

BADANIE WŁAŚCIWOŚCI FOTOOPORNIKA I FOTOOGNIWA

- I. Cel ćwiczenia:** wprowadzenie w problematykę fotometrii fizycznej półprzewodnikowych detektorów światła widzialnego oraz zbadanie właściwości fotoopornika i fotoogniwa w oparciu o podstawowe prawo fotometrii.
- II. Przyrządy:** fotoopornik RPP550, fotoogniwo selenowe, multimetr cyfrowy VC-10T lub inny o podobnych parametrach, zasilacz stabilizowany $0 \div 10V$, żarówka halogenowa 12V/20W, ława optyczna.
- III. Literatura:**
1. S. Szczeniowski, Fizyka doświadczalna t.IV i V (fotometria, zjawisko fotoelektryczne),
 2. C.K. Kittel, Wstęp do fizyki ciała stałego (teoria półprzewodników),
 3. F. Crawford, Fale (zagadnienia ogólne),
 4. W.I. Gaponow, Elektronika (teoria, budowa i własności fotoogniwa),
 5. W. Marciniak, Przyrządy półprzewodnikowe i układy scalone (podstawowe właściwości fizyczne półprzewodników, złącze p-n).

IV. Wprowadzenie

Najbardziej rozpowszechnionymi miernikami strumienia świetlnego i oświetlenia są przyrządy wyposażone w elementy światłoczułe, zwane krótko fotoelementami, w których pod wpływem światła zachodzi bardzo wydajne zjawisko fotoelektryczne zewnętrzne (fotokomórka, fotopowielacz) lub wewnętrzne (fotoogniwo, fotoopornik, fototranzystor).

W fotokomórce i fotopowielaczu fotony padające na elektrodę zwaną fotokatodą powodują uwolnienie z niej elektronów, które dążąc do anody wytwarzają przepływ prądu elektrycznego w obwodzie. Liczba elektronów może być powiększona wskutek wtórnej jonizacji gazu w fotokomórce gazowanej lub też wskutek wtórnej emisji elektronów z elektrod ustawionych w odpowiedni sposób na drodze elektronów od fotokatody do anody, jak ma to miejsce w fotopowielaczu elektro-nowym.

W pozostałych fotoelementach w wyniku wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego zachodzącego pod wpływem absorpcji światła zmienia się koncentracja nośników prądu wewnątrz ośrodka przez co ulega zmianie przewodność elektryczna elementu. Powstające w odpowiednich warunkach swobodne nośniki ładunku mogą również naruszać równowagę elektryczną w elemencie i wytworzyć siłę elektromotoryczną zależną od strumienia świetlnego jak ma to miejsce w fotoogniwie.

W modelu pasmowym ciał stałych fotoelektryczne zjawisko wewnętrzne prowadzi do wzrostu stanu energetycznego elektronów w wyniku ich przejść między pasmami energetycznymi na skutek naświetlania promieniowaniem elektromagnetycznym (również światłem widzialnym) o odpowiedniej częstotliwości zależnej od rodzaju materiału.

Fotony absorbowane przez półprzewodnik mogą powodować powstanie nośników prądu w wyniku generacji par elektron-dziura lub w wyniku generacji jednego typu nośników – elektronów lub dziur z atomów domieszkowych (jonizacja donorów lub akceptorów w niskich temperaturach). W modelu pasmowym półprzewodnika powstaniu pary elektron-dziura odpowiada przejście elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Powstaniu swobodnych elektronów lub dziur z atomów domieszkowych odpowiada przejście elektronów z poziomów donorowych do pasma przewodnictwa lub przejście elektronów z pasma walencyjnego na poziomy akceptorowe (powstanie nośników dziurowych).

Do podstawowych charakterystyk fotoelementu zaliczamy:

czułość normalną, odniesioną do strumienia świetlnego lub oświetlenia wytwarzanego przez wzorcowe źródło światła,
wydajność kwantową lub tzw. charakterystykę czy też czułość widmową,
częstość graniczną lub bezwładność elementu,
prąd ciemny płynący przez fotoelement znajdujący się w ciemności.

Czułością normalną nazywamy stosunek natężenia prądu płynącego przez fotoelement do wielkości strumienia świetlnego lub oświetlenia. Czułości normalne podawane są zwykle w amperach na lumen lub amperach na luks.

Wydajność kwantowa równa jest liczbowo stosunkowi liczby wyemitowanych fotoelektronów lub liczby nowo powstałych swobodnych nośników ładunku do liczby fotonów o określonej długości fali, które padły na fotoelement.

Wydajność kwantowa zależy w sposób istotny od długości fali światła. Warunkiem koniecznym na to, aby zjawisko fotoelektryczne mogło zachodzić, jest, by energia $h\nu$ pojedynczego fotonu¹ była większa lub równa pracy wyjścia W elektronu z fotokatody w przypadku zjawiska fotoelektrycznego zewnętrznego. Warunek zajścia zjawiska fotoelektrycznego wewnętrznego można zapisać w postaci

$$h\nu \geq W_g \quad \text{zjawisko fot. wew. międzypasmowe} \quad (1a)$$

$$h\nu \geq W_c - W_d \quad \text{zjawisko fot. domieszkowe – półp. donorowy} \quad (1b)$$

$$h\nu \geq W_a - W_\vartheta \quad \text{zjawisko fot. domieszkowe – półp. akceptorowy} \quad (1c)$$

gdzie h – stała Plancka,

ν – częstość światła,

W_g – szerokość pasma zabronionego w półprzewodniku,

W_c – energia dna pasma przewodnictwa,

W_ϑ – energia wierzchołka pasma walencyjnego,

W_d – energia poziomu donorowego,

W_a – energia poziomu akceptorowego,

(wymienione poziomy energetyczne uwidocznione są na rys.8).

Ponieważ między długością fali światła λ , częstością ν i prędkością c rozchodzenia się światła zachodzi związek

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (2)$$

to na podstawie wzorów (1a – 1c) możemy napisać odpowiednie warunki konieczne na niezerową wartość wydajności kwantowej (jeśli zjawisko fotoelektryczne występuje, to wydajność kwantowa posiada wartość większą od zera):

$$\lambda \leq \frac{hc}{W_g} = \lambda_{gr} \quad (3a)$$

$$\lambda \leq \frac{hc}{W_c - W_d} = \lambda'_{gr} \quad (3b)$$

$$\lambda \leq \frac{hc}{W_a - W_\vartheta} = \lambda''_{gr} \quad (3c)$$

gdzie λ_{gr} nazywamy graniczną długością fali światła dla zjawiska fotoelektrycznego wewnętrznego (odpowiedniego rodzaju).

¹ W przypadku bardzo dużych natężeń światła (np. z lasera) mogą zachodzić procesy wielofotonowe, tzn. że jeden elektron może zaabsorbować energie kilku fotonów.

Ponieważ koncentracja elektronów w paśmie walencyjnym jest na ogół kilka rzędów wyższa od koncentracji domieszek, to wyraźnego zwiększenia przewodności (również wydajności kwantowej) można oczekiwać, jeśli możliwe są przejścia elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, tj. jeśli $h\nu \geq W_g$.

Wydajność kwantowa maleje począwszy od pewnej wartości długości fal przy przechodzeniu w kierunku fal krótkich. Przedział długości fal, w którym materiał jest czuły na promieniowanie jest cechą charakterystyczną materiałów. Fotelementy czułe na światło w bardzo szerokim zakresie fal posiadają na ogół złożony skład chemiczny, którego składniki osiągają maksimum wydajności kwantowej przy różnych długościach fali.

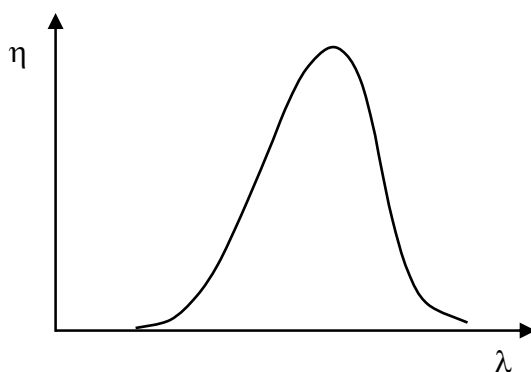
Częstość graniczna jest parametrem wynikającym z bezwładności fotelementu, polegającej na tym, że zmiana przewodności elektrycznej czy też zmiana natężenia fotoprądu nie następuje natychmiast po zmianie oświetlenia, lecz z pewnym opóźnieniem. Jeżeli zmiany oświetlenia następują dostatecznie szybko po sobie, to „fotelement nie nadąży” za zmianami strumienia świetlnego, a jego charakterystyki mierzone w określonej chwili zależą od średniej wartości oświetlenia w czasie i nie jesteśmy wówczas w stanie wyznaczyć tym elementem ani chwilowej wartości oświetlenia, ani zależności oświetlenia od czasu.

Częstość zmian oświetlenia, dla której występuje to zjawisko nazywamy częstością graniczną. Nie możemy zatem badać zmian strumienia świetlnego o częstości większej od granicznej.

Typowe parametry fotelementów

Fotelement	Fotokomórka próżniowa	Fotopowielacz	Fotoopornik	Fotoogniwo	Fotodioda
Czułość norm. A/lm	$(2 \div 6) \cdot 10^{-5}$	$(0,1 \div 5) \cdot 10^3$	$0,01 \div 10$	$6 \cdot 10^{-3}$	30
A/lx	$(1 \div 5) \cdot 10^{-9}$		$10^{-5} \div 10^{-2}$	$10^{-7} \div 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$
Częstość graniczna Hz	10^8	10^8	3	$10^3 \div 10^4$	10^5
Napięcie zasilania V	$90 \div 250$	$1000 \div 2000$	$0,1 \div 500$	—	$10 \div 100$

Fotelementy o dużej bezwładności, a małej częstości granicznej przeznaczone są do pomiarów strumieni świetlnych stałych w czasie, natomiast elementy o dużej wartości częstości granicznej używane są do badania szybkozmiennych zjawisk optycznych.



Rys. 1 Wydajność kwantowa fotelementu w zależności od długości fali.

Wykres czułości w zależności od długości fali ma taki sam kształt jak na rys 1, a tak przedstawioną czułość nazywamy czułością widmową.

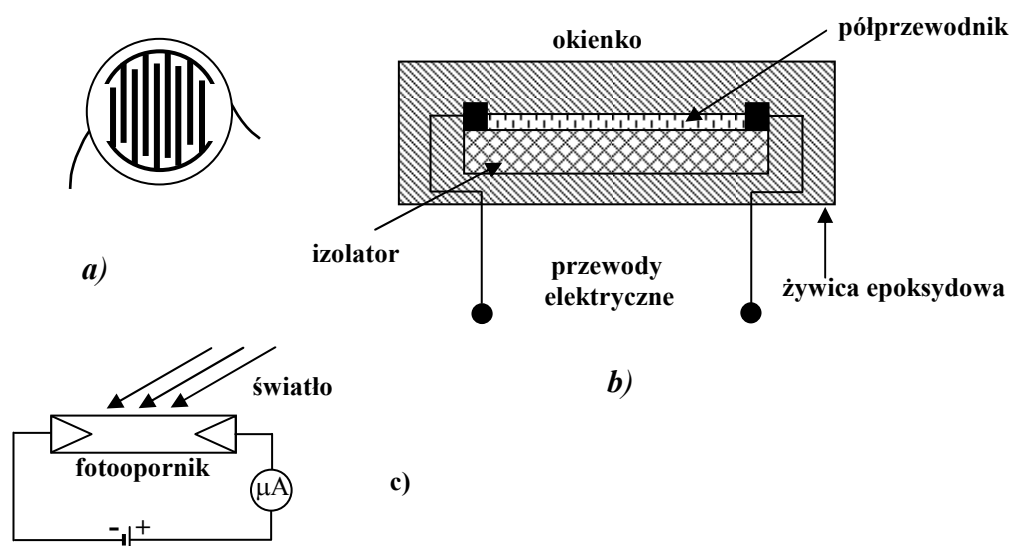
IV.2 Podstawowe prawo fotometrii

Wielkość oświetlenia wytwarzanego przez izotropowe źródło punktowe zmienia się w ośrodku o pomijalnie małej absorpcji, odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości od źródła światła. Twierdzenie to, w przybliżeniu słuszne również dla rozciągniętego źródła światła w odległościach znacznie większych od jego rozmiarów, może być wykorzystane do wyznaczania zależności charakterystyk fotoelementu od oświetlenia.

Jeżeli np. przewodność fotoopornika maleje odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu jego odległości od źródła światła, które w przybliżeniu możemy uznać za punktowe, a ponadto w pobliżu zestawu doświadczalnego nie występują inne źródła ani też elementy dobrze odbijające światło, to oznacza to, iż przewodność badanego fotoopornika jest wprost proporcjonalna do oświetlenia.

IV.3 Fotoopornik

Fotoopornikiem (fotorezystorem) nazywamy element półprzewodnikowy, którego opór (a tym samym i przewodność) zależą od oświetlenia a nie zależą od kierunku przepływu prądu.



Rys.2 Wygląd zewnętrzny a), budowa fotoopornika b) oraz sposób włączania go w obwód elektryczny c).

Najczęściej fotoopornik stanowi warstwa półprzewodnika (siarczku kadmu CdS lub ołowiu PbS, selenu, germanu domieszkowanego złotem lub miedzią) naniesiona w postaci ścieżki na płytce izolacyjną i zatopiona w żywicy epoksydowej lub innym przezroczystym materiale izolacyjnym.

Zjawiskiem powodującym zmianę oporu elektrycznego fotoopornika w zależności od oświetlenia jest zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne, a ponieważ liczba wytwarzanych w tym zjawisku par swobodnych nośników ładunku jest proporcjonalna (przynajmniej w pewnym przedziale wartości) do liczby padających fotonów, to oczekujemy, że przewodność fotoopornika będzie proporcjonalna do oświetlenia.

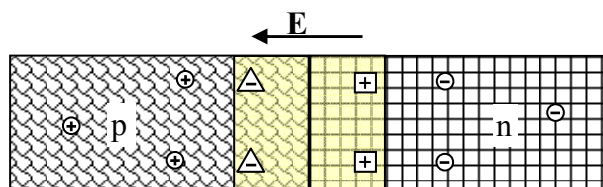
Zaletą fotooporników jest prosta konstrukcja, łatwość stosowania w różnych układach pomiarowych i szeroki zakres czułości widmowej.

Podstawową wadą jest silna zależność przewodności od temperatury i duża bezwładność.

IV.4 Fotoogniwo

Fotoogniwo i fotodioda są elementami wykorzystującymi zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne zachodzące w obszarze złącza p - n.

Złącze p-n jest obszar utworzony przez dwie graniczące ze sobą warstwy o odmiennym typie przewodnictwa. Przez złącze dyfundują nośniki nadmiarowe, tzn. elektrony z obszaru n do obszaru p i dziury z obszaru p do obszaru n. Wskutek tego przepływu nośników w obszarze granicznym warstwy n pojawiają się nieskompensowane ładunki dodatnie jonów donora, a w obszarze warstwy p nieskompensowane ładunki ujemne jonów akceptora. W obszarze granicznym powstaje pole elektryczne hamujące dyfuzję (patrz rysunek 3, oraz Uzupełnienie).

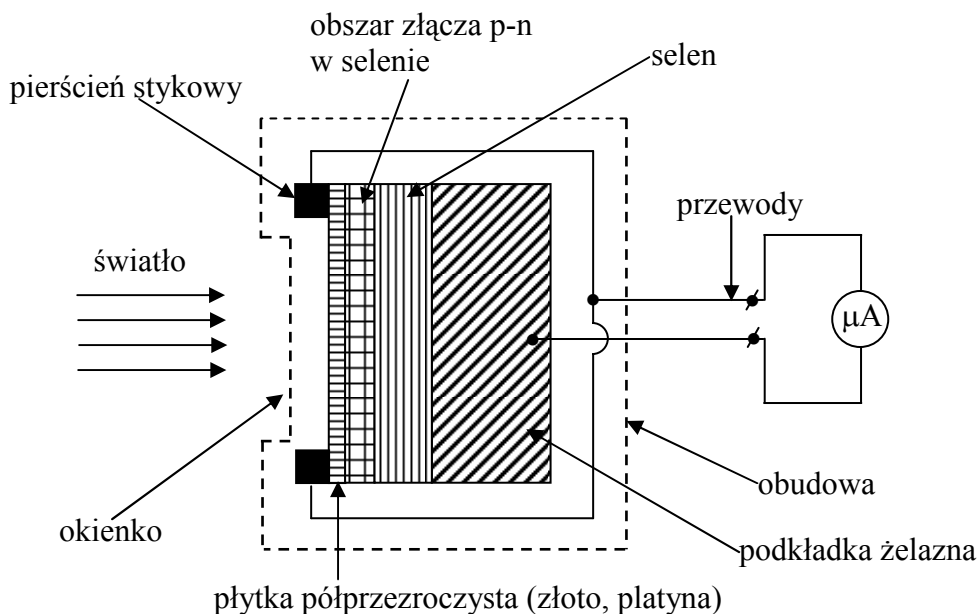


Rys.3 Złącze p-n: \ominus – swobodne elektrony, \oplus – dziury, \triangle – jony akceptorów, \boxplus – jony donorów, E – natężenie pola elektrycznego.

Jeśli w złącze przenika światło o odpowiedniej długości fali, to może wystąpić oddziaływanie kwantów świetlnych z elektronami. W wyniku zaabsorbowania energii kwantów niektóre elektrony zostaną uwolnione z wiązań międzyatomowych sieci krystalicznej, pozostając jednak wewnątrz struktury półprzewodnika. Stają się one swobodnymi ujemnymi nośnikami ładunku. Powstała luka w wiązaniu międzyatomowym jest dodatnim nośnikiem ładunku – dziurą. W pasmowej teorii przewodnictwa odpowiada to przeniesieniu elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa.

Pod wpływem wewnętrznego pola elektrycznego dziury będą przesuwane ze złącza do obszaru p, a elektrony do obszaru n półprzewodnika. W ten sposób obszar p półprzewodnika ładuje się dodatnio, a obszar n ujemnie. Między obiema częściami półprzewodnika powstaje różnica potencjałów, powodująca polaryzację złącza p-n w kierunku przewodzenia. Łącząc obydwie obszary przewodnikiem o małym oporze elektrycznym uzyskamy w nim przepływ prądu o natężeniu wprost proporcjonalnym do oświetlenia złącza. Prąd ten nazywamy najczęściej fotoprądem zwarcia w odróżnieniu od prądu płynącego przez fotoogniwo o biegunach połączonych ze sobą przez obwód o znacznym oporze – w tym ostatnim przypadku natężenie prądu nie jest wprost proporcjonalne do oświetlenia złącza.

Jeżeli w pewnej chwili przerwiemy dopływ światła do złącza, to po bardzo krótkim czasie potencjały obu obszarów wyrównują się i prąd w obwodzie zaniknie – mówimy, że tzw. prąd ciemny fotoogniwa jest równy zero.



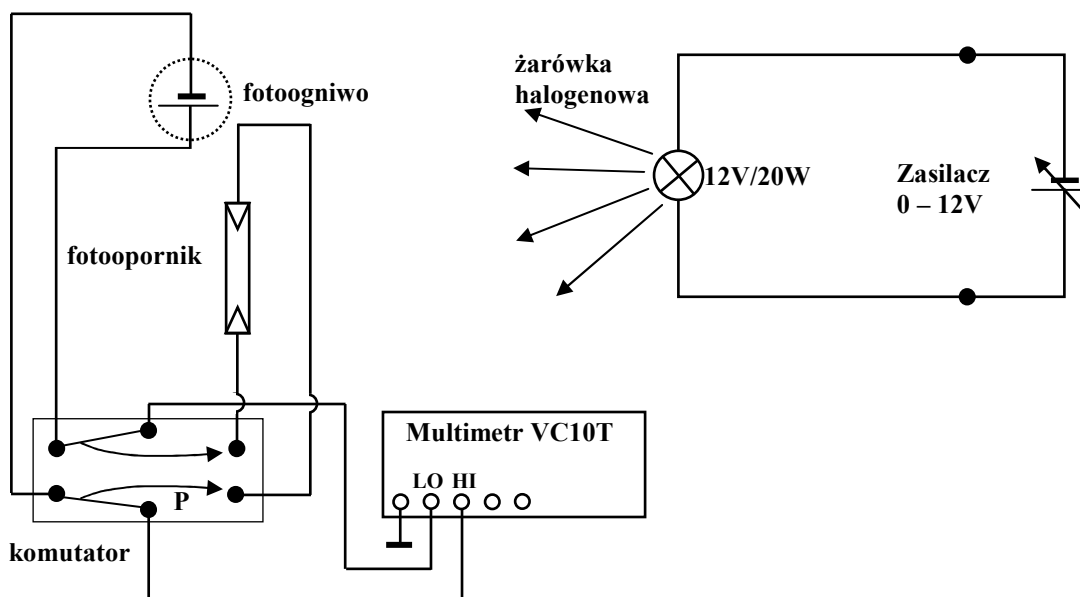
Rys. 4 Budowa fotoogniwa selenowego

Fotoogniwo może być wykorzystane zarówno jako fotoelement w mierniku oświetlenia oraz jako źródło energii elektrycznej – np. do zasilania urządzeń na pokładzie sztucznego satelity lub w kalkulatorze elektronicznym. To samo złącze p-n spolaryzowane zewnętrzną różnicą potencjałów w kierunku zaporowym może również pełnić funkcję tzw. fotodiody, gdyż wzrost oświetlenia pociąga za sobą zwiększenie liczby mniejszościowych nośników ładunku i w konsekwencji wzrost prądu płynącego w kierunku zaporowym.

W przeszłości fotoogniwa selenowe, w których złącze p-n powstawało na granicy selen-metal (rys.4) wskutek procesu dyfuzji stanowiły najbardziej rozpowszechniony typ światłomierza fotoelektrycznego stosowanego w fotografii. Obecnie fotoogniwa pełnią funkcję li tylko baterii słonecznych (fotoogniwa krzemowe o złączu p-n usytuowanym na niewielkiej głębokości pod powierzchnią), natomiast w światłomierzach wykorzystuje się powszechnie fotooporniki i fotodiody krzemowe.

V. Pomiary

1. Połączyć przyrządy według schematu przedstawionego na rys.5, ustawiając źródło światła w odległości 20 cm od fotoogniwa.
2. Ustawić przełącznik P w takiej pozycji, aby fotoogniwo zostało połączone z gniazdami pomiarowymi („LO” i „HI” lub „N” i „W”) multimetru cyfrowego, pracującego jako miliamperomierz (FUNKCJA: „mA”, ZAKRES: „0,2”).
Tak dobrać napięcie zasilania żarówki, aby natężenie fotoprądu I_F wynosiło w przybliżeniu 0,2 mA. Opór wewnętrzny multimetru na tym zakresie jest na tyle mały, że mamy prawo uważać wyznaczoną wartość I_F jako wartość fotoprądu zwarcia.
3. Wyznaczyć zależność:
 - natężenia fotoprądu ogniwa $I_F = f(r)$,
 - siły elektromotorycznej ogniwa $E_F = f(r)$,
 - oporu fotoopornika $R = f(r)$,
 od odległości żarówki od fotoelementów w przedziale [0,3m, 1,2m].



Rys.5 Schemat układu pomiarowego

Pomiary tych trzech wielkości fizycznych wykonywać kolejno dla każdej z wybranych odległości pamiętając, że fotoogniwo jest źródłem siły elektromotorycznej, a **dołączenie zewnętrznego napięcia do gniazd pomiarowych multimetru cyfrowego przy wciśniętym przełączniku „kΩ” („R”) grozi uszkodzeniem przyrządu.**

Dlatego też w celu zmierzenia oporu najpierw łączymy multimetr z fotoopornikiem, a dopiero później wciskamy przełącznik „kΩ” („R”). Aby następnie bez obawy uszkodzenia przyrządu zmierzyć prąd I lub SEM, należy w pierwszej kolejności wcisnąć przełącznik „mA” lub „V” a dopiero później połączyć za pomocą przełącznika P (rys.5) miernik z fotoogniwem.

Zadanie dla dociekliwych: sprawdzić doświadczalnie, czy natężenie fotoprądu czerpanego z fotoogniwa przestaje być wprost proporcjonalne do oświetlenia, gdy obwód łączący jego bieguny posiada duży opór elektryczny.

VI. Opracowanie wyników

1. Wykreślić zależność logarytmu fotoprądu $\lg(I_F)$ i logarytmu przewodności fotoopornika $\lg(1/R)$ od logarytmu odległości źródła światła od fotoelementów. Współczynniki prostych, opisujących przebieg punktów doświadczalnych wyznaczyć wraz z błędami metodą najmniejszych kwadratów.
2. Wykreślić na jednym rysunku zależności:

$$I_F = f\left(\frac{1}{r^2}\right)$$

$$E_F = f\left(\frac{1}{r^2}\right)$$

$$R_{\text{wew}} = f\left(\frac{1}{r^2}\right)$$

gdzie R_{wew} jest oporem wewnętrznym fotoogniwa, a r odległością żarówki od fotoogniwa. Opór wewnętrzny fotoogniwa obliczyć przy założeniu, iż opór wewnętrzny miliamperomierza R_{amp} jest pomijalnie mały ($E_F = (R_{\text{amp}} + R_{\text{wew}}) \cdot I_F$; ponieważ $R_{\text{amp}} \ll R_{\text{wew}}$, to $R_{\text{wew}} = E_F/I_F$).

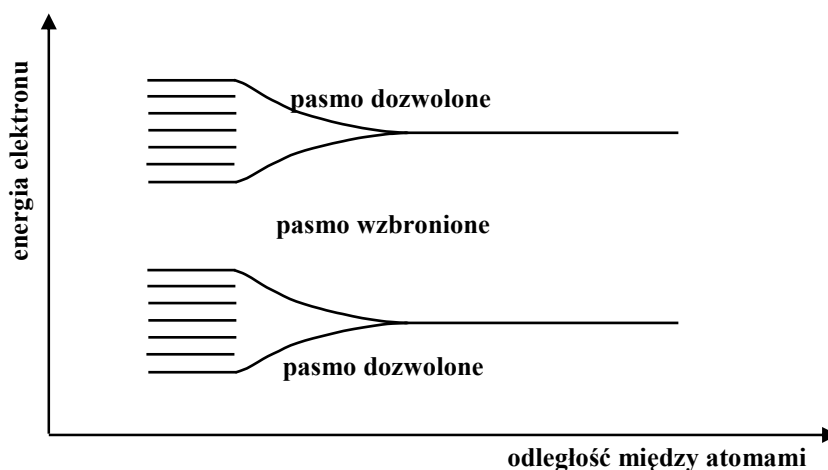
3. Przeprowadzić dyskusję wyników.

Uzupełnienie

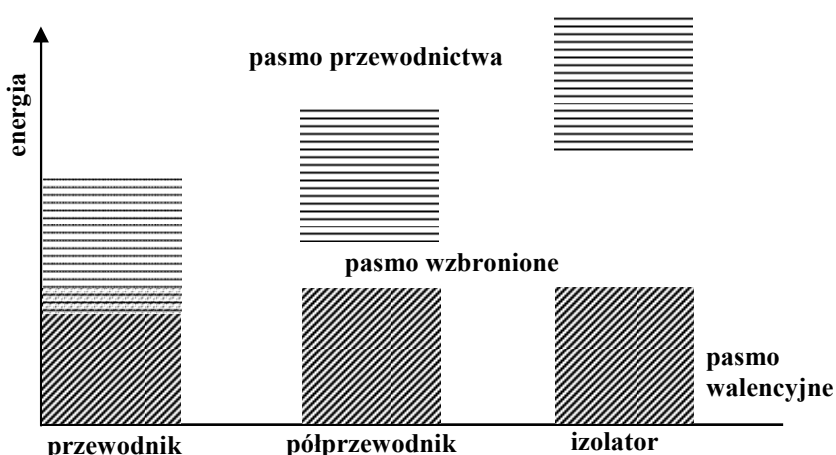
Teoria pasmowa

Pojedynczy atom posiada dyskretne, ściśle określone poziomy energetyczne, które mogą być obsadzone przez elektrony zgodnie z zasadą Paulliego mówiącą, że na każdym poziomie energetycznym mogą znajdować się co najwyżej dwa elektrony. W atomie wchodzącym w skład kryształu każdy poziom energetyczny ulega rozszczepieniu na tyle podpoziomów, ile atomów zawiera kryształ, co oznacza w praktyce, wobec bardzo dużej ich liczby, że poszczególne podpoziomy zlewają się ze sobą tworząc ciągle pasma energetyczne (rys.6). Inaczej mówiąc energia elektronu może zmieniać się w obrębie pasma energetycznego w sposób ciągły.

Z punktu widzenia teorii przewodnictwa w półprzewodniku występują trzy zasadnicze pasma energetyczne: Pasma przewodnictwa, pasmo wzbronione i pasmo walencyjne (rys.7). Elektron o energii należącej do pasma przewodnictwa jest elektronem posiadającym swobodę przemieszczania się w całym kryształe (elektron swobodny), natomiast elektron o energii z pasma walencyjnego jest elektronem związanym z danym atomem.



Rys.6 Powstawanie pasma energii

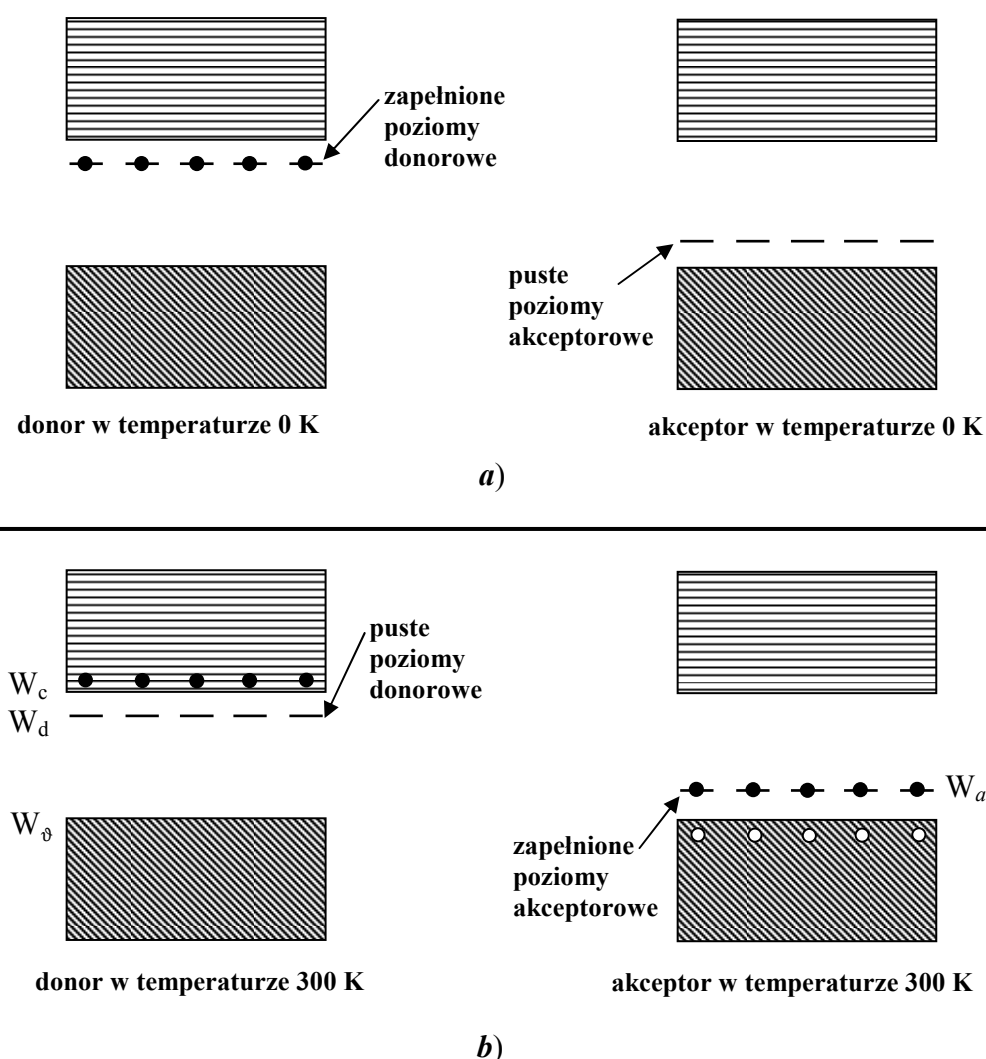


Rys.7 Schematyczne przedstawienie pasm energii przewodnika, półprzewodnika i izolatora.

Półprzewodniki samoistne i domieszkowe

Chemicznie czyste półprzewodniki nazywamy półprzewodnikami samoistnymi, ponieważ ich przewodnictwo wynika z właściwości samego półprzewodnika, a żaden z elektronów nie może posiadać energii należącej do pasma wzbronionego. W temperaturze znacznie wyższej od zera bezwzględnej część elektronów walencyjnych osiąga wystarczającą energię, aby przejść do pasma przewodnictwa. W wyniku takich przejść, zwanych termicznymi, gdyż bezpośrednią ich przyczyną są drgania cieplne, powstają (są generowane) pary swobodnych nośników ładunku elektron – dziura. Dziurą nazywamy miejsce w wiązaniu opuszczone przez elektron, posiadające własności swobodnego ładunku dodatniego. W półprzewodniku samoistnym liczby elektronów i liczby swobodnych dziur w jednostce objętości (koncentracje) są równe.

Dodając do półprzewodnika samoistnego (np. krzemu lub germanu) należącego do IV grupy układu okresowego domieszkę pierwiastka z V grupy, posiadającego odpowiedni układ poziomów energetycznych (rys.8) otrzymujemy półprzewodnik o większej koncentracji swobodnych elektronów niż swobodnych dziur. Domieszkę taką nazywamy donorem, a półprzewodnik o dominującym przewodnictwie elektronowym – półprzewodnikiem typu n. Elektrony swobodne w półprzewodniku typu n nazywamy większościami nośnikami ładunku, a dziury – mniejszościami.



Rys.8 Schematyczne przedstawianie donorowych i akceptorowych poziomów energii.

Jeżeli jako domieszki użyjemy odpowiedniego pierwiastka z III grupy układu okresowego, to otrzymamy półprzewodnik o większej koncentracji dziur (nośniki większościowe), czyli tzw. pół-

przewodnik typu p o dominującym przewodnictwie dziurowym (rys.8).

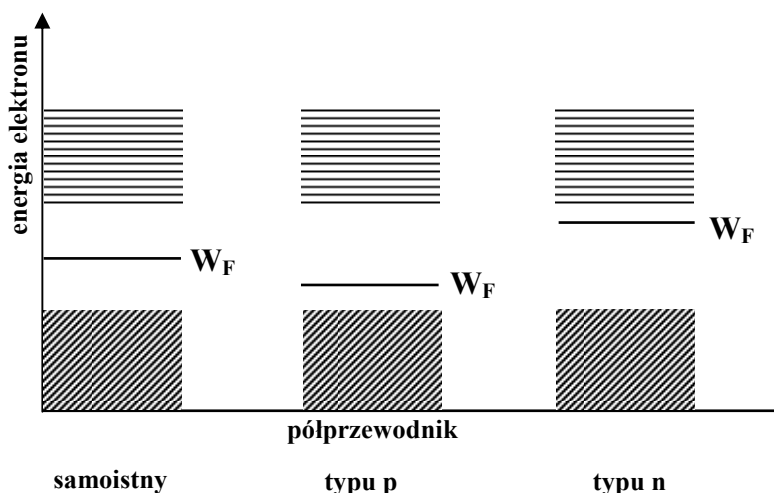
Poziom Fermiego

Koncentracja swobodnych elektronów i dziur w półprzewodniku znajdującym się w stanie równowagi termodynamicznej tj. w stałej temperaturze przy braku zewnętrznych oddziaływań (napięcie elektrycznych, promieniowania) zależy od rozkładu poziomów energetycznych, charakterystycznych dla danego półprzewodnika i funkcji rozkładu prawdopodobieństwa zajęcia danego poziomu energetycznego W (o ile taki poziom jest dozwolony), zwanej funkcją Fermiego-Diraca. Dla elektronów funkcja posiada postać

$$f_n(W) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right)}$$

gdzie W_F jest tzw. energią Fermiego (poziomu Fermiego), k – stałą Boltzmann, a T – temperaturą bezwzględną.

Poziom Fermiego ma sens potencjału chemicznego tj. średniej energii swobodnej elektronu, a ponadto prawdopodobieństwo obsadzenia poziomu Fermiego, o ile jest on poziomem dozwolonym, wynosi 0,5.



Rys.9 Położenie poziomu Fermiego W_F w półprzewodnikach o różnym typie przewodnictwa zależy od stosunku koncentracji elektronów do koncentracji dziur.

Analogiczna funkcja dla dziur ma postać

$$f_p(W) = 1 - f_n(W)$$

A zatem funkcje $f_n(W)$ i $f_p(W)$ są wzajemnie symetryczne względem W_F .

W półprzewodniku samoistnym koncentracje dziur i elektronów są takie same, a poziom Fermiego leży pośrodku pasma wzbronionego. Położenie poziomu Fermiego w półprzewodnikach domieszkowanych ilustruje rys.9.

Złącze p-n

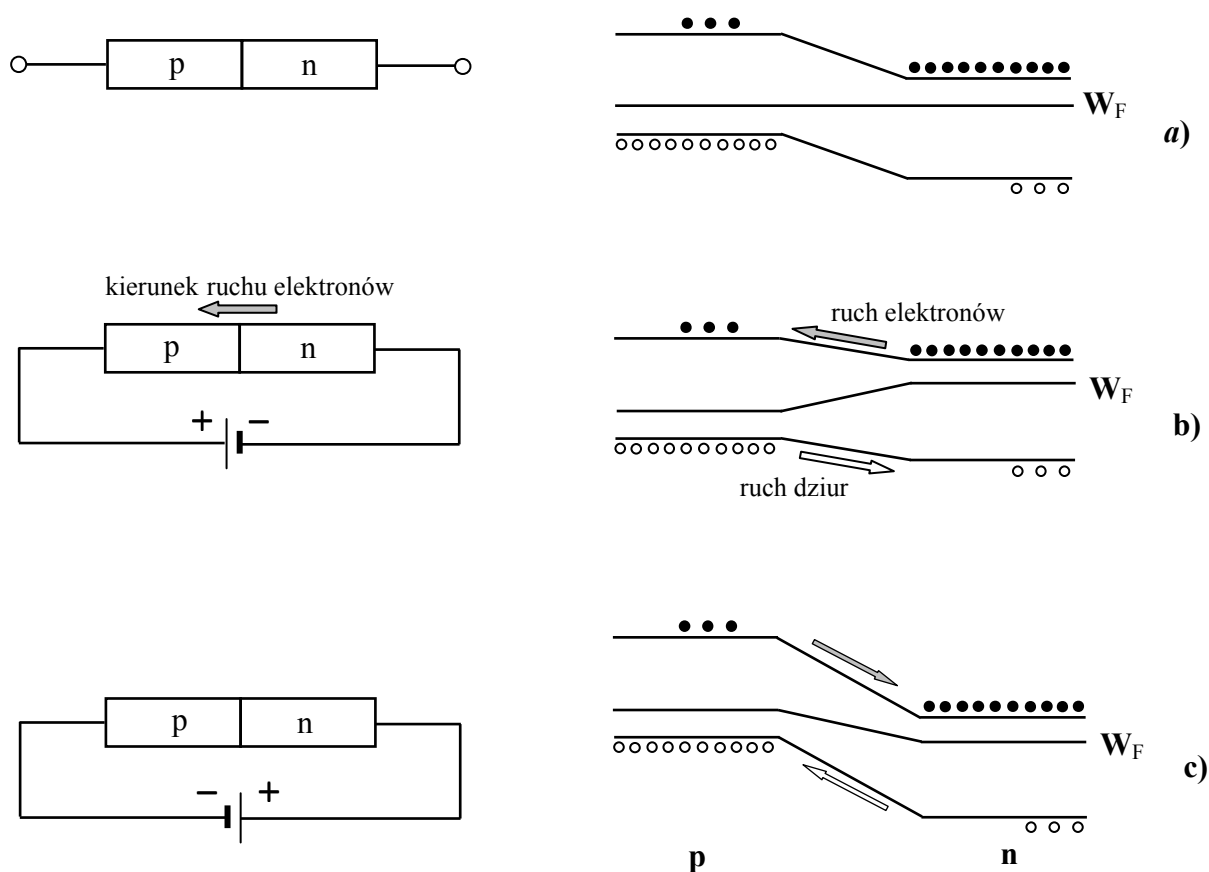
Złączem typu p-n nazywamy granicę między dwoma obszarami typu p i n w pojedynczej próbce półprzewodnika.

W warstwie typu n istnieją dodatnie nieruchome ładunki zjonizowanych atomów domieszki donorowej oraz prawie w takiej samej ilości ujemne ładunki swobodnych elektronów, które są tu nośnikami większościowymi. W warstwie typu p istnieją ujemne nieruchome ładunki zjonizowanych atomów domieszki akceptorowej oraz prawie w takiej samej ilości dodatnie ładunki ruchomych dziur, które są tu nośnikami większościowymi.

Po zetknięciu (w myślowym eksperymencie), w pobliżu styku tych dwu obszarów występuje duża różnica w koncentracji nośników większościowych po obu stronach złącza. Przez złącze z obszaru n do obszaru p dyfundują elektrony, a z obszaru p do obszaru n dziury. Elektrony po przejściu rekombinują z dziurami, a dziury po przejściu z elektronami. Rekombinacja ta zachodzi w cienkiej warstwie blisko granicy styku warstw. Ładunek jonów dodatnich i ujemnych po obu stronach granicy nie jest teraz skompensowany ładunkiem nośników przeciwnego znaku. Ładunki ujemne i dodatnie w złączu, to ładunki jonów akceptorowych i donorowych. W wyniku tego powstaje tzw. warstwa zaporowa o bardzo dużym oporze; obszar p ma niższy potencjał elektryczny od obszaru typu n (dotyczy to obszaru złącza p-n). Powstaje w ten sposób wewnętrzne pole elektryczne (bariera potencjału), które przeciwdziała procesowi dyfuzji: natężenia prądów dyfuzyjnego i płynącego pod wpływem wewnętrznego pola stają się sobie równe, a prąd wypadkowy ma natężenie równe zero.

Poziom Fermiego w obu obszarach posiada dokładnie tę samą wartość (w stanie równowagi termodynamicznej rys.10a). Gdyby elektrony i dziury były cząstkami elektrycznie obojętymi lub naładowanymi jednoimiennie, to przepływ dyfuzyjny musiałby doprowadzić do całkowitego wyrównania ich koncentracji w całym półprzewodniku.

Pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego (rys.10b i 10c) poziom Fermiego ulega przesunięciu o wartość eU , gdzie U jest zewnętrzną różnicą potencjałów. Ruch elektronów przez złącze odbywa się zgodnie z nachyleniem poziomu Fermiego, a ruch dziur – w kierunku przeciwnym; na wykresach energii elektronów dziury „spadają” do góry.



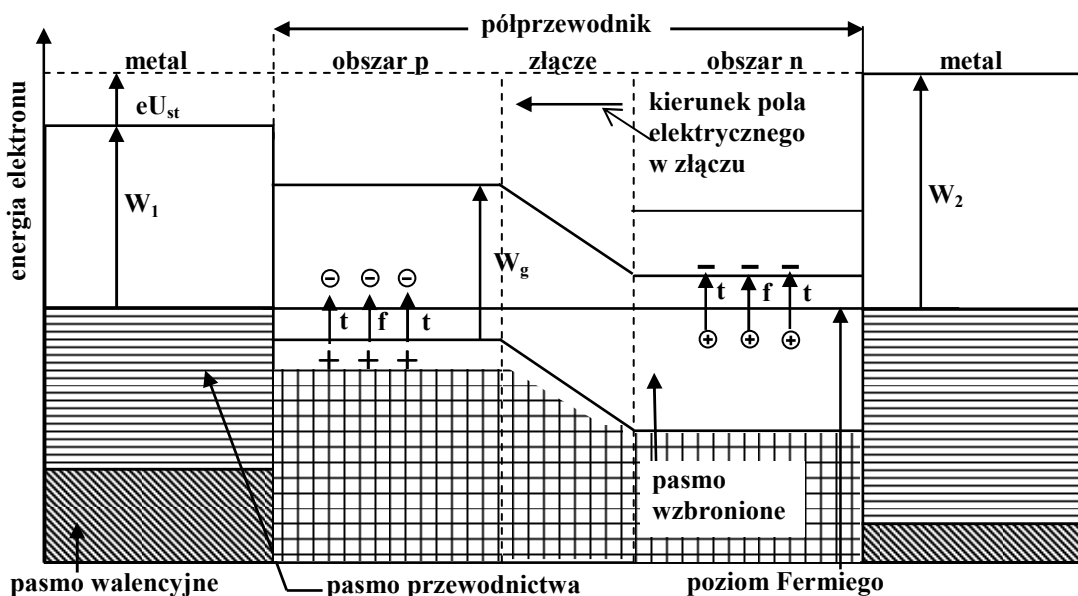
Rys.10 Położenie poziomu Fermiego w złączu p-n w zależności od polaryzacji złącza: a) niespolaryzowane, b) spolaryzowane w kierunku przewodzenia, c) spolaryzowane w kierunku zaporowym. Poziom Fermiego ulega przesunięciu o wartość eU , gdzie U jest zewnętrzną różnicą potencjałów. Ruch elektronów odbywa się zgodnie z nachyleniem poziomu Fermiego.

Zjawisko zachodzące w złączu p-n pod wpływem światła

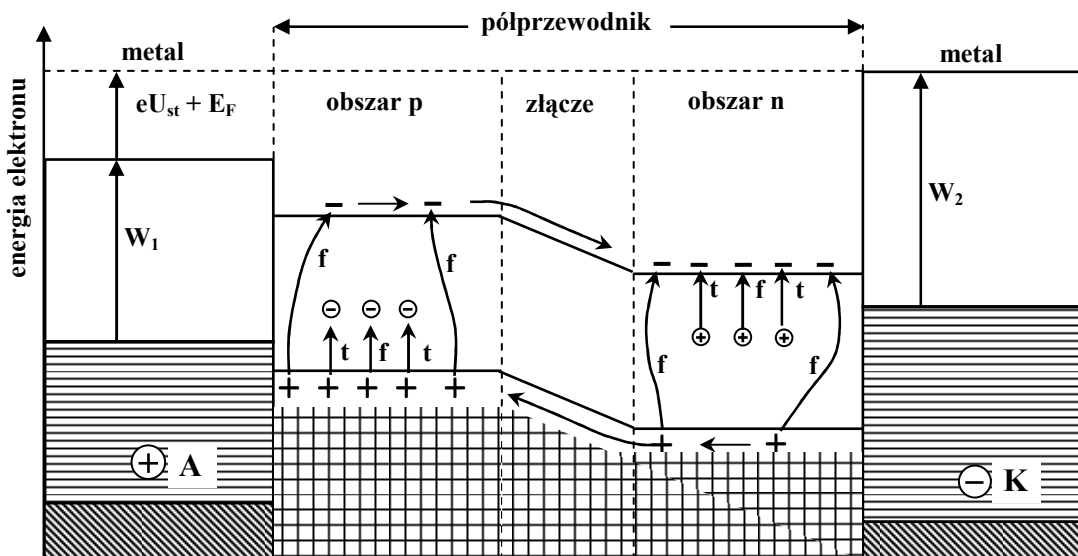
Selen krystaliczny, z którego składa się podstawowa warstwa półprzewodnika umieszczona na podkładce metalowej fotoogniwa selenowego charakteryzuje się przewodnością dziurową (typu p). Na warstwę tę nanosi się półprzezroczystą warstwę metalu, którego atomy dyfundują w selen, wytwarzając ciekłą warstwę obszaru typu n. Pomiędzy obydwojema metalami, tj. podkładką i warstwą półprzezroczystą występuje w ciemności napięcie równe kontaktowej różnicy potencjałów

$$U_{st} = \frac{1}{e}(W_1 - W_2)$$

gdzie W_1, W_2 są pracami wyjścia elektronu z metalu, odpowiednio podkładki metalowej i warstwy półprzezroczystej (rys.11).



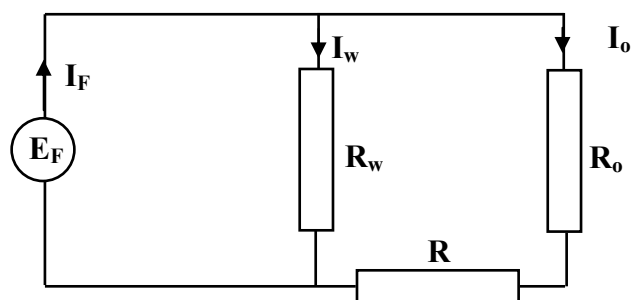
Rys.11 Na rysunku zaznaczono termiczne przejścia elektronów (t) i przejścia spowodowane przez strumień światła (f) o energii fotonów $h\nu < W_g$, gdzie W_g jest szerokością pasma wzbronionego. Pojawiają się tylko większościowe nośniki prądu. Poziomy Fermiego w zetkniętych ze sobą metalach są sobie równe (w stanie ustalonym).



Rys.12 Przejścia elektronów pod wpływem padania fotonów o energii $h\nu > W_g$ powodują pojawienie się mniejszościowych nośników prądu i powstanie fotoelektrycznej SEM – E_F .

Jeżeli obszar złącza p-n zostanie oświetlony światłem o energii fotonów $h\nu > W_g$, gdzie W_g jest szerokością pasma wzbronionego, to nastąpi wydajne powstawanie par elektron – dziura (rys.12), przy czym ilość powstających par będzie proporcjonalna do wielkości strumienia światła. Mniejszościowe nośniki ładunku dyfundują do złącza p-n i są przesuwane pod wpływem pola elektrycznego przez złącze – obszar p ładuje się dodatnio w stosunku do obszaru n, a w złączu powstaje siła elektromotoryczna E_F .

Jeżeli obydwie elektrody fotoogniwa są zwarte ze sobą poprzez opór obciążenia (np. przez miernik natężenia prądu) R_o , to schemat zastępczy fotoogniwa wygląda tak jak przedstawia to rys.13.



Rys.13 Schemat zastępczy fotoogniwa obciążonego oporem R_o : R_w – opór warstwy zaporowej (złącza p-n), R – opór warstwy półprzewodnika podstawowego (selenu), E_F – źródło SEM fotoogniwa.

Natężenie fotoprądu I_F jest proporcjonalne do wartości strumienia światła Φ :

$$I_F = I_w + I_o = k\Phi$$

Na podstawie schematu zastępczego możemy napisać

$$I_w R_w = I_o (R + R_o)$$

Z tych dwu równań otrzymujemy prąd płynący przez opór R_o

$$I_o = \frac{k\Phi}{1 + \frac{R + R_o}{R_w}}$$

Dla małych wartości natężenia oświetlenia zachodzi $R_w \gg R$; przy wzroście natężenia oświetlenia R_w i R maleją, ale R_w maleje szybciej niż R .

Jeśli oporem obciążenia dla fotoogniwa jest miernik natężenia prądu o bardzo małym oporze wewnętrznym, to $R_o + R \ll R_w$ i natężenie prądu przepływającego przez miernik jest w przybliżeniu wprost proporcjonalne do strumienia świetlnego padającego na fotoogniwo. Jeśli opór obciążenia jest bardzo duży (np. do fotoogniwa dołączony jest woltomierz cyfrowy wysokiej klasy), to wartość I_o jest bardzo bliska zero i w przybliżeniu

$$E_F = I_F \cdot R_w = k \cdot R_w \cdot \Phi$$

Wynika z tego, że SEM nie jest wprost proporcjonalna do strumienia świetlnego Φ , gdyż R_w maleje ze wzrostem Φ . A zatem SEM fotoogniwa rośnie wolniej niż wzrasta strumień świetlny.

Dla ogniwa zwarteego $R_o \ll R_w$, $R \ll R_w$ i dlatego mamy:

$$I_o = I_{zwarcia} = k\Phi.$$