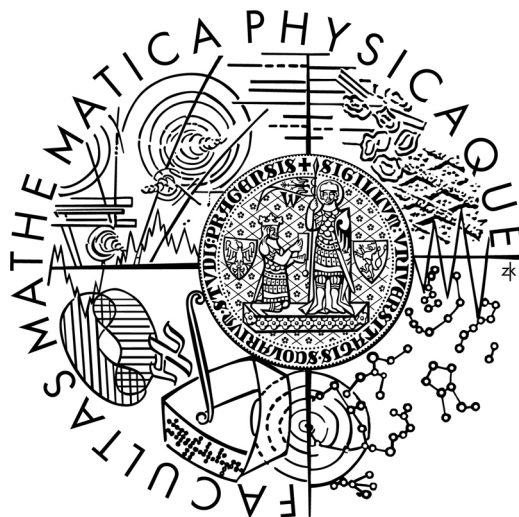


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko – fyzikální fakulta

Bakalářská práce



Helena Reichlová

Použití nelineární optiky pro změnu vlnové délky laserových pulsů

Katedra chemické optiky a fyziky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Studijní program: Fyzika
Studijní obor: Obecná fyzika

2007

Poděkování

Zejména bych chtěla poděkovat RNDr. Petru Němcovi, Ph.D. za perfektní vedení mé bakalářské práce - za veškerý čas strávený měřením, konzultacemi i čtením této práce, a stejně tak za všechny rady a opravy, kterých se mi dostalo.

Dále bych chtěla poděkovat za podporu rodině, zejména mámě za veškerou pomoc při hledání optimálního zpracování fotografií použitých v této práci.

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci napsala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčením práce a jejím zveřejněním.

V Praze dne

Helena Reichlová

Obsah

1. Úvod

1.1 Nelineární optické jevy5

1.2 Cíl práce6

2. Teoretická část

2.1 Základní vztahy nelineární optiky6

2.2 Některé nelineární optické jevy druhého a třetího řádu8

2.3 Shrnutí výsledků dosažených v obdobném experimentu [2]11

3. Generace femtosekundového kontinua

3.1 Experimentální uspořádání13

3.2 Vzorky použité pro generaci kontinua15

3.3 Spektra kontinua15

3.4 Intenzitní závislost19

4. Diskuze získaných výsledků

4.1 Závislost zastoupení jednotlivých vlnových délek ve spektru generovaného kontinua26

4.2 Diskuze pozorovaných nelineárních jevů27

4.3 Diskuze použitelnosti generování kontinua29

5. Závěr30

6. Literatura31

Název práce: Použití nelineární optiky pro změnu vlnové délky laserových pulsů

Autor: Helena Reichlová

Katedra: Katedra chemické optiky a fyziky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Petr Němec, Ph.D.

e-mail vedoucího: nemec@karlov.mff.cuni.cz

Abstrakt: Vzájemná interakce mezi světlem a pevnou látkou silně závisí na výkonu přenášeném světlem. Je-li tento výkon malý, mění pevná látka u procházejícího světla pouze jeho intenzitu nebo polarizační stav. Vzroste-li však tento výkon nad určitou mez, začínají platit zákony nelineární optiky. Jedním z aplikačně velice zajímavých jevů, které se začnou projevovat při vysokých světelných výkonech, je změna vlnové délky procházejícího světla. V rámci této bakalářské práce je studována možnost měnit vlnovou délku silných laserových pulsů generací femtosekundového kontinua s cílem dosáhnout laditelnosti světla v co nejširším spektrálním oboru.

Klíčová slova: nelineární optika, ultrakrátké laserové pulsy, generace femtosekundového kontinua

Title: Laser pulse wavelength conversion by nonlinear optics

Author: Helena Reichlová

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Supervisor's e-mail address: nemec@karlov.mff.cuni.cz

Abstract: An interaction between light and a solid strongly depends on the power, which is carried by the light. If this power is low, a solid changes just properties of a light like an intensity or a polarization state. Whenever the power gets over a certain threshold, principles of the nonlinear optics come into operation. One of the most interesting effects, which can be seen due to the high power of the light, is the wavelength conversion of the passing light. During this bachelor's work, we have studied the possibility of changing the wavelength of the strong laser pulses by the white-light femtosecond continuum generation. We have tried to tune the wavelength in the widest spectral band, as it was possible.

Keywords: nonlinear optics, ultra short laser pulses, femtosecond continuum generation

1. Úvod

1.1 Nelineární optické jevy

Díky vynálezu laseru v roce 1960 bylo umožněno sledovat optické jevy při vyšších intenzitách než doposud a bylo ukázáno, že optická prostředí jsou ve skutečnosti nelineární. Neplatí tedy lineární závislost mezi vektorem intenzity elektrického pole $E(r,t)$ a vektorem elektrické polarizace $P(r,t)$. Vzhledem k závislosti parametrů vystupujících v úměře mezi těmito dvěma vektory (jak je rozebráno dále) na prostředí, se nelineární jevy neprojeví ve vakuu. Oproti lineárnímu prostředí se pak nelineární prostředí liší zejména tím, že index lomu, a tedy rychlost šíření světla, se v optickém prostředí mění v závislosti na intenzitě světla, neplatí princip superpozice a při průchodu záření nelineárním prostředím může dojít ke změně jeho frekvence. Dále je třeba počítat s tím, že záření ovlivňuje záření – dochází ke vzájemné interakci fotonů.

Všechny tyto rozdíly s sebou přinášejí nezvyklé, někdy zdánlivě neuvěřitelné jevy – od komplikovaných pulsujících barevných obrazců (kterých jsme byli svědky například při této bakalářské práci) až třeba po optickou fázovou konjugaci, která může být interpretována i jako dynamická holografie v reálném čase. Nelineární optika (i proto, že se jedná o odvětví optiky relativně mladé) je předmětem dalších výzkumů.

Matematický popis všech těchto jevů je velmi komplikovaný, v některých případech prakticky nemožný. Také z tohoto důvodu si tato bakalářská práce neklade za cíl tyto jevy matematicky popsat a formulovat pro ně zákonitosti, nýbrž se pokusit některé z jevů nelineární optiky experimentálně pozorovat. A dále popsat způsob, jakým jsme dosáhli nejširšího spektrálního rozsahu, aby bylo možné výsledků této práce použít pro další měření.

1.2 Cíl této bakalářské práce

Cílem této bakalářské práce bylo zjistit, který z použitých materiálů generuje nejkvalitnější kontinuum, to znamená takové, které by mělo co největší spektrální rozsah (zejména ve viditelné oblasti) a zároveň kontinuum bylo stabilní a nedocházelo ke degradaci použitého vzorku. Pro jednotlivé vzorky jsme se pokusili nalézt optimální umístění vzorku (vůči ohnisku použité spojné čočky) a vhodnou energii vstupního pulsu.

2. Teoretická část

2.1 Základní vztahy nelineární optiky [1]

Vlastnosti dielektrického prostředí, kterým se šíří elektromagnetická vlna jsou zcela popsány matematickým vztahem

$$P = \varepsilon_0 \chi E \quad (2.1)$$

mezi vektorem elektrické polarizace $P(r,t)$ a vektorem intenzity elektrického pole $E(r,t)$, χ je elektrická susceptibilita daného prostředí a ε_0 je permitivita vakua.

Intenzita elektrického pole optické vlny vyzářené běžnými zdroji světla (sluneční záření, běžně používané lasery s nízkým výkonem) je malá ve srovnání s typickým polem uvnitř atomu či krystalu. Vztah mezi P a E pro malá E je přibližně lineární. Pro zvětšující se E lze P na okolí $E = 0$ rozvést v řadu:

$$P = a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \frac{1}{6} a_3 E^3 + \dots \quad (2.2)$$

kde koeficienty a_i , $i = 1, 2, \dots$ jsou rovny příslušným derivacím P podle E v bodě $E = 0$.

Pokud je nenulový pouze člen a_1 , je vztah mezi P a E lineární, pokud jsou nenulové i další členy, nazveme prostředí, jak již bylo řečeno nelineárním.

Pro první koeficient platí

$$a_1 = \varepsilon_0 \chi \quad (2.3).$$

Druhý reprezentuje nelinearitu druhého řádu a třetí nelinearitu třetího řádu. Označíme-li

$$d = \frac{1}{4} a_2 \quad (2.4)$$

$$\chi^{(3)} = \frac{1}{24} a_3 \quad (2.5)$$

napíšeme vztah (2.2) ve tvaru

$$P = \varepsilon_0 \chi E + 2dE^2 + 4\chi^{(3)} E^3 + \dots \quad (2.6)$$

a rozdělíme P na součet lineární a nelineární části

$$P = \varepsilon_0 \chi E + P_{NL} \quad (2.7).$$

Dostaneme tak vyjádření vhodné pro další použití.

Šíření světla v nelineárním optickém prostředí je popsáno vlnovou rovnicí

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

Dosadíme-li ze vztahu (2.7) a víme-li, že platí

$$n^2 = 1 + \chi \quad (2.9)$$

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}} \quad (2.10)$$

je potom vlnová rovnice v nelineárním prostředí

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -S \quad (2.11)$$

kde

$$S = -\mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

Toto je základní rovnice teorie vlnové optiky, kde na pravou stranu vztahu (2.11) pohlížíme jako na vyzařující zdroj v lineárním prostředí s indexem lomu n . Zdroj záření S je funkcí E , tedy mluvíme o zdrojové funkci $S(E)$.

Tuto rovnici řešíme dvěma přibližnými způsoby, první z nich je iterativní přístup – Bornova aproximace, druhým je teorie vázaných vln.

V případě Bornovy aproximace předpokládáme, že na nelineární optické prostředí dopadá optické pole E_0 , které v prostředí vytvoří zdroj záření $S(E_0)$, to vyzáří optické pole E_1 , to dále generuje zdrojovou funkci $S(E_1)$ atd. Jednotlivé kroky nazýváme jednotlivými stupni Bornovy aproximace. V případě malých intenzit záření je možné počítat pouze s první Bornovou aproximací a tedy vyzářené pole E_1 považovat pouze za rozptýlené dopadající pole E_0 .

2.2 Některé nelineární optické jevy druhého a třetího řádu

Nelineární optické jevy druhého řádu

Mluvíme o nelineárních jevech druhého řádu, pokud můžeme nelinearity třetího a vyššího řádu zanedbat, tedy popisujeme chování nelineární části pouze členem

$$P_{NL} = 2dE^2 \quad (2.13).$$

Generování druhé harmonické

Mějme elektromagnetickou vlnu popsanou

$$E(t) = \text{Re}\{E(\omega) \exp(i\omega t)\} \quad (2.14),$$

kde $E(\omega)$ je komplexní amplituda a ω je úhlová frekvence

$$\omega = \frac{2\pi c_0}{\lambda_0} \quad (2.15).$$

Dosažením tohoto vyjádření do (2.13) dostaneme nelineární polarizaci

$$P_{NL}(t) = P_{NL}(0) + \text{Re}\{P_{NL}(2\omega)\exp(i2\omega t)\} \quad (2.16),$$

kde nyní $P_{NL}(0) = dE(\omega)E^*(\omega)$ (2.17)

$$P_{NL}(2\omega) = dE(\omega)E(\omega) \quad (2.18).$$

Tedy zdrojová funkce, jak byla zavedena vztahem (2.12), vyzařuje optické pole na frekvenci 2ω , tedy o vlnové délce $\lambda_0/2$. Říkáme, že toto rozptýlené optické pole je druhou harmonickou dopadajícího pole. [2]

Účinnost generování druhé harmonické je přímo úměrná intenzitě záření dopadající vlny I .

Intenzita záření dopadající vlny je dána vztahem

$$I = \frac{P}{A} \quad (2.19),$$

kde P je dopadající výkon na plochu A .

Proto je výhodné maximální výkon soustředit na co nejmenší plochu, v praxi je používáno impulsních laserů s velkým špičkovým výkonem a fokusace paprsku pomocí čoček.

Nelineární optické jevy třetího řádu

Mluvíme o nelineárních jevech třetího řádu, pokud se jedná o prostředí se středovou symetrií (a kvadratický nelineární člen je tak nulový). Takové prostředí se nazývá kerrovské a platí

$$P_{NL} = 4\chi^{(3)}E^3 \quad (2.20).$$

Generování třetí harmonické

Obdobně jako v případě generování druhé harmonické, lze dosadit (2.14) do (2.20). Získáme vztahy obdobné (2.16), kde vystupuje složka na frekvenci ω

$$P_{NL}(\omega) = 3\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 E(\omega) \quad (2.21)$$

a složka s frekvencí 3ω

$$P_{NL}(3\omega) = \chi^{(3)} E^3(\omega) \quad (2.22).$$

Ve většině případů je však účinnost generování třetí harmonické velmi malá.

Kerrův jev a automodulace fáze

Kerrovým optickým jevem nazýváme jev, u kterého je fázová rychlost šířící se vlny závislá na její vlastní intenzitě.

Na základě tohoto jevu dochází v kubicky nelineárních prostředích k jevu automodulace fáze.

Fáze optického svazku se změní o hodnotu

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n_2 PL}{\lambda_0 A} \quad (2.23),$$

kde L je délka dráhy proběhnutá paprskem, P je přenášený výkon plochou o příčném průřezu A , pro n_2 platí

$$n_2 = \frac{3\eta}{\epsilon_0 n} \chi^{(3)} \quad (2.24),$$

kde n je index lomu prostředí.

Automodulace fáze je využívána k ovládní světla světlem.

Autofokusace

Pokud prochází intenzivní paprsek tenkou vrstvou kerrovského prostředí, vytvoří se v něm závislost příčného rozložení indexu lomu na příčném rozložení intenzity svazku. Vrstva potom působí jako gradientní prostředí a dojde k zakřivení vlnoplochy procházející vlny.

Za jistých podmínek může taková vrstva sloužit jako čočka, jejíž ohnisková vzdálenost závisí na výkonu dopadající vlny.

[3]

2.3 Shrnutí výsledků dosažených v obdobném experimentu [4]

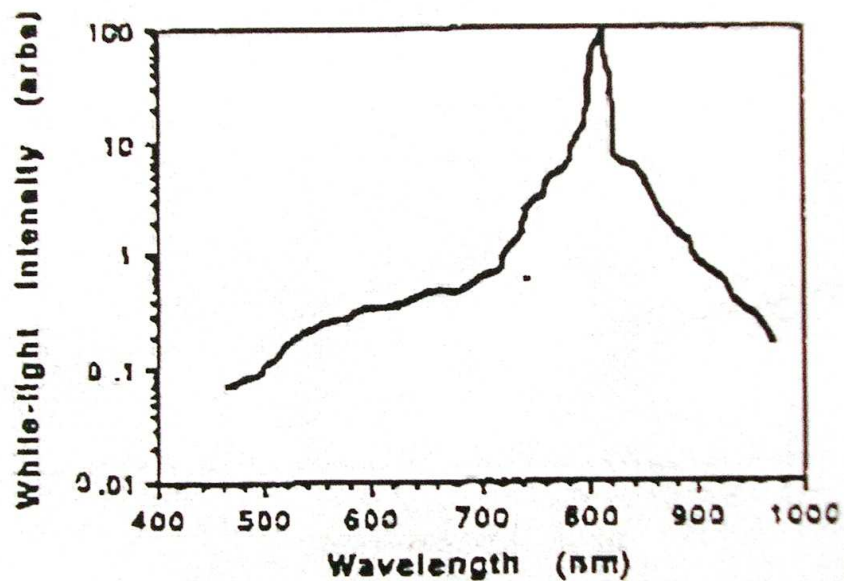
Před samotným měřením jsem studovala článek [4], kde autoři mimo jiné studovali generování kontinua obdobnou metodou jako my.

Jako zdroj femtosekundových pulsů byl použit titan safírový laser čerpaný z argonového laseru. Tento systém vytvářel femtosekundové pulsy s energií řádu μJ s opakovací frekvencí 300 kHz.

Cílem autorů v [4] bylo dosáhnout laditelnosti světla až vlnových délek odpovídajících UV záření. Jejich experiment tedy vypadal obdobně jako náš. Silné laserové pulsy byly fokusovány pomocí čoček (s ohniskovou vzdáleností 20 cm), vzorek byl umístěn tak, aby nedocházelo k jeho deformaci (jako ideální se ukázala vzdálenost přibližně 50 mm před nebo za ohniskem), takto nastavený experiment vydržel i 100 hodin bez známek degradace materiálu.

Použité vzorky byly hydrofobické, byly proto umístěny ve speciálních komůrkách.

Autoři zkoušeli pro různé energie pulsu stabilitu kontinua. Ukázalo se, že pro energie menší než $2\ \mu\text{J}$ docházelo k celopaprskové autofokusaci, která se projevila kolapsem do stabilního jednoduchého svazku. Vysoké intenzity tohoto svazku umožnily díky automodulaci fáze vytvoření bílého kontinua (jak je zobrazeno obr. 1).



Obr. 1 – Spektrum femtosekundového kontinua [4]

Pro vstupní energie větší než $2 \mu\text{J}$ se kontinuum ukázalo jako nestabilní (velké fluktuace). Naopak jako dolní hranice, aby se projevily nelineární jevy (a došlo ke generaci kontinua), se ukázala energie asi $0,5 \mu\text{J}$.

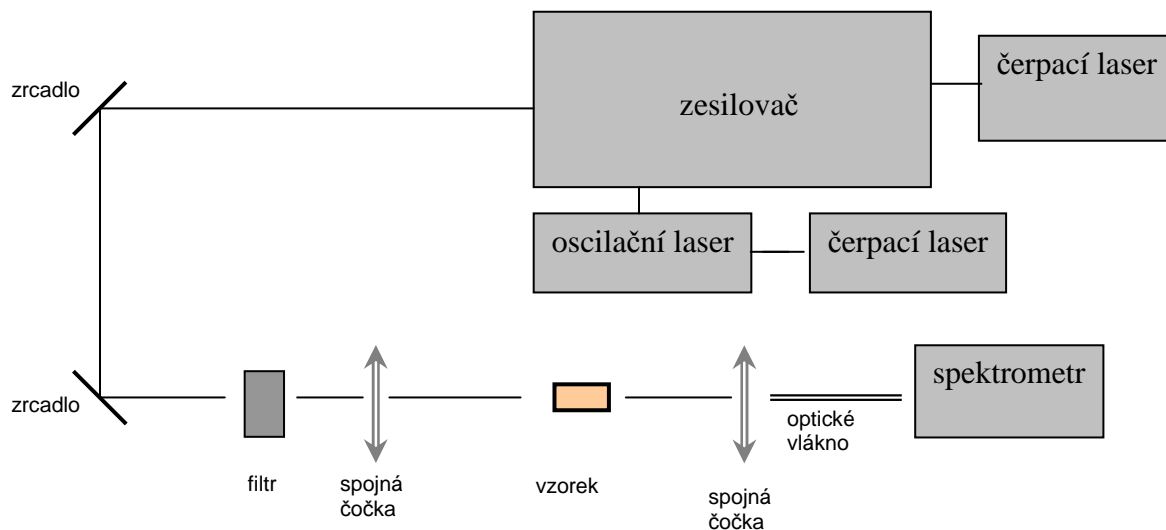
Jako ideální hodnoty pro generaci kvalitního stabilního kontinua autoři [4] určili energie pulsů na $1 \mu\text{J} - 2 \mu\text{J}$.

3. Generace femtosekundového kontinua

3.1 Experimentální uspořádání

Jak již bylo zmíněno, nelineární optické jevy (speciálně požadovaná generace femtosekundového kontinua) se projeví při relativně vysokých intenzitách světla vstupujícího do opticky nelineárního prostředí. Jako zdroj světla jsme tedy v našem případě používali femtosekundový laser. Jednalo se o zesilovač od firmy Spectra Physics (Spitfire Pro F1KXP) pracující na frekvenci 1 kHz a generující 100 fs pulsy o vlnové délce 800 nm a energii v pulsu 3,5 mJ.

Schéma uspořádání experimentu je znázorněno na obrázku 2.



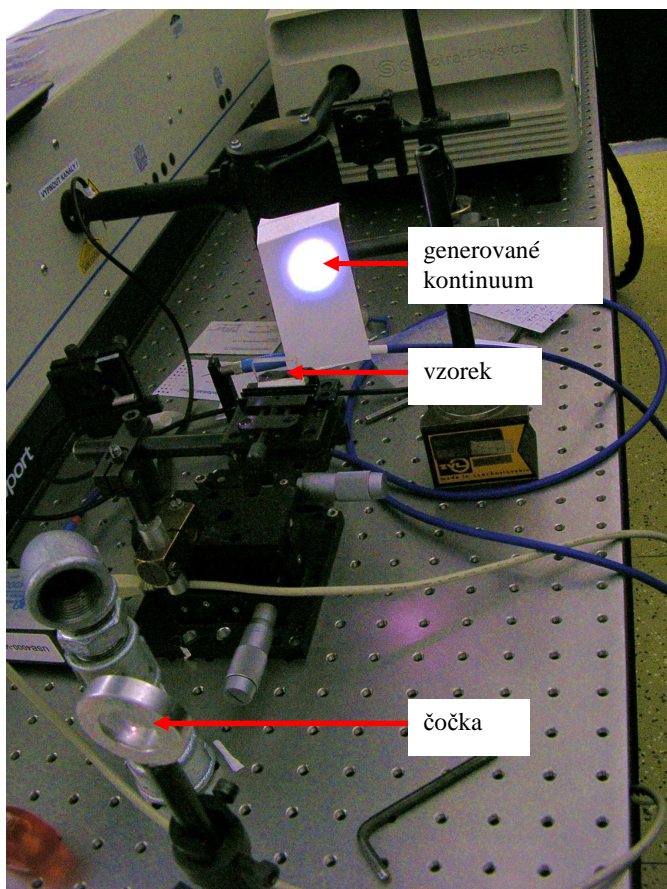
Obr. 2 - Schéma experimentálního uspořádání

Schéma měření

Pulsy generované laserem byly pomocí stříbrných zrcadel přivedeny na spojnou čočku. Pro regulaci intenzity pulsů bylo možno před čočku vkládat šedý filtr.

Svazek fokusovaný čočkou (5D) byl dále přiveden na vzorek, který byl uchycen v posuvném dílu. Za vzorkem generované kontinuum bylo fokusováno další spojnou čočkou do optického vlákna, kterým bylo přivedeno do spektrometru.

Pro lepší představu slouží obrázek 3 (fotografie uspořádání experimentu). Na této fotografii je vidět, jak je pomocí čočky fokusován paprsek na vzorek. Za vzorkem generované kontinuum je zachyceno na stínítku (místo fokusace do optického vlákna).



Obr. 3 – Fotografie uspořádání experimentu

3.2 Vzorky použité pro generaci kontinua

Měřili jsme kontinuum generované v těchto materiálech :

podložní sklíčko k mikroskopu, křemenné sklo, skleněný dělič, fluorid vápenatý CaF_2 , bromid draselný KBr , chlorid sodný $NaCl$, safír

Veškeré vzorky měly opticky opracované povrchy.

Dále jsme se pokusili měřit kontinuum generované v chloridu draselném KCl , tento vzorek se však ukázal jako nevhodný, prakticky okamžitě degradoval a laserové záření ho trvale poškozovalo.

Tab. 1 – Rozměry měřených vzorků

materiál	tloušťka [mm]
podložní sklíčko	1
křemenná destička	4
skleněný dělič	10
CaF_2	8
KBr	5
$NaCl$	8
KCl	2
safír	1

Chyby měření tloušťky v tomto případě nemá smysl uvádět, protože se změřenými hodnotami nikde dále nepočítá a slouží zejména pro orientační představu.

3.3 Spektra kontinua

Postup měření

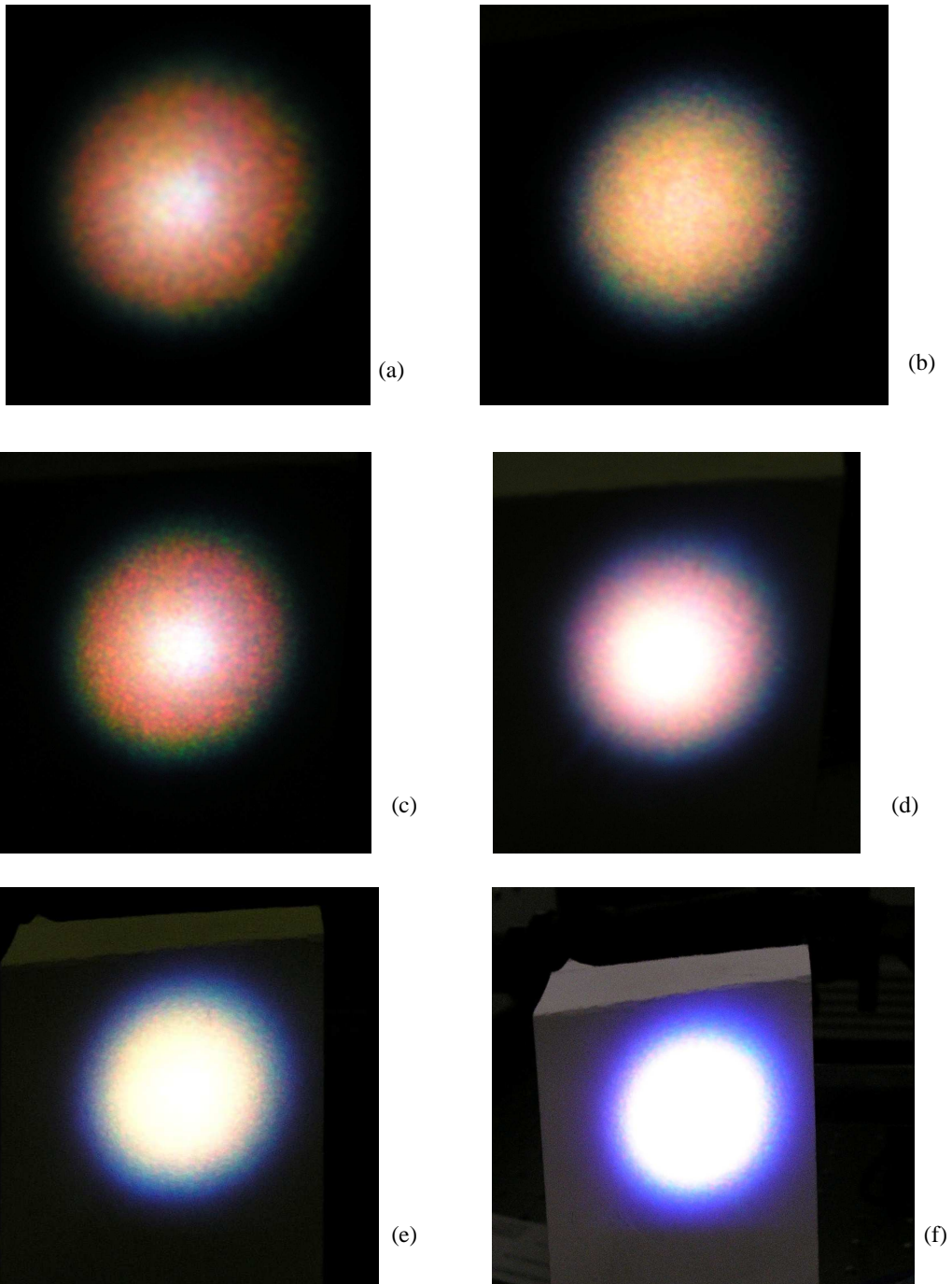
Nejprve bylo potřeba najít vhodné umístění vzorku vzhledem k ohnisku použité čočky. Požadovali jsme, aby paprsek fokusovaný čočkou materiál neničil, ale zároveň byla energie paprsku dostatečně velká na to, aby za vzorkem bylo generováno kontinuum.

Pro jeden vzorek (křemenné sklo) je vývoj kontinua pro energii laserových pulsů $104 \mu\text{J}$ při posouvání vzorku do ohniska zachycen na obr. 4.

Na obrázku 4a – 4e je znázorněno postupné posouvání vzorku blíž k ohnisku. Je vidět, že zejména na obr. 4a, 4b a 4c není kontinuum „bílé“, nejsou tedy zastoupeny všechny vlnové délky viditelného světla. Na obr. 4f je vzorek umístěn těsně před ohniskem čočky a je generováno „bílé kontinuum“.

Ukázalo se, že při použití čočky s ohniskovou délkou 20 cm a energií pulsů $104 \mu\text{J}$ je nejvhodnější vzorek umístit těsně před nebo za ohniskem. Došli jsme tak k podobnému závěru jako v [4]. Pokud byl vzorek umístěn příliš daleko od ohniska čočky, nedocházelo ke generaci kontinua vůbec nebo kontinuum nebylo homogenní. Pokud se naopak nacházel vzorek v ohnisku čočky, docházelo k degradaci materiálu vzorku a kontinuum nebylo stabilní.

Podrobnější popis a diskuze dalších pozorovaných jevů je v oddílu 4.2.

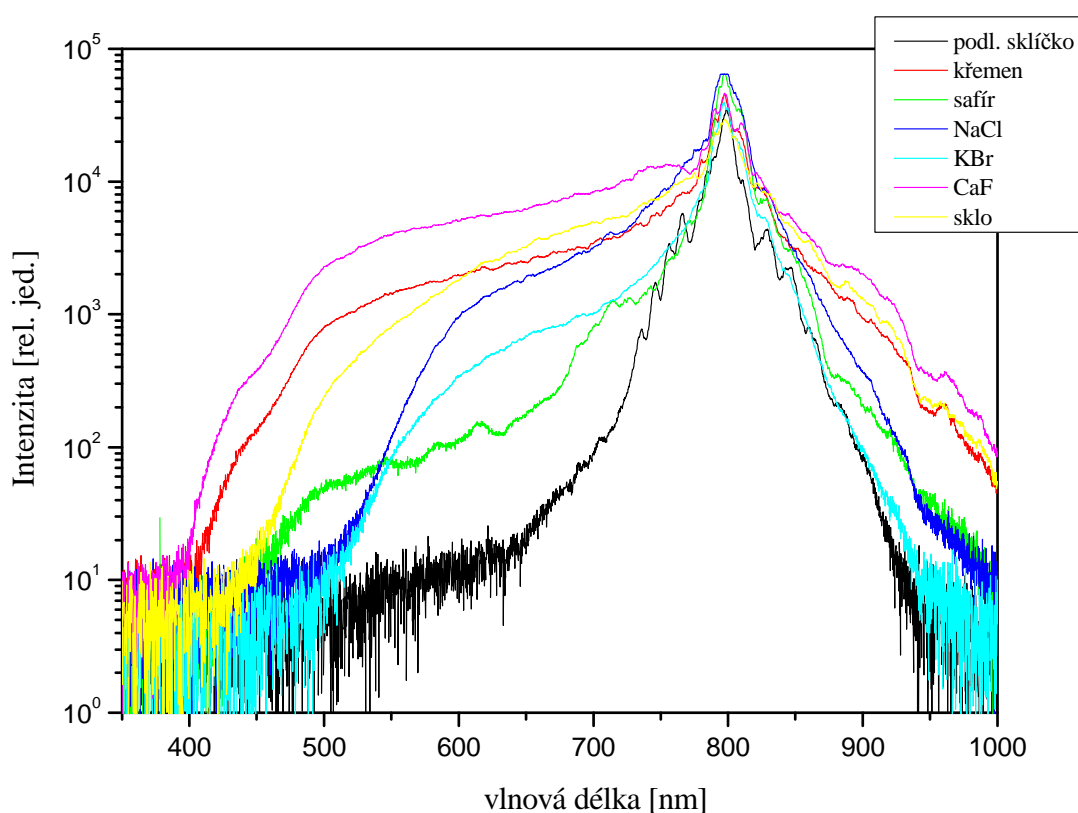


Obr. 4 – Vývoj kontinua generovaného v křemenném skle při jeho posouvání do ohniska čočky, energie laserových pulsů byla $104 \mu\text{J}$.

(a) vzorek je umístěn nejdále od ohniska, (f) vzorek je těsně před ohniskem

Spektra kontinua

Po nalezení nejvhodnějšího umístění vzorku jsme začali s měřením. Pro každý vzorek jsme pomocí spektra grafu proměřili intenzitu světla v kontinuu v závislosti na vlnové délce. Výsledná spektra jsou pro všechny měřené vzorky uvedena na obrázku 5.

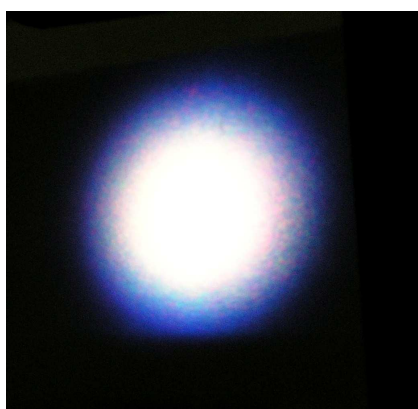


Obr. 5 – Spektra kontinua generovaného v jednotlivých vzorcích, energie v pulsu $104 \mu\text{J}$

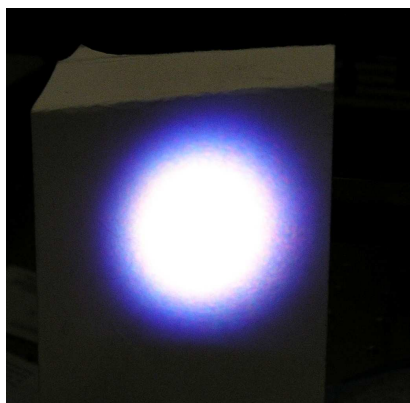
Jako nejlepší vzorky ke generování stabilního kontinua s maximálním možným spektrálním rozsahem se ukázaly zejména CaF_2 , křemenné sklo a skleněný dělič. Na první pohled se zdá, že pro generování kontinua hraje roli nejen volba příslušného materiálu, ale také jeho tloušťka (podrobněji to bude diskutováno v oddílu 4.3).

3.4 Intenzitní závislost

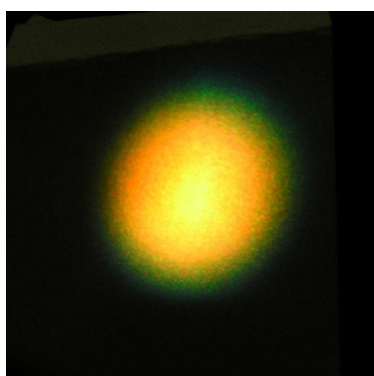
Pro tři vzorky, které generovaly spektrálně široké kontinuum, jsme dále měřili chování tohoto kontinua v závislosti na intenzitě pulsu. Byly to tyto vzorky: CaF_2 , křemenné sklo a skleněný dělič. Fotografie kontinua v nich generovaného je uvedena na obrázku 6.



(a)



(b)

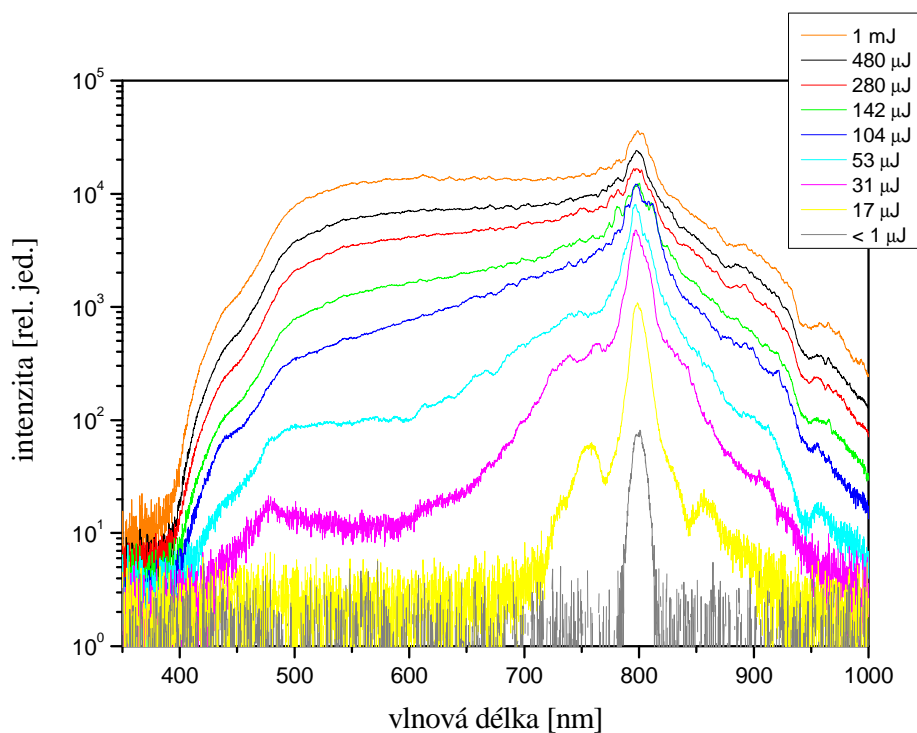


(c)

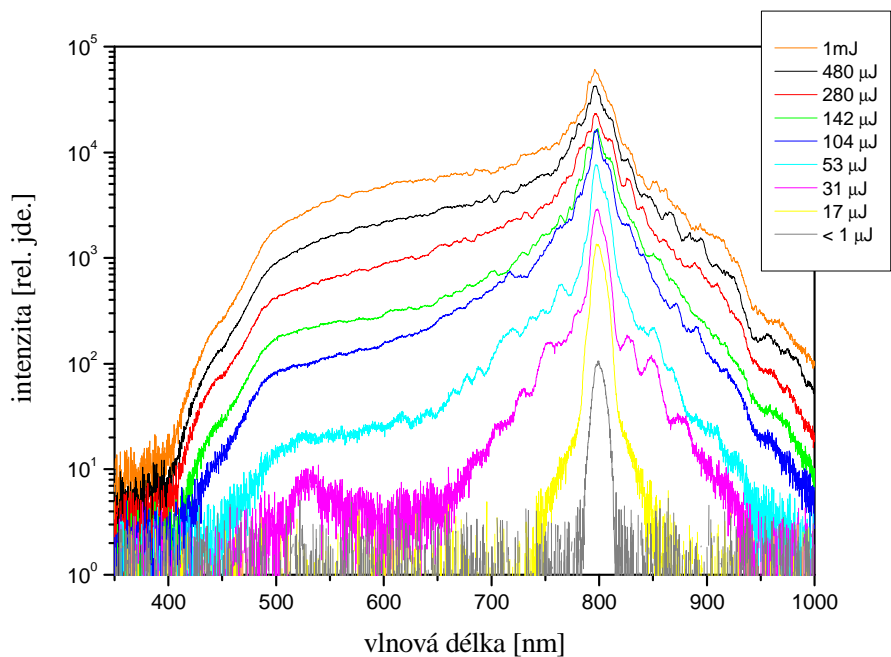
Obr. 6 – Fotografie kontinua generovaná ve vzorcích:
(a) CaF_2 , (b) křemenné sklo, (c) skleněný dělič.
Energie laserových pulsů $104 \mu J$.

Intenzitu excitačních pulsů jsme regulovali pomocí šedých filtrů, které jsme umístovali před fokusující čočku, používali jsme filtry s optickou hustotou od 0,3 do 3. Pro každé měření jsme přesně měřili energii vstupujícího pulsu, která nabývala hodnoty od méně než $1 \mu\text{J}$ až do 1 mJ .

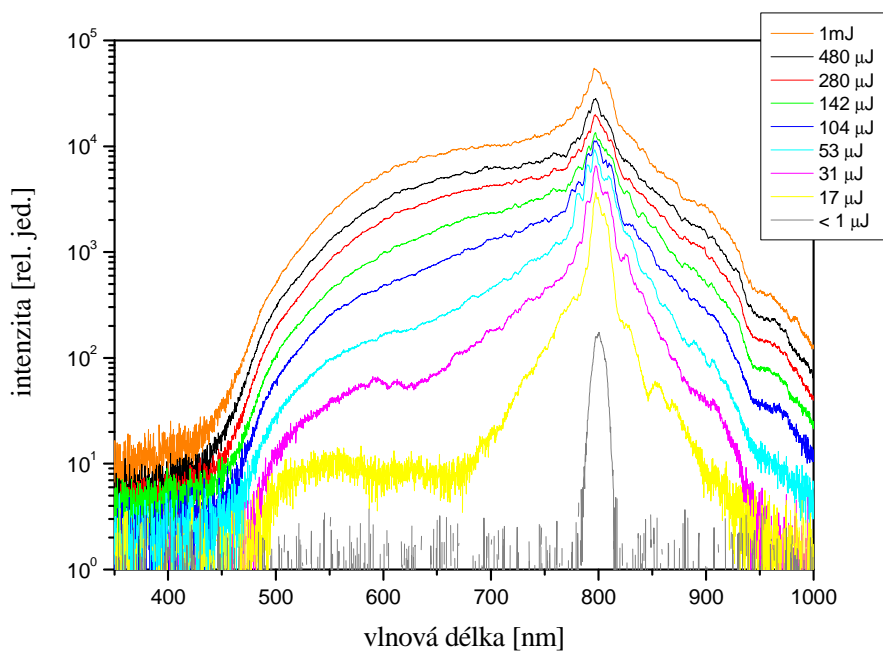
Závislost spektra kontinua na energii v laserových pulsech je pro CaF_2 znázorněna na obrázku 7, pro křemenné sklo na obrázku 8 a pro skleněný dělič na obrázku 9.



Obr. 7 – Závislost spektra kontinua generovaného v CaF_2 pro různé energie v laserových pulsech.



Obr. 8 – Závislost spektra kontinua generovaného v křemenném skle pro různé energie v laserových pulsech.



Obr. 9 - Závislost spektra kontinua generovaného ve skleněném děliči pro různé energie v laserových pulsech.

Ze změřených závislostí je patrné, že pokud je energie laserových pulsů menší než $1 \mu\text{J}$, spektrální složení pulsů se po průchodu materiálem prakticky nezmění. Pokud energie pulsů přesáhne hranici řádově $10 \mu\text{J}$, spektrum pulsů se začne rozšiřovat. Po dosažení hodnoty energie vstupního pulsů přibližně $100 \mu\text{J}$ se spektrum dále podstatně nemění. Pro energii pulsů řádově 1mJ pak již docházelo ve studovaných vzorcích k degradaci jejich vlastností.

Celkově je tedy možné říci, že v námi používaných experimentálních podmínkách je optimální energie laserových pulsů od $150 \mu\text{J}$ do $500 \mu\text{J}$.

Intenzita na vybraných vlnových délkách v závislosti na intenzitě vstupujícího pulsů

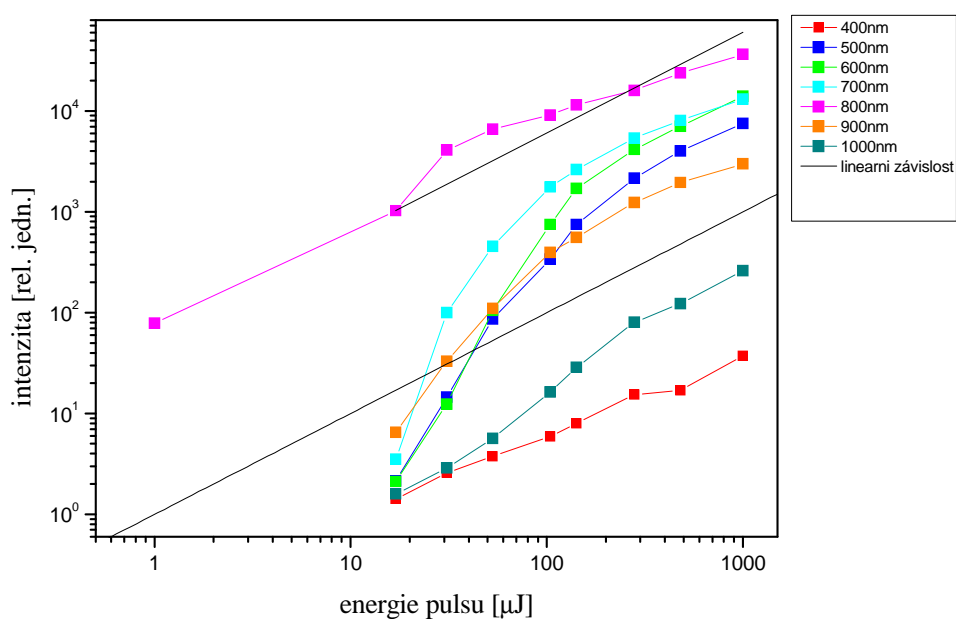
Pro lepší charakterizaci chování kontinua jsme dále odečetli z těchto tří grafů pro některé vlnové délky (400 nm, 500 nm, 600 nm, 700 nm, 800 nm, 900 nm, 1000 nm) hodnotu intenzity světla naměřenou v kontinuu pro všechny vstupní intenzity pulsů. Odečtené intenzity světla v kontinuu jsme potom vynesli pro každý vzorek do grafu v závislosti na energii vstupujícího pulsů. Pro CaF_2 obrázek 10, pro křemenné sklo obrázek 11, pro skleněný dělič obrázek 12.

Tyto grafy mají obě osy v logaritmické škále, toto zobrazení je výhodné vzhledem k tomu, že funkční závislost typu $y = x^n$.

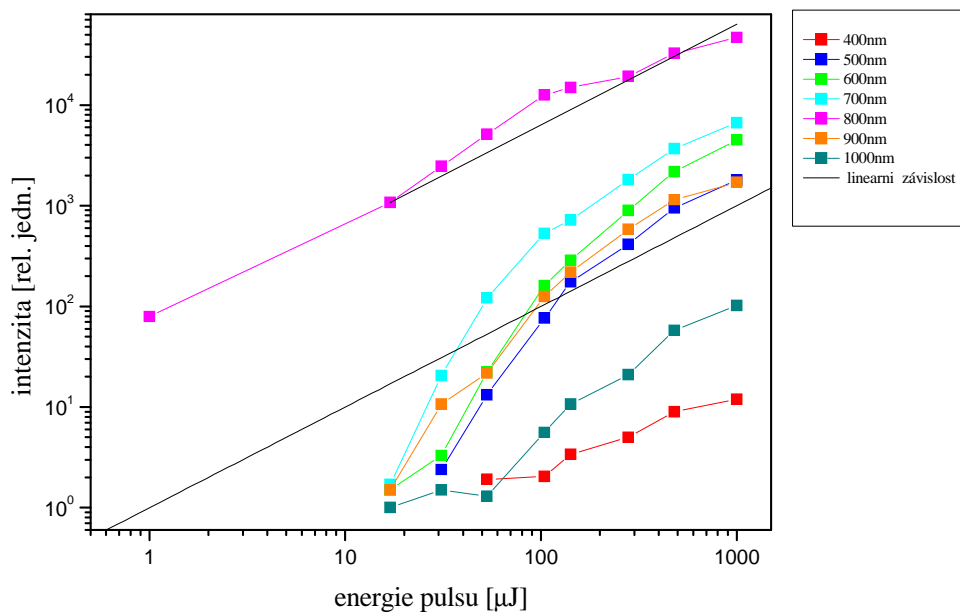
Velikost parametru n pak určuje, zda se jedná o lineární závislost ($n = 1$), nebo jinou mocninnou závislost (pro $n < 1$ sublineární apod.).

Jak již bylo zmíněno, nelineární jevy se začnou projevovat až při vyšších intenzitách vstupujícího pulsů. Tedy pro nižší intenzity bychom očekávali, že vstupující paprsek (tedy světlo o vlnové délce 800 nm) do materiálu vstoupí a vystoupí (v ideálním případě) v nezměněné podobě. To by tedy znamenalo lineární závislost nárůstu intenzity vlnové délky na 800 nm na intenzitě vstupujícího pulsů. Tato lineární závislost je zobrazena na obr. 10, obr. 11 a obr. 12 černou čarou. V okamžiku, kdy ale začneme pozorovat i barvy

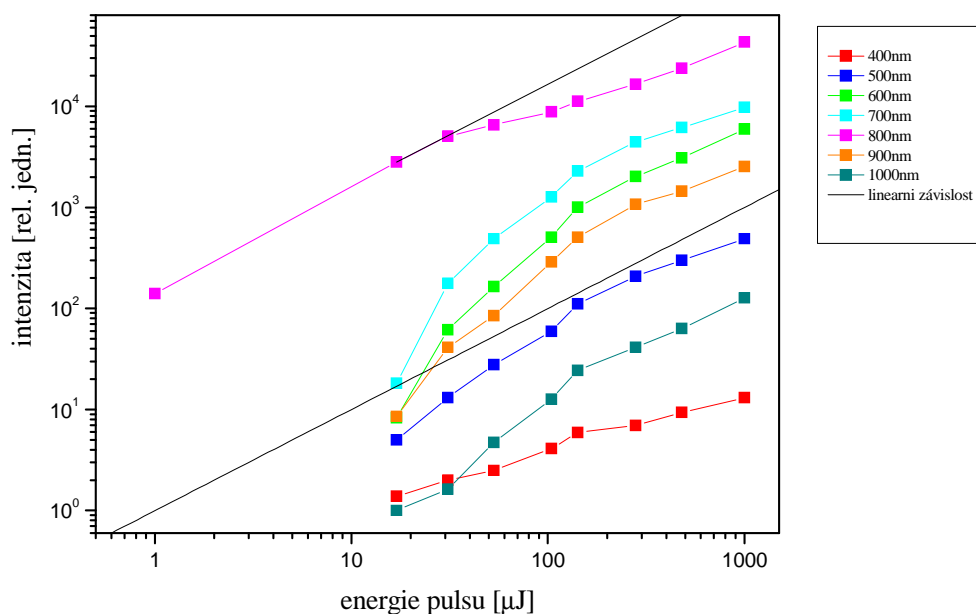
odpovídající jiným vlnovým délkám než 800 nm, mělo by dle zákona zachování energie platit, že intenzita odpovídající světlu o vlnové délce 800 nm bude v kontinuu slábnout. Z grafů je vidět, že v případě skleněného děliče naměřená závislost odpovídá tomuto očekávání (viz obr. 12). V případě CaF_2 a křemenného skla je ale tato závislost jiná (viz obr. 10 a obr. 11). Diskuze tohoto jevu je dále v oddíle 4.1.



Obr. 10 - Intenzita světla v kontinuu generovaném v CaF_2 na vybraných vlnových délkách v závislosti na energii vstupního pulsu (body), černé čáry představují lineární závislost se směrnicí $n = 1$.



Obr. 11 - Intenzita světla v kontinuu generovaném v křemenném skle na vybraných vlnových délkách v závislosti na energii vstupního pulsu (body), černé čáry představují lineární závislost se směrnici $n = 1$.



Obr. 12 - Intenzita světla v kontinuu generovaném ve skleněném děliči na vybraných vlnových délkách v závislosti na energii vstupního pulsu (body), černé čáry představují lineární závislost se směrnici $n = 1$.

Pokud by na obrázcích 10 -12 změřené závislosti vypadaly jako přímky, směrnice této přímky by měla význam „ochoty“ příslušné vlnové délky zvyšovat svoje zastoupení v kontinuu. Tedy, zda příslušná vlnová délka zvyšuje svoje zastoupení přímo úměrně intenzitě vstupujícího pulsu (směrnice by byla rovna jedné), zda roste rychleji než přímá úměra (směrnice je větší než jedna), nebo zda roste jako sublineární funkce (směrnice je menší než jedna).

V případě vzorků vyrobených z CaF_2 a z křemenného skla je vidět, že vlnové délky 500 nm, 600 nm, 700 nm a 900 nm zvyšují svoje zastoupení při zvyšování energie vstupního pulsu přibližně do 100 μJ rychleji než vlnové délky 400 nm a 1000 nm. Od hodnoty energie vstupního pulsu 100 μJ jsou pak odečtené body mnohem více podobné lineární závislosti, jejíž směrnice je pro všechny vlnové délky podobná a to zhruba lineární. Tedy od určité hodnoty vstupního pulsu se zastoupení všech vlnových délek bude zvyšovat podobně.

V případě skleněného děliče nejsou rozdíly mezi jednotlivými vlnovými délkami natolik velké. Lze říci, že v tomto případě zvyšují vlnové délky svoje zastoupení nejrovnoměrněji z měřených vzorků.

4. Diskuze

4.1 Závislost zastoupení jednotlivých vlnových délek ve spektru generovaného kontinua

Námi provedená měření ukázala, že pro energii vstupních laserových pulsů od přibližně $10 \mu\text{J}$ do přibližně $100 \mu\text{J}$ roste intenzita femtosekundového kontinua na většině vlnových délek superlineárně. Pro vyšší energie pulsů se zvyšuje lineárně, a to až do přibližně hodnoty 1mJ , kdy dochází k degradaci materiálu.

V případě vlnové délky 800nm by při slabých energiích vstupního pulsu paprsek měl procházet vzorkem nezměněn, při určité energii by se měly začít projevovat nelineární optické jevy – v našem případě generace femtosekundového kontinua. Stále však musí platit zákon zachování energie, tedy že intenzita, o kterou se sníží vlnová délka 800nm , bude odpovídat nárůstu intenzit jiných vlnových délek. Tedy bychom očekávali přibližně následující průběh: pro malé energie vstupního pulsu lze hodnoty proložit přímkou se směrnici rovnou jedné, pokud jde dále od určité hodnoty energie vstupního pulsu proložit odečtené hodnoty přímkou, bude mít směrnici menší než jedna – dochází k nárůstu i jiných vlnových délek.

Pokud se však podíváme na obrázek 10 a na obrázek 11 vidíme, že v místě, kde se začíná zvyšovat i zastoupení jiných vlnových délek, vlnová délka původní (800nm) naopak roste strměji než lineárně. Tento jev by mohl vypadat jako porušení zákona zachování energie. Vysvětlení je pravděpodobně v tom, že naše experimentální uspořádání se skládá z optického vlákna, které má menší průměr, než je průměr generovaného kontinua, tedy do vlákna je navázána jen jeho určitá část. V okamžiku, kdy se ale začínají projevovat nelineární optické jevy, dochází také k jevu autofokuse. Tedy intenzita na vlnové délce 800nm je místo očekávaného slábnutí naopak zesílena.

Nejedná se tedy o porušení zákona zachování energie, neboť díky autofokusaci do optického vlákna vstupuje další energie.

Pokud se podíváme na obrázek 12, je vidět, že nastává námi očekávaný průběh, tedy je možné se domnívat, že v případě vzorku vyrobeného ze skleněného děliče nedochází k autofokusaci v takové míře jako v případě dvou předchozích vzorků.

4.2 Diskuze pozorovaných nelineárních jevů

Během měření a zejména během nastavování vzorků jsme pozorovali mnoho nelineárních optických jevů. Zejména různé zbarvení a různou strukturu kontinua.

Někdy bylo výsledné kontinuum zbarvené bez jakéhokoliv okem viditelného uspořádání, jindy naopak docházelo ke generaci kontinua v podobě soustředných kruhů o různé barvě. To je pravděpodobně způsobeno tím, že při příslušných experimentálních podmínkách je dominantním nelineárním mechanismem vícevlonné směšování. Pozorovaná kruhová symetrie je tedy dána splněním podmínky sfázování pro příslušnou barvu. Na obrázku 13 je ukázán takový příklad.



Obr. 13 – Kontinuum generované ve vzorku z křemenného skla, energie v pulsu $104 \mu\text{J}$.

Na tomto obrázku je také vidět členitost kontinua, není zcela homogenní nýbrž je tvořeno „body“, které se navíc neustále jemně hýbaly. Takový jev jsme pozorovali poměrně často. Dále se ukazovalo, že obraz reagoval na mnoho podnětů (hluk, mechanické chvění v okolí), tedy výsledná podoba bude zřejmě dána komplikovanou kombinací mnoha parametrů – od umístění vzorku vůči čočce až po jemné pohyby ve vzduchu v okolí aparatury.

Dalším zajímavým zjištěním bylo to, jak „nepřesným detektorem je lidské oko“. Některé z obrazů se jevily lidskému oku jako složené z mnoha vlnových délek (odpovídajících zejména červené, zelené a žluté barvě), po vyhodnocení tohoto obrazu spektrometrem se ale ukázalo, že je spektrum složeno prakticky výhradně z vlnové

délky odpovídající červené barvě, ačkoliv se lidskému oku zdá obdobně zastoupena i vlnová délka odpovídající zelené a žluté barvě. To je dáno tím, že lidské oko je výrazně citlivější na vlnové délky okolo 500 nm než na vlnové délky okolo 800 nm.

4.3 Diskuze použitelnosti generování kontinua

Jak již bylo zmíněno, nejkvalitnější kontinuum v tom smyslu, aby mělo co největší spektrální rozsah a bylo stabilní, jsme generovali pomocí vzorku vyrobeného z CaF_2 . Dalšími vzorky, které generovaly širokospektrální kontinuum, byly vzorky z křemenného skla a skleněného děliče.

Všechny tyto tři vzorky měly poměrně značnou tloušťku (4 – 10 mm). Důležitý vliv tloušťky vzorku na spektrální rozsah kontinua je patrný ze srovnání kontinua generovaného v tlustém (10 mm) skleněném děliči a tenkém (1 mm) podložním sklíčku (viz obrázek 5). Ukazuje se, že v tlustším vzorku dochází ke generaci kontinua s větším spektrálním rozsahem. Nicméně, protože nám není známo přesné složení materiálu, ze kterého jsou použité vzorky vyrobeny, není možné rozdíly v jejich chování přisoudit pouze tloušťce vzorků. To, že tloušťka není určitě jediným důležitým parametrem zjistíme snadno například porovnáním kontinua generovaného v křemenné destičce (tloušťka 4 mm) a kontinua generovaného v KBr (tloušťka 5 mm). Kontinuum s větším spektrálním rozsahem je v tomto případě generováno v tenčím vzorku – v křemenné destičce.

Námi studovaný vzorek safíru, který je běžně používaný v komerčně vyráběných přístrojích, se v našem případě neprojevil jako ideální materiál ke generaci kontinua.

Největší problémy nastaly při snaze generovat kontinuum pomocí vzorku vyrobeného z KCl . Tento materiál téměř okamžitě degradoval, došlo k jeho poškození a nebylo vůbec možné provést s tímto vzorkem měření. Přihlédneme-li k tomu, že je také vzorek silně hydrofobický, je na praktické využití pro generaci femtosekundového kontinua (složeného zejména z vlnových délek odpovídajících viditelnému světlu) nevhodný.

V komerčně vyráběných přístrojích je tento vzorek využíván pro generaci kontinua zasahujícího až do spektrální oblasti UV-záření. Pokud bychom toho chtěli dosáhnout, bylo by možné se pokusit vzorkem rotovat, aby nedocházelo k jeho poškozování, problém by však mohl nastat s frekvencí otáčení, protože vzhledem k rychlosti, jakou se vzorek ničil by bylo třeba jím rotovat zřejmě poměrně rychle.

Pro praktické použití femtosekundového kontinua v experimentech ultrarychlé laserové spektroskopie jsou ale důležité i jiné parametry než jen spektrální šířka kontinua. V úvahu je nutno brát například jeho časovou délku a „čerp“ (vzájemné časové zpoždění jednotlivých spektrálních složek). Studium těchto parametrů však již přesahuje rámec této práce a bude nutné se k jejich studiu vrátit v budoucnosti.

5. Závěr

Podářilo se nám nalézt materiály, které generovaly stabilní bílé femtosekundové kontinuum, aniž by degradovaly. Jako nejlepší vzorek pro generaci bílého kontinua se ukázal vzorek z materiálu CaF_2 , kde jsme dosáhli největšího spektrálního rozsahu generovaného femtosekundového kontinua.

Další materiály, které se zdají být pro generaci kontinua zajímavé, jsou křemenné sklo a skleněný dělič.

Při námi realizovaném experimentálním uspořádání (čočka s ohniskovou vzdáleností 20 cm, vzorek umístěný v blízkosti ohniska) jsme nejlepších výsledků dosáhli pro energii pulsů přibližně od $10 \mu J$ do $500 \mu J$.

Literatura

- [1] – E. A. Saleh, M. C. Teich : *Základy fotoniky 4*, Matfyzpress, Praha 1996
- [2] – <http://en.wikipedia.org>, 25.4.2008
- [3] – J. C. Diels, W. Rudolph: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press, San Diego 1996
- [4] – IEEE J. Quantum. Electron. 31, 1614-1618 (1995)