

# DETEKTORY ZÁŘENÍ

---

*Filka: Optoelektronika v telekomunikacích, skriptum VUT Brno, str. 64*

*Turán: Optoelektronika, skriptum TU Košice 1987, str.144 (TK – Brno)*

## KLASIFIKACE A PARAMETRY DETEKTORŮ ZÁŘENÍ

Jako detektor světla je v optických komunikačních systémech obecně možné použít jeden z následujících typů:

- a) fotonásobiče
- b) polovodičové fotodiody
  - bez vnitřního zisku
  - s vnitřním ziskem
- c) fotodetektory s využitím fotovodivosti
- d) prvky s nábojovou vazbou (CCD).

## Detektory záření

---

Na detekci záření (fotonů) v blízké infračervené oblasti spektra se využívá

- **vnější fotoemise** – fotonásobiče
- - **vnitřní fotoemise** - polovodičové fotodetektory.

Pozn.:

**Vnější fotoefekt** – uvolňování elektronů z povrchu kovu účinkem světla

$$h\nu = A + \frac{1}{2}mv^2 \quad (11.1)$$

(A je výstupní práce).

Podstata **vnitřního fotoefektu (fotoelektrického jevu)** spočívá v tom, že v polovodiči se vlivem světelného záření vybudí elektrony z valenčního pásu do pásu vodivostního, takže vodivost polovodiče se zvýší o 5 až 6 řádů).

Vnitřní fotoemise může nastat ve vlastních i nevlastních (příměsových) polovodičích. Kvůli rychlé odezvě a efektivní absorpci fotonů se preferuje vnitřní fotoemise ve vlastních polovodičích.

## Detektory záření

---

Nároky na vlastnosti fotodetektorů jsou dány požadavky na úroveň přenosové charakteristiky celého optického komunikačního systému. Fotodetektory pro optické komunikační systémy musí splňovat tyto hlavní požadavky:

1. Vysoká citlivost na pracovní vlnové délce ( $\sim 0,85 \mu\text{m}$ ,  $\sim 1,3 \mu\text{m}$  a  $\sim 1,5 \mu\text{m}$ ).
2. Malé zkreslení detekovaného signálu (pro detekci analogových signálů se vyžaduje linearita přenosové charakteristiky fotodetektoru v širokém pásmu).
3. Velká elektrická odezva na přijímaný optický signál (tj. musí být vysoká kvantová účinnost fotodetektoru).
4. Krátká doba náběhu impulsu a odpovídající šířka pásma (pro vícevidové systémy stovky MHz, pro jednovidové systémy až jednotky GHz).
5. Vysoká teplotní stabilita přenosových charakteristik. Vzhledem na to, že přenosové charakteristiky fotodiod (šum, citlivost, vnitřní zisk) silně závisí na teplotě, je třeba kompenzovat teplotní změny těchto charakteristik.
6. Minimální šum vnášený fotodetektorem. Musí být malý proud za tmy, svodový proud a svodové vodivosti. Podobně musí být nízkošumový fyzikální mechanismus vnitřního zesílení signálu nebo použitý předzesilovač.

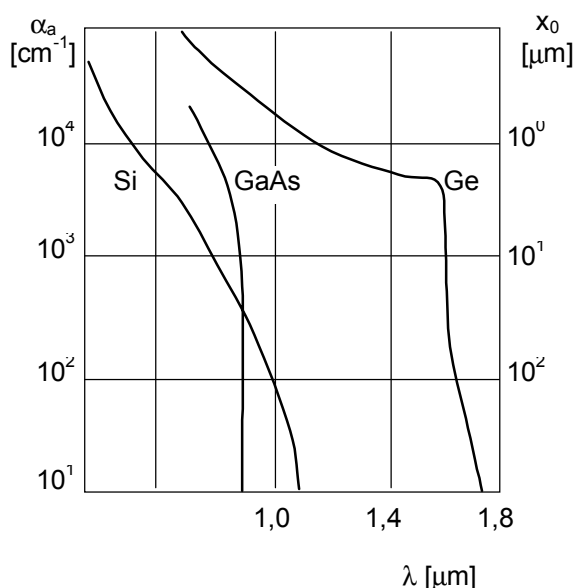
## Detektory záření

7. Rozměry fotodetektoru musí být malé, aby bylo možné efektivní navázání na optické vlákno a současně musí umožňovat napojení na následující elektronické obvody.
8. Vysoká spolehlivost (fotodetektor musí mít životnost  $10^5$  až  $10^6$  hod.).
9. Nízká cena.

Těmto požadavkům nejlépe vyhovují polovodičové fotodiody **bez vnitřního zisku (fotodiody PIN)** a **s vnitřním ziskem (lavinové fotodiody – APD *Avalanche Photodiode*)**. Vakuové fotonásobiče mají vyšší citlivost v pásmu kolem  $1\ \mu\text{m}$ . Jejich rozměry však nelze miniaturizovat a pro provoz vyžadují vysokých napájecích napětí.

Používané detektory jsou tedy převážně prvky s p-n přechody. Jsou založeny na oddělování párů nosičů náboje, tj. elektronů a děr, které vznikají

vlivem pohlcování světelného záření detektorem. Materiály, které mají dostatečnou pohltivost světla v uvedeném pásmu vlnových délek jsou Ge, Si, GaAs. Jejich spektrální koeficient absorpce  $\alpha_a$  je uveden na obrázku. Na obrázku je rovněž uvedena odpovídající hloubka vniku záření do materiálu  $x_0$ , definovaná vztahem



Obr. Koeficient absorpce a hloubka vniku různých materiálů.

$$x_0 = \frac{1}{\alpha_0} \quad (11.2)$$

Dopadá-li na povrch detektoru záření o výkonu  $P_0$ , pak průběh pohlcení je dán vztahem

$$P(x) = (1 - R) P_0 (1 - e^{-\alpha_s x}) \quad (11.3)$$

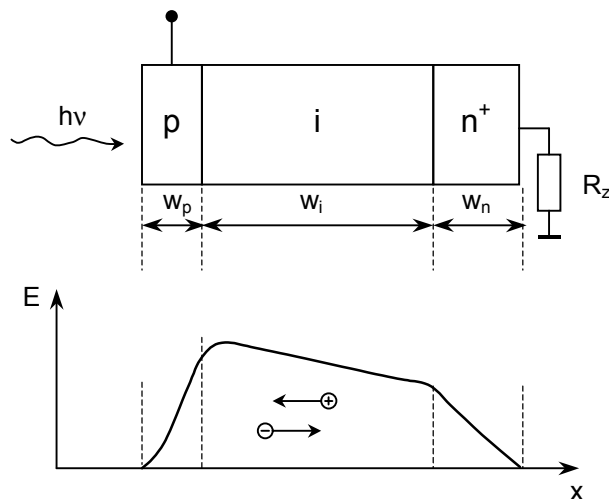
kde  $R$  značí koeficient odrazu povrchu detektoru. Tento koeficient udává velikost části dopadajícího výkonu, který nepronikne do polovodiče, a je tedy pro užitečné zpracování ztracen. Aby se tomu zabránilo a zlepšila se celková účinnost detekce, nanáší se na funkční povrch detektoru antireflexní vrstva o tloušťce  $\lambda/4$ , která působí jako impedanční transformátor.

GaAs – 0,9  $\mu\text{m}$ , Si – 1,1  $\mu\text{m}$ , Ge – 1,6  $\mu\text{m}$ .

Ze vztahu (11.3) vyplývá fyzikální význam hloubky vniku  $x_0$ : je to taková hloubka materiálu, pro kterou platí (11.2), a tedy je to vzdálenost od povrchu detektoru, kde je absorbováno 63% dopadajícího výkonu ( $e^{-1} \div 36\%$ ).

Z obrázku rovněž vyplývá frekvenční mez použití pro jednotlivé materiály. Všechny uvedené materiály mají ostře vyjádřenou mezní vlnovou délku použití (GaAs – 0,9  $\mu\text{m}$ , Si – 1,1  $\mu\text{m}$ , Ge – 1,6  $\mu\text{m}$ ).

### P-I-N DIODA



Obr. 2: Princip činnosti fotodiody typu p-i-n.

Na obrázku (2) je schématicky zakreslena *p-i-n* dioda a průběh intenzity elektrického pole ve střední vrstvě *-i-*. Z obrázku je patrné, že se dioda *p-i-n* v podstatě skládá ze tří vrstev polovodiče: ze silně legované vrstvy *p* o síle  $w_p$ , ze silně legované vrstvy *n* o síle  $w_n$  a střední vrstvy *i*, která je slabě legována a má vodivost typu *p* nebo typu *n*. Uvedený průběh intenzi-

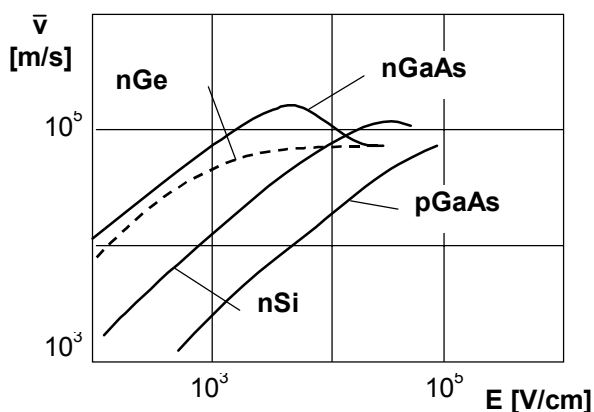
ty elektrického pole ve vrstvě *i* je vytvořen vlivem napětí, jímž je dioda polarizována v závěrném směru. V místě styku *p* a *i* vzniká přechod. Právě tak vzniká přechod v místě styku vrstev *i* a *n*. Obecně se mohou pod vlivem dopadajícího světla vytvářet páry elektron - díra ve všech třech oblastech diody. Elektrony a díry vzniklé v oblasti *i* driftují pod vlivem silného elektrického pole v navzájem opačných směrech. Elektrony k  $n^+$  oblasti a díry k *p* oblasti. Elektrony vzniklé v *p* oblasti blízko *p-i* přechodu difundují tímto přechodem do *i* oblasti a dále se pohybují driftovou rychlostí k  $n^+$  oblasti. Podobně se chovají díry vzniklé v blízkosti přechodu  $n^+-i$ . Ty difundují opačným směrem do oblasti *i* a zde se opět pohybují driftovou rychlostí směrem k oblasti *p*. Tyto elektrony a díry musí však vzniknout ve vzdálenosti od oblasti *i* menší, než je jejich příslušná difúzní délka. V opačném případě oba druhy nosičů náboje opět

## Detektory záření

rekombinují v oblastech, ve kterých vznikly. Pro získání dostatečné účinnosti generování párů elektron - díra je proto nutno, aby oblast  $i$  byla co nejširší a obě sousední oblasti byly úzké. K tomu přispívá také skutečnost, že driftová rychlost nosičů náboje v oblasti  $i$  je mnohem větší než difúzní rychlost v  $p$  a  $n^+$  oblastech.

Pohybují-li se tedy náboje převážně driftovou rychlostí, přispívá to k rychlejší reakci diody, a tedy i k rychlejšímu dozrávání přechodových jevů. Je tedy driftová rychlost a šířka vrstvy  $i$  určujícím činitelem frekvenčních vlastností  $p-i-n$  diody. Driftová rychlost je určena velikostí přiloženého polarizačního napětí (driftová rychlost je v  $i$  mnohem větší než v  $p$  a  $n^+$  oblasti).

Na obrázku je nakreslena závislost driftové rychlosti  $\bar{v} = \mu E$  na intenzitě



Obr. 3: Závislost driftové rychlosti na intenzitě elektrického pole.

elektrického pole pro různé materiály polovodičů, Si, Ge, GaAs.  $\mu$  je pohyblivost nosičů náboje, která je proměnná. Pro určitou intenzitu elektrického pole dochází k nasycení driftové rychlosti (viz obr. 3), čemuž odpovídá zmenšení pohyblivosti  $\mu$ .

## Detektory záření

---

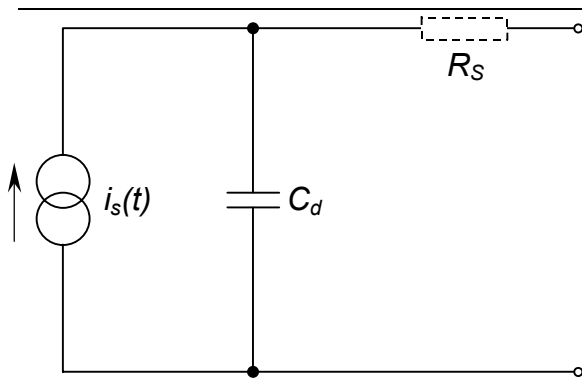
Rychlost nasycení  $\overline{v_n}$  při teplotě  $T = 300 \text{ K}$  je u germania  $6 \times 10^4 \text{ m/s}$  pro elektrony a  $10^5 \text{ m/s}$  pro díry. U křemíku je to rychlost  $8 \times 10^4 \text{ m/s}$  pro elektrony a  $10^5 \text{ m/s}$  pro díry. U GaAs je charakter odlišný, driftová rychlost dosahuje maxima  $2 \times 10^5 \text{ m/s}$  při prahové velikosti intenzity elektrického pole 3 - 4 kV/cm. Dále pak tato rychlost klesne na hodnotu asi  $10^5 \text{ m/s}$ . Je to způsobeno strukturou vodivostního pásu energetického diagramu GaAs. O střední rychlosti pak hovoříme proto, že jde v podstatě o superpozici rychlosti chaotického tepelného pohybu nosičů v krystalové mřížce polovodiče a orientované rychlosti ve směru přiloženého pole nebo proti směru pole v závislosti na znaménku náboje nosiče.

Z hlediska frekvenčních vlastností diody *p-i-n* je určujícím činitelem kapacita diody, jejíž elektrody jsou v podstatě vytvářeny dvěma krajními vrstvami *p* a *n*<sup>+</sup> a dielektrikum je tvořeno oblastí *i*. Změnou napětí se tato oblast rozšiřuje a tím se i zmenšuje kapacita popsaného kondenzátoru.

Z dosavadních úvah plyne, že z hlediska konstrukčních požadavků pro dosažení dostatečné citlivosti a dostatečně širokého pásma přenosu je nutno přistoupit ke kompromisům.



## Detektory záření



Obr. 4: Náhradní schéma diody.

Na základě popisu činnosti diody můžeme nakreslit elektrické náhradní schéma. V obrázku značí  $i_s(t)$  zdroj proudu, který vzniká vlivem generování nosičů a jejich pohybem směrem k elektrodám diody.  $C_D$  je výše popsaná kapacita.

V tomto schématu je zanedbán sériový odpor objemu polovodiče  $R_S$ . Velikost proudu (fotoproudu) vznikajícího pohlcením světelného záření o středním výkonu  $P$  (tomu odpovídá množství světelných kvant  $P/h\nu$ ) je dán výrazem

$$I = \eta \frac{q}{h\nu} P \quad (11.4)$$

kde  $\eta$  je kvantová účinnost, rovná poměru počtu vzniklých párů nosičů náboje k celkovému počtu fotonů dopadajících na fotodiodu. Ze vztahu (11.4) lze odhadnout citlivost typické  $p-i-n$  diody; vyjádříme citlivost  $A_d$  jako poměr vzniklého fotoproudu k dopadajícímu světelnému výkonu,

$$A_d = \frac{I}{P} = \eta \frac{q}{h\nu} \quad (11.5)$$

Pro vlnovou délku dopadajícího světla  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  je  $\nu = 3 \times 10^{14} \text{ Hz}$ . Dosadíme-li dále za  $q = 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$  (náboj elektronu),  $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ Js}$  (Planckova konstanta) a pro odhadnutou účinnost  $\eta = 65\%$ , dostaneme výslednou citlivost  $A_d = 0,5 \text{ A/W}$ . Při účinnosti  $\eta = 1$  bychom obdrželi teoretickou citlivost rovnou  $A_d = 0,8 \text{ A/W}$ . Uvedené hodnoty citlivostí jsou poměrně malé. Lepších výsledků je dosahováno u lavinových diod, které budou popsány dále.

## Detektory záření

---

Nyní si povšimněme frekvenčních vlastností fotodiod. Podle konstrukce lze rozlišit tři případy relativních tloušťek  $w_{p,n,i}$  jednotlivých vrstev:

1.  $w_p = x_0 = 1/\alpha_a$ ,  $w_i, w_n \ll w_p$ .

Zde se předpokládá, že hloubka vniku  $x_0$  je rovna tloušťce vrstvy  $w_p$ . Obě ostatní tloušťky vrstev jsou mnohem menší. Pak je většina fotonů absorbována v oblasti  $p$  a dochází tedy k podstatnému difúznímu procesu. Jelikož difúzní rychlost je podstatně menší než driftová rychlost pro náboje, které proniknou do oblasti  $i$ , bude mezní frekvence dána difúzním pochodem a bude rovna

$$f_1 = 0,4\alpha_a^2 \quad D_n = 0,4 \frac{D_n}{w_p^2} \quad (11.6)$$

V tomto vztahu značí  $D_n$  koeficient difúze elektronů v oblasti  $p$ , který je definován jako konstanta úměrnosti mezi difúzním proudem elektronů a gradientem jejich koncentrace.

2.  $w_n = x_0 = 1/\alpha_a$ ,  $w_i, w_p \ll w_n$ .

Zde platí obdobný vztah pro mezní frekvenci pro díry generované v oblasti  $n$

$$f_2 = 0,4\alpha_a^2 \quad D_p = 0,4 \frac{D_p}{w_n^2}$$

$D_p$  je koeficient difúze děr v oblasti  $n$ . V podstatě je  $f_2 < f_1$ , protože vzhledem k rozdílné efektivní hmotnosti elektronů a děr je  $D_p < D_n$ .

3.  $w_i = x_0 = 1/\alpha_a$ ,  $w_n, w_p \ll w_i$ .

V tomto případě vznikají prakticky všechny nosiče náboje v oblasti  $i$ .

Pohybují se tedy pouze driftovou rychlostí, která je podstatně větší než difúzní rychlost. Mezní frekvence je v tomto případě

$$f_3 = 0,4\alpha_a \bar{v} = 0,4 \frac{\bar{v}}{w_i} \quad (11.7)$$

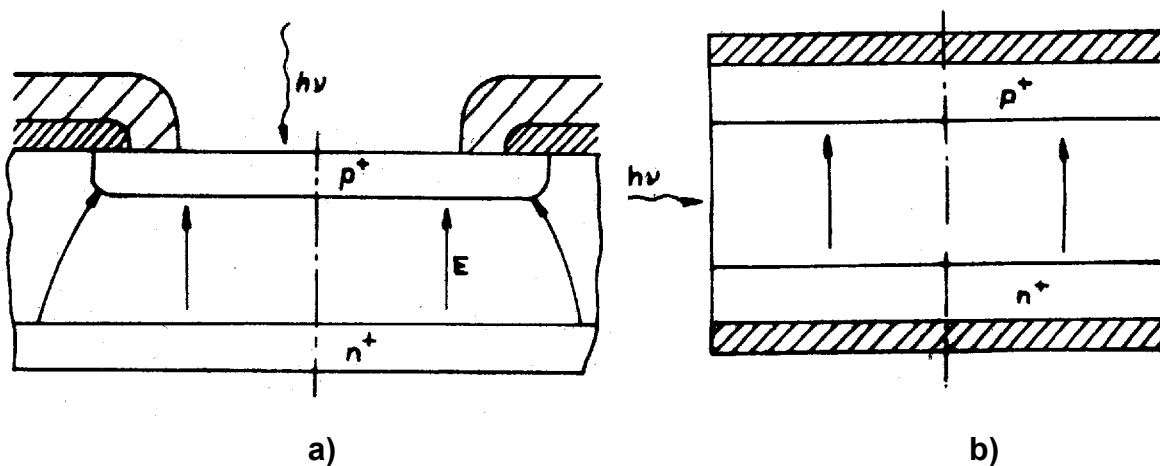
Tato frekvence je tedy určena pouze dobou průchodu oblastí  $i$ . Je-li například  $w_i = 10 - 20 \mu\text{m}$ , pak se mezní frekvence pohybuje v rozsahu  $f_3 = 1 - 2 \text{ GHz}$ , jestliže přitom uvažujeme intenzitu elektrického pole, při níž dosáhne driftová rychlost hodnoty  $\bar{v} = 10^5 \text{ m/s}$ . Tyto vztahy jsou dány frekvenční závislostí koeficientu přenosu nosičů náboje.

Jiný vztah pro mezní frekvenci je určen v podstatě prvky náhradního schématu a k nim připojenými prvky  $C_z$  a  $R_z$ , charakterizujícími impedanční vlastnosti zátěže:

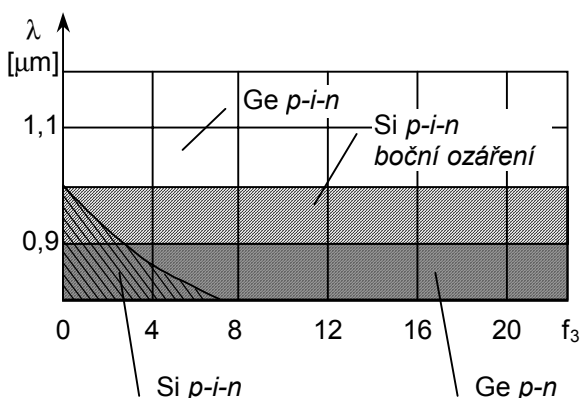
$$f_4 = \frac{1}{2\pi(C_d + C_z)R_z} \quad (11.8)$$

## Detektory záření

Na Obr. 5 jsou uvedeny dva příklady různé technologie *p-i-n* diod. U případu b záření dopadá přímo do oblasti *i*, tedy přichází z boku. Zlepšují se tak frekvenční vlastnosti diody a zároveň lze zvýšit kvantovou účinnost, neboť pohlcení fotonů se realizuje bez případných rekombinací v sousedních *p* a *n*<sup>+</sup> oblastech.



Obr. 5: Řez *p-i-n* diod



Obr.6: Kmitočtová pásma Si a Ge diod.

Na obrázku 6 jsou schématicky naznačena kmitočtová pásma, v nichž je možné jednotlivé typy Si a Ge diod používat. Pro rozsah optických vlnových délek  $\lambda = 0,8 - 1,2 \mu\text{m}$  je tam uvedena závislost mezi  $\lambda$  a mezní frekvencí fotodiody  $f_3$ . Předpokladem je, že platí

(5). V rozsazích, kde je možné použít jak Si, tak Ge diody, je výhodné dát přednost Si, neboť tyto jsou teplotně méně závislé a mají menší temný proud.

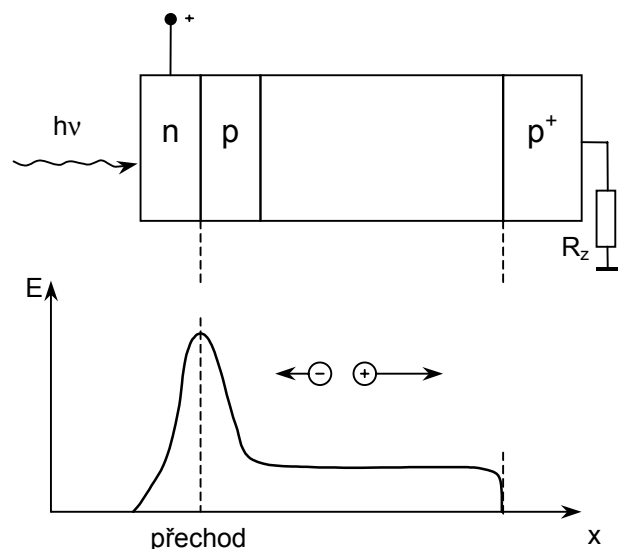
# LAVINOVÉ DIODY

Umožňují dosažení větší citlivosti, oproti doposud uváděným typům detektorů. Jejich výroba je komplikovanější a jsou proto dražší.

Schématické znázornění lavinové diody je nakresleno na obrázku (7).

Jak je z tohoto obrázku patrné, je legování provedeno tak, aby v oblasti přechodu dosáhla intenzita

elektrického pole vysoké hodnoty. Nosiče náboje, které driftují v této oblasti mohou, mohou být urychleny do rychlostí, které jsou postačující ke generování nových párů elektron - díra vlivem nárazové ionizace. Tyto nové páry jsou původem vzniku dalších párů. Tak vzniká lavinové nárůstání počtu nosičů náboje. Tento proces násobení je náhodným jevem, a proto současně s ním vzniká přídatný šum. Velikost koeficientu násobení se pohybuje v mezích několika desítek až několika set, čímž se dosáhne zvýšení citlivosti detektoru až na 50 A/W. Maximální zesílení se dosáhne při napětí, které je rovno průraznému napětí na diodě  $U_p$ . Pro napětí  $|U| > U_p$  vznikají tepelně generované nosiče, které pak způsobí tepelný průraz a tím snížení citlivosti diody.



Obr. 7: Schéma lavinové diody.

## Detektory záření

---

Při dostatečně nízkých frekvencích platí pro zesílení lavinové fotodiody následující vztah

$$M_0 = \frac{I}{I_f + I_d} = \frac{1}{1 - \left( \frac{U - I R}{U_p} \right)^m} \quad (11.9)$$

Ve výrazu  $R = R_s + R_z$ , kde  $R_s$  je sériový objemový odpor naznačený v Obr. 4.  $I_f$  je primární fotoproud odpovídající dopadajícímu světelnému výkonu, daný vztahem (3),  $I$  je výstupní proud detektoru po zesílení.  $I_d$  je proud za tmy.  $U$  je polarizační napětí na diodě. Exponent  $m$  zahrnuje vlastnosti základního materiálu a profil legování. Pro Si je hodnota exponentu v rozsahu 1,4 - 4,5, pro Ge v rozsahu 3 - 6.

Velikost zesílení je omezeno lokálními průrazy vlivem nehomogenního rozložení intenzity elektrického pole v místech poruch, dále pak vlivem vnitřního zpětného proudového působení na zisk a od frekvenčních závislostí spojených s konečnou dobou šíření nosičů v polovodiči.

Oba posledně jmenované jevy je možno vyhodnotit následovně: nejdříve uvážíme vliv velké hustoty fotoproudu na zesílení  $M$ . Ze vztahu (7) vyplývá, že pro slabé fotoproudy  $I$  a  $|U| < U_p$  lze člen  $I R$  zanedbat a zesílení  $M_0$  je nezávislé na  $I$ . Pak platí vztah

$$I = M_0 I_f .$$

Je to tedy přímá úměrnost mezi  $I$  a  $I_f$ . Pro silné fotoproudy  $I$  a pro  $|U| \approx U_p$  lze psát (7) přibližně ve tvaru

$$\begin{aligned}
 M_0 &= \left[ 1 - \left( \frac{U_p - I R}{U_p} \right)^m \right]^{-1} = \left[ 1 - \left( 1 - \frac{I R}{U_p} \right)^m \right]^{-1} \cong \\
 &\cong \left[ 1 - \left( 1 - m \frac{I R}{U_p} \right) \right]^{-1} \cong \left( m \frac{I R}{U_p} \right)^{-1}
 \end{aligned} \tag{11.10}$$

kde byla dále předpokládána platnost nerovnosti  $I R \ll U_p$ . Dosadíme-li do (8)  $M_0$  ze (7), dostaneme vztah mezi  $I$  a  $I_f$

$$M_0 = \frac{I}{I_f} = \frac{U_p}{m I R} \tag{11.11}$$

Z toho plyne hledaná závislost

$$I = \sqrt{\frac{I_f U_p}{m R}} \tag{11.12}$$

To je závislost  $I = f(I_f)$  pro silné fotoproudy za předpokladu, že  $|U| \approx U_p$ . Dále se zabýváme frekvenční závislostí zesílení. Pro skutečné pochody lavinového násobení je zapotřebí vycházet z poznatku, že ve skutečnosti tyto pochody jsou pomalejší, než bylo doposud uvažováno. Je zapotřebí uvažovat jistou střední dobu mezi dvěma srážkami nosičů, po nichž dochází k nárazové ionizaci. Vytváří tedy jeden nosič během této střední doby  $\tau_n$  v průměru jeden nový pár nosičů náboje. Celý proces trvá tak dlouho, pokud tento nosič neopustí oblast vysoké intenzity elektrického pole. Tento setrvačný proces (charakterizovaný časovou konstantou) probíhá právě tak i při zániku budoucího světelného impulsu, neboť rozptyl nosičů náboje z oblasti vysoké intenzity elektrického pole trvá ještě určitou dobu.

## Detektory záření

---

Pro slabé fotoproudy je časová konstanta přechodového děje dána výrazem

$$\tau_s = M_0 \tau_n \quad (11.13)$$

Pro silné fotoproudy je to časová konstanta

$$\tau_s = \sqrt{\frac{U_p}{m I_f R}} \tau_n \quad (11.14)$$

Mění-li se fotoproud harmonicky s kmitočtem  $f$ , pak frekvenční závislost výstupního proudu  $I$  bude dána vztahem

$$I = I_f M_0 (1 + i \omega \tau_s)^{-1}.$$

Při tom tedy klesne modul komplexního zesílení  $M$  na hodnotu  $1/\sqrt{2}$  krát menší své maximální hodnoty při frekvenci

$$f_m = \frac{\tau_s}{2\pi},$$

kde  $\tau_s$  je hodnota podle (11), případně (12). Z těchto vztahů lze pak dostat součin šířky pásma a zisku

$$M_0 f_m = \frac{1}{2} \tau_n.$$

U lavinových fotodiod se uvažuje hodnota časové konstanty  $\tau_n$  v rozmezí 1 - 2 ps, tomu odpovídá  $M_0 f_m = 80 - 160$  GHz.

Všechny tyto výsledky popisující frekvenční vlastnosti lze získat z řešení diferenciální rovnice pro přechodové děje v diodě, která má tvar

$$\tau_n \frac{dI}{dt} + \frac{1}{M_0 I} = I_f \quad (11.15)$$



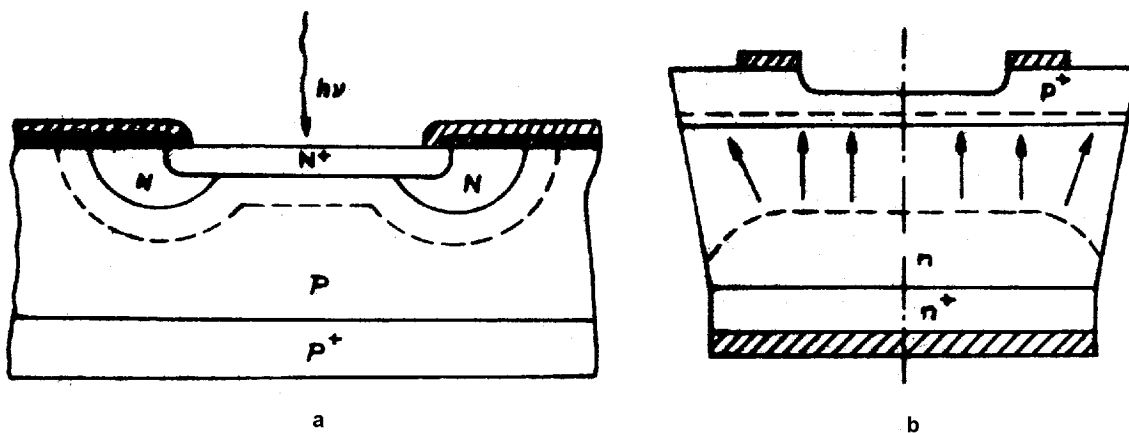
## Detektory záření

kde pravá strana udává průběh buzení -  $I_f$  (impulsního nebo harmonického).

Schématické znázornění konstrukcí lavinových diod je na následujícím obrázku. Na obr. 8a je zobrazeno planární provedení  $n^+ - p$  diody.

Zvláštností konstrukce je ochranný prstenec ve formě  $n$  oblasti, difundované na rozhraní oblastí  $n^+ - p$ . Účelem je snížení vysoké intenzity elektrického pole v místě tohoto přechodu (velké gradienty).

Tzv. MESA struktura fotodiody, se skosenými hranami je znázorněna na obr. 8b. Tím se dosahuje zeslabení intenzity elektrického pole blízko okrajů a zamezují se tak okrajové průrazy. Tento typ diod je rovněž určen pro ozařování světelným výkonem z boku.



Obr. 8: Konstrukce lavinových fotodiód:

- a) planární provedení  $n^+ - p$ ,
- b) MESA struktura

### ŠUMY DETEKTORŮ

Hlavními představiteli šumů v polovodičových detektorech jsou výstřelový šum a tepelný šum, dále pak proudový a radiační šum.

Výstřelový šum má původ v diskrétní podstatě nosičů, které tvoří celkový proud na výstupu fotodiody. Protože celkový počet nosičů se v čase mění, vzniká výstřelový šum. Efektivní hodnota šumového proudu je určena Schottkyho vztahem

$$\sqrt{\bar{I}_{nv}^2} = \sqrt{2 e I \Delta f} \quad (11.16)$$

kde  $e$  je náboj elektronu a  $I = I_f + I_0$  celkový proud fotodiody ( $I_f$  je fotoproud,  $I_0$  proud fotodiody za tmy).

**Tepelný šum.** Při výpočtu efektivní hodnoty šumového proudu předpokládáme, že šumový zdroj má vnitřní odpor, daný odporem  $R_p$  základního polovodiče, z kterého je připravena fotodioda. Platí zde vztah

$$\sqrt{\bar{I}_{nt}^2} = \sqrt{\frac{4 k T \Delta f}{R_p}} \quad (11.17)$$

**Proudový šum** je jednou z nejvýraznějších složek celkového šumového proudu fotodiody. Příčinou tohoto šumu jsou fluktuace svodových proudů na povrchu diody. Efektivní hodnota proudového šumu je dána vztahem

$$\sqrt{\bar{I}_{ni}^2} = A \sqrt{U} \frac{\Delta f}{f} \quad (11.18)$$

kde  $U$  je napětí přiložené k fotodiodě v závěrném směru a  $A$  je konstanta úměrnosti.

## Detektory záření

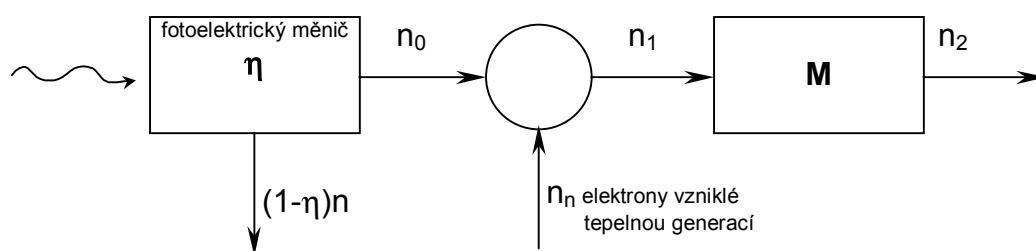
**Radiační šum** vzniká účinkem dopadajícího záření. Vyjadřuje se vztahem

$$\sqrt{\bar{I}_{nr}^2} = S \sqrt{8 k T \nu \Phi \Delta f} \quad (11.19)$$

kde  $S$  je integrální citlivost fotodetektoru a  $\Phi$  zářivý tok dopadající na fotokatodu.

Efektivní hodnota výsledného šumového proudu  $\sqrt{\bar{I}_n^2}$  je dána součtem hodnot vypočtených z předchozích vztahů, neboť můžeme oprávněně předpokládat, že signály nejsou vzájemně korelovány.

Ke sledování činnosti polovodičového detektoru jako vstupního prvku přijímače spojového systému je zapotřebí znát jeho statistické vlastnosti. Budeme proto vycházet ze statistického modelu polovodičové lavinové fotodiody, viz obrázek 9, ze kterého lze snadno přejít i k modelům jiných fotodiod.



Obr. 9: Statistický model polovodičové lavinové diody.

V polovodičových fotodetektorech probíhá při ozáření světlem proces vnitřního fotoefektu. Tento proces lze popsat pomocí prvního bloku v obrázku 9, který lze nazvat fotoelektrický měnič.

## Detektory záření

---

Proces fotoelektrického jevu lze popsat statisticky pomocí Bernoulliho binomického rozložení pravděpodobnosti: vstupuje-li do fotoelektrického měniče  $n$  fotonů, a je-li kvantová účinnost fotodetektoru  $\eta$  ( $\eta$  je pravděpodobnost pro daný foton, že se objeví na výstupu jako elektron), pak pravděpodobnost, že se na výstupu měniče objeví právě  $n_0$  elektronů je dána Bernoulliho zákonem rozložení pravděpodobnosti

$$p\left(\frac{n_0}{n}\right) = \binom{n}{n_0} \eta^{n_0} (1-\eta)^{n-n_0} \quad (11.20)$$

Touto transformací náhodných proměnných  $n \rightarrow n_0$  přechází obecně jedno rozložení pravděpodobnosti do rozložení pravděpodobnosti jiného typu, například pro  $n = \text{konst.}$  je  $n_0$  rozloženo podle binomického zákona. Avšak např. Poissonovo rozložení pravděpodobnosti zachová při této transformaci podle (11.20) svůj charakter, tj. přejde opět v Poissonovo rozložení.

Dopadá-li na detektor světlo o středním výkonu  $\bar{P}$  a frekvenci  $\nu$ , pak během času  $\Delta t$  na něj dopadne  $n$  fotonů o střední hodnotě  $\bar{n}$  rovné

$$\bar{n} = \frac{\bar{P}}{h\nu} \Delta t \quad (11.21)$$

neboť je

$$\bar{P} = \bar{n} \frac{h\nu}{\Delta t} \quad (11.22)$$

Vystupuje-li záření z laseru a je tedy koherentní, pak lze předpokládat, že rozdělení pravděpodobnosti  $n$  se řídí Poissonovým zákonem.

## Detektory záření

---

Podle výše uvedených předpokladů se tedy toto rozdělení pravděpodobnosti transformuje vnitřním fotoefektem podle (11.20) a je to tedy opět Poissonovo rozdělení pravděpodobnosti. Jeho charakteristické parametry, tj. střední hodnota  $\bar{n}_0$ , disperze  $\sigma_0^2$ , resp. střední kvadratická odchylka  $\sigma_0$ , jsou dány vztahy

$$\bar{n}_0 = \bar{n} \cdot \eta; \quad \sigma_0^2 = \bar{n}_0 \quad \sigma_0 = \sqrt{\bar{n}_0} . \quad (11.23)$$

Pomocí hodnot těchto parametrů lze vyjádřit střední hodnotu fotoproudu vystupujícího z fotoelektrického měniče  $i_s$ :

$$i_s = \bar{n}_0 \frac{q}{\Delta t} \quad (11.24)$$

kde  $q$  je náboj elektronu. K němu je nutno přidat šumový proud  $i_N$  o střední hodnotě

$$i_N = \sigma_0 \frac{q}{\Delta t} \Rightarrow i_N^2 = i_s \frac{q}{\Delta t} \quad (11.25)$$

K tomuto šumovému proudu je nutno ještě přidat temný proud  $i_D$

$$i_D = \bar{n}_N \frac{q}{\Delta t} \quad (11.26)$$

kde  $\bar{n}_N$  je střední hodnota počtu elektronů vzniklých tepelnou generací. Jelikož i elektrony tohoto proudu jsou rozloženy podle Poissonova zákona, je

$$\sigma_N^2 = \bar{n}_N \quad (11.27)$$

## Detektory záření

Pro celkový proud přicházející do násobiče M (obr. 9) je pak

$$\bar{n}_1 = \bar{n}_0 + \bar{n}_N ; \quad \sigma_1^2 = \sigma_0^2 + \sigma_N^2 ;$$

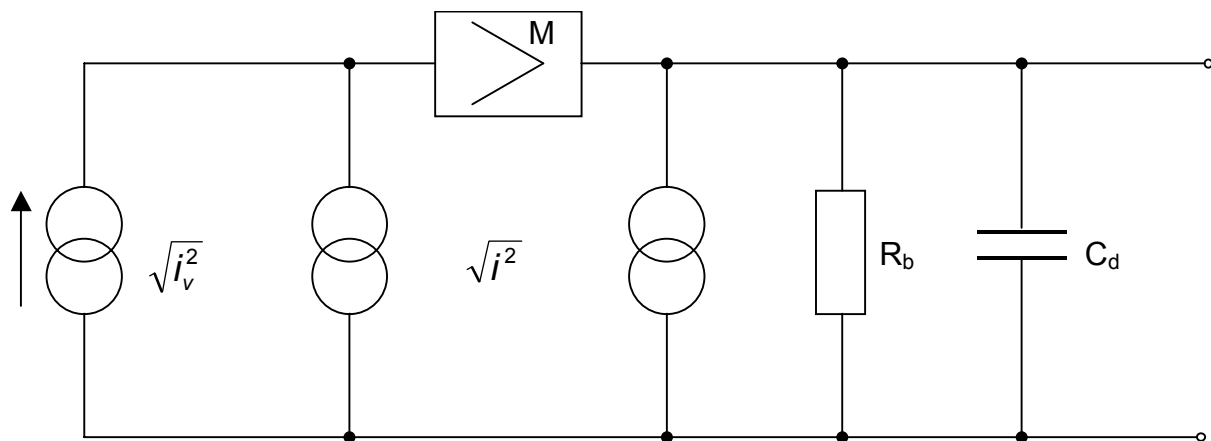
$\bar{n}_1$  a  $\sigma_1^2$  jsou statistické parametry tohoto proudu.

Vyjádříme-li poměr signál/šum na výstupu detektoru pomocí proudů, dostaneme

$$\frac{S}{\check{S}} = \frac{(i_s M)^2}{(i_s + i_D) q 2 \Delta f M^d + \frac{4k T \Delta f}{R_L}} \quad (11.28)$$

Součin  $i_s M$  je zesílený fotoproud signálu. Vzhledem k tomu, že zesílení není bezšumové, zavádí se součinitel  $M^d$  respektující šířku pásma.

Náhradní schéma fotodetektoru doplněné šumovými zdroji je na obrázku 10.



Obr. 10: Náhradní schéma fotodetektoru se šumovými zdroji.

Zdroj šumu  $\sqrt{i_v^2}$  zahrnuje výstřelový šum, druhý reprezentuje tepelné šumy.  $C_D$  je kapacita přechodu,  $R_b$  je vnitřní odpor zdroje polarizačního napětí.

## Detektory záření

---

Při vzájemném srovnání obou výše popsaných detektorů docházíme k závěru, že výrobně jednodušší a levnější jsou *p-i-n* fotodiody. Jejich další výhodou je potřeba malého polarizačního napětí a malá teplotní závislost. Lavinové fotodiody jsou lepší z hlediska větší citlivosti. Nevýhodou však je náročná výroba, větší teplotní citlivost a značná závislost zisku na kolísání napájecího napětí. Značnou nevýhodou lavinových fotodiod je potřeba vysokého polarizačního napětí, až několik set voltů, což je vážná nevýhoda z hlediska využití ve vláknové telekomunikaci. Z toho důvodu se neustále hledají způsoby ke zvýšení citlivosti u *p-i-n* diod. V případech potřeby velké citlivosti na vstupu přijímačů jsou výhodnější lavinové fotodiody.