



Laboratorium Fotowoltaiki dla NI

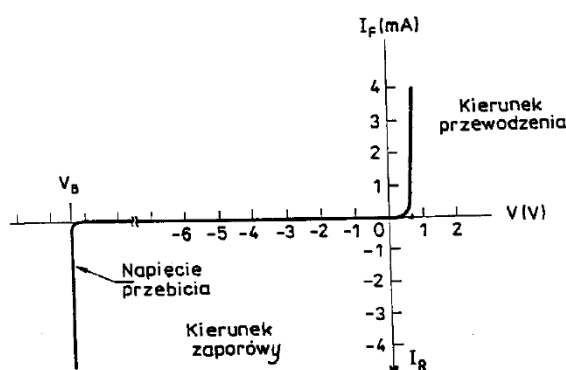
I. POMIAR CHARAKTERYSTYK I-V-T ZŁĄCZA P-N

Cel ćwiczenia: Wyznaczenie potencjału wbudowanego w złączu p-n na podstawie pomiarów charakterystyk prądowo - napięciowych w funkcji temperatury.

Zagadnienia: półprzewodniki samoistne, domieszkowane, złącze p-n.

1. Wprowadzenie

Najważniejszą cechą złącza półprzewodnikowego p-n jest prostująca charakterystyka prądowo-napięciowa. Przykładową charakterystykę I-V dla złącza wykonanego na bazie Si, przedstawiono na rys.1. Kiedy złącze jest spolaryzowane w kierunku przewodzenia, prąd I_F rośnie ze wzrostem przykładanego napięcia. Kiedy jest spolaryzowane w kierunku zaporowym, płynie tylko niewielki prąd I_R . Dopiero jeśli napięcie wzrośnie powyżej napięcia przebicia V_B prąd gwałtownie rośnie.

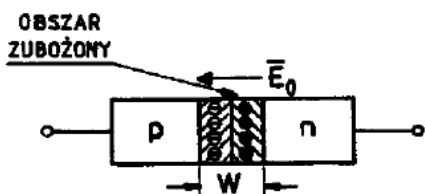


Rys.1 Charakterystyka prądowo - napięciowa złącza p-n.

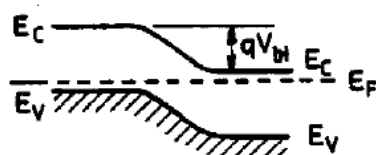
Rozważmy półprzewodniki typu p i typu n. Załóżmy dalej, że w wyniku przeprowadzenia procesu epitaksji, dyfuzji lub implantacji jonów uformowane zostało złącze p-n, czyli połączono te półprzewodniki ze sobą. Zauważmy, że w półprzewodniku typu p istnieje dużo więcej dziur niż w półprzewodniku typu n, zaś w półprzewodniku typu n jest dużo więcej elektronów niż w półprzewodniku typu p. Ten gradient koncentracji nośników jest źródłem tzw. prądu dyfuzyjnego, czyli prądu elektronów poruszających się z obszaru typu n w stronę obszaru typu p i dziur - poruszających się z obszaru typu p w stronę obszaru typu n. Elektrony opuszczając półprzewodnik typu n, pozostawiają dodatnio naładowane jony donorów, zaś dziury w półprzewodniku typu p pozostawiają ujemnie naładowane jony akceptorów. Ładunek przestrzenny tych jonów jest źródłem pola elektrycznego E_o które jest skierowane od obszaru typu n do obszaru typu p. W efekcie między obydwooma półprzewodnikami pojawia się bariera energetyczna o wysokości qV_{bi} . Schematycznie tę sytuację ilustrują rys. 2a i rys. 2b na których przedstawiono złącze p-n i różnicę energii potencjalnej między obszarami p i n złącza, gdzie E_C – poziom pasma przewodnictwa, E_V - poziom pasma walencyjnego, E_F – poziom Fermiego, W – szerokość obszaru zubożonego.



Laboratorium Fotowoltaiki dla NI

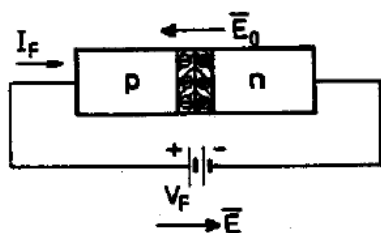


Rys.2a

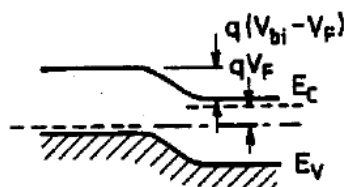


Rys.2b

Ta różnica potencjałów jest źródłem tzw. prądu unoszenia. Jest to prąd elektronów poruszających się z obszaru typu p do n i prąd dziur poruszających się z obszaru typu n do p. W stanie równowagi termodynamicznej prąd dyfuzyjny jest równoważony przez prąd unoszenia i przez złącze p-n nie płynie prąd. Jeśli teraz złącze p-n spolaryzujemy w kierunku przewodzenia napięciem V_F , czyli tak jak to przedstawiono na rys. 2c, wówczas zewnętrzne pole będzie skierowane przeciwnie niż pole w złączu p-n tak, że wypadkowe pole elektryczne zmniejszy się. Różnica potencjałów na złączu p-n zmniejszy się również, o wartość przyłożonego napięcia (rys.2d) co spowoduje wzrost prądu dyfuzyjnego.



Rys.2c



Rys.2d

Charakterystykę prądowo - napięciową dla idealnego złącza p-n opisuje wzór Shockley'a :

$$I = I_0 (e^{qV/kT} - 1) \quad (1)$$

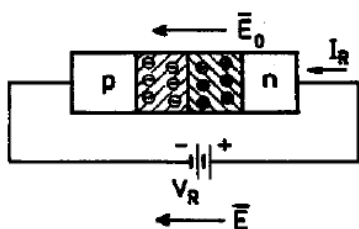
gdzie

$$I_0 = qA \left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right) \quad (2)$$

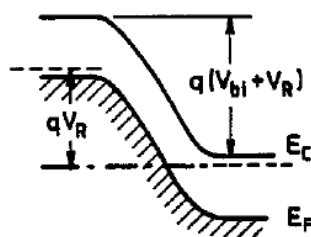
nazywa się prądem nasycenia zaś D_p (D_n) – współczynnikiem dyfuzji dla dziur (elektronów), L_p (L_n) – długością drogi dyfuzji dla dziur (elektronów), p_n – koncentracją dziur po stronie n złącza p-n i n_p – koncentracją elektronów po stronie p złącza p-n, A jest powierzchnią złącza. Jeśli złącze p-n spolaryzujemy w kierunku zaporowym (rys.2e), wówczas zewnętrzne pole elektryczne doda się do pola E_0 , różnica potencjałów między obszarami p i n wzrośnie do wartości $q(V_R + V_{bi})$ (patrz rys.2f) i prąd dyfuzyjny znacznie zmniejszy się. Prąd unoszenia pozostanie ten sam, tak że dla dużych napięć w kierunku zaporowym stanowi on jedyny prąd płynący przez złącze. Dlatego wypadkowy prąd jest wówczas równy prądowi nasycenia I_0 .



Laboratorium Fotowoltaiki dla NI

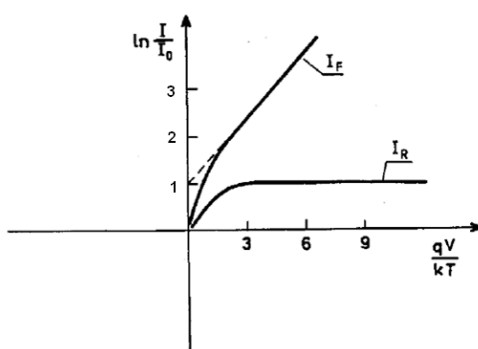


Rys.2e



Rys.2f

Równanie (7) opisuje charakterystykę prądowo – napięciową idealnego złącza p-n. Charakterystykę $\ln(I/I_0)=f(qV/kT)$ dla idealnego złącza p-n przedstawia rys.3.



Rys.3

W rzeczywistym złączu p-n oprócz prądu dyfuzyjnego mogą płynąć jeszcze inne prądy, takie jak prąd generacji – rekombinacji w obszarze zubożonym złącza, prąd tunelowy i powierzchniowe prądy upływności. Przepływ tych prądów powoduje, że charakterystyka prądowo – napięciowa odbiega od idealnej i jest opisywana wzorem:

$$I = I_0 [\exp(qV/(nkT))-1] \quad (3)$$

gdzie n jest tzw. współczynnikiem idealności diody.

2. Wyznaczenie energii wzbronionej materiału półprzewodnika

Pomiar charakterystyk prądowo – napięciowych półprzewodnikowego złącza p-n w różnych temperaturach umożliwia wyznaczenie przerwy energetycznej materiału półprzewodnika. W tym celu wyznacza się najpierw prąd nasycenia oraz współczynnik idealności diody. Dla napięć takich, że $qV/(kT) \geq 3$, można pominąć 1 w równaniu (3) i po jego obustronnym zlogarytmowaniu otrzymamy równanie:

$$\ln I = \ln I_0 + qV/(nkT) \quad (4)$$

Z równania tego wynika, że wykres $\ln I$ w funkcji napięcia w stałej temperaturze jest linią prostą przecinającą oś rzędnych w punkcie o współrzędnej $\ln I_0$. Współczynnik nachylenia prostej jest równy $q/(nkT)$. Zatem z pomiarów I-V w stałej temperaturze można określić współczynnik idealności złącza p-n oraz wartość prądu nasycenia.



Laboratorium Fotowoltaiki dla NI

Można pokazać, że dla złącza jednostronnego (np. gdy $N_A \gg N_D$) można jeden ze składników w równaniu (2) pominąć i wówczas prąd nasycenia wyraża się wzorem:

$$I_0 \approx q n_i^2 \sqrt{D_p / \tau_p} \cdot \frac{1}{N_D} \quad (5)$$

gdzie τ_p jest czasem życia dziur. Ponieważ koncentracja samoistna n_i zmienia się wykładniczo z temperaturą:

$$n_i^2 \propto T^3 \exp(-E_g / kT) \quad (6)$$

to prąd nasycenia jest następującą funkcją temperatury:

$$I_0 = CT^2 \exp(-E_g / kT) \quad (7)$$

gdzie $C = \text{const.}$ Po podzieleniu równania (7) przez T^2 a następnie obustronnym zlogarytmowaniu otrzymuje się wzór:

$$\ln \frac{I_0}{T^2} = \ln C - E_g / kT \quad (8)$$

Jest to równanie prostej o współczynniku nachylenia równym $-E_g / k$. Mierząc charakterystykę I-V w kilku różnych temperaturach i wyznaczając z każdej charakterystyki wartość $I_0(T)$, a następnie konstruując wykres $\ln(I_0/T^2)$ w funkcji odwrotności temperatury, otrzymuje się linię prostą opisaną równaniem (8). Otrzymana z wykresu wartość współczynnika nachylenia prostej pozwala wyznaczyć wartość przerwy wzbronionej.

Równanie Shockley'a jest słuszne dla złącza o niewielkiej przerwie wzbronionej (np. german). Dla złącza krzemowego, prąd nasycenia jest zdominowany przez prąd generacji nośników w obszarze zubożonym złącza. Ten prąd jest proporcjonalny do koncentracji samoistnej n_i w pierwszej potęgze. Wówczas zależność temperaturowa prądu nasycenia jest następująca:

$$I_0 = CT^2 \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad (9)$$

W efekcie na wykresie $\ln(I_0/T^2)$ w funkcji odwrotności temperatury współczynnik kierunkowy jest równy $-E_g / 2k$ zamiast $-E_g / k$.