3)	4.47(-5)	4.17(-7)	1.26(-8)	2.10(-10)	1.01(-10)	2.09(-11)	5.10(-12)	1.35(-12)
1	7.79(-2)	7.60(-1)	1.54(-1)	7.91(-3)	2.04(-4)	2.57(-6)	9.23(-8)	1.28(-9)	8.14(-10)	1.83(-10)	5.16(-11)
2	4.65(-3)	1.45(-1)	6.12(-1)	2.21(-1)	1.65(-2)	5.84(-4)	9.55(-6)	3.96(-7)	4.23(-9)	3.74(-9)	9.13(-10)
3	2.68(-4)	1.38(-2)	2.01(-1)	4.75(-1)	2.80(-1)	2.86(-2)	1.34(-3)	2.78(-5)	1.31(-6)	9.68(-9)	1.28(-8)
4	1.76(-5)	1.12(-3)	2.72(-2)	2.44(-1)	3.51(-1)	3.29(-1)	4.46(-2)	2.68(-3)	6.99(-5)	3.66(-6)	1.63(-8)
5	1.55(-6)	9.62(-5)	2.89(-3)	4.45(-2)	2.74(-1)	2.42(-1)	3.67(-1)	6.46(-2)	4.91(-3)	1.59(-4)	9.21(-6)
6	2.13(-7)	1.06(-5)	3.14(-4)	6.00(-3)	6.50(-2)	2.90(-1)	1.50(-1)	3.91(-1)	8.87(-2)	8.42(-3)	3.34(-4)
7	4.74(-8)	1.71(-6)	4.18(-5)	7.97(-4)	1.08(-2)	8.78(-2)	2.91(-1)	7.83(-2)	4.01(-1)	1.17(-1)	1.37(-2)
8	1.47(-8)	4.21(-7)	7.79(-6)	1.25(-4)	1.72(-3)	1.78(-2)	1.11(-1)	2.76(-1)	2.90(-2)	3.94(-1)	1.48(-1)
9	5.49(-9)	1.42(-7)	2.11(-6)	2.65(-5)	3.16(-4)	3.34(-3)	2.71(-2)	1.34(-1)	2.47(-1)	3.69(-3)	3.70(-1)
10	2.24(-9)	5.67(-8)	7.58(-7)	7.79(-6)	7.48(-5)	7.01(-4)	5.94(-3)	3.89(-2)	1.54(-1)	2.05(-1)	2.24(-3)
11	9.69(-10)	2.50(-8)	3.24(-7)	2.98(-6)	2.37(-5)	1.84(-4)	1.42(-3)	9.88(-3)	5.30(-2)	1.67(-1)	1.55(-1)
12	4.42(-10)	1.17(-8)	1.53(-7)	1.35(-6)	9.59(-6)	6.28(-5)	4.11(-4)	2.66(-3)	1.55(-2)	6.85(-2)	1.71(-1)
13	2.13(-10)	5.77(-9)	7.65(-8)	6.73(-7)	4.56(-6)	2.67(-5)	1.50(-4)	8.41(-4)	4.66(-3)	2.30(-2)	8.44(-2)
14	1.10(-10)	2.99(-9)	4.03(-8)	3.59(-7)	2.40(-6)	1.33(-5)	6.67(-5)	3.26(-4)	1.61(-3)	7.71(-3)	3.24(-2)
15	6.01(-11)	1.64(-9)	2.23(-8)	2.01(-7)	1.35(-6)	7.33(-6)	3.46(-5)	1.52(-4)	6.61(-4)	2.85(-3)	1.21(-2)
16	3.50(-11)	9.50(-10)	1.30(-8)	1.18(-7)	7.97(-7)	4.31(-6)	1.98(-5)	8.17(-5)	3.21(-4)	1.26(-3)	4.88(-3)
17	2.15(-11)	5.81(-10)	7.95(-9)	7.24(-8)	4.92(-7)	2.67(-6)	1.21(-5)	4.85(-5)	1.78(-4)	6.35(-4)	2.24(-3)
18	1.38(-11)	3.74(-10)	5.10(-9)	4.64(-8)	3.17(-7)	1.72(-6)	7.82(-6)	3.07(-5)	1.09(-4)	3.62(-4)	1.18(-3)
19	9.28(-12)	2.52(-10)	3.42(-9)	3.10(-8)	2.12(-7)	1.15(-6)	5.24(-6)	2.05(-5)	7.11(-5)	2.27(-4)	6.91(-4)
20	6.50(-12)	1.77(-10)	2.39(-9)	2.16(-8)	1.47(-7)	8.01(-7)	3.64(-6)	1.42(-5)	4.88(-5)	1.52(-4)	4.42(-4)
21	4.74(-12)	1.29(-10)	1.73(-9)	1.56(-8)	1.06(-7)	5.74(-7)	2.61(-6)	1.02(-5)	3.47(-5)	1.07(-4)	3.02(-4)

*Read as 9.17×10^{-1} .

表 6.2: 窒素のフランク-コンドン係数

Table 32. Franck-Condon fac. for $O_2^+ \rightarrow O_2$ $X^2\Sigma_g^+$.

$v' \setminus v''$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	1.86(-1)*	2.71(-1)	2.30(-1)	1.50(-1)	8.40(-2)	4.24(-2)	2.00(-2)	9.02(-3)	3.94(-3)	1.69(-3)	7.15(-4)
1	3.62(-1)	8.32(-2)	4.96(-3)	8.33(-2)	1.34(-1)	1.25(-1)	8.98(-2)	5.53(-2)	3.09(-2)	1.61(-2)	8.02(-3)
2	2.91(-1)	4.27(-2)	1.65(-1)	5.34(-2)	5.55(-4)	4.41(-2)	8.95(-2)	9.82(-2)	8.08(-2)	5.61(-2)	3.49(-2)
3	1.25(-1)	2.57(-1)	1.65(-2)	7.24(-2)	1.09(-1)	3.10(-2)	6.16(-4)	3.16(-2)	6.73(-2)	7.91(-2)	7.03(-2)
4	3.07(-2)	2.36(-1)	1.10(-1)	9.65(-2)	4.15(-3)	8.21(-2)	7.44(-2)	1.64(-2)	1.38(-3)	2.65(-2)	5.45(-2)
5	4.33(-3)	9.10(-2)	2.67(-1)	1.57(-2)	1.28(-1)	1.32(-2)	2.82(-2)	7.66(-2)	4.89(-2)	7.60(-3)	2.61(-3)
6	3.26(-4)	1.73(-2)	1.61(-1)	2.25(-1)	3.47(-3)	9.76(-2)	5.42(-2)	8.73(-4)	4.67(-2)	6.33(-2)	3.07(-2)
7	1.07(-5)	1.60(-3)	4.06(-2)	2.20(-1)	1.51(-1)	3.89(-2)	4.65(-2)	8.08(-2)	8.67(-3)	1.48(-2)	5.28(-2)
8	7.14(-8)	5.94(-5)	4.53(-3)	7.29(-2)	2.57(-1)	7.87(-2)	8.09(-2)	1.00(-2)	7.83(-2)	3.31(-2)	3.60(-4)
9	7.16(-10)	3.47(-7)	1.85(-4)	9.65(-3)	1.11(-1)	2.67(-1)	2.80(-2)	1.06(-1)	1.33(-4)	5.54(-2)	5.37(-2)
10	4.25(-11)	8.65(-9)	8.54(-7)	4.22(-4)	1.72(-2)	1.51(-1)	2.57(-1)	3.57(-3)	1.07(-1)	1.14(-2)	2.80(-2)
11	2.46(-13)	3.23(-10)	5.21(-8)	1.32(-6)	7.91(-4)	2.70(-2)	1.91(-1)	2.31(-1)	1.23(-3)	9.15(-2)	3.18(-2)
12	2.10(-14)	6.10(-12)	1.19(-9)	2.13(-7)	1.21(-6)	1.28(-3)	3.89(-2)	2.26(-1)	1.98(-1)	1.30(-2)	6.71(-2)
13	7.65(-16)	2.04(-13)	5.31(-11)	2.68(-9)	6.66(-7)	3.72(-7)	1.84(-3)	5.21(-2)	2.58(-1)	1.62(-1)	3.10(-2)
14	8.53(-16)	1.66(-14)	7.48(-13)	3.02(-10)	3.67(-9)	1.70(-6)	2.56(-7)	2.40(-3)	6.62(-2)	2.84(-1)	1.30(-1)
15	6.53(-16)	4.35(-17)	1.35(-13)	8.80(-13)	1.28(-9)	1.96(-9)	3.70(-6)	5.83(-6)	2.86(-3)	8.03(-2)	3.07(-1)
16	2.09(-15)	1.28(-17)	6.77(-17)	8.09(-13)	4.23(-17)	3.90(-9)	4.34(-10)	6.94(-6)	2.76(-5)	3.12(-3)	9.38(-2)
17	3.66(-16)	1.93(-18)	5.85(-16)	1.34(-14)	3.46(-12)	1.32(-11)	9.97(-9)	2.74(-8)	1.14(-5)	8.32(-5)	3.07(-3)
18	4.26(-16)	4.23(-17)	7.54(-17)	6.24(-17)	1.28(-13)	9.64(-12)	1.55(-10)	2.07(-8)	1.80(-7)	1.62(-5)	1.97(-4)
19	1.44(-15)	8.81(-17)	4.29(-16)	9.12(-19)	2.47(-15)	7.26(-13)	1.94(-11)	8.78(-10)	3.40(-8)	6.92(-7)	1.97(-5)
20	5.52(-16)	1.88(-17)	1.82(-16)	1.13(-18)	3.38(-15)	5.89(-16)	3.52(-12)	2.30(-11)	3.47(-9)	4.17(-8)	1.99(-6)
21	3.76(-17)	1.38(-17)	3.02(-18)	5.31(-17)	3.47(-16)	6.02(-15)	2.49(-14)	1.22(-11)	5.30(-12)	1.06(-8)	3.01(-8)

*Read as 1.86×10^{-1} .

表 6.3: 酸素のフランク-コンドン係数

位に落ちてくる分子数を $N_{hv}(v)$ とすると、

$$N_{hv}(v) = \sum_{v'} (N(v') A v' v) \quad (6.10)$$

で求まる。図 6.24 に示された電離基底準位の振動励起準位分布および表 6.2, 表 6.3 に示されたフランク-コンドン係数を用いて、発光遷移後の中性分子電子基底状態における振動励起準位分布を図 6.25 に示す。

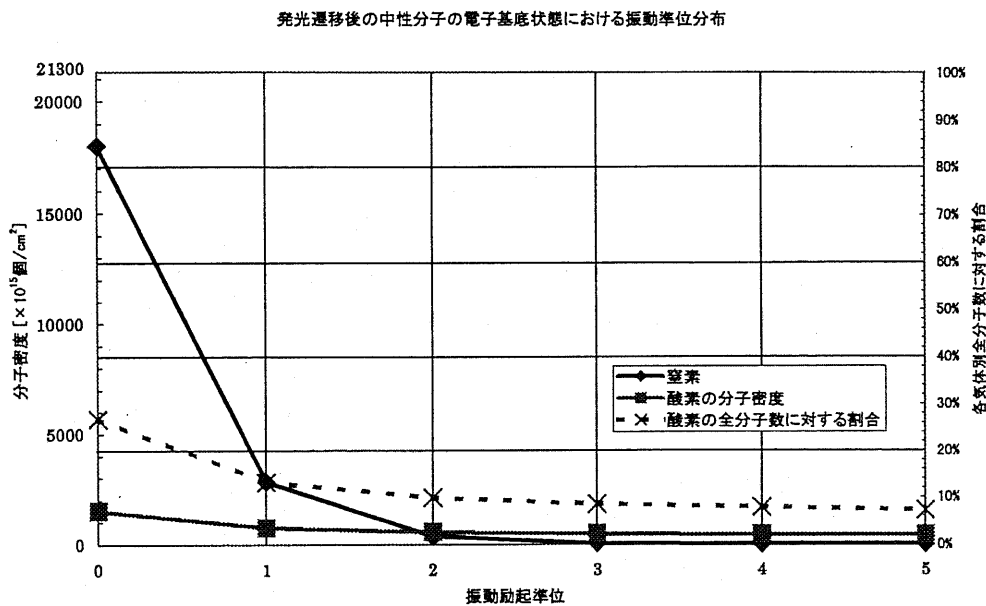


図 6.25: 発光遷移後の窒素、および酸素の中性分子基底状態における振動励起準位分布

ここで、ストリーマ先端における近傍空間中において、光電離可能な中性分子密度を 10^{10} 個/cm³ 以上とする (10^{10} 個/cm³ 以上の密度があれば、放電に対して影響を与えるに十分な光電離断面積がある) と、図 6.23 より、窒素、酸素ともに低温 (93K) 時には $v=0$ に限定されているので、光電離に寄与できる光は、 $v=0$ へ遷移、発光したものに限定され、あとは、光のエネルギーがわずかに少ないため、電離には寄与せず、素通りするモデルとなる。気体温度が室温 (293K) であれば、図 6.23 より、窒素では $v=1,2$ 、酸素では $v=1,2,3$ の中性粒子も、 10^{10} 個/cm³ の密度であり、低温より窒素で 10^{10} 倍以上、酸素では 10^7 倍以上多く存在し、その準位差と同じエネルギーを持つ光も電離に寄与できることにな

る。しかしながら、それぞれの準位における光電離断面積は、分子密度の関数であると考えられるが、電離分子数を考慮して、室温では $v=0,1$ の準位に、低温では $v=0$ の準位のみ
に落ちた発光が光電離反応を起こすとしても、図 6.25 より、窒素では電離分子数は低温に
なると約 15% 減少し、酸素では約 35% 減少することが分かった。

本考察の対象となっている、Q-V 特性の気体温度による偏移が、窒素の場合よりも空気
の場合の方が偏移量が多いといった実験結果も、酸素混合による、光電離電子数のさらな
る減少の結果とすると合理的に説明できる。

実際の放電では、電離準位からのエネルギーの高い遷移光が一度の照射で中性分子の光
電離をおこすような単純化された過程はほとんどなく、他の遷移からの発光による励起等
で生成される数多くの準安定励起分子が関わっていると思われるため、極めて複雑な光電
離メカニズムを考慮しなくてはならない。しかしながら、気体温度が低温になることによっ
て、振動励起準位分布が変化し、光電離反応数が減少する定性的な説明は、今回用いたモ
デルと基本的に一緒であると思われる。

以上、窒素、および酸素について、気体温度の低下によって、光電離反応数が減少する
ことが確かめられ、窒素、および空気のスリーマ進展長の温度変化、および酸素含有率
の変化による V-Q 特性温度偏移量の変化についても説明できるようになった。

光電離反応係数の気体温度依存性についての検証実験は、今度の課題としたい。

6.6.5 陰極からの電子放出係数 γ について

陰極温度が下がると、陰極からの二次電子放出作用 (γ 作用) が減少することも考えられ
る。電極間隔 2cm の場合、火花電圧よりかなり低い電圧でも図 4.1 (a) のようにスリー
マ先端が陰極に達しているため、 γ_p, γ_i 作用によって電子が放出され、これがスリー
マ電流に重畳されている可能性がある。また、電圧が低く、スリーマ先端が陰極に達してい
ない場合においても、 γ_p 作用が考えられる。ここで金属からの光電子放出に関する Fowler
氏の理論 [16] に基づき、仕事関数を $h\nu_0$ として室温 (20 °C)、および極低温 (-180 °C) にお
ける、毎秒単位面積の金属から放出される光電子数 N_{ph} について光子のエネルギーをパラ
メータとして近似計算をおこなった例 [12] を引用する (表 6.4)。表 6.4 中の α は、金属内電
子が光子を吸収して遷移脱出する確率であるが、温度によらない定数であることが分かっ
ている。

表 6.4 より、紫外線非照射時の光電子数 N_{ph} は温度によって大きく変化すると考えられる。
しかしながら、6.2 節で行なわれた陰極にステンレス板を用いた場合の V-Q 特性 (図 6.5)
が、低温時には高電圧側に偏移しているため、この実験のねらいどおり、ステンレス陰極
の温度に関しては、スリーマ電流のジュール熱の寄与が大きく、気体温度の影響が小さ
いとするならば、陰極温度に影響されない、気体温度のみの変化でも V-Q 特性の偏移があ
るということになる。

表 6.4: 光電子数 N_{ph} の近似計算値^[12]

$h(\nu - \nu_0)$	20 °C	-180 °C
-0.1eV	$\alpha \times 1.18 \times 10^{28}$	$\alpha \times 2.42 \times 10^{23}$
-0.5eV	$\alpha \times 8.38 \times 10^{28}$	$\alpha \times 1.28 \times 10^{26}$
0eV	$\alpha \times 5.46 \times 10^{29}$	$\alpha \times 5.50 \times 10^{28}$
0.05eV	$\alpha \times 2.26 \times 10^{30}$	$\alpha \times 1.37 \times 10^{30}$
0.1eV	$\alpha \times 5.22 \times 10^{30}$	$\alpha \times 5.15 \times 10^{30}$
0.3eV	$\alpha \times 4.77 \times 10^{31}$	$\alpha \times 4.56 \times 10^{31}$
0.5eV	$\alpha \times 1.30 \times 10^{32}$	$\alpha \times 1.26 \times 10^{32}$
0.7eV	$\alpha \times 2.54 \times 10^{32}$	$\alpha \times 2.42 \times 10^{32}$

また、紫外線の光子エネルギーは、電極の仕事関数よりも大きいといえるので、表 6.4 より、照射時には温度変化による光電子数の変化はあまりないと考えられる。したがって、Fowler 氏の理論では紫外線照射時の Q-V 特性 (図 6.9) を合理的に説明するに至らない。しかし、著者の所属する研究室における過去の研究例では、暗電流の実測結果に基づき、陰極からの光電子放出数が極低温において減少することを見出し、この原因として電極表面の不純物の影響の可能性を示唆している [12]。この実験条件は本研究の実験条件と近いこともあり、極低温時の γ_p 作用の現象が考えられる。

しかしながら、本研究においても、紫外線照射時の V-Q 特性実験結果 (図 6.11~図 6.12) から分かるように、紫外線照射時でも V-Q 特性曲線は低温で高電圧側へ偏移しているため、照射の場合においても、陰極からの光電子数変化は、V-Q 特性の偏移と直接は関係ないように思われる。

したがって、陰極温度低下による光電子数の減少を用いて、V-Q 特性の偏移を合理的に説明するには至らない。以上の検討から、暗電流の温度依存性があったとしても、V-Q 特性の温度依存性を支配する要素が、 γ_p であるという可能性は低いと思われる。

一方、図 4.2(a) 等に第一ストリーマコロナの後、比較的長時間残留ストリーマチャンネルが認められるため、 γ_i 作用によって陰極から放出される電子数が温度によって変化することにより、この残留ストリーマチャンネルの導電性が変化する可能性が生じる。 γ_i による 2 次電子放出がおもに陰極温度で決まっているとするならば、気体に関係なく極低温時に Q が減少することを説明できる。また、陰極から放出される電子数として、光電子放出以外にも熱電子放出等も光電子放出同様、温度依存性があるため、残留ストリーマ電流値について考察する場合、陰極からの電子放出に関して、温度依存性についてさらに検討する必要がある。ステンレス陰極を用いた場合の放電波形例 (図 6.6, 図 6.7) 等より、残留ストリーマ電流値と陰極温度について検討を行なったが、残留ストリーマ電流値と陰極温度について

明確な結論を得るまでには至らなかった。本研究においては、残留ストリーマ電流値については、電荷量波形の傾きから定性的に判断しているため、不確定要素が多い。ストリーマ電流が直接測定できれば、残留ストリーマについてさらに検討を行なうことができると思われる。

6.6.6 拡散係数、放電生成物の実験値に与える影響

温度が下がると放電現象に影響を与える粒子である、イオン、準安定励起分子等の拡散係数が低下するので、この影響も想定される。ストリーマ先端等の高電界部分では、イオンは電界による移動速度 [31] が拡散による移動速度よりもはるかに大きく、拡散係数の温度変化が放電に影響するとは考えにくい。したがって、準安定励起分子の拡散について概算を行なう。空気および窒素中における放電では、窒素分子の準安定励起分子がストリーマの進展に影響を与えていると考えられる。準安定励起分子の寿命は 10^{-6} 程度の寿命があるものも存在し、基底状態の分子の場合よりも比較的低エネルギーの電子との衝突、比較的低エネルギー (長波長) の光子との衝突により電子を放出しうるため、準安定励起分子の分布はストリーマの進展に多大な影響を与えられる。ストリーマの進展速度は 10^8 cm/s 程度であり [43][44][45]、2cm の電極間隔中を数十 nsec 程度の短時間で進展する。また、空気の場合の初期ストリーマは電荷量波形の立ち上がり時間 (ストリーマ発生からコロナ電荷量 Q が決定するまでの時間) は $1\sim 2\mu\text{s}$ 以下であることが考えられるため、この時間範囲での準安定励起分子の拡散について計算を行なう。文献 [35] より拡散係数の温度依存性を求める。拡散係数を D とすると、分子の平均自由行程 λ は

$$\lambda = \frac{A}{1 + T_0/T} \propto (1 + T_0/T)^{-1} \quad (6.11)$$

ここで、 T_0 : サザランド定数, A : 定数と表される。その結果、拡散係数の温度依存性は

$$D \propto \sqrt{T}(1 + T_0/T)^{-1} \quad (6.12)$$

となる。拡散係数が低温にて小さくなることが分かる。ここで、サザランド定数 $T_0 = 102.7$ [30] を用いると、(6.12) 式より、98K における拡散係数 D_{98K} との比をとると、 $\frac{D_{98K}}{D_{298K}} = 0.3752$ となる。

ここでは、電極先端で発生した準安定励起分子が等方的に拡散していくものとして考え、一次元の拡散方程式で解析する。また、初期電子準安定励起分子密度 N_0 に対して、 δ 関数を用いることにより時間 $t=0$ で準安定励起分子が位置 $x=0$ に瞬間的に生成されたことを模擬する。この場合の解析解を拡散係数を D とすると、次式で示される。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (6.13)$$

$$0 \leq t \leq \infty \quad -l \leq x \leq l \quad (6.14)$$

初期条件は、

$$n(x, 0) = N_0 \delta(x) \quad (6.15)$$

また、 $l \rightarrow \infty$ とし、 $x = \pm\infty$ において自由端とする。したがって、境界条件としては、

$$\frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=\pm\infty} = 0 \quad (6.16)$$

となる。

6.13の式を上述した初期条件および境界条件を用いて解くと、以下のような式が求まる。

$$n(x, t) = N_0 \sqrt{\frac{1}{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad (6.17)$$

式6.17に、窒素の準安定励起分子の拡散定数 $D = 146[\text{cm}^2/\text{s}]/p[\text{Torr}][30]$ 、および初期準安定励起分子密度としては $N_0 = 10^{19}(\text{1}/\text{cm}^3)$ を用いた。これは空気の分子密度 (2.69×10^{19}) のオーダーであり、考えられる最大の密度に対応している。

拡散時間 $t(\text{s})$ としては、ストリーマの発生から陰極まで到着する時間 10ns 、および空気における電荷量立ち上がり時間 ($1\mu\text{s}$) 程度を考えた。拡散時間および拡散距離 $x(\text{cm})$ を代入することにより得られた密度 $n(\text{/cm})$ について、計算を行なった結果を図6.26に示す。

ストリーマ中の準安定励起分子密度に関しては、資料がないため、準安定励起分子密度から、気体温度とストリーマの伸びに関しては直接情報を得ることはできないが、図6.26より、 20°C での準安定励起分子の拡散距離は -180°C での拡散距離の約1.5倍であるということが、密度が $10^{20} \sim 1(\text{1}/\text{cm}^3)$ の広い範囲に渡って成り立つため、ストリーマ半径が窒素の準安定励起分子密度と相関があるならば、気体温度が 20°C の場合は、 -180°C の場合よりもストリーマ半径は太くなっていると考えられる。また、準安定励起分子の拡散半径が大きくなれば、ストリーマの導電率も上昇すると考えられ、ストリーマが陰極に到達した後の残留ストリーマ電流値の温度依存性について定性的に説明できるため、興味深いところである。また、前項で検討した、光電離反応に関して、準安定励起分子は基底状態の分子よりも低いエネルギーの光子でも電離電子を放出しうるため、重要な役割を果たしていると考えられる。準安定励起分子も含めた光電離反応について定量的に評価するには、極めて複雑なメカニズムを検討する必要があるため、今後の課題としたい、いずれにせよ、不平等電界直流放電にて、準安定励起分子の拡散係数の変化は、火花電圧の上昇をもたらすと言われている [28] が、インパルス放電においても放電進展に影響を与える可能性は考えられる。

放電生成物として、放電を抑制する NO_x なども考えられる。V-Q特性の偏移の方向は空气中、窒素中のいずれも同じで、 NO_x が生成される可能性がある空気において特に大きな変化を示していない。したがって NO_x が Q の減少に大きな影響を与えないといえる。

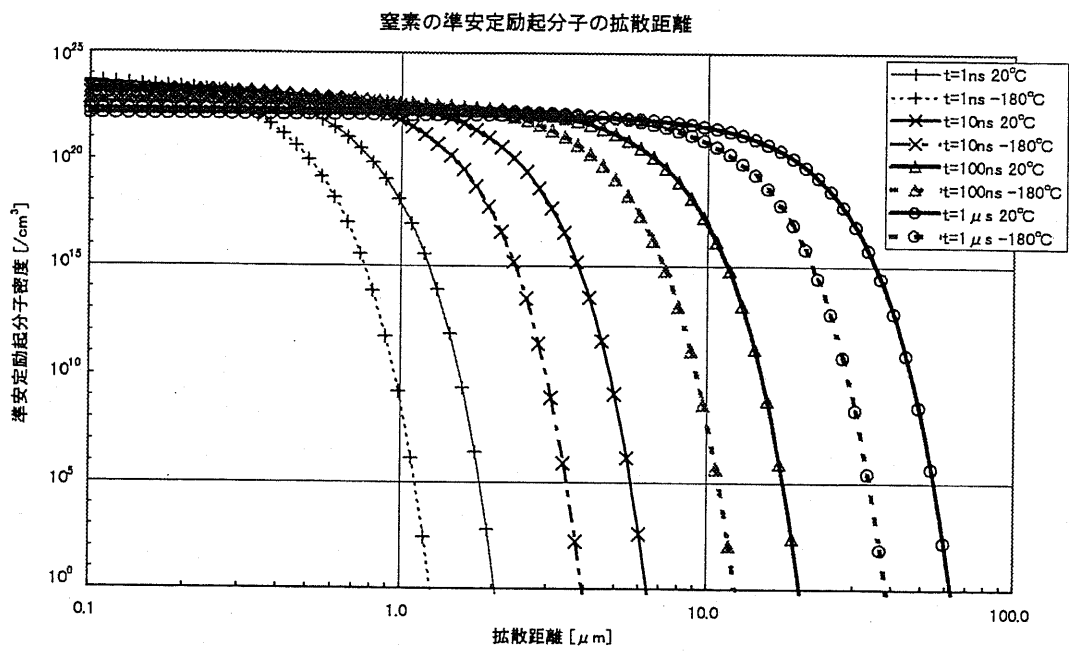


図 6.26: 拡散による準安定励起分子の密度分布

6.7 希ガスによる実験

6.6.4項において光電離係数の温度依存性を考察したが、原理としては、窒素および酸素分子の振動励起準位が、低温となると $v=0$ に大部分縮退するためと考えられている。したがってこの論理が正しいならば、振動励起準位の存在しない単原子分子に関しては、この原理による光電離反応数の減少はなくなると思われる。したがって、6.6.4項における光電離に関する検証実験として、希ガスによるV-Q特性の測定を行った。陰極にストリーマが届いている放電形態となると、陰極からの初期電子供給量の温度変化によって、V-Q特性に影響を与えることも考えられるため、実験条件としては、6.1節同様、平板をなるべく離れた状態にしてストリーマ進展が平板まで届かないことを前提として行なった。結果として、紫外線照射の条件で実験を行なったため、放電の写真を撮影することができなかったが、放電電荷量は陰極にストリーマが届かないことを写真撮影によって確かめた6.1節での実験で得られた初期ストリーマ電荷量よりも小さいため、本節の実験においても初期ストリーマに関しては、平板に届いていないとした。6.1節における実験条件と同様にするために正電極先端曲率半径は0.5mm、電極間隔は5cmとした。

アルゴンを用いた実験

まず、供試気体をアルゴンとして実験を行なった。電極間隔を5cmとしても、非火花時には初期ストリーマは見られず、火花時にはダイレクトブレイクダウン(4.2節参照)がおこるため、初期ストリーマ電荷量(Q)を測定することができず、V-Q特性を測定することができなかった。クライオスタット横部観察窓より、紫外線ランプ(6.4節参照)を照射して、放電初期電子供給量を増やした状態においても実験を行なったが、同様にダイレクトブレイクダウンのみ観測され、初期ストリーマ電荷量を測定することはできなかった。参考までに、電極間隔2cmとした場合の50%火花電圧の測定を行なった。表6.5に照射、非照射時の火花電圧を示す。図6.5によると、紫外線非照射時では、低温において50%火花電圧が20%ほど上昇している結果が得られた。放電形態がダイレクトブレイクダウンであるため、このような放電形態の場合における、ストリーマの伸びと火花電圧の関係や、二次電子放出作用(γ 作用)と火花電圧の関係を検討しておく必要がある。6.6.5項で検討しているように、低温 γ 作用の温度変化や、紫外線照射時にはV-Q特性曲線に変化はないが火花電圧が下がる結果等も得られており、ダイレクトブレイクダウンのような、陰極へ太いストリーマが到達していると予想できる場合の火花電圧については、ストリーマの伸びについて検討するとともに陰極からの電子供給量の変化についても注目する必要があると思われる。また、放電形態が窒素、および空気と違うと思われるため、アルゴンの火花電圧の低温における上昇現象は興味深い結果となっているが、気体の違いによる火花電圧の温度依存性については、さらなる検討が必要であると考えられる。

ネオンを用いた実験

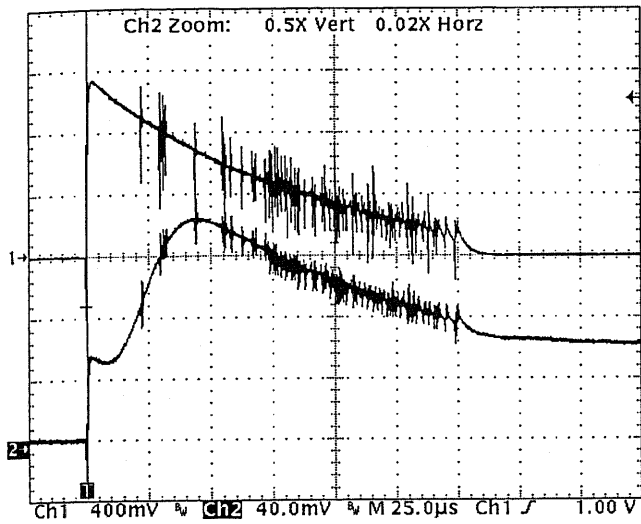
つぎに、ネオンにおける V-Q 特性の測定を電極間隔 5cm、正電極先端曲率半径を 0.5mm の他に、0.04mm 電極も使用した条件にて行なった。紫外線非照射時には、アルゴンの場合同様、非火花時に初期ストリーマは観測されず、火花時にはダイレクトブレイクダウンとなったため、初期ストリーマ電荷量 (Q) を測定することはできなかった。しかしながら、紫外線照射時には、窒素や空気における実験同様、非火花時にも初期ストリーマが観測された。しかしながら、この非火花時の初期ストリーマに関しては、印加電圧によって、オーダーの違う 2 通りの電荷量が測定され、これらの間の値を持つ初期ストリーマは観測されなかった。小さなストリーマが観測された場合の電荷量波形を図 6.27(a) に示す。0.0002~0.002 μ C 程度の電荷量であった。同様の条件での空気における写真撮影および電荷量測定実験の結果 (図 6.1) を参照すると、0.015 μ C 以下の電荷量であれば、初期ストリーマは陰極に到達していないという結果となっている。窒素における写真および電荷量測定例 (図 6.3 参照) から、初期ストリーマ電荷量が 0.012 μ C 以下であれば、陰極に到達していないという結果もある。したがって、これらの電荷量の 1/7 程度の初期ストリーマであれば、陰極に到達していないと判断される。

一方、大きな電荷量のストリーマは 0.1 μ C~2.5 μ C 程度であり、立ち上がり時間、50 μ s 以上と非常に遅い。図 6.27(b) にその電荷量波形測定例を示す。同様に、空気の放電電荷量測定例 (図 6.1) より、空気中での陰極へのストリーマ到達のしきい値である 0.015 μ C の 7 倍以上である、これらのストリーマは、やはり陰極へ到達していると考えられる。本考察における興味の対象は陰極平板まで届かない初期ストリーマであるため、この大きな電荷量のストリーマに関しては対象外となる。詳細な電荷量波形の検討により、これらの大きな電荷量のストリーマ発生時に波頭部に小さな初期ストリーマが発生しており、厳密には 2 段コロナとなっていることが確認された。しかしながら、小さな初期ストリーマの電荷量は 1/100 程度であるため、図 6.27(b) において観察されない。

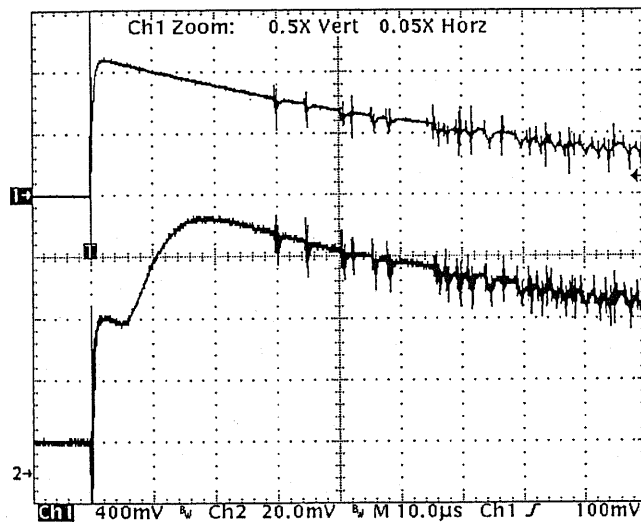
図 6.28 に供試ガスをネオンとし、紫外線を照射した場合に発生した、小さな初期ストリーマに関する V-Q 特性曲線を示す。電荷量に関しては同様の条件、紫外線照射時における、供試ガスを空気とした場合 (図 6.9) および窒素とした場合 (図 6.3) と同様のオーダーであるためこれらの図と比較を行なう。空気および窒素では、V-Q 特性曲線が低温になると高電

表 6.5: アルゴンの 50%火花電圧と分散 σ (電極間隔 2cm)

50%火花電圧 $\pm\sigma$	室温 (約 20 $^{\circ}$ C)[kV]	極低温 (約-180 $^{\circ}$ C)[kV]
紫外線非照射時	7.98 \pm 0.27	10.18 \pm 0.27
紫外線照射時	3.98 \pm 0.03	4.03 \pm 0.02



Neon 10.6°C
 r=0.5mm d=50mm
 UV irradiated
 Tek41_04.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 2.7kV
 Q=0.001488 μ C(at 8.830 μ s)



Neon -190.2°C
 r=0.5mm d=50mm
 UV irradiated
 Tek41_01.tif
 CH1= applied waveform
 CH2= charge of corona
 Applied voltage= 2.2kV
 Q1=0.000561 μ C(at 5.715 μ s)

図 6.27: ネオン中における、初期ストリーマ発生時の電荷量波形

圧側へ20~25%偏移しているが、単原子分子であるネオンの場合には、V-Q特性に温度依存性がないことが分かった。本論文6.6.4項において、陰極にストリーマが到着していない場合におけるQ-V特性曲線の温度依存性については、振動励起準位分布の変化による、光電離反応数に温度依存性が存在するモデルを仮定した。この実験結果はこれらの仮定を裏付ける結果の一つとなりうるため、大変興味深い。日を変えて再び実験を行なったが、同様の結果となっている。図6.28には、全ての結果を示している。

コロナ雲モデル (参考)

本節では、低温におけるV-Q特性が常温におけるV-Q特性の、高電圧側に20%~25%拡大する現象について、モデルを提案し、極低温領域における放電現象のメカニズムについてコロナ雲モデルを用いて検討を行なう。本実験では、第4章に挙げられているように、電極間隔2cmの場合には、印加電圧が低い場合にも一部のストリーマ先端は陰極平板まで届いているが、ここではこれらの長さの違うストリーマを平均化して、放出される空間電荷に関しては雲のように広がるとして、空間に放出される電荷量(Q)とその時の電極電位(V)の関係について計算を行なった。

コロナ電荷量を扱う工学的モデルとして、「コロナ雲モデル [26]」がある。不平等電界下の電極に電圧を印加していった場合、フラッシュオーバーに至る前にまずコロナ放電がおこる。そしてその内部には空間電荷が発生する。このコロナが雲のようにふわふわ広がっていき、それにつれて空間電荷も進展していくとしたときに、電極がとっているべき電圧に注目するのがコロナ雲モデルである。このモデルは以下の仮定のもとに計算を行なう。これをコロナ雲モデルの基本事項とよぶ。

1. コロナの進展につれて空間電荷は全てコロナの外側の面に薄く分布しながら進んでいく
2. その面の形状はコロナ発生前のラプラス場の等電位面に一致する。
3. その際空間電荷はコロナ発生前のラプラス場の形を変えないように分布する。(Deutsch-Popkov approximation)
4. 空間電荷は電極上に電荷を誘導するが、その結果印加電圧が上昇しても、電極表面の電界強度は最も強い点でもコロナ開始時の電界強度に制限されたままとなる。
5. コロナ(空間電荷)がある位置まで進んで止まっている時、その表面の電界強度は最も強い点でも、コロナが進展できる最低限の電界強度どまりとなる。逆に言えば、表面の電界強度がこのことを満たすようになるまで、コロナは進展する。

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

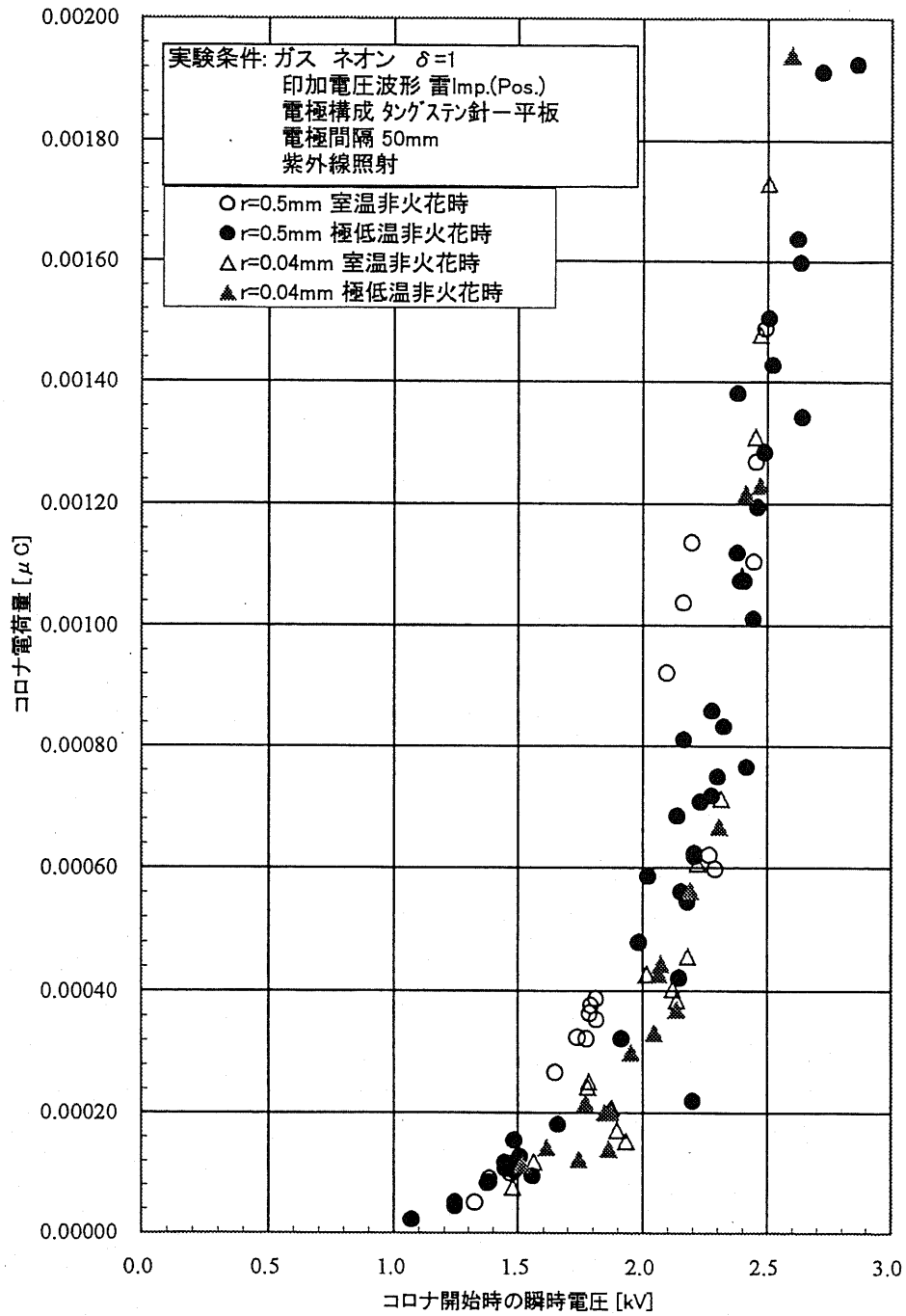


図 6.28: 紫外線照射時のネオンの V-Q 特性 (電極間隔 5cm)

計算式

最初に以下に挙げる定数および変数を定義する。

C : コロナ放電時の静電容量

C_g : 電極の幾何学的形状から決まる静電容量

V : 印加電圧 (電極電位)

V_i : コロナ開始電圧

$\bar{V}(x)$: ラプラス場の位置 x における電位をその時の電極電位で割って正規化したもので、電極形状で決定する。

q : コロナ内部の総電荷量

q_c : コロナ放電によって空間中に放出される電荷

q_i : q_c によって電極上に誘導される電荷量

x : 放電路にそってとった座標軸上の値

E : 電界

E_c : ストリーマ進展のための最低電界値

$\bar{E}(x)$: ラプラス場の位置 x における電界をその時の電極電位で割って正規化したもので電極形状で決定する。

E_i : 電極からコロナが発生する為に必要な電界強度

以降、最終目的として、 x をパラメータとした V の式、 q の式を誘導し、 V - Q 特性を求めることを目標とする。

コロナ放電がおきている状態での電極系の対地容量 C は

$$C = (q - C_g V) / V - V_i \quad (6.18)$$

で決定される。電極間に空間電荷が存在する場合、両電極には合わせて、空間電荷と同じ大きさで逆符号の電荷が誘導されるが、Shockley - Ramo condition によれば、その分配率は空間電荷の位置によって決定される。空間電荷がラプラスの場における電極間電位差の $\alpha\%$ の位置にあるとき、全誘導電荷の $\alpha\%$ が高電位の、 $(100 - \alpha\%)$ が低電位の電極上に誘導されるのである。ある電極電位 V でコロナが位置 x まで進んだ時、空間電荷 q_c は基本事項 1,2 より、すべて等電位、 $\bar{V}(x)V$ の位置に存在するため、このことを使うと、電極上に誘導される電荷 q_i は

$$q_i = -\bar{V}(x)q_c \quad (6.19)$$

で求められる。

次に基本事項 3 により、空間電荷の有無にかかわらず電界は、大きさが変わっても方向、形などは変わらない。したがってある点の電界強度は、その点よりも内側 (高圧電極側) に発する電気力線の本数、つまりは内側に存在する総電荷量に比例する。このことを電極表面

とコロナ表面で考えてみる。まず電極表面では基本事項 4 より、コロナ発生後、電界強度は一定値に押えられるため、電極上の電荷量も電極電位によらず、常に一定となる。 $V = V_i$ の時、コロナはまだ発生せず、空間電荷は存在しないため、電極上の電荷は $C_g V_i$ のみである。コロナが伸びた後の電極上の総電荷量は、 $C_g V + q_i$ であり、これらは等しい。

$$C_g V + q_i = C_g V_i \quad (6.20)$$

(6.19) 式を使うと

$$C_g V + \bar{V}(x)q_c = C_g V_i \quad (6.21)$$

が得られる。

次にコロナ表面では、基本事項 5 より、ある V でコロナが x_c まで進んで止まっている時、 x_c における電界強度は E_c である。座標軸は放電路にとってあるので電界は座標軸上で最大値をとるものと考え、その E_c と、 x における $V = V_i$ の時の電界強度 $\bar{E}(x)V_i$ との比は、より内側に存在する電荷量の比が等しくなる。ある V の時のコロナ内全電荷量 q は、

$$q = C_g V + q_i + q_c \quad (6.22)$$

であり、(6.20) 式を使うと

$$q = C_g V_i + q_c \quad (6.23)$$

となる。 $V = V_i$ の時の全電荷量は電極上の $C_g V_i$ のみであるから

$$\frac{E_c}{\bar{E}(x)V_i} = \frac{C_g V_i + q_c}{C_g V_i} \quad (6.24)$$

が成り立つ。 V_i を消すと

$$\frac{E_c}{\bar{E}(x)} = \frac{C_g V_i + q_c}{C_g} \quad (6.25)$$

となり、(6.21) 式を使って q_c を消去し、整理すると x と V の関係式が出る。

$$\frac{V}{V_i} = \frac{E_c}{\bar{E}(x)} \frac{\bar{V}(x)}{V_i} + (1 - \bar{V}(x)) \quad (6.26)$$

が得られる。この式によってコロナが進展していった時に電極電位がどうあるべきなのかが計算できる。また (6.23)(6.25) 式を使うと、

$$q = \frac{E_c}{\bar{E}(x)} C_g \quad (6.27)$$

が得られて、コロナが x まで進んだ時にその内部に存在する総電荷量 (x - q 特性) が計算できる。

(6.26) 式、(6.27) 式から x と V の関係式も計算でき、最終的に、 V - Q の関係がもとまる。

モデルの適用と修正

本実験において、例として図 5.3 および図 5.6 に表される空気の V-Q 特性にこのモデルの適用行なう。図 4.2(a) 等、放電写真に示されるように、実際の空間電荷の分布は、ラプラス場で決まる等電位面上に分布しているよりも、ストリーマの明るい部分(ストリーマ高密度部)の影響を受けると考えられる。そこで、「コロナ雲モデル」における初期状態(ラプラス場)の修正をおこなった。

修正コロナ雲モデル

電極から出るストリーマは陽極から離れていくほど密度が薄くなることは、写真からも観察できる。そこで、このストリーマを「高密度部」と「低密度部」の2つに分け、前者を電極系と一緒に初期状態に組み込み、後者に関しては、コロナ雲のように広がるということにした。つまり、「高密度部」は導電性が高いと思われるので、ここでは電極の一部とみなすのである。この「電極 + ストリーマ高密度部によって構成される電界分布」を「新初期状態の電界分布」とすると、「修正コロナ雲モデル」の前提条件は

1. コロナの進展につれてストリーマ高密度部を除いた空間電荷(ストリーマ低密度部によって作られる空間電荷)は全てコロナの外側の面に薄く分布しながら進んでいく
2. その面の形状は新初期状態によって作られる等電位面に一致する。
3. その際空間電荷は新初期状態の電界の形を変えないように分布する。
4. 空間電荷は電極およびストリーマ高密度部に電荷を誘導するが、その結果印加電圧が上昇しても、電極およびストリーマ高密度部の表面の電界強度は最も強い点でもコロナ開始時の電界強度の制限されたままとなる。
5. コロナ(空間電荷)がある位置まで進んで止まっている時、その表面の電界強度は最も強い点でも、コロナが進展できる最低限の電界強度どまりとなる。逆に言えば、表面の電界強度がこのことを満たすようになるまで、コロナは進展する。

といった基本事項に変更される。また、それにより、各定数および変数の定義も変更され、

C : コロナ放電時の静電容量

C_g : 電極 + 電極とみなされるストリーマ高密度部の幾何学的形状から決まる静電容量

V : 印加電圧(電極電位)

V_i : コロナ開始電圧であるとともに、基本事項 4 より、放電進展中のストリーマ高密度部先端の電界強度も決定するパラメータとなる

$\bar{V}(x)$: 新初期状態の、位置 x における電位をその時の電極電位で割って正規化したもの。

q : コロナ内部の総電荷量

q_c : コロナ放電によって空間中に放出される電荷 (= ストリーマ低密度部の電荷)

q_i : q_c によって電極および、ストリーマ高密度部に誘導される電荷量

x : 放電路にそってとった座標軸上の値

E : 電界

E_c : ストリーマ進展のための最低電界値

$\bar{E}(x)$: 新初期状態の電界分布の、位置 x における電界をその時の電極電位で割って正規化したもの。電極形状+ストリーマ高密度部の形状で決定

E_i : 電極からコロナが発生する為に必要な電界強度

となる。これらの変更により、V-Q 特性の計算はそのまま「コロナ雲モデル」の計算式が使えることになる。

計算

計算に用いる各パラメータの値は以下 (表 6.6) のように設定した。そして V_i は、上記パラメータを用いて計算を行なった場合、最も実験値に近い V-Q 特性となるような値で決定する。

表 6.6: 修正コロナ雲モデルの設定値

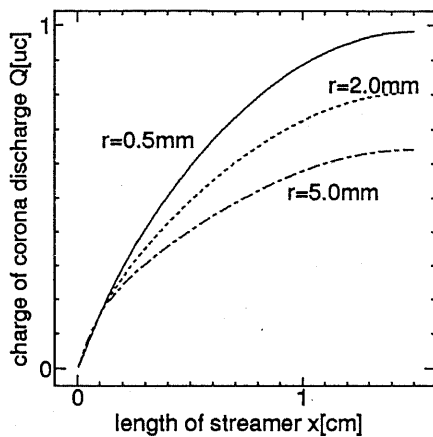
「ストリーマ高密度部」形状	直径 $30\mu\text{m}$ 長さ 5mm の半球棒形
E_c	20kV/cm
$\bar{V}(x)$	電荷重畳法による計算値
$\bar{E}(x)$	電荷重畳法による計算値

各電極構成における V-Q カーブの計算をおこなった結果、実験値に近いと判断される V_i は表 2 に示すような値になった。また、各電極条件における x (ストリーマの伸び)- Q (空間電荷量) 特性を図 6.29(a) に、 x - V (印加電圧) 特性を図 6.29(b) に、V-Q 特性を図 6.30, 図 6.31 に示す。ここで、 x - Q 特性、 x - V 特性に関してはコロナ開始、ストリーマの自己進展等を考慮にいれず、計算値を表示したが、V-Q 特性においては、これらを考慮し、ストリーマ開始以前、自己進展以降の処理を行なった計算値を表示している。

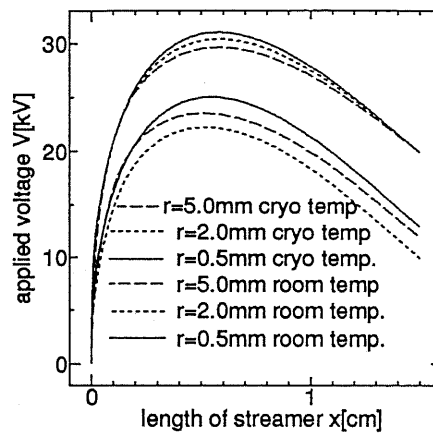
結果をみると、おおよその傾向は得られていると思われる。本実験で得られた興味深い現象は、極低温の V-Q 特性曲線が室温の V-Q 特性曲線と比べて、電圧が大きい方向 (右方向) へ 20~25 % シフトしていることである。これを修正コロナ雲モデルのから考察すると、この右方向へのシフトはパラメータ V_i の増加としてとらえることができる。 V_i はコロナ開始電圧として定義されているが、修正コロナ雲モデルでは、高密度ストリーマ部分も電極

表 6.7: 各条件における V_i の値

気体温度	r=0.5mm	r=2.0mm	r=5.0mm
常温 (20 °C)	12 kV	10kV	13kV
極低温 (-180 °C)	20kV	20kV	20kV



(a) x-Q 特性



(b) x-V 特性

図 6.29: 修正コロナ雲モデルによる計算値

と同等に扱われるため、コロナ開始電圧としての V_i の定義は「高密度ストリーマ上の電位」となり、直接測定が不可能なあいまいな値となる。 V_i はむしろ、基本事項 4 にもとづいた、放電進展時の電極系表面電界強度を表すパラメータとしての役割が大きい。つまり、極低温状態のほうが、放電進展時の電極表面電界が高いということになる。マイクロセカンドオーダーで進展する雷インパルス放電において、中性分子の拡散距離の温度による差は無視できるほど小さいとみなせるので、放電進展時の陽極先端の電界強度を決定する要素は温度による放電種電子(空間中より供給される初期電子)供給量の温度による違いというものが考えられる。つまり、低温になり、初期電子供給量が少なくなると、ストリーマの進展のマイナス要因なり、放電電荷量が減少する(=同じ放電電荷量を発生させるにはより高い印加電圧が必要となる)。放電写真に温度によるストリーマ進展具合の差が発見できないことや、放電電荷量しきい値 (Q_{th}) が温度によって変化していない実験結果から、本実験

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

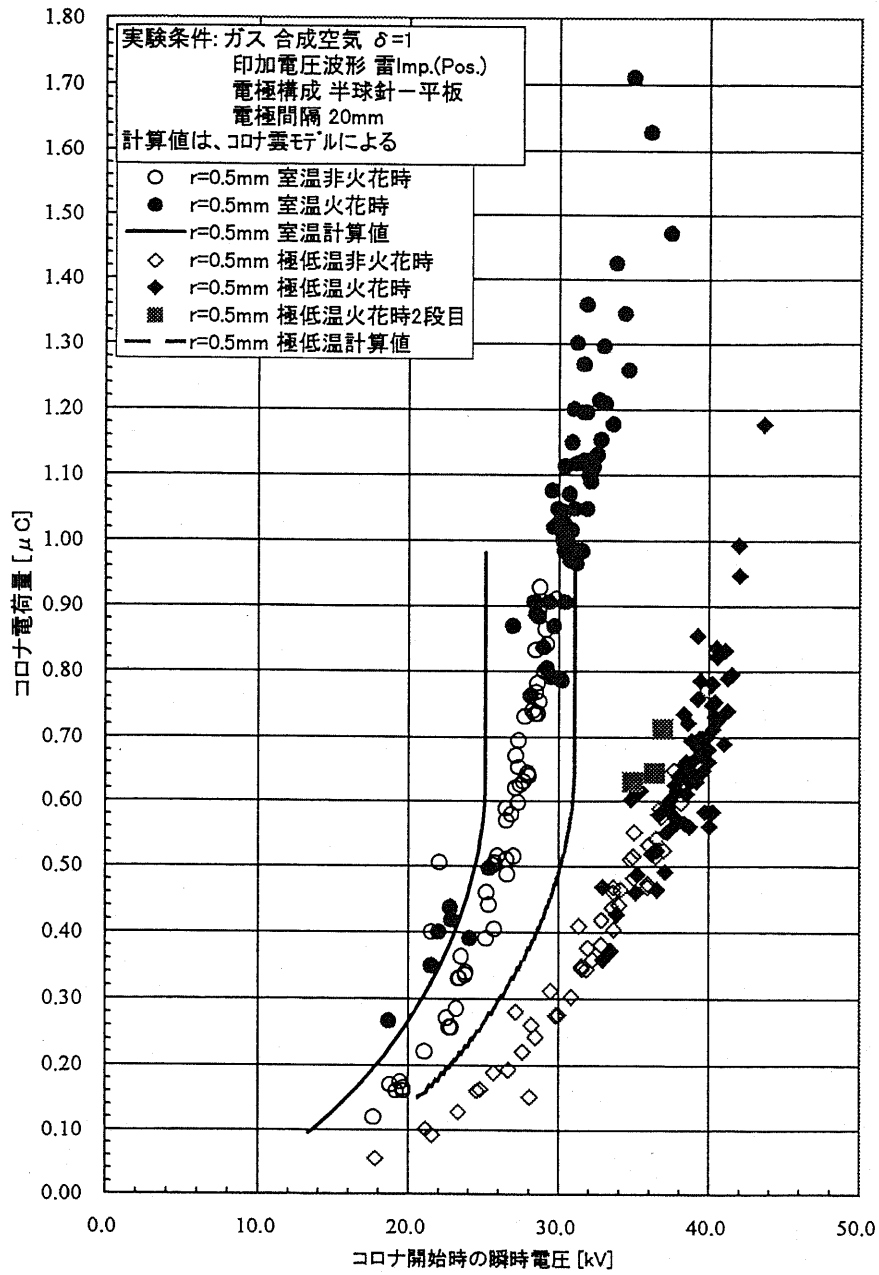


図 6.30: 修正コロナ雲モデルの V-Q 特性と実験値 ($r=0.5\text{mm}$, 非火花時)

コロナ開始時の瞬時電圧によるコロナ電荷量の変化

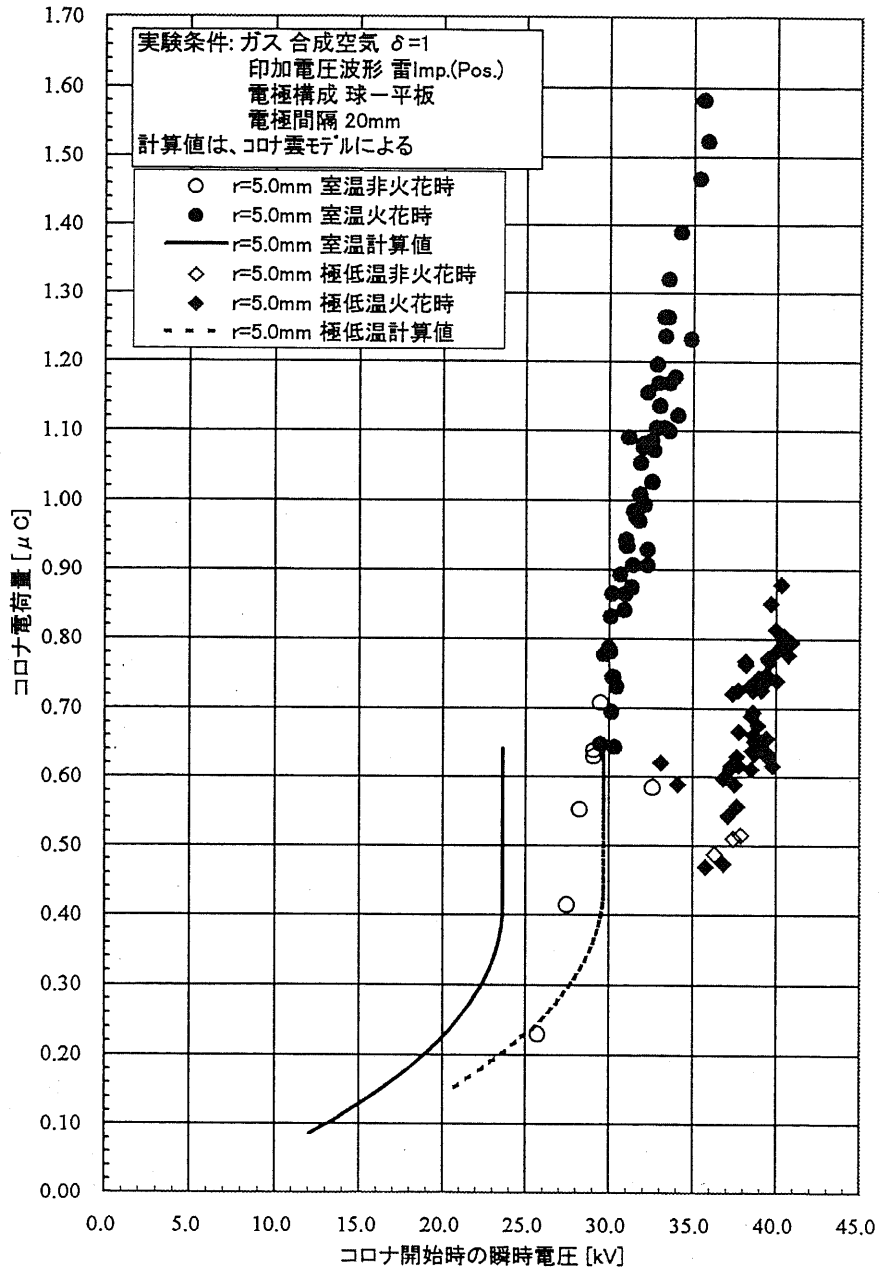


図 6.31: 修正コロナ雲モデルの V-Q 特性と実験値 ($r=5.0\text{mm}$, 非火花時)

で用いた棒-平板電極構成においてインパルス電圧を印加した場合は、電圧が違っても、電荷分布の温度による差はないということが推測される。このことから、インパルス放電において温度の差は空間からの初期電子供給量の差として表れるといった考察を裏付けるものになり得る。過去の研究においても、不平等針平板直流特性の研究で「低温空気中のグローコロナが不安定になるのは、対向陰極からの2次電子供給が減少するためと推定される」[28]という考察や、平等電界のインパルスフラッシュオーバー特性の研究において、「低温で初期電子が減少するためと考えられる結果が得られた」[12]とある。また、6.6節において、光電離係数の温度依存性についても検討されている。ストリーマ先端部での種電子の数に温度依存性が存在するのであるならば、この種電子と V_i の相関についてさらなる検討が必要であると思われる。

6.8 本章のまとめ

本章では、V-Q特性、および初期ストリーマ進展長の温度依存性について、その支配的な放電メカニズムを探るべく、実験的検討を行なった。その結果空気および窒素において同じ電圧において極低温時には放電の伸びが小さくなることが分かり、V-Q特性の偏移現象は、初期電子供給量の差や陰極温度によって影響を受けない。また、気体の湿度や、窒素-酸素の混合比によって、V-Q特性が変化することも分かった。また、気体分子の振動励起準位が存在しない希ガスの例として、ネオンのV-Q特性を測定した結果、V-Q特性の温度による偏移を観察することはできなかった。これらの結果より、V-Q特性の温度による偏移現象が起きる原因として、光電離反応の温度依存性の可能性を挙げている。

Part II

大型クライオスタット (長ギャップ領域)

第7章

極低温長ギャップ領域における Paschen 則

第1章でも言及したように、現在までの極低温気体に関する研究は、放電の基礎特性としての短ギャップ領域 (~数 cm) の研究が主である。昨今の超電導温度の高温化傾向も考えると、近い将来液体ヘリウムから扱いが容易で低コストの液体窒素が冷媒として用いられる可能性も考えられる。また、超電導機器の実用上の電気絶縁を考えると、数百 kV 級の電気絶縁の必要性も充分考えられるため、液体窒素温度での窒素ガスの放電特性は超電導応用機器を設計するうえで必要不可欠な情報である。また、極低温空気の 10cm 程度の電極間隔における放電特性については、それ自体放電の基礎特性として興味あることであり、研究に値すると思われる。

まずはじめに現在まで確認されるに至っていない条件である、電極間隔が 10cm 程度の領域における、極低温における窒素と空気について、Paschen の法則を確認すべく、大型クライオスタットを用いて球-球電極構成による火花電圧について測定を行なった。平等電界における火花電圧については Paschen の相似律が成立することが知られているが、実際に極低温において窒素ガス及び空気について Paschen の法則を確認した例では、ギャップ間隔 10mm 程度、(密度) × (ギャップ長) で表現すると $\rho \times d = 10^2(\text{mg}/\text{cm}^3 \cdot \text{mm})$ 程度までである [51]。

7.1 実験装置、および実験方法

7.1.1 大型クライオスタット

構造

極低温領域における長ギャップ放電に関する研究全般に使用する大型クライオスタット装置について、図 7.1 に概略図を示す。本体はステンレス製で、架台およびブッシングを含む全高は約 4.9m である。放電空間はほぼ円筒形であり、最内径 1m、高さ約 1.45m、ブッシ

ングを除いた放電空間の容積は約 1.1m^3 である。電極間隔は最大で約 50cm 程度確保できる(実際は電極の大きさ、電界などにより制限される)。高圧側ブッシングは三菱電線工業製で、交流実効値で 250kV の耐電圧で設計されている。クライオスタット側面～上面まではステンレス製の内部容器と外部容器の二重構造となっており、内部容器はさらに銅製シールドパネルによってその内部を覆われている。外部容器～内部容器間にある真空層はロータリーポンプと拡散ポンプを用いて 10^{-4}Torr 以下の真空引きされ、外部と熱絶縁されている。クライオスタットの底部とブッシングの挿入部分は断熱材によって外部と熱的に遮断されている。底部には放電空間の排気やガス封入のためのポート、電流端子、冷却中に供試気体の温度差をなくすためのガス攪拌用ファン等が設けられている。また、内部の放電空間は 90 度づつ角度を変えた位置に設けた 4 箇所の石英ガラス窓より観察可能である。電極間隔の調整は接地側電極が固定されている支持棒に変位メータが接続されており、下部の手動ハンドルによって支持棒の高さを変化させることができ、変位メータによって変位測定、すなわち電極間隔調整が可能となる。変位メータは $1/100\text{mm}$ の単位まで表示できるが、クライオスタット底部のたわみや、手動ハンドルの遊び等を考慮に入れると、電極間隔の設定は $1/10\text{mm}$ 程度の精度だと思われる。なお、実験の際にはこれらの遊び、ガタ等による電極間隔の誤差を最小限に抑えるため、必ず電極を上昇する方向にて電極間隔を決定し、手をはなしてから変位メータの値が動かなくなっている値を電極間隔とした。

7.1.2 冷却系統、および冷却方法

冷却用の液体窒素の銅製配管がクライオスタット各部に巻かれており、内槽 1 系統には断熱真空槽中の内壁に、側部シールド 2 系統には内部に設けられた釣り鐘状の銅製円筒形熱シールドパネルに巻き付けられている。底部においては、底面に 2 系統、底面より少し上部に設けたドーナツ状シールド板に 1 系統巻き付けられている(計 5 系統)。また、実験後に供試気体を室温に戻すための加熱用のヒータは内層外部に巻かれている。系統それぞれにバルブがあり、液体窒素の流量を調整することができるようになっているため、クライオスタット内部気体の各部の温度を独立に調整することができ、供試気体を $-190\text{ }^{\circ}\text{C}$ 程度まで冷却することができる。試験槽内部、側部シールド付近、下部付近にそれぞれに銅-コンスタンタン熱電対が計 17 箇所設置され、実験中でも供試ガス空間の温度測定が可能である。極低温領域まで冷却する実験では、この熱電対によって温度を管理し、液体窒素の各系統の流量の調整を行ない、試験槽内部の温度差を極力小さくするべく実験を行なう。極低温条件における実験時の温度設定は、17 箇所の熱電対および、内槽の気圧計より、供試ガス温度が $-170\sim-180\text{ }^{\circ}\text{C}$ 程度で安定した時点で実験をおこなった。実験中に冷却用の液体窒素供給タンク(セルファ)の供給圧力が低下してくるので、窒素の流量、圧力等適宜調整を行なう。したがって、内層の気圧変化が 5% 以下に収まっている。絶対温度に換算すると $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ 以下である。室温における実験の場合は、供試気体の温度は実験日の気温によって微

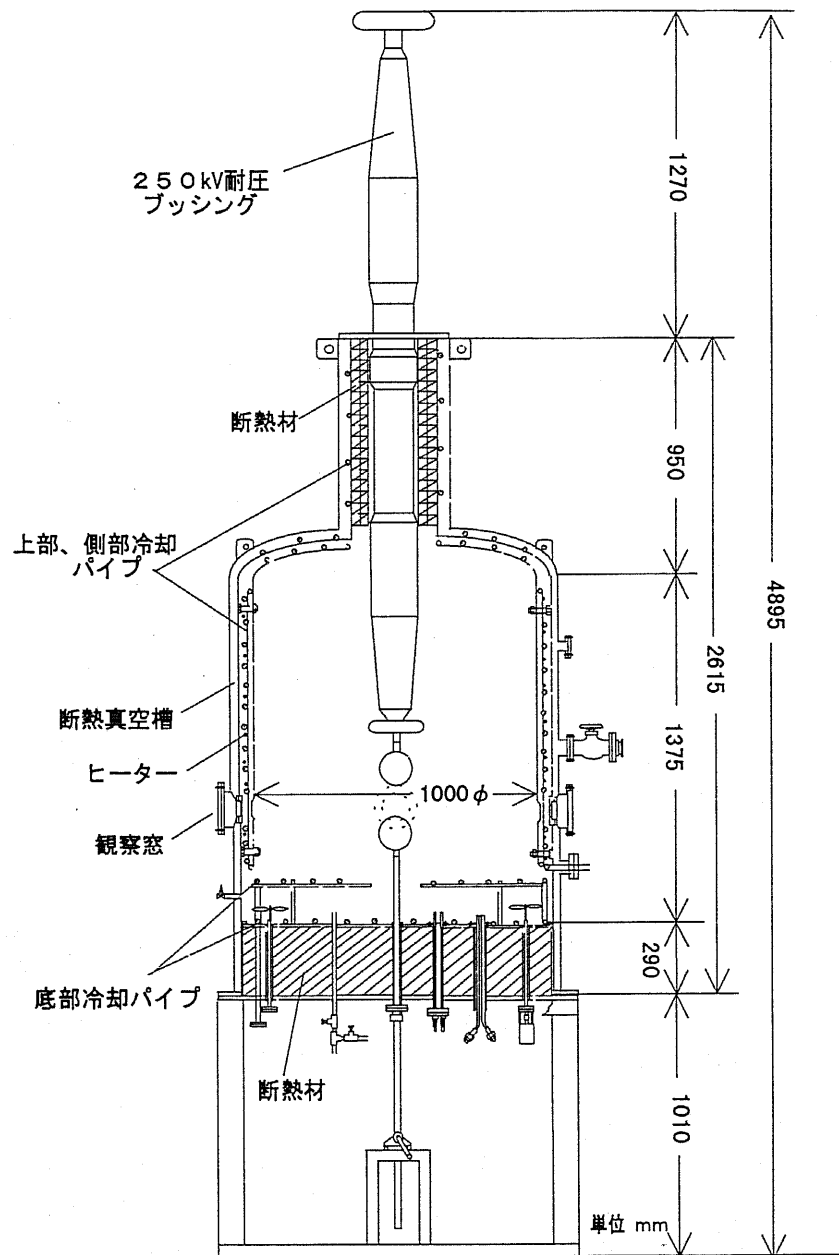


図 7.1: 極低温気体放電実験用大型クライオスタット装置概略図

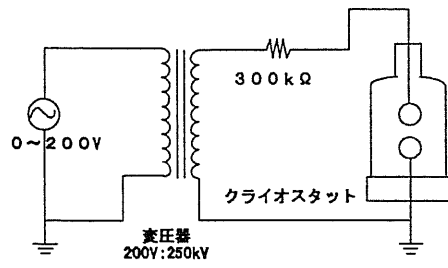
妙に異なる(約 15~22 °C)。しかしながら、気体封入は 20 °C 換算で行なっており、室温における実験においてはクライオスタット内部に温度差は生じないため、実験日の気温は実験結果に影響を与えないといえる。

7.1.3 実験回路

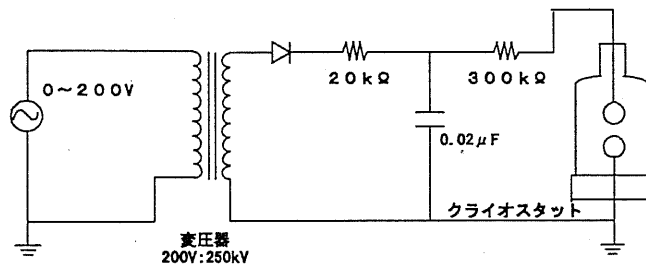
本研究においてはまずパッシェンの法則の確認を、交流(50Hz)および正極性の直流、正極性インパルス電圧印加のもとで電極間隔を 10cm 以上までおこなった。電極間隔が大きいいため、200kV 以上の高電圧の印加が必要であった。交流高電圧印加回路については図 7.2(a) に、直流高電圧印加回路を図 7.2(b) に、インパルス高電圧印加回路は図 7.2(c) に示す。各回路定数については図に示した通りで、昇圧変圧器は 200V:250kV の定格であり、直流回路で用いられる平滑用コンデンサの容量は $0.002\mu\text{F}$ である。インパルス電圧波形はまた、線の連結部等、電界集中部にはシールドリング等を挿入し、電圧変動、および電磁雑音の原因となるコロナ放電が高電圧系統で極力発生しないようにした。また、大型装置であるため、電極交換にかなりの手間を要する。放電時に電極損傷を最小限に抑えるため、リレー回路を用いて、放電と同時に供試ギャップの電流を遮断し、電源を切るようにしている。また、放電時の電流制限抵抗としては、実験では試験用変圧器と高電圧側球電極間に $300\text{k}\Omega$ の抵抗を直列に挿入した回路で行なった。実験に用いた電極は標準球ギャップ電圧較正装置で用いられている黄銅製の直径 15cm の球-球電極を使用した。また、10cm 以上の長ギャップ条件において、火花直前にこの直径 15cm 球と高圧ブッシング部との間に沿面放電が起きる可能性があるため、クライオスタット内部高圧ブッシング部と球電極の間に直径 15cm 程度の円盤型シールドリングを挿入している。

7.1.4 実験方法

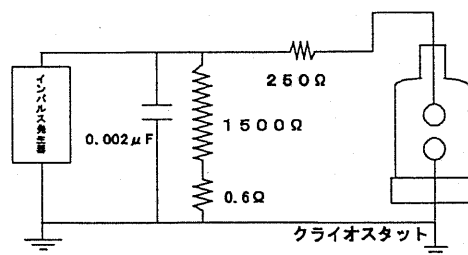
ガス封入に際しては、ロータリーポンプにて試験空間を 0.1Torr 以下まで十分に排気した後、供試気体を 200Torr ほど入れるといった気体のフラッシングを 2 回以上行なった。特に内槽開放時等、壁面に残る不純物、水分等を特に除去する必要がある時は、内槽排気時にはロータリーポンプにて 0.1Torr 以下まで排気したのち、さらに油拡散ポンプを用いて 10^{-4}Torr まで真空引きを行ない、新しい供試気体との入れ換えを数回繰り返すことによって壁面に残る不純物をなるべく取り除くようにした。そして供試ガスを所定の気体密度まで封入した。室温にてガス封入後は一切のガス出し入れを行わず、常にガス密度一定の条件で測定した。供試ガスは鈴木商館製で、窒素の純度は 99.99% で、空気については工業用純度のものを使用した。電圧印加間隔は放電による残留電荷の影響を避けるため 90 秒とした。供試気体密度 δ として $\delta = 1, 0.5, 0.25$ を選択し、それぞれの δ について電極間隔 d を変えて測定を行なった。今回は標準球ギャップのフラッシュオーバー電圧の表(JEC-170)に



(a) 50Hz 交流



(b) 正極性直流



(c) インパルス

図 7.2: 高電圧印加回路

において平等電界とみなされる範囲(直径15cm球の場合7.5cm)を超える $\delta \times d$ まで測定を行なった。各測定点において予備放電の後、火花電圧の見当をつけてから、その80%程度までは10kV/s程度の速度で印加電圧を上昇し、その後火花に至るまでは、500~1000V/s程度の速度でゆっくりと上昇した。各電極間隔において火花電圧の測定5~10回ほど行ない、それらの平均値を用いた。また、同条件において新しいガスに入れ替え、複数回測定を行なった。

7.2 実験結果

7.2.1 50Hz 交流電圧印加実験

空気の50Hz 交流火花電圧特性

供試気体を空気として、相対気体密度 $\delta=1, 0.5, 0.25$ の場合の直径15cm球-球電極構成における火花電圧対相対気体密度(δ) \times 電極間隔(d)特性について室温(約20℃)および極低温(約-180℃)での測定結果を図7.3に示す。電極間隔は1cmより1cm刻みで順に長くしていき、 $\delta=1$ の場合は平等電界とはもはやみなせないと思われる電極間隔10cm以上のデータについても放電形態観察の参考として、測定を行なった。図中の誤差棒は測定値の最大、および最小値を示す。その結果、空気中においては極低温時の火花電圧が δ によらず、室温のそれより、若干高くなる傾向はみられたものの、ほぼ同じ値を示すことが確認された。電界の不平等性が強くなると、室温および低温での火花電圧にずれが生じていることも観察される。ただし、この火花電圧にずれが生じるのは、相対気体密度 $\delta=1$ の場合であり、その他の気体密度の条件では火花電圧の温度にずれは生じていない。すなわち、 $\delta \times d$ が大きな領域で、火花電圧に温度依存性が生じてくると考えられる。図7.3より、平等電界とみなせる程度の電極間隔(直径15cmの球-球電極構成では6cm程度より小さい領域)では、火花電圧の相似則(Paschenの法則)が成り立つと思われる。

また、電極間隔 d が14~15cmと、不平等性が強くなった場合、室温、および低温双方の条件において、火花電圧直前にストリーマが電極間に発生したのを観察窓からの目視にて確認することができた。

窒素の50Hz 交流火花電圧特性

つぎに、供試気体を窒素とした場合の15cm球-球電極火花電圧対相対気体密度(δ) \times 電極間隔(d)特性を、室温および極低温の条件において測定した結果を図7.4に示す。窒素の場合の測定値は、空気の場合と比較して、測定値のばらつきは少ない。窒素中の放電においても電極間隔7cm以上の領域において、電界の不平等性が強くなると極低温時の火花電圧は、交流電圧印加の場合は室温での火花電圧よりも若干高めな値となる傾向が出てくる結

空気の交流火花電圧

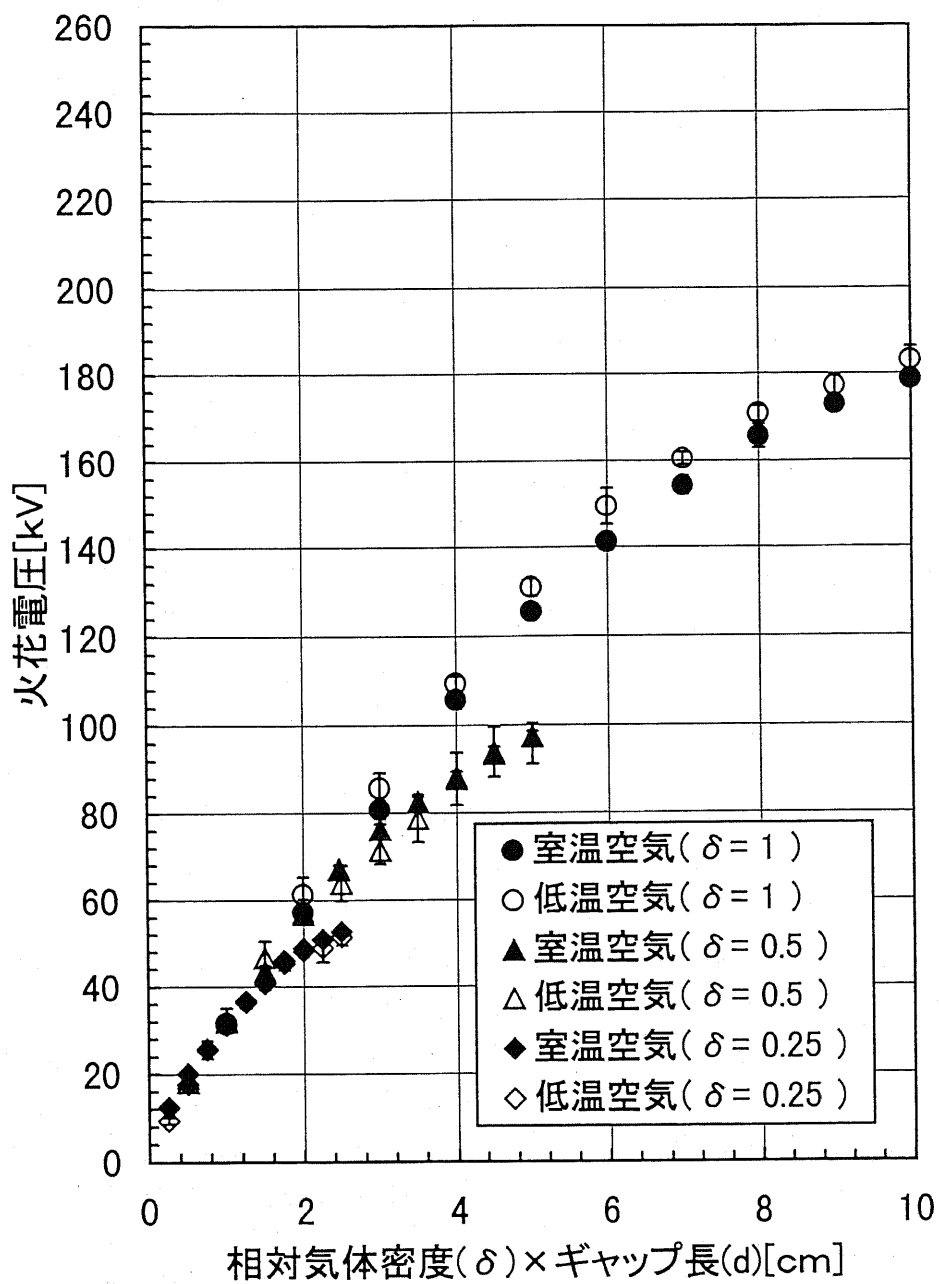


図 7.3: 空気の交流印加時の球-球電極火花電圧特性

果となった。図 7.4より、空気同様、平等電界とみなせる範囲では窒素でも、火花電圧の相似則 (Paschen の法則) が、室温 (約 20 °C) および極低温 (約 -180 °C) について成り立つ。電極間隔 d が大きく平等電界から外れた 13cm 以上の領域において、室温、極低温ともに高圧側球電極の表面に膜状のコロナが観察窓からの目視により確認された。

7.2.2 直流火花電圧特性

次に、直流電圧印加時の極低温での長ギャップ領域における Paschen 則の確認の実験を行なう。

空気の正極直流印加火花電圧特性

供試気体を空気とし、気体密度を標準状態を基準として相対気体密度を $\delta=1, 0.5, 0.25$ の 3 通りについて、15cm 球-球電極火花電圧対相対気体密度 (δ) \times 電極間隔 (d) 特性を、室温および極低温の条件において測定した結果を図 7.5に示す。図中の誤差棒は測定値の最大値、最小値を示す。直流印加時の標準球-球ギャップ火花電圧は、交流印加時のそれと比較して誤差が大きいとされているが、本実験でのクライオスタット内の放電においても電極間隔 6cm 以上の領域において、室温と低温で、火花電圧の差が 6%以上となっている。ただし、この火花電圧の温度依存性は交流印加時同様、相対気体密度 $\delta=1$ の場合のみ見られる現象であり、興味深い。球ギャップ間に交流電圧を印加した場合には、ギャップ長が大きくなり、電界の不平等性が大きくなったために、電極から空間電荷 (コロナ) が僅かに発生したとしても、時間とともに極性が変化するために空間に蓄積される電荷量の影響は比較的少ないと思われる。一方、直流電圧印加の条件では、 $\delta \times d$ が大きくなると、低温の場合でコロナ安定化作用 [14] 等、過去の不平等電界直流印加の研究で見られるような現象が起きている可能性が考えられる。窒素、空気ともに電極間隔が大きくなると、直流火花電圧が交流火花電圧を上回っている点も興味深い。電界の不平等性が強くなると極低温時の火花電圧は、室温での火花電圧よりも高めの値となる傾向が強くなる現象は、交流印加時にも見られた。標準 15cm 球-球ギャップ電圧表 (JEC-170) において、電極直径の 1/2 以上の火花電圧は確度が落ちると言及している点、前節交流における実験結果において、ギャップ長 7cm 以上をパッシェンの法則が成立しない不平等電界であるとしている点から、直流においてギャップ長 6cm 以上の火花電圧については、パッシェンの法則が成立しない不平等電界であるとするのは不合理ではないと考えられる。

窒素の正極性直流印加火花電圧特性

次に、供試気体を窒素とし、空気の場合と同様に、正極性直流電圧印加時の火花電圧の測定を、相対気体密度 $\delta=1.0, 0.5, 0.25$ の場合について行ない、その結果を図 7.6に示す。

窒素の交流火花電圧

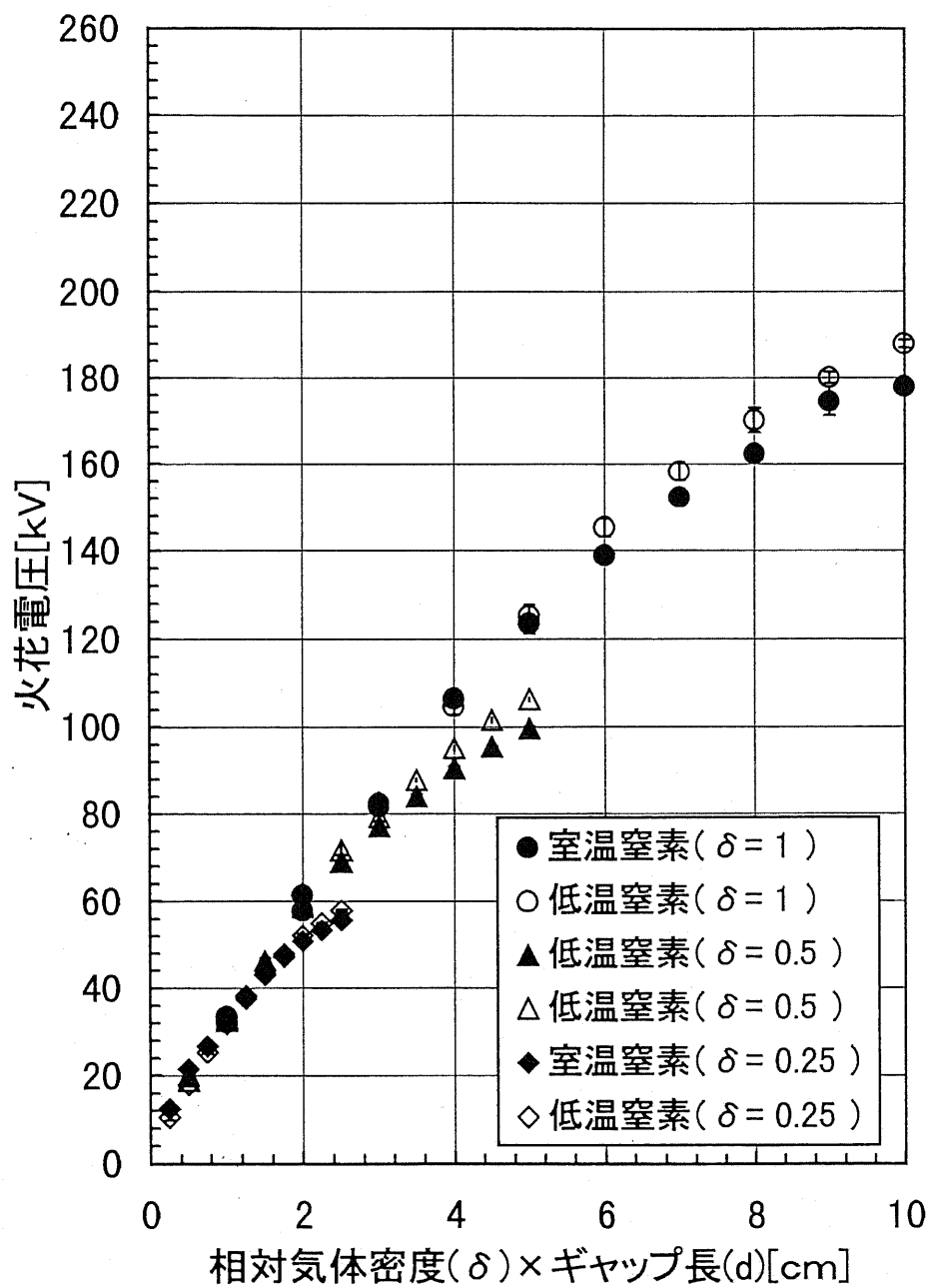


図 7.4: 窒素の交流印加時の球-球電極火花電圧特性

空気の直流火花電圧

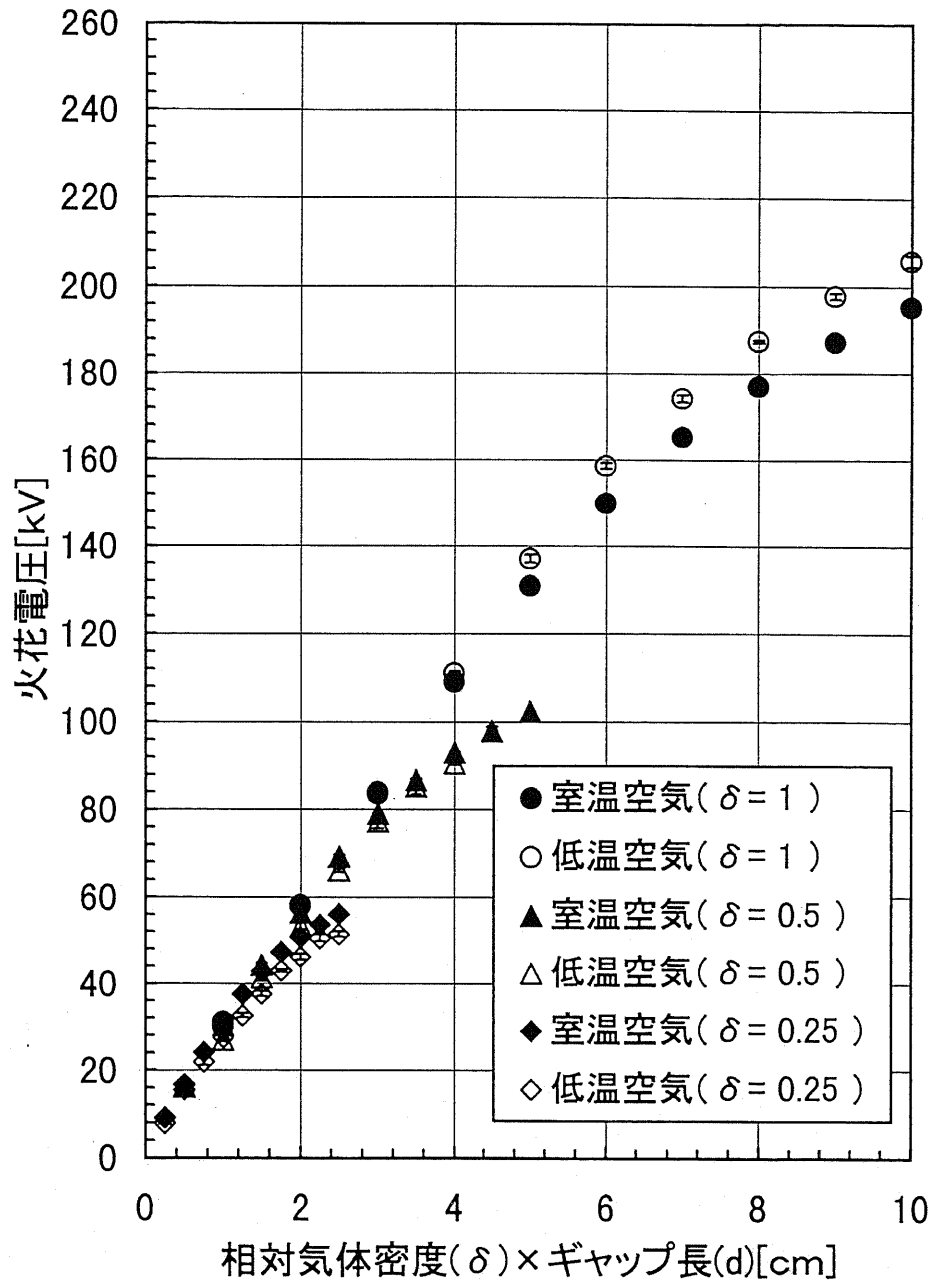


図 7.5: 空気の正極性直流印加時の球-球電極火花電圧特性

窒素の直流火花電圧

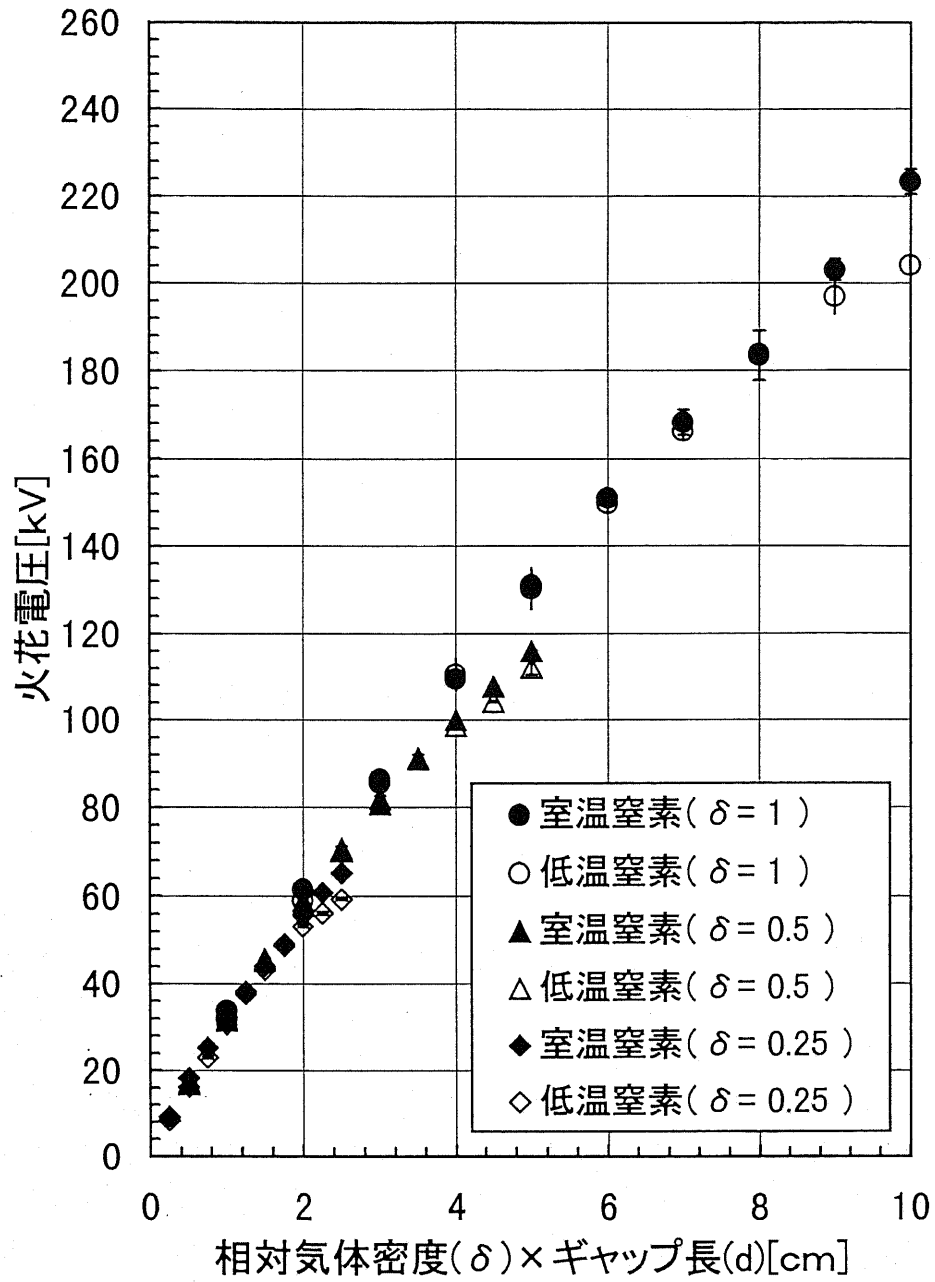


図 7.6: 窒素の正極性直流印加時の球-球電極火花電圧特性

供試気体が窒素の場合には、空気の場合(図 7.5)よりも温度による火花電圧の差が小さく、安定している。電極間隔が 8cm まで、室温および低温における火花電圧がほぼ一致している。また、相対気体密度 $\delta = 0.5, 0.25$ における火花電圧もギャップ長が 8cm 以下の条件では常温および極低温で一致している。それぞれの気体密度におけるギャップ長 7cm 以下の火花電圧は、ギャップ長 \times 相対気体密度 δ に比例し、直線上にプロットされるため、パッシェンの法則が成立していると言える。

7.2.3 正極性雷インパルス電圧印加時の火花電圧特性

空気、および窒素について、 $1.42/50\mu\text{s}$ の正極性雷インパルス電圧印加時の火花電圧を 40 回程度の電圧印加回数による昇降法を用いて測定した。相対気体密度は $\delta = 1, 0.5$ の 2 種類とした。また、クライオスタット横の窓より紫外線の照射を行なった場合の火花電圧についても測定を行なった。空気の結果を図 7.7 に、窒素の結果を図 7.8 に示す。交流印加の場合や直流印加の場合同様、空気 50%の火花電圧は電極間隔が大きくなると温度依存性が見られるようになり、低温になるとかなり高くなっている。これらの測定値に関しては、再現性も含めてさらに検討する必要がある。

7.3 検討事項

実験結果より、室温および極低温について Paschen の法則が成立すると考えられるが、より信頼性の高い結論を得るために、測定値のばらつきや電界の平等性について検討を行なう。

7.3.1 測定値のばらつきについて

平等電界における火花電圧の測定において、同一条件においてもある程度測定値にばらつきが見られる場合があり、交流および直流印加時にはその最大値最小値を誤差棒で、インパルス電圧印加時には標準偏差を誤差棒で示している。この原因として、放電の種となる初期電子の供給量が少ないということが考えられる。紫外線照射源のない場合にインパルス電圧を印加すると、その火花電圧は照射した場合の火花電圧に比べて 2~3 倍の値になり、しかもばらつきが大きくなる [12] ため、インパルス電圧印加時のばらつきに関しては、金属による密閉容器内の実験であるため、宇宙線等による初期電子供給作用が、測定ごとにばらつくことも考えられる。また、交流および直流印加の条件における測定値のばらつきに関しては、電圧上昇速度をゆっくりとすれば、初期電子供給不足が火花電圧のばらつきに与える影響は、わずかであると考えられる。また、図 7.3 より、特に空気の極低温の条件における火花電圧に 10%程度の大きなばらつきが見られた。これは窒素ガスの火花電圧

雷インパルス50%火花電圧

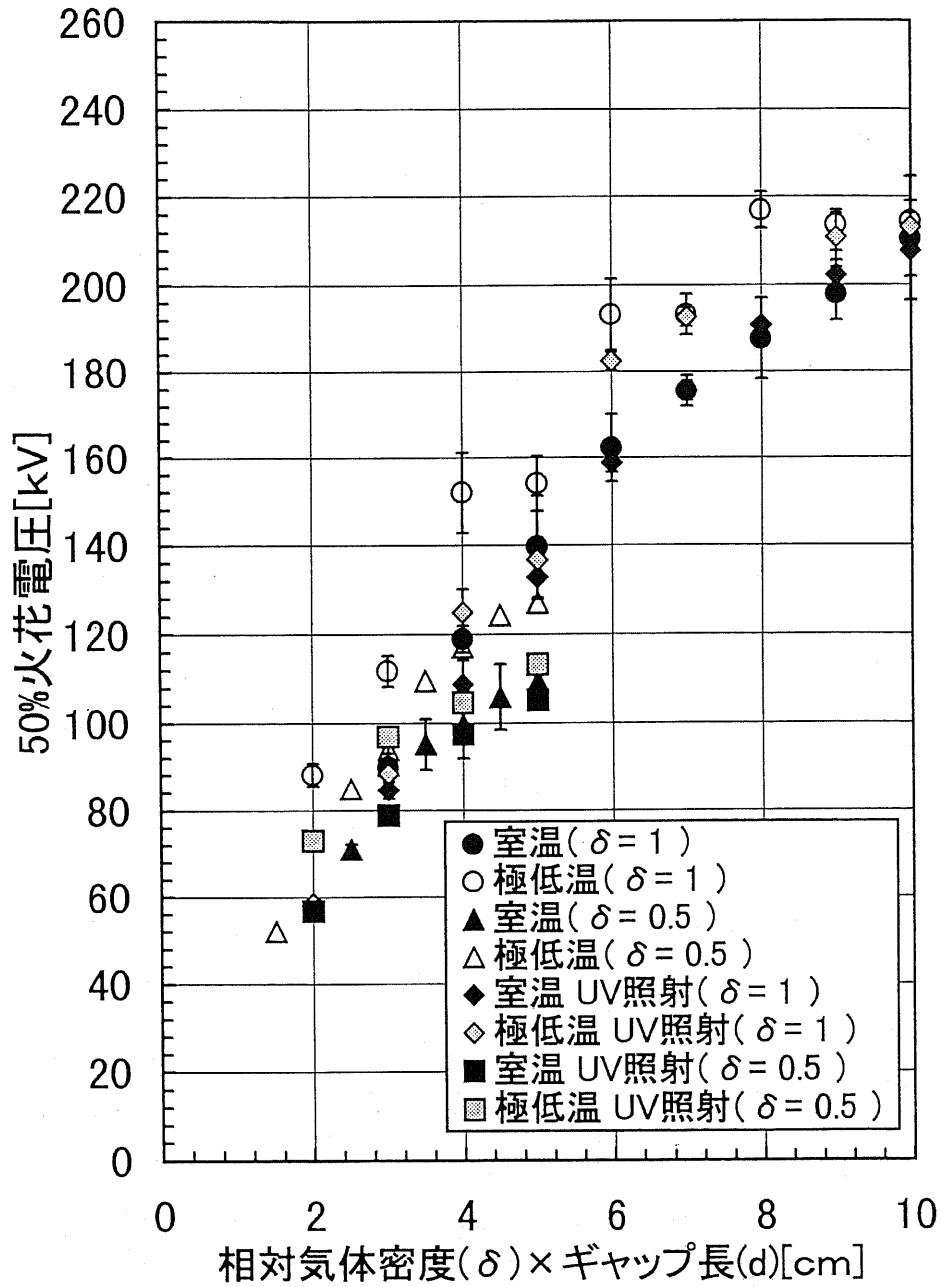


図 7.7: 空気の正極性雷インパルス電圧印加時の球-球電極火花電圧特性

窒素の雷インパルス50%火花電圧

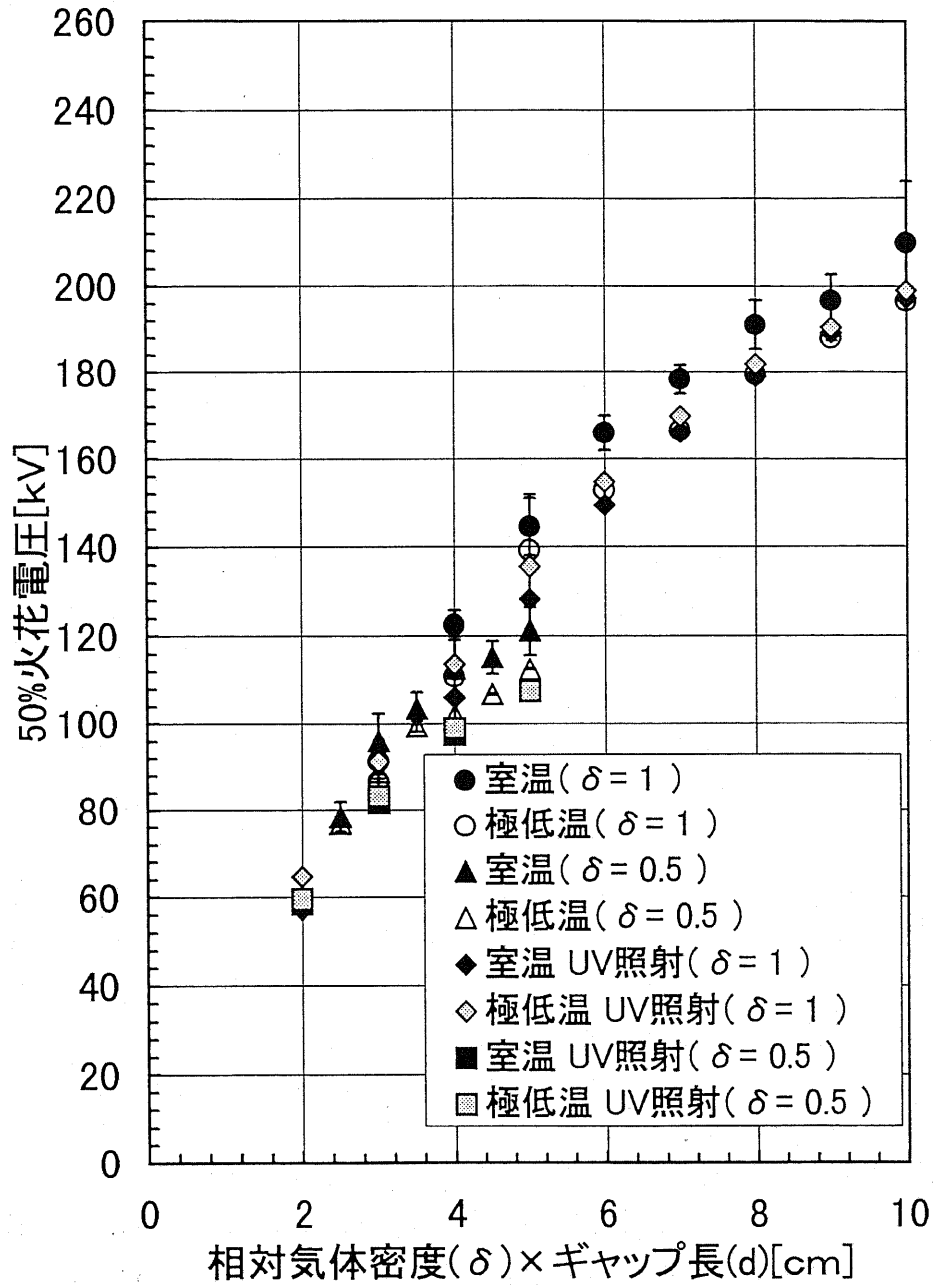


図 7.8: 窒素の正極性雷インパルス電圧印加時の球-球電極火花電圧特性

がばらつきを示さないこと、またクライオスタットの冷媒として液体窒素 (-195.8℃) を内壁に沿って銅管中を通していていることを考えると、酸素 (液化温度 760mmHg で -183℃) が、内壁の近くで局所的に液化し、酸素の分圧が変化することによる気体組成の変化、気体密度の変動などにより、火花電圧が測定ごとに変化することが考えられるが、本研究で用いた合成空気 (酸素分圧 21%) の場合、試験層の壁面に一部液体窒素温度の部分が存在すると、酸素の飽和蒸気圧は、窒素の大気圧沸点 (-195.8℃ = 77.35K[21]) で、156.7Torr[21] であるため酸素分圧が 20.6% に現象する可能性がある。ただし、この酸素分圧の酸素分圧が 2% 減少しただけであり、変化は僅かである。合成空気としての全体の気圧も 0.4% 減少するが、これらの圧力変化は僅かで本研究での放電現象に与える影響が少ないといえる。できる範囲にあると言える。インパルス電圧印加実験において紫外線を照射すると火花電圧のばらつきが極端に小さくなることから、今回の実験結果に現れた火花電圧のばらつきは、初期電子発生の確率的要素などが原因である可能性が考えられる。

7.3.2 供試気体の温度差について

実験で用いたクライオスタットのように、試験空間の容積が大きい装置では、温度が場所によってことなることによるガス密度の均一性を保つことに注意を払わなくてはならない。そのため、測定の際には試験空間の上下方向及び径方向の温度差が ±5℃ 以内に収まるように努めた。したがって極低温時では場所によらずガス密度が厳密には一定とはいえないが、熱電対の位置が冷却パイプから巻かれている壁からわずか数 mm の場所であり、かつ、壁から 1cm 離れた所では上記の温度差より小さくなっていることを考慮すれば、ガス密度が異なる部分の容積はわずかであるため、今回の実験結果への影響は小さいと考えられる。これを検証するため、クライオスタットを冷却し始めてから、十分に冷えきるまで時間を充分にとり、火花電圧の変化を調べる実験を行なった。例として、供試気体は窒素、電極間隔を電界の不平等性が強くなる 10cm とし、交流印加の状態で行なった。その結果を図 7.9 に示す。冷却初期の段階では、冷却配管付近のみが冷えるため、温度差を生じた状態となるが、各部が充分冷え切った状態では熱電対の示す温度差はほぼゼロとなり、それからさらに冷却を行なっているため、供試気体各部はほぼ同温度となっていると考えられる。通常、極低温における実験を行なう際は、図 7.9 における、経過時間 500 分程度に冷却をおこなった状態となっている。図 7.9 によると、冷却初期 200 分頃までは、温度差の影響からか、火花電圧が時間とともに変動しているが、300 分以降は特に大きな変動もなく、安定している。これは、供試気体各部の温度が安定したからだと考えられる。クライオスタット内部 17 箇所に接地された熱電対が示す温度が -180℃ ~ -190℃ の値を示し、各部の温度差がないことを示していることから、この実験からは、通常、実験を行なう条件においては、気体各部の温度差は 10℃ 以下であると考えられる。

また、温度差による気体密度分布によってのみ、火花電圧が温度の影響を受けるのであ

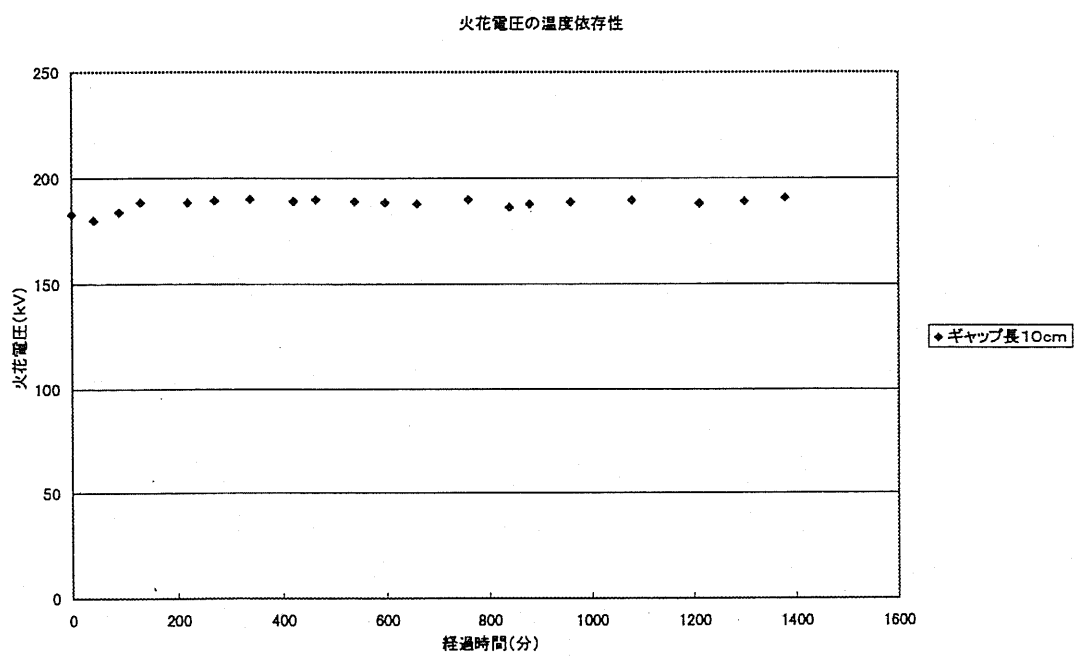


図 7.9: クライオスタット冷却経過時間における窒素の火花電圧の変化

れば、低温における火花電圧の上昇度は気体の種類、印加電圧波形によらないと思われる。しかしながら、火花電圧測定結果より、図 7.3, 図 7.5等、供試気体を空気とした場合には、低温において火花電圧が上昇の傾向にあるのに対して、図 7.4, 図 7.6等を参照することによって、供試気体を窒素とした場合には、必ずしも低温において火花電圧が上昇していないことが分かる。したがって極低温における火花電圧のわずかな上昇は必ずしも供試気体がクライオスタット各部の温度差によるものではないといえる。

7.3.3 電界の計算値

球-球電極による電界は、かならずしも平等電界とはいえない。第 7.2 節で言及したように、電極間隔 10cm 以上の領域では、不平等電界時にみられるような、グローコロナやストリーマが見られているため、この電極間隔において印加電圧が放電電圧に至る前に、不平等電界にによって発生した空間電荷が放電空間に存在し、火花電圧が温度によって変化することも考えられる。極低温気体の不平等電界の放電現象については、本論文 part I にでの検討や、過去にも報告例 [28],[14] などがあり、火花電圧が室温と極低温で一致しない場合もある。また、クライオスタットの壁の影響も放電空間の電界が不平等になる要因の一つである。今回の実験では、最大電極間隔を 10cm 程度とすると、クライオスタット内壁との距離はその 5 倍あるが、零電位の壁が、電極間の電界にどのような影響を及ぼすか興味のあるところである。そこで、電荷重畳法によって、電極間の電界分布の計算を行なった。パソコンによりクライオスタット内部の電位分布を 260 個の線およびリング電荷によって模擬を行ない、各電極間隔において、電極間 200 点における電界を求めた。なお、電極電位については、後で求める火花電圧計算値とした。この計算結果を図 7.10 に示す。

JEC-170 による標準球ギャップ火花電圧の表が球電極の直径の半分を超える電極間隔については、確度が落ちるといっていることも勘案すると、本実験装置において、15cm 球を用いた場合、Paschen の法則の前提となっている平等電界の範囲としては、安全側に考えて、少なくとも電極間隔 7cm 以下の場合であるという目安が考えられると思われる。次項にて、電界の平等性についてさらに検討を行なう。

7.3.4 火花電圧の計算値

実験で得られた、火花電圧を計算を用いて求めてみる。気体の電離係数 α は以下の近似式で求められる。

$$\alpha/p = C \exp(-Dp/E) \quad (7.1)$$

ここで、 p =気圧, E =電界, C, D はそれぞれの気体によって決まる定数である。

電極間中心軸上の電界強度分布

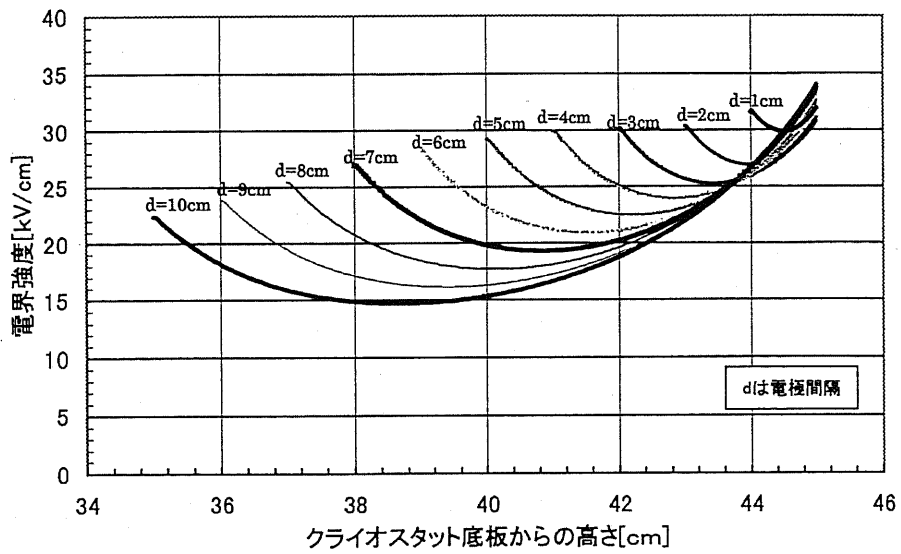


図 7.10: クライオスタット内電極間の火花電圧での電界分布計算値

Dutton 氏のまとめた電子のスウォームデータ [36] より、衝突電離係数 α の値の近似式を求めた。窒素の場合は p の単位を Torr, E の単位を $V\text{cm}^{-1}$ として、 $E/p \leq 122$ [V/cm Torr] の範囲では、 $C = 7.5\text{cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ 、 $D = 285\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ と定め、 $122 \leq E/p$ [V/cm Torr] の範囲では、放電ハンドブック [29] において $100 \leq E/p$ [V/cm Torr] の範囲で適当とされている値 $C = 12\text{cm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ 、 $D = 342\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ を採用した。これら、 α の実測値 [36] と近似式による計算値の関係を図 7.11 に示す。

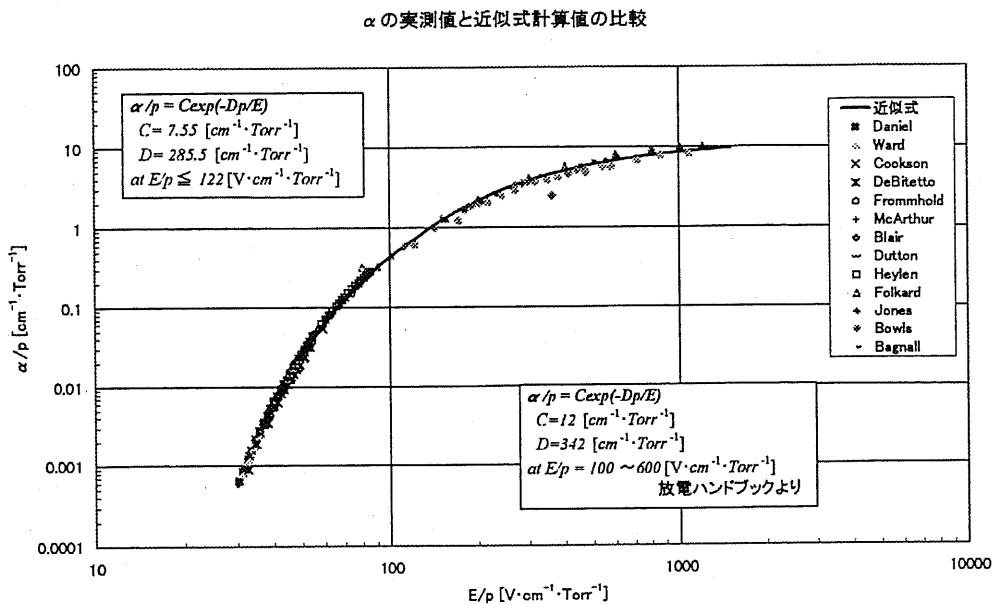


図 7.11: 窒素の衝突電離係数の実測値と近似式計算値

空気の場合は、付着係数 η を考慮しなくてはならないため、実効電離係数として $\alpha_{eff} = \alpha - \eta$ を定義すると、 $\alpha_{eff}(E/p, p) = \alpha - \eta$ は、式(7.2)~(7.4)に示すように定めた。

$$31.6 \leq E/p \leq 60.0$$

$$\alpha_{eff}(E/p, p) = p \times 10^{-4} \times \{1.047 \times (E/p - 28.5)^2 - 12.6\} \quad (7.2)$$

$$60 \leq E/p \leq 100$$

$$\alpha_{eff}(E/p, p) = coef \times \alpha_{eff} \text{ (in eq.(A.5))} \quad (7.3)$$

$$coef = 1 - 6.74755 \times (E/p - 60.0)$$

$$E/p \geq 100$$

$$\alpha_{eff}(E/p, p) = 15.0 \times p \times \exp\left(\frac{-365.0}{E/p}\right) \quad (7.4)$$

単位は、E[V/cm], p[Torr] である。

臨界なだれ長を X_c とすると、電離指数 K は

$$K = \int_0^{X_c} \alpha_{(eff)}(E, p) dx \quad (7.5)$$

で求められる。

なお、電界 E については、前項で求めた、電荷重畳法によるクライオスタット内電極間における電界計算値を使用した。

以上の計算法より、空気、および窒素において相対気体密度 $\delta=1, 0.5, 0.25$ の条件にて各電極距離で火花電圧を算出し、室温における交流、および直流の実験値ともっとも一致する電離指数 K を求めた。その結果、空気の場合は $K=20$ 、窒素の場合は $K=10$ でストリーマに転換 (= 平等電界においては火花放電) すると仮定した場合の火花電圧が実験結果ともっともよく一致するということが分かった。

これら、放電パラメータの吟味の上、算出されたされたクライオスタット内 球-球電極構成の火花電圧を、各条件における実験値とともに図 7.12~図 7.15 に示す。なお、交流電圧印加の場合は、負極性で火花に至るとし、負極性印加の条件での火花電圧を算出したが、本実験で用いたクライオスタット内の電界分布では正極性印加の条件における火花電圧計算値と 0.3% 以下の差しかなかったため、交流火花電圧実験値のばらつきの範囲内である。なお供試気体を空気とした場合には、室温大気中、標準球ギャップの電極直径 15cm における交流火花電圧の表の規格値 (JEC-170) も壁の影響を考慮する参考として併記する。図 7.12 は空気の交流火花電圧実測値と計算値との比較を、図 7.13 には空気の直流火花電圧実測値と、計算値との比較を、図 7.14 は窒素の交流火花電圧との比較を、図 7.15 は窒素の直流火花電圧との比較を示しているが、直流低温時や窒素の交流低温時を除いて計算値とは 5% 以内で一致しており、電極間隔が 10cm 程度に広がっていたとしても、電界の平等性はコロナ放電が開始していない程度に保たれていると言える。

7.4 本章のまとめ

本章では Paschen の法則について、気体温度が極低温 (約-180 °C) の条件下において長ギャップ領域 (2cm 以上) への延長適用の可能性を調べるべく、全高 4.9m の大型クライオスタットを用いて実験をおこなった。交流、直流および雷インパルス電圧をクライオスタット

空気の交流火花電圧

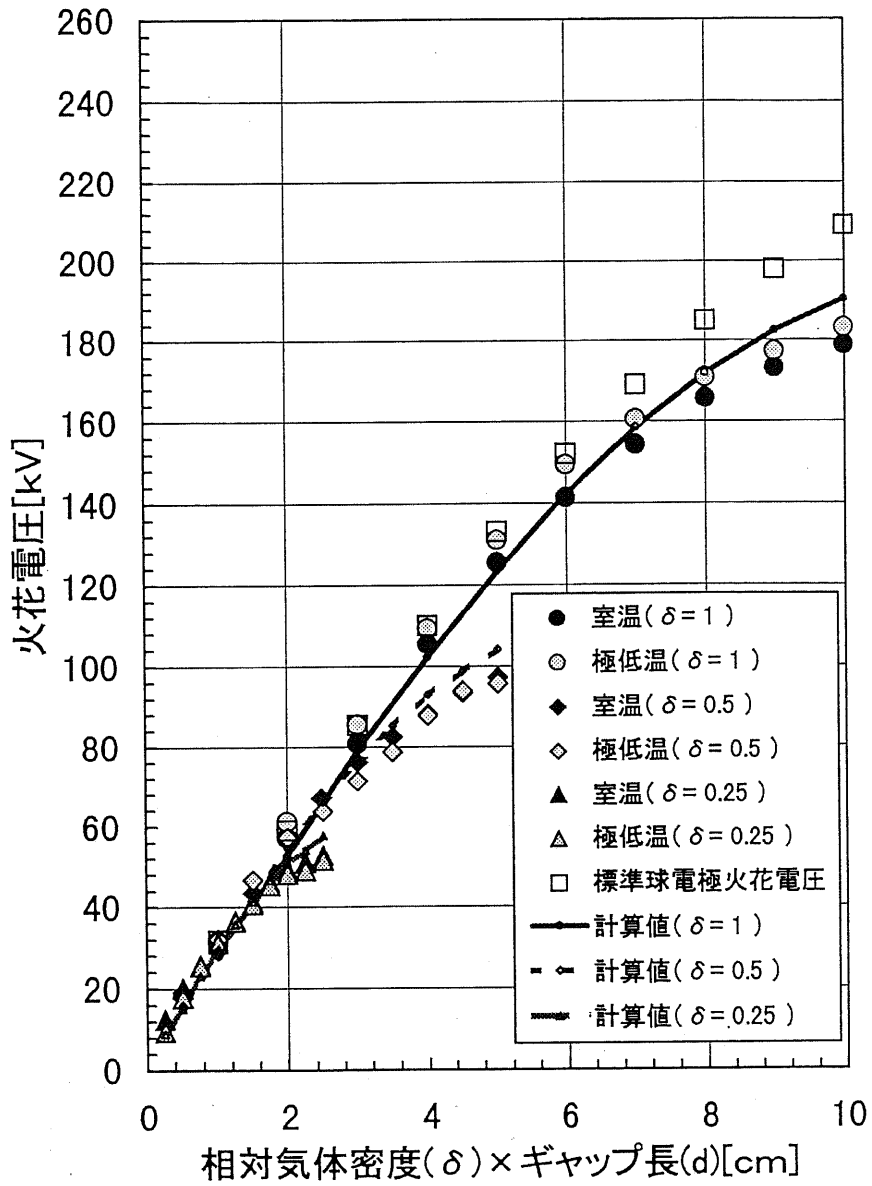


図 7.12: クライオスタット内直径 15cm 球-球電極による空気の火花電圧計算値と交流実測値、および標準球ギャップ火花電圧

空気の直流火花電圧

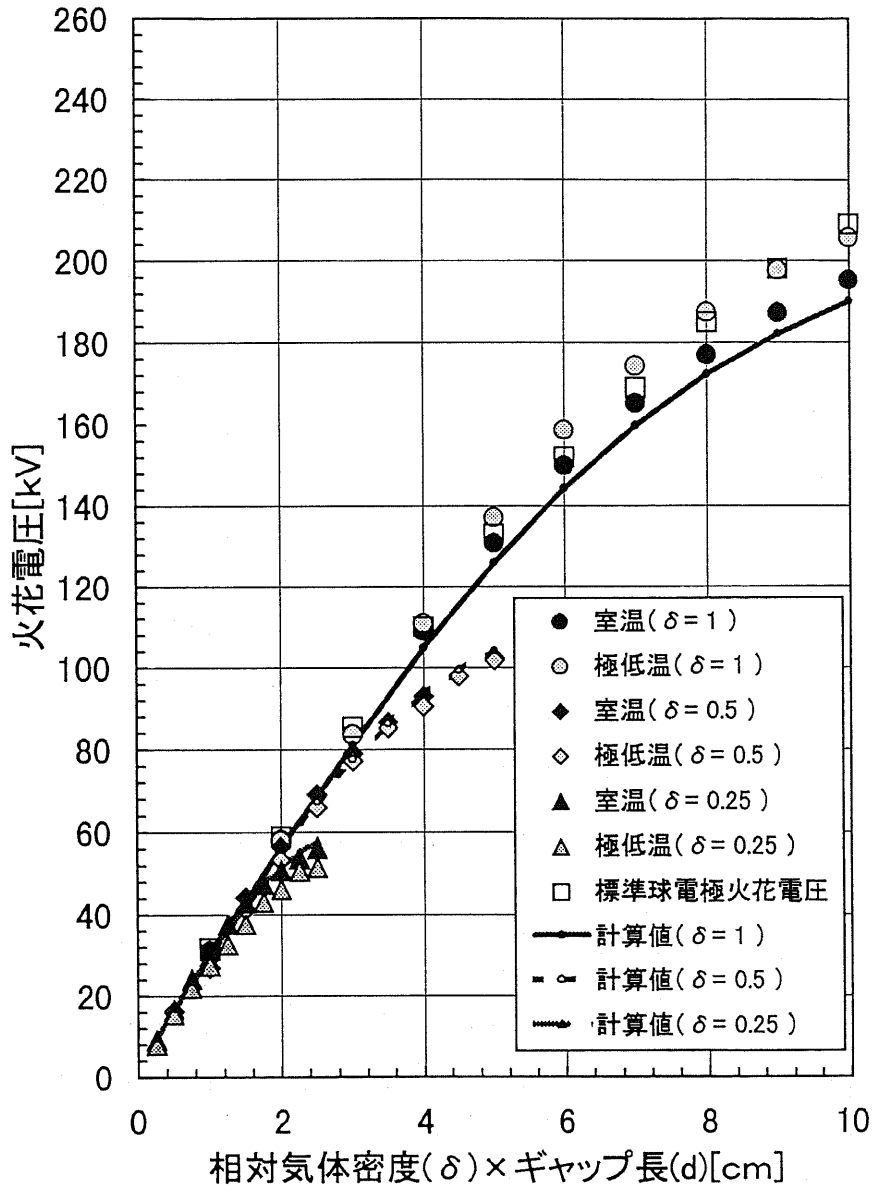


図 7.13: クライオスタット内直径 15cm 球-球電極による空気の火花電圧計算値と直流実測値、および標準球ギャップ火花電圧

窒素の交流火花電圧

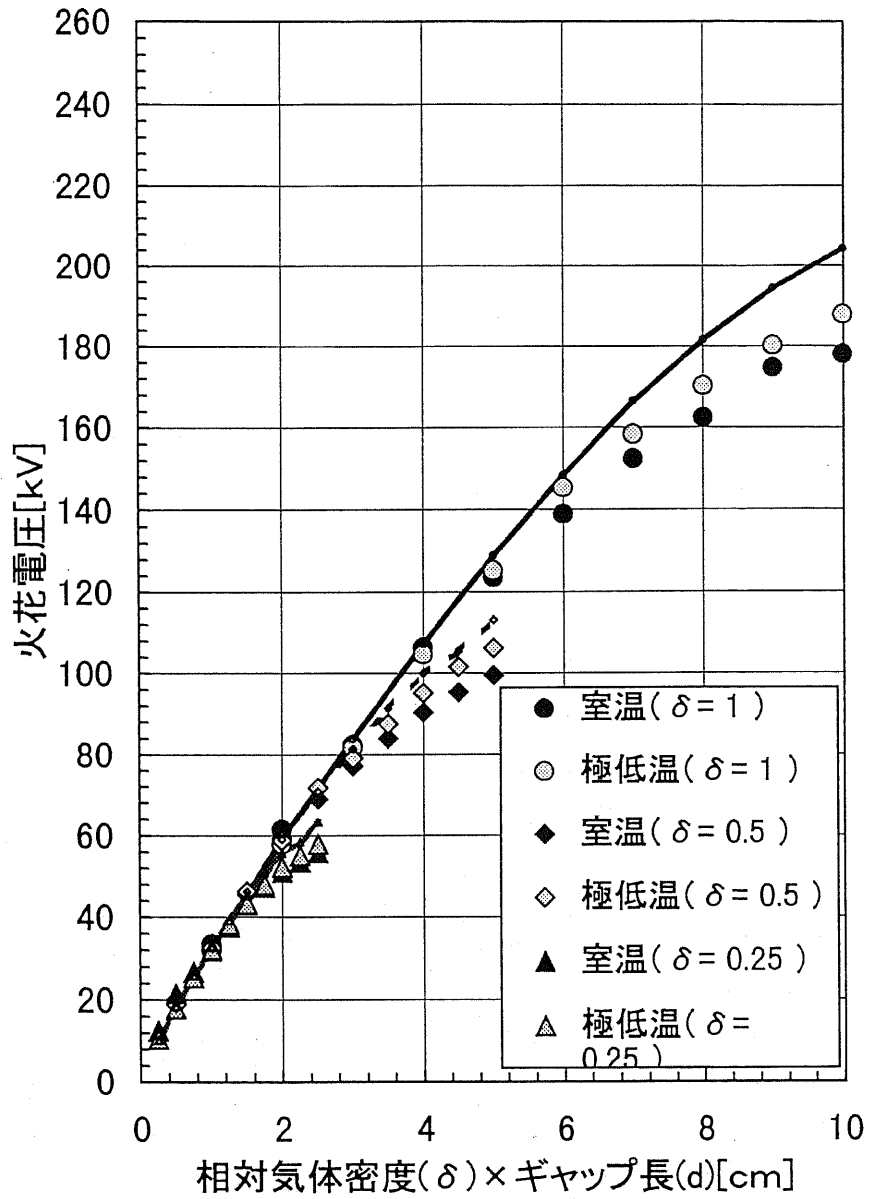


図 7.14: クライオスタット内直径 15cm 球-球電極による窒素の火花電圧計算値と交流実測値

窒素の直流火花電圧

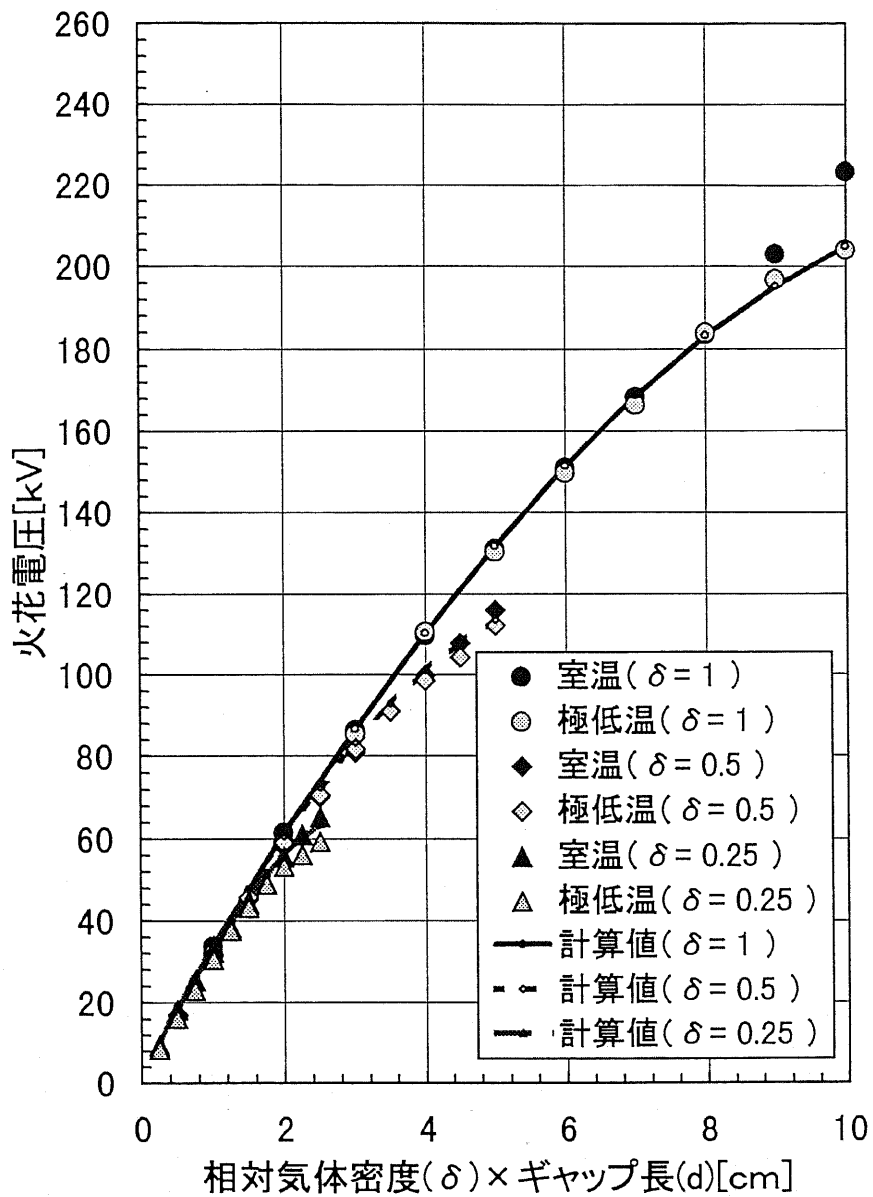


図 7.15: クライオスタット内直径 15cm 球-球電極による窒素の火花電圧計算値と直流実測値

ト内の直径 15cm 球-球電極に印加し、火花電圧を測定し、得られた結果の解析および検討をおこなった。その結果、相対気体密度 $\delta = 1.0, 0.5, 0.25$ の3点の気体密度において、交流については、7cm 以下電極間隔の範囲にて、直流に関しては 6cm 以下の電極間隔の範囲において、窒素及び空気が、Paschen の法則を満たすということを確認した。また、7cm 以上の電極間隔の領域では電界の不平等性が高くなり、 $\delta=1$ における空気の場合、火花電圧が上昇傾向となることもわかった。また、雷インパルス電圧を印加した場合の 50%火花電圧特性は、測定値のばらつきが多く、極低温においても Paschen の法則を満たすかどうかの結論を出すまでには至らなかった。

Part III

まとめ

第 8 章

結言

8.1 本論文の結論

超電導電力機器の実用化が近未来に迫っている現在において、極低温領域における気体の放電現象解明は急務だと思われる。しかしながら、液体窒素温度における気体の放電現象に関してはまだ未知の部分も多い。本論文では、この超電導機器の絶縁特性に関する基礎研究を念頭において、必要と思われる二つの課題について研究を行なった結果を報告している。第 1 章で、本研究の背景となる、超電導機器の現状、要求される絶縁特性の概観から、現在までの極低温気体に関する研究動向、および本研究の目的を述べ、研究の方向性を示している。ここで述べられているように、極低温液体に関する研究については数多くの例が見られるが、現在までの極低温気体に関する研究において、インパルス放電に関する研究例は少ない。超電導機器中に定常的に直流や交流放電が起きているとは考えられないため、事故時のインパルス過電圧に対する放電現象を解明することが、超電導機器の設計において重要だと思われる。気体温度の変化は無視できるインパルス放電特性は、放電によって加熱状態にある直流放電等と違って、放電進展現象に与える気体温度の影響が大きいと思われ、放電物理的な興味もある。そのため、本論文の第一番目の課題として、第 2 章～第 6 章に極低温気体の雷インパルス放電特性に関する研究結果を報告している。また、超電導電力機器におけるの実規模 (絶縁距離 10cm 程度) での気体放電特性についても研究例がないため、第二の課題として、10cm 程度の電極間隔における放電特性に関する研究を行なった。実際の超電導機器においては、電界集中を避け、絶縁特性を上げるため平等～準平等電界における絶縁特性に関して興味を持たれる。したがって、第 7 章には、球-球電極構成による準平等電界の長ギャップ領域 (10cm 程度) における Paschen 則について報告している。以下にそれぞれの章での実験・および検討によって得られた結論、またその要約をまとめてみる。

本論文第 3 章～第 6 章において、不平等電界、電極間隔 20mm における空気および窒

素ガスの正極性雷インパルス放電特性の温度依存性についての報告を行なった。ステンレス製クライオスタット中を液体窒素を循環させることによって、供試ガスの温度を極低温(-180℃)となるまで冷却を行ない、正極先端曲率半径をそれぞれ変えながら、放電電荷量波形および放電形態の観察を、オシロスコープ、およびイメージコンバータカメラや静止写真等を用いて行なった。これらの特性を室温(約20℃)における特性と比較を行ない、さらに、供試気体や電極間隔、紫外線照射等、様々な条件を変更した実験結果等について考察・検討をすることによって、様々な結果を得ることができた。また、本論文第7章において、大型クライオスタットを用いた極低温長ギャップ放電に関する研究として、直径15cm球-球電極構成にて、電極間隔10cm程度までの窒素、および空気の火花電圧の測定を、交流、直流印加の条件にて行なった。これらの結果を以下に分類を行ない、対応する章節を示しておく。詳しい内容、および詳細な実験結果についてはこれらの章節を参照していただきたい。

実験結果より得られた空気の正インパルス放電特性 (第3章～第5章)

- 50%火花電圧は電極半径の影響を受けず、低温になると上昇し、ストリーマ開始電圧は温度の影響はなく、電極半径と正の相関を持つ。(第3.2節)
- 火花時には、陰極まで到達している初期ストリーマコロナは電荷量波形の立ち上がり時間が1~2 μ s以下で同条件における窒素と比べて短く、その後残留ストリーマチャンネルが観測される。残留ストリーマチャンネルには、継続的に電流が流れており、ある時間遅れ経過後火花に至る。また残留ストリーマ中を流れる電流値に温度依存性があり、低温時には電流値は小さくなる。(第4.1節)
- 火花に至らない場合でも陰極まで到達している火花時同様の初期ストリーマコロナが見られる場合があった。しかし、残留ストリーマはすぐに消滅する。(第4.1節)
- ストリーマ開始時瞬時電圧(V)-初期ストリーマ電荷量(Q)特性曲線は火花、非火花や電極半径の影響はなく、低温時には高電圧側に20~25%偏移している。(第5.1節)

実験結果より得られた窒素の正インパルス放電特性 (第3章～第5章)

- 電極先端半径が小さいと初期ストリーマ発生から火花まで時間遅れが存在するが、半径が大きくなるにつれてこの時間遅れが小さくなり、半径が大きい場合($r > 1.5\text{mm}$)には、初期ストリーマ発生と同時に火花放電に至る(直接火花に至る)ようになる。なお、初期ストリーマは陰極まで到達している。(第4.2節)

- 初期ストリーマ発生条件下では、測定される放電電荷量の増大の継続時間が、空気と比べて長く、電極間隔 2cm の時は $160\mu\text{s}$ 程度である。(第 4.2 節)
- 直接火花放電となる条件においては、50%火花電圧は電極先端半径の増加とともに高くなる。(第 3.4 節)
- 50%火花電圧、ストリーマ開始電圧については、温度によって有意な差はない。(第 3.3 節)
- インパルス電圧を印加してから初期ストリーマコロナが発生するまでの時間は、低温時のほうが短い傾向にある。(第 4.2 節)
- 火花に至らない場合、初期ストリーマが出る確率は低いが、非火花時の初期ストリーマについて、V-Q 特性曲線が存在し、低温時には高電圧側に 10~15% 偏移している。(第 5.2 節)

考察・検討において分かったこと (主にストリーマ進展長 (V-Q 特性曲線) の温度による偏移について)(第 6 章)

- インパルス電圧印加時に最初に出現する初期ストリーマコロナにおいて、進展長が温度によって差がみられた。極低温時には放電の伸びが抑えられる。したがって、V-Q 特性が低温になると高電圧側に空気で 20~25%、窒素で 10~15% 偏移する現象は、この空間中のストリーマ伸びの温度依存性が電荷量に反映されたためと考えられる。(第 6.1 節)
- 極低温で、V-Q 特性が偏移する現象は、陰極温度の低下による初期電子供給量減少の影響が支配的ではないと思われる。(第 6.2 節)
- 極低温で、V-Q 特性曲線は、紫外線照射による初期電子を供給を豊富にしても、非照射の場合の V-Q 特性曲線と変わらない。(第 6.4 節)
- 極低温で、V-Q 特性が偏移する現象は、極低温にて水分が凝固するからではない。(第 6.3 節)
- 酸素の分圧が増えると、V-Q 特性が高電圧側に傾く。また、酸素の分圧比に関わらず、V-Q 特性は極低温にて高電圧側に偏移する(第 6.5 節)。
- 放電パラメータについて検討した結果、陰極からの光電離反応が低温となると減少することが考えられ、V-Q 特性に影響を与える可能性が考えられる。(第 6.6 節)
- 振動励起準位の存在しない、ネオンの V-Q 特性曲線は、低温においても偏移しない。(第 6.7 節)

準平等電界長ギャップ放電特性 (第7章)

窒素および空気の準平等電界火花電圧は、直径 15cm 球-球電極構成において電極間隔 7cm 程度までは、気体温度が極低温 (-180 °C) 領域まで Paschen 則が成り立つことを、交流および直流電圧印加の条件で確認した。

以上、極低温領域における、不平等電界放電特性についてまとめてみる。第1章で言及したように、極低温領域における気体放電特性の変化として、様々な実験結果がこれまでに得られているが、これらの結果に影響を与える放電パラメータの変化としては、これまでの研究で結論づけられた結果としては、以下の3点に集約される。

1. 準安定励起分子の拡散係数が、気体温度低下によって、減少する。(不平等電界直流印加時)
2. 陰極温度の低下により、陰極からの初期電子供給量が減少する。(平等電界インパルス電圧印加時)
3. 気体温度低下による、水分等の微量不純物の分圧変化による放電特性の微妙な変化。

これまで、不平等電界における研究に対しては、主に直流の定常放電を用いた実験であったため、空間中は放電によってある程度加熱された状態 (電子温度 > 振動温度 > 回転温度 \approx 並進温度 = 気体温度) であり、さらに熱勾配が生じているため、熱的に平衡状態とは言えない。将来実用化するであろう超電導機器における気体絶縁特性を想定した場合、定常的に放電が起きているとは考えられないため、気体温度と放電特性を調べる場合においては、さらに気体の温度変化が無視できる (= 放電進展部の気体温度が加熱されずに低い) インパルス放電現象について調べる必要がある。本論文では、インパルス電圧を不平等電界を構成する電極に印加することによって、極低温気体中を進展する放電特性について研究を行った。正極性雷インパルス電圧印加の場合、放電形態は、本章で述べたように、温度、電極先端半径、供試ガスによってそれぞれ異なる。その中で、極低温領域での気体の放電現象に関して、興味深い現象は、低温時には同じ瞬間電圧においてもストリーマ進展長が短かくなっているといった現象である。ストリーマ進展長と、気体温度の関係から、50%火花電圧も低温において上昇している場合がある。この原因について、陰極温度の影響、水分の影響、紫外線照射による初期電子数の変化、酸素分圧の変化等、それぞれ実験を行ないその放電特性の変化を検討した。また、放電形態を考えた場合、ストリーマの光電離反応数が、低温となると減少する可能性があることを示し、これによりストリーマ進展長が短くなることを仮定した。単原子分子であるネオンについて、V-Q 特性に温度依存性がないという実験結果が、この仮定を裏付けている。

8.2 今後の研究方向について

極低温における光電離係数の測定

今後、極低温領域における気体放電現象について、放電物理の立場から、光電離反応の気体温度依存性について、定量的に追求する実験も考えられる。例えば、極低温気体中に波長の短い(X線や紫外線)レーザ光を打ち込んで、発生する光電子数の温度依存性等を調べたりする実験も考えられるが、短波長レーザの調達や、微小電子量を定量的に測定する必要がある、これら放電基礎特性分野に言及する実験は今後の課題としたい。光電離数の温度依存性について、さらに定量的に明らかになる結果が得られれば、極低温領域における放電現象の研究、超電導機器の気体絶縁の設計、性能評価の分野において、有用な発見であると思われる。今後のさらなる実験技術の進歩、研究の進展に期待したい。

極低温長ギャップ放電に関する研究

常温大気中における長ギャップ放電については、様々な興味深い現象が報告されている[17]。極低温長ギャップ放電については、本論文では極低温におけるPaschen則を電極間隔6cm程度の領域まで確認したのであるが、将来超電導機器が大型化していくことを考えると、極低温領域における数十cm程度の長ギャップ放電についても研究の必要あると思われる。本論文で用いた大型クライオスタットは、針-平板電極構成による不平等電界において、40~50cm程度の電極間隔を確保することができ、この領域での極低温気体の放電特性に関してその放電物理的興味もあり、研究の必要があると思われる。本論文第3章~第7章において得られた結果が長ギャップ領域においても応用できるかについても興味深い。これらの研究は今後の課題としたい。

8.3 おわりに

本論文は、超電導機器の事故時のサージを対応したインパルス放電特性、機器の絶縁距離の設計に対応した、準平等電界の火花電圧特性についての研究報告である。本研究を通して提案した極低温放電における新しいメカニズムである光電離係数の温度依存性について、さらなる検証実験が行なわれれば、さらに信頼性が増すと思われる。極低温領域の放電現象解明、超電導機器の効率的設計に、本論文が微力ながらも貢献できれば幸いに思います。

Appendix A 章

レーザトリガ法

放電への初期電子供給機構として、陰極からの γ 作用による初期電子供給の他に、ガス中の負イオン等からの電子離脱、光電離なども挙げられる。本節では、パルスレーザを用いて初期電子を能動的に供給し、放電と制御していく実験を行なったので簡略にまとめる。

A.1 はじめに

近年のレーザ技術の進歩により、レーザ光を利用した気体放電現象の研究も盛んに行なわれてきている。パルスレーザを大気中に照射することにより生成されるプラズマにおいて、エネルギー密度が高く、誘雷 [37] [38] やレーザトリガスイッチ [39] などに用いられるプラズマを強電離プラズマ (レーザ光破壊プラズマ) と呼び、一方、気体加熱や音を伴わないエネルギー密度の低いプラズマを弱電離プラズマと呼ぶが、本研究では、放電現象の擾乱を最小限にするという目的で、弱電離プラズマを用いている。放電・高電界空間中に短パルス状にレーザ光を入射することにより、初期電子を発生させることができ、ストリーマを誘発することができる。この現象を用いた放電諸定量測定を筆者らは過去にレーザによる放電誘導に関する研究報告 [40] において、用いられた「トリガ効果」にちなんで「レーザトリガ法」と呼んでいる。

レーザパルス長、波長、強度、照射位置を制御することにより、放電・高電界空間中への初期電子供給を高位置分解能で任意の位置、任意の時間、任意の量で行うことができるという点が特長であり、この方法を利用して電子なだれの進展を制御し、最終的にはストリーマ形成への過程に定量的考察を加えることを目的としているが、今回は、その一つの結果として、大気中での進展時の発光がほとんど見られない電子なだれの速度についての測定結果を報告する。

レーザ照射位置に空間的自由度があるために、イオンのドリフト速度等の測定例として挙げられる Pulsed corona-Townsent 法 [41] や紫外線パルスによる負イオン移動度の測定

法 [42] などと比べて、電子なだれの出発箇所を自由に制御できる。

一方、レーザー光による弱電離プラズマを用いた放電研究例としては、コロナ放電中にレーザーを照射し、誘導されたストリーマの進展や電流波形を測定した例 [43] [44] [45] や、初期電子のドリフト速度を測定した例 [44] [45] などがある。一方、準平等電界中にレーザーを照射し、ストリーマ誘導の波長依存性から、初期電子放出は O^- からの光離脱であるとした研究例 [46] や、誘導破壊遅れメカニズムについて研究された例 [47] などがある。

ただし、これらの実験は低気圧ガスにおいて実験されるものがほとんどであり、大気中で行なわれるのはまれである。我々はまずこの大気中の放電について着目し、レーザートリガ法を応用していった。まず大気中コロナ放電空間に 3~4 mJ 程度の短パルスレーザー光を入射した場合について紹介し、この弱電離プラズマにより、初期電子が供給され、パルス性コロナ放電空間中にストリーマが誘導される現象から、さらにレーザー照射位置を変化させ、その時間的応答を計測することにより、自分自身では発光しない初期電子の放電空間中でのドリフト速度を非接触で求めることを行なった。これにより空間電荷存在下での電界が算出できる。

この測定結果からコロナ放電中では初期電子が電離増倍するに十分な電界でないことが分かったため、次に電子なだれ速度、ストリーマ形成に至る電子数を測定すべく、大気中準平等電界中でのレーザートリガ法の応用を試みた。ストリーマの誘発により、その誘導確率や誘導限界などからレーザーが発生する初期電子数などの算出を行ない [48]、さらに高速ストリークカメラを用いてストリーマ形成の時刻を特定し、それより大気中の電子なだれ速度の測定を行なったのでここに報告する。

A.2 実験

以下、それぞれの実験について、原理、結果、考察を並べる。

A.2.1 コロナ放電中の初期電子ドリフトと速度の測定

コロナ放電中にレーザーを照射するとストリーマが誘導され、そのレーザーによって生成された初期電子は、電界によって正極の方向へドリフトする。そして、正極に達すると、ストリーマに転換すると考えると、観測点を固定し、レーザー照射位置を変化させる。レーザーを照射してからストリーマの先頭の発光が観測されるまでの遅れ時間を読むことにより、レーザー照射スポットで生成された、初期電子の放電空間中でのドリフト速度を針下のそれぞれの点において求めることができる。

この原理を図 A.1 に示す。

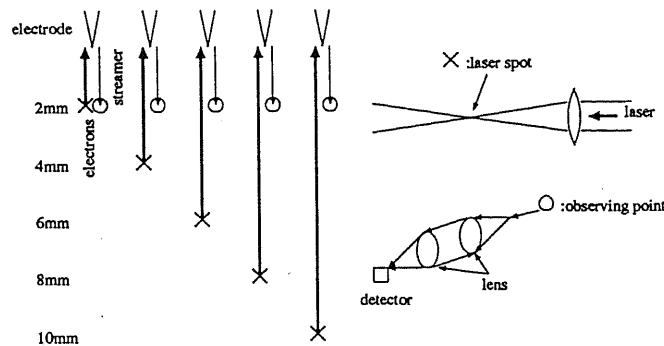


図 A.1: 初期電子ドリフト速度の測定原理

結果

この実験では、ギャップ長 12cm の円錐針-平板電極構成で、45kV, 30kV の直流印加電圧について電流制限抵抗 1MΩ でおこなった。照射レーザー波長は 610nm、強度は 3mJ であった。データの信頼性をあげるため、最大 1000 回の測定を行ない、その誘導確率も求めた。図 A.2(a) にレーザー照射位置による発光観測遅れ時間を、図 A.2(b) にストリーマ誘導確率を示す。これより、この実験条件の範囲内では、初期電子ドリフト速度は印加電圧、針先からの距離を変化させてもほぼ一定であり、印加電圧が低くなると、ストリーマ誘導確率が低くなるということが観察された。

検討

実験で得られたレーザーにより生成された初期電子のドリフト速度より、放電空間内の電界強度を算出する。

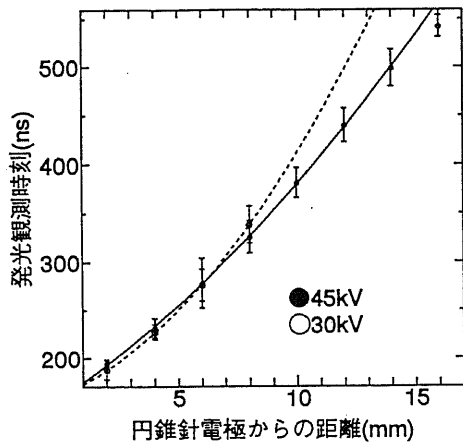
電子のスウォームデータ [36] より求めた電子ドリフト速度と換算電界の速度の実験式を次に示す。

$$V_E = 8.49 \times 10^5 (E/p)^{0.77} \quad (\text{A.1})$$

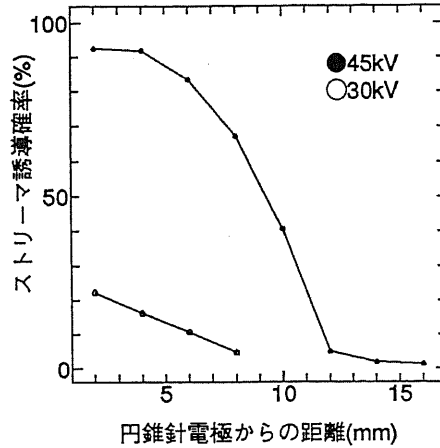
ここに、 E [V/cm], p [Torr], V_E [cm/s] である。初期のドリフト速度から換算電界を求め、大気圧 760[Torr] を乗じて、電界強度を求める。

円錐針-平板電極構成における、それぞれの印加電圧について各点で算出した電界値と、電荷重畳法による静電界の計算値を図 A.3 に示す。

これより、空間電荷によって静電界が緩和されている様子が観察できる。特に正極付近の高電界部においてこの傾向が顕著にみられる。したがって、高電界部では、空間電荷の



(a) 発光観測遅れ時間



(b) ストリーマ誘導確率

図 A.2: レーザ照射位置の円錐針電極からの距離による各種測定値

生成が活発に行なわれ、正極針から離れるに従って、空間電荷密度が減少していることが予想できる。

これらの空間電界は、Loeb-Meek の理論 [49] より求められる、気圧 760mmHg の空気における火花電界 24.2kV/cm 以下であるため、レーザ照射により発生した初期電子は、電子なだれを形成するに至っていないことが結論となった。しかし、火花電界直前まで平等電界を大きくした空間中にレーザ光を照射すれば、電子なだれを形成することとなり、その進展速度を測定することも可能であると考えられる。そこで次に準平等電界においてレーザトリガ法を用いて、電子なだれ速度、ストリーマ転換条件における電子数の考察をおこなった。

A.2.2 大気中電子なだれ速度測定

前節同様、図 A.4に示すような電極構成を用いてある単純化したストリーマ誘導モデルを考えた。

レーザ照射スポットにおいて弱電離プラズマによって生成された初期電子は、高電界によって正極の方向へドリフトする電子なだれとなる。そして、正極付近に達し、ストリーマに転換するための十分な電子数になると、陰極方向に向けてストリーマが進展していくモデルである。この実験では、高速ストリーク写真を撮ることにより、このストリーマ進

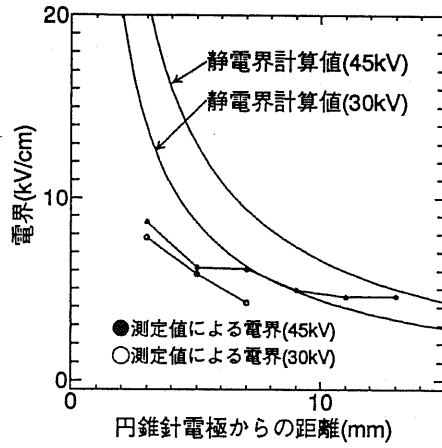


図 A.3: 円錐針-平板電極における電界値

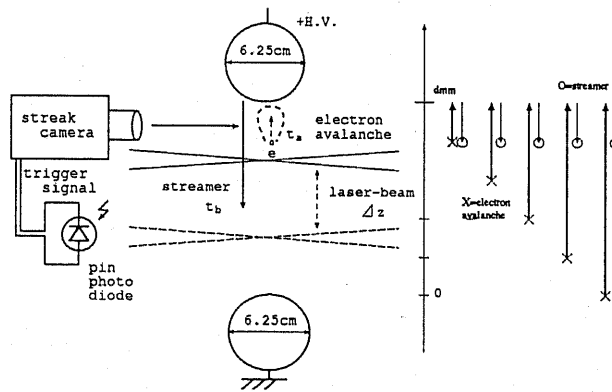


図 A.4: 電子なだれ測定原理モデル図



図 A.5: ストリークカメラを用いて撮影した写真の例

展の様子も観察できる。

したがって、レーザが照射され、初期電子が空間に供給された瞬間からストリーマが発生するまでの時間を測定し、その空間を進展する電子なだれ速度が得られる。また、レーザスポットの位置を自在に調整できる利点を活かして、各レーザスポットにおけるストリーマ開始時間遅れの差を算出することにより、各地点間の電子なだれ進展速度が得られることになる。

実験条件としてはレーザ波長 614.2nm、レーザ強度 27mJ、放電電極は直径 6.25cm 球-球電極、ギャップ間隔 1cm, 2cm, 3cm とし、レーザ入射スポットは各ギャップ間隔において数点適当に定めた。

ストリークカメラによる観測

電圧を印加した球-球電極間にパルスレーザを照射してからストリーマが観測されまでの時間測定をストリークカメラによる写真撮影を用いる。ストリーマ進展の様子を示すストリーク写真の一例を示す(図 A.5)。

ここで、写真左下に見える丸い光は、レーザ入射光が光ファイバ(全長 22.7m)を通過した後先端が向けられたカメラ方向に発光した時刻である。光ファイバをレーザ光が通る速度から計算するとギャップ間をレーザ光が通過してから 115ns 後に発光が観測されることになるため、この時刻を基準にストリーマ発生時刻をもとめる。

写真より、最初は陽極よりストリーマが進展していることが確認できるが、その後、陰極からもストリーマが進展している現象がほとんどの写真で確認できた。前節の単純化モデルの妥当性ととも、この考察は今後の課題としたい。また、空間的位置により、ストリーマが明るい場所と暗い場所に分かれる(横縞が出る)現象も観察された。

放電時間遅れ

レーザー光を電圧印加状態の電極に入射した瞬間から、前節で仮定したモデルにおいて初期電子が生成してから陽極方向に電子なだれが進展し、ストリーマが観測できるまでの時間遅れをそれぞれの放電のストリーク写真より算出した結果を以下に示していく。レーザー照射位置はギャップ間軸上において mm 単位で調整してあるが、レーザー光のビームウエストが 0.7mm 程度あるため、若干の誤差を含むものと考えられる。各電極間隔条件においてレーザー照射位置はストリーマ観測時刻に有意差があるように適当に定めた。

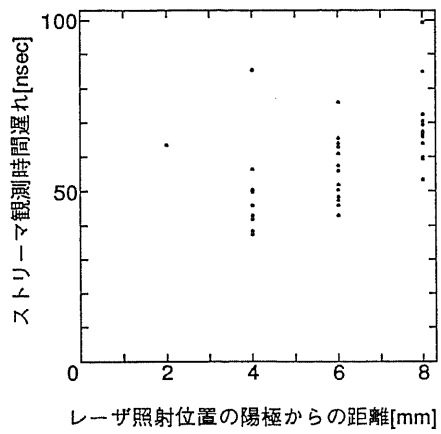
図 A.6(a) は、6.25cm ϕ (正)-平板(負)電極構成において 28.97kV(自己破壊電圧程度)の電圧を印加した場合の、各レーザー照射位置に対するストリーマ観測時間遅れである。同様、図 A.6(b) は 6.25 ϕ 球-球電極構成、電極間隔が 2cm、印加電圧 56.3kV。図 A.6(c) は電極間隔が 3cm、印加電圧 77.5kV の場合である。なお、電極間に照射したレーザーは波長 $\lambda = 614\text{nm}$ 、

レーザー強度は 27mJ、(図 27 の結果は 14mJ) パルス幅 3ns であり、ストリーク速度 1ns/mm で掃引を行なった写真よりストリーマ発生時刻を特定している。

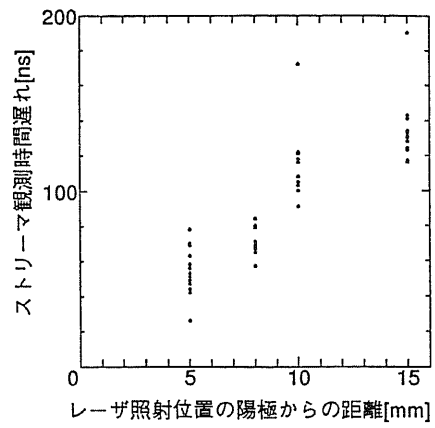
検討

「レーザートリガ法」の特長として、放電・高電界空間中への初期電子供給を任意の位置、任意の時間、任意の量で行うことができ、電子なだれの出発箇所を自由に制御できるため、電子なだれの速度変化を空間的に高分解能で測定できるというのが本研究の一つの利点であるため、ここで、実験結果(図 A.6)にもとづいて、電子なだれ速度と電界の相関関係について検討してみる。図 A.7に、それぞれの電極間隔、印加電圧におけるギャップ軸上の電界強度分布を電荷重畳法による静電界計算を行ない、それぞれの電子なだれ速度とともに示す。また、参考までに電子のスウォームデータ [36] より、電子のドリフト速度と換算電界 (E/p) との関係の実験式をもとめ、それにより、電界強度を求めることができる。図中にそれぞれの速度に対応する電界値も示す。

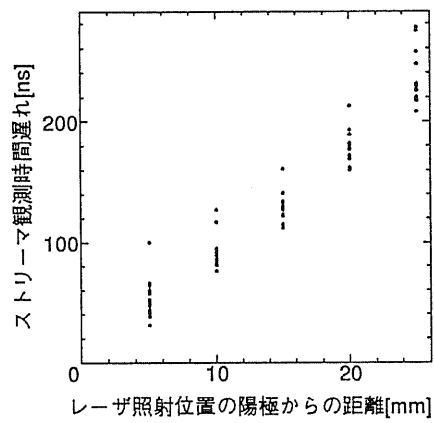
大気中での電子なだれ速度の一つの測定方法を提案すべく、単純なモデルを想定しての実験であった。この方法の妥当性を検討し、それぞれの点でのデータについて、さらに深くこれらの電子なだれ速度と静電界と相関を述べるためにはガス組成、気圧、水分等の条件を整理して実験を行ない、それぞれに詳しいデータの解析、シミュレーション等を行なわなくてはならないであろう。これらは今後の課題である。



(a) 球-平板 1cm

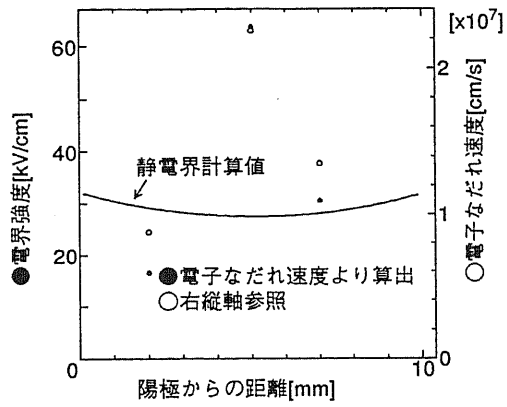


(b) 球-球 2cm

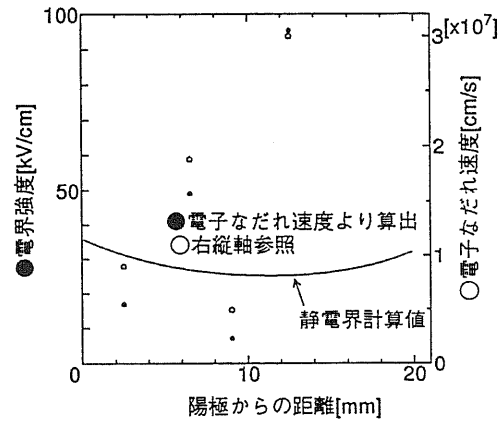


(c) 球-球 3cm

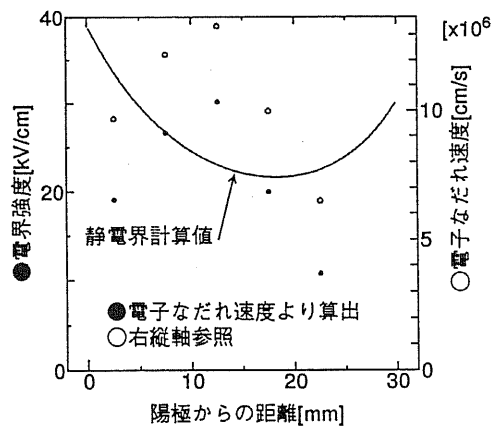
図 A.6: ストリーマ観測時間遅れ



(a) 球-平板 1cm



(b) 球-球 2cm



(c) 球-球 3cm

図 A.7: 電子なだれ速度と静電界計算値

A.3 初期電子数の考察

放電誘導確率

準平等電界中の放電誘導の実験において、レーザ照射位置、印加電圧などにより、ストリーマが誘導される確率が著しく異なるといった現象が観察される。ここでの放電誘導確率は、放電が10回誘導されるまでレーザを繰り返し照射し、その確率を求めたものである。

各電極間隔ごとに、レーザ位置と放電誘導確率の関係を示したものが、図 A.8 である。

この結果、電極間隔が短いと、レーザ位置が陽極から遠い方が放電が誘導されやすく、電極間隔が長いと、レーザ位置が陽極に近い方が放電が誘導されやすいことが分かった。

電離増倍理論にもとづく電子数計算

電離増倍理論に基づき、図 A.9 に示すようなモデルを仮定し、レーザにより生成される初期電子数の計算をおこなった。レーザ集光位置 (z) に N_0 個の電子が供給されたあと、印加電界によって加速され、陽極近辺に達する時には電子なだれに成長する。なだれの中に含まれる電子数が臨界値 N_c ($10^8 \sim 10^9$) に達すると、電子なだれはストリーマに転換し放電を開始する。

これを定量的に表したものが式 (A.2) である。

$$N_c = N_0 \exp\left\{\int_z^d \alpha_{eff}(E) dx\right\} \quad (A.2)$$

ここで、 N_c : 放電を開始する電子数の臨界値、 N_0 : 初期電子数、 α_{eff} : 実効電離係数、 E : 電界 である。

実効電離係数 α_{eff} は次式で表される。

$$\alpha_{eff} = \alpha - \eta \quad (A.3)$$

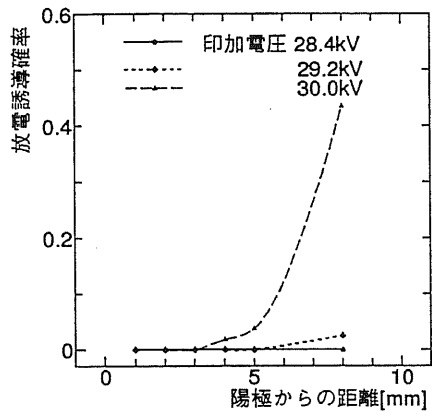
α : 電離係数、 η : 付着係数

電極間隔が長くなると、電界の不平等性が強くなり、電界の弱いところで α が η を下回る点ができる。この部分では電子なだれの電子数は減少する。

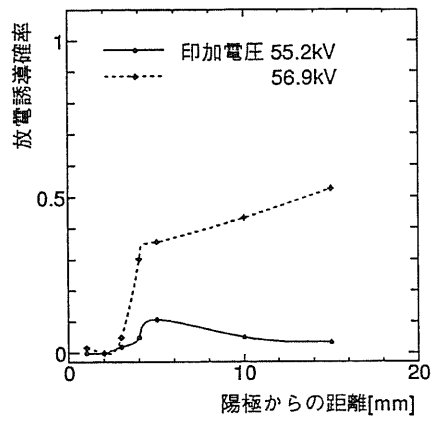
したがって、放電誘導確率はこの電子数の増減に依存し、図 A.8 はその傾向を定性的に示している。

前述の式 (A.2) と以下の式を用いて、レーザ照射時に生成される初期電子数 N_0 を求める。式 (A.2) の指数部分を抜き出して、次の電離係数 K を定義する。

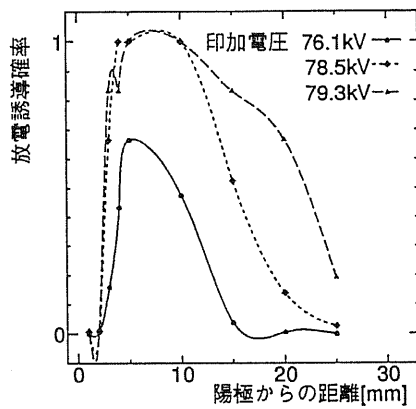
$$K = \int \alpha_{eff}(E) dx \quad (A.4)$$



(a) $d=1\text{cm}$



(b) $d=2\text{cm}$



(c) $d=3\text{cm}$

図 A.8: レーザ照射位置による放電誘導確率 (球-球電極)

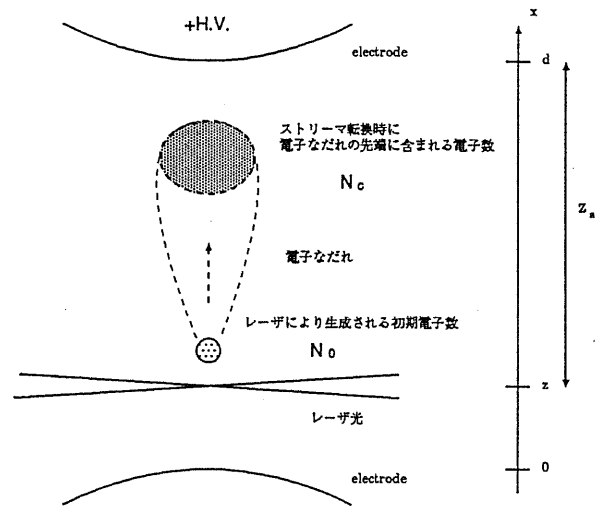


図 A.9: レーザにより生成される初期電子数とストリーマに転換する臨界値

実効電離係数 $\alpha_{eff}(E/p, p) = \alpha - \eta$ は、式 (A.5)~(A.7) より求められる。

$$31.6 \leq E/p \leq 60.0$$

$$\alpha_{eff}(E/p, p) = p \times 10^{-4} \times \{1.047 \times (E/p - 28.5)^2 - 12.6\} \quad (\text{A.5})$$

$$60 \leq E/p \leq 100$$

$$\alpha_{eff}(E/p, p) = coef \times \alpha_{eff} \text{ (in eq.(A.5))} \quad (\text{A.6})$$

$$coef = 1 - 6.74755 \times (E/p - 60.0)$$

$$E/p \geq 100$$

$$\alpha_{eff}(E/p, p) = 15.0 \times p \times \exp\left(\frac{-365.0}{E/p}\right) \quad (\text{A.7})$$

単位は、 $E[\text{V/cm}]$, $p[\text{Torr}]$ である。

セルフブレイクダウン電圧 (レーザーを照射しなくても火花放電に至る電圧) V_s は、式 (A.5)~式 (A.7) を用いて式 (A.4) の積分を行なうことで求める。

また、セルフブレイクダウン時の初期電子数を 1 と仮定し、式 (A.2) より、この時の陽極におけるストリーマ転換時の電子数 N_c を求めた。

計算結果をまとめたものを表 A.1 に示す。ここで、 $V_{s,t}$ は、標準球ギャップの 50% 放電電圧である [50]。

表 A.1: 各電極間隔における K、 N_c

d[mm]	V_s [kV]	V_{st} [kV]	K	N_c
10	30.6	32.5	9.43	1.25×10^4
20	57.5	59.3	11.8	1.29×10^5
25	68.3		13.0	4.29×10^5
30	79.9	81.3	15.4	4.90×10^6

式 (A.2) を用いて、レーザを照射した場合の初期電子数 N_0 を求める。レーザ強度は 18mJ に固定してある。K は電極間隔ごとに一定と仮定した。例として $d=30\text{mm}$ の時の結果を表 A.2 に示す。

放電誘導確率は、いずれの点においても 1% 程度であった。このため、レーザにより生成される平均初期電子数はこれより少し小さいものと考えられる。

$N_0(\text{min})$ 、 $N_0(\text{max})$ は V_s に $\pm 2\%$ 、 z_a に $\pm 0.5[\text{mm}]$ の誤差を持たせた時の N_0 の最小値と最大値である。

表 A.2: $d=30\text{mm}$ の場合の初期電子数 N_0

z_a [mm]	1	2	3	4	5	10	15	20	25
印加電圧 [kV]	78.0	76.4	74.0	73.1	71.5	73.1	76.4	76.4	78.8
N_0	248000	26100	11400	7370	10200	*2000	*156	*251	*27.4
$N_0(\text{min})$	5133	911	683	490	784	182	14.0	22.6	2.57
$N_0(\text{max})$	13400000	1130000	345000	153000	171000	27900	2230	3550	367

電圧を一定にして、初期電子数の分布を調べた結果を図 A.10 に示す。この図は、 N_0 個以上の初期電子が生成される確率を示している。

レーザ強度は、19.1mJ ($d=1\text{cm}$), 17.4mJ ($d=2\text{cm}$), 18.5mJ ($d=3\text{cm}$) であった。

A.4 まとめと今後の予定

レーザトリガ法を用いることにより得られた結果は以下のとおりである。

- 正極性コロナ放電空間中、準平等電界中に、レーザ光により弱電離プラズマを生成することにより、ストリーマが誘導されることを発見した。

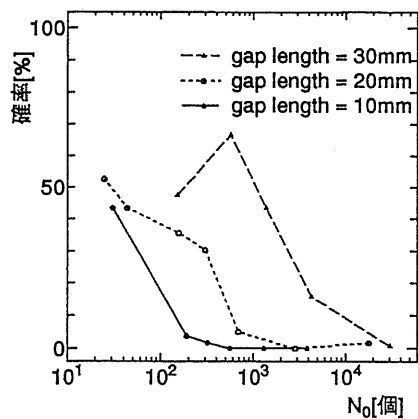


図 A.10: レーザにより生成される初期電子数の分布

- コロナ放電中にレーザトリガ法を用いることにより、初期電子のドリフト速度から空間電荷存在下での電界強度をギャップ軸上について求めた、それ結果により、空間電荷による電界の緩和が針先付近で大きくなることが観察された。
- 放電ギャップ軸上の電子なだれの速度測定法を提案した。
- 準平等電界においてストリーマを誘発することにより、レーザにより生成される初期電子数を推測し、ストリーマ進展条件について定量的考察を行なった。

ということになる。今後これらの測定を高精度に行ない、ストリーマ形成における定量的な考察を行なうためには、諸条件(ガス組成、気圧、温度等)を整理し、精密な実験を行ない、またそれぞれの条件において詳細なシミュレーションを行なう必要があると思われる。

参考文献

- [1] T.Kouno and H.Fujita: "Gas Insulation at Cryogenic Temperatures", *Energy Developments in Japan*, **3**, 363~371 (1981)
- [2] 石郷岡猛・三井久安: 「電気・機械ストレスと絶縁対策」, 電学誌, **116**, No.6, 330~333 (1996)
- [3] 超電導・極低温機器電気絶縁技術調査専門委員会: 「超電導応用機器の電気絶縁技術」, 電気学会技術報告, 第 528 号, 67 (平 7)
- [4] M.Hara, J.Suehiro, H.Matsumoto: "Breakdown characteristics of cryogenic gaseous helium in uniform electric field and space charge modified non-uniform field", *Cryogenics vol.30*, (1990-9)
- [5] R.J.Meats: "Pressurised-helium breakdown at very low temperatures", *Proc. IEE*, **119**, No.6, 760 (1972)
- [6] B.G.Williams: "Impulse-voltage breakdown of cold pressurised helium", *Proc. IEE*, **121**, No.2, 161 (1974)
- [7] I.Ishii & T.Noguchi: "Dielectric breakdown of supercritical helium", *Proc. IEE*, **126**, No.6, 532 (1979)
- [8] 中山・伊藤: 「超臨界ヘリウムの直流絶縁破壊電圧特性-不平等電界-」, 低温工学, **18**, No.5, 308 (1983)
- [9] 極低温絶縁技術調査専門委員会: 「極低温絶縁技術」, 電気学会技術報告, (II 部) 第 260 号 (昭 63)
- [10] 野口義広・河野照哉・鳳誠三郎: 「低温領域における空気と窒素のフラッシュオーバー特性」, 電学論 A, **92**, No.3, 129~135 (昭 47)
- [11] H.C.Bowker: *Proc. Phys. Soc.* **43**, 96(1931)

- [12] 河野照哉・植栗成夫: 「低温における窒素ガスのインパルスフラッシュオーバー特性と暗電流」, 電学論 A, 94, No.11, 469~476 (昭 49)
- [13] H.Fujita, T.Kouno, Y.Noguchi and S.Ueguri: "Breakdown Voltage of Gaseous N₂ and Air from Normal to Cryogenic Temperatures", *Cryogenics*, 18, 195~200 (1978-4)
- [14] 松岡成居・日高邦彦・千葉政邦・河野照哉: 「極低温における窒素および窒素-酸素混合気体の直流正棒対平板電極でのフラッシュオーバー電圧特性」, 電学論 A, 112, No.4, 304~310 (平 4-4)
- [15] M.Hara, J.Suehiro, *et al.*: "Breakdown Characteristics of Cryogenic Gaseous Nitrogen and Estimation of its Electrical Insulation Properties", *IEEE Trans. of Elec. Insul.*, EI-24, No.4, 609 (1989)
- [16] R.H.Fowler: "The Analysis of Photoelectric Sensitivity Curves for Clean Metals at Various Temperatures", *Phys. Rev.*, 38, 45(1931-7)
- [17] 長ギャップ放電における空間電荷効果調査委員会 (編), 「長ギャップ放電の特性と理論の進歩」, 電気学会技術報告 II 部 第 289 号, 1988.
- [18] 野口義広・河野照哉・鳳誠三郎: 「低温領域における空気と窒素のフラッシュオーバー特性」, 電学論 A, 92, 129~135 (1972)
- [19] H.Fujita, T.Kouno, Y.Noguchi and S.Ueguri: "Breakdown Voltage of Gaseous N₂ and Air from Normal to Cryogenic Temperatures", *Cryogenics*, 18, 195~200 (1978-4)
- [20] 藤田博之・河野照哉: 「低温窒素ガス中における正針対平板ギャップの直流放電特性」, 電学論 A, 97, No.8, 35-40 (1977)
- [21] 東京天文台編纂, 理科年表, 丸善.
- [22] 藤田博之・河野照哉: 「低温における低密度窒素ガス中の正針直流放電に及ぼす水蒸気の影響」, 電学論 A, 100, No.3, 134~140 (1980)
- [23] M.Hara, J.Suehiro, T.Kaneko: "Breakdown Characteristics of Cryogenic Gaseous Nitrogen and Estimation of its Electrical Insulation Properties", *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, vol.24, No.4, 609~618 (1989-8)
- [24] 松岡・高木・河野: 「窒素および空気中における負極性放電の低温における特性」, 絶縁材料研究会, EIM-86-111 (1986)

- [25] 萩原: 「極低温不平等電界における負極性直流放電現象」, 東京大学修士論文, 1992
- [26] M.A.Al- Tai, H.S.B.Elayyan, D.M.German, A.Haddad, N.Harid and R.T.Waters: "The Simulation of Surge Corona on Transmission Lines", *IEEE Trans. on Power Delivery*, Vol.4, No.2, 1360~1368 (1989-4)
- [27] 松岡・白井・千葉・日高・河野: 「窒素-酸素混合気体中の負針フラッシュオーバ電圧の温度特性」, 電気学会全国大会, Vol.2, No.141, p.94, 1990
- [28] 藤田博之: 「極低温気体中の放電現象」, 東京大学博士論文, (1979-12)
- [29] 電気学会編: 「放電ハンドブック」, オーム社, (1974)
- [30] J.S.Chang・R.M.Hobson・市川幸夫・金田輝男: 「電離気体の原子・分子過程」, 東京電機大学出版局, (1982)
- [31] S.C.Brown: Basic Data of Plasma Physics, MIT press, (1959)
- [32] A.Lofthus and P.H.Krupenie: "The Spectrum of Molecular Nitrogen", *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol.6, No.1, (1977)
- [33] P.H.Krupenie: "The Spectrum of Molecular Oxygen", *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol.1, No.2, (1972)
- [34] F.R.Gilmore, R.R.Laher, P.J.Espy: "Franck-Condon Factors, r-Centroids, Electronic Transition Moments and Einstein Coefficients for Many Nitrogen and Oxygen Band Systems", *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol.21, No.5, (1992)
- [35] 鳳・関口・河野: "電離気体論", 電気学会, (1969)
- [36] J.Dutton: "A Survey of Electron Swarm Data", *J.Phys.Chem.Ref.Date*, Vol.4, No.3, p.607, 1975
- [37] L.M.Ball: "Laser Lightning Rod System: Thunderstorm Domestication", *Appl. Opt.* Vol.13 No.10 pp.2292-2296(1974)
- [38] M.Miki, Y.Aihara, and T.Shindo: "Model experiments of laser-triggered lightning" *7th International Symposium on High Voltage Engineering* No.72.07 (1991)
- [39] A.H.Guenther and J.R.Bettis: "The laser triggering of high-voltage switches" *J. Phys. D: Appl. Phys.* 11(1978)

- [40] 日高・酒井・河野: “レーザによる放電トリガ効果”, 電学論 A, 113, 7, p.622-629(1995)
- [41] J.S.Clements *et al.*: “A Pulsed Corona-Townsend method for Measurement of Electron/Ion Number Ratios and droft Velocities”, IEEE Industry Applications Society Annual Meeting Vol II(1992)
- [42] 御所・原田:” 負イオン移動度の一測定法”, 放電研究 No.94, p34-37(1983)
- [43] Matti Laan and Peeter Paris : “The multi-avalanche nature of streamer formation in inhomogenous fields.” *J. Phys. D: Appl. Phys.* 27 (1994) 970-978
- [44] N Soulem, R Peyrous, F Grange and B Held : “Post-streamer laser-perturbation of a positive corona discharge in ambient air” *J. Phys. D: Appl. Phys.* 27 (1994) 2539-2546
- [45] N.Soulem, R.Peyrous and B.Held : “Laser-Induced Current Impulses in a Low Pressure Point-to-Plane Discharge.” *the 11th International Conference on Gas Discharge and Their Applications.* pp.II-166 - 169 (1995)
- [46] M Kubo, R Itatani, S Matsumura : “Basic research for Laser Triggered Lightning -Influence of Wavelength of Laser on Atmospheric Spark Discharge-” *Transactions of IEE Japan* 112-A 7 (1993)
- [47] 西嶋・高橋・生澤:” 大気中直流準平等電界ギャップの XeCl レーザ誘導破壊遅れ”, 電学論 A, 115 7 , p569-575 (1995)
- [48] 赤峰・岡田・千葉・日高:” レーザトリガ法を用いた大気圧準平等電界中の電子なだれ速度の測定”, 電気学会放電・プラズマ合同研究会資料, ED-96-104, 1995
- [49] 三好保憲: 「火花放電理論入門」, 電気書院, 1965.
- [50] 鳳, 関口, 河野: 電気学会大学講座 電離気体論, 1967
- [51] M.Hara and J.Suehiro, et al.:” Breakdown Characteristics of Cryogenic Gaseous Nitrogen and Estimation of its Electrical Insulation Properties”, IEEE Trans. Electr. Insul., EI-24, No.4, 609 (1989)

謝辞

本研究は著者が東京大学大学院工学系研究科電気工学専攻博士課程に在学期間中、指導教官である日高邦彦教授のもとにすすめられたものであります。本論文を完成するにあたり、多くの方々の御協力、御尽力を賜りました。大変感謝しております。

日高邦彦教授には修士博士合わせて5年に渡り指導教官としてお世話になりました。様々な面について御指導や相談に乗っていただき、エピソードは枚挙にいとまがありませんが、研究に関しては、修士時代にはポッケルスセンサについて、博士に進学してからは、レーザトリガ法の研究、また極低温気体放電について等、テーマが変わり、時間的に余裕のない生活をするようになったのですが、データがうまくとれなかったり、実験装置の納入が遅れたり、実験の立ち上げに時間がかかったりと、スケジュール的に不安が多く、相談に乗っていただいたことも何度もありました。ある時は優しく、そしてある時は厳しく御指導していただきました。その中でも先生のおっしゃられた「研究者とは」、「研究とは」といったお話は、今でも私の心の中に残っており、将来も忘れることはありません。先生のものごとに対する誠実さ、緻密さ、優しさ、ねばり強さ等、私にとって数多くの学ぶべき点があります。ありがとうございました。

河野照哉名誉教授(現工学院大学教授)に直接御指導いただいたのは修士在籍中の二年間でありましたが、その思慮深いお言葉や、本質をズバリと御指摘されるお言葉にはいつも感服いたしておりました。相談会において、研究の方向性に対して適切なアドバイスを頂き、感謝しております。また、講義や研究室の相談会でお話される余談(というには非常に意義深いお話しであります)は非常に興味深く、先生の学問に対する造詣の深さが垣間見れたような気が致します。東大を定年退官なされてからは河野会等で年に1度程度お会いする程度ですが、その度に先生のほうから声をかけていただき、先生にとっては小さなことかも知れませんが、私は嬉しく思っております。先生の最終講義当日、3号館前で一緒に写った写真は博士課程在籍中私の机の上に飾っておりました。(シャッターを押していただいたのは奥様でした。)3年間で少々色あせたような気もいたしますが、今後も大切に致したいと思います。ありがとうございました。

千葉政邦助手にも研究の進めかたについて何度となく相談に乗っていただきました。放電分野についてはもちろんのこと、測定回路、工作など、とても幅広い数々の分野におい

てエキスパートでおられ、なにかと伺うことが多かったと思います。お忙しい中、何度となくアドバイスをいただいたように思います(放電ハンドブック、研究室の掛持ち等本当にお忙しそうでした。しかしながら土曜日など比較のお時間がある日にお話しをもちかけ、いろいろと教えていただきました)。研究の内容について相談すると、その幅広い知識から、起きている現象について意見をいただいたり、私のひとりよがりな考察を冷静に軌道修正していただいたり、また参考文献等を教えていただいたりしました。千葉さんとも5年間ご一緒することにより、ずいぶん勉強になりました。研究者として尊敬致します。千葉さんの豊富な知識に裏打ちされた一言一言それぞれに絶大の信頼がありました。測定ノイズについて相談すると、線の引き回しを改善したりやノイズ源を特定したりと、その能力には感服しております。本当にいろいろお世話になりました。ありがとうございました。

松岡成居助手にも極低温の実験に関わられているということで、いろいろお世話になりました。特に実験を立ち上げたということもあり、初期の頃にはいろいろ装置に関して手間のかかる作業が多かったです。こういった時に松岡さんに大変お世話になったのはいうまでもありません。例えば、大型クライオスタットの冷却には納入時の系統では大変手間がかかり、前の晩から数時間おきにタンクを交換せねばならなかったり、実験中も低温を保持するために冷却弁の微妙な開閉につきっきりでいなくてはならず、ずいぶん時間をとられたものでした。また、電極間隔の変更にはかなりの力がいり、冷却ファンは使い物にならない状態でした。このような状態だったのを、松岡さんの何度とない工作、業者への交渉等の御尽力によって、現在の実験装置に至っております。お蔭様で実験の手間が半減致しました。その他、私の修士時代から松岡さんには工作の相談その他いろいろ助けていただきました。松岡さんの話しかけやすい気さくなお人柄からか、研究面のみならず、ついつい旅費申請や買い物などのこまごまとした雑務に関してまでお手数おかけしたと思います。ありがとうございました。これからも頑張ってください。その他、5年の研究室生活において、ご一緒させていただいた大学院生、卒論生の方々については、研究、およびその他の面においても、楽しく、時にはお互いライバルとして、共に過ごすことができたことを嬉しく思います。また、何回か顔を出して頂いた研究室の諸先輩方、家族にも感謝いたします。

著者発表文献

学会誌

1. 赤峰陽太郎, 伊藤裕介, 松岡成居, 日高邦彦: 「極低温における空気および窒素の不平等電界雷インパルス放電特性」 電気学会論文誌 A, Vol.117-A, No.5, 1998.
2. 赤峰陽太郎, 松岡成居, 日高邦彦: 「極低温空気および窒素中のストリーマ進展およびコロナ放電電荷量特性」 電気学会論文誌 A(投稿中)
3. 赤峰陽太郎, 松岡成居, 日高邦彦: 「極低温窒素および空気の準平等電界における火花電圧特性」 電気学会論文誌 B(投稿中)
4. Y.Akamine, S.Matsuoka, K.hidaka "Electrical Breakdown Characteristics of Air and Nitrogen in non-uniform field at cryogenic temperature.", *Cryogenics*(to be submitted)

国際会議, Proceedings

1. Y.Akamine, M.C.Taplamacioglu, Yusuke Itoh, and K.Hidaka "Analysis of breakdown phenomena in non-uniform fields at cryogenic temperatures" , *Proceedings of the 12th International Conference on Gas Discharges and Their Applications (GD'97)*, Vol.1 pp.224-227, September, 1997.
2. Y.Akamine, Y.Itoh, S.Matsuoka and K.Hidaka "Gaseous insulation characteristics at cryogenic temperature" , *Proceeding of the International Conference in Electrical Engineering (ICEE'97)*, pp.407-410, July, 1997.
3. Y.Akamine, K.Hidaka "Electrical discharge diagnostics using laser trigger method" *Proceeding of the Korea-Japan Joint Symposium on Electrical Discharge and High Voltage Engineering*, 3-41, pp.255-259, May, 1996.

4. Y.Akamine, S.Matsuoka, K.Hidaka, and T.Kouno "Three phase AC electric field vector sensor using pockels device", *Proceedings of the 11th International Conference on Gas Discharge and Their Applications (GD'95)*, Vol.2 pp.210-213, September, 1995.

研究会

1. 赤峰陽太郎 「極低温領域の放電現象」 第 120 回高電圧技術研究会
2. 赤峰、千葉、日高 「レーザトリガ法による電子なだれ速度の測定」 平成 8 年放電研究会 ED-96-219
3. 赤峰、岡田、千葉、日高 「レーザトリガ法を用いた大気圧準平等電界中の電子なだれ速度の測定 平成 8 年 プラズマ、放電合同研究会 EP-96-104, ED-96-104
4. 赤峰、藤井、岡田、日高、河野 「レーザトリガ法による大気中コロナ放電の電子なだれ速度の測定」 平成 7 年 放電研究会 ED-95-133
5. 赤峰、日高、河野 「ポッケルスセンサによる電界動ベクトルの測定」 平成 7 年放電研究会 ED-95-113
6. 赤峰、日高、河野 「ポッケルス素子を用いた三相交流電界ベクトルセンサ」 平成 6 年 放電研究会 ED-94-65

電気学会大会

1. 松岡、赤峰、鶴留、氏原、日高: 「極低温空気及び窒素中の球対球電極交流火花電圧特性 平成 10 年電気学会全国大会
2. 藤原、伊藤、赤峰、松岡、日高: 「極低温不平等電界ギャップのインパルスコロナ放電電荷量特性」 平成 9 年電気学会全国大会 175
3. 赤峰、岡田、千葉、日高: 「レーザトリガ法による大気中の電子なだれ速度の測定」 平成 8 年 電気学会全国大会 229
4. 赤峰、日高、河野: 「ポッケルスセンサによる三相交流電界ベクトルの測定」 平成 7 年 電気学会全国大会 1653

その他

1. 赤峰、日高:「レーザトリガ法による放電空間中の速度パラメータの測定」放電研究
No.148 p.p 66-70 (1995)