

## センター試験も間違える光電管の問題（補足）

斉藤 全弘

### §1 光電子の放出は量子飛躍である

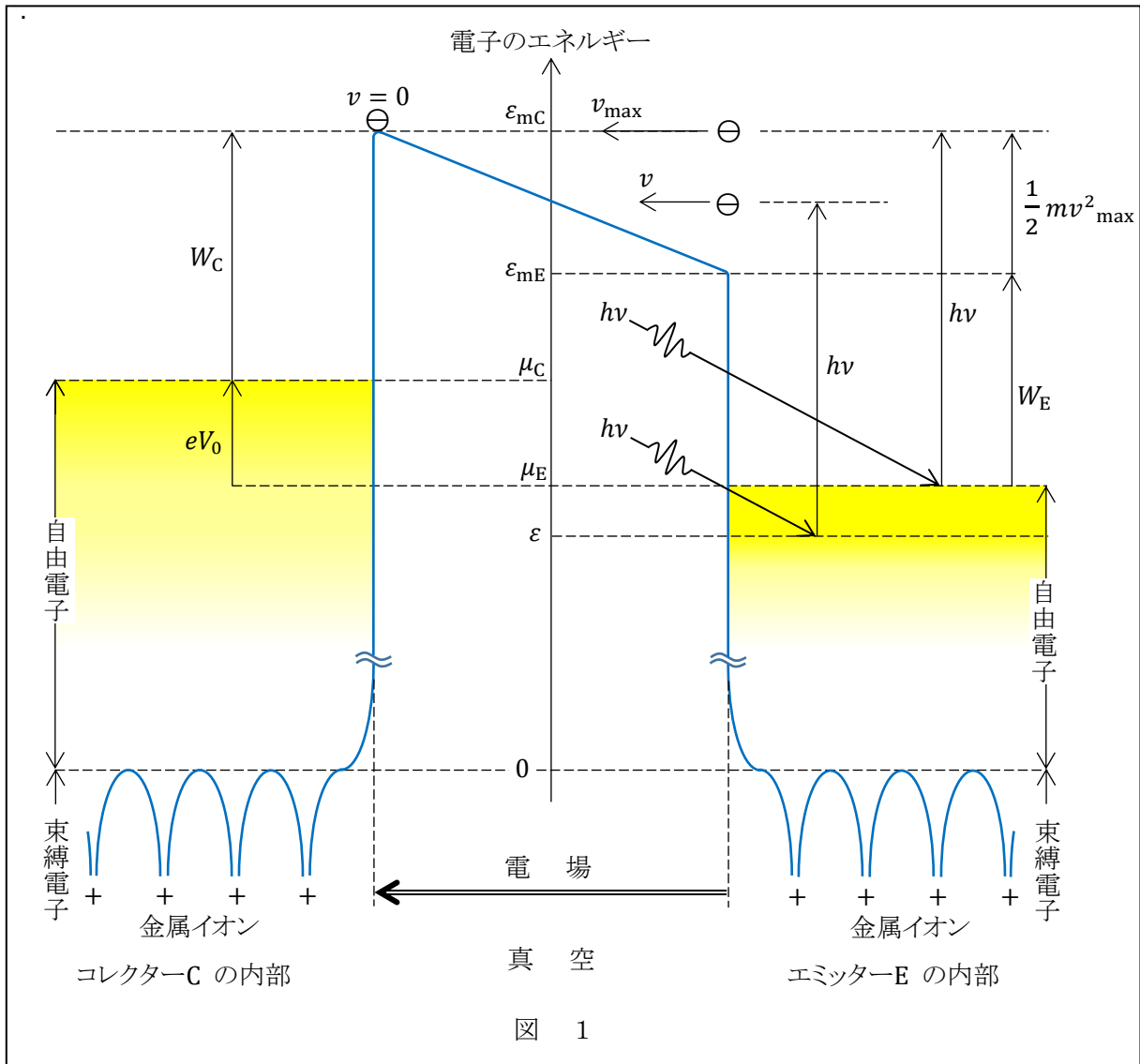
前篇で論じたように、光電管のエミッターでの光電効果に対するアインシュタインの式

$$\frac{1}{2}mv_{\max}^2 = h\nu - W_E \tag{1}$$

と光電管に阻止電圧  $V_0$  がかかっているときに成り立つ式

$$eV_0 = h\nu - W_C \tag{2}$$

は、図1のようにエネルギー準位を用いて説明するとわかりやすい。青線のグラフは電子の位置エネルギーを模式的に描いたものである。式(1)、(2)と図1において、 $W_E$ と $W_C$ はエミッターとコレクターの仕事関数、 $\nu$ はエミッターに入射する単色光の振動数、 $\frac{1}{2}mv_{\max}^2$ はエミッターから飛び出した光電子の最大運動エネルギー、 $h$ はプランク定数、 $e$ は電気素量である。ただし、エミッターとコレクターの温度は絶対零度で、金属内の自由電子の最大エネルギーはフェルミ準位 $\mu_E$ 、 $\mu_C$ に等しいとしている。図1は $eV_0 = \mu_C - \mu_E > 0$ として描いてあるが、逆の場合もありうる。



光量子仮説を導入し、仕事関数を定義して、原子の世界でもエネルギー保存則が成り立つことを認めれば、式(1)が成り立つことは高校生でも容易に理解できる。ところが予備校生のなかには、「金属内の自由電子が1個の光子を吸収すると、光子は運動量を持っているので、その電子は金属の内部に向かって動き出す。そのあとどのようにして表面から最大の速さ  $v_{\max}$  で飛び出してくるのか？」と質問する人がいる。金属イオンや他の電子と相互作用をして表面から出てくるとすると、その電子が光子から得たエネルギーは他の電子に分配される可能性が高く、ちょうど式(1)を満たす速さ  $v_{\max}$  で表面から飛び出してくる確率はほとんど0と言ってよいであろう。

この質問に答えるためには、まず、電子のように内部構造を持たない自由粒子は光子を吸収できないことを説明する必要がある。仮に静止している質量  $m$  の自由粒子がエネルギー  $h\nu$ 、運動量  $h\nu/c$  の光子を吸収して速さ  $v$  で動き出したとすると、エネルギー保存則と運動量保存則より、

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2, \quad \frac{h\nu}{c} = mv$$

が成り立ち、 $v = 2c$  を得る。動いている自由粒子の場合にはその速度で動く座標系から見て、ドップラー効果を受けている入射光の光子を吸収すると考えればよい。いずれにしても相対論の要請  $v < c$  (光速) を満たす解は存在しない。このことは相対論で考えても同じである。

光子を吸収する自由粒子は内部構造を持たなければならない。たとえば、静止している1個の原子  $X$  が紫外線の光子を吸収して電離する場合を考えてみよう。電離後、質量  $m$  の電子と質量  $M$  のイオン  $X^+$  が図2に示した方向に速さ  $v$ ,  $V$  で動き出したとする。

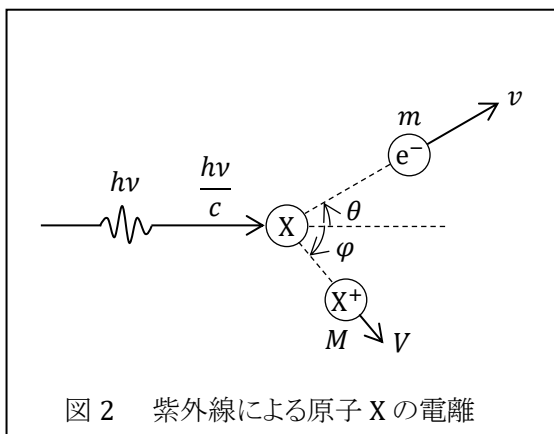


図2 紫外線による原子  $X$  の電離

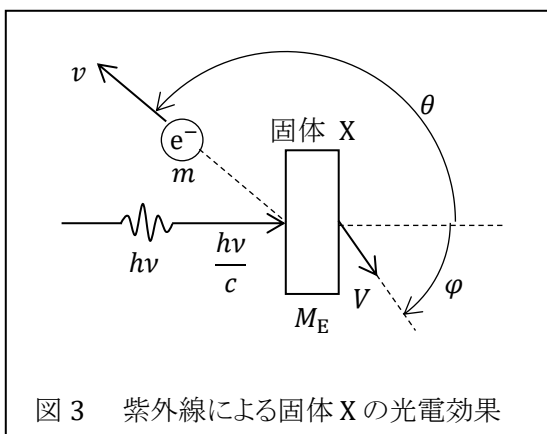


図3 紫外線による固体  $X$  の光電効果

この場合  $v \ll c$  であるから非相対論で考えれば、

$$h\nu = \varepsilon_{\text{ion}} + \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}MV^2 \quad (3)$$

$$\frac{h\nu}{c} = mv \cos \theta + MV \cos \varphi \quad (4)$$

$$0 = mv \sin \theta - MV \sin \varphi \quad (5)$$

が成り立つ。ただし、 $\varepsilon_{\text{ion}}$  は原子  $X$  のイオン化エネルギーである。このような電子の束縛-自由遷移は量子飛躍であり、 $\theta$  は確率変数である。電離後、電子がどの方向に飛び出すかはわからない。

式(3), (4), (5) より  $V$  と  $\varphi$  を消去し、 $h\nu$ ,  $\varepsilon_{\text{ion}}$  と  $\frac{1}{2}mv^2$  の間に成り立つ関係式を求めれば、

$$\frac{1}{2} m v^2 \left(1 + \frac{m}{M}\right) = h\nu \left(1 + \frac{m v}{M c} \cos \theta - \frac{h\nu}{2 M c^2}\right) - \varepsilon_{\text{ion}} \quad (6)$$

となる。いまの場合  $h\nu \ll mc^2 \ll Mc^2$  であるから、近似的に、

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - \varepsilon_{\text{ion}} \quad (7)$$

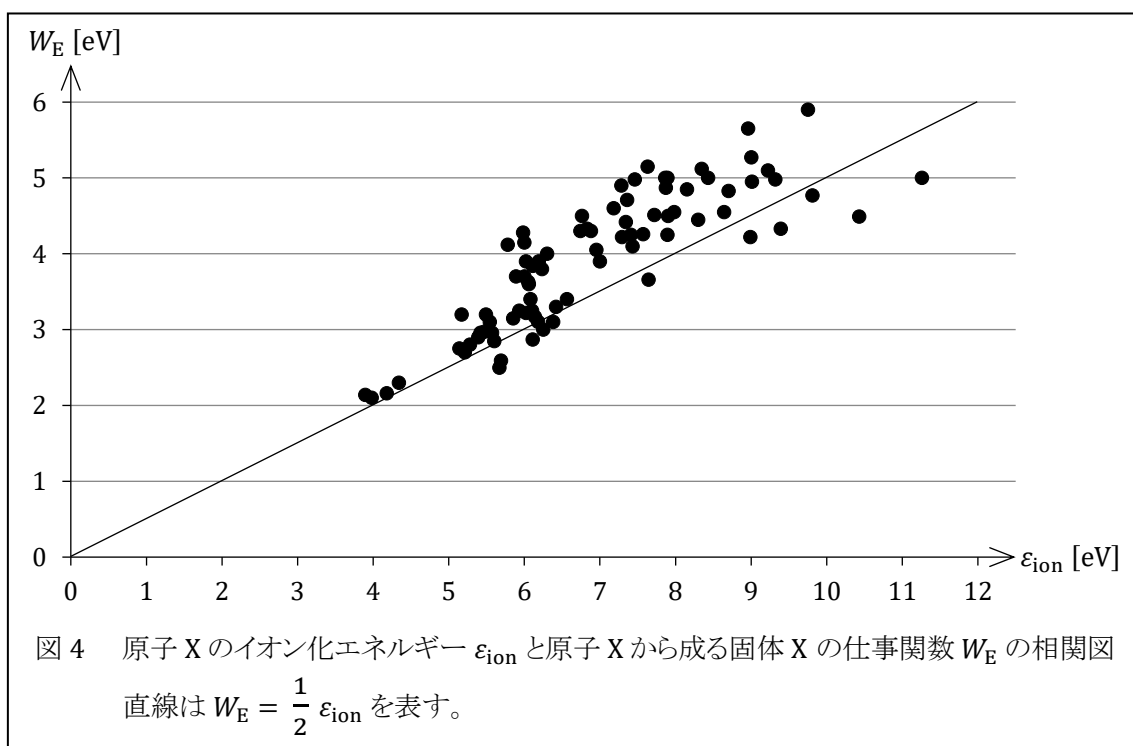
が成り立つ。式(7)は1個の原子 X の「光電効果」に対するアインシュタインの式と見ることができ、電子が飛び出す方向  $\theta$  に関係なく成り立つ。

次に、図3のように原子 X から成る固体 X が真空中に静止しており、それに1個の光子が入射して1個の電子が飛び出す場合を考える。この過程は量子飛躍であり、電子が固体内のどの位置で光子を吸収し、どのような経路を辿って表面から飛び出してきたのかを知ることはできない。外部光電効果は1個の原子に対する場合と同様の「イオン化」現象であり、原子の場合と比べれば質量が極端に大きくなり、内部構造が一段と複雑になっているだけである。したがって、上記の  $M$  を固体 X の質量  $M_E$  に、 $\varepsilon_{\text{ion}}$  を固体 X の仕事関数  $W_E$  に置き換えれば、式(6)と同じ関係式が成り立ち、式(7)より式(1)を得る。

このようにある原子のイオン化エネルギーとその原子から成る固体の仕事関数の間には概念的なつながりがあるのだが、定量的な関係は判然としない。図4は82種類の元素に対する  $\varepsilon_{\text{ion}}$  と  $W_E$  の相関図である(データは文献1)。大雑把に見れば両者の間に正の相関があり、 $2.0 \text{ eV} \leq W_E \leq 3.0 \text{ eV}$  の領域で、

$$W_E \sim \frac{1}{2} \varepsilon_{\text{ion}} \quad (8)$$

が成り立っているように見える。近似式(8)の理論的根拠については、C . F . Gallo ( Proc . ESA Annual Meeting on Electrostatics 2008 , Paper D2 ) が論じているが、多粒子系の量子論が必要となるので、ここでは立ち入らない。



## §2 ファウラープロット (ファウラー・ノルトハイム プロットともいう)

前述のようにエミッターの温度を絶対零度とすれば、フェルミ準位にある電子がエネルギー  $h\nu$  の光子を吸収してそのまま外部へ飛び出してくるとき、その速さは式 (1) を満たす最大の速さ  $v_{\max}$  となる。これ以下の速さで飛び出してくる電子のなかには、古典論的に言えば、脱出の過程でイオンや他の電子と相互作用をして、そのエネルギーの一部を失ってしまったものがあるかもしれない。[前篇](#)の引用文にあるように、1905 年当時のアインシュタインはそのように考えていたと思われる。しかし、室温であっても金属内の自由電子の平均自由行程は原子間隔の 10 倍以上になる。この場合、表面近傍から  $v_{\max}$  より小さい速さで飛び出してくる電子は、金属内でフェルミ準位より低いエネルギー準位にあってエネルギー  $h\nu$  の光子を吸収し、そのまま外部へ飛び出してきたと考える方がよさそうである。

ところで、光電管を用いた実際の実験ではエミッターの温度は絶対零度ではない。このときエミッター内の自由電子のエネルギーはフェルミ・ディラック分布に従っており、明確な上限値を持たない。したがって、光子を吸収したあと電子のエネルギーが保存されるとして光電管の電流-電圧特性 ( $I-V$  曲線) を計算で求めれば、 $V = -V_0$  (有限) で  $I = 0$  とはならず、コレクターに対するエミッターの電圧 ( $-V$ ) が大きくなるにつれて漸近的に  $I = 0$  に近づくであろう。すなわち、[後篇](#)で述べたミリカンの実験のように、測定値の  $I-V$  曲線を外挿して有限の阻止電圧  $V_0$  を求める方法は正確さに欠けると言わざるを得ない。その妥当性を論じるためには外挿に頼らない方法が必要となる。そのような方法として R. H. Fowler (文献 2) が考案したファウラープロットを以下に紹介する。

まず、エミッター内の自由電子は、ボルツマン定数を  $k$ 、温度を  $T$  として、次のフェルミ・ディラック分布に従うものとする。

$$n(p_x, p_y, p_z) dp_x dp_y dp_z = \frac{2}{h^3} \left\{ 1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu_E}{kT}\right) \right\}^{-1} dp_x dp_y dp_z \quad (9)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)$$

式(9)の左辺は運動量成分が  $(p_x, p_x + dp_x)$ ,  $(p_y, p_y + dp_y)$ ,  $(p_z, p_z + dp_z)$  の微小領域にある自由電子の単位体積あたりの個数である。フェルミ準位  $\mu_E$  は自由電子の個数密度から決まる。 $T = 0$  であれば  $\mu_E$  は自由電子の最大エネルギーになる。

図 5 のように、エミッターの表面に垂直で外向きを  $z$  方向とし、エミッターの内部から表面に向かって入射する自由電子のうちエネルギー  $h\nu$  の光子を吸収して、

$$\frac{p_z^2}{2m} + h\nu > \mu_E + W_E \quad \text{すなわち} \quad p_z > \sqrt{2m(\mu_E + W_E - h\nu)} \equiv p_0 \quad (10)$$

を満たすものが表面から飛び出して光電子になるとする。

エミッターの表面に単位面積あたり単位時間あたりに内部から入射する自由電子のうち式(10)を満たすものの個数  $N_e$  は、

$$N_e = \frac{2}{h^3} \int_{p_0}^{\infty} dp_z \frac{p_z}{m} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ 1 + \exp\left(\frac{(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/(2m) - \mu_E}{kT}\right) \right\}^{-1} dp_x dp_y \quad (11)$$

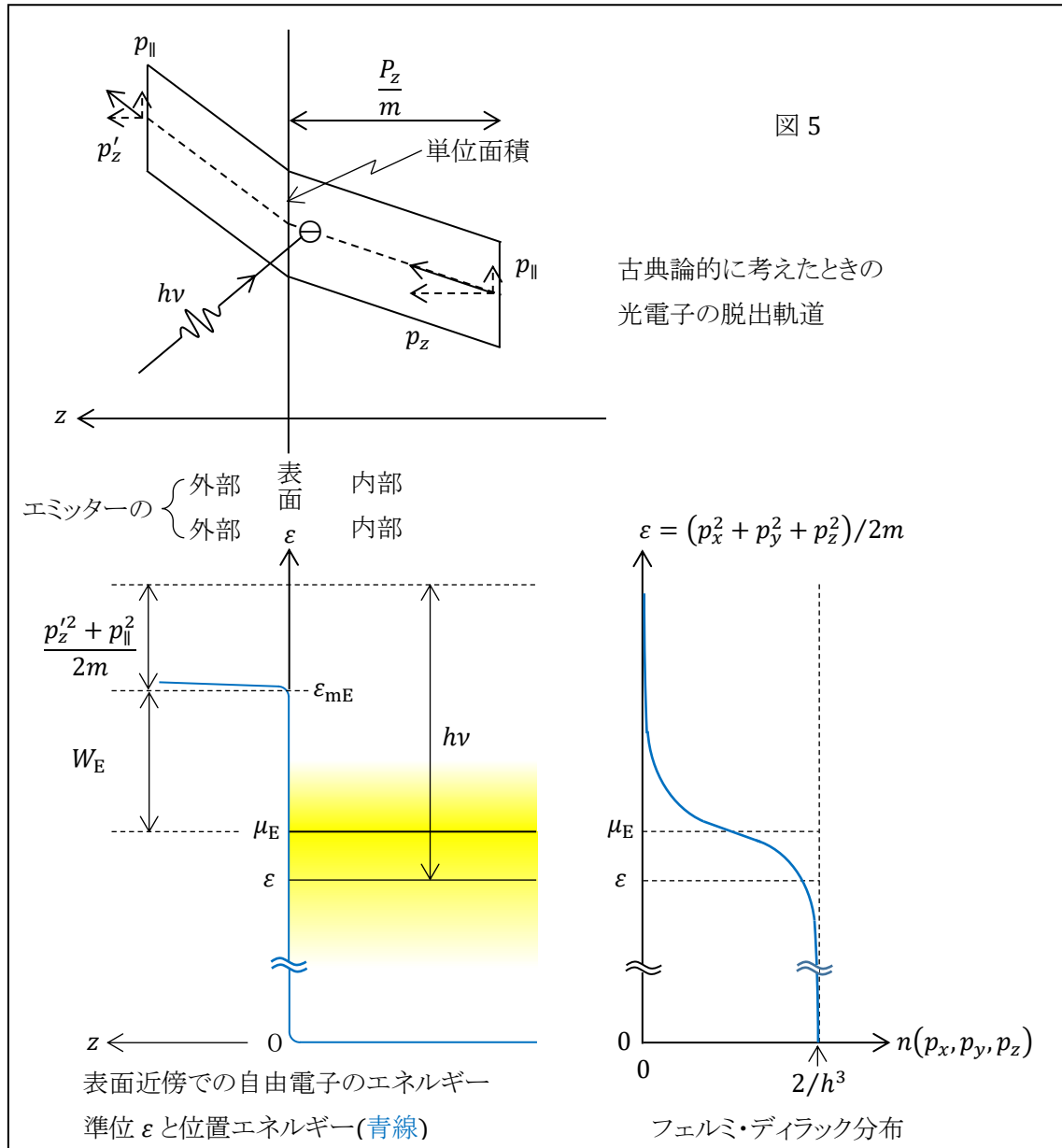
から求まる。ここで  $u = (p_x^2 + p_y^2)/(2mkT)$  とおけば,

$$\begin{aligned} N_e &= \frac{4\pi mkT}{h^3} \int_{p_0}^{\infty} dp_z \frac{p_z}{m} \int_0^{\infty} \left\{ 1 + \exp\left(u + \frac{p_z^2/(2m) - \mu_E}{kT}\right) \right\}^{-1} du \\ &= \frac{4\pi mkT}{h^3} \int_{p_0}^{\infty} \frac{p_z}{m} \left[ -\log \left\{ 1 + \exp\left(-u - \frac{p_z^2/(2m) - \mu_E}{kT}\right) \right\} \right]_0^{\infty} dp_z \\ &= \frac{4\pi mkT}{h^3} \int_{p_0}^{\infty} \frac{p_z}{m} \log \left\{ 1 + \exp\left(\frac{\mu_E - p_z^2/(2m)}{kT}\right) \right\} dp_z \end{aligned}$$

さらに,  $y = \{p_z^2/(2m) - \mu_E - W_E + hv\}/kT$ ,  $v_0 = W_E/h$  とおけば,

$$N_e = \frac{4\pi mk^2 T^2}{h^3} \int_0^{\infty} \log \left\{ 1 + \exp\left(\frac{h(v-v_0)}{kT} - y\right) \right\} dy \quad (12)$$

となる。 $v_0$  は絶対零度におけるエミッターの限界振動数である。



いま、エミッターの表面に振動数  $\nu$ 、強さ  $f$  の単色光を  $-z$  方向に入射させたとき、式(10)を満たすような光子の吸収が起こる確率を  $\alpha$  とし、 $\alpha$  は光子を吸収する電子の運動量成分 ( $p_x, p_y, p_z$ ) に依存しないものとする。このとき、表面に入射する単位面積あたり単位時間あたりの光子数を  $n_{\text{ph}}$  とすれば、 $f$  は、

$$f = h\nu n_{\text{ph}} \quad (13)$$

と表される。また、表面から飛び出す単位面積あたり単位時間あたりの光電子数を  $n_e$  とすれば、単位面積あたりの光電流の大きさ  $i$  は、

$$i = |-en_e| = e\alpha N_e = AT^2\phi(\delta) \quad (14)$$

$$A = \frac{4\pi e m k^2}{h^3} \alpha \quad (15)$$

$$\phi(\delta) = \int_0^\infty \log(1 + e^{\delta-y}) dy = \begin{cases} \sum_{n=1}^\infty \frac{(-1)^{n-1}}{n^2} e^{n\delta} & (\delta \leq 0) \\ \frac{\pi^2}{6} + \frac{\delta^2}{2} - \sum_{n=1}^\infty \frac{(-1)^{n-1}}{n^2} e^{-n\delta} & (\delta \geq 0) \end{cases} \quad (16)$$

$$\delta = \frac{h\nu - h\nu_0}{kT} \quad (17)$$

と表される。式(16)の証明は文献3にある。さらに、単位入射エネルギーあたりの光電流の大きさを  $I$  とすれば、

$$I = \frac{i}{f} = \frac{4\pi e m k^2}{h^4} \frac{\alpha}{\nu n_{\text{ph}}} T^2 \phi(\delta) \quad (18)$$

となる。式(18)の両辺の常用対数をとれば、

$$\log_{10} \left( \frac{I}{T^2} \right) = B + \Phi(\delta) \quad (19)$$

$$B = \log_{10} \left( \frac{4\pi e m k^2 \alpha}{h^4 \nu n_{\text{ph}}} \right) \quad (20)$$

$$\Phi(\delta) = \log_{10} \phi(\delta) \quad (21)$$

を得る。実験による検証は式(19)に対して行われる。 $\Phi(\delta)$  の関数値は文献4に与えられており、それを用いて  $\Phi - \delta$  図を図6(赤線)に描いた。 $B$  は  $\nu$  に依存するが、実験は  $\nu_0$  近傍の  $\nu$  に対して行うものとするれば、その範囲内で  $\alpha/(\nu n_{\text{ph}})$  は近似的に一定とみなすことができる。

ついでに、エミッターの量子効率  $\eta$  を求めれば、

$$\eta = \frac{n_e}{n_{\text{ph}}} = \frac{i/e}{f/(h\nu)} = \frac{4\pi m k^2}{h^3} \frac{\alpha}{n_{\text{ph}}} T^2 \phi(\delta) \quad (22)$$

となる。右辺に現れる  $\alpha/n_{\text{ph}}$  は単位面積あたり単位時間あたりに1個の光子が入射するときに、式(10)を満たす光子の吸収が起こる確率である。Fowler は  $\eta$  を光電感度 (photoelectric sensitivity) と呼んでいる。

(i) 飽和電流から限界振動数  $\nu_0$  を求める方法

まずエミッターに用いる金属を選択し、真空度の高い光電管内でその表面を清浄にして温度  $T$  を一定に保つ。つぎに、振動数  $\nu$  の単色光を照射して飽和電流  $i_s$  を測定し、同時に入射光の強さ  $f$  を測定する。単色光が当たる面の面積を単位面積とすれば、 $i_s$  が式(14)の  $i$  になる。同じ測定を他のいくつかの振動数に対して行う。さらに、温度  $T$  を変えて同様の測定を繰り返す。このようにして得られた測定値  $\{T_j, \nu_l, I_{jl} = (i_s/f)_{jl}; (j = 1, 2, 3, \dots), (l = 1, 2, 3, \dots)\}$  を  $\log_{10} \left( \frac{I}{T^2} \right) - \left( \frac{h\nu}{kT} \right)$  図に記入すると図 6 の青点のようになる。ただし、この測定値は説明のための仮想的なもので、実際の測定値ではない。つぎに、透明な用紙に描かれた  $\Phi - \delta$  図を  $\log_{10} \left( \frac{I}{T^2} \right) - \left( \frac{h\nu}{kT} \right)$  図上で上下左右に平行移動させて、青線のように理論曲線と測定値が一致する位置を捜す。一致する位置までの上下方向の移動量は重要でないが(注 1)、左右方向の移動量からは  $h\nu_0/kT_j$  の値がわかり、 $\nu_0$  が求まる。 $\nu_0$  はエミッターの温度が絶対零度であるときの限界振動数であり、 $W_E = h\nu_0$  はそのときの仕事関数であるから、ファウラー理論が正しければ、エミッターの温度  $T_j$  を変えても得られる  $W_E$  の値はすべて同じ値になるはずである。以下に述べる検証実験では実際そのとおりになっている。

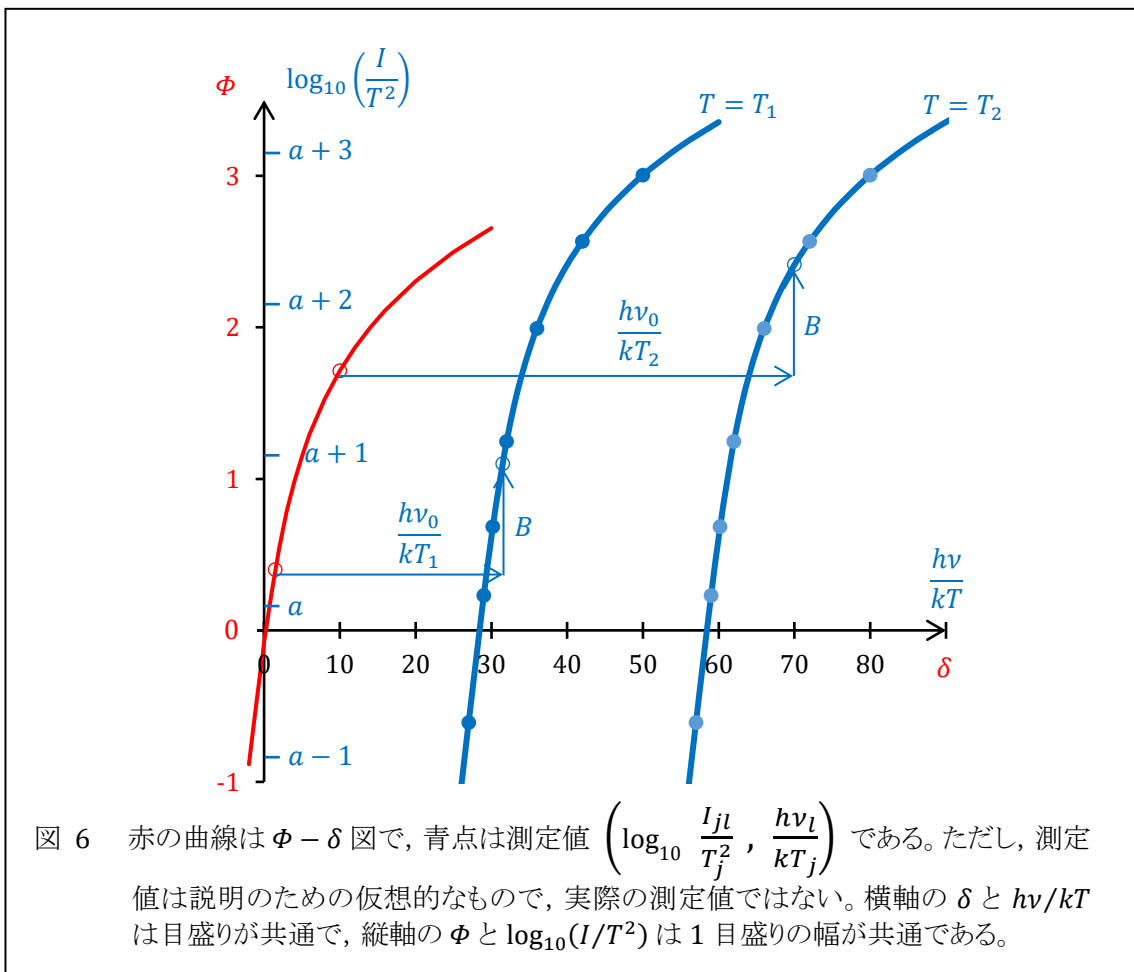


図 6 赤の曲線は  $\Phi - \delta$  図で、青点は測定値  $\left( \log_{10} \frac{I_{jl}}{T_j^2}, \frac{h\nu_l}{kT_j} \right)$  である。ただし、測定値は説明のための仮想的なもので、実際の測定値ではない。横軸の  $\delta$  と  $h\nu/kT$  は目盛りが共通で、縦軸の  $\Phi$  と  $\log_{10}(I/T^2)$  は 1 目盛りの幅が共通である。

実際の測定値が式(19)を満たしていることを初めて検証したのは R. H. Fowler (文献 5)である。上記の方法で得た Ag, Au, Ta の仕事関数の値 (エミッターの温度を変えて測定した 2~3 個の値の平均値) はそれぞれ, 4.74 eV, 4.90 eV, 4.12 eV であるが, 現在の確定値(文献 1)は 4.26 eV, 5.1 eV, 4.25 eV で特に Ag の値がかなりずれている。なお, Fowler 自身は実験をしておらず, 3 人の研究者が個々別々に行った実験のデータを借用している。

つづいて, L. A. DuBridge and W. W. Roehr (文献 6)が同じ方法で Pd の仕事関数の値を求めた。得られた値(4.97 eV ± 0.01 eV) はエミッターの温度 (305K~1078K) に依存せず, 実験誤差の範囲内で一定である。現在の確定値は 5.12 eV である。図 6 とは逆に, 温度  $T_j$  のときの測定値

$\left( \log_{10} \frac{I_{jl}}{T_j^2}, \frac{h\nu_l}{kT_j} \right)$  を平行移動させて  $\Phi - \delta$  図に重ね合わせたグラフが文献 3 に引用されている。

このようにして限界振動数や仕事関数などを求める方法はファウラープロットと呼ばれるようになり, 現在でも光電管の電流-電圧特性に関する実験データを解析するための標準的な方法として用いられている。

#### (ii) 光電管の電流-電圧特性から $h/e$ を求める方法

ここからはエミッターとコレクターの形状と配置が重要になる。筆算による理論計算が可能な 3 つの事例 { 球面のコレクターとその中心にある小球状のエミッター, 長い円筒形のコレクターとその中心軸にある円柱状のエミッター, 間隔が狭い平行板のコレクターとエミッター } のうち, 計算が簡単で実験もしやすい 3 番目の事例を考察する。

エミッターに対するコレクターの平行板間での電位差  $V'$  は,

$$V' = V + \frac{W_E - W_C}{e} \quad (23)$$

と表される。右辺の第1項は光電管の外部にある負荷電圧の読み (エミッター側からコレクター側を見たときの電位差) で, 第2項はエミッターとコレクターの接触電位差である (前篇の図(i)参照)。コレクターに穿たれた小さな穴を通して単色光をエミッターに照射し,  $V' < 0$  としたとき, 飛び出した光電子がコレクターに到達して光電流が流れるためには, 光子を吸収した自由電子がエミッター内の基底状態とコレクターの表面の間に存在するエネルギーの障壁

$$\mu_E + W_E - eV' = \mu_E - eV + W_C \quad (24)$$

を乗り越えなければならない(図 1 参照)。自由電子がエミッター内で光子を吸収してその表面から飛び出す条件(式(10))と同様に考えれば, エミッター内でエネルギー  $h\nu$  の光子を吸収した自由電子がコレクターに到達するための条件は, 式(10)の  $W_E$  を  $W_E - eV' \equiv W_E'$  に置き換えることによって,

$$p_z > \sqrt{2m(\mu_E + W_E' - h\nu)} \equiv p_0' \quad (25)$$

となる。このあとの計算は式(11)~式(21)と同じで, 単位入射エネルギーあたりのコレクター電流の大きさ  $I'$  は,



$$\log_{10} \left( \frac{I'}{T^2} \right) = B' + \Phi(\delta) \quad (26)$$

$$B' = \log_{10} \left( \frac{4\pi emk^2 \alpha'}{h^4 \nu n_{\text{ph}}} \right) \quad (27)$$

$$\delta = \frac{h\nu - W_C + eV}{kT} = \frac{h\nu - W_E + eV'}{kT} \quad (28)$$

を満たす。平行板型の光電管で得られた実験データを解析するときには式(26)が有用である。

たとえば、表題にある  $h/e$  の決定なら次のようにすればよい。

まず、実験を簡単にするために  $T = T_1$  (室温) の場合だけを考える。つぎに、振動数  $\nu_j$  の単色光の強さ  $f_j$  を測定し、それをエミッターに照射する。つづいて、いくつかの負荷電圧  $V_l$  に対するコレクター電流  $i_l$  を読み取り、 $I'_{jl} = i_l / f_j$  を求める。さらに、振動数を変えて同様の測定を繰り返す。

このようにして得られた測定値を  $\log_{10} \left( \frac{I'}{T^2} \right) - \frac{eV}{kT}$  図に記入すると図 7 の青点のようになる。ただし、これらの測定値は説明のための仮想的なものであり、実際の測定値ではない。図 6 の場合と同様に  $\Phi - \delta$  図を平行移動させて、理論曲線が  $\nu = \nu_j$  のときの測定値と一致する位置を捜す。図 7 の青線のように一致したとき、 $\delta = 0$  に対応する  $V$  の値を  $-V_{0j}$  ( $V'$  の値を  $-V'_{0j}$ ) とする。そのときの横軸の値  $-eV_{0j} / kT_1$  の位置が図 7 に矢印で示されている。 $\delta = 0$  と式(28)より、

$$0 = h\nu_j - W_C + e(-V_{0j}) \quad \therefore eV_{0j} = h\nu_j - W_C \quad (29)$$

あるいは、

$$0 = h\nu_j - W_E + e(-V'_{0j}) \quad \therefore eV'_{0j} = h\nu_j - W_E \quad (30)$$

を得る。これらの式は、仮にエミッターとコレクターの温度が絶対零度と仮定したときの修正されたアインシュタインの式(前篇の式(3)と式(8))で、 $V_{0j}$  は振動数  $\nu_j$  の単色光を照射したときの絶対零度における阻止電圧である。このようにして求めた測定値  $\{V_{0j}, \nu_j; j = 1, 2, 3, \dots\}$  を  $V_0 - \nu$  図に記入すれば、一直線上に分布する。その直線の傾きから  $h/e$  の値が求まる。

式(26)の検証実験を初めて行ったのは L. A. DuBridge である(文献 7)。エミッターに採用されたのは Mo で、室温で実験が行われた。波長  $\lambda_1 = 248.2 \text{ nm}$  と  $\lambda_2 = 265.3 \text{ nm}$  の 2 つの単色光を用いた試行的な実験では、 $V'_{01} - V'_{02} = 0.27 \text{ V}$  という値を得ている。当時知られていた  $h/e$  の値  $4.1 \times 10^{-15} \text{ V/Hz}$  を用いれば、 $(h/e)(\nu_1 - \nu_2) = 0.32 \text{ V}$  となり、 $0.05 \text{ V}$  の差がある。「この差は疑いもなくエミッターとコレクターの間の接触電位差の小さな変化に帰せられる」と DuBridge は述べているが、何が原因で接触電位差の変化が生じたというのであろうか？

この実験から半世紀たって、A. W. Knudsen (文献 8) が Ni 板に Ba を蒸着させたものをエミッターに採用し、7 つの単色光を用いて実験を行った。上記のようにして得られた  $h/e$  の値は  $4.11 \times 10^{-15} \text{ J}_S/\text{C}$  で、現在の確定値  $4.14 \times 10^{-15} \text{ J}_S/\text{C}$  との差はわずかである。Knudsen はこの実験を大学生の上級者向けの演習実験として採用することを勧めている。この論文には温度についての記述がないが、多分室温で実験をしているのであろう。また、単色光の振動数を変えるごとにその強さ  $f_j$  を測定しなければならないが、それについての記述もない。この点が気になる。

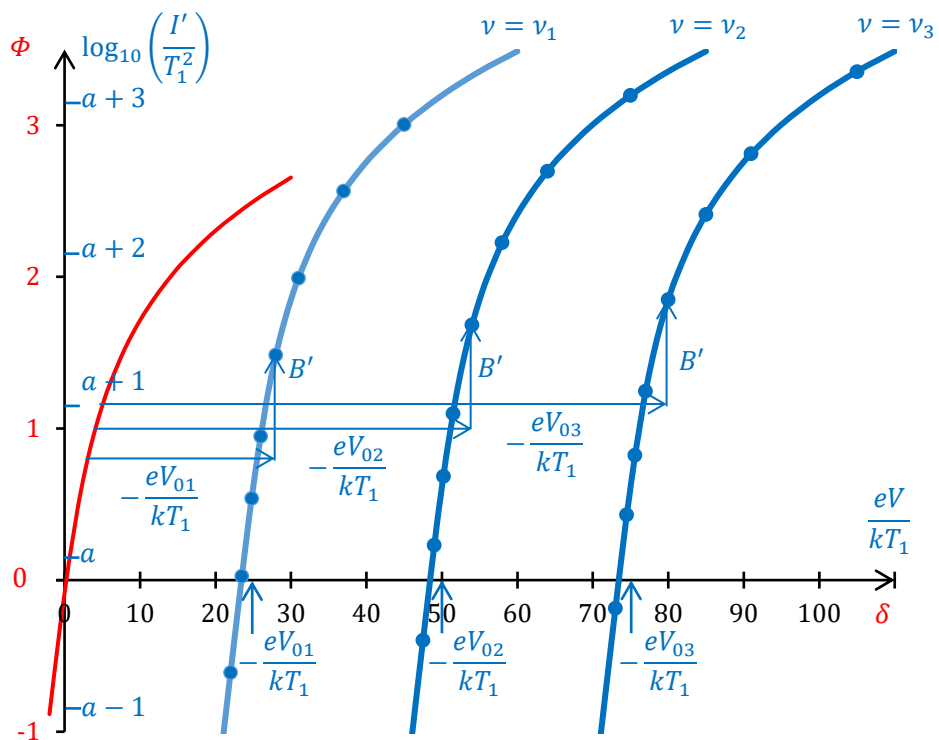


図7 エミッターとコレクターが平行板になっている光電管の電流－電圧特性  
 $I'$  は単位入射エネルギーあたりの光電流,  $V$  は負荷電圧,  $V_{0j}$  は振動数  $\nu_j$  の単色光を照射したときの絶対零度における阻止電圧である。

文献

1. Halas, S : 100 years of work function , Materials Science－Poland , Vol.24 , No.4 , 2006
2. Fowler, R. H. : “ Statistical Mechanics (2nd ed.) ” , Cambridge University Press 1936 , p358－362
3. 久保 亮五編 : 「大学演習 熱学・統計力学」 p367－369 , 裳華房(1961)
4. DuBridge, L. A. : A further experimental test of Fowler’s theory of photoelectric emission , Phy. Rev. 39 , 108－118 , 1932
5. Fowler, R. H. : The analysis of photoelectric sensitivity curves for clean metals of various temperatures, Phy. Rev. 38 , 45－56 , 1931

この論文で Fowler は、式(11)の被積分関数の中の  $p_z/m$  を 1 とし、ある瞬間において光電子となる可能性がある自由電子の数  $N_B$  を求め、光電流は  $N_B$  に比例すると仮定した。すなわち、可能性がある自由電子はすべて同じ確率で量子飛躍をして光電子になると仮定した。この仮定に基づいた理論曲線が測定データと見事に一致したのである。Fowler は  $N_B$  を求める積

分計算の過程である近似を用いている。偶然にも、その近似のために最終結果が式(11)から導かれる関係式(19)と同等な式になっている。ただし、 $B$ の表式は異なっている。

6. DuBridge, L. A. and Roehr, W. W. : Photoelectric and thermionic properties of palladium, *Phy. Rev.* 39, 99–107, 1932
7. DuBridge, L. A. : Theory of the energy distribution of photoelectrons, *Phy. Rev.* 43, 727–741, 1933
8. Knudsen, A. W. : The photoelectric determination of  $h/e$  : A new approach to an old problem, *Am. J. Phys.* 51, 725–729, 1983

注1 はじめ、FowlerとDuBridgeは“重要でない”と言っていたが、その後DuBridgeは次のようにすれば意味のある物理量の値が得られることに気がついた。式(22)の両辺の常用対数をとれば、

$$\log_{10} \left( \frac{i/e}{f/h\nu} \frac{1}{T^2} \right) = \log_{10} \left( \frac{4\pi mk^2}{h^3} \frac{\alpha}{n_{\text{ph}}} \right) + \Phi(\delta), \quad \delta = \frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}$$

となる。 $h/e$ の値を既知とすれば、左辺は測定データで決まる無次元量の対数である。もし

$$\log_{10} \left( \frac{i/e}{f/h\nu} \frac{1}{T^2} \right) - \frac{h\nu}{kT}$$

図上で $\Phi - \delta$ 図との一致の位置があれば、上下方向の平行移動量から右辺の第1項がわかり、 $\alpha/n_{\text{ph}}$ の値を求めることができる。 $\alpha$ については前述のように大きな仮定があるとは言え、実験によって確率 $\alpha/n_{\text{ph}}$ のおおよその値がわかるだけでも意味がある。実際にこの値は測定されており、理論との整合性が議論されている。

\*

「熱中物理」に掲載されている論文の要約

は [こちらへ](#)