

Kvantová optika a optoelektronika

Pojmem kvantová optika rozumíme v širším slova smyslu optické jevy, v nichž se výrazným způsobem projevují kvantové vlastnosti světla. V užším slova smyslu jde o efekty interakce světla s atomárním prostředím či kondenzovaným stavem (absorpce, spontánní a stimulovaná emise) a o fyzikální principy činnosti laserů. Optoelektronika jako oblast jistého překryvu optiky hmotných prostředí s fyzikou polovodičů má pak s kvantovou optikou řadu styčných bodů. Činnost polovodičových optoelektronických prvků, zdrojů a detektorů světla, studovaných v úlohách 7.1 Charakteristiky optoelektronických součástek a 7.2 Studium polovodičového GaAs/GaAlAs laseru spočívá na společném základu, jímž jsou fyzikální vlastnosti P - N přechodu v polovodičích.

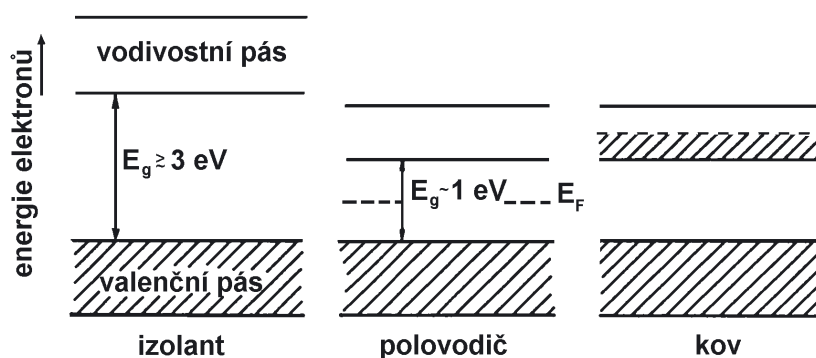
Základní fyzikální poznatky o P - N přechodu v polovodičích

Pevné látky můžeme podle elektrické vodivosti a její závislosti na teplotě rozdělit na tři skupiny: vodiče, polovodiče a izolanty. Lze je též charakterizovat pomocí rozdílné elektronové energetické struktury. Zjednodušené energetické pásové schéma pro izolanty, polovodiče a kovy je na obr. 7,1.

Je-li nejvyšší obsazený pás dovolených energetických hladin (valenční pás) obsazen úplně a následující pás dovolených energií (vodivostní pás) zcela prázdný, je počet volných elektronů za dostatečně nízké teploty nulový, což je případ izolantu, resp. polovodiče. Rozdíl je jen v šířce zakázané oblasti E_g mezi valenčním a vodivostním pásem, která je pro izolant větší než 3 eV. Není-li pás úplně obsazen, existují v něm volné elektrony - hovoříme o kovu. Na obr. 7,1 je také vyznačena Fermiova energie E_F . Její názorný význam je ten, že hladina o energii E_F má padesátiprocentní pravděpodobnost obsazení elektronem.

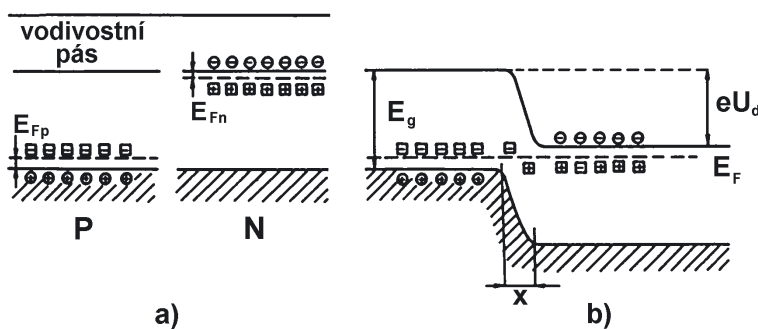
Rozlišujeme polovodiče *vlastní* a *příměsové*. *Vlastní* polovodič je definován tím, že volné elektrony ve vodivostním pásu, zprostředkující vedení elektrického proudu, pocházejí z valenčního pásu, odkud se dostaly do vodivostního pásu přes zakázaný pás působením tepelné, optické nebo jiné energie. *Vlastní* polovodič neobsahuje aktivní příměsi.

Příměsový polovodič se tvoří zabudováním elektricky aktivních atomů do substitučních míst čistého polovodiče. Zabudováním donorů, tj. (v případě např. křemíku) pětímocných atomů (P, As) vzniká typ N ; koncentrace elektronů je větší než koncentrace děr. Typ P , který je charakterizován větší koncentrací děr než elektronů, se tvoří zabudováním akceptorů, tj. třímocných atomů (B, Al, In, Ga) do čtyřmocného základního polovodiče. Pásové modely polovodičů typu vodivosti N a P jsou sche-



Obr. 7,1 Pásové schéma pro izolanty, polovodiče a kovy

maticky znázorněny na obr. 7,2a. Volné (pohyblivé) nosiče proudu jsou vyznačeny kolečky, čtverečky představují nepohyblivé náboje (ionizované donory a akceptory).



Obr. 7,2 a) Pásové schéma polovodiče typu P a N . b) Vznik P - N přechodu v polovodiči

O přechodu P - N mluvíme, máme-li v krystalu oblast s vodivostí typu N , na kterou navazuje bezprostředně oblast typu P , přičemž se přechod z jedné oblasti do druhé uskutečňuje uvnitř jednoho monokrystalu.

Představme si, že máme dva krystaly s opačným typem vodivosti (na obr. 7,2a). Fermiova hladina v krystalu u typu N leží výše než v krystalu typu P . Při spojení v jediný monokrystal se musí v termodynamické rovnováze Fermiovy hladiny v obou částech vyrovnat (obr. 7,2b). Toho se dosáhne tím, že část elektronů přejde z oblasti typu N do oblasti P podle existujícího gradientu koncentrace. Stejně přechází část děr z oblasti P do oblasti N .

V tenké vrstvičce přechodu x tak vznikají z ionizovaných donorů a akceptorů oblasti prostorového náboje. Vlivem prostorového náboje pak vzniká elektrické pole, které má takový směr, že zabraňuje dalšímu difuznímu toku. Rovnováhy bude dosaženo tehdy, když vnitřní elektrické pole P - N přechodu bude tak silné, že jím vyvolaný driftový proud elektronů a děr právě kompenzuje stejně velký proud elektronů a děr v opačném směru, který prochází z koncentračního spádu volných nosičů. To však znamená, že Fermiovy hladiny se vyrovnaly a ve společném pásovém modelu se vytvořil potenciálový val, jehož výška se rovná eU_d , kde U_d se nazývá difúzní napětí. Z obr. 7,2b je vidět, že

$$eU_d = E_g - E_{Fp} - E_{Fn} (\approx E_g),$$

kde E_{Fp} , E_{Fn} jsou hodnoty Fermiho energie v oblasti P resp. N .

Optoelektronické zdroje světla

Elektroluminiscenční diody patří vedle polovodičových laserů mezi základní optoelektronické zdroje světla. Funkce luminiscenční diody (též LED = Light Emitting Diode) je založena na elektroluminiscenčním jevu, čímž rozumíme emisi fotonů z oblasti polovodičového P - N přechodu, kterým prochází proud. Přiložením vnějšího napětí na přechod P - N v propustném směru (t.j. záporný pól na oblast N) dochází totiž ke vstřikování (injekci) minoritních nosičů proudu do vodivostních oblastí. Část elektronů v oblasti P a část děr v oblasti N zářivě rekombinuje s majoritními nosiči a dochází tak k emisi světla, k tzv. injekční elektroluminiscenci. Energie vyzařovaných světelných kvant je tedy blízká šířce zakázaného pásu E_g (viz obr. 7,2b).

V současné době nejčastěji používanými polovodiči na výrobu luminiscenčních diod jsou GaAs, GaP a slitiny typu $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$, kde x nabývá hodnot od 0 do 1. Změnou parametru x u materiálu $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ můžeme měnit šířku zakázaného pásu a tedy i polohu maxima spektrálního průběhu generovaného záření. Tato závislost začíná u GaP ($x = 0$, $\lambda_0 = 565 \text{ nm}$) a končí u GaAs ($x = 1$, $\lambda_0 = 920 \text{ nm}$). Přitom i u samotných binárních sloučenin GaAs a hlavně GaP můžeme změnou druhu a množství příměsí (tedy využíváme příměsové luminiscence) ovlivňovat polohu spektrálního maxima emitovaného záření. Mezi nejjednodušší a nejčastější aplikace světelných diod patří jejich použití ve funkci různobarevných signálních světel na panelech laboratorních přístrojů i spotřební elektroniky. Zde je podstatné, jaký subjektivní barevný vjem jednotlivé diody vyvolávají. Prvotní roli v tomto procesu vnímání hrají zmíněná (objektivní) *emisní spektra* vysílaná různými diodami. *Voltampérové a světelné charakteristiky* světelných diod jsou studovány v úloze 7.1 Charakteristiky optoelektronických součástek, v jejímž návodu jsou také tyto charakteristiky definovány.

Optoelektronické detektory záření

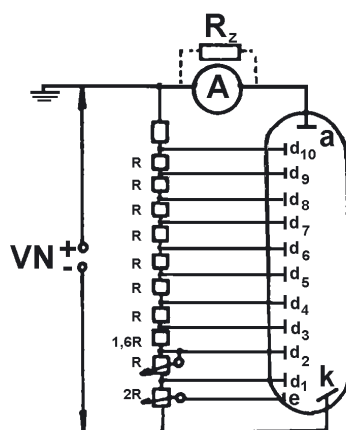
Funkce typických polovodičových optoelektronických detektorů záření (fotodiody, fototranzistor) spočívá na ději v podstatě inverzním k ději probíhajícímu v elektroluminiscenčních diodách: fotony o vhodné energii $h\nu > E_g$, dopadající na P - N přechod, vyvolávají vznik elektrického napětí na jeho vývodech. Tento efekt, nazývaný též fotovoltaiickým jevem na P - N přechodu, vzniká tak, že světlem vytvořené elektrony a díry v oblasti P - N přechodu jsou jeho silným vnitřním elektrickým polem U_d/x (viz obr. 7,2b) rozdělovány a vzniká tak elektromotorická síla s kladným pólem na P oblasti. Struktura P - N tvoří v tomto případě tzv. fotodiodu (fotonku). Po připojení vnějšího elektrického obvodu k fotodiodě pak může tímto obvodem procházet proud a to zřejmě i tehdy, když na fotodiodu není přiloženo žádné vnější napětí. Takový režim fotodiody se nazývá hradlový a je nejjednodušší realizací přímé přeměny světelné energie na elektrickou (kromě hradlového režimu může fotodiody pracovat i v různých variantách s přiloženým vnějším napětím). Běžným materiálem na výrobu fotodiody je křemík. S křemíkovými fotodiodami 1PP75 ve funkci detektoru laserového záření se setkáte v úlohách 4.5 Studium ohybových jevů v laserovém

svazku a 7.2 Studium polovodičového GaAs/GaAlAs laseru. V úloze 7.1 Charakteristiky optoelektronických součástek se studuje světelná charakteristika fotodiody.

Pro detekci velmi slabých světelných toků není fotodioda dostatečně citlivá. K zesílení proudu fotodiody lze pak použít tranzistorové struktury. Fototranzistor má zcela analogicky jako „obyčejný“ tranzistor dva $P-N$ přechody, z nichž přechod emitor-báze je pólován v propustném směru a přechod báze-kolektor v závěrném směru. Fototranzistor může být též typu PNP či NPN . Blíže se s fototranzistorem seznámíte v úloze 7.1 Charakteristiky optoelektronických součástek.

Nejcitlivějším detektorem světla vůbec je fotonásobič. Používá se k detekci velmi slabých světelných toků. Nejedná se již o polovodičový prvek, nýbrž o vakuovou elektronku. Základem činnosti fotonásobiče je Einsteinův fotoefekt. Fotonásobič má dvě základní elektrody - katodu (někdy též nazývanou fotokatoda) a anodu. Katoda, ze které jsou dopadajícím světlem uvolňovány do vakua elektrony, je nanášena ve formě tenké vrstvy (užívají se polovodičové sloučeniny obsahující alkalické kovy s nízkou výstupní prací) na vnitřní stranu křemenného či skleněného okénka. Anoda má vůči katodě kladný potenciál díky vnějšímu zdroji vysokého napětí (řádově 1000 V). Mezi anodou a katodou je rozmístěno několik dalších elektrod, tzv. dynod s velkým koeficientem sekundární emise elektronů ($\delta = 3 - 4$). Dynod bývá 5 – 15 a jsou udržovány vnějším děličem napětí na potenciálu, který vůči katodě roste s rostoucím číslem dynody. Na obr. 7,3 vidíme typické zapojení fotonásobiče (konkrétně jde o typ M12 FC 51, max. napětí 1400 V, temný proud $2 \cdot 10^{-9}$ A, k značí fotokatodu, a anodu a dynody jsou označeny d_i).

Elektron emitovaný fotoemisí z fotokatody je přitahován k první dynodě d_1 , kde při dopadu vyrazí δ sekundárních elektronů, přitahovaných k následující dynodě d_2 . Postupně vzrůstá počet emitovaných elektronů geometrickou řadou. Signál z fotonásobiče lze registrovat jako proud tekoucí v obvodu anody (proudový režim) nebo jako napětí vzniklé na zatěžovacím odporu R_z zapojeném mezi kladným pólem zdroje a anodou. Kladný pól zdroje bývá zpravidla uzemněn, měřicí přístroj je pak přibližně na potenciálu země. Katoda má záporný potenciál vůči zemi.



Obr. 7,3 Schéma zapojení fotonásobiče

Fotonásobiče budete používat v úlohách 7.2 Studium polovodičového GaAs/ GaAlAs laseru a 4.6 Laserová dopplerovská anemometrie. Vzhledem ke zmíněné citlivosti fotonásobiče jde o značně choulostivý prvek, který lze snadno zničit proudovým pře-

tížením, tzn. osvětlením fotokatody příliš silným světelným tokem. Proto manipulace s fotonásobičem vyžaduje jistou opatrnost.

Vlastnosti luminiscenčních diod jako součástek elektrických obvodů popisují jejich voltampérové charakteristiky (obr. 7.1-1); u všech luminiscenčních diod mají typicky diodový průběh, se kterým jste se seznámili v praktiku z elektřiny. Voltampérová charakteristika v propustném směru se dá vyjádřit analytickým vztahem

$$I_F = I_0 \left\{ \exp \left(\frac{e[U_F - I_F R_S]}{nkT} \right) - 1 \right\}, \quad (1a)$$

kde I_F je proud tekoucí přechodem $P - N$, I_0 je zbytkový proud, k je Boltzmanova konstanta, e náboj elektronu, T absolutní teplota, U_F je napětí na diodě a R_S je sériový odpor diody. Je-li však $eU_F \geq 4kT$ (tj. je-li za pokojové teploty $U_F \geq 100$ mV) a zároveň $U_F \gg I_F R_S$, zjednoduší se rovnice (1a) na tvar

$$I_F = I_0 \exp \left(\frac{eU_F}{nkT} \right). \quad (1b)$$

Tvar charakteristiky závisí na geometrii a vlastnostech přechodu, na vlastnostech použitého materiálu, výrobní technologii apod. Všechny tyto faktory se zahrnují do bezrozměrné konstanty n . Konstanta $\alpha = 1/n$ charakterizuje mechanismus transportu náboje přechodem (difúze, rekombinace, tunelování). Jde-li o difúzní mechanismus bez rekombinace, je $\alpha = 1$. Sériový statický odpor je definován (v pracovním bodě U_{F_0} , I_{F_0}) jako

$$R_d = \frac{U_{F_0}}{I_{F_0}} \quad (2)$$

a sériový dynamický odpor je definován jako

$$R_{di} = \left. \frac{dU_F}{dI_F} \right|_{I_{F_0}}. \quad (3)$$

Ze vztahů (1b)–(3) vyplývá vztah mezi statickým a dynamickým odporem

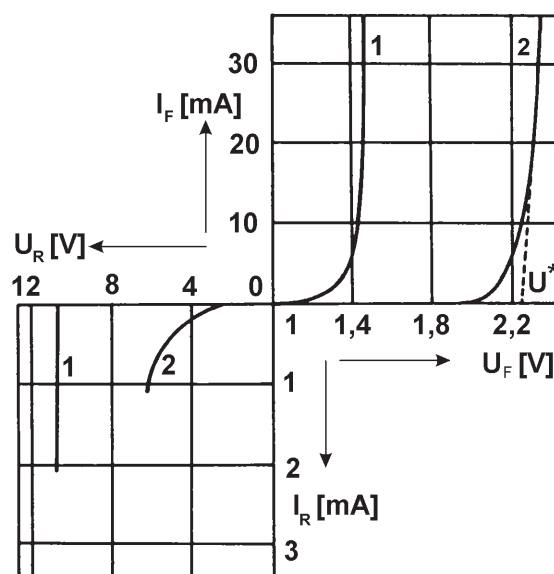
$$R_{di} = R_d \frac{nkT}{eU_{F_0}}. \quad (4)$$

Logaritmováním (1b) a vhodnými úpravami získáme dále

$$n = \frac{e}{kT} \frac{U_{F_1} - U_{F_2}}{\ln \frac{I_{F_1}}{I_{F_2}}}. \quad (5)$$

Pomocí (2), (4) a (5) lze stanovit R_d , R_{di} a n ze změřené voltampérové charakteristiky. Stanovení R_d je triviální; možný další postup je ten, že pro vybranou dvojici (dostatečně vzdálených) bodů (U_{F_1}, I_{F_1}) , (U_{F_2}, I_{F_2}) určíme z (5) konstantu n a poté pomocí (4) vypočteme R_{di} . Statický odpor bývá řádově 10 – 100 Ω , dynamický odpor je $\lesssim 1\Omega$.

Prahové napětí U^* je takové napětí extrapolované z lineární části V-A charakteristiky, při kterém dochází ke zlomu v linearizovaném průběhu závislosti proudu tekoucího diodou na napětí přiloženém na luminiscenční diodu (obr. 7.1-1). Toto



Obr. 7.1–1 Voltampérové charakteristiky luminiscenčních diod vyrobených ze dvou různých materiálů (1, 2)

prahové napětí je závislé na materiálu, z něhož jsou luminiscenční diody zhotoveny a je blízké difuznímu napětí U_d , tedy i xce zakázaného pásu E_g/e (obr. 7,2b v části I). Důvodem této skutečnosti je to, že napětí U^* poskytuje - zhruba řečeno - nosičům proudu energii nutnou k překonání potenciálové bariéry eU_d . U diod z GaAs ($E_g \approx 1.4$ eV) je prahové napětí U^* asi 1.4 V, z $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ ($E_g \approx 1.4 - 2.4$ eV podle složení) je $U^* = (1.4 - 2.3)$ V, u diod z GaP ($E_g \approx 2.3$ eV) je $U^* = 2.4$ V.

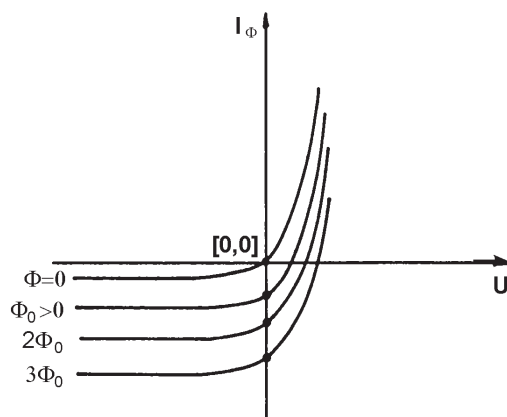
Efektivnost luminiscenčních diod jako zdrojů světla se vyjadřuje především závislostí vysílaného zářivého toku na proudu tekoucím diodou I_F . Tuto závislost nazýváme světelnou (zářivou) charakteristikou. Protože při malých proudech I_F převládá nezářivá rekombinace nosičů, je graf světelné charakteristiky blízko počátku mírně konvexní funkcí, přecházející postupně v lineární závislost a posléze se eventuálně blíží k nasycení (dochází k nasycení luminiscenčních center).

Popis fotodiod a fototranzistorů

Běžným materiálem pro výrobu fotodiod je křemík. Polovodičová fotodioda slouží k přeměně světelné energie na energii elektrickou a tím k detekci dopadajícího světelného toku (odst. 7.3 části I). Voltampérová charakteristika polovodičové fotodiody je ukázána na obr. 7.1–2 pro různé hodnoty světelného toku Φ jako parametru.

Důležitou charakteristikou fotodiody je závislost fotoelektrického proudu I_Φ na dopadajícím světelném toku $I_\Phi = f(\Phi)$. Tato tzv. světelná (energetická) závislost fotodiody bývá v hradlovém režimu (přiložené napětí $U = 0$ V) obvykle v širokém rozsahu osvětlení lineární, jak lze ostatně usoudit z obr.7.1-2. Při vysokých hodnotách však dochází k nasycení této charakteristiky.

Fototranzistor je konstruován tak, že světlo je pohlcováno v oblasti báze, kde tím vznikají páry nadbytečných nosičů proudu. Světlem vytvořené menšinové nosiče v bázi jsou strhávány polem kolektorového přechodu, přecházejí do kolektoru (kde jsou většinovými nosiči) a tvoří tzv. primární fotoproud I_Φ . Většinové nosiče



Obr. 7.1–2 Voltampérové charakteristiky polovodičové fotodiody pro různé hodnoty osvětlení

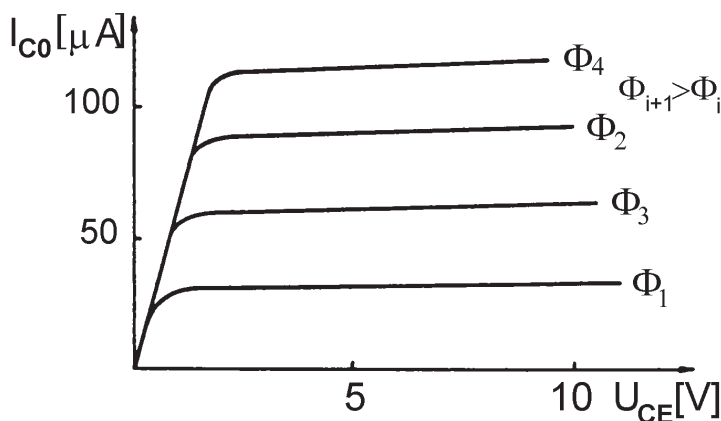
v bázi zůstávají jako v potenciálové jámě a tvoří objemový náboj, který snižuje potenciálovou bariéru emitorového přechodu a tím vlastně plní funkci vnějšího proudu přiváděného do báze (proto u fototranzistoru nemusí mít báze elektrický vývod). Takto dochází ke zvýšené injekci menšinových nosičů z emitoru do oblasti báze a tím ke zesílení primárního fotoproudu. Výsledný fotoelektrický proud v kolektoru I_{CO} je pak dán přibližným vztahem

$$I_{CO} = G I_{\Phi}, \quad (6)$$

kde G je tzv. zisk fototranzistoru, dosahující hodnot řádově 100. Lze ukázat, že platí

$$G = \frac{1}{1 - \alpha_0}, \quad (7)$$

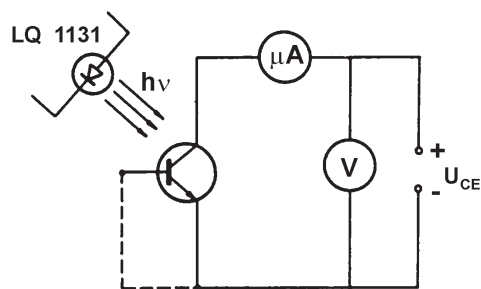
kde α_0 je proudový zesilovací činitel nakrátko.



Obr. 7.1–3 Voltampérové charakteristiky fototranzistoru pro různé hodnoty osvětlení

Voltampérovými charakteristikami fototranzistoru se rozumí závislost I_{CO} na napětí kolektor–emitor U_{CE} . Pro různé hodnoty dopadajícího světelného toku Φ jsou tyto charakteristiky schematicky znázorněny na obr. 7.1–3.

Charakteristiky fototranzistoru lze měřit v zapojení uvedeném na obr. 7.1–4. Má-li fototranzistor vyvedenu bázi, lze snadno stanovit jeho zisk G . Ke stanovení



Obr. 7.1–4 Měření fototranzistoru

zisku fototranzistoru použijeme téhož zapojení, kde však zkratujeme emitor s bází (znázorněno čárkovaně na obr. 7.1–4). Tím eliminujeme funkci přechodu emitor – báze a fototranzistor pracuje jako pouhá fotodioda na přechodu báze – kolektor. Měřič proudu pak měří primární fotoproud I_{Φ} . Jestliže při témže světelném toku Φ a témže napětí U_{CE} změříme I_{CO} (zrušením zkratu emitor–báze), určíme z rovnice (6) zisk G . Ze vztahu (7) lze pak stanovit α_0 . Podrobnější diskuzi fotodetektorů i aktivních optoelektronických prvků naleznete v [1][2].

Poznámka: Při přesném měření je třeba od měřené hodnoty proudu kolektorem při osvětlení odečíst hodnotu temného proudu kolektorem, neboť teprve výsledný rozdíl udává hodnotu I_{CO} použitelnou ke stanovení G .