



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií ■

Prostorové rozložení strukturovaných optických svazků blízkých vlnových délek

Diplomová práce

Studijní program: N3901 – Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: 3901T055 – Aplikované vědy v inženýrství

Autor práce: **Bc. Jiří Junek**
Vedoucí práce: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.





TECHNICAL UNIVERSITY OF LIBEREC
Faculty of Mechatronics, Informatics
and Interdisciplinary Studies ■

Spatial distribution of structured optical beams of near wavelengths

Master thesis

Study programme: N3901 – Applied Science in Technology
Study branch: 3901T055 – Applied Science in Technology

Author: **Bc. Jiří Junek**
Supervisor: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Jiří Junek**
Osobní číslo: **M16000152**
Studijní program: **N3901 Aplikované vědy v inženýrství**
Studijní obor: **Aplikované vědy v inženýrství**
Název tématu: **Prostorové rozložení strukturovaných optických svazků blízkých vlnových délek**
Zadávající katedra: **Ústav nových technologií a aplikované informatiky**

Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

1. Prostudujte pokročilou literaturu o strukturovaných optických svazcích.
2. Sestavte experiment pro generaci a zkoumání vlastností strukturovaných svazků s použitím zdrojů více vlnových délek.
3. Prověřte závislost vlastností strukturovaných svazků na vlnové délce.
4. Popište rozložení prostorové struktury svazku.
5. Sledujte vliv superpozice vln blízkých vlnových délek na tvar strukturovaného svazku.
6. Posuďte možnost použití získaných poznatků pro absolutní interferometrii.

Rozsah grafických prací: **dle potřeby**
Rozsah pracovní zprávy: **50 - 70 stran**
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**
Seznam odborné literatury:

- [1] **Hernández-Figueroa H., Zamboni-Rached M., Recami E., Non-Diffracting Waves: An Introduction, 2013, ISBN-13: 978-3527411955**
- [2] **Saleh, B. E. A. - Teich, M.C.: Základy fotoniky I,II , MATFYZPRESS, Praha, 1994-95**
- [3] **Malý P., Optika, Karolinum, 2008, ISBN: 9788024613420**
- [4] **V. Kollárová, "Synteza_svetelnych_poli.pdf", 2011. Disertační práce Přírodovědecká fakulta Univerzity Palackého v Olomouc, katedra optiky,**
- [Online] **"Synteza_svetelnych_poli.pdf". Dostupné z: http://theses.cz/id/9sslk2/Synteza_svetelnych_poli.pdf. [Viděno: 05-10-2017].**
- [5] **Křížek Jan, "Study of non-diffracting beams", Diplomová práce, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze, 2016.**
- [6] **V. N. Belyi, L. I. Kramoreva, M. K. Al-Muhanna, and N. A. Khilo, "Focusing Bessel Beams by a Lens with Strong Spherical Aberrations", International Journal of Optics, 2012, Article ID 739413, 12 pages, 2012**
- [7] **Odborné články podle doporučení vedoucího diplomové práce**

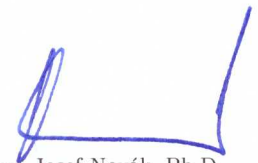
Vedoucí diplomové práce: **doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.**
Katedra fyziky
Konzultant diplomové práce: **Ing. Štěpán Kunc**
Katedra fyziky

Datum zadání diplomové práce: **19. října 2017**
Termín odevzdání diplomové práce: **14. května 2018**

prof. Ing. Zdeněk Plíva, Ph.D.
děkan



Ing. Josef Novák, Ph.D.
vedoucí ústavu



V Liberci dne 19. října 2017

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

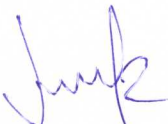
Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum: 14.5.2018

Podpis: 

Poděkování

Především bych chtěl poděkovat vedoucímu práce doc. RNDr. Miroslavu Šulcovi, PhD a konzultantovi ing. Štěpánu Kuncovi, PhD za odborné vedení a cenné připomínky při plnění zadané práce.

Dále tímto velmi děkuji Ing. Janu Václavíkovi a celému Turnovskému optoelektronickému centru TOPTEC za zapůjčení motorizovaného posuvu, který byl pro výsledky práce klíčový. Poděkování patří také Bc. Kryštofovi Polákovi, za pomoc při simulacích ve VirtualLab.

Hlavní poděkování patří rodině, která mě ve studiu podporuje a vytváří optimální zázemí pro vzdělávání.

Abstrakt

Diplomová práce se zabývá studiem prostorového rozložení strukturovaných svazků různých vlnových délek. Diskutuje vliv vlnové délky a další ovlivňující parametry pro místo vzniku svazku. Uvádí popis, který shrnuje dané parametry do jednoho vztahu, díky němuž je možno určit místo vzniku svazku za generátorem.

Bylo navrženo optické uspořádání pro studium struktury svazků a postup pro vyhodnocování jejich vlastností a změn struktury v prostoru. Dále je věnována pozornost superpozici svazků blízkých vlnových délek a jejího vlivu na strukturu svazků.

Naměřená data jsou porovnávána se simulacemi, jež byly provedeny v programu VirtualLab. Diskutuje se možnost využití získaných poznatků v absolutní interferometrii, pro kterou je uvedena metoda pro hrubé určení absolutní vzdálenosti za generátorem.

Klíčová slova: strukturovaný svazek, kulová čočka, vlnová délka, superpozice, Houghova transformace, absolutní měření vzdálenosti

Abstract

This master thesis deals with study of spatial distribution of structured beams of different wavelengths. The Influence of wavelength and other parameters affecting the location of beam creation is discussed. It provides a description that summarizes the parameters into a single relationship, that determine the location of beam creation for arbitrary configuration of generator.

An optical setup for studying the structured beams and a procedure for evaluating their properties and structural changes in space have been proposed. Further attention is paid to the superposition of beams of near wavelengths and its influence on the structure of beams.

The measured data is compared with the simulations performed in VirtualLab. The possibility of using the acquired knowledge in absolute interferometry is discussed. The method for coarse determination of the absolute distance behind the generator is designed.

Key words: structured beam, spherical lens, wavelength, superposition, Hough transform, absolute distance measurement

Obsah

Obsah.....	9
Seznam obrázků	11
Seznam některých symbolů a zkratek	13
1. Úvod.....	14
2. Teorie	15
2.1 Besselovský svazek	15
2.2 Generování besselovského svazku	16
2.3 Vlastnosti besselovského svazku	19
2.3.1 Nedifraktivní vlastnosti	19
2.3.2 Regenerativní vlastnosti	19
2.4 Strukturovaný svazek	20
2.4.1 Generování strukturovaného svazku	20
2.4.2 Aberace.....	21
2.4.2.1 Sférická aberace	23
2.4.2.2 Defokus	23
2.4.3 Rozložení transverzálního profilu intenzity	24
2.5 Superpozice blízkých vlnových délek.....	25
2.5.1 Detekce signálu	28
2.5.2 Záněže ve strukturovaném svazku	28
2.6 Houghova transformace	29
2.7 Optické měření vzdálenosti, interferometrie	30
2.7.1. Interferometrie s jednou frekvencí	30
2.7.2 Dvoufrekvenční interferometrie	31
2.7.3 Absolutní interferometrie	32
2.7.4 Frekvenční skenovací interferometrie (FSI).....	33
2.7.5 LIDAR.....	34
3. Simulace a výpočty strukturovaných svazků	35
3.1 Generátor strukturovaného svazku	35
3.1.1 Určení vlnoplochy za generátorem	36
3.1.2 Parametry použitého generátoru.....	37
3.1.3 Místo vzniku svazku.....	39
3.1.3.1. Vliv sbíhavosti a rozbíhavosti vstupního paprsku.....	39

3.1.3.2	Vliv procentuálního osvětlení vstupní čočky	40
3.1.3.3	Vztah pro určení místa vzniku strukturovaného svazku	41
3.1.4	Více vlnových délek v generátoru	43
3.1.4.1	Vývoj nultého maxima Strukturovaného svazku	44
3.1.5	Vliv polarizace na strukturovaný svazek	47
4.	Optická soustava a měření	49
4.1	Optická soustava	49
4.2	Používané lasery	50
4.3	Princip vyhodnocování měření a výsledky	52
4.3.1	Strukturované svazky různých vlnových délek	54
4.3.1.1	Prostorové rozložení maxim strukturovaného svazku	55
4.3.1.2	Kontrast nultého maxima v prostoru	58
4.3.1.3	Divergence nultého maxima	59
4.3.2	Superpozice strukturovaných svazků různých vlnových délek	61
5.	Diskuze	64
5.1	Využití poznatků pro absolutní interferometrii	64
6.	Závěr	68
	Reference	69
	Příloha A	72
	Příloha B	76
	Příloha C	80
	Příloha D	83
	Obsah přiloženého CD	85

Seznam obrázků

Obrázek 1: Transverzální rozložení intenzity beselovského svazku	15
Obrázek 2: Vzájemná závislost vlnových vektorů [17]	16
Obrázek 3: Axicon [35].....	17
Obrázek 4: Rozsah interferenčního pole za axiconem (simulace Matlab).....	18
Obrázek 5: Vývoj svazku z axiconu nasimulovaný ve VirtualLab	18
Obrázek 6: Rekonstrukce beselovského svazku [27]	20
Obrázek 7: Generování pomocí tlustých čoček [27].....	20
Obrázek 8: Vývoj vzniku strukturovaného svazku simulovaný ve VirtualLab	21
Obrázek 9: Změna řádu aberace [20].	22
Obrázek 10: Zernikovy polynomy [32].....	22
Obrázek 11:Vznik sférická aberace (simulace Matlab)	23
Obrázek 12: Simulovaný Airyho disk [25]	24
Obrázek 13: Detekovaný Airyho disk na čočce $f/25$ [25].....	24
Obrázek 14: Porovnání profilu intenzity beselovského a strukturovaného svazku (simulace VirtualLab).....	25
Obrázek 15: Celkové rozložení intenzity strukturovaného svazku (simulace VirtualLab).....	25
Obrázek 16: Zázřejmě vzniklé superpozicí signálů různých vlnových délek (simulace Matlab)	26
Obrázek 17:Charakter detekovaného signálu záznějů (simulace Matlab)	28
Obrázek 18: Houghův prostor pro přímku [12]	30
Obrázek 19:Princip dvoufrekvenčního interferometru [4].....	31
Obrázek 20: Modifikace dvoufrekvenčního interferometru pro absolutní měření [18].....	32
Obrázek 21: Frekvenční skenovací interferometr [22].....	34
Obrázek 22:Obecný generátor strukturovaného svazku (simulace Matlab)	35
Obrázek 23: Tvar vlnoplochy pro vznik strukturovaného svazku (simulace Matlab)	36
Obrázek 24: Zabalená fáze vlnoplochy (simulace Matlab).....	37
Obrázek 25: Rozbalená vlnoplocha (simulace Matlab)	37
Obrázek 26: Průběh $n(\lambda)$ N-BK7.....	38
Obrázek 27: Průběh $n(\lambda)$ S-LAH79.....	38
Obrázek 28: Použitý generátor (simulace Matlab).....	38
Obrázek 29: Rozsah intervalu δ pro správný strukturovaný svazek (simulace Matlab)	39
Obrázek 30: Vliv odchylky šíření paprsku od rovinné vlny na místo vzniku strukt. svazku... 40	
Obrázek 31: Vliv odchylky šíření paprsku od rovinné vlny na místo vzniku strukt. svazku (simulace Matlab).....	40
Obrázek 32: Vliv osvětlení vstupní čočky generátoru na místo vzniku strukt. svazku (simulace Matlab)	41
Obrázek 33: Vlnoplochy různých vlnových délek (simulace Matlab).....	43
Obrázek 34: Závislost místa vzniku svazku na použité vlnové délce (simulace Matlab).....	44
Obrázek 35: Nulté maximum (Matlab)	44
Obrázek 36: Průběh intenzity nultého maxima svazků různých vlnových délek	45
Obrázek 37: Intenzitní profil svazku v podélném směru na vzdálenosti 100 μm pro vlnovou délku 632,8 nm.....	46

Obrázek 38: Intenzitní profil svazku v podélném směru na vzdálenosti 100 μm pro vlnovou délku 650 nm	46
Obrázek 39: Intenzitní profil superpozice svazků vlnových délek 632,8 nm a 650 nm na vzdálenosti 100 μm	46
Obrázek 40: Gouyův posuv simulovaný ve VirtualLab [30]	47
Obrázek 41: Vliv vzájemné polarizace na intenzitu při superpozici (VirtualLab)	48
Obrázek 42: Optická soustava	49
Obrázek 43: Spektra užitých laserů	51
Obrázek 44: Rozdíl optických drah vnějšího paprsků (simulace Matlab)	52
Obrázek 45: Změna strukturovaného svazku (632,8 nm) na intervalu 31 cm	52
Obrázek 46: Detekované kružnice Houghovou transformací	53
Obrázek 47: Příklad průběhu divergence max0	53
Obrázek 48: Rozložení intenzity ve vodorovném a horizontálním směru	54
Obrázek 49: Intenzitní průběh maxim svazku (632,8 nm)	55
Obrázek 50: Intenzitní průběh maxim svazku (637,0 nm)	56
Obrázek 51: Intenzitní průběh maxim svazku (652,5 nm)	56
Obrázek 52: Intenzitní průběh maxim svazku (654,3 nm)	57
Obrázek 53: Porovnání max1	57
Obrázek 54: Porovnání max0	57
Obrázek 55: Porovnání max3	58
Obrázek 56: Porovnání max2	58
Obrázek 57: Průběhy viditelnosti pro jednotlivé vlnové délky	59
Obrázek 58: Průběhy divergence max0 pro všechny vlnové délky	60
Obrázek 59: Superpozice max1	61
Obrázek 60: Superpozice max0	61
Obrázek 61: Superpozice max2	62
Obrázek 62: Superpozice max3	62
Obrázek 63: Superpozice max0 632,8 +637 nm (rozlišení 9,5 μm)	62
Obrázek 64: Fourierova transformace dat z obrázku 64	63
Obrázek 65: Šum kamery při snímání strukturovaného svazku	63
Obrázek 66: Fluktuace intenzity max0 svazku během interference	64
Obrázek 67: Grafy získané vyhodnocovací funkcí pro vlnovou délku 632.8nm	66
Obrázek 68: Intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_3+\lambda_4$ a dílčích svazků	80
Obrázek 69: Intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_1+\lambda_4$ a dílčích svazků	80
Obrázek 70: Podrobný intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_1+\lambda_4$ na různých částech snímané oblasti	81
Obrázek 71: Podrobný intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_3+\lambda_4$ na různých částech snímané oblasti	81
Obrázek 72: Podrobný intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_1+\lambda_2$ na různých částech snímané oblasti	82
Obrázek 73: Grafy získané vyhodnocovací funkcí pro vlnovou délku 637 nm	83
Obrázek 74: Grafy získané vyhodnocovací funkcí pro vlnovou délku 652,5 nm	83
Obrázek 75: Grafy získané vyhodnocovací funkcí pro vlnovou délku 654.3 nm	84

Seznam některých symbolů a zkratek

$\Psi(r,t)$	vlnová funkce
k	vlnový vektor
ω	úhlová rychlost
J_0	nultý řád Besselovy funkce
E	elektrická intenzita
I	intenzita
Φ	fáze
χ	úhel mezi polarizacemi
λ	vlnové délka
Z_n^m	Zernikův polynom
z_R	Rayleighova délka
λ_m	syntetická vlnová délka
c	rychlost světla
OPD	optická dráha
f	ohnisková vzdálenost
$f(\rho)$	amplituda vlnové funkce závislá na transverzálních souřadnicích
Δ	vzdálenost čoček v generátoru
n	index lomu
t	osvícení kuličky
R	poloměr kulové čočky
R_l	poloměr konvexní strany plankonvexní čočky
D	tloušťka plankonvexní čočky
L	místo vzniku svazku za generátorem
k_L	koherenční délka
V	viditelnost
σ	odchylka měření
ν	frekvence elektromagnetického vlnění
Tzv.	tak zvaný

1. Úvod

Strukturované svazky nabízí mnoho zajímavých vlastností, které mohou mít nejrůznější využití. Svazky lze generovat různými způsoby, kdy z každé metody generování vyvstávají mírné rozdílnosti ve vlastnostech svazků. V této práci je užitá metoda generování pomocí tlustých čoček o vysokém indexu lomu, kde jedním z vynálezců této metody je vedoucí práce doc. RNDr. Miroslav Šulc, PhD. Velkou výhodou takto generovaných strukturovaných svazků je jejich teoreticky nekonečný dosah. Ačkoliv v posledních letech narůstá četnost publikovaných článků na dané téma, mají všechny strukturované svazky, generované jinou než uvedenou metodou, omezený rozsah šíření.

Základní vlastností strukturovaných svazků je tedy jejich daleký dosah šíření s malou divergencí. Ta byla vyhodnocena jako stokrát menší na dané vzdálenosti než u klasického Gaussovského svazku [30]. Proto lze označit svazky jako nedifraktivní. Další významnou vlastností je jejich schopnost regenerace za překážkou. Tyto vlastnosti mohou dělat strukturované svazky nenahraditelnými především v oblasti metrologie.

Tato práce je soustředěna na popis prostorového rozložení strukturovaného svazku jedné vlnové délky a superpozice svazků blízkých vlnových délek. Zaměřuje se na využití získaných poznatků pro rozvoj měření absolutní vzdálenosti například pomocí absolutní interferometrie, kde je standardně využívám gaussovský svazek.

2. Teorie

2.1 Besselovský svazek

Předpokládáme-li válcový systém souřadnic pro popis elektromagnetické vlny šířící se podél směrové souřadnice z , můžeme dle [23] psát vlnovou funkci v následujícím tvaru.

$$\psi(r, t) = f(\rho)e^{i(k_z z - \omega t)} \quad (1)$$

Exponent ve vztahu 1 popisuje šíření vlny podle osy z a $f(\rho)$ vyjadřuje amplitudu závislou na transverzálních souřadnicích ve válcové soustavě, tedy $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$.

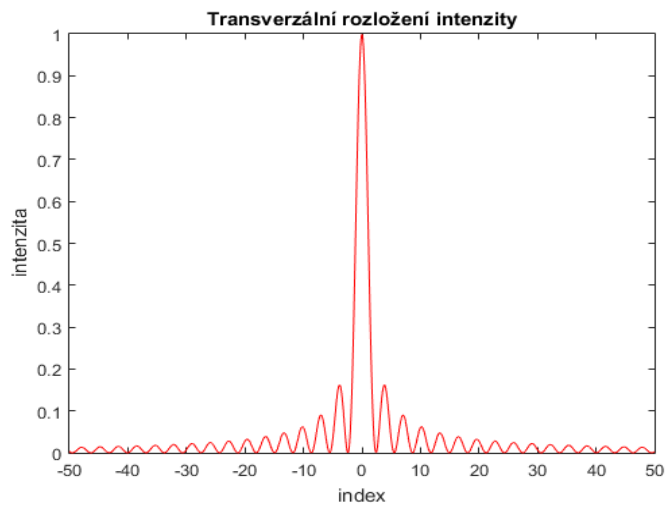
Dosadíme-li toto vyjádření vlnové funkce do Helmholtzovy rovnice [21, 23] dostaneme tvar 2, který odpovídá diferenciální Besselově rovnici [16, 23].

$$\Delta\psi(r, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\delta^2\psi(r, t)}{\delta t^2}$$
$$\frac{\delta^2 f(\rho)}{\delta \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{df(\rho)}{d\rho} + (k^2 - k_z^2)f(\rho) = 0 \quad (2)$$

Funkci lze definovat pomocí řad aplikací Frobeniusovi metody [7] a proto lze označit $f(\rho)$ za Besselovu funkci nultého řádu J_0 , kde Γ značí gama funkci.

$$f(\rho) = J_0(k_\rho \rho)$$

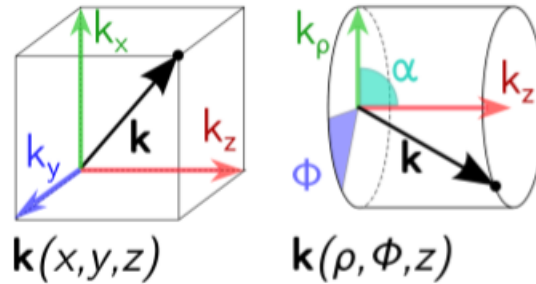
$$J_0(k_\rho \rho) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{\Gamma m!(m+1)} \left(\frac{k_\rho \rho}{2}\right)^{2m} \quad (3)$$



Obrázek 1: Transverzální rozložení intenzity besselovského svazku

Transverzální profil svazku můžeme tedy popsat Besselovou funkcí, která je na obr. 1 vynesena v kvadrátu vzhledem k reálnému vnímání intenzity.

V uvedených rovnicích symboly k , k_ρ , k_z vyjadřují vlnové vektory, jejichž význam a vzájemné vztahy vysvětluje obr. 2 a vztahy 4 až 8.



Obrázek 2: Vzájemná závislost vlnových vektorů [17]

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_x + \mathbf{k}_y + \mathbf{k}_z \quad (4)$$

$$\mathbf{k}_\rho = \mathbf{k}_x + \mathbf{k}_y \quad (5)$$

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_\rho + \mathbf{k}_z \quad (6)$$

$$k_\rho = k \sin(\alpha) \quad (7)$$

$$k_z = k \cos(\alpha) \quad (8)$$

Potom lze popis šíření vlny dle vztahu 1 upravit na vztah 9, který tedy popisuje tzv. Besselovský svazek.

$$\psi(r, t) = J_0(k \sin(\alpha)) e^{i(k_z z - \omega t)} \quad (9)$$

Pojem optický svazek uvažujeme v případě, kdy můžeme říct, že je vlna prostorově omezená a šíří se významně v jednom určitém směru. Proto například rovinná vlna nemůže být považována za svazek, jelikož není prostorově limitovaná a má tedy nekonečnou energii [17]. Vlna s Besselovým rozložením intenzity však podmínky pro označení jako svazek splňuje a to plyne již z podstaty jeho generování.

2.2 Generování Besselovského svazku

Základní způsob generování Besselovských svazků je pomocí axiconu nebo pomocí prstencovité apertury a čočky, jak uvádí [14, 19]. Vždy vzniká interferenční

pole, které vytváří daný svazek. Pro názornost bude blíže popsán typ generování pomocí axiconu, jehož svazek se nejvíce podobá besselovskému svazku.

2.2.1. Axicon

Jedná se o optickou komponentu, které se také jinak říká konická čočka a má tedy kuželovitou výstupní plochu, jak ukazuje obrázek 3.

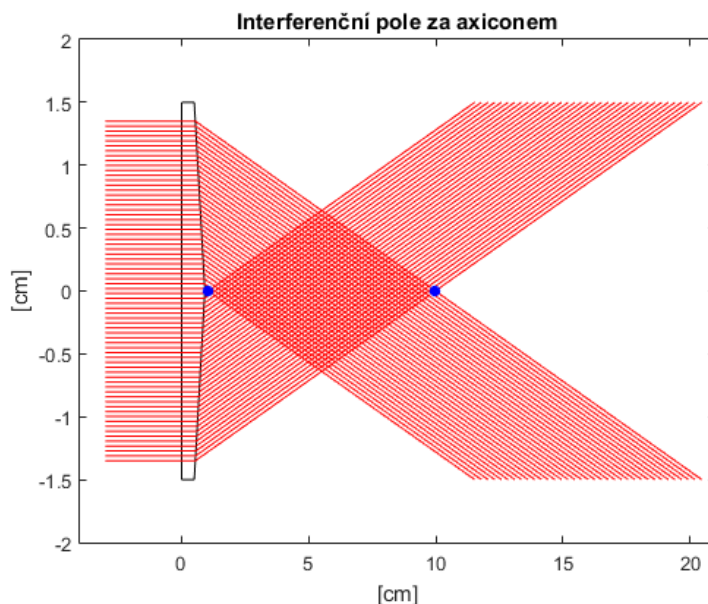


Obrázek 3: Axicon [35]

Paprsky se proto lámou pod stejným úhlem vzhledem k optické ose a vytvářejí strukturu svazku (viz obrázek 4). Nejvíce se vzniklý svazek podobá besselovskému, je-li vstupní plocha planární a axicon je osvícen rovinnou vlnou rozloženou rovnoměrně přes jeho střed [27].

Podle úhlu zkosení kuželovité plochy axiconu a samozřejmě indexu lomu materiálu, ze kterého je vyroben, lze určit rozsah šíření besselova svazku.

Svazek je omezen právě místem průniku prvních geometrických paprsků, což je prakticky bezprostředně za výstupem z axiconu, až po průnik posledních těchto paprsků. Jakmile se všechny proti sobě šířící se paprsky protnou, besselovský svazek již nevzniká. Oblast vzniku svazku je znázorněna na obrázku 4 pomocí modře vyznačených bodů.

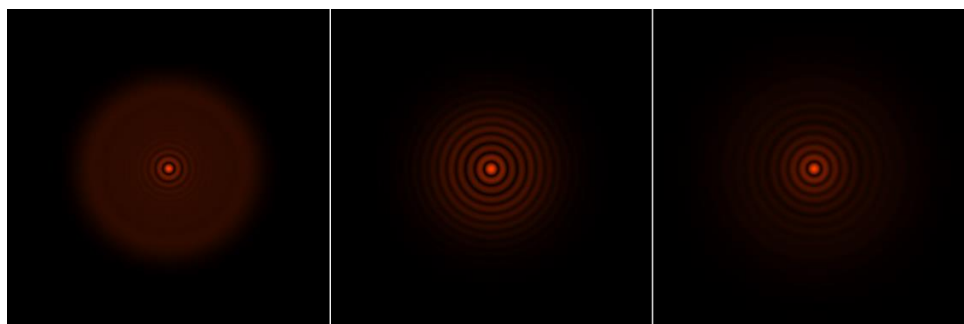


Obrázek 4: Rozsah interferenčního pole za axiconem (simulace Matlab)

Paprsky spolu interferují, tak jak popisuje interferenční rovnice 10, jež je převzatá z literatury [15]. Záleží tedy především na rozdílu fází $\Phi_1 - \Phi_2$ a úhlu φ který mezi sebou paprsky svírají. Ten je v případě axiconu konstantní. Úhel χ dále popisuje úhel mezi jednotlivými polarizacemi paprsků, který též ovlivňuje výslednou hodnotu intenzity v daném bodě. Jelikož z praktického hlediska uvažujeme jednu jedinou lineární polarizaci, nabyde člen $\cos(\chi)$ hodnoty 1 a neuvažujeme jej. Záleží také na poměru intenzit E_1 a E_2 , které v kvadrátu odpovídají měřené intenzitě I .

$$I = \frac{1}{2}E_1^2 + \frac{1}{2}E_2^2 + E_1E_2 \cos\left(\frac{2\pi}{k}x_1 \sin(\varphi) + (\Phi_1 - \Phi_2)\right) \cos(\chi) \quad (10)$$

Takto popsané interferenční pole vytvoří v rovině xy kružnice, jejichž rozložení intenzity je popsitelné Besselovou funkcí, tak jak je ukázáno na obrázku 1. Bezprostředně za axiconem začne vznikat centrální část besselovkého svazku. S rostoucí vzdáleností se objevují další soustředné kružnice. Po dosažení maximálního počtu kružnic, začnou opět ubývat, než zbyde samotný střed. Na obrázku 5 můžeme pozorovat jeho vývoj v transverzálních souřadnicích x, y .



Obrázek 5: Vývoj svazku z axiconu nasimulovaný ve VirtualLab

2.3 Vlastnosti bessellovského svazku

Níže vyjmenované vlastnosti bessellovských svazků jsou dané již způsobem jejich generování pomocí interferenčního pole. To je závislé především na typu generátoru a na jeho procentuálním osvětlení (viz obrázek 4). Vždy se však zpravidla jedná o šíření několika paprsků vůči sobě pod daným úhlem.

2.3.1 Nedifraktivní vlastnosti

Jednou z významných vlastností je jejich nedifraktivní šíření, tedy šíření nezávislé na Rayleighově difrakci [19]. Rayleighova difrakce vzniká na mikroskopických částicích běžně obsažených ve vzduchu a mimo jiné zapříčiňuje vizuálně modrou oblohu. Rayleighova difrakce vzniká za tzv. Rayleighovou vzdáleností, která je dána vztahem 11 a do které se paprsek šíří bez významného rozšíření. Rayleighova vzdálenost je definována pro monochromatické světlo, tedy λ značí vlnovou délku a r_0 počáteční poloměr svazku.

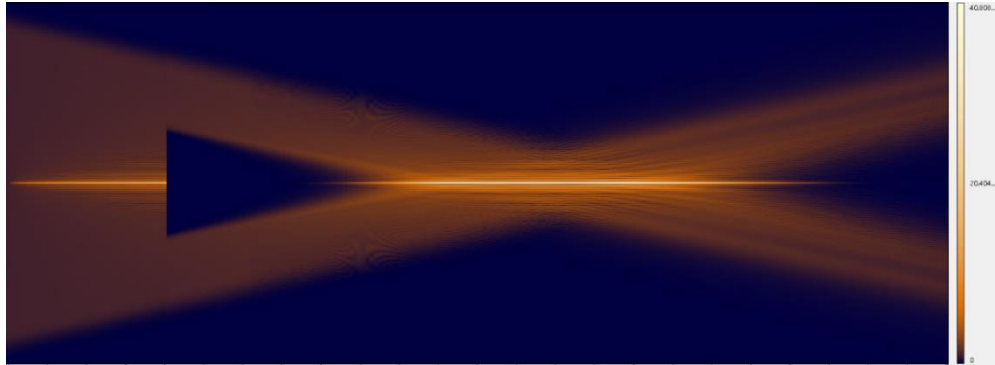
$$z_R = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} \quad (11)$$

První, kdo dokázal nedifraktivní šíření pro bessellovské svazky, byl Durnin et al [6], který zároveň odvodil řešení vlnové rovnice pro skalární vlnu, jež nepodléhá difrakci. To odvodil konkrétně pro takovou vlnu, která splňuje nultý řád Besselovy funkce (viz vztah 3). Následně experimentálně takový svazek vytvořil a konstatoval, že šíření takového svazku bez významného difrakce daleko přesahuje Rayleighovu vzdálenost [21].

2.3.2 Regenerativní vlastnosti

Další významná vlastnost je regenerace svazku za překážkou. Tedy pokud překážka je menší než průměr celého svazku, potom se bessellovský svazek po určité vzdálenosti plně rekonstruuje.

To je znázorněno právě na obrázku 6 v podélném intenzitní profilu svazku, kde překážku tvoří clonka podobná masce pro horní propust'. Pro větší názornost a pochopení je dobré toto porovnat s obrázkem 4.



Obrázek 6: Rekonstrukce besselovského svazku [27]

2.4 Strukturovaný svazek

Často se lze setkat s velmi podobnou strukturou svazku připomínající Besselovské rozložení. Takový svazek lze také najít pod pojmem kvazi-besselovský nebo strukturovaný a může mít různé způsoby generování a využití [2, 3, 29]. Literatura [2] zmiňuje strukturovaný svazek, který se generuje pomocí axiconu a tlusté čočky u které využívá aberace.

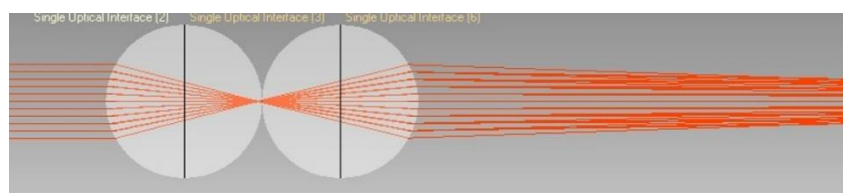
Strukturovaný svazek řadíme též do skupiny nedifraktivních svazků. Svoji strukturou jsou velmi podobné besselovským svazkům, avšak podle způsobu jejich generace se struktura transversálního profilu různě liší a tím pádem i mají různé vlastnosti.

2.4.1 Generování strukturovaného svazku

Jednou z možností generování strukturovaného svazku je pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu, kde se využije jejich sférické vady [30]. Tento způsob generace popisuje [27]. Struktura svazku je velmi závislá na konfiguraci generátoru, tedy na vzájemné vzdálenosti čoček a jejich indexu lomu.

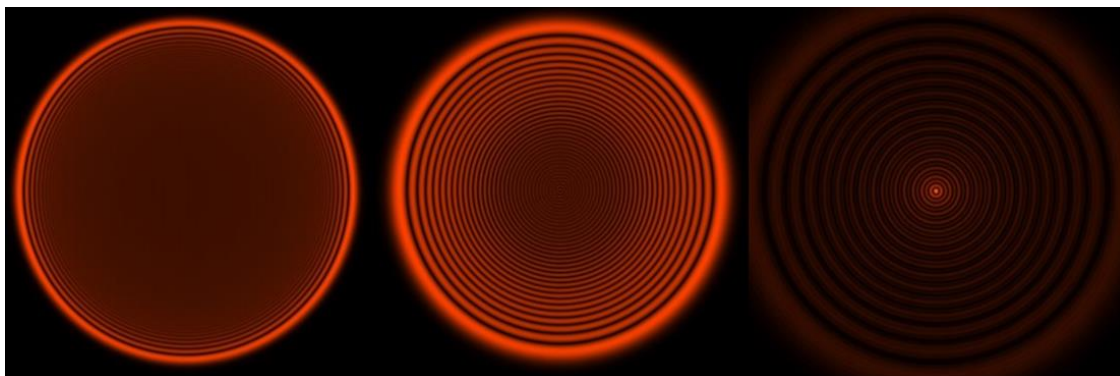
Jednotlivé geometrické paprsky se nešíří k optické ose pod stejným úhlem, ale čím více se přibližujeme směrem k ose, dostáváme rovnoběžnější paprsek. Proto má svazek daleký dosah šíření, který je teoreticky až nekonečný.

Svazek se netvoří od středu jako při použití axiconu, ale vzniká od okraje. To dokumentují simulace, jejichž výsledky jsou demonstrovány na obrázcích 7 a 8.



Obrázek 7: Generování pomocí tlustých čoček [27]

Obdobným způsobem budou generovány strukturované svazky i pro tuto diplomovou práci, kdy bude použita kombinace kulové čočky o vysokém indexu lomu a klasické plankonvexní čočky. Tento způsob generování, který též využívá aberace, bude popsán v další části práce.

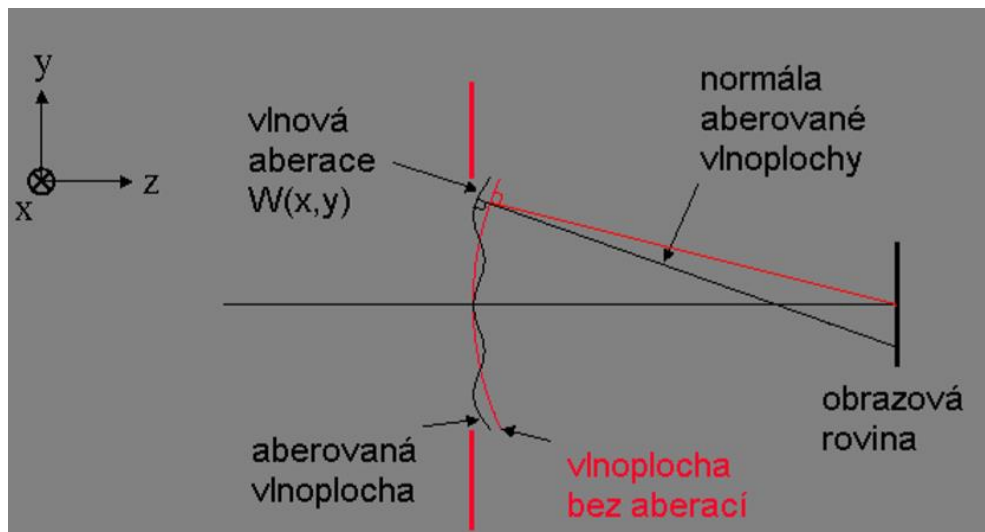


Obrázek 8: Vývoj vzniku strukturovaného svazku simulovaný ve VirtualLab

2.4.2 Aberace

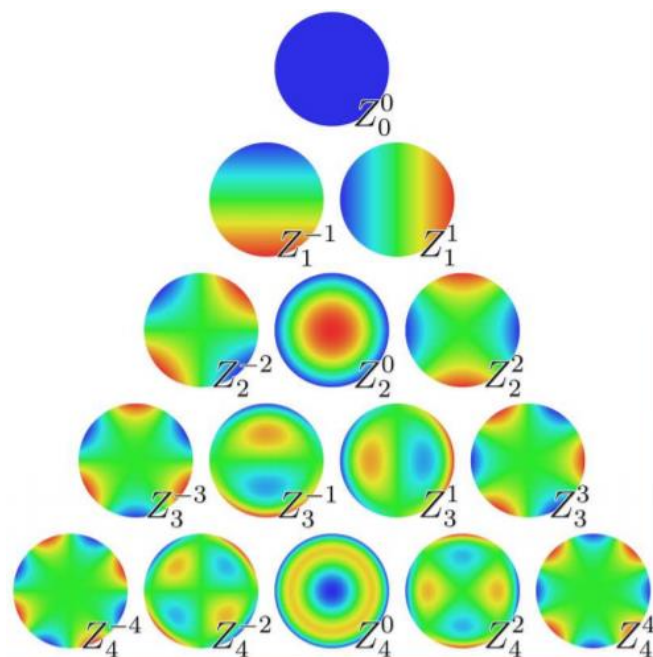
Lze říci že pojem aberace se používá místo pojmu odchylka. Aberace se v optice vyskytují proto, že jednoduchá paraxiální teorie není zcela přesným modelem účinku optického systému na světlo. Tyto odchylky lze rozdělit do aberací prvního, druhého, třetího a čtvrtého řádu. Do základních aberací řadíme například chromatickou aberaci, kdy pro každou frekvenci spektra záření má optický materiál rozdílný index lomu a proto jej láme pod jiným úhlem. Proto se paprsky o rozdílných frekvencích neprotou v jednom bodě. Tato vada lze eliminovat za použití dubletu, který se skládá z flintového skla pro rozptylku a korundového skla pro spojku. Význam pro vznik strukturovaných svazků mají ale hlavně vady monochromatické, zvláště potom sférická vada.

Každá aberace je zaznamenána ve změně charakteru vlny, jak uvádí obrázek 9, kdy parabolická vlna získá charakter vyššího řádu. Popis těchto vln se nedoporučuje pomocí Taylorových polynomů, který funguje dobře jen pro sudé funkce. Pro aberace jako je koma však nemusí být splněna sudost funkce. Raději se proto pro popis užívá goniometrické báze, která se skládá z funkcí cosinus pro sudé funkce a sinus pro liché funkce. Polynomy, jež vychází z této báze, se nazývají Zernikovy polynomy a doporučují se pro popis vln [20].



Obrázek 9: Změna řádu aberace [20].

Zernikův polynom se značí Z_n^m , kde n je hlavní index a značí řád polynomu a index m je vedlejší tzv. azimutální a určuje úhlovou frekvenci neboli četnost maxim a minim [32]. Platí že n a m jsou současně sudá nebo lichá.



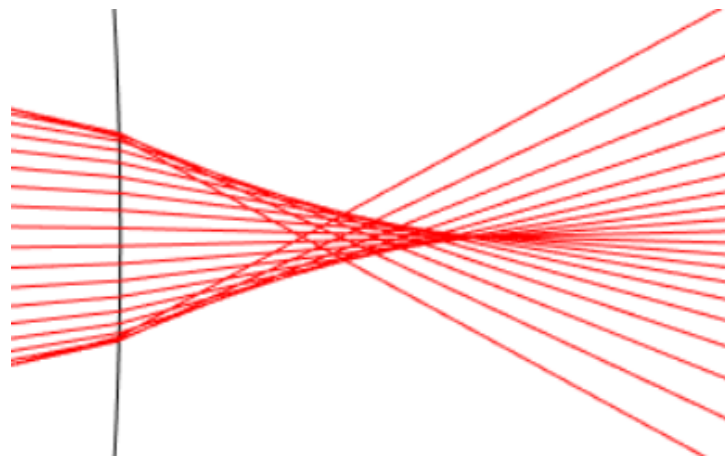
Obrázek 10: Zernikovy polynomy [32]

Pomocí těchto polynomů lze popsat vlny způsobené nejrůznějšími aberacemi. Aberační funkce je potom určena rozdílem vlny aberované a neaberované. Tyto aberované vlny je možné měřit pomocí Shack-Hartmannova detektoru, který je složen z pole mnoha malých čoček, které promítnou jednotlivé části vlnoplochy na detektory a

dle místa jejich dopadu dokáže pomocí implementovaných algoritmů rekonstruovat vlnoplochu. Shack-Hartmannův detektor se mimo jiné běžně používá v oční optice pro detekci vad oka.

2.4.2.1 Sférická aberace

Obdobu chromatické aberace může nastat i pro monochromatické světlo. Jedná se o aberaci čtvrtého řádu a nazývá se sférická vada, kdy široký paprsek nemá společné ohnisko pro paprsky, jež se šíří u okrajů sférické čočky. Obraz je potom nedokonalý. Sférická vada se tedy začne standardně projevovat pro větší osvětlení optického komponentu, než je poměr jeho poloměru kulové plochy a indexu lomu materiálu. Pro zbavení se tohoto efektu slouží asférické plochy. Sférickou aberaci lze popsat Zernikovým polynomem $Z_4^0 = \sqrt{5}(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$.



Obrázek 11: Vznik sférická aberace (simulace Matlab)

2.4.2.2 Defokus

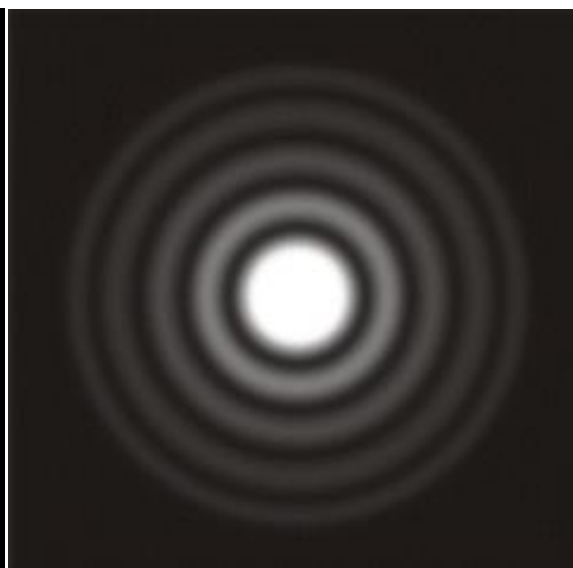
Další optickou aberací, kterou v této práci popíšeme je defokus. Tento efekt vzniká v případě nezaostření obrazu. Úzce souvisí s clonovým číslem, které je definováno jako poměr ohniskové vzdálenosti čočky k apertuře. Apertura je často dána samotným rozměrem čočky. Čím je clonové číslo menší, tím získáme větší hloubku ostrosti a tedy lze detekovat různě vzdálené předměty s dobrou ostroší. V opačném případě lze zaostřit jen na krátké oblasti.

Clonové číslo dále souvisí s difrakčním limitem čočky. Šíří-li se vlna prostorem a je následně oříznuta aperturou čočky, je možné detekovat tzv. Airyho disk. S tímto je možné se setkat například v teleskopech u pozorování hvězd. Jedná se o interferenční vzor, který pozoroval anglický astronom sir George Biddell Airy, což byl anglický astronom, který popsal tento vzorec matematicky v roce 1834.

Pro aberaci defokus odpovídá Zernikův polynom Z_2^0 , který má tvar $Z_2^0 = \sqrt{3}(2\rho^2 - 1)$.



Obrázek 13: Detekovaný Airyho disk na čočce $f/25$ [25]

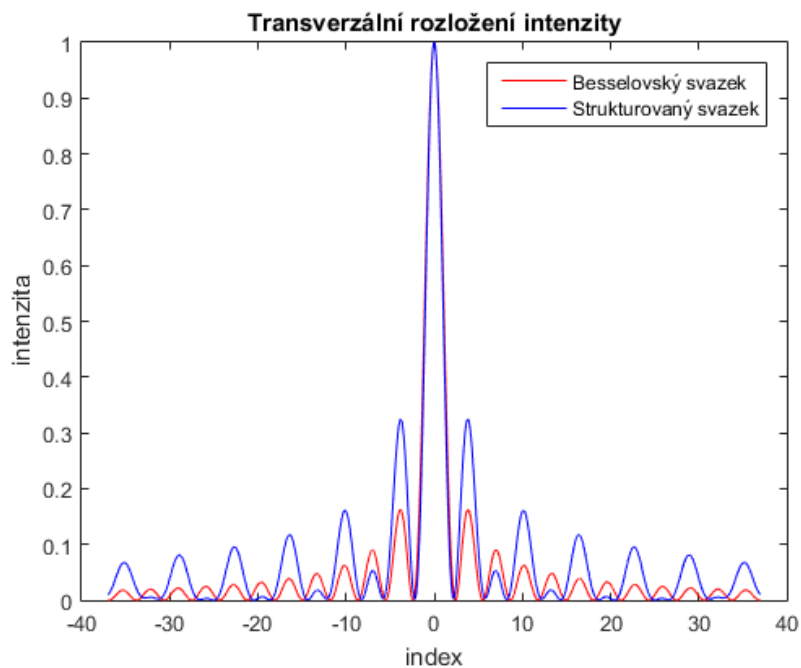


Obrázek 12: Simulovaný Airyho disk [25]

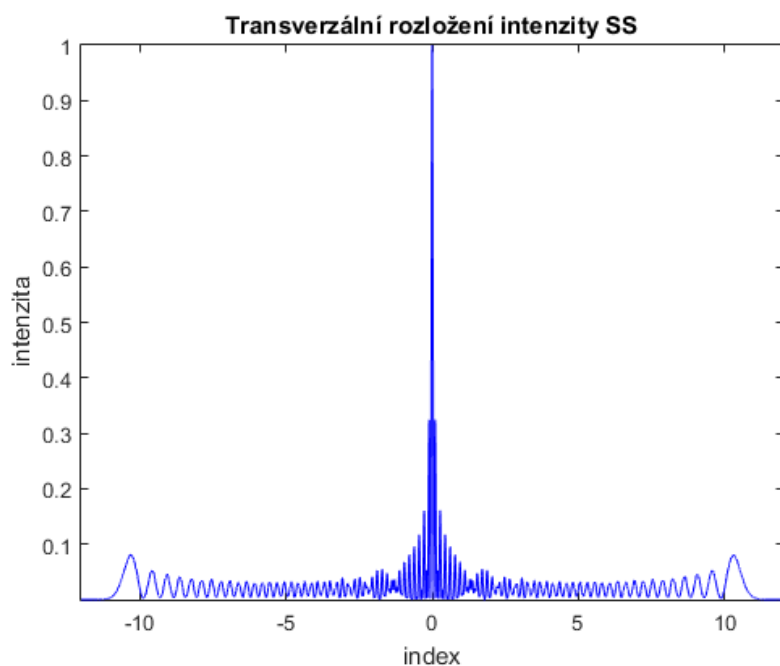
2.4.3 Rozložení transverzálního profilu intenzity

Jak již bylo řečeno, důvodem, proč nejsou strukturované svazky nazývány přímo Besselovskými, je jejich transverzální rozložení intenzity. Vzniklý svazek má velmi podobné rozložení intenzity v transverzální rovině jako Besselovský, avšak nabývá rozdílností.

Podíváme-li se na oblast kolem nejintenzivnějšího píku ve středu svazku, tak intenzitní průběhy jednotlivých svazků vypadají velmi podobně (viz obrázek 14) až na to, že hodnota intenzity směrem k okraji svazku v jednotlivých lokálních maximech nutně neklesá, ale každý lichý pík je nižší než následující sudý pík. Další rozdíly ukazuje obrázek číslo 15, který zobrazuje znatelný nárůst intenzity na okrajích svazku, který se nazývá vnější kruh. Z uvedených vlastností lze usuzovat, že takto generovaný strukturovaný svazek bude nedifraktivní a regeneruje se za překážkou.



Obrázek 14: Porovnání profilu intenzity besselovského a strukturovaného svazku (simulace VirtualLab)



Obrázek 15: Celkové rozložení intenzity strukturovaného svazku (simulace VirtualLab)

2.5 Superpozice blízkých vlnových délek

Setkají-li se dvě vlny o stejné vlnové délce, můžeme pozorovat jejich interferenční maxima a minima podle toho v jaké se potkají fázi. Tedy vznikne signál o frekvenci odpovídající vlnové délce primární vlny a pouze se zvětší jeho amplituda, která bude konstantní. Signál tedy bude pravděpodobně vypadat dle vztahu číslo 12.

$$E = A_{konst} \sin(\omega t - kx) \quad (12)$$

Nyní se zaměříme na signál, který se superponuje ze dvou různých vlnových délek za předpokladu, že se oba signály šíří stejným směrem a mají stejnou amplitudu A_{konst} . Nazveme je E_1 a E_2 .

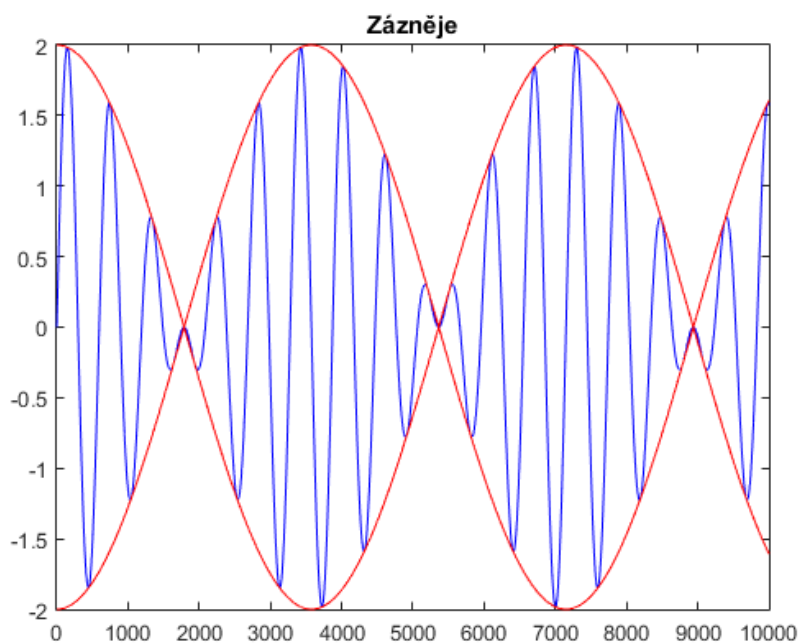
$$E = E_1 + E_2 \quad (13)$$

$$E = A_{konst} \sin(\omega_1 t - k_1 x) + A_{konst} \sin(\omega_2 t - k_2 x) \quad (14)$$

$$E = 2A_{konst} \sin\left(\frac{t(\omega_1 + \omega_2)}{2} - \frac{x(k_1 + k_2)}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{t(\omega_1 - \omega_2)}{2} - \frac{x(k_1 - k_2)}{2}\right) \quad (15)$$

$$E = 2A_{konst} \sin[\omega t - Kx] \cos[t\Delta\omega - x\Delta K] \quad (16)$$

V uvedeném vztahu 16 značí K aritmetický průměr vlnových vektorů a ω analogicky aritmetický průměr úhlových frekvencí jednotlivých signálů. Členy $\Delta\omega$ a ΔK značí polovinu rozdílu úhlových frekvencí a vlnových vektorů jednotlivých signálů.



Obrázek 16: Zázněje vzniklé superpozicí signálů různých vlnových délek (simulace Matlab)

Příklad takto superponovaného signálu je vyznačen modře na obrázku 16. Jeho amplitudu oscilující podle $\cos[t\Delta\omega - x\Delta K]$ popíše druhá část vztahu 16, která je na obrázku 16 vyznačena červeně a nazývá se obálka.

$$A_{altern} = 2A_{konst} \cos[t\Delta\omega - x\Delta K] \quad (17)$$

$$E = A_{altern} \sin[\omega t - Kx] \quad (18)$$

Průběh signálu tedy popíšeme výrazem 18, avšak je třeba si uvědomit, že se zabýváme světelným vlněním, kde frekvence odpovídá $f = 10^{15}$ Hz. Při detekci však neregistrujeme jednotlivé oscilace, ale přenos energie, který je daný amplitudou. Přenos energie neboli informace souvisí s grupovou rychlostí v_g . Tedy obálka se šíří grupovou rychlostí a lze říci, že odpovídá rychlosti vlny o konstantní amplitudě.

$$A_{altern} = konst.$$

$$[t\Delta\omega - x\Delta K] = konst.$$

$$[dt \Delta\omega - dx \Delta K] = 0$$

$$v_g = \frac{dx}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta K} \quad (19)$$

Grupová rychlost však v nedisperzním prostředí odpovídá fázové rychlosti, a proto lze konstatovat, že se obálka šíří ve vzduchu rychlostí světla.

V takto modulovaném signálu je možné vyjádřit vlnovou délku záznejů, která bývá značena λ_m a vyjádří se jako nejmenší vzdálenost opakující se amplitudy a fáze. Nutno podotknout, že rozměr jednoho vlnového balíku odpovídá polovině její vlnové délky.

$$\left[\frac{t(\omega_1 - \omega_2)}{2} - \frac{x(k_1 - k_2)}{2} \right] - \left[\frac{t(\omega_1 - \omega_2)}{2} - \frac{(x + \lambda_m)(k_1 - k_2)}{2} \right] = 2\pi$$

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{\frac{(k_1 - k_2)}{2}} = \frac{4\pi}{(k_1 - k_2)} = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (20)$$

V případě nekoherentního zdroje je frekvence zdroje velmi nestálá a může se s časem respektive se vzdáleností měnit. V takovém případě nemá smysl mluvit o stálé vlnové délce λ_m .

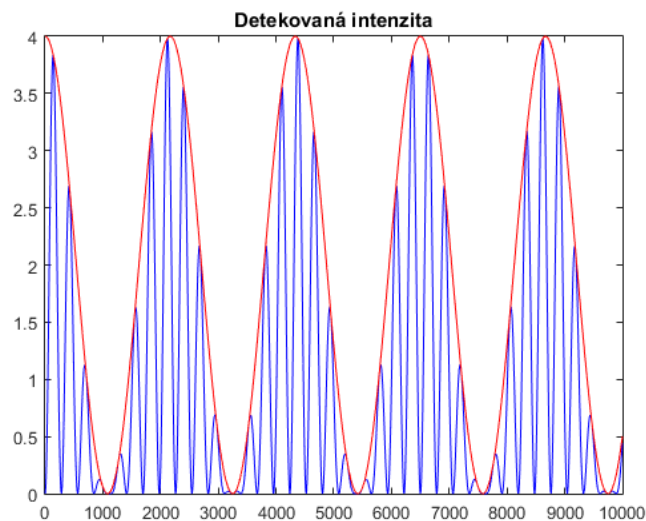
Uvážíme-li však strukturovaný svazek a jeho způsob vzniku, tak uvidíme, že jej lze generovat i laserovými diodami o velmi krátké koherenční délce. Oblast interference dvou daných paprsků má totiž vždy velmi podobný rozdíl optických drah. Proto strukturovaný svazek vznikne i ze zdrojů s malou koherenční délkou. Pro dvě různé

frekvence je zřejmě možné ve středovém píku nalézt jistou prostorovou závislost intenzity světla. V případě nekoherentních zdrojů o různých frekvencích se bude jednat o nepravidelnou závislost.

2.5.1 Detekce signálu

Kdybychom detekovali záněže šířící se grupovou rychlostí, zaznamenával by klasický detektor efektivní hodnotu v signálu. Pro detekci specifické zánějové frekvence lze užít například lock-in zesilovač, který se hojně využívá v absolutní interferometrii [34]. Pro měření pomocí lock-in zesilovače je však nutné znát frekvenci měřeného signálu, aby ji bylo možné oddělit od šumu [33].

Detekovaný signál v optice odpovídá intenzitě I , tedy kvadrátu vektoru elektrického pole E . Tedy signál nebude obsahovat záporné hodnoty, jak uvádí obrázek 16, ale bude nabývat kladných hodnot, jak je uvedeno v obrázku 17.



Obrázek 17: Charakter detekovaného signálu zánějů (simulace Matlab)

2.5.2 Záněže ve strukturovaném svazku

Představíme-li si interferenční pole, které vznikne za generátorem strukturovaného svazku, lze označit toto pole za konstantní s intenzitou v daném místě. Rozložení intenzity se předpokládá podobné zánějové funkci související s vlnovou délkou λ_m , jež je popsána ve vztahu 20. Stacionární rozložení intenzity strukturovaného svazku může sloužit jako detekce vzdálenosti a není třeba lock-in zesilovače. Toto téma bude rozvedeno v dalších kapitolách.

2.6 Houghova transformace

Houghova transformace byla vynalezena a patentována Paulem Houghem za účelem analýzy obrazu získaného z bublinkové komory, kde sloužila pro detekci přímk v obrazu [11]. Později byla rozšířena Hartem a Dudou pro detekci libovolných tvarů [5]. Houghova transformace nachází uplatnění v nejrůznějších odvětvích a jedná se o jednu ze základních metod zpracování obrazu [9].

Pro aplikaci samotné Houghovy transformace je třeba v preprocesingu detekovat hrany. Hranu lze definovat jako změnu jasové funkce obrazu. Tato změna často není skoková, ale je zašuměná nebo pozvolná. Pro co nejjednodušší detekci je vhodné mít profil hrany co možná nejstrmější. Hranové detektory lze rozdělit do gradientních detektorů prvního a druhého řádu. Hranový detektor prvního řádu využívá první derivaci a hledá maximum, kdežto detektor druhého řádu používá druhou derivaci a hledá průchod nulou. Tyto parciální derivace jsou prezentovány často ve formě matic neboli masek. Mezi maticí hranového detektoru a maticí obrázku se provede konvoluce. Detekce hran se dělá často ve dvou nebo čtyřech směrech a absolutní hodnota největší derivace se určí jako hledaný směr.

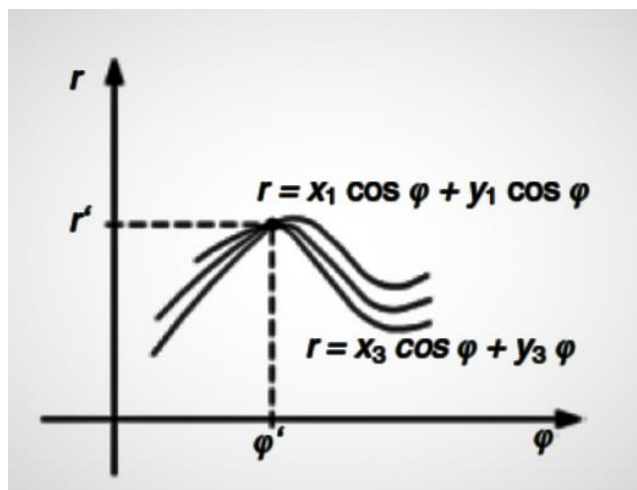
$$\begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

V uvedených maticích jsou postupně zleva detektory po vodorovný a svislý směr. Jedná se však o nejjednodušší vyjádření těchto operátorů, které se dají využít pro detekci se slabým šumem. Odolnější vůči šumu jsou například operátory Sobelův nebo Robinsův. Čím je matice detektoru větší, tím je odolnější vůči šumu. Častý problém je v prahování, kdy je nutné limit nastavit tak, aby se nedetekoval šum a zároveň se nezahodily užitečné hrany. Proto je vhodné použít Cannyho hranový detektor s hysterezí, kde se definují dva prahy. Nejprve se hledají pixely odpovídající vyššímu prahu a potom místa s nižší derivací takové, aby nepřesáhly spodní práh. Takovému prahování se říká prahování s hysterezí [10, 12]. Po detekování hran lze přistoupit k samotné Houghově transformaci, která hledá požadované křivky v detekovaných hranách. Hledanou křivku je třeba zadat parametricky, kde vztah 21 je zadání pro přímku a vztah 22 pro kružnici.

$$r = x \cdot \cos(\varphi) + y \cdot \sin(\varphi) \quad (21)$$

$$r^2 = (x - a)^2 + (y - b)^2 \quad (22)$$

Hodnoty x a y jsou dané pixely obrázku z detekovanými hranami. Hledanými parametry jsou pro přímku r spolu s φ a pro kružnici a , b a r . Uvedené parametry pro požadovanou křivku tvoří Houghův prostor. Pro přímku je Houghův prostor dvourozměrný a pro kružnici trojrozměrný, proto je hledání kružnice výpočetně náročnější než přímky. Každý bod hledané křivky $[x_i, y_i]$ má soubor řešení hledaných r , φ respektive r , a , b . Tyto řešení vytvoří právě v Houghově prostoru křivky. Vezmeme-li počet i bodů, získáme počet i křivek. Tam kde se protnou všechny průběhy v jednom bodě, získáme parametry r , φ respektive r , a , b pro hledanou křivku. Přenesením těchto dat z Houghova prostoru se hledaná křivka vykreslí.



Obrázek 18: Houghův prostor pro přímku [12]

V této práci bude Houghova transformace využita k detekci jednotlivých maxim strukturovaného svazku, které mají charakter kružnice. To je uvedeno v kapitole 4.3.

2.7 Optické měření vzdálenosti, interferometrie

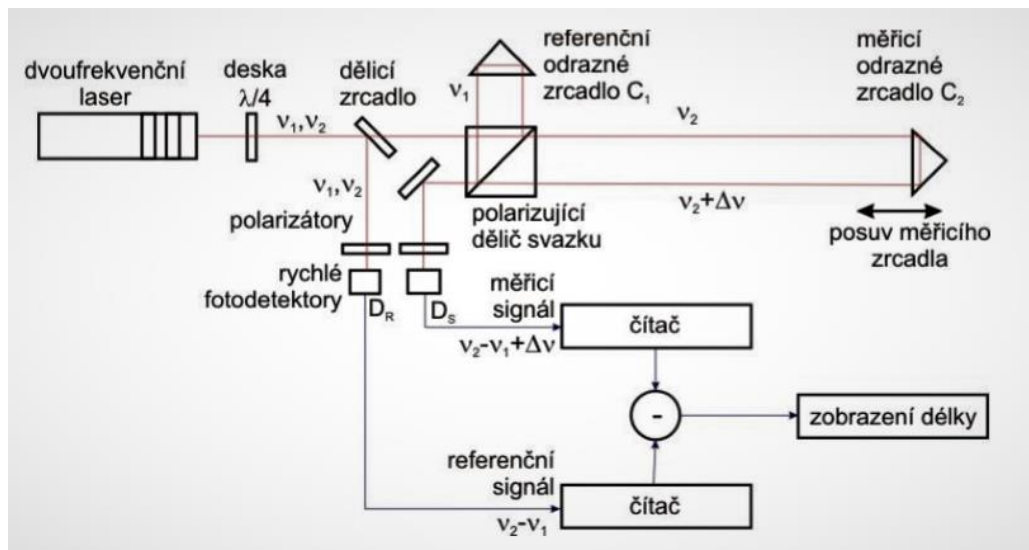
2.7.1. Interferometrie s jednou frekvencí

Užíváme-li jednofrekvenční interferometrii, detekujeme interferogram, kde jednotlivá maxima jsou od sebe vzdálená právě o jednu vlnovou délku. Užijeme-li Michelsonův interferometr v základním uspořádání, kde se hýbe jedním ramenem, jsme schopni měřit posuv s přesností na $\lambda/4$. Uvažujeme totiž posunutí z maxima do minima, respektive naopak, což je $\lambda/2$. Posuv zrcátka má totiž význam dvojnásobku optické dráhy. Tímto způsobem nelze však přímo měřit směr pohybu.

Směr pohybu lze určit v případě, kdy se do uspořádání přidá detektor v kvadratuře, který rozdělí paprsek na další dvě větve a jeden paprsek zpozdí čtvrtvlnovou destičkou o $\pi/2$. Detektor v kvadratuře tedy detekuje dva vůči sobě posunuté signály, ze kterých lze poznat směr pohybu.

2.7.2 Dvoufrekvenční interferometrie

Jedná se o metodu, kdy interferometrem prochází dvě vlnové délky, které jsou vůči sobě kolmo polarizované a až před detektorem jsou pomocí polarizátorů stočeny do jedné roviny. Jejich rozdíl frekvencí vytvoří záznějovou frekvenci. Metoda lze užít pro určení směru posuvu se zaručením vyšší přesnosti oproti kapitole 2.7.1. Při správné interpolaci lze totiž měřit s přesností $\lambda/512$ [1]. Frekvence záznějů odpovídá rozdílu jednotlivých frekvencí vlnových délek tak, jak je uvedeno v kapitole 2.5 a vytvoří se tzv. syntetická vlnová délka λ_m . Pohybujeme-li zrcátkem v měřené větvi, lze pomocí přidané Dopplerovy frekvence určit směr posuvu.



Obrázek 19: Princip dvoufrekvenčního interferometru [4]

Je nutné vybrat takovou měřící techniku, do jejíž měřícího rozsahu budou spadat vzniklé záznějové frekvence. V tomto případě lze využít i lock-in zesilovač [34]. Porovnávají se dvě vzniklé záznějové frekvence. Referenční, která se detekuje na D_r již před vstupem do měřícího ramena spolu s měřenou na detektoru D_m , jež je změněná ještě o Dopplerovu frekvenci z měřícího odrazného zrcadla. Detekované frekvence se porovnají a lze určit směr pohybu.

$$v_r = v_2 - v_1 \quad (23)$$

$$v_m = v_2 - v_1 + v_d \quad (24)$$

Pro měření vzdálenosti je vhodné využívat inkrementálních čítačů, které počítají jednotlivá maxima z referenční a měřicí větve N_r a N_m a lze potom určit vzdálenost posunutí podle vztahu 25, kde, jak uvádí literatura [4], je a příslušná konstanta pro přepočítání na změnu vzdálenosti.

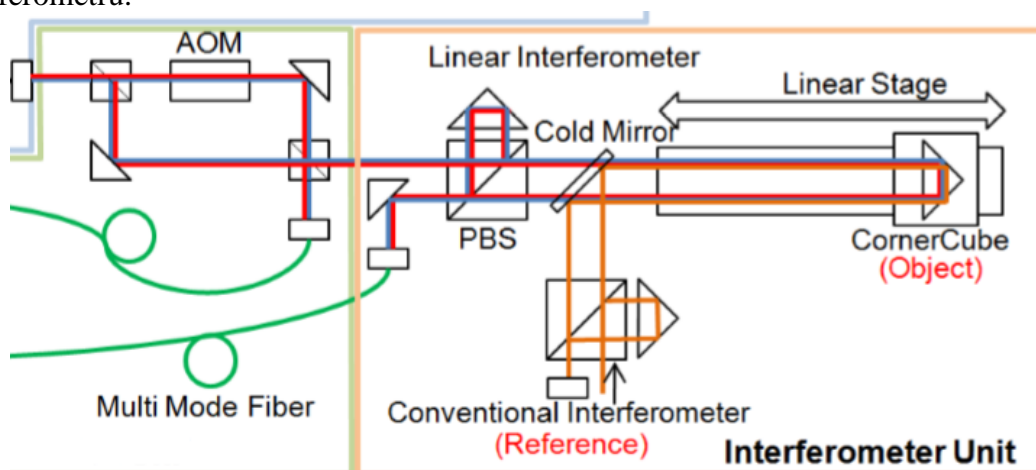
$$\Delta L = a(N_s - N_r)x^2 \quad (25)$$

2.7.3 Absolutní interferometrie

Žádná z výše popsaných interferometrických metod nedovede popsat absolutní vzdálenost zrcátka, bude-li v klidu.

Do absolutní interferometrie řadíme měření, která toto dokáží. K tomu však často postačí triangulační metody [13], avšak interferometrická měření přesahují triangulaci v jejich přesnosti.

Absolutního měření lze dosáhnout modifikací dvoufrekvenční interferometrie, tak jak uvádí [18], kdy do měřicí větve je přidán ještě jeden Michelsonův interferometr, ve kterém je implementována jedna z použitých vlnových délek dvoufrekvenčního interferometru.



Obrázek 20: Modifikace dvoufrekvenčního interferometru pro absolutní měření [18]

Měřená délka se potom určí přes počet vlnových délek v měřeném rameni neboli proběhnutých maxim na měřenou vzdálenost.

$$L = \frac{1}{2} \frac{\lambda_m}{n_{g1,2}} (M + \theta_2 - \theta_1) = \frac{1}{2} \frac{\lambda_1}{n(\lambda_1)} (N + \theta_1) \quad (26)$$

V uvedeném vztahu 26 jsou M a N interferenční řády, θ_1 a θ_2 fáze vlnových délek, $n(\lambda_1)$ index lomu první vlnové délky, $n_{g1,2}$ je index lomu pro syntetickou vlnovou délku a λ_m je syntetická vlnová délka zmíněná v kapitole 2.5.

$$\lambda_m = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

$$n_{g1,2} = n(\lambda_2) - \lambda_2 \frac{n(\lambda_1) - n(\lambda_2)}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (27)$$

Tak jak popisuje literatura [18], lze potom určit jednotlivá interferenční maxima M , N a dopočítat absolutní vzdálenost L .

2.7.4 Frekvenční skenovací interferometrie (FSI)

Klasickou metodou absolutní interferometrie je frekvenční skenovací interferometrie, kdy je optická soustava vybavená laditelnou laserovou diodou, která postupně skenuje vybranou část elektromagnetického spektra. To znamená, že je v systému vždy pouze jedna vlnová délka.

Pokud neznáme přesnou změnu frekvence během ladění, je potřeba referenčního interferometru a měřícího interferometru. Na obou interferometrech se snímá počet projitých maxim během skenování vlnových délek. Poměr projitých maxim na obou interferometrech je roven poměru měřených vzdáleností v referenčním a měřícím interferometru.

$$\frac{n_r}{n_m} = \frac{L_r}{L_m}$$

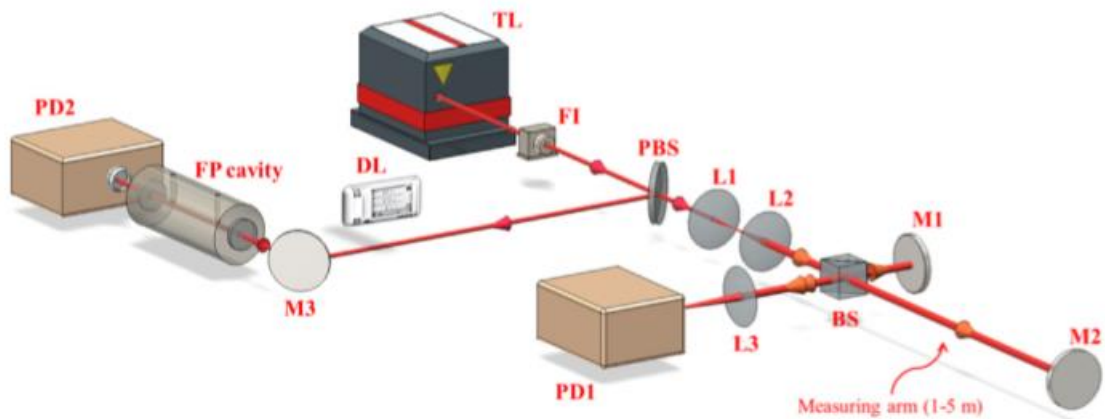
Známe-li přesný rozsah frekvencí lze pro určení absolutní vzdálenosti užít vztah 28, který je uveden například v [22].

$$L = \frac{c}{4\pi n} \frac{\Delta\theta}{\Delta\nu} \quad (28)$$

Ve vztahu 28 značí c rychlost světla ve vakuu, n index lomu prostředí, $\Delta\theta$ změnu fáze a $\Delta\nu$ změnu frekvence.

$$L = \frac{c}{\Delta\nu} \frac{N}{2n} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{N}{2n} \quad (29)$$

Vztah 28 lze přepsat na vztah 29, kde N je počet maxim prošlých během skenování od vlnové délky λ_1 do λ_2 . Zlomek $\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1-\lambda_2}$ dává dohromady již uváděnou syntetickou vlnovou délku λ_m .



Obrázek 21: Frekvenční skenovací interferometr [22]

2.7.5 LIDAR

Poslední měřicí metoda, která zde bude uvedena, je momentálně velice populární LIDAR, což je zkratka z anglických výrazů Light Detection and Ranging. Využívá se opět dvou vlnových délek, které vytvoří záznejový signál, který je snímán. Funguje velmi podobně jako radar, tedy snímá dobu letu obálky signálu a z ní určí vzdálenost. Výhoda metody spočívá v tom, že funguje na velmi dlouhé vzdálenosti. Přesnost metody se odvíjí od požitě techniky.

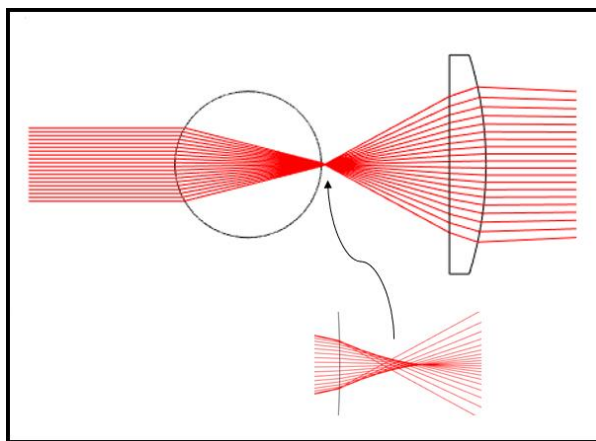
3. Simulace a výpočty strukturovaných svazků

Simulace byly prováděny pomocí programů VirtualLab a Matlab. V Matlab byl za účelem urychlení práce vytvořen skript popisující generátor strukturovaného svazku pomocí geometrické optiky. Výsledky simulátoru v softwaru Matlab se shodují s VirtualLabem, který využívá k výpočtům vlnovou optiku. Tento skript je přiložen v příloze A.

Zaměření simulací bylo směřováno pro studium generování strukturovaného svazku pomocí dvou tlustých čoček o vysokém indexu lomu s využitím jejich aberačních vlastností. Dále pro popis vývoje nejintenzivnějšího píku strukturovaného svazku tzv. nultého maxima a pro studium superpozice různých vlnových délek vstupujících do generátoru.

3.1 Generátor strukturovaného svazku

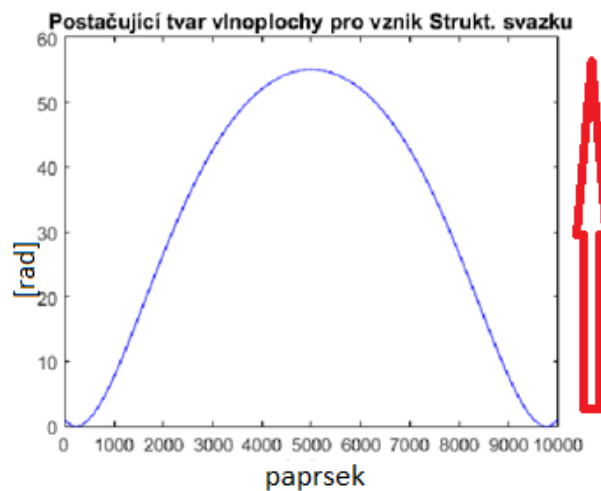
Způsob generování strukturovaného svazku byl zvolen pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu. Konkrétně byla zvolena konfigurace jedné kulové čočky a plankonvexní čočky [30]. Systém využívá aberačních vlastností, konkrétně sférickou vadu a defokus. Obecný generátor popisuje obrázek 22, kde vidíme, že sférická vada kulové čočky zapříčiní ne stejnohlé ohnisko kuličky a potom se nemohou dostat všechny svazky do ohniska druhé čočky generátoru.



Obrázek 22: Obecný generátor strukturovaného svazku (simulace Matlab)

Pro generaci strukturovaného svazku připadá v úvahu umístění plankonvexní čočky do takové vzdálenosti od kulové čočky, kdy se za generátorem začne formovat vlnoplocha, která má aspoň tři místa s nulovou derivací ve směru šíření [26]. To

odpovídá vzdálenosti, která musí být rovna součtu ohniskové vzdálenosti čočky f_2 a libovolnému místu ze sférické vady kulové čočky δ . Totiž jak bylo řečeno, sférická vada kulové čočky zapříčiní ne stejnohlé ohnisko kulové čočky f_1 , které se vytvoří v intervalu (δ_1, δ_2) . Potom, dle simulací, spadá vzdálenost kulové a plankonvexní čočky v generátoru, kde index lomu kulové čočky odpovídá $n \approx 2$, do intervalu $(f_2 + \delta_1, f_2 + \delta_2)$. Záleží tedy vždy na materiálu a parametrech použitých čoček a samozřejmě na způsobu osvětlování vstupní kuličky. Pro příklad je na obrázku 23 uveden tvar vlnoplochy, kdy strukturovaný svazek vznikne. Šipkou je naznačen směr šíření vlnoplochy.



Obrázek 23: Tvar vlnoplochy pro vznik strukturovaného svazku (simulace Matlab)

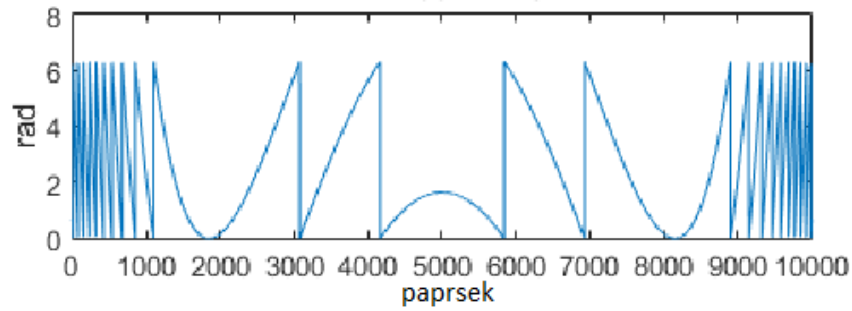
3.1.1 Určení vlnoplochy za generátorem

Vlnoplochy byly v určité vzdálenosti za generátorem, kde ještě nemluvíme o strukturovaném svazku, rekonstruovány z optických drah jednotlivých paprsků. Optickou dráhu paprsku OPD určíme jako součet geometrických drah d_i násobené příslušným indexem lomu n_i v daném prostředí. OPD je potom dělena užitou vlnovou délkou, odečte se celá část a zbytek se vynásobením 2π , čímž se převede optická dráha na fázový posuv φ v radiánech.

$$OPD = \sum_{i=1}^n d_i n_i \quad (30)$$

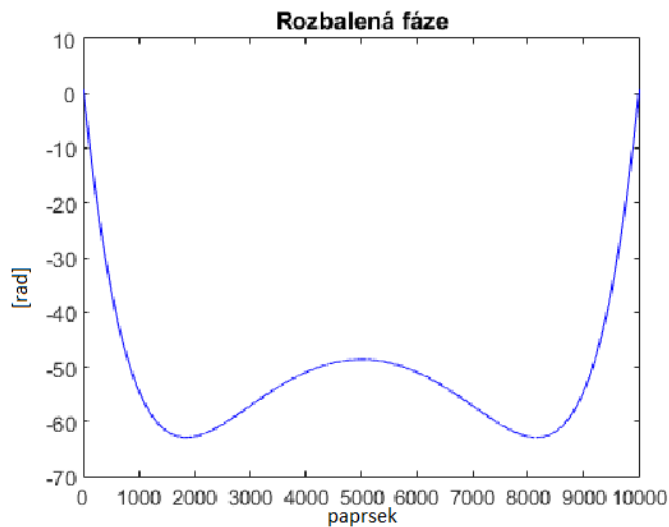
$$\varphi = 2\pi \left(\frac{OPD}{\lambda} - \left[\frac{OPD}{\lambda} \right] \right) \quad (31)$$

Vtalem 31 získáme zabalenou fázi v intervalu $(0, 2\pi)$, jak ukazuje obrázek 24. Ta lze rozbalit tzv. unwrapem na celou vlnoplochu.



Obrázek 24: Zabalená fáze vlnoplochy (simulace Matlab)

Unwrapping funguje tak, že se porovnávají dva po sobě jdoucí členy zabalené fáze. Je-li jejich rozdíl zkoumaného a předchozího členu větší než π , odečte se od zkoumaného a všech následujících členů 2π . Je-li rozdíl menší než π , přičte se 2π ke zkoumanému členu a všem následujícím [8]. V Matlabu navíc existuje přímo funkce pro rozbalení fáze, která funguje na podobném principu. Rozbalenou vlnoplochu můžeme vidět na obrázku 25.



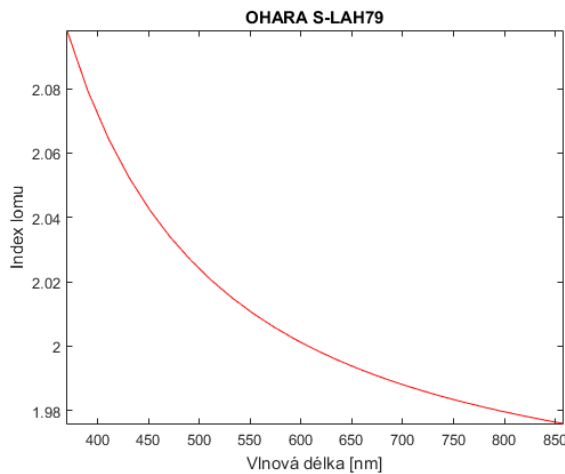
Obrázek 25: Rozbalená vlnoplocha (simulace Matlab)

Z tvarů vlnoploch se dají usuzovat některé vlastnosti svazků. Toto zkoumání však přesahuje zadání této diplomové práce.

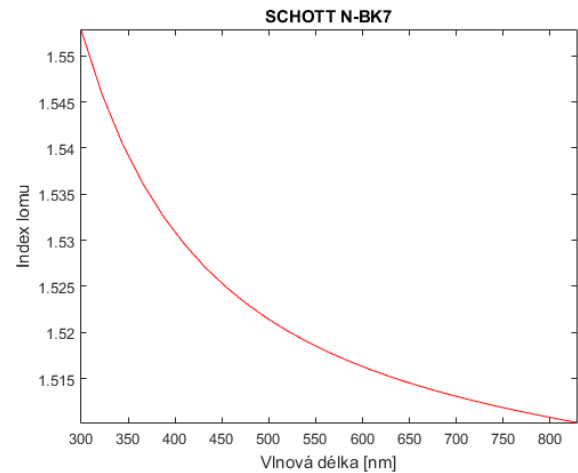
3.1.2 Parametry použitého generátoru

Generátor užitý pro účely této diplomové práce byl složen z kulové čočky ze skla Ohara S-LAH79 a plankonvexní čočky ze skla Schott N-BK7. Průběhy indexu

lomu jsou pro uvedená skla jsou zobrazeny na obrázcích 26 a 27. Veškeré simulace v kapitolách 3.1.2 a 3.1.3, jsou vytvořeny pro vlnovou délku $\lambda = 632,8$ nm.



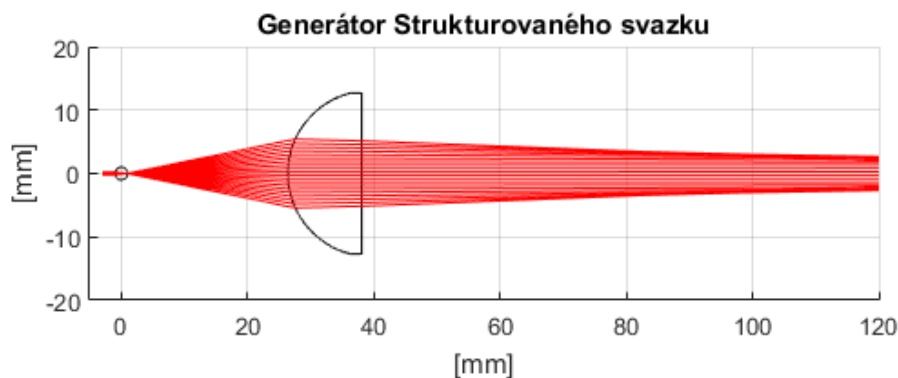
Obrázek 27: Průběh $n(\lambda)$ S-LAH79



Obrázek 26: Průběh $n(\lambda)$ N-BK7

Používaná kulová čočka má průměr 2 mm a v případě plankonvexní čočky se jednalo o standardně vyráběnou čočku od formy Thorlabs. Tyto komponenty byly do simulátoru nakonfigurována přímo podle technického výkresu [31]. Výstupní čočka má tedy ohniskovou vzdálenost 25,4 mm a zadní ohniskovou vzdálenost 17,6 mm.

Podle toho, jakým směrem čočku do generátoru umístíme, budou ovlivněny některé parametry svazku. Z technických důvodů byl v optické sestavě použit generátor v tzv. dopředném ohniskovém směru. Celý generátor popisuje obrázek 28.

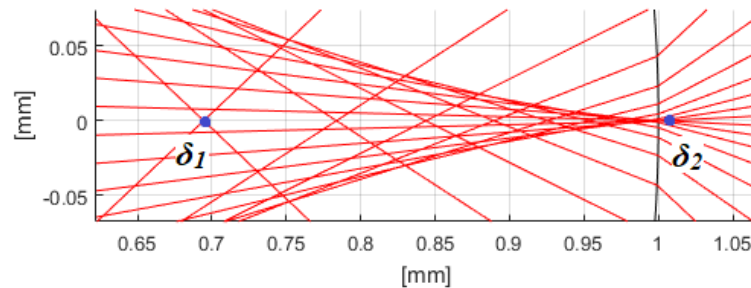


Obrázek 28: Použitý generátor (simulace Matlab)

Z obrázku je dále vidět, že se paprsky sbíhají od krajů, a tedy postupně vytvářejí strukturovaný svazek, tak jak je popsáno v kapitole 2.4.1.

Vzájemná vzdálenost čočky a kuličky tedy byla nastavena tak, aby svazek vznikl na zkoumané dráze, která činila 60–91 cm za generátorem, a vešel se zároveň na čip kamery. Přesnou vzdálenost komponent generátoru (Δ) však vzhledem k držákům a

uchycení, lze určit jen těžko. To ale pro další práci v této diplomové práci není zásadní. Jak dokládá obrázek 29, tak ze simulací vyplývá, že pro 100% osvětlení použité kulové čočky lze umístit čočku v rozmezí $\Delta=(f_2 + \delta_1, f_2 + \delta_2)$, kde $\delta_1 = -0,305 \text{ mm}$ a $\delta_2=0,005 \text{ mm}$. Parametr δ_1 má zápornou hodnotu, protože se nachází v kulové čočce.



Obrázek 29: Rozsah intervalu δ pro správný strukturovaný svazek (simulace Matlab)

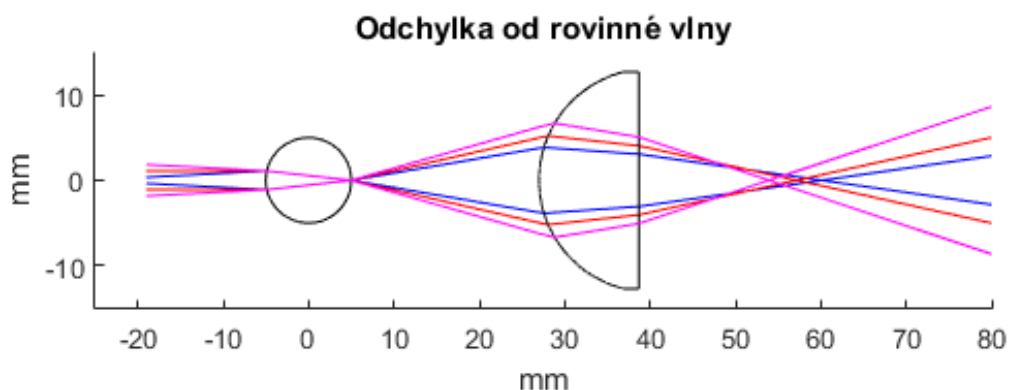
Dále platí, že místo vzniku svazku závisí mimo jiné na ohniskové vzdálenosti zobrazovací čočky. Čím větší ohnisková vzdálenost, tím bude místo vzniku vzdálenější od generátoru, viz kapitola 3.1.3. Vzhledem k tomu, že hlavní oblastí zájmu, bylo zkoumání svazku do 1 m v podélné vzdálenosti, byla užitá právě čočka s relativně malou ohniskovou vzdáleností.

3.1.3 Místo vzniku svazku

Místo vzniku svazku je důležitá vlastnost, kterou je třeba znát pro další jeho využívání. Kromě ohniskové vzdálenosti výstupní čočky je dáno mnoha dalšími parametry jako jsou indexy lomu čoček, rozměry čoček, procentuální osvětlení vstupní čočky nebo rozbíhavost či sbíhavost svazku při osvětlení vstupní čočky. Místo vzniku svazku můžeme definovat, jako místo průniku vnějších paprsků, kde se tedy poprvé vytvoří střed svazku.

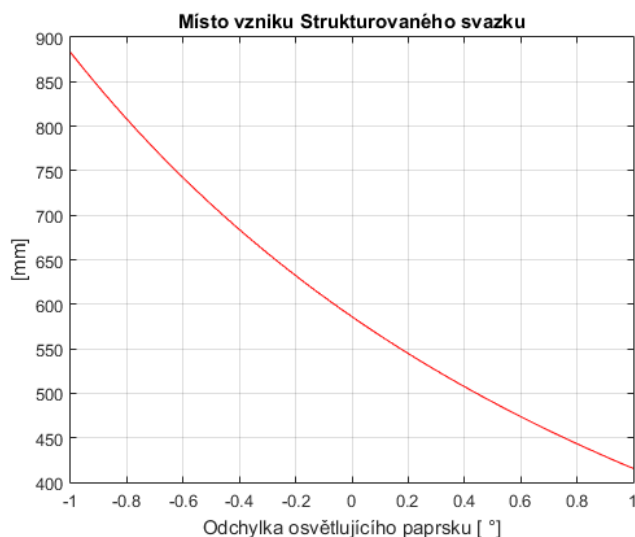
3.1.3.1. Vliv sbíhavosti a rozbíhavosti vstupního paprsku

Pomocí zmíněného simulátoru vytvořeného v softwaru Matlab, byl zkoumán vliv vstupního osvětlení kulové čočky na místo vzniku svazku. Pro názornost byl vytvořen obrázek 30, kde byla oproti používanému generátoru zvětšena vstupní kulička. Červeně vyznačené paprsky značí šíření rovinné vlny, fialový paprsek je odchýlen o 3° od směru rovinné vlny ve smyslu sbíhavém a modrý paprsek je odchýlen o 3° od směru rovinné vlny ve smyslu rozbíhavém.



Obrázek 30: Vliv odchylky šíření paprsku od rovinné vlny na místo vzniku strukt. svazku

Obrázek ukazuje na fakt, že pro sbíhavé paprsky nalezneme místo vzniku strukturovaného svazku nejbližší ke generátoru. To je ve shodě s obrázkem 31, který vynáší závislost místa vzniku svazku za generátorem vůči odchyvkám $\pm 1^\circ$ od rovinné vlny s osvětlením kuličky 10 %. Obrázek 31 naznačuje exponenciální závislost.



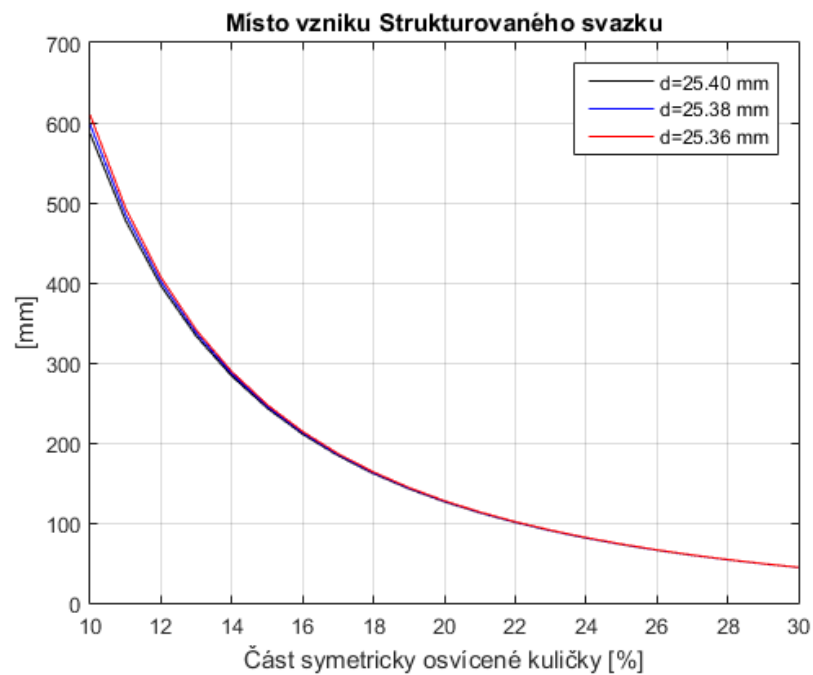
Obrázek 31: Vliv odchylky šíření paprsku od rovinné vlny na místo vzniku strukt. svazku (simulace Matlab)

3.1.3.2 Vliv procentuálního osvětlení vstupní čočky

Dalším významným parametrem určující místo vzniku strukturovaného svazku je, kolik procent kulové čočky je osvětleno vstupním svazkem.

Samozřejmě platí, čím větší část kuličky je osvětlena, tím blíže za generátorem svazek vznikne. Obrázek 32 opět poukazuje na exponenciální závislost. Pro zajímavost jsou vyneseny tři situace, kdy byla výstupní čočka různě posouvána v intervalu $\Delta = (f_2 + \delta_1, f_2 + \delta_2)$, kde δ_1 a δ_2 jsou odlišné od uvedeného osvětlení kuličky 100 % a tedy

podstatně menší. Je velmi zajímavé pozorovat, jak drobná manipulace generátorem může ovlivnit měření. S větším procentem osvětlení se však vliv posunutí zmenšuje.



Obrázek 32: Vliv osvětlení vstupní čočky generátoru na místo vzniku strukt. svazku (simulace Matlab)

Uvažovaná osvětlení jsou pouze od 10 % do 30 %, protože pro danou konfiguraci generátoru jsou při větších osvětleních již oříznuty paprsky aperturou čočky a pro osvětlení menší než 10 % je interval Δ velmi malý.

3.1.3.3 Vztah pro určení místa vzniku strukturovaného svazku

Pro určení místa vzniku strukturovaného svazku nelze užít přechodových matic, které jsou uvedeny například v [28], protože se nejedná o paraxiální šíření paprsků. S užitím geometrické optiky však lze odvodit matematický popis, který v sobě zahrnuje všechny základní proměnné parametry generátoru. Vychází se ze vztahů, které jsou obsaženy v simulátoru naprogramovaném v Matlabu. Pro drobné zjednodušení se uvažuje, že je generátor umístěn ve vakuu s indexem lomu $n = 1$ a kulová čočka se osvětluje rovinnou vlnou. Nejprve nadefinujeme jednotlivé parametry generátoru, tedy:

n_2 – index lomu kulové čočky

n_3 – index lomu plankonvexní čočky

t – osvětlení kuličky [%]

R – poloměr kulové čočky [mm]

R_l – poloměr konvexní strany plankonvexní čočky [mm]

D – tloušťka plankonvexní čočky [mm]

A – vzájemná vzdálenost čoček [mm]

Dále určíme parametry A, B, Y, H, J , které slouží jako substituty ve výsledném vztahu kvůli přehlednosti.

$$A = \frac{t}{\sqrt{10000-t^2}} \quad (32)$$

$$B = \frac{A}{n_2\sqrt{A^2+1}} \quad (33)$$

$$E = 2 \arcsin(B) - \arctg(A) \quad (34)$$

Substituty A, B, E zahrnují, jakým způsobem se šíří vnější paprsek vstupní čočkou a jakým směrem ji opouští.

$$Y = R \cdot \sin(E) \left[\frac{(R+\Delta-R \cdot \cos(E))}{R \cdot \cos(E)} \cdot \frac{1-A \cdot \cotg(E)}{1+A \cdot \tg(E)} + 1 \right] \quad (35)$$

Substituent Y potom popisuje cestu paprsku na úroveň druhé čočky. V podstatě říká, v jaké vzdálenosti nad optickou osou se paprsek na úrovni čočky nachází.

$$H = \frac{\left(R_1 - \sqrt{R_1^2 - Y^2} \right) (A - \tg(E))}{1 + A \cdot \tg(E)} \quad (36)$$

$$J = \arctg \left[\frac{(Y+H)}{\sqrt{R_1^2 - Y^2}} \right] \quad (37)$$

Substituty H, J určují šíření paprsku ve výstupní čočce generátoru. Hledané místo vzniku lze potom se zadanými substituty popsat vztahem 38, kde L značí vzdálenost za generátorem.

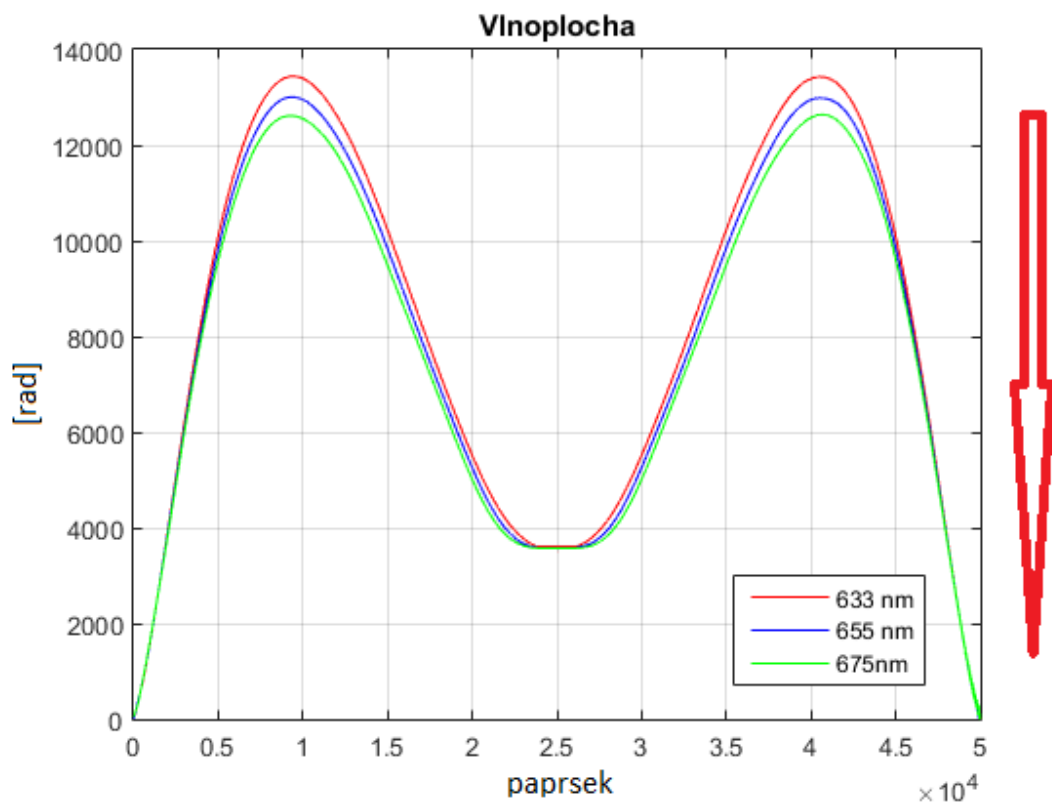
$$L = \frac{\left[(Y+H) - \left(D - R_1 + \sqrt{R_1^2 - Y^2} \right) \cdot \tan \left(J - \arcsin \left(\frac{\sin(J-E+\arctg(A))}{n_3} \right) \right) \right] \sqrt{1 - \left(n_3 \sin \left(J - \arcsin \left(\frac{\sin(J-E+\arctg(A))}{n_3} \right) \right) \right)^2}}{n_3 \sin \left(J - \arcsin \left(\frac{\sin(J-E+\arctg(A))}{n_3} \right) \right)} \quad (38)$$

Pomocí těchto vztahů, můžeme zjistit pro libovolnou konfiguraci generátoru místo vzniku svazku, které je definováno jako první průnik vnějšího paprsku s optickou osou. Další kritérium, které ale musí být stále splněno, abychom vůbec o

strukturovaném svazku mohli hovořit, je, že Δ spadá do intervalu $\Delta = f \pm \delta$, jak je uvedeno v kapitole 3.1.

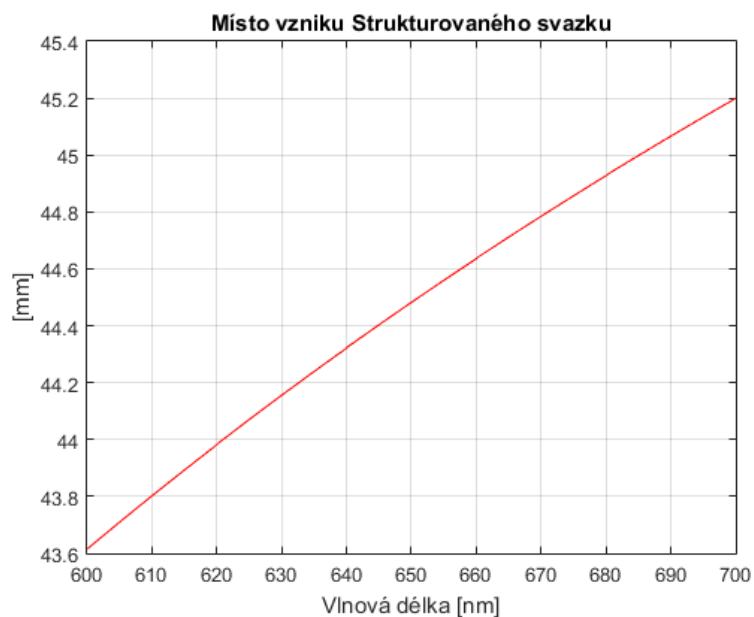
3.1.4 Více vlnových délek v generátoru

Index lomu je závislý na použité vlnové délce $n(\lambda)$. Pro námi používané materiály jsou tyto charakteristiky uvedeny v kapitole 3.1.2. Je tedy jasné, že svazky pro různé vlnové délky budou mít jinou charakteristiku. To lze vidět například z obrázku 33, který srovnává vzniklé vlnoplochy za generátorem pro různé vlnové délky. Od toho se odvíjí veškeré další chování svazků a jejich šíření. Jednotlivé vlny jsou nasimulovány pro vzájemnou vzdálenost komponent generátoru $\Delta = 24,397$ mm, osvětlení $t = 30$ % rovinnou vlnou. Vlnoplocha byla rekonstruována 5 mm za generátorem a červená šipka opět naznačuje směr šíření vlnoplochy.



Obrázek 33: Vlnoplochy různých vlnových délek (simulace Matlab)

Vzhledem k tomu, že je index lomu závislý na vlnové délce $n(\lambda)$, bude i místo vzniku svazku závislé na vlnové délce.

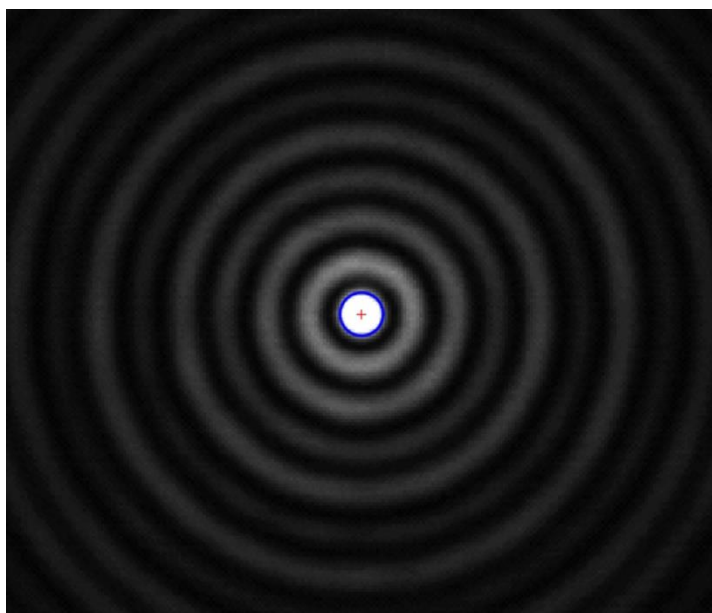


Obrázek 34: Závislost místa vzniku svazku na použité vlnové délce (simulace Matlab)

To dokládá obrázek 34, který vykazuje exponenciální závislost s racionálním exponentem. Tato křivka byla nasimulována pro osvit kuličky rovinnou vlnou, osvětlení $t = 30\%$ a vzdálenost $\Delta = 25,397$ mm.

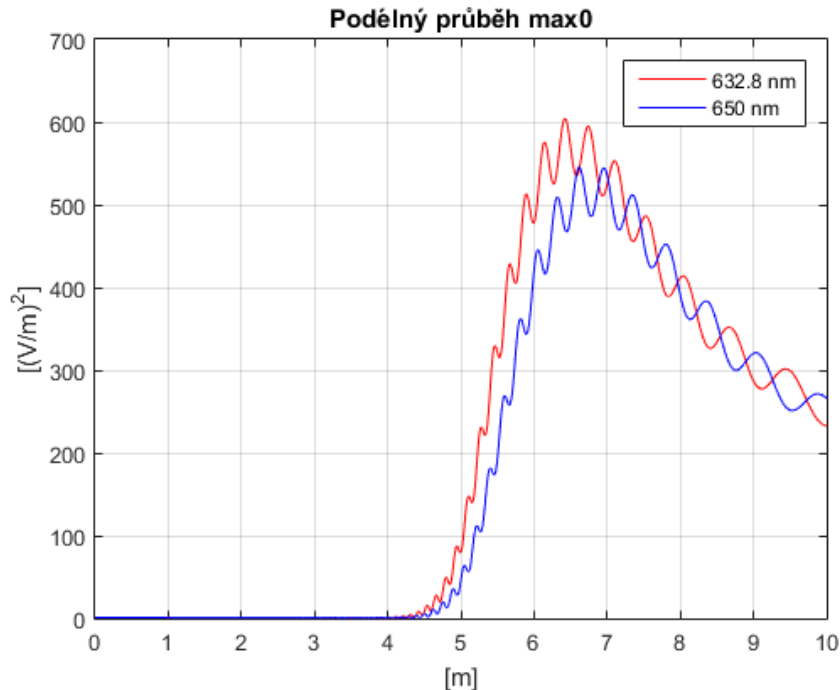
3.1.4.1 Vývoj nultého maxima Strukturovaného svazku

Za nulové maximum označujeme tzv. středový pík svazku, kde se soustřeďuje jeho největší intenzita. Obrázek 35 jej zobrazuje v příčném řezu, kde je modře vyznačen.



Obrázek 35: Nulové maximum (Matlab)

V softwaru VirtualLab byl nasimulován průběh intenzity nultého maxima v podélném směru pro dvě různé vlnové délky, konkrétně pro 632,8 nm a 650 nm. Oba průběhy jsou uvedeny na obrázku 36.

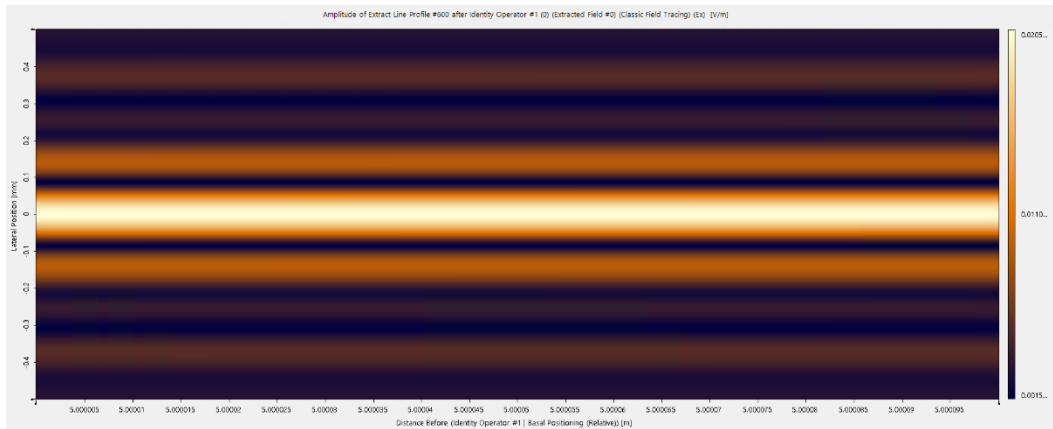


Obrázek 36: Průběh intenzity nultého maxima svazků různých vlnových délek

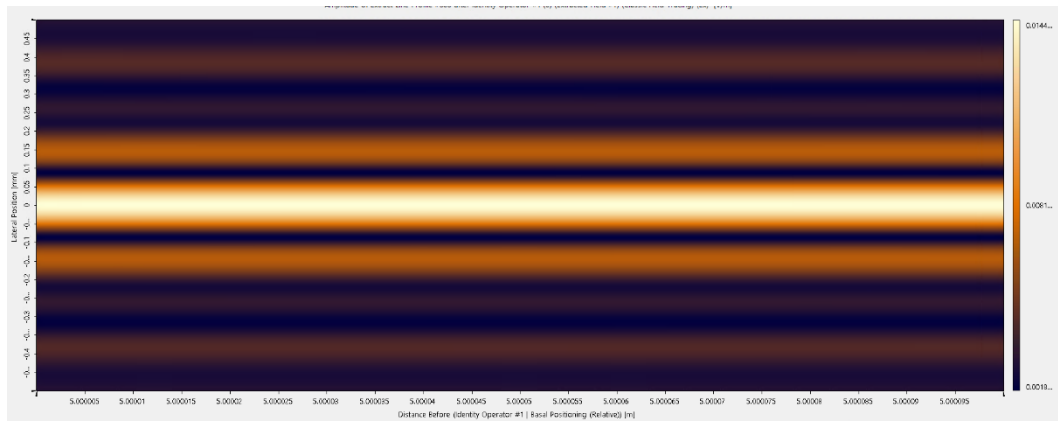
Průběhy mapují intenzitu nultého maxima v obecném generátoru. Je vidět, že strukturovaný svazek v tomto generátoru a pro danou konfiguraci vzniká zhruba ve vzdálenosti 4 m od generátoru, kde jeho intenzita začne narůstat. Zde však tvoří svazek pouze vnější paprsky. Od 4,5–6,5 m se začnou přidávat postupně další paprsky bližší optické ose a intenzita prudce narůstá. Za oblastí 6,5 m svazek ztrácí paprsky, které se podílejí na nulovém maximu a jeho intenzita klesá. Zákmity v průběhu potvrzuje i [27], kde jsou přisuzovány především paraxiálním paprskům poblíž osy. Pokud se tyto paraxiální paprsky odfiltrují, zákmity zmizí. Aplikací filtru s horní propustí, byl totiž průběh nultém maximu vyhlazen.

Lze vidět, že jsou oba průběhy pro různé vlnové délky vůči sobě posunuty, což je dáno tím, že každý svazek své vlnové délky, má jiné místo vzniku, tak jak bylo popsáno v předchozích kapitolách. Nasimulovaná data z VirtualLabu jsou v souladu se simulacemi z Matlabu, kdy kratší vlnové délky vytváří ve stejném generátoru svazek dříve než delší vlnové délky. Je zajímavé, že se frekvence zákmitů v nultém maximu prodlužuje se vzdáleností.

Podíváme-li se na intenzitní profil svazku v podélném směru, můžeme ve VirtualLab vykreslit pro jednotlivé vlnové délky obrázky popisující interval 100 μm od 5 m do 5,0001 m.

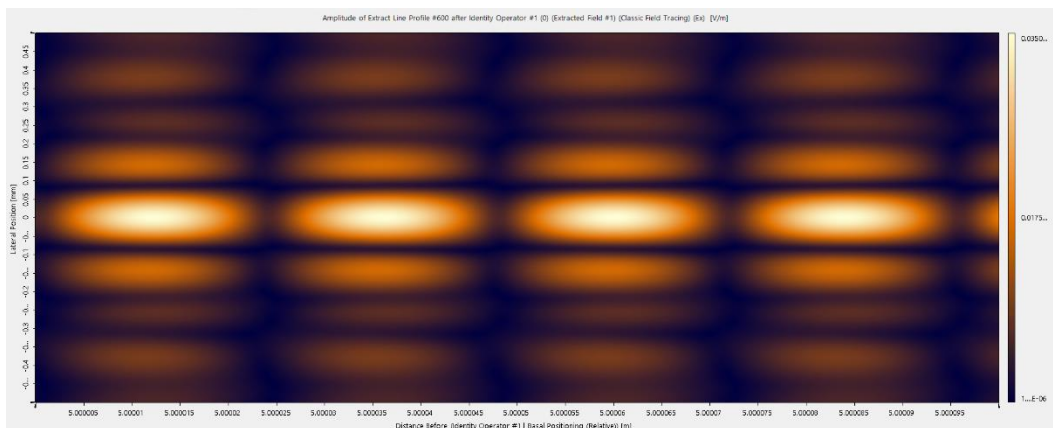


Obrázek 37: Intenzitní profil svazku v podélném směru na vzdálenosti 100 μm pro vlnovou délku 632,8 nm



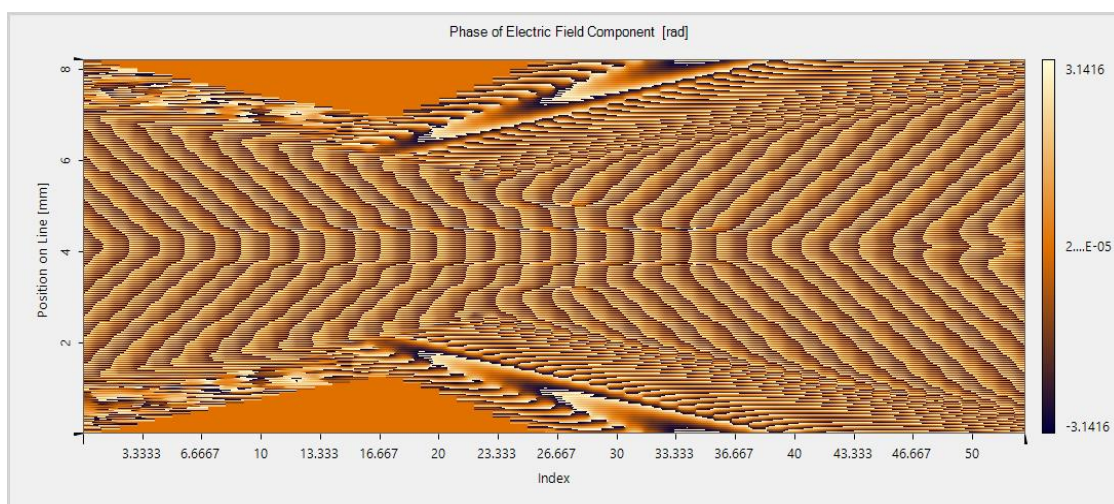
Obrázek 38: Intenzitní profil svazku v podélném směru na vzdálenosti 100 μm pro vlnovou délku 650 nm

Vzhledem k obrázkům 37 a 38, není možné na vzdálenosti 100 μm detekovat jakékoliv výkyvy intenzity. Pustíme-li však do generátoru tyto dvě vlnové délky najednou, získáme na stejném intervalu podle VirtualLab lokalizované záněje odpovídající svým rozměrem syntetické vlnové délce λ_m , kterou lze určit dle vztahu 20.



Obrázek 39: Intenzitní profil superpozice svazků vlnových délek 632,8 nm a 650 nm na vzdálenosti 100 μm

Z dalších dříve provedených simulací [26, 30] vyplývá, že za kulovou čočkou dojde při vývoji vlnoplochy ke skokové změně o π , obdobnému jevu, známému jako Gouyův posuv. Tato změna pro daný typ kulové čočky a danou vlnovou délku nastane vždy ve stejném místě. Nabízí se hypotéza, zda se elektromagnetické vlnění za kulovou čočkou šíří se stejným fázovým posuvem od tohoto místa, ač do něho vstupovalo s různými fázemi. Simulace Gouyova posuvu za kuličkou ukazuje obrázek 40.



Obrázek 40: Gouyův posuv simulovaný ve VirtualLab [30]

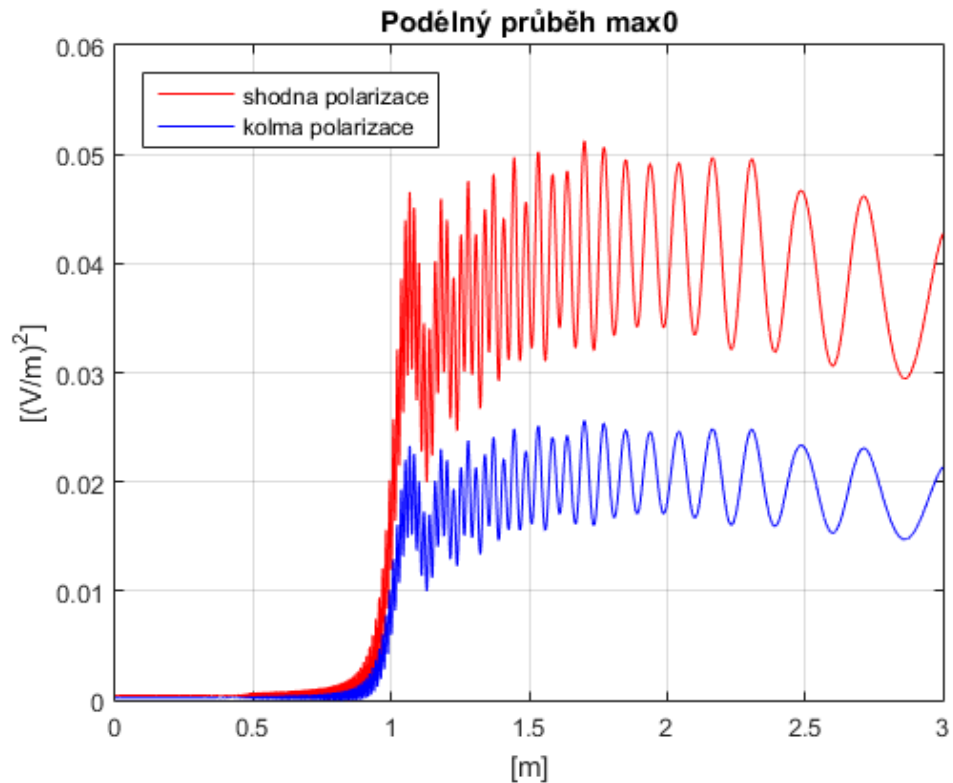
Dle této hypotézy a simulací by bylo možné sfázovat dva navzájem nezávislé laserové paprsky. Toto bylo ověřováno v optickém uspořádání, které je popsáno v kapitole 4.1.

3.1.5 Vliv polarizace na strukturovaný svazek

Nyní se zaměříme na vliv lineární polarizace osvětlující vlny, která generuje strukturovaný svazek. Vzhledem k tomu, že jsou všechny komponenty generátoru osově symetrické a neuvažujeme žádnou úpravu pomocí tenkých vrstev, nemají různé lineární polarizace samotného svazku nejmenší vliv na kvalitu strukturovaného svazku.

Budou-li však například v interferometru dvě vlny o stejné vlnové délce ale různé polarizaci, které následně vstoupí do generátoru, bude se jejich intenzita řídit interferenční rovnicí, která je uvedena v kapitole 2.2.1. Tedy budou-li polarizace shodné, projeví se interferenční člen nejvíce. Bude-li však polarizace kolmá, bude

interferenční člen nulový a dojde pouze k součtu intenzit. Obrázek 41 zachycuje obě extrémní situace. Zobrazuje opět průběh nulového maxima na vzdálenosti 3 m.



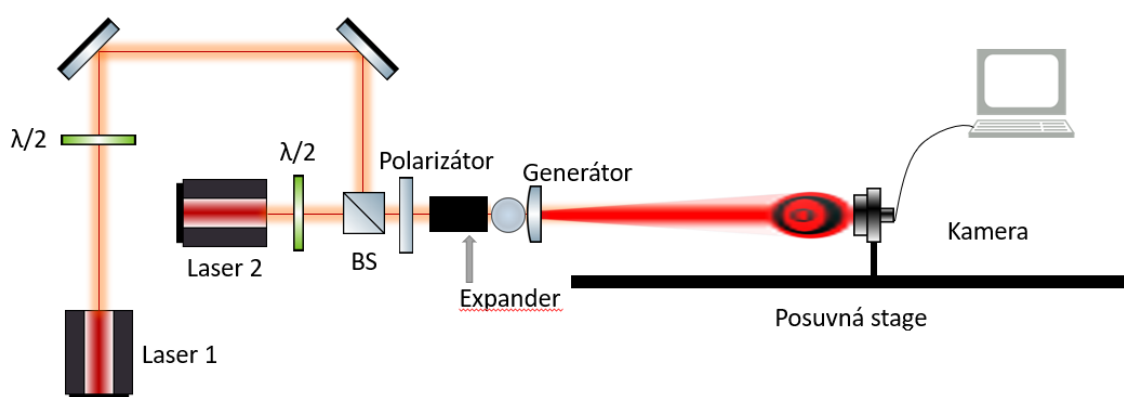
Obrázek 41: Vliv vzájemné polarizace na intenzitu při superpozici (VirtualLab)

Simulace je provedena na jiném obecném generátoru než v kapitole 3.1.4.1, proto svazek vznikne dříve. Od jednoho metru si lze v nulovém maximum povšimnout fluktuací v intenzitě, které mohou tvořit obálku.

4. Optická soustava a měření

4.1 Optická soustava

Vzhledem uvedeným faktům získaných simulacemi, byl navržnuta a sestavena optická soustava pro studium strukturovaných svazků různých vlnových délek a jejich superpozice.



Obrázek 42: Optická soustava

Uvedená sestava na obrázku 42 obsahuje dva lasery, jejichž svazek je vedený dvěma různými větvemi do optického děliče (BS). Pokud zkoumáme pouze svazek jedné vlnové délky užíváme jen jednu z větví. Zrcátka ve větvi pro laser 1 slouží pro dokonalého kolineární zarovnání strukturovaných svazků, zkoumáme-li jejich superpozici.

Využívá se kombinace půl-vlnových destiček ($\lambda/2$) a polarizátoru, jelikož je touto kombinací možno volit libovolně intenzitu svazků. Můžeme tedy snadno navolit stejnou intenzitu svazků z obou laserů a navíc do generátoru vstoupí stejně polarizované paprsky.

Princip spočívá v tom, že se přímo z laseru šíří různě natočený lineárně polarizovaný paprsek. Půl-vlnová destička je vyrobena z dvojlomného materiálu, kde lze měnit orientaci optických os krystalu a lze tedy otáčet lineární polarizaci paprsku bez změny amplitudy. Dokázat to lze pomocí Jonesových matic [21, 28], kdy vektory $\begin{pmatrix} \cos(\alpha) \\ \sin(\alpha) \end{pmatrix}$ a $\begin{pmatrix} \sin(\alpha) \\ -\cos(\alpha) \end{pmatrix}$ představují libovolné lineární polarizace. Matice obsahující parametr θ jsou rotační a transformují polarizaci do roviny osy půl-vlnové destičky a

zpět. Půl-vlnovou destičku reprezentuje matice $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$. Vzájemným vynásobením těchto matic je pak možno například dokázat, že bude-li parametr $\theta = 45^\circ$, otočí se polarizace paprsku o $\alpha = 90^\circ$.

$$\begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\alpha) \\ \sin(\alpha) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\alpha) \\ -\cos(\alpha) \end{pmatrix}$$

Tím, že se mění polarizace v jednotlivých větvích, lze vyladit intenzitu obou generovaných strukturovaných svazků na stejnou hodnotu bez užití ND filtrů. Lineární polarizátor totiž podle Malusova zákona [21, 28] propouští průmět do jím určeného směru.

Dalším využitým komponentem je expander, který roztáhne vstupující svazek do generátoru. Využívá se ho s tou výhodou, že je kulová čočka rovnoměrně osvětlena a generuje se jím z gaussovského svazku v podstatě rovinná vlna vzhledem k malé velikosti kulové čočky, jejíž průměr činí 2 mm. Lze tím tedy do jisté míry zajistit stejný směr vstupujících paprsků do generátoru.

Jak již bylo uvedeno v předchozích kapitolách, tak generátor tvoří kulová čočka ze skla Ohara S-LAH79 a plankonvexní čočka ze skla Schott N-BK7, jejíž parametry nalezneme v technickém výkresu [31]. Generovaný svazek je následně snímán pomocí CMOS kamery DCC1545C od firmy Thorlabs. Její snímací plocha činí 6,66 x 5,32 mm a jeden pixel má rozměr 5,2 μm^2 . CMOS kamera je připevněna na motorizovaném posuvu, který byl řízen přes kontrolér TinyG a software Matlab.

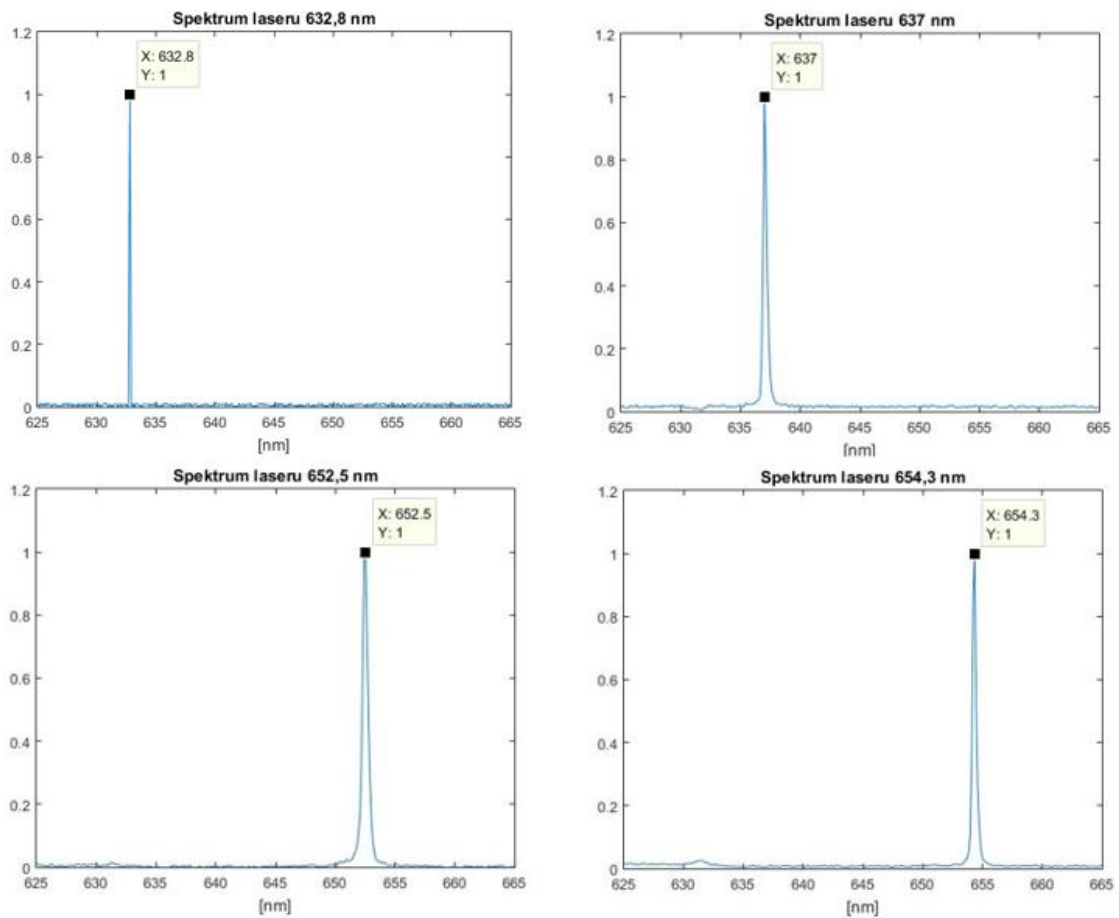
4.2 Používané lasery

Pro studium strukturovaných svazků byly užity 4 lasery o různých vlnových délkách. Jejich spektrum bylo měřeno na spektrometru Ocean Optics HR 4000. Z grafů spekter pomocí *FHWM* lze dle vztahu 39 určit koherenční délka k_L .

$$k_L = \frac{2 \ln(2) \cdot \lambda^2}{n\pi \Delta\lambda} \quad (39)$$

FHWM značí šířku naměřeného píku v jeho polovině a ve vztahu 39 zastupuje rozmezí $\Delta\lambda$. Roli hraje také index lomu n a symbol λ je centrální vlnová délka spektra. V grafech na obrázku 43 je vidět, že byly použity lasery o vlnových délkách 632,8 nm, 637,0 nm, 652,5 nm a 654,3 nm. V případě 632,8 nm se jedná o He-Ne laser, který se

jako plynový laser vyznačuje dlouhou koherenční délkou. V ostatních případech se jedná o diodové lasery, které se nevyznačují příliš dlouhou koherenční délkou.



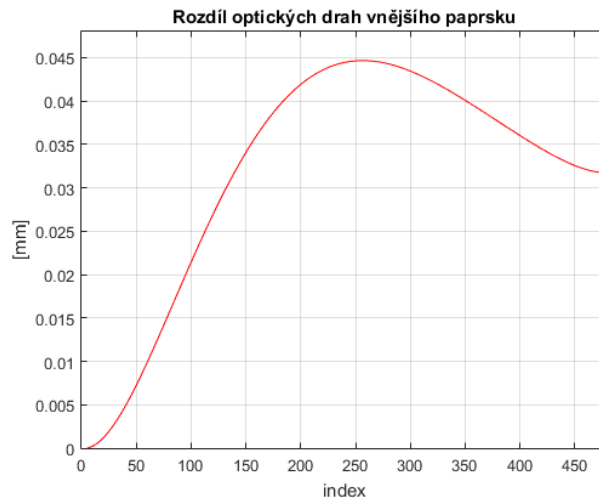
Obrázek 43: Spektra užitých laserů

Tabulka 1: Koherenční délka užitých laserů

λ [nm]	FWHM [nm]	k_L [mm]
632,8	0,002	88,400
637,0	0,367	0,488
652,5	1,530	0,123
654,3	0,327	0,578

Rozlišení spektrometru není dostatečné pro určení poloviční šířky čáry He-Ne laseru. Proto může být jeho koherenční délka větší řádově do desetinásobku. Pro srovnání s ostatními diodami je však tento výsledek uspokojivý. Výsledky uvádí tabulka 1. Pro generaci strukturovaného svazku však diody o takovéto koherenční délce dostačují, jelikož rozdíl optických drah paprsků vytvářející jednotlivá maxima je vzhledem ke koherenčním délkám optických zdrojů zanedbatelný. Pro příklad je uveden

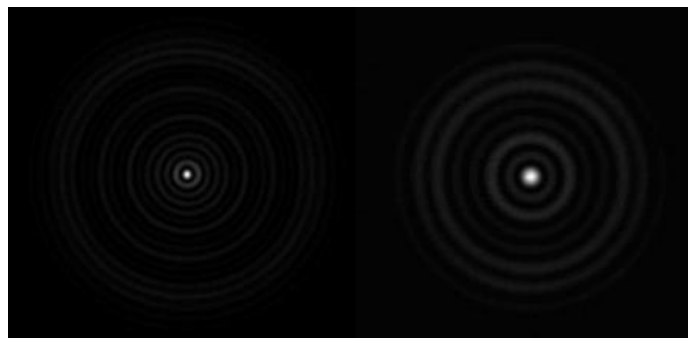
obrázek 44, který popisuje rozdíl optických drah vnějšího paprsku s ostatními za generátorem pro osvětlení $t = 20\%$. Optické vzdálenosti jsou porovnávány ve vzdálenosti 130 mm za generátorem, tedy tam, kde už dle vztahů uvedených v kapitole 3.1.3.3 strukturovaný svazek existuje. Na obrázku 44 se porovnávají optické dráhy vnějšího paprsku postupně s paprsky až po optickou osu.



Obrázek 44: Rozdíl optických drah vnějšího paprsků (simulace Matlab)

4.3 Princip vyhodnocování měření a výsledky

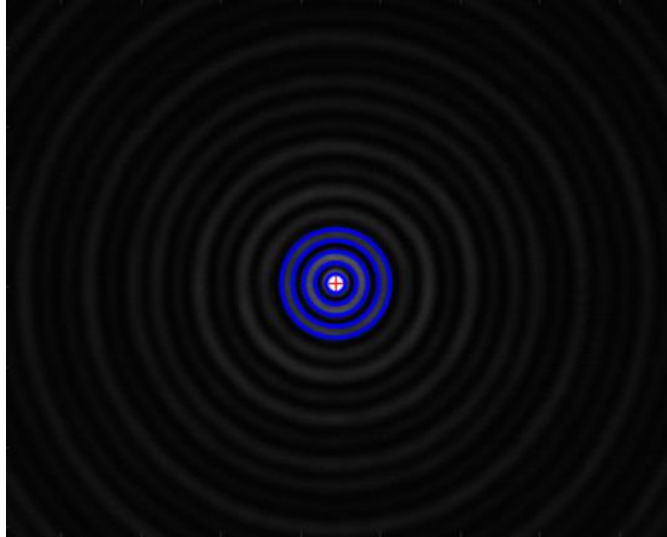
Měření bylo prováděno pomocí videozáznamu během pohybu kamery na motorizovaném posuvu, tak jak je uvedeno na obr 42. Zkoumán a analyzován byl vždy každý snímek videa. Změnu svazku během posuvu dokumentuje obrázek 45, který porovnává první (levý) a poslední (pravý) obrázek videa pořízeného na vzdálenosti 60–91 cm, pro vlnovou délku 632,8 nm.



Obrázek 45: Změna strukturovaného svazku (632,8 nm) na intervalu 31 cm

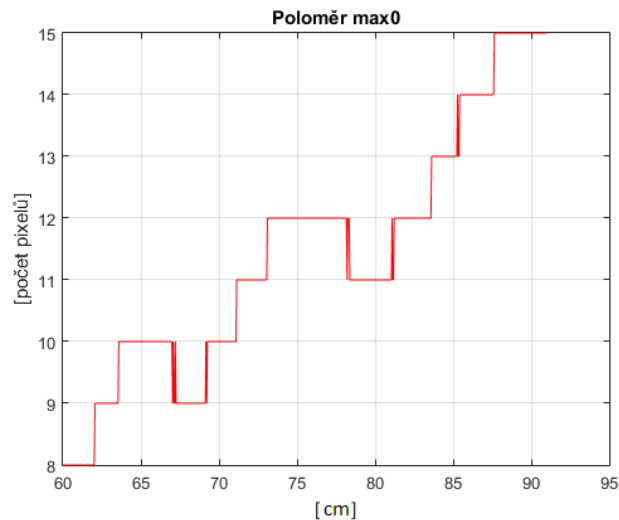
Na každém snímku videa byly hledány kružnice pomocí Houghovy transformace. Pro tyto účely byl použita funkce *CircularHough_Grd*, která má některé rozšířené možnosti pro lepší efektivnost. Jejím autorem je Tao Peng a funkce je volně

poskytnuta na oficiálních stránkách MathWorks [24]. Po analýze tímto algoritmem můžeme získat ohraničená jednotlivá maxima, tak jak uvádí obrázek 46, čímž se dozvíme informaci o jejich poloze.



Obrázek 46: Detekované kružnice Houghovou transformací

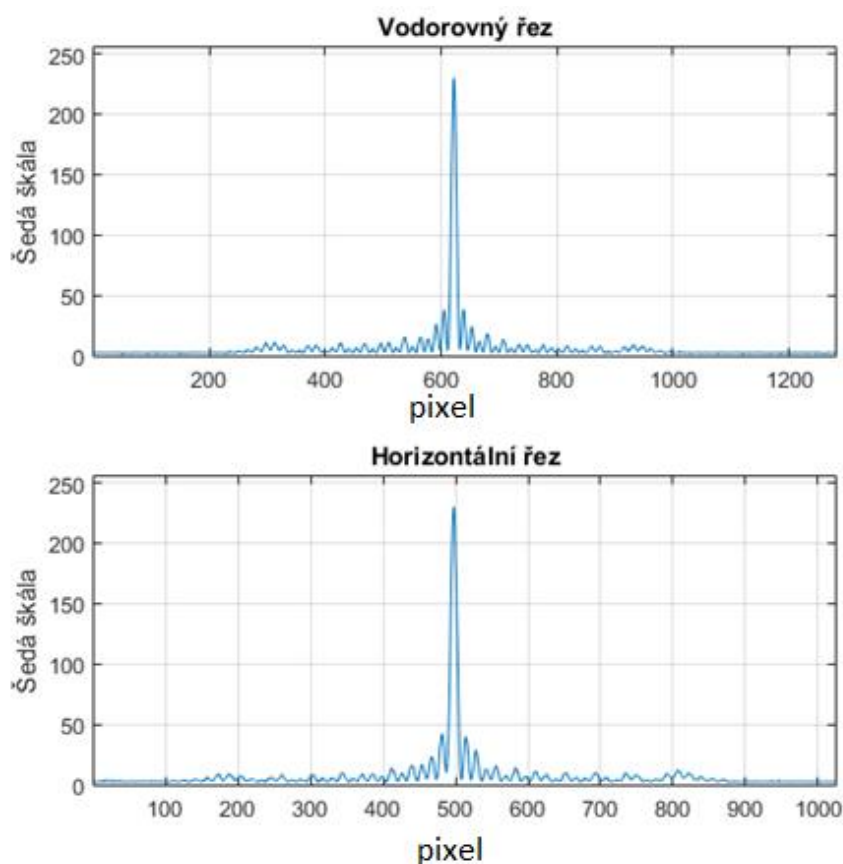
Kromě polohy je mezi výstupními informacemi poloměr detekovaných kružnic. Algoritmus však tuto hodnotu vyhodnocuje pouze jako celá čísla z toho důvodu, že určí celý počet pixelů. Průběh nultého maxima může potom vypadat přesně tak, jak ukazuje obrázek 47.



Obrázek 47: Příklad průběhu divergence max0

Určeným středem soustředných kružnic byl veden podélný a příčný řez. Oba řezy krásně vykreslují jednotlivá maxima strukturovaného svazku. Pro příklad je na

obrázku 48 uveden vodorovný (1280 pixelů) a horizontální (1024 pixelů) řez svazkem o vlnové délce $\lambda = 637 \text{ nm}$ ve vzdálenosti $l = 600 \text{ mm}$ za generátorem.



Obrázek 48: Rozložení intenzity ve vodorovném a horizontálním směru

Pomocí kružnic získaných Houghovou transformací je možné ohraničit každé maximum a určit jeho nejvyšší hodnotu. Určujeme-li vždy maxima ve vodorovném a horizontálním směru, získáme kromě nultého maxima 4 hodnoty, které byly zprůměrovány. Průběh aritmetických průměrů jednotlivých maxim byl vynášen do grafu.

4.3.1 Strukturované svazky různých vlnových délek

Jak již bylo řečeno strukturované svazky byly zkoumány pro čtyři vlnové délky. Konkrétně pro $\lambda_1 = 632,8 \text{ nm}$, což je vlnová délka He-Ne laseru a tři diody $\lambda_2 = 637,0 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 652,5 \text{ nm}$, $\lambda_4 = 654,3 \text{ nm}$. Měření bylo prováděno v optické sestavě uvedené v kapitole 4.1 a vždy pro stejnou konfiguraci generátoru, který je uveden v kapitole 3.1.2. Rozsah měření profilu strukturovaného svazku činil 60–91 cm vzdálenosti od generátoru.

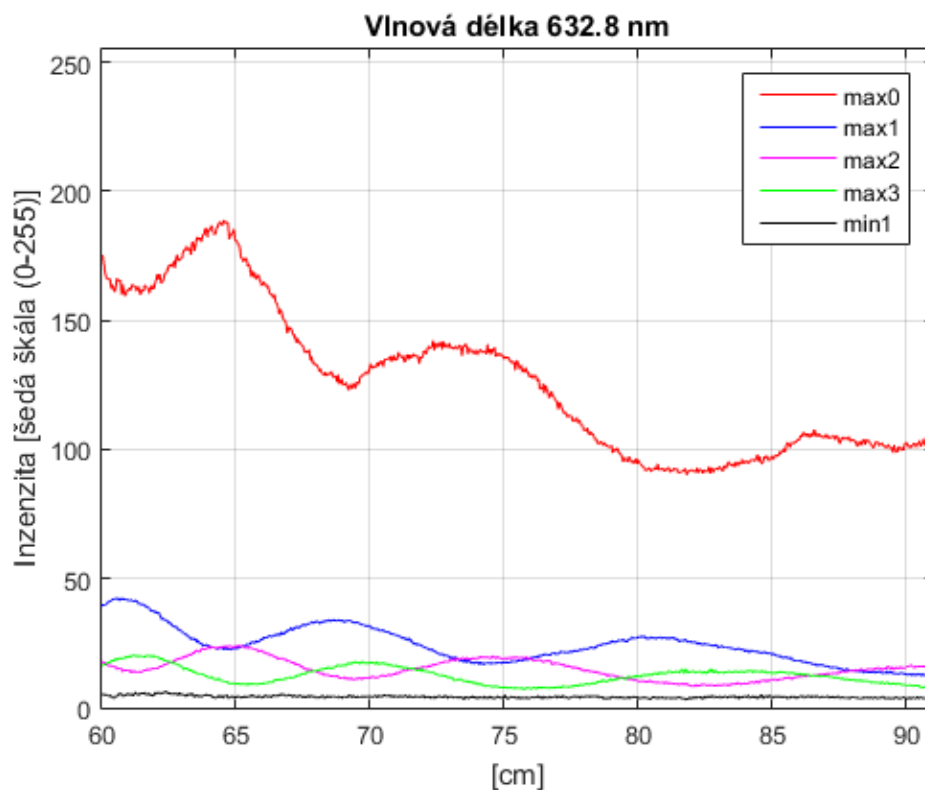
Každý svazek byl hodnocen na průběh nultého až třetího maxima vzhledem ke vzdálenosti za generátorem, kontrast nultého maxima vzhledem k prvnímu minimu a rozměr nultého maxima.

Kontrast nultého maxima vzhledem k prvnímu minimu byl určen podle vzorce vyjadřující viditelnost. Tento způsob vyhodnocování je pro popis interferenčního obrazce poměrně běžný. Viditelnost V popisuje vztah 40.

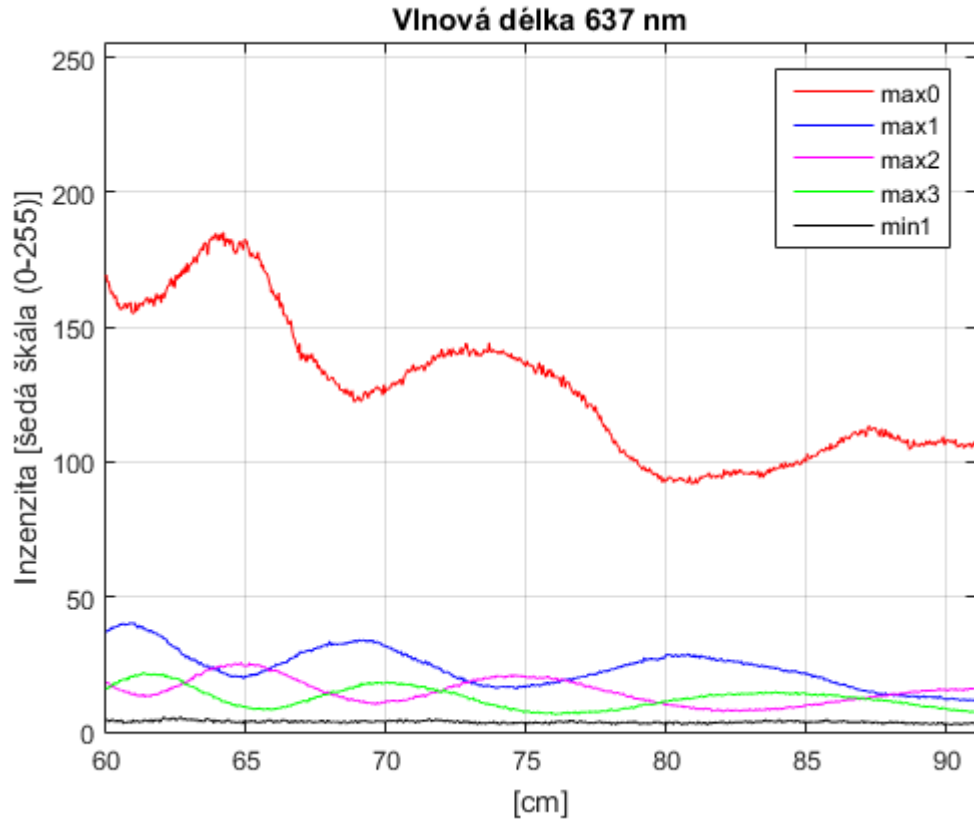
$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (40)$$

4.3.1.1 Prostorové rozložení maxim strukturovaného svazku

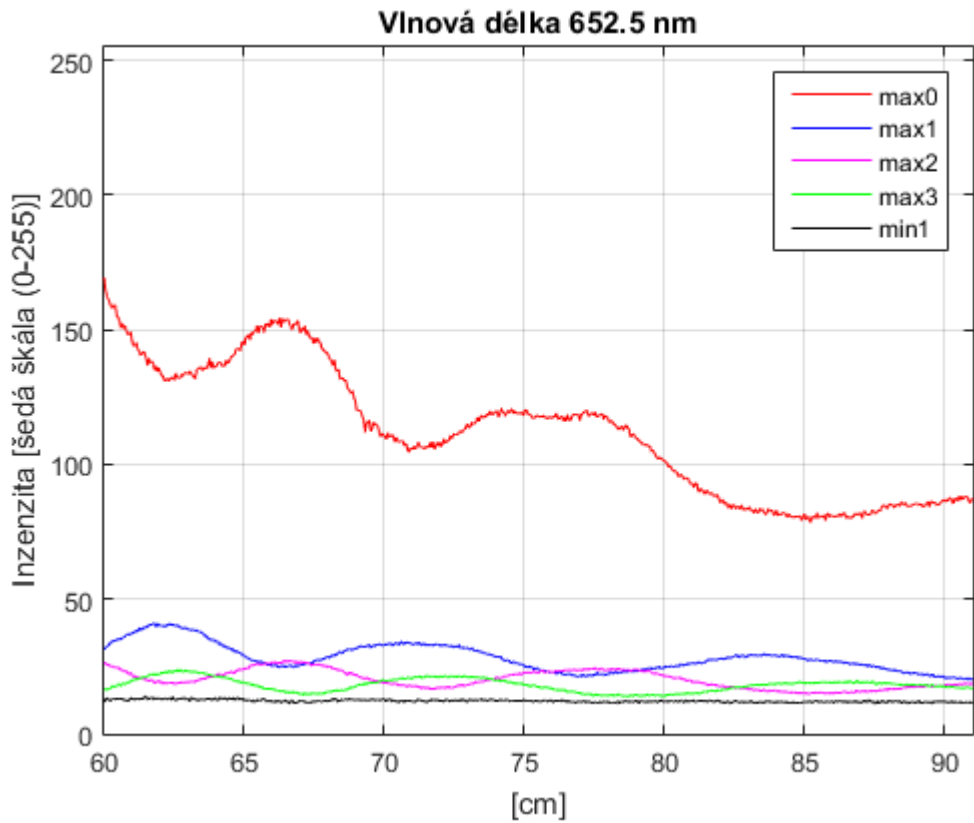
Podíváme-li se na průběhy nultého až třetího maxima a prvního minima každého svazku, což shrnují obrázky 49 až 52, je jasně vidět, že po sobě jdoucí maxima (např. max1 a max2) mají téměř opačnou fázi. O přesně opačnou fázi se však nejedná, protože jsou jednotlivé extrémy maxim vůči sobě lehce posunuté. Tedy neznamená, že když je max1 v lokálním extrému, že max2 bude přesně v opačném lokálním extrému. Je také vidět, že frekvence průběhu se vzdáleností klesá, což je ve shodě se simulacemi z kapitoly 3.1.4.1.



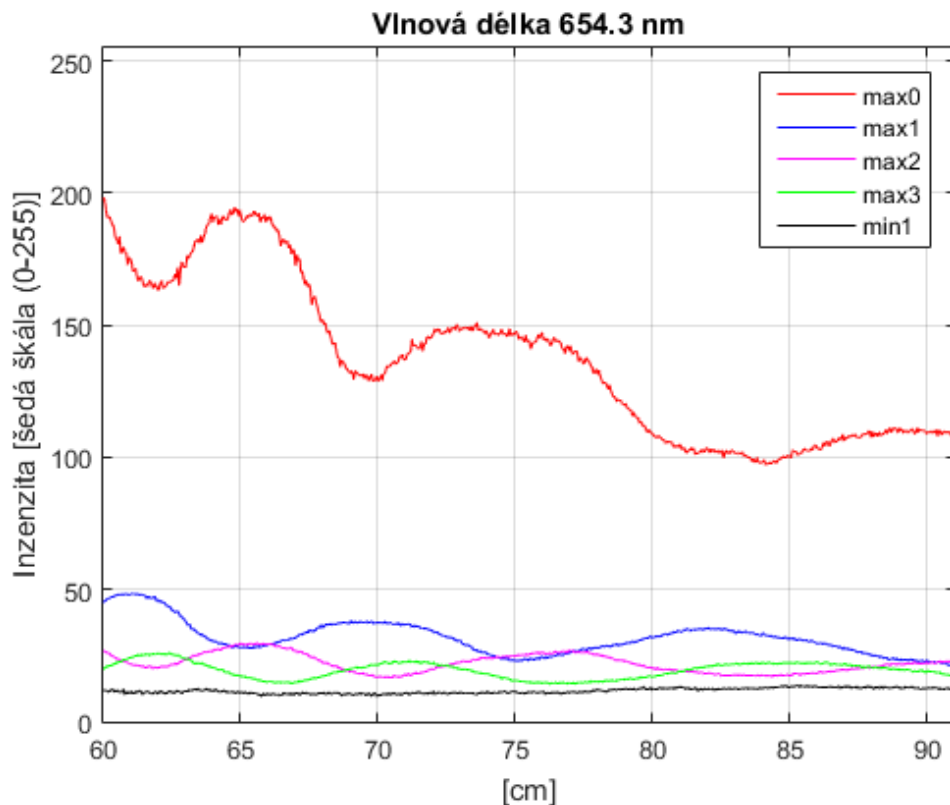
Obrázek 49: Intenzitní průběh maxim svazku (632,8 nm)



Obrázek 50: Intenzitní průběh maxim svazku (637,0 nm)

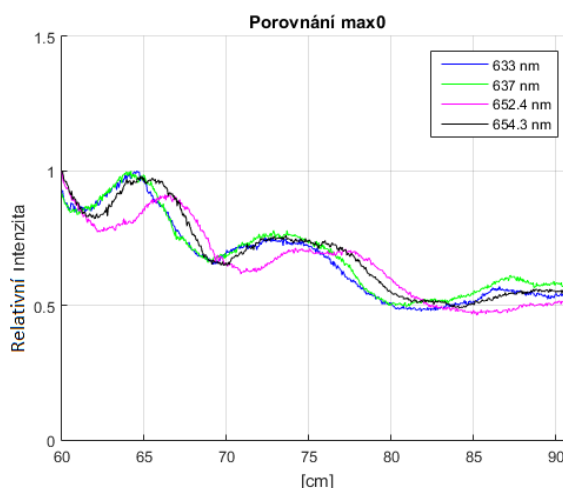


Obrázek 51: Intenzitní průběh maxim svazku (652,5 nm)

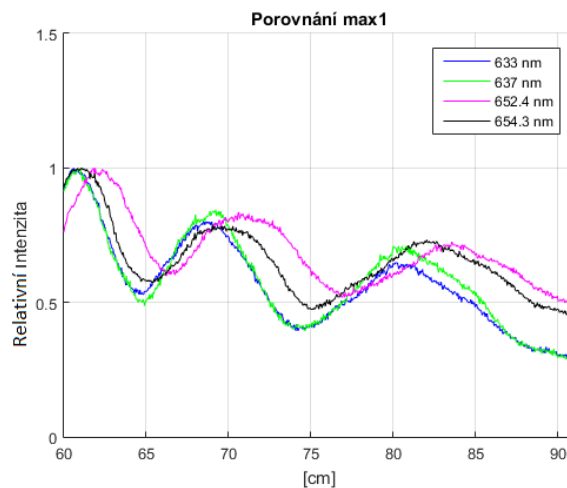


Obrázek 52: Intenzitní průběh maxim svazku (654,3 nm)

Nyní porovnáme jednotlivá maxima vůči sobě pro různé vlnové délky. Lze si povšimnout, že se průběh svazků s nižší vlnovou délkou posouvá směrem ke generátoru. To je způsobeno tím, že svazky s kratší vlnovou délkou vznikají dříve.



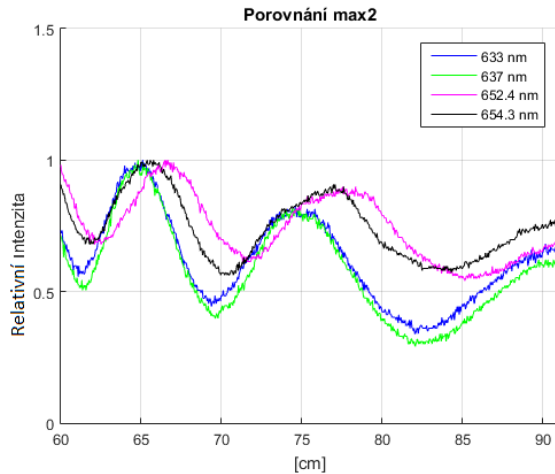
Obrázek 54: Porovnání max0



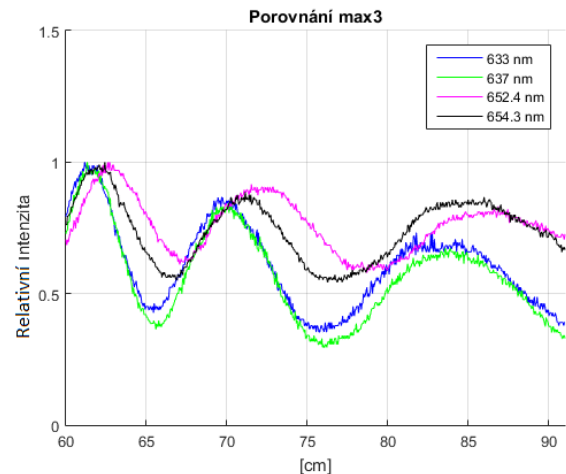
Obrázek 53: Porovnání max1

Jediná vlnová délka, která se z této závislosti vymyká je $\lambda_3 = 652,5 \text{ nm}$. Příčina je však zcela jistě přímo v laseru, jelikož se jedná o diodu, která má sama o sobě velmi divergující svazek. Tento svazek je přímo na laseru fokusován nastavitelnou optikou a

na určitém intervalu potom vytváří malý spot, který dále zase diverguje. Optika laserové diody byla pro měření nastavena tak, aby se v místě expanderu a generátoru nacházel interval s malým spotem laserového svazku. Přesto však zřejmě vcházely paprsky z tohoto laseru do generátoru sbíhavě, a proto se svazek vytvořil dříve než z rovinného šíření paprsků. Tento vliv je popsán v kapitole 3.1.3.1.



Obrázek 56: Porovnání max2



Obrázek 55: Porovnání max3

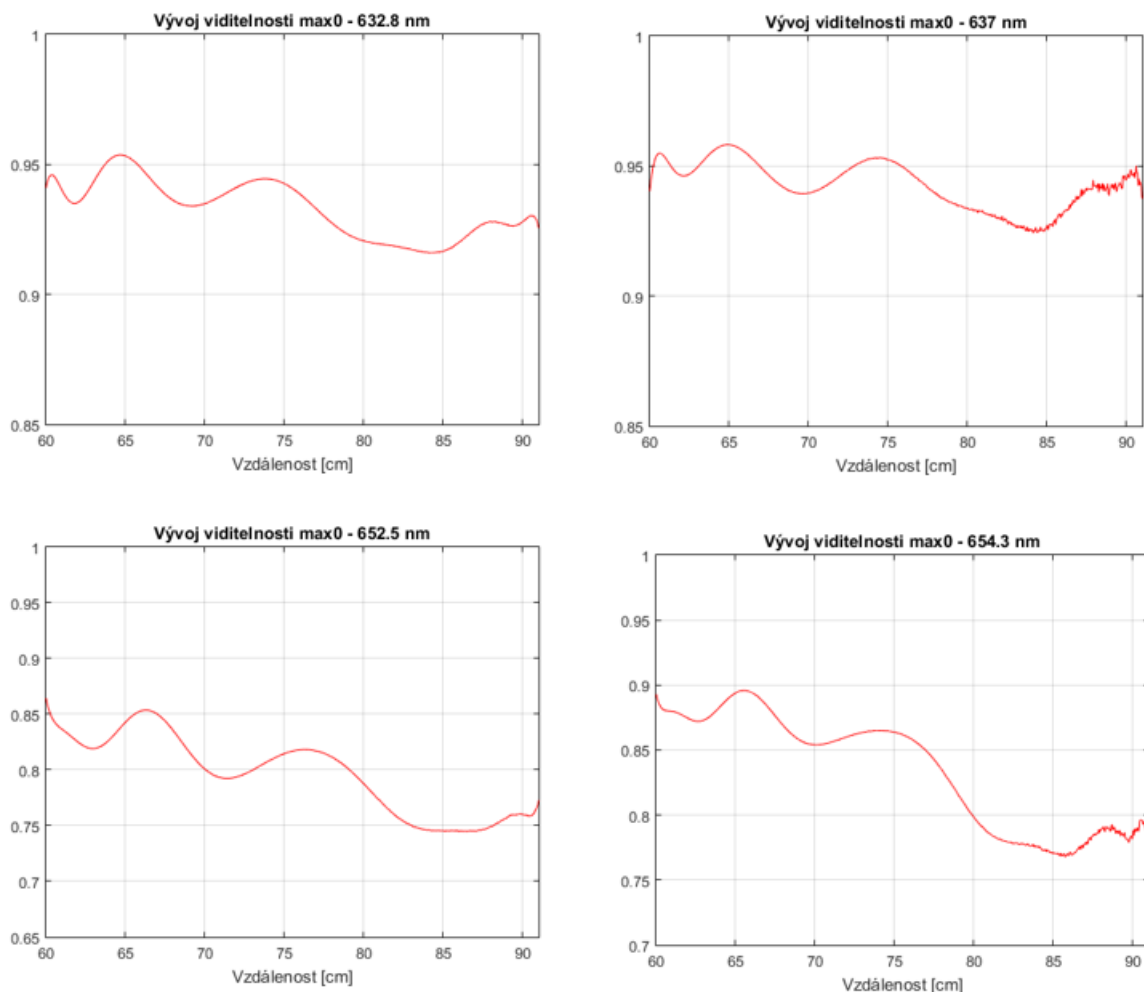
Naměřená data jsou tedy ve shodě se simulacemi i výpočty a potvrzují závislost na indexu lomu použitých skel v materiálu, který je závislý na vlnové délce $n(\lambda)$.

4.3.1.2 Kontrast nultého maxima v prostoru

Jak bylo řečeno, kontrast nultého maxima a prvního minima byl vyhodnocován podle známého vzorce pro určení viditelnosti. Vzhledem k tomu, že průběhy prvního minima svazku byl prakticky konstantní, průběhy viditelnosti se podobají průběhům prvních maxim.

Výsledky jsou uvedeny v grafech na obrázku 57, kde je zřetelné, že viditelnost interferenčního obrazce souvisí s koherenční délkou laserů, jež jsou uvedeny v tabulce 1, kterou nalezneme v kapitole 4.2. Čím více se rozdíl optických drah, které popisuje obrázek 44, přiblíží koherenční délce laseru, tím více se snižuje viditelnost interferenčního obrazce.

To potvrzuje i fakt, že celkový trend průběhu viditelnosti je klesající, protože s měřenou vzdáleností samozřejmě narůstá optická dráha paprsků, které tvoří interferenční pole.



Obrázek 57: Průběhy viditelnosti pro jednotlivé vlnové délky

4.3.1.3 Divergence nultého maxima

Divergence nultého maxima byla hodnocena z poloměru kružnice nalezená Houghovou transformací pro nulté maximum. Vyhodnocovací algoritmus určil pro poloměr kružnice vždy celý počet pixelů obrázku. Jeden pixel dle parametrů kamery čítal $5,2 \mu\text{m}^2$, proto pro určení skutečného rozměru maxima byl vynásoben počet pixelů jedním rozměrem pixelu. Jednotlivé průběhy jsou opět shrnuty v grafech na obrázku 58.

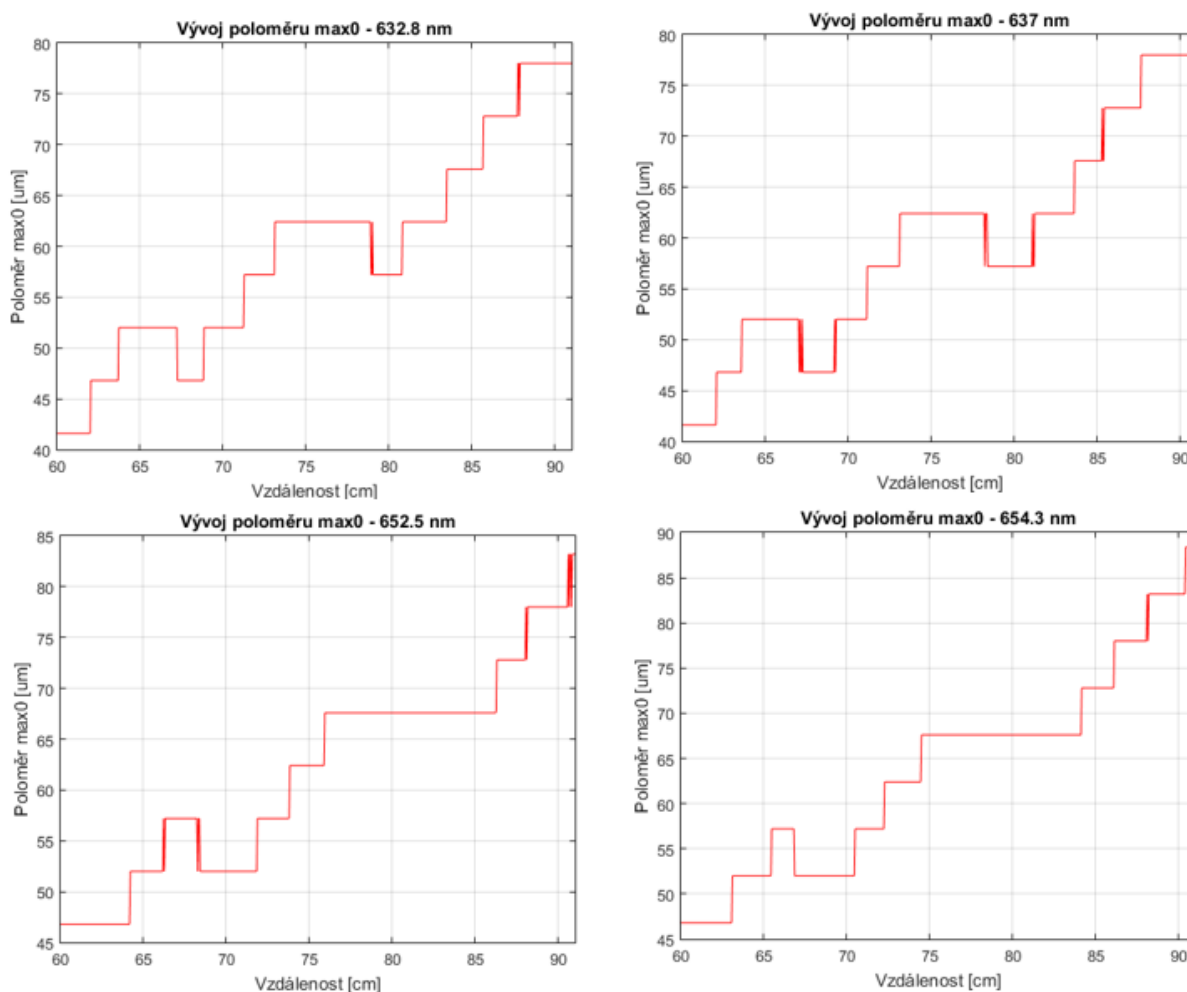
Z grafů je patrné, že na oblasti 60-91 cm nulté maximum svazku diverguje. Skoky na nižší hodnoty poloměru se zvětšující se vzdáleností mohou být způsobeny jednak mírným kolísáním viditelnosti nultého maxima, a tedy i rozdílnou detekcí hran, ale také tím, že se stopa svazku během posuvu kamery mírně pohyboval příčně po jejím čipu. Tím pádem nemusela být dokonale osvětlena některá část pixelů a kamera je mohla vyhodnotit jako 0. Proto mohl lokálně rozměr nultého maxima klesnout.

Podíváme-li se na závislost trendu divergence nultého maxima pro jednotlivé vlnové délky, zjistíme, že pro vlnové délky 632,8 nm, 637 nm a 652,5 nm se jejich nultá maxima při daném posuvu zvětší o 7 pixelů v poloměru, tedy o 36,4 μm . Pro vlnovou délku 654,3 nm zaznamenáme zvětšení o 8 pixelů, což činí 41,6 μm . Poloměr nultého maxima v prvním měřeném bodě (60 cm) udává tabulka 2.

Tabulka 2: Poloměr nultého maxima svazku ve vzdálenosti 60 cm

	$\lambda_1 = 632,8 \text{ nm}$	$\lambda_2 = 637 \text{ nm}$	$\lambda_3 = 652,5 \text{ nm}$	$\lambda_4 = 654,3 \text{ nm}$
R [μm]	41,6	41,6	46,8	46,8

Tabulka 2 je však v rozporu se závislosti vlastností svazků na vlnové délce, která je popsána v kapitolách 3.1.2 a 3.1.3. Konkrétně uvážíme-li místo vzniku svazku pro danou vlnovou délku, tak dle výpočtů a simulací platí, že místo vzniku svazku se vzdaluje od generátoru s rostoucí vlnovou délkou. Proto byl očekáván pro λ_3 a λ_4 menší rozměr nultého maxima než pro λ_1 a λ_2 . Jak již ale bylo řečeno, detekce pixelů v algoritmu může být různě ovlivněna.



Obrázek 58: Průběhy divergence max0 pro všechny vlnové délky

4.3.2 Superpozice strukturovaných svazků různých vlnových délek

Jak bylo uvedeno v kapitole 3.1.4.1, tak simulace poukazují na fakt, že je možné při superpozici dvou strukturovaných svazků blízkých vlnových délek nalézt prostorovou zánějovou frekvenci, jejíž opakování odpovídá vlnové délce vypočtené pomocí vztahu 20, který je rozebraný v kapitole 2.5.

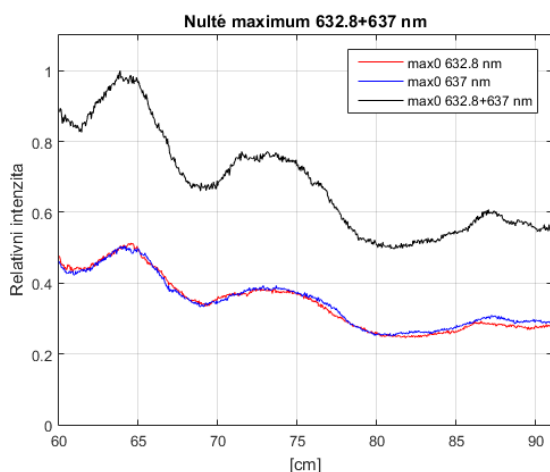
Vztah vyjadřuje tzv. syntetickou vlnovou délku, kterou lze nalézt lokálně v interferenčním poli. Zde se zaměříme konkrétně na nulté maximum svazku. Provedeny byly tři situace superpozice, které popisuje tabulka 3, kde jsou opět jednotlivé vlnové délky označeny následovně $\lambda_1 = 632,8$ nm, $\lambda_2 = 637,0$ nm, $\lambda_3 = 652,5$ nm, $\lambda_4 = 654,3$ nm.

Tabulka 3: Předpokládané syntetické vlnové délky λ_m

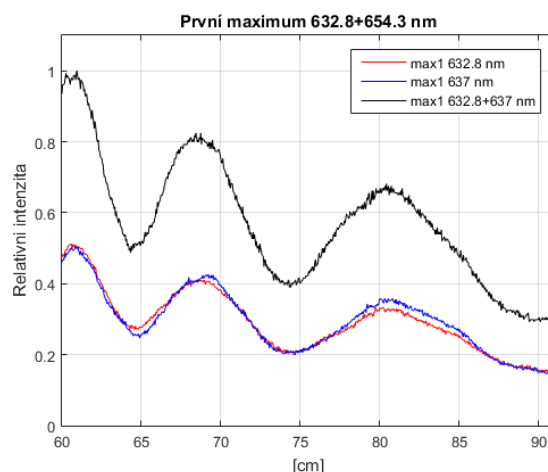
	$\lambda_1 + \lambda_2$	$\lambda_1 + \lambda_4$	$\lambda_3 + \lambda_4$
λ_m [μm]	191,95	38,515	474,37

Na optické sestavě uvedené v kapitole 4.1, bylo nejprve měřeno na intervalu 60–91 cm. Konstantní pohyb byl zajištěn motorizovaným posuvem. Během něj bylo vytvořeno video o 710 snímcích. Na intervalu 31 cm, tedy šlo o rozlišení vzdálenosti 0,4366 mm. To je zatím málo přesné, pro detekci zánějové frekvence. Nyní šlo však o to porovnat intenzitní profil jednotlivých maxim pro samostatné svazky a superponované svazky. Pro ukázkou bude uvedeno nulté až třetí maximum superpozice vlnových délek $\lambda_1 + \lambda_2$. Situace pro ostatní vlnové délky budou ukázány v příloze C.

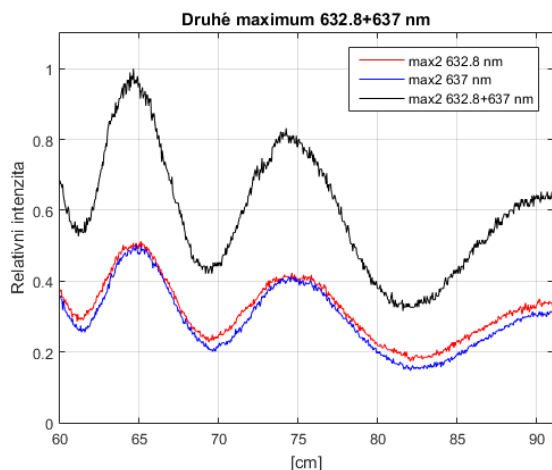
Pro lepší orientaci jsou průběhy v grafech na obrázcích vztaheny k maximální hodnotě superponovaného průběhu, který byl definován jako 1. Přestože měly oba svazky díky kombinaci půl-vlnových destiček a polarizátoru nastavenou velmi podobnou intenzitu i stejnou polarizaci, došlo pouze k sečtení intenzit.



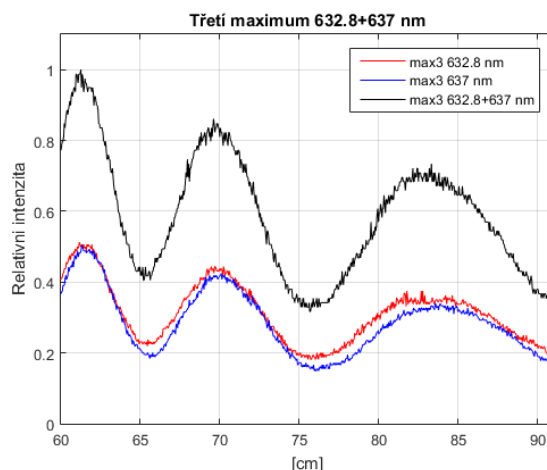
Obrázek 60: Superpozice max0



Obrázek 59: Superpozice max1

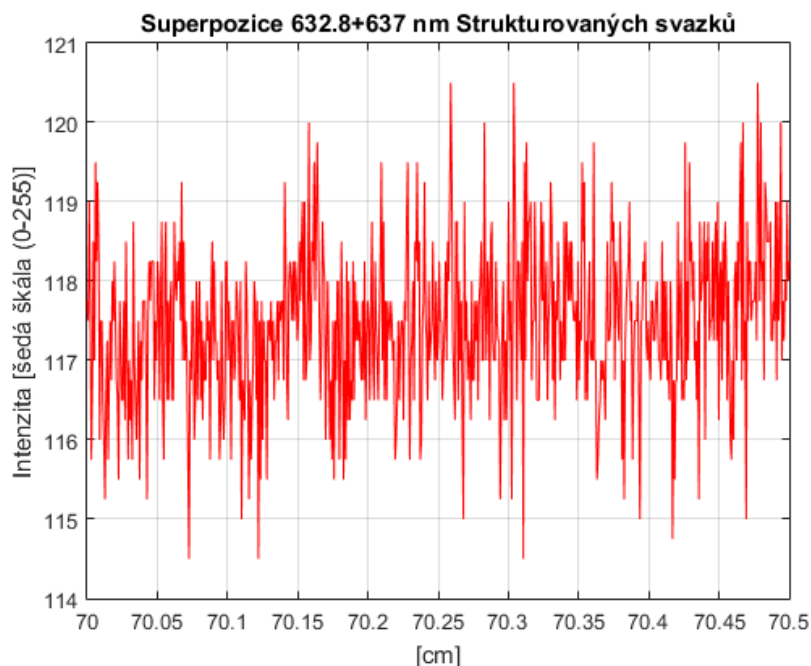


Obrázek 61: Superpozice max2



Obrázek 62: Superpozice max3

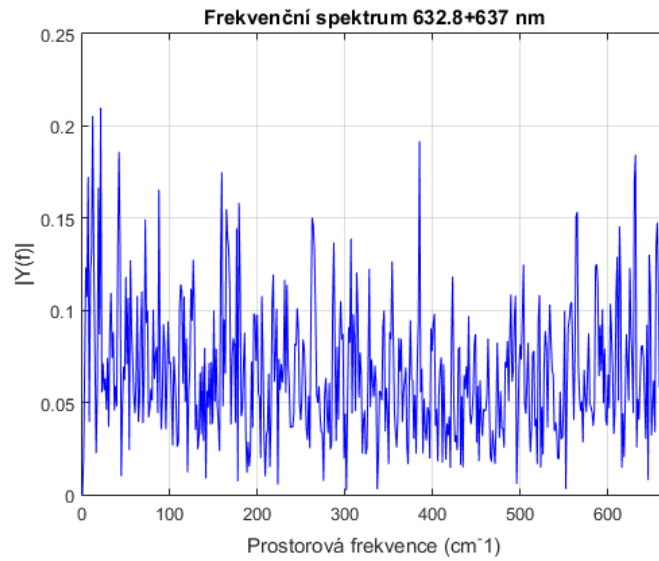
Jako druhý krok byla podrobně zkoumána oblast 5 mm vždy ve třech částech průběhu. Konkrétně bylo měřeno na intervalu 60-60,5 cm, 70-70,5 a 80-80,5 cm. Během skenování této vzdálenosti byl ve videu naskenováno 525 snímků. Jedná se tedy o rozlišení vzdálenosti 9,5 μm , které je dostatečné pro popsání vypočtených zánějových frekvencí. Pro ilustraci bude uvedena na obrázku 63 superpozice $\lambda_1 + \lambda_2$ na intervalu 70–70,5 cm. Ostatní situace jsou opět umístěny v příloze C.



Obrázek 63: Superpozice max0 632,8 +637 nm (rozlišení 9,5 μm)

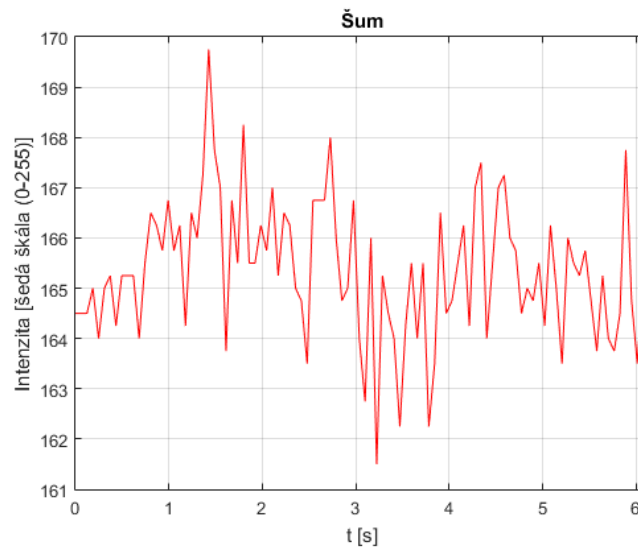
Na obrázku 63 vidíme kmitání intenzity v rozsahu pěti až šesti intenzitních bodů šedé škály. Zánějovou frekvenci, která by se zde pro tuto superpozici měla objevit zhruba pětadvacetkrát, nenalezneme. To dokazuje i frekvenční spektrum, které bylo

získáno pomocí rychlé Fourierovy transformace na obrázku 64, kde nenalezneme žádnou dominantní frekvenci.



Obrázek 64: Fourierova transformace dat z obrázku 64

Pokud by došlo k superpozici obou signálů, muselo by dojít k lokálnímu zvýšení intenzity v amplitudě zánějové frekvence. Proto byl pro jistotu po čas 6,135 sekund v místě 60 cm od generátoru snímán samotný strukturovaný svazek, pro určení šumu kamery. Tento průběh snímání je zobrazen v grafu na obrázku 65.



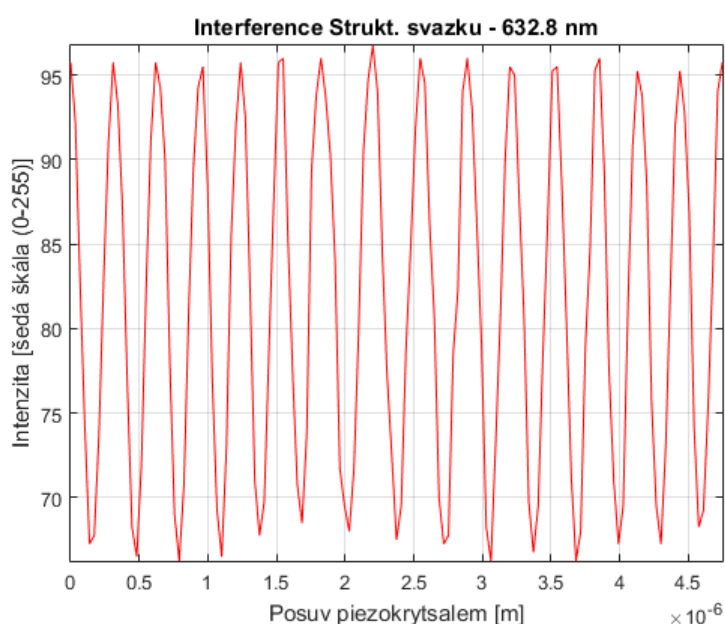
Obrázek 65: Šum kamery při snímání strukturovaného svazku

Je jasně vidět, že šum kamery, která snímá intenzitu je právě zmíněných 5 a 6 bodů intenzity šedé škály. Proto je jasné, že se zánějovou prostorovou frekvenci nepodařilo detekovat. Jistou roli zřejmě sehrála slabá koherenční délka použitých diod.

5. Diskuze

5.1 Využití poznatků pro absolutní interferometrii

Výhodou takto generovaného svazku je, že kromě informací, které v sobě se vzdáleností nese, podléhá také sám interferenci. Bude-li například svazek v Michelsonově interferometru, kde se bude měnit délka jednoho jeho ramene pomocí piezo krystalu, zaznamenáme během posuvu ramene o $\lambda/4$ změnu intenzity z interferenčního maxima do interferenčního minima. Fluktuační intenzity během pohybu piezo posuvu dokumentuje obrázek 66.



Obrázek 66: Fluktuační intenzity max0 svazku během interference

Proto je možné takovýto svazek používat v libovolných interferometrech a využít dalekého dosahu svazku nebo jeho rekonstrukce za překážkou.

Pro měření vzdálenosti však lze použít i samostatný strukturovaný svazek o jedné vlnové délce. Průběh maxim svazku totiž nabývá svých lokálních extrémů a jejich frekvence střídání se vzdáleností klesá. Jednotlivá maxima svazku jsou vůči sobě posunuta, ale jsou v principu v opačné fázi. Toto je dokumentováno v kapitole 4.3.1.1. Uvážíme-li k tomu posuv čočky v generátoru vůči kulové čočce, víme z kapitoly 3.1.3.2, že se mění místo vzniku strukturovaného svazku a tím pádem se posouvá intenzitní průběh maxim svazku. Lze proto potom nastavit jeden extrém průběhu na chtěné místo a posuvem do dalšího lokálního extrému mít přesnou informaci o aktuální poloze. Pro tento způsob měření by však bylo nutné udělat rozsáhlou analýzu

jednotlivých generátorů a pro každý popsat, jak se mění prostorová frekvence střídání extrémů jednotlivých maxim se vzdáleností. O tomto měření však zřejmě nelze hovořit jako o absolutním.

Absolutní měření vzdálenosti za generátorem lze realizovat díky využití dalších informací, které svazek přenáší. Pro tyto účely byla napsaná funkce v programu Matlab, která je přiložena v příloze B. Funkce využívá tzv. kalibrace, kterou zastupuje právě nasnímání určité oblasti pomocí videozáznamu. Jeho vyhodnocením, které je popsáno v kapitole 4.3, získáme průběhy jednotlivých maxim a divergenci poloměru nultého maxima na dané oblasti. Funkce je potom schopna z libovolné fotografie, kterou vyhodnocuje jako každý jiný snímek kalibračního videa, určit aktuální polohu na dané oblasti.

První krok, kterou funkce provede, je hrubé určení vzdálenosti z průběhu divergence nultého maxima, tedy grafů uvedených v kapitole 4.3.1.3. Na této podoblasti se potom hledá shoda kalibračních hodnot $\max 1 - \max 3$ s právě naměřenými hodnotami $\max 1 - \max 3$ z fotografie. Naleznou-li se všechny tři maxima ve shodě na jednom snímku videa s měřenou fotografií, uloží se místo shody jako potenciálně naměřená vzdálenost. Shoda snímku s kalibrací je povolena pro rozptyl 0,001.

Tímto způsobem lze často dosáhnout shody více snímků na určeném intervalu. Výsledná hodnota měření byla určena jako aritmetický průměr získaných hodnot. K získané hodnotě byla vypočtena střední kvadratická chyba aritmetického průměru podle vzorce 41, kde m je počet hodnot podílejících se na aritmetickém průměru \bar{x} .

$$\sigma_{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m (x_i - \bar{x})^2}{m(m-1)}} \quad (41)$$

Snímky, které podstoupily vyhodnocení uvedenou funkcí, byly dle motorizovaného posuvu pořízeny ve vzdálenostech $l_1 = 650$ mm, $l_2 = 750$ mm a $l_3 = 850$ mm za generátorem. Výsledky shrnuje tabulka 4, kde jsou uvedeny měření pro každou použitou vlnovou délku. Chyba $\sigma_{\bar{x}}$ však nepopisuje celkovou chybu měření. Na celkové chybě měření absolutní vzdálenost za generátorem se podílí navíc ještě změřená vzdálenost motorizovaného posuvu od konce generátoru k počátku posuvu. Tato vzdálenost byla měřena klasickým pásmem, kde chybu měření σ_L činí polovina nejmenšího dílku, tedy 0,5 mm. Posledním činitelem chyby je samotný motorizovaný posuv, jehož chybu σ_P nelze nikde dohledat, protože se nejedná o komerční výrobek.

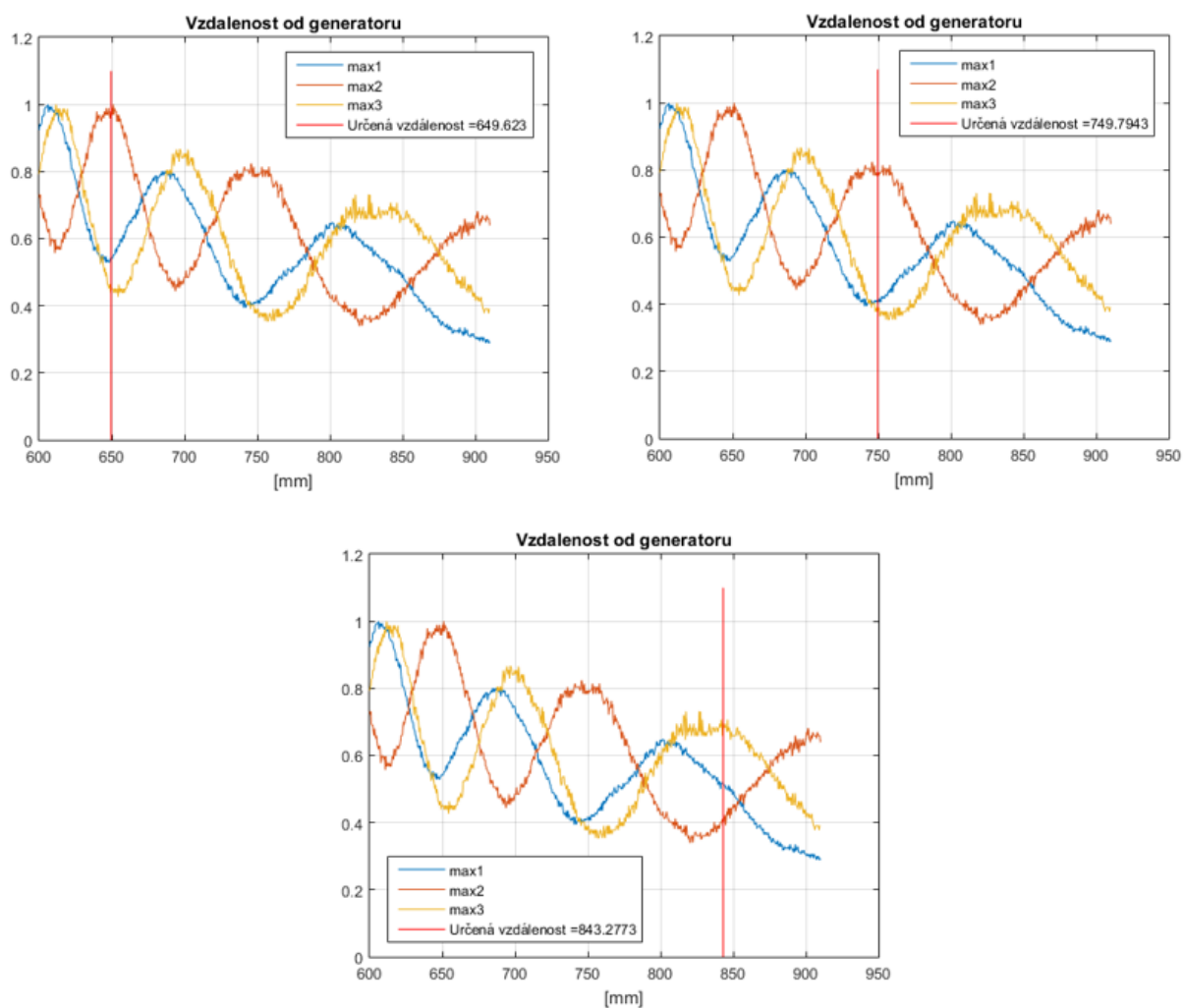
Uvažuje se však v řádu desítek mikrometrů. Celkovou chybu σ tedy můžeme vyjádřit vztahem 42.

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\bar{x}}^2 + \sigma_l^2 + \sigma_p^2} \quad (42)$$

Tabulka 4: Vyhodnocená data z měření

l [mm]	$\lambda_1 = 632,8 \text{ nm}$		$\lambda_1 = 637 \text{ nm}$		$\lambda_1 = 652,5 \text{ nm}$		$\lambda_1 = 654,3 \text{ nm}$	
	\bar{x} [mm]	$\sigma_{\bar{x}}$ [mm]	\bar{x} [mm]	$\sigma_{\bar{x}}$ [mm]	\bar{x} [mm]	$\sigma_{\bar{x}}$ [mm]	\bar{x} [mm]	$\sigma_{\bar{x}}$ [mm]
650	649,6	0,5	650,2	0,3	-	-	649,8	0,7
750	749,8	0,8	748,4	0,8	754,7	0,6	754,5	0,9
850	843,3	0,6	847,8	0,7	848	0,7	-	-

Pro ilustraci jsou uvedeny na obrázku 67 výsledné grafy funkce pro vlnovou délku 632,8 nm. Ostatní jsou zobrazeny v příloze D.



Obrázek 67: Grafy získané vyhodnocovací funkcí pro vlnovou délku 632.8nm

Ze 12-ti snímků se touto funkcí podařilo vyhodnotit 10 snímků. Z uvedených výsledků a faktů lze usuzovat na přesnost v řádu jednotek milimetrů. To je pro konkurenci absolutní interferometrii velmi slabé, avšak kombinace této metody interferometrií může být velmi užitečná.

Metoda tedy vyžaduje kalibraci, od které se odvíjí celková přesnost metody. V úvahu přichází použití více vlnových délek pro určení jedné absolutní vzdálenosti nebo k vyhodnocování použít více maxim svazku.

6. Závěr

Strukturované svazky byly analyzovány pomocí simulací, které potvrzují závislost vlastností svazků na vlnové délce laseru v použitém generátoru. Mezi analyzované vlastnosti patří i místo vzniku svazku. Jako místo vzniku svazku bylo určena oblast, kdy první paprsek protne optickou osu generátoru. S využitím tohoto předpokladu a geometrické optiky byl odvozen vztah pro jeho popis. Z výsledků vyplývá, že světlo s kratší vlnovou délkou má místo vzniku blíže generátoru. Tomu odpovídá i posunutí intenzitního průběhu jednotlivých maxim svazku pro jednotlivé vlnové délky. Použitý software pro simulace byl VirtualLab, avšak v některých situacích, kdy je dostačující geometrická optika, byly simulace provedeny v softwaru Matlab, kde byl vytvořen skript, který je přiložen v příloze A.

Byl realizován způsob hodnocení příčných profilů svazků na jednotlivých snímcích videa. Ten zahrnoval detekci kružnic Houghovou transformací a následné vyčítání maxim v určených podoblastech pomocí detekovaných kružnic. Popsaný algoritmus se ukázal jako vhodný. Takto získaná data, byla vykreslována do grafů v závislosti na místě pořízení snímku videa. Ukázalo se, že intenzita po sobě jdoucích maxim osciluje téměř v opačné fázi, avšak vždy s mírným posunem.

Byla ověřována hypotéza Gouyova posunu za kuličkou generátoru, který byl pomocí simulací ve VirtualLab predikován. Signály různých vlnových délek by potom měly být za kuličkou sfázovány. Superpozice svazků blízkých vlnových délek však neprokázala vznik zánějů, což může být způsobeno slabou koherencí použitých laserových diod, ale i šumem detekovaným na čipu kamery. Ten činil při svícení stabilním He-Ne laserem ± 5 dílků šedé škály.

Ze získaných poznatků o vlastnostech svazku, které se se vzdáleností mění, byla vyvinuta metoda pro absolutní měření vzdálenosti za generátorem s přesností na jednotky milimetru. V kombinaci s vhodnou interferometrií se však může metoda mnohokrát zpřesnit. Metoda vyžaduje kalibraci, po jejímž provedení lze určit ze snímku místo jeho pořízení. Ačkoliv lze v literatuře nalézt široké využití strukturovaných svazků, není mi známa publikace popisující právě jejich využití pro přímě měření absolutní vzdálenosti.

Reference

1. ANON., nedatováno. *Jednofrekvenční, nebo dvoufrekvenční laserový interferometr* [online] [vid. 2018-05-08]. Dostupné z: <https://www.mmspektrum.com/clanek/jednofrekvencni-nebo-dvoufrekvencni-laserovy-interferometr.html>
2. BELYI, Vladimir N., Larisa I. KRAMOREVA, Muhanna K. AL-MUHANNA a Nikolai A. KHILO, 2012. Focusing Bessel Beams by a Lens with Strong Spherical Aberrations. *International Journal of Optics* [online] [vid. 2018-03-25]. Dostupné z: doi:10.1155/2012/739413
3. CASTAGNA, R., A. DI DONATO, L. NUCARA, J. H. XU, D. E. LUCCHETTA a F. SIMONI, 2016. Structured beam diffraction. *Optics Letters*. **41**(7), 1462–1465. ISSN 1539-4794.
4. ČÍP, Ondřej, BUCHTA, Zdeněk, 2011. Přesné měření délek pomocí laserové interferometrie [online] [vid. 2018-05-08]. Dostupné z: <https://anzdoc.com/pesneni-delek-pomoci-laserove-interferometrie.html>
5. DUDA, R. O., HART, P. E., 1972. Use of the Hough transformation to Detect Lines and Curves in Pictures. In: Comm. ACM, January, Vol. 15, s. 1-15. Dostupné z URL: <http://www.ai.sri.com/pubs/files/tn036-duda71.pdf>
6. DURNIN, J., MICELI, J.J. Jr., EBERLY, J.H., 1987. Diffraction-free beams, *Php Reu Lett*, 58, 1499-1501
7. GANTUMUR, TSOGTGEREL, nedatováno. Frobenius series solutions. 5. Dostupné z: <http://www.math.mcgill.ca/gantumur/math315w14/downloads/frobenius.pdf>
8. GDEISAT, Munther, LILLEY Francis, 2011. *One-Dimensional Phase Unwrapping Problem*. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/265151826_One-Dimensional_Phase_Unwrapping_Problem
9. HAIDEKKER, M. A., 2011. *Advanced Biomedical Image Analysis*. A John Wiley & Sons, Inc. ISBN 978-0-470-62458-6
10. HLAVÁČ, V. Hledání hran (přednáška), [online]. České vysoké učení technické v Praze. [cit. 6. 10. 2011] Dostupné z URL: <http://cmp.felk.cvut.cz/~hlavac/TeachPresCz/11DigZprObr/22EdgeDetection Cz.pdf>
11. HOUGH, P. V. C., 1959. Machine Analysis of Bubble Chamber Pictures. Proc. Int. Conf. High Energy Accelerators and Instrumentation
12. JANOVIČ, Tomáš, 2012. Detekce očí v obrazech obličeje pomocí Houghovy transformace. 42

13. KOCOUR, Vladimír, 2010. Měření tvaru povrchů pevných těles pomocí interferometrie se dvěma vlnovými délkami. Univerzita Palackého Olomouc, Přírodovědná fakulta. Vedoucí práce RNDr. Pavel Pavlíček, PhD.
14. KOLLÁROVÁ, Věra, 2011. Syntéza světelných polí. Olomouc. Disertační práce. Univerzita Palackého v Olomouci, fakulta přírodovědecká, katedra optiky. Vedoucí diplomové práce prof. RNDr Zdeněk BOUCHAL, Dr.
15. KOPECKÝ, Václav, 2008. *Laserová anemometrie v mechanice tekutin*. Brno: Tribun EU. Knihovnicka.cz. ISBN 9788073993573.
16. KREH, Martin., 2017; Bessel functions: project for the Penn State--Gttingen summer school on number theory. Dostupné z: <http://www.math.psu.edu/papikian/Kreh.pdf>.
17. KŘÍŽEK, Jan., 2016. *Studium nedifraktujících svazků*. Praha. Diplomová práce. České vysoké učení technické, katedara fyzikální elektroniky, optiky a nanostruktur. Vedoucí diplomové práce doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.
18. KURAMOTO, Yoshiyuki, OKUDA, Hiroshi 2014. High-accuracy absolute distance measurement by two-wavelength double heterodyne interferometry with variable synthetic wavelengths. *arXiv:1402.5575 [physics]* [online]. [vid. 2018-05-08]. Dostupné z: <http://arxiv.org/abs/1402.5575>
19. LAPOINTE, M. R., 1992. Review of non-diffracting Bessel beam experiments. *Optics & Laser Technology* [online]. **24**(6), 315–321. ISSN 0030-3992. Dostupné z: [doi:10.1016/0030-3992\(92\)90082-D](https://doi.org/10.1016/0030-3992(92)90082-D)
20. LIŠKA, Ondřej, 2008. Fyzikální principy přístroje WASCA ANALYZER. Brno. Bakalářská práce. Masarykova univerzita v brně, Přírodovědecká fakulta. Vedoucí práce Mgr. Jana Jurmanová, PhD.
21. MALÝ, Petr, 2013. Optika. 2., dopl. a přeprac. vyd. Praha: Nakladatelství Karolinum. 368 s. ISBN 978-80-246-2246-0
22. MEDHAT, M., M. SOBEE, H. M. HUSSEIN a O. TERRA, 2016. Distance measurement using frequency scanning interferometry with mode-hoped laser. *Optics & Laser Technology* [online]. **80**, 209–213. ISSN 0030-3992. Dostupné z: [doi:10.1016/j.optlastec.2016.01.025](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2016.01.025)
23. MCDONALD, Kirk T., 2000. Bessel Beams. *arXiv:physics/0006046* [online]. [vid. 2018-03-25]. Dostupné z: <http://arxiv.org/abs/physics/0006046>
24. PENG, Tao. Algoritmus Houghovy transformace. [vid 13.3.2018] Dostupné z: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/9168-detect-circles-with-various-radii-in-grayscale-image-via-oughtransform?focused=5171151&tab=function>

25. PŘISPĚVATELÉ WIKIPEDIE. Airyho disk [online]. Wikipedia: The Free Encyclopedia. Datum poslední revize 6.5.2018, 9:54. [vid 8.4.2018]. Dostupné z https://en.wikipedia.org/wiki/Airy_disk
26. POLÁK, Kryštof. Interní sdělení Bc. Polák
27. POLÁK, Kryštof, 2015. Simulace generace nedifraktujících optických svazků. Technická univerzita v Liberci, fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií. Vedoucí práce doc. RNDr. Miroslav Šulc, PhD.
28. SALEH, Bahaa E. A, TEICH, Malvin Carl, 1991. Fundamentals of photonics, New York: Wiley. ISBN 978-0-471-83965-1.
29. SHIINA, Tatsuo, 2017. Non-diffractive beam in random media. *Optics Communications* [online]. **398**, 12–17. ISSN 0030-4018. Dostupné z: doi:10.1016/j.optcom.2017.04.028
30. ŠULC, Miroslav. Interní sdělení doc. RNDr. Miroslav Šulc, PhD
31. THORLABS, Inc.-Product. [vid 8.5.2018]. Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=LA1951-A>
32. ANON. Výuková prezentace [online]. [vid 8.4.2018]. Dostupné z <http://muj.optol.cz/bajer/texty/Aberace%20oka%20JB.pdf>
33. WIMMER, Lukáš, 2017. Optimalizace optického spektrometru pomocí softwarového lock-in analyzáru. ČVUT, fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce Mgr. Jakub Holovský, PhD.
34. XIAOLI, Dai, KATUO, Seta 1998. High-accuracy absolute distance measurement by means of wavelength scanning heterodyne interferometry. *Measurement Science and Technology* [online]. **9**(7), 1031. ISSN 0957-0233. Dostupné z: doi:10.1088/0957-0233/9/7/004
35. EKSMA OPTICS. Konická čočka. Foto. [vid 8.2.2018]. Dostupné z <http://www.directindustry.com/prod/eksma-optics/product-57692-596165.html>

Příloha A

```
%%%%%%%% - URČENÍ INDEXŮ LOMU PRO ZADANOU VLNOVOU DÉLKU - %%%%%%%%%%

VlnDelk=652 % zadání použité vlnové délky v [nm]

%%%%%%%%INDEX LOMU PRO KULICKU
S=load('C:\nk_OHAR_S-LAH79.txt');
W=S(:,1);
n=S(:,2);
wavelength=VlnDelk*10^-3;
P=polyfit(W,n,20);
x=linspace(0.6,0.7,1001);
Pv=polyval(P,x);
[row,col]=find(x>wavelength-0.0001 & x<wavelength+0.0001);
n_kulicka=Pv(col(1));

%%%%%%%%INDEX LOMU PRO COCKU
Sc=load('C:\N-BK7.txt');
Wc=Sc(:,1);
nc=Sc(:,2);
Pc=polyfit(Wc,nc,20);
xc=linspace(0.6,0.7,1001);
Pvc=polyval(Pc,xc);
[rowc,colc]=find(xc>wavelength-0.0001 & xc<wavelength+0.0001);
n_cocka=Pvc(colc(1));

%%%%%%%%%%%% - VOLITELNÉ PARAMETRY -
%%%%%%%%%%%%

n1=1; % index lomu prostředí
n2=n_kulicka; %index lomu koule pro zadanou vlnovou délku
n3=n_cocka; %n_cocka; %index lomu čočky pro zadanou vln.del.
angle=0; %rozbíhavost [ °]
d=20; %osvětlení kuličky v
R=1; %poloměr koule
R1=13.1; %POLOMĚR ZAKŘIVENÍ TLUSTÉ čočky
R0=realmax; %POLOMĚR ZAKŘIVENÍ TLUSTÉ čočky
vyskacocky=12.7; %výška čočky [mm];
kamVykreslim=50;
num=10; %počet paprsku !JEN SUDÝ POČET!
vzdalenost=25.397; %vzdálenost čočka koule;
D=11.7; %tloušťka čočky [mm];
%%%%%%%%%%%%
%%%

%%% Vstup paprsků do kuličky
z=-R:0.0001:R;
start=-R-2; % umístění zdroje
y1=linspace(-d/100*R,d/100*R,num);
rozbihUhel=linspace(-angle/180*pi,angle/180*pi,num);
for i=1:num
z1(i)=sqrt(R^2-y1(i)^2);
z0(i)=-start-z1(i);
end
```



```

alfal=atan(y1./z1)+rozbihUhel;
beta=asin(sin(alfal)/n2);
gama=beta;
omega=pi-2*(beta);
Vfi=pi-alfal-omega;
delta=(asin(n2*sin(gama)));

%%% Výpočet paprsků v kuličce
for i=1:num
d1(i)=sqrt(2*R^2-R^2*cos(omega(i)));

y2(i)=R*sin(Vfi(i)); %souřadnice výstupu y2
z2(i)=R*cos(Vfi(i)); %souřadnice výstupu z2
end
Mfi=pi/2-Vfi;

%%% Vykreslení kuličky
figure
hold on
axis equal
plot(z,sqrt(R^2-z.^2),'k')
plot(z,-sqrt(R^2-z.^2),'k')

%vykreslení čočky
umisteniCocky=R+vzdalenost;
posunutikruznice=R1+umisteniCocky;
plot([umisteniCocky+D, umisteniCocky+D], [vyskacocky,-vyskacocky],
'k');
FFi2=asin(vyskacocky/R1);

FFi2=-FFi2:0.001:FFi2;
yy1=+R1.*sin(FFi2);
zz1=posunutikruznice-R1.*cos(FFi2);
plot(zz1,yy1,'k')
plot([zz1(1),umisteniCocky+D], [vyskacocky,vyskacocky],'k');
plot([zz1(1),umisteniCocky+D], [-vyskacocky,-vyskacocky],'k');

FFFi=linspace(-FFi2(1),FFi2(end),num);
ZZZ1=posunutikruznice-R1.*cos(FFFi);
for i=1:num
deltaX(i)=atan(y2(i)/z2(i));
epsilon_k(i)=(delta(i))-deltaX(i);
a(i)=R+vzdalenost-z2(i);
y3(i)=a(i)*tan(-epsilon_k(i))+y2(i);
z3(i)=R+vzdalenost;

d2(i)=a(i)/cos(epsilon_k(i));
end

for i=1:num;
xk(i)=-sqrt(R1*R1-(y3(i))^2);
xk(i)=xk(i)+(umisteniCocky+R1);
x(i)=-z3(i)+xk(i);

h(i)=x(i)*tan(-epsilon_k(i));

y4(i)=y3(i)+h(i);
z4(i)=-sqrt(R1*R1-(y4(i))^2);
z4(i)=z4(i)+(umisteniCocky+R1);

```

```

    d3(i)=sqrt((y4(i)-y3(i))^2+(z4(i)-z3(i))^2);
end

%%% Výpočet paprsků procházejících čočkou
for i=1:num;
    F(i)=(atan(y4(i)/(R1-x(i))));
    m1(i)=pi/2-(F(i));
    m2(i)=pi/2+epsilon_k(i);
    sigma1(i)=pi-m2(i)-m1(i);
    sigma2(i)=asin((n1*sin(sigma1(i)))/n3);

    Tau(i)=(F(i)-sigma2(i));
    h2(i)=(D-x(i))*tan(Tau(i));
    y5(i)=y4(i)-(h2(i));
    z5(i)=umisteniCocky+D;
    d4(i)=sqrt((y5(i)-y4(i))^2+(z5(i)-z4(i))^2);
end

%%% Výpočet paprsků za čočkou
for i=1:num/2;

    sigma3(i)=Tau(i);
    sigma4(i)=asin((n3*sin(sigma3(i)))/n1);
    betax(i)=pi/2-sigma4(i);

    if betax(i)< pi/2
        z6(i)=((y5(i))*tan(betax(i)));
        y6(i)=0;
        z7(i)=kamVykseslim*z6(i)/y5(i);
        y7(i)=-kamVykseslim;
    end

    if betax(i)> pi/2
        betaxx(i)=betax(i)-pi/2;
        y6(i)=kamVykseslim;
        z6(i)=abs((y6(i)-y5(i))/tan(betaxx(i)));
        z7(i)=z6(i);
        y7(i)=y6(i);
    end
end

for i=num/2+1:num;

    sigma3(i)=Tau(i);
    sigma4(i)=asin((n3*sin(sigma3(i)))/n1);
    betax(i)=(pi/2+sigma4(i));

    if betax(i)< pi/2
        z6(i)=abs((y5(i))*tan(betax(i)));
        y6(i)=0;
        z7(i)=abs(kamVykseslim*z6(i)/y5(i));
        y7(i)=kamVykseslim;
    end

    if betax(i)> pi/2
        betaxx(i)=betax(i)-pi/2;
        y6(i)=kamVykseslim;
        z6(i)=abs((y6(i)-y5(i))/tan(betaxx(i)));

```

```

        z7(i)=abs(z6(i));
        y7(i)=y6(i);
    end
end

% vykreslení paprsků
for ii=1:num;
    deltax1(ii)=(start+z1(ii))*tan(rozbihUhel(ii));
    plot([-z1(ii), z2(ii), z3(ii)], [y1(ii),y2(ii),y3(ii)], 'r');
    plot([start, -z1(ii)], [y1(ii)-deltax1(ii),y1(ii)], 'r');
    plot([z3(ii), z4(ii)], [y3(ii), y4(ii)], 'r')
    plot([z4(ii), z5(ii)], [y4(ii), y5(ii)], 'r')
    plot([z5(ii), umisteniCocky+D+z6(ii)+z7(ii)], [y5(ii),
y7(ii)], 'r');
end

xlim([-5 150])
ylim([-20 20])
grid on
title('Generátor Strukturovaného svazku')
xlabel(' [mm] ')
ylabel(' [mm] ')

% Místo vzniku svazku za generátorem
disp('Rozsah svazku')

    if betax(i) < pi/2
        incides1=find(z6==max(z6));
        KonecSvazku=umisteniCocky+D+z6(incides1)
        incides2=find(z6==min(z6));
        VznikSvazku=z6(incides2)
    end

    if betax(i) > pi/2

        disp('svazek se rozptyluje-nevznikne interferenční pole')

end

```

Příloha B

```
function [ Dist, RCh ] = UrcVzdaISS( d1, d2, kalibrace, mereni )
%
% !Funkce pro určení vzdálenosti!
%
% %%%%%%%%% - VSTUPNÍ PARAMETRY -
% %%%%%%%%%
% d1 počáteční místo měření [mm]
%
% d2 konečné místo měření [mm]
%
% kalibrace - Zadá se cesta k souboru (.txt), v podobě 5-ti sloupců.
%             Cestu zadávat jako textový řetězec ('C:\soubor.txt')
%             První sloupec - průběh max0
%             Druhá sloupec - průběh max1
%             Třetí sloupec - průběh max2
%             Čtvrtý sloupec - průběh max3
%             Pátý sloupec - průběh min1
%             Šestý sloupec - průběh poloměru max0
%
% mereni - Zadá se cesta k souboru obrázek. Cestu zadávat jako
textový
%             řetězec v uvozovkách ('C:\obrazek.png')
%
% %%%%%%%%% - VÝSTUPNÍ PARAMETRY -
% %%%%%%%%%
% Dist - Určená vzdálenost [mm]
%
% RCh - Střední kvadratická chyba [mm]
%
% + GRAF - Vykreslení výsledku
%
% %%%%%%%%% - POPIS FUNKCE -
% %%%%%%%%%
% Funkce pomocí Houghovy transformace (funkce CircularHough_Grd) určí
% parametry pořízeného obrázku. Po té nahrubo určí místo měření
% (interval)
% z poloměru nultého maxima svazku (max0). Na nalezeném intervalu
hledá
% shodu max1, max2, max3 obrázku vzhledem ke kalibračním křivkám.
Průběhy
% všach maxim jsou vztaženy k jedničce
%
% %%%%%%%%% - MOŽNÝ PŘÍKLAD ZADÁNÍ FCE -
% %%%%%%%%%
%             kalibrace='C:\soubor.txt';
%             mereni='C:\obrazek.png';
%             [ Dist, RCh ] = UrcVzdaISS( 600, 910, kalibrace, mereni );
%
% %%%%%%%%%
% %%%%%%%%%
%
% %%%%%%%%% - KALIBRACE - %%%%%%%%%
MAX=load(kalibrace);
```

```

max0=MAX(:,1);
max1=MAX(:,2)./max(MAX(:,2));
max2=MAX(:,3)./max(MAX(:,3));
max3=MAX(:,4)./max(MAX(:,4));
min1=MAX(:,5)./max(MAX(:,5));
rad_kalib=MAX(:,6);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% - MĚŘENÍ - %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
A=imread(mereni);

nasobek=10 ;
A2=A(:, :, 1) .*nasobek;
rawimg2 = A2;

fltr4img = [1 1 1 1 1; 1 2 2 2 1; 1 2 4 2 1; 1 2 2 2 1; 1 1 1 1 1];
fltr4img = fltr4img / sum(fltr4img(:));
imgfltrd = filter2( fltr4img , rawimg2 );

[accum2, circen2, cirrad2] =CircularHough_Grd(imgfltrd, [1 100], 1,
10, 0.1);

cirrad2=sort(unique(cirrad2(:,1)), 'descend');

rad_mer=cirrad2(end);

[row, col]=find(A==max(A(:)));
row=round(mean(row));
col=round(mean(col));
x=A(row, :);
x=double(x);
y=A(:, col);
y=double(y);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% první maximum

maxX1(1)=max(x((col-cirrad2(end-2)):(col-cirrad2(end-1))));
maxX1(2)=max(x((col+cirrad2(end-1)):(col+cirrad2(end-2))));
maxX1(3)=max(y((row-cirrad2(end-2)):(row-cirrad2(end-1))));
maxX1(4)=max(y((row+cirrad2(end-1)):(row+cirrad2(end-2))));

Max1=mean(maxX1)/max(MAX(:,2));

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% druhé maximum

maxX2(1)=max(x((col-cirrad2(end-4)):(col-cirrad2(end-3))));
maxX2(2)=max(x((col+cirrad2(end-3)):(col+cirrad2(end-4))));
maxX2(3)=max(y((row-cirrad2(end-4)):(row-cirrad2(end-3))));
maxX2(4)=max(y((row+cirrad2(end-3)):(row+cirrad2(end-4))));

Max2=mean(maxX2)/max(MAX(:,3));

```

```

%%%%třetí maximum

maxX3(1)=max(x((col-cirrad2(end-6)):(col-cirrad2(end-5))));
maxX3(2)=max(x((col+cirrad2(end-5)):(col+cirrad2(end-6))));
maxX3(3)=max(y((row-cirrad2(end-6)):(row-cirrad2(end-5))));
maxX3(4)=max(y((row+cirrad2(end-5)):(row+cirrad2(end-6))));

Max3=mean(maxX3)/max(MAX(:,4));

%%%% - Vyhodnoceni - %%%
row=find(rad_kalib==rad_mer);
int1=[];
int2=[];
for i=1:length(row)-1
    if row(i+1)-row(i)>1
        int1=row(1:i);
        int2=row((i+1):end);
    end
end

if isempty(int2)==1
    int1=row(1:length(row));
    m1=int1(1)+find(max1(int1(1:end))<Max1+0.001 & int1(1:end)>Max1-0.001);
    m2=int1(1)+find(max2(int1(1:end))<Max2+0.001 & int1(1:end)>Max2-0.001);
    m3=int1(1)+find(max3(int1(1:end))<Max3+0.001 & int1(1:end)>Max3-0.001);

    m=[m1; m2; m3];
    unique_m = unique(m);
    hist_m = hist(m,unique_m);
    poz_incides= unique_m(hist_m>2);

elseif ~isempty(int2)==1

    m1_1=int1(1)+find(max1(int1(1:end))<Max1+0.001 & int1(1:end)>Max1-0.001);
    m1_2=int1(1)+find(max2(int1(1:end))<Max2+0.001 & int1(1:end)>Max2-0.001);
    m1_3=int1(1)+find(max3(int1(1:end))<Max3+0.001 & int1(1:end)>Max3-0.001);

    m1=[m1_1; m1_2; m1_3];
    m1=m1(:)';
    unique_m1 = unique(m1);
    hist_m1 = hist(m1,unique_m1);
    poz_incides= unique_m1(hist_m1>2);

    if isempty(poz_incides)==1

        m2_1=int2(1)+find(max1(int2(1:end))<Max1+0.001 & int2(1:end)>Max1-0.001);
        m2_2=int2(1)+find(max1(int2(1:end))<Max2+0.001 & int2(1:end)>Max2-0.001);

```

```

        m2_3=int2(1)+find(max1(int2(1:end))<Max3+0.001 &
int2(1:end)>Max3-0.001);
        m2=[m2_1; m2_2; m2_3];
        m2=m2(:)';
        unique_m2 = unique(m2);
        hist_m2 = hist(m2,unique_m2);
        poz_incides= unique_m2(hist_m2>2)

        elseif ~isempty(poz_incides)==1
            m2_1=int2(1)+find(max1(int2(1:end))<Max1+0.001 &
int2(1:end)>Max1-0.001);
            m2_2=int2(1)+find(max1(int2(1:end))<Max2+0.001 &
int2(1:end)>Max2-0.001);
            m2_3=int2(1)+find(max1(int2(1:end))<Max3+0.001 &
int2(1:end)>Max3-0.001);
            m2=[m2_1; m2_2; m2_3];
            m2=m2(:)';
            unique_m2 = unique(m2);
            hist_m2 = hist(m2,unique_m2);
            cc=unique_m2(hist_m2>2);
            if ~isempty(cc)==1
                poz_incides=poz_incides;
            else
                mm=unique_m2(hist_m2>2);
                poz_incides=[poz_incides, mm];
            end

        else disp('Nelze určit')
        end

    end

    D=linspace(d1,d2,length(max1));
    Distance=(D(poz_incides));
    AVR_Distance=mean(D(poz_incides));

    figure; plot(D,max1)
    hold on
    plot(D,max2)
    hold on
    plot(D,max3)
    hold on
    plot([AVR_Distance, AVR_Distance], [0,1.1], 'r');
    xlabel(' [mm] ')
    ylabel('')
    title('Vzdalenost od generatoru')
    legend('max1','max2','max3', strcat('Určená vzdálenost = ',
num2str(AVR_Distance)))
    grid on

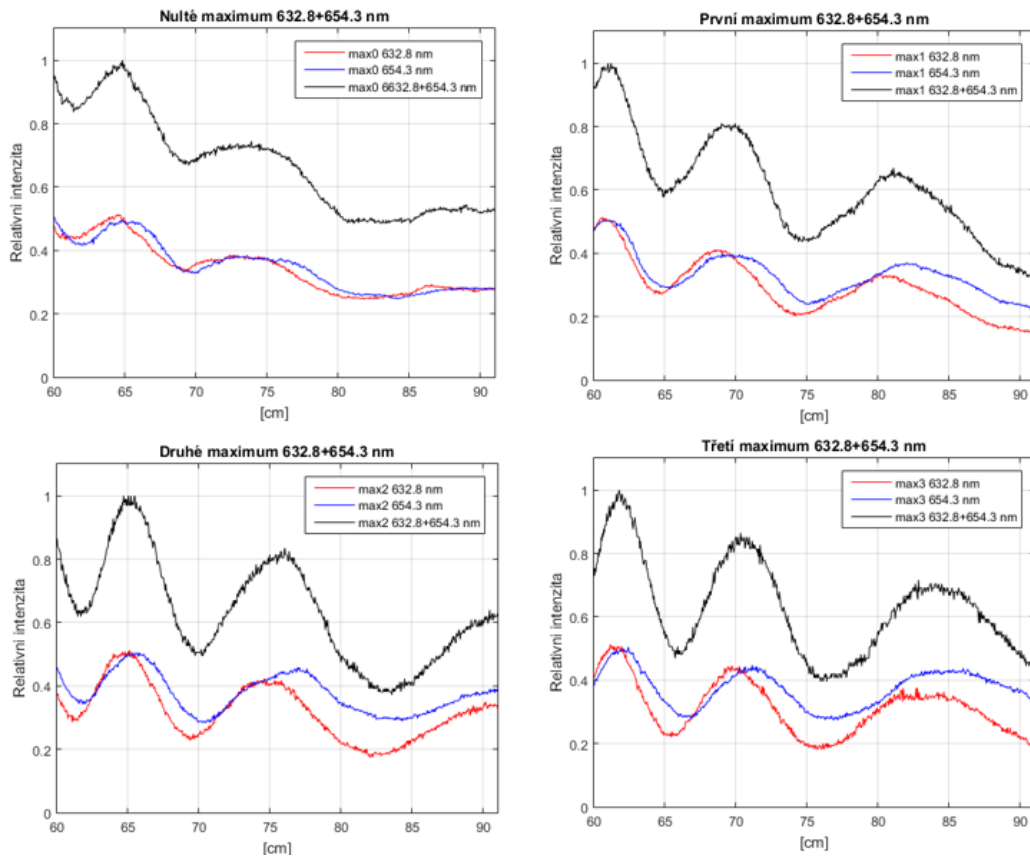
    for i=1:length(Distance)
        RQ(i)=((Distance(i)-AVR_Distance)^2);

    end

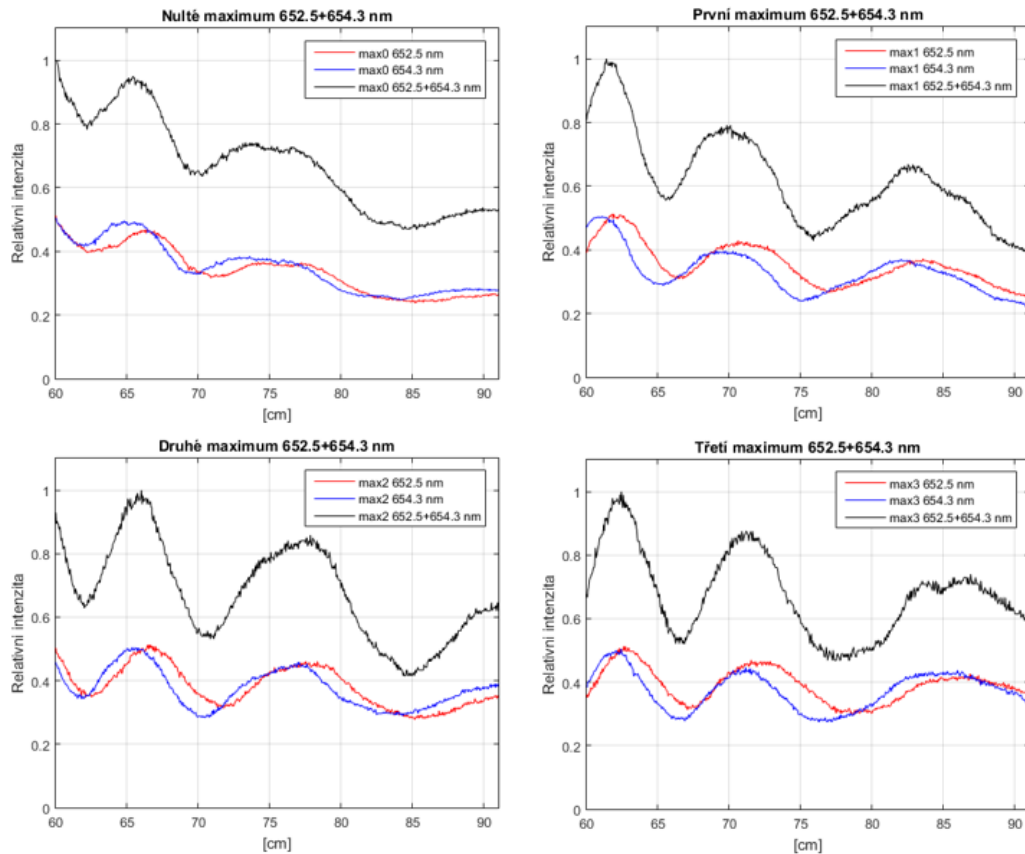
    RelativniChyba=sqrt((1/((length(Distance)-
1)*length(Distance)))*sum(RQ));
    disp(['Střední kvadratická chyba =',num2str(RelativniChyba)])
    Dist=AVR_Distance;
    RCh=RelativniChyba;
end

```

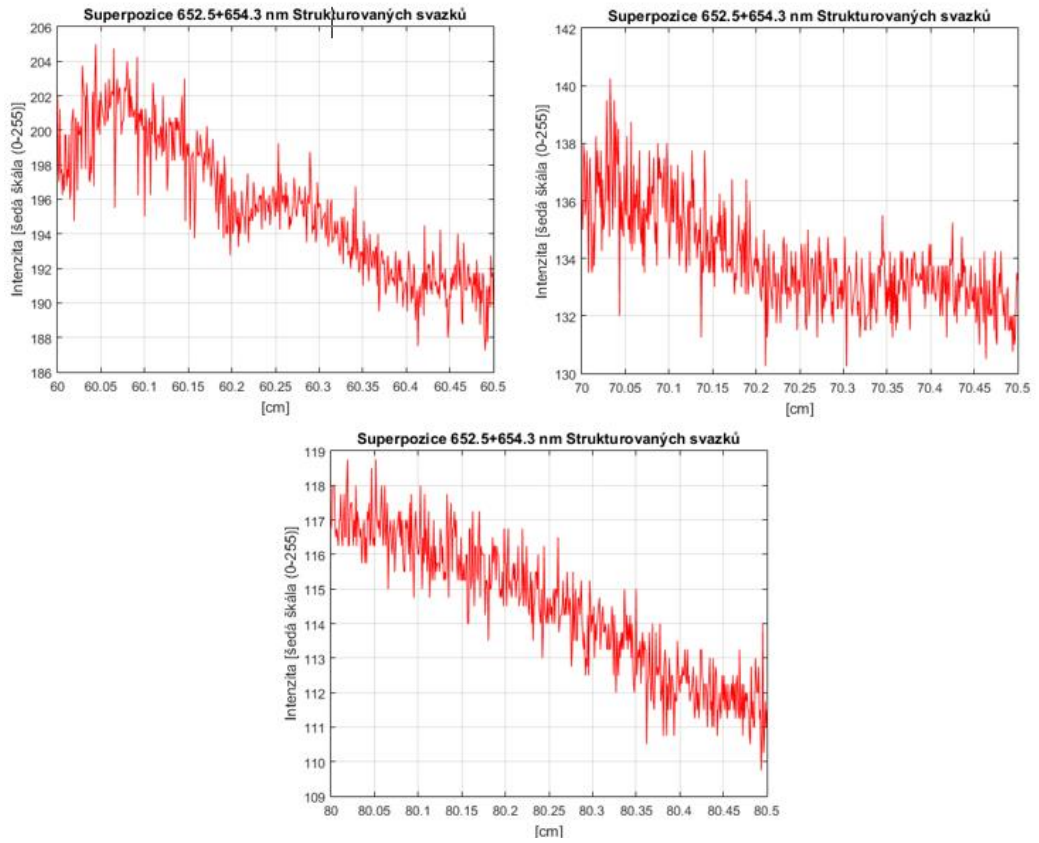
Příloha C



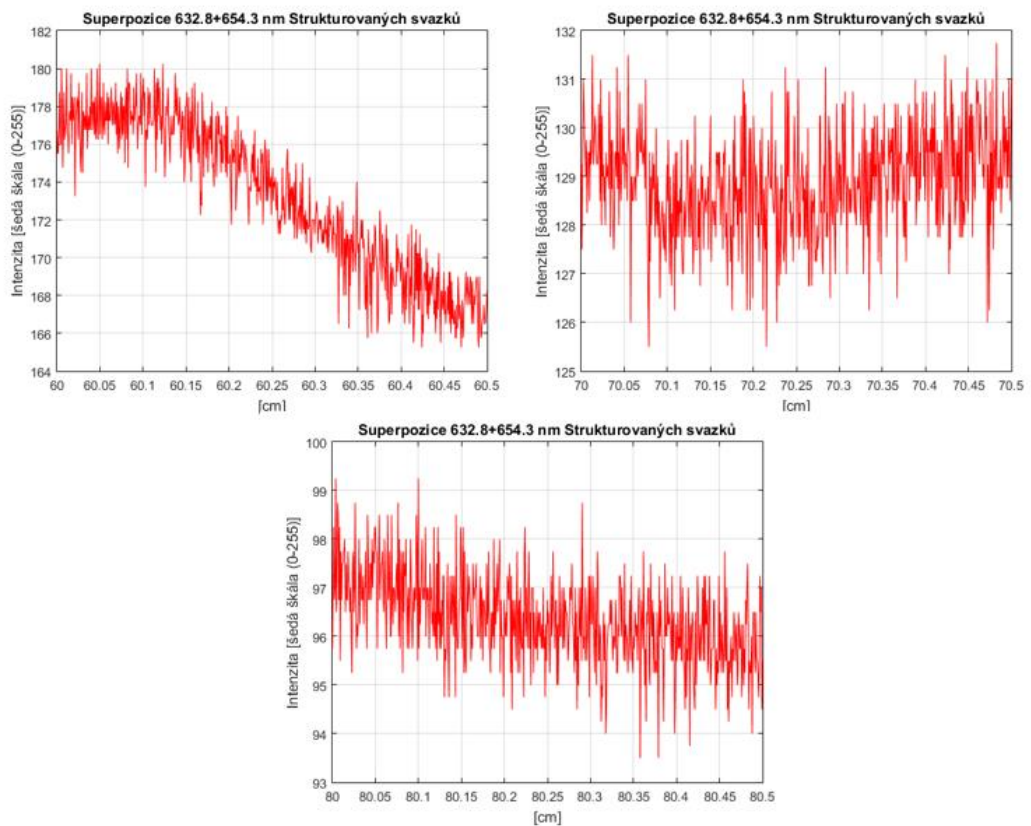
Obrázek 69: Intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_1 + \lambda_2$ a dílčích svazků



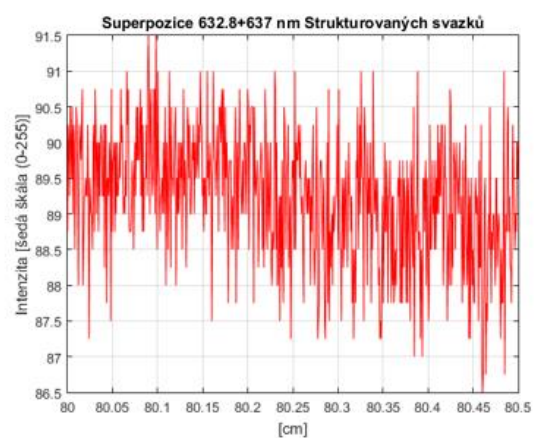
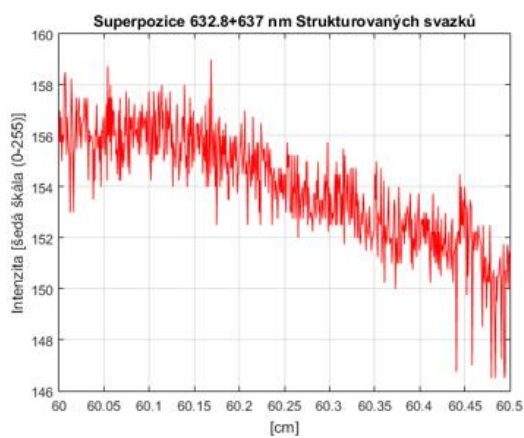
Obrázek 68: Intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_3 + \lambda_4$ a dílčích svazků



Obrázek 71: Podrobný intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_3+\lambda_4$ na různých částech snímané oblasti

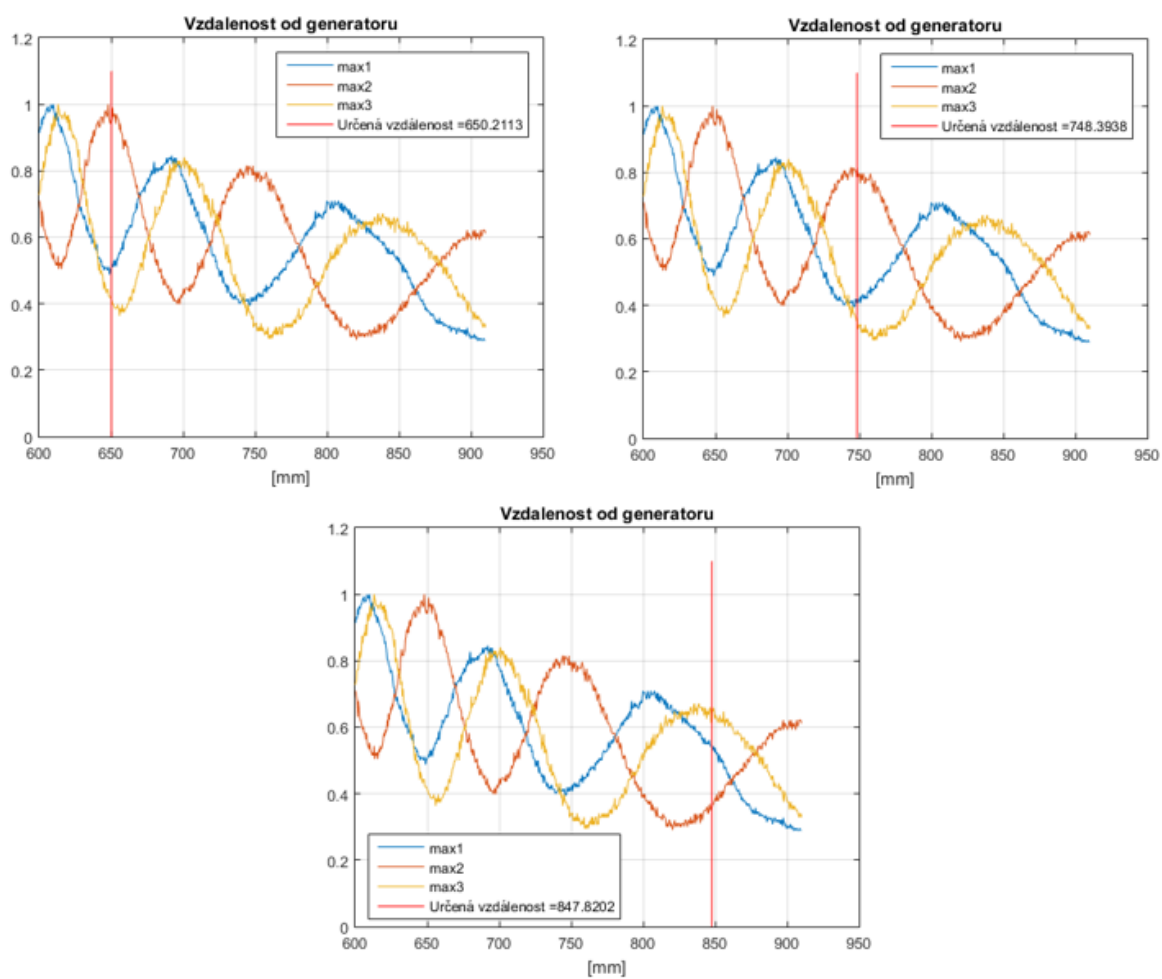


Obrázek 70: Podrobný intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_1+\lambda_4$ na různých částech snímané oblasti

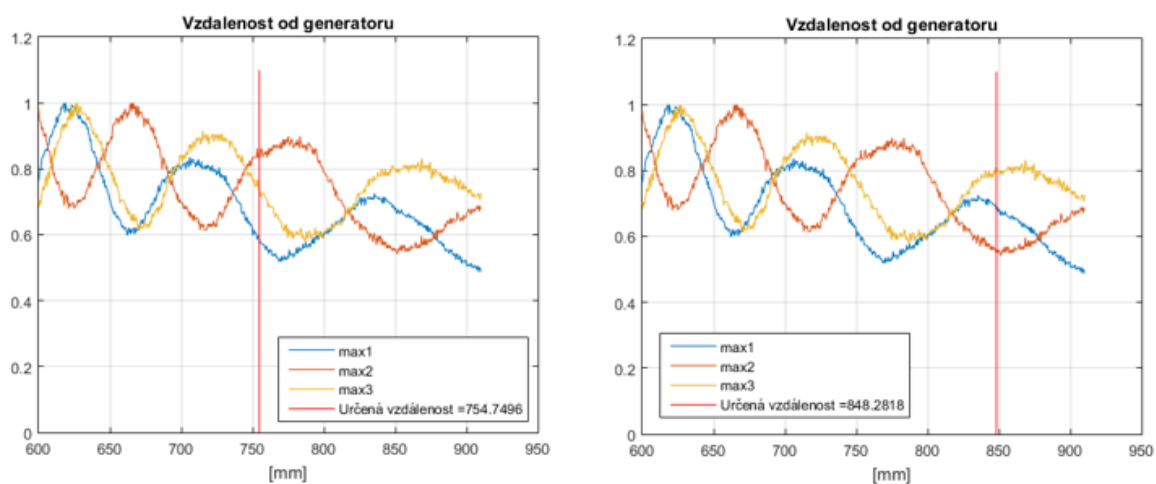


Obrázek 72: Podrobný intenzitní průběh jednotlivých maxim superpozice $\lambda_1 + \lambda_2$ na různých částech snímané oblasti

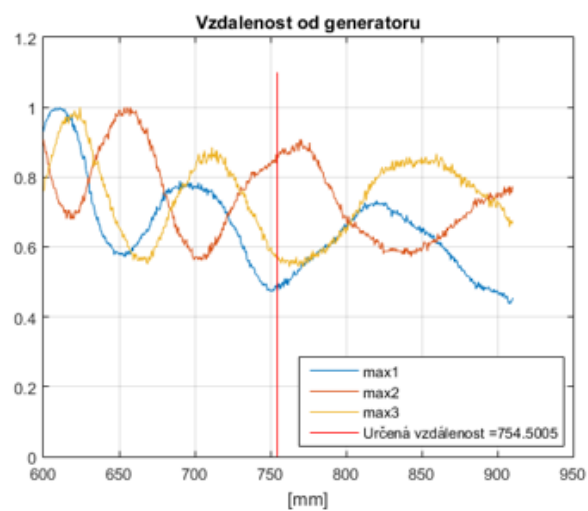
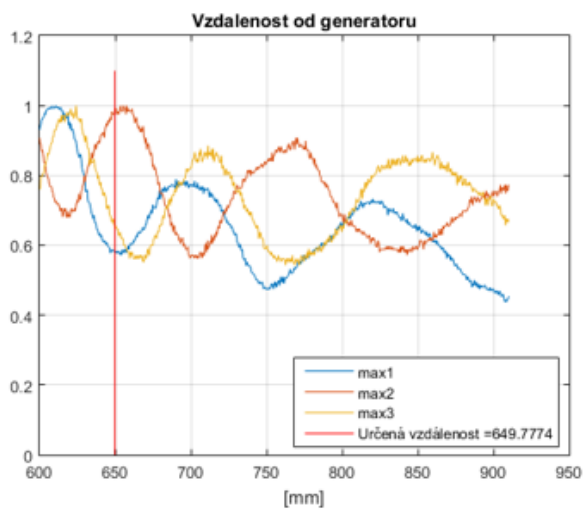
Příloha D



Obrázek 73: Grafy získané vyhodnocovací funkcí pro vlnovou délku 637 nm



Obrázek 74: Grafy získané vyhodnocovací funkcí pro vlnovou délku 652,5 nm



Obrázek 75: Grafy získané vyhodnocovací funkcí pro vlnovou délku 654.3 nm

Obsah příloženého CD

- 1) Text diplomové práce (.pdf/.docx)
- 2) Skript simulátoru generátoru pro Matlab (generator.txt)
- 3) Funkce vyhodnocení vzdálenosti za generátorem pro Matlab (UrcVzdalSS.txt)
- 4) Kalibrace pro jednotlivé vlnové délky (.txt)
- 5) Fotografie pořízené v různých měřených vzdálenostech