冷陰極放電における陰極降下理論の見直し

正員 真 瀬 寛 (茨城大)
 非会員 田 辺 利 夫 (茨城大)
 正員 池 畑 隆 (茨城大)

Some Comments on Cathode Fall Theories in Low Pressure Glow Discharge

Hiroshi Mase, Member, Toshio Tanabe, Non-member, Takashi Ikehata, Member (Ibaraki University)

Conventional theories of cathode fall in the glow discharge are based on the collisional sheath model in which the electron multiplication M and the self-sustaining condition $\gamma(M-1)=1$ have important roles. However, these theories still involve some principal problems to be solved, when we will derive the self-consistent solution.

We discuss the problems, considering the stable cathode sheath formation. We also reconsider the early collisionless sheath theory proposed by Gütherschulze and Ryde before the collisional sheath theories and discuss the possibility of solving more exact solution by using improved collisionless sheath theory.

キーワード：冷陰極放電，グロー放電，陰極降下理論，陰極シース形成，放電維持機構

1. はじめに

二極放電においては，その方式・形態によらず，負電極（陰極）の前面に大きな電位降下を伴った境界層が，自己形成される。この境界層（陰極降下あるいは陰極シースと呼ばれる）は，放電を支配する重要な役割を果たしている。それゆえ，古くからこの現象に関心をもたれ多くの実験的・理論的研究がなされてきている。特に，冷陰極放電（グロー放電）における研究は，群を抜いて多い。それだけに，冷陰極放電における陰極降下についての問題が残されているといえよう。

冷陰極放電における初期の陰極降下理論は，Cüntherschulze (1925), Ryde (1923) によって提案された無衝突シース理論であった⁽¹⁾。この理論は，当時の実験結果との良い一致が得られたにもかかわらず，陰極シース内での電子の衝突電離過程を重視した理論，衝突シース理論にとって替わられる。その主な理由は，正規グロー放電におけるシース内の電界の空間的变化とイオン対の発生機構を説明できなかったことによ

る⁽¹⁾，とされている。

その後発展した衝突シース理論は，そのほとんどが，陰極シース端を仮想陽極とみなし，その破壊現象から近接する立場をとっている。すなわち，陰極シース内の電子の衝突電離（電子増殖）過程を本質的かつ不可欠なものとしている⁽²⁾⁽³⁾。この複雑な過程の導入により，解の導出が極めて困難になり，適当な近似を用いざるを得なくなった。自己無撞着的に求められた解か否か，しばしば問題にされるのはこのためである⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

これに対して，無衝突シース理論の取扱いは単純である。たしかに初期の理論には，明らかな不備があった。しかし，実験結果との良い一致が得られた事実⁽¹⁾は見過ごしてはならないだろう。理論上の不備は，陰極シースがプラズマを一定状態 (n, T_e) に保つために必要な境界層であるという視点（プラズマ平衡の導入）で補うことができる⁽⁶⁾。ここで， n はプラズマ密度， T_e は電子温度である。従来の衝突シース理論は，冷陰極固有の現象のみを対象としており，他の方式・形態の放電（例えば，熱陰極二極放電）への拡張が不

可能である。これに対して、無衝突シース理論は、放電の形式・形態によらない陰極シースの一般的取扱いが可能である⁽⁶⁾。

著者らは次の2点から陰極シース内の電離は必須の過程ではないと考えている。低気圧低電圧大電流グロー放電（現在は $>1 \text{ A/cm}^2$ も可能⁽⁷⁾）では、シースの厚さは電子の平均衝突電離距離よりはるかに小さくなり得ること（従来も大部分のイオン対は負グロー領域、すなわちプラズマ中で発生することが知られている⁽⁸⁾）。第二は、シース内電離がシースの安定条件 ($\nabla^2 \phi < 0$) を壊す方向に働くということである。ここでは主として、安定な陰極シースが形成されるための条件から、従来の衝突シース理論の問題点を議論する。更に、無衝突シース理論を再評価しその有効性を指摘する。

2. 安定な陰極シースの形成

安定な陰極シースが存在するためには、陰極とプラズマの間に正の空間電荷層が形成されなければならない。すなわち、シース内の電位 ϕ は、

$$\nabla^2 \phi = -\frac{e}{\epsilon_0}(n_i - n_e) < 0 \quad (1)$$

を満たす必要がある。ここで、 n_i 、 n_e はイオンおよび電子密度である。また、 $-e$ は電子の電荷、 ϵ_0 は誘電率である。

いま、簡単のため一次元シースを考える（図1）。電子およびイオン電流 J_e 、 J_i は、

$$\frac{dJ_e(x)}{dx} = \alpha(x)J_e(x) \quad (2)$$

$$J_i(x) = J - J_e(x) \quad (3)$$

図1 一次元シースモデル（無衝突シースでは、電子増殖 $M(x)=1$ 、プレシース領域は省略）

Fig.1. One dimensional sheath model (electron multiplication $M(x)=1$ in the collisionless sheath, pre-sheath region is not indicated).

および境界条件、

$$J_e(0) = \gamma J_i(0), \quad \delta J_e(d) = J_i(d) \quad (4)$$

で表される。ここで、 d はシースの厚さ、 J は放電電流密度である。また、 $\alpha(x)$ は電離係数、 γ 、 δ は $x=0$ 、 d における J_e と J_i の比であり、陰極およびプラズマ状態に関連した量である。 J 、 J_e と電子およびイオンの速度 v_e 、 v_i を用いて(1)式を書き換えると、

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{J}{\epsilon_0 v_i(x)} \left[1 - \left(1 + \frac{v_i(x)}{v_e(x)} \right) \times \left(\frac{\gamma}{1+\gamma} \right) \frac{J_e(x)}{J_e(0)} \right] < 0 \quad (1')$$

となる〔正しくは、シースに流入し反射されるプラズマ電子（電流に寄与しない）による空間電荷効果を導入すべきであるが、ここでは省略してある。これについてはあとで議論する〕。(2)、(4)式から電子増殖、

$$\frac{J_e(x)}{J_e(0)} = e^{\int_0^x \alpha dx} \equiv M(x) \quad (5)$$

を得る。更にここで、線形破壊理論で用いられる表現⁽¹⁾⁽²⁾、

$$\gamma(e^{\int_0^x \alpha dx} - 1) \equiv M^*(x) \quad (6)$$

を導入すると、(1')式は、

$$\left\{ 1 + \frac{v_i(x)}{v_e(x)} \right\} \frac{M^*(x) + \gamma}{1 + \gamma} < 1$$

の場合に満足する。従って、安定なシースが形成されるためには、 $0 \leq x < d$ で $M^*(x)$ は、

$$M^*(x) < (1 + \gamma) \left\{ 1 + \frac{v_i(x)}{v_e(x)} \right\}^{-1} - \gamma \approx 1 - (1 + \gamma) \frac{v_i(x)}{v_e(x)} \quad (7)$$

でなければならない。(7)式は $E(x) > 0$ ($0 \leq x < d$)、 $E(d) \approx 0$ のための条件にもなっており（その手続きは省略）、安定なシース形成のための条件である。

シース端 $x=d$ で $n_e = n_i$ とすると、 d は

$$M^*(d) \approx 1 - (1 + \gamma) \frac{v_i(d)}{v_e(d)} \quad (8)$$

を満たすように与えられる。

3. 従来の陰極降下理論、衝突シース理論の問題点

〈3・1〉 陰極シースの安定条件 従来の衝突シース理論では、シース端を仮想陽極と見なした線形破壊の理論式（タウンゼントの自続放電の式）、

$$M^*(d_a) = \gamma(e^{\int_0^{d_a} \alpha dx} - 1) = 1 \quad (9)$$

を用いてシースの厚さ d_a を求めている⁽¹⁾⁽²⁾。これは、(8)式において $v_i(d_a) = 0$ とした場合に相当しており、(8)式と大差ないように思われるかも知れない。

破線：従来の理論の条件式(9)式による。
実線：新しい条件式(8)式による。

図2 陰極シース端近傍における n_e/n_i および E/E_0 の様子

Fig. 2. Variation of space charge and electric field near the cathode sheath edge.

しかし、 $v_i(d_a)/v_e(d_a) = \mu_{iv}/\mu_{ev} \ll 1$ (例えば、 $v_{iv} = \mu_{iv}E^v$, $j=e, i$; $v=1, 1/2$ の場合、 $v_i(d_a)=0$ すると(1')式は $x=d_a$ で成立たない) であるが、正の値をとるから、 $n_i \geq n_e$ 、 $E \geq 0$ を満たす真のシース端 $x=d$ は、常に仮想陽極 $x=d_a$ より陰極側に存在することになる ($d < d_a$)。そして、 $d < x < d_a$ には負の空間電荷層が出現することになる (図2)。これは、最初にシース端を仮想陽極とした考えに矛盾する。

図1に示したように、シース端と陽極間はプラズマ ($n_i = n_e = n$) で満たされる。 $d < x < d_a$ に出現した負の空間電荷層 (電子) は速やかに拡散し、 $n_i = n_e = n$ を達成すると考えられる。(9)式は、まさに仮想陽極の陰極側への進展 (破壊の進行) の端緒を与える条件式になっており、安定なシースが存在するための条件になっていない。つまり、陰極シースを決定するさいに(9)式を用いる限り、自己矛盾のない解を求めることは不可能であろう。わずかな相違であるが、正しくは(8)式を用いるべきであると思われる。

〈3・2〉 電子増殖 $M(x)$ 電子増殖 $M(x)$ は、電離係数 α 、

$$\alpha/p = Ae^{-BP/E} \dots\dots\dots (10)$$

を用いて、通常求められている。この式は、電界で加速された電子の速度分布が、わずかにシフトしたマクスウェル分布を達成した状態にある場合に正しい表現になっている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。つまり、一様電界が電子の平均自由行程に比べて極めて長間ばきにわたって存在する場合を前提とした式である。陰極シースはその厚さも薄く、電界の変化も大きい。従って、加速電子がシース内で十分熱化し準平衡状態に達するとは限らないから、(10)式の適用には注意を要する。また、(10)式によると、電子エネルギーが十分でない陰極近傍で α

が最も大きく、電離が最も起こりうると考えられるシース端近傍で、 $E \rightarrow 0$ 、 $\alpha \rightarrow 0$ となってしまう。この事実は、陰極シースが一様空間電荷で満たされることを説明するうえでは都合がよいが、問題であろう。(10)式に代わる、より適切な式を考慮する必要があると思われる。

〈3・3〉 その他の問題 更に、これらの式に電子とイオンの運動方程式 [衝突の効果をどのように組入れるか、(10)式と同じことが問われる。通常は、移動度理論が用いられている] を加えると一応すべての式がそろそろ。ただし、安定なシースの解が得られるかどうか確かめていない。実際の陰極シースは、プラズマから切離さずにプラズマ状態との関連 ($\delta \neq 0$) で議論されるべきであるが、それには更に複雑な手続きが必要となる⁽³⁾⁽⁵⁾。 δ は、 γ と異なり、プラズマ状態により決まる陰極降下電圧 ϕ_0 に強く関連するからである⁽⁶⁾。 $\delta = \text{定数}$ とした取扱いもあるが、厳密な陰極シースの解とは言い難いであろう。

このように、衝突シース理論では、冷陰極固有の γ 作用により正帰還された電子増殖を含む強い非線形過程を重視しており、それゆえにシースの厳密な解析を非常に困難にしているように思われる。また、陰極シースが“二極放電の形式・形態によらず、プラズマ状態を一定に保つために自己形成される境界層”である、というより一般的な視点からの解釈を難しくしている。

4. 無衝突シース理論

〈4・1〉 初期の無衝突シース理論 無衝突シース理論は、Gütherschulze と Ryde によって初めて提案された。彼らは、シース端を密度無限大のイオン源とみなし、電子による空間電荷の中和効果を無視して、次の式、

$$J = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{\phi_0^{3/2}}{d^2} (1 + \gamma) \dots\dots\dots (11)$$

を得ている。ここで M はイオン質量である。また、(11)式が当時の Aston と Watson の実験結果と実によく一致すること、すなわち、陰極シースを無衝突シースとして取扱って差し支えないことを示した⁽¹⁾。

いうまでもなく、(11)式はイオン電流に関する Child-Langmuir の式である。二極管の電極間隔とは異なり、陰極シースの厚さ d はプラズマ状態によって変化し、固定されていない。彼らの理論の問題点は、先に述べた $E(x)$ の不一致ではなく、実はシースをプラズマから切離したために、シース電圧 ϕ_0 とそ

の厚さ d を独立に求められない点にあった。放電プラズマとの関連においてシースの問題を解決すれば、衝突シース理論に比べてはるかに厳密な取扱いが可能になる。

〈4・2〉 新しい無衝突シース理論 ここでは、新しい無衝突シース理論のあらましを紹介するにとどめる。無衝突シースにおいては、 $\alpha=0$ 。従って、 $J_e(x)=J_e=$ 一定、 $J_i(x)=J_i=$ 一定である。これらを(1')式に入れると、(1')式を満たす条件、

$$\gamma \frac{v_i(x)}{v_e(x)} < 1 \quad \dots\dots\dots (12)$$

を得る。更に、

$$\frac{v_i(x)}{v_e(x)} = \sqrt{\frac{m\{\phi_0 - \phi(x)\}}{M\phi(x)}}$$

を用いて、(12)式を書き換えると、

$$\frac{\phi(x)}{\phi_0} > \gamma^2 \frac{m}{M} \sim 10^{-5} \quad \dots\dots\dots (13)$$

となる。

ここで、 m 、 M ：電子およびイオンの質量
冷陰極では $\gamma < 1$ であるから、(13)式は、陰極のごく近傍を除いて $d^2\phi/dx^2 < 0$ を満たすことを示している。従って、陰極シース内での一次電子によるイオン空間電荷の中和は無視できる。ただし、無衝突シースにおけるシース端では、一次電子による空間電荷は無視できるが、(1')式で省略したプラズマから流入する電子による空間電荷中和効果を考慮する必要がある。安定な陰極シースが形成されるためには、シース端 ($x=d$) で、いわゆる Bohm 条件を満たさなければならない。シース内で $n_e \approx 0$ として、図1の境界条件で(1)式を解くと、(11)式が得られる。

一方、(4)式の境界条件から、(9)式に相当する放電自統条件、

$$\gamma\delta=1 \quad \dots\dots\dots (14)$$

が与えられる。 γ はほぼ定数と考えてよい⁽¹¹⁾。 δ は、 $e\phi_0$ に加速された一次電子流と、その運動エネルギーによって n 、 T_e に保たれているプラズマから陰極シースに流入するイオン電流 [Bohm の電流、 $J_i = (1/2)en\sqrt{(kT_e/M)}$] との比である。 δ は、プラズマ粒子の発生・消滅過程とエネルギー収支の平衡条件 (プラズマ平衡) から求められる。陰極降下 ϕ_0 は、(14)式を満たすように決定される。

J と ϕ_0 によって陰極シースの厚さ d は、(11)式より

$$d = \left[\frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{\phi_0^{2/3}}{J} (1+\gamma) \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (15)$$

と求められる。プラズマを一定状態 (n 、 T_e) に保つた

めに、一次電子によってプラズマに注入されるエネルギー $J_e\phi_0$ に見合った境界層が形成されることになる。

よく知られているように、グロー放電では、放電を維持するための電圧および電流密度に下限が存在する (正規グロー電圧 ϕ_n 、電流密度 J_n)。初期の理論では、これらの諸量の説明が不可能であった。

これについては、次のように説明できる。(14)式とプラズマ平衡の式から、

$$\phi_0 = \frac{\phi_i}{\gamma} F(\eta) \geq \frac{\phi_i}{\gamma} = \phi_{\min} (\equiv \phi_n) \quad \dots\dots\dots (16)$$

を得る⁽⁶⁾ (詳細は省略)

ここで、 $F(\eta)$ ：プラズマ粒子とエネルギー

の損失にかかわる量、 ϕ_i ：電離電圧

$\phi_{\min}$ は陰極降下の下限であり、 ϕ_n に相当する。 $\phi_{\min}$ は、冷陰極放電で無損失のプラズマを発生させた場合 [$F(\eta)=1$] の放電維持条件で決まる。つまり、1個の一次電子は $(1/\gamma)$ 個のイオンを発生しなければならない。そのためには、一次電子は少なくとも $(1/\gamma)e\phi_i$ にまで加速されなければならないことを意味している。

今、高密度放電モードから低密度モードへと近づけた場合を考えよう ($J\phi_0 \rightarrow J_{\min}\phi_{\min}$)。 J の変化に対して ϕ_0 は大きく変化しないとすると、シースの厚さ d は大きくなる。無衝突シース理論が意味をもつ d の上限は、シース内で電離が起こらない条件で決まる。すなわち、シースの厚さ d は、

$$d \leq \frac{1}{n_{a0}p\sigma_i(\phi_{\min})} = d_{\max} (\equiv d_n) \quad \dots\dots\dots (17)$$

となる。

ここで、 $\sigma_i(\phi_{\min})$ ：電離断面積、 $n_{a0}p \equiv n_a$ ：

中性粒子密度、 p ：気体圧力

電流密度の下限は、(11)、(16)、(17)式から、

$$\left. \begin{aligned} J &\geq G \frac{\phi_{\min}^{3/2}}{d_{\max}^2} = J_{\min} (\equiv J_n) \\ G &= \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} (1+\gamma) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (18)$$

のように求められる。 $p \times (17)$ 式、 $p^{-2} \times (18)$ 式により、 d_n 、 J_n の相似則、

$$d_n p = \{n_{a0} \sigma_i(\phi_n)\}^{-1} = \text{一定}$$

$$\frac{J_n}{p^2} = G \frac{\phi_n^{3/2}}{(d_n p)^2} = \text{一定}$$

を得る。これで正規グロー放電の諸量 ϕ_n 、 d_n 、 J_n を決めることができた。

しかし、(17)式についてはその物理的意味をシースの安定性から吟味しておく必要がある。今、シース端内側近傍で電離が起こったとする ($d = d_{\max} + \Delta$)。

発生したイオンはすべて陰極に向かい、イオン電流の増加を促す。一方、発生した二次電子はプラズマに流入するが、その数もエネルギーも小さくプラズマに大きな状態変化を与えることはない。従って、 ϕ_0 の変化も小さいと考えてよい($\phi_0 \approx \phi_{\min}$)。イオン電流の増加は(15)式によってシース厚の減少をもたらす($d = d_{\max} + \Delta \rightarrow d_{\max}$)。つまり、シース端は、その内側で電離が起こらないように自己調整されることになり、 $d > d_{\max}$ では安定なシースは存在しない。 $d_n p$ の測定結果は、電離断面積の測定値から求めた $(n_{\sigma 0} \sigma)^{-1}$ よりもやや大きい値になるが、気体による依存性はよく合っている⁽⁶⁾。従って、それらは(17)式が妥当であることを示しているといっていよう。

正規グローモードでは、陰極シースの電界が距離により直線的に減少する($d^2\phi/dx^2 = \text{一定} < 0$)ことが実験で確かめられている。(11)式から求めた電界は、距離の1/3乗で変化し実験結果と一致しない。この理由によって、無衝突シース理論は衝突シース理論にとって替わられる理由の一つになったという。しかし、無衝突シースでも、二速度分布をもつイオン流を考慮すると、 $d^2\phi/dx^2 = \text{一定} < 0$ を説明することが可能である。

無衝突シースで近似的に一樣空間電荷層が形成されるためには、滞在時間の長いイオン(捕捉粒子)がシース内に存在することと、電流を運ぶ速いイオン(通過粒子)がなければならない。シースの厚さが大きくなると、プラズマから流入するイオンは、シース内で極めてまれにイオン-中性粒子衝突が起こりうる状態になる。この衝突によって散乱を受けたイオンは遅いイオン群を、それを経験しないイオンは速いイオン群を形成する⁽¹²⁾。遅いイオン群はシース内に長くとどまるから、ほぼ一樣な空間電荷層を形成する。他方、速いイオン群は空間電荷には寄与せずもっぱら電流を運ぶ。このようなモデルで、 $E(x) \approx E_0(1-x/d)$ を説明できる⁽¹³⁾。正規グロー放電ではシース厚が最大になり、わずかなイオン-中性粒子衝突が起こりうる状態になる。それにより発生した遅いイオン群が、シース形成に大きな役割を果たしていると予想される⁽¹⁴⁾。電子-中性粒子衝突については、衝突が弾性的である限り、それによるエネルギー損失が小さく影響は少ない。

以上、新しい無衝突シース理論は、問題のあった正規グローの諸量についても矛盾ない説明が可能である。この理論は、既に生成されている放電プラズマを一定状態に保つための境界層を対象としている。換言すれば、破壊後の高密度グロー放電からの近接といえる。

これに対して衝突シース理論は、低密度のタウンゼント放電からの近接といえよう。タウンゼント放電→グロー放電の相変化(強い非線形現象、放電破壊)を対象としたため、その取扱いは必然的に複雑にならざるを得なくなった。しかも、冷陰極放電固有の理論となっている。初期の理論の不備をプラズマ平衡の導入によって補った新しい無衝突シース理論は、境界条件を適切に選ぶことにより、熱陰極放電・マグネトロン放電・ホロー陰極放電・RF放電などの電極-プラズマ間の境界層の取扱いにも拡張できる⁽⁶⁾⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾。

5. ま と め

安定な陰極シースの形成という視点を中心にして、従来の理論を見直した。電子増殖過程を重視した従来の衝突シース理論では、シース端を決定するために、線形破壊の理論式を導入しているが、自己矛盾のない取扱いをするうえで大きな問題があることを明らかにした。また、衝突シース理論に先だって提案された無衝突シース理論を再評価し、初期の理論の不備を補うことにより、冷陰極放電における陰極シースばかりでなく放電の形式・形態によらない陰極シースの一般的な取扱いが可能になることを示した。最近では、低気圧低インピーダンス放電によるプラズマ生成が盛んに行われており、それらの放電維持機構を解明するうえでも、無衝突シース理論のなお一層の発展が望まれよう。

本研究は、文部省科学研究費重点研究“反応性プラズマの制御”および財団法人新生資源協会研究助成金の援助を得て行われた。

(平成2年7月25日受付, 同3年1月10日再受付)

文 献

- (1) G. Francis: The Glow Discharge at Low Pressure in Handbuch der Physik, Bd. XXII, Sect. 33, ed. S. Flügge (1956) Springer-Verlag
- (2) A. v. Engel & M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen, Bd. II, Sect. 29 (1934) Verlag von Julius Springer
- (3) K. G. Emelius & J. R. M. Coulter: "Chromatic description in the negative glow-cathode fall space transition zone", *J. Phys. D*, 17, 1167 (1985); "Notes on the light from the cathode fall space in glow discharges", *J. Phys. D*, 16, 2181 (1983)
- (4) A. L. Ward: "Calculation of cathode-fall characteristics", *J. Appl. Phys.*, 33, 2789 (1962)
- (5) A. J. Davies & J. G. Evans: "Analysis of the one dimensional steady-state glow discharge", *J. Phys. D*, 13, L 161 (1980)
- (6) H. Mase, T. Tanabe & T. Ikehata: "New concept of cathode fall region in glow discharge", Proc. XVIII Int. Conf. Phen. Ion Gas. ICPIG, IV, 746 (1987); 「冷陰極放電における陰極降下の新しい解釈」, 電気学会研資, EP-86-24, ED-86-94 (昭61)
- (7) H. Mase, T. Tanabe & T. Ikehata: "Superdense hollow cathode discharge and its application to ion sources",

- Nucl. Instrum. Method. Phys. Res. B 37/38, 120 (1989)
- (8) 例えば, 本多侃士: 気体放電現象, 7章4節 (昭39) 東京電機大学
 - (9) 石原・木原: 気体論 (下), 49節 (昭30) 岩波書店
 - (10) 八田: 気体放電, 4章1節 (昭35) 近代科学社
 - (11) 同上, 4章7節
 - (12) H. Mase, T. Tanabe & T. Ikehata: "Energy distribution of ions bombarding target immersed in plasma", Proc. 8th Sympo. Dry Process, DPS-86, 18 (1986) Tokyo
 - (13) H. Mase, T. Tanabe & T. Ikehata: "Boundary layer between plasma and solid surface", Proc. 8th Int. Sympo. Plasma Chem. ISCP, 1, 273 (1987) Tokyo
 - (14) この場合, 正規グロー電流は(1)式とボームの電流から $J_n/p^2 \approx 2(1+\gamma)(kT_e/M)^{1/2}(\phi_n/(d_n^2) \sim (kT_e/e\phi_n)^{1/2}x$ (18)式と求められ, その値は測定結果ともよく合うようになる。文献(6)参照。
 - (15) H. Mase, T. Tanabe & T. Ikehata: "Main characteristics of Typical RF Discharge Plasma", Proc. 10th Sympo. Dry Process DPS-88, 98 (1988) Tokyo
 - (16) H. Mase, T. Tanabe & T. Ikehata: "Effects of magnetic field on dc magnetron discharge", Proc. 7th Sympo. Plasma Processing, 349 (1990) Tokyo

真瀬 寛 (正員)

昭和11年2月4日生。40年東北大学大学院博士課程修了。同年同大学工学部助手。41年茨城大学工学部助教授, 54年教授, 現在に至る。

工学博士。放電物理, プラズマ理工学の研究に従事。日本物理学会, 米国物理学会, プラズマ核融合学会会員。

田辺 利夫 (非会員)

昭和18年3月13日生。40年茨城大学工学部技官。45年茨城大学工業短期大学部卒業, 現在に至る。プラズマ応用の研究に従事。

池 畑 隆 (正員)

昭和29年11月22日生。58年筑波大学大学院博士課程修了。同年茨城大学工学部助手, 平成2年同助教授, 現在に至る。理学博士。主としてプラズマ理工学の研究に従事。日本物理学会, プラズマ核融合学会会員。