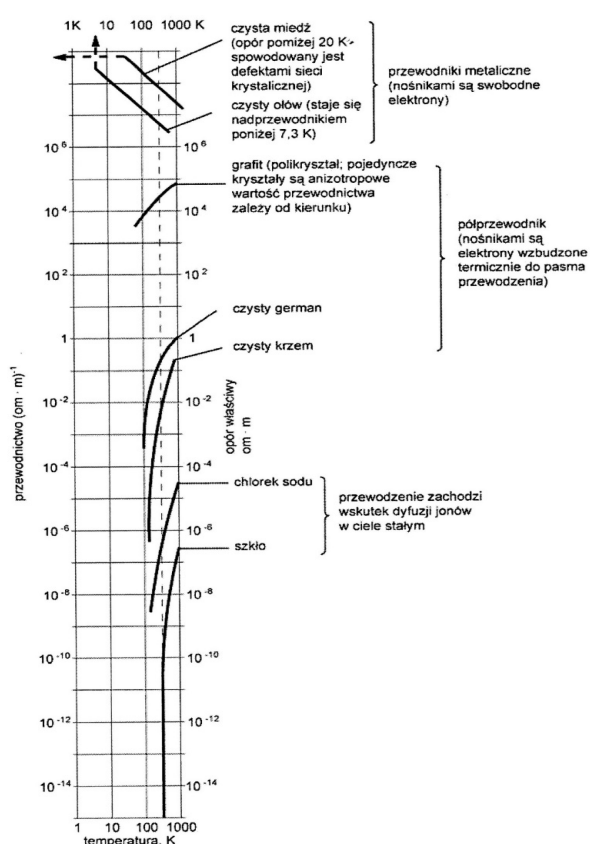


WSTĘP

Półprzewodniki tworzą grupę materiałów, których przewodnictwo elektryczne w temperaturze pokojowej ma wartość pośrednią pomiędzy przewodnictwem metali i izolatorów. Jest to określenie nieprecyzyjne, ale wystarczające dla wielu celów. Charakterystyczne wartości przewodnictwa (Rys. 1) elektrycznego metali w temperaturze pokojowej wynoszą od 10^6 do 10^8 ($\Omega \cdot m$)⁻¹, natomiast dla izolatorów są rzędu od 10^{-20} do 10^{-8} ($\Omega \cdot m$)⁻¹. Materiały sklasyfikowane jako półprzewodniki mają przewodnictwo od około 10^{-7} do 10^5 ($\Omega \cdot m$)⁻¹.



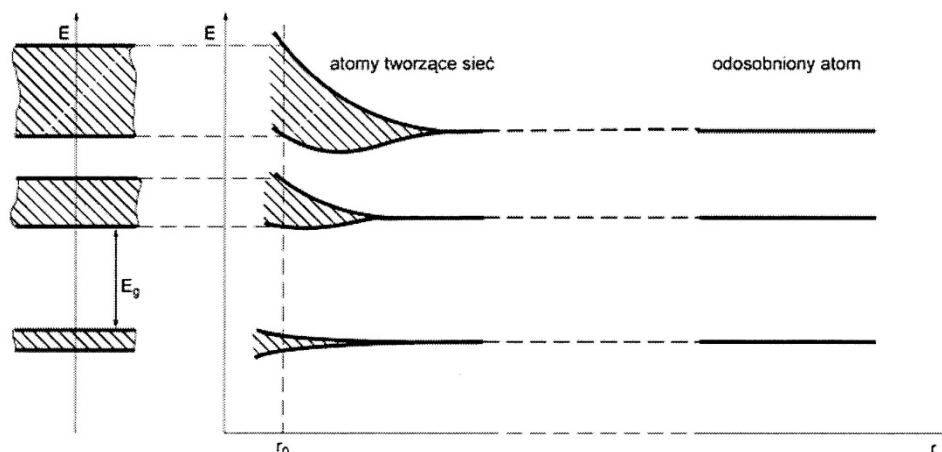
Rys.1. Temperaturowe zależności przewodnictwa elektrycznego przykładowych przewodników, półprzewodników i izolatorów. Wartości na osiach naniesiono na skale logarytmiczne [1].

kwantową poboczną poziomu, z którego pasmo powstało, a N liczbę atomów w kryształ.

Prawa część Rys. 2. przedstawia układ poziomów energetycznych w swobodnym atomie, środkowa część – rozszczepienie tych poziomów w kryształ w funkcji odległości międzyatomowej r , natomiast lewa część – pasma energii dozwolonych dla elektronów, oddzielone pasmami energii wzbronionych E_g , gdzie r_0 jest stałą sieci. Jak widać na rysunku oddziaływanie wzajemne atomów ciała stałego ujawnia się najsilniej na poziomach energetycznych ich zewnętrznych elektronów, odznaczających się największą energią, natomiast poziomy energetyczne elektronów wewnętrznych rozszczepiają się bardzo słabo. Strefy energii dozwolonych dla elektronów oddzielone są od siebie strefami energii wzbronionych. Przy rozpatrywaniu własności elektrycznych ciał stałych bierze się pod uwagę jedynie dwa

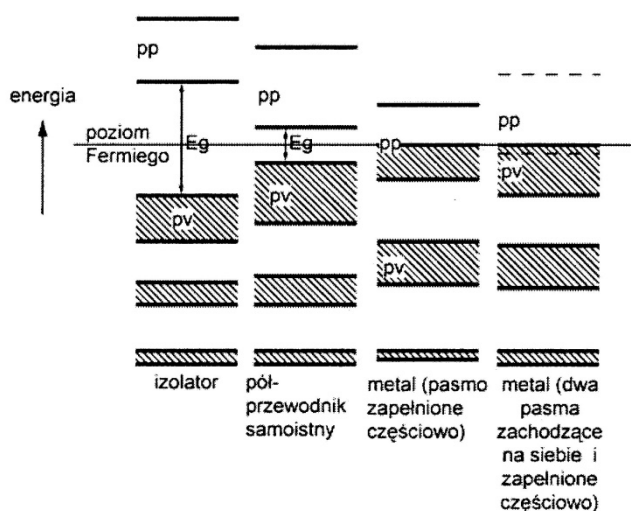
Charakterystyczną właściwością półprzewodników jest to, że ich opór elektryczny zmniejsza się wraz ze wzrostem temperatury w pewnym jej zakresie, podczas gdy metali wzrasta. Wytlumaczenie tego efektu daje pasmowa teoria ciała stałego oparta na mechanice kwantowej. Atomy swobodne charakteryzują się układem poziomów energetycznych tzn. elektrony mogą w nim przyjmować tylko ściśle określone wartości energii. W stanie podstawowym elektrony atomów zajmują kolejno (od najniższego począwszy do poziomu Fermiego) wszystkie poziomy, jakie mogą w maksymalny sposób obsadzić zgodnie z zakazem Pauliego. Podczas tworzenia się kryształu, poziomy energetyczne poszczególnych atomów ulegają rozszczepieniu (zdegenerowaniu) i przyjmują postać pasm energetycznych. Tak więc, zamiast układu dyskretnych poziomów energetycznych, które charakteryzują poszczególne atomy, w kryształ powstaje układ pasm energetycznych (Rys. 2.). W granicach pasma energia elektronów nie zmienia się w sposób ciągły, lecz również jest skwantowana, a więc pasmo stanowi układ dyskretnych podpoziomów energetycznych. Liczba podpoziomów w paśmie energetycznym kryształu jest określona iloczynem $(2l+1)N$, gdzie l oznacza liczbę

pasma: wypełnione elektronami pasmo walencyjne **pv**, oraz pasmo przewodnictwa **pp**. W odróżnieniu od przewodników, w niskich temperaturach w izolatorach i półprzewodnikach pasmo przewodnictwa **pp** jest zupełnie puste.

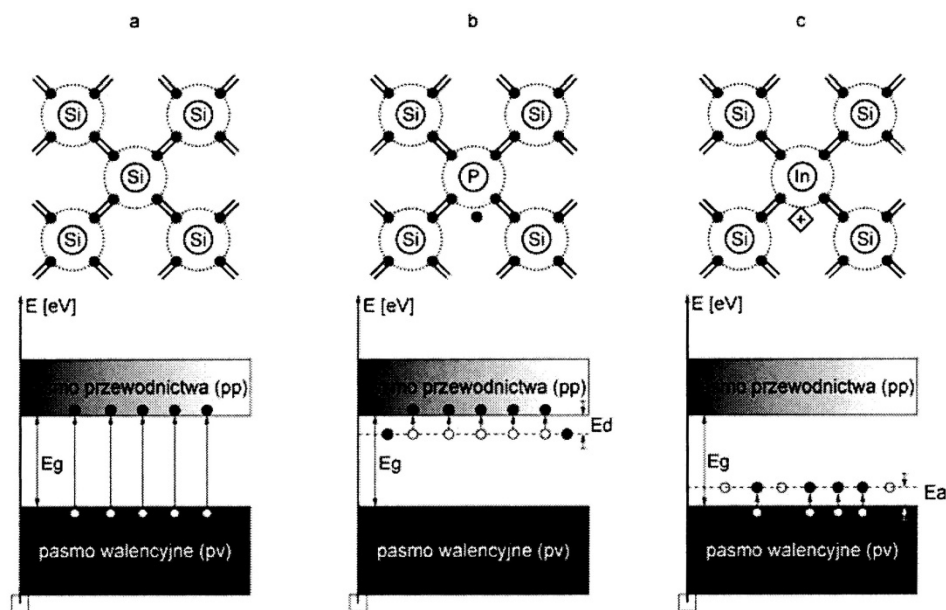


Rys. 2. Powstawanie pasm energetycznych z poziomów atomowych podczas zbliżeń do siebie atomów.

Ciała stałe w zależności od stopnia zapętnienia elektronami tych dwóch pasm a także uwzględniając wartość przerwy energetycznej E_g dzielimy na izolatory, półprzewodniki lub metale (Rys. 3). W izolatorach pasmo walencyjne jest całkowicie obsadzone elektronami, natomiast pasmo przewodnictwa ich nie zawiera. Po przyłożeniu do kryształu zewnętrznego pola elektrycznego nie obserwuje się efektu wypadkowego ruchu ładunków elektrycznych. W izolatorach szerokość przerwy energetycznej E_g jest relatywnie duża, rzędu kilku elektronowoltów ($E_g > 2$ eV np. dla diamentu 6 eV). W niskich temperaturach w półprzewodnikach pasmo przewodnictwa także pozostaje puste, i w takich warunkach półprzewodnik zachowuje się jak elektryczny izolator. Jednak z uwagi na to, że przerwa energii wzbronionych E_g jest niewielka (np. dla Si $\sim 1,2$ eV, dla Ge $\sim 0,67$ eV), to już w temperaturze pokojowej wielkość energii termicznej jest często wystarczająca do tego, by pewna liczba elektronów pokonała energetyczną barierę E_g i zaistniała jako elektrony przewodnictwa (Rys. 4). W szerokim zakresie temperatur w metalach pasma walencyjne są częściowo obsadzone przez elektrony, np. w metalach alkalicznych. W przypadku metali dwuwartościowych dochodzi do wzajemnego przekrywania się pasm walencyjnego z przewodnictwa, co równoznaczne jest z przyjęciem $E_g = 0$.



Rys. 3. Model pasm energetycznych materiałów o różnym przewodnictwie.



Rys. 4. Model wzbudzeń nośników ładunku elektrycznego w półprzewodnikach: a) samoistnym; b) domieszkowanym typu n, i c) domieszkowanym typu p.

W półprzewodnikach niedomieszkowanych atomami innych pierwiastków przewodnictwo jest typu samoistnego (Rys. 4a). Mechanizm odpowiedzialny za przewodnictwo samoistne uwarunkowany jest aktami przejść elektronów z zapełnionego pasma walencyjnego do pustego pasma przewodnictwa. W wyniku takich przejść, w paśmie walencyjnym, po elektronach pozostają puste miejsca (dziura, stan nieobsadzony), charakteryzujące się dodatnim ładunkiem. Przejście przez dziurę elektronu z sąsiedniego atomu, odpowiada wędrówce dziury w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu elektronu. W polu elektrycznym dziura wędruje więc w stronę przeciwną niż elektron, posiada bowiem ładunek dodatni. Koncentracje n swobodnych elektronów w paśmie przewodnictwa i dziur p w paśmie walencyjnym w sposób wykładniczy zwiększają się ze wzrostem temperatury:

$$n = n_0 \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (1)$$

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (2)$$

gdzie: n, p – odpowiednio koncentracje elektronów i dziur w temperaturze T ,
 n_0, p_0 – stałe materiałowe,
 E_g – wartość przerwy energetycznej,
 k – stała Boltzmann,
 T – temperatura w skali Kelwina.

Analogicznie do wyżej podanych zależności (1) i (2) temperaturową zależność przewodnictwa samoistnego σ , będącego funkcją ruchliwości i koncentracji nośników ładunku elektrycznego, można zapisać następująco:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (4)$$

lub zapisać ją w postaci logarytmicznej:

$$\ln \sigma = -\frac{E_g}{2k} \cdot \frac{1}{T} + \ln \sigma_0 \quad (5)$$

gdzie: σ_0 – stała przewodnictwa ($\sigma = \sigma_0 \Leftrightarrow T \rightarrow \infty$);

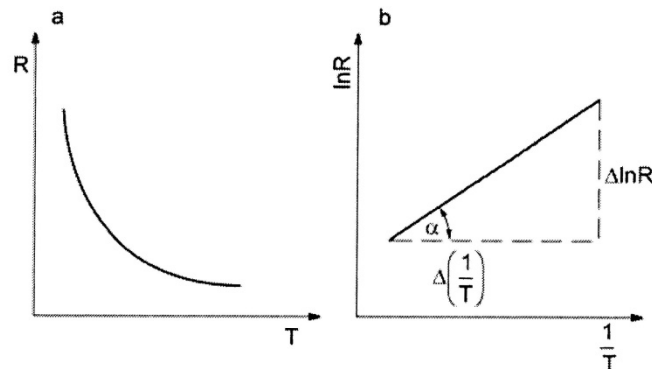
Konsekwencją zmian przewodnictwa półprzewodnika wywołanych temperaturą jest temperaturowa zależność oporu elektrycznego R , odwrotnie proporcjonalnego do przewodnictwa σ (Rys. 5.):

$$R = R_0 \cdot e^{\frac{E_g}{2kT}} \quad (6)$$

lub jej logarytmiczna postać:

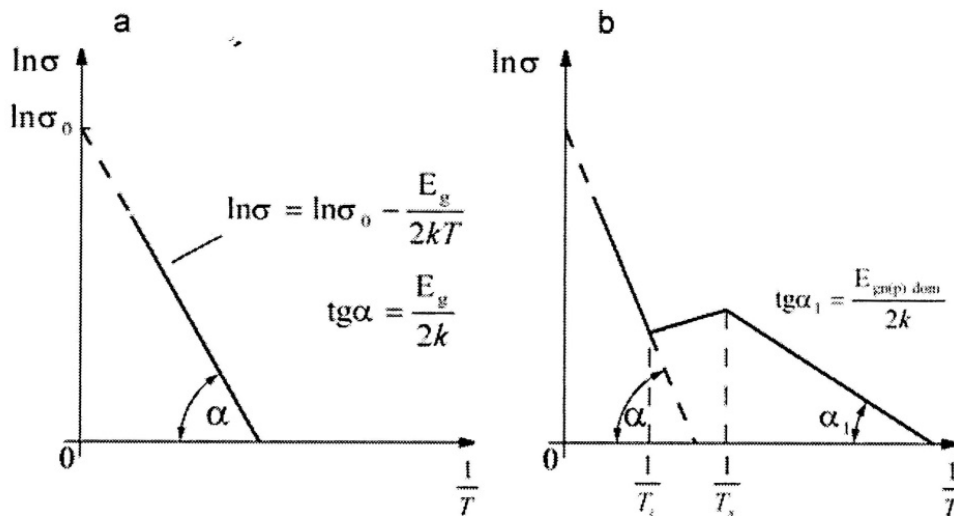
$$\ln R = \frac{E_g}{2k} \cdot \frac{1}{T} + \ln R_0 \quad (7)$$

gdzie: R_0 – stała oporu (o znaczeniu analogicznym jak σ_0).



Rys. 5. Zależność oporu R od temperatury w różnych układach współrzędnych.

Zależność (6) (lub (7)) wykorzystuje się do analiz wyników pomiarów temperaturowej zależności oporu półprzewodnictwa samoistnego wykonanych w dostatecznie wysokich temperaturach, ponieważ pozwala wyznaczyć wartość szerokości przerwy energetycznej E_g , zwaną również energią aktywacji (Rys. 6a).



Rys. 6. Temperaturowe zależności przewodnictwa σ półprzewodnika: a) niedomieszkowanego, b) domieszkowanego. Oś rzędnej: odwrotność temperatury, oś odciętej: przewodnictwo w skali logarytmicznej.

Przewodnictwo półprzewodnika uwarunkowane obecnością w nim domieszek nazywamy przewodnictwem domieszkowym. Atomy domieszek nazywamy donorami, jeżeli wprowadzają obsadzone poziomy energetyczne, z których elektrony mogą być łatwo przeniesione do pasma przewodnictwa. Poziomy donorowe znajdują się bezpośrednio poniżej dna pasma przewodnictwa, jak to przedstawia Rys. 4b. Atomy domieszek nazywamy akceptorami, jeżeli wprowadzają nieobsadzone poziomy energetyczne, do których elektrony mogą być łatwo przeniesione z pasma walencyjnego. Poziomy te ułożone są tuż powyżej pasma walencyjnego (Rys. 4c). Półprzewodniki z przewagą donorów nazywamy półprzewodnikami typu „n”, zaś z przewagą akceptorów półprzewodnikami typu „p”. W przewodniku typu „n” elektrony są w nadmiarze w stosunku do dziur i nazywamy je nośnikami większościowymi. Analogicznie w półprzewodniku typu „p” dziury są w nadmiarze w stosunku do elektronów i są nośnikami większościowymi. Wobec tego przewodnictwo w półprzewodniku typu „n” uwarunkowane jest przede wszystkim ruchem elektronów, zaś w półprzewodniku typu „p” – ruchem dziur.

Przewodnictwo domieszkowe odgrywa dużą rolę w niskich temperaturach i rośnie wykładniczo z temperaturą (Rys. 5b). Energie aktywacji E_d i E_a dla tych procesów określają odległości poziomów donorowych od dna pasma przewodnictwa lub poziomów akceptorowych od pułapu pasma walencyjnego.

WYKONANIE POMIARÓW

- Połączyć z omomierzem jeden z elementów: NTC1 lub NTC2.
 - Podłączyć układ pomiarowy i pompkę do zasilania.
 - Zmierzyć zależność zmian oporu R badanego elementu półprzewodnikowego od temperatury t w następującej kolejności:
 - zapisać wartość oporu R_2 w temperaturze otoczenia t ,
 - przełącznik ustawić w położeniu I (chłodzenie), następnie w odstępach co 5°C zapisywać wartości R_2 podczas obniżania temperatury t do około -5°C ,
 - przełącznikiem włączyć położenie O (wyłączenie chłodzenia) i co 5°C zapisywać wartości R_1 podczas wzrostu temperatury t ,
 - gdy temperatura t wzrośnie do około 10°C , wyłączyć pompkę a przełącznik przestawić w położenie II (ogrzewanie);
 - podczas wzrostu temperatury t zapisywać wartości R_1 oporu w odstępach co 5°C , do osiągnięcia wartości końcowej bliskiej 100°C , (jeżeli wzrost temperatury następuje zbyt szybko, można go zwolnić poprzez chwilowe wyłączenie/włączenie ogrzewania),
 - przełącznik ustawić w pozycji O (wyłączenie układu chłodzenia/nagrzewania) i podczas obniżania temperatury t zapisywać wartości R_2 oporu co 5°C , (do osiągnięcia temperatury końcowej, zbliżonej do otoczenia). Jeżeli zmniejszanie temperatury następuje zbyt szybko, można je zwolnić poprzez chwilowe włączenie/wyłączenie ogrzewania.
- UWAGA: podczas wymuszeń kierunku zmian temperatury badanego elementu półprzewodnikowego: $T_{\text{otoczenia}} \rightarrow \text{chłodzenie} \rightarrow \text{ogrzewanie} \rightarrow \text{chłodzenie} \rightarrow T_{\text{otoczenia}}$, wartości oporu R mierzyć w tych samych temperaturach t , zapisując je jako R_1 lub R_2 .*
- Wyniki pomiarów temperatury t i oporu R_1 oraz R_2 badanego elementu zapisać w Tabeli Pomiarów.
 - Dla użytych mierników (termometr i omomierz) zapisać pod Tabelą Pomiarów wartości i reguły pozwalające oszacować niepewności wzorcowania przyrządu i niepewności eksperymentatora.

l.p.	t	R ₁ (wzrost t)	R ₂ (obniżanie t)
	[°C]	[Ω]	[Ω]
1			
2			

PRZYRZĄDY POMIAROWE, NIEPEWNOŚCI POMIARÓW

Miernik	Omomierz, R	Termometr elektroniczny, t
Producent / Typ:		
Zakres pomiarowy*	z = []	z = []
Niepewność wzorcowania * **	C ₁ = [...] C ₂ = [...]	C ₁ = [...] C ₂ = [...]
Niepewność eksperymentatora *	$\Delta_e(R) = []$	$\Delta_e(t) = []$

- * w przypadku korzystania z różnych zakresów miernika, stosowną informację zapisać w osobnych wierszach, odpowiednio dla każdego z zakresów,
- ** w miejsca C₁ i C₂ wstawić wartości odczytanie z karty katalogowej producenta miernika.

OPRACOWANIE WYNIKÓW POMIARÓW

1. Dokonać zmiany wartości temperatur ze skali Celsjusza t [°C] na skalę Kelvina T [K]:

$$T = 273,16 + t \quad (8)$$

2. Korzystając z danych Tabeli Pomiarów oszacować rozszerzone ($k = 2$) całkowite niepewności pomiarów bezpośrednich:

$$U(R_1) = U(R_2) = k \cdot \sqrt{\frac{(\Delta_d(R))^2 + (\Delta_e(R))^2}{3}} = k \cdot \sqrt{\frac{(\Delta_e(R))^2 + (C_1 \cdot R + C_2)^2}{3}} \quad (9)$$

$$U(T) = U(t) = k \cdot \sqrt{\frac{(\Delta_d(t))^2 + (\Delta_e(t))^2}{3}} = k \cdot \sqrt{\frac{(\Delta_e(t))^2 + (C_1 \cdot t + C_2)^2}{3}} \quad (10)$$

3. Dla tych samych wartości T obliczyć średnie wartości oporu R i oszacować wartości ich niepewności $u(R)$:

$$R = \frac{R_1 + R_2}{2} \quad (11)$$

$$u(R) = \frac{\sqrt{(U(R_1))^2 + (U(R_2))^2}}{2} \quad (12)$$

4. Obliczyć $\ln R$ i oszacować niepewność $u(\ln R)$:

$$u(\ln R) = \sqrt{\left(\frac{1}{R} \cdot U(R)\right)^2} = \frac{u(R)}{R} \quad (13)$$

5. Obliczyć $1/T$ i oszacować niepewność $u(1/T)$:

$$u\left(\frac{1}{T}\right) = \sqrt{\left(-\frac{2}{T^2} \cdot U(T)\right)^2} = \frac{2 \cdot U(T)}{T^2} \quad (14)$$

6. Przygotować Tabelę Wyników i uzupełnić ją wynikami obliczeń:

l.p.	T	$U(T)$	$\frac{1}{T}$	$u\left(\frac{1}{T}\right)$	R	$u(R)$	$\ln R$	$u(\ln R)$
	[K]	[K]	[K ⁻¹]	[K ⁻¹]	[Ω]	[Ω]	[-]	[-]
1								
2								

7. Korzystając z danych Tabeli Wyników wykonać wykres zależności oporu R od temperatury T . Każdy punkt wykresu obustronnie otoczyć niepewnościami.
8. Wykonać wykres zależności $\ln R$ (logarytmu naturalnego oporu R [Ω] elementu półprzewodnikowego) od $1/T$ (odwrotności temperatury T [K]).
9. Metodą regresji liniowej dopasować prostą do punktów doświadczalnych. Używając funkcji REGLINP (arkusz Excel) wyznaczyć wartości parametrów a i b (również $u(a)$, $u(b)$, R^2) równania prostej dopasowania: $\ln R = a \cdot \frac{1}{T} + b$.

10. Mając na uwadze zależność (7) i wykorzystując otrzymaną wartość współczynnika kierunkowego a ($a = \frac{E_g}{2k}$) wyznaczyć energię aktywacji termistora E_g oraz oszacować jej niepewność $u(E_g)$. Wartość energii aktywacji i jej niepewności podać w [J] i w [eV] (k - stała Boltzmana).

$$E_g = 2a \cdot k \quad (15)$$

$$u(E_g) = \sqrt{\left(\frac{\partial E_g}{\partial a} \cdot u(a)\right)^2} = 2 \cdot k \cdot u(a) \quad (16)$$

11. Uwzględniając (7) i otrzymaną wartość odciętej b ($b = \ln R_0$) wyznaczyć wartość R_0 oraz oszacować jej niepewność $u(R_0)$:

$$R_0 = e^b \quad (17)$$

$$u(R_0) = e^b \cdot u(b) \quad (18)$$

12. W oparciu o otrzymane wykresy dokonać porównania doświadczalnie wyznaczonych zależności z przewidywaniami teorii pasmowej. Przeanalizować możliwość istnienia domieszkowego mechanizmu przewodnictwa (Rys. 5b). Dokonać próby identyfikacji materiału użytego do produkcji termistora.

LITERATURA

- [1] PURCEL E. M.: Elektryczność i magnetyzm, PWN, Warszawa 1974.
- [2] JEPIFANOW G. I.: Fizyczne podstawy mikroelektroniki, WNT, Warszawa 1976.
- [3] VAN DER ZIEL A.: Podstawy fizyczne elektroniki ciała stałego, WNT, Warszawa 1980.
- [4] BOBROWSKI Cz.: Fizyka – Krótki Kurs, WNT, Warszawa 1995.
- [5] OREAR J.: Fizyka t.2, WNT, Warszawa 1993.
- [6] Ćwiczenia Laboratoryjne z Fizyki (praca zbiorowa), Skrypt Nr 279, Politechnika Opolska 2007.