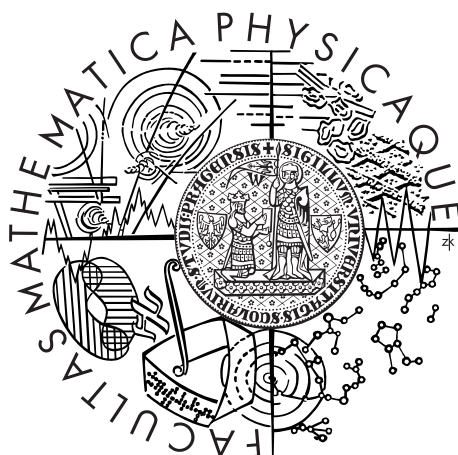


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Štěpán Vyhlídka

Modulace časové disperze femtosekundových laserových pulsů

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: Mgr. Petr Straka, Dr.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Optika a optoelektronika

Praha 2013

Rád bych poděkoval zejména vedoucímu diplomové práce Mgr. Petru Strakovi, Dr. za ujasnění problematiky, věcné rady a připomínky, dále Mgr. Martinu Smržovi, Ph.D. za konzultace týkající se autokorelátoru, také Bc. Janu Hubáčkovi za pomoc při experimentech, dále doc. RNDr. Františku Trojánkovi, Ph.D, Fyzikálnímu ústavu AV ČR a všem ostatním, kteří mě při psaní diplomové práce podpořili.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Název práce: Modulace časové disperze femtosekundových laserových pulsů

Autor: Bc. Štěpán Vyhlídka

Katedra: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: Mgr. Petr Straka, Dr., Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i.

Abstrakt: V rámci této práce je čtenář stručně seznámen s problematikou časové disperze femtosekundových pulsů a metodami umožňujícími charakterizovat jejich časový průběh. Dále je popsána funkce prostorového modulátoru indexu lomu, který je následně použit v experimentálním uspořádání zvaném tvarovač pulsů, které zajišťuje nezávislou fázovou a amplitudovou modulaci pulsů. Časová délka a disperze pulsů byla měřena metodou MIIPS nebo PICASO. Metodou MIIPS byl rekonstruován průběh spektrální fáze pulsů. Na základě Mach-Zehnderova interferometru byl sestaven autokorelátor a z naměřených interferometrických autokorelací byla metodou PICASO určena minimální časová délka pulsů (13.3 ± 0.5) fs s přibližně kompenzovanou časovou disperzí. Dále byla ověřena teoretická závislost časové délky pulsů do 120 fs na jejich disperzi grupových zpoždění. Byla změřena disperze grupových rychlostí optických destiček z taveného křemene, jež je v souladu s teorií, a byl ověřen teoretický průběh disperze grupových zpoždění pulsů způsobený posunem druhé difrakční mřížky tvarovače pulsů.

Klíčová slova: tvarovač pulsů, prostorový modulátor indexu lomu, femtosekundové pulsy, PICASO, MIIPS

Title: Modulation of time dispersion of femtosecond laser pulses

Author: Bc. Štěpán Vyhlídka

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: Petr Straka, Ph.D., Institute of Physics AV ČR, v. v. i.

Abstract: In the presented thesis the topic of femtosecond pulse dispersion and methods of characterizing pulse profile are briefly introduced. Then, a functionality of a spatial light modulator is described. The spatial light modulator was used in an experimental scheme called the pulse shaper, which allowed independent amplitude and phase modulation of pulses. Duration and dispersion of pulses was measured by two methods called MIIPS and PICASO. MIIPS was also used for a reconstruction of a spectral phase of pulses. The autocorrelator was constructed on a design of the Mach-Zehnder interferometer. The duration of the shortest measured pulse (13.3 ± 0.5) fs was retrieved from measured interferometric autocorrelations by PICASO. Furthermore, theoretical dependence of pulse duration on the group delay dispersion was confirmed for pulses shorter than 120 fs. The group velocity dispersion was measured for fused silica windows and for a pair of diffraction gratings in the pulse shaper. Both values confirmed theoretical expectations.

Keywords: pulse shaper, spatial light modulator, femtosecond pulses, PICASO, MIIPS

Obsah

Úvod	3
1 Optický puls	5
1.1 Charakterizace optického pulsu	5
1.2 Disperze optických pulsů	6
2 Nelineární optické jevy	8
2.1 Generace druhé harmonické	8
2.2 Dvoufotonová absorpce	10
3 Vybrané metody měření velmi krátkých optických pulzů	11
3.1 Autokorelace	11
3.2 PICASO	13
3.3 FROG	14
3.4 SPIDER	15
3.5 MIIPS	16
4 Femtosekundový laser	18
5 Tvarovač pulsů	19
5.1 Prostorový modulátor indexu lomu	19
5.2 SLM 640d	21
5.3 Tvarovač Pulsů	22
5.4 Nastavení	24
5.5 Disperze systému	24
6 Amplitudová modulace tvarovače pulsů	26
7 Metoda MIIPS	28
8 Měření metodou PICASO	32
8.1 Autokorelátor	32
8.2 Měření časové délky pulsů	33

8.3	Závislost délky pulsů na velikosti disperze grupových zpoždění . . .	35
8.4	Měření disperze grupových rychlostí	37
8.4.1	Optické destičky	37
8.4.2	Pár difrakčních mřížek	39
	Závěr	40
	Seznam veličin	43
	Seznam zkratk	45

Úvod

Téma této práce se zabývá charakterizací a modulací časové disperze femtosekundových pulsů. Femtosekundové lasery mají perspektivní využití například ke studiu chemických jevů odehrávajících se na femtosekundové škále, k realizování velmi rychlých optických datových sítí, v medicíně k operacím např. šedého zákalu, v metrologii nebo biologii.

Protože se femtosekundové pulsy vyznačují širokým spektrem a krátkou časovou délkou, jsou velmi citlivé na závislost grupové rychlosti na frekvenci danou frekvenční závislostí indexu lomu. Jednotlivé spektrální složky pulsu při průchodu daným materiálem pak získají různě velká časová zpoždění, což vede například k prodloužení časové délky pulsu a obecně ke změně časového průběhu pulsu.

Pro většinu aplikací femtosekundových laserů je žádoucí, aby byl časový průběh femtosekundových pulsů přesně charakterizován a aby byl vliv disperze prostředí kompenzován. Tvarovač pulsů v kombinaci s vhodnou technikou měření charakteristik pulsu umožňuje dosáhnout požadovaného časového průběhu pulsu na konkrétním místě. Při známém průběhu fázového zpoždění spektrálních složek pulsu způsobených průchodem pulsu disperzním prostředím je možné puls například předem upravit tak, aby byla jeho časová délka v cílovém místě co nejkratší a jeho špičková intenzita byla co největší. Velké špičkové intenzity femtosekundových pulsů pak dále umožňují zkoumat například nové nelineární procesy interakce látky se zářením.

Faktickým cílem této práce je sestrojít tvarovač pulsů obsahující prostorový modulátor indexu lomu, který umožní modulovat časovou disperzi femtosekundových pulsů a otestovat jeho funkčnost. Dalším cílem pak je změřit disperzi grupových zpoždění modulovaných pulsů pomocí některé z metod měřících časový průběh femtosekundových pulsů a určit citlivost použitých technik.

První kapitola této práce uvede čtenáře do problematiky disperze femtosekundových pulsů, ilustruje vliv spektrální fáze pulsu na jeho tvar a délku. Protože jsou časové odezvy elektronických prvků příliš velké, nelze femtosekundové pulsy měřit přímo pomocí časového průběhu proudu na fotodiodě. Z těchto důvodů se délka pulsů určuje skrze měření spektrální nebo časové fáze pulsů, na jejíž

průběh jsou citlivé nelineární optické jevy. Ve druhé kapitole je proto nastíněn princip dvou základních nelineárních optických jevů, které metody charakterizující časový průběh pulsů užívají, a to generace druhé harmonické a dvoufotonové absorpce. Ve třetí kapitole je pak čtenář seznámen se základními metodami, které umožňují časový průběh pulsů charakterizovat, a to s metodami autokorelačními (PICASO, FROG a SPIDER) a metodou MIIPS. Čtvrtá kapitola je věnována stručnému popisu použitého titan-sařirového laseru.

V páté kapitole je popsána teoretická funkce prostorového modulátoru indexu lomu a tvarovače pulsů a jejich konkrétní experimentální uspořádání. Sestrojený tvarovač pulsů se skládá z lineárních polarizátorů, transmisních difrakčních mřížek a achromatických čoček. Toto uspořádání bylo zvoleno pro jednoduchost instalace a k otestování základních vlastností modulace fáze. Jako prostorový modulátor indexu lomu byl použit modulátor JenOptik SLM-S640d skládající se ze 640ti nezávislých optických buněk tvořených dvěma vrstvami optických buněk.

Šestá kapitola se zabývá experimentálními výsledky získanými amplitudovou modulací tvarovače pulsu. V sedmé kapitole je rozveden experiment měření spektrální fáze pulsů pomocí metody MIIPS a je určena disperze grupových zpoždění pulsů po průchodu optickými deskami z taveného křemene různé tloušťky.

Sedmá kapitola pak popisuje měření časové délky pulsů metodou PICASO. Nejprve je popsán autokorelátor sestavený na základě Mach-Zehnderova interferometru, dále jsou prezentovány výsledky naměřených závislostí délky pulsu na jejich disperzi grupových zpoždění. V rámci kapitoly je určena disperze grupových zpoždění pulsů způsobená průchodem pulsu optickou destičkou z taveného křemene a změnou vzdálenosti difrakčních mřížek v tvarovači pulsů.

1. Optický puls

1.1 Charakterizace optického pulsu

Pro charakterizaci optických pulsů lze zanedbat prostorovou a polarizační závislost vektoru časové intenzity elektrického pole a je dostatečný popis pomocí reálné časové intenzity elektrického pole [1]:

$$e(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (1.1)$$

Ten je spjatý s komplexní intenzitou elektrického pole ve frekvenční oblasti vztahem:

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e(t) e^{-i\omega t} dt = |E(\omega)| e^{i\Phi(\omega)}, \quad (1.2)$$

kde $|E(\omega)|$ je spektrální amplituda pulsu a $\Phi(\omega)$ spektrální fáze pulsu. Pro zjednodušení výpočtů se zavádí komplexní analytický signál $E^+(t)$, jehož reálná část odpovídá skutečnému poli $e(t)$, dle vztahu

$$E^+(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E^+(\omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (1.3)$$

kde $E^+(\omega) = E(\omega)$ pro $\omega > 0$ a $E^+(\omega)$ je nulové pro $\omega < 0$.

Za předpokladu, že je spektrální šířka pulsu mnohem menší než nosná frekvence pulsu ω_0 lze komplexní analytický signál rozvést podle nosné frekvence

$$E^+(t) = \frac{1}{2} |E^+(t)| e^{i\phi_0} e^{i\phi(t)} e^{i\omega_0 t}, \quad (1.4)$$

kde $|E^+(t)|$ je časová obálka komplexního analytického signálu, ϕ_0 je konstantní fázový člen a $\phi(t)$ je časově závislý fázový člen. První časová derivace členu $\phi(t)$ udává změnu okamžité nosné frekvence pulsu $\omega_0(t)$

$$\omega_0(t) = \omega_0 + \frac{d}{dt} \phi(t) \quad (1.5)$$

Druhá časová derivace členu $\phi(t)$ pak určuje míru frekvenční modulace (čerpu) pulsu. Pokud je kladná, tak se okamžitá nosná frekvence pulsu s časem zvyšuje a naopak. Je-li druhá derivace rovná konstantě tak hovoříme o lineárním čerpu. Velikost a průběh čerpu ovlivňuje dobu trvání a tvar pulsu.

Časová a spektrální intenzita je úměrná druhé mocnině příslušné intenzity elektrického pole:

$$I(t) = 2\epsilon_0 cn |E^+(t)|^2 \quad I(\omega) = \frac{\epsilon_0 cn}{\pi} |E^+(\omega)|^2 \quad (1.6)$$

K popisu průběhu časové intenzity pulsu je zpravidla dostatečná aproximace např. gaussovskou závislostí. Puls se zpravidla charakterizuje časovou délkou τ_p v polovině maxima. Pro teoretické výpočty je zpravidla vhodnější popis pomocí časové délky pulsu τ_g a pološířky $\Delta\omega_g$ definované vztahem:

$$I(t) = K_t e^{-\frac{2t^2}{\tau_g^2}} \quad I(\omega) = K_\omega e^{-\frac{\tau_g^2(\omega-\omega_0)^2}{2}} = K_\omega e^{-2\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\Delta\omega_g^2}}, \quad (1.7)$$

kde K_t a K_ω jsou konstanty úměrnosti a přičemž platí $\tau_p = \sqrt{2\ln(2)} \tau_g$. Protože je časová a frekvenční oblast svázána Fourierovou transformací, existuje závislost šířky spektra v polovině maxima $\Delta\omega_p$ na době trvání pulsu v polovině maxima:

$$\tau_p \Delta\omega_p \geq 2\pi c_p, \quad (1.8)$$

kde c_p je spektrálně časová konstanta určená tvarem pulsu (pro gaussovský puls je $c_p = 0.441$). Rovnost rovnice (1.8) odpovídá tzv. transformačně omezeným pulsům, které se vyznačují nulovým čerpem a tedy sfázovaným spektrální složkám.

1.2 Disperze optických pulsů

Šíření pulsů prostředím charakterizovaným pomocí polarizace $P(\mathbf{r}, t)$ lze popsat pomocí vlnové rovnice odvozené z Maxwellových rovnic [1]:

$$(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\delta^2}{\delta t^2})e(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \frac{\delta^2}{\delta t^2} P(\mathbf{r}, t). \quad (1.9)$$

Za předpokladu lineárně polarizovaného pulsu šířícího se ve směru osy z homogenním, izotropním optickým prostředím charakterizovaným lineárním vektorem polarizace jsou řešením rovinné vlny $e(z, t)$. Vliv prostředí na optický puls lze popsat pomocí komplexní funkce lineární optické odezvy $R(\omega)$

$$R(\omega) = |R(\omega)| e^{i\Phi(\omega, t)}, \quad (1.10)$$

kde člen $|R(\omega)|$ odpovídá spektrální amplitudové odezvě prostředí a člen $\Phi(\omega)$ vyjadřuje fázové zpoždění jednotlivých spektrálních složek. Spektrální složka pulsu

popsaná komplexní intenzitou elektrického pole ve frekvenční oblasti se pak po průchodu prvkem délky l změní na:

$$E^+(z, \omega) = E^+(z - l, \omega) |R(\omega)| e^{i\Phi(\omega)}, \quad (1.11)$$

což odpovídá časovému průběhu:

$$E^+(z, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty E^+(z - l, \omega) |R(\omega)| e^{i\Phi(\omega)} e^{i\omega t} d\omega. \quad (1.12)$$

Pro jednodušší interpretaci je vhodné spektrální fázi $\Phi(\omega)$ rozvést do Taylorovy řady podle nosné frekvence ω_0 :

$$\Phi(\omega) = \Phi^{(0)} + \Phi^{(1)}(\omega_0) (\omega - \omega_0) + \frac{\Phi^{(2)}(\omega_0)}{2} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{\Phi^{(3)}(\omega_0)}{3!} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.13)$$

První člen rozvoje odpovídá za konstantní fázový posun celého pulsu. Druhý člen je nepřímo úměrný velikosti grupové rychlosti pulsu v_G a způsobí zpoždění pulsu o $\frac{v_g}{l}$. Třetí člen je úměrný derivaci grupové rychlosti podle frekvence a udává tzv. disperzi grupového zpoždění (group delay dispersion = GDD) pulsu. Třetí a vyšší členy Taylorova rozvoje spektrální fáze ovlivňují tvar a délku pulsu. Dalším členů rozvoje se říká aberace n -tého řádu.

Délka transformačně omezeného gaussovského pulsu se po průchodu prostředím charakterizovaným disperzí grupových zpoždění $\Phi^{(2)}(\omega_0)$ a nulovými ostatními členy rozvoje (1.13) změní dle vztahu:

$$\tau_p = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{(4 \ln(2) \Phi^{(2)}(\omega_0))^2}{\tau_0^4}}. \quad (1.14)$$

Často užívanou veličinou pro popis materiálu je disperze grupových rychlostí (group velocity dispersion = GVD), která je rovna zpoždění grupových rychlostí vztažených na jednotku délky materiálu. Zpoždění grupových rychlostí materiálu délky l je pro střední vlnovou délku pulsu λ_0 dáno vztahem:

$$\Phi^{(2)}(\lambda_0) = \frac{\lambda_0^3 l}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \Big|_{\lambda_0} \quad (1.15)$$

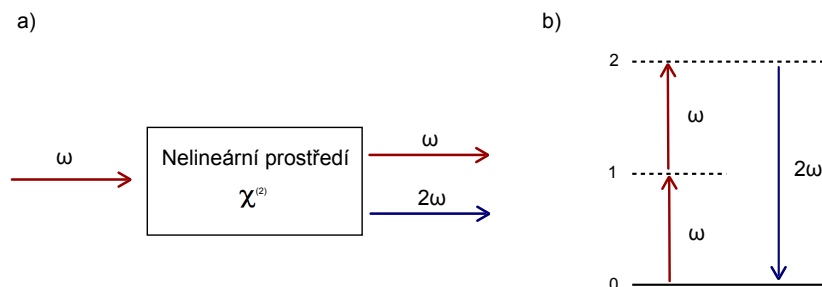
2. Nelineární optické jevy

Popis pomocí lineární optické odezvy materiálu nemusí být dostatečný pro případ interakce látky s laserovými pulsy s vysokou špičkovou intenzitou. Pro přesný popis interakce je vhodné polarizaci materiálu rozdělit na její lineární a nelineární část $P = P_L + P_{NL}$. Pro nelineární část polarizace pak platí:

$$P_{NL} = \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots, \quad (2.1)$$

kde $\chi^{(2)}$ je nelineární susceptibilita druhého řádu a $\chi^{(3)}$ je nelineární susceptibilita třetího řádu. Nelinearity druhého řádu se dají pozorovat pouze v materiálech, které nemají střed symetrie. Protože velikost tenzoru susceptibility druhého řádu je řádově $10^{-13} \frac{\text{m}}{\text{V}}$, musí být špičková intenzita svazku řádově MW/cm^2 , abychom mohli pozorovat nelinearity druhého řádu.

2.1 Generace druhé harmonické



Obrázek 2.1: Princip generace druhé harmonické: a) Na prostředí charakterizované nelineární susceptibilitou druhého řádu $\chi^{(2)}$ dopadá záření o frekvenci ω . Část dopadajícího záření je v prostředí přeměněna na záření s frekvencí 2ω . b) Současný zánik dvou fotonů frekvence ω vede k emisi fotonu s frekvencí 2ω .

Generace druhé harmonické je parametrický proces při kterém jsou za splnění určitých podmínek absorbovány dva fotony o frekvenci ω virtuálními hladinami 1 a 2 (viz obrázek 2.1b) a při kterém následně přejde virtuální hladina 2 do základního stavu 0 za současné emise fotonu s frekvencí 2ω [2]. Pro účinnou konverzi musí být splněna podmínka sfázování, která požaduje, aby součet vlnových vektorů fotonů absorbovaných odpovídal vlnovému vektoru fotonu emitovaného. To

pro běžné izotropní optické materiály vykazující normální disperzi není možné. Podmínku sfázování je ale možné splnit např. v opticky jednoosých krystalech, kdy generující svazek má polarizaci řádnou, zatímco svazek generovaný má polarizaci mimořádnou (typ I). Další možností je, že se generující svazek v nelineárním prostředí rozdělí na polarizaci řádnou a mimořádnou a generovaný svazek má pak polarizaci řádnou (typ II).

Pro femtosekundové pulsy je konverze ovlivněna také rozdílnou velikostí grupových rychlostí pulsu generujícího a generovaného, která způsobuje modulaci časového i spektrálního průběhu pulsu generovaného. Aby se tomuto vlivu zamezilo, je výhodné použít dostatečně tenký nelineární krystal [1].

Za předpokladu interakce tenkého nelineárního krystalu a pulsu dlouhého několika optických cyklů je intenzita generovaného signálu druhé harmonické $I(2\omega)$ rovna [3]:

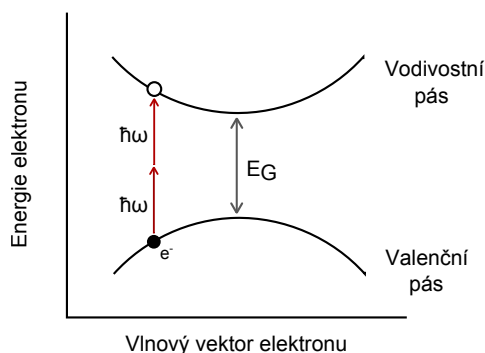
$$I(2\omega) \propto \left| \int |E(\omega + \Omega)| |E(\omega - \Omega)| e^{i(\Phi(\omega + \Omega) + \Phi(\omega - \Omega))} d\Omega \right|^2, \quad (2.2)$$

kde Ω je frekvenční posun. Fázový člen lze dále rozvinout pomocí Taylorova rozvoje podle frekvence ω

$$\Phi(\omega + \Omega) + \Phi(\omega - \Omega) = 2\Phi(\omega) + 2\frac{d^2\Phi(\omega)}{d\omega^2}\Omega^2 + \dots \quad (2.3)$$

Intenzita signálu druhé harmonické na frekvenci 2ω má globální maximum pro $\Phi(\omega) = 0$, dále při zanedbání členů rozvoje druhého a vyššího řádu má lokální maximum pro $\frac{d^2\Phi(\omega)}{d\omega^2} = \Phi^{(2)}(\omega) = 0$. Tohoto poznatku využívá k rekonstrukci průběhu spektrální fáze pulsu metoda MIIPS.

2.2 Dvoufotonová absorpce



Obrázek 2.2: Princip dvoufotonové absorpce. Současná absorpce dvou fotonů s energií $\hbar\omega$ umožňuje excitaci elektronu z valenčního do vodivostního pásu, je-li splněna podmínka $E_G < 2\hbar\omega$.

Dvoufotonová absorpce je nelineární jev třetího řádu a souvisí s imaginární částí susceptibility třetího řádu $\chi^{(3)}$. Při dvoufotonové absorpci jsou najednou absorbovány dva fotony, jejichž součtová energie umožňuje excitaci látky do vyšších hladin, než by bylo možné pouze jedním fotonem. V polovodičích s šířkou zakázaného pásu E_G můžeme dvou fotonovou absorpci sledovat, pokud je pro frekvenci záření ω splněna podmínka $\hbar\omega < E_G < 2\hbar\omega$ viz obrázek 2.2.

Absorpční koeficient látky $\gamma(\omega)$ je možné rozepsat na lineární a nelineární část vztahem $\gamma(\omega) = \gamma_L(\omega) + \beta(\omega)I(\omega)$, kde $I(\omega)$ je spektrální intenzita záření, $\gamma_L(\omega)$ je koeficient lineární absorpce a $\beta(\omega)$ je koeficient nelineární absorpce. Při dostatečně velké špičkové intenzitě laserových pulsů, lze pro vhodně zvolený polovodič lineární absorpci v dané frekvenční oblasti zanedbat oproti absorpci nelineární. Polovodičová fotodioda se pak vyznačuje kvadratickou závislostí generovaného proudu na intenzitě dopadajícího záření.

Měřený proud na fotodiodě je generován absorpcí záření pouze v oblasti PN přechodu, kde je nenulová intenzita stejnosměrného elektrického pole a kde jsou generované volné nosiče náboje elektrickým polem separovány a přitahovány k elektrodám fotodiody. Volné nosiče náboje generované mimo oblast PN přechodu zpravidla rekombinují. Citlivost fotodiody lze zvýšit připojením záporného předpětí na fotodiodě, které rozšiřuje oblast nenulového elektrického pole a posouvá mez saturace fotodiody.

3. Vybrané metody měření velmi krátkých optických pulzů

Měření časových charakteristik femtosekundových pulzů překračuje možnosti měření přímými technikami. Například soustava lineárního fotodetektoru a osciloskopu má minimální odezvu desítky pikosekund a nejlepší streak kamery jsou schopné měřit pulsy o délce stovek femtosekund. Proto je třeba k měření časového profilu kratších pulzů použít nepřímých metod, které využívají citlivosti nelineárních jevů na průběhu časové nebo spektrální fáze pulsu.

Časový profil pulzů pak lze stanovit pomocí autokorelačních technik jako např. PICASO [4], FROG [5] nebo SPIDER [6]. Další neautokorelační metodou, kterou je možné použít, je metoda MIIPS [7], která využívá experimentální uspořádání s tvarovačem pulzů.

3.1 Autokorelace

Korelačními metodami se měří závislost velikosti detekovaného signálu na časovém překryvu pulsu měřeného spolu s pulsem referenčním. Protože je ale obtížné získat dostatečně krátký referenční puls o známém průběhu, je výhodné zvolit jako puls referenční puls měřený. Měřená závislost se pak nazývá autokorelace a je obecně definována vztahem:

$$G(T) = \int_{-\infty}^{\infty} E^+(t)E^+(t - T). \quad (3.1)$$

Vhodnou soustavou pro měření autokorelace je například vyvážený Michelsonův interferometr, kde je velikost zpoždění pulzů T závislá na délce pohyblivého ramena interferometru. Volbou detekčního zařízení v interferometru volíme řád měřené autokorelace. Zajímá-li nás autokorelace prvního řádu, zvolíme jako detektor lineární fotodiodu, chceme-li změřit autokorelaci druhého řádu, tak jako detektor použijeme fotodiodu s dvoufotonovou absorpcí nebo nelineární krystal na generaci druhé harmonické v kombinaci s lineární fotodiodou.

Při detekci autokorelačního signálu je signál středován přes rozlišovací čas detektoru, který je mnohem větší než perioda optických oscilací. Autokorelační

signál prvního řádu lze pak pro vyvážený interferometr vyjádřit následovně [1]:

$$G_1(T) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \langle |E^+(t) + E^+(t-T)|^2 \rangle dt = \int_{-\infty}^{\infty} [I(t) + I(t-T) + 2\text{Re}[E^+(t)E^+(t-T)]] dt. \quad (3.2)$$

Pro autokorelační signál druhého řádu pro vyvážený interferometr platí [1]:

$$G_2(T) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \langle |[E^+(t) + E^+(t-T)]|^2 \rangle dt = B_1(T) + \text{Re}[4B_2(T)e^{i\omega_0 T}] + \text{Re}[2B_3(T)e^{i2\omega_0 T}], \quad (3.3)$$

kde

$$B_1(T) = \int_{-\infty}^{\infty} [I^2(t) + I^2(t-T) + 4I(t)I(t-T)] dt, \quad (3.4)$$

$$B_2(T) = \int_{-\infty}^{\infty} [I(t) + I(t-T)] |E^+(t)| |E^+(t-T)| e^{i[\phi(t-T) - \phi(t)]} dt, \quad (3.5)$$

$$B_3(T) = \int_{-\infty}^{\infty} |E^+(t)|^2 |E^+(t-T)|^2 e^{2i[\phi(t-T) - \phi(t)]} dt. \quad (3.6)$$

Funkce G_2 se také nazývá interferometrická autokorelace druhého řádu. Autokorelační signál druhého řádu lze dle vztahu 3.3 rozdělit na tři frekvenční složky s frekvencemi 0, ω_0 , $2\omega_0$ proměnné T . V případě rychlé změny parametru T vzhledem k rozlišovacímu času detektoru může dojít vystředování druhého a třetího členu s nenulovou frekvencí. Autokorelační signál odpovídající členu $B_1(T)$ se pak nazývá intenzitní autokorelace druhého řádu, neboť odpovídá autokorelaci intenzit jednotlivých pulsů.

Členy $B_2(T)$ a $B_3(T)$ v rovnici 3.3 obsahují informaci o časové fázi pulsu. Proto je pomocí interferometrické autokorelace možné odhadnout dobu trvání pulsu i velikost čerpu pulsu bez doplňujících měření proložením naměřené autokorelace teoretickou křivkou. Intenzitní autokorelace umožňuje pouze odhadnout dobu trvání pulsu z její šířky. Předpokladem je znalost tvaru pulsu, který lze odhadnout změřením jeho spektra.

Kontrast maxima interferometrické autokorelace vůči pozadí je 8:1, kontrast autokorelace intenzitní 3:1. Kontrast autokorelací druhého řádu klesá pro nesprávně nastavený interferometr nebo v případě, kdy se přenosové funkce ramen interferometru vzájemně liší.

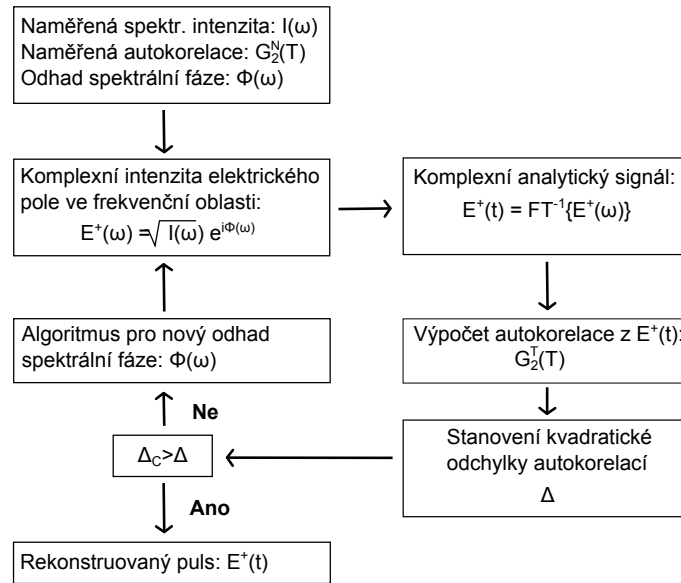
Autokorelace druhého řádu je symetrická funkce. Obecně neobsahuje informaci o tvaru pulsu a směru toku času. Pro naměřený puls tedy existuje nejednoznačnost u znaménka čerpu. Té se lze vyvarovat zopakováním měření pro nevyvážený

interferometr, které naruší symetrii autokorelace. Toho lze docílit například vložením disperzního prvku nebo šedého filtru do jednoho z ramen interferometru.

Pomocí interferometru zpravidla měříme autokorelaci sledu pulsů. Lze dokázat, že interferometrická autokorelace druhého řádu sledu pulsů odpovídá vztahu 3.3 za podmínky, že sled pulsů je tvořen identickými pulsy [1].

3.2 PICASO

Metoda PICASO (Phase and Intensity from Cross-correlation and Spectrum only) [4] umožňuje určit časový průběh pulsu a jeho fáze z naměřené autokorelace druhého nebo třetího řádu a spektra. Jedná se o stabilní numerickou metodu, která hledá takový časový průběh pulsu, který nejvíce odpovídá naměřeným hodnotám. Metoda umožňuje zpracovat i autokorelace získané z nevyváženého interferometru se známou komplexní lineární přenosovou funkcí ramena interferometru $R(\omega)$.



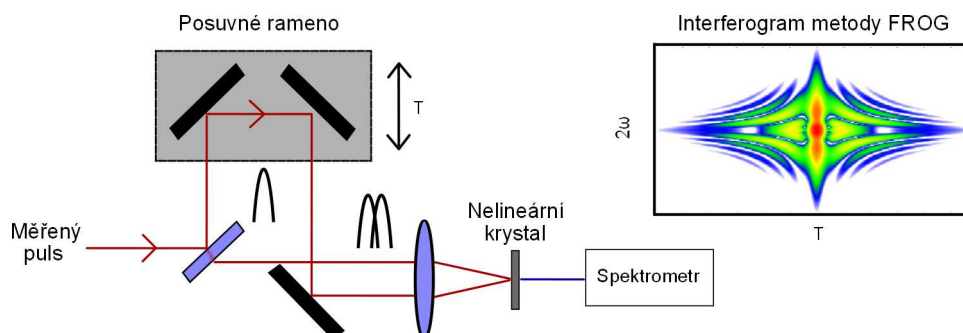
Obrázek 3.1: Schéma algoritmu metody PICASO [1].

Schéma algoritmu metody je znázorněno na obrázku 3.1. Algoritmus nejprve odhadne spektrální průběh fáze. Po vynásobení odmocninou naměřené spektrální intenzity provede inverzní Fourierovu transformaci a vypočte z ní teoretický průběh pulsu a autokorelace $G_2^T(T)$. Ten pak porovná s autokorelací naměřenou $G_2^N(T)$. Pokud je kvadratická odchylka autokorelací Δ (3.7), kde M je počet naměřených bodů autokorelace) větší než zvolená mezní hodnota Δ_C , algoritmus

provede nový odhad spektrální fáze. Odhad je založen na minimalizaci kvadratické odchylky autokorelací Δ např. simplexovou metodou.

$$\Delta = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{k=1}^M [G_2^N(T) - G_2^T(T)]^2} \quad (3.7)$$

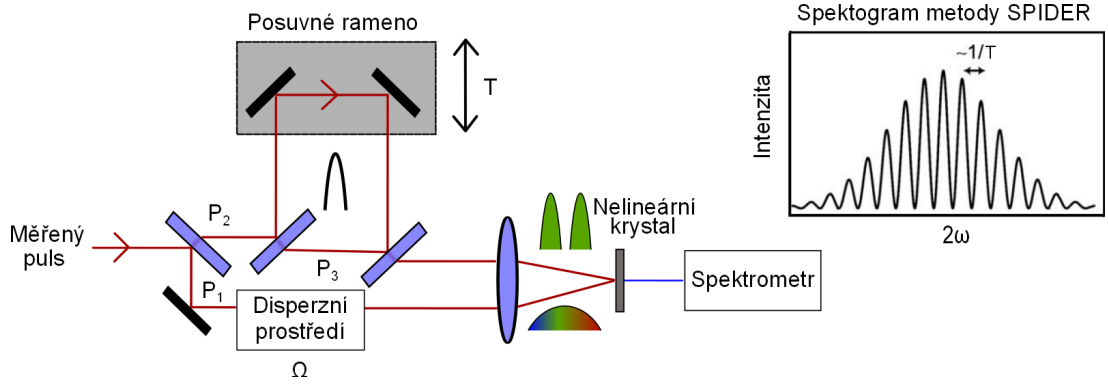
3.3 FROG



Obrázek 3.2: Schéma metody FROG. Měřený puls je nejprve rozdělen na dva, jeden z pulsů je zpožděn o hodnotu T vůči druhému. Oba pulsy jsou následně fokusovány do nelineárního krystalu pro generaci druhé harmonické a je zaznamenána spektrální intenzita generovaných pulsů v závislosti na zpoždění T . Vpravo je znázorněn výsledný interferogram metody FROG.

Metoda FROG (Frequency Resolved Optical Gating) [5] byla první metodou, která umožnila úplně charakterizovat spektrální a časový průběh femtosekundových pulsů. Typické experimentální uspořádání je znázorněno na obrázku 3.2. Základem je autokorelátor, ve kterém je jako detektor užit nelineární krystal pro generaci druhé harmonické v kombinaci se spektrometrem. Vzájemně zpožděné pulsy interferují v nelineárním prostředí a pro různé hodnoty jejich relativního zpoždění T je zaznamenáno spektrum. Ze získaného interferogramu je pak pomocí speciálního algoritmu získán časový profil měřených pulsů. Existují různé varianty metody v závislosti na použitém nelineárním prostředí a procesu, pro které se výsledné interferogramy liší.

3.4 SPIDER



Obrázek 3.3: Schéma metody SPIDER, vpravo znázorněn výsledný spektrogram metody SPIDER.

Princip metody SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction) [6] spočívá v měření autokorelace druhého řádu ve spektrální oblasti. Teoreticky je měřena interference dvou téměř identických pulsů s frekvenčním posunem nosné frekvence Ω a se vzájemným zpožděním T .

Toho lze prakticky docílit pomocí experimentálního uspořádání na obrázku 3.3. Měřený puls je nejprve děličem rozdělen na dva. První puls P_1 je po průchodu disperzním prostředím silně čerpan a je několikrát prodloužena jeho časová délka. Druhý puls prochází Michelsonovým interferometrem, kde je zase rozdělen na dva pulsy P_2 a P_3 se vzájemným zpožděním T . Všechny tři pulsy jsou pak fokusovány na nelineární krystal, kde dochází ke generaci součtové frekvence. Např. v případě kladně čerpaného pulsu P_1 interaguje nejprve puls P_2 s přední částí pulsu P_1 , která má nižší nosnou frekvenci než zadní část pulsu P_1 , se kterou interaguje puls P_3 . Nelineárním jevem tak vznikají dva pulsy, které mají různé (ale blízké) nosné frekvence a jsou časově posunuté. Ty pak jsou detekovány spektrometrem s dostatečně velkou časovou odezvou. Výsledný signál má tvar:

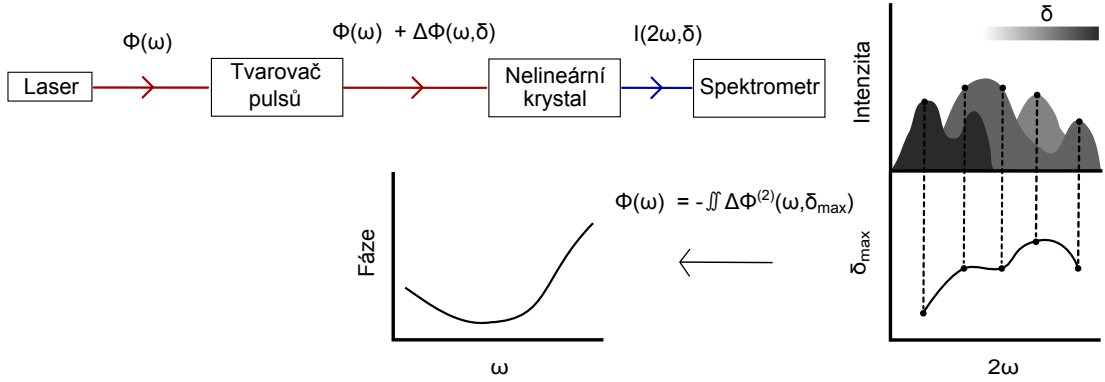
$$I(\omega) = |E(\omega, t + T) + E(\omega + \Omega, t)|^2 = |E(\omega, t + T)|^2 + |E(\omega + \Omega, t)|^2 + 2 |E(\omega, t + T)| |E(\omega + \Omega, t)| \cos(\Phi(\omega + \Omega) - \Phi(\omega) + \omega T), \quad (3.8)$$

kde argument cosinu lze dále upravit na:

$$\Phi(\omega + \Omega) - \Phi(\omega) + \omega T = \frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} d\Omega + \omega T, \quad (3.9)$$

kde první člen obsahuje informaci o průběhu spektrální fáze měřeného pulsu.

3.5 MIIPS



Obrázek 3.4: Schéma metody MIIPS. Průběh spektrální fáze laserového pulsu je modulován tvarovačem pulsů v závislosti na parametru δ . Modulovaný puls dále dopadá na nelineární krystal s generací druhé harmonické. Pro každou frekvenci je nalezeno maximum intenzity signálu druhé harmonické, ze kterého je určena hodnota $\delta_{max}(\omega)$ a tím i lokální disperze grupových zpoždění měřeného nemodulovaného pulsu. Dvojitou integrací získaného průběhu disperze grupových zpoždění je pak získán průběh spektrální fáze nemodulovaného pulsu.

Metoda MIIPS (Multiphoton Intrapulse Interference Phase Scan) [7] umožňuje měřit spektrální fázi a zároveň kompenzovat časovou disperzi pulsů. Experimentální schéma metody je znázorněno a posáno na obrázku 3.4. Metoda využívá poznatku, že velikost signálu druhé harmonické generované tenkým nelineárním krystalem má na dané frekvenci lokální maximum, jestliže jsou sudé disperzní členy Taylorova rozvoje fáze kompenzovány (2.3). Při měření metodou MIIPS se postupuje následovně.

Na tvarovači pulsů se nejprve nastaví obecné fázové zpoždění $\Delta\Phi(\omega, \delta)$. Pomocí parametru δ se postupně mění průběh celkové spektrální fáze pulsu a pro každou hodnotu parametru δ se změří spektrum druhé harmonické. Poté je pro každou frekvenci nalezena taková hodnota parametru $\delta_{max}(\omega)$, pro kterou je intenzita signálu druhé harmonické na dané frekvenci největší. To dle rovnice (2.3) odpovídá lokálně kompenzované disperzi grupových zpoždění a platí tedy:

$$\frac{d^2\Phi(\omega)}{d\omega^2} = -\Delta\Phi^{(2)}(\omega, \delta_{max}(\omega)), \quad (3.10)$$

kde $\Phi(\omega)$ je průběh spektrální fáze nemodulovaného pulsu dopadajícího na nelineární krystal a $\Delta\Phi^{(2)}(\omega, \delta_{max}(\omega))$ lokální kompenzace disperze grupových zpoždění.

Dvojitou integrací pravé strany rovnice (3.10) se získá naměřený průběh spektrální fáze $\Phi(\omega)$ nemodulovaného pulsu dopadajícího na nelineární krystal. Na tvarovači pulsů pak lze nastavit fázový průběh $\Phi(\omega, \delta_{max}(\omega)) + \Delta\Phi(\omega, \delta)$ a s menším krokem parametru δ proces opakovat, což zvýší přesnost metody. Metoda tedy umožňuje přímo kompenzovat spektrální fázi a dosáhnout transformačně omezených pulsů v místě nelineárního krystalu.

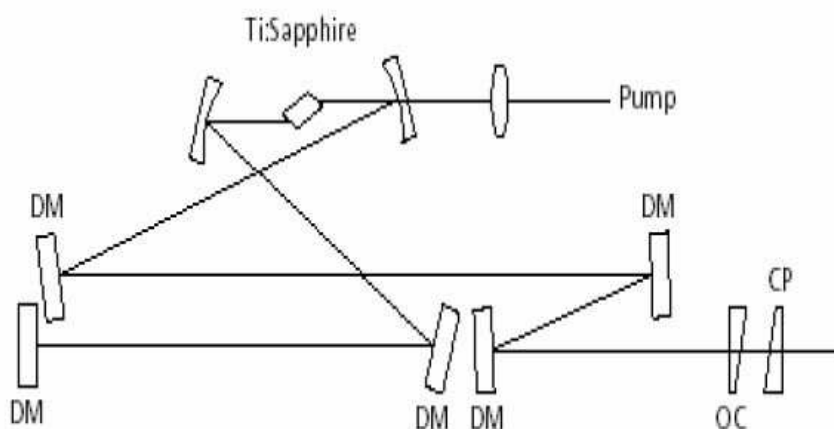
Průběh fázového zpoždění tvarovače pulsů lze volit libovolně. Experimentálně výhodnými průběhy jsou např. $\Delta\Phi(\omega, \delta) = \frac{1}{2}\delta(\omega - \omega_0)^2$, který odpovídá definici disperze grupových zpoždění (1.13), nebo např. $\Delta\Phi = \eta_1 \cos(\eta_2(\omega - \omega_0) + \delta)^2$, u kterého lze ze závislosti maximální spektrální intenzity na parametru δ snadno odhadnout znaménko a velikost čerpu pulsu. Velikost konstanty η_2 se většinou volí jako délka pulsu, konstanta η_1 se volí tak, aby byla splněna podmínka $|\eta_1 \eta_2^2| > \phi^{(2)}(\omega_0)$.

4. Femtosekundový laser

Zdrojem měřených femtosekundových pulsů je titan-sařirový laser (Femtosource compact M1 od firmy Femtolasers), ve kterém se dosahuje synchronizace podélných módů Kerrovým jevem. Optické buzení krystalu zajišťuje kontinuální Nd:YVO4 laser Millennia Xs s generací druhé harmonické a max výkonem 10 W.

V režimu synchronizace módů generuje titan-sařirový laser horizontálně polarizované pulsy časové délky < 12 fs s opakovací frekvencí 76 MHz. Při buzení výkonem 7 W je střední energie pulsu 10 nJ, což odpovídá špičkovému výkonu přibližně 1 MW. Spektrální intenzita je nenulová přibližně pro oblast 680-880 nm a má maximum pro 809 nm.

Rezonátor laseru je nesymetrický tvaru písmene X viz obrázek 4.1. Svým uspořádáním rezonátor kompenzuje astigmatismus svých optických prvků na minimum. Krystal titan-sařiru tloušťky 2 mm je chlazený destilovanou vodou. Stabilitu rezonátoru v kontinuálním režimu zajišťují dvě dutá kulová dichroická zrcadla ($f = -25$ mm). Kompenzaci disperze druhého a třetího řádu u pulsu se širokým spektrem v režimu synchronizace módů zajišťují speciální širokopásmová čerpaná zrcadla. Tato disperze v rezonátoru vzniká při průchodu laserového svazku laserovým krystalem a vzduchem. Úhlová disperze výstupního zrcadla je redukována kompenzačním klínem. [8]

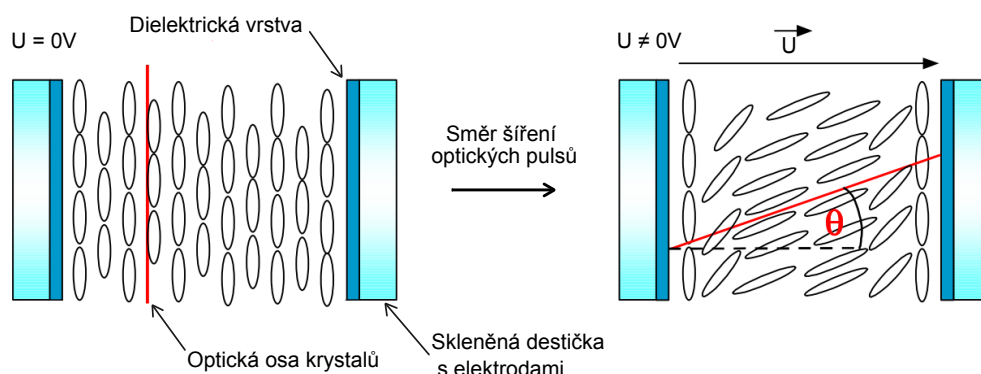


Obrázek 4.1: Rezonátor titan-sařirového laseru (DM - čerpaná zrcadla, CP komenzační klín, pump - buzení laseru, OC - výstupní zrcadlo) [8].

5. Tvarovač pulsů

5.1 Prostorový modulátor indexu lomu

Prostorový modulátor indexu lomu je složen z řady opticky aktivních buněk. Opticky aktivní buňka (obrázek 5.1) se skládá z tenké vrstvy nematických kapalných krystalů umístěných mezi rovnoběžné skleněné destičky s normálou ve směru osy z . Skleněné destičky obsahují průsvitné elektrody z oxidu cínu a india (Indium Tin Oxide - ITO), pomocí kterých lze ovlivnit natočení opticky jednosměrných nematických krystalů. Zvláštní dielektrická vrstva na vnitřních okrajích skleněných destiček zajišťuje, aby optické osy krystalů byly pro nulové napětí na elektrodách homogenně natočené ve směru kolmém k ose z , která odpovídá směru šíření svazku prostorovým modulátorem.



Obrázek 5.1: Schéma optické buňky prostorového modulátoru indexu lomu [9].

Rovinná vlna o obecné polarizaci dopadající na optickou buňku prostorového modulátoru indexu lomu se rozloží na vlnu řádnou a mimořádnou. Vektor elektrické intenzity vlny mimořádné kmitá v rovině dané optickou osou nematických krystalů a směrem šíření, vektor vlny řádné je k němu kolmý. Pro každou z vln má prostředí jiný index lomu. Po průchodu optickou buňkou se fáze vlny řádné a mimořádné liší o fázový rozdíl:

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi d}{\lambda}(n_{\theta}(U) - n_o), \quad (5.1)$$

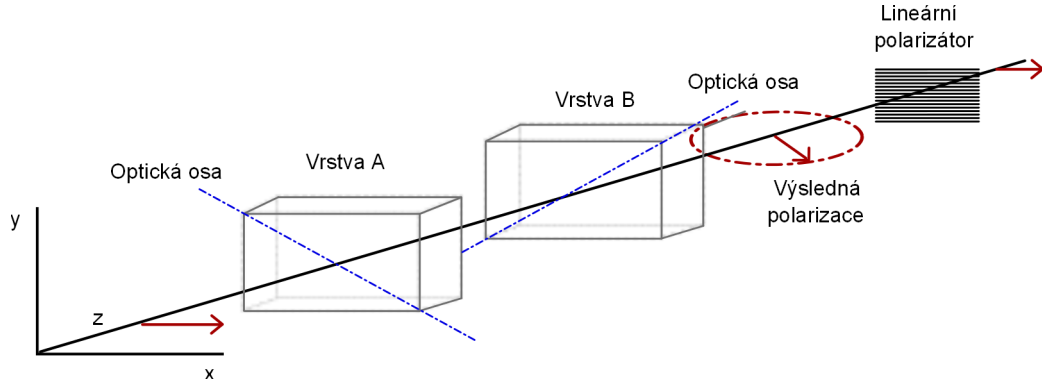
kde U je napětí generované ITO elektrodami, d je šířka optické buňky, n_o je index

lomu řádné vlny, λ vlnová délka rovinné vlny a pro $n_\theta(U)$ platí

$$\frac{1}{n_\theta^2(\omega, U)} = \frac{\cos^2 \theta(U)}{n_o^2(\omega)} + \frac{\sin^2 \theta(U)}{n_e^2(\omega)}, \quad (5.2)$$

kde n_e je index lomu mimořádné vlny a úhel θ sklon optické osy nematických krystalů vůči ose z . Působením elektrického pole na nematické krystaly můžeme tedy spojitě měnit indexu lomu mimořádné vlny (a tím i fázový rozdíl vln) v intervalu od n_o pro maximální napětí U_{max} po n_e pro nulové napětí $U = 0$.

Pro nezávislou amplitudovou a fázovou modulaci je třeba, aby se prostorový modulátor indexu lomu skládal ze dvou vrstev optických buněk s navzájem kolmými optickými osami. Praktické uspořádání pro nezávislou amplitudovou a fázovou modulaci je znázorněno na obrázku 5.2.



Obrázek 5.2: Uspořádání vrstev optických buněk pro nezávislou amplitudovou a fázovou modulaci pulsu.

Na první vrstvu optických buněk dopadá horizontálně polarizovaná vlna. Ta se rozloží na řádnou a mimořádnou vlnu o stejných amplitudách. Po průchodu první vrstvou získá vlna mimořádná oproti vlně řádně fázové zpoždění $\Delta\Phi_1$. Na druhé vrstvě krystalů se díky natočení optické osy o 90° z původně mimořádné vlny stává řádná a z řádné vlny mimořádná. Vlna mimořádná získá zase fázové zpoždění $\Delta\Phi_2$. Za druhou vrstvou optických buněk je tedy vlna o obecné eliptické polarizaci, která se získá složením dvou složek lineární polarizace s jednotlivými fázovými zpožděními $\Delta\Phi_1$ a $\Delta\Phi_2$. Pokud umístíme za prostorový modulátor lineární polarizátor propouštějící horizontální polarizaci, platí pro amplitudovou transmissi A a fázové zpoždění dvou vrstev optických buněk tyto vztahy:

$$A = \cos\left(\frac{\Delta\Phi_1(U_1) - \Delta\Phi_2(U_2)}{2}\right) \quad \Delta\Phi = \frac{\Delta\Phi_1(U_1) + \Delta\Phi_2(U_2)}{2} \quad (5.3)$$

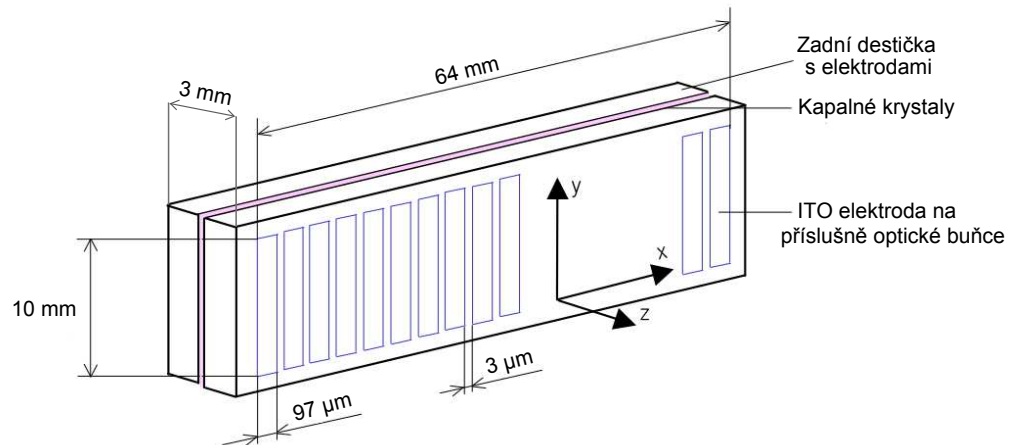
Intenzitní transmise A^2 optické buňky prostorového modulátoru je pak dána vztahem:

$$A^2(U_1, U_2) = \frac{1}{2}[1 + \cos(\Delta\Phi_1(U_1) - \Delta\Phi_2(U_2))] \quad (5.4)$$

Pro nastavené maximální napětí U_{max} anizotropie krystalů vymizí ($\Delta\Phi_1(U_{1max}) = 0$). Z měření závislosti „intenzitní“ transmise buňky prostorového modulátoru na napětí nastaveném na elektrodách lze tedy určit průběh závislosti $\Delta\Phi_i(U_i)$ pro danou vlnovou délku.

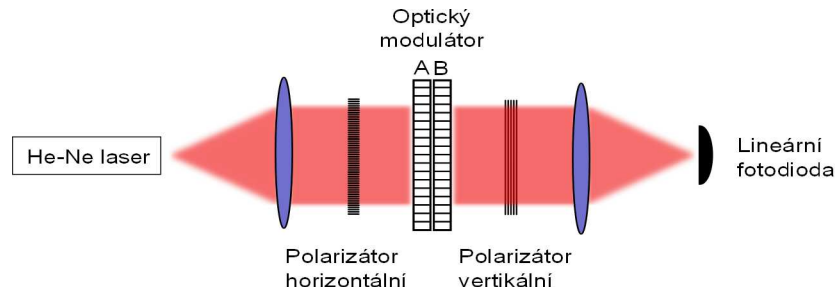
5.2 SLM 640d

Jako prostorový modulátor indexu lomu byl v následujících experimentech použit modulátor SLM-S640d od firmy JenOptik. Opticky aktivní část použitého prostorového modulátoru indexu lomu SLM-S640d se skládá ze dvou vrstev 640ti optických buněk o výšce 10 mm a šířce $97 \mu\text{m}$ s mezerami $3 \mu\text{m}$ mezi jednotlivými optickými buňkami. Na jednotlivých optických buňkách pak lze nezávisle volit napětí na elektrodách od 0 po 8 V ($= U_{max}$). Schéma jedné vrstvy optických buněk prostorového modulátoru je na obrázku 5.3.



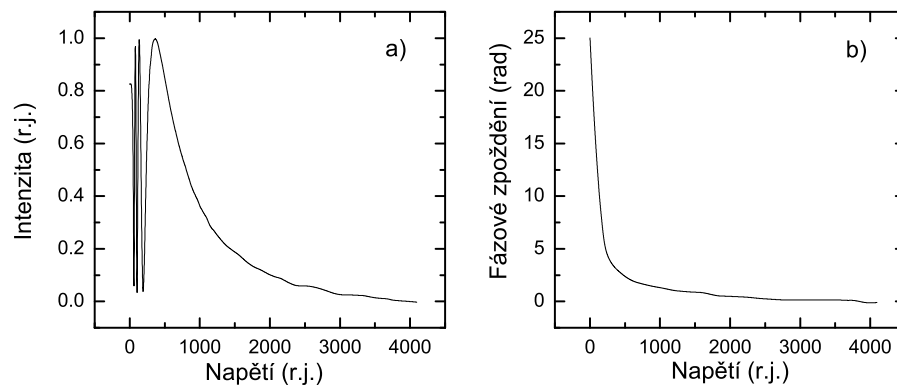
Obrázek 5.3: Náčrt uspořádání vrstvy optických buněk v prostorovém modulátoru indexu lomu [9]

Pro maximální nastavené napětí na obou vrstvách má prostorový modulátor indexu lomu transmissi 75%. Maximální fázový posun pro vlnovou délku 800 nm je přibližně 7π radiánů.



Obrázek 5.4: Schéma kalibrace celé vrstvy optických buněk prostorového modulátoru pomocí He-Ne laseru.

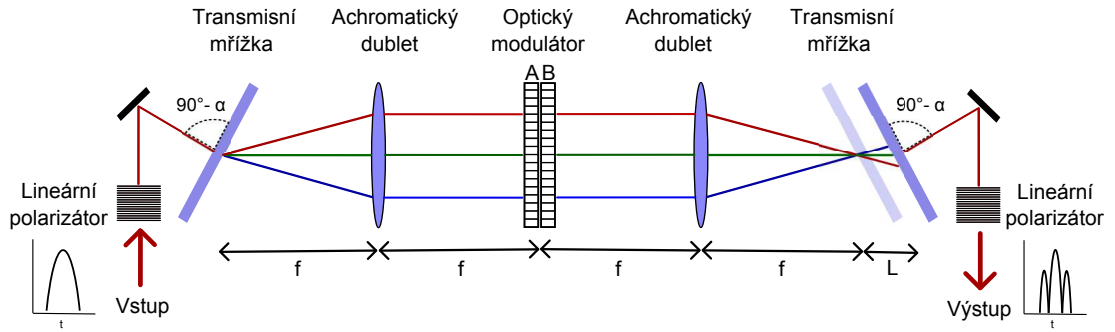
Každá z vrstev optických buněk byla zvlášť kalibrována pro všechny buňky najednou He-Ne laserem o střední vlnové délce 633 nm pomocí měření závislosti transmise vrstvy na nastaveném napětí na elektrodách dle uspořádání na obrázku 5.5. Na vrstvě, která nebyla měřena, bylo nastavené napětí na maximum, čímž se eliminovala její optická anizotropie. Závislost velikosti indexu lomu na vlnové délce byla aproximována Sellmeierovou rovnicí. Naměřené kalibrační křivky druhé vrstvy optických buněk prostorového modulátoru jsou znázorněny na obrázku 5.5.



Obrázek 5.5: Naměřené kalibrační závislosti: a) závislost transmise na nastaveném napětí, b) závislost fázového zpoždění na nastaveném napětí vypočtená z a) dle vztahu 5.4.

5.3 Tvarovač Pulsů

Schéma tvarovače pulsů [10] je znázorněno na obrázku 5.6. Laserový svazek nejprve prochází lineárním polarizátorem propuštějící horizontální polarizaci, je odražen od rovinného zrcadla a dopadá na transmisní difrakční mřížku pod úhlem



Obrázek 5.6: Schéma tvarovače pulsů.

α vzhledem k normále. Za mřížkou jsou jednotlivé spektrální složky prostorově odděleny a kolimovány pomocí achromatického dubletu. Spektrální složky pak prochází příslušnými optickými buňkami na prostorovém modulátoru, které nezávisle mění jejich fázi a amplitudu. Druhý achromatický dublet fokusuje jednotlivé spektrální složky zpět na transmisní difrakční mřížku, kde se prostorově složí. Svazek se dále odrazí od rovinného zrcadla a prochází lineární polarizátorem propuštějící horizontální polarizaci. Vzhledem k citlivosti difrakčních mřížek na polarizaci dopadajícího svazku je nutné, aby polarizátory byly nastaveny stejně.

Při sestavování tvarovače pulsů je třeba držet zejména následující zásady [10]. Pozice první čočky ovlivňuje kolimaci spektrálních složek pulsu a je tedy třeba nastavit tak, aby jednotlivé spektrální složky byly rovnoběžné. Pozice druhé čočky je třeba nastavit, tak aby výsledné zobrazení bylo jedna ku jedné. Natočení druhé difrakční mřížky ovlivňuje horizontální prostorový čerp pulsu a je tedy nutné, aby druhá difrakční mřížka byla rovnoběžná s obrazem mřížky první. Vzdálenost difrakčních mřížek dále ovlivňuje velikost zpoždění grupových rychlostí pulsu procházejícího tvarovačem pulsů dle vztahu:

$$\Phi^{(2)}(\omega_0) = \frac{\lambda_T^3 L}{2\pi c^2 b^2} [1 - (\frac{\lambda_0}{b} - \sin(\alpha))^2]^{-1}, \quad (5.5)$$

kde b je mřížková konstanta, λ_T je střední vlnová délka tvarovače pulsů, L je vzdálenost druhé difrakční mřížky od obrazu první difrakční mřížky pro střední vlnovou délku, α je úhel dopadu na první difrakční mřížku.

5.4 Nastavení

Pro následující experimenty byl sestaven tvarovač pulsů podle schématu 5.6, kde byly použity transmisní mřížky Schott B270 s 600 vrypy na mm, achromatické dublety s průměrem 25,4 mm a ohniskovou vzdáleností 10 cm pro oblast vlnových délek 650 - 1050 nm, dielektrické lineární polarizátory pro rozsah vlnových délek 600 - 900 nm s kompenzovanou disperzí grupových rychlostí a jako prostorový modulátor indexu lomu byl použit modulátor SLM-S640d od firmy JenOptik. Úhel dopadu α na první transmisní mřížku byl zvolen $(3 \pm 1)^\circ$ a střední vlnová délka tvarovače pulsů $\lambda_T = 800$ nm.

Spektrální intenzita pulsu je nenulová v rozsahu 680-880 nm, což podle mřížkové rovnice odpovídá šířce svazku 1.32 cm na prostorovém modulátoru a tedy aktivním 132 optickým buňkám. Na jednotlivé optické buňky dopadá část spektra odpovídající přibližně pásmu 1.5 nm. Výkonová propustnost tvarovače pulsů pro střední vlnovou délku pulsů byla určena na 7%.

Prostorový modulátor indexu lomu byl ovládán uživatelsky modifikovaným programem výrobce v prostředí Labview.

Toto uspořádání bylo zvoleno pro jednoduchost instalace a k otestování základních vlastností modulace fáze. Pro složitější aplikace je možné nahradit transmisní mřížky reflexivními a achromatické dublety kulovými zrcadly s větší ohniskovou vzdáleností. Tím se zvýší výkonová propustnost tvarovače pulsů a zároveň není třeba kompenzovat disperzi jednotlivých optických prvků. Zvětšení ohniskové vzdálenosti při dané hustotě čar na difrakčních mřížkách a dostatečné apertuře zrcadel dále umožní využít větší počet optických buněk na prostorovém modulátoru.

5.5 Disperze systému

Ke stavbě tvarovače pulsů byly použity pouze prvky s kladnou disperzí, a proto bylo třeba alespoň částečně kompenzovat jimi způsobenou disperzi grupových zpoždění pulsů za tvarovačem. Disperzi grupových zpoždění pulsů bylo možné kompenzovat změnou vzdálenosti difrakčních mřížek v tvarovači pulsů nebo přímo pomocí prostorového modulátoru indexu lomu. Další možností bylo vložit před

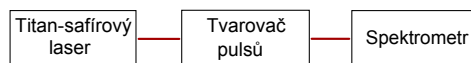
nebo za tvarovač pulsů disperzní zrcadla se zápornou disperzí. Protože cílem této práce bylo tvarovač pulsů sestavit a otestovat, byla vybrána poslední možnost.

V tabulce 5.1 jsou uvedeny hodnoty disperze grupových rychlostí pro jednotlivé optické prvky a jejich celková tloušťka. Disperze grupových rychlostí jednotlivých materiálů byla určena podle vztahu (1.15) pro Sellmeierovy koeficienty udané výrobcem. Při výpočtu celkové disperze pak bylo třeba vzít v úvahu i disperzi vzduchu, neboť prostorový modulátor byl od titan-sařirového laseru vzdálen 8 m. Celkové zpoždění grupových rychlostí bylo kompenzováno třemi páry odrazů od disperzních zrcadel s $\Phi^{(2)}(\omega_0) = -40 \text{ fs}^2$ přímo u laseru, osmi páry odrazy na disperzních zrcadlech s $\Phi^{(2)}(\omega_0) = -120 \text{ fs}^2$ umístěných před tvarovač pulsů a jedním párem odrazů na disperzních zrcadlech s $\Phi^{(2)}(\omega_0) = -120 \text{ fs}^2$ umístěných za tvarovačem pulsů. Celkem bylo disperzními zrcadly zkompenzováno přibližně - 1200 fs^2 . Zbylá disperze grupových zpoždění byla dokompenzována změnou vzdálenosti difrakčních mřížek v tvarovači pulsů.

Tabulka 5.1: Celková disperze systému

Opt. Prvek	Materiál	Tloušťka	GVD(ω_0)(fs^2/mm)	$\Phi^{(2)}(\omega_0)$ (fs^2)
Achromat. Dublety	N-LAK22	8 mm	68	540
	N-SF6HT	3 mm	205	610
Difrakční mřížky	B270	6 mm	46	280
Prostorový modulátor	RLE	6 mm	≈ 50	≈ 300
Vzduch		8 m	0.020	160
Celkem				≈ 1850

6. Amplitudová modulace tvarovače pulsů



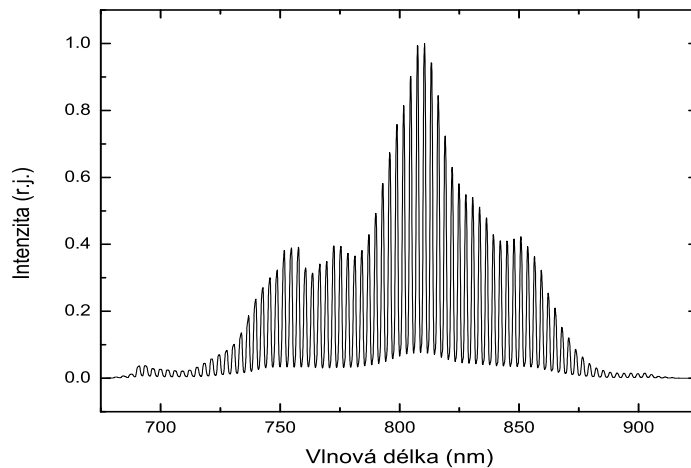
Obrázek 6.1: Experimentální uspořádání pro otestování amplitudové modulace tvarovače pulsů.

Nejprve byla funkce tvarovače pulsů vyzkoušena pro amplitudovou modulaci spektra měřených pulsů (obrázek 6.1). Spektrální intenzita pulsů byla měřena spektrometrem se známou spektrální odezvou. Na obrázku 6.2 je vynesena naměřená spektrální intenzita měřených pulsů pro prostorový modulátor nastavený tak, že každá druhá buňka na modulátoru měla nastavenou transmisi na maximální, zatímco zbytek buněk měl transmisi nastavenou na minimální.

Směrodatná odchylka souboru rozdílů vlnových délek, které odpovídají těžišti jednotlivých maxim, a teoreticky spočtených vlnových délek, které odpovídají středům jednotlivých optických buněk, vychází 0.2 nm, což odpovídá chybě určení těžiště jednotlivých maxim. Jednotlivé spektrální složky měřených pulsů tedy byly přesně přiřazeny příslušným optickým buňkám na prostorovém modulátoru.

Dále byla vyhodnocena spektrální šířka v polovině maxima (FWHM = Full Width at Half Maximum) jednotlivých vrcholů a porovnána s teoreticky vypočítanou spektrální šířkou pásma jednotlivých optických buněk. Z obrázku 6.3 vyplývá, že teoretická šířka optické buňky je přibližně o 10-20% větší než spektrální šířka FWHM jednotlivých vrcholů. Lze tedy očekávat, že se na příslušně optické buňce mísí příslušná spektrální složka pulsu i se spektrálními složkami z optických buněk sousedních.

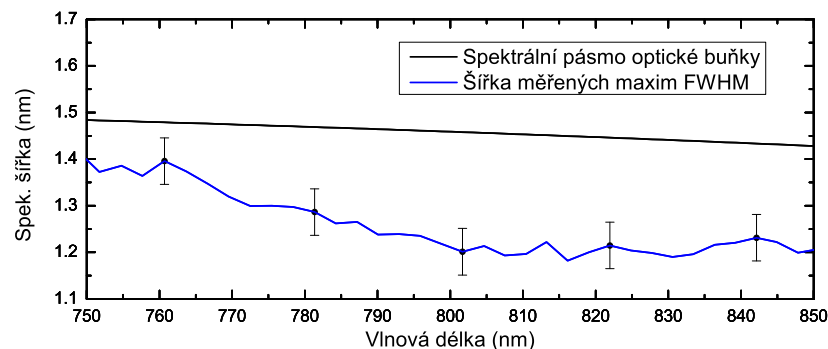
Tomu odpovídá i teoretický odhad. Vrstvy kapalných krystalů jsou od sebe vzdáleny 3 mm, předpokládejme, že předměťová ohnisková rovina první čočky tvarovače pulsů je přesně mezi nimi. Minimální pološířka svazku je 1 mm a je vzdálena od obrazové ohniskové roviny první čočky tvarovače pulsů přibližně 3 m. Ve vzdálenosti 1.5 mm od předměťového ohniska první čočky odpovídající pozici první nebo druhé vrstvy kapalných krystalů je pak šířka svazku v polovině



Obrázek 6.2: Spektrální intenzita měřených pulsů po amplitudové modulaci pro nastavený střídavý průběh transmise (1,0,1,0, ...) pro jednotlivé optické buňky na prostorovém modulátoru.

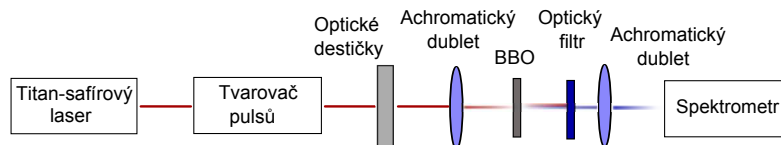
přibližně $240 \mu\text{m}$, zatímco šířka jedné opticky aktivní buňky na modulátoru je pouze $97 \mu\text{m}$.

Jedním z důsledků míšení spektrálních složek je pravděpodobně nenulovost pozadí na obrázku 6.2. Další příčinou pozadí může být nedostatečně přesná kalibrace závislosti fázového zpoždění na napětí pro jednotlivé optické buňky. Kalibraci by bylo možné zpřesnit, měřením těchto kalibračních křivek pro každou optickou buňku na prostorovém modulátoru zvlášť.



Obrázek 6.3: Porovnání spektrální šířky FWHM jednotlivých vrcholů získané z obrázku 6.2 s teoretickou vypočtenou šířkou spektrálního pásma jednotlivých optických buněk prostorového modulátoru. Chyba měření byla pro přehlednost znázorněna pouze u 5 hodnot.

7. Metoda MIIPS



Obrázek 7.1: Experimentální schéma pro měření spektrální fáze pulsů metodou MIIPS.

Metoda MIIPS byla užita k měření průběhu spektrální fáze femtosekundových pulsů. Experimentální schéma je znázorněno na obrázku 7.1. Spektrální fáze pulsů byla modulována tvarovačem pulsů. Laserový svazek byl dále fokusován achromatickým dubletem s ohniskovou vzdáleností 5 cm na nelineární BBO krystal tloušťky 20 μm . Za nelineárním krystalem byla část spektra odpovídající první harmonické pohlcena optickým filtrem propouštějícím oblast 350-450 nm. Spektrum druhé harmonické bylo fokusováno achromatickým dubletem pro oblast 350-450 nm s ohniskovou vzdáleností 7.5 cm do spektrometru se známou spektrální odezvou.

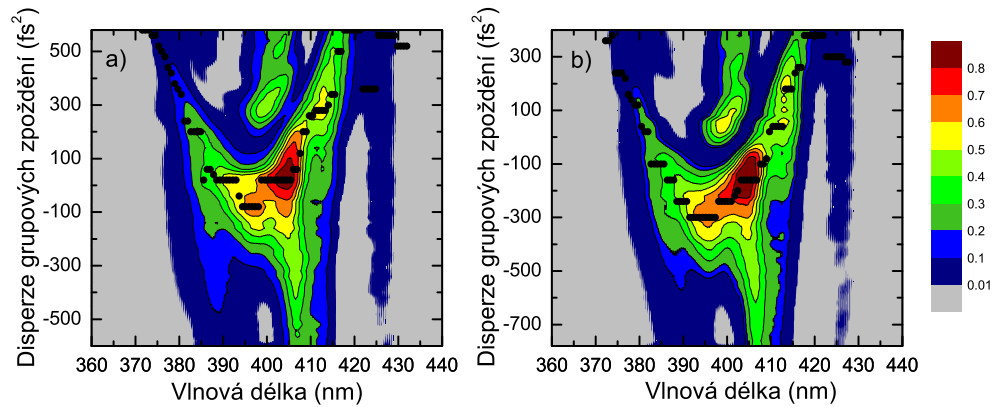
K realizaci metody MIIPS byl napsán program v prostředí v LABVIEW. Funkce fázového zpoždění byla zvolena jako $\Delta\Phi(\omega_i, \delta) = \frac{1}{2}\delta(\omega_i - \omega_0)^2$ s krokem $\delta = 20 \text{ fs}^2$, kde ω_i odpovídá střední frekvenci dopadající na příslušnou optickou buňku prostorového modulátoru. Pro každou hodnotu parametru δ v intervalu od -500 fs^2 do 500 fs^2 od očekávané hodnoty disperze grupových zpoždění měřeného pulsů bylo změřeno spektrum druhé harmonické. Poté byla pro každou optickou buňku na prostorovém modulátoru nalezena hodnota parametru $\delta_{max}(\omega_i)$, pro kterou byla intenzita signálu druhé harmonické na dvojnásobku dané frekvence maximální. Funkce $-\Delta\Phi^{(2)}(\omega_i, \delta_{max}(\omega_i))$ pak byla určena jako průběh hledané disperze grupových zpoždění měřených pulsů, ze které pak byl dvojitou integrací určen spektrální průběh fáze pulsů.

Nejprve byla změřena závislost spektrální intenzity na hodnotě parametru δ pro puls neprocházející optickou destičkou (obrázek 7.2a). Z pozice maximální spektrální intenzity (černé tečky) pro jednotlivé frekvence, pak byl určen průběh spektrální fáze pulsů (plná čára na obrázku 7.3a). Průběh spektrální fáze pul-

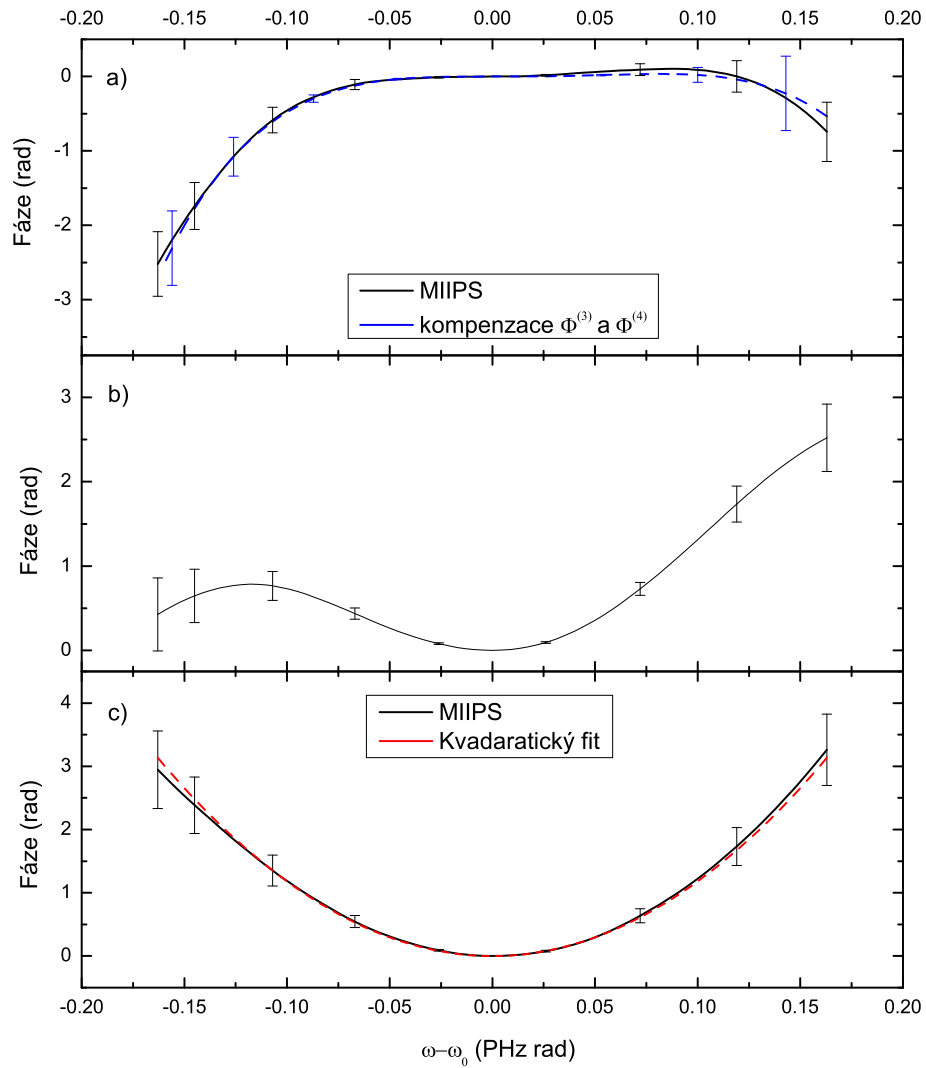
su získaný metodou MIIPS se shoduje s průběhem spektrální fáze získaným postupnou kompenzací členu disperzního rozvoje pro $\Phi^{(2)}(\omega_0) = (0 \pm 10) \text{ fs}^2$, $\Phi^{(3)}(\omega_0) = (-1500 \pm 300) \text{ fs}^3$ a $\Phi^{(4)}(\omega_0) = (-55000 \pm 5000) \text{ fs}^4$ (viz kapitola 6.4).

Poté byla mezi tvarovač pulsů a nelineární krystal vložena optická destička a byla znovu změřena závislost spektrální intenzity na hodnotě parametru δ (obrázek 7.2b), ze které byl určen průběh spektrální fáze pulsu za destičkou (obrázek 7.3b). Z rozdílu naměřených průběhů spektrálních fází pulsu, pak byla určena změna spektrální fáze pulsu způsobená průchodem pulsu optickou destičkou (plná čára na obrázku 7.3c). Ta byla proložena kvadratickou závislostí, ze které byla určena změna disperze grupových zpoždění pulsu $(240 \pm 15) \text{ fs}^2$ pro optickou desku tloušťky 7 mm, která odpovídá vertikálnímu posunu obrázku 7.2a přibližně o 240 fs^2 dolu, čemuž odpovídá obrázek 7.2b.

Závislost disperze grupových zpoždění pulsů na tloušťce sklíček (obrázek 7.4) pak byla proložena lineární závislostí. Z její směrnice byla určena hodnota disperze grupových rychlostí optických destiček na $(36 \pm 1) \text{ fs}^2$. Naměřená hodnota je v rámci chyby ve shodě s teoretickou hodnotou získanou ze vztahu (1.15) 35.4 fs^2 pro tavený křemen a střední vlnovou délku pulsů 809 nm.

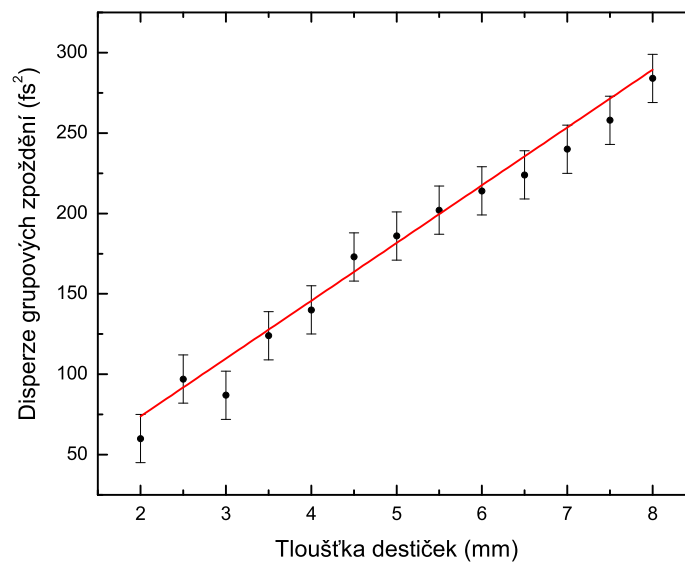


Obrázek 7.2: Naměřené normované spektrální intenzity v závislosti na nastavené disperzi grupových zpoždění na tvarovači pulsů. Obrázek a) odpovídá spektrální intenzitě pulsu, obrázek za b) spektrální intenzitě pulsu průchodu 7 mm destičkou z taveného křemene. Černé tečky odpovídají maximu spektrální intenzity na dané frekvenci.



Obrázek 7.3: Naměřené průběhy spektrální fáze: a) spektrální fáze pulsu bez vložené optické desky b) spektrální fáze pulsu po průchodu optickou destičkou tloušťky 7 mm c) rozdíl grafů b) a a) proložený kvadratickou závislostí, která odpovídá disperzi grupových zpoždění $\Phi^{(2)}(\omega_0) = (240 \pm 15) \text{ fs}^2$.

Vlivem složitého spektrálního průběhu měřených pulsů nebyla metoda MIIPS citlivá na jejich změnu disperze grupových zpoždění menší než 30 fs^2 . Pro optické destičky tloušťky menší než 2 mm nebyl kvadratický průběh spektrální fáze zřetelný, a proto pro ně nebyla určena velikost změny disperze grupových zpoždění měřených pulsů. S rostoucí velikostí disperze grupových zpoždění roste relativní přesnost metody.



Obrázek 7.4: Naměřená disperze grupových zpoždění v závislosti na tloušťce optické destičky z taveného křemene proložená lineární závislostí, z jejíž směrnice byla určena hodnota disperze grupových rychlostí taveného křemene na $(36 \pm 1) \text{ fs}^2$.

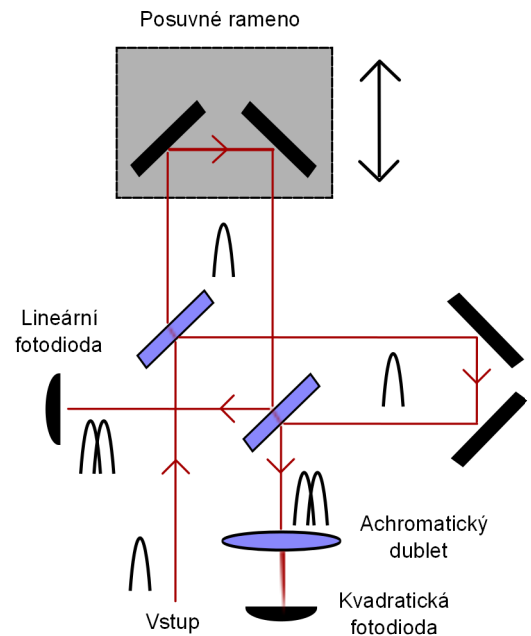
8. Měření metodou PICASO

8.1 Autokorelátor

Autokorelátor byl navržen na základě vyváženého Mach-Zehnderova interferometru (obrázek 8.1). Skládal se ze dvou dielektrických děličů svazku s průměrem 25 mm, reflektivitou 50% pro úhel dopadu 45° a kompenzovanou grupovou disperzí rychlostí pro vlnové délky v rozsahu 700-900 nm a dále ze šesti rovinných zrcadel s vysokou reflektivitou. Pohyblivé rameno autokorelátoru bylo pevně přichyceno na piezoelektrický posuv, na který bylo přivedeno sinusové napětí generované funkčním generátorem.

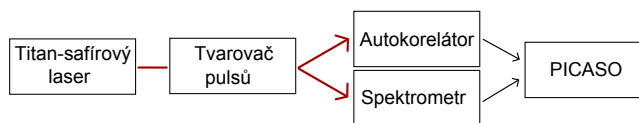
Jako kvadratická fotodioda byla použita galium-arsenit-fosforová dioda se záporným předpětím -10 V vykazující dostatečnou dvoufotonovou absorpci v příslušné spektrální oblasti. Jako lineární fotodioda byla použita křemíková dioda. Na kvadratickou fotodiodu byl svazek fokusován achromatickým dubletem s ohniskovou vzdáleností 5 cm pro 700-900 nm. Signál z obou detektorů byl dále odveden na osciloskop.

Pro kalibraci pohyblivého ramena byl napsán program v prostředí Labview. Ze známé vzdálenosti maxim autokorelace prvního řádu byla nakalibrována závislost posunu pohyblivého ramena autokorelátoru na časovém zpoždění pulsů. Pro dostatečný kontrast interferometrické autokorelace bylo třeba zaručit na vstupu autokorelátoru průměrnou intenzitu přibližně 1 Watt pro pulsy časové délky deseti femtosekund.



Obrázek 8.1: Schéma sestrojeného autokorelátoru.

8.2 Měření časové délky pulsů

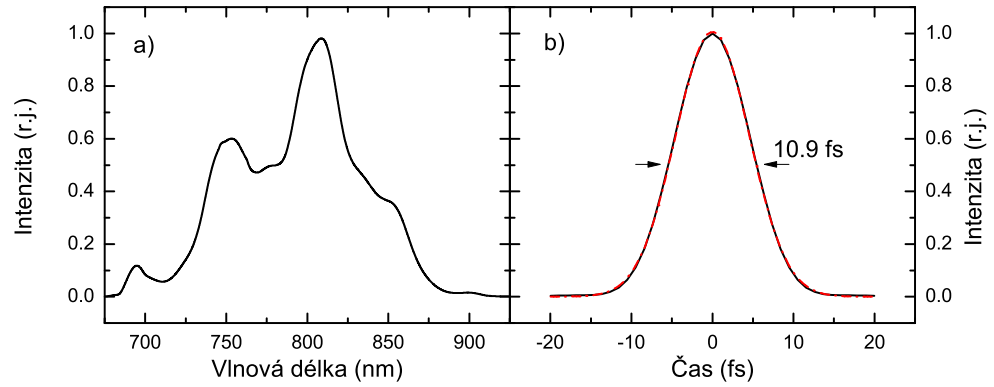


Obrázek 8.2: Experimentální schéma pro měření časové délky pulsů metodou PICASO. Spektrální fáze pulsů byla nejprve modulována tvarovačem pulsů. Poté byla změřena spektrální intezita a interferometrické autokorelace pulsů. Z nich byla metodou PICASO určena časový průběh pulsů.

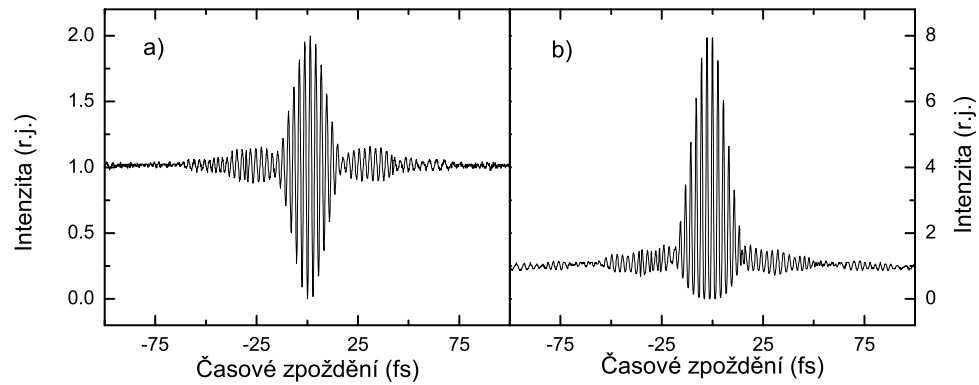
Metoda PICASO byla použita k měření časové délky pulsů. Schéma experimentu je na obrázku 8.2.

S autokorelací interferometrickou byla vždy zároveň měřena i autokorelace prvního řádu. Ze známé vzdálenosti extrémů autokorelace prvního řádu, byla pro každé měření nakalibrována časová osa autokorelace druhého řádu. Naměřené interferometrické autokorelace a spektrální intenzity pulsů byly po převzorkování na 2048 vzorků s časovým rozlišením 0.2 fs a spektrálním rozlišením 5 nm zpracovány algoritmem PICASO.

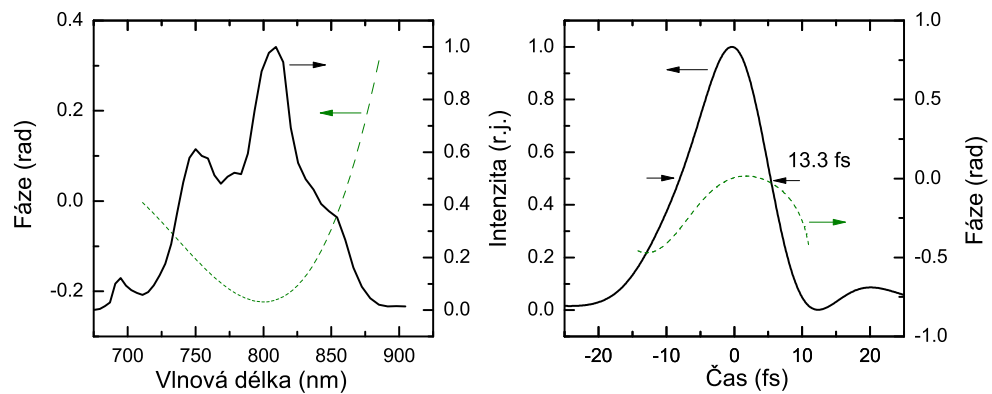
Spektrální intenzita pulsů byla měřena spektrometrem se známou spektrální odezvou. Z Fourierovy transformace naměřeného spektra pulsu byla určena časová délka transformačně omezeného pulsu na $\tau_0 = (10.9 \pm 0.3)$ fs (obrázek 8.3). Poté byl laděním členů disperzního rozvoje spektrální fáze pomocí tvarovače pulsů vyhledán nejkratší naměřený puls časové délky $\tau_p = (13.3 \pm 0.5)$ fs, tedy přibližně 1.2násobku časové délky transformačně omezeného pulsu. Z naměřené interferometrické autokorelace (obrázek 8.4a a 8.4b) byl pomocí metody PICASO určen spektrální a časový průběh naměřeného pulsu (obrázek 8.5a a 8.5b). Poruchy autokorelace a odchylka minimální časové délky pulsu od jeho transformační meze jsou pravděpodobně způsobené nedokompenzovanými aberacemi spektrální fáze vyššího řádu.



Obrázek 8.3: a) Naměřené spektrum a b) teoretický časový průběh transformčně omezeného pulsu získaný Fourierovou transformací.



Obrázek 8.4: Autokorelace a) prvního řádu a b) druhé řádu autokorelace měřeného pulsu.

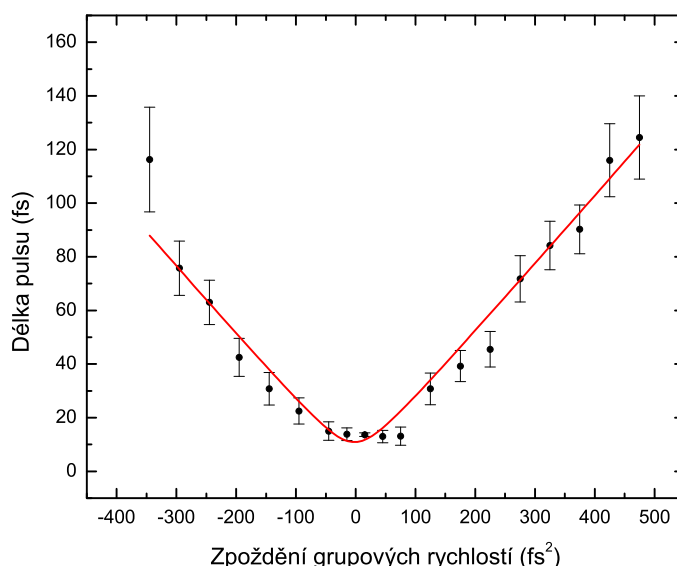


Obrázek 8.5: a) Spektrální a b) časový průběh pulsu získaný metodou PICASO. Časová délka pulsu byla určena na $\tau_p = (13.3 \pm 0.5)$ fs.

8.3 Závislost délky pulsů na velikosti disperze grupových zpoždění

Dalším experimentem bylo měření závislosti časové délky pulsů na nastavené disperzi grupových zpoždění na tvarovači pulsů.

Různé hodnoty disperze grupových zpoždění byly postupně nastavovány na tvarovači pulsů a pro každou hodnotu byly zaznamenány tři interferometrické autokorelace. Časové průběhy pulsů získané metodou PICASO pak byly proloženy gaussovskou závislostí, ze které byla určena časová délka pulsu v polovině maxima τ_p . Naměřená závislost časové délky pulsu na disperzi grupových zpoždění (obrázek 8.6) je ve shodě s teoretickou závislostí dle vztahu (1.14).

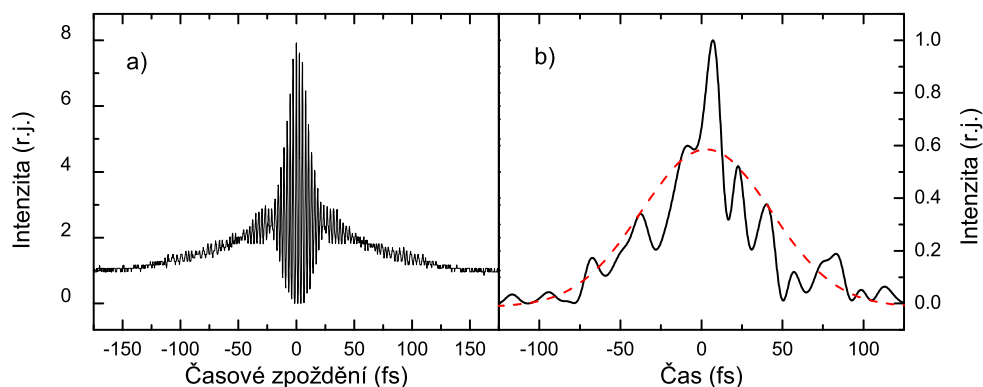


Obrázek 8.6: Závislost časové délky pulsu v polovině maxima na nastavené disperzi grupových zpoždění na tvarovači pulsů proložená teoretickou závislostí dle vztahu (1.14).

Chyba měření je kombinací chyby gaussovského fitu, statistické chyby souboru tří měření, přesnosti určení transformačně omezeného pulsu a přesnosti nastavení disperze grupových zpoždění na tvarovači pulsů. Odchytky naměřených hodnot od teoretických křivek mohou také být způsobené nepřesností kalibrace časové osy interferometrických autokorelací, neboť se s rostoucí délkou pulsu zvětšuje

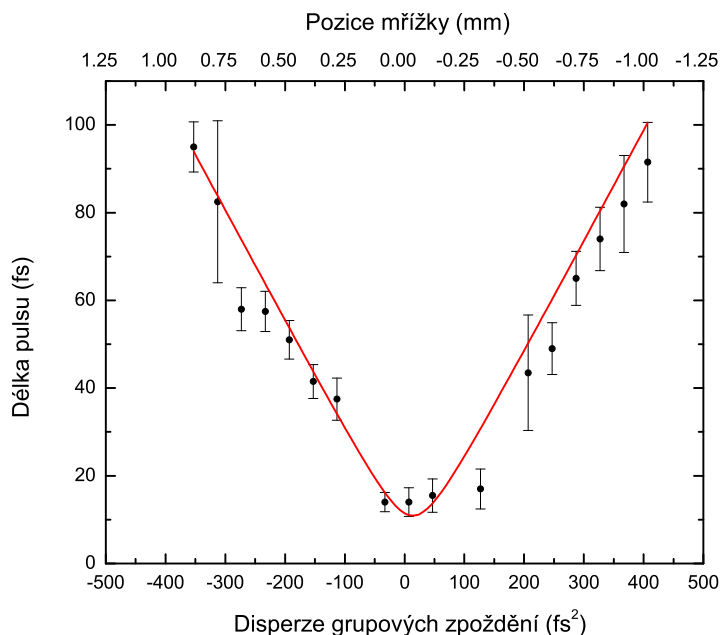
poměr délky interferometrické autokorelace vůči délce autokorelace prvního řádu. Časový průběh krajů interferometrických autokorelací delších pulsů pak nemusí být přesně okalibrován.

Při vyhodnocování časových průběhů pulsů získaných metodou PICASO bylo třeba zvážit, jakým způsobem je prokládat gaussovskými závislostmi, neboť časové průběhy získané metodou PICASO byly pro dlouhé pulsy obecně velmi složité (obrázek 8.7b). Jako nejvhodnější se ukázalo proložení obálky (maxim) časových průběhů gaussovskou funkcí. Vzhledem k tvaru časových průběhů pulsů nebylo ale proložení gaussovskou funkcí jednoznačné.



Obrázek 8.7: a) Naměřená interferometrická autokorelace a b) časový průběh pulsu získaný metodou PICASO proložený gaussovskou závislostí pro nastavené $\Phi^{(2)} = (370 \pm 20) \text{ fs}^2$ na tvarovači pulsů. Časová délka pulsu v polovině maxima byla určena na $(90 \pm 10) \text{ fs}$.

Poté bylo provedeno totéž měření závislosti časové délky pulsu na disperzi grupových zpoždění, která byla tentokrát nastavována postupnou změnou vzdálenosti difrakčních mřížek v tvarovači pulsů. Vzdálenost difrakčních mřížek byla měněna posunem druhé difrakční mřížky ve směru šíření střední vlnové délky v tvarovači pulsů. Ze vztahu (5.5) byla určena velikost disperze grupových rychlostí mřížkového prodlužovače na $(400 \pm 20) \text{ fs}^2$, ze které byl přepočítán posun mřížky na velikost disperze grupových zpoždění. Pro každou pozici druhé difrakční mřížky ve tvarovači pulsů pak byly naměřeny tři interferometrické autokorelace, z nichž byl pomocí metody PICASO rekonstruován časový průběh pulsu. Závislost naměřené časové délky pulsů v polovině maxima na disperzi grupových zpoždění je ve shodě s teoretickou závislostí dle vztahu (1.14).



Obrázek 8.8: Závislost časové délky pulsu v polovině maxima na posunu druhé difrakční mřížky v tvarovači pulsů proložená teoretickou závislostí dle vztahu (1.14).

Pro pulsy do časové délky 120 fs bylo zjištěno rozlišení změny disperze grupových zpoždění o 100 fs², což odpovídá více jak třikrát horšímu rozlišení, než je rozlišení dosažené technikou MIIPS. Znaménko disperze grupových zpoždění pulsů není metodou PICASO jednoznačně určeno. Chyba měření časové délky pulsů je menší v oblasti blízko transformačně omezeného pulsu, kde je závislost délky pulsů na velikosti disperze grupového zpoždění pozvolná.

8.4 Měření disperze grupových rychlostí

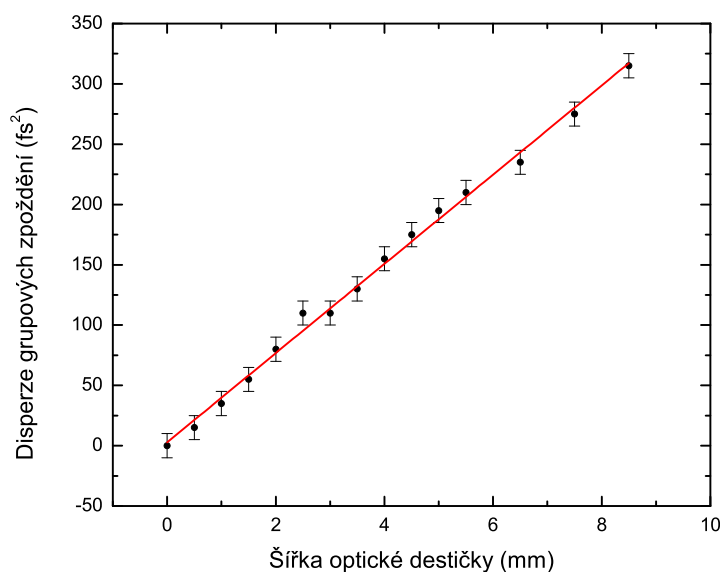
8.4.1 Optické destičky

Tvarovač pulsů byl dále využit k měření disperze grupového zpoždění postupně vkládaných optických destiček.

Laserový puls nejprve procházel tvarovačem pulsů a poté rovnou dopadal na fotodetektor, který měřil jeho časovou disperzi. Členy disperzního rozvoje spektrální fáze byly určeny na $\Phi^{(2)}(\omega_0) = (0 \pm 10) \text{ fs}^2$, $\Phi^{(3)}(\omega_0) = (-1500 \pm 300) \text{ fs}^3$ a $\Phi^{(4)}(\omega_0) = (55000 \pm 5000) \text{ fs}^4$. Přesnost kompenzace disperze grupových zpoždě-

ní pulsů tvarovačem pulsů byla stanovena 10 fs^2 vzhledem k fluktuacím výkonu laseru a přesnosti nastavení fázového průběhu na tvarovači pulsů. Tato hodnota byla určena jako citlivost nastavení disperze grupových zpoždění na tvarovač pulsů. Citlivost rozlišit změnu disperze grupových zpoždění pulsů byla určena na 20 fs^2 .

Za tvarovač pulsů byla poté umístěna optická destička známé tloušťky a na tvarovači pulsů nastaven takový průběh fázového zpoždění, aby byla kompenzována disperze grupového zpoždění měřených pulsů. Tímto způsobem byla měřena hodnota disperze grupových zpoždění pulsů po průchodu optických destiček stejného materiálu různé tloušťky. Naměřená data znázorněná na obrázku 8.9 byla proložena lineární závislostí pomocí metody nejmenších čtverců. Naměřená hodnota disperze grupových zpoždění $(37 \pm 1) \text{ fs}^2$ optických destiček přibližně odpovídá teoretické hodnotě disperze grupových rychlostí pro tavený křemen 35.4 fs^2 .

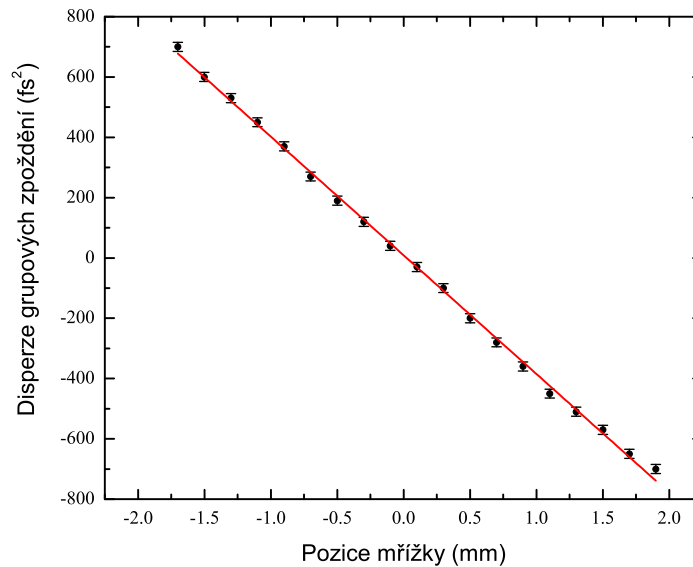


Obrázek 8.9: Závislost naměřené disperze grupových zpoždění na šířce optické desky proložená lineární závislostí. Její směrnice odpovídá velikosti disperze grupových rychlostí materiálu desky a byla určena na $(37 \pm 1) \text{ fs}^2/\text{mm}$.

8.4.2 Pár difrakčních mřížek

Dále byla stejným způsobem měřena velikost disperze grupových zpoždění, jež byla ovlivněna změnou vzdálenosti druhé difrakční mřížky od obrazu první difrakční mřížky. Druhá difrakční mřížka byla nejprve nastavena na pozici 0 mm, která odpovídá kompenzované disperzi grupových zpoždění pulsů. Poté byla postupně měněna vzdálenost mřížek L pro střední vlnovou délku v tvarovači pulsů a pro každou její pozici byl nalezen průběh fázového zpoždění na tvarovači pulsů, pro kterou byla disperze grupových zpoždění pulsů kompenzována.

Naměřené hodnoty znázorněné na obrázku 8.10 pak byly proloženy lineární závislostí pomocí metody nejmenších čtverců. Naměřená hodnota disperze grupových rychlostí $(395 \pm 10) \text{ fs}^2/\text{mm}$ je v rámci chyby ve shodě s teoretickou hodnotou disperze grupových rychlostí mřížkové prodlužovače $(400 \pm 20) \text{ fs}^2/\text{mm}$ získanou ze vztahu (5.5) pro střední vlnovou délku tvarovače pulsů 800 nm.



Obrázek 8.10: Závislost naměřeného zpoždění grupových rychlostí v závislosti na posunu mřížky proložena lineární závislostí. Její směrnice odpovídá disperzi grupových rychlostí mřížkové prodlužovače a byla určena na $(395 \pm 5) \text{ fs}^2/\text{mm}$.

Závěr

Tato diplomová práce se zabývala modulací časové disperze femtosekundových pulsů. Zadané cíle diplomové práce byly splněny.

V rámci této diplomové práce byla nejprve stručně diskutovaná problematika časové disperze femtosekundových pulsů a byly popsány vybrané metody měření těchto pulsů. Dále byla popsána funkce prostorového modulátoru indexu lomu a byl sestaven tvarovač pulsů v uspořádání s lineárními polarizátory, transmisními difrakčními mřížkami, achromatickými dublety a prostorovým modulátorem indexu lomu. Prostorový modulátor indexu lomu byl okalibrován měřením transmise jednotlivých vrstev optických buněk. Spektrálním měřením amplitudové modulační tvarovače pulsů byla ověřena lokalizace spektrálních složek měřených pulsů na příslušných optických buňkách prostorového modulátoru.

Metodou MIIPS byla měřena disperze grupových zpoždění femtosekundových pulsů. Průběh spektrální fáze změřený metodou MIIPS odpovídal spektrálnímu průběhu získanému postupnou kompenzací disperze grupového zpoždění a aberací třetího a čtvrtého řádu. Dále byla změřena disperze grupových rychlostí taveného křemene na $(36 \pm 1) \text{ fs}^2$, což je ve shodě s teoretickou hodnotou. Citlivost metody MIIPS na změnu disperze grupových zpoždění byla určena na 30 fs^2 . Citlivost metody MIIPS přímo souvisí s citlivostí tvarovače pulsů a bylo by ji možné zlepšit přesnou kalibrací jednotlivých optických buněk na prostorovém modulátoru.

Na základě vyváženého Mach-Zehnderova interferometru byl sestaven autokorelátor určený k měření interferometrických autokorelací. Pomocí metody PICASSO byla změřena časová délka pulsu s kompenzovanou časovou disperzí. Naměřená hodnota $(13.3 \pm 0.5) \text{ fs}$ je přibližně o 2 fs větší než časová délka transformačně omezeného pulsu. Nesoulad časových délek byl pravděpodobně způsoben nedokompenzovanými aberacemi spektrální fáze vyšších řádů. Dále byla potvrzena teoretická závislost velikosti časové délky pulsu na disperzi grupových zpoždění. Velikost disperze grupových rychlostí byla ovlivňována buď přímo tvarovačem pulsů, nebo posunem druhé difrakční mřížky v tvarovači pulsů.

Pro časovou délku pulsu do 120 fs byla určena schopnost metody PICASSO rozeznat změnu disperze grupových zpoždění měřených pulsů o 100 fs^2 , což je asi

třikrát horší než citlivost metody MIIPS. Citlivost metody byla ovlivněna zejména nepřesnou rekonstrukcí naměřené interferometrické autokorelace způsobenou obecně složitým průběhem spektrální fáze měřených pulsů.

Časová disperze pulsů byla také měřena pomocí tvarovače pulsů. Disperze grupových rychlostí optických destiček z taveného křemene byla určena na (37 ± 1) fs² a byl ověřen teoretický průběh disperze grupových zpoždění způsobený posunem druhé difrakční mřížky. Citlivost na změnu disperze grupových zpoždění byla určena na 20 fs² a pomocí tohoto měření byla určena citlivost tvarovače pulsů nastavit danou hodnotu disperze grupových zpoždění na 10 fs².

Literatura

- [1] W. R. Jean-Claude Diels. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Academic Press (San Diego, New York, Boston, London, Sydney, Tokyo, Toronto), 2006.
- [2] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics. Second Edition*. Academic Press (San Diego, New York, Boston, London, Sydney, Tokyo, Toronto), 2003.
- [3] Xu et al. Quantitative investigation of the multiphoton intrapulse interference phase scan method for simultaneous phase measurement and compensation of femtosecond laser pulses. *Journal of the Optical Society of America B*, 23(4):750–759, April 2006.
- [4] J.W. Nicholson and W. Rudolph. Noise sensitivity and accuracy of femtosecond pulse retrieval by phase and intensity from correlation and spectrum only (PICASO). *Journal of the Optical Society of America B*, 19(2):330–339, 2002.
- [5] Trebino et al. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical. *Review of Scientific Instruments* 68(9), pages 3277–3295, 1997.
- [6] C. Iaconis and I.A. Walmsley. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Optics Letters*, 23(10):792–794, May 1998.
- [7] Lozovoy et al. Multiphoton intrapulse interference. iv. ultrashort laserpulse spectral phase characterization and compensation. *Optics Letters*, 29(7):775–777, April 2004.
- [8] Femtolasers Produktions. *Femtosource compact M1 user manual*. Vienna, 2001.
- [9] Jenoptik. *Manual SLM-s640d*. Jena, 2006.
- [10] A. M Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Review of Scientific Instruments*, 71(5):1929–1960, May 2000.

Seznam fyzikálních veličin

Symbol	Název veličiny	Jednotka
A	Amplitudová transmise	-
A^2	Intenzitní transmise	-
b	Mřížková konstanta	m^{-1}
$B_1(T)$	První člen rozvoje interferometrické autokorelace	W^2s/m^4
$B_2(T)$	Druhý člen rozvoje interferometrické autokorelace	W^2s/m^4
$B_3(T)$	Třetí člen rozvoje interferometrické autokorelace	W^2s/m^4
c	Rychlost světla ve vakuu	m/s
c_p	Spektrálně-časová konstanta	-
d	Šířka optické buňky na prostorovém modulátoru	m
$e(t)$	Reálná časová intenzita elektrického pole	V/m
$E^+(t)$	Komplexní analytický signál	V/m
$ E^+(t) $	Časová obálka komplexního analytického signálu	V/m
$E(\omega)$	Komplexní intenzita elektrického pole ve frekvenční oblasti	V/m
$E^+(\omega)$	Komplexní intenzita elektrického pole ve frekvenční oblasti pro kladné frekvence	V/m
$ E(\omega) $	Spektrální amplituda pulsu	V/m
E_G	Šířka zakázaného pásu polovodiče	J
f	Ohnisková vzdálenost	m
$G_n(T)$	Autokorelační signál n-tého řádu	$(W/m^2)^{ns}$
$G_2^N(T)$	Naměřená interferometrická autokorelace	W^2s/m^4
$G_2^T(T)$	Teoretický průběh interferometrické autokorelace	W^2s/m^4
\hbar	Redukovaná Planckova konstanta	Js
i	Imaginární jednotka	-
$I(t)$	Časová intenzita pulsu	W/m^2
$I(\omega)$	Spektrální intenzita pulsu	W/m^2
K_t	Konstanta úměrnosti časové intenzity	W/m^2
K_ω	Konstanta úměrnosti spektrální intenzity	W/m^2
n	Index lomu	-
n_o	Řádný index lomu	-
n_e	Mimořádný index lomu	-
n_θ	Index lomu opt. jednoosého prostředí pro mimořádnou vlnu	-
l	Délka optického prvku	m
L	Vzdálenost difrakčních mřížek v tvarovači pulsů pro střední vln. délku	m
M	Počet vzorků	-
P	Polarizace materiálu	V/m
P_L	Lineární část polarizace	V/m
P_{NL}	Nelineární část polarizace	V/m
\mathbf{r}	Vektor prostorové souřadnice	m
$R(\omega)$	Komplexní funkce lineární optické odezvy	-
$ R(\omega) $	Spektrální amplitudová odezva prostředí	-
t	Čas	s
v_G	Grupová rychlost pulsu	m/s
T	Vzájemné zpoždění pulsů v autokorelátoru	s
U	Napětí na optické buňce prostorového modulátoru	V
U_{\max}	Maximální napětí na optické buňce prostorového modulátoru	V
z	Souřadnice ve směru osy z	m

Symbol	Název veličiny	Jednotka
α	Úhel dopadu na první difrakční mřížku v tvarovači pulsů	rad
$\beta(\omega)$	Koeficient nelineární absorpce	m
$\gamma(\omega)$	Koeficient absorpce	m
$\gamma_L(\omega)$	Koeficient lineární absorpce	m
δ	Parametr pro metodu MIIPS	-
Δ	Kvadratická odchylka autokorelací	-
Δ_C	Mezní hodnota kvadratické odchylky autokorelací	-
ϵ_0	Permitivita vakua	F/m
η_1	Amplituda cosinového průběh fáz. zpoždění metody MIIPS	rad
η_2	Parametr metody MIIPS pro cosinový průběh fáz. zpoždění	s
θ	Úhel mezi optickou osou kapalného krystalu a osou z	rad
λ_0	Střední vlnová délka pulsu	m
λ_T	Střední vlnová délka tvarovače pulsů	m
μ_0	Permeabilita vakua	H/m
τ_0	Časová délka transformačně omezeného pulsu v polovině maxima	s
τ_g	Časová délka pulsu v $(\frac{1}{e^2})$ -tině maxima	s
τ_p	Časová délka pulsu v polovině maxima	s
$\phi(t)$	Časová fáze	rad
ϕ_0	Konstantní člen časové fáze	rad
$\Phi(\omega)$	Spektrální fáze	rad
$\Delta\Phi(\omega)$	Fázové zpoždění	rad
$\Delta\Phi_1(\omega)$	Fázové zpoždění první vrstvy optických buněk prostorového modulátoru	rad
$\Delta\Phi_2(\omega)$	Fázové zpoždění druhé vrstvy optických buněk prostorového modulátoru	rad
$\Delta\Phi^{(2)}(\omega, \delta_{max})$	Průběh lokálně kompenzované disperze grupových zpoždění	s ²
$\Phi^{(0)}$	Konstantní člen spektrální fáze	-
$\Phi^{(1)}(\omega_0)$	Zpoždění pulsu vlivem grupové rychlosti	s
$\Phi^{(2)}(\omega_0)$	Disperze grupových zpoždění	s ²
$\Phi^{(3)}(\omega_0)$	Aberace spektrální fáze třetího řádu	s ³
$\Phi^{(4)}(\omega_0)$	Aberace spektrální fáze čtvrtého řádu	s ⁴
χ^2	Nelineární susceptibilita druhého řádu	-
χ^3	Nelineární susceptibilita třetího řádu	-
ω	Úhlová frekvence	Hz rad
ω_0	Nosná frekvence pulsu	Hz rad
$\omega_0(t)$	Okamžitá nosná frekvence pulsu	Hz rad
ω_i	Střední frekvence optické buňky na prostorovém modulátoru	Hz rad
$\Delta\omega_g$	Šířka spektrální amplitudy v $(\frac{1}{e^2})$ - <i>tinmaxima</i>	Hz rad
$\Delta\omega_p$	Šířka spektrální intenzity v polovině maxima	Hz rad
Ω	Frekvenční posun	Hz rad
∇^2	Laplaceův operátor	

Seznam užitých zkratek

Zkratka	Význam
BBO	Barium Borate, BaB_2O_4
FROG	Frequency Resolved Optical Gating
FWHM	Full Width at Half Maximum
GDD	Group Delay Dispersion
GVD	Group Velocity Dispersion
He-Ne laser	Helium-Neonový laser
ITO	Indium Tin Oxide
MIIPS	Multiphoton Intrapulse Interference Phase Scan
PICASO	Phase and Intensity from Cross-correlation and Spectrum only
SLM	Spatial light modulator
SPIDER	Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction