

LABORATORIUM INŻYNIERII MATERIAŁOWEJ

Podstawy teoretyczne do ćwiczenia **nr 8**

Badanie właściwości optycznych półprzewodników

1. CEL ĆWICZENIA

Celem ćwiczenia jest:

- poznanie właściwości optycznych i elektrycznych półprzewodników,
- wyznaczenie szerokości pasma wzbronionego w badanych półprzewodnikach,
- przeprowadzenie badań zjawiska elektroluminescencji w złączach p - n.

2. WIADOMOŚCI TEORETYCZNE

2.1. Informacje ogólne

Różne materiały charakteryzują się odmiennymi wartościami konduktywności σ . Przykłady konduktywności niektórych materiałów są przedstawione w tabeli 1.

Tabela 1. Wartości konduktywności wybranych materiałów

Material	$\sigma, \text{S} \cdot \text{m}^{-1}$	Material	$\sigma, \text{S} \cdot \text{m}^{-1}$
Aluminium	$3,12 \cdot 10^7$	Diamant	$1,00 \cdot 10^{-10}$
Złoto	$4,13 \cdot 10^7$	Ebonit	$5,00 \cdot 10^{-14}$
Miedź ciągniona	$5,62 \cdot 10^7$	Pireks	$1,00 \cdot 10^{-12}$
Miedź wyżarzona	$6,30 \cdot 10^7$	Mika	$1,10 \cdot 10^{-11}$
Srebro	$6,03 \cdot 10^7$	Wosk parafinowany	$3,30 \cdot 10^{-17}$
Nichrom	$9,00 \cdot 10^5$	Kwarc	$5,00 \cdot 10^{-13}$

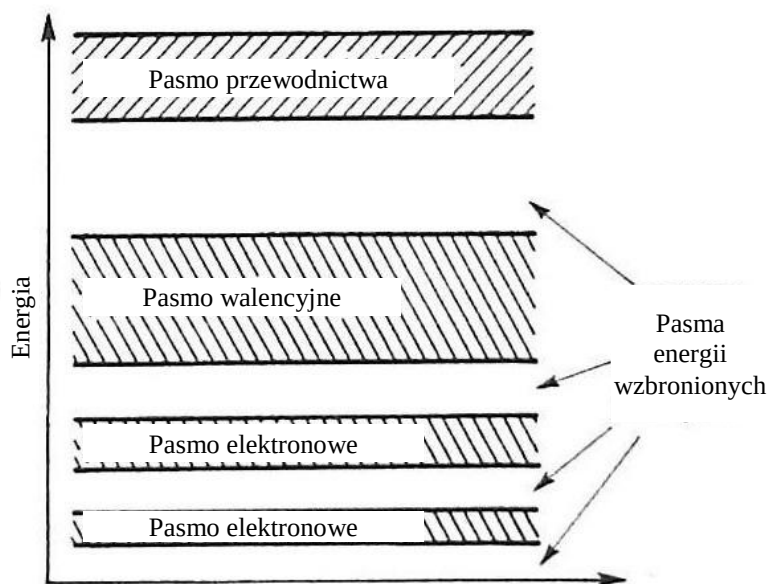
Konduktywność materiałów takich jak złoto, srebro czy miedź jest rzędu $10^7 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$, a ebonit i pireks odznaczają się konduktywnością rzędu $10^{-14} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$. Materiały o konduktywności z zakresu $\sigma \approx (10^7 \div 10^6) \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ nazywane są przewodnikami. Do izolatorów (lub dielektryków) należą materiały o przewodnictwie $\sigma \approx (10^{-8} \div 10^{-16}) \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$. Materiały, których konduktywność zawiera się w przedziale wartości pomiędzy metalami i dielektrykami zostały nazwane półprzewodnikami. Półprzewodniki są to materiały, których konduktywność mieści się w przedziale $(10^{-8} \div 10^6) \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$, to znaczy przyjmuje wartości różniące się o 14 rzędów wielkości.

2.2. Model pasmowy półprzewodników

W uproszczeniu atom można przedstawić za pomocą modelu planetarnego, zgodnie z którym składa się z jądra i otaczających go elektronów. Ich energia rośnie wraz ze wzrostem odległości od jądra. Elektrony przebywające na orbicie zewnętrznej nazywamy walencyjnymi. Ich energia jest największa, przez co są słabiej związane z jądrem niż elektrony znajdujące się na orbitach wewnętrznych.

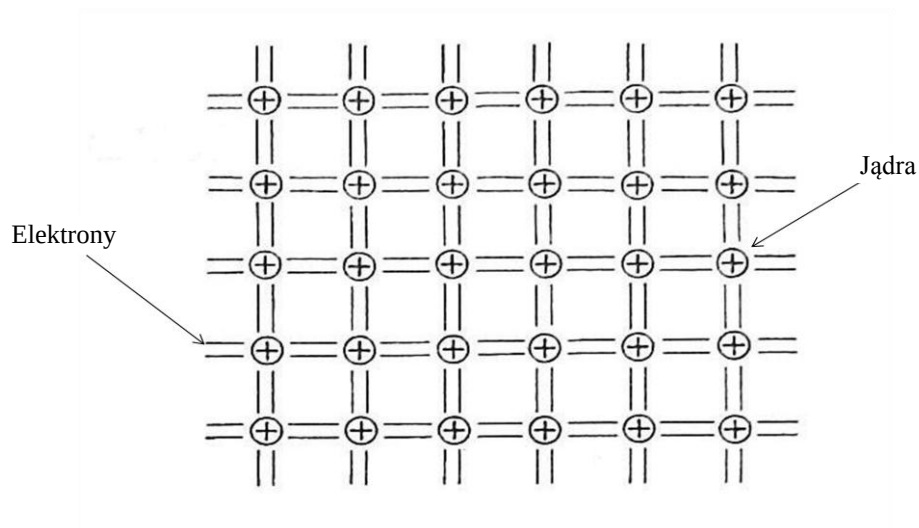
Elektrony krążą po ściśle określonych (dozwolonych) orbitach. Zaczynając od jądra, oznaczamy je kolejno literami K, L, M, N, O, P, Q. Elektrony na poszczególnych orbitach tworzą powłoki elektronowe, a ich ilość wyraża się wzorem $2n^2$, gdzie n określa numer powłoki elektronowej. Stworzone w ten sposób poziomy energetyczne dzielą się następnie na podpoziomy, oznaczone kolejno literami s, p, d, f.

W strukturze widmowej można zauważyć, że poziomy energetyczne są oddzielone pasmami energii wzbronionej. Elektrony zajmujące powłokę walencyjną, będące najsłabiej związane z jądrem atomu i jednocześnie posiadające największą energię, biorą udział we wszelkich wiązaniach danego atomu z innymi atomami, jak również wywierają największy wpływ na właściwości określonego pierwiastka. Dzieje się tak, ponieważ orbity walencyjne zajmują najszerze pasma energetyczne i zawierają tyle samo stanów co elektronów. Jednocześnie są przez nie wypełnione, ale nie mogą przewodzić prądu elektrycznego. Aby możliwe było przejście elektronów z niższych powłok (niższych poziomów energetycznych) do wyższych powłok (wyższych poziomów energetycznych) muszą one otrzymać odpowiednią ilość energii zwanej energią przejścia. Powyżej pasma walencyjnego znajduje się pasmo przewodnictwa, w którym elektron może poruszać się pod wpływem pola elektrycznego. Pasma energetyczne mogą przyjąć skończoną liczbę elektronów, co spowodowane jest skończoną liczbą stanów dyskretnych. W związku z tym pasma energetyczne mogą być wypełnione częściowo lub całkowicie, jak również mogą występować pasma puste. Model pasmowy przedstawiono schematycznie na rysunku 1.



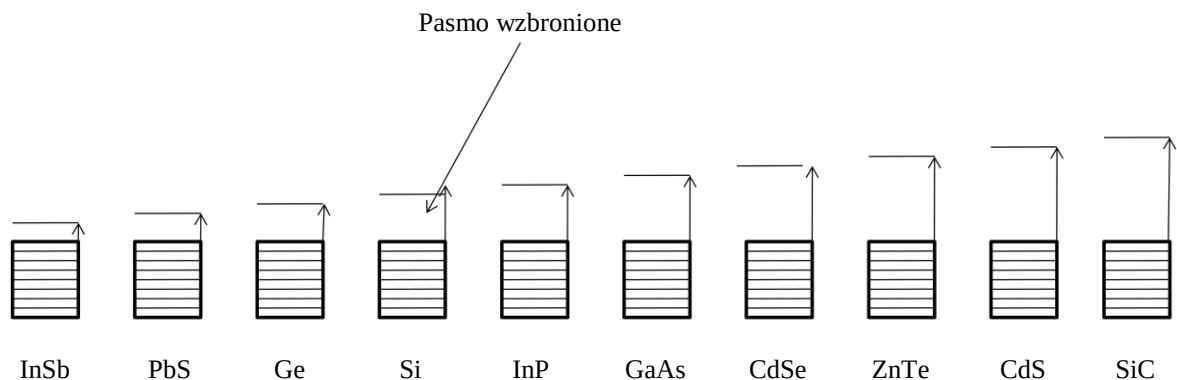
Rys. 1. Rozkład poziomów energetycznych w półprzewodnikach

Siły wzajemnego oddziaływania atomów, czyli przyciągania wywołanego przez ładunek ujemny oraz odpychania spowodowanego przez działanie dodatnich ładunków jąder atomów, są przyczyną występowania struktur krystalicznych, których model znajduje się na rysunku 2.



Rys. 2. Model struktury krystalicznej półprzewodników

O właściwości przewodzenia półprzewodników decyduje szerokość przerwy energetycznej, znajdującej się pomiędzy pasmem walencyjnym a pasmem przewodnictwa. Jej wartość oznaczamy przez E_G . Szerokość przerwy energetycznej E_G jest charakterystyczna dla każdego materiału, co przedstawiono na rysunku 3 w kolejności rosnącej. Wartości przerw energetycznych dla poszczególnych materiałów zestawione są w tabeli 2.



Rys. 3. Poglądowe przedstawienie szerokości pasma wzbronionego najważniejszych półprzewodników

Tabela 2. Wartości przerwy energetycznej dla wybranych półprzewodników w temperaturze 27°C

Material	E_G , eV	Material	E_G , eV
InSb	0,24	GaAs	1,4
PbS	0,37	CdSe	1,74
Ge	0,66	ZnTe	2,3
Si	1,09	CdS	2,4
InP	1,34	SiC	2,8

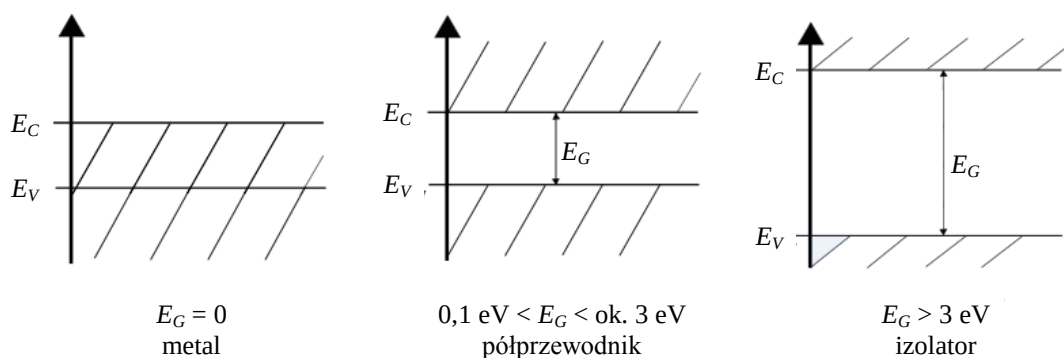
Szerokość przerwy energetycznej możemy obliczyć ze wzoru:

$$E_G = E_C - E_V, \quad (1)$$

gdzie: E_G - szerokość przerwy energetycznej, E_V - najwyższy poziom energetyczny w paśmie walencyjnym, E_C - najniższy poziom energetyczny w paśmie przewodnictwa.

Wynika z tego że elektron musi otrzymać odpowiednią ilość energii, aby nastąpiło jego przejście z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Jak widać na rysunku 4, ze wszystkich półprzewodników najmniejszy odstęp energetyczny ma antymonek indu co powoduje, że w porównaniu z innymi materiałami wystarczy stosunkowo niska temperatura, która spowoduje przesunięcie elektronu do poziomu przewodzenia.

Szerokość przerwy energetycznej pozwala odróżnić półprzewodniki od innych materiałów, gdyż w strukturach metali nie istnieje przerwa pomiędzy pasmem walencyjnym i pasmem przewodzenia, dzięki czemu elektrony swobodnie wędrują między tymi pasmami. W dielektrykach rozmiary przerwy energetycznej są tak duże, że elektrony nie mogą przejść z powłoki walencyjnej do powłoki przewodnictwa. Różnice te zostały zaprezentowane na rysunku 4.



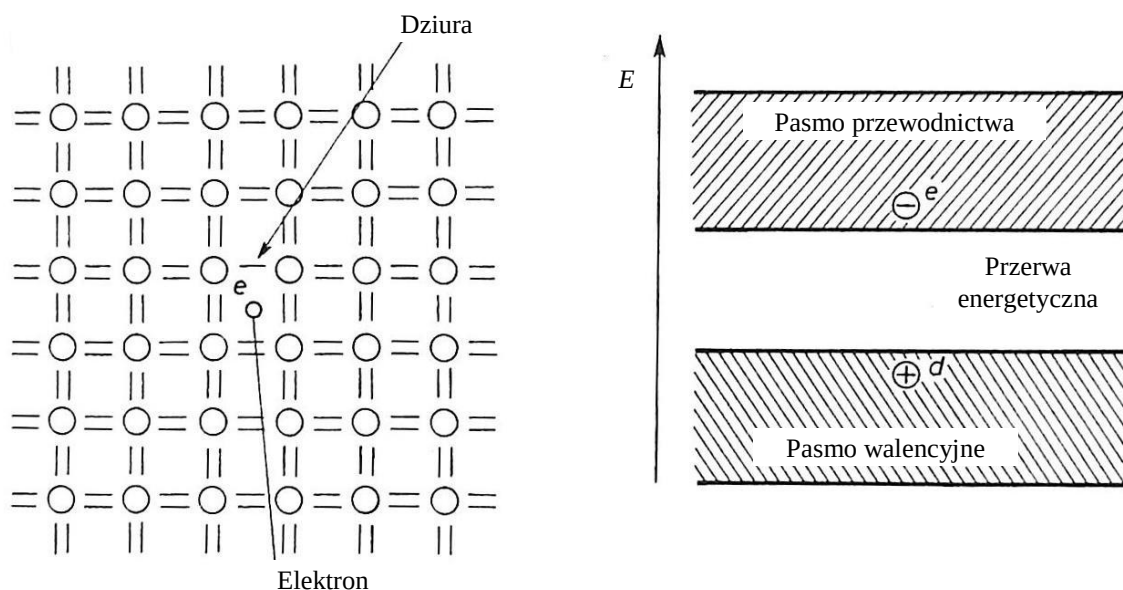
Rys. 4. Uproszczony model energetyczny ciała stałego, gdzie: E_C - pasmo przewodnictwa, E_G - przerwa zabroniona, E_V - pasmo walencyjne

Wzbudzenie elektronów w paśmie walencyjnym, które w półprzewodnikach jest całkowicie zajęte, zmusi je do przejścia na poziom przewodzenia, który z kolei jest pusty. Aby to zjawisko wystąpiło należy dostarczyć energię w postaci ciepła, zwiększając temperaturę struktury krystalicznej. Jest to również możliwe, gdy podda się kryształ działaniu promieniowania elektromagnetycznego, czyli na przykład światła, o energii fotonów większej niż energia pasma wzbronionego. Energia tego kwantu zależy od częstości promieniowania, z czego wynika warunek:

$$h\nu > E_G, \quad (2)$$

gdzie: h - stała Plancka, ν - częstość promieniowania.

Spełnienie tego warunku może wywołać absorpcję w kryształach i spowodować przeniesienie elektronu do pasma przewodnictwa, w wyniku czego powstanie para elektron - dziura (rysunek 5).



Rys. 5. Model i struktura pasm energetycznych przy powstaniu pary elektron - dziura w sieci krystalicznej

Kryształ półprzewodnika jest wówczas zdolny do przewodzenia prądu elektrycznego nawet w temperaturze bezwzględnego zera czyli -273°C . Jeśli zabraknie oświetlenia przy takiej temperaturze konduktywność zaniknie całkowicie, gdyż pasmo przewodzenia pozostanie puste i nie weźmie udziału w przewodzeniu prądu elektrycznego. Półprzewodnik przebywający w takich warunkach posiada właściwości izolatora, a zjawisko zmiany konduktywności wskutek działania absorpcji promieniowania elektromagnetycznego nazywamy fotoprzewodnictwem.

Istnieje zjawisko odwrotne do generacji par elektron - dziura, które może być spowodowane utratą energii przez kryształ. To zjawisko nazywa się rekombinacją, tzn. wzajemną neutralizacją dziury i elektronu. W warunkach równowagi energetycznej (cieplnej) rekombinacja jest równa generacji.

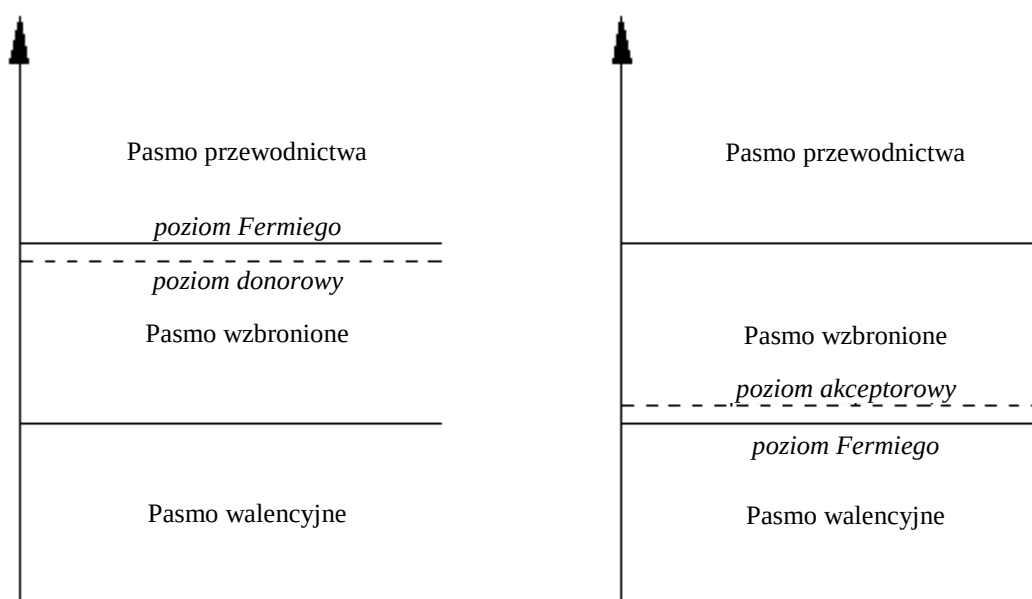
2.3. Półprzewodniki samoistne i domieszkowane

Półprzewodnik samoistny to taki półprzewodnik, którego materiał jest idealnie czysty, bez żadnych zanieczyszczeń i defektów struktury krystalicznej. Koncentracja wolnych elektronów półprzewodnika samoistnego jest równa koncentracji dziur.

Półprzewodniki samoistne posiadają niewielką ilość ładunków swobodnych (co przejawia się dużą rezystywnością), dlatego też stosowane jest domieszkowanie. Materiały uzyskane dzięki domieszkowaniu nazywane są półprzewodnikami niesamoistnymi lub półprzewodnikami domieszkowanymi. Domieszkowanie polega na wprowadzeniu i aktywowaniu atomów domieszek

do struktury kryształu. Domieszki są to atomy pierwiastków, które nie wchodzą w skład półprzewodnika samoistnego, np. domieszka krzemu (Si) w arsenku galu (GaAs).

Ze względu na rodzaj przewodnictwa można wyróżnić półprzewodniki typu n (tzw. nadmiarowe), w których występuje przewodnictwo elektronowe (rysunek 6a). Ilość elektronów w paśmie przewodnictwa przeważa nad ilością dziur przewodzących w paśmie walencyjnym. Półprzewodniki typu n otrzymywane są przez domieszkowanie krzemu lub germanu pierwiastkami V grupy układu okresowego, nazywanymi donorami. Półprzewodniki typu p (tzw. niedomiarowe) charakteryzują się przewodnictwem dziurowym w paśmie walencyjnym (rysunek 6b). Liczba dziur jest większa od liczby elektronów w paśmie przewodnictwa. Półprzewodniki typu p otrzymywane są przez domieszkowanie krzemu lub germanu pierwiastkami III grupy układu okresowego, nazywanymi akceptorami.



Rys. 6. Poziomy energetyczne w półprzewodnikach domieszkowanych: a) typu n, b) typu p

2.4. Złącze p - n

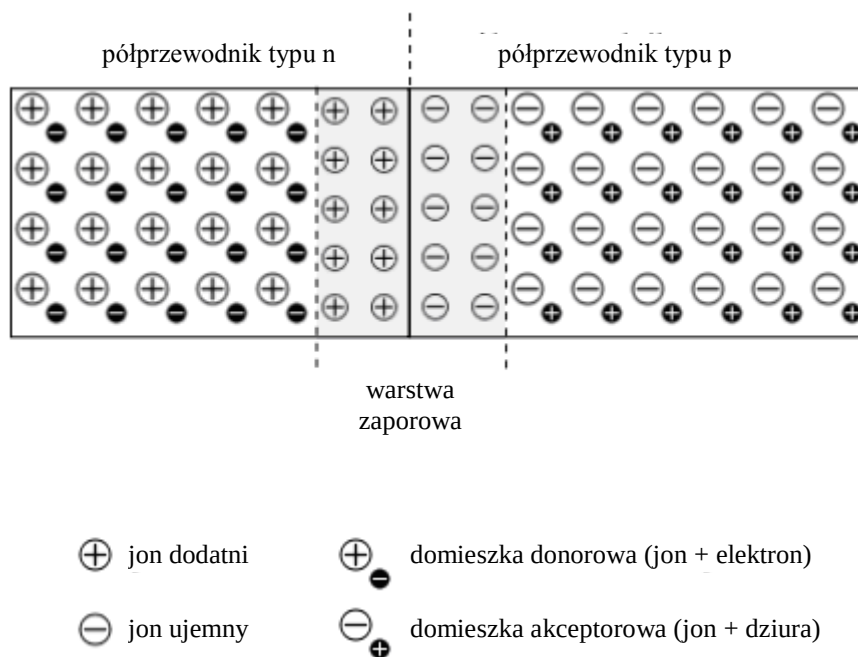
Złączem p - n nazywane jest złącze dwóch półprzewodników niesamoistnych o różnych typach przewodnictwa (p oraz n).

W obszarze typu n znajdują się nośniki większościowe ujemne (elektrony) oraz unieruchomione w sieci krystalicznej jony domieszek (donory). Analogicznie w obszarze typu p nośnikami większościowymi są dziury o dodatnim ładunku elektrycznym i jony domieszek (akceptory). W półprzewodnikach obu typów występują dodatkowo nośniki mniejszościowe przeciwnego znaku niż większościowe. Koncentracja nośników mniejszościowych jest znacznie mniejsza niż nośników większościowych.

W stanie równowagi termodynamicznej, tzn. jeśli z zewnątrz nie zostało przyłożone żadne pole elektryczne, w pobliżu styku obszarów p i n swobodne nośniki większościowe przemieszczają

się (dyfundują), co wynika z różnicy ich koncentracji. W sytuacji kiedy elektrony przemieszczają się do obszaru typu p, natomiast dziury do obszaru typu n (stając się wtedy nośnikami mniejszościowymi) zachodzi rekombinacja z nośnikami większościowymi, które nie przemieściły na drugą stronę złącza. Rekombinacja jest zjawiskiem polegającym na połączeniu elektronu i dziury, a więc powoduje unieruchomienie oraz zubożenie tych dwóch nośników swobodnych.

Rekombinacja zatem przyczynia się do redukcji nośników po obu stronach złącza, skutkiem czego jest obecność w tym obszarze unieruchomionych jonów: dodatnich donorów i ujemnych akceptorów. Jony te wytwarzają pole elektryczne, które uniemożliwia dalszą dyfuzję nośników. W następstwie tego w pobliżu złącza wytwarza się warstwa ładunku przestrzennego, nazywana warstwą zaporową lub zubożoną, tzn. praktycznie nieposiadającą swobodnych nośników (rysunek 7). Unieruchomiony ładunek dodatni po stronie materiału typu n hamuje przepływ dziur z obszaru typu p. Z kolei ładunek ujemny po stronie materiału typu p wstrzymuje przepływ elektronów z obszaru typu n. Inaczej mówiąc przepływ nośników większościowych niemal ustaje, a na złączu powstaje różnica potencjałów nazywana kontaktową ϕ_0 .



Rys. 7. Złącze p - n w stanie równowagi termodynamicznej

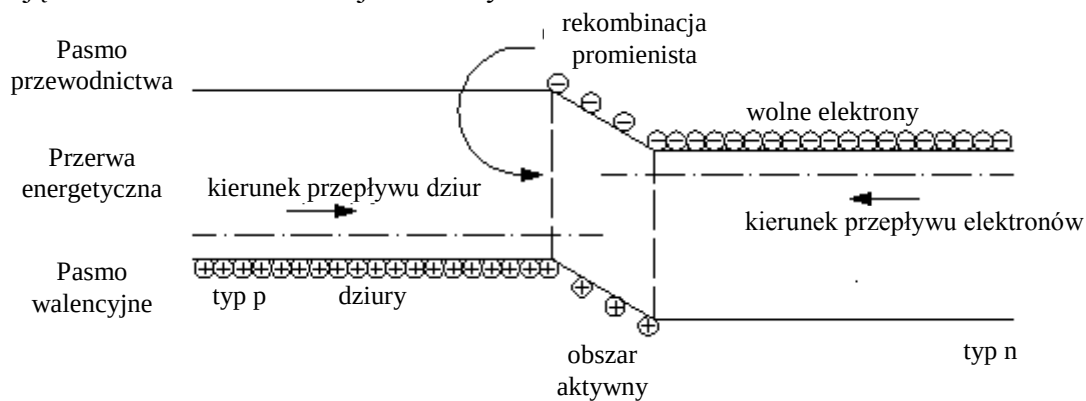
Złącze można polaryzować w dwóch kierunkach: zaporowym oraz przewodzenia. Po przyłożeniu do złącza napięcia zewnętrznego, dochodzi do zaburzenia równowagi. W zależności od sposobu podłączenia biegunów napięcia zewnętrznego rozróżnia się dwa rodzaje polaryzacji złącza:

- w kierunku przewodzenia, dodatni biegun napięcia dołączony jest do obszaru typu p,
- w kierunku zaporowym, dodatni biegun napięcia dołączony jest do obszaru typu n.

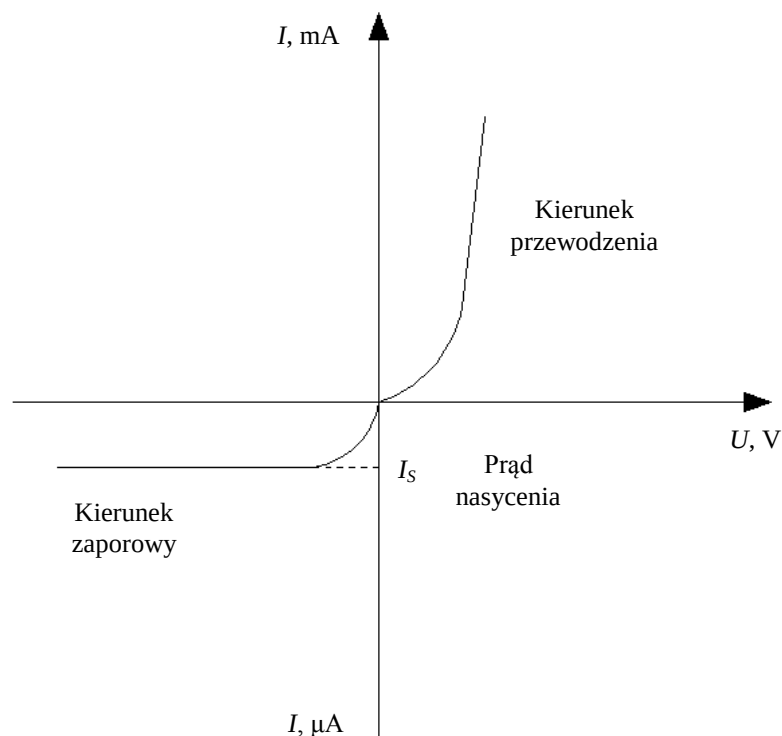
W przypadku polaryzacji w kierunku przewodzenia (rysunek 8) bariera potencjału maleje o wartość zewnętrznego napięcia U , zmniejsza się także szerokość obszaru zubożonego. Jeżeli

$U > \varphi_0$ wtedy obszar zubożony zanika i niemal bez przeszkód następuje dyfuzja nośników z obszaru typu n do obszaru typu p i odwrotnie. Te dodatkowe nośniki zwane wstrzykniętymi nośnikami mniejszościowymi rekombinują z nośnikami większościowymi w danym obszarze. Ze źródła zasilania stale dopływają nowe nośniki większościowe, w związku z czym dyfuzja nie ulega zatrzymaniu tak jak w przypadku złącza niespolaryzowanego, lecz ma miejsce cały czas. W efekcie tego w obwodzie płynie prąd dyfuzyjny.

W przypadku polaryzacji w kierunku zaporowym bariera potencjału powiększa się, ponieważ napięcie dyfuzyjne φ_0 sumuje się z napięciem zewnętrznym, powiększa się także szerokość obszaru zubożonego. Przy tej polaryzacji płynie jedynie bardzo mały prąd nośnika mniejszościowego, zwany prądem wstecznym. Wielkość prądu wstecznego nie jest zależna od wartości przyłożonego napięcia, zależy natomiast od temperatury i własności materiału, ponieważ właśnie te parametry wpływają na ilość nośników mniejszościowych.



Rys. 8. Schemat energetyczny, przedstawiający złącze p - n spolaryzowane w kierunku przewodzenia



Rys. 9. Charakterystyka prądowo - napięciowa złącza p - n

2.5. Konduktywność oświetlonego półprzewodnika

Konduktywność półprzewodnika oświetlonego σ_f wyraża się sumą konduktywności ciemnej σ_0 (nieoświetlony półprzewodnik) i konduktywności fotoelektrycznej $\Delta\sigma$ (przyrost konduktywności wynikający z oświetlenia):

$$\sigma_f = \sigma_0 + \Delta\sigma, \quad (3)$$

$$\sigma_0 = q(n_0 \cdot \mu_n + p_0 \cdot \mu_p), \quad (4)$$

gdzie: μ_n , μ_p - ruchliwość elektronów i dziur, n_0 , p_0 - koncentracje równowagowe dziur i elektronów, q - ładunek elementarny ($q = e^- = 1,6021764 \cdot 10^{-19}$ C).

$$\Delta\sigma = q(\Delta n \cdot \mu_n + \Delta p \cdot \mu_p), \quad (5)$$

gdzie przyrost liczby nośników Δn i Δp jest funkcją liniową strumienia świetlnego (przy małej mocy promieniowania), określoną wzorem:

$$\Delta n = \Delta p = \beta \cdot k \cdot \Phi \cdot \tau, \quad (6)$$

gdzie: β - wydajność kwantowa, proporcjonalna do ilości par elektron - dziura generowanych przez jeden padający foton, k - współczynnik absorpcji półprzewodnika, Φ - strumień świetlny, τ - czas życia nośników.

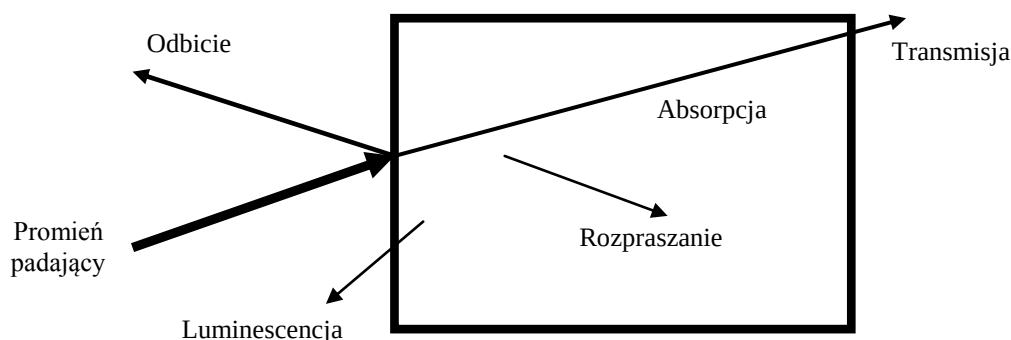
Pod wpływem oświetlenia obserwujemy znaczącą zmianę konduktywności (przewodności właściwej) w półprzewodniku. Konduktywność rośnie pod wpływem dostarczenia energii przez fotony.

2.6. Zjawiska optyczne występujące w półprzewodnikach

W ciałach stałych zjawiskami optycznymi nazywamy oddziaływania z falą elektromagnetyczną λ o długości od kilku nanometrów (promieniowanie rentgenowskie i synchrotronowe) do około 1 mm (daleka podczerwień). Odpowiada to energii fotonów o zakresie od 10^2 eV do 10^{-3} eV. Niektóre z półprzewodników mają małą koncentrację nośników i szeroką przerwę energetyczną, dzięki czemu mogą mieć właściwości izolatorów. Inne natomiast, dzięki dużej koncentracji nośników i wąskiej przerwie energetycznej podobne są do metali.

Do podstawowych procesów towarzyszących oddziaływaniu fal elektromagnetycznych z ciałami stałymi należą absorpcja (pochłanianie) i odbicie padającego promieniowania. Innymi zjawiskami są: wyświecanie (luminescencja) i rozpraszanie fal. Na powierzchni ośrodka część światła ulega odbiciu, reszta dostaje się do jego wnętrza, gdzie część może zostać zaabsorbowana, a następnie

wyemitowana ze zmianą częstotliwości (fotoluminescencja) lub przekształcona w ciepło. Reszta promieniowania przedostaje się przez ciało stałe bez zmian. Zjawisko to nazywamy transmisją. Procesy te przedstawiono schematycznie na rysunku 10.



Rys. 10. Schemat procesów optycznych towarzyszących oddziaływaniu fali elektromagnetycznej z ciałem stałym

Światło padające na ciało stałe oddziałuje z nim wzajemnie. Związane jest to z wymianą energii. Istotne znaczenie ma natężenie padającego światła, tj. ilość energii świetlnej przechodzącej w jednostce czasu przez normalny przekrój jednostkowy. Wzrost natężenia powoduje zwiększenie liczby wybijanych elektronów i powstanie chmury elektronowej, zagęszczającej się w strukturze krystalicznej.

2.7. Absorpcja światła

Absorpcja światła jest zjawiskiem polegającym na pochłanianiu fotonów przez nośniki ładunku. Może ono spowodować wzrost koncentracji nośników ładunku. Dostarczenie elektronom energii pozwala im na przejście z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Następuje wówczas zmiana rezystancji czy też konduktywności półprzewodnika.

W procesie absorpcji foton o znanej energii wzbudza elektrony z niższych do wyższych stanów energetycznych. Zatem umieszczając płytkę półprzewodnika na wyjściu źródła światła i badając promieniowanie przechodzące przez próbkę możemy wyznaczyć szerokość pasma wzbronionego, czyli przerwy energetycznej pomiędzy pasmem walencyjnym a pasmem przewodnictwa.

Swobodne nośniki mogą również oddziaływać z falą elektromagnetyczną bez przejścia na wyższy poziom energetyczny. Do spełnienia zasady zachowania energii i wektora falowego niezbędny jest udział cząstki fononu lub defektu kryształu. Pochłonięcie fotonu przez swobodne nośniki może następować w dwóch procesach:

- nośnik oddziałuje najpierw z fotonem i zajmuje stan pośredni, następnie z zaburzeniami sieci i przechodzi do stanu końcowego,
- nośnik oddziałuje najpierw z zaburzeniami sieci i zajmuje stan pośredni, następnie z fotonem i przechodzi do stanu końcowego.

Stan początkowy i końcowy znajduje się w tym samym paśmie.

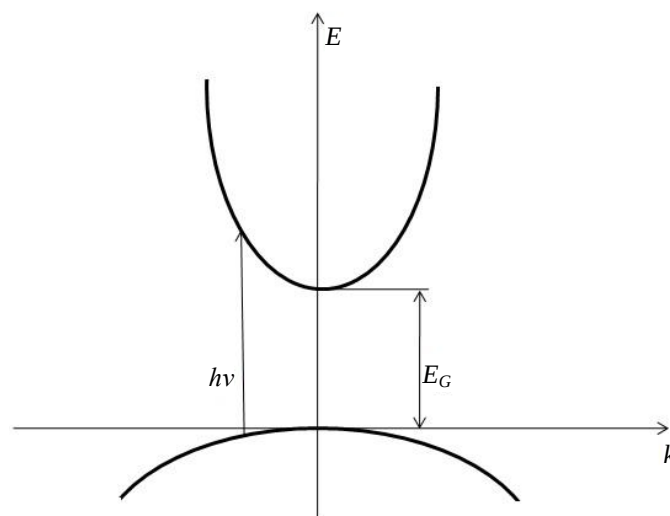
Dokładny opis tych procesów wymaga uwzględnienia oddziaływań elektron - foton oraz elektron - domieszka (defekt). Mówimy tutaj o mechanizmach rekombinacji (rozpraszania elektronów na defektach). Jeżeli potencjałem rozpraszającym jest potencjał zjonizowanej domieszki, to współczynnik absorpcji jest proporcjonalny do iloczynu koncentracji domieszek i koncentracji swobodnych nośników. Proces ten jest istotny w niskich temperaturach i przy dużej koncentracji domieszek.

Ponieważ pęd fotonu h/λ jest bardzo mały w porównaniu z pędem krystalicznym h/a (a jest to tzw. stała sieci, promień orbity Bohra), w procesie absorpcji fotonu pęd elektronu powinien pozostawać stały. Współczynnik absorpcji $\alpha(h\nu)$ dla danej energii fotonu $h\nu$ jest proporcjonalny do prawdopodobieństwa przejścia ze stanu podstawowego do stanu końcowego i do gęstości pustych stanów końcowych. Proces ten musi zostać zsumowany po wszystkich możliwych przejściach pomiędzy stanami odległymi od siebie o wartość energii $h\nu$:

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{pk} n_p n_k, \quad (7)$$

gdzie: $\alpha(h\nu)$ - współczynnik absorpcji, P_{pk} - prawdopodobieństwo przejścia ze stanu podstawowego do stanu końcowego, n_p - gęstość stanów podstawowych, n_k - gęstość stanów końcowych.

Absorpcja może nastąpić w wyniku przejść prostych i skośnych. Przejście proste określa prawdopodobieństwo spotkania dwóch cząstek – elektronu i fotonu. Przy przejściach skośnych powinny spotkać się trzy cząstki – elektron, foton i fonon. Oznacza to że przejście skośne jest przejściem mniej prawdopodobnym od przejścia prostego. Stąd wynika, że współczynnik absorpcji przy przejściach prostych osiągnie większą wartość niż dla przejść skośnych. Rozważmy przejścia absorpcyjne pomiędzy dwiema dolinami, oddzielonymi prostą przerwą energetyczną, gdy wszystkie przejścia zachowujące pęd elektronu są dozwolone. Taką sytuację przedstawia rysunek 11.



Rys. 11. Schemat międzypasmowych przejść prostych

Każdy stan wyjściowy o energii E_p jest ściśle związany ze stanem końcowym o energii E_k w następujący sposób:

$$E_k = h\nu - |E_p| \quad (8)$$

W przejściach skośnych elektron zmienia nie tylko swoją energię, ale również pęd. Zmiana taka musi przebiegać dwustopniowo, gdyż foton nie może spowodować zmiany pędu elektronu. Zachowanie pędu zawdzięczamy oddziaływaniu z fononem. Fonon jest kwantem drgań sieci. W przejściach tych mogą brać udział jedynie fonony o odpowiednim pędzie. Są to zwykle fonony podłużne lub poprzeczne akustyczne. Każdy z nich ma charakterystyczną energię E_f . Żeby uzupełnić przejście z E_p do E_k fonon musi zostać wyemitowany lub zaabsorbowany. Procesy te możemy zapisać następująco:

$$h\nu_e = E_k - E_p + E_f, \quad (9)$$

$$h\nu_a = E_k - E_p + E_f \quad (10)$$

Przejścia skośne mogą następować ze wszystkich zajętych stanów z pasma walencyjnego do wszystkich pustych stanów w paśmie przewodnictwa.

Wpływ na absorpcję światła w półprzewodnikach mają warunki zewnętrzne. Zaliczają się do nich temperatura, ciśnienie oraz pola zewnętrzne. Przy podwyższaniu temperatury szerokość pasma zabronionego maleje dla większości półprzewodników. W związku z tym krawędź absorpcji podstawowej przemieszcza się w stronę długich fal. Ściskanie lub rozciąganie kształtu zmienia szerokość pasma zabronionego, co prowadzi do przemieszczania krawędzi absorpcji podstawowej. Równie istotne znaczenie ma wpływ pola elektrycznego. Przyłożenie napięcia do próbki zmniejsza szerokość pasma zabronionego. Całkowicie odwrotny wpływ ma pole magnetyczne. Szerokość pasma zabronionego zwiększa się pod jego wpływem, czyli krawędź absorpcji podstawowej przemieszcza się w stronę fal krótkich.

2.8. Transmisja światła

Widmo transmisji światła jest indywidualne dla każdego półprzewodnika. Część widma światła przechodzi przez cienkie warstwy materiału półprzewodnikowego w niemal niezmienionej postaci. Takie zjawisko zachodzi gdy energia padającego promieniowania jest mniejsza od energii potrzebnej elektronowi do przekroczenia pasma wzbronionego E_g . Gwałtowny wzrost transmisji jest następstwem skokowego spadku prawdopodobieństwa wyrwania elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa.

Współczynnik transmisji jest zdefiniowany jako stosunek mocy promieniowania przechodzącego przez próbkę I do mocy promieniowania padającego na powierzchnię próbki I_0 . Jeśli grubość próbki jest równa x , współczynnik odbicia jest równy R , a współczynnik absorpcji jest równy α to przez pierwszą ściankę próbki przechodzi część promieniowania równa $(1 - R) \cdot I_0$, przez drugą ściankę próbki przechodzi część promieniowania równa $(1 - R) \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha x}$, natomiast na zewnątrz próbki przechodzi $(1 - R) \cdot (1 - R) \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha x}$. Promieniowanie, które jest odbite wewnątrz próbki może również wydostać się na zewnątrz, ale jest ono znacznie osłabione. Całkowity współczynnik transmisji po wykonaniu obliczeń jest równy:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{(1-R)^2 \cdot e^{-\alpha x}}{1-R^2 \cdot e^{-2\alpha x}} \quad (11)$$

Przy dużych wartościach iloczynu αx można pominąć drugi człon mianownika i wówczas:

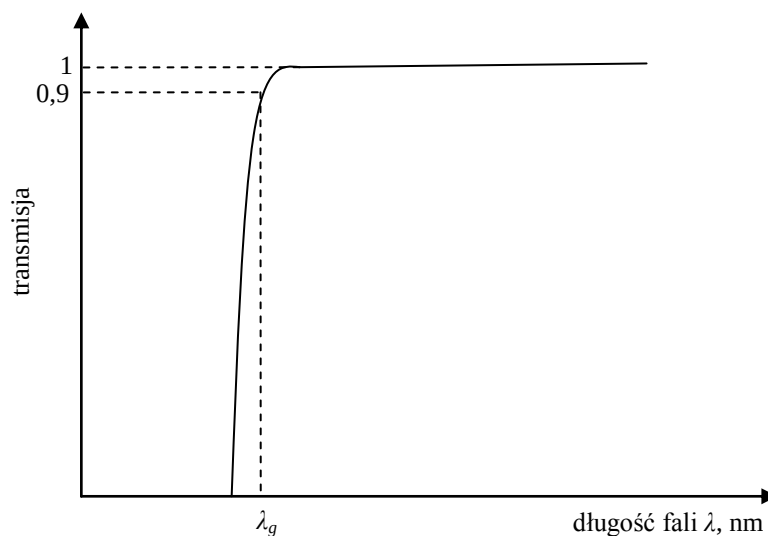
$$T \approx (1 - R)^2 \cdot e^{-\alpha x} \quad (12)$$

Przy znanych wartościach R i x równanie (12) może być rozwiązane ze względu na α . Jeśli R jest niezależne, możemy zmierzyć transmisję dwóch próbek o różnych grubościach x_1 i x_2 , a następnie wyznaczyć α z następującego wzoru:

$$\frac{T_1}{T_2} \approx e^{\alpha(x_1 - x_2)} \quad (13)$$

W takim przypadku nie potrzebna jest znajomość I_0 , gdyż $T_1 = I_1/I_0$ oraz $T_2 = I_2/I_0$, zatem można zastąpić T_1/T_2 przez I_1/I_2 .

Najbardziej bezpośrednią i najprostszą metodą badania struktury pasmowej jest pomiar widma transmisji (rysunek 12).



Rys. 12. Krzywa teoretyczna widma transmisji

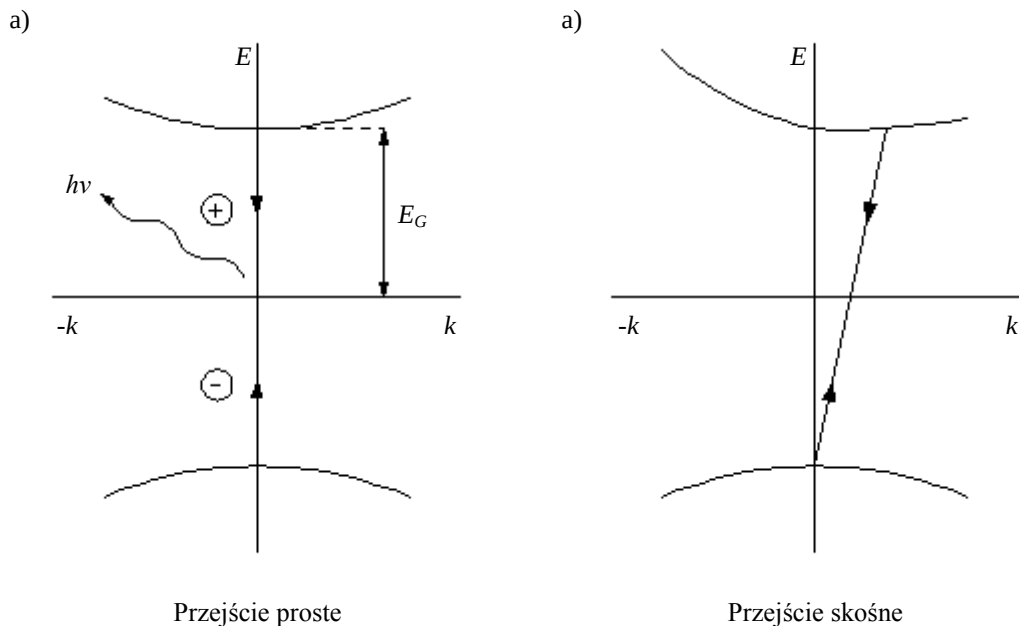
Szerokość pasma wzbronionego określona jest wzorem:

$$\Delta E_G = \frac{c \cdot h}{\lambda_g}, \quad (14)$$

gdzie: ΔE_G - energia pasma wzbronionego badanej próbki, c - prędkość światła, $c = 299\,792\,458$ m/s, h - stała Plancka, $h = 4,14 \cdot 10^{-15}$ eV·s, λ_g - graniczna długość fali odpowiadająca wartości 0,9 maksymalnego współczynnika transmisji (wyznaczana jak na rysunku 12), $\lambda_g [\text{nm}] = \lambda_g \cdot 10^{-9} [\text{m}]$.

2.9. Promieniowanie rekombinacyjne (rekombinacja promienista)

Promieniowanie rekombinacyjne w ciele stałym jest to luminescencja, która powstaje wskutek określonych przejść początkowo swobodnych nośników ładunku. Przejścia te wywołane są w różny sposób: poprzez wstrzykiwanie nośników z elektrod lub przez złącza p - n, poprzez wzbudzenie cząstkami posiadającymi wysoką energię lub wzbudzenie optyczne. Promieniowanie rekombinacyjne bada się w kryształach wszystkich typów, poczynając od półprzewodników, które mają wąską przerwę, np. PbSnTe, aż do półprzewodników, które mają szeroką przerwę, takich jak diament. Procesy doprowadzające do emisji promieniowania rekombinacyjnego rozpoczynają się od absorpcji energii (w przypadku fotoluminescencji) lub od wstrzyknięcia swobodnych nośników.



Rys. 13. Schemat przejść międzypasmowych w kryształach

Rysunek 13 przedstawia dwa graniczne przypadki zależności energii E od wektora falowego k w kryształach idealnych. Na rysunku 13a maksimum pasma walencyjnego występuje dla takiej samej wartości k , co minimum w paśmie przewodnictwa. Krawędź absorpcji światła, prowadzącej do tworzenia nośników, będzie w takim modelu zależeć od reguły wyboru dla pędu $k = 0$. W rezultacie następują proste przejścia międzypasmowe elektronów z maksimum pasma walencyjnego do minimum

pasma przewodnictwa i następuje ich rekombinacja z dziurami. W efekcie dochodzi do wyemitowania energii w postaci kwantów światła $h\nu = E_G$. Rekombinacja promienista zachodząca na skutek prostych przejść międzypasmowych nazywana jest rekombinacją bezpośrednią.

Na rysunku 13b maksimum pasma walencyjnego i minimum pasma przewodnictwa występują przy zdecydowanie różnych wartościach. Na skutek oddziaływania z siecią przejścia skośne mogą się okazać dozwolone, natomiast zasada zachowania pędu zostaje spełniona dzięki emisji lub absorpcji fononów.

2.10. Zjawisko elektroluminescencji

Diody elektroluminescencyjne LED są już IV generacją sztucznych źródeł światła, które człowiek wykorzystuje w oświetleniu. Pierwsze trzy generacje to źródła wykorzystujące proces spalania (I), lampy żarowe (II) i lampy wyładowcze (III). Podział ten wziął się z różnych mechanizmów powstawania światła. W diodach LED, a także innych zaawansowanych źródłach światła (diody organiczne lub polimerowe), podstawę świecenia stanowi zjawisko elektroluminescencji, które zachodzi w ciele stałym (w kryształach półprzewodnikowych).

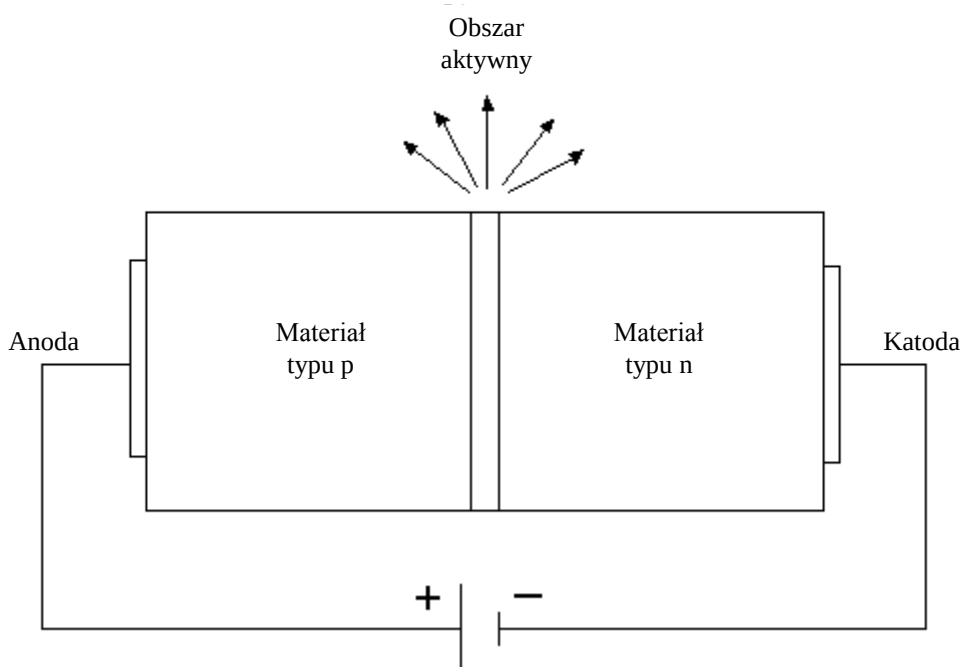
Podstawę funkcjonowania diod półprzewodnikowych, które emitują światło (ang. Light Emitting Diode) jest elektroluminescencja. W języku polskim zwane są diodami elektroluminescencyjnymi (DEL). Diody LED są to struktury półprzewodnikowe, w których elektrony i dziury, wstrzykiwane przez zewnętrzne pole elektryczne, rekombinują w sprzyjających temu warunkach, a nadwyżka energii zostaje wypromieniowana jako kwant światła. Warunki optymalne dla przebiegu tego zjawiska występują w złączu p - n (nazywanym również obszarem aktywnym).

Wytwarzanie związków półprzewodnikowych z regulowanym udziałem procentowym pierwiastków składowych umożliwia produkowanie półprzewodników posiadających przerwy energetyczne odpowiadające energiom fal świetlnych, począwszy od ultrafioletu po głęboką podczerwień. Dzięki temu możliwa jest budowa diod LED o praktycznie dowolnej barwie światła (długości fali świetlnej).

Elektroluminescencja jest istotnym zjawiskiem z punktu widzenia branży oświetleniowej, ponieważ dioda LED może posiadać sprawność bliską 100%. Struktury tego typu wykonują zakłady przemysłowe na całym świecie.

Ogólna idea konstrukcji diody LED jest stosunkowo prosta (rysunek 14). Dioda zbudowana jest z warstwy półprzewodnika typu n, obszaru aktywnego (złącza p - n), warstwy półprzewodnika typu p oraz metalowych kontaktów - elektrody dodatniej do materiału typu p i elektrody ujemnej do materiału typu n. Pomimo pozornej prostoty budowy, produkcja diod LED wymaga korzystania z najbardziej zaawansowanych technologii, które są dostępne dla człowieka. Projektowanie

ich struktury i proces produkcji wymagają szerokiej wiedzy obejmującej zakres elektroniki półprzewodnikowej, fizyki kwantowej, fizyki ciała stałego, inżynierii materiałowej, optyki i chemii. Z tego powodu diody LED są jednym z symboli naszych czasów - czasów nowoczesnych technologii, a w technice oświetleniowej są źródłami światła XXI wieku.



Rys. 14. Schemat budowy półprzewodnikowej diody LED

Materiały stosowane do produkcji diod LED o różnych barwach:

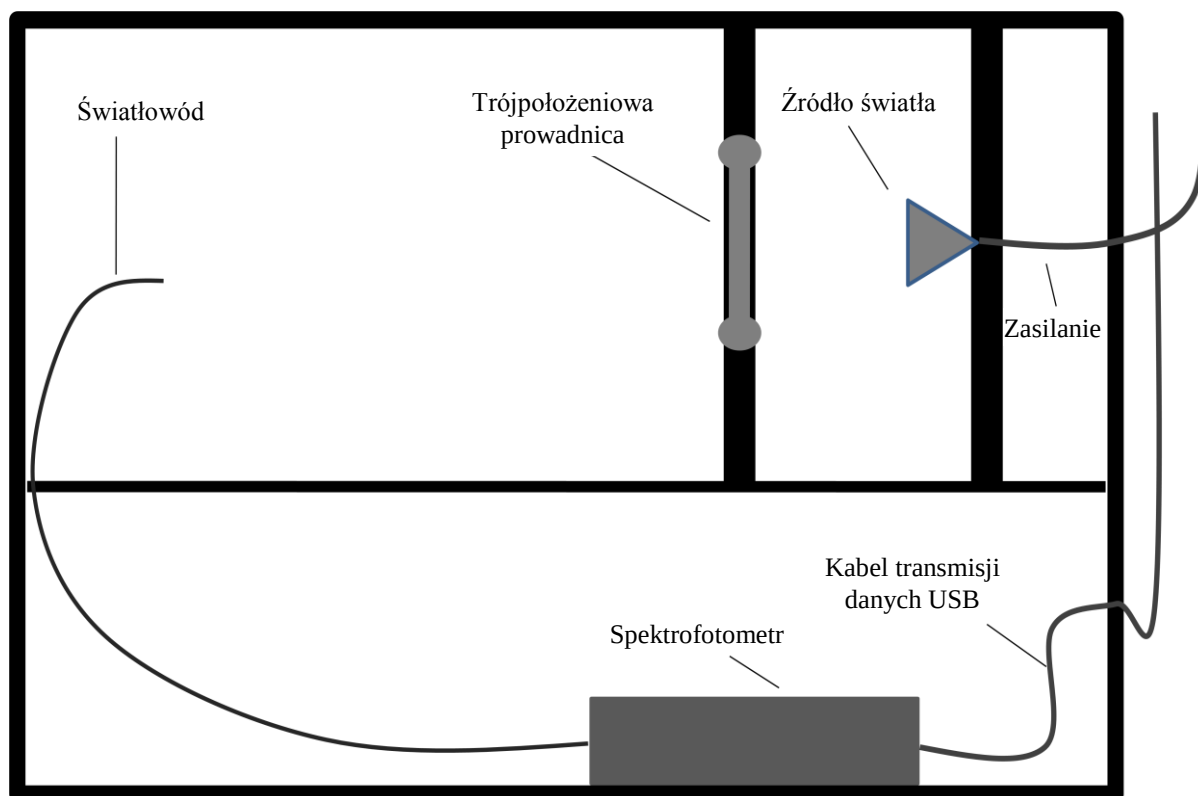
- Arsenek galu GaAs: podczerwień,
- Fosforek galu GaP: czerwona, zielona, żółta,
- Fosforo-arsenek galu $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$: czerwona, pomarańczowa, żółta,
- Galo-arsenek glinu $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: czerwona, podczerwień,
- Azotek galu GaN: niebieska, biała.

3. PROGRAM ĆWICZENIA

3.1. Budowa stanowiska pomiarowego

Do przeprowadzenia badań transmisji światła w półprzewodnikach należało zaprojektować odpowiedni układ, dzięki któremu będzie możliwe wykonanie pomiaru widma światła po przejściu przez wybraną próbkę półprzewodnika. Pomiar wykonany będzie w specjalnie przygotowanym pomieszczeniu pomiarowym. Wnętrze pomieszczenia pomiarowego pomalowano na czarno, aby rozproszenie światła było jak najmniejsze i nie występowało zjawisko odbicia. Stanowisko

pomiarowe jest szczelnie zamknięte, a zmiana próbek jest zrealizowana przez przesuwaną prowadnicę. Konstrukcję stanowiska oraz opis jego elementów przedstawia rysunek 15.



Rys. 15. Przekrój pionowy stanowiska pomiarowego do badania transmisji światła w półprzewodnikach

Jako źródło światła została wykorzystana żarówka halogenowa o mocy maksymalnej $P_{max} = 10 \text{ W}$, przy zasilaniu napięciem stałym 12 V . Żarówkę umieszczono w oprawie oświetleniowej, zamocowanej w drewnianej grodzi, którą zamontowano na prowadnicy w celu ułatwienia ewentualnej wymiany żarówki. Układ jest zasilany przez zasilacz sieciowy $230/12 \text{ V}$.

Zamontowana wewnątrz prowadnica trójpołożeniowa pozwala na precyzyjne ustawienie próbki półprzewodnikowej na odpowiedniej pozycji pomiędzy źródłem światła a światłowodem. Została wykonana z dwóch połączonych ze sobą drewnianych elementów, z otworami przygotowanymi do zamontowania próbek. Przedmiotem badań jest próbka arsenku galu (GaAs) o średnicy 20 mm i grubości $1,5 \text{ mm}$ oraz próbka tellurku kadmu (CdTe) o średnicy 7 mm i grubości 2 mm .

Zaprojektowany układ pomiarowy składa się z następujących elementów:

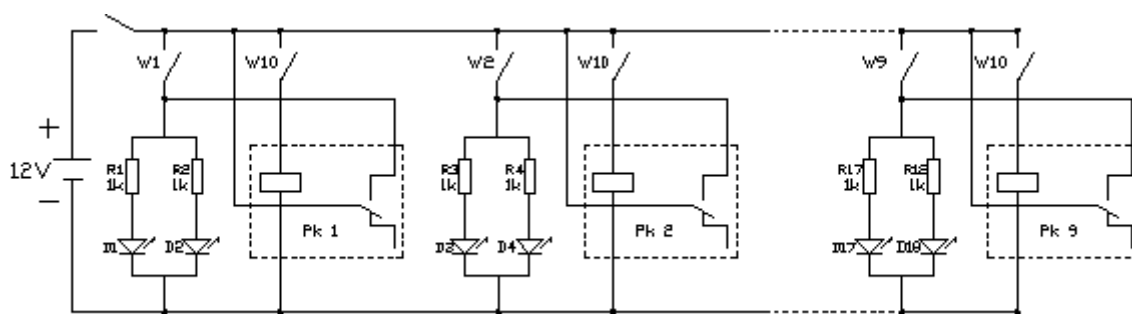
- skrzynia pomiarowa,
- spektrofotometr ze światłowodem,
- komputer wyposażony w oprogramowanie Ocean Optics,
- zasilacz napięcia stałego 12 V DC .

Na płycie czołowej wykonanej z pleksi zamontowano przełączniki *Zasilanie* oraz *Zasilanie żarówki*, które należy ustawić położeniu **1**, po uprzednim połączeniu spektrofotometru z komputerem.

Stanowisko wyposażono również w następujące diody świecące:

- Zielona (L-53GC),
- Żółta (HB5-434FY-B),
- Czerwona (HB5-435AOR-C),
- Czerwona (HB5-436ARA-C),
- Niebieska (OSUB56A1A-IJ),
- Żółto - zielona (HB5-433CG),
- Biała (LED5W-LC),
- Nadajnik podczerwieni (L-53F3C),
- Nadajnik podczerwieni (L-53SF4C).

Przełączanie diod następuje za pomocą przełącznika obrotowego. Załączenie wszystkich diod jednocześnie zrealizowano za pomocą przekaźników JZC-4123-12VDC. Do pomiaru widma promieniowania zastosowano spektrofotometr USB 2000 firmy Ocean Optics.

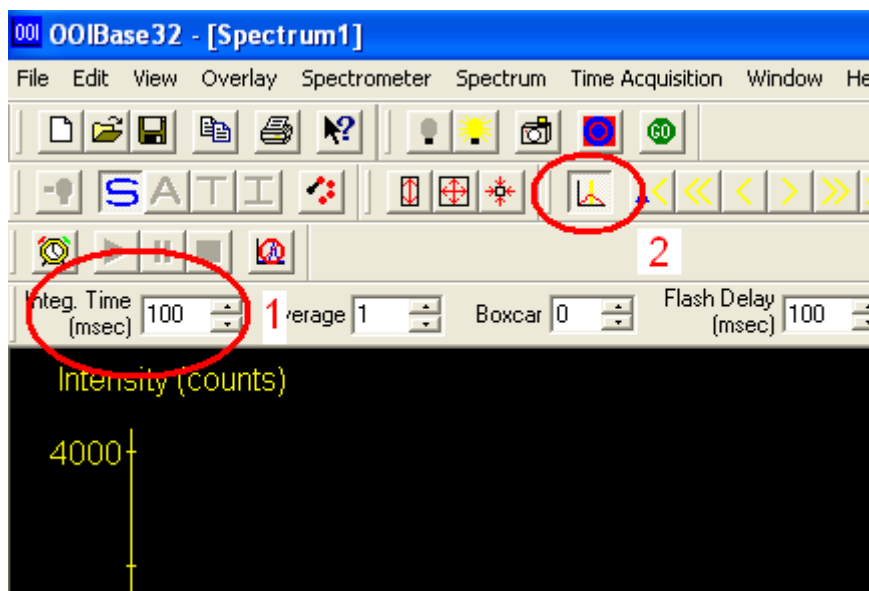


Rys. 16. Schemat układu pomiarowego

3.2. Obsługa oprogramowania OOIBase32

Program OOIBase32 umożliwia obsługę spektrofotometru, wchodzącego w skład wyposażenia stanowiska laboratoryjnego, w szczególności podgląd widma i zapisanie wyników badań w odpowiednim pliku. Widmo promieniowania pojawia się automatycznie zaraz po uruchomieniu programu. Jeżeli istnieje taka konieczność można dostosować skalę wyświetlanego widma poprzez opcje VIEW → SPECTRUM, a następnie SCALE → SET SCALE. Jeżeli wykres wychodzi poza zakres spektrofotometru można go dopasować poprzez zmniejszenie wartości **Integ. Time (msec)** (rysunek 17, punkt 1).

Do ustalenia dokładnej wartości długości fali granicznej służy wskaźnik (rysunek 17, punkt 2), który jest przesuwany po polu wykresu za pomocą strzałek. W lewym dolnym rogu programu wyświetlane są wartości osi X oraz osi Y.



Rys. 17. Interfejs programu OOIBase32: 1 - zmiana czasu próbkowania, 2 - wskaźnik przesuwany, pozwalający na dokładny odczyt długości fali

W celu zapisania wykonanego pomiaru należy wybrać opcję FILE → SAVE → SAMPLE, a następnie wybrać rozszerzenie *.sample. Zapisane widmo można otworzyć za pomocą programu Microsoft Excel lub Golden Software Grapher, które umożliwiają sporządzenie wykresów, niezbędnych do wykonania obliczeń.

3.3. Wyznaczenie szerokości przerwy energetycznej na podstawie widma falowego

Sposób wykonania ćwiczenia:

- Uruchomić program OOIBase32,
- Przełącznik *Zasilanie* ustawić w pozycji **1**,
- Przełącznik *Zasilanie żarówki* ustawić w pozycji **1** i upewnić się że przełącznik *Zasilanie LED* jest ustawiony w pozycji **0**,
- Wsunąć ramię przesłony maksymalnie do środka, widmo światła żarówki pokaże się automatycznie,
- Zapisać dane korzystając z menu FILE → SAVE → SAMPLE (należy wybrać rozszerzenie pliku *.sample),
- Zapisane widmo otworzyć za pomocą programu Microsoft Excel lub Golden Software Grapher (wersja demo na stronie producenta), a następnie sporządzić odpowiednie wykresy (takie jak w programie OOIBase32),
- Wysunąć przesłonę do momentu zatrzaśnięcia w pozycji środkowej i zapisać w kolejnym pliku widmo światła po przejściu przez próbkę z arsenku galu,
- Wysunąć przesłonę maksymalnie i powtórzyć czynność dla próbki z tellurku kadmu.

Po wykonaniu pomiarów należy wykorzystać zapisane wyniki w celu sporządzenia wykresów zależności współczynnika transmisji światła w funkcji długości fali. Następnie, posługując się opracowanymi wykresami należy wyznaczyć wartości szerokości przerwy energetycznej dla przebadanych próbek. W tym celu należy wyznaczyć z wykresu maksymalną wartość współczynnika transmisji, obliczyć wartość równą 0,9 wyznaczonej wartości maksymalnej, a następnie odczytać graniczną długość fali λ_g , odpowiadającą wartości λ dla współczynnika transmisji równego 0,9 wartości maksymalnej. Wyznaczoną w ten sposób wartość λ_g należy podstawić do wzoru określającego szerokość pasma wzbronionego:

$$\Delta E_G = \frac{c \cdot h}{\lambda_g}, \quad (15)$$

gdzie: ΔE_G - energia pasma wzbronionego badanej próbki, c - prędkość światła, $c = 299\,792\,458$ m/s, h - stała Plancka, $h = 4,14 \cdot 10^{-15}$ eV·s, λ_g - graniczna długość fali odpowiadająca wartości 0,9 maksymalnego współczynnika transmisji (wyznaczana jak na rysunku 12), λ_g [nm] = $\lambda_g \cdot 10^{-9}$ [m].

Wyniki obliczeń należy zanotować w tabeli 3.

Tabela 3. Wyniki obliczeń granicznej długości fali oraz energii pasma wzbronionego

Badana próbka	λ_g , nm	ΔE_G , eV
Źródło światła (żarówka halogenowa)		
Arsenek galu		
Tellurek kadmu		

3.4. Wyznaczenie energii emitowanej przez diody LED na podstawie widma falowego

Sposób wykonania ćwiczenia:

- Uruchomić program OOIBase32,
- Przełącznik *Zasilanie* ustawić w pozycji **1**,
- Przełącznik *Zasilanie LED* ustawić w pozycji **1**,
- Włączanie kolejnych diod jest realizowane za pomocą pokrętła obrotowego, natomiast zadziałanie diody wewnątrz obudowy jest sygnalizowane poprzez zaświecenie odpowiedniej diody na obudowie (nadajniki podczerwieni sygnalizują dwie ostatnie diody z prawej strony: zielona oraz migająca czerwona),
- Widmo promieniowania pojawi się automatycznie,
- Jeżeli taka istnieje konieczność należy dostosować skalę korzystając z menu VIEW → SPECTRUM SCALE → SET SCALE,
- Jeżeli wykres wychodzi poza zakres spektrofotometru można go dopasować poprzez zmniejszenie wartości **Integ. Time (msec)**,

- Zapisać dane korzystając z menu FILE → SAVE → SAMPLE (należy wybrać rozszerzenie pliku *.sample),
- Zapisane widmo otworzyć za pomocą programu Microsoft Excel lub Golden Software Grapher (wersja demo na stronie producenta), a następnie sporządzić odpowiednie wykresy (takie jak w programie OOIBase32),
- Powtórzyć powyższe czynności dla wszystkich badanych diod (**dla diody białej należy zmierzyć całą szerokość widma**).

Po wykonaniu pomiarów należy wykorzystać zapisane wyniki w celu sporządzenia wykresów zależności współczynnika transmisji światła w funkcji długości fali. Następnie, posługując się opracowanymi wykresami należy wyznaczyć wartości energii emitowanej przez diody LED. W tym celu należy wyznaczyć z wykresu maksymalną wartość współczynnika transmisji, a następnie odczytać długość fali λ , odpowiadającą wyznaczonej wartości maksymalnej współczynnika transmisji. Wyznaczoną w ten sposób wartość λ należy podstawić do wzoru określającego energię wyemitowaną przez diodę:

$$E = \frac{c \cdot h}{\lambda}, \quad (16)$$

gdzie: E - energia emitowana przez diodę, c - prędkość światła, $c = 299\,792\,458$ m/s, h - stała Plancka, $h = 4,14 \cdot 10^{-15}$ eV·s, λ - długość fali odpowiadająca maksymalnej wartości współczynnika transmisji, λ [nm] = $\lambda \cdot 10^{-9}$ [m].

Wyniki obliczeń należy zanotować w tabeli 4.

Tabela 4. Wyniki obliczeń długości fali oraz energii emitowanej przez diody LED

Badana dioda	λ , nm	E , eV
1. L-53GC (zielona)		
2. HB5-434FY-B (żółta)		
3. HB5-435AOR-C (czerwona)		
4. I IB5-436ARA-C (czerwona)		
5. OSUB56A1A-IJ (niebieska)		
6. HB5-433CG (żółto-zielona)		
7. L-53F3C (nadajnik podczerwieni)		
8. L-53SF4C (nadajnik podczerwieni)		
9. LED5W-LC (biała) - szerokość widma		

4. OPRACOWANIE SPRAWOZDANIA

Sprawozdanie powinno zawierać:

- wykresy zależności współczynnika transmisji w funkcji długości fali, opracowane na podstawie zarejestrowanych danych,
- obliczenia szerokości pasma wzbronionego badanych próbek oraz energii emitowanej przez diody,
- wykres zbiorczy, zawierający widmo źródła światła oraz widma transmisji światła dla próbek GaAs i CdTe,
- uwagi i wnioski dotyczące otrzymanych wyników.

5. PYTANIA KONTROLNE

- Podać cechy odróżniające półprzewodniki od przewodników i izolatorów.
- Narysować i opisać strukturę pasmową półprzewodnika, przewodnika i izolatora.
- Opisać krótko właściwości półprzewodników samoistnych i domieszkowanych.
- Opisać złącze p - n spolaryzowane w kierunku zaporowym i przewodzenia, narysować charakterystykę prądowo - napięciową złącza.
- Opisać zjawisko rekombinacji promienistej.
- Opisać zjawisko elektroluminescencji.
- Wyjaśnić pojęcia transmisji i absorpcji światła.
- Wyjaśnić jak zmienia się konduktywność półprzewodnika pod wpływem promieniowania świetlnego.

6. LITERATURA

- Pankove J.: *Zjawiska optyczne w półprzewodnikach*. Warszawa, WNT 1975.
- Kiriejew P.: *Fizyka półprzewodników*. Warszawa, PWN 1971.
- Pokrowski J.: *Rekombinacja promienista w półprzewodnikach*. Warszawa, PWN 1975.
- Wojas J.: *Fotoelektryczne badania półprzewodników*. Warszawa, WN Semper 1994.
- Wojas J.: *Rozwój teorii i metod badawczych fotoemisji z metali, półprzewodników i izolatorów. Tom 1*. Warszawa, COSIW SEP 2005.
- Wojas J.: *Rozwój teorii i metod badawczych fotoemisji z metali, półprzewodników i izolatorów. Tom 2*. Warszawa, COSIW SEP 2005.
- Czajkowski G.: *Właściwości optyczne nanostruktur półprzewodnikowych*. Bydgoszcz, Wyd. Uczelniane Uniwersytetu Technologiczno - Przyrodniczego w Bydgoszczy 2006.

- Pełczyński T.: *Obróbka cieplno - chemiczna metali i półprzewodników*. Lublin, Wydawnictwo Politechniki Lubelskiej 2000.
- Booth K., Hill S.: *Optoelektronika*. Warszawa, WKiŁ 1998.
- Misiewicz J., Podemski P.: *Optyka struktur półprzewodnikowych*. Wrocław, Oficyna wydawnicza Politechniki Wrocławskiej 2008.