

## 7.2 Studium polovodičového GaAs/GaAlAs laseru

Teoretická část

Obecné pojednání o principu laseru a rozbor činnosti polovodičového laseru jsou obsahem odst. 7.4 části I. Polovodičový injekční laser (laserová dioda) je čerpán elektrickým proudem procházejícím  $P - N$  přechodem v propustném směru. Při průchodu proudu polovodičovým laserem vzniká při nízkých hodnotách proudu v oblasti přechodu pouze spontánní emise, tj. laser pracuje prozatím jen jako obyčejná elektroluminiscenční dioda. Emisní spektrum vysílaného záření je poměrně široké. Při zvyšování hodnoty proudu se zvyšuje koeficient zisku  $g$  a překročí-li proud určitou kritickou hodnotu  $i_0$ , převýší zisk ztráty  $\alpha$  ( $g > \alpha$ ) a nastupuje zesílení záření stimulovanou emisí, tj. laserová dioda začíná pracovat jako skutečný laser. Proud  $i_0$  se nazývá prahový proud. Po jeho překročení se spektrum emitovaného záření silně zúží, neboť daleko nejvíce jsou zesilovány vlnové délky v úzké oblasti spektra v okolí vlnové délky odpovídající maximu intenzity spontánní emise. Překročení prahového proudu se také projeví typickým způsobem v grafu závislosti vysílaného zářivého toku  $\Phi_e$  na proudu tekoucím laserovou diodou (tzn. světelné charakteristice): směrnice této závislosti se v okolí bodu  $i_0$  prudce zvýší. Všechny uvedené skutečnosti jsou schematicky znázorněny na obr. 7.2–1, kde křivky označené 1 (2) se vztahují k podprahové (nadprahové) situaci. Z obr. 7.2–1a je zároveň vidět, jak lze ze změřené světelné charakteristiky určit prahový proud  $i_0$ . Obr. 7.2–1c ilustruje reálné poměry emisních intenzit nad i pod prahovým proudem  $i_0$ .

Mezi důležité parametry laserové diody patří též její *výkonová účinnost*  $\eta$ , definovaná jako

$$\eta = \frac{\Phi_e}{P}, \quad (1)$$

kde  $P = U \cdot i$  je elektrický příkon laserové diody. Hodnota  $\eta$  se může měnit dle kvality a typu laseru v rozmezí od cca 0.1 % až do desítek %. Obširnější výklad o polovodičových laserech lze nalézt např. v [1][2][3].

Vznik laserových módů

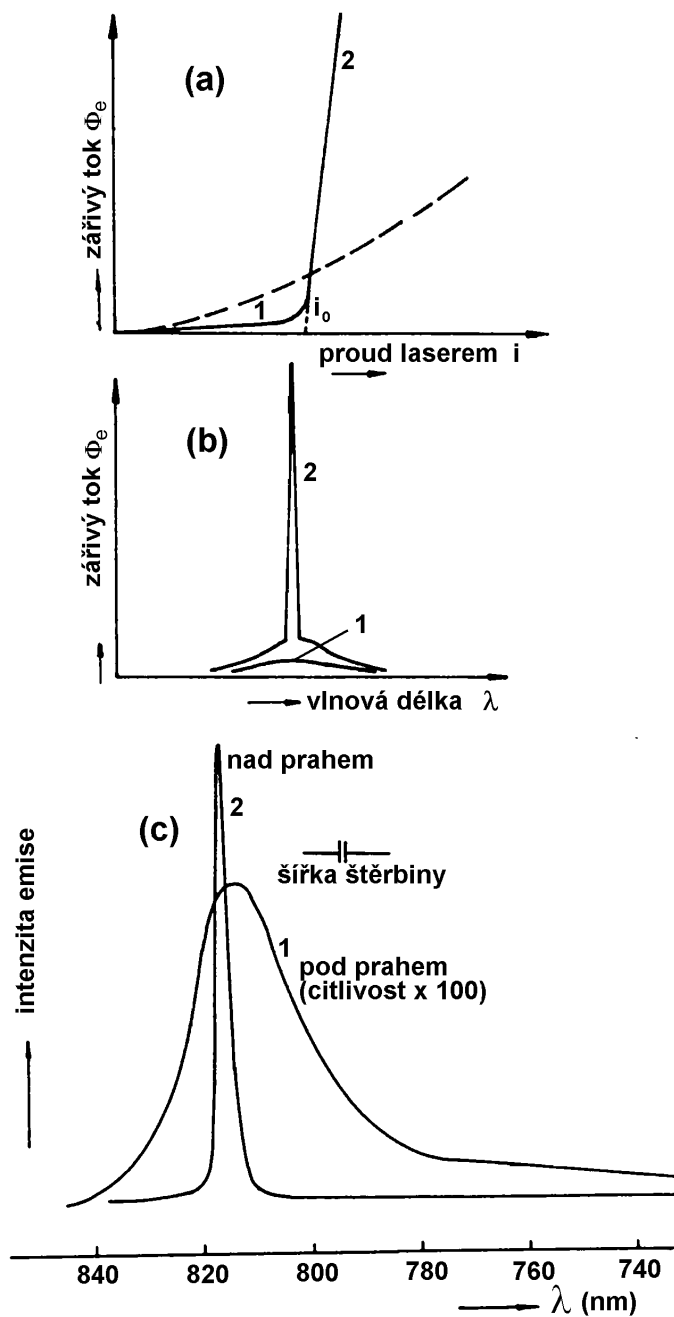
Mezi odrazovými plochami laseru, které tvoří Fabryho-Perotův rezonátor o délce  $L$ , vzniká stojaté elektromagnetické vlnění a musí tedy platit

$$m \frac{\lambda_p}{2} = L \text{ čili } 2Lk_m = m2\pi, \quad (2)$$

kde  $m$  je celé číslo charakterizující vlnový mód,  $k_m$  příslušný vlnový vektor a  $\lambda_p$  značí vlnovou délku světla v polovodiči. Dostáváme proto dle (2) diskrétní laserové spektrum (na rozdíl od spektra luminiscenční diody, které je spojitě). Pro rozdíl velikostí vlnových vektorů dvou sousedních módů tedy platí

$$\Delta k = k_{m+1} - k_m = \pi/L. \quad (3)$$

S použitím vztahů pro grupovou rychlost  $v_g = \Delta\omega/\Delta k = c/N_g$  ( $N_g$  je t.zv. grupový index lomu) můžeme pomocí (3) vyjádřit vzdálenost dvou sousedních módů. Ve



Obr. 7.2–1 (a) Světelná charakteristika laserové diody. (b), (c) Emisní spektrum laserové diody

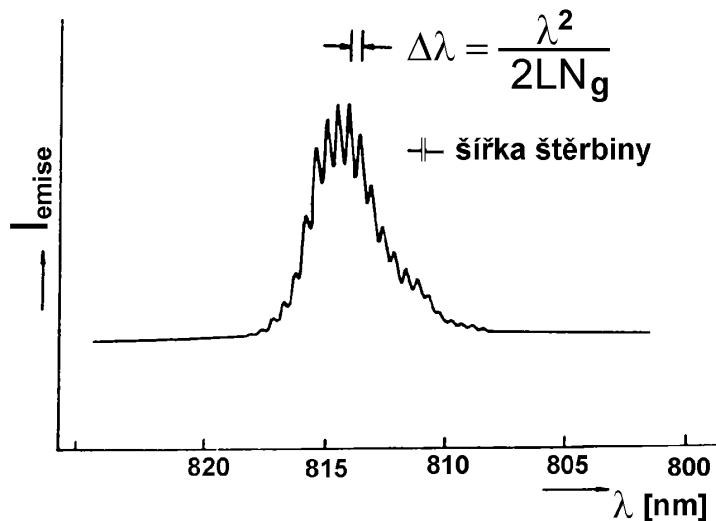
frekvenční oblasti tato vzdálenost činí

$$\Delta\nu = \frac{c}{2LN_g} \quad (4a)$$

a ve stupnici vlnových délek nabývá tvaru

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2LN_g}. \quad (4b)$$

Spektrum polovodičového laseru s namodulovanou modovou strukturou je ukázáno na obr. 7.2–2.



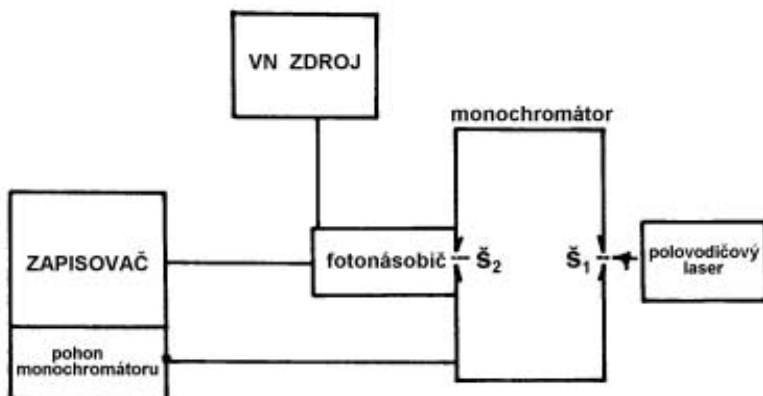
Obr. 7.2–2 Modová struktura emisního spektra laserové diody

Experimentální uspořádání k měření emisních spekter

### 1. Blokové schéma

Blokové schéma aparatury na měření luminiscenčních spekter – spektrofluorimetru – je na obr. 7.2–3. Analyzované světlo (v našem případě z laserové diody) dopadá na vstupní štěrbinu  $\check{S}_1$  monochromátoru. Monochromátorem spektrálně rozložené luminiscenční záření dopadá po průchodu výstupní štěrbinou  $\check{S}_2$  na fotokatodu fotonásobiče. Signál z fotonásobiče je veden na zapisovač, který současně slouží jako pohonná jednotka k rovnoměrnému a plynulému otáčení disperzního elementu monochromátoru (hranol, mřížka). Vysoké napětí pro fotonásobič dodává příslušný VN zdroj. Uvedené uspořádání představuje nejjednodušší způsob fotoelektrické registrace luminiscenčního spektra (tzv. stejnosměrná či *DC* metoda).

### 2. Činnost fotonásobiče



Obr. 7.2–3 Aparatura pro měření emisních spekter laserové diody

Fotonásobič je nejcitlivější detektor světla. Princip činnosti fotonásobiče je vyložen v odst. 7.3 části I. Používá se k detekci slabých světelných toků. V této úloze není použití fotonásobiče nezbytné, neboť záření polovodičového laseru je relativně velmi intenzivní. Bylo by možno užít i méně citlivých detektorů (např. fotodiody). Z důvodu zachování univerzálnosti celé aparatury však použijeme fotonásobiče. Protože je záření polovodičového laseru dostatečně intenzivní, zvolíme přiložené napětí poměrně malé ( $\sim 500 - 800\text{V}$ ) a štěrbinu monochromátoru velmi úzké (řádově  $0.01\text{ mm}$ ).

### 3. Monochromátor (odst. 6.5 části I)

U úlohy je použit monochromátor SPM 2 firmy Carl Zeiss-Jena. Jako disperzní prvek lze v něm použít jak hranol, tak i mřížku. Jako vstupní i výstupní kolimátor slouží vnitřní parabolické zrcadlo s ohniskovou vzdáleností  $f = 40\text{ cm}$ . Disperzní prvek je umístěn na stolku otočném kolem svislé osy a při rotaci „přejíždí“ vzniklé spektrum přes výstupní štěrbinu, za níž je umístěn fotonásobič.

Teorie monochromátoru ukazuje, že optimálního zobrazení je v případě rovnosti ohniskových délek obou kolimátorů (naš případ) dosaženo při rovnosti šířek obou štěrbin. Proto je u monochromátoru SPM 2 šířka vstupní a výstupní štěrbin stejné a plynule nastavitelná v rozsahu  $0 - 1.5\text{ mm}$ . Na čelní stěně monochromátoru se na matnici promítá stupnice. Je možno provádět jak korekci stupnice (tj. kalibraci monochromátoru), tak i její zaostření. Vztah mezi údaji na stupnici a nastavenou vlnovou délkou udává kalibrační křivku monochromátoru.

Disperzní vlastnosti monochromátoru lze charakterizovat veličinou lineární disperze  $D_x(\lambda)$  (viz vztah (6.23) v odst. 6.5), případně *inverzní (reciprokou) lineární disperzi*  $S(\lambda) = 1/D_x(\lambda)$ , uváděnou obvykle v jednotkách  $[\text{nm}/\text{mm}]$ . Veličina  $S(\lambda)$  udává, jak velký interval vlnových délek  $\Delta\lambda$  je zobrazen na úsečce délky  $1\text{ mm}$  v ohniskové rovině kolimátoru. Úsečka je kolmá k paprsku a ke svislým břitům štěrbin. Pak lze také definovat tzv. spektrální šířku štěrbin

$$b_{sp} = b \cdot S(\lambda) [\text{nm}] \quad (5)$$

danou součinem geometrické šířky šterbiny  $b$  [mm] a inverzní lineární disperze  $S$ . Veličina  $b_{sp}$  udává skutečný interval vlnových délek, který vystupuje šterbinou o šířce  $b$ . Tuto veličinu je na monochromátoru SPM 2 možno odečíst porovnáním pevné a promítnuté stupnice.

Protože úhlová disperze hranolu s rostoucí vlnovou délkou klesá, mění se při pevné geometrické šířce šterbiny  $b$  spektrální šířka šterbiny  $b_{sp}$  a při rovnoměrném otáčení hranolu též rychlost snímání spektra. Stupnice vlnových délek získaného spektra je tudíž *nelineární*. Úhlová disperze mřížky nezávisí na vlnové délce, spektrální šířka šterbiny  $b_{sp}$  se tudíž při snímání spektra nemění a stupnice vlnových délek je při použití mřížky *lineární*.

#### 4. Činnost zapisovače K 101.

Kompenzační zapisovač K 101 lze použít k registraci napětí (je-li odpor zdroje  $0 - 100 \text{ M}\Omega$ ) či k registraci proudu (pro odpor zdroje  $> 100 \text{ M}\Omega$ ). V našem případě, protože fotonásobič je téměř ideálním zdrojem proudu, je zapojen proudově se záporným vstupem (poloha přepínače - J). Tři registrační pera umožňují:

- záznam měřeného spektra
- značkování vlnových délek
- integraci plochy pod křivkou měřeného spektra

Zapisovač slouží současně jako pohonná jednotka pro rovnoměrné otáčení disperzním elementem monochromátoru prostřednictvím pohonného hřídele. Příslušnými přepínači je možné nastavit rychlost pohybu registračního papíru [min/cm], rychlost otáčení hřídele a směr otáčení hřídele. Rychlost otáčení hřídele je spřažena s rychlostí posuvu papíru dle vztahu

$$\text{počet otáček hřídele [ot/min]} = \frac{1}{\text{posuv papíru [min/cm]} * \text{výstup [cm/ot]}}. \quad (6)$$

Značkování se provádí tak, že při splnutí vlnové délky na stupnici monochromátoru se srovnávací čarou na matnici stiskneme tlačítko  $\bullet$  a značkové pero se krátkodobě vychýlí asi o 3 mm. Tím se zaznamená příslušná vlnová délka na registrační papír.

Integraci plochy pod křivkou spektra v této úloze provádět nebudete.

#### 5. Pokyny pro vypracování.

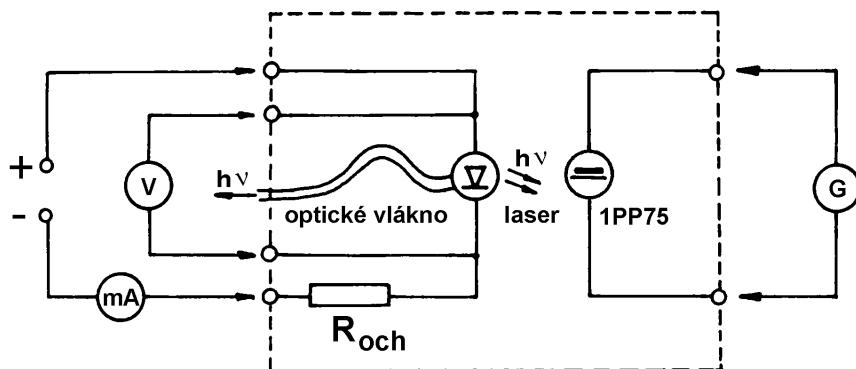
Studovaný laser je laser s dvojitou heterostrukturou z materiálu GaAs/GaAlAs a pracuje v kontinuálním (tj. nikoli pulsním) režimu. Laser je výrobcem dodáván s krátkým optickým vláknem vyvádějícím emitované záření pro komunikační účely. Vláknem je pevně napojeno k jednomu čelu laseru. Ke druhému čelu krystalu s  $P - N$  přechodem je umístěna a společně s krystalem zapouzdřena fotodioda 1 PP 75 sloužící ke sledování vyzařovaného výkonu. Tento celek je pro účely fyzikálního praktika zabudován (obr. 7.2–4) i s ochranným odporem  $R_{och}$  (polovodičový laser nepředstavuje z elektrického hlediska nic jiného nežli polovodičovou diodu pólovanou v propustném směru!) v krabici, která obsahuje elektrické vývody pro napájení laseru, připojení galvanoměru k monitorující fotodiodě a připojení voltmetru měřícího napětí na laseru. Kromě toho je vyveden konec optického vlákna.

Stimulovaná emise GaAs/GaAlAs laseru leží u  $\lambda \sim 810 \text{ nm}$ , tedy mimo viditelnou oblast; krátkovlnná část spontánního spektra však zasahuje až do viditelné oblasti a chceme-li se vizuálně přesvědčit, že laserová dioda svítí, přiložíme bílý list papíru ke konci optického vlákna (vnější světlo nutno ztlumit, resp. zhasnout). Spatříme temně rudou skvrnu.

**! POZOR !**  
**JE NEPŘÍPUSTNÉ HLEDĚT OKEM PŘÍMO**  
**DO VÝSTUPU Z OPTICKÉHO VLÁKNA !**  
**MOHLO BY DOJÍT K VÁŽNÉMU POŠKOZENÍ SÍTNICE !**  
 Chraňte své zdraví !

#### Postup měření

1. Úkol 1 měřte v zapojení dle obr. 7.2–4. K napájení laseru použijte stabilizovaný ss zdroj. Čerpací proud je řádově 10–100 mA; přesně stanovený proudový rozsah pro měření charakteristik je uveden v pokynech přímo u úlohy.



Obr. 7.2–4 Schéma zpojení laserové diody

Laserová dioda je velmi citlivá na proudové přetížení. Abyste předešli jejímu zničení proudovým nárazem, zapínejte a vypínejte ss zdroj jen při zcela staženém napětí. Při měření *nesmí proud laserem v žádném případě překročit maximální hodnotu uvedenou v pokynech u úlohy!*

Při měření postupujte pomalu a ponechte vždy čas ke stabilizaci teploty laseru - laserová dioda se zahřívá procházejícím proudem a charakteristiky jsou teplotně závislé. K měření proudu poskytovaného monitorující fotodiodou 1 PP 75 použijte galvanoměr MG 5, jako voltmetru a miliampermetru použijte digitální multimetry.

2. Při měření úkolu 3 ponechte zapojení z úkolu 1. Volte napětí na fotonásobiči 800 V, štěrby monochromátoru cca  $b = 0.2 \text{ mm}$ . Výstup optického vlákna umístěte ke vstupní štěrbině monochromátoru, k případnému zeslabení laserového záření použijte matnici. Začněte s měřením při maximálním doporučeném proudu a postupně jej snižujte na doporučené hodnoty dle pokynů u úlohy.

3. K úkolu 4: Při měření s vyšším spektrálním rozlišením (užší štěrbínou,  $b \approx 0,01$  mm) lze zjistit, že emisní spektrum kvalitního polovodičového laseru má namodulovanou jemnou strukturu – podélné mody laserového rezonátoru, viz obr. 7.2–2. Jejím vyhodnocením se můžete pokusit určit délku laserového rezonátoru pomocí vztahu (4b). Grupový index lomu aktivní oblasti polovodičového laseru (GaAs)  $N_g = 4,5$ .
4. K úkolu 5: Výkonovou účinnost stanovíte dle (1) z charakteristik naměřených v úkolu 1, jestliže určíte zářivý tok  $\Phi_e$  ve wattech pomocí přibližné kalibrace udané výrobcem (v pokynech u úlohy).

#### Literatura

- [1] J. Mišek, L. Kratěna: Optoelektronika. Populární přednášky o fyzice sv. 29, SNTL, Praha 1979.
- [2] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: Základy fotoniky, svazek 3. Matfyzpres 1994.
- [3] J. Mišek, L. Kučera, J. Kortán: Polovodičové zdroje optického záření, SNTL, Praha 1988.