



講座 大気圧プラズマを点けてみよう

2. 大気圧プラズマを学ぼう

水野 彰¹⁾, 朽久保文嘉²⁾, 内田 諭²⁾, 小田昭紀³⁾, 高木浩一⁴⁾, 林 信哉⁵⁾
 豊橋技術科学大学¹⁾, 首都大学東京²⁾, 名古屋工業大学³⁾, 岩手大学⁴⁾, 佐賀大学⁵⁾

(原稿受付: 2007年10月22日)

大気圧放電は、雷に代表される身近な自然現象であると同時に、電気集塵やアーク溶接といった工業技術に利用されている。最近、大気圧グロー放電の形成が実現され、大気圧プラズマプロセスへの展開が期待されている。本稿では、大気圧プラズマの身近な応用例を紹介するとともに、大気圧プラズマを理解する上で必須となる基本的な放電理論の概略を示す。また、具体的な大気圧プラズマのモデリングや診断技術についても説明する。

Keywords:

atmospheric pressure discharge, electrostatic precipitation, plasma reaction, electron avalanche, streamer, gas kinetics, numerical modeling, plasma diagnostics, probe method, spectroscopy

2.1 大気圧プラズマの身近な応用例

プラズマはガス分子が電子の衝突などで電離した状態のことで、太陽や雷など、私たちの身近に存在している。日本では雷は稲妻とも言う。これは雷がくると稲が良く育つことによるため、我々の祖先が自然を良く観察し、また共生していたことを示している。最近プラズマという言葉は、電気製品の宣伝でもよく使われている。大形で薄い画面のテレビや空気浄化装置などにプラズマが利用されている。また、蛍光灯やネオン、建築現場などでのアーク溶接、あるいは太陽電池などの半導体薄膜作成など、プラズマは産業界でも広く用いられている。以下に空気をきれいにする観点から図1のような大気圧放電プラズマの利用技術を紹介する[1-3]。

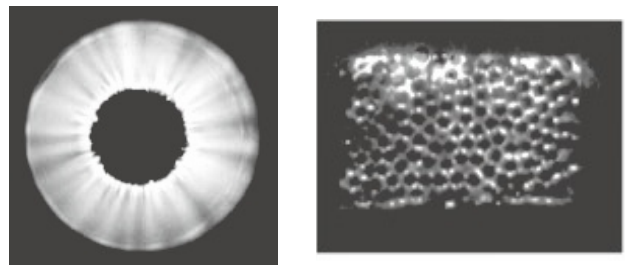
2.1.1 電気集じん

コロナ放電を使う電気集じんは排ガス中のダストの除去に有効で、日本でも発電、製鉄、セメント、化学プラントなどの排気ガス浄化に用いられており、環境保全に大きな役割を果たしている。図2は電気集じんの原理で、中央に示す線状のコロナ放電極と、対向する平板状のなめらかな集じん電極とで構成されている。放電極に直流高電圧を印加すると放電極の近くでは電子が高電界で加速され、窒素や酸素などの分子を電離して、正イオンと多くの電子が発生する。放電極周囲の高電界領域のみがプラズマとなり、その発光が冠のように放電極を取り巻くので、コロナ(冠の意味)放電といわれている。この局所的なプラズマから集じん電極に向かって正または負のイオンが流れ、電極間に浮遊している微粒子を帯電する。帯電した微粒子はクーロン力を受け集じん電極のほうに動かされ集じんされる。電気集じんは構造が単純で、装置の圧力損失が小さいためファンの動力費が安いこと、また信頼性も高いため、上述

のように多くの産業で使われている。

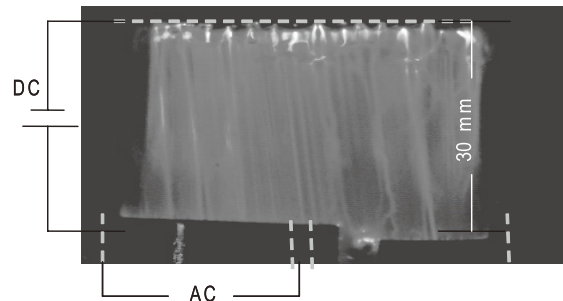
2.1.2 ガスを浄化するプラズマ化学反応

図3にガス浄化に利用できる大気圧放電プラズマの発生方法のいくつかを示す。(a)はパルス放電である。早い立ち上がりのパルス高電圧をコロナ放電用の電極に印加すると、特に正パルス電圧の場合、ストリーマが空間を進展するようになり、図1(a)のように、放電極から離れた場所まで電離できる。また、(b)は充填層放電である。強誘電体



(a) パルス放電

(b) 充填層放電



(c) スライド放電

図1 空気浄化に使う大気圧放電プラズマの例。

Let's Obtain an Atmospheric Pressure Plasma

2. Learning

MIZUNO Akira, TOCHIKUBO Fumitaka, UCHIDA Satoshi, ODA Akinori, TAKAKI Koichi and HAYASHI Nobuya

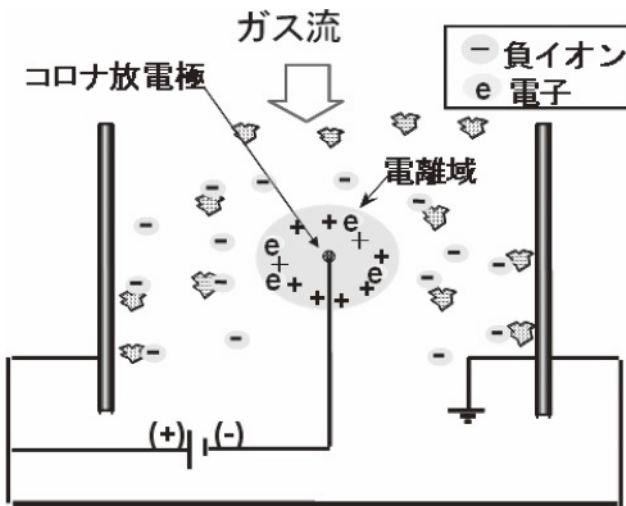


図2 電気集じんの原理.

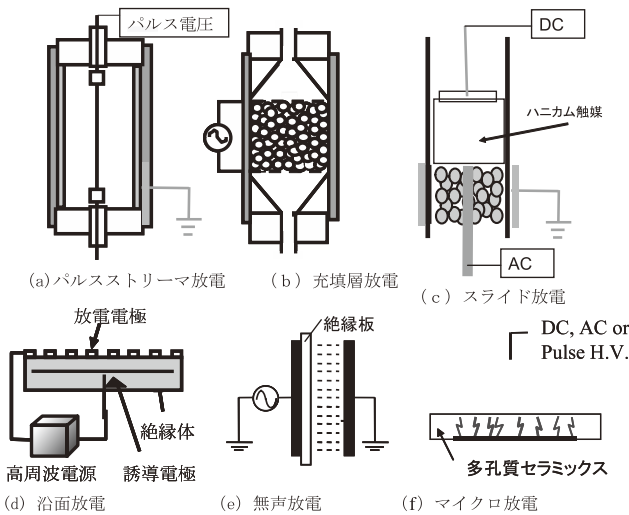


図3 大気圧放電プラズマの発生方法.

セラミックスペレット充填層に交流やパルス電圧を印加することでペレット周囲が電離する。ペレットを触媒とすることで、プラズマとの組み合わせが容易であり、プラズマ化学反応の選択性、エネルギー効率の向上ができる。(c)はスライド放電であり、ハニカム触媒の内部を電離できる。充填層放電の後段にハニカム触媒を置き、その反対側に直流電圧を印加する。充填層放電で発生したプラズマが直流電界によりハニカム触媒の細い通路の中に引き込まれ、ハニカム全体がプラズマ化する。図1(b)はその様子を観察するために細いガラス管を束ねたものを充填層放電部(外部電極に覆われており見えていない)に接して配置したものであり、ガラス管内が放電している様子が見られる。これ以外に(d)沿面放電、(e)無声放電、あるいは(f)ポーラスなセラミックスの細いチャンネル内部を絶縁破壊させて発生するマイクロ放電などが大気圧放電プラズマの発生に用いられている。無声放電発生電極を小さい領域に分割し、それぞれの領域で無声放電を制御して発生させることでプラズマテレビが実用化されている。このようなプラズマ中では、反応性の高いラジカル(酸素分子が解離したOやO₂、あるいはO₃、また水分からOH、など)が多

く生成され、ガス状汚染物質や悪臭成分などの除去反応を起こすことができる。

2.1.3 室内空気浄化

大気圧放電プラズマは室内空気浄化に広く使われている。プラズマ化学反応でアルデヒドやトリメチルアミンなどの有害なガスは、主に酸化反応により酢酸やアルコールなどに変化する。図4に室内空気浄化用の、酸化チタンを用いた触媒プラズマ装置を示す。線状の放電極と平行平板の集じん電極とから構成されており、放電極に直流電圧とパルス電圧を同時に加えてパルス放電プラズマを発生させる。酸化チタン触媒を放電極の後段に設置してある。触媒は表面積が大きく、ガス状汚染物質の吸着作用も高く、吸着された汚染分子はプラズマに長い時間暴露されるため、プラズマと触媒の組み合わせは反応の効率を高める。酸化チタンは光触媒(活性化エネルギー3.2eV)として知られているが、放電プラズマと組み合わせたとき、プラズマによりエネルギーの高い励起状態の粒子が生成されこれらが酸化チタンにそのエネルギーを与えることで活性化しているようである。このような装置により、多種類の悪臭ガス成分の酸化分解・脱臭ができる。また集じん効率が高く、加えて大気圧プラズマで発生する酸素ラジカルの酸化力で、集じんした細菌などの殺菌もできる。今後、病院や老人ホーム、喫煙所など、多くの場所で使われるものと期待されている。なお、大気中の放電の発生に伴ってオゾンも生成される。オゾンは極めて毒性の高い分子であり、放電で発生する負イオンもオゾン分子を含むものがあることが最近の質量分析の計測からも判明している。このため、放電に伴うオゾン発生量を極力低減することが装置を実用化する上で重要であり、オゾン発生量の少ない正コロナ放電を用い、かつオゾン分解効果のある銀電極などの使用、ならびに装置後段にオゾン分解触媒を配置するなどの対応が必要である。

2.1.4 ディーゼル排ガスの浄化

プラズマ中に燃焼排ガスを通すと、それに含まれているNOはNO₂に酸化される。大気圧プラズマ中では窒素分子が解離されて窒素原子となり、それらによって還元反応(NO, NO₂→N₂)も進行する。NO₂は反応性が高く、アンモニアを吹き込めば硝酸アンモニウム微粒子となり、プラズマの集じん作用で除去可能となる。また、溶液などに吸収して除去することもできる。例えば亜硫酸ナトリウム溶液で吸収するとNO₂は酸素と窒素に還元される。ディーゼルエンジン車の排ガスは酸素濃度が高いため、NOのO

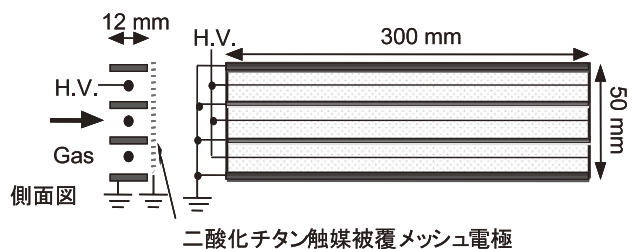


図4 パルス放電プラズマと触媒を組合せた室内空気用脱臭・集じん装置.

をCOに結合させるような触媒反応が難しい。ディーゼルエンジンは高効率でありバイオ燃料も有効に利用できるため、排ガスのクリーン化が急務の技術課題となっている。排ガス温度が低く従来の触媒が働かない領域を特にプラズマで補うことが有効で、まだ実用化はされていないが、できる限りガス処理効率の高い方式の開発が進められている。プラズマ化学反応によるNOからNO₂への酸化はエチレンやオクタンなどの炭化水素を添加すると大きく促進される。さらにプラズマと触媒とを組み合わせることで、効率が大きく向上する。図5はプラズマで窒素酸化物を酸化した後、ゼオライト系触媒を使用し、アンモニアと反応させて還元する装置で、ガス温度150℃において、入口濃度400 ppmのNO_xを80%程度の効率で除去可能である。なお、カーボン微粒子などのダストは、前述の電気集じん作用で効率良く除去でき、また、プラズマによって酸化し二酸化炭素にすることも可能となってきている。

2.1.5 大気圧プラズマへの期待

プラズマは環境対策技術としてもすでに大きな役割を果たしており、さらに殺菌や燃焼改善、液体の浄化など、我々の生活環境を向上するための重要な基礎技術としても位置づけられる。専門分野の枠を超えた連係に新しい技術開発の大きな可能性が残されている。

水野 彰（豊橋技術科学大学）

2.2 放電プラズマの基礎

気体放電を利用した大気圧プラズマは、アーク放電に代表される熱平衡プラズマ、コロナ放電や誘電体バリア放電に代表される非熱平衡プラズマに大別されるが、ここでは後者を対象とする。非熱平衡プラズマでは、電子温度のみが数万度以上の高温であるのに対し、イオン温度やガス温度は常温程度となる。また、これらプラズマは弱電離プラズマ（電離度が $10^{-3} \sim 10^{-7}$ 程度）であり、プラズマ中での粒子衝突は電子-中性分子、イオン-中性分子の間の2体衝突が支配的となる。したがって、電子衝突による中性分子の電離や励起、解離といった諸反応がプラズマの性質や機能を大きく特徴づける。また、励起/解離反応によって生成されるラジカル種、および、これを起点とした化学反応性は放電プラズマの最大の魅力となる。

大気圧非熱平衡プラズマならではの特徴として、1)真空容器を必要としないため、どこでも安価にプラズマ発生が可能であること、2)プラズマ密度が高いこと（種類にもよるが $10^{11} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 程度）、3)原料としてのガス密度が

高いために反応速度が速いこと、などが挙げられる。例えば、3)の性質によって電子衝突電離の頻度は高く、したがって、電離増殖は急峻に進み、これは2)の高プラズマ密度の要因となる。同様に、電子衝突による励起種やラジカル種の生成量も増加する。準安定種を除く励起種は、一般に数10 ns程度の自然放射寿命をもって下位準位へと遷移し、このとき光としてエネルギーを放出する。しかし、大気圧下では衝突頻度が高いために、光を放出する以前に周囲の分子と反応する場合も増える。また、低気圧下では起こりにくい3体衝突反応の頻度も高まる。代表的な3体衝突反応としてオゾン生成が挙げられる。



ここで、Mは第3体を示すので、圧力が高い方が起こりやすい。(1)式のように、2つの物質から1つの物質を生成する反応は3体衝突でしか起こり得ず、低気圧下とは異なる反応経路ができあがる。高プラズマ密度は高電流密度へつながる。これは、ジュール加熱を促進することとなるので、ガス温度の上昇に注意しなければならない場合がある。

大気圧非熱平衡プラズマの生成には、マイクロ波を利用する方法、誘導電界を利用する方法などもあるが、ここでは電極間に電圧を印加した際に発生するシンプルなものについて考える。このような放電プラズマは、1個の偶存電子を起点とした電子なだれからスタートし、タウンゼント理論、またはストリーマ理論によって気体を絶縁破壊し、その後の電子密度やイオン密度の再配置により、最終的な形態へと移行する。今、 $-z$ 方向に電界 E_0 が印加される中、時刻で $(r, z) = (0, 0)$ を出発した1個の電子を起点とした電子なだれの成長を考えよう。このとき、電子密度分布 $N_e(r, z, t)$ は、空間電荷電界の影響が無視できる場合、

$$N_e(r, z, t) = \frac{1}{(4\pi D_e t)^{3/2}} \exp \left[-\frac{(z - \mu_e E_0 t)^2 + r^2}{4D_e t} + \alpha \mu_e E_0 t \right] \quad (2)$$

で表される。ここで、 D_e は電子の拡散係数、 μ_e は電子の移動度、 α は電離係数を示す。大気圧下では、 D_e は小さく、 α は大きいので、電子なだれは半径方向に広がることなく急峻に成長し、ストリーマへと転換されやすい。ストリーマは直径200 μm 程の高導電性の放電柱であり、内部の電子密度は $10^{13} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ にもなる。多くの大気圧放電がフィラメント状の放電形態をとるのはこのためである。電子なだれがストリーマへ転換されるMeekの条件は

$$\alpha \times d = \ln \frac{4\pi\epsilon_0 E_0}{e\alpha^2} \approx 20 \quad (3)$$

で与えられる。ここで d は電極間距離、 e は電荷素量を示す。(3)式より、ストリーマを伴う放電プラズマの放電開始電圧を予測することが可能である。大気圧であってもヘリウムのような軽いガス中では電子の拡散係数が比較的大きいため、電子なだれは半径方向へ数mm程度広がるのが可能となる。大気圧ヘリウム中でグロー状の放電が得や

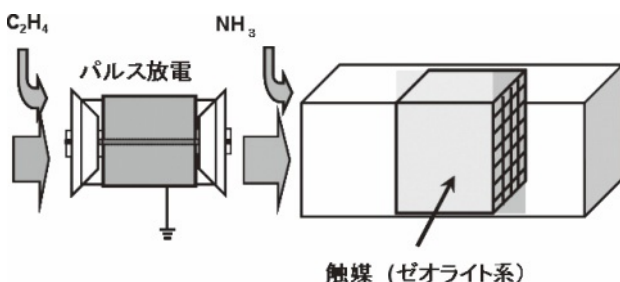


図5 プラズマ触媒プロセスによる排ガス浄化。

すいのは、おそらくこのためであり、このとき、放電開始電圧はタウンゼントの火花条件式

$$\alpha \times d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (4)$$

より予測される。ここで γ はイオン衝撃による陰極からの二次電子放出係数を示す。

代表的な大気圧非熱平衡プラズマとしてコロナ放電や誘電体バリア放電が挙げられる。コロナ放電は、雰囲気ガスの種類、電圧印加法（直流、交流、パルス）や印加電圧の大きさによって様々な放電モードをとる。針対平板、ワイヤー対平板、ワイヤー対円筒といった電極形状が用いられることが多く、電界が集中する針、あるいはワイヤー電極に正極性の直流、またはパルス電圧を印加すると陰極へ向かってストリーマが進展しやすい。前節の図1(a)はパルス放電時であり、空間全体がストリーマに覆われた反応場となっている様子がわかる。前節の図3(e)は典型的な誘電体バリア放電（無声放電）であり、やはり、ストリーマを伴うフィラメント状放電が形成される。放電電流の運ぶ電荷が誘電体上に蓄積することで放電ギャップに加わる電圧が減少し、自ら放電を停止する。つまり、誘電体バリア放電は常にパルスの放電であり、いかなるガスを用いようとも、必要な電圧さえ印加すれば、安定した大気圧非熱平衡プラズマが実現される。誘電体バリア放電は100年以上も前からオゾン生成に用いられ、現在もオゾン生成や有害ガス処理では最も多用される放電形態である。また、前節に示された沿面放電や充填層放電は本質的には誘電体バリア放電と同じである。充填層放電では、充填層に触媒を置くことが可能であり、プラズマ化学反応と触媒反応の相乗効果が期待できる。誘電体バリア放電リアクタに大気圧ヘリウムを導入すると均一なグロー状の放電が容易に得られる。また、窒素ガス等でも印加電圧の工夫によってグロー状の放電が得られる。これらは均一性を要する表面処理や膜堆積、表面クリーニングなどのプラズマプロセスに広く利用されている。

昔から知られる大気圧放電ではあるが、大気圧ならではの魅力と特徴を活かした新しい技術の芽が次々と育ち、ホットな分野へと変貌した。特に、マイクロプラズマや水中プラズマなどの今後の展開が期待される。

朽久保文嘉（首都大学東京）

2.3 気体の運動論や反応速度とモデリング

電磁界が印加された放電プラズマ中において、多数個の電子やイオンは独立した運動を行っている。一方、集団としては、速度 v に対してある決まった確率分布（速度分布関数、図6参照[4]）を有する。ここで、速度分布関数 $f(v)$ に適当な重みづけをして平均を取ると、放電プラズマの巨視的な振る舞いがわかる。

$$v_d = \int_v v f(v) dv \quad (5)$$

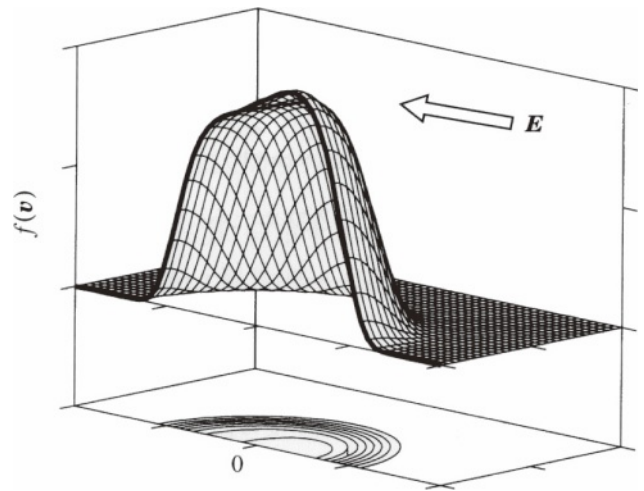


図6 一定電界下における電子速度分布関数の例。

$$D_r = \frac{1}{3} \int_v \frac{v}{\lambda} f(v) dv \quad (6)$$

式(5)は一定電界下における電子集団の平均的な速さ（ドリフト速度）、式(6)は電界と垂直方向に対する電子集団の拡散のしやすさ（横方向拡散係数。ただし、 λ は平均自由行程）を表しており、これらは電子に関する輸送係数（電子スオームパラメータ）と呼ばれている。

また、放電プラズマ中の化学反応現象も、電子の速度に依存する衝突反応確率（電子衝突断面積 Q_i ）を用いて、以下のように記述できる。

$$r_i = \int_v Q_i(v) v f(v) dv \quad (7)$$

このとき、式(7)は、単位時間・単位体積における対象とする反応の回数（反応レート係数）を表している。

上記で示したパラメータは、各位置における電磁界の関数であるため、これらを利用すれば、放電空間全体のプラズマ構造を解析することも可能である。ここでは、材料プロセスを中心とした幅広い分野で利用されている大気圧非熱平衡プラズマを、どのように数値モデル化しシミュレーションを行うか、そこから如何なる情報を得ることができるのかを、Tochikuboらの空間1次元流体モデルによる大気圧Heグロー放電プラズマのシミュレーション結果[5]を例にとり順を追って概説する。

本プラズマのシミュレーションの際に必要な支配方程式として、数密度連続の式ならびにポアソンの式があり、これら2式を以下に示す。

$$\frac{\partial n_j(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_j(x,t)}{\partial x} = S_j(x,t) \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 \phi(x,t)}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} \rho(x,t) \quad (9)$$

ここで、上式中 n 、 Γ 、 S 、 ϕ 、 ρ は、それぞれ数密度、粒子フラックス、正味の発生レート、電位、空間電荷密度を表す。 e 、 ϵ_0 は、電荷素量、真空の誘電率である。添字 j

は、荷電粒子や励起粒子種を表す。その際、数密度連続の式からは、プラズマ中に存在する荷電粒子や励起粒子の時間空間的な変化を、またポアソンの式からは、プラズマ自身が作る電界の時間空間的な変化をそれぞれ知ることができる。これらの式を連立させ周期的定常状態に達するまで時間空間的に解く。その際、 Γ や S の導出に必要な輸送係数や反応レート係数を与える。

図7に、シミュレーションから得られる結果の一例として、大気圧Heグロー放電プラズマにおける電子密度、正イオン密度、電界強度の時間空間変化を示す[5]。計算条件は、誘電体電極として厚さ3 mm、比誘電率3.8の石英ガラスを考慮し、放電ギャップ長を5 mmと設定した。印加電圧は、振幅2.2 kV、周波数100 kHzの正弦波電圧とした。

この図から、電子密度分布における印加電圧1周期間(10 μ s)の中で電子が高密度を維持しながら放電空間内を周期振動している様子(図7(a)参照)、正イオンが放電ギャップ全体で常時高密度に存在している様子や2次電子の電離増殖作用による陰極前面での正イオン密度ピークの出現(図7(b)参照)、電子、正イオンの変化の違いによる瞬時陰極前面での強い電場形成(図7(c)参照)など、大気圧Heグロー放電プラズマ内の特徴がシミュレーションにより描き出されていることがわかる。今回紹介した結果は、あくまでも一例であり、その他に電流-電圧波形や電子ならびに放電ガスの温度分布といった、より詳細な情報を得ることができる。

内田 諭(首都大学東京), 小田昭紀(名古屋工業大学)

2.4 大気圧プラズマの診断技術

大気圧プラズマの応用分野は幅広く、ガス処理などの環境系、表面処理など材料系、殺菌などバイオ・医用系に用いられる[6-8]。これらの応用に適したプラズマを発生させた制御するためには、プラズマのモニタ(計測・診断)が必要になる。モニタ対象は、応用により異なるが、大きく分けて、1)荷電粒子やラジカル密度、2)電子温度(または電子エネルギー分布関数)やイオンおよびガス温度、3)電位構造や磁場配位、4)壁電荷やエネルギーフラックスとなる[9]。これらの諸量の計測法として、低気圧プラズマに対しては、プローブ法、分光法、レーザー分光法、干渉法、粒子計測法などが用いられる[9,10]。

大気圧プラズマの計測法の多くは、低圧プラズマの計測法を、一部システムに変更を加え、また特殊な解析法を使うなどして利用する。例えば、ラングミュアプローブ(探針)法は安価で簡便な方法なので、低圧プラズマでは電子温度や密度の計測、電子エネルギー分布関数の計測に用いられる。大気圧プラズマでは、プラズマの取り扱いが連続媒質(プローブ寸法 \gg 電子の平均自由行程, かつデバイ長 \gg 電子の平均自由行程)となる[11]。このため、低圧プラズマとは異なる解析が必要となる[12,13]。酒井らは、図8に示すように、プローブを用いてマイクロホロー型電極のバリア放電プラズマのガス流下側の電子密度を $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 程度と見積もっている[14]。また、レーザー励起用の抵抗および高速気流安定化グロー放電の計測例などもある

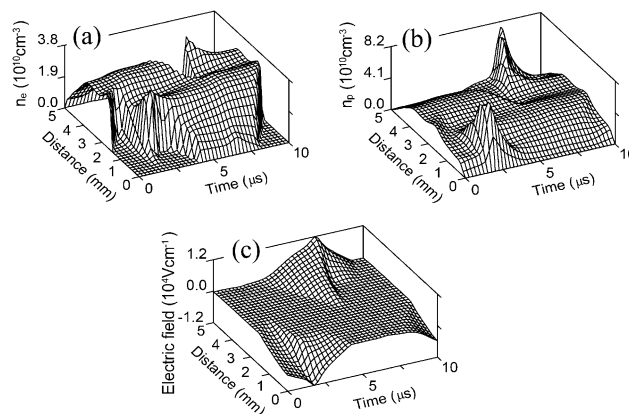


図7 大気圧Heグロー放電プラズマにおける印加電圧1サイクル間での(a)電子密度、(b)正イオン密度、(c)電界強度の時間空間変化。

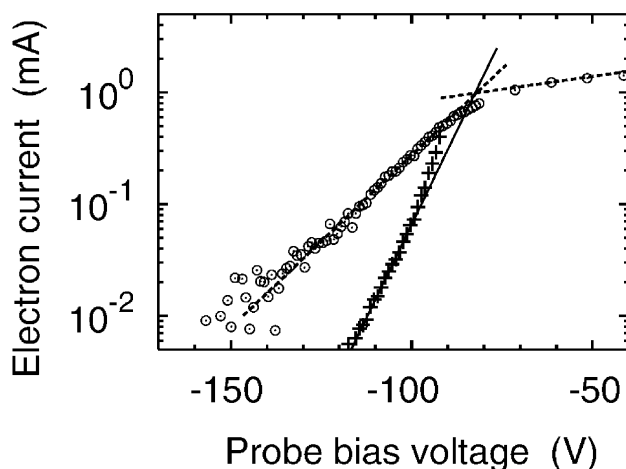


図8 大気圧におけるプローブの電流電圧特性(○:直接観測データ,+:補正処理後のデータ)。(14)

[15]。

大気圧グロー放電プラズマの特徴の1つはシースが薄く電界が高いことである。この結果、シース内の電力密度が大きくなり、容易に熱的不安定性を引き起こし、アークへと転移する[16]。このため、プローブを計測に用いることは困難な場合が大半となる。分光法、レーザー分光法、干渉法は非接触の計測法であり、プラズマへの影響が少ないといった利点を有する。分光法は、一般には温度の計測に用いられる。例えば、窒素スペクトルは温度測定によく用いられる。振動温度や回転温度(近似的にガス温度として取り扱うケースが多い)の計測には $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi-\text{B}^3\Pi_g)$ の遷移スペクトル(SPS; 2nd positive system)がよく用いられる[17,18]。Staackらは1 k Ω の抵抗で電流を10 mAに制限して発生させた空気グロー放電で回転および振動温度を1,550 Kおよび4,500 Kと求めている[19]。電子温度の導出には $\text{N}_2^+(\text{B}^2\Pi_u^+-\text{X}^2\Pi_g^+)$ の遷移スペクトル(FNS; 1st negative system)と N_2 SPSとの強度比がよく用いられる。一般には、気圧が上がるほど N_2^+ FNSの発光強度は弱くなる[20]。このためクエンチングを考慮した解析が必要になる[18,21]。Gallimbertiらは電子のエネルギーとしてDrayvesteyn分布を仮定して、パルスコロナの電子エネルギー

を 6.9 eV や 8.9 eV と求めている [21]. また, 分光法により得られるスペクトルから放電領域における反応粒子種の特定が可能である. 原子からの発光スペクトルラインのデータベースとして, 例えば米国 NIST (National Institute of Standards and Technology) の Atomic Spectra Database 等が公開されている.

トムソン散乱法では, YAG レーザと高分解能の分光器など計測システムが高価になるが, 電子温度と電子密度を, 非接触で求められる [22]. 河野らは, マイクロ波 (2.45 GHz) を用いて発生させたマイクロギャップ大気圧プラズマの電子密度と電子温度を, トムソン散乱法を用いてそれぞれ $2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 1.2 eV と求めている [23]. レーザー誘起蛍光法は, プラズマ中の特定の原子・分子のみを励起エネルギーと同等の波長のレーザー光を照射することで励起し, 再び下のエネルギー準位へ遷移する際の発光 (蛍光) を計測することにより, 特定の原子や分子の相対量を決定する方法である. データを二次元的にリアルタイムで取得可能であることから, 大気圧プラズマ中の粒子種ごとの流れの様子を把握することができる. 金沢らは大気圧直流ストリーマ放電中での NO 分子の挙動を二次元画像として計測している [24]. 本方法には, 励起用レーザー光源と発光計測用のフォトマルもしくは撮像機器が必要である.

電子密度だけを求める方法としてスペクトルのシュタルク効果による広がりを利用する方法がある. 例えば Schoenbach らはマイクロホローカソードを用いて発生したプラズマについて, 水素原子のパルマー β 線での広がりを利用して, $0.9 \sim 1.4 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ と求めている [25].

電極に電流プローブや電圧プローブを取り付けることで, 放電電流や放電維持電圧は比較的容易に計測できる. これらの情報と, 電子のドリフト速度や拡散定数などのスオームデータを組み合わせることで, 電子密度や電子温度の見積もりが可能になる [26]. 筆者らはパルス電源を用いて発生させた 60 A の大気圧窒素グロー放電の電子密度, 電子温度として, $1.4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 1.3 eV と見積もっている [27]. 印加電圧が高周波の場合, 放電容器内をキャパシタ

と抵抗よりなる等価回路として, 測定した電圧と電流よりインピーダンスを求めることで, 電子密度の見積もりが可能になる. Laimer らはギャップ長 2.5 mm, RF 電力 220 W のアルゴンプラズマの電子密度として $2.75 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ と見積もっている [28]. 誘電体バリアを介して大気圧放電を発生させる場合, バリア表面の電荷を求め, バリアに加わっている電圧を見積もり, 印加電圧から引いて空間の電圧を求める. バリアの電荷の求め方として, 放電電流を時間積分する方法と [29], 電極と直列にコンデンサを挿入し, この電圧で計測する方法がある [30]. 図 9 に, 電流の時間積分で求めた空間の電圧を示す [29]. 電流は変位電流と抵抗性の放電電流よりなる. 放電電流が流れることで誘電体に電荷が貯まり, 空間の電圧は飽和していく様子が確認できる.

高木浩一 (岩手大学), 林 信哉 (佐賀大学)

参考文献

- [1] A. Mizuno, J.S. Clements and R.H. Davis, IEEE Trans. on IAS **22**, 516-522 (1986).
- [2] 静電気学会編: 新版 静電気ハンドブック (オーム社, 1998).
- [3] A. Mizuno, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, A1-A15, 2007.
- [4] 真壁利明: プラズマエレクトロニクス (培風館, 1999).
- [5] F. Tochikubo, T. Chiba and T. Watanabe, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, 5244 (1999).
- [6] 小駒益弘 他: 大気圧プラズマの生成制御と応用技術 (サイエンス&テクノロジー, 2006).
- [7] K.H. Beceker *et al.*, *Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure* (2004, IOP).
- [8] 小駒益弘 他: プラズマ・核融合学会誌 **83**, 1000 (2003).
- [9] プラズマ・核融合学会編: プラズマの生成と診断 (コロナ社, 2004) p. 108.
- [10] 堤井信力, 小野 茂: プラズマ気相反応工学 (内田老鶴舗, 2000).
- [11] 堤井信力: プラズマ基礎工学 (内田老鶴舗, 2000) p. 141.
- [12] J.S. Chang and J.G. Laframboise, Phys. Fluids **19**, 25 (1976).
- [13] M.S. Benilov, J. Phys. D **33**, 1683 (2000).
- [14] O. Sakai, Y. Kishimoto and K. Tachibana, J. Phys. D **38**, 431 (2005).
- [15] 殖栗成夫, 小村宏次: 放電研究 **61**, 52 (1974).
- [16] K. Takaki, D. Kitamura and T. Fujiwara, J. Phys. D **33**, 1369 (2000).
- [17] 赤塚 洋, 放電研究 **48**, 19 (2005).
- [18] 野田千春, 向川政治, 高木浩一, 藤原民也: プラズマ応用科学 **13**, 35 (2005).
- [19] D. Staack, B. Farouk, A. Gutsol and A. Fridman, Plasma Sources Sci. Technol. **14**, 700 (2005).
- [20] T. Nakano, S. Takaira, T. Kitajima and S. Samukawa: 電学論 A, **125**, 30 (2005).
- [21] I. Gallimberti, J.K. Hepworth and R.C. Klewe, J. Phys. D **7**, 880 (1974).
- [22] 橋 邦英: 応用物理 **75**, 399 (2006).
- [23] A. Kono, T. Sugiyama, T. Goto, H. Furuhashi and Y. Uchida, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L238 (2001).
- [24] S. Kanazawa, T. Sumi, S. Shimamoto, T. Ohkubo, Y. Nomoto, J. Mizeraczyk and J.S. Chang, IEEE Trans. on

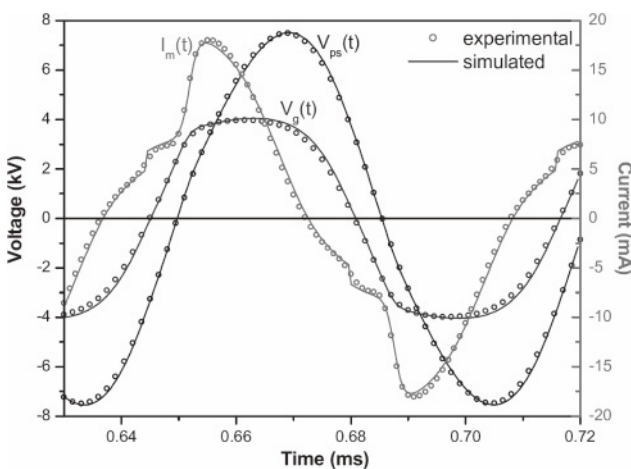


図 9 大気圧バリア放電のグローモードにおける電極間印加電圧 $V_{ps}(t)$, 空間電圧 $V_g(t)$, 回路電流 $I_m(t)$ の実験および解析 (印加電圧: 15 kV_{pp} , 周波数: 14 kHz) [29].

Plasma Science **32**, 25 (2004).

- [25] M. Moselhy, I. Petzenhauser, K. Frank and K. Schoenbach, *J. Phys. D* **36**, 2922 (2003).
 [26] K. Takaki, M. Hosokawa, T. Sasaki, S. Mukaigawa and T. Fujiwara, *J. Adv. Oxid. Technol.* **8**, 11 (2005).
 [27] K. Takaki, M. Hosokawa, T. Sasaki, S. Mukaigawa and T. Fujiwara, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 151501 (2005).

- [28] J. Laimer and H. Stori, *Plasma Processes and polymers* **3**, 573 (2006).
 [29] K. Takaki, M. Shimizu, S. Mukaigawa and T. Fujiwara, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**, 32 (2004).
 [30] N Naud'e, J-P Cambronne, N Gherardi and F Massines, *J. Phys. D* **38**, 530 (2005).



みずの あきら
水野 彰

1973年名古屋大学工学部電子工学科卒業，1978年東京大学大学院工学系研究科博士課程（電気工学専攻）修了，工学博士，同年石川島播磨重工業，1981年豊橋技術科学大学講師（電気電子工学系），1986年同助教授，1993年同教授（エコロジー工学系），2001年より2004年まで東京大学教授併任（電子工学専攻），2003年から2004年まで分子科学研究所教授，2004年より豊橋技術科学大学教授，静電気学会（副会長），IEEE(Fellow)，電気学会，応用物理学会，等会員，専門は静電気・高電界・大気圧プラズマ工学。



とちく ぼふみ たか
朽久保 文嘉

1992年3月慶応義塾大学大学院理工学研究科電気工学専攻博士課程修了。同年4月東京都立大学大学院工学研究科電気工学専攻助手。1995年同講師，2001年同助教授，2005年首都大学東京大学院工学研究科電気工学専攻助教授，2007年理工学研究科電気電子工学専攻准教授，現在に至る。博士(工学)。放電プラズマの基礎過程と応用に関する研究に従事。応用物理学会，電気学会，静電気学会会員。



うちだ さとし
内田 諭

1998年3月北海道大学大学院工学研究科電子情報工学専攻博士課程中退。同年4月東京都立大学大学院工学研究科電気工学専攻助手，2005年首都大学東京大学院工学研究科電気工学専攻助教授，2007年同理工学研究科電気電子工学専攻准教授，現在に至る。博士(工学)。放電プラズマ及び微小電気力学の基礎過程と応用に関する研究に従事。応用物理学会，電気学会，静電気学会会員。



おだ あきのり
小田 昭紀

2001年北海道大学大学院工学研究科電子情報工学専攻博士後期課程修了。博士(工学)。同年より名古屋工業大学生産システム工学科助手，2003年名古屋工業大学大学院工学研究科助手(しくみ領域)，2007年名古屋工業大学大学院工学研究科助教(しくみ領域)，現在に至る。放電プラズマ応用技術の最適設計を目的とした放電プラズマのモデリングに関する研究に従事。電気学会，応用物理学会，応用物理学会プラズマエレクトロニクス分科会，各会員。



たかき こういち
高木 浩一

1988年熊本大学大学院修士課程修了。大分工業高等専門学校助手および講師を経て，現在，岩手大学工学部電気電子工学科准教授。2000年10月～2001年9月マクマスター大学客員研究員。博士(工学)。高電圧，放電，パルスパワー工学に関する研究（排気ガスの大気圧プラズマ処理，表面処理用プラズマ源の開発など）に従事。趣味は登山。



はやし のぶや
林 信哉

佐賀大学理工学部電気電子工学科講師。1997年九州大学大学院総合理工学研究科博士後期課程修了。博士(理学)。1997年佐賀大学理工学部電気電子工学科助手を経て，2004年より現職。1996年4月～1997年3月学術振興会特別研究員。主な研究分野は，プラズマのバイオ応用，プラズマ滅菌器の開発，プラズマによる大気環境・水環境改善技術。一方，スペースプラズマにおける非線形波動現象の解明等のプラズマ基礎研究にも従事している。応用物理学会，日本物理学会，プラズマ・核融合学会，地球電磁気・地球惑星圏学会，プラズマ応用科学会，各会員。