



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

Interferometrie pro určování polohy v 3D

Bakalářská práce

Studijní program: B3942 – Nanotechnologie
Studijní obor: 3942R002 – Nanomateriály

Autor práce: **Denisa Jínová**
Vedoucí práce: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.





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

Interferometer Controlled 3D Positioning

Bachelor thesis

Study programme: B3942 – Nanotechnology
Study branch: 3942R002 – Nanomaterials

Author: **Denisa Jínová**
Supervisor: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.



ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Denisa Jínová**
Osobní číslo: **M14000141**
Studijní program: **B3942 Nanotechnologie**
Studijní obor: **Nanomateriály**
Název tématu: **Interferometrie pro určování polohy v 3D**
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. Seznamte se s problematikou laserové interferometrie a jejího použití pro měření vzdáleností
2. Seznamte se s generací nedifraktujících optických svazků pomocí tlustých čoček s vysokým indexem lomu
3. Sestrojte Michelsonův interferometr s různými zpětnými reflektory - zrcadla a sféry s vysokým indexem lomu
4. Analyzujte interferenční obrazy z interferometru s různými zpětnými reflektory
5. Měňte polohu reflektoru a zároveň měřte jeho polohu sestaveným a kalibračním interferometrem
6. Sestrojte 3D síť reflektorů a měřte jejich vzájemnou změnu polohy
7. Analyzujte přesnost určení změny polohy reflektoru

Rozsah grafických prací: dle potřeby
Rozsah pracovní zprávy: cca 40 stran
Forma zpracování bakalářské práce: tištěná/elektronická
Seznam odborné literatury:

- [1] Saleh, B.E.A. - Teich, M.C.: Základy fotoniky I,II, MATFYZPRESS, Praha, 1994-95
[2] Malý P., Optika, Karolinum, 2008, ISBN: 9788024613420
[3] Hernández-Figueroa H., Zamboni-Rached M., Recami E., Non-Diffracting Waves: An Introduction, 2013, ISBN-13: 978-3527411955
[4] Cho Hyungsuck, , Optomechatronics, Taylor and Francis, 2006, ISBN 0-8493-1969-2
[5] Y. Zhao, H. Sun, X. Zhang, and Y. Wang, 'The interference characteristics of light-waves from a tilted and defocused cat-eye optical lens irradiated by laser beam', Optica Applicata, vol. 41, no. 3, pp. 617630, 2011.
[6] F.E.P. Arellano, H. Panjwani, L. Carbone, and C. C. Speake, 'Interferometric measurement of angular motion', Rev. Sci. Instrum., vol. 84, no. 4, p. 043101, Apr. 2013.
[7] F.E. Pena-Arellano and C. C. Speake, 'Mirror tilt immunity interferometry with a cat's eye retroreflector', Appl. Optics, vol. 50, no. 7, pp. 981-991, Mar. 2011.

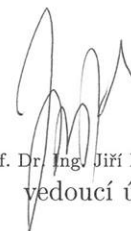
Další časopisecká literatura dle zadání vedoucího práce

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.
Katedra fyziky

Datum zadání bakalářské práce: 20. října 2015
Termín odevzdání bakalářské práce: 16. května 2016



prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.
děkan



prof. Dr. Ing. Jiří Maryška, CSc.
vedoucí ústavu

V Liberci dne 20. října 2015

Prohlášení

Byla jsem seznámena s tím, že na mou bakalářskou 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 bakalářské práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li bakalářskou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědoma 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.

Bakalářskou práci jsem vypracovala samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé bakalářské práce a konzultantem.

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

Datum: 16.5.2016

Podpis: *Jiroušová*

Poděkování

Ráda bych touto cestou vyjádřila poděkování doc. RNDr. Miroslavu Šulcovi Ph.D. za odborné vedení mé bakalářské práce, cenné rady a věnovaný čas. Dík patří také Ing. Štěpánu Kuncovi za pomoc při realizování experimentů v laboratoři. V neposlední řadě děkuji Bc. Janu Křížkovi za simulace a diskuze výsledků, které byly velmi nápomocné při řešení této práce.

Abstrakt

Tato bakalářská práce se zabývá interferometrií nedifrakčních svazků. V první části práce je uvedena teorie interference a teorie nedifrakčních svazků. Práce se zaměřuje na Besselovy svazky generované pomocí axikonu. V druhé části práce jsou popsány provedené experimenty. Byly realizovány interference dvou klasických difrakčních svazků, dvou nedifrakčních svazků a interference difrakčního svazku s nedifrakčním. Byly použity dva interferometry: Michelsonův a Mach-Zehnderův. Interferenční obrazce byly zaznamenány pomocí CCD kamery a diskutovány. Výsledky byly podloženy simulacemi. Ukázalo se, že interference dvou nedifrakčních svazků poskytuje více informací ve srovnání s klasickou interferometrií Gaussovských svazků. Pomocí interference difrakčního svazku s nedifrakčním lze vytvořit vírová pole. Měření interferenčních polí nedifrakčních svazků přineslo zajímavé výsledky, které otevírají nové možnosti pro výzkum i aplikace.

Klíčová slova:

laserová interferometrie, Michelsonův interferometr, Mach-Zehnderův interferometr, nedifrakční svazky, Besselovské svazky

Abstract

This bachelor thesis deals with interferometry of non-diffractive beams. In the first part of this thesis the theory of interference and the theory of non-diffractive beams are described. The work is focused on Bessel beams generated with an axicon. In the second part of this thesis experiments are described. Interference of two diffractive beams, of two non-diffractive beams and of diffractive with non-diffractive beam were experimentally realized. Michelson interferometer and Mach-Zehnder interferometer were used. Interference patterns were registered with CCD detector and were discussed. The results were supported by simulations. It has been shown that interference of two non-diffractive beams can provide more information in comparison with the classical interference of two Gaussian beam. Using interference of diffractive beam with non-diffractive can create vortex beam. Measurements of interference non-diffractive beams bring interesting results, which open new possibilities for research and applications.

Key words:

laser interferometry, Michelson interferometer, Mach-Zehnder interferometer, non-diffractive beams, Bessel beams

Obsah

Úvod.....	13
1. Vlnová optika.....	15
1.1. Vlnová rovnice a funkce	15
1.2. Interference	16
1.2.1. Dvousvazková interference.....	17
1.2.2. Tvar interferenčních proužků.....	19
1.3. Koherence	20
1.3.1. Laser.....	20
1.4. Gaussovský svazek	21
1.4.1. Intenzita gaussovského svazku	21
1.5. Interferometry	22
1.5.1. Michelsonův interferometr	23
1.5.2. Mach-Zehnderův interferometr.....	24
2. Nedifrakční optika	24
2.1. Difrakce	25
2.2. Nedifrakční svazky	26
2.2.1. Geometrická interpretace	26
2.2.2. Vlastnosti nedifrakčních svazků	28
2.3. Besselovské svazky.....	28
2.3.1. Besselovské-gaussovské svazky	30
2.3.2. Generace besselovských-gaussovských svazků.....	30
2.3.3. Axikon	31
2.4. Interference dvou nedifrakčních svazků	31
3. Interference gaussovských polí.....	33
3.1. Sestavení Michelsonova interferometru	33
3.1.1. Použité detektory	33
3.1.2. Interferenční obrazce	34

3.1.3. Kalibrace piezoelektrického aktuátoru	35
4. Generace besselovských-gaussovských svazků.....	36
5. Interference dvou nedifrakčních polí	38
5.1. Interferenční obrazce dle stupňů volnosti	39
5.2. Možnost rozlišení jednotlivých stupňů volnosti	43
6. Interference nedifrakčního pole s difrakčním polem	44
6.1. Sestavení Mach-Zehnderova interferometru	44
6.2. Interferenční obrazce dle stupňů volnosti	45
Závěr	48
Seznam literatury	50

Seznam obrázků:

1: Konstruktivní interference. Červená vlna znázorňuje výslednou vlnu získanou interferencí dvou vln ve fázi.	17
2: Destruktivní interference. Červená vlna znázorňuje výslednou vlnu získanou interferencí dvou vln v protifázi.	17
3: Grafické znázornění interference dvou rovinných vln.	17
4: Tvar interferenčních proužků v závislosti na poloze stínítka.	19
5: Tvar interferenčních proužků v závislosti na vzájemné poloze zrcadel.	20
6: Gaussova funkce.	22
7: Základní postavení Michelsonova interferometru.	23
8: Základní postavení Mach-Zehnderova interferometru.	24
9: Parametry gaussovského svazku.	26
10: Geometrická představa ideálního nedifrakčního pole. Interference rovinných vln, jejichž vlnové vektory leží na povrchu kužele.	27
11: Geometrická představa pseudo-nedifrakčního pole. Interference gaussovských svazků, jejichž vlnové vektory leží na povrchu kužele.	28
12: Intenzita besselovského svazku.	29
13: Sestava pro generaci besselovských svazků. Pro velikosti štěrbin a platí $a \ll fR\lambda$, kde f je vzdálenost čočky od prstencové štěrbin, R je poloměr čočky a λ je vlnová délka vstupujícího laserového svazku.	30
14: Grafické znázornění vstupující rovinné vlny do axikonu. V axikonu dochází k lomu v závislosti na vrcholovém úhlu α . Za axikonem vlny interferují, vzniká besselovský svazek.	31
15: Michelsonův interferometr sestavený na optické desce v laboratoři.	33
16: Fotografie z kamery (CCD) interferenčních proužků (dvě maxima).	35
17: Fotografie z kamery (CCD) interferenčních proužků (více maxim).	35
18: B-G pole ve vzdálenosti $Z = 30 - 35 \text{ cm}$ od axikonu.	37
19: Simulace B-G pole [30].	37
20: Přibližná fotografie B-G pole pořízená kamerou (CCD), na které je viditelný moiré efekt.	38
21: B-G pole promítnuté na stínítka vzdálenější než dosah axikonu Z_{max}	38
22 : Sestava Michelsonova interferometru pro interferometrii nedifrakčních svazků.	39
23: Stupně volnosti.	39

24: Interferenční pruhy, které vznikly vzájemným náklon os kuželů.....	40
25: Simulace interferenčního obrazce, který vznikl vzájemným náklonem os kuželů [31].	40
26: Interferenční obrazec, který vznikl vyosením špiček kuželů.....	42
27: Simulace interferenčního obrazce vytvořeného vyosením špiček kuželů [31].	42
28: Interferenční obrazec, který vznikl vyosením centrálních maxim a náklonem os kuželů od sebe. Uzavřené pole.	43
29: Simulace interferenčního obrazce, který vznikl vyosením centrálních maxim a náklonem os kuželů od sebe. Uzavřené pole [31].	43
30: Interferenční obrazec, který vznikl vyosením centrálních maxim a náklonem os kuželů k sobě. Otevřené pole.	43
31: Simulace interferenčního obrazce, který vznikl vyosením centrálních maxim a náklonem os kuželů k sobě. Otevřené pole [31].	43
32: Interferenční obrazec, který vznikl kombinací více stupňů volnosti.	44
33: Postavení Mach-Zehnderova interferometru.	45
34: Stupně volnosti.	45
35: Besselovské pole.....	46
36: Gaussovské pole. Struktura na obrázku je nejspíše způsobena prachem na kameře nebo pixely kamery, gaussovské pole nemá strukturu.	46
37: Interferenční obrazec, který vznikl posunem rovinné vlny ve svislé ose.	46
38: Simulace interferenčního obrazce, který vznikl posunem rovinné vlny ve svislé ose [31].	46
39: Vírové pole.	47
40: Simulace vírového pole [31].	47

Seznam symbolů

A	amplituda vlnění
BS	dělič svazků
D	stínítko (detektor)
d	posun zrcadla v interferometru
D_A	průměr axikonu
f	frekvence
I	intenzita světla
I_G	intenzita gaussovského svazu
$J_0(k,x)$	parametr Besselovy funkce, pro který Besselova funkce nabývá nuly
J_m	Besselova funkce prvního druhu m-tého řádu
k	vlnový vektor, celé číslo
M	zrcadlo
N	počet interferenčních minim
n	index lomu
N_m	Neumannova funkce
r	vektor polohy v kartézských souřadnicích
R	poloměr křivosti
R_m	lineární kombinace Besselovy a Neumannovy funkce
r_S	poloměr svazku vstupujícího do axikonu
S	zdroj světla
t	čas
$U(\vec{r},t)$	komplexní amplituda vlnové funkce
$u(\vec{r},t)$	vlnová funkce
$u(r,\varphi,z)$	vlnová funkce ve válcových souřadnicích
u_B	vlnová funkce besselovských svazků
U_G	komplexní amplituda gaussovského svazku
v	rychlost světla v prostředí s indexem lomu n
V	kontrast interferenčních proužků
w	pološírka (poloměr) gaussovského svazku
x	vzdálenost centrálních maxim besselovského pole
y	vzdálenost sousedních proužků u interference rovinných vlny
z	vzdálenost, osa
Z_{max}	dosah axikonu
z_R	Rayleighova vzdálenost
α	vrcholový úhel axikonu
β	podélná konstanta
θ	úhlová rozbíhavost gaussovského svazku
λ	vlnová délka
ρ	průměr centrálního maxima besselovského svazku
φ	fáze vlnění
Ω	Goyův fázový posuv
ω	úhlová rychlost

Úvod

Laserová interferometrie je investigativní metoda využívající vlnové vlastnosti světla (interference) pro velmi přesná měření. Používá se pro měření velmi malých vzdáleností, pro určení indexů lomu kapalin a plynů, pro určení jemné struktury spektrálních čar, pro zkoumání povrchových nepravidelností nebo deformací, atd. Využití našla ve výzkumu a v celé řadě odvětví průmyslu. Velký úspěch zaznamenala laserová interferometrie při nedávné detekci gravitačních vln. V rámci této bakalářské práce byly využívány Michelsonův a Mach-Zehnderův interferometr.

Nedifrakční optika je relativně nový směr optiky, kterému je v posledních letech věnována velká pozornost. Nedifrakční optika zkoumá pole, která vykazují speciální vlastnosti, které slibují zajímavá využití. Výzkumy se zabývají jejich aplikací v řadě odvětví. Pozornost se zaměřuje například na využití nedifrakčních svazků v optických manipulacích. Základní vlastností ideálního nedifrakčního pole je neměnnost příčného profilu intenzity během své propagace neboli imunita vůči difrakci. Podle této vlastnosti získal směr název. Běžné vlny podléhají difrakci, jedná se o přirozenou vlastnost, která prokazuje vlnový charakter světla. Nedifrakční svazky představují přesná řešení Helmholtzovy rovnice. Takových řešení lze získat nekonečně mnoho. Mezi nejznámější patří svazky popsané pomocí Besselovy, Mathieuovy nebo Airyho funkce. V této práci byla pozornost soustředěna hlavně na Besselovské svazky.

Ideální nedifrakční svazky nesou nekonečnou energii. Takové svazky nemohou být prakticky realizovány. V experimentech se generují tzv. pseudo-nedifrakční svazky, které jsou aproximací ideálních nedifrakčních svazků. Takovou aproximací pro Besselovské svazky jsou Besselovské-Gaussovské svazky. Jejich generace se provádí nejčastěji pomocí speciální tlusté čočky – axikonu. Taková generace byla realizována experimentálně v rámci této práce.

Spojením laserové interferometrie a nedifrakční optiky se dostáváme do málo zmapované oblasti. Interference dvou nedifrakčních polí se zkoumala pro využití v oblasti optických pastí a manipulací. Tématem interference nedifrakčního pole s difrakčním se doposud nezabývala žádná publikovaná práce.

Cílem této bakalářské práce je realizovat interferenci dvou nedifrakčních svazků a pozorovat interferenční obrazce. Interference 3D polí poskytuje další stupeň volnosti – vyosení centrálních maxim. Z interferenčních obrazců by mohly být čitelné informace o

vzájemné poloze interferujících polí oproti interferenci běžných svazků, u kterých je tato informace relativní.

Bakalářská práce byla logicky členěna do kapitol. První a druhá kapitola obsahují teoretickou rešerši a třetí až šestá kapitola popisují provedené experimenty. První kapitola se zabývá vlnovou optikou. Vlnová optika je směr, který popisuje světlo jako elektromagnetickou vlnu. Využívá se pro popis jevů jako je interference a difrakce. V této kapitole je popsána interference a podmínka jejího vzniku – koherence. Dále jsou zde stručně popsány dva vybrané interferometry – Michelsonův a Mach-Zehnderův. Nejčastějším typem svazku vycházejícím z laseru je gaussovský svazek, který je v této kapitole matematicky popsán. Patří mezi svazky, které podléhají difrakci. Definice difrakce je zde také uvedena. Druhá kapitola se zabývá nedifrakční optikou, nedifrakčními svazky a jejich tvorbou. Práce se blíže věnuje besselovským svazkům a jejich experimentální aproximaci – besselovským-gaussovským svazkům (B-G)). B-G svazky se generují pomocí speciální čočky – axikonu, kterému je zde věnována podkapitola.

Druhá část této práce obsahuje sestavení Michelsonova a Mach-Zehnderova interferometru, pomocí kterých byla realizována interferenční pole. Nejprve byla provedena interference klasických difrakčních svazků pomocí Michelsonova interferometru. Poté byly pomocí axikonu generovány nedifrakční svazky. Interference dvou těchto nedifrakčních svazků byla provedena pomocí Michelsonova interferometru. Nakonec byl sestaven Mach-Zehnderův interferometr a byla provedena interference nedifrakčního svazku s klasickým difrakčním svazkem. Interferenční obrazce byly zaznamenávány pomocí kamery (CCD) a výsledky byly podloženy simulacemi.

1. Vlnová optika

V této bakalářské práci je uvažována vlnová optika a popis optických vln pomocí skalární vlnové funkce. Vlnová optika se používá pro popis optických jevů jako interference a difrakce. Skalární vlnová funkce nelze použít pro jevy vyžadující vektorový popis, například polarizační jevy.

1.1. Vlnová rovnice a funkce

Skalární vlnová rovnice, která lze odvodit z Maxwellových rovnic, má tvar:

$$\Delta u(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (1.1)$$

kde $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ je Laplaceův operátor, $v = \frac{c}{n}$ je rychlost světla v prostředí s indexem lomu n (ve vakuu se světlo šíří rychlostí $3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$), $u(\vec{r}, t)$ je vlnová funkce závislá na poloze $\vec{r} = (x, y, z)$ a čase t .

Tato lineární diferenciální rovnice splňuje princip superpozice, tzn. jestliže $u_1(\vec{r}, t)$ a $u_2(\vec{r}, t)$ jsou optické vlny, pak i $u(\vec{r}, t) = u_1(\vec{r}, t) + u_2(\vec{r}, t)$ je vlnou. Každá funkce splňující (1.1) může popisovat světelnou vlnu.

Pro snadnější výpočty se často uvažuje komplexní pole $U(\vec{r}, t)$, jehož řešení vlnové rovnice má tvar:

$$\Delta U(\vec{r}, t) - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 U(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (1.2)$$

Významným řešením vlnové rovnice je rovinná monochromatická vlna, která má vlnovou funkci:

$$u(\vec{r}, t) = A(\vec{r}) \cos(\omega t + \varphi(\vec{r})), \quad (1.3)$$

kde $A(\vec{r})$ je amplituda vlnění, $\omega = 2\pi f$ je úhlová frekvence a $\varphi(\vec{r})$ je počáteční fáze vlny. Frekvence pro optické vlny dosahuje hodnot $f = (3 \cdot 10^{11}, 6 \cdot 10^{16}) \text{ Hz}$.

Vlnová funkce (1.3) může být reprezentována i v komplexním tvaru:

$$U(\vec{r}, t) = A(\vec{r}) \exp[i(\omega t - \varphi(\vec{r}))], \quad (1.4)$$

funkce $u(\vec{r}, t)$ (1.3) je její reálná část.

Dosazením (1.4) do (1.2) získáme tzv. Helmholtzovu rovnici:

$$(\Delta + k^2)U(r) = 0 \quad (1.5)$$

kde k je vlnový vektor, který míří ve směru šíření vlnění [1, K. 1].

1.2. Interference

Interference světla byla poprvé správně vysvětlena roku 1807 Thomasem Youngem [2]. Interference je skládání světla, zakládá se na principu superpozice. Je to jev, který potvrzuje vlnový charakter světla. Vyskytují-li se v prostoru dvě nebo více vln, výsledné pole je dáno jejich součtem. Obecně pro n vln $U_1(\vec{r}, t)$, $U_2(\vec{r}, t)$, ..., $U_n(\vec{r}, t)$ platí:

$$U(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^n U_i(\vec{r}, t). \quad (1.6)$$

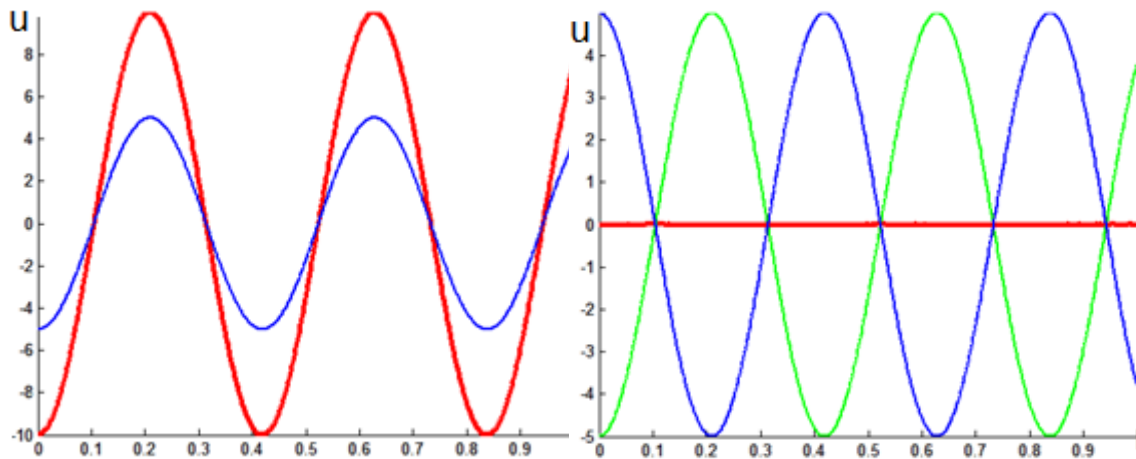
Detektory světla (oči, CCD, fotodioda) zaznamenávají intenzitu světla I , pro kterou platí:

$$I = |U|^2. \quad (1.7)$$

Obecně ale neplatí, že výsledná intenzita je rovna součtu dílčích intenzit:

$$I \neq \sum_{i=1}^n I_i. \quad (1.8)$$

Intenzita může v určitých místech nabývat hodnot větších i menších než je součet dílčích intenzit a může být i nulová. Toto rozložení intenzity během skládání dvou nebo více vln se nazývá interferenční jev. Pokud platí: $\omega_1 = \omega_2$, pak výsledek interference závisí na fázovém rozdílu vln. Pokud je fázový rozdíl $\Delta\varphi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$ říkáme, že jsou vlny ve fázi a nastává konstruktivní interference. Pokud je fázový rozdíl $\Delta\varphi = \pi, 3\pi, \dots$ říkáme, že jsou vlny v protifázi a nastává destruktivní interference. Na stínítku detekujeme konstruktivní maxima a destruktivní minima intenzity [3]. Na *Obrázek 1* a *Obrázek 2* jsou zobrazeny extrémní případy interference dvou vln.

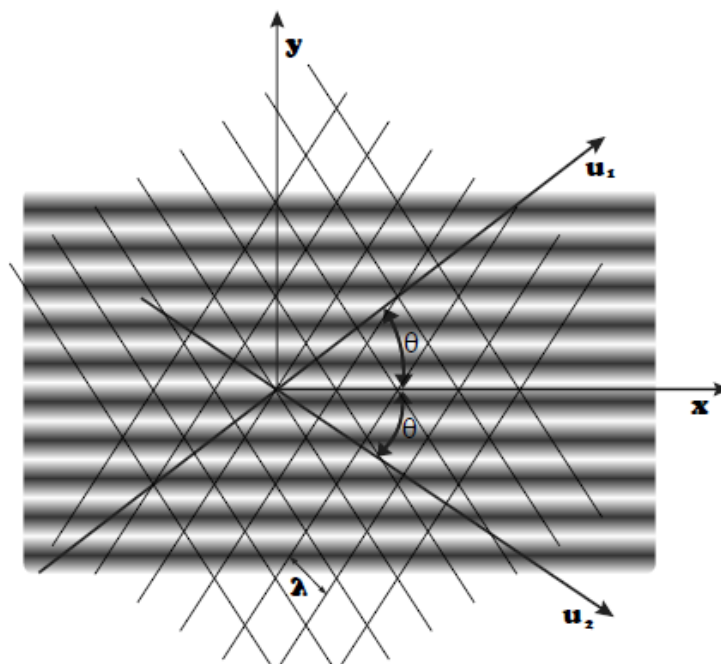


Obrázek 1: Konstruktivní interference. Červená vlna znázorňuje výslednou vlnu získanou interferencí dvou vln ve fázi.

Obrázek 2: Destruktivní interference. Červená vlna znázorňuje výslednou vlnu získanou interferencí dvou vln v protifázi.

1.2.1. Dvousvazková interference

V rámci této bakalářské práce byla realizována dvousvazková interference. Jedná se o nejjednodušší interferenci, interferují pouze dvě vlny. Na *Obrázek 3* jsou graficky znázorněny dvě rovinné vlny $U_1(\vec{r}, t) = A_1 \cos(\vec{k}_1\vec{r} - \omega_1 t + \varphi_1)$ a $U_2(\vec{r}, t) = A_2 \cos(\vec{k}_2\vec{r} - \omega_2 t + \varphi_2)$. Tyto vlny jsou koherentní, jejich fázový rozdíl $\Delta\varphi = |\varphi_2 - \varphi_1|$ je konstantní. Vlnové vektory \vec{k} míří ve směru šíření vlny.



Obrázek 3: Grafické znázornění interference dvou rovinných vln.

Mají-li vlnění shodné vlnové délky λ , potom pro jejich vlnové vektory platí:

$$|\vec{k}_1| = |\vec{k}_2| = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (1.9)$$

Superpozicí těchto dvou vln získáme vlnu $U(\vec{r}, t)$:

$$\begin{aligned} U(\vec{r}, t) &= U_1(\vec{r}, t) + U_2(\vec{r}, t) \\ &= A_1 \cos(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_1 t) + A_2 \cos(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega_2 t) \end{aligned} \quad (1.10)$$

Interferenční obrazce jsou definovány intenzitou a kontrastem. Pro časovou střední hodnotu intenzity platí:

$$\langle I \rangle = \langle U(\vec{r}, t)^2 \rangle \quad (1.11)$$

Dosazení vlny $U(\vec{r}, t)$ (1.10) do vztahu pro intenzitu (1.11):

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= \langle [A_1 \cos(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_1 t) + A_2 \cos(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega_2 t)]^2 \rangle \\ &= \langle A_1^2 \cos^2(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_1 t) \rangle + \langle A_2^2 \cos^2(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega_2 t) \rangle \\ &\quad + \langle 2A_1 A_2 \cos(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_1 t) \cos(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega_2 t) \rangle \end{aligned} \quad (1.12)$$

První a druhý člen z rovnice (1.12) jsou časové střední hodnoty jednotlivých intenzit:

$$\langle A^2 \cos^2(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_1 t) \rangle = \frac{A^2}{2} = \langle I \rangle \quad (1.13)$$

a třetí člen z rovnice (1.12) má po úpravě pomocí goniometrických vztahů tvar:

$$\begin{aligned} \langle 2A_1 A_2 \cos(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega_1 t + \varphi_1(\vec{r})) \cos(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega_2 t + \varphi_2(\vec{r})) \rangle &= \\ = \langle A_1 A_2 \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r}) \rangle \end{aligned} \quad (1.14)$$

Intenzita vlny $U(\vec{r}, t)$ nabývá hodnot:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r}). \quad (1.15)$$

Člen $2\sqrt{I_1 I_2} \cos((\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r})$ se nazývá interferenční člen, který nabývá nuly pro nekoherentní vlnění.

Pro kontrast interferenčních obrazců je definován vztah:

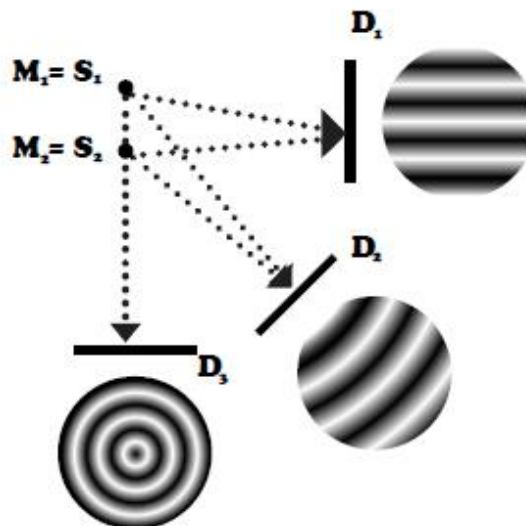
$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}. \quad (1.16)$$

Interferenční proužky znázorněné na obrázku jsou rovnoběžné s osou x a prostorově se mění pouze ve směru osy y . Vzdálenost sousedních proužků je dána vztahem:

$$y = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\theta} = \frac{\pi}{k \cdot \sin\theta} \quad (1.17)$$

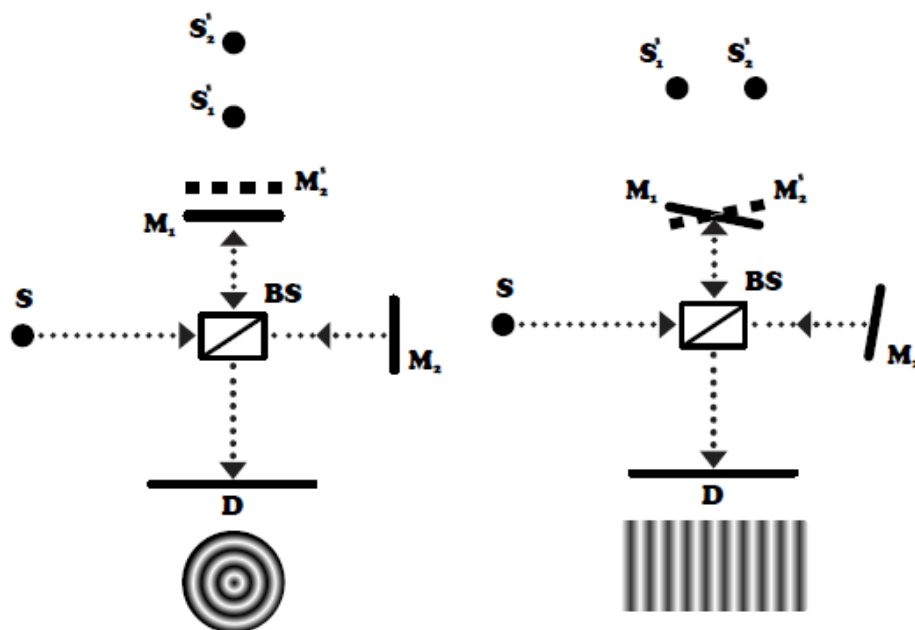
1.2.2. Tvar interferenčních proužků

Na stínítku pozorujeme interferenční obrazec, který je rovinným řezem systému souosých rotačních hyperboloidů. Tyto rotační hyperboloidy mají ohnisko ve zdrojích S_1 a S_2 a jejich osa leží na spojnici zdrojů S_1 a S_2 . Těmito zdroji jsou zrcadla M_1 a M_2 . Tvar a počet interferenčních proužků závisí na poloze pozorovacího stínítka (D_1 , D_2 , D_3). Pokud je stínítko rovnoběžné se zdroji, pozorujeme proužky. Pokud je stínítko kolmé na zdroje, pozorujeme soustředné kruhy. V pozicích mezi těmito dvěma stavy pozorujeme zahnuté proužky [4].



Obrázek 4: Tvar interferenčních proužků v závislosti na poloze stínítka.

Toto je teoretická představa, kdy se mění poloha stínítka, viz *Obrázek 4*. Při experimentech je ale praktičtější měnit polohu zrcadel, viz *Obrázek 5*. Závislosti na poloze zrcadel bylo využito v praktické části této práce.



Obrázek 5: Tvar interferenčních proužků v závislosti na vzájemné poloze zrcadel.

Nutnou podmínkou interference je koherence, viz následující kapitola.

1.3. Koherence

Dva zdroje vlnění jsou dokonale koherentní (z latiny *cohaere* = souviset), mají-li konstantní fázový rozdíl $\Delta\varphi = |\varphi_1 - \varphi_2| = konst$ a stejnou frekvenci. Fáze se mohou měnit s časem, ale jejich rozdíl musí zůstat konstantní. Mění-li se fázový rozdíl s časem, vlny nazýváme inkoherenční [2]. V přírodě neexistuje dokonale koherentní vlnění. Typickým příkladem zdroje koherentního vlnění je laser.

1.3.1. Laser

Termín laser pochází anglického *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Laser využívá zákonů kvantové mechaniky a vyzařuje světlo ve formě úzkého svazku. Laser je konstruován z optického zesilovače obsahujícího aktivní prostředí, který je umístěn v optickém rezonátoru. Rezonátor se skládá ze soustavy dvou a více zrcadel. Z laseru vystupuje záření, které je charakterizováno výkonem, spektrálním složením, prostorovým rozložením a polarizací. Laserů existuje mnoho typů a liší se hlavně aktivním prostředím, vlnovou délkou a aplikací. Během praktické části byl používán He-Ne laser, jehož aktivní prostředí se skládá z helia a neonu (10:1). Nejrozšířenější He-Ne laser má vlnovou délku 632,8 nm a červenou barvu. Výhodou He-Ne laseru je jeho koherenční

délka, frekvenční stabilita a úzká spektrální čára. Laser v základním módu dává prostorové rozložení světla jako gaussovský svazek.

1.4. Gaussovský svazek

Gaussovské svazky jsou takové svazky, jejichž profil intenzity má rozložení popsané Gaussovou funkcí. Komplexní amplituda gaussovského svazku má tvar:

$$U_G(r, z) = A \frac{w(0)}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[-i \frac{kr^2}{2R(z)}\right] \exp[i\Omega(z)], \quad (1.18)$$

kde A je konstantní amplituda a w je pološířka (poloměr) pasu svazku a její závislost na vzdálenosti z je vyjádřena vztahem:

$$w(z) = w(0) \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (1.19)$$

poměr pološířky ve vzdálenosti 0 ku pološířce ve vzdálenosti z určuje osovou amplitudu svazku.

$R(z)$ je poloměr křivosti vlnoplochy, pro který platí vztah:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right], \quad (1.20)$$

kde parametr z_R je Rayleighova vzdálenost, pro kterou platí:

$$z_R = \frac{\pi \cdot w^2(0)}{\lambda}, \quad (1.21)$$

Poslední člen $\exp[i\Omega(z)]$ je tzv. Gouyův fázový posuv a platí:

$$\Omega(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_R}, \quad (1.22)$$

člen $\exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right]$ určuje amplitudový profil a člen $\exp\left[-i \frac{kr^2}{2R}\right]$ tvar vlnoplochy.

1.4.1. Intenzita gaussovského svazku

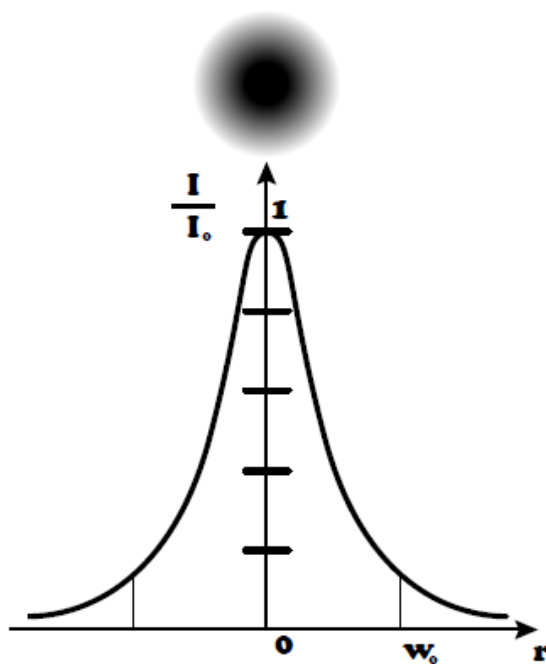
S ohledem na měření je intenzita svazku nejdůležitější parametr. Intenzita je úměrná kvadrátu vlnové funkce, jak již bylo uvedeno výše. Pro gaussovský svazek platí:

$$I_G(r, z) = I_0 \left[\frac{w(0)}{w(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2r^2}{w^2(z)} \right]. \quad (1.23)$$

Intenzitě dává rozložení Gaussova funkce. Tato funkce nabývá maxima v $r = 0$, pro toto maximum platí:

$$I_G(0, z) = I_0 \left[\frac{w(0)}{w(z)} \right]^2 = \frac{I}{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}. \quad (1.24)$$

Maximální hodnota intenzity nastává pro $z = 0$. Gaussova funkce je znázorněna na následujícím obrázku [1, K. 3].



Obrázek 6: Gaussova funkce.

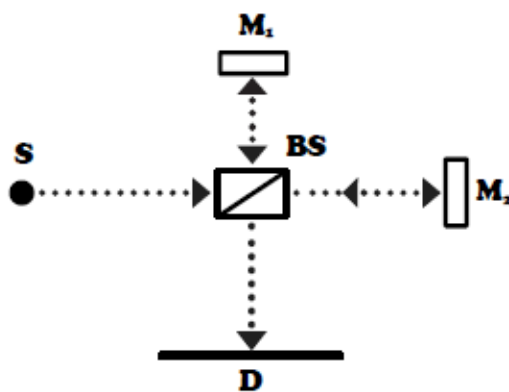
1.5. Interferometry

Interferometry jsou optické přístroje využívající jevu interference světla pro velmi přesná měření. Používají se pro měření délek (komparátory), pro určení indexů lomů kapalin a plynů (refraktometry) a pro určení jemné struktury spektrálních čar (spektroskopy). V rámci této práce byly sestaveny a používány dva interferometry: Michelsonův a Mach-Zehnderův interferometr. Tyto interferometry jsou blíže popsány v následujících dvou kapitolách.

1.5.1. Michelsonův interferometr

Albert Abraham Michelson (1852 – 1931) byl americký fyzik, který roku 1907 obdržel Nobelovu cenu za své přesné optické přístroje a výzkum prováděný pomocí nich [5]. Do 19. století se fyzici domnívali, že existuje tzv. éter. A. A. Michelson sestrojil přístroj, dnes známý jako Michelsonův interferometr, který měl potvrdit či vyvrátit existenci éteru. Byla měřena rychlost světla při různých nastaveních interferometru. Naměřená rychlost byla pokaždé shodná. Existence éteru nebyla potvrzena. Tyto pokusy položily základ pro vznik speciální teorie relativity. Dnes se Michelsonův interferometr používá především pro měření velmi malých vzdáleností. Speciální variantou Michelsonova interferometru je Twyman-Green interferometr, který se od Michelsonova liší použitím kolimátoru, který vytváří přesně směřovaný svazek.

Základní postavení Michelsonova interferometru se skládá ze zdroje S , děliče paprsků BS , dvojice zrcadel M_1 a M_2 a detektoru D . Vlnění emitované ze zdroje doletí na dělič, kde se rozštěpí. Jedna část se odrazí od děliče, dopadne na zrcadlo M_1 , kde se odrazí zpět na dělič. Druhá část projde děličem, odrazí se na zrcadle M_2 a poté zpět do děliče. Každý svazek prochází svým ramenem interferometru dvakrát (tam a zpět). Poté vlny vstupují společně do děliče a odráží se na stínítko, kde pozorujeme interferenční obrazce [6].



Obrázek 7: Základní postavení Michelsonova interferometru.

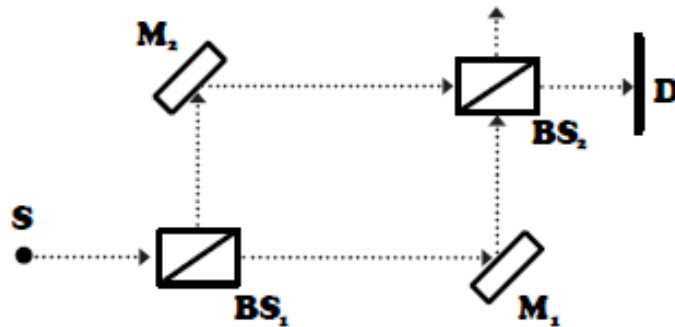
Posunem zrcadla M_2 o Δd se pozorovaný tmavý proužek (interferenční minimum) posune tak, že se na jeho místě objeví další tmavý proužek v řadě. Počet těchto změn z minima na další minimum je N . Pro počet interferenčních minim N , posun d a vlnovou délku λ je definován vztah, který platí pro Michelsonův interferometr:

$$\lambda = \frac{2d}{N}. \quad (1.25)$$

1.5.2. Mach-Zehnderův interferometr

Mach-Zehnderův, též zvaný Rožděstvenského-Machův, interferometr se řadí mezi refraktometry. Je obnovou Jaminova interferometru. Poprvé byl zkonstruován roku 1891 fyziky Ludwigem Machem a Ludwigem Zehnderem [2].

Mach-Zehnderův interferometr se skládá ze zdroje S , dvou děličů paprsků BS_1 a BS_2 , dvou zrcadel M_1 a M_2 a detektoru D . Vlnění emitované ze zdroje S doletí na dělič BS_1 , kde část světla projde a pokračuje k zrcadlu M_1 a druhá část se láme do zrcadla M_2 . Na zrcadlech dojde k odrazu a vlny se setkají v děliči BS_2 . Na stínítku D pak pozorujeme interferenční obrazce. Díky druhému děliči BS_2 je možné použít dva detektory najednou. Oba svazky prochází svou dráhu pouze jednou. Proto je Mach-Zehnderův interferometr méně přesný než Michelsonův.



Obrázek 8: Základní postavení Mach-Zehnderova interferometru.

2. Nedifrakční optika

Běžné vlny (gaussovské svazky) jsou superpozicí rovinné vlny, která se šíří různými směry. Tyto vlny podléhají difrakci, což znamená, že se během své propagace rozšiřují. Existuje ale i takové řešení vlnové rovnice, které splňují vlny schopné propagace bez difrakce. Takovým řešením vlnové rovnice jsou takzvané nedifrakční svazky. Nedifrakční optické svazky jsou kromě difrakce imunní také vůči disperzi a útlumu. V disperzním homogenním prostředí se mohou šířit nedifrakční optické svazky bez disperze. V absorpčním homogenním prostředí se mohou šířit nedifrakční optické svazky bez útlumu [7].

Termín nedifrakční svazek přivedl do optiky James E. Durnin v roce 1987. Zvýšil zájem o problematiku světelné difrakce a vznikl nový směr výzkumu klasické optiky. James E.

Durnin je autorem článku *Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory* [8]. V tomto článku je prezentováno řešení skalární vlnové rovnice pro nedifrakční svazky. Na svou teoretickou práci navázal praktickým řešením a realizoval generaci nedifrakčních svazků [9]. Mnoho prací se opírá o články Jamese Durnina a cituje ho. Durninova práce ale nebyla první, která se zabývala tímto tématem. Již v roce 1941 publikoval Stratton v knize *Electromagnetic Theory* [10, s. 356] řešení vlnové rovnice, které představuje pole, jehož příčný tvar se koncentruje v těsné blízkosti osy šíření a je reprezentováno Besselovou funkcí. Dále například byly podobné myšlenky publikovány v článku Shepparda a Wilsona roku 1978 [11]. Tyto předchozí zmínky ale zůstaly bez většího ohlasu.

2.1. Difrakce

Difrakce (ohyb) je jedním z jevů, který nedokáže vysvětlit paprsková optika, podle které se světlo šíří přímočaře. Difrakce potvrzuje vlnový charakter světla. Vlna se při průchodu štěrbinou nebo při ohybu na překážce dostává do oblasti geometrického stínu [6]. Difrakční efekty ale nejsou spojeny pouze s průchodem vln štěrbinou nebo kolem překážky. Albert Sommerfeld publikoval roku 1895 teorii difrakce [12], podle které difrakci definujeme jako jakékoli vychýlení světla z přímočarého šíření. Paprsek při volném šíření podléhá difrakci, což je jedna z vlastností vlnového pole s nehomogenní distribucí příčné intenzity. V důsledku difrakce nemůžeme realizovat svazek, který by se šířil ve tvaru úzké válcové trubice. Typickým příkladem pole, které podléhá difrakci, jsou gaussovské svazky. Takové pole se šíří rozbíhavou kuželovou trubicí. Úhel trubice roste s klesající stopou svazku. Projev difrakce je důsledkem principu neurčitosti. Pro foton platí princip neurčitosti mezi polohou a hybností. Například rovinná vlna má úplně definovanou hybnost (směr generace) a zároveň úplně neurčitou polohu. Naopak sférická vlna má jednoznačně určenou polohu a zároveň úplně neurčitou hybnost.

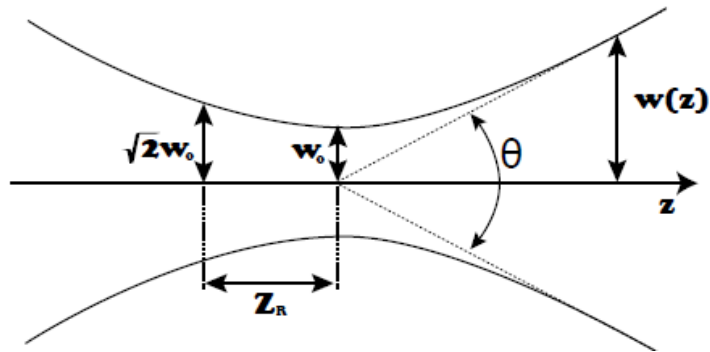
Úhlová rozbíhavost pro gaussovský svazek je definována vztahem:

$$\theta \cong \frac{\lambda}{\pi w(0)} = \frac{w(0)}{z_R}. \quad (2.1)$$

Poloměr svazku roste s rostoucí vzdáleností od počátku generace. Pro $z \gg z_R$ poloměr roste lineárně a platí vztah:

$$w(z) = z \theta. \quad (2.2)$$

Pološířka svazku ve vzdálenosti $z = z_R$ stoupne na $w(z) = \sqrt{2} \cdot w(0)$. Gaussovský svazek se svými parametry je zobrazen na *Obrázek 9*.



Obrázek 9: Parametry gaussovského svazku.

2.2. Nedifrakční svazky

Ideální nedifrakční svazky představují přesná řešení Helmholtzovy rovnice (1.5). Komplexní amplituda monochromatické vlny má tvar: $U(x, y, z, t) = u(x, y, z) \exp[i\omega t]$. Nedifrakční vlastnosti se projevují podélně neměnným intenzitním profilem. Detekovaná intenzita svazku $I = |u|^2$ je nezávislá na vzdálenosti z a je konstantní během šíření. Pro takový svazek má funkce $u(x, y, z)$ tvar:

$$u(x, y, z) = u(x, y) \exp[-i\beta z], \quad (2.3)$$

kde β je tzv. podélná konstanta. Komplexní amplituda u , která závisí pouze na souřadnicích x, y , pak může být určena separační metodou. Řešením pomocí metody separace proměnných v různých souřadných systémech získáme speciální funkce. Řešením v eliptických souřadnicích získáme mathieuovy svazky [13], z parabolických souřadnic získáme parabolické vlny [14]. Nejznámější a nejpoužívanější jsou beselovské svazky, které jsou také nejdůležitější pro tuto práci. Takové svazky jsou řešením ve válcových souřadnicích.

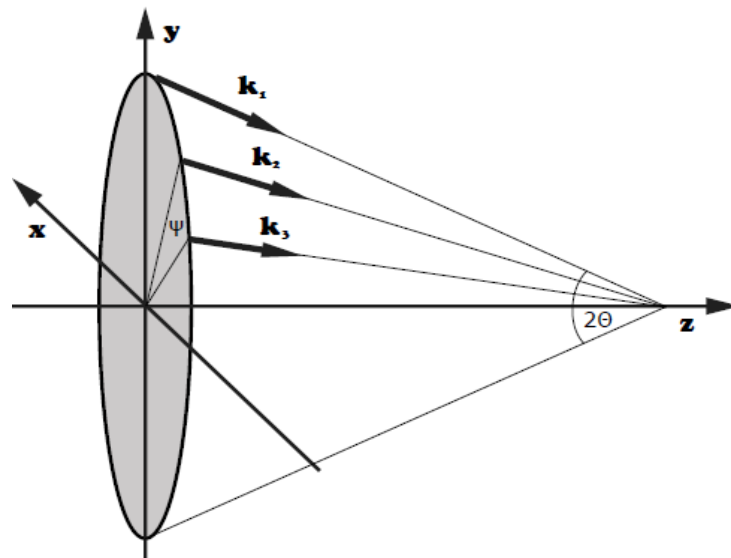
2.2.1. Geometrická interpretace

Nedifrakční svazky lze také vyjádřit v integrálním tvaru:

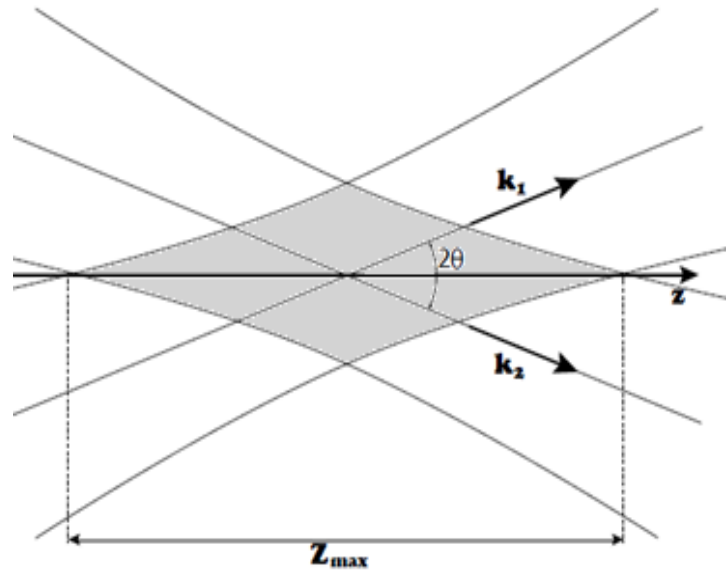
$$u(x, y, z) = \exp[-i\beta z] \int_0^{2\pi} A(\psi) \exp[-i\alpha(x\cos\psi + y\sin\psi)] d\psi, \quad (2.4)$$

kde $\alpha = k \sin\theta$ a $\beta = k \cos\theta$. Tento integrální tvar znázorňuje nedifrakční svazek jako interferenční pole rovinných vln s vlnovými vektory $\vec{k} = (\alpha\cos\psi, \alpha\sin\psi, \beta)$, které tvoří kuželovou plochu s vrcholovým úhlem 2θ , tedy $k_t = k \sin\theta$, $\beta = k \cos\theta$. Funkce $A(\psi)$ je libovolná a jejím zvolením získáváme různé nedifrakční svazky. Besselovské svazky získáme zvolením funkce $A(\psi)$ ve tvaru: $A(\psi) = \exp[i m \psi]$ [15].

Ideální nedifrakční svazky nesou nekonečnou energii a jejich příčný profil intenzity je konstantní na intervalu $(-\infty, +\infty)$. Takové svazky nemohou být prakticky realizovány. V experimentech se generují tzv. pseudo-nedifrakční svazky, které jsou aproximací ideálních nedifrakčních svazků.



Obrázek 10: Geometrická představa ideálního nedifrakčního pole. Interference rovinných vln, jejichž vlnové vektory leží na povrchu kužele.



Obrázek 11: Geometrická představa pseudo-nedifrakčního pole. Interference gaussovských svazků, jejichž vlnové vektory leží na povrchu kužele

2.2.2. Vlastnosti nedifrakčních svazků

Základní vlastností nedifrakčních svazků je imunita vůči difrakci. Tato vlastnost zajišťuje neměnnost příčného profilu intenzity při šíření. Pseudo-nedifrakční svazky jsou imunní vůči difrakci na určitou vzdálenost, kterou lze nastavit. Záleží na šířce zvoleného svazku. S šířkou svazku tato vzdálenost roste.

Mezi speciální vlastnosti nedifrakčních svazků patří schopnost obnovení se za překážkou. Ideální nedifrakční svazek může přesně rekonstruovat svůj původní profil intenzity za překážkou jakéhokoli tvaru a velikosti. Pseudo-nedifrakční svazky jsou schopné rekonstrukce za překážkou jen za určitých podmínek. Záleží na velikosti překážky [16]. Tato vlastnost se využívá pro optické pasti a manipulace s mikroskopickými částicemi [17]. Dále našla využití v mikroskopii. Prototyp mikroskopu využívající schopnost rekonstrukce svazků (MISERB) může poskytnout kvalitní obraz do hloubky tkáně [18]. Tato vlastnost se projevuje i u vírových polí [19].

2.3. Besselovské svazky

Besselovské svazky se získají řešením Helmholtzovy rovnice (1.5) pomocí metody separace proměnných ve válcových souřadnicích (r, φ, z) , $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, $z = z$ [20].

$$u_B(r, \varphi, z) = R(r) \exp[i m \varphi - i \beta z], \quad (2.5)$$

kde $m = 0, 1, 2, \dots$ Řešením Helmholtzovy rovnice se získá diferenciální rovnice, kterou splňuje funkce R . Tato rovnice se nazývá Besselovou rovnicí:

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \alpha^2 R(r) \left(1 - \frac{m^2}{\alpha^2 r^2} \right) = 0, \quad (2.6)$$

kde $\alpha^2 = k^2 - \beta^2$.

Obecným řešením této rovnice je lineární kombinace Besselovy funkce prvního druhu m -tého řádu J_m a Neumannovy funkce m -tého řádu N_m .

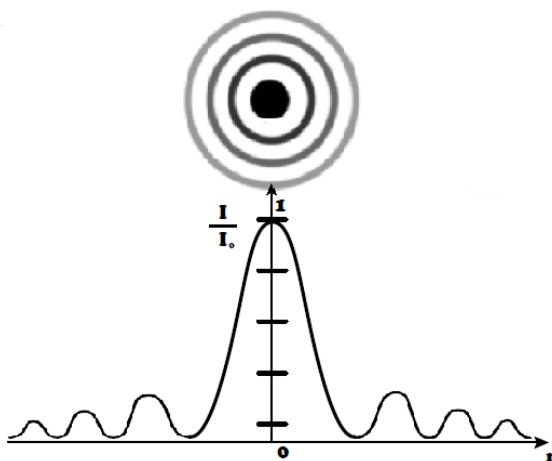
$$R_m = a \cdot J_m(\alpha r) + b \cdot N_m(\alpha r), \quad (2.7)$$

a a b jsou váhové koeficienty. Neumannova funkce obsahuje singularitu v nule, jedná se o nefyzikální řešení, proto bude dále zanedbána. Výsledné pole je popsáno pomocí Besselovy funkce:

$$u_B(r, \varphi, z) = J_m(\alpha r) \exp[i m \varphi - i \beta z]. \quad (2.8)$$

Besselovské svazky nultého řádu ($m = 0$) mají maximum ve středu, na stínítku pozorujeme světlý střed. Paprsky vyššího řádu mají tmavý střed. Teoreticky mohou být besselovské svazky propagovány do nekonečné vzdálenosti beze změny intenzity. Experimentálně je taková generace neproveditelná. Besselovské svazky je možné propagovat jen na určitou vzdálenost v závislosti na použitých exponentech.

Intenzita besselovských svazků je úměrná kvadrátu Besselovy funkce, viz *Obrázek 12*. Z grafu intenzity je zřejmé, že centrální maximum nabývá výrazně vyšších hodnot než ostatní maxima.



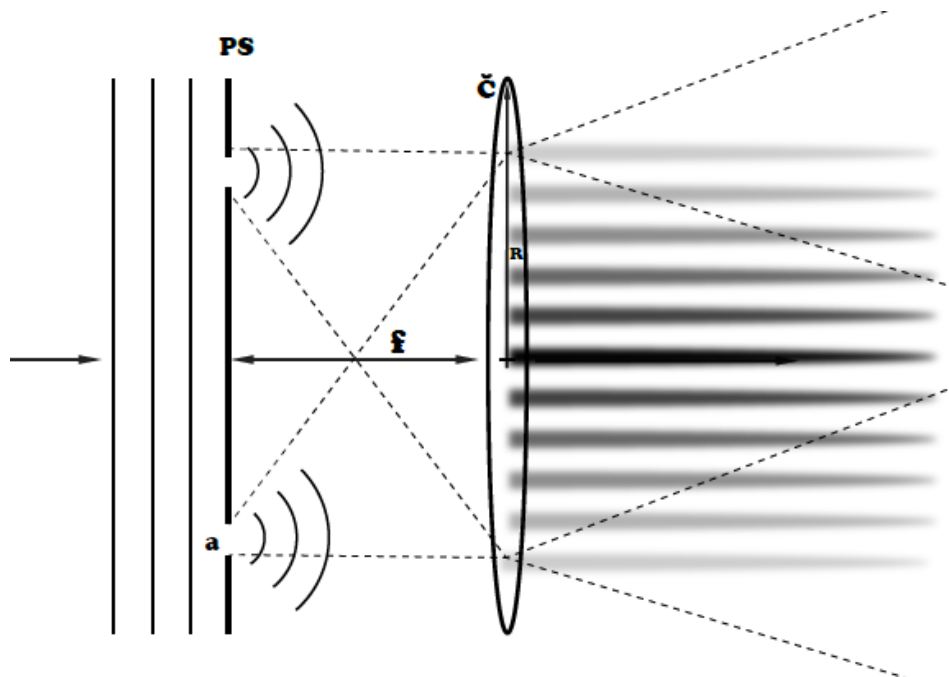
Obrázek 12: Intenzita besselovského svazku.

2.3.1. Besselovské-gaussovské svazky

Jak již bylo zmíněno výše, ideální nedifrakční svazky nelze experimentálně konstruovat. Během experimentů jsou generovány tzv. pseudo-nedifrakční svazky. Pseudo-nedifrakční svazky mají stejné vlastnosti jako ideální nedifrakční svazky ale omezené na vzdálenost Z_{max} . Takovou aproximací pro besselovské svazky jsou besselovské-gaussovské svazky [21].

2.3.2. Generace besselovských-gaussovských svazků

J. Durnin [9] realizoval generaci nedifrakčních svazků pomocí laseru, prstencové štěrbině (PS) a čočky (č), viz následující *Obrázek 13*. Rovinná vlna dopadá na prstencovou štěrbinu, která se dle Huygensova principu stává novým zdrojem vlnění.

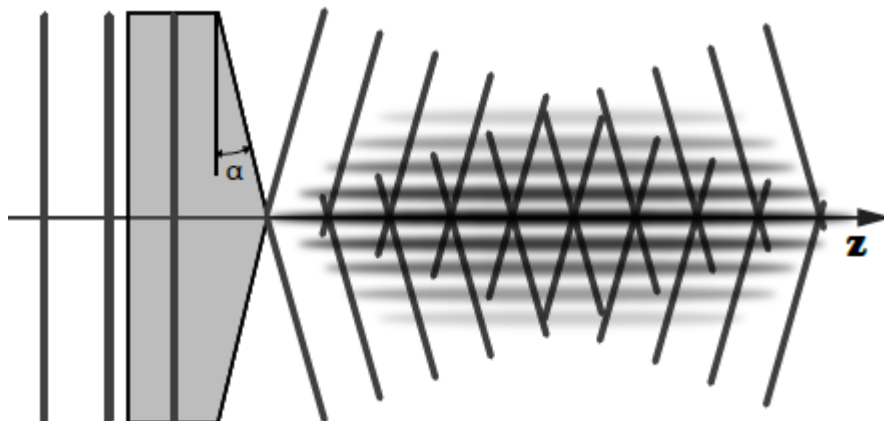


Obrázek 13: Sestava pro generaci besselovských svazků. Pro velikosti štěrbině a platí $a \ll \frac{f}{R} \lambda$, kde f je vzdálenost čočky od prstencové štěrbině, R je poloměr čočky a λ je vlnová délka vstupujícího laserového svazku.

Nejčastěji se ale nedifrakční svazky se generují pomocí kónických nebo kulových čoček [22]. V rámci této bakalářské práce byla realizována generace nedifrakčních svazků pomocí axikonu.

2.3.3. Axikon

Axikony jsou nové speciální optické elementy. Existuje více druhů. Nejpoužívanější je axikon tvaru kónické čočky, která má jednu stranu kónickou a druhou rovinnou. Rovinná vlna vstupuje do axikonu z rovinné strany. V axikonu dochází k lomu dle vrcholového úhlu axikonu. Za axikonem vlny interferují a vzniká besselovský svazek.



Obrázek 14: Grafické znázornění vstupující rovinné vlny do axikonu. V axikonu dochází k lomu v závislosti na vrcholovém úhlu α . Za axikonem vlny interferují, vzniká besselovský svazek.

Jedná se o rotačně symetrický hranol definovaný několika parametry, mezi které patří: průměr, vrcholový úhel, tloušťka, materiál a index lomu [23]. Axikon se používá převážně ve vědeckém výzkumu a pro speciální aplikace. Zkoumá se například využití v oftalmologii (oční lékařství) při korekci dalekozrakosti. Používá se při laserových operacích očí [24]. Další využití našel v optické koherentní tomografii. Jedná se o nekontaktní a neinvazivní tomografickou zobrazovací metodu, která se hojně využívá ve zdravotnictví. Použitím axikonu se dosahuje většího rozlišení do velké hloubky [25], [26].

2.4. Interference dvou nedifrakčních svazků

Bylo publikováno pár článků zabývajících se interferencí dvou nedifrakčních svazků. QingHua Lv aj. publikovali článek zabývajícím se tímto tématem. Na generaci dvou nedifrakčních svazků byl použit He-Ne laser, expandér svazku, stínítko s dvěma štěrbinami, čočka a axikon. He-Ne laser vstupuje do expandéru svazku a je rozšířen tak, že osvětluje obě štěrbinu na stínítku. Štěrbinu se dle Huygensova principu stávají novým zdrojem vlnění. Vznikají tak dvě vzájemně koherentní vlnění. Ta dopadají na čočku, která

je aproximuje na dvě rovinné vlny. Rovinné vlny dopadají na axikon pod rozdílnými úhly. Za axikonem vznikají dvě pseudo-nedifrakční vlnění. Dochází k superpozici těchto vln a vznikají interferenční obrazce [27].

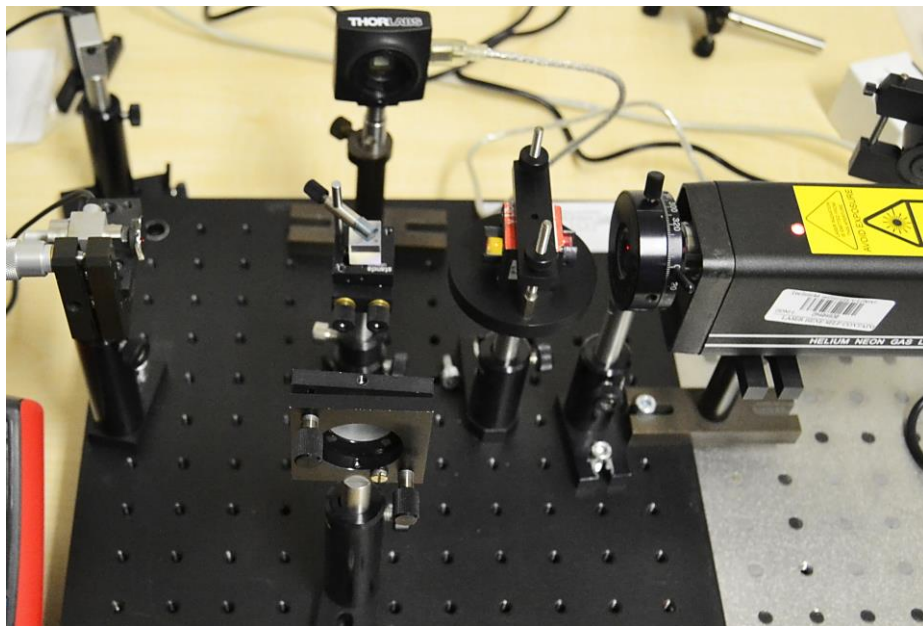
Interference nedifrakčních vln se ukázala jako nástroj pro kontrolovatelnou rotaci částic [28]. Garcés-Chávez aj. napsali článek zabývající se mikromanipulací s využitím schopnosti obnovení nedifrakčních svazků za překážkou. Je zde uvedena i možnost mikromanipulace pomocí interferenčních obrazců dvou besselovských svazků. Pomocí takové interference je možné zachytit více mikročástic. Částice mohou kontrolovaně rotovat v oddělených buňkách a vzniká tak mikrostroj. Jako příklad mikrostroje článek uvádí systému dvou mikročipů, které mohou být poháněny jedním besselovským svazkem, oba čipy by rotovaly stejnou rychlostí [17].

Interferencí dvou nedifrakčních svazků generovaných proti sobě byl vytvořen optický dopravník. Optický dopravník je schopný zachytit submikročástice a dopravit je na vzdálenost několika stovek mikrometrů. Článek demonstruje zachycení polystyrenových částic různých velikostí. Oproti optickým pastím vytvořených pomocí jedné vlny jsou tyto interferenční pasti pevnější [29].

3. Interference gaussovských polí

3.1. Sestavení Michelsonova interferometru

Na optické desce byl sestaven Michelsonův interferometr v základním postavení, viz kapitola 1.5.1. Tato sestava je zobrazena na Obrázek 15. Jako zdroj S byl použit He-Ne laser s vlnovou délkou $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Do tohoto základního postavení byl přidán Faradayův izolátor, který zabraňuje, aby se světlo z děliče BS vracelo přímo do laseru, což způsobuje rozladění laseru. Izolátor stáčí polarizované světlo o 45° , světlo vracející se zpět do laseru bude dvakrát stočené o 45° , tzn. o 90° a bude tak odkloněno v tomto případě na strop. Dále byla přidána polarizační destička, která slouží k nastavení intenzity světla. Pro různé typy detektorů byla vhodná různá intenzita světla. Na zrcadlo M_2 byl připojen piezoelektrický aktuátor. Přivedené napětí na piezoelektrický prvek vyvolá jeho posunutí o Δd . Posunutí Δd odpovídá přechodu mezi sousedními minimy. Délka ramene interferometru se změní o $\frac{\lambda}{2}$. Paprsek vykoná dráhu změněnou o λ , protože prochází tam i zpět.



Obrázek 15: Michelsonův interferometr sestavený na optické desce v laboratoři.

3.1.1. Použité detektory

Pro získání více výsledků a jejich možné porovnání byly vyzkoušeny tři typy detektorů. Jako první byly obrazce pomocí čočky zvětšeny a promítány na bílou stěnu. Další

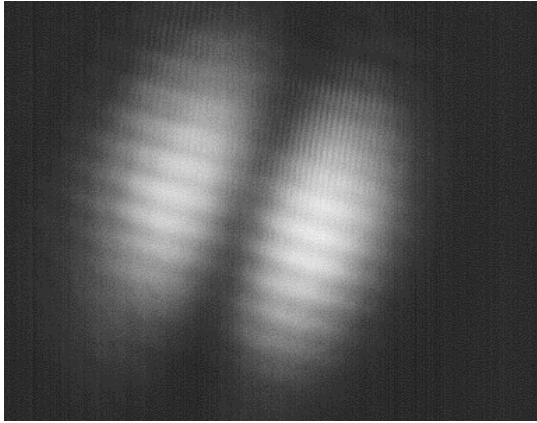
možností bylo použití kamery (CCD) propojené s počítačem a nakonec byla vyzkoušena práce s fotodiodou spojenou s voltmetrem.

Nejefektivnější byla práce s kamerou (CCD) propojenou s počítačem. Program v počítači korespondující s kamerou umožňoval mnohá nastavení a hlavně pořizování snímků případně videí. Nevýhodou kamery je možnost vzniku moiré efektu. Snímač kamery má pravidelné pole pixelů (velikost pixelů je cca $4,5 \mu\text{m} \times 4,5 \mu\text{m}$). Tato struktura může interferovat se vzorem snímaného objektu, je-li tento vzor drobnější než pole pixelů kamery. Vznikají tak nežádoucí efekty, které zkreslují pozorovaný objekt a znesnadňují tak interpretaci. Většinou se jedná o pruhy nebo kruhy. Jako kontrola moiré efektu sloužilo promítnutí interferenčního obrazce na bílou stěnu.

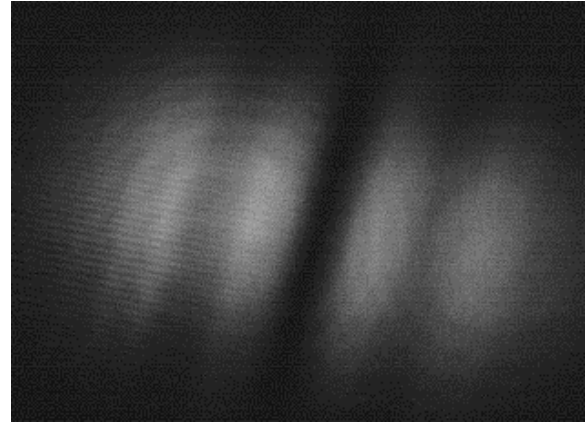
Fotodioda reaguje na změnu osvětlení, proto je zapotřebí nastavit velký kontrast snímaného obrazce. Pomocí voltmetru se odečítají hodnoty pro tmavé proužky, kdy další tmavý proužek znamená posunutí o Δd . Hodnoty pro světlé i tmavé proužky byly blízké. Fotodioda zároveň poskytuje informaci pouze o lokální intenzitě obrazu. Proto byla práce s fotodiodou náročnější a méně efektivní.

3.1.2. Interferenční obrazce

Různým nastavením vzájemné polohy zrcadel vznikají různé tvary interferenčních obrazců, viz *kapitola 1.2.2*. Lze pozorovat rovné proužky, zahnuté proužky nebo soustředné kruhy. Interferometry jsou obecně velmi citlivé přístroje a dosažení přesného nastavení může být obtížné. Interferenční obrazce byly zaznamenány pomocí kamery (CCD). Příklady různých konfigurací jsou zobrazeny na *Obrázek 16* a *Obrázek 17*.



Obrázek 16: Fotografie z kamery (CCD) interferenčních proužků (dvě maxima).



Obrázek 17: Fotografie z kamery (CCD) interferenčních proužků (více maxim).

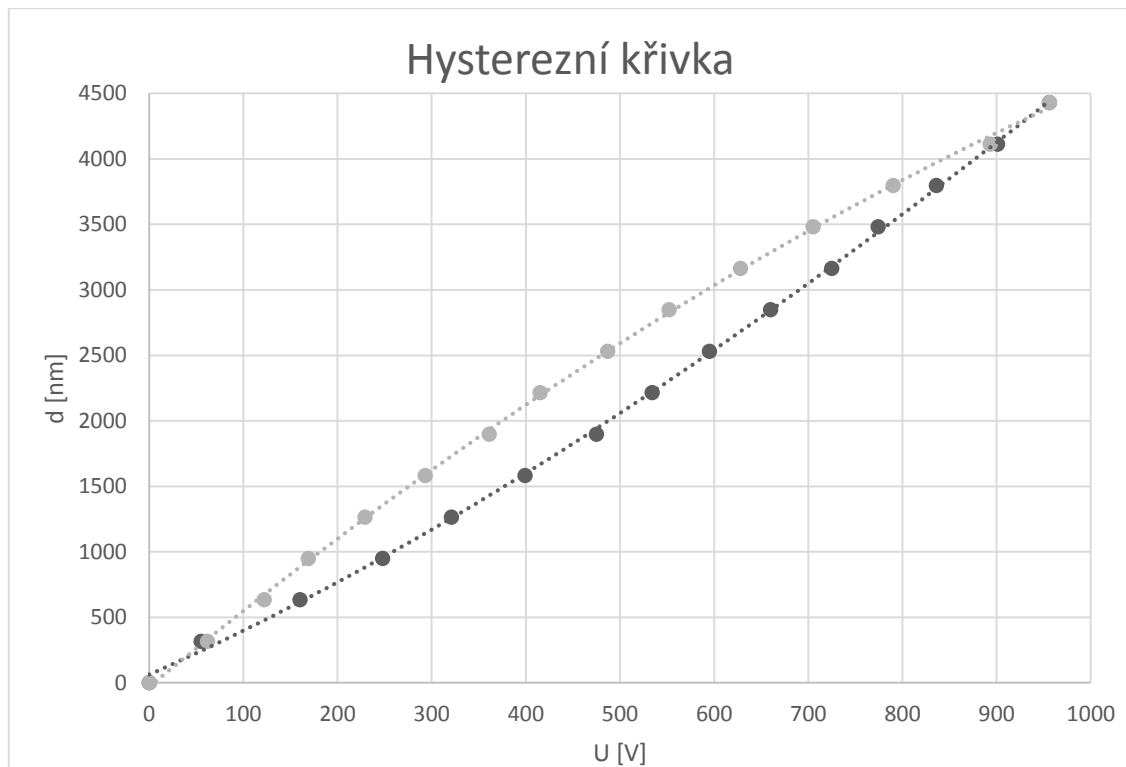
3.1.3. Kalibrace piezoelektrického aktuátoru

Při laserové interferometrii se využívá obráceného piezoelektrického jevu. Přivedením napětí na piezoelektrický prvek se vyvolá jeho posunutí o Δd . Posunutí Δd je při přechodu mezi sousedními minimy rovno půlce vlnové délky, v případě této práce platí:

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2} = \frac{632,8}{2} = 316,4 \text{ nm}$$

Při měření se zaznamenává posunutí Δd [nm] v závislosti na přiloženém napětí U [V]. Pro kvalitní aktuátory je tato závislost lineární. U méně kvalitních může docházet k mechanické hysterezi a grafem je hysterezní křivka, viz *Graf 1*. Pro kalibraci piezoelektrického aktuátoru bylo měřeno posunutí Δd [nm] při rostoucím a klesajícím napětí U [V]. Byly vytvořeny grafy $f(U) = d(U)$ a pomocí lineární regrese byla vypočítána piezoelektrická konstanta K , která charakterizuje daný aktuátor. Měření bylo prováděno pomocí různých detektorů viz *kapitola 3.1.1*. Získané výsledky z jednotlivých měření byly porovnány. Piezoelektrická konstanta měla hodnotu $K = (4,6 \pm 0,1) \text{ nm/V}$. Počet interferenčních minim byl $N = 14$ a celkové posunutí bylo $d = 4429,6 \text{ nm}$. Dosazením do vzorce (1.25) se může ověřit správnost naměřených výsledků:

$$\lambda = \frac{2d}{N} = \frac{2 \cdot 4429,6}{14} = 632,8 \text{ nm}.$$



Graf 1: Závislost posunutí zrcadla d [nm] na přivedeném napětí U [V]. Grafem je hysterezní křivka.

4. Generace besselovských-gaussovských svazků

V rámci této práce byla realizována generace besselovských-gaussovských svazků pomocí axikonu. Ideálně by měla do axikonu vstupovat rovinná vlna. Tu dobře aproximuje expandér svazku, do kterého vstupuje gaussovský svazek z laseru. Expandér svazek rozšíří dvacetkrát. Každý axikon má své specifické parametry. Pro axikon, který byl k dispozici pro tuto práci, výrobce uvádí tyto parametry: vrcholový úhel $\alpha = 2^\circ$, index lomu $n = 1,455$ (křemenné sklo) a průměr $D_A = 2,54 \text{ cm}$.

Dosah Z_{max} vzniklých B-G svazků závisí na poloměru svazku r_s , který vstupuje do axikonu. Vzorec pro tuto závislost:

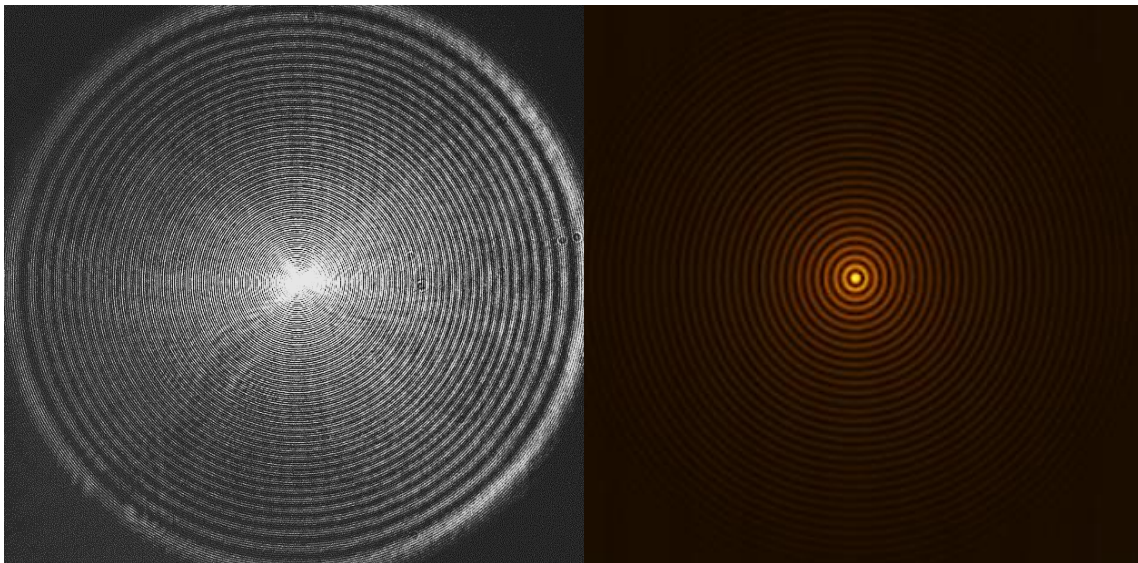
$$Z_{max} = \frac{r_s}{\alpha(n-1)}. \quad (4.1)$$

V případě této práce byl průměr vstupujícího svazku $r_s = 1 \text{ cm}$, dosah poté vychází:

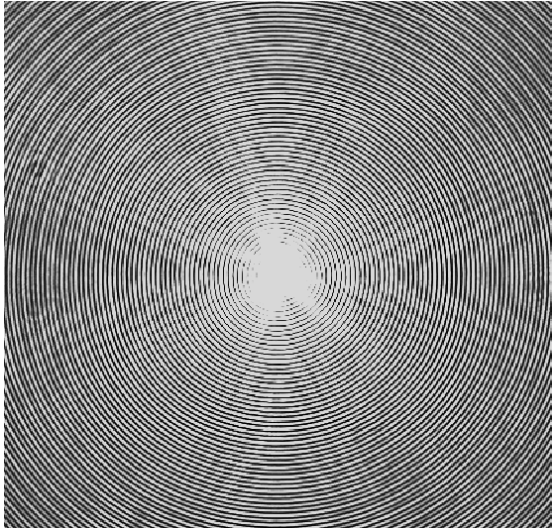
$$Z_{max} = \frac{1}{2 * \frac{\pi}{180} (1,455 - 1)} = 63 \text{ cm}.$$

Axikon svým průměrem limituje dosah pseudo-nedifrakčního svazku. Pro průměr $D_A = 2,54 \text{ cm}$ je maximální dosah přibližně 80 cm . Pole pseudo-nedifrakčních svazků roste se vzdáleností $Z < Z_{max}$ od detektoru, pozorujeme více soustředných kruhů. Kdyby byl detektor umístěný těsně za axikonem, kde ještě nedošlo k interferenci vln, nezaznamenala by se teoreticky žádná intenzita světla na ose. Ve vzdálenosti větší než je dosah axikonu se začne vytrácet střed pole. Na velmi vzdáleném stínítku pak vidíme pouze obrys, viz *Obrázek 21*. Ideální vzdálenost axikonu a detektoru (CCD) pro detekci pseudo-nedifrakčního pole byla v případě této práce $Z = (30 - 35) \text{ cm}$. Na tomto rozsahu mělo pole přibližně stejnou velikost jako pracovní pole korespondujícího programu v PC. Při detekci pomocí kamery (CCD) může docházet k moiré efektu, který je viditelný na *Obrázek 20*. Na B-G poli vznikly interferencí s pixely kamery pruhy.

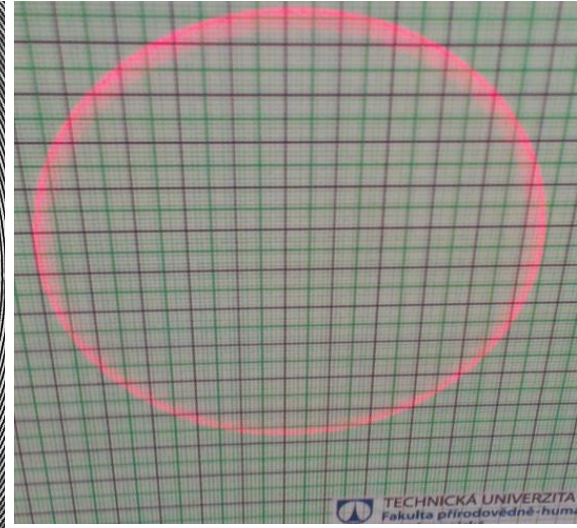
Na *Obrázek 18* je zobrazeno B-G pole a na *Obrázek 19* je jeho simulace. Veškeré simulace mi poskytl Jan Křížek, který je tvořil v rámci své diplomové práce [30] v softwaru VirtualLab Fusion.



Obrázek 18: B-G pole ve vzdálenosti $Z = (30 - 35) \text{ cm}$ od axikonu. Obrázek 19: Simulace B-G pole [30].



Obrázek 20: Přibližná fotografie B-G pole pořízená kamerou (CCD), na které je viditelný moiré efekt.



Obrázek 21: B-G pole promítnuté na stínítko vzdálenější než dosah axikonu Z_{max} .

5. Interference dvou nedifrakčních polí

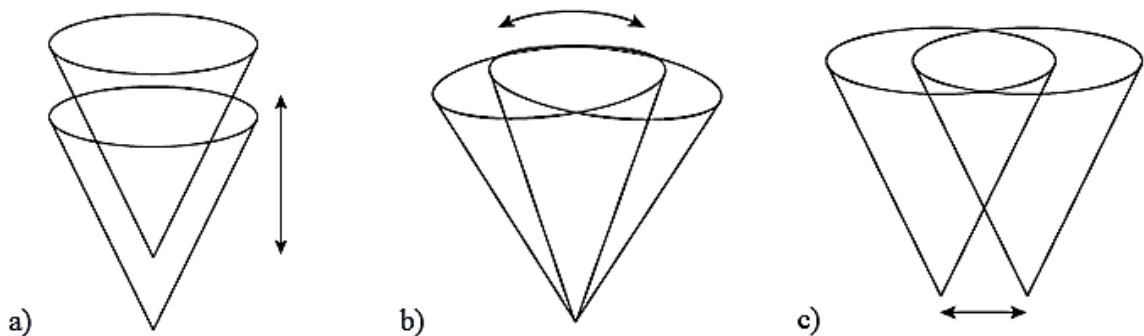
Pro provedení interference dvou besselovských-gaussovských polí byl použit Michelsonův interferometr. Do původního postavení z *Obrázek 15* byl vložen axikon a expandér svazku. Expandér svazku je optické zařízení, které rozšiřuje svazek vycházející z laseru. Expandér, který byl k dispozici pro tuto práci, zvětšoval dvacetkrát. Do axikonu tak vstupuje svazek, který aproximuje rovinnou vlnu. B-G pole má větší rozměr než gaussovské pole, proto byl původní dělič svazků *BS* (15 mm) vyměněn za větší dělič (palcový). Sestava Michelsonova interferometru pro interferenci dvou B-G polí je zobrazena na *Obrázek 22*.



Obrázek 22 : Sestava Michelsonova interferometru pro interferometrii nedifrakčních svazků.

5.1. Interferenční obrazce dle stupňů volnosti

Besselovské svazky si lze představit jako interferenční pole rovinných vln s vlnovými vektory, které tvoří kuželovou plochu, viz kapitola 2.2.1. Interference dvou takových 3D polí poskytuje další stupeň volnosti oproti interferenci 2D polí rovinných vln. Je možné rozlišit a sledovat vzájemnou polohu centrálních maxim (špiček kuželů). U interference rovinných vln nelze vzájemné posunutí ve vodorovné ose zaznamenat, protože rovinná vlna je definovaná na intervalu $(-\infty, +\infty)$. Interference dvou kuželů umožňuje posun po ose jdoucí středem kuželů, vzájemný náklon os kuželů a vyosení vrcholů kuželů. Tyto stupně volnosti jsou zobrazeny na následujícím Obrázek 23. Rotace kuželu kolem vlastní osy nemá vliv, protože se jedná o rotačně symetrický objekt.



Obrázek 23: Stupně volnosti.

23 a) Posun po ose jdoucí středem kuželů (relativní fázový posun).

23 b) Vzájemný náklon os kuželů, lze uskutečnit ve dvou směrech.

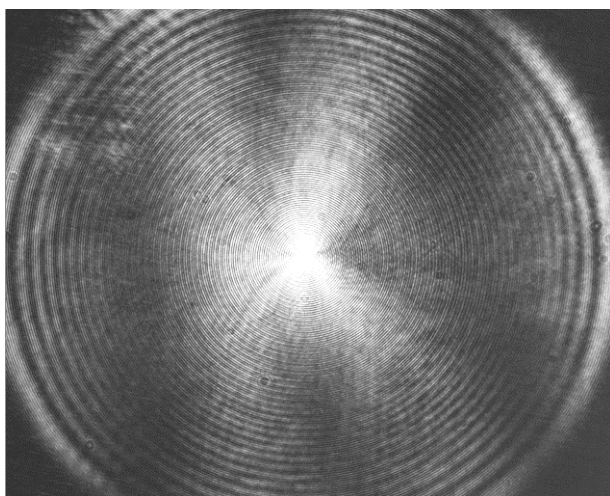
23 c) Vyosení vrcholů kuželů (změna vzdálenosti centrálních maxim).

1) Posun po ose jdoucí středem kuželů

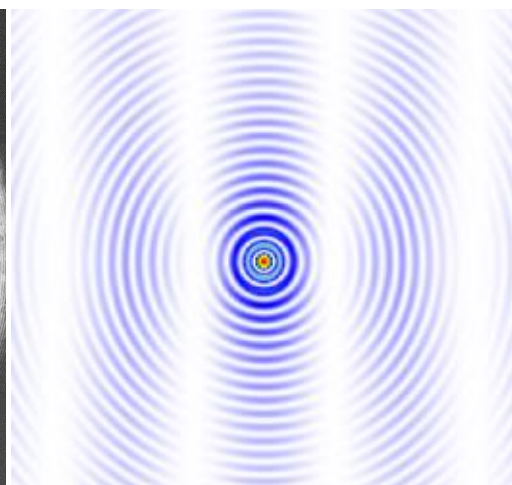
První stupeň volnosti zobrazen na *Obrázek 23 a)* je posun po ose jdoucí středem kuželů. Tento stupeň se uplatňuje i při klasické interferometrii. Pokud budou obě pole dokonale kolineární, při posunu po ose se projeví pouze změna intenzity, symetrie obrazce zůstane nezměněna.

2) Vzájemný náklon os kuželů

Druhý stupeň zobrazen na *Obrázek 23 b)* je vzájemný náklon os kuželů. Tento stupeň se zkoumá u klasické interferometrie difrakčních svazků a zde se projevuje podobně. Vzájemným náklonem os kuželů vznikne interferenční obrazec obsahující rovnoběžné tmavé a světlé proužky, viz *Obrázek 24*. Takové situaci odpovídá simulace na *Obrázek 25*. Náklon lze provést ve dvou směrech. Uskutečnění obou náklonů zároveň dá vzniknout více proužkům.



Obrázek 24: Interferenční pruhy, které vznikly vzájemným náklonem os kuželů.



Obrázek 25: Simulace interferenčního obrazce, který vznikl vzájemným náklonem os kuželů [31].

3) Vyosení vrcholů kuželů

Třetí stupeň volnosti zobrazený na *Obrázek 23 c)* je vyosení vrcholů kuželů. Tento stupeň volnosti se u klasické interference nepozoruje. U vyosení vrcholů kuželů vznikne první interferenční minimum ve chvíli, kdy se centrální maxima přestanou překrývat. Pro poloměr centrálního maxima je definován vztah [28]:

$$\rho = J_0(k_1, x) \frac{\lambda}{\pi \cdot \sin \alpha}, \quad (5.1)$$

kde α je vrcholový úhel kuželu (odpovídá vrcholovému úhlu axikonu) a $J_0(k_1, x)$ je hodnota z Besselovy funkce pro první minimum. První čtyři hodnoty, pro které nabývá Besselova funkce nuly, jsou uvedeny v

Tabulka 1. V případě této práce platí: $\alpha = 2^\circ$, $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ a $\rho = 13,88 \text{ }\mu\text{m}$.

První interferenční minimum se objeví, když jsou centrální maxima vzájemně vzdálena o $\Delta x = 2 \cdot \rho = 2 \cdot J_0(k_1, x) \frac{\lambda}{\pi \cdot \sin \alpha}$. Pro další interferenční minima ($k = 2, 3, 4 \dots$) se do tohoto vzorce dosadí za $J_0(k_1, x) = J_0(k, x)$, viz *Tabulka 1*. Pro změnu vzdáleností centrálních maxim platí:

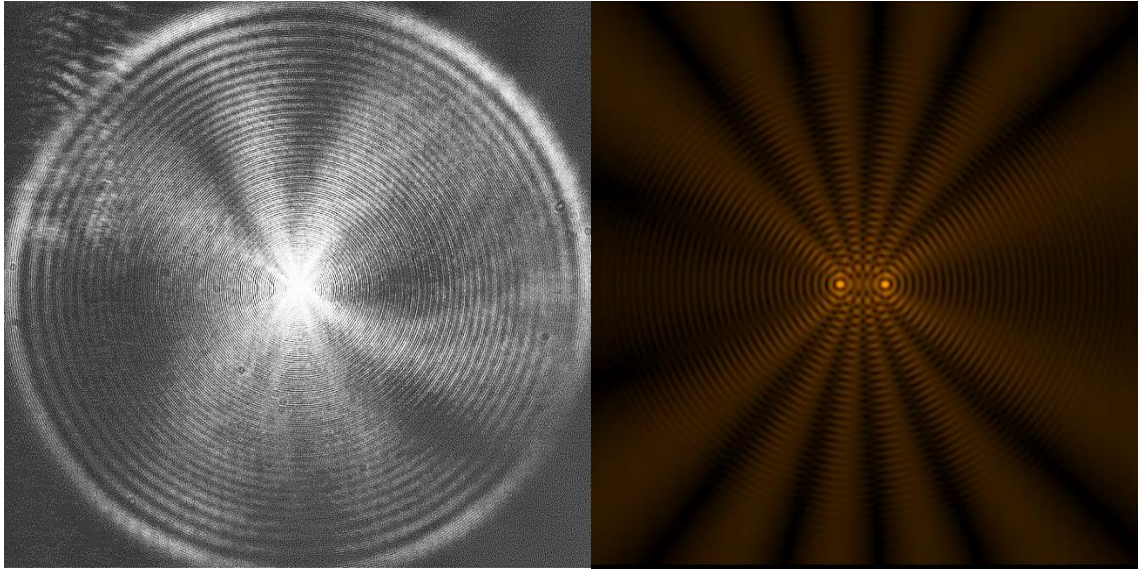
$$\Delta x = 2 \cdot J_0(k, x) \frac{\lambda}{\pi \cdot \sin \alpha}. \quad (5.2)$$

Ze vzorce (5.2) vychází pro první minimum $\Delta x = 27,8 \text{ }\mu\text{m}$, pro druhé $\Delta x = 63,7 \text{ }\mu\text{m}$, atd.

Tabulka 1: První čtyři hodnoty, pro které nabývá Besselova funkce nuly [31].

k	$J_0(k, x)$
1	2,4048
2	5,5201
3	8,6537
4	11,7915

Interferenční obrazce mají tvar klínů jdoucích od centrálního maxima, viz *Obrázek 26*. Na *Obrázek 27* je simulace, která odpovídá interferenčnímu obrazci z *Obrázek 26*.

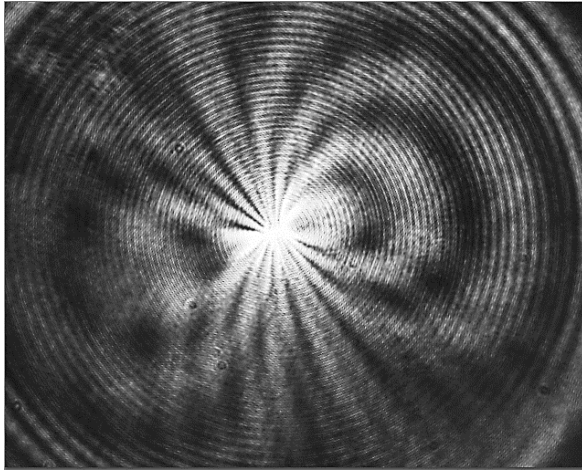


Obrázek 26: Interferenční obrazec, který vznikl vyosením špiček kuželů.

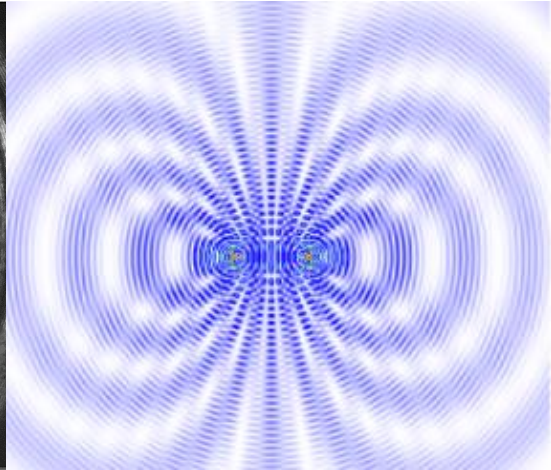
Obrázek 27: Simulace interferenčního obrazce vytvořeného vyosením špiček kuželů [31].

4) Kombinace více stupňů volnosti

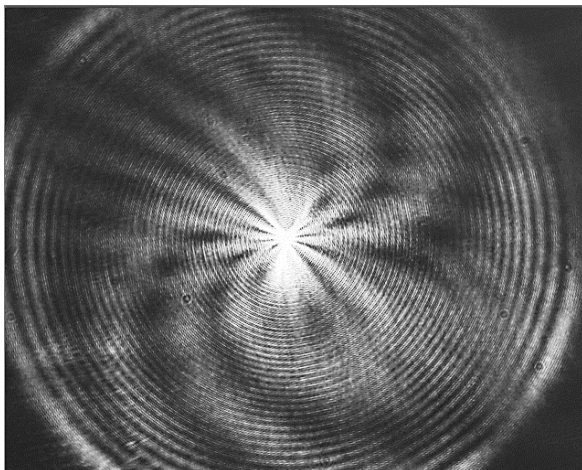
Při kombinaci náklonu os a vyosení špiček kuželů vznikají uzavřené nebo otevřené interferenční obrazce. Záleží na tom, jestli se osy kuželů naklánějí k sobě nebo od sebe (špičky kuželů jdou k sobě nebo od sebe). V případě os jdoucích od sebe vniká uzavřené pole, v opačném případě vzniká otevřené pole. Příklad uzavřeného pole je na *Obrázek 28*, tomuto interferenčnímu obrazci odpovídá simulace na *Obrázek 29*. Příklad otevřeného pole je zobrazen na *Obrázek 30* a odpovídající simulace na *Obrázek 31*. Můžeme vypočítat vzdálenost centrálních maxim (viz výše) a zároveň určit vzájemné naklonění os kuželů.



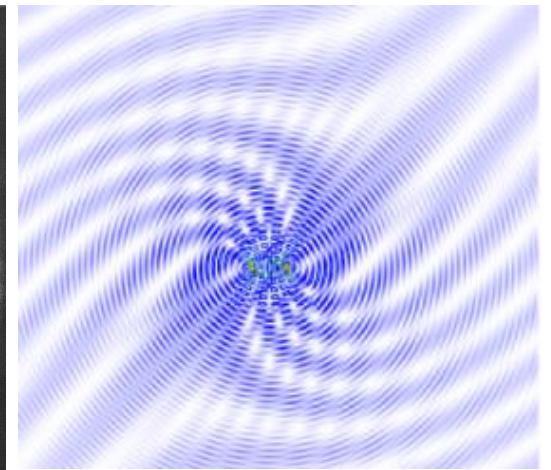
Obrázek 28: Interferenční obrazec, který vznikl vyosením centrálních maxim a náklonem os kuželů od sebe. Uzavřené pole.



Obrázek 29: Simulace interferenčního obrazce, který vznikl vyosením centrálních maxim a náklonem os kuželů od sebe. Uzavřené pole [31].



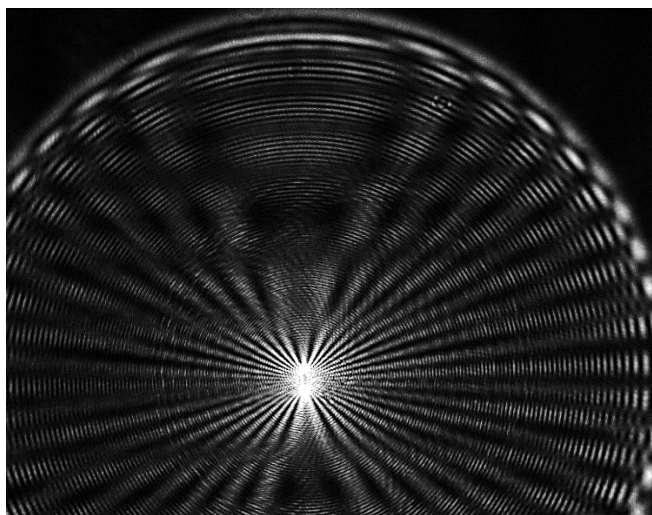
Obrázek 30: Interferenční obrazec, který vznikl vyosením centrálních maxim a náklonem os kuželů k sobě. Otevřené pole.



Obrázek 31: Simulace interferenčního obrazce, který vznikl vyosením centrálních maxim a náklonem os kuželů k sobě. Otevřené pole [31].

5.2. Možnost rozlišení jednotlivých stupňů volnosti

Jednotlivé stupně volnosti poskytují různé interferenční obrazce. Kombinací více stupňů volnosti vznikne kombinace interferenčních obrazců, které přísluší jednotlivým stupňům volnosti. To umožňuje vyčíst jednotlivé stupně z interferenčních obrazců. Například na následujícím *Obrázek 32* můžeme rozeznat rovnoběžné interferenční proužky, které jsou způsobené vzájemným náklonem os kuželů, a zároveň vidíme vyosení vrcholů kuželů, které způsobilo vznik tmavých a světlých klínů jdoucích ze středu pole.



Obrázek 32: Interferenční obrazec, který vznikl kombinací více stupňů volnosti.

6. Interference nedifrakčního pole s difrakčním polem

6.1. Sestavení Mach-Zehnderova interferometru

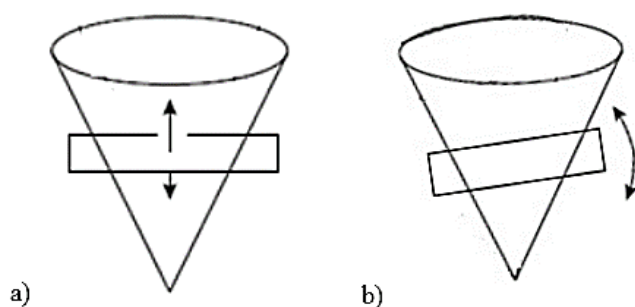
Pro realizaci interferenčních polí nedifrakčního svazku s difrakčním svazkem byl sestaven Mach-Zehnderův interferometr. Základní postavení tohoto interferometru je popsáno v kapitole 1.5.2. Do základního postavení byl (stejně jako do Michelsonova interferometru) přidán Faradayův izolátor pro ochranu laseru a polarizační destička pro nastavování intenzity. Pro generaci besselovských-gaussovských svazků zde byl použit opět axikon a expandér svazku. Expandér byl umístěn před první dělič svazků BS_1 . Světlo emitované z laseru prošlo přes polarizační destičku a izolátor do expandéru. Zde bylo rozšířeno dvacetkrát tak, aby aproximovalo rovinnou vlnu. Tato vlna pak dopadla na dělič svazků BS_1 , kde polovina prošla a polovina se odrazila. Polovina, která prošla, dopadla na axikon a vznikl tak B-G svazek, který se dále odrazil na zrcadlo M_1 a pokračoval do děliče BS_2 . Vlna, která se z děliče BS_1 odrazila, dopadla na zrcadlo M_2 a odrazila se do děliče BS_2 . Zde v děliči BS_2 se vzniklý B-G svazek a původní vlna setkaly a došlo k interferenci. Interferenční obrazce byly detekovány pomocí kamery (CCD). Zároveň se mohly pole pozorovat i na vzdáleném stínítku (bílá zeď). Sestava Mach-Zehnderova interferometru je zobrazena na *Obrázek 33*.



Obrázek 33: Postavení Mach-Zehnderova interferometru.

6.2. Interferenční obrazce dle stupňů volnosti

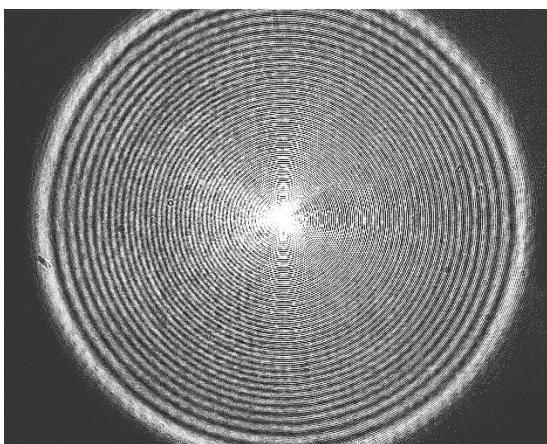
Interference besselovského svazku s rovinnou vlnou poskytuje stejné stupně volnosti jako klasická interference dvou rovinných vln, tzn. posun po svislé ose a náklon. Posun rovinné vlny ve vodorovné ose je nepozorovatelný, protože rovinná vlna je definována na celém prostoru. Rotace také nemá vliv, protože se jedná o rotačně symetrický kužel. Samotné besselovské pole je zobrazeno na *Obrázek 35* a samotné gaussovské pole (aproximace rovinné vlny) na *Obrázek 36*. Stupně volnosti, které poskytuje interference 3D pole s 2D polem, jsou znázorněny na obrázku *Obrázek 34*.



Obrázek 34: Stupně volnosti.

34 a) Posun po svislé ose (relativní fázový posun).

34 b) Náklon rovinné vlny.



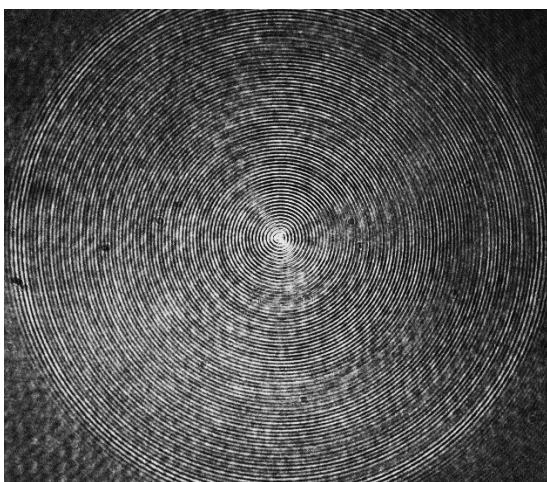
Obrázek 35: Besselovské pole.



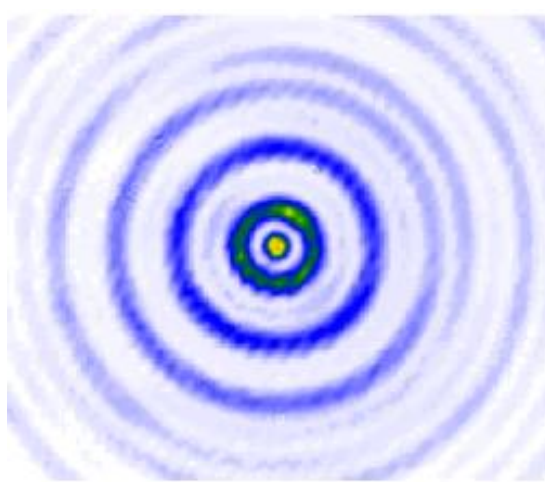
Obrázek 36: Gaussovské pole. Struktura na obrázku je nejspíše způsobena prachem na kameře nebo pixely kamery, gaussovské pole nemá strukturu.

1) Posun rovinné vlny ve svislé ose

U tohoto stupně volnosti pozorujeme původní besselovské pole (viz *Obrázek 35*), ve kterém vznikly interferencí další soustředné kruhy. Tento interferenční obrazec je zobrazen na *Obrázek 37*. Porovnáním *Obrázek 35* s tímto interferenčním obrazcem vidíme, že vzniklé pole je hustší, obsahuje více soustředných kruhů. Na *Obrázek 38* je odpovídající simulace.



Obrázek 37: Interferenční obrazec, který vznikl posunem rovinné vlny ve svislé ose.

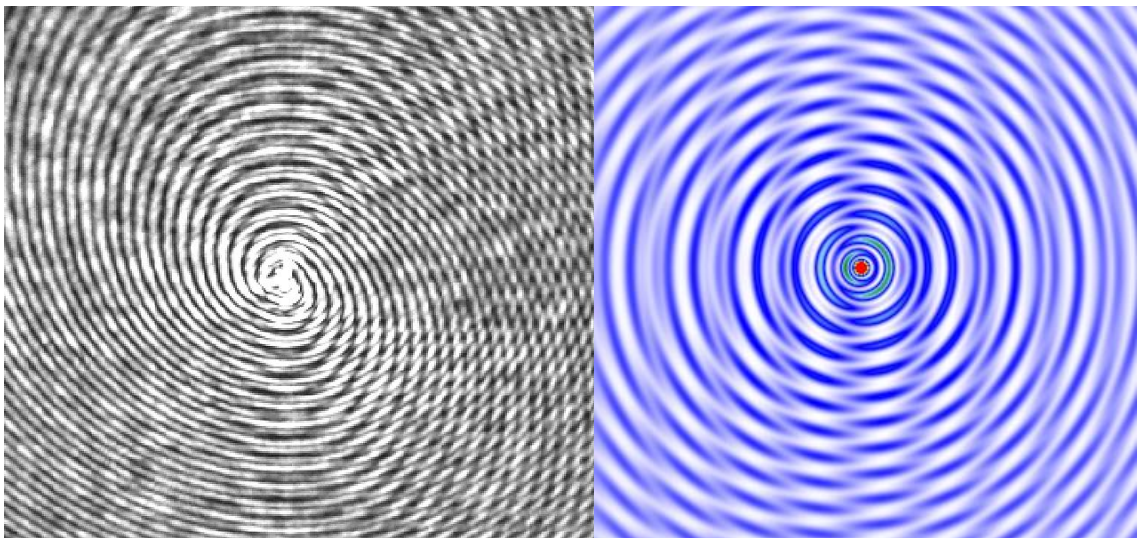


Obrázek 38: Simulace interferenčního obrazce, který vznikl posunem rovinné vlny ve svislé ose [31].

Ze simulací bylo zjištěno, že perioda intenzitních změn je poloviční oproti interferenci dvou rovinných vln. To znamená, že posun mezi sousedními minimy je $\frac{\lambda}{4}$ [31].

2) Náklon rovinné vlny

Náklonem rovinné vlny vůči besselovskému poli vznikají vírová pole, viz *Obrázek 39*. Charakteristická vlastnost pro vírová pole je spirálovitý tok elektromagnetické energie, který zapříčiňuje nenulový orbitální moment hybnosti [19]. Na *Obrázek 40* je odpovídající simulace vírového pole.



Obrázek 39: Vírové pole.

Obrázek 40: Simulace vírového pole [31].

Závěr

V první části práce jsou shrnuty výsledky rešerše. V první kapitole je uvedena teorie interferometrie, základní popis Michelsonova a Mach-Zehnderova interferometru a matematický popis gaussovského svazku. Druhá kapitola se věnuje nedifrakčním svazkům a jejich tvorbě. Zaměřuje se na Besselovské svazky a jejich syntézu pomocí axikonu.

V druhé části práce byly realizovány experimenty. Byly sestaveny interferometry, pomocí kterých byla uskutečněna interferenční pole. Nejprve byla provedena interference klasických difrakčních svazků pomocí Michelsonova interferometru. Poté byly pomocí axikonu generovány nedifrakční svazky. Interference dvou těchto nedifrakčních svazků byla provedena pomocí Michelsonova interferometru. Nakonec byl sestaven Mach-Zehnderův interferometr pro interferenci nedifrakčního svazku s klasickým difrakčním svazkem.

V rámci interferometrie klasických difrakčních svazků byla provedena kalibrace piezoelektrického aktuátoru. Měřilo se posunutí zrcadla na aktuátoru v závislosti na přivedeném napětí. Grafem této závislosti byla hysterezní křivka. Z naměřených hodnot byla vypočítána charakteristická piezoelektrická konstanta, která měla hodnotu $K = (4,6 \pm 0,1) \text{ nm/V}$. Byly vyzkoušeny a porovnány tři typy detektorů. Nejlépe se osvědčila práce s kamerou (CCD), která byla používána i při dalších experimentech.

Interference dvou nedifrakčních polí poskytuje další stupeň volnosti – vyosení špiček kuželů (centrálních maxim). Tento jev můžeme pozorovat a tuto změnu jejich vzdálenosti vypočítat. Jednotlivé stupně volnosti poskytují různé interferenční obrazce. Tyto obrazce jsou od sebe dobře rozpoznatelné a můžeme tedy určit, o jaký stupeň volnosti se jedná. Při kombinaci více stupňů volnosti vznikne interferenční obrazec složený z interferenčních obrazců jednotlivých stupňů. Jednotlivé stupně volnosti lze kvantitativně popsat. Získáme tak geometrickou představu o vzájemné poloze polí. Byly naměřeny interferenční obrazce pro různé stupně volnosti, které byly porovnány se simulacemi. Výsledky experimentů a simulací byly ve velmi dobré shodě. Prokázalo se, že tento typ interferometrie nedifrakčních svazků může poskytnout více informací v porovnání s klasickou interferometrií gaussovských svazků.

U interference nedifrakčního svazku s difrakčním se uplatňují stejné stupně volnosti jako u interference dvou rovinných vln. Posunem rovinné vlny ve svíslé ose

(relativní fázový posun) vzniklo interferenční pole soustředných kruhů. Vzdálenost dvou interferenčních minim (tmavých kruhů) byla poloviční oproti interferenci dvou rovinných vln. Tato skutečnost by mohla vést k přesnějšimu měření. Náklonem rovinné vlny vůči beselovskému svazku vzniká vírové pole. Výsledky experimentů a simulací opět velmi dobře souhlasily.

Měření interferenčních polí nedifrakčních svazků přineslo zajímavé výsledky, které otevírají nové možnosti pro výzkum i aplikace.

Seznam literatury

- [1] B. E. A. Saleh a M. C. Teich, *Základy fotoniky = Fundamentals of photonics*. Praha: Matfyzpress, 1994.
- [2] B. Havelka a J. Fuka, „Optika (fyzikální kompendium)“, 1961. [Online]. Dostupné z: http://www.opto.cz/fuka_havelka/index.html#TOC1%7C. [Viděno: 19-lis-2015].
- [3] P. Malý a Univerzita Karlova, *Optika*. Praha: Karolinum, 2008.
- [4] M. E. Russo, Ed., *Interferometry principles and applications*. Hauppauge, N.Y: Nova Science Publishers, 2012.
- [5] „Albert A. Michelson - Facts“. [Online]. Dostupné z: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1907/michelson-facts.html. [Viděno: 16-bře-2016].
- [6] D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, a M. Štrunc, *Fyzika: vysokoškolská učebnice obecné fyziky. Část 4*. Brno; Praha: Vutium; Prometheus, 2003.
- [7] Hernández-Figueroa H., Zamboni-Rached M., a Recami E., *Non-diffracting Waves: An Introduction*, 1 edition. Wiley-VCH, 2013.
- [8] J. E. Durnin, „Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory“, *JOSA A*, 1987.
- [9] J. Durnin, J. Miceli, a J. Eberly, „Diffraction-Free Beams“, *Phys. Rev. Lett.*, roč. 58, č. 15, s. 1499–1501, dub. 1987.
- [10] J. A. Stratton, *Electromagnetic theory*. New York: McGraw-Hill, 1941.
- [11] C. Sheppard a T. Wilson, „Gaussian-Beam Theory of Lenses with Annular Aperture“, *Iee J. Microw. Opt. Acoust.*, roč. 2, č. 4, s. 105–112, 1978.
- [12] A. Sommerfeld, „Mathematische Theorie der Diffraction“, *Math. Ann.*, roč. 47, č. 2–3, s. 317–374, čer. 1896.
- [13] J. C. Gutiérrez-Vega, M. D. Iturbe-Castillo, a S. Chávez-Cerda, „Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams“, *Opt. Lett.*, roč. 25, č. 20, s. 1493, říj. 2000.
- [14] M. A. Bandres, J. C. Gutiérrez-Vega, a S. Chávez-Cerda, „Parabolic nondiffracting optical wave fields“, *Opt. Lett.*, roč. 29, č. 1, s. 44, led. 2004.
- [15] V. Kollárová, „Synteza_svetelných_poli.pdf“, 2011. [Online]. Dostupné z: http://theses.cz/id/9sslk2/Synteza_svetelných_poli.pdf. [Viděno: 13-pro-2015].
- [16] Z. Bouchal, J. Wagner, a M. Chlup, „Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam“, *Opt. Commun.*, roč. 151, č. 4–6, s. 207–211, čer. 1998.
- [17] V. Garcés-Chávez, D. McGloin, D. Melville, W. Sibbett, a K. Dholakia, „Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam“, *Nature*, zář. 2006.
- [18] F. O. Fahrbach, P. Simon, a A. Rohrbach, „Microscopy with self-reconstructing beams“, *Nat. Photonics*, roč. 4, č. 11, s. 780–785, 2010.
- [19] Z. Bouchal, „Resistance of nondiffracting vortex beam against amplitude and phase perturbations“, *Opt. Commun.*, roč. 210, č. 3–6, s. 155–164, 2002.
- [20] Z. Bouchal, „Nondiffracting optical beams: physical properties, experiments, and applications“, *Czechoslov. J. Phys.*, roč. 53, č. 7, s. 537–578, čvc. 2003.
- [21] F. Gori, G. Guattari, a C. Padovani, „Bessel-Gauss Beams“, *Opt. Commun.*, roč. 64, č. 6, s. 491–495, pro. 1987.
- [22] R. M. Herman a T. A. Wiggins, „Production and uses of diffractionless beams“, *J. Opt. Soc. Am. A*, roč. 8, č. 6, s. 932, čer. 1991.
- [23] J. Mcleod, „The Axicon - a New Type of Optical Element“, *J. Opt. Soc. Am.*, roč. 44, č. 8, s. 592–597, 1954.

- [24] P. D. Jaycock, D. P. S. O'Brart, M. S. Rajan, a J. Marshall, „5-year follow,up of LASIK for hyperopia", *Ophthalmology*, roč. 112, č. 2, s. 191–199, úno. 2005.
- [25] Z. H. Ding, H. W. Ren, Y. H. Zhao, J. S. Nelson, a Z. P. Chen, „High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens", *Opt. Lett.*, roč. 27, č. 4, s. 243–245, úno. 2002.
- [26] K.-S. Lee a L. P. Rolland, „Bessel beam spectral-domain high-resolution optical coherence tomography with micro-optic axicon providing extended focusing range", *Opt. Lett.*, roč. 33, č. 15, s. 1696–1698, srp. 2008.
- [27] Q. Lv, Z. Zhai, X. Zhu, Z. Xu, a X. Wang, „Interference patterns of two non-diffracting beams", *Opt. Commun.*, roč. 285, č. 6, s. 960–964, bře. 2012.
- [28] D. McGloin a K. Dholakia, „Bessel beams: diffraction in a new light", *Contemp. Phys.*, roč. 46, č. 1, s. 15–28, úno. 2005.
- [29] T. Cizmar, V. Garces-Chavez, K. Dholakia, a P. Zemanek, „Optical conveyor belt for delivery of submicron objects", *Appl. Phys. Lett.*, roč. 86, č. 17, s. 174101, dub. 2005.
- [30] J. Křížek, „Study of non-diffracting beams", Diplomová práce, České vysoké učení technické v Praze, Praha, 2016.
- [31] E. W. Weisstein, „Bessel Function Zeros". [Online]. Dostupné z: <http://mathworld.wolfram.com/BesselFunctionZeros.html>. [Viděno: 16-kvě-2016].