

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích

Přírodovědecká fakulta - Ústav fyziky a biofyziky

Měření spektrálního profilu femtosekundového bílého světla

Superkontinuum



Bakalářská práce

Vedoucí práce : Prof.RNDr. Tomáš Polívka, Ph.D.

Autor : Josef Troják

České Budějovice 2011

Troják, J.: [Měření spektrálního profilu femtosekundového bílého světla, bakalářská práce] – 65 stran, České Budějovice, 2011: Jihočeská univerzita, Přírodovědecká fakulta, Ústav fyziky a biofyziky. Školitel a vedoucí bakalářské práce: Prof.RNDr. Tomáš Polívka, Ph.D.

Troják, J.: [Metering spectral profile of femtosecond white light, Bc. Thesis, in Czech] – 65p, České Budějovice, Czech Republic, 2011: The University of South Bohemia, Faculty of Science, Department of Physics and Biophysics. Tutor and Supervisor: Prof.RNDr. Tomáš Polívka, Ph.D.

Abstrakt

Intenzita laserového pulsu v současných laserových systémech může dosahovat intenzity elektrického pole srovnatelnou s intenzitou elektrického pole, která váže valenční elektrony uvnitř atomů v optickém prostředí. V tomto případě je interakce femtosekundového laserového pulsu s transparentním materiálem nestandardní - nelineární. Materiál nelineárně reaguje s laserovým pulsem a značně ovlivňuje procházející laserový puls. Tato interakce vede k vzniku různých nelineárních optických jevů, jako je např. automodulace fáze, autofokusace, generace vyšších harmonických frekvencí a podobně. V této práci jsem se zabýval interakcí velmi intenzivních femtosekundových laserových pulsů s optickým prostředím (safírovým krystalem), vedoucí k extrémnímu rozšíření spektrální šířky femtosekundového laserového pulsu - ke generaci superkontinua. Tento jev nachází uplatnění v mnoha oborech např. v optoelektronice, optické tomografii, femtochemii. Dodnes nebyl tento jev zcela teoreticky popsán.

Abstract

An intense femtosecond laser pulse can have an intense electric field which approaches or even exceeds the intense of electric field valence electrons of atom in transparent material. In this situation is the interaction highly special - nonlinear between femtosecond laser pulse and transparent material. Material's nonlinear response to the electric field of laser can induce radical changes in the laser pulse itself. This interaction leads to generation of some optics phenomena, for example – self-phase modulation, self-focusing, generation of higher frequency. In this project I studied focusing very intensive femtosecond lasers pulses to a specific material (sample of sapphire), leading to extreme spectral broadening of femtosecond laser pulse – generation of supercontinuum. Although this phenomenon is used in many fields for example optoelectronics, optical tomography, femtochemistry, it has not been completely explained yet.

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně, pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu použité literatury.

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to v nezkrácené podobě elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách, a to se zachováním mého autorského práva k odevzdanému textu této kvalifikační práce. Souhlasím dále s tím, aby toutéž elektronickou cestou byly v souladu s uvedeným ustanovením zákona č. 111/1998 Sb. zveřejněny posudky školitele a oponentů práce i záznam o průběhu a výsledku obhajoby kvalifikační práce. Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Českých Budějovicích 29.4. 2011

Josef Troják

Tímto prostřednictvím děkuji svému vedoucímu práce **Prof.RNDr. Tomáši Polívkovi Ph.D.**, za odborné a organizační vedení, za čas, strávený při zpracování této práce. Dále **ing.Petru Hříbkovi CSc** za odborné vedení, rady a trpělivost při samotném experimentu.

„Není kouzelných svítilen. Žádná lampička nedosvítí na dno propasti a není takové, která by vám osvětlila podstatu věcí. Vy si myslíte, že svítíte; a zatím jen vrháte svůj stín do tmy.“

Karel Čapek – Světélko (Povídky a podpovídky)

Obsah

1. Přehled použitých veličin a symbolů	8
2. Seznam obrázků	9
3. Úvod	12
3.1. Princip laseru generujícího fs pulzy	13
4. Šíření ultrakrátkých pulsů transparentním prostředím	15
4.1. Šíření ultrakrátkých pulsů v lineárním prostředí	15
4.2. Šíření ultrakrátkých pulsů v nelineárním prostředí	17
4.2.1. Nelineární index lomu – Kerrův jev	18
4.2.2. Automodulace - self-phase modulation	19
4.2.3. Self – Steepening	22
4.2.4. Autofokusace – self-focusing.....	23
4.3. Generace superkontinua	26
5. Měření spektrálního profilu bílého světla	28
5.1.1. Měření superkontinua č.1.	33
5.1.2. Měření superkontinua č.2.	35
5.1.3. Měření superkontinua č.3.	38
6. Data získaná měřením spektrálního profilu bílého světla	42
6.1. Tabulka souhrnu naměřených a vypočtených dat generovaného superkontinua	42
6.1.1. Tabulka naměřených hodnot při měření superkontinua č.1.	44
6.1.2. Tabulka naměřených hodnot při měření superkontinua č.2.	45
6.1.3. Tabulka naměřených hodnot při měření superkontinua č.3.	47
6.2. Grafy naměřených hodnot	48
6.2.1. Grafy naměřených hodnot při měření superkontinua č.1.	49
6.2.2. Grafy naměřených hodnot při měření superkontinua č.2.	52
6.2.3. Grafy naměřených hodnot při měření superkontinua č.3.	55
6.3. Diskuze	58
7. Aplikace	61
8. Závěr	63
9. Seznam použité literatury	64
10. Příloha	65

1. Přehled použitých veličin a symbolů

a - poloměr laserového svazku

c - rychlost světla v daném prostředí

c_0 - rychlost světla ve vakuu

d - průměr

d – koeficient popisující nelineární jevy vyšších řádů

f - ohnisko čočky

h - hloubka

h - Planckova konstanta

d_A - průměr apertury

$E(\mathbf{r},t)$ - elektrické pole

E_A - elektrické pole uvnitř atomu optického prostředí

$E_P(\mathbf{r},t)$ - elektrické pole optického záření

E_P - energie jednoho pulsu čerpání

$E_{\Delta\lambda}$ - energie jednoho pulsu na 1 nm superkontinua

$H_{(r,t)}$ - magnetické pole

k - vlnové číslo

k_0 - počáteční vlnové číslo

n - nelineární index lomu

n_0 - lineární index lomu

Δn - velikost změny indexu lomu v optickém prostředí

$P(\mathbf{t})$ - polarizace optického prostředí

P_{CR} - optický kritický výkon

P_{nl} - nelineární polarizace optického prostředí

P'_{WLC} - výkon generovaného superkontinua v transparentním materiálu

P_{WLC} - výkon superkontinua změřen za fokusující čočkou L_3

P_p - čerpací výkon budícího femtosekundového laseru

P_p' - čerpací výkon budícího femtosekundového laseru, snížený o ztrátu na předním rozhraní transparentního materiálu, s opakovací frekvencí 1 kHz.

P_{leak} - výkon prosakujícího záření budící druhé harmonické 613 nm

P_G - výkon, naměřený za difrakční mřížkou ke zjištění ztrát na difrakční mřížce

P_{WLC-BS} - výkon superkontinua v části spektra kratších vlnových délek 380 – 700 nm

P_{WLC-US} - výkon superkontinua v části spektra delších vlnových délek 600 – 1000 nm

$P_{\Delta\lambda}$ - výkon připadající na spektrální interval superkontinua, vychází s poměru výkonu P'_{WLC} a

$\Delta\lambda_{FWHM}$ při opakovací frekvenci 1 kHz

t - čas

v_g - grupová rychlost
 z - osa, v jejím smyslu se šíří světelné záření
 ϵ_0 - permitivita vakua
 λ - vlnová délka
 λ_p - budící vlnová délka
 $\Delta\lambda_{FWHM}$ - pološíře generovaného superkontinua
 μ_0 - permeabilita vakua
 $\Delta\nu$ - spektrální šíře
 η - účinnost konverze, poměr výkonu generovaného superkontinua P_{WLC} k čerpacímu výkonu P_p , v transparentním materiálu
 σ - střední kvadratická odchylka
 τ - šířka pulsu
 φ - fáze vlny šířícího se optického záření
 χ - susceptibilita nelineárních jevů vyšších řádů
 χ^{lin} - označuje tenzor lineární susceptibility
 ω_0 - je úhlový kmitočet budícího záření
 ω - úhlový kmitočet v daném čase
 $\Delta\omega$ - frekvenční posuv nebo také frekvenční čerp
 T_{FWHM} - pološíře fs pulsu

2. Seznam obrázků

Obr.3.1. Detail krystalu safíru s příměsí titanu ($\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$) buzený spojitým zářením argonového laseru	13
Obr.4.2.2.1. Frekvenční chirp	21
Obr. 4.2.2.2. Automodulace fáze	21
Obr. 4.2.2.3. Změny šířky obálky pulsu vlivem disperze	22
Obr. 4.2.3.1. Světelná rázová vlna	23
Obr. 4.2.4.1. Šíření optického záření v závislosti na nelineárním indexu lomu	24
Obr.4.2.4.2. Self-Trapping	25
Obr. 4.3.1. Spektrální rozšíření pulsu vlivem automodulace fáze a autofokusace	27
Obr. 5.1. Superkontinuum generované při budícím záření o $\lambda_p = 613 \text{ nm}$	28
Obr. 5.2. Spektrální analýza superkontinua po odrazu na difrakční mřížce	28
Obr. 5.3. Laserový systém Integra-i	29
Obr. 5.4. Parametrický zesilovač Topas	29
Obr. 5.5. Vzorek safíru Al_2O_3	29
Obr. 5.6.a. Spektrograf OP 2000	30
Obr. 5.6.b. Optické vlákno spektrografu OP 2000	30
Obr. 5.7.a. Wattmetr FieldMax II Coherent	31
Obr. 5.7.b. Detektor FieldMax II Coherent	31
Obr. 5.8. Attenuator 1000:1	31
Obr. 5.9. Fotografie experimentu	32
Obr. 5.1.1. Superkontinuum generované při budícím záření o $\lambda_p = 785 \text{ nm}$	33
Obr. 5.1.2. Schéma měření č.1.	34
Obr. 5.2.1. Schéma měření č.2.1.	36
Obr. 5.2.2. Schéma měření č.2.2.	37
Obr. 5.3.1. Superkontinuum generované při budícím záření o $\lambda_p = 1226 \text{ nm}$	38
Obr. 5.3.2. Schéma měření č.3.	39
Obr. 5.3.3. Základní optické uspořádání systému pro pump-probe spektroskopii	40
Obr. 6.1.1.1.a) Tabulka naměřených a vypočtených hodnot superkontinua s atenuátorem ...	42
Obr. 6.1.1.1.b) Tabulka naměřených a vypočtených hodnot superkontinua bez atenuátoru .	43
Obr. 6.1.1.2. Tabulka naměřených hodnot P_{WLC} v 1. měření	44
Obr. 6.1.1.3. Tabulka naměřených hodnot P_p v 1. měření	44
Obr. 6.1.2.1. Tabulka naměřených hodnot P_{WLC} v 2. měření.	45

Obr. 6.1.2.2. Tabulka naměřených hodnot P_p v 2. měření	45
Obr. 6.1.2.3. Tabulka naměřených hodnot P_{leak} v 2. měření	45
Obr. 6.1.2.4. Tabulka naměřených hodnot P_G v 2. měření	45
Obr. 6.1.2.5. Tabulka naměřených hodnot P_{WLC-BS} v 2. měření	46
Obr. 6.1.3.1. Tabulka naměřených hodnot P_{WLC} v 3. měření s Attenuátorem	47
Obr. 6.1.3.2. Tabulka naměřených hodnot P_p v 3. měření s Attenuátorem	47
Obr. 6.1.3.3. Tabulka naměřených hodnot P_{WLC-BS} v 3. měření s Attenuátorem	47
Obr. 6.1.3.4. Tabulka naměřených hodnot P_{WLC-US} v 3. měření s Attenuátorem	47
Obr. 6.1.3.5. Tabulka naměřených hodnot P_{WLC} v 3. měření bez Attenuátoru	48
Obr. 6.1.3.6. Tabulka naměřených hodnot P_{WLC-BS} v 3. měření bez Attenuátoru	48
Obr. 6.1.3.7. Tabulka naměřených hodnot P_{WLC-US} v 3. měření bez Attenuátoru	48
Obr. 6.2.1.1. Spektrální profil superkontinua kratších vlnových délek v 1. měření	49
Obr. 6.2.1.2. Spektrální profil superkontinua s jedním hotfiltrem v 1. měření	50
Obr. 6.2.1.3. Spektrální profil superkontinuum při aplikaci dvou hotfiltrů v 1. měření	50
Obr. 6.2.1.4. Spektrální profil pulsu laserového systému Integra	51
Obr. 6.2.1.5. Transmittance Hot Filtru FM01	51
Obr. 6.2.2.1. Spektrální profil superkont. v 2.měření	52
Obr. 6.2.2.2. Spektrální profil pulsu laserového systému Topas	53
Obr. 6.2.2.3. Transmittance filtru SZS22	53
Obr. 6.2.2.4. Transmittance filtru KS13	54
Obr. 6.2.3.1. Spektrální profil superkontinua měřeným spektrografem OP 2000	55
Obr. 6.2.3.2. Spektrální profil superkontinua měřeným spektrografem ExciPro	55
Obr. 6.2.3.3. Spektrální profil superkontinua v rozsahu 650 – 1022 nm, při průměru apertury $d_A = 4,25\text{mm}$, ve 3. měření	56
Obr. 6.2.3.4. Spektrální profil superkontinua v rozsahu 650 – 1022 nm, při průměru apertury $d_A = \text{max}$, ve 3. měření	56
Obr. 6.2.3.5. Transmittance filtru SZS26 a FS6	57
Obr. 6.2.3.6. Transmittance filtru IKS6	57

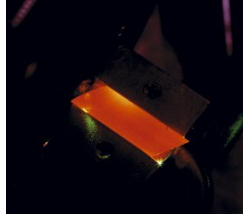
3. Úvod

Svět kolem nás je v neustálém pohybu. Některé procesy probíhají ve velice krátkém časovém intervalu a člověk je potřebuje změřit. V tomto ohledu nám může pomoci světlo. Musí být však vysílané v intervalech kratších než námi pozorovaný děj. Jedná se např. o životně důležité reakce hemoglobinu s kyslíkem, průběh fotosyntézy nebo z technického hlediska základní kroky chemických reakcí, relaxace elektrického náboje v polovodičích apd. Pomocí velmi krátkých laserových pulsů, můžeme studovat tyto rychlé děje v čase.

Slovo LASER je zkratka z anglického Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (zesílení světla stimulovanou emisí záření). První pulsní rubínový laser zkonstruoval v roce 1960 Theodor Maiman[1]. Lasery našly široké uplatnění ve výrobních, vědních i armádních oblastech. Zásahu na tom má jejich schopnost vysílat koherentní záření vysoké energie, s přesně definovanými frekvencemi od ultrafialové po infračervenou spektrální oblast, s malou rozbíhavostí svazku, pracující jak ve spojitém, tak v pulzním režimu činnosti[1]. Oblast laserové fyziky, která prodělává v posledních letech bouřlivý rozvoj, je generace velmi krátkých – femtosekundových pulzů. Předpona femto reprezentuje hodnotu čísla $1 \cdot 10^{-15} = 0,000\,000\,000\,000\,001$. Světlo, pohybující se rychlostí 300 tisíc kilometrů za sekundu ($3 \cdot 10^8$ m/s), urazí za 10 femtosekund dráhu pouhých tří mikrometrů (3 μm), což odpovídá pěti vlnovým délkám červeného světla. První femtosekundový titan-sařirový laser byl schopen produkovat pulzy okolo 60 fs. Dnes se běžně dosahuje pulzů okolo 10 fs. Femtosekundové pulzy však narážejí na jeden ze základních fyzikálních principů: relaci neurčitosti. V kvantové mechanice je znám jako Heisenbergův princip neurčitosti a projevuje se např. tím, že nemůžeme určit s libovolnou přesností zároveň polohu a hybnost částice, nebo tím, že energetická hladina s konečnou dobou života nemá zcela přesně definovanou energii[1]. U světelných pulzů platí následující vztah mezi šířkou pulzu τ a spektrální šířkou $\Delta\nu$.

$$\tau \Delta\nu \geq 0.441 \quad \text{pro Gaussův profil} \quad (1)$$

Důsledkem je to, že při zkracování pulzů v čase se pulzy zároveň rozšiřují spektrálně. Např. 10 fs dlouhý pulz (na vln. délce 600 nm) bude mít již značnou spektrální šířku 60 nm. Proto mohou být fs pulzy vytvářeny pouze v aktivních prostředích s dostatečně širokým emisním pásem, jaké mají organická barviva nebo titanem dopovaný sařir.



Obr.3.1.

Detail krystalu safiru s příměsí titanu ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) buzený spojitým zářením argonového laseru. [2]

Fokusací takto krátkých laserových pulsů do optického prostředí můžeme získat femtosekundové světelné pulsy se značnou spektrální šířkou - superkontinuum.

Právě značné rozšíření spektra laserového pulsu - generace superkontinua, fokusací fs pulsů do určitého optického materiálu je předmětem této práce.

3.1. Princip laseru generujícího fs pulzy

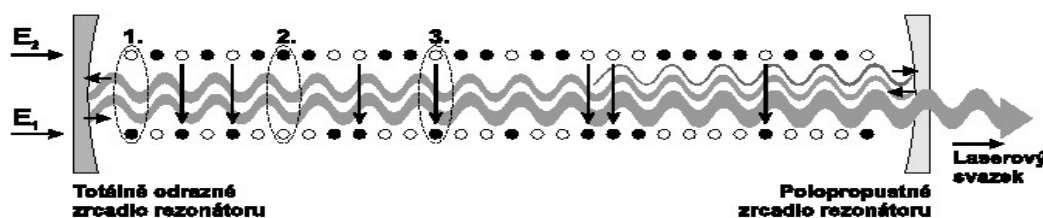
Každý laserový generátor v sobě zahrnuje tři základní součásti:

Laserové aktivní prostředí, ve kterém probíhá generace stimulovaného záření[3]. Zdroj čerpání, pro inverzní populaci hladin aktivního prostředí. A nakonec rezonátor, vytvářející zpětnou vazbu mezi stimulovaným zářením a aktivním prostředím, vedoucí ke vzniku laserového záření na vlnové délce charakteristické pro dané aktivní laserové prostředí. Aktivní prostředí je taková látka (skupenství plynného, kapalného nebo tuhého), která při dodání energie - čerpání (čerpání elektrickým proudem, světelným zářením výbojky či jiného laseru apod.) může generovat stimulované záření [1]. Základní význam pro funkci laseru [3] má proces stimulované emise, který může nastat při interakci excitovaného atomu či molekuly s elektromagnetickým zářením - fotonem, jehož energie $h\nu$ odpovídá energetickému rozdílu $E_2 - E_1$ mezi excitovaným a některým níže položeným stavem atomu. V procesu čerpání je atom vybuzen do energeticky vyššího stavu – energetická hladina E_2 . Z tohoto stavu atom rychlým přechodem relaxuje na nižší energetickou hladinu E_1 . Dochází k emisi fotonu s energií $h\nu = E_2 - E_1$ (h je Planckova konstanta). Co je podstatné, že vlastnosti emitovaného fotonu jsou stejné jako u fotonu, který emisi stimuloval. To je podstatou zesilování světla.

Zdroj čerpání zajistí, aby se dostatek atomů aktivního prostředí nacházel v excitovaném stavu. Následně některé atomy aktivního prostředí přechází spontánní emisí na nižší energetickou hladinu a dochází k emisi fotonů. To může vést k další stimulaci atomů či molekul v aktivním prostředí. Čím více bude v aktivním prostředí atomů v excitovaném

stavu, tedy čím větší bude inverzní populace hladin, tím více se bude optické záření zesilovat. Výsledná spontánní emise bude zanedbatelná vůči emisi stimulované, která má vlastnosti koherentního a monochromatického záření.

K zajištění shodného směru vyzáření fotonů, je aktivní prostředí do otevřeného rezonátoru.



Obr. 3.2. Princip funkce laseru

Pokud je aktivní prostředí s inverzním obsazením hladin uzavřeno v optickém rezonátoru, zpětná vazba laserového záření (odraz zpět do aktivního prostředí) umožní vznik generátoru elektromagnetických kmitů. Překročí-li zesílení světla v aktivním prostředí ztráty při jednom průchodu mezi zrcadly, začne laser emitovat záření na vlnové délce charakteristické pro dané aktivní laserové prostředí. Aby bylo možné vyvézt laserový paprsek z rezonátoru, je jedno ze zrcadel částečně propustné. Na obrázku 3.2. jsou vyznačeny energetické hladiny atomů či molekul E_1 a E_2 , atomy (molekuly) v základním (1.) a v excitovaném (2.) stavu a stimulovaná emise (3.) [3].

Toto laserové záření má pak specifické optické vlastnosti vůči jiným světelným zdrojům. Generované záření je prostorově a časově koherentní. Laser umožňuje generovat velmi krátké pulsy femtosekundové délky. U takového femtosekundového laserového záření lze dosahovat velkých světelných intenzit. To vedlo k objevení nových optických jevů vznikajících interakci tohoto záření s optickým prostředím. Tyto jevy jsou součástí optiky nazvané – nelineární optika.

4. Šíření ultrakrátkých pulsů transparentním prostředím

V této kapitole se zabývám popisem šíření ultrakrátkých femtosekundových laserových pulsů (dále jen fs pulsů) v lineárním a nelineárním prostředí a nelineárními optickými jevy, které toto šíření fs laserových pulsů provází.

Jednou z nejvýznamnějších vlastností fs laserového pulsu je vytváření laserového paprsku s velkou intenzitou pomocí stolních laserových systémů. V našem případě je použit laserový systém Integra-i. Intenzita elektrického pole takového paprsku je právě srovnatelná nebo může převyšovat intenzitu elektrického pole uvnitř atomu transparentního prostředí. Začínají se zde projevovat specifické optické jevy, díky značné nelineární interakci mezi fs laserovými pulsy a transparentním materiálem. Vlivem těchto souběžně probíhajících nelineárních jevů vzniká jeden velice významný optický jev a to značné spektrální rozšíření vstupního fs monochromatického pulsu – a tím je generace superkontinua [4].

4.1. Šíření ultrakrátkých pulsů v lineárním prostředí

Světlo je viditelné elektromagnetické záření[5], šířící se ve tvaru vzájemně k sobě kolmých vln, vlny elektrického pole $\mathbf{E}(r,t)$ a pole magnetického $\mathbf{H}(r,t)$. Jejich hodnota je dána funkcí polohy a času. Do určité doby, byla všechna optická prostředí považována za lineární. Předpokládalo se [7], že:

- index lomu je nezávislý na intenzitě záření
- platí princip superpozice
- nedochází ke změně frekvence záření při jeho šíření optickým transparentním prostředím
- nedochází ke vzájemné interakci mezi jednotlivými zářeními v transparentním prostředí

Pokud je velikost E_p světelného záření výrazně menší než E_A – elektrické pole atomu aktivního prostředí (2), je interakce záření s prostředím lineární.

$$E_P \ll E_A \quad (2)$$

Velikost elektrického pole $E(t)$ můžeme popsat ve tvaru vlny:

$$E(r,t) = E_P(r,t) \cos(\omega_0 t - kz) \quad (3)$$

kdy E_P představuje obecně časově a prostorově závislou amplitudu vlny, výraz $(\omega_0 t - kz)$ vyjadřuje fázi této vlny, ω_0 je úhlový kmitočet a k je vlnové číslo. Prochází-li elektromagnetická vlna o hodnotě elektrického pole $E(t)$ optickým prostředím, dochází k polarizaci $P(t)$ tohoto transparentního prostředí. Je-li intenzita elektrického pole $E(t)$ značně menší než intenzita elektrického pole uvnitř atomu optického prostředí E_A , pak polarizace $P(t)$ je lineárně závislá na intenzitě $E(t)$ [6]. Vlnu polarizace indukovanou interakcí $E(t)$ lze popsat vztahem:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{\text{lin}} E(t) \quad (4)$$

ε_0 představuje permitivitu vakua, χ^{lin} označuje tenzor lineární susceptibility a $E(t)$ představuje velikost intenzity elektrického pole v daném čase. V izotropním prostředí je lineární susceptibilita skalární veličinou.

Po objevení pulsního laseru a aplikaci jeho laserového paprsku o velké intenzitě v různých optických prostředích se ukázalo [7], že optická prostředí jsou ve skutečnosti nelineární a platí:

- index lomu je časově a prostorově závislou veličinou, neboť se mění v závislosti na intenzitě světla laserového záření, které je obecně funkcí prostoru a času
- neplatí zde princip superpozice
- při průchodu zářením optickým prostředím může docházet ke změně jeho frekvence

S tím je spojena celá řada nelineárních jevů, které budou, v rámci této práce, popsány v následující kapitole.

4.2. Šíření ultrakrátkých pulsů v nelineárním prostředí

Pokud je velikost E_P světelného záření menší než E_A – elektrického pole atomů transparentního prostředí (které je řádově $10^5 - 10^8 \text{ V.m}^{-1}$) (5), začíná se zde projevovat nelinearita v interakci záření a prostředí.

$$E_P < E_A \quad (5)$$

Vztah mezi intenzitou elektrického pole $E_{(t)}$ a polarizací $P_{(t)}$ je popsán vlnovou rovnicí, odvozenou z Maxwellových rovnic pro obecné homogenní dielektrické prostředí [7]

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (6)$$

Polarizaci v této rovnici můžeme mimo rezonanční oblast rozdělit na součet lineární a nelineární polarizace [7]

$$P = \epsilon_0 \chi^{\text{lin}} E_{(t)} + P_{nl} \quad (7)$$

kde pro nelineární část platí [7]

$$P_{nl} = 2dE^2 + 4\chi^3 E^3 + \dots \quad (8)$$

kde d a χ jsou koeficienty popisující nelineární jevy druhého¹ a třetího řádu² a dalších vyšších řádů.

¹Nelineární jevy druhého řádu jsou např. generace druhé harmonické, směšování dvou monochromatických vln při čemž vzniká vlna daná součtem či rozdílem frekvencí původních vln – frekvenční konverze, či parametrické zesílení – užití dvou monochromatických vln k zesílení třetí vlny [7].

²Nelineární jevy třetího řádu jsou např. generace třetí harmonické, Kerrův jev, automodulace fáze, autofokuse, čtyřvlnové směšování a další. Právě tyto nelineární jevy třetího řádu dominují při generaci superkontinua v transparentním prostředí.

Rovnici (6) můžeme pomocí vztahu (7) a následujících vztahů [7]

$$n^2 = 1 + \chi \quad (9)$$

$$c_0 = 1 / (\mu_0 \epsilon_0)^{1/2} \quad (10)$$

$$c = c_0 / n \quad (11)$$

vyjádřit ve tvaru [7]

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\varphi \quad (12)$$

Pravá strana rovnice, vyjádřená $-\varphi$ a to je rovno $\mu_0 \partial^2 P_{NL} / \partial t^2$, představuje zdroj vyzařující v lineárním prostředí s indexem lomu n [7]. A jelikož nelineární polarizace je nelineární funkcí intenzity elektrického pole, potom je rovnice (12) pro intenzitu elektrického pole E , nelineární parciální diferenciální rovnicí [7]. Tato rovnice tvoří základ v teorii nelineární optiky.

4.2.1. Nelineární index lomu – Kerrův jev

Kerrův jev je elektrooptický jev, způsobující dvojlom v optickém izotropním prostředí [5], pokud se toto prostředí umístí do elektrického pole. Taková látka se pak chová jako jednoosý krystal s optickou osou rovnoběžnou se směrem intenzity elektrického pole [5]. Izotropní prostředí se stává prostředím anizotropním. Prochází-li takovým prostředím intenzivní laserový svazek dochází k nelineární změně indexu lomu, závislé na intenzitě optického záření. Velikost změny indexu lomu je různá v různých částech impulsu a významně ovlivňuje změny tvaru a časového průběhu impulsu při jeho šíření transparentním prostředím. Velikost změny indexu lomu Δn je dána vztahem [7]

$$\Delta n = \frac{3\eta}{\epsilon_0 n} \chi^3 I \quad (13)$$

Změna indexu lomu, jak je patrné ze vztahu (13), je přímo úměrná intenzitě optického záření.

Na základě výše zmiňované závislosti na intenzitě záření je zavedena veličina *nelineární index lomu* nazývaná taktéž Kerrův index lomu, vyjádřený vztahem

$$n(I) = n_0 + n_2 I(r,t) \quad (14)$$

kde n_0 je lineární index lomu, n_2 nelineární index lomu a I je intenzita optického záření. Ta je závislá na druhé mocnině intenzity elektrického pole E [6]

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_0 |E|^2 \quad (15)$$

Nelineární index lomu n_2 , který souvisí s χ^3 , je definován vztahem [8]

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4\varepsilon_0 c n_0^2} \quad (16)$$

kde χ^3 je susceptibilitou třetího řádu, ε_0 je permitivitou vakua, c je rychlost světla ve vakuu a n_0 značí lineární index lomu.

Nelineární index lomu způsobuje další nelineární jevy např. automodulaci fáze a autofokusaci.

4.2.2. Automodulace fáze – self-phase modulation

Automodulace fáze je optický nelineární jev, projevující se při šíření intenzivního světelného záření nelineárním optickým prostředím. Dochází zde k vzájemné interakci záření a prostředí, a to v závislosti na intenzitě záření $I(t)$. Vlivem Kerrova jevu je indukována změna nelineárního indexu lomu v čase (14) a to způsobuje změnu fáze pulsu záření šířícího se v nelineárním optickém prostředí [9]. Vztah pro fázi vlny šířící se nelineárním prostředím, můžeme zapsat

$$\Phi = (\omega_0 t - kz) \quad (17)$$

kde ω_0 je úhlový kmitočet budícího záření, t je čas v daném okamžiku, k je vlnové číslo a z je směr, kterým se paprsek šíří. Pro matematické vyjádření hodnoty fázového rozdílu, respektive

velikosti spektrálního rozšíření $\Delta\omega$ na základě intenzity záření $I(t)$, začneme u vlnového čísla k . Vztah pro vlnové číslo dané funkcí nelineárního indexu lomu je ve tvaru

$$k = k_0 n(t) \quad (18)$$

kde k_0 představuje počáteční vlnové číslo a $n(t)$ je nelineární index lomu v daném čase. Tento vztah dále můžeme zapsat pro názornost v závislosti na intenzitě záření $I(t)$, ve tvaru

$$k = k_0 (n_0 + n_2 I(t)) \quad (19)$$

Dosazením do rovnice (17) pak dostáváme rovnici ve tvaru

$$\Phi = \omega_0 t + k_0 (n_0 + n_2 I(t)) z \quad (20)$$

V této rovině můžeme vidět, jak je fáze budícího pulzu ovlivněna intenzitou záření. Pro určení výsledného kmitočtového posuvu $\Delta\omega$, je potřeba vyjádření okamžité úhlové rychlosti ω , která je časově závislou veličinou. Ta je dána vztahem

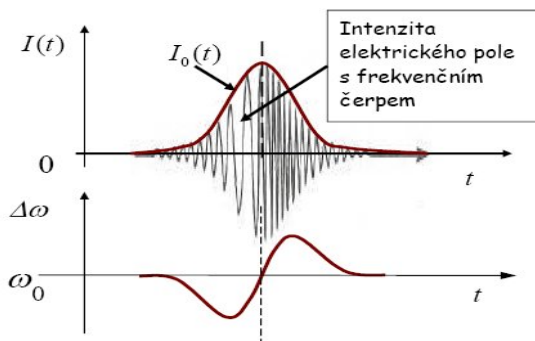
$$\omega = \frac{\partial\Phi}{\partial t} = \omega_0 + k_0 n_2 z \frac{\partial I}{\partial t} \quad (21)$$

Po dosazení rovnice (20) do tohoto vztahu, dostáváme konečný tvar výsledné automodulace fáze, kde nastává frekvenční posuv budícího pulsu v důsledku změny fáze při šíření transparentním prostředím. Rovnice má tvar

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = k_0 n_2 z \frac{\partial I}{\partial t} \quad (22)$$

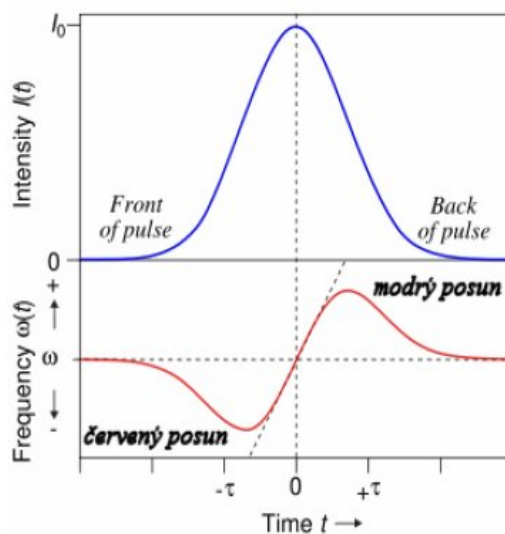
kde ω je okamžitá hodnota úhlové frekvence, ω_0 značí úhlovou frekvenci budícího monochromatického pulsu (3), k_0 vlnové číslo budícího impulsu ve vakuu, n_2 je okamžitá hodnota indexu lomu. Protože ω okamžitá hodnota úhlové frekvence je závislá na intenzitě optického záření viz vztah (21), můžeme říci, že šíří-li se laserový puls s Gaussovským

profilem nelineárním optickým prostředím, dochází k frekvenčnímu posunu v každé části laserového pulsu. $\Delta\omega$ je také označována jako frekvenční chirp, jak je znázorněna na obr. 4.2.2.1.



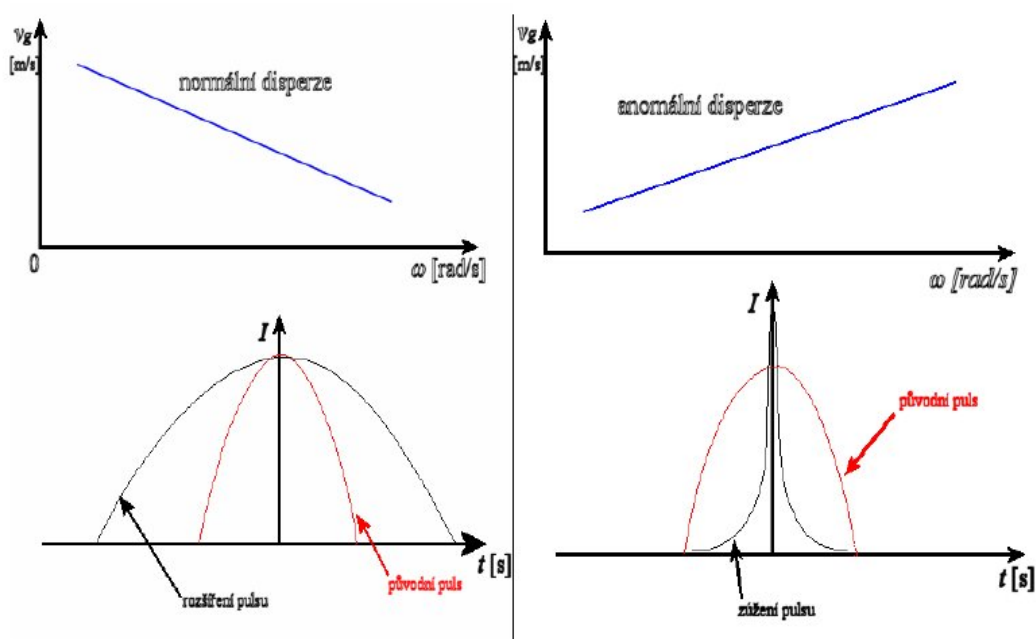
Obr. 4.2.2.1.
Frekvenční chirp

Frekvence náběžné hrany pulsu se posouvá k nižším frekvencím, jedná se o *červený posuv* a u frekvence spádové oblasti pulsu dochází k posuvu k vyšším frekvencím – *modrý posuv*. Vrchol pulsu žádný frekvenční posuv nezpůsobuje jak můžeme vidět na obr.4.2.2.2.



Obr. 4.2.2.2. [6]
Automodulace fáze

Na významu výše popsaného jevu přidává chromatická disperze. V reálném optickém prostředí ovlivňuje obálku pulsu disperze grupové rychlosti. Ta může být normální nebo anomální. Při normální disperzi se nižší frekvence pulsu šíří rychleji než vyšší frekvence pulsu. Náběžná část pulsu se tedy šíří rychleji než spádová část pulsu a dochází tak k rozšíření obálky pulsu. Pokud se v prostředí projevuje anomální disperze, dochází naopak k zúžení obálky pulsu. Tohoto se využívá ke kompresi obálky pulsu z hodnot desítek či stovek fs na jednotky fs. Využití komprese pulsu je blíže popsáno v kapitole 7. Tyto projevy disperze jsou zobrazeny na obr.4.2.2.3. [6].



Obr. 4.2.2.3. Změny šířky obálky pulsu vlivem disperze [6]

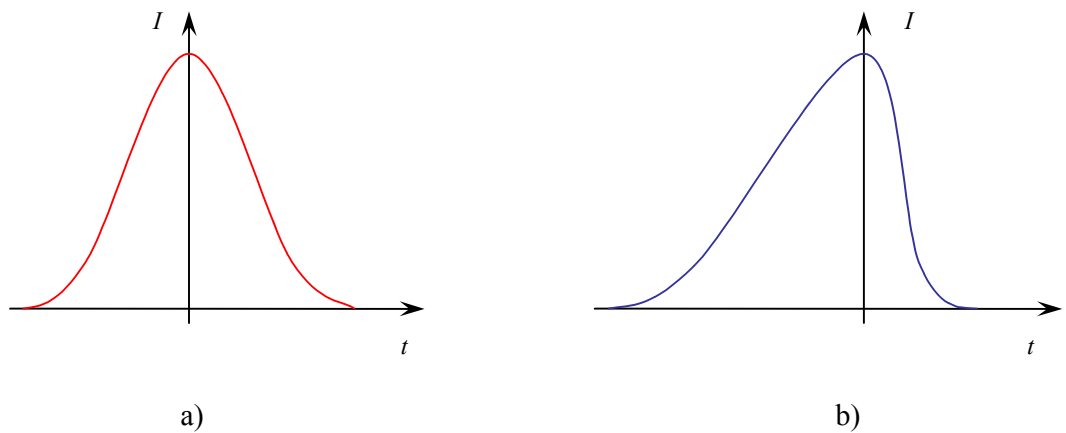
Dalším probíhajícím nelineárním jevem, který se projevuje při šíření fs pulsu transparentním prostředím a ovlivňuje obálku pulsu spolu s automodulací fáze je *self-steepening*.

4.2.3. Self – Steepening

Vlivem Kerrova jevu dochází k ovlivnění další veličiny a tou je grupová rychlost v_g šířící ho se laserového pulsu v transparentním prostředí. A následně i ke změně obálky tohoto pulsu. Vztah pro grupovou rychlost šíření pulsu objemovým prostředím je [6]

$$v_g = \frac{c_0}{(n_0 + n_2 I)^2} \quad (23)$$

kde c_0 je rychlost světla ve vakuu, n_0 je lineární index lomu, n_2 je nelineární index lomu a I je intenzita pulsu. Z tohoto vztahu pak vyplývá, že se zvyšující se intenzitou pulsu, klesá grupová rychlost. Vrchol pulsu se pohybuje nejpomaleji vůči náběžné a spádové části pulsu a posouvá se ke spádové části pulsu. To způsobí světelnou rázovou vlnu (viz obr. 4.2.2.4.b) a spolu se současně probíhajícím jevem automodulace dochází k dalšímu rozšíření pulsu ve spektru vyšších frekvencí.



Obr. 4.2.3.1. Světelná rázová vlna

a) rozšířený puls vlivem disperze b) projevující se nelineární jev self-steepening, kdy grupová rychlost je závislá na intenzitě optického záření. Vrchol pulsu, kde je nejvyšší intenzita, se šíří pomaleji než přední a zadní část světelného pulsu. Vrchol pulsu se posouvá ke spádové části pulsu a vzniká tak rázová světelná vlna.

4.2.4. Autofokusace – self-focusing

Při šíření optického záření optickým prostředím dochází vlivem Kerrova jevu k dalšímu nelineárnímu jevu a to k autofokusaci optického záření - pulsu. Laserový puls vstupující do optického prostředí má např. Gaussovský profil. V každé části pulsu se světelná intenzita záření mění v čase. Tím dochází i ke změně indexu lomu jak vypovídá vztah (14). Mění se index lomu v závislosti na světelné intenzitě záření, ovlivňuje fázovou rychlost v_f světelného pulsu v optickém prostředí. Nelineární index lomu může nabývat dvou hodnot a to kladné nebo záporné. V případě kladné hodnoty nelineárního indexu lomu prostředí dochází k fokusaci optického pulsu. Optické prostředí se chová jako konvergentní čočka (obr.4.2.4.1.a). Kladnou hodnotu nelineárního indexu lomu má většina optických materiálů.

Pokud nelineární index lomu má zápornou hodnotu, dochází k defokusaci optického pulsu. Optické prostředí se chová jako divergentní čočka obr.4.2.4.1.b.



Obr. 4.2.4.1. Šíření optického záření v závislosti na nelineárním indexu lomu [9].

a) kladný nelineární index optického prostředí – fokusace b) záporný nelineární index lomu optického prostředí - defokusace

Jak jsem uvedl výše, autofokusace nebo defokusace vyplývá ze změny fázové rychlosti v_f v každé části profilu pulsu. Vztah pro fázovou rychlost, v případě monochromatického záření má tvar [6]

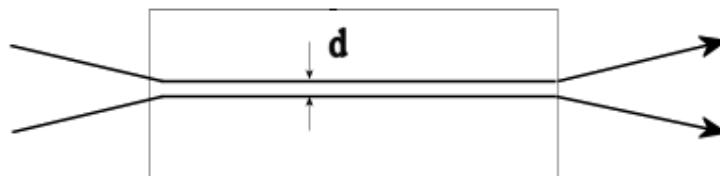
$$v_f = \frac{c_0}{n} \quad (24)$$

c_0 - rychlost světla ve vakuu, n - zastupuje nelineární index lomu. V případě autofokusace v objemovém optickém prostředí vzniká ohnisko. Ohnisková vzdálenost označena z_f je dána vztahem [10]

$$z_f = \frac{0,369 \cdot ka^2}{\sqrt{\frac{P}{P_{CR}} - 0,858}} \quad (25)$$

a - je poloměr laserového svazku, k – vlnový vektor, P - je výkon laserového svazku a P_{CR} je optický kritický výkon. Ohnisková vzdálenost je tedy závislá na výkonu optického záření. Zvyšování hodnoty optického výkonu P má však své limity. Neustálé zvyšování hodnoty kritického výkonu optického záření P_{CR} vede k ionizaci a destrukci optického transparentního prostředí. Se zvyšujícím optickým výkonem narůstá světelná intenzita v ose pulsu. Dosáhne-li světelná intenzita pulsu dostatečně vysoké hodnoty, dochází k ionizaci optického objemového prostředí. V oblasti ohniska vzniká „elektronový mrak“, který ruší účinky pozitivní hodnoty

nelineárního indexu lomu a nedochází tak k další autofokusaci laserového svazku. Vytváří se jakýsi „kanál“, jehož průměr se během šíření laserového záření optickým objemovým prostředím nemění. Tento jev je zobrazen na obr.4.2.4.2. a je nazýván *Self-Trapping*.



Obr.4.2.4.2. Self-Trapping [6]

Tento jev je často nestabilní. I malé změny průměru paprsku pak způsobí konečný kolaps fokusovaného laserového paprsku nebo k jeho značnému rozšíření. Jak bylo už zmíněno, důležitou úlohu zde hraje hodnota kritického výkonu P_{CR} [6]

$$P_{CR} = \frac{\pi(0,61)^2 \lambda^2}{8n_0 n_2} \quad (26)$$

λ - vlnová délka laserového paprsku, n_0 je lineární index lomu a n_2 je nelineární index lomu. Hodnota kritického výkonu se pohybuje v řádu několika jednotek MW. Podle rovnice (26) můžeme říci, že pro určité optické nelineární prostředí a určitou vlnovou délku, má kritický výkon P_{CR} svou specifickou hodnotu. Při překročení této hodnoty nastává jev autofokusace. Je to právě výkon niko-li světelná intenzita laserových pulsů, který určuje, kdy jev zvaný autofokusace nastává. Právě špičkový výkon fs laserových pulsů je využíván k vyvolání optického jevu autofokusace v optickém objemovém prostředí a který je důležitým průvodním jevem při generaci superkontinua.

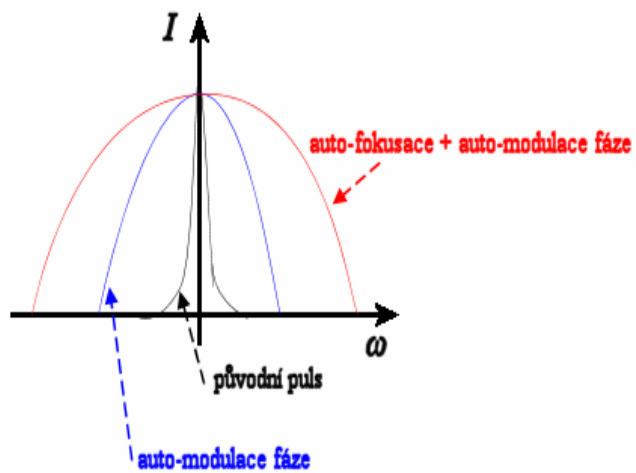
4.3. Generace superkontinua

Abychom mohli generovat superkontinuum, potřebujeme k tomu velice krátké pulsy mající velmi vysokou světelnou intenzitu. Za ultrakrátké světelné pulsy považujeme pulsy, jejichž průběh v čase je méně než několik pikosekund. Z důvodu krátké doby interakce mezi laserovým pulsem a optickým prostředím[6] je k projevení nelineárních jevů nutné dosahovat vysokého špičkového světelného výkonu. K tomu to účelu jsou používány laserové systémy, generující fs pulsy laserového záření s vysokým špičkovým výkonem.

Superkontinuum je nelineární optický jev vznikající za současného působení řady nelineárních jevů, které působí na fs laserový puls při průchodu nelineárním optickým prostředím. Výsledkem je, že původní monochromatický puls je značně spektrálně rozšířen. Nejvýraznější rozšíření nastává v oblasti krátkých frekvencí tzn. v modré oblasti superkontinua. Nejlépe to můžeme vidět na obr.6.2.2.1. Spektrální šířka superkontinua, v závislosti na podmínkách jeho vzniku se může pohybovat v rozsahu od 350nm až do 3 μ m.

Superkontinuum bylo prvně objeveno Alfanem a Shapirem na konci 60.let. Následovala diskuze který z nelineárních optických jevů je příčinou vzniku superkontinua. Podstatou objevu bylo, že ke generování superkontinua je potřeba ultrakrátký puls s velmi velkou energií. Z počátku byla generace superkontinua přisuzována automodulaci fáze. Po určité době, po řadě studií superkontinua se ukázalo, že na tomto nelineárním optickém jevu se podílí řada dalších nelineárních procesů, jako je čtyřvlňová interakce, Ramanovský rozptyl, autofokusace, fotoionizace.

Poslední studie ukazují, že výkonový práh pro generaci superkontinua splývá s výkonovým prahem autofokusace [6]. Dále studie ukázaly, že spektrální rozšíření monochromatického pulsu se zvyšuje s odstupem energetických hladin optického prostředí. Ukazuje se rovněž, že díky procesu fotoionizace se limituje šíře superkontinua. Na obr.4.3.1. [6] je znázorněno, jak se na generaci superkontinua významně podílí výše popsané nelineární jevy jako je automodulace fáze a autofokusace.



Obr. 4.3.1.

Výrazné spektrální rozšíření monochromatického fs laserového pulsu při průchodu nelineárním optickým prostředím vlivem auto-modulace fáze a auto-fokuse [6].

5. Měření spektrálního profilu bílého světla

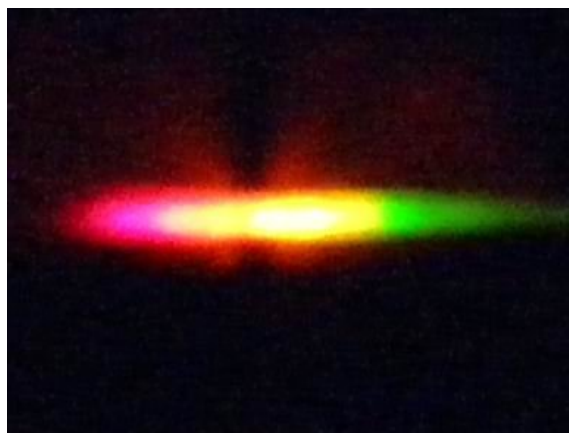
Podstatou tohoto měření bylo generování superkontinua, které by bylo dále využito, po dalších úpravách, k měření rychle probíhajících dějů v čase.

Při tomto měření jsem získal základní naměřené a vyhodnocené hodnoty superkontinua. Mezi tyto základní hodnoty patří: výkon čerpání P_p , výkon superkontinua P_{WLC} a účinnost konverze generovaného superkontinua v optickém nelineárním prostředí. Dalšími vyhodnocenými hodnotami, pro doplnění vlastností generovaného superkontinua v jednotlivých měřeních, byly hodnoty: $\Delta\lambda_{FWHM}$ - pološířka generovaného superkontinua, $P_{\Delta\lambda}$ - výkon připadající na spektrální interval superkontinua a $E_{\Delta\lambda}$ - energie jednoho pulsu na 1 nm superkontinua. Výše zjištěné hodnoty jsem získal fokusací budícího laserového paprsku do transparentního materiálu – nelineární optické prostředí, kterým byl vzorek safíru. Pro porovnání výše jmenovaných naměřených hodnot a vlastností generovaného superkontinua, jsem měření rozdělil na tři části. V každé části měření jsem měnil u budícího laserového paprsku jeho vlnovou délku. Vzorek safíru, jako referenční prvek, byl společný pro všechna tři měření. Zjištěné výše jmenované hodnoty (např. výkon superkontinua) jsou zatíženy chybou a to vlivem spektrální závislosti detektoru měřícího přístroje FieldMax II.

Superkontinuum generované v objemovém prostředí fs pulsu, může být jednosvazkové „*Single Filament*“ nebo více svazkové „*Multi Filament*“. Jedsosvazkové superkontinuum je generovaný paprsek superkontinua tvořen jedním světelným vláknem obr.5.1.



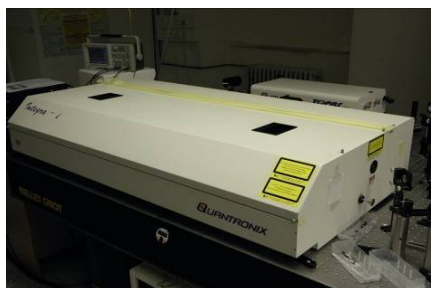
Obr. 5.1. jednosvazkové superkontinuum generované při $\lambda_p = 613$ nm



Obr. 5.2. Spektrální analýza jednosvazkového superkontinua

Pro zobrazení spektra jednosvazkového superkontinua byla použita difrakční reflexní mřížka. Získané spektrum je zobrazeno na obr.5.2. Vícesvazkové superkontinuum je tvořeno řadou světelných svazků. Kdy nastává jeden z těchto režimů, závisí především na hodnotě výkonu čerpání P_p femtosekundového pulsu, který do tohoto optického prostředí vstupuje a na jeho fokusaci čočkou. Ve své práci jsem se zaměřil na generaci jednosvazkového superkontinua a jeho vlastnosti.

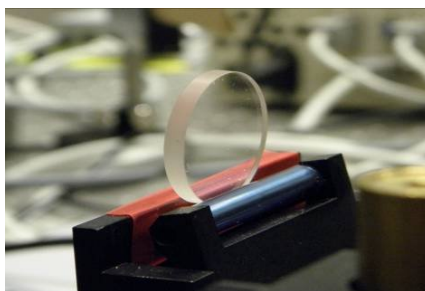
Superkontinuum jsem generoval pomocí laserového systému Integra-i viz obr.5.3. a parametrickým zesilovačem Topas, který je na obr.5.4. Tato zařízení generují laserový paprsek, tvořený fs pulsy, o pološířce pulsu $T_{FWHM} = 120$ fs, s energií pulsu 1,85 mJ a s opakovací frekvencí 1 kHz. Tento laserový svazek je fokusován do optického transparentního nelineárního prostředí. Ve všech měření jsem použil jako optické nelineární prostředí safírovou destičku Al_2O_3 (obr.5.5.) o rozměrech $h = 2$ mm, $d = 23$ mm. Vzorek safíru jsem použil proto, že výborně odvádí teplo, má nízkou absorpci v oblasti UV a teplotní degradace u safíru je velmi pomalá. Budící laserový svazek generovaný laserovým systémem Integra-i, měl vlnovou délku $\lambda_p = 785$ nm. Budící laserové svazky na vlnové délce $\lambda_p = 1226$ nm a její druhé harmonické, byly generovány parametrickým zesilovačem TOPAS.



Obr. 5.3. Laserový systém Integra-i



Obr. 5.4. Parametrický zesilovač Topas

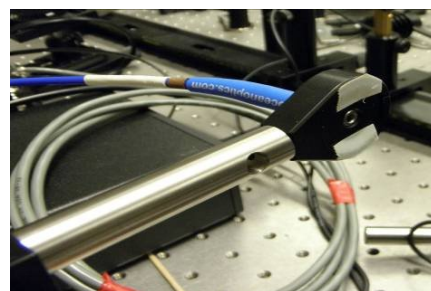


Obr. 5.5. Vzorek safíru Al_2O_3

Základní uspořádání optické soustavy pro všechna tři měření je zobrazeno na obr.5.9. Laserový svazek prochází filtrem F_1 , určeným k omezení jeho intenzity laserového svazku, uzávěrkou U , aperturou A pro nastavení optimální intenzity pro generování jednosvazkového superkontinua. Dále prochází čočkou L_1 s ohniskovou vzdáleností $f = 50\text{mm}$, která jej fokusuje do vzorku safíru označeného ve schématu jako S . Vzorek safíru tvoří nelineární optické prostředí, ve kterém se vlivem velké intenzity světelných pulsů v oblasti ohniska čočky L_1 , mění část energie světelného pulsu na superkontinuum. Vzniklé superkontinuum je kolimováno čočkou L_2 s ohniskovou vzdáleností $f = 75\text{ mm}$. Paprsek superkontinua prochází filtrem F_3 určeným k odstranění budící vlnové délky λ_p a následně čočkou L_3 s ohniskovou vzdáleností $f = 300\text{mm}$. K měření požadovaných hodnot jako jsou výkon čerpání P_p a výkon superkontinua P_{WLC} , soustředí superkontinuum čočkou L_3 do detektoru D . Pro měření spektra vzniklého superkontinua je použit spektrograf Ocean Optics OP 2000 s optickým vláknem o průměru jádra $50\ \mu\text{m}$ viz obr.5.6.a. a 5.6.b. Pro měření výkonu superkontinua je použit wattmetr FieldMax II Coherent na obr. 5.7.a. se sondou OP 2VIS (křemíková dioda) se spektrálním rozsahem $0,4 - 1,06\ \mu\text{m}$ a sondou OP 2IR (germaniová dioda) se spektrálním rozsahem $0,8 - 1,55\ \mu\text{m}$. U měření výkonu čerpání P_p , kde intenzita budícího laserového svazku byla příliš velká k vzhledem k možnosti saturace detektoru, byl použit attenuator At 1000:1 obr. 5.8. Ke zjištění transmittance aplikovaných filtrů byl použit spektrometr Lambda 35, pracující v rozsahu spektra od $0,2\ \mu\text{m}$ do $1\ \mu\text{m}$.



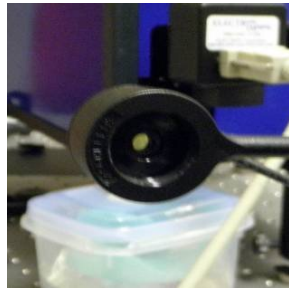
Obr. 5.6.a. Spektrograf OP 2000



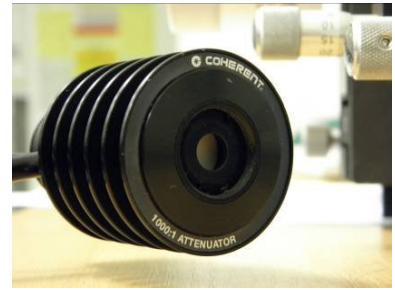
Obr. 5.6.b. Optické vlákno spektrografu OP 2000



Obr. 5.7.a.
FieldMax II Coherent



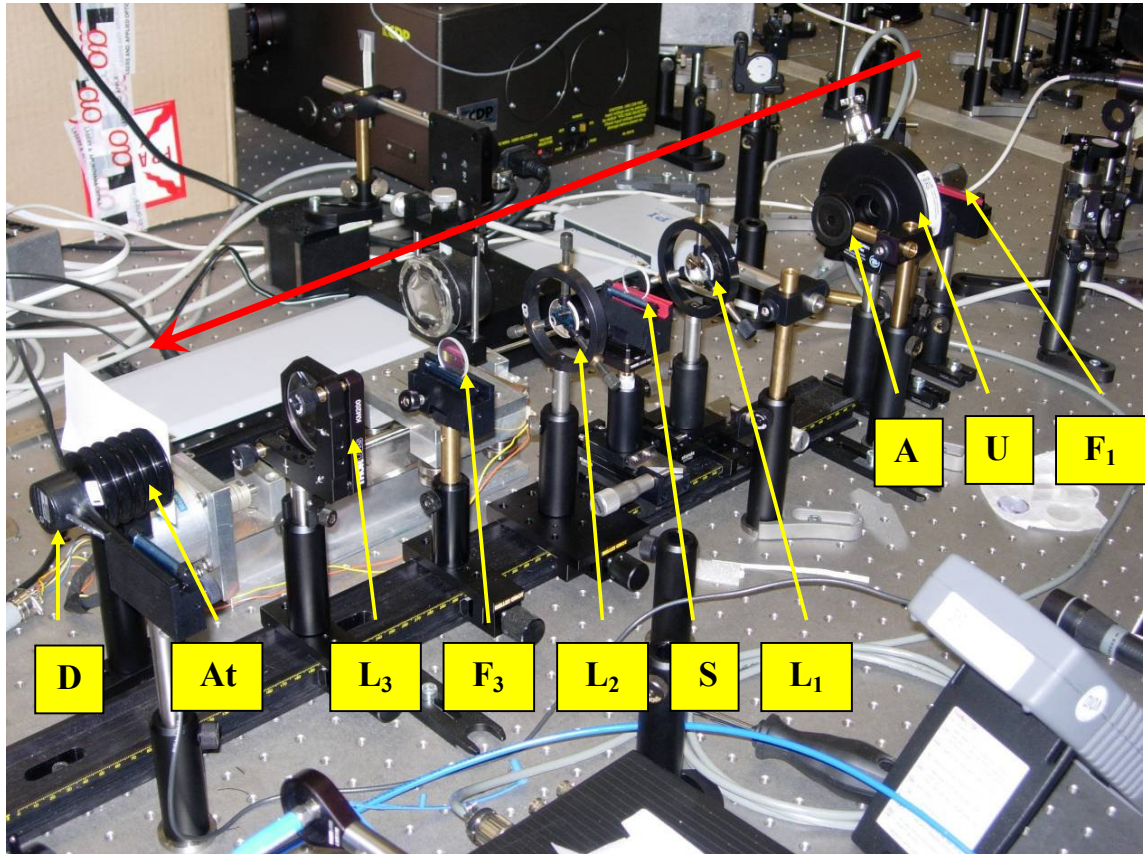
Obr. 5.7.b.
Detektor OP – 2 VIS



Obr. 5.8.
Attenuator 1000:1

U každého měření jsem měřil výkon čerpání P_p a výkon superkontinua P_{WLC} . Pro každou budící vlnovou délku λ_p byl wattmetr FieldMax II Coherent kalibrován na příslušnou budící vlnovou délku λ_p , tedy postupně na $\lambda_p = 785$ nm, $\lambda_p = 613$ nm a $\lambda_p = 1226$ nm.

Z naměřených hodnot pak byly vypočteny následující veličiny : P'_{WLC} - výkon superkontinua ve vzorku safíru, $P_{\Delta\lambda}$ - výkon připadající na spektrální interval superkontinua, $E_{\Delta\lambda}$ - energie jednoho pulsu připadající na 1 nm superkontinua a η - účinnost konverze ve vzorku safíru.



Obr. 5.9. Fotografie experimentu

Červená šipka značí směr šíření laserového paprsku. F_1 – neutrální reflexní filtr, U – uzávěrka s teflonovými noži, A – apertura, L_1 – fokusační čočka s $f = 50\text{mm}$, S – safírová destička o $h = 2\text{mm}$, $d = 23\text{mm}$, L_2 – kolimační čočka s $f = 75\text{mm}$, F_3 – hot filtr FM01, L_3 – fokusační čočka s $f = 300\text{mm}$, At – attenuátor 1000:1 ke snížení intenzity světelného záření, D – detektor OP - 2 VIS (IR)

5.1. Postup měření č.1.

Při tomto měření jsem generoval superkontinuum fs pulsu na budící vlnové délce $\lambda_p = 785$ nm systémem Integra-i. Na obr. 6.2.1.4. je zachycen spektrální profil budícího pulsu laserového systému Integra-i. Schéma experimentu vidíme na obrázku obr.5.1.2. Filtr F_1 je tu použit dvakrát a to proto, že intenzita budícího laserového svazku byla příliš velká. Při použití jednoho neutrálního filtru F_1 jsme sice aperturou A zmenšili průměr laserového svazku na akceptovatelné minimum světelné intenzity I , avšak generované superkontinuum nebylo stabilní. Proto jsem zvolil variantu se dvěma filtry a průměr apertury A obr.5.1.2. jsem nastavil na 2 mm. V tomto případě bylo generované superkontinuum již stabilní. Superkontinuum je zachyceno na obr.5.1.1.



Obr. 5.1.1.

Jednosvazkové superkontinuum generovaného při $\lambda_p = 785$ nm

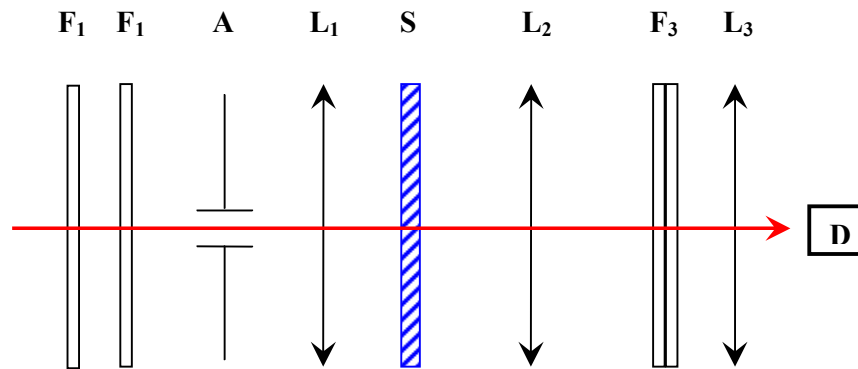
Prvním krokem bylo změřit spektrum vytvořeného superkontinua spektrografem OP 2000, za účelem zjištění velikosti spektrálního rozšíření budícího světelného impulsu. Pro odstranění budícího laserového svazku $\lambda_p = 785$ nm, jsem vložil před optické vlákno spektrografu filtr F_3 , jehož transmittanci můžeme vidět na obr.6.2.1.5. Vlivem odstranění budící vlnové délky $\lambda_p = 785$ nm, ale také dochází i k částečnému odstranění vlnových délek v infračervené oblasti superkontinua. Jak si můžeme všimnout na obr.5.1.1., je filtr F_3 použit dvakrát. To je dáno tím, že při aplikaci jednoho filtru F_3 nedochází k úplnému odstanění λ_p 785nm viz obr.6.2.1.2.. Proto je nutné použít tyto filtry dva viz obr.6.2.1.3. Dochází tím k vyšší ztrátě výkonu superkontinua, avšak je to nutné k ochraně spektrografu OP 2000. Dalším problémem bylo, i přes zvolení optimální vzdálenosti fokusující čočky L_3 od optického vlákna

spektrografu, detekovat spektrum generovaného superkontinua v celé jeho šíři. Pokud jsme zvolili vzdálenost čočky L_3 od optického vlákna spektrografu blízcí se ohniskové vzdálenosti čočky L_3 , z důvodu dobrého navázání světla do vlákna spektrografu OP 2000, hrozilo poškození spektrografu vlivem příliš velké světelné intenzity. Ve větší vzdálenosti čočky L_3 od optického vlákna spektrografu pak nedocházelo k detekování celého spektra superkontinua. Proto jsme rozdělili měření spektra superkontinua na dvě dílčí měření. Na měření pro kratší vlnové délky a spektrum delších vlnových délek na obr. 6.2.1.3.

Druhým krokem bylo změřit P_p – výkon čerpání budícího laserového svazku o vlnové délce $\lambda_p = 785\text{nm}$ a výkon superkontinua P_{WLC} . Při měření výkonu čerpání P_p byl odstraněn vzorek safíru S a filtry F_3 , abych měřením zjistil hodnotu výkonu čerpání P_p' , v místě vzorku S , sníženou o ztráty na rozhraních filtru F_1 a čočky L_1 . Výkon P_{WLC} byl měřen podle obr.5.1.2. Ke změřenému výkonu superkontinua P_{WLC} byly připočteny ztráty na optických rozhraních filtru F_3 a na optickém rozhraní vzorku S , z kterého vystupuje paprsek superkontinua. To proto, abych získal skutečnou hodnotu výkonu P'_{WLC} ve vzorku safíru. Ztráta na optickém rozhraní – reflektivita R byla určována podle vztahu:

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad (27)$$

Naměřené a vypočtené hodnoty jsou zaneseny v tabulkách na obr. 6.1.1.1. až 6.1.1.2



Obr. 5.1.2. Schéma měření č.1. F_1 – neutrální reflexní filtr, A – apertura, L_1 – fokusační čočka s $f = 50\text{mm}$, S – safírová destička o $h = 2\text{mm}$, $d = 23\text{mm}$, L_2 – kolimační čočka s $f = 75\text{mm}$, F_3 – Hot filtr FM01, L_3 – fokusační čočka s $f = 300\text{mm}$, D – detektor OP - 2 VIS wattmetru Field Max pro měření výkonu světelného záření nebo optické vlákno spektrografu spektrografu OP2000.

5.2. Postup měření č.2.

V tomto měření jsem generoval superkontinuum fs pulsy budící vlnovou délkou $\lambda_p = 613$ nm, která je druhou harmonickou signálního svazku parametrického zesilovače Topas vlnové délky $\lambda = 1226$ nm. Spektrální profil budícího impulsu druhé harmonické je zachycen na obr.6.2.2.2. Pro měření jsem zvolil optickou soustavu ve dvojím uspořádání obr. 5.2.1. a 5.2.2. Generované jednosvazkové superkontinuum při $\lambda_p = 613$ nm je zachyceno na obr.5.1.



Obr.5.1.

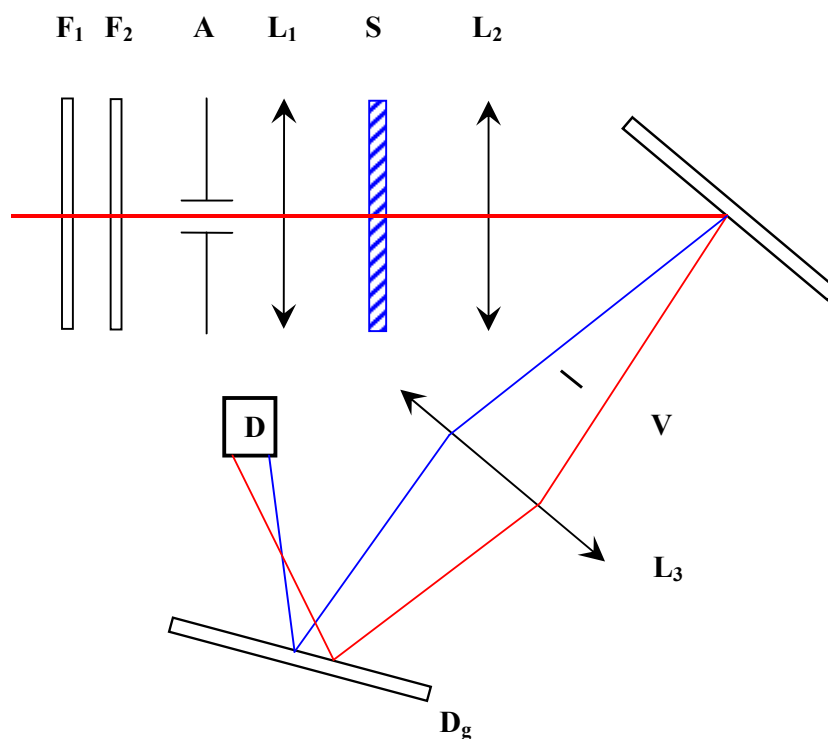
Jednosvazkové superkontinuum generované $\lambda_p = 613$ nm

V prvním kroku jsem experiment provedl podle obr. 5.2.1. Došlo tu k určitým změnám potřebných pro zjištění exaktních výsledků při měření výkonu P_{WLC} a P_p . První změnou ve směru šíření budícího svazku je filtr F_2 k odstínění základní harmonické $\lambda = 1226$ nm. Průměr apertury A byl zachován. Dalším novým prvkem byla skleněná difrakční reflexní mřížka D_g s parametry : 651 vrypů/nm, blizovací úhel 1040 nm. Dalšími optickými prvky, které byly doplněny, byla clona V a válcové zrcadlo Rc . Difrakční reflexní mřížka byla použita pro spektrální rozklad superkontinua. Clona V pak k odstínění budícího laserového svazku o vlnové délce $\lambda_p = 613$ nm ze spektra superkontinua. Válcové zrcadlo Rc k odrazení a soustředění paprsku superkontinua na detektor wattmetru FieldMax II. Ke zjištění výkonu P'_{WLC} ve vzorku safíru, bylo tedy také nutné určit výkon prosakujícího budícího laserového svazku o vlnové délce $\lambda_p = 613$ nm, který jsem označil P_{leak} . Tento výkon nám nežádoucím způsobem zvyšuje měřený výkon superkontinua. A ztráty na difrakční mřížce D_g . Ty byly zjištěny měřením výkonu P_p před difrakční mřížkou D_g a výkonu za touto difrakční mřížkou

označeným P_G . Hodnoty jsou uvedeny na obr. 6.1.2.2. a 6.1.2.4.. Poměrem hodnot P_G / P_p jsme zjistili danou ztrátu na tomto optickém prvku.

Další ztráty byly na válcovém zrcadle R_c , kde reflektivita činila 90%. Výkon P'_{WLC} ve vzorku safíru byl určen následovně: k naměřenému výkonu P_{WLC} byly připočteny ztráty na optickém rozhraní vzorku S , z kterého vystupuje paprsek superkontinua. Dále ztráta na difrakční mřížce D_g a ztráta na válcovém zrcadle R_c viz obr.5.2.1. Od této hodnoty výkonu je nutné však odečíst naměřenou hodnotu P_{leak} jak bylo zmíněno výše.

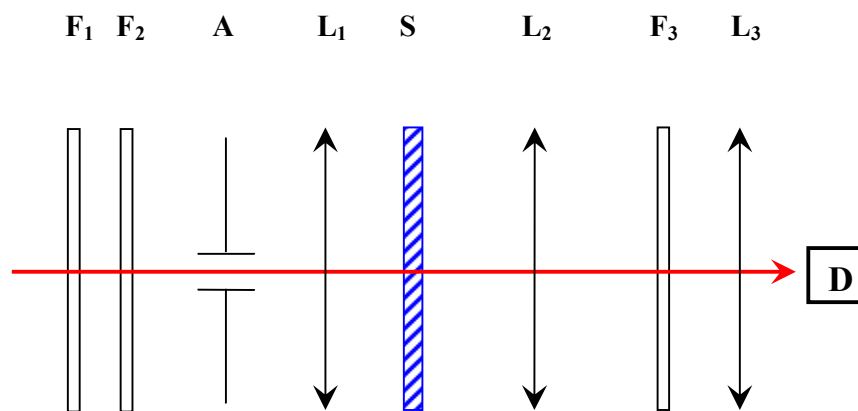
Při měření výkonu čerpání P_p , jsem odstranil vzorek safíru S ke zjištění hodnoty čerpacího výkonu P_p' , generujícího superkontinuum v místě vzorku S . Při měření hodnot výkonu čerpání P_p , byla sonda OP - 2 VIS wattmetru FieldMax II přesunuta do optické dráhy paprsku superkontinua mezi čočku L_2 a difrakční mřížku D_g . Naměřené a vypočtené hodnoty jsou uvedeny v tabulkách na obr. 6.1.2.1. až 6.1.2.4.



Obr. 5.2.1.Schéma měření č.2.1.

F_1 – neutrální reflexní filtr, F_2 – filtr k odstranění základní harmonické $\lambda = 1226$ nm, A – apertura, L_1 – fokusační čočka BK-7 s $f = 50$ mm, S – safírová destička o $h = 2$ mm, $d = 23$ mm, L_2 – kolimační čočka s $f = 75$ mm, D_g – difrakční mřížka, V – clona, L_3 – fokusační čočka s $f = 300$ mm, R_c – válcové zrcadlo, D – detektor OP - 2 VIS wattmetru Field Max nebo optické vlákno spektrografu OP2000.

V druhém kroku jsem měření provedl podle obr. 5.2.2. V této části jsem zachytil spektrální rozšíření budícího pulsu o vlnové délce $\lambda_p = 613$ nm pomocí spektrografu OP 2000. Pro odstranění budícího laserového svazku jsem použil dva filtry. A to filtr SZS22 a KS 13 , jejichž transmittance je zobrazena na obr.6.2.2.3. a na obr. 6.2.2.4. S filtrem SZS22, který je na pozici F_3 ve schématu na obr.5.2.2., jsem získal spektrum superkontinua nalevo od spektrální čáry 613 nm a s filtrem KS 13 napravo od spektrální čáry 613 nm, jak je zobrazeno na obr.6.2.2.1. Důležitým krokem u varianty s filtrem SZS22, je výměna kolimační čočky L_2 z typu BK-7 za křemennou čočku, pro minimální potlačení vlnových délek v UV oblasti spektra superkontinua.



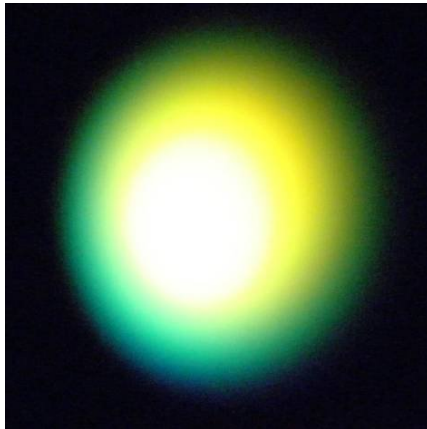
Obr. 5.2.2. Schéma měření č.2.2.

F_1 – neutrální reflexní filtr, F_2 – filtr k odstranění budící základní harmonické $\lambda = 1226$ nm, A – apertura, L_1 – fokusační Si čočka s $f = 50$ mm, S – safírová destička o $h = 2$ mm, $d = 23$ mm, L_2 – kolimační čočka s $f = 75$ mm, F_3 – filtr SZS22 , respektive KS13, L_3 – fokusační čočka s $f = 300$ mm, D – detektor wattmetru Field Max II nebo optické vlákno spektrografu OP2000.

Při uspořádání optických prvků u varianty s filtrem SZS22 jsem změřil také výkon označený $P_{\text{WLC-BS}}$. Hodnota tohoto výkonu optického záření superkontinua, jehož spektrum je nalevo od spektrální čáry 613 nm, mi poslouží pro porovnání naměřených a vypočtených hodnot výkonu P'_{WLC} a účinnosti konverze získanými v prvním měření. To proto, že rozsah spektra generovaného superkontinua z prvního měření, odpovídá spektrálnímu rozsahu superkontinua nalevo od spektrální čáry 613 nm v tomto druhém měření. Naměřené a vypočtené hodnoty jsou zaneseny v tabulce na obr. 6.1.2.5.

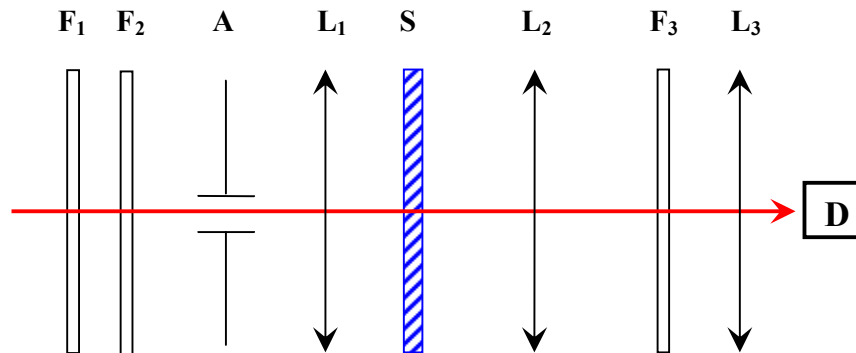
5.3. Postup měření č.3.

V tomto měření jsem generoval superkontinuum fs pulsy na vlnové délce $\lambda_p = 1226$ nm parametrického zesilovače Topas. V tomto měření byly optické prvky uspořádány podle obr. 5.3.2. Generované jednosvazkové superkontinuum je zachyceno na obr.5.3.1.



Obr. 5.3.1.

Jednosvazkové superkontinuum generované $\lambda_p = 1226$ nm



Obr. 5.3.2. Schéma měření č.3.

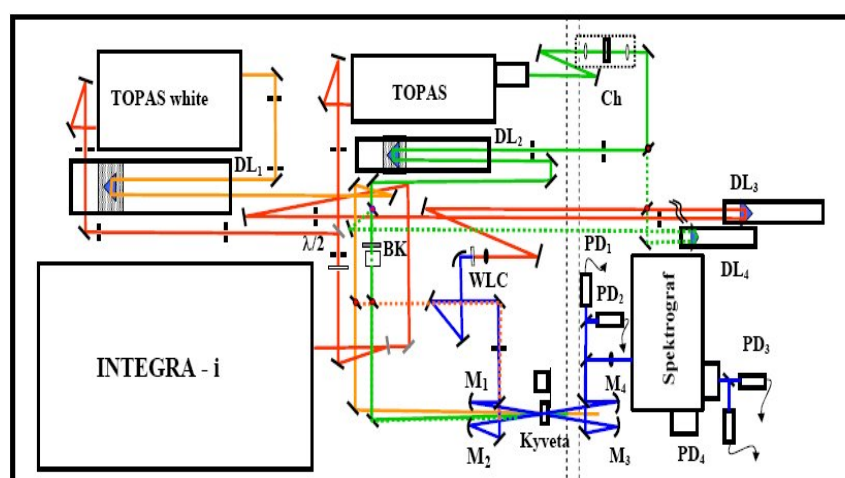
F_1 – neutrální reflexní filtr, F_2 – filtr IKS6, A – apertura, L_1 – fokusační čočka s $f = 50\text{mm}$, S – safírová destička o $h = 2\text{mm}$, $d = 23\text{mm}$, L_2 – kolimační čočka s $f = 75\text{mm}$, F_3 – filtr neutrální ND 2.0, SZS26 a FS6, L_3 – fokusační čočka s $f = 300\text{mm}$, D – detektor wattmetr Field Max II nebo optické vlákno spektrografu OP2000.

V této části měření jsem ponechal filtr F_1 ke snížení intenzity budícího laserového paprsku. Na pozici filtru F_2 byl vložen filtr IKS6 k odstranění 2. harmonické provázející laserový svazek o vlnové délce $\lambda_p = 1226\text{ nm}$. Transmittance filtru IKS6 je znázorněna na obr.6.2.3.8. Tímto jsem zajistil, aby se laserový svazek o $\lambda_p = 613\text{ nm}$ nepodílel na generování superkontinua. U apertury A byl zvětšen průměr d ze 2 mm na 4mm , nutný ke stabilizaci superkontinua. Na pozici fokusující čočky L_1 byla použita čočka BK-7. Vzorek safíru S a kolimační čočka L_2 zůstali nezměněny oproti předešlým měřením. Na pozici filtru F_3 byly použity filtry ND2.0, SZS26 a FS6 a to postupně ve třech krocích, které budou popsány níže.

Současně jsem toto 3. měření rozdělil na dvě části ve smyslu spektrální analýzy a to proto, že generované superkontinuum mělo takové spektrální rozšíření, které nebylo možno obsáhnout spektrografem OP2000, jehož citlivost končí na 800nm . Byl proto použit pro první část měření a to pro rozsah $\lambda = 330 - 800\text{nm}$. Zaznamenaná část spektra je na obr.6.2.3.1. Ve druhé části spektrálního měření, pro zachycení spektra superkontinua zasahujícího do infračervené oblasti, byl použit spektrograf ExciPro. Pomocí tohoto spektrografu jsem zaznamenal spektrum v rozsahu $\lambda = 300 - 1020\text{ nm}$ a je zobrazeno na obr.6.2.3.3. Na obr. 6.2.3.3. - 6.2.3.4. jsou zaznamenaná spektra z blízké infračervené oblasti. Spektrum

superkontinua ve skutečnosti nekončí na vlnové délce $\lambda = 1020$ nm, ale rozsah spektra superkontinua zasahuje dále. Měření bylo limitováno citlivostí CCD detektoru spektrografu ExciPro, která končí na 1020 nm.

V prvním kroku měření byl aplikován filtr ND2.0 pro snížení intenzity superkontinua na spektrografu OP 2000. Poté jsem filtr ND2.0 odstranil a spektrum jsem analyzoval spektrografem ExciPro. Pro tato měření bylo využito části stávajícího uspořádání femtosekundového systému pro pump-probe spektroskopii na obr.5.3.3.



flip

Obr. 5.3.3.

Základní optické uspořádání systému pro pump-probe spektroskopii

Druhý a třetí krok měření se týkal měření výkonu superkontinua P_{WLC} . Toto rozdělení měření výkonu P_{WLC} do dvou kroků bylo nutné, vzhledem k porovnání výsledků s výsledky předchozích měření a k vzhledem omezené spektrální citlivosti detektorů wattmetru FieldMax II. Měření výkonu P_{WLC} jsme rozdělili na výkon v dolní části spektra (rozsah dolní část spektra superkontinua je uveden v tabulce obr.6.1.1.1.) superkontinua označený jako P_{WLC-BS} a výkon v horní části spektra (rozsah uveden v tabulce obr.6.1.1.1.) superkontinua označený P_{WLC-US} . Pro porovnání vlivu attenuatoru na výsledky měření, bylo měření ve druhém a třetím kroku provedeno jak s attenuátorem, tak bez attenuatoru.

Při měření výkonu $P_{\text{WLC-BS}}$ a $P_{\text{WLC-US}}$ byly použity filtry SZS26 a FS6. Na pozici filtru F_3 ve schématu 3.měření je nejprve aplikován filtr SZS26 pro měření výkonu superkontinua v rozsahu $\lambda = 524 - 764$ nm. Rozsah je určen ze střední hodnoty spektrální šíře superkontinua. Výkon $P_{\text{WLC-BS}}$ byl měřen podle schéma na obr.5.3.2. Ke změřenému $P_{\text{WLC-BS}}$ byly připočteny ztráty na filtru F_3 dané propustností tohoto filtru a ztrátou na optickém rozhraní vzorku safíru S , z kterého vystupuje paprsek superkontinua. A to k určení skutečné hodnoty $P'_{\text{WLC-BS}}$ v místě vzorku safíru. Naměřené a vypočtené hodnoty jsou zobrazeny v tabulkách na obr. 6.1.3.3. a 6.1.3.6. Tato část měření zahrnuje podobnou šíři spektra superkontinua jako v případě 1. a 2. měření a proto byla zvolena k vzájemnému porovnání hodnot z těchto měření.

Následně byl použit filtr FS6 pro zjištění hodnoty $P_{\text{WLC-US}}$ a to v rozsahu $\lambda = 665 - 1022$ nm. Propustnost tohoto filtru je velice nízká, a vzniklé ztráty na tomto optickém prvku jsou tím velmi velké. Dochází tu k odfiltrování znatelné části spektra superkontinua a i naměřené hodnoty tomu nasvědčují. Pro názornost je propustnost obou filtrů SZS26 a FS6 vyobrazena na obr.6.2.3.5. Naměřené a vypočtené hodnoty v tomto třetím kroku měření jsou zobrazeny v tabulkách na obr. 6.1.3.4. a 6.1.3.7.

Celkový výkon P_{WLC} byl měřen bez přítomnosti filtru na pozici F_3 na obr.5.3.2. Tato hodnota byla navýšena o ztrátu na optickém rozhraní vzorku safíru S , z kterého vystupuje paprsek superkontinua a to k získání hodnoty výkonu P'_{WLC} v místě vzorku S . Hodnoty těchto výkonů jsou zaneseny v tabulkách viz obr. 6.1.3.1. a 6.1.3.5.

Výkon čerpání P_p byl měřen při vyjmutém vzorku S a filtru F_3 . Sonda wattmetru FieldMax II, musela být zaměněna za sondu OP – 2 IR s germaniovou diodou, s rozsahem detekce $\lambda = 0,80 - 1,55$ μm . Příčinou výměny bylo, že měřený výkon čerpání P_p základní harmonické o $\lambda_p = 1226\text{nm}$ by nebylo možné změřit výše jmenovanou sondou OP - 2 VIS, neboť její citlivost končí na 1,06 μm . Získané hodnoty výkonu čerpání P_p jsou uvedeny v tabulce na obr.6.1.3.2. Pro následující zbylá měření byla opět použita sonda OP – 2 VIS (katalog.citlivost 0,4 – 1,06 μm) wattmetru FieldMax II.

6. Data získaná měřením spektrálního profilu bílého světla

6.1. Generace superkontinua ve vzorku saříru s parametry $h = 2\text{mm}$, $d = 23\text{mm}$, pomocí fs laserových pulsů o vlnové délce $\lambda_p = 785\text{ nm}$, $\lambda_p = 613\text{ nm}$ a $\lambda_p = 1226\text{ nm}$

a)

Č.měření	1.	2.		3.		
λ_p [nm]	785 ¹⁾	613 ¹⁾	613 ²⁾	1226 ¹⁾	1226 ²⁾	1226 ³⁾
d_A [mm]	2	2	2	4	4	4
P_{WLC} ' [W]	$10,23 \times 10^{-6}$	$20,27 \times 10^{-6}$	$2,78 \times 10^{-6}$	$18,72 \times 10^{-6}$	$6,60 \times 10^{-6}$	$4,75 \times 10^{-6}$
P_p [W]	$1,89 \times 10^{-4}$	$2,94 \times 10^{-4}$	$2,94 \times 10^{-4}$	$2,11 \times 10^{-4}$	$2,11 \times 10^{-4}$	$2,11 \times 10^{-4}$
E_p [J]	$1,89 \times 10^{-6}$	$2,94 \times 10^{-7}$	$2,94 \times 10^{-7}$	$2,11 \times 10^{-7}$	$2,11 \times 10^{-7}$	$2,11 \times 10^{-7}$
$\Delta\lambda_{FWHM}$ [nm]	320	174	144	498	240	357
$\Delta\lambda$ [nm]	394 - 714	618 - 648 440 - 584	440 - 584	524 - 1022	524 - 764	665 - 1022
$P_{\Delta\lambda}$ [W/nm]	$3,19 \times 10^{-8}$	$11,65 \times 10^{-8}$	$1,93 \times 10^{-8}$	$3,76 \times 10^{-8}$	$2,75 \times 10^{-8}$	$1,33 \times 10^{-8}$
$E_{\Delta\lambda}$ [J/nm]	$3,19 \times 10^{-11}$	$11,65 \times 10^{-11}$	$1,93 \times 10^{-11}$	$3,76 \times 10^{-11}$	$2,75 \times 10^{-11}$	$1,33 \times 10^{-11}$
η [%]	5,40	6,89	0,95	8,87	3,13	2,25

Obr. 6.1.1.1.a) Tabulka naměřených a vypočtených hodnot superkontinua získaných s attenuátorem při budícím záření o $\lambda_p = 785\text{nm}$, $\lambda_p = 613\text{nm}$ a $\lambda_p = 1226$, generovaného laserovým systémem INTEGRA-i , s pološířkou femtosekundového pulsu $T_{FWHM} = 120\text{fs}$ a s opakovací frekvencí 1kHz.

¹⁾ hodnoty jsou určeny z celé spektrální šíře generovaného superkontinua

²⁾ hodnoty jsou určeny z části spektra kratších vlnových délek superkontinua 380 – 700 nm

³⁾ hodnoty jsou určeny z části spektra delších vlnových délek superkontinua 700 – 1022 nm

b)

Č.měření	3.		
λ_p [nm]	1226 ¹⁾	1226 ²⁾	1226 ³⁾
d_A [mm]	4	4	4
P_{WLC}' [W]	$25,98 \times 10^{-6}$	$13,44 \times 10^{-6}$	$12,01 \times 10^{-6}$
P_p [W]	$2,11 \times 10^{-4}$	$2,11 \times 10^{-4}$	$2,11 \times 10^{-4}$
E_p [J]	$2,11 \times 10^{-7}$	$2,11 \times 10^{-7}$	$2,11 \times 10^{-7}$
$\Delta\lambda_{FWHM}$ [nm]	498	240	357
λ [nm]	524 - 1022	524 - 764	665 - 1022
$P_{\Delta\lambda}$ [W/nm]	$5,22 \times 10^{-8}$	$5,60 \times 10^{-8}$	$3,36 \times 10^{-8}$
$E_{\Delta\lambda}$ [J/nm]	$5,22 \times 10^{-11}$	$5,60 \times 10^{-11}$	$3,36 \times 10^{-11}$
η [%]	12,31	6,37	5,69

Obr. 6.1.1.1.b) Tabulka naměřených a vypočtených hodnot superkontinua získaných bez atenuatoru při budícím záření o $\lambda_p = 785$ nm, $\lambda_p = 613$ nm a $\lambda_p = 1226$, generovaného laserovým systémem INTEGRA-i , s pološířkou femtosekundového pulsu $T_{FWHM} = 120$ fs a s opakovací frekvencí 1kHz.

¹⁾ hodnoty jsou určeny z celé spektrální šíře generovaného superkontinua

²⁾ hodnoty jsou určeny z části spektra kratších vlnových délek superkontinua 380 – 700 nm

³⁾ hodnoty jsou určeny z části spektra delších vlnových délek superkontinua 700 – 1022 nm

6.1.1. Tabulky získaných hodnot při měření č.1. viz obr.5.1.1.

č.měření	$\lambda_p = 785$ [nm]	
	P_{WLC} [μ W]	P_{WLC} [μ W]
1.	9,00	11,32
2.	8,90	11,20
3.	9,20	11,57
4.	8,60	10,82
5.	8,80	11,07
6.	8,90	11,20
7.	8,60	10,82
8.	8,80	11,07
9.	8,50	10,69
10.	8,90	11,20
Průměr		11,10
σ		0,05

Obr. 6.1.1.2. Hodnoty výkonu P_{WLC}

č.měření	$\lambda_p = 785$ [nm]	
	$P_{p'}$ [mW]	P_p [mW]
1.	2,087	1,930
2.	2,039	1,886
3.	2,043	1,890
4.	2,038	1,885
5.	2,062	1,907
6.	2,005	1,855
7.	2,058	1,904
8.	2,019	1,868
9.	2,082	1,926
10.	2,049	1,895
průměr		1,895
σ		0,005

Obr. 6.1.1.3. Hodnoty čerpacího výkonu P_p

6.1.2. Tabulky získaných hodnot při měření č.2. viz obr.5.2.1.

č.měření	$\lambda_p = 613$ [nm]	
	P_{WLC} [μ W]	P'_{WLC} [μ W]
1.	9,36	20,32
2.	9,02	20,90
3.	9,04	20,97
4.	8,37	19,42
5.	9,00	20,88
6.	8,20	19,02
7.	9,30	21,58
8.	9,20	21,34
9.	8,80	20,42
10.	8,30	17,86
průměr		20,27
σ		0,23

Obr. 6.1.2.1. Hodnoty výkonu P_{WLC}

č.měření	$\lambda_{p1} = 613$ [nm]	
	P_p [mW]	$P_{p'}$ [mW]
1.	0,320	0,296
2.	0,310	0,287
3.	0,290	0,268
4.	0,280	0,259
5.	0,340	0,315
6.	0,330	0,305
7.	0,380	0,352
8.	0,360	0,333
9.	0,320	0,296
10.	0,250	0,231
průměr		0,294
σ		0,007

Obr. 6.1.2.2. Hodnoty čerpacího výkonu P_p

č.měření	$\lambda_p = 613$ [nm]
	P_{leak} [μ W]
1.	0,70
2.	0,62
3.	0,56
4.	0,52
5.	0,65
6.	0,63
7.	0,60
8.	0,63
9.	0,53
10.	0,57
průměr	0,60
σ	0,01

Obr. 6.1.2.3. Hodnoty výkonu P_{leak}

č.měření	$\lambda_p = 613$ [nm]
	P_G [μ W]
1.	45,0
2.	42,0
3.	46,0
4.	32,0
5.	41,0
6.	44,0
7.	39,0
8.	42,0
9.	44,0
10.	47,0
průměr	42,2
σ	0,9

Obr. 6.1.2.4. Hodnoty výkonu P_G

6.1.2. Tabulka získaných hodnot při měření č.2. viz obr.5.2.2.

č.měření	$\lambda_{p2} = 613$ [nm]	
	P_{WLC-BS} [μ W]	P'_{WLC-BS} [μ W]
1.	2,00	2,69
2.	1,90	2,56
3.	2,20	2,96
4.	2,40	3,23
5.	2,10	2,82
6.	1,90	2,56
7.	2,00	2,69
8.	1,90	2,56
9.	2,20	2,96
10.	2,10	2,82
průměr		2,78
σ		0,04

Obr. 6.1.2.5. Hodnoty výkonu P_{WLC-BS} v části spektra nalevo od spektrální čáry 613 nm

6.1.3. Tabulky získaných hodnot při měření č.3. viz obr.5.3.1. s Attenuátorem

č.měření	$\lambda_p = 1226$ [nm]	
	P_{WLC} [μ W]	P'_{WLC} [μ W]
1.	17,40	18,71
2.	18,40	19,78
3.	19,10	20,53
4.	17,00	18,28
5.	15,90	17,09
6.	17,50	18,81
7.	16,80	18,06
8.	16,40	17,63
9.	17,10	18,38
10.	18,50	19,89
průměr		18,72
σ		0,21

Obr. 6.1.3.1. Hodnoty výkonu P_{WLC}

č.měření	$\lambda_p = 1226$ [nm]	
	P_p [mW]	P_p' [mW]
1.	0,222	0,205
2.	0,211	0,195
3.	0,230	0,213
4.	0,227	0,210
5.	0,243	0,225
6.	0,229	0,212
7.	0,210	0,194
8.	0,245	0,227
9.	0,237	0,219
10.	0,228	0,211
průměr		0,211
σ		0,002

Obr. 6.1.3.2. Hodnoty čerpacího výkonu P_p

č.měření	$\lambda_p = 1226$ [nm]	
	P_{WLC-BS} [μ W]	P'_{WLC-BS} [μ W]
1.	4,90	6,32
2.	5,00	6,45
3.	5,30	6,84
4.	5,10	6,58
5.	5,00	6,45
6.	5,10	6,58
7.	5,30	6,84
8.	5,40	6,97
9.	5,00	6,45
10.	5,10	6,58
průměr		6,60
σ		0,04

Obr. 6.1.3.3. Hodnoty výkonu P_{WLC-BS} v části spektra $\lambda = 380 - 700$ nm

č.měření	$\lambda_p = 1226$ [nm]	
	P_{WLC-US} [μ W]	P'_{WLC-US} [μ W]
1.	3,20	5,15
2.	1,90	3,06
3.	2,50	4,03
4.	2,90	4,67
5.	2,80	4,51
6.	3,10	4,99
7.	3,20	5,15
8.	3,20	5,15
9.	3,40	5,47
10.	3,30	5,31
průměr		4,75
σ		0,15

Obr. 6.1.3.4. Hodnoty výkonu P_{WLC-US} v části spektra $\lambda = 700 - 1020$ nm

6.1.3. Tabulky získaných hodnot při měření č.3. viz obr.5.3.1. bez Attenuatoru

č.měření	$\lambda_p = 1226$ [nm]	
	P_{WLC} [μ W]	P'_{WLC} [μ W]
1.	23,50	25,26
2.	24,50	26,34
3.	24,20	26,02
4.	23,30	25,05
5.	25,10	26,98
6.	24,50	26,34
7.	24,60	26,45
8.	23,90	25,69
9.	23,30	25,05
10.	24,80	26,66
průměr		25,98
σ		0,14

Obr. 6.1.3.5. Hodnoty výkonu P_{WLC}

č.měření	$\lambda_p = 1226$ [nm]	
	P_{WLC-BS} [μ W]	P'_{WLC-BS} [μ W]
1.	10,42	13,44
2.	10,47	13,51
3.	10,31	13,30
4.	10,18	13,13
5.	10,44	13,47
6.	10,40	13,42
7.	10,50	13,55
8.	10,50	13,55
9.	10,47	13,51
10.	10,46	13,49
průměr		13,44
σ		0,03

Obr. 6.1.3.6. Hodnoty výkonu P_{WLC-BS} v části spektra $\lambda = 380 - 700$ nm

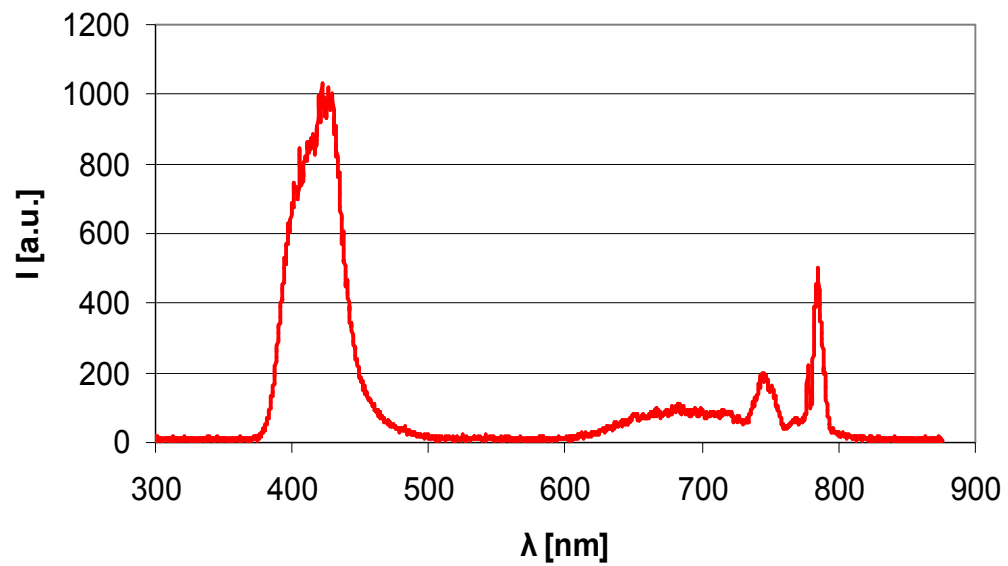
č.měření	$\lambda_p = 1226$ [nm]	
	P_{WLC-US} [μ W]	P'_{WLC-US} [μ W]
1.	7,41	11,93
2.	7,36	11,85
3.	7,05	11,35
4.	8,11	13,06
5.	7,08	11,40
6.	6,67	10,74
7.	7,76	12,49
8.	7,66	12,33
9.	8,11	13,06
10.	7,37	11,87
průměr		12,01
σ		0,15

Obr. 6.1.3.7. Hodnoty výkonu P_{WLC-US} v části spektra $\lambda = 700 - 1020$ nm

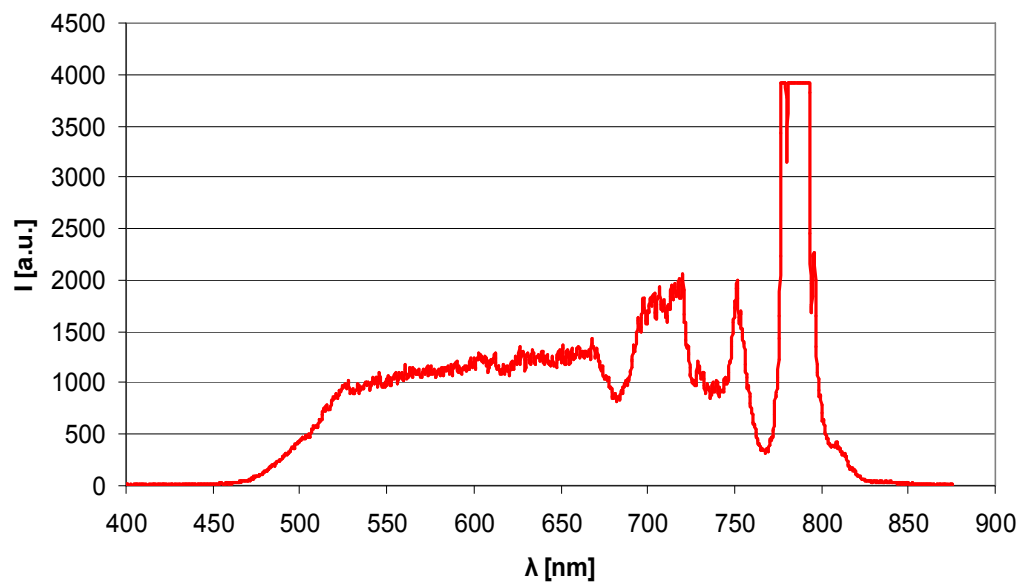
6.2. Grafy získaných hodnot

6.2.1 Grafy získaných hodnot při měření č.1. viz obr.5.1.1.

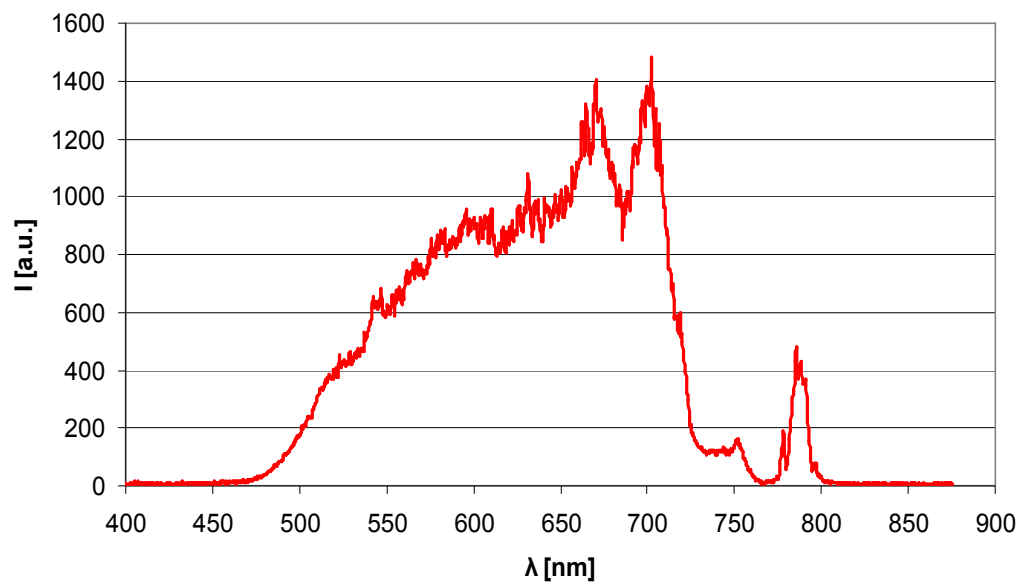
Generace superkontinua ve vzorku safíru, s parametry: $h = 2\text{mm}$, $d = 23\text{mm}$, pomocí fs laserových pulsů o vlnové délce $\lambda_p = 786\text{ nm}$.



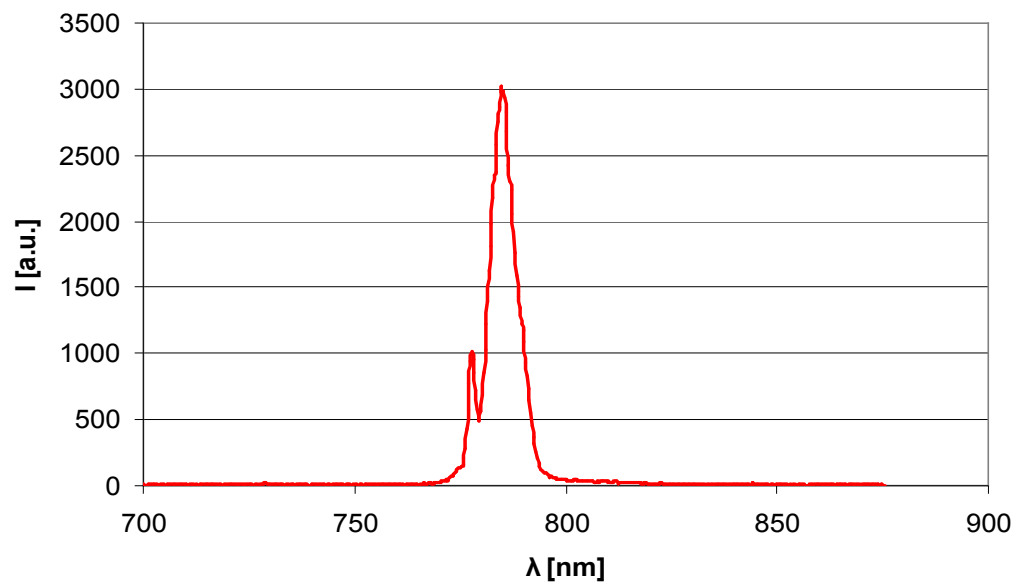
Obr. 6.2.1.1. Spektrální profil superkontinua kratších vlnových délek



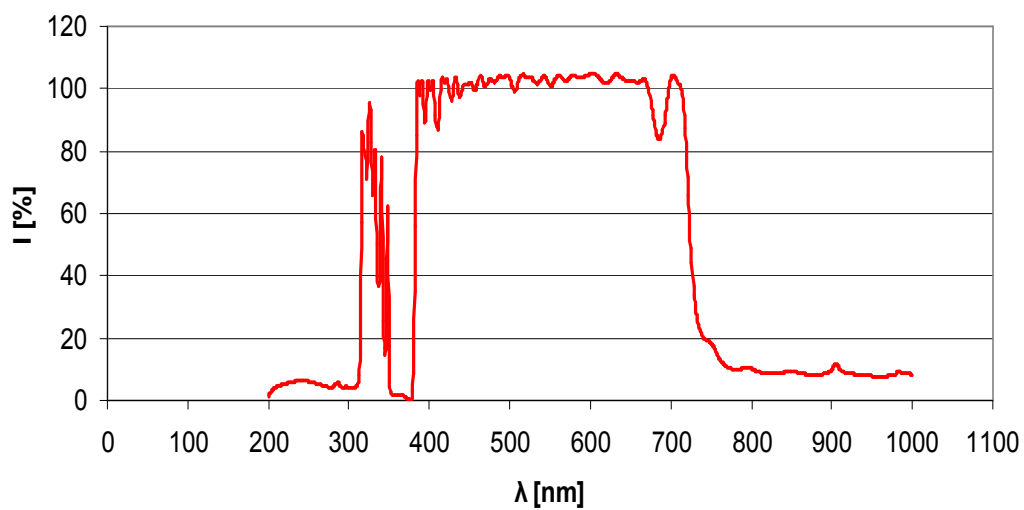
Obr. 6.2.1.2. Spektrální profil superkontinua s jedním hot-filtrem FM01



Obr. 6.2.1.3. Spektrální profil superkontinua delších vlnových délek při aplikaci dvou hot-filtrů FM01



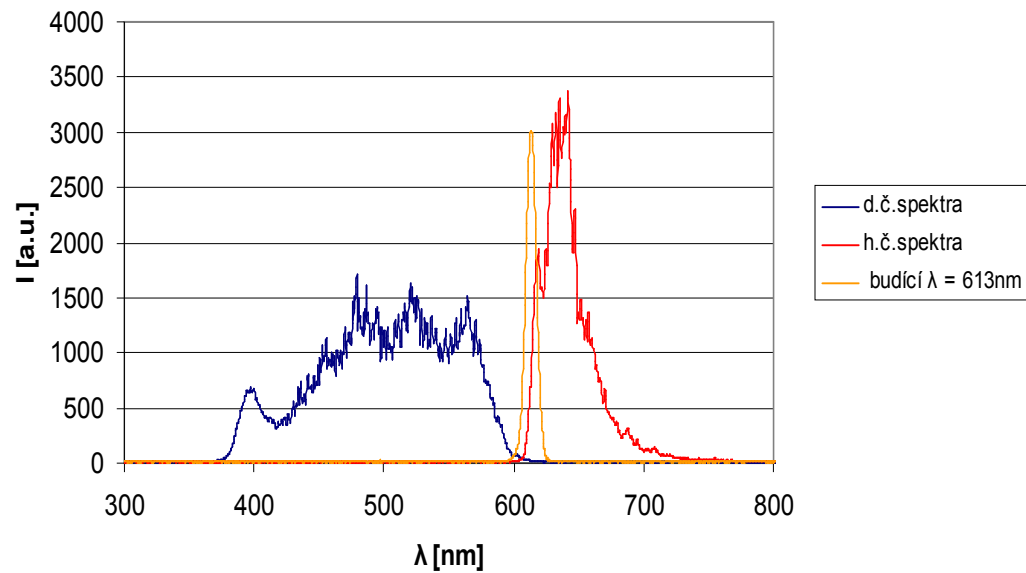
Obr. 6.2.1.4. Spektrální profil pulsu laserového systému Integra-i



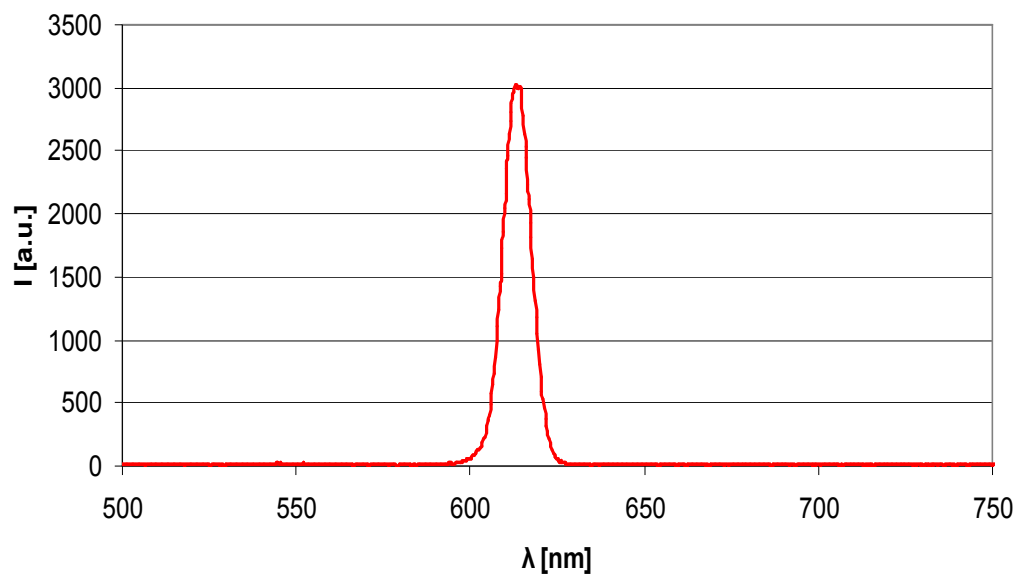
Obr. 6.2.1.5. Transmittance Hot-Filtru FM01

6.2.2. Grafy získaných hodnot při měření č.2. viz obr.5.2.1. a 5.2.2.

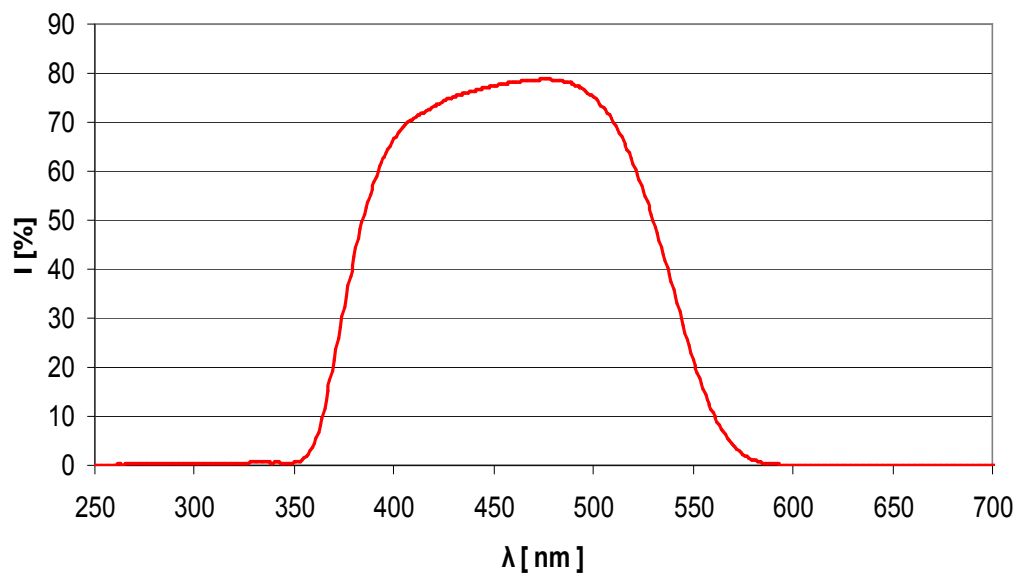
Generace superkontinua ve vzorku safíru, s parametry: $h = 2\text{mm}$, $d = 23\text{mm}$, pomocí fs laserových pulsů o vlnové délce $\lambda_p = 613\text{ nm}$.



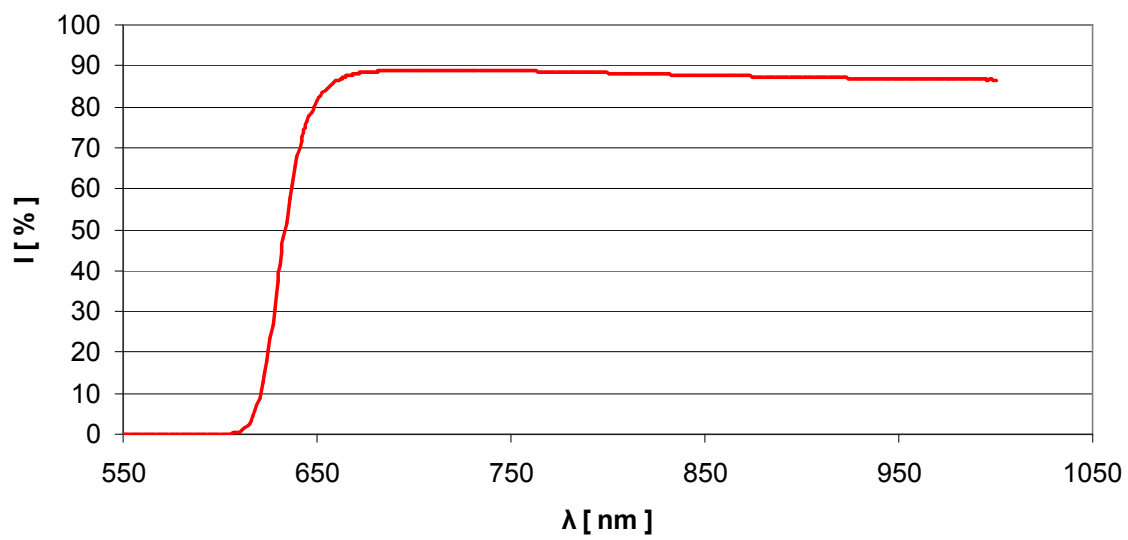
Obr. 6.2.2.1. Spektrum superkontinua po odfiltrování budící druhé harmonické $\lambda_p = 613\text{ nm}$. Pro znázornění je zobrazen spektrální profil budícího impulsu parametrického zesilovače Topas. Tento budící impuls by ovlivňoval měření výkonu superkontinua.



Obr. 6.2.2.2. Spektrum pulsu, generovaného o vlnové délce $\lambda_p = 613\text{nm}$ druhé harmonické, parametrického zesiovače Topas.



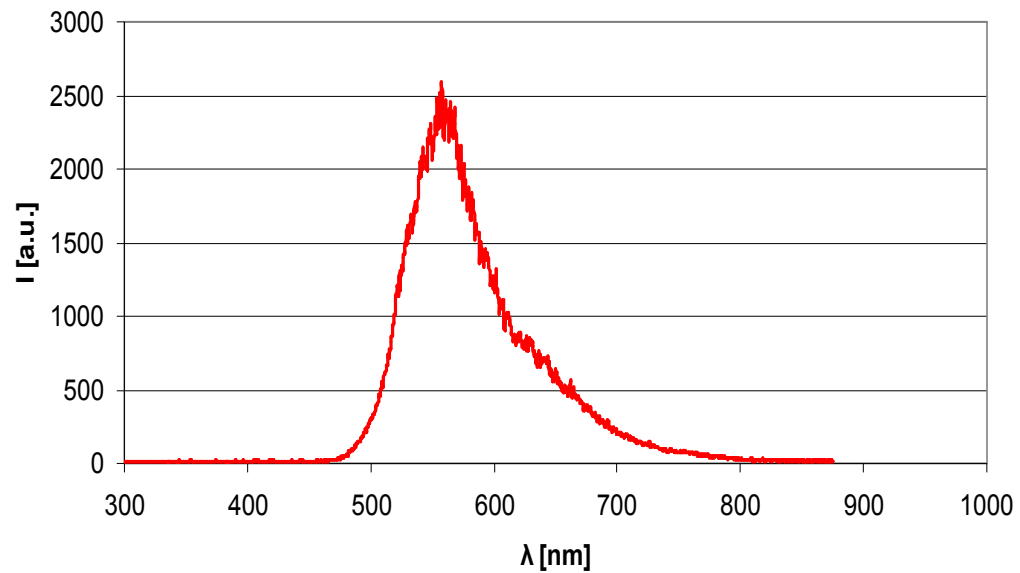
Obr. 6.2.2.3. Propustnost filtru SZS22



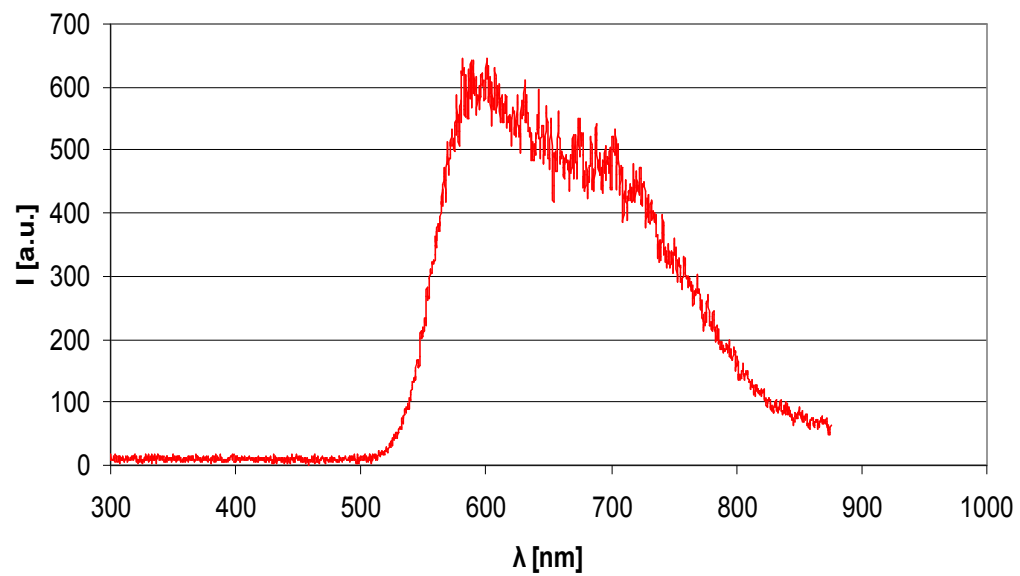
Obr. 6.2.2.4. Propustnost filtru KS13

6.2.3. Grafy získaných hodnot při měření č.3. viz obr.5.3.2.

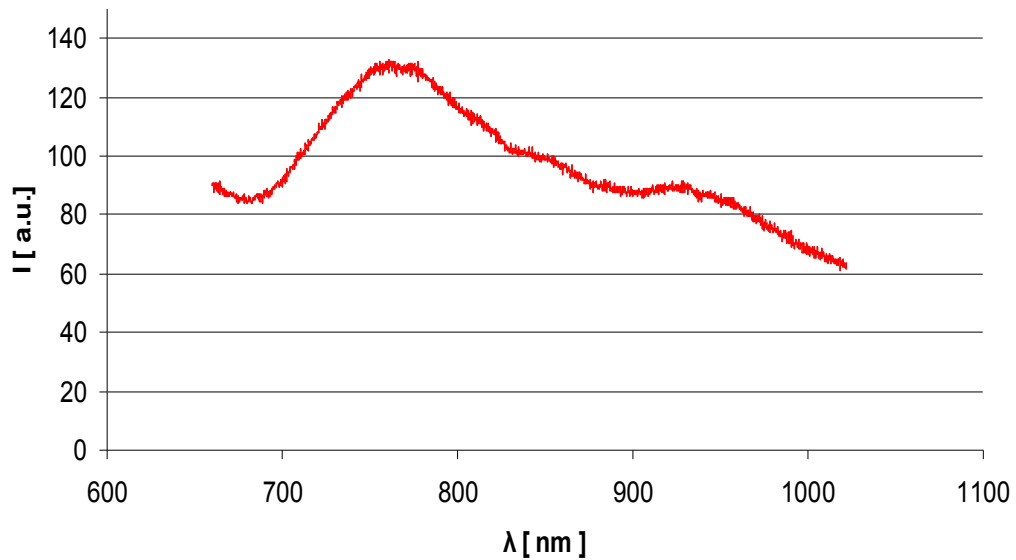
Generace superkontinua ve vzorku safíru, s parametry: $h = 2\text{mm}$, $d = 23\text{mm}$, pomocí fs laserových pulsů o vlnové délce $\lambda_p = 1226\text{ nm}$.



Obr. 6.2.3.1. Spektrum superkontinua kratších vlnových délek měřeným spektrografem OP 2000

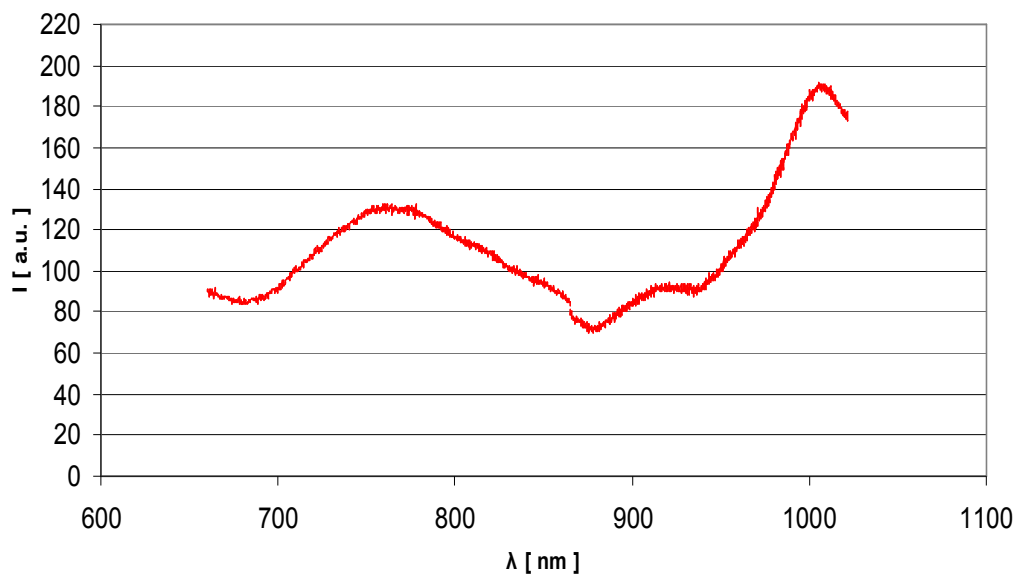


Obr. 6.2.3.2. Spektrum superkontinua v rozsahu 330 – 1020 nm, měřeným spektrografem ExciPro



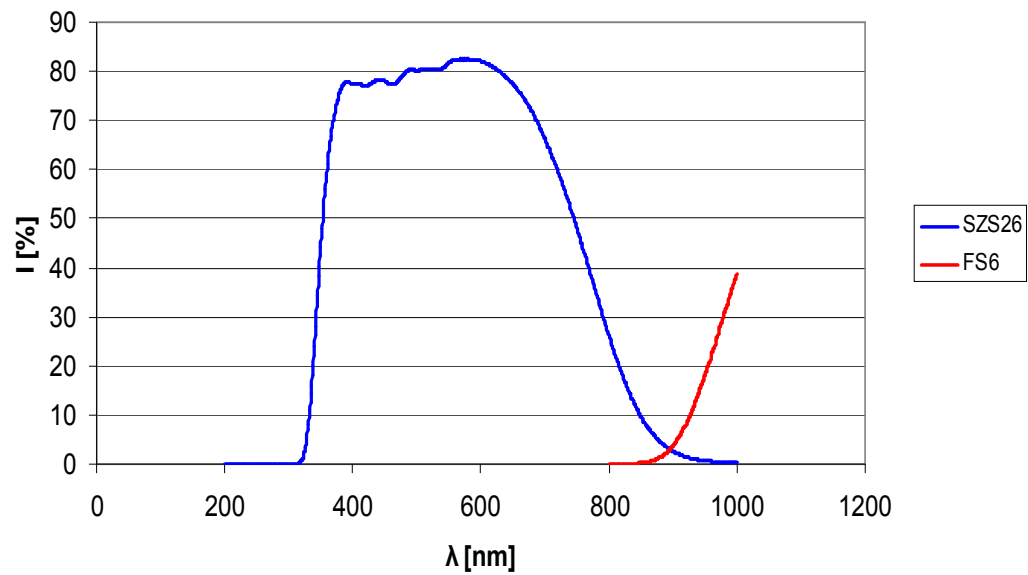
Obr. 6.2.3.3. Spektrum superkontinua v rozsahu 650 – 1020 nm, měřeným spektrografem ExciPro.

Průměr apertury **A** na obr.5.3.2., činil 4,25mm

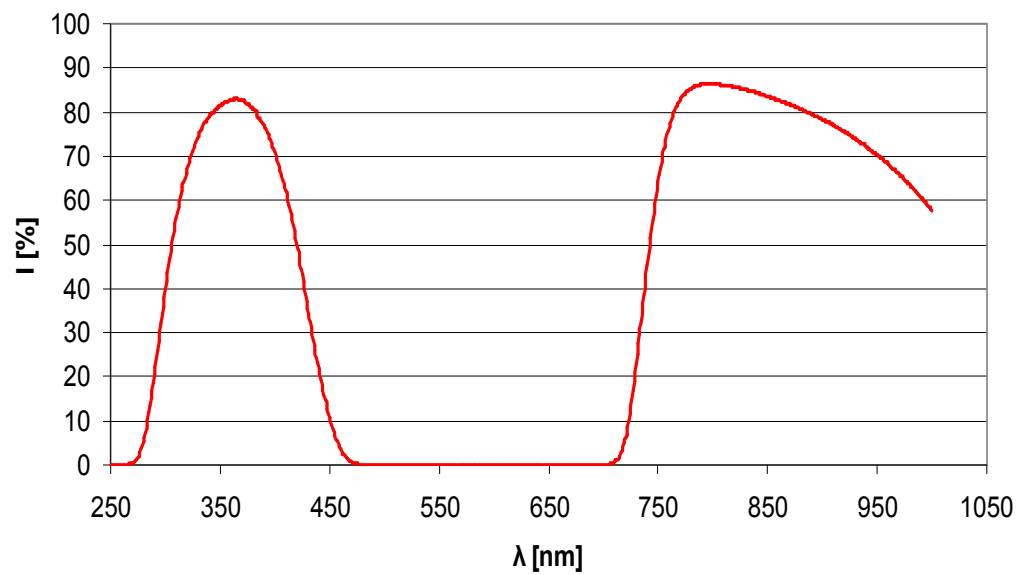


Obr. 6.2.3.4. Spektrum kontinua v rozsahu 650 – 1020 nm, měřeným spektrografem ExciPro.

Apertura **A** na obr.5.3.2., byla plně otevřena



Obr. 6.2.3.5. Propustnost filtru SZS26 a FS6



Obr. 6.2.3.6. Propustnost filtru IKS6

6.3. Diskuze

Vlastnosti generovaného superkontinua (výkon, čerpací výkon, výkon na spektrální interval, spektrální šíře superkontinua, účinnost konverze) byly určovány budícím laserovým svazkem o třech přesně definovaných vlnových délkách. Optická soustava byla shodná pro všechna tři měření. Safírový vzorek zastupující nelineární transparentní prostředí byl společný pro všechna měření a tím i předpokládaná shodná doba interakce laserového budícího svazku s prostředím.

Z hlediska porovnání vlastností generovaného superkontinua v celé jeho spektrální šíři z tabulky na obr.6.1.1.1.a),b) lze vyzorovat, že nejvyšší zjištěná hodnota výkonu superkontinua P_{WLC} je ve 3. měření bez použití attenuátoru. Domnívám se, že v porovnání s 1., 2. a 3. měřeními při použití attenuátoru je hodnota výkonu superkontinua nejvyšší z důvodu většího průměru apertury A , vlivu attenuátoru a hodnotou vlnové délky budícího impulsu.

Zvětšením průměru apertury se zvýšila intenzita záření budícího svazku, tím tedy i zesílil vliv Kerrova jevu. Od něj se odvíjí projev automodulace fáze a autofokusace. Nasvědčuje tomu i rozsah spektra superkontinua, který je největší ze všech třech měření. Vlivem vyšší intenzity se i zesiluje vliv autofokusace, self – steepeningu a tím a větší přenos světelné energie ve spektru kratších vlnových délek.

Vlnová délka budícího svazku ovlivňuje hodnotu kritického výkonu P_{CR} , který určuje, kdy nastává jev autofokusace a následně ovlivňuje jev self – trapping. To ovlivňuje ohniskovou vzdálenost ve vzorku safíru.

3. měření jsem rozdělil na měření s attenuátorem a bez attenuátoru a to z důvodu zjištění, zda má tento optický prvek nějaký vliv na měřené hodnoty. Z obr.6.1.1.1.a),b) zřetelně vyplývá, že při měření **bez** attenuátoru jsou hodnoty výkonů P_p a P_{WLC} vyšší a to o téměř 39%. U měření výkonu v dolní a horní části spektra superkontinua je rozdíl ještě vyšší, avšak ten je mimo jiné také způsoben ztrátami způsobenými aplikovanými filtry v tomto měření. Proto je nelze použít k porovnání vlivu attenuátoru na měření.

Attenuátor tedy ovlivňuje měřenou veličinu a to tím, že snižuje skutečnou měřenou hodnotu dané veličiny. Pro budoucí měření je třeba uvážit nutnost použití attenuátoru pro ovlivnění naměřených hodnot. Není jasné, jakým způsobem a v jaké závislosti např. spektrální v infračervené oblasti, dochází ke snížení měřené hodnoty na attenuátoru. Mohu jen předpokládat, že v 1. a 2. měření by byly naměřené hodnoty výkonu P_p a P_{WLC} vyšší.

Při hodnocení vlastností superkontinua v části spektra vlnových délek 380 – 700nm s atenuátorem jsem došel k tomuto závěru.

Hodnota výkonu P'_{WLC} je nejvyšší ve druhém měření. Hlavní příčinou je vyšší čerpací výkon oproti 1. a 3. měření. Naproti tomu spektrální rozšíření budícího pulsu je nejmenší. Domnívám se, že je to způsobeno vlivem hodnoty výkonu čerpání P_p ve 2. měření, která je tak velká, že zde vlivem ionizace transparentního materiálu a jevu self-trappingu nedochází k takovému spektrálnímu rozšíření jako v 1. a 3. měření. Ve 2. měření jsem také zaznamenal nejvyšší hustotu energie ve spektru superkontinua. Respektive nejvyšší výkon $P_{\Delta\lambda}$ na spektrální interval superkontinua. Druhá část 2. měření, zahrnující spektrum kratších vlnových délek superkontinua $\Delta\lambda = 440 - 584$, ukazuje, že sice tvoří převládající podíl z celkového spektrálního rozšíření vlivem automodulace a autofokuse – značné spektrální rozšíření v oblasti kratších vlnových délek, avšak z obr.6.1.1.1. zjištěná hodnota výkonu superkontinua P'_{WLC} je velmi nízká oproti hodnotě celkového výkonu superkontinua. Z toho mohu usuzovat, že převážná část konvergované energie superkontinua je přenášena v části spektra delších vlnových délek a dochází zde ke ztrátě výkonu v důsledku propustnosti filtru SZS22 (obr.6.2.2.3.). Tento filtr byl aplikován pro odstranění budící vlnové délky $\lambda_p = 613$ nm. S tím však se odstranily i některé vlnové délky superkontinua.

Aplikace filtrů měla značný vliv na měřené hodnoty superkontinua. I přes zvolení neoptimálnějšího typu filtru pro dané měření, z důvodu odstranění vlivu budící vlnové délky na měření výkonu superkontinua, dochází také k odstranění značné části spektra superkontinua. Dalším ovlivňujícím prvkem byla omezená spektrální citlivost wattmetru FieldMax II.

Ztráty na použitých filtrech se projevily v dílčích měřeních 3. měření. A to zejména v části spektra delších vlnových délek superkontinua v rozsahu 600 – 1022 nm. Zde se také projevila omezená citlivost detektoru z dola začínající od 800nm. Pokud sečtu dílčí výkony z části spektra kratších a delších vlnových délek (3. měření, sloupce ²⁾ a ³⁾ na obr.6.1.1.1.), pak jejich součet není roven celkové naměřené hodnotě výkonu P'_{WLC} (3. měření, sloupec ¹⁾ obr.6.1.1.1.). I přes zohledněné ztráty na optických rozhraních optických prvků připočtené k naměřeným hodnotám výkonu superkontinua, je zde rozdíl mezi celkovou hodnotou výkonu a součtem dvou dílčích hodnot výkonu superkontinua ve 3. měření. Mohu tento rozdíl přisoudit chybě při výpočtu ztrát, způsobené propustností filtrů a reflektivitě. Avšak stejným způsobem jsem postupoval ve 3. měření bez atenuátoru a zde naměřená celková hodnota

výkonu P'_{WLC} se přibližně shoduje se součtem dílčích hodnot výkonů v tomto měření. Domnívám se, že hlavním důvodem je dosud nezjištěný vliv spektrální závislosti attenuatoru.

Měření, které jsem prováděl, jsem porovnal s výsledky měření, které provedli Giulio Cerullo a Sandro De Silvestri [11]. A to z důvodu, zda jsem ve svém měření postupoval správně a zda jsem dosáhl exaktních výsledků.

Ti generovali superkontinuum bílého světla budící vlnovou délkou $\lambda_p = 800$ nm, s pološířící budícího pulsu $T_{\text{FWHM}} = 100$ fs, s energií pulsu v rozmezí 1 - 3 μJ s opakovací frekvencí 1kHz a fokusací do vzorku safíru, jehož h je v rozsahu 1 - 3 mm. Dosahovali při tom hodnoty energie $E_{\Delta\lambda} \approx 10$ pJ na jeden nm spektra superkontinua. Těmto parametrům nejbližší odpovídá 1. měření. Z toho usuzuji, že jsem při svém měření generoval superkontinuum velmi podobnými vlastnostmi a postupoval správně při výpočtu hodnot výkonu superkontinua, výkonu čerpání a výkonu na spektrální interval respektive energii na jeden nm spektra superkontinua charakterizující spektrum superkontinua..

7. Aplikace

Jak už jsem se zmínil v úvodu této práce, aplikace fs laserových pulsů má velmi široké uplatnění v řadě oborů. Celá řada fyzikálních, chemických nebo biologických dějů se odehrává v pikosekundové nebo v subpikosekundové oblasti. Pro studium takových to dějů se v poslední době používají laserové fs pulsy.

Mezi nejvýznamnější tři aplikace fs pulsů patří: měření velmi rychlých procesů v čase např. možnost rozštěpení elektronu na fonon [4] (kvazičástice s nejmenším kvantem energie kmitů krystalové mřížky [5]), kmitání krystalové mřížky, změny atomárních vazeb vlivem chemických reakcí [4]. Druhým takovým užitím je vytváření velmi rozdílných stavů a to např. u jader iontů, které reagují o mnoho pomaleji na tyto fs pulsy než valenční elektrony, které excitací dosahují výrazně vyšší teploty než jádra, která jsou stále chladná. Třetí oblast využití fs pulsů, která se týká i mé práce, je vytváření fs laserových pulsů s velkou spektrální šířkou - superkontinuum.

Superkontinuum je možné využít po určitých úpravách, ke generaci ještě kratších fs pulsů, než jakými bylo generováno superkontinuum.

Úpravami je myšlena komprese superkontinua využitím anomální disperze popsané výše obr.4.2.2.3 . Tímto způsobem můžeme z laserového systému generujícího fs pulsy o hodnotách 120 fs, získat zdroj ultrakrátkých pulsů kratších než 10 fs! K tomuto účelu budou také využity výsledky této práce.

Dalším využitím superkontinua a fs monochromatických pulsů o vysokém špičkovém výkonu je využití např. ve *femtosekundové spektroskopii*.

Femtosekundová spektroskopie je obor, který využívá superkontinua v metodě nazývané *pump – probe*. V této metodě se nejprve využije velice intenzivní fs laserový puls - *pump*, kterým se uvede zkoumaný vzorek do nerovnovážného vybuzeného stavu a následným pulsem superkontinua - *probe*, se sledují vzniklé změny v tomto vzorku. Spektrum pulsu superkontinua při průchodu excitovaným vzorkem se mění a výsledné pozměněné spektrum je pak porovnáváno s referenčním pulsem superkontinua. Časovou prodlevu mezi pulsy *pump* a *probe* lze plynule měnit a získat tak obraz dynamických změn ve zkoumaném vzorku.

Dále uvedu jen stručně několik dalších aplikací fs laserových pulsů a superkontinua.

Femtochemie - selektivní excitací molekul do krátce existujících vybuzených stavů je možné dosáhnout nových typů chemických reakcí a přesně kontrolovat průběh reakce[1] .

Holografický záznam - metoda využívající velmi krátké pulsy k zachycení obrazu velmi rychlých dějů. Tato metoda je také nazývána *holografie světla v letu* - light in flight holography a je využívána např. při studiu distorze pulsů v optických vláknech nebo při sledování deformací u rychle se pohybujícího předmětu[1].

Optická tomografie - tato metoda využívá Michelsonova interferometru. Část pulsu superkontinua se odráží na každém jednotlivém rozhraní vrstev [6] o různém indexu lomu. Posuvem pohyblivého zrcadla interferometru se kompenzuje rozdíl optických drah odražených paprsků a to do té doby, než dosáhneme vzájemné interference těchto paprsků. Značná spektrální šíře pulsu superkontinua tak umožňuje dosáhnout vysokého rozlišení jednotlivých vrstev. Toho je využito např. u očních onemocnění při zobrazování sítnice v jednotlivých řezech [6] nebo zkoumat vrstvy nervových vláken.

Spektrometrie optických vlnovodů - zde je využíváno široké spektrum pulsu superkontinua k určení místa poškození nebo nehomogenit v optických vedeních. Také usnadňuje měření disperzních vlastností [6] v optických vedeních.

8. Závěr

V této práci jsem po teoretické a praktické stránce studoval proces generace superkontinua ve vzorku safíru. Vzorek safíru Al_2O_3 o rozměrech $h = 2\text{mm}$, $d = 23\text{mm}$, jsem použil pro všechna tři měření. Čočku L_1 s ohniskovou vzdáleností $f = 50\text{mm}$ jsem použil ve všech třech měření. Tyto optické prvky, vzorek safíru S a čočka L_1 byly referenčními prvky v optické soustavě na obr. 5.1.2., 5.2.1., 5.2.2. a 5.3.2., a jejich vzájemná vzdálenost u všech třech měření byla neměnná. V každém měření jsem generoval superkontinuum budícím laserovým pulsem s rozdílnou vlnovou délkou λ_p . A to postupně $\lambda_p = 785\text{ nm}$, $\lambda_p = 613\text{ nm}$ a $\lambda_p = 1226\text{ nm}$. U všech třech měření bylo generováno jednosvazkové superkontinuum tzn. v režimu *Single Filament*. Studoval jsem vlastnosti generovaného superkontinua na základě rozdílné vlnové délky budícího fs laserového pulsu. Získal jsem důležitá data jako : výkon superkontinua, účinnost generace superkontinua - poměr výkonu superkontinua P_{WLC} a výkonu čerpání P_p , výkon $P_{\Delta\lambda}$ připadající na spektrální interval superkontinua při opakovací frekvenci 1 kHz a energii $E_{\Delta\lambda}$ jednoho pulsu připadající na 1 nm superkontinua.

Nejvyšší výkon P'_{WLC} jsem naměřil ve 3. měření při $\lambda_p = 613\text{ nm}$, s aperturou o průměru 2 mm a bez použití atenuátoru. Nejmenší hodnotu výkonu superkontinua jsem zaznamenal ve 2. měření u v části spektra kratších vlnových délek superkontinua, s aperturou o průměru 2 mm a při použití atenuátoru.

Největší účinnost jsem vyhodnotil u 3. měření, $\lambda_p = 1226\text{ nm}$, pro celou šíři spektra superkontinua (první sloupec 3.měření bez atenuátoru obr.6.1.1.1.b) s aperturou o průměru 4 mm a bez použití atenuátoru. Nejmenší účinnost jsem vyhodnotil ve 2. měření v části spektra kratších vlnových délek, $\lambda_p = 613\text{ nm}$, s aperturou o průměru 2 mm a při použití atenuátoru.

Největší výkon $P_{\Delta\lambda}$ připadající na spektrální interval superkontinua při opakovací frekvenci 1 kHz jsem vyhodnotil u 2. měření $\lambda_p = 613\text{ nm}$ pro celou část spektra, s aperturou o průměru 2 mm a s atenuátorem. Nejmenší výkon $P_{\Delta\lambda}$ jsem vyhodnotil u 3. měření v části spektra delších vlnových délek, s aperturou o průměru 4 mm a při použití atenuátoru.

Největší výkon čerpání P_p jsem naměřil v 2. měření při $\lambda_p = 613\text{ nm}$, s aperturou o průměru 2 mm a při použití atenuátoru. Nejmenší výkon P_p jsem naměřil v 1. měření, $\lambda_p = 786\text{ nm}$, s aperturou o průměru 2 mm a při použití atenuátoru.

9. Seznam použité literatury

- [1] Ondřej Haderka, Jan Valenta, *Vesmír* 76, 138, 1997/3, *Kvantová fyzika*
- [2] P. Malý, J. Kudrna, F. Trojánek, J. Jiříčka, P. Němec: *Femtosekundová laserová laboratoř na MFF UK*
- [3] Jan Šulc Ph.D., *Lasery a jejich aplikace*,
<http://www.unium.cz/materialy/cvut/fjfi/lasery-a-jejich-aplikace-m9312-p1.html>
- [4] Chris B. Schaffer, *Interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials*,
Thesis - Harvard University 2001
- [5] Miroslava Vrbová, CSc, a kol., *Oborová encyklopedie – lasery a moderní optika*
- [6] Radek Surynek , *Měření nelineárních optických jevů generovaných femtosekundovými pulsy. Generace superkontinua.*, *Bakalářská práce, JU PgF 2008*
- [7] B.E.A. Saleh , Malvin Carl Teich, *Základy fotoniky 4*, *Matfyzpress 1996*
- [8] R.W.Boyd , *Nonlinear optics - second edition*, *ACADEMIC PRESS, San Diego 2003*
- [9] Guang S.He, Song H.Liu , *Physics of nonlinear optics*, *World ScientificPublishing Co.Pte.Ltd. Singapore 1999*
- [10] E.L. Dawes, J.H. Marburger, *Computer Studies in Self-Focusing*, *Physical Review* , Vol. 179, No. 3, p. 179, 1969
- [11] Giulio Cerullo, Sandro De Silvestri, *Chapter XX: Ultrafast optical parametric amplifiers*

10. Příloha

Na této stránce je umístěna příloha ve formě CD, na kterém je v elektronické podobě uložena tato bakalářská práce.