

Podstawy fizyki przyrządów półprzewodnikowych

We współczesnej elektronice jako elementy czynne w przeważającej większości wykorzystuje się przyrządy półprzewodnikowe. Lampy elektronowe, które jeszcze 30 lat temu były podstawowymi elementami obwodów elektronicznych, przeszły (poza wyjątkowymi zastosowaniami) do historii. Obecnie obwody dyskretne złożone z pojedynczych diod, tranzystorów, oporników itp., są coraz częściej zastępowane układami scalonymi, zawierającymi nawet miliony elementów. Te, jakże złożone układy, wytwarzane są przez odpowiednie formowanie materiałów półprzewodnikowych. Dlatego też zrozumienie współczesnej elektroniki wymaga znajomości podstawowych zasad działania przyrządów półprzewodnikowych.

Fizyczny opis procesów zachodzących w elementach półprzewodnikowych oparty jest na mechanice kwantowej. Ze względu na zaawansowany aparat matematyczny dziedzina ta jest trudna i w większości wypadków nie jest, jak na przykład mechanika klasyczna, intuicyjna. Dlatego w poniższym, z konieczności bardzo skrótowym, opisie zasad działania elementów półprzewodnikowych wiele faktów będzie musiał czytelnik przyjąć na wiarę. Modele, którymi będziemy się posługiwali nie będą całkiem precyzyjne, ale powinny pomóc w zrozumieniu tego, co się w przyrządzie półprzewodnikowym dzieje.

4.1. Przewodnictwo materiałów

Jak wszyscy wiedzą, prąd elektryczny jest ruchem ładunków elektrycznych — zwykle pod wpływem przyłożonego napięcia elektrycznego. Znajdujący się w próżni w jednorodnym polu elektrycznym pojedynczy elektron porusza się ruchem jednostajnie przyspieszonym. W materiale sytuacja jest bardziej złożona. Elektron rozpędza się pod wpływem pola elektrycznego, ale po bardzo krótkim czasie ulega zderzeniu z jakąś przeszkodą — domieszkami obcego materiału lub kwasicząstkami odpowiadającymi drganiom sieci (tzw. fononami). To rozpraszanie elektronów powoduje, że tworzą one chmurę, w której pojedyncze elektrony poruszają się chaotycznie. Chmura dryfuje w materiale w kierunku pola elektrycznego ze stosun-

kowo niewielką (w porównaniu z prędkością ruchu chaotycznego) prędkością średnią v . Można w przybliżeniu przyjąć, że ruch chmury jest jednostajny. Gęstość prądu elektrycznego J (ilość ładunku przepływająca w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni) jest więc określona przez iloczyn

$$J = -en_e v, \quad (4.1)$$

gdzie e oznacza ładunek elektronu, a n_e ich koncentrację.

Średnia prędkość elektronów zależy od działającego na nie pola elektrycznego E_e oraz średniego czasu pomiędzy zderzeniami τ_e , a także od ładunku elektrycznego i masy elektronu m_e

$$v = eE_e\tau_e/2m_e. \quad (4.2)$$

Prawo Ohma możemy zapisać w postaci

$$E_e = J/\sigma, \quad (4.3)$$

gdzie σ jest *przewodnością elektryczną właściwą materiału*. Ostatecznie więc

$$\sigma = n_e e^2 \tau_e / 2m_e. \quad (4.4)$$

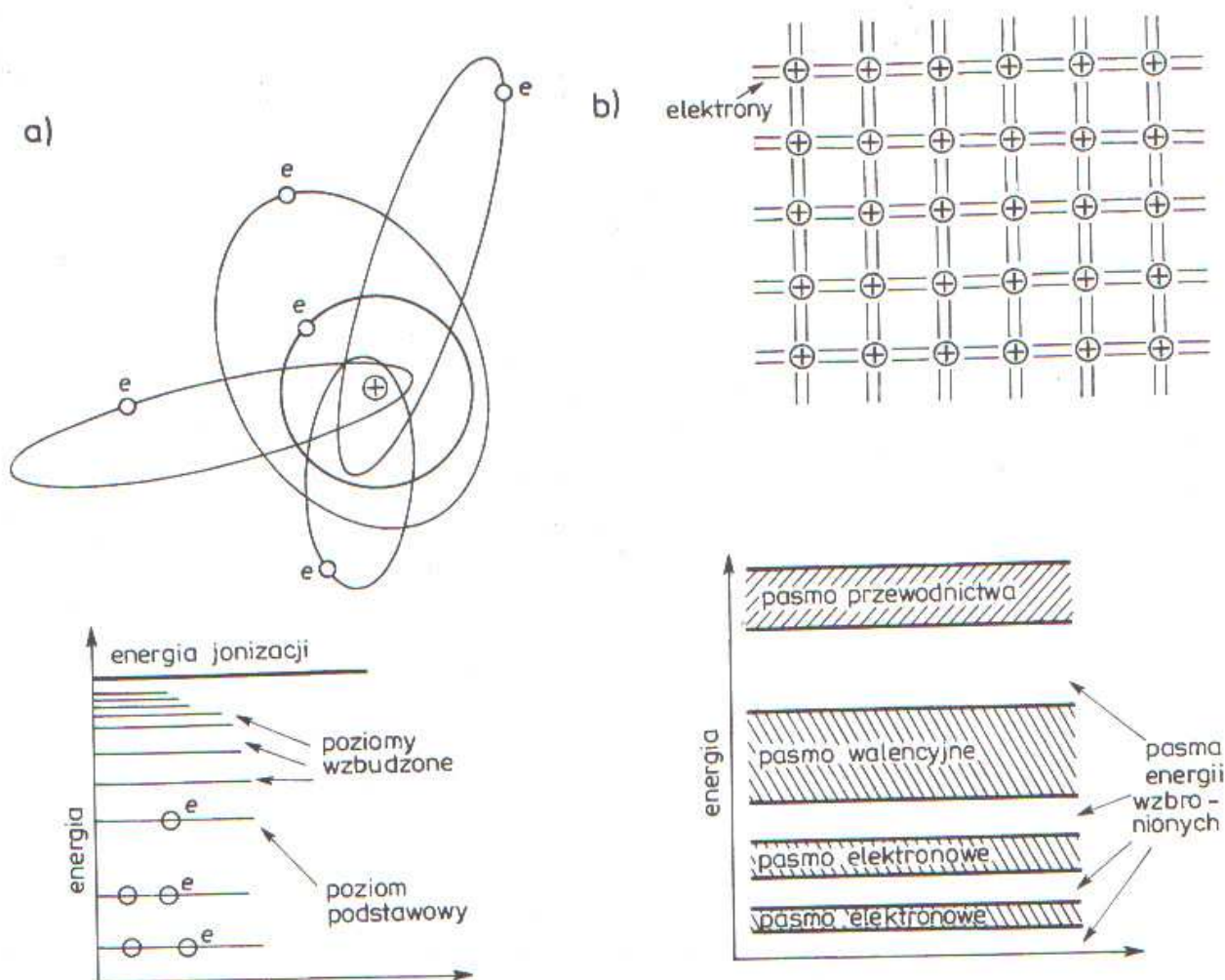
W metalu gęstość elektronów jest bardzo duża i prawie nie zależy od temperatury. Dzięki temu *przewodność elektryczna metali jest bardzo duża*.

Interesująca jest zależność przewodności elektrycznej metalu od temperatury. Jak wspominaliśmy, n_e słabo zależy od temperatury, ale czas między zderzeniami elektronów z przeszkodami zależy silnie od gęstości fononów. Ponieważ fonony są kwantami drgań sieci krystalicznej, ich gęstość silnie zwiększa się wraz ze wzrostem temperatury, a więc rośnie także prawdopodobieństwo rozproszenia na nich elektronów. *Przewodność elektryczna właściwa metali maleje wobec tego ze wzrostem temperatury*.

Sytuacja w półprzewodnikach jest bardziej skomplikowana. Wyjaśnienie zjawisk przewodnictwa w tych materiałach wymaga zapoznania się — przynajmniej po bieżnie — z tzw. teorią pasmową przewodnictwa.

Jak wiadomo, elektrony należące do pojedynczego (rys. 4.1a) atomu mają określoną energię — mówimy, że obsadzają określone poziomy energetyczne. Każdy atom ma nieskończoną liczbę poziomów energetycznych, z których zwykle tylko najniższe są zajęte przez elektrony. Elektrony atomu mogą absorbować energię w różnych procesach i przechodzić na wyższe poziomy, czyli do tzw. stanów wzbudzonych.

W ciele stałym gęsto upakowane w sieci krystalicznej atomy oddziałują ze sobą, co powoduje, że dyskretne poziomy energetyczne atomów rozmywają się i tworzą tzw. *pasma energetyczne* (rys. 4.1b). Ponieważ najsilniej oddziałują ze sobą zewnętrzne elektrony atomów (elektrony walencyjne), odpowiadające im pasma energetyczne są najszerze. Pasma elektronów wewnętrznych, utworzonych z niższych poziomów energetycznych są węższe. Istotne jest to, że elektrony w ciele stałym nie mogą mieć dowolnych energii. Energie leżące pomiędzy pasmami energetycznymi są dla elektronów niedostępne; są to tzw. *pasma wzbronione*.

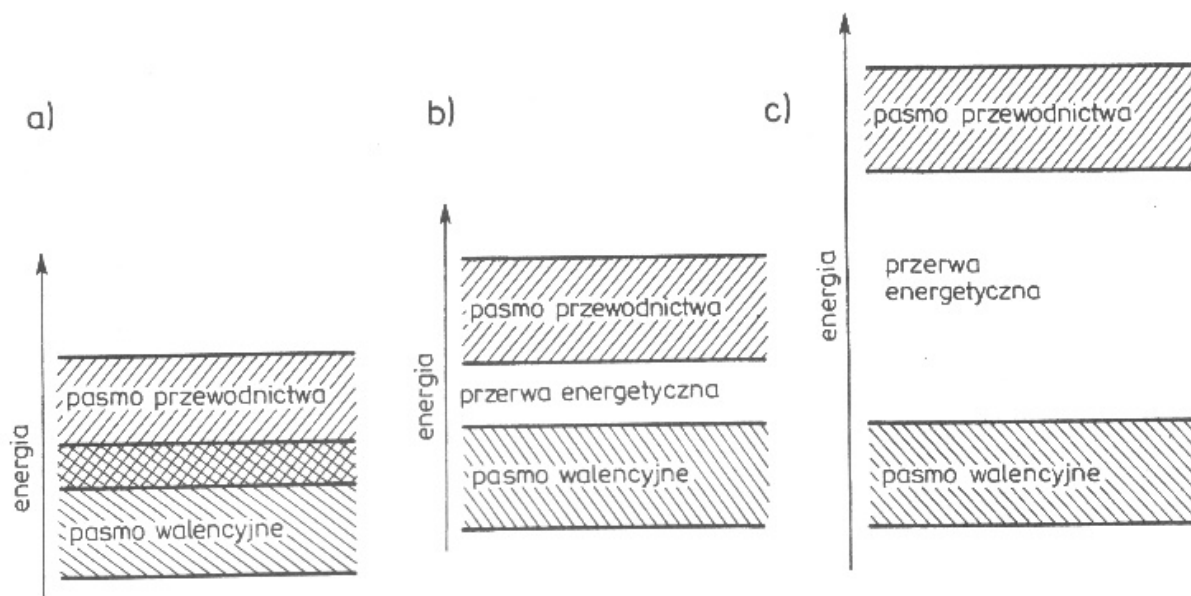


Rys. 4.1. Modele budowy oraz rozkład elektronowych poziomów energetycznych w atomie (a) i w kryształ (b)

Należy podkreślić, że pasmo energetyczne utworzone wskutek oddziaływania n atomów (inaczej mówiąc utworzone z n poziomów energetycznych) może pomieścić $2n$ elektronów. Każdy poziom energetyczny atomu może być zajmowany przez 2 elektrony o przeciwnych spinach.

Wyobraźmy sobie teraz, że atomy, z których powstał rozważany materiał, miały na najwyższym poziomie tylko jeden elektron. Utworzone z tych poziomów pasmo będzie wobec tego wypełnione tylko do połowy. Po przyłożeniu pola elektrycznego elektrony będą więc mogły uzyskać niewielką energię kinetyczną — przesunąć się nieco w górę pasma — a więc będą mogły poruszać się swobodnie i przewodzić prąd. Materiały, w których zachodzi taka sytuacja to metale — jak wiemy dobre przewodniki prądu (rys. 4.2a).

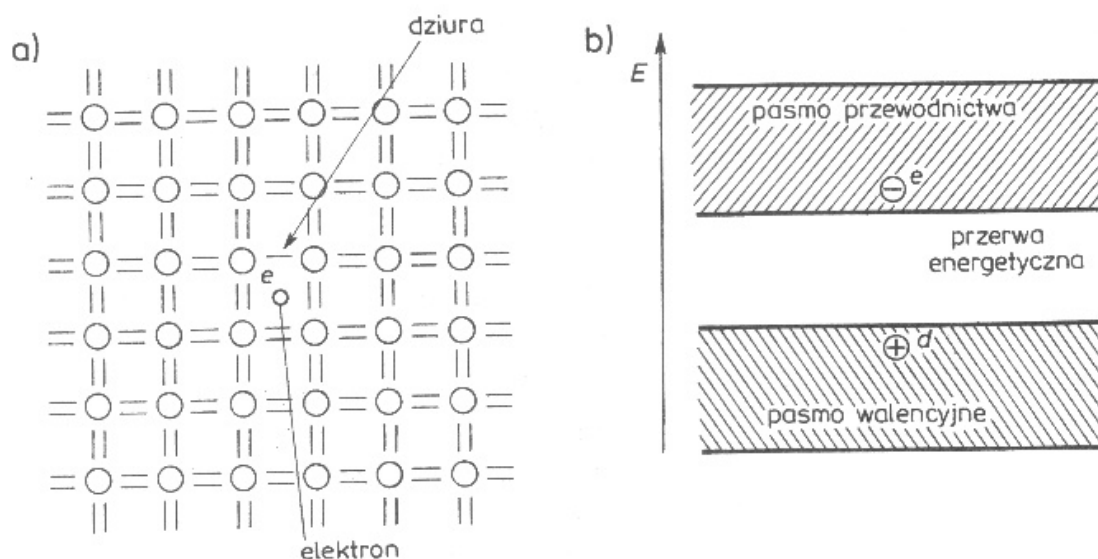
Jeżeli jednak atomy, z których składa się materiał, mają najwyższy poziom wypełniony — zawierający dwa elektrony, utworzone z takich poziomów pasmo elektronowe będzie całkowicie wypełnione. Elektrony z takiego pasma nie mogą uzyskać energii kinetycznej pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego, a więc nie mogą być nośnikami prądu, w każdym razie zanim nie „zwolni się” jakieś miejsce w paśmie. Taka sytuacja zachodzi w tzw. półprzewodnikach (rys. 4.2b) i izolatorach (rys. 4.2c) w temperaturze zera bezwzględnego.



Rys. 4.2. Pasmo walencyjne i pasmo przewodnictwa: a) w metalu, b) w półprzewodniku samoistnym, c) w izolatorze

Dlaczego temperatura jest tak istotna? Otóż pasma energetyczne powstają oczywiście nie tylko z poziomów wypełnionych lub częściowo wypełnionych elektronami. Także „puste” poziomy energetyczne atomu tworzą w materiale pasma energetyczne. Wobec tego ponad pasmem walencyjnym, utworzonym w półprzewodniku lub izolatorze z całkowicie wypełnionych poziomów, leży pasmo zupełnie puste — tzw. *pasmo przewodnictwa*, które jest oddzielone od pasma walencyjnego (podstawowego) przerwą energetyczną lub pasmem wzbro-nionym.

W elektronice najczęściej stosowanymi półprzewodnikami są krzem (Si) i german (Ge). Na rysunku 4.3a przedstawiono uproszczoną do dwu wymiarów strukturę sieci krystalicznej tych pierwiastków. Atomy krzemu i germanu mają cztery elektrony walencyjne i w kryształ każdy atom tworzy wiązanie z czterema sąsiadami.



Rys. 4.3. Wytworzenie pary elektron – dziura: a) model; b) struktura energetyczna

W temperaturze różnej od zera bezwzględnej istnieje określone prawdopodobieństwo, że wskutek oddziaływania z fononem nastąpi zerwanie pewnego wiązania i dany elektron stanie się wspólny dla całego kryształu. Oznacza to, że elektron uzyska energię dostatecznie dużą, by przejść do pasma przewodnictwa. Pokazano to na rys. 4.3b. Taki elektron może swobodnie poruszać się w paśmie przewodnictwa, a więc brać udział w zjawisku przewodzenia prądu. Ponadto w paśmie walencyjnym pozostanie w tej sytuacji wolne miejsce po elektronie — tzw. *dziura*. Pod wpływem przyłożonego napięcia na miejsce dziury może przejść najbliższy elektron, potem następny itp. Dziury „poruszają się” wobec tego w przeciwnym kierunku niż elektrony i zachowują się jak ładunki dodatnie.

Na skutek wzbudzenia elektronu do pasma przewodnictwa powstają wobec tego dwa nośniki prądu — elektron w paśmie przewodnictwa i dziura w paśmie walencyjnym. Im wyższa temperatura, tym więcej elektronów jest wzbudzonych do pasma przewodnictwa, a więc tym więcej mamy nośników prądu i tym większa jest elektryczna przewodność właściwa materiału.

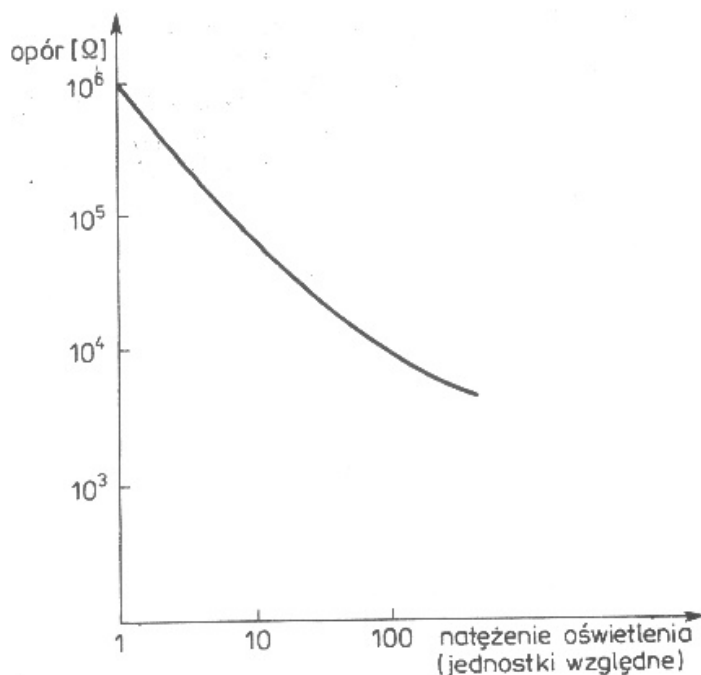
Półprzewodniki różnią się od izolatorów tylko tym, że szerokość przerwy energetycznej jest w nich mniejsza, a więc w tej samej temperaturze ich przewodność właściwa jest większa, bo więcej jest wzbudzonych nośników prądu.

4.2. Fotorezystor

W półprzewodniku samoistnym fonony — kwanty drgań termicznych — nie są jedynym źródłem energii, która może przenieść elektron z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa. Także fotony oświetlające powierzchnię materiału mogą wytworzyć pary elektron—dziura. Ten proces jest wykorzystywany w elementach półprzewodnikowych, zwanych fotorezystorami. Cienka warstwa materiału półprzewodnikowego o odpowiednio dobranej przerwie energetycznej (porównywalnej z energią fotonów światła) tworzy rezystor o rezystancji rzędu kilku $M\Omega$ przy braku oświetlenia.

Oświetlenie warstwy półprzewodnika powoduje przejście elektronów z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa, a więc wytworzenie znacznej liczby par elektron—dziura. Dzięki temu rezystancja takiego elementu zmniejsza się. Wydawać by się mogło, że przy stałym oświetleniu rezystancja będzie ciągle malała z upływem czasu, bo będzie tworzonych coraz więcej par nośników. Podobnie jednak jak w przypadku par nośników wytwarzanych przez przejścia fononowe, istnieje określone prawdopodobieństwo dla procesu odwrotnego, to jest *rekombinacji* pary nośników, czyli przejścia elektronu z powrotem do pasma podstawowego i zapełnienie dziury*. Dla określonego strumienia fotonów (podobnie jak dla określonej temperatury) tworzy się więc stan równowagi — tyle samo par jest kreowanych co

* Proces rekombinacji zachodzi najczęściej na skutek oddziaływania nośników (pary elektron-dziura) z tzw. centrum rekombinacyjnym: atomem domieszki, atomem zanieczyszczenia, defektem sieci krystalicznej. Koncentracja centrów rekombinacyjnych, a tym samym wydajność rekombinacji może być określana w procesie produkcji półprzewodnika.



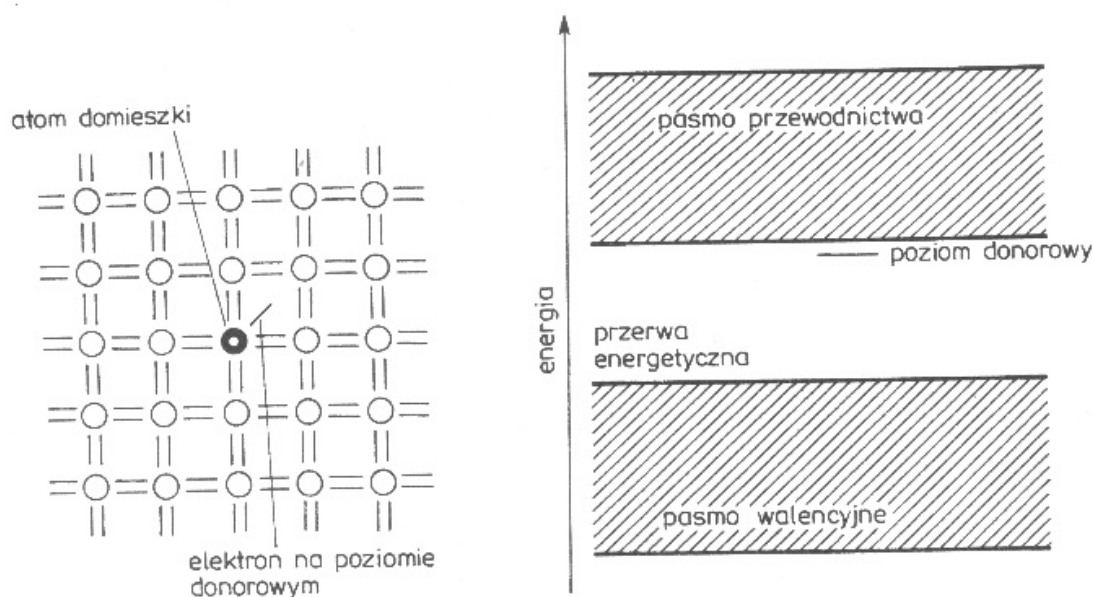
Rys. 4.4. Charakterystyka fotorezystora

anihilowanych i ustala się określona rezystancja fotorezystora. Jest więc to element, którego opór maleje monotonicznie ze wzrostem oświetlenia (rys. 4.4) i może służyć do pomiaru natężenia światła.

4.3. Półprzewodniki domieszkowane

Wszystko, co dotychczas powiedzieliśmy o półprzewodnikach, dotyczy czystych materiałów, tzw. *półprzewodników samoistnych*. W większości zastosowań mamy do czynienia z półprzewodnikami domieszkowanymi, których właściwości elektryczne zostały odpowiednio „zaprojektowane” przez wprowadzenie dodatkowych atomów.

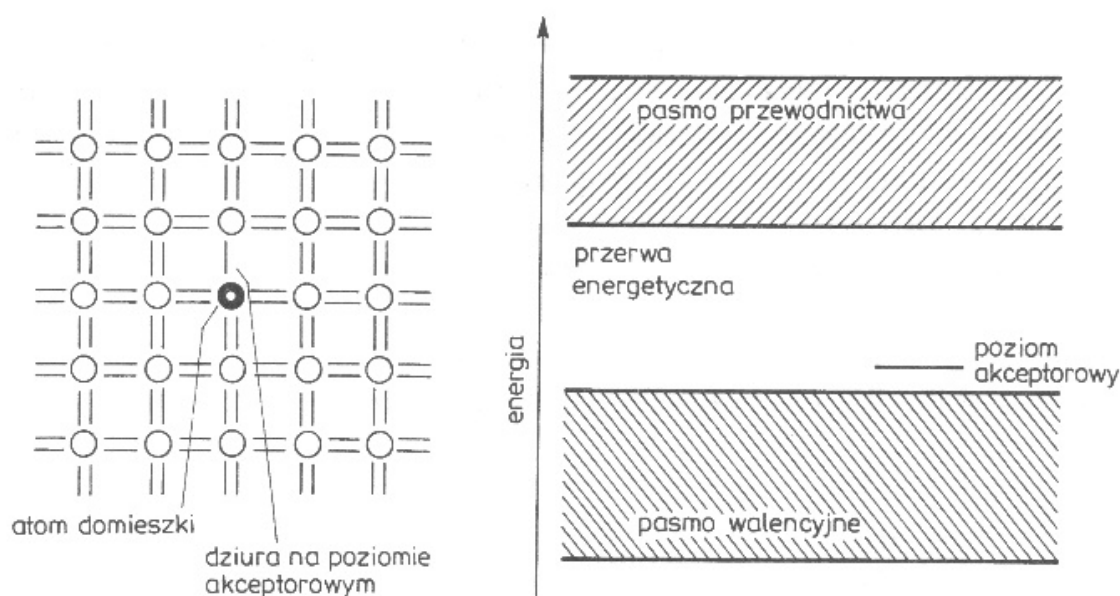
Poprzednio stwierdzono, że w półprzewodnikach samoistnych w temperaturze zera bezwzględnego wszystkie elektrony zajmują całkowicie wypełnione pasmo



Rys. 4.5. Model budowy i struktura energetyczna półprzewodnika typu *n*

podstawowe (walencyjne) i materiał nie przewodzi prądu. W wyższych temperaturach pojawia się niewielkie przewodnictwo związane z termicznym przeniesieniem elektronów do pasma przewodnictwa. Sytuacja zmienia się radykalnie dla materiału domieszkowanego. Warto podkreślić, że efekty, o których mowa, występują już przy stosunkowo słabym domieszkowaniu (1 atom na milion atomów tworzących kryształ).

Jeżeli domieszką jest na przykład arsen, mający 5 elektronów walencyjnych, zastępujący w sieci czterowartościowy atom krzemu, to, jak to pokazano na rys. 4.5, jeden elektron walencyjny pozostaje poza wiązaniami krystalicznymi. Ponieważ jest to elektron słabo związany, podstawowy poziom energetyczny takiej domieszki leży bardzo blisko pod pasmem przewodnictwa kryształu. Wobec tego niewielka energia termiczna może uwolnić taki elektron do pasma przewodnictwa. Podobnie domieszka mająca 3 elektrony walencyjne, jak na przykład bor, utworzy poziom energetyczny leżący tuż ponad pasmem walencyjnym (rys. 4.6). Niewielka energia



Rys. 4.6. Model budowy i struktura energetyczna półprzewodnika typu *p*

spowoduje w tym przypadku przejście elektronu z pasma podstawowego na poziom domieszki, a więc w paśmie podstawowym powstanie dziura — dodatni nośnik prądu. Domieszki tworzące poziomy leżące tuż pod pasmem przewodnictwa nazywamy *donorami*. Domieszki tworzące poziomy leżące tuż nad pasmem podstawowym to *akceptory*.

W półprzewodnikach domieszkowanych liczba elektronów w paśmie przewodnictwa nie jest oczywiście równa liczbie dziur w paśmie podstawowym. W określonej temperaturze półprzewodnik domieszkowany donorami ma znacznie więcej elektronów w paśmie przewodnictwa niż dziur w paśmie podstawowym. Powiemy, że elektrony są w tym materiale nośnikami większościowymi (są one głównie odpowiedzialne za przewodnictwo prądu), a dziury są nośnikami mniejszościowymi. Materiał taki nazywamy *półprzewodnikiem typu n*. Podobnie w półprzewodniku domieszkowanym akceptorami dziury są nośnikami większościowymi, a elektrony — mniejszościowymi. Materiał taki nazywamy *półprzewodnikiem typu p*.

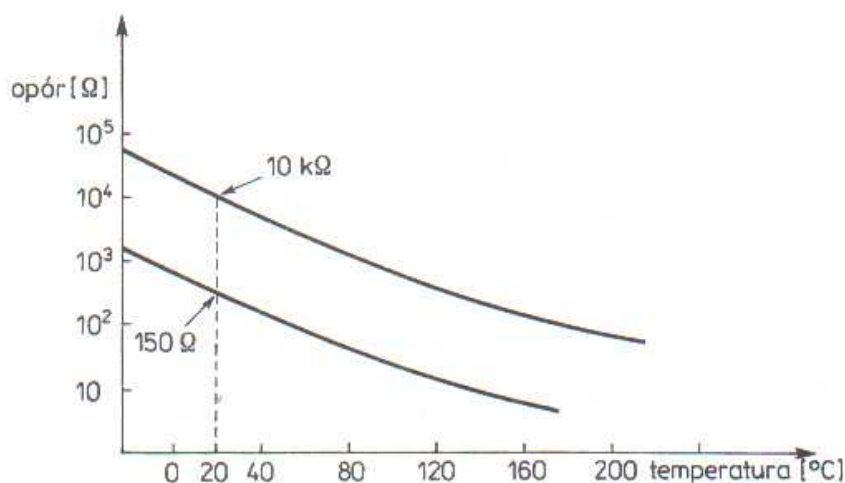
4.4. Termistory

Zastanówmy się teraz nad zależnością temperaturową przewodności elektrycznej półprzewodników domieszkowych. W temperaturze zera bezwzględnego sytuacja jest taka sama jak w półprzewodniku samoistnym — pasmo podstawowe pozostaje całkowicie wypełnione, a pasmo przewodnictwa puste, wobec czego rezystancja materiału jest nieskończona.

Jednakże wzrost temperatury spowoduje znacznie szybszy spadek rezystancji niż w półprzewodniku samoistnym, ponieważ energia potrzebna do uaktywnienia poziomów domieszkowych (przejścia elektronu z poziomu donorowego do pasma przewodnictwa lub z pasma podstawowego na poziom akceptorowy) jest znacznie mniejsza niż energia potrzebna do przeniesienia elektronu z pasma podstawowego do pasma przewodnictwa. Dobierając odpowiednio energię poziomów domieszkowych, można określić zakres temperatur, w którym zmiany rezystancji będą największe.

Wykorzystując to zjawisko, skonstruowano elementy półprzewodnikowe służące głównie do pomiaru temperatury, zwane termistorami. Są to po prostu rezystory półprzewodnikowe wykonane z odpowiednio dobranego materiału domieszkowanego, mające w temperaturze pokojowej rezystancję rzędu kilku–kilkuset kilo-omów i ujemną wartość względnego temperaturowego współczynnika rezystancji (*Negative Temperature Coefficient* — NTC) rzędu kilku procent na stopień Celsjusza*.

Interesująca jest charakterystyka termistora NTC izolowanego termicznie od otoczenia (rys. 4.7). Wzrost natężenia prądu płynącego przez termistor powoduje



Rys. 4.7. Charakterystyki temperaturowe termistorów typu NTC

jego ogrzewanie, a więc spadek rezystancji. W związku z tym, charakterystyka prądowo-napięciowa ma obszar ujemnego oporu dynamicznego. Efekt ten dawniej wykorzystywano między innymi w urządzeniach, w których wymagany był powolny

* Istnieją także termistory o dodatnim temperaturowym współczynniku oporu (*Positive Temperature Coefficient* — TPC) oraz termistory o skokowej zmianie rezystancji (*Critical Temperature Resistor* — CTR).

wzrost prądu po włączeniu zasilania. Początkowo po włączeniu termistor miał duży opór, a następnie rozgrzewał się zwiększając prąd w obwodzie. Obecnie termistory używane są głównie do pomiarów temperatury, na przykład jako czujniki w układach stabilizacji termicznej.

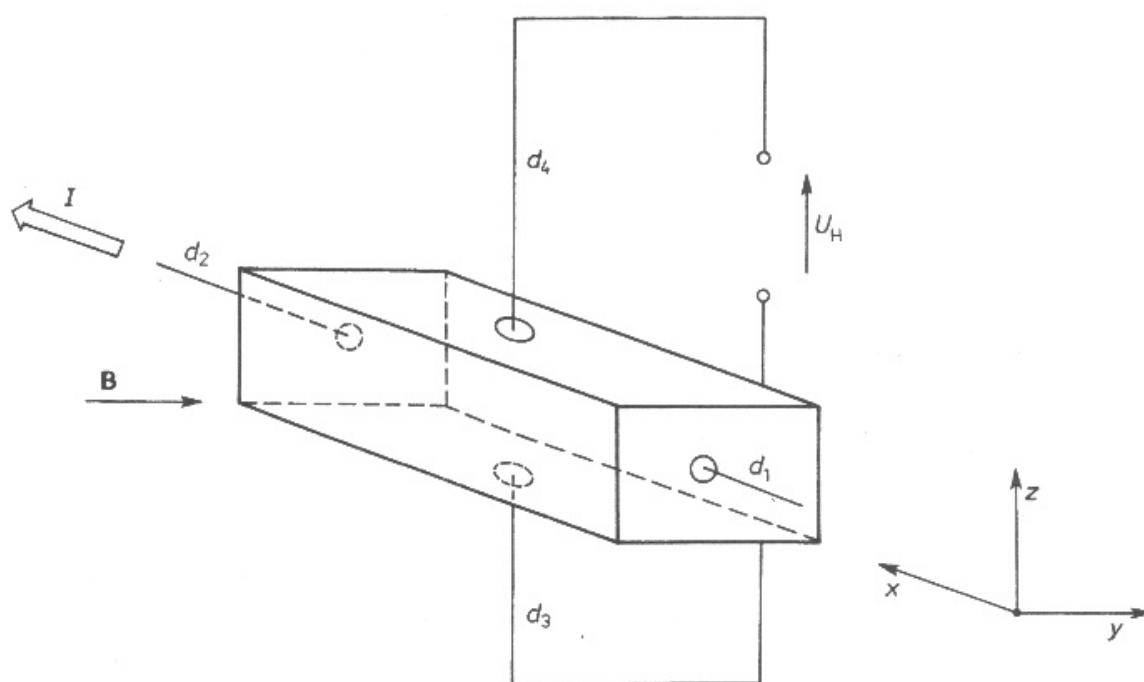
4.5. Efekt Halla; halotron

Efekt Halla wywołany jest odchyleniem ładunków poruszających się w polu magnetycznym. Na ładunek q poruszający się w polu magnetycznym o indukcji $\mathbf{B}$ z prędkością $\mathbf{v}$ działa siła Lorentza

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (4.5)$$

zgodnie z definicją iloczynu wektorowego skierowana prostopadle do wektorów $\mathbf{B}$ i $\mathbf{v}$.

Jak stwierdziliśmy poprzednio, ruch ładunków w półprzewodniku pod wpływem pola elektrycznego E_e może być w przybliżeniu traktowany jako jednostajny, a prędkość poruszania się ładunków opisana jest wzorem (4.2). Wyobraźmy sobie płytkę z czterema elektrodami przedstawioną na rys. 4.8, umieszczoną w polu



Rys. 4.8. Zjawisko Halla

magnetycznym o indukcji $\mathbf{B}$. Do elektrod d_1 i d_2 przykładamy pole elektryczne, wywołując przepływ prądu, a więc ruch ładunków. Na ładunki poruszające się w polu magnetycznym działa siła $\mathbf{F}$, powodując ich odchylenie w kierunku z . Zauważmy, że elektrony poruszają się w kierunku przeciwnym niż dziury i mają ładunek o przeciwnym znaku, a więc obydwa rodzaje nośników będą odchylane w tym samym kierunku.

Odziaływanie pola magnetycznego powoduje gromadzenie się nośników większościowych przy jednej z elektrod (d_3 lub d_4), a więc powstanie między tymi

elektrodami napięcia U_H . Znak tego napięcia, zwanego *napięciem Halla*, będzie określał znak ładunku nośników większościowych. Ponieważ to siła Lorentza powoduje odchyłanie poruszających się w polu magnetycznym ładunków, wartość napięcia U_H , zgodnie ze wzorem (4.5), jest proporcjonalna do $\mathbf{B}$ oraz do średniej prędkości nośników $\mathbf{v}$, czyli do natężenia prądu płynącego przez płytkę*.

Efekt Halla ma podwójne znaczenie dla elektroniki. Po pierwsze, pomiary napięcia Halla powszechnie wykorzystuje się do badania półprzewodników, gdyż dostarczają informacji o typie i ruchliwości nośników. Po drugie, halotrony — płytki półprzewodnikowe z układem elektrod, a także często ze scalonymi źródłami prądowymi i wzmacniaczami — używane są do wykrywania i pomiarów natężenia pola magnetycznego. Na przykład scalony halotron UGN 3501I firmy Sprague Electric Company (USA) ma czułość 7mV/mT , a zakres pomiaru indukcji magnetycznej $0 - 200\text{ mT}$.

4.6. Złącze $p-n$

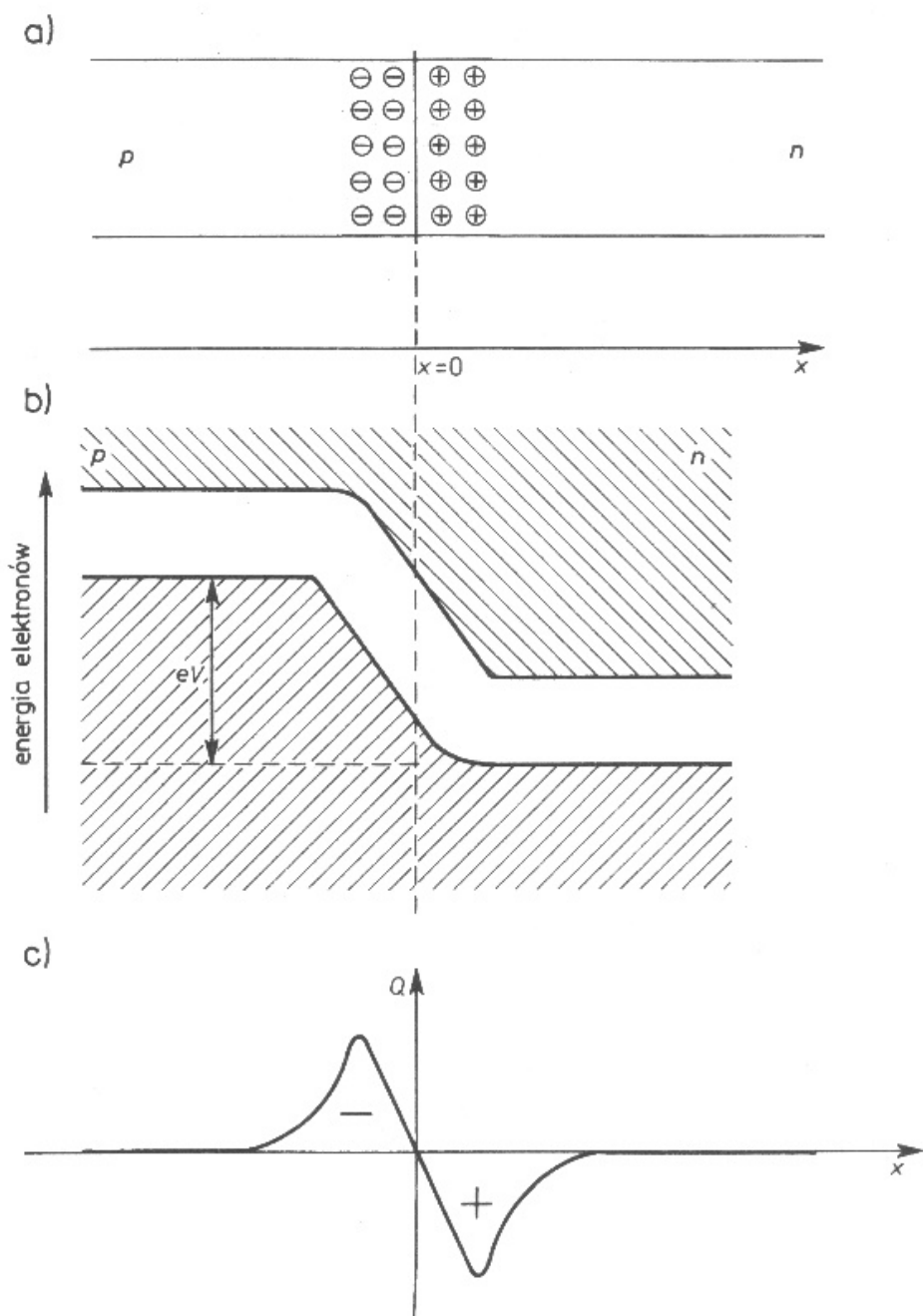
Fotorezystory, termistory, czy halotrony nie są oczywiście najważniejszymi (choć interesującymi) zastosowaniami półprzewodników. Większość elementów półprzewodnikowych wykorzystuje zjawiska zachodzące w złączu (lub złączach) $p-n$. Złącze $p-n$ jest wytwarzane w półprzewodniku przez odpowiednie domieszkowanie dwóch warstw materiału tak, że warstwa typu p styka się wzdłuż płaszczyzny $x = 0$ z warstwą typu n (rys. 4.9).

Aby lepiej zrozumieć działanie złącza $p-n$, wyobraźmy sobie, że powstało ono w wyniku zetknięcia dwu wypolerowanych powierzchni kryształów typu p i n^{**} . Jak stwierdziliśmy poprzednio, w kryształach typu n istnieje duża gęstość elektronów w paśmie przewodnictwa, podczas gdy w warstwie typu p pasmo przewodnictwa jest prawie puste. Podobnie pasmo walencyjne kryształu typu p zawiera dużą gęstość dziur, podczas gdy pasmo walencyjne warstwy typu n jest prawie całkowicie ich pozbawione. W momencie zetknięcia rozpoczyna się więc dyfuzja dziur do półprzewodnika typu n i elektronów do półprzewodnika typu p . Dzięki temu nastąpi dodatnie ładowanie kryształu n , natomiast kryształ p naładuje się ujemnie. W obszarze złącza powstanie dzięki temu skok potencjału, zwany barierą (rys. 4.9b), powodujący odkształcenie pasm energetycznych. Skok potencjału zahamuje proces dyfuzji, gdyż nośniki nie będą miały wystarczającej energii, by go pokonać.

Istniejące w obszarze złącza pole elektryczne spowoduje rozsuniecie chmur nośników (dziur i elektronów). W rejonie przyłączowym powstanie dzięki temu tzw. ładunek przestrzenny (rys. 4.9c), czyli zjonizowane donory po stronie n i zjoni-

* Dokładniejsze omówienie zjawiska Halla czytelnik znajdzie w podręczniku J. Gintera, *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego*, PWN, Warszawa 1979.

** Jest to sytuacja czysto hipotetyczna. Ze względu na wady powierzchni uzyskanie tą metodą złącza $p-n$ jest praktycznie niemożliwe.



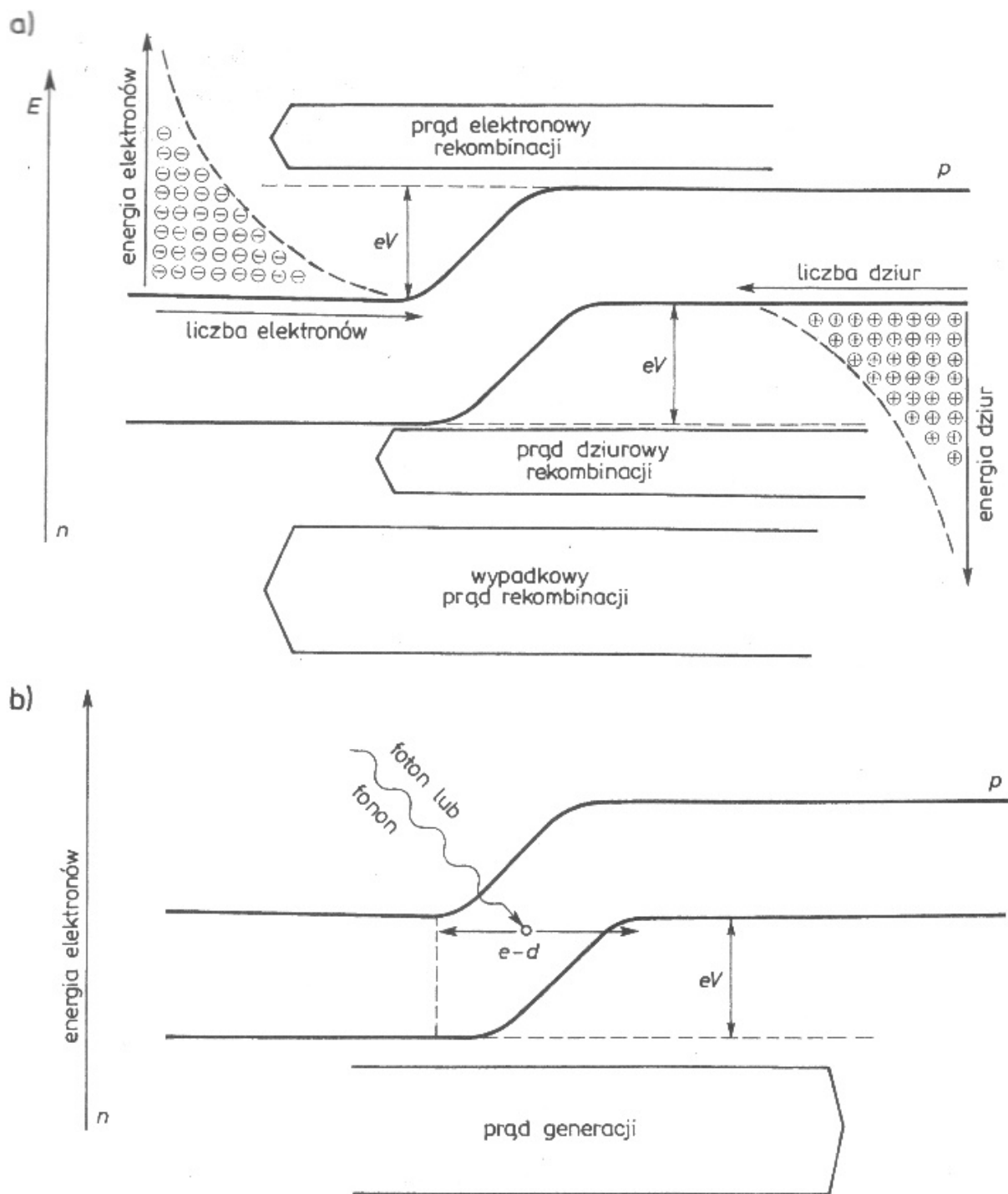
Rys. 4.9. Złącze p - n : a) schemat budowy, b) rozkład pasm energetycznych, c) rozkład ładunku przestrzennego w obszarze przejściowym

zowane akceptory po stronie p . Jednakże donory i akceptory są unieruchomione w sieci krystalicznej, nie mogą więc być nośnikami prądu. Dlatego też w obszarze złącza występuje znaczny wzrost rezystancji.

Równowaga istniejąca w złączu jest równowagą dynamiczną, gdyż dyfuzja nośników przez barierę nie została w zupełności zatrzymana. Pewna, stosunkowo niewielka ich liczba (rys. 4.10a), o energii wystarczającej do pokonania bariery potencjału V nadal przepływa przez złącze. Ponieważ rozkład energii nośników jest opisywany wzorem Boltzmanna

$$n(E) \propto \exp(-E_n/k_B T_u) \quad (4.6)$$

(T_u oznacza temperaturę, a k_B — stałą Boltzmanna), łatwo jest określić liczbę nośników o energii większej od bariery eV



Rys. 4.10. Mechanizm prądu rekombinacji (a) i prądu generacji (b) w złączu p-n

$$n_R \propto \int_{eV}^{\infty} \exp(-E_n/k_B T_u) dE_n. \quad (4.7)$$

Prąd płynący przez barierę jest proporcjonalny do tej liczby. Wyraża się więc wzorem

$$I_R = I_A \exp(-eV/k_B T_u), \quad (4.8)$$

w którym I_A jest pewną stałą. Ponieważ przenikające przez barierę nośniki rekombinują, prąd ten nazywamy *prądem rekombinacji*.

Równocześnie w złączu zachodzi generacja elektronów i dziur na skutek opisanych uprzednio oddziaływań fononowych lub wpływu promieniowania zewnętrznego (rys. 4.10b). Wytworzone w ten sposób nośniki na ogół mają małą energię i są przez barierę odpychane odpowiednio do „swoich” półprzewodników n i p . Dzięki temu przez złącze płynie prąd generacji I_G w kierunku przeciwnym do prądu rekombinacji I_R i równoważący ten prąd. Równość tych prądów określa wysokość bariery potencjału V . Łatwo zauważyć, że zachodzi proces samostabilizacji, to znaczy wzrost prądu generacji powoduje obniżenie bariery potencjału, a tym samym zwiększenie równoważącego go prądu rekombinacji i odwrotnie. Z powyższych rozważań wynika, że

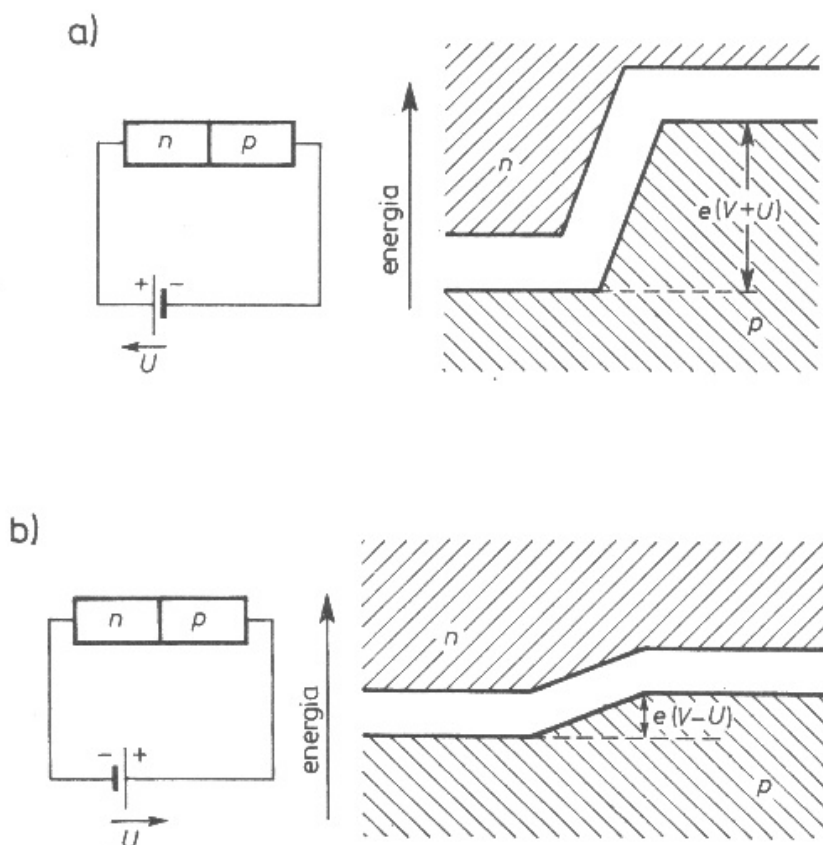
$$I_G = I_A \exp(-eV/k_B T_u). \quad (4.9)$$

Jeżeli do złącza p - n zostanie przyłożone napięcie U pochodzące z zewnętrznego źródła (rys. 4.11), ze względu na dominującą w układzie rezystancję obszaru przyłączeniowego napięcie to odłoży się w całości na złączu. W zależności od polaryzacji napięcie zewnętrzne spowoduje albo wzrost (rys. 4.11a), albo obniżenie (rys. 4.11b) bariery potencjału. Zmiana wysokości bariery potencjału wywoła zmianę prądu rekombinacji, który zgodnie ze wzorem (4.7) można obliczyć teraz jako

$$I_R = I_A \exp[-e(V - U)/k_B T_u] = I_G \exp(eU/k_B T_u). \quad (4.10)$$

Ponieważ prąd generacji płynący w kierunku przeciwnym nie ulega zmianie, całkowity prąd przepływający przez złącze z zewnętrznego źródła wynosi

$$I = I_R - I_G = I_G [\exp(eU/k_B T_u) - 1]. \quad (4.11)$$



Rys. 4.11. Rozkład pasm w złączu p - n przy polaryzacji zaporowej (a) oraz w kierunku przewodzenia (b)

W ten sposób otrzymaliśmy słynne równanie charakteryzujące złącza $p-n$, zwane niekiedy *równaniem Shockleya*.

Opisane powyżej zjawiska zachodzące w złączu są szeroko wykorzystywane w urządzeniach elektronicznych, przede wszystkim w diodach i tranzystorach, które omówiono w następnych rozdziałach.

Literatura

- J. Ginter, *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego*, PWN, Warszawa 1979.
P. E. Gray, C. L. Searle, *Podstawy elektroniki*, PWN, Warszawa 1976.
T. Masewicz, S. Wenda, *Materialoznawstwo radiotechniczne*, WKiŁ, Warszawa 1973.
M. Rusek, R. Ćwirko, W. Marciniak, *Przewodnik po elektronice*, WNT, Warszawa 1986.
M. Rusek, J. Pasierbiński, *Elementy i układy elektroniczne*, WNT, Warszawa 1991.
R. Śledziwski, *Elektronika dla fizyków*, PWN, Warszawa 1982.