

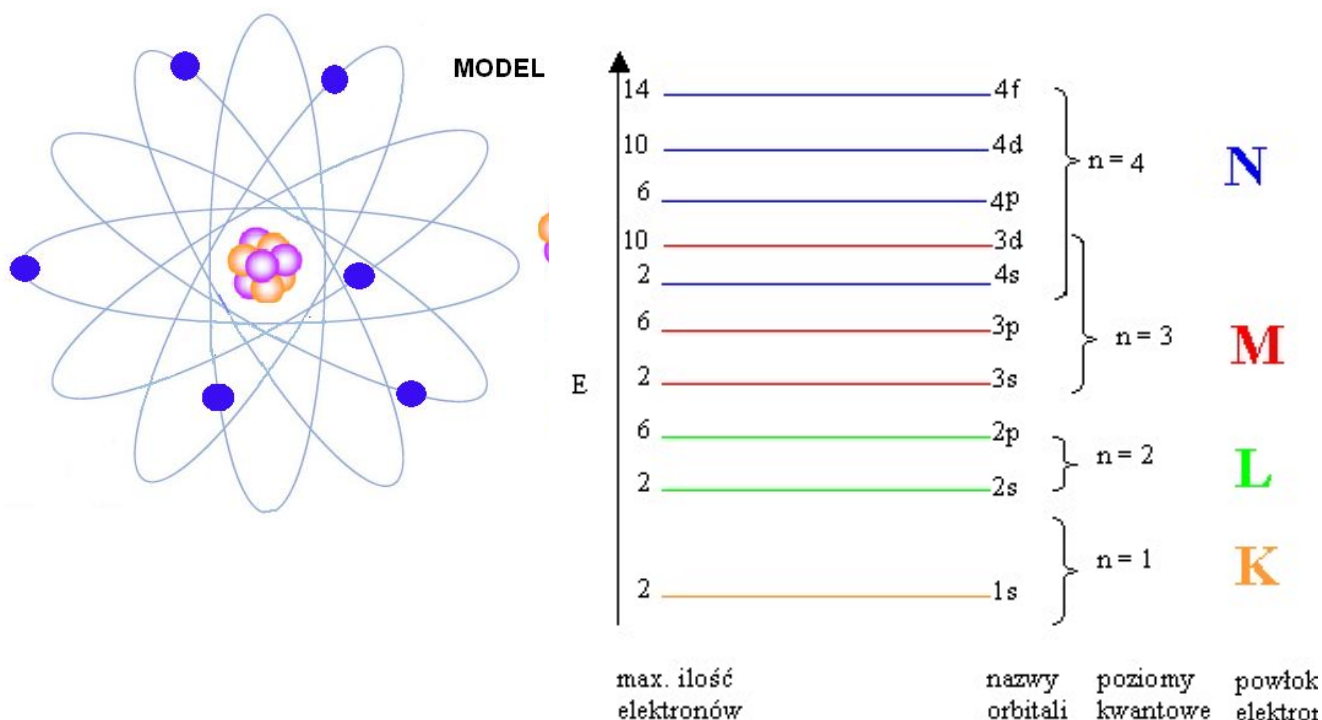
1. Materiały Półprzewodnikowe

1.1. Podstawowa literatura do przedmiotu:

- A. Kusy „Podstawy Elektroniki cz. 1 – Przyrządy półprzewodnikowe”.
W. Marciniak „Przyrządy półprzewodnikowe i układy scalone”.
J.Hennel „Podstawy elektroniki półprzewodnikowej”, WNT
B. G. Streeman „Przyrządy półprzewodnikowe”.
A.Filipkowski „Układy elektroniczne analogowe i cyfrowe”, WNT
M.Nadachowski, Z.Kulka „Analogowe układy scalone”, WKiŁ
U.Tietze, C.Schenk „Układy półprzewodnikowe”, WNT
J.Pieńkoś, J.Turczyński „Układy scalone TTL w systemach cyfrowych”, WkiŁ

1.2. Budowa atomu

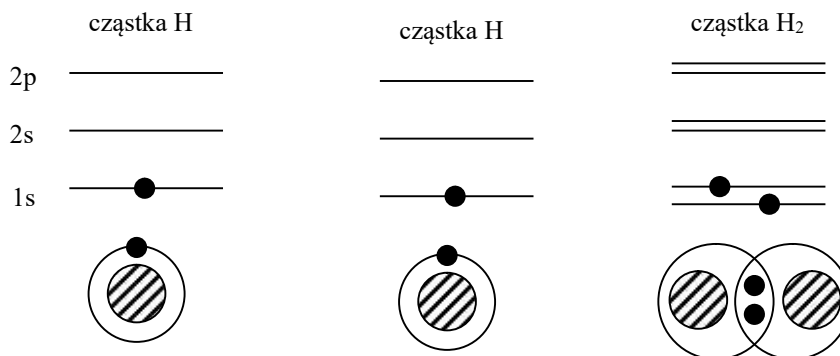
Do budowy elementów elektronicznych wykorzystywane są materiały należące do jednej z trzech grup: izolatory, półprzewodniki i przewodniki. O przynależności do jednej z tych grup decyduje odpowiednia struktura połączeń w sieci krystalicznej. Aby przedstawić to bliżej rozpoczniemy od przypomnienia budowy atomu. Atom jest elementarną komórką każdej materii. W skład atomu wchodzi jądro oraz krążące wokół niego elektrony (naładowane elektrycznie ujemnie). Jądro jest zbudowane z protonów (naładowanych elektrycznie dodatnio) oraz neutronów (elektrycznie obojętnych). Suma wszystkich ładunków w obrębie atomu jest równa zero, dzięki czemu atom jest elektrycznie obojętny. Według kwantowo-mechanicznej teorii budowy atomu Niels'a Bohra, atom można porównać do układu słonecznego. W układzie tym jądro (słońce) znajduje się w środku a wokół niego krążą elektrony (planety) po odpowiednich powłokach (orbitach).



Przedstawiony powyżej diagram ilustruje rozkład poziomów energetycznych w atomach. Należy zwrócić uwagę że na poziomie **1s** są dwa dozwolone stany energetyczne, natomiast na poziomie **2p** jest 6 stanów, w sumie jak widać ilość dozwolonych rośnie wraz ze wzrostem energii. Maksymalna ilość elektronów na poszczególnych poziomach kwantowych opisuje zależność: $n^2 \cdot 2$, gdzie n to numer poziomu kwantowego. Według tej zależności na pierwszej powłoce może się znajdować maksymalnie dwa elektrony ($1^2 \cdot 2 = 2$), na drugiej ($2^2 \cdot 2 = 8$), na trzeciej ($3^2 \cdot 2 = 18$), na czwartej ($4^2 \cdot 2 = 32$), itd.

1.3. Pasma Energetyczne

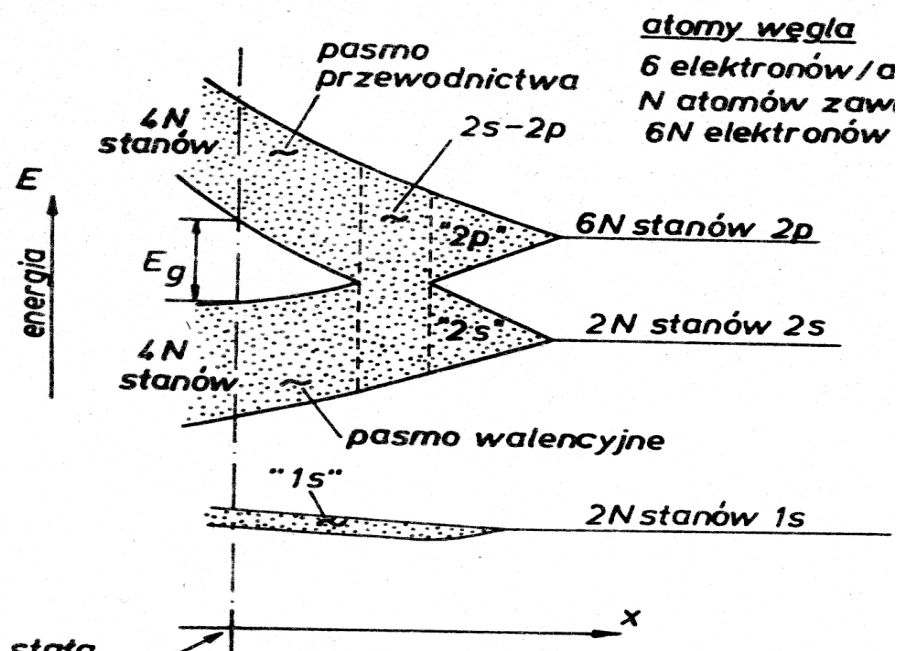
Tworzenie cząstki H_2 -Rozszczepienie poziomów energetycznych



- Po połączeniu się dwóch atomów wodoru w cząsteczkę H_2 następuje rozszczepienie poziomów energetycznych. Idąc tym tokiem rozumowania można by sobie wyobrazić, że połączenie n atomów wodoru w jedną cząstkę spowodowałoby powstanie n poziomów energetycznych na jednym orbitalu czyli powstałoby całe pasmo rozszczepionych poziomów. W rzeczywistości przypadek taki jednak nie ma miejsca. Ale dużą ilość atomów w małej odległości od siebie możemy zaobserwować w kryształach gdzie właśnie tworzą się pasma energetyczne

Tworzenie pasm energetycznych w kryształach diamentu.

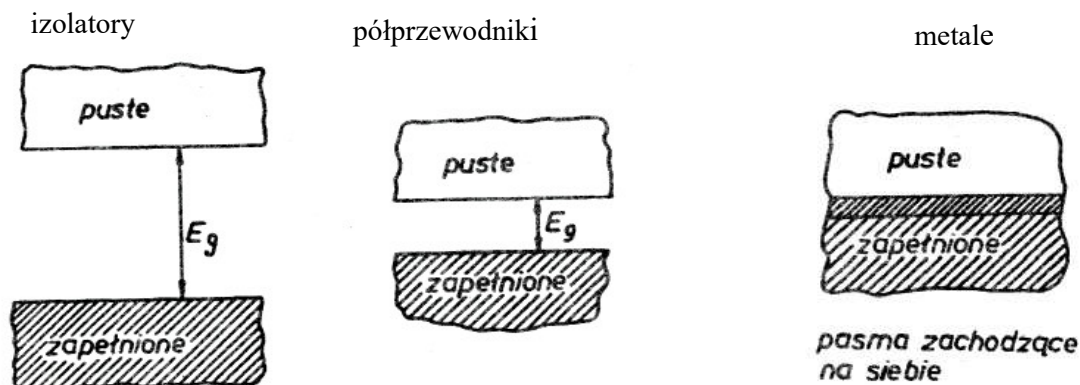
Powstawanie pasm energetycznych można wytłumaczyć analizując model teoretyczny przedstawiony poniżej.



- Kiedy atomy są bardzo daleko od siebie nie oddziałują na siebie w każdym atomie jest taki sam rozkład poziomów energetycznych
- Zbliżanie do siebie atomów powoduje ich wzajemne oddziaływanie co jest przyczyną rozszczepiania poziomów i powstawanie pasm energetycznych. Im bliżej siebie znajdują się atomy tym większe siły oddziaływania między nimi i tym większe wzajemne odległości rozszczepionych poziomów, co odbieramy jako poszerzanie pasm. W przypadku granicznym możemy zaobserwować nawet łączenie się pasm.
- Dla odległości między atomami równej stałej sieciowej można zaobserwować kilka pasm energetycznych, z których najważniejsze z punktu widzenia właściwości elektrycznych kryształu są dwa położone najwyżej w skali energii. Są to pasmo przewodnictwa i pasmo walencyjne. Oba te pasma przedzielone są pasmem energii zabronionych o szerokości E_g
- W temperaturze $T=0\text{ K}$ pasmo przewodnictwa jest puste, zaś walencyjne całkowicie zapełnione elektronami

Podział ciał stałych przy pomocy modelu pasmowego

- Stosując uproszczony model pasmowy ciała stałe można podzielić na 3 grupy



- Szerokość pasma zabronionego zwana także **przerwą energetyczną** jest średnio parokrotnie mniejsza w półprzewodnikach niż w izolatorach np. E_g dla $Si = 1,1 \text{ eV}$, zaś dla diamentu $E_g = 5 \text{ eV}$.

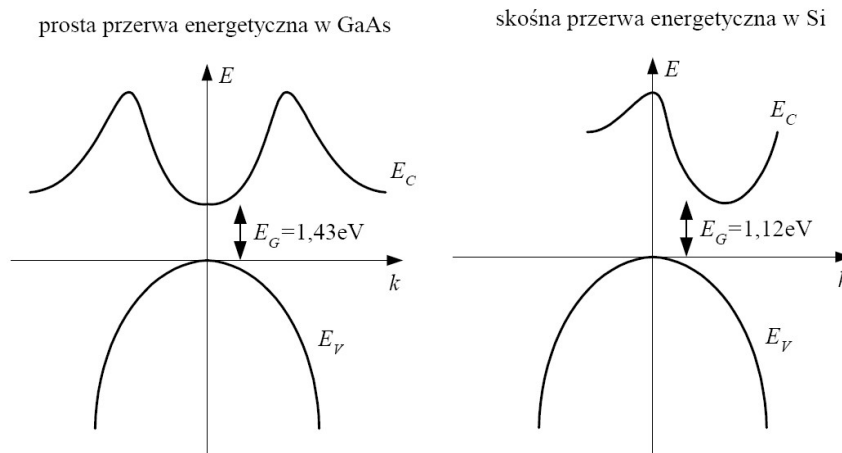
Przerwa energetyczna dla wybranych materiałów stosowanych w elektronice

Material	Wzór/symbol	Przerwa (eV) w 300 K
arsenek glinu	AlAs	2,16
azotek glinu	AlN	6,2
fosforek glinu	AlP	2,45
antymonek glinu	AlSb	1,6
diament	C	5,5
siarczek kadmu	CdS	2,42
selenek kadmu	CdSe	1,73
tellurek kadmu	CdTe	1,49
arsenek galu	GaAs	1,43
azotek galu	GaN	3,4
fosforek galu	GaP	2,26
siarczek galu	GaS	2,5 (w 295 K)
antymonek galu	GaSb	0,726
german	Ge	0,67
arsenek indu	InAs	0,36
fosforek indu	InP	1,35
siarczek ołowiu(II)	PbS	0,37
selenek ołowiu	PbSe	0,27
tellurek ołowiu(II)	PbTe	0,29
krzem	Si	1,11
węglik krzemu	SiC	2,86
tlenek tytanu(IV)	TiO ₂	3,0-3,2
siarczek cynku	ZnS	3,6
selenek cynku	ZnSe	2,7
tellurek cynku	ZnTe	2,25

- Podstawową i najważniejszą właściwością fizyczną materiałów elektronicznych jest ich **konduktywność** (przewodność właściwa) czyli zdolność do przewodzenia prądu elektrycznego
- Największą konduktywność wykazują metale, dla temperatury $T > 0$ konduktywność półprzewodników jest większa niż izolatorów

Elektronika dla informatyków

- Rzeczywisty przebieg krawędzi pasm przewodnictwa i walencyjnego jest bardziej złożony niż ten który pokazują modele powyżej i zależy od kierunku rozpatrywania. Ilustruje się go w przestrzeni **wektora falowego k** :



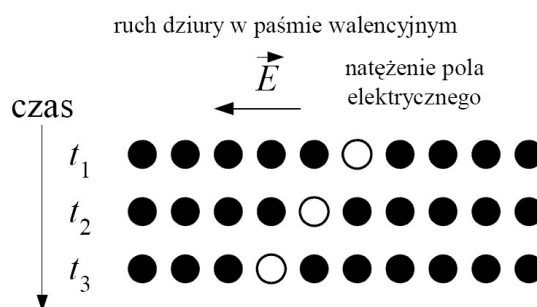
- Przerwa energetyczna** E_g jest tu definiowana jako najmniejsza różnica energii krawędzi pasm walencyjnego (E_V) i przewodnictwa (E_C). Istnieją 2 rodzaje przerwy energetycznej: **prosta** i **skrośna**. Z prostą przerwą energetyczną mamy do czynienia w materiałach, w których wierzchołek pasma walencyjnego jest usytuowany dokładnie pod minimum pasma przewodnictwa, dla przerwy skrośnej minimum i maksimum obu w.w. pasm są względem siebie przesunięte

Warunek przewodnictwa elektrycznego

- Materiał ma zdolność przewodzenia prądu elektrycznego jeśli elektrony mają możliwość ruchu w niecałkowicie zapełnionym paśmie energetycznym
- W temperaturze 0 K. zdolność taką posiadają metale, natomiast w temperaturze większej od 0 K półprzewodniki

Ruch dziur w paśmie walencyjnym

- Dziura** to pusty stan energetyczny w paśmie walencyjnym
- Dziura (puste miejsce w wiązaniu) może być zajęte przez inny elektron z pasma walencyjnego który tym samym tworzy dziurę w innym wiązaniu. Proces ten jest chaotyczny ale pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego staje się uporządkowany i mówimy o transporcie dziury w paśmie walencyjnym



- Dziura przesuwa się w kierunku zgodnym z kierunkiem pola elektrycznego -przypisujemy jej ładunek dodatni Dziura ma określoną masę

Równowaga termodynamiczna

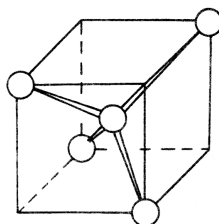
- Równowaga termodynamiczna to stan o ustalonej temperaturze, w którym nie ma przepływu energii

1.4. Półprzewodniki samoistne

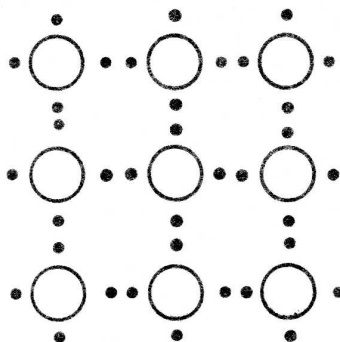
- Półprzewodniki samoistne to niedomieszkowane materiały przewodnikowe o budowie krystalicznej (np. Si lub Ge)

Tworzenie nośników ładunku w sieci krystalicznej.

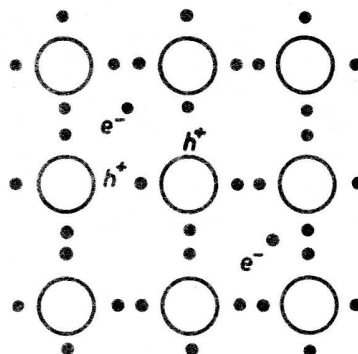
Pojedyncza komórka sieci krystalicznej krzemu



$T = 0 \text{ K}$



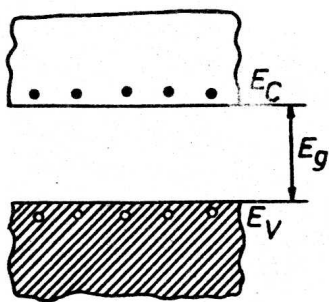
$T > 0 \text{ K}$



- W temperaturze $T=0\text{K}$ w sieci krystalicznej krzemu brak nośników ładunku wszystkie elektrony wchodzą w skład wiązań kowalencyjnych pomiędzy atomami sieci
- W temperaturze $T>0\text{K}$ niektóre elektrony otrzymują energię która pozwala na zerwanie wiązania i ich uwolnienie. Powstają wtedy puste stany energetyczne w zjonizowanych atomach (dziury) za wyrwane z wiązań elektrony stają się elektronami swobodnymi.
- Zarówno elektrony jak i dziury są ruchomymi nośnikami ładunku elektrycznego

Generacja i rekombinacja.

- Powstawanie nośników ładunku elektrycznego można wyjaśnić w oparciu o model pasmowy półprzewodnika



- W temp. $T>0\text{K}$ część elektronów w paśmie walencyjnym ma energie kinetyczne większe lub równe energii pasma zabronionego E_g . Umożliwia to ich przejście do pasma przewodnictwa. Proces ten nazywany jest **generacją** ciepłą par elektron-dziura.

- Jednocześnie z procesem generacji par elektron-dziura następuje proces **rekombinacji** z wydzielaniem kwantu $E_g = h\nu$, który polega na przejściu elektronu z pasma przewodnictwa do pasma walencyjnego.

- W warunkach równowagi termodynamicznej liczba swobodnych nośników ładunku (elektrony w paśmie przewodnictwa) jest stała i ściśle określona dla danego półprzewodnika.

- Dla półprzewodnika samoistnego w warunkach równowagi termodynamicznej liczba elektronów w paśmie przewodnictwa jest równa liczbie dziur w paśmie walencyjnym.

- Konduktywność półprzewodnika zależy od ilości nośników ładunku (elektrony i dziury) liczbę tę określa się zwykle dla jednostki objętości najczęściej cm^{-3} i nazywa się **KONCENTRACJĄ NOŚNIKÓW**
- Można powiedzieć, że dla półprzewodnika samoistnego w warunkach równowagi termodynamicznej koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa jest równa koncentracji dziur w paśmie walencyjnym

$$n = p = n_i$$

n_i – koncentracja nośników samoistnych

n – koncentracja elektronów

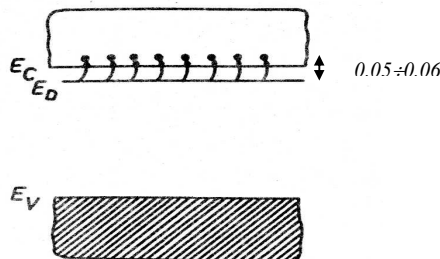
p – koncentracja dziur

1.5. Półprzewodniki niesamoistne.

- Oprócz nośników samoistnych w półprzewodniku mogą się tworzyć nośniki ładunku wskutek wprowadzenia do sieci krystalicznej zanieczyszczeń czyli domieszek innych pierwiastków. Powstają wówczas **nośniki niesamoistne**, a proces nazywany jest **domieszkowaniem**.
- W wyniku domieszkowania uzyskujemy dwa rodzaje półprzewodników:
- typu n* – gdy koncentracja elektronów przewyższa koncentrację dziur (*V grupa* np. *P* (fosfor), *Sb* (antymon), *As* (arsen))
- typu p* – gdy koncentracja dziur przewyższa koncentrację elektronów (*III grupa* np.: *B* (bor), *Al* (aluminium), *Ga* (gal), *In* (ind))

Półprzewodniki typu n – model pasmowy

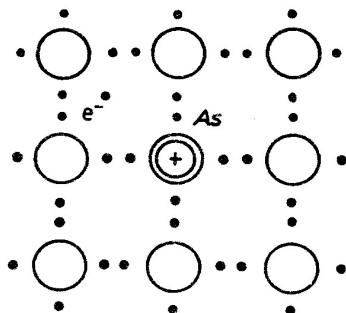
- Domieszki powodują powstanie dodatkowych stanów (poziomów) w paśmie zabronionym, zwanych **donorowymi**.



- Ponieważ odległość (w dziedzinie energii) pomiędzy E_D a pasmem przewodnictwa jest niewielka można przyjąć, że w temperaturze pokojowej wszystkie elektrony z poziomów donorowych przechodzą do pasma przewodnictwa.

Półprzewodniki typu n – dwuwymiarowy model sieci

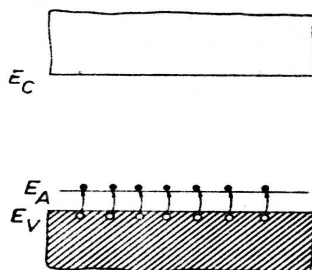
- Powstawanie nośników niesamoistnych można wyjaśnić na podstawie dwuwymiarowej sieci krystalicznej



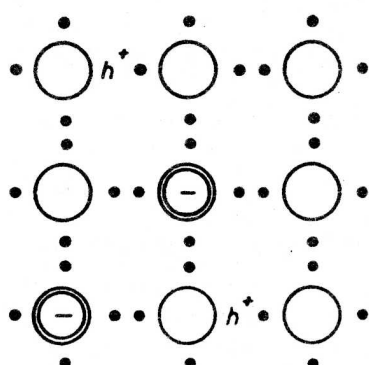
- Jeden elektron z atomu *As* nie bierze udziału w wiązaniu kowalencyjnym, dlatego potrzeba niewielkiej energii, aby stał się swobodnym nośnikiem ładunku.

Półprzewodniki typu p – model pasmowy

- Domieszki powodują powstanie dodatkowych stanów energetycznych w paśmie zabronionym w pobliżu wierzchołka pasma zabronionego, zwanych **akceptorowymi**.



- Odległość pomiędzy E_D a pasmem przewodzenia (w dziedzinie energii) jest niewielka, można więc przyjąć że wszystkie stany są obsadzone przez elektrony z pasma walencyjnego.



- Powstanie nośników niesamoistnych *typu p* można wyjaśnić w oparciu o 2-wymiarowy model sieci krystalicznej półprzewodnika.
- Atomy z III grupy posiadają tylko 3 elektrony na ostatniej powłoce, więc tylko 3 biorą udział w wiązaniach kowalencyjnych. Wystarczy jednak, aby elektron z innego pełnego wiązania kowalencyjnego otrzymał niewielką energię a będzie mógł przejść na ostatnią powłokę atomu pierwiastka III grupy. Atom ten staje się wówczas ujemny, a gdzieś w sieci krystalicznej powstaje dziura.

Elektronika dla informatyków

- Półprzewodnik niesamoistny zawiera 2 rodzaje nośników ładunku:
 - **większościowe**, określone przez poziom domieszkowania (elektrony dla typu *p*)
 - **mniejszościowe**, określone przez poziom generacji - rekombinacji par elektron dziura (elektrony dla typu *p*, dziury dla typu *n*).

PRZYKŁAD

Kryształ *Si* zawiera $5 \cdot 10^{22}$ atomów/cm³, nośników samoistnych w 300 K jest $1.5 \cdot 10^{10}$ /cm³ jego rezystywność wynosi $2 \cdot 10^5 \Omega \cdot m$ a więc 1 na $3 \cdot 10^{12}$ atomów jest zjonizowany, domieszkując antymonem na poziomie 10^{15} /cm³ koncentracja elektronów zwiększa się o 5 rzędów a rezystywność spada do $2 \Omega \cdot m$.

1.6. Koncentracja nośników ładunku.

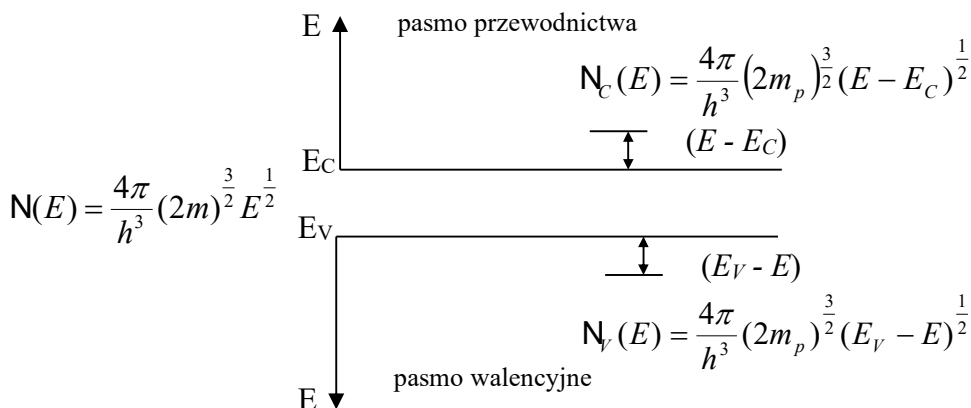
Problem: ile jest nośników ładunku w określonym obszarze półprzewodnika?

Odp. Pkt. 1) musimy wiedzieć ile mamy tam wszystkich dozwolonych stanów (można to określić za pomocą **funkcji gęstości stanów**)
Pkt.2) jaka część z tych stanów jest obsadzona. (informację tą uzyskujemy po zastosowaniu **funkcji rozkładu Fermiego - Diraca**)

Ad. Pkt.1. Funkcja gęstości stanów $N(E)$

$N(E)$ = ilość wszystkich stanów w przedziale energii ($E, E + \Delta E$ [eV]), w jednostce objętości (cm³).

- Dla modelu pasmowego półprzewodnika:



Ad. Pkt. 2. Funkcja Rozkładu Fermiego – Diraca dla elektronów ($f_n(E)$)

Definicja_funkcji $f_n(E)$

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}}$$

k – stała Boltzmana

T – temp. w °K

E_F – poziom Fermiego

Definicja_poziomu Fermiego

- Bazując na funkcji rozkładu Fermiego – Diraca można podać definicję poziomu Fermiego (E_F) dla półprzewodników jako **stan którego prawdopodobieństwo obsadzenia wynosi 1/2** ($f_n(E_F) = 1/2$)

Własności funkcji $f_n(E)$

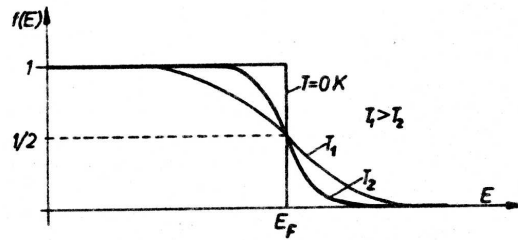
a) $T > 0^\circ K$

$$E = E_F \Rightarrow f_n(E) = 1/2$$

b) $T = 0^\circ K$

$$E > E_F \Rightarrow f_n(E) \approx 0$$

$$E < E_F \Rightarrow \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} = 1 \Rightarrow f_n(E) \approx 1$$



Koncentracja elektronów w paśmie przewodnictwa (n).

$$n = \int_{E_C}^{\infty} N_C(E) \cdot f_n(E) dE = \int_{E_C}^{\infty} \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{\frac{3}{2}} (E - E_C)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \exp \frac{E - E_F}{kT}\right)^{-1} dE$$

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}$$

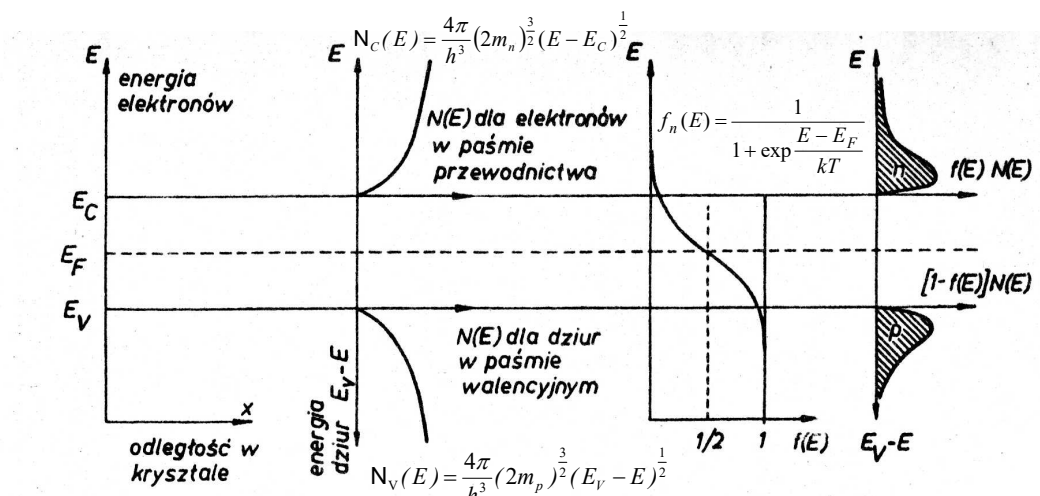
Koncentracja dziur w paśmie walencyjnym (p)

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} N_V(E) f_p(E) dE \quad \text{prawdopodobieństwo obsadzenia dziur można wyrazić:} \quad f_p(E) = 1 - f_n(E)$$

$$\text{gdy } E < E_F \text{ i } |E - E_F| \gg kT \Rightarrow f_p(E) \approx \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \text{ stąd:}$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{\frac{3}{2}} (E_V - E)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) dE = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right)$$

Graficzne wyznaczanie koncentracji nośników ładunku w półprzewodniku



- Podane powyżej funkcje i zależności są słuszne tylko dla półprzewodników samoistnych znajdujących się w stanie równowagi termodynamicznej.
- Dla półprzewodników domieszkowanych funkcje Fermiego-Diraca ($f(E)$) będą przebiegać inaczej (inne położenie poziomu E_F)
- Dla półprzewodnika samoistnego $n=p$ (zakreskowane pola pod krzywymi są takie same)

Poziom Fermiego w półprzewodniku samoistnym

- W półprzewodniku samoistnym występuje równowaga koncentracji elektronów i dziur: $n = p$

$$N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right) \quad \text{stąd}$$

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + \ln \frac{N_V}{N_C} \leftarrow \approx 0$$

- Poziom Fermiego dla półprzewodnika samoistnego znajduje się, więc w środku pasma zabronionego i jest oznaczany dla odróżnienia przez E_i , tak samo;

$$n_i = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_i}{kT}\right) \quad \text{oraz} \quad p_i = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_i}{kT}\right)$$

- Niezależnie od rodzaju półprzewodnika istnieje zależność zwana **prawem działania mas**:

$$n \cdot p = n_i \cdot p_i = n_i^2 = p_i^2 \quad \text{bo} \quad n_i = p_i$$

$$\begin{aligned} n \cdot p = n_i^2 &= N_V \cdot N_C \exp\left[-\frac{E_C - E_F}{kT} + \frac{E_V - E_F}{kT}\right] = \\ &= N_V \cdot N_C \exp\left(\frac{E_V - E_C}{kT}\right) = N_V N_C \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \end{aligned}$$

- Jeśli chcemy określić wpływ temperatury na koncentrację n_i przekształcamy do postaci:

$$n_i = a T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad a - \text{stała niezależna od temperatury}$$

- Jak widać koncentracja nośników samoistnych bardzo silnie zależy od temperatury

Odchylenie od poziomu Fermiego E_i

- Porównując wyrażenia na koncentracje elektronów i dziur otrzymujemy:

$$\left. \begin{aligned} n &= N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \\ n_i &= N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_i}{kT}\right) \end{aligned} \right\} \Rightarrow n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right)$$
$$\left. \begin{aligned} p &= N_V \exp\left(+\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \\ p_i &= N_V \exp\left(\frac{E_C - E_i}{kT}\right) \end{aligned} \right\} \Rightarrow p = p_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right)$$

- Odchylenie aktualnego poziomu E_F (w dziedzinie energii), od poziomu Fermiego dla półprzewodnika samoistnego ($E_F - E_i$) jest miarą domieszkowania w półprzewodniku domieszkowanym.
- Koncentracja elektronów rośnie eksponentalnie w miarę wzrostu różnicy ($E_F - E_i$).
- Można, więc powiedzieć, że dla półprzewodników typu n poziom E_F przesuwa się w kierunku pasma przewodnictwa w miarę zwiększania domieszki donorowej, zaś dla półprzewodnika typu p poziom E_F przesuwa się w kierunku pasma walencyjnego w miarę zwiększania domieszki akceptorowej.

E_C —————

E_F —————

E_V —————

**półprzewodnik
samoistny**

E_C —————

E_F —————

E_V —————

**półprzewodnik
typu n**

E_C —————

E_F —————

E_V —————

**półprzewodnik
typu p**

Koncentracja nośników większościowych i mniejszościowych

$$\begin{cases} n \cdot p = n_i^2 \\ -q \cdot n + q \cdot p + q \cdot N_D - q \cdot N_A = 0 \end{cases}$$

$$\Downarrow$$

$$n = \frac{N_D - N_A}{2} + \left[n_i^2 + \left(\frac{N_D - N_A}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$p = \frac{N_A - N_D}{2} + \left[n_i^2 + \left(\frac{N_A - N_D}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

- Gdy w warunkach **równowagi termodynamicznej** uwzględnimy wszystkie rodzaje ładunków w półprzewodniku i rozpatrzmy układ równań z których pierwsze uwzględnia tzw. **prawo działania mas** drugie zaś fizyczną **zasadę zachowania ładunku**, to trzymamy zależności na koncentrację elektronów i dziur z uwzględnieniem koncentracji poziomów domieszkowania akceptorami (N_A) i donorami (N_D)

N_D – koncentracja domieszki donorowej.

N_A – koncentracja domieszki akceptorowej.

Można teraz określić z pewnym przybliżeniem:

- Dla półprzewodnika typu n ($N_D \gg n_i$ i $N_A \cong 0$)

$n_n = N_D$ n_n – koncentracja elektronów w półprzewodniku typu n (nośników większościowych).

$p_n = \frac{n_i^2}{N_D}$ p_n – koncentracja dziur w półprzewodniku typu n (nośników mniejszościowych).

- Dla półprzewodnika typu p ($N_A \gg n_i$ i $N_D \cong 0$)

$n_p = \frac{n_i^2}{N_A}$ n_p – koncentracja elektronów w półprzewodniku typu p

$p_p = N_A$ p_p – koncentracja dziur w półprzewodniku typu p

1.7. Mechanizmy transportu nośników ładunku w półprzewodniku.

- Uporządkowane przemieszczanie się ładunku w półprzewodniku odbywa się dwoma sposobami: poprzez **unoszenie i dyfuzję**.

Unoszenie ładunku.

- Do próbki półprzewodnika przykładamy pole elektryczne. Elektrony poruszają się z wypadkową prędkością w kierunku przeciwnym do pola, zaś dziury w kierunku zgodnym z kierunkiem pola.
- W celu ilościowego scharakteryzowania mechanizmu unoszenia wprowadzamy **ruchliwość** oznaczoną przez μ . Jest to współczynnik proporcjonalności pomiędzy wektorem prędkości i wektorem natężenia pola.

dla elektronów $\vec{V}_n = -\mu_n \vec{K}$ (znak minus oznacza kierunek przeciwny do kierunku pola)

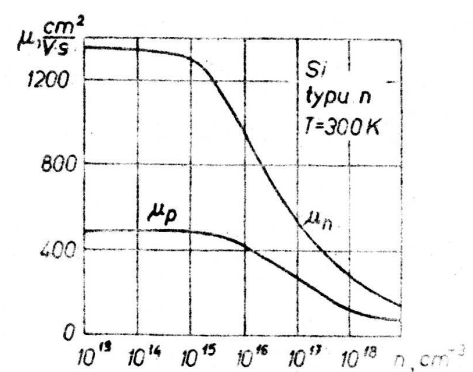
dla dziur $\vec{V}_p = \mu_p \vec{K}$ μ_n - ruchliwość elektronów μ_p - ruchliwość dziur

Zależność ruchliwości od temperatury:

Zależność ruchliwości od koncentracji domieszek

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-A} \quad 1,5 < A < 2,5 \quad \text{dla } T > 150^\circ\text{K}$$

$$\mu \approx T^{\frac{3}{2}} \quad \text{dla } T < 150^\circ\text{K}$$



Elektronika dla informatyków

Konduktywność półprzewodnika.

Wektor gęstości prądu unoszenia definiujemy, jako sumę wektorów gęstości prądu unoszenia elektronów i dziur:

$$\vec{J}_U = \vec{J}_{U_n} + \vec{J}_{U_p} = -q \cdot \vec{V}_n \cdot n + q \cdot \vec{V}_p \cdot p$$

Podstawiając do powyższego wzoru zależności:

$$\vec{V}_n = -\mu_n \cdot \vec{K} \text{ oraz } \vec{V}_p = \mu_p \cdot \vec{K}$$

Otrzymujemy:

$$\vec{J}_U = \vec{K} \left(\underbrace{\mu_n \cdot q \cdot n}_{\delta_n} + \underbrace{\mu_p \cdot q \cdot p}_{\delta_p} \right)$$

Wektor gęstości prądu unoszenia to iloczyn konduktywności i wektora natężenia pola:

$$\vec{J}_U = (\delta_n + \delta_p) \vec{K} = \delta \vec{K} \quad \delta - \text{konduktywność półprzewodnika}$$

Dyfuzja nośników ładunku.

- Jeśli rozkład nośników nie jest równomierny w objętości półprzewodnika, to wówczas następuje przemieszczanie ładunku, kierunek przemieszczania wyznacza **gradient koncentracji** ze znakiem minus. Jest to **prąd dyfuzyjny**. **Gęstości prądów dyfuzyjnych** dla elektronów i dziur wynoszą odpowiednio

$$\vec{J}_{D_n} = D_n \cdot \text{grad } n = D_n \cdot \vec{\nabla} n(x)$$

$$\vec{J}_{D_p} = -D_p \cdot \text{grad } p = D_p \cdot \vec{\nabla} p(x)$$

Całkowita gęstość prądu elektronów i dziur (po uwzględnieniu obu mechanizmów transportu nośników) wynosi odpowiednio

$$\vec{J}_n = \vec{J}_{U_n} + \vec{J}_{D_n} = \vec{K} \cdot \mu_n \cdot n \cdot q + D_n \cdot \text{grad } n = \vec{K} \cdot \delta_n + D_n \cdot \vec{\nabla} n(x)$$

$$\vec{J}_p = \vec{J}_{U_p} + \vec{J}_{D_p} = \vec{K} \cdot \mu_p \cdot p \cdot q + D_p \cdot \text{grad } p = \vec{K} \cdot \delta_p + D_p \cdot \vec{\nabla} p(x)$$

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p = \vec{K} (\delta_n + \delta_p) + D_n \cdot \vec{\nabla} n(x) + D_p \cdot \vec{\nabla} p(x)$$

I określa ona konduktywność półprzewodnika

Zależność konduktywności od temperatury dla przewodnika samoistnego

- konduktywność półprzewodnika zależy od iloczynu ruchliwości i koncentracji elektronów i dziur. Porównując więc ze sobą wyrażenia ogólne na te oba parametry:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-A}$$

gdzie $3/2 < A < 5/2$

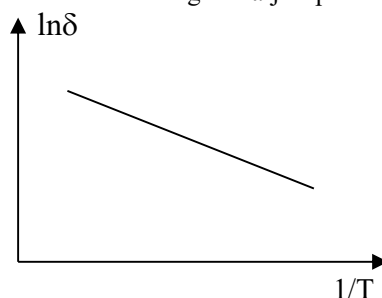
oraz uwzględniając że

- jeśli $A = \frac{3}{2} \Rightarrow \mu \approx T^{-\frac{3}{2}}$ otrzymujemy:

$$\delta \approx B \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

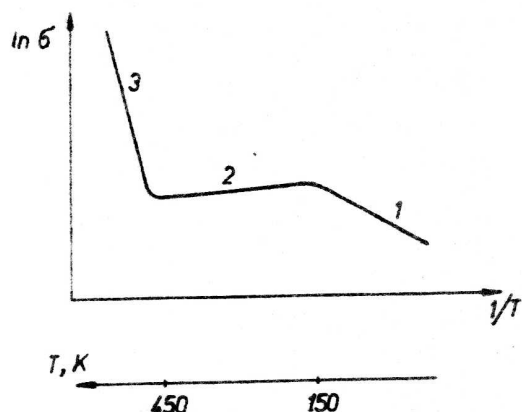
$$n_i = a T^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

gdzie a jest parametrem niezależnym od temperatury



- jeśli $A \neq \frac{3}{2} \Rightarrow$ funkcja exp jest i tak silniejszą niż zależna już od temperatury funkcja B .

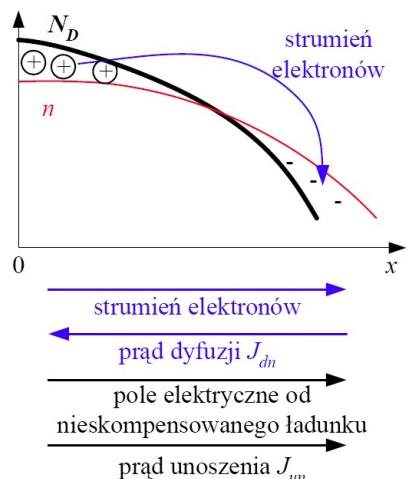
Zależność konduktywności od temperatury dla półprzewodnika domieszkowanego



- 1 Nie wszystkie domieszki są zjonizowane. Wraz ze wzrostem temperatury wzrasta koncentracja zaś $\mu \approx T^{3/2}$.
- 2 Wszystkie domieszki są zjonizowane koncentracja domieszki jest stała, zaś ruchliwość maleje.
- 3 Na skutek dużej temperatury następuje generacja par elektron – dziura i wzrost koncentracji nośników samoistnych. Konduktywność w tym przedziale rośnie jak dla półprzewodnika samoistnego zgodnie z zależnością

$$\delta = B \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

Pole elektryczne w półprzewodniku domieszkowanym niejednorodnie



$$\vec{J}_{Dn} + \vec{J}_{Un} = 0$$

$$q \cdot D_n \cdot \vec{\nabla} n(x) + q \cdot n(x) \cdot \mu_n \cdot \vec{K} = 0$$

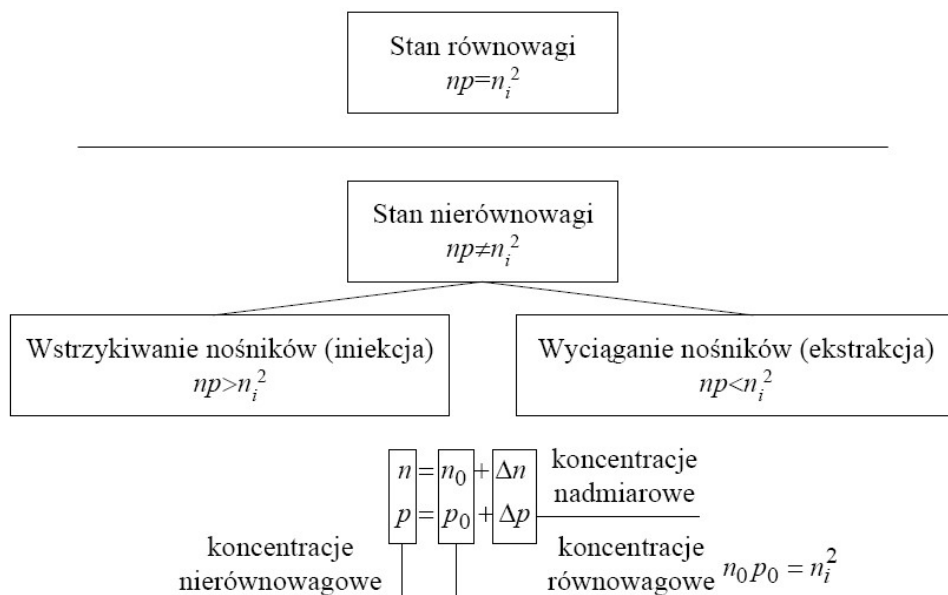
$$\vec{K} = \frac{D_n}{\mu_n} \frac{\vec{\nabla} n(x)}{n(x)} \approx -U_T \frac{\vec{\nabla} N_D(x)}{N_D}$$

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e} = U_T \quad (\text{wzór Einsteina})$$

U_T potencjał termiczny

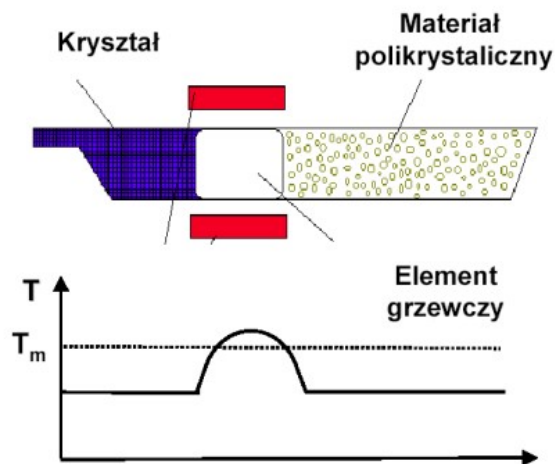
$U_T = 25\text{mV}$ w temp. pokojowej

- W półprzewodniku domieszkowanym niejednorodnie powstaje wbudowane pole elektryczne



1.8. Technologie wytwarzania materiałów półprzewodnikowych

Otrzymywanie czystego krzemu – Topienie strefowe



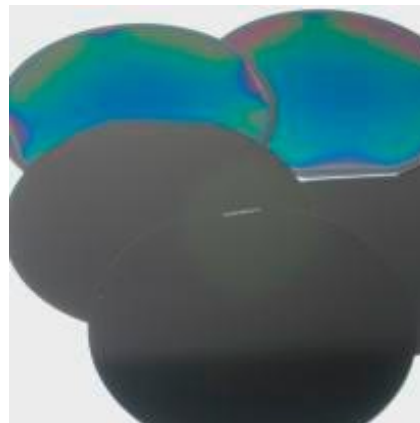
W poziomym tyglu znajduje się polikryształ;
Piec przesuwają się wzdłuż niego z odpowiednią prędkością, tak aby polikryształ topił się i krystalizował;

Formy czystego krzemu

Pręt monokrystaliczny
(średnica 5-7.5 cm)



plasterki
(grubość 300-500 μm)



1.9. Technologie domieszkowania

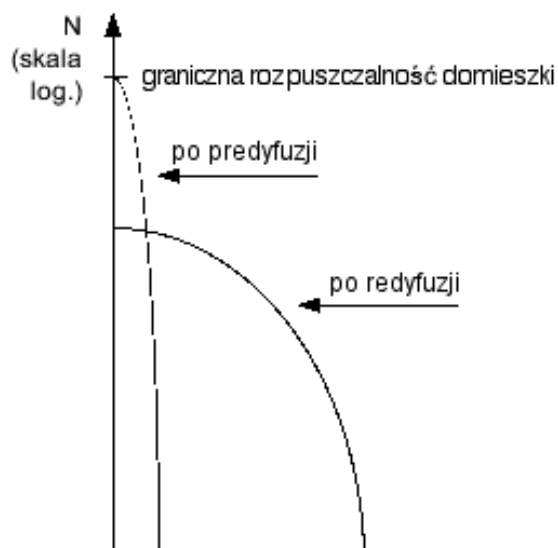
Dyfuzja

Dwa główne mechanizmy dyfuzji w ciele stałym to **dyfuzja międzywęzłowa** i **dyfuzja podstawieniowa**. Ta ostatnia jest mechanizmem dyfuzji donorów i akceptorów w krzemie. Szybkość, z jaką zachodzi dyfuzja, zależy bardzo silnie od temperatury. W przypadku dyfuzji podstawieniowej jej szybkość jest także funkcją gęstości defektów krystalograficznych, które ułatwiają przemieszczanie się atomów. W monokryształach bez defektów dyfuzja podstawieniowa zachodzi bardzo powoli.



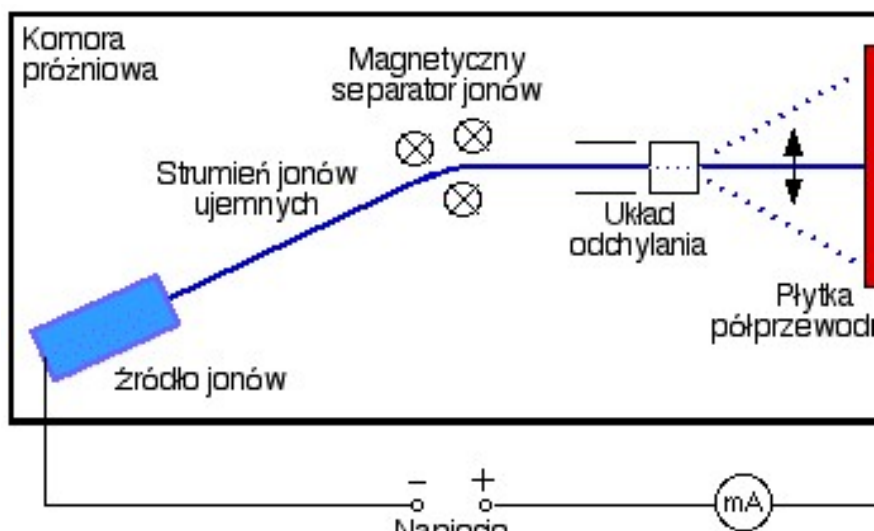
Elektronika dla informatyków

Domieszkowanie przy użyciu dyfuzji odbywa się w dwóch etapach: **redyfuzji** i **predyfuzji**. Podczas predyfuzji powstaje warstwa bardzo silnie domieszkowana i na ogół płytka. Koncentracja domieszki na powierzchni określona jest przez graniczną rozpuszczalność domieszki w półprzewodniku. Wielkość ta jest charakterystyczna dla danej pary domieszka-półprzewodnik i bardzo słabo zależy od warunków prowadzenia dyfuzji, toteż wynik procesu predyfuzji jest łatwy do kontroli i powtarzalny. Czas i temperatura predyfuzji decydują o dawce (czyli liczbie atomów) wprowadzonej domieszki. W czasie redyfuzji wprowadzona wcześniej domieszka rozplywa się - wędruje w głąb płytki półprzewodnikowej. Ponieważ dawka nie ulega zmianie, koncentracja przy powierzchni maleje, a zasięg domieszki wzrasta.



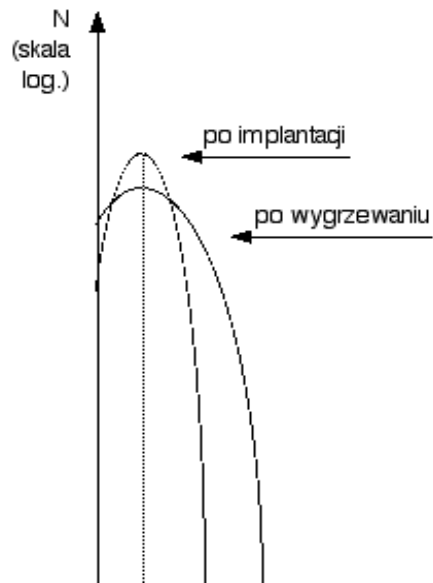
Implantacja jonów

Implantacja jonów odbywa się w implantatorze, którego budowa przypomina mały akcelerator cząstek elementarnych. Przyspieszane są jednak nie cząstki, lecz jony pierwiastka domieszkującegogo półprzewodnik.



Jony ze źródła jonów są w poprzecznym polu magnetycznym "oczyszczane" (jony różnych pierwiastków mają różną masę, toteż odchylane są pod różnymi kątami) i przyspieszane w silnym polu elektrycznym. Układ elektrostycznego odchylenia odpycha strumień jonów i "przemiat" nim po całej płytce półprzewodnikowej. Jony przyspieszone silnym polem elektrycznym uderzają w płytkę z dużą energią kinetyczną i dzięki temu przemieszczają się w głąb, wytracając stopniowo energię w zderzeniach z atomami sieci krystalicznej półprzewodnika. Równocześnie ich ładunek ulega zobojętnieniu, np. jony ujemne oddają elektron, który przez zewnętrzny obwód odpływa do źródła napięcia przyspieszającego. Równocześnie rozkład domieszki ulega redyfuzji.

Elektronika dla informatyków



Rozkład domieszki po implantacji i wygrzewaniu jest określony w przybliżeniu funkcją Gaussa

Maksimum rozkładu znajduje się na głębokości zależnej od energii implantowanych jonów, czyli od napięcia przyspieszającego. Dawka, czyli liczba atomów domieszki przypadająca na 1 cm^2 powierzchni płytki, jest regulowana przez pomiar i całkowanie w czasie prądu płynącego w obwodzie implantatora. Implantację można wykonać poprzez ciekłą warstwę SiO_2 . Wówczas maksimum rozkładu domieszek może znaleźć się bliżej powierzchni, a nawet wewnątrz warstwy tlenku. Implantacja przez tlenek zmniejsza energię jonów