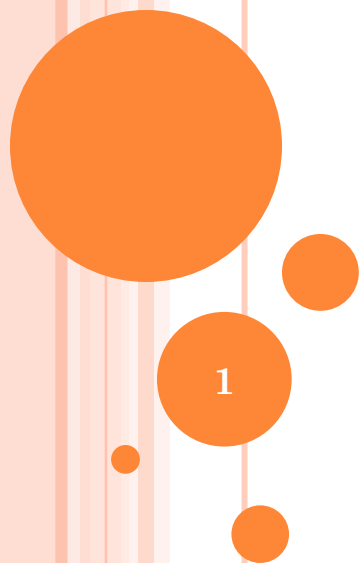




CCD

Aby zrozumieć zjawiska zachodzące w kamerze CCD, należy przypomnieć w jaki sposób jest tworzona studnia potencjału oraz jaki jest wpływ przyłożonego napięcia zewnętrznego na głębokość studni.

Prawdopodobieństwo obsadzania każdego stanu jednoelektronowego określone jest przez rozkład Fermiego, tzn. prawdopodobieństwo, że stan o energii E_n jest obsadzony i wyraża się wzorem

$$f_0(E_n) = \frac{1}{e^{(E_n - E_F)/kT} + 1} \quad (1)$$

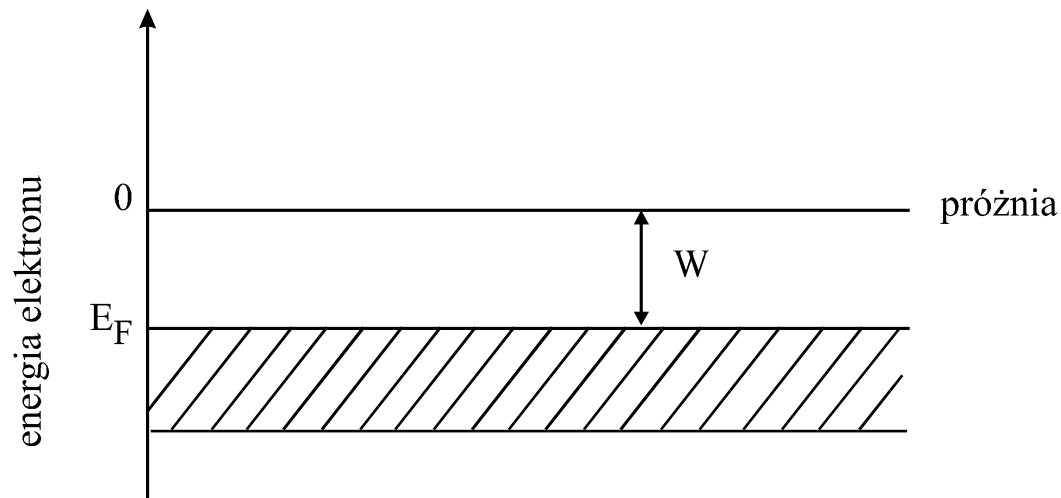
Gdy uwzględnimy spin, cząsteczki rozkład ten nosi nazwę *rozkładu Fermiego - Diraca*.

Wyrażenie (1) zostało wyprowadzone dla gazu doskonałego cząsteczek zwanych fermionami, do których należą elektrony. Okazuje się jednak, że model gazu doskonałego swobodnych elektronów może być z powodzeniem stosowany do opisu oddziaływania elektronów walencyjnych atomów znajdujących się w kryształach. Energia E_F we wzorze (1) nosi nazwę *energii Fermiego*. Dla metali energia Fermiego jest energią, poniżej której wszystkie stany elektronowe są zajęte, a powyżej której wszystkie stany są puste. W próżni energia potencjalna elektronu jest większa od energii Fermiego i różnica nosi nazwę pracy wyjścia W . W temperaturze zera bezwzględnego funkcja opisująca rozkład Fermiego w metalach jest funkcją schodkową, czyli

$$f_0(E_n) = 1 \quad \text{dla } E_n < E_F$$

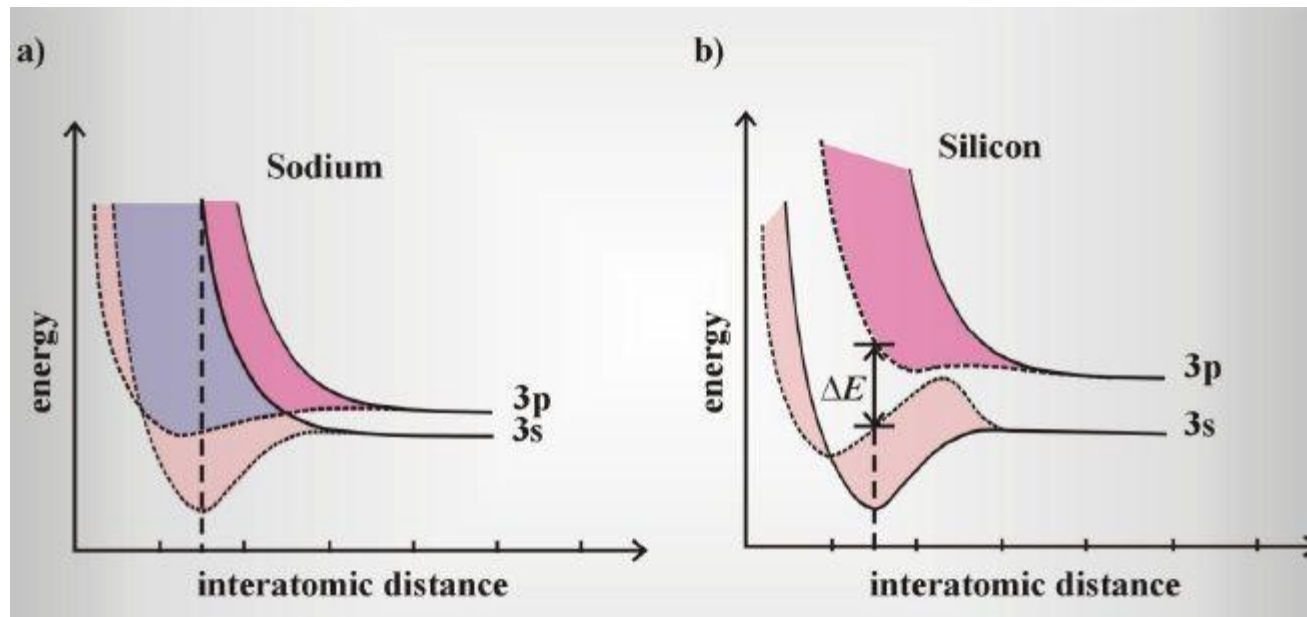
$$f_0(E_n) = 0 \quad \text{dla } E_n > E_F$$

W temperaturach powyżej zera bezwzględnego rozkład Fermiego opisywany jest funkcją bardziej gładką, niewielka bowiem część elektronów mających dodatkową energię termiczną kT może przejść na poziomy o energii wyższej niż energia Fermiego. W półprzewodniku w temperaturze zera bezwzględnego spodziewamy się, że wszystkie stany w paśmie walencyjnym będą obsadzone, a wszystkie stany w paśmie przewodnictwa puste. W temperaturze wyższej od zera bezwzględnego pewna niewielka liczba elektronów zostanie wzbudzona do pasma przewodnictwa, a w paśmie walencyjnym powstanie pewna liczba dziur. Dla półprzewodnika samoistnego, w którym liczba dziur w paśmie walencyjnym jest równa liczbie elektronów w paśmie przewodnictwa, energia Fermiego musi leżeć w połowie odległości między najwyższą energią pasma walencyjnego i najniższą energią pasma przewodnictwa, szczególnie wtedy gdy gęstość stanów w pobliżu krawędzi pasma przewodnictwa jest taka sama jak w pobliżu krawędzi pasma walencyjnego.

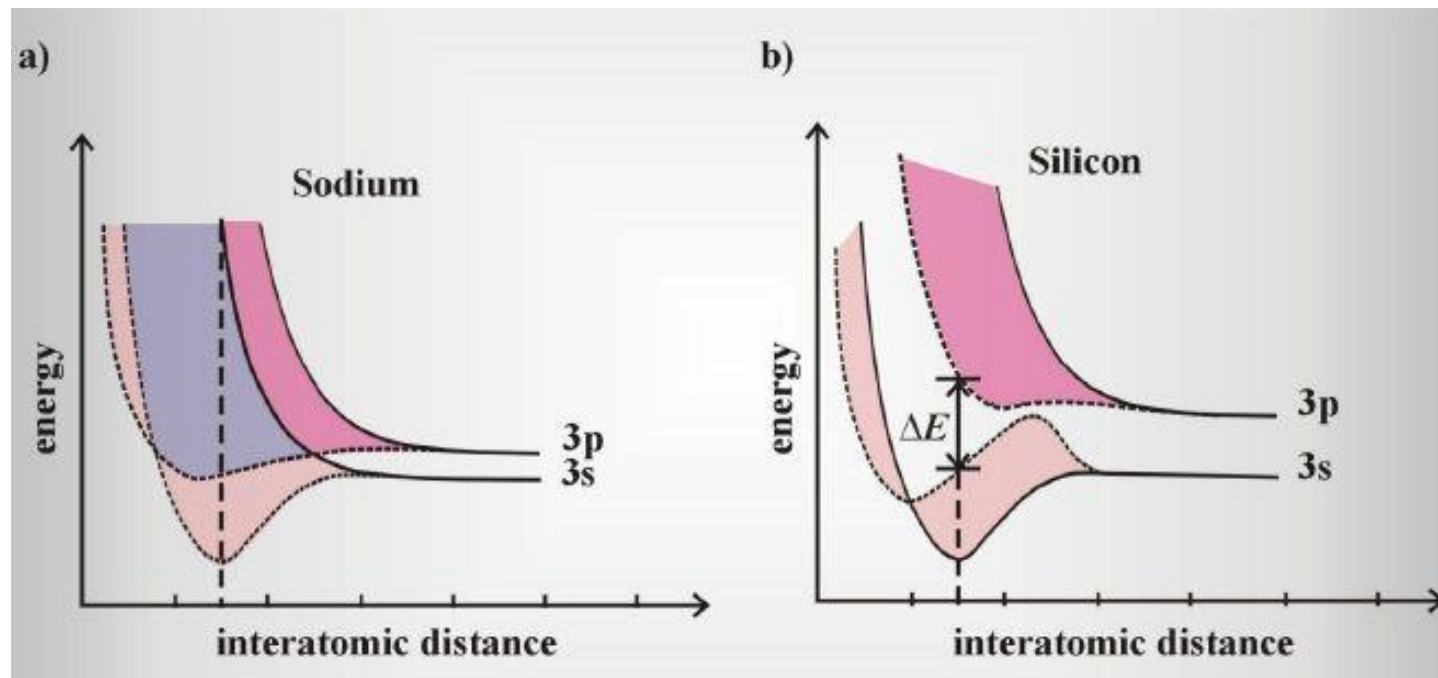


Dla półprzewodnika samoistnego, w którym liczba dziur w paśmie walencyjnym jest równa liczbie elektronów w paśmie przewodnictwa, energia Fermiego musi leżeć w połowie odległości między najwyższą energią pasma walencyjnego i najniższą energią pasma przewodnictwa, szczególnie wtedy gdy gęstość stanów w pobliżu krawędzi pasma przewodnictwa jest taka sama jak w pobliżu krawędzi pasma walencyjnego.

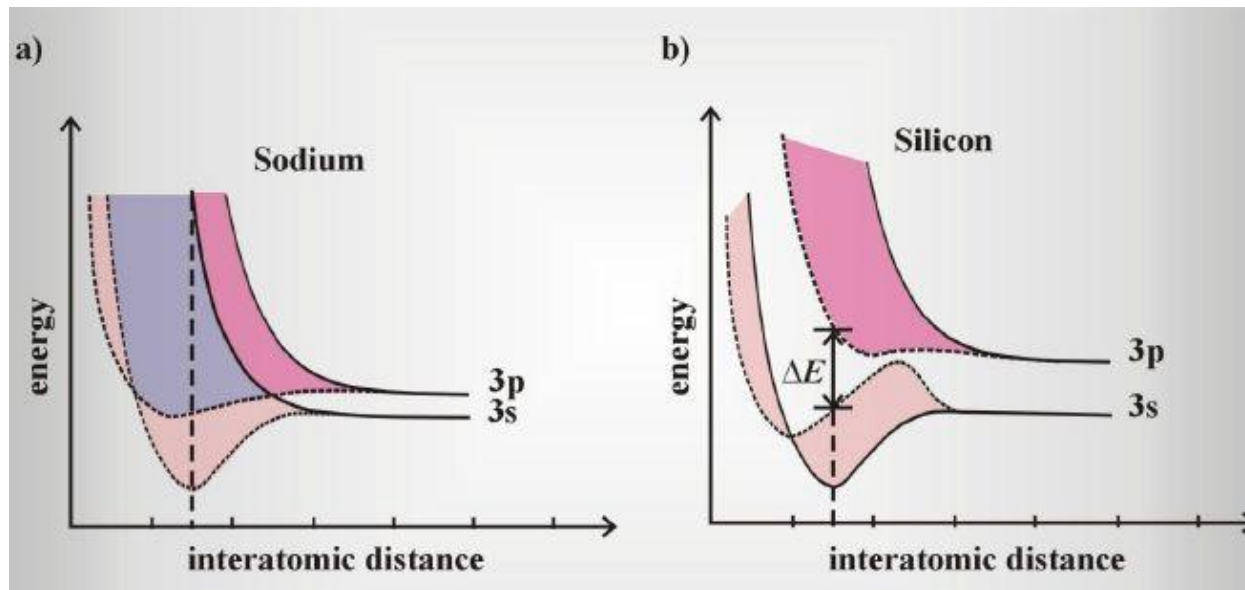
Każdy materiał ma charakterystyczne dla siebie własności przewodzenia prądu elektrycznego. Biorąc za podstawę sposób przewodzenia prądu, możemy dokonać następującej klasyfikacji materiałów: a) metale, b) półprzewodniki, c) izolatory. Gdy atomy upakowane są gęsto, tak jak w ciele stałym, zamiast dyskretnych poziomów energetycznych obserwujemy poszerzone pasma. Jest jednak zasadnicza różnica w schemacie poziomów energetycznych występujących w metalach, półprzewodnikach i izolatorach.



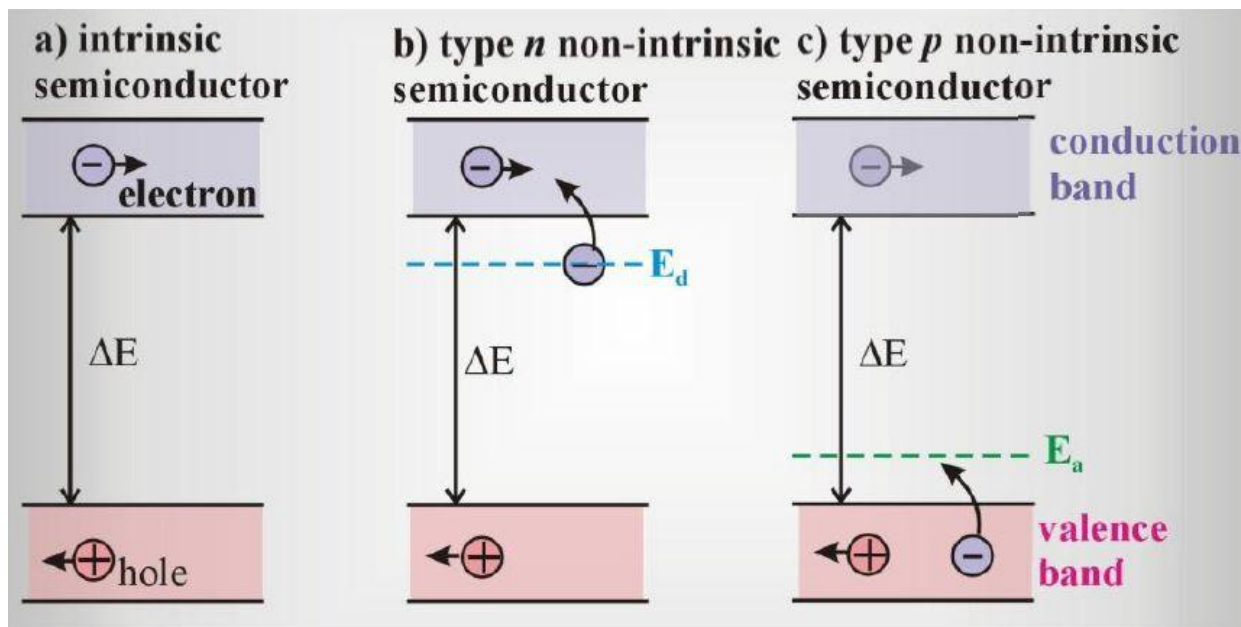
Weźmy dla przykładu metal, np. sód (^{11}Na). Jego struktura elektronowa jest następująca: $(1s)^2 (2s)^2 (2p)^6 (3s)^1$. Poziom 3s jest znacznie poszerzony, podobnie jak inne zajęte i nie zajęte poziomy elektronowe. W metalach sąsiednie poziomy nakładają się. Oznacza to, że ostatni wypełniony elektronami poziom energetyczny 3s i pierwszy niezapełniony poziom 3p nakładają się i elektron może znaleźć się bądź na poziomie 3s, bądź 3p. Ten obszar nakładania się poziomów nosi nazwę pasma przewodnictwa, gdyż elektrony 3s i 3p są uwspólnione dla wszystkich atomów i mogą swobodnie wędrować przez ciało stałe.



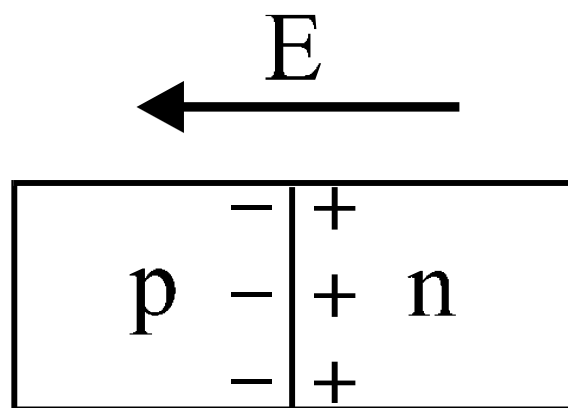
W półprzewodnikach (np. w krzemie ^{14}Si : $(1s)^2 (2s)^2 (2p)^6 (3s)^4$) orbitale zewnętrzne też są poszerzone, ale się nie nakładają. Między pasmem 3s i 3p występuje przerwa energetyczna ΔE . Elektrony 3s znajdują się w paśmie walencyjnym, podczas gdy poziom 3p (pasmo przewodnictwa) pozostaje pusty. Gdy przerwa energetyczna ΔE staje się bardzo duża mamy do czynienia z izolatorem. W izolatorach przerwa ΔE jest rzędu 3eV, co oznacza, że energia zderzeń oraz inne formy energii termicznej cząsteczek są niewystarczające do przeniesienia elektronu na wyższy poziom. W półprzewodnikach przerwa energetyczna jest dużo mniejsza (1 - 1,5eV) i w pokojowej temperaturze część cząsteczek ma energię wystarczającą do przeniesienia elektronu do pasma przewodnictwa. Tak więc, aby wydostać się z metalu, elektron musi otrzymać energię równą pracy wyjścia.



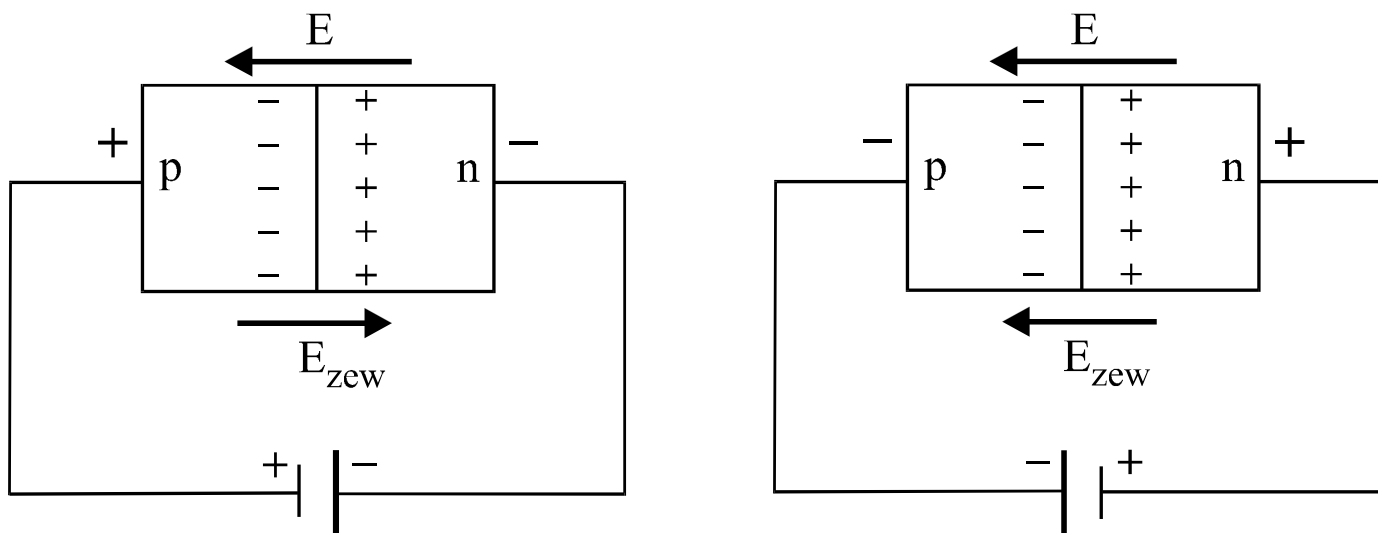
Gdy do matrycy krzemu ^{14}Si $((1s)2(2s)2(2p)6(3s)4)$ dodamy fosfor ^{15}P $((1s)2(2s)2(2p)6(3s)5)$, w którym energia elektronów w stanie $3s$ (E_d) jest zbliżona do energii elektronów w paśmie przewodnictwa $3p$ krzemu, wówczas elektron fosforu (donora) łatwo przeskoczy do pasma przewodnictwa krzemu (akceptora). Półprzewodniki domieszkowane w ten sposób dostarczają więc dodatkowych elektronów i noszą nazwę *półprzewodników typu n*. Jeżeli, odwrotnie, dodamy atomów glinu ^{13}Al $((1s)2(2s)2(2p)6(3s)3)$ o energii elektronu na poziomie $3s$ (E_a) zbliżonej do energii pasma walencyjnego $3s$ krzemu, to elektron z krzemu przeskoczy na poziom E_a glinu i w paśmie walencyjnym krzemu wykreuje się dziura. Półprzewodniki domieszkowane w ten sposób noszą nazwę *półprzewodników typu p*.

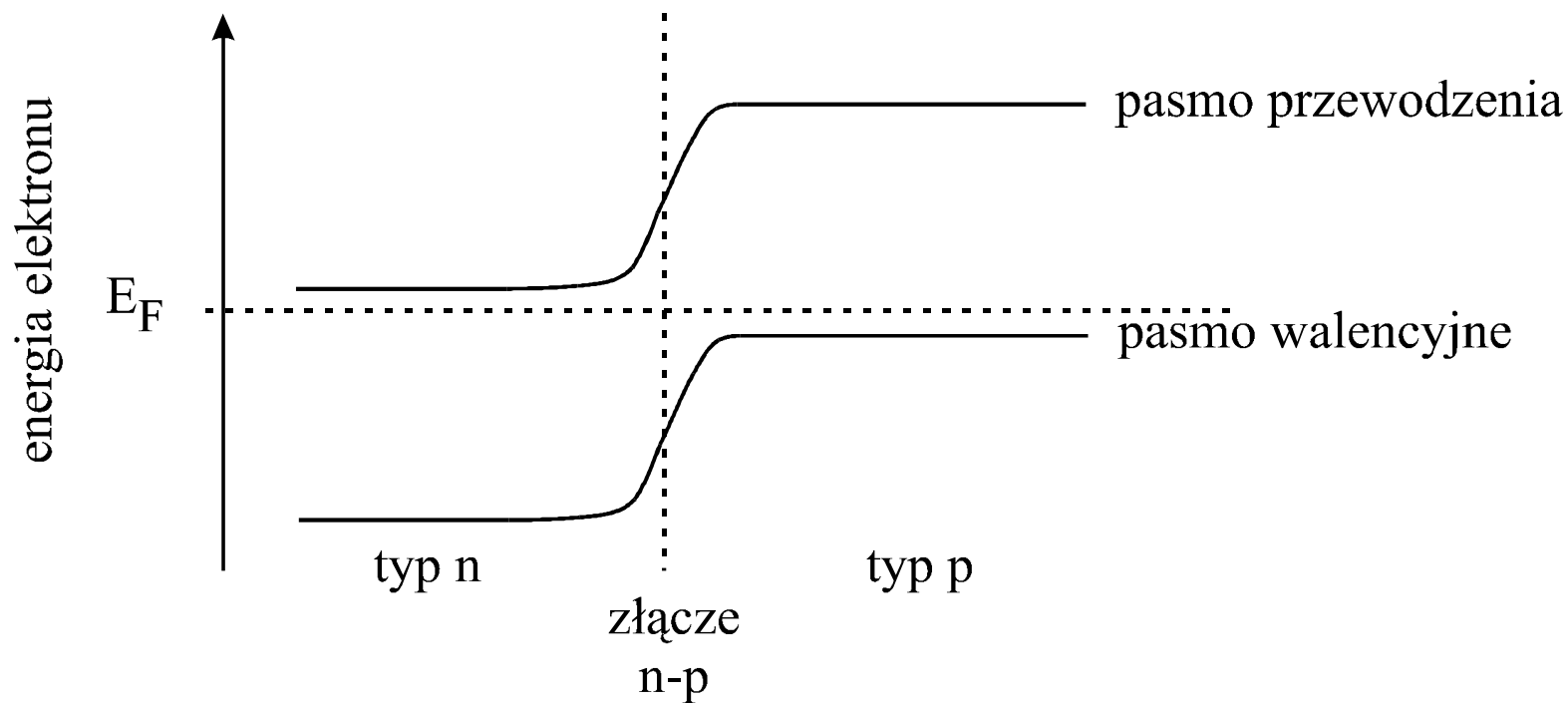


Jeżeli dwa różne półprzewodniki doprowadzimy do bezpośredniego kontaktu, tworząc złącze $p - n$, to nadmiar dziur z regionu p migruje do regionu n , a nadmiar elektronów porusza się w przeciwnym kierunku. W wyniku tych migracji obszar w bezpośrednim sąsiedztwie złącza zostaje pozbawiony ładunku, a po stronie półprzewodnika p powstanie nadmiar ładunku ujemnego oraz nadmiar ładunku dodatniego po stronie półprzewodnika n . Na skutek takiego rozkładu ładunku powstanie różnica potencjałów V_0 między obszarem p i obszarem n wywołująca pole elektryczne o natężeniu E skierowane w kierunku półprzewodnika p . Pole to zapobiega dalszemu przemieszczaniu się ładunków między obszarami n i p .

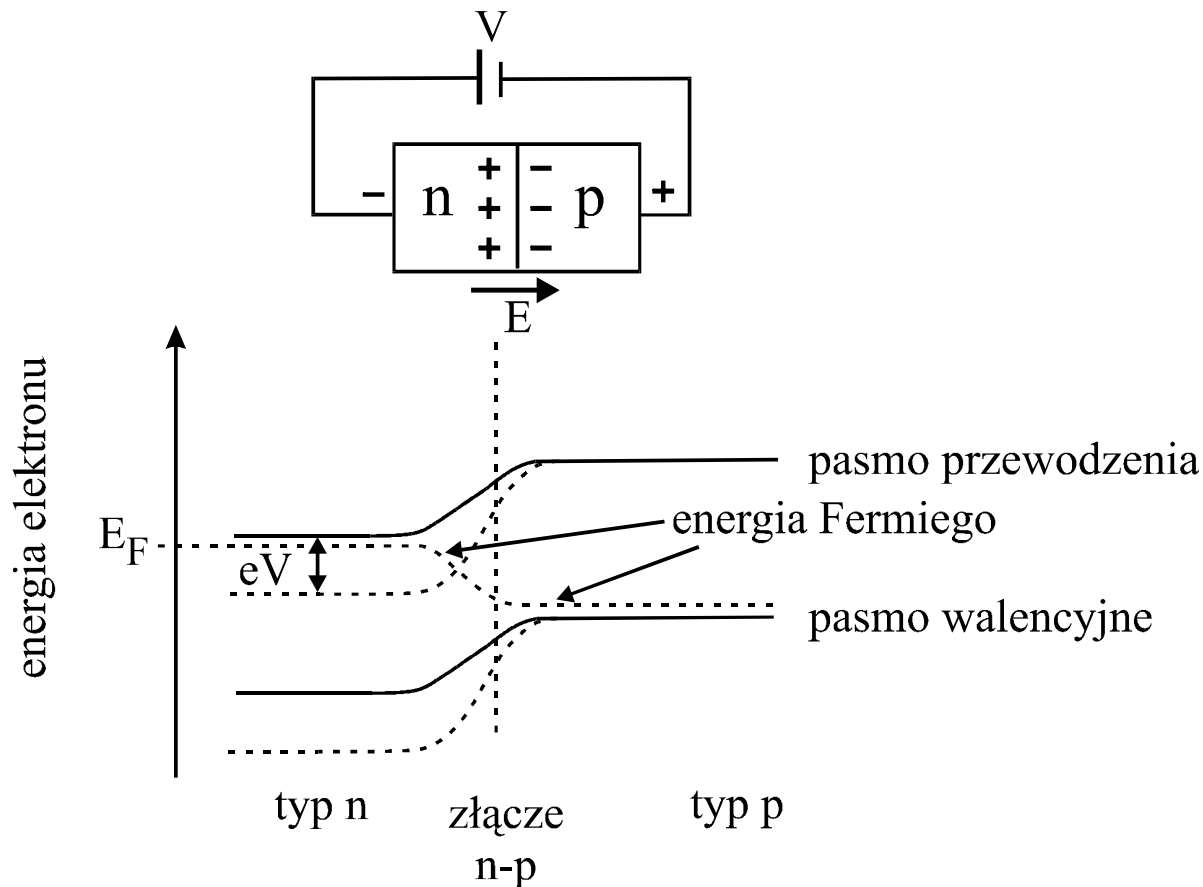


Wyżej opisane zjawiska zachodzące na złączu można wzmocnić lub osłabić stosując zewnętrzne źródło prądu elektrycznego. Jeżeli biegun ujemny źródła zostanie dołączony do obszaru n , a dodatni do obszaru p , to mówimy, że złącze $p - n$ jest spolaryzowane w kierunku przewodzenia (ang. *forward bias*). Oznacza to, że nośniki ładunku, zarówno dziury z obszaru p , jak i elektrony z obszaru n , płyną w kierunku złącza pod wpływem pola zewnętrznego E_{zew} . Pole E_{zew} jest skierowane przeciwnie do pola wewnętrznego E , które powstało na skutek polaryzacji złącza $p - n$. Lasery półprzewodnikowe, wykorzystują zjawisko polaryzacji złącza $p - n$ w kierunku przewodzenia. Z kolei, gdy biegun ujemny źródła zostanie dołączony do obszaru p , a dodatni do obszaru n , wówczas mówimy, że złącze $p - n$ jest spolaryzowane zaporowo (ang. *reversed bias*). Na polaryzacji zaporowej złącza opiera się działanie fotodiod woltaicznych i fotoprzewodzących oraz fotodiod lawinowych.

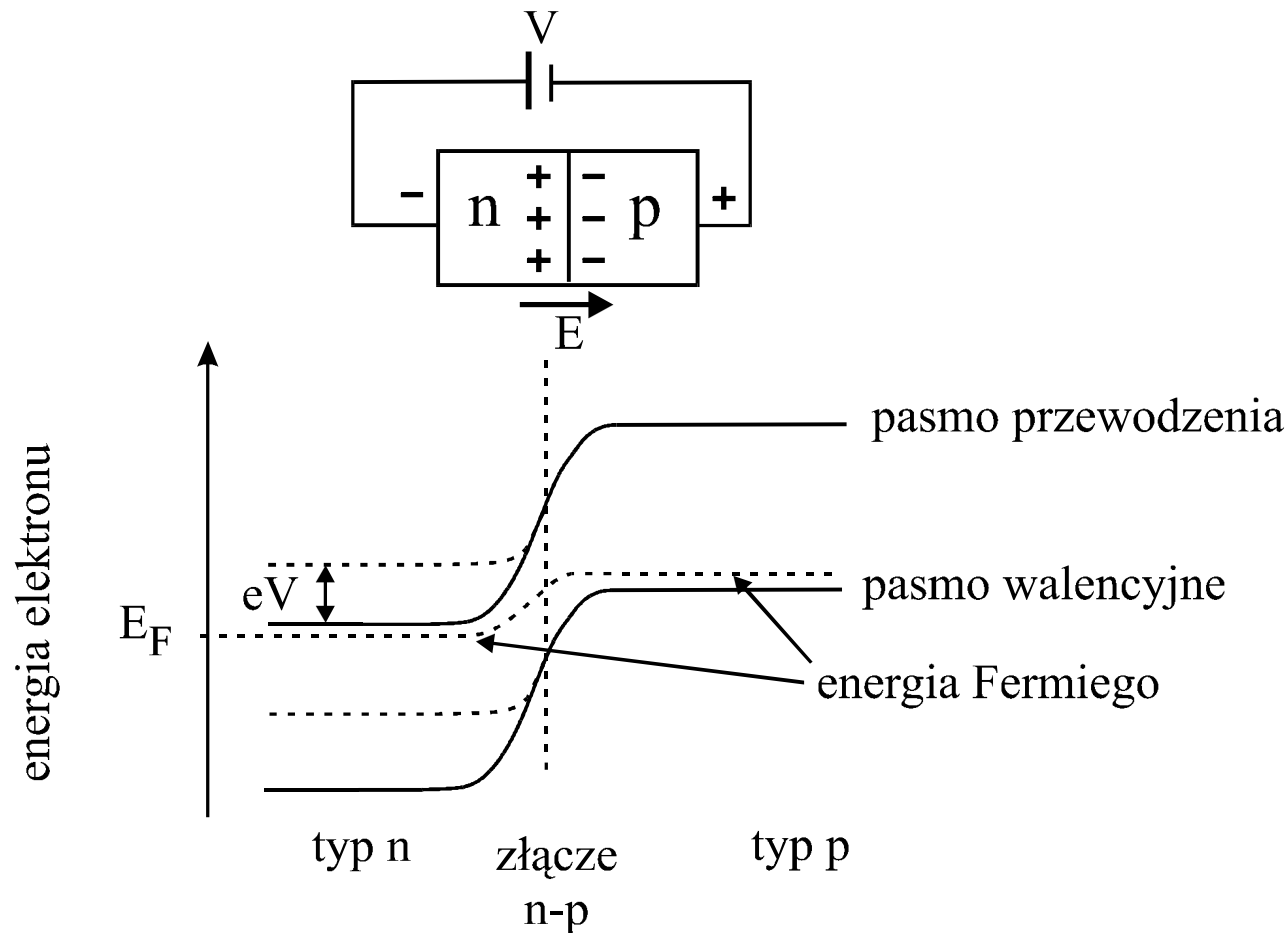




Jeżeli doprowadzimy do bezpośredniego kontaktu półprzewodniki typu n i p , otrzymamy następujące schematyczne przedstawienie poziomów energetycznych elektronów w zależności od położenia wzdłuż złącza. Nieskompensowane poziomy donorowe i akceptorowe wywołują potencjał elektrostatyczny, który na złączu deformuje pasma



Jeżeli do złącza *n-p* przyłożymy napięcie V w kierunku przewodzenia, wzrośnie energia pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego po stronie półprzewodnika typu *n*, zmniejszając różnicę energii pasma przewodnictwa w obszarze typu *n* i typu *p* o wartość eV . Po przyłożeniu napięcia układ nie jest już w stanie równowagi. Energia Fermiego nie będzie już taka sama w obszarze typu *n* i typu *p*. Energia Fermiego w obszarze typu *n* wzrośnie o wartość eV w porównaniu z energią Fermiego w obszarze typu *p*

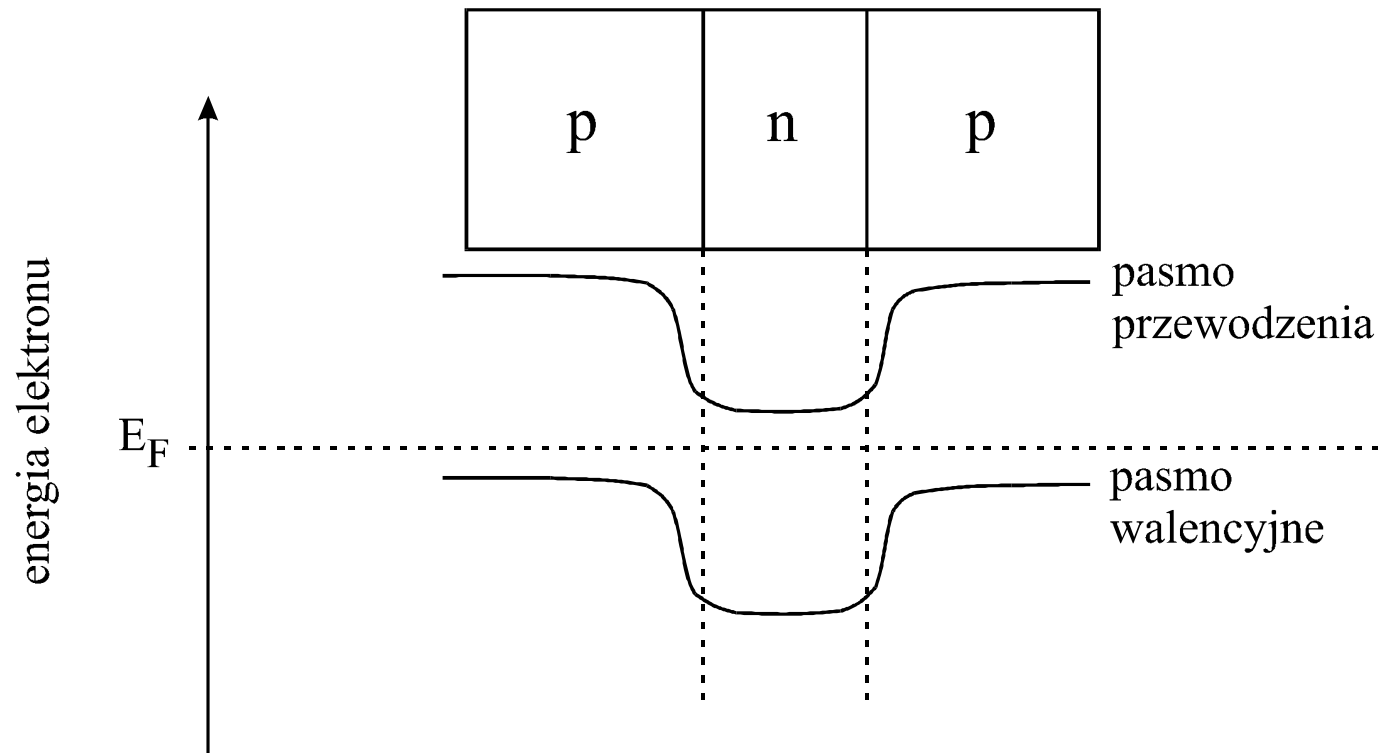


Przeciwnie, jeżeli do złącza *n-p* przyłożymy napięcie w kierunku zaporowym, maleje energia pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego po stronie półprzewodnika typu *n*, zwiększając różnicę energii pasma przewodnictwa w obszarze typu *n* i typu *p* o wartość eV . Energia Fermiego E_F w obszarze *n* zmaleje o wartość eV w porównaniu z energią Fermiego w obszarze typu *p*

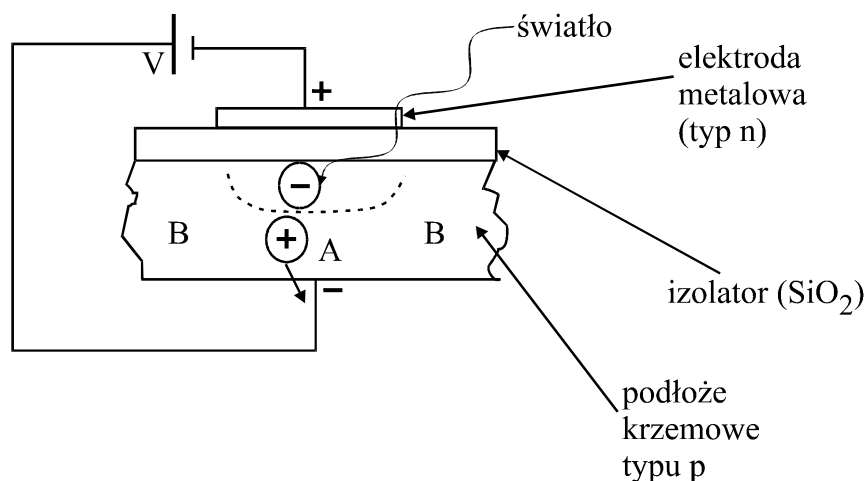
Podobna analiza umożliwia zrozumienie rozkładu energii elektronów w bardziej skomplikowanych układach półprzewodnikowych.

Przykładowo możemy zbudować złącze p - n - p , typu p na końcach, a typu n w środku, co doprowadzi do powstania studni potencjału.

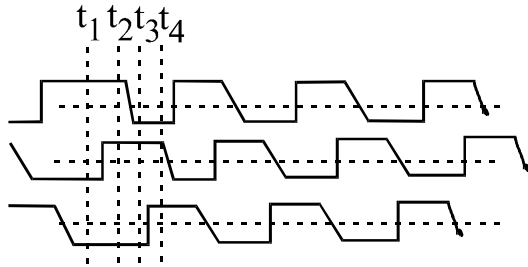
Przykładając napięcie w kierunku zaporowym, zwiększamy głębokość studni potencjału. Przeciwnie, przykładając napięcie w kierunku przewodzenia, likwidujemy studnię.



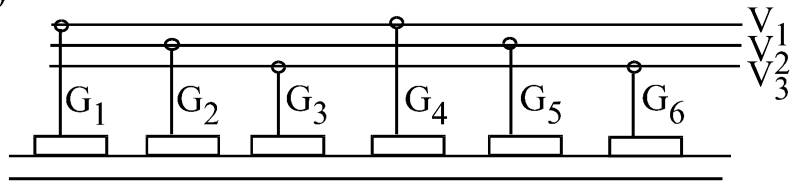
Matryca CCD składa się ze zbioru diod-pikseli, z których każdą można przedstawić jako kondensator MOS (ang. metal-oxide-silicon). Jeżeli do kondensatora MOS przyłożymy napięcie V w kierunku zaporowym, dziury z obszaru p położonego pod metalową warstwą typu n zaczynają „uciekać” z obszaru złącza w kierunku elektrody ujemnej. Liczba dziur w obszarze pod warstwą metalu (A) jest mniejsza niż w obszarze na lewo i prawo (B). Rozkład energii elektronów w warstwie $B-A-B$ będzie więc podobny do rozkładu energii wzdłuż złącza $p-n-p$, obszar zubożony w dziury (A) w stosunku do otaczających obszarów (B) pełni bowiem rolę obszaru n . W obszarze kondensatora MOS pod elektrodą powstaje studnia potencjału. Gdy na MOS pada światło, generując pary elektron-dziura, elektrony gromadzą się w studni potencjału. Ładunek zgromadzony w studni potencjału jest proporcjonalny do natężenia padającego promieniowania. Gdy do kondensatora MOS przyłożymy napięcie V w przeciwnym kierunku, czyli w kierunku przewodzenia, zlikwidujemy studnię i zmusimy elektrony do opuszczenia tego miejsca. Ta zależność głębokości studni potencjału od kierunku przyłożonego napięcia wykorzystana została w metodzie odczytywania sygnałów w matrycy CCD.



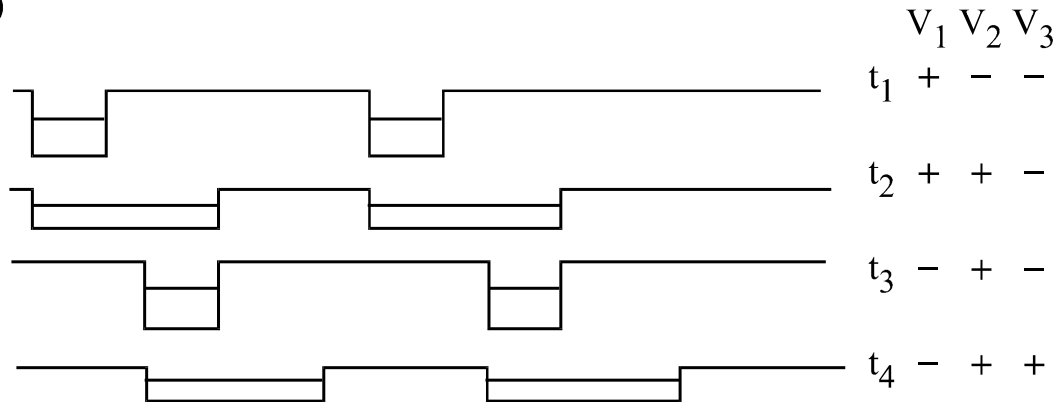
a)



b)



c)



Standardowe kamery CCD rejestrują światło z zakresu 410-1100 nm. Dolna granica wynika z silnej absorpcji krzemu poniżej 410 nm. Aby rozszerzyć zakres widmowy w kierunku promieniowania UV, stosuje się konstrukcje, w których światło pada bezpośrednio na półprzewodnik (ang. *backthinned CCD*) zamiast na elektrody (ang. *front side CCD*).

- a) Kształt trójfazowego napięcia przyłożonego do kondensatorów MOS,
 b) ilustracja sposobu przyłożenia napięcia do kolejnych kondensatorów,
 c) ilustracja zmian głębokości i położenia studni potencjału, w których gromadzą się elektrony

Pojemność studni potencjału w detektorach CCD jest ważnym parametrem, który określa zakres dynamiczny detektora.

Pojemność studni określa, ile elektronów może się znaleźć jednocześnie w pojedynczym pikselu (kondensatorze MOS). Ta wielkość zależy od sposobów domieszkowania krzemu, rozmiarów kondensatora i architektury matrycy. W typowych kamerach CCD pojemność studni wynosi 300 000 elektronów. Pojemność studni potencjału określa maksymalną wartość sygnału, jaki może być zmierzony przez detektor CCD. Dolną granicę wyznaczają szumy detektora. Obie wielkości decydują więc o zakresie dynamicznym kamery CCD, zakres dynamiczny detektora jest określony bowiem jako stosunek największego sygnału do najmniejszego sygnału, jaki można zmierzyć za pomocą detektora.

Szumy kamery CCD pochodzą z następujących źródeł:

- szum spowodowany wiązką padającego promieniowania (ang. *shot noise*). Jest on proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego z natężenia padającego światła,
- ciemny sygnał spowodowany obecnością elektronów termicznych. Szum ten podwaja się przy wzroście temperatury o każde 10°C powyżej 25°C . Znaczącą redukcję szumów ciemnych osiąga się przez chłodzenie ciekłym azotem lub chłodzenie termoelektryczne,
- szumy powstające przy czytaniu zawartości poszczególnych pikseli (ang. *read-out noise*), które zależą od jakości sczytującego układu elektronicznego wykorzystanego w procedurze sczytywania.

Zalety analizatorów wielokanałowych to:

- pomiar dużego zakresu widmowego jednocześnie,
- wszystkie przypadkowe fluktuacje dają taki sam wkład do wszystkich składowych widma, tzn. cały zakres widmowy obarczony jest takim samym błędem,
- zastosowanie analizy wielokanałowej eliminuje konieczność używania silnika krokowego do skanowania widma, a w konsekwencji eliminuje błędy związane z jego pracą,
- zastosowanie analizatorów wielokanałowych umożliwia prowadzenie pomiarów kinetycznych w czasie rzeczywistym.

Podstawowymi parametrami określającymi detektor są następujące wielkości:

- czułość bezwzględna, R (ang. *responsivity*),
- moc równoważna z szumami, NEP (ang. *noise equivalent power*),
- zdolność detekcji, D (ang. *detectivity*),
- znormalizowana zdolność detekcji, D^* (ang. *normalized detectivity*),
- wydajność kwantowa, QE (ang. *quantum efficiency*),
- zakres dynamiczny (ang. *dynamic range*),
- liniowość odpowiedzi,
- czas odpowiedzi detektora τ .

Czułość bezwzględna R jest definiowana jako stosunek wyjściowego napięcia (lub natężenia prądu) S do mocy promieniowania padającego P na 1 cm^2 (wyrażonego w W/cm^2)

$$R = \frac{S}{PA}$$

gdzie A jest powierzchnią detektora (w cm^2), na który pada promieniowanie. Im większa wartość R charakteryzuje detektor, tym większa zdolność do rejestrowania padającego promieniowania.

Moc równoważna z szumami NEP określa najniższą wartość mocy P światła padającego na 1 cm^2 detektora, dla której sygnał detektora S jest równy szumom N , czyli $S/N = 1$. Powyżej tej wartości sygnał zaczyna być odróżnialny od szumów. Ponieważ szумы zależą od zakresu widmowego i S/N jest proporcjonalne do pierwiastka z szerokości widmowej częstości $\Delta\nu$ (ang. *noise bandwidth*), NEP wyraża się następująco:

$$\text{NEP} = \frac{PA}{(S/N)\sqrt{\Delta\nu}}$$

Im mniejsza wartość NEP, tym mniejszą wartość natężenia światła można zarejestrować jako sygnał, który nie ginie w tle szumów.

Zdolność detekcji D wyraża się wzorem $D = \frac{1}{\text{NEP}}$

Im większa wartość D , tym mniejsze moce padającego promieniowania może mierzyć detektor. Znormalizowana czułość D^* pozwala porównywać różne detektory, określa bowiem zdolność detekcji przypadającą na 1 cm^2 powierzchni detektora, czyli

$$D^* = \frac{(S/N)\sqrt{\Delta\nu A}}{PA} = \frac{(S/N)\sqrt{\Delta\nu}}{P\sqrt{A}} = \frac{\sqrt{A}}{\text{NEP}}$$

Zakres dynamiczny detektora jest określony jako stosunek największego sygnału do najmniejszego sygnału, jaki można zmierzyć za pomocą detektora.

Liniowość detektora oznacza, że sygnał w detektorze musi być wprost proporcjonalny do natężenia padającego promieniowania.

Czas odpowiedzi detektora τ jest ważnym parametrem, który należy uwzględnić w badaniach dynamiki szybkich procesów przeprowadzanych w czasie rzeczywistym.