

Dominika Majchrzak
Rok 3, Fizyka
Tydzień II, godz. 10.15

Wyznaczanie pracy wyjścia

1 Wyniki pomiarów

Tablica 1: Wyniki pomiarów dla metody Davissona. Odpowiednie oznaczenia: I_z - prąd żarzenia, I_a - prąd anodowy, R_3 - rezystancja opornika dekadowego, R_T - rezystancja katody, dI_z - zmiana prądu żarzenia.

Lp	$I_z[mA]$	$\Delta I_z[mA]$	$R_3[\Omega]$	$R_T[\Omega]$	$I_a[mA]$	$\Delta I_a[mA]$	$dI_z[mA]$	$\Delta dI_z[mA]$
1	24,88	0,11	11100	111	5,446	0,013	2,273	0,011
2	23,95	0,11	10800	108	5,168	0,013	2,162	0,011
3	23,02	0,11	10400	104	4,865	0,012	2,033	0,011
4	21,96	0,11	9900	99	4,456	0,012	1,999	0,011
5	20,93	0,11	9500	95	4,025	0,012	1,588	0,011
6	20,06	0,11	9200	92	3,564	0,012	1,495	0,011
7	18,99	0,11	8700	87	2,944	0,011	1,083	0,011
8	17,97	0,11	8300	83	2,334	0,011	0,7875	0,0014
9	16,91	0,11	7900	79	1,642	0,011	0,7236	0,0014
10	15,98	0,11	7500	75	1,045	0,011	0,4074	0,0012
11	14,91	0,11	7000	70	0,4782	0,0012	0,2402	0,0011
12	14,03	0,11	6600	66	0,2035	0,0011	0,1474	0,0011
13	12,84	0,11	6000	60	0,0430	0,0010	-	-
14	11,99	0,11	5500	55	0,0085	0,0010	-	-
15	10,86	0,11	5000	50	0,0004	0,0010	-	-
16	9,961	0,015	4500	45	-	-	-	-
17	9,016	0,015	4100	41	-	-	-	-
18	7,974	0,014	3800	38	-	-	-	-
19	6,984	0,013	3500	35	-	-	-	-
20	5,955	0,013	3300	33	-	-	-	-
21	4,971	0,012	3200	32	-	-	-	-
22	3,955	0,012	3100	31	-	-	-	-
23	3,021	0,012	3000	30	-	-	-	-
24	1,982	0,011	2900	29	-	-	-	-
25	0,9151	0,010	2890	28,9	-	-	-	-

Tablica 2: Wyniki obliczeń dla metody Davissona. Odpowiednie oznaczenia: $\frac{R_T}{R_0}$ - względna zmiana rezystancji katody, T - temperatura katody, A - praca wyjścia z katody.

$\frac{R_T}{R_0}[-]$	$T[K]$	$A[eV]$	$\Delta A[eV]$
3,83	841,78	2,21	0,03
3,72	822,62	2,07	0,03
3,59	797,08	1,91	0,03
3,41	765,15	1,87	0,03
3,28	739,60	1,49	0,03
3,17	720,45	1,47	0,03
3,00	688,52	1,15	0,02
2,86	662,98	0,94	0,01
2,72	637,43	1,12	0,02
2,59	611,89	0,88	0,02
2,41	579,96	1,00	0,02
2,28	554,42	1,30	0,03
2,07	516,10	-	-
1,90	484,18	-	-
1,72	452,25	-	-
1,55	420,32	-	-
1,41	394,78	-	-
1,31	375,62	-	-
1,21	356,46	-	-
1,14	343,69	-	-
1,10	337,31	-	-
1,07	330,92	-	-
1,03	324,53	-	-
1,00	318,15	-	-
1,00	317,51	-	-

Tablica 3: Wyniki pomiarów dla metody prostych Richardsona. Odpowiednie oznaczenia: I_z - prąd żarzenia, I_a - prąd anodowy, T_1 , T_2 - temperatura katody, $\langle T \rangle$ - średnia temperatura katody, dT - poprawka do temperatury, T - temperatura katody po uwzględnieniu poprawki.

Lp	$I_z[mA]$	$\Delta I_z[mA]$	$I_a[mA]$	$\Delta I_a[mA]$	$T_1[^\circ C]$	$T_2[^\circ C]$	$\langle T \rangle [^\circ C]$	$dT[^\circ C]$	$T[^\circ C]$	$T[K]$
1	1205	4,6	0,0016	0,00020	1270	1260	1265	89	1354	1627,15
2	1249	4,7	0,0028	0,00021	1300	1320	1310	94	1404	1677,15
3	1297	4,9	0,0056	0,00022	1330	1340	1335	98	1433	1706,15
4	1350	5,1	0,0116	0,00023	1380	1390	1385	104	1489	1762,15
5	1401	5,2	0,0233	0,00027	1440	1480	1460	114	1574	1847,15
6	1451	5,4	0,0407	0,00032	1540	1540	1540	127	1667	1940,15
7	1502	5,5	0,0718	0,00042	1620	1600	1610	137	1747	2020,15
8	1550	5,7	0,1250	0,00058	1680	1670	1675	149	1824	2097,15
9	1602	5,8	0,2119	0,00084	1720	1710	1715	155	1870	2143,15
10	1651	6,0	0,3980	0,0032	1730	1760	1745	159	1904	2177,15
11	1703	6,1	0,5500	0,0037	1750	1770	1760	171	1931	2204,15

Tablica 4: Wyniki obliczeń dla metody prostych Richardsona.

$\ln(\frac{I_a}{T^2})[-]$	$\frac{1}{k_B T}[\frac{1}{eV}]$	$\Delta \ln(\frac{I_a}{T^2})[-]$	$\Delta(\frac{1}{k_B T})[\frac{1}{eV}]$
-28,13	7,13	0,19	0,22
-27,64	6,92	0,13	0,21
-26,98	6,80	0,097	0,20
-26,31	6,58	0,077	0,19
-25,71	6,28	0,066	0,17
-25,25	5,98	0,059	0,15
-24,76	5,74	0,055	0,14
-24,28	5,53	0,052	0,13
-23,80	5,41	0,051	0,13
-23,20	5,33	0,054	0,12
-22,90	5,26	0,052	0,12
Praca wyjścia: $A = 2,55(12)eV$			

2 Opis teoretyczny

1. Model pasmowy ciał stałych

Model pasmowy ciał stałych jest to model, w którym elektrony mogą przyjmować jedynie energie należące do ściśle określonych zakresów, zwanych dozwolonymi pasmami energetycznymi. Pasma energetyczne są rozdzielone wzbronionymi pasmami energetycznymi (zakresami wartości energii, których nie może mieć żaden elektron znajdujący się w danym ciele stałym). Ciała stałe takie jak przewodniki, izolatory oraz półprzewodniki różnią się strukturą pasmową. Izolator posiada taką liczbę elektronów, że pasma energetyczne są całkowicie wypełnione lub puste (przerwa pomiędzy dozwolonymi pasmami energetycznymi jest na tyle duża, że przyłożone pole elektryczne, które miałoby wzbudzić przepływ prądu w izolatorze, powoduje przebicie i zniszczenie struktury kryształu). Podobnie wygląda struktura pasmowa w półprzewodnikach, jednak przerwa energetyczna między pasmem przewodnictwa a pasmem walencyjnym jest na tyle mała, że wystarczy niewielki wzrost temperatury, aby w półprzewodniku zaczął płynąć prąd. Natomiast w przewodniku jedno lub więcej pasm jest częściowo wypełnione, w wyniku czego elektrony mogą poruszać się swobodnie w przyłożonym polu elektrycznym.

Najlepszym sposobem na zrozumienie powstawania struktury pasmowej w ciałach stałych, a w szczególności w metalach, jest rozważenie poniższej sytuacji:

Rozważmy prosty układ N atomów wodoru. Jeżeli atomy te znajdują się względem siebie w nieskończonych odległościach, to w takim układzie występują poziomy energetyczne elektronów takie jak w pojedynczym atomie wodoru. Przy zbliżaniu atomów do siebie, poziomy energetyczne ulegają rozszczepieniu na N nowych stanów (wynika to z zasady Pauliego). W ciałach stałych, gdzie mamy dużo atomów w kryształach (około 10^{24}) następuje rozszczepienie atomów na tak dużą liczbę poziomów, iż powstają pasma o praktycznie ciągłych zakresach energii. Elektron posiadający konkretną wartość energii, dzięki tunelowaniu pomiędzy atomami, będzie mógł przyjmować jedną z wielu zbliżonych do siebie wartości energii tworzących pasmo energetyczne.

2. Gaz elektronowy w metalu (rozkład Fermiego – Diraca, energia Fermiego)

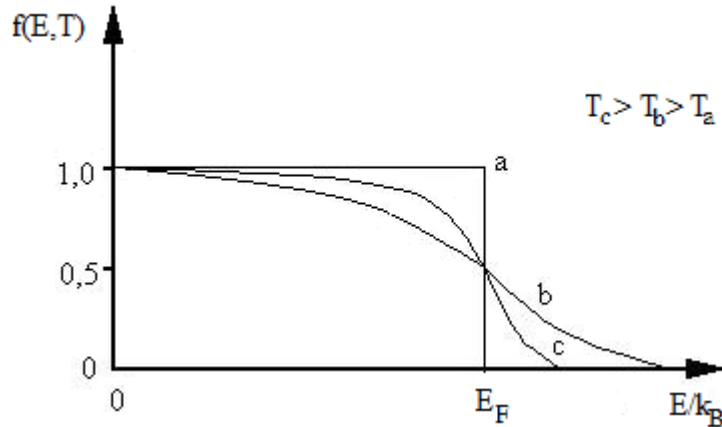
W metalach elektrony walencyjne łatwo odłączają się od atomów, tworząc wspólne morze elektronów. Powstające w ten sposób jony dodatnie są rozmieszczone w kryształach w postaci regularnej sieci przestrzennej, charakterystycznej dla danej budowy krystalicznej metalu. Siły pochodzące od jonów dodatnich wywierane na elektrony znoszą się wzajemnie, wskutek czego elektrony mogą poruszać się swobodnie w metalu. Poruszają się one ruchem bezładnym po całym metalu, podobnie jak cząstki gazu w naczyniu zamkniętym. Ze względu na tę analogię mówi się o elektronowym gazie w metalu.

Przy opisie gazu elektronowego w metalach zaniedbuje się periodyczne pole pochodzące od jonów sieci krystalicznej, a elektrony traktujemy jako swobodnie poruszające się cząstki. W temperaturze $0K$ elektrony obsadzają stany o najniższych energiach, aż do stanu o najwyższej możliwej osiągalnej energii zwanej energią Fermiego. Stany o energiach wyższych od energii Fermiego są nieobsadzone.

Rozkładem opisującym prawdopodobieństwo obsadzenia elektronu w danym stanie energetycznym ε jest rozkład Fermiego -Diraca

$$f(\varepsilon, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{k_B T}\right) + 1}$$

który stosuje się jedynie do fermionów (cząstek podlegających zasadzie Pauliego).



Rysunek 1: Rozkład Fermiego - Diraca.

3. Praca wyjścia, kontaktowa różnica potencjałów

Elektrony wchodzące w skład gazu elektronowego mogą poruszać się swobodnie w metalu, jednak nie mogą go opuścić. Na powierzchni metalu siły wywierane na elektrony przez jony sieci krystalicznej przyciągają elektrony do powierzchni. Aby elektron mógł wydostać się z metalu musi wykonać pewną pracę, zwaną pracą wyjścia.

Wartość pracy wyjścia zależy od rodzaju materiału i dla czystych metali zawiera się w granicach od ok. 1,5 do kilku elektronowoltów. Zależy ona również od stanu powierzchni metalu (czyli od zanieczyszczeń).

Kontaktowa różnica potencjałów powstaje na zetknięciu dwóch metali o różnych poziomach Fermiego (różnych pracach wyjścia). Elektrony z metalu o mniejszej pracy wyjścia przechodzą do metalu o większej pracy wyjścia. Dzieje się tak, ponieważ układ dąży do minimalizacji energii. Elektrony przestaną się przemieszczać, gdy poziom Fermiego obu metali wyrównają się. Powstanie wtedy różnica potencjałów na złączu, spowodowana nadmiarem elektronów w jednym metalu a niedoborem w drugim.

4. Prawo Richardsona, teoria diody próżniowej, katody tlenkowe

Prawo Richardsona dotyczy emisji termoelektronowej i opisuje zależność gęstości prądu emisyjnego od temperatury ciała emitującego

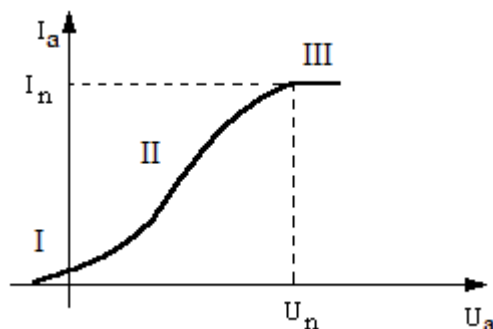
$$j = aT^2 \exp\left(-\frac{A}{k_B T}\right)$$

gdzie a to stała zależna od rodzaju ciała emitującego, T oznacza jego temperaturę bezwzględną, A to praca wyjścia. Stała a dla czystych metali jest stałą uniwersalną i ma wartość $60 \frac{A}{cm^2 K^2}$.

Dioda próżniowa jest to najprostszy rodzaj lampy elektronowej wykorzystującej zjawisko emisji termoelektronowej. Dioda próżniowa zawiera katodę stanowiącą źródło emitowanych

elektronów i anodę, do której pod wpływem przyłączonego napięcia dolatują emitowane elektrony. Ruch elektronów w lampie powoduje w obwodzie anodowym przepływ prądu elektrycznego, zwanego prądem anody. Natężenie prądu anodowego zależy od napięcia anody (napięcia pomiędzy anodą a katodą).

Na Rysunku 2 została przedstawiona charakterystyka diody, czyli zależność prądu anodowego od napięcia anody przy stałej wartości prądu żarzenia.



Rysunek 2: Charakterystyka diody próżniowej.

Zakres I (zwany zakresem prądu początkowego) dotyczy sytuacji, w której jedynie elektrony opuszczające katodę o najwyższych energiach kinetycznych, docierają do anody pomimo ujemnego potencjału. Prąd anody jest niewielki i szybko maleje w miarę zmniejszania napięcia anody.

Zakres II (zakres ładunku przestrzennego) dotyczy sytuacji, w której prąd anody jest mniejszy od prądu nasycenia wskutek hamującego oddziaływania elektronów. Elektrony znajdujące się w pobliżu katody zahamowują część wydostających się z niej elektronów o niewielkich prędkościach. Te o większych prędkościach docierają do anody. Przyłożenie do anody dodatniego napięcia, powoduje przepływ elektronów otaczających katodę do anody (czyli zmniejszenie potencjału hamującego i wzrost prądu anody).

Zakres III, zwany zakresem nasycenia dotyczy sytuacji, w której zostaje przyłożone duże napięcie zwane napięciem nasycenia i prąd anodowy osiąga wartość równą prądowi emisyjnemu katody. Napięcie większe od napięcia nasycenia nie powoduje wzrostu prądu anodowego, ponieważ już przy napięciu nasycenia wszystkie elektrony emitowane z katody brały udział w przepływie prądu.

Katody tlenkowe wykonane są w postaci powierzchni metalowej (najczęściej niklowej), pokrytej warstwą tlenków metali ziem alkalicznych (baru, strontu), co powoduje zmniejszenie pracy wyjścia elektronu z katody, a zatem wzrost natężenia prądu anody. W diodach próżniowych z katodą tlenkową nie osiąga się prądu nasycenia, natomiast przy pewnej krytycznej wartości prądu katoda ulega zniszczeniu.

5. Zasada działania układu Davissona, sposób wykonania pomiarów

Pracę wyjścia elektronu z metalu można wyznaczyć metodą Davissona, polegającą na kompensacji ochładzania katody. W zjawisku emisji termoelektronowej wykonanie pracy wyjścia i nadanie prędkości początkowej emitowanym elektronom odbywa się kosztem energii cieplnej katody. Gdy elektrony nie są odprowadzane z przestrzeni w pobliżu katody, wówczas hamują one kolejne elektrony wydostające się z jej powierzchni. Przykładając odpowiednie pole elektryczne można wszystkie elektrony emitowane z rozżarzonej katody oddalić. Na skutek

tego temperatura katody obniży się (strata energii na emisję). Chcąc podwyższyć temperaturę katody do wartości poprzedniej, należy zwiększyć moc żarzenia o dP . Ponieważ wzór na moc żarzenia wynosi:

$$P = I_z^2 R_T$$

natomiast przy zwiększeniu tej mocy dostaniemy

$$P + dP = (I_z + dI_z)^2 R_T$$

gdzie P – moc żarzenia, I_z – natężenie prądu żarzenia, R_T – opór katody w temperaturze pracy, dI_z – przyrost prądu żarzenia. Porównując oba wzory, przy założeniu $dI_z \sim 0$ otrzymamy:

$$dP \sim 2I_z dI_z R_T$$

Wiedząc, że średnia energia kinetyczna skierowanego ruchu termoelektronów wynosi $2k_B T$, gdzie k_B – stała Boltzmanna, T – temperatura katody oraz, że elektrony wracają do katody przewodami o temperaturze T_0 , to strata energii na emisję jednego elektronu wynosi:

$$Q = A + 2k_B(T - T_0)$$

Ponieważ w jednostce czasu opuszcza katodę $\frac{I}{e}$ elektronów (I – natężenie prądu termoemisji, e – ładunek elektronu), to przyrost mocy żarzenia jest równy

$$dP = \frac{I}{e} Q$$

Porównując oba równania na przyrost mocy otrzymujemy:

$$A = \frac{2eI_z dI_z R_T}{I} - 2k_B(T - T_0)$$

Wyznaczając doświadczalnie I_z , dI_z , I , R_T oraz T , możemy wykorzystać powyższy wzór do wyznaczenia pracy wyjścia badanego materiału.

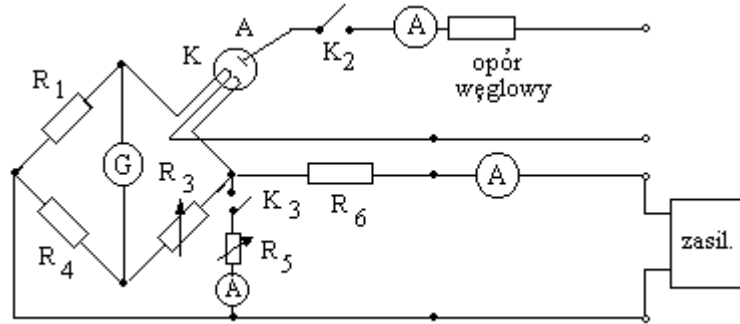
6. Budowa i działanie pirometru

Pirometr optyczny jest przyrządem służącym do bezdotykowego pomiaru temperatury badanego ciała. Podstawowymi elementami, z których składa się pirometr optyczny są: żarówka (której natężenie światła możemy zmieniać za pomocą oporu regulacyjnego), obiektyw, okular, tafelka czerwonego szkła służącego do monochromatyzacji światła, oraz przesłona ograniczająca wiązki światła wchodzące do pirometru. Przez pirometr spoglądamy na ciało, którego temperaturę chcemy zmierzyć i zmieniamy natężenie światła żarówki, aż obraz jej włókna nie zniknie na tle świecącego ciała badanego. Pirometr wzorcujemy uprzednio za pomocą ciała doskonale czarnego o znanych temperaturach, otrzymując krzywą dającą zależność między natężeniem prądu żarówki a temperaturą czarną. Temperatura ta jest zwykle niższa od prawdziwej temperatury badanego ciała (o ile ciało nie jest ciałem czarnym i jego natężenie promieniowania jest niższe, od natężenia promieniowania ciała doskonale czarnego), dlatego przy pomiarze należy uwzględnić odpowiednie poprawki temperatury, które można znaleźć w instrukcji przyrządu.

3 Opis doświadczenia

3.1 Metoda Davissona

Na początku połączono układ pomiarowy zgodnie z podanym schematem (Rysunek 3).

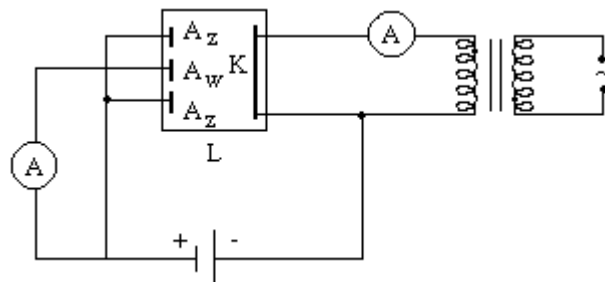


Rysunek 3: Układ pomiarowy do wyznaczania pracy wyjścia metodą Davissona.

Układ pomiarowy składał się z mostka Wheatstone'a, gdzie właściwe gałęzie mostka stanowiły oporniki $R_1 = 100\Omega$, $R_4 = 10k\Omega$, opornik dekadowy R_3 , oraz włókno katody. Był on zasilany z zewnętrznego zasilacza regulowanego. Układ zawierał również obwód bocznikujący, który można było włączyć przy pomocy klucza K_3 oraz obwodu anodowego zasilanego z zewnętrznego zasilacza. Po odpowiednim połączeniu układu i ustawieniu prądu żarzenia, otworzono klucze K_2 i K_3 , oraz zrównoważono mostek opornikiem R_3 . Wartość oporu R_3 zapisano. Pozwala to na wyznaczenie R_T , znalezienie zależności $R_T = R_T(I_z)$ oraz wyznaczenie temperatury katody T . Następnie, aby zmierzyć prąd emisji zamknięto klucz K_2 , ponownie zrównoważono mostek oporem R_3 i odczytano prąd anodowy I_a . W celu znalezienia różnicy prądów żarzenia otworzono klucz K_2 , zamknięto K_3 , zrównoważono układ przy pomocy oporu R_5 i odczytano dI_z . Powyższe czynności powtórzono dla każdego prądu żarzenia, zmienianego w zakresie od 25mA do 1mA.

3.1.1 Metoda prostych Richardsona

Na początku połączono układ pomiarowy zgodnie z podanym schematem (Rysunek 4).



Rysunek 4: Układ pomiarowy do wyznaczania pracy wyjścia metodą prostych Richardsona.

Dla każdej wartości natężenia prądu żarzenia włókna wolframowego I_z , zmienianego w zakresie od 1,2A do 1,7A, mierzono dwukrotnie temperaturę włókna przy pomocy pirometru optycznego i zapisywano odpowiadające im prądy emisyjne (anodowe) I_a .

4 Opracowanie pomiarów

4.1 Obliczenia

4.1.1 Metoda Davissona

- Ponieważ przy notowaniu wartości oporu R_3 mostek był zrównoważony, wartość oporu włókna katody obliczono ze wzoru

$$R_T = \frac{R_1}{R_4} R_3$$

Wartości R_1 i R_4 wynoszą odpowiednio 100Ω i $10k\Omega$, więc wzór na opór włókna katody wygląda następująco

$$R_T = 0,01 \cdot R_3$$

Na podstawie danego wzoru wyliczono wszystkie wartości oporu włókna katody w zależności od prądu żarzenia. Wyniki obliczeń znajdują się w Tablicy 1.

- Temperaturę katody mierzy się pośrednio (przez pomiar jej rezystancji). W tym celu sporządzono wykres (Rysunek 5) zależności oporu katody w temperaturze pracy od prądu żarzenia i dopasowano do punktów pomiarowych krzywą. Odczytano wartość oporu katody w temperaturze pokojowej R_0 , odpowiadającej prądowi żarzenia równemu zero. Odczytana wartość R_0 równa się 29Ω , dzięki czemu można było obliczyć wartości względnej zmiany rezystancji włókna katody R_T/R_0 (wyniki znajdują się w Tablicy 2). Następnie korzystając z tablicy (wziętej z instrukcji ćwiczenia), podającej temperaturową zależność względnej zmiany rezystancji nici wolframowej R_T/R_0 , wykreślono wykres $\frac{R_T}{R_0} = f(T)$ (Rysunek 6) i dopasowano prostą do punktów pomiarowych o równaniu $\frac{R_T}{R_0} = 0,0054T - 0,718$. Na podstawie równania dopasowanej prostej wyznaczono temperatury katody T . Wyniki znajdują się w Tablicy 2.
- Po wyliczeniu i zmierzeniu wszystkich potrzebnych parametrów, wyliczono wartości pracy wyjścia ze wzoru

$$A = \frac{2eI_z dI_z R_T}{I_a} - 2k_B(T - T_0)$$

gdzie

- $k_B = 8,617 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K}$ - stała Boltzmanna,
- $T_0 = 293,15K$ - temperatura pokojowa.

Przykładowe obliczenia dla $I_z = 24,88mA$:

$$A = \frac{2e \cdot 24,88mA \cdot 2,273mA \cdot 111\Omega}{5,446mA} - 2 \cdot 8,617 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K} (841,78K - 293,15K) \approx$$

$$\approx 2304 \cdot e \cdot mA \cdot \Omega - 0,09eV \approx 2,30eV - 0,09eV = 2,21eV$$

Analogiczne obliczenia wykonano dla pozostałych pomiarów, przy których prąd dI_z był mierzalny. Wyniki znajdują się w Tablicy 2.

4.1.2 Metoda prostych Richardsona

Po wyliczeniu średniej arytmetycznej z pomiarów temperatury dla danej wartości prądu żarzenia, uwzględniono poprawkę temperaturową związaną z emisją ciała doskonale czarnego, której wartość odczytano z wykresu dołączonego do instrukcji ćwiczenia. Następnie zmieniono jednostkę temperatury ze stopni Celsjusza na Kelwiny.

W następnej kolejności skorzystano ze wzoru Richardsona (gdzie podstawiono $j = \frac{I_a}{S}$ i pomnożono z obu stron przez przekrój poprzeczny katody S)

$$I_a = a \cdot S \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{A}{k_B T}\right)$$

Dzieląc obustronnie przez T^2 i logarytmując dany wzór otrzymano

$$\ln\left(\frac{I_a}{T^2}\right) = \ln(a \cdot S) - \frac{A}{k_B T}$$

Otrzymaną zależność przedstawiono graficznie w układzie współrzędnych, gdzie na osi rzędnych znajdował się $\ln(I_a/T^2)$, a na osi odciętych $1/k_B T$ (Rysunek 8). Do naniesionych na wykres punktów pomiarowych (Tablica 4) dopasowano prostą i wyznaczono współczynnik kierunkowy tej prostej. Jego wartość odpowiada wartości pracy wyjścia z katody wziętej ze znakiem minus z czego wynika, że praca wyjścia z katody wynosi $2,55\text{eV}$.

4.2 Niepewności pomiarowe

4.2.1 Metoda Davissona

- Niepewności pomiarowe takich wielkości jak prąd żarzenia I_z , prąd anodowy I_a oraz zmiana prądu żarzenia dI_z wyznaczono ze wzoru

$$\Delta f = \pm 0,05\% \cdot \text{wart.mierzona} \pm 0,1\% \cdot \text{zakresu}$$

Przykładowe obliczenia dla $I_z = 24,88\text{mA}$:

$$\Delta I_z = 0,05\% \cdot 24,88\text{mA} + 0,1\% \cdot 100\text{mA} \approx 0,11\text{mA}$$

Analogiczne obliczenia wykonano dla wszystkich wartości I_z , I_a oraz dI_z . Wyniki znajdują się w Tablicy 1.

- Ponieważ opór katody był liczony ze wzoru $R_T = 0,01R_3$, a opór R_3 był mierzony z dokładnością 10Ω , otrzymano $\Delta R_T = 0,1\Omega$. Ponieważ temperatura katody była mierzona pośrednio (poprzez pomiar jej rezystancji), przyjęto niepewność $\Delta T = 0,1\text{K}$.
- Niepewność pomiarową pracy wyjścia wyznaczono metodą różniczeki zupełnej:

$$\Delta A = \left|\frac{\partial A}{\partial I_z}\right| \Delta I_z + \left|\frac{\partial A}{\partial dI_z}\right| \Delta dI_z + \left|\frac{\partial A}{\partial I_a}\right| \Delta I_a + \left|\frac{\partial A}{\partial R_T}\right| \Delta R_T + \left|\frac{\partial A}{\partial T}\right| \Delta T$$

po przekształceniach otrzymujemy wzór

$$\Delta A = \frac{2edI_z R_T}{I_a} \Delta I_z + \frac{2eI_z R_T}{I_a} \Delta dI_z + \frac{2eI_z dI_z}{I_a} \Delta R_T + \frac{2eI_z dI_z R_T}{I_a^2} \Delta I_a + 2k_B \Delta T$$

Przykładowe obliczenia dla $I_z = 24,88mA$:

$$\begin{aligned}\Delta A = & \frac{2e \cdot 2,273mA \cdot 111\Omega}{5,446mA} \cdot 0,11mA + \frac{2e \cdot 24,88mA \cdot 111\Omega}{5,446mA} \cdot 0,011mA + \\ & + \frac{2e \cdot 24,88mA \cdot 2,273mA}{5,446mA} \cdot 0,1\Omega + \frac{2e \cdot 24,88mA \cdot 2,273mA \cdot 111\Omega}{(5,446mA)^2} \cdot 0,013mA + \\ & + 2 \cdot 8,617 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K} \cdot 0,1K \approx 0,01042eV + 0,01129eV + 0,00208eV + 0,00539eV + 0,00002eV \approx 0,029eV\end{aligned}$$

Analogiczne obliczenia wykonano dla pozostałych pomiarów, przy których prąd dI_z był mierzalny. Wyniki znajdują się w Tablicy 2.

4.2.2 Metoda prostych Richardsona

- Niepewności pomiarowe takich wielkości jak prąd żarzenia I_z , prąd anodowy I_a wyznaczono ze wzoru

$$\Delta f = \pm 0,3\% \cdot \text{wart.mierzanej} \pm 0,1\% \cdot \text{zakresu}$$

Przykładowe obliczenia dla $I_z = 1205mA$:

$$\Delta I_z = 0,3\% \cdot 1205mA + 0,1\% \cdot 1000mA \approx 4,6mA$$

Analogiczne obliczenia wykonano dla wszystkich wartości I_z oraz I_a . Wyniki znajdują się w Tablicy 3.

- Wielkość najmniejszej podziałki w pirometrze wynosiła $20^\circ C$, jednak ze względu na dużą niedokładność pomiaru temperatury, przyjęto $\Delta T = 50^\circ C$.
- Niepewności funkcji $\ln(\frac{I_a}{T^2})$ oraz $\frac{1}{k_B T}$ wyznaczono metodą różniczeki zupełnej:

$$\Delta \left(\ln \left(\frac{I_a}{T^2} \right) \right) = \left| \frac{\partial (\ln(\frac{I_a}{T^2}))}{\partial I_a} \right| \Delta I_a + \left| \frac{\partial (\ln(\frac{I_a}{T^2}))}{\partial T} \right| \Delta T$$

$$\Delta \left(\frac{1}{k_B T} \right) = \left| \frac{\partial (\frac{1}{k_B T})}{\partial T} \right| \Delta T$$

po przekształceniach otrzymano wzory

$$\Delta \left(\ln \left(\frac{I_a}{T^2} \right) \right) = \frac{\Delta I_a}{I_a} + \frac{2\Delta T}{T}$$

$$\Delta \left(\frac{1}{k_B T} \right) = \frac{\Delta T}{k_B T^2}$$

Przykładowe obliczenia dla pierwszego pomiaru ($I_a = 0,0016mA$ i $T = 1627,15K$):

$$\Delta \left(\ln \left(\frac{I_a}{T^2} \right) \right) = \frac{0,00021mA}{0,0016mA} + \frac{2 \cdot 50K}{1627,15K} \approx 0,19$$

$$\Delta \left(\frac{1}{k_B T} \right) = \frac{50K}{8,617 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K} (1627,15K)^2} \approx 0,22 \frac{1}{eV}$$

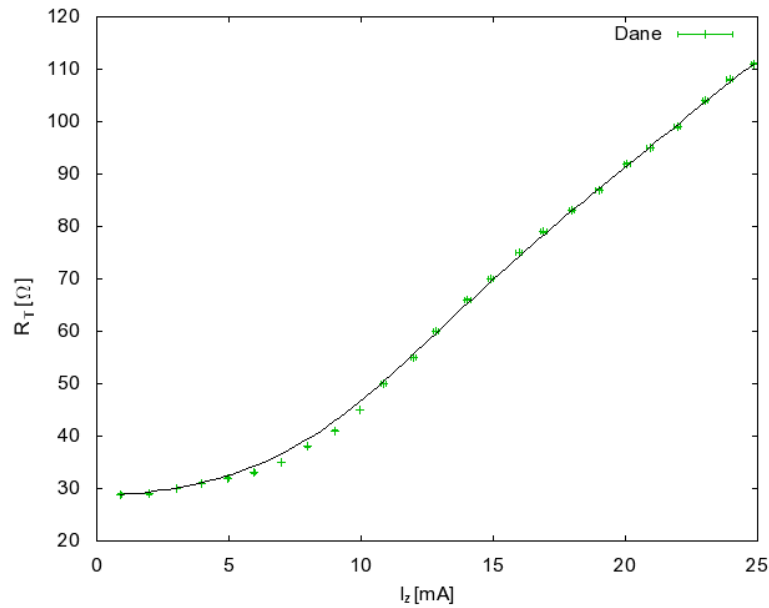
Analogiczne obliczenia wykonano dla wszystkich pomiarów. Wyniki znajdują się w Tablicy 4.

- Niepewność pomiarowa pracy wyjścia została wyznaczona w programie Gnuplot i wynosi $\Delta A = 0,12eV$.

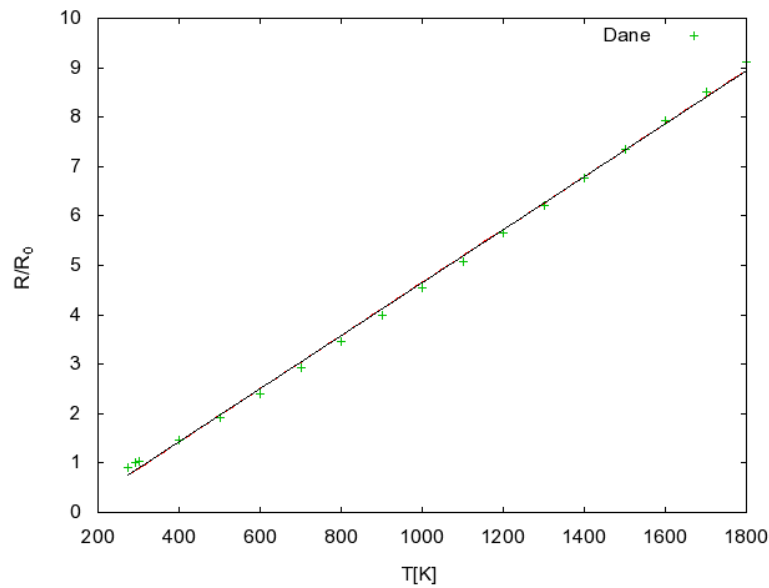
4.3 Wykresy

4.3.1 Metoda Davissona

Sporządzono wykres zależności oporu włókna katody R_T od prądu żarzenia I_z (Rysunek 5) oraz wykres temperaturowej zależności względnej zmiany oporu włókna katody $\frac{R_T}{R_0}$ (Rysunek 6). Wykresy wykonano w programie Gnuplot. Na rysunku 5 do punktów pomiarowych dopasowano krzywą przy pomocy funkcji sbez . Na rysunku 6 do punktów pomiarowych dopasowano prostą. Zaznaczone niepewności obliczono analogicznie jak w rozdziale 4.2.1.



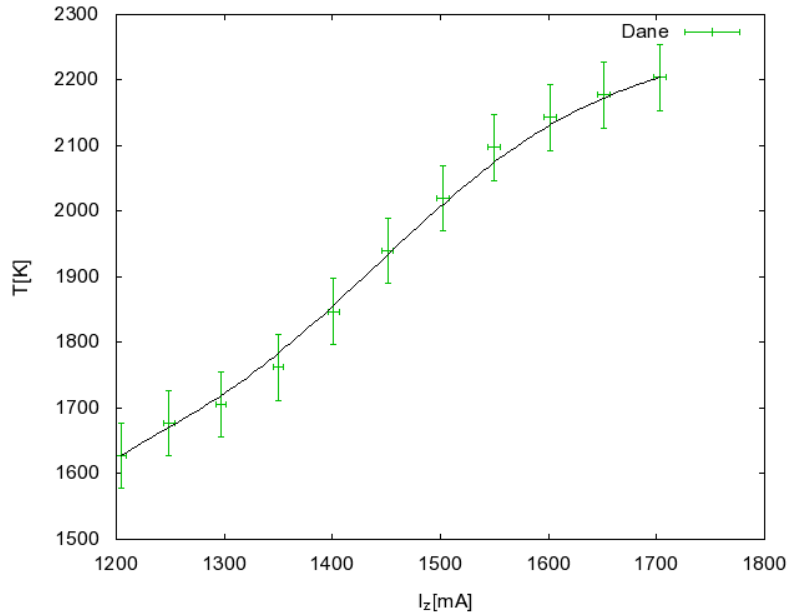
Rysunek 5: Zależność oporu włókna katody od prądu żarzenia.



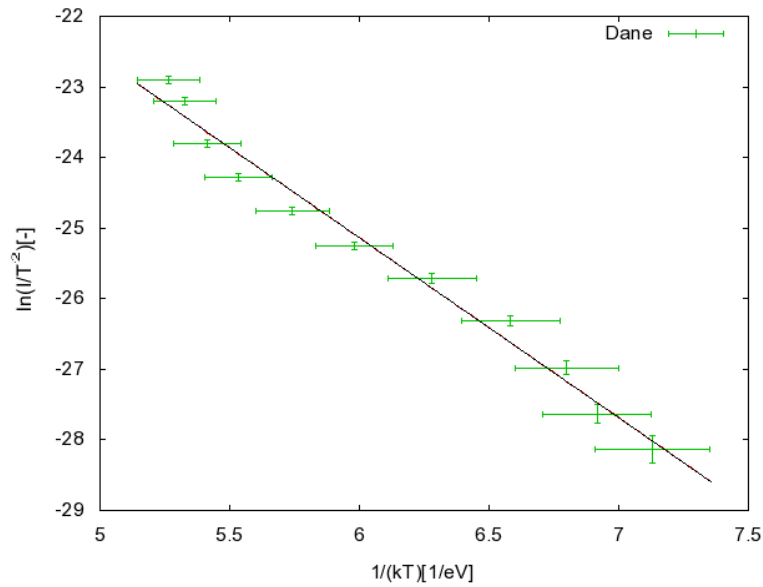
Rysunek 6: Temperaturowa zależność względnej zmiany oporu włókna katody $\frac{R_T}{R_0}$.

4.3.2 Metoda prostych Richardsona

Sporządzono wykres zależności temperatury włókna katody T od prądu żarzenia I_z (Rysunek 7) oraz wykres zależności $\ln(\frac{I_a}{T^2})$ od $\frac{1}{k_B T}$ (Rysunek 8). Wykresy wykonano w programie Gnuplot. Na rysunku 7 do punktów pomiarowych dopasowano krzywą przy pomocy funkcji sbezier. Na rysunku 8 do punktów pomiarowych dopasowano prostą. Zaznaczone niepewności obliczono analogicznie jak w rozdziale 4.2.2.



Rysunek 7: Zależność temperatury włókna katody od prądu żarzenia.



Rysunek 8: Zależność $\ln(\frac{I_a}{T^2})$ od $\frac{1}{k_B T}$.

5 Wnioski

Powyższe doświadczenie pozwoliło na zapoznanie się z dwiema metodami pomiaru wartości pracy wyjścia z katody: metodą Davissona oraz metodą prostych Richardsona.

W przypadku wyznaczania pracy wyjścia metodą Davissona badano katodę tlenkową, której wartość pracy wyjścia wynosi około $1,5\text{eV}$ [6]. Wartości pracy wyjścia z katody tlenkowej obliczone na podstawie pomiarów metodą Davissona wahają się między $0,88\text{eV}$ a $2,21\text{eV}$, natomiast średnia wartość wynosi $1,45\text{eV}$. Uwzględniając niepewności oraz trudności przy całkowitym zrównoważeniu mostka Wheatstone’a wynik ten można uznać za satysfakcjonujący. Powyższa metoda pozwoliła również na zaobserwowanie takich zjawisk jak:

- Wzrost oporu włókna katody wraz ze wzrostem prądu żarzenia (wzrost temperatury katody powoduje zwiększenie drgań atomów w sieci krystalicznej, czyli również wzrost ilości zderzeń elektronów przewodnictwa z atomami),
- Prąd anodowy jest o rząd (a nawet kilka) mniejszy niż prąd żarzenia. Dopiero przy pewnej wartości prądu żarzenia można zaobserwować prąd anodowy (dopiero przy pewnej temperaturze katody elektrony zaczęły docierać do anody).

W przypadku metody Richardsona badano katodę wolframową, której wartość pracy wyjścia wynosi około $4,52\text{eV}$ [6]. Natomiast wartość pracy wyjścia katody wolframowej obliczona na podstawie pomiarów metodą prostych Richardsona wynosi $2,55\text{eV}$. Taka wartość pracy wyjścia byłaby jedynie możliwa dla katody torowanej (wolfram z 1% domieszką toru), której praca wyjścia wynosi około $2,63\text{eV}$ [6]. Różnica pomiędzy tymi wartościami pracy wyjścia wynika najprawdopodobniej z błędnie odczytanych wartości temperatury katody. Pomiar temperatury katody w dużym stopniu zależał od jednej ze zdolności sensorycznych obserwatora (od stwierdzenia, w którym momencie oba druciki mają tę samą barwę). Na dane różnice mógł mieć również wpływ za szybki odczyt wartości prądu anodowego z miernika (prąd mógł jeszcze się nie ustabilizować).

Jednak po zastosowaniu obu metod można zauważyć, że pokrycie wolframu tlenkiem zmniejsza jego pracę wyjścia prawie dwa razy. Uzasadnia to dlatego katody tlenkowe są częściej (niż katody z czystych metali) stosowane w lampach elektronowych.

W załączniku znajduje się protokół z przeprowadzonego doświadczenia.

Literatura

- [1] L. Kalinowski, *Fizyka metali*
- [2] H. Ibach, H. Lüth, *Fizyka ciała stałego*
- [3] T. Marcinow, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*
- [4] J. Hennel, *Lampy elektronowe*
- [5] C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1976
- [6] B. Janowska-Dmoch *Badanie zjawiska termoemisji elektronów*