

# 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.

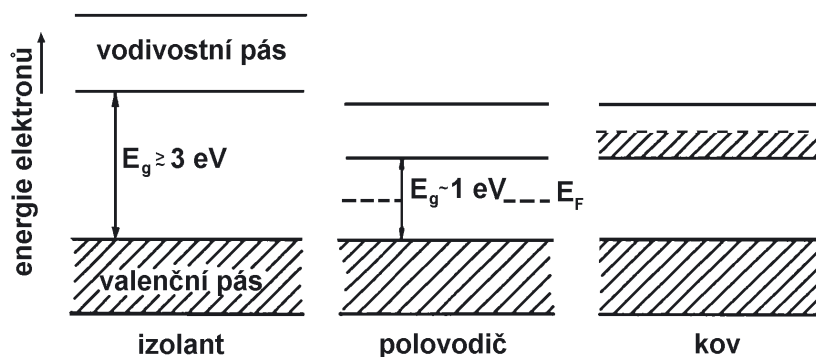
## Základní fyzikální poznatky o $P$ - $N$ přechodu v polovodičích

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.

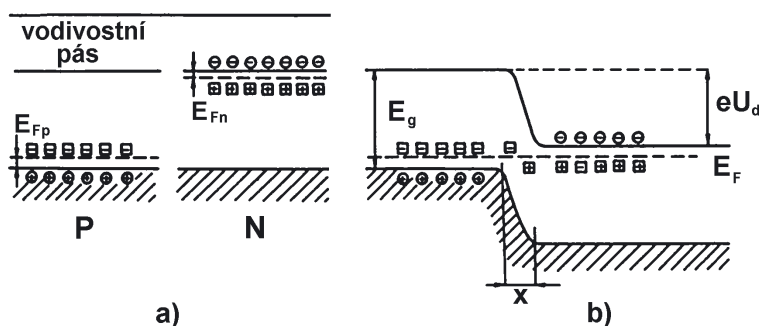
Rozlišujeme polovodiče *vlastní* a *příměsové*. *Vlastní* polovodič je definován tím, že volné elektrony ve vodivostním pásu, zprostředkující vedení elektrického proudu, pocházejí z valenčního pásu, odkud se dostaly do vodivostního pásu přes zakázaný pás působením tepelné, optické nebo jiné energie.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



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

základního polovodiče. Pásové modely polovodičů typu vodivosti  $N$  a  $P$  jsou schematicky 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 vodivostí (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 ( $x = 0$ ,  $\lambda_0 = 565$  nm) a končí u GaAs ( $x = 1$ ,  $\lambda_0 = 920$  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 světél 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 fotovoltaickým 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 fotodioda pracovat i v různých variantách s přiloženým vnějším napětím). Běžným materiálem na výrobu fotodiod 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.

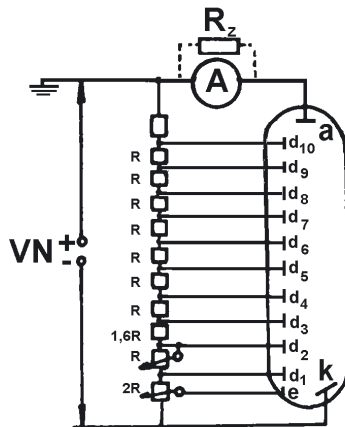
Nejcitlivějším detektorem světla vůbec je fotonásobič. Používá se k detekci velmi slabých světelných toků. Nejedná se již o polovodičový prvek, nýbrž o vakuovou elektronku. Základem činnosti fotonásobiče je Einsteinův fotoefekt. Fotonásobič má dvě základní elektrody - katodu (někdy též nazývanou fotokatoda) a anodu. Katoda, ze které jsou dopadajícím světlem uvolňovány do vakua elektrony, je nanášena ve formě tenké vrstvy (užívají se polovodivé 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  $\delta$  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.

Fotonásobiče budete používat v úlohách 7.2 Studium polovodičového GaAs/ Ga-AlAs laseru a 4.6 Laserová dopplerovská anemometrie. Vzhledem ke zmíněné citlivosti fotonásobiče jde o značně choulostivý prvek, který lze snadno zničit proudovým přetížením, tzn. osvětlením fotokatody příliš silným světelným tokem. Proto manipulace s fotonásobičem vyžaduje jistou opatrnost.

## Laser a princip jeho činnosti

Kvalitativně novým typem světelného zdroje, svým principem v zásadě odlišným od „klasických“ zdrojů (výbojky, žárovky, světelné diody ...), je laser. Kvantový systém, nacházející se ve vzbuzeném elektronovém energetickém stavu, může přejít



Obr. 7,3 Schéma zapojení fotonásobiče

do některého stavu s nižší energií za současného vyslání kvanta elektromagnetického záření – fotonu. Tento přechod může proběhnout dvojím způsobem: *spontánní emisí* (luminiscencí) nebo *stimulovanou emisí*. Pro funkci laseru je důležitá druhá možnost. Předpokladem stimulované emise je, že na systém již působí elektromagnetické záření stejné frekvence jako má vyzařovaný foton. Pravděpodobnost stimulovaného přechodu je přímo úměrná hustotě energie tohoto záření a vyzařený foton je s tímto zářením koherentní. Tohoto jevu, při němž se energie předává z kvantového systému do elektromagnetického pole, lze využít ke generování a zesilování koherentního záření. Lasery jsou přístroje pracující na tomto principu v optické oblasti. Uvedeme poněkud bližší popis naznačených dějů podmiňujících činnost laseru, a sice pomocí koeficientů, zavedených Einsteinem v r 1917. Nech. se látka, v níž chceme vyvolat laserový efekt, skládá se ze vzájemně neinteragujících atomů, u nichž budeme uvažovat dvě energetické hladiny:  $W_1$  (základní hladina) a  $W_2$ . Je-li látka vložena do pole záření s frekvencí  $\nu_{12} = (W_2 - W_1)/h$  a spektrální hustotou  $\rho(\nu_{12})$ , budou atomy absorbovat kvanta o energii  $h\nu_{12}$ . Čím více bude atomů v objemové jednotce a čím vyšší bude spektrální hustota záření („intenzita světla“), tím vyšší počet absorpčních aktů za sekundu  $P_a$  můžeme očekávat:

$$P_a = B_{12}N_1\rho(\nu_{12}). \quad (7.1)$$

Zde  $N_1$  je počet atomů v základním stavu s energií  $W_1$  a  $B_{12}$  je konstanta úměrnosti zvaná *Einsteinův koeficient absorpce*.

Atomy, jež se dostanou do vzbuzeého stavu, mohou, jak již bylo řečeno, vyzařit získanou excitační energii dvěma způsoby: bez interakce s polem záření, t.j. *spontánní emisí*, nebo prostřednictvím interakce s polem - *stimulovanou emisí*. Spontánní emise (v tomto případě též někdy nazývaná rezonanční fluorescencí) nastává v čase náhodně, nekoherentně a je vysílána izotropně do všech směrů v prostoru. Počet aktů spontánní emise za jednu sekundu je pak úměrný pouze počtu atomů  $N_2$  ve vzbuzeém stavu

$$P_e^{spont} = A_{21}N_2, \quad (7.2)$$

t.j. nezávisí na  $\rho(\nu_{12})$ . Konstanta úměrnosti  $A_{21}$  se nazývá *Einsteinův koeficient spontánní emise*. Počet aktů stimulované emise je naopak závislý na hustotě záření

a je zřejmě též úměrný  $N_2$ , tedy

$$P_e^{stim} = B_{21}N_2\rho(\nu_{12}). \quad (7.3)$$

Zde konstanta úměrnosti  $B_{21}$  je t.zv. *Einsteinův koeficient stimulované emise*. Důsledkem každého aktu stimulované emise je tedy přírůstek počtu fotonů, které, jak se ukazuje, mají *stejný směr* a stejný stav polarizace jako stimulující fotny z pole  $\rho(\nu_{12})$ . Takto tedy může docházet k zesílení světelného svazku v daném směru pomocí stimulované emise.

V tepelné rovnováze nastane kvazistacionární stav,  $P_a = P_e^{stim} + P_e^{spont}$ , tedy pomocí (7.1) - (7.3)

$$B_{12}N_1\rho(\nu_{12}) = A_{21}N_2 + B_{21}N_2\rho(\nu_{12}). \quad (7.4)$$

Přitom ovšem pro obsazení hladin musí platit také

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{(W_2-W_1)}{kT}} = e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}}. \quad (7.5)$$

Vyloučením  $N_1$ ,  $N_2$  z (7.4) a (7.5) dostáváme

$$\rho(\nu_{12}) = \frac{A_{21}}{B_{12}\exp(h\nu_{12}/kT) - B_{21}}. \quad (7.6)$$

Vzpomeneme-li si nyní na Planckův zákon určující spektrální hustotu energie rovnovážného záření  $\rho(\nu)$  vysílaného látkou při teplotě  $T$

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (7.7)$$

dostaneme porovnáním (7.6) a (7.7) ihned

$$B_{12} = B_{21} = B \quad (7.8)$$

(t.j. koeficienty absorpce a stimulované emise jsou si rovny) a

$$\frac{A_{21}}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}. \quad (7.9)$$

Rovnost Einsteinových koeficientů (7.8) implikuje velmi důležitou informaci: Počet aktů stimulované emise  $BN_2\rho(\nu_{12})$  je za normálních okolností vždy podstatně menší nežli počet aktů absorpce  $BN_1\rho(\nu_{12})$ , nebo. v optickém oboru ( $h\nu_{12} \approx 2 - 3\text{eV}$ ) a za normální teploty ( $kT \doteq 0,025\text{eV}$ ) je dle (7.5)  $N_2 \ll N_1$ . To je příčinou všeobecně známé skutečnosti, že při průchodu světelného paprsku hmotným prostředím dochází obvykle k zeslabení a nikoli zesílení intenzity světla.

Pokud ovšem nějakým způsobem zařídíme, aby platilo  $N_2 > N_1$  (viz níže), bude se záření zesilovat. Kromě toho ale ještě k získání dostatečného zesílení je nezbytné zajistit mnohonásobný průchod záření zesilujícím prostředím, což se realizuje vložením aktivního prostředí do rezonátoru. U laserů se používá t.zv. otevřených rezonátorů, z nichž nejjednodušším může být známý Fabryho-Perotův rezonátor. Působením rezonátoru navíc dochází ještě k podstatnému zvýšení monochromatickosti emitovaného záření.

Aby se tedy látka vykazující luminiscenci s emisním spektrem  $\rho(\nu)$  mohla stát zdrojem koherentního laserového záření (tj. aktivním prostředím laseru), je třeba splnit v zásadě dvě podmínky

1. Obsazení  $N_2$  horní hladiny zářivého přechodu mezi elektronovými stavy musí být vyšší nežli obsazení dolní hladiny  $N_1$  (tzv. inverzní populace hladin):  $\Delta N = N_2 - N_1 > 0$ . Zesílení záření o intenzitě  $I$  je pak popsáno vztahem

$$I \simeq I_0 e^{(g - \alpha) l}, \quad (7.10)$$

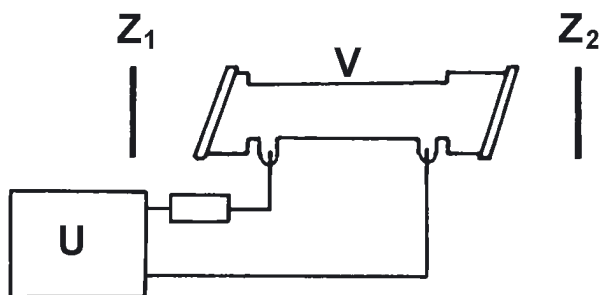
kde  $g$  je koeficient zisku,  $\alpha$  je koeficient ztrát a  $l$  délka aktivního prostředí. Koeficient zisku závisí na frekvenci,  $g \approx \rho(\nu)$ , a roste úměrně s rozdílem obsazení hladin,  $g \sim \Delta N$ .

2. Látka musí být umístěna v rezonátoru, tj. mezi dvě planparalelní zrcadla (Fabryho-Perotův rezonátor), která zajišťují mnohonásobnými odrazy kladnou zpětnou vazbu zesilující záření vzniklé stimulovanou emisí.

K dosažení inverzní populace hladin je třeba pochopitelně dodat aktivnímu prostředí energii; tento proces se nazývá *čerpání*. V různých typech laserů se používá různých způsobů čerpání.

### 0.0.1 Helium-neonový laser

Aktivní prostředí je tvořeno výbojovou dráhou výbojky plněné směsí helia a neonu. Čerpání je realizováno elektrickým výbojem, v němž se atomy helia budí do vyšších energetických stavů. Tyto atomy pak předávají při srážkách energii atomům neonu. Stimulované emise při přechodech takto vzbuzených atomů neonu na nižší energetické hladiny se pak využívá ke generaci koherentního záření. Jedno z možných uspořádání takového laseru ukazuje obr. 7,4.



Obr. 7,4 Helium–neonový laser

Mezi zrcadly  $Z_1$ ,  $Z_2$  tvořícími rezonátor laseru je umístěna výbojka  $V$ , napájená ze zdroje  $U$ . Jedno z obou zrcadel je polopropustné a umožňuje tak výstup generovaného světelného svazku. Čelní plochy výbojové trubice bývají skloněny v Brewstеровě úhlu, aby se zde intenzita paprsku zbytečně nesnižovala nežádoucím částečným odrazem (to platí pro vhodnou polarizaci - viz odst. 1.5; světlo laseru je v tomto případě polarizované.) Z hlediska pracovního režimu je tento typ laseru kontinuální, tj. generace záření probíhá nepřetržitě, na rozdíl od pulsních laserů, kde vybuzení systémů a vyžáření proběhne v krátkém okamžiku. Helium-neonové lasery nevynikají

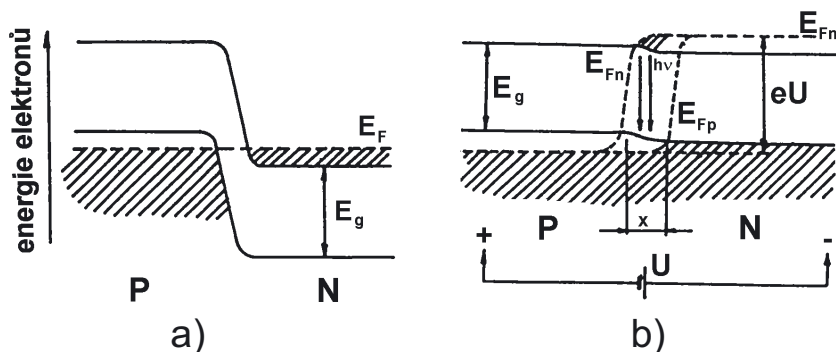
vysokým výkonem, na rozdíl od některých laserů pulsních. Význačnou vlastností generovaného světla je malá divergence svazku, jeho koherence a monochromaticnost. V tomto směru laser podstatně předčí klasické zdroje světla. Laserový svazek He-Ne laseru tak představuje vhodnou realizaci kvazirovinné prostorově omezené monochromatické světelné vlny pro účely praktika.

## 0.0.2 Polovodičový laser

Čerpání tohoto laseru se zajišťuje elektrickým proudem, tekoucím  $P$ - $N$  přechodem v propustném směru. Elektronové energetické schéma  $P$ - $N$  přechodu v silně legovaném polovodiči, jakého se používá pro výrobu polovodičových laserů, je znázorněno na obr. 7,5.

Na obr. 7.5a vidíme  $P$ - $N$  přechod silně legovaného polovodiče (tj. s koncentrací příměsí  $\geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) bez přiloženého napětí. Fermiova hladina  $E_F$  leží uvnitř valenčního ( $P$ -typ) resp. vodivostního ( $N$ -typ) pásu. Takový polovodič se též nazývá *degenerovaný*.  $E_g$  značí šířku zakázaného pásu, vyšrafované stavy jsou obsazeny elektrony.

Obr. 7,5b ukazuje  $P$ - $N$  přechod degenerovaného polovodiče při vnějším napětí  $U$  přiloženém v propustném směru. Je narušen rovnovážný stav. Fermiova hladina se rozdělí na Fermiovu hladinu pro elektrony  $E_{Fn}$  a pro díry  $E_{Fp}$ , v oblasti přechodu o tloušťce  $x$  nastává inverzní populace hladin a může probíhat stimulovaná emise



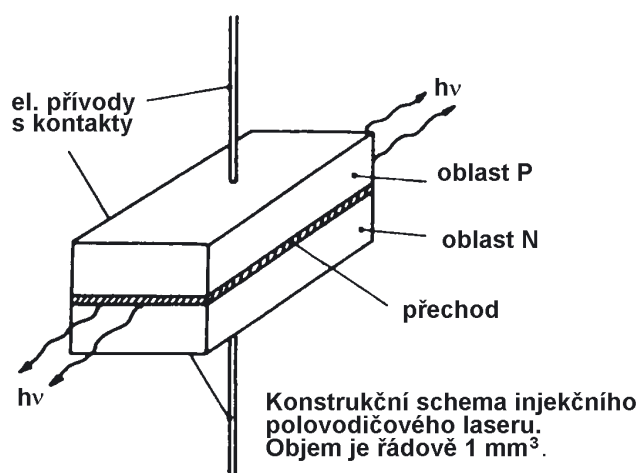
Obr. 7,5 a)  $P$ - $N$  přechod v silně legovaném polovodiči bez vnějšího napětí. b) Vznik inverzní populace při přiložení vnějšího napětí  $U$  v propustném směru

fotonů s energií  $h\nu$ .

Z uvedeného je zřejmé, že v tenké oblasti takového  $P$ - $N$  přechodu ( $x \sim 1 \mu\text{m}$ ), jímž protéká proud v propustném směru, probíhá díky snížení potenciálové bariéry injekce minoritních nosičů proudu a tím i tzv. injekční elektroluminiscence, zcela analogicky jako u běžných polovodičových luminiscenčních diod. Pro dosažení funkce laseru však musí být splněny dvě podmínky uvedené výše. Inverzní populace hladin (jejíž podmínku lze v souladu s obr. 7,5b vyjádřit matematicky jako  $eU \approx E_{Fn} - E_{Fp} > E_g \approx h\nu$ ) se dosahuje buď použitím silně legovaných polovodičů nebo i jinými způsoby. Kladná zpětná vazba se realizuje tím, že krystal polovodiče obsahující  $P$ - $N$  přechod se broušením, resp. štípáním opracuje do tvaru hranolu tak, že jeho čelní stěny jsou kolmé k vrstvě  $P$ - $N$  přechodu a tvoří tak Fabryho-Perotův



rezonátor (viz obr. 7,6). Světlo, šířící se v rovině  $P$ - $N$  přechodu, se pak díky mnohonásobným odrazům zesiluje. Odrazivost světla na rozhraní polovodič - vzduch má totiž dostatečně vysokou hodnotu. Tím se tedy v zásadě liší polovodičový laser od luminiscenční diody. Výroba laseru však klade také daleko vyšší nároky na kvalitu krystalu polovodiče, technologii jeho přípravy atd. Celá problematika je ve skutečnosti ještě poněkud složitější. Pro spolehlivý kontinuální provoz laseru je nutno připravit  $P$ - $N$  přechod ve formě tzv. dvojité heterostruktury. Poznamenejme ještě, že současné moderní polovodičové technologie dokáží připravit polovodičové lasery s ještě mnohem složitější strukturou a s velmi vysokými výstupními výkony ve viditelné oblasti (řádově 100 mW). Podrobnější výklad však již vychází za rámec tohoto základního seznámení s problematikou.



Obr. 7,6 Nejjednodušší konstrukce polovodičového laseru

Polovodičový laser tohoto typu se nazývá též *injekční laser* či *laserová dioda*. Studium jejich vlastností se zabývá úloha 7.2 Studium polovodičového GaAs/GaAlAs laseru.

# Literatura k části I

- [I-1] J. Fuka, B. Havelka: Optika, SPN, Praha 1961.
- [I-2] E. Klier: Optika, Skriptum SPN, MFF UK Praha 1978.
- [I-3] K. Vacek, Z. Berger: Úvod do experimentální fyziky IV. Optika, skriptum SPN, MFF UK pro posluchače přírodovědecké fakulty, Praha 1972.
- [I-4] M. Born, E. Wolf: Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford 1980.
- [I-5] L. .trba: Všeobecná fyzika 3-Optika, Alfa, Bratislava 1979.
- [I-6] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: Základy fotoniky svazek 1, Matfyzpress, Praha 1994.
- [I-7] J. Brož a kol.: Základy fyzikálních měření II (B), SPN, Praha 1974.
- [I-8] V. Petržílka: Fyzikální optika, Přírodovědecké vydavatelství, Praha 1952.