

金属の熱電子放出

2022 年 3 月 2 日

1 目的

- 金属熱陰極を用いた二極電子管における電子流の陰極温度及び陽極電圧依存性を測定し理論値と比較することにより、固体内電子のエネルギー分布と熱電子の放出機構を考察する。

2 原理

2.1 電子放出の理論

電子はフェルミ統計によるエネルギー分布をとり、その一部が外部に脱出しても金属内の熱平衡は乱されないと仮定する。表面の法線を z 軸とする直角座標をとり、伝導帯の底からフェルミエネルギーを ζ 、電子の運動エネルギーを $E(= E_x + E_y + E_z)$ とする。このとき単位時間に単位表面積に到達する電子のうち、表面に垂直な運動エネルギー成分が E_z と $E_z + dE_z$ の間にある電子の数は

$$n(E_z)dE_z = \frac{4\pi mkT}{h^3} \ln \left(\exp \left(\frac{\zeta - E_z}{kT} \right) + 1 \right) dE_z$$

で与えられる。 $(m$: 電子の質量, k : ボルツマン定数, h : プランク定数) 表面での量子力学的反射を無視すると、 $E_z > \zeta + e\phi$ を満たす電子は金属外に放出されるから熱電子の電流密度 i は

$$\begin{aligned} i &= \int_{\zeta + e\phi}^{\infty} e \cdot n(E_z) dE_z \\ \Rightarrow i &= A \cdot T^2 \exp \left(-\frac{e\phi}{kT} \right) : \quad \text{Richard-Dushman の式} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} A &= \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 1.204 \times 10^6 \text{ A/m}^2 \text{ K}^2 : \quad \text{熱電子放出定数} \\ &(\because |\zeta - E_z| \gg kT) \end{aligned} \quad (2)$$

が得られる。

2.2 熱電子放出特性

金属の熱電子放出は陰極のフェルミ準位あるいはその近接準位の電子が熱エネルギーを得て金属外へ離脱する現象である。電子機器において整流や検波する二極真空管は真空中に熱陰極と陽極を対峙させ、熱電子流を両極間電圧と陰極温度によって制御する機構をもっている。

図1に二極電子管の陽極電流 I_p と陽極電圧 V_p の関係を陰極温度 T をパラメータとして描いた熱電子放出特性の概略図を示した。ここで、(a) の領域を初期電流領域、(b) の領域を空間電荷制限領域、(c) の領域を温度制限領域と呼ぶ。

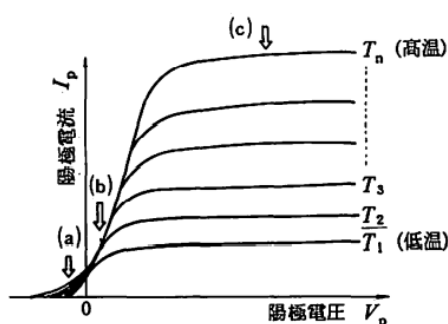


図1 二極電子管の $I_p - (V_p, T)$ 特性

2.2.1 初期電流領域の特性

陽極電圧 V_p を負にしたとき、陰極から放出された電子にはローレンツ力によってこれを押し戻す電場がかかることになる。これは陽極に見買う電子のポテンシャル障壁が $-eV_p$ だけ増加したことに相当する。これより式(1)の導出過程と同様の考えから

$$I_p = S \cdot A \cdot T^2 \exp\left(-\frac{e\phi - eV_p}{kT}\right) = i \cdot S \cdot \exp\left(\frac{eV_p}{kT}\right) \quad (3)$$

(S : 陰極の表面積)

の関係がある。

この初期電流 I_p は陰極表面から放出された電子が初速度分布をもつことに由来する。また、 $V_p \simeq 0$ V では I_p の増加に伴って空間電荷も増加し、両極間でポテンシャル変化が起こるため初期電流領域は温度によって異なるが、本実験では V_p が -2 V より小さい範囲に限られる。

2.2.2 空間電荷制限領域の特性

熱電子流は電子管内で定常電流場を形成しているから、真空中には一定量の空間電荷が存在する。空間電荷は陽極への流速が遅く (陽極電圧 V_p が低い)、陰極からの電子放出料が多く (陰極温度 T が高い)、陽極電流 I_p が大きいほど高密度になる。また、空間電荷の形成は陰極表面付近で特に著し

く、その密度増加は陰極の電子放出を抑制する働きがある。このように一定の V_p の下で空間電荷が十分に形成されるとさらに陰極温度 T を上げても I_p は増加しなくなる.((実際には電子が初速度を持つために陰極温度とともに I_p はわずかに増加する.) そして一定の T に対して空間電荷制限の状態を示す V_p の範囲を空間電荷制限領域という.

本実験では図 2 のような同軸円筒形の二極電子管を用いる. このとき改めて電流密度を $i'(r)$, 単位軸長あたりの電流を i とすればポアソンの式と電流 i , そしてエネルギーの式は

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) &= -\frac{\rho}{\epsilon_0} \\ i &= 2\pi r i'(r) = -2\pi r \rho v \\ \frac{1}{2} m v^2 &= eV \end{aligned}$$

となる. (e :電気素量, m :電子の質量, v :電子速度, ϵ_0 : 真空の誘電率, V :電位 ($V(0)=0$), ρ :電荷密度) これより v と ρ を消去すれば

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = \frac{i}{2\pi\epsilon_0 r} \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{-1/2}$$

が得られる. そしてこの微分方程式を解けば

$$i = \frac{8\pi\epsilon_0}{9r_p\beta^2} \sqrt{\frac{m}{2e}} V_p^{3/2} \quad (4)$$

$$\beta = \ln R - \frac{2}{5}(\ln R)^2 + \frac{11}{120}(\ln R)^3 - \frac{47}{3300}(\ln R)^4 + \dots \quad \left(R = \frac{r_p}{r_c} \right) \quad (5)$$

となることが知られている. なお, 本実験に用いる電子管の場合 $\beta = 1.08$ となり

$$I_p = G V_p^{3/2} \quad (6)$$

$$G = 1.36 \times 10^{-5} \frac{L}{r_p} \text{ A} \cdot \text{V}^{-2/3} \quad (7)$$

と 4 を数値計算することで定まる.

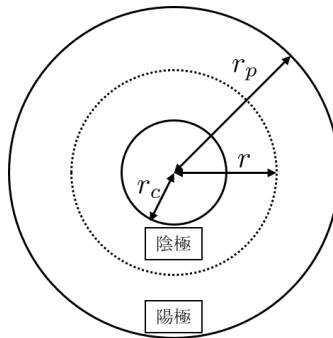


図 2 同軸円筒二極電子管

2.2.3 温度制限領域の特性

電子の飛行速度と電荷道度の積が陰極面の電子放出率に等しいことから、陽極電圧 V_p が十分に高くなると、電子管内の空間電荷密度は極端に低下する。このとき原理的には陰極面から放出された電子はすべて陽極に到達しており、 I_p は式 (1) の電流密度 i と陰極面積 S の積に相当するほぼ一定の値をとる。しかしながら、実験によれば V_p が 100 V 以上であっても V_p の増加に対して I_p もまた僅かずつ増加する。 I_p が飽和しないのは V_p の増加が電子のポテンシャル障壁を低下させるショットキー効果のためである。すなわち陰極面から放出された電子が表面から z の位置にあるとき、金属表面に生じる正の分極電荷のために電子は鏡像力を受ける。これと陽極電圧 V_p の大きさに比例する表面近傍の外部電場 eF_z による電子のポテンシャルエネルギー U は近似的に

$$U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4z} - eF_z \quad (8)$$

で表される。なお図 3 はこれによる電子のポテンシャル障壁を示したものである。

本実験装置である同軸円筒型の電子管の場合の F は陽極電圧 V_p から

$$F = \frac{V_p}{r_c \ln(r_p/r_c)}$$

によって与えられる。ここで式 (8) から U の極値を求め、図 3 と比較すると熱電子に対する実効上の仕事関数が $e\phi$ から

$$e\phi - \frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} \sqrt{F} = e\phi - \kappa \sqrt{V_p}$$

$$\kappa = \frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 r_c \ln(r_p/r_c)}}$$

に移り変わることがわかる。したがって、温度依存領域における陽極電流 I_p は

$$I_p = SAT^2 \exp\left(-\frac{e\phi - \kappa \sqrt{V_p}}{kT}\right) = I_0 \exp\left(\frac{\kappa \sqrt{V_p}}{kT}\right) \quad (9)$$

$$I_0 = SAT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (10)$$

となる。

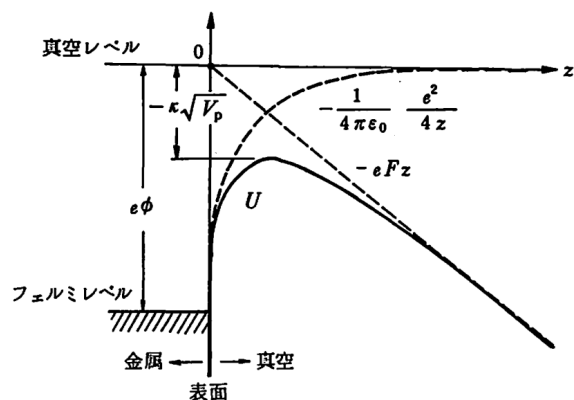


図3 ポテンシャル障壁とショットキー効果

3 実験方法

3.1 実験装置

1. 真空装置 (図4): ロータリーポンプとヒックマンポンプを排気装置とする真空系.
2. 電子管 (図5): ニッケル線を支持にして管の中心軸に 0.2 mmφ(半径 0.1 mm) のタングステンを二極電子管の陰極 (カソードとして取り付けしたもの. タングステン線と同軸に半径 10 mm 長さ 20 mm のニッケル円筒を陽極とする.)
3. 制御系および測定系 (図6)

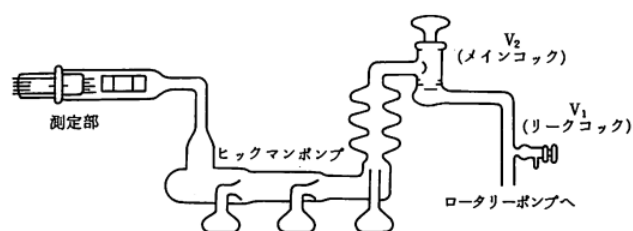


図4 真空系の構成

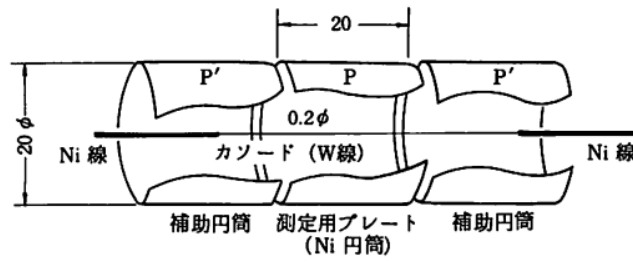


図 5 測定部の電極構成

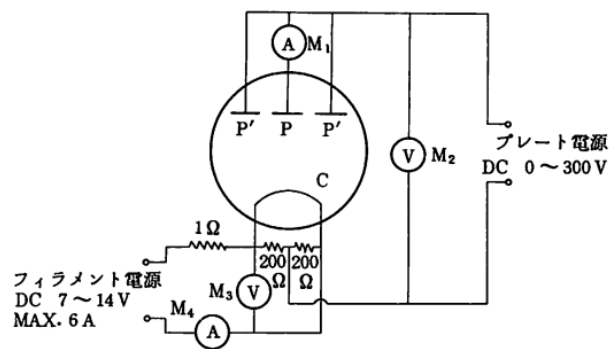


図 6 測定回路

3.2 実験手順

3.2.1 真空系の排気

1. リークコックとメインコックが閉じている状態で 5 分間ロータリーポンプによる粗挽きを行った。
2. メインコックを開き 10 分間粗挽きを行った。
3. ヒックマンポンプの電源を入れ、60 分待機した。

3.2.2 陽極電流 I_p の陽極電圧 V_p 依存性測定

1. 2013 K, 2059 K, 2105 K の 3 種類の陰極温度に対して、陽極電圧 V_p をおよそ -5 V から 30 V の間で変化させ、その時の両極電流 I_p の測定を行った。

4 実験結果

4.1 陽電流 I_p と陽極電圧 v_p の依存性測定

2013 K, 2059 K, 2105 K の 3 種類の陰極温度に対して, 陽極電圧 V_p をおよそ -5 V から 30 V の間で変化させ, その時の両極電流 I_p を測定した結果をグラフにまとめたものを図 7 に示した.

この結果に対して図 8 のように陽極電圧が小さい領域では熱電子により放出された電子を電位差によって押し返すために非常にその陽極電流が小さくなる (a) 初期電流領域を見ることがでている. その後陽極電圧を上げていくにつれて陽極に到達する電子が増え (b) 空間電荷制御領域) 陽極電流が増加し, やがてすべての熱電子が陽極に到達し陽極電流が一定の値をとる ((c) 温度制限領域) というように区分が確かにできるということが確認できた. また, 陰極温度が高いほど陽極電流の値は大きくなることから, 陰極温度が高いほど熱電子はより多く飛び出しているということも同時に確認できた.

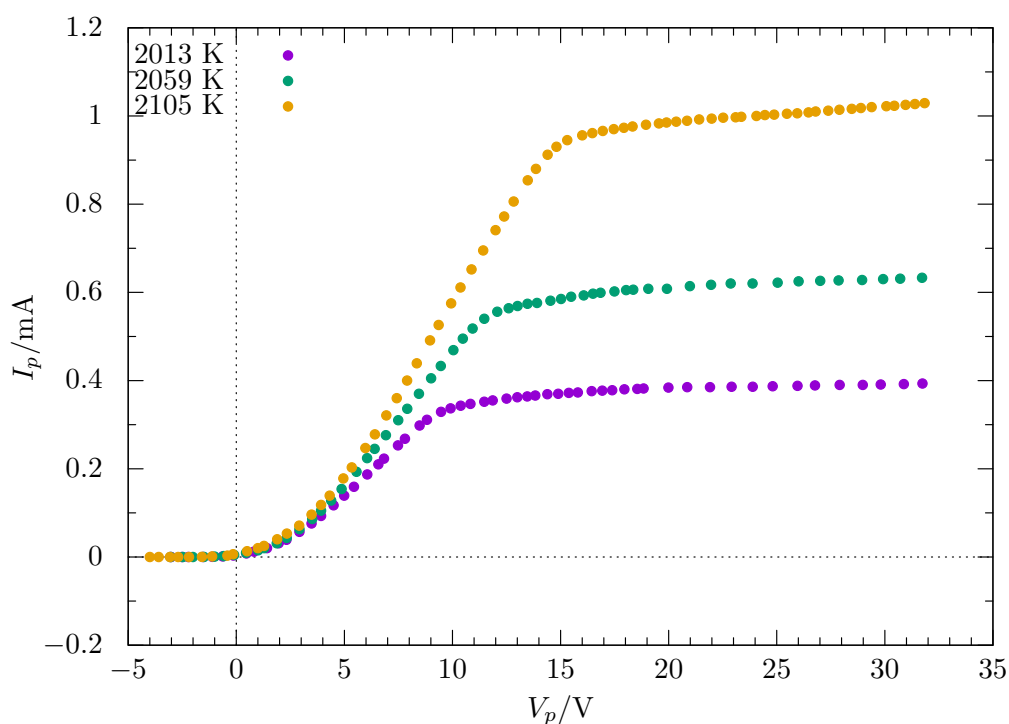


図 7 陽極電流 I_p と陽極電圧 V_p の関係

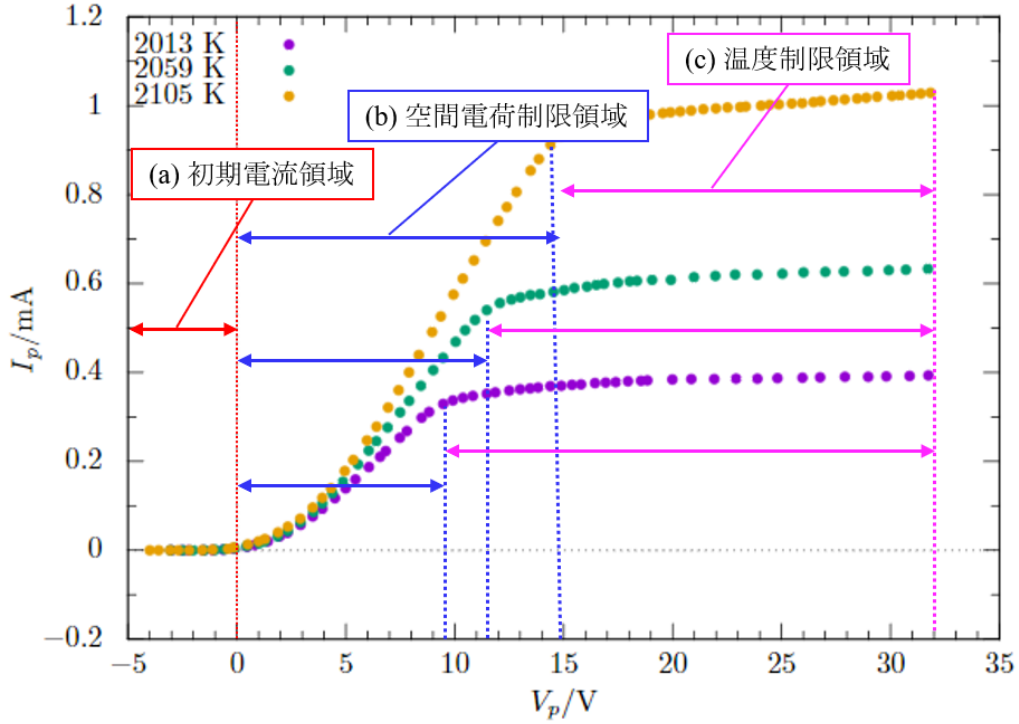


図8 陽極電流 I_p と陽極電圧 V_p の関係 (領域区分)

4.1.1 初期電流領域の特性解析

図8における初期電流領域, つまり $V_p \leq 0$ の領域に対して, 温度 T が一定のときの $\ln I_p - V_p$ グラフを作成すると図9のようになった.(なお, $I_p < 0$ は初期電流領域の陽極電流値として不適のため除いている) ここで, 式3より初期電流領域における陽極電流 I_p の温度依存性は

$$\begin{aligned}
 I_p &= iS \exp\left(\frac{eV_p}{kT}\right) \\
 \Rightarrow \ln I_p &= \ln \left[iS \exp\left(\frac{eV_p}{kT}\right) \right] \\
 \Rightarrow \ln I_p &= \frac{e}{kT} V_p + \ln(iS)
 \end{aligned} \tag{11}$$

となるから式(11)をにおいて $\frac{e}{kT}$, $\ln(iS)$ をパラメータとして線形フィッティングも同時に行った.

この結果を各温度に対して Fitting によって定められる実験値としての $\frac{e}{kT}$ の値と [1] より $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C, $k = 1.38 \times 10^{-23}$ JK $^{-1}$ を代入して得られる理論値としての値をまとめると表1のようになった. これより, 不確かさの範囲では実験値は理論値に対して有意な結果とは言えず, 信頼区間を 2σ としたときに差が有意であった. なおこの結果については後の5にて考察を行った.

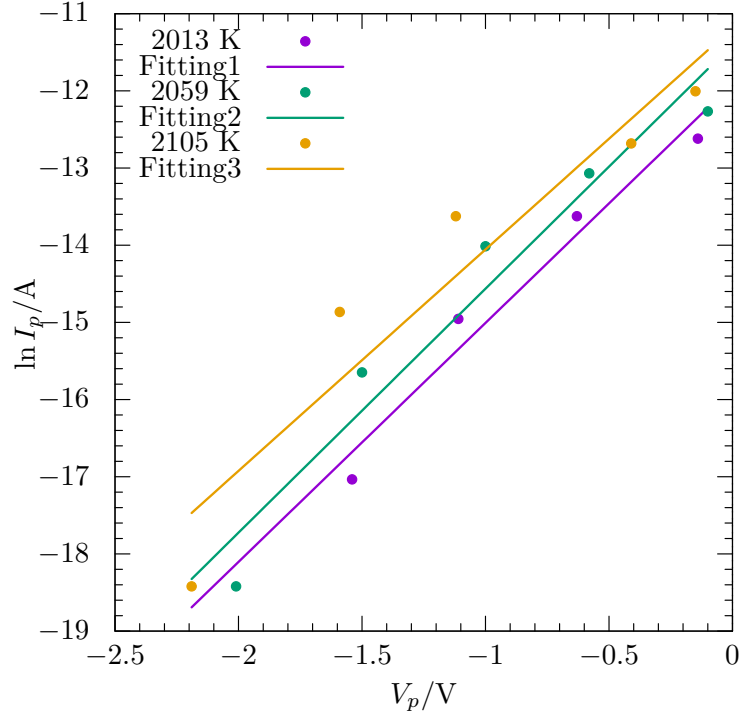


図9 初期電流領域における陽極電流 I_p の陽極電圧 V_p 依存性 ($\ln I_p - V_p$)

$$T = 2013 \text{ K のとき (Fitting1): } \ln I_p = (3.10 \pm 0.43)V_p + (-11.91 \pm 0.43)$$

$$T = 2059 \text{ K のとき (Fitting2): } \ln I_p = (3.16 \pm 0.44)V_p + (-11.40 \pm 0.55)$$

$$T = 2105 \text{ K のとき (Fitting3): } \ln I_p = (2.87 \pm 0.55)V_p + (-11.19 \pm 0.73)$$

表1 初期電流領域におけるフィッティング結果の理論値との比較

温度 T	実験値 $\frac{e}{kT}/\text{C} \cdot \text{J}^{-1}$	理論値 $\frac{e}{kT}/\text{C} \cdot \text{J}^{-1}$
2013 K	3.10 ± 0.43	5.76
2059 K	3.16 ± 0.44	5.64
2105 K	2.87 ± 0.55	5.51

4.2 空間電荷制限領域の特性解析

図8における空間電荷制限領域, つまり測定データの $0 < V_p$ で陽極電圧の増加とともに陽極に到達する電子が増え, 陽極電流が増加している領域に対して, 温度 T が一定のときの $I_p - V_p$ グラ

フを作成すると図 10 のようになった。

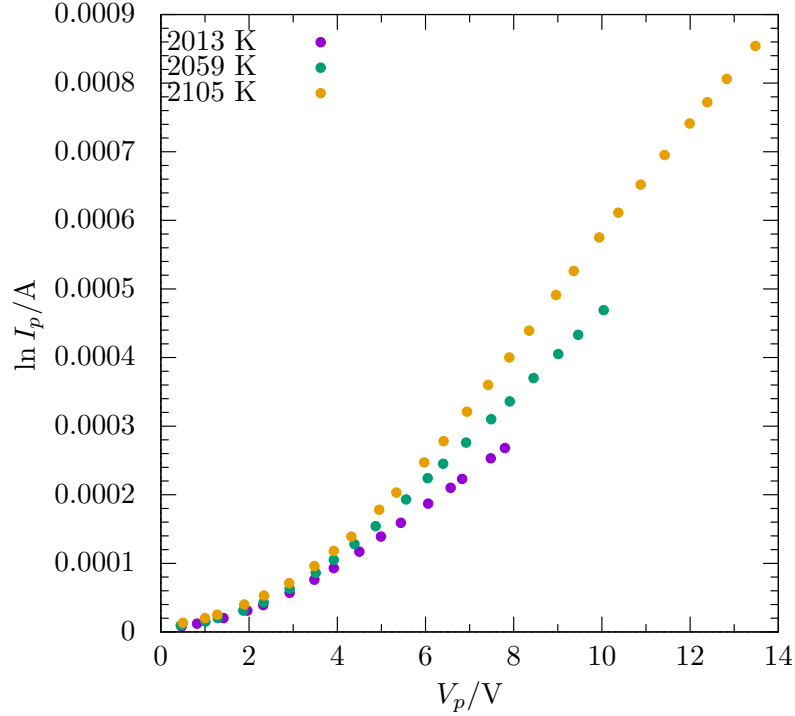


図 10 空間電荷制限領域における陽極電流 I_p と陽極電圧 V_p の関係

この空間電荷制限領域の結果に対して式 (6) より

$$I_p = GV_p^{3/2}$$

$$\Rightarrow \ln I_p = \frac{3}{2} \ln V_p + \ln G \quad (12)$$

の関係が成立するから $\ln I_p - \ln V_p$ グラフをそれぞれの温度について作成し $\ln V_p$ の係数, $\ln G$ をパラメータとしてフィッティングを行えば図 11 のようになった。なお, V_p の上限および下限については図 8 と実際のデータを参照しながら, 初期電流領域および温度制限領域に含まれるデータを除くために陽極電流の増幅度が変化した値から 1 データ前後を採用した。

これより原理でも述べたが V_p の下で空間電荷が十分に形成されると陰極温度によらず I_p は一定値をとる, つまりフィッティングした関数が重なるはずであるが, 電子が初速度をもつために温度が高いほど I_p の値ががわずかに増加していることが確認できた。また, 式 (12) から直線の傾きは $\frac{3}{2}$ になり, 切片は今回の陽極の半径と長さが 5 より $r_p = 10 \text{ mm}$, $L = 20 \text{ mm}$ であるから $\ln G = 1.36 \times 10^{-5} \frac{L}{r_p} = -10.51 \text{ A} \cdot \text{V}^{-2/3}$ になるべきである。したがってフィッティングによる実験値と理論値を比較すると表 2 のようになり不確かさの範囲では有意とはいえず, 信頼区間を 2σ

にすれば差が有意であった。これは空間電荷制限領域における熱電子流の特性は未だ完全には理解されていないという事実から理論式 (6) に多くの不確かさを含んでいることから領ける。

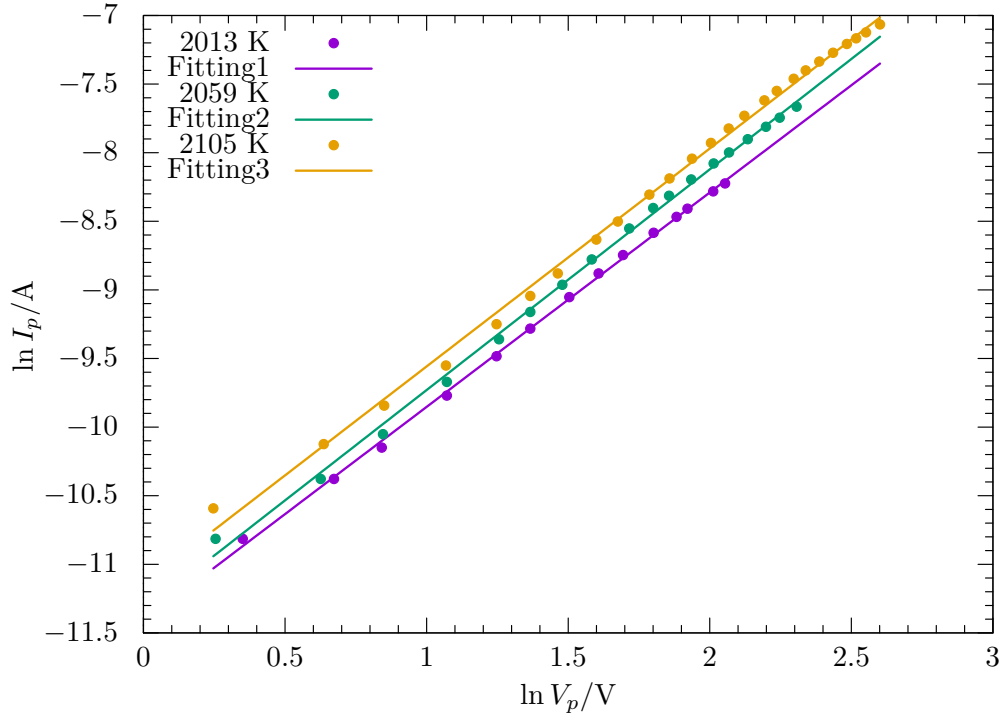


図 11 空間電荷制限領域における陽極電流 I_p と陽極電圧 V_p の関係 ($\ln I_p - \ln V_p$)

$$T=2013 \text{ K のとき (Fitting1): } \ln I_p = (1.563 \pm 0.014) \ln V_p + (-11.416 \pm 0.021)$$

$$T=2059 \text{ K のとき (Fitting2): } \ln I_p = (1.608 \pm 0.019) \ln V_p + (-11.339 \pm 0.032)$$

$$T=2105 \text{ K のとき (Fitting3): } \ln I_p = (1.588 \pm 0.018) \ln V_p + (-11.146 \pm 0.034)$$

表 2 空間電荷制限領域におけるフィッティング結果の理論値との比較

温度 T	実験値 ($\ln V_p$ の係数 3/2)	理論値 3/2	実験値 $\ln G$	理論値 $\ln G$
2013 K	1.563 ± 0.014	1.500	-11.416 ± 0.021	-10.512
2059 K	1.608 ± 0.019	1.500	-11.339 ± 0.032	-10.512
2105 K	1.588 ± 0.018	1.500	-11.339 ± 0.032	-10.512

4.3 温度制限領域の特性解析

図 8 における温度制限領域, つまり陰極面から放出された電子がすべて陽極に到達している空間制限領域で指定した範囲以上の陽極電圧 V_p に対して温度が一定のときの $\ln I_p - \sqrt{V_p}$ グラフをそれぞれの温度について作成すれば図 12 のようになった. また, 温度制限領域の結果に対しては式 (9) から

$$I_p = I_0 \exp\left(\frac{\kappa \sqrt{V_p}}{kT}\right)$$

$$\Rightarrow \ln I_p = \frac{\kappa}{kT} \sqrt{V_p} + \ln I_0$$

の関係が成立するから $\frac{\kappa}{kT}, \ln I_0$ をパラメータとしてフィッティングも同時に行った. なお, 空間電荷制限領域に含まれるデータを除くために陽極電流の増幅度が変化した値から 1 データ後を採用した.

ここで, [1] より適切な物理定数を代入すれば式 (9) より

$$\kappa = \frac{e^{3/2}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0 r_c \ln(r_p/r_c)}} = 2.833 \times 10^{-22} \text{ C} \cdot \text{V}^{1/2}$$

$$\therefore \frac{\kappa}{kT} = \frac{20.5}{T}$$

となり, さらには今陰極としてタングステンを用いており, 文献 [2] からタングステンの仕事関数として

$$e\phi = 4.55 \text{ eV}$$

$$= 7.289 \times 10^{-19} \text{ J}$$

を採用すれば

$$S = \pi r_c^2 = 3.141 \times 10^{-8}, \quad A = \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 1.202 \times 10^6$$

$$I_0 = SAT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) = 0.038T^2 \exp\left(-\frac{5.28 \times 10^4}{T}\right)$$

となるからフィッティングから得られる実験値と理論値を比較すると表 3 のようになり, 不確かさの範囲では実験値は理論値に対して有意な結果とは言えず, 信頼区間を 3σ にしたとき差が有意であった. これは考察にて述べるがフィッティングをする際にパラメータとして設定した値をいくつか固定してやることでより精度よく実験値を得られるのではないかと考えた. また, 同時に零電界電流 I_0 も定まった.

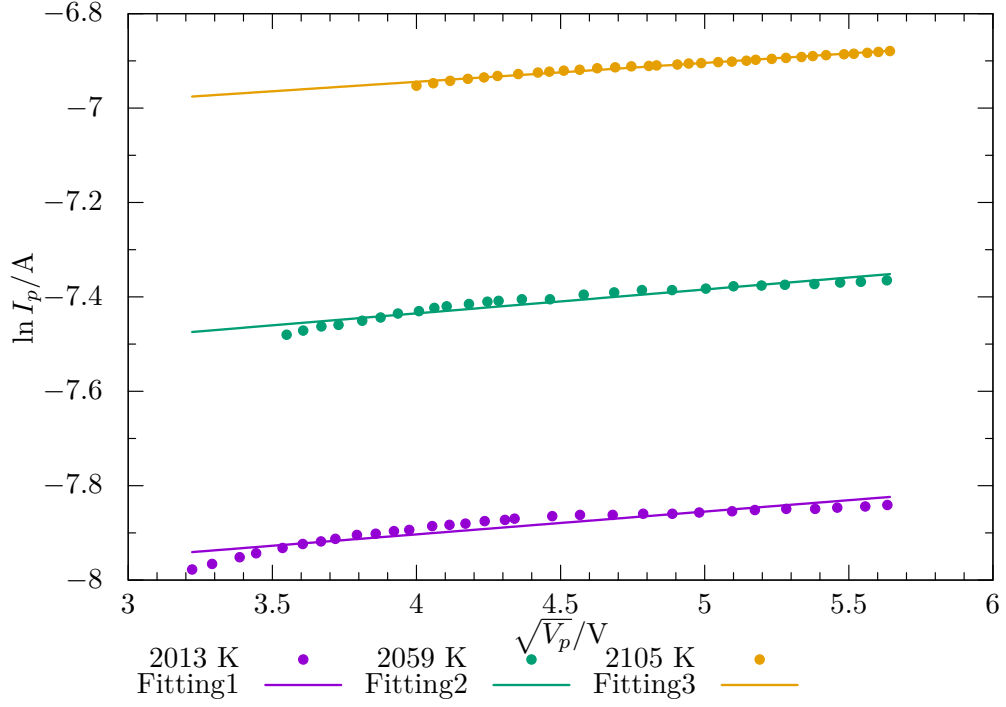


図 12 温度制限領域における陽極電流 I_p と陽極電圧 V_p の関係 ($\ln I_p - \sqrt{V_p}$)

$$T=2013 \text{ K のとき (Fitting1): } \ln I_p = (0.048 \pm 0.004)\sqrt{V_p} + (-8.10 \pm 0.02)$$

$$T=2059 \text{ K のとき (Fitting2): } \ln I_p = (0.051 \pm 0.003)\sqrt{V_p} + (-7.64 \pm 0.01)$$

$$T=2105 \text{ K のとき (Fitting3): } \ln I_p = (0.040 \pm 0.001)\sqrt{V_p} + (-7.10 \pm 0.01)$$

表 3 温度制限領域における実験値と理論値の比較

温度 T	実験値 $\frac{\kappa}{kT}$	理論値 $\frac{\kappa}{kT}$	実験値 $\ln I_0$	理論値 $\ln I_0$
2013 K	0.048 ± 0.004	0.010	-8.10 ± 0.02	-14.29
2059 K	0.051 ± 0.003	0.010	-7.64 ± 0.01	-13.66
2105 K	0.040 ± 0.001	0.009	-7.10 ± 0.01	-13.06

5 考察

5.1 初期電流領域のフィッティングから得られる実験値に対する考察

今回の実験結果では不確かさの範囲では有意ではなく、信頼区間を 2σ としたときに差が有意な結果というのが多くあった。そこでフィッティングに対して一つのパラメータが内包する物理定数が多いことが要因ではないかと考えた。というのも例えば初期電流領域のフィッティングにおいて2つをパラメータとしたがその中には e, k, T, i, S の3つのパラメータが含まれている。そこでこれらのうち理論値との比較で差し支えない T, i, S を始めに与え固定した上でフィッティングをかけることを試みた。

$T=2013\text{ K}$ の場合を代表にして考える。式 (1) より本実験に用いるタングステンを陰極とする電子管の場合

$$T = 2013\text{ K}$$

$$i = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) = 19.77\text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$$

$$S = \pi r_c^2 = 3.14 \times 10^{-8}\text{ m}^2$$

よりフィッティングは $\ln I_p = \frac{e}{2013k} V_p + \ln(19.77 \times 3.14 \times 10^{-8})$ に対して行えばよく、その結果図 13 のようになった。このフィッティング結果において傾き $6233 \pm 972\text{ C} \cdot \text{K} \cdot \text{J}^{-1}$ は e/k に対応する。そして

$$\frac{e}{k} = \frac{1.60217 \times 10^{-19}}{1.38065 \times 10^{-23}} = 11604\text{ C} \cdot \text{K} \cdot \text{J}^{-1}$$

となっているからこのフィッティングパラメータが内包するパラメータを減らした結果、理論値と比較したときに実験値は不確かさの範囲で一致し、より有意な結果が得られた。

以上のことから各領域のフィッティングから得られる実験値と理論値との差はいくつかのパラメータを固定してやることで是正できることがわかった。

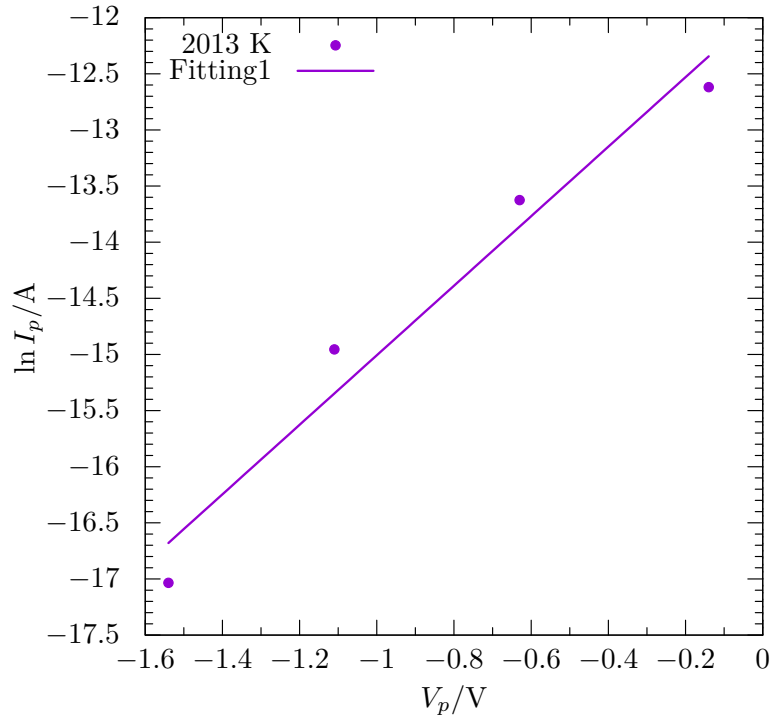


図 13 初期電流領域 $T = 2013 \text{ K}$ における陽極電流 I_p と陽極電圧 V_p の関係

$$\ln I_p = \frac{(6233 \pm 972)}{2013} V_p + -14.29$$

6 プラス情報

[1]

陽極電圧は

$$V_p = 2.0 \text{ V}$$

とする. この陽極電圧のとき, 2013 K, 2059 K, 2105 K 温度範囲で測定した今回の実験結果図 8 をみれば温度範囲 $T = 2000 \sim 2100 \text{ K}$ で空間電荷制限領域のとなることが見て取れる. そこで, 理論的には空間電荷制限領域においては原理でも述べたように一定の V_p の下で空間電荷が十分に形成されると陰極温度 T を上げてても陽極電流 I_p は増加しなくなる. つまり各温度に対して一定の陽極電流をとるということである. これより空間電荷制限領域の式 (6) に対して $V_p = 2.0 \text{ V}$ 代入すれば

$$\begin{aligned} I_p &= GV_p^{3/2} \quad \left(G = 1.36 \times 10^{-5} \cdot \frac{L}{r_p} \right) \\ &= 1.36 \times 10^{-5} \cdot \frac{20}{10} \cdot (2.0)^{3/2} \\ s &= 0.0000769 \text{ A} \\ &= 0.0769 \text{ mA} \end{aligned}$$

と定まる.

しかしながら予想される温度依存性はこれだけではなく, 実験結果では電子が初速をもつために温度が高いほどわずかに I_p も高くなるという状況が実現していた. したがって理想的ではなく電子の初速を考慮した空間電荷制限領域における陽極電流の温度依存性をもとめる. そのために空間電荷制限領域の実験結果に対してフィッティングをかけることによって求めた関数に対して陽極電圧 $V_p = 2.0$ を代入することで 3 つの陽極電流 I_p を求めると表 4 のようになる. これをグラフに描き同時に僅かな増加は線形となると考え, フィッティングを行うと図 7 を得る. つまり電子の初速を考慮した場合, $V_p = 2.0$ における陽極電流 I_p/mA の温度 T 依存性は

$$I_p = (0.000936 \pm 0.000028)T + (-1.65 \pm 0.06)$$

とかける.

表 4 陽極電圧 $V_p = 2.0 \text{ V}$ における陽極電流 I_p の温度 T 依存性

温度 T/K	陽極電流 I_p/mA
2013	0.033
2059	0.036
2105	0.043

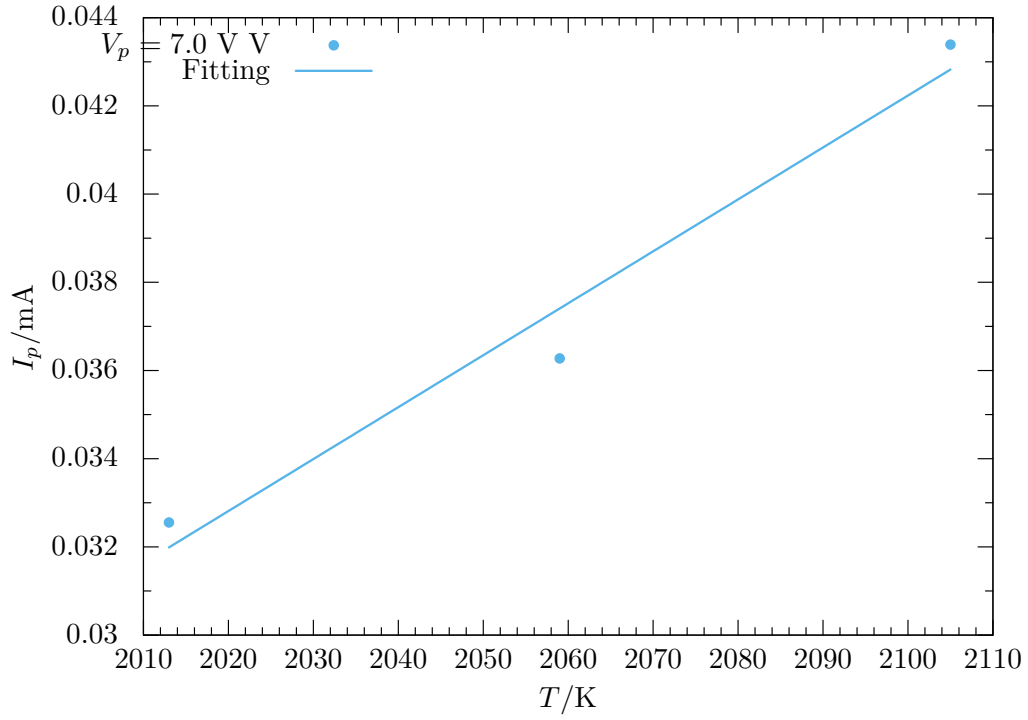


図 14 空間電荷制限領域 $V_p = 2.0$ V における陽極電流 I_p の温度依存性 (電子の初速を考慮した場合)

$$\text{Fitting: } I_p = (0.000936 \pm 0.000028)T + (-1.65 \pm 0.06)$$

以上の議論から $V_p = 2.0$ における陽極電流 I_p/mA の温度 T 依存性は

$$\text{電子の初速を 0 とした場合: } I_p = 0.504 \text{ mA}$$

$$\text{電子の初速を考慮した場合: } I_p = (0.000936 \pm 0.000028)T + (-0.13 \pm 0.06)$$

の 2 通りが考えられ一つのグラフにまとめると図 15 となる.

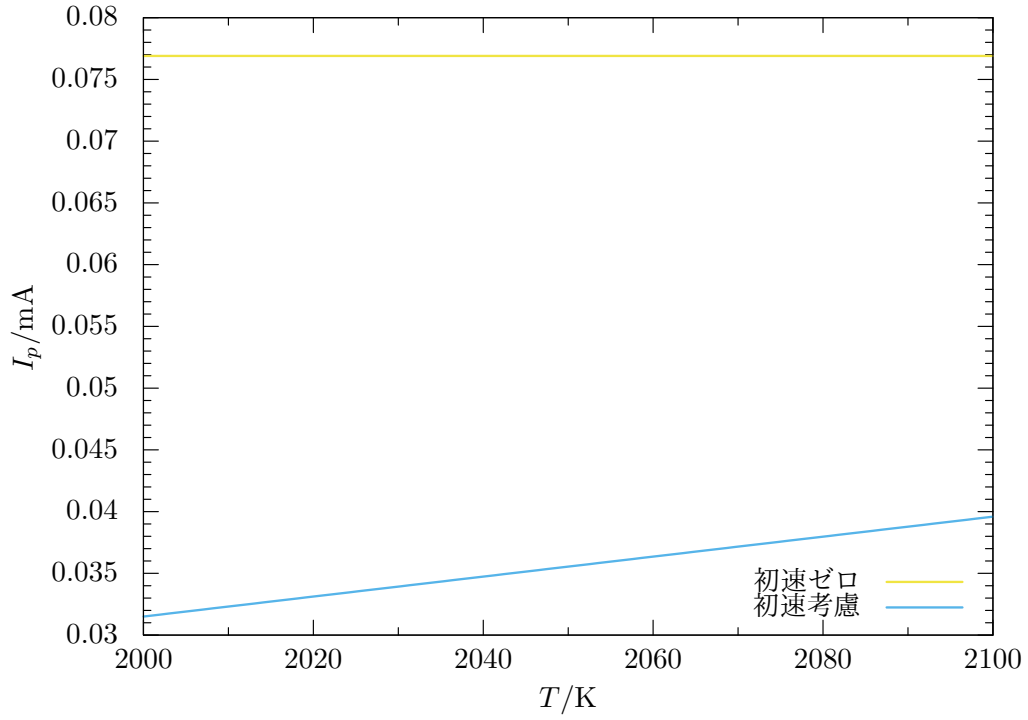


図 15 空間電荷制限領域 $V_p = 2.0$ V における陽極電流 I_p の温度依存性

[おまけ]

- 4.3 の表 3 に各温度の零電界電流も同時に定めた. またその温度依存性については温度が高くなるほど I_0 も大きくなることも同時にわかる. ここで横軸に温度 T /K, 縦軸に零電界電流 I_0 をとってグラフにプロットすると図 16 のようになり, 式 (10) より $I_0 = aT^2 \exp(-b/T)$ とおき a, b をパラメータとしてフィッティングを行った. これより

$$\begin{aligned} \frac{e\phi}{k} &= (1.01 \pm 0.05) \times 10^4 \\ \Rightarrow e\phi &= (1.40 \pm 0.07) \times 10^{-19} \text{ J} \end{aligned}$$

となる. この仕事関数はまさに文献 [2] より引用した陰極のタングステンの仕事関数と差が有意である. したがって実験結果から得られた零電界電流の温度依存性は式 (10) で記述できることが確かめられた.

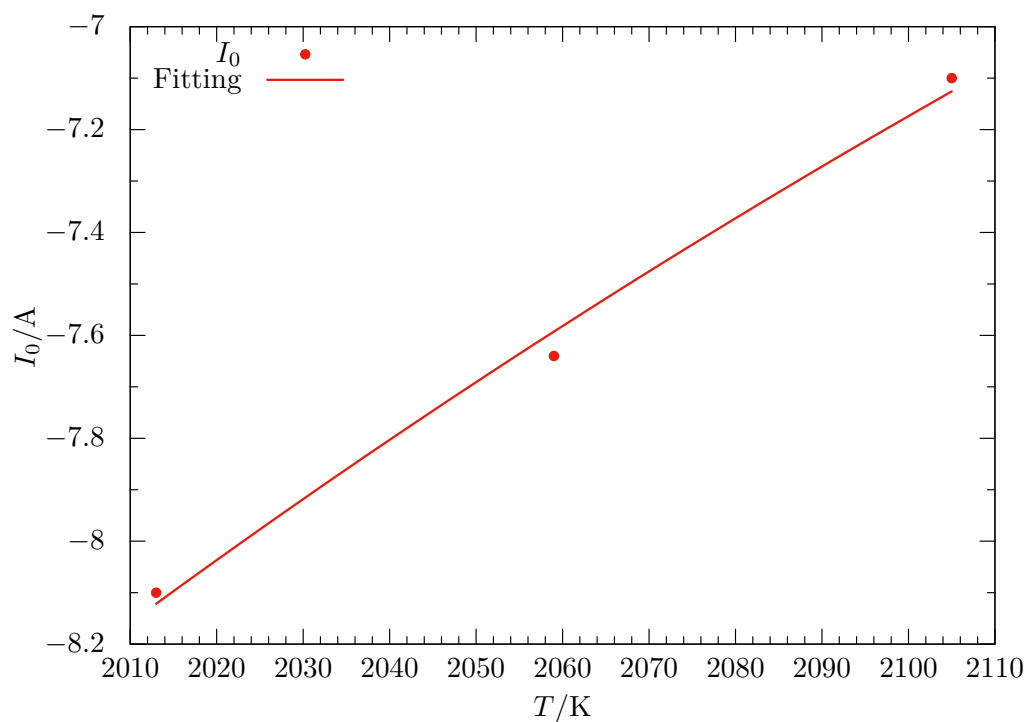


図 16 零電界電流 I_0 の温度依存性

$$I_0 = (1.3 \pm 0.3) \times 10^{-8} T^2 \cdot \exp\left(\frac{(1.01 \pm 0.05) \times 10^4}{T}\right) + (-18.81 \pm -0.45)$$

7 結論

二極電子管における電離流の陽極電圧と陽極電流の関係性を調べることで固体内電子中の熱電子の放出機構を理論値と実験値を比較し考察を行った。また、陰極温度と陽極電流の関係を調べ、その間に成立する関係式を実験値から定めることができた。

参考文献

- [1] 理科年表 2019,, 国立天文台編,, 丸善出版
- [2] 表面物性工学ハンドブック,, 小間篤, 青野正和, 石橋幸治, 塚田捷 (編),, 1987.7,, 丸善出版,, 付録データ
- [3] 計測における誤差解析入門,, John.R.Taylor,, 林 茂雄, 馬場 涼訳,, 東京化学同人