

# **Wykład X**

**Dioda elektroluminescencyjna**  
**Laser półprzewodnikowy**

# Koncentracja elektronów i dziur w stanie równowagi termodynamicznej w półprzewodniku

Koncentracja elektronów w pasmie przewodnictwa:

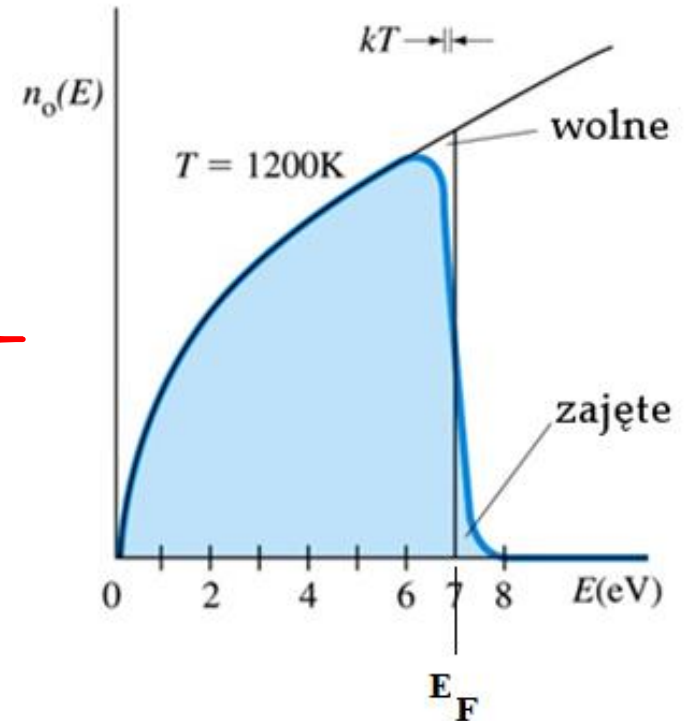
$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} f(E) \rho_c(E) dE$$

Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu fermionem:

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

Gęstość stanów w pobliżu krawędzi pasm:

$$\rho_c(E) = \frac{(2m_c)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{E - E_c}, \quad E \geq E_c$$



# Koncentracja elektronów i dziur w stanie równowagi termodynamicznej w półprzewodniku

$$n_0 = N_C F_{1/2} \left( \frac{E_F - E_C}{kT} \right)$$

Całka Fermiego

$$N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}$$

efektywna gęstość stanów

Dla półprzewodnika niezdegenerowanego:

$$n_0 = N_C f(E_C) = N_C e^{-(E_C - E_F)/kT}$$

Dla półprzewodnika zdegenerowanego:

$$n_0 = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2m_n^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_F - E_C)^{3/2}$$

# Rekombinacja spontaniczna

- bezpromienista

*elektron + dziura* → *fonyony*

- promienista

*elektron + dziura* → *foton*

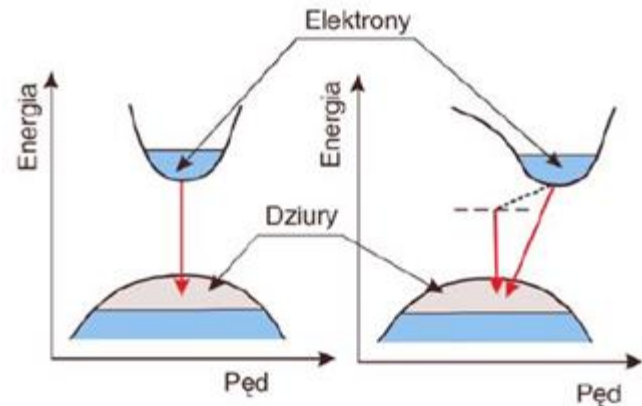
Przy przejściach prostych

$$\Delta \hbar \vec{k} = \hbar \vec{k}_p^e - \hbar \vec{k}_k^e \approx 0$$

Szybkość rekombinacji

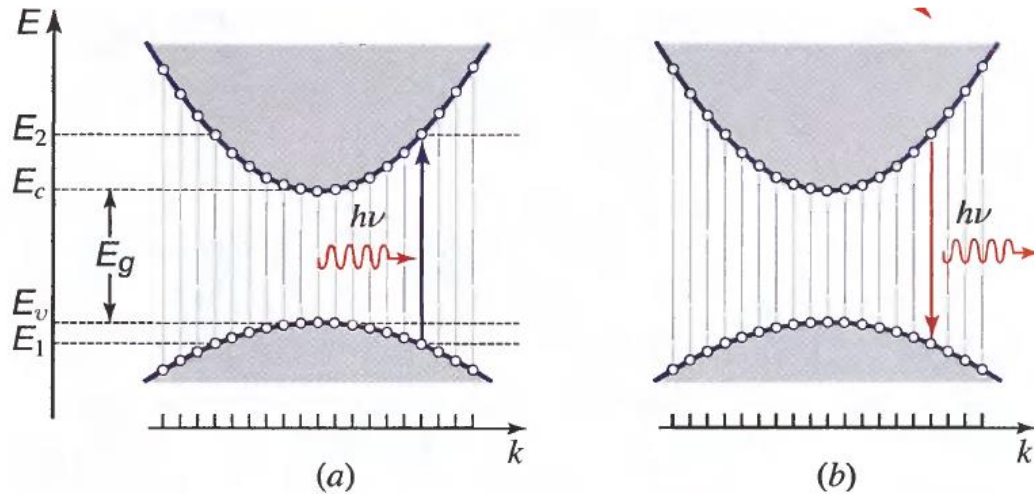
$$R = r np$$

$r$  – stała rekombinacji



# Rekombinacja promienista pary elektron-dziura

## Półprzewodnik z prostą przerwą



Prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej zależy od:

1. Prawdopodobieństwa odpowiedniego obsadzenia stanów w pasmie przewodnictwa i w pasmie walencyjnym  $f_e(\nu)$
2. Prawdopodobieństwa przejścia  $\frac{1}{\tau_r}$
3. Łącznej gęstości stanów elektronowych i dziurowych  $\rho(\nu)$

$$r_{sp} \cong \frac{1}{\tau_r} f_e(\nu) \rho(\nu)$$

# Rekombinacja promienista pary elektron-dziura

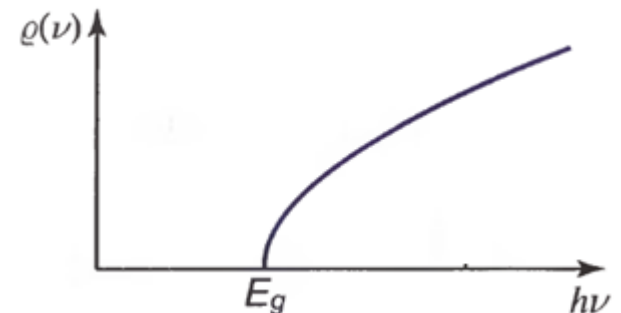
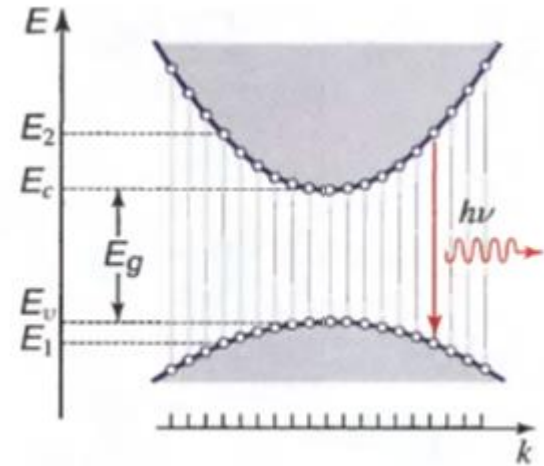
## 3. Łączna gęstość stanów

Zamiast rozważać ruch elektronów i dziur oddzielnie, można opisać przejście elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa (lub w odwrotną stronę) jako przejście jednej cząstki o masie równej masie zredukowanej  $m_r$ :

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_v} + \frac{1}{m_c}$$

Łączna gęstość stanów:

$$\rho(\nu) = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi \hbar^2} \sqrt{h\nu - E_g}, \quad h\nu \geq E_g$$



# Rekombinacja promienista pary elektron-dziura

Wówczas intensywność przejścia będzie proporcjonalna do iloczynu prawdopodobieństwa obsadzenia przez tę cząstkę stanu o energii  $E$  i gęstości stanów.

- Prawdopodobieństwo obsadzenia – czynnik Boltzmann  $\sim e^{-\frac{h\nu - E_g}{kT}}$
- Gęstość stanów  $\sim \sqrt{h\nu - E_g}$

Zatem intensywność przejścia:

$$r_{sp} \sim \sqrt{h\nu - E_g} e^{-\frac{h\nu - E_g}{kT}}$$

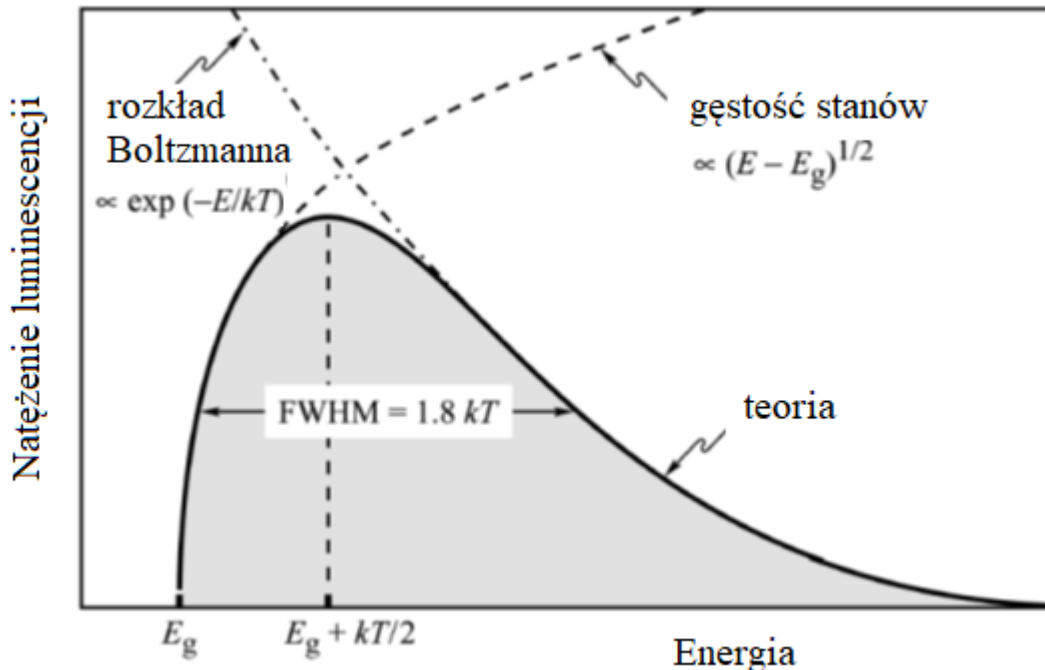
# Rekombinacja promienista pary elektron-dziura

$$r_{sp}(\nu) = D \sqrt{h\nu - E_g} \exp\left(-\frac{h\nu - E_g}{kT}\right), \quad h\nu \geq E_g,$$

$$D = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi \hbar^2 \tau_r} \exp\left(\frac{E_{fc} - E_{fv} - E_g}{kT}\right)$$

$\tau_r$  - czas życia na rekombinację promienistą

W stanie równowagi termodynamicznej



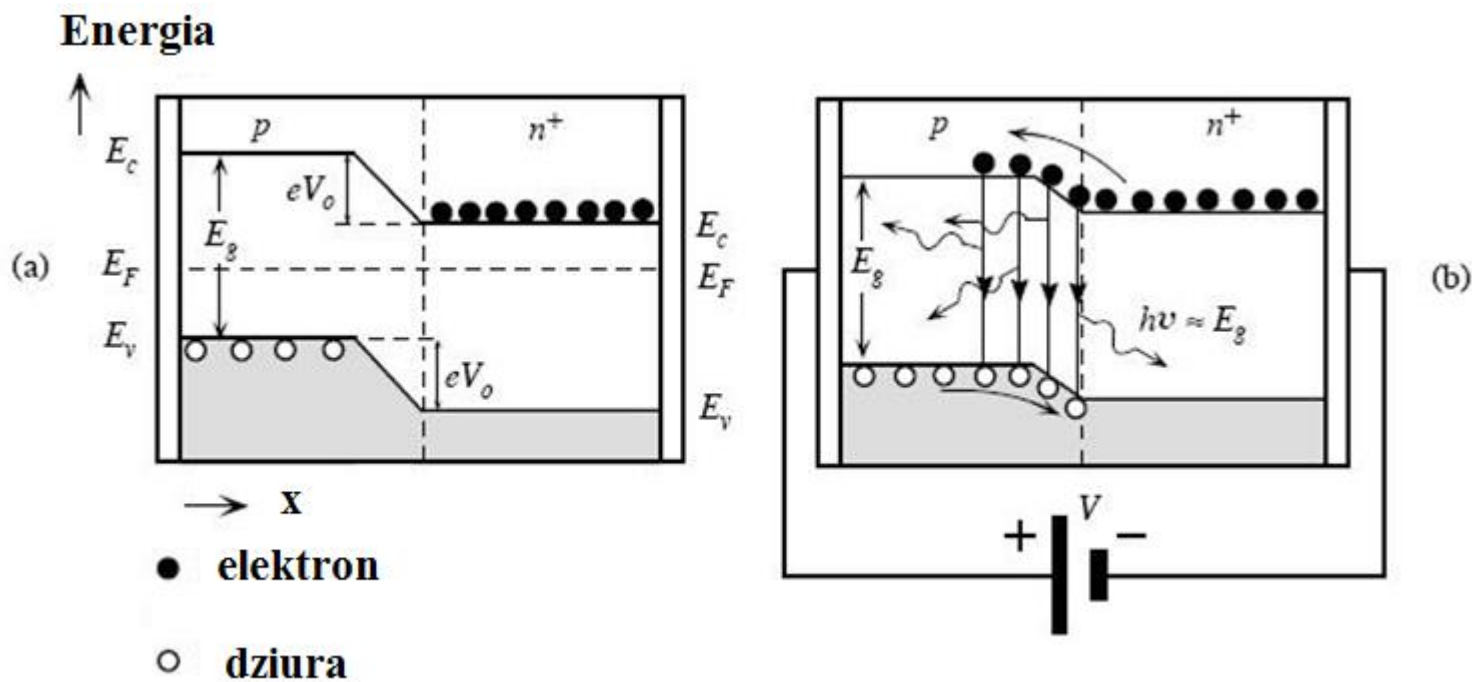
$$h\nu_p = E_g + \frac{1}{2}kT$$

$$\Delta\nu \approx 1.8 kT/h$$

$$\Delta\lambda \approx 1.45 \lambda_p^2 kT$$



# LED – diagram pasmowy

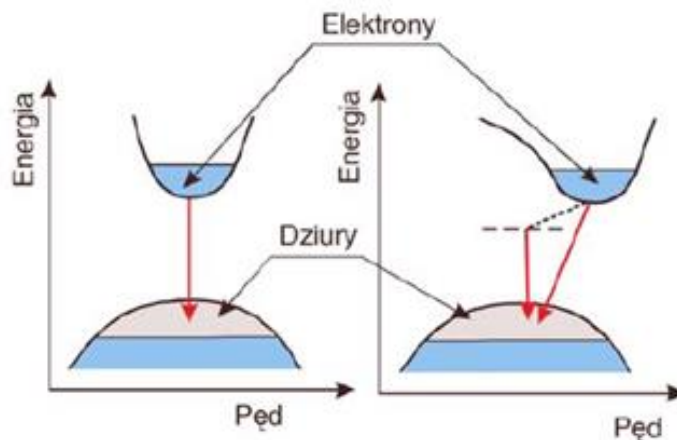


**Diagram pasmowy LED bez polaryzacji i po spolaryzowaniu w kierunku przewodzenia. Napięcie polaryzujące diodę zmniejsza barierę potencjału  $V_0$  i nośniki większościowe dyfundują do odpowiednich obszarów złącza, rekombinując w obszarze złącza.**

# Relacja dyspersji $E(k)$ i rekombinacja promienista

$$E_2 - E_1 = h\nu$$

$$p_{\text{fotonu}} \ll p_{\text{elektronu}}$$



**Przerwa prosta:**

$$p_2 - p_1 \cong 0$$

**Przerwa skośna:**

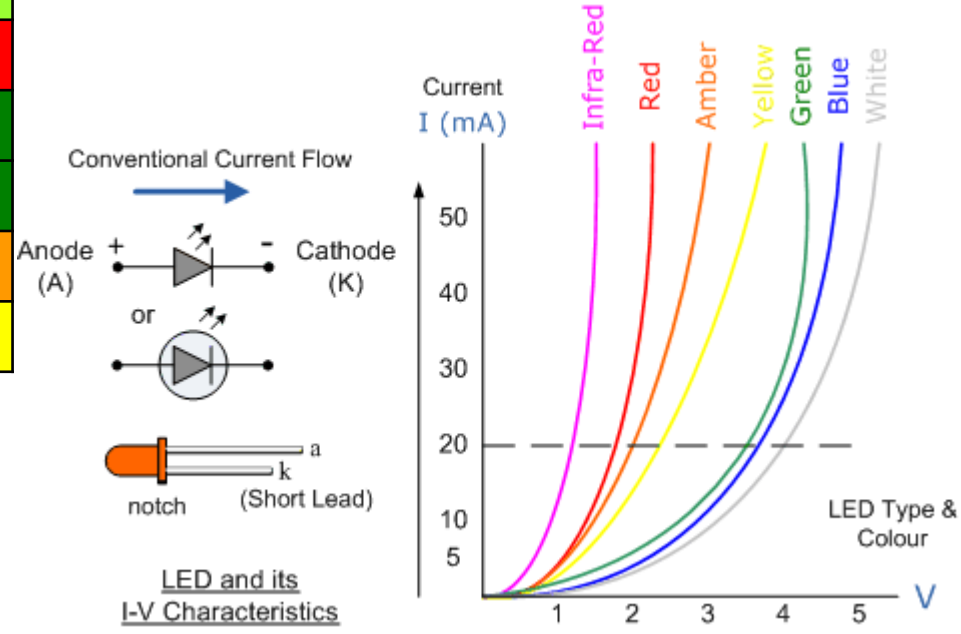
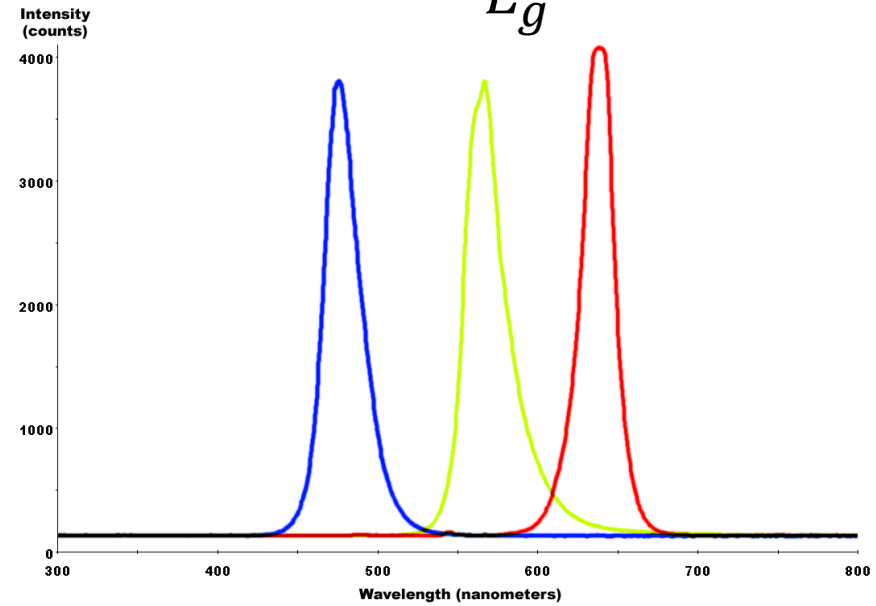
$$p_2 - p_1 \cong p_{\text{fononu}}$$

Aby mogła nastąpić emisja lub absorpcja światła, muszą zostać spełnione zasady zachowania energii i pędu (w kryształach tj. pseudopęd). Pęd fotonu jest do pominięcia w stosunku do pędu elektronu w ciele stałym. Dlatego emisja i absorpcja w półprzewodniku z prostą przerwą wzbronioną są dużo bardziej prawdopodobne niż w przypadku półprzewodnika ze skośną przerwą, gdzie w obydwu procesach musi wziąć udział trzecia cząstka – fonon. Inaczej nie zostanie spełniona zasada zachowania pędu.

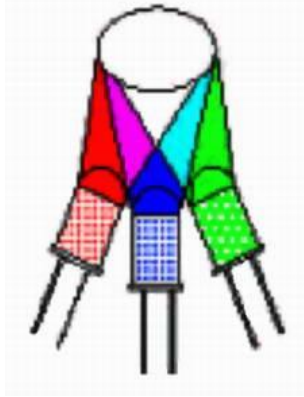
# Widmo LED

GaAsP / GaAs 655nm / czerwone
GaP 568nm / żółto-zielone
GaP 700nm / jasno czerwone
GaAsP / GaP 610nm / bursztynowe
GaP 555nm / czysta zieleń
GaAsP / GaP 655nm / czerwone o wysokiej wydajności
GaP 568nm / żółto-zielone
GaAlAs / GaAs 660nm / czerwone
InGaAlP 574nm / zielone
InGaAlP 574nm/zielone
InGaAlP 620nm / pomarańczowe
InGaAlP 595nm / żółte

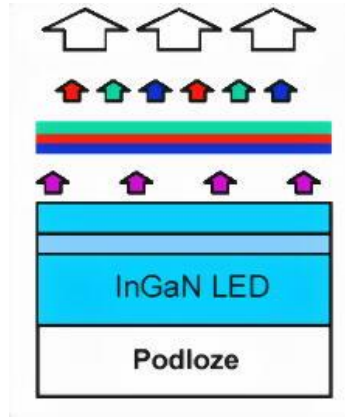
$$\lambda_p = \frac{hc}{E_g}$$



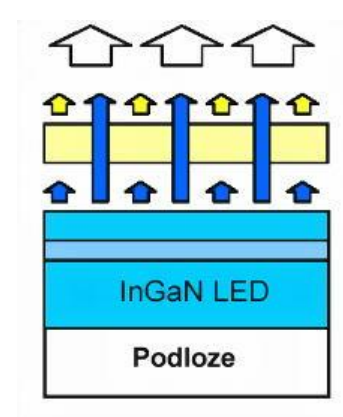
# Sposoby otrzymywania białych emiterów LED



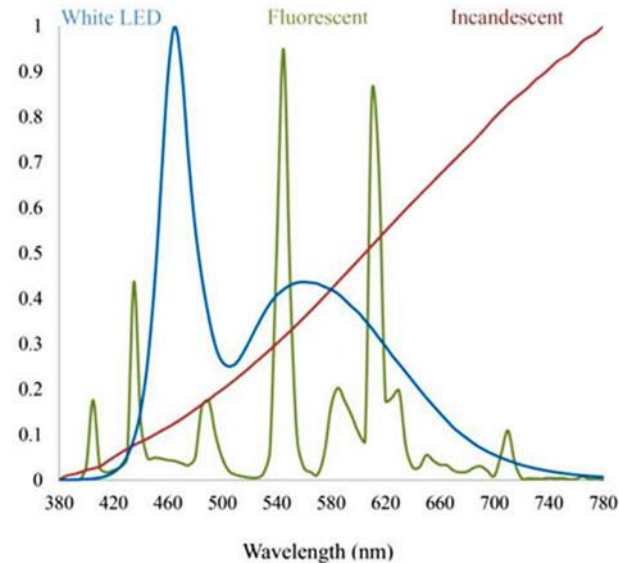
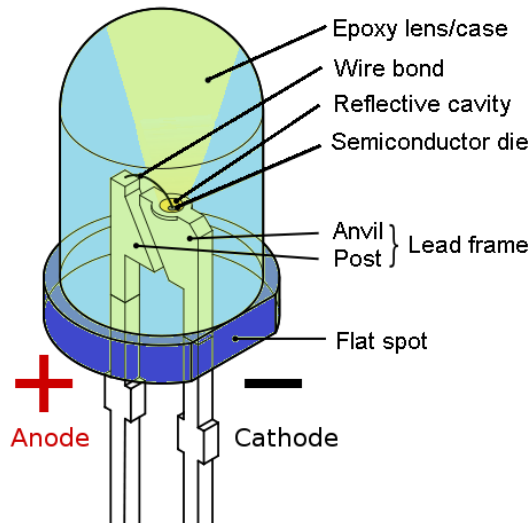
poprzez mieszanie trzech barw podstawowych



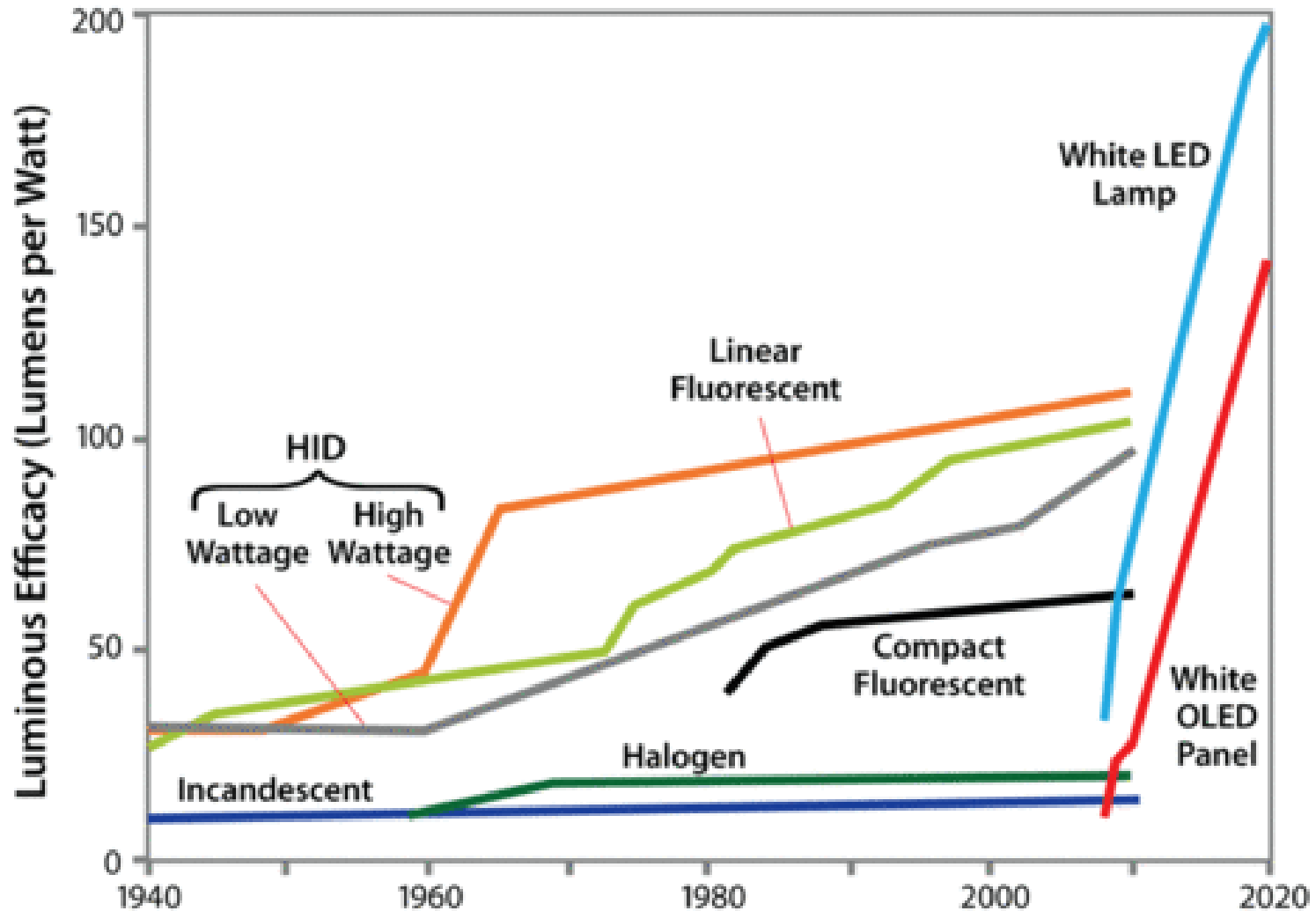
przez konwersję promieni UV w luminoforze RGB



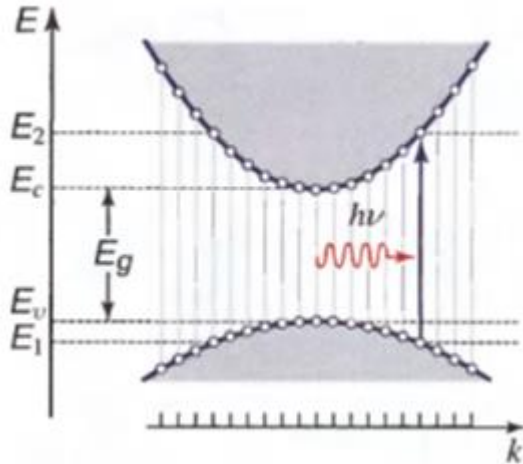
przez częściową konwersję promieni niebieskich w luminoforze żółtym



# Wydajność świetlna LED

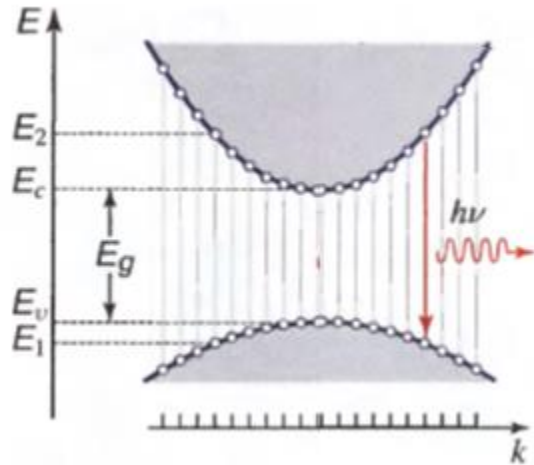


# Warunek obsadzeń - absorpcja i emisja



**Absorpcja**

$$f_a(\nu) = [1 - f_c(E_2)] f_v(E_1)$$



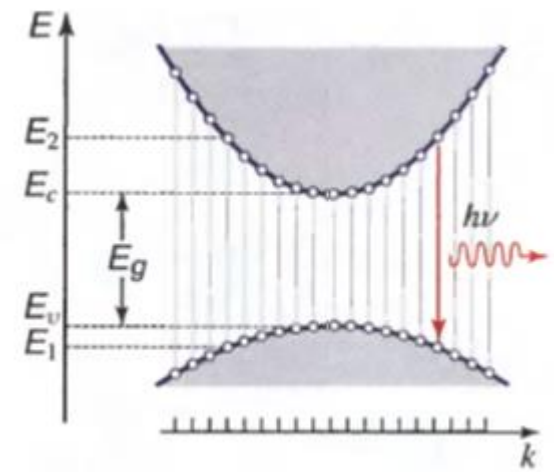
**Emisja**

$$f_e(\nu) = f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)]$$

# Wzmocnienie w półprzewodniku- warunek obsadzeń

Emisja  $f_e(\nu) = f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)]$

Absorpcja  $f_a(\nu) = [1 - f_c(E_2)] f_v(E_1)$



$$f_c(E_2) = 1 / \{ \exp[(E_2 - E_{fc}) / kT] + 1 \}$$

$$f_v(E_1) = 1 / \{ \exp[(E_1 - E_{fv}) / kT] + 1 \}$$

Współczynnik inwersji Fermiego:

$$f_g(\nu) = f_e(\nu) - f_a(\nu) = f_c(E_2) - f_v(E_1)$$

Wzmocnienie, jeśli współczynnik inwersji  $f_g(\nu) > 0 \implies$

$$f_c(E_2) > f_v(E_1) \implies \frac{1}{f_c(E_2)} < \frac{1}{f_v(E_1)}$$

# Wzmocnienie w półprzewodniku - warunek obsadzeń

Po przekształceniach otrzymujemy:

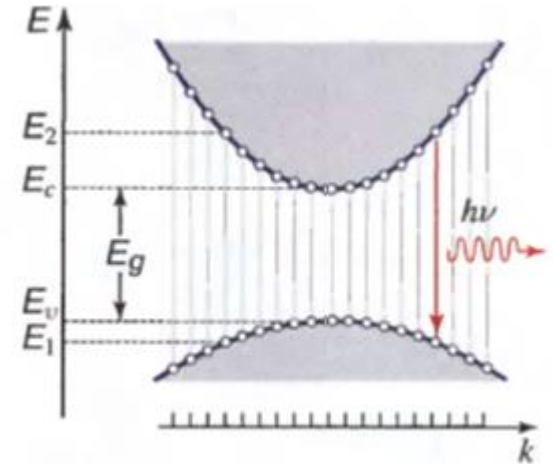
$$E_{fc} - E_{fv} > E_2 - E_1 = h\nu$$

Zatem inwersja jest możliwa tylko dla fotonów o energii mniejszej od  $E_{fc} - E_{fv}$ .

Z drugiej strony, żaden foton nie może mieć energii mniejszej od energii przerwy wzbronionej  $E_g$ .

Stąd:

$$\text{Warunek Bernarda - Duraffourga} \Rightarrow E_g < h\nu < E_{fc} - E_{fv}$$

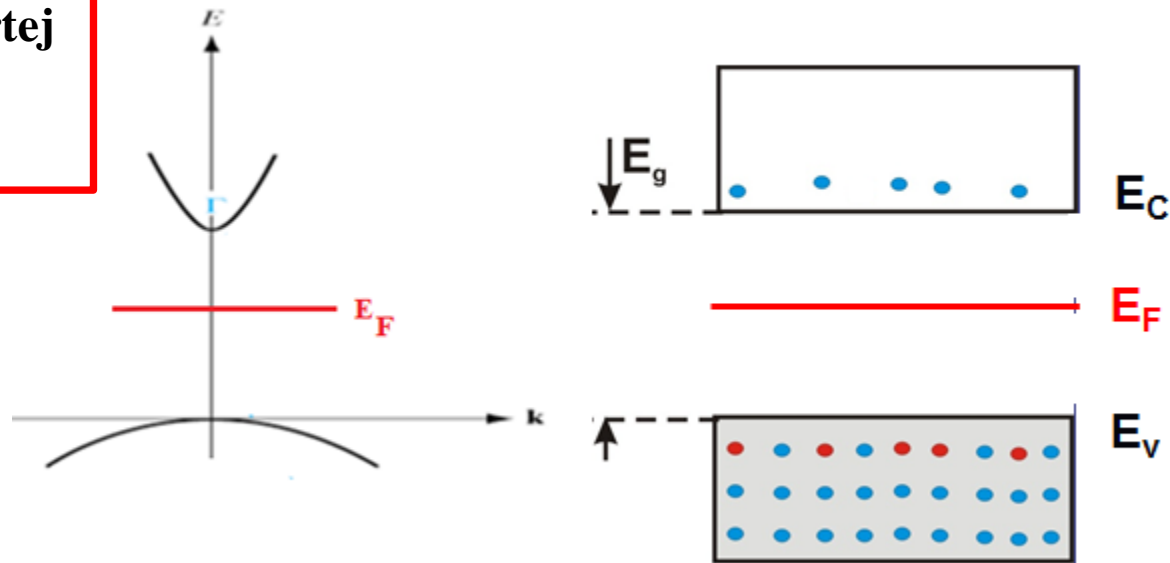


Tylko fotony o energii zawartej w przedziale pomiędzy  $E_g$  a  $E_{fc} - E_{fv}$  są wzmacniane.



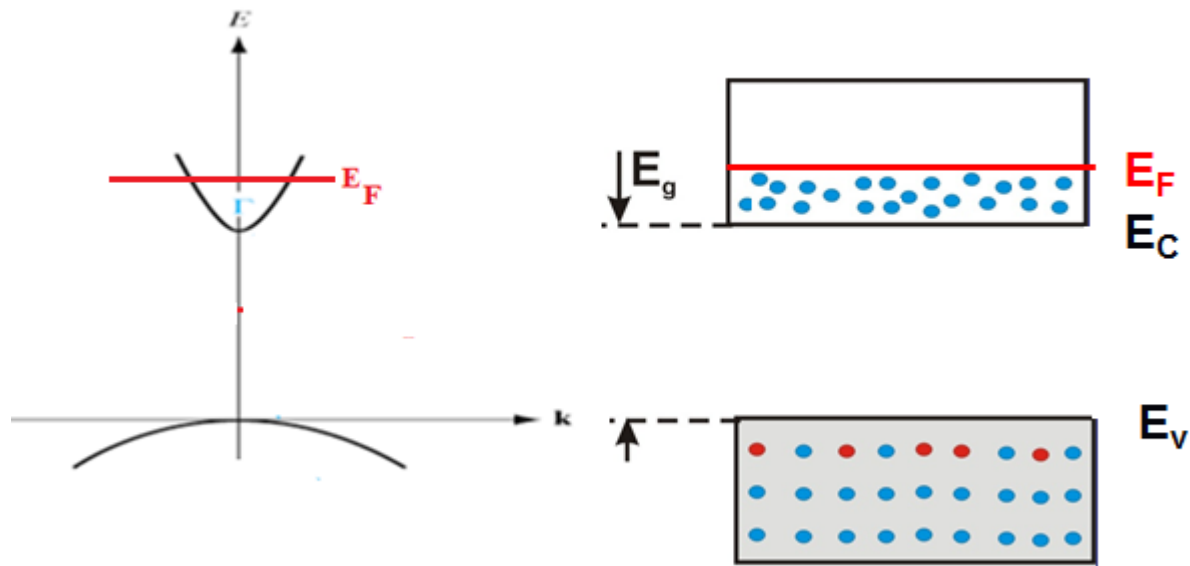
Tylko fotony o energii zawartej w przedziale pomiędzy  $E_g$  a  $E_{fc} - E_{fv}$  są wzmacniane.

**Półprzewodnik niezdegenerowany**



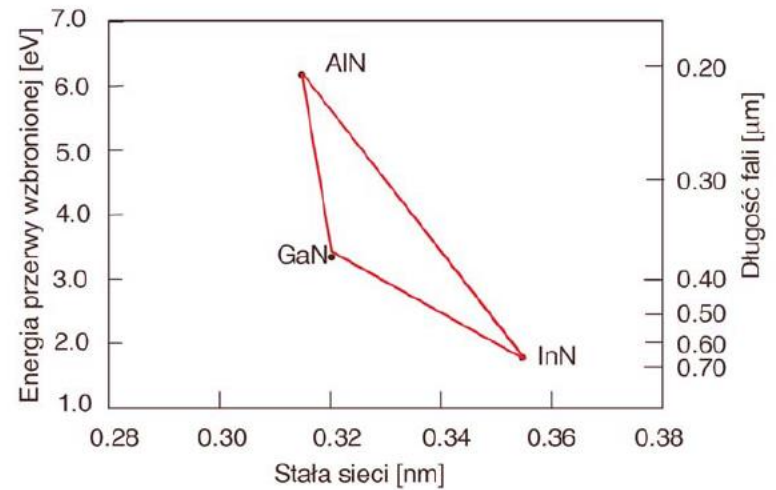
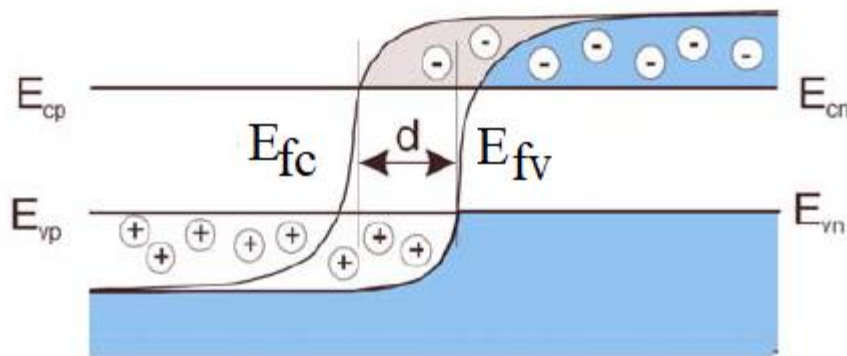
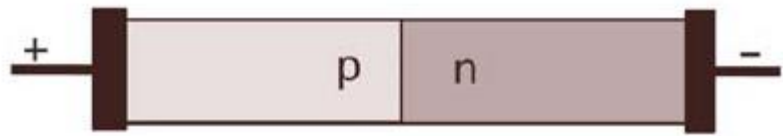
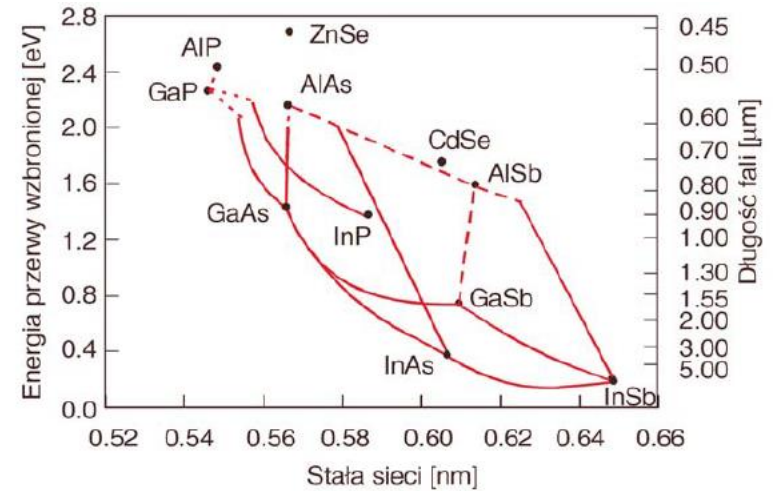
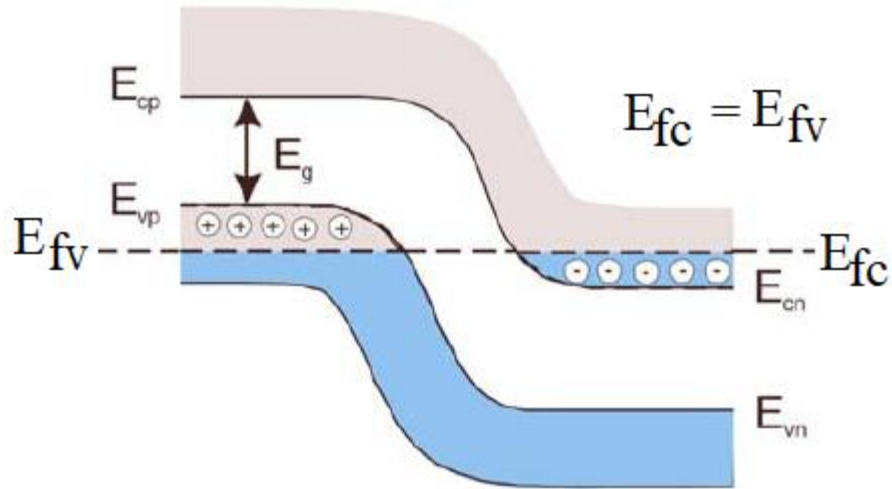
**Poziom Fermiego znajduje się w obszarze przerwy wzbronionej**

**Półprzewodnik zdegenerowany typu n**

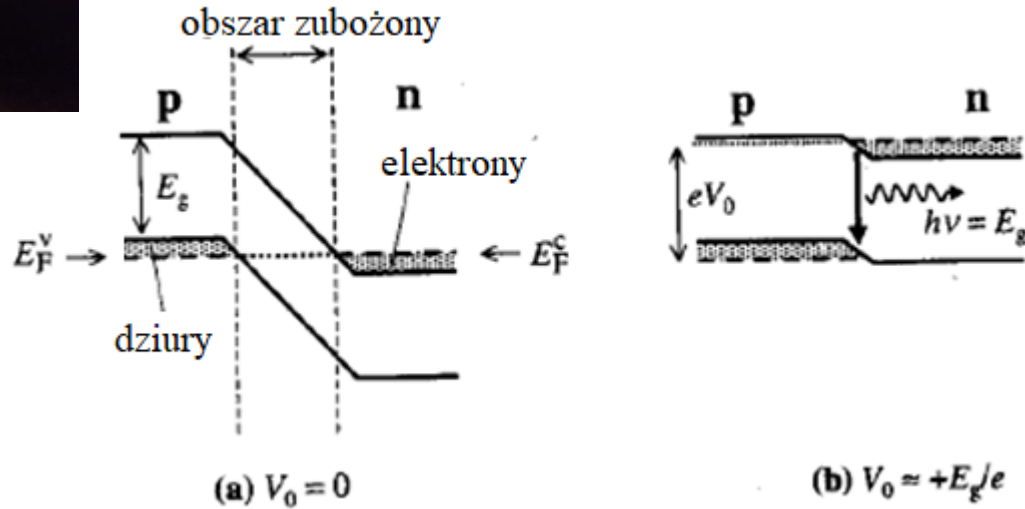
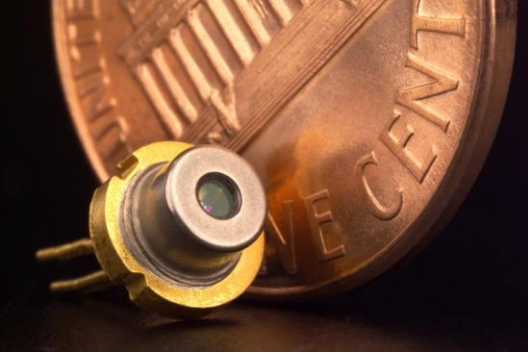


**Poziom Fermiego znajduje się w obszarze pasma przewodnictwa**

# Laser homozłączowy



# Laser półprzewodnikowy



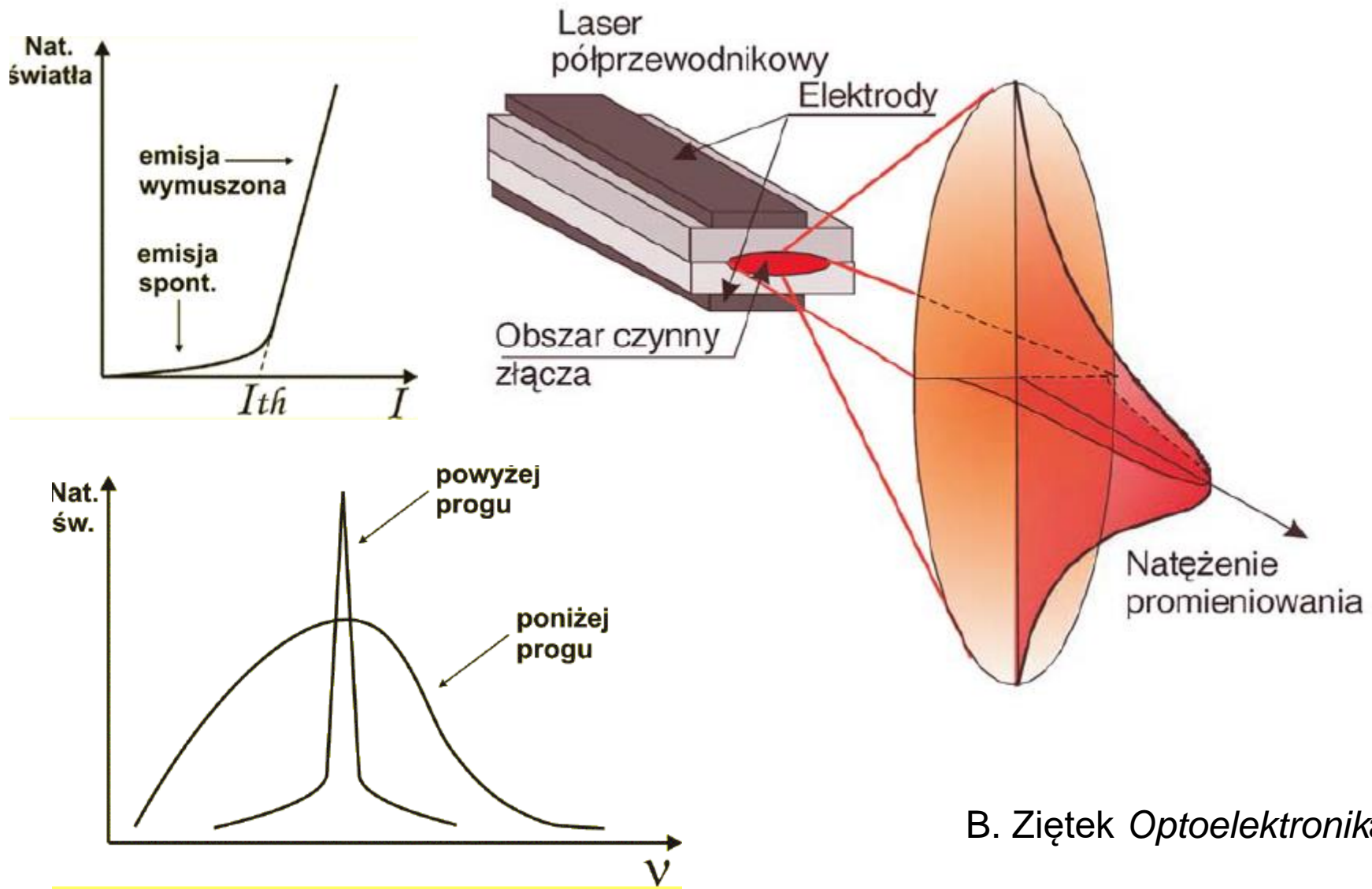
a) dioda bez polaryzacji

b) dioda spolaryzowana napięciem równym energii wzbronionej półprzewodnika.

Warunek wystąpienia akcji laserowej:  $E_{fc} - E_{fv} > E_g$

- półprzewodniki zdegenerowane
- napięcie polaryzujące równe  $\sim$  przerwie wzbronionej (pompowanie)

# Właściwości prom. laserowego



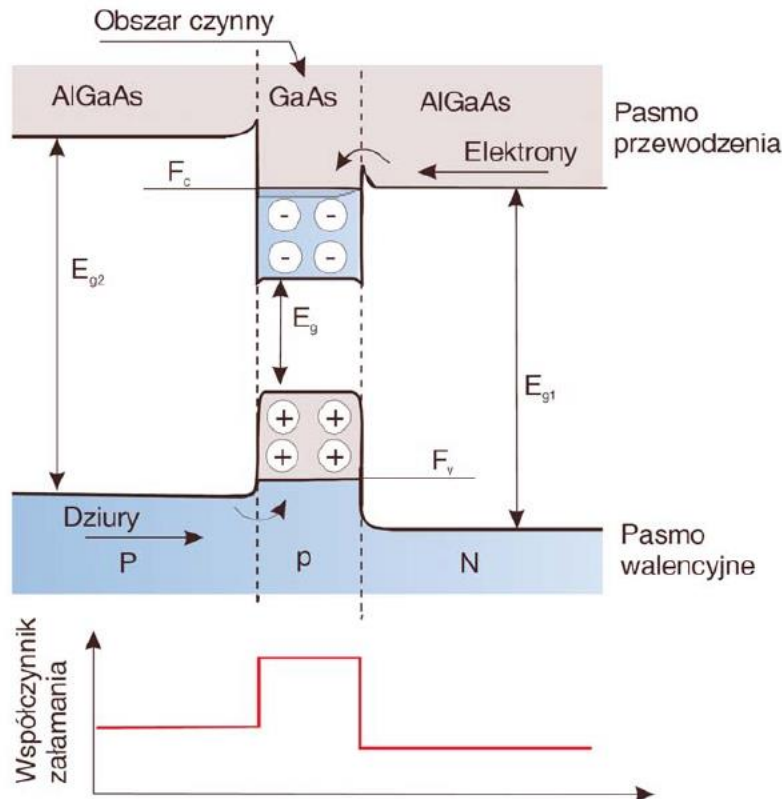
# Laser heterozłączowy

## Zalety:

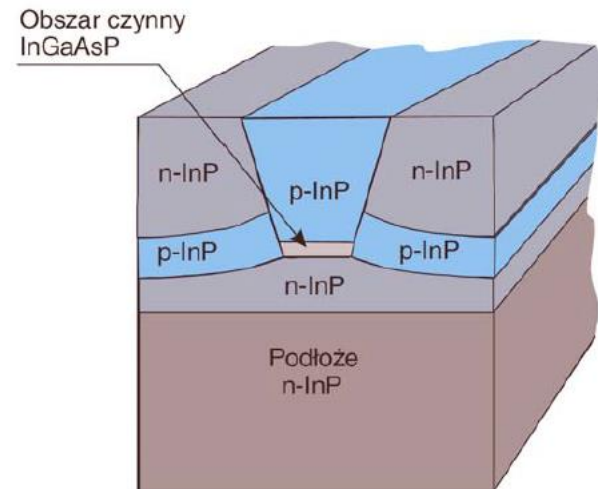
- niski i bardzo niski prąd progowy,
- ograniczony obszar dyfuzji nośników,
- duża gęstość fotonów (efekt światłowodowy)

## Wady:

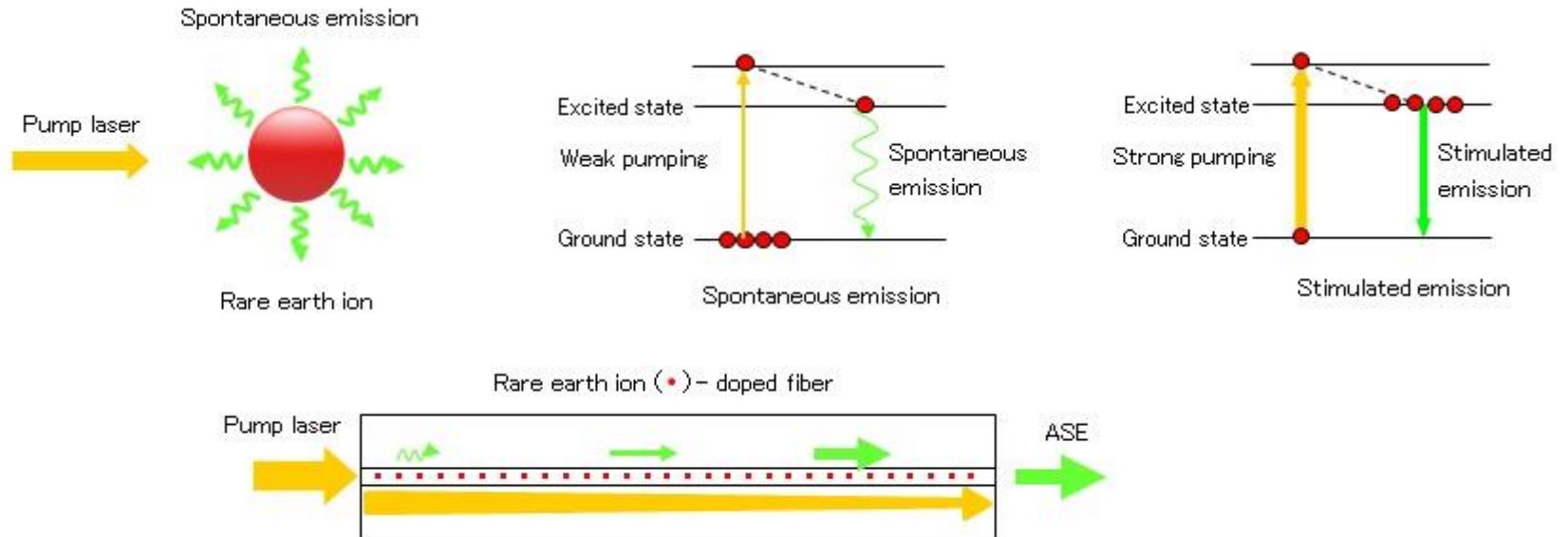
- defekty  
wynikające z różnic stałych sieci



## Przykład

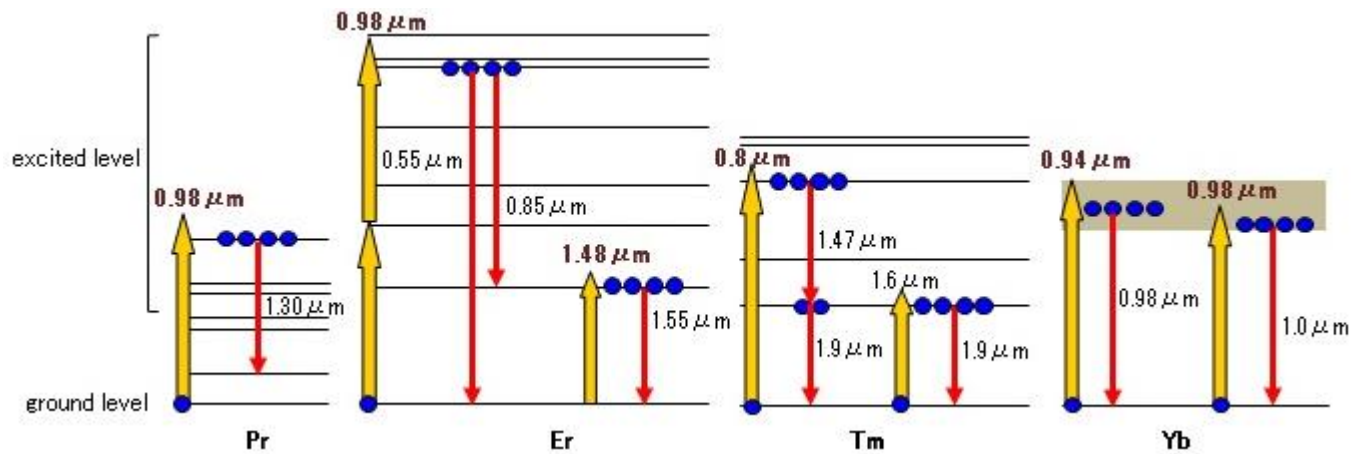
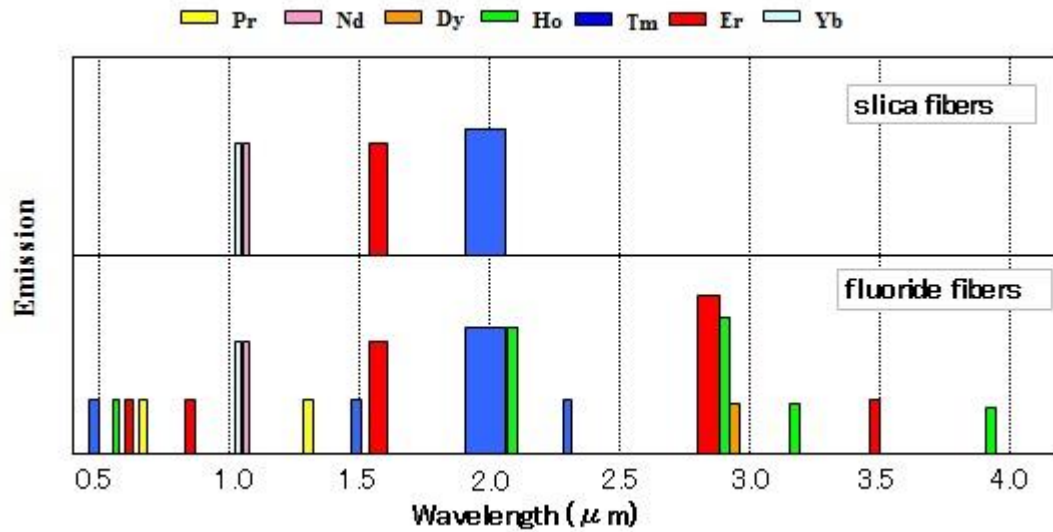


# Źródło ASE

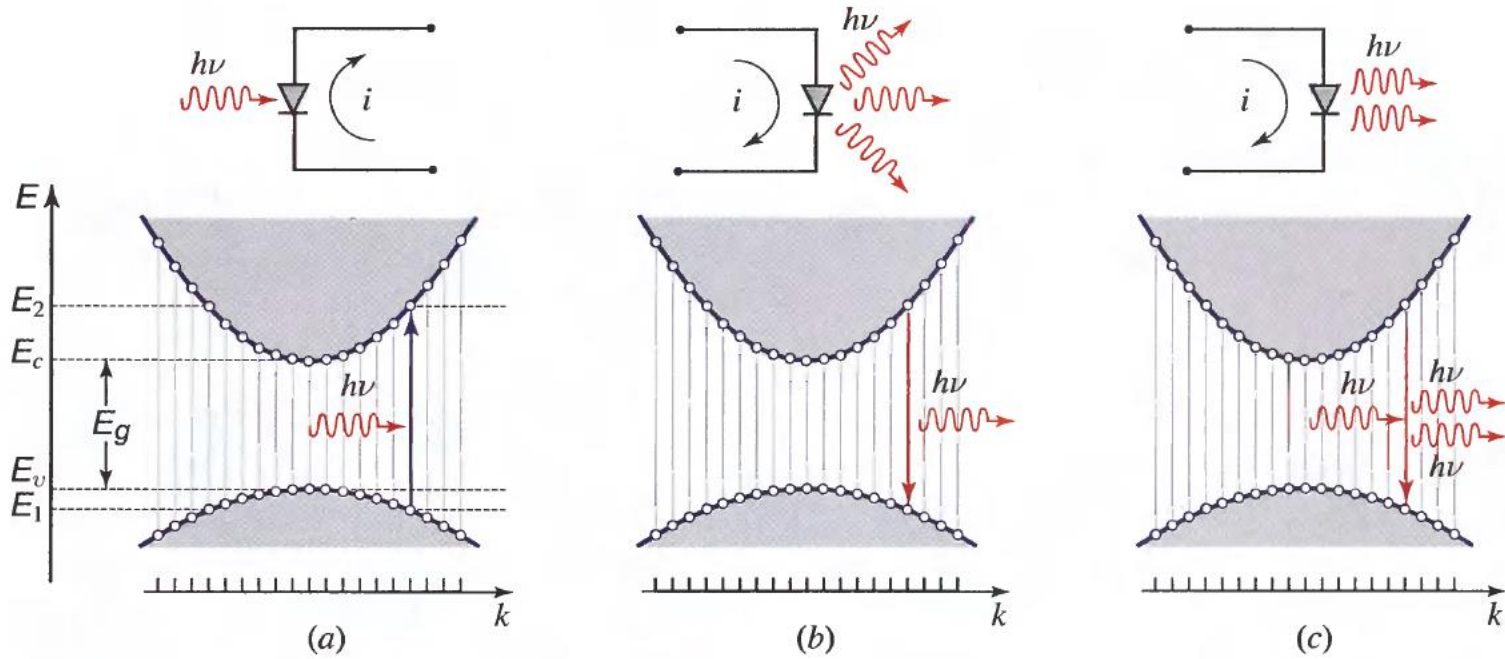


**Realizacja inwersji obsadzeń we włóknie światłowodowym domieszkowanym jonami ziem rzadkich (RE) jest łatwa, ponieważ „uwięzienie” fotonów we włóknie (zwykle  $<10 \mu\text{m}$ ) a więc i intensywność pompowania w rdzeniu jest b. duża. Dlatego emisja wymuszona we włóknie domieszkowanym jonami ziem rzadkich jest bardzo wydajna. Stąd włókna są często używane jako źródła ASE, lasery światłowodowe i światłowodowe wzmacniacze optyczne.**

# Źródło ASE



# Złącze p-n w optoelektronice



fotodioda

LED

laser