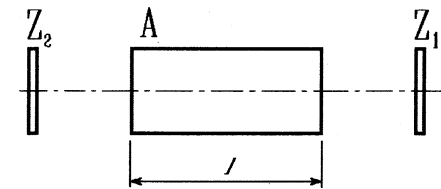


## Kapitola 7

### Laser

I když přesný překlad akronymu laser znamená *zesilování světla využitím stimulované emise*, slovo laser se obecně používá především pro označení generátoru optického záření [13]. Uvažujeme-li jen o zesilování optického záření, hovoříme o laserovém zesilovači.



Obr. 7.1: Laser - generátor

A - aktivní prostředí,  $Z_1$ ,  $Z_2$  - zrcadla optického rezonátoru

Základními stavebními prvky laseru (generátoru) jsou jednak zesilující (aktivní) prostředí (neboli laserový zesilovač), jednak optický rezonátor [14][15]. Laser – generátor je realizován umístěním dostatečně intenzivně buzeného aktivního prostředí do optického rezonátoru, tj. laser – generátor je vlastně laserový zesilovač s kladnou zpětnou vazbou realizovanou zrcadly optického rezonátoru (viz obr. 7.1).

Aktivní prostředí je soubor kvantových soustav rozmístěných v jisté koneč-

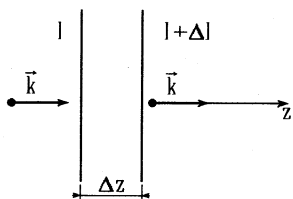
né části prostoru, které byly vnějším činitelem (buzením) vyvedeny ze stavu termodynamické rovnováhy. Jejich celková vnitřní energie je větší než celková vnitřní (rovnovážná) energie před začátkem působení buzení.

Pro jednoduchost představy předpokládáme, že všechny kvantové soustavy jsou stejné a uvažujeme jen o dvou energetických hladinách  $E_1$  a  $E_2$  ( $E_1 < E_2$ ) těchto kvantových soustav. Ve stavu termodynamické rovnováhy by populace  $N_1$  a  $N_2$  příslušných energetických hladin byly dány Boltzmannovým rozdělením, tj. platilo by  $N_2 = N_1 e^{-(E_2 - E_1)/kT}$ . V aktivním prostředí však tato poslední rovnost splněna není,  $N_2$  je obecně větší, než vyplývá z rovnosti u laserového aktivního prostředí bývá  $N_2$  tak veliké, že je mezi energetickými hladinami ustavena tzv. inverze populace hladin, tj. platí  $N_2 > N_1$ .

Při inverzi populace hladin může toto prostředí sloužit jako zesilovač (kvantový zesilovač, neboť při interakci s látkou převažuje při kvantových přechodech mezi uvažovanými hladinami stimulovaná emise nad absorpcí. Zesilováno je rezonanční záření (tj. záření s frekvencí rovnou frekvenci uvažovaného kvantového přechodu  $f = (E_2 - E_1)/h$ ).

## 7.1 Popis zesilování v aktivním prostředí

Nechť uvažované kvantové soustavy zaplňují prostor vymezený jistou rovinnou vrstvou a vlna optického záření s rezonanční frekvencí prochází touto vrstvou ve směru normály k rovině rozhraní.



Obr. 7.2: Průchod záření planparalelní vrstvou aktivního prostředí

V každé planparalelní vrstvě aktivního prostředí o malé tloušťce  $\Delta z$  (viz. obr.: 7.2) dochází současně ke zvýšení toku energie resp. intenzity záření  $I$  v důsledku stimulované emise o

$$(\Delta I)_{stim} = \sigma N_2 I \Delta z \quad (7.1)$$

ke změně intenzity záření  $I$  v důsledku absorpce o

$$(\Delta I)_{abs} = -\sigma N_1 I \Delta z \quad (7.2)$$

a v důsledku spontánní emise o

$$(\Delta I)_{spont} = +k N_2 \Delta z \quad (7.3)$$

Výsledná změna intenzity rezonančního záření po průchodu vrstvou je dána součtem  $\Delta I = (\Delta I)_{stim} + (\Delta I)_{abs} + (\Delta I)_{spont}$ . První dva sčítanci jsou úměrné intenzitě  $I$ , třetí nikoliv. Při dostatečně velké hodnotě intenzity  $I$  bude poslední ze sčítanců zanedbatelným. V takovém případě bude přírůstek intenzity záření  $\Delta I$  úměrný tloušťce vrstvy  $\Delta z$ , rozdílu populace horní a dolní energetické hladiny ( $N_2 - N_1$ ) a intenzitě dopadajícího záření  $I$ :

$$\Delta I = \sigma(N_2 - N_1)I \Delta z, \quad (7.4)$$

kde  $\sigma$  je materiálový parametr, úměrný Einsteinovu součiniteli  $B_{12}$  na daném kvantovém přechodu, nazývaný *účinný průřez* pro stimulovanou emisi.

Je-li rozdíl populace hladin  $N_2 - N_1$  nezávislý na prostorové souřadnici, tj. prostředí je homogenní, potom z uvedené rovnice plyne exponenciální narůstání intenzity  $I$  elektromagnetické vlny se vzdáleností  $z$ , kterou elektromagnetická vlna urazí v aktivním prostředí:

$$I = I_0 e^{\alpha z}, \quad (7.5)$$

kde  $I_0$  je intenzita záření v rovině  $z = 0$  a  $\alpha = \sigma(N_2 - N_1)$  je *součinitel zesílení* s fyzikálním rozměrem  $\text{cm}^{-1}$ . Je zřejmé, že intenzita záření  $I$  bude vzrůstat se vzdáleností  $z$ , pokud  $\alpha > 0$ , tzn.  $N_2 > N_1$  tj., pokud bude zajištěna inverze populace hladin.

V prostoru kvantového zesilovače nejsou však obecně jen aktivní částice. Přítomnost jiných než aktivních kvantových soustav způsobuje přídavné ztráty, absorpci elektromagnetického záření, nesouvisející s přechody mezi pracovními hladinami  $E_2$  a  $E_1$ . Tyto ztráty v prostoru, který vyplňuje aktivní prostředí, bývají započítávány prostřednictvím součinitele pasivních ztrát  $\beta$ . Intenzita elektromagnetického záření  $I$  se potom mění podle vztahu:

$$I = I_0 e^{(\alpha - \beta)z}. \quad (7.6)$$

Intenzita v závislosti na prostorové souřadnici vzrůstá, jen když  $\alpha > \beta$ , tj. když součinitel zesílení je větší než součinitel ztrát.

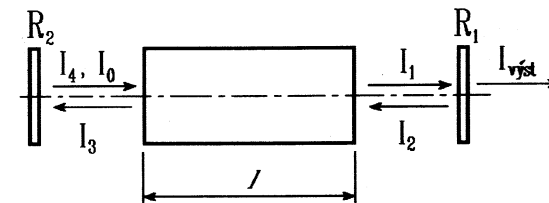
## 7.2 Aktivní prostředí v optickém rezonátoru

Vhodným umístěním aktivního prostředí do optického rezonátoru vzniká laser.

Aktivní prostředí bývá ve tvaru válce nebo kvádra, jehož osa koinciduje s optickou osou rezonátoru. Záření šířící se ve směru optické osy je v aktivním prostředí zesilováno, na zrcadlech se odráží buď úplně (totálně reflexní zrcadlo), nebo částečně (polopropustné zrcadlo) a znovu vstupuje do zesilujícího prostředí. Záření prostupující polopropustným zrcadlem představuje výstup z laseru-generátoru. Z hlediska optického rezonátoru to jsou *činné ztráty*.

### 7.2.1 Práh generace

Práh generace laseru je stav laserového systému, při kterém zesílení optického záření v aktivním prostředí právě kompenzuje všechny ztráty v optickém rezonátoru, tj. jak všechny ztráty činné, tak ztráty způsobené difrakcí na zrcadlech otevřeného rezonátoru, nebo parazitní absorpcí všech optických prvků uvnitř rezonátoru, včetně parazitních ztrát uvnitř aktivního prostředí.



Obr. 7.3: Zesilující prostředí v rezonátoru

Uvažujeme-li o optickém rezonátoru tvořeném zrcadly s rozdílnými reflexivnostmi (odrazivostmi)  $R_1$  a  $R_2$  (viz obr.7.3), o aktivním prostředí o délce  $l$  se součinitelem zesílení  $\alpha$  a součinitelem absorpce  $\beta$  a současně zanedbáme difrakční ztráty na zrcadlech, potom záření o intenzitě  $I_0$  vstupující do aktivního prostředí má po průchodu aktivním prostředím intenzitu:

$$I_1 = I_0 e^{(\alpha - \beta)l}, \quad (7.7)$$

po odrazu od zrcadla intenzitu:

$$I_2 = R_1 I_1 = R_1 I_0 e^{(\alpha - \beta)l}, \quad (7.8)$$

po zpětném průchodu aktivním prostředím intenzitu

$$I_3 = I_2 e^{(\alpha - \beta)l} = R_1 I_0 e^{2(\alpha - \beta)l}, \quad (7.9)$$

a po odrazu od druhého zrcadla intenzitu

$$I_4 = R_2 I_3 = R_1 R_2 I_0 e^{2(\alpha - \beta)l}. \quad (7.10)$$

K tomu, aby intenzita záření uvnitř rezonátoru po jednom oběhu nepoklesla, musí platit  $I_4 \geq I_0$ , což znamená, že součinitel zesílení  $\alpha$  musí být dostatečně veliký, tak aby platilo:

$$R_1 R_2 e^{2(\alpha - \beta)l} \geq 1. \quad (7.11)$$

Je-li splněno znamení rovnosti, hovoříme o *prahu* laserové činnosti. Z rovnosti pak plyne velikost tzv. prahového zesílení

$$\alpha_{prah} = \beta + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (7.12)$$

Uvědomíme-li si, že  $\alpha = \sigma(N_2 - N_1)$ , je možné definovat prahovou inverzi populace hladin pro daný optický rezonátor a délku aktivního prostředí:

$$(N_2 - N_1)_{prah} = \frac{1}{\sigma} \left( \beta + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right). \quad (7.13)$$

### 7.2.2 Saturace zesílení

Prostoro-časové změny součinitel zesílení  $\alpha = \sigma(N_2 - N_1)$  jsou dány změnami populací  $N_1$  a  $N_2$  dolní a horní energetické hladiny  $E_1$  a  $E_2$ . V každém bodě prostoru je možné časové změny popsat soustavou rovnic:

$$\frac{dN_2}{dt} = w - \frac{\sigma}{hf} I(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau_2} \quad (7.14)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\sigma}{hf} I(N_2 - N_1) + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_1} \quad (7.15)$$

kde  $w$  označuje rychlost buzení horní hladiny  $E_2$ ,  $-\frac{\sigma}{hf} IN_2$  započítává změnu populace v důsledku stimulované emise,  $\frac{\sigma}{hf} IN_1$  změnu populace v důsledku absorpce,  $\frac{N_2}{\tau_2}$  všechny depopulační procesy horní hladiny  $E_2$  (zejm. spontánní emise, charakterizovanou rychlostí  $\frac{N_2}{\tau_2}$ ) atd.

Uvažujeme-li o stacionárním stavu, kdy jsou populace hladin ustálené, tj.  $\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$ , budou populace hladin  $N_{2,0}, N_{1,0}$  dány řešením soustavy rovnic:

$$w - \frac{\sigma}{hf} I(N_{2,0} - N_{1,0}) - \frac{N_{2,0}}{\tau_2} = 0, \quad (7.16)$$

$$\frac{\sigma}{hf} I(N_{2,0} - N_{1,0}) + \frac{N_{2,0}}{\tau_{21}} - \frac{N_{1,0}}{\tau_1} = 0. \quad (7.17)$$

Jestliže rovnice nejprve odečteme, dostáváme vztah:

$$N_{1,0} = \tau_1 \left( w - N_{2,0} \left( \frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{21}} \right) \right), \quad (7.18)$$

který dosadíme do jedné z rovnic a vyjádříme

$$N_{2,0} = w \tau_2 \frac{1 + \frac{\sigma}{hf} I \tau_1}{1 + \frac{\sigma}{hf} I \tau}, \quad (7.19)$$

kde

$$\tau = \frac{\tau_{21}(\tau_2 + \tau_1) - \tau_1 \tau_2}{\tau_{21}} \quad (7.20)$$

Stacionární hodnota rozdílu populace hladin

$$N_{2,0} - N_{1,0} = \frac{w(\tau - \tau_1)}{1 + \frac{\sigma}{hf} I \tau}. \quad (7.21)$$

Aby prostředí zesilovalo je nutné, aby  $\alpha = \sigma(N_{2,0} - N_{1,0}) > 0$ . To je splněno jen, když

$$\tau - \tau_1 = \frac{\tau_2}{\tau_{21}} (\tau_{21} - \tau_1) > 0, \quad (7.22)$$

tj., když charakteristická doba  $\tau_{21}$  spontánního kvantového přechodu z hladiny  $E_2$  na hladinu  $E_1$  je větší než doba života  $\tau_1$  na dolní hladině  $E_1$ .

V případě, že intenzita procházejícího záření je tak malá, že můžeme zanedbat druhý člen ve jmenovateli pravé strany rovnice 7.21, tj., když

$$I \ll \frac{hf}{\sigma \tau} = I_s. \quad (7.23)$$

Součinitel zesílení je možné v této aproximaci psát ve tvaru

$$\alpha = \alpha_0 = \sigma w \tau_2 \frac{\tau_{21} - \tau_1}{\tau_{21}}. \quad (7.24)$$

Veličina  $I_s = \frac{hf}{\sigma \tau}$  je materiálovým parametrem a bývá označována jako *saturační intenzita (saturační hustota výkonu)*.

Jestliže je doba života  $\tau_1$  na dolní hladině je tak malá, že ji lze zanedbat ve srovnání s dobou života  $\tau_{21}$  vzhledem ke spontánní emisi z horní hladiny, platí přiblížení

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{\sigma}{hf} I \tau} = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}}, \quad (7.25)$$

kde  $\tau \doteq \tau_1 + \tau_2$  a  $\alpha_0 \doteq \sigma w \tau_2$ .

### 7.2.3 Výstupní výkon

Je-li „nízkourovňové“ zesílení  $\alpha_0 > \alpha_{prah}$ , dochází při opakovaných průchodech záření aktivním prostředím mezi zrcadly k postupnému narůstání intenzity záření a to až do okamžiku, kdy se projeví saturace zesílení, která vede ke snížení součinitele „saturovaného“ zesílení na prahovou hodnotu  $\alpha = \alpha_{prah}$ , tj.:

$$\frac{\alpha_0}{1 + \frac{l}{l_s}} = \beta + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (7.26)$$

Z uvedené rovnice vyplývá ustálená hodnota intenzity záření  $I$  uvnitř optického rezonátoru:

$$I = I_s \frac{\alpha_0 - \beta - \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right)}{\beta + \frac{1}{2l} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right)}. \quad (7.27)$$

Předpokládáme-li, že odrazivost  $R_2 = 1$ , je výstupní výkon vyvazován zrcadlem  $R_1$ . Dopadá-li na toto výstupní polopropustné zrcadlo ze strany aktivního prostředí intenzita záření  $I$ , bude po průchodu zrcadlem na výstupu intenzita  $I_{výst} = (1 - R_1)I$ . Je zřejmé, že tato výstupní intenzita bude tím větší, čím menší bude odrazivost zrcadla  $R_1$  a čím větší bude intenzita  $I$  uvnitř optického rezonátoru. Avšak, intenzita záření v rezonátoru vzrůstá s rostoucí odrazivostí zrcadla. Je tedy logické předpokládat že existuje optimální hodnota reflektivity  $R_1$ .

#### Optimální vazba

Optimální hodnota reflektivity  $R_1$  bude odvozena za zjednodušujícího předpokladu, že  $R_1 \doteq 1$ , tj. že platí  $R_1 = 1 - \Delta$ , kde  $\Delta \ll 1$  představuje transmitanci výstupního zrcadla. V tomto případě (a za předpokladu  $R_2 = 1$ ) je možné ve výrazu (7.27) dosadit:

$$\ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) = \ln \left( \frac{1}{1 - \Delta} \right) \doteq \Delta. \quad (7.28)$$

Výstupní intenzitu je pak možné zapsat ve tvaru:

$$I_{výst} = \Delta I = I_s \frac{(\alpha_0 - \beta - \frac{\Delta}{2l}) \Delta}{\beta + \frac{\Delta}{2l}} \quad (7.29)$$

Je tedy patrné, že intenzita záření  $I_{výst}$  bude nulová ve dvou případech, a to když:

- (1)  $\Delta = 0$ , tj. když zrcadlo nepropouští žádné záření,
- (2)  $\alpha_0 - \beta - \frac{\Delta}{2l} = 0$  tj., když je právě splněna podmínka „prahu“ pro slabý signál. Laser bude vysílat záření pokud transmitance  $\Delta$  polopropustného zrcadla bude uvnitř intervalu hodnot  $< 0, 2l(\alpha_0 - \beta) >$ . Z výrazu (7.29) je možné zjistit (např. derivováním a položením derivace rovné nule), že výstupní intenzita dosahuje uvnitř tohoto intervalu svého maxima a to při

$$\Delta_{opt} = \sqrt{2\beta l} (\sqrt{2\alpha_0 l} - \sqrt{2\beta l}). \quad (7.30)$$

Maximální výstupní intenzita při této optimální vazbě bude rovna

$$I_{výst,max} = I_s \sqrt{\frac{\alpha_0}{\beta} \frac{\sqrt{\alpha_0} - \sqrt{\beta_0}}{\sqrt{\alpha_0} + \sqrt{\beta_0}}}. \quad (7.31)$$

Je-li navíc možné předpokládat, že laserové prostředí je kvalitní v tom smyslu, že jeho součinitel ztrát je mnohem menší než součinitel zisku, tj.  $\beta \ll \alpha_0$ , potom platí přiblížení

$$\Delta_{opt} \doteq 2l \sqrt{\beta \alpha_0} \quad (7.32)$$

a maximální výstupní výkon

$$I_{výst,max} \doteq I_s \sqrt{\frac{\alpha_0}{\beta}} \quad (7.33)$$

### 7.2.4 Výstupní energie

V případě, že relaxace dolní energetické hladiny  $E_1$  neprobíhá dostatečně rychle, tj.  $\tau_{21} < \tau_1$ , není možné dosáhnout inverze populace ve stacionárním režimu. I pomocí takového aktivního prostředí mohou být generovány impulsy optického záření. K tomu je však zapotřebí mít velmi intenzivní impulsní

buzení, které rychle zvýší populaci horní energetické hladiny, ustaví na přechodnou dobu inverzi populace hladin. Generace záření, podmíněná kladným součinitelem zisku, končí v okamžiku, kdy se procesem stimulovaných přechodů zaplní dolní laserová hladina, tj. když  $N_1 \doteq N_2$ . Tento režim činnosti laseru bývá označován jako „samoukončující“.

#### Extrahovatelná energie

Předpokládáme-li, že v jistém časovém okamžiku je v aktivním prostředí ustavena inverze populace hladin, tj.  $N_2 > N_1$ , potom celkový počet kvant (fotonů), které mohou být okamžitě předány rezonančnímu záření, je roven počtu kvant, které vedou k vyrovnání populací obou hladin na hodnotu  $(N_1 + N_2)/2$ . Objemová hustota extrahovatelné energie je tedy

$$u_e = hf \left[ N_2 - \frac{N_2 + N_1}{2} \right] = hf \frac{N_2 - N_1}{2}, \quad (7.34)$$

$$= \frac{hf}{2\sigma} \alpha = w_s \alpha. \quad (7.35)$$

Je dána součinitelem zisku  $\alpha$  (který je poměrně snadno měřitelnou veličinou) a materiálovou konstantou

$$w_s = \frac{hf}{2\sigma}, \quad (7.36)$$

která bývá označována jako *saturační hustota energie*, . Přesněji, jde o saturační plošnou hustotu energie s fyzikálním rozměrem  $Jcm^{-2}$ .

Projde-li aktivním prostředím krátký impuls se špičkovou hodnotou intenzity  $I_{max}$ , jehož doba trvání  $T_{imp}$  je mnohem menší než relaxační doby  $\tau_1$  i  $\tau_2$ , jehož plošná hustota  $w \doteq I_{max} T_{imp} \geq w_s$  způsobí vyčerpání excitační energie uložené v prostředí, projevující se bezprostředním snížením součinitele zesílení  $\alpha$  na téměř nulovou hodnotu.

### 7.2.5 Spektrum laserového záření

Z předchozích odstavců plyne, že *součinitel zesílení*  $\alpha$  aktivního prostředí je nenulový jenom pro záření, jehož frekvence se rovná frekvenci kvantové

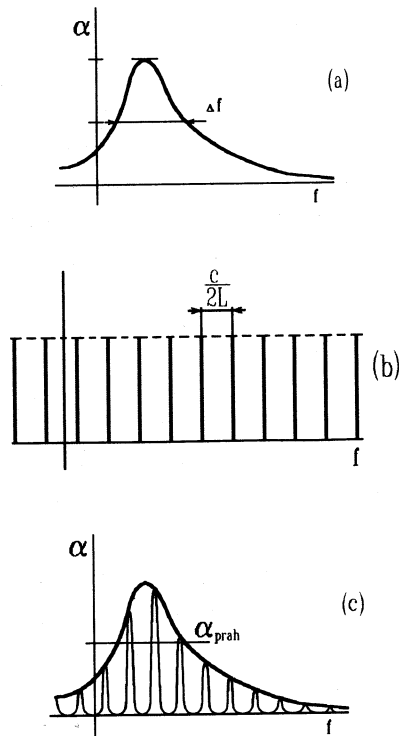
ho přechodu  $f = (E_2 - E_1)/h$ . Přesně definované hladiny energie  $E_1$ ,  $E_2$  jsou jen teoretickým modelem, odpovídají stacionárním stavům izolovaných kvantových soustav. V reálných podmínkách však energetické hladiny  $E_2$  a  $E_1$  bývají „rozmazány“ v důsledku interakce kvantových soustav s okolním prostředím. Součinitel zesílení je v reálných podmínkách nenulový v jistém intervalu frekvencí  $\Delta f$  v okolí střední frekvence  $\bar{f}$ . Aktivní prostředí zesiluje záření s frekvencemi v tomto intervalu. Závislost součinitele zesílení na frekvenci se označuje jako spektrální křivka, viz obr. 7.2.5(a).

Zesilování záření prostřednictvím stimulované emise je tím účinnější, čím je větší jeho intenzita. V optickém rezonátoru je intenzita záření největší, jestliže frekvence záření odpovídá některé rezonanční frekvenci optického rezonátoru. Jak bylo ukázáno na příkladě Fabryova-Perotova interferometru v kapitole 2, rezonančních frekvencí optického rezonátoru je spočetně mnoho, viz obr. 7.2.5(b), graf má tvar „hřebenu“.

Záření s různých módů je zesilováno různě, a to podle velikosti součinitele zesílení aktivního prostředí při příslušných rezonančních frekvencích optického rezonátoru, viz obr. 7.2.5(c). Jestliže je křivka součinitele zesílení velmi úzká ve srovnání s frekvenční vzdáleností rezonátorových módů, je laserové záření kvazimonochromatické („laseruje jen jeden mód“). Nebývá však snadné vybrat prostředí a rezonátor tak, aby docházelo k jednofrekvenční generaci. Technika jednofrekvenčních laserů je zvláštní specializací oboru, důležitá např. pro metrologické aplikace (bude součástí předmětu laserové systémy ve třetím ročníku).

Zpravidla však má výstupní záření laseru několik frekvencí, přesněji, frekvence, odpovídající těm módům, pro něž je součinitel zesílení  $\alpha$  větší než prahová hodnota  $\alpha_{prah}$  (určená ztrátami rezonátoru).

Módy (vlny) s různými frekvencemi, které laser generuje, mohou mít navzájem nezávislé (nekorelované) fáze. Pokud je módů mnoho má výsledné záření charakter náhodného (fluktujícího, šumového) signálu se střední hodnotou intenzity elektrického pole rovnou nule (nenulová je ale střední



Obr. 7.4: Frekvenční spektrum

- (a) součinitel zesílení aktivního prostředí, (b) rezonanční frekvence otevřeného rezonátoru, (c) zesílení aktivního prostředí v rezonátoru

hodnota intenzity (plošná hustota výkonu) záření).

Zvláštními technickými prostředky (např. vložení prvku, jehož absorpce klesá s intenzitou záření, nebo z vnějšku řízenou periodickou modulací ztrát uvnitř rezonátoru) je možné dosáhnout takového stavu, že fáze jednotlivých vln jsou vzájemně svázány (korelovány, synchronizovány). O uvažovaných vlnách se říká, že jsou ve vzájemném *synchronismu*. Výstupní záření složené z takových vln (módů) již nemá šumový charakter, ale charakter pravidelně se opakujících impulsů. Perioda  $T$  impulsů je dána dobou oběhu světla rezonátorem, tj.  $T = 2l/c$ , kde  $l$  je vzdálenost mezi zrcadly a  $c$  rychlost světla. Lasery tohoto typu bývají označovány jako lasery se synchronizací vln (módů). Metoda synchronizace módů (*mode-locking*) se s výhodou využívá ke generaci velmi krátkých (pikosekundových až femtosekundových) impulsů.

### 7.3 Kontinuální, impulsní a pulsní režim laseru

Ideální laser je zdrojem záření jisté frekvence, která se rovná jednak frekvenci kvantového přechodu aktivního prostředí v rezonátoru, jednak rezonanční frekvenci optického záření, v němž se prostředí nachází. Jestliže vnější působení, které dodává vnitřním stavům kvantových soustav energii (buzení), je nezávislé na čase a jestliže i všechny geometrické parametry laserového systému jsou na čase nezávislé, laser pracuje v *kontinuálním* režimu, vystupuje z něho optické záření o stálé intenzitě, dané saturačními vlastnostmi zesilujícího prostředí a ztrátami optického rezonátoru.

Ve většině případů však výstupní intenzita v závislosti na čase významně fluktuuje. Příčinami jsou jednak mnohomódová činnost, projevující se složitým spektrem vzájemně fázově nekorelovaných vln, ale také fluktuace buzení, délky optického rezonátoru (která způsobuje posouvání rezonančních frekvencí), fluktuace ztrát v rezonátoru apod.

K zajištění stabilního výstupu je třeba stabilizovat všechny fyzikální parametry a konstrukční prvky. Například, aby nedocházelo k chaotickým změnám

módových frekvencí, umísťujú se zrcadla rezonátoru na optickou lavici z materiálu s malým součinitelem roztažnosti, stabilizuje se teplota lavice, zavádí se elektronické zpětnovazební obvody doladující okamžité nastavení zrcadel apod.

Vedle kontinuální činnosti je známa řada způsobů jak generovat *laserové impulsy optického záření*. Jsou založeny na ovládní některých parametrů dodatečných prvků uvnitř, nebo vně optického rezonátoru. Detaily metod generace impulsů optického záření, zejm. tehdy, kdy je přísně předepsána i vlnová délka, jsou zvláštní oblastí laserové techniky, která je dosud ve stadiu intenzivního výzkumu. Její základy budou náplní předmětu laserová technika ve druhém ročníku.

Pro generaci impulsů, jejichž doba trvání přesahuje několik desítek mikrosekund, se používá impulsní buzení. Pro generaci nanosekundových impulsů se řízeným způsobem mění vlastnosti (nejčastěji ztráty) optického rezonátoru (tzv. Q-spínání). Generace impulsů pikosekundových délek a kratších se zpravidla opírá o metodu synchronizace módů (o které jsme se zmínili již v předchozím odstavci).

Vystupuje-li z laseru jeden osamocený impuls mluvíme o *impulsním laseru*. Vystupuje-li z laseru sled pravidelně se opakujících impulsů označujeme jej jako *laser pulsní* (analogicky k srdečnímu pulsu). V laboratorním slangu se však často používá označení „puls“ pro impuls a to v důsledku vlivu agličtiny, kde „pulse“ znamená impuls.

Příklady ke kapitole 7:

- 7.1 Laserový krystal *Nd:YAG* laseru s průměrem 6,4 mm a délkou 7,5 mm je buzen tak, aby zesílení na jeden průchod bylo rovno 20. Kolik extrahovatelné energie je uloženo v aktivním prostředí? (Účinný průřez laserového přechodu je  $4,6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ .)
- 7.3 Vypočítejte činitel jakosti a dobu života fotonu v zaplněném rezonátoru s rovinnými zrcadly. Vzdálenost mezi zrcadly je 1 m, vlnová délka generovaná v rezonátoru  $0,6 \mu\text{m}$ , součinitel absorpce látky mezi zrcadly je roven  $0,001 \text{ cm}^{-1}$ , reflektance každého zrcadla se rovná 95%. Průměr zrcadel je mnohem větší než průměr paprsku, takže difrakční ztráty lze zanedbat.
- 7.4 Určete optimální transmitanci zrcadel rezonátoru (obě zrcadla jsou totožná), který dovoluje získat maximální výstupní výkon za předpokladu, že součinitel zesílení na jeden průchod rezonátorem se rovná  $0,1 \text{ cm}^{-1}$ , součinitel ztrát se rovná  $0,01 \text{ cm}^{-1}$  a délka rezonátoru se rovná 10 cm.
- 7.6 Zrcadla rezonátoru mají reflektance 1 resp. 0,9 a jsou nanášeny přímo na čelech aktivního prostředí s délkou 10 cm. Určete: a) součinitel zesílení aktivního prostředí nutný pro vznik generace v laseru; b) minimální délku aktivního prostředí, jestliže je vytvářena inverze populace se součinitelem zesílení rovným  $0,3 \text{ cm}^{-1}$ .
- 7.7 Rezonátor laseru je tvořen dvěma stejnými zrcadly s reflektancí 0,5 a jsou od sebe vzdáleny  $L$ . Aktivní prostředí zaplňuje celý objem mezi zrcadly. Jaký má být součinitel zesílení  $\alpha$  aktivního prostředí, aby byla splněna podmínka vzniku generace (práh), jestliže aktivní prostředí absorbuje 50% výkonu dopadajícího záření na jeden průchod.
- 7.8 *Nd:YAG* laser má délku optického rezonátoru 1 m, zrcadla s reflektancí 100% resp. 95% a vnitřní ztráty na jeden průchod 5%. Kontinuální výstupní výkon je 1W. Jaká je celková energie uvnitř rezonátoru v době generace?



- 7.9 Aktivní prostředí laseru má součinitel zesílení  $\alpha$  a součinitel ztrát  $\beta$ . Zrcadla rezonátoru jsou totožná s reflektancí  $R$ . Vypočtěte poměr výstupního výkonu  $P_0$  k výkonu pohlcovanému v aktivním prostředí  $P_\beta$ .
- 7.12 Jaká je maximální délka rezonátoru  $He-Ne$  laseru s šířkou čáry laserového přechodu 1 GHz, při které bude ještě laser vyzařovat v jenomódovém režimu?
- 7.13 Odhadněte maximální energii z jednotky objemu aktivního prostředí z  $Nd$ :skla, kterou lze získat, jestliže hustota inverze populace představuje  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .
- 7.14 Jaká energie může být okamžitě extrahována z rubínového laseru s průměrem krystalu 0,5 cm, délkou 7 cm a hustotou inverze populace  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ?

## Kapitola 8

### Klasifikace laserů

V tab.: 8.1 je uveden přehled jednotlivých typů laserů spolu s aktivním prostředím a metodami buzení.

Lasery mohou být klasifikovány podle různých hledisek, např. podle:

- aktivního prostředí
- vlnových délek optického záření, které vysílají
- typu kvantových přechodů (energetických hladin)
- typu buzení
- časového režimu provozu laseru.

Tradičně jsou lasery děleny do pěti kategorií podle druhu aktivního prostředí:

- pevnolátkové
- polovodičové
- plynové
- kapalinové
- plazmatické.

Dělení podle vysílaných vlnových délek:

- infračervené
- viditelného pásma
- ultrafialové
- rentgenové.

Dělení podle energetických hladin zúčastněných při laserovém kvantovém přechodu:

- molekulární (rotační, rotačně-vibrační, vibrační)
- elektronové