アルカリ金属冷陰極における放電特性と理論的検討

正員 松崎 秀 臣 (NHK 技研)

Discharge Characteristics and Their Analysis of Alkaline-Metal Cold Cathodes

Hideomi Matsuzaki, Member (NHK Sci. Tech. Res. Labs.)

In order to attain lower voltage operation of the glow-discharge devices such as a plasma display panel, the author intended to utilize the alkaline metals as the cathode material and made experimental and theoretical investigations of mainly normal cathode fall voltage V_n . First, in the experimental tubes of simple structure Cs, Rb, K, Na, and Li were introduced by vapor phase deposition and the cold-cathode voltage-current characteristics were measured for various noble gases leading to obtain the values of V_n . As a result it was revealed that V_n in these cathodes were lower by about half than that in the conventionally used Ni cathode. Second, in order to get a guide to search cathode materials, Hagstrum's theory of ionic secondary electron emission coefficient γ_i in the metal was arranged and applied to various combinations of work function, Fermi energy of cathode materials, and ionization energy of the discharge gases resulting in the derivation of comparatively simple expressions and calculations of the γ_i . Moreover, by combining these results with the Ward's theory of cathode fall, theoretical values of V_n was obtained and compared with the above mentioned experimental values.

キーワード：アルカリ金属，陰極降下電圧，二次電子利得 γ_i ，Auger 中和，ガス放電表示パネル

1. ま え が き

一般に、グロー放電を利用した冷陰極放電管においては陰極降下電圧が動作条件との関係で最も重要な物理量となっている。一例として、最近研究開発が進んでいるガス放電表示パネル⁽¹⁾では発光効率の向上が課題となっており、この観点および駆動回路の簡易化などから、放電電圧の低減化が強く望まれている。これには陰極材料として二次電子放出しやすい物質を使用して、陰極降下電圧を下げるのが有効であるが、パネル特有の構造と製作条件による制約などから、まだ決め手となるようなものが見いだされていないのが現状である。

ここでは、低電圧陰極材料探索の試みの一つとして、アルカリ金属を蒸気で導入・被着させる方法を取上げ、基礎的な実験を行った。この結果、各種希ガスを封入したときの電圧電流特性を明らかにすると共に、正規グロー放電状態における陰極降下電圧の大き

さを定量的に求めることができた。次に、今後の広範な陰極材料の探索に備えて、その指針を得るため、イオンによる金属の二次電子利得 γ_i について理論的な考察ならびに計算を行い、材料固有の物理量と γ_i の関係を明らかにすると共に、陰極降下理論と組合せることにより、アルカリ金属における実験結果との比較検討を行ったので、以下にその概要を説明する。

2. 実験方法

実験は、基礎的な放電特性を知る目的から、図1に示すような簡易構造の実験管を用いて行ったが、アルカリ金属を被着させる陰極基板には直径 10 mm の Ni 円板を、また陽極には Ni のメッシュを使用して、これを 3 mm の間隔で対置させた。陰極基板の背後には各種アルカリ金属の蒸気を発生するデイスペンサをそれぞれ配置し、あらかじめ真空中で通電加熱することにより蒸気を発生させて、基板上に被着させるようにした。ここで、蒸気発生機構はアルカリ金属のクロ

表 1 正規陰極降下電圧 V_n の測定値(左側)および理論値(右側)
Table 1. Measured(left) and theoretical(right) values of normal cathode fall V_n .

単位: V

	He		Ne		Ar		Kr		Xe		He-Xe (2%)	
Li	86 ?	109	78 ?	89	92 ?	67	—	66	—	69	101~85 ?	—
Na	89	106	77	85	80	62	75	60	72	57	82	—
K	79	103	70	82	65	59	60	55	56	51	70	—
Rb	74	101	59	81	62	58	58	54	53	50	67	—
Cs	71	101	59	81	54	58	57	54	51	49	65	—
Ni	140	173	150	150	175	151	195	176	220	227	200	—

図 1 実験管 (単位: mm)
Fig. 1. Experimental tube (unit: mm).

ム酸化物を Zr などで還元する方式によるものである。

3. 実験結果

実験は Cs, Rb, K, Na, および Li の五種類のアルカリ金属と比較のための Ni について試み, 概して再現性のあるデータを得ることができたが, Li 陰極の場合に限り, 被覆が薄かったせいか安定性などが悪く, 有意な結果が得られなかった。図 2 は電圧電流特性の測定例として, Rb 陰極を備えた実験管に各種希ガスを 30 Torr 封入したときの結果を示したものである。この場合, 放電維持電圧 (電極間距離が小さいところから陰極降下電圧にほぼ等しいと考えてよい) は 50~80 V の間にあり, Xe を封入したときが最も低電圧で, 次いで Kr, Ar, Ne, He の順になっている。この傾向は他のアルカリ金属についてもほぼ同様であるが, Ni など通常の金属の場合とは逆の順になっている点が注目される。また, 同一封入ガスで陰極の異なるものを比較すると, Cs, Rb が最も低電圧であり, K, Na がこれに次ぐが, いずれも Ni の場合よりも大幅に低電圧となっている。この模様を, 一例として, カラー放電表示パネルに試用されている He-Xe 混合ガスについて比較して示したのが図 3 である。

図 2 電圧電流特性の測定例
Fig. 2. An example of measurements of voltage-current characteristics.

図 3 各種陰極の電圧電流特性の比較
Fig. 3. Comparison of voltage-current characteristics for various cathodes.

次に, 測定により得た電圧電流特性から, 放電維持電圧の最小値に着目して正規グロー放電状態の陰極降下電圧 V_n を求めたので, この結果を一括して表 1 に示す。同表には理論的に算出した値も併せて記入したが, これについては第 6 章で説明する。なお, 実験によれば, 表に記載の値より 10~20 V 低い値が観測されることがあったが, これはアルカリ金属バルクの値ではなく皮膜として動作したときの値ではないかと考えている。また, 表中の ? マークは再現性の良くない

結果 (いずれも Li の場合だけ) を示している。

4. 陰極降下理論のまとめ

実験と理論とを比較検討するため, 正規グロー放電状態の放電諸量に関し, Ward の理論⁽²⁾ を適用して各種表式の導出を行ったので以下に要約して述べる。希ガスの場合, 電離係数 α の電界 E に対する依存性は, $\alpha/p = A \exp(-B\sqrt{p/E})$ でよく表される (A, B の値については表 2 参照) が, これを用いて Poisson 方程式を解くと, 陰極降下電圧 V_n , 換算電流密度 j_n/p^2 , 陰極暗部の換算厚さ pd_n , および陰極面の換算電界強度 E_{on}/p はそれぞれ次式のように与えられる。

$$V_n = 1.9202(B^2/A)\{\ln(1+\gamma_i^{-1})\} \equiv V_n^0 F(\gamma_i) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$j_n/p^2 = (1.7938 \times 10^{-2}) \epsilon_0 (k_+ AB^3) \{(1+\gamma_i)/\ln(1+\gamma_i^{-1})\} \equiv (j_n^0/p^2) G(\gamma_i) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$pd_n = 8.534(1/A)\{\ln(1+\gamma_i^{-1})\} \equiv (pd_n^0) F(\gamma_i) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$E_{on}/p = 0.3750 B^2 = (5/3)(V_n/pd_n) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに, ϵ_0 は真空の誘電率, k_+ はイオンの移動度係数 (表 2 参照), γ_i は陰極におけるイオンの二次電子

利得である。前式から明らかなように, V_n などはガスの種類によって一義的に決まる因子 V_n^0 などと γ_i のみの関数 $F(\gamma_i)$ または $G(\gamma_i)$ の積で与えられるが, 前者の値について表 2 に, 後者の関数は図 4 にそれぞれ示すとおりである。ここで, γ_i はガスの種類と陰極の種類の両方に関係するが, これについては次章以降で詳述する。なお, 上記諸量については α の E 依存性として別の関係式を用いた導出が土手⁽³⁾, Pech⁽⁴⁾ によりなされているが, V_n^0 について見た場合, Ne, Ar, Kr, Xe ではほぼ同一の値が得られているのに対し, He では本取扱いより 10.5% 小さい値となっている。

5. イオンによる二次電子放出の理論

固体表面にイオンが入射したときの二次電子放出現象に関しては, これまで個々の物質に対してはかなり精緻な理論が展開されており⁽⁵⁾⁽⁶⁾, 二次電子利得 γ_i や電子エネルギー分布について実験との間に良好な一致が得られている。しかし, グロー放電用の冷陰極材料の探索や評価など, 工学的に便宜に資するような一般的な理論表式は未だ与えられていないのが現状である。そこで, この観点から金属を対象として γ_i を求める試みを行ったので以下に述べる。

<5・1> 二次電子放出の機構

Hagstrum らの研究によれば⁽⁵⁾, イオンによる二次電子の放出は, 通常の放電現象などで見られるような低速イオンの場合, その運動エネルギーにはあまり依存せず, もっぱらポテンシャル (内部) エネルギーによって引起こされる。この場合, 放出の機構としては次の二種類が主要なものと考えられている。

(i) Auger 中和 (1 段階過程)

(ii) 共鳴中和 + Auger 脱励起 (2 段階過程)

ここに, Auger 中和, 共鳴中和, および Auger 脱励起の各遷移は図 6, 図 7 (a) および (b) にそれぞれ示されるが, 後二者は原子の励起単位, 特に準安定単位が関与したものである。いま, 固体金属の仕事関数を

図 4 関数 $F(\gamma_i)$ および $G(\gamma_i)$ のグラフ
Fig. 4. Graphs of the functions $F(\gamma_i)$ and $G(\gamma_i)$.

表 2 各種希ガスにおける諸定数⁽²⁾ ならびに放電諸量
Table 2. Constants⁽²⁾ and discharge parameters for various noble gases.

	He	Ne	Ar	Kr	Xe
A ($\text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$)	4.4	8.2	29.2	35.7	65.3
B ($\text{V}^{1/2}/\text{cm}^{1/2} \cdot \text{Torr}^{1/2}$)	14.0	17.0	26.6	28.2	36.1
k_+ ($\text{cm}^2/\text{Torr}^{1/2} \cdot \text{V}^{1/2}/\text{s}$)	4.1×10^4	1.7×10^4	8.3×10^3	5.4×10^3	4.0×10^4
V_n^0 (V)	85.5	67.7	46.6	42.8	38.3
j_n^0/p^2 ($\mu\text{A}/\text{cm}^2 \cdot \text{Torr}^2$)	0.786	1.088	7.24	6.87	19.48
pd_n^0 ($\text{cm} \cdot \text{Torr}$)	1.940	1.041	0.292	0.239	0.131
E_{on}/p ($\text{V}/\text{cm} \cdot \text{Torr}$)	73.5	108.4	266	298	488

実線はイオン、波線は準安定原子、破線は基底原子をそれぞれ示す

図 5 二次電子放出に関する諸遷移の関係を示すチャート

Fig. 5. Chart showing the relation of various transitions for secondary electron emission.

ϕ , 伝導帯の底から測ったフェルミエネルギーを ϵ_F , 同じく電子親和力を ϵ_0 ($\epsilon_0 = \phi + \epsilon_F$, 本章以降で用いる ϵ_0 は誘電率とは異なるので注意されたい) とし, イオンと金属表面との距離が s のときのイオン (原子) の電離エネルギーを E_i' , 準安定準位のエネルギーを E_m' とすると, (i) および (ii) が起こるための必要条件は, それぞれ $E_i' \geq \phi$ および $\epsilon_0 \geq E_i' - E_m' \geq \phi$ で与えられる。従って, 金属とガスの組合せの種類によっては (i) のみが起こる, あるいは (i) と (ii) の両方が起こる, の二つの場合があり得る。更に, 上記機構により実際に電子が放出されるための必要条件は (i) の場合が $E_i' > 2\phi$, (ii) の場合が $E_m' > \phi$ となることだが, 後述の考察などから明らかである。以上, イオンと金属の間に起こる諸遷移について, 電子が放出されない場合も含めて一括して図表化したのが図 5 である。

〈5・2〉Auger 中和に基づく二次電子利得 γ^N の導出

図 6 は Auger 中和における遷移過程を模式的に示したものである。この遷移確率はイオンと固体表面の距離 s によって大きく変化するが, 比較的緩慢にイオンが接近する場合にはいずれかの距離においてほぼ 100% 遷移が起こることが実験的に確認されている。従って γ^N の算出にあたっては遷移確率を直接計算する必要はなく, 遷移は必ず起こるものと考えて, そのうちの何% が外部に放出されるかという比率を求めれば十分である。

金属中の電子のエネルギー分布関数 $n(\epsilon)$ は, 状態密度 $\rho(\epsilon)$ とフェルミ・ディラック分布関数 $f(\epsilon)$ の積で与えられるが, 後者は常温付近では階段関数とみなしてよい。すなわち, $\epsilon \leq \epsilon_F$ のとき $f(\epsilon) = 1$, $\epsilon > \epsilon_F$ のとき $f(\epsilon) = 0$ 。さて, 図 6 のように電子 1 が原子の基底状態に移り, 電子 2 が同時に励起される場合, 遷移の行列要素は関与する電子のエネルギー ϵ_1, ϵ_2 にあまり依存しないと考えると, 励起電子のエネルギー

図 6 Auger 中和

Fig. 6. Auger neutralization.

分布 $N_i(\epsilon)$ は, 次式で与えられる。

$$N_i(\epsilon) \propto \rho_0(\epsilon) \int_0^{\epsilon_F} \int_0^{\epsilon_F} n(\epsilon_1) n(\epsilon_2) \times \delta(\epsilon - \epsilon_1 - \epsilon_2 + \epsilon_0 - E_i') d\epsilon_1 d\epsilon_2 \\ \equiv \rho_0(\epsilon) T \left[\frac{\epsilon + \epsilon_0 - E_i'}{2} \right] \dots \dots \dots (5)$$

ここに, $\delta(\)$ はディラックのデルタ関数でエネルギーの保存則を示す。また, $\rho_0(\epsilon)$ は励起電子に対する状態密度であり, $\rho_0 \propto \sqrt{\epsilon}$ と考えてよい。次に, このように励起された電子が外部に脱出するためには $\epsilon > \epsilon_0$ であることが必要であるが, この脱出確率を $P_e(\epsilon/\epsilon_0)$ とすると, 距離 s における二次電子利得 γ^N は次式で与えられることが明らかである。

$$\gamma^N = \int_{\epsilon_0}^{\infty} P_e \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right) \rho_0(\epsilon) T \left[\frac{\epsilon + \epsilon_0 - E_i'}{2} \right] d\epsilon / \int_{\epsilon_F}^{\infty} \rho_0(\epsilon) T \left[\frac{\epsilon + \epsilon_0 - E_i'}{2} \right] d\epsilon \dots \dots \dots (6)$$

ここに, $P_e(\epsilon/\epsilon_0)$ は速度分布の等方的な電子に対しては $(1/2)(1 - \sqrt{\epsilon_0/\epsilon})$ で与えられるが, Auger 中和による励起電子では等方的とは考えられず, これを考慮し

た式として、パラメータ f を導入した次のような式が与えられている。

$$P_e\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right) = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0} - 1}{\sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0} - (1-f^{-2})} \dots\dots\dots (7)$$

Hagstrum は W における実験結果との比較から f の値として 2.2 と決定した (等方的な場合は $f=1$ に相当する)。さて現実には、イオンは遠方より金属表面に到達する過程で遷移を起こすことから、我々の欲する γ^N は γ^N を s に関して平均したものでなければならないが、実際はある距離 $s=s_m$ において集中的に遷移が行われることが別の考察から知られている⁽⁵⁾。従

って (6) 式に現れる E_i' の値として、 $s=s_m$ における電離エネルギーを代入すれば、十分良い近似で γ^N が求められることになる。

実際の計算を行うには、 $n(\varepsilon)$ に含まれる状態密度 $\rho(\varepsilon)$ を与えなければならない。しかし、これは金属の種類によって千差万別であるので、ここでは $\rho(\varepsilon)=\text{一定}$ (フラットバンド) の場合と、 $\rho(\varepsilon) \propto \sqrt{\varepsilon}$ (放物形バンド) の二つの場合を想定して、両者につき計算を行った。実際の計算に便利のように、 $\varepsilon \equiv \varepsilon_0 x$ と変換して諸量を規格化すると、(6) 式は次式のように書き直される。

$$\gamma^N = \int_{\max(\alpha, 1)}^{\beta} P_e(x) \sqrt{x} T^*(x) dx / \int_{\max(\alpha, (\beta-\alpha)/2)}^{\beta} \sqrt{x} T^*(x) dx \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $\alpha \equiv (E_i'/\varepsilon_0) - 1$ 、 $\beta \equiv \{(E_i' - 2\phi)/\varepsilon_0\} + 1$ であり、 $(\beta - \alpha)/2 = \varepsilon_F/\varepsilon_0$ は 0 と 1 の間にある。また $T^*(x)$ は $\alpha < x < \beta$ のみ有限な関数で、状態密度の仮定の仕方に応じて、それぞれ次式のようなになる。

$$\begin{aligned} \left. \begin{array}{l} \text{フラット} \\ \text{バンド} \end{array} \right\} T^*(x) &= x - \alpha : \alpha < x \leq (\alpha + \beta)/2 \\ &= \beta - x : (\alpha + \beta)/2 < x < \beta \end{aligned} \dots\dots\dots (9)$$

$$\begin{aligned} \left. \begin{array}{l} \text{放物形} \\ \text{バンド} \end{array} \right\} T^*(x) &= (\pi/2)(x - \alpha)^2 \\ &= \sqrt{2(\beta - \alpha)}(\beta - x) \sqrt{x - \frac{\alpha + \beta}{2}} \\ &\quad + (x - \alpha)^2 \sin^{-1} \frac{\beta - x}{x - \alpha} \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

図 7
Fig. 7.

図 8 Auger 中和に基づく二次電子利得 γ^N の計算結果 ($f=2.2$)
Fig. 8. Calculated result of the secondary electron emission coefficient γ^N originating in Auger neutralization ($f=2.2$).

ここで、(10)式における x の範囲分けは(9)式の場合と同じである。(8)式から、 $\gamma^N > 0$ であるためには $\beta > 1$ が必要なることがわかるが、これは $E'_i > 2\phi$ であることを意味し、エネルギー保存の観点からみて当然の結果である。そこで、新しく $b_i \equiv (E'_i/\phi) - 2$, $a \equiv \epsilon_F/\epsilon_0$ なる量を定義して (この場合、 $\alpha = 1 - 2a + b_i - ab_i$, $\beta = 1 + b_i - ab_i$ となる), 前者を変数に、後者をパラメータとして γ^N を計算した結果が図8である。図から明らかなように、 γ^N は $\rho(\epsilon)$ の取り方によってそれほど大きくは変わらない。また、 γ^N は 0.5 以上にはなり得ず、 b_i に対してほぼ単調に増大するが、 a が小さいほど大きい。

〈5・3〉 Auger 脱励起に基づく二次電子利得 γ^D の導出 図7(a), (b)は、共鳴中和 (この逆過程は共鳴電離である) ならびに Auger 脱励起の遷移過程をそれぞれ模式的に示したものである。まず、イオンが固体表面に接近して共鳴中和が起こった場合、その後、更に s が小さくなり、 $\phi > E'_i - E'_m$ が満たされて共鳴電離が起こる (図5参照) ようなことがない限り、準安定原子は Auger 脱励起により基底準位に戻るものと考えられる。従って γ_i の成分としては上に求めた γ^N のほかに、以下で求める γ^D を考えれば十分である。また、準安定原子による二次電子利得 γ_m においては、この γ^D が主要な成分を占めるものと考えてよい。

さて、 γ^N を求めた場合と同様の手順に基づいて、励起電子のエネルギー分布 $N_i(\epsilon)$ を求めると次式となる。

$$N_i(\epsilon) \propto \rho_0(\epsilon) \int_0^{\epsilon_F} n(\epsilon_2) \delta(\epsilon_2 + E'_m - \epsilon) d\epsilon_2 \\ = \rho_0(\epsilon) n(\epsilon - E'_m) \dots\dots\dots (5')$$

次に、Auger 脱励起の場合も Auger 中和の場合と同じ脱出確率 $P_e(\epsilon/\epsilon_0)$ を用いることにすると、 γ^D は次式のように与えられる。

$$\gamma^D = \int_{\epsilon_F}^{\infty} P_e(\epsilon/\epsilon_0) \rho_0(\epsilon) n(\epsilon - E'_m) d\epsilon / \int_{\epsilon_F}^{\infty} \rho_0(\epsilon) n(\epsilon - E'_m) d\epsilon \dots\dots\dots (6')$$

以下、 E'_m として $s = s_m$ における値を用いることとし、実際の計算に便利なように、変数などを適当に変換、規格化すると、 γ^D は次のように表される。

$$\gamma^D = \int_{\max(\alpha, 1)}^{\beta} P_e(x) \sqrt{x} T^*(x) dx / \int_{\max(\alpha, \beta - \alpha)}^{\beta} \sqrt{x} T^*(x) dx \dots\dots\dots (8')$$

ここに、 $\alpha \equiv E'_m/\epsilon_0$, $\beta \equiv ((E'_m - \phi)/\epsilon_0) + 1$ であり、 $\beta - \alpha \equiv \epsilon_F/\epsilon_0$ は 0 と 1 の間にある。また、 $T^*(x)$ は $\alpha < x < \beta$ のみ有限な関数で、 $\rho(\epsilon)$ の仮定の仕方に応じて、それぞれ次式のように与えられる。

$$(\text{フラットバンド}) T^*(x) = 1 \dots\dots\dots (9')$$

$$(\text{放物形バンド}) T^*(x) = \sqrt{x - \alpha} \dots\dots (10')$$

(8')式から、 $\gamma^D > 0$ であるためには、 $\beta > 1$ が必要なることがわかるが、これは $E'_m > \phi$ であることを意味する。そこで新しく $b_m \equiv (E'_m/\phi) - 1$, $a \equiv \epsilon_F/\epsilon_0$ なる量を定義して (この場合、 $\alpha = 1 - a + b_m - ab_m$, $\beta = 1 + b_m - ab_m$ となる), 前者を変数に、後者をパラメータとして γ^D を計算した結果が図9である。図から、 b_m お

図9 Auger 脱励起に基づく二次電子利得 γ^D の計算結果 ($f = 2.2$)

Fig. 9. Calculated result of the secondary electron emission coefficient γ^D originating in Auger deexcitation ($f = 2.2$).

よび a に対する γ^D の変化の様子は、 b_i および a に対する γ^N の変化の様子と類似しているが、 a および $b_{i,m}$ が同じ値の場合には、 γ^D のほうが γ^N より大きい値を与えることがわかる。

〈5・4〉 ま と め 以上、本研究の理論的な考察から明らかになった点を要約すると次のようになる。

(1) イオンによる二次電子利得 γ_i は一般に γ^N と γ^D の二つの成分からなる。

(2) γ^N と γ^D は金属の仕事関数 ϕ とフェルミエネルギー ϵ_F 、および原子の電離エネルギー E_i と準安定準位のエネルギー E'_m を与えるとほぼ決まる。

(3) γ^N と γ^D 、従って γ_i は ϕ ならびに ϵ_F が小さいほど大きくなる。

(4) γ^N と γ^D 、従って γ_i は 0.5 以上にはなり得ず、 γ^N は $E'_i > 2\phi$ のときに、また、 γ^D は $E'_m > \phi$ のときにのみ有限な値をもつ。

ここで、 E'_i ならびに E'_m は、遷移が集中的に起こる距離 s_m (通常数Å) によるため、イオンの種類や速度ならびに金属の種類によって異なるが、グロー放電などで現れるような低速のイオンでは、孤立原子の E_i 、 E_m と大きくは違わないため (1~2 eV 小さくなる)、厳密な扱いを要しない場合、 E_i 、 E_m の値を用いて γ^N 、 γ^D を求めても大した過誤は生じない。

6. 実験結果との比較

初めに、アルカリ金属と希ガスを各種組合せた場合における γ_i の計算方法を簡単に説明する。図 5 のチャートに従って、実際に可能な二次電子放出過程を判定するには、金属面に近接した状態での原子のエネルギー準位差 $E'_i - E'_m$ を求める必要がある。Hagstrum の考察によれば⁽⁵⁾、 $E'_i - E'_m$ と孤立原子の準位差 $E_i - E_m$ との相違は、鏡像力、反発力、およびファンデルワールス力に基づくもので、このうち最後者のみが金属の種類によって異なる。しかし、ここではその違

いは小さいものと考えて、 W に対する彼の計算結果を引用することとし、各種希ガスの $E'_i - E'_m$ と各種アルカリ金属の ϕ ⁽⁷⁾、 ϵ_0 ⁽⁸⁾ との相関を示したのが図 10 である。ここに、使用した ϕ 、 ϵ_0 などの値は表 3 に示すとおりである。これから、アルカリ金属と希ガスの組合せの大部分において、Auger 中和のほかにも共鳴中和も可能なことがわかり〔共鳴中和が不可能な組合せは表 4 に () で示した〕、 γ^N と γ^D の両方を求める必要があることがわかる。

そこで前述の理論に従い、各種アルカリ金属および Ni についてこれらを計算した結果が表 4 である。こ

表 3 陰極金属の物性定数⁽⁷⁾⁽⁸⁾
Table 3. Physical constants of cathode metals⁽⁷⁾⁽⁸⁾.

	ϕ (eV)	ϵ_F (eV)	ϵ_0 (eV)
Li	2.9	4.72	7.62
Na	2.75	3.23	5.98
K	2.30	2.12	4.42
Rb	2.16	1.85	4.01
Cs	2.14	1.58	3.72
Ni	5.15	4.70	9.85

図 10 $E'_i - E'_m$ と ϕ 、 ϵ_0 の相関⁽⁵⁾
Fig. 10. Mutual relation of $E'_i - E'_m$ with ϕ and ϵ_0 ⁽⁵⁾.

表 4 希ガスの E_i 、 E_m ⁽⁵⁾ならびに γ^N 、 γ^D の理論計算値〔 () は共鳴中和が不可能な組合せ〕
Table 4. Values of E_i 、 E_m for noble gases⁽⁵⁾ and theoretically calculated values of γ^N 、 γ^D (impossible combinations for resonance neutralization are bracketed).

ガ ス		He		Ne		Ar		Kr		Xe	
E_i 、 E_m (eV)		24.58, 19.81		21.56, 16.61		15.76, 11.55		14.00, 9.91		12.13, 8.31	
二次電子利得		γ^N	γ^D	γ^N	γ^D	γ^N	γ^D	γ^N	γ^D	γ^N	γ^D
$f=2.2$	Li	0.39	0.39	0.37	0.37	0.31	0.32	0.27	0.29	0.20	0.25
	Na	0.41	0.41	0.40	0.39	0.36	0.35	0.33	0.33	0.29	0.30
	K	0.43	0.43	0.42	0.42	0.39	0.39	0.38	0.37	0.36	0.35
	Rb	0.44	0.43	0.43	(0.42)	0.40	0.39	0.39	0.38	0.37	0.36
	Cs	0.44	(0.43)	0.43	(0.43)	0.41	0.40	0.40	0.39	0.38	0.37
$f=1.0$	Ni	0.152	(0.170)	0.123	(0.144)	0.041	(0.085)	0.0166	(0.060)	0.0027	(0.032)

ここで、バンド構造としてはいずれも放物形バンドを仮定し、 E'_i , E'_m の値には簡単のためそれぞれ E_i , E_m の値 (表4に付記) をそのまま用いた。また、電子の脱出確率におけるパラメータ f の値は、アルカリ金属に対しては Hagstrum の検討結果を踏襲して 2.2 とした。これに対して Ni では等方的とした計算が武石によってなされ⁽⁹⁾、なぜか実験結果と良好な一致が得られているので、ここでもこの結果を尊重して $f=1.0$ とした。ただし、 ϕ の値には最新のデータを採用したので得られた値は若干異なっている。表4から、アルカリ金属における二次電子利得はいずれも極めて大きく、希ガスの種類による差異は Ni と比べてわずかなであることがわかる。また、 γ^N と γ^P を比較した場合、これらは極めて似通った値をもっていることが注目され、このことから、 γ_i の値としては両成分の配分比を求める (これには遷移確率の計算が必要で本研究の範囲を越える) までもなく、いずれか一方、例えば γ^N に等しいとして大過ない。

次に、第4章で紹介した(1)式に上述の結果を代入し、正規陰極降下電圧 V_n を計算したのが表1の理論値である。表から、理論と実験の一致は概して良好であり、特に K, Rb, Cs と Ar, Kr, Xe との各組合せではその差は10%以内であることがわかる。しかし、He と Ne に対してはどのアルカリ金属の場合も理論値が測定値をかなり上回っている。これについては、陰極からスパッタされたアルカリ金属蒸気が α 作用を促進し、電離エネルギーの高い He, Ne において特にその効果が顕著に現れているものとも解釈されるが、詳細については現在のところ不明である。

なお、He-Xe 混合ガスについても理論値が知りたいところであるが、各成分ガスの移動度係数が異なるために γ_i は両成分ガスの単純な平均値では与えられないことが明白なので、これについては a/p の問題⁽¹⁰⁾をも含めて今後の研究に期したいと考える。

7. あとがき

以上、グロー放電管用の冷陰極材料として各種アルカリ金属を取上げて実験した結果につき述べると共に、イオンによる二次電子利得 γ_i に関する理論的な計算を行い、実験との比較検討を行った。これまで、アルカリ金属を冷陰極として動作させたときの放電諸量については断片的なデータしか報告されていなかったが⁽¹¹⁾、本研究により、正規陰極降下電圧について

は、Li を除き系統的な数値が収集できたものと考えている。一方、 γ_i に関しては、金属を対象に比較的使用しやすい形の理論表式が得られたので、今後は新材料探索の指針として活用していきたい。

終りに、本研究発表の機会を与えられた当所映像デバイス研究部 河村部長ならびに小池副部長に感謝すると共に、日ごろいろいろと御指導・御協力をいただいている金子、坂井両主任研究員をはじめ同僚諸氏にも深く感謝する次第である。

(平成3年3月4日受付, 同3年6月24日再受付)

文 献

- (1) 坂井: 「放電形(プラズマ)ディスプレイ」, 電学誌, **107**, 1125 (昭62-11).
- (2) A. L. Ward: "Approximate Calculations of Cathode-Fall Characteristics", *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-10**, 255 (1963)
"Calculations of Cathode-Fall Characteristics", *J. Appl. Phys.*, **33**, 2789 (1962)
- (3) 土手: 「電離係数に関する実験式とグロー放電の陰極降下」, 冷放研資, No. 97 (昭31)
- (4) P. Pech: "Zündspannung und normaler Katodenfall der Glimmentladung für Edelgase und reine Molybdänkatoden", *Beitr. Plasmaphys.*, **11-3**, 233 (1971)
- (5) H. D. Hagstrum: "Theory of Auger Ejection of Electrons from Metals by Ions", *Phys. Rev.*, **96**, 336 (1954)
- (6) H. D. Hagstrum: "Theory of Auger Neutralization of Ions at the Surface of a Diamond-Type Semiconductor", *ibid.*, **122**, 83 (1961)
- (7) H. B. Michaelson: "The Work Function of the Elements and its Periodicity", *J. Appl. Phys.*, **48**, 4729 (1977)
- (8) C. Kittel: Introduction to Solid State Physics 4th ed., (1971) John Wiley & Sons Inc.
- (9) Y. Takeishi: "On the Auger Ejection of Electrons from Nickel by Inert Gas Ions", *J. Phys. Soc. Japan.*, **13**, 766 (1958), "A Note on the Normal Cathode Fall in the Glow Discharges in Inert Gases", *ibid.*, **13**, 767 (1958)
- (10) 高橋・橋: 「He-Xe 混合ガスにおける電子衝突電離係数および励起係数の測定と解析」, 電学論 A, **111**, 182 (平3-3)
- (11) 電気学会編: 放電ハンドブック (昭49) オーム社

松 崎 秀 臣 (正員)

昭和19年4月28日生。42年3月東京大学工学部物理工学科卒業。47年同大学院電子工学専攻博士課程修了。同年4月NHK総合技術研究所入所。59年NHK放送技術研究所、現在に至る。工学博士。プラズマ光放射源・ガス放電表示パネルの研究に従事。テレビジョン学会、放電研究グループ会員。