

空气中静電気放電スペクトルと静電エネルギー線密度との関係 —光学計測による危険性推定の可能性—

三浦 崇*1

これまでの研究で、帯電させた電極と接地した電極が接近する際に発生する空气中静電気放電において、分光で得られる窒素原子イオンの輝線 (N II) と窒素原子の輝線 (N I) の強度比が静電エネルギーに依存することが分かっていたが、加えて電圧にも依存することが応用の上で問題であった。本研究では、放電時の電極間距離を測定し、その結果を取り入れて分析した。輝線強度比は静電エネルギー線密度によって统一的に表されることが明らかになった。放電発光スペクトルと放電路の長さを測定できれば、その放電の静電エネルギーを推定できる可能性が見いだされた。

キーワード: 静電スパーク, 静電気危険性, 放電着火, 放電発光分析, 金属球ギャップ

1. はじめに

静電気による火花放電は可燃性物質を着火することがあり、爆発や火災の原因になりうる。近年は年間約 100 件に及ぶ静電気放電による火災が報告されている¹⁾。

静電気放電は、帯電体の電気抵抗率、平坦面か粉体か、などによって、火花、コロナ、ブラシ、沿面、コーンなどの形態をとることが知られている²⁾。その中で火花放電は最も理解が進んでおり、ガス・蒸気、粉体と幅広く可燃性物質の着火実験等で使用されている^{3,4)}。

粉じんが可燃状態にあれば、火花放電を引き起こした静電エネルギーが高いと着火する傾向にあり、着火にはエネルギーの閾値があると考えられている。濃度や電極間距離によってその値は変化するが⁵⁾、火花放電によって着火する最も低い静電エネルギーを最小着火エネルギーと呼び、可燃性物質ごとに測定され、物質が持つ放電着火危険性として火災や爆発の防止のために考慮されている³⁾。

一方、着火原因となる火花放電の静電エネルギーは 0.01 mJ から 100 (または 1000) mJ の範囲におよぶと考えられている²⁾。もし火花放電の静電エネルギーを測ることができれば、その放電の着火能力の高さを評価できるはずである。しかし、現実に起こる火花放電では、最小着火エネルギーを測定する時のように回路と電気的條件 (電圧や静電容量など) から静電エネルギーを決めることは困難である。

そこで放電現象のメカニズムに着目すると、空气中での火花放電の発光は放電エネルギーによる原子分子の電子的励起 (放電電流の電子衝突による分子の解離や電子的励起原子・イオン生成) の結果であり、また、この電子的励起の状態を決めるのに静電エネルギーは重要な役割を果たすはずであるから、発光から静電エネルギーについての情報が得られる可能性がある。

これまでに静電気放電の光学的な測定による静電エネ

ルギー推定方法の開発を目的として、静電エネルギーと発光スペクトルとの関係を研究してきた^{6,7)}。容量性の火花放電 (コンデンサに蓄積した電気の放電など) の発光分光測定から、静電エネルギーが高くなると、励起窒素原子に起因した N I 輝線に対するイオンに起因した N II 輝線の強度、つまり輝線強度比 (N II/N I) も高くなることが明らかになった。しかし、同じ静電エネルギーであっても、放電の電位差が小さいほど輝線強度比が大きくなることも同時に明らかになった。電位差が小さいと空中絶縁破壊時の放電路の長さが短くなるため、定性的には放電路の単位長さあたりに付与されるエネルギーが大きくなる。この結果、プラズマの温度が高くなり、窒素イオンからの放射 (N II 輝線) が相対的に強く観測されたと解釈された。

火花放電の電極間距離が短く消炎効果が発生する領域を除けば、電極間距離が長くなると、最小着火エネルギーは高くなる^{5,8)}。これも定性的には、気体の加熱が放電路の長さあたりの静電エネルギー量に依存していることを示唆している。

平等電界 (電界の集中が起きないように電極には尖ったところがなく、強度が一様な電界) での火花放電では、大気湿度や他物体が火花電圧に及ぼす影響は小さく、火花の遅れが小さく、火花電圧の不整 (変動) は数%程度とされており、電氣的に安定な火花放電を繰り返し発生させることができる⁹⁾。しかしこれは電極間距離を固定して電圧を印加していった場合であり、この場合でも、電極間距離が数 mm 以下の短い場合は不整現象 (放電回数が少ない場合に放電電圧が低くなったり高くなったりする現象) が現れることがあるとされている⁹⁾。コンデンサに充電しておき、電極を移動させて一度のみ放電が起こるこの実験では、実際に印加電圧と電極間距離の関係を調べる必要がある。

本研究では、放電路の長さは電極間距離であると仮定し、静電容量ごとに印加電圧と放電時の電極間距離の関係を測定した。この結果をもとに分析した輝線強度比の単位長さあたりの静電エネルギー依存性について報告する。

*1 労働安全衛生総合研究所電気安全研究グループ

連絡先: 〒204-0024 東京都清瀬市梅園 1-4-6

労働安全衛生総合研究所 電気安全研究グループ 三浦崇*1

E-mail: miurat@s.jniosh.johas.go.jp

2. 実験方法

実験装置の概略(回路)を図1に示す。静電気によって接近時に起こる火花放電を研究対象とするため、静電エネルギーを蓄えるコンデンサと位置を制御できる球ギャップ電極で構成される回路を作り、大気圧下の空气中で実験を行った。気温は約 27°C、相対湿度は 66~73%の範囲であった。データの分析で以前に報告した輝線強度比と静電エネルギーの関係についての測定結果^{6,7)}を参照するため、これと全く同じ装置と放電発生方法で実験した。

火花放電は次のようにして発生させる。まず、電極間を 3 mm とし、固定電極と静電容量 C のコンデンサ(村田製作所製、中高圧セラミックコンデンサ、定格電圧 DC 6.3 kV)を結ぶ裸導線に高電圧出力端子を接触させて印加電圧 V で充電し、その後その端子は引き離す。次に、接地電位に接続した電極を固定電極に向かって一定の速度で移動させる。接近にともない火花放電が発生する。電極は 0.05 mm まで接近した後に引き戻される。放電の発生状況を示す画像として、照明下で前述の過程を動画で記録し、放電した瞬間の動画の 1 コマを図 2 に示す。

電極はステンレス製で、放電面は曲率半径 $r = 7$ mm の球面である。球ギャップである場合、電極間距離が球の直径以下であれば平等電界が得られるとされている⁹⁾。

充電したコンデンサに接続した電極は実験台上に固定し、接地電位に接続した電極は駆動ステージ(Zabor 社製、ステッピングモーターによる駆動)に搭載して、電極間の接近と引き離しをパソコン(National Instruments 社製ソフトウェア LabView)で制御した。

コンデンサの容量は 47, 100, 470, 1000 pF から一つ選定して回路に組み込んだ。仕様によれば、絶縁抵抗はいずれも 10000 M Ω 以上である。コンデンサの充電では、高電圧電源の出力端子に 100 M Ω の電気抵抗を接続し、これを通して緩やかに充電した。高電圧の極性を正として、正極性の火花放電を測定対象とした。本論文での静電エネルギー W は $CV^2/2$ に基づく計算値とした。

放電場所から約 10 cm 離れた場所に配置したループアンテナで放電による電磁ノイズを検出し、これをデジタル遅延パルス発生器(Stanford Research Systems 製 DG535, トリガレート 1 MHz)により遅延することなく Transistor-transfer logic (TTL) 信号に変換した。出力信号をデータ収集(DAQ)システム(National Instruments 社製、時間分解能 0.04 ms, ソフトウェア LabView による制御)に入力した。同時に、移動電極の位置座標はひずみゲージを応用した位置センサー(東京測器研究所社製変位計 CDP-25M, 測定器 DA-16A)で検出し、モニター出力電圧を同じく DAQ に入力した。電極の動き出し直前から DAQ の測定を開始し、電極の動きと放電発生を同時測定し、放電発生時の電極間距離を求めた。

電極を徐々に接近させて電氣的導通が検出された位

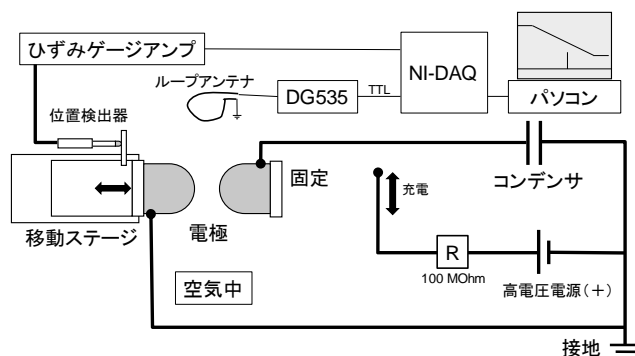


図 1 実験装置の概略図

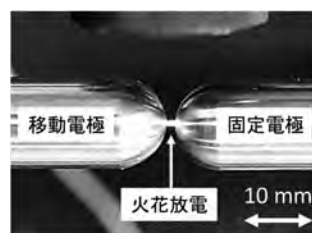


図 2 放電した瞬間の画像(コンデンサ容量 100 pF, 印加電圧 6.0 kV)

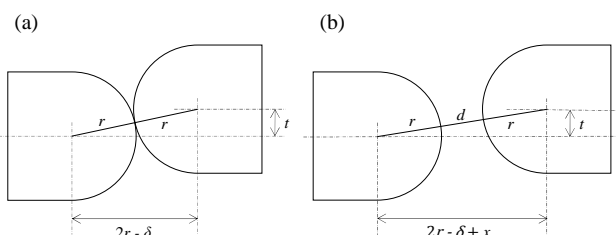


図 3 移動ステージの位置 (x), 球面間の最短の電極間距離 (d), および軸のずれ (t) の関係。(a)電極が接触している状態で、移動ステージの原点 ($x = 0$) である。(b) 移動電極が距離 x だけ移動した状態。 t の大きさによって、ステージの位置 (x) と電極間距離 (d) は異なる。

置を移動ステージの原点 ($x = 0$ mm) と定め、電極の移動量は駆動ステージのステップ数とギアピッチで決まる値を基準とした。つまり、原点から 3.0 mm 離れた接近開始位置と $x = 0.05$ mm で停止する位置は駆動ステージのギアピッチと駆動パルス数から決定する。ステージの移動中は位置情報が得られないため、位置センサーの出力を参照した。

電極間距離 d と電極の位置 x が完全に一致するためには、各球面の中心点を結ぶ線が駆動ステージの移動線上になければならない。すなわち、固定電極と移動電極は同軸である必要がある。

二つの電極の軸のずれの長さを t とする。二つの電極が接触している時の球面の中心間距離は $2r$ である。一方で、 $t = 0$ の時に 0 となるパラメータ δ を導入する。図 3(a)に示したように、中心間の距離をステージ移動線上

に投影した長さを $2r\delta$ とすると,

$$\delta = 2r - \sqrt{4r^2 - t^2} \dots \dots \dots (1)$$

と表される. 実験ではここを駆動ステージの原点とする. 図 3(b)に示した幾何学的条件から, 移動距離 x の時の電極表面間の最短距離 d は,

$$d = \sqrt{4r^2 + x^2 + 2x\sqrt{4r^2 - t^2}} - 2r \dots \dots \dots (2)$$

である. これは, x が大きいときに, $d \rightarrow x$ に漸近する関数である. 放電時の電極間距離の最も小さい $x = 0.1$ mm の時, $r = 7$ mm, 電極の設置位置の誤差を $t = 0.5$ mm として計算すると, $d = 0.099936\dots$ となり, 有効数字 2 桁以内では $d = x$ である. したがって, 本研究では, 変位センサーで計測した電極の位置 x を放電時の電極間距離 d とした.

電極の移動速度は, d の時間変化の測定値から求めた. 駆動ステージはステッピングモーターを使用しており, 変位の時間変化は一定である. 速度は 0.92 mm/s または 5.5 mm/s とした.

3. 結果

電極間距離と放電信号を同時に測定した結果の一例を図 4 に示す. 図 4(a)は移動電極の変位の時間変化を示している. 経過時間 0.1 s までは最初に設定した電極間距離 3 mm で静止しており, また経過時間 3.3 s 以降でも設定した電極間距離 0.05 mm の位置に一時的に静止している. この 2 点からひずみゲージアンプの出力電圧と電極間距離の関係を求め, 図 4(a)の縦軸には電極間距離を示した.

変位と同時に測定した電磁ノイズの発生時刻は図 4(b)の TTL 信号の検知から得られるので, 図 4(a)の結果から放電時の電極間距離を決定した. この例では, 放電時の電極間距離は 1.40 mm となった. また, 電極間距離は時間に対して直線的に減少しており, 電極の移動速度がほぼ一定であることが確認できた. 全ての測定で電極の接近する過程の中で放電は 1 回しか観測されなかった.

図 5 に, 静電容量 47 pF, 100 pF, 470 pF, 1000 pF での印加電圧と放電時の電極間距離の関係を示す. 100 pF での実験を除き, 電極移動速度は 0.92 mm/s とした. 100 pF では, $0.8, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ kV の 7 点で速度 5.5 mm/s のデータも同じ記号 (Δ) で示した. 実験の結果, 5.5 mm/s 以下では放電時の電極間距離は速度に依存しなかった. 加えて, 静電容量の放電時の電極間距離に対する静電容量の依存性も見られなかった.

図 5 の実線は, 全ての測定値に対して式,

$$d = a_0 + a_1V - \sqrt{a_2 + a_3V} \dots \dots \dots (3)$$

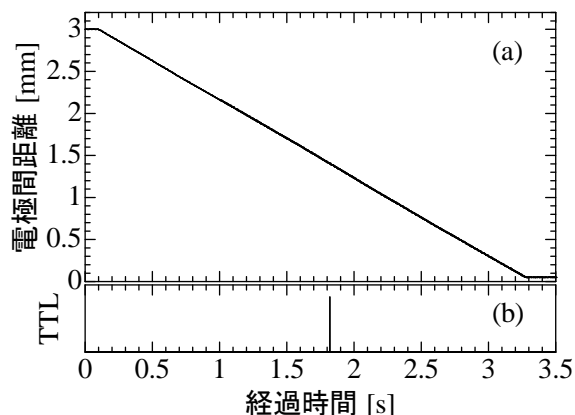


図 4 放電路の長さの測定方法. (a) 変位計の出力電圧から換算した電極間距離の時間変化. (b) 放電発生を示す TTL 信号.

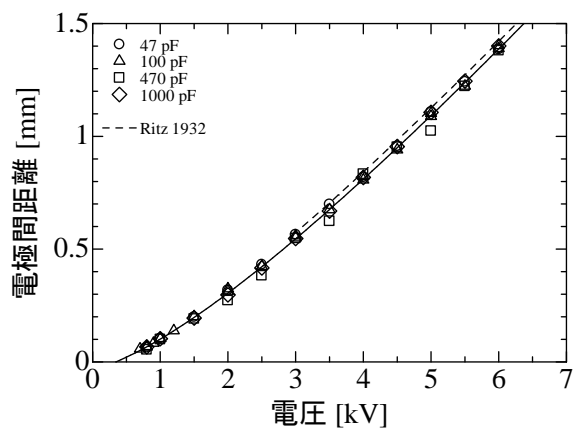


図 5 印加した電圧に対する放電時の電極間距離の測定(プロット)と最小二乗法によるフィッティング(実線)の結果. 破線は文献値¹²⁾を示す.

を最小二乗法でフィッティングした結果を示す. この式はパッシュェン曲線の半実験式¹¹⁾として広く使われている関数,

$$\frac{E}{p} = B + \frac{C}{\sqrt{pp}} \dots \dots \dots (4)$$

を d について解いたものである. ここで E は電場 (= V/d), p は気体圧力である. p と d を設定し, 交流や直流(インパルス)の印加電圧 V を加えていって絶縁破壊が起こる電圧を測定した結果に式(4)を適用して得たパラメータ B と C がいくつかの論文で知られている^{10,11)}. これらは d を 0.5 mm 以上に設定した場合が多い. 文献¹⁰⁾に記載されている Ritz¹²⁾による大気圧の空気 (20°C) について平等電界での交流電圧による測定(電極間距離 0.6 mm 以上)から得たパラメータ ($B = 2.46$ kV(mm bar)⁻¹, $C = 2.11$ kV(mm bar)^{-1/2})を用いて計算した結果を図 5 の点線で示した. これまで知られている半実験式

においても報告者によって差異があり、これは、電極形状や周囲の導体等の影響、直流電圧か交流電圧かによって変化することが考えられている¹¹⁾。また、これらの報告されている実験は、 V を設定した上で d を変化させて測定した本研究とは測定方法に違いがある。本研究では0.5 mm以下の d も測定している。したがって、印加電圧から放電時の電極間距離を求めるためには、本研究の測定で得た半実験式を用いることが適当である。

式(3)と式(4)のパラメータ間の関係と得られた値は、次のようになった。

$$a_0 = \frac{c^2}{2B^2} = 0.82 \dots\dots\dots (5)$$

$$a_1 = \frac{1}{B} = 0.45 \dots\dots\dots (6)$$

$$a_2 = \frac{c^4}{4B^4} = 0.73 \dots\dots\dots (7)$$

$$a_4 = \frac{c^2}{B^3} = 0.63 \dots\dots\dots (8)$$

ただし、数値の単位は V [kV], d [mm] である。

4. 考察

以前に報告^{6,7)}した火花放電スペクトルの測定結果の一例を図6に示す。静電容量470 pF、印加電圧6.0 kVで測定したスペクトルの500 nm付近と822 nm付近を示している。これらの1つまたは2つのピークの重なりとして観測されているスペクトルは、N II輝線やN I輝線のバンドスペクトルである。本論文では、それらの構造について文献値を参照して詳細に分析した。

波長500 nm付近のN IIの輝線は、波長表¹³⁾から、波長(相対強度)の表記で、499.436 (450), 500.148 (650), 500.270 (360), 500.515 (870), 500.732 (550), 501.062 (450), 501.639 (360), 502.566 nm (360)の主な8本の輝線による重ね合わせと考えられ、分光器の

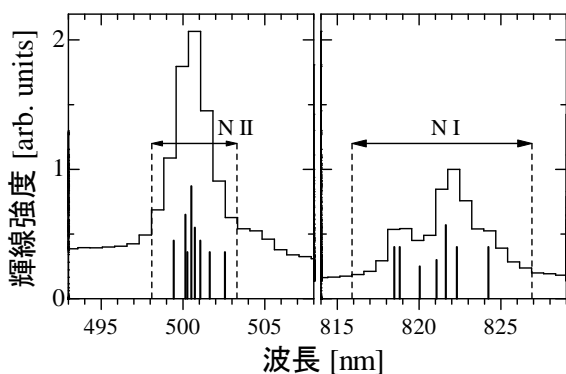


図6 空气中放電発光スペクトル。窒素原子イオンの輝線(N II)と窒素原子の輝線(N I)の波長範囲^{6,7)}をそれぞれ示す。微細構造を示す線群は波長表の文献値¹³⁾。

波長分解能(分解できる波長幅~1.6 nm)のため1本にまとまっている。これらの輝線について高さを強度に合わせて図6にも示した。波長498.1 nmから503.3 nmの範囲を積分し、ベースライン(一律左端の497.3 nmの強度)を差し引いた値をN IIの輝線強度としている。

N Iバンドスペクトルについても、818.487 (400), 818.802 (400), 820.036 (250), 821.072 (300), 821.634 (570), 822.314 (400), 824.239 nm (400)の主な7本の輝線が重なって現れていると考えられる。同様に、波長815.9 nmから826.9 nmの範囲を積分し、ベースライン(一律左端の815.2 nmの強度)を差し引いたものをN Iの輝線強度としている。

測定したスペクトルでは波長400-950 nmの範囲に輝線が現れるが、文献値を参照すると、N IとN IIの輝線が混在している場合もある。例えば、856.774-874.736 nmにかけて強度の高いバンドスペクトルが観測されるが、この範囲には比較的強度の高いN I輝線とN II輝線が混在しており、分離は困難である¹³⁾。図6で示したそれぞれの範囲では、高強度のN I輝線とN II輝線の混在はなく、輝線強度比(N II/N I)を得るために適した波長領域である。

以前に報告した静電エネルギーに対する輝線強度比の測定結果^{6,7)}を図7に示す。横軸の静電エネルギーは対数軸で表示した。電圧区分ごとにプロットを変えて結果が示され、また、実線はそれぞれに対数関数について最小二乗法でフィッティングした結果を示している。対数関数は傾向をよく表しているが、今のところ理論的な裏付けは得られていない。

静電エネルギーと輝線強度比の関係は印加電圧にも依存し、同じ静電エネルギーでも、電圧が低いほど輝線強度比は系統的に高くなっている。静電エネルギー依存性が広く分布する原因の一つはエネルギーが同じでも電圧に違いがあるためである。

この測定データを使って、本研究で得た放電距離を取り入れてさらに詳細な分析を進めた。静電エネルギー線密度 Wd を算出し、これに対する輝線強度比のグラフを図8に示す。電極間距離は図5で示した実験結果に基づく式(3)と式(5)-(8)のフィッティングパラメータから計算した。この結果、電圧に系統的に依存していた関係は打ち消され、一つの対数関数の線で表されることが明らかになった。つまり、輝線強度比は、静電エネルギーよりも、静電エネルギー線密度に強く依存するということが明らかになった。

定性的には放電路における単位長さあたりに付与される静電エネルギーが大きくなると、プラズマの温度が高くなり、窒素イオンからの放射(N II輝線)が相対的に強くなった、とした以前の報告^{6,7)}での解釈を支持する結果となった。

放電、すなわち空気中の絶縁破壊では、放電経路の気体を加熱し、温度上昇 ΔT に使われる¹³⁾。このジュール熱は、

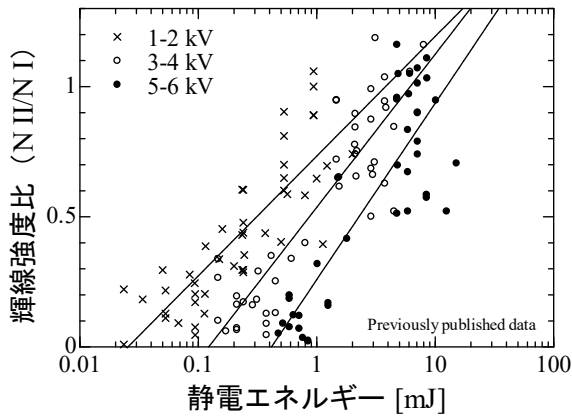


図7 輝線強度比 (N II/N I) の静電エネルギー依存性^{6,7)}

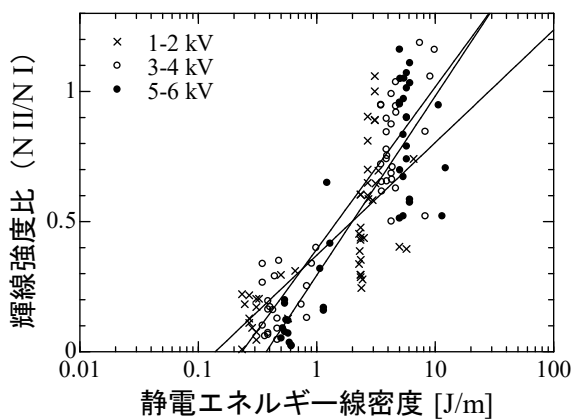


図8 輝線強度比 (N II/N I) の静電エネルギー線密度依存性

$$U = cpd\Delta T \dots \dots \dots (9)$$

で表される。ここで、 c は空気の比熱、 ρ は空気の密度、 S は放電経路の断面積とした。加熱される気体の体積は d と S の積である。ジュール熱は静電エネルギーのある割合 ξ ($0 \leq \xi \leq 1$)によって供給されると仮定すると、 $U = \xi W$ であるので、

$$\Delta T = \frac{\xi W}{cpdS} \dots \dots \dots (10)$$

となる。ここで、 c と ρ は定数である。 ξ が一定で、 S も一定であると仮定すれば、 ΔT は Wd に比例する関数となる。

一方、気体の初期励起状態を示す輝線強度比は最終的に気体温度と関係すると仮定すると、

$$(N II/N I) = f_0(\Delta T) = f(W/d) \dots \dots \dots (11)$$

となり、輝線強度比は静電エネルギー線密度 Wd の関数であるので、図8の実験結果を定性的に説明できる。

ただし、この結論は様々な仮定に基づいている。電流

量(単位時間あたりに空間を移動する電荷量)が異なれば、電荷の空間密度の飽和によって電流が大きいほど断面積 S は大きくなると考えられるため、断面積 S を一定とした仮定についてはさらなる検討が必要である。 Wd が同じであれば電流量は同じであるのか、または変化があっても無視できるほど小さいのかなどについての定量的な考察が必要である。

火花放電の直後では静電エネルギーの95%以上は気体の加熱に寄与するという研究報告がある¹⁴⁾。つまり ξ は1に近く、ほぼ一定としてよい可能性がある。放電の直後というのは、時間が経つと熱の一部が電極に吸収され、気体の加熱に寄与する分が減少するというのである。

気体のジュール加熱は気体の熱平衡状態を表すが、輝線強度比は直接的にはプラズマにおける電子的励起状態を示すものである。したがって、気体の温度とプラズマの温度を結びつける物理的機構の考察が必要である。

現象の理解にはいくつかの仮定の検証と考察が必要であるが、実際的には、図8の結果から平等電界での火花放電の発光スペクトル分析と放電路の長さを測定すれば、その放電の静電エネルギーを推定することが可能となった。ただし、その推定の精度において、発光スペクトルの再現性の問題がある^{6,7)}。図5に示した各電圧での d の再現性の高さと比べ、輝線強度比の再現性は低いと考えられる。これは横軸を Wd にしてもなおプロットが縦軸方向に分散している理由の一つと考えられる。

本研究では、印加電圧 V と電極間距離 d の関係において不整現象は見られなかった。しかし、一般には主に電極表面の状態によって、放電路の長さが短くなる不整現象が起こりうる。つまり、放電しにくい状況の発生により、電極がさらに接近してから放電が起こる可能性がある。たとえ放電路の長さが変化したとしても、エネルギー密度の変化として輝線強度比に反映されれば、図8の結果を参照することでやはり静電エネルギーが推定できる可能性もある。放電の不整現象が起きた場合、接近速度が大きい時に放電距離が減少した場合¹⁵⁾、平等電界で無抵抗での容量性火花放電以外の場合におけるこの推定方法の有効性について、今後詳しく検証していく必要がある。

5. まとめ

帯電した電極が接近する過程で発生する平等電界火花放電の電極間距離の印加電圧依存性を調べた。測定によってその関係が得られ、これを用いて、以前報告した輝線強度比の静電エネルギー依存性の測定結果について、静電エネルギー線密度依存性の分析を行った。輝線強度比が静電エネルギーに加えて印加電圧にも依存していたのに対し、静電エネルギー線密度に対する依存性では電圧依存性は打ち消され、輝線強度比は静電エネルギー線密度によって統一的に表されることが明らかになった。これにより、放電発光のスペクトル分析に加えて放

回路の長さを光学的に測定できれば、その放電の静電エネルギーを推定できる可能性が見いだされた。

現実にかかる火花放電は静電容量や電気抵抗などの回路条件から静電エネルギーを算出することが困難である。将来、放電発光の光学的測定から静電エネルギーが測定できれば、可燃性物質の最小着火エネルギーとの比較から静電気危険性の推定が可能となる。本研究では平等電界での火花放電に限られるため、今後の実用化に向けて、様々な静電気放電の静電エネルギーと発光分光との関係についての研究をさらに進めていく必要がある。

- 15) 高義礼, 川又憲, 藤原修. ESD ガンの気中放電に対する火花長の測定と検証. 電気学会論文誌 A. 2015; 135: 259-264.

参 考 文 献

- 1) 崔光石, 最上智史. 粉体空気輸送・貯蔵の際に発生する静電気帯電および放電とその防止対策. 静電気学会誌. 2012; 36: 133-137.
- 2) 児玉勉. 静電気による爆発とその防止対策. 電気設備学会誌. 2009; 29: 624-627.
- 3) 労働安全衛生総合研究所. 静電気安全指針 2007. JNIOOSH-TR-No.42. 2007.
- 4) Janes A, Chaineaux J, Carson D, Le Lore PA. MIKE 3 versus HARTMANN apparatus: Comparison of measured minimum ignition energy (MIE). J. Hazardous Materials. 2008; 152: 32-39.
- 5) 日本火災学会編. 火災便覧新版. 第2章 発火と引火. 共立出版株式会社. 1984; 29.
- 6) 三浦崇. 静電気の火花放電における窒素原子とイオンの輝線強度比の静電エネルギー依存性. 電気学会論文誌 A. 2018; 138: 127-132.
- 7) Miura T. Electrostatic energy dependence of intensity ratio between nitrogen spectral lines of monovalent ion and neutral atom in electrostatic spark discharge in air. Electr. Eng. Jpn. 2018; 204: 29-35.
- 8) 静電気学会編. 新版 静電気ハンドブック. I編 環境と安全 6章 爆発・火災. オーム社. 1998; 165-190.
- 9) 電離気体論. 第27版. 電気学会. 1997; 116-124.
- 10) Meek JM, and Craggs JD. Electrical Breakdown of Gases. Oxford. 1953; 293.
- 11) Pedersen A. On the electrical breakdown of gaseous dielectrics. IEEE Trans. Elect. Insulation. 1989; 24: 721-739.
- 12) Ritz H. Durchschlagfeldstärke des homogenen Feldes in Luft. Arch. Elektrotech. 1932; 26: 219-232.
- 13) Kramida A, Ralchenko Y, Reader J, and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (version 5.10). National Institute of Standards and Technology. 2022 <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (最終アクセス日 2023年5月15日)
- 14) Roth W, Guest PG, Elbe GV, and Lewis B. Heat Generation by Electric Sparks and Rate of Heat Loss to the Spark Electrodes. J. Chem. Phys. 1951; 19: 1530-1535.