

## FOTODIODE

În ceea ce privește calculul BER-ului și sensibilitatea, se aplică relațiile de la dioda p-i-n, dar cu mențiunea ca  $I_{thopt}$  trebuie calculat cu formula completă (&.33)

### Interpretarea datelor de catalog

Datele de catalog ale unei fotodiode cu avalanșă diferă de datele de catalog ale unei fotodiode p-i-n doar în legătură cu două caracteristici: factorul de multiplicare,  $M$ , și tensiunea de străpungere,  $V_{BR}$ . Parametrul  $M$  a fost discutat anterior, prin urmare ne vom concentra atenția asupra tensiunii de străpungere.

Caracteristica “Curent versus Tensiune” este prezentată în fig.&.18.

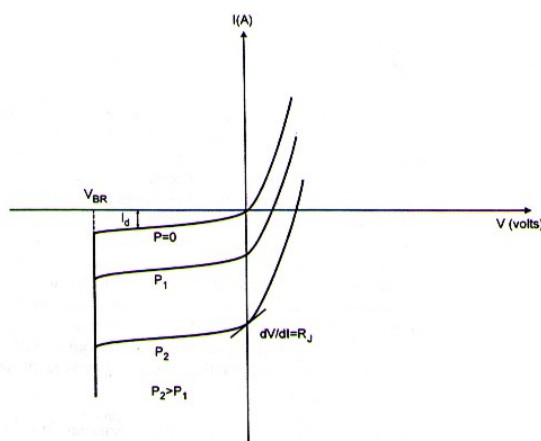


Fig.&.18.

Există o tensiune inversă pe fotodioda la care regiunea activă se întinde pe toată lungimea dispozitivului, acesta devenind un simplu conductor. Aceasta este  $V_{BR}$ . Mărind tensiunea inversă peste această valoare, curentul crește ca la un conductor, prin urmare poate conduce la o distrugere a dispozitivului. Pentru o fotodiodă cu avalanșă, tensiunea de străpungere poate avea valori între 70 V și 200 V, în funcție de material. De exemplu, la o fotodioda pe InGaAs,  $V_{BR}$  este tipic 70 V.

Un alt motiv pentru care acest parametru este important este acela că o fotodiodă cu avalanșă de regulă se polarizează la o tensiune inversă care este o fracție din  $V_{BR}$ . Valorile tipice sunt între 0.8 și 0.9 din  $V_{BR}$ .

Caracteristica din fig.&.18 ne oferă și o altă informație utilă. Panta graficului la  $V = 0$  este rezistența joncțiunii:  $dV/dI = R_j$ .

[1] Govind Agrawal, "Fiber-Optic Communication Systems", New York, John Wiley and Sons, 1997.

[2] Chin-Len Chen, "Elements of Optoelectronics and Fiber Optics", Chicago: Irwin, 1996.

[3] S.E. Miller, I.P. Kaminow, "Optical Fiber Telecommunications – II", Academic press, 1988, pag. 589-722.

## FOTODIODE

Să considerăm acum două limite: (1) zgomotul de alicie este mult mai mare decât zgomotul termic și (2) zgomotul termic este mult mai mare decât zgomotul de alicie. În primul caz,  $i_s^2 \gg i_t^2$ , iar formula (&.56) devine:

$$SNR(APD)_s = RP / (2eF_s BW_{PD}) \quad (\&.57)$$

În cel de-al doilea caz,  $i_s^2 \ll i_t^2$ , obținem formula:

$$SNR(APD)_t = (MRP)^2 / [(4k_B T / R_L) BW_{PD}] \quad (\&.58)$$

Este evident avantajul folosirii fotodiodei cu avalanșă în cazul în care zgomotul termic este limita: raportul semnal-zgomot crește cu pătratul factorului de multiplicare.

### Exemplu

Să se calculeze  $SNR_s$ ,  $SNR_t$  și raportul semnal-zgomot global pentru fotodiode cu avalanșă pe Si și InGaAs, dacă  $M = 20$ ,  $P = 0.1 \mu W$ ,  $R = 0.9 A/W$ ,  $R_L = 50 k\Omega$ ,  $BW_{PD} = 2.5 GHz$  și  $T = 300^\circ K$ .

### Soluție

Utilizînd formula (&.57), calculăm  $SNR_s = 45.2$  pentru fotodioda cu avalanșă pe Si și  $SNR_s = 8.8$  pentru fotodioda cu avalanșă pe InGaAs.

Utilizînd formula (&.58), calculăm  $SNR_t = 3912.3$ , care nu depinde de materialul semiconductor. Se poate observa cit de mult s-a redus impactul zgomotului termic în dioda cu avalanșă.

Utilizînd formula (&.56) calculăm SNR global al diodei:

$$\text{Pentru dioda pe Si } (F_s = 2.49) \quad SNR = 44.67$$

$$\text{Pentru dioda pe InGaAs } (F_s = 12.78) \quad SNR = 8.78$$

Se observă că SNR pentru o diodă cu avalanșă este determinat în principal de SNR limitat de zgomotul de alicie. Acest lucru se datorește faptului ca cele două zgomote au fost tratate la fel. În realitate influența zgomotului termic este mai mare și prin urmare SNR este undeva între  $SNR_s$  și  $SNR_t$ .

Privind mai cu atenție în formula (&.56) observăm ca se poate calcula un factor de multiplicare optim,  $M_{opt}$ , din punctul de vedere al raportului semnal-zgomot, [1]:

$$M_{opt} = [(4k_B T) / (k_A R_L e R P)]^{1/3} \quad (\&.59)$$

Dacă aplicăm cifrele din exemplul precedent,  $M_{opt}$  este 8.56 pentru Si și 3.15 pentru InGaAs. Performanțele unei diode cu avalanșă sunt mai bune cu cît  $k_A$  este mai mic.

## FOTODIODE

poate depăși 1 Ghz, în timp ce la o fotodioda pe InGaAs la care câștigul este de cca. 40, banda poate atinge 3 GHz. Prin urmare, fotodiodele cu avalanșă pe Si sunt utile pentru rețele de viteze medii, care funcționează de obicei la 850 nm, în timp ce fotodiodele cu avalanșă pe InGaAs pot fi folosite în rețelele de mare viteză (până la 3 GHz), rețele care funcționează de obicei pe 1300 nm și 1550 nm.

Dacă comparăm o fotodiodă p-i-n cu o bandă de 5 GHz și câștigul 1 cu o fotodiodă cu avalanșă cu banda de 15 GHz și câștigul 10, observăm că fotodioda cu avalanșă este de cel puțin 10 ori mai sensibilă decât fotodioda p-i-n, la benzi comparabile, ceea ce implică o legătură de 10 ori mai lungă. Acest avantaj poate însă să dispară dacă ne reamintim că fotodioda cu avalanșă necesită tensiuni mari de polarizare inversă.

### **Zgomotul și raportul semnal-zgomot pentru o fotodioda cu avalanșă.**

Pentru o fotodioda cu avalanșă, situația este următoare: Procesul de ionizare prin impact aplică fotocurentul, ceea ce înseamnă o creștere a numărătorului în formula pentru SNR. Pe de altă parte, același proces mărește zgomotul de alicie, deoarece acesta depinde de fotocurent. Fizica fenomenului este aceea că perechile secundare electron-gol sunt generate aleator, ceea ce intensifică zgomotul de alicie. Prin urmare, factorul de multiplicare  $M$  devine aleator. Pentru a manipula procesul de ionizare cu  $M$  un factor de multiplicare mediu, se introduce un nou coeficient numit *factor de zgomot în exces*,  $F_s$ . Trecînd peste toate detaliile de calcul, formula pentru zgomotul de alicie al unei fotodiode cu avalanșă este, [1]:

$$i_s^2(\text{APD}) = M^2 [2eF_s(\text{RP})\text{BW}_{\text{PD}}] \quad (\&.53)$$

unde  $F_s$  se calculează cu formula:

$$F_s = k_A M + (1 - k_A)(2 - 1/M) \quad (\&.54)$$

În cazul siliciului,  $k_A = 0.03$ , iar în cazul InGaAs,  $k_A = 0.6$ . Zgomotul termic nu depinde de procesul de ionizare, deoarece el nu depinde de fotocurent ci de rezistoare. Prin urmare, valoarea efectivă a curentului de zgomot termic va fi data de formula:

$$i_t = \sqrt{(4k_B T/R_L)\text{BW}_{\text{PD}}} \quad (\&.55)$$

În concluzie, raportul semnal-zgomot, SNR, al unei fotodiode cu avalanșă poate fi scris sub forma:

$$\begin{aligned} \text{SNR}(\text{APD}) &= I_P^{*2} / I_{\text{zgomot}}^2 = (\text{MRP})^2 / (i_s^2 + i_t^2) = \\ &= (\text{MRP})^2 / \left\{ 2eM^2F_s\text{RP} + (4k_B T)/R_L \right\} \text{BW}_{\text{PD}} \end{aligned} \quad (\&.56)$$

## FOTODIODE

$$R_{APD} = MR_{p-i-n} = M(\eta/1248)\lambda \quad (\&.48)$$

Nu trebuie uitat că în relația de mai sus lungimea de undă este în nm.

Factorul de multiplicare M depinde de tensiunea de accelerare, de grosimea regiunii de avalanșă și de raportul electroni-goluri care participă la procesul de ionizare. Deci putem controla factorul de multiplicare M prin tensiunea inversă aplicată. M are valori în intervalul 10..500.

Trebuie să reținem că procesul de multiplicare în avalanșă este esențialmente aleator, prin urmare tot așa este și M. Prin urmare când facem considerații asupra acestui parametru, nu trebuie să uităm că lucrăm cu o valoare medie. Tot din fizica procesului rezulta că acesta este zgomotos. Totuși, acest fapt nu anulează avantajul principal al fotodiodei cu avalanșă, acela de a amplifica intern fotocurentul fără a adăuga zgomot asociat cu circuitul electronic extern

### **Banda fotodiodei cu avalanșă.**

Considerațiile asupra benzii fotodiodei cu avalanșă necesită o altă abordare decât în cazul fotodiodei p-i-n. Deoarece fotodiodea cu avalanșă introduce aplicare, caracteristica universală a unui asemenea dispozitiv este *produsul câștig-bandă*:  $M \times BW$ . Pentru o fotodiodă cu avalanșă tipică, acest produs este, [1]:

$$M \times BW = 1/(2\pi\tau_e) \quad (\&.49)$$

unde M este factorul de multiplicare la frecvență zero și  $\tau_e$  este timpul efectiv de tranzit care se poate calcula cu relația:

$$\tau_e = k_A \tau_{tr} \quad (\&.50)$$

$\tau_{tr}$  este timpul de tranzit definit de formula:

$$\tau_{tr} = w/v_{sat} \quad (\&.51)$$

unde w este lungimea regiunii active, iar  $v_{sat}$  este viteza de saturație a purtătorilor. În relația (&.50),  $k_A$  este raportul goluri-electroni implicați în procesul de ionizare. Acest raport depinde de material, avînd valoarea 0.03 pentru Si, 0.8 pentru Ge și 0.6 pentru InGaAs.

Cîștigul fotodiodei cu avalanșă depinde de frecvență, [1]:

$$M(\omega) = M / \sqrt{1 + (\omega\tau_e M)^2} \quad (\&.52)$$

unde M este  $M(0)$ .

Produsul câștig-bandă este cca. 500 GHz pentru o fotodiodă pe Si și 120 GHz pentru o fotodiodă pe InGaAs. Deoarece fotodiodea pe Si are un câștig maxim de 500, banda sa nu

## Fotodioda cu avalanșă

Ceea ce ne interesează în primul rând la o fotodiodă este sensibilitatea ei: puterea luminoasă minimă pe care o poate detecta fotodioda. Acest parametru determină lungimea legăturii. Pentru a crește acest parametru, trebuie să "amplificăm fotocurentul. Dacă acest lucru l-am realiza cu un amplificator extern, s-ar adăga suplimentar și zgomot, ceea ce ar putea duce la neatingerea obiectivului. Din fericire soluția există și ea se numește *fotodioda cu avalanșă*.

### Considerații de putere

Mecanismul de bază a unei diode cu avalanșă este următorul. Se folosește o structură specială de fotodiodă p-i-n. Fotonii incidenti generează electronii și golurile primare, așa cum se întâmplă într-o fotodiodă p-i-n obișnuită. Pe diodă se aplică o tensiune inversă relativ mare (în jur de 20 V). Această tensiune accelerează electronii care capătă suficientă energie pentru ca la ciocnirea cu atomii neutri să smulgă alți electroni, producând astfel perechi electron-gol noi. Acest proces se numește *ionizare de impact*. Electronii astfel produși capătă și ei suficientă energie pentru a ioniza alți atomi și produce noi perechi; acest proces se numește proces de avalanșă. Ca rezultat, un foton generează în final mai mulți electroni, ceea ce înseamnă că această fotodiodă amplifică intern fotocurentul. Acest lucru este echivalent cu a spune că eficiența cuantică a fotodiodei cu avalanșă este mai mare decât 1 (tipic între 10 și 100). Structura unei fotodiode cu avalanșă este prezentată în fig. &.17.

Fotonii trec prin regiunea puternic dopată  $p^+$  și intră în stratul intrinsec, unde produc perechi electron-gol. Tensiunea inversă aplicată din exterior separă electronii fotogenerați de goluri și îi deplasează spre joncțiunea pn+, unde există un câmp electric foarte puternic (de ordinul a  $10^5$  V/cm). Acest câmp electric accelerează electronii producând ionizarea de impact.

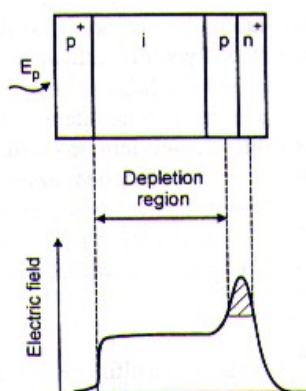


Fig.&.17

Avantajul major al unei fotodiode cu avalanșă față de o fotodiodă p-i-n rezultă tocmai din fizica funcționării ei: eficiența cuantică a unei fotodiode cu avalanșă este de  $M$  ori mai mare decât a unei fotodiode p-i-n ( $M$  este numit *factor de multiplicare* sau *cîștig*). Deci, putem scrie:

## FOTODIODE

$$P_{\min} = (Q/R) \left\{ eQ(BW_{PD}) + \sqrt{[(4k_B T/R_L)BW_{PD}]} \right\} = 0.00014nW + 5.42nW = 5.45014nW$$

Vedem din nou ca pentru o dioda p-i-n, zgomotul termic este zgomotul dominant, prin urmare formula (&.45) poate fi simplificata și mai mult:

$$P_{\min}(p-i-n) = (Q/R) i_t = \left\{ Q \sqrt{[(4k_B T/R_L)BW_{PD}]} / R \right\} \quad (\&.46)$$

în exemplul nostru, în limitele date de zgomotul termic,  $P_{\min}(p-i-n) = 5.45nW = -32.6dBm$

Atit formula (&.44) cât și formula (&.46) ne dau raspunsul căutat: puterea optica minimă recepționată depinde de urmatorii parametri ai fotodiodei: rezonzivitatea (R), rezistența de sarcină ( $R_L$ ) și bandă ( $BW_{PD}$ ). Dar, în practică, *proiectantul unei sistem de comunicații pe fibra optică are nevoie de relația dintre  $P_{\min}$  și BER*. Această relație poate fi obținută dacă înlocuim parametrul Q exprimat in funcție de  $P_{\min}$  (formula (&.43)) în formula (&.35) pentru BER. Obținem:

$$BER_{\min} = 1/2 \left[ \operatorname{erfc} \left( 2RP_{\min} / \left\{ \sqrt{[(4eRP_{\min}BW) + ((4k_B T/R_L)BW)]} + \sqrt{[(4k_B T/R_L)BW]} \right\} \right) \right] \quad (\&.47)$$

Pentru calculele practice putem folosi aproximarea exponențiala pentru funcția erfc. Formula (&.47) și fig.&.16 dau răspunsul la problema sensibilității unei fotodiode: aceasta este *puterea optica minimă recepționată care oferă un BER dat*.

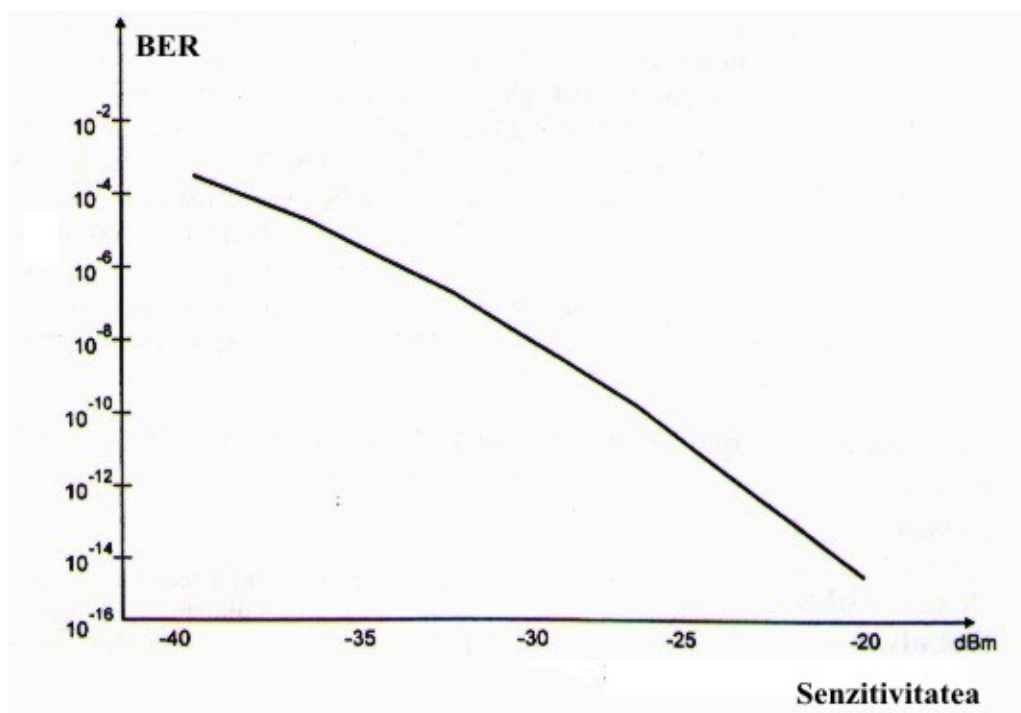


Fig. &.16.

## FOTODIODE

Privind atent cifrele observăm ca pentru a obține un  $BER < 10^{-12}$ , ceea ce reprezintă o cerință obișnuită pentru sistemele moderne de comunicații pe fibră optică, avem nevoie să obținem  $Q < 7$ . Pentru o valoare modestă a BER-ului de  $10^{-9}$ , avem nevoie de  $Q \approx 6$ .

Până acum am stabilit că: BER depinde de parametrul Q prin relația (&.35); parametrul Q depinde de curentul mediu pentru bitul 1 și de curenții de zgomot, după formulele (&.36) și (&.37); curenții medii și de zgomot, pe de altă parte, depind de puterea optică de intrare. În acest punct trebuie introdus conceptul de *putere recepționată minimă* ( $P_{\min}$ ), ca fiind puterea optică medie recepționată în ambii biți 1 și 0, [1] :

$$P_{\min} = (P_1 + P_0)/2 \quad (\&.39)$$

Pentru simplitate, presupunem  $P_0 = 0$  și neglijăm  $i_d$ ; aceasta înseamnă că formulele (&.28) și (&.29) sunt adevărate și:

$$I_1 = RP_1 = 2RP_{\min} \quad (\&.40)$$

Prin urmare avem:

$$i_s^2 = 2eI_1BW_{PD} = 4eRP_{\min}BW_{PD} \quad (\&.41)$$

$$i_t^2 = (4k_B T/R_L)BW_{PD} \quad (\&.42)$$

Dacă aplicăm formula (&.37), putem lega parametrul Q de puterea optică minimă recepționată [1]:

$$Q = (2RP_{\min}) / \left\{ \sqrt{[(4eRP_{\min}BW_{PD}) + ((4k_B T/R_L)BW_{PD})]} + \sqrt{[(4k_B T/R_L)BW_{PD}]} \right\} \quad (\&.43)$$

Această ecuație poate fi rezolvată în raport cu  $P_{\min}$ , obținându-se:

$$P_{\min} = (Q/R) \left\{ eQ(BW_{PD}) + \sqrt{[(4k_B T/R_L)BW_{PD}]} \right\} \quad (\&.44)$$

Pentru a face această formulă mai ușor de utilizat, o putem rescrie sub forma:

$$P_{\min} = (Q/R) \left\{ eQ(BW_{PD}) + i_t \right\} \quad (\&.45)$$

### Exemplu

Care este sensibilitatea fotodiodei MF-432 la temperatura camerei când  $BER = 10^{-9}$  și  $R_L = 50 \text{ k}\Omega$  ?

### Soluție

Folosim formula (1.44). Pentru  $BER = 10^{-9}$  trebuie să avem un  $Q = 6$ . Astfel:

Semnificația parametrului  $Q$  poate fi clarificată dacă deducem următoarea relație din (&.32) și (&.33):

$$Q = (I_1 - I_0)/(i_1 + i_0) \quad (\&.36)$$

Diferența  $(I_1 - I_0)$  este excesul de curent mediu necesar pentru a distinge între bitul 1 și bitul 0. iar suma  $(i_1 + i_0)$  este valoarea efectivă a curentului de zgomot indus la ambele nivele. Dacă acceptăm faptul ca curentul mediu pentru bitul 0 este zero, parametrul  $Q$  capătă o formă și mai clară:

$$Q = (I_1)/(i_1 + i_0) \quad (\&.37)$$

$Q$  este pur și simplu raportul dintre curentul de semnal și curentul de zgomot, ceea ce este o alta formă de a reprezenta relația semnal-zgomot. Din acest motiv  $Q$  se mai numește SNR digital.

Dacă înlocuim (&.36) în (&.35), putem explica mai bine semnificația relației (&.35):

$$BER_{\min} = 1/2 \left[ \operatorname{erfc}(Q/\sqrt{2}) \right] = 1/2 \left\{ \operatorname{erfc} \left[ (I_1 - I_0)/(i_1 + i_0) \sqrt{2} \right] \right\} \quad (\&.38)$$

unde  $(I_1 - I_0)$  este curentul de semnal mediu, iar  $(i_1 + i_0)$  este suma valorilor efective a curenților de zgomot pentru bit 1 și bit 0.

### Puterea optică minimă – sensibilitatea fotodiodei.

Cu tot ceea ce am stabilit până acum, putem deduce *puterea optică minimă necesară pentru a asigura o eroare de bit dată – ceea ce reprezintă sensibilitatea reală a unei fotodiode utilizată într-un sistem de comunicații pe fibră optică.*

Dependența erorii de bit de parametrul  $Q$  este prezentată în fig.&.15. Acest grafic este calculat pe baza relației (&.35).

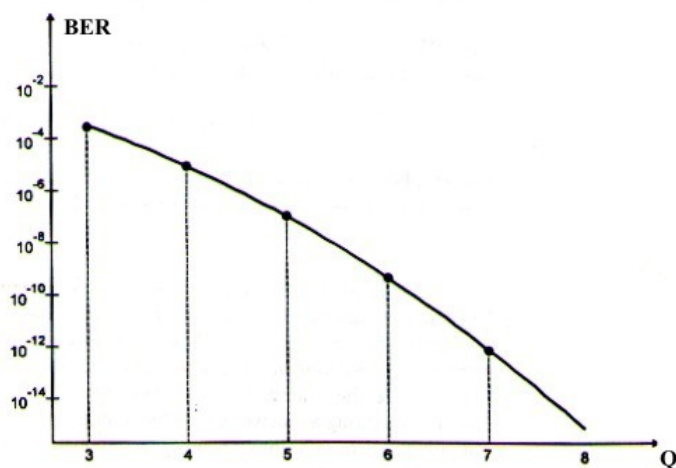


Fig.&.15.



$$i_0^2 = i_{t0}^2 \quad (\&.27)$$

Probabilitățile condiționate P(1/0) și P(0/1) sunt determinate cu ajutorul funcției *erfc*:

$$P(1/0) = 0.5 \operatorname{erfc} \left[ (I_1 - I_{th}) / (i_1 \sqrt{2}) \right] \quad (\&.28)$$

și

$$P(0/1) = 0.5 \operatorname{erfc} \left[ (I_{th} - I_0) / (i_0 \sqrt{2}) \right] \quad (\&.29)$$

unde:

$$\operatorname{erfc}(x) = 2 / \sqrt{\pi} \int_x^{\infty} \exp(-y^2) dy \quad (\&.30)$$

astfel încît BER este dată de relația [1]:

$$BER = 1/4 \left\{ \operatorname{erfc} \left[ (I_1 - I_{th}) / i_1 \sqrt{2} \right] + \operatorname{erfc} \left[ (I_{th} - I_0) / i_0 \sqrt{2} \right] \right\} \quad (\&.31)$$

Pentru a scădea BER singura cale este să folosim curentul de prag. BER este minim cînd curentul de prag satisface următoarea relație [1]:

$$(I_1 - I_{th}) / i_1 = (I_{th} - I_0) / i_0 \equiv Q \quad (\&.32)$$

unde Q este un parametru a carei semnificație va fi discutată puțin mai încolo. Prin urmare valoarea optimă a curentului de prag este:

$$I_{thopt} = (I_1 i_0 + I_0 i_1) / (i_1 + i_0) \quad (\&.33)$$

Pentru o fotodiodă p-i-n, zgomotul termic este factorul dominant; prin urmare putem neglija toate celelalte componente:

$$I_{thopt}(p-i-n) = (I_1 + I_0) / 2 \quad (\&.34)$$

cea ce este aproape evident avînd în vedere că primul lucru pe care ne-am gîndi să-l facem este să luăm media celor doi curenți ca valoare de prag.

Dacă condiția din (&.32) este satisfăcută, expresia pentru valoarea minimă a BER este:

$$BER_{\min} = 1/2 \left[ \operatorname{erfc} \left( Q / \sqrt{2} \right) \right] \approx \left[ \exp \left( -Q^2 / 2 \right) \right] / (Q \sqrt{2\pi}) \quad (\&.35)$$

## FOTODIODE

la altul, zgomotul modificînd valoarea curentului de ieșire, fig.&.14. Prin urmare probabilitatea de a exista decizii greșite există.

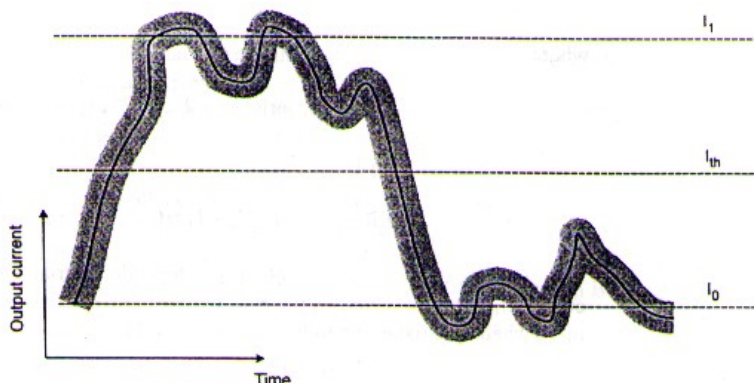


Fig.&.14

Pentru a include zgomotul, să reamintim că toate tipurile de zgomot pot fi approximate cu buna precizie folosind statistica Gauss, ceea ce înseamnă ca varianțele componentelor pot fi în mod simplu adunate pentru a da variata totală. Pe de altă parte, vom considera doar aplicațiile de mare viteză, ceea ce ne permite să neglijăm zgomotul în  $1/f$ .

Prin urmare, zgomotul asociat cu bitul 1 este reprezentat prin:

$$i_1^2 = i_{s1}^2 + i_{t1}^2 + i_{d1}^2 \quad (\&.26)$$

unde  $i_1^2$  este varianța curentului reprezentînd bit 1, iar indicele 1 în fiecare termen arată că  $i_{s1}^2$ ,  $i_{t1}^2$  și  $i_{d1}^2$  sunt calculate la valoarea  $I_1$  a curentului de ieșire. Zgomotul asociat cu bitul 0 este diferit de zgomotul asociat cu bitul 1 deoarece valoarea medie a curentului pentru bitul 0 ( $I_0$ ) este diferită de valoarea medie a curentului pentru bitul 1 ( $I_1$ ). Teoretic,  $I_0$  ar trebui să fie 0 dar, în realitate, nu este așa. Astfel:

$$i_0^2 = i_{s0}^2 + i_{t0}^2 + i_{d0}^2 \quad (\&.27)$$

Zgomotul termic, dacă ne amintim, nu depinde de curent; prin urmare,  $i_{t1}^2 = i_{t0}^2$ .

Dacă neglijăm zgomotul curentului de întineric și presupunem  $i_{s0} = 0$ , putem deduce expresii simplificate pentru varianțele fotocurentului :

$$i_1^2 = i_{s1}^2 + i_{t1}^2 \quad (\&.26)$$

și

## FOTODIODE

*Soluție*

$$\begin{aligned} NEP &= \sqrt{\left\{ [NEP_{BW1} \sqrt{BW1}]^2 + [NEP_{BW2} \sqrt{BW2}]^2 \right\}} = \\ &= \sqrt{\left\{ [3.3(pW/\sqrt{Hz})\sqrt{10MHz}]^2 + [30(pW/\sqrt{Hz})\sqrt{115MHz}]^2 \right\}} = 321.9nW \end{aligned}$$

Pentru a calcula  $NEP(\lambda)$ , folosim formula (&.24) luind în considerație cea mai mare valoare a  $NEP$ ,  $30 pW/\sqrt{Hz}$ , și întreaga bandă de 125 MHz:

$$NEP(\lambda) = NEP_N [R_{\max} / R(\lambda)] \sqrt{BW} = 409.9nW$$

Prin urmare avem nevoie de cel puțin 400 nW pentru a obține  $SNR = 1$ . Deoarece în realitate trebuie să avem un  $SNR$  de cel puțin 6, este evident că avem nevoie de o soluție de îmbunătăți performanțele fotodiodei. O analiza a formulei (&.23) ne arată că singura cale pe care o avem la dispoziție este controlul benzii. Astfel, deoarece zgomotul fotodiodei este de tip zgomot alb, el contribuie egal la toate frecvențele din bandă. Dacă vom insera un filtru trece-jos, vom elimina o parte importantă din zgomot (împreună cu semnalul, evident). În exemplul nostru, utilizând la ieșire un filtru trece-jos de 10 kHz, obținem:

$$NEP(\lambda) = NEP_N [R_{\max} / R(\lambda)] \sqrt{BW} = 3.67nW$$

Comparând 3.67 nW cu 409.9 nW putem trage o concluzie importantă: există întotdeauna un compromis de făcut între bandă și  $NEP$  – cu cât e mai mare banda, cu atât e mai mare  $NEP$  (deci mai rău).

### Sensitivitatea fotodiodei p-i-n

Sensitivitatea, principalul criteriu de performanță al fotodiodei, este puterea optică minimă pe care o poate detecta fotodioda pentru un BER dat.

### Calculul BER

BER-ul este raportul dintre numărul de biți eronați și numărul total de biți transmiși. Să notăm cu  $P(1/0)$  probabilitatea de a decide 1 când bitul este în realitate 0 și cu  $P(0/1)$  probabilitatea de a decide 0 când bitul este în realitate este 1. Presupunând că probabilitatea de a recepționa 0 sau 1 este aceeași, formula de calcul a BER este:

$$BER = 0.5[P(1/0) + P(0/1)] \quad (\&.25)$$

În circuitele digitale, circuitul de decizie determină ce bit a sosit comparând nivelul fotocurentului ( $I_p$ ) cu un nivel de prag  $I_{th}$ . Fotocurentul fluctuează aleator de la un bit

Concluzie : pentru a îmbunătăți raportul semnal-zgomot al unei fotodiode p-i-n, trebuie crescută rezistența de sarcină.

### Puterea echivalentă de zgomot

Un alt parametru important al unei fotodiode este *puterea echivalentă de zgomot*, NEP. Prin definiție, NEP este puterea minimă de semnal pentru care SNR = 1. Adică, aceasta este puterea de intrare care produce aceeași ieșire ca și zgomotul. Formula de calcul pentru NEP se poate obține din relația (&.18):

$$NEP(W) = i_{zg} / R \quad (\&.21)$$

În datele de catalog, fabricanții prefera sa utilizeze termenul NEP per unitatea de bandă. Acesta este definit prin relația:

$$NEP_N(W/\sqrt{Hz}) = NEP/\sqrt{BW_{PD}} = i_{zgN} / R \quad (\&.22)$$

Privind cu atenție la formula (&.21) vedem că NEP este puterea optica minimă pe care o poate detecta o fotodioda zgomotoasă.

Deși nu se observa in formula (&.21), NEP crește cu frecvența. Reprezentarea grafica a NEP în funcție de frecvența se numește *palier de zgomot*. Prin urmare, NEP este diferit pentru diverse benzi de frecvență. Observînd că NEP este tot o valoare efectiva (valoarea efectivă a puterii optice care produce un raport semnal-zgomot unitar), regula de calcul pentru mai multe benzi va fi:

$$NEP = \sqrt{\left\{ [NEP_{BW1} \sqrt{BW1}]^2 + [NEP_{BW2} \sqrt{BW2}]^2 + \dots + [NEP_{BWn} \sqrt{BWn}]^2 \right\}} \quad (\&.23)$$

Unde  $NEP_{BWk}$  este  $NEP_N$  pentru banda de frecvență k.

Deoarece în definiția NEP intervine rezpozivitate, care depinde de lungimea de undă, și NEP depinde de lungimea de undă:

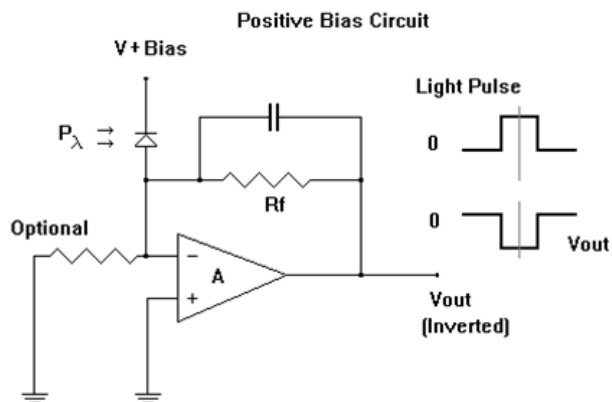
$$NEP(\lambda) = NEP_N [R_{\max} / R(\lambda)] \sqrt{BW} \quad (\&.24)$$

Unde  $R_{\max}$  este valoarea maxima a rezpozivității și  $R(\lambda)$  este rezpozivitatea la o lungime de undă dată.

### Exemplu

Calculați NEP și  $NEP(\lambda)$  pentru o fotodiodă p-i-n pe InGaAs, care are următorii parametri :  $NEP_N = 3.3 \text{ pW}/\sqrt{Hz}$  de la cc la 10 MHz și  $NEP_N = 30 \text{ pW}/\sqrt{Hz}$  de la 10 la 125 MHz.  $R_{\max} = 1.1 A/W$  la 1550 nm și  $R(\lambda) = 0.9 A/W$  la 1300 nm. Fotodioda functioneaza la 1300 nm.

## FOTODIODE



(b)

Fig. &.13.

### Raportul semnal-zgomot al unei diode p-i-n

Prin definiție, raportul semnal-zgomot, SNR, este raportul dintre puterea de semnal și puterea de zgomot. În cazul nostru, puterea de semnal este proporțională cu pătratul valorii medii a fotocurentului ( $I_p^*$ ), în timp ce puterea de zgomot este proporțională cu pătratul valorii efective a curentului de zgomot indus ( $i_{zg}$ ). Deoarece atât puterea de semnal cât și puterea de zgomot se disipă în aceeași rezistență de sarcină, putem scrie, [1]:

$$SNR = \text{puterea de semnal} / \text{puterea de zgomot} = I_p^{*2} / i_{zg}^2 \quad (\&.17)$$

Deoarece  $I_p^* = RP^*$ , formula (&.17) devine;

$$SNR = (R^2 P^{*2}) / i_{zg}^2 \quad (\&.18)$$

Curentul de zgomot indus, se calculează cu relația:

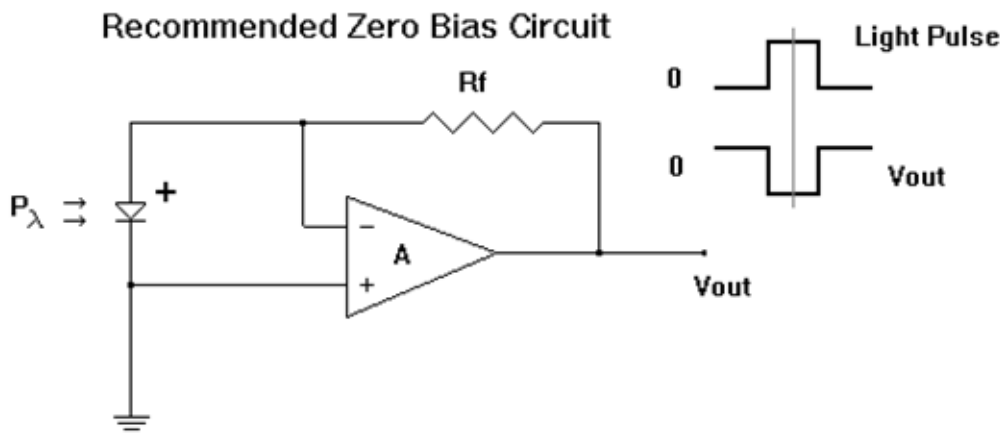
$$i_{zg} = \sqrt{(i_s^2 + i_t^2 + i_d^2 + i_{1/f}^2)} \quad (\&.19)$$

Zgomotul dominant într-o fotodiode p-i-n este zgomotul termic. Prin urmare, neglijând toți ceilalți termeni, raportul semnal-zgomot (dat de limita termică) se scrie:

$$SNR_t = (R^2 P^{*2}) / i_t^2 = (R^2 P^{*2} R_L) / [(4kBT)BW_{PD}] \quad (\&.20)$$

## FOTODIODE

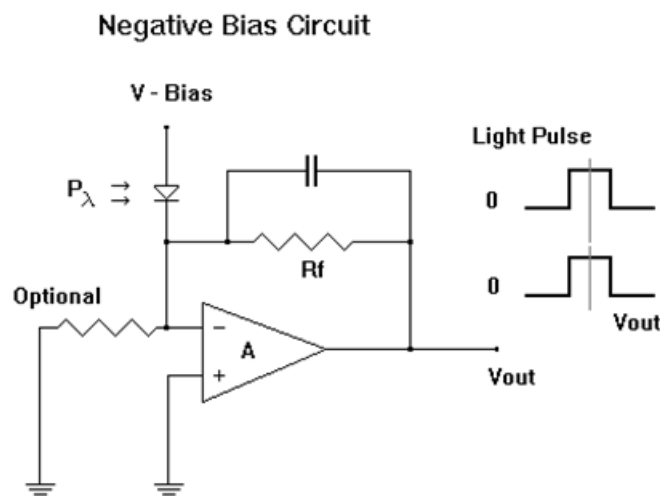
de sarcina suficient de redusa este de a utiliza un amplificator operational, ca in figura &.12.



Circuitul din figura de mai sus are un raspuns linear si un zgomot redus prin eliminarea aproape completa a curentului invers prin dioda.

### Regimul fotoconducitiv – dreapta de sarcina

In regimul fotoconducitiv, fotocurentul generat produce o tensiune la bornele rezistentei de sarcina in paralel cu rezistenta paralel a fotodiodei. Deoarece la polarizare inversa rezistenta  $R_d$  este constanta, pot fi folosite rezistente de sarcina de valori mari , pastrand liniaritatea dintre tensiunea de iesire si intensitatea radiatiei aplicate. Aceasta regim este folosit pentru raspunsuri de mare viteza. Principalul dezavantaj al acestui circuit este existenta unui curent invers mare, ceea ce determina un zgomot mai mare. Circuitele care realizeaza acest regim fotoconducitiv sunt prezentate in figura &.13.



## FOTODIODE

unde  $\tau_{tr}$  este timpul de tranzit al fotopurtătorilor pînă la terminale și  $\tau_{RC}$  este constanta de timp impusa de capacitatea regiunii active,  $C_d$ , și de rezistența de sarcină.

Efectul rezistenței de sarcina asupra caracteristicilor curent/tensiune este prezentat in figura &.10.

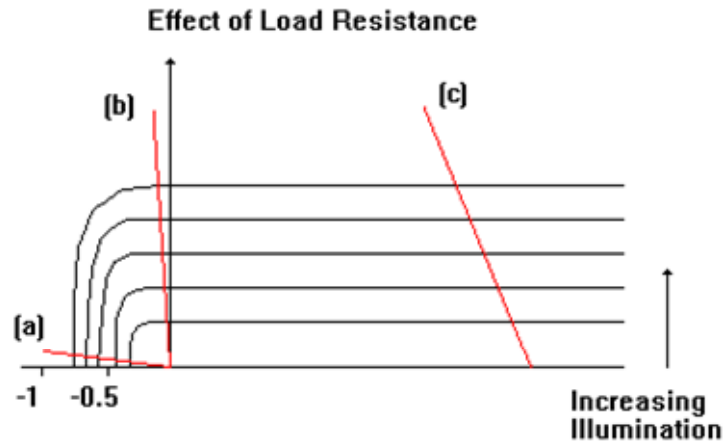


Fig. &.10.

### Regimul fotovoltaic - $R_l \gg R_d$ , dreapta de sarcina (a)

Fotocurentul generat curge prin  $R_d$ , determinind aparitia unei tensiuni pe dioda care se opune potentialului intern a jonctiunii fotodiodei, determinind o polarizare directa a acesteia. Valoarea lui  $R_d$  scade exponential cu cresterea iluminerii. Prin urmare tensiunea foto-generata va fi o functie logaritmica de intensitatea luminii incidente. Circuitul care asigura acest regim de functionare este prezentat in figura &.11.

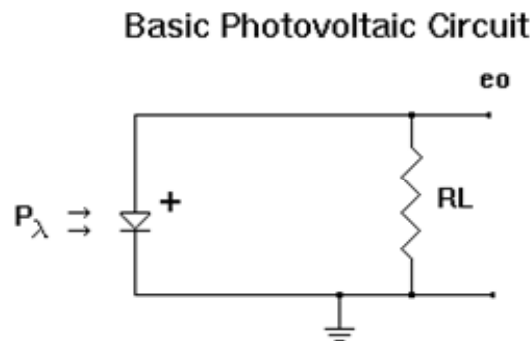


Fig. &.11

### Regimul cu polarizare zero - $R_l \ll R_d$ , dreapta de sarcina (b)

Fotocurentul generat curge prin rezistenta  $R_l$  de valoare fixa. Prin urmare, tensiunea rezultanta va depinde linear de nivelul radiatiei incidente. O cale de a obtine o rezistenta

## FOTODIODE

$$i_{dN}(A/\sqrt{Hz}) = i_d / \sqrt{BW_{PD}} = \sqrt{2e(I_d^*)} = 0.31 \times 10^{-4} \text{ nA}/\sqrt{Hz}$$

(4) curentul de zgomot în 1/f

Deoarece folosim fotodioda în aplicații de mare viteză, acest curent poate fi neglijat.

(5) Curentul total de zgomot

( $R_L = 50\Omega$ ) : valoarea efectivă a curentului total de zgomot este egală cu cea a curentului de zgomot termic, adică 910 nA.

( $R_L = 50k\Omega$ ) : valoarea efectivă a curentului total de zgomot este compusă din :

$$i_{zg} = \sqrt{(i_s^2 + i_t^2 + i_d^2)} = \sqrt{[(80 + 828 + 2.4) \times 10^{-18} \text{ A}^2]} = 30.2 \text{ nA}$$

Iar valoarea efectivă per unitatea de bandă va fi :

$$i_{zgN} = \sqrt{(i_{sN}^2 + i_{tN}^2 + i_{dN}^2)} = 6.04 \times 10^{-4} \text{ nA}/\sqrt{Hz}$$

### Modelul de circuit a unei fotodiode

Modelul de circuit a unei fotodiode este prezentat în figura 1.9. La baza, o fotodioda este un generator de curent. Capacitatea jonctiunii din fotodioda depinde de grosimea stratului saracit și de tensiunea inversa aplicata. Valoarea rezistentei paralel este de ordinul MΩ, iar rezistenta serie este mica.

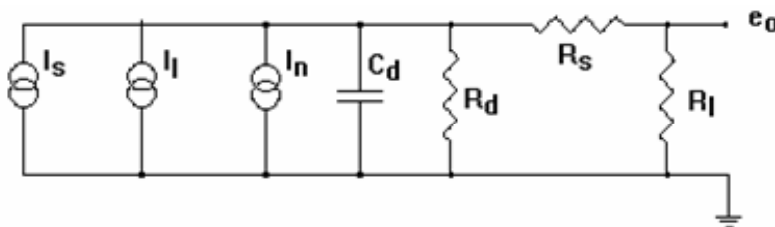


Fig. &.9

$I_s$  = curentul de semnal

$I_1$  = curentul invers de saturatie

$I_n$  = curentul de zgomot

$C_d$  = capacitatea jonctiunii diodei

$R_d$  = rezistenta paralel a fotodiodei

$R_s$  = rezistenta serie a fotodiodei

$R_l$  = rezistenta de sarcina

$$e_o = (I_s + I_1 + I_n) \frac{R_l R_d}{R_d + R_l + R_s}$$

$$BW_{PD} = 1/[2\pi(\tau_{tr} + \tau_{RC})]$$



## FOTODIODE

Utilizând formula (&.10), obținem :

$$i_{sN} (A/\sqrt{Hz}) = i_s / \sqrt{BW_{PD}} = \sqrt{2e(I_p^*)} = 1.78 \times 10^{-4} \text{ nA}/\sqrt{Hz}$$

(2) Curentul de zgomot termic

Pentru o temperatură și bandă date, acest curent depinde de rezistența de sarcină. Pentru a evidenția efectul acestei rezistențe, vom face calculele pentru două valori ale lui  $R_L$  :  $50\Omega$  și  $50k\Omega$ .

Aplicând formula (&.12) pentru  $T = 300^\circ K$ , obținem :

$$(R_L = 50\Omega) \quad i_t^2 = [(4k_B T / R_L) BW_{PD}] = 82.8 \times 10^{-14} A^2$$

$$(R_L = 50k\Omega) \quad i_t^2 = [(4k_B T / R_L) BW_{PD}] = 828 \times 10^{-18} A^2$$

$$(R_L = 50\Omega) \quad i_t = 910 \text{ nA}$$

$$(R_L = 50k\Omega) \quad i_t = 28.8 \text{ nA}$$

Dacă rezistența de sarcină este  $50\Omega$ , sigur putem neglija toate celelalte surse de curent de zgomot. Chiar și cu rezistență de sarcină de  $50k\Omega$ , curentul de zgomot termic este mult mai mare decât curentul de zgomot de alicie. Totuși, dacă creștem rezistența de sarcină (sau considerăm doar rezistența regiunii active a fotodiodei), valoarea lui  $i_t$  scade dramatic. De exemplu, pentru  $R_L = 2 \text{ M}\Omega$  (valoarea minimă a rezistenței joncțiunii), valoarea lui  $i_t$  devine  $4.5 \text{ nA}$ . De reținut următorul fapt foarte important : *cresterea rezistenței de sarcină va reduce curentul de zgomot termic.*

Valoarea normalizată la bandă a curentului de zgomot termic este dată de formula (&.13) :

$$i_{tN} (A/\sqrt{Hz}) = i_t / \sqrt{BW_{PD}} = \sqrt{(4k_B T / R_L)} = 5.76 \times 10^{-4} \text{ nA}/\sqrt{Hz}$$

(3) curentul zgomotului de întuneric

Pentru a folosi formula (&.14) trebuie să facem referire la datele de catalog ale fotodiodei MF-432: la temperatura camerei, curentul de întuneric este  $3 \text{ nA}$ . Deci, avem:

$$i_d^2 = 2e(I_d^*) BW_{PD} = 2.4 \times 10^{-18} A^2$$

Si :

$$i_d = 1.5 \text{ nA}$$

Din formula (&.15) obținem:

## FOTODIODE

Constantele  $K_{1/f}$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ , trebuie deduse empiric. O valoare aproximativă pentru  $\alpha$  este 2, iar pentru  $\beta$  între 1 și 1.5. Natura acestui zgomot nu este bine cunoscută. Din fericire el este important doar la joasa frecvență, putînd fi neglijat dacă frecvența de modulație este peste 100 Hz.

### Exemplu

Calculați valoarea efectivă și normalizată la bandă a curentului total de zgomot pentru fotodioda p-i-n MF-432, dacă puterea medie la intrare este  $0.1\mu\text{W}$ ,  $\lambda=1550\text{ nm}$  și dioda funcționează la temperatura camerei.

### Soluție

Trebuie să calculăm toți termenii de zgomot.

(1) Curentul de zgomot de alicie

Astfel, pentru a calcula  $i_S = \sqrt{2e(I_P^*)BW_{PD}}$ , trebuie să cunoaștem cantitățile:  $I_P^*$  și  $BW_{PD}$ .

Fotocurentul mediu este egal cu:

$$I_P^* = RP^* = 0.1\mu\text{A}$$

Deoarece responsivitatea fotodiodei MF-432 este 1.0 A/W la 1550 nm, așa cum se vede din datele de catalog din fig.&.8.

Optical & Electrical Characteristics (Case Temperature -25 to +70°C)

| Parameter                  | Symbol | Min. | Typ. | Max. | Units | Test Conditions   |
|----------------------------|--------|------|------|------|-------|---|
| Responsivity (Fig 1, 2, 3) | R      | 0.7  | 0.8  |      | A/W   | $\lambda=1300\text{nm}$ (Note 1)<br>$\lambda=1550\text{nm}$ $V_R=5\text{V}$                 |
| Bandwidth                  | $f_c$  | 2.5  |      |      | GHz   | $V_R=5\text{V}$ $R_L=50\Omega$<br>(Note 1)  |
| Capacitance (Fig 4)        | C      |      | 0.8  | 1.2  | pF    | $V_R=5\text{V}$ $f=1\text{MHz}$   |
| Dark Current               | $I_d$  |      |      | 3    | nA    | $T_{\text{Case}}=25^\circ\text{C}$<br>$T_{\text{Case}}=70^\circ\text{C}$<br>$V_R=5\text{V}$ |
| Return Loss                | RL     | 40   | 55   |      | dB    | (Note 2)  |

Note 1: Data for 10/125 $\mu\text{m}$  single-mode fiber (NA=0.11) to 62.5/125 $\mu\text{m}$  graded index fiber (NA=0.275).

Note 2: With 10/125 $\mu\text{m}$  single-mode fiber pigtail (NA=0.11).

Fig.&.8.

Banda fotodiodei MF-432 este specificată de 2.5 GHz. Deci valoarea efectivă a curentului de zgomot de alicie este:

$$i_S^2 = 2e(I_P^*)BW_{PD} = 80 \times 10^{-18} \text{ A}^2 \text{ și } i_S = 8.9 \text{ nA}$$

$$S_t(f) = 2k_B T / R_L \quad (\&.11)$$

Unde T este temperatura în grade kelvin, iar  $R_L$  este rezistența de sarcină (fig.&.8). Relația (&.11) ar trebuie să includă  $R_j // R_L$ , dar rezistența joncțiunii (de ordinul MΩ) este mult mai mare decât cea de sarcină (de ordinul kΩ). Pe de altă parte, dacă investigăm zgomotul termic propriu al fotodiodei, atunci în formulă trebuie utilizată rezistența joncțiunii.

Din nou, deoarece densitatea spectrală este constantă, zgomotul termic este un zgomot alb, cel puțin așa stau lucrurile pînă la frecvențe de aproximativ 1 THz.

Aplicînd formula (&.9), valoarea efectivă a zgomotului termic este:

$$i_t = \sqrt{[(4k_B T / R_L) BW_{PD}]} \quad (\&.12)$$

Valoarea efectivă a curentului de zgomot termic normalizată la bandă, va fi:

$$i_{tN}(A/\sqrt{Hz}) = i_t / \sqrt{BW_{PD}} = \sqrt{(4k_B T / R_L)} \quad (\&.13)$$

### Zgomotul curentului de întuneric

Valoarea efectivă a zgomotului curentului de întuneric este dată de formula:

$$i_d = \sqrt{2e(I_d^*) BW_{PD}} \quad (\&.14)$$

Iar valoarea efectivă pe unitatea de bandă este:

$$i_{dN}(A/\sqrt{Hz}) = i_d / \sqrt{BW_{PD}} = \sqrt{2e(I_d^*)} \quad (\&.15)$$

În literatură, [3], se arată că zgomotul curentului de întuneric este esențial la viteze mici (pînă în 100 Mbit/s), în timp ce la viteze mari (peste 1 Gbit/s) nici chiar un curent de întuneric de 100 nA nu aduce o contribuție esențială la zgomotul total.

### Zgomotul în 1/f

O fotodiode generează zgomot în întuneric complet, altul decât zgomotul curentului de întuneric. Valoarea efectivă per unitatea de bandă a acestui zgomot este invers proporțională cu frecvența, de unde și numele zgomotului. O expresie aproximativă de calcul este dată în [2]:

$$i_{1/fN}(A/\sqrt{Hz}) = i_{1/f} / \sqrt{BW_{PD}} = \left( K_{1/f} I^\alpha \right) / f^\beta \quad (\&.16)$$

$$\left\langle \left( I(t) - I^* \right)^2 \right\rangle = \left\langle \left[ \left( n - n^* \right) e / \Delta t \right]^2 \right\rangle = \left( n^* e^2 \right) / (\Delta t)^2 = \left( I^* e \right) / (\Delta t) \quad (\&.6)$$

Densitatea spectrală de putere,  $S_S(f)$ , și valoarea efectivă a curentului de zgomot de alice,  $i_S(t)$ , sunt date de ([1], [2]) :

$$S_S(f) = 2eI_p^* \quad (\&.7)$$

$$i_S = \sqrt{2e \left( I_p^* \right) BW_{PD}} \quad (\&.8)$$

Unde fotocurentul mediu a fost notat cu  $I_p^*$ , iar  $BW_{PD}$  este banda fotodiodei. Coeficientul 2 în formulele (&.7 și &.8) apare deoarece am considerat o singură parte a densității spectrale de putere. Deoarece densitatea spectrală de putere este constantă, zgomotul de alice este un *zgomot alb*.

De menționat că formula (&.8) poate fi dedusă din (&.7) deoarece:

$$\left\langle i_S^2(t) \right\rangle = \int_0^\infty S_S(f) df \quad (\&.9)$$

*Valoarea efectivă a curentului de zgomot de alice,  $i_S(A)$ , se calculează ca rădăcina pătrată a varianței zgomotului de alice, și reprezintă caracteristica cea mai importantă a zgomotului de alice.*

În practică, zgomotul este reprezentat prin valoarea sa efectivă per unitatea de bandă, numită *valoarea efektivă a zgomotului normalizată la bandă*,  $i_N$ . Pentru curentul de zgomot de alice, aceasta este:

$$i_{SN} \left( A / \sqrt{Hz} \right) = i_S / \sqrt{BW_{PD}} = \sqrt{2e \left( I_p^* \right)} \quad (\&.10)$$

### Zgomotul termic

Mișcarea electronilor datorită temperaturii (adică energiei termice exterioare) are loc într-o manieră aleatorie. Astfel, numărul de electroni care curg printr-un circuit dat, la un moment oarecare de timp, este o variabilă aleatoare. *Deviația numărului instantaneu de electroni de la valoarea medie, datorată temperaturii, este numită zgomot termic.* Același lucru putem repeta în termeni de curent. Rezultă că singurul mod de a micșora zgomotul termic este să micșorăm temperatura.

Modelul statistic pentru zgomotul termic este procesul aleator staționar de tip Gauss, pentru care densitatea spectrală de putere,  $S_t(f)$ , este dată de formula, [1]:

## Sursele de zgomot într-o fotodiodă p-i-n

### Zgomotul de alice

Presupunem ca puterea de intrare este ideal constantă, ceea ce înseamnă că numărul de fotoni pe unitatea de timp, în medie, este constant. În realitate, numărul real de fotoni care ajung în unitatea de timp este necunoscut, prin urmare este o variabilă complet aleatorie. Drept consecință, numărul de electroni fotogenerați la un anumit moment particular de timp este tot o variabilă aleatoare. În plus, numărul de electroni care produc fotocurentul va fi variabil din cauza recombinărilor și absorbtțiilor aleatorii. În concluzie, chiar dacă numărul mediu de electroni este constant, numărul real de electroni va varia. *Deviația numărului real de electroni de la numărul mediu este cunoscut ca zgomot de alice.* Deoarece curentul electric este un șir de electroni, raționamentul poate fi repetat în termeni de curent.

Statistica care descrie zgomotul de alice este de tip Poisson: dacă  $n^*$  este numărul mediu de electroni generați, atunci probabilitatea de a genera  $n$  electroni în intervalul de timp  $\Delta t$  este dată de relația:

$$P(n) = e^{-n^*} \frac{(n^*)^n}{n!} \quad (\&.2)$$

Proprietățile statisticii Poisson sunt :

$$\langle n \rangle \equiv n^* = \sum_{n=0}^{\infty} n P(n) \quad (\&.3)$$

$$\langle n^2 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P(n) = (n^*)^2 + n^* \quad (\&.4)$$

Se poate demonstra că :

$$\left\langle \left( n - n^* \right)^2 \right\rangle = n^* \quad (1.5)$$

Dacă ne reamintim că, curentul este numărul de electroni ( $n$ ) per intervalul de timp ( $\Delta t$ ), putem converti direct formulele de mai sus în termeni de curent. De exemplu, curentul instantaneu,  $I(t)$ , este egal cu  $ne/\Delta t$ , unde  $e$  este sarcina electronului ( $1.6 \times 10^{-19}$  C), iar curentul mediu,  $I^*$ , este  $n^*e/\Delta t$ . Atunci, curentul de zgomot de alice, conform definiției, va fi:

# FOTODIODE

## Influenta temperaturii

Crescind temperatura de functionare a fotodiodei, apar doua rezultate distincte asupra caracteristicilor acesteia. Primul este o modificare a eficientei cuantice datorita modificarilor de absorbtie a radiatiei in dispozitiv. Valorile eficientei cuantice se micsoreaza in regiunea ultraviolet si crește in regiunea infrarosu, ca in figura &.6.

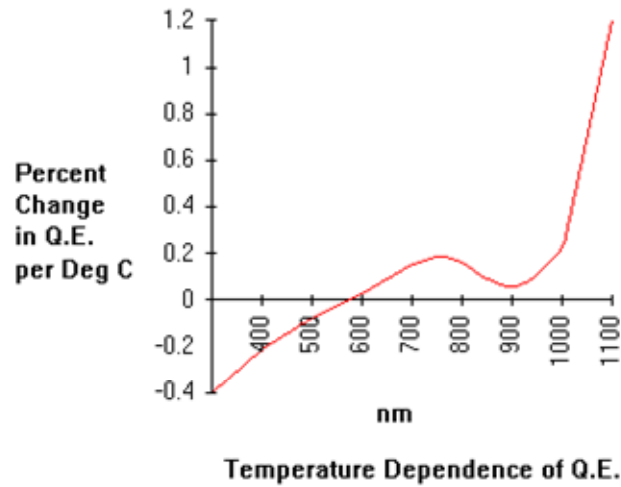


Fig.&.6.

Al doilea rezultat este determinat de cresterea exponentiala a numarului de perechi electron-gol , ceea ce determina cresterea curentului de intuneric. Acest curent se dubleaza la fiecare crestere a temperaturii cu 8...10 grade C, asa cum se arata in figura &.7.

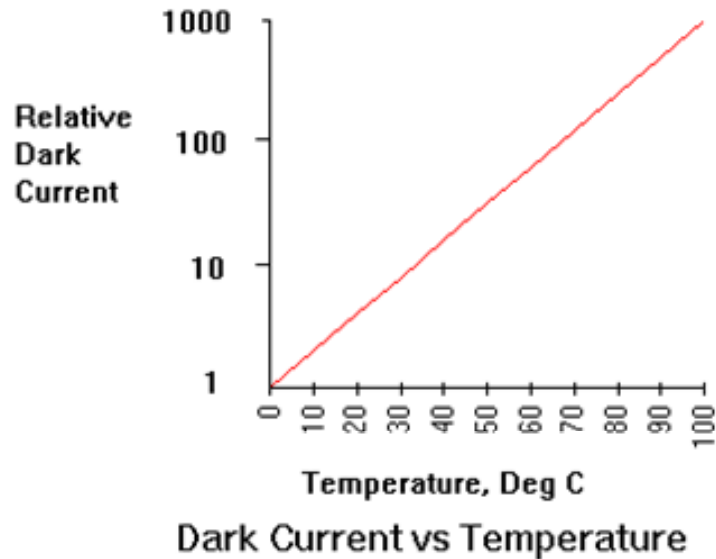


Fig. &.7.

# FOTODIODE

## Liniaritatea

Iesirea unei fotodiode in cazul aplicarii unei polarizari inverse este foarte liniara in raport cu iluminarea aplicata jonctiunii fotodiodei , figura &.5.

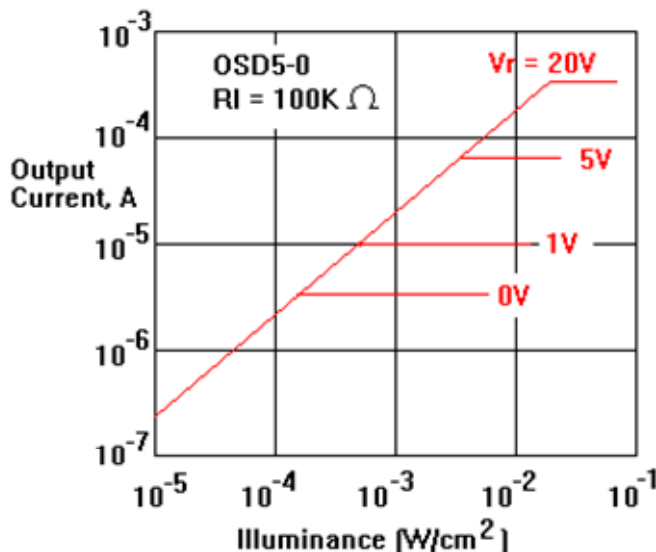


Fig.&.5.

## Eficienta cuantica

Capacitatea interna a unei fotodiode de a converti energia luminoasa in energie electrica, exprimata in procente, se numeste eficienta cuantica ( $\eta$ ). Rspozivitatea fotodiodei este legata de eficienta cuantica prin relatia :

$$\eta[\%] = \frac{1.24 \times 10^5 R[A/W]}{\lambda[\text{nm}]} \quad (\&.1)$$

Funționînd în condiții ideale de reflectanță, structură a cristalului si rezistență internă, o fotodiodă pe siliciu de calitate foarte bună poate atinge o eficiență cuantică de 80%. În tabelul 1 este prezentată rspozivitatea unei fotodiode, in funcție de lungimea de undă, pentru situația ideală în care eficiența cuantică ar fi 100%.

**Tabelul 1**

| Lungimea de unda in nm | Rspozivitatea, la $\eta = 100\%$ , in A/W |
|------------------------|---|
| 200                    | 0.161                                     |
| 300                    | 0.242                                     |
| 400                    | 0.323                                     |
| 500                    | 0.403                                     |
| 600                    | 0.484                                     |
| 700                    | 0.565                                     |
| 800                    | 0.645                                     |
| 900                    | 0.726                                     |
| 1000                   | 0.806                                     |
| 1100                   | 0.887                                     |

## FOTODIODE

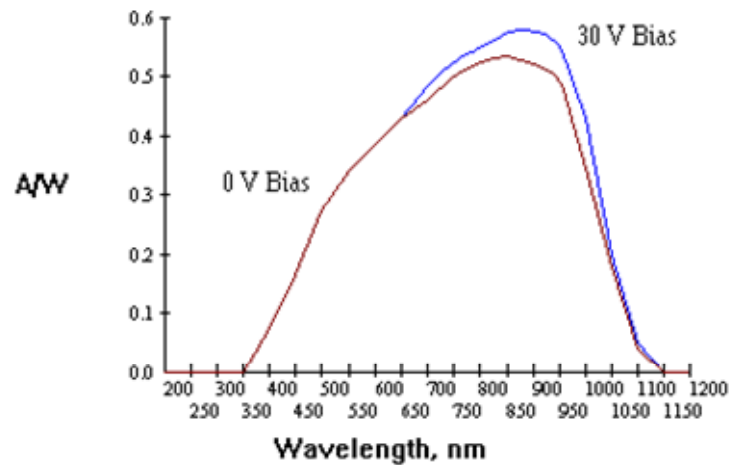


Fig. &.3.

### Caracteristica spectrala

Asa cum se poate vedea din figura &.3, siliciu devine transparent la lungimi de unda peste 1100 nm, in timp ce ultravioletele sunt absorbite in primii 100 nm de grosime. Stratul antireflectorizant inbunatateste raspunsul la o anumita lungime de unda (cu cca. 25%), dar il poate deteliora la alte lungimi de unda datorita reflexiilor. Fereastra diodei poate modifica raspunsul fotodiodei. Fereastra clasica din sticla absoarbe lungimile de unda sub 300 nm. Pentru detectia ultravioletelor este necesara folosirea unei ferestre din siliciu sinterizat. Se folosesc si diverse filtre pentru a inbunatati raspunsul spectral a fotodiodei. Un asemenea filtru este cel ce modifica raspunsul normal al siliciului pentru a aproxima raspunsul spectral al ochiului uman, figura &.4.

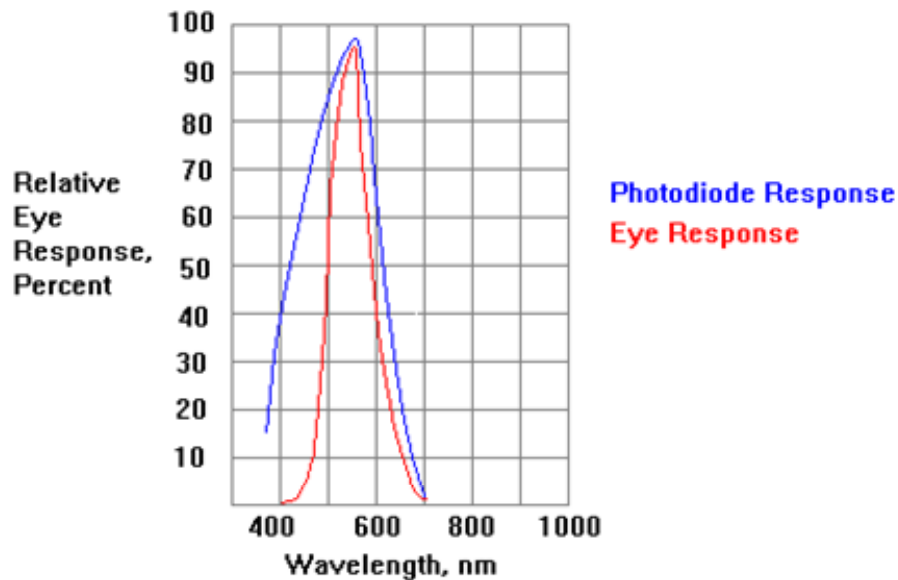


Fig.&.4.



## FOTODIODE

saracita de purtatori ». Aceasta regiune saracita este foarte importanta pentru functionarea fotodiodei deoarece sensibilitatea diodei la radiatii isi are originea aici.

Capacitatea jonctiunii PN depinde de grosimea acestui strat saracit. Crescind tensiunea de polarizare se maresc adancimea regiunii saracite si se micsoreaza capacitatea jonctiunii pina cind se atinge situatia de saracire completa. Capacitatea jonctiunii depinde si de rezistivitatea siliciului si de aria activa a jonctiunii. Relatia dintre capacitatea jonctiunii, tensiunea de polarizare si aria jonctiunii este prezentata in figura &.2.

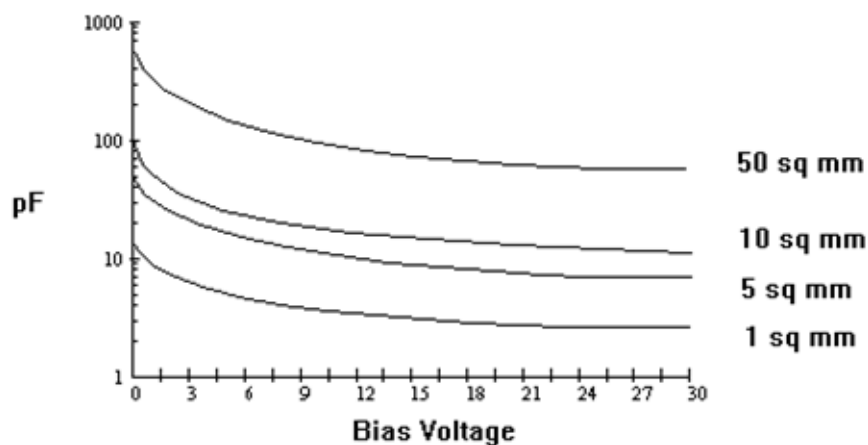


Fig. &.2.

Cind lumina este absorbita in aria activa, se creeaza o pereche electron-gol. Aceasta pereche este separata de cimpul electric din regiunea saracita, electronii trecind in regiunea N, iar golurile in regiunea P. Aceasta separare de sarcini este numit « efect fotovoltaic », iar curentul corespunzator este curentul generat de lumina (notat, de obicei, cu  $I_{sc}$ ).

Fotodiodele pe siliciu se comporta ca o sursa de curent, motiv pentru care in catalog se indica curentul de scurtcircuit. Acesta este o functie liniara de iluminare pe un interval foarte larg de valori (de cel putin sapte ordine de marime).  $I_{sc}$  este afectat putin de temperatura, variind cu mai putin de 0.2% pe grad C pentru lumina vizibila.

Trebuie notat ca la aplicarea unei tensiuni inverse apare un curent prin fotodioda chiar si in lipsa iluminarii. Acest « curent de intuneric » este specificat pentru fiecare dispozitiv. In cazul in care o tensiune de polarizare mica este aplicata, se specifica si rezistenta paralel ; aceasta se determina masurind curentul de intuneric pentru o polarizare de  $\pm 0.01$  V.

### Responzivitate fotodiodei

Masura a sensibilitatii fotodiodei, *responzivitatea* este raportul dintre fotocurentul la iesirea din dioda (in A) si puterea luminoasa (in W) incidenta la fotodioda. De notat ca puterea incidenta este exprimata, de obicei, in  $W/cm^2$ , iar fotocurentul in  $A/cm^2$ . In figura &.3 este prezentata responzivitatea unei fotodiode, in functie de lungimea de unda.

# FOTODIODE

## Fotodioda p-i-n

### Constructia fotodiodei

Fotodiodele pe siliciu sint construite pe un cristal de siliciu similar celui folosit in fabricarea circuitelor integrate. Diferenta principala este aceea ca siliciul folosit in fabricarea fotodiodelor este de puritate mult mai mare. Puritatea siliciului este direct legata de rezistivitatea sa, o rezistivitate mai mare indicand un siliciu mai pur. De exemplu, se utilizeaza siliciu a carui rezistivitate variaza intre  $10 \Omega \cdot \text{cm}$  si  $10000 \Omega \cdot \text{cm}$ . In figura &.1 este prezentata o sectiune transversala printr-o fotodioda tipica.

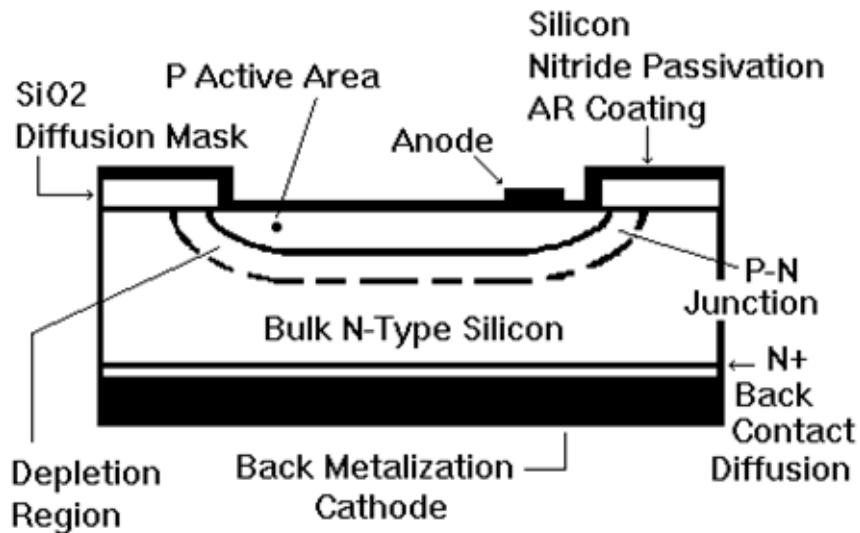


Fig.&.1.

Materialul de plecare este siliciu dopat N. Un strat subtire de tip P este creat la suprafata stratului N, prin difuzie termica sau implantare ionica a unui material adecvat (de regula bor). Interfata dintre stratul P si cel de tip N este cunoscuta ca *jonctiune pn*. Contacte metalice sunt aplicate pe suprafata superioara a dispozitivului, precum si pe intreaga suprafata posterioara. Contactul posterior este catodul diodei, iar contactul anterior este anodul. Suprafata activa a diodei este acoperita cu monoxid sau bioxid de siliciu pentru protectie si pentru a forma un strat antireflectorizant. Grosimea acestui strat este optimizata in functie de lungimea de unda a radiatiei. De exemplu, diodele din seria 5-T ale firmei Centro Vision au stratul de protectie optimizat pentru partea albastra a spectrului vizibil.

Jonctiunile fotodiodelor au proprietati deosebite datorita subtirii stratului P. Grosimea acestuia este determinata de lungimea de unda a radiatiei ce trebuie detectata. Linga jonctiunea PN siliciul devine saracit de purtatori de sarcina liberi. Aceasta regiune este cunoscuta sub numele de « regiune saracita de purtatori ». Adincimea acestei regiuni poate fi modificata prin aplicarea unei tensiuni inverse in lungul jonctiunii. Cind regiune saracita ajunge la nivelul contactului de catod, se spune ca fotodioda este « complet