

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyzikální elektroniky

Diplomová Práce
Bc. Matyáš Příbaň

Praha – 2022

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyzikální elektroniky

Generace 2. harmonické frekvence v nanosekundovém svazku s energií 50 J a výkonem 500 W

Diplomová práce

Autor práce: Bc. Matyáš Příbaň
Vedoucí práce: Ing. Martin Divoký, PhD. (FzÚ, AV ČR)
Konzultant: Prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc.
Školní rok: 2021/2022

Místo téhle stránky patří zadání.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

V Praze dne 05. 01. 2022

Bc. Matyáš Příbaň

Poděkování

Rád bych poděkoval svému vedoucímu práce, Martinovi Divokému, za jeho věcné připomínky a pomoc s experimentálními měřeními, která v rámci této práce byla provedena. Velké díky také patří Davidovi Vojnovi za simulace vedení tepla v programu COMSOL, které jsem v diplomové práci využil. Dále bych chtěl poděkovat lidem z RP2 týmu v Hilase, zejména Ondřeji Denkovi, Martinovi Hanušovi, Janu Pilařovi a Petru Navrátilovi, za jejich podíl na stavbě systému pro generaci harmonických frekvencí pro laserový systém BIVOJ 100 J.

Rád bych také poděkoval své ženě, Veronice Příbaň Žolnerčíkové, za trpělivost a za pomoc s korekturou mé diplomové práce.

Abstrakt

Název práce:

Generace 2. harmonické frekvence v nanosekundovém svazku s energií 50 J a výkonem 500 W

Autor: Bc. Matyáš Příbaň

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: Ing. Martin Divoký, PhD. (FzÚ, AV ČR)

Konzultant: Prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc. (KFE FJFI ČVUT)

Abstrakt:

Tato práce se zabývá simulováním a experimentálním ověřením generování 2. harmonické frekvence pro Yb:YAG laser (1030 nm) s energií pulsu mezi 50 a 100 J, délkou pulsu 10 ns a opakovací frekvencí 1 a 10 Hz. Zvláštní pozornost je v této práci věnována tepelným jevům, které ovlivňují účinnost konverze. Závislost efektivity konverze na teplotě nelineárního krystalu byla simulována ve vlastním programu napsaném v prostředí Matlab.

Funkčnost simulačního programu byla ověřena na idealizovaném parabolickém teplotním rozložení v krystalu LBO. Následovně byl program použit pro určení konverzní účinnosti pro teplotní rozložení, které vzniklo simulací vedení tepla uvnitř nelineárního krystalu LBO v programu COMSOL. Simulace ukázaly, že velký vliv na účinnost konverze do 2. harmonické frekvence má teplotní gradient uvnitř krystalu.

Experimentální ověření vlivu tepelných jevů na SHG jsme provedli při několika teplotách píčky se zasazeným LBO krystalem a pro opakovací frekvence 1 a 10 Hz. Nejprve bylo provedeno měření pro opakovací frekvenci 10 Hz. Při teplotě krystalové píčky 30 °C jsme při vstupní energii 86 J pozorovali průměrnou účinnost konverze 80,2 %. Během experimentu se krystal zahřál, čímž došlo k rozladění fázové podmínky. Po korekci teplotního rozladění vhodným natočením krystalu jsme pak získali účinnost 82,6 %. Pro teplotu krystalové píčky 50 °C se vstupní energií 80 J jsme naměřili průměrnou účinnost konverze 78,6 %. Při teplotě píčky 70 °C se vstupní energii 88 J jsme změřili průměrnou účinnost konverze 70,3 %. Při experimentech s teplotou píčky na 50 a 70 °C jsme nepozorovali změny v účinnosti konverze. Dále bylo provedeno měření pro opakovací frekvenci 1 Hz při teplotě krystalové píčky 30 °C a vstupní energii 94 J. Při tomto nastavení experimentu jsme naměřili průměrnou účinnost konverze 76,4 %. Během tohoto měření jsme také zaznamenali pokles účinnosti vlivem zahřátí krystalu.

Klíčová slova: Součtová frekvence, SHG, Yb:YAG

Abstract

Title:

**2nd harmonic frequency generation in a nanosecond beam
with energy of 50 J and average power of 500 W**

Author: Bc. Matyáš Příbaň

Thesis Supervisor: Ing. Martin Divoký, PhD. (FzÚ, AV ČR)

Consultant: Prof. Ing. Václav Kubeček, DrSc. (KFE FJFI ČVUT)

Abstract:

This masters thesis explores computer simulation and experimental verification of 2nd harmonic generation for a Yb:YAG laser (1030 nm) with a pulse energy between 50 and 100 J, pulse length of 10 ns and a repetition rate of 1 and 10 Hz. A central focus of this work are thermal phenomena, which have an effect on conversion efficiency. The dependence of conversion efficiency on the temperature of the nonlinear crystal was simulated using a Matlab program, which I wrote specifically for this purpose. The functionality of the simulation program was verified on an idealized parabolic temperature distribution in a LBO crystal. The simulation program was then applied to a temperature distribution generated by a finite element method (FEM) simulation of heat conduction inside a LBO crystal, which was calculated using COMSOL. The simulations showed that the temperature gradient within the LBO crystal had a substantial effect on the conversion efficiency to the 2nd harmonic frequency. Experimental verification of the effects of thermal phenomena on SHG efficiency was conducted for several temperatures of a crystal oven containing a LBO crystal and for laser repetition rates of 1 and 10 Hz. First we conducted experiments using a laser repetition rate of 10 Hz. With the crystal oven temperature set at 30 °C and a pulse energy of 86 J, we measured an average conversion efficiency of 80.2 %. During this experiment the temperature of the crystal increased, which led to a detuning of the phase-matching condition. We made a correction to the phase-matching condition by tilting the crystal to maximize the conversion efficiency. After this correction we achieved an average conversion efficiency of 82.6 %. For a crystal oven temperature of 50 °C and a pulse energy of 80 J we achieved an average conversion efficiency of 78.6 %. For a crystal oven temperature of 70 °C and a pulse energy of 88 J we achieved an average conversion efficiency of 70.3 %. During the experiments for oven temperatures 50 and 70 °C we did not observe any significant phase-matching detune or efficiency drop. Next we performed the experiment with a laser repetition rate of 1 Hz, a crystal oven temperature of 30 °C and a pulse energy of 94 J. For this configuration we measured an average conversion efficiency of 76.4 %. During this experiment we also observed an efficiency drop due to thermal effects.

Keywords: Sum frequency, SHG, Yb:YAG

Obsah

1 Úvod	8
2 Teoretická část	9
2.1 Základy vedení tepla	9
2.1.1 Teplotní rovnice	9
2.1.2 Úvod do metody konečných prvků	10
2.2 Základ generování součtové frekvence	10
2.2.1 Index lomu a Sellmeierovy rovnice	11
2.2.2 Indexový elipsoid	12
2.2.3 Konverze I. a II. typu	13
2.2.4 Efektivita konverze	15
3 Simulace	17
3.1 Fázová synchronizace závislá na teplotě	17
3.2 Efektivita konverze závislá na rozložení teploty	17
3.2.1 Parabolické rozložení teploty	18
3.3 Simulace šíření tepla v programu COMSOL	21
4 Experimentální měření	24
4.1 Experimentální uspořádání	25
4.2 Provedení experimentálního měření	26
4.3 Výsledky měření	28
4.3.1 Měření stability SHG při opakovací frekvenci 10 Hz	28
4.3.2 Měření stability SHG při opakovací frekvenci 1 Hz	31
5 Diskuze a porovnání výsledků simulace a experimentu	32
5.1 Shrnutí experimentálního měření	32
5.1.1 Stabilita při teplotě píčky 30 °C	32
5.1.2 Stabilita při teplotě 50 °C	33
5.1.3 Stabilita při teplotě 70 °C	34
5.2 Porovnání výsledků experimentu se simulacemi	34
6 Závěr	36
Reference	38

1 Úvod

V této práci se budu věnovat generování 2. harmonické frekvence pro Yb:YAG laserový systém BIVOL. Generace 2. harmonické frekvence je nelineární jev v materiálu zprostředkovaný susceptibilitou druhého řádu $\chi^{(2)}$, z toho plyne, že generování harmonických frekvencí závisí na intenzitě interagujícího záření. Tento laserový systém je schopen generovat vysoké intenzity světla, a tedy je možné provádět konverzi laserového záření do 2. harmonické frekvence. Unikátností tohoto systému je však jeho velmi vysoký střední výkon (až 1,5 kW)[1][2], který lze pomocí SHG (Second Harmonic Generation) a THG (Third Harmonic Generation) do značné míry převést do vlnových délek, ve kterých je náročné získat takto vysoký střední výkon jinými metodami. Konverze do 2. a 3. harmonické frekvence je na tomto systému zkoumána z toho důvodu, že tento přenos vysokého středního výkonu do různých vlnových délek je zajímavý pro různé aplikační účely, jako je například zkoumání LIDT (Laser Induced Damage Threshold).

Konkrétně se soustředím na to, jakým způsobem je generace harmonických frekvencí v nelineárním krystalu ovlivněna jeho teplotou. Jak jsem již zmínil, tak laserový systém BIVOL má vysoký střední výkon, a jelikož celková absorpce světelné energie v materiálu je závislá na středním výkonu (respektive energii), tak nevyhnutelně musí tato absorpce laserového svazku v nelineárním krystalu mít vliv na generaci 2. harmonické frekvence. V praxi to znamená, že laserový svazek procházející nelineárním krystalem bude, i přes nízkou absorpci na interakčních vlnových délkách, fungovat jako zdroj tepelné energie uvnitř krystalu, a to bude mít za důsledek nehomogenní změnu teploty tohoto krystalu. Teplota materiálu má vždy vliv na jeho fyzikální vlastnosti, v tomto případně je pro nás zásadní vliv teploty na index lomu nelineárního krystalu, jelikož to je fyzikální parametr, který je určující pro fázovou synchronizaci generace harmonických frekvencí. Z tohoto důvodu v této práci budu rozebírat základy vedení tepla v pevných materiálech a jakým způsobem se toto vztahuje k vedení tepla v nelineárním krystalu LBO.

2 Teoretická část

2.1 Základy vedení tepla

Vedení tepla v pevných materiálech je popisováno pomocí teploty a tepelné energie v daném materiálu. Zákonitosti vedení tepla pak určují tok tepelné energie a to, jak se teplotní rozložení v materiálu mění s časem. Základní veličinou, která popisuje vedení tepla je tepelný tok $\vec{\Phi}_q$ a jeho souvislost s rozložením teploty T je dána Fourierovým zákonem o tepelném toku (2.1), kde jsou obě veličiny funkcemi prostorových souřadnic určenými směrovým vektorem \vec{r} a času t [3]. Toto je fundamentální zákon pro určení tepelného toku v izotropním prostředí:

$$\vec{\Phi}_q(\vec{r}, t) = -k\nabla T(\vec{r}, t) \quad [\text{W/cm}^2]. \quad (2.1)$$

Gradient teplotního rozložení $\nabla T(\vec{r}, t)$ je normálou k ploše konstantní teploty a skalární veličina k je tepelná vodivost, což je materiálová konstanta. Tepelný tok $\vec{\Phi}_q$ pak reprezentuje přenos tepla za jednotku času jednotkovou plochou ve směru klesajícího teplotního gradientu.

2.1.1 Teplotní rovnice

Teplotní rovnice je parciální diferenciální rovnice, která popisuje vývoj rozložení teploty v čase a prostoru v daném objemu materiálu. Obecný tvar teplotní rovnice pro homogenní a izotropní prostředí lze získat diferenciálním přístupem k malému objemu, ve kterém analyzujeme rozložení teploty. Využitím prvního zákona termodynamiky o zachování energie, Fourierova zákona o tepelném toku a zanedbání konvekčního (předpoklad dostatečně pevného materiálu) a radiačního přenosu tepla [3], získáme obecný tvar teplotní rovnice:

$$\nabla \cdot (k\nabla T) + g = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (2.2)$$

V rovnici (2.2) je T rozložení teploty v daném objemu (obecně závislé na prostoru a čase), k je tepelná vodivost daného materiálu, g je člen reprezentující zdroj tepla v objemu (obecně také závislý na čase a prostoru), ρ je hustota daného materiálu a c je jeho měrná tepelná kapacita [3].

V případě, že je tepelná vodivost materiálu k konstantní, tak teplotní rovnici (2.2) lze přepsat do tvaru:

$$\Delta T + \frac{g}{k} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad \text{kde} \quad \alpha = \frac{k}{\rho c} \quad [\text{m}^2/\text{s}]. \quad (2.3)$$

V rovnici (2.3) je α tepelná difuzivita daného materiálu, což je materiálový parametr, který vyjadřuje, jak rychle se teplo daným materiálem šíří při změnách teploty.

Teplotní rovnice je parciální diferenciální rovnice, jejíž řešení pro konkrétní případy jsou dnes realizovány numerickými výpočty na počítači. Toto umožňuje vytvářet robustní simulace proudění tepla i za velmi složitých podmínek, které je ale nutné si umět definovat.

2.1.2 Úvod do metody konečných prvků

Metoda konečných prvků (MKP, angl. Finite element method, zkr. FEM) je numerická metoda sloužící k aproximaci řešení parciálních diferenciálních rovnic ve 2 nebo 3 dimenzích, má tedy široké využití při modelování a simulacích v mnoha oblastech fyziky a inženýrství. Obecně se MKP používá v situacích, kde není možné získat analytické řešení z důvodu složitého zadání (složitá geometrie, složité působení sil nebo materiálové parametry apod.). Pro mou práci je relevantní konkrétní použití MKP pro řešení teplotní rovnice a simulování vývoje teplotního rozložení v pevných materiálech se zdrojem tepla.

Základním principem MKP je, že se velký simulovaný systém rozdělí na menší a jednodušší dílky, které se nazývají konečné prvky. Konečné prvky získáme specifickou diskretizací prostorových souřadnic, která je typicky reprezentována mřížkou v objemu nebo ploše simulovaného objektu. Jednotlivé diskrétní prvky jsou spojeny v uzlech (angl. nodes) a jejich společné hrany nebo strany se nazývají hranice (angl. boundary). K řešení úlohy nyní přistupujeme tím způsobem, že formulujeme řešení pro každý konečný prvek, která potom spojíme do řešení pro celý systém. Díky velkému pokroku ve výpočetních technologiích za poslední dvě desetiletí se ukazuje obrovský potenciál MKP, jelikož s velkou výpočetní silou je tato metoda schopná rychle a přesně řešit problémy, které doposud neměly přesné řešení [4].

2.2 Základ generování součtové frekvence

V této práci se zabývám generováním harmonických frekvencí laserového záření pomocí nelineárních optických jevů. Aby tyto jevy mohly nastat, je třeba, aby byly splněny specifické podmínky pro elektromagnetické vlny, které mají v těchto jevech figurovat. Hlavní podmínky, které musí pro interagující elektromagnetické vlny platit, jsou frekvenční součet (2.5) a fázová synchronizace (2.6)[5],[6],[7][8].

Obecně při jevu součtové frekvence, resp. generace 2. harmonické frekvence, platí pro úhlové frekvence interagujících vln (ω_1 , ω_2 a ω_3) vztah (2.4)

$$\omega_3 = \omega_2 + \omega_1. \quad (2.4)$$

Respektive při generaci 2. harmonické frekvence platí speciální případ rovnice (2.4), jelikož $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ a dostaneme tím zjednodušenou rovnici (2.5).

$$2\omega = \omega + \omega. \quad (2.5)$$

Pro vlnové vektory interagujících vln (\vec{k}_1 , \vec{k}_2 a \vec{k}_3) pak platí vztah (2.6).

$$\begin{aligned} \vec{k}_3 &= \vec{k}_2 + \vec{k}_1, \text{ resp.} \\ \vec{k}_{2\omega} &= \vec{k}_\omega + \vec{k}_\omega. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Podmínku fázové synchronizace lze pak vyjádřit jako rozdíl vlnových čísel Δk pomocí indexů lomu základní, resp. 2. harmonické frekvence (n_ω resp. $n_{2\omega}$) a vlnové délky základní frekvence λ_ω

$$\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda_\omega}(n_\omega - n_{2\omega}). \quad (2.7)$$

Hlavní parametr, který určuje míru fázové synchronizace je, dle (2.7), index lomu nelineárního krystalu pro frekvence elektromagnetických vln, které v něm interagují[5],[6].

2.2.1 Index lomu a Sellmeierovy rovnice

Pro určování indexu lomu pro různé vlnové délky v materiálech existují takzvané Sellmeierovy rovnice. Sellmeierovy rovnice jsou z podstaty věci různé pro každý materiál, jelikož každý materiál má různé indexy lomu pro různé vlnové délky. V praxi jsou Sellmeierovy rovnice založeny na empirických měření indexu lomu pro různé vlnové délky záření a tyto datové body jsou pak proloženy funkcí vlnové délky, aby co nejlépe odpovídaly naměřeným hodnotám [9].

Sellmeierovy rovnice pro krystal LBO jsou tři, jelikož se jedná o dvouosý nelineární krystal a tudíž jsou jeho indexy lomu různé ve směru každé krystalové osy (ozn. n_x , n_y a n_z). Analýzu různých měření indexů lomu a sad Sellmeierových rovnic provedl K. Kato ve svém článku z roku 1994 [10] a určil, že nejlepší sadou Sellmeierových rovnic pro LBO je tato:

$$\begin{aligned}
 n_x^2 &= 2,4542 + \frac{0,01125}{\lambda^2 - 0,01135} - 0,01388\lambda^2, \\
 n_y^2 &= 2,5390 + \frac{0,01277}{\lambda^2 - 0,01189} - 0,01849\lambda^2 \\
 &\quad + 4,3025 \times 10^{-5}\lambda^4 - 2,9131 \times 10^{-5}\lambda^6 \\
 n_z^2 &= 2,5865 + \frac{0,01310}{\lambda^2 - 0,01223} - 0,01862\lambda^2 \\
 &\quad + 4,5778 \times 10^{-5}\lambda^4 - 3,2526 \times 10^{-5}\lambda^6.
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Vlnová délka λ je v rovnicích (2.8) uváděna v μm .

Pomocí Sellmeierových rovnic lze určit index lomu krystalu LBO v závislosti na použité vlnové délce. Index lomu je ale materiálový parametr, jehož hodnota je nutně závislá na dalších fyzikálních aspektech daného materiálu. Teplota krystalu hraje významnou roli pro určení podmínky fázové synchronizace pro generování harmonických frekvencí, jelikož index lomu krystalu n je teplotně závislý a tedy je nutné teplotu krystalu T brát v potaz. Teplotní závislost indexu lomu řeší K. Kato ve svém článku [11] z roku 2018 a stanovuje ji těmito rovnicemi:

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_x}{dT} &= (-3,76\lambda + 2,30) \times 10^{-5}/^\circ\text{C}, \\
 \frac{dn_y}{dT} &= (0,5779\lambda - 1,9318) \times 10^{-5}/^\circ\text{C}, \\
 \frac{dn_z}{dT} &= (0,4073\lambda - 1,1569) \times 10^{-5}/^\circ\text{C}.
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

V těchto rovnicích (2.9) je vlnová délka λ také uvedena v μm a je uvažována v rozmezí $0,266 \leq \lambda \leq 1,908$. Ve zdroji [11] byla teplotní závislost měřena mezi 20 a 200 $^\circ\text{C}$.

Ze Sellmeierových rovnice pro krystal LBO (2.8) a teplotní závislosti indexů lomu LBO (2.9) je pak možné teoreticky určit, jak se bude měnit podmínka fázové synchronizace (2.7) když se bude měnit teplota nelineárního krystalu. Kvůli této závislosti indexu lomu na teplotě je v praxi teplota nelineárního krystalu při generování harmonické nebo součtové frekvence regulována, aby byla během celého procesu co nejstabilnější a tím byla zajištěna i stabilita fázové synchronizace.

2.2.2 Indexový elipsoid

Pro určení indexu lomu různých polarizací světla v nelineárním krystalu se používá tzv. Indexový elipsoid. Jedná se o elipsoid, jehož hlavní poloosy mají velikosti indexů lomu nelineárního krystalu ve směrech hlavních os souřadné soustavy.

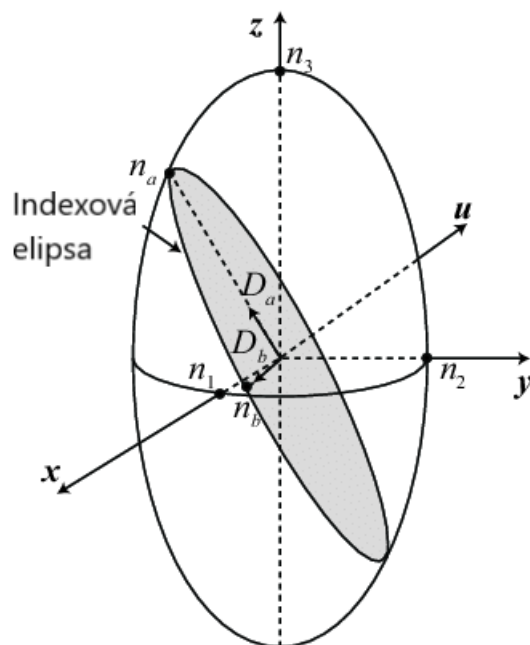
Pro určení indexů lomu pro libovolný směr šíření světla tímto krystalem už řešíme pouze geometrický problém. První krok konstrukce tohoto problému je reprezentace směru šíření světla, ten budeme reprezentovat úsečkou mezi středem a pláštěm Indexového elipsoidu. Konvenčně se směr přímky určuje vůči elipsoidu v polárních souřadnicích pomocí úhlů θ a φ , kde θ je polární úhel od x-ové osy směrem k ose y a φ je azimutální úhel směrem od osy z. Z této konfigurace plyne, že výchozí směr šíření světla ($\theta, \varphi = 0$) je ve směru osy z souřadné soustavy elipsoidu.

Dalším krokem je získání indexové elipsy pro daný směr šíření. Pro určení této elipsy potřebujeme normálovou rovinu úsečky určující směr šíření, která zároveň prochází středem elipsoidu. Průnikem této normálové roviny a našeho indexového elipsoidu je indexová elipsa, jejíž hlavní poloosy určují maximum a minimum indexu lomů v tomto konkrétním směru šíření. Polarizace světla, která má v tomto směru šíření index lomu maximální, je nazývaná pomalá (angl. slow), a naopak polarizace světla s minimálním indexem lomu se nazývá rychlá (angl. fast)¹.

Je zde dobré poznamenat, že o tomto problému lze uvažovat dvojím způsobem: elipsoid je fixní a měníme směr šíření skrz elipsoid, a nebo naopak je fixní směr šíření a otáčíme elipsoid okolo fixního bodu na přímce. Přístup popsany v této části uvažuje fixní elipsoid a změnu směru šíření v rámci tohoto elipsoidu popisuje pomocí úhlů θ a φ . Technický rozdíl oproti přístupu s fixním směrem šíření a otáčením elipsoidu je jen v tom, že abychom získali naprosto totožnou konfiguraci natočení elipsoidu vůči směru šíření, musí se elipsoid otáčet o úhly $-\theta$ a $-\varphi$. Nás ale nezajímá přesný směr šíření skrz elipsoid, nýbrž indexy lomu, které světlo šířící se tímto směrem pocítuje, což je dáno natočením směru šíření vůči elipsoidu (nebo naopak elipsoidu vůči směru šíření). Navíc ze symetrie elipsoidu plyne, že pokud směr šíření (nebo elipsoid) otočíme o θ a φ nebo o $-\theta$ a $-\varphi$, tak výsledná indexová elipsa bude mít stejné hlavní poloosy, a tedy i indexy lomu, takže tento technický rozdíl nemá žádné praktické důsledky. Samozřejmě je důležité myslet na to, že uvažujeme jen o natočení oproti základnímu směru šíření, který je definován ve směru z-ové osy souřadné soustavy elipsoidu.

Ze slovního popisu se může zdát problém průniku elipsy a libovolně natočené roviny

¹Názvosloví rychlá a pomalá polarizace se používá, pokud mluvíme o dvou-osých krystalech, které jsou obecnější případ. V případě, že mluvíme o jedno-osých krystalech, tak se polarizace s minimálním indexem lomu nazývá řádná (angl. ordinary) a polarizace s maximálním indexem lomu mimořádná (angl. extraordinary).



Obr. 1: Obecný indexový elipsoid, s hodnotami hlavních poloos n_1 , n_2 a n_3 . Směr šíření je označen \mathbf{u} a indexy lomu v tomto směru šíření jsou označeny n_a resp. n_b . D_a a D_b jsou jednotkové vektory určující směry hlavních poloos indexové elipsy. Zdroj:[13].

jako relativně jednoduchá úloha, avšak její obecné řešení není triviální, [12] prezentuje rigorózní matematické řešení tohoto problému a několika jemu podobných.

Praktické využití této geometrické metody je vidět, kdykoliv se podíváte na komerčně prodávané nelineární krystaly. Výrobci u krystalu skoro vždy uvádí úhly θ a φ , aby specifikovali, jak je indexový elipsoid (respektive krystalová matrice) natočený vůči čelní ploše krystalu. Důležitým termínem v tomto kontextu je také tzv. optická osa krystalu, který označuje směr šíření, ve kterém je index lomu stejný pro oba hlavní druhy polarizace (rychlá a pomalá). Ten se pak také používá pro klasifikaci dvojlomných krystalů na jedno-osé a dvou-osé podle počtu optických os, které jejich indexový elipsoid má.

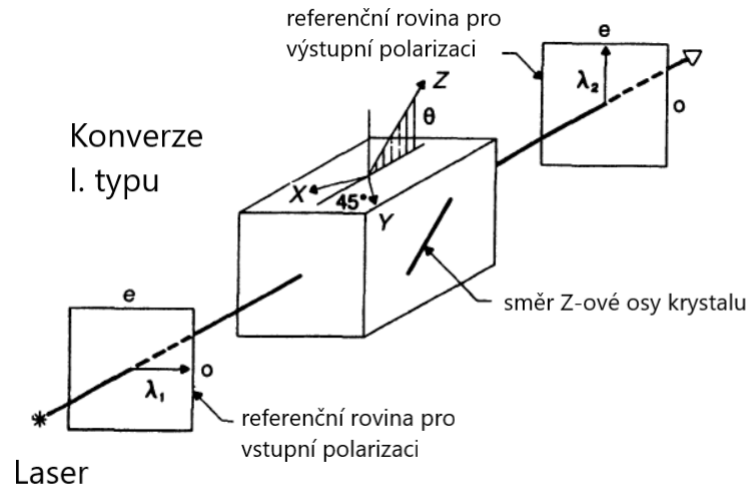
2.2.3 Konverze I. a II. typu

Nelineární jev součtové frekvence (potažmo generace 2. harmonické frekvence) je obecně závislý na polarizaci interagujícího světla [6][8]. Toto je důsledek využití nelineárních krystalů s dvojlomnými vlastnostmi, aby mohla být splněna podmínka fázové synchronizace 2.6, a jak jsem popsal v předchozí sekci 2.2.2, tak index lomu v dvojlomném (anizotropním) prostředí je odlišný pro různé polarizace světla, které se tímto prostředím šíří.

Obecně existují dva přístupy ke generování 2. harmonické frekvence, pokud se na tuto problematiku díváme z pohledu polarizace integrujícího záření. Tyto dva přístupy se nazývají konverze I. a II. typu a volbu mezi těmito přístupy určují převážně materiálové parametry nelineárního krystalu, kterým chceme konverzi konkrétních vlnových

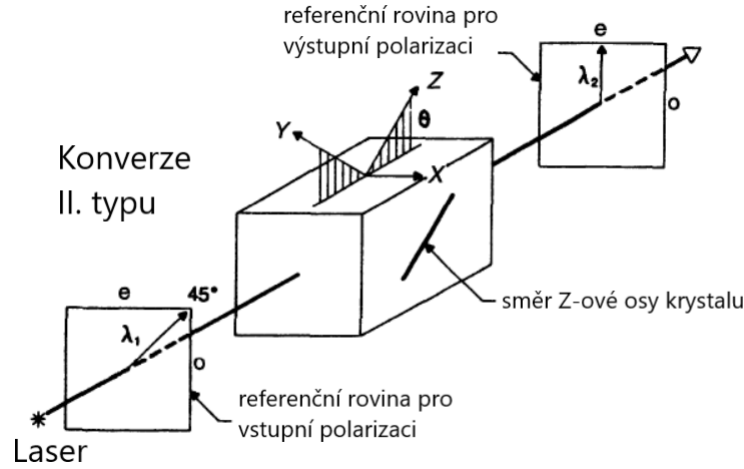
délek zprostředkovat.

Při konverzi I. typu dochází k interakci dvou vln na základní vlnové délce se stejnou polarizací (řádná resp. mimořádná), které v nelineárním krystalu vytvoří vlnu na 2. harmonické frekvenci s polarizací otočenou o 90° (mimořádnou resp. řádnou).



Obr. 2: Konverze I. typu pro vlnovou délku $\lambda_1=1.05 \mu\text{m}$ ($\lambda_2= 0.525 \mu\text{m}$) v nelineárním krystalu KDP. X , Y a Z označují hlavní poloosy indexového elipsoidu krystalu KDP. Fázová podmínka je v tomto případě splněna pro úhel θ a $\varphi=45^\circ$. Řádná polarizace je označena o a mimořádná e . Zdroj: [6].

Konverze II. typu naopak pro generaci 2. harmonické frekvence využívá dvou vln na základní vlnové délce s různými polarizacemi (řádná a mimořádná), aby při interakci vznikla vlna na 2. harmonické frekvenci s polarizací otočenou o 45° (řádná nebo mimořádná) oproti celkové polarizaci vstupního svazku.



Obr. 3: Konverze II. typu pro vlnovou délku $\lambda_1=1.05 \mu\text{m}$ ($\lambda_2= 0.525 \mu\text{m}$) v nelineární krystalu KDP. X , Y a Z označují hlavní poloosy indexového elipsoidu krystalu KDP. Fázová podmínka je v tomto případě splněna pro úhel θ a $\varphi=0^\circ$. Řádná polarizace je označena o a mimořádná e . Různých polarizací ve vstupním svazku je dosaženo orientováním celkového polarizačního vektoru do polohy 45° . Zdroj: [6].

2.2.4 Efektivita konverze

Při generování 2. harmonické frekvence lze z míry fázové synchronizace určit, jaká bude efektivita konverze energie mezi fundamentální a harmonickou frekvencí. Určení rovnice pro efektivitu konverze vychází z řešení provázaných diferenciálních rovnic popisujících generaci 2. harmonické frekvence, to je popsáno ve zdrojích [5] a [6]. Ve zdroji [6] je navíc také pokračování, ze kterého pak vyplyne, jak teoreticky určit efektivitu konverze do 2. harmonické frekvence.

Vyjdeme z diferenciálních rovnic pro elektrické pole rovinných vln, které popisují jev harmonické konverze v nelineárním krystalu [5],[6].

$$\frac{d\vec{E}_\omega}{dz} = i\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_\omega}} d_{ijk} \vec{E}_{2\omega} \vec{E}_\omega \exp(-i\Delta kz), \quad (2.10)$$

$$\frac{d\vec{E}_{2\omega}}{dz} = -i2\omega \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_{2\omega}}} d_{jik} \vec{E}_\omega^2 \exp(i\Delta kz). \quad (2.11)$$

Diferenciální rovnice (2.10) a (2.11) popisují změnu elektrického pole elektromagnetické vlny \vec{E} podél prostorové souřadnice po směru šíření vlny z pro fundamentální resp. 2. harmonickou frekvenci (ω resp. 2ω). V rovnicích vystupuje úhlová frekvence základní elektromagnetické vlny ω , permeabilita vakua μ_0 , permitivita prostředí pro danou úhlovou frekvenci elektromagnetické vlny ε_ω resp. $\varepsilon_{2\omega}$, složky tenzoru d_{ijk} (daný susceptibilitou materiálu $\chi_{ijk}^{(2)}$ [5]) a také parametr určující míru fázové synchronizace mezi základní a 2. harmonickou frekvencí Δk .

Zásadním předpokladem v tomto odvození je, že uvažujeme změnu elektrického pole fundamentální vlny jako neměnné při průchodu nelineárním krystalem. Nedochozí tedy k vyčerpání fundamentální vlny (angl. pump-depletion). To znamená, že

derivace $d\vec{E}_\omega/dz = 0$ v rovnici (2.10). Dále budeme potřebovat k odvození vztah mezi intenzitou světla I a elektrickým polem \vec{E} :

$$I = \frac{n_0 \vec{E}^2}{2Z_0}, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}, \quad (2.12)$$

kde n_0 je index lomu fundamentální frekvence a Z_0 je vlnová impedance vakua, která je dána permeabilitou μ_0 a permitivitou ε_0 vakua.

Když nyní zintegrujeme rovnici (2.11) a dosadíme intenzity světla pomocí vztahu (2.12), dostaneme rovnici určující intenzitu světla s 2. harmonickou frekvencí:

$$I_{2\omega} = C^2 L^2 I_\omega^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right), \quad C^2 = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\varepsilon_0 c \lambda_0^2 n_0^3}, \quad (2.13)$$

kde L je délka nelineárního krystalu, n_0 je index lomu fundamentální vlny, λ_0 je vlnová délka fundamentální vlny a d_{eff} je efektivní nelineární koeficient tenzoru d_{ijk} [5],[6]. Δk je parametr popisující míru fázové synchronizace základní a 2. harmonické frekvence (2.7).

Z rovnice (2.13) pak snadno určíme vztah pro konverzní účinnost do 2. harmonické frekvence η , jelikož ta je rovna podílu intenzit v 2. harmonické vlně a vlně fundamentální.

$$\eta = C^2 L^2 I_\omega \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right). \quad (2.14)$$

Vyjádření efektivity konverze η v rovnici (2.14) lze zjednodušit tím, že jednotlivé členy v rovnici přeznačíme[14]:

$$\eta_0 = C^2 L^2 I_\omega, \quad \delta = \frac{\Delta k L}{2} \rightarrow \eta = \eta_0 \operatorname{sinc}^2 \delta \quad (2.15)$$

Toto odvození je důležité, jelikož názorně ukazuje, jakým způsobem přistupovat k odvození rovnice pro efektivitu konverze 2. harmonické frekvence a zavádí označení parametrů, které je využito v přesnějších formulacích této rovnice. Bohužel je však toto vyjádření nedostatečné pro mé potřeby, a to z důvodu prvotního předpokladu o nevyčerpání fundamentálního svazku. Ve většině moderních systémů pro generování 2. harmonické frekvence už dochází ke značnému vyčerpání fundamentálního svazku, a proto je potřeba obecnější popis, který bere v úvahu diferenciální rovnice pro fundamentální (2.10) a harmonickou vlnu (2.11). Toto obecné odvození provedl J. A. Armstrong a jeho kolegové [7] a došli k následujícímu výrazu pro η :

$$\eta = \eta_m \operatorname{SN}^2 \left(\sqrt{\frac{\eta_0}{\eta_m}}, \eta_m^2 \right), \quad \eta_m = 1 + \frac{\delta^2}{2\eta_0} - \sqrt{\left(1 + \frac{\delta^2}{2\eta_0} \right)^2 - 1}. \quad (2.16)$$

V rovnici (2.16) figuruje funkce $\operatorname{SN}(u, m)$, což je Jacobiho elliptická funkce. Jedná se o periodickou funkci, která přebírá jak argument u , tak periodu m . Pro periodu $m = 0$ je funkce redukována $\operatorname{SN}(u, 0) = \sin u$ a při nekonečné periodě kdy $m = 1$ konverguje funkce k $\operatorname{SN}(u, 1) = \tanh u$. Člen η_m , v rovnici (2.16) prakticky určuje maximální možnou efektivitu konverze, jelikož funkce $\operatorname{SN}(u, m)^2$ má maximální hodnotu 1[6].

3 Simulace

V rámci této práce jsem provedl simulace závislosti konverzní účinnosti do 2. harmonické frekvence na teplotě nelineárního krystalu LBO. Pro ověření principu a vytvoření nástroje pro určování efektivity konverze při generaci 2. harmonické frekvence jsem nejprve počítal účinnost konverze pro parabolické teplotní rozložení, které jsem sám vytvořil. V dalším kroku pak byly zásadní simulace šíření tepla, které provedl David Vojna z Hilase v programu COMSOL. Tyto simulace pomocí metody konečných prvků 2.1.2 aproximují řešení teplotní rovnice (2.3) v krystalu LBO, a to za podmínek podobných těm, kterým byl krystal vystaven během experimentálního měření.

3.1 Fázová synchronizace závislá na teplotě

Prvním krokem v této části mé práce bylo zajistit způsob jak určit indexy lomu při libovolném směru šíření světla v nelineárním krystalu LBO a při libovolné teplotě tohoto krystalu. Pro tento účel jsem v prostředí Matlab vytvořil program, který ze Sellmeierových rovnic (2.8) určí velikost hlavních poloos indexového elipsoidu pro krystal LBO, a to pro danou vlnovou délku a teplotu krystalu. Další krok spočíval v určení konkrétních indexů lomu ve směru šíření, toto jsem spočítal použitím geometrické metody indexového elipsoidu popsané v sekci 2.2.2.

V tu chvíli jsem získal nástroj pro určení indexů lomu pro libovolnou vlnovou délku při libovolné teplotě (v mezích platnosti Sellmeierových rovnic 2.8) a při libovolném směru šíření nelineárním krystalem. V prostředí Matlab jsem vytvořil řešič (angl. solver) pro podmínku fázové synchronizace při různých teplotách nelineárního krystalu LBO. Problém, jehož řešení solver aproximuje, je vyjádřen rovnicí (3.1), kde n_{ω}^f je index lomu základní frekvence pro rychlou polarizaci a $n_{2\omega}^s$ je index lomu 2. harmonické frekvence pro pomalou polarizaci. Tyto indexy lomu jsou závislé na orientaci nelineárního krystalu vyjádřené dvojicí úhlů θ a φ a také jeho teplotě T .

$$n_{\omega}^f(\theta, \varphi, T) = n_{2\omega}^s(\theta, \varphi, T), \quad T = \text{konst.} \quad (3.1)$$

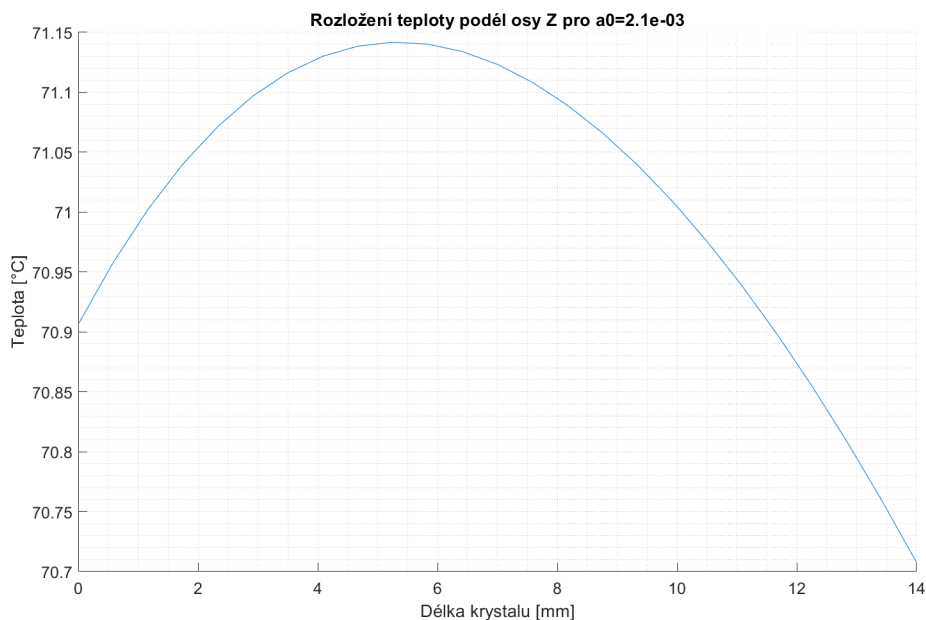
Solver je založen na iterativním procházení všech kombinací úhlů θ a φ (v rozmezí hodnot zadané uživatelem), a jelikož je konverze I. typu (sekce 2.2.3), tak kontroluje rozdíl indexů lomu rychlé polarizace pro základní frekvenci (n_{ω}^f) a pomalé polarizace 2. harmonické frekvence ($n_{2\omega}^s$). Solver pak uloží hodnoty úhlů θ a φ , pro které byl rozdíl hodnot indexů lomu minimální při zadané teplotě nelineárního krystalu.

3.2 Efektivita konverze závislá na rozložení teploty

Když jsem byl schopen určit rozdíl indexů lomu pro danou teplotu a vlnové délky, mohl jsem postoupit k výpočtu efektivity konverze pro konkrétní teplotní rozložení. Experimentální měření provedené v rámci této práce je realizováno s vyčerpáním energie základního svazku, tedy pro výpočet účinnosti v simulacích používám rovnici (2.16), která s touto skutečností počítá.

Pro potřeby těchto simulací jsem uvažoval rozložení teploty pouze ve dvou dimenzích, konkrétně v rovině kolmé na směr šíření (rovina XY) laserového paprsku v krys-

tal. Toto omezení lze udělat, jelikož šíření tepla podél osy svazku je malé oproti šíření ve směru radiálním. Na grafu Obr. 4 je vidět, že teplotní rozdíl podél optické osy je v krystalu přibližně jeden stupeň, a tedy nemá takový vliv na průměrnou účinnost konverze jako radiální rozložení teploty (Obr. 11). Navíc ke konverzi v krystalu nedochází homogenně v celém objemu krystalu, ale nárůst konverzní účinnosti je největší na začátku krystalu. V [5] toto ukazují simulace závislosti účinnosti na délce nelineárního krystalu LBO. Pro puls s energií 10 J a délkou 10 ns dosahovala účinnost SHG skoro 95 % při 14 mm délce krystalu. Uvažovaný průřez svazku je v tomto případě ale $14 \times 14 \text{ mm}^2$, takže intenzita záření (na níž efektivita konverze závisí dle (2.14)) je porovnatelná s případem, kdy má puls energii 100 J a délku 10 ns, ale průřez svazku je $44 \times 44 \text{ mm}^2$. Nárůst účinnosti konverze tedy bude podobný jako v [5].

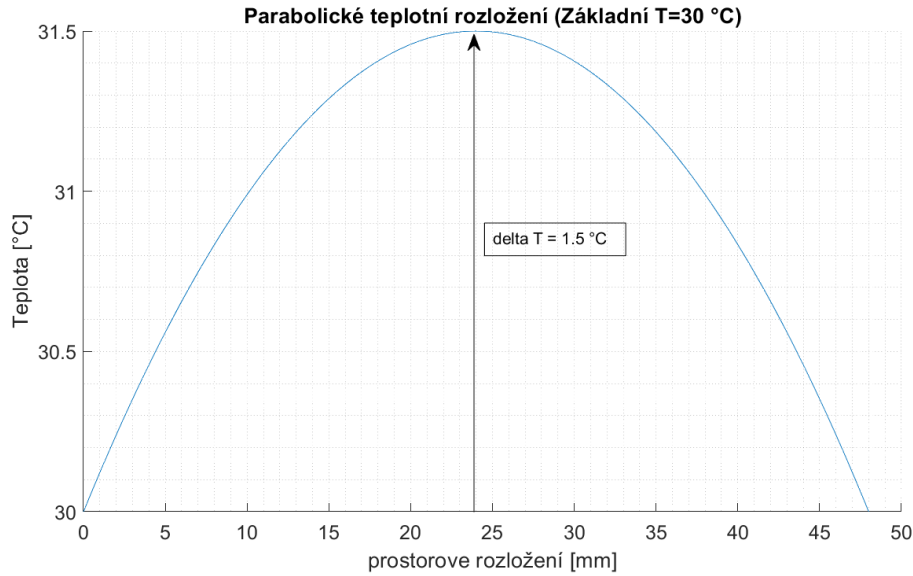


Obr. 4: Simulace rozložení teploty v programu COMSOL, pro píčku na 70 °C, podél osy Z.

3.2.1 Parabolické rozložení teploty

První výpočty efektivity konverze závislé na teplotě jsem provedl pro parabolické rozložení teploty. Toto teplotní rozložení bylo konstruováno tak, že jsem zvolil základní teplotu T a pak hodnotu parametru ΔT , která určila vrchol paraboly. Následně vypočítal její rovnici ze známé hodnoty tohoto vrcholu a znalosti základní teploty na okrajích. Příklad je vidět na Obr. 5.

Takto konstruovanou parabolou jsem rozvedl do dvou dimenzí tak, že rozložení teploty podél osy X bylo dáno rovnicí zvolené paraboly. Pro všechny hodnoty X jsem pak ve směru osy Y zkonstruoval další paraboly, které však měly své maximum určené hodnotou paraboly na ose X. Stejným způsobem jsem zkonstruoval několik parabolických rozložení teploty v rovině XY pro různá ΔT , abych je mohl porovnat z hlediska prů-



Obr. 5: Parabolické rozložení teploty v jedné prostorové dimenzi pro $\Delta T = 1,5 \text{ }^\circ\text{C}$ a základní teplotu $T=30 \text{ }^\circ\text{C}$.

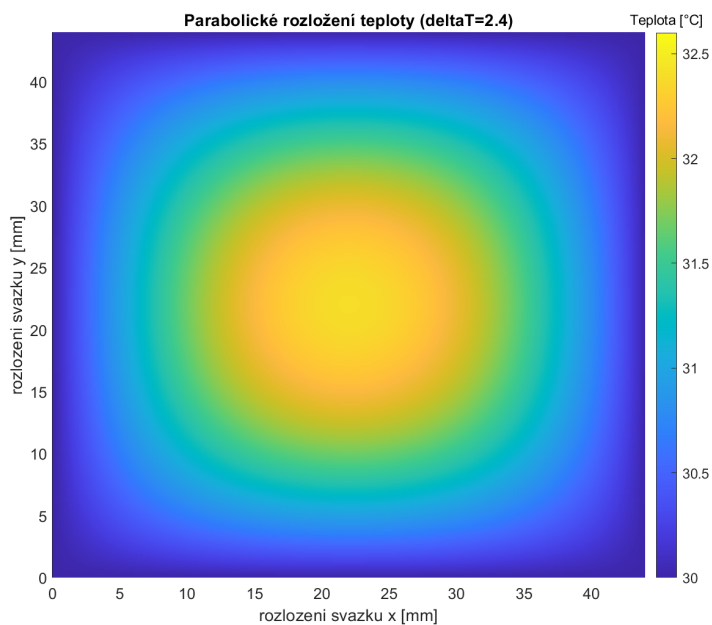
měrné účinnosti konverze. Rozložení teploty jsem generoval v oblasti svazku o velikosti $44 \times 44 \text{ mm}^2$ a ukládal jej ve formě matice o rozměrech 441×441 prvků.

Pro každé rozložení teploty jsem pak našel průměrnou teplotu T_{avg} a pomocí solveru z předchozí sekce (3.1) jsem našel orientaci (určené úhly θ a φ) krystalové matrice tak, aby byl minimalizován rozdíl indexů lomu pro interagující vlnové délky a polarizace, pro teplotu T_{avg} .

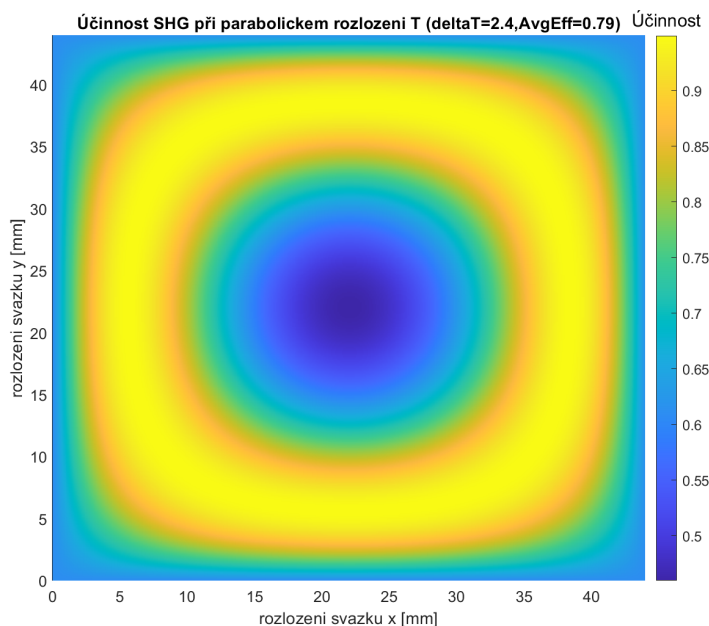
V dalším kroku jsem pak z rozložení teploty určil veličiny potřebné pro výpočet efektivity konverze dle rovnice (2.16). V každém bodě matice jsem určil hodnoty Δk , n_0 , a pak je využil pro výpočet ostatních parametrů. Intenzitu I_ω jsem určil z energie $E=100 \text{ J}$ a délky pulsu $\tau=10 \text{ ns}$, a také průřezu svazku $A=44 \times 44 \text{ mm}^2$.

$$I_\omega = \frac{E}{A\tau} \quad (3.2)$$

Materiálový parametr d_{eff} jsem uvažoval konstantní při změně teploty s hodnotou $d_{\text{eff}}=0.829 \times 10^{-12} \text{ [m/V]}$. Na obrázcích Obr. 6 a Obr. 7 je vidět teplotní resp. účinnostní rozložení pro parabolické rozložení teploty s parametrem $\Delta T = 2,4 \text{ }^\circ\text{C}$, které dobře ilustruje předpokládaný tvar a průměrnou účinnost naměřenou v experimentu. Ostatní grafy parabolického rozložení teploty a účinnosti provedené v rámci této práce jsou k dispozici na CD, které je přiložené k této práci.



Obr. 6: Parabolické teplotní rozložení pro $\Delta T=2.4^\circ\text{C}$ a základní teplotu $T=30^\circ\text{C}$. Průměrná teplota je pro tento výpočet $T_{\text{avg}}=31,06^\circ\text{C}$, z čehož solver určil optimální hodnoty $\theta=85,2^\circ$ a $\varphi=14,6^\circ$.

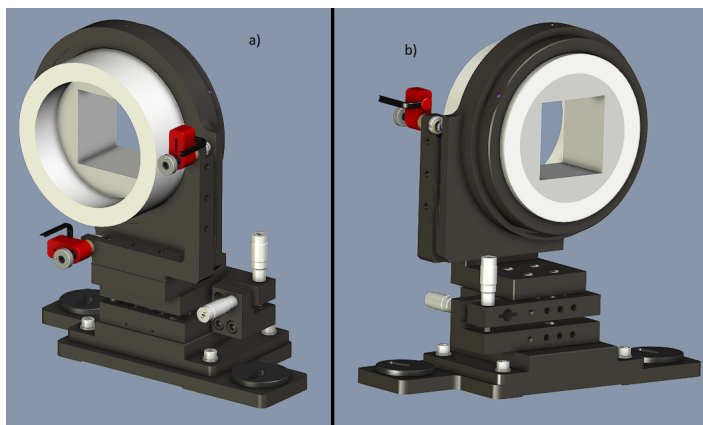


Obr. 7: Rozložení účinnosti pro parabolické teplotní rozložení pro $\Delta T=2.4^\circ\text{C}$ a základní teplotu $T=30^\circ\text{C}$ vyobrazené na Obr. 6.

3.3 Simulace šíření tepla v programu COMSOL

Jak jsem již zmínil na začátku této sekce, David Vojna z Hilase vytvořil simulace šíření tepla v LBO krystalu v programu COMSOL. Tento program umí simulovat vedení tepla a změnu rozložení teploty pomocí metody konečných prvků popsané stručně v sekci (2.1.2).

Simulace byla provedena pro model konkrétního experimentálního uspořádání, se kterým jsme prováděli experimentální měření v této práci. LBO krystal o délce 14 mm zasazený v v hliníkovém držáku, který funguje jako tepelný vodič k topnému tělesu pícky (Obr. 8).



Obr. 8: 3D model pícky na rotačním stojanu. a) přední pohled b) zadní pohled.

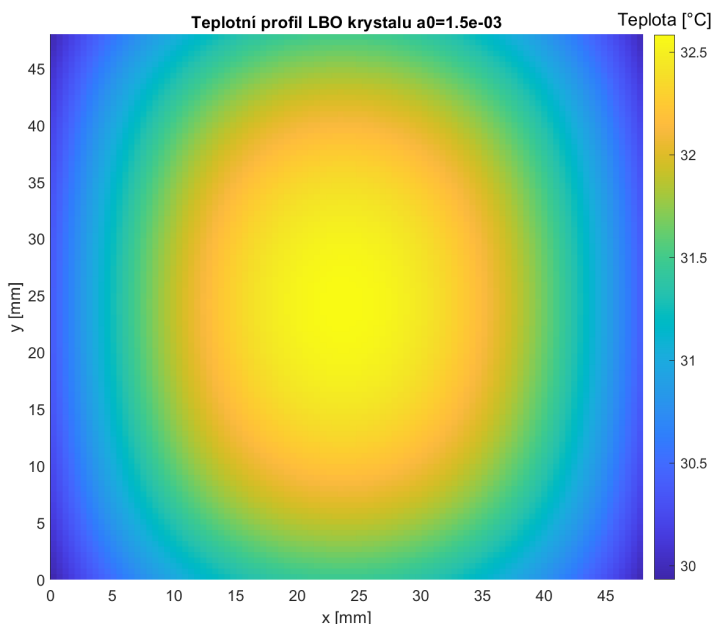
Simulace, které prováděl kolega Vojna, byly objemové, pro potřeby této práce jsem však využil jen simulovaná data v rovině XY pro $Z=0$ (Osa Z je směr šíření laserového svazku). Změna teploty v radiálním směru od optické osy je větší než změna teploty podél optické osy. Toto je vidět při porovnání grafu pro teplotní rozložení podél optické osy Obr. 4 a grafu radiálního rozložení teploty Obr. 11 pro $70\text{ }^{\circ}\text{C}$. Další zpracování simulačních dat proběhlo totožně jako pro parabolické rozložení teploty. Parametry pro výpočet účinnosti konverze byly v tomto případě také stejné jako při výpočtu účinnosti pro parabolické rozložení.

Prvním krokem bylo určení okrajových podmínek, které Vojna určil tak, že provedl simulace ochlazování našeho experimentálního uspořádání od okolního vzduchu. V těchto simulacích je velmi zásadní koeficient absorpce α_0 , jelikož uvažujeme interagující laserový svazek jako zdroj tepelné energie, který rozložení teploty zaručeně ovlivní, míra vlivu je však dána koeficientem absorpce α_0 na vlnové délce 1030 nm. Narazili jsme nicméně na to, že v odborné literatuře jsou uváděny různé hodnoty α_0 pro LBO krystal s rozdíly až několik řádů, jelikož velmi záleží na kvalitě konkrétního krystalu u kterého je absorpční koeficient měřen [15]. Hodnotu koeficientu absorpce α_0 jsme se tedy rozhodli aproximovat vlastním způsobem. V první fázi vytvořil kolega Vojna několik simulací (simulace pro teplotu pícky $30\text{ }^{\circ}\text{C}$) pro různé hodnoty koeficientu α_0 ($\alpha_0 = 2,1 \times 10^{-3}$ až $2,1 \times 10^{-6}\text{ cm}^{-1}$). Z rozložení teploty jsem poté stejně jako u parabolického rozložení určil rozložení efektivní konverze. Pro tento simulovaný profil účinnosti konverze jsem určil průměrnou hodnotu účinnosti a porovnal ji s naměřenými

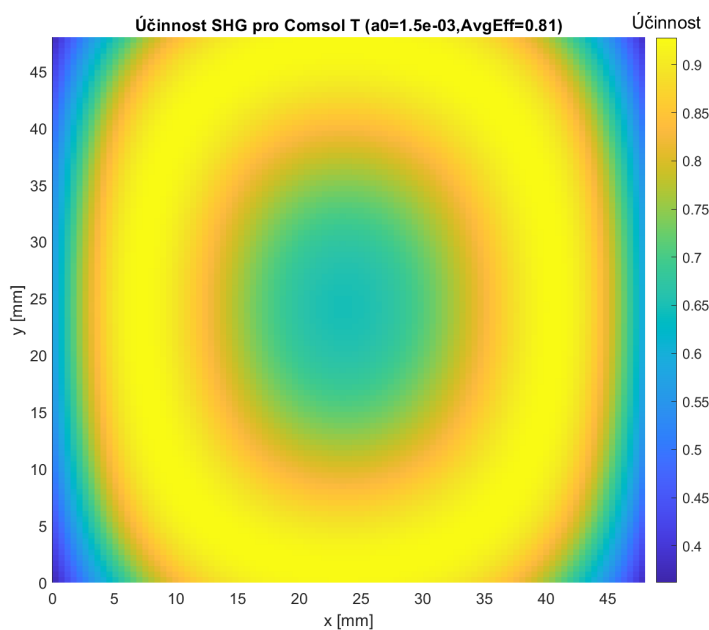
hodnotami průměrné účinnosti. Zároveň jsem také vizuálně porovnal tento účinností profil s naměřeným intenzitním profilem základní vlnové délky po průchodu nelineárním krystalem. V místě, kde je vysoká efektivita konverze, bude intenzita na základní vlnové délce nízká, a naopak.

Tímto porovnáním jsem pak určil, že nejlepší aproximací profilu efektivity byla simulace s hodnotou koeficientu absorpce $\alpha_0 = 2,1 \times 10^{-3}$. S touto informací pak Vojna provedl druhou sadu simulací rozložení teploty s různými koeficienty absorpce α_0 , ale zmenšil rozsah hodnot tohoto koeficientu ($\alpha_0 = 1,2 \times 10^{-3}$ až $8,4 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$). Tato druhá sada simulací byla již provedena pro teploty píčky 30 °C a 70 °C.

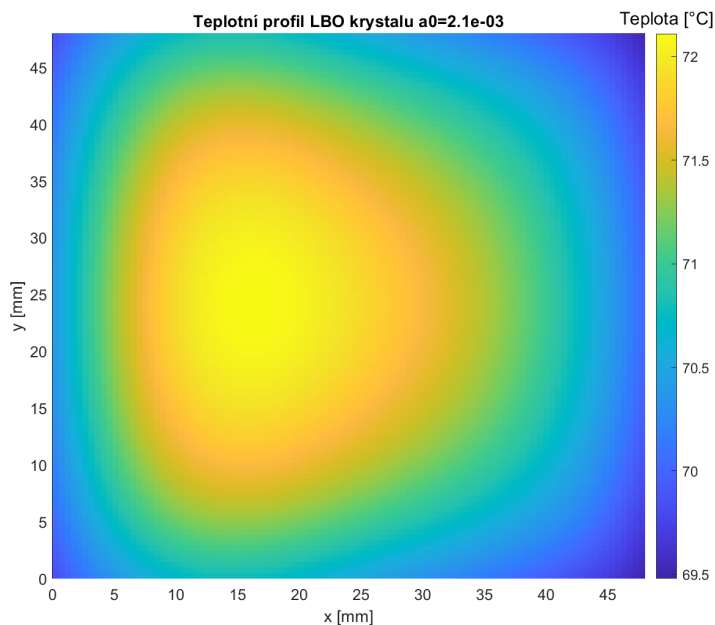
Druhou sadu simulací jsem také zpracoval a stejnou metodou porovnávání jako pro první sadu odhadl, že měření při 30 °C na písce nejlépe reprezentuje teplotní rozložení, které jsme získali pro hodnotu koeficientu absorpce $\alpha_0 = 1,5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ (Obr. 9, Obr. 10). Měření při teplotě píčky nastavené na 70 °C pak nejlépe, co se týče tvaru účinnostního profilu a průměrné účinnosti, reprezentuje simulace s koeficientem absorpce $\alpha_0 = 2,1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ (Obr. 11, Obr. 12). Ostatní grafy rozložení teploty a účinnosti provedené pro simulované rozložení teploty programem COMSOL jsou k dispozici na CD, které je přiložené k této práci.



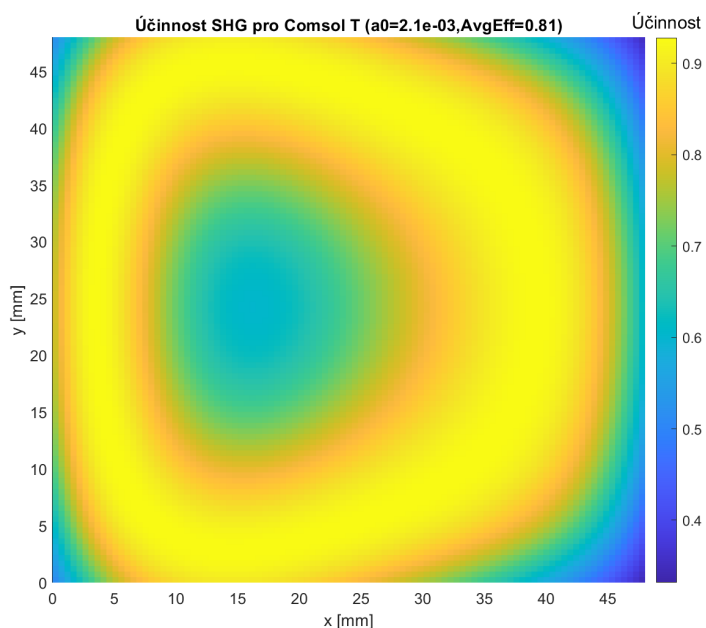
Obr. 9: Simulace rozložení teploty v programu COMSOL, pro písčku na 30 °C. Průměrná teplota $T_{\text{avg}}=31.57 \text{ °C}$, pro kterou solver určil úhly $\theta=89,75^\circ$, $\varphi=13,55^\circ$.



Obr. 10: Efektivita konverze pro teplotní rozložení na Obr. 9. Průměrná účinnost konverze $\eta_{avg}=81\%$.



Obr. 11: Simulace rozložení teploty v programu COMSOL, pro píkku na $70\text{ }^{\circ}\text{C}$. Průměrná teplota $T_{avg}=71.07\text{ }^{\circ}\text{C}$, pro kterou solver určil úhly $\theta=83,05^{\circ}$, $\varphi=14,45^{\circ}$.



Obr. 12: Efektivita konverze pro teplotní rozložení na Obr. 11. Průměrná účinnost konverze $\eta_{avg}=81\%$.

4 Experimentální měření

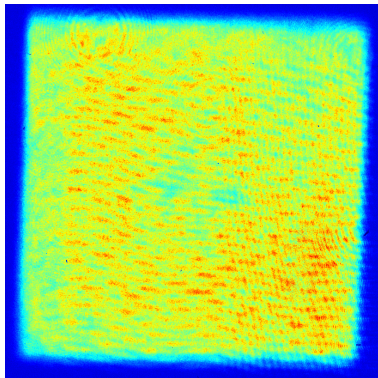
Experiment je proveden na laserovém systému BIVOJ, který se nachází ve výzkumném centru Hilase. Jedná se o diodově buzený impulsní Yb:YAG laser, jehož výstupní vlnová délka je 1030 nm a jeho svazek je čtvercového průřezu s obdélníkovými impulsy. Pro potřebu tohoto experimentu jsme využili výstup s opakovací frekvencí 1 a 10 Hz. Systém se skládá z Ytterbiem dopovaného vláknového oscilátoru, jehož výstup je pak veden přes dva předzesilovací stupně a dva hlavní zesilovací stupně [1]. Tento systém je schopný generovat velké intenzity světla vhodné pro generaci harmonických frekvencí díky nelineárnímu jevu součtové frekvence. Jak jsem již zmiňoval v úvodu této práce, tak laserový systém BIVOJ 100 J je unikátní svým vysokým středním výkonem a v roce 2021 získal dokonce světový rekord v této oblasti s maximální generovanou energií 146 J v 10 ns pulsu při opakovací frekvenci 10 Hz [2].

Důležitý jev, který doprovází vysokoenergetické laserové systémy je depolarizace svazku vlivem tepelných jevů v aktivním prostředí. V laserovém systému BIVOJ k jevu depolarizace svazku dochází převážně v posledním zesilovacím stupni, a je to faktor, který negativně ovlivňuje efektivitu konverze do 2. harmonické frekvence.

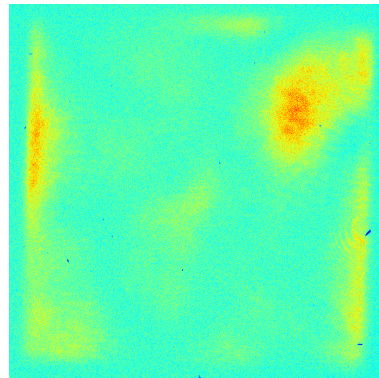
Depolarizaci způsobuje tepelně indukovaný dvojlom aktivního prostředí zesilovače, které se interakcí s laserovým a budícím zářením nehomogenně ohřívá. Tento nerovnoměrný ohřev vede k tomu, že v zesilovači je dvojlom také indukován nerovnoměrně a to vede k neznámým prostorově závislým změnám polarizace procházejícího svazku. Tedy výstupní svazek posledního zesilovacího stupně má neznámou polarizaci, která je proměnná v prostoru, což není dobré pro generování 2. harmonické frekvence, jelikož

je to polarizačně závislý proces.

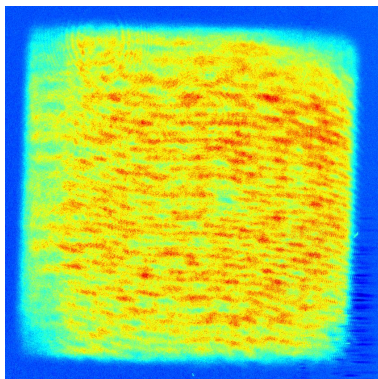
Dopad tohoto jevu lze minimalizovat, ale ne kompletně eliminovat, správným nastavením polarizace před vstupem do zesilovače. Když se tento obecně polarizovaný svazek pak dále šíří laserovým systémem, tak se jednotlivé složky polarizace světla dále mění vlivem odrazů v přenosné optice, a proto když svazek dojde na optický stůl se systémem pro generaci harmonických frekvencí, tak je zapotřebí $\lambda/4$ a $\lambda/2$ destičky pro korekci jeho polarizace. Hlavní polarizace přítomná v systému je polarizace horizontální (P polarizace), a to je tedy i polarizace, pro kterou byla navržena aparatura pro generaci 2. harmonické frekvence.



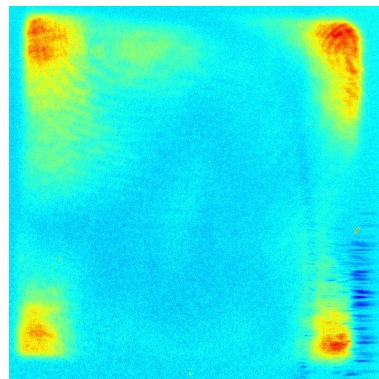
Obr. 13: Intenzitní profil P polarizace při opakovací frekvenci 1 Hz.



Obr. 14: Intenzitní profil S polarizace při opakovací frekvenci 1 Hz.



Obr. 15: Intenzitní profil P polarizace při opakovací frekvenci 10 Hz.

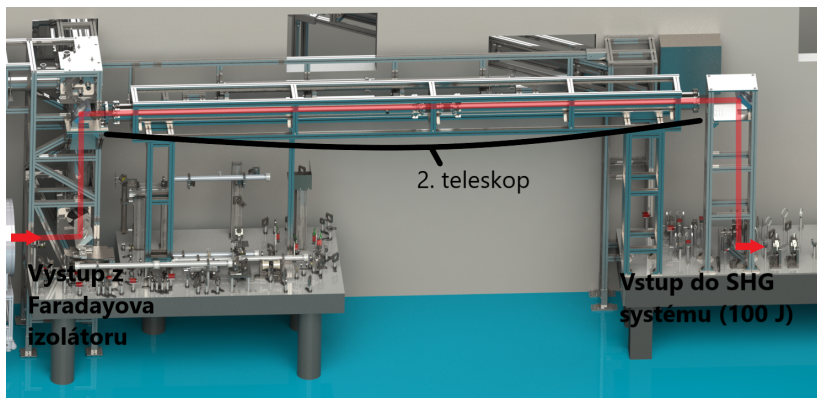


Obr. 16: Intenzitní profil S polarizace při opakovací frekvenci 10 Hz.

4.1 Experimentální uspořádání

Vstupní svazek má vlnovou délku 1030 nm s variabilním nastavením délky pulsu (pro tyto experimenty jsme použili obdélníkový puls o délce 10 ns) a energie do 150 J. Výstup z laserového systému BIVOJ 100 J je nejprve veden teleskopem s faktorem zmenšení 1,32 ($75 \times 75 \text{ mm}^2$ na $57 \times 57 \text{ mm}^2$). Následně je veden aparaturou, kde v budoucnu bude umístěn Faradayův izolátor, který bude mít za úkol chránit laserový

system před zpětnými odrazy na základní frekvenci, které by jej mohly poškodit. Dále je laserový svazek veden periskopem do dalšího teleskopu s faktorem zmenšení 1,18 ($57 \times 57 \text{ mm}^2$ na $48 \times 48 \text{ mm}^2$). Na závěr je svazek veden ještě jedním periskopem ke vstupu na optickou lavici s aparaturou pro generaci harmonických frekvencí pro 100 J výstup (Obr. 17).



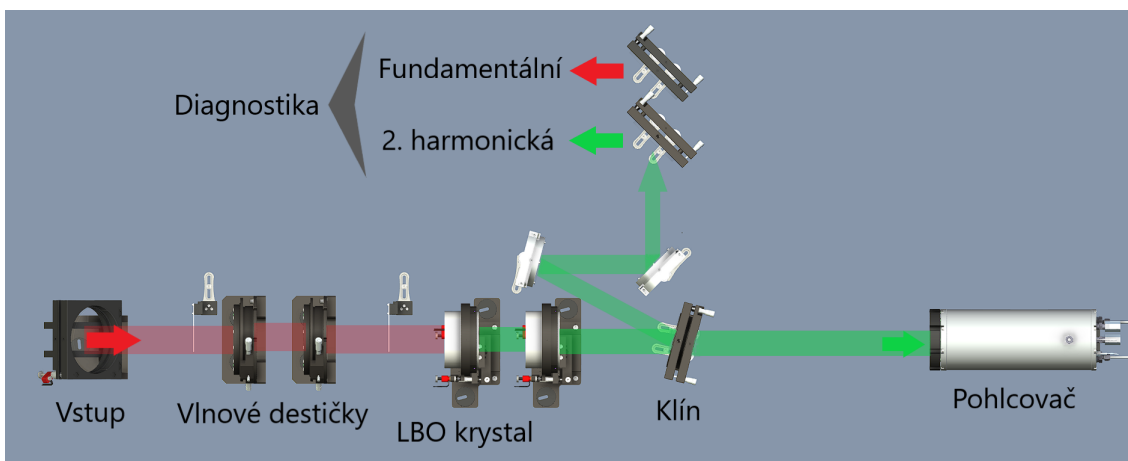
Obr. 17: 3D model dráhy svazku před vstupem na optickou lavici se systémem pro SHG.

Po vstupu na optickou lavici se systémem pro generaci harmonických frekvencí je svazek veden přes $\lambda/4$ a $\lambda/2$ destičku, z důvodu korekce polarizace před nelineárním krystalem. Poté projde svazek nelineárním krystalem, kde dojde ke konverzi na 2. harmonickou frekvenci. Nelineární krystal je opatřen píčkou na stabilizaci jeho teploty, jelikož její změna mění indexy lomu krystalu, a tedy i výrazně posouvá podmínku fázové synchronizace. Píčka pro měření v této práci hraje zásadní roli, jelikož dovoluje nastavení teploty, na kterou má být LBO krystal zahřátý. Píčka však dokáže krystal pouze zahřívát a tudíž k chlazení krystalu dochází jen díky jeho kontaktu s okolním vzduchem. To má za důsledek to, že volbou teploty na pícce určujeme nejen podmínku fázové synchronizace, ale i rychlost chlazení krystalu.

Za nelineárním krystalem je poté umístěn klín, který odráží malou část energie hlavního svazku pod úhlem do výstupní diagnostiky, kde se svazek rozdělí podle vlnových délek pomocí dichroických zrcadel. V hlavní trase svazku za optickým klínem je pak svazek veden do pohlcovače svazku (angl. beam-dump).

4.2 Provedení experimentálního měření

Aby mohl být experiment proveden, bylo nejprve zapotřebí sestavit systém pro generaci harmonických frekvencí (systém SHG) pro 100 J výstup laserového systému BIVOL. Prvním krokem této stavby bylo samotné montování komponent na optickou lavici a stavba transportní optiky od 100 J výstupu systému BIVOL. Zásadní součástí tohoto kroku bylo čištění optiky, jelikož při takto vysokých intenzitách světla může sebemenší nečistota na optice způsobit její poškození. Úkol čištění optiky byl o to náročnější, že použité optické komponenty byly větších rozměrů, než je v průměrném laserovém systému běžné (velikosti komponent mezi 4" a 6"). Poté, co jsme dokončili stavbu systému



Obr. 18: Experimentální uspořádání pro generaci 2. harmonické frekvence z výstupu laserového systému BIVOJ 100J. Pro experimenty provedené v rámci této práce je přítomen pouze LBO krystal v prvním stojanu s píčkou.

a transportní optiky, jsme pomocí slabého kontinuálního svazku provedli seřízení dráhy svazku (angl. beam-alignment) a tím zajistili správnou pozici všech zrcadel, čoček a dalších optických komponent. Předtím, než jsme začali se samotným měřením, bylo třeba provést několik kalibračních měření, abychom ověřili správnou funkci kamer a wattmetrů v diagnostické větvi systému, a také případné energetické ztráty v samotném systému.

Prvním krokem této části bylo změřit přenos transportní optiky. Prvním wattmetrem jsme měřili energii na výstupu laserového systému BIVOJ a druhým jsme měřili energii přímo před krystalem, abychom věděli, jaká je hodnota přenosu transportní optiky. Přenos jsme změřili na 95.5%.

Dále jsme zkalibrovali měřicí přístroje v diagnostické větvi systému pro generaci harmonických frekvencí. To jsme provedli tak, že jsme měřili energii v diagnostické větvi bez přítomnosti nelineárního krystalu LBO. Hodnoty energie naměřené v diagnostické větvi jsme pak porovnali s očekávanými hodnotami energie před krystalem, a tím určili kalibrační konstantu pro měřku na základní frekvenci v diagnostické větvi.

Kalibraci měřky na 2. harmonické frekvenci jsme pak provedli za pomoci rozdílu vstupní a výstupní energie na základní frekvenci. Po konverzi v nelineárním krystalu LBO jsme tedy od hodnoty vstupní energie odečetli hodnotu výstupní energie na základní frekvenci, a tím určili hodnotu energie v 2. harmonické frekvenci. Tuto hodnotu jsme pak porovnali s měřenou energií na 2. harmonické frekvenci v diagnostické větvi a dospěli tak ke kalibrační konstantě.

Poslední krok před samotným měřením bylo nastavení polarizace svazku před nelineárním krystalem. Laserový systém BIVOJ byl nastaven tak, aby byla míra depolarizace svazku minimalizována, přesto ale bylo nutné určit její hodnotu před krystalem LBO. Měření depolarizace jsme provedli umístěním polarizátoru před kameru a poměr signálu pro S a P polarizaci udává koeficient depolarizace. Nastavení optimální hodnoty probíhalo tak, že jsme na kameru zobrazili S polarizaci a snažili se ji pomocí $\lambda/2$ a $\lambda/4$ destičky minimalizovat, pak jsme ověřili poměr mezi S a P polarizací a určili podíl

energie v S polarizaci. Depolarizaci svazku jsme změřili na 11% pro opakovací frekvenci 10 Hz a 0.1% pro opakovací frekvenci 1 Hz. Účinnost konverze jsme poté určovali podílem mezi vstupní energií dopadající na krystal E_{in} sníženou o faktor depolarizace η_{DP} a výstupní energii v 2. harmonické frekvenci $E_{2\omega,out}$.

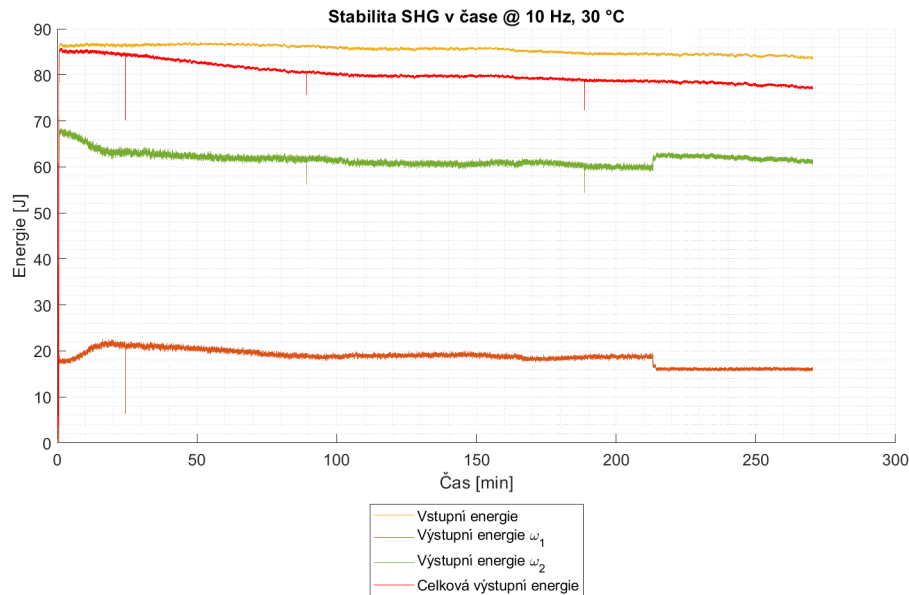
$$\eta = \frac{E_{2\omega,out}}{\eta_{DP} E_{in}} \quad (4.1)$$

Pro opakovací frekvenci 10 Hz je $\eta_{DP}=0.89$ (89 %) a pro opakovací frekvenci 1 Hz jsme faktor depolarizace zanedbali, jelikož $\eta_{DP}=0.999\approx 1$.

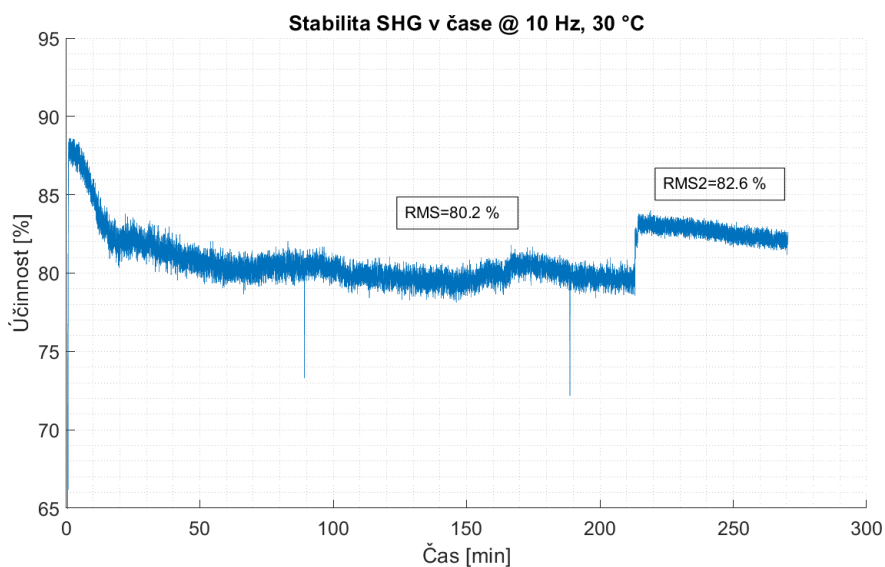
Nyní byl systém připraven na provedení experimentálního měření. Měření jsme potřebovali provést pro několik teplot krystalu LBO a dvě různé opakovací frekvence. Zároveň bylo zapotřebí, aby měření bylo dostatečně dlouhé, aby vypovídalo o stabilitě generace harmonických frekvencí v čase. Z tohoto důvodu jsme měření provedli napříč dvěma dny. Nejprve jsme provedli měření s opakovací frekvencí 10 Hz. První měření bylo provedeno pro teplotu 30 °C, které trvalo přibližně 270 minut, pak měření pro teplotu 50 °C trvající skoro 140 minut a v závěru měření pro 70 °C dlouhé skoro 70 minut. Pro opakovací frekvenci 1 Hz jsme pak provedli pouze měření při 30 °C, které trvalo asi tak 140 minut. Uvedené teploty byly nastavené na krystalové píce a tudíž neodpovídají přesné teplotě LBO krystalu.

4.3 Výsledky měření

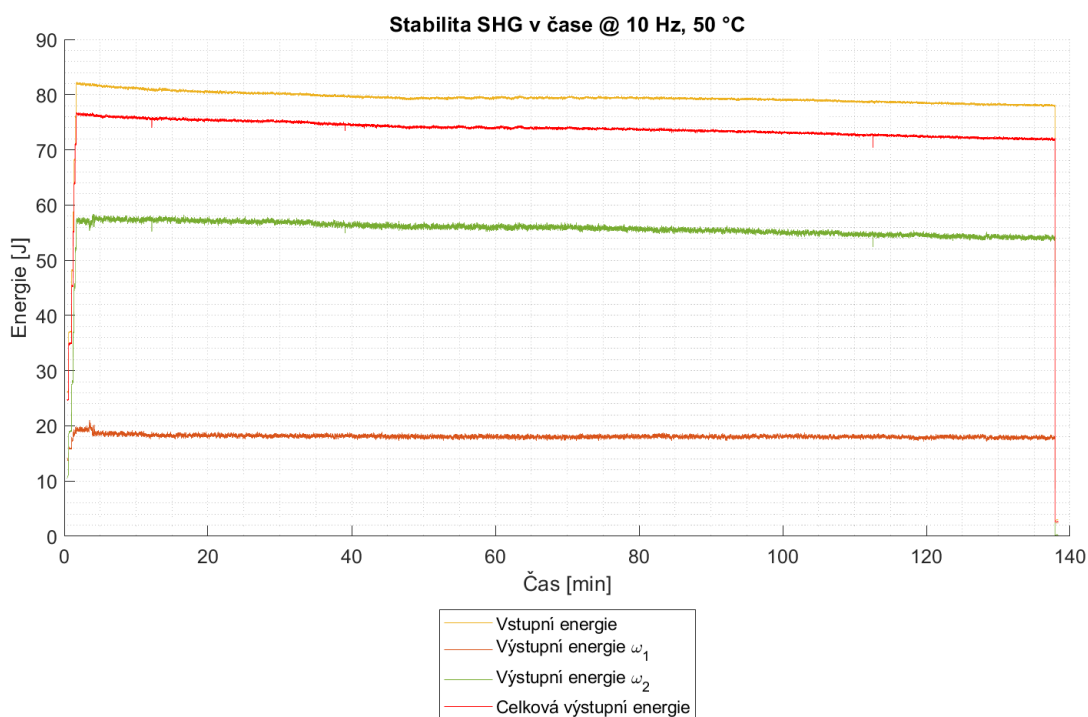
4.3.1 Měření stability SHG při opakovací frekvenci 10 Hz



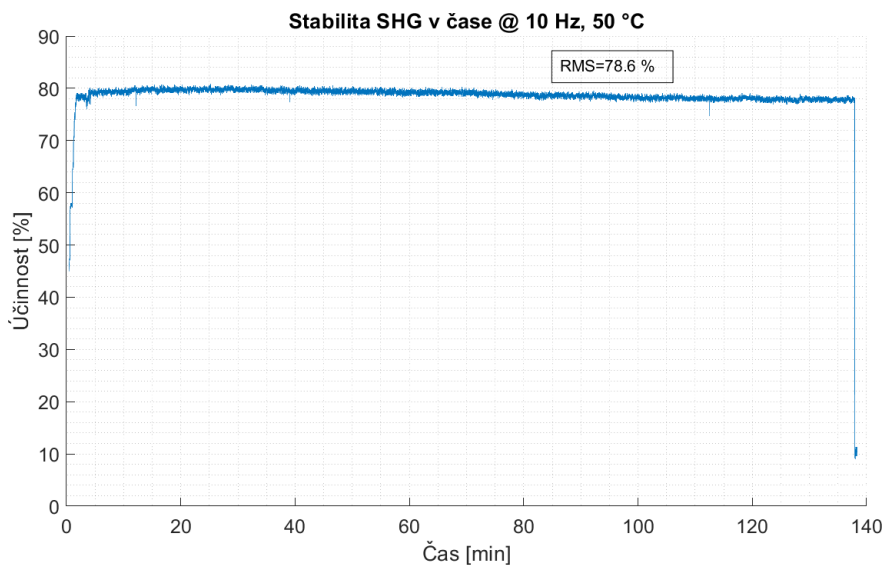
Obr. 19: Graf měření stability SHG v čase při teplotě pícky nastavené na 30 °C a opakovací frekvenci laseru 10 Hz.



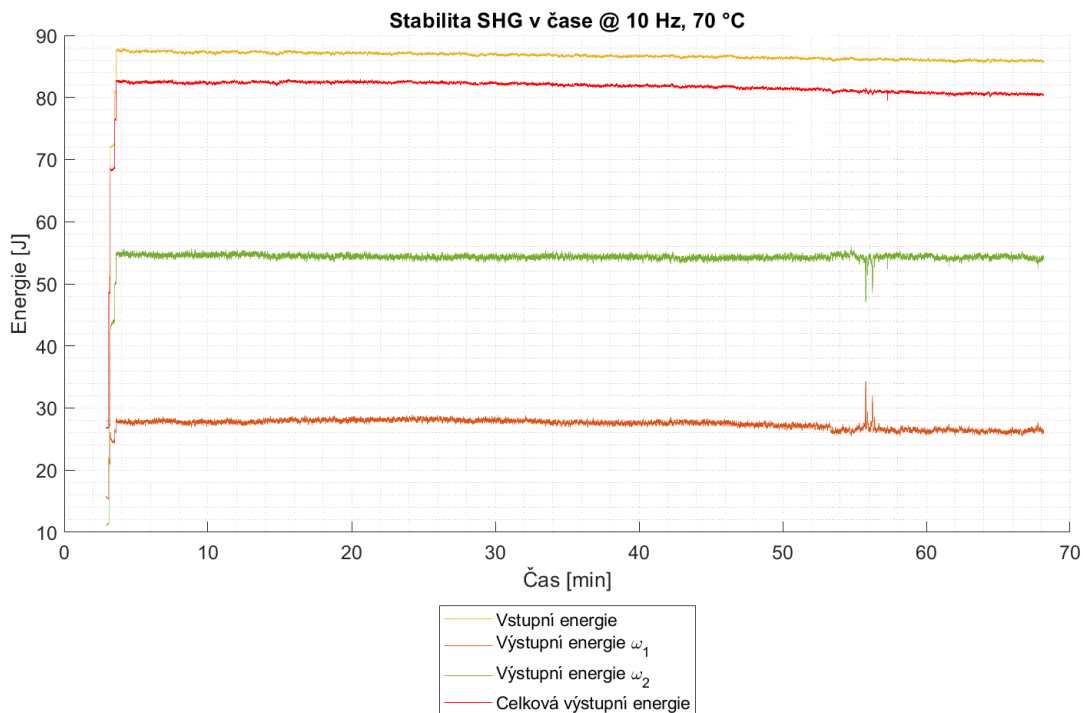
Obr. 20: Graf stability účinnosti SHG v čase při teplotě pícky nastavené na 30 °C a opakovací frekvenci laseru 10 Hz. Průměrná účinnost před korekcí $\eta_{avg}=80,2$ %, po korekci pak $\eta_{avg}=82,6$ %.



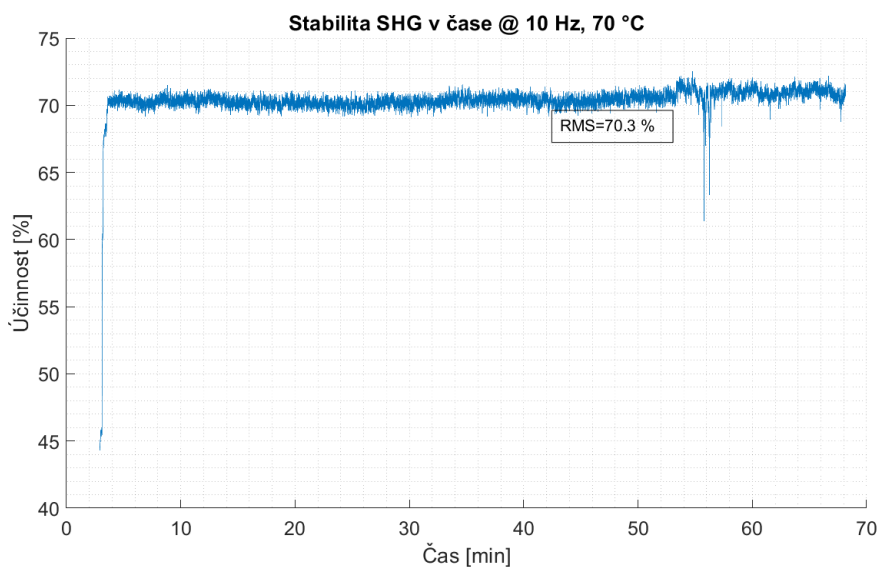
Obr. 21: Graf měření stability SHG v čase při teplotě pícky nastavené na 50 °C a opakovací frekvenci laseru 10 Hz.



Obr. 22: Graf stability účinnosti SHG v čase při teplotě píčky nastavené na 50 °C a opakovací frekvenci laseru 10 Hz. Průměrná účinnost $\eta_{\text{avg}}=78,6$ %.

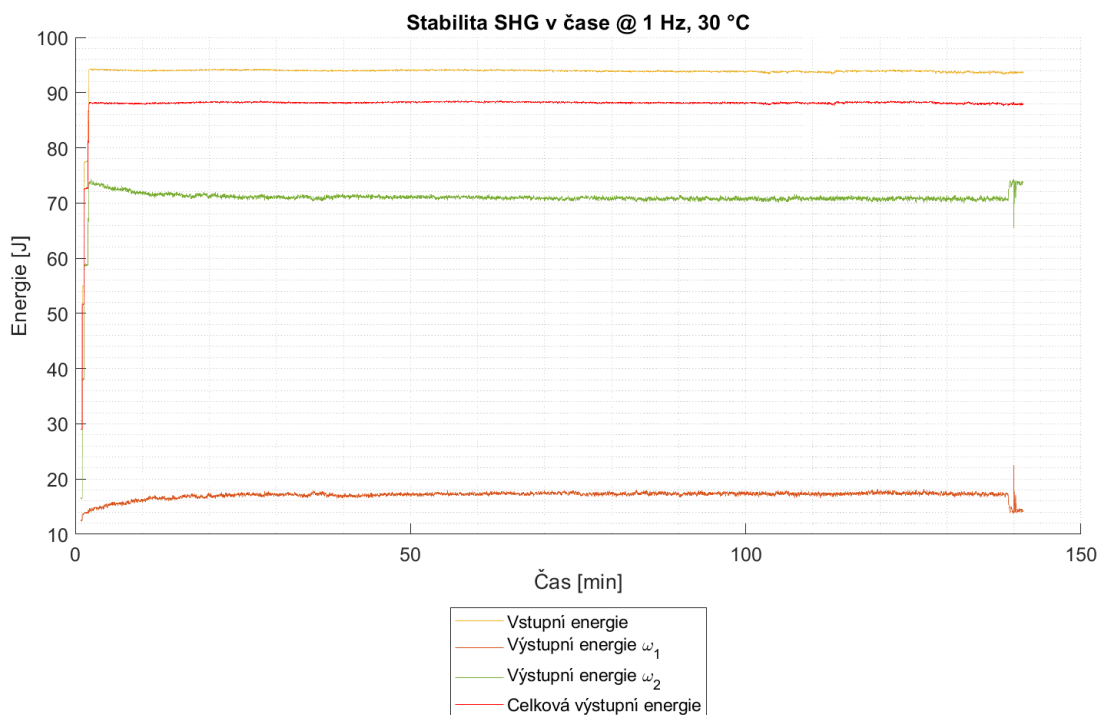


Obr. 23: Graf měření stability SHG v čase při teplotě píčky nastavené na 70 °C a opakovací frekvenci laseru 10 Hz.

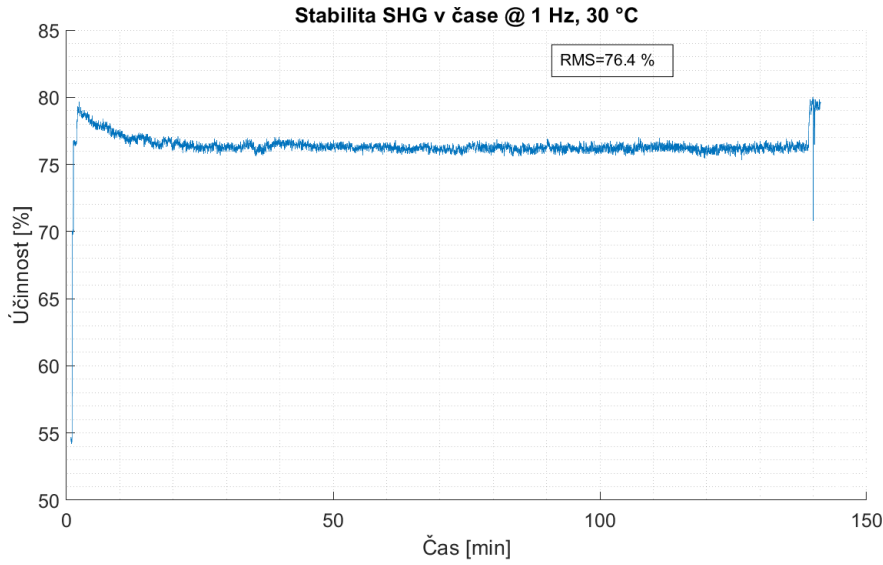


Obr. 24: Graf stability účinnosti SHG v čase při teplotě píčky nastavené na 70 °C a opakovací frekvenci laseru 10 Hz. Průměrná účinnost $\eta_{\text{avg}}=70,3 \%$.

4.3.2 Měření stability SHG při opakovací frekvenci 1 Hz



Obr. 25: Graf měření stability SHG v čase při teplotě píčky nastavené na 30 °C a opakovací frekvenci laseru 1 Hz.



Obr. 26: Graf stability účinnosti SHG v čase při teplotě pícky nastavené na 30 °C a opakovací frekvenci laseru 1 Hz. Průměrná účinnost $\eta_{\text{avg}}=76,4$ %.

5 Diskuze a porovnání výsledků simulace a experimentu

5.1 Shrnutí experimentálního měření

Nejprve zmíním, že ve všech měřeních je viditelný rozdíl mezi vstupní energií a součtem výstupních energií. U prvního měření (Obr. 19) je navíc viditelné, jak se tyto hodnoty v průběhu měření rozbíhají. Rozbíhání během prvního měření by mohlo být vysvětlené tím, že na klínu dochází k nevratnému jevu vlivem laserového svazku. U následujících měření však tato rozbíhavost vidět není a je viditelný jen přibližně konstantní rozdíl mezi vstupní a celkovou výstupní energií. Konstantní rozdíl napříč všemi měřeními napovídá, že během těchto měření došlo k nevratné změně odrazivosti, pravděpodobně klínu pro vzorkování hlavního svazku. Při zpětné kontrole optiky nebylo viditelné žádné poškození, tudíž se pravděpodobně jedná o nevratný proces spočívající například v žíhání nebo odpaření vody z vrstev, které mají vliv na odrazivost klínu. Příčinu této nesrovnalosti v měřených energiích budeme dále zkoumat, ale v tento moment nám zůstává neznámá.

5.1.1 Stabilita při teplotě pícky 30 °C

Z výsledků měření je evidentní, že je stabilita konverze teplotně závislá. V obou měřeních, které jsme provedli při teplotě 30 °C nastavené na pícce, je viditelný pokles v konverzní účinnosti v prvních 20 minutách měření (Obr. 20, Obr. 26). Tento pokles lze přisoudit tepelným jevům, jelikož ve stejném časovém úseku je vidět na Obr. 19 i Obr. 25 pokles v energii 2. harmonické frekvence a simultánní nárůst energie na základní frekvenci. Z toho lze vyvodit, že se musela změnit podmínka fázové synchro-

nizace vlivem změny teploty, jelikož teplota je jediný faktor (s výrazným vlivem na podmínku synchronizace), který se v tomto časovém úseku měnil.

Při opakovací frekvenci 10 Hz je pokles větší a rychlejší což dále napovídá tomu, že se jedná o snížení účinnosti vlivem zahřátí krystalu. Toto je důsledkem toho, že celková absorpce laserového záření v krystalu je závislá na průměrném výkonu, který je při opakovací frekvenci 10 Hz 10-krát vyšší než při opakovací frekvenci 1 Hz.

Rozdíl mezi opakovacími frekvencemi při teplotě 30 °C je ale vidět i v průměrné účinnosti. Pokles při opakovací frekvenci 1 Hz je sice menší, i přesto má průměrnou účinnost $\eta_{\text{avg}}=76,4$ %, kdežto při opakovací frekvenci 10 Hz se průměrná účinnost stabilizovala na hodnotě $\eta_{\text{avg}}=80,2$ %. Tato hodnota šla však ještě zvýšit korekcí fázové podmínky, která byla vlivem zahřátí krystalu rozladěna, což jsme učinili vhodným natočením krystalu během experimentu (skok nahoru v účinnosti na Obr. 20). Po této korekci jsem pak získali hodnotu průměrné účinnosti $\eta_{\text{avg}}=82,6$ %.

Fakt, že při opakovací frekvenci 1 Hz jsme změřili nižší efektivitu konverze než při 10 Hz, je překvapivý, jelikož to je v rozporu s výsledky, které naměřili při měření na analogickém laserovém systému v Anglii [16]. Možné vysvětlení pro tuto nesrovnalost se dá hledat v rozdílu mezi celkovou vstupní a výstupní energií (u všech měření), jehož příčinu neznáme a dále se jej budeme snažit vysvětlit, to je však bohužel mimo rámec této práce.

Je také možné, že při měření na opakovací frekvenci 1 Hz došlo k lidské chybě a nastavení nelineárního krystalu LBO nebylo optimální, a tedy už v začátku měření jsme nedosahovali maximální možné konverze. Této variantě napovídají naměřené hodnoty účinnosti konverze na začátku a na konci měření při opakovací frekvenci 1 Hz. Na Obr. 26 je vidět, že na začátku měření dosáhne průměrná účinnost η_{avg} vrcholu přibližně 78 %, a na konci pak po přenastavení orientace krystalu pro zvýšení účinnosti se tato hodnota pohybuje blíže k 80 %. Po přenastavení krystalu však měření pokračovalo jen několik minut, a navíc v těchto pár minutách došlo k fluktuaci energie, která ovlivnila účinnost. Konec tohoto měření nemá tedy vysokou vypovídající hodnotu, ale nastiňuje jeden z možných důvodů, proč při opakovací frekvenci byla konverzní účinnost menší, než jsme očekávali.

5.1.2 Stabilita při teplotě 50 °C

Pro tuto teplotu jsme provedli měření pouze při opakovací frekvenci 10 Hz. Při porovnání grafů pro teploty 30 a 50 °C (Obr. 19 a Obr. 21) je však viditelné, že vyšší teplota na píce má stabilizační vliv na účinnost v čase. Toto je však za cenu snížené průměrné účinnosti během celého měření, která je $\eta_{\text{avg}}=78,6$ % oproti $\eta_{\text{avg}}=82,6$ % při 30 °C (opakovací frekvence 10 Hz). Zlepšení stability je však výrazné, i když není účinnost přes celé měření naprosto konstantní, tak se mění výrazně méně než při měření při 30 °C. Mírnou fluktuaci konverzní účinnosti v čase je možné vysvětlit rychlejším chlazením krystalu o okolní vzduch v důsledku vyšší celkové teploty, při které toto měření probíhá.

5.1.3 Stabilita při teplotě 70 °C

Pro tuto teplotu jsme také provedli pouze měření pro opakovací frekvenci 10 Hz. Toto měření dále zapadá do trendu, který pozorujeme, a to, že při zvýšení teploty krystalu se zlepší stabilita konverze, ale zároveň sníží průměrná účinnost. Oproti předchozím dvěma měřením je pokles průměrné účinnosti přibližně 10 procentních bodů, na hodnotu $\eta_{\text{avg}}=70,3\%$, což je velký skok dolů. Stabilita v čase je však výrazně lepší, bez jakýchkoliv výkyvů v začátku měření ani větších fluktuací v průběhu (na Obr. 24 je vidět navyšování energie laseru). Mírné fluktuace, které je možné v grafu na Obr. 24 vidět, lze podobně jako u měření při teplotě 50 °C připsat rychlejšímu ochlazování krystalu o okolní vzduch v důsledku celkové vyšší teploty.

5.2 Porovnání výsledků experimentu se simulacemi

V experimentálním měření jsme byli schopni měřit pouze průměrnou účinnost konverze, na kterou má značný vliv teplotní rozložení v krystalu, jak naznačují výsledky simulací v sekci 3. Pokud je orientace krystalu LBO nastavená tak, aby pro jednu konkrétní teplotu krystalu LBO plnila podmínku fázové synchronizace, tak teplotní gradient uvnitř krystalu způsobí, že tuto danou teplotu bude krystal mít jen v některých místech, a tedy vysoká efektivita konverze (podmíněná splněním fázové podmínky) bude jen v některých místech, což vede k vytvoření účinnostního profilu v krystalu.

Z výsledků simulací je vidět, že čím větší je v krystalu teplotní gradient, tak tím menší je teoretická průměrná účinnost konverze. Toto je dobře ilustrováno na simulacích s parabolickým rozložením teploty (Obr. 7), kdy s rostoucím parametrem ΔT klesá teoretická hodnota průměrné účinnosti konverze.

Vliv teplotního gradientu lze pozorovat i na měření stability účinnosti konverze do 2. harmonické frekvence při teplotě píčky 30 °C a opakovací frekvenci 10 Hz. Na Obr. 20 je na začátku měření možné pozorovat konverzní účinnost přibližně 88 %, ale vlivem zahřátí krystalu a indukovaného teplotního gradientu klesne během prvních 20 minut měření účinnost konverze k průměrné hodnotě $\eta_{\text{avg}}=80,2\%$, kde se pak stabilizuje. Po korekci fázové podmínky (skok v účinnosti okolo 210 min) jsme pak získali hodnotu průměrné účinnosti $\eta_{\text{avg}}=82,6\%$. Fakt, že manuální korekcí orientace krystalu nejsme schopni dosáhnout původní hodnoty průměrné účinnosti $\eta_{\text{avg}}=88\%$, je důsledkem indukovaného teplotního gradientu v krystalu (gradient je důsledek zahřívání laserovým svazkem uvnitř krystalu, ohřevem krystalové píčky ze stran krystalu a zchlazováním čel krystalu o okolní vzduch). Rozdíl v konverzní účinnosti před ($\eta_{\text{avg}}=80,2\%$) a po korekci ($\eta_{\text{avg}}=82,6\%$) byl tedy způsoben pouze celkovým zahřátím krystalu.

Malý teplotní gradient v krystalu znamená, že je napříč krystalem menší rozdíl v teplotě. Teplotní rozložení fázové podmínky je tedy v různých částech krystalu malé a pro danou orientaci krystalu je pokles průměrné účinnosti konverze η_{avg} tím menší, čím menší je teplotní gradient uvnitř krystalu. Větší teplotní gradient uvnitř krystalu znamená větší omezení shora pro maximální dosažitelnou hodnotu průměrné účinnosti konverze η_{avg} .

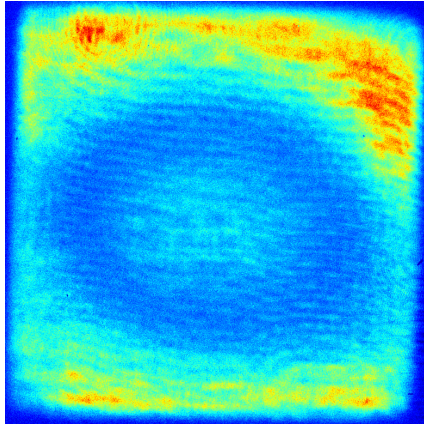
Vliv teplotního gradientu lze ilustrovat na Obr. 7, kde je vyobrazené rozložení účinnosti pro parabolické rozložení teploty pro $\Delta T=2,4\text{ °C}$ a základní teplotu $T=30\text{ °C}$

(Obr. 6). Průměrná teplota v tomto rozložení je $T_{\text{avg}}=31,06$ °C, pro kterou jsem pomocí solveru určil, že optimální orientace krystalu LBO je $\theta=85,2^\circ$, $\varphi=14,6^\circ$. Pro tuto orientaci krystalu a teplotní rozložení vyobrazené na Obr. 6 pak dostávám průměrnou hodnotu účinnosti $\eta_{\text{avg}}=79$ %. Toto je důsledkem teplotního gradientu, který způsobuje, že teplota krystalu není homogenní a tedy se liší od průměrné teploty T_{avg} , pro kterou byla nastavena podmínka fázové synchronizace. Porovnáním grafů na Obr. 6 a Obr. 7 je vidět, že oblasti krystalu, které mají teplotu výrazně odchýlenou od $T_{\text{avg}}=31,06$ °C, mají nízkou hodnotu účinnosti konverze η .

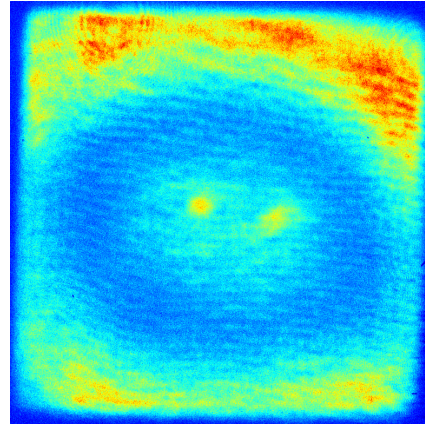
Teplotní gradient v krystalu pak hraje roli i při stabilizaci účinnosti v čase při měření na vyšších teplotách (Obr. 22, Obr. 24). Na začátku měření není viditelná změna v konverzní účinnosti, jelikož píčka je zapnuta přibližně hodinu před začátkem měření, aby se teplotní gradient uvnitř krystalu stabilizoval (dosažení ekvilibria mezi ohřevem píčky a chlazením krystalu o okolní vzduch). V tomto případě je průměrná účinnost konverze η_{avg} omezena shora teplotním gradientem, který indukuje v krystalu píčka. Toto je ale cena za stabilní hodnotu průměrné účinnosti konverze η_{avg} v čase, jelikož ohřev krystalu způsobený laserovým svazkem je zanedbatelný oproti ohřevu píčky, a nezpůsobuje znatelnou změnu teplotního gradientu uvnitř krystalu.

Změnu teplotního gradientu a jeho vliv na konverzní účinnost lze vidět na intenzitních profilech (Obr. 27 až Obr. 30), které ukazují tvar výstupního svazku na základní frekvenci po konverzi do 2. harmonické frekvence. Na profilech svazku je vidět oválová oblast uprostřed svazku, kde je intenzita na základní frekvenci snížena, jelikož v této oblasti je konverzní účinnost vysoká oproti okrajovým oblastem, kde je konverzní účinnost nižší. Okrajová oblast je při měření zahřívána píčkou, proto je na okrajích nižší konverzní účinnost (resp. vysoká intenzita na základní frekvenci). Na Obr. 27 je vidět, že intenzita na základní frekvenci je nejnižší v oválném pruhu s mírným vzrůstem uprostřed svazku. Intenzita uprostřed je na tomto snímku relativně nízká, jelikož je teplotní gradient v začátku měření menší, a následně v průběhu měření (Obr. 28, Obr. 29 Obr. 30) je vidět, že se intenzita uprostřed svazku zvýší a naopak okrajová oblast vyšší intenzity mírně ustoupí oválné oblasti s vysokou konverzí.

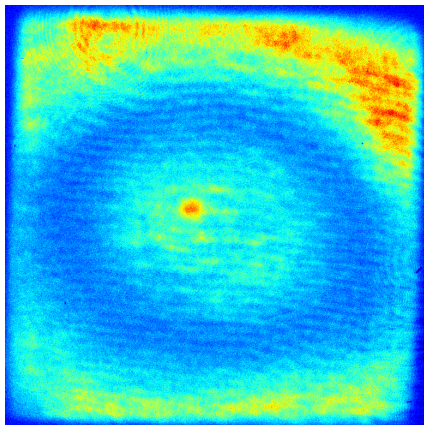
Naměřené hodnoty efektivity konverze neodpovídaly průměrným efektivitám konverze, které předpověděly simulace. Simulace šíření tepla, které provedl David Vojna, indikovaly, že bychom měli být schopni dosáhnout efektivity konverze 80 % při teplotě píčky 70 °C a dokonce 90 % při 30 °C. Tento rozdíl může být způsoben řadou faktorů, jedním z významných vlivů je jistě ten, že simulace jsou provedeny pro idealizované počáteční podmínky a jejich vyhodnocení bylo provedeno jen ve dvou dimenzích, tudíž jsem v této práci uvažoval rozložení teploty jen v radiálním směru od optické osy.



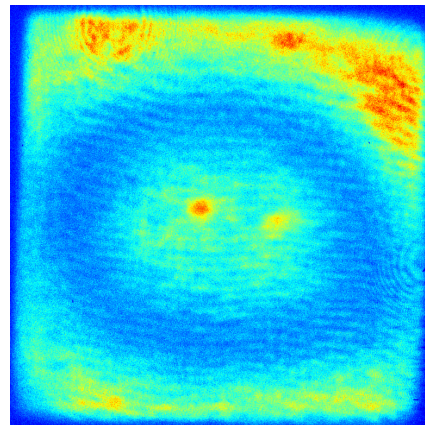
Obr. 27: Intenzitní profil svazku základní frekvence po konverzi, začátek měření.



Obr. 28: Intenzitní profil svazku základní frekvence po konverzi, po 15 minutách.



Obr. 29: Intenzitní profil svazku základní frekvence po konverzi, po 30 minutách.



Obr. 30: Intenzitní profil svazku základní frekvence po konverzi, po 45 minutách.

6 Závěr

V rámci této práce jsem v teoretickém úvodu rekapituloval základy generace 2. harmonické frekvence a pak popsal jak tento jev ovlivňují tepelné jevy, které konverzi provázejí. Spočítal jsem, jak teplota nelineárního krystalu LBO ovlivňuje konverzní účinnost při homogenní změně teploty a jak se konverzní účinnost mění v rámci objemu krystalu, pokud se teplota krystalu mění parabolicky v radiálním směru od osy šíření svazku.

Pomohl jsem sestavit experiment pro konverzi záření nanosekundového pulsního laseru s energií až 100 J a opakovací frekvencí 10 Hz s využitím krystalu LBO. Pomohl jsem provést konverzi záření z laserového systému BIVOX pomocí LBO krystalu do 2. harmonické frekvence při opakovací frekvenci 10 Hz pro teploty krystalové píčky 30, 50 a 70 °C. Stejný experiment jsem pak pomohl realizovat pro opakovací frekvenci 1 Hz při teplotě píčky 30 °C.

V rámci přípravy experimentu jsem z velké části sám rozvrhl a realizoval přenos počítačového 3D modelu systému pro generaci 2. a 3. harmonické frekvence na optický stůl. Rozmístění a upevnění základních komponent na optický stůl jsem provedl převážně sám a osazení optiky pak společně s kolegy z Hilase.

Vysvětlil jsem, že rozdíly v konverzní účinnosti mezi opakovacími frekvencemi 1 a 10 Hz by měly být dány větší celkovou absorpcí při vyšší opakovací frekvenci, což vede k většímu teplotnímu rozladění podmínky fázové synchronizace. Bohužel se v provedeném experimentu nepodařilo ověřit výsledky [16], které ukazují, že při opakovací frekvenci 1 Hz je konverzní účinnost vyšší než při 10 Hz.

Porovnal jsem výsledky pro experimentální měření provedené pro opakovací frekvence 1 Hz a 10 Hz, a tyto výsledky poté také porovnal se simulacemi účinnosti konverze závislé na teplotním rozložení, které jsem v rámci této práce provedl.

Z experimentálních měření jsem určil, že vyšší teplota krystalu pomáhá stabilizovat účinnost konverze v čase za cenu snížené průměrné účinnosti. Z měření, které jsme v rámci této práce realizovali, vyplývá, že pro optimální stabilitu a konverzní účinnost je ideální teplota krystalové píčky 50 °C (Obr. 22), jelikož průměrná účinnost konverze je stále relativně vysoká (78,6 %), ale už jsme při měření nepozorovali velké výkyvy účinnosti díky teplotní stabilizaci (jako například při měření při 30 °C, Obr. 20).

Zpracoval jsem simulační data z programu COMSOL, která pro potřeby této práce vypracoval David Vojna z Hilase. Simulace šíření tepla v LBO krystalu měly za úkol přiblížit tepelné rozložení, které bychom mohli vidět v krystalu při experimentálních měřeních, které jsme prováděli. Pro upřesnění těchto simulací bylo potřeba aproximovat hodnotu koeficientu absorpce α_0 pro LBO, což jsem provedl porovnáním simulačních dat od kolegy Vojny a profilů svazků z měření a naměřených hodnot průměrné účinnosti.

Z porovnávání simulací a výsledků měření jsem došel k tomu, že teplotní gradient uvnitř krystalu má velký vliv na průměrnou konverzní účinnost, a že čím větší je teplotní gradient uvnitř krystalu, tím více je maximální konverzní účinnost omezena shora.

Cíle této práce, které byly vytyčeny v zadání, jsem splnil.

Reference

- [1] P. Mason, M. Divoký, K. Eretel *et al.*, “Kilowatt average power 100 J-level diode pumped solid state laser,” *Optica*, vol. 4, no. 4, pp. 438–439, 2017.
- [2] M. Divoký, J. Pilař, M. Hanuš, P. Navrátil, O. Denk, P. Severová, P. Mason, T. Butcher, S. Banerjee, M. De Vido, C. Edwards, J. Collier, M. Smrž, and T. Moecek, “150 J DPSSL operating at 1.5 kW level,” *Opt. Lett.*, vol. 46, no. 22, pp. 5771–5773, November 2021, doi: 10.1364/OL.444902.
- [3] D. W. Hahn and M. Necati Ozisik, *Heat Conduction*, 3rd ed., ser. Springer series in optical sciences. Hoboken, New Jersey: Wiley & Sons, Inc., 2012, ISBN 978-0-470-90293-6.
- [4] D. L. Logan, *A First Course in the Finite Element Method*, 6th ed. Boston MA: Cengage Learning, 2017, ISBN-13: 978-1-305-63511-1.
- [5] M. Příbaň, “Generace 2. a 3. harmonické frekvence v nanosekundovém svazku s energií 5 J a výkonem 50 W,” Bakalářská práce, ČVUT - Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská, Praha, 2019, vedoucí práce Ing. Martin Divoký, Ph.D.
- [6] W. Koechner, *Solid-state Laser Engineering*, 6th ed., ser. Springer series in optical sciences. New York NY: Springer, 2006, ISBN 978-0387-29094-2.
- [7] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Sherman, “Interactions between light waves in a nonlinear dielectric,” *Phys. Rev.*, vol. 127, no. 6, September 1962, <https://doi.org/10.1103/PhysRev.127.1918>.
- [8] H. J. Eichler, J. Eichler, and O. Lux, *Lasers - Basics, Advances and Applications*, 1st ed., ser. Springer series in optical sciences. Cham, Switzerland: Springer Nature Switzerland AG, 2018, vol. 220, ISBN 978-3-319-99893-0.
- [9] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, 3rd ed., ser. Springer series in optical sciences. Berlin, Heidelberg: Springer, 1999, ISBN 978-3-540-46793-9.
- [10] K. Kato, “Temperature-tuned 90° phase-matching properties of LiB₃O₅,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 12, p. 2950–2952, 1994, doi:10.1109/3.362711.
- [11] K. Kato, S. G. Grechin, and N. Umemura, “New thermo-optic dispersion formula for LiB₃O₅,” *Laser Physics*, vol. 28, no. 9, 2018, doi:10.1088/1555-6611/aac9df.
- [12] C. C. Ferguson, “Intersections of ellipsoids and planes of arbitrary orientation and position,” *Mathematical Geology*, vol. 11, pp. 329–336, 1979, <https://doi.org/10.1007/BF01034997>.
- [13] T. Colomb, “Numerical aberrations compensation and polarization imaging in digital holographic microscopy,” 01 2006.

- [14] D. Eimerl, “High average power harmonic generation,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, no. 5, pp. 575–592, May 1987, 10.1109/JQE.1987.1073391.
- [15] R. Riedel, J. Rothhardt, K. Beil, B. Gronloh, A. Klenke, H. Höppner, M. Schulz, U. Teubner, C. Kränkel, J. Limpert, A. Tünnermann, M. Prandolini, and F. Tavella, “Thermal properties of borate crystals for high power optical parametric chirped-pulse amplification,” *Opt. Express*, vol. 22, no. 15, pp. 17 607–17 619, Jul 2014. [Online]. Available: <http://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-22-15-17607>
- [16] J. P. Phillips, S. Banerjee, P. Mason, J. Smith, J. Spear, M. D. Vido, K. Ertel, T. Butcher, G. Quinn, D. Clarke, C. Edwards, C. Hernandez-Gomez, and J. Collier, “Second and third harmonic conversion of a kilowatt average power, 100-J-level diode pumped Yb:YAG laser in large aperture LBO,” *Opt. Lett.*, vol. 46, no. 8, pp. 1808–1811, Apr 2021.