

## WYKŁAD 6

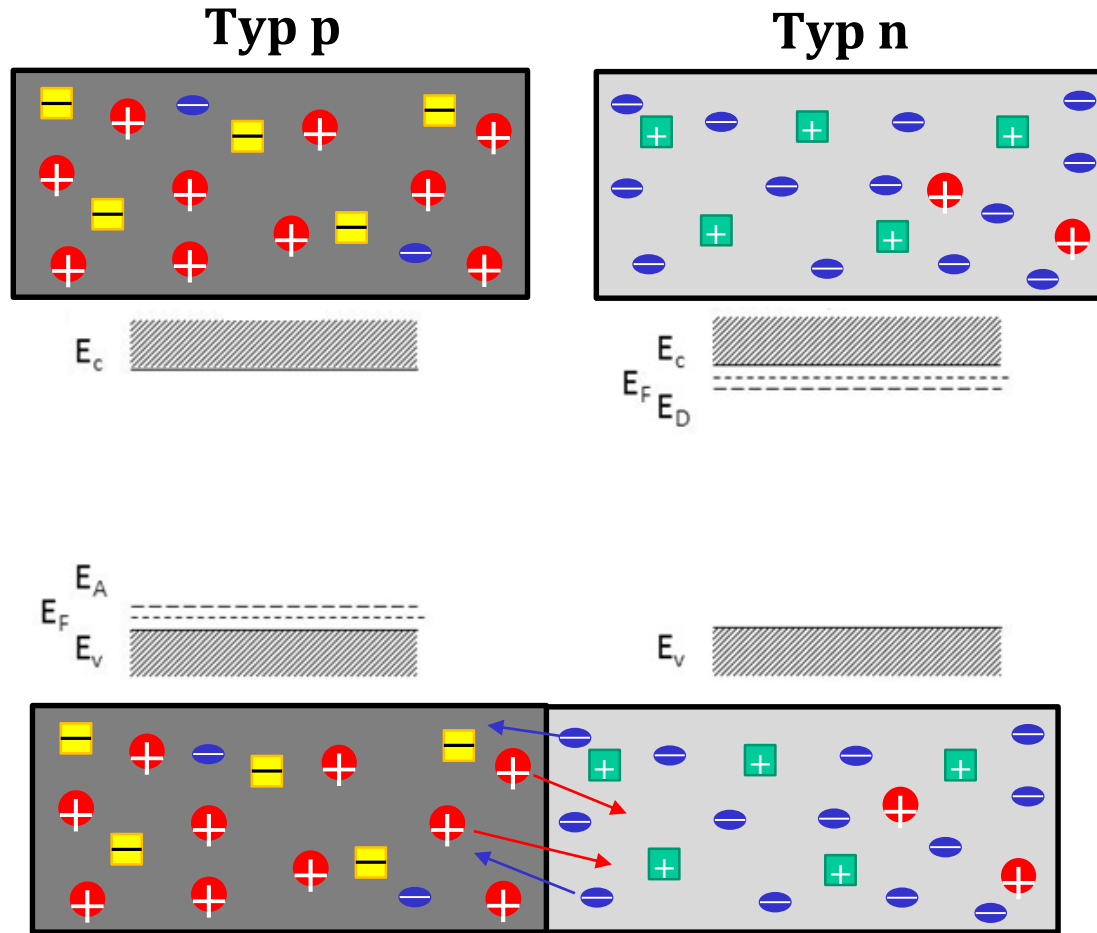
Złącze p-n. Diagram pasmowy w stanie równowagi termodynamicznej. Wpływ polaryzacji zewnętrznej na diagram pasmowy i kwazi-poziomy Fermiego. Charakterystyka I-V.

*Eunika Zielony*

## Wykład na podstawie:

1. **S. M. Sze and Kwok K. Ng**, „*Physics of Semiconductor Devices*”, 3<sup>rd</sup> edition, wyd.: John Wiley & Sons, Inc. Publication, New Jersey, 2007.
2. **Donald A. Neamen**, „*Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles*”, 4<sup>th</sup> edition, wyd.: The McGraw-Hill Companies, Inc., 1221 Avenue of the Americas, New York, 2012.

# Złącze p-n – tworzenie się złącza



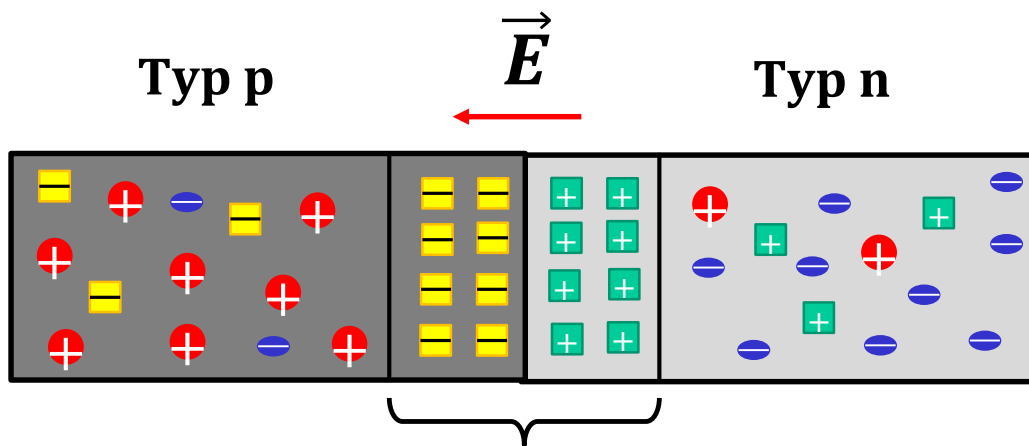
## Oznaczenia:

- +
- Ujemne elektrony
- Ujemnie naładowane nieruchome akceptory
- +

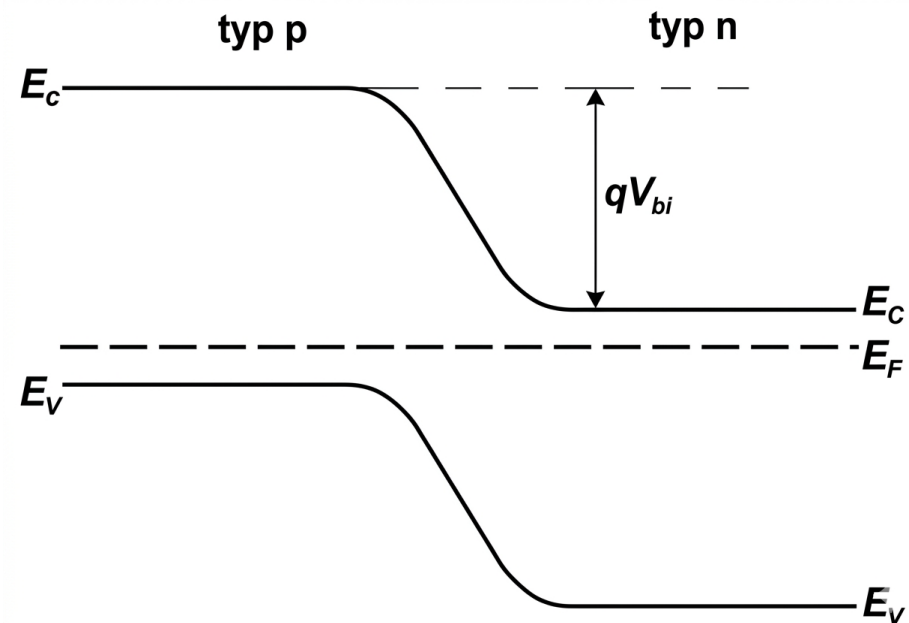
W półprzewodniku typu *n* występują następujące ładunki: nieruchome, dodatnie jony domieszki donorowej; ruchome elektrony będące nośnikami większościowymi oraz pojedyncze, ruchome dziury pełniące rolę nośników mniejszościowych. W przypadku półprzewodnika typu *p* wyróżnia się: nieruchome, ujemne jony domieszki akceptorowej; ruchome dziury - nośniki większościowe, oraz pojedyncze, ruchome elektrony będące nośnikami mniejszościowymi. W momencie połączenia warstw następuje **dyfuzja** nośników większościowych z obszaru o ich większej koncentracji do obszaru o koncentracji mniejszej. Zatem: **dziury dyfundują** z obszaru *p* do *n*, **elektrony** zaś z obszaru *n* do *p*.

## Złącze p-n – tworzenie się złącza – c.d.

**Prąd dyfuzyjny** elektronów i dziur powoduje, że w obszarze granicznym złącza pozostają nieruchome jony domieszek, które tworzą warstwę ładunku przestrzennego, tzw. **obszar zubożony**. W obszarze zubożonym powstaje pole elektryczne  $\vec{E}$  skierowane od + do -, tj. od półprzewodnika typu *n* do półprzewodnika typu *p*. Istnienie pola elektrycznego w obszarze zubożonym powoduje, że na granicy warstw pojawia się **bariera potencjału o wysokości  $qV_{bi}$** , która jest źródłem **prądu unoszenia** czyli ruchu nośników mniejszościowych (dziur z typu *n* do *p* i elektronów z typu *p* do *n*). W stanie równowagi termodynamicznej prąd unoszenia równoważy prąd dyfuzyjny.



**Obszar zubożony / warstwa ładunku przestrzennego (tylko dodatnio naładowane donory/ ujemnie naładowane akceptory)**



Rys. Diagram pasmowy złącza p-n w stanie równowagi termodynamicznej.

# Gęstość prądu unoszenia



**Uwaga:** Prąd unoszenia wynika z obecności pola elektrycznego w złączu p-n

$\mu_n$  – ruchliwość elektronów

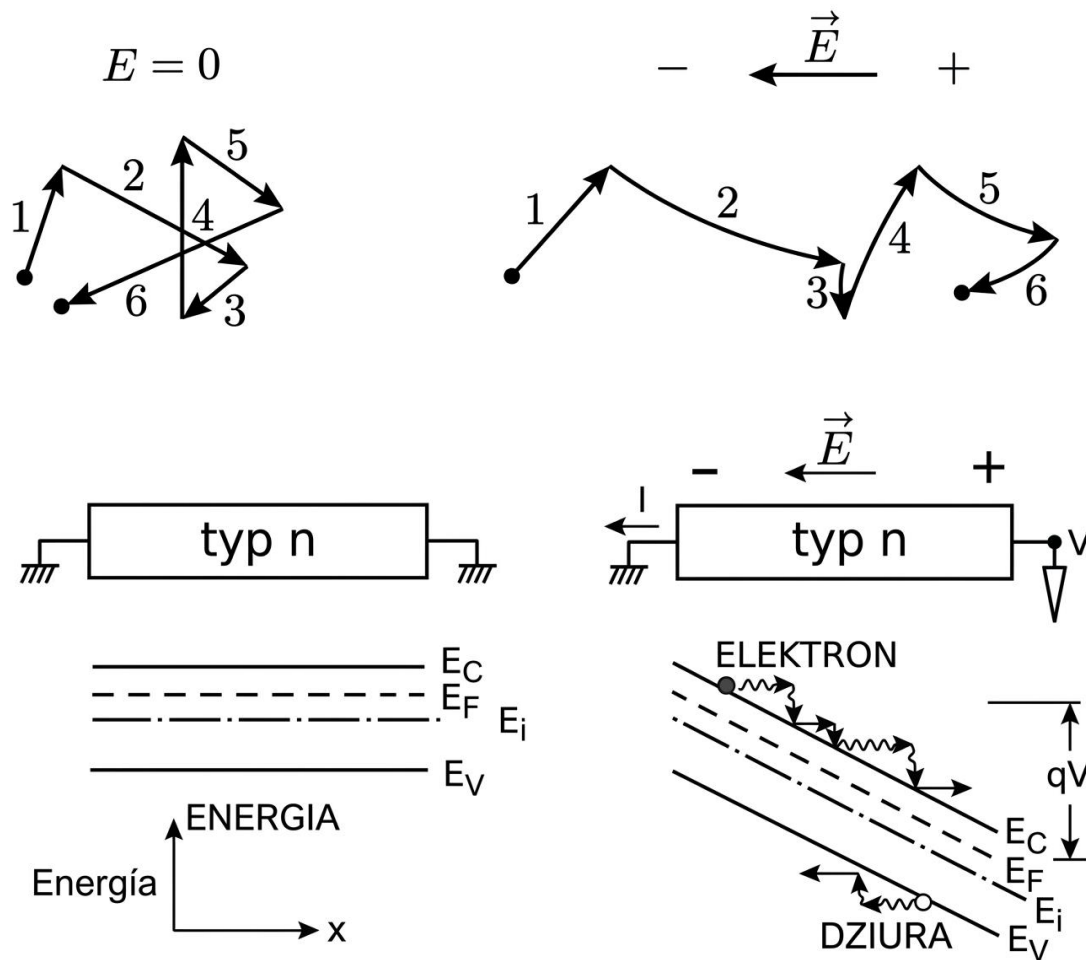
$\mu_p$  – ruchliwość dziur

$n(x)$  – koncentracja elektronów

$p(x)$  – koncentracja dziur

$E_x$  – natężenie pola elektrycznego

$\sigma$  – przewodność właściwa



**Całkowity prąd unoszenia (elektronowy i dziurowy):**

$$J_u = qn(x)\mu_n E_x + qp(x)\mu_p E_x = q(n(x)\mu_n + p(x)\mu_p)E_x = \sigma E_x$$

# Gęstość prądu dyfuzyjnego



**Uwaga:** Prąd dyfuzyjny wynika z gradientu koncentracji nośników ładunku

$$J_{nd} = -(-q)D_n \frac{dn(x)}{dx} = +qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

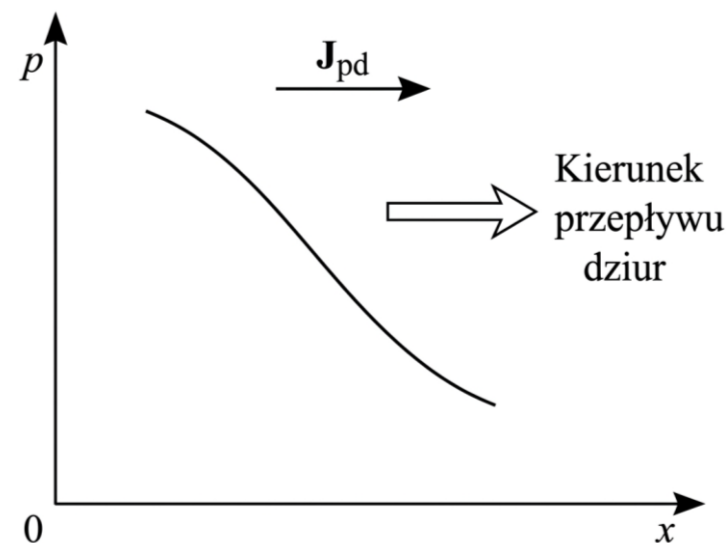
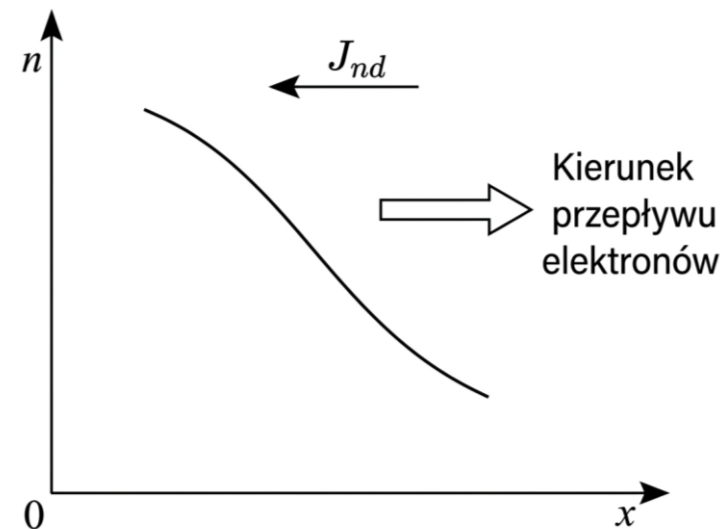
$D_n$  – współczynnik dyfuzji dla elektronów

$D_p$  – współczynnik dyfuzji dla dziur

$$J_{pd} = -(+q)D_p \frac{dp(x)}{dx} = -qD_p \frac{dp(x)}{dx}$$

**Całkowity prąd dyfuzyjny (elektronowy i dziurowy):**

$$J_d = qD_n \frac{dn(x)}{dx} - qD_p \frac{dp(x)}{dx}$$



## Całkowity prąd w złączu p-n

**Całkowity prąd** jest sumą prądu dyfuzyjnego (elektronowego i dziurowego) i prądu unoszenia (elektronowego i dziurowego):

$$J(x) = J_n(x) + J_p(x)$$

**Całkowity prąd elektronowy:**

$$J_n = qn(x)\mu_n E_x + qD_n \frac{dn(x)}{dx}$$

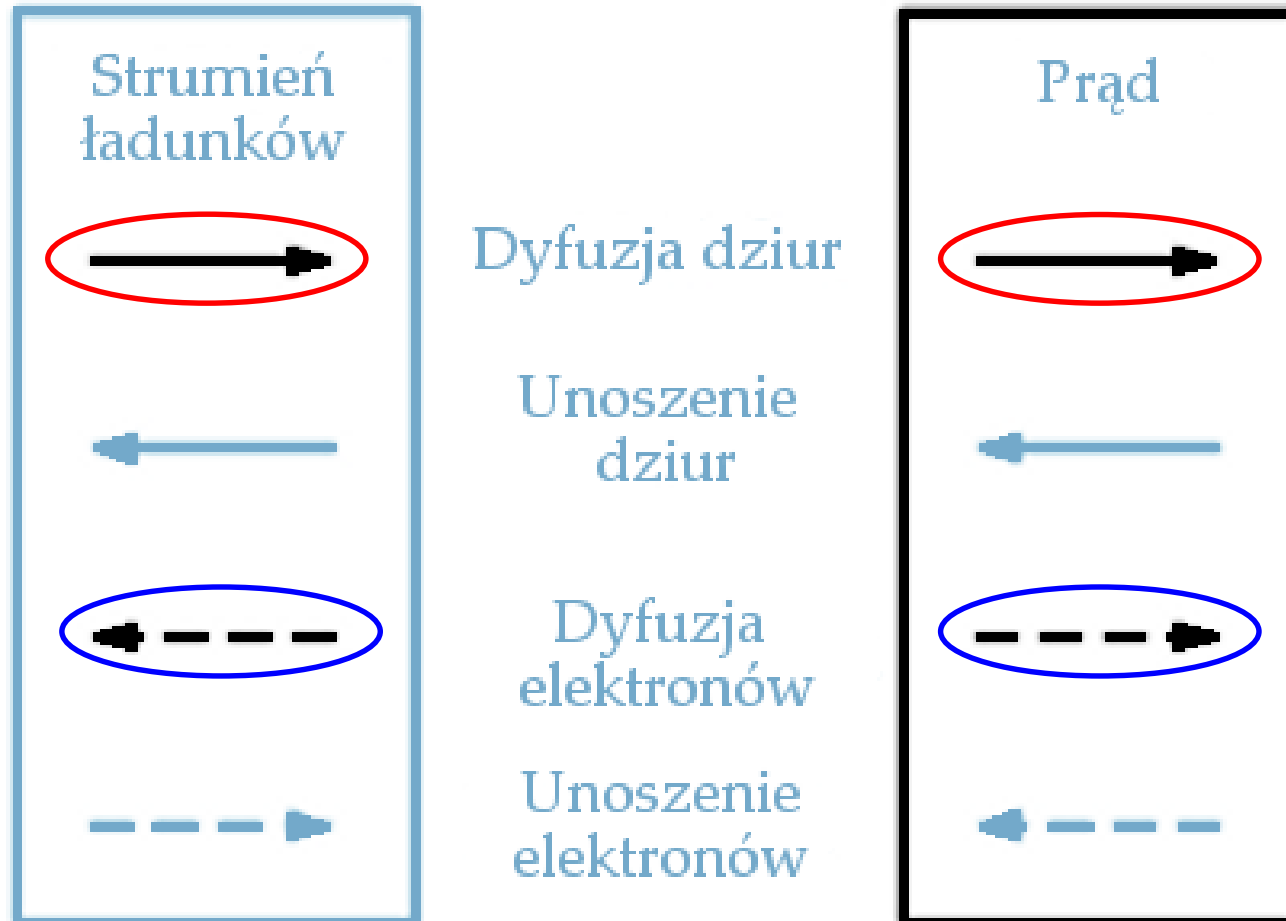
**Całkowity prąd dziurowy:**

$$J_p = qp(x)\mu_p E_x - qD_p \frac{dp(x)}{dx}$$

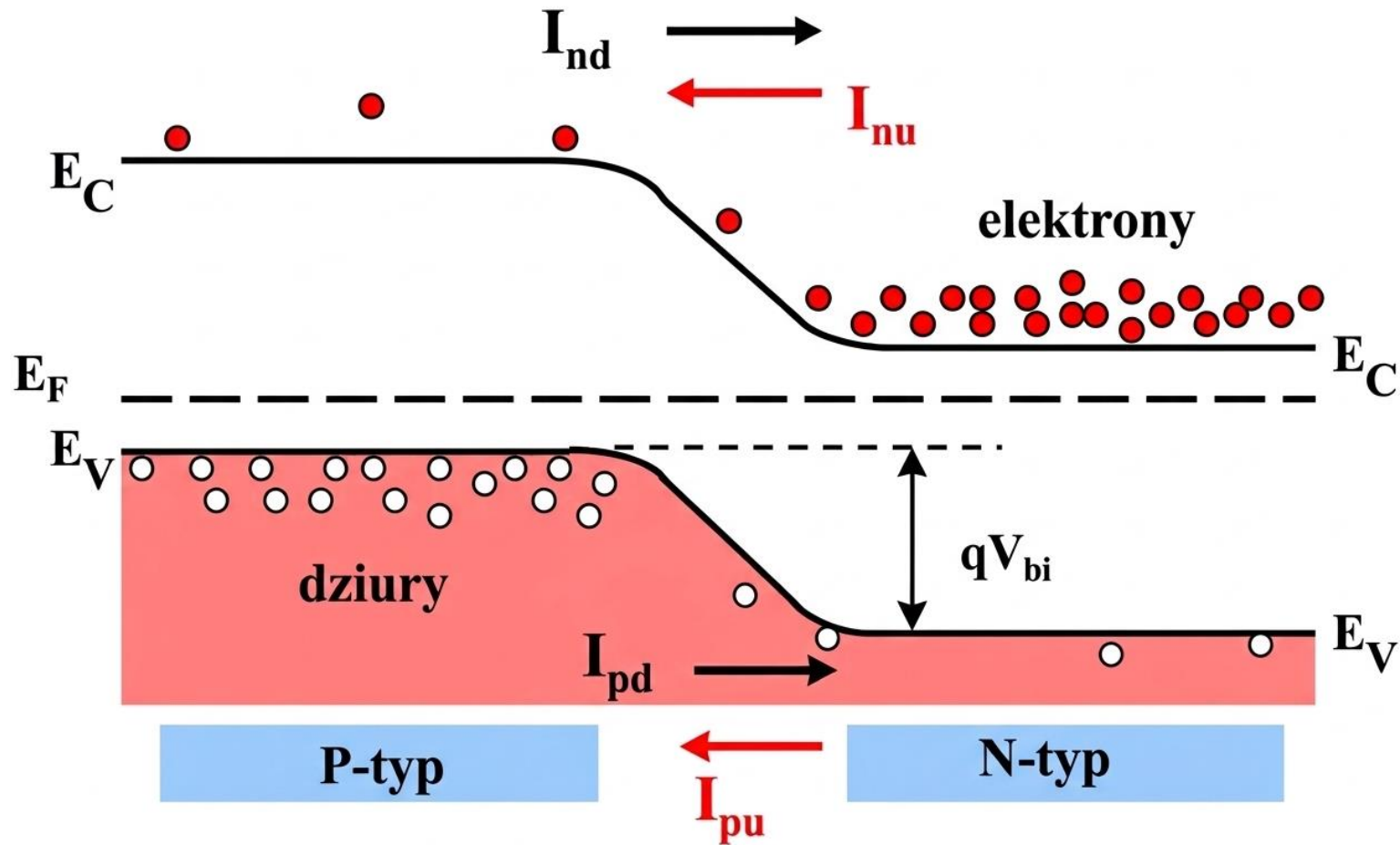


## Prąd dyfuzji i unoszenia – kierunki przepływu

**Uwaga:** Ponieważ prąd elektryczny jest definiowany jako przepływ ładunków dodatnich (lub przeciwnie do ruchu ładunków ujemnych) → stąd prąd elektronowy jest przeciwnie skierowany do ruchu (strumienia) elektronów.



# Diagram pasmowy złącza p-n w stanie równowagi termodynamicznej



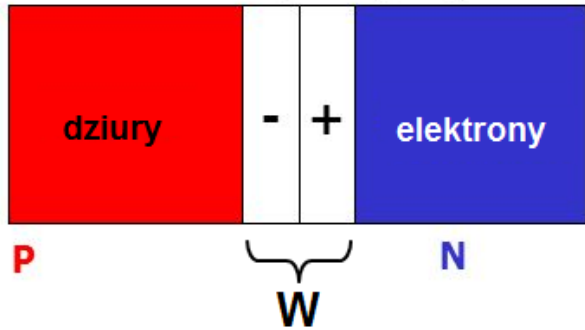
$I_{nd}$  ( $I_{pd}$ ) - prąd dyfuzyjny elektronowy (dziurowy)

$I_{nu}$  ( $I_{pu}$ ) - prąd unoszenia elektronowy (dziurowy)

$V_{bi}$  - potencjał wbudowany

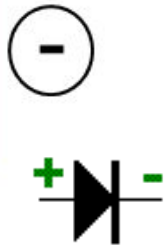
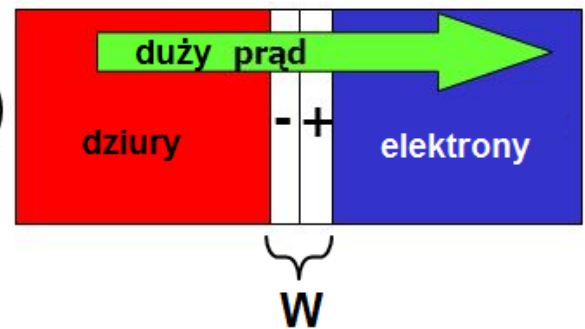
# Spolaryzowane złącze p-n

Bez polaryzacji

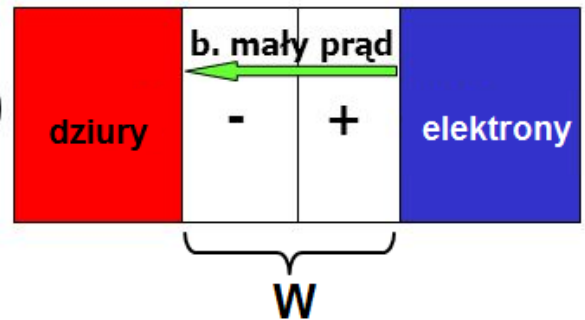


A - anoda  
K - katoda

kier. przewodzenia

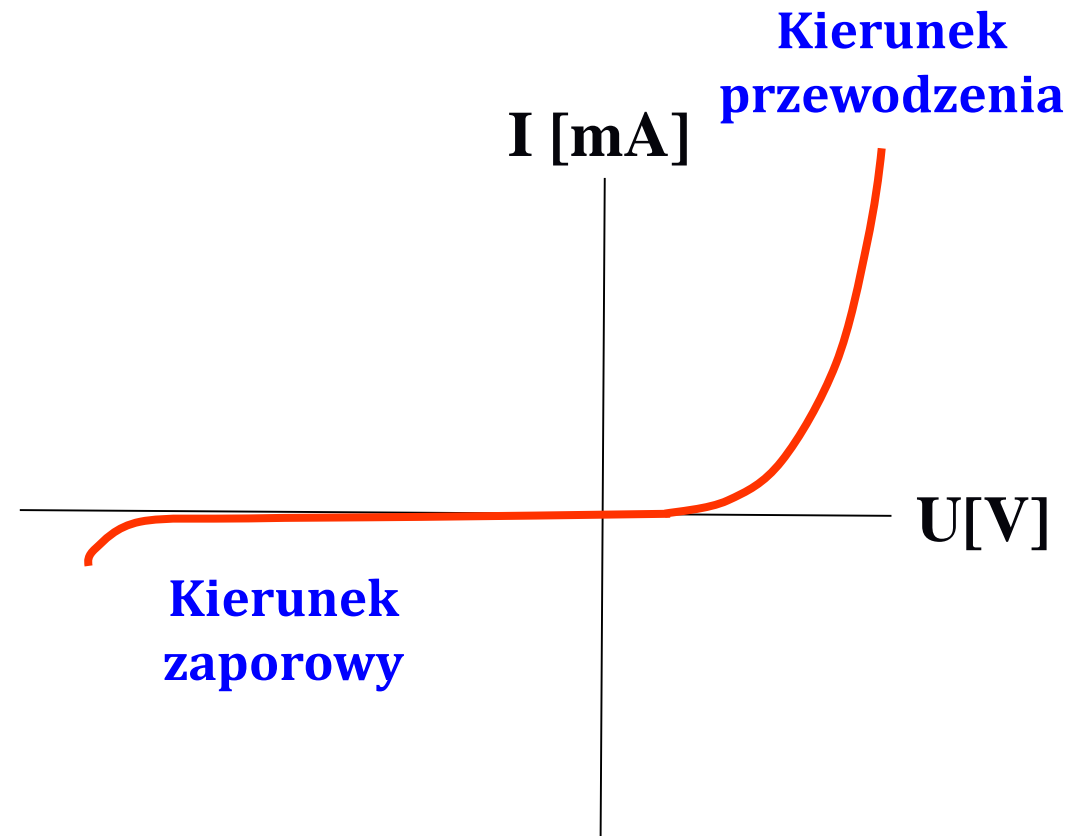


kier. zaporowy

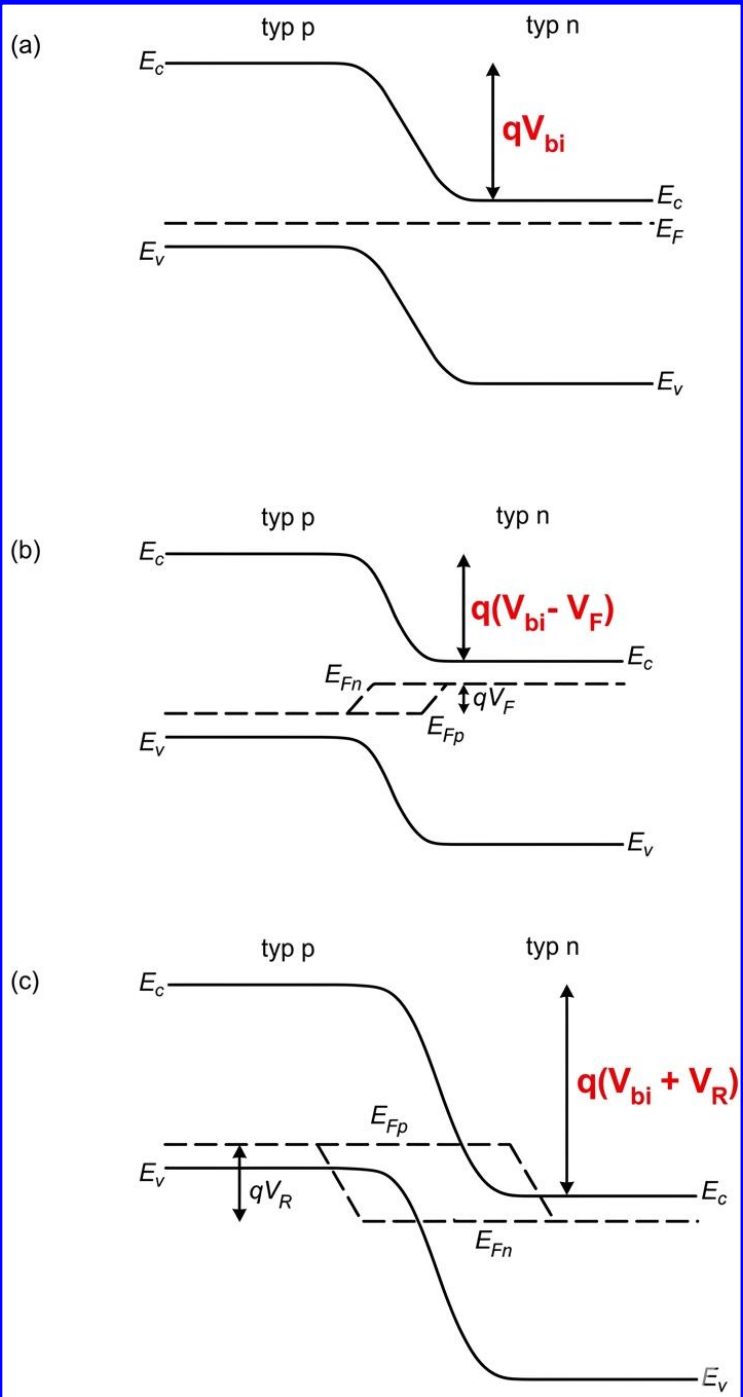


W - szerokość obszaru zubożonego

Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza p-n (diody półprzewodnikowej)



# Spolaryzowane złącze p-n – diagramy pasmowe



Rys. Diagramy pasmowe złącza p-n:

- (a) niespolaryzowanego,
- (b) spolaryzowanego w kierunku przewodzenia,
- (c) spolaryzowanego w kierunku zaporowym.

W niespolaryzowanym złączu  $p-n$  (Rys. (a)) prądy dyfuzyjne są równoważone przez prądy unoszenia i przez złącze nie płynie prąd. W przypadku polaryzacji o napięciu  $V_F$  w kierunku przewodzenia, zewnętrzne pole elektryczne jest skierowane przeciwnie do wbudowanego pola elektrycznego  $E$  wytworzonego w złączu  $p-n$  (Rys. (b)). Wypadkowe pole elektryczne zmniejsza się co powoduje, że bariera potencjału obniża się i jest równa  $q(V_{bi} - V_F)$ . Szerokość obszaru zubożonego ( $W$ ) jest mniejsza niż w przypadku niespolaryzowanego złącza  $p-n$  (por. z rysunkiem na poprzednim slajdzie). Obniżenie bariery potencjału przyczynia się do zwiększenia prawdopodobieństwa przejścia nośników większościowych, co z kolei wpływa na **zwiększenie prądów dyfuzji elektronów i dziur**. Prądy unoszenia nośników mniejszościowych nie ulegają zmianie. Podczas polaryzacji złącza napięciem  $V_R$  w kierunku zaporowym (Rys. (c)), zewnętrzne pole elektryczne jest skierowane w tym samym kierunku co wbudowane pole  $E$  w złączu. Wypadkowe pole elektryczne zwiększa się powodując wzrost bariery potencjału do wartości  $q(V_{bi} + V_R)$ . Zwiększa się również szerokość obszaru zubożonego. Wzrost bariery potencjału zmniejsza prawdopodobieństwo przejścia nośników większościowych, czyli **zmniejsza wartość prądów dyfuzji elektronów i dziur**. Prądy unoszenia pozostają takie same i to właściwie one dominują przy polaryzacji zaporowej.

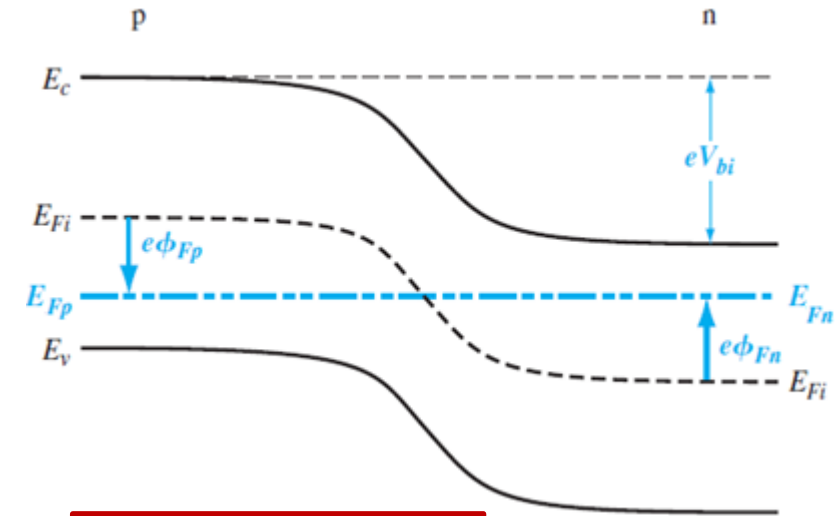
# Koncentracje nośników i kwazi-poziomy Fermiego w złączu p-n

Koncentracja elektronów w półprzewodniku typu n, w paśmie przewodnictwa:

$$n_0 = N_C e^{-\frac{(E_C - E_F)}{kT}}$$

Można ją również zapisać w następującej formie:

$$n_0 = n_i e^{\frac{(E_{Fn} - E_{Fi})}{kT}} \quad n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{(E_g)}{2kT}}$$



Zdefiniujmy potencjał  $\phi_{Fn}$  w półprzewodniku typu n:

$$q\phi_{Fn} = E_{Fi} - E_{Fn}$$

$$n_0 = n_i e^{-\frac{(q\phi_{Fn})}{kT}}$$

Wyznamy teraz potencjał  $\phi_{Fn}$  zakładając, że  $n_0 = N_d$ :

$$\phi_{Fn} = \frac{-kT}{q} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right)$$

Analogiczną analizę przeprowadźmy dla półprzewodnika typu p:

$$p_0 = N_a = n_i e^{\frac{(E_{Fi} - E_{Fp})}{kT}}$$

$$q\phi_{Fp} = E_{Fi} - E_{Fp}$$

Zatem:

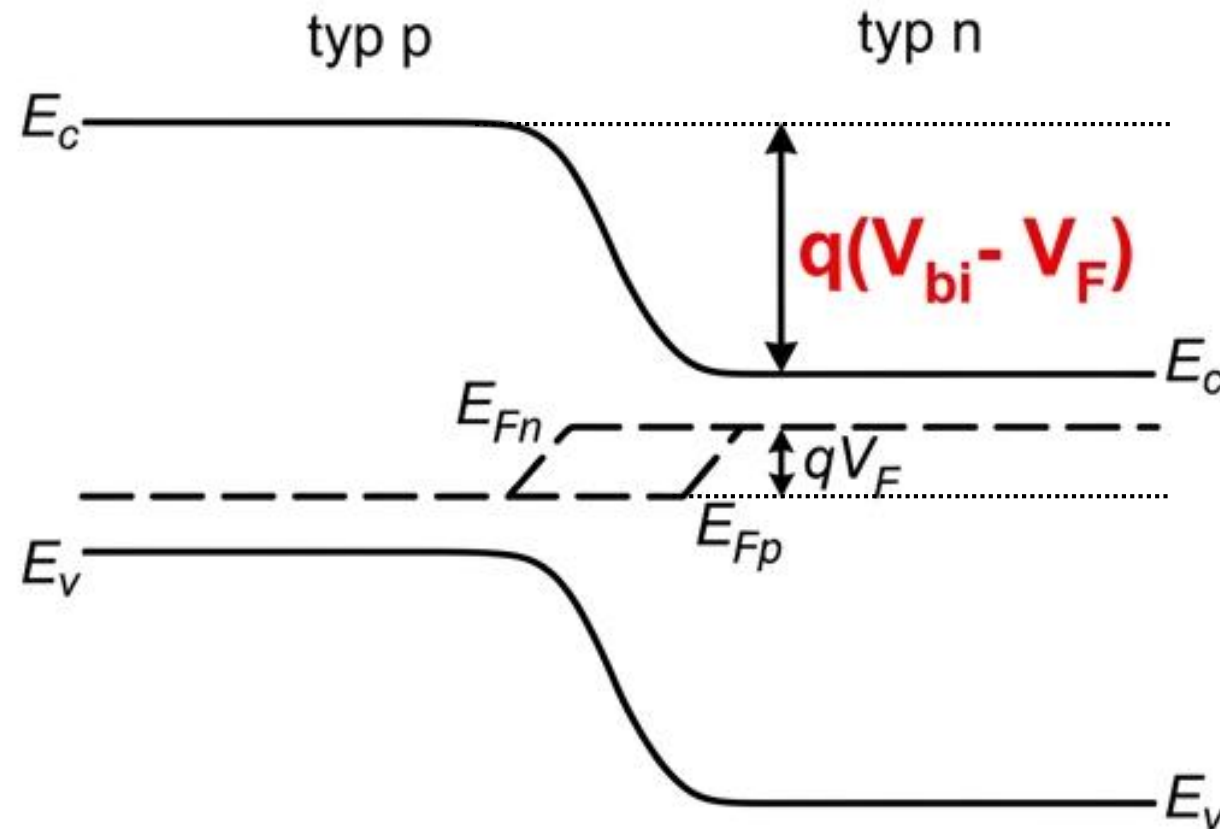
$$\phi_{Fp} = +\frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$$

Energie kwazi-poziomów Fermiego po stronie n i p złącza:

$$E_{Fn} = E_{Fi} + kT \cdot \ln\left(\frac{n}{n_i}\right)$$

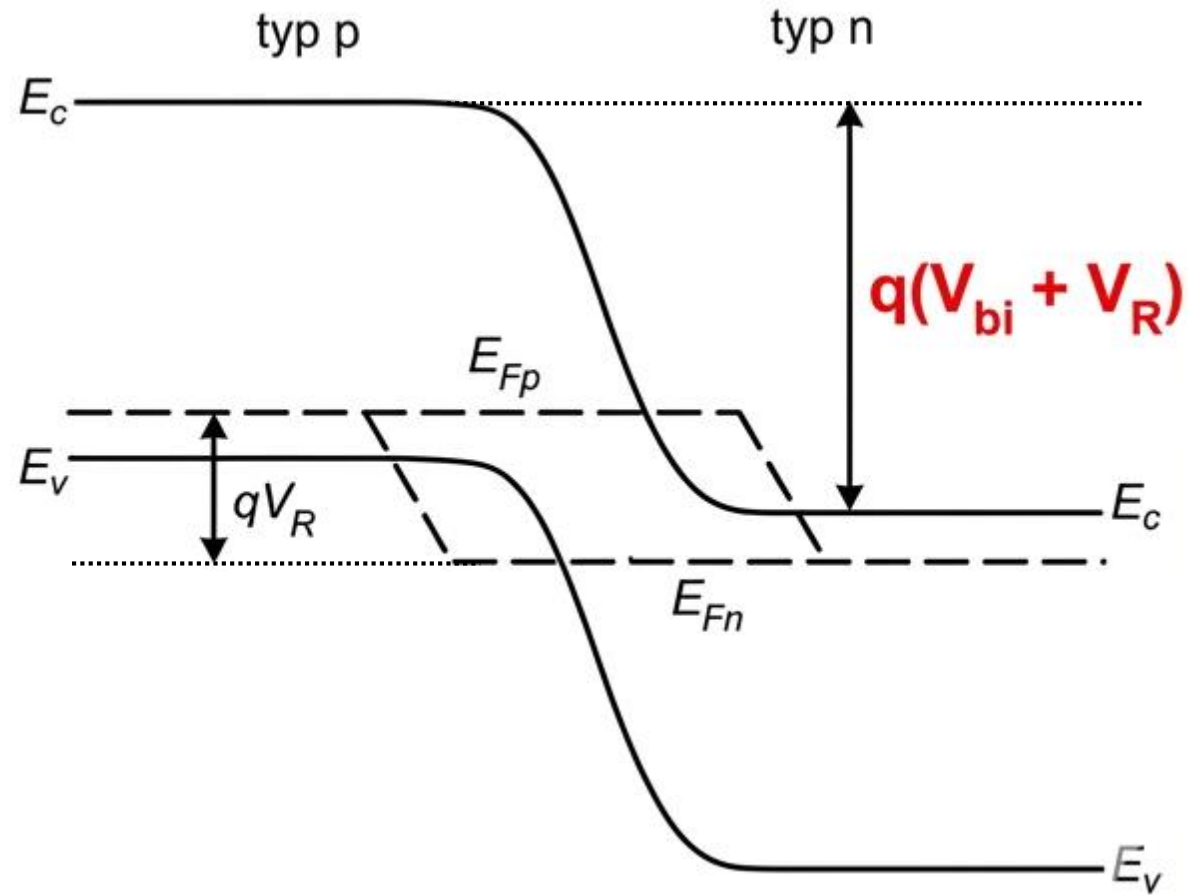
$$E_{Fp} = E_{Fi} - kT \cdot \ln\left(\frac{p}{n_i}\right)$$

# Kwazi-poziomy Fermiego. Złącze spolaryzowane w kierunku przewodzenia



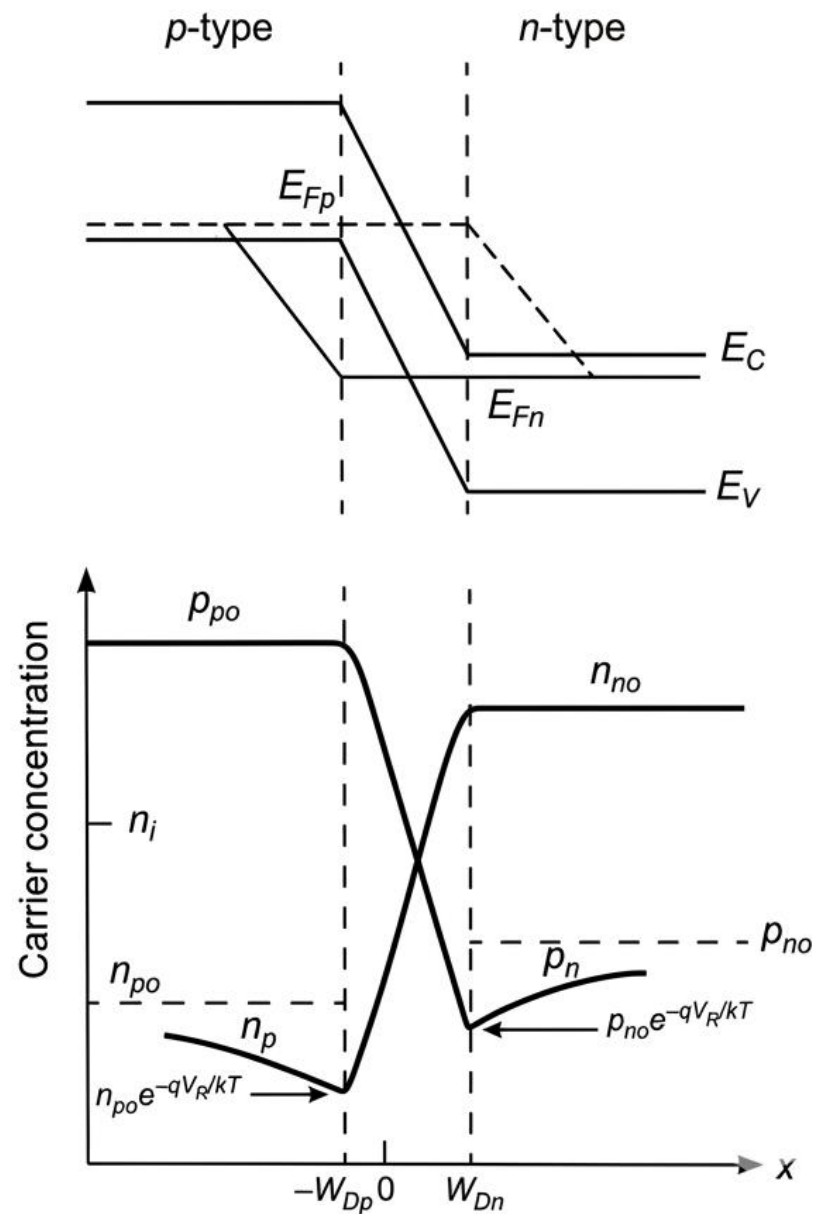
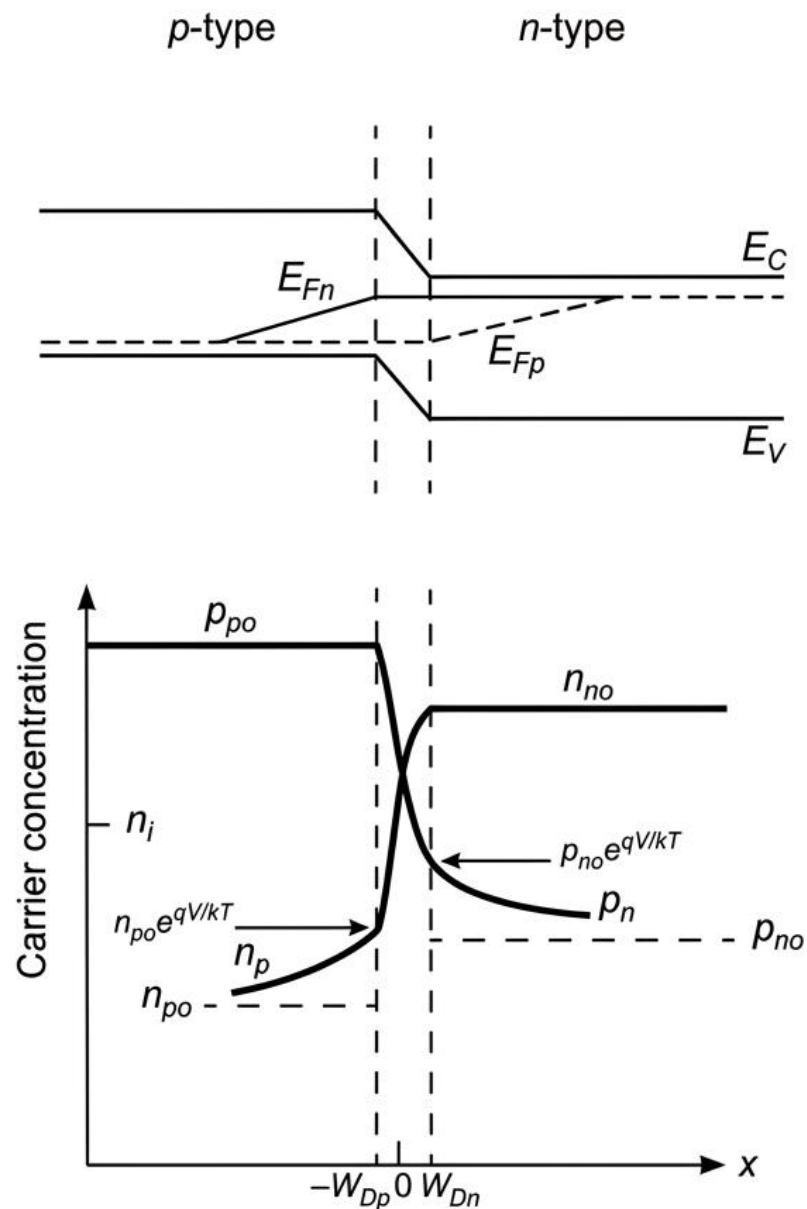
$$qV_F = E_{Fn} - E_{Fp}$$

# Kwazi-poziomy Fermiego. Złącze spolaryzowane w kierunku zaporowym

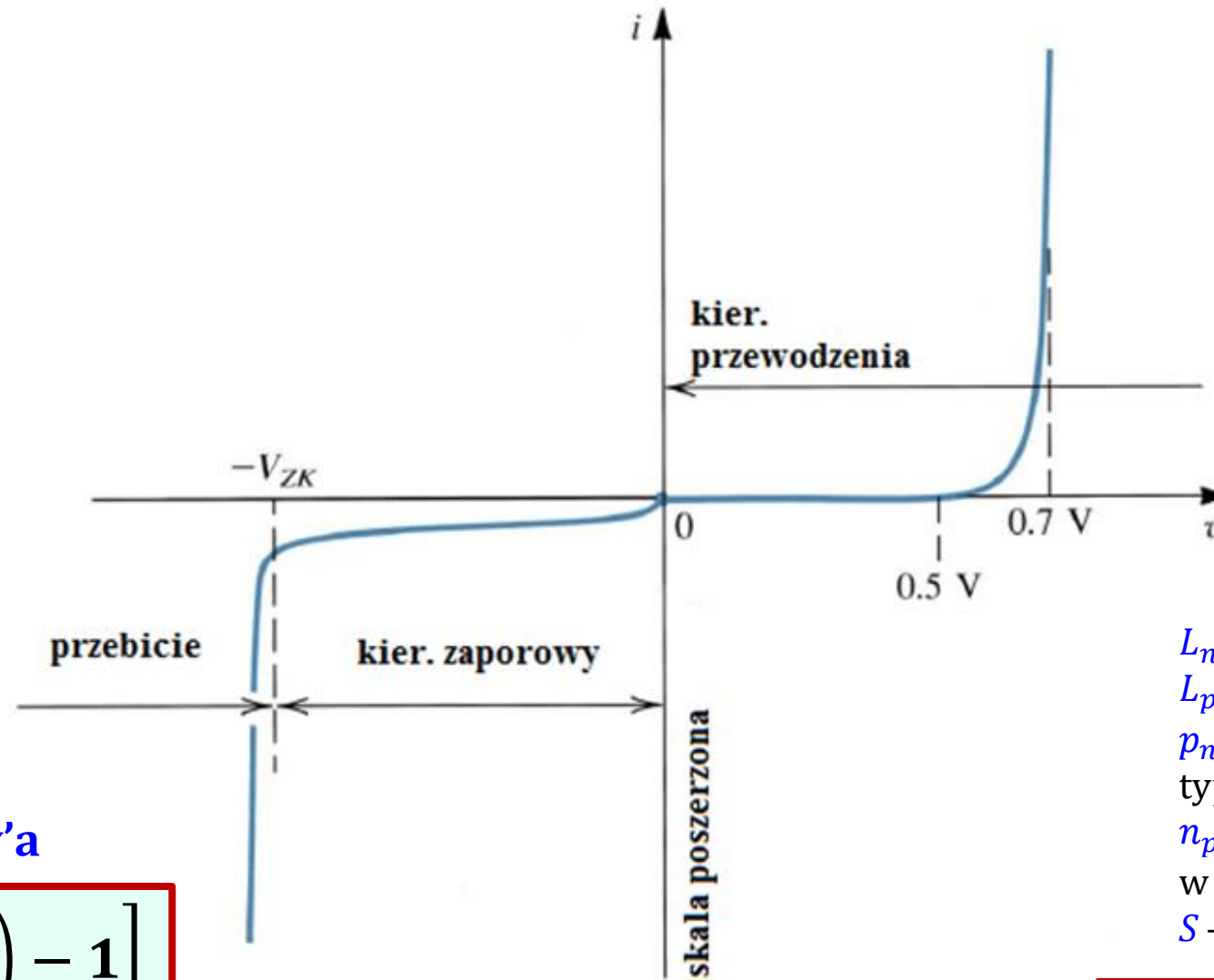


$$qV_R = E_{Fp} - E_{Fn}$$

# Koncentracja nośników większościowych i mniejszościowych w złączu spolaryzowanym



# Charakterystyka prądowo-napięciowa (I-V) idealnego złącza p-n



## Równanie Shockley'a

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right]$$

$n$  – współczynnik idealności,  $n = 1$

$I_0$  – prąd nasycenia  
(prąd nośników mniejszościowych)

$L_n$  – droga dyfuzji dla elektronów  
 $L_p$  – droga dyfuzji dla dziur  
 $p_n$  – koncentracja dziur w półp. typu n  
 $n_p$  – koncentracja elektronów w półp. typu p  
 $S$  – powierzchnia złącza

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

# Charakterystyka I-V złącza p-n spolaryzowanego w kierunku przewodzenia

$V > 0$

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right]$$

k – stała Boltzmann,  $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/s}$

T – temperatura w K

q – ładunek elektronu,  $1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

$1 < n < 2$ , zależne od materiału

**Przykład:** Dioda z  $n=1$ ; dla  $0.7 \text{ V}$ ,  $T=300\text{K}$  oraz  $I=1\text{mA}$  → znajdź  $I_s$ .

Rozwiązanie:

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \rightarrow I_0 = I \cdot \exp\left(-\frac{qV}{nkT}\right)$$

$$\text{Dla } n=1: I_0 = 10^{-3} e^{-\frac{11200}{414}} = 1.9 \cdot 10^{-15} \text{ A} \cong 10^{-15} \text{ A}$$

$$\text{Dla } n=2: I_0 = 10^{-3} e^{-\frac{11200}{828}} = 1.4 \cdot 10^{-9} \text{ A} \cong 10^{-9} \text{ A}$$



$I_0$  bardzo niewielki prąd wsteczny  
w porównaniu do prądu przewodzenia  $\sim \text{mA}$

# Charakterystyka I-V złącza p-n spolaryzowanego w kierunku zaporowym

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right]$$

$$V < 0$$

Gdy  $V$  to napięcie zaporowe, równe np.  $-2V \rightarrow$  to  $V \gg (kT/q)$ .

Dlatego możemy zapisać, że:

$$I \cong -I_0$$



**Prąd w kierunku zaporowym jest stały = prądowi nasycenia**

# Charakterystyka I-V rzeczywistego złącza p-n

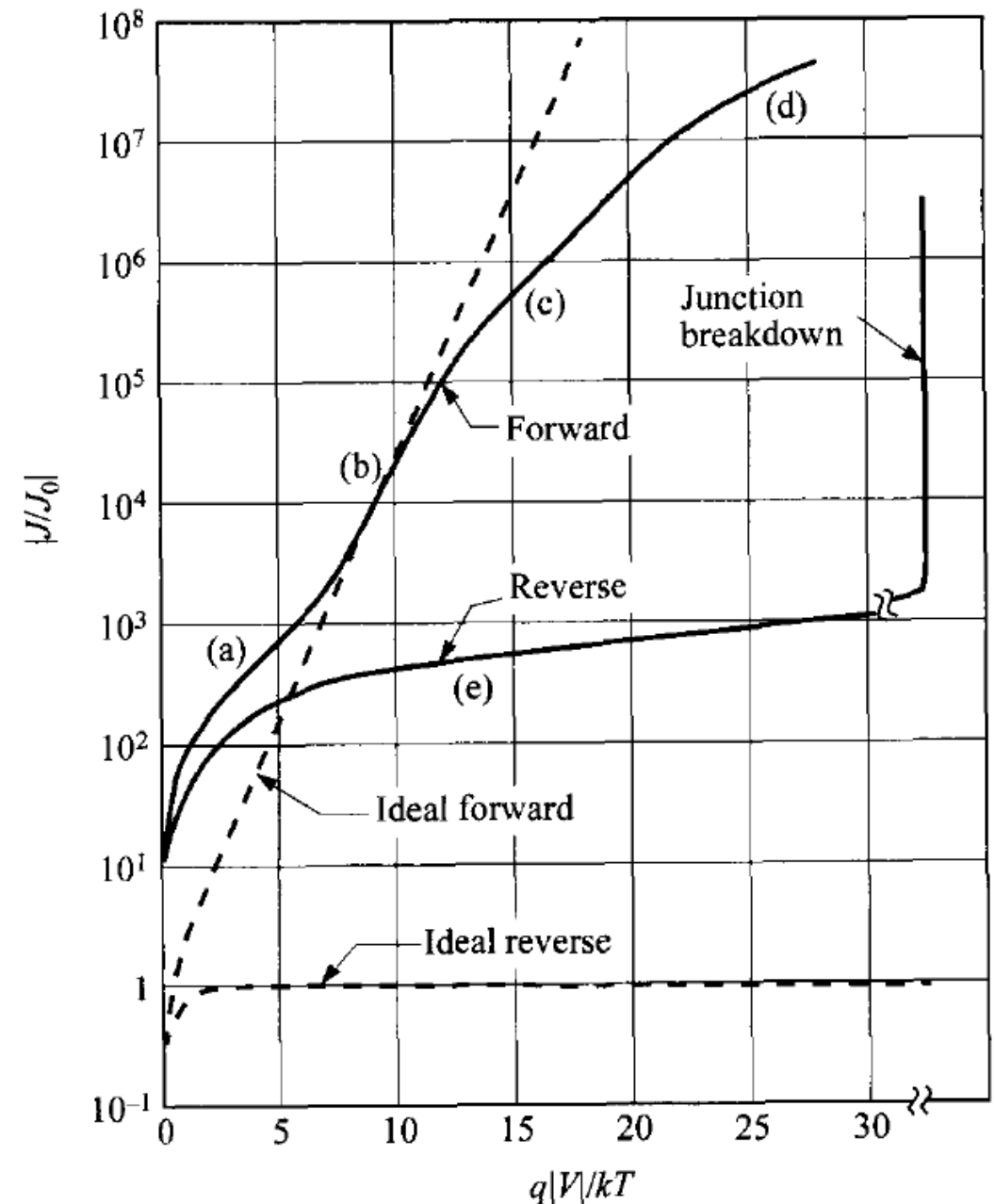
Charakterystyka I-V rzeczywistego złącza p-n (patrz **ciągłe krzywe  $\log I=f(V)$**  na rys. obok) odbiega od idealnego kształtu (patrz przerywana krzywa  $\log I=f(V)$  na rys. obok). Powodem są:

- ✓ prądy generacji-rekombinacji w obszarze zubożonym
- ✓ prąd wstrzykiwania (przy dużym napięciu w kierunku przewodzenia  $\rightarrow$  „high injection current”)
- ✓ wpływ rezystancji szeregowej ( $R_s$ ) złącza
- ✓ powierzchniowy prąd upływu
- ✓ prąd tunelowy
- ✓ prądy z udziałem centrów pułapujących nośniki ładunku (np. defektów punktowych)

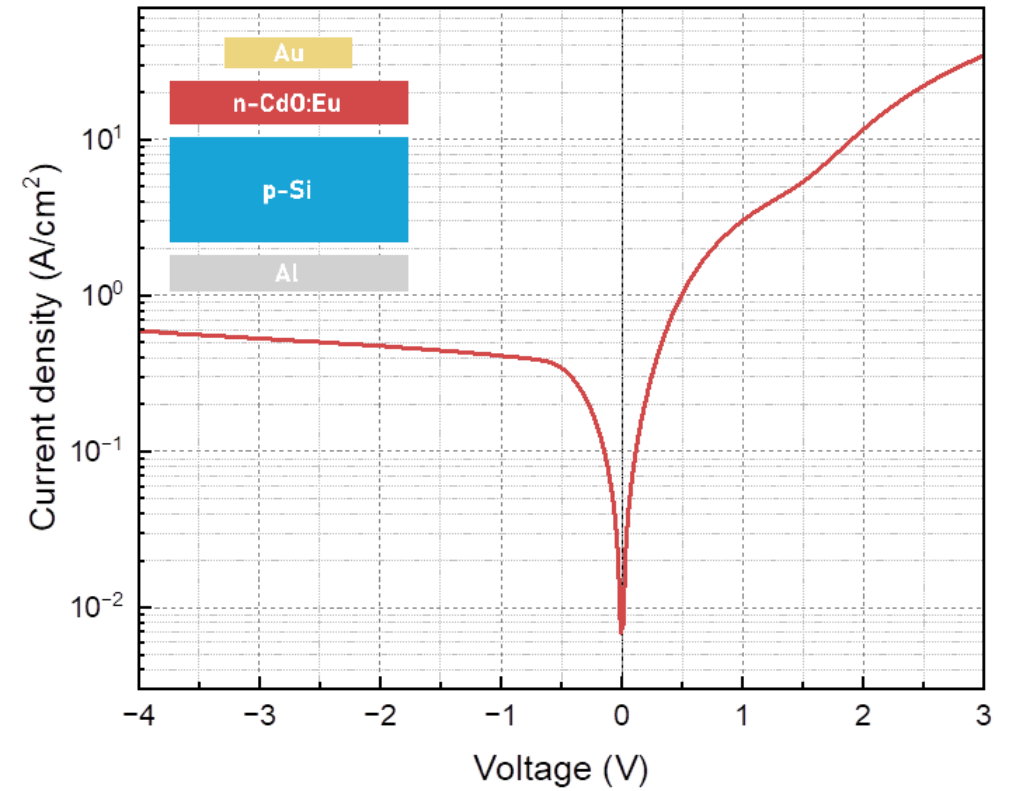
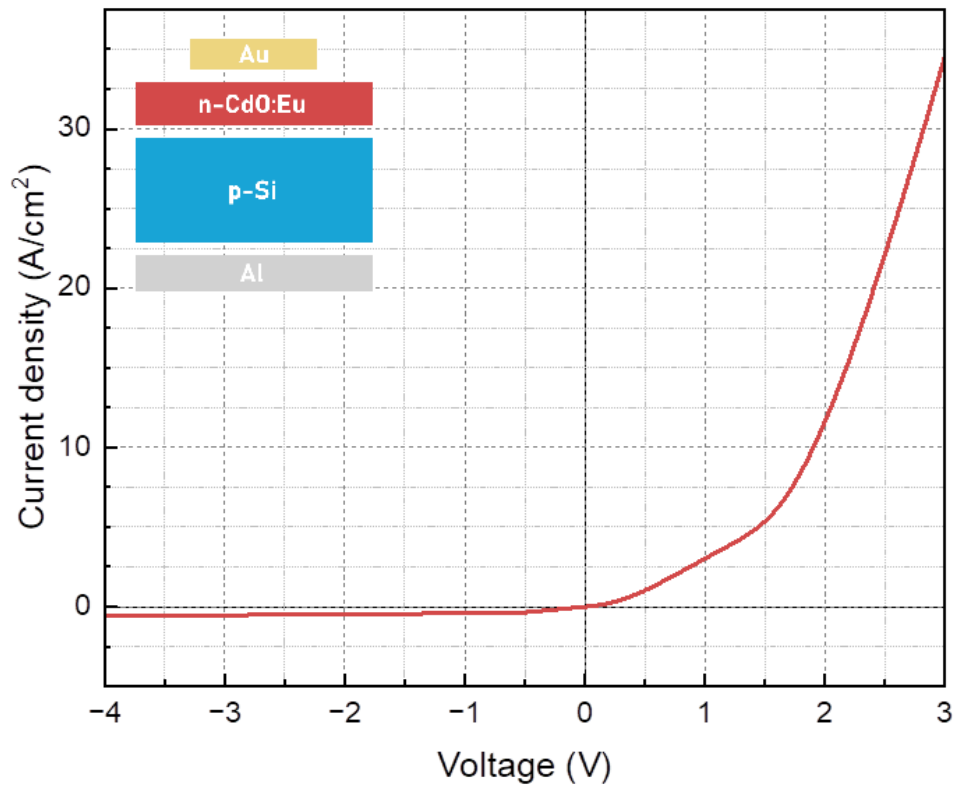


**Uwaga: W takim przypadku  $n \neq 1$**

$$I = I_0 \left( e^{\frac{q(V-IR_s)}{nkT}} - 1 \right)$$



# Charakterystyka I-V rzeczywistego złącza p-n



$$I = I_0 \left( e^{\frac{q(V-IR_s)}{nkT}} - 1 \right)$$

Zwykle wartości n zawierają się przedziale  $1 < n < 2$ , zależne od materiału.