

# 1 ZARYS WŁAŚCIWOŚCI PÓŁPRZEWODNIKÓW

Za półprzewodniki przyjęło się uważać materiały, których rezystywności w temperaturze pokojowej zawarte są w przedziale od  $10^{-6}$  do  $10^8 \Omega\text{cm}$ , t.j. w obszarze pośrednim między metalami i izolatorami. Takie określenie jest jednak mało precyzyjne i nie oddaje specyficznych właściwości tych materiałów. Cechy określające półprzewodnik można zbiorczo określić następująco:

– Półprzewodnik w stanie „czystym” (niedomieszkowany, samoistny) wykazuje w pewnym obszarze zmian temperatury wykładniczą zależność konduktywności  $\sigma$  od temperatury  $T$

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left[-\frac{W_a}{kT}\right]$$

gdzie  $W_a$  jest energią aktywacji procesów przewodnictwa.

– W wyniku domieszkowania (celowego wprowadzania niedużej ilości obcego pierwiastka – domieszki) rezystancja półprzewodnika silnie maleje. Przykładowo wprowadzenie arsenu do krzemu niedomieszkowanego w ilości jeden atom As na  $10^6$  atomów Si powoduje wzrost konduktywności (dla  $T=300 \text{ K}$ ) w stosunku

$$\frac{\sigma_{Si(As)}}{\sigma_{Si}} = \frac{10^1 (\Omega\text{cm})^{-1}}{0,33 \cdot 10^{-5} (\Omega\text{cm})^{-1}} = 3 \cdot 10^6$$

a więc domieszkowanie w ilości 1 ppm atomowy zwiększa przewodnictwo 3 miliony razy.

– Przewodnictwo półprzewodnika zmienia się (na ogół rośnie) w wyniku oświetlenia, naświetlenia cząstkami jądrowymi czy wysokoenergetycznymi elektronami, „wstrzyknięcia” nośników poprzez odpowiedni kontakt elektryczny.

– W zależności od rodzaju domieszkowania nośnikami większościowymi prądu w półprzewodniku są ujemne elektrony (półprzewodnik donorowy – typu n) lub dodatnie dziury (półprzewodnik akceptorowy – typu p). Często domieszkowanie przeprowadza się w ten sposób, że pewne obszary tego samego półprzewodnika wykazują przewodnictwo elektronowe a inne obszary przewodnictwo dziurowe. Na granicy dwóch obszarów różnie domieszkowanych tworzy się tzw. złącze, a właściwości takich złączy decydują w głównej mierze o wykorzystaniu półprzewodników w elektronice.

Podane powyżej właściwości definiujące półprzewodniki pozwalają odróżnić je od metali, które posiadają duże przewodnictwo, słabo zależne od warunków zewnętrznych (stan przewodnictwa metali jest stanem niewzbudzonym). Podanie przedziału rezystywności typowych dla półprzewodników pozwala odróżnić je od dielektryków, które pod wieloma względami podobne są do półprzewodników.

## 1.1. PÓŁPRZEWODNIKI STOSOWANE W ELEKTRONICE

Duża ilość materiałów wykazuje właściwości półprzewodnikowe, ale tylko niewielka ich grupa jest obecnie stosowana w elektronice. Wraz z rozwojem technologii otrzymywania czystych materiałów i skutecznego ich domieszkowania, liczba półprzewodników stosowanych w praktyce szybko wzrasta.

Jako półprzewodniki znane są zarówno materiały proste (pierwiastki) jak i związki chemiczne oraz mieszaniny tych związków. Półprzewodniki pierwiastkowe to: bor B, węgiel C, krzem Si, fosfor P, siarka S, german Ge, arsen As, szara cyna Sn, antymon Sb, tellur Te, jod J. Z półprzewodników tych największe znaczenie praktyczne ma Si i częściowo Ge.

Właściwości półprzewodnikowe wykazuje szereg materiałów w postaci podwójnych związków typu  $A^x B^{8-x}$ , gdzie x oznacza grupę do której należą pierwiastki A, a (8-x) grupę do której należą pierwiastki B.

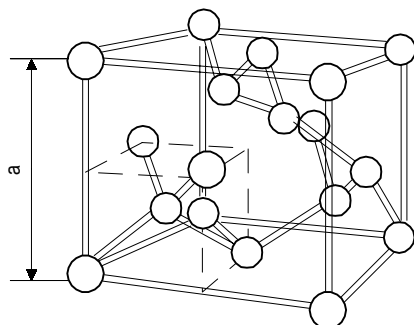
- Związki typu  $A^I B^{VII}$  to np. CuBr, KBr, LiF ale bez szerszego zastosowania.
- Związki  $A^{II} B^{VI}$  to tlenki, siarczki, selenki i tellurki metali drugiej grupy, z których najważniejsze to: CdS, ZnS, CdSe, ZnSe, HgSe, CdTe, HgTe.
- Związki  $A^{III} B^V$ , o szerokim zastosowaniu w elektronice, takie jak azotki, fosforki, arsenki i antymonki aluminium, galu, indu: GaAs, GaP, GaN, InSb, InP, AlAs.
- Związki  $A^{IV} B^{IV}$ , w tym głównie SiC i SiGe.

Z innych związków należy wymienić  $A^{IV} B^{VI}$ : PbS, PbSe, PbTe oraz związki bardziej złożone i roztwory stałe: GaAlAs, GaAsP, InGaSb, InCdSeTe.

## 1.2. STRUKTURA ENERGETYCZNA PÓŁPRZEWODNIKÓW

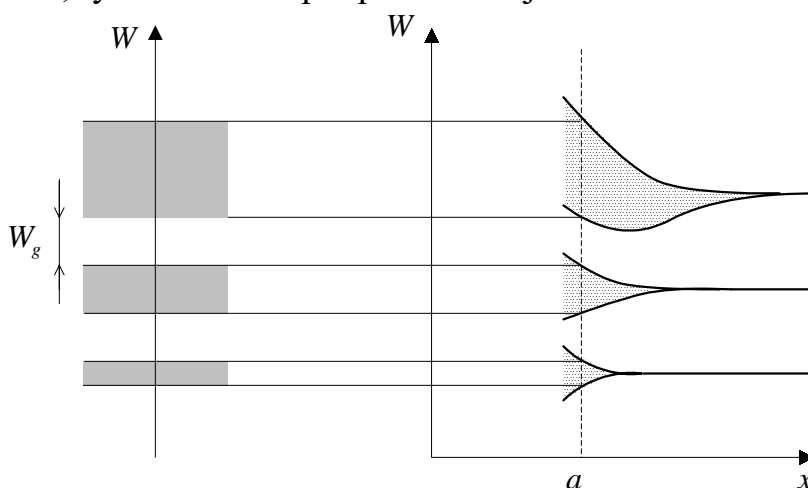
Oddziaływanie między atomami w sieci krystalicznej jest uwarunkowane budową powłok elektronowych. W wyniku istnienia kwantowego efektu wymiany, między atomami działają siły przyciągania. W ten sposób powstają wiązania atomowe. Krzem jest

przykładem materiału o wiązaniu kowalencyjnym. Krystalizuje w strukturze diamentu (podobnie Ge, szara cyna), rys.1.1.



Rys.1.1. Sieć typu diamentu;  
stała sieciowa  $a$  diamentu: 0,356 nm,  
krzemu: 0,542 nm

We wiązaniach biorą udział elektrony walencyjne decydujące o wartościowości jonu w sieci krystalicznej. W odosobnionym atomie elektrony te obsadzają dyskretne poziomy energetyczne. W miarę zbliżania się wzajemnego atomów każdy atom coraz silniej oddziałuje z sąsiadami. Pojedynczy poziom atomowy ulega rozszczepieniu na  $N$  podpoziomów ( $N$  – ilość atomów w kryształ) i powstaje pasmo energetyczne, rys.1.2. Układ podpoziomów jest w istocie kwaziciągły.



Rys.1.2. Powstawanie pasm energetycznych w kryształ z poziomów atomowych;  
 $a$  – odległość atomów w kryształ

*Przykład: Typowy kryształ półprzewodnika o rozmiarach  $1\text{ cm}^3$  zawiera około  $10^{22}$  atomów. Zatem dla pasma o szerokości  $1\text{ eV}$  odległości między poziomami są rzędu  $10^{-22}\text{ eV}$ . Ilość poziomów jest jednak skończona, co ma istotne znaczenie dla rozkładu elektronów według stanów.*

Pasma utworzone z poziomów elektronów zewnętrznych są najszersze (najsilniejsze oddziaływania). Dozwolne pasma energii oddzielone są obszarami energii wzbronionych. Ze wzrostem energii szerokości pasm wzbronionych maleją.

Na każdym poziomie energetycznym mogą być co najwyżej dwa elektrony (zakaz Pauliego). Jeżeli pasmo jest puste lub całkowicie wypełnione, to nie daje ono wkładu do przewodnictwa. Najwyższe pasmo całkowicie wypełnione (w  $T = 0$  K) jest nazywane walencyjnym, a wyżej położone pasmo, wypełnione częściowo lub puste - to pasmo przewodnictwa. Odległość między tymi pasmami, czyli przerwa energetyczna decyduje o przewodnictwie materiału. Tradycyjny podział materiałów na dielektryki i półprzewodniki opierał się głównie na szerokości przerwy energetycznej. Jako półprzewodniki traktowano materiały z przerwą energetyczną  $W_g \leq 2\text{eV}$ . Obecnie o rozróżnieniu tym decyduje również domieszkowanie i np. materiał taki jak diament ( $W_g = 5,2\text{ eV}$ ), odpowiednio domieszkowany, jest uważany za półprzewodnik. Poniższa tabela ilustruje wartości  $W_g$  dla kilku typowych półprzewodników.

Tab.1. Wartości przerwy energetycznej dla wybranych półprzewodników w temperaturze 300 K.

Półprzewodnik	Si	Ge	GaAs	GaP	InSb	PbSe	CdS	ZnSe	HgTe
$W_g$ (eV)	1,12	0,66	1,43	2,27	0,18	0,25	2,50	2,70	-0,16

Ścisłe rozważania dotyczące pasm energetycznych bazujące na rozwiązaniu równania Schrödingera dla danego kryształu, przy pewnych założeniach upraszczających, dają specyficzną strukturę pasm energetycznych  $W(k)$  kryształu, gdzie  $k$  oznacza wektor falowy dla fali elektronowej w kryształach ( $k = 2\pi/\lambda$ , gdzie  $\lambda$  – długość fali).

### 1.3. NOŚNIKI ŁADUNKU W PÓŁPRZEWODNIKACH

Wiązania walencyjne mogą ulec zerwaniu, np. na skutek drgań cieplnych sieci. Powstające elektrony swobodne o ładunku elementarnym  $q$  będą podlegały kierunkowemu unoszeniu pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego. W pasmie walencyjnym powstają także puste miejsca; dziury, które będą obsadzone przez elektrony z tego pasma pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego - i w ten sposób dają również wkład do prądu elektrycznego.

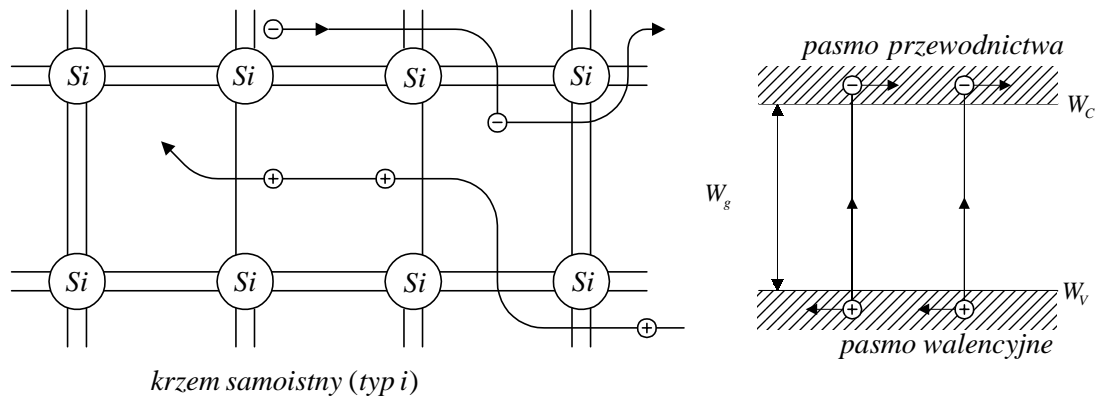
Gęstość prądu wytworzonego przez elektrony w pasmie wynosi

$$\vec{j} = -q \sum_{i=1}^n \vec{v}_i \quad (1.1)$$

Jeżeli pasmo jest obsadzone całkowicie to zawsze dla elektronu o prędkości  $\vec{v}_i$  można znaleźć inny elektron o prędkości  $-\vec{v}_i$  i ze wzoru (1.1) otrzymamy  $\vec{j}=0$ . Jeżeli jeden stan o prędkości  $\vec{v}_s$  jest nieobsadzony to całkowita gęstość prądu jest równa

$$\vec{j} = -q \sum_{i \neq s} \vec{v}_i = -q \sum_i \vec{v}_i + q \vec{v}_s = q \vec{v}_s \quad (1.2)$$

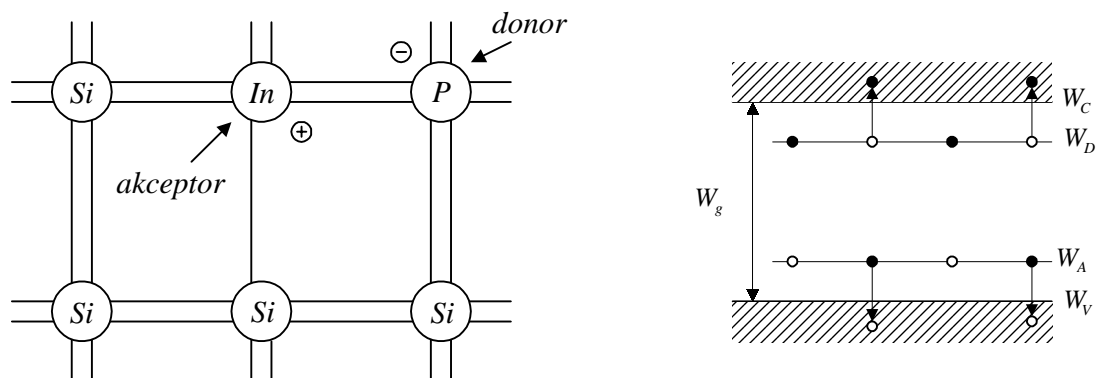
Tak więc zagadnienie ruchu dużej ilości elektronów w pasmie walencyjnym daje się sprowadzić do ruchu niedużej ilości wolnych miejsc po brakujących elektronach, które nazywamy dziurami, rys.1.3.



Rys.1.3. Ruch elektronów i dziur w krzemie pod wpływem pola elektrycznego

Ładunek tych cząstek, jak wynika z (1.2), jest dodatni. Dziury nazywamy kwazicząstkami, gdyż nie są one cząstkami w sensie klasycznym. Ich istnienie traci sens poza pasmem walencyjnym.

Wprowadzenie do półprzewodnika atomów obcego pierwiastka powoduje wytworzenie dodatkowych poziomów energetycznych, które nazywają się poziomami domieszkowymi, rys.1.4.



Rys.1.4. Wpływ atomów domieszek na wytworzenie dodatkowych nośników prądu w krzemie

Wprowadzenie do czterowartościowego krzemu atomów pierwiastka pięciowartościowego, np. fosforu powoduje, że nie uczestniczący w wiązaniu elektron fosforu, słabo związany z atomem macierzystym, może być łatwo od niego oderwany stając się elektronem przewodnictwa.

W modelu pasmowym sytuację tę opisuje się w ten sposób, że atomy fosforu (donory), wytwarzają poziomy energetyczne w pobliżu dna pasma przewodnictwa. Poziomy te zwane donorowymi położone są w odległości rzędu setnych części elektronowolta od dna pasma. Elektron obsadzający poziom donorowy już przy niewielkim pobudzeniu termicznym może przejść do pasma przewodnictwa pozostawiając dodatni, nieruchomy jon domieszki. Wprowadzenie do sieci krzemu atomów pierwiastka trójwartościowego, np. indu powoduje, że do pełnego wysycenia wiązania brakuje jednego elektronu. Takie atomy, zwane akceptorami, są przyczyną wytworzenia poziomów energetycznych w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego. Poziomy akceptorowe już w stosunkowo niskich temperaturach wychwytyują elektrony z pasma walencyjnego, co jest równoważne dostarczeniu swobodnych dziur do tego pasma. Zjonizowane akceptory wprowadzają nieruchomy ładunek ujemny do sieci krzemu. Wprowadzenie jednocześnie donorów i akceptorów powoduje tzw. kompensację (półprzewodnik typu  $\pi$ ).

Wprowadzenie domieszek do półprzewodnika nie może jednak zmienić całkowitego ładunku w próbce, który w stanie równowagi musi być równy zero. Obowiązuje warunek neutralności elektrycznej

$$N_D^+ - n + p - N_A^- = 0 \quad (1.3)$$

gdzie  $N_D^+$  oraz  $N_A^-$  oznaczają koncentracje zjonizowanych donorów i akceptorów, a  $n$  oraz  $p$  oznaczają odpowiednio koncentracje swobodnych elektronów i dziur. Każda z wielkości występujących w równaniu (1.3) jest zależna od położenia poziomu Fermiego i dlatego równanie neutralności elektrycznej można wykorzystać do określenia położenia tego poziomu.

#### 1.4. STATYSTYKA NOŚNIKÓW ŁADUNKU W PÓŁPRZEWODNIKACH

O właściwościach elektrycznych półprzewodników decydują koncentracje swobodnych elektronów i dziur przy określonych zawartościach domieszek, a także istotne są mechanizmy rozpraszania

nośników ładunku.

Koncentrację nośników w danym paśmie wyznacza się znając energetyczny rozkład gęstości stanów  $N(W)$  i funkcję rozkładu nośników według energii  $f(W, T)$ . Koncentrację elektronów w paśmie przewodnictwa wylicza się z zależności

$$n = \int_{W_C}^{\infty} N(W) f(W) dW \quad (1.4)$$

a koncentrację dziur w paśmie walencyjnym z zależności

$$p = \int_0^{W_V} N(W) [1 - f(W)] dW \quad (1.5)$$

gdzie  $W_V$  i  $W_C$  oznaczają odpowiednio energie górnej krawędzi pasma walencyjnego i dolnej krawędzi pasma przewodnictwa. Wstawiając za funkcję gęstości stanów  $N(W)$  odpowiednie wyrażenie dla pasma parabolicznego, a za  $f(W)$  funkcję rozkładu Fermiego – Diraca otrzymuje się dla półprzewodnika niezdegenerowanego typu n (tzn. takiego półprzewodnika gdzie poziom Fermiego  $W_F$  leży poniżej dna pasma przewodnictwa nie mniej niż o  $kT$ ):

$$n = N_C \exp[-(W_C - W_F) / kT] \quad (1.6)$$

oraz typu p (dla warunku  $W_F > W_V + kT$ )

$$p = N_V \exp[-(W_F - W_V) / kT] \quad (1.7)$$

Koncentracja nośników w paśmie jest więc zależna od położenia poziomu Fermiego względem krawędzi pasma oraz od temperatury.

W półprzewodniku samoistnym (niedomieszkowanym)  $n = p = n_i$ , tak więc z porównania (1.6) i (1.7), przy założeniu  $N_C = N_V$ , otrzymuje się

$$\frac{W_C - W_F}{kT} = \frac{W_F - W_V}{kT}$$

i wobec tego

$$W_F = \frac{W_V + W_C}{2} = W_i$$

tzn. poziom Fermiego znajduje się w połowie przerwy energetycznej i jego położenie nie zależy od temperatury. Z powyższego wynika, że energia aktywacji dla półprzewodnika samoistnego jest równa połowie szerokości przerwy wzbronionej i półprzewodnik taki jest zawsze niezdegenerowany, rys.1.5.

Mnożąc równania (1.6) i (1.7) stronami otrzymuje się

$$\begin{aligned} np = n_i^2 &= N_C N_V \exp[(W_V - W_C) / kT] = \\ &= N_C N_V \exp[-W_g / kT] \end{aligned} \quad (1.8)$$

stąd definicja koncentracji samoistnej

$$n_i \equiv \sqrt{N_C N_V} \exp[-W_g / 2kT] \quad (1.9)$$

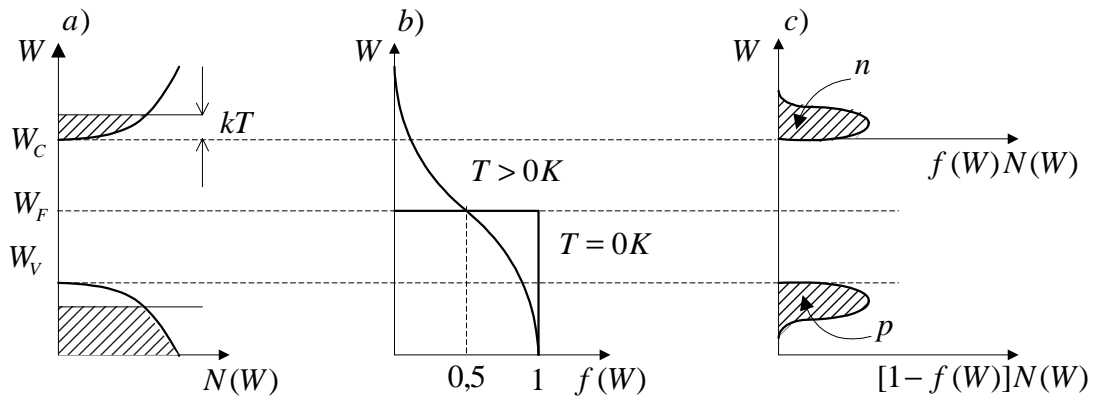
*Przykład: dla krzemu*

$$n_i [\text{cm}^{-3}] = 3,88 \cdot 10^{16} T^{3/2} \exp[-7000 / T]$$

i w temp.  $T = 300 \text{ K}$  koncentracja  $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

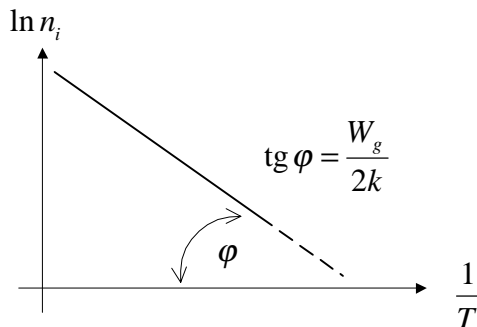
Zaniedbując słabą zależność czynnika przedwykładniczego od  $T$  otrzymuje się z (1.9)

$$\ln n_i = \text{const} - \frac{W_g}{2k} \cdot \frac{1}{T} \quad (1.10)$$



Rys.1.5. Półprzewodnik samoistny: a) rozkłady gęstości stanów, b) prawdopodobieństwa obsadzenia tych stanów, c) koncentracje elektronów i dziur w pasmach

Wykres zależności logarytmu koncentracji nośników w półprzewodniku samoistnym w funkcji odwrotności temperatury pozwala wyznaczyć szerokość przerwy wzbronionej  $W_g$ , rys.1.6.



Rys.1.6. Koncentracja nośników w funkcji temperatury w półprzewodniku samoistnym w układzie współrzędnych umożliwiającym łatwe wyznaczenie szerokości przerwy  $W_g$



Jak wynika ze wzoru (1.8), będącego w istocie konsekwencją prawa działania mas, iloczyn koncentracji elektronów i dziur w półprzewodniku niezdegenerowanym nie zależy od położenia poziomu Fermiego (i tym samym od obecności domieszek) i równy jest kwadratowi koncentracji nośników w półprzewodniku samoistnym. Ma to duże znaczenie praktyczne dla wyliczania koncentracji nośników jednego rodzaju znając koncentrację nośników drugiego rodzaju, bez względu na wielkość domieszkowania, pod warunkiem, że półprzewodnik jest niezdegenerowany.

Prawo działania mas (1.8) i równanie neutralności elektrycznej (1.3) zastosowane do półprzewodnika z domieszkami pozwalają wyznaczyć koncentracje nośników dla znanej koncentracji domieszek. Jeżeli jeden rodzaj domieszki dominuje i koncentracja nośników samoistnych jest do zaniedbania, otrzymuje się

- dla półprzewodników donorowych

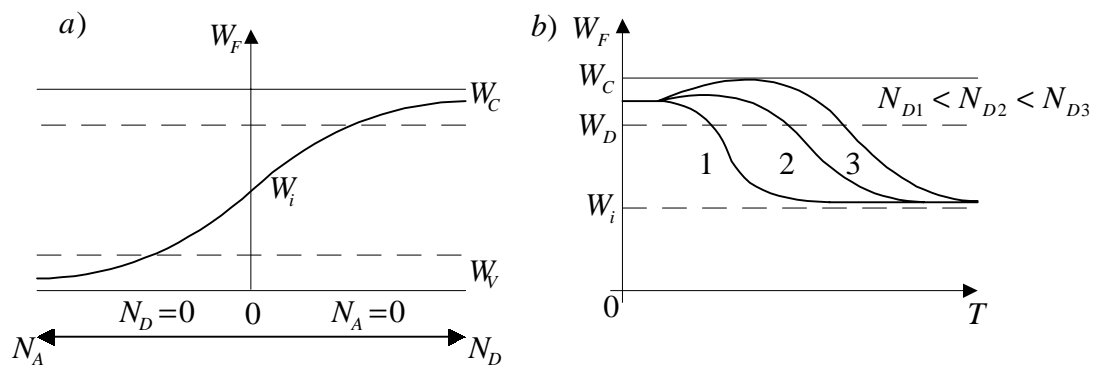
$$n_n \approx N_D, \quad p_n \approx \frac{n_i^2}{n_D} \quad (1.11)$$

- dla półprzewodników akceptorowych

$$p_p \approx N_A, \quad n_p \approx \frac{n_i^2}{n_A} \quad (1.12)$$

Wprowadzenie domieszek powoduje zmiany położenia poziomu Fermiego, przy czym położenie to jest również funkcją temperatury, rys.1.7.

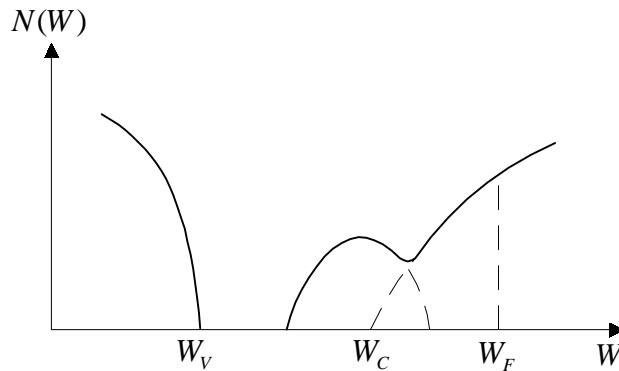
W wielu przyrządach półprzewodnikowych stosuje się materiały o dużej koncentracji domieszek (diody tunelowe, lasery półprzewodnikowe), ponadto obszary przykontaktowe są z reguły silnie domieszkowane.



Rys.1.7. Położenie poziomu Fermiego w półprzewodniku w zależności od rodzaju i koncentracji domieszki (a) oraz w funkcji temperatury dla różnych koncentracji domieszki donorowej

Silne domieszkowanie powoduje degenerację półprzewodnika (poziom Fermiego wchodzi do pasma energii a stan całkowitej degeneracji

oznacza, że  $W_F$  leży w odległości co najmniej  $5kT$  od granicy pasma, rys.1.8). Koncentracja nośników nie zależy wówczas od temperatury. Rys.1.8 ilustruje sytuację, gdy poziom domieszek rozszczepił się w pasmo domieszkowe przekrywające się z pasmem przewodnictwa.



Rys.1.8. Gęstość stanów w zdegenerowanym półprzewodniku elektronowym

W przypadku zmiany koncentracji nośników w półprzewodniku zdegenerowanym położenie poziomu Fermiego zmienia się następująco

$$W_F - W_C = An^{2/3} \quad (1.13)$$

$$W_V - W_F = Bp^{2/3} \quad (1.14)$$

gdzie  $A$  i  $B$  - stałe.

## 1.5. PRZEWODNICTWO ELEKTRYCZNE

Działanie pola elektrycznego  $\vec{E}$  na nośniki powoduje, że na chaotyczny ruch cieplny nakłada się prędkość unoszenia (dryfu) i prędkość średnia  $\vec{v}_{sr}$  nośników jest różna od zera dając składową prądu pochodzącą od elektronów

$$\vec{j}_n = -nq\vec{v}_{sr} = -nq\vec{v}_{dn} = nq\mu_n\vec{E} \quad (1.15)$$

oraz składową prądu pochodzącą od dziur

$$\vec{j}_p = pq\vec{v}_{dp} = pq\mu_p\vec{E} \quad (1.16)$$

gdzie  $\mu_n$  i  $\mu_p$  oznaczają odpowiednio ruchliwości elektronów i dziur ( $\mu = v_d/E$ ).

Prąd całkowity wynosi

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = q(\mu_n n + \mu_p p)\vec{E} = \sigma\vec{E} \quad (1.17)$$

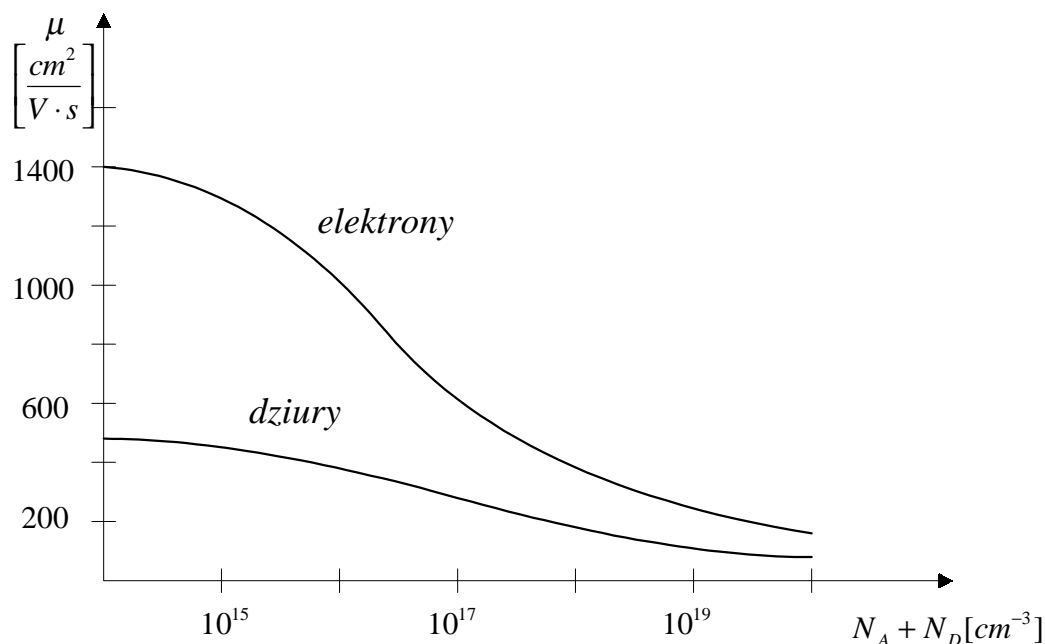
i jest uwarunkowany zarówno koncentracjami jak i ruchliwościami nośników.

O wartości ruchliwości decydują mechanizmy rozpraszania

nośników w kryształach. Ze wzrostem koncentracji domieszek ruchliwość maleje, rys.1.9, a z obniżaniem temperatury na ogół rośnie. Jak wynika z rys.1.9 w krzemie dla domieszkowania rzędu  $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  typowe wartości ruchliwości są następujące:

$$\mu_n = 1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad \mu_p = 400 \text{ cm}^2/\text{Vs}.$$

Ze wzrostem pola elektrycznego ruchliwość nośników zaczyna maleć.



Rys.1.9. Zależność ruchliwości od koncentracji domieszek dla Si w temperaturze 300 K

W krzemie w polach elektrycznych rzędu  $10^4 \text{ V/cm}$  prędkości dryfu nasycają się do wartości  $10^7 \text{ cm/s}$ . Zjawisko nasycenia jest typowe dla elementów elektronicznych o submikronowych rozmiarach (VLSI).

Przewodnictwo półprzewodników jest zależne od temperatury. Decydują o tym głównie zmiany koncentracji nośników, ale częściowo również temperaturowe zmiany ruchliwości. Półprzewodniki samoistne wykazują małą konduktywność, ale silnie zależną od temperatury ze względu na duży wzrost koncentracji nośników w trakcie ogrzewania

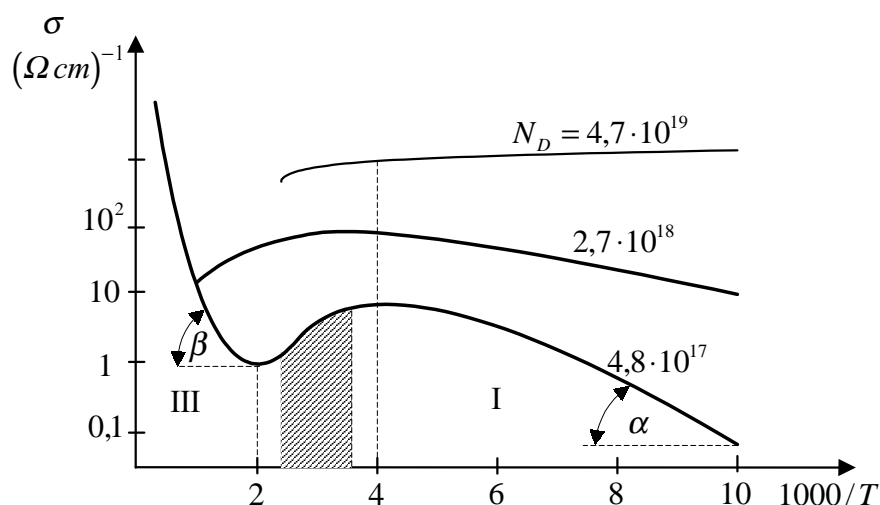
$$\sigma_i = qn_i(\mu_n + \mu_p)$$

Półprzewodniki domieszkowane, np. donorowe, wykazują złożony przebieg zależności konduktywności od temperatury, rys.1.10.

W obszarze I (niskie temperatury) zmiany  $\sigma$  uwarunkowane są wzrostem koncentracji nośników na skutek jonizacji domieszek. Z pomiarów  $\sigma$  w tym obszarze można wyznaczyć energię jonizacji domieszek ( $\text{tg}\alpha = W_d/2k$ ).

W obszarze II (średnie temp.) wszystkie domieszki są

zjonizowane i  $\sigma$  nieznacznie maleje z temperaturą na skutek spadku ruchliwości nośników, co jest głównie uwarunkowane rozpraszaniem elektronów na drganiach cieplnych sieci krystalicznej.



Rys.1.10. Zmiana przewodnictwa krzemu w szerokim zakresie temperatur i dla różnych koncentracji domieszki donorowej (fosforu); obszar zacieniowany reprezentuje typowy zakres pracy przyrządów półprzewodnikowych

W obszarze III (wysokie temp.) następuje silny wzrost koncentracji nośników na skutek wzbudzeń międzypasmowych. Z pomiarów  $\sigma$  w tym obszarze można wyznaczyć wartość przerwy wzbronionej ( $\tan \beta = W_g/2k$ ).

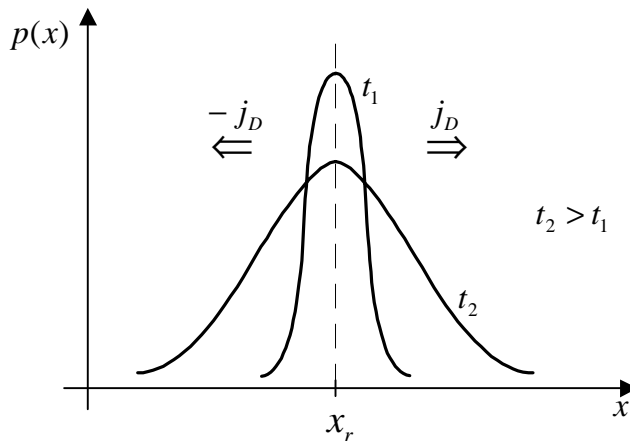
## 1.6. DYFUZJA NOŚNIKÓW ŁADUNKU

Pole elektryczne zewnętrzne nie jest jedyną przyczyną przepływu ładunku w półprzewodnikach. W przypadku przestrzennej zmiany koncentracji nośników tą przyczyną jest również dyfuzja. Zgodnie z mechanizmem dyfuzji nośniki przemieszczają się do obszarów o mniejszej koncentracji. Przy prędkości ruchu termicznego  $v_T = 10^7$  cm/s, i średniej drodze swobodnej  $10^{-6}$  cm, średni czas między zderzeniami  $\tau = 10^{-13}$  s. Dzięki tak częstym oddziaływaniom z siecią nośniki ładunku szybko ulegają kierunkowemu rozproszeniu - rys.1.11.

Według pierwszego prawa dyfuzji liczba cząstek w jednostce czasu przenikających przez jednostkową powierzchnię prostopadłą do kierunku dyfuzji wynosi

$$F_x = -D \frac{dN}{dx}$$

gdzie  $D$  jest współczynnikiem dyfuzji, a  $N$  koncentracją nośników.



Rys.1.11. Zmiany czasowe koncentracji  $p(x)$  nośników wytworzonych początkowo w płaszczyźnie  $x_r$

Jeżeli dyfundującymi cząstkami są ładunki elektryczne, to otrzymamy składowe prądu dyfuzyjnego dla elektronów i dziur

$$j_{Dn} = qD_n \frac{dn}{dx} \quad j_{Dp} = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (1.18)$$

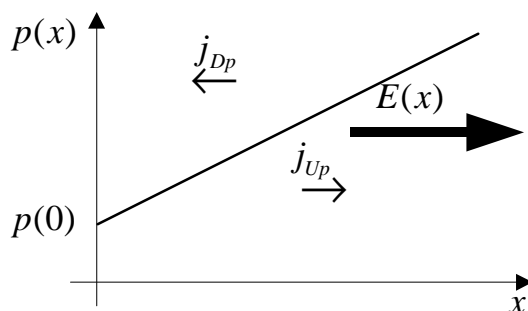
przy czym współczynniki dyfuzji związane są z ruchliwościami nośników tzw. relacjami Einsteina

$$D_p / \mu_p = D_n / \mu_n = kT / q = \varphi_T \approx 26 \text{ mV}$$

w temperaturze pokojowej. Ogólnie prąd całkowity jest sumą prądów unoszenia i dyfuzji

$$\vec{j} = q(\mu_n n + \mu_p p) \vec{E} + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p) \quad (1.19)$$

Rozpatrzmy praktyczny przypadek liniowego rozkładu koncentracji domieszki akceptorowej w półprzewodniku, rys.1.12 [87].



Rys.1.12. Półprzewodnik niejednorodny z liniowym rozkładem domieszki akceptorowej  $p(x) = p(0)[1 + ax]$ ; prąd dyfuzyjny  $j_{Dp}$  i prąd unoszenia  $j_{Up}$  równoważą się.

Równanie (1.19) sprowadza się w tym przypadku do postaci

$$\mu_p p E = D_p \frac{dp}{dx} \quad (1.20)$$

co pozwala wyliczyć wewnętrzne pole elektryczne  $E(x)$  jakie wytworzy się w półprzewodniku

$$E(x) = \frac{D_p a}{\mu_p (1 + ax)} \quad (1.21)$$