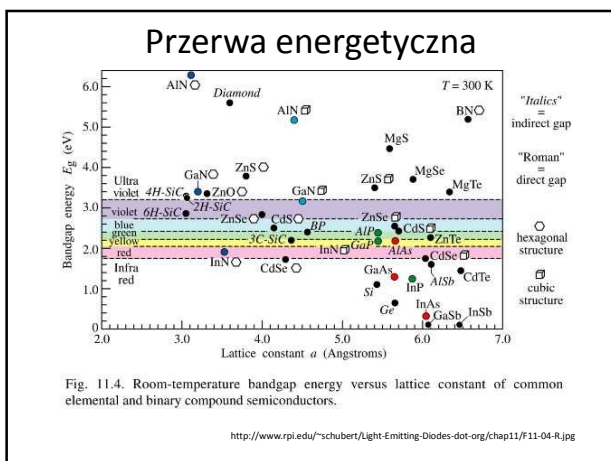
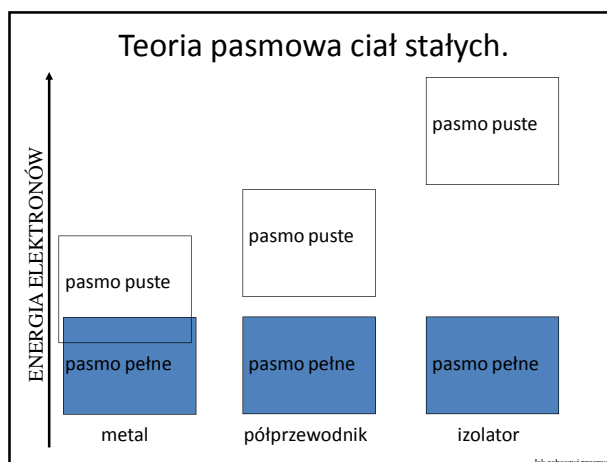


Półprzewodniki (ang. semiconductors).

Jacek.Szczytko@fuw.edu.pl
http://www.fuw.edu.pl/~szczytko/NT

Uniwersytet Warszawski 2010



Elektrony i dziury

Kwazicząstki - dziury

Dla opisanja sumarycznych właściwości tych 2N-1 elektronów wprowadzamy pojęcie nowej kwazicząstki -dziury. Dziura quasi cząstka z dodatnią masą efektywną, która opisuje własności zbioru elektronów w ciele stałym o masie ujemnej z jednym stanem pustym.

Jeśli $f(\mathbf{k})$ pewna wielkość fizyczna charakteryzująca elektron o wektorze falowym \mathbf{k} to wartość tej wielkości dla dziury:

$$f_d = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{2N} f(\mathbf{k}_i) \quad \text{dla pasma w którym brakuje elektronu w stanie } j$$

Np. wektor falowy dziury: $\mathbf{k}_d = \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^{2N} \mathbf{k}_i = \sum_{i=1}^{2N} \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_e = -\mathbf{k}_e$

Np. prędkość dziury: $\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_e) = -\mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$
 $\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_d) = \mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$

Elektrony i dziury

Kwazicząstki - dziury

Dla opisanja sumarycznych właściwości tych 2N-1 elektronów wprowadzamy pojęcie nowej kwazicząstki -dziury. Dziura quasi cząstka z dodatnią masą efektywną, która opisuje własności zbioru elektronów w ciele stałym o masie ujemnej z jednym stanem pustym.

Np. prędkość dziury: $\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_e) = -\mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$
 $\mathbf{v}_d(\mathbf{k}_d) = \mathbf{v}_e(\mathbf{k}_e)$

Elektrony i dziury

Kwazicząstki - dziury

Dla opisanja sumarycznych właściwości tych 2N-1 elektronów wprowadzamy pojęcie nowej kwazicząstki -dziury. Dziura quasi cząstka z dodatnią masą efektywną, która opisuje własności zbioru elektronów w ciele stałym o masie ujemnej z jednym stanem pustym.

Pole elektryczne E

$\mathbf{j} = -e\mathbf{v}_{e-\text{bez-pary}}$
 $\mathbf{j} = +e\mathbf{v}_{e-w-\text{pustym-miejscu}}$
 $\mathbf{v}_h = \mathbf{v}_{e-w-\text{pustym-miejscu}}$

Funkcja rozkładu

Własności pasm
 Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu kwantowego o energii E
 E_F – potencjał chemiczny

<p>Fermiony:</p> $f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$ <p>Elektrony Dziury Triony (ekscytony naładowane)</p>	<p>Bozony:</p> $f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} - 1}$ <p>Polaritony Fonony Magnony Ekscytony, bieksytony Plazmony</p>	<p>Rozkład Boltzmana:</p> $f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} \pm 1} \approx e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}$ $E_F = \frac{\partial F}{\partial n_i}$ $F = U - TS$
---	---	---

Anyons – np. composite fermions $|\psi_1\psi_2\rangle = e^{i\theta}|\psi_2\psi_1\rangle$
 Slave fermions (chargon, holon, spinon) = fermion+bozon w separacji spin-ładunek

Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

Enrico Fermi
 1901 – 1954

 Paul Adrian
 Maurice Dirac
 1902 – 1984

Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

Enrico Fermi
 1901 – 1954

 Paul Adrian
 Maurice Dirac
 1902 – 1984

Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

Enrico Fermi
 1901 – 1954

 Paul Adrian
 Maurice Dirac
 1902 – 1984

Funkcja rozkładu

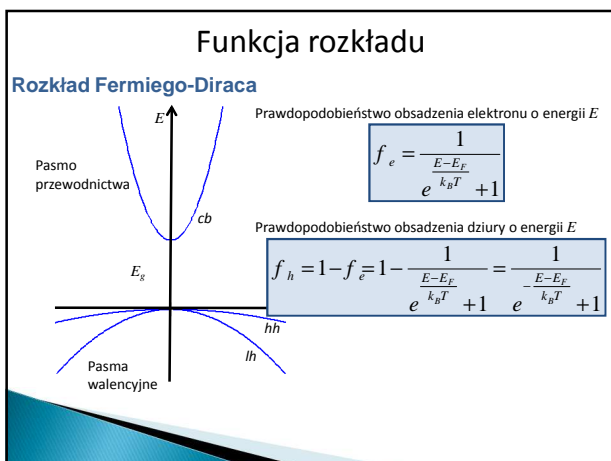
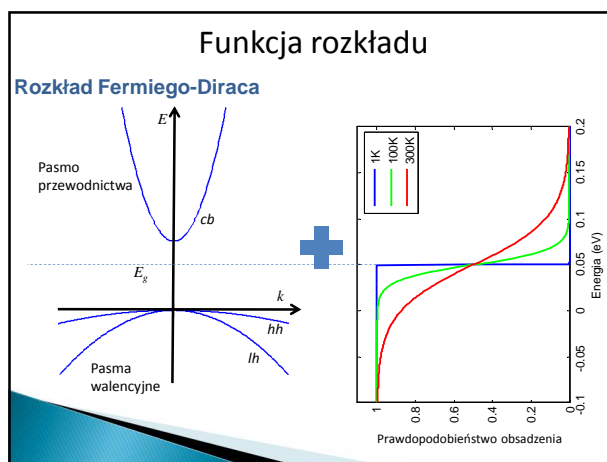
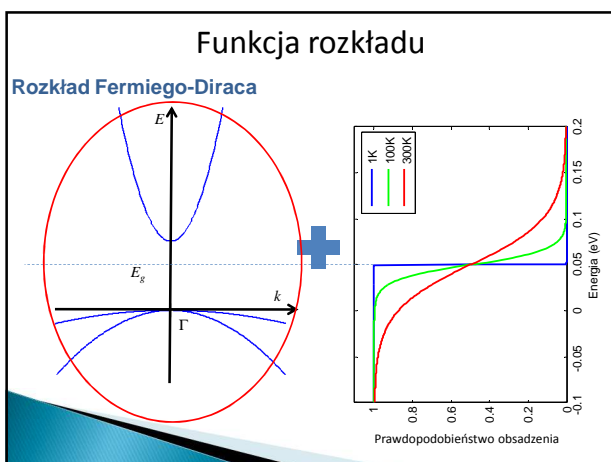
Rozkład Fermiego-Diraca
 Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu kwantowego o energii E
 E_F – potencjał chemiczny

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca
 Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu kwantowego o energii E
 E_F – potencjał chemiczny

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Jeśli nasz kryształ ma skończone rozmiary zbiór wektorów k jest skończony (choć olbrzymi!), np. możemy przyjąć periodyczne warunki brzegowe i wtedy:

Warunki Born-Karmana
Skończone rozmiary kryształu L_x, L_y, L_z
 Ψ – postać funkcji Blocha
 $\Psi(x + L_x, y, z) = \Psi(x, y + L_y, z) = \Psi(x, y, z + L_z)$

$$\begin{aligned} e^{ik_x L_x} &= 1 \\ e^{ik_y L_y} &= 1 \\ e^{ik_z L_z} &= 1 \end{aligned}$$

$$\vec{k}_i = 0, \pm \frac{2\pi}{L_x}, \pm \frac{4\pi}{L_x}, \dots, \pm \frac{2m_i}{L_x}$$

Stany te wyznaczają w przestrzeni odwrotnej siatce o gęstości $(V/2\pi)^3$
Gęstość stanów na jednostkę trójwymiarowej przestrzeni k

Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Jeśli nasz kryształ ma skończone rozmiary zbiór wektorów k jest skończony (choć olbrzymi!), np. możemy przyjąć periodyczne warunki brzegowe i wtedy:

Warunki Born-Karmana
Skończone rozmiary kryształu L_x, L_y, L_z
 Ψ – postać funkcji Blocha
 $\Psi(x + L_x, y, z) = \Psi(x, y + L_y, z) = \Psi(x, y, z + L_z)$

$$\begin{aligned} e^{ik_x L_x} &= 1 \\ e^{ik_y L_y} &= 1 \\ e^{ik_z L_z} &= 1 \end{aligned}$$

$$\vec{k}_i = 0, \pm \frac{2\pi}{L_x}, \pm \frac{4\pi}{L_x}, \dots, \pm \frac{2m_i}{L_x}$$

Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Jeśli nasz kryształ ma skończone rozmiary zbiór wektorów k jest skończony (choć olbrzymi!), np. możemy przyjąć periodyczne warunki brzegowe i wtedy:

$$\vec{k}_i = 0, \pm \frac{2\pi}{L_x}, \pm \frac{4\pi}{L_x}, \dots, \pm \frac{2m_i}{L_x}$$

Ilość stanów w objętości $= \frac{1}{\frac{2\pi}{L_x} \times \frac{2\pi}{L_y} \times \frac{2\pi}{L_z}} = \frac{V}{(2\pi)^3}$

Gęstość stanów w przestrzeni k (w jednostkowej objętości)

$$\rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3$$

Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Jeśli nasz kryształ ma skończone rozmiary zbiór wektorów k jest skończony (choć olbrzymi!), np. możemy przyjąć periodyczne warunki brzegowe i wtedy:

$$\vec{k}_i = 0, \pm \frac{2\pi}{L_x}, \pm \frac{4\pi}{L_x}, \dots, \pm \frac{2m\pi}{L_x}$$

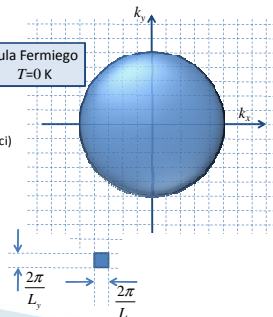
$$\text{Ilość stanów w objętości} = \frac{1}{\frac{2\pi}{L_x} \times \frac{2\pi}{L_y} \times \frac{2\pi}{L_z}} = \frac{V}{(2\pi)^3}$$

Gęstość stanów w przestrzeni k (w jednostkowej objętości)

$$\rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3$$

przypadek 3D

kula Fermiego
 $T=0\text{ K}$



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

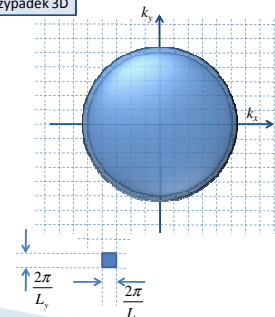
$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3$$

przypadek 3D

gęstość stanów liczymy jako:

$$N(E)dE = \rho_k d\vec{k} = \frac{2}{(2\pi)^3} 4\pi k^2 dk$$

Przy tablicy



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3$$

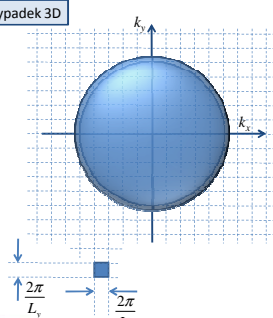
przypadek 3D

gęstość stanów liczymy jako:

$$N(E)dE = \rho_k d\vec{k} = \frac{2}{(2\pi)^3} 4\pi k^2 dk$$

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_c}$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$

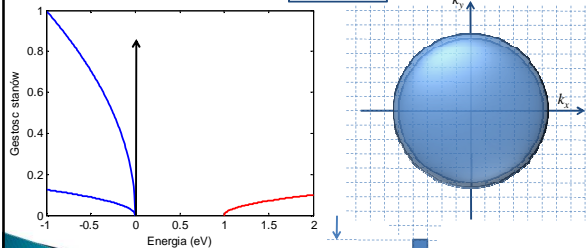


Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

przypadek 3D



Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad \rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^3$$

przypadek 3D

gęstość stanów liczymy jako:

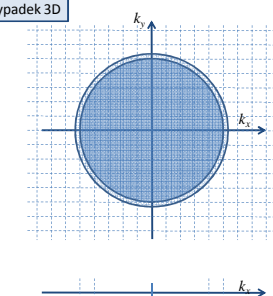
Do domu: znajdź $N(E)$

$$\rho_k = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2$$

przypadek 2D

$$\rho_k = \frac{2}{2\pi}$$

przypadek 1D

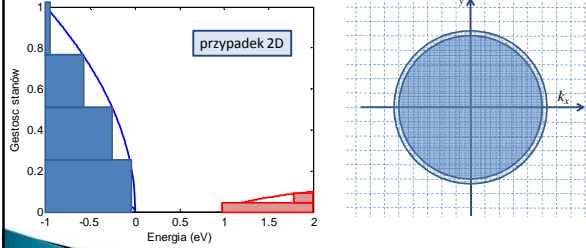


Elektrony i dziury

Gęstość stanów

Często wygodniejsza jest znajomość gęstości stanów w przestrzeni energii E (a więc ilość stanów w przedziale $(E, E+dE)$). Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

przypadek 2D



Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?
 W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

Prawdopodobieństwo obsadzenia przypadek 3D

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?
 W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*}$$

$$E_h(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*}$$

Prawdopodobieństwo obsadzenia przypadek 3D

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?
 W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*}$$

$$E_h(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*}$$

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

przypadek 3D

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?
 W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*}$$

$$E_h(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*}$$

$$f_0 = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1}$$

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_g}$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?
 W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i$$

$$f_c = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} \approx e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}}$$

$$f_h = 1 - f_0 = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} \approx e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}$$

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_g}$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_h^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla $T > 0$?
 W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i$$

$$n(E_F) = \int_{E_g}^{\infty} f_c N(E) dE = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_g}^{\infty} e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}} \sqrt{E - E_g} dE$$

$$\int_0^{\infty} e^{-t} t^{z-1} dt = \Gamma(z)$$

$$\Gamma(n+1) = n\Gamma(n)$$

$$\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$$

Przy tablicy

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla T>0?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i$$

$$n(E_F) = \int_{E_g}^{\infty} f_c N(E) dE = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_g}^{\infty} e^{-\frac{(E-E_F)}{k_B T}} \sqrt{E-E_g} dE$$

$$n = 2 \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_g-E_F}{k_B T}} = N_c e^{-\frac{E_g-E_F}{k_B T}}$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_g} f_v g_v dE$$

$$p = 2 \left(\frac{m_h^* k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{(E_F-E_v)}{k_B T}} = N_v e^{-\frac{(E_F-E_v)}{k_B T}}$$

Koncentracja samoistna

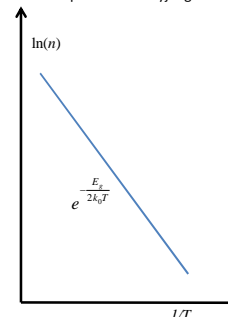
Jaka jest koncentracja nośników dla T>0?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i$$

$$n \cdot p = n^2 = 4 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e^* m_h^*)^2 e^{-\frac{E_g}{k_B T}} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$$

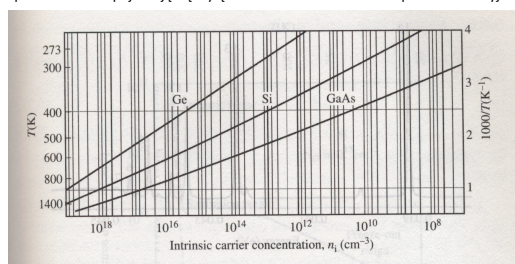
$$n = p = 2 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_e^* m_h^*)^2 e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$$



Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla T>0?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.



J. Singleton

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla T>0?

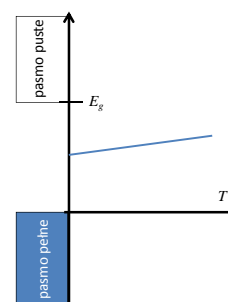
W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i$$

$$n \cdot p = n^2 = 4 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e^* m_h^*)^2 e^{-\frac{E_g}{k_B T}} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$$

$$n = p = 2 \left(\frac{k_B T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_e^* m_h^*)^2 e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$$

$$\frac{N_c}{N_v} = e^{-\frac{(2E_F-E_g)}{k_B T}} \Rightarrow E_F = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right)$$



Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla T>0?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

Koncentracja samoistna typowych półprzewodników

E _g \ T	77K	300K	1200K	material
0,25eV	10 ⁹ cm ⁻³	10 ¹⁶ cm ⁻³	10 ¹⁸ cm ⁻³	InSb PbSe
1eV	-	10 ¹⁰ cm ⁻³	10 ¹⁷ cm ⁻³	Ge, Si, GaAs
4eV	-	-	10 ¹¹ cm ⁻³	ZnS, SiC, GaN, ZnO, C (diament)

R. Szymanski

W powyższej tabelce wartości poniżej 10¹⁰ cm⁻³ nie mają sensu gdyż koncentracja zanieczyszczeń, a co za tym idzie koncentracja wynikająca z nieintencjonalnego domieszkowania jest większa

$$n = p = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad n = N_c e^{-\frac{(E_g-E_F)}{k_B T}}$$

$$p = N_v e^{-\frac{(E_F-E_v)}{k_B T}}$$

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla T>0?

W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

Widać że wartość przerwy energetycznej nie jest wystarczającym kryterium na rozróżnienie półprzewodników i izolatorów, np. czysty Ge, Si i GaAs mają w temperaturze pokojowej bardzo niską koncentrację nośników co czyni je materiałami o właściwościach izolatorów.

Lepsze kryterium – dla półprzewodników istnieje możliwość domieszkowania powodującego znaczące zmiany koncentracji i typu przewodnictwa (elektrony lub dziury).

Domieszki i defekty

Półprzewodniki

	II	III	IV	V	VI
Be	B	C	N	O	
Mg	Al	Si	P	S	
Zn	Ga	Ge	As	Se	
Cd	In	Sn	Sb	Te	

Nośniki:
 dziury +
 elektrony -

Domieszki:
 Akceptory (typ p)
 Donory (typ n)

Jonowość ← → Jonowość

Grupa IV: diament, Si, Ge
Grupy III-V: GaAs, AlAs, InSb, InAs...
Grupy II-VI: ZnSe, CdTe, ZnO, SdS...

Domieszki i defekty

W jaki sposób kontrolować koncentrację nośników?

W półprzewodnikach spotykamy szereg odstępstw od idealnej struktury kryształu:

- defekty struktury kryształu, luki, atomy w położeniu międzywęzłowym, dyslokacje powstałe np. w procesie wzrostu.
- obce atomy (**domieszki**) wprowadzane intencjonalnie lub wskutek zanieczyszczeń (poziom czystości)

Wskutek ich występowania pojawiają się między innymi:

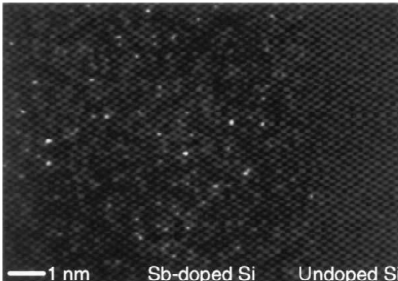
- stany dozwolone w przerwie wzbronionej na skutek odstępstw od potencjału idealnej sieci
- ładunki przestrzenne w izolatorach
- ekranowanie przez swobodne nośniki

Stany domieszkowe dzielimy na:

- głębokie – potencjał krótkozasięgowy, zlokalizowany głównie w obszarze jednej komórki elementarnej – np. luka, domieszka izoelektronowa (o tej samej wartościowości co macierzysty atom np. N w InP).
- płytkie - głównie potencjał długozasięgowy – kulombowski

Domieszki i defekty

Voyles, P.M. et al. Nature 416, 826-829 (2002)



10^{22} atomów Si
 10^{17} domieszek
 Rozmiar tranzystora 50 nm
 Średnia ilość domieszek 12.5

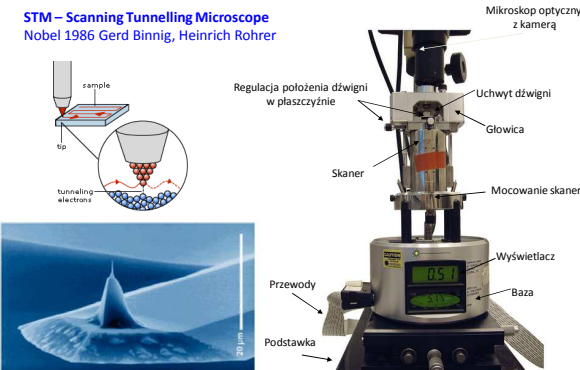
1 nm Sb-doped Si Undoped Si

State-of-the-art TEM image of ultrathinned (5 nm) sample.

Domieszki i defekty

STM – Scanning Tunnelling Microscope

Nobel 1986 Gerd Binnig, Heinrich Rohrer



Mikroskop optyczny z kamerą
 Uchwyt dźwigni
 Głowica
 Mocowanie skanera
 Wyświetlacz
 Baza
 Przewody
 Podstawa

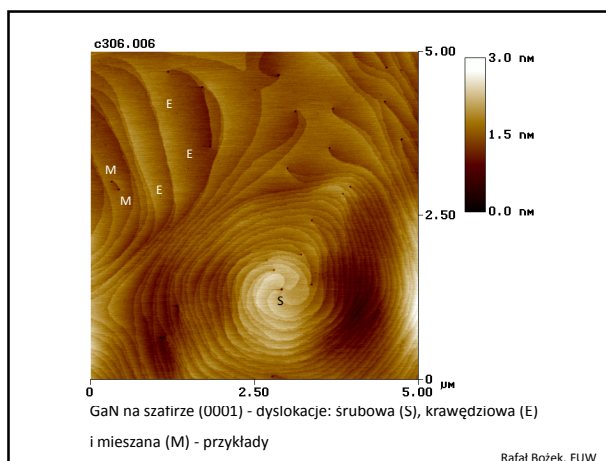
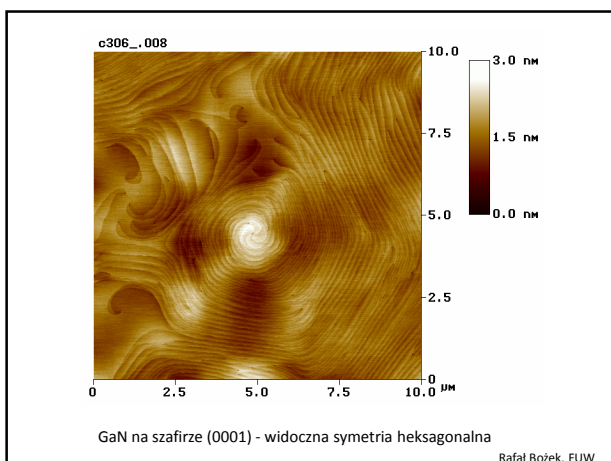
Regulacja położenia dźwigni w płaszczyźnie

Skaner

sample
tip
tunneling electrons

www.nanosensors.com

Rafał Bożek, FUW



EFM – Electric Force Microscopy

$F(x) = F(x_0) + (x - x_0) \frac{\partial F}{\partial x} + \dots$
 $\Delta f_0 = \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial x} \frac{f_0}{k}$

Siła elektryczna (gradient) \Leftrightarrow zmiana częstości rezonansowej
 Pętla sprzężenia zwrotnego: utrzymanie rezonansu

Rafał Bożek, FUW

Domieszki i defekty

GaN polarność galowa - „pinholes” i domeny inwersyjne

Rafał Bożek, FUW

Domieszki i defekty

Model wodoropodobny

Atom o wartościowości wyższej niż jeden atom macierzysty staje się źródłem potencjału kulombowskiego zmodyfikowanego stałą dielektryczną kryształu, wywołanego dodatkowym protonem w jądrze. Dodatkowy elektron będący w paśmie przewodnictwa odczuwa ten potencjał. Jego stany są opisane równaniem masy efektywnej:

$$T = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta \quad U = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \right] \phi(r) = E \phi(r)$$

II	III	IV	V	VI
Be	B	C	N	O
Mg	Al	Si	P	S
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te

Grupa IV: diament, Si, Ge
Grupy III-V: GaAs, AlAs, InSb, InAs...
Grupy II-VI: ZnSe, CdTe, ZnO, SdS...

Domieszki i defekty

Model wodoropodobny

Ostatecznie zagadnienie sprowadza się do problemu atomu wodoru z nośnikiem swobodnym o masie m^* , w ośrodku dielektrycznym ze stałą ϵ i małą „poprawką” do potencjału.

$$E_n = -\left(\frac{m^*}{m_0}\right) \frac{13.6eV}{\epsilon^2 n^2}$$

Dla typowych półprzewodników $m_e^* \approx 0.1m_e$, $\epsilon_s \approx 10$, zatem energia wiązania dla stanu podstawowego jest rzędu kilkudziesięciu meV. Promień Bohra dla stanu podstawowego jest rzędu 100Å:

$$r_B^* = -\frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_0 e^2} \epsilon_s \left(\frac{m_0}{m^*}\right) \approx 0,5 \text{ \AA} \epsilon_s \left(\frac{m_0}{m^*}\right)$$

II	III	IV	V	VI
Be	B	C	N	O
Mg	Al	Si	P	S
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te

Grupa IV: diament, Si, Ge
Grupy III-V: GaAs, AlAs, InSb, InAs...
Grupy II-VI: ZnSe, CdTe, ZnO, SdS...