



Generace superkontinua ve fotonickém vlákně a objemových materiálech

Bakalářská práce

Studijní program:

B3901 Aplikované vědy v inženýrství

Studijní obor:

Aplikované vědy v inženýrství

Autor práce:

Martina Tauchmanová

Vedoucí práce:

RNDr. Karel Žídek, Ph.D.
TOPTEC, ÚFP Akademie Věd ČR, v.v.i.





Zadání bakalářské práce

Generace superkontinua ve fotonickém vlákně a objemových materiálech

Jméno a příjmení: **Martina Tauchmanová**
Osobní číslo: M17000103
Studijní program: B3901 Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Aplikované vědy v inženýrství
Zadávací katedra: Ústav nových technologií a aplikované informatiky
Akademický rok: 2019/2020

Zásady pro vypracování:

1. Seznámení se s problematikou nelineární optiky a generace superkontinua pomocí femtosekundových pulsů.
2. Experimentální testování generace superkontinua ve fotonickém vlákně a vybraných materiálech s ohledem na šířku spektra, stabilitu výstupního výkonu a další parametry.
3. Optimalizace generace superkontinua pro účely ultrarychlé spektroskopie.
4. Studium projevů samofokusace a divergence svazku při generaci superkontinua.

Rozsah grafických prací:
Rozsah pracovní zprávy:
Forma zpracování práce:
Jazyk práce:

dle potřeby dokumentace
30-40 stran
tištěná/elektronická
Čeština



Seznam odborné literatury:

- [1] MURTI, Y. V. G. S.; VIJAYAN, C. *Essentials of nonlinear optics*. John Wiley & Sons, 2014.
- [2] DUDLEY, John M.; GENTY, Goëry; COEN, Stéphane. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Reviews of modern physics*, 2006, 78.4: 1135.
- [3] DUBIETIS, Audrius, et al. Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media (Invited Review). *arXiv preprint arXiv:1706.04356*, 2017.

Vedoucí práce:

RNDr. Karel Žídek, Ph.D.
TOPTec, ÚFP Akademie Věd ČR, v.v.i.

Datum zadání práce:

9. října 2019

Předpokládaný termín odevzdání:

18. května 2020

prof. Ing. Zdeněk Plíva, Ph.D.
děkan

L.S.

Ing. Josef Novák, Ph.D.
vedoucí ústavu

Prohlášení

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci jsem vypracovala samostatně jako původní dílo s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé bakalářské práce a konzultantem.

Jsem si vědoma toho, že na mou bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci nezasahuje do mých autorských práv užitím mé bakalářské práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

Užiji-li bakalářskou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědoma povinnosti informovat o této skutečnosti Technickou univerzitu v Liberci; v tomto případě má Technická univerzita v Liberci právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Současně čestně prohlašuji, že text elektronické podoby práce vložený do IS/STAG se shoduje s textem tištěné podoby práce.

Beru na vědomí, že má bakalářská práce bude zveřejněna Technickou univerzitou v Liberci v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů.

Jsem si vědoma následků, které podle zákona o vysokých školách mohou vyplývat z porušení tohoto prohlášení.

1. června 2020

Martina Tauchmanová

Generace superkontinua ve fotonickém vlákně a objemových materiálech

Abstrakt

Bakalářská práce se zabývá nelineární odezvou optických materiálů při dopadu vysoce výkonného laserového záření. Pozornost byla věnována nelineárnímu jevu zvanému generace superkontinua, jenž vede k výraznému rozšíření frekvenčního pásma vstupujícího záření. V této práci bylo superkontinuum experimentálně generováno v objemovém vzorku krystalu safíru pomocí zesilovaných femtosekundových laserových pulsů, jejichž energie se pohybovala v řádu mikrojoulů. Dále proběhla generace ve fotonickém vlákně budícími fs pulsy s nanojoulovou energií. Pro analýzu výstupního záření bylo zvoleno hyperspektrální proměňování. V případě safíru bylo superkontinuum pozorováno v rozsahu vlnových délek 480–2500 nm, ve fotonickém vlákně spektrum superkontinua pokrývalo oblast 750–2500 nm. Bylo provedeno testování vlivu intenzity dopadajícího záření a jeho pulsní frekvence v rozsahu 1 kHz až 100 kHz. Následně proběhla analýza účinků nelineárních jevů na vstupní svazek světla z hlediska jeho stability a divergence.

Klíčová slova: superkontinuum, nelineární jevy třetího řádu, ultrakrátké pulsy, fotonické vlákno, safír

Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber and bulk materials

Abstract

This bachelor's thesis concentrates on the non-linear response of optical materials when exposed to high-power laser radiation. It is focused on the non-linear phenomenon called supercontinuum generation, which leads to great broadening of the frequency bandwidth of the incident radiation. In this work, the supercontinuum was experimentally generated in a sapphire crystal volume sample using an amplified femtosecond laser with microjoule energy pulses. Further, the supercontinuum was generated in a photonic crystal fibre by applying nanojoule fs laser pulses. The hyperspectral characterization was chosen for the output radiation analysis. The supercontinuum was observed to cover the wavelength range of 480–2500 nm in the sapphire crystal and in the wavelength range of 750–2500 nm in the photonic crystal fibre. The effect of input radiation intensity and its pulse repetition rate in the frequency range between 1 kHz and 100 kHz were tested. Finally, the effects of non-linear phenomena on the entering beam of light in terms of its stability and divergence were analysed.

Keywords: supercontinuum, third order non-linear effects, ultra-short pulses, photonic crystal fibre, sapphire

Poděkování

Chtěla bych touto formou vřele poděkovat všem, kteří se přímo, či nepřímo podíleli na vzniku této práce.

Děkuji turnovskému oddělení Ústavu fyziky plazmatu AV ČR v.v.i. výzkumnému centru TOPTEC. Děkuji zejména laserové laboratoři sídlící ve Skálově ulici, jejíž vědečtí členové vytvářeli velice příjemnou a milou atmosféru při bádání.

Chci poděkovat vybraným pedagogům z TUL, že dokáží svým výkladem ve studentech podněcovat nadšení pro studium. Musím také poděkovat svým spolužákům Kubovi, Glebovi, Vítovi a Otovi, že spolu táhneme vždy za jeden provaz, naštěstí všichni stejným směrem.

Děkuji Janě Mikulové a Šárce Slavíkové za významnou výpomoc s dokončováním této práce. A neméně děkuji také Vítku Kanclíři za významnou výpomoc v jejích začátcích.

Děkuji také svým kamarádům, zejména Járovi Grofovi a Báře Hejdukové za to, že jsou vždy nablízku, když je jich třeba.

Dále bych chtěla poděkovat celé své rodině. Obrovský dík náleží mé sestřičce, mamce a tatkoví, kteří nade mnou již 22 let drží svá ochranná křídla. Obzvláště jim vděčím za to, že pokaždé podají pomocnou ruku a dokáží rychle vytáhnout z kdejaké „šlamastiky“.

Předposlední veliké poděkování chci věnovat Tomášovi, který neustále vytváří veselý a dobrý svět kolem mě. Je zkrátka nejlepší.

Nakonec největší „děkuji“ přísluší vedoucímu mé bakalářské práce RNDr. Karlu Žídkovi, Ph.D. Svou funkci zastával s neuvěřitelnou duchaplností, poctivostí a s obrovským nadšením nejen pro vědu. Velice si vážím všech jeho „hledů“, konkrétně dalekosáhlého širokopásmového kontinuálního *přehledu*, lehkého laboratorního *nadhledu* i nakažlivého optimistického *pohledu* na svět. Děkuji také za jeho téměř nepřetržitý laboratorní pečlivý *dohled*, za nekonečnou ochotu vysvětlovat a velkou míru benevolence.

Díky němu vím, že člověk může zvládnout ledasco, dokud mu někdo neprozradí, že je to z fyzikálního hlediska nemožné.

Obsah

Seznam obrázků	10
Seznam tabulek	10
Seznam zkratk	11
1 Nelineární optika	13
1.1 Historie nelineární optiky	13
1.2 Srovnání lineární a nelineární optiky	14
1.2.1 Předpoklady lineárních prostředí	14
1.2.2 Vektor polarizace	14
1.3 Nelineární jevy	16
2 Generace superkontinua	19
2.1 Popis a vlastnosti SC	19
2.2 Materiály vhodné pro generaci SC	20
2.3 Mechanismy generace SC	20
2.3.1 Optický Kerrův jev	20
2.3.2 Samofokusace	21
2.3.3 Automodulace fáze	23
2.4 Generování SC v objemových materiálech	23
2.4.1 Safír	24
2.5 Generování SC ve fotonickém vlákne	25
2.5.1 Optické vlákno	25
2.5.2 Příčiny generace SC ve vláknech	28
2.6 Využití SC	28
3 Femtosekundový laser	30
3.1 Ultrakrátké laserové pulsy	30
3.1.1 Generace pulsů	31
3.1.2 Parametry pulsních laserů	32
3.2 Popis laserového svazku	34
3.2.1 Gaussovský svazek	34
3.2.2 Parametry GS	35
3.2.3 Průchod GS čočkou	37

4	Experimentální aparatura	38
4.1	Materiály pro generaci superkontinua	38
4.2	Laserový zdroj	38
4.3	Detektory	39
4.3.1	Kalibrace spektrometrů	40
5	Generace SC v krystalu safíru	43
5.1	Uskupení experimentu	43
5.2	Parametry GS budícího svazku	44
5.2.1	Proměřování GS před čočkou	44
5.2.2	Proměřování GS za čočkou	46
5.2.3	Simulace šíření svazku	47
5.3	Hyperspektrální mapování SC	48
5.3.1	Hyperspektrální kamera	49
5.3.2	Celoplošné mapování	49
5.3.3	Vliv intenzity záření	51
5.3.4	Vliv opakovací frekvence	56
6	Generace SC ve fotonickém vlákně	58
6.1	Uskupení experimentu	58
6.2	Spektrální mapování SC	59
6.3	Analýza stability optického výkonu	59
7	Závěr	61

Seznam obrázků

1.1	Grafické znázornění čtyřvlňných procesů	18
2.1	Grafické znázornění principu samofokusace	22
2.2	Čerpovaný puls	23
2.3	Závislost indexu lomu safíru na vlnové délce světla a na teplotě	25
2.4	Druhy optických vláken	27
2.5	Fotonické vlákno	28
3.1	Výstup pulsních laserů	33
3.2	Šíření Gaussovského svazku	36
3.3	Průchod GS čočkou	37
4.1	Kalibrace spektrometrů	41
4.2	Ukázka překryvu VIS a IR spekter superkontinua	42
5.1	Schéma experimentu - generování SC v safíru	43
5.2	Měření příčné intenzity svazku v různých vzdálenostech před čočkou	44
5.3	Intenzita vertikálního a horizontálního řezu svazku před čočkou	45
5.4	Měření příčné intenzity svazku v různých vzdálenostech za čočkou	46
5.5	Predikce pološířky laserového svazku před čočkou	47
5.6	Predikce pološířky laserového svazku za čočkou	48
5.7	Simulace GS	48
5.8	Fotografie experimentu – superkontinuum vzniklé v safíru.	49
5.9	Středu svazku při hyperspektrálním mapování	50
5.10	Hyperspektrální řezy středem svazku ve VIS oblasti	51
5.11	Grafy proměnlivosti intenzity záření s vlnovou délkou – VIS oblast	52
5.12	Prstenec SC	52
5.13	Hyperspektrální řezy středem svazku v IR oblasti	53
5.14	Grafy proměnlivosti intenzity záření s vlnovou délkou – IR oblast	53
5.15	Vliv vstupní intenzity světla na tvorbu SC	54
5.16	Závislost intenzity a pozice měření na SC	55
5.17	Změna tvaru spektra vlivem opakovací frekvence	56
5.18	Vliv opakovací frekvence na laserový svazek	57
6.1	Schéma experimentu - generování SC ve fotonickém vlákně	58
6.2	Spektrum SC generovaného ve fotonickém vlákně	59
6.3	Analýza vlivu absorpce vzduchu na spektrum SC	60

Seznam tabulek

2.1	Tabulka optických vlastností safíru	25
4.1	Tabulka parametrů laseru PHAROS	39
4.2	Srovnání dvou laserových výstupů	39
5.1	Výsledky analýzy pološířky svazku před čočkou	46
5.2	Tabulka vstupních výkonů	54
6.1	Výsledky analýzy optického výkonu a stability záření	60

Seznam zkratek

CMOS	typ optického snímače (z anglického <i>Complementary metal-oxide-semiconductor</i>)
FWFM	procesy čtyřvlnového směšování
GI	gradientní vlákno
GS	Gaussovský svazek
IR	infračervená oblast světla
MMF	multimodové optické vlákno
PCF	fotonické vlákno
SC	superkontinuum
SI	vlákno se skokovou změnou indexu lomu
SMF	jednomodové optické vlákno
UV	ultrafialová oblast světla
VIS	viditelná oblast světla

Úvod

Dnes je tomu téměř šedesát let, kdy se vědcům díky intenzivnímu laserovému záření otevřel nový, doposud neprozkoumaný svět fenomenálních optických jevů. Svět nelineární optiky. Od té chvíle uplynulo mnoho času, avšak zapálení pro výzkum této oblasti fyziky neopadlo. Možná právě naopak. V nynější době stále v hojném množství probíhají vědecká bádání, která by pomohla hlouběji proniknout do samotné podstaty principů nelineární interakce světla s hmotou.

Opticky patrně nejzajímavějším jevem je *generace superkontinua*, nebo-li vytváření bílého koherentního laserového světla. Tento neobvyklý optický úkaz našel využití v mnoha vědeckých a technických aplikacích. Díky rozmanitosti materiálů vhodných pro rozšiřování světelného spektra a kvůli mnohým faktorům ovlivňujících výslednou podobu záření, se stále objevují nové odborné práce na toto téma. Plyne z toho skutečnost, že superkontinuum je z některých hledisek stále ne zcela probádané.

Superkontinuum je pro své jedinečné vlastnosti využíváno především jako zdroj světla se širokým spektrem frekvencí a je hlavním mechanismem tzv. *white-light* laserů. Samotné širokopásmové záření je pak následně využíváno v mnoha optických měřicích technikách, jako je mikroskopie, tomografie, holografie, interferometrie nebo spektrometrie. Velmi významnou roli hraje superkontinuum v průzkumu rychlých procesů, k čemuž jsou zapotřebí velice krátké světelné záblesky světla. Analýzou rychlých dynamických dějů se zabývá ultrarychlá spektroskopie. Tato práce je soustředěna na generaci superkontinua právě pro takovéto využití.

Hlavním cílem experimentální části práce bylo generování širokopásmového záření v krystalu safíru a v nelineárním fotonickém vlákně. Pro budoucí využití jako zdroje krátkých pulsů v ultrarychlé spektroskopii bylo třeba zanalyzovat spektra vzniklých superkontinuů a jejich prostorovou homogenitu. Za tímto účelem bylo provedeno hyperspektrální mapování ve viditelné a infračervené oblasti. Objektem zkoumání byl také vliv optické intenzity a pulsní frekvence vstupního záření na generaci superkontinua ve vzorku safíru. Záměrem bylo i zkoumání stability optického výkonu, avšak to bylo provedeno pouze v experimentu s fotonickým vláknem.

Výsledky ukazují možnost generace stabilního superkontinua v široké spektrální oblasti (500–2400 nm pro safír, 800–2500 pro PCF), které bude možné použít v experimentech excitace a sondování metodou pump-probe.

1 Nelineární optika

Optika je prastará vědní disciplína detailně zkoumající světlo – jeho podstatu, šíření a interakci s okolím. Světlem je označována pouze omezená část spektra elektromagnetického záření. Patří sem nejen viditelné světlo (VIS), ale i záření o kratších vlnových délkách, resp. vyšších frekvencích (ultrafialová oblast UV) i větších vlnových délkách, resp. nižších frekvencích (infračervená oblast IR). Světlo bývá označováno za *optické záření* a je pro něj vymezena škála vlnových délek přibližně od 25 nm do 1 mm [28].

V běžném životě se většinou setkáváme s lineárními optickými jevy, které jsou popisovány tzv. *lineární optikou*. Takovýto popis je však pouze aproximací skutečnosti. Při dosažení určitých intenzit záření přestává být lineární popis dostačující, poté nastupuje na řadu optika *nelineární* [28], které bude věnována pozornost v této kapitole.

1.1 Historie nelineární optiky

Počátky nelineární optiky, respektive zřetelné pozorování nelineárních jevů, jsou úzce spjaty s návrhem a sestrojením zařízení, které dokázalo vyprodukovat světlo s velkou intenzitou záření a vysokou koherencí. Tímto průlomovým zařízením byl LASER – název je zkratkou počátečních písmen z anglického výrazu *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* – v českém překladu „zesílení světla stimulovanou emisí záření“ [28].

Princip fungování laseru předestřeli A. L. Schawlow a Ch. H. Townes koncem padesátých let minulého století [40], vycházeli z představ A. Einsteina o stimulované emisi světla [28]. První funkční zařízení sestrojil T. H. Maiman v roce 1960 [40]. Zanedlouho poté byly vědci pozorovány neobvyklé, buď dosud nepopsané, nebo pouze předpověděné, optické jevy, které vznikaly při průchodu laserového záření některými materiály. Jeden z prvních článků, popisující setkání s jedním takovýmto nelineárním jevem známým pod názvem *generace druhé harmonické*, byl publikován roku 1961 P. A. Frankenem a dalšími jeho spolupracovníky. Tento nelineární optický jev, při němž je pomocí nelineárního média generováno záření s dvojnásobnou frekvencí světla vstupního, byl pozorován při *fokusaci* (soustředění) svazku rubínového laseru do krystalu křemene [2].

K úspěšné generaci superkontinua došlo o devět let později. R. R. Alfano a S. L. Shapiro pozorovali a následně popsali frekvenční rozšiřování laserových pulsů uvnitř různých objemových materiálů, které vedlo ke vzniku bílého bodu na stínítku

s barevným okolím. Toto mnohofrekvenční laserové světlo bylo později nazváno *superkontinuem*. K jeho generaci došlo při průchodu pikosekundových pulsů vzorkem borokřemičitého skla, což vedlo k rozšíření spektra z 530 nm (vlnová délka laseru) na spojitě spektrální pásmo s rozmezím 400 až 700 nm [34]. Při použití pulsů s délkou trvání pod 1 ps bylo dosaženo malého frekvenčního rozšíření u dalších materiálů jako je kalcit, křemen, chlorid sodný a různé typy skel [33].

1.2 Srovnání lineární a nelineární optiky

Nelineární optika v sobě skrývá obecný popis šíření světla materiálovým optickým prostředím¹. Nelineární jevy vznikají důsledkem interakce fotonů s atomy, tudíž pokud se světlo pohybuje v dokonalém vakuu, není možné pozorovat žádný nelineární jev, třebaže by intenzita světla dosahovala gigantických hodnot. Právě velikost intenzity záření a s ní spojená velikost optického výkonu je v nelineární optice klíčová. Míru a podmínky vzniku nelineárních jevů určuje linearita (resp. nelinearita) vlastností optického prostředí, kterým se světlo šíří [6].

1.2.1 Předpoklady lineárních prostředí

Před vytvořením laseru byly optické materiály považovány za lineární, předpokládala se tedy platnost následujících tvrzení [6]:

1. Optické vlastnosti (př. *index lomu*, *absorpční koeficient*) nejsou závislé na intenzitě záření.
2. Platí *princip superpozice* – jsou-li ψ_1 a ψ_2 optické vlny, výsledkem jejich součtu $\psi_1 + \psi_2 = \psi$ je také optická vlna [4].
3. Pokud se záření šíří prostředím, nedochází ke změně frekvence propustujícího světla.
4. Záření spolu neinteragují, tzn. nemůže dojít k ovládní jednoho světelného svazku druhým – *princip nezávislosti chodu světelných paprsků*.

Tyto předpoklady lze však uvažovat pouze v případě nízkých intenzit. Při zkoumání průchodu více intenzivního světla vědci dosáhli poznání, že optické materiály ve skutečnosti nejsou lineární. Výše zmíněná tvrzení přestávají platit. Je pozorovatelná například závislost indexu lomu na intenzitě, změna barvy (frekvence) světla po průchodu materiálem či vzájemná interakce fotonů, jejíž zprostředkovatelem je právě nelineární prostředí [6].

1.2.2 Vektor polarizace

Při průchodu elektromagnetické vlny (při působení elektrického pole) dielektrickým (nevodivým) prostředím nastává *polarizace* – objeví se záporný a kladný náboj

¹Optickým je označováno prostředí, jímž se může šířit elektromagnetická vlna.

na opačných stranách látky podle směru působení elektrického pole. K vytvoření elektrického dipólu (nábojové nesymetrie) dochází třemi způsoby, podle nichž lze polarizaci dělit na:

- *atomovou* (také *elektronovou*) – dochází k nachylování kladných jader k jedné straně atomu (resp. posuvu záporných elektronů ke straně opačné), vyskytuje se u všech dielektrik;
- *iontovou* – způsobena posunem iontů;
- *orientační* (též *směrovou*) – dojde ke shodnému nasměrování polárních molekul.

Důsledkem polarizace je vytvoření vnitřního elektrického pole, které působí proti elektrickému poli, jež ji vyvolalo. V krystalech (v anizotropních prostředích) kvůli vnitřnímu pravidelnému uspořádání molekul nemusí nastat polarizace v přesně opačném směru ku vnějšímu poli.

Elektrická indukce \vec{D} , obecně určena součinem intenzity elektrického pole \vec{E} s permitivitou prostředí ϵ , je v materiálu definována

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}(\vec{E}), \quad (1.1)$$

Pro popis vlastností optických prostředí byl zaveden vektor elektrické polarizace \vec{P} , který je závislý na intenzitě elektrického pole \vec{E} . Předpokládáme-li lineární prostředí, je i tato závislost lineární, tzn. vektor polarizace je spjat pouze s první mocninou vektoru \vec{E} . Obecně je však závislost složitější. Pokud se vnější \vec{E} blíží k hodnotám vnitřního elektrického pole (tj. řádově 10^5 V/m a výše), začnou se v materiálu projevovat nelinearity [6]. Vektor polarizace pak lze vyjádřit pomocí součtu polarizace *lineární* \vec{P}_L a *nelineární* \vec{P}_{NL} [28]

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}. \quad (1.2)$$

Lineární polarizace je přímo úměrná pouze první mocnině intenzity elektrického pole

$$\vec{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}, \quad (1.3)$$

přičemž ϵ_0 je *permitivita vakua* a $\chi^{(1)}$ je *lineární elektrická susceptibilita* materiálu, která je obecně tenzorovou veličinou o dvou dimenzích (matice o velikosti 3x3), v izotropních materiálech je však jedinou hodnotou. Susceptibilita $\chi^{(1)}$ je s relativní permitivitou ϵ_r a s indexem lomu n_L v lineární optice spojena následovně:

$$\epsilon_r = 1 + \chi^{(1)} \quad (1.4)$$

$$n_L = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 + \chi^{(1)}} \quad (1.5)$$

Veličiny v a c udávají rychlost šíření světla v materiálu a ve vakuu. Charakteristikou tzv. *disperzních* prostředí je závislost v na frekvenci světla $v(\nu)$ (resp. na vlnové délce $v(\lambda)$) [28].

Nelineární polarizace může být rozepsána do mocninné řady

$$\vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(4)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots, \quad (1.6)$$

kde $\chi^{(i)}$ je susceptibilita i -tého řádu, která má obecně (v anizotropních prostředích) $i + 1$ dimenzí a 3^{i+1} komponent. Nelineární polarizace je závislá na intenzitě záření I , ta je totiž úměrná kvadrátu velikosti intenzity elektrického pole $I \approx |\vec{E}|^2$. Pokud je intenzita elektrického pole (resp. intenzita záření) malá, členy nelineární polarizace budou nízké, téměř se neprojeví a budou pro výpočet celkové polarizace zanedbatelné – látka se chová lineárně.

Pro anizotropní nelineární prostředí lze i -tou složku elektrické polarizace popsat součtem sum součinu komponent susceptibility se složkami elektrického pole² [41]:

$$P_i = \epsilon_0 \sum_{j=1} \chi_{ij}^{(1)} E_j + \epsilon_0 \sum_{j,k=1} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \epsilon_0 \sum_{j,k,l=1} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (1.7)$$

Většinou jsou pozorovatelné jevy spojené s nelineární polarizací 2. a 3. řádu (první a druhý člen vztahu 1.6), projevy vyšších polarizací jsou obtížně dosažitelné. Obecně platí, že čím vyššího řádu je nelineární jev, tím větší vstupní výkon je potřeba, s rostoucím řádem totiž hodnoty susceptibilit klesají [16].

1.3 Nelineární jevy

Existuje mohutná škála nelineárních jevů, liší se od sebe projevem, hlavním mechanismem generování i obtížností je vybudit či pozorovat. Hlavní podmínku vzniku však mají shodnou – jevy nastávají v důsledku nelineární odezvy materiálu na průchod velice intenzivního optického záření. Primárně se dělí na nelineární jevy *druhého* a *třetího řádu* podle nejnižšího členu nelineární polarizace, který se do procesu zapojil. Ačkoliv nelineární odezvu vykazují všechny optické látky (pevné, plynné a kapalné), je významně závislá na vnitřní struktuře média. Některé jevy se proto nemusí objevit ve všech materiálech. Například nelineární jevy 2. řádu nemohou nastat v krystalech se středem symetrie a obecně v izotropních prostředích, členy susceptibility $\chi^{(2)}$ jsou nulové. V takovýchto látkách se projeví jen účinky $\chi^{(3)}$, tedy pouze jevy 3. řádu (popřípadě řádů vyšších) [40].

Příkladem nelineárního jevu druhého řádu je výše zmíněná *generace druhé harmonické*, pozornost bude však spíše zaměřena na nelineární jevy 3. řádu. Jednak proto, že právě ty se podílejí na generaci superkontinua, ale jsou také nejnižší nelinearitou běžných izotropních materiálů jako jsou skla, kapaliny a plyny. Zároveň se však vyskytují i u materiálů vykazujících nelinearity 2. řádu [28].

²V některých publikacích (př. [41]) se využívá *Einsteinova notace*, kdy se vynechává operátor sumy.

Mezi jevy 3. řádu patří například nelineární rozptyl světla, kdy dochází k interakci fotonů na vibračních či rotačních stavech látky (na účinky těchto stavů lze pohlížet jako na interakci fotonu s kvazičásticí, pro kterou se ustálil termín *fonon*) vybuzenými pomocí optické vlny (*Ramanův rozptyl*) či vlny akustické (*Brillouinův rozptyl*). Tato interakce je nepružná, což znamená, že rozptýlené světlo má jinou frekvenci než světlo dopadající³. Dalším jevem materiálů $\chi^{(3)}$ je *třífotonová absorpce*, kdy k excitaci elektronu do vyšší energetické hladiny dojde v důsledku absorpce tří shodně energetických fotonů. Tyto fotony by samostatně nebyly schopny elektron vybudit, jejich energie je oproti energii přechodu třetinová. Naopak může také dojít k *třífotonové emisi* (spontánní či stimulované), kdy s přestupem elektronu na nižší hladinu jsou vyzářeny 3 nové fotony. Třífotonová absorpce a emise se řadí mezi tzv. *rezonanční jevy* – dochází k reálnému předání energie mezi fotonem a atomem. [16]

Širokým odvětvím nelineárních jevů třetího řádu jsou procesy tzv. *čtyřvlnového směšování* FWM (z anglického *four-wave frequency mixing*) – děje spojené se čtyřmi elektromagnetickými vlnami, jejichž frekvence se nepohybuje blízko rezonanční frekvence systému. Jsou to tedy *nerezonanční jevy* někdy také nazývané jako *parametrické* [16]. Nerezonanční procesy nastávají, pokud fotony nemají dostatečnou energii, aby vybudily elektrony a ty překonaly *zakázaný energetický pás* látky – v anglické terminologii *band gap*.

Procesy čtyřvlnového směšování se řídí dvěma hlavními principy – zákonem zachování energie (ZZE) a zákonem zachování hybnosti (ZZH) [40].

Zákon zachování energie

Energie fotonu je definována vztahem

$$E = h\nu, \quad (1.8)$$

kde h je *Planckova konstanta* ($h = 6.62607015 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ [31]) a ν frekvence fotonu. Pokud dochází k interakci čtyř fotonů, z nichž alespoň jeden je fotonem výstupním, a jejichž frekvence jsou ν_1, ν_2, ν_3 a ν_4 , pak součet energie vstupních fotonů se musí rovnat energii výstupních. Platí tedy

$$\sum_{i=1}^4 h\nu_i = \sum_{i=1}^4 \nu_i = 0, \quad (1.9)$$

použije-li se konvence záporného znaménka pro energii (respektive frekvenci) vstupních fotonů. Nutnost splnění této první podmínky určuje možnou frekvenci výstupních fotonů.

Zákon zachování energie

Hybnost fotonu popisuje rovnice

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}. \quad (1.10)$$

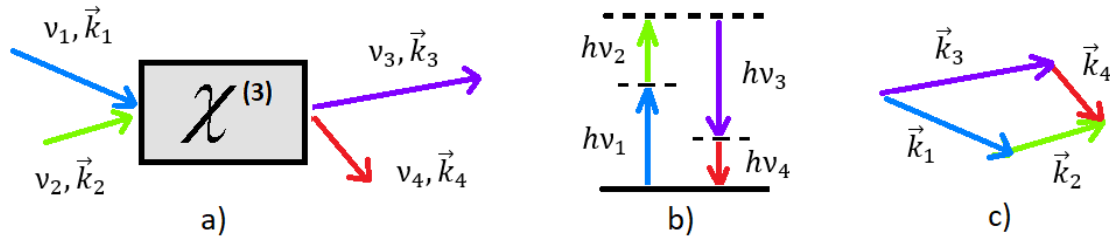
³Na rozdíl od známého běžně se vyskytujícího *Rayleighova rozptylu*, jehož výsledkem je pouze rozptýlení světla – dochází ke změně směru šíření, ne však ke změně jeho frekvence.

Redukovaná Planckova konstanta \hbar je s klasickou spjata přes konstantu 2π následovně: $\hbar = h/2\pi$. Člen \vec{k} označuje *vlnový vektor*, jehož velikost je $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda = k$ (k se nazývá *vlnové číslo* či *vlnočet*). Podobně jako u ZZE předpokládáme-li, že $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3$ a \vec{k}_4 jsou vlnová čísla procesu zúčastněných fotonů, celková jejich hybnost se zachovává, čili

$$\sum_{i=1}^4 \hbar \vec{k}_i = \sum_{i=1}^4 \vec{k}_i = 0. \quad (1.11)$$

S předpokladem obdobné konvence vycházející z převodu členů z rovnosti hybností na shodnou stranu, hybnosti vstupních fotonů (resp. jejich vlnové vektory) jsou se záporným znaménkem. ZZH udává spojitost mezi směry šíření fotonů.

Obě podmínky, zákony zachování energie a hybnosti, jsou graficky znázorněné na obrázku 1.1.



Obrázek 1.1: Grafické znázornění čtyřvlnového směřování a jeho podmínek: a) příklad interakce dvou vstupních fotonů za vzniku dvou jiných, b) zákonu zachování energie – celkové energie vstupu a výstupu se musí rovnat, c) zákon zachování hybnosti – složením vlnových vektorů do různoběžníku.

Do procesů FWM spadá *generace 3. harmonické* – vytvoření záření s trojnásobnou frekvencí záření vstupního. Ta je speciálním typem *generace součtové frekvence* – interakce tří fotonů, obecně s různou frekvencí, za vzniku čtvrtého, jehož frekvence (resp. vlnový vektor) je součtem frekvencí (resp. vlnových vektorů) fotonů přicházejících (vychází ze ZZE a ZZH). Do nelineárního procesu FWM však mohou vstupovat jen 2 fotony nebo dokonce pouze jeden, počet výstupních fotonů však musí být doplňkem do čtyř [40]. S FWM úzce souvisí mechanismy generace SC jako je *optický Kerrův jev* a s ním spojena *autofokusace* a *automodulace fáze*. Tyto zmíněné jevy budou blíže popsány v kapitole 2.3.

2 Generace superkontinua

Běžný laserový svazek světla bývá obvykle označován za *monochromatický* (jednobarevný), přesto v sobě skrývá vlnění s více frekvencemi a jejich střední hodnota je považována za frekvenci vyzařování ν_0 . Šířka frekvenčního pásma $\Delta\nu$ laserového světla bývá typicky velice úzká. Správně je tedy laserové světlo, pokud je $\Delta\nu \ll \nu_0$, nazýváno jako *kvazimonochromatické* [16]. Díky nelineárním jevům (budou blíže popsány v kapitole 2.3) dochází ke spektrálnímu rozšíření (anglicky nazývaném *spectral broadening* nebo také *superbroadening*). Výsledkem je laserové záření se širokou souvislou (kontinuální) škálou vlnových délek, které se (při dostatečném spektrálním rozšíření) jeví lidským očím jako bílé. Takovéto světlo se odborně nazývá *superkontinuum* (SC), v angličtině též *white-light continuum* [40].

2.1 Popis a vlastnosti SC

Jak již bylo zmíněno, superkontinuum obsahuje široké pásmo frekvencí (resp. vlnových délek). Při generaci dochází k oboustrannému rozšiřování pásma – objevují se frekvence vyšší i nižší vzhledem ke vstupní frekvenci laserového záření. Spektrální rozšiřování někdy přesahuje i několik dekád frekvencí a výsledné spektrum SC tak může nabývat šířky až několik tisíců nanometrů [1].

Dá se říci, že výsledkem generování SC je „pouze“ vytvoření škály barev, některé důležité charakteristiky vstupního světla totiž zůstávají pro SC téměř nezměněné. Mezi takovéto vlastnosti patří polarizace světla. Vstupuje-li do nelineárního média svazek s horizontálně orientovaným elektrickým polem, pole výstupního svazku je totožně nasměřované. Tato vlastnost se ztrácí, pokud je vstupní svazek světla velice silný – jeho výkon značně překračuje kritickou mez potřebnou ke generování SC (o tzv. kritickém výkonu P_c se objeví zmínka níže). Další zachovávanou veličinou je koherence, a to časová i prostorová, která se v důsledku tzv. *filamentace* (bude popsáno v části 2.4)) může po průchodu dokonce zlepšit. SC vykazuje (stejně jako vstupní laserový svazek) poměrně dobrou dlouhodobou stabilitu a nízkou fluktuaci amplitud jednotlivých pulsů [1]. Kvalita vlastností SC je však úzce spjata s optickou sestavou, zejména s jejím přesným seřizením, a se samotným materiálem, který byl ke generaci SC použit.

Generace SC je podmíněna okamžitým výkonem, kterého musí záření dosáhnout, aby mohly probíhat potřebné nelineární mechanismy, mluvíme tedy

o *kritickém výkonu* P_c . Je definován

$$P_c = \frac{3,72\lambda^2}{8\pi n_L n_{NL}}, \quad (2.1)$$

přičemž n_L je lineární index lomu popisován vztahem 1.5 a n_{NL} je *nelineární index lomu* materiálu [1], kterému bude věnována pozornost v kapitole 2.3.

2.2 Materiály vhodné pro generaci SC

Generovat SC lze v mnoha materiálech – pevných, kapalných a dokonce i v plynných. Stěžejní je špičkový výkon, kterého se podaří dosáhnout například fokusací svazku pomocí spojné čočky. Přejdeme-li tuto skutečnost, jediné omezení je potřebná transparentnost média a odolnost vůči poškození, která úzce souvisí s charakterem vspujícího svazku světla (více v sekci 2.3.2). Materiály, v nichž dochází k nejmasivnějšímu rozšiřování světelného spektra, jsou z pevných: fluorid vápenatý (CaF_2), lithný (LiF) [32] a barnatý (BaF_2), popřípadě safír (Al_2O_3), yttrito-hlinitý granát (lze nalézt pod zkratkou YAG) nebo také křemenné sklo (SiO_2) [1]. Z kapalin je velice vhodná voda a z plynných zástupců argon [32].

Do generace superkontinua jsou zapojeny optické nelineární mechanismy 3. řádu, k tomu jsou zapotřebí materiály, jejichž nelineární polarizace je spjata se susceptibilitou $\chi^{(3)}$. Tuto podmínku úspěšně splňují všechny optické materiály, včetně krystalů se středem symetrie a materiálů izotropních [28]. Mnohé studie prokázaly, že šířka spektra SC roste s velikostí zakázaného pásu látky [32].

Podrobně zkoumanou oblastí v posledních letech je generování SC v optických vlnovodech, konkrétně ve fotonických krystalových vláknech. Blíže v odstavci 2.5.

2.3 Mechanismy generace SC

2.3.1 Optický Kerrův jev

Při průchodu světla nelineárním prostředím dochází ke změně indexu lomu látky v závislosti na intenzitě procházejícího záření. Tento nelineární jev 3. řádu nese název *Kerrův optický jev* [6]. Přímá lineární závislost indexu lomu na intenzitě záření I vychází z nelineární odezvy materiálu, resp. vytvoření nelineární polarizace P_{NL} . Díky ní je totiž i permitivita prostředí ϵ závislá na I , a tím i index lomu (kvadrát indexu lomu je roven relativní permitivitě $\epsilon_r = n^2$). Následujícím soupisem kroků dojdeme ke vztahu svazující index lomu s intenzitou záření, kterým je Kerrův jev definován [41].

Doplňme-li vzorec polarizace 1.2 s dosazenými členy ze vztahů 1.3 a 1.6 do vzorce pro elektrickou indukci 1.1 s přihlédnutím, že je Kerrův jev důsledkem nelinearity 3. řádu (v rovnici nelineární polarizace 1.6 se vyskytuje pouze člen s $\chi^{(3)}$)

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E}, \quad (2.2)$$

následně vytkneme společné prvky

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} (1 + \chi^{(1)} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E}), \quad (2.3)$$

získáme představu o relativní permitivitě materiálu, která je rovna výrazu v závorce. Pro index lomu materiálu platí:

$$n = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E}}. \quad (2.4)$$

Po úpravě v odmocnině a rozdělení získáme

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)}} \sqrt{1 + \frac{\chi^{(3)} \vec{E} \vec{E}}{1 + \chi^{(1)}}}, \quad (2.5)$$

kde druhý člen lze aproximovat podle $\sqrt{1 + a/(1 + b)} \approx 1 + a/(2(1 + b))$ (aproximaci lze použít, pokud b je malé, což v našem případě $\chi^{(1)}$ splňuje). Po vzájemném vynásobení členů

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)}} + \frac{\chi^{(3)} \vec{E} \vec{E}}{2\sqrt{1 + \chi^{(1)}}}. \quad (2.6)$$

Definuje-li se intenzita záření jako $I = \epsilon_0 v |\vec{E}|^2$ a výraz s odmocninou v předchozím vztahu se nahradí lineárním indexem lomu n_L (již uvedeno výše, vzorec 1.5), definujeme základní vztah Kerrova jevu

$$n(I) = n_L + n_{NL} I, \quad (2.7)$$

příčemž n_{NL} je tzv. *nelineární index lomu* a je roven

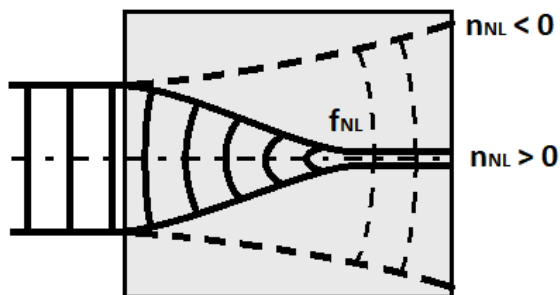
$$n_{NL} = \frac{\chi^{(3)}}{2v n_L \epsilon_0} = \frac{\chi^{(3)}}{2c \epsilon_0}. \quad (2.8)$$

Nutno podotknouti, že indexy lomu n_L i n_{NL} , tedy i index celkový n , jsou v disperzních prostředích závislé na frekvenci procházejícího záření ν . Hodnoty nelineárního indexu lomu se obvykle pohybují v řádech 10^{-16} – 10^{-7} pro skla, 10^{-10} – 10^{-8} pro organické materiály a 10^{-10} – 10^{-2} pro polovodiče (v cm^2/W) [6].

2.3.2 Samofokusace

Jevem plynoucím ze závislosti indexu lomu materiálu na intenzitě záření je tzv. *samofokusace* (též *autofokusace*, anglicky *self-focusing*), tedy „samozaostřování“ laserového svazku. V materiálech vykazujících záporný nelineární index lomu $n_{NL} < 0$ dochází k opačnému jevu zvanému *samodefokusace* – svazek se diverguje. Příčina smršťování (popř. rozbíhání) svazku je ukryta v jeho příčném Gaussovském rozložení intenzity světla (podrobněji v odstavci 3.2.1). Představa samofokusace je následující: dopadající záření podle své intenzity samo určuje hodnotu indexu lomu prostředí v daném místě, ta pak naopak ovlivňuje rychlost jeho prostupu. Gaussovský svazek je v oblasti osy šíření nejintenzivnější, má tedy nejvyšší index lomu

a tudíž tato část svazku prochází nejdelší optickou drahou – šíří se nejpomaleji. S radiální vzdáleností intenzita klesá a s ní i index lomu – od osy odlehlejší úseky svazku prostupují materiálem rychleji. Když například na materiál dopadá rovinná vlna s Gaussovským rozdělením intenzity, střed je zpomalen více než okraje svazku, čímž se postupně začne měnit tvar vlnoploch na kulový a svazek se začne sbíhat do pomyslného bodu – *nelineárního ohniska*. (obr. 2.1).



Obrázek 2.1: Znázornění mechanismu samofokusace a vytvoření světelného filamentu v nelineárním ohnisku f_{NL} . Přerušovanou čarou je naznačen mechanismus autodefokusace – nastává tehdy, když je nelineární index lomu n_{NL} záporný.

Samofokusace nemůže probíhat napořád, k soustředění svazku do nekonečně malého bodu brání rezonanční procesy a vlnový charakter světla. V blízkosti nelineárního ohniska je optický výkon tak obrovský, že začne probíhat multifotonová absorpce a následná ionizace prostředí – vytvoří se tzv. *elektronové plazma*. Tento volný oblak elektronů způsobí rozptyl světla (převážně střední části procházejícího pulsu), čímž se svazek začne defokusat. Pokud záření ochuzené o energii spotřebovanou na ionizaci okolí má přesto dostatečný výkon přesahující kritickou mez P_c (viz 2.1), dojde k sekundární samofokusaci, jež míří k opětovné ionizaci v oblasti sekundárního nelineárního ohniska. Takovýto proces, který vyvolává vznik superkontinua, se může opakovat mnohokrát za sebou (pokud je záření dosti silné a médium dostatečně dlouhé), výsledné SC je pak interferencí vzniklých „podsupterkontinuí“ [1].

Jak již bylo předestřeno, proces samofokusace je spuštěn dosažením kritického výkonu P_c . Někdy však dříve, než se tak stane, může být materiál nenávratně poškozen. Případná degradace samozřejmě závisí na typu materiálu (spíše podléhají zkáze například běžná skla než odolné krystaly), avšak je úzce spjata i s charakterem vstupu svazku do prostředí. Tzv. *numerická apertura NA* svazuje dohromady informaci o velikosti prostorového kuželu o vrcholovém úhlu 2θ , z něhož je do systému shromažďováno světlo, nebo naopak do něhož záření z optické aparatury vystupuje, a index lomu rozhraní okolí–systém n . Jedná se o bezrozměrné číslo a je vyjádřeno vztahem

$$NA = n \cdot \sin\theta \quad (2.9)$$

Na velikosti numerické apertury závisí úspěch generace SC. Pokud je $NA > 0,25$, nedochází k tvorbě SC – materiál nevratně degraduje. V oblasti hodnot $0,25 > NA > 0,05$ se SC objevuje při průchodu prvních pulsů, s časem se však vytrácí kvůli

kumulaci poškození. Pod hodnotou 0,05 je generování SC možné dlouhodobě a při výkonech rozumně překračující kritickou mez prakticky bez poškození média. [1].

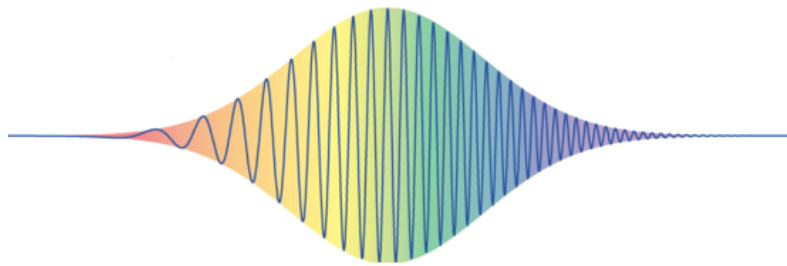
2.3.3 Automodulace fáze

Hlavním jevem podílejícím se na spektrálním rozšiřování záření, který také úzce souvisí s Kerrovým jevem, je *automodulace fáze* (anglicky *self-phase modulation* SPM). Prochází-li jakýmkoli optickým médiem světelná vlna, po vzdálenosti L bude mít fázi rovnou $\phi = 2\pi nL/\lambda_0$, kde n je index lomu materiálu a λ_0 vlnová délka světla ve vakuu. Pro Kerrovská prostředí (materiály s nelinearitou 3. řádu), jak bylo uvedeno výše, je index lomu lineárně závislý na intenzitě záření $n(I)$. Takové prostředí způsobí změnu fáze oproti lineárnímu prostředí o hodnotu

$$\delta\phi = 2\pi \frac{n_{NL}L}{\lambda_0} I. \quad (2.10)$$

Celková fáze vlny je součtem částí lineárního a nelineárního posunutí $\phi = \phi_0 + \delta\phi$. Ze vztahů vyplývá přímá závislost fáze na intenzitě záření. Pro zjednodušené výpočty lze intenzitu záření aproximovat vztahem $I = P/A_{eff}$, kde P udává výkon a A_{eff} efektivní plochu dopadu záření. Pro laserový svazek s Gaussovským rozdělením se plochou A_{eff} rozumí plocha kružnice s poloměrem rovným pološířce svazku $w(z)$ ve vzdálenosti z od pasu svazku (o tom blíže v 3.2.2) – $A_{eff}(z) = \pi w(z)^2$ [6].

Automodulace fáze má za následek významné pozměnění charakteru procházejících laserových pulsů. Díky časovému rozložení intenzity světla v pulsu, nastane při průchodu médiem tzv. *čerpování* – okamžitá fázová frekvence pulsu se stává časově proměnnou (obr. ??). U femtosekundové pulsů s vysokým špičkovým výkonem se může okamžitá frekvence pohybovat v rozmezí několika THz, což vede k výraznému rozšíření pásma (generaci SC) [38].



Obrázek 2.2: Čerpaný puls s proměnnou fázovou frekvencí. Převzato z [21] (upraveno).

2.4 Generování SC v objemových materiálech

Při průchodu výkonného laserového záření objemovým prostředím dochází k autofokusaci světelného svazku, díky níž se svazek postupně zužuje do velice malého průměru – proces se nazývá *filamentace*. Ne nadarmo nese jev takovýto název, anglický výraz *filament* znamená v českém překladu vlákno. Uzoučký laserový svazek

(nazývaný právě *filament*) prostupující skrz médium lze opravdu díky svému vzhledu přirovnat k vláknu světla. Generaci SC silně napomáhá proces automodulace fáze.

Jak již bylo uvedeno výše, materiálů vhodných pro generaci SC je velké množství. V článku A. Dubietise [1] se nachází přehledný graf informující o generaci SC v různých objemových materiálech, kde je zachycena spektrální šířka vygenerovaných superkontinuů spolu s budící frekvencí a typem použitého laseru i s referencemi na odborné články, kde bylo konkrétní pozorování popsáno.

V této práci bude pozornost zaměřena na generování SC v krystalu safíru.

2.4.1 Safír

Safír je krystalický materiál, který si pro své vlastnosti vydobyl významné postavení v mnoha odvětvích vědy a techniky. Využívá se od chemického, přes optický, až po kosmický průmysl a je jedním z nejvýznamnějších materiálů současnosti [46].

Safír je krystal oxidu hlinitého s chemickým vzorcem Al_2O_3 a patří mezi anizotropní materiály (optické vlastnosti jsou závislé na směru šíření paprsku). Z mechanických vlastností musí být vyzdvižena jeho vysoká odolnost vůči teplotám, záření, chemikáliím i tlakům a mechanickému působení; na druhou stranu se jedná o transparentní materiál. Díky této kombinaci vlastností má safír tak široké uplatnění [46].

Pro využití safíru při generaci SC je potřeba znát zejména jeho optické vlastnosti. Blíže bude popsán index lomu a absorpce krystalu hodnoty ostatních vlastností jsou vypsány do tabulky 2.1

Absolutní index lomu

Safír vykazuje díky svému krystalickému uskupení jemný dvojlom.¹ Řadí se mezi *jednoosé negativní krystaly*. To znamená, že k dvojlomu nedochází (látka se chová jako izotropní), pokud směr šíření paprsku je rovnoběžný s tzv. *optickou osou* krystalu; safír má takovouto osu jedinou. Krystalová negativnost souvisí s absolutními indexy lomu ordinárního n_o a extraordinárního n_e paprsku. Pokud se šíří ordinární paprsek pomaleji než extraordinární ($n_o > n_e$), krystal je označován jako negativní (u pozitivních krystalů je naopak $n_o < n_e$). Rozdíl indexů paprsků ve viditelné oblasti je přibližně $n_o - n_e \approx 0,008$.

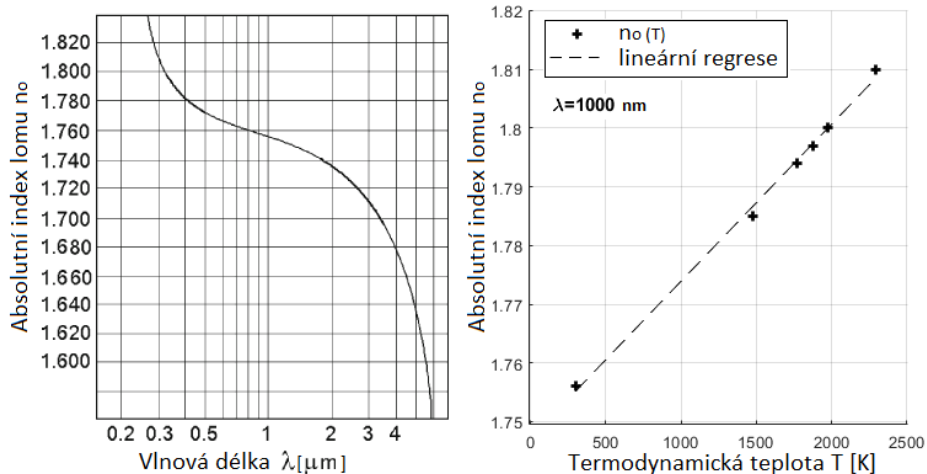
Absolutní index lomu n_o safíru je v porovnání s jinými optickými prostředími poměrně vysoký a je tepelně i frekvenčně² závislý (přiblíženo v grafu 2.3). V tepelné oblasti 250–2250 K je závislost indexu lomu na teplotě přibližně lineární.

Absorpce

Koeficient absorpce určující míru pohlcení záření v materiálu je jako index lomu taktéž závislý na vlnové délce prostupujícího světla i na teplotě krystalu. Absorpci

¹Při průchodu dvojlomným materiálem se světlo rozdělí na dva paprsky – ordinární (řádný) a extraordinární (mimořádný). Tyto paprsky jsou navzájem kolmo polarizované a každý se řídí jiným indexem lomu.

²Prostředí jehož index lomu je závislý na frekvenci (vlnové délce) světla je označováno jako *disperzní*



Obrázek 2.3: Závislost indexu lomu safíru pro ordinární svazek – vlevo na vlnové délce při normálních podmínkách v logaritmické škále (převzato z [46]), vpravo teplotní pro vlnovou délku 1000 nm (data získána z [46]).

ovlivňují i přidané chemické prvky, kterými je krystal safíru často dotován. Transparentnost čistého safíru je v oblasti délek 0,4–5 μm přibližně konstantní. V UV pásmu se transparence s klesající vlnovou délkou snižuje a u délky 140 nm téměř skokově klesá na nulu [46].

Tabulka 2.1: Tabulka vlastností čistého safíru Al_3O_2

lineární index lomu (1028 nm)	$n_L = 1,7552$ [9]
nelineární index lomu ($\approx 1030 \text{ nm}$)	$n_{NL} = 3,0 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [3]
oblast propustnosti >10% (vzorek 1 mm)	190–5200 nm [1]
energie zakázaného pásu	$U_g = 9,9 \text{ eV}$ [1]
kritický výkon (1030 nm)	$P_c \approx 3 \text{ MW}$ [1]

2.5 Generování SC ve fotonickém vlákně

2.5.1 Optické vlákno

Pod pojmem optické vlákno se skrývá dlouhý tenký optický prvek, který dokáže vést světlo bez větších ztrát na velké vzdálenosti, z čehož plyne jasné využití pro telekomunikační účely. Takovýto vlnovod je sestaven z *jádra* a okolního *pláště*, přičemž obě tyto části jsou vyrobeny z transparentního materiálu s rozdílným indexem lomu – hodnota indexu lomu jádra je nepatrně vyšší. Světlo je naváděno doprostřed příčného řezu vlnovodu do jádra a (z pohledu paprskové optiky) díky totálnímu odrazu od materiálového rozhraní částí (či ohybu světla u vláken gradientních) setravává v této oblasti a šíří se podél osy vlákna i tehdy, je-li vlnovod jemně zohýbaný.

Pokud paprsek svírá s osou k rozhraní menší úhel, než je hodnota úhlu mezního, část paprsku se zlomí a projde do pláště, kde se buď odrazí od rozhraní pláště – okolí, nebo projde až do okolí (ven z optického vlákna), přičemž dochází ke ztrátám.

Podle optických vlastností použitého materiálu se rozdělují na vlákna se *skokovou změnou indexu lomu* (nesou označení SI podle *Step-Index*) a na vlákna *gradientní* (značí se GI podle *Graded-Index*), u nichž index lomu s radiální vzdáleností od osy šíření spojitě klesá. Podle toho také dochází buď k vedení světla jádrem pomocí úplného odrazu na rozhraní jádro – pláště (SI), nebo k ohýbání (postupnému lámání) svazku zpátky k optické ose při vychýlení (GI). Vlnovody jsou obvykle zhotoveny z velice čistého křemenného skla (SiO_2), změny indexu lomu se docílí přidáním příměsí [19].

Optická vlákna se dále rozdělují na *mnohomodová* (též *mnohovidová*, anglicky *multi-mode fibre* se zkratkou MMF) a *jednomodová* (*jednovidová*, *single-mode fibre*, SMF) [19]. *Mod* či *vid* je označení pro režim šíření elektromagnetických vln ve vlnovodech (ale i ve volném prostoru či dutině rezonátoru – bude zmíněno v kapitole 3.1.1). Každý mod je určen svým prostorovým rozdělením, směrem šíření, někdy také frekvencí, či specifickou polarizací [5]. Libovolný signál lze získat superpozicí (lineární kombinací) těchto modů [4]. Z pohledu paprskové optiky by se mod dal přirovnat k paprsku, přičemž každý putuje ve vlákně svou vlastní dráhou [19]. Jádrem jednomodového vlákna se šíří právě jeden mod³, čehož je docíleno malým průměrem jádra (jednotky mikrometrů). Průměr jádra MMF SI (mnohovidového vlákna se skokovou změnou indexu lomu) je několik desítek mikrometrů, proto se v něm může také šířit více modů. Velikost pláště všech typů vláken je obvykle $125\mu\text{m}$ [19].

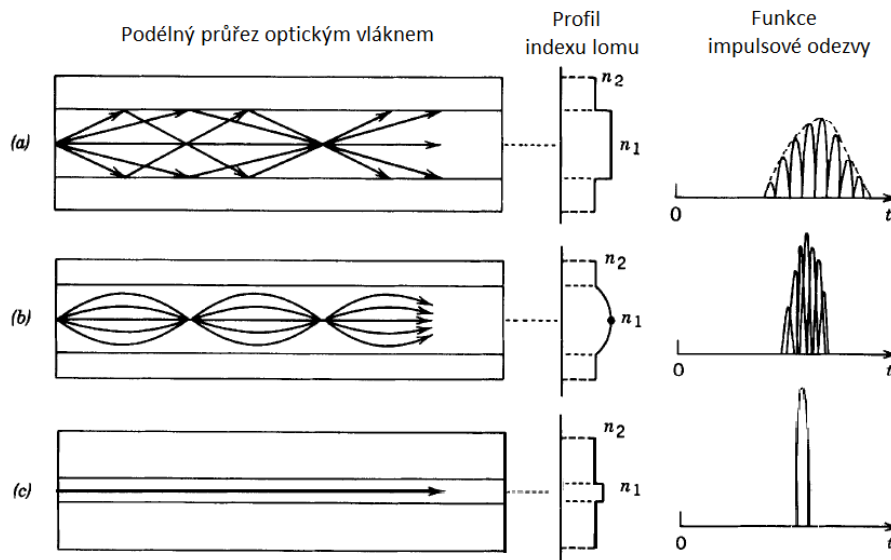
Výhodou jednomodových vláken je absence tzv. *modové disperze* vznikající kvůli různým geometrickým dráhám jednotlivých modů, každý pak dosáhne konce vlákna v jiný čas, což vede k roztáhnutí vstupního pulsu. Modová disperze bývá omezujícím faktorem pro frekvenci pulsů v telekomunikacích, vede totiž ke splynutí pulsů a tedy ke ztrátě vyslané informace [19]

Tři základní typy vláken i s vyobrazením rozdílů výstupu prošlého krátkého pulsu jsou zachyceny na obrázku 2.4.

Fotonické vlákno

Speciálním typem optických vlnovodů je vlákno *fotonické* a je označováno zkratkou PCF podle anglického sousloví *photonic crystal fiber*. Fotonické vlákno je ojediné své vnitřní strukturou. Na rozdíl od konvenčních vláken, jejichž jádro i pláště jsou zhotoveny z celistvého materiálu, fotonické v sobě skrývá soustavu otvorů (obvykle naplněných vzduchem, někdy i jinými plyny či kapalinami) s průměrem několika mikrometrů (v příčném průřezu) a s délkou po celém vlákně. Proto se také tyto vlákna někdy nazývají *mikrostrukturální*, v anglických publikacích se pro ně vymezily názvy *microstructured optical fiber*, *holey fiber* či *hole-assisted fiber*. Průřez vlákna s vnitřní mikrostrukturou je zachycen na obrázku 2.5. Vzor děr významně ovlivňuje vlastnosti optického vlákna – různé profily mikrostruktur vedou např. k jinému indexu lomu, disperzi či absorpci [39].

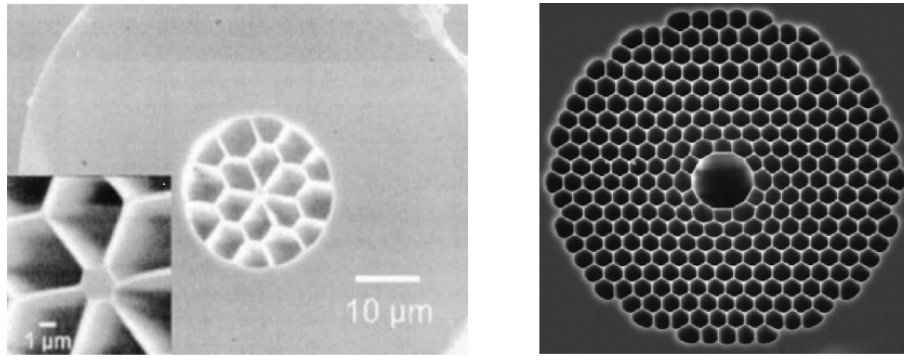
³Mody se šíří obecně i pláštěm, plášťových modů je obvykle (i u jednomodových vláken) více.



Obrázek 2.4: Tři základní typy optických vláken: (a) multimodové se skokovou změnou indexu lomu – MMF SI, (b) multimodové gradientní – MMF GI, (c) jednomodové – SMF. Napravo výstup při průchodu krátkého pulsu. Převzato z [6].

Fotonická vlákna lze dělit na dva typy. První je podobný klasickým optickým vlnodům, jádro je tvořeno amorfním oxidem křemičitým a vykazuje vyšší index lomu než okolí. Soustava otvorů určuje plášť vlákna, snižuje jeho průměrný index lomu, což přispívá k efektivnějšímu vedení světla (zjednodušeně – zvětší se mezní úhel absolutního odrazu). Druhý typ PCF vláken je atypičtější. Světlo totiž není vedeno klasicky pevným materiálem, ale přímo vzduchovým otvorem, jenž se nachází v oblasti jádra. Není využíváno principu totálních odrazů na rozhraní jádro – plášť, ale mechanismu založeném na tzv. *fotonickém zakázaném pásu* (photonic band gap). V tom lze nalézt určitou spojitost s dielektrickými krystalickými materiály, které jsou také specifikovány pásmem zakázaných energií, které určuje rozsah vln, jež se prostředím nemohou šířit. Tato vlákna jsou charakterizována svým propustným frekvenčním pásmem, které zabraňuje průniku světla do pláště vlákna. Bezspornou výhodou těchto typů PCF vláken je nízký útlum světla – záření je vedeno vzduchem [22].

Díky nepřeberným možnostem konfigurací vnitřní mikrostruktury a tím vytvoření optických vlastností vlnodů téměř „na míru“ se fotonická vlákna hojně využívají pro speciální potřeby techniky. Vlákna mají neodmyslitelný význam v telekomunikační technice. PCF jsou nedílnou součástí vláknových laserů, využívají se jako optické zesilovače, kompresory pulsů či generátory SC. Vyrábí se z nich citlivé optické senzory, v neposlední řadě jsou pomocníky ve výzkumu na poli nelineární a kvantové optiky [39].



Obrázek 2.5: Příčné průřezy fotonickými vlákny – je zřetelná mikroskopická vnitřní struktura otvorů vlnovodů. Převzato z [22] a [39].

2.5.2 Příčiny generace SC ve vláknech

Hlavním mechanismem podílejícím se na vzniku SC ve fotonických vláknech je automodulace fáze, jež je detailněji popsána v kapitole 2.3.3. Tento mechanismus se silně projeví ze dvou důvodů: laserový svazek je navazován do jádra vlákna, které je jen několik mikrometrů široké v průměru. Energie celého svazku je tak na dlouhou vzdálenost vtěsnána do extrémně malého prostoru. Ve vláknech dochází k minimálním ztrátám, po celou dobu se tedy intenzita záření pohybuje v oblasti vysokých hodnot.

Druhou příčinou je samotná délka nelineárního prostředí, vlákna bývají obvykle několik metrů dlouhá, nelinearity proto mohou kumulativně narůstat po dlouhou dobu a vzdálenost. Obě příčiny vyplývají z definice nelineárního posunu fáze 2.10, který je přímo úměrný intenzitě I i délce média L [6].

Důsledek autofokusace – čerpování pulsů, může vyrovnávat speciálně upravená disperze vlákna. Při správné synchronizaci obou mechanismů se pak vláknem může šířit časově neměnný puls světla.

Ačkoliv by mechanismus samozaostření materiál umožňoval, k autofokusaci v jednomodových vláknech nedochází. Vlnovod je zhotoven pro jeden jediný mod, jiná příčná rozvrstvení intenzity záření (např. menší průřez svazku) jsou pro šíření vláknem zakázána. Na vzniku SC se podílí převážně automodulace fáze.

2.6 Využití SC

Pro své ojedinělé vlastnosti našlo SC využití v mnoha odvětvích a stále je objektem nejnovějších studií, ze kterých lze očekávat jeho další nová uplatnění. Superkontinuum je významným světelným zdrojem. Na trhu se již objevují tzv. *white-light lasers*. Ty vykazují stejně jako běžné pulsní lasery vysoký špičkový výkon a koherenci, vyzářují však v širokém kontinuálním frekvenčním pásmu. Širokopásmové světlo lze využít celé, nebo nechat propustit pomocí barevných filtrů či dielektrických zrcadel určitý pás spektra či konkrétní vlnovou délku. Díky těmto téměř neomezeným možnostem se superkontinuum uplatňuje v nejmodernějších zobrazovacích metodách.

Ty umožňují zkoumat povahy i vnitřní strukturu nejrozličnějších materiálů – od nanostruktur až po živé tkáně [35].

Velmi významnou metodou snímání je *ultrarychlá spektroskopie*. Jak název napovídá, touto metodou lze zkoumat velice rychlé dynamické procesy. Je proto hojně využívána k detailnímu průzkumu mikrosvěta, například k analýze molekulových pohybů a dokonce i dynamiky elektronů [23]. Základní princip ultrarychlé spektroskopie spočívá v tzv. *probe-pump* technice. Jedná se o metodu, při níž zkoumaným vzorkem procházejí dva po sobě jdoucí ultrakrátké laserové pulsy. První, který nese název *excitační*, vyvolá změnu stavu média. Po určité době se do vzorku vpustí druhý puls, tzv. *sondovací*. Kvůli změněnému stavu látky dojde k určité interakci mezi atomy a světelným pulsem, která vede k ovlivnění jeho vlastností (např. intenzity, polarizace). Postupnou změnou časového úseku mezi vyslaným excitačním a sondovacím pulsem mohou být detailně zanalyzovány změny vlastností látky (např. propustnost, odrazivost) [29].

3 Femtosekundový laser

Klíčovým faktorem pro generování superkontinua, ale i jiných nelineárních jevů (viz kapitola 1.3), je energie (respektive vyzáření poměrně nízkého množství energie, avšak za extrémně krátký čas). Aby některý výše zmíněný efekt vůbec nastal, nebo byl pozorovatelný, je zapotřebí dosáhnout určitého výkonu vstupního paprsku – určité intenzity světla. Jak bylo řečeno v kapitole 1.1, zařízení toto umožňujícím a tedy potřebné pro výzkum nelineárních jevů je laser.

Existuje několik druhů laserových zařízení, které lze dělit dle různých parametrů. Jedním z nich je materiál aktivního prostředí, kde dochází k excitaci atomů a následně ke stimulované emisi. Dle prostředí lasery rozdělujeme na *plynové*, *pevnolátkové*, *polovodičové* a *kapalinové*. Podle způsobu buzení (excitace atomů) rozlišujeme lasery s čerpáním pomocí *elektrického výboje*, *optického záření* nebo dochází k excitaci díky určitým *chemickým reakcím* či průchodem *elektrického proudu*. Pro praktické využití jsou více než příčiny vytvoření koherentního světla důležité vlastnosti svazku. Podle typu záření laserové zařízení rozdělujeme na *kontinuálně vyzařující* a *pulsní* [47].

V této kapitole bude pozornost soustředěna na laser vyzařující v pulsním režimu, jehož záblesky (vlnové balíky světla) jsou extrémně krátké – délka trvání se pohybuje pod mezí 1 ps. Takovýto laser nese příznačný název *femtosekundový*.

Využití fs laserů je široké. Našly uplatnění v již zmíněné ultrarychlé spektroskopii, holografii, v optické tomografii¹, v telekomunikaci pro výrobu optoelektrických prvků a v chemii [24]. Femtosekundové lasery se významně osvědčily v přesném mikroobrábění i transparentních médií. S tím souvisí i úspěšné snahy o nestárnoucí datová úložiště, kde jsou informace v podobě nanostruktur vypalována laserem do křemenného skla (více o tzv. *5D krystalech* v článku [18]). Nenahraditelnou funkci tyto lasery zastávají v medicíně, konkrétně při očních operacích.

3.1 Ultrakrátké laserové pulsy

Ultrakrátké laserové pulsy jsou koherentní záblesky světla, jejichž doba trvání nepřesahuje několik desítek pikosekund. Pohybují-li se svou délkou v rozsahu 10^{-15} – 10^{-12} sekundy, nazýváme je pulsy *femtosekundovými*.

¹Metoda umožňující na základě analýzy přímo prošlého nerozptýleného světla rekonstruovat vnitřní strukturu objektu. Tomografie se využívá např. v medicíně pro diagnostiku rakovinových nádorů.

Je nutné si uvědomit, jak krátké fs pulsy jsou. Jedna femtosekunda je biliardtina sekundy ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$). Pro bližší představu, jedna femtosekunda je ve vztahu k sedmi a čtvrt sekundám přibližně stejném jako jedna minuta ke stáří vesmíru, které je podle společnosti NASA odhadováno na 13,787 miliard let [42]. Femtosekundové pulsy obvykle trvají několik stovek, případně desítek femtosekund, avšak existují již i pulsy attosekundové, jejichž délka je o 3 řády nižší.

3.1.1 Generace pulsů

Hlavním principem vytváření ultrakrátkých pulsů je metoda *synchronizace modů* (anglicky *mode-locking*). Mody (rezonátorů) jsou „stacionární stavy elektromagnetického pole, které vyhovují okrajovým podmínkám daného rezonátoru“ [29]. Jinými slovy, existence podélného modu je podmíněna tím, že se musí na krajích rezonátoru (v místech odrazných ploch) nacházet uzly stojaté vlny. Vlnová délka modu musí být tedy $\lambda_k = 2d/k$, přičemž $k = 1, 2, 3, \dots$ a d je délka rezonátoru. Kmitat mohou jen ty mody, jejichž zesílení předčí ztráty v rezonátoru, výsledné elektromagnetické pole je pak součtem těchto modů. Pokud jsou amplitudy jednotlivých modů a fázové posuny mezi nimi konstantní, jsou synchronizované a výsledné pole je v čase periodické. Pole vykazuje vysoká maxima opakující se s periodou $T_F = 2d/c$. Přímo uvnitř rezonátoru tedy vzniká díky synchronizaci modů krátký puls světla, který periodicky putuje mezi odraznými plochami rezonátoru, přičemž s každým odrazem od zadní (výstupní) plochy, která je tvořena polopropustným zrcadlem, je část intenzity vypuštěna ven. Výstupem jsou ultrakrátké periodické pulsy s opakovací frekvencí $f_F = 1/T_F = c/2d$ [29]. Šířka pulsů τ_P je úzce spjata s počtem modů M , které se na jeho generaci podílejí; čím více jich je, tím kratší jsou záblesky. Počet modů je také přímo úměrný spektrální šířce $\Delta\nu$, z čehož plyne následující

$$\tau_P \approx \frac{1}{\Delta\nu}. \quad (3.1)$$

V praxi to tedy znamená, že velmi krátký puls v sobě skrývá poměrně široké spektrum frekvencí, naopak vyšší míra monochromatickosti souvisí s delšími pulsy [5].

Synchronizace modů lze dosáhnout více způsoby, obvykle jsou spojeny s modulací ztrát laserového rezonátoru (regulace intenzity procházejícího světla), může však docházet i k fázové korekci. Podle způsobu modulace ztrát se dělí synchronizace modů na *aktivní* a *pasivní*. Aktivní synchronizace využívá tzv. *optický modulátor*, tento prvek je ovládán vnějším signálem, kterým jsou díky nelineárním jevům měněny optické vlastnosti modulátoru (index lomu či propustnost). Optický modulátor může pracovat na principu *akustooptických*², *elektrooptických*³ či *elektroabsorpčních*⁴ jevů. Aktivní synchronizací se obvykle dosahuje generace pikosekundových pulsů [37]. Při pasivní synchronizaci světlo v rezonátoru prochází přes *saturovatelný absorber* – speciální materiál, jehož absorpce je závislá na intenzitě procházejícího světla. Pokud

²Pomocí zvuku dochází ke změně indexu lomu prostředí (akustická vlna zhušťuje a zřeďuje médium nebo u pevných látek rozvibruje atomovou mřížku, což vede ke změně polarizace [6]).

³Změna indexu lomu v důsledku lineární či kvadratické závislosti na přiloženém elektrickém poli [6].

⁴Vnější elektrické pole mění absorpční spektrum látky.

tedy takovýmto prostředím prochází puls, každým průchodem se zkracuje – málo intenzivní světlo na okrajích pulsu je tlumeno vyšší absorpcí. Střed pulsu, kde je amplituda (resp. intenzita) vyšší, způsobí saturaci absorpce (materiál už nemůže světlo více tlumit). Proces zkracování pulsu je po čase vykompenzován např. chromatickou disperzí, která má tendenci puls roztahovat a dojde k ustálení[37].

Pulsy, které vycházejí z rezonátoru, mají obvykle energii několik nJ a špičkový výkon v řádech kilowatů. To však pro mnohé aplikace nestačí, a proto musí být pulsy zesíleny. Jsou využívány laserové zesilovače, které mohou zvýšit pulsní energii až o několik řádů [29]. Při zesilování ultrakrátkých pulsů však obvykle docházelo k autofokusaci (vysvětleno v kapitole 2.3.2) v médiu zesilovače, což velmi často vedlo k jeho poškození. Pro dosažení vyšších výkonů bylo tedy nutné tomuto nelineárnímu procesu zabránit. Velice účinně se osvědčila metoda tzv. *zesilování čerpaných pulsů* známá pod zkratkou CPA z anglického *Chirped Pulse Amplification*⁵. Základní princip spočívá v roztahování pulsu – délka trvání je několiktisíckrát prodloužena, důsledkem je snížení v podobném řádu amplitudy pole (k procesu autofokusace již nemá puls potřebnou intenzitu). Následně je puls zintenzivněn v optickém zesilovači a nakonec stlačen na původní velikost. Prodloužení (resp. stlačení) pulsu je docíleno působením vysoce disperzního prvku (např. dvojicí difrakčních mřížek) – v CPA se hovoří o tzv. *roztahovači a kompresoru* (stretcher-compressor system). Působením disperzního prostředí dochází k *čerpaní* pulsu (někdy uváděno jako *rozmítání*), kvůli závislosti rychlosti světla na vlnové délce projde vlnění s nižšími frekvencemi díky kratší optické dráze rychleji (při *normální disperzi*), okamžitá frekvence pulsu se stává časově lineárně závislou. Roztahovač a kompresor musí vykazovat „opačnou“ disperzi, tedy normální a anomální, aby měl výstupní puls původní délku. Materiály s anomální disperzí vykazují opačný účinek na průchod světla (modré světlo prochází rychleji), než materiály s disperzí normální [14]

V dnešní době existují tři hlavní typy femtosekundových laserů: safírový laser s příměsí titanu – vyzařuje na vlnové délce kolem 800 nm, generuje krátké pulsy s délkou trvání 10–20 fs, lasery obsahující ytterbium – vyzařování kolem 1040 nm, délka pulsů ≈ 200 fs [23] a lasery erbiové (1550 nm).

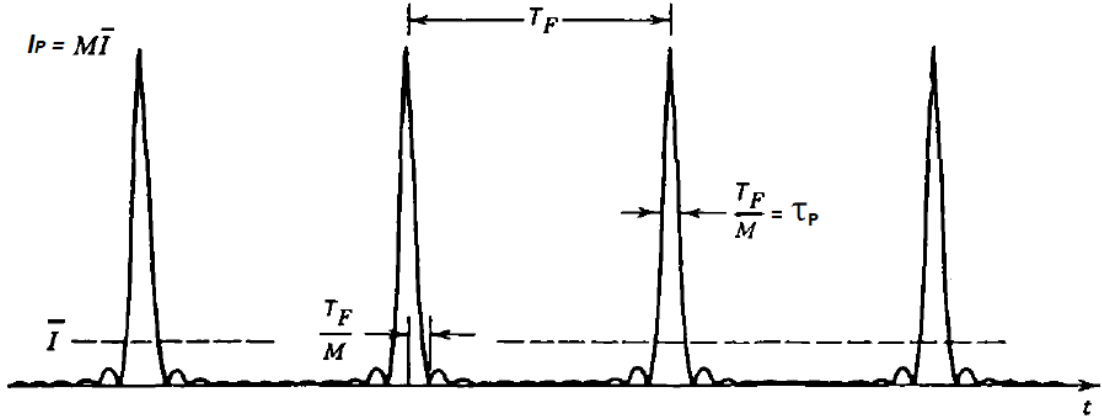
3.1.2 Parametry pulsních laserů

Lasery generující ultrakrátké pulsy se označují jako vysokovýkonné. Neznamená to však, že vyzařují obrovské množství energie. *Průměrný optický výkon* fs laserů se typicky pohybuje od zlomků, přes jednotky, maximálně však do několika desítek wattů. Femtosekundové lasery jsou však jedinečné svým *špičkovým výkonem*, který může dosahovat terawattů (10^{12} W), až petawatů (10^{15} W). Rozdíl mezi průměrným a špičkovým výkonem bude přibližně níže spolu s dalšími důležitými parametry pulsů (obr. 3.1).

Šířka pulsu

Šířka pulsu τ_P (nebo také délka pulsu) určuje dobu trvání jednoho záblesku.

⁵CPA metodu představili v roce 1985 D. Stricklandová a G. Mourou, následně za ni získali v roce 2018 Nobelovu cenu za fyziku.



Obrázek 3.1: Výstup pulsních laserů. τ_P určuje šířku pulsu, T_F periodu opakování, M počet modů. I_P je značení pro špičkovou a \bar{I} pro průměrnou intenzitu záření. Převzato z [5] (upraveno).

Platí ustálená konvence – za šířku pulsu se považuje doba mezi částmi pulsu, kdy intenzita dosahovala poloviny maximální intenzity. Pro takovou vzdálenost se běžně používá termín FWHM z anglického *Full Width at Half Maximum* v překladu „plná šířka v polovině maxima“. Právě podle šířky pulsu se pulsní lasery rozdělují (např. šířka pulsu femtosekundových laserů leží v intervalu 1 fs – 1 ps) [43].

Perioda

Periodu pulsu rozlišujeme na *časovou* T_F a *prostorovou* L , v obou případech udává informaci o vzdálenosti dvou sousedních pulsu. Vzájemně jsou provázané následovně

$$L = c \cdot T_F, \quad (3.2)$$

přičemž c je rychlost světla ve vakuu. V materiálovém prostředí je vzdálenost pulsu kratší, v tom případě se do vzorce 3.2 místo c dosazuje rychlost světla o střední vlnové délce v daném prostředí $v(\lambda_0)$, kterou lze vyjádřit pomocí indexu lomu $v(\lambda_0) = c/n(\lambda_0)$.

Opakovací frekvence

Jak již název napovídá, opakovací frekvence ν_F udává počet vyslaných pulsu na jednotku času. K časové periodě pulsu se váže vztahem $f_F = 1/T_F$.

Průměrný výkon

Optický výkon (označován také jako *zářivý tok*) je definován jako celková vyzařená energie E_C za jednotku času. U pulsních laserů je však vyzařovaná energie v čase významně proměnlivá. Veškerá je vtěsnána do krátkých úseků (pulsů), přičemž mezi pulsy je její hodnota téměř nulová. Proto je nutné rozlišovat optický výkon průměrný P_{avg} a výkon špičkový P_{peak} ⁶ [43].

⁶U laserů vyzařujících v kontinuálním režimu jsou oba výkony shodné $P_{avg} = P_{peak}$.

Průměrný výkon je definován:

$$P_{avg} = \frac{E_C}{t} = \frac{E_{puls}}{T_F} = E_{puls} \cdot f_F. \quad (3.3)$$

Špičkový výkon

Špičkový výkon P_{peak} dosahuje u fs laserů gigantických hodnot díky extrémně krátké šířce pulsu. Je vyjádřen vztahem [43]

$$P_{peak} = \frac{E_{puls}}{\tau_P}. \quad (3.4)$$

Ze znalosti průměrného výkonu lze získat špičkový výkon následovně:

$$P_{peak} = \frac{P_{avg} T_F}{\tau_P} = \frac{P_{avg}}{\tau_P f_F}. \quad (3.5)$$

Hustota špičkového výkonu

Výkonová hustota je pro lasery obvykle udávána v W/cm^2 a jak jednotka napovídá, získá se vydělením špičkového výkonu P_{peak} plochou stopy svazku. Jako stopa svazku se uvažuje pro jednoduchost plocha kruhu s poloměrem pološířky svazku $W(z)$:

$$\rho_{peak}(z) = \frac{P_{peak}}{\pi W(z)^2}. \quad (3.6)$$

Energie pulsu

Energie jednoho pulsu může být snadno vyjádřena z rovnic 3.3 a 3.4.

3.2 Popis laserového svazku

Laserem generovaný optický svazek může mít různý tvar, který bývá určen zakřivením odrazných ploch *rezonátoru* [17]. Tato nezbytná součástka laseru je odpovědná za kumulaci optické energie obvykle pomocí dvou rovnoběžně umístěných kulových zrcadel, mezi nimiž se nachází aktivní médium. V následující podkapitole bude pozornost zaměřena na nejběžnější (považován i za nejkvalitnější) typ svazku, na tzv. *Gaussovský svazek*.

3.2.1 Gaussovský svazek

Gaussovský svazek (GS) můžeme popsat jako osově symetrický proud světla, jehož výkon je soustředěn přibližně uvnitř pomyslného protáhlého kužele. V příčném řezu se největší intenzita nachází vždy ve středu svazku (v průsečíku s osou šíření z), s větší radiální vzdáleností klesá podle normálního (gaussova) rozložení, až se limitně blíží k nule. Funkce komplexní amplitudy má tvar [4]:

$$U(r, z) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{W(z)^2}\right) \exp\left(-ikz - ik\frac{r^2}{2R(z)} + i \arctg\frac{z}{z_R}\right) \quad (3.7)$$

$W(z)$ je pološířka svazku, k je vlnové číslo ($k = 2\pi/\lambda$), $R(z)$ představuje poloměr křivosti vlnoplochy GS a z_R tzv. *Rayleighovu vzdálenost*. Proměnná z určuje vzdálenost ve směru šíření (axiální) od *pasu svazku* (anglicky *beam waist*), v tomto místě, kde $z = 0$, je pološířka pasu nejmenší a amplituda (při ose z) zcela nejvyšší; obě tyto konstanty najdeme ve vzorci 3.7 pod značením W_0 a A_0 . Vzorec komplexní amplitudy lze rozdělit na jednotlivé úseky a přisoudit jim určitou funkci. Podíl pološířek svazku $W_0/W(z)$ ovlivňuje osovou amplitudu (s větším z klesá), následující exponenciální tvar udává amplitudový profil (gaussovský pokles amplitudy s radiální vzdáleností r). Prvky imaginárního argumentu exponenciály určují (zleva) oscilaci (fáze odpovídající rovinné vlny), tvar vlnoplochy (zakřivení příslušné kulové vlny s poloměrem $R(z)$) a tzv. *Gouyův fázový posun* – dodatečný náběh fáze na ose, tzn. rozdíl oproti vlně rovinné [47][28].

K přesnému popisu GS se užívá několik již zmíněných parametrů, které budou nyní blíže rozepsány a naznačeny jejich vzájemné vztahy (získáno z [4]). K jednoznačnému určení charakteru Gaussovského svazku však postačí znát pouze vlnovou délku záření a jediný parametr (např. šířka pasu).

3.2.2 Parametry GS

Rayleighova vzdálenost a ohnisková hloubka

Rayleighova axiální vzdálenost je místo, kde intenzita ve středu svazku ($r = 0$, $z = z_R$) klesla oproti intenzitě v pase ($r = 0$, $z = 0$) na polovinu $I(z_R) = I_0/2$. Pro výpočet platí vztah

$$z_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}, \quad (3.8)$$

kde λ je střední vlnová délka laseru. Dvojnásobek Rayleighovy vzdálenosti se označuje jako *ohnisková hloubka* (též *konfokální parametr*).

Pološířka (poloměr) svazku

Pološířkou GS v axiální vzdálenosti z rozumíme takovou radiální vzdálenost od osy, kde intenzita záření $I(0, z)$ (hodnota na ose ve vzdálenosti z od pasu svazku) klesne na hodnotu $I(0, z)/e^2$. V oblasti o poloměru $W(z)$ se šíří 86 % výkonu. Pomocí Rayleighovy vzdálenosti definujeme pološířku svazku následovně:

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (3.9)$$

Z čehož plyne zvětšování pološířky svazku se vzdáleností z . V $z = 0$ nabývá pološířka nejmenší hodnoty W_0 (viz obrázek 3.2). V Rayleighovy vzdálenosti ($z = z_R$) je poloměr roven $\sqrt{2}W_0$.

Poloměr křivosti

Poloměr křivosti $R(z)$ lze získat pomocí vztahu:

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right). \quad (3.10)$$

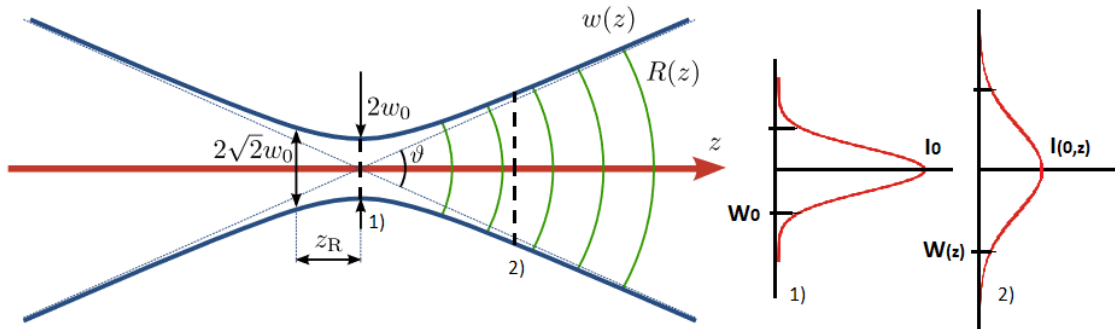
Je zřejmé, že výsledné znaménko $R(z)$ je shodné se znaménkem z , přičemž v okolí pasu svazku ($z \ll z_R$) jsou vlnoplochy téměř rovinné, protože pokud $z \rightarrow 0$, pak $R(0) \rightarrow \infty$. Naopak v pozicích daleko od pasu svazku ($z \gg z_R$) mají vlnoplochy kruhový tvar a $R(z) \rightarrow z$.

Divergence svazku

Divergence určuje míru rozbíhavosti svazku a je dána

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi W_0}, \quad (3.11)$$

kde θ představuje polovinu divergenčního úhlu. Menší pološířka svazku v pasu způsobí větší divergenci.



Obrázek 3.2: Šíření Gaussovského svazku. Vlevo: boční pohled (osa z určuje směr šíření). Parametry svazku: $w(z)$ pološířka svazku (v pasu W_0), z_R Rayleighova vzdálenost, $R(z)$ poloměr křivosti vlnoploch, θ divergenční úhel. Vpravo: intenzita světla v příčném řezu. Převzato z [9] (upraveno).

Intenzita

V libovolném příčném řezu je intenzita z *normálního* rozdělení – je popsána dvourozměrnou Gaussovou funkcí. Takovýto průběh velikosti intenzity optického záření získaný kvadrátem komplexní amplitudy $I(r, z) = |U(r, z)|^2$ zachycuje vztah

$$I(r, z) = I(0, z) \exp\left(-\frac{2r^2}{W(z)^2}\right), \quad (3.12)$$

kde r je radiální vzdálenost, kterou vyjádříme pomocí kartézských souřadnic a Pythagorovy věty takto: $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

$I(0, z)$ představuje již zmíněnou maximální intenzitu záření na ose šíření ve vzdálenosti z (I_0 je intenzita v $z = 0$) a platí pro ni:

$$I(0, z) = I_0 \left(\frac{W_0}{W(z)}\right)^2 = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.13)$$

Optický výkon

Celkový výkon svazku je dán integrálem součinu intenzity $I(r, z)$ s plochou příčného průřezu přes radiální vzdálenosti r , odkud

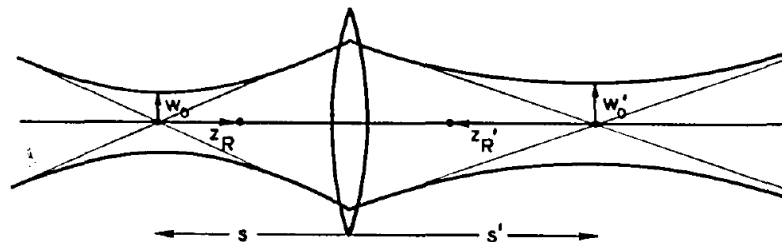
$$P = \frac{1}{2} I_0 \pi W_0^2. \quad (3.14)$$

3.2.3 Průchod GS čočkou

Po průchodu GS optickým prvkem (př. spojkou) zůstává svazek i nadále Gaussovský, pouze se změní tvar obálky. Sidney Self transformoval klasickou zobrazovací rovnici čoček z paprskové optiky na rovnici uvažující průchod Gaussovského svazku médiem

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s' + \frac{z_R'^2}{s' - f}} = \frac{1}{f} \quad (3.15)$$

přičemž s a s' udávají předměťovou a obrazovou vzdálenost. Předmětem se míní pas svazku před čočkou a obrazem pas za ní. f představuje ohniskovou vzdálenost čočky a z_R' Rayleighovu vzdálenost výstupního svazku (obr. 3.3) [7].



Obrázek 3.3: Průchod Gaussovského svazku tenkou čočkou. Převzato z [7].

4 Experimentální aparatura

K experimentům byla využita aparatura blíže popsána v této kapitole. Zpracování všech naměřených dat probíhalo ve výpočetním prostředí MATLAB, kde byly za tímto účelem vytvořeny skripty a použity již existující programy pro ovládání experimentů. Odtud také pocházejí veškeré grafy uvedeny v následujících částech bakalářské práce.

4.1 Materiály pro generaci superkontinua

Generování SC bylo prováděno ve dvou typech materiálu, jedním byl krystal safíru a druhým fotonické vlákno.

Použitý vzorek safíru válcovitého tvaru byl umístěn do úchytu držáku tak, aby jeho podstavy mířily kolmo ke směru šíření laserového svazku. Safír měl svou optickou osu orientovanou rovnoběžně s osou šíření, tudíž nedocházelo k dvojlomu – krystal tedy vykazoval izotropní chování. Velikost vzorku byla měřením určena na $13,7 \pm 0,5$ mm v průměru a $12,0 \pm 0,5$ mm na délku.

K druhému experimentu bylo využito nelineárního fotonického vlákna typu SC-5.0-1040-PM od společnosti NKT Photonics, Inc. [30]. Toto jednomodové vlákno je tzv. *polarization maintaining*, tedy udržuje vstupní polarizaci světla (musí však být správně nasměrováno vůči vstupnímu záření). Pomocí speciálně upraveného disperzního profilu je vlákno určeno přímo ke generaci SC – primárně na vstupní záření s vlnovou délkou 1040 nm, avšak velice dobře vlákno SC generuje i při délkách blízkých. Parametry použitého vlákna jsou následující: délka 10 m, průměr pláště $125 \mu\text{m}$ a jádra $4,3 \mu\text{m}$, numerická apertura $NA = 0,2$ [30].

4.2 Laserový zdroj

Ke generování SC bylo využito svazku světla z blízké infračervené oblasti poskytnutého laserem PHAROS od společnosti Light Conversion. Jedná se o pulsní laser, jehož délka pulsů je nastavitelná v řádu jednotek pikosekund až stovek femtosekund. Dále je umožněno měnit opakovací frekvenci od tisíce až po milion pulsů za sekundu, s tím je však svázán mírný pokles energie v jediném pulsu. Výrobce udávané parametry zařízení jsou shrnuty v tabulce 4.1.

Značení kvality paprsku TEM_{mn} určuje tvar (resp. rozložení intenzity) svazku v příčném řezu, označují se tak druhy Hermitovských-Gaussovských svazků. Pro naše

Tabulka 4.1: Tabulka parametrů femtosekundového laseru PHAROS [10].

maximální průměrný výkon	10 W
volitelný rozsah trvání pulsu	290 fs – 10 ps
maximální energie v pulsu	> 0,2 mJ
kvalita paprsku	$TEM_{00} : M_2 < 1,2$
střední vlnová délka	$1028 \pm 5nm$
polarizace záření	lineární, horizontální
stabilita puls–puls	< 0,5 % rms během 24 hodin
stabilita výkonu	< 0,5 % rms během 100 hodin

účely postačí fakt, že TEM_{00} je označení pro klasický Gaussovský svazek, jenž je sféricky symetrický. Obecně lze říci, že čím vyšší čísla se pod písmeny m a n vyskytují, tím má svazek složitější tvar [36].

Laser PHAROS má k dispozici dva výstupy světla. Z prvního – hlavního, vychází zesílené záření s možností regulovat jeho pulsní frekvenci v rozsahu 1 kHz až 100 kHz– bylo využito pro generaci SC v safíru. Provoz laseru byl obvykle nastaven na opakovací frekvenci 10 kHz s délkou pulsu 230 fs. Pokud v této práci nebude uvedeno jinak, měření probíhalo s těmito parametry. Doba trvání jednoho pulsu pro všechny opakovací frekvence je rovna 230 fs (vyčteno z předávacího protokolu laseru). Pro generování SC ve fotonickém vlákně byl použit druhý – postranní, výstup laseru – záření vygenerované pouze původními nezesilovanými pulsy v laserovém rezonátoru mělo na výstupu pevnou opakovací frekvenci 77 MHz a průměrný výkon 495 mW, pulsy byly dlouhé 120 fs a jejich energie se pohybovala kolem 6 nJ; špičkový výkon tedy dosahoval 26 kW.

Tabulka 4.2: Srovnání parametrů dvou laserových výstupů (vyčteno z [10] a předávacího protokolu).

laser PHAROS	postranní výpust (generace SC ve vlákně)	hlavní výpust (generace SC v safíru)
délka pulsu	120 fs	230 fs
opakovací frekvence	77 MHz	1 kHz – 100 kHz (1 MHz)
průměrný výkon	495 mW	až 10 W
špičkový výkon	26 kW	až 435 MW
pulsní energie	6 nJ	až 0,1 mJ

4.3 Detektory

Pro účely proměření vstupního laserového Gaussovského svazku pro generaci superkontinua byl použit optický čip UI-1490LE-M-GL (AB.0010.1.52200.23), senzor typu CMOS s parametry – rozlišení 10,55 Mpx (3840 x 2748 pixelů), rozměry 6,413 x 4,589 mm, velikost pixelu 1,67 μm [13].

Měření optického výkonu záření bylo svěřeno přístroji PM100D (Thorlabs, Inc.) s připojenými termálními senzory S425C-L (Thorlabs, Inc. [45]) – využit v experimentu s vláknem a S175C (Thorlabs, Inc. [45]) – uplatněný při analýze záření vstupujícího do vzorku safíru.

Pro analýzu samotného superkontinua bylo nejvhodnější zvolit proměrování pomocí spektrometrů, jimiž lze snadno získat intenzitu záření pro jednotlivé délky světla. K celému experimentu byly použity dva spektrometry od společnosti Ocean Optics, Inc. konkrétně FLAME-T-XR1-ES a NIRQUEST-NQ256-2,5. Každý byl určen pro měření jiné vlnové oblasti světla (bude blíže uvedeno v odstavci 4.3.1).

Žádný spektrometr není na světlo všech vlnových délek v rámci svého měřitelného rozsahu stejně citlivý, proto bylo nutné provést kalibraci (viz 4.3.1). Záření bylo do spektrometrů naváděno dvoumetrovým SI MMF polyimidovým optickým vláknem Avantes FC-UV400-2-SR s průměrem jádra $400\ \mu\text{m}$ a numerickou aperturou $NA = 0,22$ [8].

4.3.1 Kalibrace spektrometrů

Korekce odezvy spektrometrů byla provedena pomocí kalibrační lampy LS-1-CAL (Ocean Optics, Inc.). Jedná se o wolframovou halogenovou lampu, jejíž teplota vyzařování je 3100 K. Přestože je lampa určena pro zjištění absolutní spektrální odezvy spektrometrů v rozmezí vlnových délek 300 nm až 1050 nm [26], byla využita i při kalibraci infračerveného spektrometru NIRQUEST-NQ256-2,5.

Kalibrace spočívala v naměření vlnového spektra vyzařování lampy spektrometry a v následném porovnání získaných dat s kalibračními daty lampy udávanými výrobcem (z [26]). Pro každou vlnovou délku byl určen kalibrační koeficient k_K , který po vynásobení stem udával procentuální citlivost přístroje na světlo dané délky. Koeficient byl získán podílem naměřených hodnot I_N s hodnotami kalibračními I_K .

$$k_K = \frac{I_N}{I_K} \quad (4.1)$$

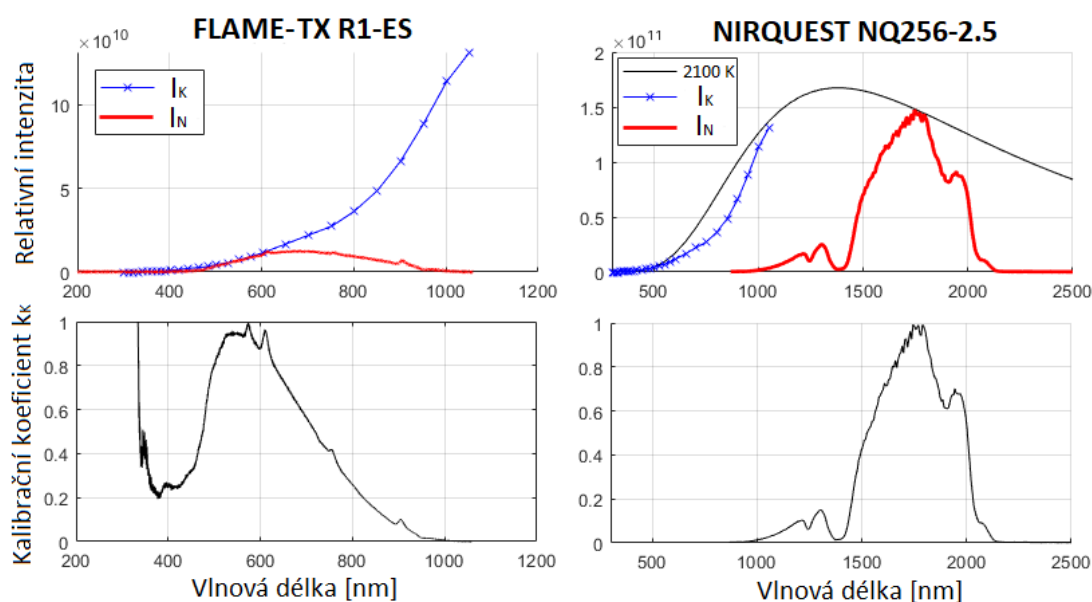
Vektor koeficientů k_K posloužil k pravdivějšímu vykreslování grafů spekter SC – hodnoty intenzity světla jednotlivých vlnových délek byly patřičným koeficientem vyděleny, čímž byly zesíleny části spektra, kde byla účinnost snímání spektrometru nižší. Kalibrace byla provedena ke korekci spektrálního tvaru, ne však absolutních hodnot intenzit.

VIS spektrometr

Typ spektrometru FLAME-T-XR1-ES s Si detektorem je určen převážně pro proměrování viditelné oblasti – spektrální rozsah měření je 190 nm až 1100 nm [25], kalibrační data lampy tedy pokryly tuto oblast téměř celou. Výsledky kalibrace jsou zobrazeny vlevo na obrázku 4.1. Tento VIS-spektrometr má 3648 pixelů (udává 3648 hodnot spektra), dokáže měřit s hustotou $\approx 0,25\ \text{nm}$ na jeden pixel [25].

IR spektrometr

Pro měření blízké infračervené oblasti a oblasti IR krátkých vln¹ byl použit spektrometr NIRQUEST-NQ256-2,5 na bázi InGaAs s rozsahem měření 800–2500 nm, 256 px a rozlišením $\approx 6,3 \text{ nm}$ [27]. Vzhledem k absenci přesných kalibračních dat pro infračervenou spektrální oblast bylo nutné spektrum halogenové lampy (tepelného zdroje světla) aproximovat jako záření černého tělesa. Na základě největší shody dostupných kalibračních dat s vypočítaným spektrem ideálního černého tělesa byla určena modelová teplota na 2100 K. Ačkoli nejde o faktickou kalibraci, byla tím získána lepší představa o citlivosti použité měřicí aparatury v IR oblasti.



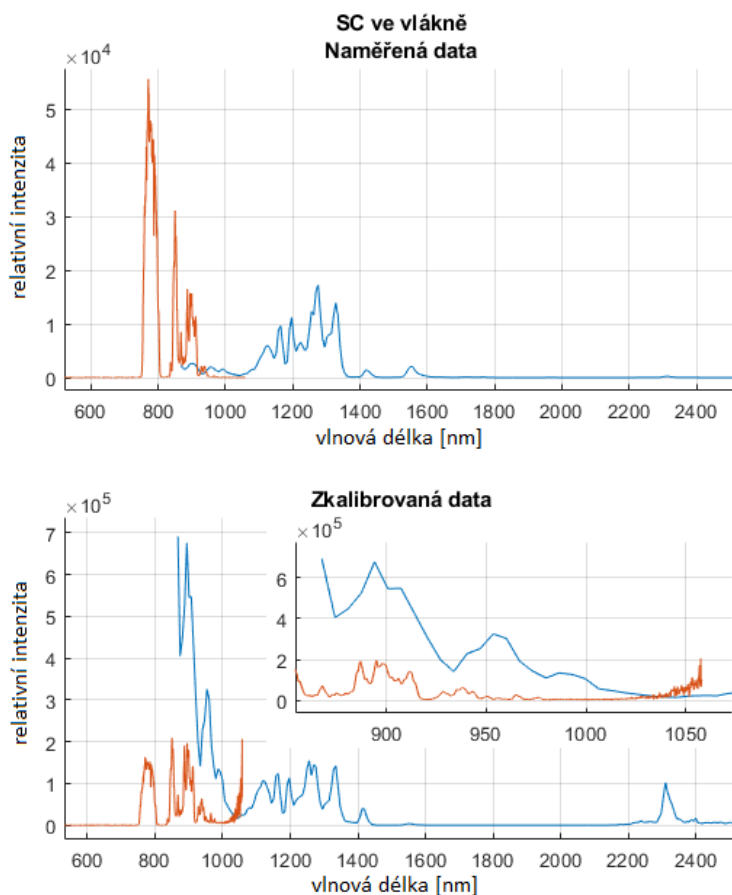
Obrázek 4.1: Výsledky kalibrace spektrometrů. Vrchní grafy: modře jsou vyobrazena kalibrační data lampy udávaná výrobcem, červeně naměřená data z obou spektrometrů a černě křivka znázorňující záření absolutně černého tělesa o teplotě 2100 K. Spodní grafy vyobrazují výsledné kalibrační křivky obou spektrometrů.

Při pohledu na kalibrační křivku viditelného spektrometru v levé dolní části obrázku 4.1 si lze povšimnout prudkého nárůstu kalibračního koeficientu ve spektrální oblasti pod 400 nm. Důvodem jsou již téměř nulové hodnoty naměřené, ale i udávané výrobcem – pod mezí 400 nm kalibrační lampa už prakticky nesvítí, nelze proto tuto oblast správně kalibrovat. To však není překážkou pro níže popsané experimenty, ať už ve vlákne, či v saříru, spektrum generovaného superkontinua nikdy nezasáhlo do UV oblasti (pod 400 nm).

Dalšími problematickými partiemi jsou okrajové hodnoty vlnového rozsahu spektrometrů, kde se citlivost přístrojů blíží nule. Pro VIS-spektrometr se jedná o vlnové

¹Rozsah vlnových délek blízké IR oblasti je 700–1000 nm, IR oblasti krátkých vln náleží interval 1–3 μm [28].

délky nad 1000 nm, u NIR-spektrometru je problematická oblast pod 1000 nm a nad 2100 nm. Vyzařovací frekvence laseru (1028 nm) se bohužel pohybuje velmi blízko problémové oblasti, pro viditelný spektrometr prakticky nelze vlnové okolí laseru kalibrovat. Navíc selhaly pokusy o spojení obou naměřených spekter (z VIS a NIR oblasti). Vlnové rozsahy spektrometrů se sice podle údajů z katalogových listů ([25], [27]) překrývají v regionu dlouhém 200 nm, avšak citlivost obou přístrojů je v dané oblasti velice nízká – kalibrační koeficient k_K se svou hodnotou blíží k nule. Vydělí-li se jím naměřená data, šplhají do vysokých hodnot s postupem ke kraji měřitelné oblasti spektrometrů. Plyne z toho obtížná slučitelnost VIS a IR dat, které napomáhá i značně rozdílná citlivost přístrojů. Neshody křivek jsou patrné v následujících grafech 4.2. V práci proto budou spektra vykreslována samostatně.

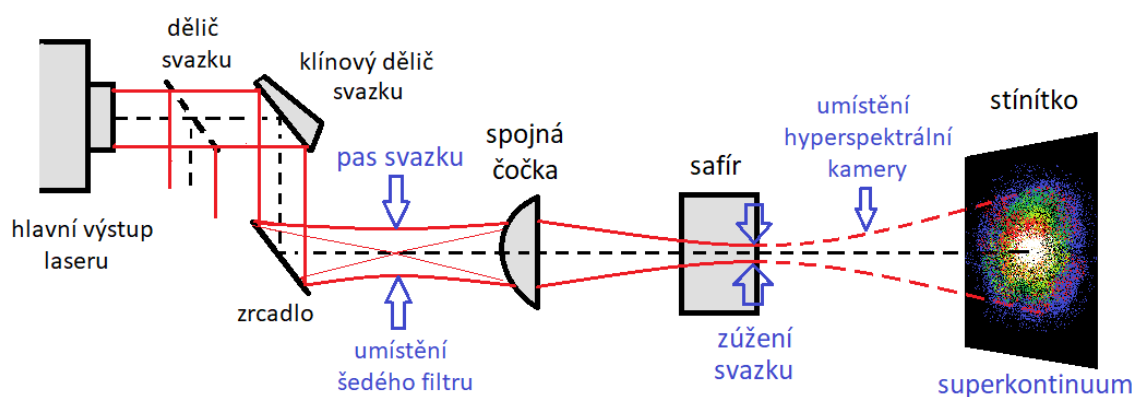


Obrázek 4.2: Ukázka překrytí VIS a IR spekter superkontinua generováno ve vlákne. Nahoře graf surových naměřených dat ze spektrometrů, dole data po vydělení kalibračními koeficienty (vpravo nahoře detail překryvu).

5 Generace SC v krystalu safíru

5.1 Uskupení experimentu

Laserový svazek byl nejdříve rozdělen ve dvou děličích svazku (anglicky *beam splitter*), jedním bylo odváděno 50% intenzity pro využití k jiným experimentům, následně pomocí klínu z taveného křemene (druhý dělič) bylo přibližně 6% dopadajícího světla navedeno pro tento experiment. Bylo tedy využito cca 3% intenzity laseru. Pomocí rovinného zrcadla byl svazek odveden do potřebného místa, kde byl následně fokusován ploskovypuklou (plankonvexní) čočkou s ohniskovou vzdáleností 76,4 mm pro vlnovou délku laseru (1028 nm). Do místa největšího zúžení svazku za čočkou byl umístěn vzorek safíru (bližší podrobnosti v 4.1), v němž pak docházelo ke generaci SC, které bylo následně spatřitelné pouhým okem na stínítku. Krystal byl pro jednodušší analýzu SC umístěn tak, aby místo největšího zúžení svazku bylo co nejbližší zadní stěně safíru a k filamentaci docházelo jen na nejkratším možném úseku (snaha vyvarovat se opakovaných cyklů zaostření, které vedou k výslednému SC získaného interferencí „podsuperkontinuí“). Posunem čočky byla docílena mez generování SC – nejzazší místo generování SC, kdy byl obrazec na stínítku (při posunu ohniska blíže) už neměnný. Nákres experimentu je zachycen na obrázku 5.1.



Obrázek 5.1: Schéma experimentu – generování superkontinua v krystalu safíru.

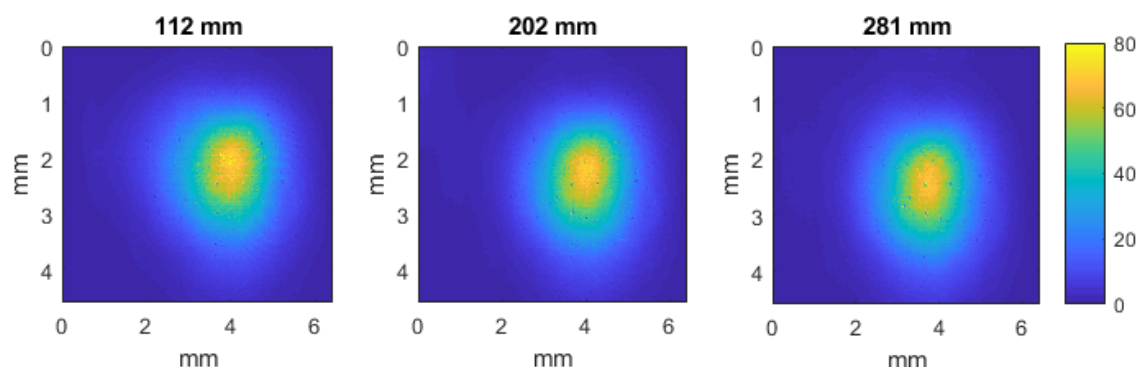
5.2 Parametry GS budícího svazku

Nejprve byl optickým čipem proměřen vstupní laserový svazek – resp. byla snímána jeho optická intenzita v různých vzdálenostech od čočky. Čip byl umístěn kolmo ke směru šíření světla. Měření bylo provedeno v pozicích před čočkou i za ní.

Proměrování svazku se provádělo v laboratoři s umělým osvětlením, navíc byla snaha potlačit šum vzniklý samotným snímačem, proto bylo potřeba nejprve načíst pozadí (intenzitu osvětlení okolí a šum přístroje), které bylo následně od naměřených dat odečteno. Data ze snímání měla formát matice o velikosti 1920x2748, jejíž každý člen odpovídal zprůměrované hodnotě intenzity ze dvou sousedních pixelů. Pro zachování poměru stran čipu byla data převedena průměrováním na matici s velikostí 1920x1374 hodnot.

5.2.1 Proměrování GS před čočkou

Optická intenzita byla pozorována ve třech pozicích před spojkou – 112 mm, 202 mm a 281 mm od středu ploskovypuklé čočky. Pozice byly určeny vzhledem k ploché zadní stěně spojně čočky. V grafech na obrázku 5.2 je zobrazen výsledek snímání. Lze si povšimnout, že je intenzita v měřených pozicích téměř shodná – důvodem je malá divergence svazku. Detailnější průzkum svazku byl omezen na hodnoty ve ver-



Obrázek 5.2: Měření příčné intenzity svazku v různých vzdálenostech před čočkou.

tikálním a horizontálním řezu, k čemuž bylo nejprve zapotřebí určit polohu středu svazku pomocí sumace prvků v jednotlivých řádcích (resp. sloupcích) matice dat. Z obou součtů byla zaznamenána pozice nejvyšší hodnoty, tím se získaly souřadnice středu – ze součtu řádků vertikální, ze součtu sloupců horizontální. Data z řezů byla fitována (proložena) Gaussovou funkcí (viz obrázek 5.3) s předpisem

$$f(x) = a \cdot \exp\left(\frac{-(x - b)^2}{c^2}\right), \quad (5.1)$$

kde a , b a c jsou konstanty vyjadřující v tomto pořadí amplitudu, střední hodnotu a směrodatnou odchylku násobenou koeficientem $\sqrt{2}$ (resp. c^2 je rovno dvojnásobku

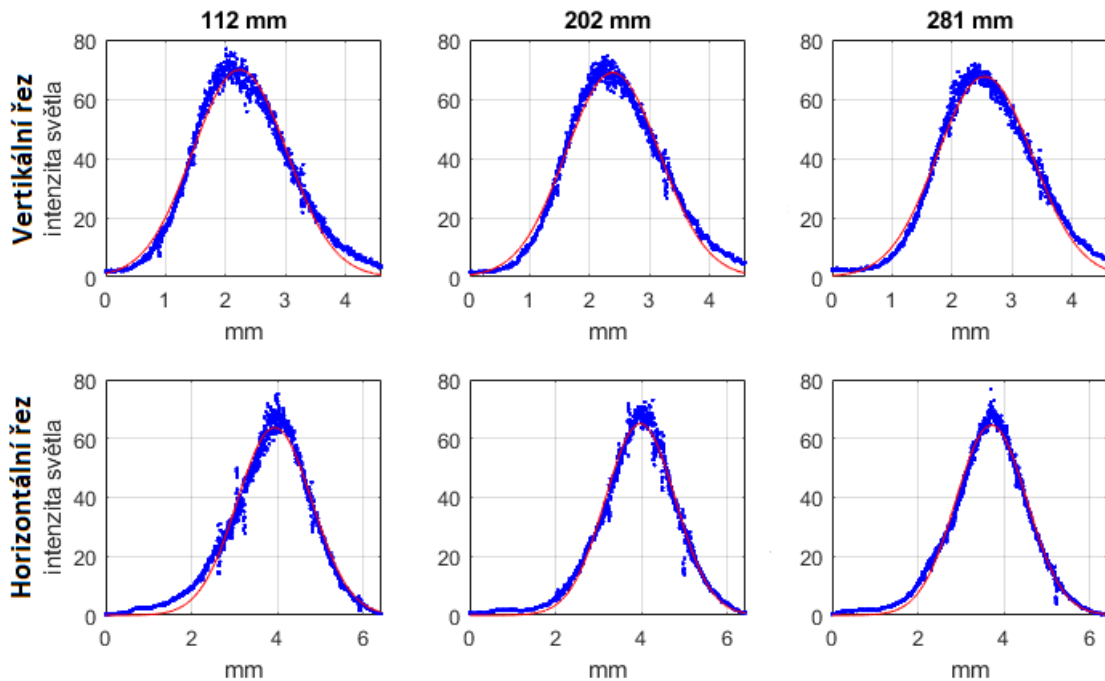
rozptylu). S využitím vzorce 3.12 byly z těchto konstant získány parametry svazku – maximální intenzitu záření ($I(0, z) = a$) a pološířku svazku $w(z)$, tedy

$$c^2 = \frac{w(z)^2}{2}, \quad (5.2)$$

odtud

$$w(z) = c\sqrt{2}. \quad (5.3)$$

Připomeňme, že z je axiální vzdálenost od pasu laserového svazku. Počátek souřadnic byl umístěn v levém horním rohu senzoru.



Obrázek 5.3: Intenzita vertikálního a horizontálního řezu svazku ve třech vzdálenostech před čočkou. Data (modré body) jsou proložena Gaussovou funkcí (červená linka).

K regresi byla využita metoda nejmenších čtverců. Ve všech případech *koeficient determinace*¹ R^2 , určující míru kvality regrese, neklesl pod hodnotu 0,978.

Výsledný dopočet pološířek svazku před čočkou je shrnut v tabulce 5.1. Ostatní parametry lze jednoduše vyčíst z grafů na obrázku 5.3. Rozdíly mezi parametry v měřených místech jsou nepatrné. Tento poznatek koreluje s vlastností laserového svazku – vykazuje malou rozbíhavost, tudíž se na vzdálenosti 17 cm téměř nezmění. Přesto však bude v části 5.2.3 věnováno úsilí proložit získané hodnoty poloměrů $W(z)$ funkcí obálky Gaussovského svazku a predikovat další vývoj šíření.

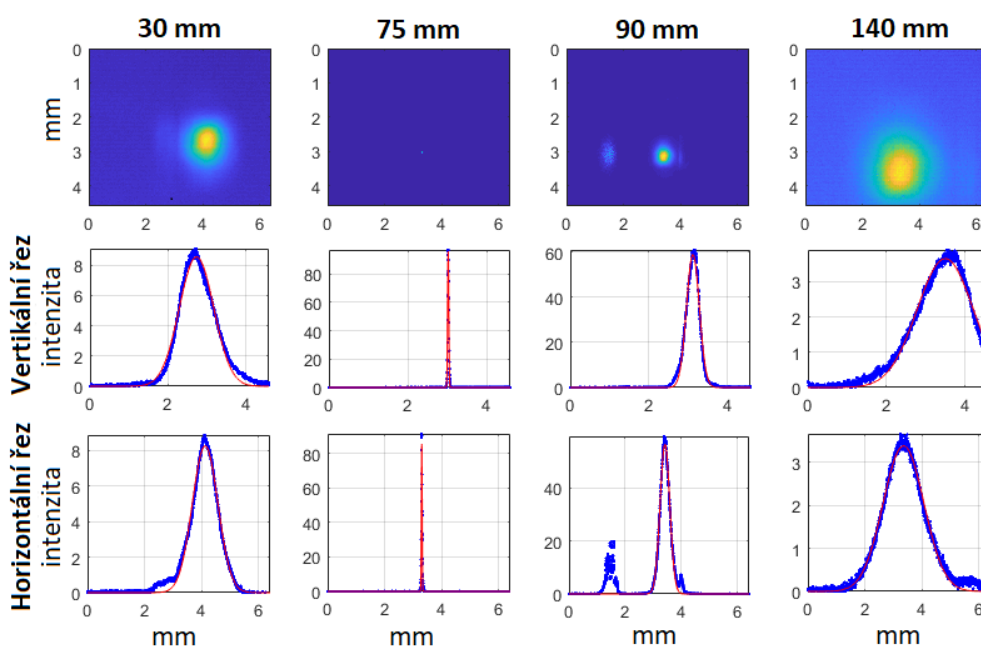
¹Koeficient determinace R^2 určuje spolehlivost regrese. Je-li roven jedné $R^2 = 1$, znamená to zcela přesné proložení funkce vstupními daty.

Tabulka 5.1: Shrnutí analýzy pološířky svazku měřeného ve třech pozicích před spojnou čočkou.

vzdálenost k čočce	vertikální pološířka	horizontální pološířka
z [mm]	W_V [mm]	W_H [mm]
112	1,5835	1,6471
202	1,5674	1,6274
281	1,5640	1,7380

5.2.2 Proměřování GS za čočkou

Obdobný postup byl zvolen pro analýzu laserového svazku za čočkou. S využitím stejného senzoru byla zaznamenána intenzita v úseku 20 mm až 140 mm za spojkou. Oblast byla proměřena po centimetrových úsecích. Kolem místa největšího zúžení



Obrázek 5.4: Měření intenzity laserového svazku po průchodu spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 76,4 mm. První řada grafů zobrazuje záznam na optickém senzoru v různých pozicích od spojkou. Spodní grafy představují řezy středem svazku. Naměřená data (modré body) jsou proloženy Gaussovou funkcí (červená linka).

(ohniska) byl interval zkrácen na 0,5 cm. Aby nebyl poškozen optický senzor, do kolimované části svazku byl vložen šedý filtr s propustností 2 %, čímž byla snížena intenzita záření. Na obrázku 5.4 je zachycena optická intenzita, včetně prokládání funkce 5.1 vertikálním a horizontálním řezem středu svazku, pro několik vybraných vzdáleností. Nepodařilo se zajistit přesný, a po celou dobu shodný náklon senzoru. Také osa posunu čipu nejspíš nebyla přesně rovnoběžná s osou šíření svazku, proto je v grafech patrná změna pozice intenzivního středu.

Opět byla z koeficientů proložené funkce 5.1 s využitím vztahu 5.2 vypočtena pološířka svazku v jednotlivých vzdálenostech od čočky. Výsledek výpočtu poloměru svazku nebyl ovlivněn vloženým filtrem (v úseku 65–85 mm za spojkou), protože šedý filtr tlumí intenzitu světla procentuálně. Pro množství dat byly výsledky umístěny pouze do grafu 5.6.

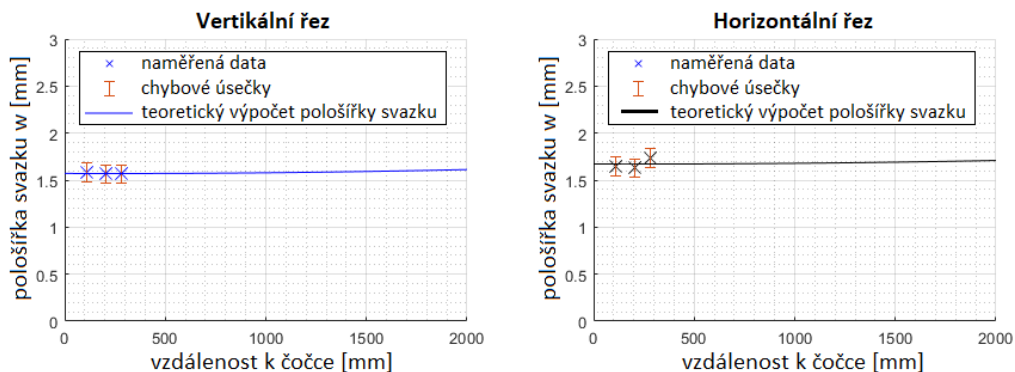
5.2.3 Simulace šíření svazku

Hodnoty vypočtených pološířek svazku (popis výpočtu v 5.2.1) byly prokládány funkcí obálky GS s předpisem

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2}, \quad (5.4)$$

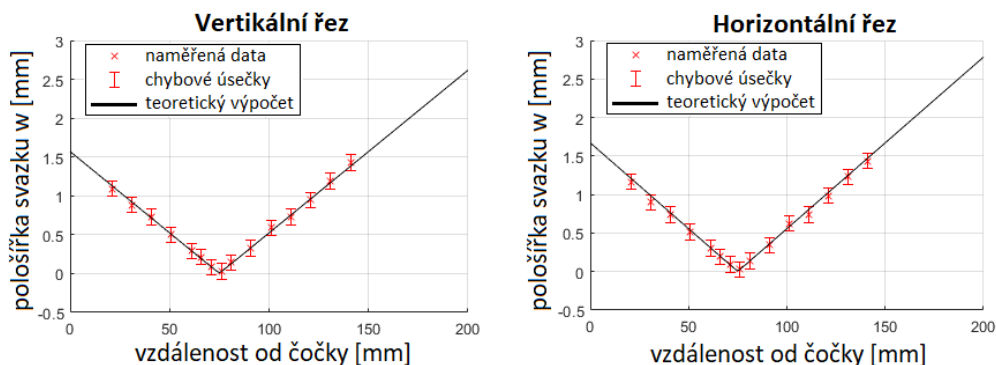
který vznikl dosazením vztahu 3.8 do 3.9. Tím, že byl počátek osy šíření uvažován v místě umístění čočky, musela být proměnná z (značící ve vztahu 5.4 vzdálenost od pasu svazku), přizpůsobena na $z = z_{spoj} - z_{min}$. Proměnná z_{spoj} značí vzdálenost k čočce a z_{min} je konstantní vzdálenost pasu svazku od čočky.

z_{min} a W_0 byly dva neznáme koeficienty, které bylo potřeba získat, aby bylo možné pomocí vztahu 5.4 predikovat šíření svazku. Parametr z_{min} byl nejdříve volným parametrem (spolu s W_0), jehož hodnota byla získána pomocí regresivní analýzy. Pro regresi byla zvolena právě křivka s předpisem 5.4. Avšak koeficient determinace tohoto systému vycházel velmi nízký. Byl proto zvolen jiný postup. Data byla proložena kvadratickým polynomem. Následně bylo vyhledáno minimum této funkce, jehož pozice byla prohlášena za pozici pasu svazku (za proměnnou z_{min}). Hodnota z_{min} byla dalším vstupním parametrem (stejně jako vlnová délka laseru λ) k následně provedené regresi. Z této regrese byl získán poslední potřebný parametr W_0 , udávající pološířku svazku v největším jeho zúžení.



Obrázek 5.5: Predikce šíření svazku před spojnou čočkou – vertikální a horizontální řez.

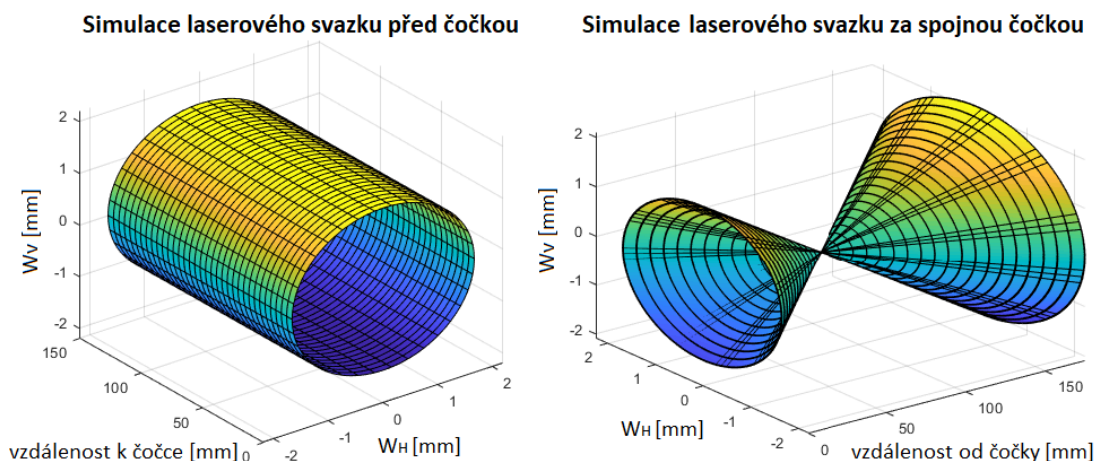
Výsledky prokládání naměřenými daty jsou patrné v grafech na obrázcích 5.5 a 5.6. Chyba dat byla odhadnuta na $\pm 0,1$ mm. Hodnota pološířky pasu svazku za čočkou činí v horizontálním řezu $W_H = 14,69 \mu m$ a v řezu vertikálním



Obrázek 5.6: Predikce šíření svazku za spojnou čočkou s ohniskem 76,4 mm – vertikální a horizontální řez.

$W_V = 15,63 \mu\text{m}$. Při pozorném průzkumu grafů si lze povšimnout, že menší pološířka pasu svazku souvisí jeho větší divergencí.

Výsledky simulace jsou zachyceny na obrázku 5.7.

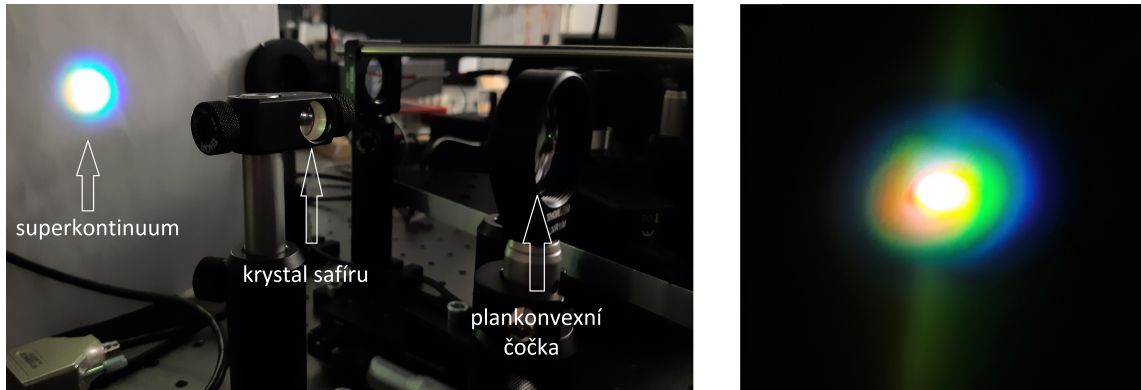


Obrázek 5.7: Vlevo – simulace obálky GS v pozici před čočkou, vpravo – průběh šíření svazku po průchodu spojnou čočkou s ohniskovou vzdáleností 75 mm. Střed čočky byl umístěn v počátku.

5.3 Hyperspektrální mapování SC

Obrázek 5.8 zachycuje superkontinuum vzniklé při experimentu po průchodu laserového záření vzorkem safíru. Fotografie byly pořízeny mobilním telefonem Samsung Galaxy A40. Při pozorování okem se barvy zdály trochu jiné a více slité v jednu barevnou skvrnu.

K proměření SC byla použita *hyperspektrální kamera*, která umožňuje získat informaci o spektru v konkrétních bodech prostoru. Hyperspektrálně byla



Obrázek 5.8: Fotografie experimentu – superkontinuum vzniklé v safíru.

proměřována oblast v určité vzdálenosti za vzorkem safíru – získaná data měla podobu třírozměrné matice tzv. *datakrychle*, jejíž dva rozměry určovaly pozici bodu v kolmé rovině k ose šíření a třetí nesl informaci o síle spektra v daném místě.

5.3.1 Hyperspektrální kamera

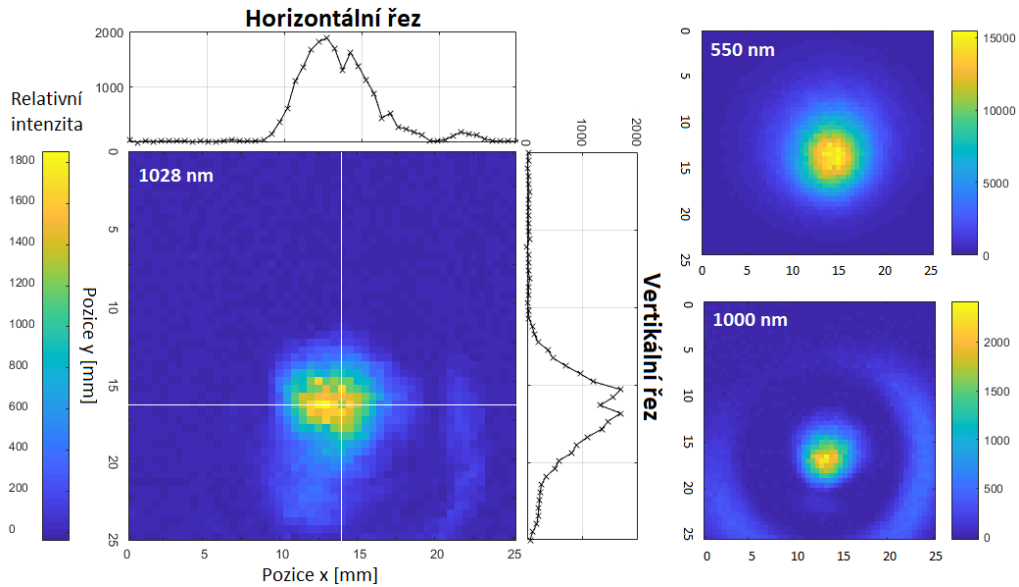
Základem hyperspektrální kamery byl spektrometr, do něhož se přivádělo světlo pomocí optického vlákna. Druhý vývod vlákna byl připevněn kolmo k ose šíření svazku do posuvného stojanu, který umožňoval pohyb v příčné rovině. Jde o tzv. *whiskbroom snímání* hyperspektrálních dat. Posuny byly realizovány pomocí dvou motorků TDC001 (Thorlabs, Inc.) v rozsahu 25 mm – jedním byl ovládán vertikální a druhým horizontální pohyb. Bylo použito obou výše zmíněných spektrometrů (viz 4.3.1). Motory byly ovládány pomocí programu THORLABS Kinesis.

5.3.2 Celoplošné mapování

VIS oblast

Proměřovaná čtvercová oblast o rozměrech 25x25 mm byla vzdálená 204 mm od podélného středu safíru. V obou směrech bylo snímáno 50 hodnot s konstantním posunem a při shodném integračním čase 5000 μm . Naměřená datakrychle měla rozměry 3628x50x50, přičemž v první souřadnici se nacházela informace o intenzitě záření pro jednotlivé vlnové délky v rozsahu 194,6 až 1054,2 nm pro daný bod se souřadnicemi [x, y] (zbylé dva rozměry datakrychle). Nejprve bylo nasnímáno spektrum pozadí (postačilo v jednom bodě), které se následně odečítalo od naměřeného spektra.

Střed svazku byl určen z intenzity záření laseru stejným způsobem jako při analýze budícího svazku (postup popsán v 5.2.1). Detailní průzkum SC byl proveden na vertikálním a horizontálním řezu středem svazku. Vedení řezů stopou laseru spolu s rozvrstvením intenzity i jiných vlnových délek je naznačeno v obrázku 5.9.



Obrázek 5.9: Nalezení středu svazku pro hyperspektrální řezy. Po stranách relativní intenzita laseru (1028 nm).

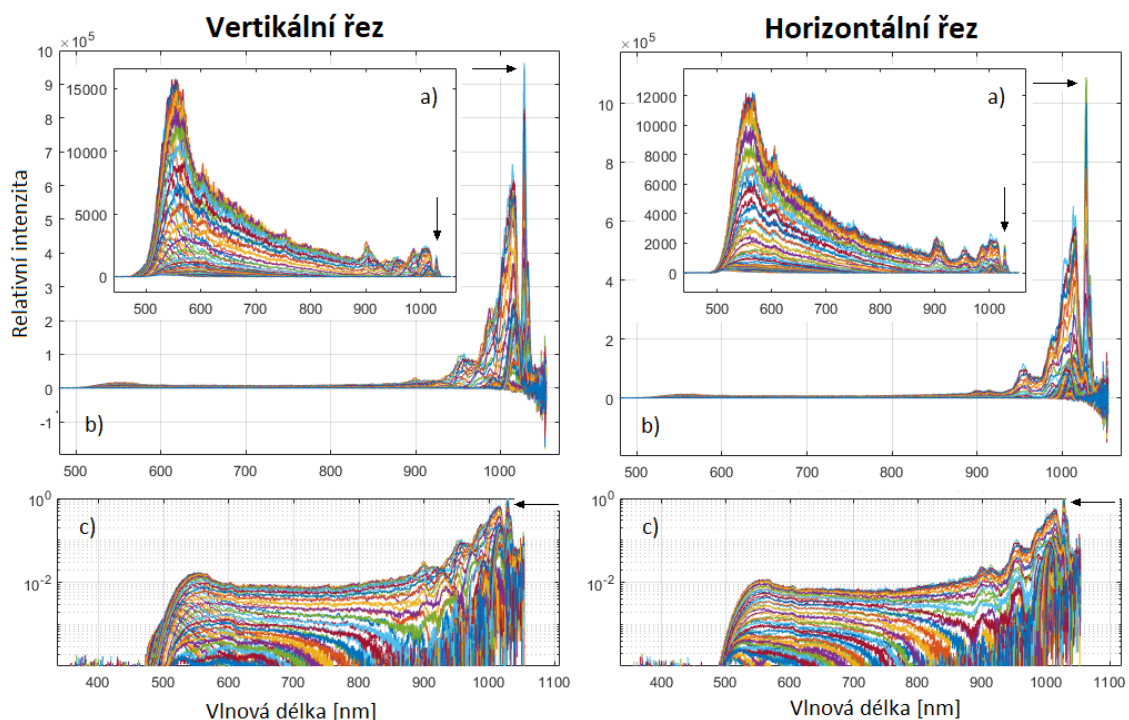
Lze si povšimnout výrazného prstence v profilu intenzity pro vlnovou délku 1000 nm (v pravém dolním rohu obrázku 5.9). Ten je pro superkontinuum generovaném v objemových materiálech charakteristický a má pro určité vlnové délky světla obsažených v SC různý poloměr. Jeho tvar a velikost se odvíjí od typu a úhlu dopadajícího záření. Při shodných vstupních parametrech světla je pro určitý materiál specifický [1].

Obrázek 5.10 zachycuje spektrum SC v horizontálním a vertikálním řezu. V grafech vyobrazené křivky různých barev představují spektra v jednotlivých bodech na ose řezu. Propad hodnot do záporné oblasti na pravém kraji v grafech b) je důsledkem dělení naměřených dat nízkými kalibračními koeficienty, což způsobilo výrazné zesílení šumu.

Následně byla porovnávána intenzita záření konkrétních vlnových délek (viz obr. 5.11). V důsledku značné citlivosti spektrometru a s ní spojeného velkého množství získaných dat, bylo vždy 50 sousedních hodnot zprůměrováno. Výsledná hodnota byla přidělena střední vlnové délce vybraného souboru. Z grafů (5.11 c)) je zjevně patrný posun středů maxim intenzit i změny rozptylu hodnot pro jednotlivé vlnové délky. Tomu nasvědčuje i pozorovaná barevná nesymetrie SC (5.8 fotografie vpravo). V pravé části grafů b) se nachází mimoosé podlouhlé stopy navzájem svírající úhel přibližně 130° . Jsou zanechané již zmíněným prstencem, který se objeví důsledkem splnění podmínky ZZE a ZZH při čtyřvlnovém směšování (viz 1.3). Při takovémto typu zobrazení se podle vstupní vlnové délky a s ní spojené disperze materiálu stopy tvarují buď do písmene „X“, nebo do oválného „O“ [1].

IR oblast

Naměřené hodnoty IR spektrometrem byly zpracovány obdobným způsobem jako ve VIS mapování. Kvůli časové vytíženosti hyperspektrálního proměřování, způsobené



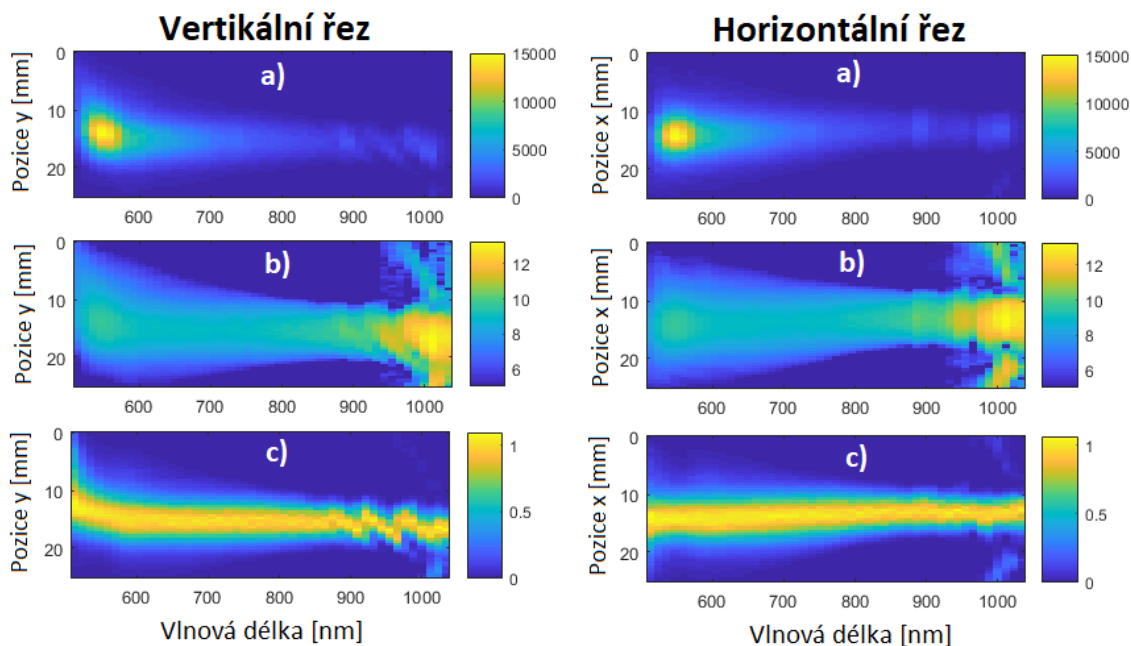
Obrázek 5.10: Hyperspektrální řezy středem svazku ve VIS oblasti: a) naměřená surová data, b) data vydělená kalibračními koeficienty, c) data zkalibrovaná, znormovaná intenzitou laseru a vyobrazená v logaritmické škále. Šipky směřují na vrchol intenzity laseru (1028 nm).

dlouhou integrační dobou, byla oblast (17x17 mm vzdálená 137 mm od středu saříru) rozdělena na čtvrtinový počet bodů, bylo tedy příčně a podélně snímáno vždy 25 hodnot. Výsledky jsou k nahlédnutí v následujících grafech: obrázek 5.12 demonstruje změnu prstence SC s vlnovou vzdáleností, grafy 5.13 zobrazují SC v příčných řezech svazku a 5.14 zobrazuje intenzitu řezů jednotlivých barev světla.

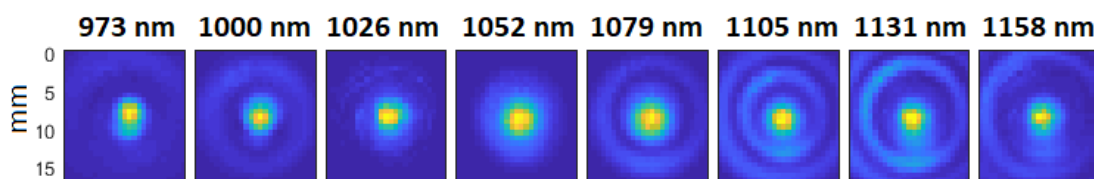
5.3.3 Vliv intenzity záření

Změna intenzity záření se docílila vložením šedého filtru před spojnou čočku do kolimované části svazku. Filtr měl kaskádovitou intenzitu zabarvení. Jeho posunutím v příčném směru se měnila propustnost procházejícího světla. Pro představu, jak silný svazek vstupuje do krystalu, byl za filtrem měřen optický výkon pomocí přístroje PM100D s připojenou termální sondou S175C. Proměrování bylo zaměřeno pouze na vertikální a horizontální řez SC v příčné rovině vzdálené 204 mm od podélného středu saříru. Průsečík řezů byl umístěn do nejintenzivnějšího místa v měřené oblasti. Bylo provedeno více měření. Opakovací frekvence pulsů byla nastavena na 10 kHz.

V tabulce 5.2 jsou zaznamenány vstupní výkony záření podle zvoleného filtru. S využitím vzorců z části 3.1.2 byla dopočtena pulsní energie spolu se špičkovým výkonem a jeho hustotou v pasu svazku za čočkou. Lze však předpokládat, že



Obrázek 5.11: Závislost intenzity světla v řezech středem svazku na vlnové délce (VIS oblast): a) surová data, b) kalibrovaná data s logaritmickou škálou zobrazení, c) znormovaná data (pro každou vlnovou délku byla data vydělena maximální intenzitou daného typu záření).

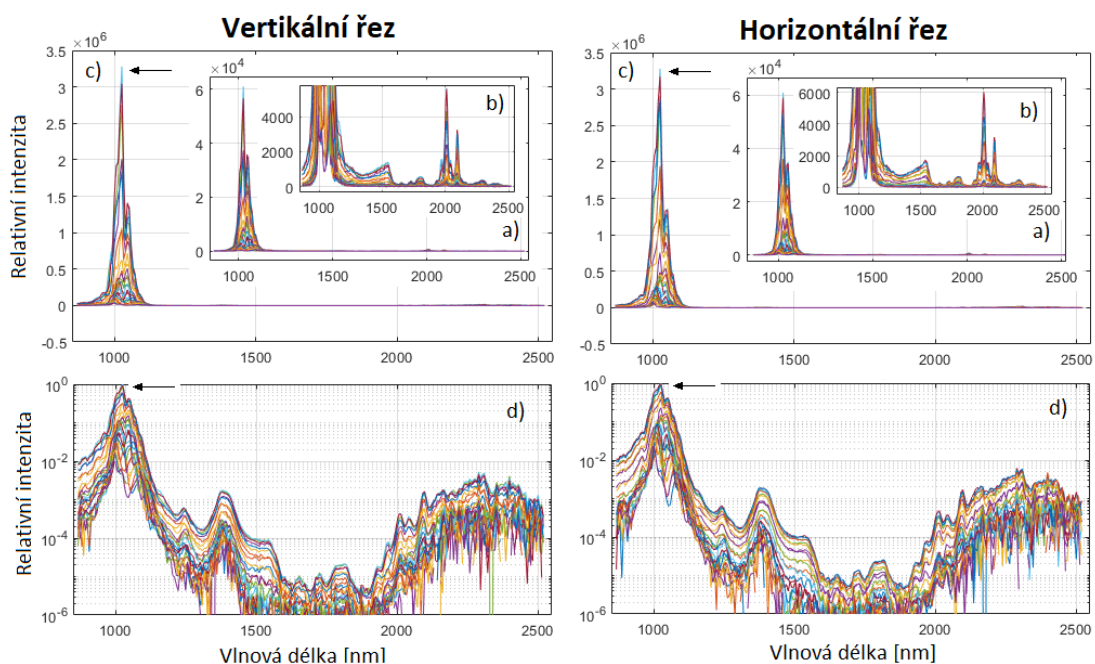


Obrázek 5.12: Proměnlivost prstence SC v safíru s vlnovou délkou.

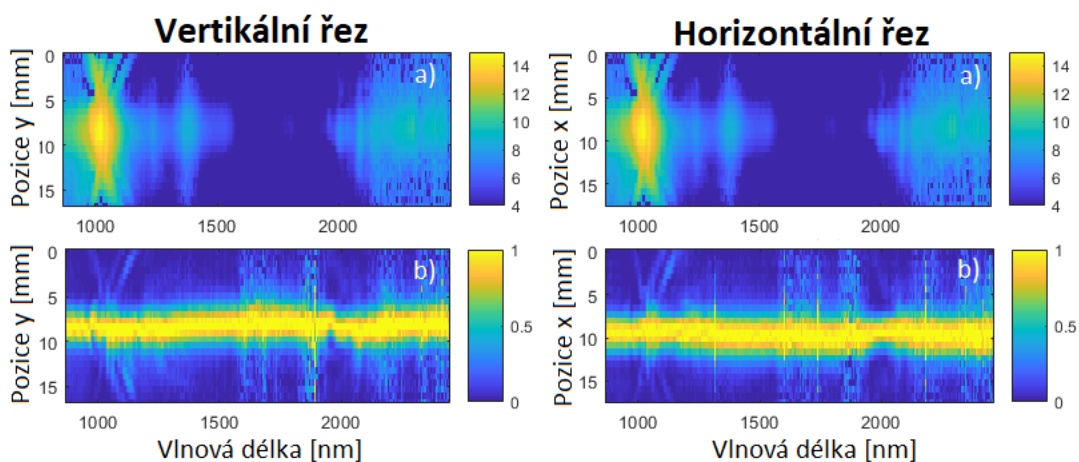
uvnitř safíru vlivem samofokusace dojde ke ztenčení šířky pasu – opravdová hustota špičkového výkonu může tedy dosahovat hodnot výrazně vyšších. Například pro záření s optickým výkonem 42,16 mW a šířkou pasu 0,015 mm (parametry tohoto experimentu) by po zúžení o pouhou jednu tisícinu milimetru vzrostla hustota špičkového výkonu o 0,4 TW/cm². Po zmenšení o jednu setinu by se hustota výkonu vyšplhala téměř na sedminásobek hustoty výchozí, dosahovala by 16,21 TW/cm².

VIS oblast

Viditelná oblast byla proměřována dvakrát, každé měření vedlo k rozdílným výsledkům (k nahlédnutí grafy 5.15 a 5.16). Superkontinuum při obou měření, ale i ve srovnání s výsledky z celoplošného hyperspektrálního proměření, vykazovalo výrazně jiný tvar. Příčiny mohly být různého charakteru. Mezi jednotlivými měřeními bylo manipulováno s optickou aparaturou: byla jemně seřizována spojná



Obrázek 5.13: Hyperspektrální řezy středem svazku v IR oblasti: a) naměřená surová data (int. čas $1100 \mu m$), b) spektrum s vyšší integrační dobou (int. čas $20000 \mu m$), c) data zkalibrovaná, znormovaná intenzitou laseru a vyobrazená v logaritmické škále. Šipky směřují na vrchol intenzity laseru (1028 nm).

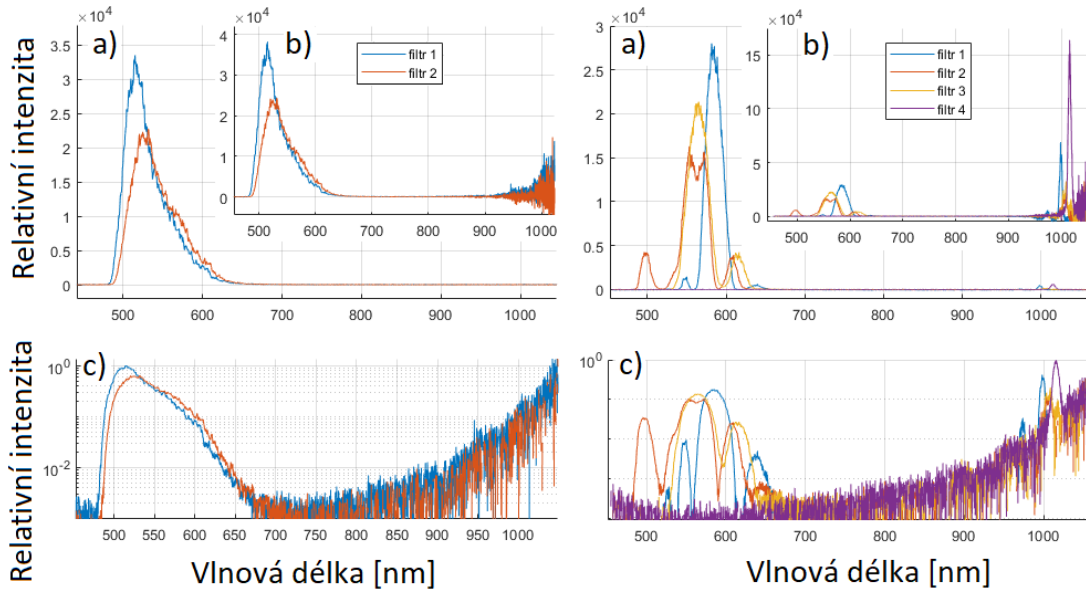


Obrázek 5.14: Závislost intenzity světla v řezech středem svazku na vlnové délce (IR oblast): a) kalibrovaná data s logaritmickou škálou zobrazení, b) znormovaná data (pro každou vlnovou délku byla data vydělena maximální intenzitou daného typu záření).

Tabulka 5.2: Tabulka vstupních záření se společnými parametry: $f_F = 10kHz$, $\tau_P = 230 fs$, pološířka svazku za čočkou $w'_0 \approx 0,015 mm$.

	optický výkon	pulsní energie	špičkový výkon	hustota šp. výkonu
filtr 1	42,16 mW	4,22 μJ	18,33 MW	2,59 TW/cm ²
filtr 2	37,30 mW	3,73 μJ	16,22 MW	2,29 TW/cm ²
filtr 3	29,88 mW	2,99 μJ	12,99 MW	1,84 TW/cm ²
filtr 4	23,91 mW	2,39 μJ	10,40 MW	1,47 TW/cm ²

SC v průsečíku řezů - vliv intenzity

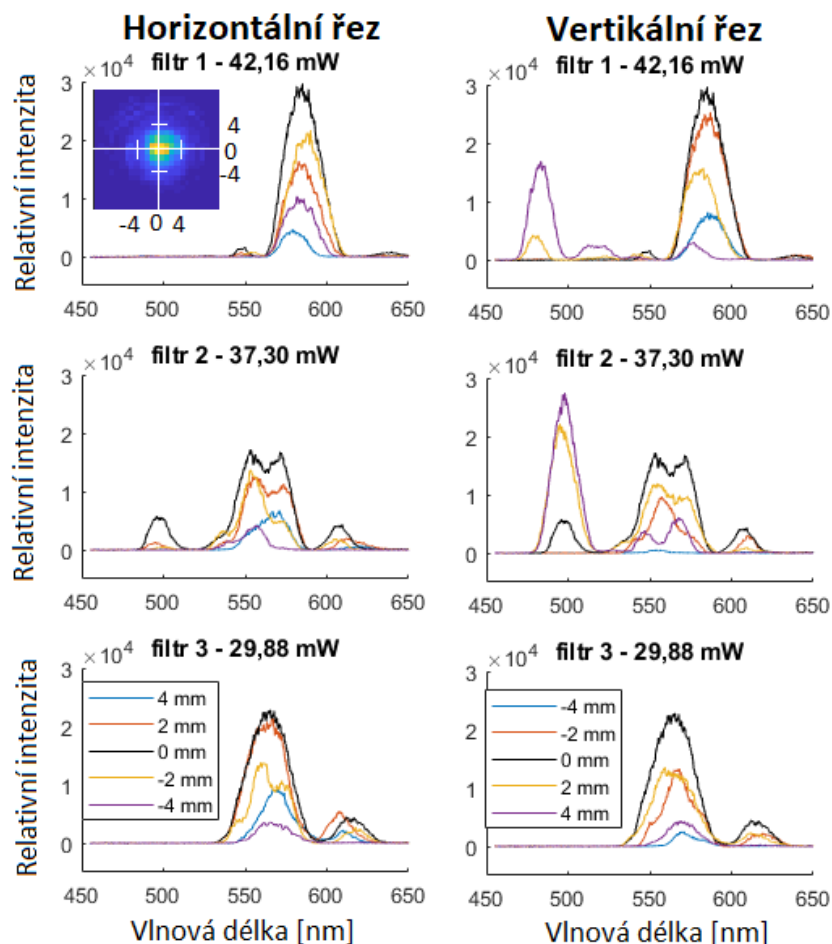


Obrázek 5.15: Závislost intenzity světla v řezech středem svazku na vlnové délce VIS oblasti: a) naměřená data, b) zkorigovaná data kalibračními koeficienty, c) znormovaná zkalibrovaná data zobrazená v logaritmickém měřítku.

čočka a došlo i ke změnám náklonu odrazných zrcadel, které přiváděly laserový svazek. Pečlivě se však dbalo na opětovné shodné seřízení. Druhou příčinou mohl být samotný spektrometr, jehož správnost měření je závislá na laboratorních podmínkách. Je citlivý například na výkyvy teplot, které mohly nastat například působením klimatizace.

Superkontinuum se chová dosti neuspořádaně. Dle prvotního předpokladu by s klesající intenzitou vstupního záření mělo docházet k úžení a slábnutí spektra SC. To se však nepotvrdilo, jak lze spatřit na obrázku 5.15 vpravo. V blízké oblasti průsečíku řezů (ve čtyřmilimetrovém okolí) docházelo ke změnám, které jsou zachyceny v grafu 5.16.

Z obrázku 5.15 (vpravo) je patrná hranice generace viditelného SC – nacházela se v rozsahu 23,91 mW (filtr 4) až 29,88mW (filtr 3) průměrného optického výkonu.



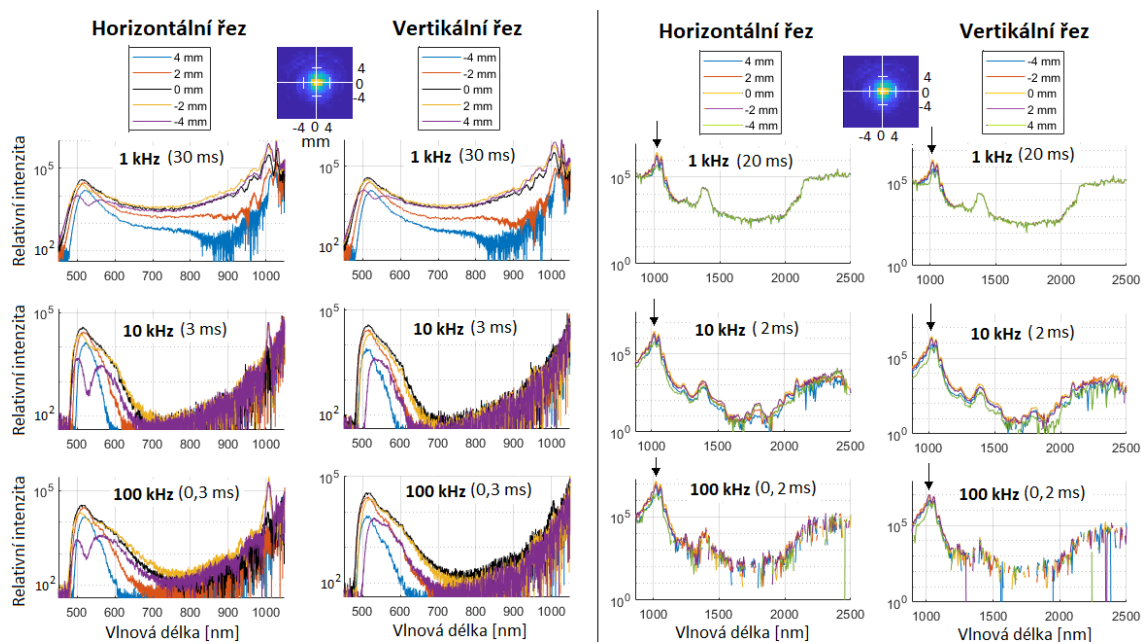
Obrázek 5.16: Změna tvaru spektra se vstupní intenzitou a vzdáleností od průsečíku řezů. Vlevo nahoře je demonstrativní náhled proměřované oblasti, je zde vyznačena vzdálenost 4 mm od středu svazku (průsečíku řezů).

V literatuře [1] udávaný kritický výkon pro krystal safíru je přibližně roven třem megawatům pro vlnovou délku 1030 nm. V provedeném experimentu nebylo již při špičkovém výkonu 10,40 MW viditelné SC pozorováno. Mohlo však stále docházet k spektrálnímu rozšiřování do infračervené oblasti především v blízkém okolí vyzařovací frekvence laseru. SC v infračervené oblasti prozatím nebylo na vliv intenzity testováno. Použitý VIS spektrometr nebyl na světlo o vlnových délkách nad 1000 nm dostatečně citlivý, nebylo proto možné provést analýzu vlivu intenzity na vstupní svazek světla.

Spektrální proměření SC ukázalo existenci úzké spojitosti mezi intenzitou vstupního svazku a tvarem generovaného superkontinua. Spojitost se však nezdála být přímočará. Bylo provedeno několikero měření, každé však poskytlo téměř zcela nové výsledky.

5.3.4 Vliv opakovací frekvence

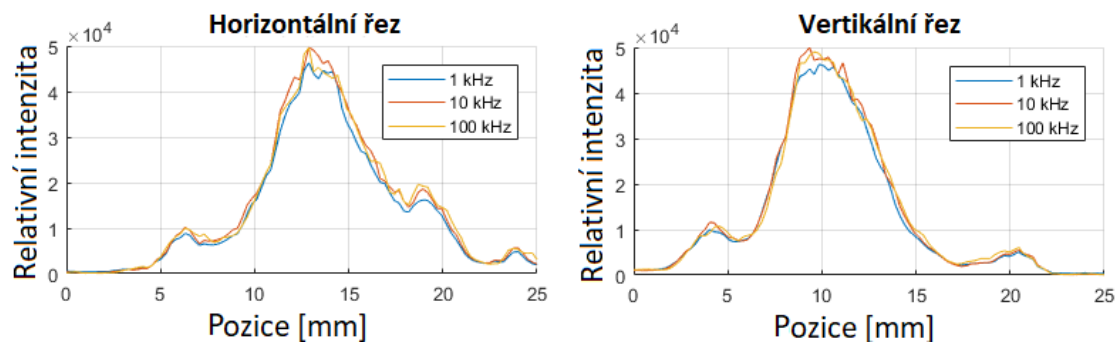
Bylo provedeno hyperspektrální mapování SC ve viditelné a infračervené oblasti při různé pulsní frekvenci laseru (1 kHz, 10 kHz a 100 kHz). Pro udržení přibližně stejného množství světla dopadajícího na čip spektrometru byla volena odlišná integrační doba – čím vyšší opakovací frekvence, tím kratší čas snímání. Výsledky měření jsou zřejmé na obrázku 5.17. Zkalibrovaná naměřená data jsou zobrazena v logaritmické škále. Z grafů je patrný vliv opakovací frekvence, avšak opět jde o neobvyklé výsledky. Předpokladem byla postupná změna tvaru spektra s opakovací frekvencí, v grafech však lze pozorovat nejméně intenzivní spektrum SC při opakovací frekvenci 10 kHz. Ve viditelné oblasti spektra (levá polovina obrázku) pozorujeme také výraznější proměnlivost spektra v závislosti na pozicích v okolí průsečíku řezů, v IR oblasti tyto změny nejsou tolik patrné.



Obrázek 5.17: Změna tvaru spektra vlivem opakovací frekvence a vzdálenosti od průsečíku řezů. Vlevo VIS oblast a napravo IR oblast spektra superkontinua. Nahoře demonstrativní náhled proměřované oblasti, šipkami je označena vlnová délka laseru.

Graf 5.18 zachycuje dopad změny frekvence přímo na laserový svazek. Je zřejmé, že maximum intenzity laserového svazku nemění svou pozici a u křivky intenzity nedochází k výrazné změně jejího tvaru. Lze tedy prohlásit, že tepelné jevy, které by se projevovaly vznikem tzv. *tepelné čočky*, se na ovlivnění svazku laseru podílejí zanedbatelně. V grafu byla porovnávána surová naměřená data, pokud by se nechala znormovat podle integrační doby, byla by získána informace o intenzitě v jedné mikrosekundě. Křivky by měly odlišnou amplitudu, nejvyšší intenzita by příslušela nejvyšší frekvenci pulsů. Naměřenými daty byla proložena Gaussova funkce, z jejíž regresivních koeficientů byla získána hodnota pološířky svazku $W(204\text{mm})$: činila

6,46 mm v horizontálním a 5,11 mm ve vertikálním směru. Podle teoretických výpočtů provedených v kapitole 5.2.3 by měla být v této vzdálenosti pološířka svazku rovna 4,55 mm horizontálně a 4,27 mm vertikálně. Zdá se tedy, že došlo kvůli generaci SC k divergování laserového svazku, což lze přisuzovat působení samofokusace při generaci SC.

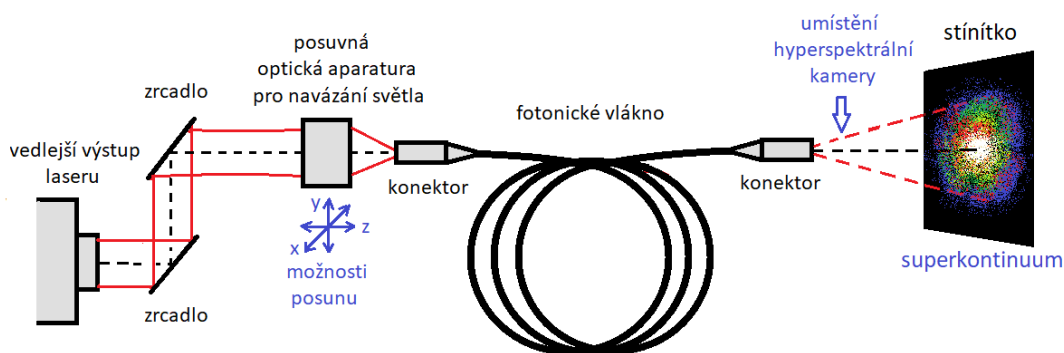


Obrázek 5.18: Vliv opakovací frekvence na laserový svazek.

6 Generace SC ve fotonickém vlákně

6.1 Uskupení experimentu

Svazek vycházející z postranního laserového výstupu byl nejprve dvakrát pravouhle odražen rovinnými zrcadly, jež posloužily k navedení laserového záření do žádaného prostoru na laboratorním stole. Pomocí posuvné optické aparatury sestávající z jedné asférické čočky (typ C240TME-B) se světlo navedlo do fotonického vlákna, kde následně probíhaly nelineární jevy za vzniku SC. Schéma experimentu k nahlédnutí v obrázku 6.1.

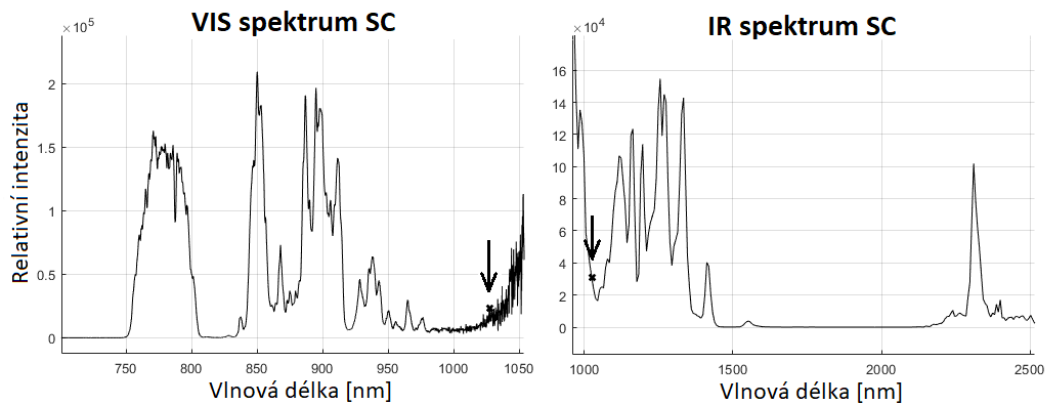


Obrázek 6.1: Schéma experimentu – generování superkontinua ve fotonickém vlákně.

Jádro křemičitého fotonického vlákna měřilo v průměru pouhé $4,3 \mu\text{m}$, tudíž bylo velmi obtížné do tohoto malého prostoru navést záření laseru. Bylo potřeba pomocí posuvného stojanu se třemi stupni volnosti, na němž se nacházela připevněná optická soustava, zacílit její ohnisko, a to nejlépe do přesného středu vlákna a správné vzdálenosti. Těsně za výstup z vlnovodu byla umístěna termální sonda S425C-L připojena k měřiči optického výkonu PM100D. Při ladění pomocí mikronových posuvníků stojanu, ale i šroubků měnících náklon odrazných zrcadel, byl sledován displej přístroje, kde bylo snahou dosáhnout nejvyšší množné hodnoty. Jde o experimentálně náročný problém, který si typicky vyžádá několik desítek minut. Sladěním prvků se podařilo docílit téměř 50 % vstupního výkonu – 225 mW ze vstupních 474 mW . Při tomto výkonu již byl na výstupu pozorovatelný zřetelný červený bod – superkontinuum. Podle propočtů byla pulsní energie rovna $2,92 \text{ nJ}$, čímž bylo dosaženo špičkového výkonu $24,35 \text{ kW}$. Hustota špičkového výkonu uvnitř jádra vlákna dosahovala $167,68 \text{ GW/cm}^2$. Spočtené výsledky vycházejí z hodnoty vstupního výkonu 225 mW .

6.2 Spektrální mapování SC

Spektrální rozbor SC generovaného ve fotonickém vlákně byl proveden pouze v jediném bodě – přibližně ve středu superkontinua. K tomuto účelu byly využity shodné spektrometry jako v předchozím experimentu 5. Výsledky měření po kalibraci dat (jednotlivé hodnoty byly vyděleny kalibračním koeficientem pro příslušnou vlnovou délku spektrometru) jsou zachyceny v grafech níže (viz 6.2).



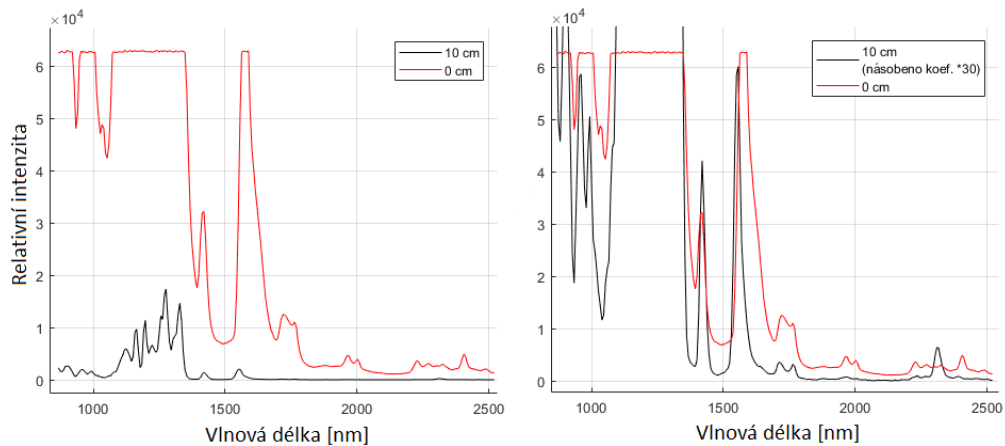
Obrázek 6.2: Výsledek spektrální analýzy SC generovaného ve fotonickém vlákně. Vykreslené křivky jsou zkalibrované, šipkou je označena vstupní vlnová délka laseru (1028 nm).

Tvar spektra v IR oblasti mohl být ovlivněn absorpcí vzduchu. Byla proto provedena velice zběžná analýza propustnosti plynu, kterou však nelze považovat za dostatečně přesnou. Jednalo se v podstatě o porovnání spekter SC; první se naměřilo v přibližně 10cm vzdálenosti od vývodu fotonického vlákna, druhé bylo nasnímáno v jeho bezprostřední blízkosti (viz obrázek 6.3). Byl použit shodný integrační čas snímání, což způsobilo saturaci přístroje při blízkém snímání spektra (projevuje se vodorovnou mezí červené křivky v hodnotě $6,3 \cdot 10^4$ na obr. 6.3). Saturace nebyla primárně způsobena vlivem nízké absorpce, ale divergencí svazku za výstupem z vlákna. Ta vedla k nižší intenzitě záření při větší vzdálenosti od výstupu z vlákna. Násobným vybraného koeficientu daty (z 10 cm) byly křivky spekter přibližně vyrovnány a mohlo být provedeno porovnávání jejich tvaru (pravý graf na obr. 6.3). Z grafu je patrné, že i v oblasti mezi intenzivnějšími částmi spektra není intenzita záření nulová – spektrum je kontinuální.

Vliv na spektrum SC má i útlum samotného fotonického vlákna, který je nejvýraznější v okolí 1400 nm (udáváno v katalogovém listu vlákna [30]).

6.3 Analýza stability optického výkonu

Pomocí termální sondy S425C-L a měřiče PM100D bylo provedeno statistické měření optického výkonu laserového svazku, díky němuž byla získána představa o míře výkonové fluktuace záření. Termální senzor funguje na principu absorpce dopadajícího světla (v rozmezí vlnových délek $190 \text{ nm} - 20 \mu\text{m}$ [45]) na černý povrch aktivní



Obrázek 6.3: Zkoumání vlivu absorpce na tvar spektra SC. Data získána ihned za výstupem vlákna (červená křivka) a ve vzdálenosti 10 cm (černá křivka). Data nejsou kalibrována.

části sondy; takto měřená intenzita záření je pak následně převáděna na optický výkon.

Po dobu pěti minut bylo shromážděno 1000 měření (každé probíhalo 0,3 s). Z nich byl následně určen průměrný výkon včetně směrodatné odchylky a podílu extrémních hodnot. Toto měření proběhlo na vstupním laserovém záření před vláknem i na výstupním superkontinuu – zde bylo pomocí dielektrického zrcadla, kvůli dalšímu využití, odstíněno silné záření laseru (propustnost zrcadla zachycena v [44]), prakticky se na výsledku podílela oblast záření SC o vlnových délkách přibližně 750–850 nm. Výsledky měření k nahlédnutí v tabulce 6.1.

Tabulka 6.1: Výsledky analýzy optického výkonu vstupního svazku a SC z vlákna.

	vstupní záření (1028 nm)	SC (750–850 nm)
průměrný výkon	495,6 mW	43,09 mW
standardní směrodatná odchylka	390 μ W	590 μ W
relativní směrodatná odchylka	0,08 %	1,37 %
poměr max/min	1,006	1,106

Z výsledků plyne patrné zesílení nestability výkonu záření po průchodu fotonickým vláknem, které může mít příčinu jak v samotném generování SC, tedy v působení procesů nelineárních jevů, tak ve vedení světla vláknem a převážně v navazování záření do vlnovodu. Na výstupu se také objevují větší fluktuace výkonu, resp. intenzity jednotlivých pulsů, čemuž napovídá vyšší podíl extrémních hodnot (poměr max/min).

Další detailnější analýza například zaměřená na dlouhodobou stabilitu SC by mohla být přínosná. Bylo by vhodné detailně prozkoumat vliv samotného fotonického vlákna na průchod pulsů se sníženou intenzitou, kdy generace SC ještě nenastává. Nicméně relativní směrodatná odchylka se i pro SC drží na nízké hodnotě, která je přijatelná pro využití v případných následujících experimentech.

7 Závěr

Tato práce pojednávala o úzké oblasti nelineární optiky, kterou je generace superkontinua. První tři kapitoly byly teoreticky zaměřené, v dalších třech byly shrnuty postupy a výsledky provedených experimentů.

V teoretické části byla krátce předstřena historie nelineární optiky, hlavní principy nelineární odezvy materiálů na dopad intenzivního záření a výčet nelineárních jevů třetího řádu. Následně byla pozornost věnována samotné generaci superkontinua. Byly nastíněny základní vlastnosti SC a popsány mechanismy k vytvoření širokopásmového spektra. Byla provedena bilance vhodnosti materiálů pro generování, přičemž pozornost byla soustředěna na krystal safíru a optické fotonické vlákno. Poslední kapitola teoretické části se zabývala laserovým zářením. Byly popsány vlastnosti Gaussovského svazku a ultrakrátkých femtosekundových pulsů.

Praktická část popisovala experimenty zkoumající generaci superkontinua v krystalu safíru a nelineárním fotonickém vlákně pomocí femtosekundových pulsů. V obou případech se podařilo vytvořit širokopásmové světlo vlnovým rozsahem přesahujícím několik stovek nanometrů. Při vstupním záření 1028 nm bylo spektrum SC z fotonického vlákna široké asi 1750 nm (rozsah 750–2500 nm), v případě safíru došlo k pásmovému rozšíření přibližně o 2020 nm (oblast vlnových délek 480–2500 nm). Horní hranici naměřených superkontinuů určoval rozsah měřitelnosti infračerveného spektrometru. Není tedy zřejmé, zda nedošlo ještě k většímu spektrálnímu rozšíření.

Samotné docílení generace superkontinua v krystalu safíru bylo snadným úkolem, avšak zanalyzovat chování SC a plně vysvětlit vliv okolních faktorů se zatím nepodařilo zcela. Celoplošným hyperspektrálním proměřováním byl zmapován prstenec superkontinua. Měření dále ukázalo, že dochází k posunům maxim intenzit jednotlivých barev, kdy se některé vlnové délky od středu svazku odchýlily až o $0,6^\circ$. Tento jev byl také patrný z viditelné barevné nesymetrie superkontinua. Při zkoumání vlivu optické intenzity byly pozorovány výrazné proměny tvaru spektra SC ve viditelné oblasti (infračervené pásmo nebylo zatím zmapováno). Tato část experimentu byla provedena vícekrát, přičemž pokaždé se dospělo k různým výsledkům. Mohlo to být nejspíše způsobeno mírnou manipulací s prvky laboratorní aparatury, na kterou bylo SC extrémně náchylné. Následně byl zkoumán účinek opakovací frekvence budících pulsů s ohledem na možné tepelné efekty v krystalu safíru. Závislost SC na opakovací frekvenci byla sice patrná, avšak vzhledem k nestálosti superkontinua a k obtížné opakovatelnosti jednotlivých měření by nebylo vhodné shrnovat získané výsledky do konkrétních úsudků. Ze stejné příčiny nebylo přistoupeno k měření stability výstupního záření, to bude provedeno až při zajištění neměnnosti superkontinua.

Superkontinuum generované ve vlákne vykazovalo vyšší stálost, která byla způsobena požadavkem na velmi přesné seřízení aparatury. Týkalo se to zejména navazování světla do vlnovodu. Při posunu fokusu asférické čočky o několik jednotek mikrometrů se výstupní výkon měnil o desítky miliwatů, což úzce souviselo se samotnou generací SC. Seřízením výstupního výkonu na předešlou hodnotu je zajištěna reprodukovatelnost měření. Spektrum SC z fotonického vlákna vykazovalo množství ostrých vrcholů. Bylo provedeno měření stability výstupního SC, které ukázalo, že je SC na škále jednotek sekund dostatečně stabilní (fluktuační optického výkonu dosahovala velikosti 1,37 %). Při opakovaném měření intenzity SC zůstával výkon ustálený v rámci odchylky několika procent. Z výše uvedených poznatků vyplývá, že z vlákna vygenerované SC je vhodné k užití jako zdroje záření v metodách ultrarychlé spektroskopie.

V dalších krocích bude nutné lépe stabilizovat vlastnosti vstupního svazku při generaci SC v safíru, aby bylo možné dosáhnout opakovatelnosti výsledků. V případě SC generace z vlákna bude dalším krokem charakterizace časového průběhu výstupního superkontinua.

Bibliografie

- [1] DUBIETIS A. et al. “Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media (Invited Review)”. In: *arXiv preprint arXiv:1706.04356* (2017). arXiv: [1706.04356 \[physics.optics\]](https://arxiv.org/abs/1706.04356). URL: <https://arxiv.org/abs/1706.04356> (cit. 2020-03-02).
- [2] FRANKEN P. A. et al. “Generation of Optical Harmonics”. In: *Physical Review Letters* 7.4 (srp. 1961), s. 118–119. ISSN: 0031-9007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.7.118](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.118).
- [3] MAJOR A. et al. “Dispersion of the nonlinear refractive index in sapphire”. In: *Optics Letters* 29.6 (břez. 2004), s. 602–604. ISSN: 0146-9592. DOI: [10.1364/OL.29.000602](https://doi.org/10.1364/OL.29.000602). (Cit. 2020-04-06).
- [4] SALEH B. E. A. a M. C. TEICH. *Základy fotoniky: Fundamentals of photonics (1. sv.)* Matfyzpress, 1996. ISBN: 80-85863-01-4.
- [5] SALEH B. E. A. a M. C. TEICH. *Základy fotoniky: Fundamentals of photonics (3. sv.)* Matfyzpress, 1996. ISBN: 80-85863-05-7.
- [6] SALEH B. E. A. a M. C. TEICH. *Základy fotoniky: Fundamentals of photonics (4. sv.)* Matfyzpress, 1996. ISBN: 80-85863-12-X.
- [7] SELF S. A. “Focusing of spherical Gaussian beams”. In: *Applied Optics* 22.5 (břez. 1983), s. 658–661. ISSN: 0003-6935. DOI: [10.1364/AO.22.000658](https://doi.org/10.1364/AO.22.000658).
- [8] Avantes. *AVANTES enlightening spectroscopy. Catalog X*. [online]. 2019. URL: <https://www.avantes.com/support/documentation/catalog> (cit. 2020-05-25).
- [9] Light Conversion. *Optics Toolbox*. [online]. URL: <http://toolbox.lightcon.com/> (cit. 2020-05-22).
- [10] Light Conversion. *PHAROS High Power and Energy Femtosecond Lasers*. [online]. © 2019. URL: <http://lightcon.com/Product/PHAROS.html> (cit. 2020-04-10).
- [11] THOMAS M. E. et al. “Frequency and temperature dependence of the refractive index of sapphire”. In: *Infrared Physics & Technology* 39.4 (1998), s. 235–249. ISSN: 1350-4495. DOI: [10.1016/S1350-4495\(98\)00010-3](https://doi.org/10.1016/S1350-4495(98)00010-3).
- [12] RENK K. F. *Basics of Laser Physics*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, led. 2012. ISBN: 978-3-642-23564-1. DOI: [10.1007/978-3-642-23565-8](https://doi.org/10.1007/978-3-642-23565-8). (Cit. 2020-04-22).

- [13] IDS Imaging Development Systems GmbH. *UI-1490LE-M-GL (AB.0010.1.52200.23)*. [online]. 2020. URL: https://en.ids-imaging.com/IDS/datasheet_pdf.php?sku=AB.0010.1.52200.23 (cit. 2020-04-09).
- [14] TURČIČOVÁ H. “Optická pinzeta a světelný záblesk”. In: *Vesmír* 98.99 (ún. 2019). [online], s. 99–101. ISSN: 1214-4029. URL: <https://vesmir.cz/cz/casopis/archiv-casopisu/2019/cislo-2/opticka-pinzeta-svetelny-zablesk.html> (cit. 2020-05-04).
- [15] OŠKERA J. a P. MÜNSTER. “Femtosekundové lasery a jejich aplikace”. Bakalářská práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav telekomunikací., 2016. URL: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/93672> (cit. 2020-05-04).
- [16] PEŘINA J. *Videa z přednášek Nelineární optika od profesora Peřiny*. [přednáška], [online]. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta, Katedra optiky. 2009. URL: <http://optics.upol.cz/cs/vyuka-video-NLO-001> (cit. 2020-04-29).
- [17] SOUBUSTA J. a A. ČERNOCH. *Rezonátorová optika*. [online]. Společná laboratoř optiky UP a FZÚ AV ČR. 2011. URL: jointlab.upol.cz/haderka/bem3/BEM3_rezonatory.pdf (cit. 2020-02-29).
- [18] ZHANG J. et al. “Seemingly Unlimited Lifetime Data Storage in Nanostructured Glass”. In: *Physical Review Letters* 112.3 (led. 2014), s. 033901. DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.033901](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.033901).
- [19] BUBNÍK L., J. KLAJBL a P. MAZUCH. *Optoelektrotechnika*. Ed. Code Creator s.r.o. [online]. 2014, poslední změna 01.11.2019. ISBN: 978-80-88058-20-5. URL: <https://publi.cz/eknihy?book=185-optoelektrotechnika> (cit. 2020-04-26).
- [20] CALENDRON A. L. et al. “White-light generation with sub-ps pulses”. In: *Optics Express* 23.11 (červ. 2015), s. 13866–13879. ISSN: 1094-4087. DOI: [10.1364/OE.23.013866](https://doi.org/10.1364/OE.23.013866).
- [21] GALLMANN L. *Strickland and Mourou recognized for invention of chirped-pulse amplification*. [online]. Swiss Physical Society. 2018. URL: <https://www.sps.ch/en/articles/nobel-prizes/nobel-award-2018-in-physics/strickland-and-mourou-recognized-for-invention-of-chirped-pulse-amplification/> (cit. 2020-05-31).
- [22] LUCKI M. *Nové trendy v elektronických komunikacích: Optoelektronika, fotonika a senzory*. Ed. ČVUT České vysoké učení technické v Praze. [online]. 2015, poslední změna 05. 03. 2020. URL: <https://ecvut.publi.cz/?book=235-optoelektronika-fotonika-a-senzory> (cit. 2020-05-03).
- [23] MAIURI M., M. GARAVELLI a G. CERULLO. “Ultrafast Spectroscopy: State of the Art and Open Challenges”. In: *Journal of the American Chemical Society* 142.1 (2020). PMID: 31800225, s. 3–15. ISSN: 0002-7863. DOI: [10.1021/jacs.9b10533](https://doi.org/10.1021/jacs.9b10533). eprint: <https://doi.org/10.1021/jacs.9b10533>. (Cit. 2020-04-21).

- [24] HADERKA O. a J. VALENTA. “Zkrocené femtosekundy. Femtosekundové laserové pulzy posunují hranice lidského poznání”. In: *Vesmír* 138.76 (břez. 1997). [online]. URL: <https://vesmir.cz/cz/casopis/archiv-casopisu/1997/cislo-3/zkrocene-femtosekundy.html> (cit. 2020-05-02).
- [25] Ocean Optics. *Flame Miniature Spectrometer. Technical Specifications*. [online]. URL: <https://www.optixs.cz/data/ke-stazeni/Flame%20datov%C3%BD%20list-d435.pdf> (cit. 2020-05-07).
- [26] Ocean Optics. *LS-1-CAL Series Calibration Light Sources. Installation and Operation Instructions*. [online]. URL: <http://materiel-physique.ens-lyon.fr/Logiciels/CD%20N%C2%B0%201%20Logiciels%20ENS%20LYON%202018/Spectrasuite%20c%C3%A9an%20optics/documentation/Light%20Sources/ls1cal.pdf> (cit. 2020-04-29).
- [27] Ocean Optics. *Spectrometers. NIRQuest Spectrometers*. [online]. URL: https://52ebad10ee97eea25d5e-d7d40819259e7d3022d9ad53e3694148.ssl.cf3.rackcdn.com/UK_OCE_NIR-Quest-Spectrometer_DS.pdf. (cit. 2020-05-07).
- [28] MALÝ P. *Optika*. Vyd. 1. Praha: Karolinum, 2008. ISBN: 978-80-246-1342-0.
- [29] MALÝ P. “Ultrarychlá optická spektroskopie”. In: *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie* 43.2 (1998). [online], s. 107–118. ISSN: 0032-2423. URL: <http://dml.cz/dmlcz/137537> (cit. 2020-04-04).
- [30] NKT Photonics. *Nonlinear photonic crystal fibers. NL-PM-750 / SC-5.0-1040 / SC-5.0-1040-PM*. [online]. URL: <https://www.nktphotonics.com/lasers-fibers/product/nonlinear-photonic-crystal-fibers/> (cit. 2020-05-22).
- [31] BIMP Bureau International des Poids et Mesures. *The International System of Units (SI)*. [online]. Bureau International des Poids et Mesures. 2019. URL: <https://www.bipm.org/en/measurement-units/> (cit. 2020-04-30).
- [32] “Supercontinuum Generation in Materials (Solids, Liquids, Gases, Air)”. In: *The Supercontinuum Laser Source: Fundamentals with Updated References*. Ed. ALFANO R. R. New York, NY: Springer New York, 2006, s. 473–480. ISBN: 978-0-387-25097-7. DOI: [10.1007/0-387-25097-2_12](https://doi.org/10.1007/0-387-25097-2_12).
- [33] ALFANO R. R. a S. L. SHAPIRO S. L. “Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses”. In: *Physical Review Letters* 24.11 (břez. 1970), s. 592–594. ISSN: 0031-9007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.24.592](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.592).
- [34] ALFANO R. R. a S. L. SHAPIRO. “Emission in the Region 4000 to 7000 Å Via Four-Photon Coupling in Glass”. In: *Physical Review Letters* 24.11 (břez. 1970), s. 584–587. ISSN: 0031-9007. DOI: [10.1103/PhysRevLett.24.584](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.584).
- [35] HODDER R. *White Light Lasers for HyperSpectral Imaging*. [online]. NKT Photonics, EPIC Online Technology Meeting on Hyperspectral Imaging. 2020. URL: <https://www.nktphotonics.com/lasers-fibers/application/hyperspectral-imaging/> (cit. 2020-05-28).

- [36] PASCHOTTA R. “Hermite–Gaussian Modes”. In: *RP Photonics Encyclopedia* (2008). [online]. URL: https://www.rp-photonics.com/hermite_gaussian_modes.html (cit. 2020-04-10).
- [37] PASCHOTTA R. “Mode Locking”. In: *RP Photonics Encyclopedia* (2008). [online]. URL: https://www.rp-photonics.com/mode_locking.html (cit. 2020-05-03).
- [38] PASCHOTTA R. “Passive Fiber Optics. Part 11: Nonlinearities of Fibers”. In: *RP Photonics Encyclopedia* (2008). [online]. URL: https://www.rp-photonics.com/passive_fiber_optics11.html (cit. 2020-05-23).
- [39] PASCHOTTA R. “Photonic Crystal Fibers”. In: *RP Photonics Encyclopedia* (2008). [online]. URL: https://www.rp-photonics.com/photonic_crystal_fibers.html (cit. 2020-05-01).
- [40] HE G. S. *Nonlinear Optics and Photonics*. Oxford University Press, 2015. ISBN: 978-0-19-870276-4.
- [41] MURTI Y. V. G. S. a C. VIJAYAN. *Essentials of Nonlinear Optics*. Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2014. ISBN: 978-1-118-90106-9.
- [42] NASA LAMBDA Archive Team. *Age of the Universe, t0*. [online]. NASA National Aeronautics a Space Administration, Goddard Space Flight Center. 2018. URL: https://lambda.gsfc.nasa.gov/education/graphic_history/age.cfm (cit. 2020-04-25).
- [43] Market Tech. *Overview of Modulated and Pulsed Diode Laser Systems*. [online]. Market Tech. URL: <https://docplayer.net/23937981-Overview-of-modulated-and-pulsed-diode-laser-systems.html> (cit. 2020-05-05).
- [44] Inc. Thorlabs. *E02 Coating, (45° AOI)*. [online]. URL: https://www.thorlabs.com/images/TabImages/E02_Dielectric_Coating_Polarized_45deg_G1-780.gif (cit. 2020-05-24).
- [45] Inc. Thorlabs. *Thermal Power Sensors (C-Series)*. [online]. © 1999-2020. URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3333 (cit. 2020-05-24).
- [46] PISHCHIK V., L. A. LYTVYNOV a E. R. DOBROVINSKAYA. *Sapphire*. Boston, MA: Springer US, 2009. ISBN: 978-0-387-85694-0. DOI: [10.1007/978-0-387-85695-7](https://doi.org/10.1007/978-0-387-85695-7).
- [47] BOUCHAL Z. *Svazková optika*. [online]. Univerzita Palackého v Olomouci, Katedra optiky. © 2008. URL: optics.upol.cz/userfiles/file/OPT_S0.pdf (cit. 2020-04-13).