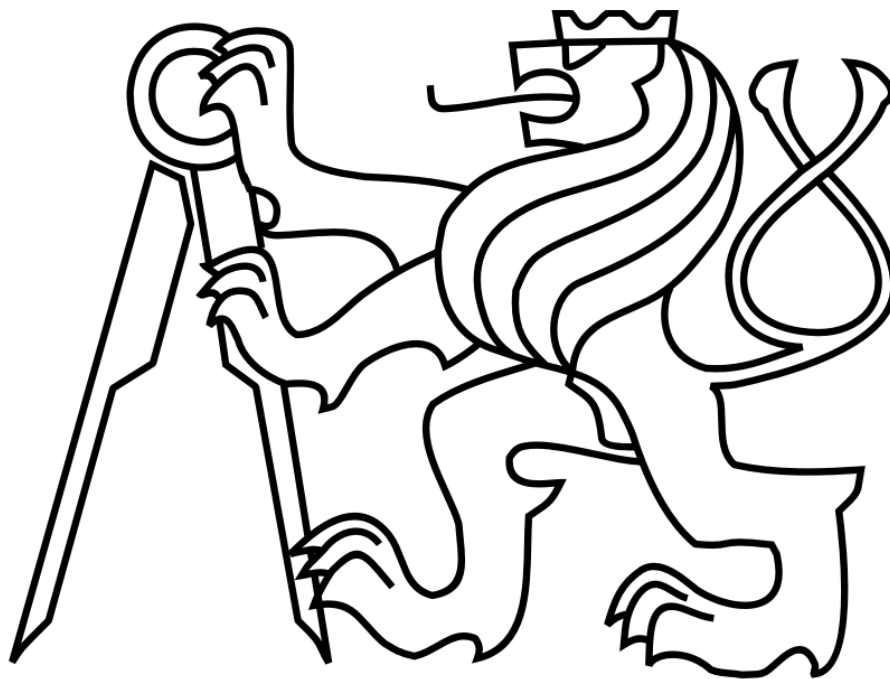


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ



DISERTAČNÍ PRÁCE
FEMTOSEKUNDOVÉ LASEROVÉ SYSTÉMY
S VYSOKÝM STŘEDNÍM VÝKONEM

PRAHA 2021

Ing. Jaroslav Huynh

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl všechnu použitou literaturu.

Praha, 5.8.2021

Ing. Jaroslav Huynh

Bibliografický záznam

<i>Autor:</i>	Ing. Jaroslav Huynh České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská Katedra fyzikální elektroniky
<i>Název práce:</i>	Femtosekundové laserové systémy s vysokým středním výkonem
<i>Studijní program:</i>	Aplikace přírodních věd
<i>Studijní obor:</i>	Fyzikální inženýrství
<i>Školitel:</i>	doc. Ing. Miroslav Čech, CSc. Katedra fyzikální elektroniky FJFI ČVUT
<i>Školitel specialista:</i>	Ing. Martin Smrž, Ph.D. HiLASE centrum Fyzikální ústav AV ČR v.v.i.
<i>Akademický rok:</i>	2020/2021
<i>Počet stran:</i>	93
<i>Klíčová slova:</i>	Femtosekundový laser, regenerativní zesilovač, Yb:YGAG, laserová keramika, Pevnolátkové lasery

Bibliographic Entry

Author: **Ing. Jaroslav Huynh**
Czech Technical University in Prague
Faculty of Nuclear Sciences and Physical
Engineering
Department of Physical Electronics

Title of Dissertation: Femtosecond laser systems with high
average power

Degree Programme: Applications of Natural Sciences

Field of Study: Physical Engineering

Supervisor: doc. Ing. Miroslav Čech, CSc.
Department of Physical Electronics
FNSPE CTU

Supervisor specialist: Ing. Martin Smrž, Ph.D.
HiLASE Centre
Institute of Physics ASCR

Academic Year: 2020/2021

Number of Pages: 93

Keywords: Femtosecond laser, regenerative amplifier,
Yb:YGAG, laser ceramics, Solid-state laser

Abstrakt

Disertační práce se zabývá výzkumem a vývojem femtosekundových laserových systémů s vysokým středním výkonem v blízké infračervené oblasti. Důraz je kladen zejména na nové aktivní prostředí Yb:YGAG. Na základě zkoumaných termomechanických a optických vlastností laserové keramiky Yb:YGAG byly navrženy a zkonstruovány dva laserové systémy s vysokým středním výkonem a femtosekundovými pulsy. Konkrétně se jedná o vodou chlazený Yb:YGAG regenerativní zesilovač (s výstupní délkou pulsu 405 fs) a kryogenně chlazený Yb:YGAG regenerativní zesilovač (s výstupní délkou pulsu 700-900 fs). Oba laserové systémy vykazovali zesílení pulsu minimálně 50 dB a velmi dobrou výstupní kvalitu svazku ($M^2 < 1,2$) a stabilitu výstupní energie (RMS <1 %). Experimentálně dosažené výsledky potvrzují využitelnost Yb:YGAG materiálu ke konstrukci zesilovače pro vysoký střední výkon i pro generaci femtosekundových pulsů.

Abstract

The aim of the doctoral thesis is the research and development of the femtosecond laser systems with high average output power in the near-infrared spectral region. The thesis focus on the research of novel laser material Yb:YGAG. Based on the evaluation of thermo-mechanical and optical properties of the laser ceramic Yb:YGAG, two femtosecond laser systems with high average output power were designed and built. Specifically, Yb:YGAG regenerative amplifier (with output pulse duration 405 fs) and cryogenically cooled Yb:YGAG regenerative amplifier (with output pulse duration in the range of 700-900 fs). Both systems were operated with high gain of at least 50 dB and exhibited very good output beam quality ($M^2 < 1.2$) as well as pulse-to-pulse stability (RMS <1%). The achieved experimental results clearly shows the potential of Yb:YGAG laser ceramics as an excellent material for construction of a femtosecond laser system with high average output power.

Obsah

Seznam obrázků.....	iii
Seznam tabulek.....	vi
Seznam zkratk.....	vii
1 Úvod.....	1
2 Cíle disertační práce.....	4
3 Laserové centrum HiLASE.....	5
4 Laserové systémy s vysokým středním výkonem a velmi krátkými pulsy.....	7
4.1 Základní pojmy a přístupy.....	7
4.1.1 Tepelné jevy.....	7
4.1.2 Nelineární jevy.....	8
4.1.2.1 Optický Kerrův jev.....	9
Samofokuzace.....	10
Automodulace fáze.....	11
B-integrál.....	12
4.1.3 Limity a přístupy k dosažení vyšších středních výkonů s velmi krátkými pulsy	12
4.2 Druhy a topologie laserových systémů s velmi krátkými pulsy.....	18
4.2.1 Vysokovýkonové laserové oscilátory.....	19
4.2.2 Vysokovýkonové laserové zesilovače.....	19
4.2.2.1 Regenerativní zesilovač.....	20
4.2.2.2 Víceprůchodový zesilovač.....	21
4.3 Geometrie aktivního prostředí.....	21
4.3.1 Deskové lasery.....	21
4.3.2 Tenkodiskové lasery.....	22
4.3.3 Vláknové lasery.....	22
4.4 Aktivní prostředí pro femtosekundové laserové zesilovače.....	23
4.4.1 Yb:YGAG.....	25
5 Metody měření a technické specifikace použitých přístrojů.....	28
5.1 Měření výkonu a energie optických pulsů.....	28
5.2 Měření spektrálních charakteristik optického záření.....	28

5.3	Měření prostorových vlastností svazků laserového záření	29
5.4	Měření časového průběhu pulsů laserového záření.....	30
6	Yb:YGAG femtosekundový laserový systém	32
6.1	Yb:YGAG – spektroskopické a termomechanické vlastnosti	32
6.2	Vláknový laser s normální disperzí	36
6.3	Regenerativní zesilovač	39
6.3.1	Návrh regenerativního zesilovače	39
6.3.2	Konstrukce regenerativního zesilovače	41
6.3.3	Zužování pásma zisku zesilovače a jeho kompenzace	44
6.3.4	Výstupní charakteristiky regenerativního zesilovače	46
6.3.5	Stabilita regenerativního zesilovače	48
6.4	Kompresor	49
7	Kryogenně chlazený Yb:YGAG femtosekundový laserový systém.....	51
7.1	Návrh kryogenně chlazeného Yb:YGAG regenerativního zesilovače	52
7.1.1	Kompatibilita emisního spektra budícího zdroje a absorpčního pásma Yb:YGAG	52
7.1.2	Odhad tepelné čočky	54
7.1.3	Návrh a konstrukce rezonátoru regenerativního zesilovače	56
7.2	Výstupní charakteristiky kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače	59
7.2.1	Analýza B-integrálu a škálování výkonu.....	67
7.2.2	Kvalita výstupního svazku a stabilita výstupní energie.....	69
8	Závěr.....	72
8.1	Shrnutí výsledků	72
8.2	Výhled do budoucna a témata dalšího vývoje	73
	Literatura	74
	Publikační list.....	90
	Přínos a podíl doktoranda při publikační činnosti.....	93

Seznam obrázků

Obr. 1 Přehled laserových systémů v laserovém centru HiLASE [31].	5
Obr. 2 Přehled aplikací a oblasti využitelnosti pro jednotlivé laserové systémy v HiLASE centru.	6
Obr. 3 Grafické znázornění jevu a) samofokuzace b) defokuzace.	10
Obr. 4 Schéma CPA techniky.	14
Obr. 5 Schéma DPA techniky.	15
Obr. 6 Princip vláknového koherentního slučování svazků s využitím CPA techniky [64].	16
Obr. 7 Rozdílné přístupy pro koherentní slučování svazků.	17
Obr. 8 Princip rezonanční dutiny pro metodu koherentního skládání pulsů.	18
Obr. 9 Porovnání časového průběhu vstupních pulsů (modrá křivka) a výstupního pulsu (červená křivka) [73].	18
Obr. 10 Přehled femtosekundových laserových systémů s vysokým středním výkonem kombinující vysokou opakovací frekvenci a energii v pulsu pro různé typy geometrií aktivního prostředí [85].	20
Obr. 11 Struktura krystalu YAG [98].	24
Obr. 12 Srovnání spektrálních šířek normalizovaných účinných průřezů zisku σ_g zisku pro Yb:YAG a Yb:YGAG materiál.	26
Obr. 13 Rozsah přeladitelnosti vlnových délek diodově buzeného Yb:YGAG laseru [121].	27
Obr. 14 Blokové schéma Yb:YGAG femtosekundového laserového systému.	32
Obr. 15 Účinný průřez pro absorpci Yb:YAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [110].	33
Obr. 16 Účinný průřez pro absorpci Yb:YGAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [119].	34
Obr. 17 Účinný průřez pro stimulovanou emisi Yb:YAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [110].	34
Obr. 18 Účinný průřez pro stimulovanou emisi Yb:YGAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [119].	35
Obr. 19 Schéma vláknového laseru s normální disperzí.	37
Obr. 20 Pohled na kompaktní vláknový laser s normální disperzí pracující v režimu pasivní synchronizace módů.	38
Obr. 21 Profil spektrální šířky výstupního pulsu z vláknového oscilátoru (vlevo) a délka výstupního pulsu z vláknového oscilátoru (vpravo).	38
Obr. 22 (Vlevo) Výpočet změny optické dráhy svazku (OPD – Optical Path Difference) a rozložení teploty v oblasti buzení Yb:YGAG vzorku upevněného v chladiči. (Vpravo) Změřený teplotní snímek Yb:YGAG vzorku při maximálním buzení.	39
Obr. 23 Výpočet ohniskové vzdálenosti tepelné čočky jako funkce absorbovaného budicího výkonu.	40
Obr. 24 Průběh poloměru Gaussovského svazku v laserovém rezonátoru regenerativního zesilovače.	41
Obr. 25 Schéma regenerativního zesilovače.	42

Obr. 26 Výpočet průběhu zesílení vstupního pulsu ($E_{in} = 20\text{pJ}$) z oscilátoru v regenerativním zesilovači a vývoj akumulované nelineární fáze (B-integrálu) v závislosti na počtu oběhů v rezonátoru pro teplotu prostředí 300 K.	44
Obr. 27 Výpočet průběhu spektrálního zužování zisku v závislosti na počtu oběhů v rezonátoru pro materiály Yb:YAG a Yb:YGAG.	45
Obr. 28 Výstupní spektrum regenerativního zesilovače při maximálním budicím výkonu pro případ spektrálně modulovaného (červená křivka) a nemodulovaného (černá křivka) vstupního pulsu. Vpravo nahoře: Vstupní spektrum spektrálně modulovaného (červená křivka) a nemodulovaného (černá křivka) pulsu z oscilátoru do regenerativního zesilovače.	46
Obr. 29 Výstupní výkonové charakteristiky Yb:YGAG regenerativního zesilovače pro kontinuální a pulsní režim. a) Nekomprimovaný výstupní výkon v závislosti na budicím výkonu. b) Výstupní energie v pulsu v závislosti na počtu oběhů v rezonátoru pro vstupní energii 9 pJ.	47
Obr. 30 Měření M^2 parametru kvality výstupního svazku z regenerativního zesilovače při maximálním budicím výkonu. Vlevo nahoře: příčný profil výstupního svazku v blízké zóně. Vpravo nahoře: příčný profil výstupního svazku ve vzdálené zóně. Při měření byla použita čočka s ohniskovou vzdáleností + 300 mm,	48
Obr. 31 Oscilogramy z regenerativního zesilovače. Průběh nárůstu energie zesilovaného pulsu (černá křivka) v rezonátoru. Časový průběh zesíleného pulsu na výstupu regenerativního zesilovače měřený pomalým detektorem. Vlevo dole: Histogram rozdělení energie výstupních pulsů z regenerativního zesilovače.	49
Obr. 32 SHG autokorelační stopa výstupního pulsu z regenerativního zesilovače při maximálním buzení s (červená křivka) a bez (černá křivka) použití dvojlomného filtru.	50
Obr. 33 Detail účinného průřezu pro absorpci na vlnové délce 969 nm pro ZPL buzení Yb:YAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [110].	53
Obr. 34 Detail účinného průřezu pro absorpci na vlnové délce 969 nm pro ZPL buzení Yb:YGAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [119].	53
Obr. 35 Závislost výstupní vlnové délky budicích diod DILAS v závislosti na teplotě diodového modulu měřená bez a s teplotní stabilizací.	54
Obr. 36 Výstupní spektrální průběh teplotně stabilizovaných budicích diod DILAS.	54
Obr. 37 Teplotní závislost termo-optického koeficientu Yb dopovaných a nedopovaných YAG vzorků. Data převzata z [143, 155].	55
Obr. 38 Průběh tepelné vodivosti Yb:YAG vzorků s různou dopací Yb/Y. Data převzata z [143, 156, 157].	56
Obr. 39 Průběh poloměru Gaussovského svazku v rezonátoru kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače.	57
Obr. 40 Detail měděného držáku (vlevo) pro uchycení Yb:YGAG vzorku do vakuové komory s chladičí hlavou (vpravo).	58
Obr. 42 Schéma kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače.	58
Obr. 42 Spektrální průběhy výstupních pulsů z regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí a různý počet oběhů (RT) vstupního spektrálně nemodulovaného pulsu v rezonátoru.	61
Obr. 43 Spektrální průběh (vlevo) výstupního pulsu z regenerativního zesilovače pro teplotu aktivního prostředí -140 °C a 81 oběhů pulsu v rezonátoru. Časový průběh (vpravo) transformačně omezeného pulsu pro dané spektrum.	62

Obr. 44	Spektrální průběhy výstupních pulsů z regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí a různý počet oběhů (RT) vstupního spektrálně modulovaného pulsu v rezonátoru....	63
Obr. 45	Výstupní energie v pulsu v závislosti na počtu oběhů pulsu v rezonátoru regenerativním zesilovači pro různé teploty aktivního prostředí.....	64
Obr. 46	Porovnání spekter výstupních pulsů z regenerativního zesilovače po kompresi při maximálním buzení s výstupním výkonem 4 W pro různé teploty aktivního prostředí. (Červená křivka) Spektra rekonstruovaná ze spektrogramů získaných z SHG autokorelátoru pomocí techniky FROG a (černá křivka) spektra měřená mřížkovým spektrometrem.....	65
Obr. 47	Srovnání SHG autokorelačních stop výstupního pulsu z regenerativního zesilovače při maximálním buzení s výstupním výkonem 4 W pro různé teploty aktivního prostředí. ACF FROG (červená křivka) je vypočítaná autokorelační stopa získaná ze znalosti průběhu rekonstruovaného pulsu FROG autokorelátoru. ACF SHG AC (černá křivka) je naměřená autokorelační stopa z SHG autokorelátoru.....	66
Obr. 48	Časový průběh transformačně omezených pulsů získaných ze spekter naměřených mřížkovým spektrometrem.	66
Obr. 49	Časový průběh komprimovaných pulsů rekonstruovaných ze spektrogramů získaných z SHG autokorelátoru pomocí techniky FROG.....	67
Obr. 50	Akumulovaný příspěvek nelineární fáze výstupního pulsu regenerativního zesilovače v závislosti na počtu oběhů (RT) vstupního pulsu v rezonátoru regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí.	67
Obr. 51	Výstupní výkonu a energie v pulsu v závislosti na opakovací frekvenci regenerativního zesilovače pro teplotu chladiče -140 °C a fixní počet (81) oběhů v rezonátoru.....	69
Obr. 52	Výstupní energie pulsu z regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí a různé opakovací frekvence pro fixní počet oběhů (81) v rezonátoru.....	69
Obr. 53	Histogram rozdělení energie výstupních pulsů z kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače.....	70
Obr. 54	Měření M^2 parametru kvality výstupního svazku z kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače při maximálním buzení pro teplotu vzorku -125 °C. Vlevo nahoře: příčný profil výstupního svazku v blízké zóně. Vpravo nahoře: příčný profil výstupního svazku v ohniskové rovině. Při měření byla použita čočka s ohniskovou vzdáleností +300 mm.....	70

Seznam tabulek

Tab. 1 Přehled nelineárních jevů.....	9
Tab. 2 Přehled základních parametrů použitých sond pro měření optického výkonu.	28
Tab. 3 Přehled základních parametrů použitých spektrometrů pro měření laserového záření.	29
Tab. 4 Přehled základních parametrů použitých fotodiod.	30
Tab. 5 Naměřené termomechanické parametry Yb:YGAG a Yb:YAG parametrů nalezených v literatuře pro stejné koncentrace aktivních iontů.	36
Tab. 6 Souhrn naměřených M^2 parametrů kvality výstupního svazku z kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače při maximálním buzení pro různé teploty a fixní výstupní výkon 4 W. Poslední sloupec je uveden pro výstupní výkon 9 W.	71

Seznam zkratek

ANDi	All-Normal Dispersion laser
AR	Anti-reflection
CAN	Coherent Amplification Network
CBC	Coherent Beam Combination
CFRP	Carbon fiber-reinforced plastics
CPA	Chirped Pulse Amplification
CPS	Coherent Pulse stacking
CQGLE	Cubic-quintic Ginzburg-Landau equation
DPA	Divided Pulse Amplification
DPSSL	Diode-pumped solid state lasers
FROG	Frequency-Resolved Optical Gating
FTL	Fourier transform limit
FWHM	Full width at half maximum
GTI	Gires-Tournois interferometr
HHG	High-order harmonic generation
HiLASE	High average power pulsed LASERs
KLM	Kerr lens mode locking
LIDT	Laser Induced Damage Threshold
LIPSS	Laser-induced periodic surface structures
LMA	Large Mode Area
MOPA	Master Oscillator Power Amplifier
NA	Numerical Aperture
OPA	Optical parametric amplification
OPD	Optical Path Difference
OPG	Optical parametric generation
PCV	Plano-concave
ROC	Radius of curvature
RT	Round trip
SHG	Second Harmonic Generation
SNR	Signal to Noise Ratio
SPM	Self-phase modulation
SWIFTS	Stationary-Wave Integrated Fourier Transform Spectrometry
VBG	Volume Bragg Grating
VLO	Vysokovýkonové laserové oscilátory
YAG	Yttrium aluminium garnet
YGAG	Yttrium Gallium Garnet

1 Úvod

První laser byl sestaven v roce 1960. Od té doby prošel významným rozvojem. Dnes se s lasery setkáváme téměř denně. Jsou zastoupeny v průmyslu, komunikacích, medicíně ale i ve vojenství. Od 60. let zažívá laserová technika neustálý pokrok v oblasti maximálních výkonů emitovaného záření, minimální doby trvání laserových pulsů či laserové emise v nových spektrálních oblastech. Bouřlivý vývoj přibližně v posledních dvaceti letech zaznamenaly především pulsní pevnolátkové lasery, a to zejména díky CPA (Chirped Pulse Amplification) technice a zvyšování účinnosti laserů.

S rozvojem polovodičových diod v devadesátých letech došlo ve světě k masivnímu rozšíření diodově buzených pevnolátkových laserů DPSSL (Diode-pumped solid state lasers). Mezi nesporné výhody DPSSL oproti výbojkově buzeným laserům patří zejména vysoká elektro-optická účinnost (dnes >60 %), úzké emisní spektrum budících diod (účinnější buzení pevnolátkových aktivních prostředí) a díky menší produkci tepla možnost pulsního provozu s vyšší opakovací frekvencí generovaných optických pulsů. Výše uvedené výhody významně snížily nároky na odstranění zbytkového tepla z aktivního média pulsních pevnolátkových laserů a umožnily tak konstrukci účinnějších laserů se špičkovým výkonem >TW a středním výkonem několika kW, konstrukci kompaktnějších laserů a jejich delší životnost.

Dalším odvětvím v laserové technice, které v posledních desetiletí zaznamenává značný nárůst a pozornost výrobců laserů, jsou vláknové lasery. Vláknové lasery mohou pracovat v kontinuálním i pulsním režimu. Díky své specifické geometrii se dobře chladí, mají zpravidla kvalitní výstupní svazek a jsou velmi kompaktní. Vývoj klíčových vláknových komponentů (vláknově vázané diody, víceplášťová vlákna, aktivní vlákna, slučovače atd.) pak umožnil navýšení výstupního výkonu vláknových laserů. Můžeme tak pozorovat, že v některých oblastech vláknové lasery vytlačily kontinuální a mnohdy i nanosekundové pevnolátkové lasery.

V současné době (2021) je ve světě v provozu více než 50 laserových systémů se špičkovým výkonem větším než 200 TW [1]. Obří laserové systémy [2–4] jsou charakteristické velkou energií v pulsu (0,5-1 kJ) v relativně dlouhém pulsu (0,5-1 ps). Aktivní prostředí těchto laserů tvoří často výbojkově buzené Nd:sklo, jež limituje provozní opakovací frekvenci, kvůli své nízké tepelné vodivosti a tím pádem velké akumulaci tepla v prostředí, na cca 1 výstřel za hodinu. V posledním desetiletí došlo i k rozvoji obřích pikosekundových a femtosekundových laserů postavených na bázi Ti:safíru a Yb dopovaných materiálů, které umožňují generovat velmi krátké pulsy s vysokým špičkovým výkonem, ovšem s energií pulsu limitovanou v oblasti stovek mJ až jednotek J. Tyto laserové systémy jsou umístěny v laboratořích a výzkumných centrech a jsou tedy primárně určeny pro základní výzkum ke studiu fyzikálních jevů z oblasti relativistické fyziky, kvantové elektrodynamiky a inerciální fúze [5–8].

Oproti tomu vysoký střední výkon laserových systémů je spíše doménou průmyslových a vojenských aplikací [9, 10]. V oblasti vojenství jsou žádány jak kontinuální laserové systémy s vysokým výkonem (stovky kW), tak výkonné a kompaktních pulsní laserové systémy. V průmyslových aplikacích je kladen důraz na kvalitu výstupního svazku, kompaktnost, stabilitu a spolehlivost provozu celého zařízení v pracovním prostředí.

Nejvíce rozšířenými typy laserů v oblasti mikro obrábění jsou dnes Nd:YAG, CO₂ a excimerové lasery, jež jsou provozované v pulsním režimu s délkami výstupních pulsů v oblasti od ms až po ns [11]. V posledních letech se ve speciálních aplikacích a mikro obrábění začínají objevovat pikosekundové a femtosekundové lasery, které mají několik důležitých výhod. Hlavní předností femtosekundových pulsů v interakci s látkou je zanedbatelná difuze tepla v obráběném materiálu, minimální povrchové změny v okolí obráběné oblasti, vysoká přesnost a čistota procesu. Mezi významné aplikace těchto laserů proto patří vytváření přesných povrchových a objemových struktur (laserem indukované periodické povrchové struktury LIPSS, fotopoly-

merizace, fotonické a difrakční struktury) a velmi přesné obrábění materiálů s vysokým stupněm tvrdosti (safír, diamant), transparentních a kompozitních materiálů (polymery na bázi uhlíkových vláken CFRP) [12–18].

Pro mikro obrábění jsou v současné době nejžádanější sub-pikosekundové a femtosekundové lasery [19–23] s opakovací frekvencí 0,1-1 MHz. Laserové systémy s těmito parametry však nejsou zatím dostupné. S běžně dostupnými systémy tohoto typu zpravidla nelze dosáhnout středního výkonu vyššího než několik jednotek či pár desítek W [24–29]. Vyšší střední výkon laserového systému společně s paralelizací výrobního procesu by mohl významně zkrátit procesní časy [30].

Cílem této práce proto je návrh a konstrukce femtosekundového laserového systému s vysokým středním výkonem, základním prostorovým módem laserového svazku a dobou trvání pulsu v oblasti stovek femtosekund s využitím laserových technologií na bázi tenkého disku [31] a technologií vyvinutých v rámci výzkumu pikosekundových laserů s vysokým středním výkonem ve výzkumném centru HiLASE Fyzikálního ústavu.

2 Cíle disertační práce

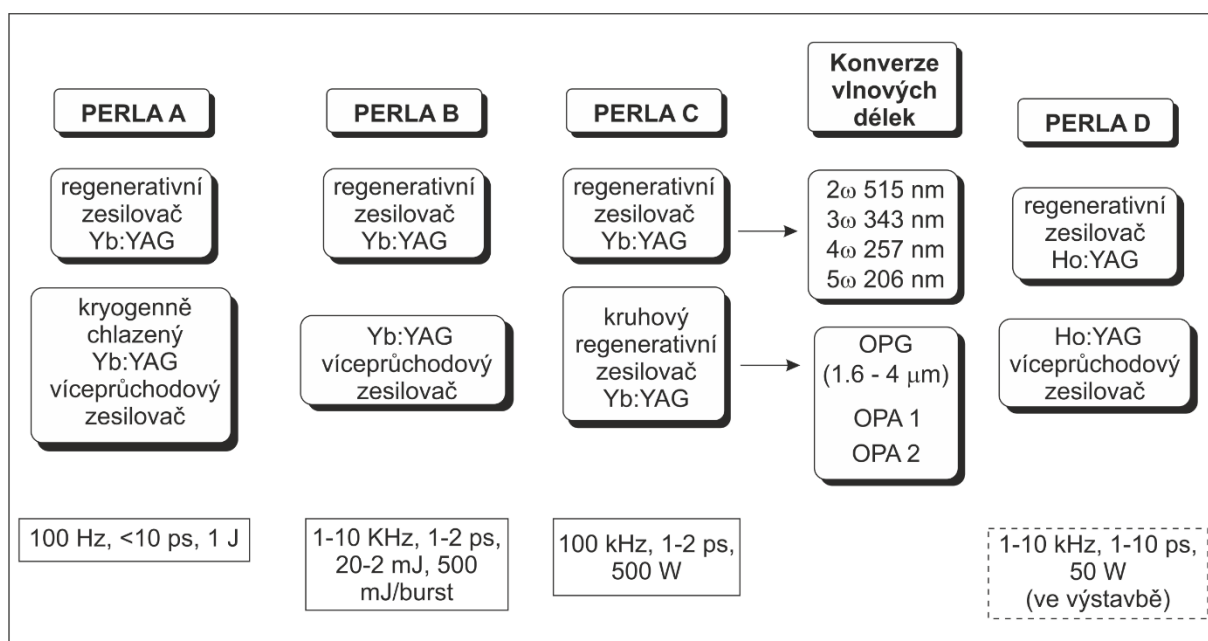
V této práci se zaměřuji na potenciál aktivního prostředí Yb:YGAG transparentní laserové keramiky pro použití jako femtosekundového laserového zesilovače s vysokým středním výkonem ve špičkových průmyslových aplikacích s možností implementace do stávající laserové infrastruktury centra HiLASE. Hlavní myšlenkou je ověřit optické a termomechanické vlastnosti nového materiálu. Na základě zjištěných měření pak navrhnout optimální geometrii laserového zesilovače s opakovací frekvencí 0,1 – 1 MHz a středním výkonem do 10 W, včetně stavby oscilátoru, prodlužovače a kompresoru laserových pulsů.

Cíle můžeme tedy shrnout do několika bodů:

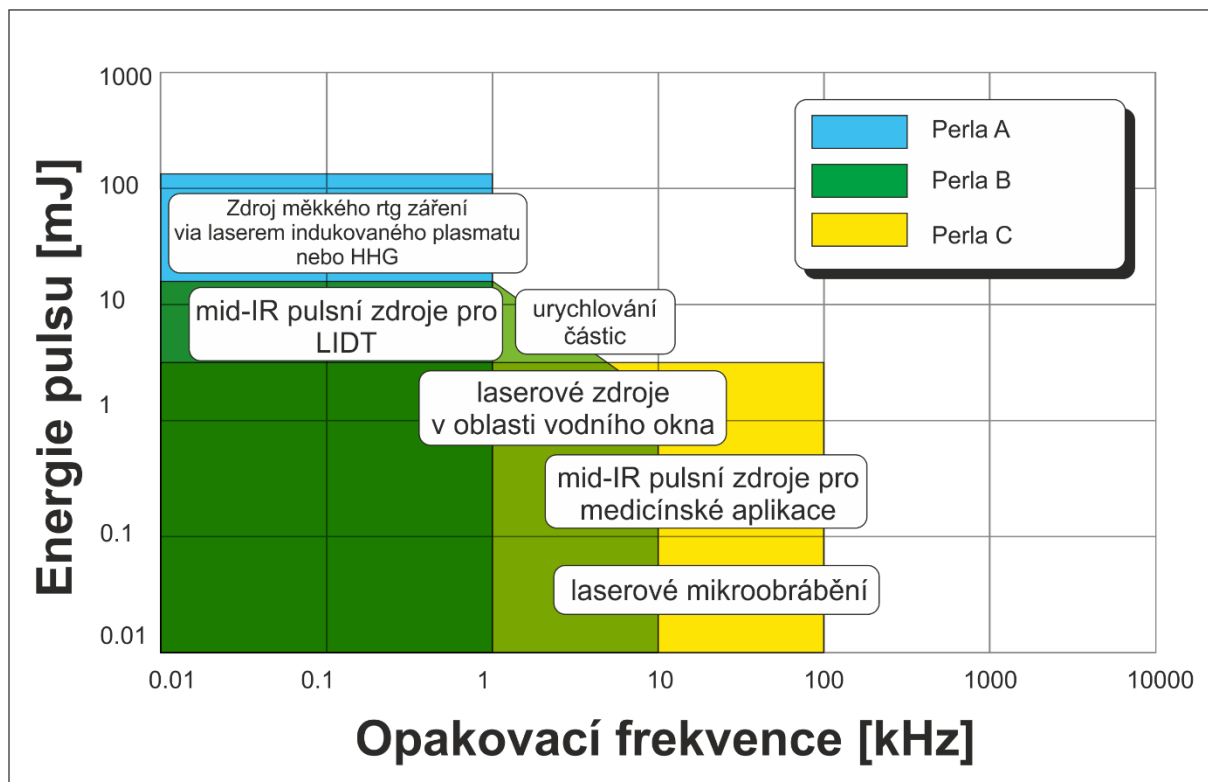
- Analýza laserových systémů s vysokým středním výkonem a jejich možnosti pro generaci fs pulsů z hlediska průmyslových aplikací ve výzkumném centru HiLASE
- Výběr vhodného aktivního prostředí pro generaci fs pulsů
- Návrh a konstrukce femtosekundového laserového systému chlazeného na pokojové teploty
- Návrh a konstrukce femtosekundového laserového systému provozovaného při kryogenních teplotách

3 Laserové centrum HiLASE

Laserové centrum HiLASE je pracoviště Fyzikálního ústavu Akademie věd. Soustředí se na výzkum a vývoj diodově buzených laserů s vysokou opakovací frekvencí, středním výkonem a na další laserové systémy, které naleznou využití především v moderních průmyslových aplikacích. V rámci výzkumných programů se projekt rovněž zaměřuje na vývoj deskových zesilovačů dosahující vysoké výstupní energie v pulsu (až 145 J) s opakovací frekvencí 10 Hz [32]. Dále se zaměřuje na vývoj pulsních laserů na bázi tenkých disků s vysokým středním výstupním výkonem v řádu kW [33]. Veškerý vývoj je motivován požadavky na zdokonalení existujících a hledání nových špičkových průmyslových aplikací pulsních laserů [34–37]. Přehled laserových systémů v laserovém centru HiLASE je zobrazen na Obr. 1 a jejich aplikační potenciál na Obr. 2.



Obr. 1 Přehled laserových systémů v laserovém centru HiLASE [31].



Obr. 2 Přehled aplikací a oblastí využitelnosti pro jednotlivé laserové systémy v HiLASE centru.

4 Laserové systémy s vysokým středním výkonem a velmi krátkými pulsy

V této kapitole si definujeme základní pojmy a přístupy související s tématem laserových systémů s vysokým středním výkonem a velmi krátkými pulsy. Zmíníme klíčové parametry pro dosažení požadovaného výkonu a délky pulsů, výhody a nevýhody jednotlivých laserových systémů z hlediska jejich geometrie, druhu aktivního prostředí a v neposlední řadě se pokusíme výše zmíněné systémy zasadit do rámce současného stavu techniky.

4.1 Základní pojmy a přístupy

Konstrukce a škálování laserových systémů s vysokým středním výkonem (<10 W) a velmi krátkými pulsy (fs a sub-ps) je oblastí velkého zájmu průmyslových aplikací. Současný vývoj a další směřování těchto systémů však vyžaduje stavbu zesilovačů limitovaných zvládnutím dvou hlavních technologických problémů: tepelné a nelineární optické jevy.

4.1.1 Tepelné jevy

Vysokovýkonové laserové systémy během provozu produkují nezanedbatelné teplo, které je nutno efektivně odvádět. Množství odpadního tepla je dáno typem buzení laseru, kvantovou účinností, reabsorpcí emitovaných fotonů, nezářivé přechody atd. První z nich souvisí s kompatibilitou spektra záření budícího zdroje laseru a absorpčního spektra aktivního prostředí, tj. účinností absorpce budících fotonů v aktivním prostředí. Pro srovnání u výbojkově (širokospektrálně) buzených pevnolátkových laserů bývá elektro-optická účinnost kolem 1 %, zatímco u diodově (úzkospektrálně) buzených pevnolátkových laserů bývá elektro-optická účinnost 20–30 %. Kvantová účinnost aktivního prostředí neboli tzv. kvantový defekt je dána strukturou energetických hladin aktivního prostředí a odpovídá rozdílu energií budícího a laserového fotonu

$$QD = h\omega_{bud} - h\omega_{las} = h\omega_{bud} \left(1 - \frac{\lambda_{bud}}{\lambda_{las}}\right) \quad (2.1.)$$

Bývá rovněž vyjádřen v procentech budící energie fotonu. Kvantový defekt vyjadřuje míru energie, která nepřispívá ke stimulované emisi, ale transformuje se obvykle do tepla např. v podobě fononů. Kvantový defekt u Ti:safírového laseru buzeného na vlnové délce 532 nm je 33 %, oproti tomu u Yb:YAG laseru emitujícího na 1030 nm a buzeného na vlnové délce 969 nm (ZPL, Zero Phonon Line¹) je kvantový defekt přibližně 5 %. Velký kvantový defekt je tedy jedním z důležitých limitujících faktorů při návrhu laserového systému s vysokým středním výkonem. Vliv ostatních zdrojů tepla je zpravidla nižší.

Typickým projevem tepelných jevů je tepelná čočka, jež se zpravidla tvoří na optických elementech, ve kterých dochází k absorpci budícího či laserového záření. Toto záření je zdrojem tepla, které se šíří do okolí a vytváří tak gradient teploty. Index lomu v materiálu je funkcí teploty, a proto ve zjednodušeném případě hovoříme o tepelné čočce.

Komplexní náhled na problematiku vzniku a vlivu tepelných jevů v materiálu vyžaduje vzít v potaz změnu tensorů deformace a napětí, vliv fotoelastického jevu a indukovaný dvojlom. Všechny výše uvedené jevy mohou vést k depolarizaci, aberacím, deformacím optického svazku a v krajním případě i k nevratnému poškození samotného materiálu [38].

Při návrhu vysokovýkonového laserového systému tedy můžeme vliv tepelných jevů potlačit několika způsoby. Omezit budící výkon, zvolit budící zdroj s nejmenším kvantovým defektem, zvolit aktivní prostředí s vyšší tepelnou vodivostí či zvolit vhodnou geometrii aktivního prostředí umožňující větší odvod tepla. V praxi je však výsledné řešení vždy určitým kompromisem a je zvoleno v závislosti na konkrétní aplikaci

4.1.2 Nelineární jevy

Další z technologických problémů, který je nutno vzít v potaz, jsou nelineární optické jevy. Šíření laserového pulsu v transparentním dielektriku je popsáno materiálovým

¹ ZPL- zero phonon line pumping, buzení přímo na horní laserovou hladinu.

vztahem elektrické polarizace $\vec{P}(t)$ a elektrického pole $\vec{E}(t)$, kde ϵ_0 je permitivita vakua, $\chi^{(n)}$ je n-tý řád rozvoje elektrické susceptibility

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots \quad (2.2.)$$

Tento vztah je obecně nelineární. Je-li intenzita elektrického pole samotného pulsu srovnatelná či vyšší s vazebnou energií elektronu dielektriku, vyšší řády v mocninném rozvoji přestávají být zanedbatelné a začnou se projevovat různé nelineární jevy. Oproti lineárnímu systému či prostředí, kde platí principy superpozice, nezávislost indexu lomu na intenzitě, neměnnost frekvence záření v prostředí či princip nezávislosti chodu paprsků, v nelineárním prostředí jsou jevy důsledkem interakce intenzivního elektrického pole a následné odezvy prostředí.

Nelineární jevy můžeme kategorizovat podle uvažovaného řádu rozvoje elektrické susceptibility v daném prostředí. V praxi se setkáme nejčastěji s nelineárními jevy druhé a třetího řádu. V prostředích se středovou symetrií, což je případ nejznámějších laserových krystalů jako YAG, nebo v amorfních sklech, jsou sudé členy elektrické susceptibility, tedy i $\chi^{(2)}$, nulové. Oproti tomu nelinearita třetího řádu se projevuje ve všech prostředích. Přehled nelineárních jevů druhého a třetího řádu je uveden v Tab. 1.

Nelineární jevy druhého řádu	Nelineární jevy třetího řádu
SHG Generace druhé harmonické frekvence	TPA – dvoufotonová absorpce
SFG Generace součtové frekvence	FWFM čtyřvlnové směšování
DFG Generace rozdílové frekvence	THG – generace třetí harmonické
OR Optická rektifikace	SF/SPM – Samofukuzace, Automodulace fáze
OPO/OPA – Optické parametrické oscilace/zesílení	SRS/SBS (Stimulovaný) Ramanův/Brillouinův rozptyl

Tab. 1 Přehled nelineárních jevů.

4.1.2.1 Optický Kerrův jev

Jeden z důležitých nelineárních jevů třetího řádu je optický Kerrův jev. Optický Kerrův jev je jeden klíčových mechanismů umožňující generaci ultrakrátkých pulsů

v KLM oscilátorech [39] či generaci superkontinua [40] v různých prostředích, ale může vést i k destrukci komponent laseru při jejich nevhodném návrhu. Princip optického Kerrova jevu spočívá v závislosti indexu lomu prostředí na intenzitě I elektrického pole.

$$n(r, t) = n_0 + n_2 I(r, t) = n_0 + (n_2^{real} + n_2^{im}) I(r, t) \quad (2.3.)$$

Kde n_0 je lineární index lomu, n_2 je nelineární index lomu, ϵ_0 je permitivita vakua, c je rychlost světla a $\chi^{(3)}$ je elektrická susceptibilita třetího řádu. Nelineární index lomu n_2 je komplexní veličina, jejíž imaginární část n_2^{im} odpovídá za dvoufotonovou absorpci.

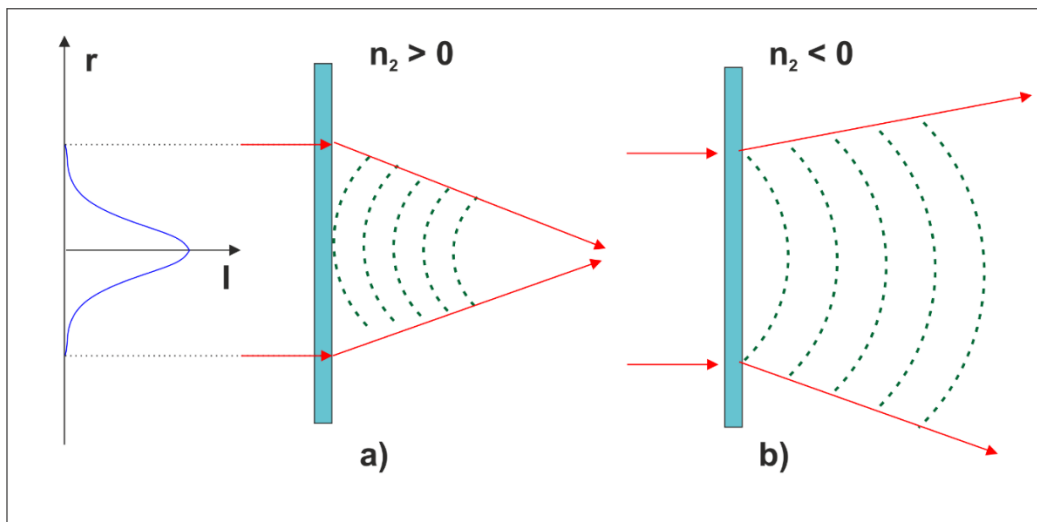
$$n_2 = \frac{3}{2\epsilon_0 n_0^2 c} \chi^{(3)} \quad (2.4.)$$

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 n_0 c |E_0|^2 \quad (2.5.)$$

Intenzita $I(r, t)$ je časoprostorová veličina, která v souvislosti optickým Kerrovým jevem vede ke dvěma efektům, samofokuzaci a automodulaci fáze (SPM Self-phase modulation).

Samofokuzace

V případě samofokuzace dochází ke změně divergence širícího se laserového svazku. Platí, že příspěvek nelineárního indexu lomu je zpravidla kladný a roste s intenzitou záření, takže je celkový index lomu zpravidla vyšší ve středu širícího se gaussovského svazku a klesá se snižující intenzitou, viz Obr. 3. V prostředí s kladnou hodnotou n_2 hovoříme o samofokuzaci a pro záporné hodnoty n_2 hovoříme o defokuzaci.



Obr. 3 Grafické znázornění jevu a) samofokuzace b) defokuzace.

Rozhodujícím parametrem pro vznik samofokuzace je však špičkový výkon nikoli intenzita svazku. Je-li vstupní špičkový výkon pulsu větší než prahový výkon P_{crit} (2.6.) dojde k samofokuzaci ve vzdálenosti z_f (2.7.), kde a je poloměr svazku. Podle teorie by se měl svazek transformovat do singulárního bodu, avšak v praxi se uplatňují kompenzační mechanismy, především difrakce, a dále např. multifotonové absorpce, disperze grupové rychlosti, saturace Kerrova jevu, lavinový průraz, plasmová defokuzace a další [41–46], které brání tomuto limitnímu případu.

$$P_{crit} = \frac{3.77 \cdot \lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (2.6.)$$

$$z_f = \frac{0.367 \cdot 2\pi/\lambda \cdot a^2}{\sqrt{(\sqrt{P/P_{crit}} - 0.852)^2 - 0.219}} \quad (2.7.)$$

Dojde-li ke vzájemné rovnováze procesů samofokuzace a defokuzčních jevů, transformuje se laserový svazek v médiu do velmi úzkého kanálu zvaného filament. Ten je základem komplexního procesu generace superkontinua jež má široké využití v optické koherentní tomografii, nelineární spektroskopii či jako koherentní zdroj širokopásmového záření pro detekci chemických látek [47–50].

Automodulace fáze

Jak už sám název napovídá, jedná se o nelineární proces, kdy šířící se puls v prostředí vyvolává rychlou změnu indexu lomu, která následně způsobuje změnu fáze samotného pulsu. Elektrické pole šířícího se laserového pulsu podél osy z lze zapsat ve tvaru $E(t, z) = a(t, z) \cos(\phi(t, z))$, kde $a(t, z)$ je obálka pulsu a $\phi(t, z) = \omega_0 t - k_0 z = \omega_0 t - z\omega_0 n/c$ je fázový člen, v němž ω_0 je nosná kruhová frekvence, n je index lomu prostředí a c je rychlost světla ve vakuu. Okamžitá úhlová frekvence je časovou derivací fáze a můžeme ji společně se vztahem (2.3.) vyjádřit jako

$$\omega(t, z) = \frac{\partial \phi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} n_2 \frac{\partial I(t, z)}{\partial t} z \quad (2.8.)$$

Z rovnice (2.8.) je patrné, že časový průběh intenzity laserového pulsu má za následek změnu okamžité úhlové frekvence, tzv. čerp pulsu, který se spektrálně projeví vznikem nových spektrálních složek pulsu. Tím dojde ke zkrácení transformační meze

pulsu. V závislosti na typu čerpu, druhu materiálu a stavu sfázování všech spektrálních složek můžeme tak hovořit pouze o spektrálním rozšiřování pulsu či zároveň jeho kompresi [51]. V laserové technice se oba jevy hojně využívají ať už ke generaci nových vlnových délek či jako technice k další časové kompresi transformačně limitovaných laserových pulsů [52].

B-integrál

Míru vlivu optického Kerrova jevu na šířící se puls lze popsat tzv. B-integrálem (2.9.), což je kumulativní příspěvek jeho nelineární fázové složky, kde n_2 je nelineární index lomu a $I(z)$ je intenzita pulsu.

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I(z) dz \quad (2.9.)$$

Hodnota B-integrálu nám zjednodušeně říká, jak moc se v daném uspořádání mohou projevit nelineární jevy. Např. v laserových zesilovačích je nutno tuto hodnotu udržet co nejmenší (maximálně 3-5) [53, 54], jinak dochází k postupné degradaci kvality výstupního svazku, samofokuzaci a destrukci optických komponent laseru. Jiné laserové systémy, zejména oscilátory, mohou naopak těžit z velkých hodnot nelinearit [55], které jsou nutnou podmínkou pro vznik procesu synchronizace módů. Pro přesnější představu o laserového systému je vždy nutné charakterizovat časový průběh a fázi šířícího se pulsu.

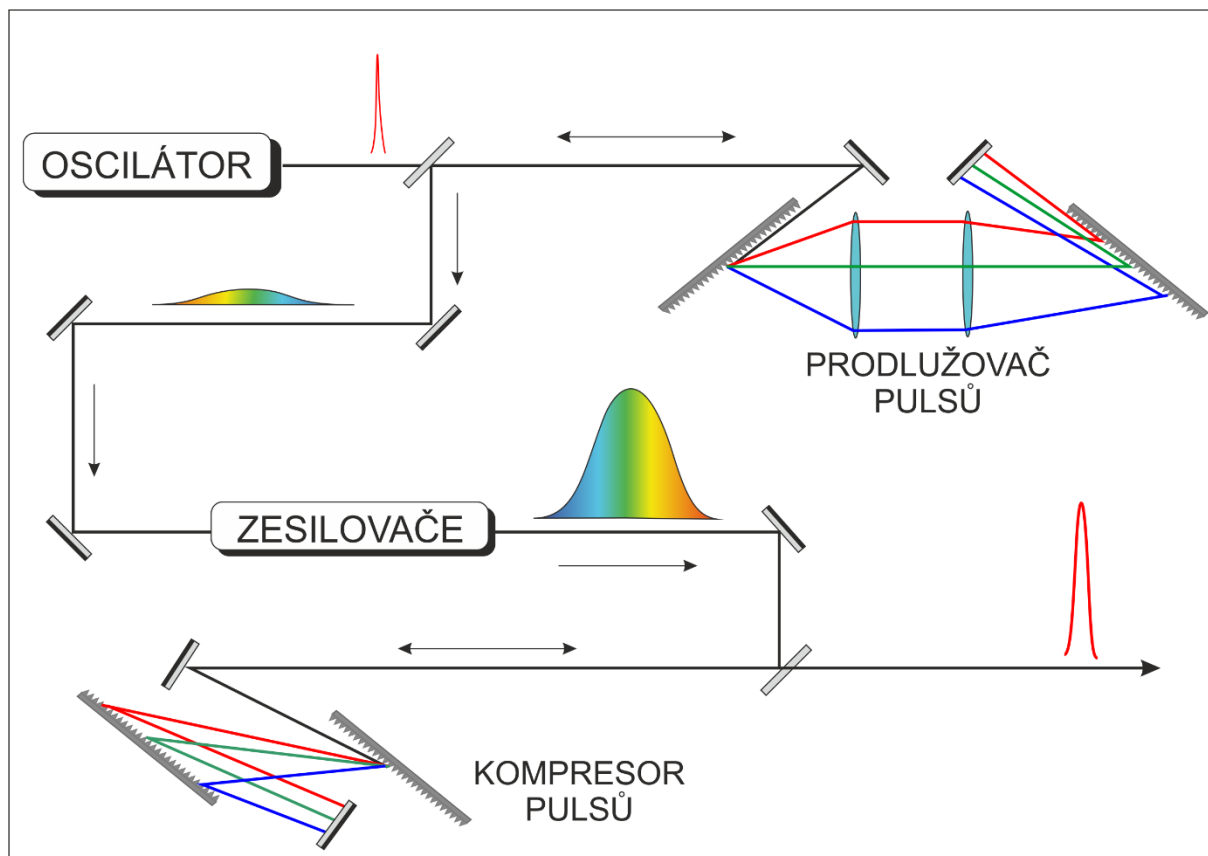
4.1.3 Limity a přístupy k dosažení vyšších středních výkonů s velmi krátkými pulsy

V předchozích kapitolách 4.1.1 a 4.1.2 jsme si představili hlavní faktory, které nás limitují při návrhu a konstrukci laserového systému s vysokým středním výkonem a velmi krátkými pulsy. Vezmeme-li v úvahu požadovanou délku výstupních pulsů ($10^{-13} - 10^{-12}$ s) a výstupní střední výkon 100 W, tak pro laserový systém s opakovací frekvencí v řádu kHz se dostáváme se špičkovým výkonem v pulsu na hodnotu desítek až stovek GW. To je např. o 2 řády (4 řády) více než hodnota kritického výkonu pro samofokuzaci ve vzduchu (v křemenném skle) pro 1 μm laser.

Jednou z metod jak lze snížit špičkový výkon a současně zvýšit energii v pulsu je metoda zesilování čerpovaných pulsů (Chirped Pulse Amplification, CPA) [56], za

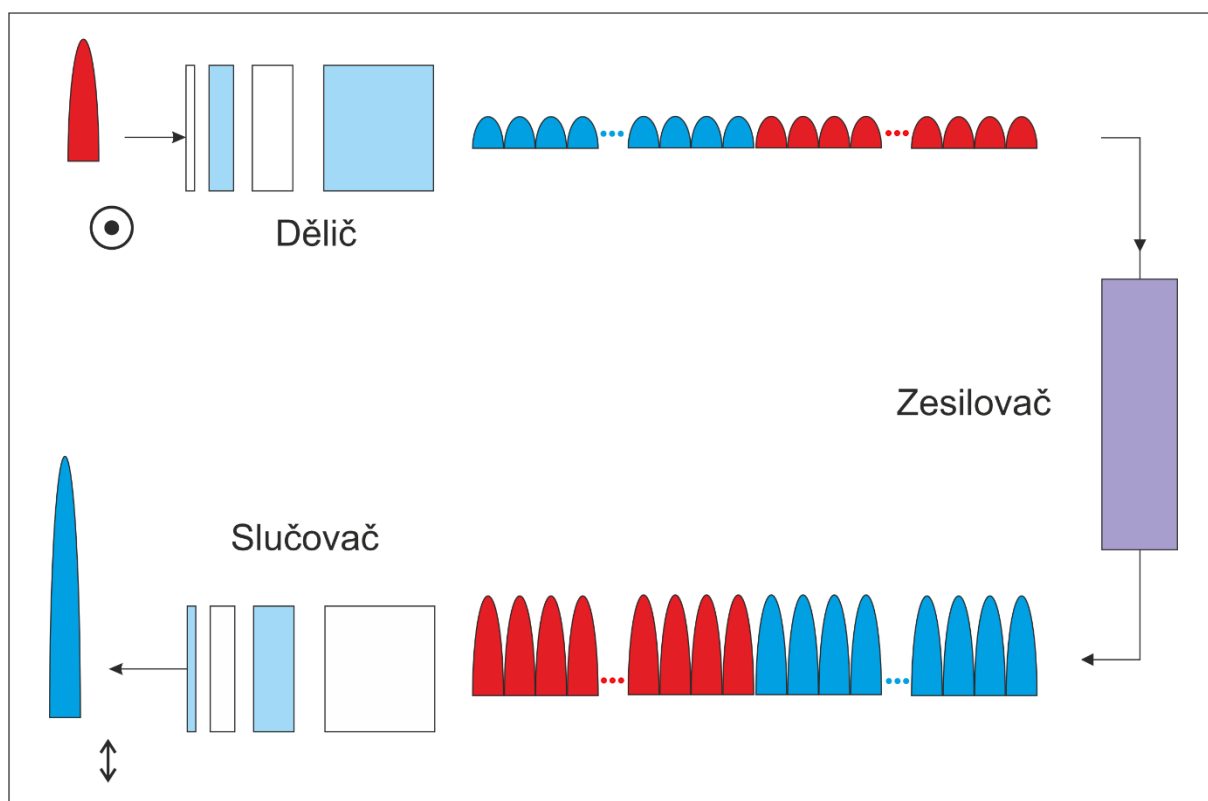
kteřou dostali autoři v roce 2018 Nobelovu cenu za fyziku [57]. Technika CPA je založená na prodloužení pulsu v čase před zesílením a jeho následné kompresi, viz obr. 4. Krátký laserový puls z oscilátoru je nejdříve prodloužen rozfázováním spektrálních složek v disperzním prostředí s obvykle normální disperzí, např. v systému složeném z difrakčních mřížek. Tím dojde ke snížení intenzity. Puls je dále zesílen v běžném laserovém zesilovači, a nakonec zkrácen zpět na původní dobu trvání při zachování energie zesíleného pulsu v optickém kompresoru vykazujícím opačnou disperzi (obvykle anomální) než v prodlužovači. Tímto způsobem byly dosaženy výstupní špičkové výkony až v řádu PW [3, 58]. Běžně se však setkáváme se systémy, ve kterých dochází k časovému prodloužení o 2-3 řády. Větší prodloužení pulsu vyžaduje kompenzaci disperze na větší vzdálenosti, což klade zvýšené nároky na stabilitu, umístění a rozměry difrakčních mřížek v kompresoru. Pokud se tedy podíváme na fyzikální limity této techniky z hlediska maximálního dosažitelného špičkového výkonu a velikosti laserových svazků, tak to jsou zejména maximální výrobitelné rozměry mřížek² (~ 1 m) a prahové poškození laserovým svazkem, které je $\sim 1-2$ J/cm² pro dielektrické mřížky a $0,2-0,5$ J/cm² pro metalické mřížky [59]. Jedním z možných řešení, jak dosáhnout vyšších špičkových výkonů je složení více dielektrických mřížek vedle sebe a jejich umístění do vakuových komor [60].

² Pro představu nejlepší dielektrické mřížky o velikosti 1 m s periodou vrypů $1 \mu\text{m}$ musí splňovat velmi dobrou homogenitu v celé své ploše s minimální deformací vlnoplochy ($< \lambda/3$) [158].



Obr. 4 Schéma CPA techniky.

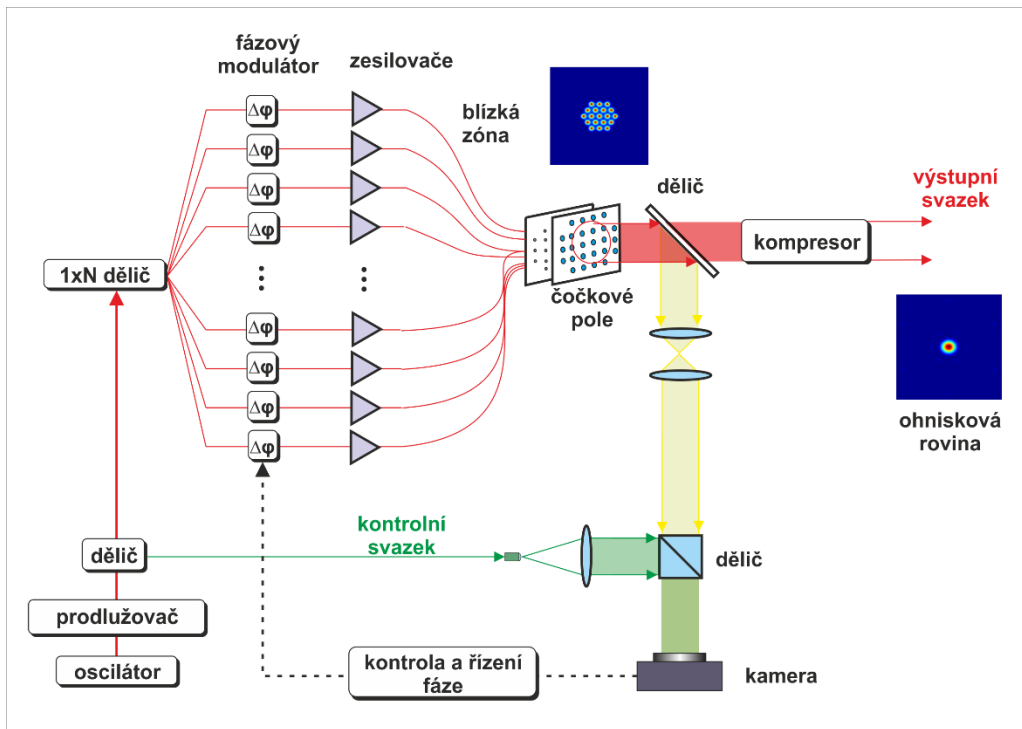
Druhým přístupem, jak snížit špičkový výkon a současně zvýšit energii v pulsu je technika *zesilování dělených pulsů* DPA (Divided Pulse Amplification). Jedná se o analogii k technice CPA, s tím rozdílem, že u techniky CPA šlo o redukci špičkového výkonu skrze disperzi pulsu, u metody DPA jde o redukci špičkového výkonu snížením amplitudy pulsu. Principem této metody je snížení špičkového výkonu pulsu prostým dělením původního pulsu na několik kopií s různou polarizací a časovým rozestupem [61–63], viz Obr. 5. Dělení pulsu s lineární polarizací probíhá v polarizačním děliči nebo ve dvojlomném krystalu, který svírá úhel 45° mezi vstupní polarizací a optickou osou krystalu. Délka dvojlomného krystalu je zvolena tak aby zpoždění dvou pulsů s odlišnou polarizací bylo větší než samotná délka vstupního pulsu.



Obr. 5 Schéma DPA techniky.

Tento proces lze dále replikovat, avšak s každým dalším krokem je nutné použít delší dvojlomný krystal. Počet takto replikovaných pulsů N roste dle počtu použitých dvojlomných krystalů, $N = 2^n$ kde n je počet použitých krystalů. Zpětné složení pulsů probíhá po stejné dráze jen s opačnými polarizacemi.

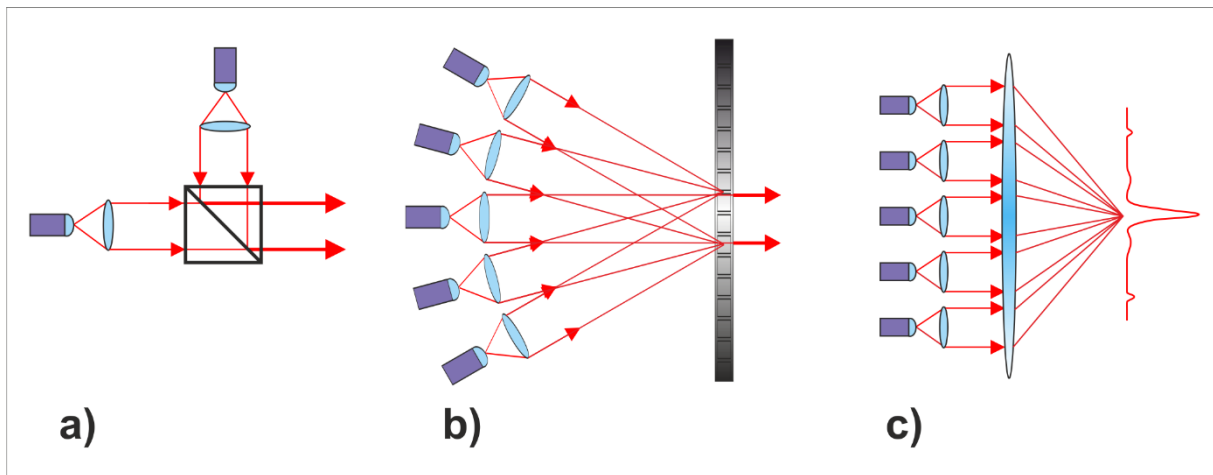
Dalším perspektivním přístupem je metoda *koherentní kombinace svazků* (Coherent Beam Combining, CBC). Jedná se o techniku koherentního slučování (sfázování) více nezávisle zesílených svazků do jediného svazku, který si zachová spektrální a fázové vlastnosti původních svazků. Tato technika je však velmi náročná právě na realizaci sfázování většího počtu svazků. Fázi každého svazku je zapotřebí měřit, spočítat a upravovat v reálném čase, viz Obr. 6. Současně je nutné, aby se jednotlivé pulsy setkaly v prostoru a v čase.



Obr. 6 Princip vláknového koherentního slučování svazků s využitím CPA techniky [64].

CBC technika se realizuje ve dvou různých konfiguracích, *překrytých svazků* (filled-aperture) nebo *složených svazků* (tiled-aperture) [65, 66]. V konfiguraci překrytých svazků se svazky skládají přes sebe a ke koherentnímu slučování dochází např. na optickém děliči/slučovači nebo na difrakčním elementu. V konfiguraci složených svazků tvoří jednotlivé svazky jakési body, kterými se vyplní apertura a vzniká tak následně blízká zóna složeného svazku. Ke koherentnímu slučování svazků dochází pak až v ohnisku po průchodu spojnou čočkou, viz Obr. 7.

Tento koncept je rozvíjen v rámci projektu CAN (Coherent Amplification Network) [67] s cílem realizovat funkční laserový demonstrátor s menším počtem svazků (61-svazkový systém s průměrným výkonem 750 W, opakovací frekvencí

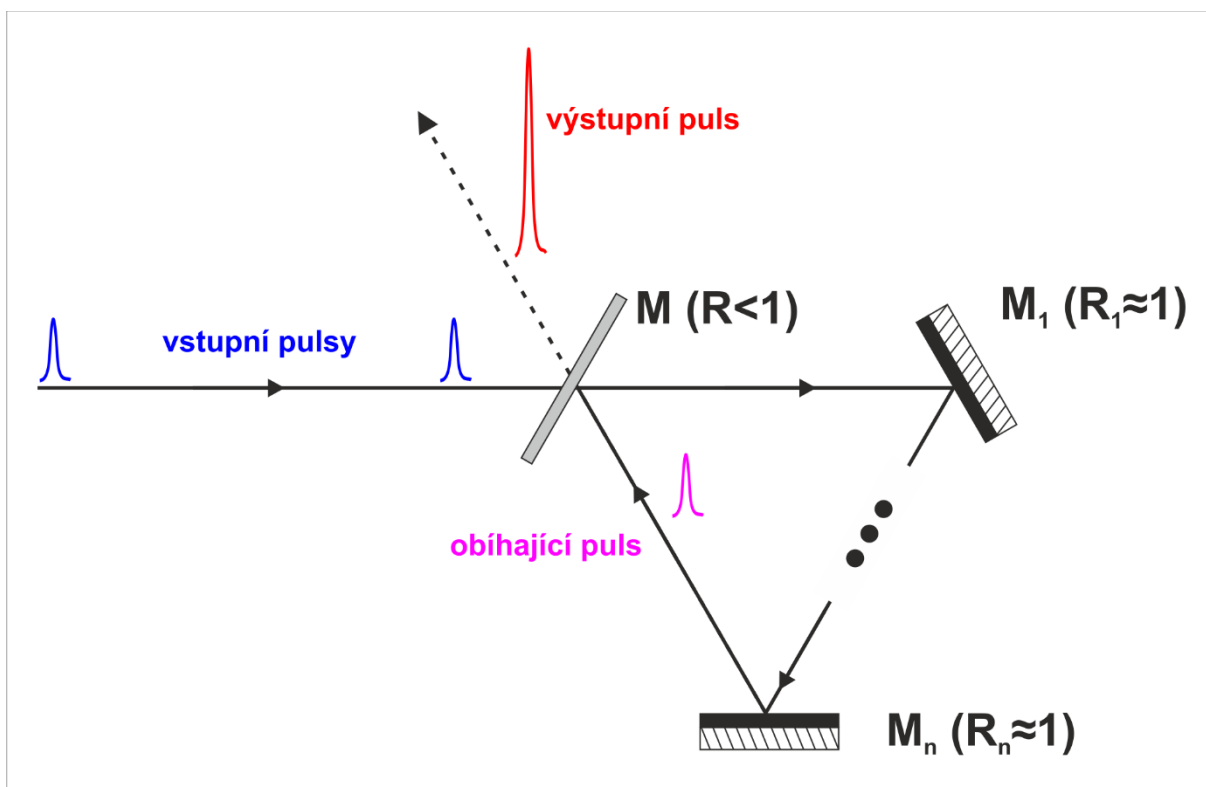


Obr. 7 Rozdílné přístupy pro koherentní slučování svazků.

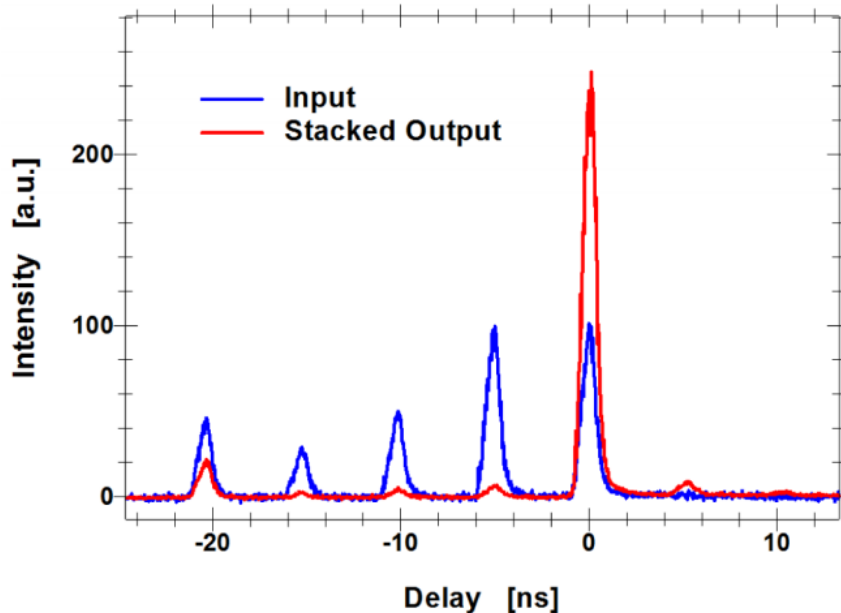
a) konfigurace překrytých svazků pomocí polarizačního děliče b) konfigurace překrytých svazků pomocí difrakčního prouku
 c) konfigurace složených svazků

200 kHz, délkou pulsu 220 fs, špičkovým výkonem v pulsu 15 GW a energií v pulsu 3.5 mJ) [68]. Po úspěšné realizaci laserového demonstrátoru je dalším krokem projektu CAN navýšení počtu svazků na hodnotu až 10000 [69] s cílem dostat se tak k energii 10 J v pulsu, jež by našlo uplatnění ve fyzice urychlování částic s vysokou energií [70] nebo v systémech pro odstraňování nebezpečných objektů z oběžné dráhy Země [71]. Jednotlivé techniky je možno vzájemně kombinovat a využívat tak výhod dle konkrétních aplikací či laserových technologií [72].

Poslední metodou ke zvýšení špičkového výkonu je metoda *koherentního skládání pulsů* CPS (Coherent Pulse stacking). Jedná se o techniku využívající uzavřeného rezonátoru bez jakýchkoli aktivních prvků. Rezonátor tvoří vysoce odrazná zrcadla a polopropustný prvek (Gires–Tournois interferometr GTI), přes který se zavádí sekvence amplitudově a fázově modulovaných laserových pulsů s opakovací frekvencí odpovídající době jednomu oběhu pulsu v dutině [73], viz Obr. 8. GTI prvek je zrcadlo, jehož strany jsou opatřeny dielektrickými vrstvami zvolenými tak, aby v rezonátoru docházelo ke konstruktivní interferenci (skládání) příchozího a cirkulujícího pulsu. V případě destruktivní interference dochází k vyvázání cirkulujícího pulsu ven z rezonátoru. Výsledný složený puls může dosahovat až 10× větší špičkový výkon v závislosti na počtu použitých pulsů a zvolené geometrie [74, 75], viz Obr. 9.



Obr. 8 Princip rezonanční dutiny pro metodu koherentního skládání pulsů.



Obr. 9 Porovnání časového průběhu vstupních pulsů (modrá křivka) a výstupního pulsu (červená křivka) [73].

4.2 Druhy a topologie laserových systémů s velmi krátkými pulsy

Vysokého středního výkonu s krátkými pulsy lze dosáhnout přímo z laserového oscilátoru nebo pomocí konceptu MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), kdy jsou

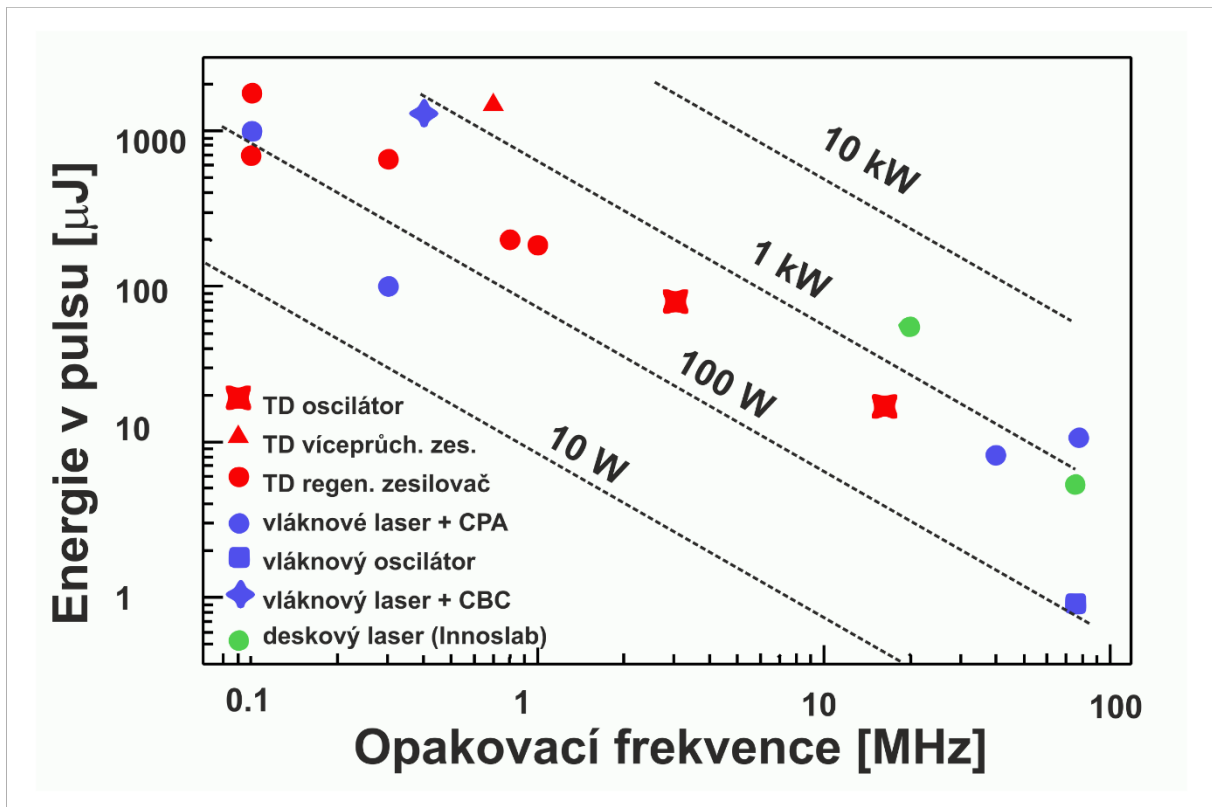
laserové pulsy s malou energií a středním výkonem z oscilátoru dále zesilovány v následujících zesilovačích. Dále v textu se zaměřím pouze na zesilování založeném na stimulované emisi. Existuje celá řada zesilovačů založených na nelineárních optických jevech např. ramanovské [76], brillouinovské [77] či parametrické [78], avšak popis všech typů je nad rámec této práce.

4.2.1 Vysokovýkonové laserové oscilátory

Samostatné laserové oscilátory s vysokým středním výkonem [79–82] mají oproti MOPA systémům zpravidla vyšší opakovací frekvenci a kontrast pulsu Signal-to-noise ratio (SNR). Vysokovýkonové laserové oscilátory (VLO) jsou většinou vysokorepeticivní a pracují v režimu synchronizace módů iniciovaným polovodičovým satureovatelným absorberem (Semiconductor saturable-absorber mirror, SESAM) [83] nebo Kerrovskou čočkou (KLM) [84]. Mezi nevýhody velkých VLO patří provoz ve vakuu, vysoká SPM, fixní délka rezonátoru spojená s opakovací frekvencí pulsů, ale hlavně malá energie v pulsu ($\sim\mu\text{J}$).

4.2.2 Vysokovýkonové laserové zesilovače

V případě MOPA jsou možnosti oproti VLO větší, lze měnit více parametrů. V praxi se lze setkat se dvěma základními druhy laserových zesilovačů – regenerativním a víceprůchodovým zesilovačem, pro širokopásmové pulsy zpravidla v kombinaci s CPA technikou. Pro vysoké výkony se z důvodu účinného chlazení v těchto zesilovačích osvědčily geometrie aktivního prostředí s velkým poměrem povrchu vůči objemu. Mezi typické představitele patří deskové, tenkodiskové a vláknové lasery, viz Obr. 10, který zobrazuje stav techniky.



Obr. 10 Přehled femtosekundových laserových systémů s vysokým středním výkonem kombinující vysokou opakovací frekvenci a energii v pulsu pro různé typy geometrií aktivního prostředí [85].

4.2.2.1 Regenerativní zesilovač

Regenerativní zesilovač je typ laserového zesilovače, jehož uspořádání umožňuje efektivní zesilování se ziskem přes několik řádů díky uzavření zesilovaného pulsu v zrcadlovém rezonátoru zesilovače. K otevírání rezonátoru dochází externím řízením optické uzávěrky (např. Pockelsova cela). Mnohonásobný oběh uvnitř laserové dutiny s aktivním prostředím umožní dosažení saturace zesílení a efektivní extrakce energie uložené v aktivním prostředí. Hodí se proto zejména pro zesilování pulsů s velmi malou energií v předzesilovačích a prvních stupních zesilovačů laserových systémů. Mezi výhodné vlastnosti regenerativního zesilovače patří, díky mnohonásobnému oběhu pulsu v rezonátoru, zejména kvalitní výstupní svazek. Nevýhodou regenerativního zesilovače je pak proces spektrálního zužování pásma zisku zesilovače, více v kap. 6.3.3.

4.2.2.2 Víceprůchodový zesilovač

Víceprůchodový zesilovač, jak sám název napovídá, svým uspořádáním umožňuje vícenásobný průchod svazku aktivním prostředím. Na rozdíl od regenerativního zesilovače, kde dráha pulsu je uzavřena v rezonátoru a základní prostorový mód stabilního rezonátoru umožňuje dosažení kvalitního výstupního svazku (Gaussova svazku v základním módu TEM₀₀), ve víceprůchodovém zesilovači jeho geometrická konfigurace zajišťuje několik průchodů aktivním prostředím, zpravidla pod různými úhly. Víceprůchodové zesilovače proto nevyžadují vyvazovací prvek jako v případě rezonátoru regenerativního zesilovače. Počet průchodů svazku aktivním prostředím bývá omezen prostorovým uspořádáním s velkým počtem odrazných prvků. Hlavní nevýhodou je pak jeho složité nastavování a horší kvalita výstupního svazku, která se dá částečně kompenzovat použitím zobrazení mezi jednotlivými průchody aktivním prostředím.

4.3 Geometrie aktivního prostředí

4.3.1 Deskové lasery

Aktivní prostředí deskových laserů může být buzeno stranově, nebo z čelního směru. Šíření zesilujícího svazku je pak vhodně zvoleno podle typu buzení tak, aby bylo dosaženo velkého jednopřechodového zisku a minimální deformace vlnoplochy svazku. Teplo bývá z pravidla odváděno z povrchu čel pomocí vhodných chladičů nebo chladičového média, u nejvýkonnějších laserů např. i pomocí nízko atomárního plynu při kryogenních teplotách [86]. Modifikací deskové geometrie je tzv. Innoslab, ve kterém bylo dosaženo zatím nejvyššího středního výkonu (1.1 kW) s krátkými pulsy (615 fs) při opakovací frekvenci 20 MHz [87]. Nevýhodou zesilovačů s Innoslab technologií je podobně jako u oscilátorů s vysokým středním výkonem problém s dosažením vysoké energie laserového pulsu [88]. U Innoslab technologie je to důsledkem akumulace B-integrálu s rostoucí energií pulsu. Horší bývá i kvalita výstupního laserového svazku kvůli tepelným jevům a dlouhé optické dráze materiálem.

4.3.2 Tenkodiskové lasery

U tenkodiskových laserů tvoří aktivní prostředí disk o průměru jednotek až desítek milimetrů a tloušťce stovek mikrometrů. Jedna strana disku je opatřena vrstvou s vysokou reflektivitou pro budící a laserové záření a připevněna k chladiči, zatímco druhá strana je opatřena antireflexní vrstvou. Tato geometrie umožňuje velmi účinně chladit aktivního prostředí a významně tak redukovat nežádoucí tepelné jevy, protože k toku tepla a vzniku gradientu teploty dochází souose s laserovým svazkem. Nevýhodou tenkodiskových prostředí je malá absorpce budícího záření a malý zisk na jeden průchod diskem. Tenkodiskový koncept ve spojení s výhodnými vlastnostmi Yb:YAG krystalu je často využíván pro stavbu pikosekundových systémů s vysokým středním výkonem. Tenkodiskové laserové zesilovače s velkým zesílením energie v pulsu (10^5 - 10^6) jsou univerzálním a relativně jednoduchým zdrojem laserových pulsů s velmi dobrou kvalitou svazku. Nevýhodou u těchto zesilovačů často bývá jev *spektrálního zužování zisku* (více v kapitole 6.3.3), který limituje transformační mez zesílených pulsů do oblasti 1-2 ps [89–91]. Kratší pulsy (<1 ps) jsou dosažitelné pouze v Yb:YAG diskových oscilátorech [92], zesilovačích s malým ziskem [93], nebo zesilovačích s tzv. post-kompresí, kde jsou pulsy dodatečně zkráceny využitím nelineárních jevů (SPM).

4.3.3 Vláknové lasery

Vláknové lasery jsou extrémním případem geometrie s velkým poměrem povrch/objem. Schopnost odvádět teplo je tedy u vláknového laseru v principu velká. Nicméně díky malému průměru svazku šířícího se vlnovodem a extrémní optické dráhy v materiálu (sklo) je vláknový laser mnohem více citlivý na nelineární jevy, resp. na špičkový výkon šířícího se pulsu. Pro dosažení vysokých výkonů v pulsních vláknových laserech je tedy nutné využít CPA techniku či fotonická vlákna s velkým průměrem šířícího se módu (LMA) a tím redukovat špičkovou intenzitu. Normalizovaná frekvence V u optického vlákna je parametr, který určuje počet módů vedených ve vlákně, kde a je průměr jádra vlákna, NA je numerická apertura definovaná jako

$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, n_1 je index lomu jádra a n_2 je index lomu pláště pro vlnovou délku λ .

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} NA \quad (2.10.)$$

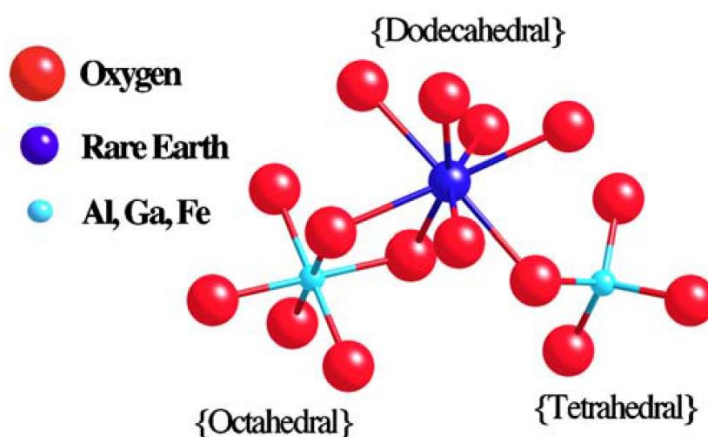
Je-li pro jednomódová vlákna splněna podmínka $V \leq 2,405$, pak se vláknem šíří pouze základní mód. S rostoucím průměrem jádra vlákna musí úměrně klesat NA , tak aby byla splněna podmínka šíření jediného módu. S malou hodnotou NA rovněž vzrůstá citlivost na ohybové ztráty, které vznikají porušením podmínky totálního odrazu ve vlákně. Výše uvedené nevýhody lze částečně kompenzovat použitím tzv. *rod-type* vláken, které umožňují šíření módu o průměru až do 50 μm [94] a délky cca 1m. Při větších průměrech je dále možnost použít LMA (Large Mode Area) vlákna založená na principu fotonického zakázaného pásu se schopností potlačit tímto způsobem vyšší módy, ale pouze za cenu vyšší nestability výstupního výkonu [95]. Nejvyššího středního výkonu s femtosekundovými pulsy z vlákna bylo dosaženo v [96] (830 W, 640 fs, 78 MHz) ovšem kvůli výše zmíněným nevýhodám vláken opět s malou energií v pulsu na úrovni $\sim 10 \mu\text{J}$.

Každá z výše popsaných geometrií implicitně předurčuje laserové zesilovače k jejich nejvhodnějšímu použití v závislosti na konkrétních možnostech a požadavcích dané aplikace.

4.4 Aktivní prostředí pro femtosekundové laserové zesilovače

Při návrhu vysokovýkonového femtosekundového laserového systému hraje klíčovou roli výběr aktivního prostředí. Aktivní prostředí pro generaci femtosekundových pulsů by v ideálním případě mělo mít dostatečně široké emisní spektrum umožňující efektivní zesílení širokého pásma vlnových délek laserového pulsu. Dále pak tvar emisní křivky zisku by měl mít co nejplošší průběh, a to z důvodu spektrálního zužování pásma zisku zesilovače [97]. V neposlední řadě by měl materiál mít velké emisní a absorpční účinné průřezy a vysokou tepelnou vodivost.

Svoji neotřesitelnou pozici v historii laserové techniky má stále materiál YAG ($Y_3Al_5O_{12}$), tj. yttrito-hlinitý granát. Svému dominantnímu postavení na poli laserových aktivních prostředí vděčí svým výborným mechanickým a optickým vlastnostem. Krystal YAG je nejčastěji využíván jako matrice pro aktivátory, zejména příměsí iontů vzácných zemin, viz Obr. 11.



Obr. 11 Struktura krystalu YAG [98].

V posledních 15 letech je nejvíce rozšířenou příměsí YAG monokrystalů pro pulsní i CW lasery v oblasti vlnových délek kolem 1 μm iont ytterbia Yb^{3+} ze skupiny lanthanoidů. Oproti iontům Nd^{3+} se ionty Yb^{3+} v matrici YAG vyznačují jednoduchou strukturou elektronových hladin a výrazně nižším kvantovým defektem. To umožňuje konstrukci vysokovýkonových diodově buzených laserových systémů s vysokou budicí účinností, výhodnými tepelnými vlastnostmi a širokými emisními pásy [38]. Laserový materiál Yb:YAG jako aktivní prostředí, ať už ve formě vypěstovaného laserového krystalu či transparentní laserové keramiky, je díky své vysoké tepelné vodivosti, širokému emisnímu spektru, velkému zisku a výhodnému absorpčnímu pásu (pro konvenční laserové diody s vysokou zářivostí [99]) pochopitelnou volbou pro pikosekundové laserové systémy s vysokým středním výkonem [100].

Emisní plná šířka v polovině maxima (FWHM) Yb:YAG aktivního prostředí je při pokojové teplotě rovna 8,13 nm a transformační mez Gaussovského pulsu odpovídá délce 191 fs. Běžně však nelze získat z těchto výkonových laserových systémů

kratší pulsy než 1 ps z důvodu efektu spektrálního zužování pásma zisku u zesilovačů s velkým ziskem (viz kap. 6.3.3).

Nové slibné materiály, které jsou předmětem aktuálního zkoumání, jsou Yb:CALGO ($\text{Yb}^{3+}:\text{CaGdAlO}_4$) [101–104] a Yb:CaF₂ [105–114], které mají šířku emisního spektra cca 60-70 nm FWHM. Jejich nevýhodou je menší tepelná vodivost a nižší zisk. Další aktivní prostředí vhodné pro femtosekundové zesilovače je Ti:safír [115]. Mezi jeho výhody patří vysoká tepelná vodivost (33 W/m·K) a velmi široké emisní spektrum až 200 nm umožňující generaci laserových pulsů o délce < 30 fs [116]. Mezi jeho nevýhody patří zejména velký kvantový defekt (33 %), který klade vysoké nároky na chlazení aktivního prostředí, a dále pak nepřímé buzení aktivního prostředí pomocí druhé harmonické frekvence laseru Nd:YAG, Nd:YLF nebo Nd:YVO₄, jež zvyšuje složitost celého systému³. Komerčně dostupné Ti:safírové zesilovače pracující v oblasti 0,1 – 1 MHz dosahují střední výkon pouze v řádu jednotek watt. Z praktického pohledu průmyslových aplikací a obrábění však v současné době není téměř žádná poptávka po sub-100 fs vysokovýkonových systémech. Příliš krátké pulsy vedou ke generování plazmatu na povrchu obráběného materiálu a nutnosti redukovat energie pulsů i rychlost obrábění. Optimální se dle zkušeností jeví délky pulsů okolo 300 fs.

4.4.1 Yb:YGAG

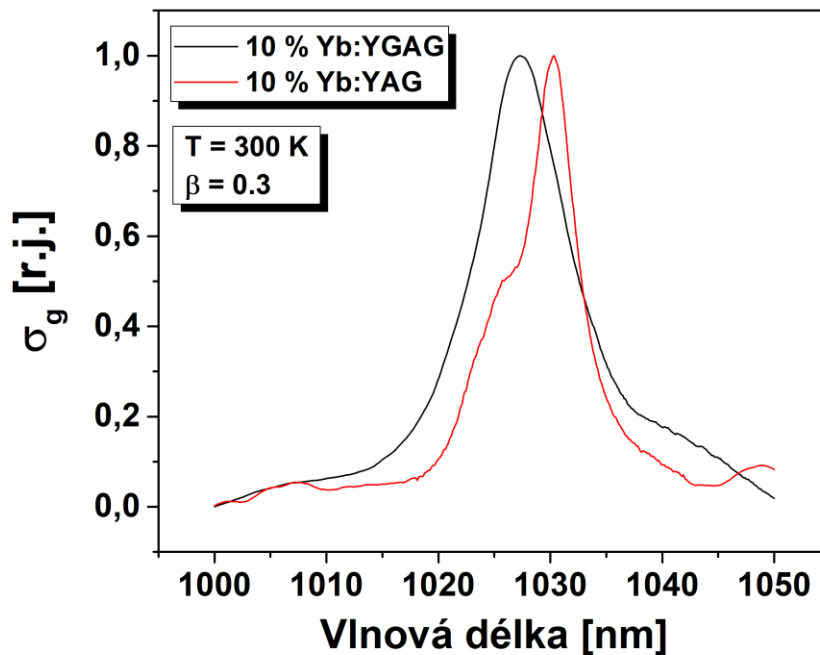
Vhodnou alternativou by mohl být materiál Yb:YGAG, který je zkoumán v laserovém centru HiLASE a na KFE FJFI ČVUT v Praze.

YGAG ($\text{Y}_3\text{Ga}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$) je matrice, která patří do skupiny tzv. smíšených granátů. Od struktury YAG krystalu se liší v místě osmistěnu, kde jsou ionty hliníku nahrazeny ionty galia. Se zvyšující se koncentrací iontů galia lze přeměnit YAG přes YGAG až do formy YGG ($\text{Yb}:\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$). Různým složením, resp. koncentrací iontů Ga lze tudíž měnit mřížkové parametry matrice, což vede k různě silným interakcím s okolím a tím

³ S postupným vývojem budících laserových diod na vlnové délce 520 nm (zejména vyšší výkon a zářivost) lze očekávat, že Ti:safírové lasery zažijí opět renesanci díky celkové účinnosti a najdou své místo v aplikačních oblastech s vyšším středním výkonem [159, 160].

pádem ke změnám tvaru a intenzity emisního spektra [98, 117]. Nestechiometrickou volbou iontů galia lze docílit posunu maxima a změny tvaru emisní křivky [118].

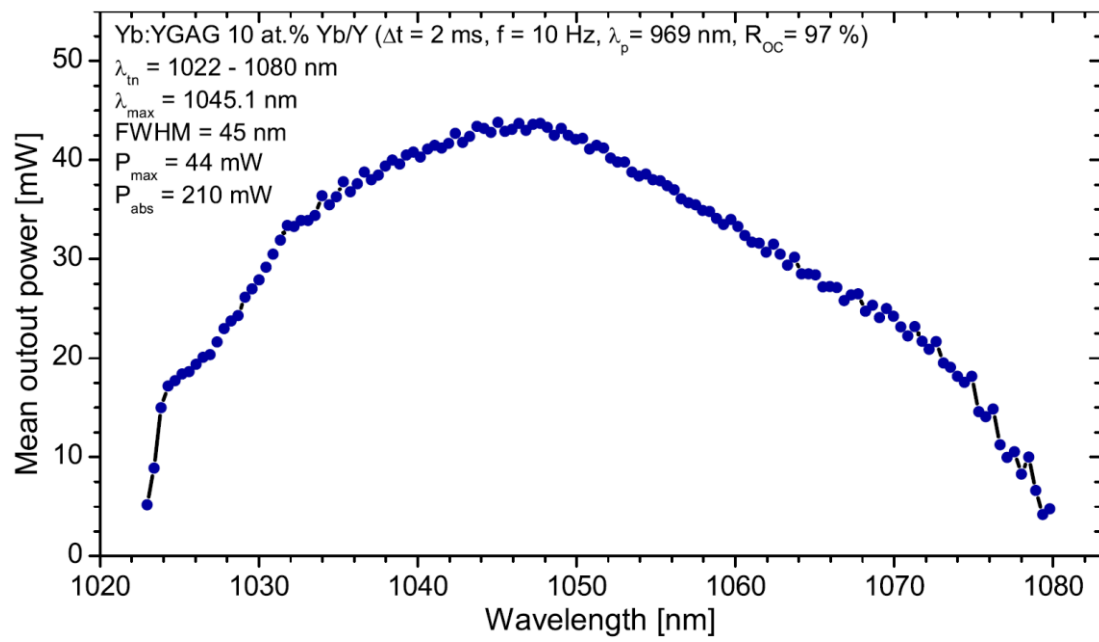
Mezi jeho pozitivní vlastnosti patří větší spektrální šířka zisku za pokojové teploty (Obr. 12), vysoká tepelná vodivost blíží se vodivosti Yb:YAG při stejné koncentraci aktivních iontů a dokonce čtyřnásobná šířka zisku při kryogenních teplotách oproti Yb:YAG [119]. Široká přeladitelnost (Obr. 13) a velmi blízké maximum absorpčního i emisního spektra blízká Yb:YAG laseru umožňuje využití budících diod a části optiky ze stávajících Yb:YAG laserů, což je velmi výhodné z hlediska nákladů. YGAG si také zachovává vynikající mechanické vlastnosti YAG krystalů.



Obr. 12 Srovnání spektrálních šířek normalizovaných účinných průřezů zisku σ_g zisku pro Yb:YAG a Yb:YGAG materiál.

T – teplota materiálu, b – inverze populace. Data použita z [110, 119].

Potenciál YGAG materiálu v produkci výstupních pulsů s délkou 1 ps byl již naší skupinou ověřen v oblasti kryogenně chlazeného oscilátoru [120]. Dosažitelná délka pulsů kryogenně chlazených Yb:YAG zesilovačů zpravidla neklesá pod 4 ps. YGAG materiál lze vyrobit ve velkých rozměrech a s vysokou koncentrací dopantů ve formě laserové izotropní transparentní keramiky, což je u klasického pěstování krystalů obtížné, ne-li nemožné.



Obr. 13 Rozsah přeladitelnosti vlnových délek diodově buzeného Yb:YAG laseru [121].

5 Metody měření a technické specifikace použitých přístrojů

5.1 Měření výkonu a energie optických pulsů

Pro měření výkonu budících diod či generovaného záření z laserových systémů byly použity sondy založené na principu termoelektrického jevu, fotoelektrického jevu a pyroelektrického jevu. Sensory s termoelektrickým článkem jsou vhodné na měření výkonu od jednotek až po stovky wattů, zatímco senzory založené na fotoelektrickém jevu jsou určeny spíše pro malé výkony do 1 W [122]. Pro měření energie či stability optických pulsů z pulsních laserových systémů (<200 kHz) se využívá pyroelektrických senzorů [123]. Přehled základních parametrů použitých sond je uveden v Tab. 2.

Název sondy	Typ senzoru	Spektrální rozsah	Maximální výkon (energie v pulsu)	Reference
OPHIR L50(150)A-PF-35	Termoelektrický	0.15-20 μm	150 W, 300 J	[124]
OPHIR 3A-PF-12	Termoelektrický	0.15-20 μm	3 W, 2 J	[125]
OPHIR PD300-1W	Fotoelektrický	350-1100 nm	1 W, 200 μJ	[126]
GENTEC M6-6-PY	Pyroelektrický	0.35 - 2.5 μm	5 W, 2 mJ	[123]

Tab. 2 Přehled základních parametrů použitých sond pro měření optického výkonu.

5.2 Měření spektrálních charakteristik optického záření

Pro charakterizaci spektrálních vlastností optického záření s FWHM (> 1 nm) jsem použil konvenční spektrometry firmy *OceanOptics*, jež jsou založeny na přímé detekci jednotlivých spektrálních složek záření difraktovaného z difrakční mřížky. Pro úzkospektrální záření s FWHM (<1 nm) jsem použil spektrometr založený na principu rekonstrukce spektra z měřeného signálu pomocí vhodné integrální transformace transformace. Konkrétně v tomto případě se jedná o techniku Stationary-Wave Integrated Fourier Transform Spectrometry (SWIFTS™) [127]. Principem této metody detekce

stojatého vlnění v oblasti evanescentního pole vlnovodu na uměle vytvořených rozptylových bodech a použití Lippmannovy transformace. Výhodou této techniky jsou malé rozměry, absence jakýchkoli pohyblivých částí a velmi vysoké rozlišení (jednotky pm). Nevýhodou jsou pak úzké spektrální rozsahy detekce. Souhrn použitých spektrometrů je uveden v (Tab. 3).

Název spektrometru	Typ spektrometru	Spektrální rozsah	Rozlišení	Reference
OceanOptics USB2000+	mřížkový	0.847-1.104 μm	0.4 nm	[128]
OceanOptics HR4000	mřížkový	0.909-1.074 μm	0.11 nm	[129]
Resolution Spectra Sys- tem MICRO Spectra	fourierovský	959-983 nm, 1018-1036 nm	7-20 pm	[130]

Tab. 3 Přehled základních parametrů použitých spektrometrů pro měření laserového záření.

5.3 Měření prostorových vlastností svazků laserového záření

Výstupní kvalitu (příčný profil) laserového svazku jsem měřil pomocí kamery *Cinogy CMOS-1201-Nano* s čipem o velikosti 6.8 x 5.4 mm. K vyhodnocení či porovnání kvality laserových svazků se používá tzv. M^2 parametr kvality svazku, který se vypočítá ze znalosti kaustiky svazku (závislosti poloměru svazku podél směru šíření) a je definován jako

$$\theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.11.)$$

kde θ poloviční úhel divergence svazku, λ je vlnová délka záření a w_0 je poloměr krčku svazku. Jinými slovy se dá parametr M^2 vyjádřit jako míra odlišnosti od ideálního difrakčně limitovaného gaussovského svazku.

5.4 Měření časového průběhu pulsů laserového záření

Pro měření časového průběhu pulsů laserového záření s délkou >1 ns jsem použil metodu přímé detekce pomocí digitálního osciloskopu *Tektronix DPO7354C* s analogovou šířkou pásma 3,5 GHz, maximální vzorkovací rychlostí 40 GS/s a fotodiody s vhodným spektrálním rozsahem pro detekci a dostatečnou šířkou pásma. Seznam použitých fotodiód je uveden v Tab. 4.

Název fotodiody	Náběžná hrana	Spektrální rozsah	Materiál detektoru
Alphas UPD-35-IR2	<35 ps	800–1700 nm	InGaAs
EOT ET-3500	<25 ps	800–1700 nm	InGaAs
Thorlabs PDA10D2	<15 ns	800–1700 nm	InGaAs

Tab. 4 Přehled základních parametrů použitých fotodiód.

Pro měření časového průběhu pulsů laserového záření s délkou v rozmezí (0,1–100 ps) se používají autokorelační metody. Mezi běžně používanou metodu měření patří intenzitní autokorelace, kde se měřený puls rozdělí pomocí děliče svazku na dvě kopie, které mezi sebou s definovaným časovým zpožděním interagují a generují v nelineárním prostředí záření o jiné frekvenci. Jako nelineární prostředí se nejčastěji používá krystal pro generaci druhé harmonické frekvence a měřená veličina je intenzita druhé harmonické frekvence v závislosti na vzájemném zpoždění pulsů. Časový průběh pak nazýváme intenzitní autokorelační funkcí druhého řádu $I_{2\omega}(\tau)$, kde $I(t)$ a $I(t - \tau)$ je

$$I_{2\omega}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (2.12.)$$

intenzita dvou vzájemně zpožděných pulsů o čas τ . Ze znalosti průběhu autokorelační funkce a předpokládaného tvaru pulsu můžeme odhadnout časovou délku měřeného pulsu.

Další metoda, kterou jsme schopni měřit nejen časový průběh pulsu, ale i spektrální fázi, je metoda *frekvenčně rozlišeného optického hradlování* FROG (Frequency-Resolved Optical Gating) [131]. Jedná se o techniku, kdy se z naměřených spektrálně rozlišených autokorelací (spektrogramů) iterativně rekonstruuje intenzita a fáze neznámého pulsu pomocí algoritmů *zobecněných projekcí* (Generalized Projections) [132]. Samotné měření bylo provedeno na autokorelátořech APE PulsCheck [133].

6 Yb:YGAG femtosekundový laserový systém

Tato kapitola je věnována analýze spektroskopických vlastností Yb:YGAG materiálu a možnosti jeho použití jako aktivního prostředí pro femtosekundové laserové systémy s vyšším středním výkonem. Dále jsou zde uvedena měření termomechanických vlastností Yb:YGAG materiálu potřebná pro návrh laserového rezonátoru femtosekundového zesilovače. V neposlední řadě jsou zde prezentována naměřená data výstupních charakteristik femtosekundového laserového systému a jeho provozních vlastností.

Pro stavbu femtosekundového systému jsem zvolil CPA koncept s kompaktním vláknovým oscilátorem, prodlužovačem, regenerativním zesilovačem a kompresorem pulsů viz Obr. 14.



Obr. 14 Blokové schéma Yb:YGAG femtosekundového laserového systému.

6.1 Yb:YGAG – spektroskopické a termomechanické vlastnosti

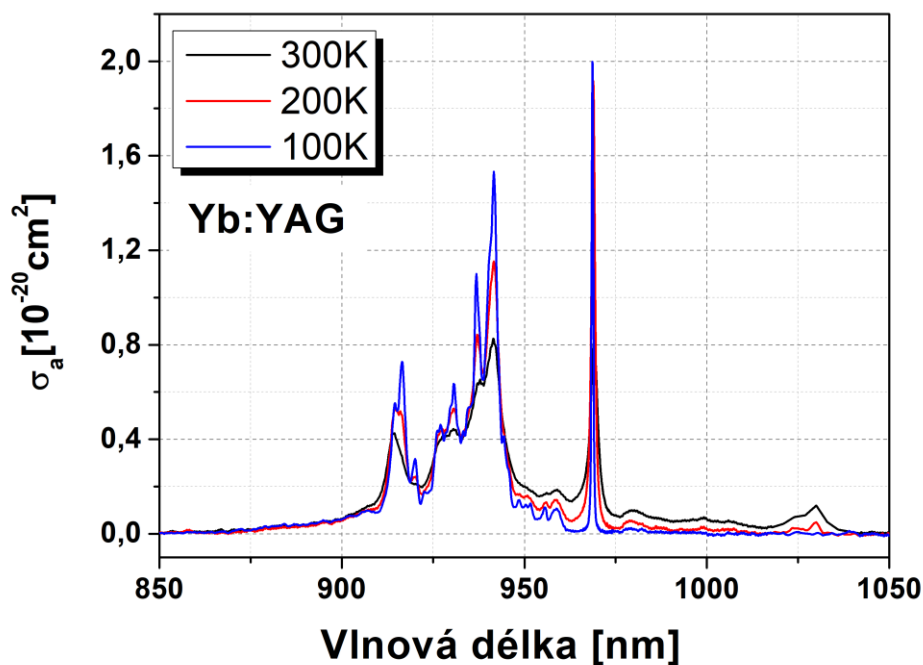
Před samotným návrhem laserového rezonátoru pro regenerativní zesilovač si shrneme některé podstatné spektroskopické vlastnosti, které byly doposud naměřeny pro Yb:YAG a porovnáme je s daty pro Yb:YGAG.

Z křivek účinného průřezu pro absorpci (Obr. 15 a Obr. 16) je patrné, že Yb:YGAG je možné účinně budit, obdobně jako u Yb:YAG, v oblasti 940 nm běžnými širokospektrálními⁴ diodami a v oblasti 969 nm (ZPL) úzkospektrálními diodami. Výhodou širokého absorpčního pásma v oblasti 940 nm oproti 969 nm je možnost budit

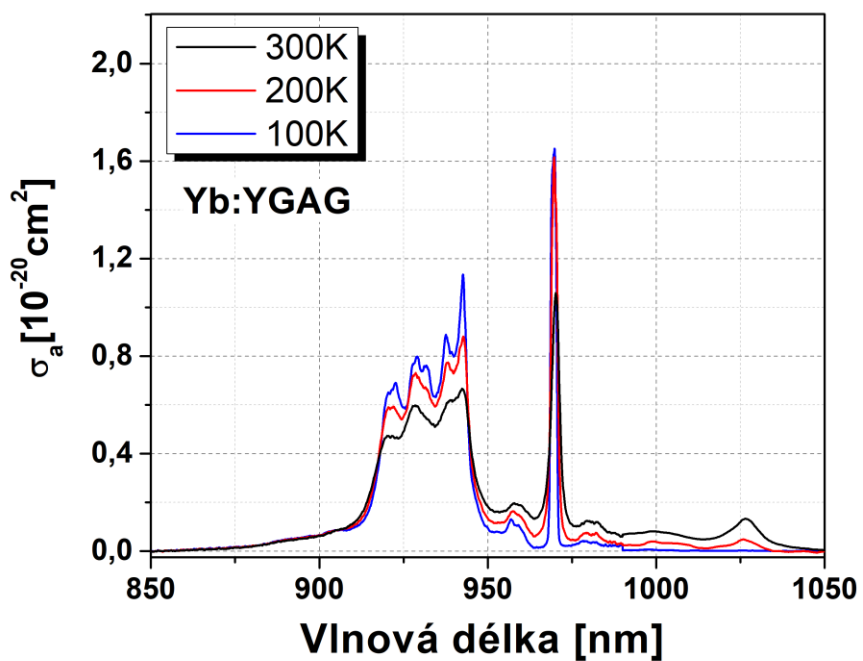
⁴ V kontextu buzení aktivního prostředí, pojem širokospektrální zde představuje emisní šířku budičích diod v jednotkách nm FWHM. Úzkospektrální budičí diody s braggovskou mřížkou pak mají emisní šířku ve stovkách pm FWHM.

aktivní prostředí levnějšími a dostupnějšími zdroji záření bez nutnosti stabilizace výstupní vlnové délky budícího zdroje. Nevýhodou je vyšší kvantový defekt s přítomností nelineární fononové relaxace [134, 135].

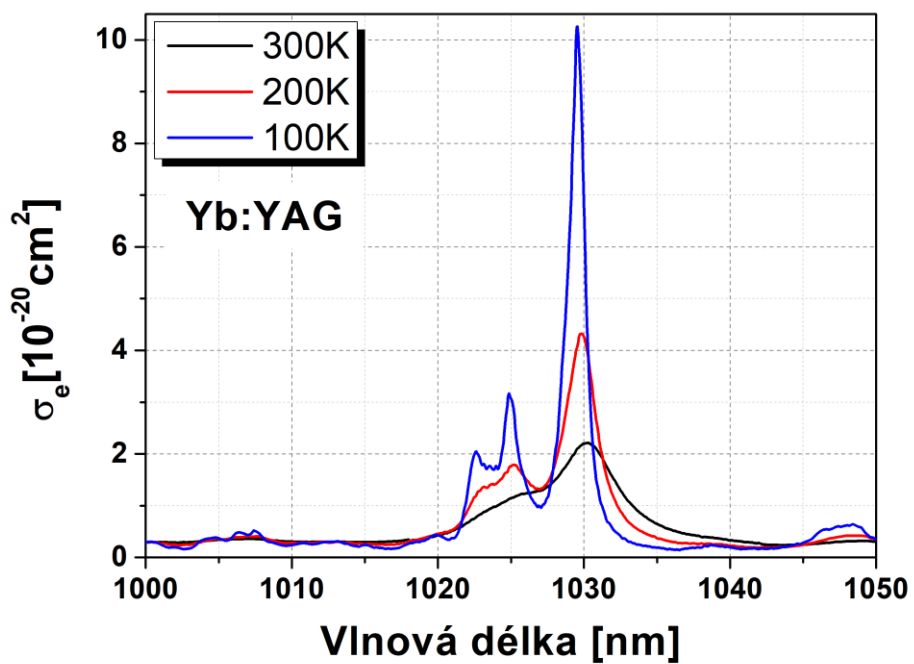
Emisní spektra Yb:YGAG v Obr. 18 jsou velmi blízká spektrům Yb:YAG v Obr. 17 s centrální vlnovou délkou 1030 nm. Pro stavbu laserových systémů lze tedy jednoduše využít stávající optické elementy s AR/HR vrstvami optimalizovanými pro provoz Yb:YAG laserových systémů v oblasti blízké vlnové délce 1030 nm s minimálními ztrátami.



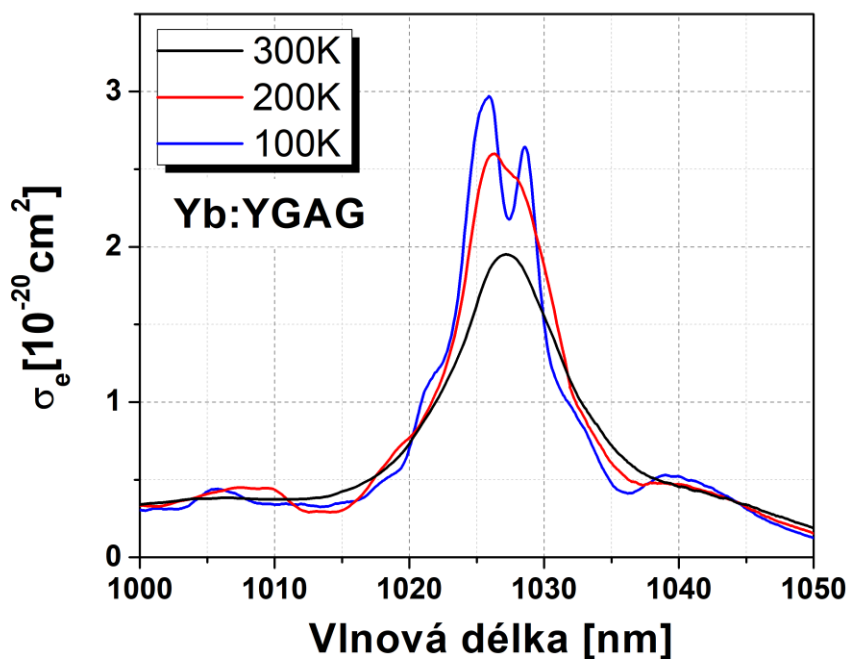
Obr. 15 Účinný průřez pro absorpci Yb:YAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [110].



Obr. 16 Účinný průřez pro absorpci Yb:YGAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [119].



Obr. 17 Účinný průřez pro stimulovanou emisi Yb:YAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [110].



Obr. 18 Účinný průřez pro stimulovanou emisi Yb:YGAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [119].

Pro celkové zhodnocení relevantnosti použití Yb:YGAG materiálu jako aktivního prostředí pro systémy s vysokým středním výkonem je klíčová hodnota koeficientu tepelné vodivosti. K tomuto účelu byly vybrány dva dostupné vzorky Yb:YGAG materiálu s 5% a 10% dopací iontů ytterbia. Přímá měření byla provedena na teplotním analyzátoru TCI (společnosti C-Therm) [136] pomocí metody MTPS. Princip této metody spočívá ve výpočtu koeficientu tepelné vodivosti zkoumaného materiálu ze znalosti průběhu teploty (el. napětí) v závislosti na čase mezi přesně definovaným zdrojem tepla a senzorem. Přesnost měření podle výrobce je $\pm 5\%$. Výsledky měření jsou uvedeny v Tab. 5 a porovnány s hodnotami Yb:YAG materiálu.

Hodnoty koeficientu tepelné vodivosti u Yb:YGAG materiálu jsou sice o 15 % menší než-li u Yb:YAG, ale stále dostatečné pro provoz regenerativního zesilovače. Nižší koeficient tepelné vodivosti byl očekáván a je jakousi daní za výhodné spektrální vlastnosti (širší pásmo zisku) a souvisí s mírou nečistot (dopace iontů Ga) v matici YAG.

Materiál	Koncentrace Yb/Y [at.%]	Hustota [kg/m ³]	Tepelná kapacita [J/kg·K]	Tepelná di- fuzivita [mm ² /s]	Tepelná vodi- vost [W/m·K]	Reference
Yb:YGAG	5	5137	359	0,00204	5,96	
Yb:YGAG	10	5264	452	0,00152	5,52	
Yb:YAG	5	4660	630	0,00172	5,4	[137]
	5				7,9	[138]
	5				7,1	[139]
	5				6,8	[139]
Yb:YAG	10	4770	660	0,00162	5	[137]
	10				6,2	[139]
	10				6,6	[140]

Tab. 5 Naměřené termomechanické parametry Yb:YGAG a Yb:YAG parametrů nalezených v literatuře pro stejné koncentrace aktivních iontů.

6.2 Vláknový laser s normální disperzí

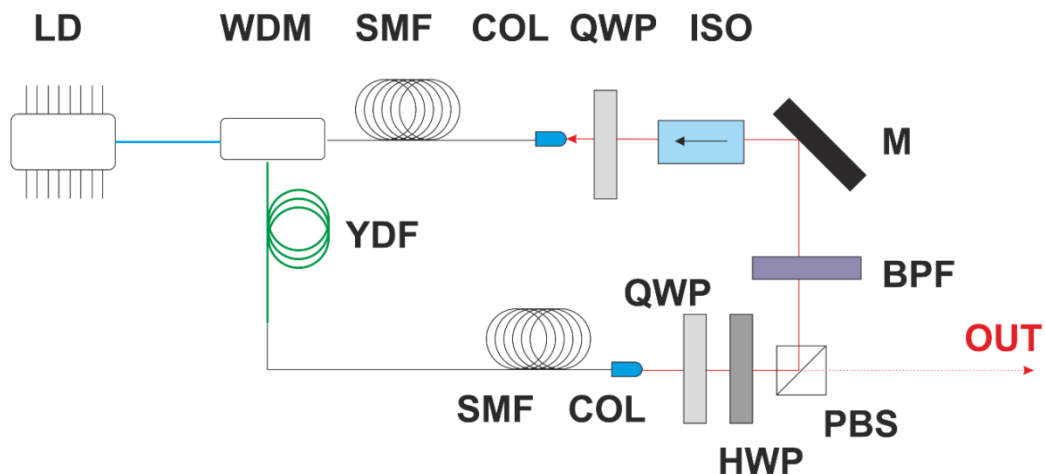
Laserový oscilátor je zdroj optických pulsů vykazující dlouhodobou časovou i výkonovou stabilitu. V praxi se pro potřeby laserových zesilovacích řetězců často používají vláknové oscilátory pracující v režimu synchronizace módů, protože mají velmi kvalitní prostorový profil svazku blízký se základnímu příčnému módu. Mezi hlavní přednosti patří, kromě výše zmíněných, skladnost, jednoduchá údržba, flexibilita a pořizovací cena.

Pro účely této práce byl zkonstruován vláknový laser s normální disperzí (*ANDi laser – All-normal dispersion laser*). ANDi oscilátory jsou univerzální zdrojem koherentních pulsů s variabilní časovou délkou, výstupním spektrem, výkonem a opakovací frekvencí. V závislosti na volbě použitých komponentů, lze dosáhnout poměrně širokých výstupních parametrů a uzpůsobit tak oscilátor pro konkrétní aplikace. Předností ANDi oscilátorů je relativně velká⁵ energie v pulsu (až 15 nJ) [141]. Vznik a šíření laserových pulsů v rezonátoru je popsáno komplexní Ginzburg-Landau rovnicí třetího a pátého řádu (*CQGLE – cubic-quintic Ginzburg-Landau equation*), jejíž

⁵ V oscilátorech se solitonovým řešením šíření pulsů bývá výstupní energie ve stovkách pJ.

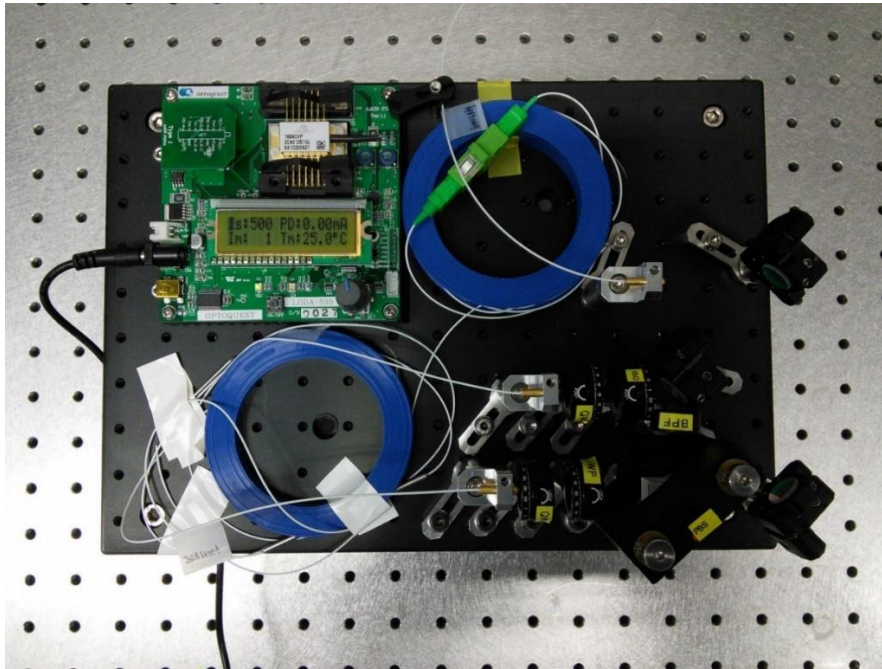
řešením jsou disipativní solitony. Jedná se o specifické řešení nelineární Schrödingery rovnice pro prostředí s normální disperzí [142].

K dosažení pasivní synchronizace módů ve vláknovém laseru s normální disperzí se využívá tzv. jevu nelineárního stáčení polarizace, který je vyvažován materiálovou disperzí a hustotou výkonu záření v rezonátoru laseru. Jedná se o projev kerrovské nelinearity ve vlákně. Přesněji řečeno, šířící se intenzivní puls ve vlákně indukuje anizotropii a změnu eliptické polarizace. Pootočení vlnových desek v rezonátoru laseru umožňuje kontrolovat míru změny polarizace a umožnit šíření i vyvážání krátkých ps pulsů s horizontální polarizací mimo kruhový rezonátor. Schéma a realizace vláknového oscilátoru je na Obr. 19 a Obr. 20.



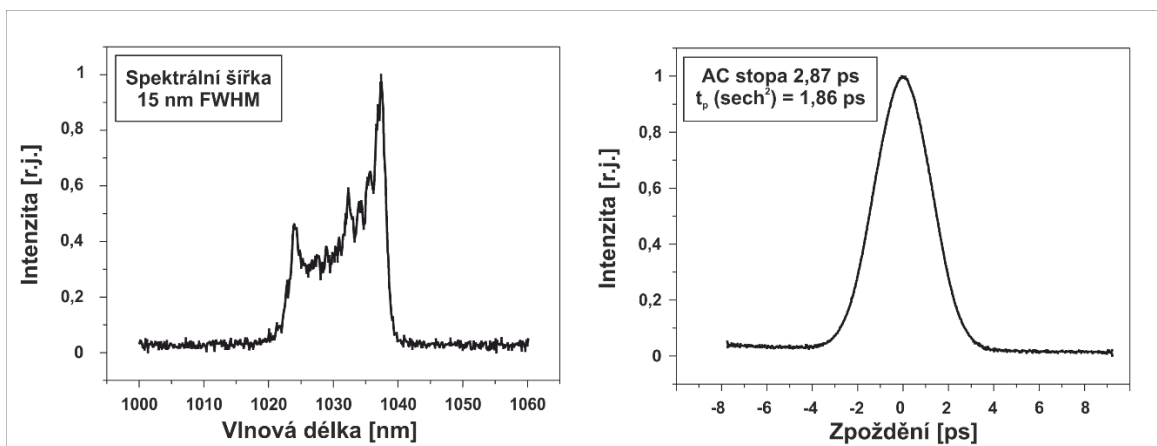
Obr. 19 Schéma vláknového laseru s normální disperzí.

LD – budící laserová dioda, WDM – vazební člen, YDF – ytterbium dopované vlákno, SMF – jednovidové vlákno, COL – vláknová kolimační čočka, QWP – čtvrtvlnná deska, HWP – půlvlnná deska, PBS – polarizační dělič svazku, BPF – úzkopásmový filtr, ISO – optický izolátor.



Obr. 20 Pohled na kompaktní vláknový lasers normální disperzí pracující v režimu pasivní synchronizace módů.

Vláknový oscilátor byl buzen laserovou diodou o vlnové délce 976 nm (maximum absorpce Yb:skla). Maximální výstupní střední výkon ve stabilním režimu synchronizace módů byl 50 mW, opakovací frekvence 63,68 MHz a délka výstupního čerpaného pulsu zhruba 1,86 ps (intenzitní autokorelace, sech^2 fit). Odpovídající energie v pulsu je 0,8 nJ. Výstupní spektrální šířka pulsu byla 15 nm (FWHM), což je dostatečně široké spektrum pro zesílení v aktivním prostředí Yb:YGAG, viz Obr. 21. Transformační mez pro výstupní puls z vláknového oscilátoru, pokud bychom kompenzovali disperzi vhodným kompresorem, je 74 fs. Vláknový oscilátor je velmi kompaktní, včetně ovladače laserové diody měří pouze 250x375 mm, viz Obr. 20Obr. 21.

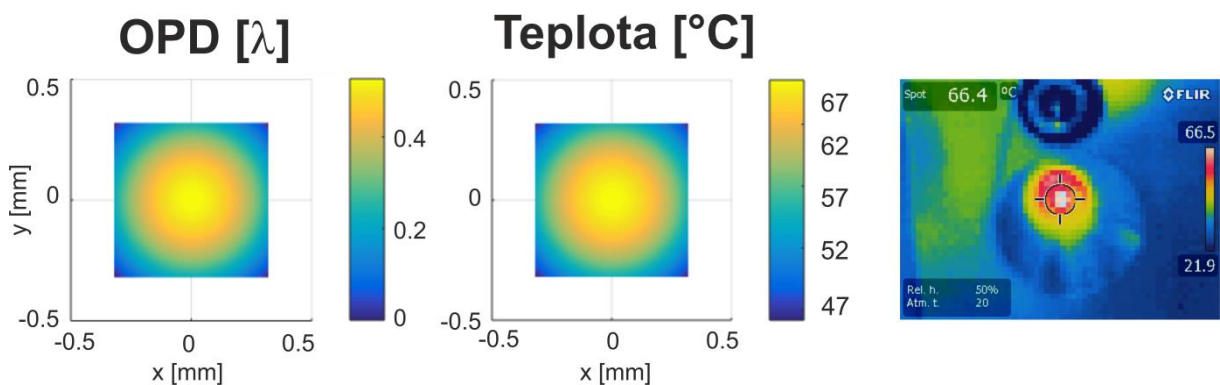


Obr. 21 Profil spektrální šířky výstupního pulsu z vláknového oscilátoru (vlevo) a délka výstupního pulsu z vláknového oscilátoru (vpravo).

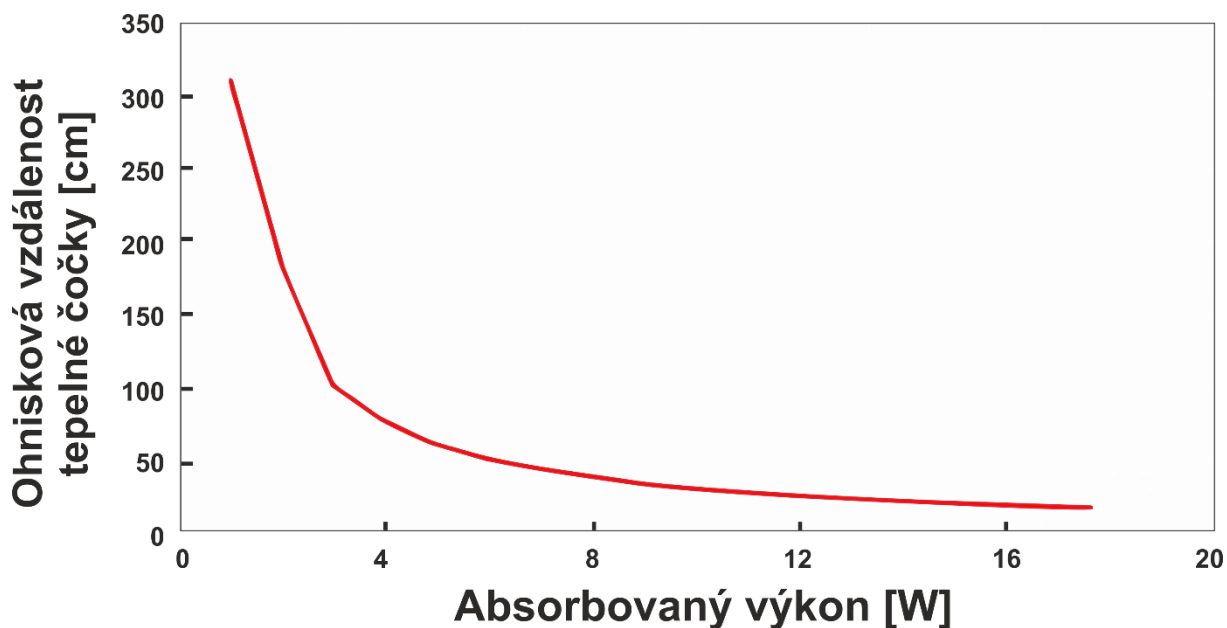
6.3 Regenerativní zesilovač

6.3.1 Návrh regenerativního zesilovače

Pro návrh stabilního laserového rezonátoru regenerativního zesilovače je klíčová znalost tepelné čočky. Pro tento účel byly provedeny simulace pomocí metody konečných prvků v softwaru Comsol Multiphysics. Jako vstupní parametry byly použity naměřené hodnoty z Tab. 5, dále pak znalost absorpce záření na budící vlnové délce 969 nm, které činí 56 %, v Yb:YGAG vzorku o tloušťce 1,5 mm, obdélníkový příčný profil budícího svazku, 500 um průměr budící stopy, 6% kvantový defekt, chladicí voda o teplotě 18 °C a geometrie chladiče. Další neznámé parametry byly odhadnuty z Yb:YAG materiálu [143]. Výsledek simulací je teplotní rozložení a deformace vzorku, ze kterých byla následně vypočítána změna optické dráhy svazku (OPD) a ohnisková vzdálenost tepelné čočky pro různé budící výkony, viz Obr. 22 a Obr. 23.



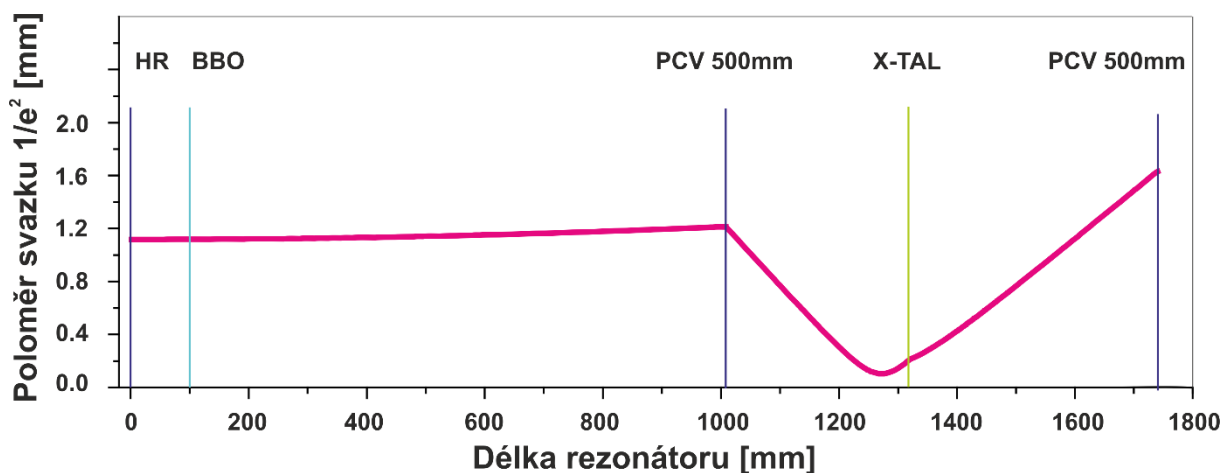
Obr. 22 (Vlevo) Výpočet změny optické dráhy svazku (OPD – Optical Path Difference) a rozložení teploty v oblasti buzení Yb:YGAG vzorku upevněného v chladiči. (Vpravo) Změřený teplotní snímek Yb:YGAG vzorku při maximálním buzení.



Obr. 23 Výpočet ohniskové vzdálenosti tepelné čočky jako funkce absorbovaného budicího výkonu.

Ze simulací je patrné, že největší vliv na vznik tepelné čočky má příspěvek teplotního gradientu absorbovaného budicího záření. Na základě vypočítaných závislostí byl navržen stabilní laserový rezonátor pracující v jednomódovém režimu, pokud možno v co nejširším intervalu optické mohutnosti termické čočky v aktivním prostředí. Validita výpočtu tepelné čočky byla experimentálně ověřena měřením stability a velikosti výstupního svazku regenerativního zesilovače v závislosti na definované změně délky rezonátoru. Maximální teplota vzorku naměřená pomocí termokamery FLIR A65 byla ve středu budicí plochy přibližně 66 °C, což je ve shodě s provedeným výpočtem, viz Obr. 22.

Návrh laserového rezonátoru regenerativního zesilovače byl proveden v softwaru reZonator [144]. Program umožňuje návrh laserových rezonátorů a výpočet šíření gaussovských svazků v soustavě optických elementů pomocí ABCD maticového formalismu. Průběh poloměru gaussovského svazku v laserovém rezonátoru regenerativního zesilovače je zobrazen na Obr. 24.

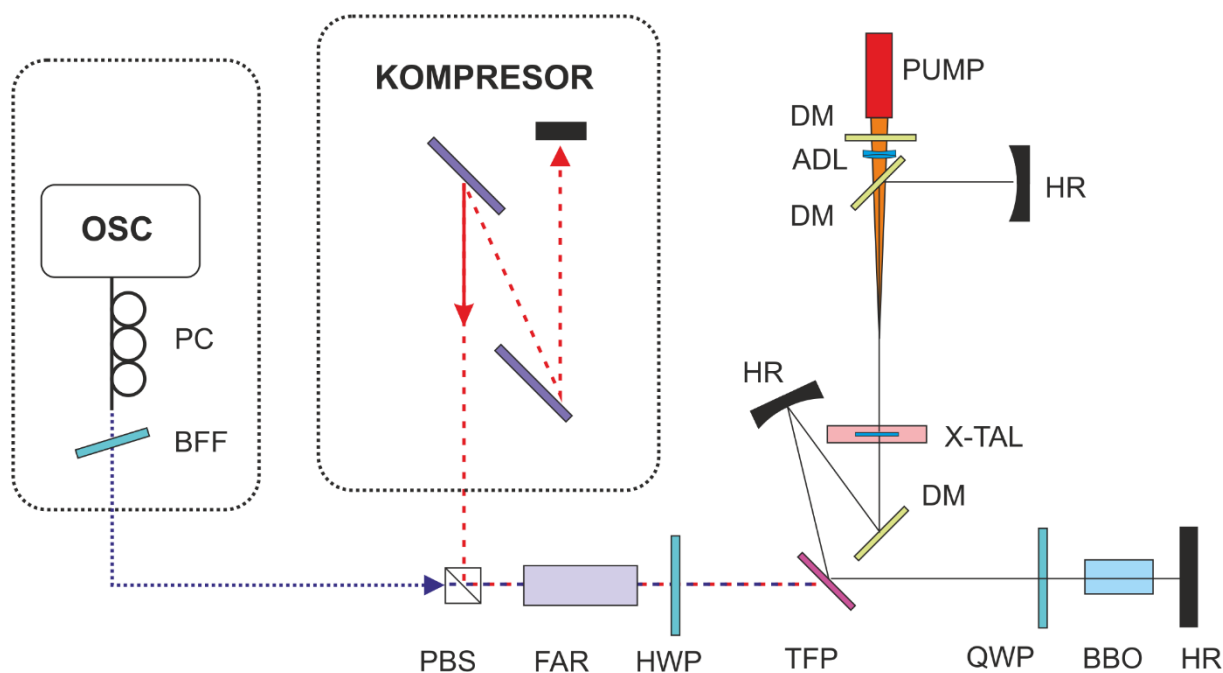


Obr. 24 Průběh poloměru Gaussovského svazku v laserovém rezonátoru regenerativního zesilovače.

HR – vysoce odrazné zrcadlo, BBO – Pockelsova cela, PCV – plankonkávní zrcadlo a X-TAL – Yb:YGAG.

6.3.2 Konstrukce regenerativního zesilovače

Jako aktivní prostředí byl použit vzorek laserové keramiky Yb:YGAG s 10 at.% dopací Yb o tloušťce 1,5 mm a rozměrech 3,6 x 3,6 mm, jehož čela byla opatřena AR vrstvou pro budící (940 a 969 nm) a laserové (1030 nm) záření. Pro lepší odvod tepla byl vzorek opatřen indiovou folií a uchycen do měděného vodou chlazeného držáku. Aktivní prostředí bylo podélně buzeno kontinuálním zářením skrze dichroické zrcadlo pomocí vláknově vázané laserové diody DILAS (969 nm, 40 W) se stabilizací vlnové délky pomocí VBG (objemové braggovské mřížky). Výstupní apertura budícího vlákna o průměru 200 μm byla zobrazena pomocí achromatického dubletu se zvětšením 1:2,5 do roviny Yb:YGAG vzorku do kruhové stopy o průměru cca 500 μm. Minimální délka rezonátoru ($L_{min} = 1,5$ m) je určena dobou trvání náběžné hrany ($t_{rise} = 10^{-8}$ s) vysokonapěťového pulsu Pockelsovy cely a je dána vztahem $L_{min} \geq c * t_{rise} / 2$, kde c je rychlost světla. Pockelsova cela se totiž musí přepnout během jednoho oběhu pulsu rezonátorem regenerativního zesilovače. Celková délka rezonátoru nakonec byla 1,74 m. Celkové schéma regenerativního zesilovače s oscilátorem i kompresorem laserových pulsů je zobrazeno na Obr. 25.



Obr. 25 Schéma regenerativního zesilovače.

OSC – oscilátor, PC – vláknový polarizační kontrolér, BFF – dvojlomný filtr, PBS – polarizační dělič svazku, FAR – Faradayův rotátor, HWP – půlvlnová deska, TFP – tenkovrstvý polarizátor, HR – vysoce odrazná zrcadla, QWP – čtvrtvlnová deska, XTAL – Yb:YGAG, DM – dichroické zrcadlo, ADL – achromatický dublet a PUMP – budící dioda.

Jako zdroj vstupních pulsů do regenerativního zesilovače byl použit vláknový oscilátor popsaný v kapitole 6.2. Průměr výstupního svazku z laserového oscilátoru byl upraven pomocí teleskopu tak aby odpovídal průběhu svazku v rezonátoru dle návrhu v Obr. 24. Průměr stopy svazku z vláknového oscilátoru v místě Yb:YGAG vzorku byl volen tak aby tvořil 70-80% průměru stopy budícího svazku.

Sekvence laserových pulsů z oscilátoru prochází přes izolátor (tvořený polarizačním děličem, Faradayovým rotátorem a půlvlnovou deskou) do rezonátoru regenerativního zesilovače ve stavu horizontální polarizace. Elektro-optickou uzávěrkou je následně vybrán a uzamčen pouze jeden laserový puls s vertikální polarizací, který se dále zesiluje v laserovém rezonátoru po dobu aktivace čtvrtvlnového napětí na elektro-optické uzávěrci.

Jako elektro-optická uzávěrka byla v rezonátoru použita Pockelsova cela s jednoosým BBO (β -BaB₂O₄) nelineárním krystalem s řezem ve směru optické osy. BBO je hygroskopický, anizotropní krystal, jež vykazuje vysoký práh poškození (4,5 GW/cm²)

a vyšší odolnost vůči piezoelektrickému jevu⁶ [145, 146]. Nevýhodou je jeho nízká hodnota elektrooptického koeficientu r_{22} , což vede k vyšším hodnotám čtvrtvlnového napětí. Potřebné čtvrtvlnové napětí nutné ke stočení lineární polarizace o 90° na dva průchody pulsu Pockelsovou celou pro krystal o délce $L = 25$ mm a tloušťce $d = 5$ mm lze vypočítat dle vzorce (2.13.), kde n_0 je index lomu v prostředí BBO pro vlnovou délku λ .

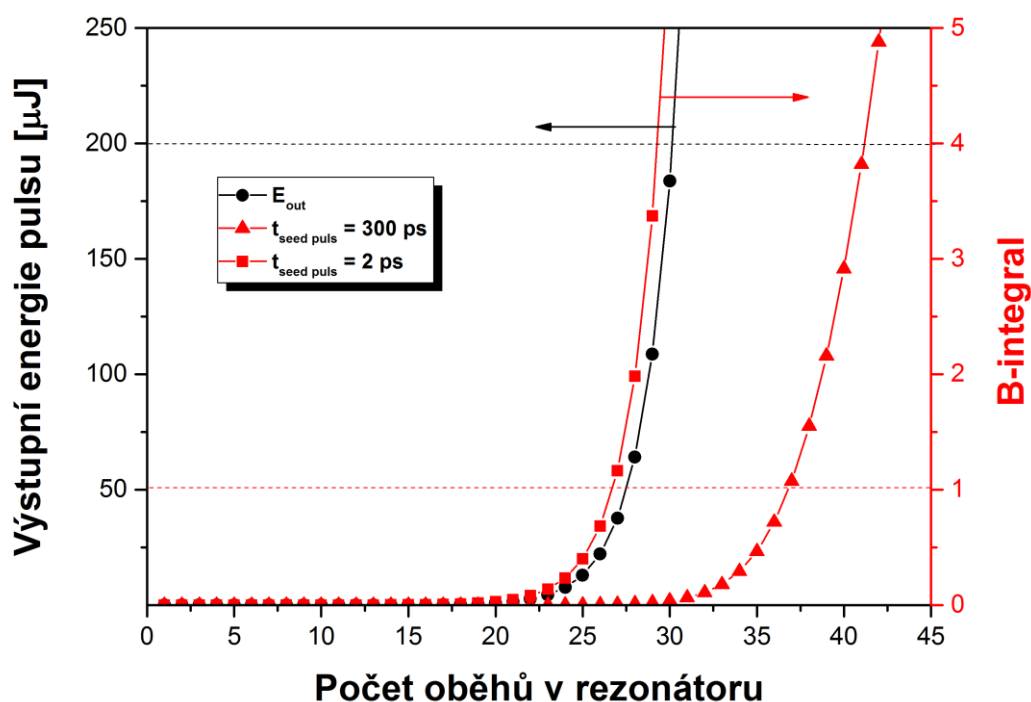
$$U_{\lambda/4} = \frac{\lambda d}{4n_0^3 r_{22} L} \quad (2.13.)$$

Hodnota čtvrtvlnové napětí v tomto případě vychází na 5,1 kV. Krystal BBO byl připevněn mezi dvě měděné elektrody a usazen na keramickou podložku, která byla vodou chlazená. Maximální opakovací frekvence (100 kHz) regenerativního zesilovače byla limitována omezeným výkonem vysokonapěťového zdroje.

Pro bezpečný provoz regenerativního zesilovače bylo zapotřebí vypočítat maximální dobu oběhu vstupního pulsu v rezonátoru, aby se zamezilo nežádoucím nelineárním jevům, resp. minimální možnou délku vstupního pulsu tak, aby bylo možné extrahovat při daném počtu oběhů maximum energie uložené v aktivním prostředí. Pro potřeby simulace průběhu zesílení pulsu a nárůstu akumulované nelineární fáze v Yb:YGAG materiálu (B-integrál) jsem využil spektroskopická data z [119]. Výstupní data získaná z Franz-Nodvikovi rovnice (2.14) pro výpočet zisku společně s akumulovanou nelineární fází dle rovnice (2.9) v závislosti na počtu oběhů v rezonátoru jsou zobrazeny na Obr. 26. Z grafu vyplývá, že pro případ vstupního pulsu z oscilátoru $t_{seed\ puls} = 2$ ps není dosaženo kritické hodnoty B~3-5 dříve, než se stačí vstupní puls zesílit na cílovou hodnotu 10 uJ.

$$G = \frac{E_S}{E_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[e^{\left(\frac{E_{in}}{E_S}\right)} - 1 \right] G_0 \right\} \quad (2.14.)$$

⁶ V literatuře se uvádí pojem *piezoelectric ringing*. Jde o indukovaný elastooptický jev projevující se generací akustických vln v krystalu, jež následně vede k modulaci indexu lomu.



Obr. 26 Výpočet průběhu zesílení vstupního pulsu ($E_m = 20 \text{ pJ}$) z oscilátoru v regenerativním zesilovači a vývoj akumulované nelineární fáze (B-integrálu) v závislosti na počtu oběhů v rezonátoru pro teplotu prostředí 300 K.

Z tohoto důvodu nebylo zapotřebí výstupní puls z vláknového oscilátoru časově prodlužovat. Z grafu je patrné, že k maximální akumulaci B-integrálu dochází během několika posledních oběhů pulsu rezonátorem. Budeme-li pečlivě monitorovat spektrum výstupních pulsů, výstupní výkon a příčný profil výstupního svazku regenerativního zesilovače v závislosti na počtu oběhů v rezonátoru, lze poměrně bezpečně zesilovat i tyto relativně krátké pulsy.

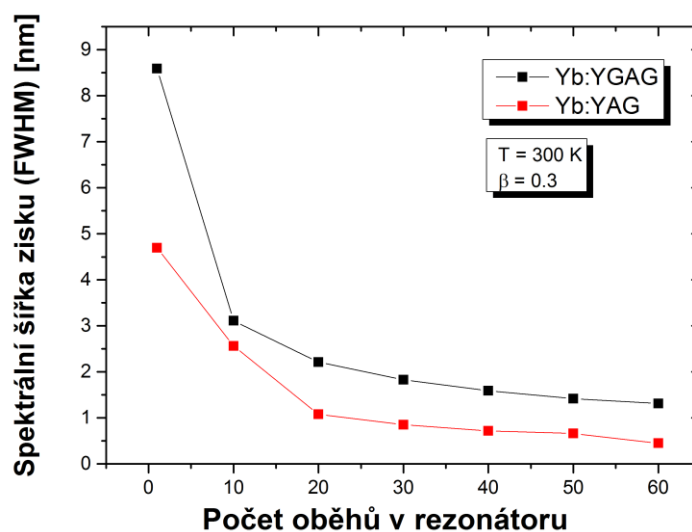
6.3.3 Zužování pásma zisku zesilovače a jeho kompenzace

Jedním z jevů doprovázející průběh zesilování pulsu v zesilovači je spektrální zužování pásma zisku. Jednotlivé spektrální složky zesilovaného pulsu se zesilují s různě velkým koeficientem, který je dán tvarem křivky spektrálního zisku. Centrální spektrální složky s větším zesílením se zesilují rychleji než krajní složky, což vede k postupnému zužování spektra, a tudíž k delším pulsům.

Jedním ze způsobů, jak předejít spektrálnímu zužování pásma zisku je kompenzace pomocí dvojlomného filtru. Dvojlomný filtr je optický prvek z anizotropního

materiálu. Při vhodném natočení optické osy dvojlomného filtru vůči rovině dopadajícího svazku dochází k fázovému rozdílu mezi řádnou a mimořádnou vlnou. Není-li fázový rozdíl fází mezi nimi pro průchodu filtrem celočíselným násobkem 2π , má svazek na výstupu obecně eliptickou polarizaci. Následná transmise svazku na polarizátoru je závislá na vlnové délce a tloušťce filtru a její průběh má sinusový charakter [147]. Vhodným natočením a naklopením dvojlomného filtru lze dosáhnout modulace tvaru vstupního spektra pulsu do zesilovače. Pro kompenzaci zužování pásma zisku jsme v našem případě použili dvojlomné křemenné desky o tloušťce 1,5 mm s AR vrstvami.

Teoretické zúžení pásma zisku vypočítané pro Yb:YAG a Yb:YGAG aktivní prostředí v regenerativním zesilovači je zobrazeno na Obr. 27. Pro výpočet spektrální šířky pulsu (FWHM) jsem uvažoval vstupní dostatečně spektrálně široký obdélníkový puls, znalost účinných průřezů zisku pro Yb:YAG a Yb:YGAG aktivní prostředí pro teplotu $T=300$ K, míru inverze populace $\beta = 0,3$, tloušťku prostředí 1,5 mm a nulové ztráty v rezonátoru. Z grafu je patrné, že šířka spektra pulsu zesíleného v Yb:YGAG regenerativním zesilovači je přibližně dvojnásobná oproti Yb:YAG. Dá se tedy předpokládat, že i délka transformačně omezeného pulsu bude mít dvojnásobně kratší délku trvání ve srovnání s běžnými Yb:YAG laserovými systémy.

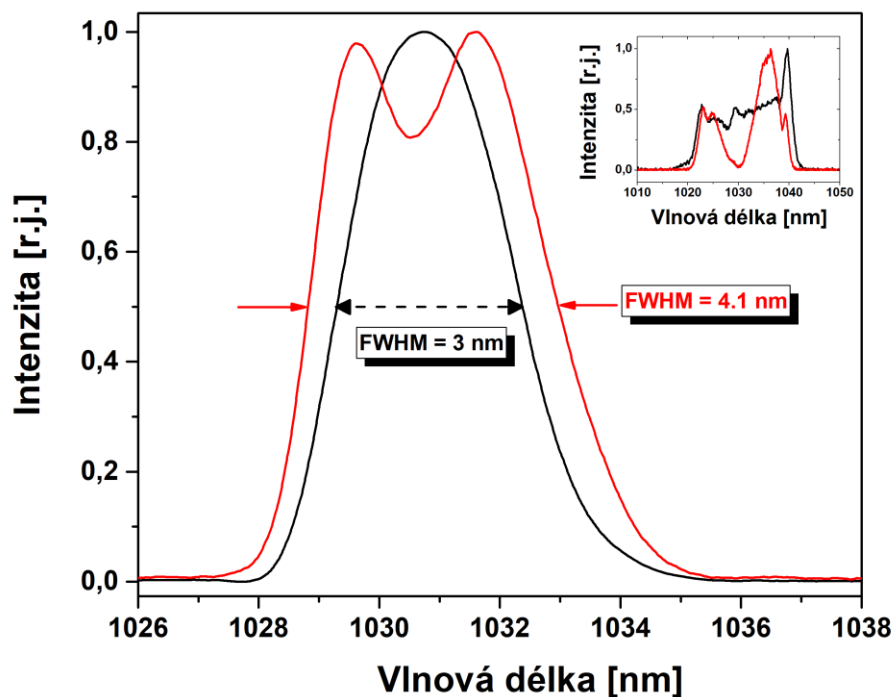


Obr. 27 Výpočet průběhu spektrálního zužování zisku v závislosti na počtu oběhů v rezonátoru pro materiály Yb:YAG a Yb:YGAG.

6.3.4 Výstupní charakteristiky regenerativního zesilovače

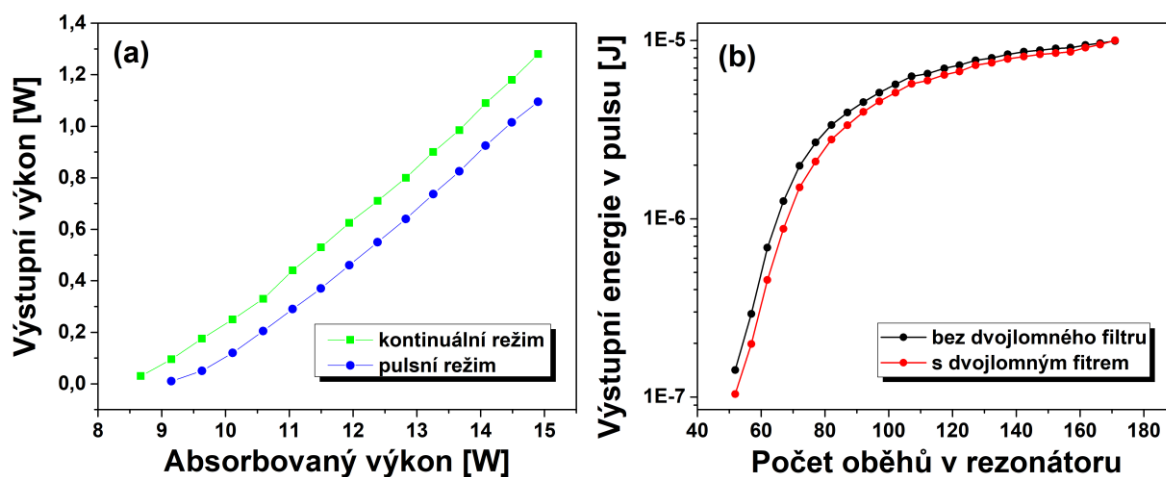
Jeden z hlavních experimentálních cílů bylo dosažení zesílení energie pulsu v regenerativním zesilovači v řádu 10^6 a současně zachování výstupního spektra pulsů co nejširšího, tak aby bylo možné získat po kompresi femtosekundové pulsy.

Na Obr. 28 jsou zobrazeny výstupní spektrální charakteristiky regenerativního zesilovače pro 60 dB zesílení energie pulsu. V pulsním režimu regenerativního zesilovače byla pro vstupní spektrálně nemodulovaný puls výstupní spektrální šířka 3 nm (FWHM), zatímco pro vstupní spektrálně modulovaný puls byla výstupní spektrální šířka 4,1 nm (FWHM). V obou případech byla energie vstupního a výstupního pulsu 9 pJ a 10 μ J. Plné šířky v polovině maxima výstupních spekter z Yb:YAG jsou v obou případech minimálně dvojnásobné ve srovnání s Yb:YAG laserovými systémy s takto velkým zesílením energie v pulsu.

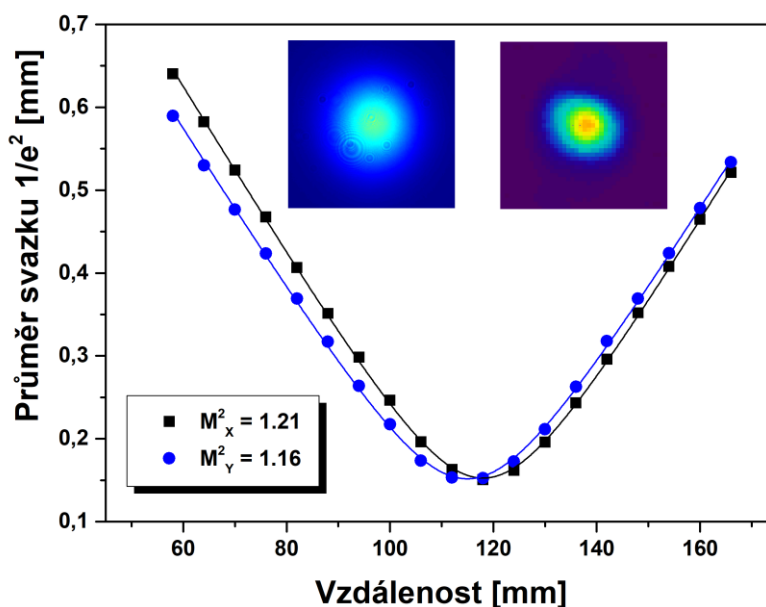


Obr. 28 Výstupní spektrum regenerativního zesilovače při maximálním budícím výkonu pro případ spektrálně modulovaného (červená křivka) a nemodulovaného (černá křivka) vstupního pulsu. Vpravo nahoře: Vstupní spektrum spektrálně modulovaného (červená křivka) a nemodulovaného (černá křivka) pulsu z oscilátoru do regenerativního zesilovače.

Obr. 29 ilustruje výstupní výkonové charakteristiky Yb:YGAG regenerativního zesilovače pro kontinuální a pulsní režim. Maximálního výstupního výkonu 1,3 W bylo dosaženo v kontinuálním režimu s maximálním budícím výkonem 30 W, zatímco v pulsním režimu bylo dosaženo maximálního výkonu 1,1 W s opakovací frekvencí laseru 100 kHz. Celkový čas zesílení laserového pulsu v rezonátoru byl nastaven na 2,05 μ s, což odpovídá 171 oběhům v rezonátoru. Nízká optická účinnost (6 %) laseru byla způsobena méně kvalitními AR vrstvami na BBO krystalu v Pockelsově cele. Měření M^2 parametru kvality výstupního svazku z regenerativního zesilovače pro maximální budící výkon bylo provedeno dle standardu ISO 11146, viz Obr. 30.



Obr. 29 Výstupní výkonové charakteristiky Yb:YGAG regenerativního zesilovače pro kontinuální a pulsní režim. a) Nekomprimovaný výstupní výkon v závislosti na budícím výkonu. b) Výstupní energie v pulsu v závislosti na počtu oběhů v rezonátoru pro vstupní energii 9 pJ.

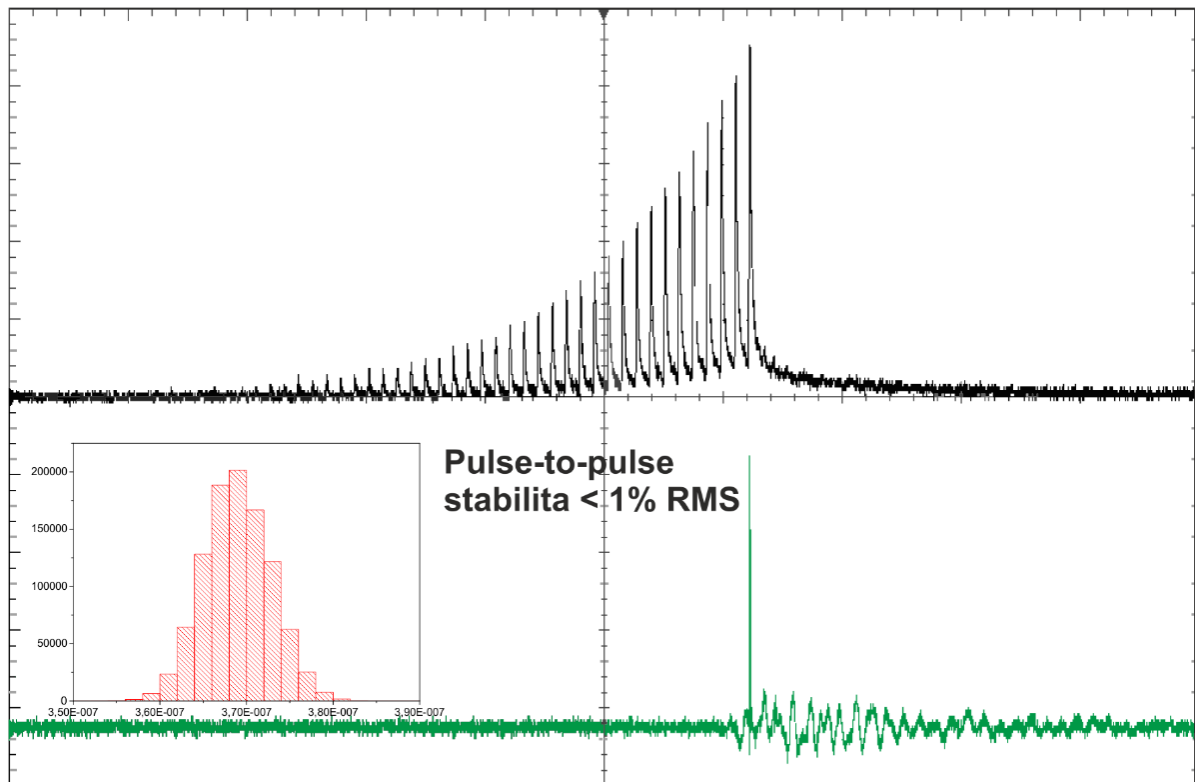


Obr. 30 Měření M^2 parametru kvality výstupního svazku z regenerativního zesilovače při maximálním budícím výkonu. Vlevo nahoře: příčný profil výstupního svazku v blízké zóně. Vpravo nahoře: příčný profil výstupního svazku ve vzdálené zóně. Při měření byla použita čočka s ohniskovou vzdáleností +300 mm,

6.3.5 Stabilita regenerativního zesilovače

Kontinuálně buzené regenerativní zesilovače pracující v oblastech frekvencí blízkých převrácené hodnotě době života fotonu na horní hladině vykazují dynamické průběhy energie zesilovaných pulsů [148–150]. Zesilovací proces závisí zejména průběhu zesílení předchozího pulsů a míře inverze populace hladin aktivního prostředí. Nedostatečná obsazenost horní hladiny vede k jevům bifurkace⁷ či chaotickému režimu zesilování pulsů. Tyto jevy do jisté míry omezují provoz regenerativního zesilovače pro určité frekvence, ale lze jim předejít či částečně kompenzovat např. snížením počtu oběhů v rezonátoru, zvýšením energie vstupního pulsů, zvýšením výkonu budícího záření nebo snížením ztrát v rezonátoru.

⁷ V oblasti laserových zesilovačů se jedná o periodickou generaci výstupních pulsů se dvěma či třemi různě velkými amplitudami.



Obr. 31 Oscilogramy z regenerativního zesilovače. Průběh nárůstu energie zesilovaného pulsu (černá křivka) v rezonátoru. Časový průběh zesíleného pulsu na výstupu regenerativního zesilovače měřený pomalým detektorem. Vlevo dole: Histogram rozdělení energie výstupních pulsů z regenerativního zesilovače.

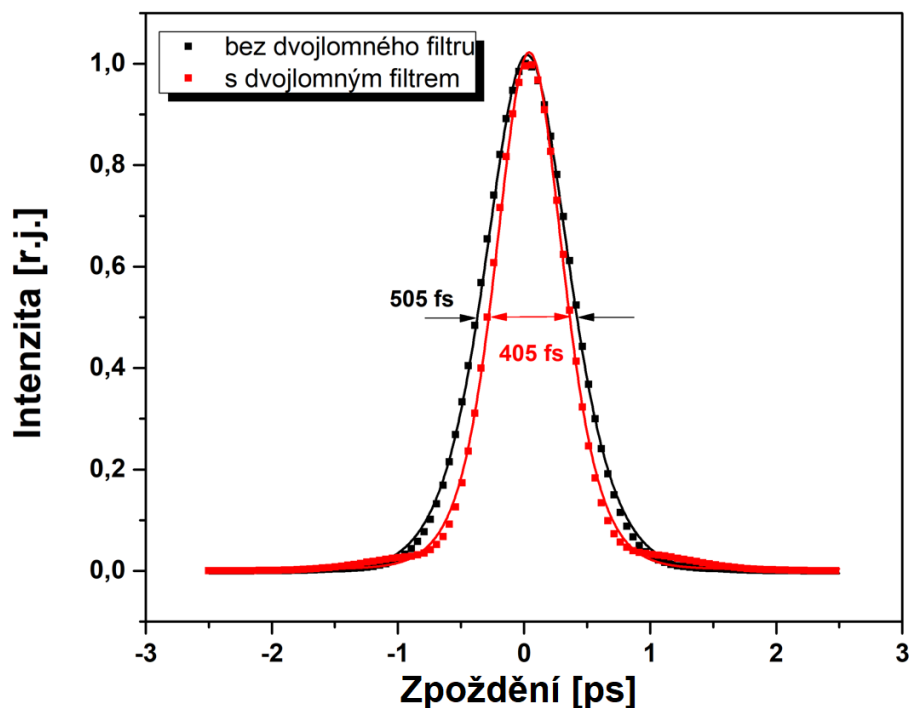
6.4 Kompresor

Pro výstupní pulsy z regenerativního zesilovače byl navržen a zkonstruován dvouprůchodový kompresor pulsů [151]. Kompresor se skládal z vertikálního odražeče a dvou reflexních difrakčních mřížek s hliníkovou vrstvou a parametry 600 vrypů/mm a účinností 85 % do (-1). řádu pro vertikální polarizaci. Celková účinnost kompresoru byla 45 %. Úhel dopadu θ_i vstupního nekomprimované pulsu vůči difrakční mřížce s mřížkovým parametrem b stejně tak vzdálenost dráhy svazku L_k mezi mřížkami byly vypočítány dle (2.15.) a optimalizován zejména pro kompenzaci druhého řádu disperze, jež má největší vliv na délku komprimovaného pulsu.

$$\left. \frac{d^2\Phi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} = -\frac{c(2\pi)^2 L_k}{\omega_0^3 b^2} \left[1 - \left(\frac{2\pi c}{\omega b} - \sin \theta_i \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (2.15.)$$

Odhadovaná disperze grupové rychlosti, kterou bylo třeba kompenzovat, je $0,4 \cdot 10^6 \text{ fs}^2$. Proto byl kompresor navržen na vzdálenost mřížek 52 cm. Konečnou vzdálenost mřížek bylo zapotřebí vždy optimalizovat v závislosti na počtu oběhů zesilovaného pulsu v rezonátoru (materiálové disperzi rezonátoru).

Na Obr. 32 je zobrazena naměřená SHG autokorelační stopa komprimovaného výstupního pulsu pro maximální budicí výkon pro případ použití spektrálně modulovaného a nemodulovaného vstupního pulsu do regenerativního zesilovače. V případě použití dvojlomného filtru vychází výstupní délka pulsu pro sech^2 tvar 405 fs, resp. 505 fs pro případ bez použití dvojlomného filtru. Příslušná transformační mez (FTL) pro dané pulsy vypočítaná z výstupních spekter vychází 306 fs, resp. 406 fs. Rozdíl mezi naměřenými a FTL délkami pulsů je způsobena nekompenzovanou disperzí vyšších řádů vstupního pulsu z vláknového oscilátoru.



Obr. 32 SHG autokorelační stopa výstupního pulsu z regenerativního zesilovače při maximálním buzení s (červená křivka) a bez (černá křivka) použití dvojlomného filtru.

7 Kryogenně chlazený Yb:YGAG femtosekundový laserový systém

Jedním z přístupů, jak dosáhnout vyšších středních výkonů z laserových systémů je kryogenní chlazení aktivního prostředí. Yb dopovaná aktivní prostředí při pokojových teplotách jsou typickými představiteli kvazi 3hladinového laserového systému. Při pokojové teplotě je spodní laserová hladina obsazena dle Boltzmannova rozdělení. Míra obsazení spodní laserové hladiny pro teplotu 300 K je 5,8 %. K dosažení zisku a inverze populace je tedy zapotřebí překonat reabsorbční ztráty a vyšší budicí intenzity.

Při kryogenních teplotách dochází k významné depopulaci dolní laserové hladiny, což vede ke změně systému na kvazi 4hladinový laserový systém. Míra obsazení spodní laserové hladiny pro teplotu 150 K je 0,4 % [152]. Mezi výhody 4hladinového laserového systému patří nižší budicí intenzita potřebná k dosažení inverze populace hladin, tříhladinový systém vyžaduje určitou intenzitu budicího záření na vybudování transparentního prostředí pro laserové záření. Při kryogenních teplotách také významně stoupá tepelná vodivost aktivního prostředí (až o jeden řád), klesá hodnota koeficientu teplotní roztažnosti a termo-optického koeficientu dn / dt [153]. Dále se zvyšují účinné průřezy pro emisi a absorpci spojené s poklesem saturační hustoty energie. Pro srovnání, saturační hustota energie pro Yb:YAG při pokojové teplotě je 9 J/cm², zatímco při teplotě 150 K je cca 3 J/cm². Nevýhodou nízkých teplot pro aktivní prostředí je pak zúžení šířky emisního spektra, což není žádoucí pro generaci velmi krátkých pulsů.

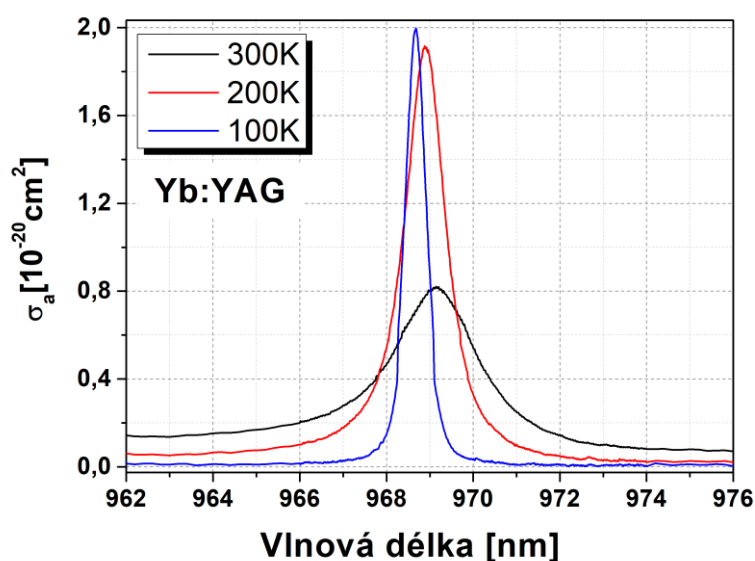
Obsahem této kapitoly je výzkum v oblasti spektroskopických vlastností Yb:YGAG materiálu a možnosti jeho použití jako kryogenně chlazeného aktivního prostředí pro femtosekundové laserové systémy s vyšším středním výkonem. Dále jsou zde diskutovány aspekty specifické pro kryogenně chlazené laserové systémy a jejich vliv při návrhu a konstrukci laserového rezonátoru. V neposlední řadě jsou zde analyzována naměřená data výstupních charakteristik kryogenně chlazeného Yb:YGAG regenerativního zesilovače.

7.1 Návrh kryogenně chlazeného Yb:YGAG regenerativního zesilovače

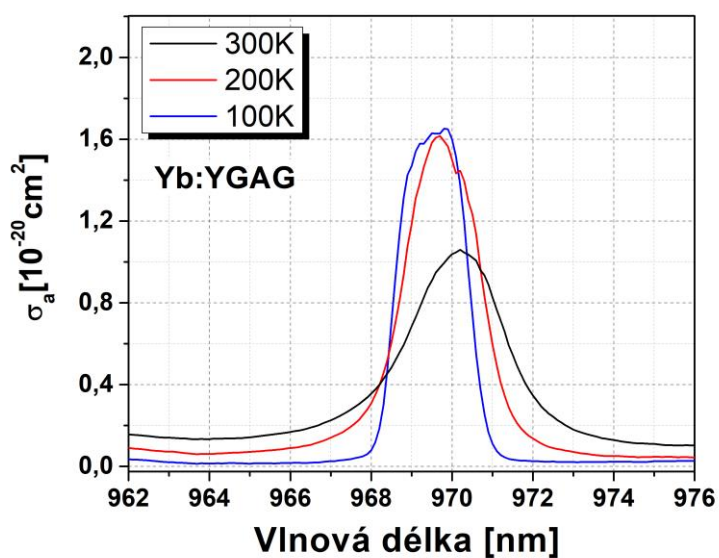
Návrh kryogenně chlazeného Yb:YGAG regenerativního zesilovače byl proveden v několika krocích, které budou blíže rozepsány v následujících podkapitolách. Nejdříve byla ověřena kompatibilita emisního spektra budicího zdroje a absorpčního pásma Yb:YGAG, dále pak byl proveden odhad teplotní čočky aktivního prostředí pro návrh a konstrukci stabilního rezonátoru.

7.1.1 Kompatibilita emisního spektra budicího zdroje a absorpčního pásma Yb:YGAG

V prvním kroku byla charakterizována laserová budicí dioda (DILAS 969 nm, 40 W). Cílem měření spektrálních průběhů v závislosti na teplotě laserové diody bylo zjistit, zda výstupní spektrum laserové diody spadá do absorpčního pásma Yb:YGAG při kryogenních teplotách a dochází tak k účinnému přenosu energie budicího záření. Jak je patrné z Obr. 33 a Obr. 34, s klesající teplotou vzorku se obecně zužuje absorpční pásmo ZPL a zvyšuje účinný průřez pro absorpci ZPL buzení. V případě Yb:YAG může spektrální šířka absorpčního pásma při teplotách 80 K dosahovat hodnot <100 pm (FWHM) [153]. Buzení diodami s VBG stabilizací je proto v této oblasti velmi náročné. V případě Yb:YGAG je však šířka absorpčního pásma ZPL pro teplotu 100 K relativně široká (2 nm, FWHM) a činí tak budicí schémata jednoduše proveditelná. Výhodou ZPL diod je možnost buzení přímo na horní laserovou hladinu s menším kvantovým defektem a tím pádem i menším zbytkovým teplem.



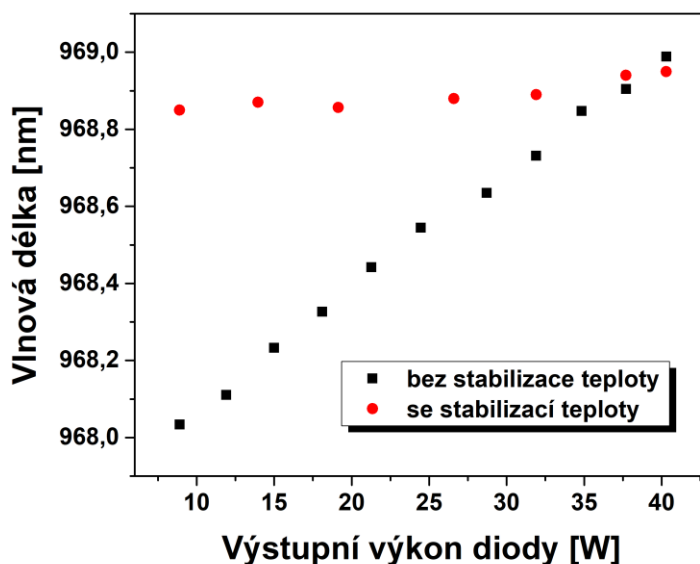
Obr. 33 Detail účinného průřezu pro absorpci na vlnové délce 969 nm pro ZPL buzení Yb:YAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [110].



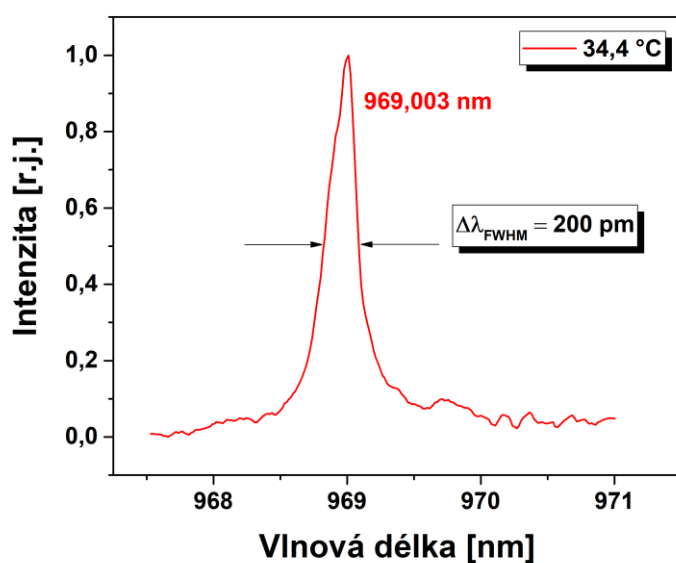
Obr. 34 Detail účinného průřezu pro absorpci na vlnové délce 969 nm pro ZPL buzení Yb:YGAG materiálu pro různé teploty. Data převzata z [119].

Samotné měření spektrálních charakteristik budící laserové diody odhalilo závislost výstupní vlnové délky na výstupním výkonu VBG stabilizované diody bez teplotní stabilizace (pasivní chladič). Provozní rozsah teplot budící diody je stanovený výrobcem na 18 °C až 35 °C. V těchto krajních hodnotách činil posun vlnové délky až 1 nm, viz Obr. 35. Abychom zajistili stabilitu vlnové délky v závislosti na výstupním výkonu, byla realizována teplotní stabilizace pomocí chladiče s Peltierovým článkem.

Finální teplota laserové diody byla nastavena na 35 °C, kde maximum vlnové délky bylo 969 nm, tedy nejbližší k maximum absorpčního pásma Yb:YGAG, viz Obr. 36.



Obr. 35 Závislost výstupní vlnové délky budících diod DILAS v závislosti na výkonu diodového modulu měřená bez a s teplotní stabilizací.



Obr. 36 Výstupní spektrální průběh teplotně stabilizovaných budících diod DILAS.

7.1.2 Odhad tepelné čočky

Pro izotropní prostředí můžeme vypočítat ohniskovou vzdálenost tepelné čočky f podle vzorce [154]

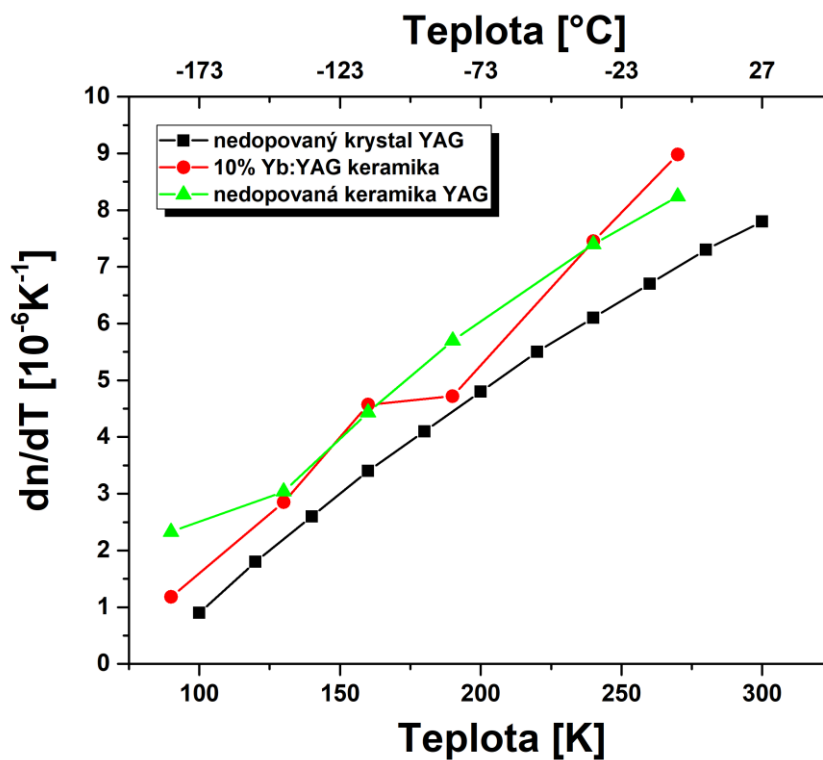
$$D = f^{-1} = \frac{dn/dT}{2 \cdot k \cdot A} \cdot P \quad (2.16.)$$

kde D je mohutnost tepelné čočky, dn/dT je termo-optický koeficient, k je koeficient tepelné vodivosti, A je plocha budicí stopy svazku na vzorku aktivního prostředí Yb:YAG a P je tepelný výkon budicího zdroje v místě stopy svazku.

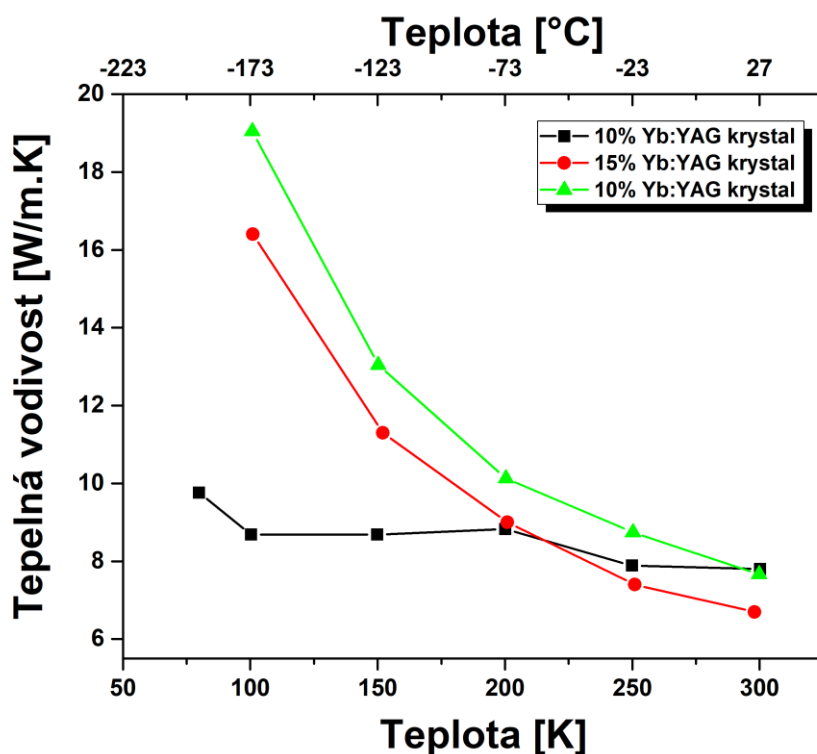
V našem případě parametry dn/dT a k pro Yb:YAG v kryogenních teplotách nebyly známy, a proto byly vybrány parametry nalezené v odborné literatuře pro Yb:YAG krystaly či keramiky v podobné atomární dopaci Yb/Y. Z Obr. 37 a Obr. 38 byly vybrány vždy nejnižší a nejvyšší hodnoty dn/dT a k , které nám definovaly vstupní rozptyl hodnot pro výpočet tepelné čočky.

Plocha budicí kruhové stopy svazku byla definována zvoleným 2mm průměrem svazku s uniformním příčným profilem typu flat-top.

Tepelný výkon se v ideálním případě definuje jako kvantový defekt, avšak v reálném prostředí se nachází různé defekty, které mohou tvořit rozptylová či absorpční centra a zvyšovat tak tepelný výkon nad rámec kvantového defektu. Jako vstupní tepelný výkon do kalkulací tepelné čočky byl zvolen dvojnásobek kvantového defektu.



Obr. 37 Teplotní závislost termo-optického koeficientu Yb dopovaných a nedopovaných YAG vzorků. Data převzata z [143, 155].



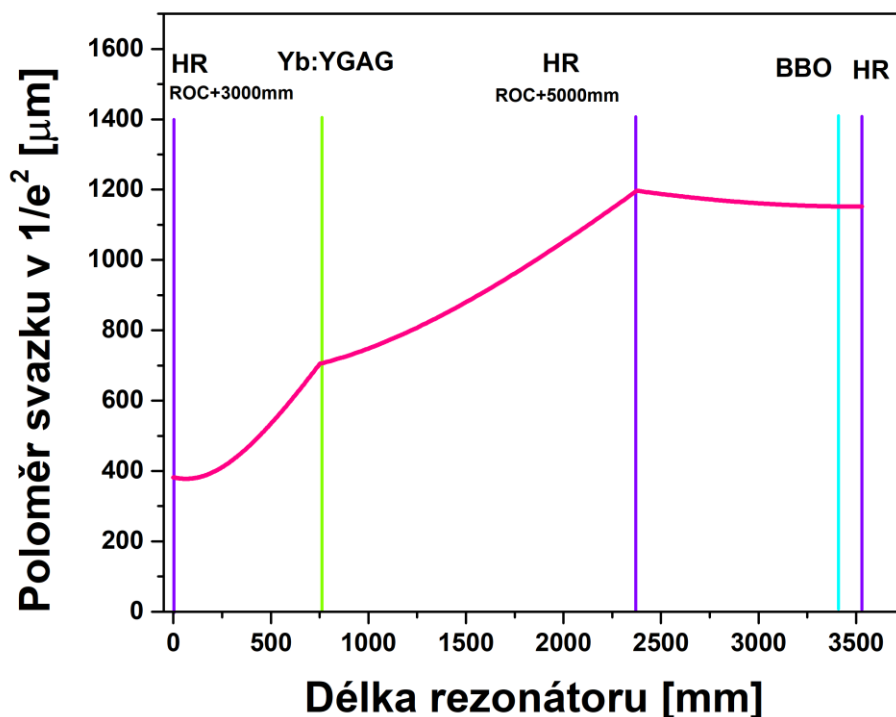
Obr. 38 Průběh tepelné vodivosti Yb:YAG vzorků s různou dopací Yb/Y. Data převzata z [143, 156, 157].

Tepelný výkon je závislý na absorpci budicího záření, která je odvozena od teploty aktivního prostředí. Nejnižší teplota, pro kterou byla tepelná čočka počítána, byla $-130\text{ }^{\circ}\text{C}$. Jedná se o teplotu, kterou byl schopen kryostat dlouhodobě udržet (uchladit) pro maximální budicí výkon laserových diod. Jako nevyšší teplota byla do kalkulací tepelné čočky zvolena teplota $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Navržený rezonátor musel tedy splňovat podmínku stability a velikosti svazku v místě budicí stopy pro Gaussovský svazek s vypočítanou tepelnou čočkou v rozsahu 2200 mm až 5300 mm pro teploty od $-90\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $-130\text{ }^{\circ}\text{C}$.

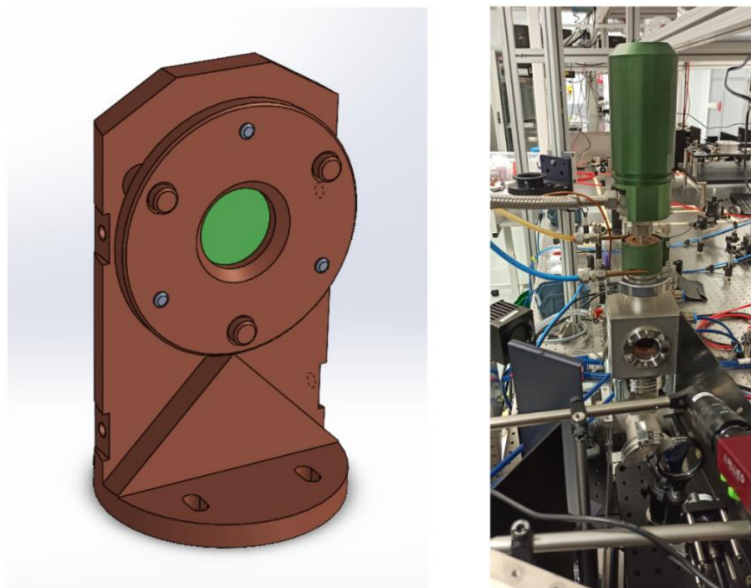
7.1.3 Návrh a konstrukce rezonátoru regenerativního zesilovače

S ohledem na výše uvedený rozsah tepelné čočky a dostupnost optických prvků s limitovaným ROC poloměrem křivosti, byl navržen rezonátor, který splňoval všechna daná kritéria, viz Obr. 39.



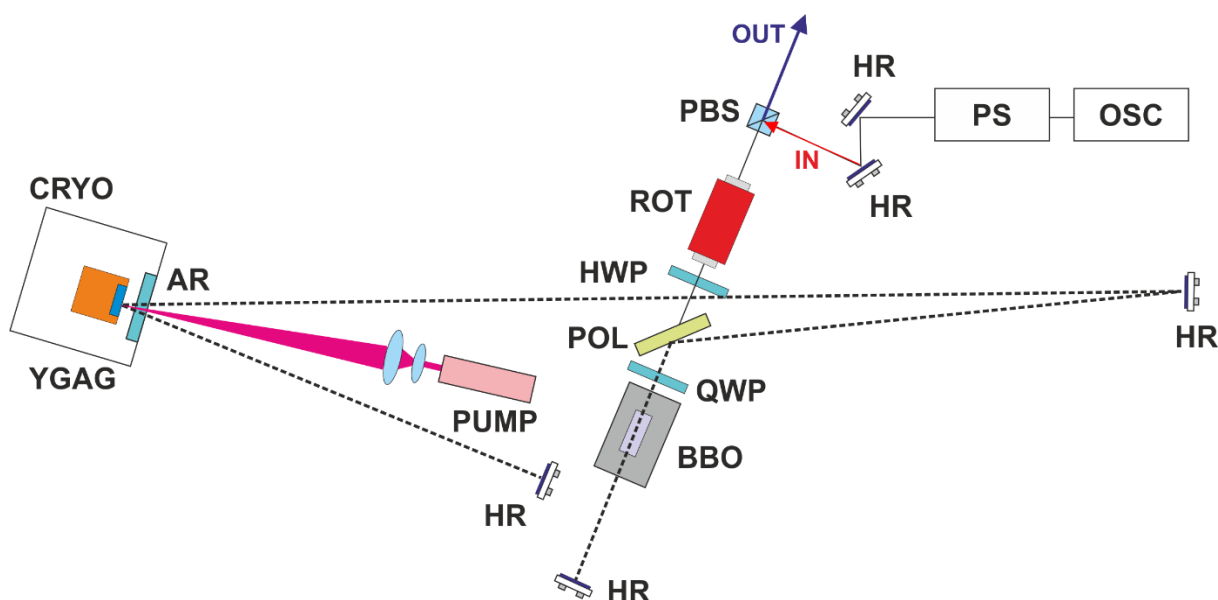
Obr. 39 Průběh poloměru Gaussovského svazku v rezonátoru kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače.
 HR – vysoce odrazné zrcadlo, BBO – Pockelsova cela a ROC – poloměr křivosti zrcadla.

Jako aktivní prostředí byl použit vzorek laserové keramiky Yb:YGAG s 10% dopací Yb/Y o tloušťce 2 mm a průměru 18 mm, jehož jedno čelo bylo opatřeno AR vrstvou pro budící (940 a 969 nm) a laserové (1030 nm) záření, zatímco druhé čelo mělo HR vrstvu pro budící a laserové záření. Pro lepší odvod tepla byl vzorek opatřen na straně s HR vrstvou indiovou folií a uchycen do měděného držáku (Obr. 40) připevněného k chladičímu prstu kryostatu *QDRIVE*. Kryostat je chladič určený pro dosažení kryogenních teplot a založený na principu Stirlingova motoru, kde se tepelná energie převádí na mechanickou. Chladičí prst s chladičem je umístěn do vakuové komory (Obr. 40), jejíž konstrukce umožňuje přes vstupní okno s AR vrstvami dopad budícího i laserového svazku. Aby nedocházelo ke kondenzaci vodních par na vzorku při nízkých teplotách, byl prostor vakuové komory čerpán turbomolekulární vývěvou na úroveň tlaku cca 10^{-4} mbar.



Obr. 40 Detail měděného držáku (vlevo) pro uchycení Yb:YAG vzorku do vakuové komory s chladičí hlavou (vpravo).

Aktivní prostředí bylo podélně buzeno kontinuálním zářením skrze dichroické zrcadlo pomocí vláknově vázané laserové diody DILAS (969 nm, 40 W) se stabilizací vlnové délky pomocí VBG. Výstupní apertura vlákna budícího záření o průměru 200 μm byla zobrazena pomocí achromatického dubletu se zvětšením 1:5 do roviny Yb:YAG vzorku do kruhové stopy o průměru 1 mm. Celkové schéma regenerativního zesilovače je zobrazeno na Obr. 41.



Obr. 41 Schéma kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače.

OSC – oscilátor, PS – spektrální modulace, IN – vstupní svazek, OUT – výstupní svazek, PBS – polarizační dělič svazku, ROT – Faradayův rotátor, HWP – půlvolnová deska, POL – tenkovrstvý polarizátor, QWP – čtvrtvlnová deska, BBO – Pockelsova cela, HR – vysoce odrazná zrcadla, CRYO – kryostat, AR – okno komory kryostatu, YGAG – Yb:YAG a PUMP – budící diody.

Jako zdroj vstupních pulsů do regenerativního zesilovače byl použit vláknový oscilátor popsany v kapitole 6.2. Průměr výstupního svazku z laserového oscilátoru byl upraven pomocí teleskopu tak aby odpovídal průběhu svazku v rezonátoru dle návrhu v Obr. 39. Průměr stopy svazku z vláknového oscilátoru v místě Yb:YGAG vzorku byl volen tak aby tvořil 70-80% průměru stopy budícího svazku.

Obdobně jako v předchozí kapitole sekvence laserových pulsů z oscilátoru byla spektrálně modulována pomocí dvojlomného filtru a dále pak procházela přes izolátor (tvořený polarizačním děličem, Faradayovým rotátorem a půlvlnovou deskou) do rezonátoru regenerativního zesilovače ve stavu horizontální polarizace.

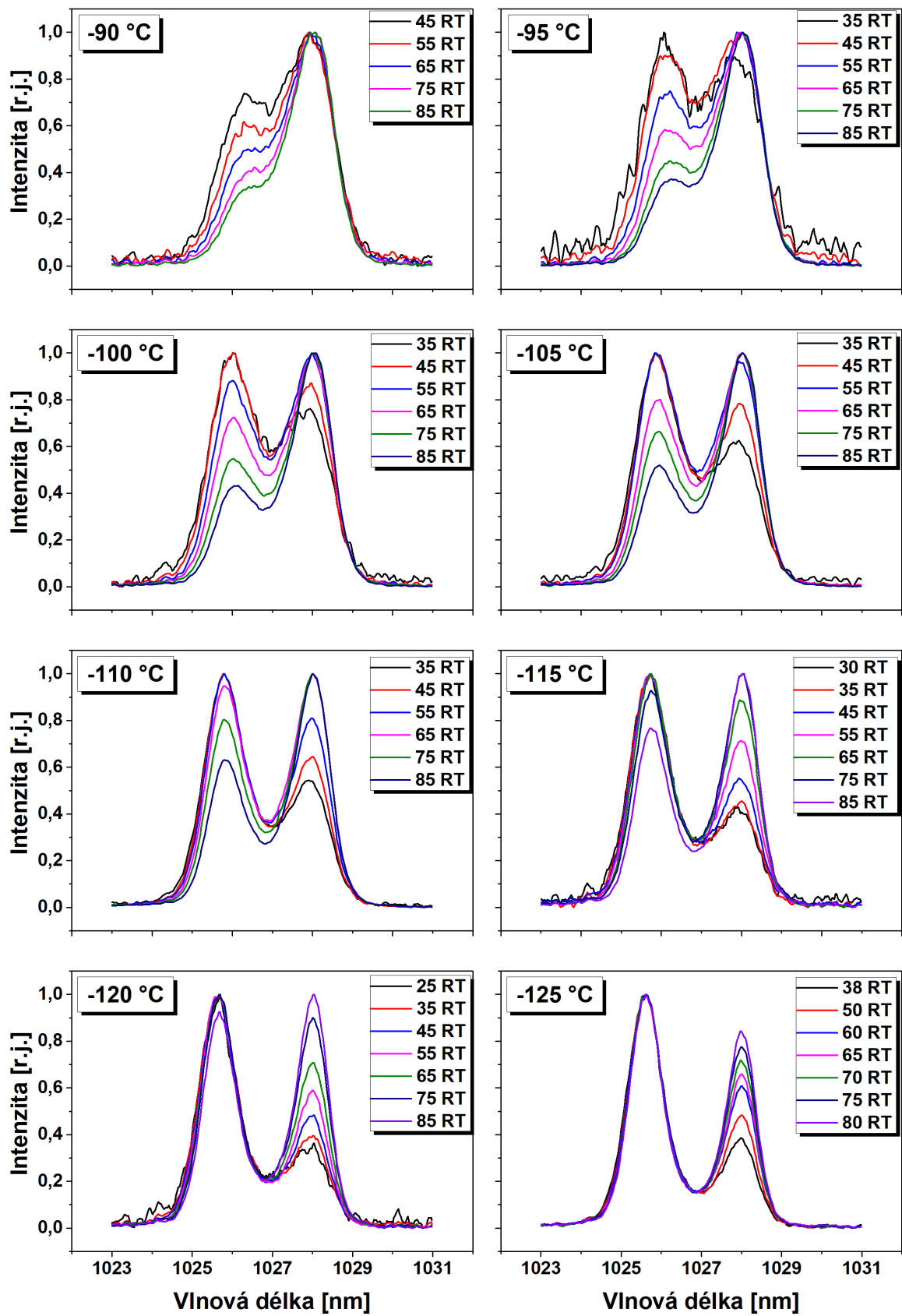
Jako elektro-optická uzávěrka byla v rezonátoru opět použita Pockelsova cela s jednoosým BBO nelineárním krystalem s řezem ve směru optické osy. Potřebné čtvrtvlnové napětí nutné ke stočení lineární polarizace o 90° na dva průchody pulsu Pockelsovou celou bylo tentokrát 7,1 kV, a to z důvodu větších rozměrů krystalu (8x8x20 mm). Opakovací frekvence laseru byla nastavena na 92 kHz z důvodu výskytu piezoelektrických rezonančních jevů BBO krystalu a držáku PC pro určité frekvence, jež způsobovaly amplitudovou modulaci výstupních pulsů.

7.2 Výstupní charakteristiky kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače

Na Obr. 43 jsou zobrazeny spektrální průběhy výstupních pulsů z regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí a různý počet oběhů vstupního spektrálně nemodulovaného pulsu v rezonátoru. Z grafů je patrné, že pro teploty aktivního prostředí od -90°C do -115°C se s přibývajícím počtem oběhů pulsu v rezonátoru dominantněji zesiluje emisní špička na vlnové délce 1027,9 nm (lokální maximum 1), zatímco pro teploty aktivního prostředí nižší než -115°C se s přibývajícím počtem oběhů pulsu v rezonátoru dominantněji zesiluje emisní špička na vlnové délce 1025,9 nm (lokální maximum 2). Pozorované chování je projevem spektrálního tvaru

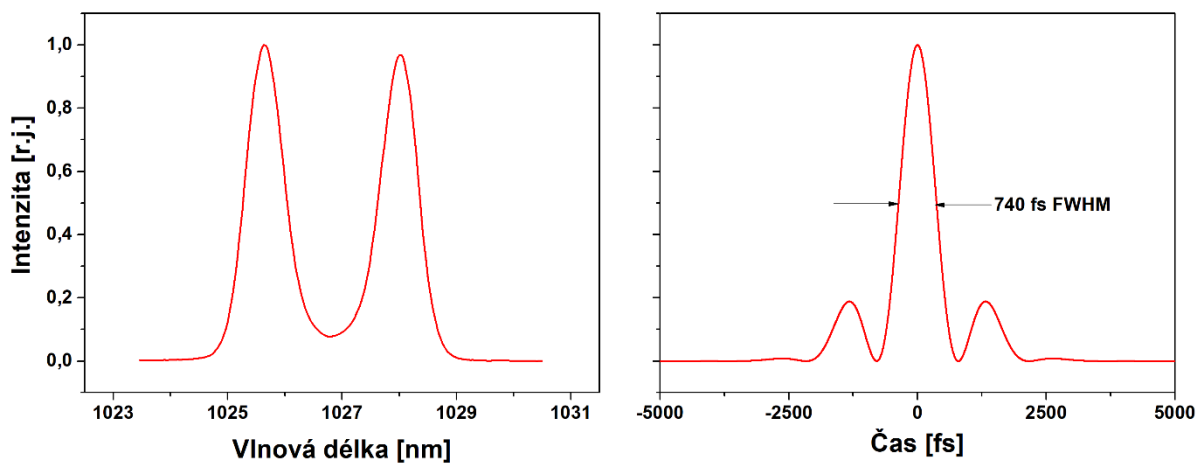
účinného průřezu pro stimulovanou emisi Yb:YGAG pro nižší teploty. S klesající teplotou rovněž klesá intenzita na vlnové délce 1027 nm (lokální minimum) vůči postranním lokálním maximům.

Abychom zjistili, jaký vliv mají spektrálně modulované výstupní pulsy na časový průběh pulsu za předpokladu konstantní fáze, byla provedena Fourierova transformace spektrální intenzity. Výstupem takto promodulovaného spektra je v časové doméně průběh pulsu vykazující dvojpulsy či vícepulisy, viz Obr. 43. Z časového průběhu je patrné, že v předpulsech a postpulsech je uloženo nezanedbatelné množství energie. S klesající teplotou aktivního prostředí se lokální maxima ve výstupním spektru čím dál více izolují a amplitudy předpulsů a postpulsů vůči hlavnímu pulsu narůstají.



Obr. 42 Spektrální průběhy výstupních pulsů z regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí a různý počet oběhů (RT) vstupního spektrálně nemodulovaného pulsu v rezonátoru.

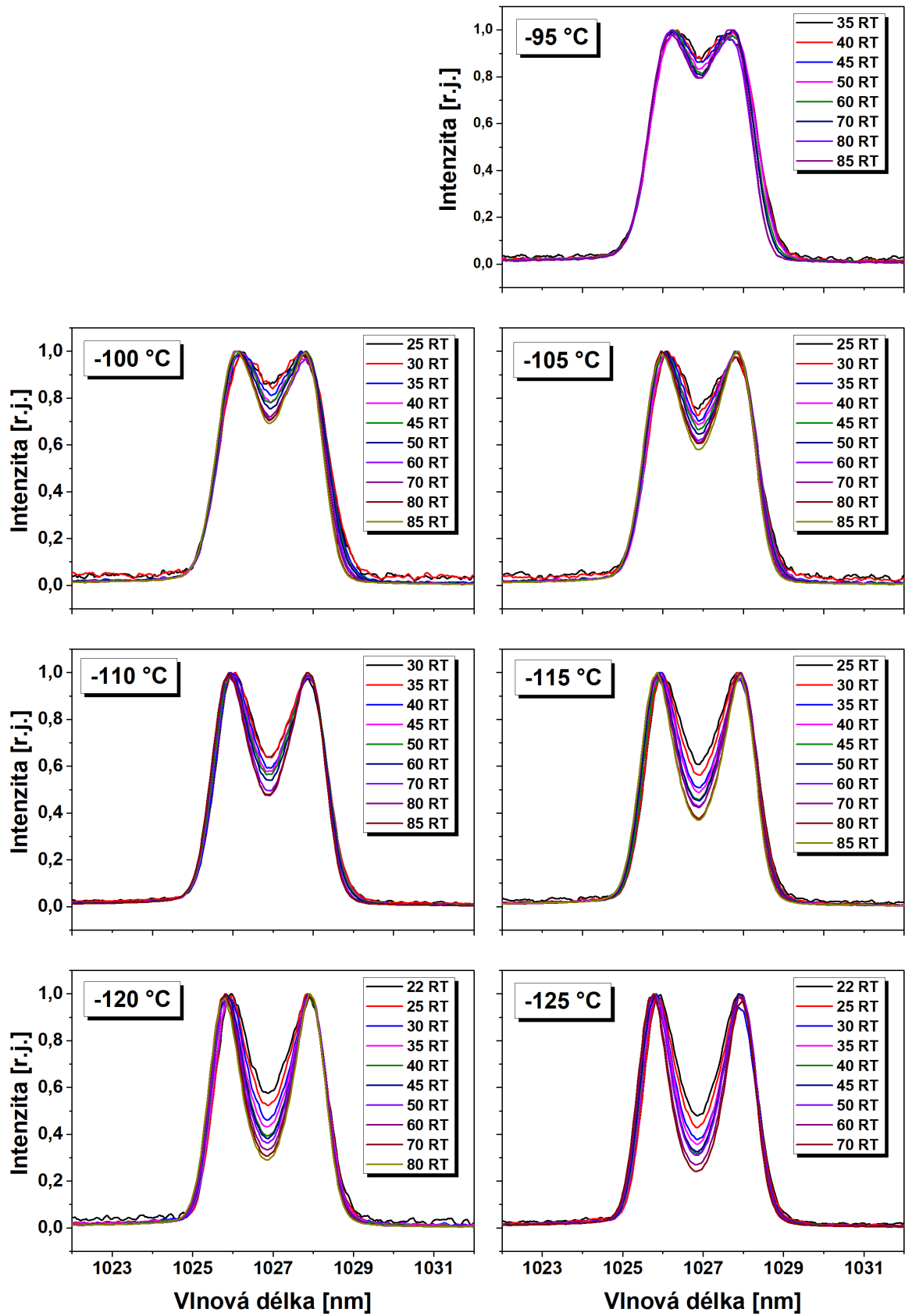
K zamezení přesunu lokálních maxim a k vyrovnání lokálního minima vůči lokálním maximům v závislosti na počtu oběhů pulsu v rezonátoru byla využita technika spektrální modulace popsaná v kapitole 6.3.3. V tomto případě bylo vstupní spektrum pulsu z oscilátoru amplitudově modulováno tak, že vlnové délky v oblasti lokálního minima procházely beze změny, zatímco vlnové délky v oblastech lokálních maxim byly záměrně utlumovány. Spektrální průběhy výstupních pulsů z regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí a různý počet oběhů vstupního spektrálně modulovaného pulsu v rezonátoru jsou zobrazeny na Obr. 44.



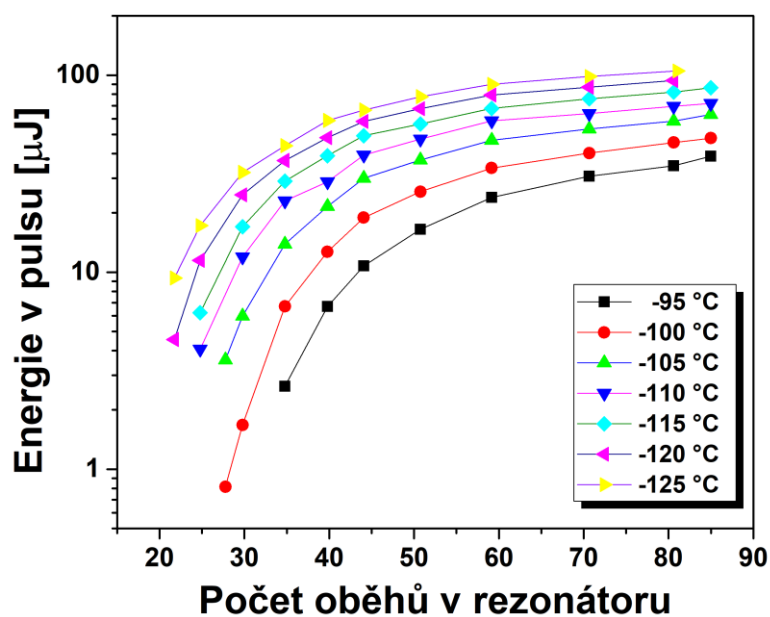
Obr. 43 Spektrální průběh (vlevo) výstupního pulsu z regenerativního zesilovače pro teplotu aktivního prostředí $-140\text{ }^{\circ}\text{C}$ a 81 oběhů pulsu v rezonátoru. Časový průběh (vpravo) transformačně omezeného pulsu pro dané spektrum.

Z grafů je patrné, že přínos spektrální modulace vstupního pulsu tkví zejména ve zlepšení poměru lokálních maxim vůči minimu výstupního pulsu. Jinými slovy, výsledné spektrum výstupního pulsu je více kompaktní a symetrické. Odpovídající transformačně omezené pulsy by tedy měly obsahovat většinu své energie v hlavním pulsu a významně méně energie v předpulsech či postpulsech.

Příslušné závislosti výstupní energie pulsu v závislosti na počtu oběhů pulsu v rezonátoru pro spektrální průběhy z Obr. 44 jsou zobrazeny na Obr. 45.



Obr. 44 Spektrální průběhy výstupních pulsů z regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí a různý počet oběhů (RT) vstupního spektrálně modulovaného pulsu v rezonátoru.

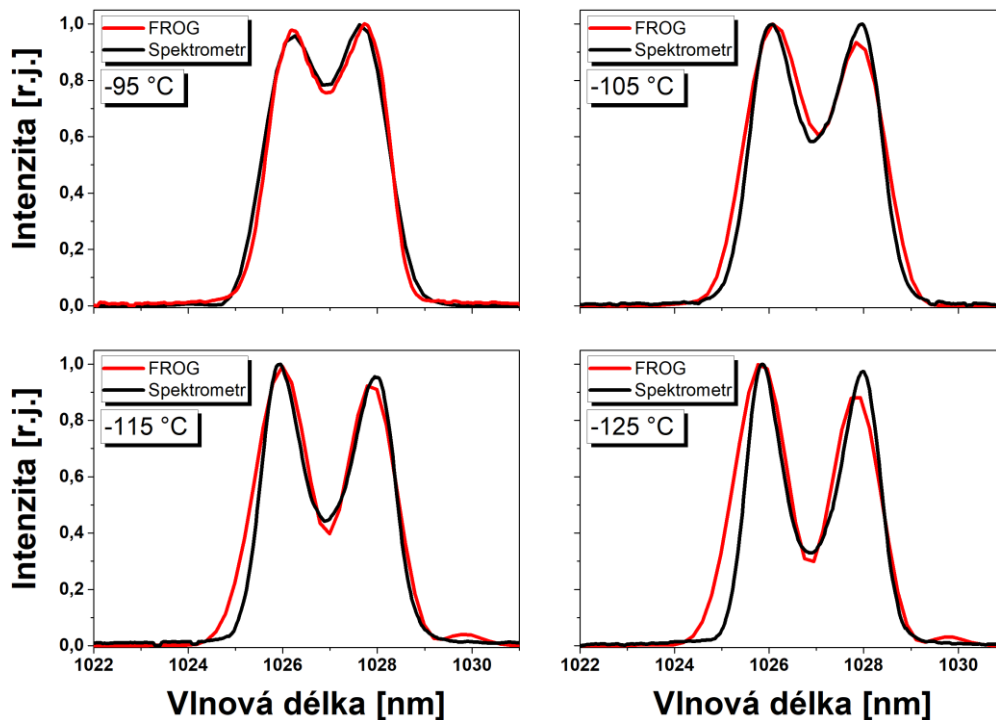


Obr. 45 Výstupní energie v pulsu v závislosti na počtu oběhů pulsu v rezonátoru regenerativním zesilovači pro různé teploty aktivního prostředí.

Podíváme-li se na soubor naměřených energií a spektrálních dat, nabízí se nám další možná paleta proměnných parametrů (teplota prostředí, počet oběhů pulsu v rezonátoru, opakovací frekvence, délka výstupního pulsu, zesílení atd.). Pro větší přehlednost a jednoduchost jsem se rozhodl výstupní charakteristiky laseru analyzovat v režimu jednoho fixního parametru. Konkrétně jsem zvolil a) fixní výkon nebo b) fixní RT počet oběhů pulsu v rezonátoru. Jako výstupní výkonovou úroveň jsem zvolil 4 W, která představuje 55 dB zesílení energie vstupního pulsu. Tato hodnota je dostatečně reprezentativní pro regenerativní zesilovače. Fixní počet oběhů (81) jsem zvolil tak aby pro všechny měřené teplotní rozsahy výstupní energie dosahovala zesílení minimálně 50 dB.

Výstupní pulsy z regenerativního zesilovače byly komprimovány v kompresoru pulsů, který se skládal z dvojice transmisních mřížek (1740 vrypů/mm) a vertikálního retroreflektoru. Celková účinnost kompresoru byla >90 %. Vzdálenost mezi mřížkami byla vždy upravována tak, aby pro každou teplotu aktivního prostředí a daný počet oběhů pulsu v rezonátoru komprimovaný puls byl co nejkratší. Časový

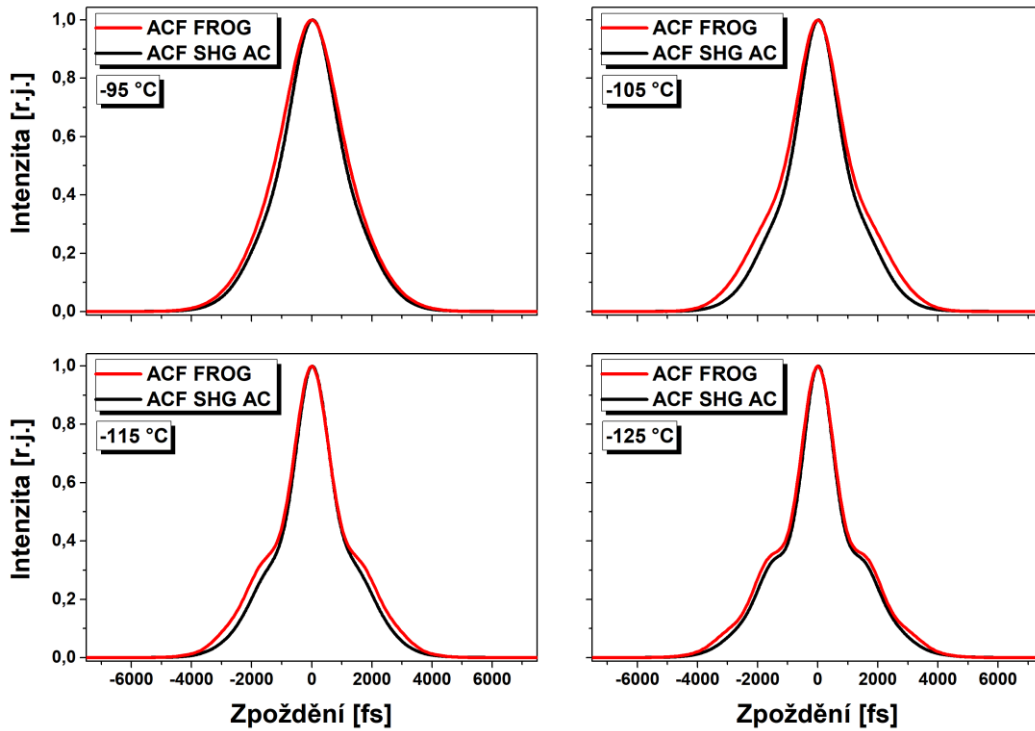
průběh komprimovaných pulsů byl měřen pomocí SHG autokorelátoru a SHG autokorelátoru s FROG technikou (dále jen FROG). Na Obr. 46 jsou zobrazeny dvě sady spekter výstupních komprimovaných pulsů. První z nich je získaná rekonstrukcí spektrogramu z FROG a druhá je naměřená mřížkovým spektrometrem. Validita rekonstruovaných dat byla dále ověřena tak, že časový průběh komprimovaného pulsu získaného rekonstrukcí spektrogramu byl korelován se sebou samým a vzniklá autokorelační křivka byla porovnána s autokorelační křivkou získanou pomocí SHG autokorelátoru, viz Obr. 47.



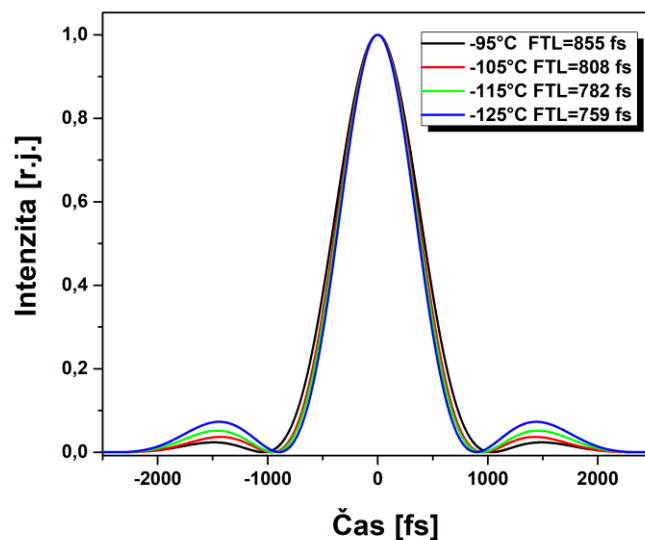
Obr. 46 Porovnání spekter výstupních pulsů z regenerativního zesilovače po kompresi při maximálním buzení s výstupním výkonem 4 W pro různé teploty aktivního prostředí. (Červená křivka) Spektra rekonstruovaná ze spektrogramů získaných z SHG autokorelátoru pomocí techniky FROG a (černá křivka) spektra měřená mřížkovým spektrometrem.

Na Obr. 48 a Obr. 49 jsou zobrazeny časové průběhy komprimovaných pulsů a transformačně omezených pulsů získaných ze spekter naměřených mřížkovým spektrometrem, viz Obr. 46. Z grafů je patrné, že pro daný rozsah teplot aktivního prostředí lze získat femtosekundové časové průběhy výstupních pulsů, které jsou

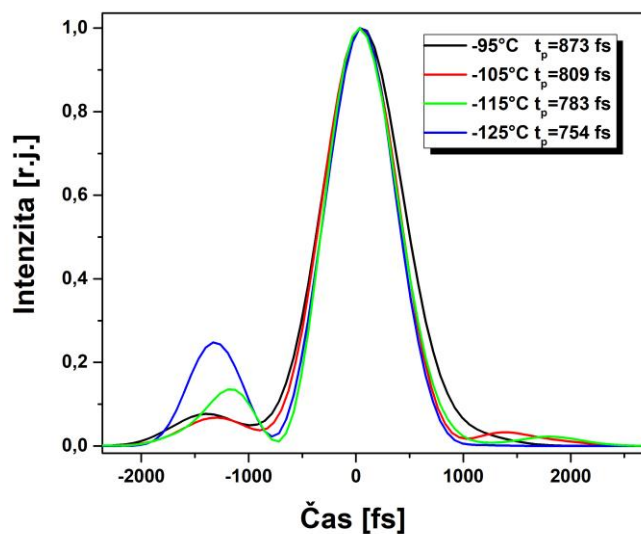
velmi blízké jejich transformační mezi. Dále si můžeme povšimnout, že s klesající teplotou aktivního prostředí významně roste amplituda předpulsu. To může být způsobeno jednak tvarem spektrální křivky pro danou teplotu aktivního prostředí a jedna možnou nezkompenzovanou disperzí vyšších řádů z oscilátoru.



Obr. 47 Srovnání SHG autokorelačních stop výstupního pulsu z regenerativního zesilovače při maximálním buzení s výstupním výkonem 4 W pro různé teploty aktivního prostředí. ACF FROG (červená křivka) je vypočítaná autokorelační stopa získaná ze znalosti průběhu rekonstruovaného pulsu FROG autokorelátoru. ACF SHG AC (černá křivka) je naměřená autokorelační stopa z SHG autokorelátoru.



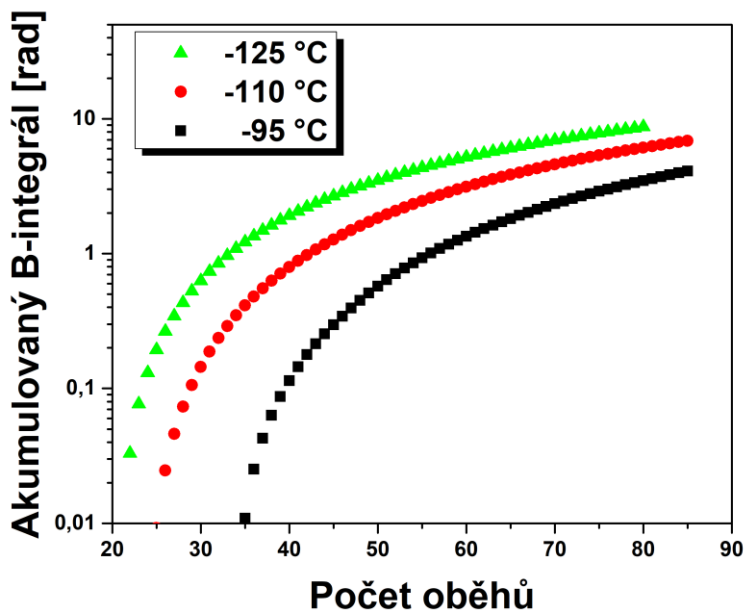
Obr. 48 Časový průběh transformačně omezených pulsů získaných ze spekter naměřených mřížkovým spektrometrem.



Obr. 49 Časový průběh komprimovaných pulsů rekonstruovaných ze spektrogramů získaných z SHG autokorelátoru pomocí techniky FROG.

7.2.1 Analýza B-integrálu a škálování výkonu

Z naměřené sady (Obr. 45) výstupních energií v pulsu v závislosti na počtu oběhů pulsu v rezonátoru regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí byl vypočítán B-integrál Obr. 50.



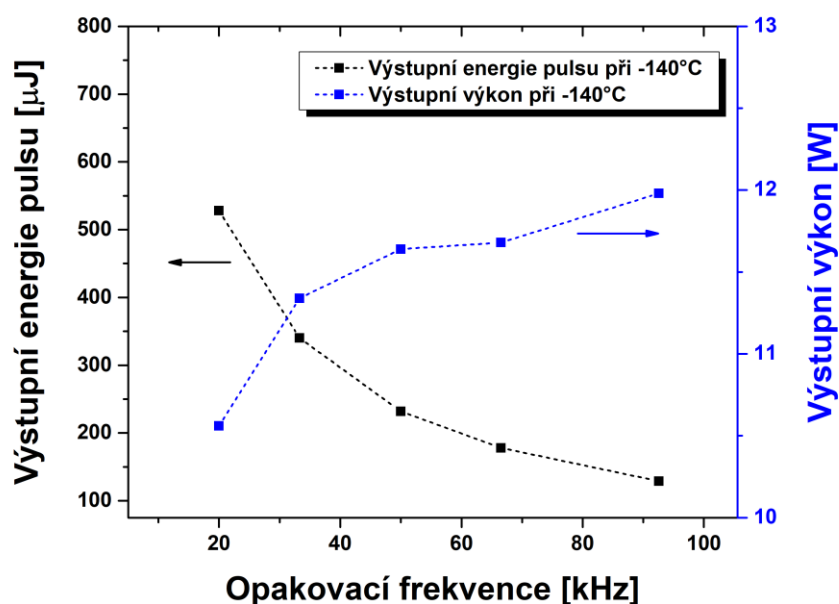
Obr. 50 Akumulovaný příspěvek nelineární fáze výstupního pulsu regenerativního zesilovače v závislosti na počtu oběhů (RT) vstupního pulsu v rezonátoru regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí.

Z grafu je patrné, že s narůstajícím počtem oběhů v rezonátoru a s klesající teplotou aktivního prostředí vypočítaný B-integrál roste. I když v krajním případě (teplota aktivního prostředí $-125\text{ }^{\circ}\text{C}$) dosahoval B-integrál hodnoty 10, výsledný výstupní puls z regenerativního zesilovače byl stále dobře komprimovatelný a výstupní spektrum nevykazovalo žádné průvodní jevy spektrálního rozšiřování, viz Obr. 44. Jediná indikace příspěvku nelineární fáze byla patrná v mírně zvýšené hodnotě M^2 parametru kvality svazku, viz Tab. 6.

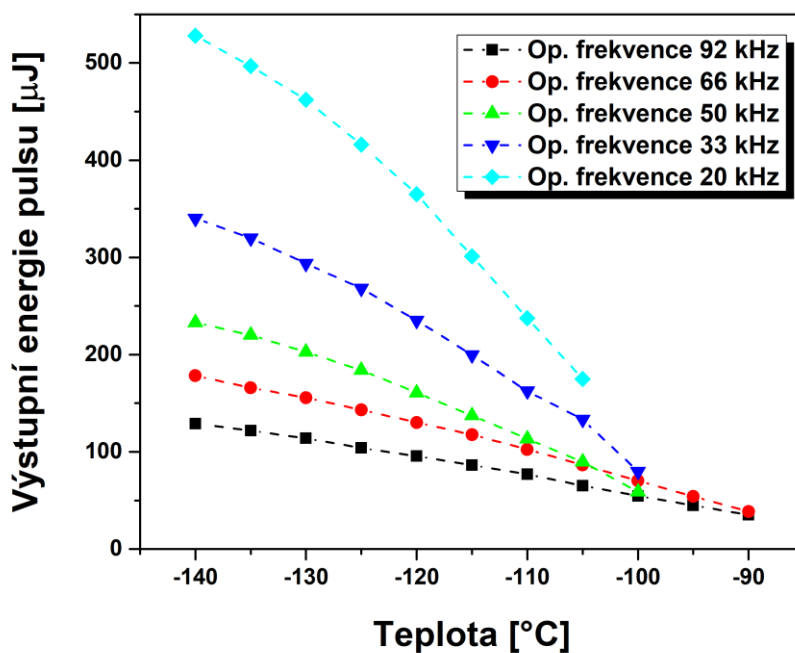
Z tohoto důvodu jsme se rozhodli prozkoumat navýšení výstupní energie pulsu krátkodobým snížením teploty aktivního prostředí až na teplotu $-140\text{ }^{\circ}\text{C}$. Navržené schéma rezonátoru regenerativního zesilovače mělo jednu výhodnou vlastnost. S klesající teplotou aktivního prostředí se průměr stopy Gaussovského svazku v rezonátoru na BBO krystalu zvětšoval, tudíž příspěvek nelineární fáze nebyl tak markantní.

Další možností, jak dosáhnou větší energie v pulsu při zachování stejného budicího výkonu je snižování opakovací frekvence regenerativního zesilovače. Nižší střída doby zesilování pulsu v rezonátoru vede k delším časovým intervalům, pro které se zvyšuje inverze populace hladin a následný zisk zesilovače. Se snižující opakovací frekvencí regenerativního zesilovače tedy roste výstupní energie v pulsu. Tento trend platí pouze do doby, kdy opakovací frekvence regenerativního zesilovače se rovná převrácené hodnotě doby života fotonu⁸ na horní hladině aktivního prostředí. Průběhy výstupní energie v pulsu regenerativního zesilovače v závislosti na opakovací frekvenci laseru či teplotě aktivního prostředí jsou zobrazeny na Obr. 51 a Obr. 52.

⁸ Pro Yb:YAG je doba života na horní laserové hladině přibližně 1 ms. Doba života závisí na teplotě a koncentraci Yb iontů.



Obr. 51 Výstupní výkonu a energie v pulsu v závislosti na opakovací frekvenci regenerativního zesilovače pro teplotu chladíče -140 °C a fixní počet (81) oběhů v rezonátoru.

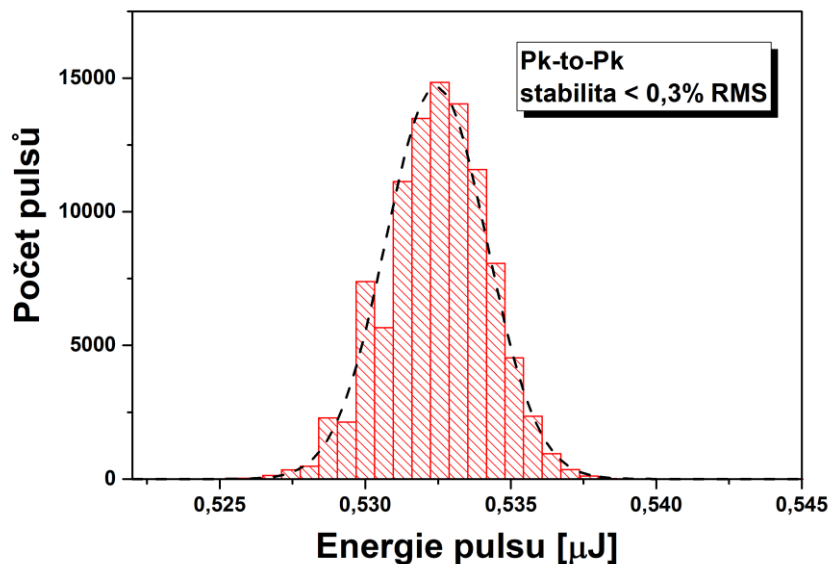


Obr. 52 Výstupní energie pulsu z regenerativního zesilovače pro různé teploty aktivního prostředí a různé opakovací frekvence pro fixní počet oběhů (81) v rezonátoru.

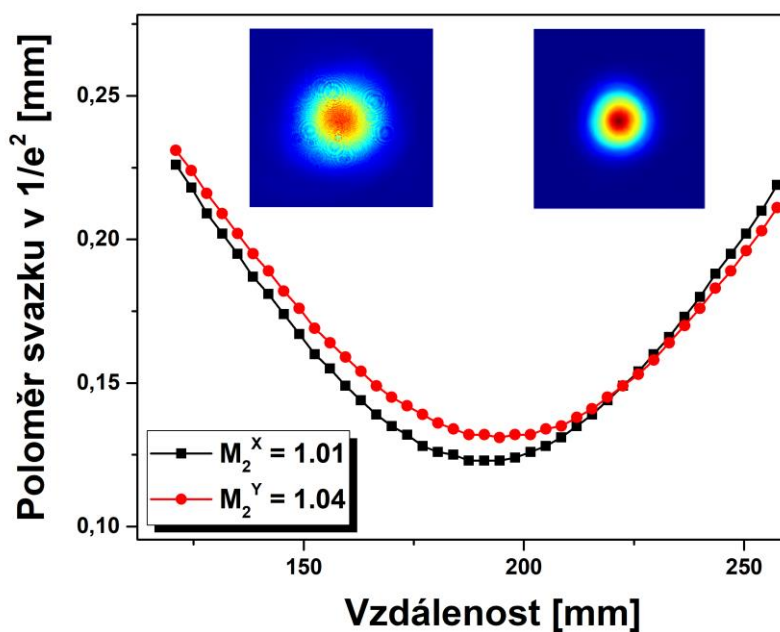
7.2.2 Kvalita výstupního svazku a stabilita výstupní energie

Krátkodobá stabilita výstupní energie v pulsu byla měřena pro široké rozpětí teplot od -90 °C až do -130 °C a vycházela velmi podobně (<0,3 % RMS). Histogram rozdělení

energie výstupních pulsů z kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače je na Obr. 53. Měření M^2 parametru kvality výstupního svazku z kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače pro maximální budicí výkon bylo provedeno dle standardu ISO 11146, viz Obr. 54.



Obr. 53 Histogram rozdělení energie výstupních pulsů z kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače.



Obr. 54 Měření M^2 parametru kvality výstupního svazku z kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače při maximálním buzení pro teplotu vzorku $-125\text{ }^\circ\text{C}$. Vlevo nahoře: příčný profil výstupního svazku v blízké zóně. Vpravo nahoře: příčný profil výstupního svazku v ohniskové rovině. Při měření byla použita čočka s ohniskovou vzdáleností $+300\text{ mm}$.

	Teplota vzorku [°C]				
	-95	-105	-115	-125	-125 (9 W)
M_X^2	1,066 ± 0,003	1,024 ± 0,002	1,022 ± 0,002	1,015 ± 0,002	1,087 ± 0,002
M_Y^2	1,143 ± 0,004	1,073 ± 0,003	1,056 ± 0,004	1,041 ± 0,002	1,153 ± 0,003

Tab. 6 Souhrn naměřených M^2 parametrů kvality výstupního svazku z kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače při maximálním buzení pro různé teploty a fixní výstupní výkon 4 W. Poslední sloupec je uveden pro výstupní výkon 9 W.

8 Závěr

Disertační práce se zabývá femtosekundovými laserovými systémy s vysokým středním výkonem v blízké infračervené oblasti. V úvodní části práce byly uvedeny přednosti hi-tech průmyslových aplikací využívající femtosekundové laserové pulsy. Nedostupnost femtosekundových laserových systémů s vysokým středním výkonem a kvalitními výstupními parametry tedy byla hlavní motivací pro výzkum a vývoj laserového systému na bázi diskové nebo deskové technologie vyvíjené ve výzkumném centru HiLASE.

8.1 Shrnutí výsledků

Na základě rešerše o současném stavu laserových technologií a aktivních prostředí byla vybrána laserová keramika Yb:YGAG vhodná pro generaci femtosekundových pulsů. Po vyhodnocení naměřených termo-mechanických parametrů a analýze spektroskopických vlastností bylo přistoupeno ke konstrukci dvou laserových systémů, vodou chlazeného a kryogenně chlazeného regenerativního zesilovače s cílem dosáhnout femtosekundových pulsů se středním výkonem do 10 W s opakovací frekvencí stovek kHz. V obou případech jsem navrhl a zkonstruoval regenerativní zesilovače se zesílením energie v pulsu minimálně 50 dB, včetně stavby vláknového oscilátoru a laserového kompresoru.

Pro vodou chlazený Yb:YGAG regenerativní zesilovač provedená spektrální měření výstupního záření prokázala předpoklad možnosti získání širšího spektra zesílených pulsů, než je tomu u Yb:YAG aktivního prostředí. S využitím spektrální modulace vstupních pulsů, pomocí dvojlomného filtru, bylo dosaženo šířky výstupního pulsu 4,1 nm FWHM a délky trvání pulsu 405 fs po kompresi. Maximální výstupní výkon zesilovače byl 1,1 W při opakovací frekvenci laseru 100 kHz, což odpovídalo energii 11 μ J v pulsu.

Pro případ kryogenně chlazeného Yb:YGAG regenerativního zesilovače spektrální měření výstupního záření odhalila silný vliv tvaru křivky zisku na spektrální průběh výstupního pulsu. Vliv spektrální modulace vstupních pulsů na tvar spektra

výstupních pulsů byl v tomto případě pouze částečný. I přes uvedené nevýhody bylo dosaženo délky trvání výstupního pulsu v rozsahu 700-900 fs po kompresi v závislosti na teplotě aktivního prostředí, což je výrazně méně než u srovnatelného Yb:YAG systému. S klesající teplotou vzrůstala amplituda předpulsů či postpulsů. Maximální výstupní výkon zesilovače byl 12 W pro teplotu aktivního prostředí -140 °C při opakovací frekvenci laseru 92 kHz. Maximální energie v pulsu 550 μJ bylo dosaženo při teplotě -140 °C při opakovací frekvenci 20 kHz.

Oba laserové systémy vykazovali velmi dobrou výstupní kvalitu svazku ($M^2 < 1,2$) a stabilitu výstupní energie (RMS <1 %). Experimentálně dosažené výsledky potvrzují využitelnost Yb:YGAG materiálu ke konstrukci zesilovače pro vysoký střední výkon i pro generaci femtosekundových pulsů.

Závěrem můžeme konstatovat, že všechny cíle disertační práce byly splněny.

8.2 Výhled do budoucna a témata dalšího vývoje

V blízké budoucnosti bych rád ověřil možnosti Yb:YGAG materiálu jako aktivního prostředí pro víceprůchodový zesilovač či pro zesilování vstupních pulsů s anomální disperzí v regenerativním zesilovači. Dalším krokem bude zhotovení Yb:YGAG tenkých disků a následně návrh a konstrukce tenkodiskového regenerativního zesilovače s cílovými parametry výstupního výkonu v rozmezí 50-100 wattů, který bude využitelný v základním výzkumu, ale i v aplikační sféře, a doplní tak spektrum dostupných systémů v centru HiLASE o femtosekundový laser s vysokým středním výkonem.

Literatura

- [1] DI PIAZZA, A., MÜLLER, C., HATSAGORTSYAN, K. Z. a KEITEL, C. H. Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems. *Reviews of Modern Physics* [online]. 2012, **84**(3), 1177–1228. ISSN 00346861. Dostupné z: doi:10.1103/RevModPhys.84.1177
- [2] LI, Zhaoyang, KATO, Yoshiaki a KAWANAKA, Junji. Simulating an ultra-broadband concept for Exawatt-class lasers. *Scientific Reports* [online]. 2021, **11**(1), 1–16. ISSN 20452322. Dostupné z: doi:10.1038/s41598-020-80435-6
- [3] DANSON, Colin N., HAEFNER, Constantin, BROMAGE, Jake, BUTCHER, Thomas, CHANTELOUP, Jean Christophe F., CHOWDHURY, Enam A., GALVANASKAS, Almantas, GIZZI, Leonida A., HEIN, Joachim, HILLIER, David I., HOPPS, Nicholas W., KATO, Yoshiaki, KHAZANOV, Efim A., KODAMA, Ryosuke, KORN, Georg, LI, Ruxin, LI, Yutong, LIMPET, Jens, MA, Jingui, NAM, Chang Hee, NEELY, David, PAPADOPOULOS, Dimitrios, PENMAN, Rory R., QIAN, Liejia, ROCCA, Jorge J., SHAYKIN, Andrey A., SIDERS, Craig W., SPINDLOE, Christopher, SZATMÁRI, Sándor, TRINES, Raoul M.G.M., ZHU, Jianqiang, ZHU, Ping a ZUEGEL, Jonathan D. Petawatt and exawatt class lasers worldwide. *High Power Laser Science and Engineering* [online]. 2019, 7(March). ISSN 20523289. Dostupné z: doi:10.1017/hpl.2019.36
- [4] DANSON, Colin, HILLIER, David, HOPPS, Nicholas a NEELY, David. Petawatt class lasers worldwide. *High Power Laser Science and Engineering* [online]. 2015, 3, 1–14. ISSN 20523289. Dostupné z: doi:10.1017/hpl.2014.52
- [5] MOUROU, Gerard A. *ELI Whitebook*. 2011.
- [6] GARREC, B J Le, HERNANDEZ-GOMEZ, C, WINSTONE, T a COLLIER, J. HiPER laser architecture principles. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2010, **244**(3), 032020. ISSN 1742-6596. Dostupné z: doi:10.1088/1742-6596/244/3/032020
- [7] HAAN, S. W., LINDL, J. D., CALLAHAN, D. a., CLARK, D. S., SALMONSON, J. D., HAMMEL, B. a., ATHERTON, L. J., COOK, R. C., EDWARDS, M. J., GLENZER, S., HAMZA, a. V., HATCHETT, S. P., HERRMANN, M. C., HINKEL, D. E., HO, D. D., HUANG, H., JONES, O. S., KLINE, J., KYRALA, G., LANDEN, O. L., MACGOWAN, B. J., MARINAK, M. M., MEYERHOFER, D. D., MILOVICH, J. L., MORENO, K. a., MOSES, E. I., MUNRO, D. H., NIKROO, a., OLSON, R. E., PETERSON, K., POLLAINÉ, S. M., RALPH, J. E., ROBEY, H. F., SPEARS, B. K., SPRINGER, P. T., SUTER, L. J., THOMAS, C. a., TOWN, R. P., VESEY, R., WEBER, S. V., WILKENS, H. L. a WILSON, D. C. Point design targets, specifications, and requirements for the 2010 ignition campaign on the National Ignition Facility. *Physics of Plasmas* [online]. 2011, **18**(5), 051001. ISSN 1070664X. Dostupné z: doi:10.1063/1.3592169
- [8] CASNER, A., CAILLAUD, T., DARBON, S., DUVAL, A., THFOUIN, I., JADAUD, J.P., LEBRETON, J.P., REVERDIN, C., ROSSE, B., ROSCH, R., BLANCHOT, N., VILLETTE, B., WROBEL, R. a MIQUEL, J.L. LMJ/PETAL laser

- facility: Overview and opportunities for laboratory astrophysics. *High Energy Density Physics* [online]. 2014, **17**, 1–10. ISSN 15741818. Dostupné z: doi:10.1016/j.hedp.2014.11.009
- [9] COFFEY, Valerie C. New Advances in Defense Applications: High Energy Lasers. *Optics and Photonics News*. 2014, (October), 28–35.
- [10] SHINER, Bill. High Power Fiber Laser Technology. *DOE LSO Workshop* [online]. 2013. Dostupné z: <http://www-conf.slac.stanford.edu/lso/2013-Presentations/BShiner-HighPowerFiberLasers.pdf>
- [11] PIQUÉ, Alberto, CHRISEY, Douglas B. a PAUL CHRISTENSEN, C. *Direct-Write Technologies for Rapid Prototyping* [online]. B.m.: Elsevier, 2002 [vid. 2016-01-10]. ISBN 9780121742317. Dostupné z: doi:10.1016/B978-012174231-7/50066-X
- [12] BONSE, J., KRUGER, J., HOHM, S. a ROSENFELD, A. Femtosecond laser-induced periodic surface structures. *Journal of Laser Applications* [online]. 2012, **24**(4), 042006. ISSN 1042346X. Dostupné z: doi:10.2351/1.4712658
- [13] NEGEL, Jan-philipp, LOESCHER, André, VOSS, Andreas, BAUER, Dominik, SUTTER, Dirk, KILLI, Alexander, AHMED, Marwan Abdou a GRAF, Thomas. Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm. *Optics express* [online]. 2015, **39**(1), 7054–7065. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.23.021064
- [14] VOROBYEV, Anatoliy Y. a GUO, Chunlei. Direct femtosecond laser surface nano/microstructuring and its applications. *Laser & Photonics Reviews* [online]. 2013, **7**(3), 385–407. ISSN 18638880. Dostupné z: doi:10.1002/lpor.201200017
- [15] LUTEY, Adrian H.A., GEMINI, Laura, ROMOLI, Luca, LAZZINI, Gianmarco, FUSO, Francesco, FAUCON, Marc a KLING, Rainer. Towards laser-textured antibacterial surfaces. *Scientific Reports* [online]. 2018, **8**(1), 1–10. ISSN 20452322. Dostupné z: doi:10.1038/s41598-018-28454-2
- [16] BONSE, Jörn. Quo vadis LIPSS?—recent and future trends on laser-induced periodic surface structures. *Nanomaterials* [online]. 2020, **10**(10), 1–19. ISSN 20794991. Dostupné z: doi:10.3390/nano10101950
- [17] HAUSCHWITZ, P., JAGDHEESH, R., ALAMRI, S., ROSTOHAR, D., KUNZE, T., BRAJER, J., KOPEČEK, J. a MOCEK, T. Fabrication of functional superhydrophobic surfaces on carbon fibre reinforced plastics by IR and UV direct laser interference patterning. *Applied Surface Science* [online]. 2020, **508**(July 2019). ISSN 01694332. Dostupné z: doi:10.1016/j.apsusc.2019.144817
- [18] HAUSCHWITZ, Petr, BIČŠTOVÁ, Radka, BRODSKY, Alexander, KAPLAN, Natan, CIMRMAN, Martin, HUYNH, Jaroslav, BRAJER, Jan, ROSTOHAR, Danijela, KOPEČEK, Jaromír, SMRŽ, Martin a MOCEK, Tomáš. Towards Rapid Fabrication of Superhydrophobic Surfaces by Multi-Beam Nanostructuring with 40,401 Beams. *Nanomaterials* [online]. 2021, **11**(8). ISSN 2079-4991. Dostupné z: doi:10.3390/nano11081987
- [19] HECKL, O H, WEILER, S, FLEISCHHAKER, R, GEBS, R, BUDNICKI, A, WOLF, M, KLEINBAUER, J, RUSS, S, KUMKAR, M a SUTTER, D H. Industry-grade high average power femtosecond light source. In: [online]. 2014, s. 89720P-

- 89720P–7. Dostupné z: <http://dx.doi.org/10.1117/12.2039337>
- [20] SCHILLE, J, SCHNEIDER, L, HARTWIG, L, LOESCHNER, U a MITTWEIDA, Laserinstitut Hochschule. High-rate laser processing of metals using high-average power ultrashort pulse lasers. 2015, (November), 88–95.
- [21] TUENNERMANN, Andreas, NOLTE, Stefan a LIMPET, Jens. Femtosecond vs. Picosecond Laser Material Processing. *Laser Technik Journal* [online]. 2010, 7(1), 34–38. ISSN 1863-9119. Dostupné z: doi:10.1002/latj.201090006
- [22] LOPEZ, John, MINCUZZI, Girolamo, DEVILLARD, Raphael, ZAOUTER, Yoann, HÖNNINGER, Clemens, MOTTAY, Eric a KLING, Rainer. Ablation efficiency of high average power ultrafast laser. *Journal of Laser Applications* [online]. 2015, 27(S2), S28008. ISSN 1938-1387. Dostupné z: doi:10.2351/1.4906479
- [23] SCHILLE, J, SCHNEIDER, L, HARTWIG, L, STREEK, A, DU, K a LOESCHNER, U. Process optimisation in ultrashort pulse laser micro fabrication: How laser process parameters influence efficiency, throughput and quality. *Applied Physics A* [online]. 2015, 120(3), 847–855. ISSN 14320630. Dostupné z: doi:10.1007/s00339-015-9352-4
- [24] *FemtoLux 3. Microjoule Class Femtosecond Industrial Lasers – Ekspla* [online]. 2021 [vid. 2021-05-21]. Dostupné z: <https://ekspla.com/product/microjoule-class-industrial-grade-femtosecond-fiber-laser-femtolux3/>
- [25] *YLPF-10-500-10+Datasheet.pdf* [online]. 2021 [vid. 2021-05-21]. Dostupné z: <https://www.ipgphotonics.com/en/113/FileAttachment/YLPF-10-500-10+Datasheet.pdf>
- [26] *Spirit One 1040-8 - Spectra-Physics | Laser* [online]. 2015 [vid. 2021-05-21]. Dostupné z: <https://www.gophotonics.com/products/lasers/spectra-physics/29-165-spirit-one-1040-8>
- [27] *MENLO_BlueCut10.pdf* [online]. 2015 [vid. 2021-05-21]. Dostupné z: <https://www.photonicsolutions.co.uk/upfiles/MENLO-BlueCut10.pdf>
- [28] SUGIOKA, Koji a CHENG, Ya. *Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing* [online]. B.m.: Nature Publishing Group. 11. duben 2014 [vid. 2021-05-21]. ISSN 20477538. Dostupné z: doi:10.1038/lssa.2014.30
- [29] KIM, G. H., YANG, J., CHIZHOV, S. A., SALL, E. G., KULIK, A. V., YASHIN, V. E., LEE, D. S. a KANG, U. High average-power ultrafast CPA Yb:KYW laser system with dual-slab amplifier. *Optics Express* [online]. 2012, 20(4), 3434 [vid. 2021-05-21]. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/oe.20.003434
- [30] NEUENSCHWANDER, B., JAEGGI, B., SCHMID, M. a HENNIG, G. Surface Structuring with Ultra-short Laser Pulses: Basics, Limitations and Needs for High Throughput. *Physics Procedia* [online]. 2014, 56, 1047–1058. ISSN 18753892. Dostupné z: doi:10.1016/j.phpro.2014.08.017
- [31] NOVÁK, Ondřej, MIURA, Taisuke, SMRŽ, Martin, CHYLA, Michal, NAGISETTY, Siva, MUŽÍK, Jiří, LINNEMANN, Jens, TURČIČOVÁ, Hana, JAMBUNATHAN, Venkatesan, SLEZÁK, Ondřej, SAWICKA-CHYLA, Magdalena, PILAŘ, Jan, BONORA, Stefano, DIVOKÝ, Martin, MĚSÍČEK, Jakub,

- PRANOVICH, Alina, SIKOCINSKI, Pawel, HUYNH, Jaroslav, SEVEROVÁ, Patricie, NAVRÁTIL, Petr, VOJNA, David, HORÁČKOVÁ, Lucie, MANN, Klaus, LUCIANETTI, Antonio, ENDO, Akira, ROSTOHAR, Danijela a MOCEK, Tomáš. Status of the High Average Power Diode-Pumped Solid State Laser Development at HiLASE. *Applied Sciences* [online]. 2015, 5(4), 637–665 [vid. 2015-11-20]. ISSN 2076-3417. Dostupné z: doi:10.3390/app5040637
- [32] DIVOKÝ, Martin. *Nový světový rekord laseru BIVOJ!* [online]. 2021 [vid. 2021-05-10]. Dostupné z: <https://www.hilase.cz/novy-svetovy-rekord-laseru-bivoj/>
- [33] SMRŽ, Martin, MUŽÍK, Jiří, ŠTĚPÁNKOVÁ, Denisa, TURČIČOVÁ, Hana, NOVÁK, Ondřej, CHYLA, Michal, HAUSCHWITZ, Petr, BRAJER, Jan, KUBÁT, Jan, TODOROV, Filip a MOCEK, Tomáš. Picosecond thin-disk laser platform PERLA for multi-beam micromachining. *OSA Continuum* [online]. 2021, 4(3), 940. ISSN 2578-7519. Dostupné z: doi:10.1364/osac.418293
- [34] HAUSCHWITZ, P., JOCHCOVÁ, D., JAGDHEESH, R., ROSTOHAR, D., BRAJER, J., KOPEČEK, J., CIMRMAN, M., SMRŽ, M., MOCEK, T. a LUCIANETTI, Antonio. Towards rapid large-scale LIPSS fabrication by 4-beam ps DLIP. *Optics and Laser Technology* [online]. 2021, 133(August 2020). ISSN 00303992. Dostupné z: doi:10.1016/j.optlastec.2020.106532
- [35] TURCICOVA, Hana, NOVAK, Ondrej, ROSKOT, Lukas, SMRZ, Martin, MUZIK, Jiri, CHYLA, Michal, ENDO, Akira a MOCEK, Tomas. New observations on DUV radiation at 257 nm and 206 nm produced by a picosecond diode pumped thin-disk laser. *Optics Express* [online]. 2019, 27(17), 24286. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/oe.27.024286
- [36] VANDA, Jan, MURESAN, Mihai-George, CECH, Pavel, MYDLAR, Martin, PILNA, Katerina, LUCIANETTI, Antonio, BRAJER, Jan, MOCEK, Tomas, UXA, Stepan a ŠKODA, Václav. Multiple pulse picosecond laser induced damage threshold on hybrid mirrors. In: Christopher Wren CARR, Vitaly E GRUZDEV, Detlev RISTAU a Carmen S MENONI, ed. *Laser-induced Damage in Optical Materials 2020* [online]. B.m.: SPIE, 2020, s. 42–50. Dostupné z: doi:10.1117/12.2572131
- [37] ARNOULT, X, BÖHM, M, BRAJER, J, KAUFMAN, J, ZULIĆ, S, ROSTOHAR, D a MOCEK, T. HILASE center: development of new-generation lasers for laser shock peening. In: Rongshi XIAO, Minghui HONG a Jian LIU, ed. *Advanced Laser Processing and Manufacturing II* [online]. B.m.: SPIE, 2018, s. 37–42. Dostupné z: doi:10.1117/12.2503467
- [38] CHÉNAIS, Sébastien, DRUON, Frédéric, FORGET, Sébastien, BALEMBOIS, François a GEORGES, Patrick. On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials. *Progress in Quantum Electronics* [online]. 2006, 30(4), 89–153. ISSN 00796727. Dostupné z: doi:10.1016/j.pquantelec.2006.12.001
- [39] BRONS, Jonathan, PERVAK, Vladimir, FEDULOVA, Elena, BAUER, Dominik, SUTTER, Dirk, KALASHNIKOV, Vladimir, APOLONSKIY, Alexander, PRONIN, Oleg a KRAUSZ, Ferenc. Energy scaling of Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators. *Opt. Lett.* [online]. 2014. ISSN 1539-4794. Dostupné

z: doi:10.1364/OL.39.006442

- [40] ALFANO, Robert R. *The supercontinuum laser source (Second Edition): Fundamentals with updated references* [online]. B.m.: Springer New York, 2006. ISBN 0387245049. Dostupné z: doi:10.1007/b106776
- [41] KOSAREVA, Olga, DAIGLE, Jean-Francois, PANOV, Nikolay, WANG, Tiejun, HOSSEINI, Sima, YUAN, Shuai, ROY, Gilles, MAKAROV, Vladimir a LEANG CHIN, See. Arrest of self-focusing collapse in femtosecond air filaments: higher order Kerr or plasma defocusing? *Optics Letters* [online]. 2011, **36**(7), 1035 [vid. 2021-05-13]. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/ol.36.001035
- [42] RANKA, Jinendra K., SCHIRMER, Robert W. a GAETA, Alexander L. Observation of pulse splitting in nonlinear dispersive media. *Physical Review Letters* [online]. 1996, **77**(18), 3783–3786 [vid. 2021-05-13]. ISSN 10797114. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevLett.77.3783
- [43] COUAIRON, A. Dynamics of femtosecond filamentation from saturation of self-focusing laser pulses. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* [online]. 2003, **68**(1), 4 [vid. 2021-05-13]. ISSN 10941622. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevA.68.015801
- [44] DUBIETIS, A., COUAIRON, A., KUČINSKAS, E., TAMOŠAUSKAS, G., GAIŽAUSKAS, E., FACCIO, D. a DI TRAPANI, P. Measurement and calculation of nonlinear absorption associated with femtosecond filaments in water. *Applied Physics B: Lasers and Optics* [online]. 2006, **84**(3), 439–446 [vid. 2021-05-13]. ISSN 09462171. Dostupné z: doi:10.1007/s00340-006-2249-3
- [45] VOGEL, A., NOACK, J., NAHEN, K., THEISEN, D., BUSCH, S., PARLITZ, U., HAMMER, D. X., NOOJIN, G. D., ROCKWELL, B. A. a BIRNGRUBER, R. Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales. *Applied Physics B: Lasers and Optics* [online]. 1999, **68**(2), 271–280. ISSN 09462171. Dostupné z: doi:10.1007/s003400050617
- [46] ROTHENBERG, Joshua E. Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media. *Optics Letters* [online]. 1992, **17**(8), 583 [vid. 2021-05-13]. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/ol.17.000583
- [47] ZYSK, Adam M., NGUYEN, Freddy T., OLDENBURG, Amy L., MARKS, Daniel L. a BOPPART, Stephen A. Optical coherence tomography: a review of clinical development from bench to bedside. *Journal of Biomedical Optics* [online]. 2007, **12**(5), 051403 [vid. 2021-05-13]. ISSN 10833668. Dostupné z: doi:10.1117/1.2793736
- [48] RUEHL, Axel, MARTIN, Michael J., COSSEL, Kevin C., CHEN, Lisheng, MCKAY, Hugh, THOMAS, Brian, BENKO, Craig, DONG, Liang, DUDLEY, John M., FERMAN, Martin E., HARTL, Ingmar a YE, Jun. Ultrabroadband coherent supercontinuum frequency comb. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* [online]. 2011, **84**(1), 011806 [vid. 2021-05-13]. ISSN 10502947. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevA.84.011806
- [49] NISHIZAWA, Norihiko. Generation and application of high-quality supercontinuum sources. *Optical Fiber Technology* [online]. 2012, **18**(5), 394–402.

ISSN 10685200. Dostupné z: doi:10.1016/j.yofte.2012.06.010

- [50] KAMINSKI, C. F., WATT, R. S., ELDER, A. D., FRANK, J. H. a HULT, J. Supercontinuum radiation for applications in chemical sensing and microscopy. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* [online]. B.m.: Springer, 2008, s. 367–378 [vid. 2021-05-13]. ISSN 09462171. Dostupné z: doi:10.1007/s00340-008-3132-1
- [51] GOVIND AGRAWAL. *Nonlinear Fiber Optics*. 6th vyd. B.m.: Academic Press, 2019. ISBN 9780128170434.
- [52] NAGY, Tamas, SIMON, Peter a VEISZ, Laszlo. High-energy few-cycle pulses: post-compression techniques. *Advances in Physics: X* [online]. 2021, 6(1), 1845795. Dostupné z: doi:10.1080/23746149.2020.1845795
- [53] PERRY, M D, DITMIRE, T a STUART, B C. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification. *Optics letters* [online]. 1994, 19(24), 2149–51. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:http://dx.doi.org/10.1364/OL.19.002149
- [54] SIEGMAN, A E. *Lasers*. B.m.: University Science Books, 1986. ISBN 9780935702118.
- [55] KARTNER, F X, JUNG, I D a KELLER, U. Soliton mode-locking with saturable absorbers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* [online]. 1996, 2(3), 540–556. Dostupné z: doi:10.1109/2944.571754
- [56] STRICKLAND, Donna a MOUROU, Gerard. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics communications*. 1985, 55(6), 447–449. ISSN 0030-4018.
- [57] *The Nobel Prize in Physics 2018* [online]. [vid. 2021-05-11]. Dostupné z: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/summary/>
- [58] *ELI Beamlines reached the highest average power ever demonstrated by a petawatt laser* No Title [online]. 2021 [vid. 2021-05-11]. Dostupné z: <https://www.fzu.cz/en/news/eli-beamlines-reached-highest-average-power-ever-demonstrated-petawatt-laser>
- [59] BONOD, Nicolas a NEAUPORT, Jérôme. Diffraction gratings: from principles to applications in high-intensity lasers. *Advances in Optics and Photonics* [online]. 2016, 8(1), 156. ISSN 1943-8206. Dostupné z: doi:10.1364/aop.8.000156
- [60] YAKOVLEV, I V. Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems. *Quantum Electronics* [online]. 2014, 44(5), 393–414. ISSN 1063-7818. Dostupné z: doi:10.1070/qe2014v044n05abeh015429
- [61] STARK, Henning, MÜLLER, Michael, KIENEL, Marco, KLENKE, Arno, LIMPert, Jens a TÜNNERMANN, Andreas. Electro-optically controlled divided-pulse amplification. *Optics Express* [online]. 2017, 25(12), 13494. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.25.013494
- [62] KIENEL, Marco, KLENKE, Arno, EIDAM, Tino, HÄDRICH, Steffen, LIMPert, Jens a TÜNNERMANN, Andreas. Energy scaling of femtosecond amplifiers using actively controlled divided-pulse amplification. *Optics Letters* [online]. 2014, 39(4), 1049. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/ol.39.001049
- [63] ZHOU, Shian, OUZOUNOV, Dimitre G. a WISE, Frank W. Divided-pulse amplification of ultrashort pulses. *Conference on Lasers and Electro-Optics, 2007, CLEO 2007* [online]. 2007, 32(7), 871–873. ISSN 0146-9592. Dostupné

- z: doi:10.1109/CLEO.2007.4453041
- [64] DANIAULT, L., BELLANGER, S., LE DORTZ, J., BOURDERIONNET, J., LALLIER, LARAT, C., ANTIER-MURGEY, M., CHANTELOUP, J. C., BRIGNON, A., SIMON-BOISSON, C. a MOUROU, G. XCAN — A coherent amplification network of femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers. *European Physical Journal: Special Topics* [online]. 2015, **224**(13), 2609–2613. ISSN 19516401. Dostupné z: doi:10.1140/epjst/e2015-02571-y
- [65] KLENKE, Arno, MULLER, Michael, STARK, Henning, KIENEL, Marco, JAUREGUI, Cesar, TUNNERMANN, Andreas a LIMPET, Jens. Coherent Beam Combination of Ultrafast Fiber Lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* [online]. 2018, **24**(5). ISSN 21910359. Dostupné z: doi:10.1109/JSTQE.2018.2808540
- [66] FAN, T. Y. Laser beam combining for high-power, high-radiance sources. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* [online]. 2005, **11**(3), 567–577. ISSN 1077260X. Dostupné z: doi:10.1109/JSTQE.2005.850241
- [67] MOUROU, Gérard. Science and applications of the coherent amplifying network (CAN) laser. *The European Physical Journal Special Topics* [online]. 2015, **224**(13), 2527–2528. ISSN 1951-6355. Dostupné z: doi:10.1140/epjst/e2015-02561-1
- [68] HEILMANN, Anke. *Highly scalable femtosecond coherent beam combining system of high power fiber amplifiers-Thesis* [online]. B.m., 2019. b.n. Dostupné z: <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-02061434/>
- [69] VEINHARD, Matthieu, BELLANGER, Séverine, DANIAULT, Louis, FSAIFES, Ihsan, BOURDERIONNET, Jérôme, LARAT, Christian, LALLIER, Eric, BRIGNON, Arnaud a CHANTELOUP, Jean-Christophe. Orbital angular momentum beams generation from 61 channels coherent beam combining femtosecond digital laser. *Optics Letters* [online]. 2021, **46**(1), 25. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/ol.405975
- [70] MOUROU, Gerard, BROCKLESBY, Bill, TAJIMA, Toshiki a LIMPET, Jens. The future is fibre accelerators. *Nature Photonics* [online]. 2013, **7**(4), 258–261. ISSN 1749-4885. Dostupné z: doi:10.1038/nphoton.2013.75
- [71] QUINN, M. N., JUKNA, V., EBISUZAKI, T., DICAIRE, I., SOULARD, R., SUMMERER, L., COUAIRON, A. a MOUROU, G. Space-based application of the CAN laser to LIDAR and orbital debris remediation. *European Physical Journal: Special Topics* [online]. 2015, **224**(13), 2645–2655. ISSN 19516401. Dostupné z: doi:10.1140/epjst/e2015-02577-5
- [72] STARK, Henning, BULDT, Joachim, MÜLLER, Michael, KLENKE, Arno a LIMPET, Jens. 1 kW, 10 mJ, 120 fs coherently combined fiber CPA laser system. *Optics Letters* [online]. 2021, **46**(5), 969. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/ol.417032
- [73] ZHOU, Tong, RUPPE, John, ZHU, Cheng, HU, I-Ning, NEES, John a GALVANAUSKAS, Almantas. Coherent pulse stacking amplification using low-finesse Gires-Tournois interferometers. *Optics Express* [online]. 2015, **23**(6), 7442. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/oe.23.007442

- [74] ASTRAUSKAS, Ignas, KAKSIS, Edgar, FLÖRY, Tobias, ANDRIUKAITIS, Giedrius, PUGŽLYS, Audrius, BALTUŠKA, Andrius, RUPPE, John, CHEN, Siyun, GALVANAUSKAS, Almantas a BALČIŪNAS, Tadas. High-energy pulse stacking via regenerative pulse-burst amplification. *Optics Letters* [online]. 2017, **42**(11), 2201. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/ol.42.002201
- [75] YANG, Y, WILLCOX, R, BYRD, J, DOOLITTLE, L, DU, Q, HUANG, G, XU, Y a BERKELEY, Lawrence. Multicavity Coherent Pulse Stacking Using Herriott Cells *. In: *Proceedings of NAPAC2016, Chicago, IL, USA* [online]. 2016, s. 370–372. ISBN 9783954501809. Dostupné z: <https://accelconf.web.cern.ch/napac2016/papers/tupoa42.pdf>
- [76] SIRLETO, Luigi. Fiber raman amplifiers and fiber raman lasers. *Micromachines* [online]. 2020, **11**(12), 1–5. ISSN 2072666X. Dostupné z: doi:10.3390/mi11121044
- [77] YANG, Fan, GYGER, Flavien a THÉVENAZ, Luc. Intense Brillouin amplification in gas using hollow-core waveguides. *Nature Photonics* [online]. 2020, **14**(11), 700–708. ISSN 17494893. Dostupné z: doi:10.1038/s41566-020-0676-z
- [78] FATTAHI, Hanieh, KARPOWICZ, Nicholas, METZGER, Thomas, MAJOR, Zsuzsanna a KRAUSZ, Ferenc. Third-generation femtosecond technology. *Proceedings 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, CLEO/Europe-EQEC 2015* [online]. 2015, **1**(1), 45. ISSN 2334-2536. Dostupné z: doi:10.1364/optica.1.000045
- [79] SARACENO, Clara J, EMAURY, Florian, SCHRIBER, Cinia, HOFFMANN, Martin, GOLLING, Matthias, SÜDMEYER, Thomas a KELLER, Ursula. Ultrafast thin-disk laser with 80 μJ pulse energy and 242 W of average power. *Optics letters* [online]. 2014, **39**(1), 9–12. ISSN 1539-4794. Dostupné z: doi:10.1364/OL.39.000009
- [80] SARACENO, Clara, SCHRIBER, Cinia, EMAURY, Florian, HECKL, Oliver, BAER, Cyrill, HOFFMANN, Martin, BEIL, Kolja, KRÄNKEL, Christian, GOLLING, Matthias, SÜDMEYER, Thomas a KELLER, Ursula. Cutting-Edge High-Power Ultrafast Thin Disk Oscillators. *Applied Sciences* [online]. 2013, **3**(2), 355–395. ISSN 2076-3417. Dostupné z: doi:10.3390/app3020355
- [81] SARACENO, Clara J., SUTTER, Dirk, METZGER, Thomas a ABDU AHMED, Marwan. The amazing progress of high-power ultrafast thin-disk lasers. *Journal of the European Optical Society* [online]. 2019, **15**(1), 1–7. ISSN 19902573. Dostupné z: doi:10.1186/s41476-019-0108-1
- [82] SARACENO, Clara J., EMAURY, Florian, SCHRIBER, Cinia, DIEBOLD, Andreas, HOFFMANN, Martin, GOLLING, Matthias, SUDMEYER, Thomas a KELLER, Ursula. Toward Millijoule-Level High-Power Ultrafast Thin-Disk Oscillators. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* [online]. 2015, **21**(1), 1100318. ISSN 1077-260X. Dostupné z: doi:10.1109/JSTQE.2014.2341588
- [83] SALTARELLI, F., GRAUMANN, I. J., LANG, L., BAUER, D., PHILLIPS, C. R. a KELLER, U. Power scaling of ultrafast oscillators: 350-W average-power sub-picosecond thin-disk laser. *Optics Express* [online]. 2019, **27**(22), 31465.

ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.27.031465

- [84] BRONS, Jonathan. *High-power femtosecond laser-oscillators for applications in high-field physics* [online]. München, 2017. LMU München. Dostupné z: doi:10.5282/edoc.20915
- [85] SARACENO, Clara, EMAURY, Florian, DIEBOLD, Andreas, SCHRIBER, Cinia, DEBORD, Benoit, GEROME, Frederic a THOMAS, S. Hollow-core photonic crystal fibers for high-power , ultrafast lasers. *Spie* [online]. 2015, 17–19. Dostupné z: doi:10.1117/2.1201503.005818
- [86] MASON, P. D., FITTON, M., LINTERN, A., BANERJEE, S., ERTEL, K., DAVENNE, T., HILL, J., BLAKE, S. P., PHILLIPS, P. J., BUTCHER, T. J., SMITH, J. M., DE VIDO, M., GREENHALGH, R. J. S., HERNANDEZ-GOMEZ, C. a COLLIER, J. L. Scalable design for a high energy cryogenic gas cooled diode pumped laser amplifier. *Applied Optics* [online]. 2015, **54**(13), 4227. ISSN 0003-6935. Dostupné z: doi:10.1364/AO.54.004227
- [87] RUSSBUELDT, P, MANS, T, WEITENBERG, J, HOFFMANN, HD a POPRAWE, R. Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier. *Optics letters* [online]. 2010, **35**(24), 4169–4171. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/OL.35.004169
- [88] RUSSBUELDT, Peter, HOFFMANN, Dieter, HOFER, Marco, LOHRING, Jens, LUTTMANN, Jorg, MEISSNER, Ansgar, WEITENBERG, Johannes, TRAUB, Martin, SARTORIUS, Thomas, ESSER, Dominik, WESTER, Rolf, LOOSEN, Peter a POPRAWE, Reinhart. Innoslab Amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* [online]. 2015, **21**(1), 1–17. ISSN 1077-260X. Dostupné z: doi:10.1109/JSTQE.2014.2333234
- [89] PENG, Zhigang, SHI, Yuhang, BU, Xiangbao, HONG, Chang, LI, Huijuan, XU, Yan a WANG, Pu. 21 W, 105 μ j Regenerative Amplifier Based on Yb:YAG SCF and NALM Fiber Oscillator. *IEEE Photonics Technology Letters* [online]. 2020, **32**(6), 333–336. ISSN 19410174. Dostupné z: doi:10.1109/LPT.2020.2974068
- [90] METZGER, Thomas, SCHWARZ, Alexander, TEISSET, Catherine Yuriko, SUTTER, Dirk, KILLI, Alexander, KIENBERGER, Reinhard a KRAUSZ, Ferenc. High-repetition-rate picosecond pump laser based on a Yb:YAG disk amplifier for optical parametric amplification. *Optics Letters* [online]. 2009, **34**(14), 2123 [vid. 2021-05-24]. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/ol.34.002123
- [91] MATSUBARA, S., TANAKA, M., TAKAMA, M., HITOTSUYA, H., KOBAYASHI, T. a KAWATO, S. A picosecond thin-rod Yb:YAG regenerative laser amplifier with the high average power of 20 W. *Laser Physics Letters* [online]. 2013, **10**(5), 4 [vid. 2021-05-24]. ISSN 16122011. Dostupné z: doi:10.1088/1612-2011/10/5/055810
- [92] SARACENO, Clara J, EMAURY, Florian, HECKL, Oliver H, BAER, Cyrill R E, HOFFMANN, Martin, SCHRIBER, Cinia, GOLLING, Matthias, SÜDMEYER, Thomas a KELLER, Ursula. 275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment. *Optics Express* [online]. 2012, **20**(21), 23535–23541. ISSN 1094-4087. Dostupné

z: doi:10.1364/OE.20.023535

- [93] SUN, Di, GUO, Jie, WANG, Wei, DU, Xiao, GAO, Yongxi, GAO, Zichen a LIANG, Yan Xiao. Numerical and Experimental Analysis of Yb:YAG Thin Disk Regenerative Amplifier. *IEEE Photonics Journal* [online]. 2021, 1–1 [vid. 2021-05-24]. ISSN 1943-0655. Dostupné z: doi:10.1109/JPHOT.2021.3080708
- [94] LIMPERT, Jens, RÖSER, Fabian, SCHIMPF, Damian N, SEISE, Enrico, EIDAM, Tino, HÄDRICH, Steffen, ROTHHARDT, Jan, MISAS, César Jauregui a TÜNNERMANN, Andreas. High repetition rate gigawatt peak power fiber laser systems: challenges, design, and experiment. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*. 2009, **15**(1), 159–169. ISSN 1077-260X.
- [95] STUTZKI, Fabian, JANSEN, Florian, OTTO, Hans-Jürgen, JAUREGUI, Cesar, LIMPERT, Jens a TÜNNERMANN, Andreas. Designing advanced very-large-mode-area fibers for power scaling of fiber-laser systems. *Optica* [online]. 2014, **1**(4), 233–242. ISSN 2334-2536. Dostupné z: doi:10.1364/OPTICA.1.000233
- [96] EIDAM, Tino, HANF, Stefan, SEISE, Enrico, ANDERSEN, Thomas V, GABLER, Thomas, WIRTH, Christian, SCHREIBER, Thomas, LIMPERT, Jens a TÜNNERMANN, Andreas. Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power. *Optics letters* [online]. 2010, **35**(2), 94–96. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/OL.35.000094
- [97] RAYBAUT, Pierre, BALEMBOIS, François, DRUON, Frédéric a GEORGES, Patrick. Numerical and experimental study of gain narrowing in ytterbium-based regenerative amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* [online]. 2005, **41**(3), 415–425. ISSN 00189197. Dostupné z: doi:10.1109/JQE.2004.841930
- [98] WALSH, Brian M. a BARNES, Norman P. Nonstoichiometric laser materials: Designer wavelengths in neodymium-doped garnets. *Journal of Luminescence* [online]. 2009, **129**(12), 1401–1406. ISSN 00222313. Dostupné z: doi:10.1016/j.jlumin.2009.01.021
- [99] CRUMP, Paul, ERBERT, Gotz, WENZEL, Hans, FREVERT, Carlo, SCHULTZ, Christoph M., HASLER, Karl Heinz, STASKE, Ralf, SUMPFF, Bernd, MAASSDORF, Andre, BUGGE, Frank, KNIGGE, Steffen a TRANKLE, Gunther. Efficient high-power laser diodes. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* [online]. 2013, **19**(4). ISSN 1077260X. Dostupné z: doi:10.1109/JSTQE.2013.2239961
- [100] DONG, Jun, UEDA, K., YAGI, H., KAMINSKII, A. A. a CAI, Z. Comparative study the effect of Yb concentrations on laser characteristics of Yb:YAG ceramics and crystals. *Laser Physics Letters* [online]. 2009, **6**(4), 282–289 [vid. 2021-05-24]. ISSN 16122011. Dostupné z: doi:10.1002/lapl.200810136
- [101] PETIT, Johan, GOLDNER, Philippe a VIANA, Bruno. Laser emission with low quantum defect in Yb:CaGdAlO₄. *Optics Letters* [online]. 2005, **30**(11), 1345 [vid. 2021-05-24]. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/ol.30.001345
- [102] CALENDRON, Anne-Laure. Dual-crystal Yb:CALGO high power laser and regenerative amplifier. *Optics Express* [online]. 2013, **21**(22), 26174 [vid. 2021-05-24]. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/oe.21.026174

- [103] CARACCILO, E., KEMNITZER, M., GUANDALINI, A., PIRZIO, F., AUS DER AU, J. a AGNESI, A. 28-W, 217 fs solid-state Yb:CaAlGdO₄ regenerative amplifiers. *Optics Letters* [online]. 2013, **38**(20), 4131 [vid. 2021-05-24]. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1364/ol.38.004131
- [104] LOIKO, Pavel, DRUON, Frederic, GEORGES, Patrick, VIANA, Bruno a YUMASHEV, Konstantin. Thermo-optic characterization of Yb:CaGdAlO₄ laser crystal. *Optical Materials Express* [online]. 2014, **4**(11), 2241 [vid. 2021-05-24]. ISSN 2159-3930. Dostupné z: doi:10.1364/ome.4.002241
- [105] SEVILLANO, P., BRISSET, J. G., TROPHÈME, B. a COURJAUD, A. High energy regenerative amplifier based on Yb:CaF₂ [online]. 2017, **10082**, 1008223. ISSN 1996756X. Dostupné z: doi:10.1117/12.2252078
- [106] SEVILLANO, P, CAMY, P, DOUALAN, J L, MONCORGÉ, R, DESCAMPS, D a CORMIER, E. 130 fs – Multiwatt Yb : CaF₂ regenerative amplifier pumped by a fiber laser. 2016, **2016**, 4–6.
- [107] CARACCILO, E., KEMNITZER, M., GUANDALINI, A., PIRZIO, F., AGNESI, A. a AUS-DER-AU, J. High-energy multiwatt femtosecond diode-pumped Yb:CaAlGdO₄ and Yb:CaF₂ regenerative amplifiers [online]. 2015, **9342**, 93421F. ISSN 1996756X. Dostupné z: doi:10.1117/12.2078715
- [108] ABALLEA, P., SUGANUMA, A., DRUON, F., HOSTALRICH, J., GEORGES, P., GREDIN, P. a MORTIER, M. Laser performance of diode-pumped Yb : CaF₂ optical ceramics synthesized using an energy-efficient process. *Optica*. 2015, **2**(4), 288–291.
- [109] CARACCILO, E., KEMNITZER, M., GUANDALINI, a., PIRZIO, F., AGNESI, A. a AUS DER AU, J. High pulse energy multiwatt Yb:CaAlGdO₄ and Yb:CaF₂ regenerative amplifiers. *Optics Express* [online]. 2014, **22**(17), 19912. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.22.019912
- [110] KÖRNER, J., JAMBUNATHAN, V., HEIN, J., SEIFERT, R., LOESER, M., SIEBOLD, M., SCHRAMM, U., SIKOCINSKI, P., LUCIANETTI, A., MOCEK, T. a KALUZA, M. C. Spectroscopic characterization of Yb³⁺-doped laser materials at cryogenic temperatures. *Applied Physics B: Lasers and Optics* [online]. 2014, **116**(1), 75–81. ISSN 09462171. Dostupné z: doi:10.1007/s00340-013-5650-8
- [111] WENTSCH, Katrin Sarah, WEICHEL, Birgit, GÜNSTER, Stefan, DRUON, Frederic, GEORGES, Patrick, AHMED, Marwan Abdou a GRAF, Thomas. Yb:CaF₂ thin-disk laser. *Optics Express* [online]. 2014, **22**(2), 1524. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.22.001524
- [112] RICAUD, S., DRUON, F., PAPADOPOULOS, D. N., CAMY, P., DOUALAN, J.L., MONCORGÉ, R., DELAIGUE, M., ZAOUTER, Y., COURJAUD, A., GEORGES, P. a MOTTAY, E. Diode-pumped Yb:CaF₂ regenerative amplifier [online]. 2011, **7912**, 79120S. ISSN 0146-9592. Dostupné z: doi:10.1117/12.873725
- [113] DRUON, Frédéric, RICAUD, Sandrine, PAPADOPOULOS, Dimitris N., PELLEGRINA, Alain, CAMY, Patrice, DOUALAN, Jean Louis, MONCORGÉ, Richard, COURJAUD, Antoine, MOTTAY, Eric a GEORGES, Patrick. On Yb:CaF₂ and Yb:SrF₂: review of spectroscopic and thermal properties and

- their impact on femtosecond and high power laser performance [Invited]. *Optical Materials Express* [online]. 2011, 1(3), 489. ISSN 2159-3930. Dostupné z: doi:10.1364/OME.1.000489
- [114] RICAUD, Sandrine, DRUON, Frédéric, PAPADOPOULOS, Dimitris N, CAMY, Patrice, DOUALAN, Jean-louis, MONCORGÉ, Richard, DELAIGUE, Martin, ZAOUTER, Yoann, COURJAUD, Antoine, GEORGES, Patrick a MOTTAY, Eric. Yb : CaF₂ regenerative amplifier. *Optics Letters*. 2010, 35(14), 2415–2417.
- [115] MOULTON, Peter F, FRY, Alan R a FENDEL, Peter. Ti: sapphire: Material, Lasers and Amplifiers. In: *Handbook of Laser Technology and Applications: Laser Design and Laser Systems (Volume Two)*. B.m.: CRC Press, 2021, s. 69.
- [116] RAEA *Ultrafast Amplifier* [online]. 2021 [vid. 2021-05-21]. Dostupné z: <https://www.kmlabs.com/raea-ultrafast-amplifier>
- [117] WALSH, Brian M, BARNES, Norman P., HUTCHESON, Ralph L, EQUALL, Randy W a DI BARTOLO, Baldassare. Spectroscopy and lasing characteristics of Nd-doped Y₃Ga_xAl_(5-x)O₁₂ materials: application toward a compositionally tuned 0.94- μ m laser. *Journal of the Optical Society of America B* [online]. 1998, 15(11), 2794. ISSN 0740-3224. Dostupné z: doi:10.1364/JOSAB.15.002794
- [118] DAVID, Samuel Paul, JAMBUNATHAN, Venkatesan, YUE, Fangxin, NAVRATIL, Petr, MIKA, Martin, LUCIANETTI, Antonio a MOCEK, Tomas. Effect of Gd³⁺ /Ga³⁺ on Yb³⁺ emission in mixed YAG at cryogenic temperature. *Ceramics International* [online]. 2019, 45(7), 9418–9422. ISSN 02728842. Dostupné z: doi:10.1016/j.ceramint.2018.08.241
- [119] JAMBUNATHAN, Venkatesan, HORACKOVA, Lucie, MIURA, Taisuke, SULC, Jan, JELÍNKOVÁ, Helena, ENDO, Akira, LUCIANETTI, Antonio a MOCEK, Tomas. Spectroscopic and lasing characteristics of Yb:YGAG ceramic at cryogenic temperatures. *Optical Materials Express* [online]. 2015, 5(6), 1289. ISSN 2159-3930. Dostupné z: doi:10.1364/ome.5.001289
- [120] MUŽÍK, J., JELÍNEK, M., JAMBUNATHAN, V., MIURA, T., SMRŽ, M., ENDO, A., MOCEK, T. a KUBEČEK, V. Cryogenically-cooled Yb:YGAG ceramic mode-locked laser. *Optics Express* [online]. 2016, 24(2), 1402. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.24.001402
- [121] ŠULC, Jan, JELÍNKOVÁ, Helena, JAMBUNATHAN, Venkatesan, MIURA, Taisuke, ENDO, Akira, LUCIANETTI, Antonio a MOCEK, Tomáš. Wavelength tunability of laser based on Yb-doped YGAG ceramics. In: *Proc. SPIE 9342, Solid State Lasers XXIV: Technology and Devices* [online]. 2015, s. 93421T-93421T-9. ISBN 9781628414325. Dostupné z: doi:10.1117/12.2077494
- [122] *Types of power / Energy Laser Sensors General Introduction | Ophir Photonics* [online]. 2021 [vid. 2021-05-31]. Dostupné z: <https://www.ophiropt.com/laser--measurement/knowledge-center/article/42>
- [123] *Mach 6 - Laser energy meter - Gentec-EO* [online]. 2021 [vid. 2021-05-31]. Dostupné z: <https://www.gentec-eo.com/products/mach-6>
- [124] *L50(150)A-PF-35 | Laser Thermal Power Sensors | Power Sensors - Ophir* [online].

- 2021 [vid. 2021-05-31]. Dostupné z: <https://www.ophiropt.com/laser--measurement/laser-power-energy-meters/products/Laser-Thermal-Power-Sensors/Low-medium-power-thermal-sensors/L50%28150%29A-PF-35>
- [125] 3A-PF-12 | *Laser Thermal Power Sensors* | *Power Sensors - Ophir* [online]. 2021 [vid. 2021-05-31]. Dostupné z: <https://www.ophiropt.com/laser--measurement/laser-power-energy-meters/products/Laser-Thermal-Power-Sensors/High-Sensitivity-Thermal-Laser-Sensors/3A-PF-12>
- [126] PD300-1W | *Laser Photodiode Sensors* | *Power Sensors - Ophir* [online]. 2021 [vid. 2021-05-31]. Dostupné z: <https://www.ophiropt.com/laser--measurement/laser-power-energy-meters/products/Laser-Photodiode-Sensors/Standard-Photodiode-Sensors/PD300-1W>
- [127] LE COARER, Etienne, BLAIZE, Sylvain, BENECH, Pierre, STEFANON, Ilan, MORAND, Alain, LÉRONDEL, Gilles, LEBLOND, Grégory, KERN, Pierre, FEDELI, Jean Marc a ROYER, Pascal. Wavelength-scale stationary-wave integrated Fourier-transform spectrometry. *Nature Photonics* [online]. 2007, **1**(8), 473–478. ISSN 17494885. Dostupné z: doi:10.1038/nphoton.2007.138
- [128] USB2000+ *Fiber Optic Gated Spectrometer Installation and Operation Manual* [online]. 2021 [vid. 2021-05-31]. Dostupné z: [https://mmrc.caltech.edu/Biologic Stopped Flow/Manuals/Ocean Optics/USB2000+ Operating Instructions.pdf](https://mmrc.caltech.edu/Biologic%20Stopped%20Flow/Manuals/Ocean%20Optics/USB2000%20Operating%20Instructions.pdf)
- [129] HR4000 *Installation and Operation Manual* [online]. 2021 [vid. 2021-05-31]. Dostupné z: [https://www.usna.edu/Users/physics/vanhoy/_files/SP425/LabDocs/Ocean Optics 2000/SpectraSuite/070131_1347 R/documentation/Spectrometers and Software/hr4000.pdf](https://www.usna.edu/Users/physics/vanhoy/_files/SP425/LabDocs/Ocean%20Optics%202000/SpectraSuite/070131_1347%20R/documentation/Spectrometers%20and%20Software/hr4000.pdf)
- [130] mini laser spectrum analyzer with high spectral resolution. 28. 4. 2016 [online]. [vid. 2021-05-31]. Dostupné z: <https://resolutionspectra.com/products/micro-spectra/>
- [131] TREBINO, Rick a KANE, Daniel J. Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating. *Journal of the Optical Society of America A* [online]. 1993, **10**(5), 1101 [vid. 2021-06-07]. ISSN 1084-7529. Dostupné z: doi:10.1364/josaa.10.001101
- [132] FIENUP, J. R. Phase retrieval algorithms: a comparison. *Applied Optics* [online]. 1982, **21**(15), 2758 [vid. 2021-06-07]. ISSN 0003-6935. Dostupné z: doi:10.1364/ao.21.002758
- [133] *pulseCheck NX Autocorrelator for Pulse Width Measurements* [online]. 2021 [vid. 2021-06-03]. Dostupné z: <https://www.ape-berlin.de/en/autocorrelator/pulsecheck/>
- [134] SMRŽ, Martin, MIURA, Taisuke, CHYLA, Michal, NAGISETTY, Siva, NOVÁK, Ondřej, ENDO, Akira a MOCEK, Tomáš. Suppression of nonlinear phonon relaxation in Yb:YAG thin disk via zero phonon line pumping. *Optics letters* [online]. 2014, **39**(16), 4919–22. ISSN 1539-4794. Dostupné z: doi:10.1364/OL.39.004919
- [135] SEVEROVÁ, P., NAGISETTY, S. S., CHYLA, M., MIURA, T., ENDO, A., SMRŽ,

- M. a MOCEK, T. Investigation of spectrally-dependent phonon relaxation mechanism in Yb:YAG gain media and its consequences for thin disk laser performance. *Laser Physics* [online]. 2020, **30**(2), 025005 [vid. 2021-08-18]. ISSN 15556611. Dostupné z: doi:10.1088/1555-6611/ab602a
- [136] C-THERM TECHNOLOGIES LTD. *Thermal Conductivity Instruments - C-Therm - Thermal Conductivity Instruments* [online]. Dostupné z: http://www.ctherm.com/products/tci_thermal_conductivity/
- [137] XU, Xiaodong, ZHAO, Zhiwei, XU, Jun a DENG, Peizhen. Thermal diffusivity, conductivity and expansion of Yb₃xY₃(1-x)Al₅O₁₂ (x = 0.05, 0.1 and 0.25) single crystals. *Solid State Communications* [online]. 2004, **130**(8), 529–532. ISSN 00381098. Dostupné z: doi:10.1016/j.ssc.2004.03.007
- [138] PATEL, Falgun D., HONEA, Eric C., SPETH, Joel, PAYNE, Stephen A., HUTCHESON, Ralph a EQUALL, Randy. Laser demonstration of Yb₃Al₅O₁₂ (YbAG) and materials properties of highly doped Yb:YAG. *IEEE Journal of Quantum Electronics* [online]. 2001, **37**(1), 135–144. ISSN 00189197. Dostupné z: doi:10.1109/3.892735
- [139] SATO, Yoichi, AKIYAMA, Jun a TAIRA, Takunori. Effects of rare-earth doping on thermal conductivity in Y₃Al₅O₁₂ crystals. *Optical Materials* [online]. 2009, **31**(5), 720–724. ISSN 09253467. Dostupné z: doi:10.1016/j.optmat.2008.10.040
- [140] CARDINALI, Vanessa. *Matériaux lasers dopés à l'ion ytterbium : Performances lasers en pompage par diodes lasers et étude des propriétés thermo-optiques à des températures cryogéniques* [online]. B.m., 2011. Ecole Polytechnique ParisTech. Dostupné z: <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00613185/>
- [141] RENNINGER, W. H., CHONG, A. a WISE, F. W. Giant-chirp oscillators for short-pulse fiber amplifiers. In: *Optics InfoBase Conference Papers* [online]. B.m.: Optical Society of America, 2009, s. 3025–3027 [vid. 2021-06-15]. ISBN 9781557528698. Dostupné z: doi:10.1364/ol.33.003025
- [142] RENNINGER, W. H., CHONG, A. a WISE, F. W. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* [online]. 2008, **77**(2), 023814 [vid. 2021-06-15]. ISSN 10502947. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevA.77.023814
- [143] AGGARWAL, R. L., RIPIN, D. J., OCHOA, J. R. a FAN, T. Y. Measurement of thermo-optic properties of Y₃Al₅O₁₂, Lu₃Al₅O₁₂, YAlO₃, LiYF₄, LiLuF₄, BaY₂F₈, KGd(WO₄)₂, and KY(WO₄)₂ laser crystals in the 80–300K temperature range. *Journal of Applied Physics* [online]. 2005, **98**(10), 103514. ISSN 0021-8979. Dostupné z: doi:10.1063/1.2128696
- [144] CHUNUSOV, N.I. *reZonator design software* [online]. [vid. 2015-12-30]. Dostupné z: <http://www.rezonator.orion-project.org/>
- [145] KOUTA, Hikaru. Wavelength dependence of repetitive-pulse laser-induced damage threshold in β-BaB₂O₄. *Applied Optics* [online]. 1999, **38**(3), 545. ISSN 0003-6935. Dostupné z: doi:10.1364/ao.38.000545
- [146] RISTAU, Detlev. *Laser-Induced Damage in Optical Materials*. B.m.: CRC Press, 2014. ISBN 1439872163.

- [147] WANG, Xinglong a YAO, Jianquan. Transmitted and tuning characteristics of birefringent filters. *Applied Optics* [online]. 1992, **31**(22), 4505. ISSN 0003-6935. Dostupné z: doi:10.1364/ao.31.004505
- [148] DÖRRING, Jochen, KILLI, Alexander, MORGNER, Uwe, LANG, Alexander, LEDERER, Max a KOPF, Daniel. Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers. *Optics express* [online]. 2004, **12**(8), 1759–1768. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OPEX.12.001759
- [149] GRISHIN, M, GULBINAS, V a MICHAILOVAS, a. Dynamics of high repetition rate regenerative amplifiers. *Optics express* [online]. 2007, **15**(15), 9434–9443. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.15.009434
- [150] GRISHIN, Mikhail, GULBINAS, Vidmantas a MICHAILOVAS, Andrejus. Bifurcation suppression for stability improvement in Nd:YVO₄ regenerative amplifier. *Optics Express* [online]. 2009, **17**(18), 15700–15708. ISSN 1094-4087. Dostupné z: doi:10.1364/OE.17.015700
- [151] TREACY, E. B. Optical Pulse Compression With Diffraction Gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics* [online]. 1969, **5**(9), 454–458. ISSN 0018-9197. Dostupné z: doi:10.1109/JQE.1969.1076303
- [152] LIN, Zhaocong, ZHU, Xiao, ZHU, Guangzhi, QIAO, Yu, WANG, Mu, ZHAO, Wenguang, WANG, Hailin a QI, Lijun. Amplified spontaneous emission model of thin disk laser with nonuniform temperature distribution. *Journal of the Optical Society of America B* [online]. 2017, **34**(3), 625. ISSN 0740-3224. Dostupné z: doi:10.1364/josab.34.000625
- [153] FAN, Tso Yee, RIPIN, Daniel J, AGGARWAL, Roshan L, OCHOA, Juan R, CHANN, Bien, TILLEMANN, Michael a SPITZBERG, Joshua. Cryogenic Yb³⁺-Doped Solid-State Lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2007, **13**(3), 448–459.
- [154] KOECHNER, W. Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod. *Applied Optics* [online]. 1970, **9**(11), 2548. ISSN 0003-6935. Dostupné z: doi:10.1364/ao.9.002548
- [155] CARDINALI, V., MARMOIS, E., LE GARREC, B. a BOURDET, G. Determination of the thermo-optic coefficient dn/dT of ytterbium doped ceramics (Sc₂O₃, Y₂O₃, Lu₂O₃, YAG), crystals (YAG, CaF₂) and neodymium doped phosphate glass at cryogenic temperature. *Optical Materials* [online]. 2012, **34**(6), 990–994. ISSN 09253467. Dostupné z: doi:10.1016/j.optmat.2011.05.035
- [156] LE GARREC, B., CARDINALI, V. a BOURDET, G. Thermo-optical measurements of ytterbium doped ceramics (Sc₂O₃, Y₂O₃, Lu₂O₃, YAG) and crystals (YAG, CaF₂) at cryogenic temperatures. *High-Power, High-Energy, and High-Intensity Laser Technology; and Research Using Extreme Light: Entering New Frontiers with Petawatt-Class Lasers* [online]. 2013, **8780**(March 2014), 87800E. ISSN 0277786X. Dostupné z: doi:10.1117/12.2017263
- [157] BROWN, David C, SINGLEY, Joseph M, KOWALEWSKI, Katie, GUELZOW, James a VITALI, Victoria. High sustained average power cw and ultrafast Yb:YAG near-diffraction-limited cryogenic solid-state laser. *Optics express* [online]. 2010, **18**(24), 24770–92. ISSN 1094-4087. Dostupné

z: doi:10.1364/OE.18.024770

- [158] *Multilayer Dielectric (MLD) Diffraction Gratings* [online]. 2021 [vid. 2021-05-11]. Dostupné z: <https://www.plymouthgrating.com/product/multilayer-dielectric-mld-diffraction-gratings/>
- [159] MIAO, Zhang Wang, YU, Hai Juan, ZHANG, Jing Yuan, ZOU, Shu Zhen, ZHAO, Peng Fei, LOU, Bo Jie a LIN, Xue Chun. Watt-Level CW Ti: Sapphire Oscillator Directly Pumped with Green Laser Diodes Module. *IEEE Photonics Technology Letters* [online]. 2020, 32(5), 247–250. ISSN 19410174. Dostupné z: doi:10.1109/LPT.2020.2969700
- [160] PICHON, Pierre, BARBET, Adrien, BLANCHOT, Jean-Philippe, DRUON, Frederic, BALEMBOIS, François a GEORGES, Patrick. Light-emitting diodes: a new paradigm for Ti:sapphire pumping. *Optica* [online]. 2018, 5(10), 1236 [vid. 2021-05-26]. ISSN 2334-2536. Dostupné z: doi:10.1364/optica.5.001236

Publikační list

Jméno: Ing. Jaroslav Huynh

Datum: 5.8.2021 zdroj: www.webofscience.com

Publikace v rámci disertační práce

Impaktované publikace

- [1] **J. Huynh**, M. Smrž, T. Miura, A. Endo, M. Čech, and T. Mocek, "Femtosecond Yb: YGAG ceramic regenerative amplifier," *Opt. Mater. Express* **8**, 615–621 (2017). (**Počet citací: 6**)
- [2] L. Chen, **J. Huynh**, H. Zhou, M. Chyla, M. Smrž, and T. Mocek, "Generating 84 fs, 4 nJ directly from an Yb-doped fiber oscillator by optimization of the net dispersion," *Laser Phys.* **29**, (2019). (**Počet citací: 3**)
- [3] M. Smrž, O. Novák, J. Mužík, H. Turčičová, M. Chyla, S. S. Nagisetty, M. Vyvlečka, L. Roškot, T. Miura, J. Černohorská, P. Sikocinski, L. Chen, **J. Huynh**, P. Severová, A. Pranovich, A. Endo, T. Mocek, "Advances in High-Power, Ultrashort Pulse DPSSL Technologies at HiLASE," *Appl. Sci.* **7**, 1016 (2017). (**Počet citací: 29**)
- [4] O. Novák, T. Miura, M. Smrž, M. Chyla, S. Nagisetty, J. Mužík, J. Linnemann, H. Turčičová, V. Jambunathan, O. Slezák, M. Sawicka-Chyla, J. Pilař, S. Bonora, M. Divoký, J. Měsíček, A. Pranovich, P. Sikocinski, **J. Huynh**, P. Severová, P. Navrátil, D. Vojna, L. Horáčková, K. Mann, A. Lucianetti, A. Endo, D. Rostohar, and T. Mocek, "Status of the High Average Power Diode-Pumped Solid State Laser Development at HiLASE," *Appl. Sci.* **5**, 637–665 (2015). (**Počet citací: 56**)
- [5] M. Divoky, M. Smrč, M. Chyla, P. Sikocinski, P. Severova, O. Novak, **J. Huynh**, S. S. Nagisetty, T. Miura, J. Pilař, O. Slezak, M. Sawicka, V. Jambunathan, J. Vanda, a. Endo, a. Lucianetti, D. Rostohar, P. D. Mason, P. J. Phillips, K. Ertel, S. Banerjee, C. Hernandez-Gomez, J. L. Collier, and T. Mocek, "Overview of the HiLASE project: high average power pulsed DPSSL systems for research and industry," *High Power Laser Sci. Eng.* **2**, e14 (2014). (**Počet citací: 49**)

Sborníky, konferenční příspěvky

- [6] **J. Huynh**, M. Smrž, T. Miura, A. Endo, M. Čech, and T. Mocek, "Diode-pumped femtosecond Yb:YGAG regenerative amplifier," in *Laser Congress 2017 (ASSL, LAC)* (2017), Vol. Part F75-A, p. JTU2A.26.
- [7] **J. Huynh**, M. Smrž, T. Miura, A. Endo, M. Čech, and T. Mocek, "Femtosecond Yb: YGAG ceramic regenerative amplifier," in *Optics InfoBase Conference Papers* (IEEE, 2017), Vol. Part F82-C, pp. 1–1.

- [8] A. Endo, M. Smrz, O. Novak, H. Turcicova, J. Muzik, **J. Huynh**, T. Mocek, K. Sakaue, and M. Washio, "Picosecond, kW thin disc laser technology for LPP and FEL EUV sources," in *Optics InfoBase Conference Papers* (2016).
- [9] M. Smrž, J. Mužík, O. Novák, M. Chyla, H. Turčičová, S. S. Nagisetty, **J. Huynh**, T. Miura, J. Linnemann, P. Severová, P. Sikocinski, A. Endo, and T. Mocek, "Progress in kW-class picosecond thin-disk lasers development at the HiLASE," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* (2016), Vol. 9726, p. 972617.
- [10] M. Divoky, M. Smrz, M. Chyla, P. Sikocinski, P. Severova, O. Novák, **J. Huynh**, S. S. Nagisetty, T. Miura, C. Liberatore, J. Pilař, O. Slezak, M. Sawicka, V. Jambunathan, L. Gemini, J. Vanda, R. Svabek, A. Endo, A. Lucianetti, D. Rostohar, P. D. Mason, P. J. Phillips, K. Ertel, S. Banerjee, C. Hernandez-Gomez, J. L. Collier, and T. Mocek, "HiLASE: development of fully diode pumped disk lasers with high average power," *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng.* **9255**, 92550V (2015).

Publikace mimo rámec disertační práce

Impaktované publikace

- [11] P. Hauschwitz, R. Bičíšřová, A. Brodsky, N. Kaplan, M. Cimrman, **J. Huynh**, J. Brajer, D. Rostohar, J. Kopeček, M. Smrž, a T. Mocek, "Towards Rapid Fabrication of Superhydrophobic Surfaces by Multi-Beam Nanostructuring with 40,401 Beams," *Nanomaterials* **11**, (2021). (**Počet citací: 0**)
- [12] B. Csanaková, O. Novák, M. Smrž, **J. Huynh**, H. Jelínková, A. Lucianetti, and T. Mocek, "Silicon Brewster plate wavelength separator for a mid-IR optical parametric source," *Appl. Opt.* **60**, 281-290 (2021). (**Počet citací: 0**)
- [13] J. Dostal, R. Dudzak, T. Pisarczyk, M. Pfeifer, **J. Huynh**, T. Chodukowski, Z. Kalinowska, E. Krousky, J. Skala, J. Hrebicek, T. Medrik, J. Golasowski, L. Juha, and J. Ullschmied, "Synchronizing single-shot high-energy iodine photodissociation laser PALS and high-repetition-rate femtosecond Ti:sapphire laser system," *Rev. Sci. Instrum.* **88**, (2017). (**Počet citací: 13**)
- [14] J. Dostál, H. Turčičová, B. Králíková, L. Král, and **J. Huynh**, "Iodine photodissociation laser SOFIA with MOPO-HF as a solid-state oscillator," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **97**, 687–694 (2009). (**Počet citací: 6**)
- [15] O. Novák, H. Turčičová, M. Divoký, M. Smrž, **J. Huynh**, and P. Straka, "Femtosecond pulse parametric amplification at narrowband high power gas laser pumping," *Opt. Lett.* **37**, 2100 (2012). (**Počet citací: 4**)
- [16] O. Novák, H. Turčičová, M. Smrž, **J. Huynh**, M. Pfeifer, and P. Straka, "Broadband femtosecond OPCPA system driven by the single-shot narrow-band

iodine photodissociation laser SOFIA," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **108**, 501–508 (2012). (**Počet citací: 5**)

- [17] H. Turčičová, **J. Huynh**, "Stimulated raman backscattering in plasma - A promising tool for the generation of ultra-high power laser beams," *Acta Polytech.* **53**, 246–248 (2013). (**Počet citací: 0**)
- [18] O. Novák, H. Turčičová, M. Divoký, **J. Huynh**, and P. Straka, "Mismatch characteristics of optical parametric chirped pulse amplification," *Laser Phys. Lett.* **11**, (2014). (**Počet citací: 1**)

Sborníky, konferenční příspěvky

- [19] O. Novák, H. Turčičová, M. Divoký, M. Smrž, **J. Huynh**, and P. Straka, "Broadband OPCPA pumped by ultra-narrowband gaseous iodine laser," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* (2012), Vol. 8240.
- [20] O. Novák, T. Miura, M. Smrž, **J. Huynh**, P. Severová, A. Endo, and T. Mocek, "Tunable mid-IR parametric conversion system pumped by a high-average-power picosecond Yb:YAG thin-disk laser," in *Proc. of SPIE* (2014), Vol. 9135, p. 91350I.
- [21] O. Novák, H. Turčičová, M. Divoký, M. Smrž, **J. Huynh**, P. Straka, "Ultra-Narrow-Band Gaseous Iodine Laser Pumping All-Stage OPCPA", Abstracts 8th International Conference on Ultrafast Optics UFO VIII, September 26-30, 2011, Monterey, USA.

Přínos a podíl doktoranda při publikační činnosti

- [1] Návrh a vývoj celého laserového systému. Optimalizace a charakterizace. Měření a analýza dat. Sepsání původního článku, jeho korekce a revize.
- [2] Částečná příprava experimentu a diagnostiky. Korekce článku.
- [3] Vývoj sub-ps laserového systému. Měření a analýza dat z laserových systémů PERLA A a PERLA C.
- [4] Měření a analýza dat z laserového systému PERLA C.
- [5] Měření a analýza dat z laserového systému PERLA C.
- [11] Příprava a konstrukce erbiem dopovaného vláknového laseru.
- [12] Příprava obrazových dat ke článku.
- [13] Příprava obrazových dat ke článku. Měření a analýza dat.
- [14] Příprava a provoz budící větve OPCPA zesilovacího řetězce. Sběr a analýza dat.
- [15] Příprava a provoz budící větve OPCPA zesilovacího řetězce. Sběr a analýza dat.
- [16] Příprava rešeršní části článku.
- [17] Příprava a provoz budící větve OPCPA zesilovacího řetězce. Sběr a analýza dat.

Za kolektiv autorů

Ing. Martin Smrž, Ph.D.

RNDr. Hana Turčičová, CSc.