

Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko fyzikální fakulta

## Bakalá ská práce



Miroslav Martínek

## Generace sou tové frekvence v daleké UV oblasti

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalá ské práce: RNDr. Mgr. Martin Kozák, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Aplikovaná fyzika

Praha 2015

**Podkování:**

Rád bych poděkoval zejména RNDr. Martinu Kozákovi, Ph. D. za skvělé vedení mé bakalářské práce. Za vzechan čas strávený mým vedením, konzultacemi i řešeními této práce, také za veškeré rady a opravy, kterých se mi dostalo.

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

Berou 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 Praze dne 10.5.2015

.....

Název práce: Generace součtové frekvence v daleké UV oblasti

Autor: Miroslav Martínek

Katedra/Ústav: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Martin Kozák, Ph.D., Katedra chemické fyziky a optiky

Abstrakt:

Nelineární optika je oblastí optiky vysokých polí, ve které již nelze závislost polarizace látky na intenzitě elektrického pole optického záření považovat za lineární. To má významné důsledky pro praxi, jelikož v případě nelineární optiky již neplatí princip superpozice. Je tedy možné ovlivňovat světlo, šířící se materiálem, jiným, intenzivním zářením. Nelineární optické jevy jsou důležité zejména pro laserové technologie, protože umožňují pomocí různých interakcí generovat světlo na různých vlnových délkách.

Tato bakalářská práce je zaměřena na studium generace součtové frekvence v daleké ultrafialové (UV) oblasti spektra. Jako zdroj záření byl použit femtosekundový laserový systém. Cílem práce bylo jednak teoreticky popsat generaci pomocí nelineární vlnové rovnice a spojit závislost úhlu sfázování na generované vlnové délce. Teoretická závislost byla poté experimentálně ověřena v laboratorii. Práce se dále zabývá měřením energie generovaných pulzů a studiem účinnosti procesu generace součtové frekvence pro pulzy v spektrální oblasti 215-250 nm. Generované pulzy budou dále sloužit k excitaci elektron-děrových párů v diamantu.

Klíčová slova: nelineární optika, femtosekundové laserové pulzy, generace součtové frekvence

Title: Sum-frequency generation in far-UV spectral region

Author: Miroslav Martínek

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: RNDr. Martin Kozák, Ph.D., Department of Chemical Physics and Optics

Abstract:

Nonlinear optics is the area of high field optics, where the dependence of polarization of matter on the electric field of optical radiation cannot be considered as linear. This has important implications for practise, since the superposition principle is no longer valid in nonlinear optics. Thus it is possible to influence light, propagating through material, by another intensive radiation. Nonlinear optical phenomena are important especially for laser

technology because they allow to generate light at different wavelengths using various interactions.

This thesis is focused on the study of the sum-frequency generation in the far ultraviolet (UV) region of the spectrum. As the radiation source the femtosecond laser system was used. The aim of the study was to theoretically describe generation by nonlinear wave equation and to calculate the dependence of phase-matching angle on generated wavelength. Theoretical results were then verified experimentally in the laboratory. Also the energy of generated pulses and sum-frequency generation efficiency were measured for pulses in spectral region 215-250 nm. The generated pulses will further serve to excite electron-hole pairs in the diamond.

Keywords: nonlinear optics, femtosecond laser pulses, sum-frequency generation

## Obsah

<b>ÚVOD.....</b>	<b>1</b>
<b>1. TEORETICKÝ ÚVOD.....</b>	<b>3</b>
1.1. NELINEÁRNÍ OPTIKA.....	3
1.2. POLARIZACE JAKO ZDROJ ZÁŘENÍ.....	4
1.3. NELINEÁRNÍ POLARIZACE 2. ŘÁDU.....	4
1.4. PODMÍNKY SFÁZOVÁNÍ.....	5
1.5. ÚHLOVÉ LADĚNÍ.....	7
<b>2. EXPERIMENTÁLNÍ USPOŘÁDÁNÍ.....</b>	<b>9</b>
2.1. LADÍCÍ KIVKA.....	11
<b>3. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST.....</b>	<b>14</b>
3.1. URČENÍ FÁZOVÉ NULY.....	14
3.2. MĚŘENÍ SPEKTROGRAFEM SE CCD KAMEROU.....	14
3.3. MĚŘENÍ ÚHLU SFÁZOVÁNÍ V KONFIGURACI SH-SF-ID.....	15
3.4. MĚŘENÍ ÚHLU SFÁZOVÁNÍ A ENERGIÍ PRO SH-SH-SIG.....	16
3.5. MĚŘENÍ ÚČINNOSTI SVAZKŮ A JEJÍ Vliv NA ENERGIÍ.....	18
3.6. VÝPOČET NELINEÁRNÍ SUSCEPTIBILITY.....	21
<b>4. DISKUSE.....</b>	<b>23</b>
<b>5. ZÁVĚR.....</b>	<b>25</b>
<b>LITERATURA.....</b>	<b>26</b>
<b>SEZNAM TABULEK.....</b>	<b>27</b>

## Úvod

Vynález laseru v roce 1960 od základu změnil svět tehdejší vědy, zejména oblast optiky. Kromě toho, že tento přístroj poskytoval koherentní, téměř monochromatické světlo, bylo s jeho pomocí rovněž možné dosáhnout světelných intenzit, které byly do té doby nedostupné. Následně se rozvinula nová oblast optiky zabývající se interakcí takto výkonného záření s látkou – nelineární optika. Při vysokých intenzitách bylo zjištěno, že optická prostředí jsou ve skutečnosti nelineární, tedy že vektor elektrické polarizace látky  $\vec{P}$  nezávisí lineárně na vektoru elektrického pole  $\vec{E}$ . To má významné důsledky pro praxi. Důležitá je například skutečnost, že optické konstanty (absorpční koeficient, index lomu) nejsou již konstantami, ale závisí na intenzitě světla. To se projevuje například úkladem autofokusací intenzivního světla při záření látkou. V nelineární optice také přestává platit princip superpozice a je možno ovlivovat záření zářením, což v lineární optice nelze. Tyto jevy jsou pak využívány pro další výzkum v mnohých oblastech. Dále se ukazuje, že v přítomnosti silných optických polí v materiálech, které nemají střední symetrie, je možné generovat světlo na jiných frekvencích, než jsou frekvence budících polí. Zejména se jedná o generaci součtové, rozdílové a druhé i vyšší harmonické frekvence. Právě možnost generace součtové frekvence byla využita v této bakalářské práci ke generaci světelných pulzů v daleké ultrafialové (UV) oblasti spektra.

Tato práce byla zaměřena na generaci součtové frekvence v krystalu BBO ( $\beta$ -barium borate) v daleké UV oblasti, konkrétně pro vlnové délky v rozsahu 200-240nm. Motivací pro výzkum generace pulzů z této oblasti byla skutečnost, že energie fotonů záření odpovídá energii v okolí zakázaného pásu diamantu (5.5 eV). Generované pulzy je tedy možné použít k vybuzení volných nosičů náboje v diamantu a studovat dynamiku jejich relaxace a rekombinace. Jako zdroj záření používáme velmi krátké femtosekundové pulzy, což dále umožňuje zkoumat i ultrarychlé děje odehrávající se na subpikosekundových časových škálách.

V této práci jsou nejprve v 1. kapitole (Teoretický úvod) teoreticky popsány nelineární optické jevy se zaměřením na generaci součtové

frekvence. V následující kapitole (Experimentální uspořádání) je pak popsána měřicí aparatura pro generaci součtové frekvence. Také je zde teoreticky spojitána ladící křivka, tedy závislost potebného úhlu natočení nelineárního krystalu BBO ( $\beta$ -barium borate) na použité vlnové délce. V této kapitole (Experimentální část) je popsán způsob měření a jsou zde zpracovány naměřené hodnoty vlnových délek, energie vznikajících svazků a potebné úhly natočení. V této kapitole je také měřena velikost svazků a její vliv na velikost generace součtové frekvence. Je určena velikost nelineární susceptibility druhého řádu. Získané hodnoty jsou v následující kapitole (Diskuse) srovnávány s teorií a jsou diskutovány chyby měření. V poslední kapitole (Závěr) jsou shrnuty naměřené výsledky.



# 1. Teoretický úvod

## 1.1. Nelineární optika

Pro nízké hodnoty intenzit sv tla platí mezi elektrickou polarizací látky  $\vec{P}$  a intenzitou elektrického pole  $\vec{E}$  lineární vztah:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \vec{\chi} \vec{E} \quad (1)$$

kde  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua a  $\vec{\chi}$  je tenzor susceptibility materiálu. Tento vztah je odvozen na základ p edpokladu, 0e elektrony v látce se chovají jako ideální harmonické oscilátory, tedy 0e síla p sobící na n je p ímo úm rná jejich výchylce z rovnová0né polohy. Tento p edpoklad je ovzem platný pouze pro malé výchylky z rovnováhy. P i vyzzí intenzitách sv tla, které se ádov blí0í elektrickému poli mezi atomy v látce ( $\sim 10^9$  V/m) tento vztah p estává platit. Polarizaci je potom t eba rozvést do Taylorovy ády jako

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \vec{\chi} \vec{E} + \varepsilon_0 \left( \sum_{i=2} \vec{\chi}^{(i)} \vec{E}^i \right), \quad (2)$$

p i em0  $\vec{\chi}^{(i)}$  jsou nelineární susceptibility i-tého ádu. Ty jsou obecn tenzory ádu  $(i+1)$ , které díky disperzi závisí také na frekvenci sv tla. V nazem p íblí0ení je ale budeme pova0ovat za konstanty. Jednotlivé leny vztahu (2) popo ad zna íme jako lineární polarizace  $\vec{P}_L = \varepsilon_0 \vec{\chi} \vec{E}$ , nelineární polarizace 2. ádu  $\vec{P}_{NL2} = \varepsilon_0 \vec{\chi}^{(2)} \vec{E}^2$ , nelineární polarizace 3. ádu  $\vec{P}_{NL3} = \varepsilon_0 \vec{\chi}^{(3)} \vec{E}^3$  atd. Za nelineární jevy jsou potom zodpov dné jen nelineární leny polarizace. S p íbývajícím ádem velikost nelineární polarizace klesá. Na projevení vyzzích ád nelineární polarizace by tedy bylo pot eba extrémních hodnot intenzit elektrického pole a z tohoto dvodu se v praxi setkáváme zejména s nelineárními polarizacemi druhého a t etího ádu. V této práci se zabýváme generací sou tové frekvence, a proto budeme brát v úvahu pouze nelineární polarizaci druhého ádu. Má-li materiál st ed symetrie, je mo0né provést inverzi sou adných os a dostáváme:

$$-\vec{P}_{NL2} = \varepsilon_0 \vec{\chi} (-\vec{E})(-\vec{E}) = \varepsilon_0 \vec{\chi} \vec{E} \vec{E} = \vec{P}_{NL2} \quad (3)$$

Odtud pak plyne, 0e v materiálech se st edem symetrie je nelineární

polarizace 2. řádu nulová a tedy v nich není možné pozorovat nelineární jevy druhého řádu.

## 1.2. Polarizace jako zdroj záření

Za předpokladu rozdělení polarizace na lineární část  $\vec{P}_L$  (závisí na intenzitě elektrického pole lineárně) a nelineární  $\vec{P}_{NL}$  (závisí na intenzitě elektrického pole nelineárně) lze napsat nelineární vlnovou funkci vyplývající z Maxwellových rovnic jako:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (4)$$

kde  $n$  je index lomu,  $c$  rychlost světla a  $\mu_0$  je permeabilita vakua. Nelineární polarizace podle vztahu (2) závisí na intenzitě dopadajícího elektrického pole. Mikroskopicky si lze materiál představit jako soustavu dipólů, které dopadající pole rozkmitá nejen na frekvencích dopadajících vln, ale navíc i na těch, vzniklých díky nelineárním jevům (součtová, rozdílová).

## 1.3. Nelineární polarizace 2. řádu

Jak už bylo ukázáno v kapitole 1.1., platí pro nelineární polarizaci 2. řádu vztah:

$$\vec{P}_{NL2} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 \quad (5)$$

Pokud na materiál dopadají dvě rovinné vlny, bude mít elektrická intenzita tvar:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 \exp(i\omega_1 t) + \vec{E}_2 \exp(i\omega_2 t) + c.c. \quad (6)$$

Zde  $\vec{E}_1$  a  $\vec{E}_2$  jsou amplitudy vln o frekvencích  $\omega_1$  a  $\omega_2$ , přičemž  $c.c.$  značí komplexně sdružený výraz. Po dosazení vzorce (6) do (5) a úplném skalárním přiblížení vznikne rovnice:

$$P_{NL2} = \epsilon_0 \chi^{(2)} [E_1^2 \exp(i2\omega_1 t) + E_2^2 \exp(i2\omega_2 t) + 2E_1 E_2 \exp(i(\omega_1 + \omega_2)t) + 2E_1 E_2^* \exp(i(\omega_1 - \omega_2)t) + c.c.] + 2\epsilon_0 \chi_2 (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*) \quad (7)$$

přičemž zde  $*$  značí komplexní sdružení. Z rovnice (7) vyplývá, že polarizace kmitá na frekvencích  $2\omega_1$ ,  $2\omega_2$ ,  $(\omega_1 + \omega_2)$  a  $(\omega_1 - \omega_2)$ . Podle předchozí kapitoly to znamená, že vznikají vlny o daných frekvencích, tedy tzv. druhé harmonické vlny a vlna součtová a rozdílová. Poslední člen ve vzorci (7) se

nazývá optické usměrnění. Protože nezávisí na frekvenci, jedná se o statické pole, které se v optické oblasti neprojeví. A mohli by se podle teoretického modelu mohl generovat všechny tyto frekvence, generovat se bude ta, pro kterou bude splněna fázovací podmínka. Jak bude více rozvinuto v kapitole 1.4., prostě generuje vlnu s dostatečnou intenzitou jen pokud je fázovací podmínka splněna. Pokud jsme daleko od fázovací podmínky, je generovaná intenzita prakticky nulová. Mikroskopicky si to můžeme představit tak, že dipóly látky sice kmitají na dané frekvenci, ale každý s jinou fází. Vznikající vlna tedy v tomto případě není zesilována, protože se příspěvky od jednotlivých dipólů vyruší.

#### 1.4. Podmínka sfázování

Tato práce se zabývá generací součtové frekvence, a proto zde odvodíme fázovací podmínku právě pro tento případ. Označíme  $k_1$  a  $k_2$  vlnové vektory příslušející k dopadajícím vlnám o frekvencích  $\omega_1$  a  $\omega_2$ . Dále  $k_3$  bude vlnový vektor náležející vlně o součtové frekvenci  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ . Vztah mezi vlnovým vektorem a frekvencí je:

$$k = \frac{\omega n}{c}, \quad (8)$$

kde je  $c$  rychlost světla a  $n$  index lomu prostě pro vlnu o frekvenci  $\omega$ . Index lomu určuje rychlost šíření světla v daném prostě. Maxima intenzity pak bude dosaženo, pokud bude platit podmínka sfázování:

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 = 0 \quad (9)$$

Při platnosti této podmínky dochází k maximálnímu přenosu energie do vznikající vlny. Jednotlivé dipóly látky zároveň spolu kmitají ve fázi ve směru šíření vlnění, pole se proto konstruktivně složí a intenzita prudce vzroste. Velikost intenzity se dá získat ze znalosti dopadající energie jako:

$$I = \frac{W}{At}, \quad (10)$$

kde  $A$  je plocha na kterou záření dopadá,  $W$  energie svazku a  $t$  délka pulsu.

Chování intenzity vystupujícího svazku  $I$  ve směru zření se dá popsat pomocí následující rovnice (viz [1]):

$$I = I_{\max} \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} = \frac{2d_{\text{eff}}^2 \omega_3^2 I_1 I_2 L^2}{n_1 n_2 n_3 c^3 \varepsilon_0} \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} \quad (11)$$

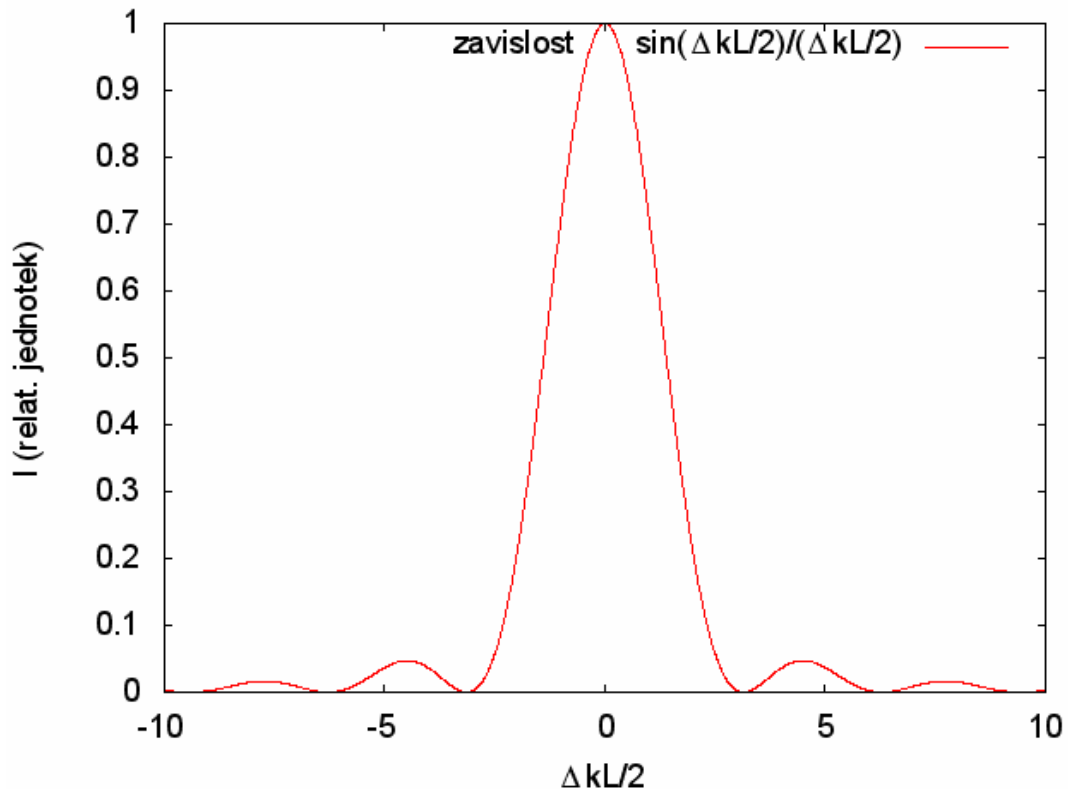
Zde  $I_{\max}$  je maximální dosažitelná intenzita vznikajícího svazku,  $I_1$  a  $I_2$  jsou intenzity dopadajících svazků,  $n_i$  jsou indexy lomu odpovídající frekvencím  $\omega_i$ ,  $L$  odpovídá interakční délce,  $\omega_3$  je součtová frekvence,  $\varepsilon_0$  je permitivita vakua a  $d_{\text{eff}}$  je efektivní koeficient nelinearity druhého řádu. Ten je uváděn jako  $\chi^{(2)}$  nelineární susceptibilita druhého řádu, přičemž je oproti ní poloviční. Ze vztahu (11) a tohoto vztahu lze nelineární susceptibilitu 2. řádu zapsat pomocí vztahu:

$$\chi^{(2)} = 2d_{\text{eff}} = 2 \sqrt{\frac{I_{\max} n_1 n_2 n_3 c^3 \varepsilon_0}{2\omega_3^2 I_1 I_2 L^2}} \quad (12)$$

Jak je vidět ze závislosti relativní velikosti intenzity na  $\Delta k L / 2$  (Obr. 1), intenzita dosahuje maxima pro  $\Delta k = 0$  a při rozladění prudce klesá. Při dosazení (9) do vztahu (8) pro kolineární svazky dostaneme rovnici:

$$n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2 = n_3 \omega_3 \quad (13)$$

přičemž  $n_i$  jsou indexy lomu pro příslušné frekvence  $\omega_i$ . Rovnici (13) ale nelze v izotropním krystalu s normální disperzí splnit pokud  $\omega_3$  má být součtovou frekvencí. Z tohoto důvodu se využívají anizotropní materiály, kde index lomu na dané frekvenci závisí na směru polarizace vzhledem k optické ose. Podle směru polarizace tak může svazek být buď řádný (polarizovaný kolmo k rovinné optické ose a směrem zření svazku) nebo mimořádný. Podle toho zda dva laserové svazky dopadající do krystalu jsou vzájemně polarizované kolmo nebo rovnoběžně se generace rozlišuje na typ I (rovnoběžné polarizace) a typ II (kolmé polarizace). V našem případě použijeme generaci typu I. Krystal BBO je tzv. uniaxiální a negativní, tedy platí, že index lomu příslušející ordinárnímu svazku je větší než index lomu pro mimořádný svazek.



Obr. 1: Závislost generované intenzity na velikosti fázového rozlad ní  $\Delta kL/2$

Aby vzorec (13) platil, budou ob dopadající vlny ádné a vznikající vlna bude mimo ádná. Tedy:

$$n_1^o \omega_1 + n_2^o \omega_2 = n_3^e \omega_3 \quad (14)$$

kde horní index pro indexy lomu zna í, zda se jedná o mimo ádný ( $e$ ) i ádný svazek ( $o$ ). Lad ní index lomu pak probíhá bu pomocí zm ny teploty, což je ale nepraktické, nebo jako v našem p ípad pomocí lad ní úhlu.

### 1.5. Úhlové lad ní

Velikost indexu lomu mimo ádného svazku  $n_3^e$  závisí na úhlu  $\theta$ , pod kterým je svazek nato en v í optické ose podle vzorce (viz [1]):

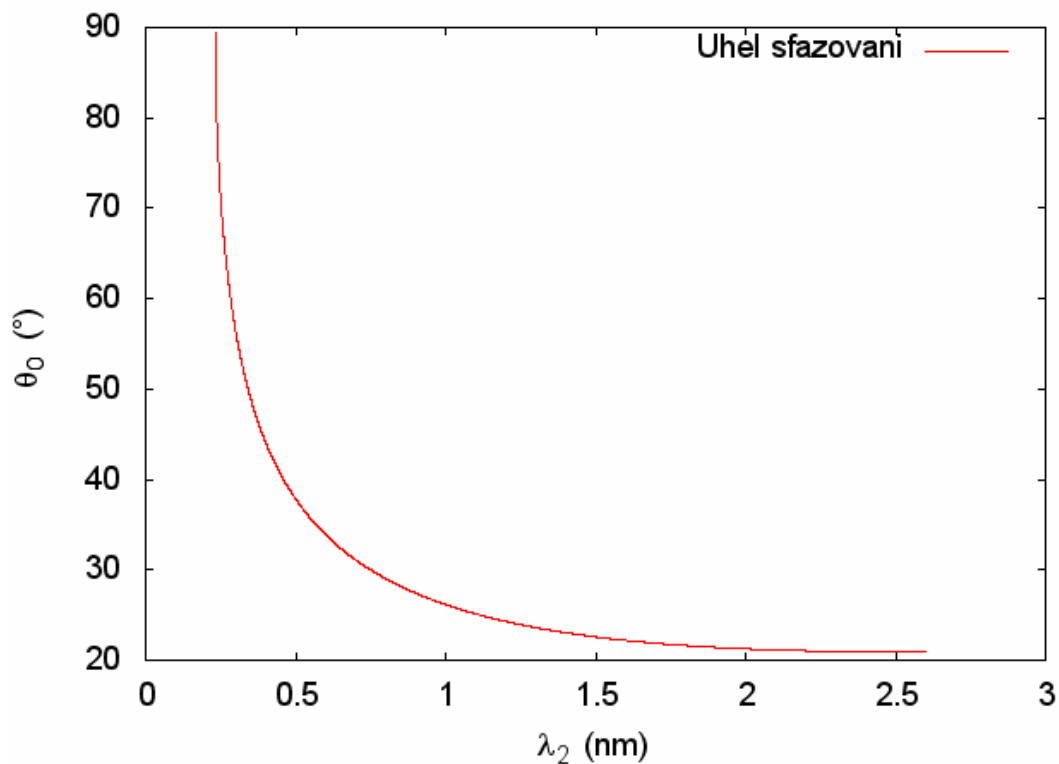
$$\frac{1}{(n^e(\theta))^2} = \frac{\sin^2(\theta)}{(n^{e\max})^2} + \frac{\cos^2(\theta)}{(n^o)^2} \quad (15)$$

$n^e(\theta)$  odpovídá velikosti  $n^{e\max}$  pro úhel  $90^\circ$  a  $n^o$  pro nulový úhel. Díky této

závislosti je možné změnou úhlu krystalu v dopadajícím svazku dospět k vyrovnání index lomu základní a souřadné frekvence a tím následně splnit i podmínku sfázování (14). Po dosazení rovnice (14) do (15) získáme velikost natočení úhlu potřebnou k splnění fázovací podmínky jako:

$$\sin^2(\theta) = \frac{(n_3^{e\max})^2 \left( (n_3^o)^2 \omega_3^2 - (n_1^o \omega_1 + n_2^o \omega_2)^2 \right)}{(n_1^o \omega_1 + n_2^o \omega_2)^2 \left( (n_3^o)^2 - (n_3^{e\max})^2 \right)}, \quad (16)$$

kde horní indexy značí polarizaci a dolní příslušnou vlnu. Závislost úhlu natočení na vlnové délce spočtená podle vzorce (16) byla zpracována do Obr. 2, při čemž hodnoty index lomu krystalu byly spočteny podle [2] (více viz kapitola 2.1.). Jak je vidět z Obr. 2, není možné generovat vlnové délky pod určitou mezí - pro použitý krystal byla tato mez určena jako 179,8 nm.



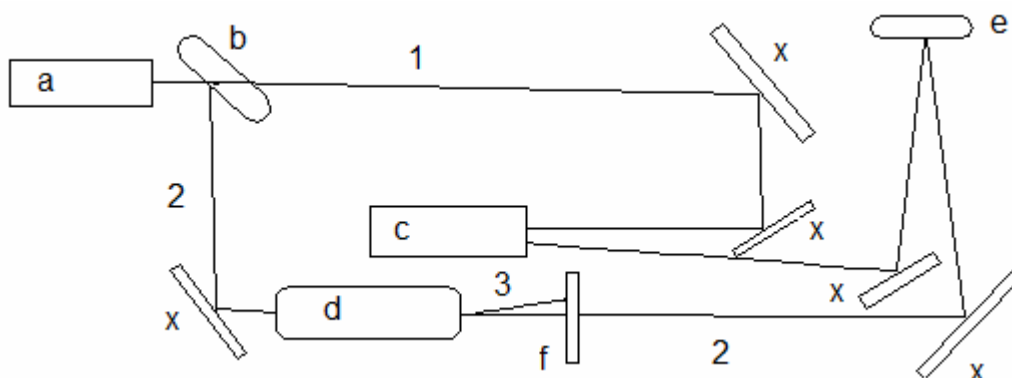
Obr. 2 Závislost úhlu natočení na použité vlnové délce

## 2. Experimentální uspořádání

Zjednodušený náčrt experimentálního uspořádání je zpracován na Obr. 3. Jako zdroj záření byl použit femtosekundový titan-safírový laser Tsunami-S fs, který může emitovat světlo na vlnových délkách 720-1040 nm. Na použité vlnové délce  $\lambda_1 = 800$  nm má jeden pulz energii přibližně 8 nJ a šířku pod 100 fs. Maximální výkon laseru nabývá hodnot přes 85 kW. Tento laser je zesílený polovodičovým laserem s vlnovou délkou 532 nm. (viz [3]) Vycházející svazek titan-safírového laseru byl zesílen a upraven pomocí zesilovače Spitfire Pro XP. Ten je možné používat v rozsahu vlnových délek 780-820 nm. Vychází z něj pulzy o délce pod 120 fs s frekvencí 1kHz, přičemž v jednom pulzu je energie 3,5mJ. Pulzy jsou polarizovány vodorovně a průměr svazku (než klesne intenzita pod  $1/e^2$ ) je 7 mm (viz [4]). Pomocí diody svazku (na Obr. 3 označován jako b) byl pulz rozdělen na dva, jeden byl ponechán na vlnové délce 800 nm (označován jako svazek 1) s energií přibližně 1,5 mJ a druhý s energií přibližně 2 mJ byl pomocí parametrického oscilátoru TOPAS-C (označován d) upraven na příslušnou vlnovou délku  $\lambda_2$  (označován jako svazek 2). V parametrickém zesilovači je pulz pomocí parametrické generace rozdělen na dva svazky-signální (který má vlnové délky v rozsahu 1140-1600 nm) a tzv. jalový (angl. Idler, vlnové délky v rozsahu 1600-2400 nm). Součet frekvencí těchto dvou svazků (signálního a jalového) nám určuje frekvenci svazku 2. Použitím různých kombinací generace druhé harmonické a soutové frekvence (tedy nelineárními jevy) lze v parametrickém zesilovači získat vlnové délky v širokém rozsahu 231 nm - 2,6  $\mu$ m (viz [5]).

Velikost svazku 1 je nejprve pomocí teleskopu (na Obr. 3 nezakreslen) upravena tak, aby lépe odpovídala velikosti svazku vycházejícího z parametrického zesilovače. Pokud by byl jeden svazek v tzi, dopadala by na část krystalu BBO jen jedna z vln a vlna o soutové frekvenci by se v této části krystalu pak nemohla generovat. Tím bychom přišli o příslušnou část intenzity v tziho svazku. Následně je svazek 1 veden přes nastavitelnou zpočívací dráhu (označena c), aby bylo možné dosáhnout časového prolnutí pulzů z obou svazků v krystalu. Oba svazky jsou pak vedeny pod

malým úhlem (ideálně nulovým) na krystal BBO (označován e), který je možné otáčet o potřebný úhel  $\theta$ .



Obr. 3 Nákres aparatury

1,2,3 laserové svazky

d parametrický zesilovač

a zdroj a úprava pulzu

e krystal BBO

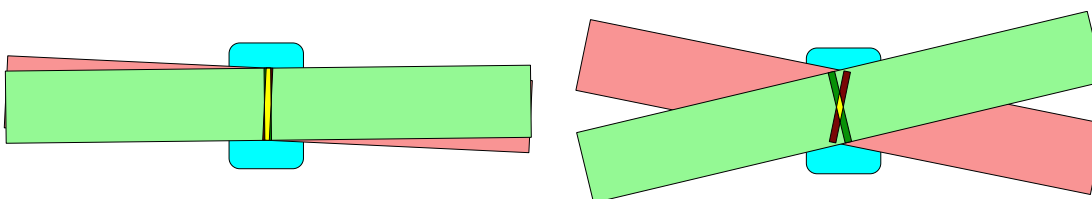
b dle svazku

f clonka

c zpočáteční dráha

x zrcadla

Minimálního úhlu mezi svazky 1 a 2 je třeba dosáhnout aby byla co nejvíce ztížena prostorová oblast, v které oba pulzy mohou interagovat v krystalu BBO. Prostorové omezení je způsobeno jednak geometrií (viz Obr. 4) a dále tím, že prostorová délka ultrakrátkých pulz (~100 fs) v krystalu BBO je ~20  $\mu\text{m}$ .



Obr. 4: Porovnání velikosti části krystalu (znázorněná modře) v které probíhá interakce záření (žlutá část) pro malý (obrázek vlevo) a velký (obrázek vpravo) úhel mezi dvěma svazky (zelený a červený). Tmavší část svazku odpovídá pulzu

V větší úhel mezi svazky způsobuje větší část pulzu, která se nebude překrývat v ose, protože v horní části krystalu bude červený pulz cházet dříve než



zelený a v dolní zase naopak (p i z í ení zleva doprava). V Obr. 4 je brán pulz jako pravouhly (co0 je jen p iblí0ení), tedy jako úzký pásek kolmý na sm r z í ení a oblast kde interagují jako jejich pr nik. Je z eteln vid t, 0e zatímco pro malé úhly dojde jen k minimálnímu o íznutí pulz , pro velké úhly je p ísluzná ást znateln limitována.

V parametrickém zesilova i je mo0né pou0ívat r zné konfigurace, které mají r zné rozsahy vlnových délek, které mohou generovat. Jednotlivé konfigurace mají názvy podle nelineárních jev , které jsou pou0ity ke generaci (SH zde zna í generaci druhé harmonické frekvence a SF generaci sou tové frekvence). Poslední ást názvu ur uje, který ze dvou svazk (na Obr. 3 zna eny jako svazky 2 a 3) je pou0it. P ebyte ný svazek (ozna en jako 3) je eliminován pomocí clonky ozna ené f. V první ásti experimentu . tedy kdy0 je svazek 2 veden p es parametrický zesilova v konfiguraci SH-SF-Id, je tento svazek polarizován vodorovn stejn jako svazek 1. V této konfiguraci je nejprve generována sou tová frekvence z p vodního zá ení s jalovým svazkem, po ní0 následuje generace druhé harmonické frekvence. Tato konfigurace vytvá í vlnové délky v rozsahu 266-290 nm. Energie v pulzu nabývá hodnot p es 8  $\mu$ J na 1mJ p ívád né energie. (viz [5])

V druhé ásti experimentu . tedy kdy0 svazek 2 p echází p es parametrický zesilova v konfiguraci SH-SH-Sig (generujeme druhou harmonickou z druhé harmonické signálu) získáváme vlnové délky v rozsahu 290-400 nm. Energie v pulzu nabývá v tomto re0imu hodnot v tzích ne0 15  $\mu$ J na 1mJ p ívád né energie (viz [5]). Na rozdíl od první ásti je vycházející svazek polarizován svisle (tedy o 90° oproti svazku 1) a proto bylo t eba do dráhy svazku 1 p idat p lvnou desti ku, která oto í polarizaci o 90°, aby byly oba svazky polarizovány souhlasn . V tomto p ípad je ale pot eba oto it osu, okolo které probíhá otá ení krystalu, o 90°.

## 2.1. Ladící k ivka

Byl pou0it krystal BBO o tlouz ce  $L = 0,25$  mm, p í em0 hodnoty  $\lambda_2$  byly pro výpo et vzaty v rozsahu 240-380nm. Pot ebné hodnoty ádného a mimo ádného indexu lomu byly spo teny pomocí rovnic ze zdroje [2] v0dy pro p ísluznou vlnovou délku. V tomto zdroji jsou uvedeny empiricky získané

vztahy ve tvaru kombinace Sellmaierova a Cauchyho modelu:

$$n^2 = A_1 + \frac{A_2}{\lambda^2 + A_3} + A_4 \lambda^2 \quad (17)$$

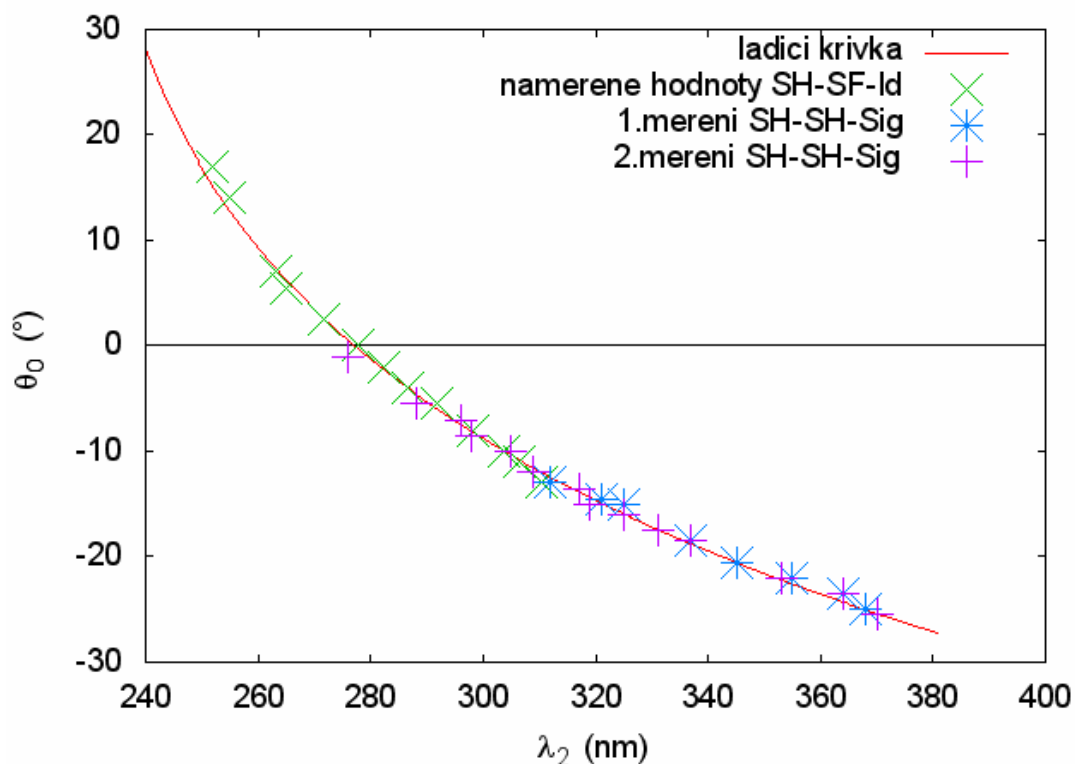
Zde jsou hodnoty  $A_{1,2,3,4}$  empiricky určené konstanty. Poté byl podle vzorce (16) spočten úhel  $\theta$  potřebný pro natožení krystalu. Skutečný úhel  $\theta_0$  o který je třeba otočit krystal lze získat ze zákona lomu. Dále je nutné započítat fakt, že krystal je vyložnut pod úhlem  $61,5^\circ$ . Výsledný úhel natožení krystalu lze tedy získat z rovnice:

$$\sin(\theta_0) = n_3^e(\theta) \sin(\theta - 61,5) \quad (18)$$

Hodnoty  $\lambda_2, \lambda_3, n_1^o, n_2^o, n_3^o, n_3^{e\max}, \theta$  a  $\theta_0$  byly zpracovány do tabulky 1.

Teoretická závislost úhlu natožení  $\theta_0$  na vlnové délce  $\lambda_2$  je pak vynesena do

Obr. 5:



Obr. 5: Teoretická závislost úhlu natožení krystalu  $\theta_0$  na použité vlnové délce  $\lambda_2$  spolu s naměřenými hodnotami

**Tabulka 1: Výpočet úhlu sfázování**

$\lambda_2$ (nm)	$\lambda_3$ (nm)	$n_1^o$	$n_2^o$	$n_3^o$	$n_3^{e\max}$	$\theta$ (°)	$\theta_0$ (°)
240	185	1,661	1,790	1,969	1,751	77,05	28,16
245	188	1,661	1,782	1,951	1,740	73,70	21,76
250	190	1,661	1,775	1,934	1,730	71,03	16,83
255	193	1,661	1,769	1,919	1,721	68,78	12,77
260	196	1,661	1,763	1,906	1,712	66,82	9,28
265	199	1,661	1,758	1,894	1,705	65,08	6,22
270	202	1,661	1,753	1,883	1,698	63,51	3,48
275	205	1,661	1,749	1,873	1,691	62,08	1,01
280	207	1,661	1,745	1,863	1,685	60,77	-1,26
285	210	1,661	1,741	1,855	1,680	59,56	-3,35
290	213	1,661	1,737	1,847	1,674	58,43	-5,28
295	216	1,661	1,734	1,840	1,670	57,37	-7,09
300	218	1,661	1,730	1,833	1,665	56,38	-8,78
305	221	1,661	1,727	1,826	1,661	55,46	-10,37
310	223	1,661	1,725	1,821	1,657	54,58	-11,87
315	226	1,661	1,722	1,815	1,653	53,75	-13,30
320	229	1,661	1,719	1,810	1,650	52,96	-14,65
325	231	1,661	1,717	1,805	1,647	52,21	-15,93
330	234	1,661	1,715	1,800	1,644	51,50	-17,16
335	236	1,661	1,713	1,796	1,641	50,82	-18,34
340	239	1,661	1,711	1,792	1,638	50,17	-19,47
345	241	1,661	1,709	1,788	1,635	49,55	-20,55
350	243	1,661	1,707	1,784	1,633	48,95	-21,59
355	246	1,661	1,705	1,781	1,630	48,38	-22,59
360	248	1,661	1,704	1,778	1,628	47,83	-23,55
365	251	1,661	1,702	1,775	1,626	47,30	-24,48
370	253	1,661	1,701	1,772	1,624	46,79	-25,39
375	255	1,661	1,699	1,769	1,622	46,30	-26,26
380	258	1,661	1,698	1,766	1,620	45,83	-27,10

### 3. Experimentální část

#### 3.1. Určení časové nuly

Pro úspěšnou generaci součtové frekvence je zapotřebí, aby oba pulzy dopadaly na krystal současně. Jelikož jsou měřeny velmi krátké pulzy (jejich prostorová délka je jen několik desítek  $\mu\text{m}$ ), je třeba, aby bylo možno velmi přesně měřit zpoždovací dráhu. To bylo zajištěno pomocí řízenou zpoždovací dráhou. Pro prvotní nalezení potřebné délky dráhy byla využita metoda excitace a sondování v transmisní geometrii, kdy jsme na vzorek CdSe nanokrystal v  $\text{SiO}_2$  matrici poslali oba dva pulzy. UV pulz byl použit jako excitace, zatímco pulz na vlnové délce 800 nm jako sondovací. Když dopadne sondovací pulz na vzorek krátce po excitacím pulzu, dojde ke změně transmisí, kterou lze detekovat jako funkci časového zpoždění mezi pulzy. Tímto způsobem je možné velmi rychle nalézt časovou nulu, kde se oba pulzy překrývají v fázi. Vzorek byl následně nahrazen krystalem BBO používaným při vlastním měření, při kterém jsme hledali maximum výkonu svazku na součtové frekvenci. Zbylé dva svazky 1 a 2 byly eliminovány pomocí clonky. Časovou nulu je nutné hledat při každém pootočení, protože při takto krátkých pulzech i změna natočení krystalu posune vůči sobě oba pulzy dostatečně na to, aby došlo k poklesu energie generovaného svazku. Posun časové nuly při úhlovém ladění je ovšem velmi malý a proto stačílo vždy provádět jen drobné úpravy časového překryvu za pomoci přístroje měřícího energii generovaných pulzů. Vzorek CdSe nanokrystal v  $\text{SiO}_2$  matrici je nutné jezt použít v druhé části měření při konfiguraci SH-SH-Sig, protože do cesty paprsku 1 přidáváme polovlnnou destičku, aby byly oba svazky polarizovány souhlasně. Při chodě přes destičku se ale svazek 1 zpomalí, což je nutné kompenzovat zkrácením zpoždovací dráhy.

#### 3.2. Měření spektrografem se CCD kamerou

Pro měření vlnové délky pulzů na základních a generovaných frekvencích byla využita CCD kamera spojená se spektrografem. S její pomocí bylo možné určit, jaké vlnové délky se generují, zda daný svazek odpovídá součtové frekvenci a do jaké míry je svazek 2 a následně i svazek součtové frekvence monochromatický. Byla použita kamera Andor iDus 420

s předazeným spektrografem Shamrock 163 s mřížkou se 150 vřepy na milimetr. Tímto způsobem bylo měřeno vlnové číslo v rozsahu 160 nm až 680 nm s přesností  $\pm 0,5$  nm. Dopadající světlo je disperzním prvkem (v našem případě mřížkou) rozděleno dle vlnových délek a pomocí CCD kamery je pak vlnové číslo určitého úzký rozsah vlnových délek nasměrován do jednoho kanálu.

Před měřením byla CCD kamera nakalibrována pomocí známého spektra zářivek v laboratorii, kdy nejvýraznějším píkem byla píčená jejich poloha ve spektru. Kalibrací také bylo určeno pozadí, které je píčeným měření odečteno. Měřicí kamera je velmi citlivá na množství dopadajícího záření a proto do její zornice nebyl posílán svazek přímo, ale pouze jeho rozptyl na kousku papíru. Pro ně které vlnové délky bylo nutné před ní i neutrální filtr, který umožnil zeslabit intenzitu dopadajícího světla, aby nedocházelo k saturaci jednotlivých pixelů kamery. Toto měření tedy nesloužilo k měření výkonu generovaného záření, ale pouze k přesnému určení vlnových délek a zisk spektra všech interagujících pulzů.

### 3.3. Měření úhlu sfázování v konfiguraci SH-SF-Id

Krystal BBO byl upevněn na otočné konstrukci s úhlovou stupnicí. Na ní probíhalo měření s přesností  $\pm 0,5^\circ$ . Nejprve byl nalezen nulový úhel, při kterém splyne stopa svazku 2 odraženého od krystalu BBO se svazkem 1 a naopak stopa odraženého svazku 1 splyne se svazkem 2. Tento úhel byl naměřen jako  $\varphi_0 = (310,0 \pm 0,5)^\circ$ . Odchylka od tohoto úhlu pak odpovídá velikosti úhlu  $\theta_0$ . Chyba úhlu  $\theta_0$  pak bude  $0,7^\circ$  (jako kvadratický součet chyby nulového úhlu a naměřené hodnoty). První část měření probíhala v konfiguraci SH-SF-Id (viz. kapitola 2). Nejprve byla nalezena píčená asová nula (viz kapitola 3.1). Na parametrickém zesilovači byla vlnové číslo nastavena velikost vlnové délky  $\lambda_2$  paprsku 2. Pomocí změny úhlu  $\theta_0$  a délky zpočívací dráhy bylo nalezeno maximum energie vznikajícího paprsku. Bylo tak experimentálně dokázáno, že i mírné změny natočení a polohy zpočívací dráhy mají za následek prudkou změnu energie vznikajícího svazku. Hodnotu úhlu na stupnici budou značit  $\varphi$ .

Pomocí CCD kamery (viz kapitola 3.2) byla změněna vlnová délka jak paprsku 2, tak paprsku vznikajícího se součtovou frekvencí. Tím bylo ověřeno, že se skutečně jedná o správný paprsek. Vlnová délka naměřená CCD kamerou se mírně liší od vlnové délky nastavené na parametrickém zesilovači. To je způsobeno nedostatečnou kalibrací parametrického zesilovače. Odtud proto bude používáno jako hodnoty vlnových délek  $\lambda_2$  a  $\lambda_3$  hodnoty naměřené pomocí CCD. Přibližující chyba vlnové délky  $\sigma\lambda_i$  byla vzata jako polovina šířky naměřené CCD kamerou. Tato chyba vychází především z nepřesnosti kalibrace, která probíhala ve viditelné a blízké UV oblasti, zatímco měření probíhalo v daleké UV oblasti. Hodnoty  $\lambda_2$ ,  $\sigma\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ ,  $\sigma\lambda_3$ ,  $\varphi$  a  $\theta_0$  byly zpracovány do tabulky 2:

**Tabulka 2: Měření v konfiguraci SH-SF-Id**

$\lambda_2$ (nm)	$\sigma\lambda_2$ (nm)	$\lambda_3$ (nm)	$\sigma\lambda_3$ (nm)	$\varphi$ (°)	$\theta_0$ (°)
252	3	192	2	327,0	17,0
255	3	193	2	324,0	14,0
263	3	198	2	317,0	7,0
265	3	199	2	315,5	5,5
272	3	203	2	312,5	2,5
278	3	206	2	310,0	0,0
283	3	209	2	308,0	-2,0
287	3	211	2	306,0	-4,0
292	3	214	2	304,5	-5,5
298	3	217	2	302,0	-8,0
304	4	220	2	300,0	-10,0
306	4	221	2	299,0	-11,0
310	10	224	2	297,0	-13,0

Naměřená závislost úhlu natočení na vlnové délce byla vložena do Obr. 5 k teoreticky spočtené ladící křivce.

### 3.4. Měření úhlu sfázování a energií pro SH-SH-Sig

V druhé části měření byla nastavena konfigurace SH-SH-Sig (kdy je potřeba přidat polovlnou destičku na otočení polarizace a změnit osu okolo které probíhá otáčení o 90° - viz kapitola 2). Následně byla nalezena příslušná azimutová nula podle kapitoly 3.1. Byl určen nulový úhel  $\varphi_0 = (133,5 \pm 0,5)^\circ$  stupnice (platí pro obě měření). Následně bylo pro různé vlnové délky  $\lambda_2$  (nastaveno pomocí parametrického zesilovače a měřeno CCD kamerou - viz

kapitola 3.2) hledáno pomocí změny úhlu natočení a délky zpočáteční dráhy maximum energie  $W$ . Z důvodu nízkého množství rozsohu přístroje naměřené energie byl svazek se současnou frekvencí zeslaben filtrem. Měřicí přístroj měl dopadající výkon a ze znalosti vlnové délky dopadajícího svazku (tu bylo třeba vždy zadat) určit energii záření. Chyba určení energie dosahuje podle [6] díky kalibraci vlnových délek a nelinearitám 6% naměřené hodnoty. Vlnová délka byla určena CCD kamerou a příslušující chyba vlnové délky  $\sigma\lambda_i$  byla vzata jako poloviční píchu naměřené CCD kamerou. Tato chyba je způsobena primárně nepřesností kalibrace, která byla ve viditelné a blízké UV oblasti, ale měřeno bylo v daleké UV oblasti. Naměřené hodnoty  $\lambda_2$ ,  $\sigma\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ ,  $\sigma\lambda_3$ ,  $W$  po započetí zeslabení způsobené filtrem a jeho příslušná chyba  $\sigma W$ ,  $\varphi$  a  $\theta_0$  byly zpracovány do tabulek 3 a 4:

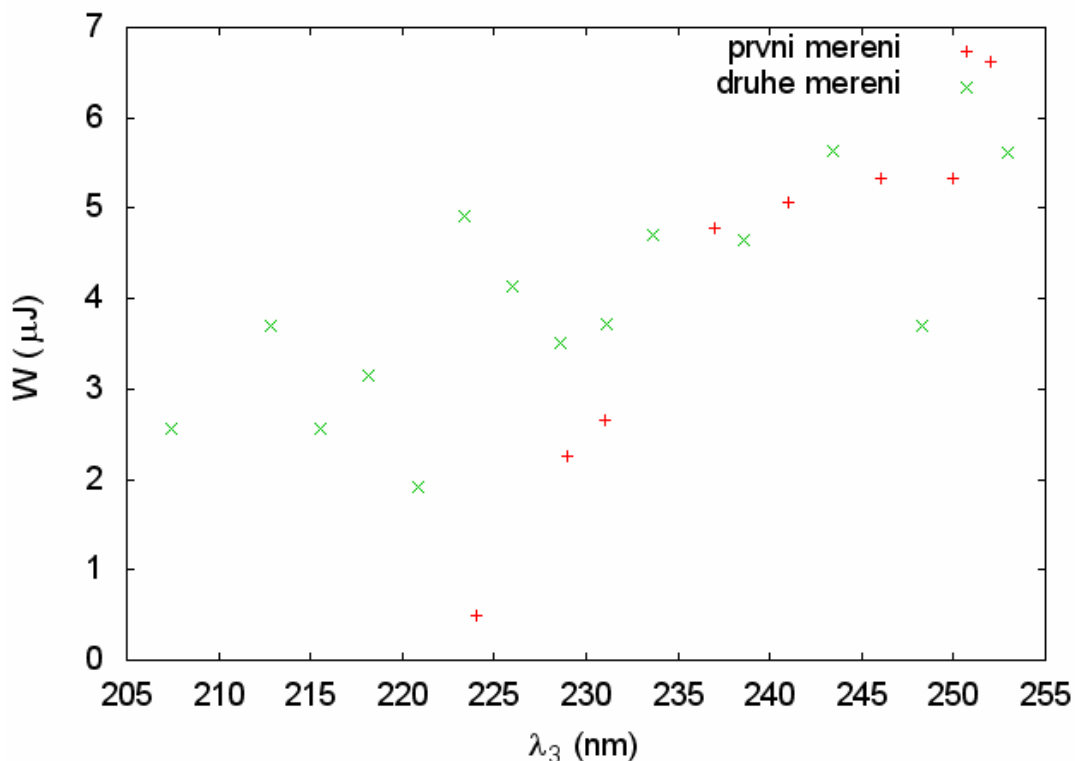
**Tabulka 3: Měření v konfiguraci SH-SH-Sig první měření**

$\lambda_2$ (nm)	$\sigma\lambda_2$ (nm)	$\varphi$ (°)	$\theta_0$ (°)	$\lambda_3$ (nm)	$\sigma\lambda_3$ (nm)	$W$ (μJ)	$\sigma W$ (μJ)
312	2	120,5	-13,0	224	2	0,50	0,03
321	2	119,0	-14,5	229	2	2,3	0,1
325	2	118,5	-15,0	231	2	2,7	0,2
337	2	115,0	-18,5	237	2	4,8	0,3
345	3	113,0	-20,5	241	2	5,1	0,3
355	4	111,5	-22,0	246	2	5,3	0,3
364	4	110,0	-23,5	250	2	5,3	0,3
368	3	108,5	-25,0	252	2	6,6	0,4

**Tabulka 4: Měření v konfiguraci SH-SH-Sig druhé měření**

$\lambda_2$ (nm)	$\sigma\lambda_2$ (nm)	$\varphi$ (°)	$\theta_0$ (°)	$\lambda_3$ (nm)	$\sigma\lambda_3$ (nm)	$W$ (μJ)	$\sigma W$ (μJ)
276	3	132,5	-1,0	205	2	2,6	0,2
288	3	128,0	-5,5	212	2	3,7	0,2
296	3	126,5	-7,0	216	2	2,6	0,2
298	4	125,0	-8,5	217	2	3,2	0,2
305	4	123,5	-10,0	221	2	1,9	0,1
309	3	121,5	-12,0	223	2	4,9	0,3
317	3	120,0	-13,5	227	2	4,1	0,2
319	3	118,5	-15,0	228	2	3,5	0,2
325	4	117,5	-16,0	231	2	3,7	0,2
331	3	116,0	-17,5	234	2	4,7	0,3
337	4	115,0	-18,5	237	2	4,7	0,3
353	4	111,5	-22,0	245	2	5,6	0,3
364	4	110,0	-23,5	250	2	3,7	0,2
370	4	108,0	-25,5	253	2	5,6	0,3

Naměřená závislost úhlu natočení na vlnové délce byla vložena do Obr. 5 k teoreticky spočítané ladící křivce. Při prvním měření byly nastaveny vnitřní parametry parametrického zesilovače ručně pomocí hledání maxima svazku 2 a při druhém měření byly využity hodnoty udávané výrobcem pro danou vlnovou délku  $\lambda_2$ . Hodnoty energie pro různé vnikající vlnové délky byly zpracovány do Obr. 6.



Obr. 6: Hodnoty energie vznikajícího svazku pro různé vlnové délky

### 3.5. Měření úhly svazku a její vliv na energii

Nejprve bylo třeba změřit úhly svazku pomocí skenování hrany. Budeme předpokládat, že se jedná o Gaussovské svazky. Tento předpoklad (obzvláště pro svazek z parametrického oscilátoru) není sice dokonale splněn (stopa je spíše eliptická než kruhová), ale dá nám alespoň přibližnou představu o jejich velikosti. Pomocí špičkové upevňovací posuvné mikrometrické měřidlo byla postupně měřena velikost zakryté části svazku,

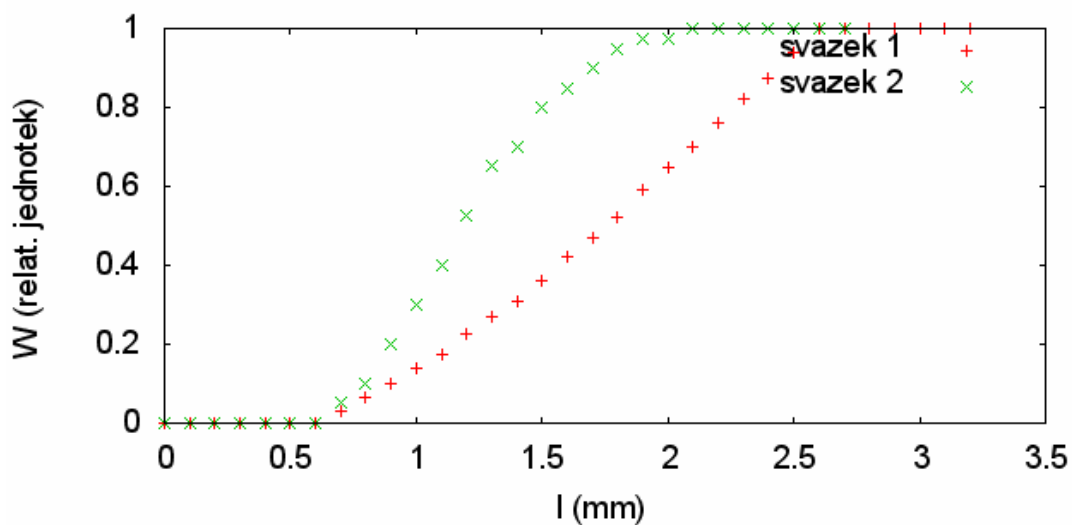


který je propouztn na p ístroj, který m í energii. Pro m ení byl použit svazek 2 pro vlnovou délku  $\lambda_2=305$  nm a svazek 1. M ení probíhalo od okamžiku, kdy byl svazek úpln zakryt a0 do okamžiku, kdy se energie p estala m nit a ustálila se na hodnot pozadí (to je bráno jako konstantní). Závislost energie svazku p ed ode tením pozadí  $W_s$  a po jeho ode tení  $W$  na posunutí žiletky  $l$  pro oba svazky je zpracováno v tabulce 5:

**Tabulka 5: Závislost energie svazku na mí e posunutí žiletky**

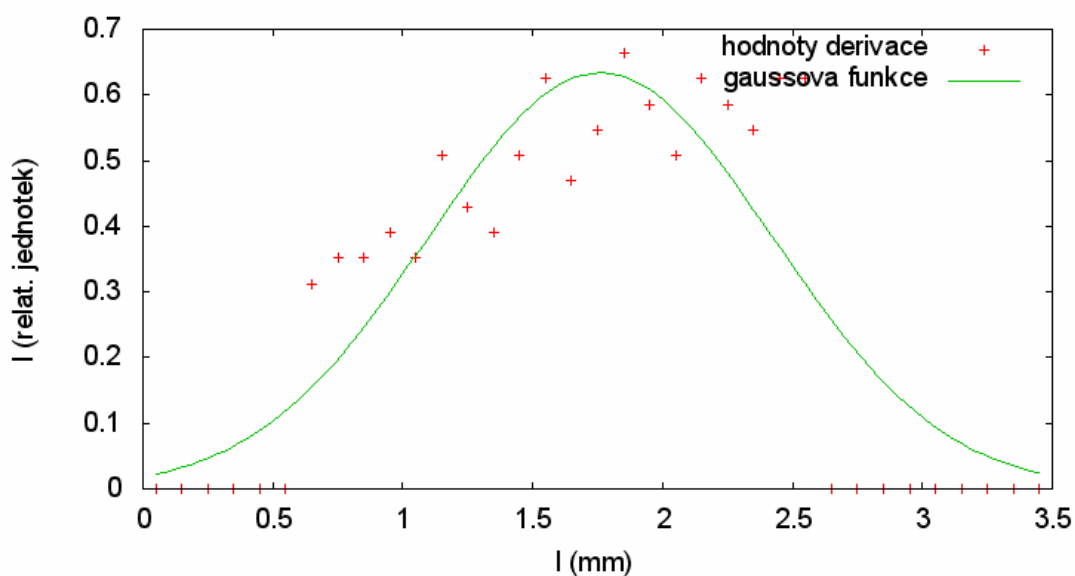
$l$ (mm)	svazek 2		svazek 1	
	$W_s$ ( $\mu$ J)	$W$ ( $\mu$ J)	$W_s$ ( $\mu$ J)	$W$ ( $\mu$ J)
0,0	16,0	0,0	40	0
0,1	16,0	0,0	40	0
0,2	16,0	0,0	40	0
0,3	16,0	0,0	40	0
0,4	16,0	0,0	40	0
0,5	16,0	0,0	40	0
0,6	16,0	0,0	40	0
0,7	17,0	1,0	48	8
0,8	18,0	2,0	57	17
0,9	20,0	4,0	66	26
1,0	22,0	6,0	76	36
1,1	24,0	8,0	85	45
1,2	26,5	10,5	98	58
1,3	29,0	13,0	109	69
1,4	30,0	14,0	119	79
1,5	32,0	16,0	132	92
1,6	33,0	17,0	148	108
1,7	34,0	18,0	160	120
1,8	35,0	19,0	174	134
1,9	35,5	19,5	191	151
2,0	35,5	19,5	206	166
2,1	36,0	20,0	219	179
2,2	36,0	20,0	235	195
2,3	36,0	20,0	250	210
2,4	36,0	20,0	264	224
2,5	36,0	20,0	280	240
2,6	36,0	20,0	296	256
2,7	36,0	20,0	296	256
2,8			296	256
2,9			296	256
3,0			296	256
3,1			296	256
3,2			296	256

Hodnoty energie v závislosti na posunutí  $l$  pro oba svazky byly zpracovány do Obr. 7.

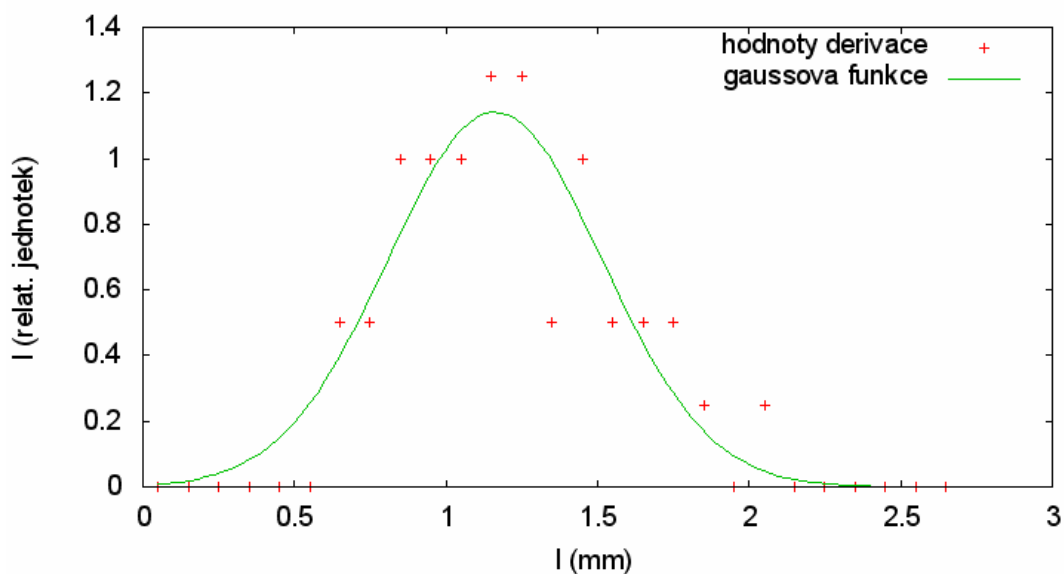


Obr. 7: Závislost energie která projde po zakrytí části svazku na posunutí  $l$

Pro  $b$  h numericky spočítaná derivace pak odpovídá  $pr$   $b$  hu intenzity svazku, z  $eho0$  byla získána polozí ka obou svazk proložením Gaussovou funkcí . viz. Obr. 8 (svazek 1) a Obr. 9 (svazek 2).



Obr. 8: Pro  $b$  h intenzity svazku 1 v prostoru



Obr. 9: Pr b h intenzity svazku 2 v prostoru

$$FWHM_1 = (1,56 \pm 0,27) \text{ mm}$$

$$FWHM_2 = (0,82 \pm 0,13) \text{ mm}$$

Následně byl svazek 1 (který je v tzi) fokusován pomocí teleskopu a byla sledována změna velikosti energie svazku se současnou frekvencí. A pokud by fokusací mělo dojít k zvýšení energie, protože by se zvýšila intenzita záření v krystalu, energie zde naopak poklesla. To je pravděpodobně způsobeno tím, že je krystal již saturován. V našem případě tedy není možné tímto způsobem zvýšit energii svazku se současnou frekvencí.

### 3.6. Výpočet nelineární susceptibility

Výpočet probíhá za užití hodnot a nastavení z předchozí kapitoly. Za předpokladu, že dopadající plocha  $A$  má tvar kruhu o průměru  $FWHM$  (pro vznikající svazek beru tento průměr jako 1 mm) a délky pulzu 100 fs byly pomocí vzorce (10) spočteny intenzity jako:

$$I_1 = 1,34 \cdot 10^{-15} \text{ W/m}^2 = 134 \text{ GW/cm}^2$$

$$I_2 = 0,379 \cdot 10^{-15} \text{ W/m}^2 = 37,9 \text{ GW/cm}^2$$

$$I_{\max} = 0,024 \cdot 10^{-15} \text{ W/m}^2 = 2,4 \text{ GW/cm}^2$$

Pomocí vzorce (12) byla spočítána nelineární susceptibilita druhého řádu jako:

$$\chi^{(2)} = 0,87 \text{ pm/V}$$

$\epsilon\mu_0$  odpovídá efektivní koeficient nelinearity druhého řádu:

$$d_{\text{eff}} = 0,43 \text{ pm/V}$$

Výrobce (viz [7]) uvádí pro výpočet efektivního koeficientu nelinearity druhého řádu vzorec:

$$d_{\text{teor}} = d_{31} \sin(\alpha) - d_{22} \cos(\alpha) \sin(3\varphi)$$

Kde  $\varphi$  a  $\alpha$  jsou úhly pod kterými je krystal vyřezán. v tomto případě  $\varphi = 90^\circ$  a  $\alpha = 61,5^\circ$ . Hodnoty konstant  $d_{31}$  a  $d_{22}$  jsou uvedeny jako:

$$d_{31} = \pm 0,08 \text{ pm/V}$$

$$d_{22} = \pm 2,2 \text{ pm/V}$$

Odtud pak získáme  $d_{\text{teor}}$  jako:

$$d_{\text{teor}} = \pm 1,12 \text{ pm/V}$$

Je třeba ale poznamenat, že tyto hodnoty byly změřeny pro vlnovou délku (1064 nm) ne0 používáme. Ve vlnovodním materiálu potom hodnota nelineární susceptibility druhého řádu s klesající vlnovou délkou klesá. Proto lze říci, že v rámci chyb měření se námi naměřená hodnota shoduje s dříve publikovanými výsledky.

## 4. Diskuse

Jak je vidět z Obr. 5, naměřené hodnoty úhlu sfázování v rámci chyby určení  $\theta_0$  a vlnové délky  $\lambda_2$  velmi dobře odpovídají teoretické křivce. Jak je vidět z měření vlnových délek, zářivý spekter jednotlivých pulzů klesá s vlnovou délkou. To ale není překvapivé, jelikož oba pulzy (vznikající i dopadající) mají podobnou časovou délku. Ta je přes Fourierovu transformaci spojena s frekvencí zářivého pulzu a pro kratší vlnové délky odpovídá stejnému frekvencímu rozsahu užší oblast vlnových délek. Jediný případ, kdy nedošlo ke zúžení generovaného pulzu, je pro  $\lambda_2 = 310$  nm v konfiguraci SH-SF-Id, kdy polozíška je 10 nm. Ani opakování měření nepřineslo zlepšení. To je nejspíše způsobeno tím, že vlnová délka pulzu z parametrického zesilovače v tomto případě nespadala do oblasti udávané výrobcem pro danou konfiguraci (266 - 290 nm).

Měření energie probíhalo jenom v konfiguraci SH-SH-Sig, protože pro měření časově rozlišené spektroskopie v diamantu je tato část křivky nejdůležitější (příslušná energie fotonů vznikajícího záření právě stáhne k překročení zakázaného pásu).

Ze závislosti naměřené energie v Obr. 6 je vidět, že pro nižší vlnové délky (přibližně do 235 nm) se ručním nastavováním parametrů parametrického zesilovače nepovedlo nalézt optimální hodnoty, pro které by energie vznikajícího svazku byla srovnatelná s hodnotami energie pro nastavení udávané výrobcem. Pro vyšší vlnové délky bylo dosaženo ručním nastavováním srovnatelných a někdy i vyšších hodnot energie (např. pro 252 nm bylo dosaženo skoro o 1  $\mu$ J vyšší energie). To může být způsobeno tím, že v průběhu času může dojít k posunu optimálních parametrů parametrického zesilovače. Pro další zvýšení energie svazku se současnou frekvencí by bylo potřeba omezit ztráty v soustavě. Například použitím vhodných zrcadel, či zmenšením jejich počtu.

Jak je vidět z kapitoly 3.5., lepší fokusace svazku 1 nezpůsobí vzrůst energie svazku se současnou frekvencí, ale naopak její pokles. Pravděpodobně to bylo způsobeno saturací krystalu. Z Obr. 9 je vidět, že svazek 2 poměrně dobře odpovídá Gaussovskému, a kuli jeho stopa má la

spíše eliptický než kruhový tvar. Z Obr. 8 ale vyplývá, že svazek 1 není úplně Gaussovský, což nám může způsobit chybu určení polohy ky svazku, protože odvození probíhalo pro Gaussovské svazky.

Při měření nelineární susceptibility druhého řádu v krystalu BBO v kapitole 3.6. neuvádím chybu jejího určení, protože tato hodnota je jen přibližná. Chyby určení průměru svazku jsou totiž vysoké a i délka pulzu se může lišit znatelně (o desítky procent) od předpokládaných 100 fs, a proto i spočítané intenzity mají chyby odhadem kolem 50%. Tyto chyby se pak promítají i do určení nelineární susceptibility. Námí naměřená hodnota efektivní nelinearity  $d_{eff} = 0,43 \text{ pm/V}$  je menší než výrobce udávaná hodnota pro náš krystal  $d_{teor} = \pm 1,12 \text{ pm/V}$ . To ale není překvapivé, protože výrobce udává hodnotu nelineárního koeficientu naměřenou na vlnové délce 1064 nm. Díky disperzi ovšem koeficient nelinearity klesá se zkracující se vlnovou délkou.

## 5. Závěr

Byla prozkoumána nelineární polarizace druhého řádu se zaměřením na generaci součtové frekvence. Pro krystal BBO byla spočítána teoretická závislost ladící křivky součtové frekvence. Ta pak byla experimentálně ověřena měřením. Naměřené hodnoty byly spolu s ladící křivkou vyneseny do Obr. 5.

Při optimálním nastavení úhlu sfázování a časové nuly byla změněna energie svazku se součtovou frekvencí při manuálním nastavení hodnot parametrického zesilovače a při použití hodnot daných výrobcem. Získané hodnoty byly zpracovány do tabulek 2 a 3 a do Obr. 6. Byl měřen také vliv fokusace na energii svazku, kdy bylo zjištěno, že za daných podmínek je krystal již plně saturován a nedochází k nárůstu energie generovaných pulzů.

Byla změněna nelineární susceptibilita krystalu BBO jako:

$$\chi^{(2)} = 0,87 \text{ pm/V}$$

## Literatura

- [1] Boyd, R. W., *Nonlinear optics*, Academic press, 1992 ISBN 0-12-121680-2
- [2] Polyanskyi, M. N., *Refractive index database*, [cit. 2014-11-29], Dostupné z <http://refractiveindex.info/>
- [3] specifikace laseru, [cit. 2015-1-14], Dostupné z <http://www.spectra-physics.com/products/ultrafast-lasers/tsunami#specs>
- [4] specifikace zesilovače, [cit. 2015-1-14], Dostupné z <http://pdf.directindustry.com/pdf/micro-control-spectra-physics/spitfire-pro-xp-ultrafast-amplifier/7436-136846.html>
- [5] specifikace parametrického zesilovače, [cit. 2015-1-14], Dostupné z <http://www.lightcon.com/products/product.php?ID=233>
- [6] specifikace pístroje měřícího energie, [cit. 2015-3-21], Dostupné z <http://www.ophiropt.com/laser--measurement/sites/default/files/vega-user-manual.pdf>
- [7] vlastnosti krystalu udávané výrobcem, [cit. 2015-4-28], Dostupné z <http://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/nonlinear-crystals/beta-barium-borate-bbo-crystals/#attributes>



## **Seznam tabulek**

<b>Tabulka 1: Výpočet úhlu sfázování</b>	<b>- 13 -</b>
<b>Tabulka 2: Měření v konfiguraci SH-SF-Id</b>	<b>- 16 -</b>
<b>Tabulka 3: Měření v konfiguraci SH-SH-Sig první měření</b>	<b>- 17 -</b>
<b>Tabulka 4: Měření v konfiguraci SH-SH-Sig druhé měření</b>	<b>- 17 -</b>
<b>Tabulka 5: Závislost energie svazku na míře posunutí žiletky</b>	<b>- 19 -</b>