

Univerzita Palackého v Olomouci

**Přírodovědecká fakulta**

**Katedra optiky**



DIPLOMOVÁ PRÁCE

Pevnolátkový laser čerpaný laserovou diodou

Vedoucí diplomové práce:

**RNDr. František Petráš**

Rok odevzdání: 2009

Vypracoval:

**Bc. Petr Kaštil**

Optika a optoelektronika

### **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci zpracoval samostatně pod vedením pana RNDr. Františka Petráše s použitím uvedené literatury.

V Litovli dne 7. srpna 2009

## **Poděkování**

Na tomto místě chci poděkovat vedoucímu své diplomové práce panu RNDr. Františku Petrášovi za pomoc při sepisování této práce, zejména za konzultace a poskytnutí materiálů.

# Obsah

1. Úvod.....	4
2. Lasery.....	5
2.1 Čerpání laseru.....	5
2.1.1 Polovodičové lasery.....	7
2.2 Aktivní prostředí.....	12
2.3 Rezonátory.....	21
3. Nelineární krystaly pro zdvojování frekvence optického záření.....	35
4. Konstrukce laseru.....	45
5. Měření vlastností výstupního záření laseru.....	49
6. Závěr.....	52

Příloha A. Katalogový list laserové diody

Příloha B. Schéma stabilátoru teploty laserové diody

Použitá literatura

Zdroje použitých vyobrazení

## **1. Úvod**

Laser sestává z nemnoha částí, ale jeho stavba vůbec není jednoduchá. Je třeba zvolit správné materiály, správně je připravit, umístit, natočit, zahřát či ochladit, posunout, sladit... Je potřeba udělat mnoho věcí, než se postaví funkční laser.

Tato práce se zabývá prvky pro konstrukci pevnolátkového laseru čerpaného polovodičovou laserovou diodou a generováním druhé harmonické, zvláště pak nelineárním krystalem BIBO, jeho vlastnostmi a využitím pro zdvojování frekvence Nd:YAG laseru na vlnové délce 946 nm. Postupně jsou probrány polovodičové lasery, aktivní laserové krystaly, následuje kapitola o rezonátorech, věnující se také gaussovskému svazku a módové stabilitě rezonátoru. V části o nelineárních krystalech je řešena generace druhé harmonické a metody vedoucí ke splnění fázové podmínky, jež jsou následně uplatněny na nový krystal  $\text{BiB}_3\text{O}_6$ . V předposlední kapitole této práce je představen laser s konkrétními parametry, závěr patří měřením provedeným na laserovém svazku.

Motivací k sepsání této práce bylo poznat a vyzkoušet nový nelineární krystal BIBO pro generaci druhé harmonické.

## **2. Laser**

Laser je optoelektronické zařízení, které generuje a zesiluje světlo a záření v blízké infračervené a ultrafialové oblasti. Má široké uplatnění v mnoha oborech běžného života i vědeckého poznávání, pro svoje vlastnosti je vhodný k využití při záznamu a přenosu informací, neboť vyzařuje vysoce koherentní světlo, jeho vysoký výkon umožňuje nelineární operace, či obrábění. Nezřídka bývá využíván v medicínských aplikacích.

Laser se skládá ze tří základních částí: první z nich je čerpání, kterým je do laserového systému dodávána energie. Druhá je aktivní látka, která dodanou energii absorbuje a emituje záření jiné vlnové délky. Tato látka působí jako zesilovač. Třetí částí laseru je rezonátor, který slouží jako zpětná vazba a umožňuje účinnější zesílení v aktivním prostředí.

### **2.1 Čerpání laseru**

Čerpání laseru lze popsat jako dodávání vstupní energie pro činnost laseru. Existuje několik typů čerpání, jejich použití závisí na konkrétním typu laseru a zejména na použitém zesilovacím médiu. Nejobvyklejší je čerpání optické, tedy takové, kdy jsou elektrony v aktivním médiu excitovány v důsledku absorpce optické energie.

K optickému čerpání se nejčastěji používají tři typy čerpacích zdrojů: jiný laser, výbojka a laserová dioda. Laser i laserová dioda mají směrované výstupní záření, laserová dioda je navíc kompaktnější a frekvenčně laditelná změnou teploty. Využívána je pro čerpání v pevnolátkových laserech. Naproti tomu výbojka směrová není, ale má široký rozsah emitovaných frekvencí, a je tedy použitelná pro čerpání ve velkém množství aktivních médií, ale účinnost čerpání je malá. Používá se jak v pevnolátkových, tak kapalinových a plynových laserech.

Čerpání může být prováděno skrz jedno z koncových zrcadel rezonátoru, ale také ze strany dutiny. Při čerpání skrze vstupní zrcadlo je třeba mít co nejkvalitnější čerpací svazek, výhodou je také delší doba průletu aktivním médiem. Stranové čerpání zase nevyžaduje tak kvalitní svazek, můžeme se tedy spojit i s horším čerpacím zdrojem.

Důležitými vlastnostmi čerpacího svazku jsou jeho výkon, velikost a frekvence. Čerpací výkon musí dosahovat určité minimální hodnoty, které se říká prahová hodnota.

Ta souvisí s dosažením inverze populace v aktivním médiu, která je potřeba, aby laser začal vyzařovat.

Vyšší účinnosti je dosaženo tehdy, je-li svazek soustředěn do co nejmenší možné stopy. Tím stoupne také výkon záření dopadajícího na jednotku plochy.

Aby docházelo k absorpci záření v aktivním médiu, je nutné, aby se frekvence záření emitovaného čerpacím zdrojem co nejvíce podobala některé z absorpčních frekvencí zesilovače. Proto je třeba zajistit stabilní podmínky čerpání.

### **2.1.1 Polovodičové lasery**

Polovodičové lasery jsou lasery využívající polovodič jako aktivní médium. Nejčastějším druhem polovodičových laserů jsou *laserové diody*, které využívají namísto přechodu mezi atomovými energetickými hladinami přechody mezi energetickými pásy polovodiče, přesněji rekombinace mezi elektrony ve vodivostním pásu a dírami ve valenčním pásu. Mezi polovodičové lasery můžeme řadit také *opticky čerpané polovodičové lasery* a *kvantové kaskádní lasery*. Posledně jmenované využívají vnitřních přechodů v pásích. Tato práce se zabývá pouze laserovými diodami (LD), a tedy nadále budeme chápat výraz polovodičový laser především jako označení laserové diody.

Abychom dosáhli zisku v polovodičovém laseru, musíme stejně jako u jiných laserů nejprve dosáhnout inverzního obsazení energetických úrovní oproti stavu tepelné rovnováhy. V případě polovodičových laserů jsou těmito úrovněmi energetické pásy - valenční a vodivostní.

Elektrony jsou čerpáním excitovány z valenčního pásu na vodivostní, na kterém obsadí energetické hladiny od nejnižší až po hladinu  $F_n$ , což je Fermiho hladina pro elektrony. Obdobně jsou nejvyšší hladiny valenčního pásu obsazeny dírami, nebo přesněji obsazeny menším počtem elektronů, až po Fermiho hladinu pro díry  $F_p$ . Mezi valenčním a vodivostním pásem je zakázaný pás šířky  $E_g$ , který představuje energetickou vzdálenost nejvyšší hladiny ve valenčním pásu od nejnižší hladiny ve vodivostním pásu. K emisi optického záření dochází při rekombinaci volných

elektronů a děr. Uvolněná energie z jednoho rekombinačního procesu musí být větší, než je šířka zakázaného pásu, ale menší, než je rozdíl obou Fermiho hladin, a tedy v polovodiči jsou zesilovány jen takové frekvence  $\nu$ , pro které platí podmínka

$$\frac{E_g}{h} < \nu < \frac{F_n - F_p}{h} , \quad (1.1)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta.

Čerpání polovodiče a tedy excitace elektronů lze realizovat jednak opticky, v laserových diodách je však využíváno čerpání elektrické. Celý proces probíhá na polovodičovém přechodu P-N. V polovodiči typu P jsou majoritními nosiči díry, v polovodiči typu N elektrony. V malé oblasti kolem rozhraní těchto dvou dopovaných polovodičů vzniká úzká vyprázdňená vrstva. Zapojením diody v propustném směru je do vyprázdňené vrstvy zaveden proud - do vyprázdňené vrstvy jsou injektovány elektrony z polovodiče typu N. Když se dostanou do polovodiče typu P, ten reaguje zvýšením počtu děr, aby dosáhl splnění podmínky nábojové neutrality. Tím je dosaženo excitovaného stavu. Aby bylo inverze populace dosaženo, musí být splněna podmínka minimálního napětí  $U$  připojeného na diodu:

$$e \cdot U > h \nu , \quad (1.2)$$

kde  $e$  je elementární náboj.

Při deexcitaci elektronů, tj. při rekombinaci párů elektron - díra, dochází k vyzáření fotonu. Zavedením kladné zpětné vazby, která je realizována optickým rezonátorem Fabry-Perotova typu, je emisní záření zesilováno. Rezonátor je tvořen fasetovými zrcadly na výstupních plochách diody, nebo zrcadly z tenkých vrstev tamtéž. Emitované fotony tak zůstávají uvnitř aktivní oblasti polovodiče a stimulují další zářivé přechody mezi energetickými pásy. Nově stimulované fotony mají stejnou frekvenci jako fotony stimulující, a tím dochází k zužování zesilovaného frekvenčního pásma směrem k centrální frekvenci. Na ní se nachází maximum funkce rozdělení energie v závislosti na frekvenci záření. Laserové diody jsou konstruovány jako vlnovodné struktury, tedy tak, aby se v nich generované světlo šířilo jako ve vlnovodu.

### **Typy polovodičových laserů**

Polovodičové lasery můžeme rozčlenit podle dvou základních kritérií: podle *vyzařovací oblasti* je dělíme na *hranou vyzařující* a *plochou vyzařující* lasery. Podle *vnitřního uspořádání* se člení na lasery *homostrukturní*, *heterostrukturní*, *s rozloženou*



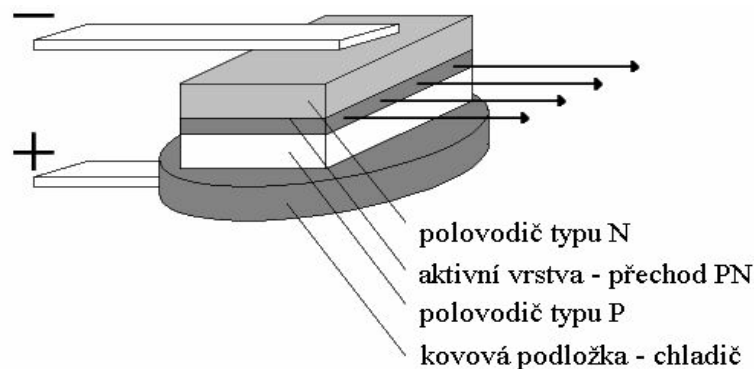
zpětnou vazbou a s kvantovými jámami. Poslední dva jmenované typy jsou speciálními variantami heterostrukturálních laserů.

*Hranou vyzařující lasery* (edge-emitting lasers, EEL) jsou oproti druhému typu častější. Jsou to zařízení, která vyzařují, jak vyplývá z názvu, hranou polovodičového přechodu, tj. z boční strany krystalu, tedy podélně s aktivní oblastí. Aktivní vrstva se v tomto případě chová jako vlnovod, obvyklé je použití heterostruktury. Jako rezonátor se používají zpravidla nevpovrstvená fasetová zrcadla. Tento typ konstrukce laseru je původní.

Z *plochou vyzařujících laserů* (vertical cavity surface-emitting laser, VCSEL) vystupuje záření kolmo k aktivní oblasti. Jako rezonátor se užívají vysoce odrazná Braggovská zrcadla ( $R \sim 99\%$ ). Výhodou tohoto konstrukčního typu laseru je možnost výroby více laserů na jednom čipu.

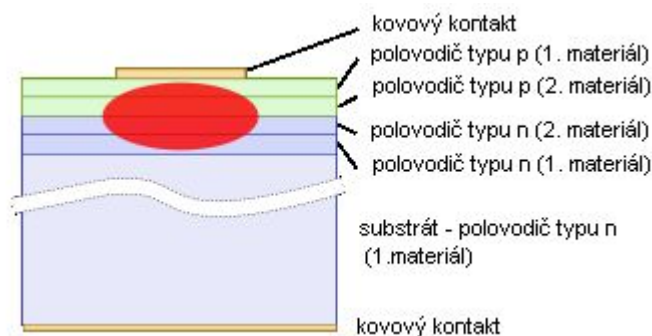
Plochou vyzařující lasery mají oproti hranou vyzařujícím laserům menší divergenci výstupního svazku, proto je snazší navazovat z nich optický výkon do vlákna. Divergence výstupního svazku EEL je 5 až 15 stupňů ve směru rovnoběžném s rovinou přechodu a 20 až 45 stupňů ve směru kolmém k přechodu, zatímco z VCSEL vystupuje svazek s divergencí od 5 stupňů. Vzhledem k rozdílné divergenci svazku v různých směrech se mění také jeho tvarový profil. Nejprve je elipsovité s hlavními osami rovnoběžnými s rovinou přechodu, poté přechází na kruhový tvar, a nakonec se mění opět v elipsu, ale tentokrát s hlavními poloosami kolmými na rovinu přechodu.

Homostrukturální polovodičový laser (Obrázek 1.1) je tvořen přechodem P-N. Materiál všech částí je stejný, nebo přesněji má stejný index lomu, liší se pouze příměsovou dotací. Homostrukturální lasery jsou první injekční polovodičové lasery vůbec. Jejich nevýhodou jsou vysoké hustoty prahového proudu (řádově desítky kiloampér na  $\text{cm}^2$ ), tj. proudu, při kterém se zisk vyrovná ztrátám a který je nutný pro dosažení oscilací v injekčním polovodičovém laseru. To je překážkou pro práci laseru při pokojové teplotě a v důsledku toho i širšího využití. Vlnovodná struktura homostrukturálního laseru je tvořena přechodem P-N z jedné strany a rozhraním dotovaného polovodiče a silně dotovaného polovodiče ze strany druhé.



**Obr.1.1 Homostrukturní laserová dioda<sup>1</sup>**

Heterostrukturní polovodičové lasery (Obrázek 1.2) využívají ve své struktuře heteropřechody. Heteropřechod je rozhraní dvou polovodičů, které mají různou šířku zakázaného pásu. Podle typu dotace je dělíme na izotopní (stejný typ dotace - pP, nN) a anizotopní (opačný typ dotace - pN, nP). V heterostrukturní laserové diodě jsou elektrony injektovány z polovodičové oblasti s větší šířkou zakázaného pásu, než má polovodič s rekombinační oblastí. Toto způsobuje velký rozdíl ve velikosti potenciálových bariér pro oba typy nosičů a injekce elektronů má vysokou účinnost. Další výhodou je vyšší rozdíl indexů lomu na rozhraní, a tím i lepší vlnovodné vlastnosti polovodiče. Užší rekombinační oblast, účinnější vlnovodné vlastnosti a účinnější injekce elektronů mají za následek nižší potřebnou prahovou hustotu proudu. To znamená, že laserové diody s heterostrukturou je možné používat i při pokojové teplotě.



**Obr. 1.2 Heterostrukturní laserová dioda<sup>2</sup>**

Heterostrukturní lasery mohou využívat několik heteropřechodů, nejčastější jsou lasery s jednoduchou heterostrukturou a lasery s dvojitou heterostrukturou.

Lasery s jednoduchou heterostrukturou využívají pouze jeden heteropřechod.

Vlnovod je tvořen z jedné strany heteropřechodem a z druhé strany přechodem P-N, přičemž větší skoková změna indexu lomu je na straně heteropřechodu.

Lasery s dvojitou heterostrukturou mají dva heteropřechody, které vymezují aktivní oblast. Vlnovod bývá v tomto případě symetrický, jeho účinnost je vyšší, a proto je u něj také nižší prahová proudová hustota než u předchozího typu s jedním heteropřechodem. V obou případech také heterostrukturní i homostrukturní přechody soustřeďují v aktivní oblasti náboj působením potenciálových bariér na rozhraní.

V současnosti se obvykle používají lasery s dvojitou heterostrukturou.

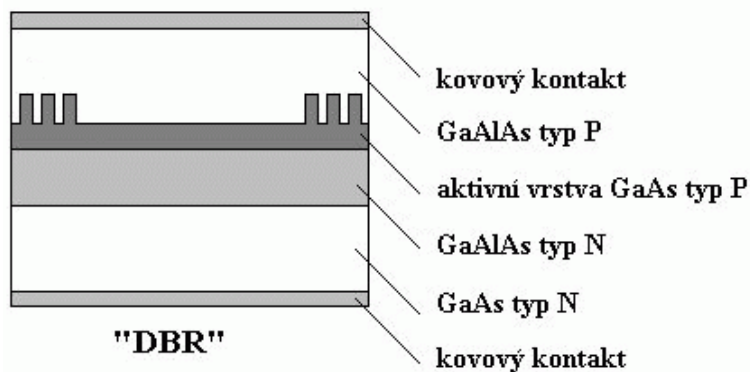
Heterostrukturní lasery často nemají jen soustředění náboje ve směru kolmém, ale bývají konstruovány též s postranním omezením.

U laserů s rozloženou zpětnou vazbou (distributed feedback, DFB) je zpětná vazba realizována pomocí mřížky, tedy nikoli pomocí fasetových zrcadel. Mřížka je vyleptaná na povrchu aktivní vrstvy. Působí jako difrakční rezonátor, ve směru šíření vlny se periodicky mění index lomu. Na mřížce dochází k braggovskému rozptylu a zpět do rezonátoru se vrací vlnová délka

$$\lambda_B = \frac{\Lambda}{2\kappa}, \quad (1.3)$$

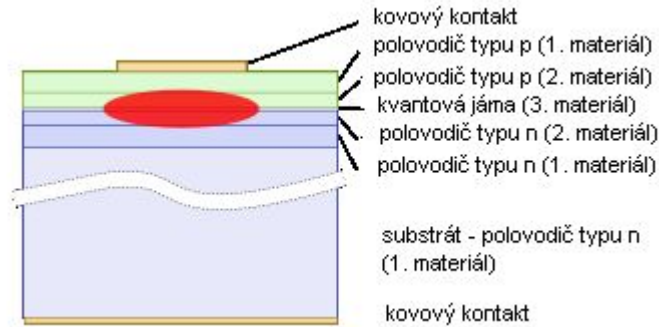
kde  $\Lambda$  je perioda mřížky a  $\kappa$  je amplituda změny indexu lomu. Tedy mřížka v laseru DFB také působí selektivně. Tento konstrukční typ laserové diody mívá obvykle antireflexně povrstvené fasety.

V laserech s rozloženými braggovským zrcadlem [distributed Bragg reflector, DBR] (*Obrázek 1.3*) je mřížka, narozdíl od laserů DFB, jen v části prvku - ve vlnovodu mimo aktivní oblast. V tomto uspořádání je tedy aktivní oblast oddělena od rezonátoru. Existují dva konstrukční typy - s jedním, nebo se dvěma braggovskými zrcadly.



**Obr.1.3 Laserová dioda s Braggovským zrcadlem<sup>1</sup>**

U laserů s kvantovými jámami [quantum well, QW] (Obrázek 4) se začínají uplatňovat kvantové jevy. Aktivní vrstva je velmi tenká, srovnatelná s vlnovou délkou elektronů. Umístěním aktivní vrstvy mezi vrstvy obkládací vzniká úzká potenciálová jáma. Elektron se ocitá v kvantové jámě, v níž nabývá diskrétních hodnot energií, úměrných tloušťce vrstvy. Tato konstrukce umožňuje čerpání ještě nižšími proudy, než u shora zmíněných typů, a menší teplotní závislost prahového proudu.



**Obr.4. Heterostrukturální laserová dioda s kvantovou jámou<sup>2</sup>**

## **2.2 Aktivní prostředí**

V této části se budeme věnovat aktivnímu prostředí pevnolátkového laseru. Tím může být polovodič, krystal nebo sklo dopované příměsemi vzácných zemin nebo kovů.

Budeme se věnovat především krystalům. Používaných krystalů je velké množství. Obvyklé jsou YAG ( $Y_3Al_5O_{12}$ ), safír ( $Al_2O_3$ ), YLF ( $YLiF_4$ ) a jiné fluoridy lithia, wolframany, začíná se prosazovat YVO ( $YVO_4$ ). Používají se také další oxidy, selenidy a sulfidy,...

Dopuje se ionty neodymu ( $Nd^{3+}$ ), yterbia ( $Yb^{3+}$ ), erbia ( $Er^{3+}$ ), thulia ( $Tm^{3+}$ ), holmia ( $Ho^{3+}$ ) a ceru ( $Ce^{3+}$ ), z kovů jsou to titan ( $Ti^{3+}$ ) a chrom ( $Cr^{2+}$ ,  $Cr^{3+}$ ,  $Cr^{4+}$ ).

### **Modely čerpání pro dosažení inverze populace**

Aby došlo k zesílení světla v látce, musí být dosaženo inverze populace mezi energetickými hladinami, to znamená, že na horní hladině laserového přechodu musí být více atomů, než na jeho hladině spodní. K dosažení inverze populace je třeba zavést čerpání, kterým jsou atomy excitovány na vyšší energetické hladiny.

#### **Tříhladinové schéma**

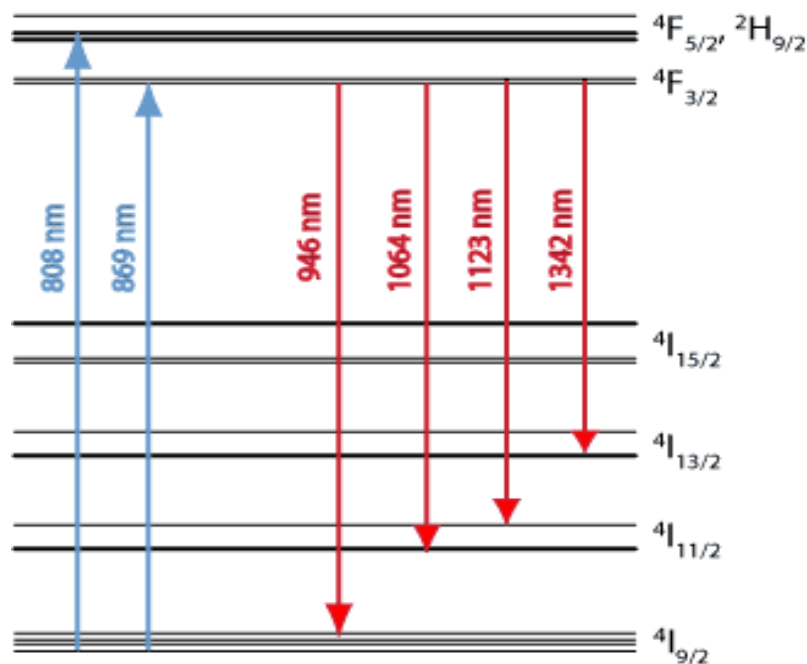
V tříhladinovém čerpacím schématu je základní hladina současně spodní hladinou laserového přechodu. Odtud jsou atomy čerpány na hladinu s krátkou dobou života položenou výše, než je horní hladina laserového přechodu. Na ní je doba života delší, a tak zde dochází k navýšení počtu atomů a inverzi populace.

#### **Čtyřhladinové schéma**

V čtyřhladinovém čerpacím schématu leží spodní laserová hladina výše než hladina základní. Atomy ze základní hladiny jsou excitovány na hladinu ležící nad horní hladinou laserového přechodu. Doba jejich života na této hladině je krátká, a tak rychle nezářivě přejdou na horní hladinu laserového přechodu, na níž je doba života dlouhá. Spodní laserová hladina má opět krátkou dobu života, takže se z ní atomy rychle vrací na hladinu základní. Pro toto čerpací schéma je snazší dosáhnout inverze populace, a tedy je zapotřebí slabší čerpání než pro schéma tříhladinové.

### Kvazitřihladinové schéma

Kvazitřihladinové schéma je zvláštní forma systému čtyřhladinového. V důsledku působení dopantu dochází k rozštěpení základní hladiny na pět podhladin, z nichž nejnižší je nadále základní hladinou, ale nejvyšší se stává spodní hladinou laserového přechodu. Obě tyto podhladiny jsou blízko sebe, takže základní hladina ovlivňuje spodní hladinu laserového přechodu výrazněji, než je tomu u systému čtyřhladinového. Toto čerpací schéma je typické pro neodým dopované krystaly emitující na vlnové délce menší než jeden mikrometr.



**Obr. 2.1 Hladinový systém v neodým dopovaných laserových krystalech<sup>3</sup>**

### Tepelná čočka

Laserovým krystalem prochází svazek fokusovaný na malou plochu, intenzita procházející touto plochou je tedy značná. V důsledku toho se krystal zahřívá, směrem k jeho okrajům však teplota klesá. Index lomu prostředí je tepelně závislý, a protože není teplota v krystalu rovnoměrná, bude nerovnoměrná i změna indexu lomu. V krystalu vzniká tepelná gradientní čočka, která má nepříznivý vliv na kvalitu svazku. Optická mohutnost této čočky roste s rostoucí čerpací intenzitou, ohnisková vzdálenost je jí tedy nepřímo úměrná:

$$f_{ic} = \frac{\pi \cdot K \cdot \omega_p^2}{\xi \cdot P_c} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\alpha l}} \quad , \quad (2.1)$$

kde  $K$  je tepelná vodivost,  $\omega_p$  poloměr čerpacího svazku v aktivním médiu,  $P_c$  čerpací výkon,  $\xi$  představuje množství vstupního výkonu přeměněného na teplo,  $l$  je délka krystalu a  $\alpha$  je absorpční koeficient.

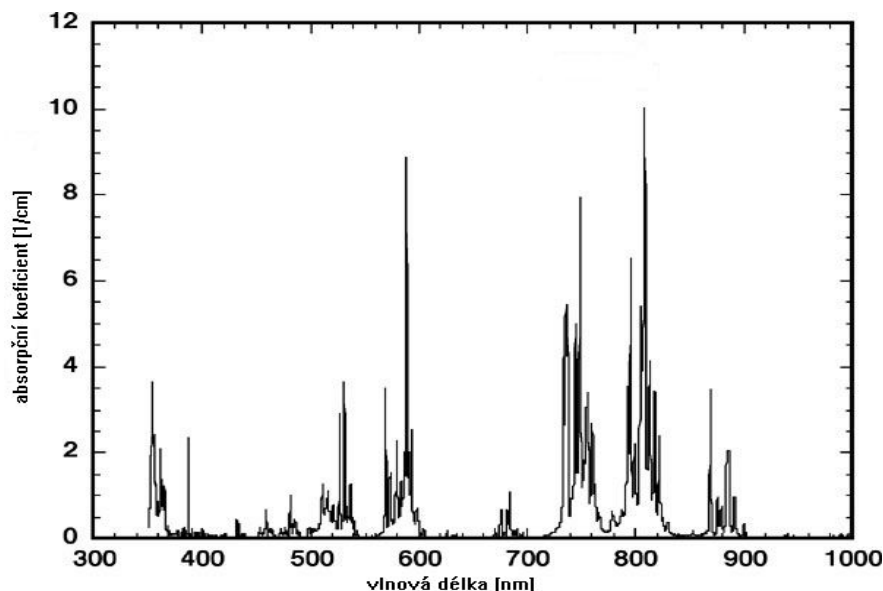
Aby byly účinky tepelné čočky co nejmenší, tedy aby měla co nejdelší ohniskovou vzdálenost, je třeba čočku chladit a udržovat na stálé teplotě. Teplo z čočky je obvykle odváděno skrze měděnou nádobu, v níž je krystal umístěn. Vlastní chlazení se pak provádí vzduchem, nebo pro větší výkony vodou. Pro zlepšení kontaktu mezi krystalem a mědí se mezi ně vkládá fólie z india.

## Laserové krystaly

### **Nd:YAG**

Neodymem dopovaný yttrium aluminium granát je nejčastěji používaným krystalem v pevnolátkových laserech. Používá se jak v kontinuálních, tak i v pulsních laserech, může být použit pro generaci druhé harmonické a pro lasery s velkým výkonem. Generuje záření o vlnových délkách 946, 1064, 1123, 1319, 1338, a 1444 nm, většinou pracuje jako čtyřhladinové aktivní medium, ale pro vlnovou délku 946 nm funguje jako systém kvazi-tříhladinový.

Na *Obrázku 2.2* je absorpční spektrum Nd:YAG. Na 808 nm se objevuje výrazný pík.



**Obr .2.2 Absorpční spektrum krystalu Nd:YAG<sup>4</sup>**

V následující tabulce jsou uvedeny další vlastnosti laserového krystalu.

Krystalická struktura: *kubická*

Mřížková konstanta: *12,01 Å*

Teplota tání: *2 240 K*

Index lomu: *1,82*

Hustota: *4,56 g/cm<sup>3</sup>*

Tvrdość: *8,5*

Koeficient tepelné roztažnosti:

*7,8 · 10<sup>-6</sup> K<sup>-1</sup>*

Tepelná vodivost: *14 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> při 20 °C*

*10,5 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> při 100 °C*

Koncentrace dopantů:

*obvykle 0,5 - 1,2 at.%*

### ***Ti:safír***

Titanem dopovaný safír se začal používat ve druhé polovině 80. let. Je to čtyřhladinový laserový krystal laditelný v rozsahu 650 nm až 1100 nm. Má velkou tepelnou vodivost, což mu umožňuje pracovat i v laserech s vysokým výkonem s omezeným projevem nežádoucích tepelných jevů. Často bývá využíván v pulsních laserech, nebo jako čerpací zdroj pevnolátkových laserů.

Parametry krystalu Ti:safíru jsou následující:

Krystalická struktura: *šesterečná*

Mřížkové konstanty: *a=4,748 Å, c=12,957 Å*

Teplota tání: *2 313 K*

Index lomu: *1,77 pro 632 nm*

*1,76 pro 800 nm*

*1,75 pro 1100 nm*

Hustota: *3,58 g/cm<sup>3</sup>*

Tvrdość: *9*

Koeficient teplotní roztažnosti:

*5 · 10<sup>-6</sup> K<sup>-1</sup>*

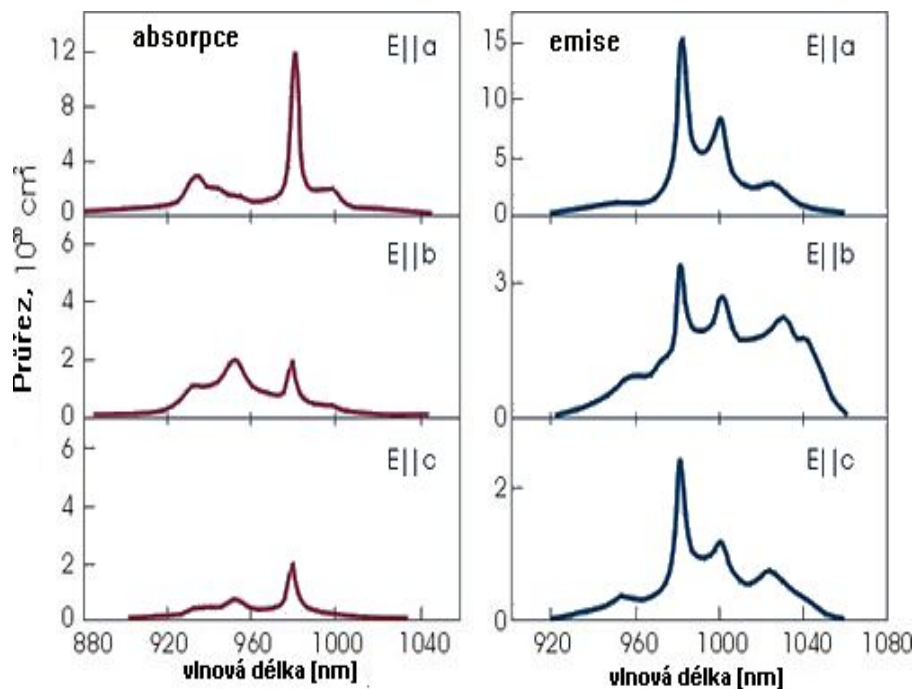
Tepelná vodivost: *33 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>*



### **Draselné wolframany**

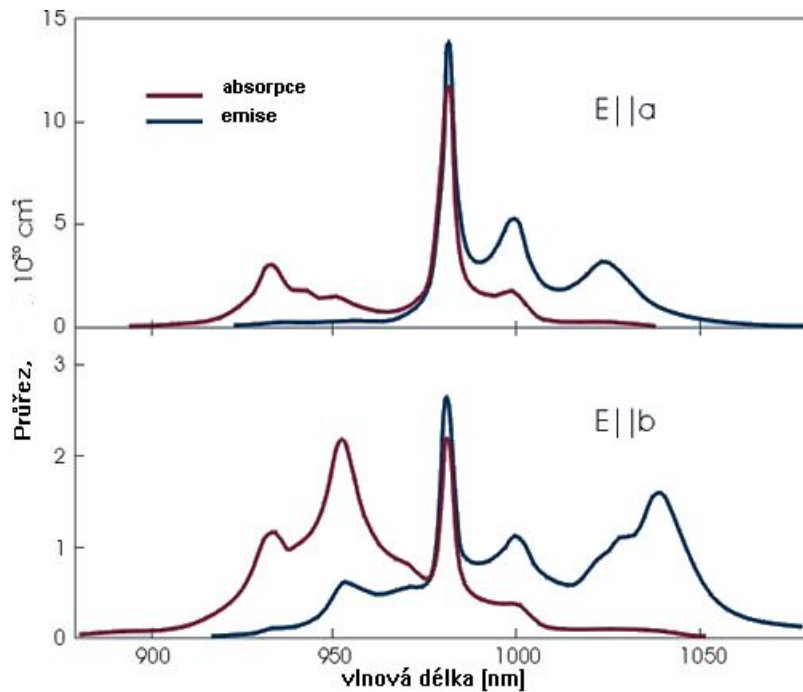
Do skupiny draselných wolframánů lze zařadit Nd:KGW (Nd:KGd[WO<sub>4</sub>]<sub>2</sub>), Yb:KGW či Yb:KYW (Yb:KY[WO<sub>4</sub>]<sub>2</sub>). Yterbiem dopované krystaly mají absorpční pík na vlnové délce 981,2 nm (Obrázek 2.3, Obrázek 2.4), malý Stokesův posuv mezi emisí a absorpcí (tj. frekvenční rozdíl mezi absorpčním píkem a emisním píkem). Jsou laditelné ve velkém rozsahu (1020 až 1060 nm pro Yb:KYW) a využitelné pro aplikaci ve femtosekundových pulsních laserech.

Díky své vnitřní struktuře omezují nežádoucí jevy, jako jsou upkonverze či absorpce excitovaného stavu. Výhodou těchto krystalů oproti krystalům YAG je větší šířka emisního pásma a třikrát až čtyřikrát delší emisní doba života.



**Obr. 2. 3 Absorpční a emisní spektrum krystalu Yb:KGW<sup>6</sup>**

Nd:KGW má nízký práh inverze populace, a tedy i nízké energie potřebné pro čerpání. Oproti krystalu YAG může být jeho účinnost 3 až 5 krát větší .



**Obr. 2.4** Absorpční a emisní spektrum krystalu Yb:KYW<sup>6</sup>

Parametry draselných wolframánů:

	Yb:KGW	Yb:KYW
Krystalická struktura:	<i>jednoklonná</i>	<i>jednoklonná</i>
Mřížkové konstanty:	<i>a=8,10 Å</i>	<i>a=8,05 Å</i>
	<i>b=10,43 Å</i>	<i>b=10,35 Å</i>
	<i>c=7,59 Å</i>	<i>c=7,54 Å</i>
	<i>β=94,43°</i>	<i>β=94°</i>
Teplota tání:	<i>1348 K</i>	
Index lomu:	<i>2,03 pro 1064 nm</i>	
Hustota:	<i>7,25 g/cm<sup>3</sup></i>	<i>6,61 g/cm<sup>3</sup></i>
Tvrdost:	<i>5</i>	<i>5</i>
Koeficient teplotní roztažnosti:	<i>4 · 10<sup>-6</sup> K<sup>-1</sup>    a</i>	
	<i>3,6 · 10<sup>-6</sup> K<sup>-1</sup>    b</i>	
	<i>8,5 · 10<sup>-6</sup> K<sup>-1</sup>    c</i>	
Tepelná vodivost:	<i>2,6 W K<sup>-1</sup> m<sup>-1</sup>    a</i>	
	<i>3,8 W K<sup>-1</sup> m<sup>-1</sup>    b</i>	
	<i>3,4 W K<sup>-1</sup> m<sup>-1</sup>    c</i>	

### **Nd:YLF**

Přesný vzorec tohoto krystalu je  $\text{LiY}_{1-x}\text{Nd}_x\text{F}_4$ . Atomy yttria mohou být nahrazeny atomy neodymu bez vážnějšího vlivu na mřížkovou strukturu, protože oboje mají přibližně stejnou velikost. Krystal je dvojlomný a zesílení i emisní vlnová délka jsou tedy polarizačně závislé. Záporný termooptický koeficient způsobuje vytváření slabé rozptylné tepelné čočky v krystalu. K čerpání jsou vhodné laserové diody a xenonové výbojky, medium emituje vlnové délky 1047 nm a 1053 nm (právě v závislosti na polarizaci).

Následuje výčet některých dalších vlastností krystalu:

Krystalická struktura: *čtverečná*

Mřížkové konstanty:  $a=5,6 \text{ \AA}$

$b=10,85 \text{ \AA}$

Teplota tání: 1092 K

Index lomu:  $n_o=1,470$   $n_e=1,448$  pro 1050 nm

$n_o=1,491$   $n_e=1,473$  pro 350 nm

Hustota:  $3,99 \text{ g/cm}^3$

Tvrdost: 4-5

Koeficient teplotní roztažnosti:

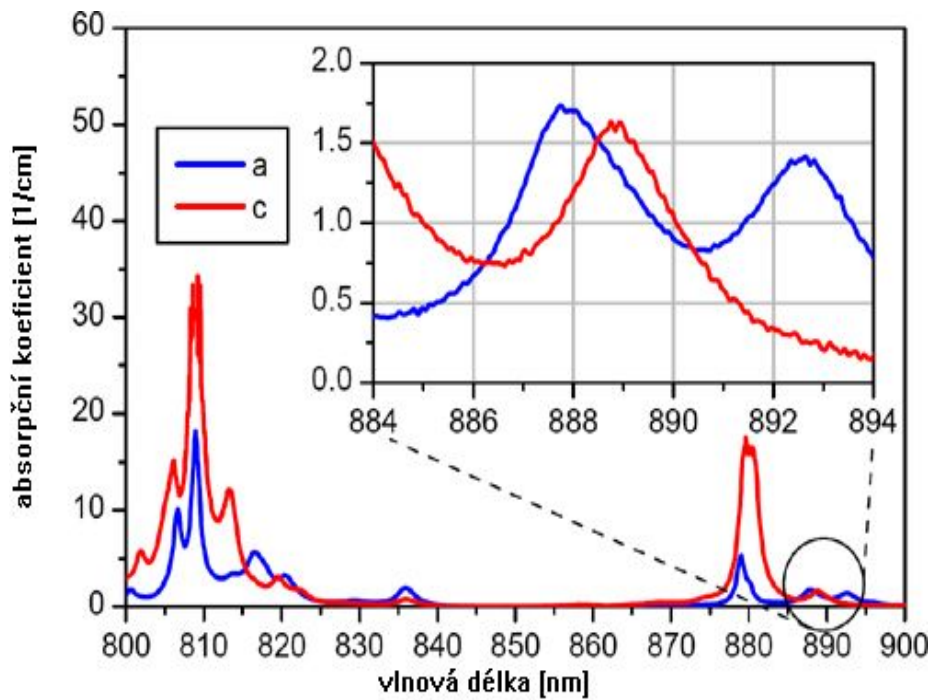
$8,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  kolmo k c

$13,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  || c

Tepelná vodivost:  $6,3 \text{ W K}^{-1}\text{m}^{-1}$

### **Nd:YVO<sub>4</sub>**

Neodymem dopovaný orthovanadát yttria je nejrozšířenější ze skupiny orthovanadátů, které se prosazují coby laserové aktivní krystaly v posledních několika letech. Obdobně jako předchozí krystaly je dvojlomný, a tedy má polarizačně závislý zisk i absorpci. Vyzařuje na vlnových délkách 914 nm, 1064 nm a 1342 nm. Jeho přednosti jsou nízký práh, vysoký zisk a velký absorpční koeficient na frekvencích vhodných pro čerpání laserovou diodou. (Obrázek 2.5).



Obr.2.5 Absorpční spektrum krystalu Nd:YVO<sub>4</sub><sup>7</sup>

Nd:YVO<sub>4</sub> má následující parametry:

Krystalická struktura: *čtverečná*

Mřížkové konstanty:  $a=7,12 \text{ \AA}$  ,  $c=6,29 \text{ \AA}$

Teplota tání:  $2083 \text{ K}$

Index lomu:  $n_o=1,958$  ,  $n_e=2,168$  pro  $1064 \text{ nm}$

Hustota:  $4,22 \text{ g/cm}^3$

Tvrdost:  $4-5$

Koeficient teplotní roztažnosti:

$$7,3 \cdot 10^{-6} \parallel a$$

$$11,37 \cdot 10^{-6} \parallel c$$

Tepelná vodivost:  $5,23 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \parallel c$

$$5,10 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ kolmo k } c$$

## **Rubín**

Rubín patří k nejstarším používaným laserovým krystalům. Je to chromem dopovaný safír  $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ . Jeho přednosti jsou zejména vysoká tvrdost a tepelná vodivost. Používá se ve výkonových laserech, vyzařuje na 694 nm.

Vlastnosti rubínu:

Krystalická struktura:	<i>klencová</i>
Teplota tání:	<i>2313 K</i>
Index lomu:	<i><math>n_o=1,764</math> , <math>n_e=1,756</math> pro 700 nm</i>
Hustota:	<i>3,98 g cm<sup>3</sup></i>
Tvrdost:	<i>9</i>
Koeficient teplotní roztažnosti:	<i><math>5,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}</math></i>
Tepelná vodivost:	<i>25 W m<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> při 100°C</i> <i>46 W m<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup> při 0°C</i>

## **Er:sklo**

Sklo nemá krystalickou strukturu a samo o sobě jako laserový zesilovač nepůsobí. To se však mění přidáním dopantů. Výhodou skla je možnost výroby velkých kusů. Vyzařuje na vlnové délce 1540 nm, využití má v očním lékařství a vláknových komunikacích.

Vlastnosti Er:skla:

Index lomu:	<i>1,53 pro 1540 nm</i>
Hustota:	<i>3,10 g/cm<sup>3</sup></i>
Koeficient teplotní roztažnosti:	<i><math>10^{-5} \text{ K}^{-1}</math></i>

## **2.3 Rezonátory**

Rezonátor je zařízení složené ze zrcadel, které nutí laserové záření obíhat po stále stejné dráze. Tím dochází k opakovaným průchodům záření skrze aktivní látku a stimulované emisi dalších fotonů téže frekvence a směru, jako měl foton stimulační. Rezonátor tedy funguje jako zpětná vazba.

Laserový rezonátor má dvě základní uspořádání. První z nich je lineární rezonátor, v němž světlo běhá mezi zrcadly po stejné dráze v obou směrech. Takovýto rezonátor je tvořen dvěma a více zrcadly, vždy je však možné určit zrcadla koncová (nemusí se shodovat se zrcadlem vstupním a výstupním). Výhodou této konfigurace je snazší nastavení zrcadel, zejména v případě, kdy jsou jen dvě. V lineárním rezonátoru vzniká stojatá vlna, to znamená, že kmitny a uzly mají neměnnou polohu. V takovém případě může docházet k tzv. vypalování prostorových děr v místě kmiten a k rezonanci dochází na více frekvencích.

Druhou variantou je kruhový rezonátor. Skládá se obvykle ze tří či více zrcadel (existují však i speciální uspořádání, která vystačí jen se dvěma zrcadly). Tady je správné nastavení zrcadel výrazně obtížnější, svazek v rezonátoru obíhá po okruhu, tj. jen jedním směrem. Aby se nešířil také v opačném směru, vkládá se do rezonátoru optický izolátor. V kruhovém rezonátoru se šíří postupná vlna, takže odpadá problém s vypalováním prostorových děr a aktivní médium je méně namáháno. V této práci se budeme zabývat lineárními rezonátory.

### **Výstupní výkon**

Laserové rezonátory jsou realizovány dielektrickými zrcadly různých tvarů a povrstvení. Povrstvení zajišťuje požadovanou odraznost a propustnost pro záření dané frekvence. Pro požadovanou výstupní frekvenci jsou všechna zrcadla, až na výstupní, vysoce odrazná, jejich odraznost se blíží 100%. Výstupní zrcadlo mívá zpravidla také velkou odraznost, ale jeho účelem je vyvážení záření z laseru, a proto je jeho reflexivita o něco nižší. Abychom získali z laseru co největší výkon, je třeba zvolit vhodnou propustnost výstupního zrcadla. Je-li příliš malá, bude záření zůstávat uvnitř laseru, naopak je-li příliš velká, dochází v dutině k velkým ztrátám a poklesu fotonového toku. Optimální propustnost stanovíme z extrému výstupního fotonového toku jako funkce propustnosti:

$$\phi_0 = \frac{1}{2} \phi_s(\nu) T \left[ \frac{2\gamma_0(\nu)}{2(\alpha_s + \alpha_{m2})d - \ln(1-T)} - 1 \right] , \quad (3.1)$$

kde  $\phi_s(\nu)$  je hustota saturačního toku fotonů v laseru,  $T$  je propustnost,  $\gamma_0(\nu)$  představuje koeficient zesílení malého signálu,  $\alpha_s$  jsou ztráty v dutině,  $\alpha_{m2}$  ztráty na druhém zrcadle (nebo na ostatních zrcadlech) a  $d$  je délka rezonátoru.

V případě  $T \ll 1$ , zavedeme-li substituce  $g_0 = 2\gamma_0(\nu)d$  a  $Z = 2(\alpha_s + \alpha_{m2})d$ , je optimální propustnost výstupního zrcadla dána vztahem

$$T_{op} = \sqrt{g_0 Z} - Z . \quad (3.2)$$

Jednotlivé složky rovnic (1) a (2) lze stanovit výpočtem z následujících vzorců:

$$\gamma_0(\nu) = N_0 \sigma(\nu) = N_0 \frac{\lambda^2}{8\pi t_{sp}} g(\nu) , \quad (3.3a)$$

$$\alpha_{m2} = \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{R_2} , \quad (3.3b)$$

$$\phi_s(\nu) = \frac{1}{\tau_s \sigma(\nu)} . \quad (3.3c)$$

$N_0$  v rovnici (3a) má význam stacionárního rozdílu obsazení hladin laserového přechodu a závisí na rychlosti čerpání. Pro čtyřhladinové schéma, které je typické pro Nd:YAG lasery, platí pro tuto veličinu, za předpokladu zanedbatelné nezářivé složky laserového přechodu, přibližně

$$N_0 = \frac{t_{sp} N_a W}{1 + t_{sp} W} , \quad (3.4)$$

kde  $t_{sp}$  je střední doba spontánní emise,  $W$  je pravděpodobnost absorpce čerpacího záření v aktivním prostředí a  $N_a$  je celková populace na všech čtyřech zúčastněných hladinách.

Dalšími zúčastněnými veličinami jsou účinný průřez přechodu  $\sigma(\nu)$ , funkce průběhu spektrální čáry  $g(\nu)$ , odrazivost nevýstupního zrcadla  $R_2$  a saturační časová konstanta  $\tau_s$ , kterou lze v čtyřhladinovém systému vyjádřit

$$\tau_s = \frac{t_{sp}}{1 + t_{sp} W} . \quad (3.5)$$

$N_0$  i  $\tau_s$  lze odvodit z rychlostních rovnic pro čtyřhladinový čerpací model.

Pokud by mohlo v rezonátoru docházet k oscilaci ještě jiné silnější čáry, než je čára požadovaná, bývají vrstvy zrcadla pro tuto frekvenci vysoce propustné (např. při generaci 946 nm z laseru Nd:YAG je třeba zajistit vysokou propustnost

pro 1064 nm), je-li navíc přímo v rezonátoru generována druhá harmonická, musí být zrcadla vysoce reflexní pro základní frekvenci.

Co se týče tvaru, mohou být zrcadla rovinná nebo zakřivená - nejčastěji parabolická či sférická. V lineárním rezonátoru mohou být kromě koncových zpětnovazebních zrcadel ještě další zrcadla, která plní funkci fokusační. Zakřivení a vzdálenosti těchto zrcadel určují tvar a vlastnosti výstupního svazku.

### **Módy rezonátoru**

Nastavením vhodných vzdáleností zrcadel dochází v rezonátoru k výběru požadované rezonanční frekvence, ostatní frekvence jsou potlačeny. Oscilovat může jen záření takové frekvence, které se shoduje s některým z módů rezonátoru. Módy rezonátoru jsou prostorová uspořádání elektromagnetické energie v tomto zařízení a obvykle jsou značeny  $TEM_{mq}$ . Index  $q$  zde značí podélný mód a indexy  $m$  a  $n$  mód příčný.

Podélné módy mají směr shodný se směrem šíření fotonů v rezonátoru.

Odpovídající frekvence jsou celočíselnými násobky výrazu  $\frac{c}{2L}$ , v němž  $c$  je rychlost světla v rezonátoru a  $L$  značí délku rezonátoru. Z tohoto je zřejmé, že čím kratší je rezonátor, tím monochromatictější bude výstupní záření laseru. Shora uvedený výraz představuje mezimódovou vzdálenost

$$\Delta_m = \frac{c}{2L} . \quad (3.6)$$

Ačkoli módů může být relativně velké spektrum, nejsou všechny zesilovány stejně, což vede k tomu, že je zesilována jen určitá oblast kolem centrální frekvence. Uplatní se jen módy, u nichž zesílení v aktivním médiu převyšuje rezonátorové ztráty, tedy přispívají jen módy z frekvenčního pásma konečné šířky  $B$ . Počet módů v rezonátoru je potom

$$n_m = \frac{B}{\delta_m} . \quad (3.7)$$

Tato vícemódová generace vede k tomu, že výstupní frekvenční čára není ideálně nekonečně tenká, ale má jistou konečnou šířku  $\Delta\nu$ . Podélné módy rezonátoru mají také přímý vliv na koherentní vlastnosti výstupního svazku. Koherenční délka záření závisí na šířce čáry:



$$l_c = \frac{c}{2\pi\Delta\nu} \quad (3.8)$$

Příčné módy studujeme v rovině kolmé na směr šíření svazku. Nejjednodušším příčným módem je tzv. gaussovský mód TEM<sub>00</sub>. Tento mód je symetrický kolem osy rezonátoru a leží na ní. Jeho obraz na zrcadle má kruhový tvar. Nulové indexy  $m$  a  $n$  znamenají, že stopa svazku na zrcadle je souvislá a není rozdělena žádným minimem, tedy nulovou intenzitou, a to jak ve směru vodorovném, tak ve směru svislém. Rozložení intenzity tohoto módu je dáno gaussovskou funkcí, intenzita dosahuje největší hodnoty na ose.

Gaussovský mód je nejjednodušší formou obecně hermiteovských-gaussovských módů, ale také laguerrovských - gaussovských módů.

Hermiteovské-gaussovské módy jsou módy vyšších řádů, tedy, alespoň jedna ze složek  $m$ ,  $n$  je nenulová a stopa na zrcadle není souvislá, ale má více částí. Číselná hodnota těchto koeficientů představuje počet minim ve vodorovném a ve svislém směru. Tyto módy se generují na obdélníkovém zrcadle.

HG módy lze vyjádřit pomocí Hermiteových polynomů:

$$E_{mn} = A \frac{w_0}{w} (z) H_m \left[ \sqrt{2} \frac{x}{w(z)} \right] H_n \left[ \sqrt{2} \frac{y}{w(z)} \right] \exp \left[ ikz + ik \frac{\rho^2}{2R(z)} - (m+n-1) \operatorname{atg} \frac{z}{z_0} \right] \quad (3.9)$$

$$H_n(\xi) = (-1)^n e^{\xi^2} \frac{d^n}{d\xi^n} e^{-\xi^2} \quad (3.10)$$

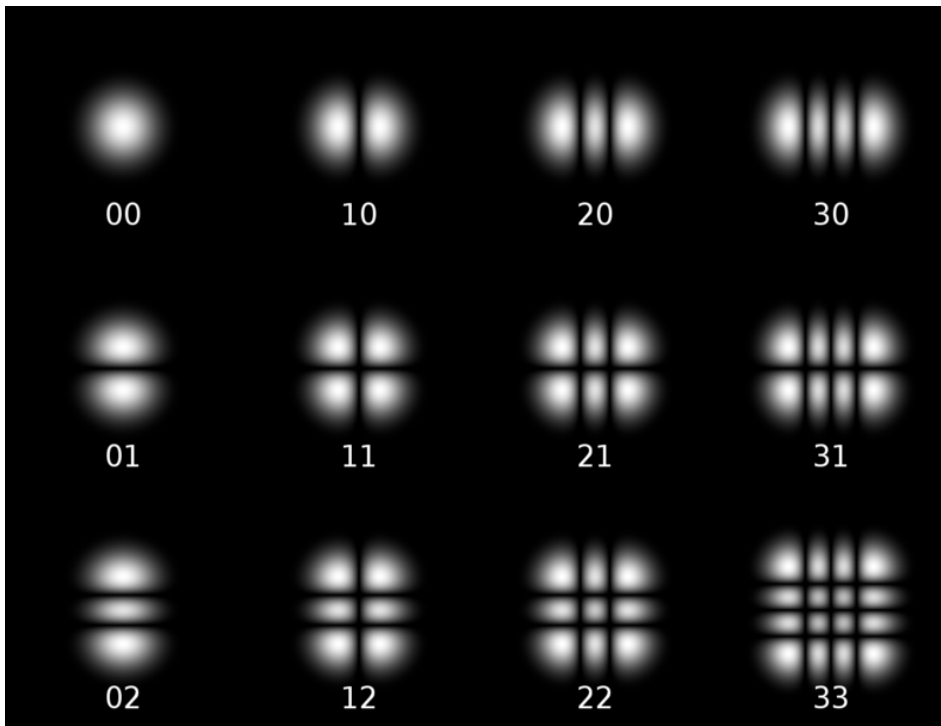
V těchto rovnicích jsou  $x$ ,  $y$  a  $z$  souřadnice,  $w(z)$  pološířka svazku,  $z_0$  Rayleighova vzdálenost,  $A$  amplituda vektoru elektrické intenzity,  $\rho^2 = x^2 + y^2$  a  $R(z)$  představuje poloměr vlnoplochy.

Hermiteovské-gaussovské módy jsou znázorněny na *Obrázku 3.1*.

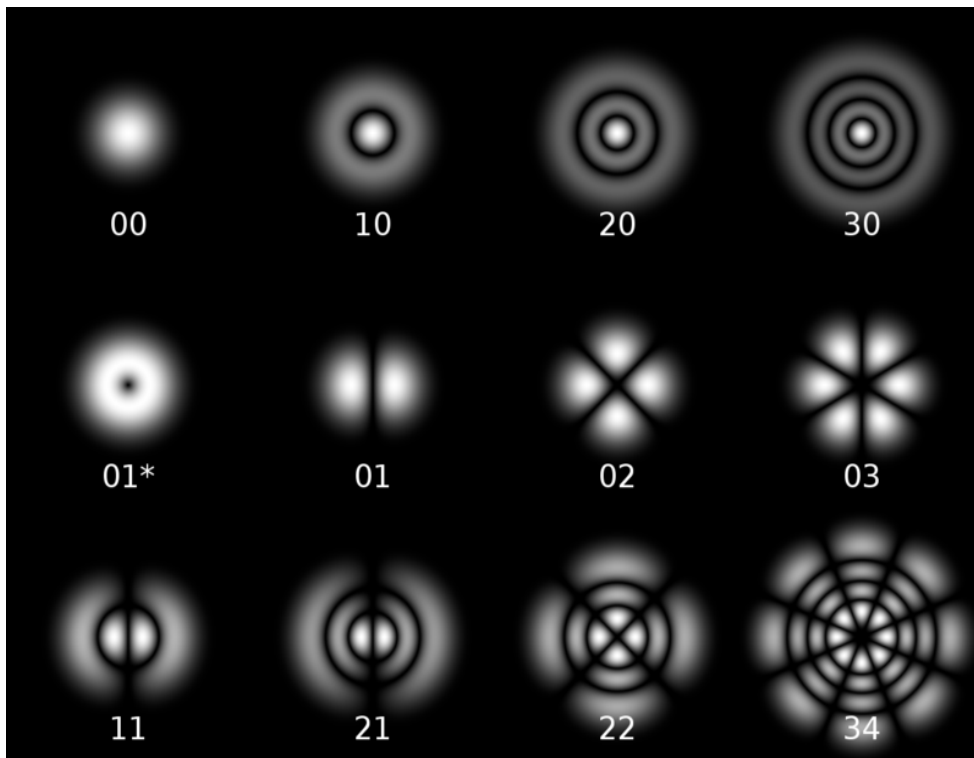
Módy laguerrovské-gaussovské vznikají na kruhových zrcadlech. Stopa LG módů má potom také kruhovou symetrii kolem osy. Koeficienty  $m$ ,  $n$  zde určují, zda na ose je, či není minimum a také počet kroužků s nulovou intenzitou. Oproti HG módům jsou méně stabilní, vložení poruchy do rezonátoru se LG mód překloupí na HG mód.

Obdobně jako u HG módů, i LG módy lze vyjádřit pomocí polynomů, tentokrát Laguerrových:

$$E_{mn} = \frac{e^{-in\phi}}{w(z)} \left(\frac{\rho}{w(z)}\right)^n L_m^n\left[\frac{2\rho^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[ikz + ik\frac{\rho^2}{2R(z)} - (m+n-1)atg\frac{z}{z_0}\right] \quad (3.11)$$



Obr. 3.1 Hermiteovské-gaussovské módy<sup>8</sup>



Obr. 2. Laguerrovské-gaussovské módy<sup>8</sup>

$$L_m^n(\xi) = \frac{1}{m!} e^\xi \xi^{-n} \frac{d^m}{d\xi^m} (e^{-\xi} x^{m+n}) \quad (3.12)$$

Laguerrovské-gaussovské módy jsou vyobrazeny na *Obrázku 3.2*.

Příčné elektromagnetické módy ovlivňují šířku a rozbíhavost svazku.

### **Gaussovský svazek**

Věnujme teď pozornost gaussovskému svazku. Jak už bylo řečeno, gaussovský mód je nejjednodušší formou HG i LG módů, tedy k němu lze dospět řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice jak v kartézských, tak v cylindrických souřadnicích. Lze ho popsat rovnicí pro komplexní amplitudu:

$$U(r) = A \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[\frac{-\rho^2}{w^2(z)} - ikz - ik \frac{\rho^2}{2R(z)} + i \operatorname{atg} \frac{z}{z_0}\right] \quad (3.13)$$

V rovnici (3.13) je  $r = (x, y, z)$  vektor polohy a  $\rho^2 = x^2 + y^2$ .

Gaussovský svazek je plně určen čtyřmi parametry - amplitudou  $A$ , směrem šíření či osou svazku, polohou pasu svazku a pološířkou pasu svazku  $w_0$  či Rayleighovou vzdáleností  $z_0$ .

Pas svazku je místo, kde je svazek nejužší, tj. má nejmenší pološířku. Pološířka se obvykle definuje jako vzdálenost od osy, v níž optická intenzita dosahuje  $1/e$  hodnoty intenzity osové. Na pološířku svazku má vliv poloměr křivosti zrcadel rezonátoru - čím větší bude poloměr zrcadel, tím užší bude svazek. V pase svazku je vlnoplocha rovinná, poloha pasu určuje počátek souřadnic -  $z_{\text{pasu}} = 0$ .

Rayleighova vzdálenost se stanovuje ve směru šíření. Je to vzdálenost od pasu svazku, v níž dosahuje poloměr vlnoplochy své nejmenší hodnoty  $2z_0$ .

Pološířka pasu gaussovského svazku a jeho Rayleighova vzdálenost jsou spolu vázány vztahem

$$z_0 = \frac{k w_0^2}{2} \quad (3.14)$$

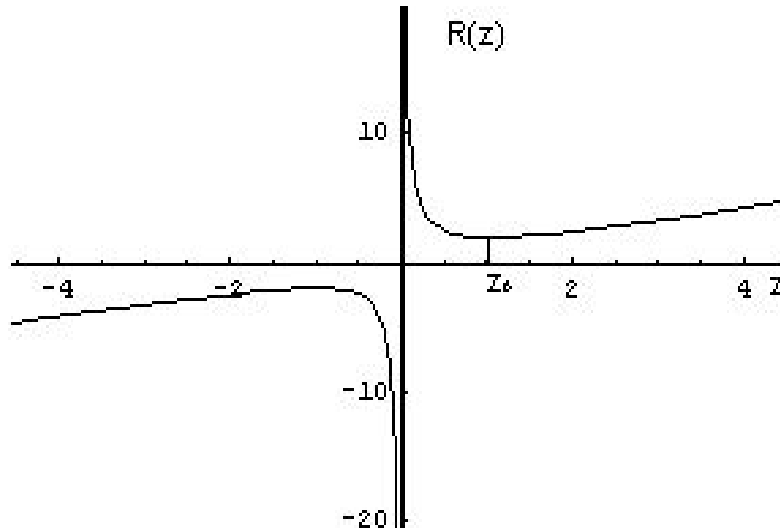
ve kterém konstanta úměrnost  $k$  je vlnové číslo.

Na  $w_0$  a  $z_0$  závisí také poloměr vlnoplochy a pološířka svazku mimo pas:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \quad (3.15)$$

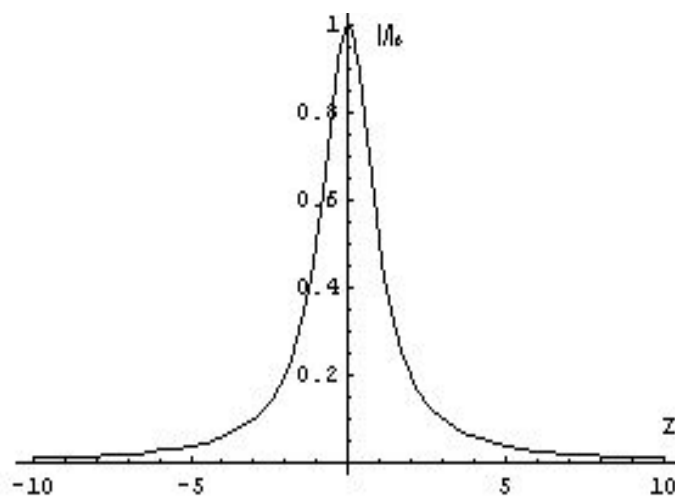
$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right) \quad (3.16)$$

Z rovnice (3.16) vyplývá, že v pase je vlnoplocha rovinná, dále její poloměr klesá, až dosáhne svého minima v Ryaileighově vzdálenosti a opětovně roste a znovu se blíží nekonečnu.



**Obr. 3.3** Vývoj poloměru křivosti vlnoplochy gaussovského svazku

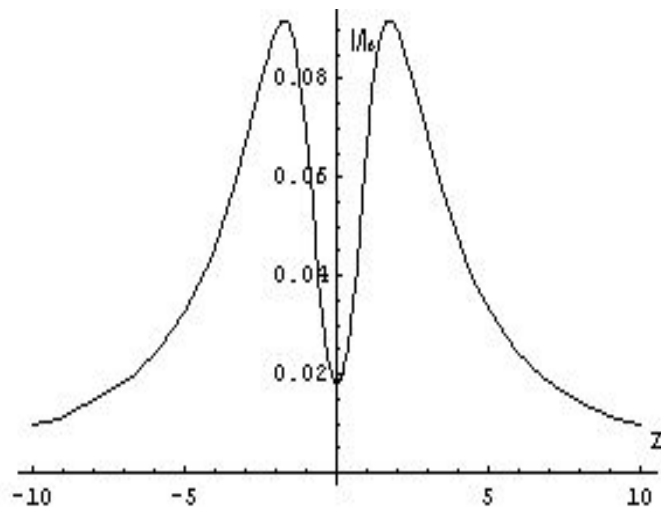
Vzhledem k tomu, že se s postupujícím svazkem mění i jeho pološířka, musí se měnit i rozložení optické intenzity. *Obrázky (3.4a,b,c)* vyobrazují změnu normované intenzity podél osy  $z$ , a to přímo na ose (a) a ve vzdálenostech  $0,7 \mu\text{m}$  (b) a  $1,4 \mu\text{m}$  (c) od osy (při  $w_0=0,5 \mu\text{m}$  a  $\lambda=785,3 \text{ nm}$ ).



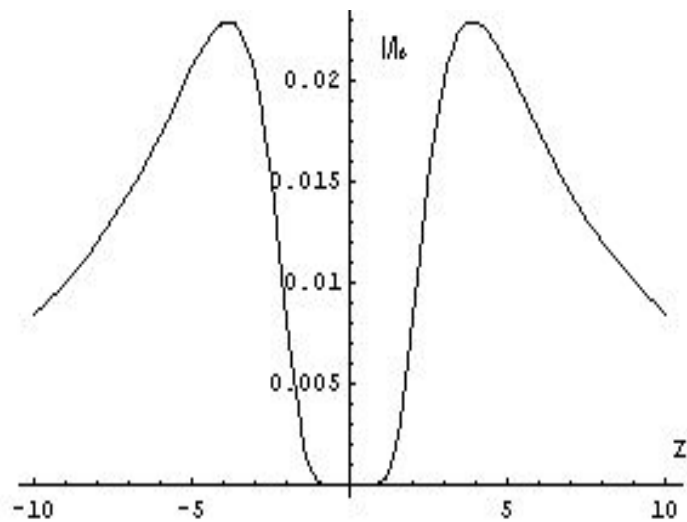
**Obr. 3.4a** Vývoj osové intenzity při šíření gaussovského svazku

Z těchto křivek je patrné, že s rostoucí vzdáleností od osy roste také vzdálenost polohy intenzitního maxima od polohy pasu svazku, což je v souladu se zákonem

zachování energie.



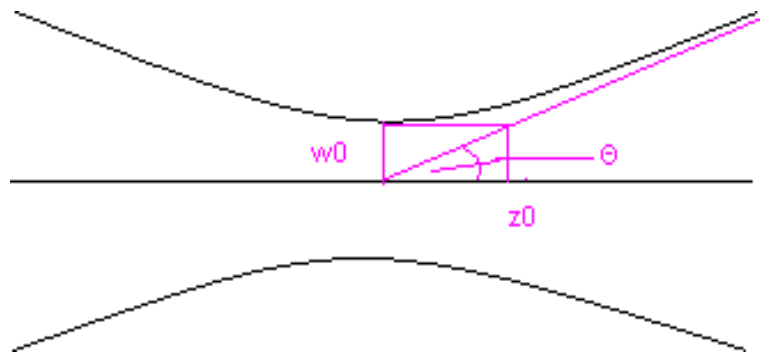
**Obr.3.4b** Vývoj intenzity gaussovského svazku ve vzdálenosti  $0,7 \mu\text{m}$  od osy



**Obr.3.4c** Vývoj intenzity gaussovského svazku ve vzdálenosti  $1,4 \mu\text{m}$  od osy

Jedním z parametrů popisujících gaussovský svazek je jeho úhel divergence. To je úhel, který svírá obálka svazku s osou svazku ve vzdálené oblasti. Ten se určí z rovnice (3.17), jejíž odvození při paraxiální aproximaci je patrné z Obrázku 3.5.

$$\Theta = \frac{w_0}{z_0} \quad (3.17)$$



**Obr.3.5 Gaussovský svazek**

Divergenční úhel je jedním z faktorů, které se podílejí na hodnocení kvality svazku. Je-li divergenční úhel svazku tak malý, jak je to jen možné s ohledem na pološířku pasu a vlnovou délku záření, tzn. může být fokusován do malého bodu, jedná se o difrakčně omezený svazek. U takového svazku se kvalita určuje pomocí *svazkového parametrového součinu (BPP)*, tedy součinu pološířky svazku a úhlové divergence. Pro hodnocení kvality ostatních svazků se používá tzv.  $M^2$  faktor. To je vlastně BPP difrakčně neomezeného svazku ku BPP difrakčně omezeného gaussovského svazku. To znamená, že největší kvality dosahuje svazek pro  $M^2=1$ . Čím větší  $M^2$  je, tím nižší je kvalita svazku. Někdy se kvalita vyjadřuje jako  $1/M^2$ .

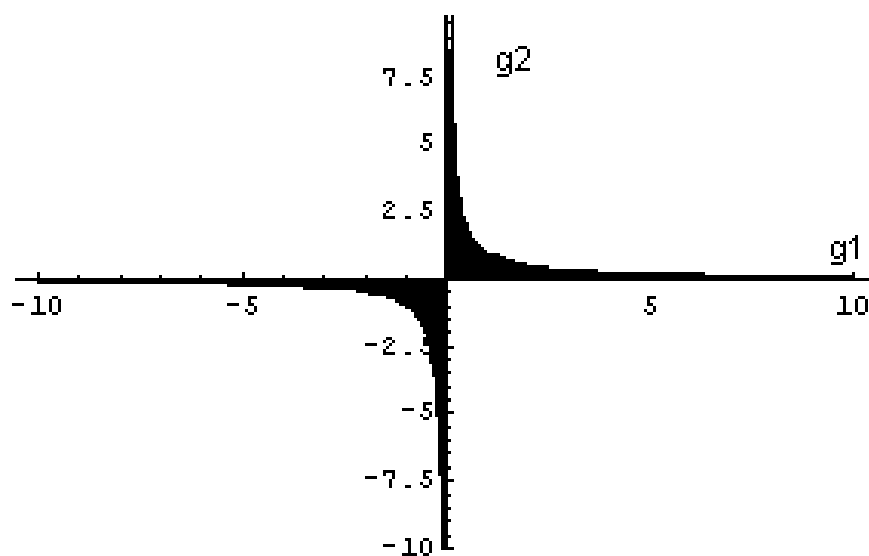
### **Uspořádání a stabilita rezonátoru**

Pro laserové operace je vhodné mít stabilní rezonátor, tj. takový rezonátor, kde se módy při obězích nemění.

V dvouzrcadlovém rezonátoru je třeba splnit podmínku stability

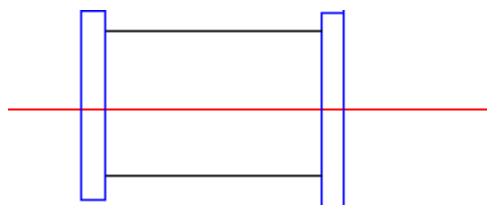
$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad . \quad (3.18)$$

V nerovnici (18) je L délka rezonátoru,  $R_1$  a  $R_2$  jsou poloměry zrcadel. Tato nerovnice definuje jistou oblast stability rezonátoru, která je graficky vynesena na *Obrázku 6*. Je zde využito obvyklého značení  $g_1 = 1 - L/R_1$  a  $g_2 = 1 - L/R_2$ .



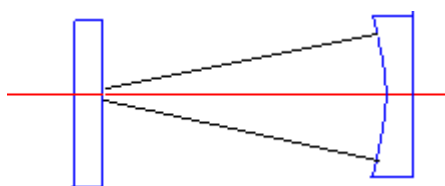
**Obr.3.6 Stabilita rezonátoru. Černá oblast představuje zóny stability**

K základním typům rezonátorů patří planparalelní rezonátor (Obrázek 3.7a), který je v podstatě mezním případem rezonátoru se dvěma sférickými zrcadly, zde s nekonečným poloměrem křivosti. V planparalelním rezonátoru obíhá rovinná vlna. V oblasti stability mu náleží souřadnice  $(g_1, g_2) = (1, 1)$ .



**Obr.3.7a Planparalelní rezonátor**

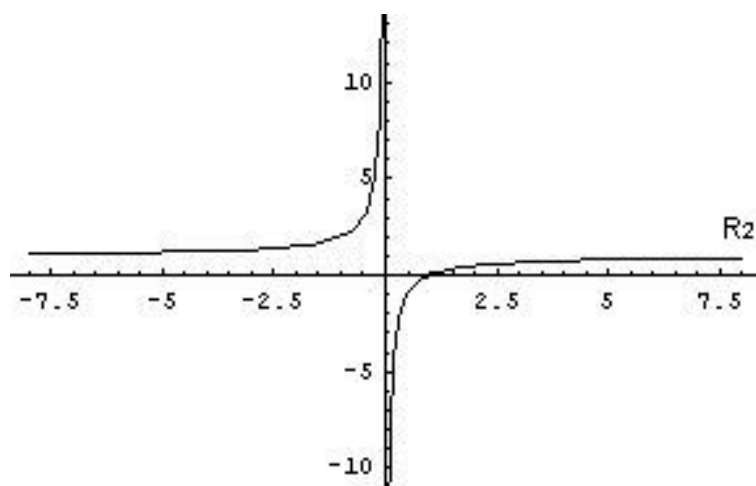
Je-li rovinné jen jedno zrcadlo a druhé vyduuté, jedná se o plankonkávní rezonátor (Obrázek 3.7b). Ten dále můžeme rozdělit do tří skupin podle vzájemného poměru poloměru křivosti konkávního zrcadla a délky rezonátoru. Z Obrázku 3.7c (v němž  $L=1$ ) je patrné, že v případě  $R < L$  je rezonátor nestabilní, naopak ve stabilní oblasti se nachází pro  $R > L$ . Třetí možnost je vlastně speciálním případem té druhé - rezonátor je stabilní,  $R=L$  a střed křivosti sférického zrcadla leží na zrcadle rovinném.



**Obr.3.7b Plankonkávní rezonátor**

Takovému rezonátoru se říká hemisférický. Ten je velmi stabilní, ale světlo je fokusováno do stopy s příliš malým poloměrem, a tedy i relativně vysokým výkonem, který může vést k poškození aktivního krystalu v pevnolátkovém laseru. Proto se používá zejména v nízkovýkonových laserech.

Podíváme-li se na levou polovinu *Obrázku 3.7c*, vidíme, že pro záporné poloměry dosahuje součin  $g_1 g_2$  vždy hodnoty větší než 1. To znamená, že plankonvexní rezonátor, tj. rezonátor sestávající z rovinného a vydutého zrcadla, nemůže být nikdy stabilní.



**Obr.7c. Stabilita plankonkávního rezonátoru**

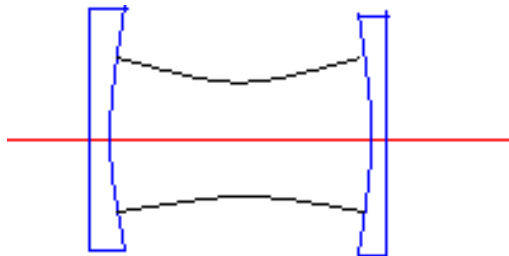
Teď věnujme pozornost rezonátorům bikonkávním (*Obrázek 3.7d*). Bikonkávní rezonátory sestávají ze dvou vydutých zrcadel obecně různého poloměru křivosti. Budeme-li analyzovat podmínku stability pro její mezní hodnoty 0 a 1, dospějeme pro nulu k plankonkávnímu či planoparalelnímu rezonátoru. Pro případ jedničky odvodíme vztah mezi poloměry zrcadel

$$R_1 + R_2 = L \quad (3.19)$$

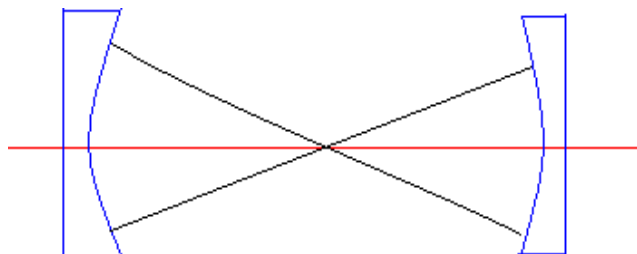
Ze vztahu (3.19) vyplývá, že obě zrcadla mají společný střed křivosti - rezonátor se



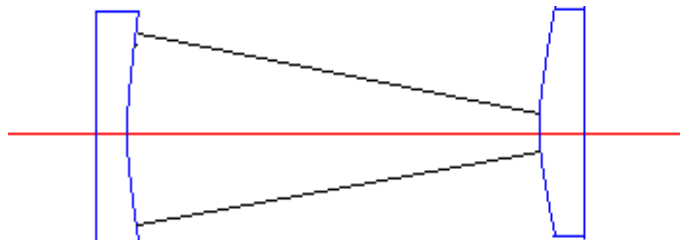
nazývá koncentrický (Obrázek 3.7d). Koncentrický rezonátor, podobně jako planoparalelní, je vysoce citlivý na rozladění. Rovnice (3.19) je platná i pro konkávně-konvexní rezonátory (Obrázek 3.7f), poloměr konkávního zrcadla je záporný.



**Obr.3.7d Bikonkávní rezonátor**



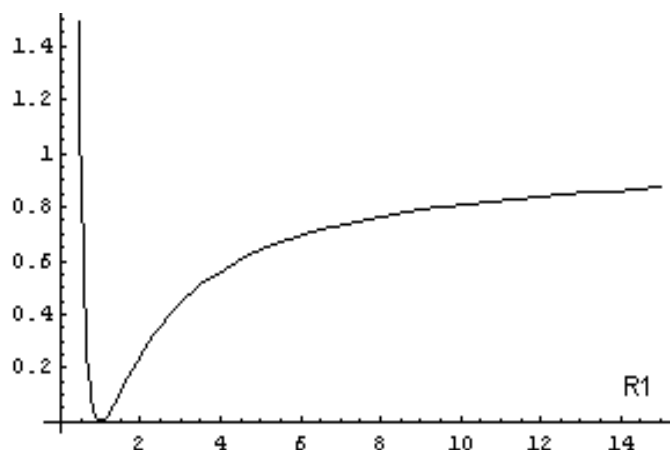
**Obr.3.7e Koncentrický rezonátor**



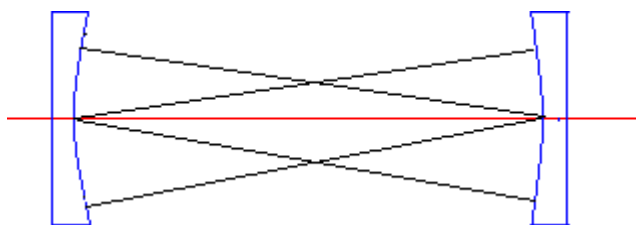
**Obr.3.7f Konkávně-konvexní rezonátor**

Ze skupiny bikonkávních rezonátorů lze vymezit ještě rezonátory symetrické, tedy takové, jejichž obě zrcadla mají stejný poloměr. Z Obrázku 3.7g (v němž  $L=1$ ) je zřejmé, že nejmenší poloměr ve stabilní oblasti je  $R=L/2$ . Koeficient stability je roven 1 a rezonátor je opět koncentrický. Souřadnice tohoto rezonátoru jsou  $(g_1, g_2)=(-1, -1)$ .

Minimum na křivce stability je dosaženo pro rezonátor konfokální (Obrázek 3.7h), to je takový rezonátor, ohnisko jehož prvního zrcadla leží na druhém zrcadle a naopak. Tento rezonátor má opět dobrou stabilitu, ale má relativně velký průměr svazku. Jeho souřadnice v oblasti stability jsou  $(g_1, g_2)=(1, 1)$ .



**Obr.3.7g Stabilita symetrického bikonkávního rezonátoru**



**Obr.3.7h Konfokální rezonátor**

Všechny shora uvedené sestavy jsou pasivní dvouzrcadlové rezonátory. Pasivní proto, že neobsahují aktivní médium, jak je tomu u laserů. Aktivní médium v rezonátoru má vyšší index lomu než index lomu prázdného rezonátoru, což vede například k tomu, že geometrická délka koncentrického rezonátoru bude kratší, než je součet poloměrů zrcadel. Hlavní vliv aktivního média na stabilitu rezonátoru bude však jiný. Jak bylo zmíněno dříve, v laserovém krystalu vzniká vlivem nerovnoměrného zahřívání tepelná čočka, která fokusuje procházející svazek, a tím mění jeho tvar. Tvar může být ovšem změněn také optickými čočkami a zrcadly umístěnými mezi krajními zrcadly rezonátoru. Potom už se nejedná o rezonátor dvouzrcadlový.

Vliv těchto fokusačních prvků lze vyjádřit novým zápisem činitelů  $g_1$  a  $g_2$ :

$$g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L_0}{R_1} \quad (3.20a)$$

$$g_2 = 1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L_0}{R_2} \quad (3.20b)$$

$$L_0 = L_1 + L_2 - \frac{L_1 L_2}{f} . \quad (3.20c)$$

V rovnicích (3.20a,b,c) značí  $L_1$  a  $L_2$  vzdálenosti fokusačního členu od obou koncových zrcadel. Stále je však třeba dodržet podmínku, že součin  $g_1$  a  $g_2$  nabývá hodnot od nuly do jedné. Činitele  $g_1$  a  $g_2$  musí současně splňovat i podmínku stability (3.18). Porovnáním výrazů pro tyto činitele v rovnici (3.18) a v rezonátoru s vloženým fokusačním členem dostaneme nové hodnoty poloměrů křivosti  $R_1'$  a  $R_2'$ , které lze vyjádřit rovnicemi

$$R_1' = \frac{L}{\frac{L_2}{f} \left(1 - \frac{L_1}{R_1}\right) + \frac{L}{R_1}} , \quad (3.21a)$$

$$R_2' = \frac{L}{\frac{L_1}{f} \left(1 - \frac{L_2}{R_2}\right) + \frac{L}{R_2}} . \quad (3.21b)$$

V rovnicích (3.21a,b) je  $L = L_1 + L_2$ .

Rezonátor s vloženým fokusačním členem bude mít stabilitu jako dvouzrcadlový pasivní rezonátor s jinými poloměry křivosti koncových zrcadel, než má rezonátor skutečný, což znamená, že vložením fokusačního prvku se změní schéma stability rezonátoru.

Nejjednodušším příkladem ilustrujícím tuto skutečnost je vložení čočky (případně sférického zrcadla, což vyžaduje i změnu geometrie rezonátoru) doprostřed dutiny rezonátoru. V tomto uspořádání platí  $R_1' = R_2' = 2f$ . Je-li  $f = L/2$ , vede úloha ke konfokálnímu rezonátoru, pro  $f = L/4$  k symetrickému koncentrickému rezonátoru.

### 3. Nelineární krystaly pro zdvojování frekvence optického záření

Nelineární podstata dielektrika se začíná projevovat, jestliže jím prochází optické záření vyšší intenzity. Tehdy nelze polarizaci dielektrika považovat za lineární funkci elektrické intenzity, ale je možné ji rozvinout do Taylorovy řady. Význam mají zejména členy prvního až třetího řádu rozvoje, vyšší řády jsou vzhledem k nim slabé. Obvyklý zápis této řady je

$$P = \epsilon_0 \chi E + 2d E^2 + 4\chi^{(3)} E^3 + \dots, \quad (4.1)$$

kde  $\epsilon_0$  je permitivita vakua,  $\chi$  je lineární susceptibilita,  $d$  je koeficient kvadratické nelinearity a  $\chi^{(3)}$  je koeficient kubické nelinearity.

Zdvojování frekvence optického záření nebo také generace druhé harmonické v krystalu je projevem nelinearity druhého řádu v tomto krystalu. Jedná se o takový jev, kdy z krystalu vystupuje záření o dvojnásobné frekvenci než mělo záření vstupní. Generace druhé harmonické je vlastně degenerovaný třívlňový proces, kdy dvě ze zúčastněných vln mají stejnou frekvenci.

Třívlňový proces je nelineární jev druhého řádu, při němž se dvě vlny mění na vlnu třetí, nebo naopak z jedné vlny se stávají vlny dvě. K těmto konverzím může docházet v nelineárním prostředí, jsou-li splněny dvě podmínky:

První z nich je *frekvenční podmínka*

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2, \quad (4.2)$$

tedy součet frekvencí vstupujících do procesu je roven frekvenci z procesu vystupujících a naopak. Pro zdvojování frekvence má fázová podmínka tvar

$$\omega_{fun} = 2\omega_{SHG}, \quad (4.3)$$

kde  $\omega_{fun}$  je frekvence základní vlny a  $\omega_{SHG}$  je frekvence druhé harmonické.

Druhá podmínka se nazývá *fázová podmínka*

$$k_3 = k_1 + k_2, \quad (4.4)$$

kde jednotlivá  $k$  představují vlnové vektory tří zúčastněných složek. Ty zde, jak je zřejmé už z názvu, reprezentují sladění fází všech tří vln.

V případě zdvojování druhé harmonické vede fázová podmínka ke tvaru

$$n(2\nu) = n(\nu), \quad (4.5)$$

tedy index lomu nelineárního prostředí musí být stejný pro základní i druhou

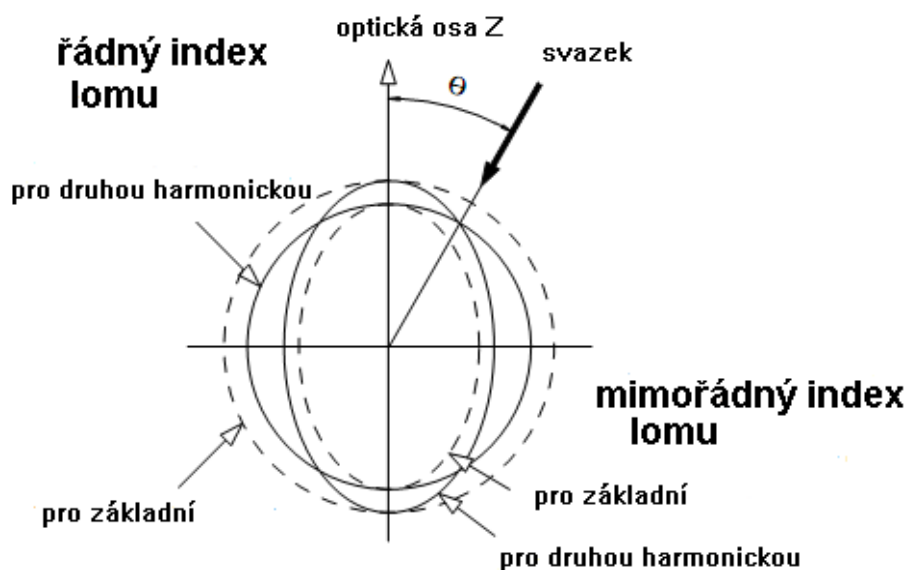
harmonickou. Protože prostředí není nedisperzní, nemůže být tato podmínka zcela splněna. V tom případě platí

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 \leq 0 \quad . \quad (4.6)$$

$\Delta k$  se nazývá fázové rozladění. Je-li malé, ke generaci druhé harmonické může stále docházet. V takovém případě se jedná o fázové kvazisladění.

Aby bylo dosaženo splnění fázové podmínky v krystalu navzdory disperzi, využívá se tzv. úhlové sladění fáze. Podstatou tohoto sladění je fakt, že krystalem se šíří s různým indexem lomu vlna řádná a vlna mimořádná (v případě dvouosých krystalů se používá označení rychlá a pomalá vlna). V případě generace druhé harmonické v pozitivním krystalu má druhá harmonická řádný index lomu, zatímco fundamentální vlna mimořádná.

Úhlové sladění se realizuje vhodným natočením dopadajícího světla vůči optickým osám krystalu. Úhel, který svírá svazek s osou  $z$ , značíme  $\Theta$  (Obrázek 1), úhel svíraný s osou  $x$  značíme  $\varphi$ .



**Obr. 4.1 Fázové sladění, úhel  $\Theta$**

Rozlišujeme dva typy fázového sladění: typ I, kdy vlny na stejné straně procesu, tj. obě vlny vstupující nebo vystupující, mají stejný směr polarizace a současně je jejich směr polarizace kolmý ke třetí vlně v procesu, a typ II, kdy dvě vlny na stejné straně procesu mají směry polarizace vzájemně kolmé.

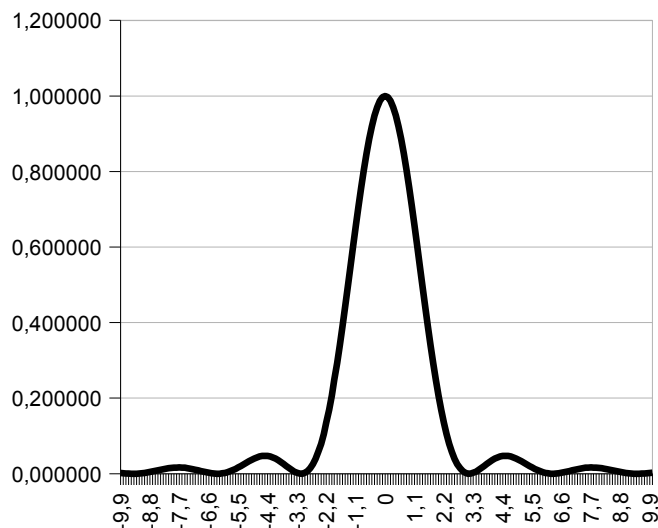
Pro generaci druhé harmonické je třeba vybrat vhodný krystal. Důležitými parametry pro volbu krystalu jsou konverzní účinnost, práh poškození, akceptovatelný úhel dopadu, spektrální rozsah, velikost krystalu, teplotní rozsah použití, akceptovatelná vlhkost,...

Nejvýznamnějším z těchto parametrů je *konverzní účinnost*, která určuje, kolik výkonu první harmonické se přetvoří na výkon druhé harmonické, vypovídá tedy o energetické náročnosti procesu zdvojování frekvence. Pro konverzní účinnost krystalu platí vztah:

$$\eta = C \cdot P \cdot L^2 \cdot d_{eff}^2 \cdot \frac{\sin^2(\Delta k \cdot \frac{L}{2})}{(\Delta k \cdot \frac{L}{2})^2}, \quad (4.7)$$

kde  $P$  představuje vstupní výkon,  $L$  délku krystalu,  $d_{eff}$  je efektivní nelineární koeficient druhého řádu použitého krystalu a  $\Delta k$  značí fázové rozladění a  $C$  je konstanta úměrnosti, která závisí na dalších vlastnostech krystalu. Závislost účinnosti na fázovém rozladění,

respektive na parametru  $\Delta k \frac{L}{2}$  je vyznačena na *Obrázku 2*. Za ještě přijatelné se považuje takové rozladění, při němž účinnost neklesne pod poloviční hodnotu účinnosti při  $\Delta k=0$ .



**Obr. 4.2 Závislost konverzní účinnosti na fázovém rozladění**  
**Na vodorovné ose  $\Delta k L/2$ , na svislé ose normovaná účinnost**

V případě anizotropních prostředí má koeficient nelinearity tvar tenzoru. Tenzor nelinearity druhého řádu má potom složky  $d_{ijk}$ , kde  $i, j, k$  mohou nabývat hodnot  $x, y$ , nebo  $z$ . Pro tyto složky se obvykle používá číselné označení takové, že  $x$  je vyjádřeno číslicí 1,  $y$  číslicí 2 a  $z$  číslicí 3. Vzhledem k symetrii krystalu, která způsobuje, že některé složky (symetrické přes hlavní osu) jsou stejné, a nulové hodnotě některých složek, se počet účinných složek tenzoru snižuje na několik málo. Potom se přechází ke značení koeficientů s dvojčiferným indexem  $d_{ij}$ , kde  $i$  má stejný význam jako prve a  $j$  značí původní dvojici  $jk$  takto:

$$\begin{array}{lll} xx=1 & yy=2 & zz=3 \\ yz=zy=4 & xz=zx=5 & xy=yx=6. \end{array}$$

Pro každé natočení krystalu lze určit ze složek tohoto tenzoru a úhlů  $\Theta$  a  $\varphi$  určit efektivní koeficient nelinearity, který má přímý vliv na účinnost konverze, jak je uvedeno výše.

Další parametry souvisí s prostředím, v němž je krystal umístěn, a s vlastnostmi laseru použitého jako zdroj vstupního záření. K těm druhým patří *spektrální rozsah*, který má význam pro šířku frekvenčního pásma laserového záření, a *akceptovatelný úhel dopadu*, který má návaznost na divergenci výstupního svazku. *Práh poškození* má význam pro použití vysokých výkonů, tedy požadujeme, aby byl co nejvyšší.

Pro zdvojování frekvence existuje několik možností experimentálního uspořádání. Prvním z nich je umístění nelineárního krystalu v rezonátoru, kde dále můžeme rozlišit umístění v rezonátoru společně s aktivním krystalem a umístění v samostatném vnějším rezonátoru. Druhou možností je umístění nelineárního krystalu za laser, tedy vně rezonátoru, a využití jednoduchého průchodu skrze něj.

Varianta s rezonátorem má díky zpětné vazbě vyšší konverzní účinnost, ale je náročnější na nastavení laseru. Také se u ní vyskytuje tzv. green problem. Ten se projevuje fluktuacemi amplitudy a je způsoben současnou oscilací více módů, které splňují podmínku pro fázové kvazisládění.

Při zdvojování frekvence jednoduchým průchodem svazku skrz nelineární krystal není třeba tak složité nastavování, ale účinnost konverze je mnohem nižší.

## **Nelineární krystaly a jejich vlastnosti**

Jako nelineární krystaly v laserových operacích jsou nejčastěji používány různé modifikace tří krystalových skupin. Jedná se o niobáty, fosfáty a boráty, lze však použít také jiné sloučeniny podobné struktury a vlastností.

### **BIBO**

BIBO je označení krystalu orthobismutborátu  $\text{BiB}_3\text{O}_6$ . Jedná se o dvouosý krystal s jednoklonnou krystalovou mřížkou. Vyznačuje se vysokým koeficientem nelinearity, který vede k vysoké konverzní účinnosti více než 60 % a současně je použitelný pro vysoké výkony vzhledem k vysokému prahu poškození. Kombinuje tedy výhody často používaných nelineárních krystalů KTP a BBO. Vyrábí se z taveniny oxidů  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  a  $\text{B}_2\text{O}_3$  smíchaných v poměru 1:3. Je průchodný pro vlnové délky v rozsahu 280 až 2800 nm.

Využitím ladění fáze krystalu v rovinách vymezených osami, tedy v hlavních rovinách xy, xz a yz, dosáhneme analogie s jednoosými krystaly. V těchto rovinách se záření šíří ve shodě s indexy lomu  $n_x$ ,  $n_y$  a  $n_z$ . Ty lze pro konkrétní vlnovou délku spočítat ze Sellmeierových rovnic pro dané prostředí. Pro krystal BIBO vypadají rovnice následovně:

$$n_x^2 = 3,0740 + \frac{0,0323}{\lambda^2 - 0,0316} - 0,01337 \lambda^2, \quad (4.8a)$$

$$n_y^2 = 3,1685 + \frac{0,0373}{\lambda^2 - 0,0346} - 0,01750 \lambda^2, \quad (4.8b)$$

$$n_z^2 = 3,6545 + \frac{0,0511}{\lambda^2 - 0,0371} - 0,02260 \lambda^2, \quad (4.8c)$$

přičemž vlnová délka  $\lambda$  se udává v mikrometrech. Z těchto indexů lomu lze následně určit úhly  $\Theta$  či  $\varphi$  pro fázové sladění.

Fázové sladění typu I je dosažitelné v rovině xy pro vlnové délky 540 až 610 nm (oo-e), úhel  $\Theta$  je zde roven  $90^\circ$ , v rovině yz (ee-o) pro vlnové délky 542 nm až 1,18  $\mu\text{m}$  při ladění fáze  $\Theta$  od  $90^\circ$  do  $180^\circ$  a pro vlnové délky 2,33 až 3  $\mu\text{m}$  při  $\Theta$  od  $160^\circ$  do  $180^\circ$ , a konečně v rovině xz (oo-e) v rozsahu 1,18 až 2,33  $\mu\text{m}$  při  $\Theta$  od  $1^\circ$  do  $11^\circ$  a pro 610 nm až 3  $\mu\text{m}$  při úhlech  $35^\circ$  až  $90^\circ$ .

V uvedeném značení o představuje v dané rovině normálový směr polarizace a e směr polarizace k o kolmý.

Fázové sladění typu II je možné v rovině xy (oe-e) pro záření v rozsahu 690 až 790 nm a v rovině xz (oe-o) pro 795 nm až 3  $\mu\text{m}$ . V rovině xy není tento typ možný



vzhledem ke krystalické struktuře.

Ze shora uvedeného výčtu je zřejmé, že pro zdvojování frekvence Nd:YAG laseru do modré oblasti je vhodné fázové sladění typu I v rovině yz. V této rovině je úhel  $\varphi=90^\circ$  a úhel  $\Theta$  je možný ve dvou hodnotách, jejichž součet je  $180^\circ$ .

Úhel  $\Theta$  lze spočítat ze vztahů

$$\operatorname{tg}^2[\Theta]=\frac{1-U}{U-S}, \quad (4.9a)$$

$$U=\frac{(A+B)^2}{C^2}, \quad S=\frac{(A+B)^2}{(D+E)^2}, \quad (4.9b,c)$$

$$A=\frac{n_{ay}}{\lambda_a}, \quad B=\frac{n_{by}}{\lambda_b}, \quad C=\frac{n_{cx}}{\lambda_c}, \quad D=\frac{n_{az}}{\lambda_a}, \quad E=\frac{n_{bz}}{\lambda_c}. \quad (4.9d,e,f,g)$$

Indexy  $x, y, z$  u indexů lomu představují směry šíření světla podél os, indexy  $a, b, c$  vybírají vlnu; pro případ zdvojování frekvence přináležejí indexy  $a, b$  základní harmonické a index  $c$  druhé harmonické.

V uvedené rovině lze stanovit efektivní koeficient nelinearity ze vztahu

$$d_{\text{eff}}=-d_{122}\cos^2\Theta-d_{133}\sin^2\Theta+d_{123}\sin 2\Theta \quad (4.10)$$

Pro generaci druhé harmonické v modré oblasti na 473 nm byly spočteny hodnoty úhlu  $\Theta=161,721^\circ$  a  $\Theta=18,279^\circ$ , přičemž větší úhel vede k vyšší konverzní účinnosti vzhledem k většímu efektivnímu nelineárnímu koeficientu -3,423 pm/V, pro menší úhel je  $d_{\text{eff}}=-1,481$  pm/V.

Krystal BIBO je vzhledem ke své anizotropii dvojlomný. V důsledku toho je směr šíření optické energie v krystalu  $\mathbf{s}$  odlišný od směru vlnového vektoru  $\mathbf{k}$ . Tento jev se nazývá dvojlomný rozchod (walk-off) a úhlu, který  $\mathbf{s}$  a  $\mathbf{k}$  svírají, se říká úhel dvojlomu. Tento jev má významný vliv na kvalitu laserového svazku, která klesá s rostoucím úhlem dvojlomu.

#### Tabulka 1. Vlastnosti krystalu BIBO

Krystalická struktura:	jednoklonná
Mřížkové konstanty:	a=7,116 Å
	b=4,993 Å
	c=6,508 Å
	$\beta=105,6^\circ$

Tvrđost:	5			
Hustota:	5,033 g/cm <sup>3</sup>			
Rozsah propustnosti:	268 nm ÷ 2,5 μm			
Rozsah laditelnosti fáze:	306,5 nm ÷ 1,25 μm			
Index lomu: pro 946 nm:	n <sub>x</sub> =1,7605			
	n <sub>y</sub> =1,7878			
	n <sub>z</sub> =1,9219			
pro 473 nm:	n <sub>x</sub> =1,7998			
	n <sub>y</sub> =1,8335			
	n <sub>z</sub> =1,9807			
Teplotní změna n:				
Nelineární koef. [pm/V]:	d <sub>11</sub> = 2,53	d <sub>12</sub> = 2,93	d <sub>13</sub> = -1,93	d <sub>14</sub> = 1,63
	d <sub>25</sub> =1,67	d <sub>26</sub> =3,48	d <sub>35</sub> = -1,58	d <sub>36</sub> = 1,67

### **Další nelineární krystaly**

Lithný niobát LiNbO<sub>3</sub> se obvykle používá v periodicky pólované podobě (**PPLN**). Periodické pólování je periodická změna orientace domén, jejímž důsledkem je změna nelineárního koeficientu k vyšší hodnotě. LiNbO<sub>3</sub> má nízký práh poškození, ale vysokou nelinearitu. Používají se na frekvenční konverzi a elektrooptické modulátory. Jejich nevýhodou jsou fotorefraktivní účinky. Je-li krystal dopován MgO, zvýší se jeho práh poškození bez podstatnější změny ostatních vlastností. Pro generaci druhé harmonické, konkrétně v modré oblasti, se používá také draselný niobát **KNbO<sub>3</sub>**.

**Tabulka 2. Vlastnosti krystalu LiNbO<sub>3</sub>**

	<b>LiNbO<sub>3</sub></b>	<b>KNbO<sub>3</sub></b>
Krystalická struktura:	klencová	kosočtverečná
Mřížkové konstanty:	a=5,148 Å	a=5,697 Å
	c=13,863 Å	b=3,971 Å
		c=5,722 Å
Tvrđost:	5	5
Hustota:	4,64 g/cm <sup>3</sup>	4,62 g/cm <sup>3</sup>

Teplota tání:	1528 K	1323 K
Rozsah propustnosti:	420 nm ÷ 5,2 μm	350 nm ÷ 4,5 μm
Rozsah laditelnosti:		860 nm ÷ 2 μm
Index lomu: pro 946 nm:	$n_o=2,2404$	$n_x=2,1267$
	$n_e=2,1666$	$n_y=2,2284$
		$n_z=2,2680$
pro 473 nm:	$n_o=2,3593$	$n_x=2,2380$
	$n_e=2,2650$	$n_y=2,3658$
		$n_z=2,4352$
Teplotní změna n:	$dn_o/dT=-0,874 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	
	$dn_e/dT=39,073 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	

Nejznámějším a nejpoužívanějším krystalem skupiny fosfátů je krystal  $\text{KTiOPO}_4$  označovaný kryptogramem **KTP**. Jeho výhodou je vysoký efektivní koeficient nelinearity a také to, že není hydrokopický. Má široký spektrální rozsah a malý úhel dvojlomu. Dobré jsou i jeho mechanická odolnost (tvrdost) a chemická stabilita. Někdy bývá též periodicky pólován.

Mezi fosfáty patří také další oblíbený krystal **KDP** ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ). Na rozdíl od KTP má nízkou nelinearitu a je hydrokopický, naopak výhodami jsou vysoký práh poškození a možnost výroby velkých krystalů. Je využitelný pro generaci druhé, třetí i čtvrté harmonické.

**Tabulka 2. Vlastnosti krystalů KTP a KDP**

	<b>KTP</b>	<b>KDP</b>
Krystalická struktura:	kosočtverečná	čtverečná
Mřížkové konstanty:	$a=12,818 \text{ \AA}$	$a=7,453$
	$b=6,404 \text{ \AA}$	$c=6,975$
	$c=10,596 \text{ \AA}$	
Tvrdost:	5	2,5
Hustota:	$3,01 \text{ g/cm}^3$	$2,338 \text{ g/cm}^3$
Teplota tání:	1445 K	
Rozsah propustnosti:	350 nm ÷ 4,5 μm	174 nm ÷ 1,57 μm
Rozsah laditelnosti:	994 nm ÷ 3,6 μm	

Index lomu:	pro 946 nm:	$n_x=1,744$	$n_o=1,495$
		$n_y=1,806$	$n_e=1,461$
		$n_z=1,911$	
	pro 473 nm:	$n_x=1,794$	$n_o=1,517$
		$n_y=1,806$	$n_e=1,474$
		$n_z=1,911$	
Teplotní změna n:		$dn_x/dT=1,1 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	
		$dn_y/dT=1,3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	
		$dn_z/dT=1,6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	

Reprezentantem borátů je krystal **LBO** ( $\text{LiB}_3\text{O}_5$ ). Je vhodný zejména pro nelineární frekvenční konverzi v pulsních laserech, kde dosahuje vysoké konverzní účinnosti, pro pulsní operace se hodí také vysokým prahem poškození. Je dvouosý a nehyroskopický.

Naproti tomu krystal **BBO** ( $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ) je krystal jednoosý a mírně hyroskopický. Jeho výhodou je velký nelineární koeficient (větší než LBO, ale menší než BIBO), nevýhodou zase velký úhel dvojlomu.

**Tabulka 3. Vlastnosti krystalů LBO a BBO**

	<b>LBO</b>	<b>BBO</b>	
Krystalická struktura:	kosočtverečná	klencová	
Mřížkové konstanty:	$a=8,4473 \text{ \AA}$ $b=3,3788 \text{ \AA}$ $c=5,1395 \text{ \AA}$		
Tvrdość:	6	4,5	
Hustota:	$2,474 \text{ g/cm}^3$	$3,85 \text{ g/cm}^3$	
Teplota tání:	1107 K	1095 K	
Rozsah propustnosti:	$160 \text{ nm} \div 2,6 \text{ \mu m}$	$180 \text{ nm} \div 3,5 \text{ \mu m}$	
Rozsah laditelnosti:	$554 \text{ nm} \div 2,6 \text{ \mu m}$	$189 \text{ nm} \div 1,75 \text{ \mu m}$	
Index lomu:	pro 946 nm:	$n_x=1,5285$	$n_o=1,6236$
		$n_y=1,5452$	$n_e=1,5413$
		$n_z=1,6077$	
	pro 473 nm:	$n_x=1,5819$	$n_o=1,6806$

Teplotní změna n:

$$n_y = 1,6122$$

$$n_z = 1,6246$$

$$dn_x/dT = -1,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$$

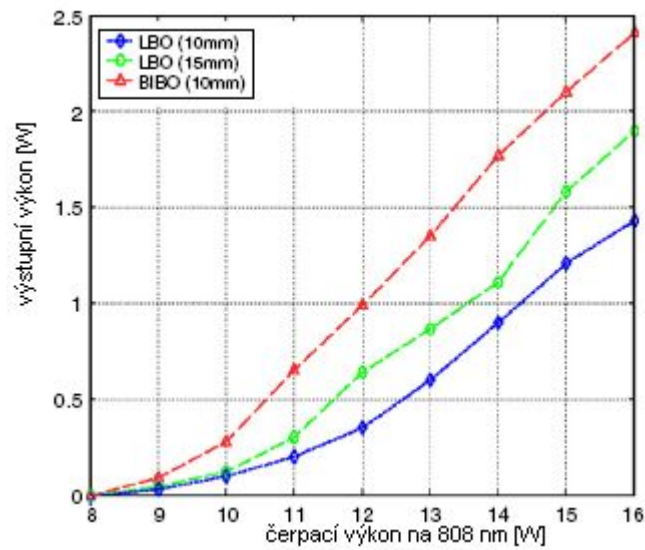
$$dn_y/dT = -13,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$$

$$dn_z/dT = (-6,3 + 2,1 \lambda) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$$

$$n_e = 1,5613$$

$$dn_o/dT = -9,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$$

$$dn_e/dT = -16,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$$



**Obr.4.3. Srovnání účinnosti nelineárních krystalů**

Srovnání je provedeno v geometrii podobné té u laseru v kapitole 4.

Bylo provedeno ve studii [6].

## **4. Konstrukce laseru**

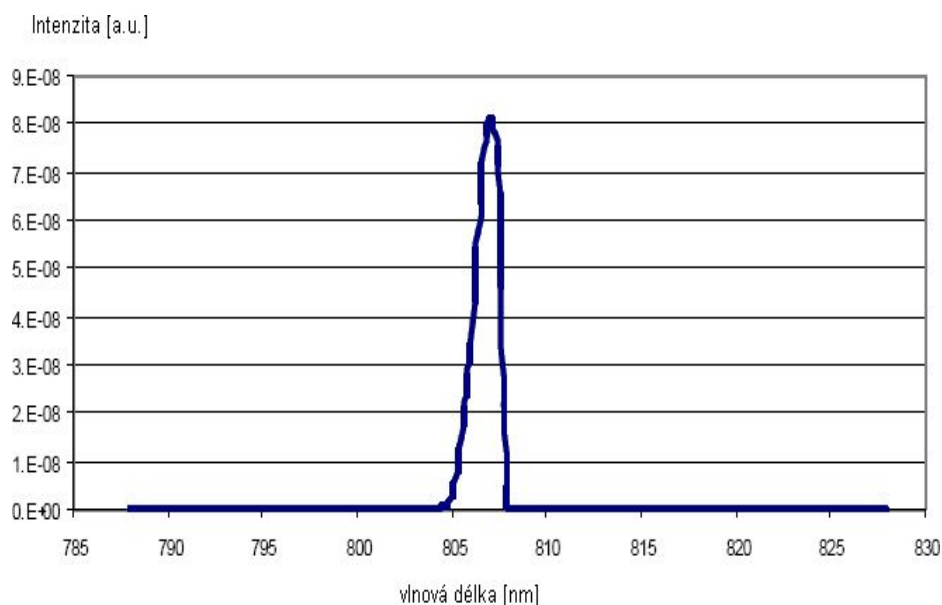
V této části se budeme zabývat konstrukčními parametry konkrétního laseru. Jedná se o laser čerpaný polovodičovou diodou, jehož aktivním prostředím je krystal Nd:YAG, rezonátor je lineární s V-geometrií a je v něm umístěn nelineární krystal BiBO<sub>3</sub> pro generaci druhé harmonické.

### **Laserová dioda**

Základními parametry pro výběr laserové diody jsou její emisní vlnová délka a výkon. Chceme-li diodu použít pro čerpání Nd:YAG laseru, potřebujeme diodu vyzařující na vlnové délce 808 nm s výkonem řádově v jednotkách wattů. Vhodná je například dioda od japonské firmy Hamatsu L8413, vyzařující na požadované vlnové délce při 20°C výkon 15 až 20 W, nebo multimódová laserová dioda americké firmy Axcel Photonics ve variantách 8 W, 10 W a 15 W při 25 °C. Pro naši konstrukci byla zvolena 10 W dioda Axcel CM-808-010W-430, která má sice o něco nižší stoupavou účinnost (1,2 W/A oproti 1,5 W/A), ale také ji charakterizuje nižší prahový proud (180 mA :10 W). Obě laserové diody se vyznačují úzkou čarou (Obrázek 5.1) a divergencí svazku ~ 35° ve směru vertikálním a 10° ve směru paralelním.

Stoupavou účinnost, rozdíl od účinnosti celkové, lze považovat za parametr zesilovacího prostředí. Jedná se o výkon vygenerovaný jednotkou čerpání (v případě LD je to ampér, v případě optického čerpání watt) po překročení prahu generace. Prahový proud je proud nutný k dosažení populační inverze a započítí laserování.

Na frekvenci laserové diody má značný vliv změna teploty, protože s ní dojde současně ke změně indexu lomu polovodiče v LD a v důsledku toho se změní optická délka rezonátoru uvnitř přechodu a začne rezonovat jiná frekvence. Proto je nezbytné laserovou diodu teplotně stabilizovat. Dioda je umístěna v tepelné jímce, kterou je z ní odváděno přebytečné teplo, ale lze ji využít také opačným způsobem, tedy k dodávce tepla. Na povrchu tepelné jímky je snímána teplota, která je následně korigována elektronickým teplotním stabilizátorem pomocí Peltierova článku.



**Obr.5.1 Emisní spektrum laserové diody Axcel<sup>10</sup>**

### **Laserový rezonátor**

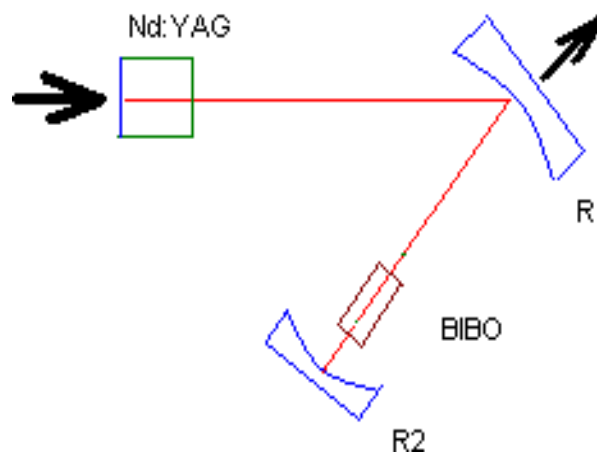
Existuje mnoho vhodných geometrií rezonátoru s různou stabilitou. Jedna z velmi dobrých je Z-konfigurace, v níž jsou mezi dvěma rovinnými zrcadly umístěna dvě sférická tak, že svazek mezi sférickými zrcadly je rovnoběžný a krystaly jsou umístěny v těsné blízkosti koncových zrcadel. Zde jimi prochází fokusovaný svazek o malém průměru, a tím je dosaženo vysoké účinnosti generace záření i generace druhé harmonické.

V naší konfiguraci se však budeme zabývat geometrií tvaru V s jedním rovinným zrcadlem naneseným přímo na stěně laserového krystalu a dvěma zrcadly sférickými, přičemž prostřední fokusační zrcadlo slouží jako výstupní. Toto uspořádání je znázorněno na *Obrázku 5.2*.

Pro jednoduchost předpokládejme, že tepelná čočka má zanedbatelný vliv na svazek. V tom případě na stabilitu působí jen zrcadla a krystaly. Krystaly ovlivní svazek pouze změnou indexu lomu oproti zbytku rezonátoru, a tedy jen změní délku ramen mezi koncovými a fokusačním zrcadlem. Délky ramen  $L_1$ ,  $L_2$  pak dostaneme takto:

$$L_1 = l_1 - l_{NY} \cdot n_{NY} + l_{NY} \quad , \quad (5.1a)$$

$$L_2 = l_2 - l_B \cdot n_B + l_B \quad , \quad (5.1b)$$



**Obr. 5.2 Laser s V-geometrií**

kde  $l_1, l_2$  jsou skutečné délky ramen,  $l_{NY}$  je délka krystalu Nd:YAG,  $l_B$  délka krystalu BIBO a  $n_{NY}, n_B$  jejich indexy lomu. V naší sestavě byl použit krystal BIBO délky 10 mm a krystal Nd:YAG délky 7 mm, poloměry zrcadel, ve shodě s *Obrázkem 5.2* jsou  $R = 100 \text{ mm}$ ,  $R_2 = 150 \text{ mm}$ . K výpočtu délky ramen v rezonátoru za stanovených podmínek je třeba, kromě shora uvedených rovnic (3.18), (3.20a-c), (5.1a-b), také paraxiální zobrazovací rovnice.

Uvedenému zadání vyhovuje například řešení  $l_1 = 74 \text{ mm}$  a  $l_2 = 209 \text{ mm}$ . To je však nevhodné pro naše laserové uspořádání, neboť svazek procházející aktivním médiem by nebyl dostatečně fokusován. Pro přesnost dodejme, že  $l_1$  je délka ramene mezi rovinným zrcadlem na stěně krystalu Nd:YAG a vrcholovým výstupním zrcadlem,  $l_2$  je pak délka ramene mezi konkávními zrcadly.

Pro laser s naší geometrií byl navržen rezonátor s rameny  $l_1 = 154 \text{ mm}$  a  $l_2 = 234 \text{ mm}$ . Stabilita tohoto rezonátoru je podobná stabilitě hemisférického dvouzrcadlového rezonátoru. Výhodou navrženého rezonátoru je to, že je svazek dostatečně fokusován v laserovém krystalu a také nelineární krystal je možné umístit do oblasti, kde má svazek malý průměr.

Výše v této práci bylo zmíněno povrstvení zrcadel rezonátoru. Podívejme se trochu blíže, jak musí být které zrcadlo povrstveno. Rovinné zrcadlo na krystalu musí být samozřejmě propustné pro vstupní záření 808 nm a dále vysoce odrazné pro 946 nm i pro záření druhé harmonické 473 nm. Také je vhodné, aby bylo zrcadlo propustné pro



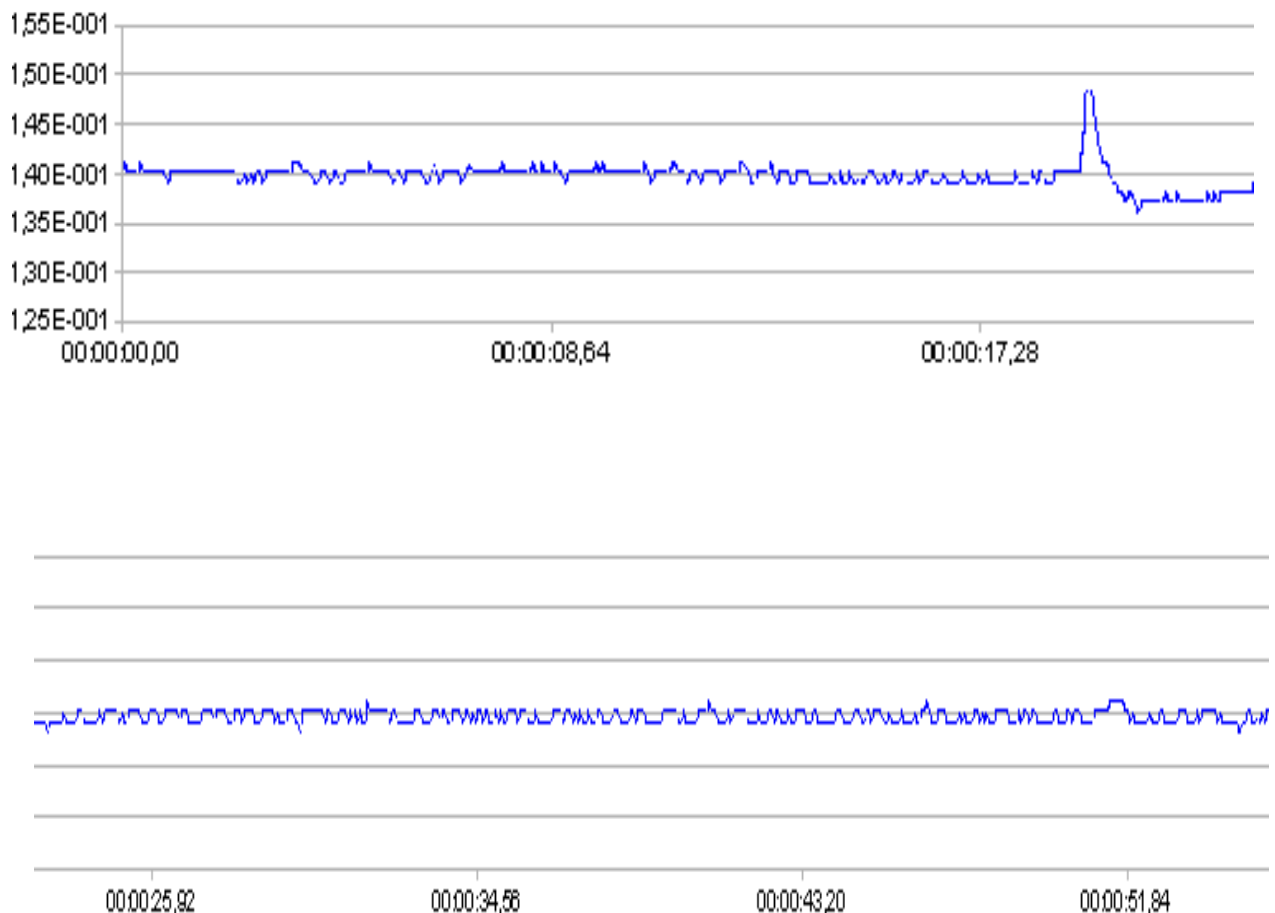
dominantní frekvenci vyzařovanou krystalem Nd:YAG - 1064 nm. Teoreticky by vzhledem k výběru frekvence délkou rezonátoru oscilovat neměla, v praxi však může dojít k zesilování také na ní.

Obdobný požadavek na povrstvení je i u druhého koncového zrcadla, jen není vyžadována propustnost pro čerpací frekvenci. Trochu jiná je situace pro výstupní zrcadlo ve vrcholu rezonátoru. Opět platí, že musí být vysoce odrazné pro základní harmonickou 946 nm a propustné pro nežádoucí frekvenci 1064 nm, kterou je však třeba za výstupním zrcadlem odfiltrvat. Pro výstupní vlnovou délku 473 nm musí být také relativně vysoce odrazné, ale méně než ostatní dvě zrcadla, v naší sestavě 94%.

Pro správné fungování laseru je také třeba zajistit teplotní stabilitu jednotlivých komponent, tedy je třeba zajistit jejich chlazení. Ideální teplota laserového krystalu je 20 °C, krystal nelineární by měl být udržován na teplotě kolem 14 °C. Také na zrcadla rezonátoru působí teplota negativně, její změna vede k rozjustování rezonátoru., takže i zde je třeba provádět korekce. Frekvence výstupního záření je snímána a vyhodnocována, zpětnou vazbou je potom řízena poloha zrcadel. Nastavení zrcadel je realizováno pomocí piezoposuvů.

## 5. Měření vlastností výstupního záření laseru

V experimentální části této práce byla provedena některá měření parametrů výstupního svazku. Výkon laseru byl měřen aparaturou Ophir s Termohlavicí 30-A-SH-V1 a Beamprofilérem Beam Star. Jeho hodnota byla stanovena na 140 mW. Bylo uskutečněno několik měření stability výstupního výkonu. Výsledek jednoho z nich je zaznamenán na *Obrázku 6.1*.



**Obr. 6.1. Laserem vyzařovaný výkon**

***Na svislé ose je výkon ve wattech na vodorovné doba měření v sekundách***

Na křivce jsou jasně patrné fluktuace výstupního výkonu v rozsahu jeden až dva miliwatty, což značí, že laser ještě není plně stabilizovaný. Výrazný výkyv v 18. sekundě je způsoben vysokou citlivostí senzoru na malou změnu teploty okolí (přiblížení ruky).

Dalším měřeným parametrem byla koherenční délka záření. Měření bylo

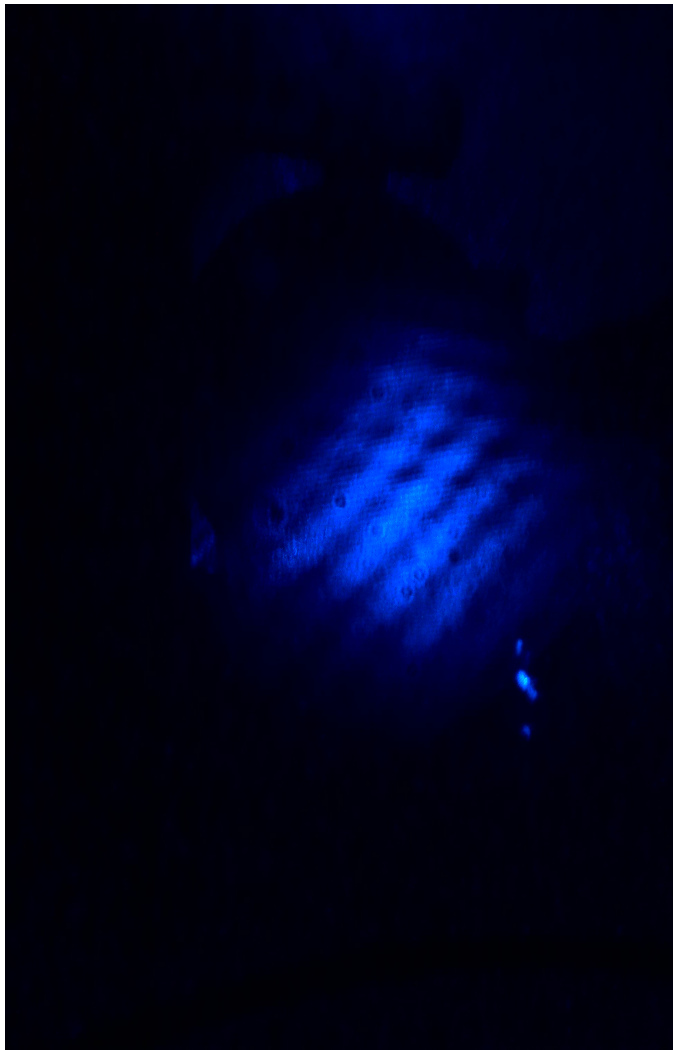
provedeno na Michelsonově interferometru (Obrázek 6.2). Byla zjištěna koherenční vlnová délka 20 cm.



**Obr.6.2. Měření koherenční délky - sestava**

Posledním zjištěným faktem bylo, že výstupní světlo laseru je lineárně polarizované.

Další měření nebyla provedena z důvodu stěhování laboratoří. Ty se bohužel nepodařilo zprovoznit před termínem odevzdání této práce.



***Obr.6.3. Měření koherenční délky - interferenční proužky***

## **6. Závěr**

Tato práce se zabývala Nd:YAG laserem s lineárním rezonátorem, čerpaným laserovou diodou a zahrnujícím i generaci druhé harmonické v krystalu BIBO. Přiblížila jednotlivé prvky laseru a jeho uspořádání, zabývala se parametry nelineárního krystalu a stabilitou rezonátoru. Na základě dosavadního studia se nelineární krystal  $\text{BiB}_3\text{O}_6$  jeví jako perspektivní pro generaci druhé harmonické v pevnolátkových laserech pro svou vysokou účinnost a bylo by vhodné zabývat se jím i nadále.

Tato práce zdaleka neřeší všechna témata, která oblast laserů a jejich konstrukce dává k dispozici. Do budoucna by bylo zajímavé, kromě důkladného proměření výstupního záření, například řešení nestabilních rezonátorů, studium vlivů symetrie, respektive nesymetrie rezonátorů či zkoumání nových nelineárních prostředí.

## A. Katalogový list laserové diody<sup>10</sup>

To request any additional information  
please contact us at:

Email: [sales@axcelphotonics.com](mailto:sales@axcelphotonics.com)

Phone: (508) 481-9200



### Features

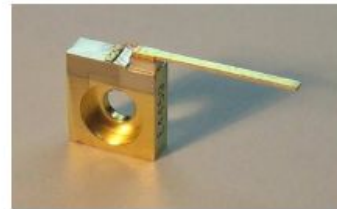
- Up to 15W CW output power.
- High Quality, Reliability, & Performance

### Applications

- Solid State Pumping
- Graphics
- Medical/Dental
- Industrial
- Defense

## Product Specifications

808nm Multi-Mode Laser Diodes  
400µm emitter (8W-15W)



### Description:

High brightness, high quality, and high reliability are the foundation of our multi mode product line. Axcel's 808nm multi mode laser diodes are available with up to 15W of continuous output power from a 400µm single emitter chip. Axcel's trademark laser chip design creates un-measurable degradation and long lifetimes that make our chips among the most reliable in the industry today. Our 808nm multi mode line serves a broad range of applications including solid state pumping, graphics, medical, dental, industrial, and defense.

Packaging options include industry standard C-mounts and thick C-Mounts. More product options are available upon request. Please view our website for mechanical drawings of all of our sub-mount, mount, and module packages.

Contact us today and learn how Axcel Photonics can *accelerate* your research and production!

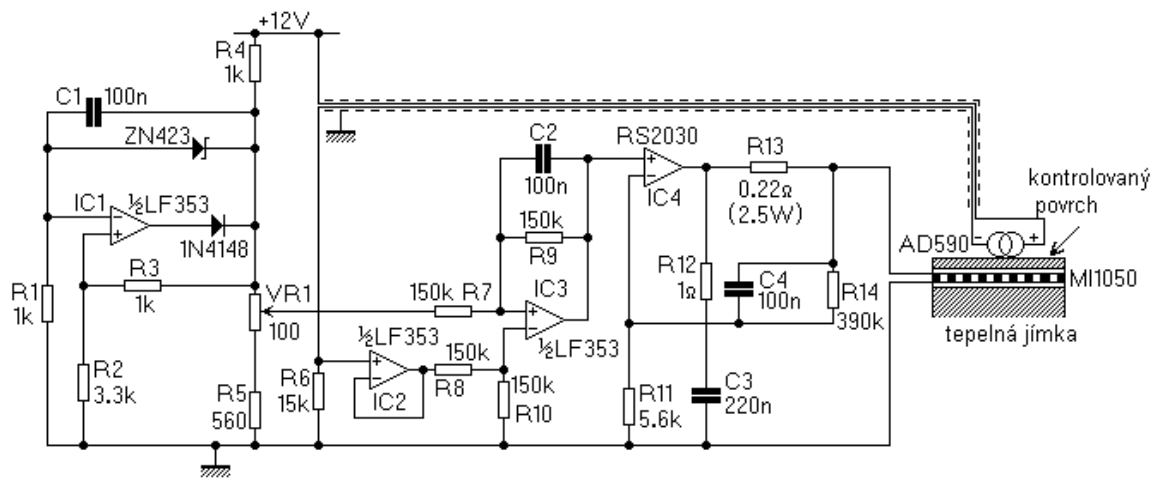
### Standard Product Specifications for 808nm Multi-mode Diodes

Parameter	Unit	8W Series			10W Series			15W Series		
		Min	Typ	Max	Min	Typ	Max	Min	Typ	Max
Wavelength	nm	805	808	811	805	808	811	805	808	811
Spectrum FWHM	nm	-	2	4	-	2	4	-	2	4
Operating Power (P <sub>s</sub> )	W	-	8.0	-	-	10.0	-	-	15.0	-
Operating Current (I <sub>o</sub> )	A	-	8.4	9.0	-	10.6	12.0	-	15.5	18.0
Operating Voltage (V <sub>o</sub> )	V	-	1.9	2.2	-	1.9	2.2	-	2.5	2.8
Lifetime	hour	20,000	-	-	20,000	-	-	20,000	-	-
Vertical Far Field	deg, FWHM	-	32	38	-	32	38	-	32	38
Parallel Far Field	deg, FWHM	-	10	12	-	10	12	-	10	12
Threshold (I <sub>th</sub> )	A	-	1.8	2.2	-	1.8	2.2	-	2.4	2.8
Slope Efficiency (dP/dI)	W/A	1.0	1.2	-	1.0	1.2	-	1.0	1.1	-
Storage Temp.	°C	-40	-	80	-40	-	80	-40	-	80
Operating Temp. (T <sub>op</sub> )	°C	-20	25	50	-20	25	50	-20	25	50
Lead Soldering Temp.(5 sec)	°C	-	-	250	-	-	250	-	-	250

Note: 1) Specifications are subject to change without notice.  
2) All Axcel Photonics products are TE polarized

Axcel Photonics, Inc. 45 Bartlett Street, Marlborough, MA 01752 USA [www.axcelphotonics.com](http://www.axcelphotonics.com)

## B. Schéma stabilizátoru teploty laserové diody<sup>11</sup>



## Literatura

- [1] Paschotta, Rüdiger: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*,  
Wiley-VCH Berlin, 2008  
<http://rp-photonics.com/encyclopedia.html>
- [2] Mišek, Ján a kol.: *Polovodičové zdroje optického záření*, SNTL Praha, 1988
- [3] Czeranowsky, C. a kol.: *All-solid-state continuous-wave frequency-doubled Nd:YAG-BiBO laser with 2.8-W output power at 473 nm*,  
Optics Letters, Vol.28, No.6, 2003
- [4] Ghotbi, M. , Ebrahim-Zadeh, M.:  
*Optical second harmonic generation properties of BiB<sub>3</sub>O<sub>6</sub>*  
Optics express, Vol.12, No.24, 2004
- [5] Du, C. a kol.: *Efficient intracavity second-harmonic generation at 1.06 μm in a BiB<sub>3</sub>O<sub>6</sub> crystal*  
Appl. Phys. B 73, 2001
- [6] Jia, Fu-qiang a kol.: *2.41 W compact efficient CW blue light generation of intra-cavity frequency doubling of compact Nd:YAG laser*,  
Optics and Laser Technology 39, 2007
- [7] Lukáš, Michal: *Laserové diody*, Světlo, ročník 2006, čísla 2 a 4
- [8] Suhara, Toshiaki: *Semiconductor Laser Fundamentals*,  
Marcel Dekker Inc., New York. 2004
- [9] Mao, Yan-Li a kol.: *High efficient laser operation of the high-doped Nd:YAG crystal grown by temperature gradient technology*  
Chinese Physics Letters, Vol. 2, No. 9, 2002
- [10] Saleh, B.E.A. , Teich, M.C.: *Základy fotoniky, svazek 3*, Matfyzpress Praha, 1995
- [11] Koechner, W., Bass, M.: *Solid State Lasers*, Springer-Verlag, New York, 2003
- [12] Drexler, Petr: *Elektronická část měřicí sondy magnetického pole s požadovanými parametry  $B_{min} = 10 \mu T$ ,  $f_{max} = 1 GHz$* ,  
diplomová práce, Ústav radiotechniky, FEKT VUT Brno



- [13] Gao,L. , Tan,H.:*Compact 600 mW blue laser with a composite Nd:YAG*  
Optics and Laser Technology 35, 2003
- [14] Sutherland,R.L. a kol.: *Handbook of nonlinear*, CRC Press, 2003
- [15] Brener,A. a kol.: *Evaluation of Nd<sup>3+</sup> -doped BiB<sub>3</sub>O<sub>6</sub> (BIBO) as a new potential  
self-frequency conversion laser crystal*  
Optics Communications 203, 2002
- [16] Zhou,R. a kol.: *8,3 W diode-end-pumped continuous-wave Nd:YAG laser operating  
at 946 nm*, Optics Express, Vol. 13, No. 25, 2005
- [17] <http://optics.upol.cz/haderka>
- [18] <http://www.redoptronics.com>
- [19] <http://www.mt-berlin.com>
- [20] <http://www.u-oplaz.com>

## Zdroje vyobrazení

<sup>1</sup> Lukáš, Michal: *Laserové diody*, Světlo, ročník 2006, čísla 2 a 4

<sup>2</sup> <http://cs.wikipedia.org>

<sup>3</sup> Paschotta, Rüdiger: *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*,  
<http://rp-photonics.com/encyclopedia.html>

<sup>4</sup> <http://fgmdb.kakuda.jaxa.jp/SSPSHTML/e-008re2.html>

<sup>5</sup> [http://www.microcontrolnt.com/img\\_prodotti/eksma/nonlinear\\_crystal/ybkgwgr1.jpg](http://www.microcontrolnt.com/img_prodotti/eksma/nonlinear_crystal/ybkgwgr1.jpg)

<sup>6</sup> [http://www.microcontrolnt.com/img\\_prodotti/eksma/nonlinear\\_crystal/ybkywgr1.jpg](http://www.microcontrolnt.com/img_prodotti/eksma/nonlinear_crystal/ybkywgr1.jpg)

<sup>7</sup> <http://spie.org/x15068.xml?ArticleID=x15068>

<sup>8</sup> <http://en.wikipedia.org>

<sup>9</sup> prof. Dickmann: Diodelaser pumped Nd:YAG laser, Fachhochschule Münster

<sup>10</sup> <http://www.axcelphotonics.com/>

<sup>11</sup> <http://freespace.virgin.net/ljmayes.mal/pubs/cool.htm>

Některá vyobrazení byla barevně nebo jazykově změněna pro účely této práce.