グロー放電機構に関する最近の研究

特集解説

正 員 土 手 敏 彦 (福井工業大学)

1. はじめに

弱電離気体現象, すなわち気体放電は荷電粒子と中性気体粒子との衝突を主とする相互作用を基調としている。そして衝突は, 電子の場合, 気体粒子との間のエネルギー交換を通して電離, 励起, 再結合, 付着, イオン分子反応など極めて多岐にわたっており, 現象は複雑で多様性に富んでいる。この媒質を利用した応用機器・技術が古くから開発され, 現在広い分野で活発に機能していることは周知のとおりである。このような応用の発展のためには, 弱電離気体媒質の物性に関する不断の研究が不可欠であることはいうまでもない。その物性的基礎研究において, 物性を支配し, 物性究明に対して本質的な役割を担う機構の問題は最も重要であって研究者の関心も深い。本論文特集「気体中の放電機構」はこれに関する研究の現状を把握するための一助を与えることを目的として企画されたものである。

本稿は, その一環として応用機器・技術によく利用される放電形態としての冷陰極定常グロー放電を対象とし, 最近の研究情報を主に解説するものである。ここでは, 放電開始前の準定常放電といわれる Townsend 放電域, 空間電荷支配放電としてのグロー放電全般, グロー放電の諸構造の中, 主要な陰極近傍, 特に負グローの変則的利用としてのホロー陰極放電, および陽光柱を採り上げ, 各項目については, ある程度概説的な, あるいは歴史的な観点からの話を始め, ここ数年来のごく最近に限定した研究上のトピックスを中心として稿を進めることにする。

2. Townsend 放電域

放電開始前のいわゆる前駆放電あるいは暗流状態の

比較的定電圧を示す領域は, まだ自統放電域ではないので, “放電” という用語は適切ではないと思われるが, これに対して Townsend 放電という名称が与えられている。電流が小さく, 電圧も高いので, 従来実用的にはあまり利用されてはいなかったが, 最近ではむしろその性質を活用した利用も現われてきた。

Mikoshiba ら⁽¹⁾は, カラー TV 映像を描く表示パネルに対して, 非定常状態ではあるが, Townsend 放電域における高い電子速度による VUV 放射の高効率性を利用した試みを報告した。直径 0.5~1 mm, 長さ 1~5 mm, 圧力 10~40 Torr の Xe 放電管での実験である。このような応用が現実になってくると, この領域の物性についても少なからぬ関心が寄せられる。Wedding ら⁽²⁾は, 電子スウォームの幅広い条件における特性を調べるための研究の一環として, 点源放電における N_2 の第一ネガティブ帯域の二つの電子状態 337.1 nm(0, 0) と 391.4 nm(0, 0) に対する相対的な励起レートの空間的变化を測定した。上記の電子状態はエネルギーの全く異なるしきい値をもつために, 励起レートは電子エネルギー分布のわずかな変化に対して敏感である。そしてエネルギー分布は換算電界 E/N (N : 気体粒子密度) だけでなく電子密度 n_e の局所的こう配によっても変化することで測定結果を説明している。

Townsend 放電域は, 電流の更に大きい範囲では放電開始というドラスティック領域に入る。この際, その領域に入る直前の電圧が上昇する場合と下降する場合の二つがあり, それに対して微少なながら存在する空間電荷による電界のひずみが, 電子による衝突電離過程に対して差働的に, あるいは和働的に作用するかで, その機構の説明がなされたことがある⁽³⁾。

空間電荷支配放電への放電開始においては, 開始電圧対 Nd (d : 間げき長) のいわゆる Paschen 特性が著名であるが, その特性中, Paschen 最小よりも左側, すなわち小 Nd の範囲を利用する Yumoto ら⁽⁴⁾の試みもある。この領域では E/N が高く, 高準位励

Recent Researches on Mechanisms of Glow Discharges.

By Toshihiko Dote (Fukui Institute of Technology)

キーワード: グロー放電, 弱電離気体, 放電物性, 放電機構,

Townsend 放電, 陰極シース, ホロー陰極放電, 陽光柱

起イオン，原子，分子の発生確率が高いので，化学・物理反応が起りやすい性質を活かしたものである。

Radović ら⁽⁹⁾は，1~0.1 mbar の N_2 ，Fe 電極間げき長 3.0, 2.5, 2.0 mm の場合で，1~8% 過電圧に対する放電形成の遅れ時間 t_f を測定した。 t_f は pd (p : ガス圧) の減少とともに 10^{-3} s から秒のオーダーまで上昇した。

3. グロー放電全般

放電が開始され，本格的な空間電荷支配放電が確立された初めの放電形態がグロー放電である。本章では，グロー放電全般および次章以下に含まれない若干の構造についてまとめることにする。

グロー放電は，電流の小さい領域から大きい領域にわたって，空間電荷支配がまだ不十分な前期グロー，それが十分に確立されるに至った正常グロー，空間電荷効果が過大な状態の異常グロー放電に分けられることはよく知られている。そして正常グローを中心とするそれに近い電流領域のグロー放電には，一般的に，陰極から陽極までの空間に発光，電位，電界，荷電粒子密度などの空間分布に比較的明確な違いを示す部分(構造)が存在する。それらは，陰極から順次名称づけられているが，正常グロー領域と異常グロー領域とではやや異なる。前者では，Aston 暗部，陰極暗部，負グロー，Faraday 暗部，陽光柱，陽極暗部または陽極グロー，陰極暗部には更に陰極層(第一，第二，...) という弱い光層もみられる。後者では，Aston 暗部はなく，それに代ってやや強い光度の陰極光が観察される。以上の一般的な概説⁽⁶⁾を前提として，以下，最近の研究状況を紹介する。

前期グロー領域は，前記のように，空間電荷効果が十分に発達していないので，電圧-電流特性も負特性を呈し，放電管と回路条件との兼ね合いで電流振動を生じやすい。Bošan ら⁽⁷⁾は，振動の周波数が電圧対電流特性の微係数の負値にのみ依存することを見出した。Faraday 暗部に関する研究は他の構造に比べて比較的少ないが，Kagan ら⁽⁸⁾は，直径 30 mm，ガス圧 0.05~3 Torr の He，電流 7.5~25 mA の場合，プラズマパラメータの軸方向の空間分布を測定した。もちろん，電子密度は負グロー領域の高い値から陽光柱に向かって減少するが，電界や電子温度は逆に増加する。Boltzmann 方程式の 2 項近似解析解による電子速度分布の非一様分布/平衡分布の比率が Faraday 暗部では陽光柱よりもはるかに大きいのは上記の性質によるとした。負グロー中の電界の空間分布が負に逆転するかどうかという問題は，陰極と陽極に対する正

イオン電流分配に関して長年論争の種であったが，Gottscho ら⁽⁹⁾は，レーザオプトガルバニック分光を用いた測定により，ガス圧，ガス組成，電極間隔のある条件で電界逆転の存在を観測した。実験は，直径 7.62 cm のステンレススチール電極で，電極間隔は 1~3 cm，ガス圧 0.3~1 Torr の N_2 と Ar の混合で行われた。低ガス圧では N_2^+ イオン密度の極大近くやや陰極寄りに，また高ガス圧では極大のやや陽極寄りに逆転が生じた。グロー放電の解析は一次元的な扱いで行われるのが普通であるが，二次元的な寸法をもつ陰極に対して，グロー放電全体像の二次元モデル解を提出したのは Boeuf⁽¹⁰⁾である。基本式は，荷電粒子に対する連続方程式，運動量保存方程式および Poisson 方程式で，代表的に He の場合について電界の軸方向と径方向成分，電子と正イオン密度の空間分布の数値解析を行った。プラズマ-シース境界における径方向電界は，電子を負グローの中心方向に，正イオンをその逆方向に流れさせるように作用し，その電界の正常グロー放電安定性に対する重要な寄与を示している。更に，この研究によって正常グローから異常グローへの遷移に関する自己矛盾のない理論的な記述が初めて得られたことを主張した。Surendra ら⁽¹¹⁾は陰極から放出された電界加速による高速度電子によりグロー放電が維持されるという観点からの解析を行った。高速電子は強い非平衡性をもつが，それを単一ビーム法，多重ビーム法，粒子(モンテカルロ)シミュレーション法の三つを用いて調べた。自己矛盾のない電界は Poisson 方程式により得られた。対象気体は Ar で，付加的な主な仮定として，①種々の励起過程を，しきい値 12 eV をもつ唯一つの励起過程にまとめる。準安定状態を含む 2 段階電離や励起を考慮する。② Ar^+ のみを考えるが， Ar_2^+ のような分子イオンも適当な平衡方程式とレートをもって含ませる。そして荷電粒子密度や流速，電位，電離や励起レートの空間分布が計算された。そして，単一ビームモデルは見かけ上は正しそうにみえても，多重ビーム法の結果からはずれが見出される。多重ビーム法は，本質的には高速電子の十分な前方散乱を考えた Boltzmann 方程式解であるから，単一ビームモデルの改善には違いない。モンテカルロシミュレーションは高速電子の角度散乱が正確なモデル解にとって重要である。最後に，ハイブリッド粒子-流体技法が自己矛盾のないシミュレーションを可能とするという結論を下している。

4. 陰極近傍の機構

グロー放電の陰極近くに存在する構造は，前節で述

べたように陰極暗部であるが、この部分にかかる電圧降下は、陰極-陽極間の電圧の大部を占めており、また、陽極を可動にして陰極に漸次近づけてきても、陽極が陰極暗部に入らない限り、その陰極降下電圧の値には変化がほとんどみられないということをよく経験する。従って、この構造はグロー放電を維持するために極めて重要な役割を果たしているのではないかという見地から、陰極暗部の機構に関して非常に多くの研究が行われた。古くは、代表的に Engel and Steenbeck の理論⁽¹²⁾がある。その骨子は、実験的によく観測される陰極シース内の直線的減少電界を所与として仮定し、その電界に相当する電子による電離衝突で生ずる電離増殖（その際、電離係数として Townsend の半経験式を用いる）、そのときに発生する正イオンによる陰極面からの二次放出電子電流（いわゆる γ 効果）、更に陰極シース内における放電自続条件を結合させて、陰極降下電圧、放電電流密度、シース厚さ相互関係を表わす式を提出したものである。この理論から得られた上記諸量間の特性は、特性の傾向のみならず、値そのものも実験値と比較的よく一致を示している。この理論はモデルも簡単で、数学的扱いも容易であるから長い間広く利用されてきた。これに対してこの理論に基づいて種々の改良が施されたが、そのうち最も典型的なものとして Ward⁽¹³⁾の研究がある。Ward は、気体の種類として稀ガスと分子ガス（この区別は、電離係数の Townsend 表式における電界にかかる指数をそれぞれ $1/2$ と 1 とすることによる）、正イオン移動度の電界依存性（電界にかかる指数を 0 か $-1/2$ にする）、電界の空間分布として Engel and Steenbeck と同じく直線の変化とするか、Poisson 方程式解にするか、の種々の場合に分けて諸量間の特性式を拡張整備した。これに関連して、陰極シース内の電界そのものの研究も行われた。基本式はいうまでもなく Poisson 方程式であるが、その扱い方の差により Ward⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾、Neuringer⁽¹⁶⁾、Davies ら⁽¹⁷⁾の研究が区別される。いずれも電界は陰極前面からほぼ直線的に減少するが、ある距離以上では緩い下に凸型の曲線を描きながら極小値を経て陽極面においてある正の値に達する。Neuringer は放電電流密度を一つの変数とする関係式に改めて解き、Davies らはその扱い方を更に一般化した。

陰極シースにおいても、最近の風潮である計算機シミュレーションによる研究も行われている。Carman ら⁽¹⁸⁾と Carman⁽¹⁹⁾は、それぞれ、He と Ar 中グロー放電の陰極シース内における電子の運動について論じた。陰極降下が上昇すると無衝突電子の流束が増加

し、いわゆるビーム状電子流として負グローに突入することを明らかにした。Sommerer ら⁽²⁰⁾は、粒子密度と速度の二つのパラメータをもつビームモデルと、Boltzmann 方程式の零次と二次モーメントを用いることにより、He 中電子の解析を行った。その際、イオンは電界と流体平衡にあると仮定され、Poisson 方程式による自己矛盾のない電界が用いられた。結果は、既存のデータと 2 けたのオーダで一致した。Sommerer ら⁽²¹⁾は、更にこの研究の発展として、位相空間内のあるセル中粒子の行動を追う、いわゆる“particle-in cell”シミュレーションに近いが、乱数を必要としない方式の運動論方程式を用いて展開する“convective scheme” (CS) 技法により、陰極シースの解析を行った。結果はモンテカルロシミュレーションによるものとよく一致した。Paulick⁽²²⁾は、陰極シース内の電子増殖を一次元モデルで解析した。場所と速度の (z, v) 位相に関する Boltzmann 方程式を、結果的には一変数の常微分方程式を標準的な方法で数値的に解くことのできるような新しい変数での積分微分方程式に変換している。この方式では (z, v) 位相の分布関数は、電子流速のエネルギー分布関数でもあり、それから電流増殖と電子電流あたりのエネルギー輸送が得られた。数値計算は Ar で行われ、結果は、文献 (19) の Carman のシミュレーションや既存の実験結果と比較的よく一致している。

陰極シースのように電界が空間的に大きく変化するとき、各場所におけるスウォームパラメータはその点の電界に対応する値をもつという、いわゆる局所的平衡場における扱いでは不十分ことがある。これは、各点での粒子はその点だけでなく、そこに達する以前の経歴に関するエネルギーを保持しているからである。この考え方を初めて電子の電離係数に数式的に反映させたのは Friedland⁽²³⁾であり、その後、Friedland ら⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾はこの考え方を発展させた。これらはいずれも電子エネルギーが、前の場所のエネルギーといかに関係するかという方程式を立てて論じたものである。Sato ら⁽²⁶⁾は、モンテカルロ技法を用いてモデル的な非一様電界を仮定したときの N_2 における電離係数を含む電子スウォームパラメータの計算を行った。同様のシミュレーションをグロー放電の陰極領域に適用した研究が Tran ら⁽²⁷⁾を経て、Boeuf ら⁽²⁸⁾により行われた。Schoenbach ら⁽²⁹⁾は、特に非一様性電界の強い陰極降下を含む異常グロー放電の解析に、局所的非平衡場の扱いを適用した。流体モデルを、モンテカルロ技法による微視的粒子のシミュレーションを結合させたもので、ガス圧 8 Torr の $80\% \text{ He}$ と 20%

SF₆の混合ガス、電流密度1 A/cm²における放電電圧の計算値は測定値とよく一致した。

5. ホロー陰極放電

原理的にいって、同じ電位をもつ二つの陰極あるいは陰極孔の外側に陽極が配置されている系からなるホロー陰極放電は、低放電電圧、高電流密度、広発光波長分布をもつという性質を利用して、古くから放電応用の陰極系として極めて広く用いられている。従って、この放電に関する研究は絶えることはない。

ホロー陰極放電の機構については、従来から種々議論されているが、Chaudhri ら⁽³⁰⁾は、放電媒質からの放射が主要因であることを提唱した。二つの円筒ホロー陰極系を、その間に水晶板、ガラス板などを隔てて放電管の軸方向に配置し、放電開始電圧以下の電圧に保たせた一方の系の電流を、他方の系の電流の関数として測定する。ガス圧0.1, 0.08, 0.05 Torrの空気、O₂, N₂, CH₄ および Mo 陰極を用いた実験結果により、ホロー陰極からの電子放出に対する正イオン、準安定原子に比べ、UV 光子の寄与が大きいことを示した。放電機構を論ずるためには放電内のパラメータの特性を知る必要がある。Boulmer-Leborgne ら⁽³¹⁾は、同軸同筒型 He-Cd ホロー放電中の励起原子密度の分光測定を行い、更に電子密度と温度、エネルギー分布などもレーザ誘起蛍光法や Langmuir プローブ法により測定し、放電の性質を衝突-放射過程の見地から探求した。Mizeraczyk⁽³²⁾は、同様の放電管における軸に沿う電子エネルギー分布、平均エネルギー、電子密度、プラズマ電位を測定し、Ainsworth ら⁽³³⁾は、He-Cd ホロー陰極放電のガス温度を、系に添加した少量の N₂ の N₂⁺ バンドの回転構造を調べるという方法により測定した。ガス温度は、励起原子密度や Penning 衝突のレートの計算に寄与し、レーザ過程に対する Penning 衝突の役割を気体運動論的に議論した。

6. 陽 光 柱

グロー放電の応用機器において、前節の陰極降下部が放電維持の観点から重要な構造であったことに対して、ある程度長い放電管においては普通に現われ、外見上穏やかな性質をもち、発光も豊かで導電性もあり、直接的に利用される放電媒質が陽光柱である。従って、この構造に関する研究の歴史は古く、陽光柱プラズマの性質を定量的に把握するための種々のスウォームパラメータの特性を説明する理論も数多く構築されている。昔から、低ガス圧と高ガス圧の範囲にそれぞれ適する Schottky による両極性拡散理論⁽³⁴⁾と、

Tonks-Langmuir による自由落下理論⁽³⁵⁾が有名で、いまでも時に応じてよく参照される。両理論では、多くの陽光柱理論がそうであるように、基本的には陽光柱を構成する正負の荷電粒子密度をほぼ等しいとする準中性条件が仮定されている。Schottky の理論は、電子と正イオンの空間電界中の挙動が両極性拡散の流れで記述されることにに基づき、Tonks-Langmuir の理論は、発生した正イオンの管壁までの電界中の走行は自由落下として扱われる。両理論ともまず電子温度算出式が導かれ、それから得られた電子温度を用いて陽光柱に関する多くの諸量の特性が容易に求められる。以後、陽光柱に関する理論はこの両理論を基にした極めて多くの修正あるいは改良理論が生まれてきた。例えば、電子による気体粒子の直接電離だけでなく、準安定粒子からの電離や、混合気体中の例えば Penning 電離効果が含まれた場合などの理論もある。本章では、筆者らの最近の研究を通して、電子による直接電離のみを含む場合の陽光柱理論研究の流れを追ってみる。

まず、陽光柱は実用的によく用いられる円筒型とする。上記の両極性陽光柱理論と自由落下理論は、それぞれ荷電粒子と中性気体粒子との衝突効果の有無による荷電粒子の空間電界中の挙動に基づいているので、それらの扱い方には本質的に差がある。従って、それらの理論から得られた陽光柱パラメータのガス圧に対する特性は連続的につながらない。筆者らは、Maxwell-Boltzmann の輸送方程式を展開することによるスウォーム解析を適用した電子と正イオンスウォームの挙動特性⁽³⁶⁾⁽³⁷⁾の理論に基づいて、準中性円筒陽光柱理論を開発した⁽³⁸⁾。スウォーム解析によるスウォーム挙動には、荷電粒子による衝突と慣性運動の両効果が併合されているので、この陽光柱理論から得られた、例えば電子温度対ガス圧の計算特性はガス圧の広い範囲にわたって円滑に連続する。図1に Ne の場合の特性が示されているように、電子温度 T_e は、ガス圧の高い範囲と低い範囲において、それぞれ Schottky と Tonks-Langmuir の特性に漸近している。Allis⁽³⁹⁾は、荷電粒子の運動に関する、定比近似仮定 ($\nabla n_e/n_e = \nabla n_+/n_+$, n_e, n_+ : 電子と正イオン密度) の下での改良 Langevin 方程式を用いて、電子の自由拡散から両極性拡散への推移の問題を論じた。電子密度が低いか、電子温度が高いときは、電子の拡散は両極性拡散からずれるようになる⁽⁴⁰⁾。そして同時に、準中性の仮定も成立しなくなる。筆者らはこのような条件における円筒陽光柱理論についても、Schottky モデルの場合に限られたが考察を行った⁽⁴¹⁾。これには、

図1 Ne 陽光柱における T_e 対 $p_0 R$ 特性 (温度 500 K)

図2 Ne 陽光柱における定比近似理論による n_{eo}/p_0^2 をパラメータとした T_e 対 $p_0 R$ 特性 (温度 350 K)

放電パラメータに関する準中性条件やその意義についても議論されている。この陽光柱理論における電子温度 T_e の特性は、図2に示すように、相似パラメータとしての $p_0 R$ (p_0 : 0°Cに換算されたガス圧, R : 管半径) だけの関数ではなく、 n_{eo}/p_0^2 (n_{eo} : 中心軸上の電子密度) によっても変化するのが特徴である。この理論においては、更に円筒陽光柱の軸方向の電界对放電電流の特性に、電流の小さい範囲で負特性が生ずるという興味のある結果も得られている。これは実験的にはよく見出されながら、準中性理論では決して得られない性質である。以上の非準中性理論は、今後、Allis による定比近似仮定を外した場合の理論へと発展させるべきであろう。

以下、陽光柱に関するごく最近の研究情報がある程度テーマに分けて解説する。

陽光柱は、応用上水銀蒸気放電燈の媒質として非常によく利用されるので、陽光柱の研究もこの放電燈媒質の物性という観点から行われているものが多い。Dakin⁽⁴²⁾ は、低ガス圧 Hg-Ar 陽光柱の径方向の輸送現象として、荷電粒子密度と電子および気体粒子温度

の径方向分布の計算を行った。モデルは、励起と電離は Hg のみ、電子エネルギー分布はバルクとテールの2電子温度形を仮定して、粒子連続、運動量保存方程式を用いて解析が行われた。放電の径方向の広がり、特に高い Ar ガス圧における電子密度の小さな収縮は、電子温度の径方向分布により支配されることがわかった。Kreher ら⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾ は、同様に、Hg-Ar 陽光柱における放射パワーの増大に及ぼす放電電流と管半径の影響についての系統的な研究を行った。放電電流に対しては、半径 18 mm、電流 0.1~3 A の放電管で、254 nm と 185 nm 波長の放射収率、電子のエネルギー分布、陽光柱電界などを測定した。放電電流を増加したときの 254 nm 光の放射収率の大きな減少は、電子による Ar の弾性衝突損失の増加のためであることが、電子のエネルギー分布の変化からわかった。放電電流をパラメータとした Hg 温度に対する収率の特性には極大特性が見出されるが、それは放電電流の増加とともに低い Hg 温度の方向にシフトする。185 nm 放射光の特性は、254 nm の場合よりも変化の度合は弱い。管半径の変化に対する実験は、放電電流 200 mA と電流密度 1.2 mA/mm² 一定、半径 18~4 mm の放電管で行われた。管半径の減少とともに陽光柱の軸方向電界 E は増加し、それにより、 $E > 1.8$ V/cm では電流密度は大きく減少する。電界の増加とともに、弾性衝突、第II種の累積過程が減少し、電子の平均エネルギーが増加するのに全放射エネルギーの能率はかえって殖えている。Yousfi ら⁽⁴⁵⁾ は、低ガス圧の He-稀ガス放電陽光柱における電子エネルギー分布を、Boltzmann 方程式解析により求めた。電子-原子衝突としては弾性衝突と、励起、直接および累積電離、超弾性衝突を含む非弾性衝突だけでなく、Penning 電離と Hg の準安定原子同士の電離衝突を含む原子-原子、更に Coulomb 相互作用も考慮された。稀ガスとしては He, Ne, Ar, Kr および Xe が用いられた。計算は分布関数の2項近似方式で行われた。まず、管半径 18 mm、放電電流 400 mA、管壁温度 20°C から 80°C (Hg として 1.26 mTorr から 90.62 mTorr) の Hg-Ar 陽光柱の場合が計算された。Hg とそれ以外の稀ガス混合の場合は 42°C の管壁温度が用いられた。更に Hg-稀ガスの2種混合だけでなく、例えば、Hg-Ar-Ne, Hg-Ar-Kr, Hg-Ar-Xe のような3種混合の場合のデータも提出された。

最近、負性気体を利用する放電媒質の応用が多くなってきている現状において、そのような場合の陽光柱に関する研究も散見される。負性気体陽光柱の研究は決して新しいものではなく、Seeliger⁽⁴⁶⁾ は、Schott-

ky 理論と同様なアプローチに、電子付着と離脱過程を電子による電離過程に含ませた発生項を考慮した。この際、負イオン対電子密度比 α を一定と仮定したが、Sabadi⁽⁴⁷⁾ は、その一定比近似仮定を外したものの、二つの独立な連続方程式を解く際に境界条件に関連した誤った処理を行った。最も包括的で自己矛盾のない理論は、Edgley⁽⁴⁸⁾ により開発され、Edgley⁽⁴⁹⁾ により出版された。この理論は、正イオンと負イオンおよび電子の運動を記述する二つの流体方程式と Poisson 方程式を展開したものである。しかし、あまりにも多くの独立パラメータが含まれているために、それらの方程式を解くことが困難であり、この理論からは確固とした解は得られなかった。これに対して、Ferreira⁽⁵⁰⁾ は、Edgley らの全く一般的な理論において正イオンの慣性効果を見逃し、また準中性仮定を導入した。正イオンは電子の中性気体分子との衝突により発生し、負イオンは解離性電子付着により作られ、離脱により失われる。そして、二つの独立パラメータのみの関数としての荷電粒子の空間分布と二つの固有値が決定される。物理的にはこれら二つの固有値は、もしもすべての衝突と輸送データがわかっているならば、換算電界 E/N に対して電離-損失平衡を決定することができる。それらの固有値の一つは負イオン対電子密度の比で、もう一つは電離-損失平衡に関係して所与の電界に対する放電特性を具象化する。酸素中の陽光柱が例として扱われた。その研究から推察できるように、電離レート以上の付着や離脱レートに相当する適当な条件においては、負イオン対電子密度比が急速に零になる境界層が管壁近くに存在する。Daniels⁽⁵¹⁾ は、中間ガス圧における陽光柱理論をこの境界層問題として扱った。電子、正イオン、負イオンに対する三つの粒子連続方程式に準中性条件を与えて、式を適当な無次元化量に関する方程式に書き改める。そして中心軸と管壁における適切な境界条件を適用して、管壁近くに存在する境界層の構造について吟味を行った。更に、Daniels⁽⁵²⁾ は、電子付着や離脱レートが特に小さい場合の問題を扱った。この場合には、負イオンと正イオンは放電軸の中心に集中しやすい、いわゆる収縮陽光柱となる。収縮半径は付着対電離レート比の $1/2$ 乗に比例し、陽光柱は、厚さがその比の $3/2$ 乗に比例するような負イオン密度の急激な変化の領域と、更に厚さがその比の $1/2$ 乗に比例する遷移域で囲まれる構造をもつ。

以上の、応用に密接に関係する陽光柱ではなく、電子と粒子との相互作用を基調とする陽光柱媒質そのものの物性に関する研究も行われている。Ferreira

ら⁽⁵³⁾ は、低ガス圧 Ar 陽光柱における二つの準安定準位と共鳴準位からの累積電離の寄与に関して理論的および実験的に調べた。計算は種々の準位の占有密度についての定常レート方程式とプラズマ粒子の平衡方程式を用いて行われ、実験は、 $0.05 < p < 1$ Torr, $0.2 \leq I \leq 20$ mA、内径 2.6 cm の放電管で行われた。準安定原子密度の計算値は実験値とよく合っているが、共鳴準位原子密度に対しては両者の間で大きな差が生じた。これは共鳴放射の理論的逃散率の確度の不足によるものと推察された。Loureiro⁽⁵⁴⁾ は、 H_2 陽光柱における電子のエネルギー分布関数と H_2 分子の振動分布関数が、振動準位粒子のレート方程式の系とともに Boltzmann 方程式を解くことにより自己矛盾なく計算された。相互作用は電子-振動粒子、振動粒子同士、振動粒子-併進運動粒子の諸過程を含み、特性温度、電離度、解離度などの換算電界 E/N に対する関係表式が与えられた。低い E/N においては、電子-振動粒子間の超弾性衝突のために、電子のエネルギー分布の高エネルギーテール部分を強め、それにより電子による励起レート、特に解離レートを増加する。更に電子の輸送過程と種々の衝突機構を通して電子により変換されるパワーや上記の相互作用に対するパワーなどが計算された。

終りに、円筒陽光柱の機構を論ずる場合に、最初は考慮を躊躇(ちゅうちょ)するパラメータの径方向分布に関する二つの研究について記す。Fu-shih Pan⁽⁵⁵⁾ は、分子イオン密度の実験的研究を行った。測定は、周波数チューナブルダイオードレーザを用いる赤外線イオン分光技法によった。この方法は他の診断法に比べてその場測定を可能とする利点がある。微量な H_2 添加の Ar 放電中の ArH^+ と H_2 放電の H_3^+ が対象である。10 Torr の高ガス圧、1.25 A の大電流における Ar プラズマ中の ArH^+ は中心に減少の窪みが観測された。これは、以前に Oskam⁽⁵⁶⁾ により示唆された径方向のカタフォレス効果による。 H_3^+ には中心における窪みが見られないこともこの説明の裏づけになっている。Sato⁽⁵⁶⁾ は、Ar 陽光柱におけるガス温度を超音波伝搬法で測定した。直径 4.6 cm、ガス圧 2~5 Torr、放電電流 ~200 mA の陽光柱プラズマを横切る音波の伝搬速度を測定することに基づく。この場合に測定されるガス温度は視線平均値であるが、温度の空間分布として適当な指数をもった放物線近似形を仮定することにより、実際の空間分布を推定した。結果は熱伝対によるものとよく一致し、また、電子からの熱入力とガス中の熱伝導損失との平衡モデルから計算された分布とも合っている。

7. おわりに

以上、定常グロー放電の機構およびそれに関する事項の最新研究情報の紹介を中心として解説を行ってきた。定常グロー放電は、弱電離気体あるいは気体放電の応用機器・技術の媒質にごく普通に起る現象であって、これに関する研究は昔から現在に至るまで絶えることなく行われ、放電応用の発展と相まって、量的かつ質的にますます盛んになってきたといっても決して過言ではない。その中で、グロー放電の機構に関しては、放電媒質が多岐にわたる要因を包含していることもあって極めて複雑であり、いろいろな観点や立場からの研究が行われて結論も定着しにくいおそれを感じさせる。従って、現在ではほとんど確立されていると思われる機構も、将来ずっとそのままであるという保証は全くない。本稿は、そのような意味合いにおける解説であることはいうまでもない。紙数の都合もあって万全を期することはできなかったが、これが弱電離気体物性の理解の足がかりとして、いくらかでもお役に立ち得るならば幸せこの上もない。

(平成3年3月12日受付)

文 献

- (1) S. Mikoshiba, S. Shinada, & S. Shirai: *J. Appl. Phys.*, **58**, 370 (1985)
- (2) A. E. Wedding & L. J. Kelly: *Aust. J. Phys.*, **42**, 101 (1989)
- (3) 三好: 放電形式に関する研究, p. 37 (昭52) 生産技術センター
- (4) M. Yumoto, N. Yamaoka, & T. Sakai: *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **22**, 1856 (1989)
- (5) M. K. Radvić & Dj. A. Bošan: *ibid.*, **20**, 639 (1987)
- (6) 例えば, M. J. Druyvesteyn & F. M. Penning: *Rev. Mod. Phys.*, **87** (1940), 土手敏彦(訳): 低圧気体における放電現象, p. 76 (1976) 生産技術センター
- (7) Dj. A. Bošan, V. Ž. Zlatić, & B. J. Mijović: *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **21**, 1462 (1986)
- (8) Yu. M. Kagan, C. Cohen, & P. Avivi: *J. Appl. Phys.*, **63**, 60 (1988)
- (9) R. A. Gottscho, A. Mitchell, G. R. Sheller, Yin-Yee Chan, & D. B. Graves: *Phys. Rev.*, **A40**, 6407 (1989)
- (10) J.-P. Boeuf: *J. Appl. Phys.*, **63**, 1342 (1988)
- (11) M. Surendra, D. B. Graves, & G. M. Jellum: *Phys. Rev.*, **A41**, 1112 (1990)
- (12) A. von Engel & M. Steenbeck: *Elektrische Gasentladungen*, **2**, 68 (1934) Verlag Julius Springer, Berlin
- (13) A. L. Ward: *IEEE Trans. Electron Device*, **ED-10**, 255 (1963)
- (14) A. L. Ward: *Phys. Rev.*, **112**, 1852 (1958)
- (15) A. L. Ward: *J. Appl. Phys.*, **33**, 2789 (1962)
- (16) J. L. Neuringer: *ibid.*, **49**, 590 (1978)
- (17) A. J. Davies & J. G. Evans: *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **13**, L161 (1980)
- (18) R. J. Carman & A. Maitland: *ibid.*, **20**, 1021 (1987)
- (19) R. J. Carman: *ibid.*, **22**, 55 (1989)
- (20) T. J. Sommerer & J. E. Lawler: *J. Appl. Phys.*, **64**, 1775 (1988)
- (21) T. J. Sommerer, W. N. G. Hitchon, & J. E. Lawler: *Phys. Rev.*, **D39**, 6356 (1989)
- (22) T. C. Paulick: *J. Appl. Phys.*, **67**, 2774 (1990)
- (23) L. Friedland: (*Appl. Phys.*) *J. Phys. D*, **7**, 2246 (1974)
- (24) L. Friedland & Yu. M. Kagan: *J. Appl. Phys.*, **56**, 742 (1984)
- (25) L. Friedland & Yu. M. Kagan: *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **19**, 1019 (1986)
- (26) N. Sato & H. Tagashira: *ibid.*, **18**, 2451 (1985)
- (27) Tran Ngoc An, E. Marode, & P. C. Johnson: *ibid.*, **10**, 2317 (1977)
- (28) J.-P. Boeuf & E. Marode: *ibid.*, **15**, 2169 (1982)
- (29) K. H. Schoenbach & H. Chen: *J. Appl. Phys.*, **67**, 154 (1990)
- (30) R. M. Chaudhri, M. M. Chaudhri, F. Deba, & M. N. Chaudhri: *Int. J. Electronics*, **62**, 679 (1987)
- (31) C. Boulmer-Leborgne, B. Dubreuil, B. Oumarou, & J. C. Pellicer: *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **21**, 390 (1988)
- (32) J. Mizeraczyk: *ibid.*, **20**, 429 (1987)
- (33) M. D. Ainsworth & A. I. McIntosh: *ibid.*, **21**, 1295 (1988)
- (34) W. Schottky: *Phys. Zeits.*, **25**, 635 (1924)
- (35) L. Tonks & I. Langmuir: *Phys. Rev.*, **34**, 876 (1929)
- (36) T. Dote & M. Shimada: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **49**, 1434 (1980)
- (37) T. Dote & M. Shimada: *ibid.*, **50**, 1608 (1981)
- (38) T. Dote & M. Shimada: *ibid.*, **51**, 286 (1982)
- (39) W. P. Allis: *Handbuch der Physik*, ed. S. Flügge, Vol. 21, p. 397 (1956) Springer-Verlag
- (40) T. Dote & M. Shimada: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **54**, 566 (1985)
- (41) T. Dote & M. Shimada: *ibid.*, **60**, 485 (1991)
- (42) J. T. Dakin: *J. Appl. Phys.*, **60**, 563 (1986)
- (43) J. Kreher & W. Stern: *Contrib. Plasma Phys.*, **28**, 185 (1988)
- (44) J. Kreher & W. Stern: *ibid.*, **29**, 181 (1989)
- (45) M. Yousfi, G. Zissis, A. Alkaa, & J. J. Damelincourt: *Phys. Rev.*, **A42**, 978 (1990)
- (46) R. Seeliger: *Ann. Phys.*, **Lpz6**, 93 (1949)
- (47) A. Sabadil: *Beitr. Plasma Phys.*, **13**, 236 (1973)
- (48) P. D. Edgley: D. Phil. Thesis (University of Oxford, 1975)
- (49) P. D. Edgley & von A. Engel: *Proc. R. Soc.*, **A370**, 375 (1980)
- (50) C. M. Ferreira, G. Gousset, & M. Touzeau: *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **21**, 1403 (1988)
- (51) P. G. Daniels & R. N. Franklin: *ibid.*, **22**, 780 (1989)
- (52) P. G. Daniels & R. N. Franklin: *ibid.*, **23**, 823 (1990)
- (53) C. M. Ferreira, J. Loureiro, & A. Ricard: *J. Appl. Phys.*, **57**, 82 (1985)
- (54) J. Loureiro & C. M. Ferreira: *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **22**, 1680 (1989)
- (55) Fu-shih Pan & T. Oka: *Phys. Rev.*, **A36**, 2297 (1987)
- (56) M. Sato & S. Arima: *J. Phys. D (Appl. Phys.)*, **23**, 1302 (1990)

土手敏彦(正員)

大正12年11月29日生。昭和25年3月東京大学工学部電気工学科卒業。26年4月電気通信研究所入所。38年7月理化学研究所入所。49年4月同所主任研究員。57年12月埼玉大学工学部教授。平成元年4月福井工業大学電気工学科教授、現在に至る。工学博士。現在、荷電粒子のスウォーム挙動、スウォーム現象の機構に関する研究に従事。日本物理学会、応用物理学会、プラズマ・核融合学会会員。