UDC 537.525.2: 537.312.5

論文

51-A35

低気圧気中における光電子電流の特性について

慶応義塾大学 中村 義 春
 三菱電機株式会社 佐久間 秀 一
 慶応義塾大学 森 為 可

1. ま え が き

無限平行平板電極から成る平等電界中の前駆放電電流の空間的な成長は、いわゆるタウンゼントの電流成長式で与えられ、この式を用いて一次および二次電離係数を求めることができる。ただし、二次電離係数を求めるためには電流成長式中の初期電流に相当する電流値を測定結果から決めなければならない。一般には電流-電圧特性の低電圧域に現われる飽和電流値をこの値として用いる。

しかし、陰極に紫外線を照射することで初期電子を得ている実験で、電流-電圧特性に明りょうな飽和特性が現われることはほとんどなく、従って、この方法による初期電流値の決め方には多分に曖昧さがあった。そして、この低電圧領域の電流-電圧特性は気体によって異なるという複雑さをもつが、この複雑さが逆に電子と原子(分子)との間の衝突相互作用の重要さを示唆するものであると考えることができる。

そこで筆者らは、衝突断面積の著しく異なる He, Ar, Ne および N₂ の 4 種類の気体を選び、それぞれについての電離増殖開始以前の電流-電圧特性を測定し、また同領域における電子の挙動をモンテカルロ法を用いて模擬し、それぞれの結果を比較検討した。そ

の結果、低電圧領域の光電子電流の特性には陰極近傍での後方散乱が大きく影響すると考えるに至った。そして、電離係数測定における初期電流の決定法に関し一見解を得ることができた。

2. 実験の装置ならびに方法

測定に用いた放電管の概略を第 1 図に示す。電極の材質はニッケルで、最大外径 6 cm、平坦部直径 4.5 cm である。陽極の中央部半径 0.5 cm の範囲内に直径 0.1 mm の穴を 9 個あけ、これを通して陰極表面にほぼ垂直に紫外線を照射している。ここで用いている紫外線源は直流点灯の低圧水銀ランプである。

実験は、上記 4 種類の各々の気体中における光電子電流と印加電圧の関係を測定するものであるが、その前後において真空中における電流-電圧特性を測り、気体中での実験途中で光放出電子数に変化のないことを確かめている。また気体の種類を変えるときは、新しく測定しようとする気体を数 Torr 封入して約 2 時間のグロー放電によるコンディショニングを行ってから上記の測定を行なった。

3. 測定結果

実験に用いた気体は He, Ne, Ar, N₂ の 4 種である

第 1 図 測定管概略図

Fig. 1. The cross-section of the ionization tube

An Investigation of the Photo-Electric Current in Low Pressure Gases. By Yoshiharu Nakamura, Member (Faculty of Engineering, Keio University), Shyuichi Sakuma, Member (Mitsubishi Electric Corporation) & Tameyoshi Mori (Faculty of Engineering, Keio University).

中村義春: 正員, 慶応義塾大学工学部
 佐久間秀一: 正員, 三菱電機株式会社
 森 為可: 正員, 慶応義塾大学工学部

第 2 図 試験気体の各種衝突断面積（ただし、電子励起（電離を含む）断面積は除く）

Fig. 2. Collision cross-sections of gases investigated.

が、 N_2 は低エネルギーの電子に対して大きな非弾性衝突断面積をもつ分子状気体の代表として、 Ar および Ne は大きさは異なるが、低エネルギーの電子に対してその入射エネルギーにほぼ比例した運動量変換断面積をもつ気体の例として、また He は電子の入射エネルギーの増加とともに徐々に減少する運動量変換断面積をもつ原子状気体の例として、それぞれを選んでゐる。4 種の気体の各種衝突断面積の概形を第 2 図に示す⁽¹⁾。

紫外線照射による陰極から真空中への光電子電流 (I_{00} とする) の測定例を第 3 図に示す。以下では気中での測定電流はすべて I_{00} で規格化するが、これは電極間けき中にある気体原子が陰極から放出された光電子に及ぼす効果を明らかにすることを意図したためである。厳密に言えば、陰極面に吸着する原子（あるいは分子）の光電子放出に及ぼす影響を考慮するべきであろうが、希ガスおよび窒素の吸着による金属面の仕事関数の変化が小さいこと⁽²⁾、および低電界領域では気体吸着（あるいはそれによる仕事関数の変化）に電圧

第 3 図 真空中への光電子電流の測定例

Fig. 3. An example of the photo-electric current into vacuum.

第 4 図 窒素中の電流-電圧特性の測定例 ($d=0.6$ cm)

Fig. 4. An example of the V - I characteristics in N_2 . ($d=0.6$ cm)

依存性が現われることは考えにくいことから、光電子放出に与える吸着気体原子（分子）の影響は無視した。

陽極孔から陰極面を照射する方法では、陽極からの光電子放出の影響を避けることはできなくて、従って図に示されるように印加電圧 2 V 以下で真空電流が大きく変化し、また逆方向電流もかなり大きい。このため、気中での測定電流も印加電圧が 2 V 以下の値は採用しない。

第 4 図には気中での電流-電圧特性の測定例として N_2 の場合を示す。気体圧力 ($0^\circ C$ 換算圧力, p_0) は 0.62 Torr から 6.18 Torr まで変化させているが、飽和特性は現われず、この結果から初期電流値を決定することは困難である。

この結果を更に理解を容易にするために、 $p_0 \times d$ (d : 電極間けき長) をパラメータにとり、電流値を I_{00} で規格して E/p_0 (E : 印加電界) の関数として表現したのが第 5 図 (N_2), 第 8 図 (Ar), 第 10 図 (He), 第 12 図 (Ne) であり、それらの各図から E/p_0 をパラメータにして、いわゆるタウンゼント・プロットで表わしたのが第 7 図 (N_2), 第 9 図 (Ar), 第 11 図 (He), 第 13 図 (Ne) である。この場合、各図の横軸は外部印加電圧 $V [= (E/p_0) \cdot (p_0 d)]$ であり、従って第 9 図, 第 11 図, 第 13 図の右端に現われる直線部の傾斜は一次電離係数 α/p_0 ではなくて電離効率 $\eta (= \alpha/E)$ を表わす。

測定は 0.5 cm (あるいは 0.4 cm) および 1.0 cm の二種の電極間けき長で、それぞれ気体圧力を変化して行なっている。

規格化電流 (I/I_{00}) と E/p_0 の関係に及ぼす電極間けき長の影響を第 6 図に示す。

第 5 図 窒素中における規格化電流と E/p_0 の関係 ($d=0.40$ cm)

Fig. 5. The normalized current vs. E/p_0 in nitrogen. ($d=0.4$ cm)

第 6 図 窒素中の I/I_{00} と E/p_0 の関係の電極間けき長依存性

Fig. 6. The influence of the gap length on the relation between the normalized current and E/p_0 in nitrogen.

陰極中心を出発した電子流の径方向への広がりには自由拡散であると考えられることから、陽極位置での中心軸から径方向への平均拡散距離は

$$\sqrt{\bar{r}^2} = \left[\frac{4D}{\mu(E/p_0)} \cdot \frac{d}{p_0} \right]^{1/2}$$

で与えられる⁽³⁾。ここで、 D は気体中における電子の拡散係数を、 μ は電子の移動度を示す。上式で示すように一定の E/p_0 ではこの平均拡散距離は d/p_0 に依存し、これが陽極半径を越える場合は陽極へ流入する電子数も d/p_0 に依存し、従って規格化電流も d/p_0 にのみ依存することになる。

しかしながら、第 6 図の結果から規格化電流が d/p_0 に依存しないことは明らかであり、この実験における規格化電流には上記の径方向への拡散による電子の損

第 7 図 一定 E/p_0 での規格化電流と印加電圧の関係 (窒素, $d=0.40$ cm)

Fig. 7. The normalized current vs. the applied voltage in nitrogen. ($d=0.4$ cm)

第 8 図 アルゴン中における規格化電流と E/p_0 の関係

Fig. 8. The normalized current vs. E/p_0 in argon.

第 9 図 一定 E/p_0 での規格化電流と印加電圧の関係 (アルゴン)

Fig. 9. The normalized current vs. the applied voltage in argon.

失は無視できるものと考えられる。

第 6 図と同様の結果は他の三種の気体についても得られ、 $d=0.5$ および 1.0 cm における $p_0 \cdot d$ 積の等しい規格化電流と E/p_0 の関係は極めて良く一致する。

第 10 図 ヘリウム中における規格化電流と E/p_0 の関係

Fig. 10. The normalized current vs. E/p_0 in helium.

第 11 図 一定 E/p_0 での規格化電流と印加電圧の関係 (ヘリウム)

Fig. 11. The normalized current vs. the applied voltage in helium.

第 7 図, 第 9 図, 第 11 図, 第 13 図から, いずれの気体においても印加電圧の低い領域では規格化電流は印加電圧の増加に伴って減少し, 平坦部あるいは極小点を経て電離増殖による電流成長域に入ることがわかる。

前述のように, ここでは電子の径方向への拡散による減少が無視できるのであるから, 電離開始以前の定常状態における規格化電流の減少する事実は陰極から放出された電子の一部が気体原子 (分子) との衝突で後方に散乱されて再び陰極までもどかれ, 陽極まで達しえないことがあることを示唆するものと考えられることができる。

以上の観点に立ち, 陰極を出発した電子に対する陽極まで達することのできるものの割合 (電子の気体中における透過係数とでもいうべき値) をモンテカルロ・シミュレーションにより求めた。

シミュレーションに用いた条件は, 第 2 図に示した

第 12 図 ネオン中における規格化電流と E/p_0 の関係

Fig. 12. The normalized current vs. E/p_0 in neon.

第 13 図 一定 E/p_0 での規格化電流と印加電圧の関係 (ネオン)

Fig. 13. The normalized current vs. the applied voltage in neon.

衝突断面積と E/p_0 および放出電子の初期エネルギー ϵ_0 のみである。実験における ϵ_0 の値を知ることはできないが, 紫外線波長およびニッケルの仕事関数から $0.2 \sim 0.3 \text{ eV}$ の値を推定した。計算の試行回数 (すなわち放出電子数) は 50 回である。

シミュレーションの結果をこれと対応する結果を表わす第 7 図, 第 9 図, 第 11 図に併記するが, 実験結果との一致は極めて良いと言える。

そして, それぞれの気体中の電子の透過特性 (真空中への放出電流に対する気中の電流の比 I/I_{00}) は N_2 中では印加電圧 2 V 程度までは減少するが, それ以上ではほとんど一定になる。同様の傾向は He にも現われるが, He 中では印加電圧が電離電圧以上になると電離増殖のため間接電流を流れる電流は増加を始める。一方, Ar および Ne 中では I/I_{00} の減少は印加電圧が 10 V ないし 14 V まで続き, その後ほとんどすぐ

電離増殖を開始することがわかる。しかし、 I/I_{00} の減少は Ar のほうが著しく、その極小値は、例えば $E/p_0 = 10 \text{ V/Torr} \cdot \text{cm}$ では Ar で 0.47 であるのに対し、Ne では 0.74 となっている。

4. 結果に対する考察

上記の実験ならびにシミュレーションの結果から、低気圧および低電圧印加での光電子電流の特性は以下のように理解することができる。もちろん、この領域での電子は電界および気体原子（分子）と衝突相互作用を介して完全には平衡に達していないため、現象の定式化は困難であり、考察は定性的にならざるを得ない。

〈4・1〉 光電子電流特性における後方散乱の影響

電離衝突による電子の増殖がない領域で間げき長が増すに従って規格化電流が減少することは、前述のように電子の径方向への拡散による減少が無視できるとすれば、後方散乱によって陽極へ到達できる電子が減少することによってのみ理解することができる。

零でない小さな初期速度（対応する初期エネルギーを $\epsilon_0 [\text{V}]$ とする）をもって陰極を出発した電子流が平等電界 $E [\text{V/cm}]$ の作用をうけて気体中を進むとき、陰極近傍（ $E \cdot x + \epsilon_0 < V_{ex}$ 、ここで $x [\text{cm}]$ は陰極からの距離、 $V_{ex} [\text{V}]$ は気体原子（分子）の非弾性衝突の臨界電圧をそれぞれ示す）では電子は弾性衝突を繰り返すが、その一部は後方に散乱されて再び陰極に吸収される。従って、このとき陽極に到達できる電子数は陰極放出電子数（真空中への放出電子数に相当）より必ず小さくなる。

これを図式的に示すのが第 14 図であり、電子が気体原子（分子）と完全弾性散乱を繰り返すと考えると E （あるいは E/p_0 ）を一定に保つとき、電子の平均エネルギーは x の増加に比例して直線 (a) に沿って増加する。もし、途中で完全弾性的に陰極に垂直の方向へ後方散乱されれば同直線上を (a') のように、また電子が放出時に持っていた初期エネルギー ϵ_0 より小さいエネルギーを失なって陰極に垂直の方向へ後方散乱されるときは直線 (b) に沿って同様に減速電界の中を陰極までもどることができる。一般に電子-原子間の衝突断面積は電子の入射エネルギーに依存し、また電子が陰極から陽極方向へ進むに伴って平均エネルギーは増大するのであるから、電子の衝突断面積は変化し、従って、一様な気体中であっても電子の平均自由行程は陰極からの距離 d に依存して変化する。

以上から、 E/p_0 を一定に保ち電極間げき距離 d （または $p_0 d$ ）を増しながら間げき電流を測定するとき、

第 14 図 平等電界中を走行する電子のエネルギー図

Fig. 14. The diagram of the variation of the electron energy in an uniform electric field.

d のある範囲で間げき電流（あるいは規格化電流 I/I_{00} ）が減少し、また、その減少の特性は衝突断面積の大小およびその入射エネルギー依存性に依存することがわかる。また、低エネルギーの入射電子と非弾性相互作用を行なう多原子分子気体中では、非弾性衝突で ϵ_0 以上のエネルギーを損失した電子は再び陰極にもどることはできなくなり（第 14 図の直線 (c)）、規格化電流は非弾性衝突開始とともに一定になると考えられる。

〈4・2〉 後方散乱に及ぼす運動量変換断面積の影響

前節で電子の平均自由行程が陰極からの距離に依存して変化することを述べたが、これが後方散乱に及ぼす影響は Ar, Ne および He の比較から明らかになる。第 2 図に示すように、この三種の気体原子の運動量変換断面積は電子の入射エネルギーに対してそれぞれ異なる依存性を示している。すなわち、Ar と Ne はともに電子エネルギーの増加に伴って断面積は徐々に増加する（運動量変換断面積の傾斜が正）傾向をもち、その傾斜は Ar のほうが大きい。前述のように電子が弾性衝突を繰り返す限り陰極から離れるに従ってその平均エネルギーは増大するから、電子の平均自由行程は陰極から遠いほど短くなる。そのため電子の後方への散乱も陰極から離れるに従って大きくなる。一方、後方散乱された電子は逆電界中を減速しながら陰極方向へもどるため、その電子と気体原子との衝突確率は後方散乱された点でのそれより小さくなる。言い替れば、電界の影響をうけて Ar あるいは Ne 中をドリフトする電子は陰極から離れるに伴って徐々に“大

きな原子”と衝突することになり、それが一種の陰極方向への“拡散力”として作用して後方散乱を促進すると考えられ、運動量変換断面積の傾斜が正の範囲では I/I_{00} は減少を続ける。そして、一定の印加電圧で Ar のほうが Ne に比べて後方散乱の効果が大きく現われるのは、一定の入射エネルギーに対する運動量変換断面積が Ar のほうが大きいことによる。 I/I_{00} の測定結果が Ar においてシミュレーションと一致しないのは、シミュレーションにおける Townsend-Ramsauer 効果の評価が十分でなかったことによるものと考えられる。

一方、He の運動量変換断面積は 2 V 以上の入射エネルギーの電子に対して減少する傾向（運動量変換断面積の傾斜が負）をもち、従って He 中では電子は陰極から離れてエネルギーを増すに従って“小さな原子”と衝突することになり、断面積のエネルギー依存性によって生じると考えられる“拡散力”は陽極方向へ働くことになり、Ar あるいは He とは逆に後方散乱を抑えるように働くことになる。このため、運動量変換断面積の傾斜が負になるところから後方散乱は抑えられ、He 中での I/I_{00} はほぼ一定になる。

Ar でも電子の入射エネルギーが 13 eV 以上になると運動量変換断面積は逆に減少をはじめ、従って気中の電子の平均エネルギーが 13 eV 以上になると後方散乱は抑えられ、規格化電流 I/I_{00} はそれ以上低下しなくなることが考えられる。しかし、ほとんど同じ入射エネルギー値で原子の電子励起を伴う非弾性衝突が起こり、電子のエネルギー損失は急激に増大する。この理由からも後方散乱が抑えられることになり、規格化電流 I/I_{00} が印加電圧 10~14 V 以上で減少しなくなる理由をいずれと決することはここではできない。

〈4・3〉 後方散乱における非弾性衝突断面積の影響

第 14 図に示すように原子（あるいは分子）との衝突における電子のエネルギー損失が電子の初期エネルギー ε_0 （すなわち、光電子の放出時のエネルギー）より大きい場合、電子は再び陰極にもどることはできなくて、最終的に陽極に流入することになる。二原子以上から構成される分子は単原子気体と異なり振動あるいは回転励起の単位をもつが、 N_2 も第 2 図に示すように低エネルギーの電子との非弾性相互作用は極めて大きい。従って、 N_2 中へ放出された電子は少数回の衝突でエネルギーを失なって陰極までもどれなくなり、第 7 図に示すように I/I_{00} が急速に一定値になることが理解できる。

〈4・4〉 タウンゼントの電流成長式における初期電流 I_0 について 上記の考察から第 7 図、第 9 図、

第 11 図、第 13 図にそれぞれ示すタウンゼント プロットの極小値、あるいは第 6 図、第 8 図、第 10 図、第 12 図に示す曲線群に下から接する曲線（各図に一点鎖線で示す）に相当する電流に対応する電子が後方散乱を逃がれえたことになり、従って、この電子がその後の電離増殖に関与する。そして、後方散乱を逃がれ得る電子数は気体の種類および E/p_0 によって変化する。一般に E/p_0 の高いほうが後方散乱から逃がれる電子数は大きい。

しかし、これだけの電子が電離増殖を開始しても、平衡した電離増殖を行なうためには（すなわち、平等電界において電離係数が陰極からの位置に依存しない定数となるためには）電子は電離開始によって新しく生じるエネルギー損失を含めて印加電界と平衡したエネルギー分布に緩和するまで、更に陽極方向へ有限距離を歩行しなければならない。そして、平衡した電離増殖を開始する点での規格化電流を I_0 とすべきであり、平衡した電離を開始する点までの陰極からの距離を“ d_0 ”とすべきである。平衡電離開始の判別については別報⁴⁾に詳述するが、ここで明らかになったことは、 d_0 が後方散乱の影響が主である領域と電離開始から平衡電離開始までの領域に二分されることである。

更に、ここで注意しなければならないことは、 I_0 および d_0 を上記のように決めたとき、タウンゼントの電流成長式を用いて求められる二次電離係数は陰極に入射する正イオン（あるいは光子）に対する二次電離係数ではなくて、陰極に平行に考えた面 $d=d_0$ に入射する正イオン（あるいは光子）に対するその面を通過して平衡電離空間に放出される電子数になることである。後方散乱は明らかに電子の初期エネルギーに依存し、また二次電子を励起する因子が正イオンであるか光子であるかによって放出電子のエネルギー分布およびその平均値）が異なるため、ここで求められる二次電離係数には陰極表面状態の効果だけではなく、更に陰極近傍の空間での後方散乱の効果も含むことになる。

5. 結 論

(1) 実験によって得た規格化電流 I/I_{00} の特性と分子（原子）と電子との衝突のみを考慮した単純な後方散乱のシミュレーションの結果とは良く一致し、従って陰極照射で得た光電子電流の気中での特性には陰極近傍の空間での後方散乱の影響が大きく現われる。

(2) 後方散乱の現象には運動量変換断面積 (Q_m) の入射電子エネルギー (ε) への依存性、および多原子分子気体では振動および回転励起などの低エネルギー

電子との非弾性相互作用が重要である。

(3) $(dQ_m/d\varepsilon) > 0$ では電子は陰極方向への“拡散力”を受けて後方散乱が促され、逆に $(dQ_m/d\varepsilon) < 0$ では電子は陽極方向への“拡散力”を受けて後方散乱の影響が抑圧されると考えられる。

(4) タウンゼントの電流成長式を用いた定常法によって求められる二次電離係数には陰極表面の効果だけではなく、陰極表面近傍での後方散乱の影響も含ま

れうる。

(昭和49年10月23日受付, 同50年3月20日再受付)

文 献

- (1) H. S. W. Massey: *Electronic and Ionic Impact Phenomena* 1, 2 (1969) Oxford
- (2) 中村: 修士論文 (慶応義塾大学) (昭 44)
- (3) L. E. Virr, J. Lucas & N. Kontoleon: *J. Phys. D (Appl. Phys.)* 5, 542 (1972)
- (4) 中村・西嶋・森: 放電研究会資料 ED-74-12 (昭 49)