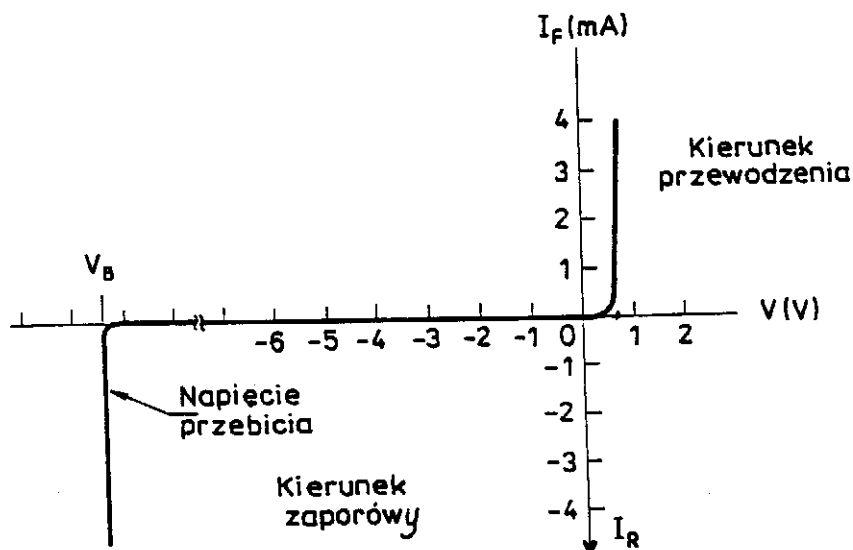


## Wykład 7

## a) Charakterystyka prądowo – napięciowa złącza p-n.

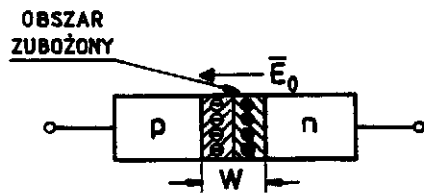
Najważniejszą cechą złącza półprzewodnikowego p-n jest prostująca charakterystyka prądowo-napięciowa, tzn. że prąd płynie przez to złącze tylko w jednym kierunku. Przykładową charakterystykę I-V dla złącza wykonanego na bazie Si, przedstawiono na rys. 1. Kiedy złącze jest spolaryzowane w kierunku przewodzenia,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



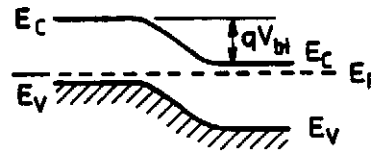
Rys.1 Charakterystyka prądowo – napięciowa złącz p-n

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 w stronę obszaru typu p i dziur - poruszających się w stronę obszaru typu n. Elektrony opuszczając półprzewodnik typu n, pozostawiają dodatnio naładowane masywne jony donorów, zaś dziury w półprzewodniku typu p pozostawiają ujemnie naładowane masywne jony akceptorów. Ładunek przestrzenny tych jonów jest źródłem pola elektrycznego  $E_0$ , które jest skierowane od potencjału

dodatniego (obszaru typu n) do potencjału ujemnego (obszaru typu p) i różnicy potencjałów  $V_{bi}$  między obydwoma półprzewodnikami. Schematycznie tę sytuację ilustrują rys. 2a i rys. 2b na których przedstawiono złącze p-n i różnicę potencjałów między obszarami p i n złącza.

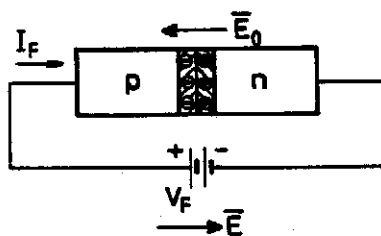


Rys.2a

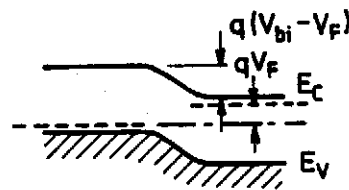


Rys.2b

Ta różnica potencjałów jest źródłem prądu nośników mniejszościowych, czyli 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 (czyli prąd nośników większościowych) jest równoważony przez prąd unoszenia i przez złącze p-n nie płynie prąd. Jeśli teraz złącze p-n spolaryzujemy w kierunku przewodzenia, 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

Weźmy pod uwagę dyfuzyjny prąd dziurowy. Wartość tego prądu zależy od tego ile dziur pokona barierę potencjału o wysokości  $V_{bi}$ . Liczbę dziur które są w stanie tego dokonać opisuje statystyka Boltzmanna a zatem prąd dziurowy dyfuzyjny w złączu p-n bez polaryzacji zewnętrznej można opisać wzorem:

$$I_{pd} = C_1 N_p \exp(-eV_{bi}/(kT)) \quad (1)$$

gdzie  $e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$  jest ładunkiem elektronu,  $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{J/K}$  jest stałą Boltzmanna,  $T$  temperatura,  $C_1$  – stałą proporcjonalności a  $N_p$  - koncentracją dziur w półprzewodniku typu p. daleko od złącza p-n. W stanie równowagi termodynamicznej ten prąd jest równoważony przez prąd unoszenia dziur  $I_{pu}$ , który jest proporcjonalny do koncentracji dziur  $N_{pn}$  daleko od złącza, w półprzewodniku typu n:

$$I_{pu} = C_1 N_{pn} = I_{pd} = CN_p \exp(-eV_{bi}/(kT)) \quad (2)$$

Po spolaryzowaniu złącza p-n w kierunku przewodzenia napięciem  $V$  bariera potencjału obniża się do wartości  $V_{bi} - V$ , i prąd dyfuzyjny rośnie do wartości:

$$I_{pF} = C_1 N_p \exp(-e(V_{bi} - V)/(kT)) \quad (3)$$

natomiast prąd unoszenia nie zmienia się ponieważ ilość dziur płynących z półprzewodnika typu n jest nadal równa  $N_{pn}$ . W efekcie wypadkowy prąd dziur jest równy:

$$I_p = I_{pF} - I_{pu} = C_1 N_p \exp(-e(V_{bi} - V)/(kT)) - C_1 N_p \exp(-eV_{bi}/(kT)) = \\ C_1 N_p \exp(-eV_{bi}/(kT)) [\exp(eV/(kT)) - 1] = I_{pd} [\exp(eV/(kT)) - 1] \quad (4)$$

Analogicznie można pokazać, że dla elektronów wypadkowy prąd przy polaryzacji w kierunku przewodzenia wyraża się wzorem:

$$I_n = I_{nd} [\exp(eV/(kT)) - 1] \quad (5)$$

gdzie  $I_{nd}$  jest prądem dyfuzyjnym elektronów przy zerowej polaryzacji złącza p-n, i wyraża się wzorem:

$$I_{nd} = C_2 N_n \exp(-eV_{bi}/(kT)) \quad (6)$$

gdzie  $N_n$  jest koncentracją elektronów w obszarze typu n, daleko od złącza.

Całkowity prąd płynący przez złącze p-n jest sumą prądu dziurowego i elektronowego

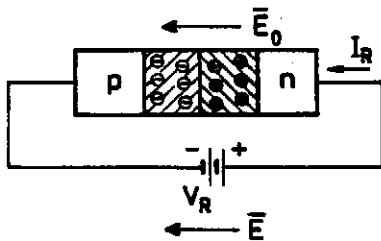
$$I = I_0 [\exp(eV/(kT)) - 1] \quad (7)$$

gdzie

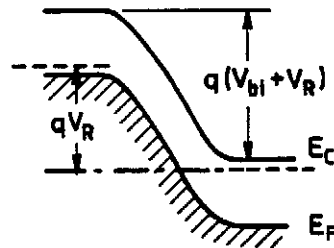
$$I_0 = I_{nd} + I_{pd} = (C_1 N_p + C_2 N_n) \exp(-eV_{bi}/(kT)) \quad (8)$$

jest tzw. prądem nasycenia.

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  $V + V_{bi}$  (patrz rys.2f) i prąd dyfuzyjny znacznie zmniejszy się.



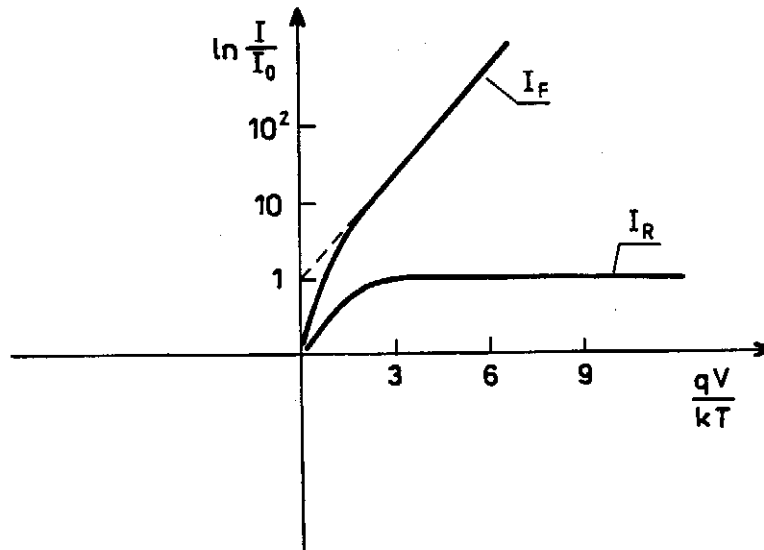
Rys.2e



Rys.2f

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  $I_0$ . Równanie (7) opisuje charakterystykę prądowo – napięciową idealnego złącza

p-n. Charakterystykę I-V dla idealnego złącza p-n w skali półlogarytmicznej przedstawia rys.3.



Rys.3

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

$$I = I_0 [\exp(eV/(nkT))-1] \quad (9)$$

gdzie  $n$  jest tzw. współczynnikiem idealności diody.

Można pokazać, że dla tzw. złącza skokowego, dla którego różnica potencjałów na granicy p-n zmienia się znacznie na niewielkiej szerokości, czyli podobnie jak to jakościowo pokazuje rys.2a, wartość napięcia  $V_{bi}$  można oszacować korzystając z równania:

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i} \quad (11)$$

gdzie  $N_A$  jest koncentracja akceptorów a  $N_D$  koncentracją donorów odpowiednio w materiale typu p i typu n zaś  $n_i$  – koncentracją samoistną w danym materiale półprzewodnikowym z którego otrzymano półprzewodnik typu p i typu n. Dla krzemowych złączy p-n, wartość  $V_{bi}$  waha się w granicach 0.7V- 0.8V.

b) Wyznaczenie bariery potencjału w złączu p-n

Pomiar charakterystyk prądowo – napięciowych półprzewodnikowego złącza p-n w różnych temperaturach umożliwia wyznaczenie bariery potencjału w tym złączu p-n. W tym celu wyznacza się najpierw prąd nasycenia oraz współczynnik idealności diody.

- Dla napięć takich, że  $eV/(kT) \geq 3$ , można pominąć 1 w równaniu (9) i po jego obustronnym zlogarytmowaniu otrzymamy równanie:

$$\ln I = \ln I_0 - eV/(nkT) \quad (10)$$

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  $-e/(nkT)$ , pozwala więc wyznaczyć współczynnik idealności złącza p-n.

### Bateria słoneczna.

Promieniowanie pochodzące ze Słońca jest następstwem reakcji jądrowej. W każdej sekundzie, ok.  $6 \cdot 10^{11}$  kg wodoru jest zamieniane na hel. Towarzyszący tej przemianie defekt masy  $\Delta m = 4 \cdot 10^3$  kg jest źródłem energii  $E = \Delta mc^2 = 4 \cdot 10^{20}$  J. Całkowita masa Słońca jest równa ok.  $2 \cdot 10^{30}$  kg, mamy więc w perspektywie czasu życia Słońca ok.  $10^{10}$  lat. Natężenie promieniowania Słońca w odległości Ziemi od Słońca jest zwane stałą słoneczną i wynosi  $1353 \text{ W/m}^2$ . Stopień wpływu atmosfery na to promieniowanie nazywamy masą powietrza.

AMO – air mass 0 –  $1353 \text{ W/m}^2$ ;

AM1 - air mass 1 –  $925 \text{ W/m}^2$  (Słońce w zenicie, na powierzchni Ziemi)

Baterie słoneczne są alternatywnymi źródłami energii, w których zachodzi proces zamiany energii świetlnej fotonów padających na baterię w energię elektryczną. Baterie słoneczne mogą być realizowane na różnych strukturach półprzewodnikowych. Podstawą działania baterii słonecznej jest efekt fotowoltaiczny. Poniżej przedstawiono na czym polega ten efekt w półprzewodnikowym złączu p-n.

Załóżmy, że dioda półprzewodnikowa jest oświetlana przez promieniowanie elektromagnetyczne o energii większej od przerwy wzbronionej  $W_g$ . Gdy promieniowanie to jest absorbowane w obszarze ładunku przestrzennego złącza i (lub) w materiale przylegającym do tego obszaru po obu stronach złącza, powstające pary elektron - dziura są separowane przez pole elektryczne złącza. Szczególne znaczenie mają nośniki mniejszościowe. Nośniki te poruszają się w kierunku złącza powodując wzrost prądu wstecznego, jeśli obwód zewnętrzny złącza jest zwarty. Jeśli złącza jest rozwarte, to na jego krańcach pojawia się różnica potencjałów. I to jest właśnie efekt fotowoltaiczny: po oświetleniu złącza można uzyskać źródło prądu lub napięcia, czyli źródło energii elektrycznej. Natomiast koncentracja nośników większościowych praktycznie nie ulega zmianie wskutek absorpcji światła, gdyż ilość nośników generowanych światłem jest o kilka rzędów mniejsza od koncentracji równowagowej tych nośników.

Opiszemy teraz jakie warunki muszą być spełnione aby powstało zjawisko fotowoltaiczne.

- Pod wpływem promieniowania muszą być generowane w półprzewodniku nadmiarowe nośniki ładunku dodatniego i ujemnego;
- Nośniki nadmiarowe o różnych znakach muszą być rozdzielone przez pewną elektrostatyczną niejednorodność;
- Generowany swobodny nośnik musi zachować swoją ruchliwość dostatecznie długo, tak aby zdążył dotrzeć do niejednorodności powodującej rozdzielenie ładunku.

Ad. a)

Generacja par elektron – dziura w półprzewodniku odbywa się jeśli promieniowanie elektromagnetyczne zostanie zaabsorbowane. Jak już wcześniej było wspomniane, jeśli tylko energia fotonów przekroczy wartość  $W_g$ , w półprzewodnikach z prostą przerwą wzbronioną absorpcja światła jest bardzo duża natomiast w półprzewodnikach ze skośną przerwą współczynnik absorpcji rośnie ze wzrostem energii fotonów znacznie wolniej. W związku z tym, np. warstwa GaAs o grubości  $1 \mu\text{m}$  wystarcza aby zaabsorbować 80% maksymalnej liczby fotonów AMO, podczas gdy w krzemie do uzyskania takiej samej absorpcji potrzebna byłaby warstwa o grubości  $10 \mu\text{m}$ . Dlatego półprzewodniki z prostą przerwą wzbronioną są chętniej stosowane na baterie słoneczne niż półprzewodniki ze skośną przerwą wzbronioną

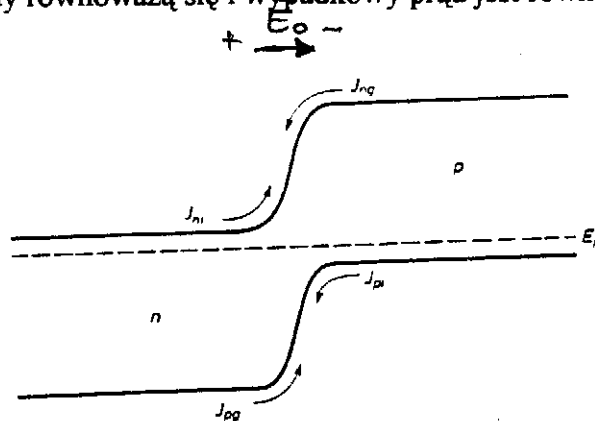
Ad. b)

Rozdzielanie ładunku w ogniwie fotoelektrycznym może nastąpić, gdy wytworzy się elektrostatyczną różnicę potencjałów np. taką jaka istnieje w złączu p-n, na kontakcie metal – półprzewodnik czy na heterozłączu półprzewodnikowym. Szczególnie chętnie kontakty metal – półprzewodnik są stosowane ze względu na łatwą technologię.

Ad c)

Nosniki przed rozdzieleniem przez pole nie powinny ulec rekombinacji. Jak wiadomo, w półprzewodnikach mamy do czynienia z rekombinacją samoistną i domieszkową, zarówno w objętości półprzewodnika jak i na powierzchni. W półprzewodnikach z prostą przerwą wzbronioną rekombinacja samoistna jest o wiele większa niż w półprzewodnikach ze skośną przerwą. Rekombinacja powierzchniowa ma fundamentalne znaczenie w bateriach słonecznych. Szybkość tej rekombinacji powinna być jak najmniejsza. Fotony o mniejszych długościach fali (o większej energii) są bardzo silnie absorbowane tuż przy powierzchni półprzewodnika, ponieważ dla nich współczynnik absorpcji jest bardzo duży (patrz rys.33 poprzedni wykład). Tak więc pary elektron – dziura generowane przez te fotony, powstają głównie w obszarze przypowierzchniowym. W związku z tym liczba nośników które osiągają złącze i dają swój wkład do prądu jest limitowana rekombinacją powierzchniową. Można uniknąć tego niepożądanego efektu, stosując materiał półprzewodnikowy o większej przerwie wzbronionej  $W_g$  na „wejściu” złącza p-n. Dla fotonów o energii większej od  $W_g$  materiału stosowanego na baterię, ale o energii mniejszej niż przerwa wzbroniona materiału „wejściowego”, tenże materiał wejściowy jest przezroczysty i fotony bez przeszkód docierają do aktywnego obszaru złącza p-n.

Rozważmy teraz złącze p-n w stanie równowagi termodynamicznej. Przez złącze zawsze płynie pewien prąd nośników większościowych, zwanych prądami wstrzykiwania elektronów  $I_{ni}$  i dziur  $I_{pi}$  które są w stanie pokonać barierę potencjału na złączu. W stronę przeciwną płynie prąd generacji termicznej nośników mniejszościowych: elektronów  $I_{ng}$  i dziur  $I_{pg}$ . Na rys.1. przedstawiono model pasmowy złącza p-n i pokazano kierunek tych prądów. W stanie równowagi obydwie prądy równoważą się i wypadkowy prąd jest równy zero.



Rys.4. Złącze p-n i prądy nośników większościowych i mniejszościowych.

Gdy foton o energii większej od energii przerwy wzbronionej pada na złącze to jak już było wspomniane koncentracja nośników mniejszościowych silnie rośnie. Pojawia się tzw. prąd fotogeneracji. W zależności od tego jak złącze jest obciążone, różne zjawiska występują w oświetlonej baterii słonecznej. Rozważymy dwa skrajne przypadki.

1) Jeśli złącze jest zwarte, co jest równoznaczne z tym, że napięcie w obwodzie zewnętrznym jest równe zero ( $U_{zewni} = 0$ ) wówczas bariera potencjału na złączu nie zmienia się. W takiej sytuacji gęstości prądów wstrzykiwania są takie same jak w złączu nieoświetlonym. Prądy te równoważą prądy generacji termicznej ale pozostają niezrównoważone prądy fotogeneracji. Stanowią je: strumień elektronów z obszaru p do n i dziur z n do p. Ponieważ ogniwo jest zwarte, mówimy, że płynie fotoprąd zwarcia  $I_{sc}$ . Gęstość fotoprądu zwarcia wyraża się wzorem:

$$I_{sc} = q N_{ph}(W_g) \quad (12)$$

gdzie  $N_{ph}$  jest liczbą fotonów o energii równej  $W_g$ . Liczba fotonów o określonej energii jest równa stosunkowi widmowego strumienia promieniowania  $P_\lambda$  do energii fotonu  $hc/\lambda$ . Ponieważ liczba fotonów jest proporcjonalna do strumienia promieniowania to prąd zwarcia jest również proporcjonalny do strumienia promieniowania padającego.

2) Jeśli ogniwo jest rozwarte, wówczas wypadkowy prąd stanowią prądy fotogeneracji: płyną elektrony z p do n i dziury z n do p. W wyniku tego obszar typu n ładuje się ujemnie a typu p – dodatnio. Taka polaryzacja obszarów złącza jest polaryzacją przepustową. Wartość tego napięcia polaryzacji nazywa się fotonapięciem rozwarcia,  $V_{oc}$ . Obniżenie bariery potencjału w złączu p-n powoduje, że rośnie prąd wstrzykiwania. W stanie równowagi, ten prąd wstrzykiwania jest równoważony prądami fotogeneracji. Prąd ciemny płynący przez złącze p-n spolaryzowane napięciem  $V_{oc}$ , zgodnie ze wzorem (7) wyraża się równaniem:

$$I_d = I_o [\exp(eV_{oc}/kT)-1] \quad (13)$$

Ten prąd równowagi w rozwartym oświetlonym złączu p-n maksymalny prąd fotogeneracji, czyli  $I_{sc}$

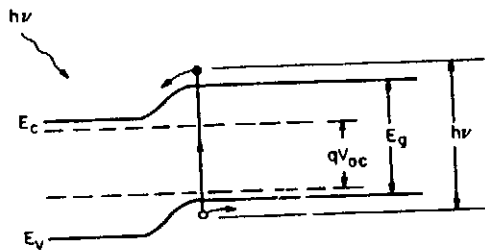
$$I_{sc} - I_d = 0 \quad (14)$$

Podstawiając za  $I_d$  wartość  $I_{sc}$ , otrzymuje się następującą zależność:

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_{sc}}{I_o} + 1\right) \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{I_{sc}}{I_o} \quad (15)$$

Ponieważ  $I_{sc} \sim P_\lambda$ , to napięcie rozwarcia zależy logarymicznie od strumienia promieniowania padającego na baterię.

Na rys. 5 przedstawiono model pasmowy rozwartego fotoogniwa.



Rys. 5 Model pasmowy fotoogniwa rozwartego.

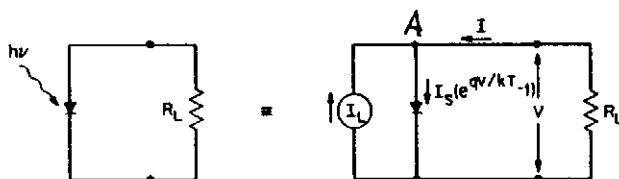
3) Jeśli bateria słoneczna jest obciążona opornością  $R_L$ , wówczas prąd płynący przez baterię jest mniejszy od prądu zwarcia a napięcie – mniejsze od napięcia rozwarcia. Obciążoną baterię można traktować jak źródło prądowe. Elektryczny schemat zastępczy baterii przedstawiono na rys.6. Zgodnie z tym schematem i I prawem Kirchoffa dla węzła A

$$I_L + I = I_d \quad (16)$$

Stąd prąd płynący przez obciążenie:

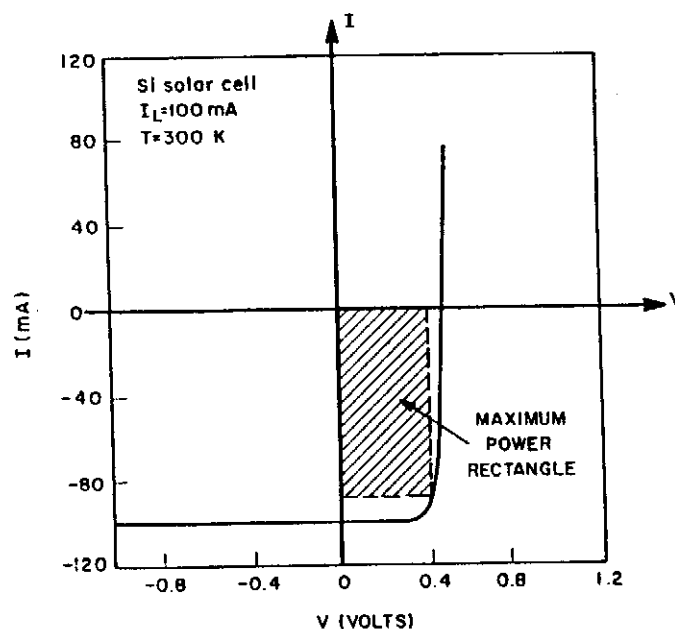
$$I = I_d - I_L = - (I_L - I_d) \quad (17)$$

Przy stałej wartości  $I_L$  wzrost oporności obciążenia  $R_L$  od 0 do  $\infty$ , powoduje, że rośnie  $V_{oc}$  a zatem maleje wysokość bariery w złączu. W wyniku tego prąd ciemny  $I_d$  maleje i jednocześnie zmniejsza się prąd płynący przez obciążenie.



Rys.6. Schemat elektryczny baterii słonecznej.

Gdy bateria jest zwarta lub rozwarta, to moc wydzielana w obwodzie zewnętrznym jest równa zero, bo w pierwszym przypadku  $U = 0$  a w drugim  $-I = 0$ . Maksymalną moc ogniwa otrzymuje się przy odpowiednio dobranej oporności obciążenia  $R_L$ . Tej maksymalnej mocy odpowiada punkt o współrzędnych  $I_m$  i  $U_m$ . Na rys. 7 przedstawiono charakterystykę prądowo – napięciową oświetlonej baterii i zaznaczono prostokąt maksymalnej mocy. Moc rzeczywista baterii jest zawsze mniejsza od tzw. mocy idealnej, czyli iloczynu  $I_{sc}V_{oc}$ , gdyż rzeczywista charakterystyka  $I - V$  nigdy nie jest prostokątna.





Rys.7. Charakterystyka prądowo – napięciowa baterii słonecznej z zaznaczonym prostokątem mocy maksymalnej.

## B. Parametry charakteryzujące baterie

1. Współczynnik wypełnienia ( filling factor):

$$FF = \frac{I_m U_m}{I_{sc} U_{sc}} \quad (18)$$

$I_m$  i  $U_m$  – prąd i napięcie odpowiadające punktowi mocy maksymalnej;  
 $I_{sc}$  i  $U_{sc}$  – prąd zwarcia i napięcie rozwarcia.

2. Sprawność ( wydajność ) energetyczna baterii

$$\eta = \frac{J_m U_m A_{cb}}{A_{pb} E} 100[\%] \quad (19)$$

gdzie  $A_{cb}$  –powierzchnia czynna baterii,

$A_{pb}$ - powierzchnia przednia baterii;  $E$  – natężenie oświetlenia baterii [ $W/m^2$ ];

$J_m$  – gęstość prądu (odpowiadającemu punktowi mocy maksymalnej na charakterystyce I-U) płynącego przez baterię [ $A/m^2$ ].

*Na pracowni natężenie oświetlenia baterii mierzy się przy pomocy kalibrowanej fotodiody o znanej czułości prądowej  $S_f$ . Jeśli bateria i fotodioda są ustawione w tej samej odległości od źródła i fotodioda jest oświetlona w takim samym stopniu co bateria to natężenia oświetlenia obydwu są takie same i spełniają równość:*

$$E = \frac{\Phi_f}{A_f} = \frac{\Phi_b}{A_{cb}} \quad (20)$$

gdzie  $\Phi_f$  i  $\Phi_b$  to strumienie promieniowania padające odpowiednio na fotodiode i na baterię.

Z drugiej strony strumień promieniowania padający na fotodiode można wyznaczyć znając jej czułość napięciową:

$$\Phi_f = I_f / S_f \quad (21)$$

gdzie  $I_f$  jest prądem płynącym przez fotodiode. W efekcie natężenie oświetlenia baterii jest równe:

$$E = \frac{I_f}{A_f S_f} \quad (22)$$

Podstawiając wzór (22) do wzoru (19) otrzymuje się:

$$\eta = \frac{J_m U_m A_{cb} A_f S_f}{A_{pb} I_f} 100[\%] = \frac{I_m U_m S_f A_f}{A_{pb} I_f} 100[\%] \quad (23)$$

Teoretyczna wydajność baterii jest iloczynem trzech czynników:

$$\eta = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \quad (24)$$

Następnie wyznacza się wysokość bariery potencjału w złączu p-n:

- Mając wartość  $I_0$  wyznaczoną dla różnych temperatur można znaleźć wysokość bariery  $V_{bi}$  w złączu p-n. Logarytmując bowiem równanie (8) otrzymujemy wzór:

$$\ln I_0 = \ln(C_1 N_p + C_2 N_n) - \frac{eV_{bi}}{k} \frac{1}{T} \quad (11)$$

Jest to równanie prostej o współczynniku nachylenia równym  $-eV_{bi}/k$ . Mierząc charakterystykę I-V w kilku różnych temperaturach i wyznaczając z każdej charakterystyki wartość  $I_0(T)$ , a następnie konstruując wykres  $\ln I_0$  w funkcji odwrotności temperatury, otrzymuje się linię prostą opisaną równaniem (10). Otrzymana z wykresu wartość współczynnika nachylenia prostej pozwala wyznaczyć wartość tzw. napięcia wbudowanego w złączu p-n, czyli  $V_{bi}$ . Tak jest dla idealnego złącza p-n. W złączu rzeczywistym wartość bariery otrzymamy mnożąc tak wyznaczoną wysokość  $V_{bi}$  przez współczynnik idealności  $n$ .