



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY

A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

SYSTÉM PRO NAVÁZÁNÍ ZÁŘENÍ IMPULSNÍHO LASERU
DO OPTICKÉHO VLÁKNA

LASER COUPLING SYSTEM

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Roman Dell

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Peter Barcík, Ph.D.

BRNO 2017

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor **Elektronika a sdělovací technika**

Ústav radioelektroniky

Student: Roman Dell **ID:** 173556 **Ročník:** 3 **Akademický rok:** 2016/17

NÁZEV TÉMATU:

Systém pro navázání záření impulsního laseru do optického vlákna

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s principem laseru a parametry laserového záření. Nastudujte výkonové, spektrální, polarizační a prostorové charakteristiky záření laditelného impulsního laseru. Numericky modelujte optický systém a odhadněte teoretickou hodnotu účinnosti navázání.

Navrhněte a zrealizujte pracoviště pro navázání světla z laditelného impulsního laseru do optického vlákna.

Vyberte vhodný typ vlákna a porovnejte dosaženou účinnost navázání s teoretickým modelem.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] KATAOKA, K. Estimation of Coupling Efficiency of Optical Fiber by Far-Field Method, Optical Review, 2010, vol. 17, no. 5, p. 476–480. ISBN 1340-6000.

[2] MAO, J., SHENG, H., ZHOU, C. A Fiber Coupling System Based on the GRIN Lens for Use in All-fiber Lidars. Journal of Russian Laser Research, 2012, vol. 33, no. 2, p. 186–195. ISSN 10712836.

Termín zadání: 6.2.2017

Termín odevzdání: 30.5.2017

Vedoucí práce: Ing. Peter Barcík, Ph.D.

Konzultant:

prof. Ing. Tomáš Kratochvíl, Ph.D.

předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně / Technická 3058/10 / 616 00 / Brno

ABSTRAKT

Tato bakalářská práce se zabývá využitím laditelného pulzního laseru pro navazování do optického vlákna. Nejprve práce vysvětluje princip činnosti laseru, jeho základní technické součásti, vlastnosti laserového záření a hlavní typy laditelných pulzních laserů. Dále popisuje hlavní typy optických vláken, jejich klíčové vlastnosti a metody pro navázání laseru do vlákna. Nakonec práce vysvětluje základní koncepci maticové optiky, její aplikaci na transformaci Gaussovského svazku a výpočet účinnosti navázání. V poslední kapitole popisuje experimentální měření navázání laserového svazku do optického vlákna.

KLÍČOVÁ SLOVA

Optické vlákno, optické záření, navazování laseru do vlákna, laditelný pulzní laser, tenká čočka, účinnost navázání, jednovidové vlákno, maticová optika, přenosová matice, Gaussovský svazek.

ABSTRACT

This bachelor's thesis deals with the usage of a tunable pulsed laser for coupling to a single-mode fiber. At first, the thesis explains the principle of laser functioning, its basic technical components, properties of laser radiation and main types of tunable pulsed lasers. Next, it describes main types of optical fibres, their key properties and the methods for laser to fibre coupling. Finally, the thesis explains the basic concepts of matrix optics, its application to the Gaussian beam transformation and the calculation of coupling efficiency.

KEYWORDS

Optical fiber, optical radiation, laser-to-fiber coupling, tunable pulsed laser, thin lens, coupling efficiency, single-mode fiber, matrix optics, transfer matrix, Gaussian beam.

DELL, R. *Systém pro navázání záření impulsního laseru do optického vlákna*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav radioelektroniky, 2017. 60 s., 0 s. příloh. Bakalářská práce.
Vedoucí práce: Ing. Peter Barčík, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Systém pro navázání záření impulsního laseru do optického vlákna jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Chci poděkovat Ing. Peteru Barčíkovi, Ph.D. za odborné vedení, konzultace a cenné rady při vedení mé bakalářské práce a také za poskytnutí nezbytné literatury k seznámení s touto zajímavou problematikou.

OBSAH

Seznam obrázků	viii
Seznam tabulek	x
Úvod	1
1. Princip laseru a vlastnosti laserového záření	2
1.1 Charakteristika optického záření	2
1.2 Vlnová a kvantová podstata optického záření	3
1.3 Přeměna budící energie na laserové záření.....	6
1.4 Unikátní vlastnosti laserového záření.....	7
1.5 Hlavní stavební součásti laseru	9
1.6 Klasifikace laserů	10
2. Laditelné pulzní lasery	11
2.1 Spektrální charakteristika	11
2.2 Energetická a výkonová charakteristika	12
2.3 Prostorová charakteristika	13
2.4 Polarizační charakteristika	14
3. Navázání záření do optického vlákna	15
3.1 Druhy optických vláken a jejich parametry	15
3.2 Podmínky pro navázání záření do vlákna	21
3.3 Metody pro navázání záření do vlákna	22
4. Maticová optika pro paprsek a Gaussovský svazek	24
4.1 Odvození přenosové matice paprsku	24
4.2 Přenosové matice optických prvků	25
4.3 Přenosová matice optické soustavy	26
4.4 Gaussovský svazek	28
4.5 Transformace Gaussovského svazku	30
4.6 Odhad účinnosti navázání.....	31

5. Odhad účinnosti navázání svazku do optického vlákna	34
5.1 Odhad účinnosti navázání na základě výpočtu.....	34
5.2 Výpočet pro různé vlnové délky při použití SM vlákna.....	37
6. Experimentální měření účinnosti navázání laserového záření do optického vlákna	40
6.1 Laserový systém.....	40
6.2 Měřicí přístroje a senzory.....	41
6.3 Optické a opto-mechanické prvky.....	43
6.4 Uspořádání měřicího pracoviště.....	46
6.5 Výkon a energie pulzního signálu.....	47
6.6 Postup měření.....	48
6.7 Naměřené hodnoty.....	49
6.8 Zhodnocení měření.....	54
Závěr	55
Literatura	57
Seznam zkratk	60

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obrázek 1.1	Optické spektrum	2
Obrázek 1.2	Elektromagnetická vlna	3
Obrázek 1.3	Energetické hladiny kvantové soustavy	4
Obrázek 1.4	Průběh stimulované emise	6
Obrázek 1.5	Princip tříhladinového laseru	7
Obrázek 1.6	Polarizované elektromagnetické vlnění.....	8
Obrázek 1.7	Základní součásti laseru.....	9
Obrázek 2.1	Profil svazku laseru Cr:ZnSe	14
Obrázek 2.2	Tenkovrstvý polarizátor	14
Obrázek 3.1	Skleněné optické vlákno	15
Obrázek 3.2	Kritický úhel dopadu paprsku	16
Obrázek 3.3	Závislost optické intenzity na úhlu dopadu paprsku.....	16
Obrázek 3.4	Základní kategorie optických vláken	19
Obrázek 3.5	Chyby při přímé vazbě paprsku	21
Obrázek 3.6	Vazba kruhového svazku čočkou	21
Obrázek 3.7	Optické vlákno zakončené čočkou	23
Obrázek 3.8	Čočky zlepšující účinnost navázání do vlákna	23
Obrázek 4.1	Vstup a výstup paprsku	25
Obrázek 4.2	Průchod paprsku volným prostorem	25
Obrázek 4.3	Průchod paprsku tenkou čočkou	26
Obrázek 4.4	Optická soustava čtyř čoček	27
Obrázek 4.5	Gaussovský svazek	29
Obrázek 4.6	Odchylky polohy optického vlákna	32
Obrázek 5.1	Optická soustava s jednou čočkou	34
Obrázek 6.1	Laserový systém NT 342.....	40
Obrázek 6.2	Energetická křivka laserů NT 342.....	40
Obrázek 6.3	Měřič výkonu FieldMaxII.....	41
Obrázek 6.4	Senzor PowerMax typ J-50MB-LE	42
Obrázek 6.5	Plankonvexní čočky	43
Obrázek 6.6	Držák optické čočky... ..	44
Obrázek 6.7	Polohovadlo optického vlákna	44

Obrázek 6.8	Clona	44
Obrázek 6.9	Schéma použití polarizátoru v optickém systému.....	45
Obrázek 6.10	Polarizátor	45
Obrázek 6.11	Kolimátor s držákem.....	45
Obrázek 6.12	Přehled uspořádání měřicího pracoviště.....	46
Obrázek 6.13	Průběh pulzního signálu	47
Obrázek 6.14	Obslužný software k FieldMax II.....	48
Obrázek 6.15	Naměřené hodnoty výstupní energie svazku pro $\lambda=420$ nm.....	49
Obrázek 6.16	Naměřené hodnoty výstupní energie z optického vlákna pro $\lambda=420$ nm	49
Obrázek 6.17	Naměřené hodnoty výstupní energie svazku pro $\lambda=520$ nm.....	50
Obrázek 6.18	Naměřené hodnoty výstupní energie z optického vlákna pro $\lambda=520$ nm	50
Obrázek 6.19	Naměřené hodnoty výstupní energie svazku pro $\lambda=633$ nm.....	51
Obrázek 6.20	Naměřené hodnoty výstupní energie z optického vlákna pro $\lambda=633$ nm	51
Obrázek 6.21	Naměřené hodnoty výstupní energie svazku pro $\lambda=700$ nm.....	52
Obrázek 6.22	Naměřené hodnoty výstupní energie z optického vlákna pro $\lambda=700$ nm	52

SEZNAM TABULEK

Tabulka 2.1	Spektrální rozsah pulzních široce přeladitelných laserů.....	12
Tabulka 2.2	Energetický a výkonový rozsah pulzních široce přeladitelných laserů.....	13
Tabulka 3.1	Vybrané parametry jednovlákových vláken.....	21
Tabulka 5.1	Parametry optických vláken.....	37
Tabulka 6.1	Volba typu senzoru pro měření.....	42
Tabulka 6.2	Vybraný typ čočky	43
Tabulka 6.3	Zvolené typy optických vláken.....	44
Tabulka 6.4	Naměřená účinnost navázání.....	53

ÚVOD

Rozvoj optického přenosu na dlouhé vzdálenosti vyžaduje nejen kvalitní optická vlákna s nízkým útlumem, ale také vysoce výkonné zdroje optického záření. Pro navazování světla do vláken se zpravidla používají lasery, protože poskytují monochromatické, úzce směřované záření, u kterého lze dosáhnout vysoké intenzity.

Podle režimu práce mohou být lasery kontinuální (se souvislým výstupním výkonem) nebo pulzní (s modulovaným výkonem). U moderních pulzních laserů je možné nastavit délku impulzu na zlomky sekund a dosáhnout tak energie impulzu desítek kJ. Tuto energii lze ještě zvýšit soustředěním laserového svazku na malou plochu, tj. fokusací svazku pomocí čočky. Některé pulzní lasery jsou také přeladitelné: umožňují změnu frekvence v širokých mezích.

K přenosu na dlouhé trasy se používají vlákna jednojádřová: mají lepší přenosové vlastnosti, ale obtížněji se do nich navazuje laserové záření, neboť mají menší průměr jádra. Při navazování tak vznikají ztráty. Žádoucí je, aby příčný profil intenzity dopadajícího záření odpovídal profilu intenzity záření vedeného ve vlákně. Bude to platit, pokud budou oba profily Gaussovské: potom lze pomocí maticové optiky vypočítat parametry laserového svazku, který prošel optickou soustavou.

Úspěšné navázání laserového svazku do vlákna vyžaduje, aby průměr jádra vlákna odpovídal průměru stopy dopadajícího svazku; také numerická apertura si musí odpovídat. Výsledná účinnost navázání je dále ovlivněna délkovými či úhlovými odchylkami polohy mezi osou optického vlákna a osou laserového svazku.

1. PRINCIP LASERU A VLASTNOSTI LASEROVÉHO ZÁŘENÍ

Laser je optický kvantový generátor, který je zdrojem optického záření v infračervené, viditelné nebo ultrafialové oblasti spektra. Pracuje na principu stimulované emise fotonů. Předchůdcem laseru byl maser – mikrovlnný kvantový generátor.

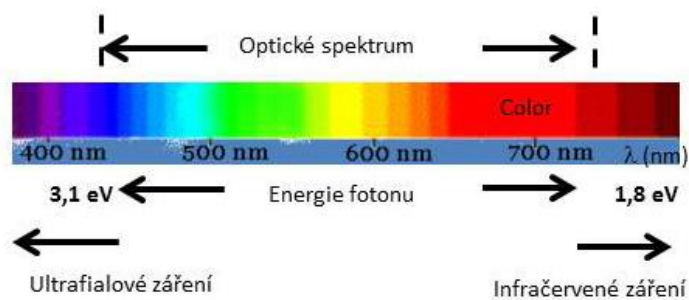
LASER je zkratka slova pro "zesilování světla stimulovanou emisí záření" z anglického výrazu "*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*".

1.1 Charakteristika optického záření

Optické spektrum je velmi malou částí elektromagnetického spektra. Lidské oko je schopné zaznamenat záření v rozmezí vlnových délek 400 nm až 750 nm, které se nazývá viditelné záření neboli světlo.

Ultrafialové (neviditelné) záření má rozmezí vlnových délek přibližně od 10 do 400 nm.

Infračervené (neviditelné) záření má rozmezí vlnových délek od 750 nm do 2 mm.



Obr. 1.1: Optické spektrum [5]

Rychlost šíření optického záření v je v každém prostředí jiná; přitom závisí na permitivitě ϵ (elektrická složka) prostředí a permeabilitě μ (magnetická složka) prostředí podle vztahu:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}} \quad (1.1)$$

kde v je rychlost šíření optického záření, ϵ je permitivita prostředí a μ permeabilita prostředí.

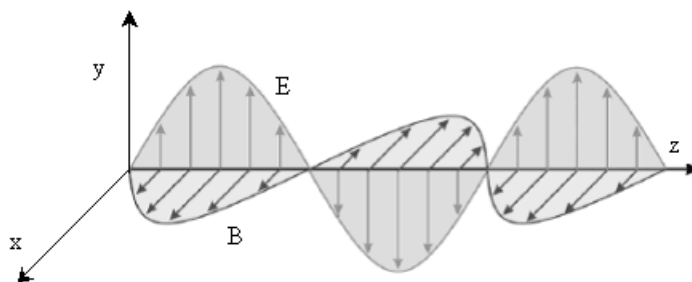
Optické záření se ve vakuu šíří rychlostí $c = 299\,796\,000$ km/s, toto je univerzální fyzikální konstanta. V běžném prostředí které nás obklopuje se optické záření šíří menší rychlostí než ve vakuu. Podíl rychlostí šíření optického záření ve vakuu a v reálném prostředí je tzv. index lomu prostředí:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r \cdot \mu_r} \quad (1.2)$$

kde n je index lomu prostředí, c je rychlost světla ve vakuu, ε_r je relativní permitivita prostředí a μ_r je relativní permeabilita prostředí.

1.2 Vlnová a kvantová podstata optického záření

Jednou z možných forem přenosu energie prostorem je elektromagnetické vlnění. Projevuje se jako vzájemně provázané periodické kmity elektrického pole (vektor intenzity elektrického pole E) a magnetického pole (vektor magnetické indukce B). Oba vektory E a B jsou vždy kolmé na směr šíření elektromagnetické vlny a vzájemně ortogonální.



Obr. 1.2: Elektromagnetická vlna [1]

Lineárně polarizovaná rovinná vlna, je nejjednodušším případem elektromagnetické vlny která se šíří ve směru osy z . Popsána je prostoročasovým rozložením vektoru intenzity elektrického pole E a vektoru magnetické indukce B v těchto vztazích:

$$E = i_y E_0 \cos(\omega t - k z + \phi) \quad (1.3)$$

$$B = i_x B_0 \cos(\omega t - k z + \phi) \quad (1.4)$$

kde E_0 je amplituda intenzity elektrického pole, B_0 je amplituda magnetické indukce, i_y a i_x jsou jednotkové vektory ve směru osy y a osy x , ω je kruhová frekvence vlny, k je vlnové číslo, ϕ je fázová konstanta a t je čas.

Amplitudy elektrického a magnetického pole spolu souvisejí vztahem: $B_0 = \frac{E_0}{c}$.

Periodické kmity lze popisovat také frekvencí f , neboli počtem kmitů za jednu sekundu, danou vztahem $f = 1/T = \omega/2\pi$. Funkce kosinus má periodu 2π , souvisí kruhová frekvence ω s periodou času T vztahem $\omega T = 2\pi$.

Platí princip duality částice a vlnění: každá elementární částice nebo kvantová entita má vlastnosti částice i vlny. Elektromagnetické pole se šíří v souladu s vlnovou rovnicí, ale jeho energie může být vyzářena nebo pohlcena pouze jako diskrétní kvantum: foton.

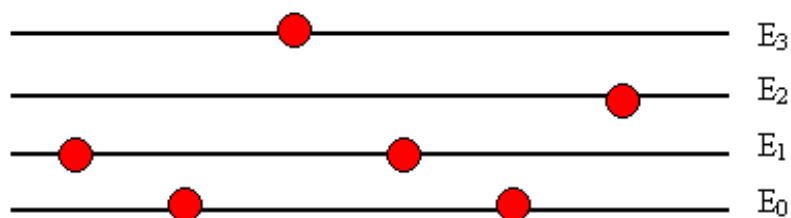
Světelné záření může být pohlcováno nebo vyzařováno pouze v určitých celistvých energetických kvantech. Tuto teorii potvrdil německý fyzik Planck, který dokázal, že energie optického záření je soustředěna v částicích, které Albert Einstein nazval fotony. Energie fotonu je úměrná kmitočtu optického záření: roste s rostoucím kmitočtem. Tuto energii lze vyjádřit vztahem:

$$E = h \cdot f = h \frac{c}{\lambda} \quad (1.5)$$

ve kterém E je energie fotonu, h označuje Planckovu konstantu ($6,626 \cdot 10^{-34}$ Js), f frekvenci elektromagnetického vlnění, λ vlnovou délku a c rychlost světla ve vakuu (cca $2,997 \cdot 10^8$ m/s).

Kvantové soustavy a energetické hladiny

Látkové prostředí se skládá z molekul, atomů, iontů apod., což jsou kvantové soustavy tvořené navzájem vázanými elementárními částicemi – protony, neutrony a elektrony. Tyto kvantové soustavy částic existují ve více vnitřních stacionárních stavech, kterým přísluší diskrétní hodnoty energie, nazývané energetické hladiny.



Obr. 1.3: Energetické hladiny kvantové soustavy [1]

Stav s nejmenší hodnotou energie E_0 se nazývá základní stav. Stavy s vyššími hodnotami energie se nazývají excitované stavy. Rozdíl energií $\Delta E_i = E_i - E_0$ excitovaného a základního stavu určuje tzv. excitační energii.

Energetické hladiny se znázorňují vodorovnými přímkami. Nejnižší položená přímka, tzv. základní hladina, odpovídá nejmenší hodnotě energie kvantové soustavy E_0 . Ostatní hladiny jsou tzv. excitované hladiny.

Soubor kvantových soustav a populace hladin

Látkové prostředí obsahuje N stejných kvantových soustav (například atomů), které se mohou nacházet na různých energetických hladinách. Charakteristickou veličinou tohoto prostředí je populace energetické hladiny N_i , která je rovna objemové hustotě počtu částic, nacházejících se na energetické hladině E_i . Součet populací všech hladin je dán vztahem: $N = \sum_i N_i$.

Pro soubor N kvantových soustav, které jsou ve stavu termodynamické rovnováhy, platí Boltzmannovo pravděpodobnostní rozdělení počtu částic podle energie:

$$p(i) = \frac{N_i}{N} = \frac{1}{Z} e^{-\frac{E_i}{kT}}, \quad \text{kde} \quad Z = \sum_{i=0}^{\infty} e^{-\frac{E_i}{kT}}. \quad (1.6)$$

N_i označuje populaci energetické hladiny E_i , k Boltzmannovu konstantu, N populaci všech energetických hladin a T absolutní termodynamickou teplotu.

Ve dvouhladinovém systému, ve kterém je $E_1 < E_2$, bude poměr populace těchto hladin podle Boltzmannova rozdělení:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} \quad (1.7)$$

Tato hodnota je vždy menší než jedna. Ve stavu termodynamické rovnováhy je populace vyšší energetické hladiny menší než populace nižší hladiny. V nerovnovážném stavu je možné za zvláštních podmínek dosáhnout větší populace na vyšší energetické hladině. Taková situace se nazývá inverze populace hladin. V kvantových generátorech je dosažení inverze populace nutné pro vznik stimulované emise, umožňující zesilování.

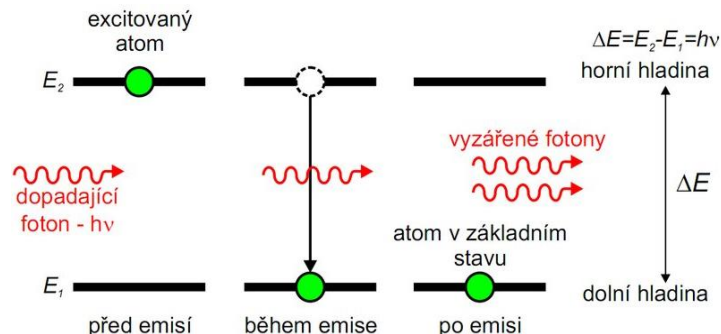
1.3 Přeměna budicí energie na laserové záření

Procesy absorpce a emise záření

Kvantové přechody jsou doprovázeny procesy absorpce nebo emise záření, při kterých je předáváno elementární kvantum energie $\Delta E = E_2 - E_1 = h \cdot f$ nazývané foton. Frekvence kvantového přechodu je tzv. rezonanční frekvence. Absorpce záření kvantovou soustavou znamená zánik fotonu a současný přechod kvantové soustavy z nižší hladiny energie na vyšší [12].

Emise je inverzní proces, než je absorpce. Pokud je kvantová soustava v excitovaném stavu, dochází s určitou pravděpodobností k samovolnému vyzáření fotonu; kvantová soustava přitom přechází z vyšší energetické hladiny na nižší. Tento proces se nazývá spontánní emise. Emitované záření má náhodný směr, frekvenci, polarizaci i fázi [2].

Stimulovaná emise je kvantový přechod, vyvolaný působením vnějšího (budicího) záření s rezonanční frekvencí f , při kterém je vyzáren foton. Směr šíření, frekvence, polarizace i fáze stimulovaného a budicího záření jsou stejné [1].



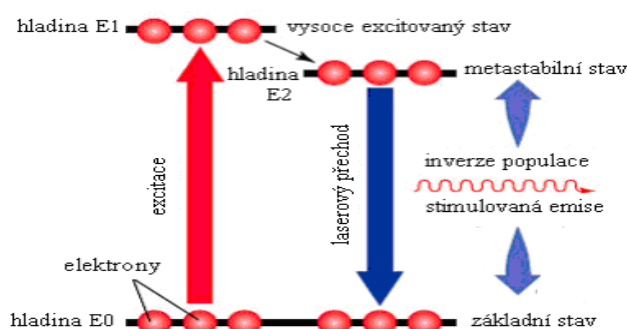
Obr. 1.4: Průběh stimulované emise [3]

Tříhladinové a čtyřhladinové systémy

Klasickým modelem kvantového systému je tříhladinový systém. Po dodání energie přejdou elektrony na vyšší hladinu E_1 (tj. do excitovaného stavu). Z hladiny E_1 sestoupí elektrony na metastabilní hladinu E_2 nezářivým přechodem (část jejich energie se vyzáří ve formě tepla). Doba setrvání elektronů na této hladině je poměrně dlouhá, ve srovnání s dobou excitace. Větší počet elektronů nahromaděných na hladině E_2 naráz přestoupí na základní hladinu E_0 zářivým přechodem, při němž vzniká koherentní záření [11].

Typickým tříhladinovým systémem je rubínový laser (patentovaný roku 1960). Tyto systémy mají malou účinnost, neboť k dosažení inverze populace se musí ze základní hladiny vybudit více než polovina částic. Většina těchto laserů pracuje pouze v pulzním režimu [11].

Tento problém vyřešil čtyřhladinový systém, ve kterém je přidána další hladina mezi základní a metastabilní hladinu, což umožňuje pracovat také v kontinuálním režimu. Představitelem čtyřhladinových systémů je neodymový laser s yttrito-hlinitým granátem (Nd:YAG) [11].



Obr. 1.5: Princip tříhladinového laseru [11]

1.4 Unikátní vlastnosti laserového záření

Optické záření pocházející z klasických zdrojů (ze Slunce, žárovky apod.) obsahuje velké množství elektromagnetických vln, které se navzájem liší frekvencí, polarizací, amplitudou, fází, rozbíhavostí apod. Výsledkem je neuspořádané elektromagnetické pole, které se vyznačuje náhodnými fluktuacemi [2].

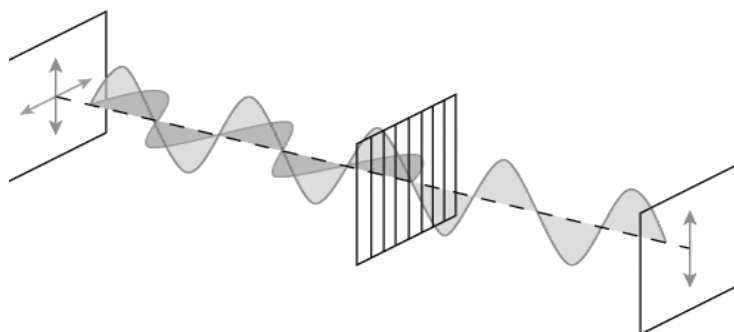
Laserové záření vzniká v procesu stimulované emise, kdy má foton dopadající i emitovaný stejnou energii (frekvenci), vlnovou délku, směr, polarizaci a fázi. Proto jsou pro laserové záření charakteristické následující vlastnosti:

- vysoká koherence záření;
- monochromaticnost záření;
- polarizace záření;
- malá divergence optického svazku;
- vysoká hustota výkonu optického svazku.

Optické záření vycházející z laseru je časově orientované tak, že všechny vlny mají stejnou frekvenci, stejný směr kmitání a stejnou fázi (nebo fázový rozdíl). Takové záření se nazývá koherentní. S koherencí souvisí interference vlnění; díky tomu má vycházející záření vysokou hustotu přenášeného výkonu.

Laserové záření je monochromatické (neboli jednobarevné). Znamená to, že jde o záření s jedinou přesně určenou frekvencí. Označení vzniklo z toho, že lidské oko vnímá záření s různou frekvencí jako různé barvy.

Laserové záření je polarizované. Znamená to, že je prostorově orientované na definované ploše (vektor intenzity elektrického pole E je vždy kolmý na směr šíření světla a kmitá neustále pouze v jedné rovině) [1].



Obr. 1.6: Polarizované elektromagnetické vlnění [1]

Malá divergence (rozbíhavost) svazku umožňuje dosáhnout velké hustoty výkonu. Je dána geometrií optického rezonátoru: záření které se nešíří rovnoběžně s osou rezonátoru se neodráží zpět do aktivního prostředí, proto není zesilováno.

Díky těmto vlastnostem se laser uplatnil v různých aplikacích. V průmyslu se využívá možnosti zaměřit laserový svazek do malého bodu a dosáhnout tak vysoké plošné hustoty energie, potřebné pro opracování materiálu (řezání, svařování apod.). V dalších aplikacích (například v holografii) se využívá schopnost koherence.

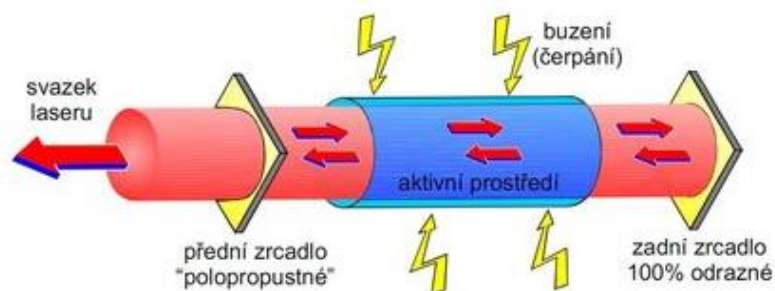
1.5 Hlavní stavební součásti laseru

Laser (generátor) je realizován umístěním buzeného aktivního prostředí do optického rezonátoru. Vznikne tak optický zesilovač s kladnou zpětnou vazbou realizovanou zrcadly. Každý typ laseru musí obsahovat tři základní součásti [12]:

Aktivní prostředí: Kvantová soustava, schopná uvolňovat energii stimulovanou emisí záření. Tuto schopnost mají například některé atomy, molekuly, ionty, plyny, polovodiče, krystalické izolanty, kapaliny a pevné amorfni látky (sklo, keramika).

Buzení: Aby elektrony aktivního prostředí přešly na vyšší energetickou hladinu, je nutné jim dodat energii z vnějšího prostředí: nekoherentním či koherentním elektromagnetickým zářením (výbojka, laserová dioda, slunce), elektrickým výbojem, elektronovým svazkem, chemickou reakcí, expanzí plynu apod.

Optický rezonátor: zařízení schopné hromadit (nebo na určitou dobu udržet) optické záření v omezené oblasti prostoru. Obvykle ho tvoří dvě zrcadla: jedno je pro příslušnou vlnovou délku odrazivé (nepropustné), druhé je částečně propustné a umožňuje výstup laserového vlnění. Nepropustným zrcadlem bývá dielektrické zrcadlo nebo leštěný kov (např. zlato nebo měď). Zrcadla nemusejí být rovinná, někdy jsou výhodná konkávní či konvexní zrcadla.



Obr.1. 7: Základní součásti laseru [3]

Dopadne-li vlnění na rovinu zrcadla kolmo, odrazí se zpět do aktivního prostředí, a stane se tak budící energií pro excitaci dalších elektronů. Vlnění, které dopadlo na druhé zrcadlo, se opět odrazí a excituje nové elektrony. To se opakuje, dokud fotony nemají dostatečnou energii na to, aby prošly ven polopropustným zrcadlem.

Podmínka pro vznik laserových oscilací

Pro správnou činnost laseru je nutné, aby zesílení optického záření v aktivním prostředí kompenzovalo ztráty v optickém rezonátoru. Ty jsou následující [1]:

- ztráty při vyvádění energie polopropustným zrcadlem (činné ztráty);
- ztráty vlivem difrakce na zrcadlech rezonátoru;
- ztráty vlivem absorpce v prostředí uvnitř rezonátoru.

Aby intenzita záření uvnitř rezonátoru neklesla, musí být splněna podmínka [12]:

$$R_1 R_2^{2(\alpha - \beta)l} \geq 1 \quad (1.8)$$

Platí-li v tomto vztahu rovnost (při zanedbání difrakčních ztrát), jedná se o tzv. práh generace laseru. Z rovnosti lze určit velikost prahového zesílení:

$$\alpha_{prah} = \beta + \frac{1}{2l} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.9)$$

Přitom R_1 označuje odrazivost prvního zrcadla, R_2 odrazivost druhého zrcadla, α součinitel zesílení, β součinitel absorpce a l délku aktivního prostředí.

1.6 Klasifikace laserů

Ke klasifikaci laserů je možné použít například následující kritéria [12], [1]:

- typ aktivního prostředí (lasery pevnolátkové, kapalinové, plynné, polovodičové);
- vlnová délka generovaného vlnění (lasery infračervené, ultrafialové apod.);
- počet energetických hladin v procesu kvantového přechodu (tři nebo čtyři);
- časový režim provozu laseru (lasery kontinuální nebo impulzní);
- délka trvání impulzu (lasery s impulzy dlouhými, krátkými, velmi krátkými);
- typ buzení (lasery buzené opticky, elektrickým výbojem, elektronovým svazkem, tepelnými změnami, chemicky, rekombinací, vstřikováním nosičů náboje).

2. LADITELNÉ PULZNÍ LASERY

Laditelný laser je laser, jehož výstupní vlnovou délku je možné nastavit. Někdy se požaduje široký rozsah ladění, zatímco jindy stačí, když je možné vlnovou délku laseru přeladit na určitou hodnotu.

Některé jednofrekvenční lasery je možné souvisle ladit v určitém rozsahu, zatímco jiné mají přístup pouze k diskrétním vlnovým délkám nebo během ladění vykazují přeskoky. Pokud je možné provádět ladění vysokou rychlostí, označují se lasery jako rychlofrekvenční. [6]

2.1 Spektrální charakteristika

Následující typy laserů umožňují obzvláště široký ladicí rozsah vlnových délek:

Barvivové lasery

Lasery s aktivním prostředím na bázi organického barviva. Jsou laditelné v širokém rozsahu vlnových délek, od blízké ultrafialové oblasti do blízké infračervené oblasti. Jediné barvivo (např. rhodamin, fluorescein, coumarin) umožňuje přeladění o desítky až stovky nanometrů. Pro dosažení širšího pásma přeladění je nutné barviva přepínat [8].

Vibronické lasery

Pevnolátkové lasery dopované ionty přechodových kovů, s aktivním prostředím tvořeným krystalem. Patří sem například alexandritový laser, který využívá krystal chrysoberylu dopovaný ionty Cr^{3+} . Nejpoužívanější je titan-safírový laser, vzhledem k širokému pásmu ladění a příznivým vlastnostem materiálu (safír má vysokou tepelnou vodivost, vysokou mechanickou pevnost a je chemicky inertní).

Vláknové lasery

Pevnolátkové lasery, jejichž aktivním prostředím je skleněné vlákno, dopované ionty vzácných zemin. Při využití vhodného dopantu (ytterbium, erbium, thulium) jsou vláknové lasery spojitě laditelné v blízké infračervené oblasti [2].

Spektrální rozsah pulzních široce přeladitelných laserů je uveden v tabulce 1. Z údajů je zřejmé, že tyto zdroje pokrývají spektrální pásmo od 300 nm do 1 mm. V navazujícím ultrafialovém pásmu jsou omezeně laditelné excimerové lasery (cca od 193 do 248 nm).

laditelný zdroj	spektrální rozsah	poznámka
barvivový laser	320 až 1200 nm	vlnovou délku pokrývají různá barviva
titan-sařirový laser	660 až 986 nm	Ti ³⁺ : Al ₂ O ₃
alexandritový laser	701 až 818 nm	Cr ³⁺ : BeAl ₂ O ₄
vláknový laser	980 až 1070 nm	vlákno dopované ytterbiem (Yb)
optický par. oscilátor – BBO	0,3 až 3,0 μm	beta-baryum-borát
optický par. oscilátor – KTP	0,7 až 4,0 μm	kalium-titanyl-fosfát
laser s volnými elektrony	0,9 až 10 μm	

Tab. 2.1: Spektrální rozsah pulzních široce přeladitelných laserů [10]

2.2 Energetická a výkonová charakteristika

Mezi vysoce výkonné laditelné lasery patří především barvivové lasery, lasery s barevnými centry, excimerové lasery a krystalové lasery dopované kovem nebo vzácnými zeminami. Některé laditelné lasery poskytují extrémně krátké pulzy v řádu pikosekund.

Lasery s barevnými centry využívají jako aktivní prostředí barevná centra v krystalech (např. LiF, KCl, NaCl). Pracují v kontinuálním i pulzním režimu, spektrální rozsah je zhruba 0,8 až 3,3 μm (při použití několika typů barevných center). Mají podobné vlastnosti jako barvivové lasery, ale pracují dobře i v infra-červeném pásmu.

Vysoce výkonné jsou dále lasery na bázi iontů vzácných zemin, např. Nd³⁺ (1,06 μm) nebo Yb³⁺ (1,03 μm) – v kombinaci se sklem nebo krystalem yttrium aluminiového granátu YAG či yttrium aluminiového perovskitu YAP [7].

Důležitým monokrystalem s velkým širokopásmovým zesílením v červeném konci spektra (0,65 až 1,1 μm) je safír dotovaný titanem neboli Ti:Al₂O₃, ideální pro zesilování ultra-krátkých impulsů nebo jako laditelný laser [7].

Vysoce výkonné jsou také plynové lasery na bázi sloučenin vzácných plynů s halogenidy, tzv. excimery či exciplexy (KrF, ArF atd.), které generují v ultrafialové (UV) oblasti. Tyto lasery jsou přeladitelné; např. excimerový laser XeF s přechodem C-A má ladicí rozsah až 70 nm.[7]

laditelný zdroj	energie pulzu	poznámka	průměrný výkon	poznámka
barvivový laser	400 J	buzený výbojkou	2,5 kW při 13,2 kHz	buzený CVL
titan-safírový laser	6,5 J	buzený výbojkou	5,5 kWh při 6,5 kHz	buzený CVL
alexandritový laser	100 J	buzený výbojkou	–	
vláknový laser	31 nJ		3 W	
optický parametrický oscilátor – BBO	>100 mJ		5,4 W	
laser s volnými elektrony	–		100 W	

Tab. 2.2: Energetický a výkonový rozsah pulzních široce přeladitelných laserů [10]

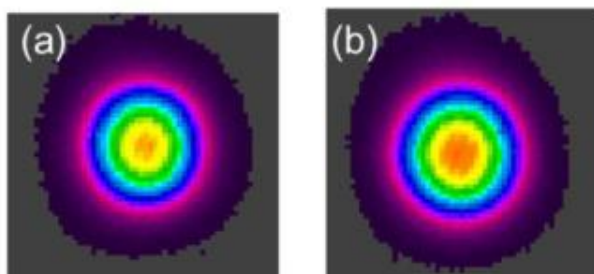
2.3 Prostorová charakteristika

Ideální je, pokud má záření emitované z laseru Gaussovský profil (vid TEM_{00}). Jsou však možné také složitější profily. Příkladem laserů, které emitují záření s téměř Gaussovským profilem, jsou helium-neonové lasery (He-Ne) a granátové lasery (YAG) [4].

Optické elementy v laserové dutině (např. Brewsterova okénka) nebo i samotné zesilovací prostředí často způsobují, že je laserový paprsek poněkud astigmatický a proto není Gaussovský. Například polovodičové lasery mají horší prostorový profil svazku, který je determinován tvarem polovodičového přechodu. Protože průřez přechodu bývá obdélníkový, je profil laserového svazku ve vzdáleném poli eliptický [10].

Prostorová kvalita laserového svazku je důležitá při frekvenční stabilizaci laseru – ovlivňuje účinnost navázání vstupu. Špatná prostorová kvalita svazku omezuje využitelnost laseru, neboť způsobuje distorzi svazku při šíření na dlouhé vzdálenosti. V praxi se používá speciální optika na tvarování laserového svazku, aby se získal více kruhový (Gaussovský) profil.[10]

Například elektronicky laditelný pulzní laser Cr:ZnSe (buzený laserem Tm:YAG) má ladicí rozsah 2,17 až 2,71 μm , neboli ve středním infračerveném pásmu. Produkuje vysoce kvalitní svazek záření základního vidu TEM_{00} . Využívá se v ekologii: pro dálkové snímání (lidar) [9].



Obr. 2.1:

Profil svazku laseru Cr:ZnSe [8]

a) při vlnové délce 2,2 μm

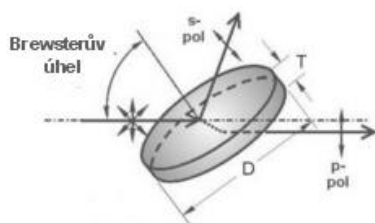
b) při vlnové délce 2,31 μm

2.4 Polarizační charakteristika

Ve většině případů je výstup z laseru polarizován, a to nejčastěji lineárně. Některé lasery však negenerují polarizovaný výstup – například některé pevnolátkové vláknové lasery nebo lasery na bázi krystalů. Znamená to, že výstup z laseru je buď zcela nepolarizovaný nebo je stav polarizace nestabilní (například vlivem kolísání teploty).

V izotropních krystalech (jakým je například YAG) může dojít k depolarizaci v důsledku teplotně vyvolaného dvojlomu. Naproti tomu v anizotropních krystalech (tungstáty, vanadáty, YLF apod.), které vykazují přirozený dvojlom, problém s teplotní depolarizací nenastává; jejich výstup je lineárně polarizovaný [12].

K získání polarizovaného světla slouží optický prvek nazývaný polarizátor. Obvykle má tvar hranolu nebo destičky je vyroben z materiálu, který v důsledku absorpce propouští pouze lineárně polarizované světlo. Tenkovrstvé polarizátory jsou obvykle určeny pro úzký rozsah vlnových délek a vysoký výkon. Existují také širokopásmové polarizátory pro rozsah desítek až stovek nanometrů [2].



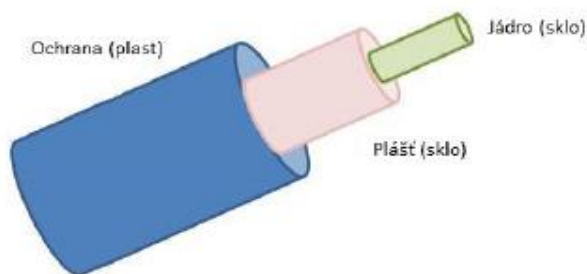
Obr. 2.2: Tenkovrstvý polarizátor [20]

3. NAVÁZÁNÍ ZÁŘENÍ DO OPTICKÉHO VLÁKNA

3.1 Druhy optických vláken a jejich parametry

Složení optického vlákna

Optické vlákno je vlákno o něco silnější než lidský vlas, vyrobené ze skla nebo plastu, které se používá jako přenosové medium v telekomunikacích. Jeho výhodou (oproti kovovému vodiči) je velká šířka přenosového pásma, nízký útlum a nízké finanční náklady.



Obr. 3.1: Skleněné optické vlákno [5]

Optické vlákno má tři základní vrstvy:

- jádro: slouží k přenosu optických paprsků;
- plášť: odráží optické paprsky zpět do jádra;
- primární ochrana: chrání optické vlákno před poškozením.

Je-li vlákno skleněné, jsou jádro a plášť vyrobeny z křemičitého skla s odlišným obsahem dopantů, které ovlivňují index lomu. Primární ochranu tvoří polymerní UV-vytvrditelný materiál, který se na vlákno nanáší během procesu tažení. Slouží hlavně k mechanické a chemické ochraně skla. Celkový průměr vlákna s primární ochranou je zhruba 250 μm .

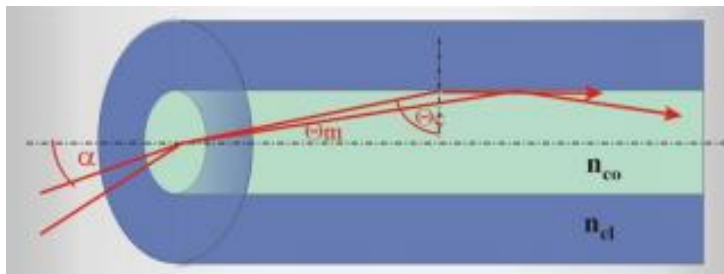
Při kabelování vláken se obvykle vytváří sekundární ochrana, která může být těsná nebo volná. Těsnou sekundární ochranu tvoří další vrstva polymeru, nanesená na primární ochranu, čímž se celkový průměr vlákna zvětší na 0,9 až 1,1 mm. Volná sekundární ochrana spočívá v tom, že se vlákno s primární ochranou volně uloží do chráněného prostoru uvnitř kabelů [13].

Podmínky pro vedení optického záření

Vlákno, které má vést optické záření, musí mít v příčném řezu vhodný profil indexu lomu, přičemž index lomu jádra n_1 musí být větší než index lomu pláště n_2 . Dále musí nastat úplný odraz paprsku na rozhraní jádro-plášť.

Dopadne-li paprsek na rozhraní pod úhlem větším než kritický úhel θ_c (určený ze Snellova zákona), neprojde do pláště, odrazí se zpět do jádra:

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2}\right) \quad (3.1)$$

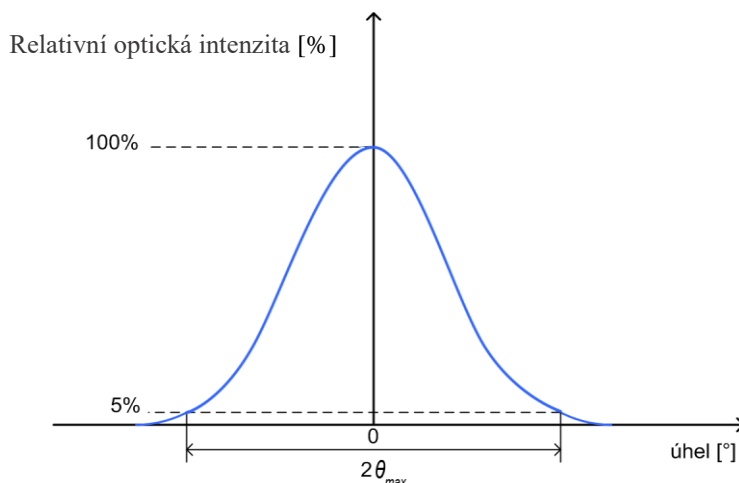


Obr. 3.2: Kritický úhel dopadu paprsku [16]

Numerická apertura NA definuje největší úhel, pod kterým může světelný paprsek vstupovat do optického vlákna tak, aby byl vlákem přenášen. Paprsky dopadající pod větším úhlem se vlákem nešíří. Pojem numerické apertury je spojen s následujícím definičním vztahem:

$$NA = \sin \theta_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.2)$$

kde n_1 je index lomu v ose jádra vlákna a n_2 je index lomu pláště [16].



Obr. 3.3 Závislost optické intenzity na úhlu dopadu paprsku [Upraveno 26]

Hranice 5% maximální úrovně optické intenzity představuje hranici pro určení mezního úhlu. Znalost numerické apertury umožňuje posoudit možnosti navázání optického záření do vlákna (nebo z vlákna) a také ztráty na svarech či spojích dvou vláken.

Počet vidů šířících se vláknem

Z vlnové teorie plyne, že se vláknem šíří tzv. vidy elektromagnetického pole. Každý vid je popsán příčným rozložením elektromagnetického pole ve vlákně a fázovou konstantou šíření. Každým optickým vláknem se může šířit pouze konečný počet (diskrétní spektrum) tzv. vedených vidů. Dále existuje nekonečně mnoho vidů (spojité spektrum), které se vláknem nešíří, ale jsou vyzařovány do prostoru mimo vlákno. Nazývají se vyzařované vidy.

Počet vidů N , které se šíří vláknem, je možné určit pomocí vztahů:

$$N = 0,5 \cdot V^2 \quad V = \frac{2\pi \cdot NA \cdot a}{\lambda} \quad (3.3)$$

Kde V označuje normovanou frekvenci, NA numerickou aperturu vlákna, λ vlnovou délku a poloměr jádra vlákna.

Tento vztah platí poměrně přesně pro větší počet vedených vidů. Je-li N mnohem větší než 1, jedná se o vlákno mnohavidové, ve kterém se běžně šíří stovky až tisíce vidů.

Pokud klesne normovaná frekvence pod určitou hodnotu (2,405), šíří se vláknem při dané vlnové délce pouze jediný vid. Takové vlákno se nazývá vlákno jednovidové.

Přenosové parametry optických vláken

V různých aplikacích se požadují vlákna s různými vlastnostmi. Mezi základní přenosové parametry optických vláken patří: šířka přenosového pásma, útlum a disperze. Specifickými parametry jednovidových vláken jsou: průměr vidového pole, mezní vlnová délka a polarizační vlastnosti (dvojlom, polarizační disperze).

Šířka pásma optického vlákna (uváděná v MHz.km) určuje nejvyšší kmitočet signálu, který může být vláknem spolehlivě přenesen na vzdálenost 1 km bez nadměrného zkreslení signálu působením disperze. Šířka pásma závisí na konstrukčním uspořádání, na materiálu optického vlákna a na vlnové délce optického signálu. Například vlákno, které má při vlnové délce 850 nm šířku pásma 160 MHz.km, má při vlnové délce 1300 nm šířku pásma 500 MHz.km [13].

Útlum světelného signálu (uváděný v dB) je mírou ztrát optické energie ve vlákně. Podobně jako v kovovém vedení, také v optickém vlákně výkon signálu klesá se vzdáleností od zdroje signálu.

Velikost útlumu pro danou vlnovou délku záření je dána vztahem:

$$u(\lambda) = 10 \log \left(\frac{P_1}{P_2} \right) \quad (3.4)$$

Kde u označuje útlum, λ vlnovou délku záření, P_1 vstupní světelný výkon a P_2 výstupní světelný výkon. V praxi se používá také měrný útlum $\alpha(\lambda)$, což je útlum vztažený na jednotku délky vlákna.

Ztráty vznikající v optickém vlnovodu je možné podle fyzikální příčiny rozčlenit na:

- ztráty způsobené absorpcí;
- ztráty způsobené rozptylem;
- ztráty způsobené vyzařováním;

Absorpce spočívá v pohlcení části optického záření molekulami materiálu optického vlákna (např. SiO₂). K absorpci zářivé energie přispívají ionty přechodových kovů (Cu²⁺, Fe²⁺, Ni²⁺ apod.) a hydroxidové ionty OH⁻. Tyto ztráty jsou závislé na vlnové délce optického záření.

Na ztrátách rozptylem se podílí především Rayleighův rozptyl, což je rozptyl záření na nehomogenitách materiálu, které jsou rozměrově menší než vlnová délka záření. Rozptýlené optické záření, které změnilo směr šíření, pronikne do pláště, kde se ztratí.

Ztráty způsobené vyzařováním vznikají například na ohybech vlnovodů. Je-li poloměr ohybu srovnatelný s průměrem vlákna, jde o mikroohyby; pokud je větší, jedná se o makroohyby. Makroohyby vznikají během instalace kabelů – například ohnutí na rozích stěn. Mikroohyby vznikají kvůli chybám při výrobě [13].

Disperze ve vlákně vede ke zkreslení přenášeného signálu a může omezovat šířku pásma a také přenosovou rychlost a vzdálenost. Podle příčiny existují tyto základní typy disperze:

- vidová disperze;
- chromatická disperze;
- polarizační disperze.

Vidová disperze je způsobena rozdílnou rychlostí šíření energie jednotlivých vidů v mnohovidových vláknech. Výstupní impulzy se potom liší tvarem i amplitudou od vstupních impulzů. Vidová disperze se projevuje při přenosu dat na větší vzdálenosti (přes 1 km) a lze ji omezit používáním gradientních vláken.

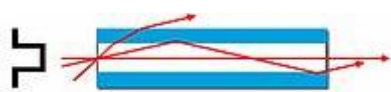
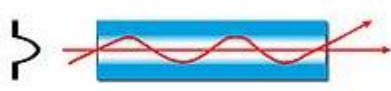

Chromatická disperze je způsobena tím, že se různé složky ve spektru vysílaného záření šíří odlišnou rychlostí a na konec vlákna přicházejí v různých okamžicích. Pro danou vlnovou délku existuje koeficient chromatické disperze $D(\lambda)$, který určuje, o kolik pikosekund se rozšíří pulz po průchodu 1 km optického vlákna při spektrální šířce zdroje záření 1 nm.

Polarizační vidová disperze se projevuje v jednovidových vláknech. Jediný vid se šíří tímto vlákem ve dvou vzájemně kolmých polarizačních rovinách. Každá kruhová nesymetrie vlákna (pocházející z výroby, montáže apod.) vede k různým rychlostem šíření a tedy ke zkreslení signálu. Tento parametr je důležitý při přenosové rychlosti nad 2,5 Gb/s.

Mezní vlnová délka λ_c je specifickým parametrem jednovidových vláken. Je to nejkratší vlnová délka, při které se vlákno projevuje jako jednovidové. Znamená to, že se jednovidové vlákno může, v závislosti na vlnové délce optického paprsku, stát mnohovidovým.

Kategorie optických vláken

Podle průměru jádra a profilu indexu lomu se rozlišují tři kategorie optických vláken:

- mnohovidová vlákna se skokovou změnou indexu lomu 
- mnohovidová vlákna s gradientním indexem lomu 
- jednovidová vlákna 

Obr. 3.4: Základní kategorie optických vláken [15]

Optická vlákna je možné podrobněji rozčlenit na základě materiálu jádra a pláště a podle speciálních vlastností do následujících skupin [15]:

Skleněná jednovidová vlákna

Tato vlákna, s průměrem jádra cca 10 μm a průměrem pláště 125 μm , slouží k přenosu větších datových toků na vzdálenosti přes jeden kilometr, kde se požaduje malý měrný útlum a malá disperze. Jsou určena pro vlnové délky od 1300 nm. Bylo standardizováno několik tříd těchto vláken s různým průběhem chromatické disperze v různém spektrálním rozsahu.

Skleněná mnohovidová vlákna

Nejpoužívanějším vláknem z této skupiny je mnohovidové vlákno s gradientním profilem indexu lomu. Tato vlákna mají průměr jádra 50 nebo 62,5 μm a průměr pláště 125 μm . I když byla vidová disperze těchto GI vláken minimalizována, zbytková disperze vylučuje jejich použití pro dálkové přenosy. Dostupná jsou také SI vlákna s různými rozměry jádra a pláště; velká vidová disperze však omezuje jejich použití na vzdálenosti několika stovek metrů.

Vlákna se skleněným jádrem a plastovým pláštěm (PCS)

Tato vlákna mají jádro z čistého křemenného skla, obklopené polymerním pláštěm. Jsou to vlákna mnohovidová o větším průměru jádra 200 μm , s měrným útlumem asi 10 dB/km na vlnové délce 850 nm. Slouží k přenosu na kratší vzdálenosti, řádově stovky metrů. Vyznačují se vysokou radiační odolností.

Plastová vlákna (POF)

Tato vlákna mají jádro i plášť z polymerního materiálu, nejčastěji z polymetylmetakrylátu nebo polystyrenu. Jsou to vlákna mnohovidová o průměru jádra kolem 1 mm, která mají větší měrný útlum cca 100 dB/km na vlnové délce 650 nm. Jsou určena k přenosu na metrové vzdálenosti. Jejich předností je snadná montáž a výhodná cena.

Polarizovaná vlákna

Tato vlákna jsou určena pro aplikace, jako jsou koherentní přenosy nebo interferometrické vláknové senzory, které vyžadují, aby navázaný optický výkon zůstal na výstupu ve stejné polarizaci. Dosahuje se toho odsěním kruhové symetrie vlákna, například eliptickým průřezem jádra nebo mechanickým pnutím.

Mikrostrukturní vlákna

Tato skleněná vlákna mají odlišnou konstrukci. Vlnovodový efekt zde není dosažen totálním odrazem na rozhraní jádro-plášť, ale difrakcí a interferencí na podélných otvorech. Disperzní vlastnosti pak nezávisí na materiálu jádra, ale na rozměrech otvorů a jejich uspořádání. Měrný útlum je nižší než 1 dB/km. Tato vlákna jsou vhodná pro prvky fotonické sítě, kompenzátory chromatické disperze, optické vláknové sensory atd.

Speciální vlákna

Pro speciální aplikace jsou určena jednovidová skleněná vlákna dopovaná prvky vzácných zemin, např. erbiem, ytterbiem nebo thuliem, která jsou základním prvkem vláknových zesilovačů a vláknových laserů.

Pro přenos v infračervené oblasti (vlnová délka přes 2 μm) jsou vyvíjena vlákna na bázi chalkogenních skel. Ke kompenzaci chromatické disperze slouží tzv. kompenzační vlákna, se zápornou chromatickou disperzí na vlnové délce 1550 nm. Pro moderní vysokorychlostní fotonické sítě jsou vyvíjena tzv. nelineární vlákna.

	vlnová délka	G. 652 B	G. 652.C /D	G.653	G.655
měrný útlum dB/km	1310 nm	$\leq 0,38$	$\leq 0,34$	$\leq 0,50$	$\leq 0,40$
	1550 nm	$\leq 0,23$	$\leq 0,21$	$\leq 0,25$	$\leq 0,22$
chromatická disperze ps/nm.km	1310 nm	≤ 3	≤ 3	-	-
	1550 nm	≤ 18	≤ 18	-	-
polarizační disperze ps/ $\sqrt{\text{km}}$	1550 nm	$< 0,5$	$< 0,1$	0,5	$< 0,1$

Tab. 3.1: Vybrané parametry jednovidových vláken [16]

3.2 Podmínky pro navázání záření do vlákna

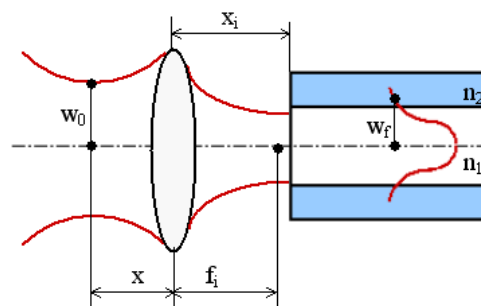
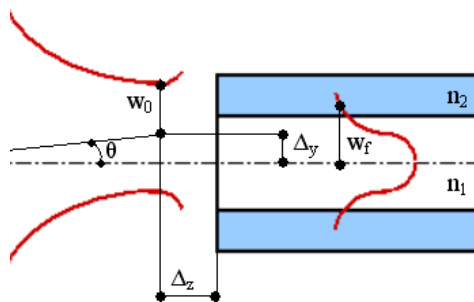
Pro navazování do jednovidového vlákna se požaduje prostorově koherentní světlo z laseru nebo laserové diody. Ideálně by navazovaný svazek měl být Gaussovský, aby odpovídal vidu ve vlákně (u něhož se předpokládá Gaussovské rozložení intenzity).

Nejvyšší vazební poměr (neboli poměr vstupního výkonu a výkonu efektivně přeneseného do vlákna) je dosažen, pokud:

- svazek a vlákno mají stejnou osu;
- krček svazku se nachází na čele vlákna;
- krček svazku a vid ve vlákně mají stejný poloměr.

V závislosti na vstupním svazku může být navazování buď přímé nebo spojené s tvarováním svazku. Průměr Gaussovského laserového svazku je však příliš velký pro přímé navázání do jednovidového vlákna. Obvykle se používá čočka, která přesune krček svazku na čelo vlákna a přizpůsobí poloměry krčku a vidu ve vlákně.

Alternativně může optický systém se dvěma čočkami přizpůsobit Gaussovský svazek kolimací a zaostřením na jednovidové vlákno.



Obr. 3.5: Chyby při přímé vazbě paprsku [16] Obr. 3.6: Vazba kruhového svazku čočkou [16]

Účinnost navázání se sníží (při jakékoli zvolené metodě), pokud se:

- poloměr krčku navazovaného svazku w_0 odlišuje od vidového poloměru vlákna w_f ;
- osa svazku rozostří vzhledem ke vztažné rovině čela vlákna Δ_z ;
- zvýší boční posuv Δ_y ;
- zvýší natočení vzhledem k ose vlákna θ .

Je možné vypočítat optimální parametry čočky pro navázání kruhového Gaussovského svazku s daným poloměrem krčku w_0 do jednovidového vlákna s daným poloměrem vidu w_f . Platí, že efektivní ohnisková vzdálenost čočky f_i je funkcí vlnové délky λ a vzdálenosti x od čočky ke krčku dopadajícího svazku.

Pokud záření pochází z laserové diody, není svazek kruhově symetrický, ale eliptický. V tom případě se předpokládá odlišné Gaussovské rozložení intenzity ve svislé a vodorovné rovině, s různými šířkami krčku svazku.

3.3 Metody pro navázání záření do vlákna

Účinnost navázání se zvýší, je-li špička vlákna zkosena do tvaru mikročočky. Potom se špička vlákna chová jako čočka, zvýší se numerická apertura a také účinnost navázání. Do vlákna se dostanou i paprsky, které by jinak byly ztraceny, neboť se světlo odráží v širším úhlu [14]. Problémem těchto vláken je citlivost na seřízení.

Vzhledem k malému rozměru špičky vyvolá mírný boční pohyb velké změny v účinnosti navázání. Navíc se špička vlákna musí nacházet v těsné blízkosti laseru.



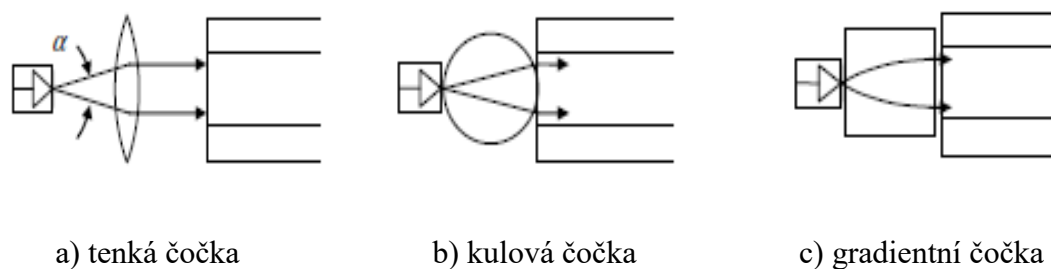
Obr. 3.7: Optické vlákno zakončené čočkou [14]

Pokud je použita samostatná čočka, získá se větší flexibilita při uspořádání. Čočka je dost veliká (v porovnání s vláknem), což je výhodné vzhledem k širší ploše pro akumulaci světla. Navíc je možné umístit čočku do libovolné vzdálenosti od zdroje a podle potřeby vkládat do optické trasy další zařízení.

Čočka je průhledné těleso, nejčastěji zhotovené z optického skla, které je ohraničeno dvěma plochami. Tyto plochy mohou být rovinné, kulové (neboli sférické) či asférické. Tenká čočka se vyznačuje tím, že její tloušťka je mnohem menší než poloměry křivosti. Difrakční úhel čočky je možné přizpůsobit akceptačnímu úhlu vlákna, a tím zlepšit účinnost navázání [2].

Kulová čočka je zajímavá tím, že volbou vhodného indexu lomu je možné přesunout ohnisko na její povrch. Umožňuje to umístit čočku blíže ke zdroji a usnadňuje to seřizování, protože se zachytí větší procento vysílaného světla.

Gradientní čočka (GRIN) je vyrobena z nehomogenního materiálu, jehož index lomu je funkcí poloměru. Výhodou těchto čoček je jejich malý rozměr a krátká ohnisková vzdálenost. Navíc je chování této čočky nezávislé na rozdílu indexu lomu čočky a prostředí.



Obr. 3.8: Čočky zlepšující účinnost navázání do vlákna [14]

4. MATICOVÁ OPTIKA PRO PAPERSEK A GAUSSOVSKÝ SVAZEK

4.1 Odvození přenosové matice paprsku

Předpokladem je, že optická soustava obsahuje prvky, jejichž rozměry jsou mnohem menší než vlnová délka světla. Tyto prvky jsou centrovány na společné optické ose z . Jsou tvořeny homogenním izotropním materiálem (s neměnným indexem lomu). Paprsek se šíří soustavou stále stejnou rychlostí a po nejkratší (přímkové) dráze [17].

Parametry paprsku lze popsat vstupním a výstupním vektorem paprsku (P_1 a P_2), jednotlivé optické prvky lze popsat přenosovou maticí paprsku M . Tím se získá celkový popis optické soustavy a jejího vlivu na procházející paprsek.

Jsou-li optické prvky rotačně symetrické, je popis paprsku stejný v různých meridiánových rovinách (obsahujících paprsek i optickou osu). Odražený či lomený paprsek zůstává v téže rovině. Proto lze uvažovat místo trojrozměrné (3D) soustavy pouze dvourozměrnou (2D).

Paprsek se šíří ve vymezeném prostoru s indexem lomu n_2 ; okolní prostředí má index lomu n_1 . Paprsek vstupuje do prostoru v bodě A, který leží v tzv. vstupní rovině (kolmé na optickou osu). Vystupuje v bodě B, který leží ve výstupní rovině. Popis paprsku je určen [17]:

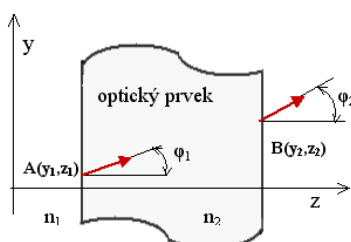
- vzdáleností paprsku od optické osy y
- směrnici paprsku (úhlem vzhledem k ose).... y'

Dalším zjednodušením je předpoklad, že paraxiální paprsek svírá s optickou osou velmi malý úhel φ (menší než 5°) nebo se šíří rovnoběžně s osou ve velmi malé vzdálenosti. Potom lze směrnici přímky aproximovat přímo úhlem: $y' = dy/dz = \operatorname{tg} \varphi \approx \varphi$.

Vstupní a výstupní vektory paprsku jsou ve tvaru:

$$P_1 = \begin{bmatrix} y_1 \\ y'_1 \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} y_1 \\ \varphi_1 \end{bmatrix} \quad \text{a} \quad P_2 = \begin{bmatrix} y_2 \\ y'_2 \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} y_2 \\ \varphi_2 \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Vztah výstupního vektoru P_2 a vstupního vektoru P_1 bude (za výše uvedených předpokladů) lineární, vyjádřený maticí M , nazývanou přenosová matice paprsku, nebo také matice $ABCD$.



Obr. 4.1: Vstup a výstup paprsku [17]

Platí vztah: $P_2 = M P_1$:

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \varphi_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ \varphi_1 \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

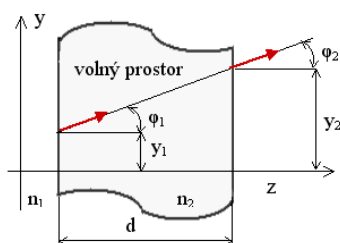
Této lineární maticové rovnici odpovídá soustava dvou rovnic pro dvě neznámé (y_2 a φ_2), pokud jsou známy vstupní parametry paprsku (y_1 a φ_1) a všechny koeficienty matice $ABCD$:

$$y_2 = A y_1 + B \varphi_1 \quad (4.3)$$

$$\varphi_2 = C y_1 + D \varphi_1 \quad (4.4)$$

4.2 Přenosové matice optických prvků

Průchod paprsku volným prostorem



Obr. 4.2: Průchod paprsku volným prostorem [17]

Nejjednodušším případem je šíření paprsku ve volném prostoru o šířce d . Paprsek se šíří po přímce, takže se jeho úhel nemění: $\varphi_2 = \varphi_1$.

Porovnáním s rovnicí (4.4) lze určit, že koeficienty matice jsou $C = 0$ a $D = 1$. Nová pozice paprsku bude: $y_2 = y_1 + d \varphi_1$. Porovnáním s rovnicí (4.3) lze určit koeficienty matice: $A = 1$ a $B = d$. Přenosová matice pro volný prostor bude [17]:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

Průchod paprsku tenkou čočkou

Paprsek vstupuje do čočky ve výšce y_1 a vystupuje ve výšce $y_2 = y_1$. Z rovnice (4.3) plynou parametry $A = 1$ a $B = 0$. Je-li čočka tenká, blíží se její šířka k nule ($d \rightarrow 0$). Dále platí vztah:

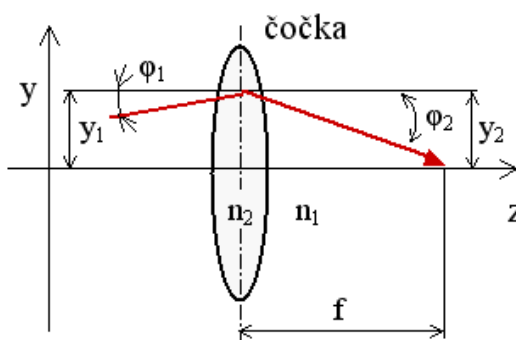
$$\operatorname{tg}(-\varphi_2) = \frac{y_2}{f} = -\varphi_2 \quad (4.6)$$

V tomto vztahu označuje f ohniskovou vzdálenost. Výsledná přenosová matice pro tenkou čočku má tvar [17]:

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

Podle poloměru křivosti lze čočky rozlišit na:

- čočky vypuklé (konvexní) ... $f > 0$;
- čočky vyduté (konkávni) $f < 0$.



Obr. 4.3: Průchod paprsku tenkou čočkou [17]

4.3 Přenosová matice optické soustavy

Pokud je optická soustava tvořena k optickými prvky, jejichž přenosové matice jsou známé, je možné sestavit přenosovou matici pro celou optickou soustavu. Přitom je nutné násobit matice jednotlivých prvků v opačném pořadí, než jimi prochází optický paprsek [19]:

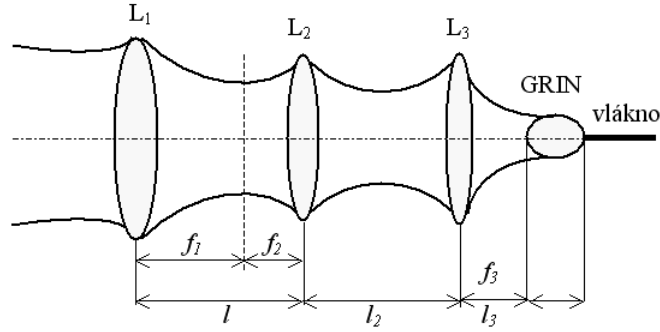
$$M = M_k M_{k-1} M_{k-2} \dots M_3 M_2 M_1 \quad (4.8)$$

Například na obrázku 4.4 je uveden optický systém, který byl využit pro navázání laserového paprsku do jednořadového vlákna [19]. V systému jsou tři tenké konvexní čočky L_1 ,

L_2, L_3 a jedna gradientní čočka (GRIN) – což je speciální čočka, která má výjimečné zaostřovací schopnosti. Její index lomu má radiální rozložení dané výrazem:

$$n^2(r) = n_0^2(1 - ar^2) \quad (4.9)$$

kde n označuje radiální index lomu, n_0 index lomu na optické ose, r vzdálenost od optické osy, a zaostřovací konstantu.



Obr. 4.4: Optická soustava čtyř čoček [19]

Jsou-li známé ohniskové vzdálenosti tenkých čoček (f_1, f_2, f_3), je možné sestavit přenosové matice pro průchod paprsku tenkými čočkami [19]:

$$M_{L1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_1 & 1 \end{bmatrix}, \quad M_{L2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_2 & 1 \end{bmatrix}, \quad M_{L3} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_3 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

Jsou-li známé vzájemné vzdálenosti mezi čočkami (l, l_2, l_3), je možné sestavit přenosové matice pro průchod paprsku volným prostorem [19]:

$$M_l = \begin{bmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad M_{l2} = \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad M_{l3} = \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Přenosová matice ABCD pro čočku GRIN má tvar [19]:

$$M_G = \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\sqrt{a} z) & \sin(\sqrt{a} z)/n_0 \sqrt{a} \\ -n_0 \sqrt{a} \sin(\sqrt{a} z) & \cos(\sqrt{a} z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

Přenosová matice pro celou optickou soustavu bude dána vztahem [19]:

$$M = M_{L1} M_l M_{L2} M_{l2} M_{L3} M_{l3} M_G \quad (4.13)$$

4.4 Gaussovský svazek

Záření vystupující z laseru má za ideálních podmínek vlastnosti Gaussovského svazku, což je svazek koherentního záření, u kterého je příčné rozložení amplitudy pole popsáno Gaussovou funkcí (maximum je na ose svazku a zmenšuje se směrem k okraji).

Když se světlo šíří volným prostorem, je rozložení amplitudy pole v příčné rovině popsáno dvourozměrnou funkcí souřadnic $\Psi(r,\varphi)$, kterou je možné vyjádřit jako součet jednotlivých vidů. Základní vid je rotačně symetrický, nezávislý na úhlu φ ; může být popsán Gaussovou funkcí. Vyšší vidy se vyjadřují jako součin Gaussovy funkce s Hermitovým polynomem (v kartézské soustavě) nebo s Laguerrovým polynomem (v cylindrické soustavě).

Gaussovský svazek je jedním z řešení Helmholtzovy vlnové rovnice $\nabla^2 E + k^2 E = 0$, hledaným ve tvaru harmonického vlnění. Předpokladem je, že zdroj vysílá úzký svazek paraxiálních vln (neboli vln, jejichž normály k vlnoplochám jsou paraxiální paprsky). Symetrie vzhledem k úhlu φ umožňuje zapsat paraxiální vlnu v cylindrické soustavě [17]:

$$E(r, z) = \psi(r, z) e^{-ikz} \quad (4.14)$$

kde E označuje intenzitu elektrického pole, ψ rozložení amplitudy pole, k vlnové číslo, z vzdálenost na optické ose, r poloměr. Po dosazení do Helmholtzovy vlnové rovnice lze získat paraxiální tvar této rovnice:

$$\nabla_T^2 \psi - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (\text{přitom } \nabla_T^2 \text{ je příčná složka operátoru } \nabla^2) \quad (4.15)$$

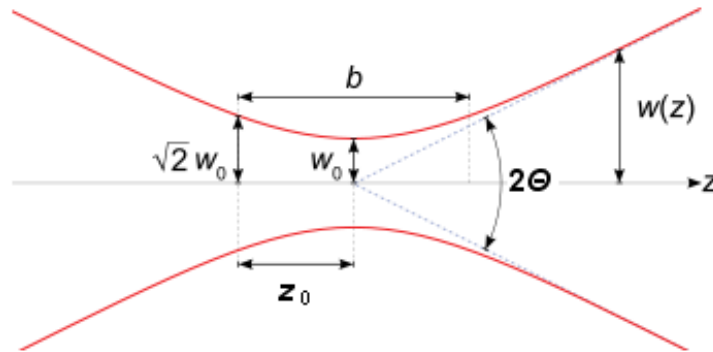
Jedním z řešení této rovnice je vlna, nazývaná Gaussovský svazek, popsaná vztahem:

$$\psi(r, z) = A \cdot e^{-i \left[P(z) + \frac{kr^2}{2q(z)} \right]} \quad (4.16)$$

kde A značí konstantu, $P(z)$ komplexní funkci, $q(z)$ komplexní poloměr křivosti Gaussovského svazku. První člen v exponentu koriguje amplitudu a fázi svazku vzhledem ke kulové vlně. Druhý člen v exponentu popisuje změny amplitudy v závislosti na poloměru r a vzdálenosti z .

Geometrické parametry Gaussovského svazku

Gaussovský svazek má minimální šířku v tzv. krčku, dál od krčku se šířka postupně zvětšuje. Výhodné je umístit do nejužšího místa svazku počátek souřadné soustavy.



Obr. 4.5: Gaussovský svazek [17]

Pološířka svazku $w(z)$ – nazývaná také poloměr svazku – je definována jako vzdálenost od osy svazku, ve které klesne amplituda pole na $1/e$ násobek maximální amplitudy (odpovídající ose svazku). Průběh pološířky svazku $w(z)$ má tvar hyperboly, dosahující minimální hodnoty w_0 v místě zdroje ($z = 0$) [17]:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2}, \quad w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \quad (4.17)$$

Vlnoplocha Gaussovského svazku se projevuje blízko zdroje jako rovinná, daleko od zdroje jako kulová. Poloměr křivosti vlnoplochy R je definován vztahem:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (4.18)$$

kde w_0 je pološířka svazku v krčku, λ je vlnová délka záření, z_0 je Rayleighova vzdálenost, z je vzdálenost na optické ose. V poloze $z = 0$ nebo $z \rightarrow \infty$ se poloměr křivosti vlnoplochy blíží k nekonečnu; v poloze $z = z_0$ má minimální hodnotu $R_{min} = 2 z_0$.

Rayleighova vzdálenost z_0 je definována jako vzdálenost od nejužšího místa svazku do místa, kde má vlnoplocha nejmenší poloměr křivosti (největší zakřivení). V tomto místě je pološířka svazku $\sqrt{2}$ násobkem pološířky v bodě $z = 0$.

Rozbíhavost Gaussovského svazku je charakterizována úhlem, který svírá tečna k hyperbole s osou svazku. Pro velké hodnoty z je tento divergenční úhel Θ dán vztahem:

$$\operatorname{tg} \Theta \approx \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (4.19)$$

4.5 Transformace Gaussovského svazku

Pokud se Gaussovský svazek šíří optickou soustavou tvořenou kruhově symetrickými prvky, zůstává stále svazkem Gaussovským, ale jeho parametry se mění. Tyto změny je možné určit pomocí tzv. maticové optiky [17].

Transformaci Gaussovského svazku prvkem optické soustavy lze řešit jako transformaci komplexního poloměru křivosti $q(z)$. Tato transformace se uplatňuje například při navázání paprsku laseru do optického vlákna, kdy se průměr laserového svazku přizpůsobuje pomocí čoček průměru jádra optického vlnovodu.

Pokud jsou q_1 a q_2 parametry Gaussovského svazku ve vstupní a výstupní rovině optického prvku a samotný optický prvek je popsán maticí $ABCD$, je možné transformaci Gaussovského svazku popsat tzv. zákonem $ABCD$ následovně [21]:

$$q_2 = \frac{A q_1 + B}{C q_1 + D} \quad (4.20)$$

Průchod volným prostorem

Prochází-li Gaussovský svazek volným prostorem o šířce d , platí pro komplexní poloměry křivosti vztah: $q_2 = q_1 + d$, který je možné upravit následovně:

$$q_2 = q_1 + d = \frac{1 \cdot q_1 + d}{0 \cdot q_1 + 1}, \text{ tudíž } M = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.21)$$

Přenosová matice pro průchod Gaussovského svazku volným prostorem je tedy stejná jako matice pro průchod paprsku volným prostorem.

Průchod tenkou čočkou

Ohnisková vzdálenost tenké čočky f souvisí s parametry Gaussovského svazku vztahem:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f} \quad (4.22)$$

Tento výraz je možné převést do následujícího tvaru:

$$q_2 = \frac{1 \cdot q_1 + 0}{-\frac{1}{f} q_1 + 1} = \frac{A \cdot q_1 + B}{C \cdot q_1 + D}, \text{ tudíž } M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

Přenosová matice pro průchod Gaussovského svazku tenkou čočkou je tedy stejná jako matice pro průchod paprsku tenkou čočkou.

4.6 Odhad účinnosti navázání

Pro odhad účinnosti navázání laserového záření do jednojádového optického vlákna je možné použít numerické vztahy, které zveřejnil Keiji Kataoka v roce 2010. Účinnost vazby dopadajícího světla do optického vlákna je obecně určena překryvným integrálem (počítaným přes vstupní rovinu vlákna) pro amplitudy dvou polí [24,20]:

- pole dopadajícího světla ψ_b ;
- pole optického vlákna ψ_F ;

$$\eta = \frac{\left| \iint \psi_b(x, y) \psi_F^*(x, y) dx dy \right|^2}{\iint |\psi_b(x, y)|^2 dx dy \iint |\psi_F(x, y)|^2 dx dy} \quad (4.24)$$

Tento integrál lze použít pro blízké pole i pro vzdálené pole (oblast Fraunhoferovy difrakce). Zatímco v blízkém poli bude do účinnosti navázání zahrnut pouze vliv odchylek polohy mezi laserovým svazkem a optickým vláknem, ve vzdáleném poli musí být zahrnut také vliv optické aberace a vignetace. V obou případech lze záření aproximovat Gaussovským svazkem.

Souřadný systém x, y bude umístěn ve vstupní rovině vlákna. Protože základní vid optického vlákna je možné s dostatečnou přesností aproximovat kruhovým Gaussovým rozložením, bude amplituda pole pro tento vid vyjádřena [24,20]:

$$\psi_F = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_F} \exp\left(-\frac{r^2}{w_F^2}\right) \quad (4.25)$$

přitom $2 w_F$ je průměr vidového pole vlákna a r je poloměr. Dále platí: $r^2 = x^2 + y^2$.

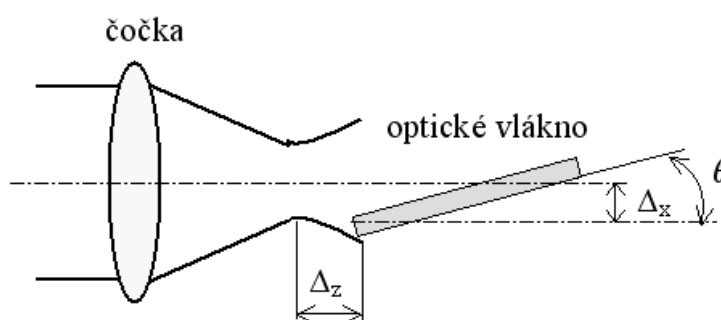
Je-li zdrojem laserová dioda, předpokládá se, že generuje světlo s eliptickým Gaussovým rozložením. Amplituda pole na osvětleném místě (určeném souřadnicemi x a y) na vstupní ploše optického vlákna (která má rozměry $2 w_x$ a $2 w_y$) může být vyjádřena [19]:

$$\psi_b = \sqrt{\frac{2}{\pi w_x w_y}} \exp\left(-\frac{x^2}{w_x^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w_y^2}\right) \quad (4.26)$$

Je-li zdrojem laser, který generuje svazek s kruhovým Gaussovým rozložením o šířce svazku $2 w_b$, bude amplituda pole na osvětleném místě (určeném poloměrem r) dána vztahem [19]:

$$\psi_b = \sqrt{\frac{2}{\pi w_b^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{w_b^2}\right) \quad (4.27)$$

Na obrázku 4.6 jsou znázorněny uvažované odchylky polohy optického vlákna: defokusace Δ_z , boční posunutí Δ_x (případně Δ_y) a úhlová odchylka θ .



Obr. 4.6: Odchylky polohy optického vlákna

Celková účinnost navázání při zahrnutí odchylek polohy vlákna bude dána součinem:

$$\eta = \eta_x \eta_y \eta_\theta \quad (4.28)$$

kde η_x je složka účinnosti pro osu x , η_y je složka účinnosti pro osu y a η_θ je složka pro úhel θ .

Jednotlivé složky celkové účinnosti pro případ laserové diody jsou popsány vztahy [18]:

$$\eta_x = \frac{2}{\left\{ \left(\frac{w_F}{w_x} + \frac{w_x}{w_F} \right)^2 + \frac{\lambda^2 \Delta_z^2}{\pi^2 w_x^2 w_F^2} \right\}^{1/2}} \exp\left(-\frac{2\Delta_x^2}{w_F^2 + w_x^2} \right) \quad (4.29)$$

$$\eta_y = \frac{2}{\left\{ \left(\frac{w_F}{w_y} + \frac{w_y}{w_F} \right)^2 + \frac{\lambda^2 \Delta_z^2}{\pi^2 w_y^2 w_F^2} \right\}^{1/2}} \exp\left(-\frac{2\Delta_y^2}{w_F^2 + w_y^2} \right) \quad (4.30)$$

$$\eta_\theta = \exp\left(-\frac{2\pi^2 \theta^2 w_F^2 w_x^2}{\lambda^2 (w_F^2 + w_x^2)} \right) \quad (4.31)$$

V těchto vztazích označuje η_x složku celkové účinnosti pro osu x , η_y složku účinnosti pro osu y , η_θ složku účinnosti pro úhel θ , λ vlnovou délku záření laserové diody ve vzduchu, w_F poloměr vidového pole vlákna, w_x a w_y poloosy elipsy dopadajícího svazku ve vstupní rovině vlákna. Pokud nenastanou žádné odchylky polohy, bude účinnost navázání dána vztahem [18]:

$$\eta_0 = \frac{4}{\left(\frac{w_F}{w_x} + \frac{w_x}{w_F} \right) \left(\frac{w_F}{w_y} + \frac{w_y}{w_F} \right)} \quad (4.32)$$

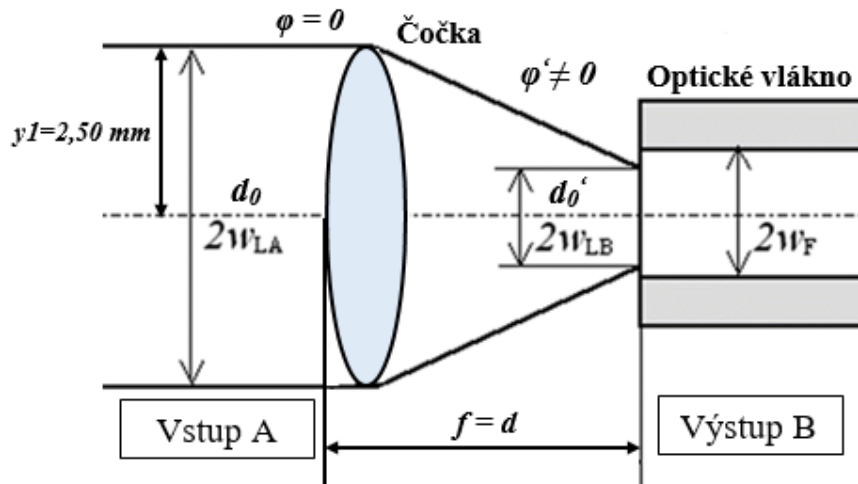
Tato účinnost bude maximální při hodnotě $w_F = \sqrt{w_x w_y}$ a bude dána vztahem [18]:

$$\eta_{0\max} = \frac{4e}{(1+e)^2} \quad \text{kde } e = w_x/w_y. \quad (4.33)$$

V případě kruhového Gaussovského svazku, pro který platí $e = 1$, bude maximální možná hodnota účinnosti $\eta = 100 \%$.

5. ODHAD ÚČINNOSTI NAVÁZÁNÍ SVAZKU DO OPTICKÉHO VLÁKNA

5.1 Odhad účinnosti navázání na základě výpočtu



Obr. 5.1: Optická soustava s jednou čočkou

Obrázek 5.1 zobrazuje optickou soustavu s jednou čočkou, kde d_0 je průměr kolimovaného svazku, d_0' je průměr svazku za čočkou, φ je úhel divergence vstupního kolimovaného svazku a φ' je úhel divergence svazku za čočkou.

Optickou soustavu tvořila jediná čočka. Za předpokladu, že vzdálenost mezi rovinou A čela čočky a rovinou B čela vlákna je rovna ohniskové vzdálenosti f , je tato optická soustava popsána dvěma přenosovými maticemi – maticí pro průchod Gaussovského svazku tenkou čočkou a maticí pro průchod svazku volným prostorem:

$$M_L = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}, \quad M_f = \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Přenosová matice pro celou optickou soustavu je dána vztahem:

$$M = M_f M_L = \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + (-f/f) & f \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & f \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

Výsledná přenosová matice optické soustavy s jedinou tenkou čočkou je tedy následující:

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & f \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

Vstupní a výstupní vektory paprsku jsou ve tvaru:

$$P_1 = \begin{bmatrix} y_1 \\ y'_1 \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} y_1 \\ \varphi_1 \end{bmatrix} \quad \text{a} \quad P_2 = \begin{bmatrix} y_2 \\ y'_2 \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} y_2 \\ \varphi_2 \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

Vztah výstupního vektoru P_2 a vstupního vektoru P_1 bude (za výše uvedených předpokladů) lineární, vyjádřený maticí M , nazývanou přenosová matice paprsku, nebo také matice $ABCD$. Platí vztah: $P_2 = M P_1$:

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \varphi_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ \varphi_1 \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

Této lineární maticové rovnici odpovídá soustava dvou rovnic pro dvě neznámé (y_2 a φ_2), pokud jsou známy vstupní parametry paprsku (y_1 a φ_1) a všechny koeficienty matice $ABCD$:

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \varphi_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & f \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ \varphi_1 \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

Po dosazení a úpravě [21]:

$$y_2 = 0 y_1 + f \varphi_1 \quad (5.7)$$

$$\varphi_2 = -1/f y_1 + 1 \varphi_1 \quad (5.8)$$

Z výše uvedené soustavy dvou rovnic vyplývá za předpokladu $\varphi_1=0$

$$y_2=0 \quad (5.9)$$

$$\varphi_2 = -y_1/f \quad (5.10)$$

Pro Gaussovský svazek platí:

$$d_0 = \frac{4\lambda}{\pi\varphi} \Rightarrow \varphi = \frac{4\lambda}{\pi d_0} \quad (5.11)$$

Z rovnic, které jsme vypočítali:

$$y_2 = d_0'; y_1 = d_0; \varphi_1 = \varphi; \varphi_2 = \varphi \quad (5.12)$$

kde d_0 je průměr kolimovaného svazku, d_0' je průměr svazku za čočkou, φ je úhel divergence vstupního kolimovaného svazku a φ' je úhel divergence svazku za čočkou.

Výpočet ohniskové vzdálenosti čočky:

$$d_0' = f \cdot \varphi = f \cdot \frac{4\lambda}{\pi d_0} \Rightarrow f = d_0' \frac{\pi d_0}{4\lambda} \quad (5.13)$$

Výpočet úhlu divergence za čočkou. Pro svazek, který je kolimovaný bude $\varphi \approx 0$:

$$\varphi_2 = \varphi' = \frac{d_0}{f} + \varphi \quad (5.14)$$

Výsledný vztah pro úhel divergence svazku za čočkou:

$$\varphi' = \frac{d_0}{f} \quad (5.15)$$

K analýze transformace Gaussovského svazku se v maticové optice používá parametr q , daný obecně vztahem [21]:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w(z)^2} \quad (5.16)$$

V tomto vztahu označuje: $q(z)$ komplexní poloměr křivosti ve vzdálenosti z , $R(z)$ poloměr křivosti vlnoplochy ve vzdálenosti z , λ vlnovou délku záření laseru, $w(z)$ poloměr svazku ve vzdálenosti z .

Přitom v rovině B je $R_B = \infty$, takže $1/R_B = 0$. Pro rovinu B tedy platí:

$$\frac{1}{q_B} = -i \frac{\lambda}{\pi w_{LB}^2} \quad (5.17)$$

Tento parametr se dosadí do maticové rovnice, spolu s vypočtenými parametry A, B, C, D:

$$q_A = \frac{Aq_B + B}{Cq_B + D} = \frac{A}{C} + \frac{B}{C} \frac{1}{q_B} = -f + i \frac{\lambda f^2}{\pi w_{LB}^2} \quad (5.18)$$

Z imaginární části tohoto komplexního čísla je možné získat vztah pro poloměry svazku v rovinách A B:

$$\frac{1}{w_{LA}^2} = -\frac{\pi}{\lambda} \operatorname{Im} \left(\frac{1}{q_A} \right), \text{ z něhož lze odvodit } w_{LB} = \frac{\lambda f}{\pi w_{LA}} \quad (5.19)$$

V tomto vztahu označuje w_{LA} poloměr svazku v rovině A, w_{LB} poloměr svazku v rovině B, λ vlnovou délku záření laseru, f ohniskovou vzdálenost čočky. Laser NT342 B generuje svazek s kruhovým průřezem o průměru 5 mm. Rozbíhavost svazku je velmi malá, proto je možné považovat paprsky za rovnoběžné. Poloměr svazku v rovině A (neboli w_{LA}) je tedy 2,5 mm.

Tento vztah umožňuje určit ohniskovou vzdálenost čočky, a následně poloměr svazku po transformaci.

Teoretický výpočet účinnosti navázání byl zpracován pro vlákno typu SMF-28-J9, s velkým pracovním rozsahem, jehož parametry jsou uvedeny v tabulce. Poloměr vidového pole w_F je polovinou uvedeného parametru MFD.

V měření účinnosti navázání bude použito plastové optické vlákno (POF).

Typ vlákna	pracovní vlnová délka	numerická apertura	průměr vidového pole (MFD)	w_F
SMF-28-J9	1260-1625 nm	0,14	9,2 μm při 1310 nm	4,6 μm
POF	420-750 nm		1000 μm	500 μm

Tab. 5.1: Parametry optických vláken

5.2 Výpočet pro různé vlnové délky při použití SM vlákna

Výpočet pro fialové záření

Laser NT 342B je určen pro rozsah vlnových délek 420 až 2600 nm. Při prvním měření laser generoval viditelné fialové záření s vlnovou délkou $\lambda = 420$ nm.

Z dostupné nabídky byla zvolena čočka s ohniskovou vzdáleností menší nebo rovnou vypočtené hodnotě, a to čočka z připojené sady k použitému laseru Fiber Kit ($f=50$ mm). Dále je potřeba vypočítat poloměr transformovaného Gaussovského svazku:

$$w_{LB} = \frac{\lambda f}{\pi w_{LA}} = \frac{420 \cdot 10^{-9} \cdot 50 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot 2,5 \cdot 10^{-3}} = 2,6738 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 2,6738 \mu\text{m} \quad (5.20)$$

Má-li být účinnost co nejvyšší, musí být poloměr Gaussovského svazku ve vstupní rovině vlákna menší nebo roven poloměru jádra optického vlákna. Z toho plyne podmínka $w_{LB} \leq w_F$, která je v tomto případě splněna.

Pro výpočet odhadu účinnosti navázání je možné použít rovnici (33). Tato rovnice, určená pro svazek s eliptickým průřezem, musí být upravena pro svazek s kruhovým průřezem takto:

$$\eta_0 = \frac{4}{\left(\frac{w_F}{w_{LB}} + \frac{w_{LB}}{w_F}\right)\left(\frac{w_F}{w_{LB}} + \frac{w_{LB}}{w_F}\right)} = \frac{4}{\left(\frac{w_F}{w_{LB}} + \frac{w_{LB}}{w_F}\right)^2} \quad (5.21)$$

Odhad účinnosti pro fialové laserové záření a výše uvedené parametry čočky a vlákna je:

$$\eta_0 = \frac{4}{\left(\frac{4,6}{2,67} + \frac{2,67}{4,6}\right)^2} = \frac{4}{(1,7175 + 0,58224)^2} = \frac{4}{5,2888} = 0,7563 = 75,63 \% \quad (5.22)$$

Výpočet pro zelené záření

Při druhém měření laser generoval viditelné zelené záření s vlnovou délkou $\lambda = 520$ nm, také v tomto případě mohla být použita stejná čočka z připojené sady k použitému laseru Fiber Kit ($f = 50$ mm).

Poloměr transformovaného Gaussovského svazku je:

$$w_{LB} = \frac{\lambda f}{\pi w_{LA}} = \frac{520 \cdot 10^{-9} \cdot 50 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot 2,5 \cdot 10^{-3}} = 3,3104 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 3,316 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.23)$$

Podmínka $w_{LB} \leq w_F$ je i v tomto případě splněna. Odhad účinnosti pro zelené laserové záření a určené parametry čočky a vlákna je:

$$\eta_0 = \frac{4}{\left(\frac{4,6}{3,31} + \frac{3,31}{4,6}\right)^2} = \frac{4}{(1,3897 + 0,7196)^2} = \frac{4}{4,4490} = 0,899 = 89,90 \% \quad (5.24)$$

Výpočet pro červené záření

Při třetím měření laser generoval viditelné červené záření s vlnovou délkou $\lambda = 630$ nm, také v tomto případě mohla být použita stejná čočka z připojené sady k použitému laseru Fiber Kit ($f = 50$ mm).

Poloměr transformovaného Gaussovského svazku je:

$$w_{LB} = \frac{\lambda f}{\pi w_{LA}} = \frac{630 \cdot 10^{-9} \cdot 50 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot 2,5 \cdot 10^{-3}} = 4,01 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 4,01 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.25)$$

Podmínka $w_{LB} \leq w_F$ je i v tomto případě splněna. Odhad účinnosti pro červené laserové záření a určené parametry čočky a vlákna bude:

$$\eta_0 = \frac{4}{\left(\frac{4,6}{4,01} + \frac{4,01}{4,6}\right)^2} = \frac{4}{(1,14713 + 0,87174)^2} = \frac{4}{4,07583} = 0,9814 = 98,14 \% \quad (5.26)$$

Výpočet pro červené záření blízko infračervenému

Při třetím měření laser generoval viditelné červené záření s vlnovou délkou $\lambda = 700 \text{ nm}$, také v tomto případě mohla být použita stejná čočka z připojené sady k použitému laseru Fiber Kit ($f = 50 \text{ mm}$).

Poloměr transformovaného Gaussovského svazku je:

$$w_{LB} = \frac{\lambda f}{\pi w_{LA}} = \frac{700 \cdot 10^{-9} \cdot 50 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot 2,5 \cdot 10^{-3}} = 4,456 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 4,456 \mu\text{m} \quad (5.27)$$

Podmínka $w_{LB} \leq w_F$ je i v tomto případě splněna. Odhad účinnosti pro červené laserové záření a určené parametry čočky a vlákna bude:

$$\eta_0 = \frac{4}{\left(\frac{4,6}{4,46} + \frac{4,46}{4,6}\right)^2} = \frac{4}{(1,0314 + 0,9696)^2} = \frac{4}{4,003822} = 0,999 = 99,9 \% \quad (5.28)$$

6. EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ ÚČINNOSTI NAVÁZANÍ LASEROVÉHO ZÁŘENÍ DO OPTICKÉHO VLÁKNA

Na laserovém pracovišti se nacházel stůl opatřený optickou deskou od výrobce Newport Corporation, která musí splňovat požadavky na pevnost, rovinnost a tlumení vibrací. Na optické desce byla umístěna vlastní laserová jednotka a postupně se na něm montovala optická soustava, tvořená různými optickými a opto-mechanickými prvky. Na dalším stole byl umístěn napájecí zdroj laseru a dálkové ovládání laseru. K vybavení dále patřil měřič výkonu laseru a termočlánekový snímač.

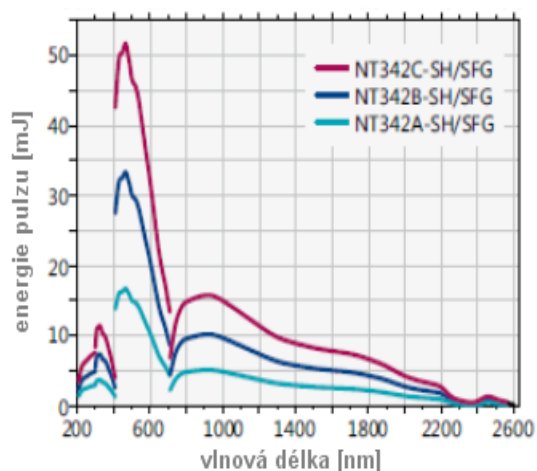
6.1 Laserový systém

V experimentu byl použit laditelný laserový systém NT 342B-10-H-FC-ATTN od výrobce Ekspla, který sestává ze dvou skříní. První skříň obsahuje nanosekundový parametrický oscilátor v kombinaci s jeho čerpacím laserem, ve druhé skříní je umístěn napájecí zdroj.

Optický parametrický oscilátor je zdrojem koherentního záření, které vzniká v rezonátoru obsahujícím zrcadla. Toto záření však nevzniká stimulovanou emisí, ale parametrickým zesílením v nelineárním krystalu (v tomto případě BBO). Umožňuje to rozšířit rozsah ladění do blízkého infračerveného pásma. K čerpání OPO slouží pevnolátkový laser Nd:YAG s Q-spínáním. Čerpací energie se monitoruje, takže lze parametry čerpacího laseru regulovat.



Obr. 6.1: Laserový systém NT 342 [22]



Obr. 6.2: Energetická křivka laserů NT 342 [22]

Laserový systém je možné ovládat z dálkového ovladače nebo z personálního počítače (přes rozhraní RS 232, s využitím driverů LabView™).

Tento laserový systém patří do nejvyšší bezpečnostní třídy IV. Znamená to, že může dojít k poškození očí nebo pokožky účinkem odraženého nebo rozptýleného laserového záření (viditelného či neviditelného). Proto je nutné při práci s tímto laserem používat ochranné brýle. Laserový systém NT 342B-10-H-FC-ATTN je model s úzkým ladicím pásmem, který má v základním provedení následující důležité vlastnosti:

- automatické plynulé ladění vlnové délky od 420 do 2600 nm
- energie impulzu ve viditelné oblasti spektra: 30 mJ
- opakovací frekvence: 10 Hz
- šířka spektrální čáry: menší než 5 cm^{-1}
- doba trvání impulzu je 3 až 5 ns
- typický průměr svazku: 5 mm
- typická divergence svazku: $< 2 \text{ mrad}$

6.2 Měřicí přístroje a senzory

Měřič výkonu laseru



Při experimentu se používal měřič FieldMaxII od výrobce Coherent Inc, který spolupracuje se 3 typy senzorů: termočlánekovým, pyroelektrickým nebo optickým. Umožňuje měřit výkon, energii či frekvenci laserového záření v ultrafialovém, viditelném i infračerveném rozsahu. Je určen k měření laserů kontinuálních a také pulzních, s opakovací frekvencí až 300 Hz.

Obr. 6.3: Měřič výkonu FieldMaxII [23]

Přední panel měřiče obsahuje podsvícený displej, na němž se zobrazují nastavené hodnoty (parametry a režim), statistické údaje a naměřené hodnoty. Dále jsou na předním panelu tlačítka pro vkládání parametrů, volbu režimů nebo změnu rozsahů.

Na pravém boku měřiče je umístěn 25-pinový konektor pro připojení senzoru a USB konektor pro připojení počítače. Na levém boku měřiče je konektor pro připojení analogového výstupu a konektor pro připojení dodávaného elektrického kabelu.

Přes rozhraní USB je možné připojit měřič k hostitelskému počítači PC. Dodávané softwarové vybavení umožňuje na počítači sledovat a ovládat data z měřiče v reálném čase, ukládat data do souboru, vytvářet grafy apod.

Pro měřič FieldMaxII jsou jako kompatibilní doporučeny termočláňkové senzory PowerMax výrobce Coherent. Umožňují měřit kontinuální i pulzní lasery v rozsahu průměrného výstupního výkonu 5 mW až 30 W a v rozsahu vlnové délky 0,19 až 11 μm . K měření výkonu pulzního laseru NT 342B byl použit termočláňkový senzor PowerMax typ J-50MB-LE.

Model	J-50MB-LE
Energetický rozsah	250 μJ – 500 mJ
Ekvivalentní energie šumu	<8 μJ
Rozsah vlnových délek [μm]	0,19 až 12
Průměr aktivní plochy [mm]	50
Maximální průměrný výkon [W]	10
Maximální šíře pulzu [μs]	57
Maximální intenzita energie [mJ/cm^2]	500 (při 1064 nm, 10 ns)



Tab. 6.1: Volba typu senzoru pro měření Obr. 6.4: Senzor PowerMax typ J-50MB-LE [23]

6.3 Optické a opto-mechanické prvky

Čočky

Čočky bývají nejčastěji vyrobeny z borosilikátového skla (N-BK7), což je materiál vhodný pro většinu aplikací ve viditelném nebo blízkém infračerveném pásmu. Pro navázání do vlákna jsou zapotřebí jedna až dvě čočky vhodného typu.



Obr. 6.5: Plankonvexní čočky [27]

Nejlevnější vhodnou čočkou pro fokusaci kolimovaného svazku (tj. svazku rovnoběžných paprsků) je plankonvexní čočka. Její asymetrický tvar minimalizuje sférickou aberaci v těch případech, kdy jsou objekt a obraz umístěny v různých vzdálenostech od čočky.

Tuto čočku lze z hlediska maticové optiky považovat za tenkou čočku. V experimentu byla čočka vybrána na základě ohniskové vzdálenosti, určené výpočtem. Zvolená čočka byla v příložené sadě NLL344 k laserové soupravě.

model	průměr čočky	ohnisková vzdálenost	Specifikace
PCX	20 mm	50 mm	AR/RA@420-680 nm

Tab. 6.2: Vybraný typ čočky [22]

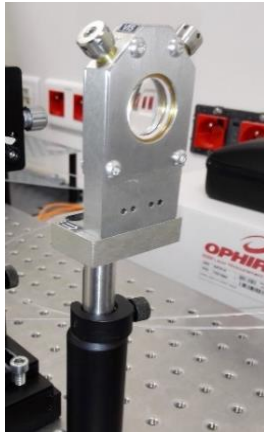
K fokusaci svazku a jeho navazování do vláken se používají také kulovité nebo gradientní mikro čočky, které umožňují dosáhnout vyšší účinnosti navázání. Z hlediska maticové optiky se však nejedná o tenké čočky a je nutné aplikovat jinou přenosovou matici.

Držáky čoček a polohovací systémy

K čočkám existují různé typy držáků. Jemné centrovací seřizování čočky umožňují držáky, které mají individuálně stavitelná nosná ramena.

K upnutí a jemnému doladění polohy optického vlákna je možné použít ruční polohovadlo typu FP, určené jak pro vlákna holá, tak pro vlákna s konektory.

Přesné polohování v pěti osách zajišťují seřizovací šrouby s přesností závitu až 100 TPI. K ručnímu polohování slouží snadno ovladatelné otočné mikrometrické posuvy, jejichž poloha se napevno zafixuje maticovým klíčem.



Obr. 6.6: Držák optické čočky



Obr. 6.7: Polohovadlo optického vlákna [22]

Optická vlákna

V experimentu bylo použité plastové optické vlákno.

typ vlákna	Typ módu	NA	průměr jádra	pracovní rozsah
POF		0,5	1 mm	420-750 nm

Tab. 6.3: Zvolené typy optických vláken

Clona

V měřicím zapojení byly použity dvě clony stejného konstrukčního zapojení pro zachycení nadbytečného výkonu ve výstupu paprsku z polarizátoru.

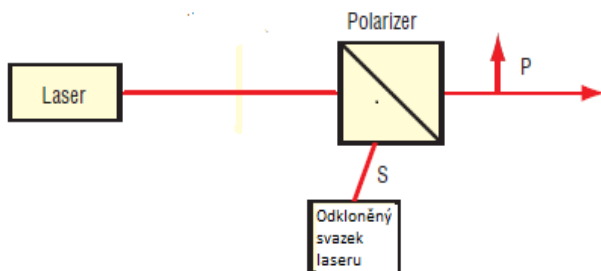


Obr. 6.8: Clona

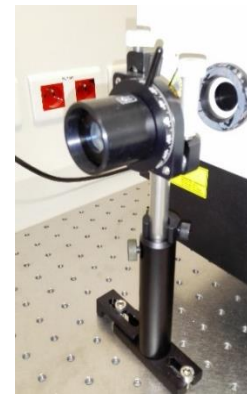
Polarizátor

Pro snížení výstupního výkonu laseru se používá polarizátor, který sníží výkon laserového svazku na hodnotu vhodnou pro použité optické vlákno.

Polarizátor propouští složku elektrického pole ve směru osy propustnosti polarizátor a blokuje složku kolmou k této ose [24].



Obr.6.9: Schéma použití polarizátoru v optickém systému [upraveno 23]



Obr. 6.10: Polarizátor

V měřicí sestavě byly použity dva polarizátory ve stejném konstrukčním provedení pro řízení výkonu svazku paprsku.

Intenzita propuštěného světla je dána Malusovým zákonem

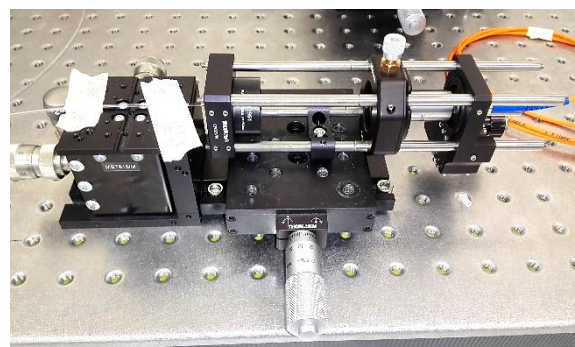
$$I = I_0(\cos x)^2(\theta) \quad (6.1)$$

kde I je intenzita výstupního světla, I_0 je intenzita světla před průchodem polarizátorem a θ je úhel mezi vstupním paprskem a polarizačním úhlem.

Kolimátor s držákem

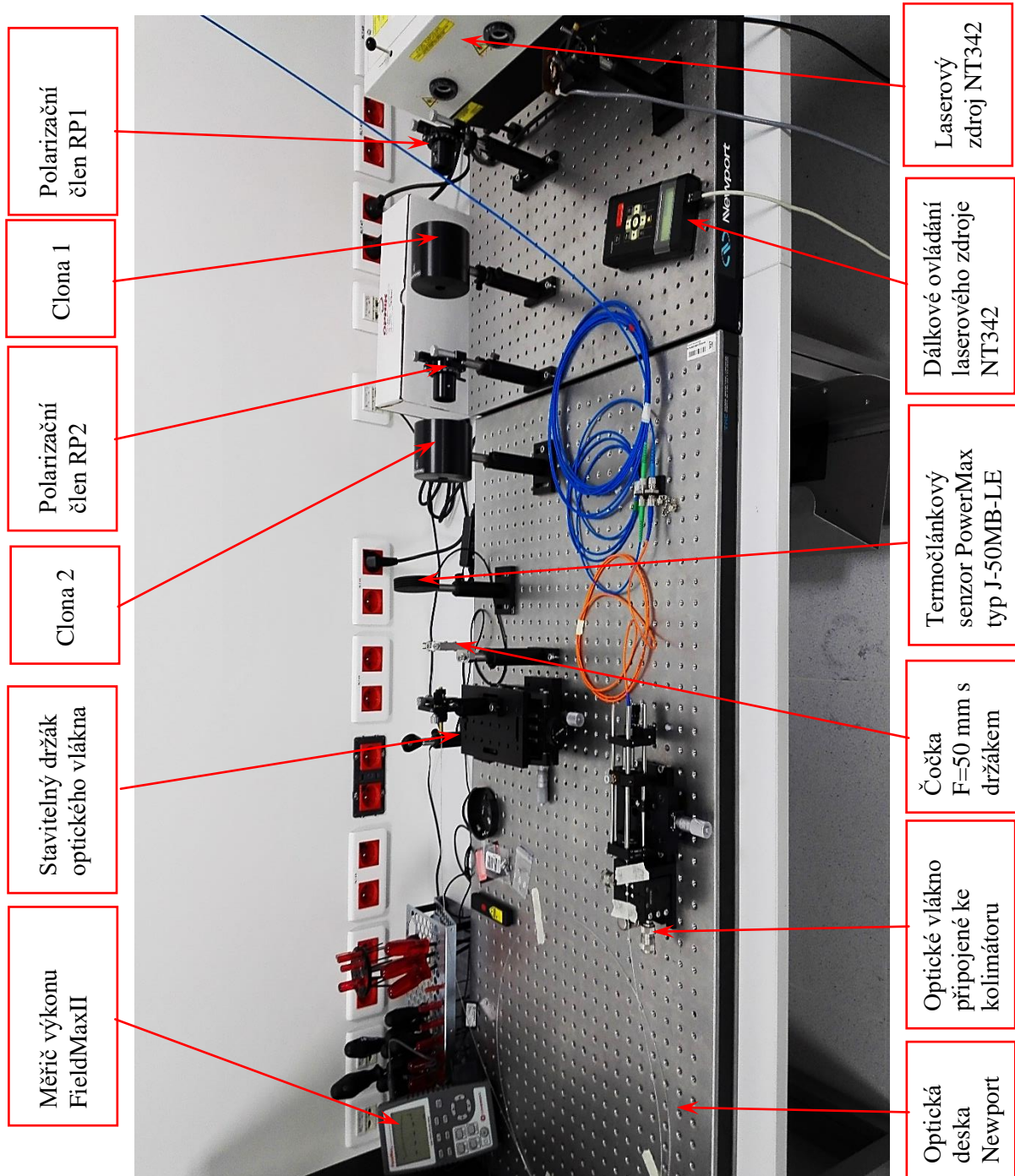
Používá se k usměrnění rozbíhavých paprsků na rovnoběžné.

Obr. 6.11: Kolimátor s držákem



6.4 Uspořádání měřicího pracoviště

Měřicí pracoviště bylo uspořádáno následovně:



Obr 6.12 Přehled uspořádání měřicího pracoviště

6.5 Výkon a energie pulzního signálu

Účinnost navázání optického záření do vlákna je možné určit porovnáním dvou naměřených optických výkonů podle následujícího vztahu:

$$\eta_p = \frac{P_V}{P_L} \quad (6.2)$$

kde P_V označuje výkon přenesený do vlákna a P_L označuje výkon laseru.

Lze definovat špičkový a průměrný výkon.



Obr 6.13 Průběh pulzního signálu [25]

kde T je perioda, Δt je doba impulzu, E je energie impulzu a P_{peak} je amplituda.

Definice špičkového výkonu

$$P_{peak} = \frac{E}{\Delta t} \quad (6.3)$$

Definice průměrného výkonu

$$P_{avg} = \frac{E}{T} = Ef \quad (6.4)$$

Výkonem laseru se rozumí výstupní optický výkon laserového svazku, což je u pulzního laseru průměrný výkon, který je dán součinem energie pulzu a opakovací frekvence laseru.

Například laser NT342B s energií 30 mJ na pulz (ve viditelném pásmu) a s opakovací frekvencí 10 pulzů za sekundu má průměrný výkon 300 mW.

K měření výkonu laserového svazku jsou zapotřebí dvě samostatná zařízení:

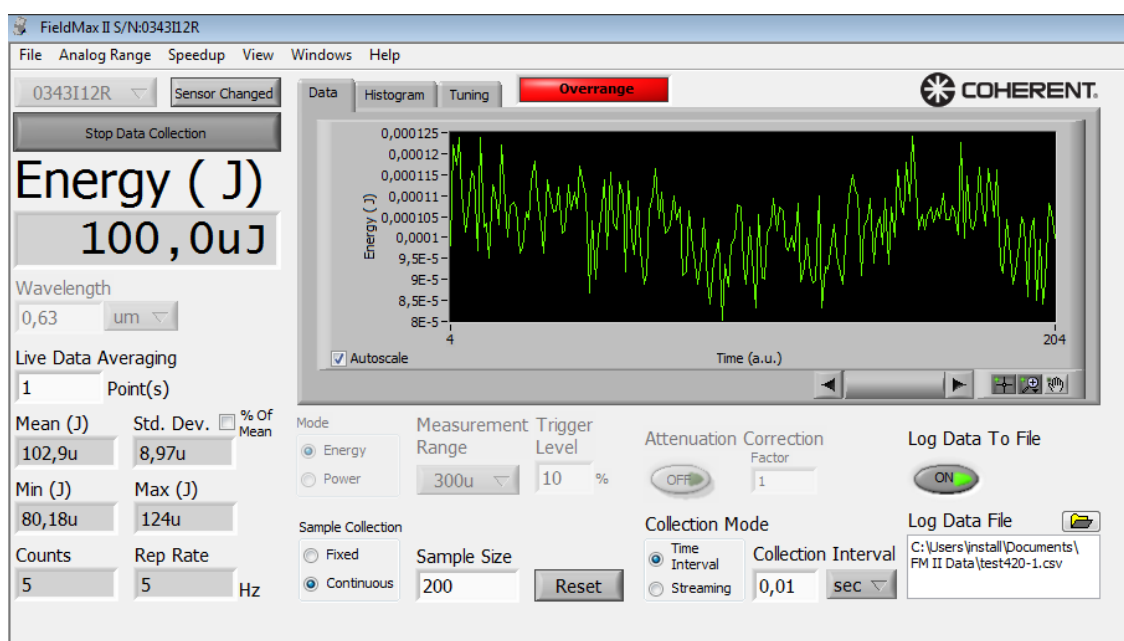
- snímač, který je umístěn v dosahu laserového svazku a poskytuje výstupní signál úměrný výkonu nebo energii svazku;
- měřič výkonu, který provádí zpracování a zobrazení přiváděného signálu.

K měření průměrného výkonu pulzního laseru NT342B byl použit měřič FieldMaxII v kombinaci s termočláňkovým senzorem PowerMax PM-2.

6.6 Postup měření

Postup měření

1. Sestavení měřicího pracoviště-pro první měření bylo vybráno platové optické vlákno
2. Zapnutí laseru NT 342B-10-H-FC-ATTN a měřiče výkonu FieldMaxII
3. Spuštění obslužného programu k měřiči výkonu FieldMaxII
4. Podle stopy laserového svazku usazení jednotlivých komponent systému s co nejmenšími úhlovými odchylkami na celé měřicí trase svazku
5. Umístění a jemné zaměření stopy svazku do ohniska čočky a zaměření svazku na jádro optického vlákna
6. Sledování na displeji PC měřené hodnoty účinnosti přenosu výkonu laseru do optického vlákna

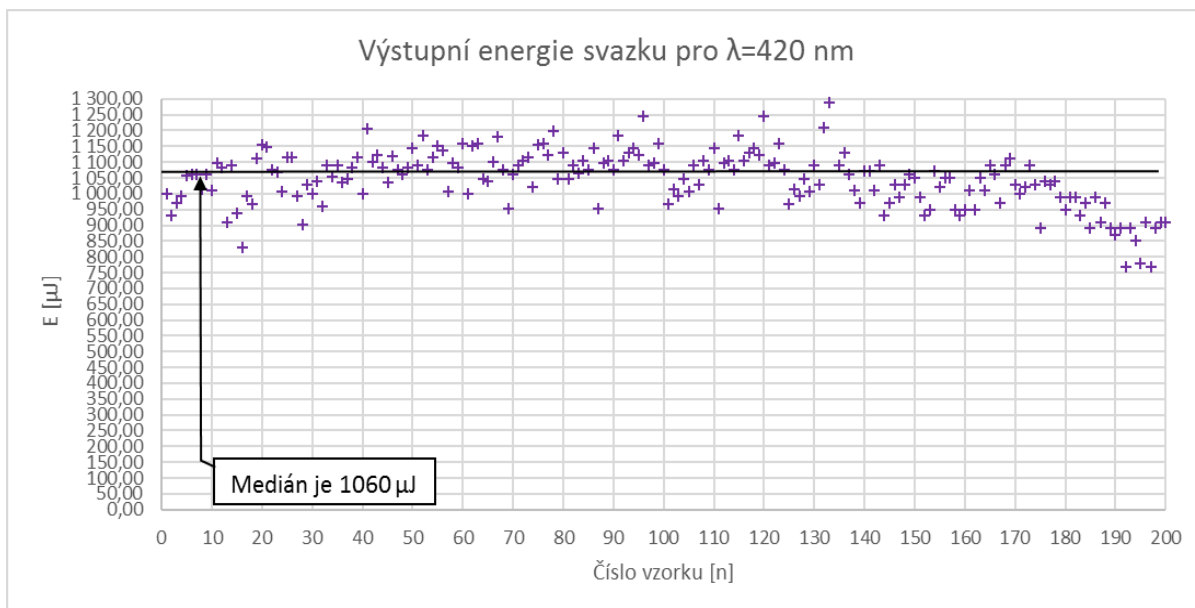


Obr 6.14 Obslužný software k FieldMax II

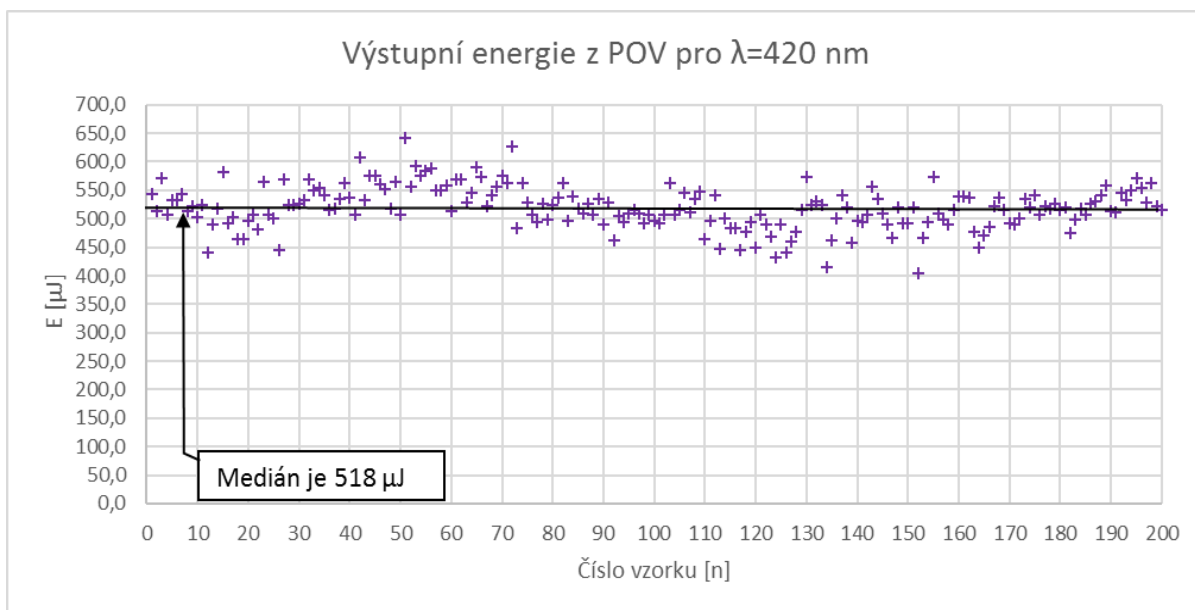
Měřené hodnoty byly zaznamenávány pomocí obslužného softwaru k měřiči FieldMax II od společnosti Coherent, jehož náhled je uveden na obrázku 6.14

6.7 Naměřené hodnoty

Naměřené hodnoty pro $\lambda=420$ nm

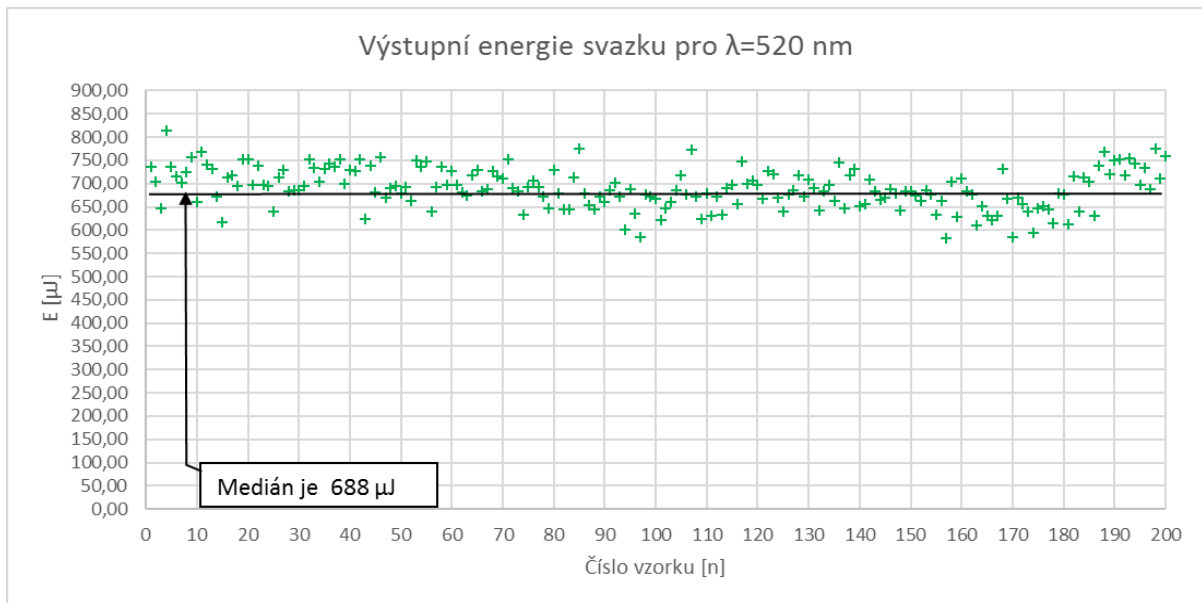


Obr. 6.15 Naměřené hodnoty výstupní energie svazku pro $\lambda=420$ nm

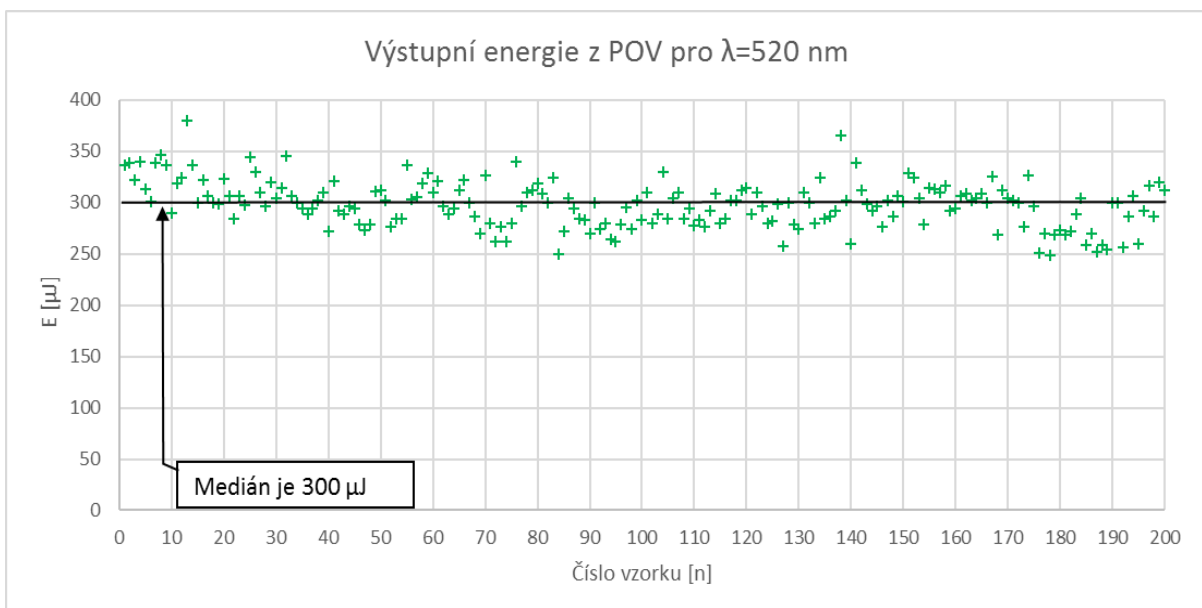


Obr. 6.16 Naměřené hodnoty výstupní energie z optického vlákna pro $\lambda=420$ nm

Naměřené hodnoty pro $\lambda=520$ nm

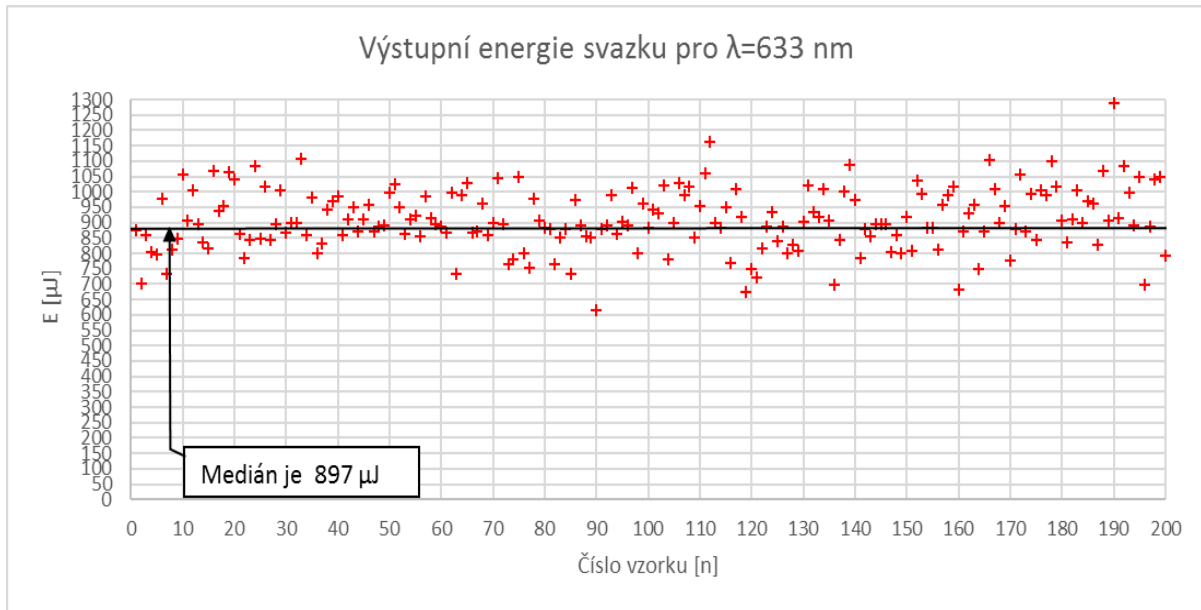


Obr. 6.17 Naměřené hodnoty výstupní energie svazku pro $\lambda=520$ nm

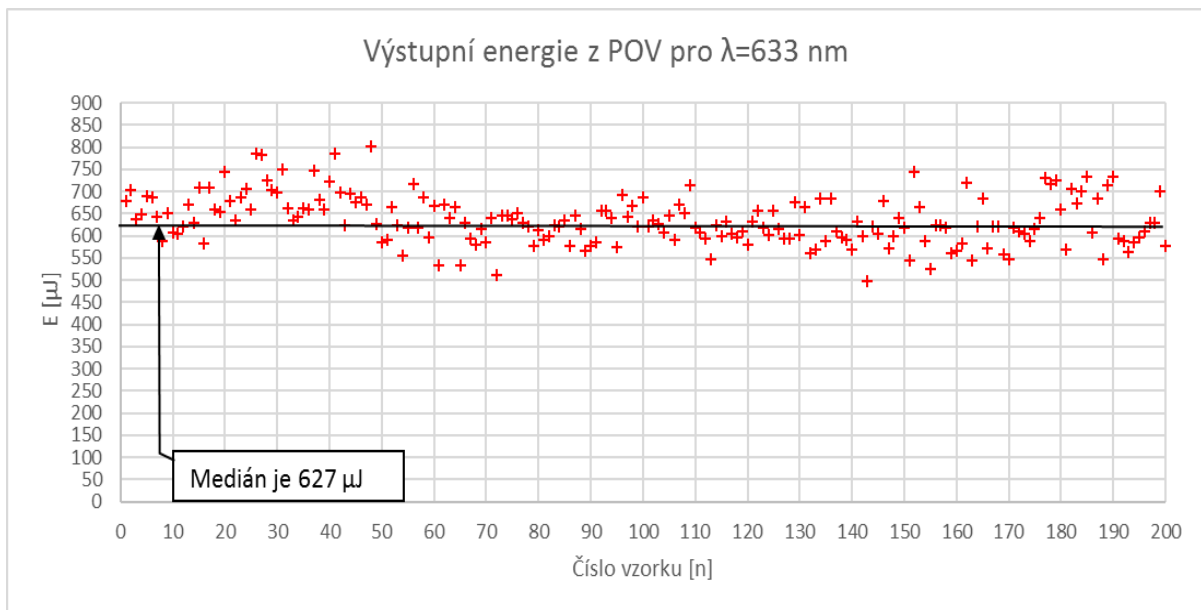


Obr. 6.18 Naměřené hodnoty výstupní energie z optického vlákna pro $\lambda=520$ nm

Naměřené hodnoty pro $\lambda=633$ nm

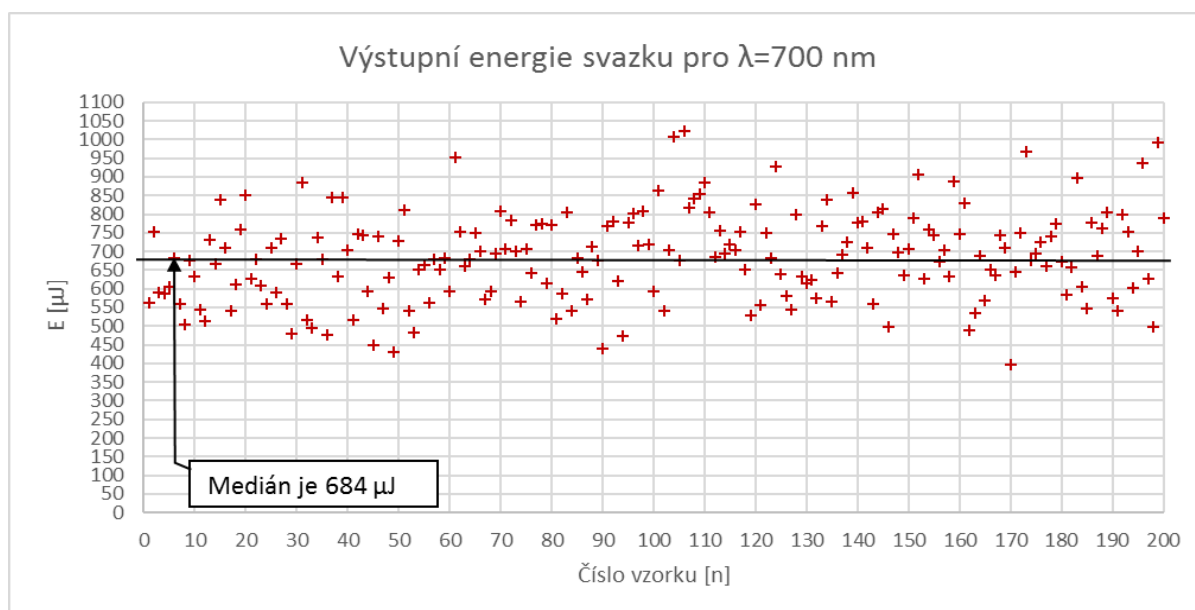


Obr. 6.19 Naměřené hodnoty výstupní energie svazku pro $\lambda=633$ nm

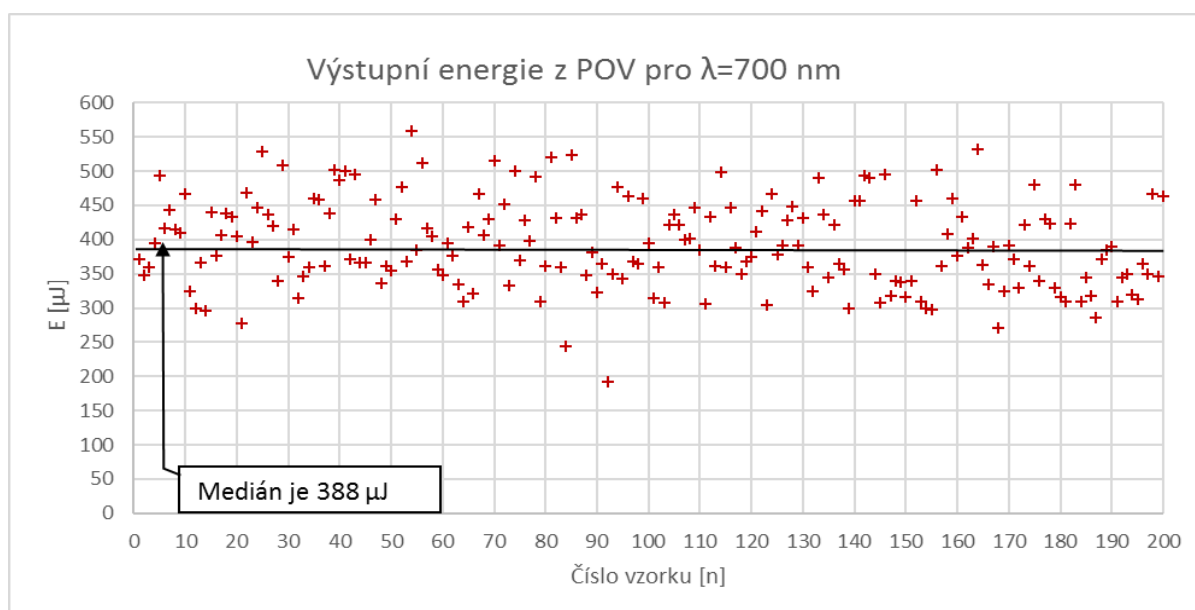


Obr. 6.20 Naměřené hodnoty výstupní energie z optického vlákna pro $\lambda=633$ nm

Naměřené hodnoty pro $\lambda=700$ nm



Obr. 6.21 Naměřené hodnoty výstupní energie svazku pro $\lambda=700$ nm



Obr. 6.22 Naměřené hodnoty výstupní energie z optického vlákna pro $\lambda=700$ nm

Výsledky měření jsou uvedeny v tabulce 6.4, kde η_P označuje účinnost vypočtenou z naměřených výkonů, E_L je výstupní energie laseru, E_V je výstupní energie z optického vlákna.

Plastové OV	Naměřená výstupní E z OV		Účinnost navázání
	E_L [μJ]	E_V [μJ]	η_P [%]
420 nm, fialová	1060	518	48,86
520 nm, zelená	688	300	43,60
633 nm, červená	897	627	69,89
700 nm, červená	684	388	56,72

Tab. 6.4: Naměřená účinnost navázání

η_P je vypočítaná účinnost navázání podle vztahu

$$\eta_P = \frac{E_V}{E_L} \cdot 100 \quad [\%] \quad (6.5)$$

V případě vlnové délky $\lambda = 420$ nm byla účinnost vypočítána takto

$$\eta_P = \frac{E_V}{E_L} = \frac{518}{1060} \cdot 100 = 48,86 \quad \% \quad (6.6)$$

6.8 Zhodnocení měření

Navázání do MM a SM vlákna

Praktické navázání záření do MM nebo SM nebylo realizováno z důvodu toho, že nebylo možné přesně zaměřit jádro MM nebo SM vlákna svazkem laseru, vzhledem k malému průměru jádra vlákna.

Při nepřesném zaměření vlákna vlivem úhlových odchylek nedocházelo k navázání celé výstupní energie laseru do optického vlákna a přenášený výkon byl tak nízký, že připojený měřič výkonu nebyl schopen změřit tak nízkou energii pulzu.

Termočláňkový senzor Power Max typ J-50MB-LE má minimální úroveň $E_{\min}=250 \mu\text{J}$ a zobrazované hodnoty výstupu energie z SM vlákna byly kolem $100 \mu\text{J}$. Tedy hluboko pod minimem měřené energie a chyba měření byla v nepřípustných hodnotách.

Při zvýšení výkonu laseru, ve snaze se dostat do měřicího rozsahu termočláňkového senzoru, nastalo poškození konce optického vlákna.

Optické vlákno pro možnost vyššího zatížení nebylo k dispozici a nebylo tedy možné zvýšit výstupní výkon impulzního laseru.

Navázání do POF vlákna

Z důvodu snadnějšího navázání bylo vybráno plastové vlákno, kde průměr jádra je větší než u SM nebo MM vlákna a navázání je snadnější.

Změřená účinnost navázání je v mezi 43,60 až 69,89 %.

ZÁVĚR

Bakalářská práce se zabývá problematikou navazování záření impulzního laditelného laseru do optického vlákna. Úvodní kapitola uvádí princip vzniku optického záření v laserech, typické vlastnosti laserového záření, technické součásti laserů a jejich klasifikaci.

Druhá kapitola se zabývá přehledem hlavních skupin laditelných pulzních laserů. Přitom se zaměřuje především na jejich spektrální, energetickou, výkonovou, prostorovou a polarizační charakteristiku.

Třetí kapitola se zabývá klasifikací optických vláken a jejich typickými parametry. Dále uvádí podmínky, nezbytné pro úspěšné navázání laserového svazku do vlákna (odpovídající profil intenzity záření, průměr vlákna a svazku, vzájemná poloha). Zmíněny jsou také metody pro fokusaci laserového svazku pomocí čoček.

Čtvrtá kapitola se zabývá použitím metod maticové optiky pro popis optické soustavy a následně pro transformaci Gaussovského svazku. Nakonec jsou uvedeny matematické vztahy, převzaté z doporučené literatury, pro výpočet odhadu účinnosti navázání záření do vlákna.

Pátá kapitola představuje výpočet pro účinnost navázání laserového svazku do optického vlákna.

Poslední kapitola popisuje jednotlivé součásti měřící aparatury, průběh měření a výsledky měření. V přípravě na praktickou část byl proveden výpočet účinnosti navázání pro použití SM vlákna, ovšem při samotném nastavení měřící aparatury pro změření nejlepší účinnosti navázání svazku laseru do optického vlákna se ukázalo, že zaměření svazku bez působení úhlových odchylek je velice obtížné. Svazek je nutno zaměřit ve všech prostorových osách a každá odchylka se projeví v poklesu přenášené energie, kdy navíc vlastní měření neprobíhá kontinuálně, tedy změna posuvu vlákna v prostoru není okamžitě indikována, ale laser pracuje v pulzním režimu, kdy zobrazovaná okamžitá hodnota v měřícím softwaru má v čase proměnlivou hodnotu.

Z tohoto důvodu bylo zvoleno plastové optické vlákno, kde u tohoto typu vlákna má jádro daleko větší průměr a samotné zaměření svazku není tak náročné na úhlové odchylky.

Před samotným sestavením pracoviště bylo také potřeba vyřešit otázku možného poškození vlákna příliš velkou výstupní energií laseru. Omezení energie výstupního svazku bylo provedeno za použití polarizačního členu tak, aby nedošlo k poškození konce OV a zároveň byla měřená energie nad minimálním rozsahem termočláňkového senzoru.

Naměřené hodnoty jsou nižší než teoreticky vypočítané, ovšem původní výpočet byl proveden pro použití SM místo plastového optického vlákna, které se v praktické části ukázalo jako vhodnější pro provedení měření.

Další možnou příčinu lze spatřit v odchylce navázání a vyšším útlumu plastového optického vlákna.

Použité plastové vlákno i tak plně vyhovuje dosažení cíle práce, tedy sestavit pracoviště a na zvoleném optickém vlákne změřit účinnost navázání.

LITERATURA

- [1] NAVRÁTIL, L. A KOLEKTIV. *Nové pohledy na neinvazní laser*. Grada Publishing a.s., 2015, 172 s. ISBN 978-80-247-1651-0.
- [2] VRBOVÁ, M. A KOLEKTIV. *Lasery a moderní optika*. Prometheus, 1994, 474 s. ISBN 80-85849-56-9.
- [3] KOŘÁN, P. *Základní princip laseru a jejich dělení*. LAO, 2011. Dostupné z: <http://www.lao.cz/lao-info-49/serial-na-tema-lasery---zakladni-princip-laseru-a-jejich-deleni-127>.
- [4] WEBB, C., JONES J. *Handbook of Laser Technology and Application: Laser Design and Laser Systems*, CRC Press, 2003, 2725 s.
- [5] SILVESTRE, S. *Optoelektronika, fotonika a senzory*. ČVUT Praha – FEL, 2006, 45 s.
- [6] DR. RÜDIGER, P. Tunable lasers. RP Photonics. Encyclopedia. [online]. 2016. Dostupné z: https://www.rp-photonics.com/tunable_lasers.html.
- [7] ROHLENA, K. Výkonové lasery. *Vesmír*. 5/2010, s. 665 až 667. ISSN 1214-4029.
- [8] MAINI, A. K. *Lasers nad Optoelectronics: Fundamentals, Devices and Applications*. John Wiley and Sons Ltd., 2013, 636 s. ISBN: 978-1-118-45887-7.
- [9] YUMOTO, M., SAITO, N., TAKAGI, U., WADA, S. Electronically tuned Cr:ZnSe laser pumped with Q-switched Tm:YAG laser. *Optics Express*, 19/2015, sv. 23, s. 25009 až 25016. ISSN 1094-4087.
- [10] DUARTE, F.J. *Tunable Laser Applications*. CRC Press 2016, 480 s. ISBN 978-1-4822-6106-6.
- [11] HECHT, J. Laser instrument. [online]. Encyclopedia Britannica, 2015, 2016. Dostupné z: <https://www.britannica.com/technology/laser>.

- [12] VRBOVÁ, M., JELÍNKOVÁ, H., GAVRILOV, P. *Úvod do laserové techniky*. Vydavatelství ČVUT, 1998, 228 s. ISBN 80-01-01108-9.
- [13] DUBSKÝ, P., KUCHARSKI, M. *Měření přenosových parametrů optických vláken, kabelů a tras*. Mikrokom s.r.o., 1994, 132 s.
- [14] AZADEH, M. *Fiber Optics Engineering*. Springer 2009, 379 s. ISBN 978-1-4419-0303-7.
- [15] KUCHARSKI, M.. *Optická vlákna*. Sborník přednášek Optonika 2010, 68 s. [online]. 2016. Dostupné z: http://elektrika.cz/static/amper_2010/data/files/SBORNIK_PRENASEK_OPTONIKA.pdf.
- [16] ABRAMCZYK, H., Fundamentals of Optical Fiber Transmission-2. [online]. Technical University of Lodz., 2016. Dostupné z: <http://www.mitr.p.lodz.pl/evu/lectures/Abramczyk2.pdf>.
- [17] NOVOTNÝ, K., MARTAN, T., ŠÍSTEK, J. *Systémy pro optické komunikace*. Vydavatelství ČVUT, 2003, 120 s. ISBN 80-01-02810-0.
- [18] KATAOKA, K. Estimation of Coupling Efficiency of Optical Fiber by Far-Field Method. *Optical Review*. 2010, svazek 17, s. 476-480. ISBN 1340-6000.
- [19] MAO, J., SHENG, H., ZHOU, CH. A Fiber Coupling System Based on the Grin Lens for Use in All-fiber Lidars. *Journal of Russian Laser Research*, 2012, sv. 33, s. 186-195. ISSN 10712836.
- [20] Portál Eksmaoptics.com. [online]. 2016. Optics: *Nd:YAG Thin Film Laser Polarizers (Round)*. Dostupné z: <http://eksmaoptics.com/nd-yag-laser-line-components/nd-yag-laser-line-polarizing-optics/nd-yag-thin-film-laser-polarizers-round/>.
- [21] WILFERT, O., BARCIK, P., KOLKA, Z. Fully Photonic Wireless Link for Transmission of Synchronization Signals. *Radioengineering*, sv. 25, 1/2016, s. 18-25.

- [22] Portál Ekspla.com. [online]. 2017. Dostupné z: <http://www.ekspla.com/wp-content/uploads/2011/05/nt340-series-tunable-wavelength-lasers.pdf>.
- [23] Portál Coherent.com. [online]. 2017. Dostupné z: <https://www.coherent.com/Measurement-control/measurement/fieldmaxii-top>.
- [24] SALEH, BAHAA, E. A. A TEICH, MALVIN, C. *Základy fotoniky II - Fundamentals of photonics*. Vyd. 1. Praha, Matfyzpress, 1994-1996, 4 sv. ISBN 80-85863-01-4.
- [25] Portál Hank.uoregon.edu. [online]. 2017. Dostupné z: <http://hank.uoregon.edu/experiments/modelocked-fiberlaser/20063.pdf>
- [26] 1. *Měření útlumu optického vlákna*. Vysoké učení technické, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 3 s.
- [27] Portál Newport.com. [online]. 2017. Dostupné z: <https://www.newport.com/c/lenses>

SEZNAM ZKRATEK

zkratka	anglicky	česky
BBO	beta baryum borate	beta baryum borát
GI	gradient-index	gradientní průběh indexu lomu
GRIN	gradient-index	gradientní průběh indexu lomu
ITU	International Telecommunication Union	Mezinárodní telekomunikační unie
KTP	potassium titanyl phosphate	kalium titanyl fosfát
OPO	optical parametric generator	opticko-parametrický oscilátor
LASER	light amplification by stimulated emission of radiation	zesilování světla stimulovanou emisí záření
NA	numerical aperture	numerická apertura
PCS	plastic-clad silica	křemenné vlákno s plastovým pláštěm
POF	plastic optical fibre	plastové optické vlákno
SI	step-index	skokový průběh indexu lomu
TEM	transversal electromagnetic mode	příčný elektromagnetický vid
UV	ultra-violet	ultrafialový
YAG	yttrium aluminium garnet	yttrito-hlinitý granát
YAP	yttrium aluminium perovskite	yttrito-hlinitý perovskit
POV	plastic optical fibre	plastové optické vlákno