

Nanostruktury – druty i kropki kwantowe

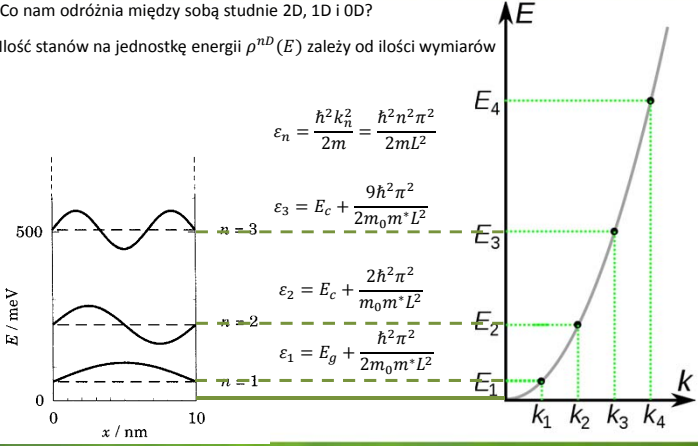


RTD/1 Resonant tunneling structures.pdf
SET/BenzeneSET.pdf

Gęstość stanów

Co nam odróżnia między sobą studnie 2D, 1D i 0D?

Ilość stanów na jednostkę energii $\rho^{nD}(E)$ zależy od ilości wymiarów



$$\epsilon_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2mL^2}$$

$$\epsilon_3 = E_c + \frac{9\hbar^2 \pi^2}{2m_0 m^* L^2}$$

$$\epsilon_2 = E_c + \frac{2\hbar^2 \pi^2}{m_0 m^* L^2}$$

$$\epsilon_1 = E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_0 m^* L^2}$$

2013-02-27 2

Gęstość stanów

Gęstość stanów

Ilość stanów na jednostkę energii $\rho^{nD}(E)$ (zależy od ilości wymiarów)

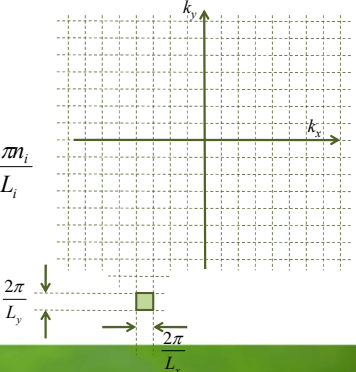
Jeśli nasz kryształ ma skończone rozmiary zbiór wektorów k jest skończony (choć olbrzymi!), np. możemy przyjąć periodyczne warunki brzegowe i wtedy:

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

$$e^{ik_x L_x} = 1$$

$$e^{ik_y L_y} = 1$$

$$e^{ik_z L_z} = 1$$

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


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

2013-02-27 3

Gęstość stanów

Gęstość stanów

Ilość stanów na jednostkę energii $\rho^{nD}(E)$ (zależy od ilości wymiarów)

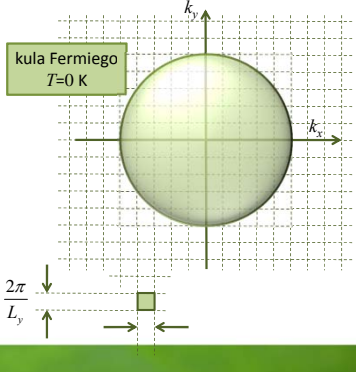
Gęstość stanów w przestrzeni k o wymiarach n (w jednostkowej objętości) $\rho_k^{nD} = 2 \left(\frac{1}{2\pi}\right)^n$

Przypadek 3D

$$\rho^{3D}(E)dE = \rho_k^{3D} d\vec{k} = 2 \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 4\pi k^2 dk$$

Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

$$\rho_c^{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_0 m_c^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E - E_c}$$

$$\rho_v^{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_0 m_v^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$


2013-02-27 4

Gęstość stanów 3D

Gęstość stanów Ilość stanów na jednostkę energii $\rho^{nD}(E)$ (zależy od ilości wymiarów)

Gęstość stanów w przestrzeni k o wymiarach n (w jednostkowej objętości) $\rho_k^{nD} = 2 \left(\frac{1}{2\pi}\right)^n$

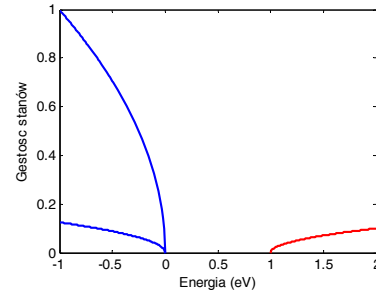
Przypadek 3D

$$\rho^{3D}(E)dE = \rho_k^{3D} d\vec{k} = 2 \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 4\pi k^2 dk$$

Dla pasma sferycznego i parabolicznego:

$$\rho_c^{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_0 m_c^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E - E_c}$$

$$\rho_v^{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_0 m_h^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E_v - E}$$



2013-02-27

5

Gęstość stanów 2D

Wewnątrz studni:

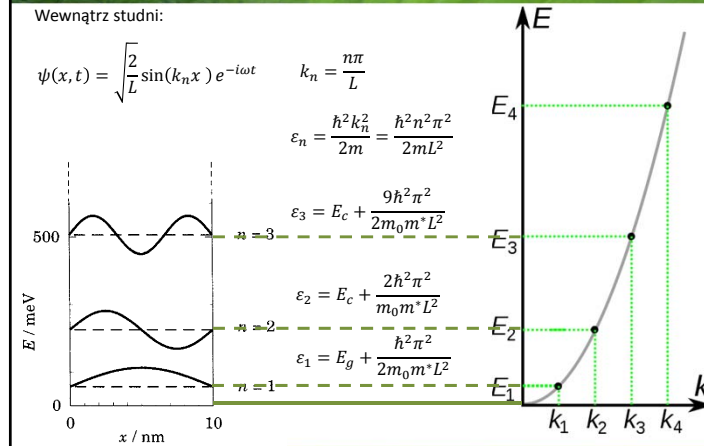
$$\psi(x,t) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin(k_n x) e^{-i\omega t} \quad k_n = \frac{n\pi}{L}$$

$$\epsilon_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m} = \frac{\hbar^2 n^2 \pi^2}{2mL^2}$$

$$\epsilon_3 = E_c + \frac{9\hbar^2 \pi^2}{2m_0 m^* L^2}$$

$$\epsilon_2 = E_c + \frac{2\hbar^2 \pi^2}{m_0 m^* L^2}$$

$$\epsilon_1 = E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_0 m^* L^2}$$



2013-02-27

6

Gęstość stanów 2D

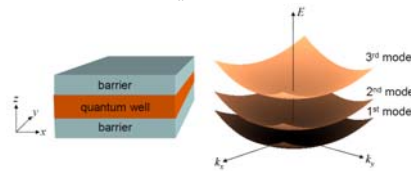
Gęstość stanów 2D dla pasma sferycznego i parabolicznego:

$$\rho^{2D}(E)dE = \rho_k^{2D} d\vec{k} = 2 \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 2\pi k dk$$

$$\rho_a^{2D}(E)dE = \frac{m_0 m^*}{\pi \hbar^2} \theta(E - E_a) dE$$

funkcja „schodkowa” θ Heaviside’a

$$\rho^{2D}(E)dE = \frac{m_0 m^*}{\pi \hbar^2} \sum_a \theta(E - E_a) dE$$



2d Density of states

Energy

Marc Baldo MIT OpenCourseWare Publication May 2011

2013-02-27

7

Gęstość stanów 2D

$$\psi_{k_x, k_y, n}(x, y, z) = \exp(ik_x x) \exp(ik_y y) u_n(z) = \psi_{k,n}(r, z) = \exp(ik \cdot r) u_n(z)$$

$$E_n(k_x, k_y) = \epsilon_n + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m} \quad E_n(\mathbf{k}) = \epsilon_n + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m}$$

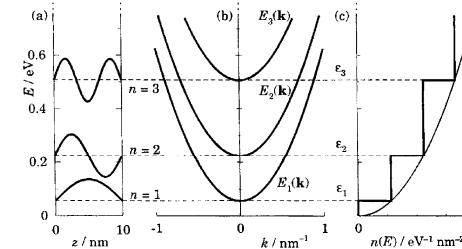


FIGURE 4.7. (a) Potential well with energy levels, (b) total energy including the transverse kinetic energy for each subband, and (c) step-like density of states of a quasi-two-dimensional system. The example is an infinitely deep square well in GaAs of width 10 nm. The thin curve in (c) is the parabolic density of states for unconfined three-dimensional electrons.

2013-02-27

8

Gęstość stanów 2D

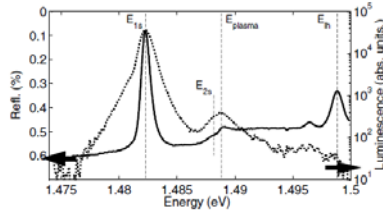


FIG. 1. cw absorption (i.e., 1 - reflectivity; bold line, left axis) and the TR-PL integrated over 1300 ps (logarithmic scale, right) results. $E_{1s} = 1.4823$ eV ($E_{2s} = 1.4882$ eV) is the 1s (2s) heavy-hole exciton, $E_{plasma} = 1.4888$ eV, light-hole exciton $E_{th} = 1.4988$ eV (vertical lines). The low energy exponential tail of the excitonic transition originates from the trion at 1.4807 eV (discussed in [18]).

J. Szczytko, et al. Phys. Rev. Lett. 93, 137401 (2004)

2013-02-27

9

Gęstość stanów 1D

Gęstość stanów 1D dla pasma sferycznego i parabolicznego:

$$\rho^{1D}(E)dE = \rho_k^{1D} d\vec{k} = 2 \left(\frac{1}{2\pi}\right)^1 2 dk$$

$$\rho^{1D}(E)dE = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{m_0 m^*}{a_x a_y}} \sum_{a_x, a_y} \frac{\theta(E - E_{a_x, a_y})}{\sqrt{E - E_{a_x, a_y}}} dE$$

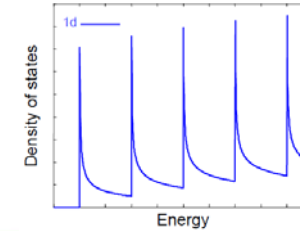
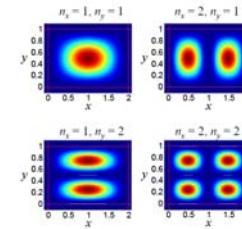
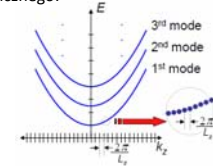


Fig. 2.13. The first four modes of the quantum wire. Since in this example, $L_x > L_y$, the $n_x = 2, n_y = 1$ mode has lower energy than the $n_x = 1, n_y = 2$ mode.

2013-02-27

10

Gęstość stanów 0D

Gęstość stanów 0D

Dla IZOLOWANEJ kropki $\Delta E \rightarrow 0, \Delta t \rightarrow \infty$ $\rho^{0D}(E)dE = g_n \delta(E - E_n)dE$

Załóżmy, że czas życia stanu o energii E jest równy τ , założymy też zanik wykładniczy

$$|\psi(t)|^2 = |A|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad t > 0$$

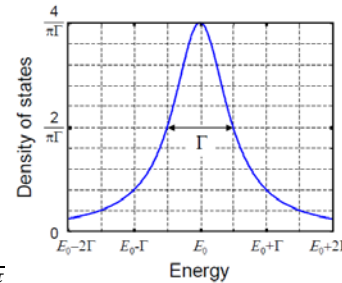
$$\psi(t) = A \exp\left(-i\frac{E_0 t}{\hbar} - \frac{t}{2\tau}\right), \quad t > 0$$

Transformata Fouriera

$$\psi(\omega) = \frac{A}{\frac{1}{2\tau} + i\left(\frac{E_0}{\hbar} - \omega\right)}$$

Profil Lorentza

$$\rho^{0D}(E)dE = \frac{1}{2\pi} |\psi(\omega)|^2 \frac{d\omega}{dE} = \frac{2}{\pi} \frac{\frac{\hbar}{2\tau}}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\hbar}{2\tau}\right)^2}$$



Marc Baldo MIT OpenCourseWare Publication May 2011

2013-02-27

11

Gęstość stanów 0D

Gęstość stanów 0D

Dla IZOLOWANEJ kropki $\Delta E \rightarrow 0, \Delta t \rightarrow \infty$ $\rho^{0D}(E)dE = \delta(E - E_n)dE$

Załóżmy, że czas życia stanu o energii E jest równy τ , założymy też zanik wykładniczy

$$|\psi(t)|^2 = |A|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad t > 0$$

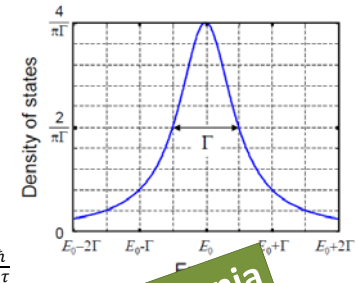
$$\psi(t) = A \exp\left(-i\frac{E_0 t}{\hbar} - \frac{t}{2\tau}\right), \quad t > 0$$

Transformata Fouriera

$$\psi(\omega) = \frac{A}{\frac{1}{2\tau} + i\left(\frac{E_0}{\hbar} - \omega\right)}$$

Profil Lorentza

$$\rho^{0D}(E)dE = \frac{1}{2\pi} |\psi(\omega)|^2 \frac{d\omega}{dE} = \frac{2}{\pi} \frac{\frac{\hbar}{2\tau}}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\hbar}{2\tau}\right)^2}$$



ćwiczenia

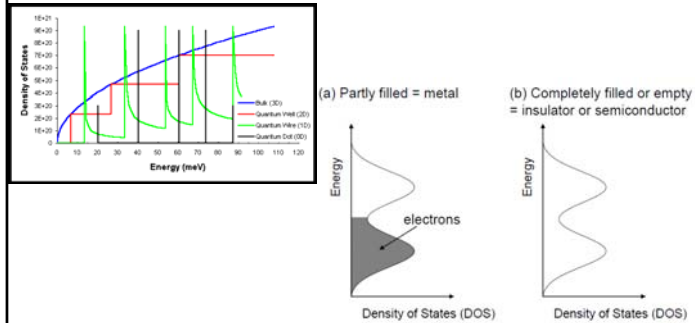
Marc Baldo MIT OpenCourseWare Publication May 2011

2013-02-27

12

Gęstość stanów - podsumowanie

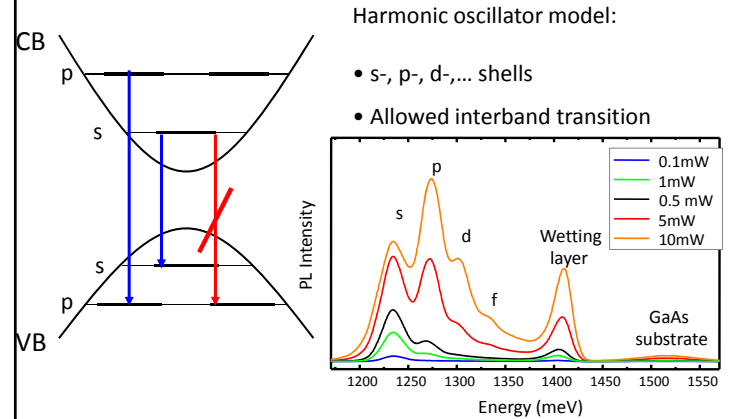
Gęstość stanów



2013-02-27

13

Harmonic potential 2D



2013-02-27

14

Fermi golden rule

Transition rate (probability of transition per unit time) :

$$W(t) = W \quad 0 \leq t \leq \tau$$

$$P_{mn} = \frac{\omega_{mn}}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle m|W|n \rangle|^2 \delta(E_m - E_n)$$

Transitions possible only when

$$E_m = E_n$$

$$W(t) = w^\pm e^{\pm i\omega t} \quad 0 \leq t \leq \tau$$

$$P_{nm} = \frac{\omega_{nm}}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle n|w^\pm|m \rangle|^2 \delta(E_n - E_m \pm \hbar\omega)$$

Transitions possible only when

$$E_m = E_n \pm \hbar\omega$$

Electromagnetic disturbance in the form of waves

$$A_{nm} = \frac{\omega_{nm}^3 e^2}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} |\langle m|\vec{r}|n \rangle|^2 = \frac{4\alpha}{3} \frac{\omega_{nm}^3}{c^2} |\langle m|\vec{r}|n \rangle|^2$$

$$P_{nm} = A_{nm} \delta(E_n - E_m \pm \hbar\omega)$$

2013-02-27

15

Fermi golden rule

Transition rate (probability of transition per unit time) – from the initial state $|i\rangle$ to final $|f\rangle$

$$P_{mn} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|W|i \rangle|^2 \rho(E_f)$$

W- interaction

$\rho(E_f)$ - density of final states

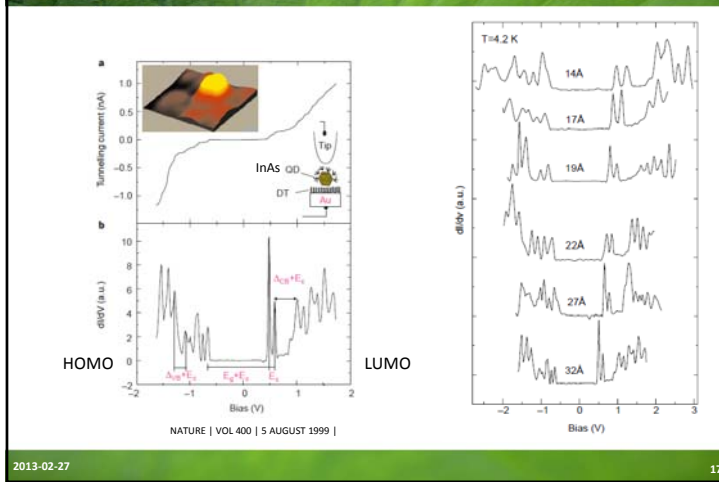
Disturbance W is not necessary in the form of electromagnetic wave.

We will be back soon

2013-02-27

16

Gęstość stanów - podsumowanie



Funkcja rozkładu

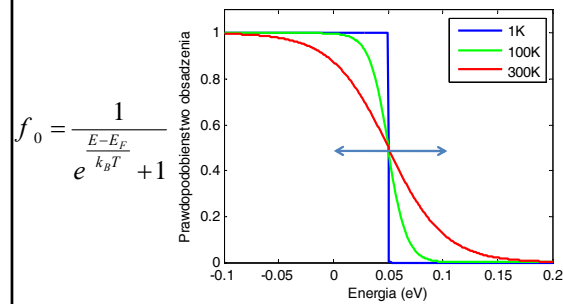
Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu kwantowego o energii E
 E_F – potencjał chemiczny

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

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



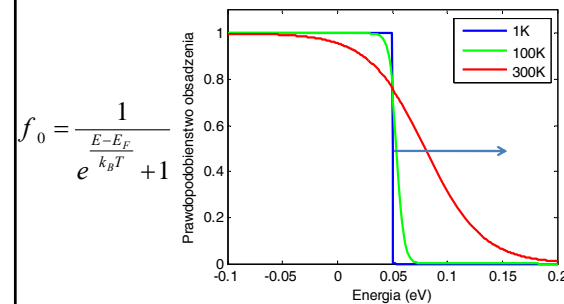
Enrico Fermi
1901 – 1954



Paul Adrian
Maurice Dirac
1902 – 1984

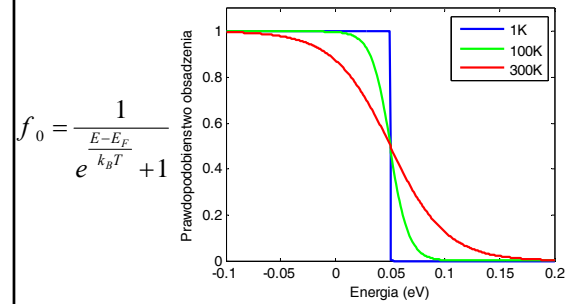
Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca



Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca



2013-02-27

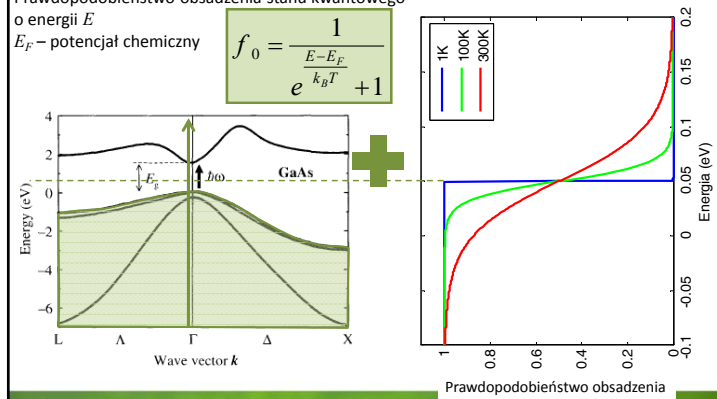
21

Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu kwantowego o energii E
 E_F – potencjał chemiczny

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



2013-02-27

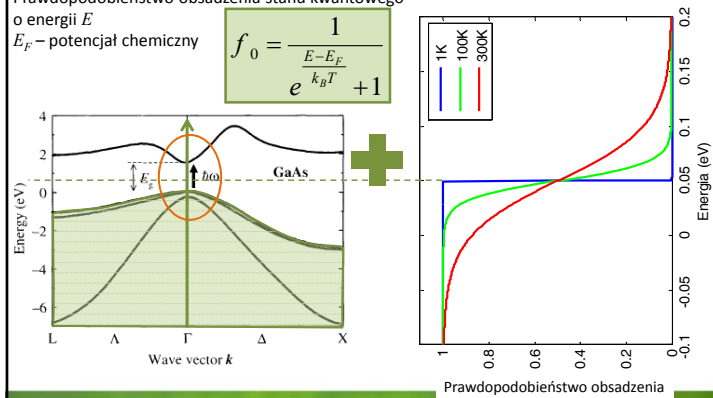
22

Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca

Prawdopodobieństwo obsadzenia stanu kwantowego o energii E
 E_F – potencjał chemiczny

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

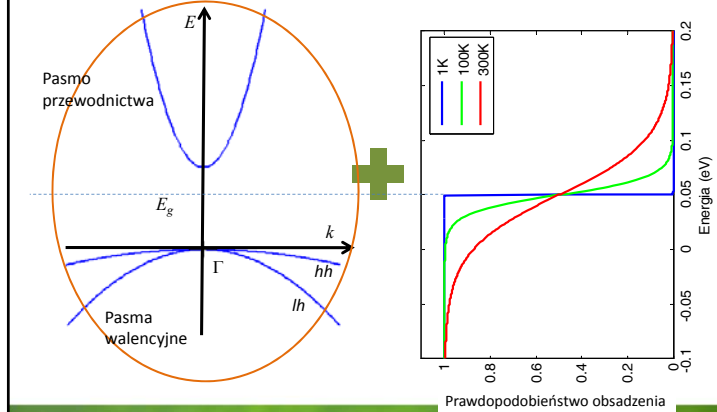


2013-02-27

23

Funkcja rozkładu

Rozkład Fermiego-Diraca



2013-02-27

24

Koncentracja samoistna

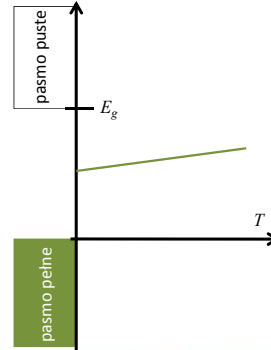
Jaka jest koncentracja nośników dla T>0?

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

$$n = p = n_i$$

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_B T}\right)$$



2013-02-27

25

Koncentracja samoistna

Jaka jest koncentracja nośników dla T>0?

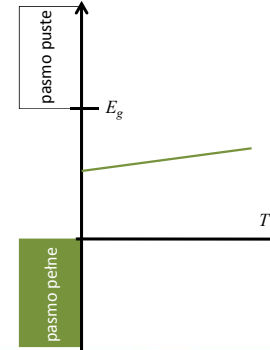
W półprzewodnikach samoistnych w warunkach równowagi termodynamicznej, elektrony w paśmie przewodnictwa pojawiają się wyłącznie wskutek wzbudzenia z pasma walencyjnego.

$$n = p = n_i$$

$$n \cdot p = n^2 = 4 \left(\frac{k_0 T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 (m_e^* m_h^*)^2 e^{-\frac{E_g}{k_0 T}} = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{k_0 T}}$$

$$n = p = 2 \left(\frac{k_0 T}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{4}} e^{-\frac{E_g}{2k_0 T}} = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_0 T}}$$

$$\frac{N_c}{N_v} = e^{\frac{(2E_F - E_g)}{k_0 T}} \Rightarrow E_F = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{3}{4} k_0 T \ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right)$$



2013-02-27

26

Kwazi-poziom Fermiego (imref)

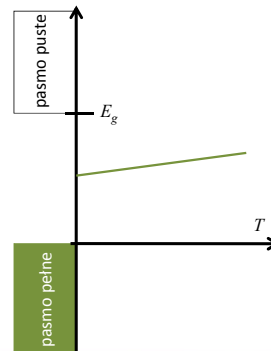
A jeśli nie ma stanu równowagi?

Problem dużo bardziej skomplikowany, wymaga analizy statystycznej, jednak można wprowadzić bardzo użyteczną wielkość „kwazi poziomu Fermiego”, bliskiego równowagi.

$$np > n_i^2$$

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_B T}\right)$$



$$E_F^n = E_c + k_B T \ln \frac{n}{N_c}$$

$$\frac{N_c}{N_v} = e^{\frac{(2E_F - E_g)}{k_0 T}} \Rightarrow E_F = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{3}{4} k_0 T \ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right)$$

2013-02-27

27

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	materiał
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)

Dr. Szepliewski

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

$$n = p = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{E_g}{2k_0 T}} \quad n = N_c e^{-\frac{(E_F - E_c)}{k_B T}}$$

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

2013-02-27

28

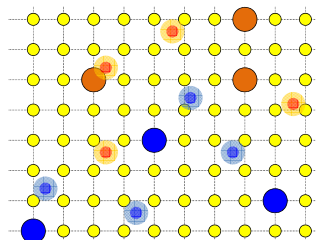
Domieszkowanie półprzewodników

Nośniki:

dziury +
elektrony -

Domieszki:

Akceptory (typ p) +
Donory (typ n) -



	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...

2013-02-27 29

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).
- plytkie - głównie potencjał długozasięgowy – kulombowski

2013-02-27 30

Domieszki i defekty

Model wodoropodobny

Atom o wartościowości wyższej o jeden niż 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:

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

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

	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...

2013-02-27 31

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:

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

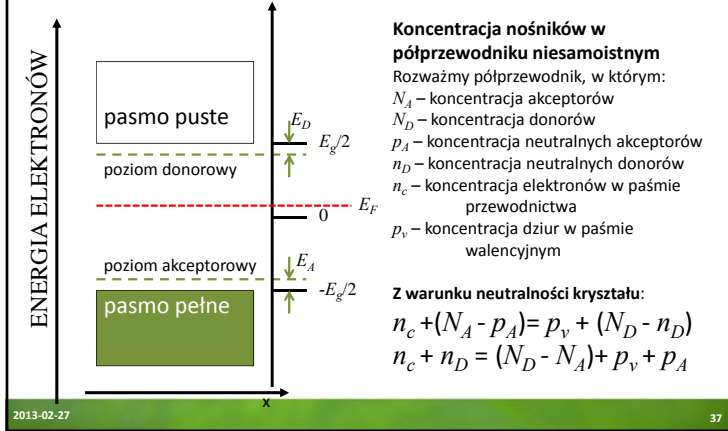
	II	III	IV	V	VI
Be	B	C	N	O	
Mg	Al	Si	P	S	
Zn	Ga	Ge	As	Se	
Cd	In	Sn	Sb	Te	

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

2013-02-27 32

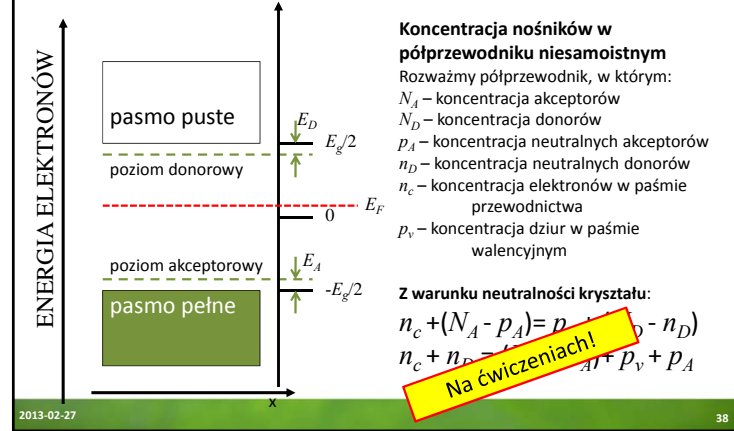
Domieszki i defekty

Domieszkowanie



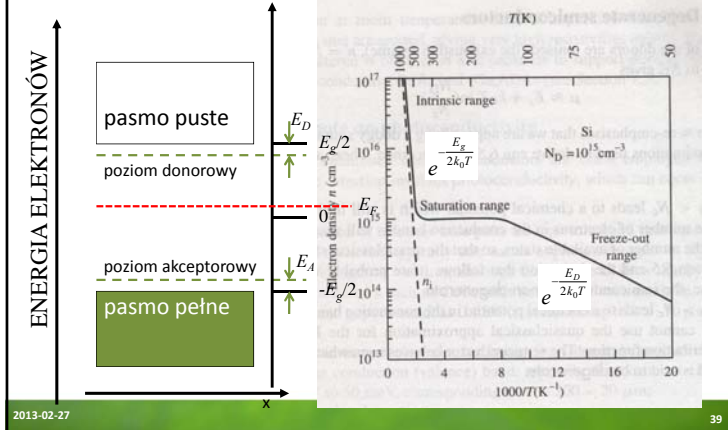
Domieszki i defekty

Domieszkowanie

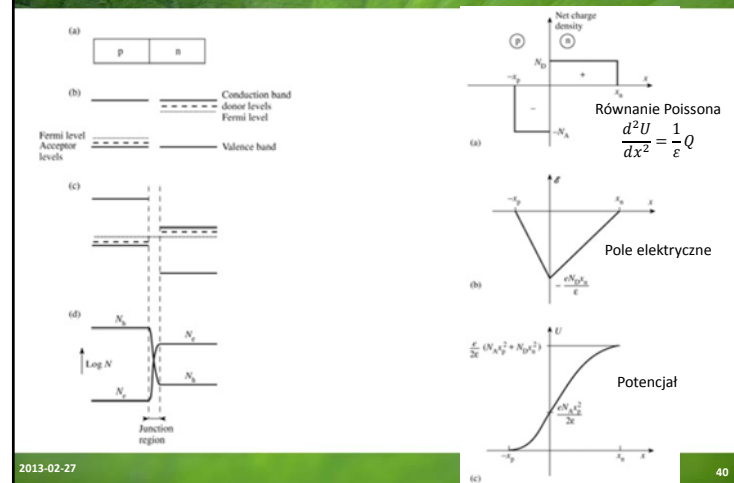


Domieszki i defekty

Domieszkowanie

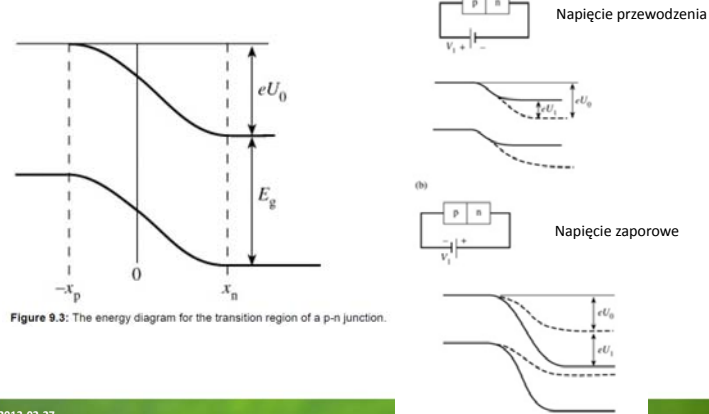


Domieszkowanie półprzewodników



Domieszkowanie półprzewodników

Heterozłącze (heterojunction)

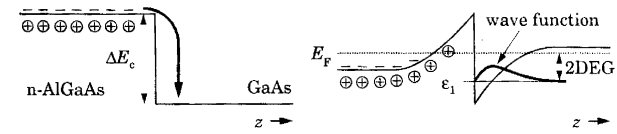


2013-02-27

41

Konstrukcja diagramów pasmowych

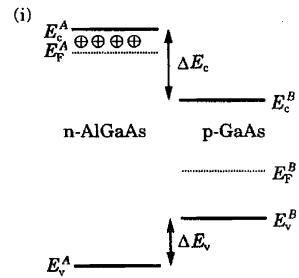
Heterozłącze (heterojunction)



2013-02-27

42

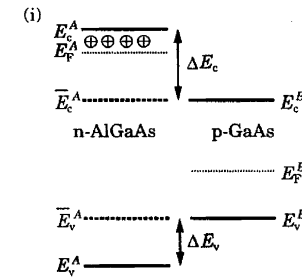
Konstrukcja diagramów pasmowych



2013-02-27

43

Konstrukcja diagramów pasmowych

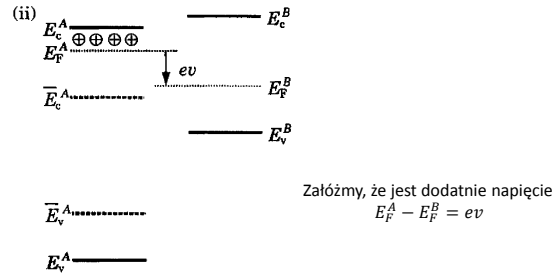


Dorysowujemy \bar{E}_c^A i E_v^A

2013-02-27

44

Konstrukcja diagramów pasmowych

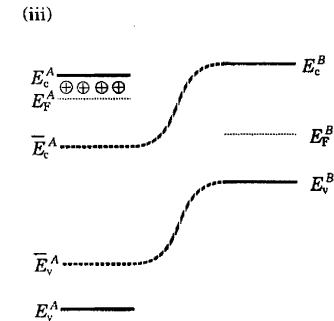


Przesuwamy oba pasma tak, by energie Fermiego się pokryły (lub ich różnica była równa przyłożonemu napięciu eV)

2013-02-27

45

Konstrukcja diagramów pasmowych

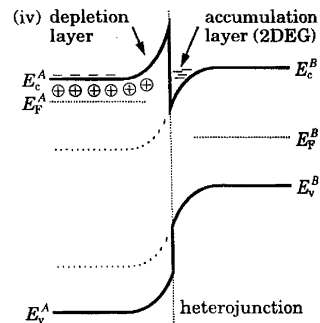


Łączymy ze sobą E_c^A z E_c^B i E_v^A z E_v^B gładką krzywą (zwykle punkt przegięcia jest w miejscu heterozłącza)

2013-02-27

46

Konstrukcja diagramów pasmowych



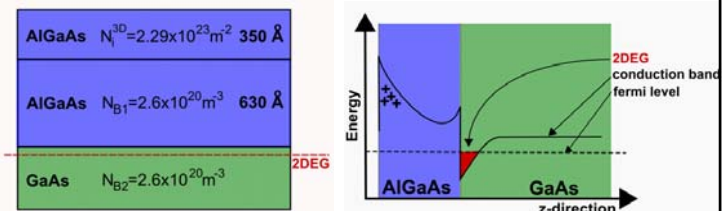
Przesuwamy tymczasowe linie E_c^A w E_c^A i E_v^A w E_v^A , a następnie łączymy ze sobą w miejscu heterozłącza. Pojawiają się nieciągłości dopełniając szkielet heterozłącza.

2013-02-27

47

Studnia trójkątna

Metoda przybliżona WKB (Wentzel – Kramers – Brillouin) – dla potencjału *wolnozmiennego*



http://www.phys.unsw.edu.au/QED/research/2D_scattering.htm

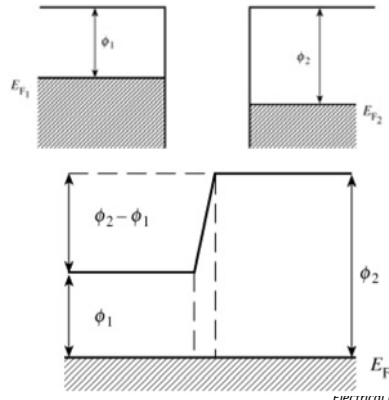
$$E_n = \left[\frac{3}{2} \pi \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{2/3} \left[\frac{(eF\hbar)^2}{2m} \right]^{1/3}$$

2013-02-27

48

Konstrukcja diagramów pasmowych

Złącze metal-metal



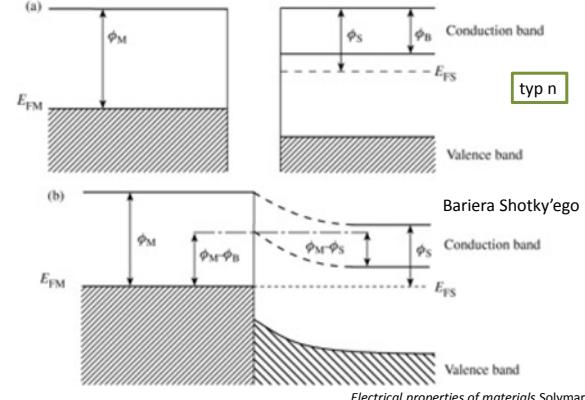
Electrical properties of materials Solymar, Walsh

2013-02-27

49

Konstrukcja diagramów pasmowych

Złącze metal-półprzewodnik ($\phi_M > \phi_S$)



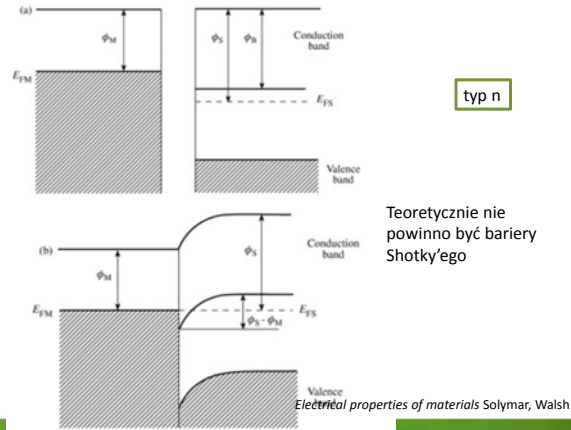
Electrical properties of materials Solymar, Walsh

2013-02-27

50

Konstrukcja diagramów pasmowych

Złącze metal-półprzewodnik ($\phi_M < \phi_S$)



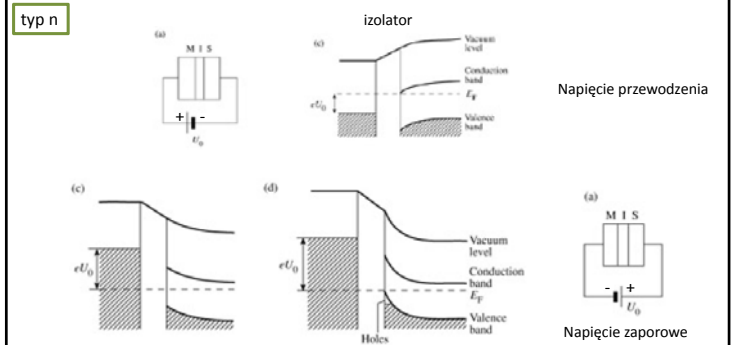
Electrical properties of materials Solymar, Walsh

2013-02-27

51

Konstrukcja diagramów pasmowych

Złącze metal-półprzewodnik ($\phi_M < \phi_S$)



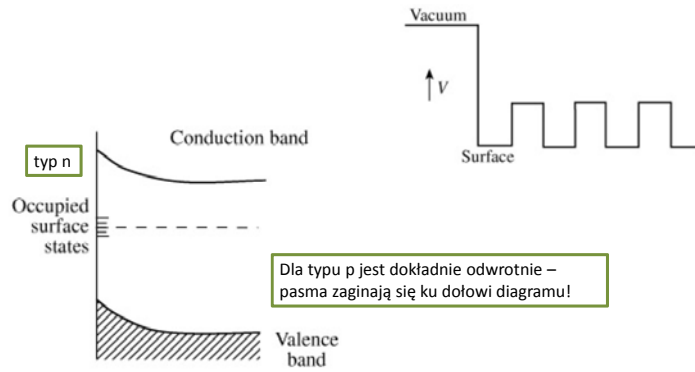
Electrical properties of materials Solymar, Walsh

2013-02-27

52

Konstrukcja diagramów pasmowych

Powierzchnia półprzewodnika zazwyczaj jest naładowana



Electrical properties of materials Solymar, Walsh

2013-02-27

53

Metoda WKB

$$V(x) = V_b \left[1 - \left(\frac{x}{d} \right)^2 \right]$$

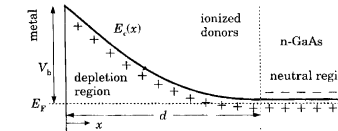


FIGURE 7.7. Schottky barrier in the conduction band $E_c(x)$ between a metal and n-GaAs. The potential is parabolic with height V_b and thickness d .

$$k_n(x) = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mV(x)} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mV_b \left[1 - \left(\frac{x}{d} \right)^2 \right]}$$

Wróćmy przy transporcie

2013-02-27

54

Gęstość ładunku i prądu

Gęstość ładunku: $q|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = \rho(\vec{r}, t)$

$$\int \rho(\vec{r}, t) d^3\vec{r} = \int q|\Psi(\vec{r}, t)|^2 d^3\vec{r} = q$$

Gęstość prądu: $J(\vec{r}, t) = J(\vec{r}) = \frac{\hbar q}{2im} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*)$

Dla stanów stacjonarnych nie ma zależności czasowej – dlaczego?

2013-02-27

55

2013-02-27

56

Gęstość ładunku i prądu

Gęstość prądu: $J(\vec{r}, t) = J(\vec{r}) = \frac{\hbar q}{2 i m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*)$

W przypadku fali de Broigla: $\Psi(x, t) = [A_+ e^{ikx} + A_- e^{-ikx}] e^{-i\omega t}$

$$J(\vec{r}) = \frac{\hbar q k}{m} (|A_+|^2 - |A_-|^2) \quad \text{czyli każda fala niesie z sobą prąd}$$

W przypadku fali zanikającej: $\Psi(x, t) = [B_+ e^{kx} + B_- e^{-kx}] e^{-i\omega t}$

$$J(\vec{r}) = \frac{\hbar q \kappa}{i m} (B_+ B_-^* - B_+^* B_-) = \frac{2 \hbar q \kappa}{m} \text{Im} (B_+ B_-^*)$$

Tylko złożenie amplitud + i - daje rzeczywisty prąd!

Gęstość ładunku i prądu

Gęstość prądu: $J(\vec{r}, t) = J(\vec{r}) = \frac{\hbar q}{2 i m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*)$

W przypadku fali de Broigla: $\Psi(x, t) = [A_+ e^{ikx} + A_- e^{-ikx}] e^{-i\omega t}$

$$J(\vec{r}) = \frac{\hbar q k}{m} (|A_+|^2 - |A_-|^2) \quad \text{czyli każda fala niesie z sobą prąd}$$

W przypadku fali zanikającej: $\Psi(x, t) = [B_+ e^{kx} + B_- e^{-kx}] e^{-i\omega t}$

$$J(\vec{r}) = \frac{\hbar q \kappa}{i m} (B_+ B_-^* - B_+^* B_-) = \frac{2 \hbar q \kappa}{m} \text{Im} (B_+ B_-^*)$$

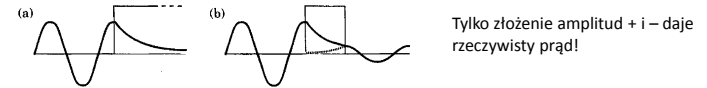


FIGURE 1.5. Current carried by counter-propagating decaying waves. (a) An infinitely thick barrier contains a single decaying exponential that carries no current. (b) A finite barrier contains both growing and decaying exponentials and passes current. (The wave function is complex, so the figure is only a rough guide.)