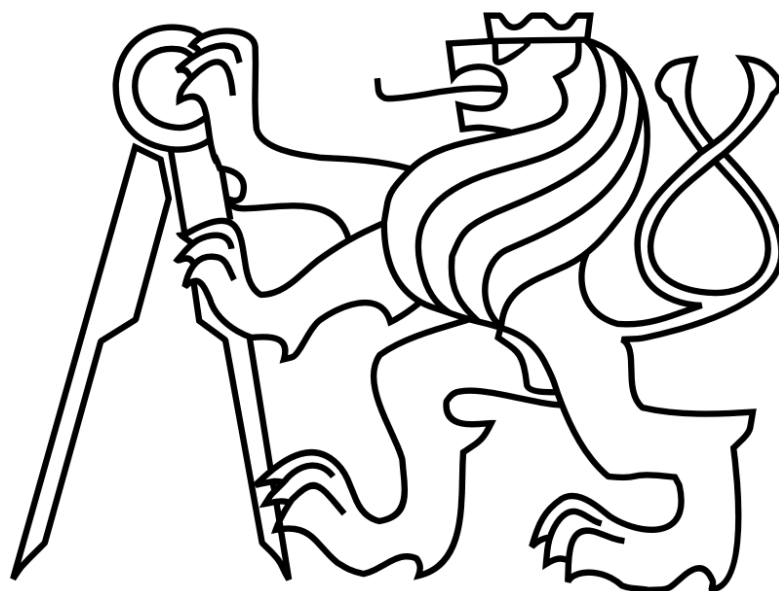


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE



Ing. Ondřej Novák

Optické parametrické zesilování čerpovaných impulsů
v nelineárních krystalech čerpaných
jódoým fotodisociačním laserem

TEZE K DISERTAČNÍ PRÁCI

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyzikální elektroniky

Ing. Ondřej Novák

**Optické parametrické zesilování čerpovaných
impulsů v nelineárních krystalech čerpaných
jódovým fotodisociačním laserem**

Doktorský studijní program: Aplikace přírodních věd
Studijní obor: Fyzikální inženýrství

Teze disertace k získání akademického titulu "doktor", ve zkratce "Ph.D."

Praha, květen 2013

Disertační práce byla vypracována v kombinované formě doktorského studia na katedře fyzikální elektroniky Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT v Praze.

Uchazeč: Ing. Ondřej Novák
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT
Břehová 7, Praha 1
Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.
Na Slovance 1999/2, Praha 8

Školitel: Prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc.
Katedra fyzikální elektroniky
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT
Břehová 7, Praha 1

Školitel-specialista: Mgr. Petr Straka, Dr.
Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.
Na Slovance 1999/2, Praha 8

Oponenti:
prof. Ing. Miroslava Vrbová, CSc.
Fakulta biomedicínského inženýrství ČVUT v Praze
nám. Sítná 3105, Kladno 2

prof. Pavel Matoušek
Central Laser Facility
STFC Rutherford Appleton Laboratory
Didcot, Oxfordshire, United Kingdom

Teze byly rozeslány dne:

Obhajoba disertace se koná dne v hod. před komisí pro obhajobu disertační práce ve studijním oboru fyzikální inženýrství v zasedací místnosti č. Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT v Praze.

S disertací je možno se seznámit na děkanátě Fakulty jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT v Praze, na oddělení pro vědeckou a výzkumnou činnost, Břehová 7, Praha 1.

doc. Ing. Ladislav Pína, DrSc.
předseda komise pro obhajobu disertační práce
ve studijním oboru
Fyzikální inženýrství
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT, Břehová 7, Praha 1

Obsah

Cíle disertační práce	2
I. TEORETICKÁ ČÁST	4
1. Zesilování laserových impulsů	4
2. Optické parametrické zesílení.....	5
II. PŘEHLED SOUČASNÉHO STAVU PROBLEMATIKY	8
3. Výkonové zesilování femtosekundových impulsů	8
3.1. CPA systémy.....	8
3.2. OPCPA systémy	9
3.2.1. Generování terawattových a petawattových impulsů.....	10
4. Jódový fotodisociační laser a jeho využití pro generování výkonných femtosekundových impulsů	11
4.1. Jódové fotodisociační lasery	12
4.1.1. PALS	12
4.1.2. SOFIA – Hybridní laser.....	12
4.2. Návrhy parametrických zesilovačů čerpaných jódovým laserem	13
4.2.1. Čerpání zesilovačů laserem PALS	13
4.2.2. Čerpání zesilovačů laserem SOFIA.....	14
III. VÝSLEDKY DISERTAČNÍ PRÁCE	16
5. Experimentální OPCPA systém čerpaný jódovým laserem SOFIA	16
5.1. Čerpací hybridní jódový laser SOFIA	17
5.2. Signálový svazek	17
5.3. Výsledky měření parametrického zesílení.....	18
5.3.1. Časové závislosti zesílení	19
5.3.2. Úhlové závislosti zesílení	19
5.3.3. Závislost zesílení na intenzitě čerpání a komprese impulsů.....	21
5.3.4. Návrhy optimalizace zesílení.....	23
6. Návrh vysokovýkonných svazků pro laboratoř PALS	24
6.1. Návrh 130 TW a 1,4 PW svazku	24
6.2. Prostorové uspořádání vysokovýkonných svazků.....	27
6.3. Parametrické zesílení při čerpání druhou harmonickou Nd:YAG laseru..	28
IV. SOUHRN VÝSLEDKŮ	31
7. Závěr a přehled výsledků disertace	31
8. Summary	34
9. Seznam vlastních publikací	36
9.1. Publikace v recenzovaných časopisech	36
9.2. Konferenční příspěvky	36
Citovaná literatura	38

Cíle disertační práce

U vysoce energetických laserů je často snaha zvýšit špičkový výkon generovaných impulsů. Špičkový výkon kilojoulového terawattového jódového laseru PALS, umístěného v Praze, není možné zvýšit použitím metody zesilování čerpovaných impulsů (CPA) kvůli jeho velmi úzké spektrální čáře, která omezuje nejkratší délku generovaného impulsu na stovky pikosekund. V [1] byl navržen způsob zvýšení špičkového výkonu femtosekundových impulsů generovaných Ti:safírovým laserovým oscilátorem metodou optického parametrického zesilování čerpovaných impulsů (OPCPA) na petawattovou úroveň při čerpání parametrických zesilovačů svazkem třetí harmonické frekvence impulsního kilojoulového jódového fotodisociačního laseru.

Hlavním cílem mé disertační práce bylo provedení pilotního experimentu, který by princip této metody ověřil. Úkolem bylo dosáhnout touto metodou špičkového výkonu femtosekundových impulsů na úrovni terawattu ve dvou parametrických zesilovačích čerpaných svazkem třetí harmonické frekvence jednovýstřelového impulsního hybridního jódového laseru SOFIA s šířkou spektrální čáry úzkou jen několik desítek pikometrů a energií impulsů několika joulů.

Dosažení tohoto cíle zahrnovalo následující dílčí úkoly:

- Vybudovat optické parametrické zesilovače.
- Otestovat a optimalizovat synchronizaci impulsů signálového a čerpacího svazku.
- Vybudovat a otestovat diagnostiku čerpacího a především signálového svazku, včetně jejího spolehlivého spouštění v jednovýstřelovém režimu. Provést kalibraci diagnostických zařízení.
- S ohledem na jednovýstřelový čerpací laser vypracovat metodu nastavování svazků v parametrických zesilovačích.
- Vypracovat efektivní způsob vyhodnocování experimentálních dat.
- Změřit základní závislosti optických parametrických zesilovačů a srovnat je s vypočtenými teoretickými závislostmi.
- Navrhnout optimalizaci tohoto experimentálního laserového systému.

Získané zkušenosti následně využít v dalším úkolu, kterým bylo vytvoření návrhu nových vysokovýkonných femtosekundových svazků pro laboratoř PALS. Pro generování těchto nových svazků metodou optického parametrického

zesilování čerpovaných impulsů využít energii kilojoulového svazku jódového laseru PALS. To znamenalo řešit následující úkoly:

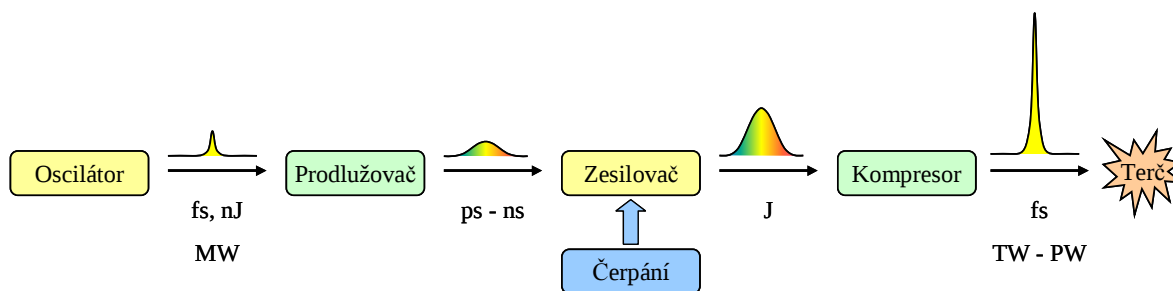
- Zjistit současné každodenní provozní parametry laserového systému PALS, které zaručují, že nedochází k poškození jeho optických prvků.
- Navrhnout schéma systému generujícího petawattový svazek metodou optického parametrického zesilování čerpovaných impulsů při čerpání zesilovačů svazkem třetí harmonické frekvence laseru PALS.
- V navrženém schématu výpočtem optického parametrického zesílení detailně specifikovat parametry interagujících svazků.
- V návrhu zvážit generování méně výkonného svazku (přibližně 100 TW), který by byl čerpán jen pomocným svazkem PALS s energií impulsu okolo 100 J.
- Navrhnout prostorové umístění nových vysokovýkonných svazků do stávajících prostor laserové laboratoře PALS.

I. TEORETICKÁ ČÁST

1. Zesilování laserových impulsů

Pro současné terčové experimenty s laserovým plazmatem se využívají impulsy o vysoké intenzitě. K navýšení intenzity dojde při zvětšení energie impulsu a zvýšení koncentrace této energie zkrácením časové délky impulsu a zmenšením plochy svazku jeho fokusací. Generování laserového záření s velmi vysokými intenzitami probíhá tak, že slabý impuls vygenerovaný laserovým oscilátorem je zesílen v laserových zesilovačích [2, 3]. Zesílený impuls se nakonec na terč fokusuje, aby se zvýšila jeho intenzita.

Pro omezení nežádoucích jevů, způsobujících poškození svazku nebo dokonce laserových zesilovačů, se při zesilování úzkospektrálních nanosekundových impulsů mezi zesilovači postupně zvětšuje pouze průměr svazku. Při zesilování velmi krátkých impulsů (femtosekundových a pikosekundových) se navíc může prodloužit i jejich délka. Velmi krátké laserové impulsy mají široké spektrum. Například šířka spektrální intenzity transformačně omezeného impulsu o délce 10 fs se střední vlnovou délkou 800 nm je téměř 100 nm. Zesilovače tedy musí zesílit široké spektrum těchto velmi krátkých impulsů, což na ně klade vyšší nároky. Schéma výkonového zesilování velmi krátkých impulsů na vysoké výkony ukazuje obr. 1.1. Při zesilování těchto krátkých impulsů generovaným oscilátorem laserového systému se kromě zvětšení průměru svazku před samotným zesílením prodlužuje délka impulsu ve vhodném disperzním prostředí, tzv. prodlužovači impulsů. Prodloužený impuls je frekvenčně modulovaný neboli čerpovaný (angl. chirped). Nosná frekvence čerpovaného impulsu se mění s časem. Před interakcí s terčem se zvýší intenzita zesíleného impulsu jeho zkrácením na délku impulsu srovnatelnou s původním, neprodlouženým impulsem. Zkrácení neboli komprese impulsu probíhá v tzv. kompresoru impulsů, který má opačnou disperzi grupových rychlostí než prodlužovač impulsů. Při použití klasických laserových zesilovačů založených na stimulované emisi se tento postup zesílení velmi krátkých impulsů nazývá zesilování čerpovaných impulsů (angl. chirped pulse amplification, zkratka CPA) [4]. Při použití optických parametrických zesilovačů se metoda označuje jako optické parametrické zesilování čerpovaných impulsů (angl. optical parametric chirped pulse amplification, zkratka OPCPA) [5, 6].



Obr. 1.1 Schéma metody zesilování čerpovaných laserových impulsů (CPA). Pro jednoduchost jsou vynechány prvky měnící průměr svazku. Nad šipkami, znázorňujícími šíření impulsu mezi jednotlivými prvky vysokovýkonného systému, je naznačen průběh výkonu impulsu (plnou čarou) a obvyklá frekvenční závislost (barevné podbarvení, žlutě – střední frekvence impulsu, červeně – nižší frekvence, modře – vyšší frekvence) na prostorové souřadnici. Pod šipkami jsou uvedeny typické řády délky, energie a špičkového výkonu impulsu.

2. Optické parametrické zesílení

Optické parametrické zesílení (angl. optical parametric amplification, zkratka OPA) je nelineární interakce tří optických vln vyskytující se v prostředích s optickou nelinearitou druhého řádu, kterými jsou např. některé anizotropní krystaly. Do prostředí vstupuje intenzivní čerpací vlna (angl. pump wave, označení p) a slabá signálová vlna (angl. signal wave, označení s). Signálová vlna je zesilována na úkor energie čerpací vlny. Zároveň dochází ke generování jalové vlny (angl. idler wave, označení i). Mezi kruhovými frekvencemi interagujících vln platí vztah $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. K účinné výměně energie mezi vlnami dochází pouze při fázové synchronizaci vln, kdy pro jejich vlnové vektory platí $\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i$. Zde bude uvažován pouze případ, kdy je možné tuto podmínku splnit při vhodné volbě polarizace interagujících vln a jejich směrů šíření v některých anizotropních krystalech.

Šíření elektromagnetického záření prostředím je popsáno řešením vlnové rovnice. Kvůli zjednodušení se hledání řešení vlnové rovnice provádí pro rovinné monochromatické vlny o frekvencích ω_j za uvažování pomalu proměnných amplitud vln. Pro účely studia metody OPCPA často stačí uvažovat šíření vln v homogenním, bezdisperzním a bezetrátovém prostředí. Šíření a interakce vln lze pak vyjádřit soustavou tří diferenciálních rovnic, nazývaných rovnice vázaných vln

$$\begin{aligned}
\frac{dE_s}{dz} &= -i \frac{\omega_s}{n_s c} d_{ef} E_i^* E_p \exp(-i\Delta k Z), \\
\frac{dE_i}{dz} &= -i \frac{\omega_i}{n_i c} d_{ef} E_s^* E_p \exp(-i\Delta k Z), \\
\frac{dE_p}{dz} &= -i \frac{\omega_p}{n_p c} d_{ef} E_s E_i \exp(i\Delta k Z),
\end{aligned} \tag{2.1}$$

ve kterých $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ je rozladění vlnových vektorů vyjadřující míru nesplnění podmínky fázové synchronizace vln ($\Delta k Z$ je fázové rozladění), E_j jsou komplexní amplitudy intenzity elektrického pole jednotlivých rovinných vln, přičemž index $j = s, i, p$ zastupuje jednotlivé vlny s kruhovou frekvencí ω_j mající v prostředí index lomu n_j , Z je vzdálenost od vstupu do prostředí, c je rychlost šíření světla ve vakuu, d_{ef} je efektivní nelineární koeficient a symbol $*$ označuje komplexní sdruženost. Řešením rovnic vázaných vln je závislost amplitud vln E_j na vzdálenosti Z . Intenzity jednotlivých svazků souvisí s komplexními amplitudami intenzity elektrického pole vztahem

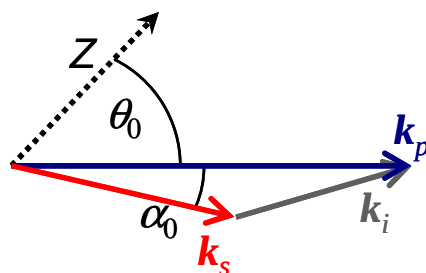
$$I_j = \frac{1}{2} n_j c \varepsilon_0 |E_j|^2, \tag{2.2}$$

kde ε_0 je permitivita vakua [7].

Řešení rovnic (2.1) se zjednoduší při uvažování konstantní intenzity čerpací vlny a nulové vstupní intenzity jalové vlny. Pro zesílení signálové vlny na výstupu z prostředí o délce L platí

$$g = 1 + \frac{\sinh^2 \left(\gamma L \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta k}{2\gamma} \right)^2} \right)}{1 - \left(\frac{\Delta k}{2\gamma} \right)^2}, \tag{2.3}$$

přičemž $\gamma = 4\pi d_{ef} \sqrt{\frac{I_p}{2\varepsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i}}$ je koeficient parametrického zesílení, kde I_p je intenzita čerpací vlny a λ_j vlnové délky příslušných vln. Ze vztahu (2.3) je vidět, že v daném nelineárním prostředí pro neměnné vlnové délky λ_p , λ_s a konstantní čerpací intenzitu I_p je největší zesílení pro $\Delta k = 0$. Důsledkem nenulového rozladění vlnových vektorů, $\Delta k \neq 0$, je pokles zesílení. K výměně energie mezi vlnami dochází pouze v přítomnosti čerpací vlny.



Obr. 2.1 Diagram uspořádání vln při jejich sfázování v nekolineárním uspořádání typu I (oo-e) v záporných krystalech [A1].

V této práci bude uvažováno parametrické zesílení pouze jako třívlnová interakce typu I, oo-e v záporných krystalech. Výše uvedenou rovnost vlnových vektorů tří vln, tj. $\Delta k = 0$, lze splnit pro vhodně zvolený úhel sfázování θ_0 mezi optickou osou krystalu Z a vlnovým vektorem k_p buď v kolineárním uspořádání, kdy je směr vlnových vektorů k_s a k_i shodný se směrem k_p , nebo nekolineárním uspořádání, kdy k_s a k_p svírají vhodný nenulový nekolineární úhel α_0 (obr. 2.1).

V optickém parametrickém zesilování se často využívá monochromatický čerpací svazek k zesílení širokospektrálního signálu. Zesilování femtosekundových impulsů vyžaduje zesílení podstatné části jejich spektra. Proto musí být podél celého spektra impulsu velikost rozladění vlnových vektorů Δk malá vzhledem k velikosti koeficientu zesílení γ . Toho lze v některých nelineárních krystalech dosáhnout vhodnou volbou nekolineárního úhlu α_0 , kdy má závislost Δk na vlnové délce signálu extrém pro vlnovou délku blízkou střední vlnové délce signálového impulsu. Celkové zesílení energie signálového impulsu bude označeno jako G .

II. PŘEHLED SOUČASNÉHO STAVU PROBLEMATIKY

3. Výkonové zesilování femtosekundových impulsů

Princip metody zesilování čerpovaných impulsů byl popsán v kapitole 1. Zde budou popsány některé experimentálně realizované systémy a jejich vlastnosti. Obvyklý oscilátor generuje impulsy o délce 10 fs až 1 ps a o energii kolem 1 nJ metodou synchronizace módů s opakovací frekvencí okolo 80 MHz. Prodlužovačem impulsů bývá např. optické vlákno nebo optická soustava obsahující difrakční mřížky. Impulsy prodloužené 10^2 až $10^5\times$ jsou nejdříve zesíleny v předzesilovačích na 1 mJ až 10 mJ a dále ve výkonových zesilovačích na energie až ve stovkách joulů. Následující kompresor impulsů je nejčastěji tvořen kombinací difrakčních mřížek. Komprimované impulsy pak dosahují špičkových výkonů v řádech terawattů až petawattů.

3.1. CPA systémy

Systémy zesilující čerpované impulsy v klasických laserových zesilovačích stimulovanou emisí záření využívají nejčastěji zesilovače z Ti:safíru (šířka spektrální závislosti zesílení $\Delta\lambda \sim 230$ nm) [8], Nd:skla ($\Delta\lambda \sim 10$ nm) [9], Yb:skla a Yb:krystalů ($\Delta\lambda \sim 30$ nm) [10].

Nevýhodami klasickým laserových zesilovačů je jejich větší tepelné namáhání způsobené přeměnou části budící energie na teplo. Dále kvůli malému zesílení na jeden průchod často prochází svazek zesilovači vícekrát, aby se vyčerpala energie z nabuzených zesilovačů. U materiálů s menší šířkou spektra (Nd:sklo, Yb:sklo) vícenásobný průchod zesilovačem způsobuje výrazné zúžení spektra zesíleného impulsu, a proto je komprimovaný impuls delší než impuls z laserového oscilátoru.

Výhodou klasických laserových zesilovačů jsou menší nároky na synchronizaci mezi jejich čerpáním a průchodem zesilovaného laserového impulsu. Elektronická synchronizace je dostačující. Ovšem doba vybuzení aktivního prostředí je delší než délka zesilovaného impulsu, a tak může docházet ke vzniku pozadí impulsu zesílenou spontánní emisí (angl. Amplified Spontaneous Emission, ASE), nebo i předpulsů, což může vést k nežádoucímu zhoršení kontrastu výstupních impulsů.

Optické čerpání některých druhů zesilovačů (např. Nd:sklo) může být nekoherentní, např. pomocí výbojek, které jsou mnohem levnější než koherentní zdroje, které jsou nutné k čerpání parametrických zesilovačů.

Velká šířka spektra a vyšší kontrast impulsů zesílených v parametrických zesilovačích jsou důvodem, proč v některých CPA systémech jsou v předzesilovačích místo klasických laserových zesilovačů použity parametrické zesilovače. Takové systémy se označují jako hybridní [11]. Častěji je parametrické předzesílení použito v systémech s koncovými Nd:sklo zesilovači [12], [13] [14].

CPA systémy poskytující špičkový výkon výstupního impulsu 10 – 100 TW jsou komerčně dostupné. Petawattové CPA systémy jsou stále ještě poměrně ojedinělé [9].

3.2. OPCPA systémy

Nevýhody klasických laserových zesilovačů, jako úzká šířka spektrálního pásma zesílení, zesílená spontánní emise a tepelné zatížení aktivního prostředí, lze eliminovat použitím optických parametrických zesilovačů. Metoda je pak označována jako optické parametrické zesilování čerpovaných impulsů (OPCPA). Optické parametrické zesilovače jsou laditelné na zesílení světla o požadované vlnové délce. Klíčovou vlastností parametrických zesilovačů pro zesilování femtosekundových impulsů je však velká šířka spektrální závislosti zesílení. V nekolineárním uspořádání při vhodné kombinaci signálové a čerpací vlnové délky, může být při zesílení $1000\times$ šířka zesilovaného spektra více než 100 nm v krystalech LBO, BBO nebo KDP při intenzitách čerpání řádově GW/cm^2 a fázové synchronizaci typu I, oo-e [6].

Pro čerpání parametrických zesilovačů se musí použít koherentní záření o vysoké intenzitě. Optické parametrické zesílení nesouvisí v principu s absorpcí záření prostředím, které tedy není tak tepelně namáháno a tím i deformováno. K zesílení dochází pouze v přítomnosti čerpací vlny, což ale klade vyšší nároky na synchronizaci mezi čerpacím a signálovým impulsem než v metodě CPA. Zároveň je v OPCPA systémech omezeno generování předpulsů. Kontrast impulsů může být snížen generováním parametrické fluorescence (obdobu zesílené spontánní emise u klasických laserových zesilovačů), ke které ovšem dochází jen po dobu trvání čerpacího impulsu.

Zesílení slabého signálu je výrazně závislé na čerpací intenzitě. Vyšší stability zesílení je možné dosáhnout při provozování parametrických zesilovačů v saturaci. Na jeden průchod je v parametrických zesilovačích o délce několika mm až cm signál obvykle zesílen o 2 až 4 řády.

Vzhledem ke kratší délce parametrických zesilovačů je menší i vliv jevů souvisejících s nelineární závislostí indexu lomu na intenzitě záření, způsobujících

např. nežádoucí samofokusaci svazku, která by mohla způsobit poškození zesilovače. Lineární disperze způsobená průchodem laserového svazku optickým prostředím parametrických zesilovačů je rovněž relativně malá. Aberace vlnoplochy čerpacího svazku se nepřenáší do signálového svazku, ale do jalového svazku, což umožňuje zachovat kvalitní vlnoplochu zesíleného signálu [15].

3.2.1. Generování terawattových a petawattových impulsů

Zdrojem femtosekundových impulsů bývá nejčastěji Ti:safírový oscilátor pracující v režimu synchronizace módů. Výstupní impulsy z oscilátoru mají energii 1-10 nJ a vlnovou délku okolo 1054 nm nebo 1064 nm při délce impulsů ~100 fs a šířce spektra 1-10 nm [16-19], nebo okolo 800 nm s délkou impulsu v desítkách femtosekund a šířkou spektra až ~100 nm [20, 21]. Rovněž byly generovány i signálové impulsy s vlnovou délkou okolo 910 nm, parametrickou konverzí buď Cr:forsteritového laseru se střední vlnovou délkou 1250 nm [22], nebo Ti:safírového laseru se střední vlnovou délkou 800 nm [23].

Po průchodu prodlužovačem je délka čerpovaného signálového impulsu řádově stovky pikosekund až jednotky nanosekund a je tedy srovnatelná s délkou čerpacího laserového impulsu.

Zdrojem čerpacích impulsů pro předzesilovače bývá Nd:YAG popř. Nd:YLF laser na druhé harmonické frekvenci (532 nm resp. 527 nm), o délce impulsu 6 – 10 ns a energii 200 mJ – 1 J. Vyšších energií čerpání 10 – 100 J na vlnové délce 527 nm dosahují lasery s koncovými Nd:sklo zesilovači. Čerpacích intenzit 0,1 – 4 GW/cm² se dosahuje zmenšením průměru čerpacího svazku .

Jako zesilující prostředí se nejčastěji používají krystaly BBO [24, 25], LBO [17-19, 26], KDP [19], DKDP [27], méně často pak krystaly YCOB [13, 28] a CLBO [29]. Délky krystalů v těchto systémech jsou v jednotkách cm. Pokud jsou vlnové délky interagujících vln v degeneraci, je dosaženo širokospektrálního zesílení i v kolineárním uspořádání svazků, ovšem i v tomto případě se používá nekolineární uspořádání s úhlem ~0,5° pro jejich snazší oddělení [16, 19]. Mimo degeneraci je dosahováno zesílení širokého spektra signálu v nekolineárním uspořádání, kdy vlnové vektory čerpací a signálové vlny svírají uvnitř krystalu úhel 1° - 3° [1, 20, 30].

OPCPA systémy mají 1-3 předzesilovače a jeden výkonový zesilovač. Zesílení předzesilovačů je velké 10² – 10⁴ (na jeden stupeň), ale účinnost konverze energie z čerpacího do signálového svazku je malá. Výkonové zesilovače pracují v saturaci

s vysokou účinností ale zesílení je nižší 10 - 100×. Nejvyšší celkové zesílení OPCPA systému bylo 10^{11} dosažené ve třech parametrických zesilovačích [19, 27].

Běžné OPCPA systémy bez optimalizace prostorového profilu a časového průběhu impulsů dosahují maximální účinnosti konverze 23 % [27], popř. 25 % [19]. Při optimalizaci zesilovačů na vysokou účinnost konverze použitím čerpacího impulsu s obdélníkovým průběhem intenzity v čase i prostoru bylo dosaženo účinnosti konverze 30 % [31] a 34 % [26].

Kompresor impulsů bývá dvouprůchodový se dvěma pozlacenými difrakčními mřížkami. Transmise kompresoru bývá 50 – 70 %.

Systémy založené na metodě OPCPA mají potenciál generovat petawattové impulsy. Výstupní výkon systémů založených na parametrickém zesílení se postupně blíží k této hranici. Při zesilování signálu o vlnové délce ~ 910 nm v DKDP krystalech čerpaných druhou harmonickou Nd:sklo laseru bylo dosaženo špičkového výkonu impulsu 0,56 PW při energii impulsu 24 J a jeho délce 43 fs [27].

4. Jódový fotodisociační laser a jeho využití pro generování výkonných femtosekundových impulsů

Jódové fotodisociační lasery dosahují energie okolo jednoho kilojoulu ve svazku a jsou významnými experimentálními zařízeními pro výzkum laserem generovaného plazmatu, s důrazem na studium rázových vln, vysoce energetických iontů, zdrojů rentgenového záření a jaderné fúze [32, 33]. Příklady jódových fotodisociačních laserů jsou systémy PALS, SOFIA (Česká republika) a Iskra 5 (Rusko).

Aktivním prostředím tohoto laseru je nejčastěji plynný perfluorpropyljodid (C_3F_7I) a podpurné plyny jako He, Ar nebo SF_6 . Buzení se provádí buď opticky výbojkami nebo výbojem v plynu. Při ozáření molekuly C_3F_7I zářením v oblasti 240 nm až 320 nm dochází k její fotodisociaci a vzniku excitovaného atomu jódu. Vlnová délka odpovídající přechodu využívaného pro generování a zesilování laserového záření je 1315,24 nm. Šířka čáry laserového přechodu je jen několik desítek pikometrů. Délka transformačně omezeného impulsu je přibližně 100 ps, a proto není možné na jódový laser aplikovat metodu CPA. Bylo ovšem navrženo využití jódového laseru k čerpání parametrických zesilovačů v metodě OPCPA [1].

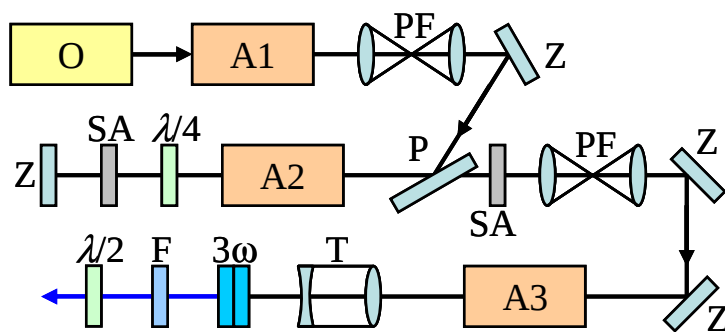
4.1. Jódové fotodisociační lasery

4.1.1. PALS

Jódový laser PALS provozovaný společně Ústavem fyziky plazmatu AV ČR a Fyzikálním ústavem AV ČR je jedním z nejenergetičtějších evropských laserů. Plynná aktivní směs oscilátoru i jódových zesilovačů je směs C_3F_7I a Ar. Zesilovače jsou buzeny xenonovými výbojkami. Průměr svazku je zvětšován prostorovými filtry až na 290 mm. Energie impulsu hlavního svazku může dosahovat až 1 kJ při obvyklé délce impulsu 400 ps (FWHM). Špičkový výkon impulsu hlavního svazku je 2,5 TW a intenzita na terči dosahuje intenzit $3 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Oddělením části svazku za předposledním zesilovačem je získán pomocný svazek o průměru 148 mm a energii impulsu do 100 J. Systém může generovat impulsy jednou za 25 minut. Svazek základní harmonické 1315 nm může být konvertován v krystalech DKDP do druhé nebo třetí harmonické s vlnovými délkami 658 nm a 438 nm. Účinnost konverze do třetí harmonické je až 60 %. Vysoká homogenita svazku $\pm 6 \%$ (SD) okolo střední hodnoty intenzity základní i vyšších harmonických ho předurčuje jako kvalitní zdroj čerpání v metodě OPCPA [32, 34, 35].

4.1.2. SOFIA – Hybridní laser

Pro účely ověření možnosti parametrického zesilování femtosekundových impulsů byl ve Fyzikálním ústavu AV ČR vybudován hybridní jódový laser SOFIA. Protože k parametrickému zesílení signálového impulsu dochází pouze v přítomnosti čerpacího impulsu, byl jako oscilátor jódového laserového systému použit externě synchronizovatelný pevnolátkový optický parametrický oscilátor (OPO) s velmi úzkou spektrální čarou generovaného záření $0,003 \text{ cm}^{-1}$ naladěnou na vlnovou délku laserového přechodu jódu 1315 nm. Elektronický systém umožňuje synchronizaci impulsů OPO podle optických impulsů Ti:safírového laseru, které jsou snímány fotodiodou, jejíž signál je upraven v synchronizační jednotce. Opakovací frekvence impulsů OPO je 10 Hz.



Obr. 4.1 Schéma laseru SOFIA včetně generování třetí harmonické frekvence. O – oscilátorová část, A1, A2, A3 – jódové zesilovače, PF – prostorový filtr, Z – zrcadlo, P – polarizátor, $\lambda/4$ – čtvrtvlnová destička, SA – saturovatelný absorbér, T – teleskop, 3ω – konverzní krystaly, F – barevný filtr, $\lambda/2$ – půlvlnová destička.

Schéma systému zesilovačů laseru SOFIA je na obr. 4.1. Impuls z parametrického oscilátoru byl zesílen v plynových jódových zesilovačích s aktivním prostředím ze směsi perfluorpropyljodidu (C_3F_7I) a helia (He). Opakovací frekvence jódových zesilovačů byla jeden výstřel za 10 minut. Na výstupu z posledního jódového zesilovače měl svazek průměr 80 mm a energii impulsu 10 – 15 J.

K čerpání parametrických zesilovačů slouží třetí harmonická frekvence jódového laseru o vlnové délce 438 nm. Ke generování třetí harmonické frekvence se postupně využívá generování druhé harmonické frekvence a generování součtové frekvence základní a druhé harmonické frekvence ve dvou krystalech DKDP. Průměr svazku konvertovaného do třetí harmonické frekvence byl 40 mm.

4.2. Návrhy parametrických zesilovačů čerpaných jódovým laserem

4.2.1. Čerpání zesilovačů laserem PALS

Matoušek a kol. prezentoval teoretický návrh petawattového svazku generovaného metodou OPCPA při čerpání parametrických zesilovačů třetí harmonickou kilojoulového sub-nanosekundového jódového laseru PALS [1]. Uvažovaný čerpací svazek má vlnovou délku 438 nm, délku gaussovského impulsu 500 ps a energii 500 J v hlavním a 20 J v pomocném svazku. Oscilátorem petawattového svazku je Ti:safírový laser se střední vlnovou délkou 785 nm a energií impulsu 5 nJ. Tyto impulsy jsou prodlouženy z 10 fs na 310 ps. Úhly mezi svazky jsou v zesilovačích optimalizované pro zesílení širokého spektra signálu. Zesílení signálových impulsů probíhá nejprve ve dvou parametrických předzesilovačích tvořených krystalem LBO délky 13,5 mm v prvním a 12 mm ve

druhém předzesilovači. Při jejich čerpání pomocným svazkem PALS o intenzitě 5 GW/cm^2 je dosaženo postupně v prvním a druhém předzesilovači zesílení signálových impulsů 10^5 a $2 \cdot 10^3$. Koncový, výkonový zesilovač signálu je z krystalu KDP délky 45 mm. V tomto zesilovači, optimalizovaném na vysokou účinnost 36 %, je při intenzitě čerpání $1,7 \text{ GW/cm}^2$ zesílení $2 \cdot 10^3$ a energie výstupního impulsu je 180 J. Protože průměr svazků je v koncovém zesilovači 270 mm, byl zvolen krystal KDP, který je na rozdíl od krystalu LBO nebo BBO dostupný i v takto velkých aperturách. Při uvažování účinnosti kompresoru 56 % a délce komprimovaných impulsů 21 fs má výstupní svazek na terči energii 103 J a výkon 4,9 PW. Intenzita na terči by po fokusaci $2 \times$ difrakčně omezeného svazku optickým prvkem s $f/\# = 3$ by byla $2 \cdot 10^{22} \text{ W/cm}^2$.

Uvedený návrh vycházel z hodnot energií impulsů, které byly vyšší než dnes obvykle používané bezpečné hodnoty. Dále neřešil prostorové rozmístění nových svazků v laboratoři PALS, metodu nastavování parametrických zesilovačů v jednovýstřelovém režimu a přepínání mezi stávajícím terawattovým svazkem a novým petawattovým svazkem.

4.2.2. Čerpání zesilovačů laserem SOFIA

Ověření využitelnosti jódového laseru pro čerpání širokospektrálních parametrických zesilovačů probíhalo s laserovým systémem SOFIA. Pro tento čerpací systém jsem již dříve vypracoval návrh zesilovačů, který byl prezentován v mé diplomové práci [36]. Návrh vycházel ze zesilovačů stejného typu opticky nelineárních krystalů jako návrh pro PALS [1]. K zesilování prodloužených impulsů generovaných Ti:safírovým laserovým oscilátorem dochází při čerpání parametrických zesilovačů třetí harmonickou frekvencí laseru SOFIA. V návrhu pro systém SOFIA se dvěma zesilovači, jedním krystalem LBO délky 13,5 mm při intenzitě čerpání 3 GW/cm^2 a jedním krystalem KDP délky 45 mm při intenzitě čerpání 1 GW/cm^2 , byla nově uvažována střední vlnová délka signálu 800 nm a tomu byly přizpůsobeny úhly mezi svazky. Pro navržený systém je při homogenní a konstantní intenzitě čerpání vypočtené celkové zesílení signálu 10^7 a šířka spektra zesíleného impulsu 57 nm (FWHM) pro vstupní spektrum o šířce 85 nm (FWHM). Při uvažování energie vstupního signálového impulsu 1 nJ je energie zesíleného impulsu 10 mJ. Při 50% transmisi kompresoru a délce výstupního impulsu 17 fs, odpovídající jeho transformační mezi, by byl špičkový výkon impulsu 0,3 TW [36].

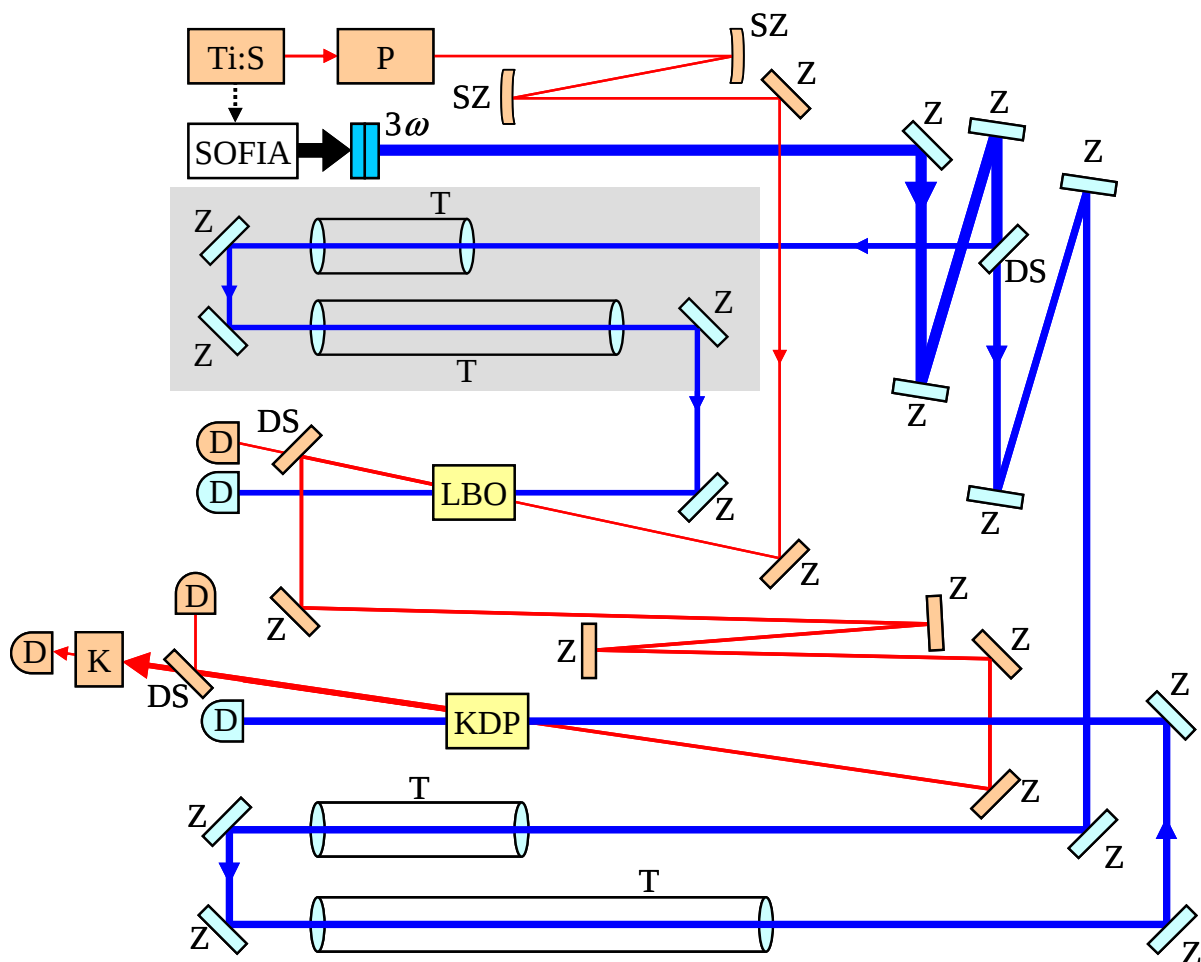
Dosažení vyššího špičkového výkonu než několik desetin TW vyžaduje přidat do zesilujícího řetězce další zesilovač signálu a zvýšit dostupnou energii čerpání

třetí harmonické frekvence jódového svazku na 10 J. Bylo navrženo přidání třetího parametrického zesilovače na konec zesilujícího řetězce, ve kterém by docházelo k výraznému vyčerpání čerpacího impulsu. Návrh vycházel z numerického řešení rovnic vázaných vln (2.1). Kvůli větší šířce spektrální závislosti zesílení byl navržen zesilovač z krystalu LBO čerpaný svazkem o intenzitě 3 GW/cm^2 . V uvažovaném krystalu LBO o délce 9 mm je zesílení $80\times$ a šířka spektrální závislosti zesílení 105 nm. Celkové vypočtené zesílení signálu ve třech krystalech je 10^9 při šířce spektra impulsu 59 nm, čemuž odpovídá transformačně omezený gaussovský impuls délky 16 fs. Špičkový výkon signálového impulsu komprimovaného na délku odpovídající transformační mezi by byl 30 TW [36].

III. VÝSLEDKY DISERTAČNÍ PRÁCE

5. Experimentální OPCPA systém čerpaný jódovým laserem SOFIA

Základní schéma experimentálního OPCPA systému, který sloužil k ověření této metody při čerpání zesilovačů jódovým laserem, je zobrazeno na obr. 5.1. Impulsy generované Ti:safírovým laserovým oscilátorem byly prodlouženy a následně zesíleny ve dvou parametrických zesilovačích, z nichž první obsahoval



Obr. 5.1 Schéma OPCPA systému se dvěma nelineárními krystaly čerpanými třetí harmonickou hybridního jódového laseru SOFIA. Širokospektrální signálový svazek se střední vlnovou délkou 800 nm (červené čáry), svazek základní harmonické jódového laseru (černá plná šipka), svazek třetí harmonické jódového laseru (modré čáry). Černá tečkovaná šipka naznačuje směr elektronické synchronizace. Ti:S – Ti:safírový laserový oscilátor, P – prodlužovač impulsů, Z – zrcadlo, SZ – sférické zrcadlo, DS – dělič svazku, 3ω – konverzní krystaly generující třetí harmonickou jódového laseru, LBO – opticky nelineární krystal z materiálu LBO, KDP – opticky nelineární krystal z materiálu KDP, T – teleskop, D – diagnostika, K – kompresor impulsů. V šedě podbarvené části systému bylo v pozdějších experimentech uspořádání se dvěma Keplerovými teleskopy nahrazeno uspořádáním s jedním Galileovým teleskopem.

krystal LBO a druhý krystal KDP. Délka zesílených impulsů byla zkrácena zpět do femtosekundové oblasti v kompresoru impulsů. Jednotlivé parametrické zesilovače byly čerpány částí svazku hybridního jódového laseru SOFIA konvertovaného do třetí harmonické frekvence. Parametrický oscilátor laseru SOFIA byl synchronizován podle impulsů Ti:safírového laseru. Čerpací svazek byl zobrazen teleskopy. V následujících kapitolách jsou uvedeny detaily jednotlivých částí OPCPA systému a dosažené experimentální výsledky.

5.1. Čerpací hybridní jódový laser SOFIA

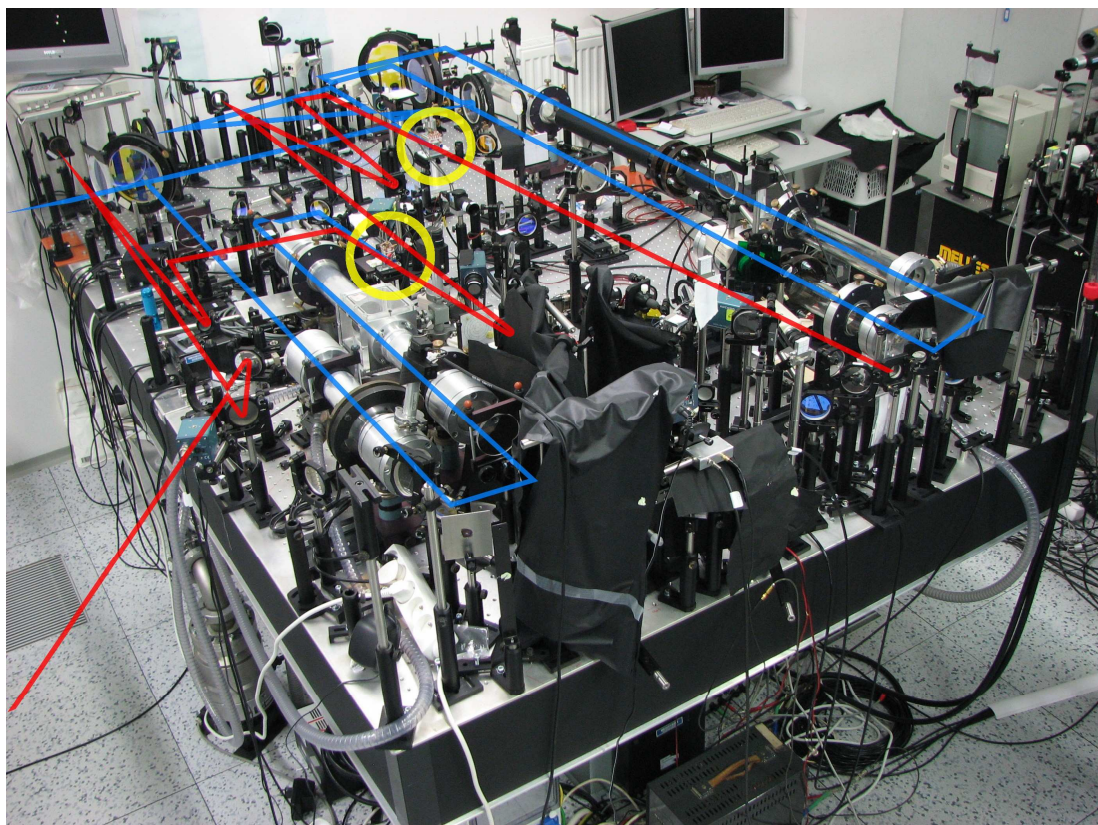
Princip laseru SOFIA byl popsán v kapitole 4.1.2. V rámci své disertační práce jsem některé vlastnosti svazku tohoto laseru detailněji charakterizoval. Energie impulsů třetí harmonické frekvence byla $2,8 \pm 0,3$ J (SD). Fotodiodou měřená délka impulsů třetí harmonické v jednotlivých výstřelech kolísala a byla 880 ± 260 ps (SD).

Svazek jódového laseru SOFIA byl po konverzi do třetí harmonické rozdělen v dělicím poměru 10 % a 90 % do dvou čerpacích svazků a zaveden do krystalu LBO a KDP. Ve větvi s krystalem LBO byl profil svazku zobrazen z krystalů konvertujících svazek laseru SOFIA do třetí harmonické na krystal LBO nejdříve dvěma Keplerovými teleskopy, jak je ukázáno na obr. 5.1. Průměr čerpacího svazku byl 5,2 mm. Protože intenzita čerpání byla nedostatečná pro dosažení vysokých zesílení, byla intenzita čerpání zvýšena zmenšením průměru čerpacího svazku s využitím Galileova teleskopu na 2,3 mm. Při plném čerpání byla v krystalu LBO energie čerpacího svazku 140 mJ a intenzita čerpání byla $3,5 \text{ GW/cm}^2$. V druhé čerpací větvi s krystalem KDP byl svazek zmenšen pomocí dvou Keplerových teleskopů na 12,5 mm. Při plném čerpání byla v krystalu KDP energie čerpacího svazku 1 J a intenzita čerpání byla $0,9 \text{ GW/cm}^2$.

5.2. Signálový svazek

Zdrojem femtosekundových optických impulsů byl Ti:safírový laserový oscilátor s pasivní synchronizací podélných módů založenou na nelineárním optickém Kerrově jevu. Střední vlnová délka spektra impulsu byla 800 nm a šířka byla 75 nm (FWHM). Délka výstupních impulsů byla 12,5 fs (FWHM), energie impulsu 7 nJ a opakovací frekvence impulsů byla 75,6 MHz. Impulsy generované Ti:safírovým laserem byly před samotným zesílením prodlouženy na 250 ps. Signálové a čerpací impulsy byly v parametrických zesilovačích synchronizovány s přesností 100 ps (SD). [A2].

První zesilovač byl z krystalu LBO délky 13,5 mm. Druhý zesilovač byl z krystalu KDP délky 45 mm. Krystal KDP je oproti jiným nelineárním krystalům dostupný v aperturách až 30 cm, které by byly potřebné pro realizaci petawattového svazku v laboratoři PALS. Proto byl z ověřovacího důvodu pro druhý zesilovač využit právě krystal KDP. Umístění krystalů optických parametrických zesilovačů na optickém stole, včetně vyznačení nejdůležitějších částí drah signálového a čerpacího svazku, je ukázán na obr. 5.2.



Obr. 5.2 Fotografie optického stolu s parametrickými zesilovači. Umístění krystalů zesilovačů je zvýrazněno žlutými kruhy, blíže je LBO a dále KDP. Čáry znázorňují dráhy signálového (červeně) a čerpacího svazku (modře). Jak signálový tak čerpací svazek přichází zleva. Dráhy svazků pro diagnostiku a kompresi nejsou pro zachování přehlednosti vyznačeny.

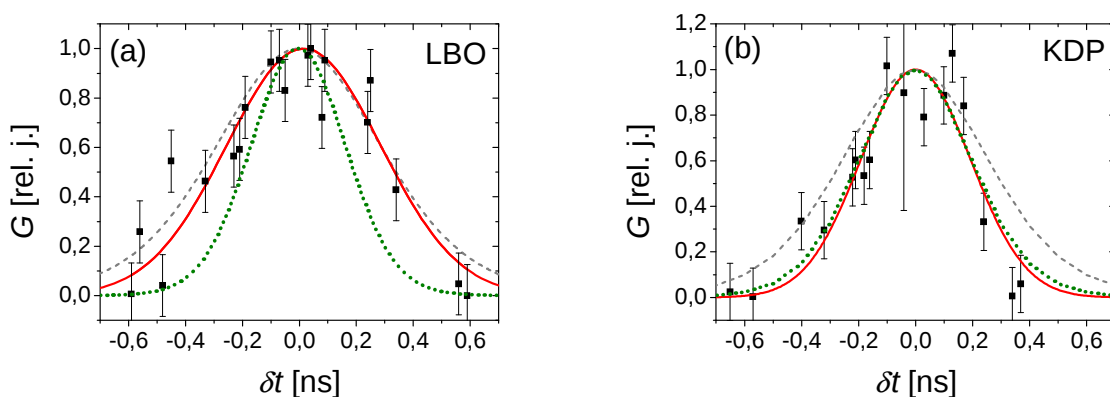
5.3. Výsledky měření parametrického zesílení

Byly změřeny nejdůležitější závislosti parametrického zesílení při čerpání jódovým laserem, jako závislost zesílení na zpoždění mezi signálovým a čerpacím impulsem, na nekolineárním úhlu, na úhlu sfázování a na intenzitě čerpání. Závislosti zesílení signálu na zpoždění mezi signálovým a čerpacím impulsem a na úhlovém nastavení svazků byly měřeny při sníženém čerpání ve stovkách MW/cm^2 z důvodu šetření optických prvků před jejich možným poškozením. Plné čerpání, tj. $3,5 \text{ GW}/\text{cm}^2$ v krystalu LBO a $0,9 \text{ GW}/\text{cm}^2$ v krystalu KDP, bylo použito až při

měření závislosti zesílení na intenzitě čerpání, kdy bylo účelem dosáhnout maximálního zesílení a nejvyššího výkonu zesílených signálových komprimovaných impulsů.

5.3.1. Časové závislosti zesílení

K zesílení signálových impulsů dochází v parametrických zesilovačích pouze v přítomnosti čerpací vlny. Proto byl experimentálně studován vliv zpoždění mezi středy signálového a čerpacího impulsu $\delta t = t_{s0} - t_{p0}$ na celkové zesílení, kvůli vyhodnocení požadavku na stabilitu synchronizace těchto impulsů. Normalizované závislosti zesílení na zpoždění impulsů ukazuje obr. 5.3. Šířky (FWHM) měřených závislostí určené podle gaussovského fitu změřených hodnot jsou $0,6 \pm 0,1$ ns pro LBO a $0,5 \pm 0,1$ ns pro KDP zesilovač. Vypočtené šířky této závislosti pro čerpací impuls délky 0,9 ns a signálový impuls délky 0,25 ns byly při nízkých intenzitách čerpání 0,7 ns pro LBO a 0,6 ns pro KDP zesilovač a poměrně dobře odpovídají měřeným závislostem. Při plné intenzitě čerpání dochází k zúžení šířky závislosti zesílení na zpoždění mezi impulsy a vypočtené šířky jsou 0,4 ns v LBO a 0,5 ns v KDP. Pro zachování stejné stability zesílení jsou tedy při plném čerpání požadavky na stabilitu synchronizace vyšší [A1].

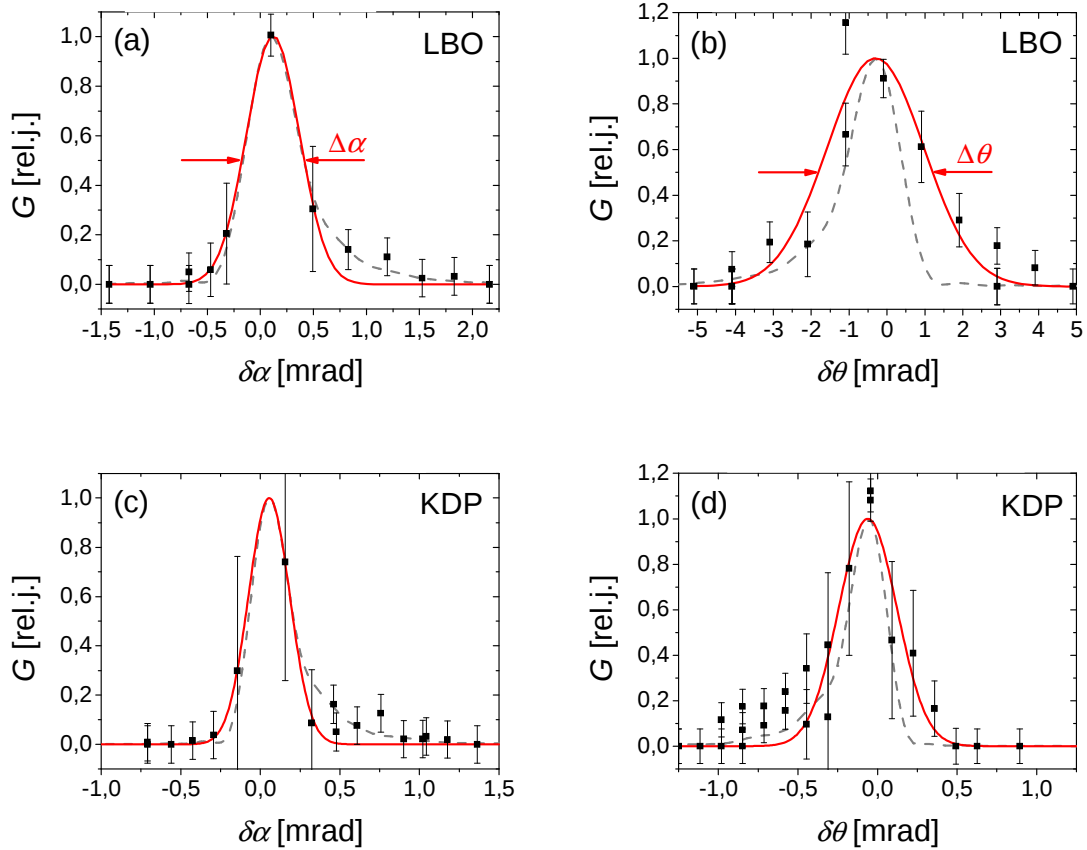


Obr. 5.3 Závislost zesílení na zpoždění mezi středy signálového a čerpacího impulsu pro (a) LBO a (b) KDP zesilovač. Body odpovídají měřeným hodnotám, červená plná čára je gaussovský fit měřených bodů. Vypočtenou závislost pro nízké čerpání představuje šedá čárkovaná čára a pro plné čerpání zelená tečkovaná [A1].

5.3.2. Úhlové závislosti zesílení

Parametrické zesílení signálu je závislé na rozladění vlnových vektorů Δk , které je určeno směry svazků v krystalu zesilovače. Byla změřena závislost zesílení energie signálu G jak na změně úhlu sfázování $\delta\theta$, tak na změně nekolineárního úhlu $\delta\alpha$, jednotlivě v obou krystalech při sníženém čerpání okolo 300 MW/cm².

Normalizované změřené a vypočtené závislosti ukazují obr. 5.4. Mírnější pokles na jedné straně vypočtené asymetrické křivky je způsoben sfázováním vln pro dvě vlnové délky signálu v okolí střední vlnové délky signálu. Na opačné straně křivky, kde je pokles strmější, nedochází ke sfázování vln pro žádnou vlnovou délku ze spektra signálu.



Obr. 5.4 Normalizovaná měřená (body), fitovaná (spojitá čára) a vypočtená (čárkovaná čára) závislost zesílení na (a), (c) nekolineárním úhlu α a na (b), (d) úhlu sfázování θ v krystalu LBO (horní řádek) a KDP (spodní řádek) při mírném čerpání. [A1].

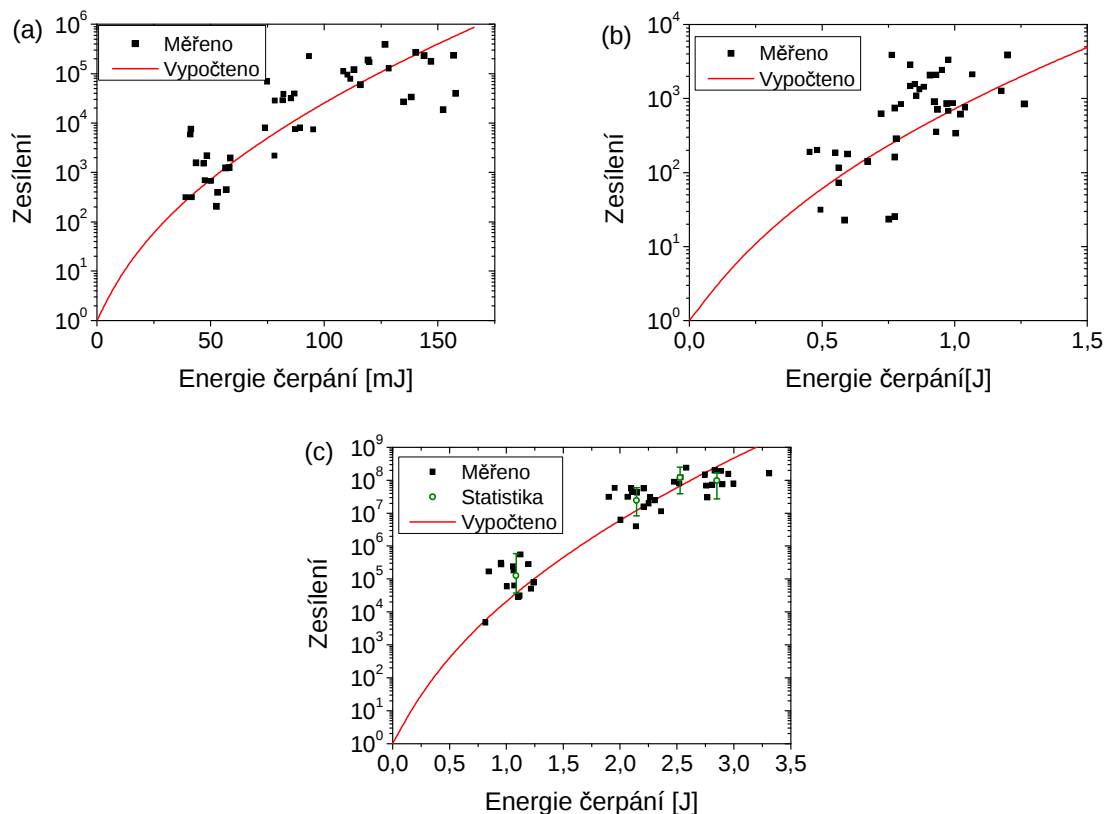
Změřená data jsou v kvalitativním souladu s vypočtenými závislostmi. V tab. 5.1 jsou shrnuty šířky úhlových závislostí. Největší šířku úhlové závislosti vykazuje úhel sfázování v krystalu LBO, což je ve srovnání s krystalem KDP vlivem jeho kratší délky a menší úhlové citlivosti parametru $\Delta k/2\gamma$. Ostatní šířky jsou menší, přibližně stejné velikosti, a to znamená vyšší nároky na přesné nastavení a stabilitu směrovosti svazků. Podle výpočtů vede zvýšení intenzity čerpání ke zvýšení úhlových šířek o $\sim 40\%$ v LBO a $\sim 10\%$ v KDP zesilovači.

Krystal	LBO		KDP	
Úhel	$\Delta\theta$ [mrad]	$\Delta\alpha$ [mrad]	$\Delta\theta$ [mrad]	$\Delta\alpha$ [mrad]
Experiment				
Nízké čerpání	$3,0 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$
Výpočet				
Nízké čerpání	1,5	0,6	0,3	0,3
Výpočet Plné čerpání	2,2	0,8	0,33	0,35

Tab. 5.1 Přehled změřených a vypočtených šířek úhlových závislostí.

5.3.3. Závislost zesílení na intenzitě čerpání a komprese impulsů

V hlavním experimentu se zesilováním impulsů v OPCPA systému byly intenzity čerpacích svazků až $3,5 \text{ GW/cm}^2$ v LBO a $0,9 \text{ GW/cm}^2$ v KDP zesilovači. Průběhy naměřené a vypočtené závislosti zesílení na energii čerpacího impulsu jsou na obr. 5.5. Jednotlivé skupiny bodů odpovídají plnému čerpání a zatlumenému čerpání na 38 % nebo 64 % použitím filtrů. Maximální zesílení v jednotlivých

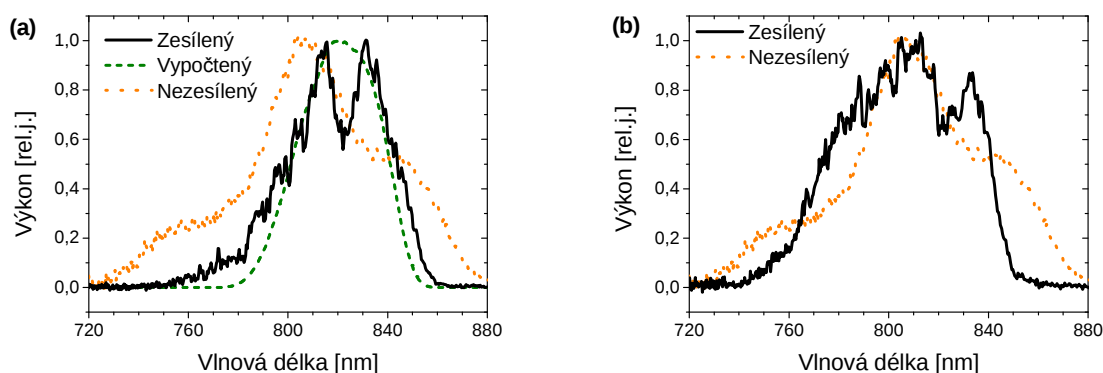


Obr. 5.5 Závislosti zesílení signálu G na energii čerpacích impulsů (a) v LBO, (b) v KDP a (c) v obou krystalech současně [A2].

krystalech dosahovalo v LBO $4 \cdot 10^5$ a v KDP $4 \cdot 10^3$. Maximální dosažené celkové zesílení v obou krystalech bylo $2 \cdot 10^8$ při účinnosti konverze 8 %. Krystaly nezesilovaly v režimu hluboké saturace. Maximální energie zesíleného signálu na výstupu z KDP byla 100 mJ. Průměrné měřené zesílení dobře odpovídá vypočteným závislostem. Ovšem zesílení při jednotlivých výstřelech kolísalo, což bylo způsobeno fluktuacemi délky čerpacího impulsu, synchronizace impulsů a směrů svazků. Velikosti dosažených zesílení jsou v souladu se zesíleními dosahovanými při čerpání širokospektrálních parametrických zesilovačů pevnolátkovými lasery.

Šířka spektra prodlouženého nezesíleného impulsu na vstupu krystalu LBO byla 62 nm (FWHM). Šířka spektra zesíleného signálu byla 51 ± 12 nm (FWHM). Spektrum jednoho zesíleného impulsu s typickou šířkou je na obr. 5.6 (a). Měřené fluktuace šířky spektra impulsu ± 24 % podle výpočtů odpovídají fluktuacím vnitřního úhlu sfázování a nekolineárního úhlu způsobené především fluktuacemi směru čerpacího svazku. Důsledkem těchto nestabilit bylo, že vlivem vhodného mírného rozladění byla maximální měřená šířka spektra 68 nm (FWHM), obr. 5.6 (b), a principiálně je tak možné zesílit téměř celé spektrum signálového impulsu.

V krystalu KDP se pravděpodobně jedná vůbec o první parametrické zesilování širokého spektra femtosekundového impulsu o střední vlnové délce 800 nm, které bylo umožněno vhodnou čerpací vlnovou délkou 438 nm.

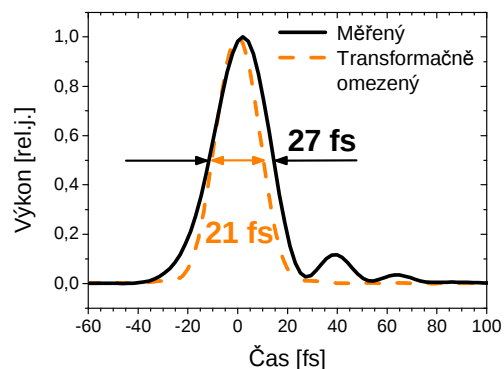


Obr. 5.6 Spektrum zesíleného signálového impulsu (a) s šířkou 45 nm a (b) s maximální šířkou spektra 68 nm (FWHM) [A2], [A3].

Délka zesíleného a komprimovaného impulsu, jehož spektrum je ukázáno na obr. 5.6(a), byla 27 fs (FWHM), což odpovídá 1,3 násobku délky transformačně omezeného impulsu, jehož délka byla 21 fs. Pro spektrum z obr. 5.6(a) je rekonstrukce časového průběhu impulsu zobrazena na obr. 5.7, jak pro měřený impuls, tak pro jeho transformační mez. Větší délka komprimovaného impulsu

oproti transformačně omezenému byla pravděpodobně způsobena neúplnou kompenzací vyšších řádů disperze. Ovšem dosažení lepší komprese by v jednovýstřelovém režimu zesilování bylo obtížné a rovněž bylo omezené výše zmíněnými fluktuacemi zesíleného spektra. I jiné laboratoře s jednovýstřelovými zesilovači zřídka kdy dosáhnou lepší komprese. Energie komprimovaného impulsu byla 15 mJ a maximální výstupní výkon tak byl 0,5 TW.

Dosažený výkon zesíleného komprimovaného impulsu je v dobrém souladu s předpověďmi návrhu se dvěma optickými parametrickými zesilovači čerpanými laserem SOFIA. V experimentu se oproti návrhu podařilo dosáhnout o něco vyššího zesílení díky vyšší intenzitě čerpání krystalu LBO, ale délka komprimovaných impulsů byla zhruba $1,5\times$ vyšší.



Obr. 5.7 Rekonstruovaný časový průběh komprimovaného impulsu (plná čára) ve srovnání s průběhem transformačně omezeného impulsu (čárkovaná čára) [A3].

5.3.4. Návrhy optimalizace zesílení

Pokud by se zvýšila transmise mezi zesilovači a kompresorem impulsů, např. odstraněním děličů svazku pro diagnostiku, zvýšil by se výstupní výkon trojnásobně na 1,5 TW a energie komprimovaného impulsu by byla 45 mJ. Pokud bychom při této energii impulsu dále uvažovali transformačně omezený impuls délky 14 fs, odpovídající impulsu s maximální šířkou spektra (obr. 5.6b), byl by výkon impulsu 3 TW, který odpovídá výkonu současného sub-nanosekundového impulsu jódového laseru PALS.

Další možnou optimalizací by bylo přidání dalšího zesilujícího stupně, čímž by se dosáhlo saturace zesílení a vyšší účinnosti konverze. Vložení druhého krystalu LBO do zesilujícího řetězce by podle výpočtů nedošlo k zúžení spektrální závislosti zesílení, protože zúžení spektrální závislosti zesílení způsobuje především krystal KDP. Výstupní výkon impulsů, komprimovaných na snadno dosažitelnou

a experimentálně ověřenou délku 30 fs, by se podle odhadů navýšil na 8 TW a byl by omezený dostupnou energií čerpání.

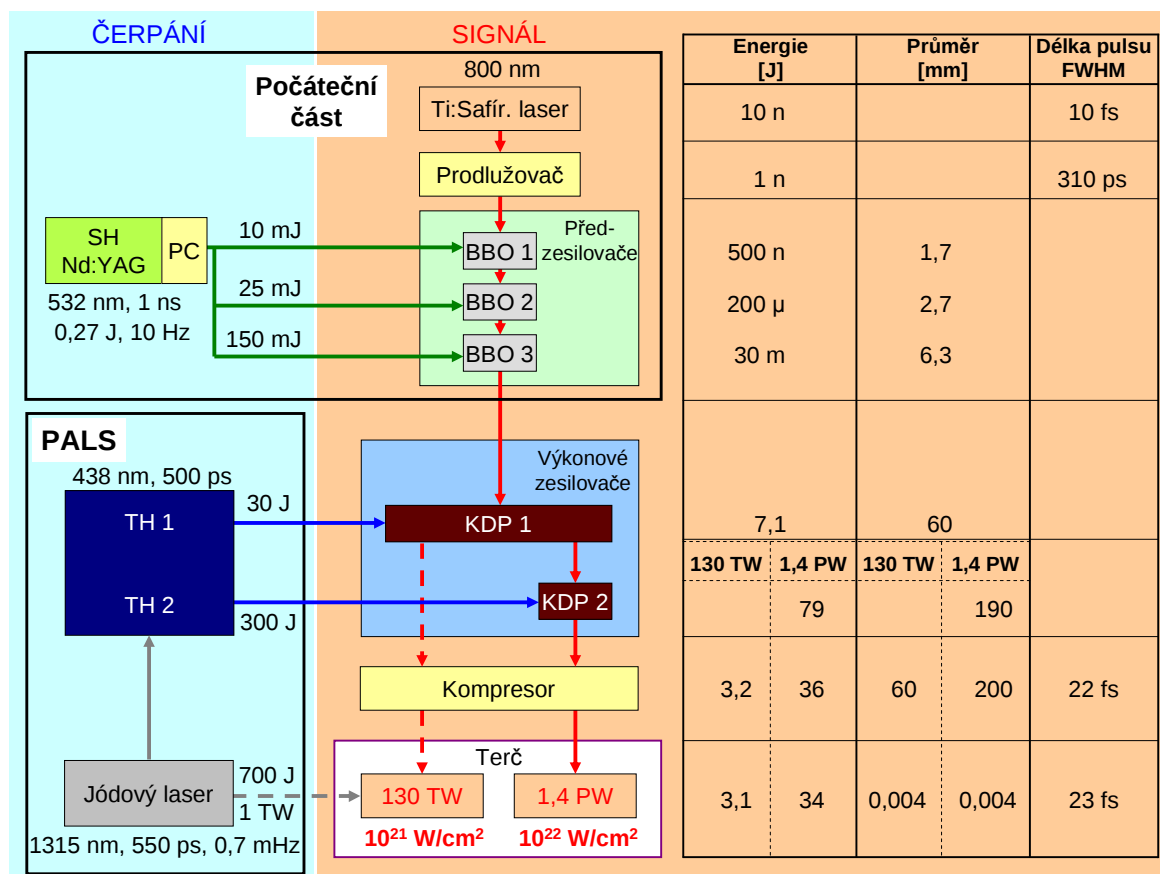
6. Návrh vysokovýkonných svazků pro laboratoř PALS

Jódový fotodisociační laser PALS patří v Evropě mezi lasery s jednou z nejvyšších energií impulsu, a proto patří mezi významná experimentální laserová pracoviště. Pro udržení jeho konkurenceschopnosti by bylo vhodné v této laboratoři vybudovat nové vysokovýkonné svazky, které by rozšířily oblast možných studovaných dějů při interakci laserového záření s plazmatem. Jeho kvalitní svazek ho společně s vysokou energií impulsu předurčuje jako vhodný zdroj čerpání v metodě OPCPA pro generování petawattového svazku, což bylo publikováno v [1] a stručně popsáno v kapitole 4.2.1 této práce. Ovšem tento návrh uvažoval energie hlavního a pomocného svazku laseru PALS, kterých dnes není běžně dosahováno, především kvůli zajištění jeho bezpečného provozu, kdy nehrozí poškození jeho optických prvků.

Zde je prezentován nový návrh [A4], který místo energie impulsu 1 kJ hlavního svazku PALS uvažuje dnes obvyklou hodnotu 0,7 kJ. Na základě výpočtů rovnic vázaných vln (2.1) byly navrženy dvě varianty vysokovýkonných svazků generovaných metodou OPCPA při čerpání svazkem jódového laseru PALS. V první je generován svazek o výkonu 130 TW, který může být v interakčních experimentech doplněn hlavním energetickým svazkem laseru PALS. Druhá varianta poskytuje svazek o výkonu 1,4 PW. Dále bylo navrženo uspořádání těchto nových svazků do stávající laserové haly, což by snížilo náklady na jejich realizaci. Při budování nových svazků by se prováděly pouze malé stavební úpravy, a proto by bylo možné udržet bezprašný provoz laboratoře.

6.1. Návrh 130 TW a 1,4 PW svazku

Bylo vypracováno energetické schéma svazků o špičkovém výkonu impulsu 130 TW a 1,4 PW, které je zobrazeno na obr. 6.1. Prodloužené impulsy generované Ti:safírovým laserovým oscilátorem jsou zesíleny v předzesilovačích. Předzesilovače a první výkonový zesilovač jsou společné pro 130 TW i 1,4 PW svazek. Zesílení v druhém výkonovém zesilovači umožňuje generování petawattového svazku. Dále budou jednotlivé části zesilujícího řetězce popsány podrobněji.

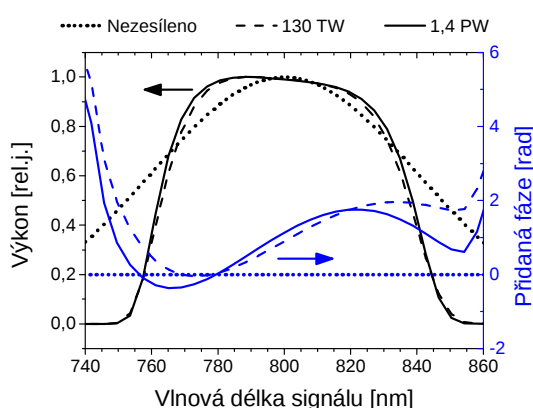


Obr. 6.1 Schéma současného svazku jódového laseru (šedě) a navržený 130 TW (čárkovaně) a 1,4 PW (plně) signálový svazek (červeně) v laboratoři PALS. Čerpacími svazky jsou druhá harmonická (SH) Nd:YAG laseru (zeleně) v počáteční části nebo třetí harmonická jódového laseru (modře) u výkonových zesilovačů. V tabulce napravo jsou výstupní parametry energie impulsu, průměru svazku s obdélníkovým profilem (FWHM) a délky gaussovského impulsu na výstupu jednotlivých částí zesilovacího řetězce signálu [A4].

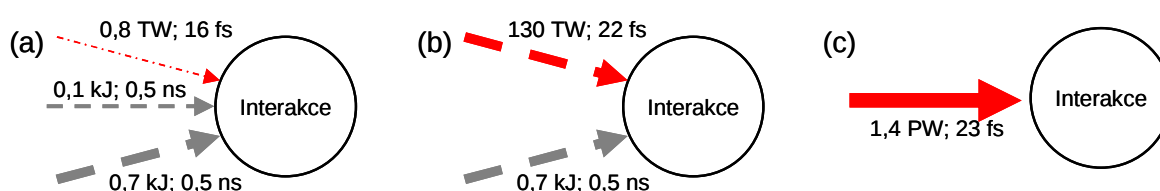
Předzesilovače jsou čerpané s opakovací frekvencí impulsů 10 Hz komerčním Nd:YAG laserem, kvůli značnému usnadnění jejich nastavování a optimalizace. Intenzita svazku čerpajícího předzesilovače z krystalů BBO délky 11-12 mm je $0,5 \text{ GW/cm}^2$ a jeho vlnová délka je 532 nm. Zesílení je v řádu několika stovek a dosahuje účinnosti tisícín procent v prvním předzesilovači až 20 % ve třetím předzesilovači provozovaném v režimu saturace zesílení. Pro omezení generování parametrické fluorescence je délka čerpacího impulsu vyřezána rychlými Pockelsovými celami na dobu $\sim 1 \text{ ns}$, která je řádově srovnatelná s délkou signálového impulsu. Pokud by se komprimoval výstup z předzesilovačů na délku impulsu 16 fs, dosahoval by špičkový výkon impulsů 0,8 TW, který řádově odpovídá špičkovému výkonu současných sub-nanosekundových impulsů laseru PALS. Tento femtosekundový nízkoenergetický impuls by byl využitelný např. pro diagnostiku laserového plazmatu generovaného jódovým laserem PALS.

Výkonové zesilovače jsou čerpány hlavním a pomocným svazkem laseru PALS konvertovaným do třetí harmonické o intenzitě 2 GW/cm^2 a jsou tvořeny krystalem KDP, který je oproti jiným nelineárním krystalům dostupný v požadovaných aperturách. V prvním výkonovém zesilovači z krystalu KDP délky 32 mm je zesílení 330 při účinnosti konverze 18 %. Kompresí výstupního impulsu z prvního výkonového zesilovače na 22 fs jsou generovány impulsy o výkonu 130 TW, přičemž šířka spektra impulsu je 74 nm FWHM (obr. 6.2).

Druhý vysokovýkonný svazek se získá tak, že nekomprimovaný výstup z prvního krystalu KDP je dále $16\times$ zesílen s účinností konverze 25 % v druhém krystalu KDP o délce 20 mm. Vypočtené spektrum zesíleného impulsu o šířce 77 nm (FWHM) ukazuje obr. 6.2. Kompresí na 23 fs se získá impuls o výkonu 1,4 PW.



Obr. 6.2 Vstupní (tečkovaně) a vypočtené zesílené spektrum (černě) a fáze (modře) impulsu 130 TW (čárkovaně) a 1,4 PW svazku (plně) [A4].



Obr. 6.3 Schéma experimentálních možností pro interakční experimenty s novými vysokovýkonnými svazky v laboratoři PALS. (a) Komprimovaný signálový svazek z parametrických předzesilovačů (červeně čerchovaně) s pomocným a hlavním svazkem jódového laseru (šedě čárkovaně), (b) 130 TW svazek (červeně čárkovaně) s hlavním svazkem jódového laseru (šedě čárkovaně) s nastavitelným zpožděním mezi těmito impulsy v rozsahu $\pm 10 \text{ ns}$ a (c) petawattový svazek (červeně plně) [A4].

Stávající a nové laserové svazky vytvářejí zajímavé kombinace pro terčové experimenty (obr. 6.3). Výkonný komprimovaný svazek bude na terč fokusován optickým prvkem s $f/\# = 2$. Průměr svazku po fokusaci mimoosovým parabolickým zrcadlem bude $4 \mu\text{m}$. Sfokusované svazky budou na terči dosahovat intenzit

10^{21} – 10^{22} W/cm², což představuje navýšení o 6 řádů oproti současně dostupným intenzitám v laboratoři PALS.

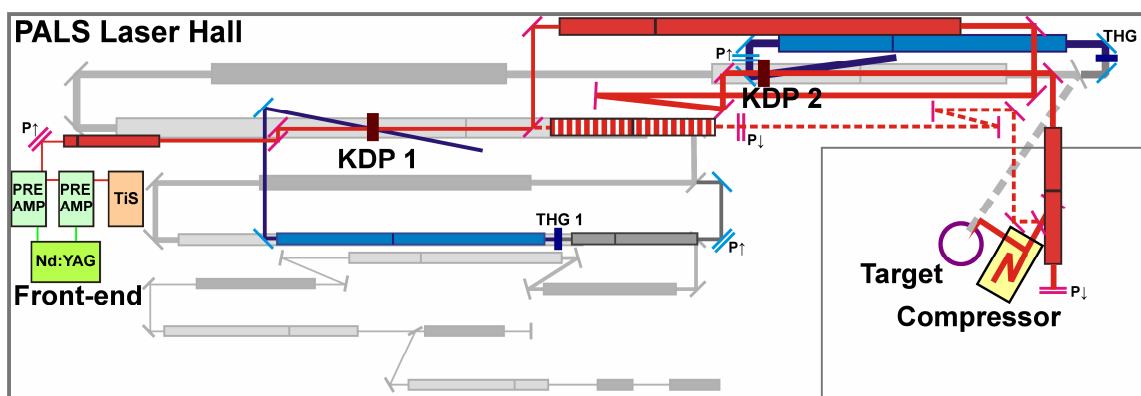
Opakovací frekvence vysokovýkonných svazků je určena opakovací frekvencí čerpacího laseru PALS, která je jeden výstřel za 25 minut. Přepnutí mezi oběma vysokovýkonnými svazky je snadno realizovatelné posunem tří zrcadel (viz šipky v obr. 6.4) a navíc změnou fokusačních optických prvků a optických prvků zobrazující svazek na senzor vlnoplochy adaptivně optického systému.

6.2. Prostorové uspořádání vysokovýkonných svazků

V rámci návrhu 130 TW a 1,4 PW svazku bylo rozpracováno i prostorové rozmístění nových prvků systému v laboratoři PALS. Protože dostavba nové budovy pro umístění vysokovýkonných svazků se v současnosti jeví jako nerealizovatelná, uvažuje tento návrh umístění všech nových prvků systému do volných prostor stávající laserové haly PALS. Vytvoření návrhu prostorového umístění nových svazků v laboratoři PALS bylo určeno především zobrazováním profilů svazků mezi zesilovači a potřebnými volnými vzdálenostmi v okolí parametrických zesilovačů pro zavedení, zobrazení a oddělení interagujících svazků. Dále pak synchronizací impulsů v zesilovačích čerpaných pomocným a hlavním jódovým svazkem, popř. synchronizací 130 TW impulsu s impulsem hlavního svazku jódového laseru, s možností nastavení zpoždění mezi těmito impulsy.

V návrhu prostorového uspořádání nových svazků jsou některé jejich části umístěny na pomocnou konstrukci nad prostorové filtry stávajícího laserového systému. Výška svazku je zde o 1 m výše oproti stávajícímu svazku. Nové prvky ale nebyly umísťovány nad jódové zesilovače, které potřebují pravidelnou údržbu a je k nim nutné zachovat snadný přístup.

Navržené rozmístění jednotlivých prvků stávajících i nových svazků v laserové hale PALS je ukázáno na obr. 6.4. Ti:safírový laser, prodlužovač impulsů, předzesilovače a čerpací Nd:YAG laser jsou umístěny na optických stolech ve volném prostoru laboratoře. Naprostá většina prvků pro výkonové zesilovače nových svazků je umístěna nad teleskopy současného laserového systému. Před kompresí zesílených impulsů je výška svazku snížena zhruba na úroveň hlavního svazku PALS.

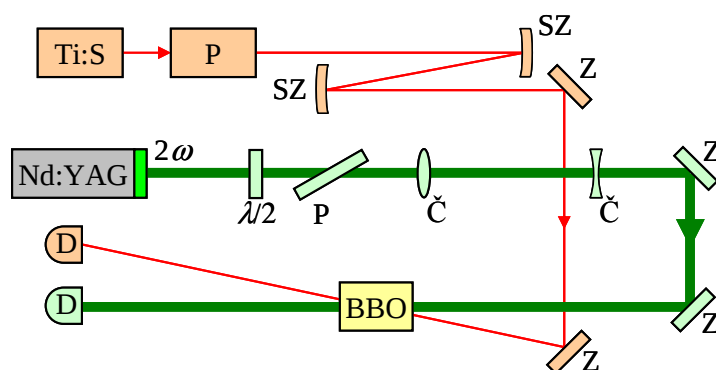


Obr. 6.4 Schéma navrženého uspořádání vysokovýkonných svazků v současné hale PALS (41 m × 15,5 m). Prvky svazků: signálový (červeně), jódový laser (šedě), čerpací svazek předzesilovačů (zeleně), čerpací svazek výkonových zesilovačů (modře). Zrcadla (krátké čáry), svazky (dlouhé spojovací čáry). Teleskopy (podlouhlé orámované obdélníky), parametrické zesilovače a generátory harmonických frekvencí (plné krátké obdélníky), jódové zesilovače (dlouhé plné obdélníky). Posuvitelná zrcadla (se šipkou $\updownarrow$) přepínají mezi 130 TW (čárkovaně) a 1,4 PW svazkem (plně). PALS laser, čtyři optické stoly předzesilovačů a kompresor impulsů jsou v základní úrovni svazku. Periskopy (P) mění výšku svazku mezi základní úrovní a patrem nahoru ($P\uparrow$) nebo dolů ($P\downarrow$). Velikosti některých prvků jsou pro přehlednost upraveny a nejsou přesně v měřítku. Front-end – část systému s předzesilovači, Pre-Amp – předzesilovače, TiS – Ti:safírový laserový oscilátor, KDP – výkonové parametrické zesilovače z krystalu KDP, THG – krystaly pro generování třetí harmonické frekvence, Compressor – kompresor impulsů a jeho komora, Target – interakční komora s terčem. [A8]

6.3. Parametrické zesílení při čerpání druhou harmonickou Nd:YAG laseru

V návrzích nových výkonných svazků pro laboratoř PALS jsou uvažovány předzesilovače z krystalů BBO čerpané druhou harmonickou Nd:YAG laseru s opakovací frekvencí 10 Hz. Byl proveden experiment ověřující širokospektrální zesílení impulsů Ti:safírového laseru v jednom krystalu BBO. Při tomto navrženém čerpání bylo pro ověření návrhu požadováno dosažení zesílení alespoň 500.

Schéma experimentu přibližuje obr. 6.5. Impulsy generované Ti:safírovým laserem jsou prodlouženy a po změně průměru svazku zavedeny do optického parametrického zesilovače z krystalu BBO. Výkon čerpacího svazku je regulován soustavou z půlplnové destičky a polarizátoru. Poté je průměr čerpacího svazku upraven Galileovým teleskopem a zaveden do zesilovače.



Obr. 6.5 Schéma experimentu se zesilováním prodloužených impulsů Ti:safírového laseru v krystalu BBO čerpaném druhou harmonickou Nd:YAG laseru. Ti:S – Ti:safírový laser, P – prodlužovač, Z – zrcadlo, SZ – sférické zrcadlo, Nd:YAG – Nd:YAG laser, 2ω – krystal pro generování druhé harmonické frekvence, $\lambda/2$ – půlvlnová destička, P – polarizátor, Č – čočka, BBO – optický parametrický zesilovač z nelineárního krystalu BBO, D – diagnostika.

Čerpací impulsy generoval Nd:YAG laser, který původně čerpal optický parametrický oscilátor jódového laseru SOFIA. Pro potřeby tohoto experimentu byly jeho impulsy konvertovány do druhé harmonické frekvence s vlnovou délkou 532 nm. Maximální energie impulsů vstupujících do čerpací větve byla 300 mJ, přičemž fluktuace energie impulsů byly 0,6 % (SD).

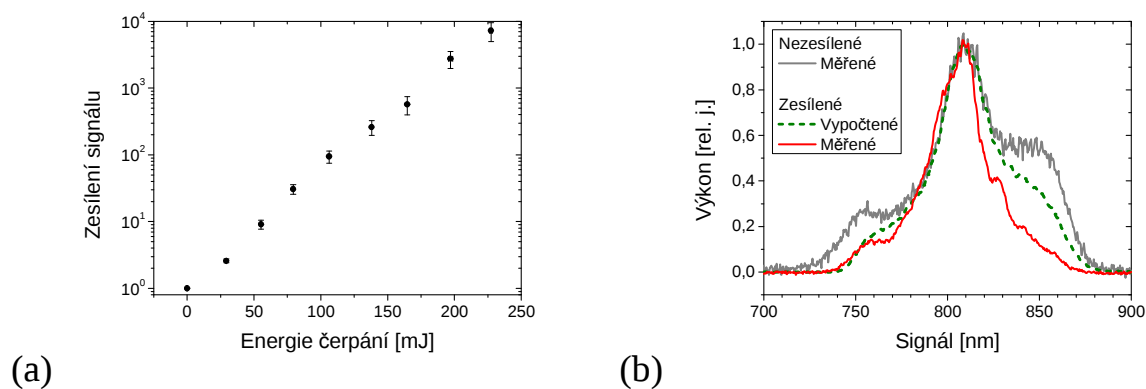
Délka impulsů s téměř gaussovským průběhem byla 9,9 ns (FWHM). Délka čerpacích impulsů, která je o více než o řád větší než délka signálového impulsu, omezuje dosažitelnou účinnost zesílení a byla dána dostupnými lasery a prodlužovačem impulsů. Před zavedením čerpacího svazku do krystalu byl zmenšen jeho průměr Galileovým teleskopem přibližně na 2 mm.

Signálovými impulsy byly prodloužené impulsy Ti:safírového laserového oscilátoru, který byl zmíněn v kapitole 5.2. Délka prodloužených impulsů byla 250 ps. Energie impulsů na vstupu do krystalu BBO byla 0,7 nJ. Šířka spektra prodlouženého impulsu byla 63 nm (FWHM). Průměr signálového svazku na vstupu krystalu byl 2,0 mm ($D4\sigma$) a jeho profil byl přibližně gaussovský.

K širokospektrálnímu optickému parametrickému zesilování byl použit jeden krystal BBO délky 12 mm. Uspořádání svazků bylo nekolineární.

Měřenou závislost zesílení energie signálových impulsů G na energii čerpání ukazuje obr. 6.6a. Prodloužené širokospektrální impulsy Ti:safírového laseru byly zesíleny více než $7000\times$ při intenzitě čerpání 1 GW/cm^2 , která odpovídá dvojnásobku intenzity uvažované v návrhu vysokovýkonných svazků. Ani při této vysoké intenzitě čerpání nebylo pozorováno žádné poškození krystalu BBO. Minimální požadované zesílení $500\times$, by bylo dosaženo, podle interpolace

z měřených dat, při intenzitě čerpání $0,71 \text{ GW/cm}^2$, což je o 40% více oproti intenzitě, uvažované v návrhu předzesilovačů nových svazků v laboratoři PALS. Rozdíl vypočtené a experimentální intenzity čerpání byl způsoben tím, že v návrhu byl uvažován homogenní profil intenzity čerpacího svazku, ale experimentální profil svazku byl podobný gaussovskému. Lze však říci, že nejvyšší dosažené zesílení předčilo požadavky na dosažené zesílení. Spektrum zesílených impulsů bylo široké 30 nm (FWHM) a je celkem v dobré shodě s vypočteným zesíleným spektrem (obr. 6.6b). Fluktuace zesílení by bylo možné snížit přidáním dalšího zesilovače, ve kterém by se dosáhlo saturace zesílení, kdy je závislost zesílení na změnách energie čerpání méně výrazná.



Obr. 6.6 (a) Závislost zesílení energie signálových impulsů na energii čerpání. Chybové tyče znázorňují fluktuace zesílení (SD). (b) Měřené spektrum nezesíleného a zesíleného signálového impulsu společně s vypočteným spektrem zesíleného impulsu.

IV. SOUHRN VÝSLEDKŮ

7. Závěr a přehled výsledků disertace

Výkonné femtosekundové impulsy jsou v současnosti důležitou oblastí studia laserové fyziky a uplatnění těchto impulsů se stále rozrůstá. V interakčních experimentech jsou vyžadovány vyšší energie impulsů, než generují femtosekundové oscilátory, a proto je nutné energii impulsů značně navýšit. Laserové femtosekundové impulsy mají několik význačných vlastností, mezi něž patří jejich velmi široké spektrum. Zesílení celého spektra impulsů je zajímavým problémem a vyžaduje speciální metody, mezi kterými význačné místo zaujímá optické parametrické zesílení. Tento děj byl v rámci mé disertační práce úspěšně využit pro zesilování femtosekundových impulsů na úroveň terawattu.

Podařilo se zesilovat širokospektrální impulsy Ti:safírového laseru okolo střední vlnové délky 800 nm, přičemž byly použity pouze optické parametrické zesilovače čerpané hybridním jódovým fotodisociačním jednovýstřelovým laserem SOFIA. Poprvé byl při zesilování femtosekundových impulsů k čerpání použit úzkospektrální impulsní plynový laser, čímž byly provedené experimenty jedinečné. Dále bylo poprvé dosaženo širokospektrálního zesílení okolo 800 nm v krystalu KDP, což bylo umožněno vhodnou vlnovou délkou čerpání 438 nm. Čerpání druhou harmonickou Nd:sklo laserů o vlnové délce 527 nm neumožňuje širokospektrální zesilování v krystalu KDP v okolí signálové vlnové délky 800 nm, která je charakteristická pro Ti:safírové lasery. Ovšem z nelineárních krystalů jedině krystal KDP (popř. DKDP) je dostupný v aperturách potřebných pro generování petawattového svazku.

Zesílení v jednom krystalu LBO a jednom krystalu KDP bylo přes 10^8 při průměrné šířce spektra impulsu 50 nm. Impuls byl zkomprimován na 27 fs, což představovalo 1,3 násobek délky transformačně omezeného impulsu. V jednovýstřelových systémech bývá málokdy dosaženo lepší komprese bez využití pokročilých metod kompenzujících disperzi vyšších řádů. Dosažený výkon impulsů 0,5 TW byl srovnatelný s výkonem sub-nanosekundových impulsů laseru PALS. Tímto výsledkem byl ověřen princip navržené metody zesilování femtosekundových impulsů při čerpání parametrických zesilovačů jódovým fotodisociačním laserem. Zesílení připadající na jeden zesilovač a šířka spektrální závislosti zesílení byly při čerpání jódovým laserem srovnatelné s výsledky dosaženými při čerpání pevnolátkovými lasery. Teoreticky i experimentálně byla

studována časová a úhlová stabilita zesílení. Pro stabilní zesílení musí být fluktuace synchronizace optických impulsů menší než desetina nanosekundy a úhlová stabilita svazků v desetinách miliradiánu.

V rámci této práce jsem zdokonalil stabilitu a přesnost synchronizace čerpacího a signálového impulsu, která je u parametrického zesilování impulsů klíčová. Vybudoval jsem a vyzkoušel rozsáhlou diagnostiku, včetně její spolehlivé externí synchronizace, umožňující měření jednotlivých zesílených impulsů. Rovněž jsem vytvořil metodiku pro nastavování zesilovačů, která byla při jednovýstřelovém čerpání zesilovačů nezbytná. Byl vyřešen sběr a zpracování měřených dat.

Experimentální ověření parametrického zesílení čerpovaných impulsů při čerpání jódovým laserem otevírá cestu ke generování petawattových impulsů s využitím tohoto druhu čerpacího laseru. Proto jsem vypracoval podrobný návrh generování nových vysokovýkonných svazků pro laboratoř PALS, ve kterém zdejší kilojoulový jódový laser čerpá parametrické zesilovače, které zvyšují energii prodloužených impulsů vygenerovaných Ti:safírovým laserovým oscilátorem. Parametry navržených svazků byly určeny numerickými výpočty. Čerpání předzesilovačů z krystalů BBO Nd:YAG laserem s opakovací frekvencí 10 Hz umožňuje jejich snadné nastavení a dosažení vyššího kontrastu impulsů rozložením zesílení mezi více zesilovačů. Experimentálně jsem ověřil širokospektrální zesílení v předzesilovači z krystalu BBO a dosáhl zesílení signálu téměř o 4 řády. Výkonové zesilovače z krystalů KDP čerpané pomocným a hlavním svazkem laseru PALS umožní po kompresi generování impulsů o špičkovém výkonu 130 TW a 1,4 PW, což by oproti současnému stavu představovalo zvýšení špičkového výkonu impulsů o 2 až 3 řády. Na terči může být svazek o špičkovém výkonu 130 TW doplněn hlavním sub-nanosekundovým svazkem jódového laseru PALS. Tyto dvě varianty vysokovýkonných svazků vytvářejí zajímavé možnosti pro interakční experimenty. Optické a mechanické prvky nových svazků je možné umístit do stávající laserové haly, čímž by byla usnadněna jejich realizace. Nové svazky by výrazně rozšířily množství proveditelných experimentů v této laboratoři a podstatně by zvýšily její konkurenceschopnost. Experimenty realizovatelné s novými svazky by zahrnovaly studium velmi hustého a horkého plazmatu, laboratorní astrofyziky, prudkých rázových vln, urychlování částic v poli tohoto impulsu, generování záření v ultrafialové a rentgenové oblasti, generování attosekundových impulsů, fúzních experimentů s rychlým zažehnutím, relativistické optiky a mnoho dalších.

Závěrem práce je, že vysokoenergetické jódové fotodisociační lasery mohou být vhodným čerpacím svazkem petawattových, či dokonce více-petawattových laserových systémů. Zesilováním v krystalu KDP o maximálních dostupných velikostech by byl metodou OPCPA při čerpání jódovým laserem dosažitelný výkon impulsu až 10 PW v jednom svazku.

Vytyčené cíle disertační práce byly úspěšně splněny. Výsledky byly prezentovány jednak v recenzovaných časopisech *Optics Letters*, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, *Laser and Particle beams* a dále na vědeckých konferencích. Získané zkušenosti mohou být využity pro návrh, realizaci a provoz nových OPCPA systémů i s jinými čerpacími nebo signálovými lasery.

8. Summary

The dissertation thesis deals with optical parametric amplification of chirped pulses generated by a femtosecond Ti:sapphire laser oscillator. Mainly the optical parametric amplification at iodine photodissociation laser pumping was studied. Although, the iodine laser, having a narrow bandwidth of about 20 pm, does not enable direct generation and amplification of femtosecond pulses, it was predicted that the pumping of the optical parametric amplifiers by the kilojoule iodine laser makes generation of pulses of petawatt peak power possible. Petawatt laser pulses, which are generated only in a few laboratories world-wide, are utilized, e.g., for studies of relativistic optics, laser particle acceleration, and X-ray generation. The aim of the thesis was experimental verification of the proposed scheme for generation of high-power pulses with iodine laser as a pump.

The pulses from a Ti:sapphire laser oscillator with a central wavelength of 800 nm were stretched from 12.5 fs to 250 ps and subsequently amplified in two optical parametric amplifiers, first using an LBO crystal and second a KDP crystal. Both crystals were pumped by the third harmonic of the single-shot hybrid iodine laser SOFIA.

Femtosecond pulses were amplified by the narrowband gas pump pulse laser for the first time. The amplification was more than 10^8 and amplified pulses were compressed to pulsewidth of 27 fs and reached peak power of 0.5 TW. The bandwidth of amplified pulses was up to 68 nm (FWHM). Optical parametric chirped-pulse amplification at iodine laser pumping was thus verified experimentally. Further, the KDP crystal was used for the broadband amplification around wavelength of 800 nm for the first time. The advantage of the KDP crystal is its availability in large apertures, which are needed for generation of petawatt laser pulses. Optical parametric amplification depends on signal and pump pulse synchronization and directions of the beams in the amplifiers. These dependencies have been measured and compared with the predicted ones.

The detailed design of the new high-power beams for the PALS laboratory is presented. By the optical parametric chirped-pulse amplification at iodine laser pumping, the 130 TW and 1.4 PW beams are proposed. The realization of these beams could substantially increase the competitiveness of the PALS laboratory among high-power high-energy laser laboratories. The optical and mechanical components of the new beams can be situated in the contemporary PALS laser hall,

if the beams are placed on the assembly above the current beam. The proposed layout eliminates the necessity of a new building and thus reduces the costs.

In the proposal, the stretched pulses of a Ti:sapphire laser oscillator are amplified in three BBO crystals pumped by the second harmonic of an Nd:YAG laser at the repetition rate of 10 Hz in order to simplify the alignment of parametric amplifiers and to improve the pulse contrast of the new beams. Then the pulses are amplified in a KDP crystal pumped by the third harmonic of the auxiliary PALS beam. If compressed, the pulses with peak-power of 130 TW are produced and can be combined with the main PALS beam at the interaction target. The uncompressed pulses can be further amplified in the additional KDP crystal pumped by the third harmonic of the main PALS beam, resulting in the 1.4 PW output pulse.

The pre-amplification of stretched pulses from the Ti:sapphire laser oscillator by more than three orders of magnitude was achieved experimentally in the BBO crystal pumped by the second harmonic of the Nd:YAG laser at 10 Hz repetition rate.

To conclude, the high-energy iodine photodissociation lasers can serve as convenient pump source for generation of petawatt or even multi-petawatt laser pulses by optical parametric chirped-pulse amplification.

The aims of the dissertation thesis were fulfilled. The results were published in peer-reviewed journals and presented at international conferences. The gained knowledge can be used for design, implementation, and operation of new OPCPA systems with other pump and signal lasers.

9. Seznam vlastních publikací

9.1. Publikace v recenzovaných časopisech

- [A1] **O. Novák**, H. Turčičová, M. Divoký, J. Huynh, P. Straka, *Mismatch characteristics of optical parametric chirped pulse amplification*, (v recenzním řízení)
- [A2] **O. Novák**, H. Turčičová, M. Smrž, J. Huynh, M. Pfeifer, P. Straka, *Broadband femtosecond OPCPA system driven by the single-shot narrow-band iodine photodissociation laser SOFIA*, Applied Physics B: Lasers and Optics, 108, (2012), 501-508, DOI 10.1007/s00340-012-5107-5
- [A3] **O. Novák**, H. Turčičová, M. Divoký, M. Smrž, J. Huynh, P. Straka, *Femtosecond pulse parametric amplification at narrowband high power gas laser pumping*, Optics Letters, 37 (2012), 2100 – 2102
- [A4] **O. Novák**, P. Straka, M. Divoký, H. Turčičová, *Design of an OPCPA petawatt upgrade of a kilojoule iodine laser PALS*, přijato k publikaci v Laser and Particle Beams

9.2. Konferenční příspěvky

- [A5] **O. Novák**, H. Turčičová, M. Divoký, M. Smrž, J. Huynh, P. Straka, *Broadband OPCPA pumped by ultra-narrowband gaseous iodine laser*, LASE - SPIE Photonics West, 21 - 26 January 2012, San Francisco, USA, doi: 10.1117/12.908565
- [A6] **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, pp.156-157
- [A7] **O. Novák**, M. Divoký, P. Böhm, M. Smrž, H. Turčičová, P. Straka, *Proposal of Ultra-High-Power Beams at the Kilojoule Iodine Laser PALS*, Proceedings of 19th Annual CTU Student Scientific Conference Workshop 2010, Eds. K. Lejčková, 22-26 February, 2010, Praha, pp. 44-45, ISBN 978-80-01-04513-8.
- [A8] **O. Novák**, M. Divoký, P. Bohm, M. Smrž, R. Sedlář, P. Straka, H. Turčičová, *Proposal of ultra-high-power beams at the kilojoule iodine laser PALS*, International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers (ICUIL 2008), 27-31 October 2008, Tongli, China
- [A9] J. Dostál, M. Divoký, M. Smrž, **O. Novák**, J. Huynh, L. Král, H. Turčičová, B. Králiková, P. Straka, *SOFIA iodine laser system as a driver for OPCPA*, International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers (ICUIL 2008), 27-31 October 2008, Tongli, China
- [A10] H. Turčičová, P. Straka, J. Dostál, M. Divoký, M. Smrž, **O. Novák**, P. Böhm, *Iodine laser system SOFIA used as a pump for OPCPA*, International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers. Development, Science and Emerging Applications. Cassis (FR), 2006
- [A11] H. Turčičová, J. Skála, M. Pfeifer, P. Straka, J. Dostál, G. Kocourková, J. Knyttl, M. Divoký, M. Smrž, **O. Novák**, P. Böhm, A. Dombrovský, *Application of the hybrid laser SOFIA for OPCPA pumping*, CLEO/EUROPE - EQEC, 12-17 June, 2005, München (DE)
- [A12] H. Turčičová, J. Dostál, G. Kocourková, J. Knyttl, J. Skála, M. Pfeifer, M. Divoký, M. Smrž, **O. Novák**, P. Böhm, A. Dombrovský, W. Belardi, P. Straka, *Solid-state-gas-laser SOFIA as a pump for the optical parametric chirped pulse amplification*, XV International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers & High Power Lasers Conference (GCL-HPL 2004), 30 Aug - 03 Sep 2004, Prague, Proc. of SPIE 5777, pp. 762-765, ISBN 0-8194-5760-4, ISSN 0277-786X

- [A13] H.Turčičová, J. Dostál, G. Kuhnová, J. Knyttl, J. Skála, M. Pfeifer, M. Divoký, M. Smrž, **O. Novák**, P. Böhm, P. Straka, *Hybrid laser chain SOFIA as a test laboratory for the petawatt-grade of Prague Asterix Laser System (PALS)*, Proceedings of the International Workshop on Optical Parametric Processes and Periodical Structures, 26-29 September 2004, Vilnius University, Lithuania, pp. 43-44, ISBN 9986-19-675-2.

Citovaná literatura

- [1] Matousek, P., et al., Design of a Multi-Petawatt Optical Parametric Chirped Pulse Amplifier for the Iodine Laser ASTERIX IV, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 36, no. 2, pp. 158-163, 2000
- [2] Siegman, A.E., Lasers, University Science Books, Mill Valley, 1986
- [3] Paschotta, R., Encyclopedia of Laser Physics and Technology, Wiley-VCH, Berlin, 2008
- [4] Strickland, D., et al., Compression of Amplified Chirped Optical Pulses, Optics Communications, vol. 56, pp. 219-221, 1985
- [5] Dubietis, A., Jonušauskas, G., Piskarskas, A., Optics Communication, vol. 88, pp. 437-440, 1992
- [6] Ross, I.N., et al., The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers, Optics Communications, vol. 144, pp. 125-133, 1997
- [7] Cerullo, G., De Silvestri, S., Ultrafast optical parametric amplifiers, Review of Scientific Instruments, vol. 74, no. 1, pp. 1-18, 2003
- [8] Backus, S., et al., High power ultrafast lasers, Review of Scientific Instruments, vol. 69, no. 3, pp. 1207-1223, 1998
- [9] Perry, M.D., et al., Petawatt laser pulses, Optics Letters, vol. 24, no. 3, pp. 160-162, 1999
- [10] Topfer, T, et al.: Laser-glass, pump-laser-diodes, and amplifiers for the POLARIS laser, Glass science and Technology, vol. 75, pp. 223-224, 2002
- [11] Jovanovic, I., et al., Hybrid chirped-pulse amplification, Optics Letters, vol. 27, no. 18, pp. 1622-1624, 2002
- [12] Schwarz, J., et al., A hybrid OPCPA/Nd:phosphate glass multi-terawatt laser system for seeding of a petawatt laser, Optics Communications, pp. 4984-4992, 2008
- [13] Gaul, E.W., Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier, Applied Optics, Vol. 49, No. 9, pp. 1676-1681, 2010
- [14] Danson, C.N., et al., Vulcan petawatt: Design, operation and interactions at $5 \times 10^{20} \text{ W cm}^{-2}$, Laser and Particle Beams, vol. 23, pp. 87-93, 2005
- [15] Ross, I.N., et al., Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification, Journal of the Optical Society of America B, vol. 19, no. 12, pp. 2945-2956, 2002
- [16] Ross, I.N., et al., Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification, Applied Optics, vol. 39, no. 15, pp. 2422-2427, 2000
- [17] Collier, J., et al., Evaluation of an ultrabroadband high-gain amplification technique for chirped pulse amplification facilities, Applied Optics, vol. 38, no. 36, pp. 7486-7493, 1999
- [18] Xu, Z., et al., High-power output from a compact OPCPA laser system, Chinese Optics Letters, vol. 1, no. 1, pp. 24-27, 2003
- [19] Chekhlov, O.V., et al., 35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system, Optics Letters, Vol. 31, pp. 3665-3667, 2006
- [20] Kiriya, H., Development of a High-Contrast, High-Peak Power, Ti:Sapphire/OPCPA Laser System, Laser Physics, Vol. 17, No. 4, pp. 472-477, 2007

- [21] Ishii, N., et al., Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses, *Optics Letters*, vol. 30, no. 5, pp. 567-569, 2005
- [22] Lozhkarev, V.V., et al., 200 TW 45 fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification, *Optics Express*, vol. 14, no. 1, pp. 446-454, 2006
- [23] Tang, Y., et al., Optical parametric chirped-pulse amplification source suitable for seeding high-energy systems, *Optics Letters*, Vol. 33, No. 20, pp. 2386-2388, 2008
- [24] Jovanovic, I., et al., Optical parametric chirped-pulse amplifier as an alternative to Ti:sapphire regenerative amplifiers, *Applied Optics*, vol. 41, no. 15, pp. 2923-2929, 2002
- [25] Yoshida, H., et al., High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in β -BaB₂O₄ crystal, *Optics Letters*, vol. 28, no. 4, pp. 257-259, 2003
- [26] Bagnoud, V., et al., 5 Hz, 250 mJ optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053 nm, *Optics Letters*, Vol. 30, pp. 1843-1845, 2005
- [27] Lozhkarev, V.V., et al., Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals, *Laser Phys. Lett.*, Vol. 4, pp. 421-427, 2007
- [28] Liao, Z.M., et al., Energy and average power scalable optical parametric chirped-pulse amplification in yttrium calcium oxyborate, *Optics Letters*, Vol. 31, No. 9, pp. 1277-1279, 2006
- [29] Zhao, B., et al., Degenerated optical parametric chirped-pulse amplification with cesium lithium borate, *Applied Optics*, Vol. 45, pp. 565-568, 2006
- [30] Lozhkarev, V.V., et al., Study of Broadband Optical Parametric Chirped Pulse Amplification in a DKDP Crystal Pumped by the Second Harmonic of a Nd:YLF Laser, *Laser Physics*, Vol. 15, No. 9, pp. 1319-1333, 2005
- [31] Waxer, L.J., et al., High-conversion-efficiency optical parametric chirped-pulse amplification system using spatiotemporally shaped pump pulses, *Optics Letters*, vol. 28, no. 14, pp. 1245-1247, 2003
- [32] Rus, B., et al., New high-power laser facility PALS—prospects for laser-plasma research, *Laser and Particle Beams*, vol. 17, no. 2, pp. 179-194, 1999
- [33] Jungwirth, K., Recent highlights of the PALS research program, *Laser and Particle Beams*, vol. 23, pp. 177-182, 2005
- [34] Baumhacker, H., et al., Layout and performance of the Asterix IV iodine laser at MPQ, Garching, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 61, pp. 325-332, 1995
- [35] Jungwirth, K., et al., The Prague Asterix Laser System, *Physics of Plasmas*, vol. 8, no. 5, pp. 2495-2501, 2001
- [36] Novák, O., Nekolineární optické parametrické zesilování impulsu se širokým spektrem, Diplomová práce, FJFI ČVUT, Praha, 2006
- [37] Hernandez-Gomez, C., et al., The Vulcan 10 PW Project, *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 244, pp. 032006 1-4, 2010