

高 E/p における水素ガス中の電離電流と電離係数

正員	佐藤孝紀	(室蘭工業大学)
非会員	工藤恵優	(富士電機)
非会員	三木維康	(日立製作所)
非会員	川島雅人	(NTTデータ北海道テクシス)
正員	伊藤秀範	(室蘭工業大学)
正員	田頭博昭	(室蘭工業大学)

Ionisation current and ionisation coefficients at large values of E/p in hydrogen.

Kohki Satoh, Member (Muroran Institute of Technology), Tomomasa Kudoh, Non-member (Fuji Electric Co., Ltd.), Tadayasu Miki, Non-member (Hitachi Co., Ltd.), Masato Kawashima, Non-member (NTT Data Hokkaido Tecsys Co., Ltd.), Hidenori Itoh, Member, Hiroaki Tagashira, Member (Muroran Institute of Technology)

Pre-breakdown ionisation current measured by Steady State Townsend experiment in hydrogen for values of E/p_0 up to $1000 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ is analysed by applying the Townsend equation, the Lucas equation and the current growth equation considering ionisation collision between positive ions and hydrogen gas molecules as well as that between electrons and the molecules.

It is seen that the degree of fit of the measured current by applying the Lucas equation is the best of the analysis by the three equations at large E/p_0 values, then it is found that the ionisation current at large E/p_0 values in hydrogen is affected by the gap length dependency of geometry factor, namely, loss of photons out of the gap, for the secondary process by photons.

The value of the first ionisation coefficient obtained by the analysis applying the Lucas equation increases with an increase in E/p_0 for values of $E/p_0 \leq 350 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$, then decreases gradually when E/p_0 increases. The value of the secondary ionisation coefficient γ_i for ions obtained by the analysis applying the Lucas equation agrees with that previously reported by the authors (*Technical Papers of Electrical discharge Committee IEE, Japan* ED-93-90, 1993). And the value of secondary ionisation coefficient γ_p for photons obtained by the analysis is less than one tenth of γ_i for values of E/p_0 up to $500 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$, then it increases rapidly when E/p_0 increases and almost equals γ_i at values of $E/p_0 \geq 800 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$.

キーワード：水素ガス、電離電流、一次電離係数、二次電離係数、Lucas の式、Steady State Townsend 実験

1. はじめに

水素ガスは、アモルファスシリコンやダイヤモンドライクカーボン薄膜をプラズマ CVD により堆積する際にバッファガスとして用いられるなど工学的に重要なガスであり、水素ガスおよびその混合ガス中のプロセスプラズマを用途に合わせて的確に制御するために、その性質の理解が重要になっている。近年、プロセスプラズマの性質を詳細に解明するためにコンピュータモデリングによるアプローチが注目されるとともに、プロセスプラズマの設計をコンピュータ上で行うことも考えられつつあり、それに伴い正確な電

子衝突断面積への要求が高まってきている。

水素ガスの電子衝突断面積は、Backman ら⁽¹⁾、Blevin⁽²⁾などにより報告されているが、これらを用いて計算される高 E/p における電離係数などの電子スオームパラメータは、必ずしも妥当な値ではない。この原因の一つとして、高 E/p における水素ガス中の電子スオームパラメータ、特に一次電離係数の正確なデータの不足があげられる。一次電離係数はガスの電気的特性を表す代表的なパラメータであり、電子スオーム法による電子衝突断面積の推定において不可欠なデータであるが、現段階の一次電離係数のデー

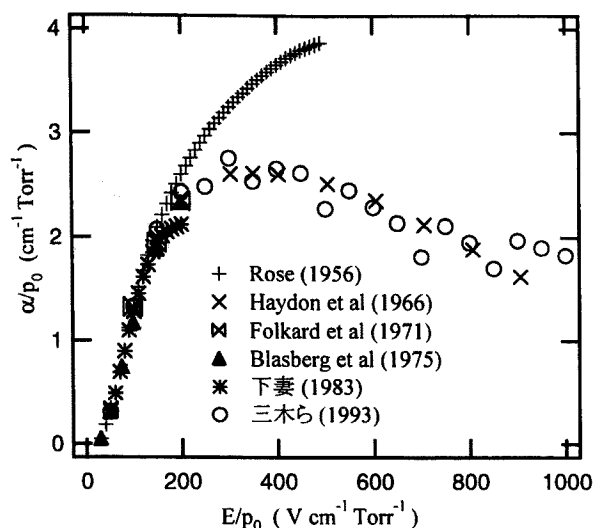


図1 水素ガスの一次電離係数

Fig. 1. The first ionisation coefficient in hydrogen.

タは十分とは言えず、正確なデータの報告が望まれている。

図1はこれまでに報告されている水素ガス中の一次電離係数の主なものを示す⁽³⁾⁻⁽⁶⁾。これらはいずれも定常Townsend (Steady State Townsend, 以後 SST と記す) 実験で測定した電離電流を Townsend の電流成長式を用いて解析 (カーブフィッティング) し求められたものである。 E/p_0 の値が $200 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ 付近までは非常に多くの測定が行われているとともに、測定者間でデータがよく一致している。このため水素ガスは新しい測定装置の動作検証にもしばしば用いられている⁽⁹⁾。しかし、それ以上の E/p_0 になると、測定データが急激に少なくなるとともに、測定者間のデータに違いが見られ (以後この範囲を高 E/p 領域と呼ぶ)、この結果から正確な電子衝突断面積を推定することはできない。

高 E/p 領域における電離電流と電離係数の詳細な研究は少なく、筆者らの最近の報告⁽⁸⁾⁽¹⁰⁾を除くと、Haydon⁽⁴⁾および Folkard⁽⁵⁾⁽¹¹⁾による報告のみのようである。Folkard⁽⁵⁾らは、高 E/p 領域で測定された電離電流の測定値を Gosseries プロットで表わし、それが直線にならないことから電子エネルギー分布が非平衡状態であり、そのため電離係数の値は一定値にはならず電極間隔に依存すると述べている。したがって、一次および二次電離係数を一定値として取り扱っている Townsend の式、あるいはそれを逆数の形で表わした Gosseries プロットを用いて電離係数の値を求めることはできず、以前に報告された高 E/p 領域の電離係数について再調査の必要があると述べている。

これに対して筆者ら⁽¹⁰⁾は、高 E/p では電子エネルギー分布の裾の形状が平衡状態のそれと異なっても、一次電離係数の値はほとんど影響されないことを Monte Carlo シミュレーション (以後 MCS と記す) によって確認するとともに、一次電離係数が一定であっても二次電離係数が電

極間隔に依存する場合を仮定して電離電流をシミュレートすると、その Gosseries プロットが直線にならないことを示した。

SST 実験に関するこれまでの報告において、二次電離係数の電極間隔依存性を述べたものはないようであり、仮定としては必ずしも適当ではない。しかし、二次電離作用に係る粒子が陰極に到達するまでに損失あるいは増倍し、そのため陰極から放出される二次電子数が変化すると考えるならば、二次電離係数が電極間隔に依存することと等価な結果となり得る。水素ガス中の電離電流に対し、二次電離作用に係る粒子の損失の影響を考慮した解析は、Tagashira and Lucas⁽¹²⁾によって行われている。この報告では、励起解消により放出された光子が陰極に到達せずに他へ逃げてしまう割合 (幾何学的因子) が電極間隔に依存する式が用いられ、この方法で得られた結果は、測定範囲が低 E/p に限られているが、Townsend の電流成長式を用いた場合よりも実験結果とよく一致することが述べられている。

二次電離作用に係る主要な粒子の一つである正イオンの場合、拡散が小さいとともに電界で加速されるため、光子のように陰極に到達せず他に逃れることは考えにくい。しかし、高 E/p では正イオンが高エネルギーまで加速されて中性気体分子と電離衝突を起こすことにより、陰極に到達する正イオン数が増えることが考えられる。これについて、筆者ら⁽¹⁰⁾は Phelps のイオン衝突断面積のセット⁽¹³⁾を用いた MCS により確認している。

本研究の目的は、高 E/p 領域において測定された水素ガス中の電離電流が Townsend の式に従わない増倍をする理由を明らかにするとともに、正確な電離係数の値を算出することである。本論文では、二次電離作用に係る正イオンおよび光子に着目し、正イオンによる電離および光子の損失を考慮して高 E/p 領域における水素ガス中の電離電流の解析を行った結果について報告するとともに、得られた一次および二次電離係数について報告する。

2. 実験方法および装置

本研究では、SST 実験により水素ガス中の電離電流を測定し、一次および二次電離係数の値を算出した。測定装置の構成は、基本的に Yoshida et al⁽⁹⁾が使用したものと同様である。電極は直径 150mm の真鍮性ハリソン型で、直径 356mm および高さ 400mm のステンレス製円筒形チャンパー内に水平に設置されている。上部の電極の中央部の直径 20mm の円内に直径 0.3mm の小孔が 600 個開けられており、電極上部に取り付けられた重水素ランプから放出された紫外線がこの小孔を通り下部電極を照射し、初期電子が供給される。

封入ガス圧および真空度の測定には、バラトロンマノメータ (MKS 製, TYPE 127, 0-100 Torr) および電離真空形 (日電アネルバ製, NI-10D) をそれぞれ使用した。電離電流の測定は、エレクトロメータ (KEITHLEY 製, Model 617) で行い、その結果は GP-IB インターフェースを介し

てパーソナルコンピュータ (EPSON PC-286) へ転送され統計演算処理された。オイルフリーな真空を得るためにメインポンプとしてターボ分子ポンプを使用し、到達真空度およびリークレートは、それぞれ 5.5×10^{-8} Torr および 4.0×10^{-6} Torr/min である。測定に使用した水素ガスは、日本酸素製で純度 99.99999% である。

3. 電離電流の統計演算処理

本論文では、従来から広く用いられている Townsend の電流成長式の他に、Lucas の電流成長式⁽¹²⁾ および正イオンによる水素分子の電離作用も考慮した電流成長式を用いて電離電流の解析を行った。以下にこれらの式を示す。

〈3・1〉 Townsend の電流成長式 電離係数の算出に広く用いられている式である。

$$I(d) = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma_T (e^{\alpha d} - 1)} \quad (1)$$

ここで、 d : 電極間隔、 $I(d)$: d における電離電流、 I_0 : 陰極面での初期電子電流、 α : 一次電離係数、 γ_T : 一般化二次電離係数である。

〈3・2〉 Lucas の電流成長式 二次電離作用として正イオンおよび光子によるものを考慮するとともに、光子による二次電離作用において光子が電極外へ逃げる割合 (幾何学的因子) の電極間隔依存性を考慮した電流成長式は次のように表わされる⁽¹²⁾。

$$I(d) = I_0 \sum_s \frac{2e^{\alpha d} \frac{2J_1(\theta_s a)}{\theta_s a} \frac{1}{\theta_s b J_1(\theta_s b)}}{1 - \gamma_i (e^{\alpha d} - 1) - \gamma_p \frac{\alpha}{\alpha - \theta'_s} \{e^{(\alpha - \theta'_s)d} - 1\}} \quad (2)$$

ここで、 γ_i : 正イオンによる二次電離係数、 γ_p : 光子による二次電離係数、 a : 陰極中心にある初期電子電流源の半径、 b : 電極 (中央平坦部) の半径、 J_1 : 1 次の Bessel 関数、 θ_s : 方程式 $J_0(\theta_s b) = 0$ の解 (J_0 は 0 次の Bessel 関数)、 $\theta'_s/\theta_s \approx 0.762 - 0.028d/b - 0.064(d/b)^2$ ($b/d > 1$); 0.75 ($b/d < 1$) である。

〈3・3〉 正イオンによる電離も考慮した電流成長式 陰極から距離 x cm 離れた点から微小距離 Δx cm の間において、電子および正イオンが水素分子と電離衝突を起こす回数を、それぞれ $\alpha \Delta x$ および $\beta \Delta x$ と表わす。ここで、 β は正イオンによる水素分子の電離係数 (cm^{-1}) とする。電子の加速される向きを正にとると、電子流 I_e と正イオン流 I_i の微分方程式は (3) および (4) 式のように表わすことができる。

$$\frac{dI_e}{dx} = \alpha I_e - (-\beta) I_i \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{dI_i}{dx} = -\beta I_i - (-\alpha) I_e \dots\dots\dots (4)$$

この微分方程式を、境界条件 $I_e(0) = I_0 + \gamma_i(0)$ および $I_i(d) = 0$ を与えて解くと、正イオンによる電離も含めた電流成長式が以下のように求まる。

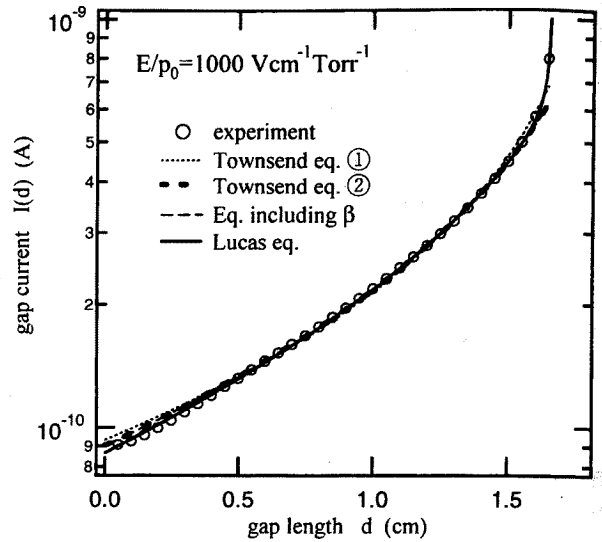


図2 $E/p_0 = 1000 \text{Vcm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ における水素ガス中の電離電流

Fig. 2. Ionisation current in hydrogen at $E/p_0 = 1000 \text{Vcm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$.

$$I(d) = \frac{I_0 (1 - \frac{\beta}{\alpha}) e^{(\alpha - \beta)d}}{1 - \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha - \beta)d} - \gamma_i \{e^{(\alpha - \beta)d} - 1\}} \quad (5)$$

なお、この式は $\beta = 0$ のとき、(1) 式に示す Townsend の電流成長式と一致する。

4. 実験結果および考察

測定は $E/p_0 = 150 \sim 1000 \text{Vcm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ の範囲で、水素ガス封入圧力を変化させながら行った。図2は $E/p_0 = 1000 \text{Vcm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ における電離電流の測定結果を、Townsend、Lucas および正イオンによる電離も考慮した電流成長式を用いてフィッティングした結果と合わせて示す。Townsend の式によるフィッティングでは、① 電極間隔が広いときのデータ点を多く通るようにする場合および ② 多くの測定点に近い値となるようにする場合を示しているが、いずれの場合においても電極間隔が広いときおよび狭いときにおいて、測定結果との不一致が見られる。また、① および ② のフィッティングから得られる一次電離係数 α/p_0 の値は、それぞれ 1.12 および $1.83 \text{cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ であり、両者に大きな違いがある。このことから、図1に示した筆者らの結果⁽⁹⁾ が散在しているのは、Townsend の式を用いて解析したことにより、最適フィッティングの決定に曖昧さが含まれたためと考えられる。

正イオンによる電離も考慮した式による最適フィッティングから得られた結果では、一次電離係数 $\alpha/p_0 = 2.17 \text{cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ および正イオンによる電離係数 $\beta/p_0 = 7.68 \times 10^{-2} \text{cm}^{-1} \text{Torr}^{-1}$ となり、一次電離係数は Townsend の式を用いた場合と異なる値になったが、フィッティング曲線は Townsend の式を用いた場合の ② と一致し、実験結果との一致は不十分である。よって、正イオンによる電

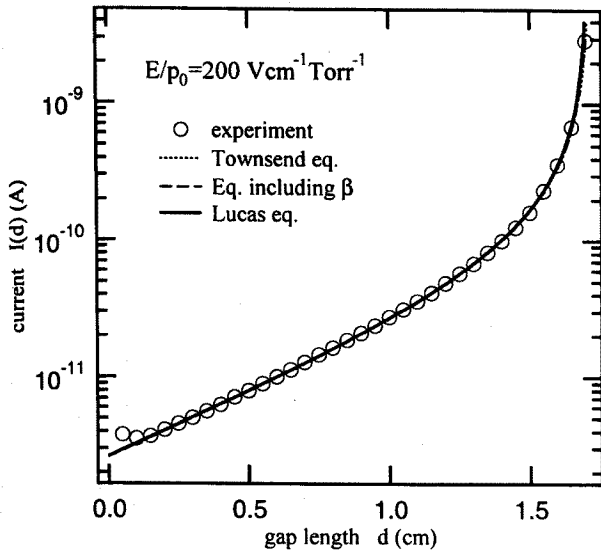


図3 $E/p_0 = 200 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ における水素ガス中の電離電流

Fig. 3. Ionisation current in hydrogen at $E/p_0 = 200 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$.

離作用は水素ガス中の電離電流の値に影響を及ぼす程度ではないと考えられる。

これらに対し Lucas の式を用いた場合には、測定結果と広い範囲でよく一致しており、非常に良いフィッティングであることがわかる。したがって、高 E/p 領域における水素ガス中の電離電流には、正イオンおよび光子による二次電離作用が影響し、特に光子による二次電離作用における幾何学的因子の電極間隔依存性が電離電流に強く影響していると考えられる。また、電極間隔が狭いときにフィッティング曲線が測定点からずれる傾向が見られるが、これは電子エネルギー分布が非平衡であるためと考えられ、これより平衡距離 d_0 を見積もることも可能であると考えられる。

ここでは高 E/p 領域の電離電流の解析結果として $E/p_0 = 1000 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ の場合のみを示したが、他の E/p_0 においても、Lucas の式によるフィッティングが最適であることを確認している。

図3は $E/p_0 = 200 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ の電離電流の測定値をフィッティングした結果を示す。いずれの式を用いても測定値とよく一致しているとともに、得られる電離係数の値も一致する。これらの点から、SST 実験で測定された水素ガス中の電離電流から電離係数を算出する場合には、広い E/p の範囲において、Lucas の式を用いるのが適当であると考えられる。

図4および5は、Lucas の式を用いたフィッティングから得られた一次および二次電離係数を他の測定データとともに示す。本研究で得られた一次電離係数 α/p_0 の値は、 $E/p_0 = 350 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ 付近にピークを持ち、その後 E/p_0 の増加とともに減少する傾向を示し、Haydon ら⁽⁴⁾ および筆者らの結果⁽⁶⁾ に近い値を示している。Haydon らの

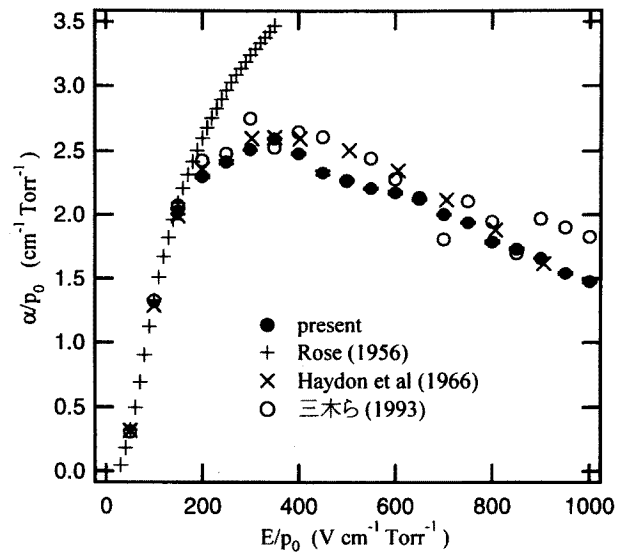


図4 一次電離係数

Fig. 4. The first ionisation coefficient as a function of E/p_0

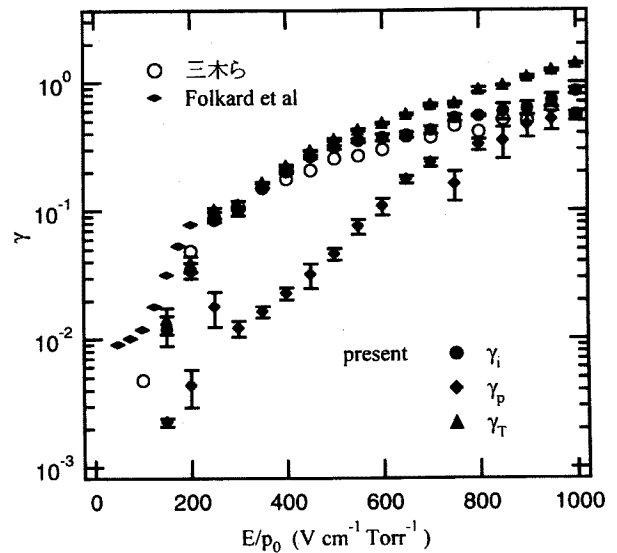


図5 二次電離係数

Fig. 5. The secondary ionisation coefficients as a function of E/p_0

結果と詳細に比較すると、 E/p_0 の値が $350 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ まではほぼ同様な値で変化するが、 $400 \sim 800 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ では、本研究で得られた結果がわずかに低い値となっている。また、 $E/p_0 \geq 400 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ の範囲では、 E/p_0 に対する α/p_0 の減少割合が、Haydon らの結果よりも若干小さく、緩やかに減少していることがわかる。

図5では、正イオンによる二次電離係数 γ_i と光子による二次電離係数 γ_p を分離して示すとともに、その和を γ_T として示している。 E/p_0 の値が $500 \text{ Vcm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ 付近までは、 γ_p の値は γ_i の値に比べて一桁程度小さいが、 E/p_0 の

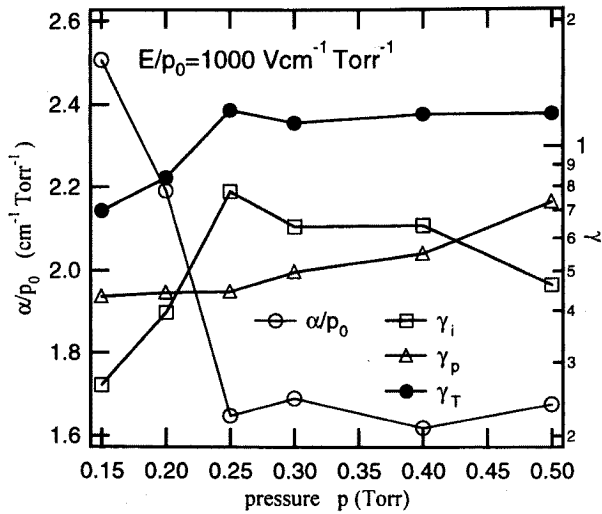


図6 電離係数と封入ガス圧

Fig. 6. Ionisation coefficients as a function of gas pressure.

増加とともに γ_i に近づく傾向を示している。 $E/p_0 \geq 800 \text{ Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ になると、 γ_i と γ_p の値はほぼ等しくなっており、光子による二次電離作用を考慮する必要がこのことから確認できる。水素ガス中の二次電離係数では報告されているデータが少ないとともに実験で使用する電極の材料にも依存性するが、今回得られた γ_T の値は Folkard⁽⁵⁾の結果と近い値であることがわかる。また、筆者らが Townsend の式を用いて算出した γ の値⁽⁶⁾は今回得られた γ_i と非常に近い値であることもわかる。

図6は $E/p_0=1000\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ において、封入ガス圧 p を変化させたときの一次および二次電離係数の値を示す。 $p < 0.25\text{Torr}$ では、一次電離係数、二次電離係数 γ_i の値がガス圧に対して大きく変化しており、低ガス圧では陰極から放出された電子群のエネルギー分布が平衡状態に達する前に陽極に到達している可能性が考えられる。しかし、電子エネルギー分布の緩和過程と電離係数の関係を SST 実験の結果のみから議論することは極めて困難であるので、Backman ら⁽¹⁾が報告している水素ガスの電子衝突断面積を用いて MCS を行って考察した。

図7および8は、 $E/p_0=1000\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ 、ガス圧 $p=0.5\text{Torr}$ の条件でシミュレーションを行って得られた電子エネルギー分布および一次電離係数の電極間における変化を示す。電子エネルギー分布にビーム成分が多く残っている位置 (1)0.14cm における一次電離係数 α/p_0 の値は平衡状態の値と比べて約20%程度小さくなっている。位置 (2)0.3cm および (3)0.45cm においても、電子エネルギー分布の裾の部分にはビーム成分が残っていることが確認でき、特に位置 (2)ではビーム成分の割合が比較的大きいが、一次電離係数では平衡状態の値との間に大きな差は現れていない。したがって、高 E/p では電子エネルギー分布の裾

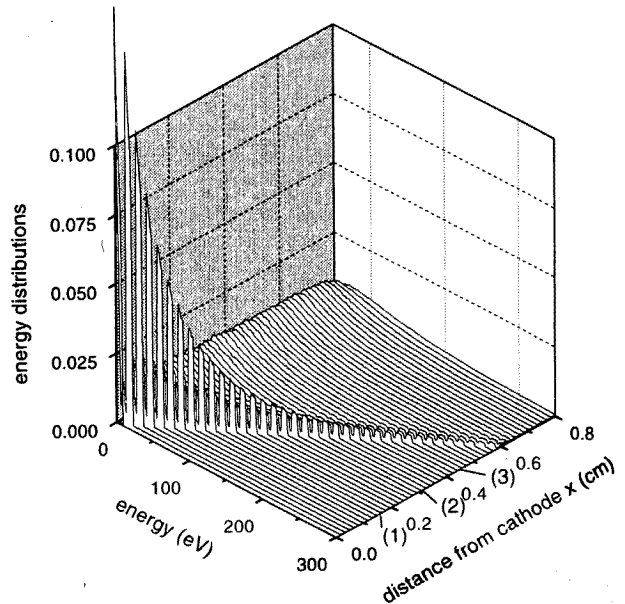


図7 電極間における電子エネルギー分布の空間的变化

Fig. 7. Spatial variation of electron energy distribution.

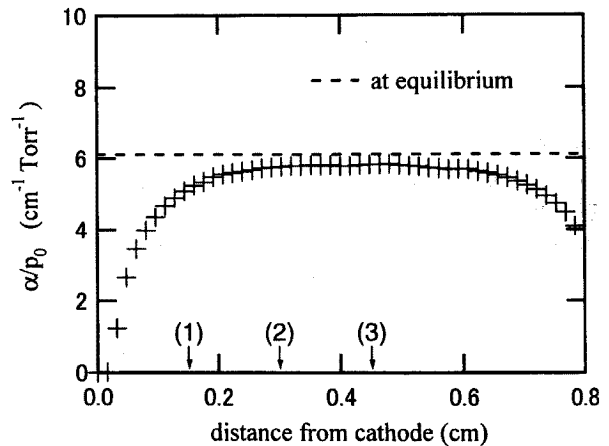


図8 電極間における一次電離係数の変化

Fig. 8. Spatial variation of the first ionisation coefficient.

の部分にビーム成分が残り平衡状態の分布と多少異なっているが、電離増倍に対する影響は小さいものと考えられる。

このシミュレーション結果を踏まえると、図6の $p \geq 0.25\text{Torr}$ のガス圧の結果の全てにおいて、電子エネルギー分布が十分に平衡状態にあると判断することはできないが、得られた電離係数の値はほぼ妥当な値とみなすことができる。

本研究の MCS で得られた α/p_0 の値を、図4に示した測定結果と比較すると4倍程度大きな値となっているが、この違いは使用した電子衝突断面積のセットが不完全なためと考えられる。電子衝突断面積のセットの中で、電離係数

の値に最も強く関係すると考えられるのは電離断面積であり、Backmanら⁽¹⁾の断面積のセットについて見ると、Rappら⁽¹⁴⁾の測定値が使用されている。Rappらの報告は比較的古いものであるが、その後に報告されたCowlingら⁽¹⁵⁾の電離断面積の測定値とも一致しており、電離断面積に誤りがあるために電離係数が違っているとは考えにくい。したがって、使用した断面積のセットでは電子励起断面積が過小に評価されている、あるいは、セットで示された電子励起断面積の他にも考慮しなければならない励起断面積があり、それが欠落しているため、励起衝突によってエネルギーを失う電子の割合が少なくなり、高いエネルギーを持つ電子が増え、その結果電離周波数が高くなり電離係数の値が大きくなったと考えられる。正しい電子衝突断面積のセットを用いて計算を行うと、電子励起周波数が増加することが予想され、これによって全非弾性衝突周波数がこれまでよりも増加し、電子エネルギー分布は図7の結果よりも早く平衡に達すると考えられる。また、非弾性衝突周波数の増加により、エネルギー分布のビーム成分の割合が減少するとともに、電子の平均エネルギーが下がり、電離周波数が減少し電離係数の値も小さくなると考えられる。

したがって、正しい電子衝突断面積のセットを使った場合、電子エネルギー分布や電離係数の空間的变化は、今回得られた結果とは異なる予想される。しかし、本論文の測定結果の考察で用いた電子エネルギー分布の形状と電離係数の関係、すなわち、電子エネルギー分布にビーム成分が残っている場合でも電離係数は平衡状態の値に近い値になることについては、図7に示したようにビーム成分が比較的多い場合でも成り立つことから、正しい電子衝突断面積を用い、ビーム成分の割合が減った場合にも同様に成り立つものと考えられる。

5. まとめ

本研究では、 $E/p_0=150\sim 1000\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ の範囲において SST 実験で測定した水素ガス中の電離電流を Townsend、Lucas および正イオンによる電離を考慮した電流成長式を用いて解析し電離係数を算出するとともに、従来の測定結果との比較、検討を行った。また、MCSにより電子エネルギー分布の緩和過程と電離係数の値について調べた。得られた成果を以下に示す。

(1) SST 実験で測定された高 E/p 領域における水素ガス中の電離電流を Townsend および正イオンによる電離作用も考慮した電流成長式を用いてフィッティングを行ったが、測定結果との間に不一致が見られた。Lucas の電離成長式を用いたフィッティングは、実験結果と非常によく一致し、高 E/p では正イオンおよび光子による二次電離作用の電離電流に与える影響が大きいこと、特に、光子による二次電離作用において、幾何学的因子の影響が大きいことがわかった。

(2) Lucas の式によるカーブフィッティングから得ら

れた一次電離係数の値は、 E/p_0 の値が $350\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ 付近に最大値を持ち、それ以上の E/p_0 では緩やかに減少する傾向を示し、Haydon ら⁽⁴⁾の結果に近い値となった。

- (3) Lucas の式によるカーブフィッティングから得られた正イオンによる二次電離係数 γ_i の値は、筆者らが Townsend の式を用いて算出した γ の値⁽⁸⁾とほぼ同じ値になった。また、光子による二次電離係数 γ_p の値は、 E/p_0 の値が $500\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ 以下では、 γ_i の値よりも1桁程度小さいが、それ以上の E/p_0 になると γ_i に近づく傾向を示し、 $800\text{Vcm}^{-1}\text{Torr}^{-1}$ 以上では γ_p が γ_i と同程度になっていることがわかった。
- (4) MCSの結果から、高 E/p においては、電子エネルギー分布の高エネルギー側の裾の形状の変化に対し一次電離係数の値はあまり敏感に変化しないことがわかった。本論文で示した電離係数の値は、封入ガス圧依存性が見られない条件で求められたものであるが、全ての測定条件において電子エネルギー分布が完全に平衡状態に達していることを証明することはできない。しかし、MCSの結果を考慮すると、得られた電離係数はほぼ妥当な値であると考えられる。
(平成11年3月29日受付, 同11年6月14日再受付)

文 献

- (1) S.J.Backman and A.V.Phelps, *J.Chem.Phys.*, **82**, No.11, pp.4999-5011 (1985)
- (2) H.A.Blevin, J.Fletcher and S.R.Hunter, *Aust.J.Phys.*, **31**, pp.299-312 (1978)
- (3) D.J.Rose, *Phys.Rev.*, **104**, pp.273-7 (1956)
- (4) S.C.Haydon and H.M.Stock, *Aust.J.Phys.*, **19**, pp.795-803 (1966)
- (5) M.A.Folkard and S.C.Haydon, *Aust.J.Phys.*, **24**, pp.527-42 (1971)
- (6) H.A.M.Blasberg and F.J.Hoog, *Physica*, **34**, pp.63-5 (1975)
- (7) 下妻光夫, 北海道大学学位論文 (1983)
- (8) 三木, 佐藤, 伊藤, 中尾, 田頭, 電気学会放電研究会資料, ED-93-90, pp.1-10 (1993)
- (9) 例えば, K.Yoshida, Takeshi Ohshima, Hitoshi Ohuchi and H.Tagashira, *J.Phys.D:Appl.Phys.*, **28**, pp.2478-82 (1995)
- (10) 川島, 佐藤, 伊藤, 中尾, 田頭, 電気学会放電研究会資料, ED-95-121, pp.41-8 (1995)
- (11) M.A.Folkard and S.C.Haydon, *Aust.J.Phys.*, **24**, pp.519-26 (1971)
- (12) H.Tagashira and J.Lucas, *Brit.J.Appl.Phys.*, **2**, pp.867-80 (1968)
- (13) A.V.Phelps, *J.Phys.Chem.Ref.Data*, **19**, pp.653-75 (1990)
- (14) D.Rapp and P.Englander-Golden, *J.Chem.Phys.* **43**, pp.1464-79 (1965)
- (15) I.R.Cowling and J.Fletcher, *J.Phys.B*, **6**, pp.665-74 (1973)

佐藤孝紀（正員） 1963年12月17日生。1986年室蘭工業大学工学部電気工学科卒業。1991年北海道大学大学院工学研究科博士後期課程電気工学専攻修了。同年室蘭工業大学勤務。現在に至る。工学博士。気体放電の基礎過程およびプロセスプラズマのモデリングに関する研究に従事する。応用物理学会、放電研究グループ会員。



田頭博昭（正員） 1933年1月13日生。1958年北海道大学工学部電気工学科卒業。1961年同大学大学院工学研究科博士課程中退。同年北海道大学勤務。1996年北海道工業大学勤務。1998年2月室蘭工業大学長。現在に至る。工学博士、Ph.D.(リバプール大学)。応用物理学会、プラズマ核融合学会、溶接学会、照明学会、放電研究グループ会員。



工藤恵優（非会員） 1973年4月20日生。1996年室蘭工業大学工学部電気工学科卒業。1998年室蘭工業大学大学院工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻修了。同年(株)富士電機に入社。現在に至る。



三木維康（非会員） 1968年8月1日生。1992年室蘭工業大学工学部電気工学科卒業。1994年室蘭工業大学大学院工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻修了。同年(株)日立製作所に入社。現在に至る。



川島雅人（非会員） 1972年4月1日生。1994年室蘭工業大学工学部電気工学科卒業。1996年室蘭工業大学大学院工学研究科博士前期課程電気電子工学専攻修了。同年NTTデータ北海道テクシス(株)に入社。現在に至る。



伊藤秀範（正員） 1951年10月26日生。1975年北海道大学工学部電気工学科卒業。1980年同大学大学院工学研究科博士後期課程電気工学専攻修了。同年徳島大学工業短期大学部勤務。1984年室蘭工業大学勤務。現在に至る。工学博士。応用物理学会、日本物理学会、放電研究グループ会員。

