

ZADANIE 108

WYZNACZANIE PRZERWY ENERGETYCZNEJ INSB.

1. Wstęp teoretyczny

W ćwiczeniu tym wyznaczmy *przerwę energetyczną* E_G materiału półprzewodnikowego mierząc opór elektryczny próbki w funkcji temperatury. Przystępując do ćwiczenia trzeba rozumieć jak to się dzieje, że półprzewodniki przewodzą prąd i dlaczego opór elektryczny tak bardzo zależy od temperatury.

1.1. Jak to się dzieje, że dany materiał przewodzi prąd?

Przewodnictwo prądu wynika z ruchu elektronów (dziur) pod wpływem przyłożonego zewnętrznego pola elektrycznego. Ruch elektronów w ciele stałym jest znacznie utrudniony. Gdy zewnętrzne pole rozpędza elektron może się on "zderzać" z różnego rodzaju defektami sieci krystalicznej i w rezultacie wciąż rozprasza się i zmienia kierunek prędkości. Jednak wypadkowy jego ruch jest zgodny z przyłożonym polem, elektron "kluczy", ale posuwa się w dobrą stronę. Średnią prędkość tego przemieszczania się w kierunku pola nazywamy *prędkością dryfu* v_d . Jej wielkość jest proporcjonalna do wartości przyłożonego pola elektrycznego. Dzięki temu własności nośników prądu (elektronów, dziur) możemy opisać podając pewien stały parametr: *ruchliwość nośników* $\mu = v_d / E$.

Powyższe pojęcia stanowią opis klasyczny przewodnictwa. Trzeba jednak pamiętać, że elektron w ciele stałym podlega prawom mechaniki kwantowej.

1.2. Co się dzieje z elektronami w atomie, a co w kryształ?

Wiemy, że elektrony w pojedynczym atomie mogą przyjmować określone *stany kwantowe*. Każdemu ze stanów odpowiada *ściśle* określona energia (*poziom energetyczny*). Energia elektronu nie może więc zmieniać się w sposób ciągły - elektrony mogą zmieniać stany, przyjmując odpowiadające im energie. Mówimy, że elektron przechodzi z jednego poziomu energetycznego na inny. Do każdego przejścia potrzebne jest pobranie lub oddanie pewnej porcji energii (równej różnicy pomiędzy danymi poziomami). Dlatego możemy obserwować ostre linie dla widm emisyjnych i absorpcyjnych gazów.

Spójrzmy teraz na kryształ półprzewodnika. Oddziaływania pomiędzy atomami prowadzą do "uwspólnienia" stanów pochodzących z różnych atomów. W jednym centymetrze sześciennym jest około 10^{23} atomów! Zamiast pojedynczego stanu o ściśle określonej energii, takiej jak w izolowanym atomie, kryształ ma 10^{23} stanów kwantowych. Choć jest ich tak dużo, odpowiadające im poziomy energetyczne są *różne*, a więc muszą leżeć bardzo blisko siebie. W pewnych przedziałach energii leżą one bardzo gęsto obok siebie, że przechodząc pomiędzy tymi poziomami elektron zmienia energię w sposób niemal ciągły. Tak powstają *pasma*. W innych przedziałach energii nie ma żadnych stanów - są to *przerwy energetyczne*. Na rysunku 3 przedstawiono jak rozszczepiają się poziomy atomów jeśli zbliżając je do siebie utworzymy kryształ.

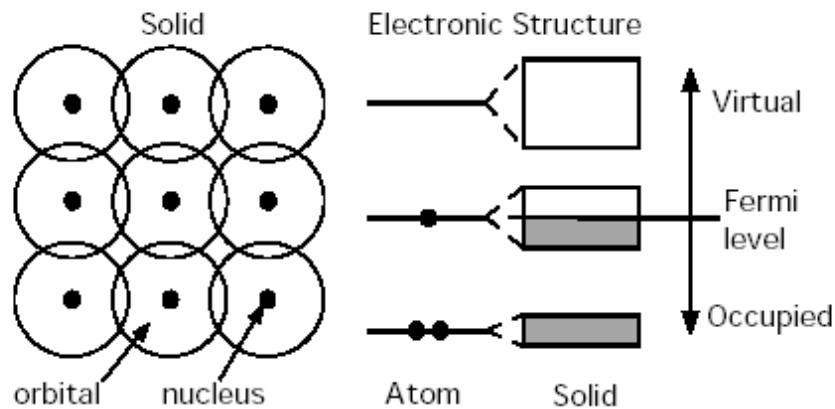
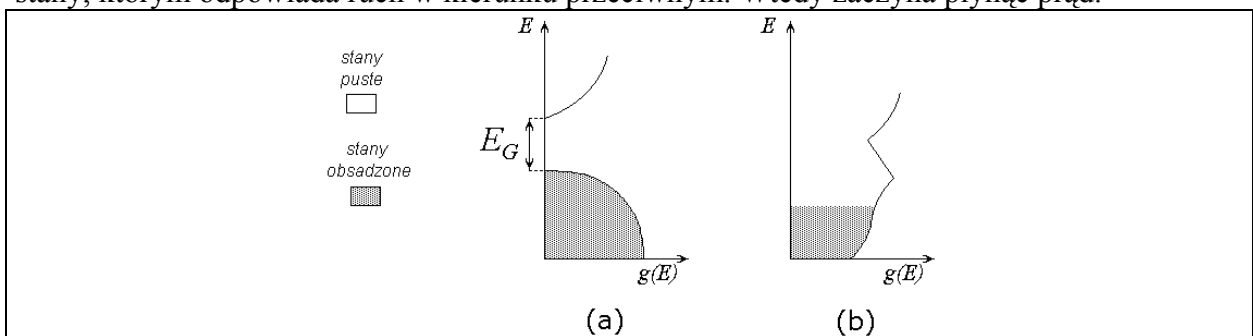


Figure 1.1: Schematic view of a solid, the overlapping orbitals of neighbouring atoms [left], and the electronic band structure [right].

Ze względu na gęsto leżące poziomy, elektrony w paśmie mogą łatwo zmieniać obsadzone stany. Aby jednak przejść do stanów powyżej przerwy energetycznej, elektron musi skądś dostać energię na takie przejście. Dlatego najważniejsza w tej całej strukturze jest ta przerwa, która oddziela najwyżej położone (w skali energii elektronu) obsadzone pasmo oraz najbliższe mu puste pasmo. Tę przerwę nazywamy czasem *fundamentalną przerwą energetyczną*, ponieważ jej wartość determinuje wszystkie własności fizyczne ciał stałych.

1.3. Dlaczego jedne materiały przewodzą a inne nie?

Elektrony w kryształach są cały czas w ruchu, ale wypadkowe przemieszczenie ładunku jest zerowe, ponieważ w danej chwili tyle samo elektronów podróżuje "w prawo i w lewo". Gdy jednak do próbki przykładamy napięcie, elektrony w paśmie przegrupowują się tak by bardziej obsadzić te stany, które pozwalają na ruch zgodny z kierunkiem pola, zaś mniej te stany, którym odpowiada ruch w kierunku przeciwnym. Wtedy zaczyna płynąć prąd.



Rys.2. Na osiach poziomych wykresów odłożono *gęstość stanów*. Jest to wielkość mówiąca nam ile stanów kwantowych ma swoje poziomy energetyczne w danym przedziale energii. Jak widać w izolatorach i półprzewodnikach (a) istnieje obszar energii gdzie nie ma żadnych poziomów (obszar przerwy energetycznej E_G). Pasmo poniżej przerwy jest wypełnione całkowicie więc elektrony nie mogą brać udziału w przewodnictwie prądu. W metalach (b) pasma zlewają się (nie ma przerwy energetycznej), więc elektrony łatwo zmieniają obsadzenie stanów i będą przewodzić prąd.

Jeśli jednak pasmo jest *całkowicie* wypełnione, elektrony obsadzają wszystkie dostępne w nim stany. W takiej sytuacji przyłożenie napięcia do próbki nie wywoła żadnego efektu. Elektrony mogą pozamieniać się ze sobą miejscami, ale wypadkowy ruch ładunku i tak będzie zerowy. Materiał taki nie przewodzi! Gdyby jednak przenieść nawet niewielką liczbę

elektronów z tego całkowicie wypełnionego pasma do *następnego pustego pasma*, popłynąłby prąd! Ale żeby przenieść te elektrony trzeba dostarczyć energię potrzebną na pokonanie *przerwy energetycznej*.

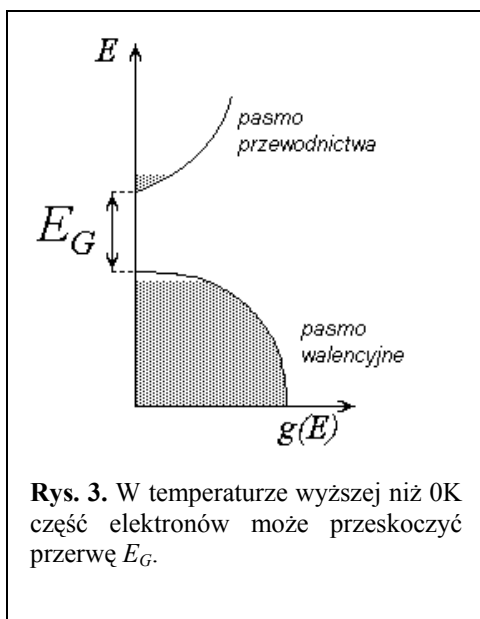
Rysunek (2) przedstawia różnicę pomiędzy izolatorami, półprzewodnikami i metalami¹.

1.4. Dlaczego opór elektryczny półprzewodnika zależy od temperatury?

Wiemy już, że przy takim obsadzeniu pasm jak na rysunku (2a) przewodnictwo prądu jest niemożliwe. Jednak, gdy przeniesiemy jeden elektron (lub więcej) do pustego pasma powyżej, próbka może przewodzić. Energię E_G potrzebną na ten przeskoczyć elektrony mogą uzyskać na różne sposoby np.: ze światła padającego na próbkę (fotoprzewodnictwo). Nas interesuje energia termiczna.

Podgrzewając próbkę dostarczamy energię do sieci krystalicznej, a stąd dostają ją także elektrony. Im cieplejsza próbka tym więcej elektronów może przeskoczyć przerwę energetyczną. Zatem sytuacja jak na rysunku (2a) występuje tylko w temperaturze 0K.

Rysunek (2a) dotyczy zarówno izolatorów jak i półprzewodników, na czym polega różnica? Otóż w izolatorach przerwa E_G jest na tyle duża, że w temperaturze pokojowej, (a nawet przy grzaniu próbki do dużo wyższych temperatur) niewiele elektronów może przeskoczyć przerwę. W półprzewodnikach przerwa jest mniejsza (od 0 do około 3 eV) i dlatego ich własności elektryczne są czułe na zmiany temperatury.



W miarę wzrostu temperatury coraz więcej elektronów przeskakuje do wyższego pasma, które będziemy nazywać *pasmem przewodnictwa* (Rysunek 5). Elektrony te mogą brać udział w przewodzeniu prądu. W niższym paśmie (zwanym *pasmem walencyjnym*) pojawiły się teraz puste stany, a zatem elektrony w tym paśmie będą mogły się przegrupować, gdy przyłożymy napięcie i też brać udział w przewodnictwie. Wielkość tego przewodnictwa zależy od liczby pustych miejsc w paśmie. Taki *pusty stan w paśmie walencyjnym* nazywamy *dziurą*. Zachowuje się on jak cząstka o ładunku dodatnim.

Ilość elektronów w paśmie przewodnictwa nazywamy *koncentracją elektronów* i oznaczamy przez n , ilość pustych stanów w paśmie walencyjnym nazywamy *koncentracją dziur* i oznaczamy przez p . Obie te wielkości powinny być sobie równe, o ile w temperaturze 0K pasmo walencyjne było całkowicie wypełnione a pasmo przewodnictwa całkowicie puste. Półprzewodnik, który spełnia ten warunek nazywamy *samoistnym*.

1.5. Ilościowy opis zależności przewodnictwa od temperatury.

Założmy, że nasz kryształ nie zawiera domieszek innych atomów niż In i Sb, możemy traktować go jak półprzewodnik samoistny ($n=p$). Zależność koncentracji nośników p i n od temperatury określa następujący wzór:

¹ Rysunek na podstawie książki N.W. Ashcroft, N.D. Mermin "Fizyka Ciała Stałego", PWN 1986

$$p = n = n_0 T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_G}{2k_B T}\right) \quad (1)$$

Stała n_0 zawiera w sobie wiele stałych, od których zależy koncentracja, a które nie będą nam tutaj potrzebne, T - to temperatura, k_B - stała Boltzmana, E_G - przerwa energetyczna. Widać, że wzrost temperatury powoduje wzrost koncentracji, przy czym czynnik eksponentalny daje dużo szybszy wzrost niż czynnik $T^{3/2}$. Aby obliczyć prąd płynący w półprzewodniku musimy dodać wkład od poruszających się elektronów i dziur. Gęstość prądu w funkcji przyłożonego pola elektrycznego E wyraża się następująco:

$$j = e(n\mu_n + p\mu_p)E \quad (2)$$

gdzie: n - koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa,

p - koncentracji dziur w paśmie walencyjnym,

μ_n, μ_p - ruchliwości tych nośników

e - ładunek elementarny (dla dziury wartość ładunku jest taka jak dla elektronu sama, tylko jest on dodatni)

Porównując ten wzór z prawem Ohma: $j = \sigma E$, otrzymujemy wzór na przewodnictwo:

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \quad (3)$$

Dla półprzewodnika samoistnego $n=p$. Zatem według wzorów (1) i (3) mamy:

$$\sigma = e(\mu_n + \mu_p)n_0 T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_G}{2k_B T}\right)$$

W interesującym nas zakresie temperatur zależność ruchliwości elektronów i dziur od temperatury wyraża się wzorem:

$$\mu = \mu_0 T^{-3/2}$$

Ostatecznie zależność przewodnictwa od temperatury możemy wyrazić:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_G}{2k_B T}\right) \quad (4)$$

W tym równaniu stałą σ_0 można traktować jako niezależną od temperatury. Rezystancja danej próbki zależy od przewodnictwa materiału i wymiarów próbki: $R = l/s\sigma$ (l - długość, s - przekrój poprzeczny). Ponieważ jednak będziemy mierzyć cały czas tą samą próbkę, jej wymiary możemy włączyć w pewną stałą R_0 . Wzór na rezystancje ma więc postać:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{E_G}{2k_B T}\right)$$

Logarytmując równanie (4) otrzymamy:

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{E_G}{2k_B T} \quad (5)$$

Zatem, jeśli zależność rezystancji od temperatury wykreślimy przyjmując skalę $1/T$ na osi x oraz skalę $\ln R$ na osi y , powinniśmy otrzymać prostą o postaci $y=a+bx$, gdzie $b=E_G/2k_B$.

Musimy pamiętać, że przyjęliśmy założenie iż próbka jest czysta, czyli przewodnictwo jest samoistne. Jednak zanieczyszczenia mogą wpłynąć na zmierzoną zależność $R(T)$. Więcej o tym przy opracowaniu wyników.

2. Układ pomiarowy i metoda pomiaru.

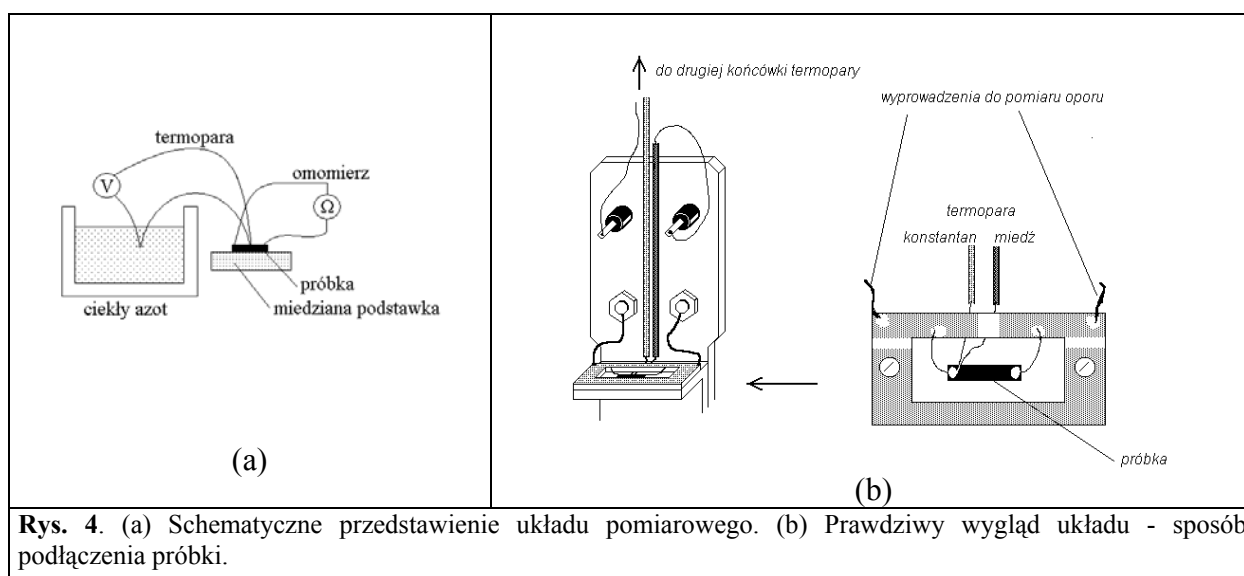
2.1. Układ pomiarowy.

Do wykonania pomiaru zależności rezystancji próbki w funkcji temperatury potrzebne będą nam następujące przyrządy:

- próbka półprzewodnika *InSb* zamocowana na miedzianym uchwycie,
- wycechowana termopara miedź-konstantan,
- 2 mierniki uniwersalne,
- styropianowe naczynie z ciekłym azotem.

Schemat układu pomiarowego przedstawia rysunek 4a. Do kontaktów na próbce podłączamy omomierz. Termoparę podłączamy do woltomierza. Jeden z końcówek termopary dotyka powierzchni próbki. Drugą końcówkę termopary należy zanurzyć w ciekłym azocie (77K), aby mieć stabilną temperaturę odniesienia (można użyć osobnego pojemnika).

Rysunek 4b przedstawia prawdziwy wygląd układu, w którym zamocowano próbkę. Została ona umieszczona w obudowie, która zabezpiecza przed oszronieniem powierzchni próbki przy schładzaniu.



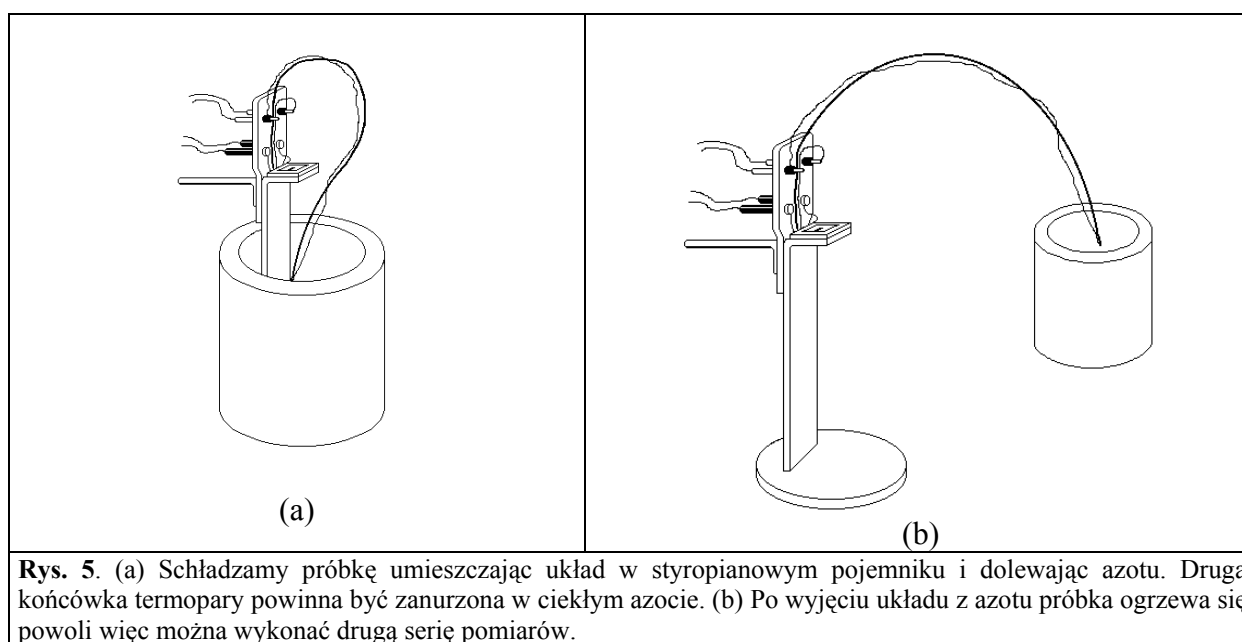
Rys. 4. (a) Schematyczne przedstawienie układu pomiarowego. (b) Prawdziwy wygląd układu - sposób podłączenia próbki.

2.1. Metoda pomiaru.

Po zmierzeniu oporu próbki i wskazań termopary w temperaturze pokojowej, wstawiamy cały układ do styropianowego pojemnika (Rysunek 5a). Żeby spadek temperatury nie był zbyt gwałtowny najlepiej jest dolewać stopniowo azotu do pojemnika.

Po zmierzeniu oporu i wskazań termopary w trakcie schładzania próbki **bardzo ostrożnie** wyjmujemy cały układ z azotu (trzeba uważać by nie rozlać azotu). Miedziany uchwyt ma pewną pojemność cieplną, więc powrót do temperatury pokojowej zajmie pewien czas. Podczas ogrzewania próbki przeprowadzamy drugą serię pomiarów (druga końcówka termopary powinna być cały czas zanurzona w azocie). Pomiar powtarzamy kilka razy.

Zmierzone w ten sposób charakterystyki $R(T)$ mogą się trochę różnić. Może się zdarzyć, że podczas schładzania próbki pomiar temperatury jest zawyżony, zaś podczas ogrzewania zaniżony, lub odwrotnie.



Rys. 5. (a) Schładzamy próbkę umieszczając układ w styropianowym pojemniku i dolewając azotu. Druga końcówka termopary powinna być zanurzona w ciekłym azocie. (b) Po wyjęciu układu z azotu próbka ogrzewa się powoli więc można wykonać drugą serię pomiarów.

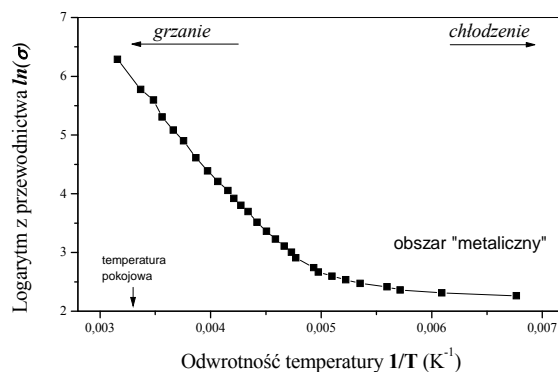
3. Opracowanie wyników i opis.

3.1. Opracowanie wyników.

Wyniki pomiarów należy porównać z wzorem (5). Charakterystyki $R(T)$ wykreślamy używając skali $1/T$ na osi x oraz $\ln R$ na osi y. Następnie dopasowujemy prostą $y=a+bx$. Z parametru b obliczamy wartość przerwy energetycznej E_G . Trzeba uważać, żeby stałą Boltzmana k_B użyć we właściwych jednostkach. Przerwę energetyczną zwyczajowo podajemy w elektronowoltach (eV - jednostki energii) zaś temperaturę w Kelwinach (K), zatem stała k_B powinna mieć wymiar eV/K.

Może się zdarzyć, że zależność $\ln R=f(1/T)$ wcale nie chce być linią prostą w całym zakresie temperatur. Najczęstszą jednak przyczyną rozbieżności będzie udział zanieczyszczeń próbki w przewodnictwie (wyprowadzając używane tu wzory zakładaliśmy, że próbka jest czysta). W wyższych temperaturach mamy pewną koncentrację samoistną, która spełnia wszystkie opisane wcześniej cechy. Gdy schładzamy próbkę koncentracja samoistna spada i obserwujemy spadek przewodnictwa. Jednak w pewnej temperaturze wszystkie samoistne elektrony są już "wymrożone", ale próbka nadal przewodzi dzięki nośnikom pochodzącym od domieszek. Obecność domieszek sprawia, że nawet w niskich temperaturach jest pewna

koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa. Przy dalszym schładzaniu przewodnictwo pozostaje w przybliżeniu stałe (Rysunek 6). Ten obszar nazywamy "metalicznym", wprawdzie przewodnictwo jest znacznie mniejsze niż w metalach, ale (podobnie jak w metalu) bardzo mało zmienia się z temperaturą.



Rys. 6. Często zależność logarytmu przewodnictwa od $1/T$ jest liniowa tylko w pewnych obszarach. Przy schładzaniu dochodzimy do zakresu temperatur, w którym przewodnictwo słabo zmienia się z temperaturą. Sprawiają to nośniki ładunku pochodzące od domieszek.

W takiej sytuacji ważne dla nas będą punkty pomiarowe z obszaru temperatur, gdzie logarytm przewodnictwa zmienia się w przybliżeniu liniowo w funkcji $1/T$. Jest to zakres, w którym zmiany przewodnictwa zależą od *samoistnych nośników ładunku* i stąd możemy uzyskać informację o przerwie energetycznej.

3.2. Opis zadania.

Opis ćwiczenia powinien składać się z następujących części:

1. Krótki wstęp teoretyczny.
2. Krótki opis metody doświadczalnej.
3. Wyniki pomiarów, obliczenia, wykres $\ln R = f(1/T)$, opis sposobu dopasowania prostej i ostateczny wynik E_G .
4. Dyskusja wyników. Dokładność, dyskusja błędów pomiarowych, ich źródła, oraz porównanie otrzymanych wyników z tablicową wartością E_G dla InSb.

Literatura.

1. C. Kittel *Wstęp do fizyki Ciała Stałego*, PWN Warszawa 1970,
2. W. A. Harrison *Electronic Structure of Molecules and Solids*,
3. N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, *Fizyka Ciała Stałego*, PWN 1986

Termopara MIEDŹ-KONSTANTAN w azocie

U [mV]	T [K]
-0.1	68.79971
0	76.15773
0.1	82.90597
0.2	89.18296
0.3	95.08207
0.4	100.6697
0.5	105.9952
0.6	111.0963
0.7	116.00259
0.8	120.73773
0.9	125.32119
1	129.76903
1.1	134.09474
1.2	138.3098
1.3	142.4240
1.4	146.4458
1.5	150.38284
1.6	154.24137
1.7	158.02721
1.8	161.74548
1.9	165.40073
2	168.99704
2.1	172.53811
2.2	176.02727
2.3	179.46755
2.4	182.8617
2.5	186.2122
2.6	189.5215

2.7	192.7916
2.8	196.02449
2.9	199.22199
3	202.38577
3.1	205.5174
3.2	208.6183
3.3	211.68987
3.4	214.73332
3.5	217.74986
3.6	220.74057
3.7	223.7065
3.8	226.64863
3.9	229.56785
4	232.46505
4.1	235.34103
4.2	238.19656
4.3	241.03236
4.4	243.84913
4.5	246.64752
4.6	249.42815
4.7	252.19159
4.8	254.93842
4.9	257.66917
5	260.38433
5.1	263.0844
5.2	265.7698
5.3	268.4410
5.4	271.0985
5.5	273.7425
5.6	276.3736

5.7	278.9921
5.8	281.5983
5.9	284.1925
6	286.7751
6.1	289.3465
6.2	291.9068
6.3	294.4564
6.4	296.9956
6.5	299.5246
6.6	302.0437
6.7	304.5531
6.8	307.0530
6.9	309.5438
7	312.0256
7.1	314.4986
7.2	316.9630
7.3	319.4191
7.4	321.8670
7.5	324.3069
7.6	326.7390
7.7	329.1634
7.8	331.5804
7.9	333.9901
8	336.3926
8.1	338.7881
8.2	341.1767
8.3	343.5587
8.4	345.9341
8.5	348.3030
8.6	350.6656

8.7	353.0221
8.8	355.3724
8.9	357.7169
9	360.0555
9.1	362.3884
9.2	364.7157
9.3	367.0376
9.4	369.3540
9.5	371.6651
9.6	373.9711
9.7	376.2719
9.8	378.5678

