



Materiały Mikroelektroniki

Ćwiczenie nr 1

Badanie złącz Schottky'ego metodą I-V

I. Zagadnienia do przygotowania:

1. model pasmowy złącza MS przy braku polaryzacji i spolaryzowanego w kierunku przewodzenia
2. Zasada powstawania bariery Schottky'ego
3. Mechanizm przewodzenia w złączu Schottky'ego
4. Wpływ stanów powierzchniowych na charakterystyki złącza Schottky'ego
5. Zasada wyznaczania wysokości bariery Schottky'ego i koncentracji stanów powierzchniowych z charakterystyki I-V złącza
6. Inne metody pomiaru wysokości bariery Schottky'ego
7. Typowe wartości wysokości bariery Schottky'ego i prądu nasycenia złącza Schottky'ego do krzemu
8. Zadania obliczeniowe (rozdział 3)

II. Program ćwiczenia:

1. Wykonanie przez studentów pomiarów charakterystyk I-V wybranych struktur bądź przyrządów półprzewodnikowych
2. Wyznaczenie wysokości bariery, koncentracji stanów powierzchniowych w strukturze.

III. Literatura:

1. Marciniak W., Przyrządy półprzewodnikowe i układy scalone, WNT Warszawa 1984
2. Świt S., Półtorak J., Przyrządy półprzewodnikowe, WNT Warszawa 1976
3. Zeghbroeck B., Principles of Semiconductor Devices, <http://ece-www.colorado.edu/~bart/book/book/title.htm> (w języku angielskim)

W czasie wykonywania ćwiczeń przestrzegaj przepisów BHP!

1. Wstęp

1.1. Cel ćwiczenia

Ćwiczenie ma zapoznać studentów z metodą wyznaczania parametrów złącza prostującego metal–półprzewodnik opartą na pomiarze charakterystyki prądowo-napięciowej złącza spolaryzowanego w kierunku przewodzenia.

1.2. Wiadomości wstępne

Kontakt metal-półprzewodnik określany jest skrótem *m-s* (ang. *metal-semiconductor*). Diody typu metal-półprzewodnik były, historycznie biorąc, pierwszymi praktycznie wykorzystywanymi przyrządami półprzewodnikowymi.

Kontakt *m-s* może posiadać liniową lub nieliniową charakterystykę prądowo-napięciową $I(U)$. Złącza *m-s* wykorzystywane jako kontakty półprzewodnikowej struktury z zewnętrznymi wyprowadzeniami powinny charakteryzować się liniowymi charakterystykami $I(U)$. W tym przypadku jest to podyktowane tym, że kontakty metalu z półprzewodnikiem nie powinny wpływać na charakterystyki $I(U)$ elementu właściwego. Tego typu złącza *m-s* nazywane są *kontaktami omowymi*. Charakteryzują się one niewielkimi rezystancjami niezależnymi od kierunku polaryzacji. Z kolei złącza *m-s* o nieliniowej charakterystyce $I(U)$ wykorzystywane są jako diody – popularnie nazywane *diodami Schottky’ego*. Ze względu na niewielkie pojemności wewnętrzne diody tego typu mogą pracować w zakresie wysokich częstotliwości (GHz).

Właściwości kontaktu *m-s* – charakter przebiegu zależności $I(U)$ – zależą głównie od wartości prac wyjścia elektronów z metalu i półprzewodnika oraz od energetycznych stanów powierzchniowych półprzewodnika.

1.3. Uproszczony model kontaktu m-s

Uproszczony model kontaktu *m-s* zakłada brak występowania stanów powierzchniowych w półprzewodniku. W takim przypadku o charakterze kontaktu *m-s* (prostujący, omowy) decyduje różnica prac wyjścia elektronów z metalu Φ_m i półprzewodnika Φ_s . Praca wyjścia elektronu Φ jest to praca jaką należy wykonać aby przenieść elektron z poziomu Fermiego do poziomu próżni – innymi słowy jest to minimalna energia kinetyczna elektronu potrzebna do opuszczenia przez niego powierzchni ciała stałego. Możliwe są cztery przypadki zależności pomiędzy Φ_m i Φ_s :

półprzewodnik typu „n” półprzewodnik typu „p”

$$(1) \Phi_m < \Phi_s$$

$$(3) \Phi_m < \Phi_s$$

$$(2) \Phi_m > \Phi_s$$

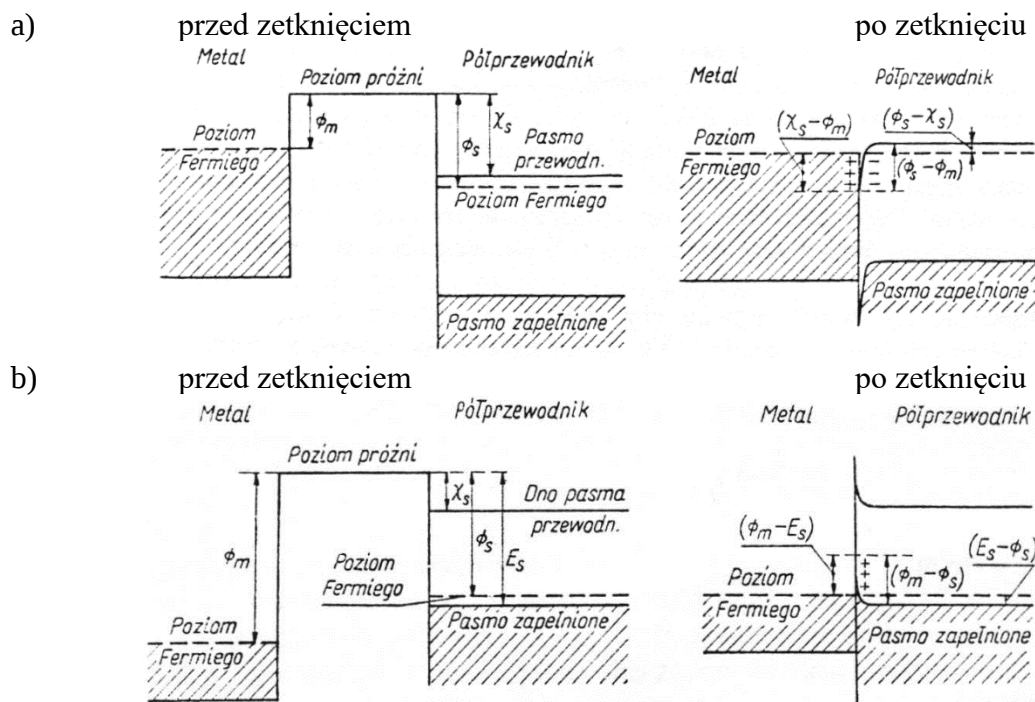
$$(4) \Phi_m > \Phi_s$$

W przypadku (1) i (4) złącze *m-s* jest *kontaktem omowym*, natomiast w przypadku (2) i (3) kontaktem Schottky’ego (*kontaktem prostującym*).

Modele pasmowe omowych kontaktów *m-s* – przypadek (1) i (4) – przedstawione zostały na rys.1. Dla pary materiałów – półprzewodnik typu *n* i metal dla którego $\Phi_m < \Phi_s$ (1) – poziom Fermiego półprzewodnika leży poniżej poziomu Fermiego metalu (rys.1a). Różnica pomiędzy tymi poziomami wynosi $\Phi_m - \Phi_s$. Po zetknięciu obydwu materiałów układ dąży do uzyskania równowagi termodynamicznej – tj. do wyrównania poziomów Fermiego. W tym celu następuje przepływ elektronów z metalu do półprzewodnika. Elektrony te gromadzą się przy powierzchni półprzewodnika. Elektrony opuszczające metal pozostawiają nieskompensowany dodatni ładunek zgromadzony przy jego powierzchni w pobliżu styku. Tworząca się w ten sposób dipolowa warstwa ładunku przestrzennego stanowi barierę dla dalszego przepływu elektronów z metalu do półprzewodnika. To

przegrupowanie elektronów powoduje, że poziom Fermiego we wnętrzu półprzewodnika podnosi się o wartość $\Phi_m - \Phi_s$.

W przypadku półprzewodnika typu *p* i metalu dla którego $\Phi_m > \Phi_s$ (4) przepływ elektronów następuje w kierunku od półprzewodnika do metalu, a poziom Fermiego we wnętrzu półprzewodnika obniża się o wartość $\Phi_m - \Phi_s$ (rys.1b).

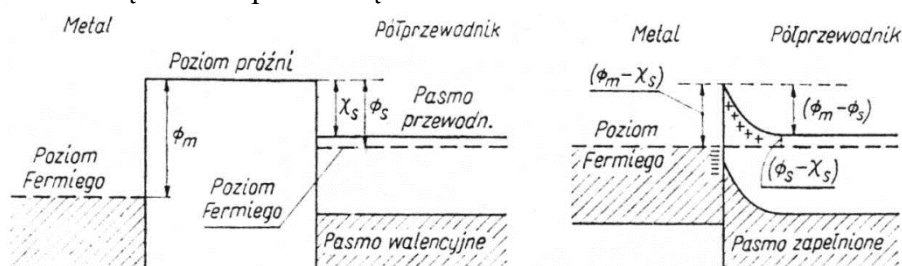


Rysunek 1: Model pasmowy omowego kontaktu m-s [1], χ_s – powinowactwo elektronowe półprzewodnika, E_s – różnica energii pomiędzy wierzchołkiem pasma walencyjnego i poziomem próżni):

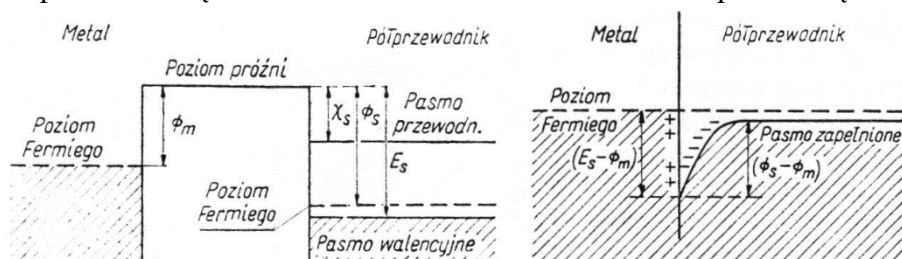
- a) półprzewodnik typu *n* – $\Phi_m < \Phi_s$ – przypadek (1),
- b) półprzewodnik typu *p* – $\Phi_m > \Phi_s$ – przypadek (4),

Modele pasmowe prostujących kontaktów *m-s* – przypadek (2) i (3) – przedstawione zostały na rys.2. Dla pary materiałów – półprzewodnika typu *n* i metalu dla którego $\Phi_m > \Phi_s$ (2) – poziom Fermiego półprzewodnika leży powyżej poziomu Fermiego metalu (rys.2a). Różnica energii pomiędzy tymi dwoma poziomami (liczona względem poziomu próżni) wynosi $\Phi_m - \Phi_s$. Praca wyjścia elektronu z półprzewodnika Φ_s jest mniejsza od pracy wyjścia elektronu z metalu Φ_m dlatego też po zetknięciu obydwu materiałów większa ilość elektronów przechodzi z półprzewodnika do metalu niż z metalu do półprzewodnika. W efekcie dodatkowe elektrony w metalu (pochodzące od półprzewodnika) gromadzą się przy jego powierzchni, natomiast ubytek elektronów w półprzewodniku powoduje powstanie przy jego powierzchni dodatniego ładunku przestrzennego nieskompensowanych elektrycznie donorów. Powstała w ten sposób dipolowa warstwa ładunku przestrzennego hamuje dalszy przepływ elektronów z półprzewodnika do metalu. Ustalenie się stanu równowagi termodynamicznej w omawianym złączu *m-s* następuje w momencie wyrównania się poziomów Fermiego w obydwu materiałach. Prawdopodobieństwa przejścia elektronu z półprzewodnika do metalu i w kierunku przeciwnym stają się wtedy sobie równe. Istnienie przy powierzchni półprzewodnika nieskompensowanego dodatniego ładunku zjonizowanych donorów powoduje zagięcie pasm energetycznych ku górze. Dzieje się tak dlatego, że przy powierzchni półprzewodnika występuje niższa koncentracja elektronów niż w jego wnętrzu.

a) przed zetknięciem po zetknięciu



b) przed zetknięciem



Rysunek 2: Model pasmowy prostującego kontaktu m-s [1] (χ_s – powinowactwo elektronowe półprzewodnika, E_s – różnica energii pomiędzy wierzchołkiem pasma walencyjnego i poziomem próżni):

a) półprzewodnik typu n – $\Phi_m > \Phi_s$ – przypadek (2),

b) półprzewodnik typu p – $\Phi_m < \Phi_s$ – przypadek (3),

W wyniku opisanego procesu przepływu ładunku na styku półprzewodnika i metalu po stronie półprzewodnika tworzy się bariera potencjału. Wysokość bariery potencjału dla elektronów poruszających się z metalu do półprzewodnika wynosi $\Phi_m - \chi_s$, jest nazywana wysokością bariery kontaktu m-s lub *barierą Schottky'ego* i oznaczana symbolem Φ_b . Natomiast wysokość bariery dla elektronów poruszających się z półprzewodnika do metalu wynosi $\Phi_m - \Phi_s$. Różnica ta nazywana jest napięciem wbudowanym złącza i oznaczana symbolem U_D .

W przypadku półprzewodnika typu p i metalu dla którego $\Phi_m < \Phi_s$ (3) przepływ elektronów następuje z metalu do półprzewodnika (rys. 2b). Wysokość bariery Φ_b wynosi $\Phi_b = E_s - \Phi_m$, natomiast $U_D = \Phi_s - \Phi_m$.

1.4. Przepływ prądu przez kontakt m-s

Kontakty m-s, w których występuje *bariera Schottky'ego* (kontakt o nieliniowej charakterystyce $I(U)$) najczęściej wykonywane są przy wykorzystaniu półprzewodnika typu n. Jest to podyktowane przede wszystkim tym, że elektrony charakteryzują się ruchliwością wyższą niż ruchliwość dziur. Z tego powodu przyrządy półprzewodnikowe, których działanie związane jest z przepływem elektronów, charakteryzują się wyższymi granicznymi częstotliwościami pracy w stosunku do przyrządów których działanie związane jest z przepływem dziur. Dlatego też zagadnienia przepływu prądu przez kontakt m-s zostaną przedstawione na przykładzie kontaktu metal-półprzewodnik typu n.

Na rys. 3a zaznaczono cztery strumienie nośników:

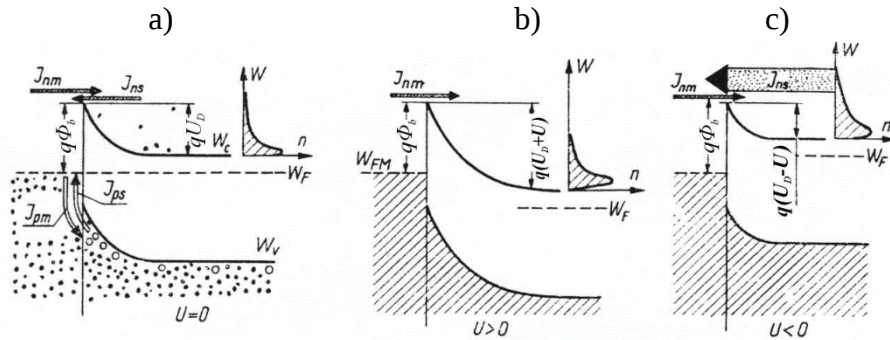
J_{nm} – strumień elektronów przechodzących z metalu do półprzewodnika ponad barierą $q\Phi_b$,

J_{ns} – strumień elektronów przechodzących z półprzewodnika do metalu ponad barierą qU_D ,

J_{pm} – strumień dziur przechodzących z metalu do półprzewodnika – innymi słowy jest to strumień elektronów półprzewodnika obsadzających puste poziomy energetyczne w metalu,

J_{ps} – strumień dziur przechodzących z półprzewodnika do metalu – innymi słowy jest to

strumień elektronów z pasma walencyjnego metalu obsadzających puste poziomy w paśmie walencyjnym półprzewodnika,



Rysunek 3: Przepływ nośników w kontakcie m-s: a) bez polaryzacji, b) przy polaryzacji w kierunku zaporowym, c) przy polaryzacji w kierunku przewodzenia [2].

W rozważaniach nad zachowaniem się złącza m -s przy polaryzacji zewnętrznej pomija się strumienie dziur J_{pm} i J_{ps} ponieważ ich wartości są niewielkie i prawie nie zależne od warunków polaryzacji.

W warunkach równowagi termodynamicznej (tj. bez zewnętrznego napięcia polaryzującego $U=0$) poszczególne strumienie (elektronów i dziur) równoważą się:

$$\begin{aligned} J_{nm} + J_{ns} &= 0 \\ J_{pm} + J_{ps} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

Przyłożenie dodatniego napięcia U do półprzewodnika, w stosunku do metalu, powoduje wzrost bariery potencjału po stronie półprzewodnika do wartości $U_D + U$, natomiast wysokość bariery Φ_b pozostaje niezmienną (rys. 3b). Powoduje to, że strumień J_{ns} maleje praktycznie do zera, natomiast strumień J_{nm} ma taką samą wartość jak dla $U=0$. Wynika z tego, że całkowity prąd złącza m -s określony jest w tym przypadku strumieniem J_{nm} . Takie warunki pracy złącza m -s określane są mianem polaryzacji w kierunku zaporowym. Prąd płynący przez złącze w tych warunkach jest niewielki (rzędu mikroamperów lub nanoamperów) i w niewielkim stopniu zależy od wartości przyłożonego napięcia U (o ile jest ono mniejsze od wartości krytycznej powodującej przebicie złącza).

Z kolei przyłożenie ujemnego napięcia U do półprzewodnika, w stosunku do metalu, powoduje obniżenie bariery potencjału po stronie półprzewodnika do wartości $U_D - U$, natomiast wielkość Φ_b pozostaje niezmienną (rys. 3c). Obniżenie bariery potencjału po stronie półprzewodnika ułatwia przepływ elektronów z półprzewodnika do metalu – rośnie strumień J_{ns} . Stała wartość bariery Φ_b powoduje, że strumień J_{nm} pozostaje niezmienny. Takie warunki pracy określane są mianem polaryzacji w kierunku przewodzenia.

Prąd płynący przez kontakt m -s w tych warunkach może być znaczny (rzędu miliamperów lub amperów) i silnie zależy od wartości przyłożonego napięcia U . Silną zależność gęstości prądu J_{ns} od wartości zewnętrznego napięcia U tłumaczy to, że napięcie to powoduje obniżenie bariery po stronie półprzewodnika do wartości $U_D - U$. Z wykresu $n(W)$ przedstawionego na rys. 3a,b,c widać, że nawet niewielkie obniżenie wysokości tej bariery powoduje duży przyrost koncentracji elektronów o energiach wystarczających do jej pokonania. Zależność koncentracji elektronów od energii określona jest funkcją wykładniczą, zatem gęstość prądu J_{ns} zależy również wykładniczo od napięcia polaryzacji:

$$J_{ns} \sim \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \quad (2)$$

Uwzględniając warunki (1) otrzymujemy zależność określającą gęstość prądu złącza m - s w funkcji napięcia polaryzującego [2]:

$$J = J_{nm} \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3)$$

Natomiast gęstość prądu J_{nm} dana jest równaniem:

$$J_{nm} = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \quad (4)$$

w powyższych zależnościach obowiązują oznaczenia:

- U – zewnętrzne napięcie polaryzujące [V],
- T – temperatura [K],
- k – stała Boltzmanna $8,616 \cdot 10^{-5}$ [eV/K] = $1,380 \cdot 10^{-23}$ [J/K],
- A^* – stała Richardsona,
- q – ładunek elektronu $1,602 \cdot 10^{-19}$ [C],

Stała Richardsona A^* związana jest z masą efektywną elektronu w półprzewodniku i dana jest wyrażeniem:

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (5)$$

gdzie:

- m^* – masa efektywna elektronu,
- m – masa elektronu $9,109 \cdot 10^{-31}$ [kg],
- h – stała Plancka $6,662 \cdot 10^{-34}$ [J s],

Tab. 1. Wybrane parametry niektórych półprzewodników w temperaturze 300K.

Parametr	Ge	Si	GaAs
stała dielektryczna ϵ_s	16	11,8	13,1
efektywna gęstość stanów w paśmie przewodnictwa N_c , [cm^{-3}]	$1,04 \cdot 10^{19}$	$2,8 \cdot 10^{19}$	$4,7 \cdot 10^{17}$
powinowactwo elektronowe χ_s , [V]	4,0	4,05	4,07
przerwa energetyczna W_g , [eV]	0,68	1,12	1,43
efektywna masa elektronu m^*	$0,22m$	$0,33m$	$0,063m$
stała Richardsona A^* [$A/m^2 K^2$]	$25,9 \cdot 10^4$	$38,9 \cdot 10^4$	$7,4 \cdot 10^4$

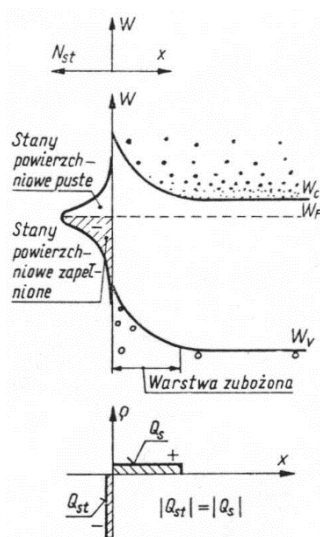
1.5. Rzeczywisty kontakt m-s

Teoretyczna zależność określająca wysokości bariery potencjału Φ_b (rys. 2) jako:

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s \quad (6)$$

nie zawsze sprawdza się w praktyce. W wielu przypadkach zastosowanie różnych metali przy wytwarzaniu kontaktu *m-s* nie daje zmiany wysokości bariery potencjału. Kontakty metal-półprzewodnik typu *n* (*Ge*, *Si*, *GaAs*) przeważnie wykazują właściwości prostownicze bez względu na zastosowany metal. Dzieje się tak dlatego, że na powierzchni półprzewodnika może występować naturalna bariera powierzchniowa. Powodem występowania w półprzewodniku powierzchniowej bariery potencjału są stany energetyczne zlokalizowane na jego powierzchni – są to tzw. *stany powierzchniowe*. Takie półprzewodniki jak *Ge*, *Si* oraz *GaAs* charakteryzują się tym, że ich stany powierzchniowe przechwytyują elektrony – oznacza to, że stany te mają charakter akceptorowy.

Przechwytywanie elektronów prowadzi do ujemnej jonizacji stanów powierzchniowych i wytworzenia się warstwy zubożonej – co na modelu pasmowym półprzewodnika typu *n* powoduje zakrzywienie pasm ku górze (rys. 4).



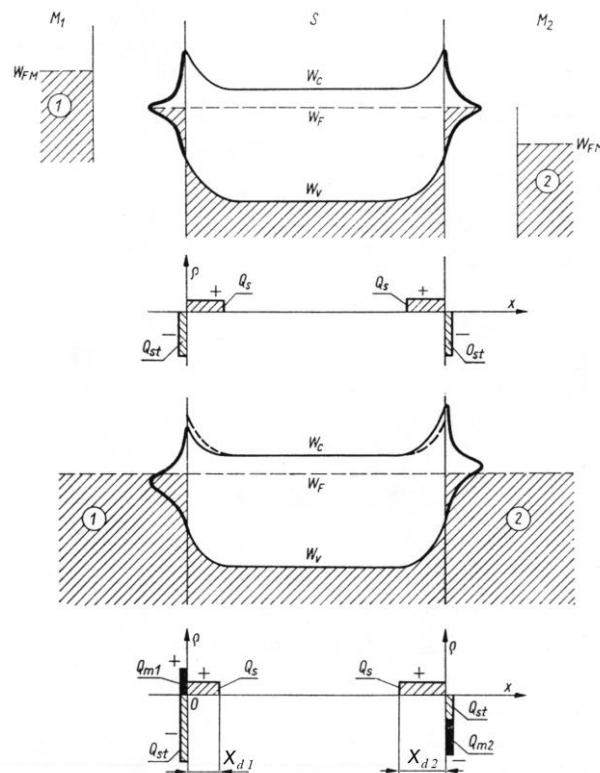
Tab. 2 Prace wyjścia elektronu z niektórych metali.

metal	Φ_m [V]
Cu	4,65
Ag	4,26
Au	5,1
Al	4,28
Ti	4,33
Pt	5,3
W	4,6

Rysunek 4: Model pasmowy półprzewodnika typu *n* posiadającego stany powierzchniowe [1].

Dla wspomnianych półprzewodników stany powierzchniowe są energetycznie zlokalizowane w okolicy środka przerwy zabronionej. Powoduje to, że przy powierzchni półprzewodnika położenie poziomu Fermiego określone jest właśnie ich występowaniem – tzn. poziom Fermiego również znajduje się w okolicy połowy przerwy zabronionej (rys. 4).

Kontakt metalu z półprzewodnikiem, w którym nastąpiło zagięcie pasm energetycznych na skutek występowania stanów powierzchniowych przedstawiono na rys. 5. Dla zobrazowania wpływu tych stanów na wysokość bariery na rysunku tym przedstawiono modele energetyczne dwóch kontaktów półprzewodnika – z dwoma metalami dla których zachodzi relacja: $\Phi_{m1} < \Phi_s < \Phi_{m2}$. W takim przypadku uproszczony model kontaktu *m-s* mówi, że kontakt *m1-s* powinien być liniowy, natomiast *m2-s* prostujący. W rzeczywistości jednak obydwa kontakty będą złączami prostującymi różniącymi się nieznacznie wysokościami bariery potencjału. Dla zaprezentowanego przykładu zachodzić będzie relacja $\Phi_{b1} < \Phi_{b2}$.



Rysunek 5: Model pasmowy złącza m-s ze stanami powierzchniowymi [2].

2. Przebieg ćwiczenia

2.1. Pomiar charakterystyki I-V złącza MS

Pomiaru dokonuje się na stanowisku do pomiarów charakterystyk IV zestawionego z zasilacza i multimetru, sterowanego komputerowo za pomocą programu napisanego w środowisku LabVIEW.

Układ pomiarowy należy zestawić z zasilacza Agilent E3646A (korzystając z jego wyjścia nr 1) i dwóch multimetrów Agilent 34401A (górny jako woltomierz, dolny jako amperomierz) w układzie prawidłowego pomiaru prądu. Spadek napięcia na amperomierzu korygowany jest w oprogramowaniu sterującym pomiarem.

Dokonuje się pomiaru struktury półprzewodnikowej wskazanej przez prowadzącego zajęcia.

2.2. Wyznaczanie wysokości bariery Schottky'ego – Φ_b

Teoretyczną wysokość bariery Schottky'ego dla danego kontaktu *m-s* można wyznaczyć z przytoczonej wcześniej zależności (6):

$$\Phi_B = \Phi_m - \chi_s$$

Dane do obliczeń znajdują się w tabelach 1 i 2.

Natomiast rzeczywistą wysokość bariery Schottky'ego Φ_B' dla tego kontaktu *m-s* można wyznaczyć przekształcając zależność (4) do postaci:

$$\Phi_B' = \frac{-kT}{q} \ln \left(\frac{J_{nm}}{A^* T^2} \right) \quad (7)$$

Wprowadzając do powyższego równania zależność określającą gęstość prądu J_{nm} jako:

$$J_{nm} = \frac{I_s}{A} \quad (8)$$

możemy je przepisać w postaci:

$$\Phi'_B = \frac{-kT}{q} \ln \left(\frac{I_s}{A \cdot A^* \cdot T^2} \right) \quad (9)$$

oraz zapisać wyrażenie (3) jako:

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{qU}{kT} \right) - 1 \right] \quad (10)$$

gdzie:

I – prąd przepływający przez złącza m - s ,

I_s – prąd nasycenia złącza m - s ,

A – powierzchnia złącza m - s (punkt 2.5).

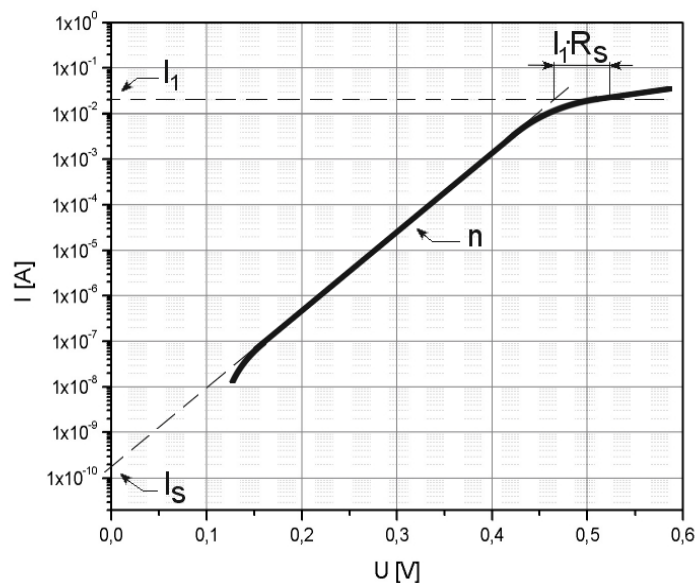
Powyższa zależność (10) opisująca charakterystykę $I(U)$ idealnego złącza m - s jest identyczna jak dla złącza p - n . Równanie opisujące charakterystykę $I(U)$ rzeczywistego złącza m - s również ma postać jak dla złącza p - n :

$$I = I_s \left[\exp \left(\frac{qU - IR_s}{nkT} \right) - 1 \right] \quad (11)$$

gdzie:

R_s – rezystancja szeregową złącza m - s ,

n – współczynnik doskonałości złącza m - s – zawiera się w przedziale 1...1,5.



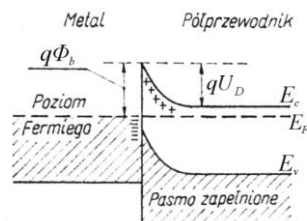
Rysunek 6: Charakterystyka $I(U)$ rzeczywistego złącza m - s w półlogarytmicznym układzie współrzędnych.

Określenia wartości prądu I_s , niezbędnego do wyznaczenia wysokości bariery Φ_b , można dokonać na podstawie charakterystyki $I(U)$ (11) złącza m - s wykreślonej w półlogarytmicznym układzie współrzędnych (rys. 6). Wartość tego prądu określa się w miejscu przecięcia przedłużenia prostoliniowego odcinka charakterystyki z osią rzędnych. Z nachylenia prostoliniowego odcinka charakterystyki wyznacza się współczynnik doskonałości złącza. Odchylenie charakterystyki od linii prostej w zakresie dużych prądów związane jest z występowaniem rezystancji szeregowej R_s złącza m - s . Natomiast odchylenie charakterystyki od linii prostej w zakresie małych prądów może być związane z upływem prądu po powierzchni struktury półprzewodnikowej.

Porównanie wartości wysokości bariery Φ_b wyznaczonych na podstawie zależności (6) oraz (9) pozwala określić, czy w danym złączu występują efekty związane z gromadzeniem ładunku w stanach powierzchniowych półprzewodnika.

2.3. Wyznaczanie wartości potencjału wbudowanego – U_D

Potencjał wbudowany złącza U_D definiuje wysokość bariery potencjału dla elektronów poruszających się z półprzewodnika w kierunku metalu (rys. 7).



Rysunek 7: Model pasmowy złącza m - s przy braku polaryzacji zewnętrznej.

Teoretyczna wartość potencjału wbudowanego wynosi:

$$U_D = \phi_b - (E_C - E_F)/q \quad (12)$$

natomiast wartość rzeczywista:

$$U'_D = \phi'_b - (E_C - E_F)/q \quad (13)$$

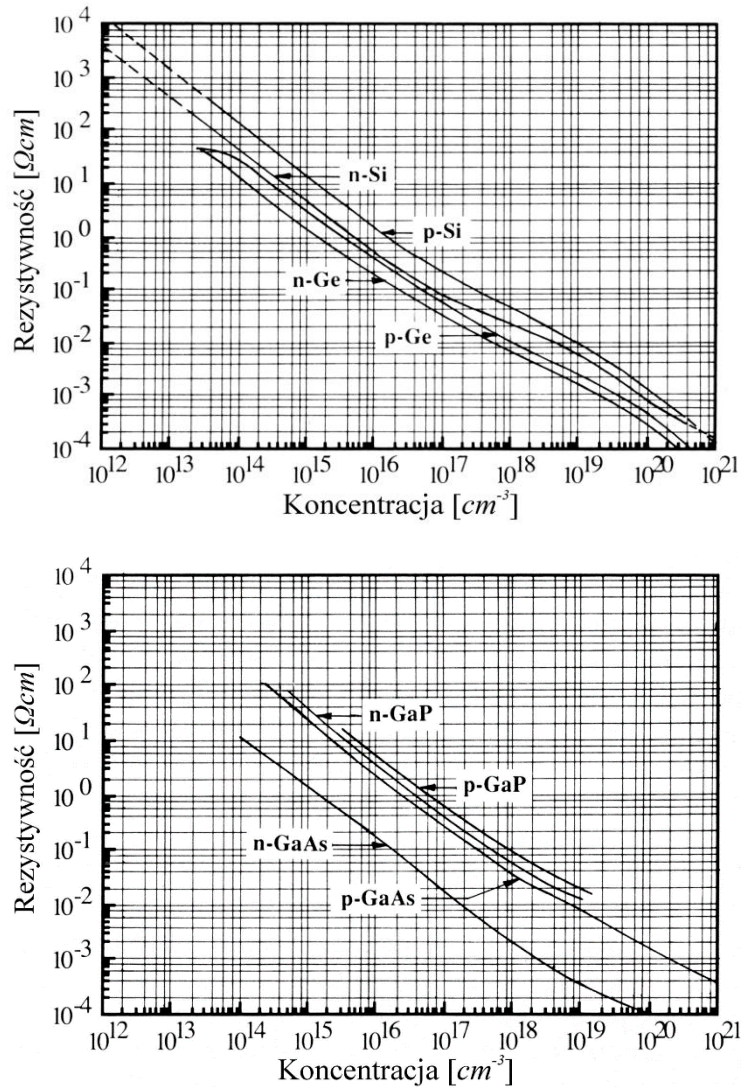
Różnica energii pomiędzy dnem pasma przewodnictwa E_C i poziomem Fermiego E_F związana jest ze stopniem domieszkowania półprzewodnika, ponieważ położenie poziomu Fermiego określone jest przez koncentrację domieszek donorowych [4]:

$$E_C - E_F = kT \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (14)$$

gdzie:

- N_c – efektywna ilość stanów w paśmie przewodnictwa (Tab. 1),
- N_d – koncentracja domieszki donorowej (przedstawiona w jednostkach podstawowych).

Koncentrację domieszek w półprzewodniku wyznacza się na podstawie znajomości jego rezystywności (punkt 2.5) korzystając z zależności wykreślonych na poniższych wykresach.



Rysunek 8: Rezystywność różnych półprzewodników w funkcji koncentracji domieszek N_a , N_d w temperaturze $T=300$ K.

2.4. Wyznaczanie grubości obszaru zubożonego – x_d , pojemności złącza – C_j oraz ładunku – Q_s

Grubość obszaru zubożonego x_d (rys. 5) niespolaryzowanego złącza $m-s$, w którym nie występują zjawiska związane z istnieniem stanów powierzchniowych w półprzewodniku, określona jest zależnością:

$$x_d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s U_D}{qN_d}} \quad (15)$$

natomiast w przypadku występowania stanów powierzchniowych:

$$x_d' = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s U_D'}{qN_d}} \quad (16)$$

gdzie:

ε_0 – przenikalność elektryczna próżni $8,854 \cdot 10^{-12}$ [F/m] ,

Pojemność złącza $m-s$ wyznacza się tak jak dla kondensatora płaskiego o powierzchni okładek równej A i odległości między nimi równej x_d . Dla niespolaryzowanego złącza z pomijalnym wpływem stanów powierzchniowych

otrzymujemy:

$$C_j = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s A}{x_d} = A \sqrt{\frac{q \varepsilon_0 \varepsilon_s N_d}{2U_D}} \quad (17)$$

Rzeczywista wartość wynosi jednak:

$$C_j' = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s A}{x_d'} = A \sqrt{\frac{q \varepsilon_0 \varepsilon_s N_d}{2U_D'}} \quad (18)$$

Ładunek Q_s zgromadzony w niespolaryzowanym złączu – ładunek zgromadzony w pojemności C_j – określamy według zależności:

$$Q_s = C_j U_D = A \sqrt{\frac{q \varepsilon_0 \varepsilon_s N_d U_D}{2}} \quad (19)$$

Równanie (19) określa ładunek jaki przepływa z półprzewodnika do metalu w celu wyrównania poziomów Fermiego w obydwu materiałach. To samo równanie zapisane dla złącza rzeczywistego:

$$Q_s' = C_j' U_D' = A \sqrt{\frac{q \varepsilon_0 \varepsilon_s N_d U_D'}{2}} \quad (20)$$

określa sumaryczny ładunek jaki przemieścił się z wnętrza półprzewodnika do metalu oraz do stanów powierzchniowych tego półprzewodnika. Zatem poprzez wyznaczenie różnicy wartości Q_s i Q_s' można określić wartość ładunku Q_{ss} zgromadzonego w stanach powierzchniowych półprzewodnika:

$$Q_{ss} = Q_s' - Q_s \quad (21)$$

Gęstość stanów powierzchniowych N_{st} oszacować można korzystając z zależności:

$$D_{ss} = \frac{Q_{ss}}{A} \quad (22)$$

2.5. Badane struktury półprzewodnikowe

Badanymi elementami półprzewodnikowymi są komercyjne dostępne krzemowe diody ze złączem Schottky'ego, których parametry podano w poniższej tabeli:

Tab. 3 Dane badanych elementów.

oznaczenie diody	metal	wymiary złącza [μm]	rezystywność ρ [Ωcm]
1N5819	Au	650×650	0,65
1N5822	Au	900×950	0,31
BAT42	Au	330×330	3,42
BAT46	Au	$\phi 238$	1,00
BAT49	Au	650×680	1,16
BAT85S	Au	270×270	1,38
MBR10100	Au	1800×1800	1,34
MBR745	Au	1600×1600	0,58
SR540	Au	515×515	0,03
STPSH100	Au	770×770	1,43

2.6. Sprawozdanie

Sprawozdanie powinno zawierać:

- Zmierzoną charakterystykę I-V w odpowiednim układzie współrzędnych z zaznaczonymi charakterystycznymi punktami wykresu
- Obliczone następujące wielkości:

- teoretyczna wartość wysokości bariery Φ_b dla mierzonych złącz m-s
- wartość prądu I_s
- rzeczywista wartość wysokości bariery ϕ'_b
- teoretyczna wartość potencjału wbudowanego U_D
- rzeczywista wartość potencjału wbudowanego U'_D
- teoretyczna i rzeczywista wartość x_d , C_j , Q_s (uwaga, w równaniach 15 ÷ 20 proszę zwrócić uwagę na stosowanie jednostek podstawowych SI)
- Na koniec należy porównać uzyskane wyniki i wyciągnąć wnioski.

3. Zadania obliczeniowe

1. Dla danej funkcji $y = A + Bx$ aproksymującej charakterystykę I-V diody w układzie półlogarytmicznym podać współrzędne punktu przecięcia tej charakterystyki z osią rzędnych.
2. Obliczyć wartość potencjału wbudowanego U_D złącza m-s(n) dla pracy wyjścia z metalu $\Phi_m = 4,28$ [V], powinowactwa elektronowego $\chi_s = 4,05$ [V], efektywnej gęstości stanów w paśmie przewodnictwa $N_c = 2,8 \cdot 10^{19}$ [cm^{-3}] oraz koncentracji domieszki donorowej $N_d = 2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} .
3. Przy koncentracji domieszki donorowej $N_d = 2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} potencjał wbudowany U_D złącza m-s(n) równy jest 43,1 mV. Mając daną przenikalność elektryczną półprzewodnika $\epsilon_s = 11,8$ obliczyć grubość obszaru zubożonego x_d .
4. Potencjał wbudowany U_D złącza m-s(n) równy jest 43,1 mV przy koncentracji domieszki donorowej $N_d = 2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} (przenikalność elektryczna półprzewodnika $\epsilon_s = 11,8$). Korzystając z zależności na pojemność kondensatora płaskiego dla kontaktu kołowego o średnicy 20 μm obliczyć pojemność złącza C_j oraz ładunek w niej zgromadzony Q_s .