

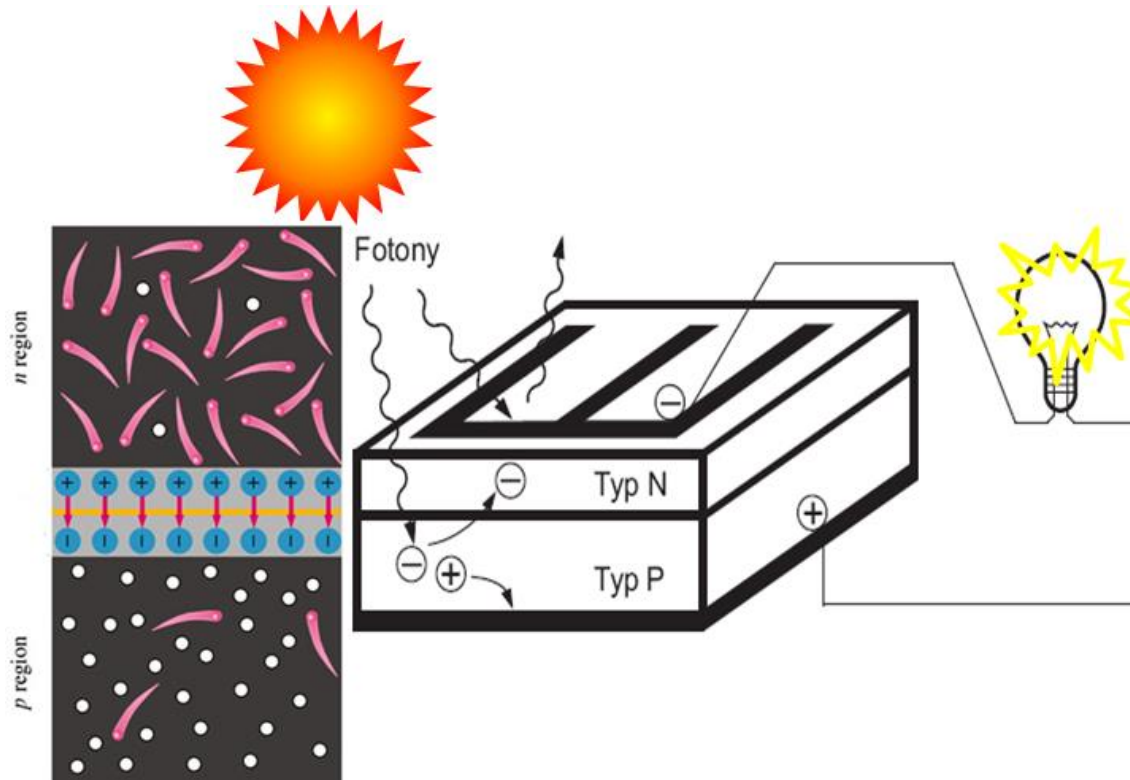
Wykład 10

Ogniwo słoneczne

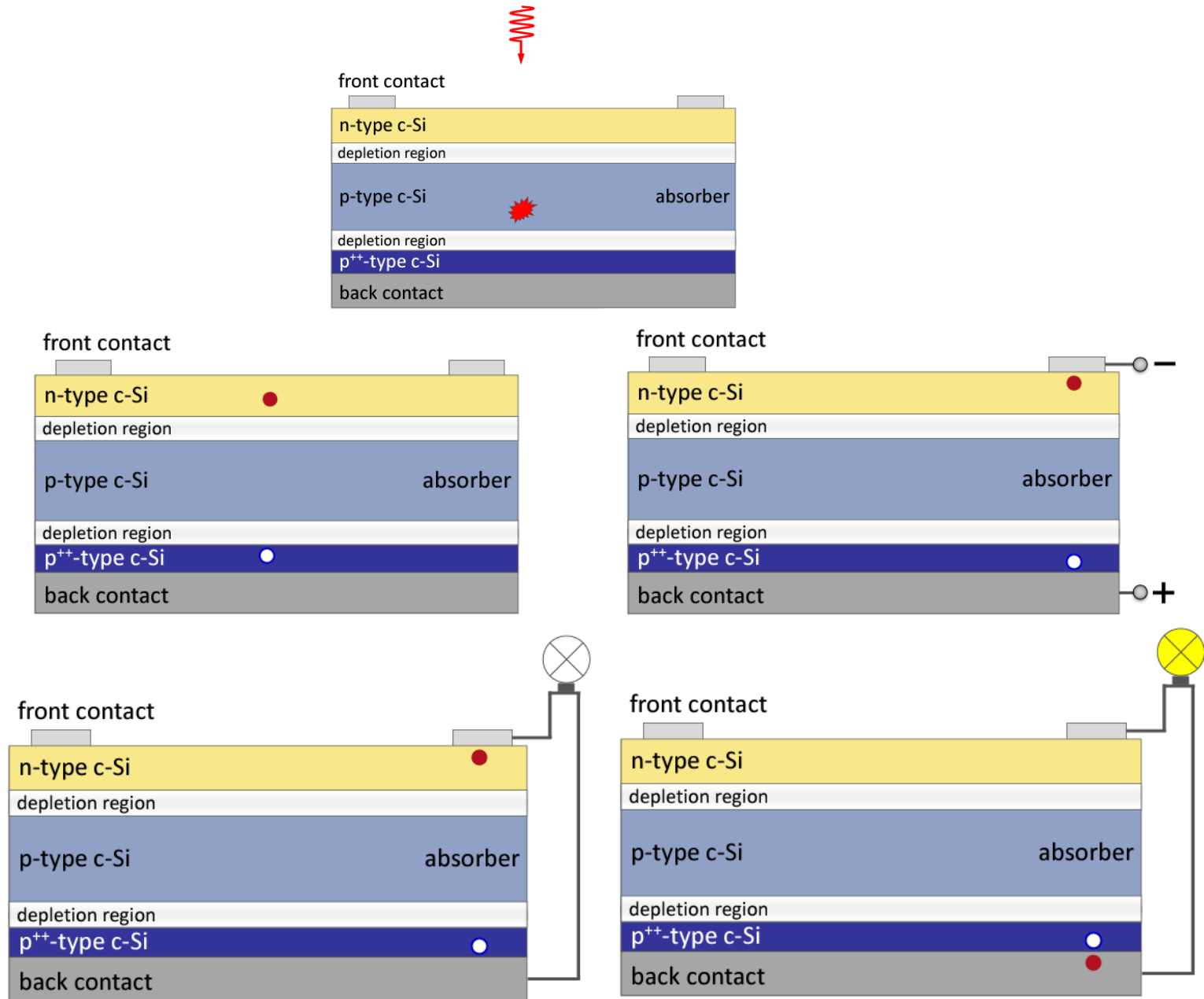
Efekt fotowoltaiczny

$$h\nu \geq E_g$$

Światło jest absorbowane, tworzą się pary elektron-dziura, które są separowane przez pole w złączu i transportowane przez złącze – gdy złącze jest zwarte - płynie prąd zwarcia, I_{sc} .



Solar cell operating principles: c-Si solar cell



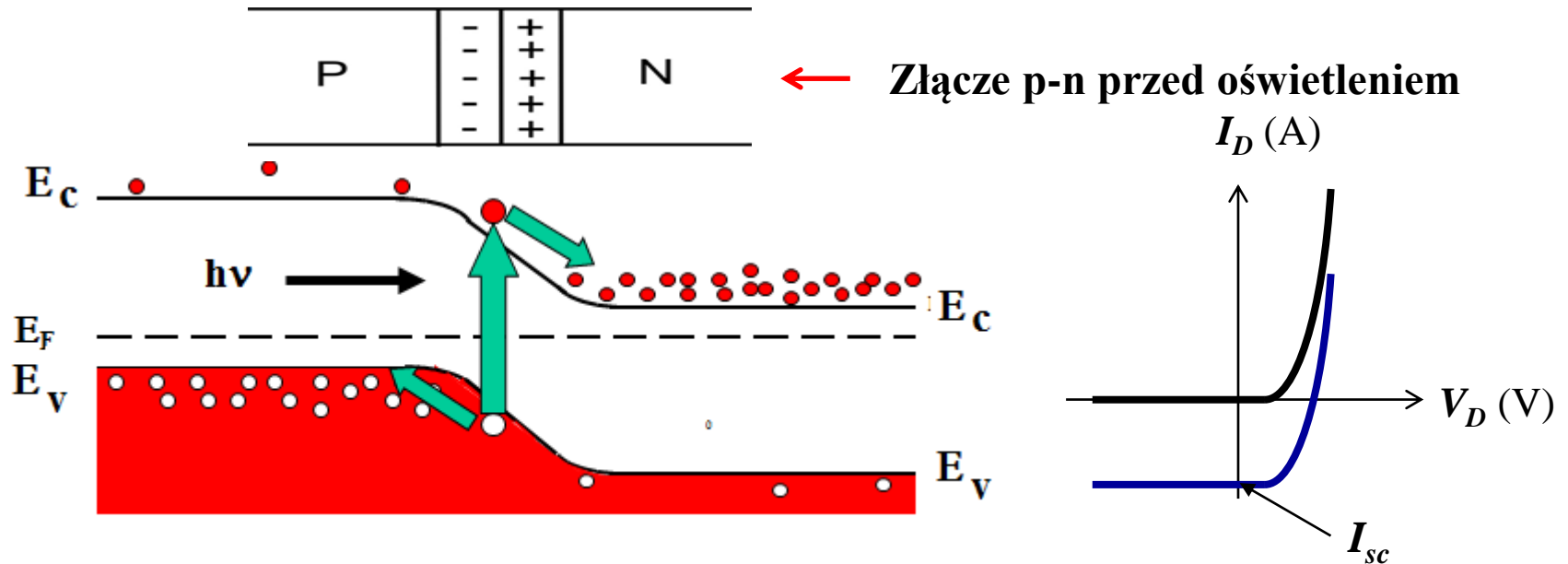
Konwersja energii w ogniwie

Komentarz do ostatniego rys.

Elektrony poprzez obwód zewnętrzny poruszają się do tylnego kontaktu, gdzie jest potencjał dodatni. Na rezystancji obciążenia tracą część energii wykonując użyteczną pracę. Docierają do tylnego kontaktu, który ma potencjał dodatni i tam rekombinują z dziurą.

Efekt fotowoltaiczny

- Złącze jest zwarte



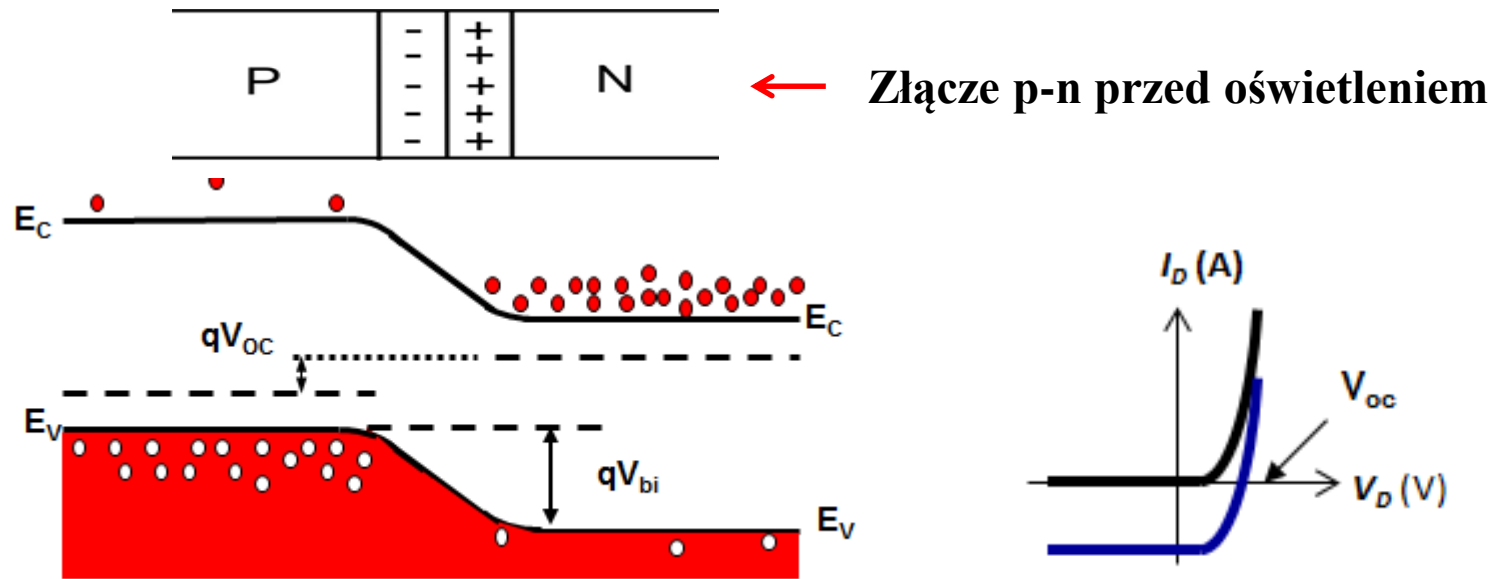
Bariera potencjału na złączu nie zmienia się. Gęstości prądów wstrzykiwania są takie same jak w złączu nieoświetlonym. Prądy te równoważą prądy generacji termicznej ale pozostają niezrównoważone prądy fotogeneracji. Stanowią je: strumień elektronów z obszaru p do n i dziur z n do p.

$$I_{sc} = q\psi_{ph}(E_g) = qP/h\nu \sim P$$

Prąd zwarcia jest proporcjonalny do strumienia padającego promieniowania.

Efekt fotowoltaiczny

- Złącze jest rozwarte



- Wygenerowane światłem elektrony płyną do obszaru n a dziury do obszaru p. W wyniku tego obszar typu n ładuje się ujemnie a typu p – dodatnio. Taka polaryzacja obszarów złącza jest równoważna polaryzacji w kierunku przewodzenia. 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.

$$I_{sc} - I_d = 0$$

Efekt fotowoltaiczny

Prąd ciemny płynący przez złącze p-n spolaryzowane napięciem V_{oc} , wyraża się równaniem:

$$I_d = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_{oc}}{kT}\right) - 1 \right]$$

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

$$I_{sc} = I_d = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_{oc}}{kT}\right) - 1 \right]$$

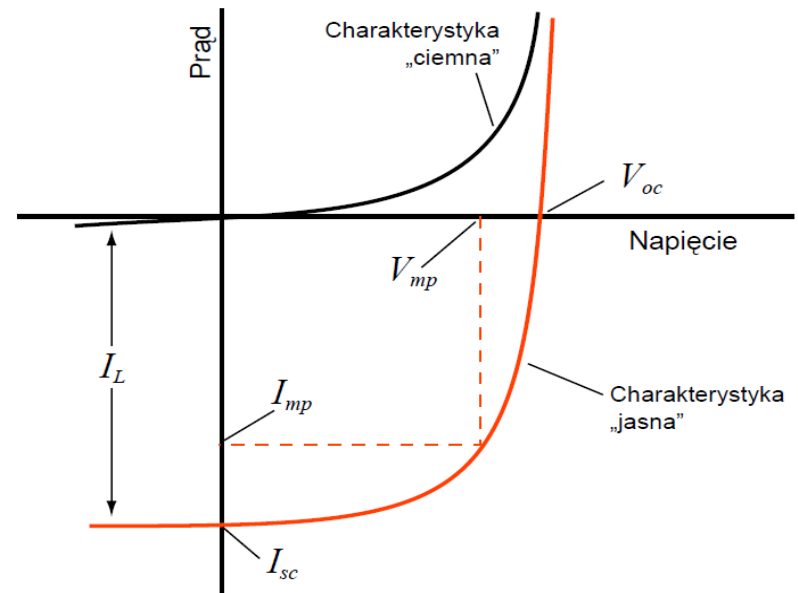
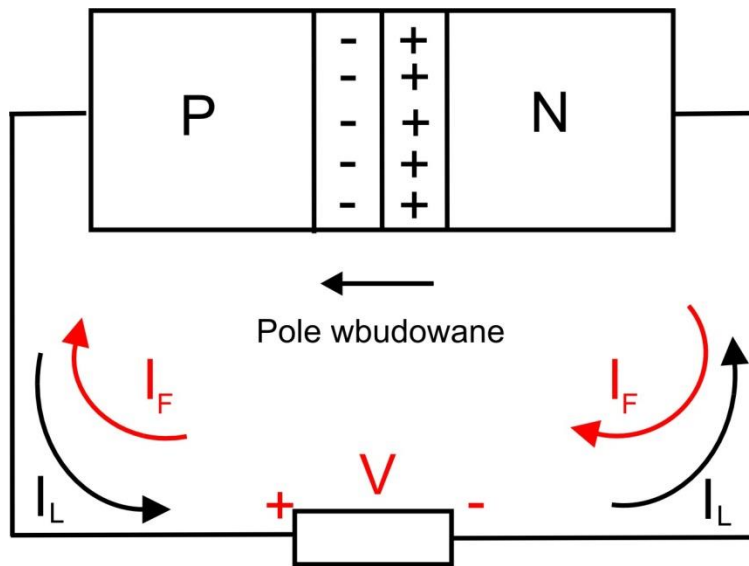
Po przekształceniu:

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I_{sc}}{I_0} + 1\right) \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{I_{sc}}{I_0}$$

Ponieważ $I_{sc} \sim P$, to

$$V_{oc} \sim \ln P$$

Charakterystyka I-V



- Światło generuje parę elektron-dziura.
- Pole elektryczne porusza nośniki: elektrony w stronę n a dziury w stronę p
Zatem przez opornik płynie prąd wsteczny I_L
- Ten prąd powoduje pojawienie się spadku napięcia V na oporze R_L .
- Napięcie V polaryzuje złącze w kierunku przewodzenia: pojawia się więc prąd I_F

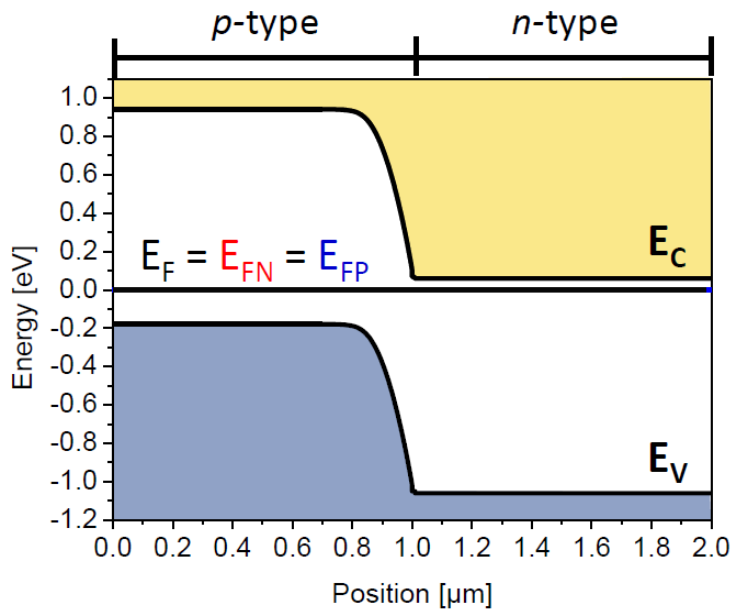
Całkowity prąd:

$$I = I_L - I_F$$

Parametry standardowych ogniw Si

	$N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$		$N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Standard c-Si solar cells	$p = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$>$	$p \approx 10^2 \text{ cm}^{-3}$
	$n \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$	$<$	$n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Złącze nieoświetlone

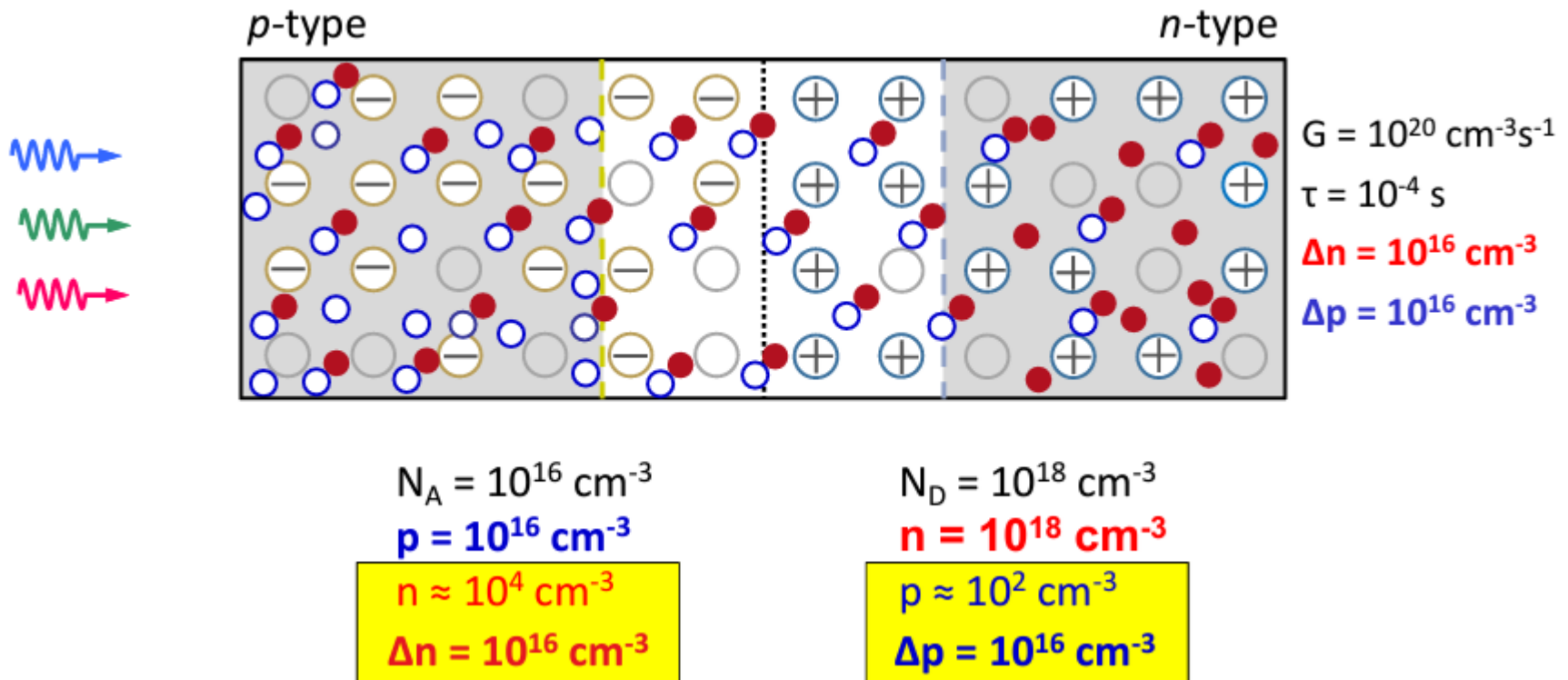


Si

<i>p</i> -type layer	<i>n</i> -type layer
1 μm thick $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	1 μm thick $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Ogniwo Si

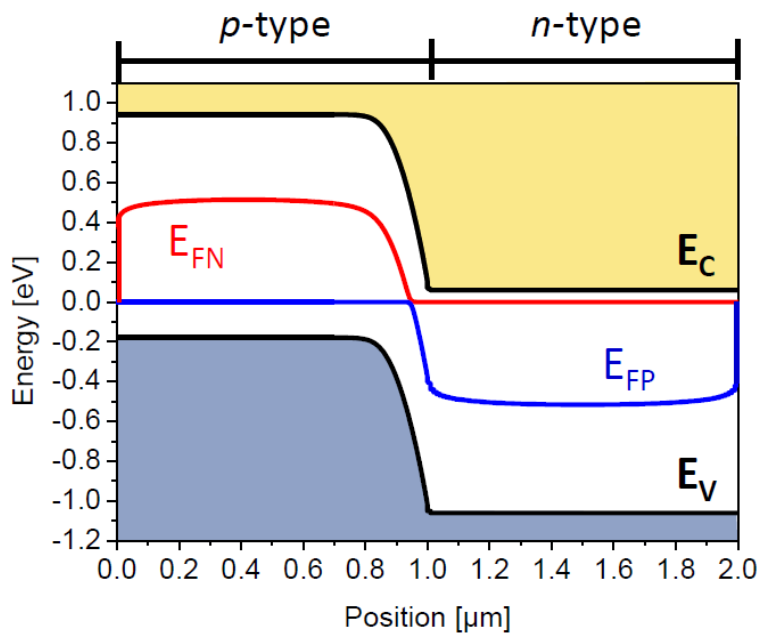
Koncentracja nośników



Złącze oświetlone zwarte

Nadmiarowe elektrony po stronie n i dziury po stronie p wykreowane oświetleniem powodują pojawienia się kwazi-poziomów Fermiego E_{Fn} i E_{Fp} . Wewnątrz złącza płynie prąd wywołany gradientem kwazi-poziomów Fermiego (**wykład VIII**):

$$J = J_n + J_p = \mu_n n \frac{dE_{Fn}}{dx} + \mu_p p \frac{dE_{Fp}}{dx}$$



$V=0$ (zwarte)

$$\Delta n = \Delta p = G \cdot \tau$$

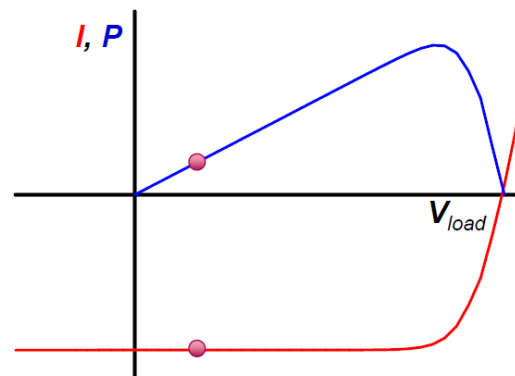
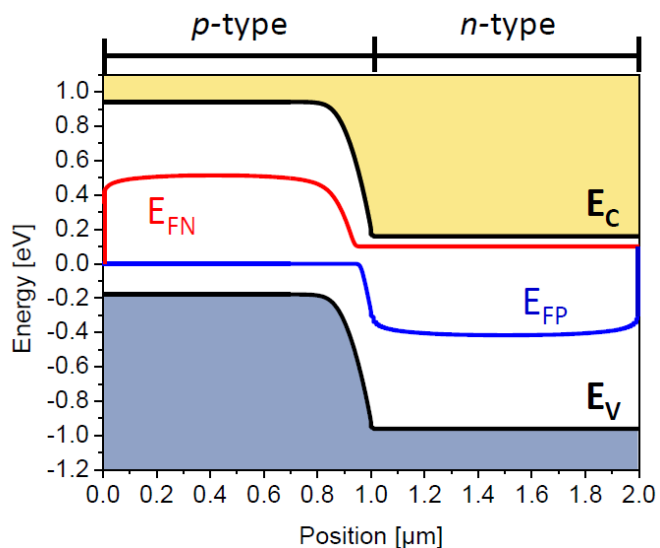
$$G = 10^{20} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$$

$$\tau = 10^{-4} \text{ s}$$

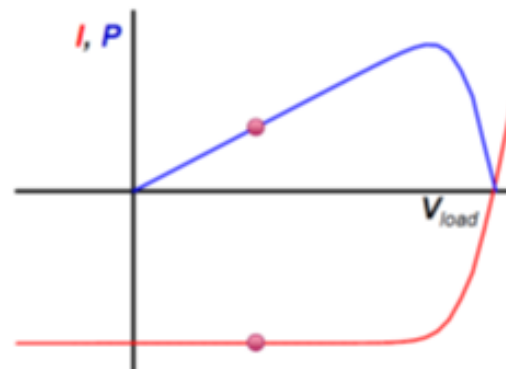
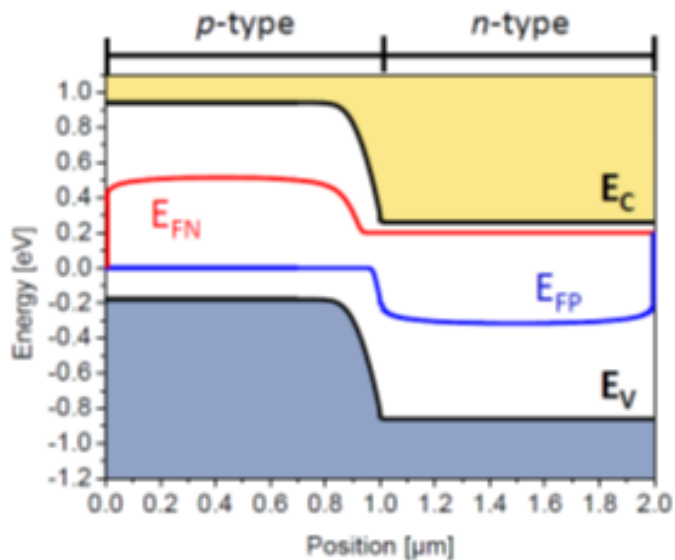
$$\Delta n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$\Delta p = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

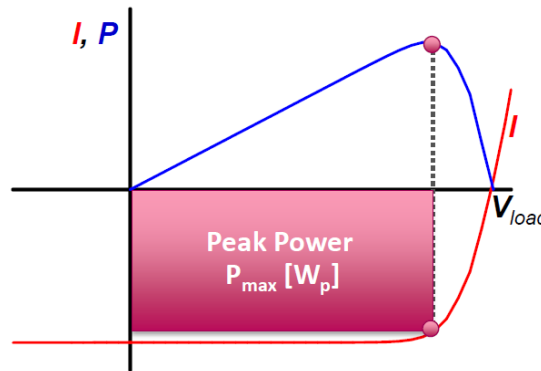
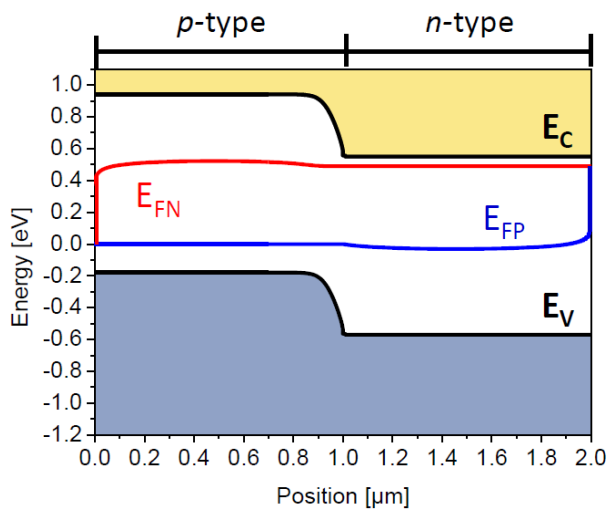
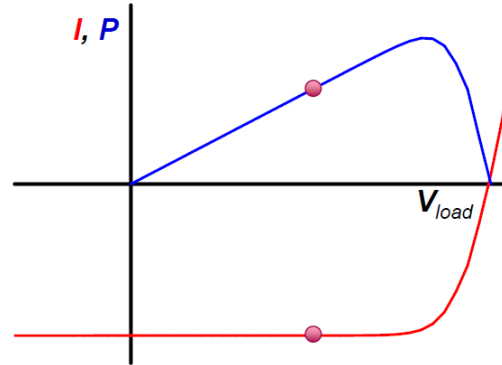
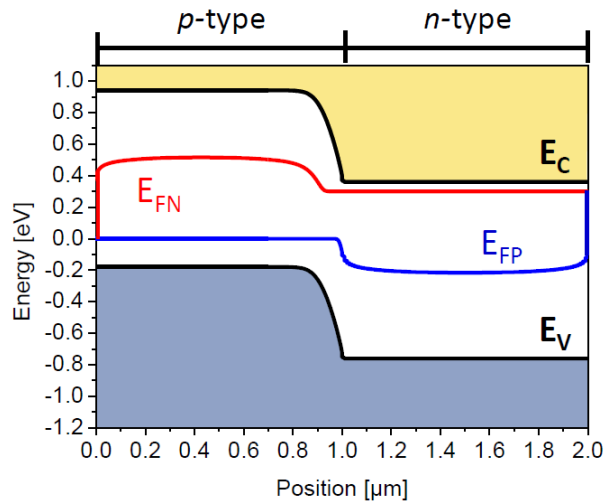
Złącze oświetlone z obciążeniem



spolaryzowane w kierunku przewodzenia

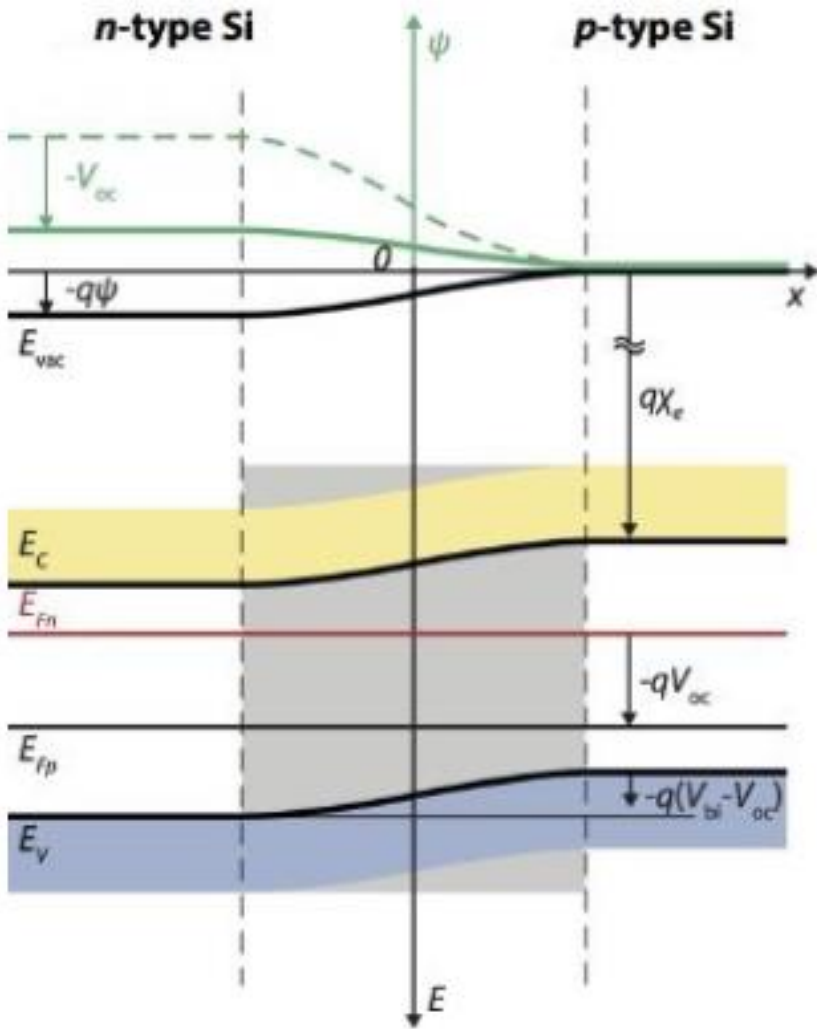


Złącze oświetlone z obciążeniem



Fotoprąd maleje w miarę jak gradient kwazi-poziomów Fermiego maleje.

Złącze rozwarte



$$J = J_n + J_p = \mu_n n \frac{dE_{Fn}}{dx} + \mu_p p \frac{dE_{Fp}}{dx} = 0.$$

$$\frac{dE_{Fn}}{dx} \equiv \frac{dE_{Fp}}{dx} \equiv 0,$$

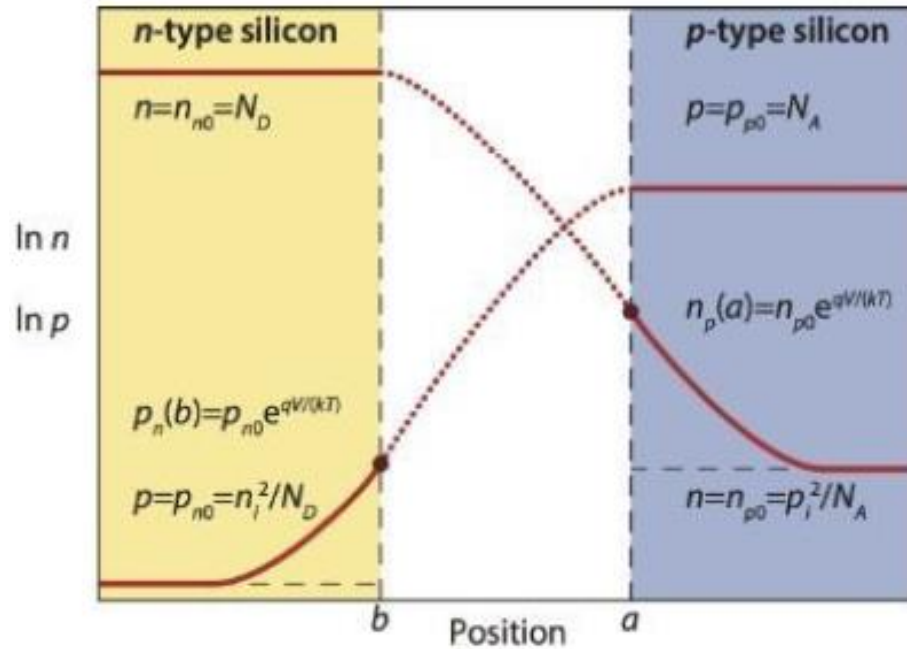
**Jeśli oświetlone złącze jest rozwarte,
nie ma gradientów kwazi-poziomów
Fermiego**

Charakterystyka I-V

1. **Równanie Shockley'a – charakterystyka „ciemna”**
2. **Charakterystyka I-V po oświetleniu złącza p-n**

Wyprowadzenie 1 i 2 z równania ciągłości.

Równanie ciągłości dla nieoświetlonego złącza p-n



Z równania ciągłości w stanie stacjonarnym, przy założeniu, że do złącza przykładamy napięcie i płynie tylko prąd dyfuzyjny: elektronów wstrzykniętych do obszaru p i dziur do obszaru n (**wykład VIII**).

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} - R_n = 0$$

$$-\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} - R_p = 0$$

$$D_n \frac{d^2 \delta n}{dx^2} = \frac{\delta n}{\tau_n} \Rightarrow \delta n(x) = \Delta n e^{-x/L_n}$$

$$D_p \frac{d^2 \delta p}{dx^2} = \frac{\delta p}{\tau_p} \Rightarrow \delta p(x) = \Delta p e^{-x/L_p}$$

Fotoprąd w złączu p-n

Po oświetleniu złącza (g - szybkość generacji optycznej):

$$\frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} - R_n + g_L = 0$$

$$-\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} - R_p + g_L = 0$$

$$D_n \frac{d^2 \delta n}{dx^2} = \frac{\delta n}{\tau_n} - g_L$$

$$\frac{d^2 \delta n}{dx^2} = \frac{\delta n}{D_n \tau_n} - \frac{g_L}{D_n}$$

I analogicznie dla dziur:

$$\frac{d^2 \delta p}{dx^2} = \frac{\delta p}{D_p \tau_p} - \frac{g_L}{D_p}$$

Zakładając, że $\frac{g_L}{D_n} = C$ oraz $\frac{g_L}{D_p} = C'$, otrzymujemy rozwiązanie:

$$\delta_n(x) = g_L \tau_n + C \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) + A \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$$

$$\delta_p(x') = g_L \tau_p + C' \exp\left(\frac{x'}{L_p}\right) + A' \exp\left(-\frac{x'}{L_p}\right)$$

Stałe C , A i C' , A' wyznacza się z warunków brzegowych

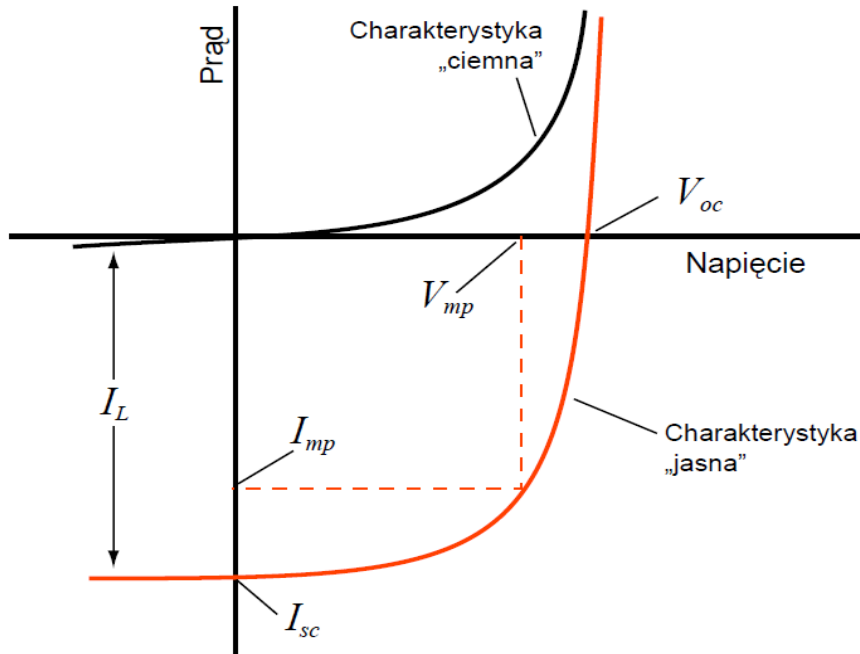
Fotoprąd w złączu p-n

$$j(V) = j_0 \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) - j_F \quad j_F = qg_L(L_n + L_p + W)$$

Założenia, które przyjęto wyprowadzając to równanie:

- przybliżenie obszaru zubożonego
- przybliżenie Boltzmannna
- niski poziom wzbudzenia
- zasada superpozycji
- nieskończona grubość obszarów domieszkowanych
- jednorodna szybkość generacji

Sprawność ogniwa



Współczynnik wypełnienia

$$FF = \frac{j_{mp} \cdot V_{mp}}{j_{sc} \cdot V_{OC}}$$

W przypadku idealnej diody

$$FF = \frac{v_{OC} - \ln(v_{OC} + 0.72)}{v_{OC} + 1} \quad *$$

gdzie $v_{OC} = V_{OC} \frac{q}{kT}$

(równanie * jest słuszne, gdy $v_{OC} > 10$)

Sprawność

$$\eta = \frac{P_{max}}{I} = \frac{j_{mp} \cdot V_{mp}}{I} = \frac{FF \cdot j_{sc} \cdot V_{OC}}{I}$$

I – natężenie promieniowania padającego na ogniwo ($AM1.5, 1000W/m^2$)

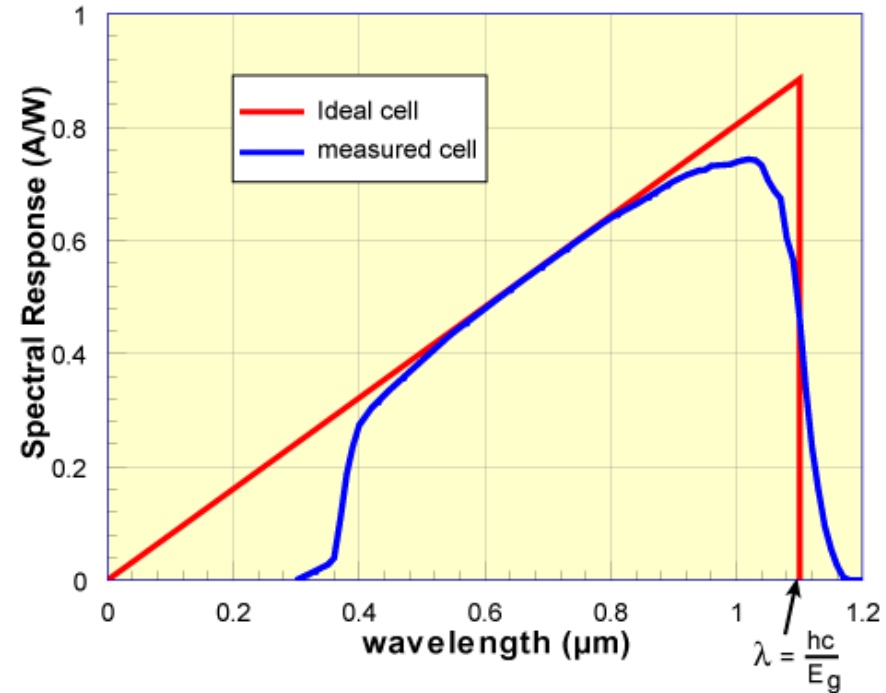
Czułość widmowa

$$S_R(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{P_\lambda \Delta\lambda} \quad \left[\frac{A}{W} \right]$$

$$S_R(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{P_\lambda \Delta\lambda} = \frac{I_{ph}(\lambda)}{\Psi_{ph,\lambda} h c \Delta\lambda} \cdot \lambda \quad \left[\frac{A}{W} \right]$$

gdzie $\Psi_{ph,\lambda} = \frac{P_\lambda}{h c \lambda} \quad [s^{-1} m^{-1}]$

to liczba fotonów o energii hc/λ emitowanych przez źródło o mocy P_λ [W/m] w jednostce czasu (ang. *spectral photon flow*)



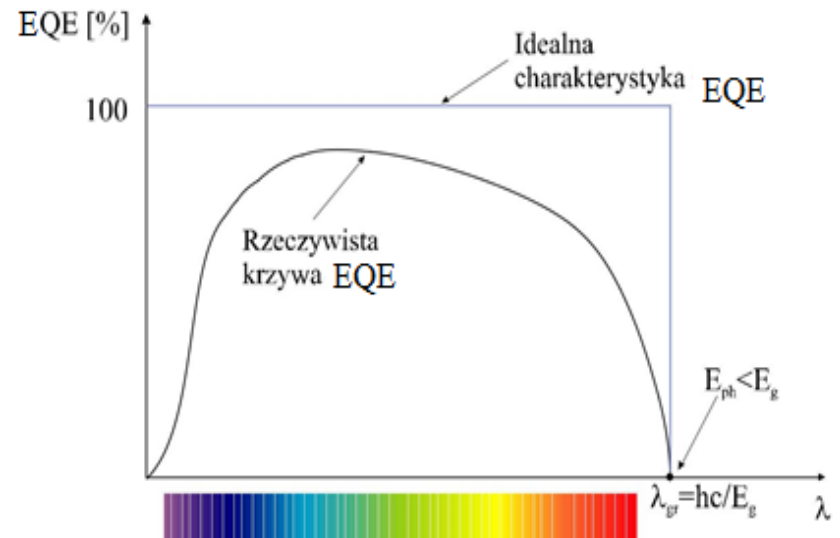
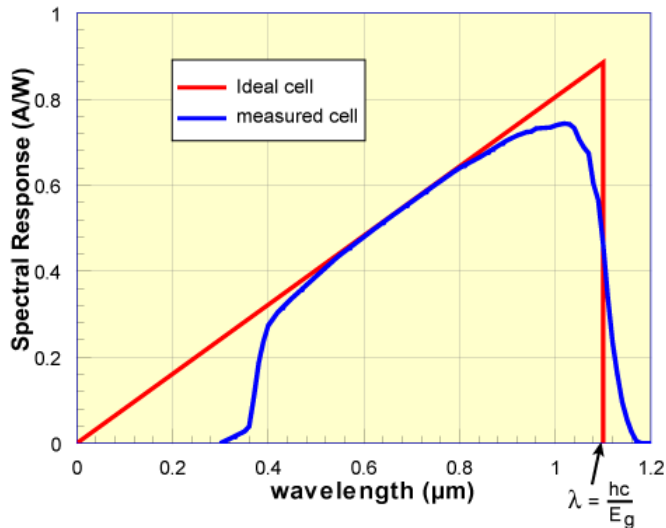
Wydajność kwantowa

Zewnętrzna wydajność kwantowa:
stosunek liczby elektronów do liczby fotonów

$$S_R(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{\Psi_{ph,\lambda} h c \Delta \lambda} \cdot \lambda$$

$$I_{ph}(\lambda) = EQE(\lambda) q \Psi_{ph,\lambda} \Delta \lambda$$

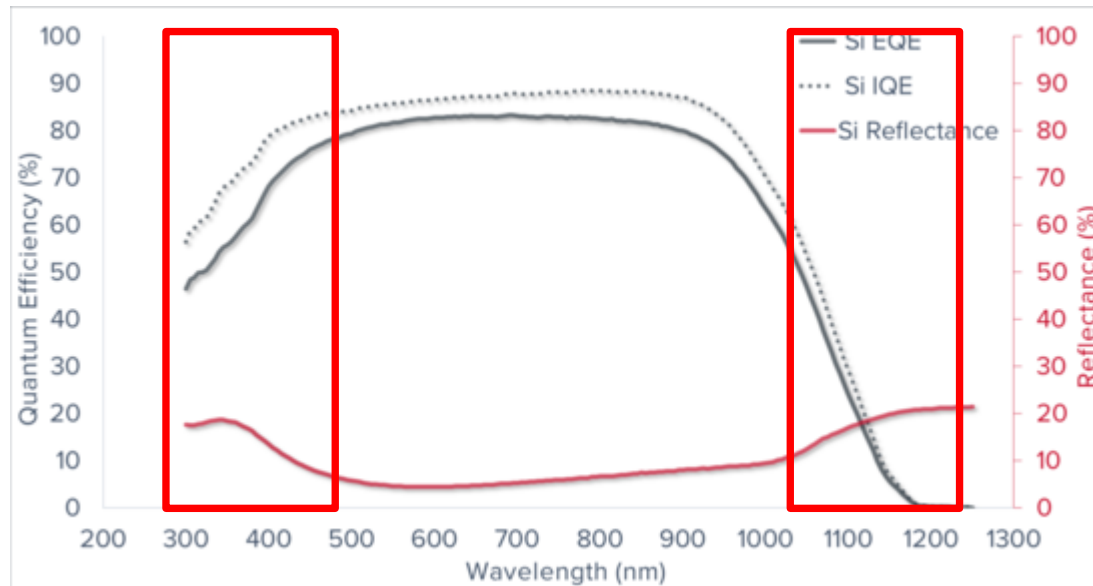
$$EQE(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{q \Psi_{ph,\lambda} \Delta \lambda} = \frac{S_R(\lambda) h c}{q \lambda} \quad [\%]$$



Straty EQE

Fale krótkie – fotony są absorbowane zanim dotrą do warstwy absorbera.

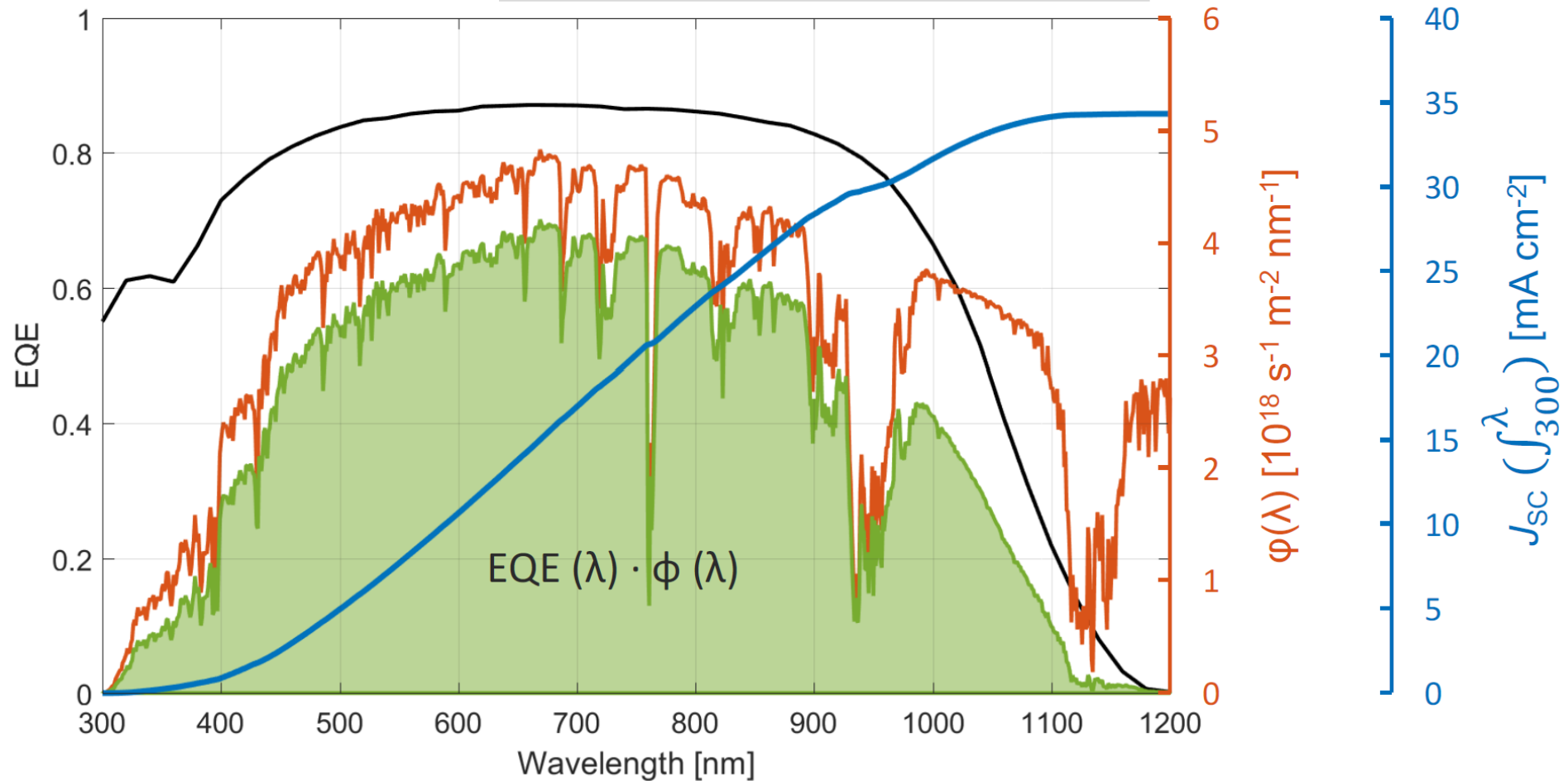
Fale długie – głębokość penetracji jest większa od grubości absorbera. Fotony opuszczają absorber zanim zostaną zaabsorbowane.



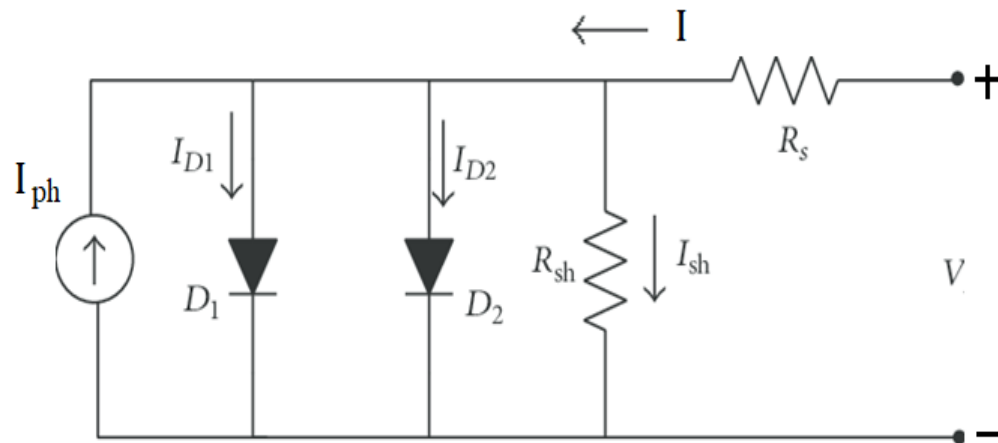
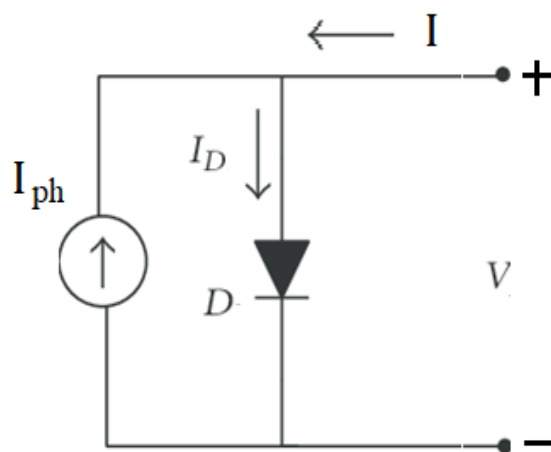
$$IQE = \frac{EQE}{1 - R}$$

Jak wyznaczyć prąd zwarcia z EQE ?

$$J_{SC} = -q \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} EQE(\lambda) \phi_{ph}^{AM1.5}(\lambda) d\lambda$$



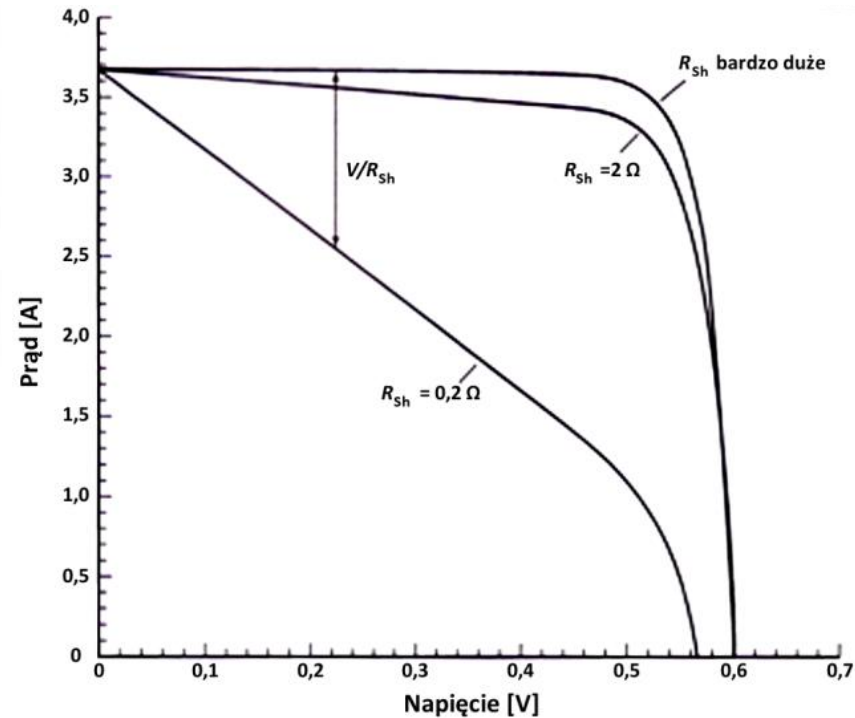
Rzeczywista charakterystyka I – V



$$J = J_{01} \left[e^{\frac{q(V-AJR_S)}{kT}} - 1 \right] + J_{02} \left[e^{\frac{q(V-AJR_S)}{2kT}} - 1 \right] + \frac{V-AJR_S}{R_{sh}} - J_{ph}$$

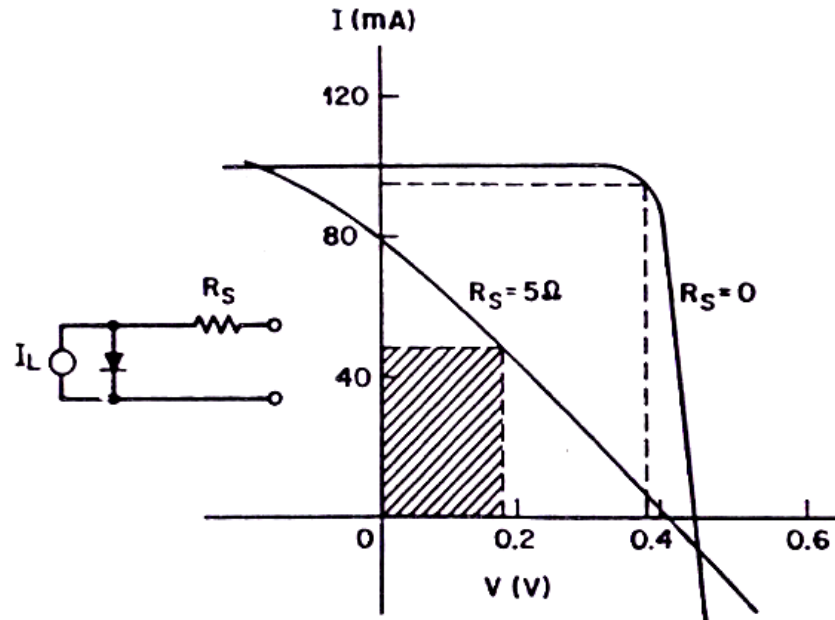
$$V_{oc}(T) = \frac{E_g(0)}{q} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{BT^\zeta}{I_{sc}}\right)$$

Oporność upływu



Wpływ oporności upływu R_{sh} na charakterystykę I-V baterii słonecznej

Oporność szeregową



**Rzeczywista charakterystyka $I - V$
baterii słonecznej. R_s – oporność
szeregową.**

Wpływ temperatury

- Na napięcie rozwarcia: $V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{J_{ph}}{J_0} + 1\right)$

Dla złącza p+-n

$$J_0 \approx \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} \propto T^{\frac{\gamma}{2}} \cdot T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

$$D_p / \tau_p \sim T^\gamma$$

$$V_g = \frac{E_g}{q} \quad \frac{dV_{oc}}{dT} = \frac{V_{oc} - V_g}{T} - \frac{\gamma + 3}{2} \cdot \frac{k}{q}$$

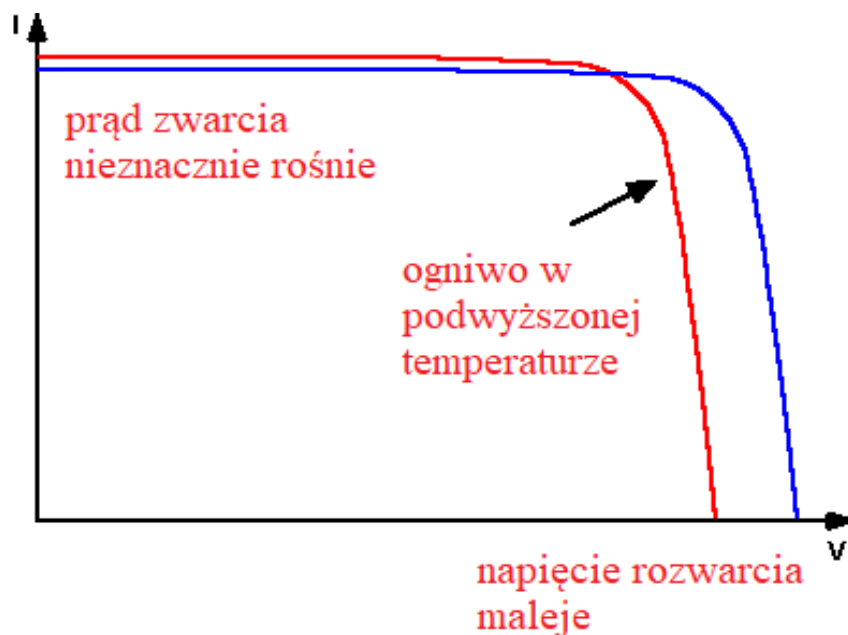
$$\text{dla Si } \frac{dV_{oc}}{dT} = -2,2 \frac{mV}{^\circ\text{C}}$$

- Na prąd zwarcia:

Prąd zwarcia rośnie ze wzrostem temperatury, głównie ze względu na zmniejszenie się przerwy wzbronionej półprzewodnika ze wzrostem temperatury. Dla Si względna zmiana prądu zwarcia przypadająca na 1°C wynosi:

$$\frac{1}{I_{sc}} \frac{dI_{sc}}{dT} \approx 0,0006/^\circ\text{C}$$

Wpływ temperatury



- Względna zmiana współczynnika wypełnienia przypadająca na 1°C dla ogniwa Si

$$\frac{1}{FF} \frac{dFF}{dT} \approx \left(\frac{1}{V_{oc}} \frac{dV_{oc}}{dT} - \frac{1}{T} \right) \approx -0,0015/^\circ\text{C}$$

- Względna zmiana mocy w maksimum, przypadająca na 1°C dla ogniwa Si

$$\frac{1}{P_M} \frac{dP_M}{dT} \approx -\frac{0,004 \div 0,005}{^\circ\text{C}}$$

Wydajność konwersji energii słonecznej

Wydajność konwersji energii słonecznej ogniwa słonecznego to stosunek uzyskanej energii elektrycznej do energii światła słonecznego

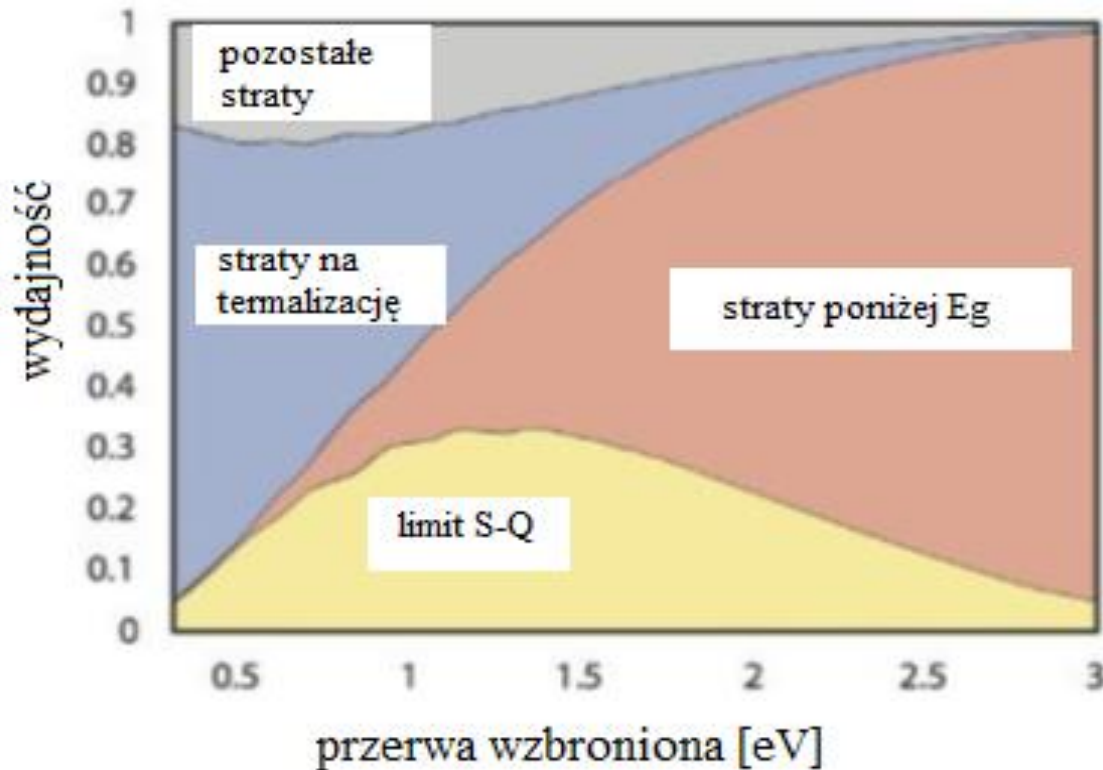
$$\eta = \frac{P_{wy}}{P_{in}}$$

$$\eta_{całkowite} = \eta_{absorpcja} \times \eta_{kreacja} \times \eta_{dryft/dyf} \times \eta_{separ} \times \eta_{zbierania}$$

- $\eta_{absorpcja}$ określa w jakim stopniu światło padające na ogniwo zostanie zaabsorbowane,
- $\eta_{kreacja}$ definiuje procent fotonów, które wygenerują nośniki,
- $\eta_{dryft/dyf}$ stanowi o tym, na ile nośniki wygenerowane światłem będą w stanie dotrzeć do obszaru złącza,
- η_{separ} – jaka będzie zdolność złącza do rozdzielenia nośników
- $\eta_{zbierania}$ – w jakim stopniu nośniki rozseparowane polem elektrycznym złącza dotrą do odpowiednich elektrod zbierających.

Granica Shockley'a-Queissera:

- Fotony o energii mniejszej niż przerwa wzbroniona nie są wykorzystywane
- Ogniwo nie tylko absorbuje ale również emituje fotony (w $T=300\text{K}$)
- Fotony o energii większej niż przerwa wzbroniona nie są wykorzystywane efektywnie. Zanim nośniki wezmą udział w transporcie ulegają termalizacji, tzn. oddają nadmiar energii sieci krystalicznej.



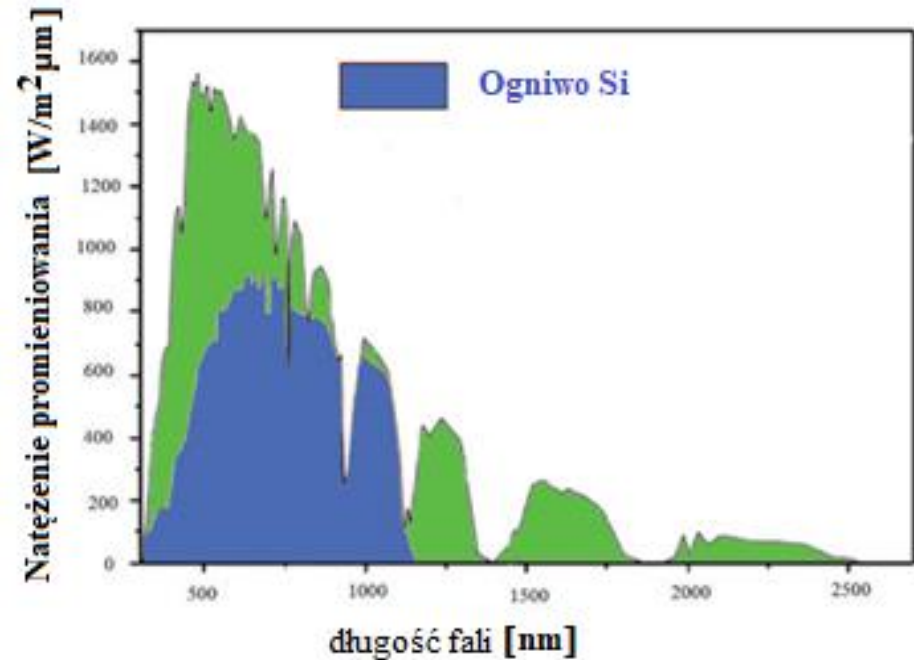
**Obliczenia dla
półprzewodnika
z prostą przerwą
wzbronioną, przy
oświetleniu AM1,5**

Straty związane z niedopasowaniem spektralnym

- Fotony o energii mniejszej niż przerwa wzbroniona nie są wykorzystywane

$$p_{abs} = \frac{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}$$

gdzie $\Phi_{ph,\lambda} = \frac{\Psi_{ph,\lambda}}{A}$ to widmowy strumień fotonów, zaś widmowe natężenie promieniowania $I_{e,\lambda} = \Phi_{ph,\lambda} \cdot \frac{hc}{\lambda}$



Straty sprawności w ogniwach

- termalizacja

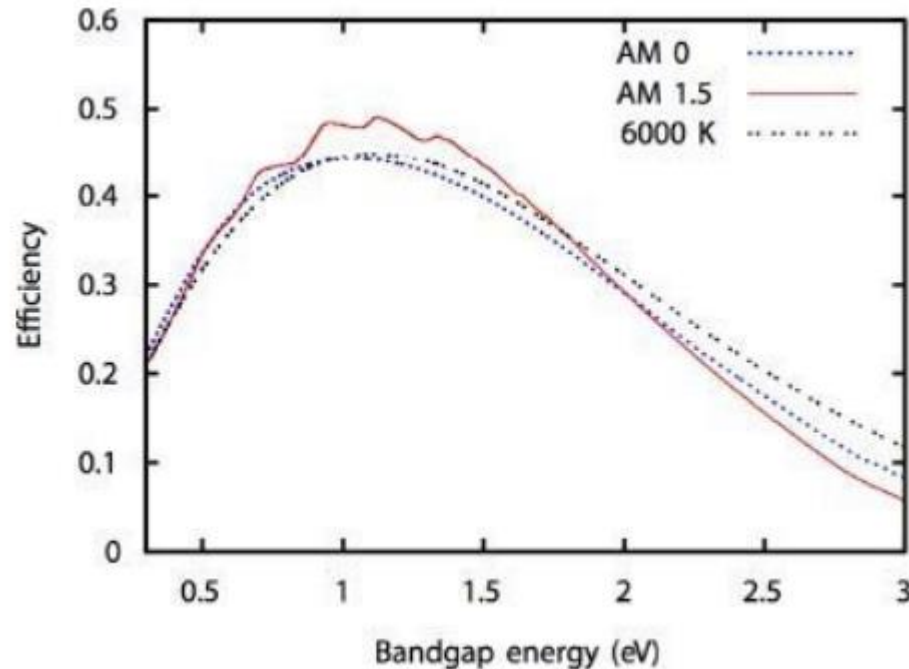
- Część promieniowania zostanie stracona ze względu na efekt termalizacji. Polega on na tym, że fotony o energii $E_f > E_g$ kreują wzbudzone pary elektron – dziura. Dopiero gdy te nośniki termalizują, tzn. znajdą się odpowiednio na dnie pasma przewodnictwa (elektrony) lub u wierzchołka pasma walencyjnego (dziury) będą mogły zostać rozseparowane i pojawi się fotoprąd (gdy złącze jest zwarte) lub fotonapięcie (gdy złącze jest rozwarte). W procesie termalizacji nośniki oddają nadmiar energii np. na drodze rekombinacji niepromienistej.

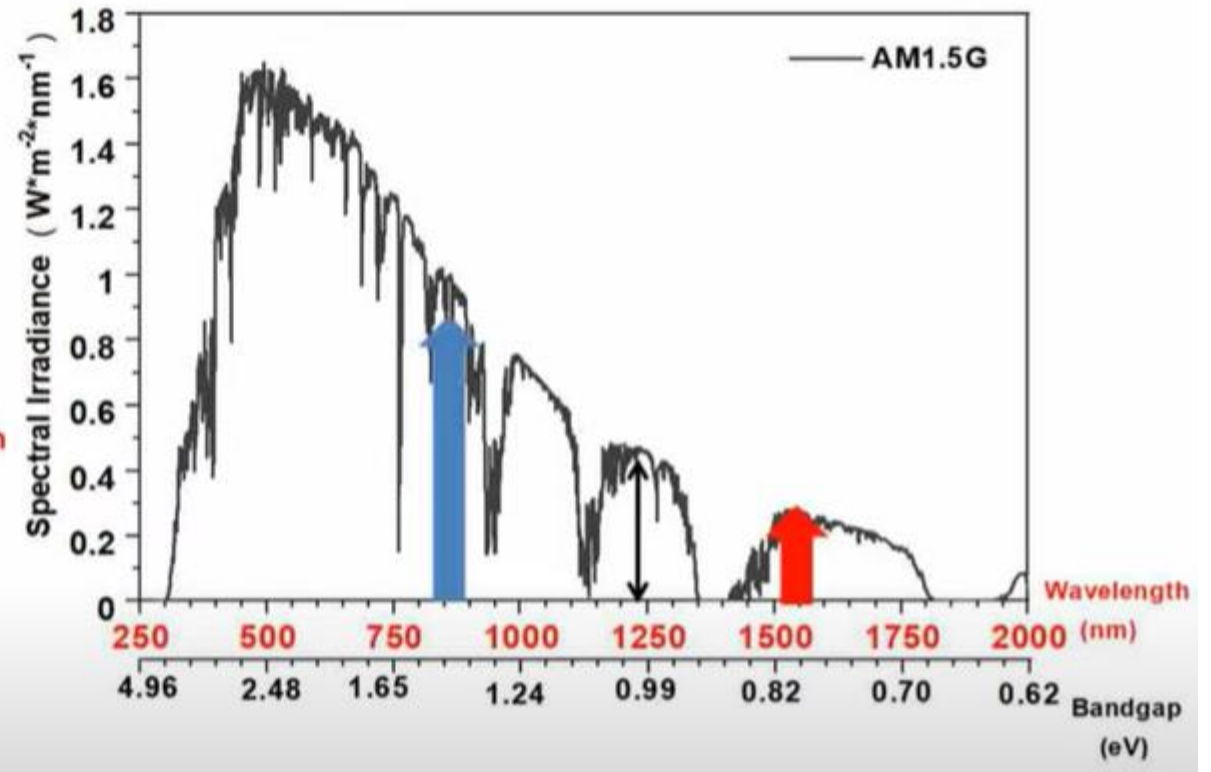
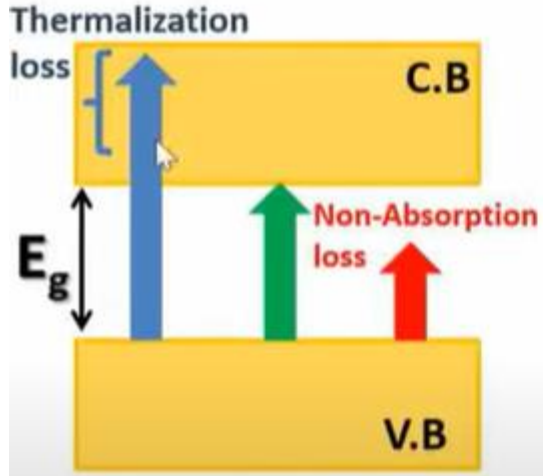
$$p_{u\acute{z}yt} = \frac{E_g \int_0^{\lambda_g} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}$$

Współczynnik konwersji

Maksymalny współczynnik konwersji:

$$p_{maks} = p_{abs} \cdot p_{uzyt} = \frac{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda} \cdot \frac{E_g \int_0^{\lambda_g} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda} = \frac{E_g \int_0^{\lambda_g} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}$$





Straty sprawności w ogniwach

- Część energii przerwy wzbronionej, która zostanie przetworzona na napięcie rozwarcia jest dana wzorem:

$$\eta_V = \frac{qV_{oc}}{E_g}$$

- Należy jeszcze uwzględnić straty związane ze współczynnikiem wypełnienia FF. Dla ogniwa krzemowego:

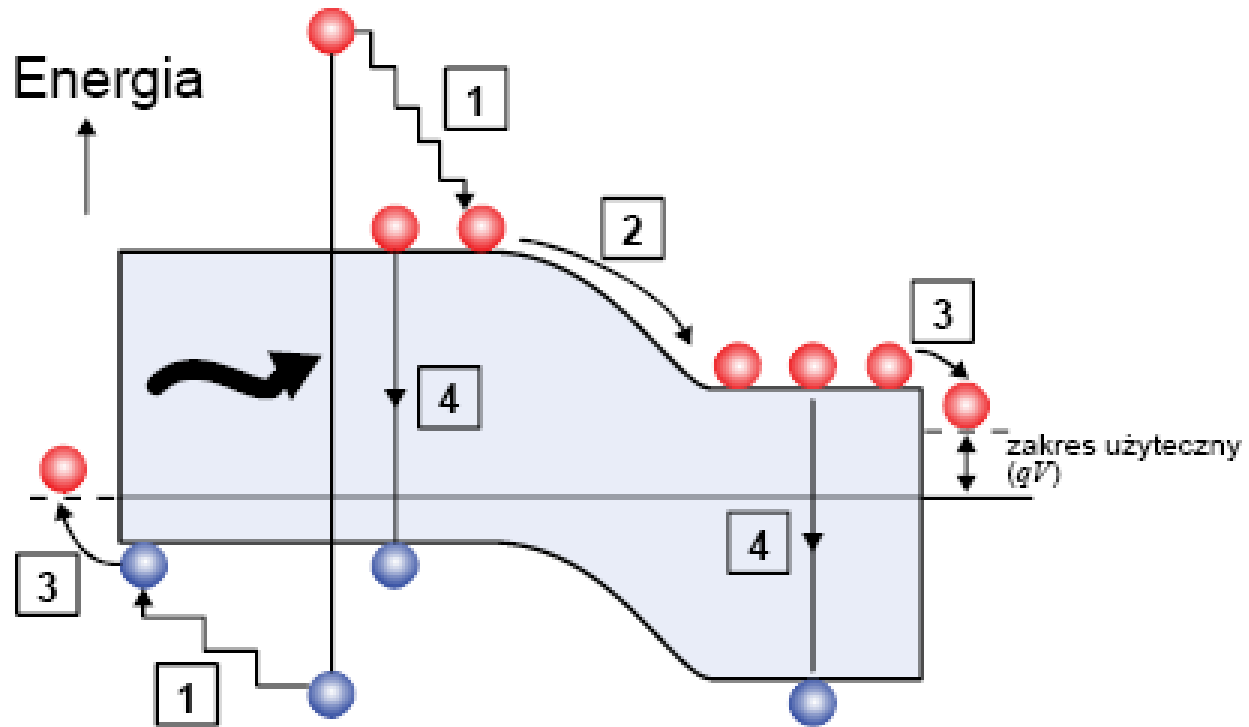
$$FF = \frac{v_{oc} - \ln(v_{oc} + 0.72)}{v_{oc} + 1}$$

$$V_{oc} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{J_{ph}}{J_0} + 1 \right)$$

$$v_{oc} = \frac{V_{oc}}{kT}$$

$$\eta = p_{abs} \cdot p_{uzyt} \cdot \eta_V \cdot FF$$

Straty sprawności w ogniwach



1 – termalizacja

2 i 3 - straty na złączu i na kontaktach

4 - straty na rekombinację

Straty - ostatecznie

$$\eta = \frac{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda} \cdot \frac{E_g \int_0^{\lambda_g} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda}{\int_0^{\lambda_g} \frac{hc}{\lambda} \Phi_{ph,\lambda} d\lambda} \cdot (1 - R^*) \cdot IQE_{opt}^* \cdot \eta_g^* \cdot IQE_{el}^* \cdot \frac{A_f}{A_c} \cdot \frac{eV_{oc}}{E_g} \cdot FF$$

- Pierwszy człon - straty związane z krawędzią absorpcji – fotony o energii mniejszej niż przerwa wzbroniona nie są absorbowane.
- Drugi człon – straty związane z termalizacją nośników. Energia fotonów o energii większej od przerwy wzbronionej jest tracona w procesie rekombinacji niepromienistej.
- Trzeci – część światła padającego na ogniwo nie jest absorbowana ponieważ odbija się.
- Czwarty – straty wynikające z ograniczonej absorpcji światła ze względu na niedostateczną grubość ogniwa.
- Piąty – wydajność kwantowa generacji nośników
- Szósty – nie wszystkie nośniki wygenerowane światłem docierają do odpowiednich elektrod zbierających ponieważ ulegają rekombinacji.
- Siódmy – część oświetlanej powierzchni jest zasłonięta przez nieprzezroczyste elektrody zbierające.
- Ósmy – napięcie rozwarcia jest zawsze mniejsze od przerwy wzbronionej
- Dziewiąty – współczynnik wypełnienia.