

酸化物エミッタからの熱電子放出特性について

専門会員 明星 稔 (パナソニック株式会社) 専門会員 福政 修 (山口大学大学院)

Characteristics of Thermionic Emission from Emissive Oxides

Fellow Member Minoru Myojo (Panasonic Corporation) and Fellow Member Osamu Fukumasa (Yamaguchi University)

ABSTRACT

Characteristics of thermionic emission from emissive oxides were investigated by using experimental data of work function measurement of commercial fluorescent lamp electrodes presented in our previous paper. Our aims are as follows: first, to reconfirm the difference in the expression of equations describing thermionic emission current density between oxides (Wilson and Nijboer models) and metals (the Richardson-Dushman equation). Second, we wish to further clarify the relationship between the temperature dependence of work function and the effective value of the Richardson constant.

KEYWORDS : work function, fluorescent lamp electrode, emissive oxide, Richardson constant, temperature-dependence, thermionic emission

1. まえがき

我々は先の論文¹⁾で、市販の蛍光灯電極の仕事関数が実測可能であることと、Richardson 定数の実用数値の設け方との関係において、仕事関数の温度依存性の果たすべき役割の大きさについて論じた。ただし、そこでは酸化物エミッタからの熱電子放出表現(エミッション電流密度式)が金属のそれとは異なることを認識しながらも、前報¹⁾では金属の場合と同じ値の Richardson 定数および同じ形式のエミッション電流密度式を用いて、酸化物エミッタの仕事関数は求められるという立場を取った。

本論文は、その立場の妥当性を改めて主張するが、そのために、「酸化物エミッタと金属との仕事関数の温度依存性の違い」や「その温度依存性と Richardson 定数の実用数値との関係」を明らかにした上で、先人が残した業績²⁾³⁾を踏まえて、「仕事関数の温度依存性をエミッション電流密度式にどのように反映させるべきか」を議論する。また、他の熱電子放出因子についても触れる。なお、本論文で議論の対象とする測定データ類は、前報¹⁾のものを借用した。

2. 理論的背景

前報¹⁾で取り上げた理論モデルを概説し、本論文で追記すべきモデルを紹介する。

金属からのエミッション電流密度は Richardson-Dushman の式:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \quad [\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}] \quad \dots\dots(1)$$

で表される。ただし Φ は仕事関数 [eV] で、 A は Richardson 定数と呼ばれ、その理論値は

$$A = \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 120.4 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2} \quad \dots\dots(2)$$

の一定値で与えられる。ここで k は Boltzmann 定数、 h は Planck 定数、 e と m は電子の電荷と質量である。

ところで、仕事関数 Φ [eV] とそのポテンシャル ϕ [V] との関係は、

$$\Phi = e\phi \quad \dots\dots(3)$$

と表される。これにより、 ϕ の数値を用いてエネルギー単位 [eV] を使用した仕事関数の記述が許される。また、仕事関数の温度依存性は、

$$\phi = \phi_0 + cT \quad \dots\dots(4)$$

と表され、 ϕ_0 が温度依存性のない、いわば絶対零度における仕事関数部分、 cT が温度依存性のある仕事関数部分であるとした。実は、 c 値自身も本来温度に依存して $c(T)$ と表されるべき物性値であるが、ここでは、 c 値は温度に依存しない一定値として取り扱われる(第 4.1 節で詳述)。

以下に、新たに追記すべき理論モデルを紹介する。

酸化物エミッタからのエミッション電流密度は、Wilson モデル(1931)に基づき

$$J = B(1-\gamma)n_d^{1/2}T^{5/4} \exp\left(-\frac{\chi + E_d/2}{kT}\right) \quad [\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}] \quad \dots(5)$$

$$B = \frac{\sqrt{2e}(2\pi m^* k^5)^{1/4}}{h^{3/2}} \quad [\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}][\text{cm}^{3/2}\cdot\text{K}^{-5/4}] \quad \dots\dots(6)$$

と表現される³⁾⁴⁾。ここで n_d は不純物準位の数(ドナー密度)、 χ は最下位伝導帯と真空準位間のエネルギーギャップで電子親和力と呼ばれる。 E_d は最下位伝導帯とドナーレベル間のエネルギーギャップで、 $(\chi + E_d/2)$ が温度依存性のない仕事関数部分に相当する(第 4.1 節で詳述)。 γ は酸化物の内表面での電子の反射係数で、 m^* は電子の有効質量である。

(5)式は、伝導帯中の電子数 n が大多数の不純物準位 n_d から生じた ($n \ll n_d$) と仮定して導くことができる。(5)式中の $B(1-\gamma)n_d^{1/2}$ は、次式:

$$J = A'T^{5/4} \exp\left(-\frac{\Phi_{0w}}{kT}\right) \quad [\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}] \quad \dots\dots\dots (7)$$

で表すときの、いわゆる Richardson 定数 A' であり、また Φ_{0w} は $\Phi_{0w} = e\phi_{0w} = \chi + E_d/2$ (添字 w は Wilson モデルの意味) である。ところで、この Wilson モデルのみでは仕事関数は一定の値しかとることができない。

一方、活性化状態が異なる酸化物エミッタの仕事関数が一定ではないことに気づいた B.R.Nijboer (1939) は、Wilson モデルを次のように修正した。すなわち、彼は、熱的平衡にない (n_d を含まない) 凝固状態にある N 個の不純物準位が伝導帯中の電子数 n よりもずっと多い ($N \gg n$) と仮定して、(5)式とは異なるタイプのエミッション電流密度式 (Nijboer モデル):

$$J = A(1-\gamma)n_d T^2 \exp\left(-\frac{\chi + E_d}{kT}\right) \quad [\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}] \quad \dots\dots\dots (8)$$

を提案した³⁵⁾。この、酸化物エミッタを対象とするエミッション電流密度の式は、金属を対象とする(1)式のそれに似ている。すなわち、(8)式の $A(1-\gamma)n_d \equiv A''$ が、(1)式での Richardson 定数 A に相当する。ただし、指数項内の仕事関数の扱いに関して、(5)式と同様に(1)式との相違点もある。さらに、Nijboer は、(5)式と(8)式を関連づけて、電子親和力 χ とエネルギーギャップ E_d が求められることを明らかにした。

3. 実験と結果

前章で述べた理論的背景に基づいて議論を進めるが、仕事関数の測定とその算出の方法は前報¹⁾に従った。市販蛍光ランプ(FHF32)の電極を測定対象にして得られた、測定・算出データ類(表1)や回帰分析結果(図1)は、前報¹⁾からの転載である。図1の解析では、(8)式と(5)式それぞれのエミッション電流密度 $J[\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}]$ に電極のエミッション部表面積 $S[\text{cm}^2]$ を乗じてゼロ電界エミッション電流 $i_{ZF}[\text{A}]$ を得て、それらデータの温度に対する2つの回帰直線:

$$\ln\left(\frac{i_{ZF}}{T^2}\right) = (\ln A''S) - 11605\phi_{0n}\left(\frac{1}{T}\right) \quad (\text{Nijboer モデル}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\ln\left(\frac{i_{ZF}}{T^{5/4}}\right) = (\ln A'S) - 11605\phi_{0w}\left(\frac{1}{T}\right) \quad (\text{Wilson モデル}) \quad \dots\dots\dots (10)$$

表1 仕事関数を求めるための電流設定と測定・計算結果 (FHF32)
Table 1 Current setting and results of measuring and calculating data for the hot-cathode work function (FHF32).
($R_c=1.91\Omega$)

$i_{ZF}[\text{A}]$	$i_h[\text{A}]$	$R_h[\Omega]$	R_h/R_c	$T_h[\text{K}]$
0.00028	0.275	7.84	4.10	941
0.00042	0.285	8.37	4.38	992
0.00060	0.290	8.02	4.51	1016
0.00080	0.300	9.08	4.75	1060
0.00102	0.300	9.08	4.75	1060
0.00136	0.315	9.32	4.88	1083
0.00158	0.310	9.54	4.99	1104

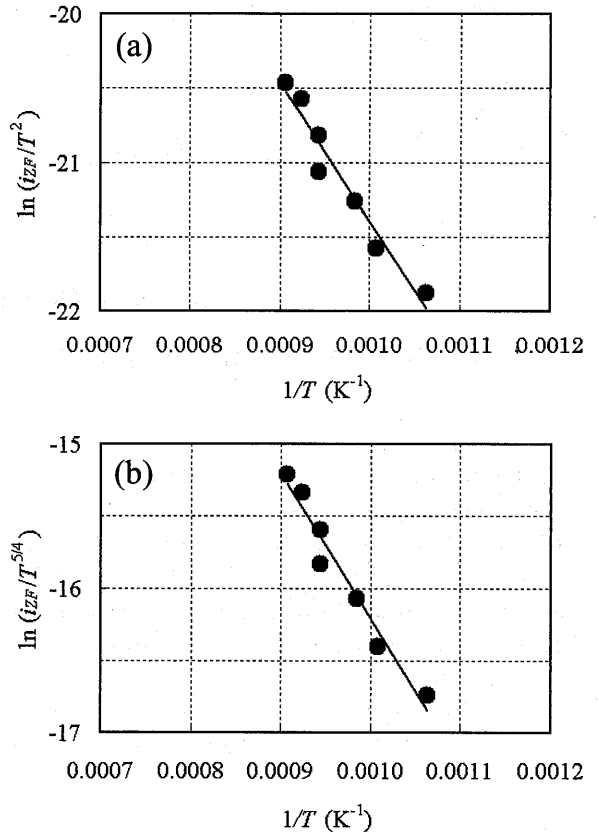


図1 仕事関数算出のための回帰直線評価 (FHF32)
Fig. 1 Regression analyses for work function calculation (FHF32).

に基づいて、(4)式右辺の2つの未知数のうち ϕ_0 について、図1(a)(b)の傾きから

$$\phi_{0n} = 0.80 \text{ V}, \quad \phi_{0w} = 0.86 \text{ V}$$

を算出した。ただし ϕ_{0n} は、 $e\phi_{0n} = \chi + E_d$ (添字 n は Nijboer モデルの意味) である。(9)および(10)式にみられる数値 11605 は、電子電荷と Boltzmann 定数の比 e/k を表し、

$$e/k = 11605 \text{ K}\cdot\text{V}^{-1}$$

のように、 $[\text{K}\cdot\text{V}^{-1}]$ の単位を有する。

もう1つの未知数 c の算出には、以下の手順に従った。すなわち、(4)式を含む金属に関する(1)式を展開した下式:

$$\ln\left(\frac{i_{ZF}}{T^2}\right) = (\ln AS - 11605c) - 11605\phi_0\left(\frac{1}{T}\right) \quad \dots\dots\dots (11)$$

を酸化物エミッタにも適用し、その切片(図1(a))から

$$\ln(AS) - 11605c = -12.14 \quad \dots\dots\dots (12)$$

を得て、Richardson 定数(理論値) $A = 120.4 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$ とエミッション部表面積(計算値) $S = 0.316 \text{ cm}^2$ を代入して $c = 1.36 \times 10^{-3} \text{ V}\cdot\text{K}^{-1}$ を得た。

前報¹⁾での結論は、(11)式の考え方を優先した場合に、

$$\phi = 0.80 + 1.36 \times 10^{-3} T \quad [\text{V}]$$

を得て、「1000Kにおける仕事関数 $\Phi_{1000\text{K}}$ は 2.16eV になる」ということであった。

(5)、(8)式といった各種モデルのエミッション電流密度式が提案

されている中で、この計算では、Richardson 定数 A を含む(11)式のエミッション電流密度式を採用した。その背景理解につながる「エミッション電流密度式の中に仕事関数の温度依存性をどのように反映させるべきか」を検討することが本論文の主目的となる。

次章の考察では、「仕事関数の温度依存性と Richardson 定数の関係」から「その他の熱電子放出因子」までを扱う。

4. 考察

4.1 仕事関数の温度依存性と Richardson 定数

金属と酸化物エミッタの仕事関数の温度依存性を論じるため、その周辺の理論面を整理する。

表面系の基底状態から埋めていった n 個の電子が全エネルギー E_{tot} を有するとき、化学ポテンシャル μ は

$$\mu = \frac{\partial E_{tot}}{\partial n} \dots\dots\dots(13)$$

と定義され、仕事関数 Φ と真空準位 $V(\infty)$ との間で、次なる関係：

$$\Phi = -\mu + V(\infty) \dots\dots\dots(14)$$

を有する。

この化学ポテンシャル μ は、金属中にある Fermi レベルとほぼ同じ扱いが可能であるし、また酸化物エミッタ中にある、その位置の温度変化から仕事関数の温度依存性に関する議論をさらに深めることができる。以下、それらについて詳述する。

金属の化学ポテンシャル μ の温度依存性は、 ε_F を Fermi レベルとして、次式：

$$\mu \approx \varepsilon_F \left(1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{\varepsilon_F} \right)^2 \right) \dots\dots\dots(15)$$

で表される⁹⁾。室温以下の低温領域で、化学ポテンシャル μ と Fermi レベルの差異は無視できるほど小さく、また、1000K を超えるような高温領域の場合にも両者間の差異はそれほど大きくない。

一方、Wilson モデルによれば、酸化物エミッタの化学ポテンシャル μ の温度依存性は、 ε_c を最下位伝導帯、 ε_d をドナーレベルとして、次式：

$$\mu = \frac{\varepsilon_c + \varepsilon_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln \frac{n_c}{n_d} \dots\dots\dots(16)$$

で表される⁹⁾。この式により、低温下では、不純物準位の数（ドナー密度） n_d が増してその臨界密度 n_c （温度依存の数値）：

$$n_c = 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2} \dots\dots\dots(17)$$

に近づくほど、化学ポテンシャル μ は最下位伝導帯 ε_c とドナーレベル ε_d の中間に位置し、また高温になるほどその位置を下げていくという物理像を描くことができる⁹⁾。化学ポテンシャル μ の温度変化の方向は、酸化物エミッタの仕事関数上昇方向と同じであり、その変化の大きさは金属のそれをかなり上回ることが推察できる。

その酸化物エミッタの仕事関数の温度依存性について、さらに考察を続ける。

Wilson モデルに基づく酸化物エミッタの仕事関数 Φ は、真空準位を $V(\infty) = \varepsilon_c + \chi$ とおいて

$$\Phi = \varepsilon_c + \chi - \mu = \chi + \frac{\varepsilon_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{n_c}{n_d} \dots\dots\dots(18)$$

と表すことができる。(18)式によれば、本来、エネルギーギャップ

$E_d (= \varepsilon_c - \varepsilon_d)$ には温度依存性はなく、温度とともに仕事関数を上昇させる要素は

$$\frac{kT}{2} \ln \frac{n_c}{n_d}$$

のみであると理解される。

ところで、前報¹⁾を含めて本論文では、仕事関数の温度依存性を

$$\phi = \phi_0 + cT \dots\dots\dots(4)$$

のように、極めて単純な温度の一次関数の形で扱った。その理由について、以下のように考察する。

本来、密度比 n_c/n_d が温度に関して一定として扱える場合に、Wilson モデルに準拠した(18)式の、(4)式との対比が可能となる。すなわち、

$$e\phi_0 = \chi + \frac{E_d}{2} \text{ [eV]}, \quad ec = \frac{k}{2} \ln \frac{n_c}{n_d} \text{ [eV} \cdot \text{K}^{-1}]$$

の関係式を得る。密度比 n_c/n_d が温度に関して一定でなくても（完全な温度の一次関数でなくても）、仕事関数の温度依存性を(4)式で表現することのメリットは、多少の精密さを犠牲にしても、(11)式を用いて、(4)式右辺の各項を温度依存性の有無に応じてそれらの項をきれいに分割して取り扱うことができることである。

以上の理論的背景を踏まえ、前報結果を含む実測データを基にした「仕事関数の温度依存性と Richardson 定数の関係」を考察する。

固体内部からの電子放出が内表面での反射係数 γ や表面粗さ係数 δ に影響され得ることを考慮して、Richardson 定数 A の、理論値よりも小さい「実用値」が議論される場合がある⁹⁾。そして、(5)式や(8)式にならえば、(1)式の Richardson 定数 A のところにも反射係数 γ を加味して $A(1-\gamma)$ とおき直すことは可能である。この理論値と実用値の間の数値シフトに鑑みて、Richardson 定数 A をある種の「変数」、たとえば $A(1-\gamma)$ とみなして、これを A_v とおけば、Richardson 定数 A_v (変数) と仕事関数の温度依存項 cT の c 値との関係は、(12)式から

$$c = \frac{\ln S + 12.14}{11605} + \frac{1}{11605} \ln A_v \dots\dots\dots(19)$$

のように、 $\ln A_v$ を x 軸変数とした直線（図2中の太い実線）で示される。

この直線より、 x 軸に Richardson 定数の理論値 ($A = 120.4$) を代入すれば、その値に対応した c 値が与えられるし、また、反射係数 γ などを加味した実用上の Richardson 定数 (A_v) を代入すれば、それよりも小さい c 値が与えられることになる。そして、仕事関数に温度依存性を認めない場合に $c = 0$ を(19)式に代入すれば、極端に小さい Richardson 定数 (x 軸交点) が与えられることが分かる。

1911年から1965年にかけて各種材料の仕事関数を収録したハンドブック⁷⁾の中から、比較的初期の年代に収録された酸化物エミッタの Richardson 定数を抜粋し、同図の x 軸上に \blacktriangle 印でプロットした。極端に小さい Richardson 定数を与える \blacktriangle 印プロットデータと(19)式直線の x 軸交点との近似より、「当時は仕事関数の温度依存性が強く認識されないままに、結晶系各種材料の仕事関数と Richardson 定数のデータが記録として残された」ことが類推できる。

同図には、P.G.Hlahol と J.A.deLuca⁸⁾ が $A = 120$ にて実測した酸化物エミッタの c 値 (\bullet 印) と参照したタングステン金属線の

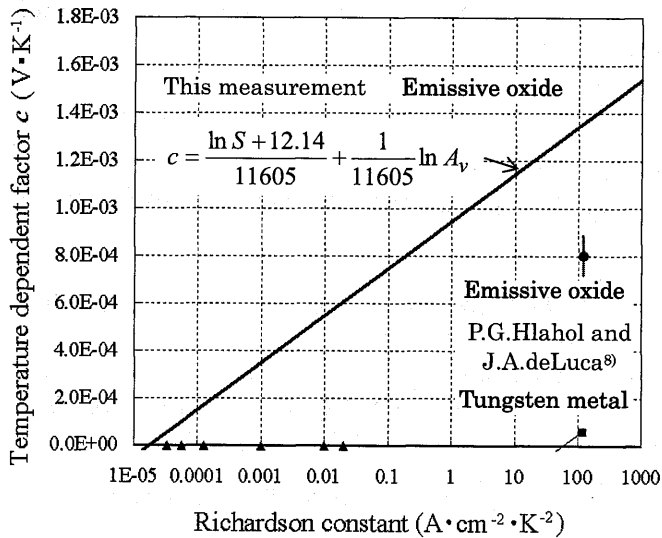


図2 Richardson定数と温度依存項のc値との関係
 Fig. 2 Relationship between the Richardson constant and c-value of the temperature-dependent work function.

c値 (■印) を合わせて記載した。また、タングステン金属線の Richardson 定数 A の実用値を $A = 60.2 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$

とする比較的初期の文献⁹⁾が、x軸上のその値と■印とを結ぶ線分(細い実線)を設けた。

ここまで記述した内容、とくに図2に織り込んだ各種情報から得られる「仕事関数の温度依存性と Richardson 定数」について、次のようにまとめる。

- (1) Richardson 定数の実用値は、反射係数 γ などによって理論値よりも小さくなる方向にシフトするが、そのシフト値は仕事関数の温度依存性(c値)とも相互依存の関係にある。
- (2) 図2中の細い線分が示す、金属における小さいc値は、理論と合致する。タングステン線の Richardson 定数の実用数値は、 $60.2 \sim 120.4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-2}$ の範囲で与えられる。
- (3) 酸化物エミッタの仕事関数の温度依存性は、金属のそれよりもかなり大きい。それは図2からビジュアル的に把握でき、図2中の太線と細線が与えるそれぞれのc値の大小で比較できる。それは理論的描像とも一致する。
- (4) ●印と▲印の1つ(x軸上で0.01前後の値)とを結ぶ線分に配慮すれば、本測定の太線よりもc値が小さい方向の、「別の酸化物エミッタの線分」が存在してもよい。それら線分の傾きは常に一定($k/e = 1/11605$)である。

ところで、次の視点はとくに重要である。

実は、密度比 n_c/n_d が温度に関して一定でないことを前提にして、(18)式を(1)式に代入して得られるエミッション電流密度式が(5)式であり、それを電子電流として展開した式が(10)式であった。逆に、密度比 n_c/n_d が温度に関して一定である〔(4)式が成立する〕ことを前提にすれば、(11)式で Richardson 定数 A を生かしたままの仕事関数の温度依存性評価が可能になる。この視点に立つ限りにおいて、(1)式及び Richardson 定数 A が特別に「金属の」と形容される必要のないことが明白になった。

4.2 その他の熱電子放出因子

仕事関数と Richardson 定数以外の、熱電子放出因子について述べる。最初に「電子親和力 χ とエネルギーギャップ E_d 」を、つぎに「反射係数 γ とドナー密度 n_d 」を取り上げるが、これらに共通の数値算出上の課題とその解決方向を探る内容を紹介する。

酸化物エミッタからの熱電子放出は、ドナーレベル近傍にある化学ポテンシャル μ から発し、少なくとも電子が、温度依存性のない仕事関数 ($\chi + E_d$ あるいは $\chi + E_d/2$) より大きなエネルギーを獲得することによってなる。この ($\chi + E_d$) と ($\chi + E_d/2$) は、活性度の高低 (伝導電子 n に対する凝固不純物準位 N の過多と過少) に応じて、それぞれ Nijiboer モデル [(8)式] と Wilson モデル [(5)式] で与えられるから、両者モデルを関連づけることによって、電子親和力 χ とエネルギーギャップ E_d は求められるとの指摘があった⁹⁾。

ただし、同じ酸化物エミッタに対して活性度の異なる2つの評価条件が設定できて始めて両者モデルを活かすことができると考えるならば、本論文のように、1つのランプ電極エミッタ (同一活性化条件の単一データ; 表1) を評価対象にする場合には、電子親和力 χ とエネルギーギャップ E_d の両値を正しく求めることは難しい。すなわち、「温度依存性のない仕事関数部分 ϕ_0 」について、(9)式と(10)式の回帰直線の傾き $-11605\phi_0$ から、

$$\chi + E_d/2 = 0.86 \text{ eV}$$

$$\chi + E_d = 0.80 \text{ eV}$$

の2式(いずれも図1(a)(b)の熱電子放出測定に基づく値)を得ても、この連立方程式を解いた「電子親和力 χ とエネルギーギャップ E_d 」は、それぞれ

$$\chi = 0.93 \text{ eV}$$

$$E_d = -0.13 \text{ eV}$$

といった値となり、「エネルギーギャップ E_d が負値で与えられる」といった不具合に直面することとなる。

ところが、この問題に関連して、「($\chi + E_d$) の測定が光電効果に、また ($\chi + E_d/2$) の測定が熱電子効果に依存して、電子親和力 χ とエネルギーギャップ E_d は求められる」といった指摘がある⁹⁾。この点について、「光電効果は活性度の高い Nijiboer モデル相当の仕事関数を与える」と考えれば、「活性度の異なる2つの評価条件の設定」を「光電子放出測定法の追加」に置き換えて熱電子放出因子を求めることができ、この視点には合理性がある。

本来、実測に基づいた「光電子放出測定法」の議論が必要であるが、本論文ではそれを以下の考察に代えて補うこととする。

上述した「電子親和力 χ とエネルギーギャップ E_d の測定上の不具合」と同様のことは、「図1(a)(b)の切片情報から反射係数 γ とドナー密度 n_d を求める」場合にも現れる。まずはそれを確認する。

(8), (9)式ならびに(5), (10)式で表現される各々切片を、

$$\ln[A(1-\gamma)n_d S] = \theta_1 \dots\dots\dots(20)$$

$$\ln[B(1-\gamma)n_d^{1/2} S] = \ln\left[\frac{A(1-\gamma)n_d^{1/2} S}{\sqrt{2}(2\pi m^* k/h^2)^{3/4}}\right] = \theta_2 \dots\dots(21)$$

と表せば、図1(a)(b)の切片情報からそれらの値は

$$\theta_1 = -12.14, \quad \theta_2 = -6.20$$

と与えられる (ここでの θ_1 値は、 θ_2 と同様に熱電子放出測定による)。そして、(20), (21)式のそれぞれを

$$A(1-\gamma)n_d S = \exp\theta_1 \dots\dots\dots(22)$$

$$\frac{A(1-\gamma)n_d^{1/2}S}{\sqrt{2(2\pi m^*k/h^2)^{3/4}}} = \exp\theta_2 \quad \dots\dots\dots(23)$$

と記述し直せば、これら両式を種々連立させることにより、反射係数 γ とドナー密度 n_d は、それぞれ

$$\gamma = 1 - \frac{\exp(2\theta_2 - \theta_1)}{AS} 2(2\pi m^*k/h^2)^{3/2} \quad \dots\dots\dots(24)$$

$$n_d = \frac{\exp 2(\theta_1 - \theta_2)}{2(2\pi m^*k/h^2)^{3/2}} \quad \dots\dots\dots(25)$$

のように表せる。

この両式に θ_1 や θ_2 などの実測値や関係する物理定数を代入すると、反射係数 γ はかなり大きな負値となり、ドナー密度 n_d にも

$$n_d = 1.43 \times 10^{-21} \text{ cm}^{-3}$$

と、極めて小さな数値が与えられることとなる。この不具合の要因は先例のそれと同じであり、「光電子放出測定法の追加」によって、この問題は解決に向かうものと思われる。

本論文では、「光電子放出測定法」の導入に先立って、それにより予測される結果、すなわち、もしも光電子放出測定法が θ_1 を与えたとし、それによることを想定した「新しい切片データ θ_1 」をパラメータとするドナー密度と反射係数の予測値を紹介する。

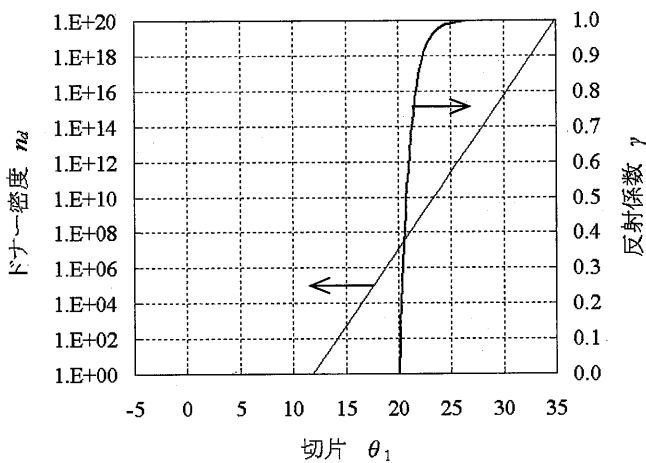


図3 切片 θ_1 に関するドナー密度と反射係数
Fig. 3 Donor density and electron reflection coefficient with respect to the intercept θ_1 of a regression line from equation with T^2 .

図3は、(24)、(25)式を元に、切片 θ_1 以外の実測値や設定値に誤りはないと仮定して求めた「切片 θ_1 に関するドナー密度 n_d と反射係数 γ 」を表す。反射係数は $\gamma=0\sim 1$ の範囲で与えられるし、ドナー密度 n_d にも

$$n_d = 10^{14} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$$

程度の適正值がある³⁾。図3に示すように、反射係数 $\gamma=0\sim 1$ を前提条件に切片 θ_1 は $\theta_1=20\sim 25$ の範囲で得られることが予想され、それに対応したドナー密度 n_d は

$$n_d = 10^7 \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

と見積もることができる。適正值との間に乖離はあるものの、この数値にある程度の妥当性を見出すことができ、この予測から「光電子放出測定法の追加」による熱電子放出因子実測の取組みの重要性は増したといえる。

5. まとめ

本論文は、前報¹⁾で明らかにした市販蛍光ランプ電極を対象にした仕事関数測定方法とその測定データを用い、これまでに周知された理論に照らして、仕事関数の温度依存性をエミッション電流密度式に如何に反映させるべきかを中心に論じた。それらのまとめを以下に記す。

- (1) 酸化物エミッタからの熱電子放出機構にはいろいろのモデルが提案されているが、ここでは代表的な Wilson モデルと Nijiboer モデルを紹介した。
- (2) 仕事関数の温度依存性が半導体バンド理論における化学ポテンシャル μ の熱的挙動で説明できることを紹介した。
- (3) 仕事関数の温度依存性を温度の一次関数に代表させて表現することの根拠が、理論面と実用面の折衷的アイデアに基づくことを説明した。
- (4) (3)の観点に立てば、金属だけでなく固体一般に対しても、(11)式という同じ形式のエミッション電流密度式を用いることが許されることを紹介した。
- (5) 酸化物エミッタの仕事関数の温度依存性が金属のそれよりも大きいことを、理論面と実験面から分かりやすく説明した。
- (6) B.R.Nijiboer は、Wilson モデルと Nijiboer モデルを組み合わせると電子親和力 χ とエネルギーギャップ E_d が求められることを明らかにしたが、本論文では仕事関数測定を熱電子放出方法のみに依存したため、その追試は完了していない。
- (7) Wilson モデルと Nijiboer モデルを元に、反射係数 γ とドナー密度 n_d を求める式を導出した。また、光電効果による仕事関数測定法の追加によって、それらが算出できる可能性を示した。

参考文献

- (1) 明星稔, 福政修: 実用蛍光ランプ電極の仕事関数の測定, 照学誌, 89-5, pp.236-244 (2005).
- (2) G.Herrmann and S.Wagener: The oxide coated cathode, vol.II, Chapman and Hall Ltd. (1951).
- (3) 深川修吉: 真空管技術, オーム社, 第2編 第4章 (1959).
- (4) A.H.Wilson: Proc. Roy. Soc., A 133, p.485 (1931) and ibid., 134, p.277 (1931).
- (5) B.R.Nijiboer: Proc. Phys. Soc. 51, p.573 (1939).
- (6) 塚田捷: 仕事関数, 共立出版 (1983).
- (7) V.S.Fomenko: Handbook of thermionic properties - Electronic work function and Richardson constants of elements and compounds -, Plenum Press Data Division (Edited by G.V.Samsonov, 1966).
- (8) P.G.Hlahol and J.A.deLuca: Determination of zero field work functions of discharge lamp electrode materials, Proceeding of the Symposium on High Temperature Lamp Chemistries Part 2, pp.264-271 (1988).
- (9) C.Davisson and L.H.Germer: Phys. Rev. 20, p.300 (1922), and C.Zwicker: Proc. Roy. Acad. Sci. Amsterdam 29, p.792 (1926).

(受付日 2008 年 3 月 4 日 / 採録日 2008 年 7 月 4 日)



明星 稔 (専門会員)

パナソニック株式会社, ライティング社,
照明システム R&D センター, 企画グループ
〒569-1193 大阪府高槻市幸町 1-1

1956年10月7日生まれ。1981年3月広島
大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4
月旧社名の松下電器産業(株)に入社後、照明
部門にて長らく蛍光灯の開発業務に従

事。1992年日本照明賞を共同受賞。第16回照明学会論文賞を受賞。
現在、技術管理業務に従事。博士(工学, 山口大学)。応用物理学
会会員。



福政 修 (専門会員)

山口大学大学院理工学研究科

〒755-8611 宇部市常盤台2丁目15-1

1946年1月8日生まれ。1973年3月京都大
学大学院工学研究科(博士課程)学修。同年
4月京都大学工学部助手, 1982年4月山口大
学工学部講師, 1983年4月同助教授を経て,

1988年11月より山口大学工学部教授, 2006

年4月より山口大学大学院理工学研究科教授, 現在に至る。工学博
士。第16回照明学会論文賞を受賞。電気学会, プラズマ・核融合
学会, 応用物理学会, 日本物理学会, 電子情報通信学会, 電気設備
学会会員。