

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Vladimír Pařízek

Principy činnosti a aplikace polovodičových laserů

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 37 (1992), No. 4, 205--222

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137562>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1992

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

- [62] TARSKI, A. a GIVANT, S. R.: *A formalization of set theory without variables*. Colloquium Publications, 41, Providence, RI: Amer. Math. Soc. (1987).
- [63] TARSKI, A., MOSTOWSKI, A. a ROBINSON, R. M.: *Undecidable theories*. Amsterdam: North-Holland Publishing (1953).
- [64] TARSKI, A. a VAUGHT, R. L.: *Arithmetical extensions of relational systems*. *Composito Math.* 13 (1957), 81–102.
- [65] WAGON, S.: *The circle squared, beyond refutation*, *Focus* 9, č. 2 (1989), 1–2.

Adresa autora:

Department of Mathematics

Mills College

Oakland, CA 94613 USA

Principy činnosti a aplikace polovodičových laserů

Vladimír Pařízek, Praha

Úvod

Slovo LASER je zkratka z anglického názvu Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (zesilování světla stimulovanou emisí záření). Bylo vytvořeno v analogii s tehdy již používaným názvem MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation, tedy zesilování v mikrovlnném oboru pomocí stimulované emise záření).

Lasery jsou zařízení emitující koherentní optické záření s vysokou stabilitou kmitočtu (10^{-12} i lepší), tedy záření extrémně monochromatické a navíc ve svazcích, které mají divergenci (rozbíhavost) kolem setiny stupně, někdy i méně.

Záření v optickém oboru zpravidla není koherentní, a proto nelze v určitém bodě prostoru určit předem amplitudu ani fázi elektrického a magnetického vektoru pole, neboť toto pole vzniklo superpozicí obrovského počtu jednotlivých vln, jejichž fáze je zcela náhodná. Protože v optickém oboru (ale platí to i pro Rtg záření či záření gama) je spontánní (samovolná) emise v obvyklých podmínkách mnohem pravděpodobnější

Ing. VLADIMÍR PAŘÍZEK, CSc. (1952), je vědecký pracovník Fyzikálního ústavu UK, Ke Karlovu 5, 121 16 Praha 2.

než emise stimulovaná (vynucená, indukovaná), je nutné vytvořit speciální podmínky, aby stimulovaná emise převládala.

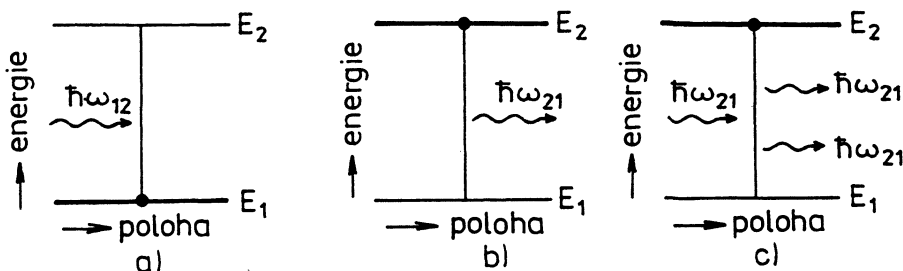
V klasickém zdroji světla je určitý objem, ve kterém je jistá hustota individuálních dipólů — zdrojů světla. Každý z těchto zdrojů vysílá své fotony podle statistických zákonů s náhodnou fází. Naproti tomu v kvantovém generátoru prochází objemem s individuálními zdroji vlny elektromagnetického záření, které nutí jednotlivé zdroje, aby svůj příspěvek (foton) vyslaly tak, aby byl ve fázi s budící (stimulující) vlnou, a tím zvyšoval její intenzitu. Tak je amplituda budící vlny při průchodu objemem zesilována. Stimulovaná emise laseru tedy znamená sladěné (koordinované) vysílání elektromagnetického vlnění velkým počtem individuálních atomů.

Absorpce, spontánní a stimulovaná emise

Podle zákonů kvantové mechaniky mohou mít atomy (ionty) v plynném stavu pouze určité hodnoty energií a při změněných vnějších podmínkách (osvětlení, změna teploty, elektrické či magnetické pole) mohou přecházet z jedné energetické hladiny na jinou.

Pro přechod z nižší energetické hladiny do vyšší (absorpce) je vždy nutné dodat potřebné množství energie, nejčastěji světla, tj. fotonu viz obr. 1a). Naproti tomu při přechodu z vyšší energetické hladiny do nižší (tj. při emisi) jsou možné dva různé způsoby přechodu. Je to buď přechod spontánní, obr. 1b), nebo stimulovaný, obr. 1c).

U absorpce je v počátečním stavu obsazena hladina E_1 (na obr. 1a) je vyznačena silně). V konečném stavu (po absorpci fotonu o energii $\hbar\omega_{12}$) je obsazena hladina E_2 a foton byl absorbován (čili zmizel).



Obr. 1. Procesy a) absorpce, b) spontánní emise, c) stimulované emise. E_1 je základní stav, E_2 je excitovaný stav.

U spontánní emise je v počátečním stavu obsazena hladina E_2 a v konečném stavu hladina E_1 . Nově vzniklý foton má energii $\hbar\omega_{21}$.

Poslední možností je případ stimulované emise, kdy na počátku je soustava ve stavu E_2 a pod vlivem fotonu o energii $\hbar\omega_{21}$ přejde do nižšího stavu E_1 . Foton o energii $\hbar\omega_{21}$ se nyní neabsorbuje a navíc vznikne další foton o stejné energii, takže ze soustavy nyní odcházejí fotony dva.

Při našich dalších úvahách je důležité znát pravděpodobnosti přechodů pro jednotlivé případy. Nejjednodušší je zřejmě situace u spontánní emise, kde pravděpodobnost

přechodu (obr. 1b) závisí pouze na vlastnostech dané látky a označme ji a_{21} . Přitom platí, že $a_{21} = 1/\tau_{21}$, kde τ_{21} je střední doba, po kterou je soustava ve stavu E_2 , než samovolně přejde do stavu E_1 .

Aby došlo k absorpci (obr. 1a), musí být energie fotonů větší než $\hbar\omega_{12}$. K stimulované emisi (obr. 1c), je možné použít vhodnou energii, např. energii danou rozdílem $E_2 - E_1$. Proto se ve výrazech pro pravděpodobnosti přechodů absorpce a stimulované emise bude také vyskytovat veličina úměrná počtu fotonů, které mají energii odpovídající energetickému rozdílu hladin E_2 a E_1 . Tento počet fotonů způsobujících stimulovanou emisi nebo absorpci označme $\rho(\omega, T)\Delta\omega$, kde $\rho(\omega, T)$ je hustota energie záření jako funkce frekvence ω a teploty T a $\Delta\omega$ je interval frekvencí mezi ω a $\omega + \Delta\omega$.

Pro jednotlivé pravděpodobnosti přechodů můžeme tedy psát:

- (1) $P(\text{absorpce}) = b_{12}\rho(\omega, T),$
- (2) $P(\text{spontánní emise}) = a_{21},$
- (3) $P(\text{stimulované emise}) = b_{21}\rho(\omega, T).$

Veličiny b_{12} , a_{21} a b_{21} se nazývají Einsteinovy diferenciální koeficienty, viz např. [1], [2].

Dalším krokem je nalézt vztahy mezi koeficienty b_{12} , a_{21} a b_{21} . Za podmínky termodynamické rovnováhy, tedy v ustáleném rovnovážném stavu mezi absorpcí a emisí zřejmě platí, že počet absorbovaných fotonů je roven počtu vyzařovaných fotonů. Je-li počet soustav ve stavu E_1 roven N_1 a ve stavu E_2 je N_2 , můžeme podmínku rovnováhy zapsat ve tvaru:

$$N_1 b_{12} \rho(\omega, T) = N_2 (a_{21} + b_{21} \rho(\omega, T)).$$

Podle zákonů statistické fyziky je v podmínkách rovnováhy možno vyjádřit veličiny N_1 a N_2 následujícími vztahy:

- (4) $N_1 = \text{konstanta} \cdot \exp(-E_1/kT),$
- (5) $N_2 = \text{konstanta} \cdot \exp(-E_2/kT).$

Dosazením dostaneme:

$$(6) \quad \exp(-E_1/kT) b_{12} \rho(\omega, T) = \exp(-E_2/kT) [a_{21} + b_{21} \rho(\omega, T)].$$

A. Einstein ukázal, že procesy stimulované emise a absorpce jsou navzájem inverzní, a proto platí:

$$(7) \quad b_{12} = b_{21}.$$

Tuto skutečnost můžeme zdůvodnit touto úvahou: Bude-li růst teplota T , dojde i k růstu veličiny $\rho(\omega, T)$. V limitním případě pro $T \rightarrow \infty$ bude pak i $\rho(\omega, T) \rightarrow \infty$. Potom lze člen a_{21} v rovnici (6) zanedbat a dostaneme rovnici (7), tj. pravděpodobnost stimulované emise ze stavu E_2 do stavu E_1 je stejná jako pravděpodobnost absorpce ze

stavu E_1 do stavu E_2 . Rovnice (7) platí přitom obecně, nezávisle na způsobu odvození. Použitím rovnic (1–5) a (7) dostaneme:

$$\frac{N_1}{N_2} P(\text{absorpce}) \cdot P(\text{stimulované emise}) = \exp((E_2 - E_1)/kT).$$

Protože je $E_2 > E_1$ a $T > 0$, bude vždy počet absorbovaných fotonů větší než počet fotonů emitovaných. To je v souladu s pozorováním, neboť světlo procházející prostředím (krystalem, kapalinou i plynem) je vždy zeslabováno a nikoli zesilováno.

Protože celá úvaha platí za podmínky termodynamické rovnováhy, nelze vyloučit, že za určitých neustálených podmínek může nastat případ, kdy dojde naopak při průchodu světla prostředím k jeho zesílení. Užitím (7) můžeme rovnici (6) zapsat ve tvaru:

$$(8) \quad \rho(\omega, T) = \frac{a_{21}}{b_{21}[\exp(\hbar\omega_{21}/kT) - 1]},$$

kde $E_2 - E_1 = \hbar\omega_{21}$.

Vztah (8) platí za podmínek termodynamické rovnováhy zcela obecně, a tedy musí platit i pro záření absolutně černého tělesa při stejné teplotě T . Potom hustota záření $\rho(\omega, T)$ je rovna hustotě záření absolutně černého tělesa, kterou popisuje Planckův zákon [3]:

$$(9) \quad \rho(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^3} [\exp(\hbar\omega/kT) - 1],$$

kde c je rychlost šíření světla ve vakuu.

Porovnáním rovnic (8) a (9) dostaneme:

$$(10) \quad \frac{a_{21}}{b_{21}} = \frac{\hbar\omega^3}{3\pi^2} c^3.$$

Rovnice (10) popisuje poměr mezi Einsteinovými diferenciálními koeficienty pro stimulovanou a spontánní emisi a závislost tohoto poměru na frekvenci.

Důležitá je číselná hodnota poměru pravděpodobností stimulované a spontánní emise, tedy veličiny:

$$\frac{b_{21}}{a_{21}} \rho(\omega, T) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}.$$

Poměr je roven jedné (tedy $\exp(\hbar\omega/kT) = 2$) pro kmitočet $\omega = 2,72 \cdot 10^{13}$ Hz ($T = 300$ K), což odpovídá infračervenému záření o vlnové délce $\simeq 68 \mu\text{m}$. Pro větší kmitočty (kratší vlnové délky) bude tedy převládat spontánní emise, zatímco pro nižší kmitočty (delší vlnové délky) bude převládat emise stimulovaná. Je tedy vidět, že čím je vlnová délka záření kratší, tím obtížněji lze dosáhnout prevahe stimulované emise nad emisí spontánní.

Protože $\rho(\omega, T)$ je úměrná intenzitě dopadajícího záření, je možné při dostatečné intenzitě záření, resp. při dostatečně dlouhé expozici (tj. při tzv. dostatečné intenzitě

čerpání) přesunovat rovnováhu mezi spontánní a stimulovanou emisí ve prospěch stimulované. Při konkrétních výpočtech se však ukazuje, že intenzita čerpání by musela být pro viditelné záření příliš vysoká [2].

Způsoby dosažení inverze v kvantových soustavách

Základem funkce všech laserů je proces stimulované emise. Má-li laser generovat koherentní záření, je nutné dosáhnout převahy stimulované emise nad spontánní emisí a současně i nad absorpcí. K převaze stimulované emise nad spontánní dochází při vysoké hustotě záření. Jak uvidíme později, vysoká hustota záření laseru vzniká také za podmínek, při kterých převažuje emise nad absorpcí, a proto není třeba se speciálně zabývat podmínkami, kdy převažuje stimulovaná emise nad spontánní. Druhou podmínkou je převaha stimulované emise nad absorpcí, čili zesílení záření při přechodu aktivním prostředím. Zaveďme poměr intenzity stimulované emise a absorpce S , který závisí také na počtu kvantových soustav, které jsou v horní, respektive dolní kvantové hladině. Bude-li tedy N_2 soustav v horní a N_1 v dolní hladině, bude:

$$S = \frac{b_{21} \cdot \rho(\omega, T) \cdot N_2}{b_{12} \cdot \rho(\omega, T) \cdot N_1} = \frac{N_2}{N_1}.$$

Podle rovnic (4–5) a (7) dále dostaneme:

$$(11) \quad S = \exp\left(\frac{-(E_2 - E_1)}{kT}\right).$$

Tedy za podmínek termodynamické rovnováhy vždy platí, že $N_2 < N_1$, $S < 1$ a převažuje absorpce.

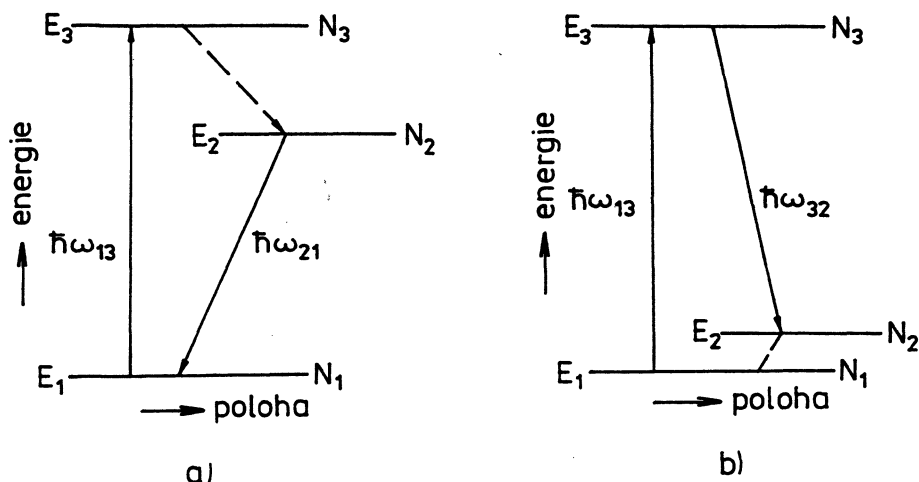
Za neustálených podmínek však rovnice (11) neplatí a je možné, že $N_2 > N_1$. Formálně můžeme předpokládat, že rovnice (11) stále platí, ale veličina T nabývá záporných hodnot. Dosažení podmínky $S > 1$ je tedy ekvivalentní záporné statistické teplotě.

U rovnic (4–5) popisujících závislost N_2 a N_1 na energii byla použita klasická Boltzmannova statistika, platící pro částice s nulovým spinem. Situace se nezmění, použijeme-li jinou statistiku (Fermiho-Diracovu pro částice s poločíselným spinem nebo Boseovu-Einsteinovu pro částice s celočíselným spinem).

Způsoby dosažení tzv. inverze (tj. nerovnosti $N_2 > N_1$) lze dělit podle různých hledisek. My zvolíme jako kritérium počet hladin v soustavě a budeme se tedy zabývat inverzí soustav dvouhladinových, tříhladinových a čtyřhladinových.

Nejjednodušší případ dvouhladinové soustavy nastává tehdy, je-li rozdíl energií $E_1 - E_2$ závislý na vnějším poli, které můžeme rychle měnit. Takovým případem může být magnetické pole H , ve kterém se původní jediná energetická hladina (pro $H = 0$) může rozštěpit na dvě, jejichž vzdálenost je úměrná poli H . Při ustanovení rovnováhy bude mít horní hladina nižší obsazení než dolní. Provedeme-li nyní rychle

komutaci magnetického pole z H na $-H$, obě hladiny si vymění místa, a tak těsně po přepnutí bude mít horní hladina vyšší obsazení než spodní, a dojde tedy k inverzi. Uvedený způsob dosažení inverze má však nevýhodu v tom, že jí lze dosáhnout pouze pulsně a konstanta úměrnosti mezi energetickým rozdílem obou hladin a intenzitou magnetického pole je velice malá, a pro prakticky použitelná magnetická pole dosahuje rozdíl $E_1 - E_2$ hodnot kolem 10^{-4} eV. Pro optický obor je potřeba hodnot řádově jednotky eV.



Obr. 2. Tříhladinový model kvantových přechodů laseru. N_1 , N_2 , a N_3 jsou počty elektronů na jednotlivých hladinách [2].

- Přechod mezi hladinami E_3 a E_2 je nezářivý; můžeme dosáhnout inverze mezi hladinami E_2 a E_1 .
- Přechod mezi hladinami E_1 a E_2 je nezářivý; proto lze dosáhnout inverze mezi hladinami E_3 a E_2 .

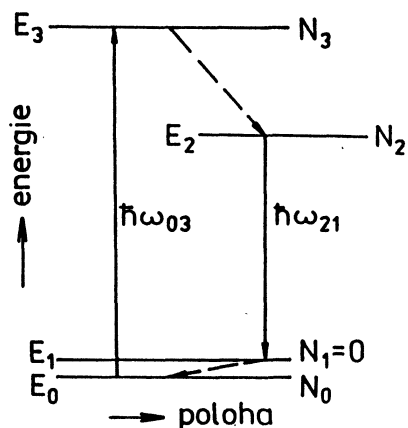
U dvouhladinových soustav je zřejmě nejvýznamnější inverze v polovodičích, ke které dochází na rozhraní oblastí s různým typem vodivosti, tedy na přechodu p-n. Vysoká koncentrace elektronů a děr na rozhraní vytváří podmínky pro jejich rekombinaci, při které dochází k emisi světla. Podmínkou pro trvalé udržení inverze populace je neustálý tok elektronů a děr do oblasti přechodu p-n. Ten je zabezpečen nejčastěji tokem elektrického proudu při zapojení diody (přechodu p-n) v propustném směru. Elektrický proud tak zabezpečuje trvale nerovnovážný stav, který je nutnou podmínkou pro vznik inverze populace.

U tříhladinových soustav označme jednotlivé energetické hladiny E_1 , E_2 a E_3 . Počet elektronů na jednotlivých hladinách nechť je N_1 , N_2 a N_3 . Jak je vidět na obr. 2, jsou možné dva případy.

V prvním z nich, (obr. 2a) dochází při optickém čerpání k přechodu z hladiny E_1 na hladinu E_3 . Je-li dále přechod z hladiny E_3 na hladinu E_2 velmi rychlý, (může být i nezářivý) a je-li dostatečná intenzita čerpání, poklesne obsazení hladiny E_1 tak, že bude $N_2 > N_1$. Vždy však bude $N_3 < N_1$. Inverze je tedy dosaženo mezi hladinami E_2 a E_1 .

Druhá možnost je znázorněna na obr. 2b), kde je dosaženo inverze mezi hladinami E_3 a E_2 ; tedy při dostatečně intenzivním čerpání je $N_3 > N_2$. Opět je však vždy $N_2 < N_1$.

U čtyřhladinových systémů (obr. 3) dochází při čerpání k přechodu elektronů z hladiny E_0 na hladinu E_3 . Je-li přechod z hladiny E_3 na hladinu E_2 dostatečně rychlý a přímý přechod z hladiny E_2 na hladinu E_0 je zakázán, lze dosáhnout inverze mezi hladinami E_2 a E_1 . Výhodou čtyřhladinových systémů je, že není nutné dosáhnout inverze proti základní hladině, a proto stačí nižší prahová intenzita čerpání.



Obr. 3. Model čtyřhladinového laseru. Stimulovaná emise nastává mezi hladinami E_2 a E_1 [2].

Obecně lze říci, že chceme-li dosáhnout v látce inverze, (což však nemusí být vždy uskutečnitelné), musíme již mít o ní celou řadu informací. Je nutné znát polohy energetických hladin a příslušné pravděpodobnosti přechodů.

Rezonanční dutiny, zisk, šum a monochromaticnost laserů

V minulém paragrafu jsme si ukázali, že nutnou podmínkou pro činnost laseru je dosažení inverze populace, tedy vyššího obsazení vyšších energetických hladin. Uvedená podmínka však sama o sobě nestačí, neboť konstrukce laseru vyžaduje rovněž tzv. rezonanční dutinu. Z celé řady nejrozmanitějších tvarů dutin (viz např. [2]) si zde popíšeme pouze jednu z nich, a to tzv. Fabryho-Perotův rezonátor.

Nejjednodušším typem optického rezonátoru je soustava dvou rovnoběžných roviných zrcadel obdélníkového tvaru, umístěných ve vzdálenosti a . Je-li celistvý počet půlvln, které se vejdou na vzdálenost a roven n , pak průběh amplitudy bude:

$$A = A_0 \sin \frac{2\pi x}{\lambda} = A_0 \sin \frac{n\pi x}{a}.$$

Rezonanční dutina uvedeného typu tedy připouští pouze ty vlnové délky λ , pro které platí:

$$\lambda = \frac{2a}{n} \quad \text{nebo} \quad \nu = \frac{nc}{2a}.$$

Dané spektrum kmitů se ustaví proto, že je to z energetického hlediska nejvýhodnější, neboť jsou nejnižší ztráty. Interferenci nejsou tyto vlnové délky zeslabovány, ale naopak zesilovány a mohou tak vytvořit stabilní stojaté vlnění.

Obecně je Fabryho-Perotův rezonátor tvořen dutinou libovolného průřezu (většinou však kruhového nebo obdélníkového tvaru), která je na obou koncích omezena zrcadly. Čelní plochy zrcadel jsou pečlivě vybroušeny, vyleštěny a pokoveny stříbrem nebo hliníkem. Někdy jsou také opatřeny dielektrickými odrazovými vrstvami nebo skleněnými pokovenými okénky.

Protože je nutné, aby část záření mohla vystupovat z dutiny ven (to je pak vlastní záření laseru), je v případě Fabryho-Perotova rezonátoru jedno ze zrcadel částečně propustné (propustnost 2–5 %).

Poněvadž u polovodičových laserů je velmi vysoká koncentrace párů elektron-díra (jejichž rekombinací vznikají fotony), dosahuje i zisk o několik řádů vyšších hodnot ve srovnání s jinými lasery, kde koncentrace aktivních příměsových atomů nebo molekul plynů je mnohem menší. Pak stačí, aby délka rezonátoru u polovodičových laserů byla pouze desetiny milimetrů a zpětné vazby lze dosáhnout odrazy na přirozených štěpných plochách monokrystalického čipu. Odrazivost bývá kolem 30 %:

U laserů je tepelná fluktuace (kT) ve srovnání s fluktuací spontánní emise zanedbatelná.

Pro efektivní šířku $\rho\nu$ emise laseru pak dostaneme [2]:

$$\delta\nu = \frac{1}{P} 4\hbar\omega(\Delta\nu_0)^2,$$

kde $\Delta\nu_0$ je přirozená šířka spektrální čáry spontánní emise a P je výkon laseru.

Pro relativní zúžení šířky čáry ($\delta\nu/\Delta\nu_0$) v typickém případě, kdy $\hbar\omega = 1 \text{ eV}$, $P = 1 \text{ mW}$, $\Delta\nu_0 = 3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (rubín) dostaneme hodnotu $5 \cdot 10^{-5}$; pro GaAs, kde $\Delta\nu_0 = 3 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ získáme $5 \cdot 10^{-3}$. Odhad platí za předpokladu, že je v činnosti pouze 1 mód.

Pro plynové lasery je přirozená šířka spektrální čáry funkcí teploty. Za nízkých tlaků platí [2]:

$$\Delta\nu_0 = \frac{\nu}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \ln 2,$$

kde $\nu = \omega/2\pi$ a m je hmotnost molekuly.

Za pokojové teploty pro molekulovou hmotnost rovnou 20 dostaneme pro $\delta\nu/\Delta\nu_0$ hodnotu $2 \cdot 10^{-7}$.

Pro stabilitu frekvence $\delta\nu/\nu$ získáme pro plynové lasery hodnotu řádově 10^{-14} [2]. Jde o mezní teoretickou hodnotu. Je tedy vidět, že šířka emitovaného pásma může činit pro plynové lasery pouze několik Hz. Takovouto stabilitu frekvence nelze u žádného jiného zdroje zajistit.

Rozdělení laserů

V současné době existuje veliké množství laserů nejrůznějších typů a konstrukcí. Proto uvedeme pouze hrubé dělení, a to podle látky, která tvoří aktivní prostředí.

Lasery plynové se skládají z trubice (křemenné nebo pyrexové), která je vyplněna vhodným plynem nebo směsí plynů. Aby mohlo dojít k výboji, je tlak plynů relativně malý. Na obou koncích trubice, která tvoří rezonanční dutinu, jsou umístěna zrcadla. Trubice je umístěna v silném vysokofrekvenčním elektrickém poli, a tím dochází k buzení stimulované emise. Protože převaha stimulované emise nad absorpcí je relativně malá, bývá trubice s plynem dosti dlouhá (50–100 cm).

Lasery v pevné fázi čerpané opticky se skládají z krystalu nebo z materiálu, který je vybroušen do tvaru rezonanční dutiny. Koncové plochy jsou vybroušeny a vyleštěny a mají kovové nebo dielektrické vrstvy o vysoké odrazivosti. Krystal je umístěn tak, aby do něho bylo soustředěno světlo z výbojky. Krystaly pro lasery se nejčastěji brousí do tvaru tyčinek s rovnoběžnými čelními plochami, což je klasický Fabryho-Perotův rezonátor, nebo s čelními plochami konkávními. Na přesnost vybroušení čelních ploch jsou kladeny vysoké požadavky. Tolerance rovinnosti bývá často požadována na 1/10 vlnové délky. Důležitý parametr, který často rozhoduje o použitelnosti krystalu, je jeho homogenita. Je-li krystal příliš nehomogenní, zvyšuje se značně práh stimulované emise a někdy nelze prahu emise dosáhnout vůbec.

U polovodičových materiálů jsou atomy uspořádány v krystalu těsně vedle sebe, a tím se energetické hladiny částečně překrývají a vytvářejí energetické pásy. Proto při popisu nevystačíme s představou diskretních hladin. Podle pásové teorie [4] vznikají pásy dovolených a zakázaných energií. Pro naše další úvahy je nejdůležitější pás dovolených energií, který je v podmínkách termodynamické rovnováhy pro $T = 0$ K ještě zaplněn elektrony (valenční pás) a nejbližší výše položený pás dovolených energií, který je pro $T = 0$ K prázdný (vodivostní pás). Oba pásy jsou od sebe odděleny pásem zakázaných energií o šířce E_g (obr. 4.).

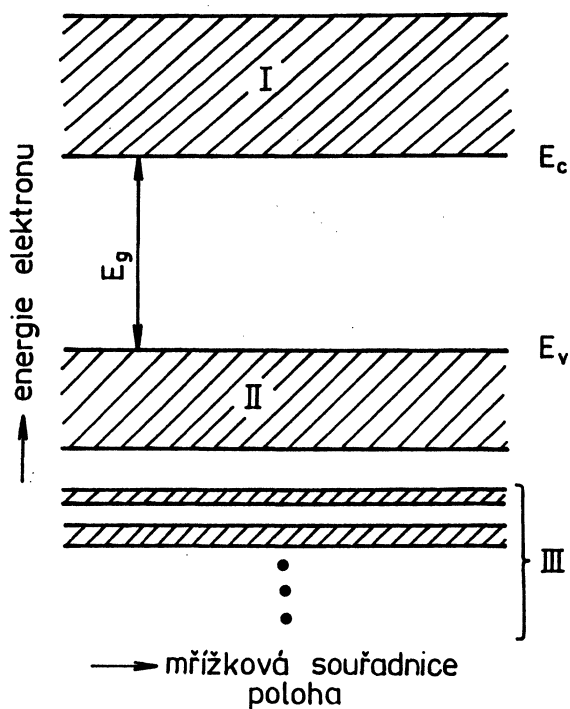
Pro další postup je důležitý pojem Fermiho hladiny v polovodičích. Elektrony patří jako částice s polovičním spinem do skupiny tzv. fermionů. Pravděpodobnost obsazení hladiny s energií E elektronem, je možno popsat pomocí Fermiho-Diracovy rozdělovací funkce:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp((E - E_F)/kT)},$$

kde E_F je Fermiho hladina. Je vidět, že pro $E = E_F$ bude $f(E) = 0,5$ čili padesátiprocentní pravděpodobnost obsazení hladiny elektronem.

Dále je nutné, aby při interakci elektronů s elektromagnetickým zářením docházelo pouze k takovým přechodům, při kterých se zachovává hodnota vlnového vektoru, neboť foton nemůže nést hybnost a v případě nepřímého přechodu by se musela účastnit další částice — fonon a tím nutně klesá pravděpodobnost přechodu. Přechody tohoto typu se nazývají přímé (obr. 5a) a vyskytují se u polovodičů, jejichž energetické pásy mají minima i maxima při stejné hodnotě vlnového vektoru k . Mezi polovodiče s přímou pásovou strukturou patří např. GaAs, InSb, ZnS, PbTe, PbSe a řada dalších.

Jiné polovodičové materiály, jako např. Si, Ge či GaP mají absolutní minima vodivostního pásu a absolutní maxima valenčního pásu při různých hodnotách vlnového vektoru k (obr. 5b) a nazývají se polovodiče s nepřímou pásovou strukturou. U nich je pravděpodobnost mezipásové rekombinace mnohem menší než u polovodičů s přímou pásovou strukturou.



Obr. 4. Schematické znázornění energetických pásů pro vlastní polovodič při teplotě $T = 0 \text{ K}$ [11].
 E_v je maximum valenčního pásu, E_c je minimum ve vodivostním pásu.
 I = vodivostní pás,
 II = valenční pás,
 III = skupina vnitřních pásů.

Vhodnou dotací výchozího polovodičového materiálu lze dosáhnout vodivosti typu n nebo p. Veliký praktický význam má vytvoření přechodu p-n, kdy dochází k náhlé změně vodivosti jednoho typu na druhý.

Přechod p-n má usměrňovací vlastnosti. Je-li zapojen v přímém směru (obr. 6b), protéká jím po přiložení napětí elektrický proud; při zapojení ve zpětném směru (obr. 6c) protéká pouze nepatrný zbytkový proud.

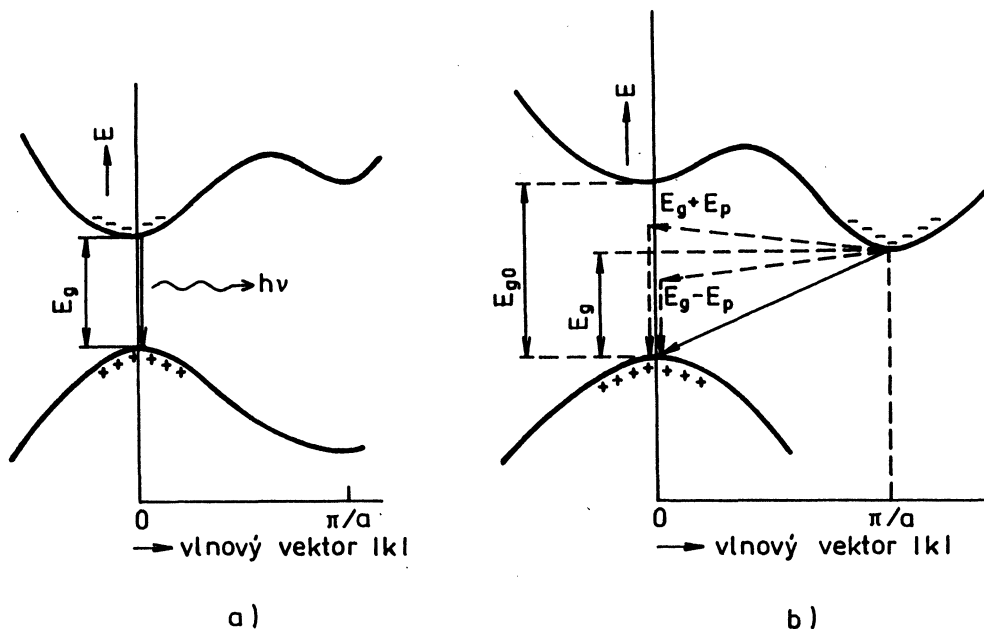
Monografií pojednávajících o polovodičových laserech je již celá řada; viz například [5–9].

Stimulovanou emisí lze v polovodičích vyvolat těmito procesy:

1. Elektrickou injekcí nosičů do oblasti přechodu p-n.
2. Elektrickou injekcí nosičů v blízkosti kontaktu kov-polovodič.
3. Optickým čerpáním pomocí vhodného laseru.
4. Čerpáním pomocí elektronového svazku (electron beam pumping).

Nejúčinnějším a nejvýhodnějším (vzhledem k možnosti přímé modulace proudem) procesem je elektrická injekce nosičů do oblasti p-n přechodu, a proto si jí všimneme podrobněji.

Není-li na laserové diodě přiloženo žádné napětí, má Fermiho hladina E_F všude stejnou hodnotu (obr. 6a). Mezi oblastmi s vodivostí n a p existuje ochuzená vrstva. Přiložíme-li nyní na přechod napětí V_a v přímém směru, přestává být Fermiho hladina definována a místo ní zavádíme zdánlivé Fermiho hladiny (kvazi Fermiho hladiny)



Obr. 5.

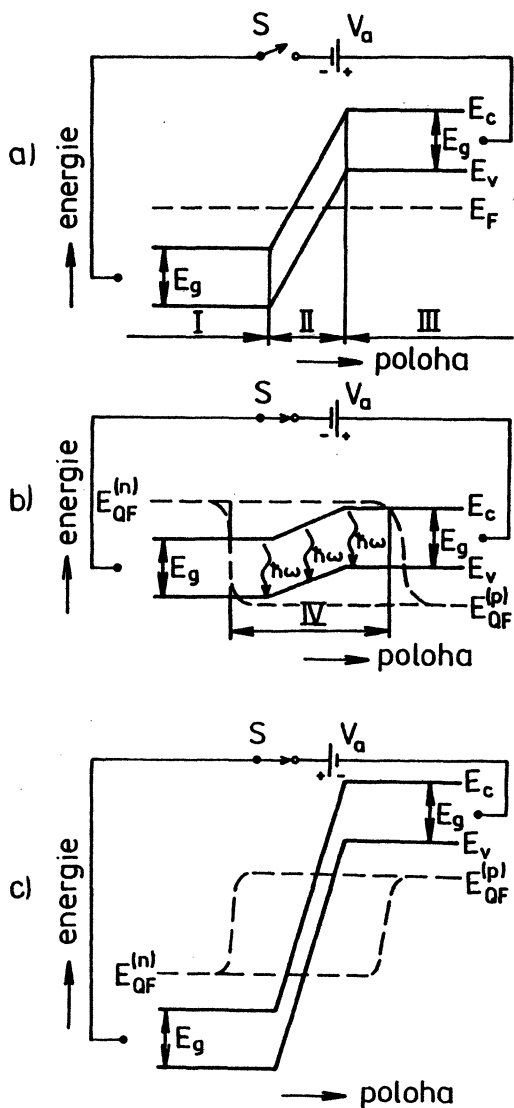
- a) Polovodič s přímou pásovou strukturou energetických pásů. Přechod elektronu z vodivostního do valenčního pásu probíhá beze změny vlnového vektoru. E_g je šířka zakázaného pásu.
- b) Polovodič s nepřímou strukturou energetických pásů. E_{g0} je optická šířka zakázaného pásu, E_p je energie fononu.

pro elektrony $E_{\text{QF}}^{(n)}$ a pro díry $E_{\text{QF}}^{(p)}$. Pro nízké hodnoty V_a takové, že $E_{\text{QF}}^{(n)} - E_{\text{QF}}^{(p)} < h\nu$ emituje dioda pouze spontánní záření o energii, která je přibližně rovna šířce zakázaného pásu E_g . Při dalším zvyšování napětí V_a se dostaneme do oblasti, kdy $E_{\text{QF}}^{(n)} - E_{\text{QF}}^{(p)} > h\nu > E_g$. Pak mohou existovat na přechodu p-n nerovnovážné elektrony a díry v takové koncentraci, že jsou vytvořeny podmínky pro vznik stimulované emise záření o energii $\hbar\omega$. (Je $\omega = 2\pi\nu$.)

Při ještě vyšších hodnotách napětí V_a může nastat difúzní tok nosičů do oblastí opačného typu vodivosti (obr. 6b). Vysoká hustota nerovnovážných děr ve valenčním pásu a elektronů ve vodivostním pásu vytváří vhodné podmínky pro vznik stimulované emise. Oblast, ve které dochází k populační inverzi (tj. oblast, kde $E_{\text{QF}}^{(n)} - E_{\text{QF}}^{(p)} > h\nu$), může být i širší, než je ochuzená oblast, viz obr. 6b).

Na obr. 6c) je znázorněna poloha zdánlivých Fermiho hladin pro laserovou diodu zapojenou ve zpětném směru.

Důležitým parametrem pro každou laserovou diodu je hodnota prahové proudové hustoty; ta je rovna elektrickému proudu, který musí diodou protékat, aby se stimulovaná emise vyrovnala ztrátám a u diody začalo převažovat vyzařování koherentního záření. Pro praktické aplikace se požadují součástky s nízkými prahovými proudovými hustotami a s vysokými výstupními výkony, jakož i s dlouhou životností.



Obr. 6.

- Přechod p-n a poloha Fermiho hladiny E_F při nulovém vnějším napětí.
I = degenerovaný n-tyt,
II = ochuzená oblast
III = degenerovaný p-tyt
- Zdánlivé Fermiho hladiny $E_{QF}^{(n)}$ pro elektrony a $E_{QF}^{(p)}$ pro díry v případě přechodu p-n zapojeného v přímém směru.
- Zdánlivé Fermiho hladiny $E_{QF}^{(n)}$ a $E_{QF}^{(p)}$ pro přechod p-n zapojený ve zpětném směru.

Aplikace

Využití laserů je v současnosti velice široké, a to od čistě vědeckého, až po ryze komerční, jako například ve spotřební elektronice — viz Tabulky I a II. Postihnout všechny obory lidské činnosti, kde již byly lasery použity je prakticky nemožné. Proto budou uvedeny pouze některé oblasti, kde využití laserů (převážně polovodičových) přináší značné výhody.

Tabulka I.

Přehled komerční výroby (počet kusů) a prodejní ceny (milióny dolarů) všech druhů laserů v roce 1988. Nejsou započítány vojenské aplikace [10].

lasery	milióny dolarů	tisíce kusů
polovodičové	171	15 662
CO ₂	130	3,5
ION	100	12
pevnolátkové	97	4
HeNe	43	260
barvivové	40	1,3
excimerové	32	0,5
HeCd	7	1,7

Tabulka II.

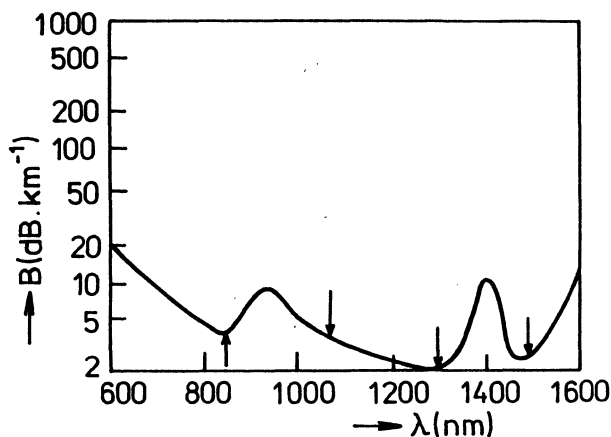
Vývoj komerční produkce polovodičových laserů (v kusech i cenách) pro jednotlivé aplikační oblasti v letech 1986–1988 (kromě vojenského využití) [10]

Oblasti využití	1986	1987	1988
polovodičových laserů		tisíce kusů milióny dolarů	
Zemědělství/Stavebnictví	13 0,47	15 0,5	16 0,48
Měření/Inspekce	7 2,25	8 2,24	8,5 2,21
Výzkum a vývoj	14 7,0	16 8,0	17,5 7,9
Čtení čárových kódů	10 0,9	20 1,8	27 1,6
Reprografie	750 6,0	1 000 7,0	1 300 9,1
Optické paměti	5 500 33,0	10 300 61,8	14 200 85,2
Optické komunikace	80 88	85 76,5	85 64
Lékařská terapie	20 2	12 1,2	8 0,8
Celkem	6 395 140	11 456 159	15 662 171

1. Polovodičové lasery v optických sdělovacích systémech

Krátce po objevu laseru byla soustředěna pozornost výzkumu na možnosti realizace optických přenosových systémů. Poté co byly vyřešeny otázky související s přípravou nízkoztrátových křemenných optických vláken, došlo k širokému rozvoji této problematiky. V současnosti se optické sdělovací systémy rozvíjejí v pěti oblastech vlnových

délek, z nichž 4 odpovídají lokálním minimům útlumu křemenných vláken (obr. 7a); poslední oblast zahrnuje použití vláken na bázi fluoridových skel (obr. 7b). Jde o tyto oblasti vlnových délek [11]:



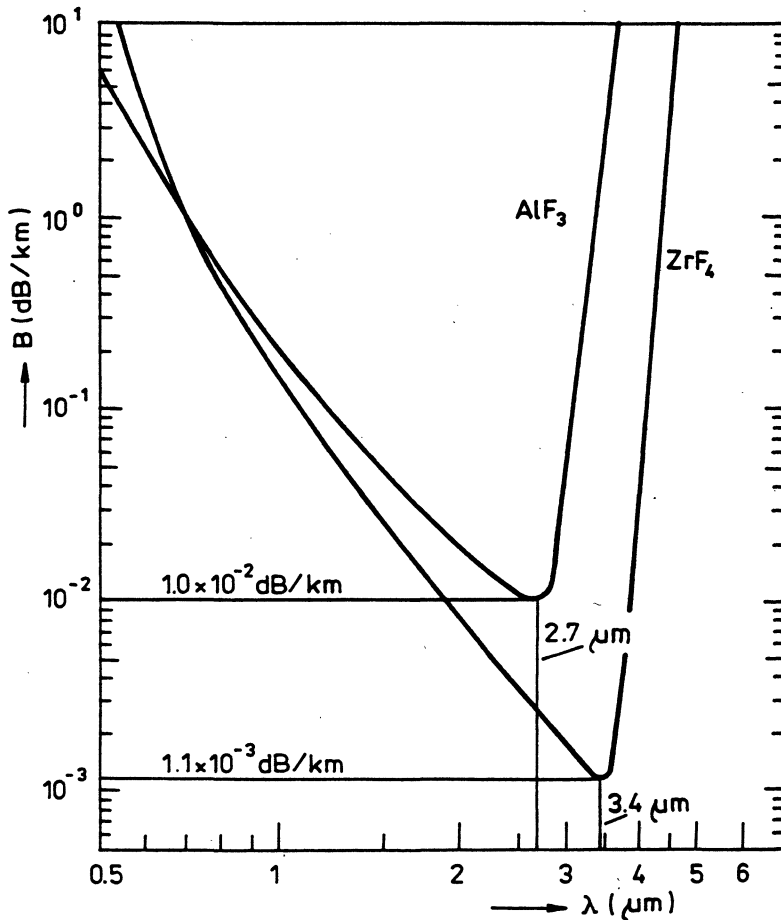
Obr. 7. a) Závislost útlumu křemenného vlákna na vlnové délce přenášeného signálu. Šipkami jsou znázorněny perspektivní oblasti z hlediska optických sdělovacích systémů [11].

- 800–900 nm, kde jako zdroje záření jsou lasery na bázi $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a křemíkové fotodetektory.
- 1 000–1 100 nm, kde jsou k dispozici zdroje i detektory ternárních i kvaternárních sloučenin materiálů typu $\text{A}^{\text{III}}-\text{B}^{\text{V}}$. Navíc jsou k dispozici i křemíkové fotodetektory.
- Oblast kolem $\lambda = 1\,300$ nm. Zde se jako zdroje i detektory používají materiály typu $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}$.
- Oblast $\lambda = 1\,550$ nm, kde se jako zdroje záření opět používají sloučeniny typu $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}$ a germániové fotodetektory.
- Oblast $\lambda = 1,7\text{--}2,4$ μm , kde se jako zdroje záření používají materiály na bázi sloučeniny GaSb a pro přenos informací se užívají optická vlákna vyrobená z fluoridových skel.

2. Polovodičové lasery v měřicí a sdělovací technice

Další aplikací polovodičových laserů je jejich použití v přenosných optických radiolokátorech [13]. Polovodičové lasery se využívají jako zdroj optického signálu. Již dávno [14] byl zkonstruován optický radiolokátor, ve kterém zdrojem optického signálu byla matice polovodičových laserů s emisní plochou $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$. Maximální emitovaný výkon byl 100 W, vlnová délka 904 nm, šířka spektrální čáry 3,6 nm, délka impulsů 150 ns a opakovací frekvence 660 Hz. Maximální dosah přístroje při dobré viditelnosti byl 5 km a přesnost určení vzdálenosti byla ± 4 m.

Mezi další aplikace patří měření rychlosti makroskopických objektů na základě Dopplerova jevu [15]. Jedno z možných řešení je založeno na myšlence rozdělit laserový svazek na dva svazky o stejné intenzitě. Jeden ze dvou svazků prochází prostředím,



Obr. 7. b) Teoreticky vypočítaná závislost útlumu fluoridových skel (ZrF_4 a AlF_3) na vlnové délce [12].

kde se pohybují měřené objekty, a pak interferuje s druhým svazkem. Podle tvarů interferenčních proužků lze pak určovat rychlosti částic.

Další možností použití laserů je reprodukce dvourozměrných obrazů [16]. Zde použitím rozmlátného laserového paprsku dojde k transformaci dvourozměrného obrazu do jednorozměrné posloupnosti elektrických signálů, které jsou získány detekcí odraženého světla dopadajícího na povrch. Elektrický signál lze pak přenášet do požadovaného místa, kde je využit k modulaci rozmlátného zdroje světla a k opětovnému vytvoření obrazu. Výhodou polovodičových laserů je možnost přímé modulace budičím proudem, zatímco například plynové lasery vyžadují poměrně složitý modulátor. Nevýhodou polovodičových laserů je jejich nevhodná vlnová délka, která vyžaduje speciální materiál s citlivostí v oblasti vlnových délek 700–900 nm.

Také v oblasti nivelace přináší použití laserů značné výhody, neboť světelný paprsek laseru je ideální pro určení přímého směru. To je důležité například při vyměřování tunelů.

Použití polovodičových laserů ve výpočetní technice je založeno na myšlence, zpracovat informaci čistě optickými metodami. Veliká pozornost je zaměřena na optické diskové paměti a systémy, které rychle spojují jednotlivé funkční bloky s bloky vnějších zařízení, například zobrazování informace. Vznikající „optické počítače“ mají na křemíkovém substrátu narostlou epitaxní vrstvu GaAs tak, aby v ní nebyly poruchy v důsledku nepřizpůsobení mřížkových konstant mezi GaAs a Si. Zatímco na křemíkovém substrátu jsou vyrobeny elektronické obvody, vrstva GaAs obsahuje optické prvky.

3. Spektroskopie s vysokým rozlišením

Pro účely spektroskopie se často požadují lasery s možností spojitého přeladování vlnové délky koherentního záření. U polovodičových laserů je možné změnou vnějších podmínek (teplota, magnetické pole, tlak) měnit šířku zakázaného pásu, a tím i vlnovou délku emitovaného záření. Díky velice úzké šířce spektrální čáry je spektrální rozlišení výrazně lepší než u klasických spektrometrů.

Vhodné zdroje optického záření, mající při změně vnějších polí vysokou přeladitelnost, se vyskytují převážně v infračervené oblasti spektra (7–30 μm), [17–19]. Polovodičové lasery generující záření v uvedených oblastech jsou tvořeny materiály typu $A^{IV}-B^{VI}$, např. $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, či $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$. Tyto lasery však pracují pouze při teplotách nižších než 140–150 K.

Moderní technologií je možné připravit i laserové řady (laser arrays), kde na jediném substrátě je celá řada laserových diod. Ty mají záměrně vzájemně posunuty vlnové délky emitovaného záření. Uvedená součástka má celou řadu aplikací nejen v spektroskopii s vysokým rozlišením, ale například i v oblasti optických komunikací.

4. Kontrola čistoty ovzduší

K měření čistoty ovzduší lze použít řady metod. Velice výhodné je využití optických metod. Protože se při nich sleduje převážně molekulární absorpce, je i hlavní frekvenční obor v infračervené oblasti spektra, zejména v rozsazích 3–5 μm a 8–14 μm . Polovodičové lasery, které generují záření v těchto oblastech spektra, jsou připravovány na bázi materiálů $A^{IV}-B^{VI}$, především $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ a $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$. Výsledky měření znečištění atmosféry byly uveřejněny např. v [20–21].

Aparatura na kontrolu čistoty ovzduší byla popsána v [22]. Laserová dioda pracuje v pulsním režimu a je chlazena kapalným dusíkem. Část záření z diody je vedena na kalibraci, zbytek prochází měřeným ovzduším a pak dopadá na detektor. Velikou výhodou (při použití laditelných laserových diod) je veliká citlivost celého měření. Přítomnost nežádoucích látek v ovzduší lze zjistit již v tak nepatrné koncentraci, kdy ještě

nejsou nebezpečné lidskému organismu. To má význam při kontrole takových technologických procesů, při kterých dochází ke vzniku toxických plynů (např. gumárenský průmysl).

5. Separace izotopů

Laserové metody separace izotopů (zvláště obohacování uranu) patří z energetického hlediska mezi vůbec nejefektivnější. Podle [23] je metoda plynné difúze obohacování uranu asi 1000× a centrifugová metoda asi 100× energeticky náročnější než laserové metody separace.

Podstata laserových metod je založena na selektivní excitaci atomů (např. $^{235}_{92}\text{U}$ a $^{238}_{92}\text{U}$), které se odpařují z kovu při teplotách asi 2500 K, nebo molekul UF_6 pomocí laseru [23]. Protože polohy energetických hladin se u izotopů téhož prvku málo liší a současně je nutné dosáhnout excitace atomů pouze u jednoho z izotopů, je nutné použít laditelné lasery a přesně nastavit požadovanou vlnovou délku. Používají se opět lasery na bázi materiálů $\text{A}^{\text{IV}}-\text{B}^{\text{VI}}$. Při experimentech je požadovaný izotop po excitaci oddělen od ostatních neutrálních molekul pomocí elektrického a magnetického pole.

Závěr

V oblasti koherentních zdrojů záření (laserů) došlo a neustále dochází k značnému pokroku. U plynových laserů se zvyšuje jejich již tak vysoká stabilita kmitočtu a snižuje se i rozbíhavost paprsku. U polovodičových laserů došlo hlavně díky dokonalejší technologii přípravy ke zlepšení všech jejich parametrů. V blízké budoucnosti lze očekávat největší pokrok právě u polovodičových laserů, emitujících záření v blízké infračervené oblasti spektra. U polovodičových laditelných laserů byl zvýšen jejich rozsah laditelnosti a zlepšena frekvenční stabilita záření. Životnost současných laserových diod dosahuje hodnot kolem 10^6-10^7 hodin, opakovací frekvence leží v gigahertzové oblasti, délky impulsu jsou i subpikosekundové a emitovaný optický výkon v kontinuálním režimu (podle typu laserové diody) dosahuje i jednotek W (kW v impulsu). (Samozřejmě ne vše najednou.)

Laserové diody se připravují převážně použitím dvojité heterostruktury, která díky rozdílu v šířce zakázaného pásu účinně vymezuje oblast, kde se koncentrují elektrony a díry, což řádově snižuje prahové proudové hustoty a současně vytváří pomocí skoku v indexu lomu vlnovod v dutině rezonátoru. Začínají se již objevovat práce, ve kterých se při přípravě laserových diod využívají výhodné vlastnosti kvantových jam či supermřížek [24–26], které dále podstatně zlepšují parametry polovodičových laserů. Podle [27] se podařilo připravit $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$ laserové diody obsahující kvantovou jámu (quantum well), které mají hodnotu prahového proudu pouze 1,2 mA. K úspěšné přípravě je však nutné umět řídit pásovou strukturu i kontrolovat defekty polovodičů tvořících laserovou diodu.

Ceny laserových diod se pohybují v mezích od ~ 5 DM pro běžné použití jako například v přehrávačích kompaktních desek nebo v tiskárnách, až do $\sim 10\,000$ DM pro speciální aplikace. Dojde-li v budoucnosti k snížení jejich cen (zejména v případě dražších laserových diod), najde se nepochybně mnoho dalších aplikací.

Literatura

- [1] BLOCHINCEV D. I.: *Základy kvantové mechaniky*. Praha, NČSAV 1956, 317.
- [2] PÁTEK K.: *Lasery—kvantové generátory světla*. Praha, SNTL 1964, 15.
- [3] KVASNICA J.: *Statistická fyzika*. Praha, Academia 1983, 171.
- [4] ANSELM A. J.: *Úvod do teorie polovodičů*. Praha, Academia 1967, 118.
- [5] TAKUMA X.: *Fyzika poluprovodnikovych laserov*. Moskva, Mir 1989 (překlad z japonštiny).
- [6] CASEY H. C., PANISH M. B.: *Lasery na geterostrukturach*. Moskva, Mir 1981.
- [7] KRESSEL H., BUTLER J. K.: *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs*. New York, Acad. Press 1977.
- [8] THOMSON G. H. B.: *Physics of semiconductor laser devices*. Acad. Press 1980.
- [9] TSANG W.: *Semiconductor and Semimetals Vol. 22*, 1985.
- [10] HULICIUS E.: *6. československá konference: Lasery v průmyslu a ve výzkumu, Radkova dolina 1988*.
- [11] MIŠEK J., KUČERA L., KORTÁN J.: *Polovodičové zdroje optického záření*. Praha, SNTL 1988, 258.
- [12] MIYASHITA T., MANABE T.: *IEEE J. Quantum Electron. QE-18* (1982), 1432.
- [13] GOLDSTEIN B. S., DALRYMPLE G. F.: *Proceedings of the IEEE 55* (1967), 181.
- [14] BOLLETER W., SALATHE R.: *IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement IM-29* (1980), 75.
- [15] JONES J. D. C., CORKE M., KERSEY A. D., JACKSON D. A.: *Electronics Letters 18* (1982), 967.
- [16] GOEDERTIER P. V.: *RCA Review 35* (1974), 335.
- [17] RALSTON R. W., WALPOLE J. N., HJARMAN T. C., MENGAILIS I.: *Appl. Phys. Lett. 26* (1975), 64.
- [18] KIMBLE H. J.: *IEEE J. Quantum Electron. QE-16* (1980), 740.
- [19] PARTIN D. L.: *J. Vac. Sci. Technol. B1* (1983), 174.
- [20] FORREST G. T.: *Photonics 16* (1982), 68.
- [21] CASSIDY D. T., REID J.: *Appl. Opt. 21* (1982), 1185.
- [22] PREIER H.: *Appl. Phys. 20* (1979), 189.
- [23] JENSEN R. J., MARINUZZI J. G., ROBINSON C. P., ROCKWORD S. D.: *Laser Focus 12* (1976), 51.
- [24] EPLER J. E., THORNTON R. L., PAOLI T. L.: *Appl. Phys. Lett. 52* (1988), 1371.
- [25] GIVENS M. E., ZMUDZINSKI C. A., BRYAN R. P., COLEMAN J. J.: *Appl. Phys. Lett. 53* (1988), 1159.
- [26] IKEDA S., SHIMIZU A., SEKIGUCHI Y., HASEGAWA M., KANEKO K., HARA T.: *Appl. Phys. Lett. 55* (1988), 2057.
- [27] SUGIMOTO M., HAMAO N., TAKADO N., ASAKAWA K., YUSA T.: *Jpn. J. Appl. Phys. 28* (1989), L1015.