

INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

---

# Polovodičové lasery pro spektroskopické účely

Učební texty k semináři

---

Autoři:

Ing. Ondřej Číp, Ph.D. (ÚPT AV ČR, v.v.i.)

Ing. Zdeněk Buchta, Ph.D. (ÚPT AV ČR, v.v.i.)

Datum:

6.12.2012

Centrum pro rozvoj výzkumu pokročilých řídicích a senzorických technologií CZ.1.07/2.3.00/09.0031

TENTO STUDIJNÍ MATERIÁL JE SPOLUFINANCOVÁN EVROPSKÝM SOCIÁLNÍM  
FONDEM A STÁTNÍM ROZPOČTEM ČESKÉ REPUBLIKY



## OBSAH

|                                                                                      |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Obsah .....                                                                          | 1  |
| 1. Úvod – vznik laserového záření v polovodičích .....                               | 3  |
| 1.1. Historie objevu polovodičů generujících laserové záření .....                   | 3  |
| 1.2. Princip vzniku laserového světla v polovodiči .....                             | 5  |
| 1.3. Vytvoření polovodičového zdroje záření .....                                    | 7  |
| 2. Základní typy polovodičových laserů a jejich hlavní parametry .....               | 9  |
| 2.1. Základní typy struktur polovodičových laserů .....                              | 9  |
| 2.1.1. Struktura „gain guided“ .....                                                 | 10 |
| 2.1.2. Struktura „index guided“ .....                                                | 10 |
| 2.1.3. Struktura na bázi kvantových jam .....                                        | 11 |
| 2.1.4. Struktura s mřížkou ve zpětné vazbě (DFB) a Braggovým reflektorem (DBR) ..... | 11 |
| 2.1.5. Struktura se svislým rezonátorem (VCSEL) .....                                | 12 |
| 2.2. Základní parametry laserových diod .....                                        | 12 |
| 3. Pole polovodičových laserů, parametry, možnosti aplikací .....                    | 14 |
| 3.1. Parametry výkonových polovodičových laserů .....                                | 14 |
| 3.2. Kolimace výstupního svazku výkonových polovodičových laserů .....               | 16 |
| 3.3. Chlazení výkonových polovodičových laserů .....                                 | 17 |
| 3.4. Výkonová odolnost optických vrstev .....                                        | 19 |
| 3.5. Aplikace výkonových polovodičových laserů .....                                 | 20 |
| 4. Metody zvyšování koherence polovodičových laserů .....                            | 23 |
| 4.1. Polovodičové lasery s externím rezonátorem .....                                | 23 |
| 4.2. Uspořádání ECL laseru v Littrow sestavě .....                                   | 24 |
| 4.3. Uspořádání ECL laseru v Littmann sestavě .....                                  | 24 |
| 5. Zvyšování koherence výkonových polovodičových laserů a polí laserových diod ..... | 26 |

|                                                                                  |    |
|----------------------------------------------------------------------------------|----|
| 5.1. Příklad z laboratoří ÚPT – výkonový laser pro optické čerpání atomů rubidia | 27 |
| 5.2. Zúžení emisní čáry pole laserových diod .....                               | 30 |
| 6. Spektroskopie s přeladitelnými laserovými diodami.....                        | 33 |
| 6.1. Laserová absorpční spektroskopie s potlačeným Dopplerovským pozadím .....   | 33 |
| 7. Spektroskopie s výkonovým polem laserových diod .....                         | 35 |
| Seznam použité literatury .....                                                  | 38 |
| Přílohy .....                                                                    | 39 |

# 1. ÚVOD – VZNIK LASEROVÉHO ZÁŘENÍ V POLOVODIČÍCH

Ing. Ondřej Číp, Ph.D.

*Kapitola seznamuje s historií vzniku polovodičových laserů, fyzikálním principem vzniku laserového záření v polovodiči a popisuje základní parametry laserových diod.*

---

## 1.1. Historie objevu polovodičů generujících laserové záření

Polovodičové lasery patří mezi typy laserů, se kterými se ve svém okolí setkáváme nejčastěji. Nalezneme je zejména v přehrávačích optických médií, identifikačních systémech v obchodních střediscích, v telekomunikacích, v laserových tiskárnách, ve stavebnictví pro vykreslení linií při vytyčování staveb, ve strojírenství pro měření délek, zjišťování tvaru součástí, v medicíně.

Historie vzniku polovodičového laseru se příliš neliší od objevu laseru samotného. Hlavním milníkem je rok 1962, kdy byl poprvé demonstrován režim generování koherentního světla v polovodiči. Podařilo se to dvěma skupinám v USA – skupinou Roberta N. Halla ve výzkumném centru firmy General Electric a skupinou Marshalla Nathana na výzkumném pracovišti firmy IBM. Jednalo se o generování laserového světla v polovodiči GaAs v infračerveném spektru záření. První laserová dioda schopná generace viditelného záření pak byla představena závěrem roku 1962 skupinou Nicka Holonyaka (General Electric), který je znám také jako „Otec světlo emitující diody – LED“. Paralelně s výzkumem v USA probíhal tehdy i výzkum v tehdejším Sovětském svazu, kde Nikolaj Basov se svou skupinou taktéž demonstroval laserování v GaAs polovodiči již na začátku roku 1963 [1, 2].

Tehdejší experimentální verze polovodičových laserů však byly svou konstrukcí výrazně odlišnější, než je známe nyní. Jednalo se o diodu, kde aktivní vrstva i obklopující polovodiče obou typů jsou ze stejného materiálu (homogenní přechod). Aby se snížily ztráty v aktivním prostředí polovodičového přechodu,

byl polovodič chlazen na teplotu 77 K (bod varu kapalného dusíku) a pro excitaci atomů bylo nezbytné budit polovodičový přechod vysokým proudem. Proudová hustota v oblasti aktivní vrstvy tak dosahovala hodnot až  $1000 \text{ A/cm}^2$  a napájecí zdroj polovodiče tedy musel mít vysoké napětí.



**Obrázek 1.1 Robert N. Hall – objevitel magnetronu (dnes nalezneme v každé mikrovlnné troubě), Nick Holonyak – „Otec LED diody“ a Nikolaj G. Basov – objevitel laseru.**

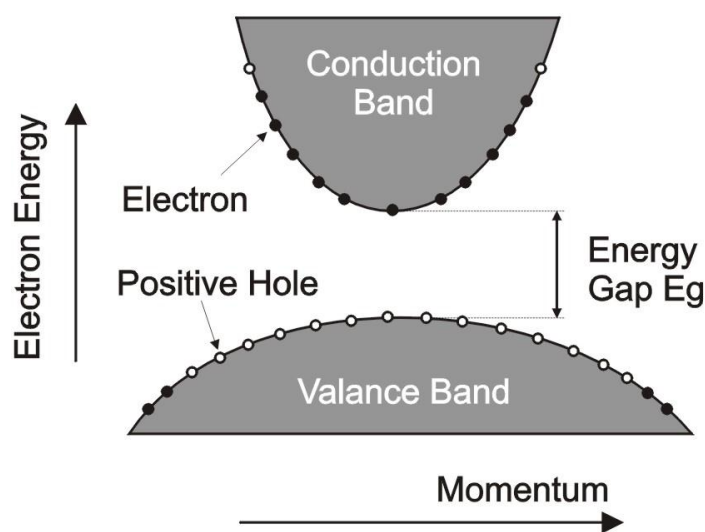
Tento typ polovodičové struktury byl následně vylepšen tzv. heterostrukturou, kde aktivní vrstva byla tvořena polovodičem jiného složení a tedy v aktivní vrstvě docházelo výrazněji k hromadění párů elektron-díra. Tím bylo dosaženo laserovacího provozu za mnohem menších proudů (téměř 10x menších) než u homogenní struktury a za pokojové teploty. Objevitelem heterostruktury byl Herbert Kroemer z laboratoří RCA, kde se o tento typ polovodiče pokoušeli již od roku 1950.

Další vylepšení pak přinesla technologie tzv. dvojité heterostruktury, kdy dvě jednoduché heterostruktury (P i N) tvořené stejným materiálem obklopují aktivní vrstvu z materiálu odlišného. Tento typ polovodičového laseru demonstrovali v roce 1970 prvně v Sovětském svazu (Alferov a Garbuzov) a následně v USA (Panish a Hayashi).

Za objev a vývoj heterostrukturních polovodičů získali v roce 2000 Kroemer a Alferov Nobelovu cenu za fyziku.

## 1.2. Princip vzniku laserového světla v polovodiči

Polovodičové lasery jsou založeny na přímých přechodech elektronů mezi vodivostním a valenčním pásem polovodiče (elektron přeskočí z vodivostního pásu do valenčního, kde rekombinuje s kladnou dírou ve valenčním pásu a pokud se nezmění jeho hybnost (tzn. jde o přímý přechod), vyzáří se foton (obr. 1.2). Tento princip je velmi obdobný s funkcí diody LED. Přímé přechody se vyskytují u polovodičů vytvořených z více než dvou prvků. Šířka pásma zakázané energie (určuje frekvenci emitovaného záření) závisí na procentuálním zastoupení jednotlivých prvků ve výsledném polovodiči.



**Obrázek 1.2 Schématické vyjádření rozložení energií vodivostního, valenčního a zakázaného pásu u polovodiče.**

Polovodiče jsou složeny ze 3 prvků (Al, In nebo Sb) v GaAs (např.  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $x$  je molární koncentrace příměsí), nebo v poslední době se používají polovodiče složeny ze 4 prvků (např.  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ). Šířka pásu zakázaných energií (Energy Gap) o hodnotě energie  $E_g$  závisí na koncentraci  $x$  příměsí, index lomu polovodiče je pak nepřímo úměrný šířce zakázaného pásu. Z tohoto pohledu je navíc všeobecná snaha dosahovat kratších vlnových délek (viditelných), k čemuž bylo třeba zvýšit koncentraci Al u tříprvkových polovodičů. Praxe ovšem ukázala, že tím silně klesla životnost LD a proto je snaha používat polovodiče bez příměsí Al [3].

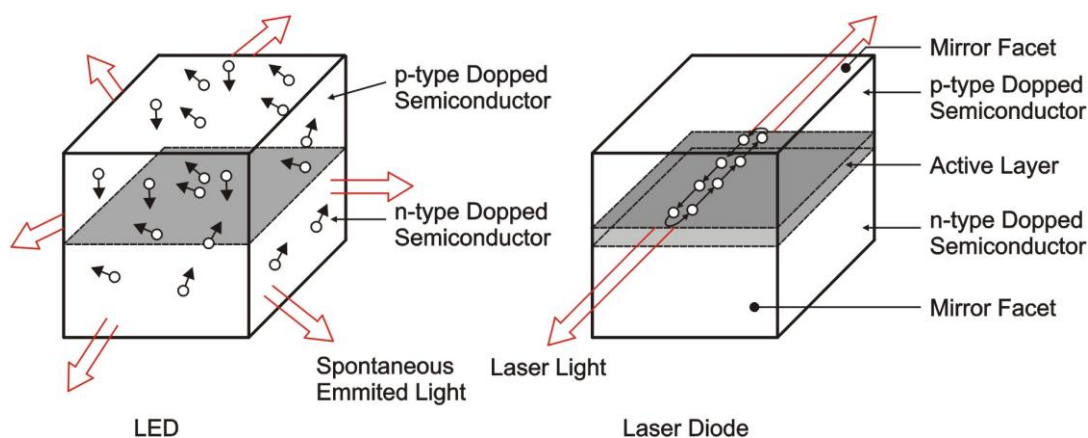
Pokud takový polovodič je ozářen fotonem, který má optickou frekvenci  $\nu$ , má odpovídající energii  $E_g$  podle vztahu:

$$h\nu = E_g = h\nu \quad (1.1)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta.

Při takovém ozáření dochází k absorbování této energie (absorpce) polovodičem s následným přeskokem elektronu na vyšší energetickou hladinu. Po určitém čase, který je závislý na probíhajících jevech, jako je např. interakce s fotony, elektrostatické vlivy kmitající krystalické mřížky či pružné srážky volných atomů, dojde k přechodu elektronu zpět do jeho základní hladiny. Dochází k vyzáření (emisi) světelného kvanta o energetické hodnotě  $E_g$ , tj. takové, která byla před přechodem elektronu na vyšší energetickou hladinu.

Polovodič je však schopen přecházet mezi dvěma energetickými hladinami také díky procházejícímu injekčnímu proudu. Tento jev je založen na tzv. rekombinaci elektronu s dírou, tj. nosičů, které mají svůj původ v polovodiči typu P a N. Protékající proud zajišťuje injekci majoritních nosičů do polovodiče opačné vodivosti při přiložení napětí na PN přechod v propustném směru. Při rekombinaci každého páru elektron-díra se uvolní kvantum energie opět odpovídající energii zakázaného pásu  $E_g$ . Tato energie se může buď vyzářit mimo polovodič ve formě fotonu o odpovídající optické frekvenci dle vztahu (1.1), nebo může být absorbováno v krystalické mřížce polovodiče, což má vliv na teplotu polovodiče. Vyzařované světlo je tedy monochromatické, avšak z hlediska časového i prostorového jde o velmi nahodilý jev, neboť vybuze­né atomy přecházejí do stavu se základní energií spontánně v různých časových okamžicích. Vyzářené světlo má proto nahodilou fázi i různou rovinu polarizace. Takové spontánně emitované světlo je tak nekoherentní, viz Obrázek 1.3 vlevo.



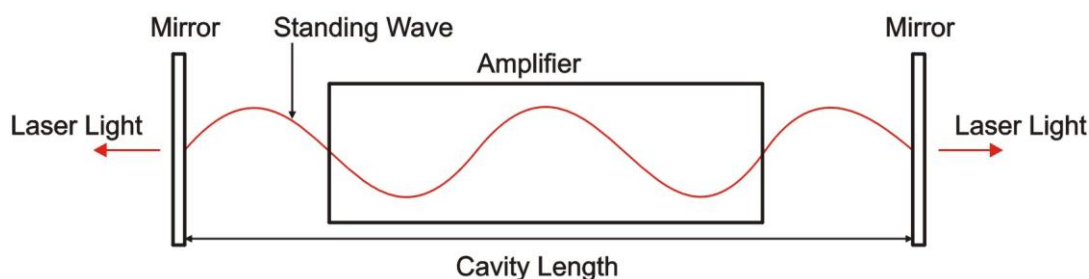
**Obrázek 1.3 Generování spontánní emise diodou LED (vlevo) a stimulované emise laserovou diodou (vpravo).**



V soustavě polovodiče však lze zajistit za určitých předpokladů zajistit, aby k vyzaření energetického kvanta z mnoha excitovaných atomů injektovaným proudem došlo v jeden okamžik. Je-li do soustavy excitovaných atomů přiveden foton s energií  $E_g$ , ihned po jeho dopadu přejdou elektrony jednotlivých atomů z vyšší hladiny do základního stavu. Foton, který svou přítomností tento přechod způsobil, se nazývá stimulující. Přechod elektronu do stavu s menší energií, vyvolaný stimulujícím fotonem, je doprovázen vyzařením fotonu, který má stejnou energii, stejný směr šíření, stejnou fázi i polarizaci vlnění jako stimulující foton. Stimulující foton se uvažovanou kvantovou soustavou nepohltí, pouze soustavou prošel a k němu se přidal stimulovaný foton (do soustavy vstupuje jeden foton – vystupují dva fotony). Odpovídající záření jsou navzájem koherentní. Popsaný jev, nazývaný stimulovaná emise záření, se využívá k zesilování světla. Pokud se vhodně nasměrují fotony vznikající díky spontánní emisi v daném polovodiči zpět do tohoto polovodiče, dochází k zesilování v cyklických periodách. Toto nasměrování lze provést obklopením rezonanční dutiny kolem polovodiče, viz Obrázek 1.3 vpravo.

### 1.3. Vytvoření polovodičového zdroje záření

Injekčním proudem napájený polovodič se chová jako zesilovač světelného záření o optické frekvenci, která odpovídá energii zakázaného pásu. Na Obrázek 1.4 je tento polovodič opatřen rezonátorem tvořeným dvěma planoparalelními zrcadly.

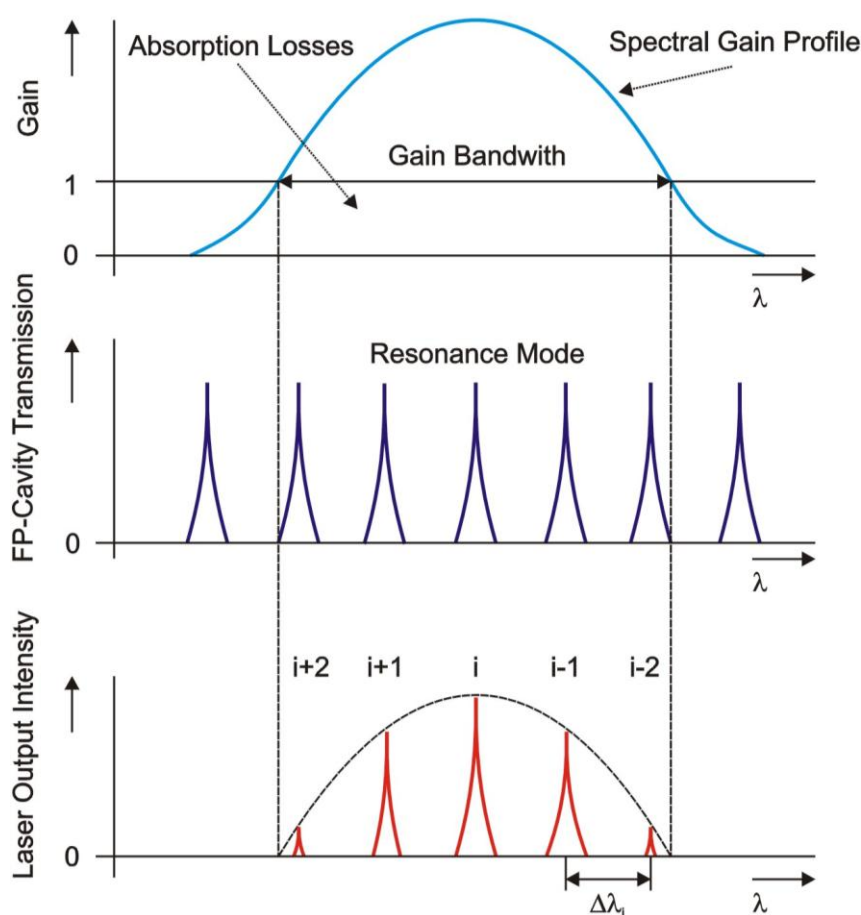


**Obrázek 1.4 Schematické uspořádání polovodičového laseru.**

Pokud se nastaví frekvence rezonanční dutiny tak, aby odpovídala optické frekvenci pásma zesílení pomocí použitého polovodiče, lze docílit na výstupu této optické soustavy generování laserového záření. Tato soustava se

z technického hlediska chová jako zesilovač s kladnou zpětnou vazbou a tedy generuje na svém výstupu plynulé oscilace elektromagnetického vlnění.

Díky periodicitě spektrální funkce optické rezonanční dutiny však nelze úplně jednoduše zajistit, aby provoz takového laseru probíhal pouze na jedné optické frekvenci, viz Obrázek 1.5. Přítomnost nežádoucích kmitů krystalické mřížky polovodiče a dalších zdrojů šumu způsobuje, že kolísá hodnota energie elektronů při přeskoku z valenčního do vodivostního pásu. Tento jev způsobuje rozšíření spektrálního zesilujícího profilu, který pak může mít šíři i více než deset nanometrů např. v oblasti viditelného záření.



**Obrázek 1.5 Odvození vlnové délky módů, na kterých dochází ke vzniku laserového záření.**

Mezi hlavní způsoby zamezení vzniku generace laserového záření na více optických frekvencích patří omezení šíře zesilujícího profilu a zvýšením selektivity optické zpětné.

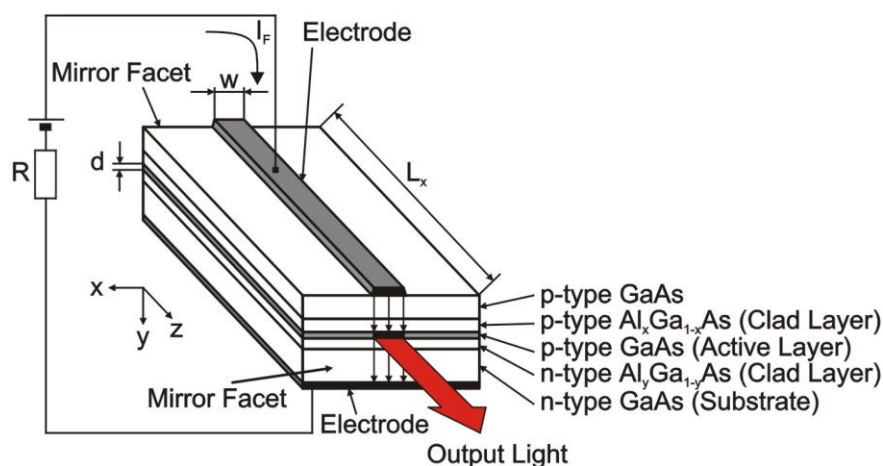
## 2. ZÁKLADNÍ TYPY POLOVODIČOVÝCH LASERŮ A JEJICH HLAVNÍ PARAMETRY

Ing. Ondřej Číp, Ph.D.

*Kapitola se zaměřuje na popis základních typů struktur polovodičových laserů, na metody omezení šíře spektrálního profilu zesílení a na metody zvýšení selektivity optického rezonátoru pro zajištění jednofrekvenčního provozu. Součástí kapitoly je i popis základních parametrů, které určují chování laserových diod v závislosti na teplotě a injekčním proudu.*

### 2.1. Základní typy struktur polovodičových laserů

Mezi základní typy struktur polovodičového laseru patří již úvodem zmíněná dvojitá heterostruktura tvořená dvěma dvojvrstvami polovodičů (jeden typu P a druhý typu N), které obklopují aktivní vrstvu, která je tvořena jiným složením polovodičového materiálu.



**Obrázek 2.1 Dvojitá heterostruktura polovodičového laseru – varianta „gain guided“.**

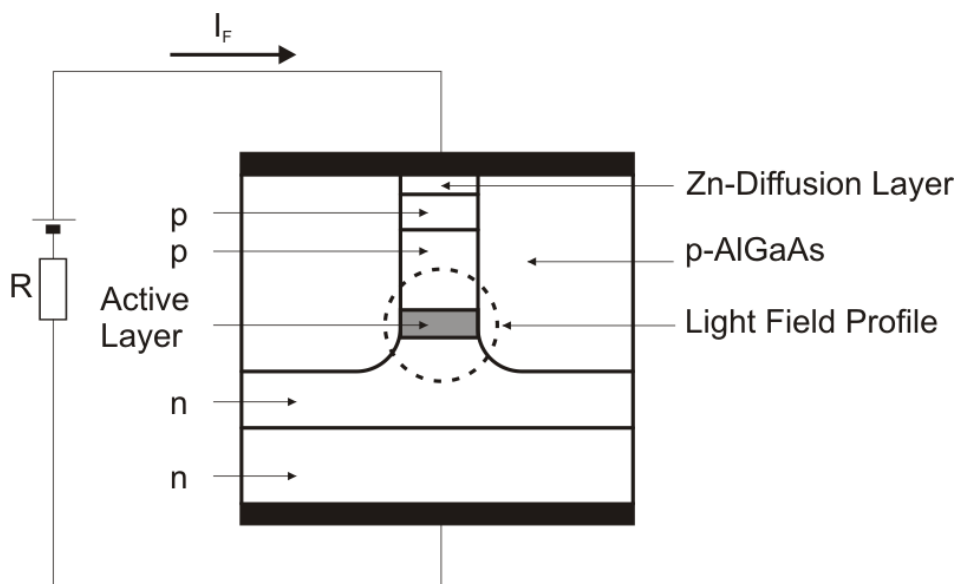
U dvojité heterostruktury N-polovodič má nižší energii vodivostního pásu, než P-polovodič a aktivní vrstva. Energetický schod brání pohybu elektronů do P-oblasti a hromadí se ve vodivostním pásu aktivní vrstvy. Obdobně to platí pro díry, rovněž se hromadí v aktivní vrstvě a ve valenčním pásu. Vzniká velmi silná inverze obsazení vodivostního a valenčního pásu v oblasti aktivní vrstvy. Takový laserový polovodič je schopen generace záření při pokojových teplotách a malých hodnotách injekčního proudu (řádově desítky mA).

### 2.1.1. *Struktura „gain guided“*

Pro zajištění jednofrekvenčního provozu byla technologie výroby těchto laserů nejdříve orientována do oblasti úpravy geometrických rozměrů aktivní vrstvy. Prvním způsobem omezení šíře aktivní vrstvy je metoda „gain guided“ (řízení zisku), kdy je horní elektroda laserové diody z původně velké elektrody zúžena na elektrodu o šířce několik mikrometrů, viz Obrázek 2.2 Injekční proud tak prochází pouze velmi úzkou částí aktivní vrstvy, čímž je dosažen vznik excitovaných atomů pouze ve velmi malém objemu. Snižuje se tak možnost vzniku atomů s příliš rozdílnými hodnotami energií. Výsledné záření má tak mnohem menší počet vybuzených modů než v případě neomezené velikosti horní elektrody.

### 2.1.2. *Struktura „index guided“*

Dalším způsobem omezení šíře aktivní vrstvy je metoda „index guided“ (řízení hodnoty indexu lomu v okolí aktivní vrstvy). Mezi aktivní vrstvou o větším indexu lomu, která je obklopena obalovými vrstvami s nižším indexem lomu dochází k totálnímu odrazu (vzniká vlnovodový efekt). U obou variant řízení šíře aktivní vrstvy je vždy snaha vymezit pouze malý objem atomů, které přispívají k výslednému efektu generace laserového záření, viz Obrázek 2.2.



**Obrázek 2.2 Dvojitá heterostruktura polovodičového laseru – varianta „index guided“..**

### 2.1.3. *Struktura na bázi kvantových jam*

K dalším metodám dále patří i způsoby omezení kvantových stavů atomů prostřednictvím technologie „kvantových jam“. Tato struktura je stejná jako u dvojitého heteropřechodu, jen aktivní oblast je mnohem tenčí, asi 20 nm (místo 1-2  $\mu\text{m}$ ). Provádí se nanášením organicko-kovových par a epitaxí s pomocí molekulárních svazků. Pohyb elektronů je omezen touto tenkou vrstvičkou a dochází ke kvantování jejich energetických hladin valenčního a vodivostního pásu (jednotlivé pásy se rozdělí na systém podpásů, jejichž šířka závisí na tloušťce vrstvičky a tím i vyzařovaná vlnová délka). Mění se rovněž pravděpodobnost přechodu mezi vodivostním a valenčním pásem (a tím se stává dosažení inverze jednodušší). V praxi se vytváří několikanásobné kvantové jámy (multiple quantum well). Jde o systém několika jam nad sebou (dostatečně daleko, aby se zamezilo kvantovému tunelování elektronů mezi nimi) umožňující vyšší výkony, neboť využívá většího objemu aktivního prostředí a poskytují lepší spektrální vlastnosti - jednomodový režim s výkony až 6W. Tyto laserové diody mají kvantované energetické hladiny a lasery na jejich bázi mají menší prahové proudy (vyšší účinnost) a užší spektrální čáru.

### 2.1.4. *Struktura s mřížkou ve zpětné vazbě (DFB) a Braggovým reflektorem (DBR)*

Kromě úprav geometrických a kvantových vlastností aktivní vrstvy polovodičového laseru se dále využívá techniky, která zvyšuje selektivitu optického rezonátoru obklopující vlastní polovodič laseru. Hlavním příkladem této metody jsou laserové diody s rozprostřenou zpětnou vazbou (Distributed FeedBack – DFB). Struktura podobná mřížce je rozprostřena podél aktivní oblasti a zajišťuje zpětný odraz jen pro určité vlnové délky. Jiné vlnové délky mají velké ztráty a nedojde na nich ke generaci laserového záření.

Dalším příkladem jsou pak lasery s integrovanou difrakční mřížkou (Distributed Bragg Reflektor - DBR), u kterého se opět jedná o princip vlnově přísně selektivního zpětného odrazu do laseru, jen mřížková struktura není pod aktivní vrstvou, ale mimo ní (za ní ve směru šíření záření).

### 2.1.5. *Struktura se svislým rezonátorem (VCSEL)*

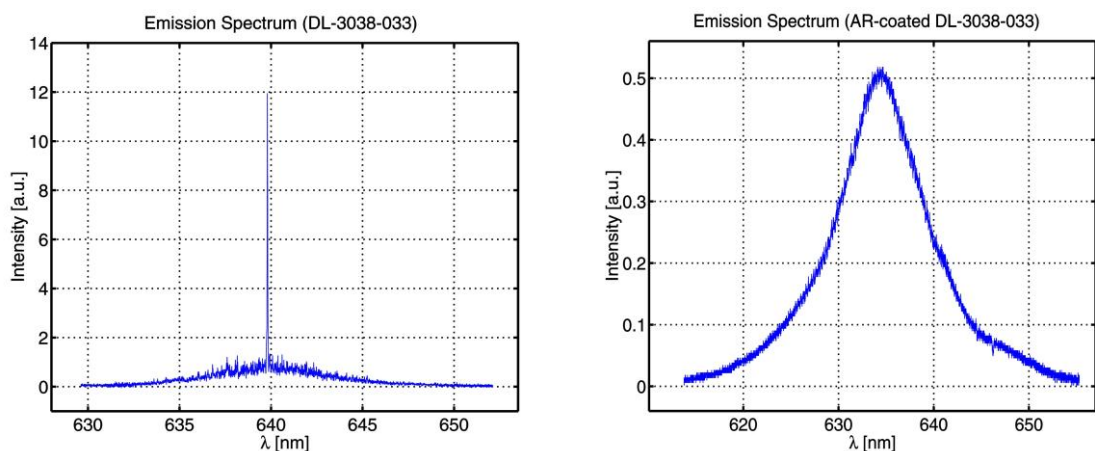
Laserové diody se svislým rezonátorem (VCSEL - vertical cavity surface emitting laser) vychází ze základní konstrukce laserové diody, která vyzařuje hranově, tj. na koncích polovodiče, z kterého je vytvořena. Varianta VCSEL však využívá aktivní vrstvu polovodiče v kolmém směru. Protože tato vrstva je velmi tenká, je potřeba malý zisk kompenzovat kvalitnějším rezonátorem. Ten je tvořen systémem odrazných interferenčních vrstev (zrcadel) pod a nad aktivní vrstvou. Tyto lasery vyzařují svým povrchem, který může být velmi malý (až 6  $\mu\text{m}$ ) a má kruhový profil (stejně jako vystupující záření) a úhel divergence je 7.5 ° (oproti 10-30° u tradičních LD) a tím i snadnější fokusace. Na rozdíl od klasických hranově emitujících laserů nemají žádný astigmatismus a je proto snadné na povrchu vytvořit mikročochky (buď refrakční, difrakční nebo gradientní). Podařilo se např. na substrátu GaAs vytvořit 32x32 mikročochek fokusujících záření z 32x32 VCSEL na 32x32 bodů do 2 $\mu\text{m}$  oblasti. Potenciál využití VCSEL ve spotřební elektronice je velmi vysoký. Např. displeje TV přijímačů by mohli mít VCSEL integrovány na jednom čipu spolu s elektronickými obvody, zajišťujícími napájení VCSEL, jejich adresování (např. matice 512x512 bodů) a s mikrooptikou, která zajistí potřebné zobrazení. Zvažují se také variace, kdy je VCSEL čerpána opticky jinou diodou, to umožní optimalizovat systém vrstev jen z hlediska optického a ne hledat kompromis mezi elektronickou a optickou účinností. Optimalizace tloušťky vrstev a dopování umožňuje naladit výstupní frekvenci laseru v intervalu 850 - 1600 nm.

## 2.2. *Základní parametry laserových diod*

Mezi hlavní a zároveň základní parametry laserových diod patří: emisní spektrum, optický výkon, bod zapálení laserových oscilací (threshold point), závislost střední vlnové délky spektrálního profilu zesílení na operační teplotě a injekčním proudu, závislost rezonanční frekvence rezonátoru laserové diody na operační teplotě a injekčním proudu, divergence a astigmatismus výstupního optického svazku, energetická účinnost ad.

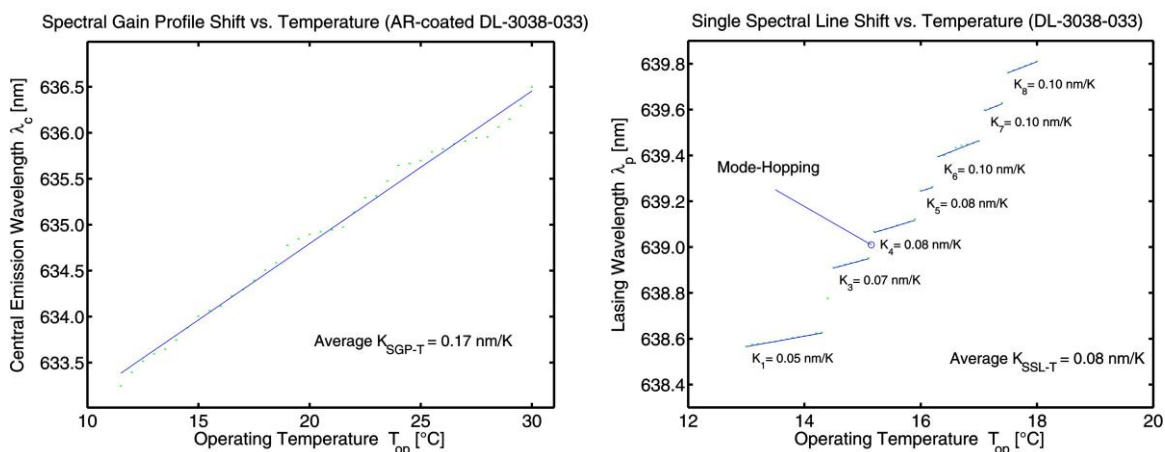
Příklad emisního spektra polovodičového laseru Sanyo DL-3038-033, pracujícího v pásmu vlnových délek 639 nm je na Obrázek 2.3. Jedná se o

laserovou diodu typu „index guided“ s vícenásobnou kvantovou jámou (MQW) a s optickým výkonem cca 6 mW.



**Obrázek 2.3 Emisní spektrum laserové diody Sanyo DL-3038-033: vlevo – výsledné spektrum diody, vpravo – spektrální profil zesílení diody – měřeno po potlačení optického rezonátoru.**

Díky zjištěným závislostem střední polohy emisního spektra na hodnotě operační teploty polovodiče je patrné, že při požadavku na změnu vlnové délky laseru je nutné zajistit optimální pracovní teplotu. Avšak díky zhruba dvojnásobné konstantě posuvu emisního spektra vůči emisní čáře diody dochází velmi často k modovým přeskokům, což je situace, kdy jeden mod laserování díky přesunu do oblasti větších ztrát je vystřídán sousedním modem, který je aktuálně nad úrovní ztrát (Obrázek 2.4).



**Obrázek 2.4 Závislost střední polohy spektrálního zesilujícího profilu (vlevo) a emisní jednomodové čáry (vpravo) na operační teplotě diody Sanyo DL-3038-033.**



### 3. POLE POLOVODIČOVÝCH LASERŮ, PARAMETRY, MOŽNOSTI APLIKACÍ

Ing. Zdeněk Buchta, Ph.D.

*Kapitola seznamuje se základními parametry výkonových polovodičových laserů, udávaných jejich výrobcí. Zmíněna je kolimace výstupního svazku laserového záření, chlazení výkonových laserů a některé z aplikací výkonových polovodičových laserů.*

---

**Výkonové laserové diody** se z hlediska konstrukce od ostatních typů laserových diod (viz. kapitola 2) liší silně asymetrickým tvarem aktivní oblasti, z níž je emitováno laserové záření. Poměr stran této oblasti je typicky jednotky krát desítky až stovky mikrometrů. Významně širší aktivní oblast umožňuje generování laserového záření s optickým výkonem v řádu jednotek wattů. Nevýhodou je vedle relativně širokého spektra výstupního záření i silně nesymetrický svazek laserového záření [4].

**Pole výkonových laserových diod** kombinaci jednotek či desítek výkonových laserových diod sdružených do jednoho funkčního celku. V případě pole laserových diod jsou jednotlivé editory uspořádány v řadě vedle sebe. Funkční celek, sdružující výkonové laserové diody ve formě 2D pole, je potom označován jako „stack“.

#### 3.1. Parametry výkonových polovodičových laserů

##### Základní parametry výkonových laserových diod

- Výkon výstupního svazku – až jednotky wattů v kontinuálním režimu
- Šířka aktivní oblasti – stovky mikrometrů, roste s optickým výkonem (např. 200  $\mu\text{m}$  pro 3 W, 500  $\mu\text{m}$  pro 7 W)
- Střední vlnová délka – pro výkonové laserové diody je to typicky 780 – 980 nm. Hodnota střední vlnové délky se udává s rozptylem v řádu jednotek nanometrů.
- Teplotní koeficient přeladění – typicky desetiny nanometru. S ohledem na omezenou nabídku výkonových laserových diod je tato informace důležitá v kombinaci s rozsahem provozních teplot laserové diody



- Šířka emisního spektra – udává se zpravidla v nanometrech (typicky jednotky nanometrů), přičemž údaj odpovídá šířce spektrálního intervalu v místě s polovinou maximální hodnoty zjištěného spektrálního profilu (označení FWHM – Full Width at Half Maximum)
- Mezní proud, maximální proud a napětí – mezní proud typicky do 1 A, provozní proud do 10 A, napětí max. 2 V
- Provozní teplota, doporučený rozsah – typicky od 15°C do 35°C
- Rozbíhavost svazku – v rychlé ose (horizontální) desítky stupňů, v pomalé ose (vertikální) pak jednotky stupňů
- Doporučené chlazení – uvádí se způsob chlazení, u nižších výkonů zpravidla kontaktní, u vyšších bývá nutné vodní chlazení. Standardně se udává i doporučený výkon, na který by měl být použit chladič dimenzován.
- Typ pouzdra – výrobci zpravidla umožňují výběr různých pouzder pro laserovou diodu stejných parametrů, uživatel pak volí podle aplikace nejvhodnější variantu.

### **Základní parametry výkonových polí a stacků laserových diod**

- Výkon výstupního svazku – až jednotky kilowattů v kontinuálním případně v kvazikontinuálním režimu (QCW)
- Počet emitorů – až desítky emitorů v rámci jednoho pole, až desítky polí v rámci jednoho stacku.
- Faktor zaplnění (fill factor) – udává se v procentech a představuje poměr aktivní plochy editorů k celkové ploše pole laserových diod. Typicky bývá 50%. Tento údaj bývá někdy udáván i jako kombinace šířky emitorů a vzdáleností jejich středů, čímž lze faktor zaplnění dopočítat. Jedná se o klíčový parametr nutný pro návrh či výběr vhodné kolimační optiky.
- Střední vlnová délka – pro výkonové laserové diody je to typicky 780 – 980 nm. Hodnota střední vlnové délky se udává s rozptylem v řádu jednotek nanometrů.
- Teplotní koeficient přeladění – typicky desetiny nanometru. S ohledem na omezenou nabídku polí výkonových laserových diod je tato informace důležitá v kombinaci s rozsahem provozních teplot diodového pole.
- Šířka emisního spektra – udává se zpravidla v nanometrech (typicky jednotky nanometrů), přičemž údaj odpovídá šířce spektrálního intervalu v místě s polovinou maximální hodnoty zjištěného spektrálního profilu (označení FWHM – Full Width at Half Maximum)

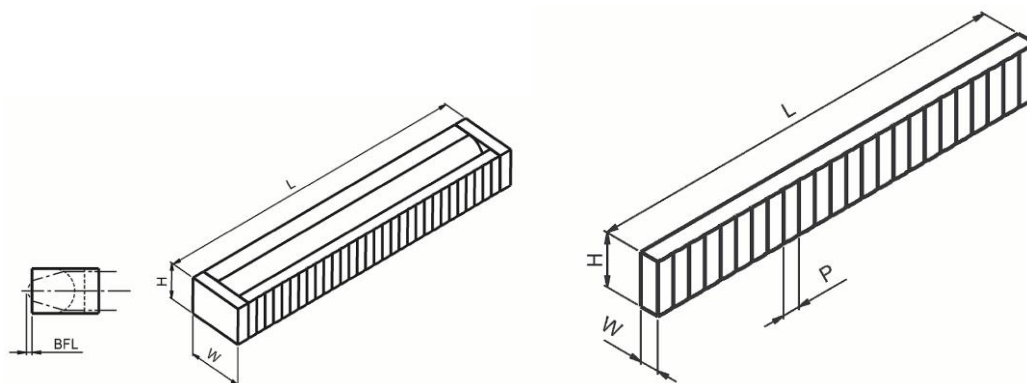
- Mezní proud, maximální proud a napětí – mezní proud bývá v řádu jednotek (pole) až desítek (stack) ampér, provozní proud do desítek (pole) až stovek (stack) ampér, napětí max. 2 V (připadá na jedno pole laserových diod)
- Provozní teplota, doporučený rozsah – typicky od 15°C do 35°C
- Rozbíhavost svazku – v rychlé ose (horizontální) desítky stupňů, v pomalé ose (vertikální) pak typicky kolem deseti stupňů
- Doporučené chlazení – uvádí se způsob chlazení, u nižších výkonů zpravidla kontaktní, u vyšších bývá nutné vodní chlazení. Standardně se udává i doporučený výkon, na který by měl být použitý chladič dimenzován.
- Typ pouzdra – výrobci zpravidla umožňují výběr různých pouzder pro laserovou diodu stejných parametrů, uživatel pak volí podle aplikace nejvhodnější variantu.

### 3.2. Kolimace výstupního svazku výkonových polovodičových laserů

S ohledem na výraznou rozbíhavost výstupního svazku je kolimační optika nezbytnou součástí drtivé většiny zdrojů výkonového laserového záření. Z pohledu kolimační optiky je zásadním rozdílem oproti standardním laserovým diodám je výrazně nesymetrický tvar aktivní oblasti, respektive výrazně nesymetrický svazek laserového záření, který z této oblasti vystupuje. Právě nesymetrický tvar svazku a výrazně odlišná míra jeho rozbíhavosti v horizontálním a vertikálním směru vyžaduje použití vlastní kolimační čočky pro každou z těchto dvou základních os. V případě výkonové laserové diody je tak kolimační optika tvořena dvojicí válcových čoček.

Složitější situace je v případě pole laserových diod, kdy musí kolimační optika respektovat uspořádání jednotlivých emitů v rámci pole laserových diod. Stejně jako v případě jednoduché výkonové laserové diody platí, že je nutné provádět kolimaci válcovými čočkami pro horizontální i vertikální směr zvlášť. V případě pole je pak kolimace v horizontálním směru (příčně přes řadu emitů) zajištěna modulem válcových mikročoček. V nabídce firem, zabývajících se výrobou mikročoček jsou v nabídce i moduly, kombinující pole válcových mikročoček pro horizontální osu a dlouhou válcovou čočku pro vertikální osu. Příkladem může být modul of společnosti LIMO (FAC-SAC

9007.410), který jsme v laboratořích ÚPT použili pro kolimaci výstupního svazku pole LD od společnosti Coherent B1-79-20.0C-19-30-A.



**Obrázek 3.1 Vlevo je kombinovaný kolimační modul FAC-SAC 9007.410 ( $H=1.5$  mm,  $L=13$  mm,  $W=2.65$  mm and  $BFL=0.09$  mm), vpravo pole mikročoček pro kolimaci svazku v horizontální rovině (pomalá osa) SAC-150/500 9007.400 ( $H=1.5$  mm,  $L=12$  mm,  $W=0.55$  mm and pitch  $P=0.5$  mm).**

Kolimace výstupního svazku pole laserových diod pomocí univerzálních, běžně komerčně dostupných, modulů válcových mikročoček bohužel zpravidla nevede k úplnému potlačení rozbíhavosti svazku. Takzvaná zbytková divergence bývá udávána v řádu jednotek stupňů a liší se pro každou kombinaci výkonového pole a kolimačního modulu.

Příčinou tohoto stavu, který výsledně snižuje efektivitu zdroje výkonového laserového záření jako celku je to, že jednotlivé emitory nejsou v rámci pole uspořádány přesně lineárně, ale jejich vzájemná poloha se v horizontálním směru napříč polem mění. Typicky se jedná o hodnoty v řádu jednotek mikrometrů. Tento jev je v literatuře označován jako „array smile“. Nelineární uspořádání emitorů napříč polem je dáno technologií výroby a v principu lze příčiny rozdělit na dvě základní – vliv použitých materiálů a vliv procesu spojování jednotlivých vrstev (spoj vytvářený kombinací lisování a pájení – „die bonding technology“). [5]

### 3.3. Chlazení výkonových polovodičových laserů

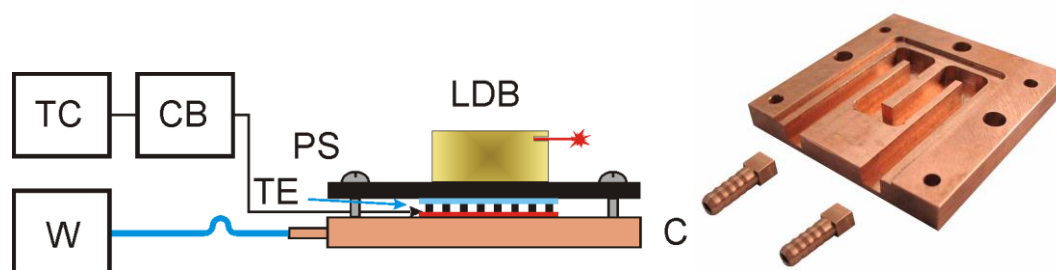
V případě běžných laserových diod je jejich chlazení, respektive teplotní stabilizace, především otázkou nastavení a stabilizace vlnové délky emitovaného laserového záření. V případě výkonových laserových diod a diodových polí však problematika chlazení dostává zcela jiný rozměr. Při návrhu

systému je třeba počítat s kapacitou pro odvod tepla v řádu minimálně jednotek wattů a aktivní chlazení je zde nutností nejen pro nastavení vlnové délky záření, ale především pro zajištění funkce jako takové.

Nejvýkonnější z dostupných polí laserových diod jsou většinou vsazeny do pouzdra, které je přímo uzpůsobeno pro průtok chladicího média. V ostatních případech se počítá s montáží zdroje záření na aktivně chlazený chladič (vzduchové chlazení, vodní chlazení, elektrické chlazení – Peltierův článek).

Na ÚPT jsme se zabývali návrhem vhodného chladicího systému pro pole laserových diod LD od společnosti Coherent B1-79-20.0C-19-30-A. Toto pole je určeno pro montáž na chladič (kontaktní chlazení). Pro zajištění možnosti plynulé regulace teploty byl mezi diodové pole a vlastní chladič vložen Peltierův článek PC-128-10-05 (Supercool), jednovrstvý modul s maximálním provozním výkonem 88 W. V rámci pilotního experimentu pak bylo zjištěno, že při dlouhodobém provozu diodového pole v režimu maximálního výkonu nestačí pasivní chladič odvádět teplo vzniklé na “teplé straně” Peltierova článku. Po překročení rozdílové teploty článku  $\Delta T = 68^{\circ}\text{C}$  docházelo k tepelnému průrazu článku a selhání chladicího systému. Z tohoto důvodu bylo nutné přistoupit k aktivnímu chlazení teplé strany Peltierova článku. Systém je znázorněn na obr. 3.2. Jedná se o kombinaci měděného chladiče termoelektrického chladicího modulu typu vzduch-voda LA-075-24-02 (Supercool).

Vlastní teplotní stabilizace je pak realizována pomocí teplotního kontroléru s rozlišením nastavení a stabilizace teploty  $1.10^{-3}\text{C}$  v kombinaci s proudovým zesilovačem (v obou případech návrh i výroba ÚPT).

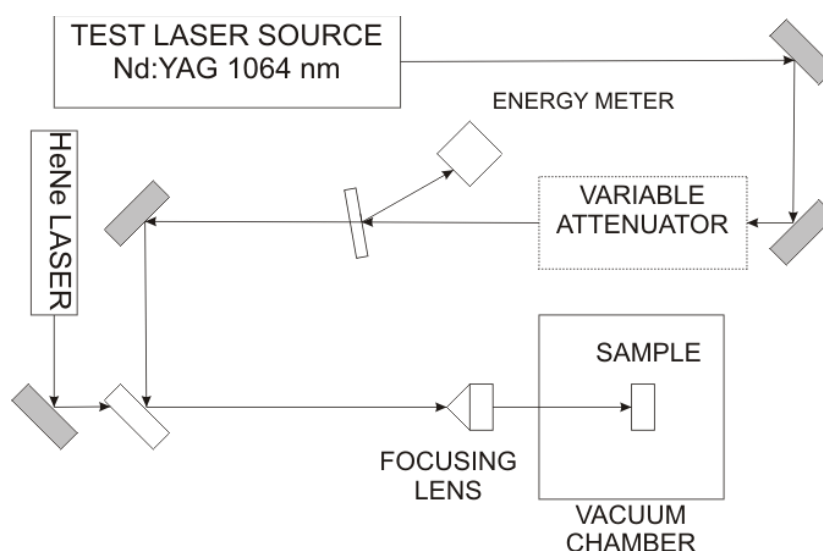


**Obrázek 3.2** Systém pro teplotní stabilizaci pole laserových diod (vlevo). LDB je pole výkonových laserových diod, TC je teplotní kontroler, CB je proudový zesilovač, W je hlavní chladič vodního okruhu, TE je Peltierův článek a C je chladič (v detailu vpravo).

### 3.4. Výkonová odolnost optických vrstev

Vysoký optický výkon polí laserových diod klade velké nároky jak na použité optické komponenty, tak na dielektrické vrstvy na ně napařované. Právě depozicí antireflexních a reflexních vrstev se dlouhodobě zabývá i oddělení Koherenční optiky ÚPT, laboratoř elektronového napařování. Depozice tenkých vrstev je zde prováděna na léty prověřené aparatuře Balzers BAK550 (napařovací systém, vybavený dvěma elektronovými děly) a nově pak i na napařovací aparatuře Syrus PRO 710 společnosti Leybold Optics, která kromě dvojice elektronových děl obsahuje i plasmový zdroj, umožňující přípravu složitých mnohaúrovňových optických vrstev, nezbytných pro výrobu například velmi úzkých spektrálních filtrů, dělících zrcadel pro oblast UV záření, přípravu zrcadel s negativní disperzí a podobně.

V souvislosti se zapojením do přípravy projektu HIPER (a potenciálně ELI nebo HiLASE) byla navržena metodika a vytvořen experimentální systém pro testování odolnosti nanesených dielektrických vrstev v kryogenních podmínkách. Vrstvy v tomto případě musí splňovat nejen požadované optické parametry, ale musí vykazovat současně i odolnost vůči nízkým teplotám. Testovaným parametrem je potom mezní množství energie v pulsu laserového záření, kdy již dochází k poškození optické vrstvy (Laser induced damage threshold - LIDT) [6].



**Obrázek 3.3** Systém pro testování kryogenních vrstev v atmosférických a kryogenních podmínkách.



Obrázek 3.4 Příklad defektu optické vrstvy – energie v pulsním svazku  $22 \text{ J/cm}^2$ .

### 3.5. Aplikace výkonových polovodičových laserů

Výkonové polovodičové lasery mají své místo v těch aplikačních oblastech, kde není vyžadována spektrální čistota laserového záření (jednomodový resp. úzkospektrální provoz). V těchto případech bývá zpravidla kladen důraz na vysoký optický výkon laserového svazku.

Typickou aplikační oblastí výkonových polovodičových laserů je optické čerpání výkonových pevnolátkových laserů. Tyto lasery, případně výkonové polovodičové lasery samy, bývají používány například v průmyslu (řezání, svařování, kalení materiálů), medicíně (chirurgické zákroky), ale například i na poli uměleckém (laserové gravitování, světelné show).

Typickou aplikační oblastí výkonových laserových diod a výkonových polí je optické čerpání výkonových pevnolátkových laserů.

#### **Optické čerpání pevnolátkových laserů - VERDI**

Typickým zástupcem takových laserů je v laboratořích ÚPT laser VERDI (Coherent) [7]. Jedná se o výkonový úzkospektrální laser (šířka emisní čáry v jednotkách MHz, výkon až 18 W na vlnové délce 532 nm). Základem je výkonová laserová dioda (v případě nejvýkonnější 18 W verze dvojice výkonových diod), čerpající opticky krystal Nd-YAG zářením na střední vlnové

délce 1064 nm. Výstupní záření systému pak představuje druhou harmonickou frekvence čerpacího svazku – v oblasti vlnových délek 532 nm (zelené světlo).

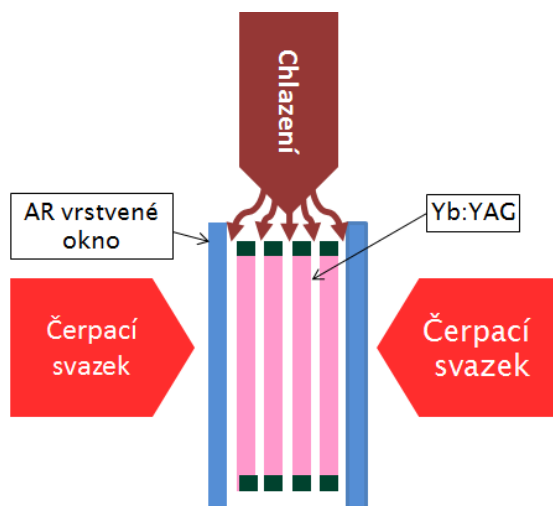
V laboratořích ÚPT je tento systém využíván zejména v oblasti optických mikromanipulačních technik.

### ***Optické čerpání pevnolátkových laserů – HiPER, ELI, HiLASE***

Vezmeme-li škálu všech laserů na světě, pak na pomyslném výkonovém maximu stojí laser, navržený v rámci celoevropského projektu HiPER (High Power laser Energy Research facility) [8]. Jedná se o evropský projekt (momentálně z finančních důvodů dočasně pozastavený) s účastí ÚPT, který má za cíl demonstrovat laserem řízenou jadernou fúzi. Počítá se s laserovým zářením s energií až 80 kJ v pulsu o délce 10 ps (80 PW optický výkon).

Základem jsou stacky výkonových laserových diod, střední vlnová délka 940 nm, výstupní optický výkon až 10 kW na jeden stack.

Z hlediska konstrukce se jedná o tzv. „multislab laser“ (obr. 3.5). Zářením generovaným výkonovým polovodičovým laserem je čerpáno několik za sebe řazených zesilovacích kristalů, mezi nimiž proudí chladicí médium (kryogenní chlazení, páry Helia).



**Obrázek 3.5 Schematické znázornění konstrukce multislabového laseru.**

Z hlediska konstrukce laserového zdroje je stejný princip uplatněn i v právě realizovaném projektu ELI (Extreme Light Infrastructure) – v Dolních Břežanech u Prahy se buduje nejmodernější laserové zařízení na světě. ELI bude dodávat

ultrakrátké laserové pulsy trvající typicky několik femtosekund (10-15 fs) a produkovat výkon až 10 PW. [9]

Jako základ pro nové lasery využívá výkonové polovodičové lasery i projekt HiLASE [10]. Cílem Výzkumného programu je vyvinout a zprovoznit laserový systém využívající novou technologii diodově čerpaných tenkých disků, který se stane uživatelským zařízením poskytujícím laserové pulzy s vysokou energií (J) a vysokou opakovací frekvencí (kHz) pro průmyslové, vědecké a lékařské aplikace. Jednotlivé okruhy prací budou zahrnovat vědecký a inženýrský návrh laserového systému a jeho jednotlivých částí a subsystémů, vývoj vybraných komponent, montáž, testování a optimalizaci jednotlivých systémů.

### ***Svařování laserovým svazkem***

Při svařování laserovým svazkem jsou vedle tradičních CO<sub>2</sub> laserů stále častěji využívány lasery pevnolátkové a to buď přímo výkonové polovodičové lasery, popřípadě opticky čerpané pevnolátkové lasery (zdroj záření je buď polovodičový laser, nebo sada vysoce svítivých LED diod).[11] Sama technologie využívá vysokovýkonový laser jako zdroj tepla, tavící svařované materiály. Svařovací lasery mívají obvykle výkon jednotek kilowatů kolimovaný do ohniska o průměru několika stovek mikrometrů. Z hlediska vlnových délek je používáno záření v rozsahu 900 nm až 1070 nm.



## 4. METODY ZVYŠOVÁNÍ KOHERENCE POLOVODIČOVÝCH LASERŮ

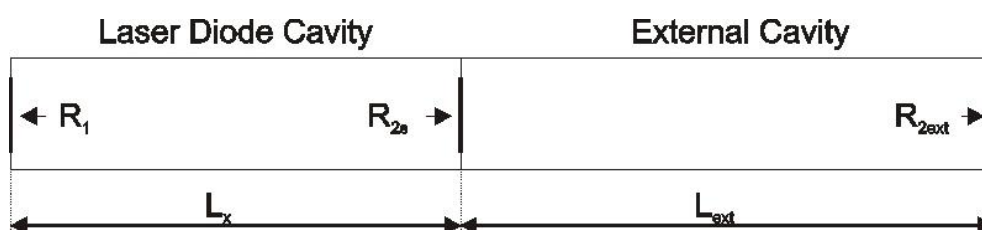
Ing. Ondřej Číp, Ph.D.

*Kapitola seznamuje s metodami zvyšování koherence záření generovaného polovodičovými strukturami pomocí externích rezonátorů.*

---

### 4.1. Polovodičové lasery s externím rezonátorem

Optické rezonátory, které obklopují vlastní polovodičovou strukturu laserové diody se vyznačují velmi malou délkou, která odpovídá délce čipu diody. Pro vlnové délky viditelného spektra se jedná o délky v řádu stovek mikrometrů. Zároveň odrazivost zrcadel rezonátoru, které vznikají jako planparalelní desky přesným zabroušením polovodiče, není příliš vysoká. Tyto vlastnosti předurčují kvalitu výsledné spektrální emisní čáry ne příliš úzkou a z tohoto důvodu se hledají metody, jak tuto kvalitu zvýšit. Při tom je velmi důležité, aby při metodách zvyšování koherence zároveň bylo možné zachovat vždy alespoň elementární přeladitelnost vlnové délky.

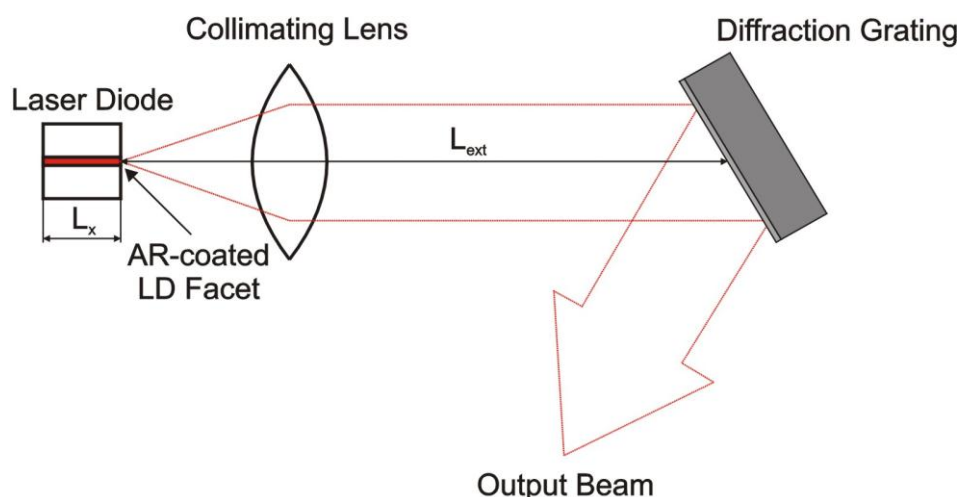


**Obrázek 4.1** Principiální schéma laseru s externím rezonátorem.

Metoda s externím rezonátorem (ECL – extended cavity laser) připojeným k laserové diodě využívá zpětné vazby do laserové diody od disperzního členu, který preferuje určité vlnové délky (selektuje určitou jedinečnou frekvenci), viz Obrázek 4.1. Za vhodných podmínek bude laserová dioda pracovat jako optický zesilovač právě na těchto vlnových délkách. Jako selektivního členu se velmi často využívá difrakční mřížky. Hlavním předpokladem pro správnou funkci externího rezonátoru je buď mimořádně přesné sladění délky vnitřního rezonátoru laserové diody s délkou rezonátoru externího. A nebo je nezbytné, aby vnitřní (původní) rezonátor byl eliminován např. nanesením antireflexní vrstvy na výstupní stranu diody a tím se tento vnitřní rezonátor odstranil.

## 4.2. Uspořádání ECL laseru v Littrow sestavě

Sestava ECL laseru v Littrowově uspořádání je nejjednodušším typem tohoto typu laseru. Princip spočívá v nasazení optické difrakční mřížky jako selektivního členu, který díky správnému náklonu mřížky směřuje do polovodiče pouze žádané vlnové délky, viz Obrázek 4.2

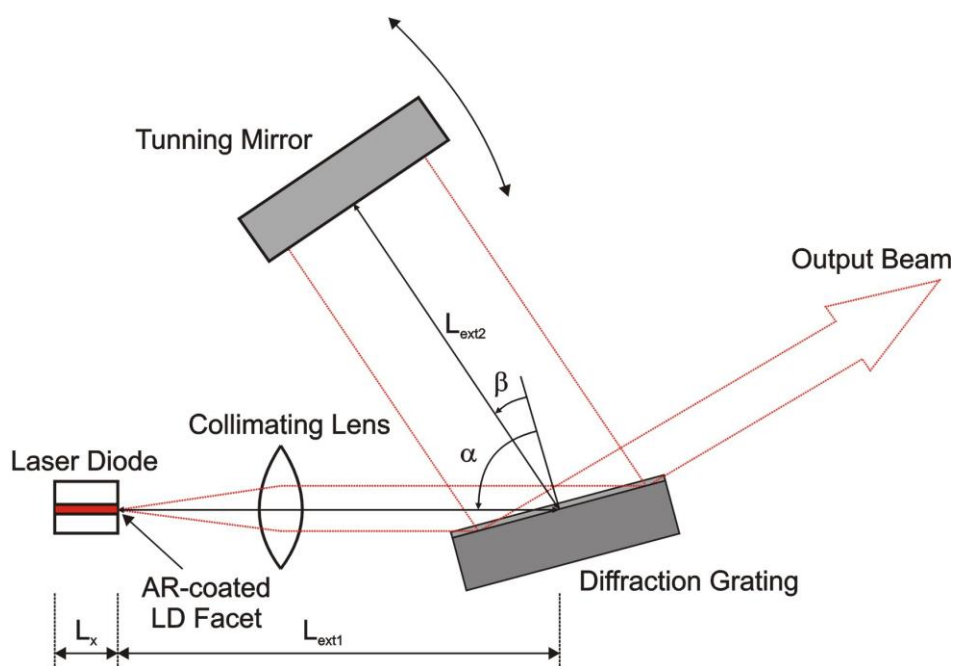


Obrázek 4.2 Principiální schéma laseru v Littrow uspořádání

Ve chvíli, kdy dochází k natáčení mřížky lze docílit v tomto uspořádání plynulého přeladění výstupní vlnové délky. Nesmí se však zapomenout na správné nastavení operační teploty a injekčního proudu. Hlavní nevýhodou tohoto uspořádání je natáčení výstupního svazku laseru v případě, že se ladí frekvence lasru. Tuto nevýhodu odstraňuje následující optická soustava.

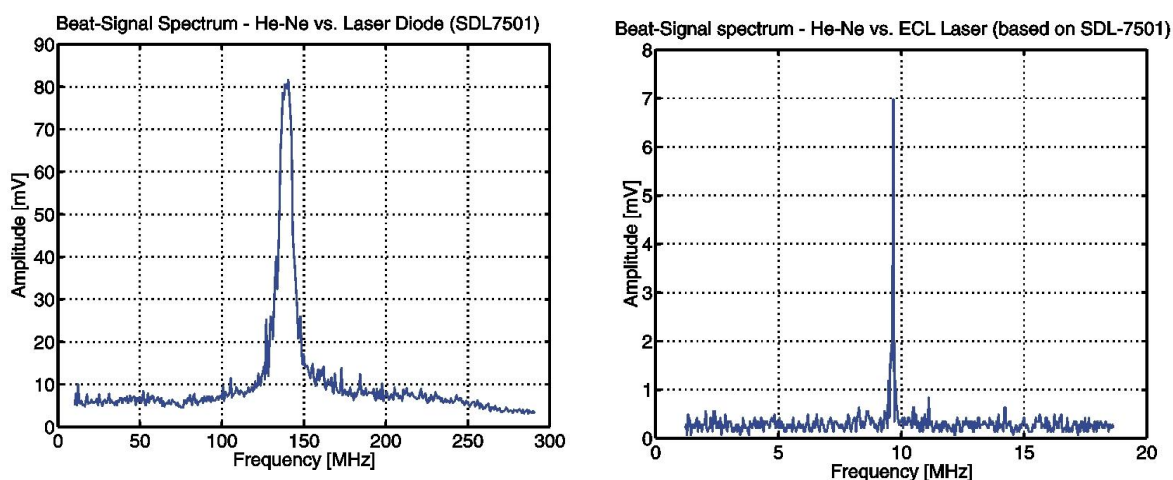
## 4.3. Uspořádání ECL laseru v Littmann sestavě

Schematické uspořádání ECL laseru v Littmann sestavě je na Obrázek 4.3. V místě odraženého svazku nultého řádu z difrakční mřížky je umístěno další externí zrcadlo. Toto zrcadlo je naklápěno postupně pod určitým úhlem během přeladování optické frekvence laseru. Pokud se řídí pohyb zrcadla v regulační smyčce na určitý jeden mod, je nutné, aby selektivní křivka difrakční mřížky stále korespondovala se zvoleným rezonančním vrcholem tohoto externího Fabryho-Perotova rezonátoru.



**Obrázek 4.3** Principiální schéma laseru v Liittmann sestavě.

Výsledné zlepšení emisního profilu spektrální čáry tohoto laseru je vyobrazenou na následujícím Obrázek 4.4.



**Obrázek 4.4** Spektrální profil laserové diody SDL-7501: vlevo – bez externího rezonátoru. Vpravo s externím rezonátorem.

Jak je patrné z pořízených záznamů, díky externímu rezonátoru je spektrální čára zúžena až o řád. Tím je k dispozici plně funkční laser s proměnlivou frekvencí.

## 5. ZVYŠOVÁNÍ KOHERENCE VÝKONOVÝCH POLOVODIČOVÝCH LASERŮ A POLÍ LASEROVÝCH DIOD

Ing. Zdeněk Buchta, Ph.D.

*Kapitola seznamuje se základními způsoby redukce emisního spektra výkonových polovodičových laserů a polí laserových diod.*

---

Výkonové polovodičové lasery se vyznačují velkou šířkou spektrálního rozsahu generovaného záření. Typicky se jedná až o několik nanometrů FWHM, což pro drtivou většinu aplikací těchto laserů nevadí, neboť rozhoduje především velikost optického výkonu ve svazku, nikoli spektrální čistota.

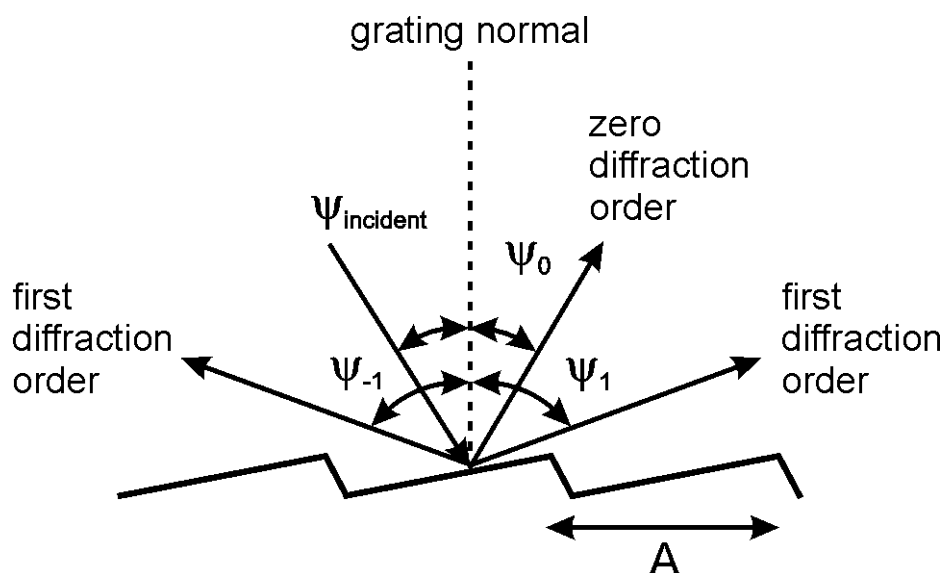
V některých případech však může být požadováno dosažení co nejvyšší spektrální výkonové hustoty pro relativně úzký spektrální interval (setiny nanometru, resp. desítky GHz) a zde je pak třeba emisní spektrum polovodičového laseru zúžit. Pro zúžení emisního spektra laseru je nutné vytvořit systém úzkospektrální zpětné vazby, což lze v principu dvěma způsoby.

Prvním z nich je dodatečné prodloužení optického rezonátoru pomocí vlnově selektivního členu, typicky optické mřížky použité v Littrowově nebo Litman-Metcalfově uspořádání [12]. Uspořádání je označováno jako laser s externím rezonátorem – ECL (external cavity laser).

Funkce optické mřížky je popsána následující rovnicí (5.1)

$$n \cdot \lambda = A \cdot (\sin \psi_{\text{incident}} - \sin \psi_{\text{reflected}}) \quad (5.1)$$

přičemž  $n$  je difrakční řád,  $\lambda$  je střední vlnová délka dopadajícího laserového záření,  $A$  je perioda optické mřížky (odpovídá výrobcem udávanému parametru počet drážek na milimetr),  $\psi_{\text{incident}}$  je úhel mezi kolmicí na plochu optické mřížky a osou svazku dopadajícího záření a  $\psi_{\text{reflected}}$  je úhel mezi kolmicí na plochu optické mřížky a osou svazku odraženého záření (5.1).

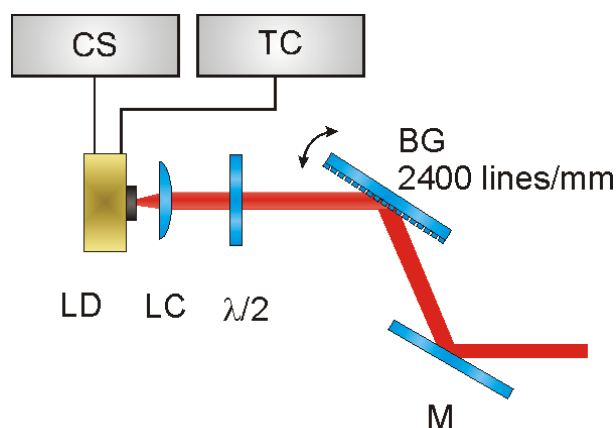


**Obrázek 5.1 Optická mřížka – princip.**  $\psi_{incident}$  je úhel mezi kolmicí na plochu optické mřížky a osou svazku dopadajícího záření a  $\psi_0$  a  $\psi_1$  je úhel mezi kolmicí na plochu optické mřížky a osou svazku odraženého záření v nultém a prvním řádu.

V případě použití mřížky jako vlnově selektivního členu v Littrowově uspořádání, představuje záření odražené v rámci nultého řádu výstupní svazek laseru a záření odražené v rámci prvního řádu zpět do laseru pak plní funkci optické zpětné vazby. Podle rovnice (5.1) je totiž úhel odrazu v rámci prvního řádu funkcí vlnové délky. Díky této vlastnosti optické mřížky tak dochází k omezení množství podélných módů v rezonátoru a vlastní polovodičový laser je stimulován k emisi v užším spektrálním rozsahu.

### 5.1. Příklad z laboratoří ÚPT – výkonový laser pro optické čerpání atomů rubidia

Jedná se o laser, jehož základ tvoří výkonová laserová dioda S-λ-3000C-200-H (Coherent) s maximálním výstupním výkonem 3W na vlnové délce 797 nm, šířka emisního spektra je cca. 1 nm (1000 GHz) FWHM. Jako vlnově selektivní element byla zvolena optická mřížka (2400 čar na milimetr) použitá v Littrowově uspořádání (odpovídající Littrowův úhel 72.4°) [13]. Schematicky je popsané uspořádání zachyceno na obr. 5.2.

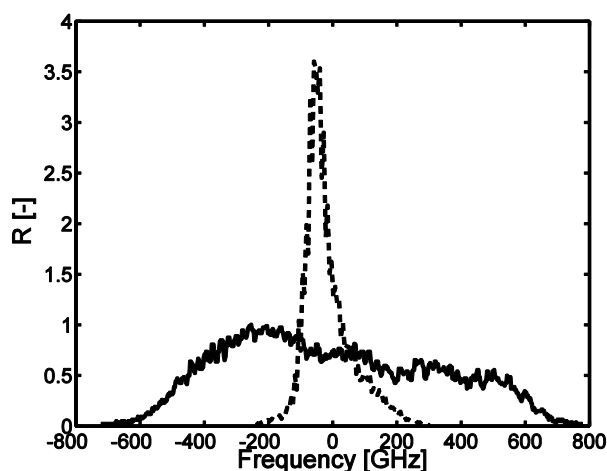


**Obrázek 5.2 ECL laser s výkonovou laserovou diodou LD. CS je proudový zdroj, TC teplotní kontroler. LC je kolimační optika výstupního svazku,  $\lambda/2$  je půlvlnná deska, BG je optická mřížka a M zrcadlo.**

Tímto způsobem bylo dosaženo přibližně desetinásobného zúžení emisního spektra, z původních 732 GHz FWHM na 69 GHz FWHM s výkonovou ztrátou 49% (pokles z hodnoty 3,14 W na hodnotu 1,60 W). I přes procentuálně velkou výkonovou byla podmínka zvýšení spektrální výkonové hustoty splněna a na požadované vlnové délce došlo k přibližně trojnásobnému nárůstu spektrální výkonové hustoty (obr. 5.3). Koeficient, kterým je možné tento nárůst vyčíslit je popsán rovnicí 7.2

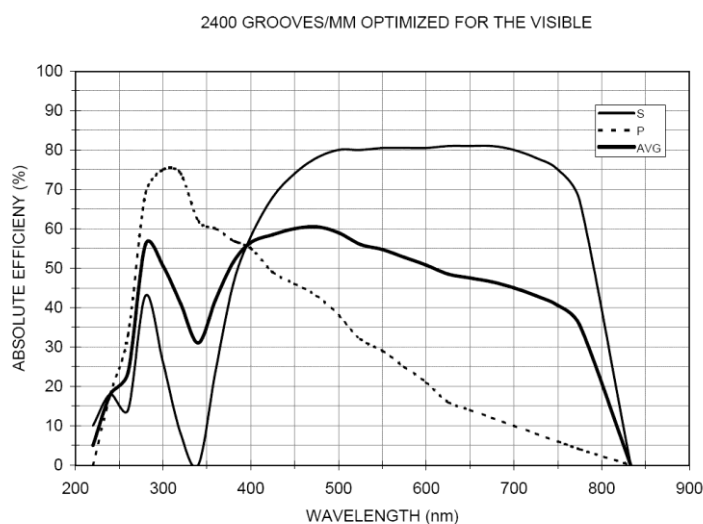
$$R = \frac{P_r \cdot S_o}{P_o \cdot S_r} \chi^2 = 2 \quad (5.2)$$

kde  $P_r$  výstupní optický výkon ECL laseru,  $S_r$  plocha pod křivkou emisního spektra ECL laseru,  $P_o$  optický výkon volně běžícího polovodičového laseru (laserová dioda bez mřížky) a  $S_o$  plocha pod křivkou emisního spektra volně běžícího polovodičového laseru.



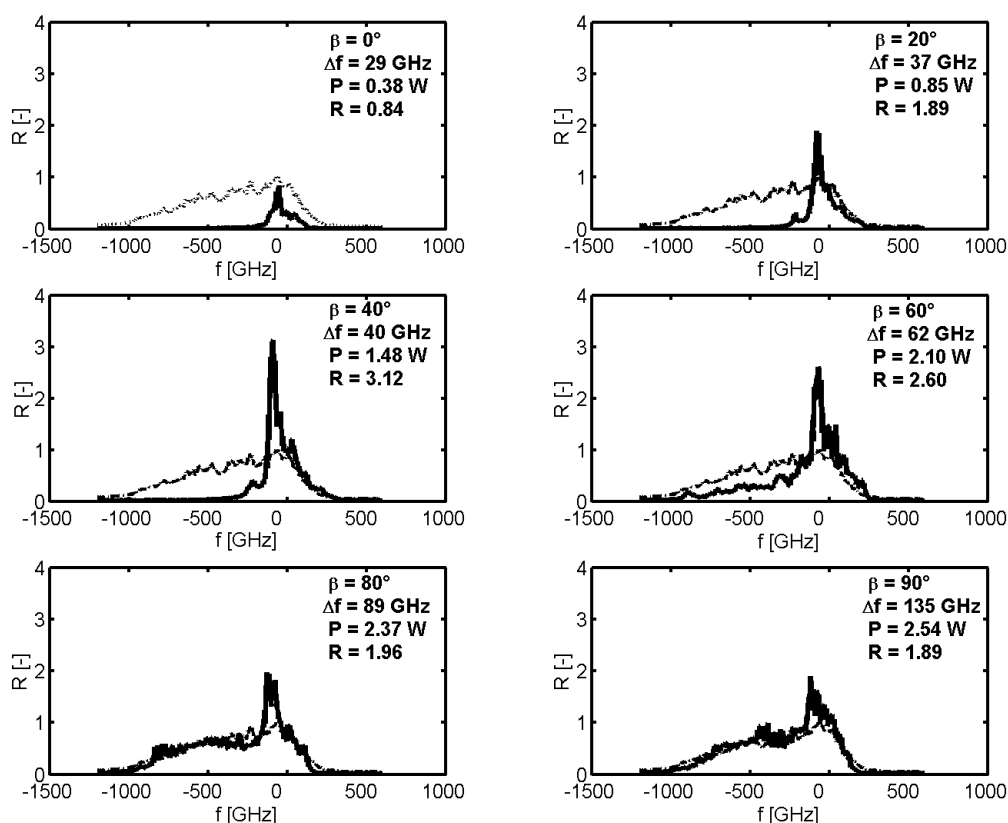
**Obrázek 5.3 Emisní spektrum výkonové laserové diody před (plná čára) a po zúžení optickou mřížkou (čárkovaná čára).**

Z hlediska zúžení emisního spektra a dosažení co nejvyšší spektrální výkonové hustoty je zajímavá možnost optimalizace optické zpětné vazby. V popsané sestavě ji lze provést vložení půlvlnné desky mezi laserovou diodu a optickou mřížku. Změnou úhlu polarizace laserového záření lze totiž měnit poměr optického výkonu ve výstupním a zpětnovazebním svazku. Vztah mezi účinností mřížky a polarizací dopadajícího záření je zachycen na obr. 5.4.



**Obrázek 5.4 Vztah mezi vlnovou délkou dopadajícího záření a mírou výkonu odraženého ve svazku prvního řádu.**

Záznam spekter původních a zúžených pro různé úhly polarizace je na obr. 5.5. Z experimentálních výsledků vyplývá, že je možné vhodným nastavením optické zpětné vazby dosáhnout optimálního poměru mezi šířkou emisní čáry a výstupním optickým výkonem ECL laseru a maximalizovat tak hodnotu spektrální výkonové hustoty.



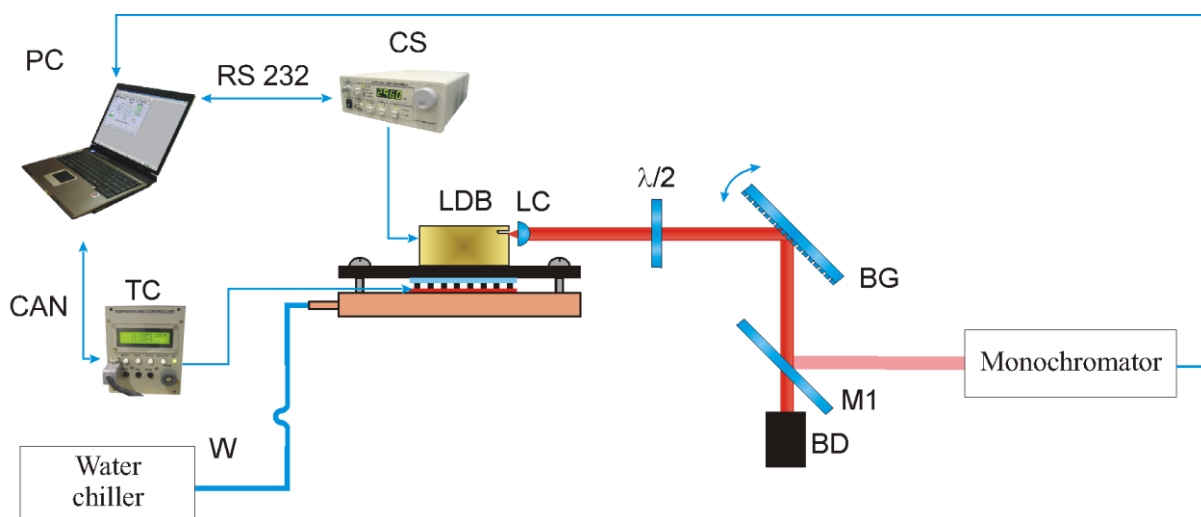
**Obrázek 5.5 Srovnání záznamů spekter ECL laser pro různé úhly polarizace záření  $\beta$ .**

## 5.2. Zúžení emisní čáry pole laserových diod

Stejně jako v případě jednoduché laserové diody, lze i pro zúžení emisního spektra pole laserových diod použít optickou mřížku. Je třeba ale vzít v úvahu, že jednotlivé emitory nejsou v rámci pole rozmístěny přesně v jedné rovině (smile efekt) a každá z diod generuje záření na mírně odlišné střední vlnové délce.

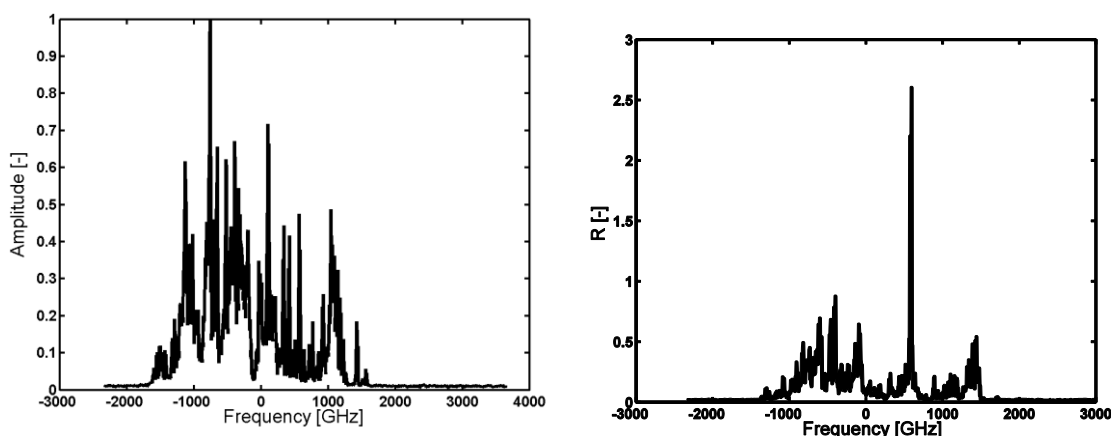
Příklad sestavy je uveden na následujícím obr. 5.6. [14]





**Obrázek 5.6** ECL laser s polem výkonových laserových diod LDB. CS je proudový zdroj, TC teplotní kontroler. LC je kolimační optika výstupního svazku,  $\lambda/2$  je půlvlnná deska, BG je optická mřížka, M1 zrcadlo, BD pohlcovač svazku.

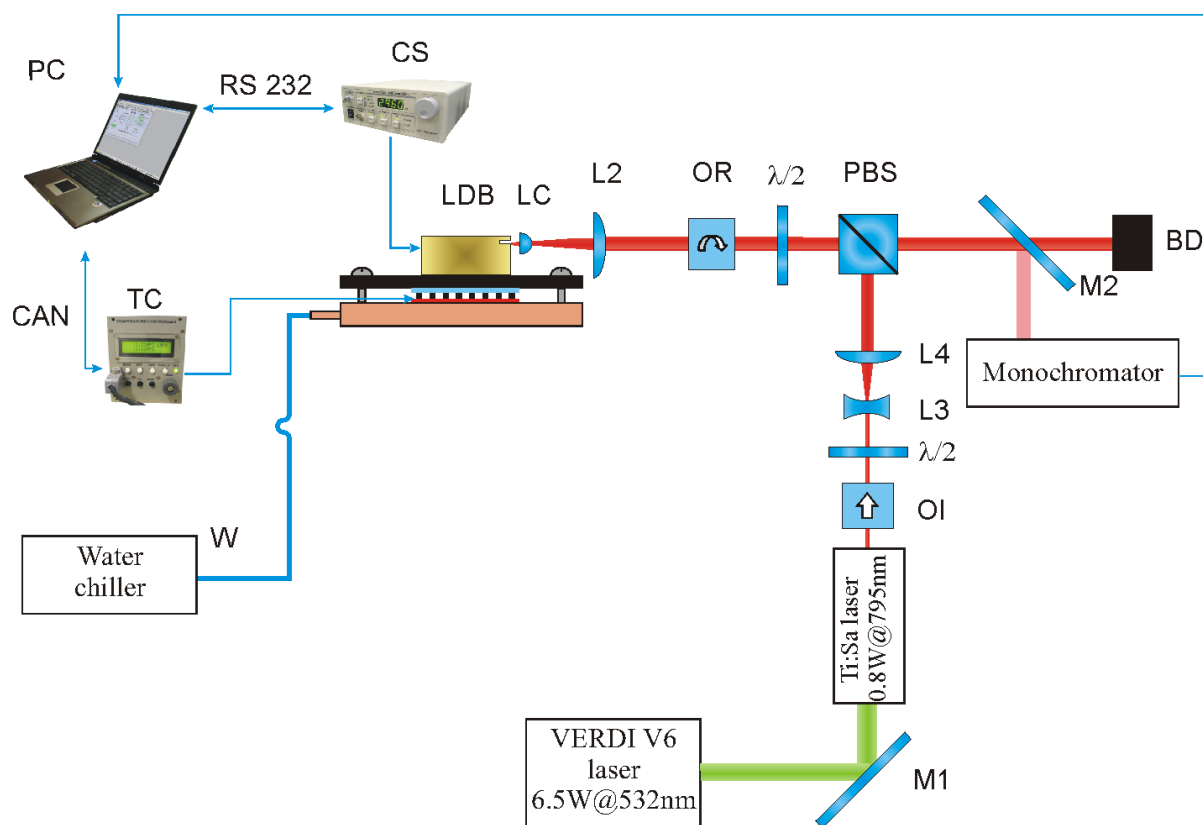
Na obr. 5.7 je zaznamenáno spektrum diodového pole B1-79-20.0C-19-30-A (Coherent) před zúžením a po zúžení optickou mřížkou 1800 čar/mm.



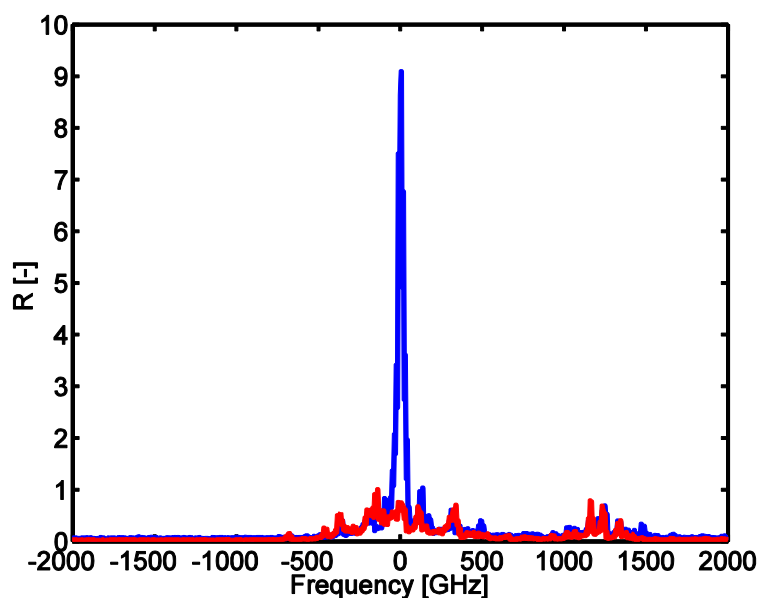
**Obrázek 5.7** Emisní spektrum pole laserových diod před zúžením (vlevo) a po zúžení pomocí optické mřížky (vpravo).

Alternativním řešením pro zúžení emisního spektra diodového pole je druhý z avizovaných způsobů redukce emisního spektra polovodičového laseru – technika využívající externího zdroje záření (úzkospektrálního laseru). Výhodou je možnost tvarování úzkospektrálního laserového svazku tak, aby došlo k navázání úzkospektrálního záření do všech emitorů diodového pole.

Příklad uspořádání je na obr. 5.8. Jako zdroj úzkospektrálního záření je použitý Ti:Sa laser s výstupním optickým výkonem 600 mW a šířkou emisního spektra 25 GHz FWHM. Výsledek zúžení je na obr. 5.9.



Obrázek 5.8 Sestava s polem výkonových laserových diod LDB. CS je proudový zdroj, TC teplotní kontroler. LC je kolimační optika výstupního svazku,  $\lambda/2$  je půlvlnná deska, OR je optický rotátor, PBS je polarizační dělič svazku, OI je optický izolátor, M1 a M2 je zrcadlo, BD pohlcovač svazku..



Obrázek 5.9 Emisní spektrum výkonové pole laserových diod před (červená čára) a po zúžení zářením Ti:Sa laseru (modrá čára).

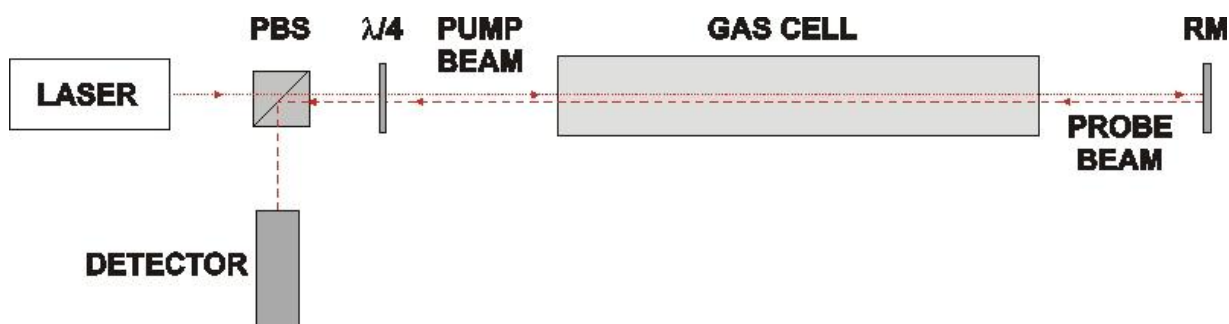
## 6. SPEKTROSKOPIE S PŘELADITELNÝMI LASEROVÝMI DIODAMI

Ing. Ondřej Číp, Ph.D.

*Kapitola seznamuje se základním využitím laditelných laserových diod pro analýzu plynných prostředí případně konstrukci tzv. normálových laserů, tj. laserů, které pracují na přesně stanoveném optickém kmitočtu definovaném absorpčním přechodem v plynu.*

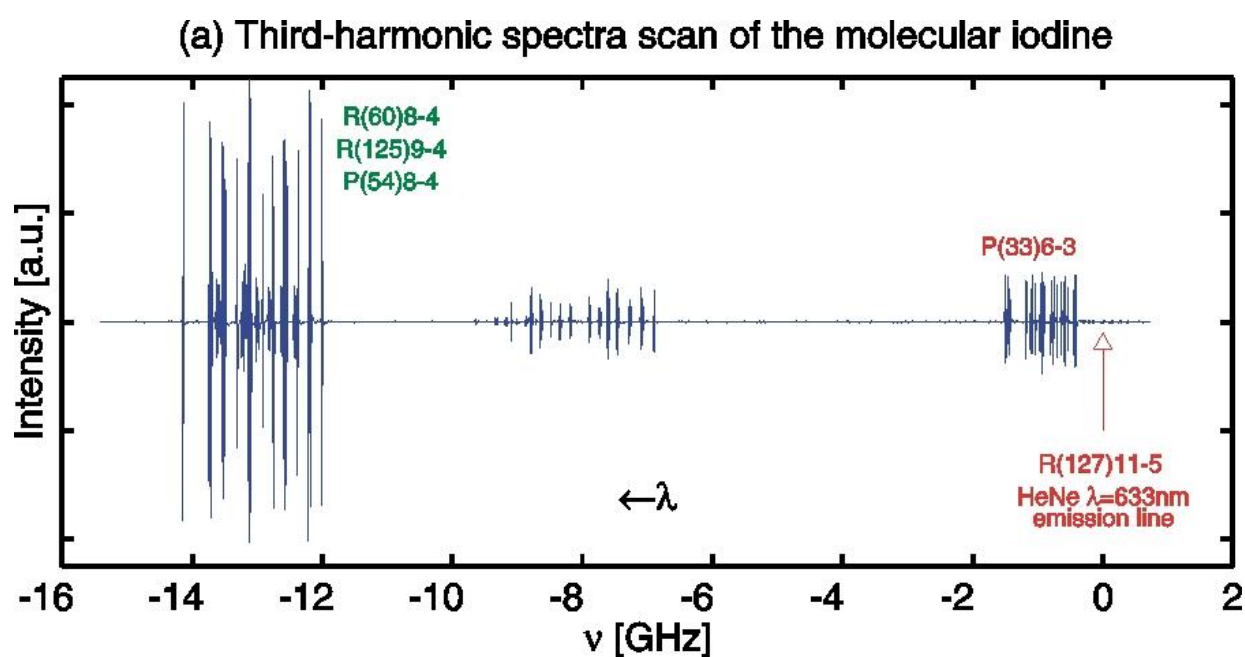
### 6.1. Laserová absorpční spektroskopie s potlačeným Dopplerovským pozadím

Základem každé absorpční spektroskopické techniky je přeladitelný zdroj laserového světla, absorpční prostředí (zpravidla kyveta plněná absorpčním plynem) a fotodetektor, který měří intenzitu záření po průchodu laserového svazku tímto prostředím. Toto uspořádání je představeno na Obrázek 6.1.



**Obrázek 6.1 Absorpční spektroskopie s přeladitelným laserem a potlačením Dopplerovského pozadí.**

V této sestavě se využívá jednoho laserového svazku pro jak vyvolání satureované absorpce v daném absorpčním plynu, tak i k měření finálního absorpčního poklesu pomocí tzv. měřicího svazku (probe beam). Tímto způsobem jsou detekovány absorpce u molekul či atomů plynu, které mají vůči směru šíření obou svazků (saturační a měřicí) nulovou rychlost. Je tak zajištěno, že Dopplerův jev se na tyto částice neprojeví a díky sofistikované detekční elektronice se dá změřit velice přesně kompletní spektrum absorbéru. Příkladem komplexního záznamu absorpčního spektra, které bylo nasnímáno polovodičovým laserem s externím rezonátorem ECL je na Obrázek 6.2.



Obrázek 6.2 Příklad záznamu absorpčního spektra v oblasti vlnové délky 633 nm. Záznam pořízen pomocí ECL laseru s polovodičovou diodou DL-3038-033.

## 7. SPEKTROSKOPIE S VÝKONOVÝM POLEM LASEROVÝCH DIOD

Ing. Zdeněk Buchta, Ph.D.

*Kapitola na příkladu optického čerpání atomů rubidia seznamuje s možnostmi a omezeními použití výkonových polovodičových laserů pro spektroskopické účely.*

---

V letech 2003 až 2007 byl na ÚPT AVČR řešen projekt orientovaný na spektroskopii s výkonovými polovodičovými lasery. Motivací byla produkce kontrastní látky pro NMR tomografii.

NMR tomografie je neinvazivní diagnostická technika, používaná zejména v medicíně pro studium lidského organismu. Tato jinak velmi mocná technika však selhává při studiu částí těla s nízkým obsahem vody, jako jsou například plíce nebo dvanácterník. Pro studium těchto orgánů je třeba využít vhodnou kontrastní látku, která chybějící vodu nahradí a poskytne NMR tomografu silný signál. Velmi perspektivní a v nedávné minulosti hojně zkoumanou a využívanou kontrastní látkou je tzv. polarizovaný Xenon.

Jedná se o inertní plyn ze skupiny vzácných plynů, jehož polarizace probíhá pomocí opticky čerpaných atomů rubidia. A právě optické čerpání atomů rubidia výkonovými lasery bylo oním zmíněným spektroskopickým projektem.

Rubidium je prvek, nacházející se za pokojové teploty v pevném skupenství. Teplota tání je 39°C. Při zahřátí skleněné květy s rubidiem nad tuto hodnotu dochází k uvolňování rubidiových par. Při teplotě 100°C je pak pracovní prostor naplněn parami rubidia, schopnými absorbovat záření na vlnové délce 794,76 nm v rozsahu přibližně  $1 \cdot 10^{-3}$  nm, neboli 0,5 GHz ve frekvenční oblasti (šířka absorpční čáry).

Maximální účinnosti optického čerpání je obecně dosaženo v případě, kdy je střední vlnová délka laserového záření shodná se střední vlnovou délkou žádané absorpční čáry a emisní spektrum odpovídá, nebo je užší než daný absorpční interval vlnových délek. Míra absorpce laserového záření je tedy dána vzájemným vztahem emisního spektra laseru a absorpčního spektra dané

látky. Dalším faktorem je pak velikost absorbovaného optického výkonu. V případě použití výkonového laseru a požadavku na maximální míru absorpce je třeba zajistit nejen spektrální podmínky, ale absorpční médium musí mít i objemovou schopnost dané záření absorbovat.

Prvním krokem v řešení problematiky optického čerpání atomů rubidia byl návrh vhodné absorpční kyvety a jejího plnění a to právě s ohledem na výše uvedené požadavky. [15]

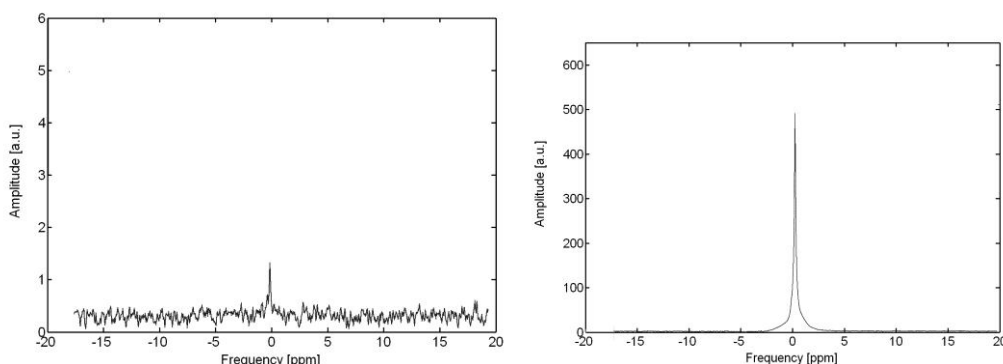
**Absorpční médium** – páry rubidia. Při teplotě 100°C byla šířka absorpční čáry na vlnové délce 794,76 nm vypočítána přibližně  $1 \cdot 10^{-3}$  nm, neboli 0,5 GHz ve frekvenční oblasti. Z hlediska techniky polarizace xenonu nutné a z hlediska rozšíření absorpční čáry žádoucí bylo přidání dalších plynů do kyvety s parami rubidia. Jednalo se jednak o samotný xenon a dále pak o dusík, použitý jako tzv. zhášecí plyn – k potlačení spontánní emise v kyvetě. Výpočtem bylo stanoveno rozšíření absorpční čáry rubidia na 50 GHz při 100°C v kyvetě naplněné směsí přírodního xenonu (100 kPa) a dusíku (200 kPa). Mechanismem tlakového rozšíření lze absorpční čáru rozšířit až na cca. 200 GHz při 100°C. Tento limit je dán především konstrukcí skleněné kyvety – při tlacích nad 1000 kPa hrozí mechanické poškození a exploze kyvety.

S ohledem na předpokládáný vysoký výkon v laserovém svazku byl proveden výpočet minimální délky kyvety pro plnou absorpci záření a navržena kyveta o délce 100 mm a průměru 30 mm (obr. 7.1).



**Obrázek 7.1 Absorpční rubidiová kyveta.**

**Čerpací laserový svazek** – pro pilotní experiment byl použit laditelný Ti:Sa laser s výstupním výkonem až 1 W a šířkou emisního spektra 25 GHz. Jako alternativa pro složitý a drahý Ti:Sa laser byl zkonstruován kompaktní laserový systém založený na výkonové laserové diodě (obr. 5.2). Výstupní výkon svazku tohoto ECL laseru byl 1,6 W, šířka emisního spektra pak 69 GHz. Právě s tímto laserem byly provedeny praktické experimenty s polarizací xenonu v laboratoři Nukleární magnetické rezonance ÚPT AVČR (příklad na obr. 7.2)



**Obrázek 7.2 Spektrální čára xenonu původní (vlevo) a po polarizaci pomocí výkonového polovodičového laseru (vpravo).**

Pomocí výše zmíněných technik zužování emisního spektra bylo provedeno i zúžení emisního spektra pole laserových diod a jeho využití pro optické čerpání atomů rubidia.

## SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] Hall, Robert N. et al: Coherent Light Emission From GaAs Junctions. Physical Review Letters, vol. 9, p. 366–368 (1962)
- [2] Nathan, Marshall I. et al: Stimulated Emission of Radiation from GaAs p-n Junctions. Applied Physics Letters, vol. 1, p. 62 (1962)
- [3] Ohtsu, M. et al: Frequency control of semiconductor lasers, Journal of Applied Physics, vol. 73, p. R1-R17 (1993)
- [4] [www.rp-photonics.com](http://www.rp-photonics.com)
- [5] Wang, J., Yuan, Z., Kang, L., Yang, K., Yhang, Y., Liu, X.: Study of the Mechanism of „Smile“ in High Power Diode Laser Arrays and Strategies in Improving Near-field Linearity. Proceeding of Electronic Components and Technology Conference, vol. 59, p. 837-842 (2009).
- [6] Oulehla, J., Pokorný, P., Lazar, J.: Optical coating on laser crystals for HiPER project. Proceeding of SPIE, vol. 8080, Article number 80800I (2011).
- [7] [www.coherent.com/products/?1852/Verdi-V-Series](http://www.coherent.com/products/?1852/Verdi-V-Series)
- [8] [www.hiper-laser.org](http://www.hiper-laser.org)
- [9] [www.eli-beams.eu](http://www.eli-beams.eu)
- [10] [www.hilase.cz](http://www.hilase.cz)
- [11] [www.laserline.de](http://www.laserline.de)
- [12] Vrbová, M. a kol: Lasery a moderní optika. ISBN 3-540-76137-3 (1997)
- [13] Buchta, Z., Číp, O., Lazar, J.: High-power extended cavity laser optimized for optical pumping of Rb. Measurement Science and Technology, vol. 18, pp. N77-N80 (2007)
- [14] Buchta, Z., Číp, O., Rychnovský, J., Lazar, J.: Laser diode array system for optical pumping of Rb. Proceeding of SPIE, vol. 7155, Article number 71552o (2008).
- [15] Buchta, Z., Rychnovský, J., Lazar, J.: Optical pumping of Rb by Ti:Sa laser and high-power LD. Journal of materials science: Materials in electronics. Iss. 1, vol. 8, 350-354 (2006)



## PŘÍLOHY



Centrum pro rozvoj výzkumu pokročilých řídicích a senzorických technologií  
CZ.1.07/2.3.00/09.0031

Ústav automatizace a měřicí techniky  
VUT v Brně  
Kolejní 2906/4  
612 00 Brno  
Česká Republika

<http://www.crr.vutbr.cz>

[info@crr.vutbr.cz](mailto:info@crr.vutbr.cz)