

Oddělení fyzikálních praktik při Kabinetu výuky obecné fyziky MFF UK

Praktikum III

Úloha č. 28

Název: He-Ne laser

Pracoval: Jiří Kratochvíl stud.sk.: 11 dne: .2010

Odevzdal dne: 6. 5. 2011

velmi pěkně zpracováno (i měření)

	možný počet bodů	udělený počet bodů
Práce při měření	0 - 5	5
Teoretická část	0 - 1	
Výsledky měření	0 - 8	
Diskuse výsledků	0 - 4	
Závěr	0 - 1	
Seznam použité literatury	0 - 1	
Celkem	max. 20	20

Posuzoval: 

dne: 12. 5. 2011

Pracovní úkol:

1. Prostudujte teoretický popis sestavy a principu HeNe laseru u úlohy (text je v angličtině).
2. Popište princip stimulované emise.
3. Stanovte, pod jakým úhlem jsou umístěna koncová okénka laserové trubice vzhledem k ose rezonátoru a proč?
4. Vysvětlete vliv vzdálenosti zrcadel hemisférického rezonátoru a vliv polohy výbojové trubice v rezonátoru na výkon laseru.
5. Změřte některé parametry laseru

1 Teoretická část

1.1 Statistické zpracování

Chyby nepřímého měření sčítány metodou přenosu chyb dle vzorce

$$\sigma = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 (\sigma_i)^2} \quad (s1)$$

σ - výsledná chyba měření, f - fyzikální vztah, x_i - jednotlivé veličiny ze vztahu f ,
 σ_i - chyby jednotlivých veličin ze vztahu f

Chyba statistická a chyba měřidla sečtena vzorcem

$$\sigma = \sqrt{(\sigma_m^2 + \sigma_s^2)} \quad (s2)$$

σ - výsledná chyba měření, σ_m - chyba měřidla, σ_s - statistická chyba

Chyba aritmetického průměru počítána dle vztahu

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_i (x_i - x)^2}{n^2}} \quad (s3)$$

σ - výsledná chyba měření, x_i - hodnota jednotlivých měření, x - průměrná hodnota,
 n - počet měření

Statistiku jsme čerpali z [1]

Regrese v počítána v programu gnuplot, asymptotická chyba sečtena ve čtverci s chybou měření.

Následující teorii jsme čerpali z [2], [3]

1.2 Laser - aparatura

Náš stavebnicový He-Ne laser se skládá z (viz **obrázek č.1**):

1. trubice naplněné směsí He-Ne v plynném stavu, tato trubice byla osazena anodou a katodou, ke kterým byl připojen zdroj stejnosměrného proudu s maximálním výkonem 6,5mA.
2. optického rezonátoru tvořeným jedním dutým zrcadlem o ohniskové vzdálenosti $f = 1\text{m}$, a plochým zrcadlem $f = \text{nekonečno}$.
3. zaměřovací laser a zaměřovací stínítka s dírkou uprostřed.

Obrázek č.1: Aparatura



1.3 Princip He-Ne laseru (stimulovaná emise)

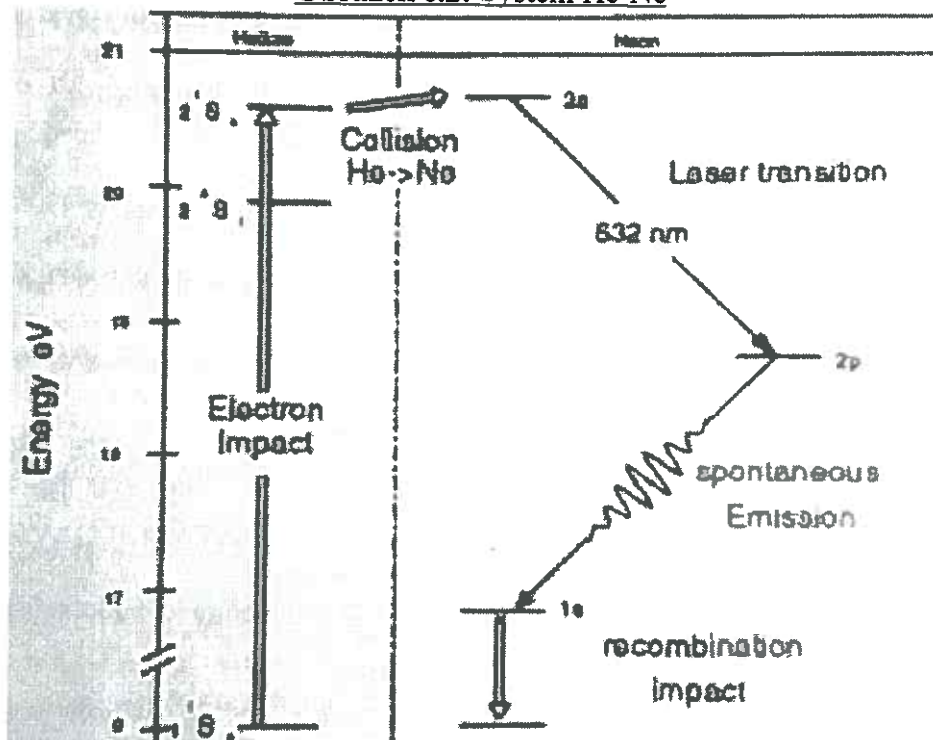
Nejdříve musíme zajistit, aby v plynu neonu vznikla populační inverze¹. Laser je čerpán² zdrojem stejnosměrného napětí. Z katody vylétají elektrony a míří do anody, po cestě se srazí s atomem helia. Helium přejde do excitovaného stavu (z 1s orbitalu do 2s do tzv. metastabilní hladiny - na obrázku č.2 v levo). Tento atom helia předá svoji energii atomu neonu, který se tímto excituje. z 1s do 3s orbitalu (excitační energie helia 1s do 2s a neonu 3s do 1s jsou podobné). Laser se čerpá tímto způsobem do chvíle, kdy vznikne populační inverze. Akumulování energie ve formě fotonů obstarává optický rezonátor tvořený polopropustným a normálním zrcadlem.

Když laser ještě nelaseruje, ale je zapnutý zdroj, v trubici s He-Ne nastává výboj. Část tohoto výboje září na stejné vlnové délce jako laser 632nm. Jedná se o *spontánní emisi* atomů neonu, tyto atomy jsou excitovány buď excitovaným heliem, nebo přímo elektronem.

Když poletí foton o vlnové délce 632nm do aktivního prostředí³ a narazí do excitovaného atomu neonu, neon spadne na hladinu 3p (obrázku č.2 vpravo) a přitom vyzáří foton o vlnové délce 632nm. Původní foton se nepohlí, tyto dva fotony mají stejnou polarizaci, vlnovou délku a fázi - jsou tzv. koherentní. Tyto dva fotony letí dál a strhnou další fotony. Takto způsobené vyzařování fotonů se nazývá *stimulovaná emise*.

Laser nesvítí, pokud není populační inverze, jelikož se fotony pohlcují na neexcitovaných atomech, jichž je více než excitovaných (jsou pak sice vyzářeny, ale spontánní emisí, ale my potřebujeme koherentní světlo). Deexcitace neonu z 3s do 2p je zhruba desetkrát pomalejší, než deexcitace z 2p do 1s. To nám zajistí populační inverzi v neonovém systému. Atomů s excitací 3s bude více než s excitací v 2p.

Obrázek č.2: Systém He-Ne



1.4 Brewsterův úhel

Náš laser měl vstupní okénka seříznutá pod Brewsterovým úhlem, to nám zajistí, že laser nebude mít libovolnou polarizaci, ale lineární. V rezonátoru zůstane daleko více paprsků, které mají polarizaci rovnoběžnou s rovinou dopadu, viz *obrázek č.2*.

Když dopadá paprsek polarizovaný v rovinně dopadu, neodráží se, prochází celý. Když je

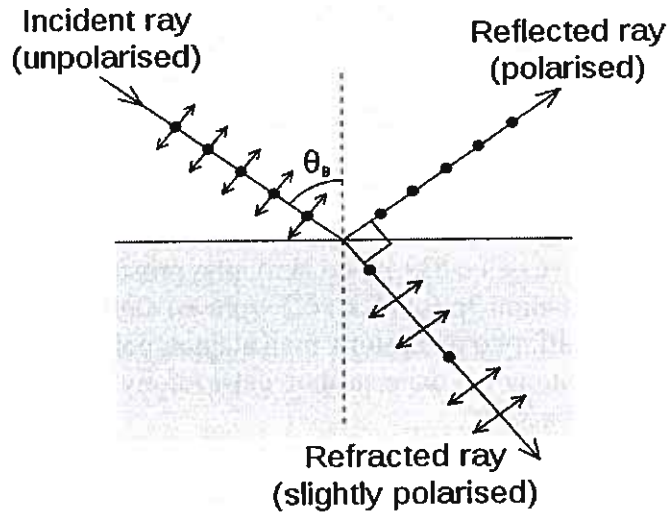
¹ Populační inverze = je více atomů v excitovaném stavu než atomů v základním stavu

² Čerpání = energetické zajištění vzniku populační inverze

³ Aktivní prostředí = Prostředí s populační inverzí

paprsek polarizován v rovině kolmé k rovině dopadu, jeho část se odrazí. Po mnohonásobném průchodu optickým rezonátorem se kolmo polarizovaný paprsek mnohonásobně utlumí tak, že není pozorovatelný.

Obrázek č.3: Brewsterův úhel



1.5 Optický rezonátor

Optický rezonátor slouží k akumulování koherentních fotonů uvnitř laserové trubice, jelikož potřebujeme, aby bylo uvnitř trubice daleko více koherentních fotonů vyvolaných stimulovanou emisí, než fotonů vyzářených spontánně. To pak způsobí, že výsledný laserový svazek bude koherentní.

Optický rezonátor musí být stabilní. Kritérium stability je dáno vzorcem $0 < g_1 \cdot g_2 < 1$ kde $g_i = 1 - d/b_i$, d je vzdálenost zrcadel a b je poloměr zrcadel. V našem případě podmínka stability říká, že musíme mít vzdálenost zrcadel rezonátoru menší než jeden metr, což s našimi 65cm bylo splněno. Stabilita říká, že odražené světlo vždy doputuje na místo, ze kterého bylo vysláno.

Rezonátorem můžou kmitat jen fotony s určitou frekvencí (princip Fabry-Perotova interferometru). Laserové světlo nemá přesně vlnovou délku 532nm, ale je frekvenčně rozptýlené (rozptyl na atomech - Dopplerův efekt). V rezonátoru tedy kmitají paprsky ve více módech⁴. Rezonátor v podstatě vybírá, na jakých přesných vlnových délkách bude laser zářit.

Rozdělení částic podle rychlosti je Maxwell-Boltzmanova distribuce rychlostí. Pokud se rozptýlí světlo na takovéto částici, je vyzářeno v souladu s dopplerovským posunem na trochu jinou frekvenci. Pro maximální rozptýlení frekvencí platí vzorec $\Delta f_{doppler} = \sqrt{(4 \ln 2)} \frac{V_w}{c} f_0$, kde f_0 je

frekvence přechodu atomů neonu z 3s do 2p, $V_w = \sqrt{\left(\frac{2kT}{m}\right)}$ je nejpravděpodobnější rychlost, k je Boltzmanova konstanta, m je hmotnost částice a T je teplota.

Co se týče laserové trubice, největší účinnost laseru bude, když bude laserovou trubicí procházet svazek co nejrovnoměrněji, toho docílíme u našeho rezonátoru tak, že bude trubice co nejbližší plochému zrcadlu.

Vliv makroskopické polohy rezonátoru má vliv na výkon laseru, zrcadla mají sice stále stejnou propustnost 99%, takže paprsek se mezi nimi odrazí stejněkrát, ale rozdíl vzdáleností módů, který je dán vzorcem $\Delta f = c/(2L)$, kde L je vzdálenost, je daleko menší. Laser tedy využije daleko více vlnových délek, tedy i fotonů pro laserování, redukuje se spontánní emise. Nejvýkonnější poloha rezonátoru laseru je na hraniční podmínce stability vzdálenosti zrcadel 1m, jinak bychom laser nezlaserovali. To je také důvod, proč se některé výkonné lasery staví s

⁴ 4 mód - vlnová délka splňující podmínku pro stojaté vlnění

nestabilními optickými rezonátory. Mikroskopická poloha zrcadel má vliv na výkon laseru, jelikož se potřebujeme trefit s rezonanční frekvencí do peaku frekvenčně rozptýleného světla, u výkonných laserů se toto nastavení provádí piezoelektricky.

1.6 Parametry laseru

Divergence svazku

Divergenci změříme dle podobnosti trojúhelníků, změříme šíři paprsku ve dvou místech

Vlnová délka svazku

pro první difrakční maximum platí,

$$d \sin \alpha = \lambda \quad (1)$$

kde d je vzdálenost proužků mřížky

α je úhel mezi mřížkou a maximem, λ je vlnová délka laseru

Výkon svazku při různém proudu

Stupeň polarizace laserového svazku

Stupeň polarizace svazku odraženého Brewsterovými okýnky

Profil svazku

Profil svazku má být Gaussova funkce tj.

$$I = k \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2)$$

kde I je intenzita světla, x je poloha bodu, kde měříme intenzitu svazku, μ je střední hodnota, σ je rozptyl, k je amplitudový koeficient

2 Výsledky měření

2.1 Sestavení laseru

Nejdříve jsme zapnuli zaměřovací laser, umístili jsme před něj stínítko s malou dírkou, na konec optického stolu jsme dali terčík tak, aby zaměřovací laser svítil do jeho středu. Poté jsme umístili do středu optického stolu laserovou trubici a nastavili ji tak, aby svazek procházel celý laserovou trubici a mířil stále do terčíku a na terčíku nebyl rozmazaný. Poté jsme přidali duté zrcadlo tak, aby se laser odrážel na střed stínítka s dírkou a nebyl rozmazaný, poté jsme přidali ploché zrcadlo tak, aby se na prvním stínítku objevila nerozmazaná tečka. Dále jsme projeli paprsek zaměřovacího laseru tak, aby nikde nebyl zdvojený.

Zapnuli jsme zdroj proudu a nastavovali jsme duté zrcátko tak dlouho, dokud nám laser nezačal svítit (cca 10 minut).

VYBORNE ✓

2.2 Divergence svazku

Šířku svazku jsme změřili pomocí milimetrového papíru - přesnost $\pm 0,5 \text{ mm}$. Následující hodnoty jsme měřili 3x se stejným výsledkem. Měřili jsme ve dvou místech vzdálených $(71 \pm 1) \text{ cm}$ (změřeno pásovým měřidlem, takováto přesnost vzhledem k ručnímu nastavení papírku před zrcadlo) u zrcátka laserového rezonátoru byla šířka svazku $(2 \pm 0,5) \text{ mm}$, ve vzdálenosti 71 cm pak $(3 \pm 0,5) \text{ mm}$ z toho vyplývá, že úhlová divergence svazku je $\delta = (0,08 \pm 0,004)^\circ$.

2.3 Vlnová délka svazku

Vlnovou délku svazku jsme změřili pomocí optické mřížky s periodou 1000 vrypů na milimetr. Chybu pásového měřidla vzhledem k "měření v ruce" odhaduji na $\pm 0,5 \text{ cm}$. Mřížku jsme vložili do vzdálenosti $(32,7 \pm 0,5) \text{ cm}$ od zdi, 1. difrakční maximum jsme zaznamenali ve vzdálenosti vpravo 26,5 cm, vlevo 27 cm. Přesněji se nám mřížku nepodařilo nastavit, proto vezmeme průměrnou hodnotu 1. difrakčního maxima, tj. $(26,75 \pm 0,50) \text{ cm}$. Výsledek nám vyšel dle vzorce (1) $(810 \pm 16) \text{ nm}$, což je špatný nepřesný výsledek, přičítáme to nezkalibrované optické mřížce.

a nebo měřit průměr se světla v odlehlosti ✓

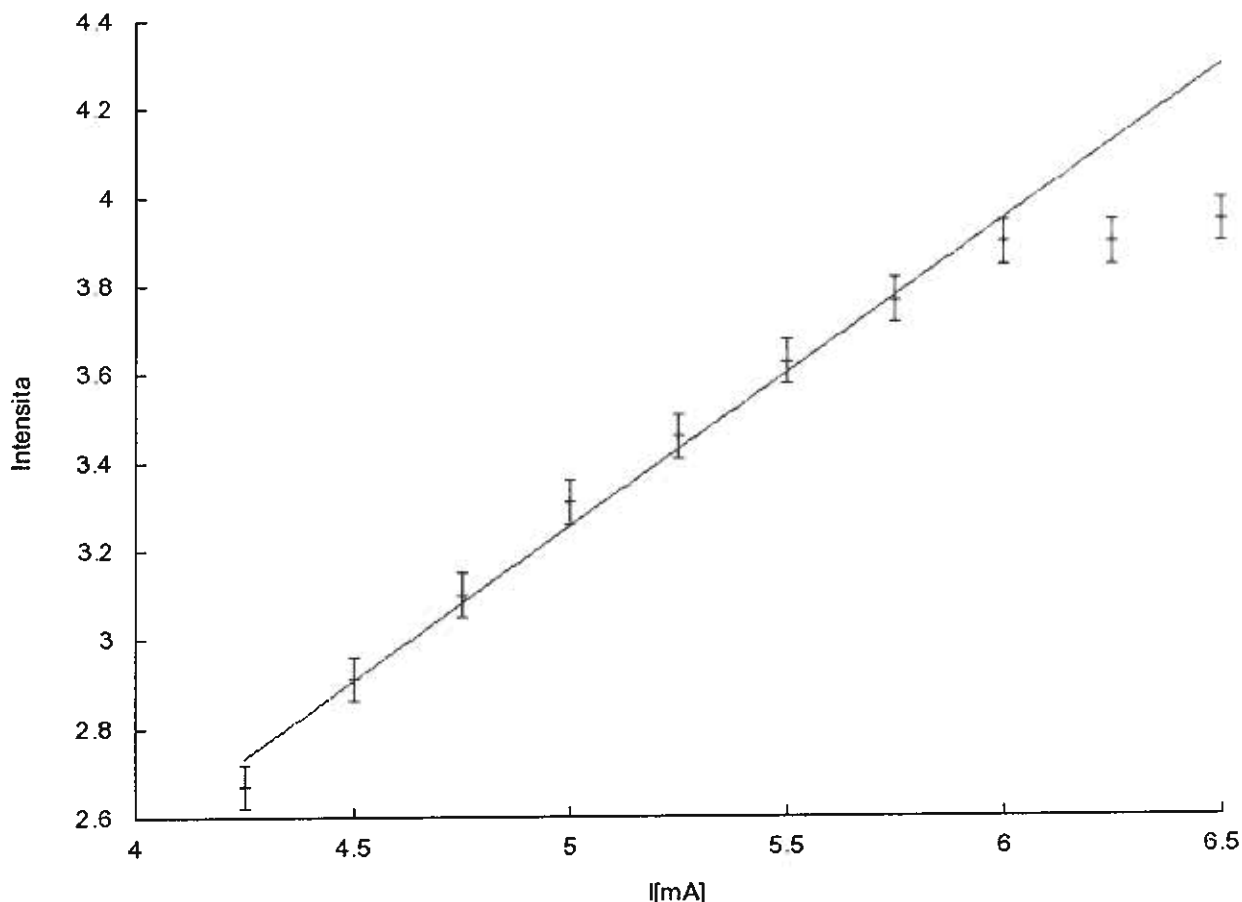
2.4 Výkon laseru v závislosti na proudu

Výkon laseru v závislosti na vstupním proudu jsme měřili pomocí fotodiody, která byla připojena k miliampérmetru. Přesnost této soustavy zařízení odhaduji z fluktuace hodnot na $\pm 0,05$ jednotek relativní intenzity. Při rozsvíceném zářivkovém světle se aktuální hodnota pohybovala o $\pm 0,05$, považujeme zářivkové světlo za stabilní zdroj. Výsledné hodnoty jsou v *tabulce č.1* a zakresleny v *grafu č.1*. Chybu ampérmetru zdroje odhaduji jako $\pm 0,05mA$

Tabulka č.1: Relativní intenzita laseru v závislosti na proudu

I [mA]	Intenzita
6,5	3,95
6,25	3,9
6	3,9
5,75	3,77
5,5	3,63
5,25	3,46
5	3,31
4,75	3,1
4,5	2,91
4,25	2,67

Graf č.1: Relativní intenzita laseru v závislosti na proudu



Lineárním fitem jsme nafitovali všechny, kromě posledních dvou hodnot s výsledkem $Intenzita = (0,70 \pm 0,03) I - (0,23 \pm 0,2)$. Z tohoto výsledku usuzujeme, že výkon laseru má lineární nárůst, výkonu v závislosti na intenzitě v rozmezí $4,25 - 6 mA$. Našli jsme zřejmě prahový proud pro naší aparaturu a to je $6mA$, vyšší proud nemá vliv na změnu výkonu laseru.

2.5 Stupeň polarizace laserového svazku

Nejdříve jsme si zkalibrovali polarizátor s přesností $\pm 5^\circ$ pomocí odrazu od skleněné destičky. Poté jsme pomocí fotodiody změřili stupeň polarizace laseru, měřili jsme intenzitu a

otáčeli polarizátorem. Pro vodorovnou složku nám vyšla relativní intenzita $3,18 \pm 0,05$ a pro kolmou $0,00 \pm 0,05$ - z toho vyplývá, že světlo je úplně polarizováno s přesností 1,3%, a to ve vodorovné rovině s přesností $\pm 10^\circ$ (natočit polarizátor jsme byli schopni s přesností $\pm 5^\circ$). Výsledná polarizace je tedy vodorovná, to je dáno seřiznutými vstupními okýnký pod Brewsterovým úhlem.

2.6 Stupeň polarizace svazku odraženého Brewsterovými okýnký

Měřili jsme stejným způsobem jako ve 2.4, ale s výsledkem relativní intenzity pro horizontální polarizaci $1,40 \pm 0,05$ a pro vertikální polarizaci $0,10 \pm 0,05$. To nám dává, že horizontálně polarizovaného světla je v odrazu (14 ± 1) krát více než vertikálně polarizovaného.

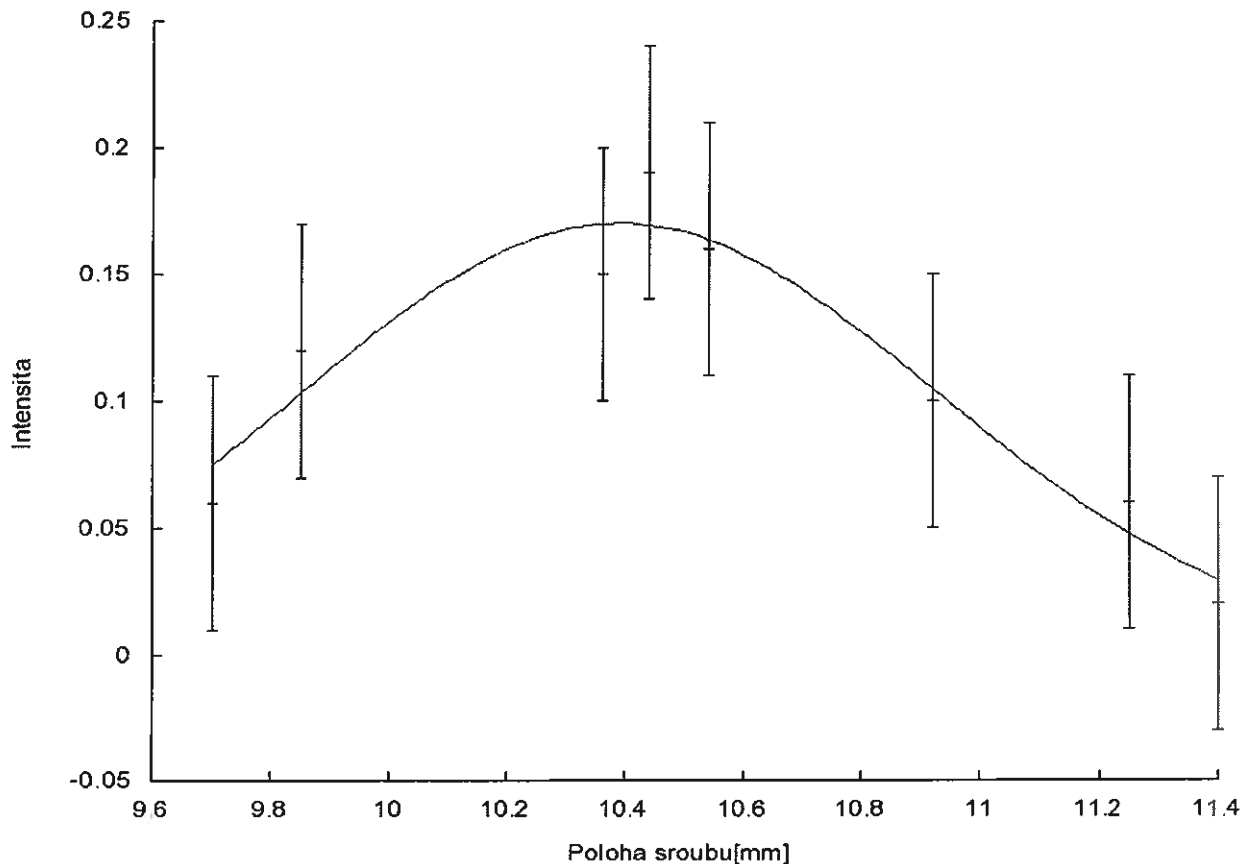
2.7 Profil svazku

Profil svazku jsme měřili pomocí štěrbiniky, kterou jsme dali na fotodiodu, která se dala posouvat mikrometrickým šroubem s přesností $\pm 0,01\text{mm}$. Výsledné hodnoty relativní intenzity laseru v závislosti na poloze šroubu jsou zapsány v *tabulce č.1* a vyneseny do *grafu č.1*.

Tabulka č.2: Relativní intenzita částí svazku v závislosti na poloze

11,4	0,02
11,25	0,06
10,92	0,1
10,54	0,16
10,44	0,19
10,36	0,15
9,85	0,12
9,7	0,06

Grafč.2: Relativní intenzita částí svazku v závislosti na poloze



Grafč.2 jsme fitovali Gaussovou funkcí (2) s výsledkem

Střední hodnota nám vyšla $\mu = (10,39 \pm 0,05)cm$

Rozptyl nám vyšel $\sigma = (0,54 \pm 0,05)cm$

Z rozptylu vidíme, že svazek byl s velkou přesností symetrický. Pološířka svazku je z dosazení do Gaussovy funkce **3,6mm**.

3 Diskuse

3.1 Sestavení laseru

Sestavení se obešlo bez větších problémů, jediným problémem bylo nastavit duté zrcadlo tak, aby laser začal svítit. Viděli jsme, že laser je velmi přesné zařízení, jehož nejdůležitější částí je rezonátor, který zajišťuje polarizaci a koherenci svazku, jehož nastavením dokonce vybíráme vlnové délky, na kterých bude laser svítit.

3.2 Divergence svazku

Náš laser měl divergenci $\delta = (0,08 \pm 0,004)^\circ$, což je podobná divergence jako má většina levných seriově vyráběných laserů pro vědu s malými výkony třídy 3B, například lasery od firmy Newport. Tyto lasery mívají divergenci $\delta < 0,115^\circ$.

3.3 Vlnová délka svazku

Vlnovou délku se nám nepodařilo změřit, jelikož byla špatně označená mřížka. Můžeme to vzít obráceně a nakalibrovat pomocí laseru optickou mřížku s výsledkem **1282 vrypů** na milimetr.

✓ ? ? ?
...
(musíme si to znovu změřit)

3.4 Výkon laseru v závislosti na proudu

Viděli jsme lineární nárůst výkonu laseru do hodnoty proudu 6A, při dalším zvyšování proudu se výkon laseru už neměnil, to mohlo být způsobeno také špatným měřením hodnoty proudu na zdroji laseru. Pravděpodobnější je ale, že toto byla charakteristika laseru a jeho mezní výkon.

3.5 Stupeň polarizace laserového svazku

Vyšlo nám, že světlo je horizontálně polarizované v intervalu (>63)krát více než ve vertikálním směru, můžeme říci, že vertikálně polarizované světlo vzniká hlavně spontánní emisí.

3.6 Stupeň polarizace svazku odraženého Brewsterovými okýnky

Náš výsledek, že horizontálně polarizovaného světla je v odrazu **(14 ± 1)krát** více než vertikálně polarizovaného, je zdánlivě v rozporu s tím, že by se pod Brewsterovým úhlem nemělo odrážet horizontálně polarizované světlo. Vstupní sklíčko nikdy nemůžeme tak přesně vyrobit a nastavit tak, aby do něj laserový svazek vstupoval pod Brewsterovým úhlem.

Jelikož se většina vertikálně polarizovaného světla odrazí na vstupním skle, máme v laserovém svazku zastoupeno mnohonásobně (víme, že určitě 63krát více) více fotonů horizontální polarizace. I když se jen malá část vodorovně polarizovaného světla odrazí, je takto polarizovaných fotonů **(14 ± 1)krát** více než vertikálně odražených fotonů.

3.7 Profil svazku

Profil svazku nám vyšel přesně gaussovsky. Gaussova funkce protla všechny errorbary. Pološířka svazku nám vyšla **3,6mm**, což nekoresponduje s měřením divergence svazku, jelikož jsme svazek pomocí fotodiody proměřovali mezi body, kde jsme svazek proměřovali pomocí milimetrového papíru. Svazek by měl být šitoký mezi **2 - 3 milimetry**.

Toto je způsobeno tím, že štěrbinou použitá k měření, která byla před diodou, byla široká přes **0,5mm**, proto máme celou Gaussovou funkci rozmazanější a vyšel nám v tomto místě širší paprsek.

4 Závěr

Sestavili jsme He-Ne laser a Změřili jsme následující parametry laseru

- Divergence svazku
Divergenci svazku jsme určili $\delta = (0,08 \pm 0,004)^\circ$
- Vlnová délka svazku
Vlnovou délku se nám nepodařilo změřit kvůli špatné mřížce.
- Výkon svazku při různém proudu
Pro výkon laserového svazku v závislosti na proudu nám vyšla přímka
 $Intensita = (0,70 \pm 0,03)I - (0,23 \pm 0,2)$ v rozmezí proudu 4,25 - 6 mA.
- Stupeň polarizace laserového svazku
Laserový svazek byl *polarizován* s přesností 1,3% ve *vodorovné rovině* s přesností 10°.
- Stupeň polarizace svazku odraženého Brewsterovými okýnky
Horizontální polarizace je (14 ± 1) krát větší než vertikální
- Profil svazku
Gaussova funkce (2) s parametry $\mu = (10,39 \pm 0,05)cm$, $\sigma = (0,54 \pm 0,05)cm$

5 Seznam použité literatury

- [1] Brož, J. a kol., *Základy fyzikálních měření I*, SPN, Praha 1983 R. Bakule, J.Šternberk,
- [2] www.phywe.de, Manuál k laseru PHYWE 89656.93
- [3] <http://www.rp-photonics.com/> Encyklopedie laserové fyziky a technologie

Interval	n (count)
0,2	14,40
0,6	10,25
0,10	10,82
0,16	10,84
0,19	10,44
0,13	10,36
0,10	9,99
0,12	9,88
0,08	9,70
0,08	

$\pm 0,5$

$$e^{-\frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2}}$$

$$\mu = 9,77$$

$$0,77 e^{-\frac{(x-10,9)^2}{(4 \cdot 0,34)^2}}$$

max $\mu = \frac{52}{5}$ $\frac{17}{100}$

$$8,6 - 12,2$$

$$9 \quad 12$$

$$0,6 \quad \underline{\underline{3,6}}$$

Vlado
KRAJČEVICH

Škola
29.4.2011
Kemer