

Rozdział 6

6. Detektory w transmisji światłowodowej

6.1. Typy detektorów i parametry charakteryzujące detektory

6.2. Detektory fotoemisyjne. Fotopowielacz

6.3. Detektory półprzewodnikowe

6.4. Detektory wielokanałowe linijka diodowa PDA i kamera CCD

6.5. Detektory stosowane w transmisji światłowodowej

6.1. Typy detektorów i parametry charakteryzujące detektory [30]

Rozróżniamy pięć podstawowych typów detektorów:

- a) detektory fotoemisyjne,
- b) detektory termiczne,
- c) detektory półprzewodnikowe,
- d) optyczne detektory wielokanałowe PDA (ang. *photodiode arrays*), zwane linijkami diodowymi,
- e) optyczne detektory wielokanałowe ze sprzężeniem ładunku (ang. *charge-coupled device arrays*), zwane kamerami CCD.

Do grupy pierwszej należą fotopowielacze przeznaczone do detekcji z zakresu UV-VIS-bliska podczerwień

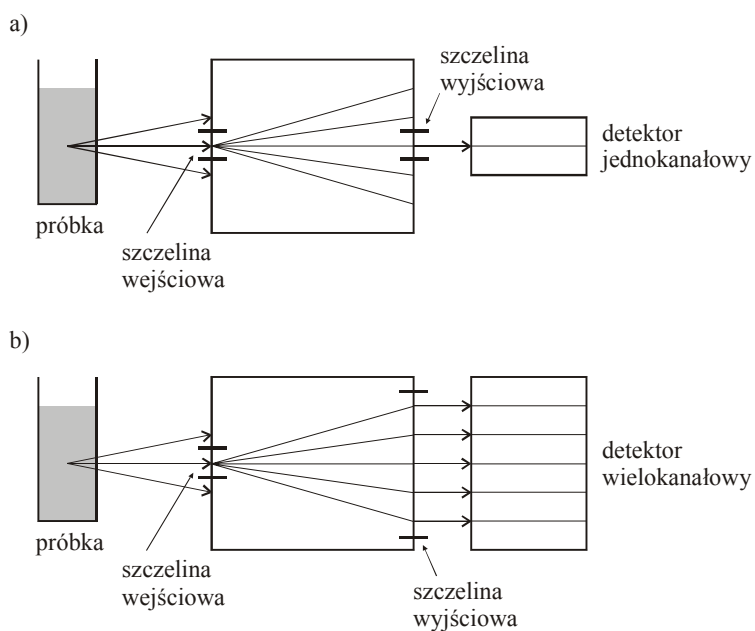
Do grupy drugiej należą kalibrowane kalometry z termoparą lub termistorem, bolometry, detektory Golaya i detektory wykorzystujące zjawisko piroelektryczne. Detektory termiczne wykorzystują ciepło wytwarzane przez promieniowanie w wyniku absorpcji, dlatego ich czułość nie zależy od długości fali padającego promieniowania i mogą być stosowane w dowolnym zakresie widmowym. W przeszłości bolometry i detektory Golaya stosowane były w zakresie podczerwieni z powodu braku innych czułych detektorów w tym zakresie widmowym.

Do grupy trzeciej należą półprzewodnikowe fotodiody fotoprzewodzące i fotowoltaiczne, które omówiliśmy w rozdziale 5.4.4.1, używane do detekcji z zakresu UV-VIS-bliska poczerwień.

Wszystkie detektory należące do grup (a)-(c) są detektorami jednokanałowymi, czyli w określonym czasie mierzą natężenie tylko jednej wiązki światła padającej na detektor. Jeżeli więc detektor jednokanałowy umieścimy za wyjściową szczeliną monochromatora, to w danej chwili detektor może mierzyć tylko jedną składową widmową, która aktualnie pada na detektor. Dopiero gdy siatka dyfrakcyjna obróci się powodując, że na detektor padać zacznie promieniowanie o innej długości fali, detektor zarejestruje natężenie dla następnej długości fali. Aby więc uzyskać pełne widmo, detektor musi rejestrować promieniowanie wielokrotnie dla różnych położenia siatki dyfrakcyjnej odpowiadających różnym długościom fali obracanej mechanicznie za pomocą skanującego silnika krokowego.

Detektory należące do grup (d)-(e) są detektorami wielokanałowymi. Linijka diodowa PDA pozwala rejestrować jednocześnie natężenie odpowiadające promieniowaniu o różnych długościach fali. Kamery CCD pozwalają rejestrować jednocześnie natężenie odpowiadające promieniowaniu o różnych długościach fali, a dodatkowo mogą rejestrować przestrzenny rozkład natężenia wzdłuż szczeliny. Kamera CCD pozwala więc realizować nowy typ badań spektroskopowych (ang. *imaging spectroscopy*), dostarczających informacji nie tylko o rozkładzie widmowym, ale również rozkładzie przestrzennym cząsteczek w próbce wywołujących absorpcję, emisję czy rozpraszanie. Oczywiście zaletą linijek diodowych PDA i kamer CCD jest dużo krótszy czas pomiaru. Za krótki czas pomiaru płaci się niekiedy cenę, rozdzielczość widmowa jest zwykle mniejsza niż rozdzielczość detektorów jednokanałowych.

Na rysunku 6.1 zilustrowano różnice w sposobie detekcji stosowanej w detektorach jednokanałowych i detektorach wielokanałowych.



Rys.6.1 Ilustracja różnic w sposobie detekcji a) jednokanałowej, b) wielokanałowej

Podstawowymi parametrami określającymi detektor są następujące wielkości:

- a) czułość bezwzględna, R (ang. *responsivity*),
- b) moc równoważna z szumami, NEP (ang. *noise equivalent power*),
- c) zdolność detekcji, D (ang. *detectivity*),
- d) znormalizowana zdolność detekcji, D^* (ang. *normalized detectivity*),
- e) wydajność kwantowa, QE (ang. *quantum efficiency*),
- f) zakres dynamiczny (ang. *dynamic range*),
- g) liniowość odpowiedzi,
- h) 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

$$\text{w/cm}^2) \quad R = \frac{S}{PA} \quad (\text{w [V/W] lub [A/W]}),$$

(6.1)

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 częstotliwości $\Delta\nu$ (ang. *noise bandwidth*), NEP wyraża się następująco:

$$\text{NEP} = \frac{PA}{(S/N)\sqrt{\Delta\nu}} \quad (\text{w } [\text{W}/\text{Hz}^{1/2}]). \quad (6.2)$$

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

$$D = \frac{1}{\text{NEP}}. \quad (6.3)$$

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

$$D^* = \frac{(S/N)\sqrt{\Delta\nu A}}{PA} = \frac{(S/N)\sqrt{\Delta\nu}}{P\sqrt{A}} = \frac{\sqrt{A}}{\text{NEP}} \quad (\text{w } [\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}/\text{W}]), \quad (6.4)$$

gdzie $\Delta\nu$ jest szerokością widmową szumów przypadającą na 1 cm^2 powierzchni detektora.

Wydajność kwantowa QE charakteryzuje tylko detektory kwantowe, czyli wszystkie grupy wymienione na początku rozdziału, z wyjątkiem detektorów termicznych. Wydajność kwantowa jest określana jako stosunek liczby fotoelektronów wygenerowanych w detektorze do liczby padających fotonów promieniowania. Jeżeli na przykład wydajność kwantowa wynosi 20 %, to oznacza, że co piąty foton wygeneruje fotoelektron.

Zakres dynamiczny detektora jest określony jako stosunek największego sygnału do najmniejszego sygnału, jaki można zmierzyć za pomocą detektora. Zakres dynamiczny detektora oraz własności przetwornika analogowo-cyfrowego (ADC - ang. *analog-digital converter*) decydują o tym, jakie różnice w wielkości sygnałów ΔS jest w stanie odróżnić system detekcyjny, czyli dla jakich wartości ΔS , sygnały S i $S+\Delta S$ są traktowane jako sygnały o różnych

wartościach. Wielkość ta jest niezwykle ważna w wielu pomiarach rozdzielczej w czasie spektroskopii laserowej metodami wiązki pompująco-sondującej. Wiązka pompująca wywołuje bowiem zazwyczaj tylko niewielkie zaburzenie układu (na przykład zmiany absorpcji) i różnice między układem zaburzonym i układem w stanie równowagi charakteryzowane są właśnie przez zmianę sygnału $\Delta S = S - S_0$. Jeżeli detektor nie będzie w stanie odróżnić sygnałów S i S_0 , nie zarejestruje żadnych zmian spowodowanych impulsem pompującym. Dynamiczny zakres układu detekcyjnego jest zdeterminowany przez własności przetwornika analogowo-cyfrowego, który przetwarza sygnał analogowy detektora na sygnał cyfrowy. W zastosowaniach spektroskopowych używa się zazwyczaj przetworników 12 i 16 bitowych. Dla przetwornika 16 bitowego, pełna skala sygnału wyjściowego oznacza $2^{16} = 65\,536$ możliwych stanów, czyli najmniejsza wartość ΔS może wynosić $1/65\,536$ wartości pełnej skali pomiarowej.

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. Odgrywa również ważną rolę w transmisji światłowodowej z zastosowaniem szybkiej modulacji lub za pomocą laserów emitujących ultrakrótkie impulsy. W wielu wypadkach, szczególnie w pomiarach z zakresu podczerwieni, w celu uniknięcia wysokiego poziomu tła używa się bramkowanych detektorów, w których czas otwarcia zależy od czasu odpowiedzi τ detektora. Czas odpowiedzi można określić, badając reakcję detektora na zmiany częstotliwości modulacji. Jeżeli natężenie światła padającego na detektor jest modulowane z częstością f , to sygnał $S(f)$ jest funkcją modulacji. Można pokazać, że sygnał modulowany $S(f)$ zależy od częstości modulacji w następujący sposób:

$$S(f) = \frac{S(0)}{\sqrt{1 + (2\pi f\tau)^2}} \quad (6.5)$$

Ze wzoru (6.5) wynika, że wartość sygnału modulowanego z częstością f jest mniejsza niż wartość sygnału $S(0)$ o stałym natężeniu. Gdy częstotliwość osiągnie wartość $f=1/(2\pi\tau)$, wartość sygnału modulowanego $S(f)$ spadnie do wartości $\sqrt{2}$ razy mniejszej niż sygnał prądu stałego

$S(0)$. Im wyższa wartość częstości modulacji, na którą reaguje detektor, tym krótszy czas odpowiedzi τ .

6.2. Detektory fotoemisyjne. Fotopowielacz [30]

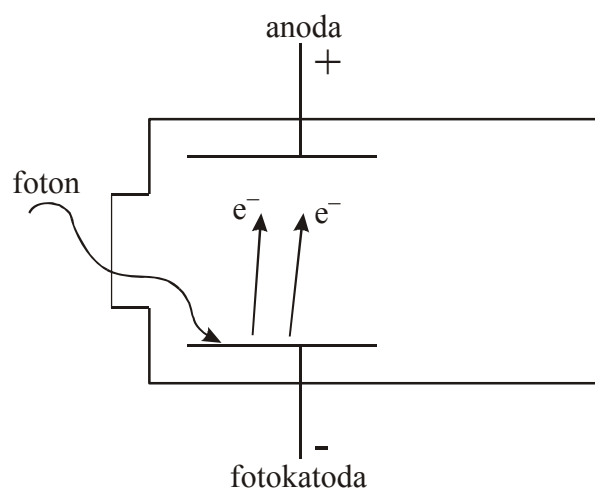
Porównanie parametrów, takich jak czułość bezwzględna R , moc równoważna z szumami NEP, zdolność detekcji D czy znormalizowana zdolność detekcji D^* różnych detektorów, pozwala stwierdzić, że najwyższy poziom czułości w detekcji fotonów mają fotopowielacze (PMT - ang. *photomultiplier*).

Podstawowa zasada wszystkich typów fotopowielaczy jest taka sama. Światło przechodzi przez okienko wejściowe i pada na fotokatodę. Jeżeli energia padającego fotonu $E = h\nu$ jest większa lub równa pracy wyjścia elektronu z metalu W , elektron opuszcza fotokatodę i porusza się w zatopionym próżniowo pojemniku z energią kinetyczną K , której wielkość jest określona przez równanie

$$E = h\nu = W + K. \quad (6.6)$$

Jeżeli do fotokatody i anody przyłożone zostanie napięcie V , z potencjałem dodatnim na anodzie, rozproszone elektrony zaczynają wędrować w kierunku anody i w obwodzie popłynie prąd, którego natężenie będzie proporcjonalne do liczby wybitych elektronów.

Praca wyjścia W dla większości metali jest rzędu 4-5 eV. Z równania (6.6) możemy obliczyć najniższą wartość częstości ν padającego fotonu, który może spowodować wybicie elektronu. Najniższa wartość częstości ν odpowiada sytuacji, gdy energia kinetyczna K elektronu jest równa zero i obliczona z równania (6.6) dla pracy W równej 4 eV i 5 eV wynosi od $9,7 \cdot 10^{14}$ Hz (310 nm) do $1,2 \cdot 10^{15}$ Hz (248 nm). Wartości te oznaczałyby, że tylko fotony z zakresu nadfioletu mogą wybijać elektrony, co znacznie ograniczałoby zakres zastosowań fotopowielacza. Aby rozszerzyć zakres widmowy czułości fotopowielacza, fotokatodę pokrywa się różnymi materiałami o mniejszej pracy wyjścia (zazwyczaj mieszanina metali alkalicznych lub półprzewodników), co pozwala rozszerzyć zakres detekcji od 115 nm do 1 200 nm.



Rys.6.2 Ilustracja zasady działania fotopowielacza

W tabeli 6.1 przedstawiono zakres widmowy najczęściej stosowanych fotokatod i rodzaj materiału, jakimi zostały pokryte.

Tabela 6.1

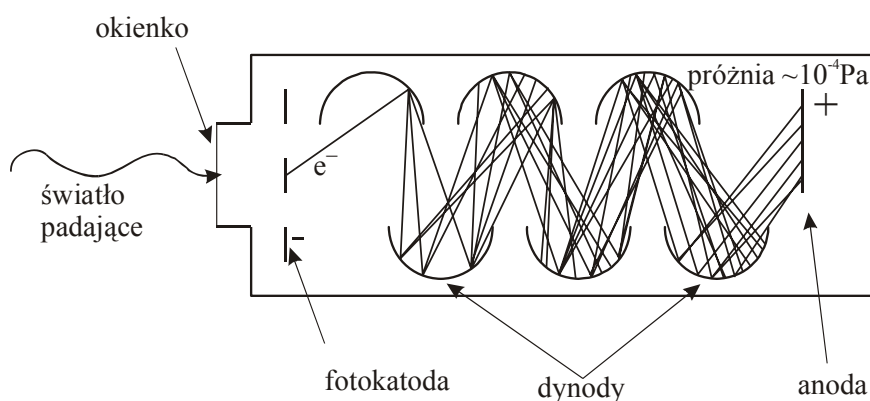
Materiały stosowane do pokrywania fotokatod i ich zakresy widmowe

Materiał fotokatody	Zakres widmowy [nm]
CsI	115-200
CsTe	160-320
GaAs	160-930
SbCs	VIS
SbRbCs	VIS
SbKCs	VIS
SbNaKCs	VIS
AgOCs, InGaAs	300-1200

Wartości podane w tabeli 6.1 mogą zmieniać się w dość szerokich granicach, zakres widmowy bowiem zależy od rodzaju materiału okienka oraz od konfiguracji fotopowielacza i należy je traktować jako dane orientacyjne. Typowe okienka, przez które fotony padają na fotokatodę,

wykonane są z borokrzemianów (ang. *borosilicate*), które nie przepuszczają promieniowania krótszego niż 300 nm. Okienka wykonane z MgF_2 , szafiru i szkła kwarcowego przepuszczają odpowiednio w zakresie UV aż do 115, 150 i 160 nm. Szczegółowe zakresy różnego typu fotokatod znajdzie czytelnik w katalogach firm zajmujących się sprzedażą detektorów.

W rzeczywistości fotopowielacze mają bardziej skomplikowaną budowę niż przedstawiona na Rys.6.2. Fotopowielacz składa się z zatopionej próżniowo kolumny w szklanej, ceramicznej lub metalowej obudowie. Ciśnienie w kolumnie jest rzędu 10^{-4} Pa. Wewnątrz kolumny znajduje się fotokatoda i anoda oraz szereg dynod, z których elektrony pierwotne wybijają kolejne elektrony, wywołując emisję wtórną i lawinę elektronów na ostatniej dynodzie, powodując znaczący wzrost prądu anodowego. Typowe wartości napięcia V przyłożone między fotokatodą i anodą wynoszą 1-2 kV, czyli dla fotopowielacza z 10 dynodami różnica potencjałów między kolejnymi dynodami jest rzędu 100-200 V.



Rys.6.3 Schemat fotopowielacza, konfiguracja typu box-and-grid

Ustawienie osiowe dynod o kształcie półokręgów (ang. *box-and-grid type*) przedstawione na rysunku 6.3 jest typowe dla wielu fotopowielaczy. Taka konfiguracja cechuje się dużą zdolnością zbierania fotoelektronów, a więc dużą wydajnością kwantową. Inne rozwiązania to: a) ustawienie dynod w kształcie kuli (ang. *circular-cage type*), które powoduje krótki czas odpowiedzi detektora τ , b) ustawienie szeregowo (ang. *linear focused type*) powodujące krótki czas odpowiedzi τ , dobrą rozdzielczość czasową i liniowość sygnału, c) siatkowe dynody (ang.

fine-mesh type) stosowane w najnowszych rozwiązaniach fotopowielaczy, dostarczające informacji o położeniu pierwotnych elektronów (ang. *position-sensitive PMT*).

Ceny detektorów fotoemisyjnych są dużo wyższe niż ceny detektorów półprzewodnikowych omawianych w następnym podrozdziale.

6.3. Detektory półprzewodnikowe [30]

Zasadę działania detektorów półprzewodnikowych przedstawiono w rozdziale 5. Najprostszym i najtańszym detektorem półprzewodnikowym jest fotoprzewodnik, czyli cienka warstwa (50-100 μm) z materiału półprzewodnikowego (Si, Ge, InGaAs, CdS, PbS, PbSe) umieszczona między elektrodami. Kiedy na materiał pada światło, przenosi elektrony do pasma przewodnictwa, powodując gwałtowny spadek oporu materiału i wzrost przewodnictwa sygnalizowany jako przepływ prądu w obwodzie zamkniętym lub spadek napięcia na oporze materiału. Fotoprzewodniki, zwane również fotoopornikami, używane masowo w nieskomplikowanych zastosowaniach ze względu na niską cenę (kilkadziesiąt groszy), są mało precyzyjnymi detektorami. Fotodiody są zazwyczaj nieliniowe i mają długie czasy odpowiedzi, rzędu 10-100 milisekund.

Aby osiągnąć wyższą czułość, liniowość i krótszy czas odpowiedzi, należy wykorzystać złącza *p-n* wykonane z materiałów półprzewodnikowych zamiast półprzewodników jednego typu używanych w fotoprzewodnikach. Detektor, który wykorzystuje zjawiska zachodzące na złączach *p-n*, nosi nazwę fotodiody. Po połączeniu, elektrony z obszaru *n* do obszaru *p*, pozostawiając dodatnio naładowane jony donorowe (dziury). Proces dyfuzji trwa tak długo, aż wytworzone wskutek rozdzielania ładunku wewnętrzne pole elektryczne zahamuje proces dyfuzji i wytworzy barierę potencjału V_0 . Jak opisaliśmy w rozdziale 5.4.4.1, obszar złącza *p-n* w którym zupełnie ustaje dyfuzja nośników ładunku nosi nazwę **obszaru zubożonego**. W obszarze zubożonym nie ma ani swobodnych elektronów, ani dziur. Pojawiają się one na złączy dopiero wtedy, gdy na złączy pada światło. Padające na złączy fotony światła generują pary elektron-dziura, jeżeli energia fotonu jest większa od szerokości zabronionej przerwy energetycznej. Liczba wygenerowanych par elektron-dziura jest proporcjonalna do natężenia padającego światła. Jeżeli do złącza przyłożymy napięcie w kierunku zaporowym („-” do *p*) i („+ ” do *n*) to bariera potencjału V_0 wzrośnie, elektrony będą przyciągane przez dodatnią

elektrodę, popłyną więc w kierunku przeciwnym do złącza poprzez półprzewodnik n w kierunku elektrody dodatniej, dziury także oddalą się od złącza i popłyną poprzez półprzewodnik p w kierunku elektrody ujemnej. Oznacza to, że przy napięciu spolaryzowanym w kierunku zaporowym przez obwód zewnętrzny popłynie prąd, proporcjonalny do natężenia światła padającego na złącze.

Rozróżniamy dwa typy fotodiod: diody fotoprzewodzące i diody fotowoltaiczne. Zasada ich działania została omówiona w podrozdziale 5.4.4.1. W diodach fotoprzewodzących prąd wywołany światłem zaczyna płynąć natychmiast, dlatego czas odpowiedzi jest dużo krótszy niż w diodach fotowoltaicznych, może wynosić nawet około 10 ps. Diody fotowoltaiczne mają znacznie dłuższy czas odpowiedzi niż diody fotoprzewodzące, bowiem odpowiednio duży ładunek musi zostać zgromadzony na złączu $p-n$, aby detektor wykazał spadek napięcia. Ich zaletą jest brak prądu ciemnego wywołującego szumy detektora, co powoduje, iż stosunek sygnału do szumu S/N jest wysoki nawet dla małych natężeń padającego promieniowania.

Fotodiody pozwalają rejestrować światło z szerokiego zakresu widmowego od ultrafioletu do podczerwieni. Fotodiody krzemowe rejestrują światło z zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni (180-1100 nm). Fotodiody germanowe rejestrują aż do 1700 nm. Fotodiody z arsenku galowindowego InGaAs są czułe w zakresie bliskiej podczerwieni od 800 nm do 1700 nm. Fotodiody z siarczku ołowiu i selenku ołowiu (PbS i PbSe) pokrywają zakres od 800 nm do 3000 nm. Ceny detektorów PbS i PbSe są wyższe niż detektorów krzemowych. Użycie materiałów takich jak HgCdTe powoduje rozszerzenie tej skali do 30 000 nm, ale ze względu na duże szumy wymagają chłodzenia. Ponadto, toksyczność i wysoka cena powodują, że nie są powszechnie stosowane.

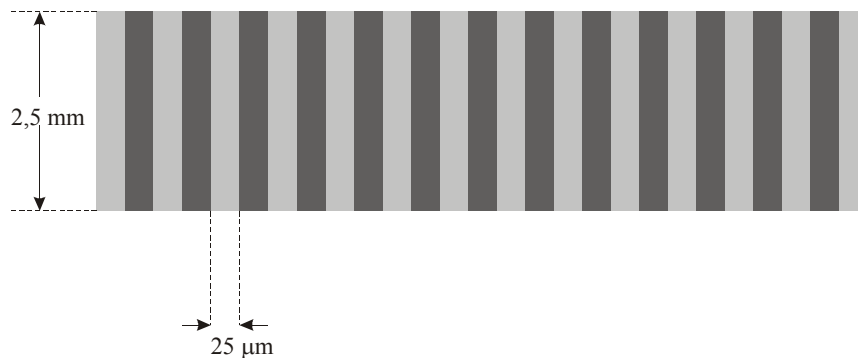
6.4. Detektory wielokanałowe. Linijka diodowa PDA i kamera CCD

[30]

Detektory wielokanałowe zrewolucjonizowały detekcję obrazu, która od dwustu lat opierała się głównie na technice fotograficznej. Klasyczne detektory obrazu to kamera TV i widikon, które stosowane są nadal w telewizji, ale w większości zastosowań zostały zastąpione urządzeniami w całości opartymi na własnościach półprzewodnikowych ciała stałego. Jest to przede wszystkim kamera wielokanałowa CCD.

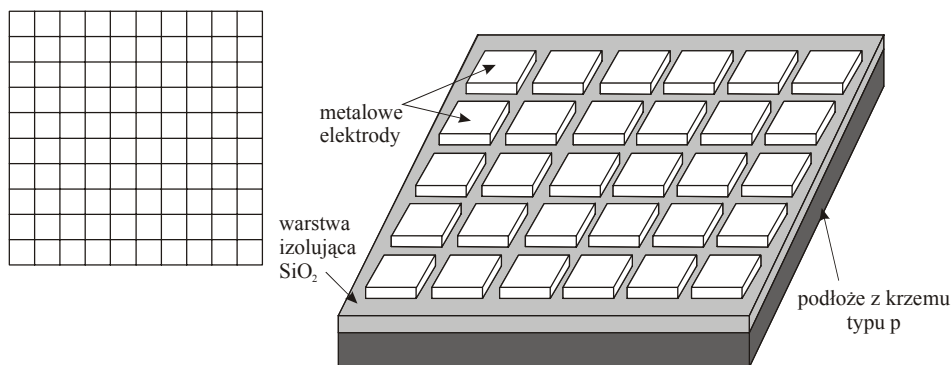
Linijka diodowa PDA i kamera CCD należą do detektorów wielokanałowych, co oznacza, że w tej samej chwili mierzą natężenie składowych widma o różnych częstotliwościach, w przeciwieństwie do detektorów jednokanałowych (Rys.6.1), które mierzą tylko pojedynczą składową widmową.

Linijka diodowa jest zbiorem detektorów krzemowych o typowych wymiarach diody $25 \mu\text{m} \cdot 2,5 \text{ mm}$, umieszczonych w szeregu (Rys.6.4). Zazwyczaj liczba elementów linijki wynosi 512, 1024, 2048. Każda dioda jest złączem *p-n*, do którego przyłożono napięcie w kierunku zaporowym (Rys.5.25) i działa jak naładowany kondensator. Jeżeli na diodę pada światło, na złączu tworzą się pary elektron-dziura, a zewnętrzne i wewnętrzne pola elektryczne na złączu (które skierowane są zgodnie) przemieszczają dziury w kierunku obszaru *p*, a elektrony w kierunku *n*, powodując zmniejszenie ładunku na złączu, podobnie jak przy rozładowywaniu kondensatora. Sygnałem jest prąd potrzebny do „odświeżenia” diody, czyli powrót do sytuacji przed naświetleniem. Zakres widmowy linijki diodowej PDA jest szeroki i wynosi 200-1100 nm, choć poniżej 400 nm wydajność kwantowa gwałtownie spada ze względu na absorpcję krzemu w zakresie UV, z którego zbudowane są diody. Maksimum czułości odpowiada promieniowaniu o długości fali 650 nm (około 70 % wydajności kwantowej), wydajność kwantowa dla długości fali 200 nm wynosi około 14 %.



Rys.6.4 Schemat linijki diodowej

Linijka diodowa PDA jest zbiorem pojedynczych diod, a sygnał każdej z nich jest sczytywany niezależnie. Kamera CCD jest również zbiorem mikroskopowych złącz $p-n$, ustawionych w formie matrycy (Rys.6.5.a), ale katoda jest wspólna (krzem typu p), anody zaś (metal) są izolowane dwutlenkiem krzemu SiO_2 (Rys.6.5.b) od podłoża krzemowego. Również sposób sczytywania sygnału jest zupełnie inny niż w linijkach diodowych PDA.



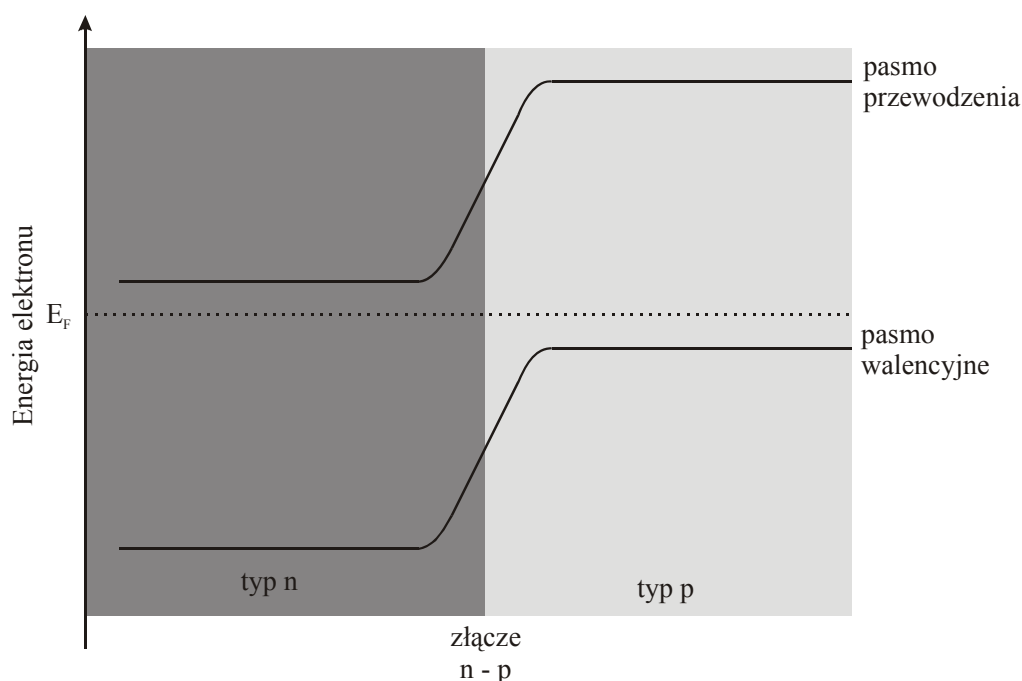
Rys.6.5 Konfiguracja (a) i budowa złącz $p-n$ (b) w kamerze CCD.

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

W półprzewodnikach typu n dolna krawędź pasma przewodnictwa leży znacznie bliżej energii Fermiego E_F , ze względu na większą liczbę stanów elektronowych w pobliżu dolnej krawędzi pasma przewodnictwa (spowodowanych wprowadzeniem donora elektronów jako domieszki), co

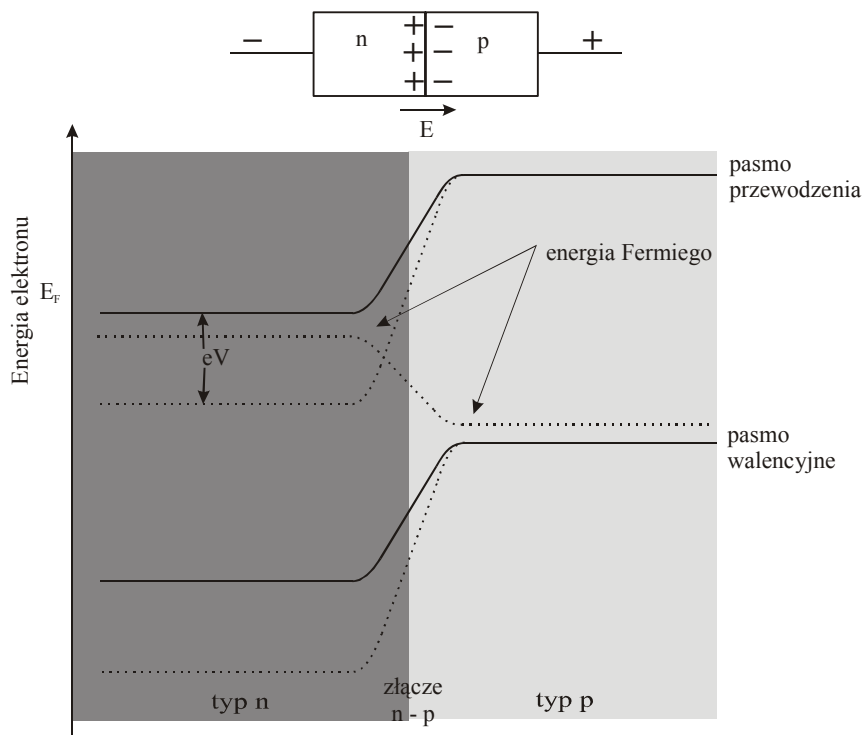
proceeds to the formation of an excess of electrons in the conduction band in comparison with holes in the valence band. Conversely, in *p*-type semiconductors the upper edge of the valence band is close to the Fermi energy E_F .

If we bring *n* and *p* semiconductors into direct contact, we will obtain the following schematic representation of the energy levels of electrons as a function of position along the junction. Uncompensated donor and acceptor levels cause an electrostatic potential, which at the junction deforms the bands in the way shown in Figure 6.6.



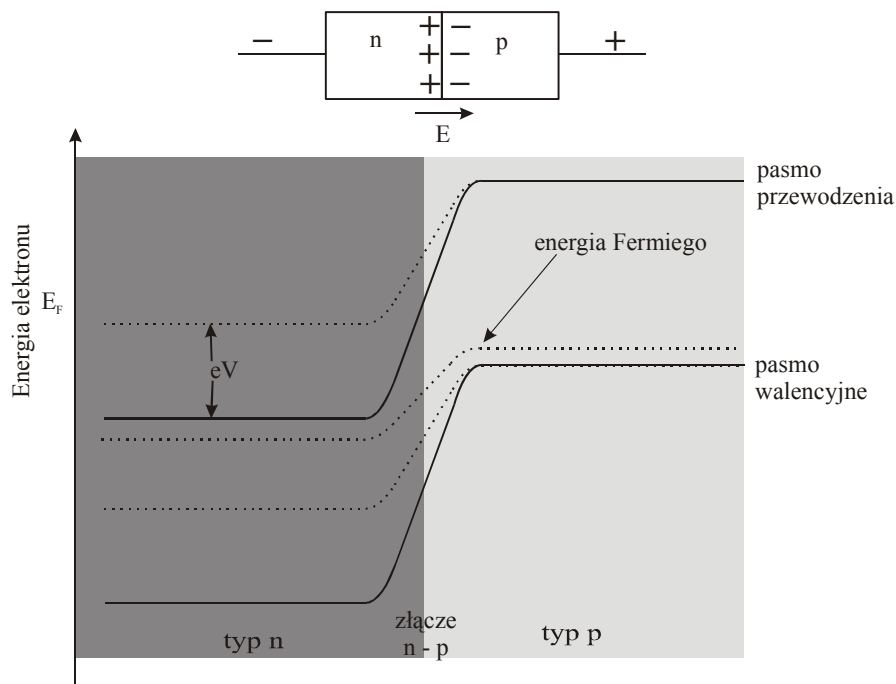
Rys.6.6 Energia elektronu w funkcji położenia dla złącza n-p.

If we apply a voltage V to the *n-p* junction in the direction of conduction, the energy of the conduction and valence bands on the *n*-type semiconductor side will increase, reducing the energy difference between the conduction bands in the *n* and *p* regions to eV . After applying the voltage, the system is no longer in equilibrium. The Fermi energy will no longer be the same in the *n* and *p* regions. The Fermi energy in the *n* region will increase by eV compared to the Fermi energy in the *p* region (Rys.6.7).



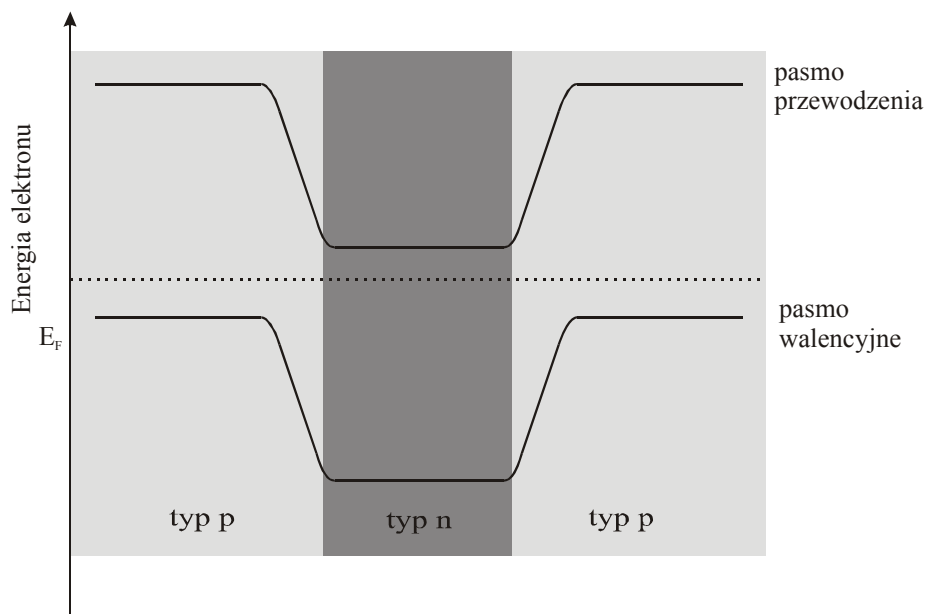
Rys.6.7 Energia elektronu w funkcji położenia dla złącza n-p, gdy do złącza przyłożono napięcie V w kierunku przewodzenia

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 (Rys.6.8).



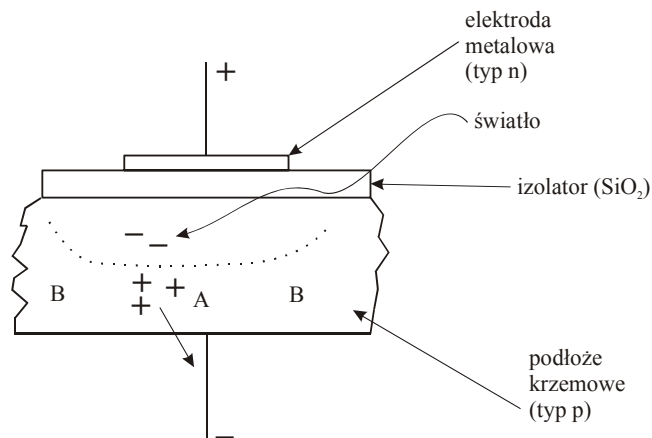
Rys.6.8 Energia elektronu w funkcji położenia dla złącza n-p, gdy do złącza przyłożono napięcie V w kierunku zaporowym

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 przedstawionej na rysunku 6.9. Przykładając napięcie w kierunku zaporowym, zwiększamy głębokość studni potencjału. Przeciwnie, przykładając napięcie w kierunku przewodzenia, likwidujemy studnię.



Rys.6.9 Energia elektronu w funkcji położenia dla złącza p-n-p.

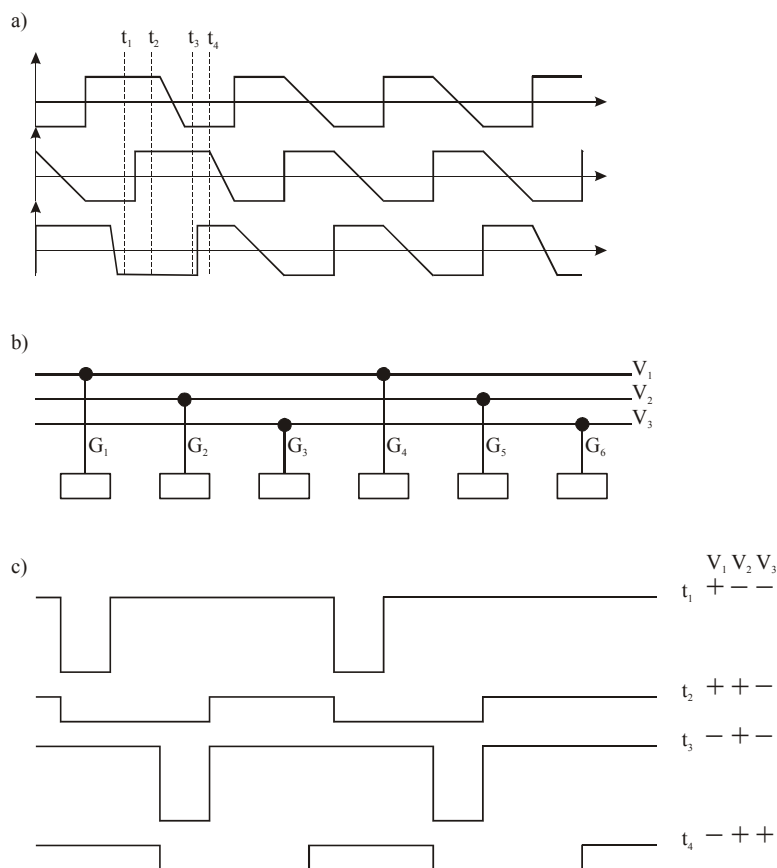
Wróćmy teraz do kamery CCD przedstawionej na rys. 6.5.b. Matryca CCD składa się ze zbioru diod-pikseli, z których każdą można przedstawić jako kondensator MOS (ang. metal-oxide-silicon) (Rys.6.10). Jeżeli do kondensatora MOS przyłożymy napięcie V w kierunku zaporowym, dziury z obszaru p położonego pod 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 $p-n-p$ (rys. 6.9), 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.



Rys.6.10 Schemat kondensatora MOS

Do kolejnych kondensatorów MOS przykładamy napięcie V typu schodkowego zmieniające się w cyklu trójfazowym (Rys.6.11.a). Oznacza to, że w chwili $t = 0$ t_1 do kondensatorów G_1, G_2, G_3 przyłożone są napięcia $V_1 (+), V_2 (-), V_3 (-)$ (rys. 6.11.b). Dla każdych kolejnych trzech kondensatorów sytuacja się powtarza, tzn. do G_4, G_5, G_6 przyłączone są napięcia również $V_1 (+), V_2 (-), V_3 (-)$ itd. Tak przyłożone napięcia powodują, że w chwili $t = t_1$ w kondensatorach G_1 i G_4 powstaje studnia potencjału, w której zbierają się elektrony (Rys.6.11.c) napięcie V bowiem przyłożone jest do nich w kierunku zaporowym, w przeciwieństwie do kondensatorów G_2 i G_3 . W chwili $t = t_2$, napięcia przyłożone do elektrod zmieniają się: G_1, G_2, G_3 mają odpowiednio napięcia $V_1 (+), V_2 (+), V_3 (-)$. Studnia pod elektrodą G_1 staje się płytsza i część elektronów przelewa się do sąsiedniej studni. W chwili $t = t_3$, napięcia przyłożone do elektrod zmieniają się: G_1, G_2, G_3 mają odpowiednio napięcia $V_1 (-), V_2 (+), V_3 (-)$. Studnia potencjału pod elektrodą G_1 znika i wszystkie elektrony z G_1 przelewają się do G_2 , a z G_4 do G_5 . Wraz z periodyczną zmianą napięcia cykl się powtarza i elektrony przemieszczają się z jednego kondensatora do następnego aż do brzegu matrycy, gdzie odczytywany jest całkowity ładunek. Rejestracja ładunku odbywa się wzdłuż kolumn. Zawartość każdej kolumny jest przesuwana kolejno do rejestratora, a następnie przesyłana do wzmacniacza. Jeżeli na detektor CCD pada światło ze spektrografu (Rys.6.1.b) rozdzielone widmowo, każda składowa pada na inną kolumnę. Oznacza to, że odczyt z pojedynczej kolumny dostarcza informacji o natężeniu promieniowania o określonej długości fali. Z kolei różne natężenie światła padające na piksele

rozłożone wzdłuż pojedynczej kolumny odzwierciedla rozkład natężenia panujący wzdłuż wyjściowej szczeliny spektrografu i dostarcza informacji o rozkładzie przestrzennym centrów absorpcji, emisji lub rozpraszania w próbce.



Rys.6.11. 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

Przedstawiony wyżej sposób odczytywania kolumnowego w detektorze CCD ma sporo wad. Jeżeli na detektor, który jest otwarty przez cały czas odczytywania, pada światło o zbyt dużym natężeniu, a pojemność studni potencjału jest zbyt mała do zgromadzenia wszystkich wygenerowanych elektronów, następuje „przelewanie” ładunku przez barierę, co prowadzi do rozmycia obrazu. Aby uniknąć tego niepożądanego efektu, stosuje się różne metody odczytywania. Jednym z nich jest umieszczenie przesłony w co drugiej kolumnie. Ładunek z

kolumny, na którą pada światło zostaje przesunięty do sąsiedniej, przesłoniętej kolumny, gdzie oczekuje na sczytanie do rejestratora. Zmniejsza to oczywiście powierzchnię czynną detektora, bo liczba pikseli maleje o połowę. Często występuje sytuacja odwrotna, gdy natężenie padającego światła jest zbyt małe w porównaniu z szumami detektora, aby mogło być zarejestrowane jako sygnał. Jedną z najbardziej efektywnych procedur zwiększenia stosunku sygnału do szumów S/N jest uśrednianie sygnału z kilku pikseli (ang. *binning*). Wtedy sygnał rośnie proporcjonalnie do liczby pikseli, szum zaś tylko proporcjonalnie do pierwiastka kwadratowego z liczby pikseli. Procedura uśredniania umożliwia otrzymanie sygnału pochodzącego od pojedynczego piksela aż do sygnału pochodzącego ze wszystkich pikseli kolumny (czyli całej wysokości szczeliny).

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*). Gdy światło pada na elektrody (które są zbudowane z krzemu silnie domieszkowanego donorami typu *n*), musi ono pokonać długą drogę optyczną, zanim osiągnie warstwę złącza. Silna absorpcja z zakresu UV na tej drodze zmniejsza natężenie padającego światła w porównaniu z konstrukcją, gdy światło pada z boku, bezpośrednio na złącze w pobliżu półprzewodnika *p*. Detekcja w zakresie UV rodzi jednak dodatkowe problemy: dla promieniowania o długości fali około 400 nm długość drogi optycznej wygenerowanych elektronów wynosi zaledwie 0,3 μm , co oznacza, że elektrony pojawiają się tylko w pobliżu powierzchni kondensatora MOS i nie są w stanie wnikać głębiej do studni potencjału pod elektrodą. Należy więc zmniejszyć grubość kondensatora; grubość rzędu 15-20 μm pozwala przedyfundować elektronom do obszaru studni ze stosunkowo dobrą wydajnością. Tak cienkie kondensatory mają jednak bardzo małą wydajność w zakresie bliskiej podczerwieni, dla promieniowania o długości fali 1000 nm długość drogi absorpcji wynosi bowiem aż 80 μm . Pokrycie elementów detektora warstwą fosforu lub fluorescencyjnymi barwnikami pozwala rozszerzyć zakres detekcji do 200 nm przy wykorzystaniu zjawiska konwersji promieniowania UV w promieniowanie z zakresu widzialnego. Choć typowa górna granica detekcji to promieniowanie o długości fali 1100 nm, zakres kamery CCD można rozszerzyć w stronę podczerwieni przez zastosowanie arsenku galu

GaAs jako wzmacniaczy obrazu. Takie rozwiązania znalazły zastosowania w noktowizorach. Typowa wydajność kamer CCD wynosi 45-50% dla promieniowania o długości fali 750 nm, ale stosując ulepszone rozwiązania architektury matrycy można ją znacznie zwiększyć.

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 szумы 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.

Szумы kamery CCD pochodzą z następujących źródeł:

- a) szum spowodowany wiązką padającego promieniowania (ang. *shot noise*). Jest on proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego z natężenia padającego światła,
- b) 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,
- c) szумы powstające przy czytaniu zawartości poszczególnych pikseli (ang. *read-out noise*), które zależą od jakości szczytującego układu elektronicznego wykorzystanego w procedurze szczytywania.

Na zakończenie tego paragrafu powiemy o zaletach analizatorów wielokanałowych. Podstawową zaletą nowoczesnych analizatorów wielokanałowych jest ich wysoka czułość. Obecnie produkowane linijki diodowe i kamery CCD mogą z powodzeniem konkurować z fotonowielaczami PMT.

Pozostałe zalety analizatorów wielokanałowych to:

- a) pomiar dużego zakresu widmowego jednocześnie,
- b) wszystkie przypadkowe fluktuacje dają taki sam wkład do wszystkich składowych widma, tzn. cały zakres widmowy obarczony jest takim samym błędem,

- c) wzrost stosunku sygnału do szumów, tzw. *efekt Felgette'a* (ang. *Felgette's S/N advantage*),
- d) zastosowanie analizy wielokanałowej eliminuje konieczność używania silnika krokowego do skanowania widma, a w konsekwencji eliminuje błędy związane z jego pracą,
- e) zastosowanie analizatorów wielokanałowych umożliwia prowadzenie pomiarów kinetycznych w czasie rzeczywistym.

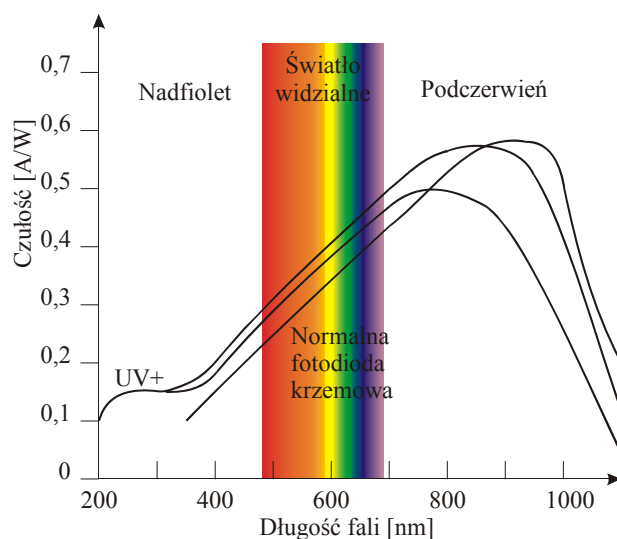
Pomiar całego zakresu widmowego jednocześnie jest niewątpliwą zaletą, skraca bowiem znacznie czas pomiaru w porównaniu z czasem, jaki jest potrzebny do pełnej analizy widma w detektorach jednokanałowych z zastosowaniem skanowania widma. Trzeba jednak zdawać sobie sprawę, że szybszy pomiar odbywa się niekiedy kosztem rozdzielczości widmowej. Rozdzielczość widmowa w detektorach jednokanałowych z zastosowaniem skanowania widma zależy w dużej mierze od operatora, który określa rozdzielczość skanowania. W analizatorach wielokanałowych CCD i PDA rozdzielczość jest zdeterminowana przez liczbę elementów w wierszu linijki lub matrycy oraz przez własności dyspersyjne spektrografu. Przytoczymy tutaj przykład zaczerpnięty z opracowania firmy Jobin Yvon Spex, *Guide for Spectroscopy*, 1994, aby zilustrować tę zależność. Weźmy spektrograf o długości ogniskowej 1 m. Zdolność rozdzielcza spektrografu, czyli dyspersja, zależy od liczby rys na siatce dyfrakcyjnej. Dla siatki z 1200 rysami na milimetr typowa dyspersja spektrografu jest rzędu 0,8 nm/mm. Dla siatki z 150 rysami na milimetr dyspersja jest większa i wynosi 6,4 nm/mm. Światło ze spektrografu pada na linijkę diodową składającą się z 1024 elementów o szerokości pojedynczego elementu 25 μm. Całkowita szerokość detektora wynosi $1024 \cdot 25 \mu\text{m} = 25 \text{ mm}$. Oznacza to, że spektrograf o dyspersji 0,8 nm/mm pokrywa zakres widmowy $0,8 \text{ nm/mm} \cdot 25 \text{ mm} = 20 \text{ nm}$, dla dyspersji zaś 6,4 nm/mm zakres $6,4 \text{ nm/mm} \cdot 25 \text{ mm} = 160 \text{ nm}$. Rozdzielczość widmowa równa jest zakresowi widmowemu podzielonymi przez liczbę elementów, czyli $20 \text{ nm}/1024 = 0,02 \text{ nm}$ w pierwszym przypadku i $160 \text{ nm}/1024 = 0,16 \text{ nm}$ w drugim. Zazwyczaj do uzyskania pełnej rozdzielczości widmowej stosuje się zliczenie z 4 elementów, czyli rozdzielczość wynosi 0,08 nm i 0,64 nm. Przedstawiona tutaj rozdzielczość jest wysoka, należy jednak pamiętać, że zawsze zależy ona od dyspersji spektrografu i liczby elementów, na które pada światło ze spektrografu.

Wzrost stosunku sygnału do szumów, tzw. efekt Felgette'a, który występuje w detektorach wielokanałowych wynika z faktu, że detektor „widzi” 1024 elementy jednocześnie zamiast pojedynczego elementu. Oznacza to, że detektor jednokanałowy potrzebuje 1024 razy więcej czasu, aby zarejestrować wszystkie elementy w porównaniu z detektorem wielokanałowym przy tym samym stosunku sygnału do szumów S/N. Jeżeli wydłużymy czas integracji w detektorze wielokanałowym 1024 razy, to sygnał wzrośnie również 1024 razy. Szumy wzrosną również, ale tylko $\sqrt{1024}$ razy, szumy bowiem są proporcjonalne do pierwiastka z czasu integracji. Ostatecznie, mierząc sygnał w obu typach detektorów przez czas równy np. 1024 sekundy, w detektorze wielokanałowym otrzymujemy korzystniejszy stosunek S/N, który wynosi $\frac{1024}{\sqrt{1024}} \cdot \frac{S}{N} = \sqrt{1024} \cdot \frac{S}{N}$, czyli jest 32 razy większy od uzyskanego w detektorze jednokanałowym.

6.5. Detektory stosowane w transmisji światłowodowej

Detektory stanowią niezwykle ważny element traktu światłowodowego. Są elementem końcowym, który rejestruje sygnał transmitowany przez światłowód. W transmisji światłowodowej stosowane są prawie wyłącznie detektory półprzewodnikowe. Zjawiska zachodzące w półprzewodnikach omówiono w rozdziale 5.4.1. Przypomnijmy, że złącze *n-p* spolaryzowane w kierunku przewodzenia działa jako nadajnik światła, zaś to samo złącze spolaryzowane w kierunku zaporowym działa jako detektor. Światło docierające do detektora przenosi elektron z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, kreując parę dziura-elektron. Jeżeli nośniki powstają w obszarze zubożonym, ulegają separacji generując prąd. Gdy nośniki osiągną brzeg obszaru zubożonego, prąd przestaje płynąć.

Stosowane materiały półprzewodnikowe zostały omówione w rozdziale 5.4.1. Przypomnijmy, że w obszarze I okna, gdzie jako źródła światła stosowane są diody $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, właściwym detektorem jest detektor krzemowy. Detektor krzemowy wykazuje maksimum czułości dla około 900nm i może być stosowany dla długości fali do 1100 nm (Rys.6.16)



Rys.6.12 Charakterystyka diody krzemowej

Dioda krzemowa nie może być stosowana w II i III oknie optycznym, bowiem jest bezużyteczna do detekcji długości fali 1310 nm i 1550 nm. W obszarze II i III okna stosowane są detektory germanowe, InGaAs oraz InGaAsSb.

W transmisji światłowodowej służącej do przesyłu dużej ilości informacji w czasie 1 sekundy, ważną rolę zaczyna odgrywać czas odpowiedzi detektor omówiony w rozdziale 6.1. Detektory krzemowe są zbyt wolne dla szybkich modulacji. Dla szybkiej transmisji światłowodowej stosowane są dwa typy detektorów:

- **fotodioda PIN** (ang. p – intrinsic – n)
- **fotodioda lawinowa APD** (ang. Avalanche Photodiode).

Fotodiody PIN mają krótki czas odpowiedzi rzędu nanosekund, mogą być więc wykorzystywane do transmisji sygnałów przy modulacji rzędu GHz. Drugim ważnym parametrem, który należy brać pod uwagę w detekcji sygnałów przesyłanych światłowodami jest czułość bezwzględna, R (ang. *responsivity*), czyli natężenie wyjściowe prądu detektora na jednostkę optycznej mocy wejściowej (mA/W) oraz moc równoważna z szumami, NEP (ang. *noise equivalent power*). W

Tabela 6.2 podano parametry fotodiody PIN i fotodiody lawinowej. Jak widać, fotodiody lawinowa ma wyższą czułość i mniejsze szumy, co oczywiście wiąże się z wyższą ceną.

Tabela 6.2 Parametry fotodiody PIN i fotodiody lawinowej APD

Detektor	czułość bezwzględna, R A/W	moc równoważna z szumami, NEP $W/(Hz)^{1/2}$	Szerokość Widmowa	Materiał	Długość fali nm	Cena
PIN	0.5	10^{-12}	DC-40 GHz	Si,Ge,InGaAs	600-1800	1-500 \$
APD	0.75	10^{-14}	DC-40 GHz	Si,Ge,InGaAs	600-1800	100- 2000 \$

Szumy fotodetektora pochodzą z różnych źródeł:

- szumy własne detektora
- szumy wzmacniacza
- szumy związane z transmitowanym sygnałem optycznym.

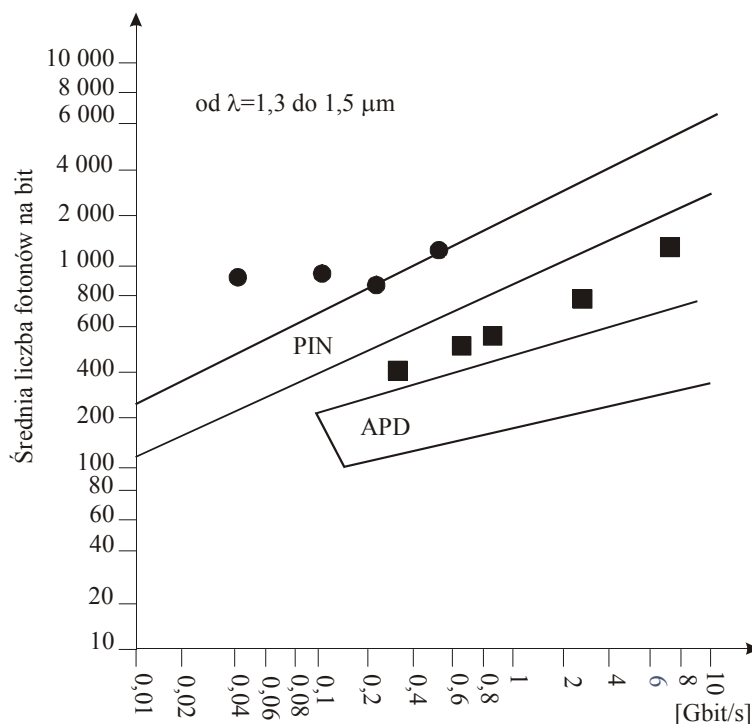
Ta ostatnia grupa szumów związana jest ze specyfiką transmisji optycznej. Wynika z wielu zjawisk, opisanych dotychczas, takich jak tłumienie, zjawiska nieliniowe, zjawiska dyspersji. Jeżeli na przykład transmisja optyczna cechuje się dużą dyspersją, to następuje poszerzenie impulsu. Gdy poszerzenie dyspersyjne jest większe niż szczelina czasowa w systemie przesyłania TDM, wtedy ta część sygnału czasowego, która nie mieści się w szczelinie jest traktowana jako szum.

Fotodiody PIN oraz fotodiody lawinowe APD mogą być wykorzystywane w transmisji analogowej i transmisji cyfrowej. W transmisji cyfrowej, obok parametru charakteryzującego poziom szumów (moc równoważna z szumami, NEP lub stosunek sygnału do szumu, SNR – ang. signal-to-noise-ratio) ważny jest jeszcze inny parametr, zwany *elementową stopą błędów BER* (ang. bit error rate). Parametr BER jest stosunkiem liczby błędnych decyzji dokonanych przez system detekcyjny do całkowitej liczby decyzji

$$BER = \text{liczba błędów} / \text{liczba transmitowanych bitów}$$

W praktyce cyfrowej transmisji optycznej BER musi być mniejszy niż 10^{-9} . Czułość w transmisji cyfrowej jest rozumiana jako liczba fotonów na 1 bit, aby osiągnąć BER rzędu 10^{-9} . Z

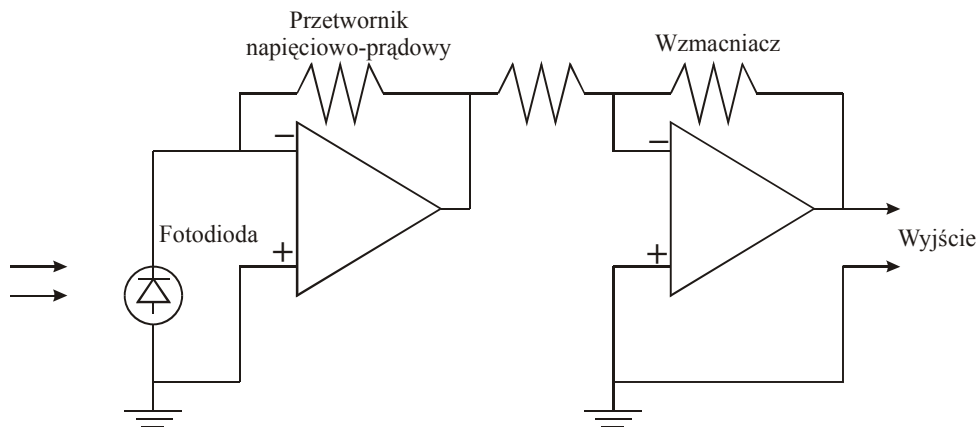
rysunku 6.13 widać, że dla fotodiody APD liczba fotonów potrzebnych do wygenerowania sygnału o zadawalającym BER jest około 10 razy mniejsza niż dla fotodiody PIN co oznacza, że fotodioda APD jest bardziej czuła, również w zastosowaniach cyfrowych.



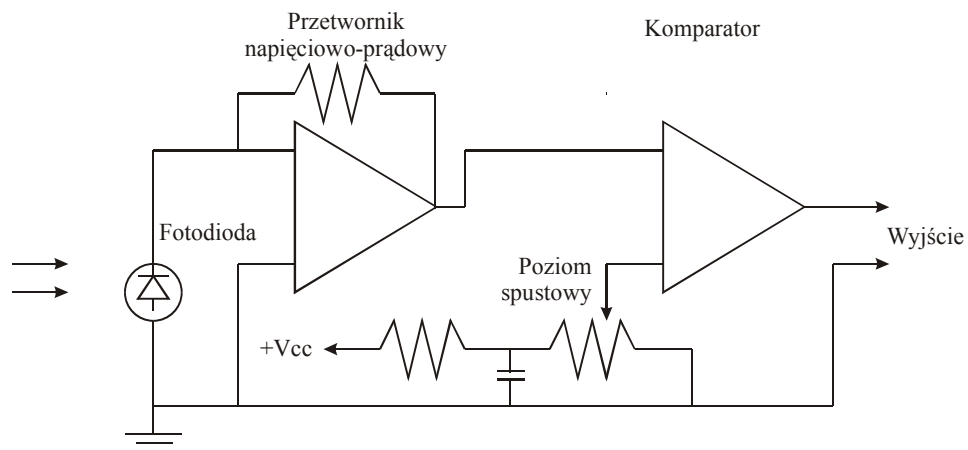
From T. Li, *AT&T Technical Journal* 66, 5, 1987.
 Reprinted with permission from the *AT&T Technical Journal*,
 Copyright 1987, AT&T.

Rys.6.13 Czułość detektorów PIN i APD w zależności od szybkości transmisji cyfrowej.[41]

Rys.6.14 Przedstawia typowy system detekcyjny dla transmisji analogowej, zaś rysunek 6.15 przedstawia typowy układ elektroniczny do detekcji cyfrowej. [38]

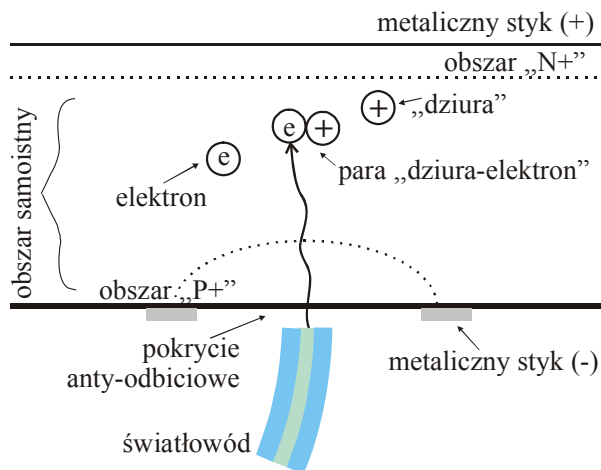


Rys.6.14 Typowy system detekcyjny dla transmisji analogowej.[38]



Rys.6.15 Typowy system detekcyjny dla transmisji cyfrowej.[38]

Zastanówmy się dlaczego fotodiody PIN ma krótszy czas odpowiedzi niż klasyczne złącza n-p, co oznacza że, szerokość widmowa modulacji może osiągać wartości rzędu 40 GHz, ta cecha czyni diodę PIN niezwykle użyteczną w szybkiej transmisji optycznej. Fotodiody PIN utworzona jest przez trzy obszary półprzewodnikowe: typu p, samoistnego (ang.intrinsic region) oraz typu n (Rys.6.16)



Rys.6.16 Schemat fotodiody PIN

Zastosowanie obszaru samoistnego półprzewodnika (bądź słabo domieszkowanego), który rozdziela obszary n i p ma wiele zalet. Po pierwsze, zwiększa obszar zubożony w porównaniu ze zwykłym złączem p - n , co pozwala rozdzielić generowane przez światło elektrony i dziury i zapobiec rekombinacji, zanim zdąży popłynąć prąd w obwodzie zewnętrznym. Po drugie, zwiększenie obszaru zubożonego pozwala przyłożyć większe napięcia w kierunku zaporowym, rzędu kilkudziesięciu woltów. Duże napięcie zaporowe zwiększa prędkość dryftu generowanych przez światło ładunków - elektronów w dół, dziur w górę. Duża prędkość dryftu zmniejsza czas odpowiedzi detektora. Z tego właśnie powodu czas narastania w fotodiodach PIN jest rzędu nanosekund, a w niektórych konstrukcjach może osiągać 100 ps. Konstrukcja fotodiody PIN powoduje, że pojemność między obszarami n i p nie jest parametrem decydującym o szybkości narastania, tylko czas przelotu elektronu przez nie domieszkowany obszar (i). Krótki czas odpowiedzi fotodiody PIN powoduje, że znalazły one zastosowanie w szybkiej transmisji światłowodowej. Jeżeli sygnał zarejestrowany przez detektor wymaga wzmocnienia, należy użyć szybkiego przedwzmacniacza.

W fotodiodach lawinowych APD stosuje się jeszcze większe niż dla PIN napięcia spolaryzowane w kierunku zaporowym. Dla fotodiód APD InGaAs stosuje się napięcia rzędu 30-70 V zaś dla krzemowych APD ponad 300V. Duże napięcia wywołują wzmocnienie prądu wewnętrznego, zwany efektem lawinowym. Dioda lawinowa APD wykazuje wewnętrzne wzmocnienie rzędu 100 razy, realizowane poprzez lawinowe powielanie nośników. Niektóre

fotodiody krzemowe APD stosują nawet wyższe napięcia rzędu ($> 1500 \text{ V}$) pozwalające na uzyskanie wzmocnienia > 1000 . Fotodioda APD jest półprzewodnikowym odpowiednikiem fotopowielacza. Im wyższe napięcie w kierunku zaporowym, tym większe wzmocnienie. Mechanizm powielania nośników oraz wzmocnienia w fotodiodach APD jest następujący. Fotony światła padającego na fotodiode generują pierwotne pary elektron-dziura. Nośniki ładunku są przyspieszane w zewnętrznym polu elektrycznym osiągając energię kilku elektronowoltów. Zderzenia przyspieszonych pierwotnych nośników z neutralnymi atomami powodują wybicia elektronów z zewnętrznych powłok walencyjnych, czyli jonizację atomów. W ten sposób powstają nośniki wtórne, które są również przyspieszane w polu zewnętrznym i kreują nowe nośniki. Proces jest lawinowy i nosi nazwę fotopowielania. Wzmocnienie opisuje się parametrem zwanym **współczynnikiem powielania**. Wyraża on stosunek całkowitego prądu do prądu pierwotnego. Typowe współczynniki fotopowielania są rzędu 10-100. Przykładowo, gdy współczynnik fotopowielania wynosi 100 to znaczy, że średnio jeden zaabsorbowany foton powoduje wygenerowanie 100 elektronów. Współczynnik powielania M wyraża się wzorem

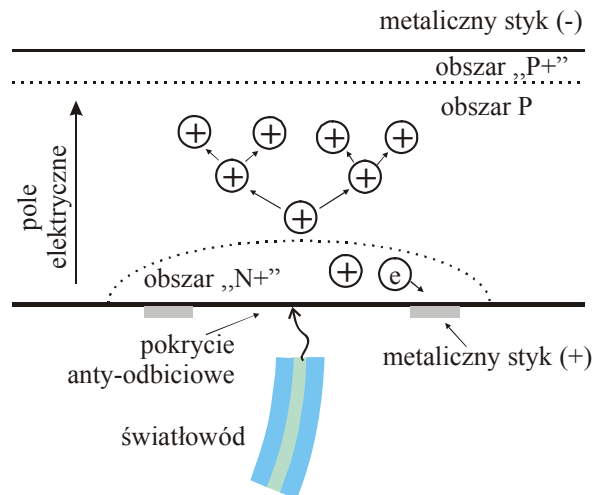
$$M = \frac{1}{1 - \int_0^L \alpha(x) dx} \quad (6.7)$$

gdzie $\alpha(x)$ jest współczynnikiem powielania dla elektronów (oraz dziur), L jest grubością warstwy czynnej. Współczynnik $\alpha(x)$ zależy od domieszkowania, temperatury oraz zastosowanego pola elektrycznego.

Rysunek 6.17 przedstawia schemat fotodiody APD (Rys.6.17).



HAMAMATSU, INTERNET



Rys.6.17 Schemat diody lawinowej APD.

Wzór (6.7) wynika z następujących rozważań. W fotodiodzie lawinowej możemy wyróżnić trzy przyczyny generacji par elektron-dziura w warstwie czynnej:

- absorpcja fotonu lub energia termiczna – opisana członem $AqGdx$, gdzie A , dx , G są powierzchnią, grubością czynną diody i stałą generacji, odpowiednio,
- generacja w wyniku zderzenia z elektronami – opisana członem $\alpha_n I_n dx$, gdzie I_n jest prądem elektrycznym

- generacja w wyniku zderzenia z dziurami – opisana członem $\alpha_p I_p dx$, gdzie I_p jest prądem dziurowym

Wyrażenie opisujące zmiany prądu elektronowego i dziurowego

$$-\frac{dI_n}{dx} = \alpha_n I_n + \alpha_p I_p + AqG \quad (6.8)$$

$$\frac{dI_p}{dx} = \alpha_n I_n + \alpha_p I_p + AqG \quad (6.9)$$

gdzie α_n i α_p są współczynnikami powielania elektronów i dziur. Równanie (6.9) można zapisać jako

$$\frac{dI_p}{dx} = (\alpha_p - \alpha_n)I_p + \alpha_n I + AqG \quad (6.10)$$

gdzie $I = I_p + I_n$ jest całkowitym prądem. Rozwiązaniem równania (6.10) jest

$$I_p(x) = C \exp[-(\alpha_p - \alpha_n)x] + \frac{\alpha_n I + AqG}{\alpha_p - \alpha_n} \quad (6.11)$$

gdzie C jest stałą całkowania wynikającą z warunków brzegowych. Można założyć, że dla $x=0$, $I_p(0) = 0$ (od strony kontaktu n nie są wstrzykiwane dziury), dla $x=L$, $I_n(L) = 0$ (od strony kontaktu p nie są dostarczane elektrony). Ponadto, z zasady zachowania pędu wynika, że $I = I_n(0) = I_p(L)$. Ostatecznie, otrzymujemy

$$I = AqG \frac{\exp[-(\alpha_p - \alpha_n)L] - 1}{\alpha_n - \alpha_p \exp[-(\alpha_p - \alpha_n)L]} \quad (6.12)$$

Gdy $\alpha_n = \alpha_p = \alpha = const$ otrzymujemy współczynnik powielania M w postaci

$$M = \frac{1}{1 - \alpha L} \quad (6.13)$$

Gdy $\alpha \neq const$, równanie (6.9) przyjmuje postać (6.7)

Typowe fotodiody APD dostępne handlowo mają obszar aktywny o promieniu rzędu 0.2 – 5 mm zamknięty hermetycznie w metalowej obudowie, często w zestawie z zasilaczem i wzmacniaczem. Fotodiody lawinowe APD charakteryzują się dużym wzmocnieniem, szybką odpowiedzią, niewielkim prądem ciemnym i dużą czułością w zakresie od UV do bliskiej podczerwieni. Znajdują zastosowanie w optycznej cyfrowej transmisji światłowodowej, diagnostyce biomedycznej, a w szczególności w aplikacjach wymagających detekcji bardzo słabych sygnałów. Nie znajdują zastosowania w optycznej transmisji analogowej z powodu nieliniowości odpowiedzi. Generalnie, fotodiody PIN są zawsze wybierane jako detektor w systemach transmisji optycznej o mniejszych przepływnościach. Gdy przepływności wzrastają do dziesiątek Gbitów/s, wtedy fotodiody lawinowe zaczynają dominować.