

Wykład 23: Ciało stałe i jego przewodnictwo elektryczne; urządzenia półprzewodnikowe

Dr inż. Zbigniew Szklarski

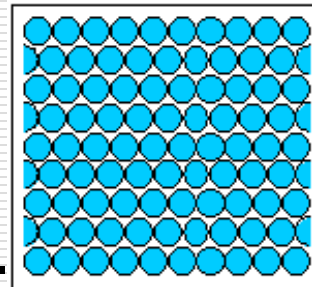
Katedra Elektroniki, paw. C-1, pok.321

szkla@agh.edu.pl

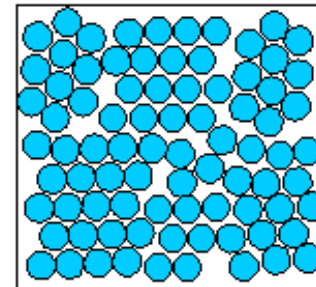
<http://layer.uci.agh.edu.pl/Z.Szklarski/>

Struktura kryształu

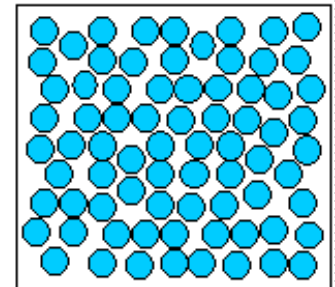
- ❑ Ciała stałe o budowie bezpostaciowej (amorficzne) – brak uporządkowania atomowego dalekiego zasięgu, chaos (nieporządek) topologiczny i chemiczny. Np. szkło, ceramiki, metale i stopy gwałtownie schłodzone.
- ❑ Ciała krystaliczne – atomy ułożone w regularną sieć przestrzenną na obszarach dużych w porównaniu z promieniem atomu. Rozróżniamy monokryształy (pojedynczy kryształ o jednorodnej budowie wewnętrznej) i ciała polikrystaliczne – zlepki monokryształów.



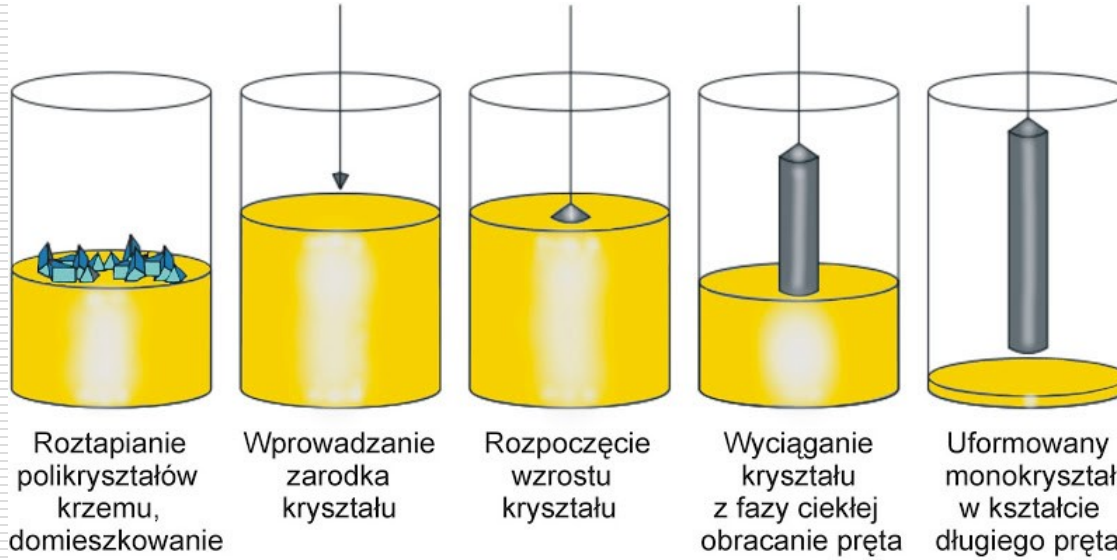
Single crystal
Periodic across the
whole volume.



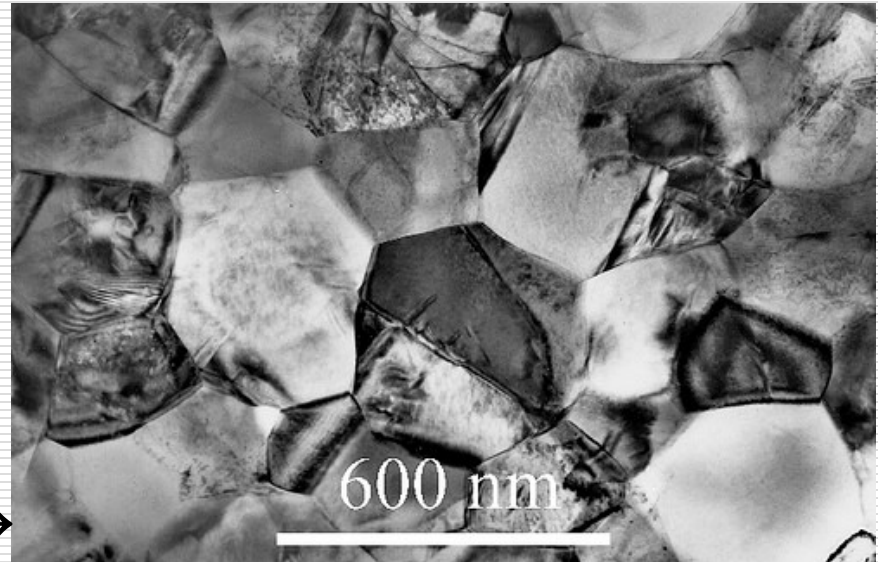
Polycrystal
Periodic across
each grain.



Amorphous solid
Not periodic.



Schemat technologii otrzymywania monokryształów krzemu według "Metody Czochralskiego"



↑monokryształy / polikryształy Si→

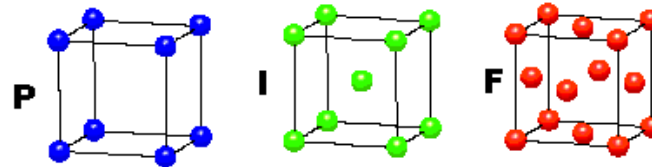
Sieci krystaliczne

Istnieje czternaście rodzajów sieci trójwymiarowych, występujących w siedmiu układach krystalograficznych

CUBIC

$$a = b = c$$

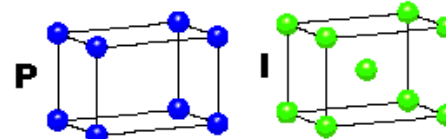
$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$$



TETRAGONAL

$$a = b \neq c$$

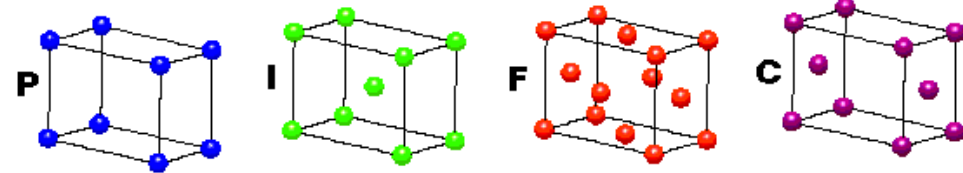
$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$$



ORTHORHOMBIC

$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$$

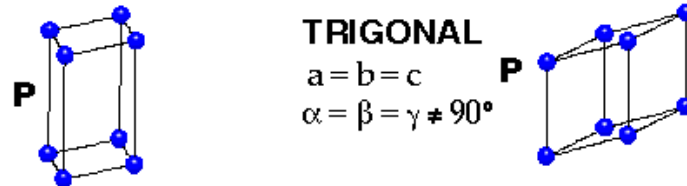


HEXAGONAL

$$a = b \neq c$$

$$\alpha = \beta = 90^\circ$$

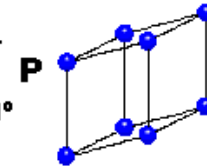
$$\gamma = 120^\circ$$



TRIGONAL

$$a = b = c$$

$$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$$

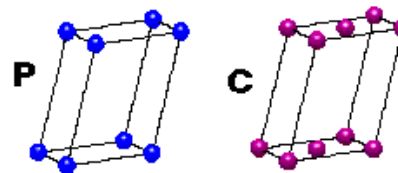


MONOCLINIC

$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha = \gamma = 90^\circ$$

$$\beta \neq 120^\circ$$



TRICLINIC

$$a \neq b \neq c$$

$$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$$



4 Types of Unit Cell

P = Primitive

I = Body-Centred

F = Face-Centred

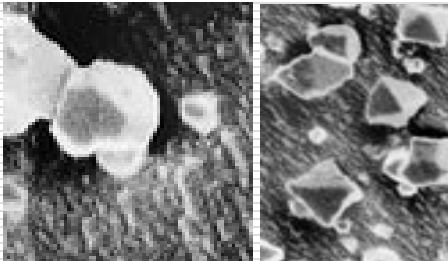
C = Side-Centred

+

7 Crystal Classes

→ 14 Bravais Lattices

Kryształy molekularne – siły van der Waalsa - np. tlen, zestalone gazy szlachetne, większość związków organicznych



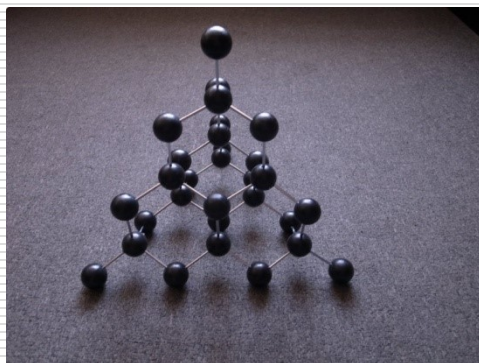
Kryształki suchego lodu (CO_2)

Kryształy metaliczne – siły kulombowskie oddziaływania gazu elektronowego na jony sieci. np. Al i inne metale



Kryształy stybnitu (rudy Sb)

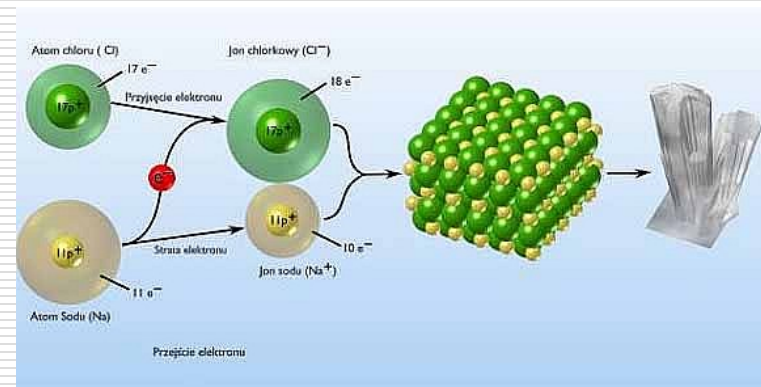
Kryształy kowalencyjne – wiązania atomowe, wspólne elektrony walencyjne. np. krzem, diament



Kryształ diamentu (C)



Kryształy jonowe – siły kulombowskie np. NaCl, tlenki i chlorki litowców



Kryształ NaCl

Tworzenie struktury pasmowej w ciałach stałych

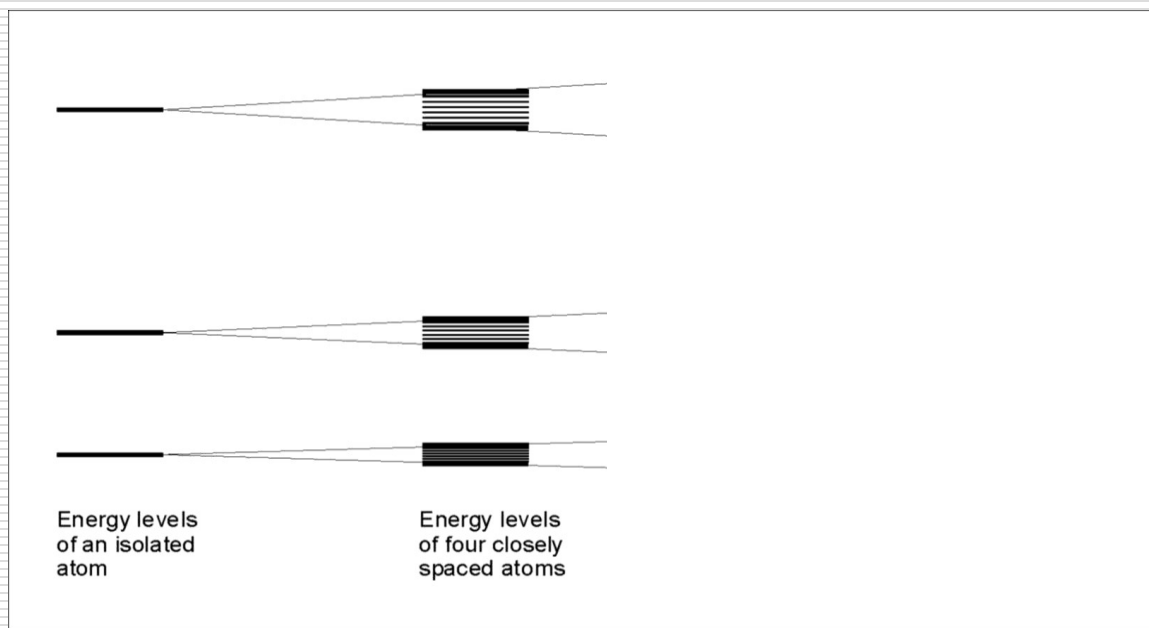
Dlaczego pewne ciała są dobrymi przewodnikami, inne półprzewodnikami o własnościach elektrycznych w znacznym stopniu zależnych od temperatury a jeszcze inne izolatorami? Nie wynika to z modelu elektronów swobodnych.

Obserwuje się dużą różnicę między oporem typowego przewodnika metalicznego a izolatora:

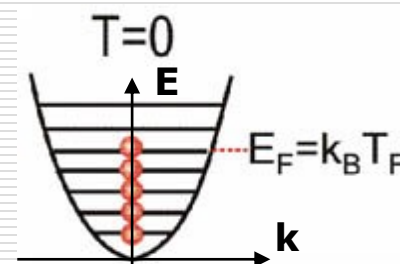
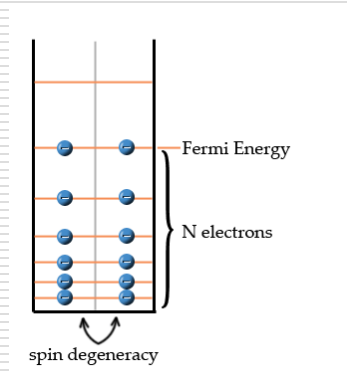
opór czystego metalu w niskich temperaturach jest rzędu $10^{-10} \Omega \text{ cm}$

opór izolatora osiąga wartość $10^{22} \Omega \text{ cm}$

Obserwowany przedział wartości oporu obejmujący 32 rzędy wielkości jest przypuszczalnie najszerszym przedziałem wartości powszechnie występującej właściwości ciała stałego.



- W 0 K elektrony zajmują poziomy o możliwie najmniejszej energii aż do pewnej energii maksymalnej, która będzie funkcją koncentracji elektronów. **Energię najwyższego obsadzonego poziomu w 0 K nazywamy energią Fermiego.**



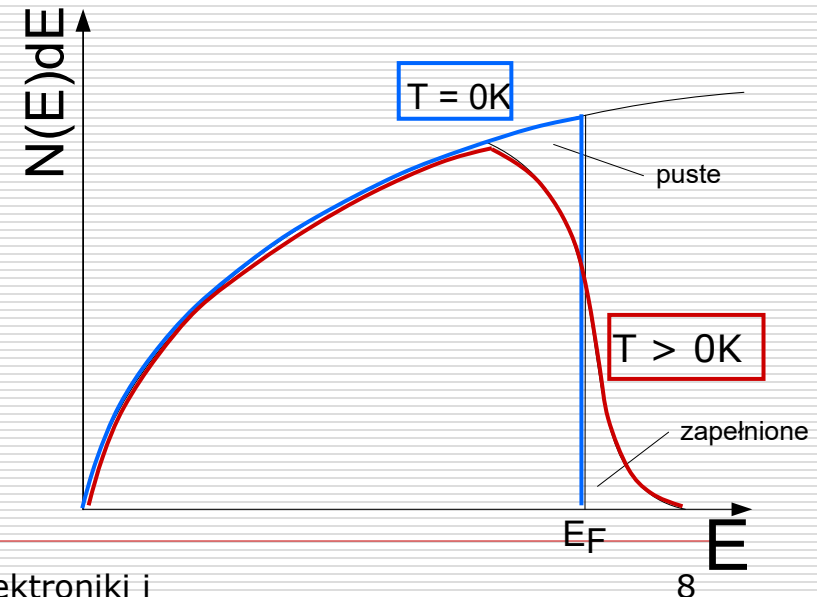
Gaz elektronowy, funkcja gęstości stanów

Ponieważ w temperaturze 0 K są obsadzone wszystkie stany energetyczne poniżej energii Fermiego, dlatego liczba elektronów dn w jednostce objętości w przedziale energii od E do $E + dE$ jest równa liczbie stanów.

Funkcja gęstości stanów – określa liczbę stanów przypadającą na daną wartość energii. Odnosi się ona do jednostkowej objętości ciała stałego i jest miarą ilości stanów w przedziale energii E , $E+dE$. Oznacza się ją jako $N(E)dE$.

$$N = \frac{4}{3} \pi \frac{k^3}{\left(\frac{2\pi}{a}\right)^3} \quad k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

$$\frac{dN(E)}{dE} = N(E)dE = \frac{m^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} E^{\frac{1}{2}}$$



Schrödinger – podsumowanie/ściąga

Z elektronami i innymi materialnymi cząsteczkami związana jest opisana przez de Broglie'a fala materii.

Funkcja opisująca przemieszczanie się tej fali nazywa się

funkcją falową $\Psi(x, t) = A \sin(kx - \omega t)$ w notacji zespolonej

$\Psi(x, t) = Ae^{i(kx - \omega t)} = A(\cos kx - i \sin \omega t)$ Tam, gdzie amplituda funkcji falowej jest mała, prawdopodobieństwo znalezienia cząstki jest małe.

Funkcja falowa spełnia pewne liniowe równanie – *równanie*

Schrödingera. Jest to ogólne równanie Schrödingera dla cząsteczki

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi(x, t)}{\partial x^2} = i\hbar \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t}$$

swobodnej o stałej energii kinetycznej E
(nie uwzględniamy energii spoczynkowej).

Jeżeli na cząstkę działa siła określona przez stałą w czasie energię potencjalną $V(x)$ zależną tylko od położenia cząsteczki, to

$$-\frac{\hbar}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + V(x)\psi(x) = E\psi(x)$$

Jest to równanie Schrödingera niezależne od czasu, którego poprawne fizycznie rozwiązania istnieją tylko dla niektórych wartości energii E – są to tzw. **wartości własne**.

Każdej wartości własnej odpowiada **funkcja własna** $\psi(x)$.

$$\psi(x) = Ae^{-\frac{\sqrt{2m(E-V(x))}}{\hbar}x}$$

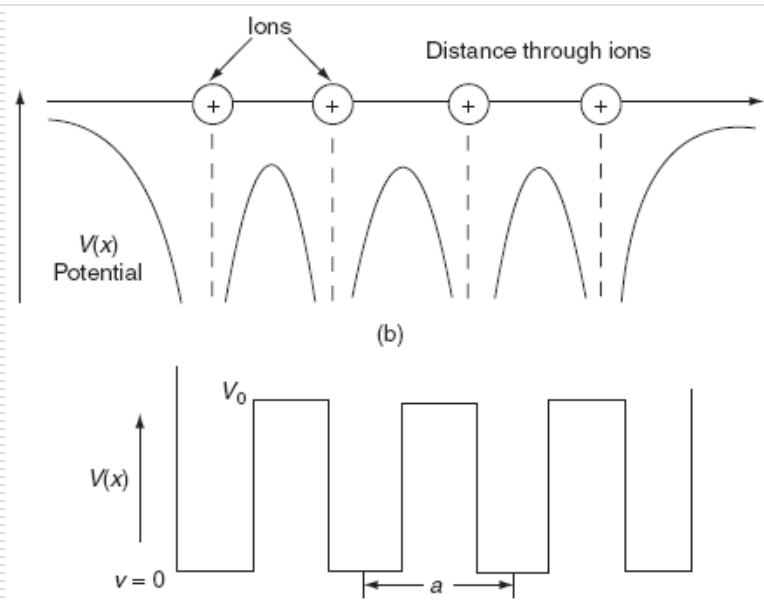
$$\Psi(x,t) = \psi(x)e^{-i\frac{Et}{\hbar}}$$

Każdej funkcji własnej $\psi(x)$ odpowiada funkcja falowa $\Psi(x,t)$:

n – to liczba kwantowa

$$\Psi_1(x,t), \Psi_2(x,t), \dots, \Psi_n(x,t) = \psi_n(x)e^{-i\frac{E_nt}{\hbar}}$$

Elektron w sieci krystalicznej. Model Kröniga-Penneya.



Charakterystyczną cechą kryształu jest okresowość energii potencjalnej związana ze stałą sieci a . $\Rightarrow$ funkcje falowe nie są sinusoidalnymi falami bieżącymi o stałej amplitudzie. Dla przypadku jednowymiarowego potencjał jest periodyczny o okresie a , zatem rozwiązaniem równania Schrödingera:

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + [E - V(x)]\psi = 0$$

zgodnie z tw. Blocha jest funkcja:

$$V(x) = V(x + a)$$

$\psi(x) = u_k(x)e^{ikx}$ gdzie k – wektor falowy

Postać funkcji $u_k(x)$ dla każdej wartości wektora k ma inny kształt i jest nazywana **funkcjami Blocha**. Wynika z nich, że funkcja falowa elektronu jest iloczynem funkcji e^{ikx} reprezentującej falę płaską oraz funkcji $u_k(x)$ charakteryzującej się okresowością sieci krystalicznej.

Równanie Schrödingera dla tak przyjętego jednowymiarowego potencjału periodycznego można zapisać dla dwóch obszarów:

Dla:

$$1) 0 < x < a \text{ (studnia): } -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x)$$

$$2) -b < x < 0 \text{ (bariera) } -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + V(x)\psi(x) = E\psi(x)$$

Energia $E(k)$ jest nieciągła dla $k = \pm \frac{n\pi}{a}$ $n = 1, 2, 3, \dots$

Rozwiązaniem równania Schrödingera dla periodycznego potencjału są funkcje Blocha:

$$\psi(x) = u_k(x)e^{\pm ikx}$$

Szukamy $u_k(x)$ podstawiając postulowane rozwiązanie do równań Schrödingera w obszarach studni i bariery.

W obszarze studni i bariery otrzymujemy odpowiednio dwa równania: na $u_{k1}(x)$ oraz $u_{k2}(x)$.

Obszar studni:

$$u_{k1}(x) = A \exp[i(\alpha - k)x] + B \exp[-i(\alpha + k)x] \quad \text{gdzie} \quad \alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$$

Obszar bariery:

$$u_{k2}(x) = C \exp[(\beta - ik)x] + D \exp[-(\beta + ik)x] \quad \text{gdzie} \quad \beta^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E)$$

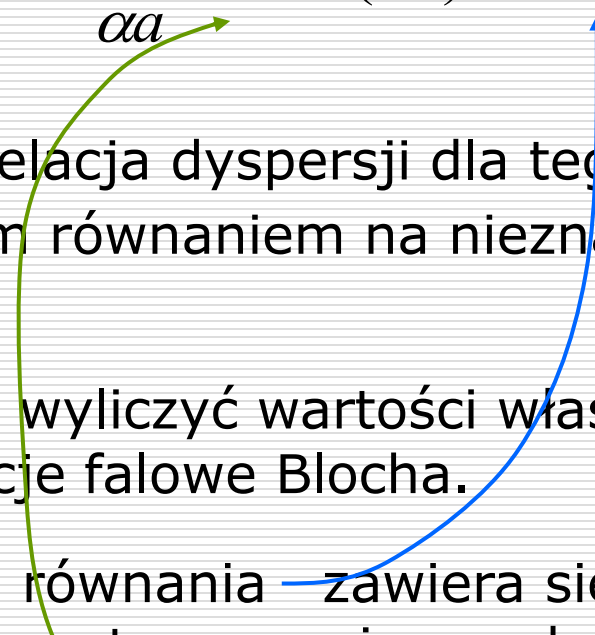
Stałe A, B, C, D znajdujemy na podstawie własności funkcji falowych spełniających równanie Schrödingera: gdyż zapewniona musi być oczywiście:

- ciągłość funkcji: $u_{k1}(x)|_{x=0} = u_{k2}(x)|_{x=0}$
- periodyczność funkcji: $u_{k1}(x)|_{x=a} = u_{k2}(x)|_{x=-b}$ $\frac{du_{k1}(x)}{dx}\bigg|_{x=0} = \frac{du_{k2}(x)}{dx}\bigg|_{x=0}$
- ciągłość pierwszych pochodnych funkcji $\frac{du_{k1}(x)}{dx}\bigg|_{x=a} = \frac{du_{k2}(x)}{dx}\bigg|_{x=-b}$
- periodyczność pierwszych pochodnych funkcji

Te warunki dają w efekcie równanie:

$$P \frac{\sin \alpha a}{\alpha a} + \cos(\alpha a) = \cos(ka)$$

gdzie P jest miarą energii wiązania elektronu w studni potencjału

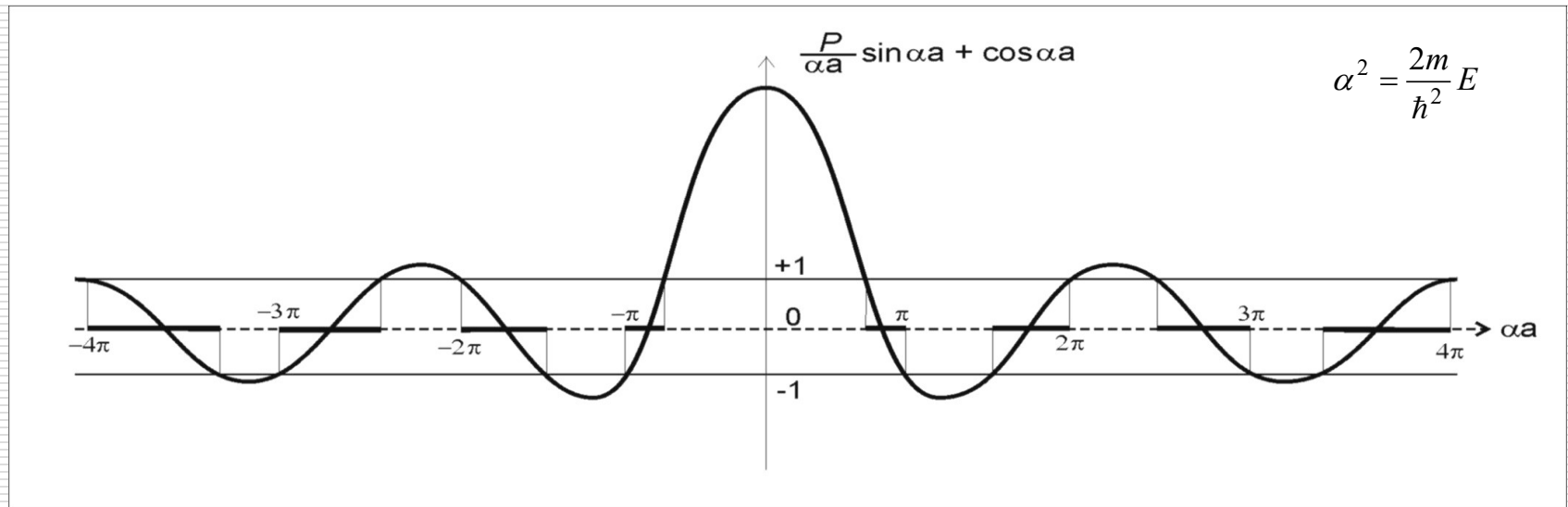
$$P \frac{\sin \alpha a}{\alpha a} + \cos(\alpha a) = \cos(ka)$$


jest to tzw. relacja dyspersji dla tego zagadnienia
i jest zarazem równaniem na nieznaną wartość α : $\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$

stąd możemy wyliczyć wartości własne energii E , dla których istnieją funkcje falowe Blocha.

Prawa strona równania — zawiera się w wartościach ± 1
natomiast lewa strona może przekraczać te wartości. Należy
więc tak określić zakres zmienności argumentu αa , dla którego
lewa strona równania będzie również zawarta w granicach ± 1 .

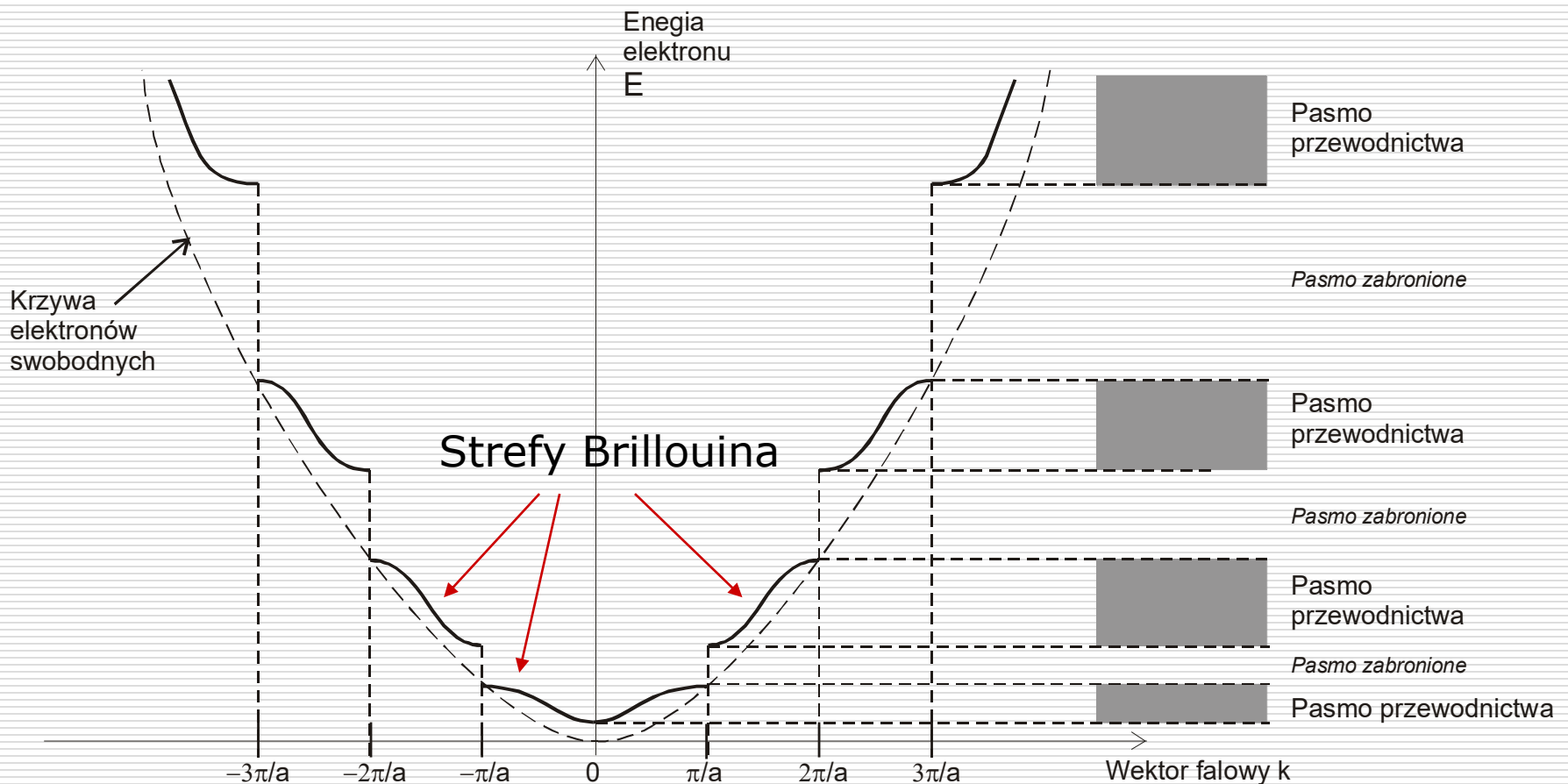
Dozwolone wartości energii E podane są przez zakresy,
dla których funkcja zawiera się pomiędzy $+1$ i -1



Wartości te wyznaczają zakres pasma energetycznego, w którym znajdują się dozwolone stany energetyczne, dla pozostałych wartości α 'a występuje **przerwa energetyczna**, tzw. **pasmo wzbronione** co oznacza, że te stany energetyczne nie mogą być obsadzone.

Szerokość pasma dozwolonego wzrasta wraz ze wzrostem αa czyli ze wzrostem energii E .

Szerokość pasma dozwolonego zależy od P i maleje wraz ze wzrostem P .



Zależność dyspersyjna $E(k)$. Linia przerywaną zaznaczono zależność dyspersyjną dla elektronu swobodnego. Jak widać, wewnątrz każdego pasma energetycznego funkcja $E(k)$ wzrasta monotonicznie, a na brzegach występują ekstrema i nieciągłości tej funkcji.

Masa efektywna

W obecności zewnętrznego pola elektrycznego na elektron w kryształach działa siła nadająca elektronowi pęd:

$$\begin{array}{lll} \vec{p} = \hbar \vec{k} & \text{skoro} & \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} \Rightarrow \vec{F} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = m^* a \\ \text{zatem} & & a = \frac{1}{m^*} \hbar \frac{dk}{dt} \end{array}$$

Ruch elektronu $\Leftrightarrow$ propagacja paczki fal poruszającej się z prędkością grupową

$$V_g = \frac{d\omega}{dk}$$

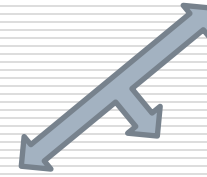
$$\text{Skoro energia elektronu} \quad E = h\nu = \hbar\omega \Rightarrow \omega = \frac{E}{\hbar} \Rightarrow V_g = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}$$

$$V_g = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}$$

Przyspieszenie jakie uzyskuje elektron:

$$a = \frac{dv_g}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dt dk} \cdot \frac{dk}{dk} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt}$$

Porównując $a = \frac{1}{m^*} \hbar \frac{dk}{dt}$



$$\frac{1}{m^*} \hbar \frac{dk}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt}$$

Wynika stąd, że zgodnie z II zasadą dynamiki elektronowi należy przypisać masę – tzw. **masę efektywną**

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)$$

$$m^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dk^2} \right)^{-1}$$

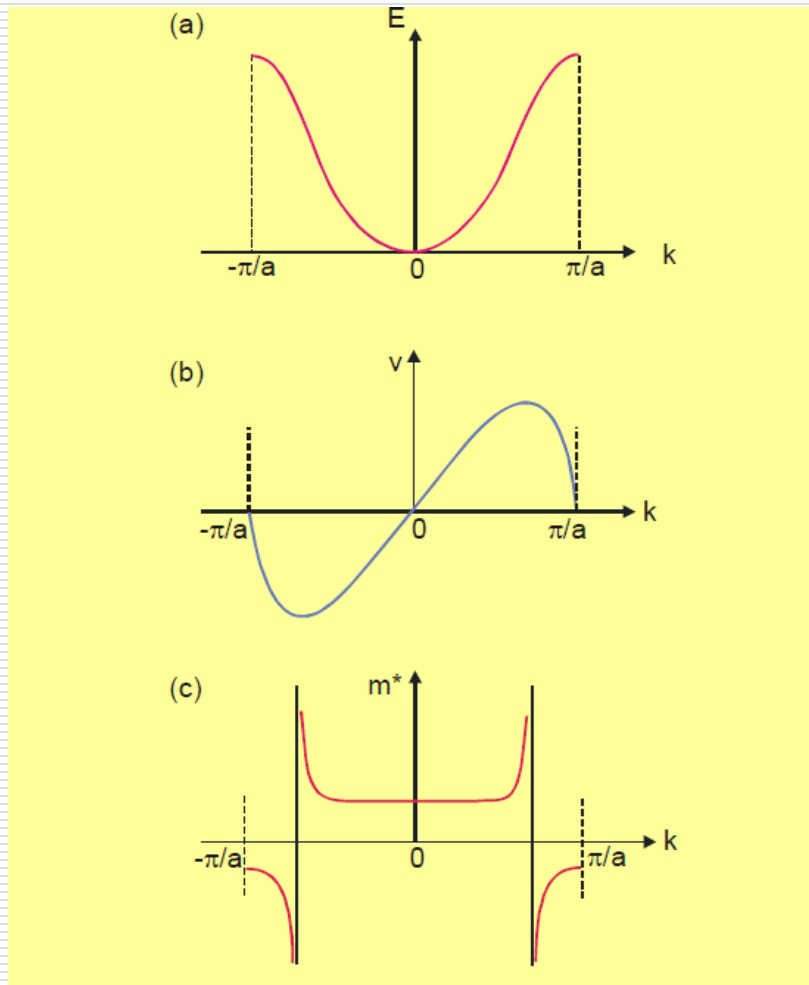
Jest to masa jaką należy przypisać elektronowi w kryształach, aby jego ruch w polu zewnętrznym można opisywać tak samo jak ruch zwyczajnego elektronu swobodnego - tzn. jego przyspieszenie było takie samo jak elektronu swobodnego.

Dla elektronu swobodnego relacja dyspersji opisana jest wzorem:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{d^2 E}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{m}$$

Korzystając z definicji m^* otrzymujemy $m^* = m$

Pochodna dE/dk określa prędkość elektronu, zaś druga pochodna d^2E/dk^2 określa wielkość masy efektywnej



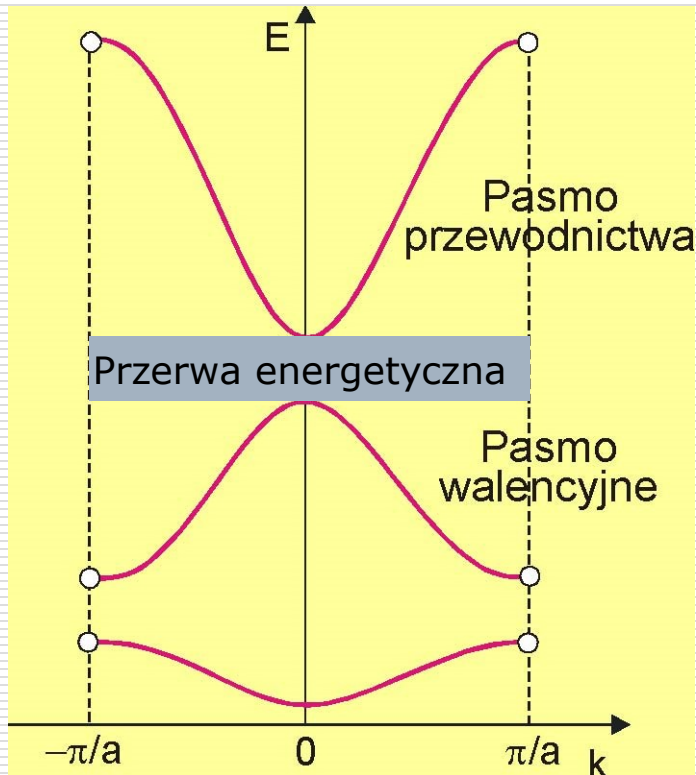
W środku strefy Brillouina, zależność $E(k)$ jest prawie taka sama jak dla elektronu swobodnego i dlatego $m^* \approx m$.

Ze wzrostem k zależność $E(k)$ znacznie odbiega od zależności kwadratowej i masa efektywna staje się coraz większa.

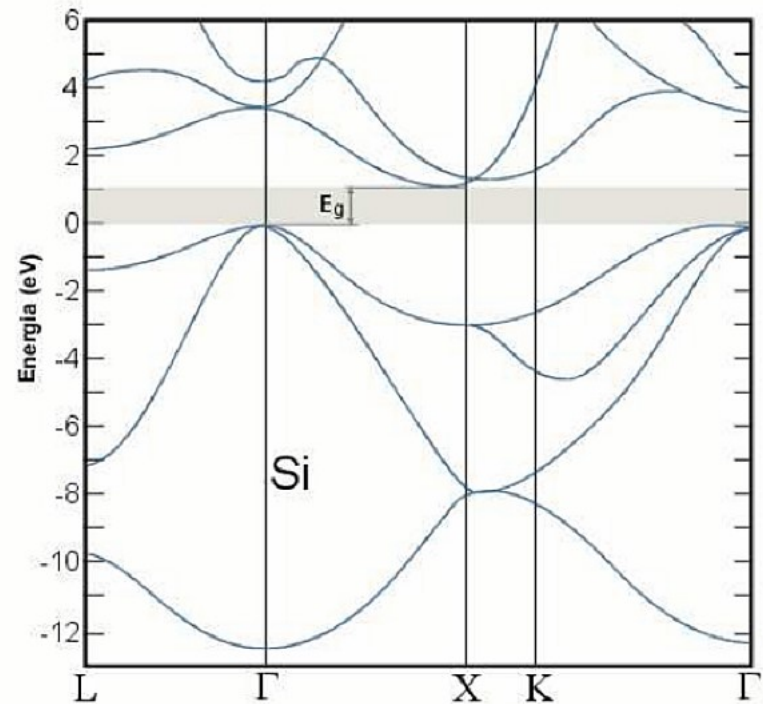
W punktach przegięcia krzywej $E(k)$ masa efektywna staje się nieskończenie wielka.

Przy dalszym wzroście k prędkość elektronu maleje, a masa przyjmuje wartości ujemne. Fizycznie oznacza to, że dla dużych wartości k elektron zachowuje się tak jak dodatnio naładowana cząstka.

Przykłady struktur pasmowych



Fragment wykresu $E(k)$
ograniczony do I strefy Brillouina



Przykład realnej struktury pasmowej
krzemu

Wewnątrz częściowo zapełnionego pasma elektrony mogą łatwo przechodzić do nowych, niezapełnionych stanów. Elektrony mogą być zatem pobudzone zewnętrznym polem elektrycznym. Z tego powodu takie kryształy są dobrymi przewodnikami prądu.

Półprzewodnikami nazywamy takie ciała stałe w których w temperaturze 0 K pasmo walencyjne (i pasma niższe) są całkowicie zapełnione, a pasmo przewodnictwa całkowicie puste; przy czym przerwa energetyczna E_g między pasmem walencyjnym a pasmem przewodnictwa jest niewielka – rzędu 1 - 3 eV

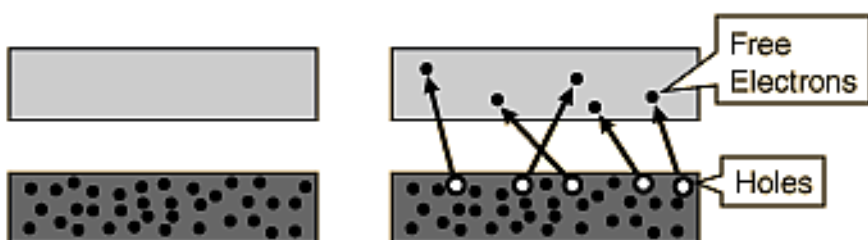
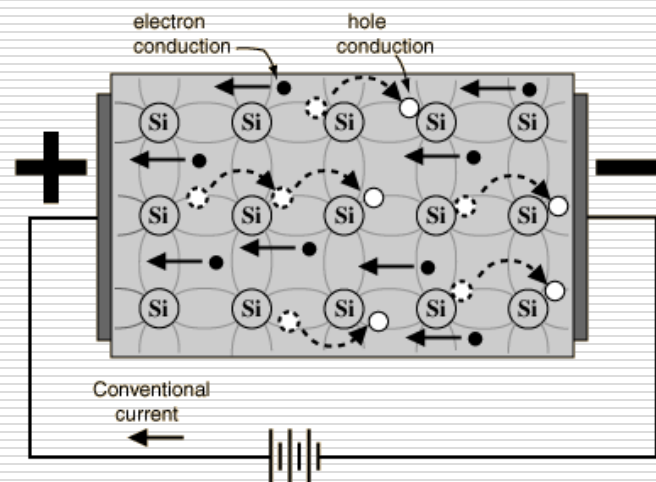
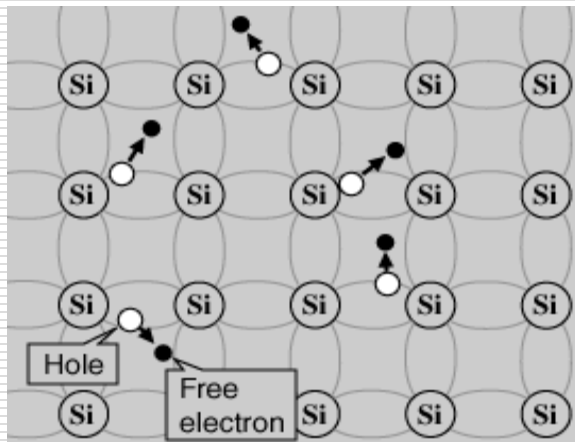
Jeżeli przerwa energetyczna jest duża (powyżej 3 eV) wzbudzenia elektronów praktycznie nie występują i ciało jest izolatorem. Jedynie w bardzo silnym polu elektrycznym ($\approx 10^8$ V/m) może nastąpić przebicie izolatora i przeskok elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa.

Własności elektryczne ciał stałych

Cu – typowy metal, Si – typowy półprzewodnik

Własność	Jednostka	Cu	Si
Rodzaj przewodnika		metal	półprzewodnik
Rezystywność ρ	ohm·m	$2 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^3$
TWR, α	K ⁻¹	$+4 \cdot 10^{-3}$	$-70 \cdot 10^{-3}$
Koncentracja nośników ładunku, n	m ⁻³	$9 \cdot 10^{28}$	$1 \cdot 10^{16}$

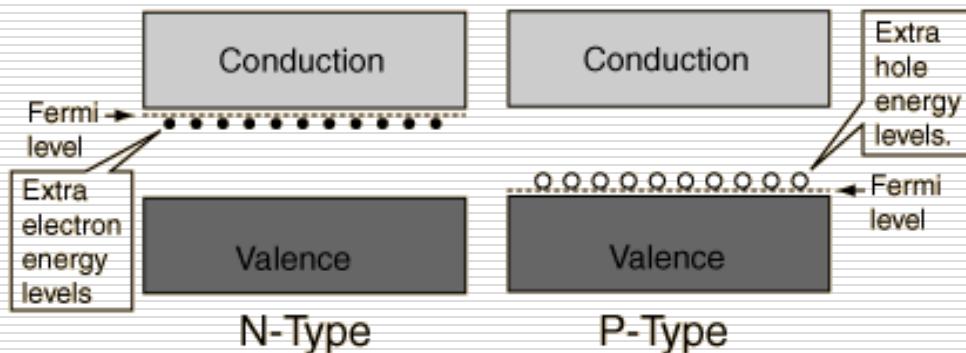
Mechanizm przewodnictwa w półprzewodnikach samoistnych



Całkowity płynący prąd to suma prądu elektronowego i dziurowego

Jeżeli koncentracja jest za mała należy domieszkować materiał półprzewodnikowy

Domieszkowanie



Typowe wartości koncentracji domieszek wynoszą 10^{22} – 10^{25} m^{-3} .

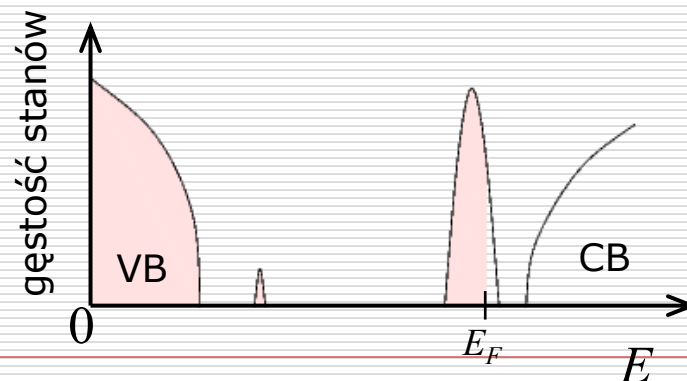
domieszka donorowa
-jeżeli wartościowość atomu domieszki jest większa niż atomu macierzystego.

Półprzewodnik **typu n** (np. Si + As)

domieszka akceptorowa – nośnikami prądu są dziury w paśmie walencyjnym - otrzymujemy półprzewodnik **typu p** (np. Si domieszkowany B)

Silne domieszkowanie:

stany domieszkowe nakładają się → tworzy się **pasmo domieszkowe**



Przewodnictwo elektryczne (patrz wykład w 1. sem. 1-Prąd-22.pdf) w półprzewodnikach - podsumowanie

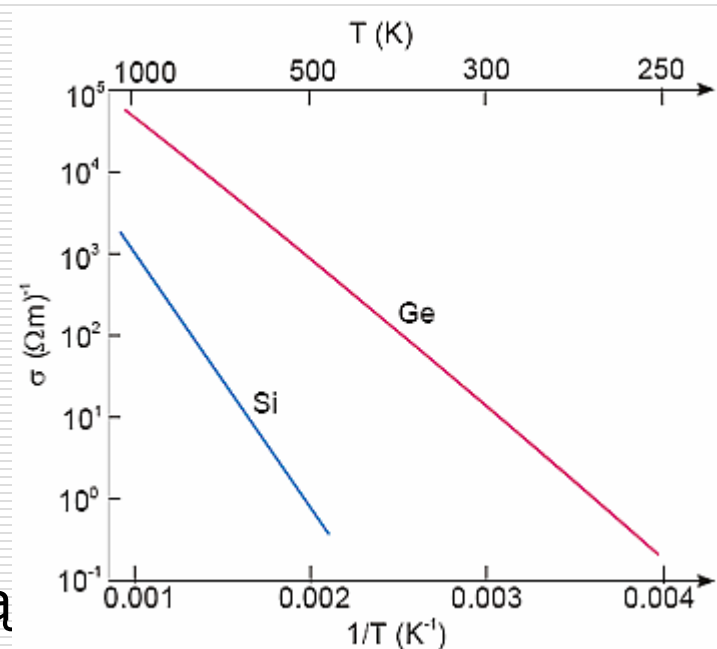
□ Półprzewodniki samoistne:

$$\sigma = \sigma_0 e^{\left(-\frac{E_g}{2kT} \right)}$$

Ruchliwość nośników, z wyjątkiem temperatur bardzo niskich ($<100\text{K}$), jest w przybliżeniu proporcjonalna do $T^{-3/2}$.

Konduktywność półprzewodników bardzo szybko zmienia się z temperaturą, przy czym zmiany te są uwarunkowane zmianami koncentracji nośników.

Jest to dość istotna różnica pomiędzy półprzewodnikami a metalami. W metalach koncentracja nośników jest stała, a temperaturowa zależność σ jest spowodowana tylko temperaturową zależnością ruchliwości nośników.



□ **Półprzewodniki domieszkowe:** $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$

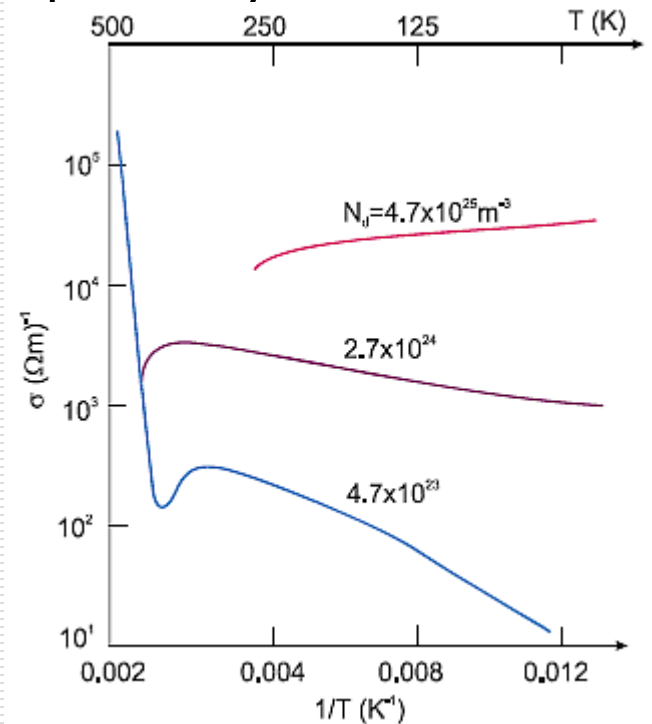
Również w półprzewodnikach domieszkowych zależność konduktywności od temperatury jest uwarunkowana głównie zależnością koncentracji nośników od temperatury.

- Niskie temperatury – nośniki z jonizacji domieszek.

$$\sigma = \sigma_0 e^{\left(-\frac{E_j}{2kT}\right)}$$

W tym zakresie dominuje rozpraszanie na domieszkach.

Konduktywność bardzo szybko wzrasta z temperaturą na skutek termicznej jonizacji domieszek i jest uwarunkowana tylko nośnikami większościowymi $n \approx \text{const}$.



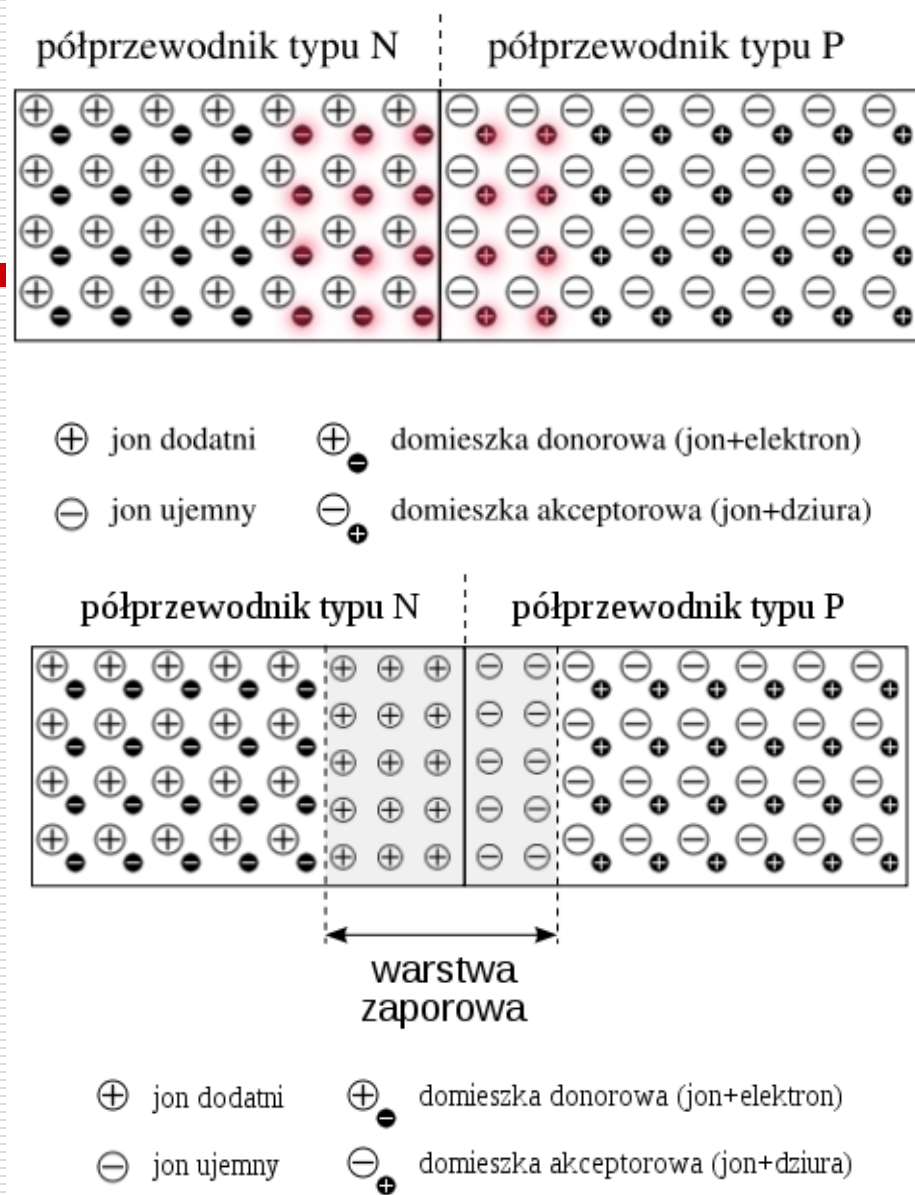
- Wysokie temperatury – nośniki wzbudzone termicznie.

Złącze n-p

Złącze p-n to pojedynczy kryształ półprzewodnika, w którym jeden obszar domieszkowany jest tak, aby powstał półprzewodnik typu n, a drugi, sąsiadujący z nim obszar domieszkowany jest tak, aby powstał półprzewodnik typu p.

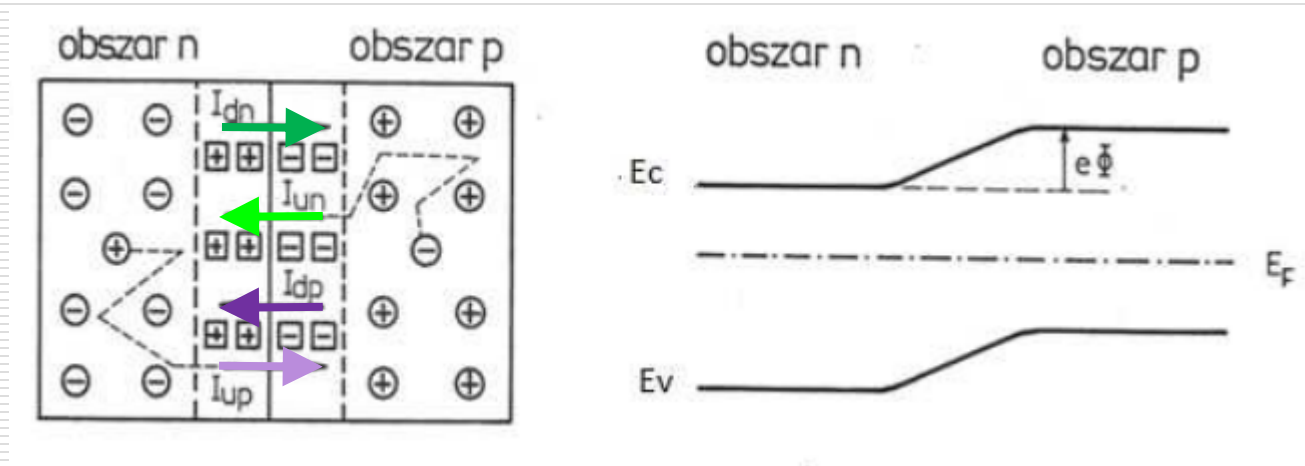
W obszarze złącza następuje **dyfuzja** elektronów z *n* do *p*, a w drugim kierunku dziur i następuje ich **rekombinacja**.

Powstaje **warstwa zaporowa** z **barierą potencjału**.



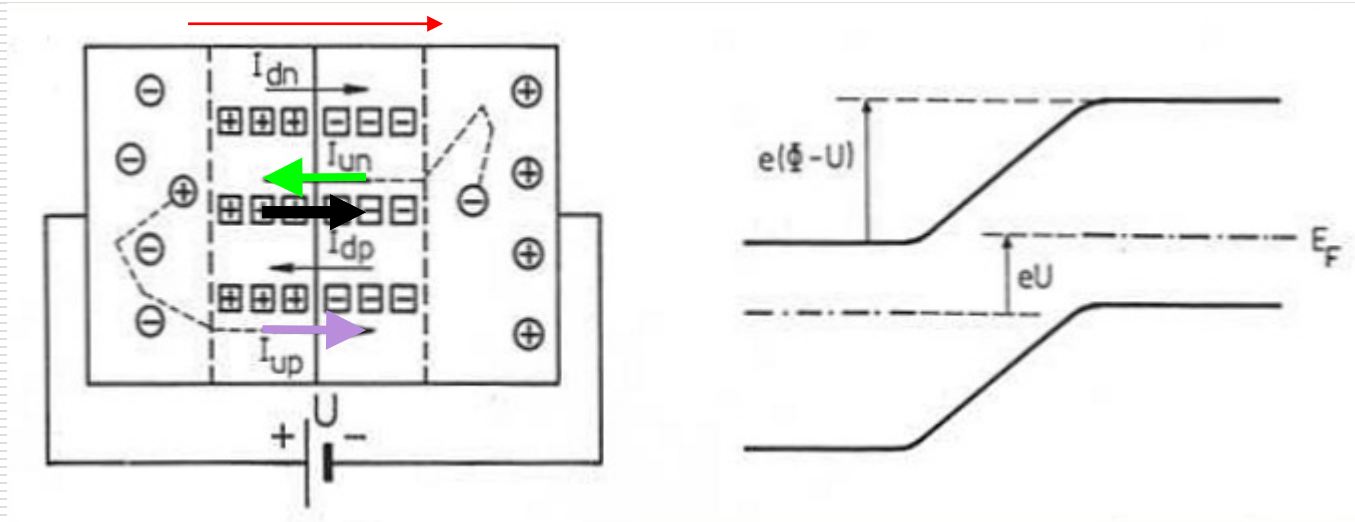
Dyfuzja nośników **większościowych** (elektronów w obszarze n, dziur w p) stanowi **prąd dyfuzji** (odpowiednio I_{dn} i I_{dp}). Pole elektryczne w warstwie zaporowej wywołuje **prąd unoszenia** nośników mniejszościowych (odpowiednio I_{Un} i I_{Up}).

W równowadze termodynamicznej $I_{dn} - I_{Un} = 0$ i $I_{dp} - I_{up} = 0$



Poziom Fermiego jest jednakowy w całym obszarze półprzewodników n i p . Na złączu powstaje bariera potencjału Φ .

Zewnętrzne pole przyłożone jest teraz zgodnie z polem powstałym w złączu ($\longrightarrow$) powoduje powiększenie bariery potencjału $\Rightarrow$ prawdopodobieństwo pokonania jej przez nośniki większościowe jest mniejsze, czyli składowe dyfuzyjne prądów elektronowego i dziurowego maleją.

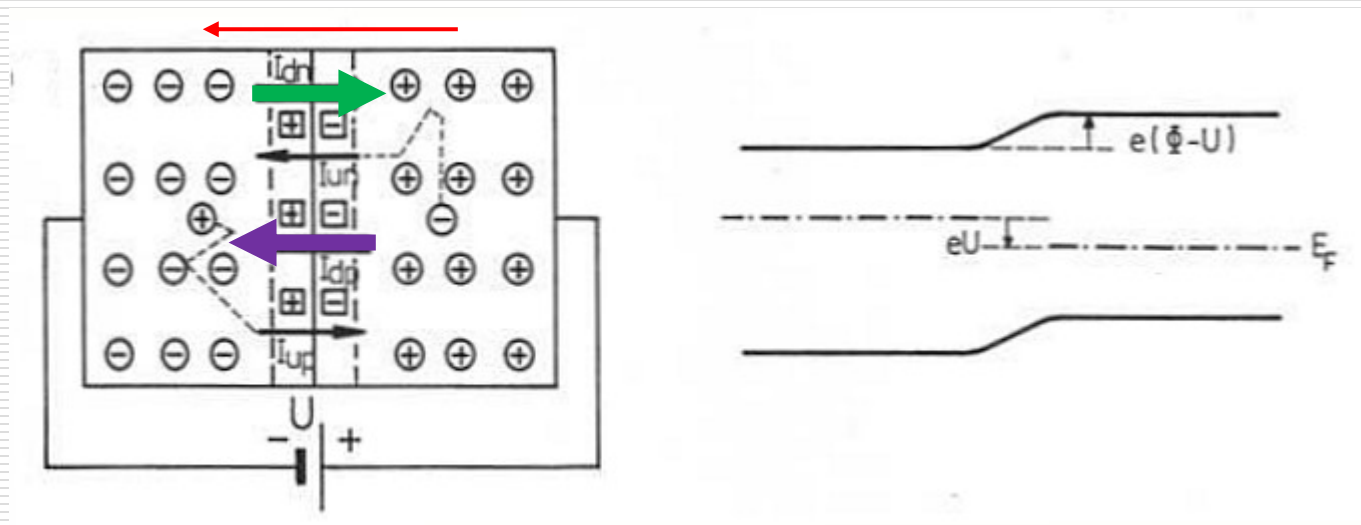


Prądy dyfuzji są praktycznie równe zero. Płynie tylko niewielki, wypadkowy **prąd unoszenia** niezależny od zewnętrznego potencjału U ($\longrightarrow$).

Jest to **polaryzacja zaporowa** złącza .

Zewnętrzny potencjał wpływa na wysokość bariery potencjału na złączu i szerokość obszaru zubożonego.

Przykładamy teraz **pole** skierowane **przeciwnie** do pola złącza. Wysokość bariery potencjału obniża się, zwęża się obszar zubożony w nośniki.



Prąd dyfuzji nośników większościowych gwałtownie wzrasta wraz ze wzrostem przyłożonego napięcia i zdecydowanie przeważa nad prądem unoszenia nośników mniejszościowych.

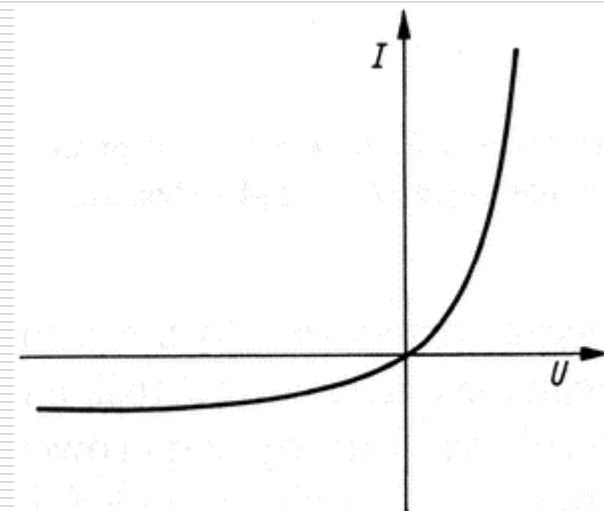
Polaryzacja w kierunku przewodzenia

$$I_d = C \exp \left[- \frac{e(\Phi - U)}{kT} \right]$$

Całkowity prąd płynący przez złącze jest równy:

$$I = I_d - I_u = I_u \left[e^{\left(\pm \frac{eU}{kT} \right)} - 1 \right]$$

Charakterystyka prąd-napięcie złącza p-n: spolaryzowane w kierunku przewodzenia przewodzi prąd elektryczny i praktycznie nie przewodzi prądu gdy jest spolaryzowane w kierunku zaporowym.



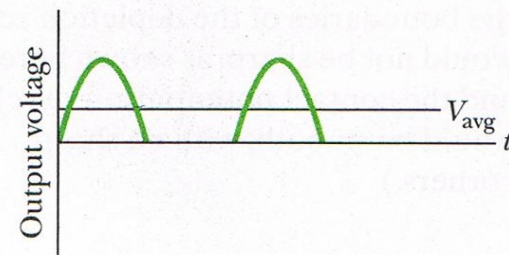
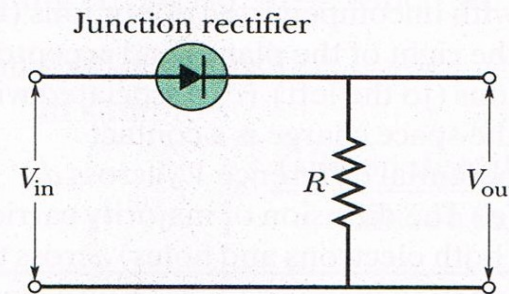
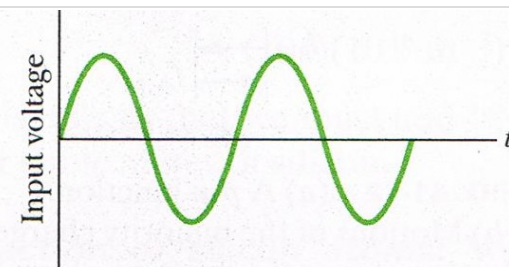
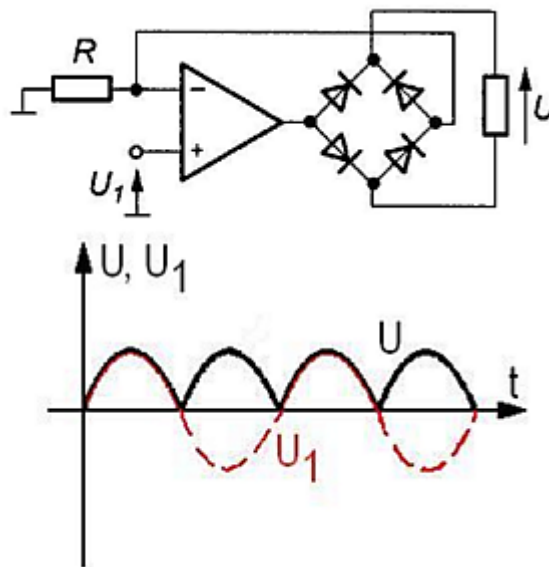
Otrzymana zależność prądu od napięcia, zwana równaniem idealnej diody półprzewodnikowej – opisuje przepływ prądu wywołany tylko dyfuzją i unoszeniem w złączu idealnym, to jest takim, w którym pominięto procesy generacji i rekombinacji w warstwie zubożonej oraz spadek napięcia poza warstwą zaporową.

Zastosowanie półprzewodników

Złącze prostujące

Sinusoidalnie zmienne napięcie wejściowe jest przekształcane w „obcięte” do połowy napięcie wejściowe. Złącze działa jak przełącznik, który dla jednego znaku napięcia wejściowego jest zamknięty (ma zerowy opór)

Mostek Graetza
prostownik dwu-
połówkowy
konstruktor: Karol
Pollak (1896r)

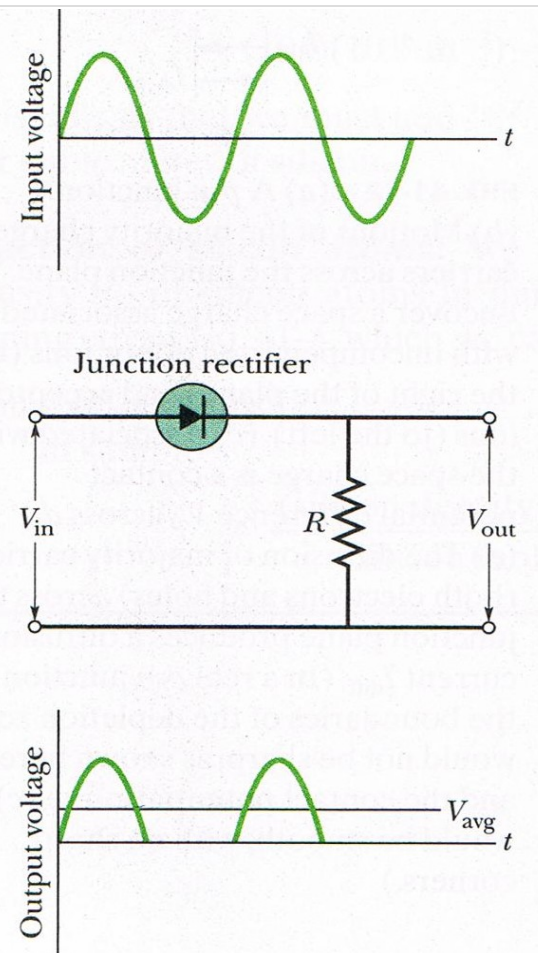
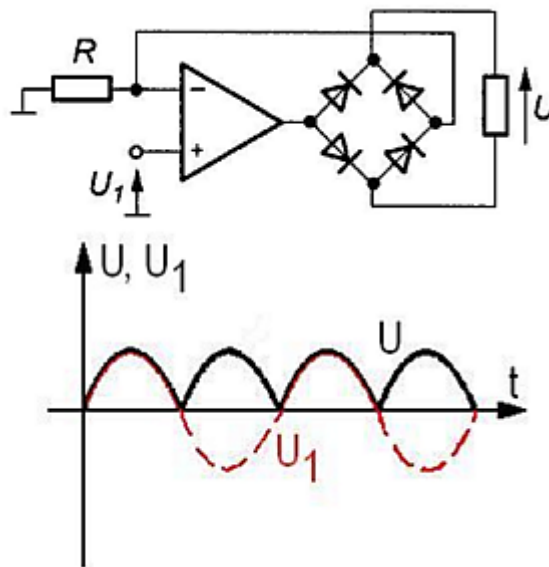


Zastosowanie półprzewodników

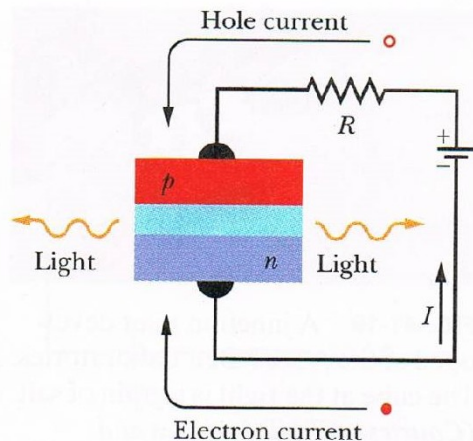
Złącze prostujące

Sinusoidalnie zmienne napięcie wejściowe jest przekształcane w „obcięte” do połowy napięcie wejściowe. Złącze działa jak przełącznik, który dla jednego znaku napięcia wejściowego jest zamknięty (ma zerowy opór)

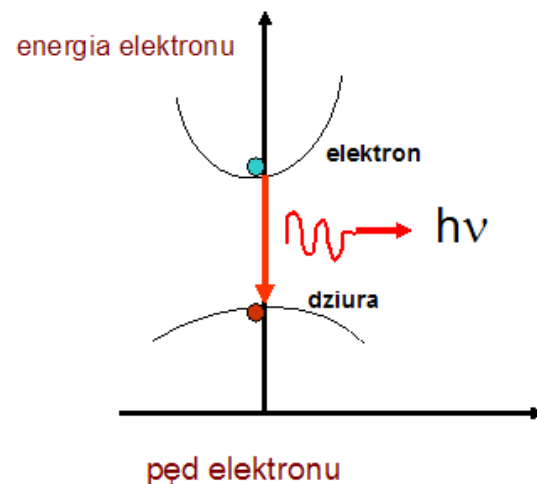
Mostek Graetza
prostownik dwu-
połówkowy
konstruktor: Karol
Pollak (1896r)



Dioda świecąca (light-emitting diode LED)



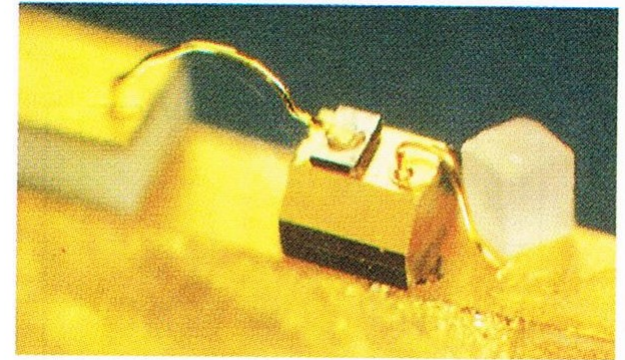
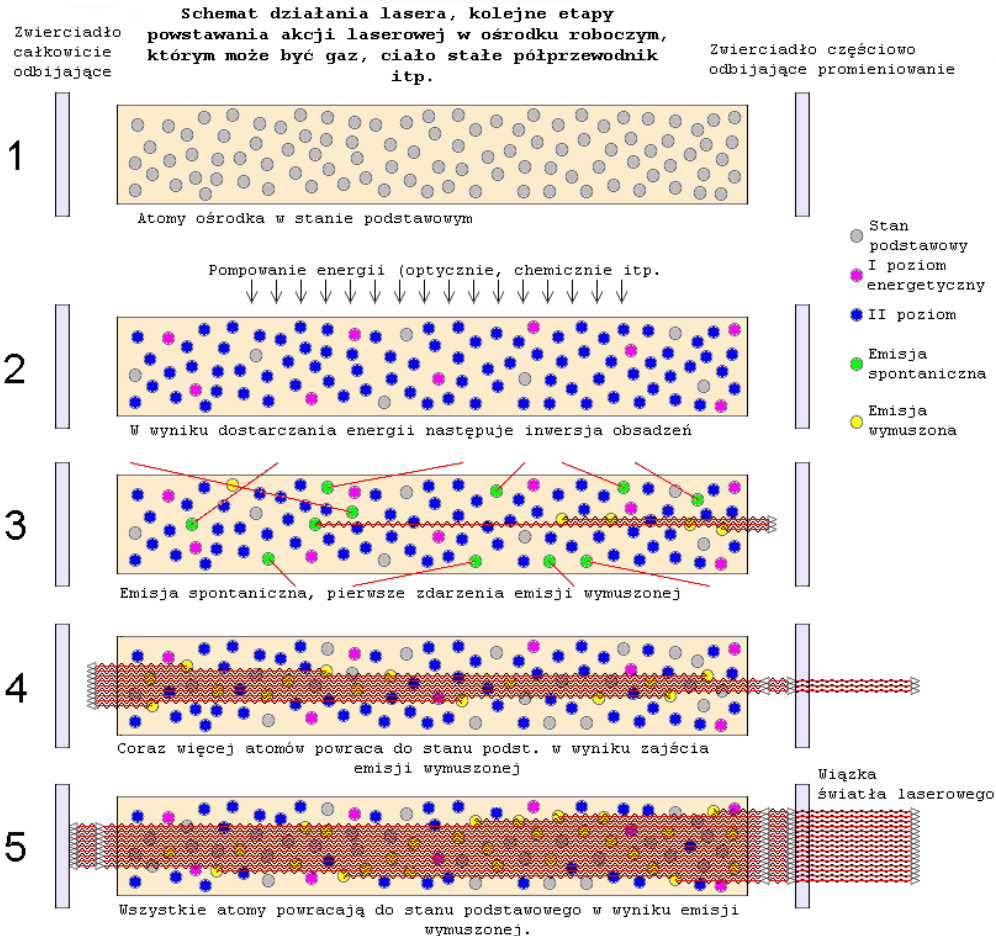
LED wymaga dużej liczby elektronów w paśmie przewodnictwa i dużej liczby dziur w paśmie walencyjnym, tj. silnie domieszkowanego złącza p-n oraz prostej przerwy energetycznej (np. GaAs)



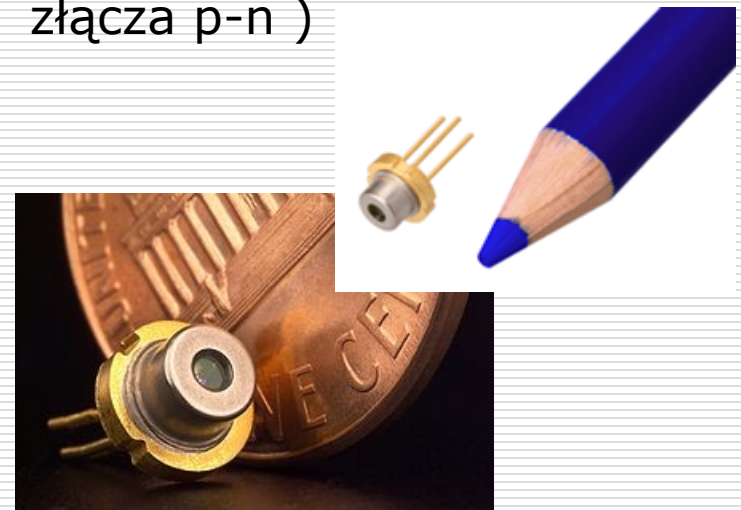
LED jest spolaryzowanym w kierunku przewodzenia złączem p-n; elektrony są wstrzykiwane do obszaru typu n a dziury do p. Światło jest emitowane z wąskiego obszaru zubożonego podczas rekombinacji elektronu z dziurą.

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_g}$$

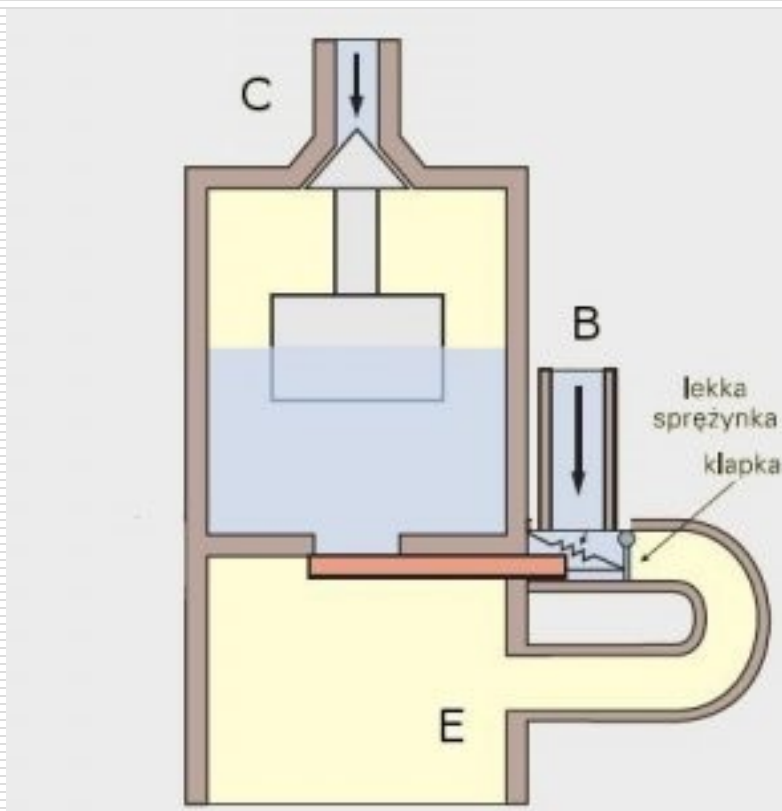
Laser złączowy wykonany w AT&T Bell Lab; rozmiar porównywalny z ziarnkiem soli



Akcja laserowa wymaga **inwersji obsadzeń** i wnęki Fabry-Perota (zwierciadła na przeciwległych ścianach złącza p-n)



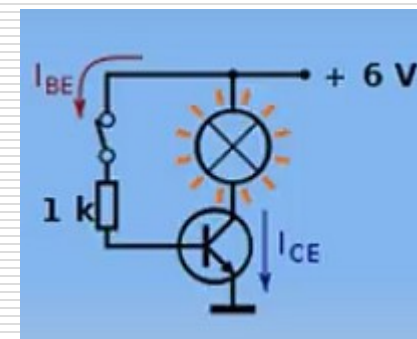
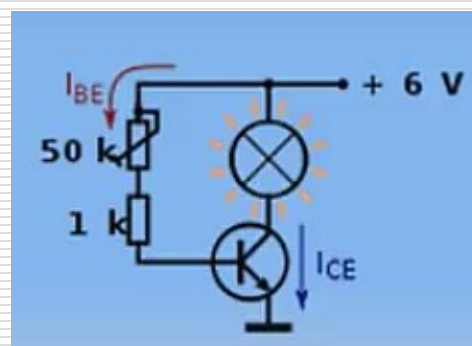
Tranzystor



To klucz (lub wzmacniacz), w którym za pomocą małego prądu – tranzystory bipolarne, lub napięcia – tranzystory polowe, włącza duży prąd.

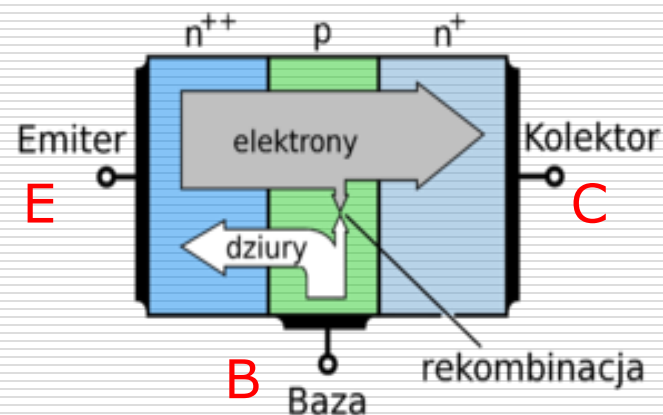
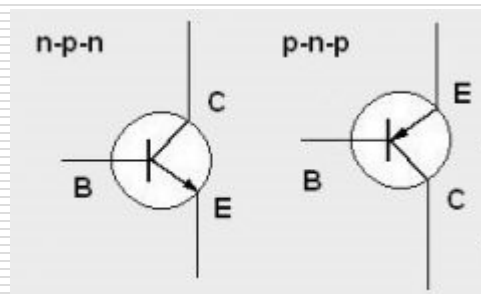
Klucz

Wzmacniacz



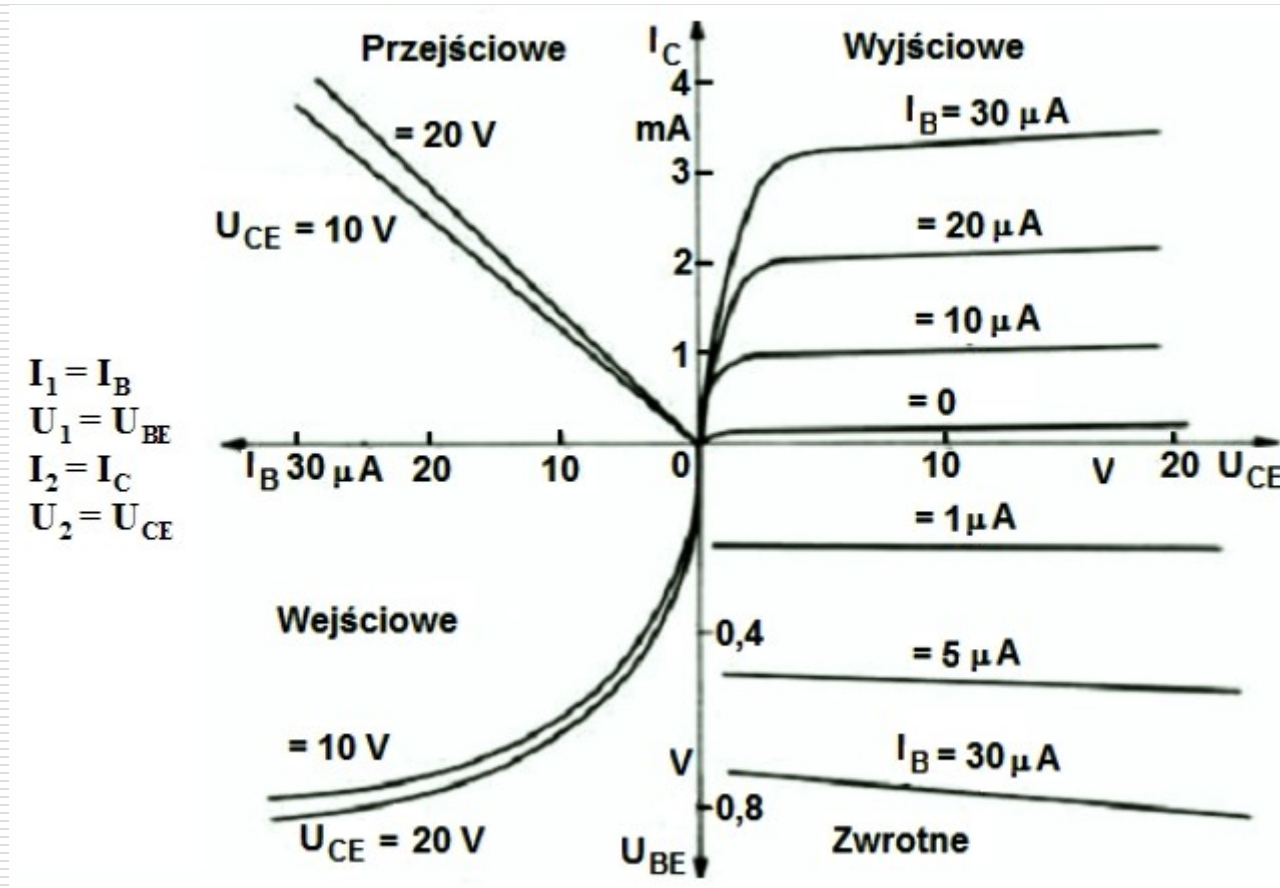
I_C / I_B to wzmocnienie

Tranzystor bipolarny



Przez złącze baza-emiter przepływają w kierunku bazy nośniki większościowe (elektrony swobodne). Dziury z obszaru bazy przepływają przez złącze do emitera, jednak prąd dziurowy jest znacznie mniejszy (mniejsza liczba dziur, bo emiter jest mniejszy). Część elektronów rekombinuje w obszarze bazy, a większa część jest przyciągana przez kolektor i przepływa przez złącze baza-kolektor. Wypływające z emitera elektrony tworzą prąd emitera I_E , który rozdziela się na mały prąd bazy I_B i duży prąd kolektora I_C .

Charakterystyki tranzystora bipolarnego



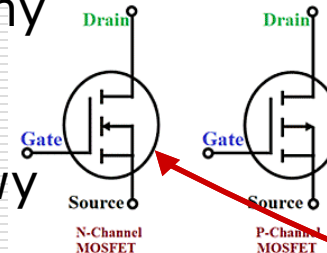
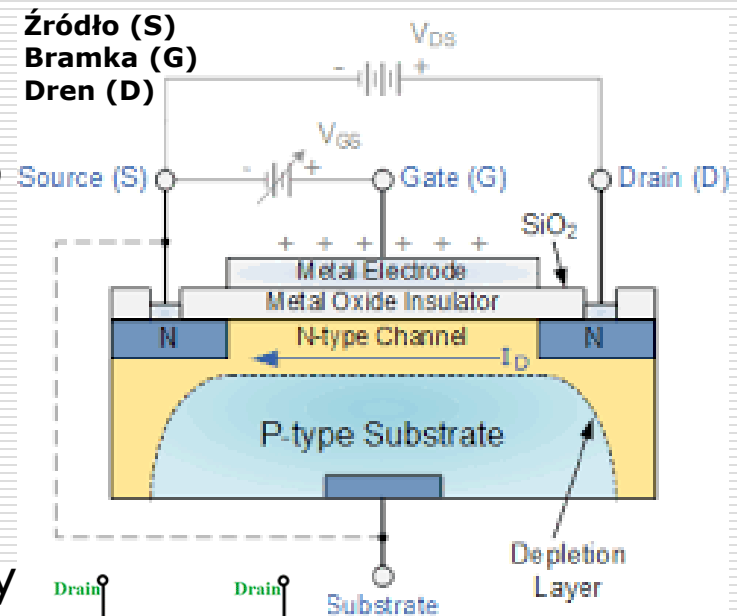
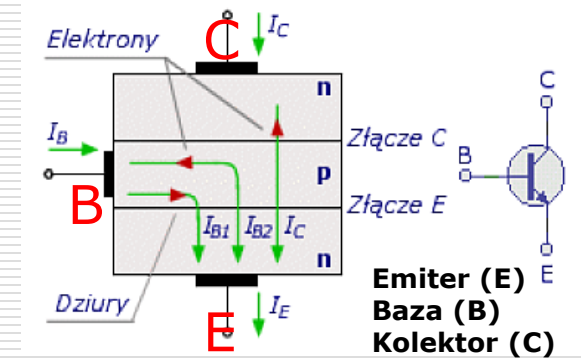
Tranzystor unipolarny (polowy) np. MOSFET

Tranzystor bipolarny jest sterowany prądowo, natomiast unipolarny – napięciowo czyli wzmocnienie zależy od napięcia bramki

Bramka jest izolowana cienką warstwą SiO_2 od półprzewodnika – nie płynie przez nią prąd. S i D tworzą połączenie dwóch diod $n-p$ i $p-n$ – brak połączenia źródło-dren.

Polaryzujemy bramkę coraz większym V_{GS} aż do napięcia progowego U_T . Wówczas pole bramki wytwarza (indukuje) warstwę inwersyjną ładunku przestrzennego – kanał n dla swobodnych elektronów – połączenie $D-S$ i może płynąć prąd I_D zależny od V_{DS} .

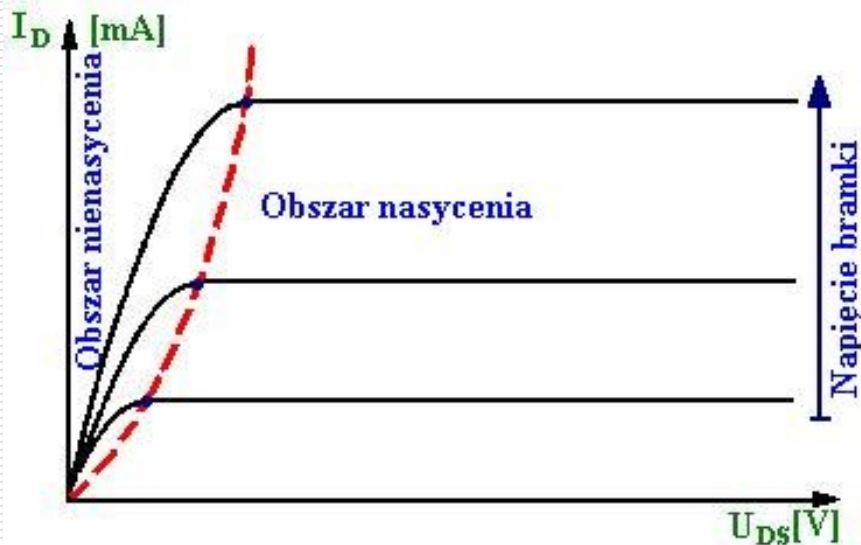
Jednakże V_{DS} wpływa na stan polaryzacji bramki i głębokość kanału koło D – nieliniowy wzrost prądu.



Z kanałem wzbogaconym typu n

Gdy potencjał $V_G = V_D$ ($V_{DS} = V_{GS}$) kanał zanika i wartość prądu jest stała. Dla małych wartości V_{DS} MOSFET stanowi liniowy rezystor regulowany V_{GS} – obszar nienasycenia (rezystancyjny).

Praktycznie wykorzystywany jest obszar nasycenia, gdy rezystancja tranzystora jest najmniejsza (określa traconą moc).

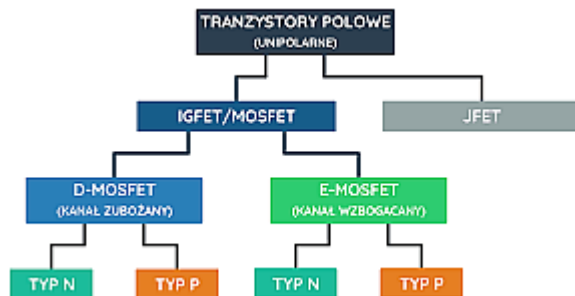


Zalety MOSFET:

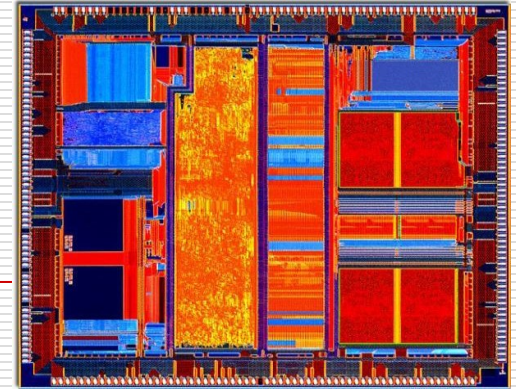
- sterowane niskim napięciem
- mały pobór mocy (brak prądu bramki, niska rezystancja kanału
- wysoka impedancja i szybkość przełączania

Zastosowanie MOSFET:

- wzmacniacze lub przełączniki,
- mikroprocesory, bramki CMOS,
- jako tranzystory mocy



Zjawisko tunelowania w nanoelektronice



Moore's 1st Law

*Zdolność obliczeniowa procesora
wzrasta 4-krotnie w ciągu 3,4 roku*

Moore's 2nd Law

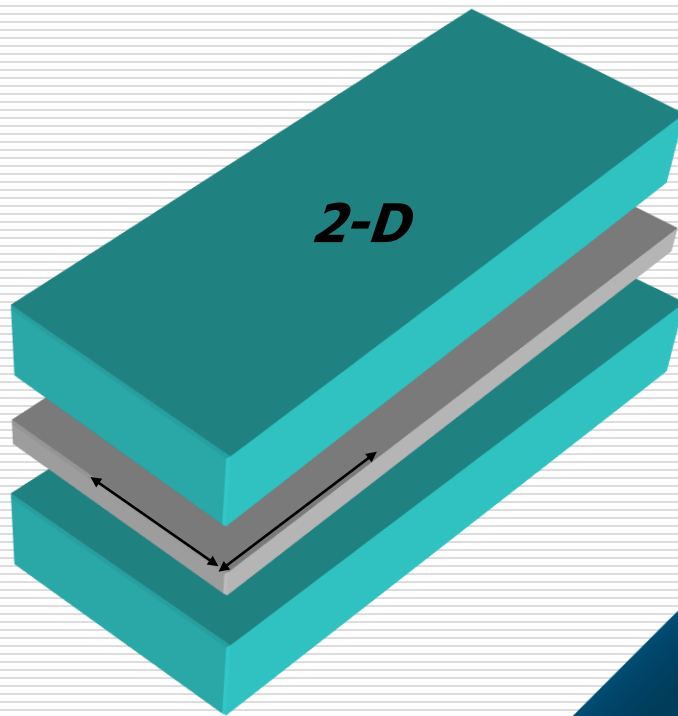
*Koszty produkcji procesorów
wzrastają 2-krotnie w ciągu 3 lat*

Potrzeba mniejszych tranzystorów !!!!!!!

*Szybsze przełączanie oznacza
większą szybkość procesora*

*ale oznacza to konieczność
umieszczenia większej liczby
układów na tej samej powierzchni*

□ Układy nisko-wymiarowe



2-D

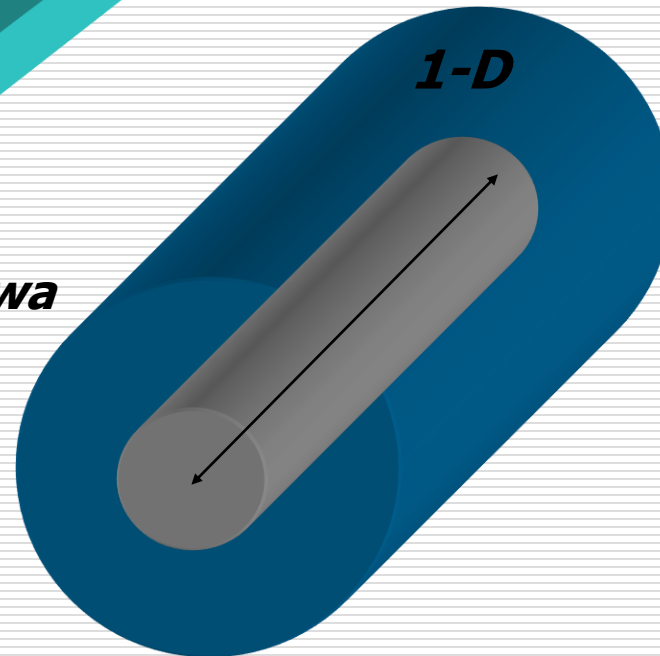
**Dwu-wymiarowe
Jedno-wymiarowe
Zero-wymiarowe**

2-D system

1-D system

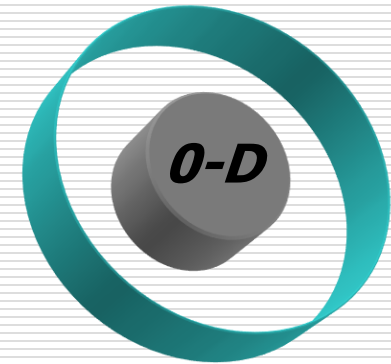
0-D system

Ściana kwantowa



1-D

Drut kwantowy



0-D

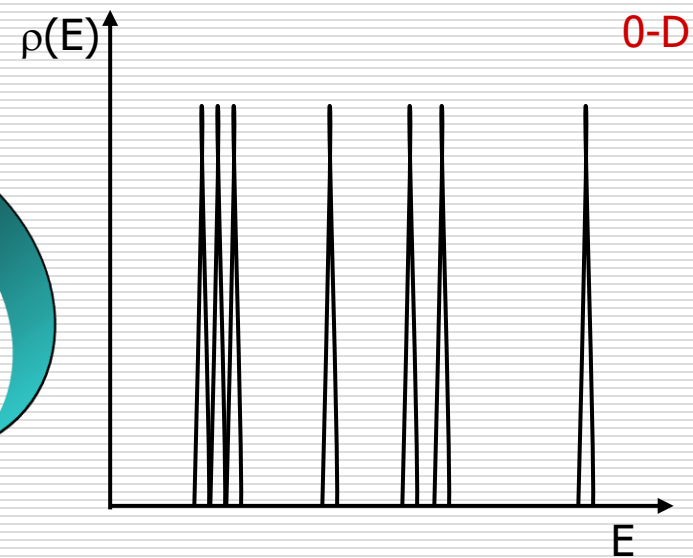
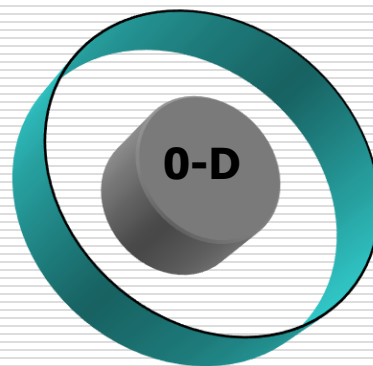
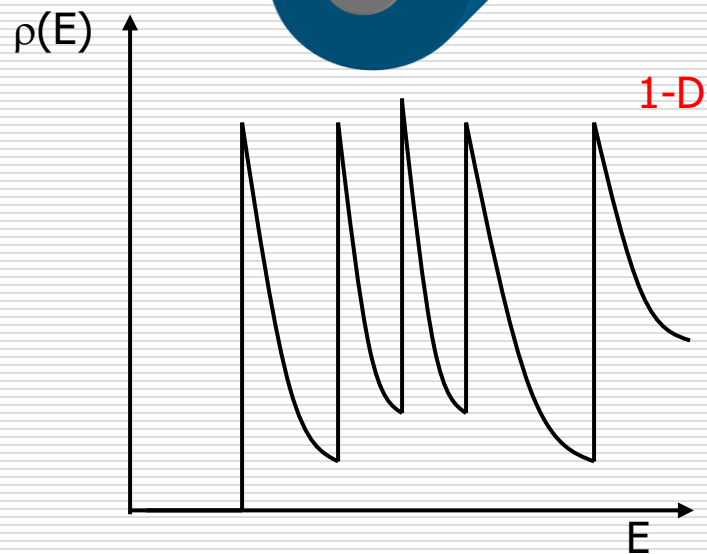
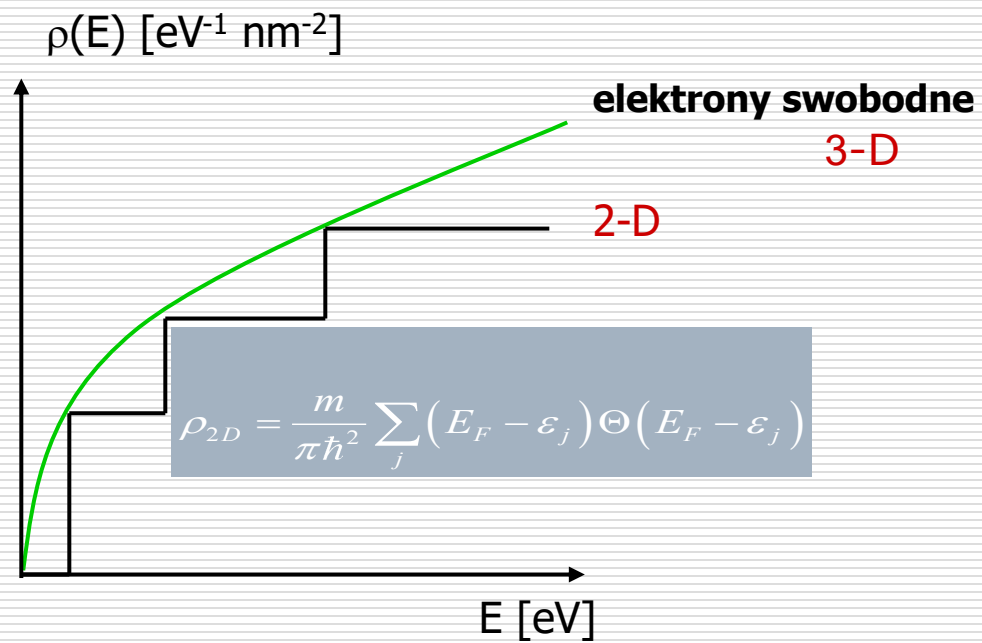
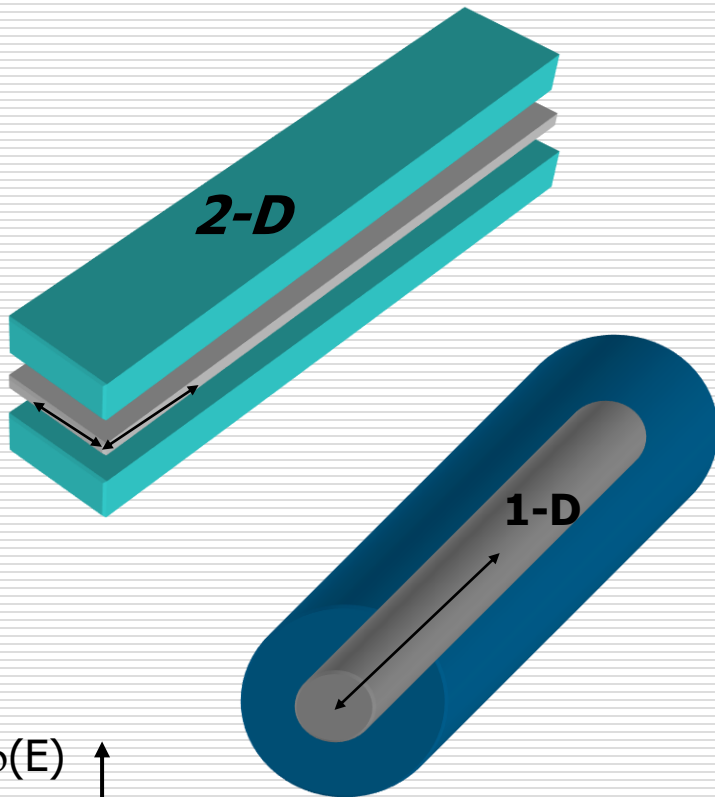
***Kropka kwantowa –
„sztuczny atom”***



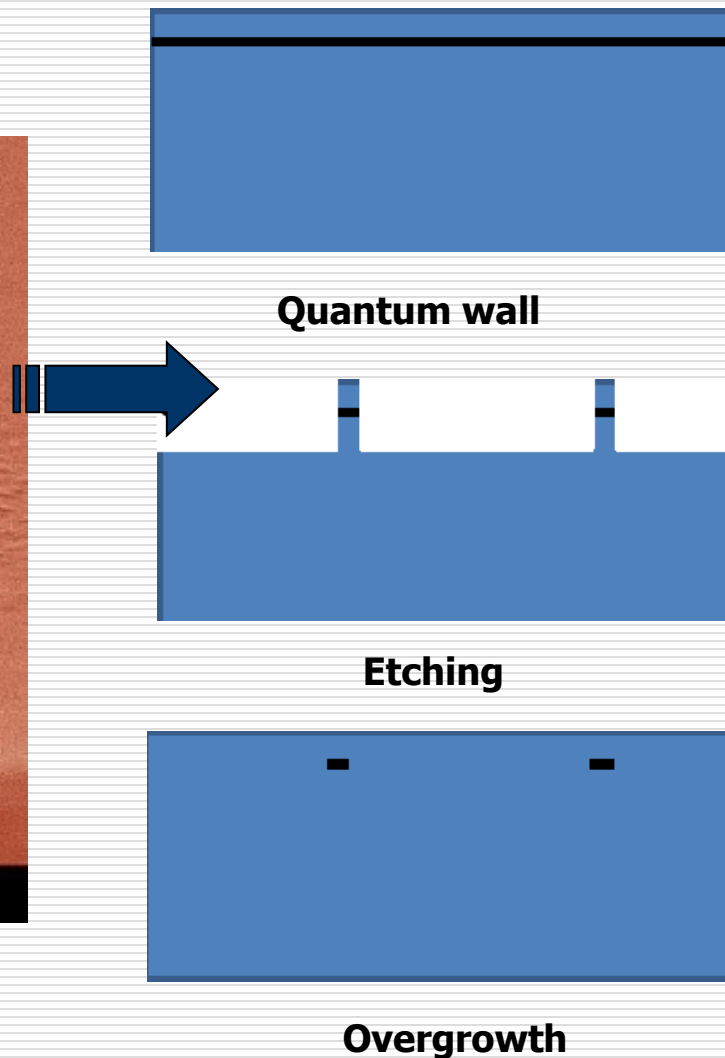
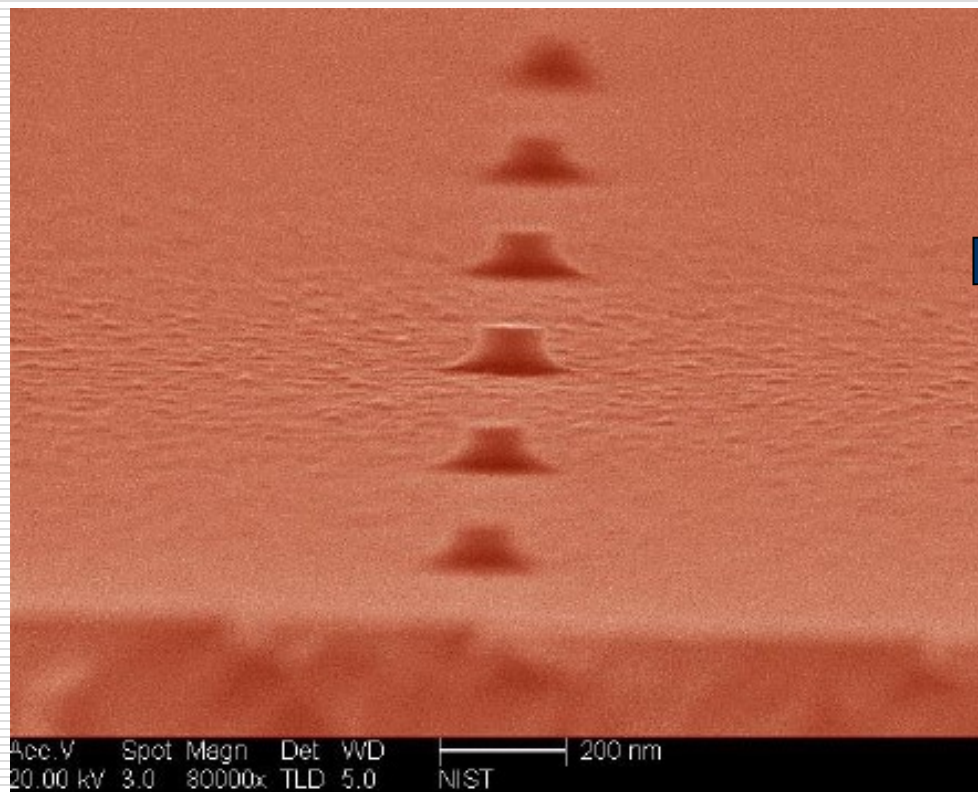
izolator



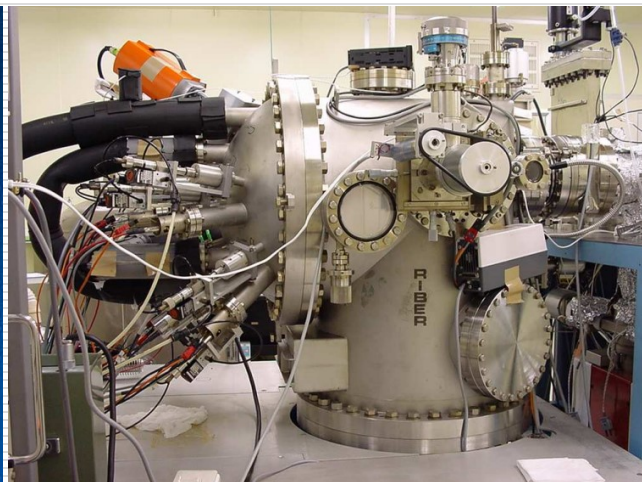
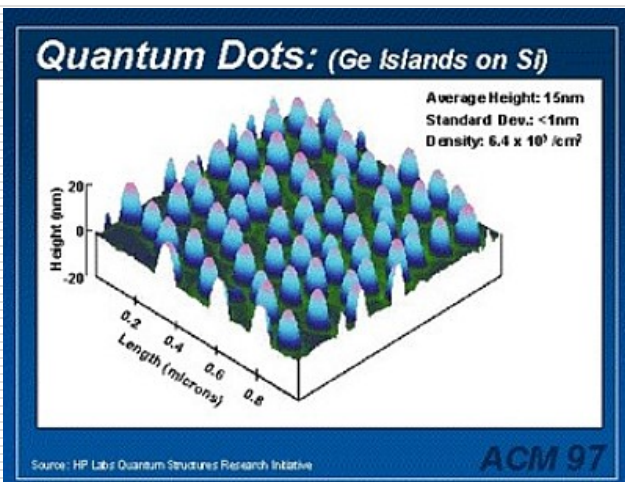
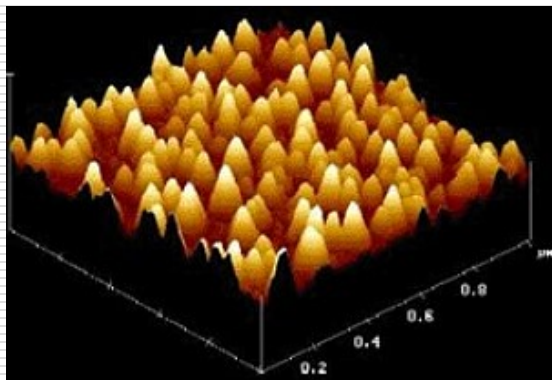
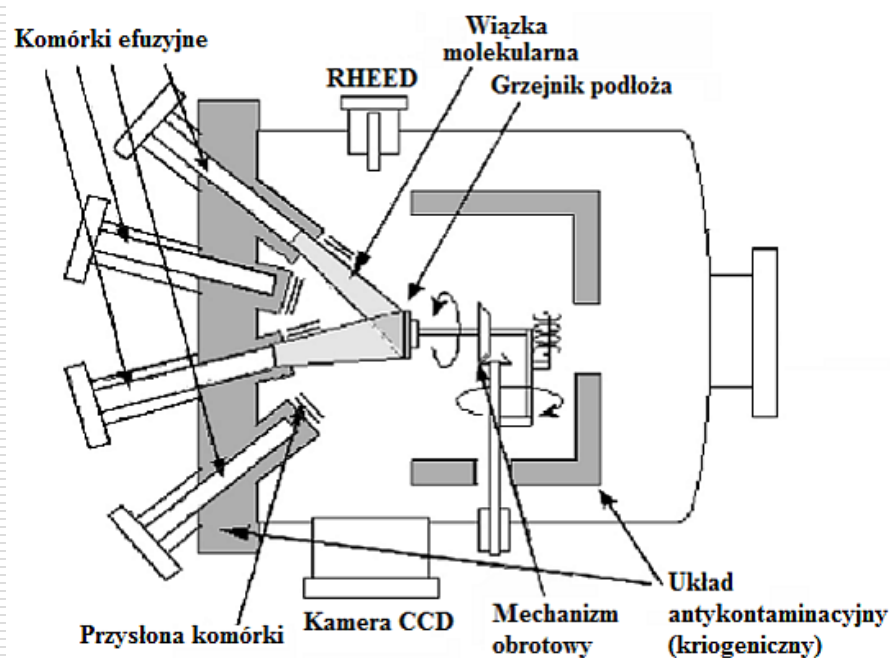
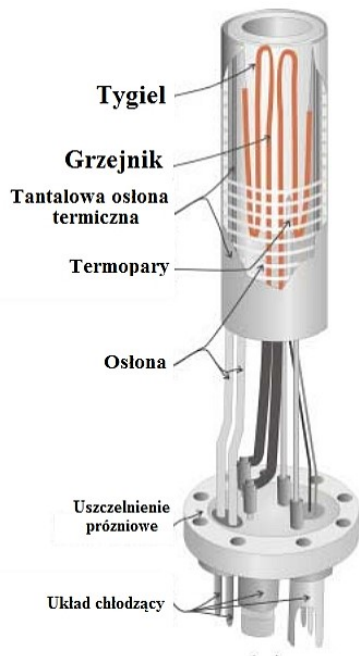
przewodnik



Otrzymywanie – np. metoda litografii

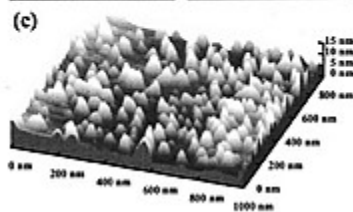
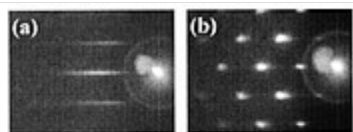


Molecular Beam Epitaxy

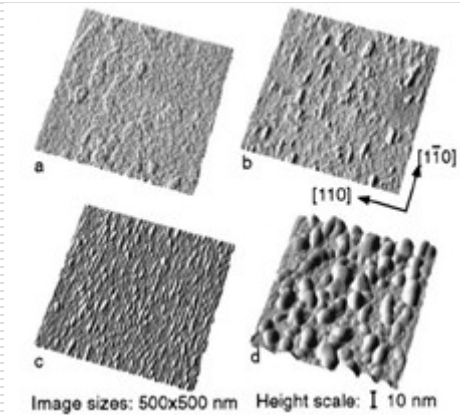


Przykłady samozorganizowanych kropek kwantowych:

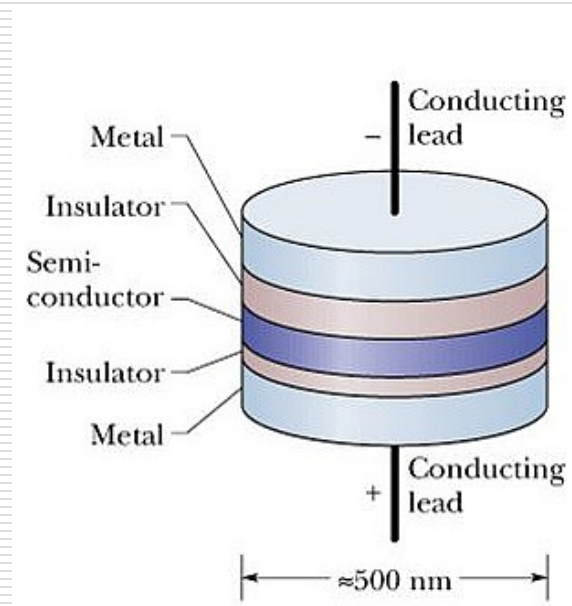
- na podłożu krystalicznym B powstaje warstwa zwilżająca nanoszonego materiału A
- w stanie krystalicznym materiały A i B posiadają różne stałe sieciowe (tzw. niedopasowanie stałych sieciowych jest rzędu kilku/kilkunastu procent)
- naprężenia wynikające z niedopasowania stałych sieciowych prowadzą do desegregacji kolejnych nanoszonych warstw



Samozorganizowane kropki kwantowe CdTe na podłożu ZnTe



Powstawanie wysp GaAs na podłożu GaP

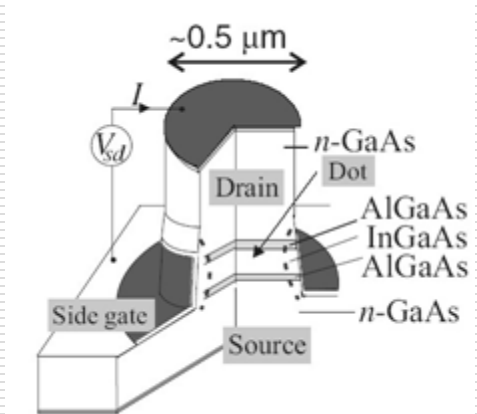


Elektrony nadmiarowe uwięzione w kropce mają dyskretne poziomy energetyczne.

Warunkami tunelowania pojedynczego elektronu przez nanoukład można sterować za pomocą *potencjału chemicznego* -

dla układu N elektronów w dowolnej strukturze potencjał chemiczny jest energią potrzebną do zwiększenia liczby elektronów o jeden, czyli

$$\mu_{N+1} = E_{N+1} - E_N, \quad E_N = \text{energia stanu podstawowego układu } N \text{ elektronów}$$



Tunelowanie pojedynczego elektronu z elektrody „a” do kropki kwantowej jest energetycznie dozwolone, jeżeli $\mu_a \geq \mu_{N+1}$. Nierówność ta określa warunek ładowania kropki kwantowej pojedynczym elektronem.

Jeżeli znak nierówności jest przeciwny, to elektron może tunelować z obszaru kropki kwantowej do elektrody „a”.

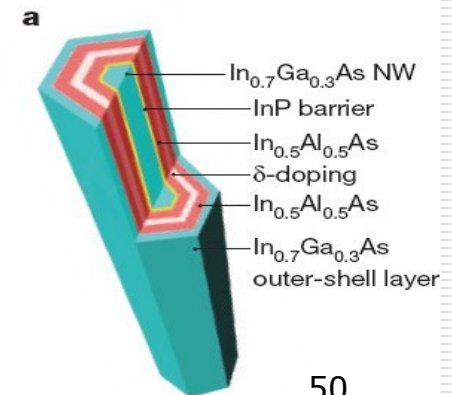
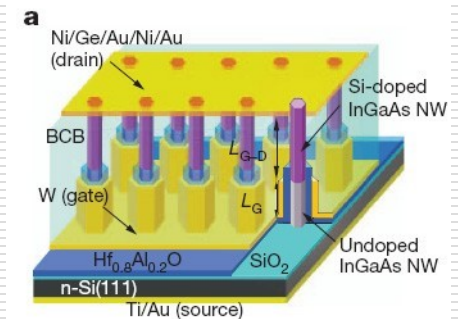
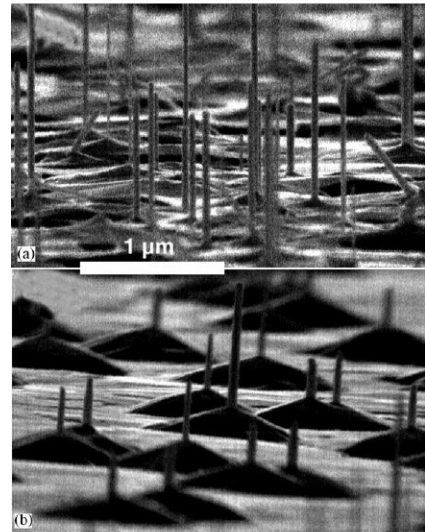
W przypadku tunelowania pojedynczego elektronu z jednej elektrody (źródła, emitera) do drugiej elektrody (drenu, kolektora) przez kropkę kwantową

$$\mu_s \geq \mu_{N+1} \geq \mu_d, \quad \mu_s (\mu_d) = \text{potencjał elektrochemiczny źródła (lub drenu)}$$

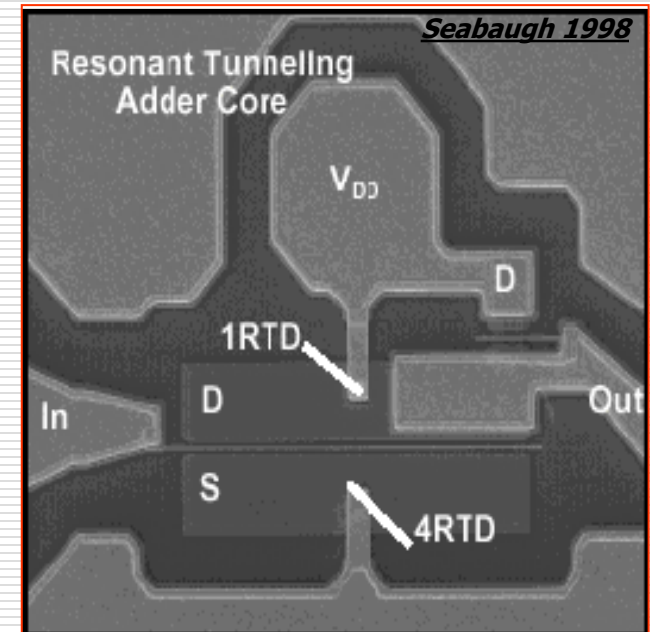
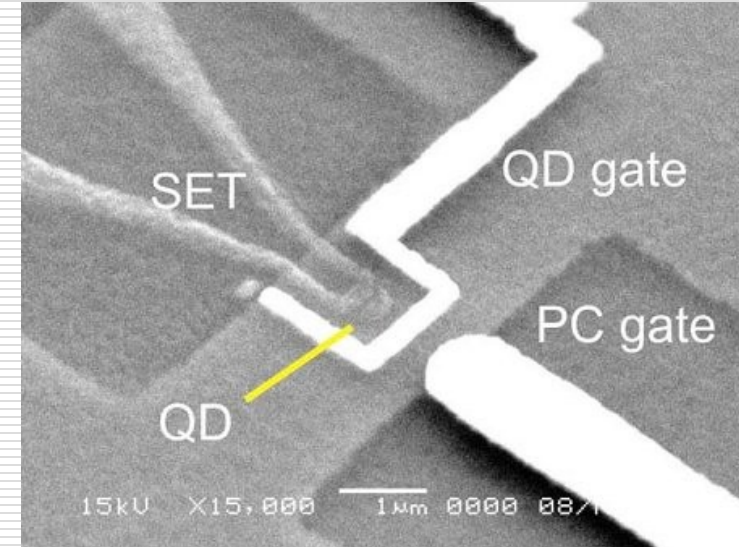
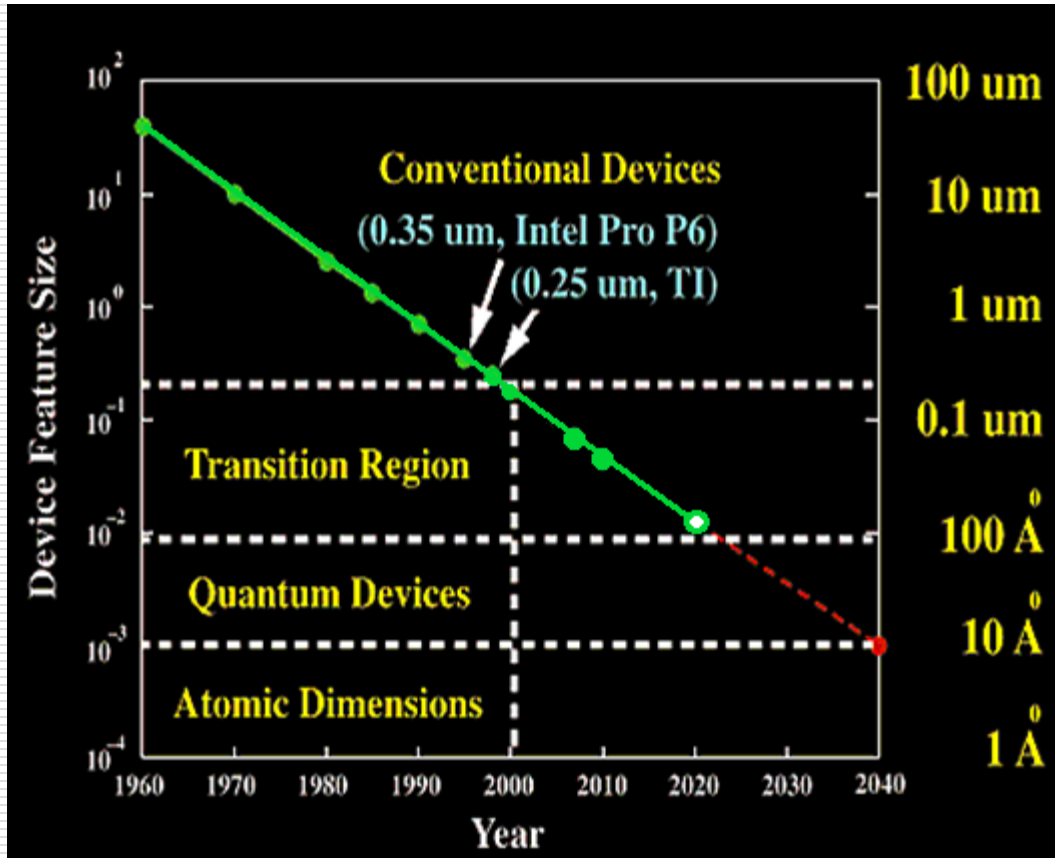
Potencjały elektrochemiczne źródła i drenu zależą od napięć przyłożonych do elektrod źródła (V_s) i drenu (V_d)

Nanodruty półprzewodnikowe

są quasi-jednowymiarowymi nanostrukturami o kształcie bardzo wąskiego walca lub prostopadłościanu o średnicy podstawy od ~ 20 nm do ~ 100 nm i wysokości od ~ 100 nm do ~ 2000 nm.



Quantum Dot Transistor



Rozmiar tranzystora jest limitowany technologią epitaksjalną

Mechanika kwantowa opisuje przyrodę jako absurdalną z punktu widzenia zdrowego rozsądku. I w pełni zgadza się z doświadczeniem.

Mam więc nadzieję, że zaakceptujecie naturę taką, jaka jest – absurdalną.

