

České vysoké učení technické
Fakulta strojní
Ústav přístrojové a řídicí techniky



Optické metody měření deformace nebo posunutí

Bakalářská práce

Petr Písařík

Bakalářský program: Strojírenství
Studijní obor: Informační a automatizační technika
Vedoucí: Doc. Ing. Jan Hošek, Ph.D.

Praha, květen 2019

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Pišářík** Jméno: **Petr** Osobní číslo: **456753**
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**
Zadávající katedra/ústav: **Ústav přístrojové a řídicí techniky**
Studijní program: **Strojirenství**
Studijní obor: **Informační a automatizační technika**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Optické metody měření deformace nebo posunutí

Název bakalářské práce anglicky:

Optical methods of deformation of motion measurement

Pokyny pro vypracování:

- 1) Rešerže metod optického měření geometrie povrchů.
- 2) Výběr metody a návrh experimentu pro měření deformace nebo posunutí měřeného povrchu.
- 3) Realizace experimentu a zhodnocení dat.

Seznam doporučené literatury:

- [1] Raja V., Fernandes, K.J. Reverse engineering: an industrial perspective. Springer series in advanced manufacturing, 2008.
- [2] E. Savio, L. De Chiffre, R. Schmitt, Metrology of freeform shaped parts, annals of the CIRP 56 (2007) 810-835.
- [3] Robert Roithmeier, Measurement Strategies in Contact Coordinate Metrology: A Publication of Carl-Zeiss-3D-Akademie, Opferkuch, 2007

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

doc. Ing. Jan Hošek, Ph.D., odbor přesné mechaniky FS


Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

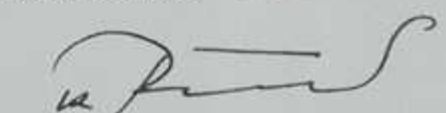
Datum zadání bakalářské práce: **26.04.2016**

Termín odevzdání bakalářské práce: **12.06.2019**

Platnost zadání bakalářské práce:


doc. Ing. Jan Hošek, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce


podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

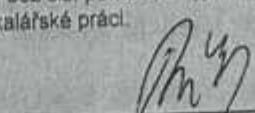

prof. Ing. Michael Valášek, DrSc.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

26-04-2019

Datum převzetí zadání


Podpis studenta

Vedoucí práce:

Doc. Ing. Jan Hošek, Ph.D.
Odbor Automatického řízení
Fakulta strojní
České vysoké učení technické v Praze
Technická 2
160 00 Praha 6
Česká republika
Jan.Hosek@fs.cvut.cz

Copyright © květen 2019 Petr Písařík

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci zpracoval samostatně a že jsem uvedl všechny použité prameny a literaturu, ze kterých jsem čerpal.

v Praze, dne 20.5. 2019

.....
Petr Písařík

Abstrakt

Bakalářská práce představuje možnosti optického měření geometrického tvaru objektů a možnosti optického měření posuvu. Kromě popisu jednotlivých metod měření, se práce zabývá i optickými a fyzikálními jevy, kterých se při měření využívá.

Experimentální část se věnuje měření posuvu objektu pomocí pole koherenční zrnitosti. Vhodnosti uspořádání měřicí soustavy, pro získání přesných výsledků. Pro vyhodnocení posuvu pole koherenční zrnitosti je využita korelační funkce.

Klíčová slova: Posuv objektu, optické měření geometrického tvaru, koherenční zrnitost, korelace polí koherenční zrnitosti;

Abstract

The bachelor thesis presents possibilities of optical measurement of geometrical shape of an objects and the possibilities of optical translation measurement. The bachelor thesis describes individual measurement methods and also deals with the optical and physical phenomena used in measurement.

The experimental part deals with the measurement of the translation of the object using the speckles. The best layout of the measurement system arrangement to obtain accurate results. Correlation functions are used to evaluate the shift of the speckle.

Keywords: Object translation, optical measurement of geometric shape, speckle, speckle correlation method;

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat především Doc. Ing. Janu Hoškovi, Ph.D. za odborný přístup a cenné rady , které mi v této práci velmi pomohly.

Také bych chtěl poděkovat své rodině, a přátelům, kteří mi ulehčovali a pomáhali v průběhu studia.

Seznam tabulek

7.1	Geometrické uspořádání experimentální měřící aparatury, umožňující přesné měření posuvu $100 - 600 \mu m$	45
7.2	Měření posuvu objektu o $100 \mu m$	51
7.3	Měření posuvu objektu o $200 \mu m$	51
7.4	Měření posuvu objektu o $300 \mu m$	51
7.5	Měření posuvu objektu o $500 \mu m$	52
7.6	Celkové výsledky měření posuvu objektu.	52
7.7	Měření posuvu objektu po $10 \mu m$	54

Seznam obrázků

2.1	Oblasti elektromagnetického vlnění [1]	2
2.2	Vektory elektromagnetického vlnění [3]	3
2.3	Šíření světelné vlny v izotropním prostředí. [6]	5
2.4	Paprsky jsou časově koherenční, pokud rozdíl optických je menší než koherenční délka.	7
2.5	Schéma prostorové koherence	7
2.6	Koherenční zrnitosti vytvořené laserem . [8]	8
2.7	Koherenční pole vzniklé odrazem od povrchu objektu. [9]	9
2.8	Řez polem koherenční zrnitosti vytvořené laserem (A) objektivní, (B) subjektivní. [9]	9
3.1	Struktura CCD/CMOS detektorů a RGB barevný filtr	12
4.1	Schéma záznamu hologramu	15
4.2	Schéma rekonstrukce hologramu	15
4.3	Měření doby letu světelného impulsu	18
4.4	Letecký záznam Kapitoly Spojených států amerických pomocí lidarů.[12]	19
4.5	Jednorozměrná triangulační metoda	19
4.6	Uspořádání pro zjišťování prostorových souřadnic pomocí pasivní triangulace [14]	21
4.7	Schématické vyobrazení teodolitu	22
4.8	Ukázka měření pomocí metody stínování. [17]	23
4.9	Blokové schéma Michelsonova interferometru [18]	23
4.10	Ukázka interferenčního pole [19]	24
4.11	Ve střední části obrázku vzniká vlivem koherentní superpozice vln výrazná modulace intenzity. Směrem k okrajům postupně klesá koherentní superpozice vln, což způsobuje snížení intenzity. Poloha intenzitního maxima určuje referenční rovinu. [20]	25
5.1	Ukázka interferenčního pole [19]	28
5.2	Rozdíl optických drah	28
6.1	Pole koherenční zrnitosti před a po deformaci a funkce vzájemné korelace [22]	32
6.2	Uspořádání systému pro zkoumání korelace pole koherenční zrnitosti v obrazovém poli	33

6.3	Uspořádání systému pro zkoumání korelace pole koherenční zrnitosti v opticky volném prostoru	34
6.4	Schéma interferometrického záznamu koherenčního pole zrnitosti	34
6.5	Schéma interferometrické rekonstrukce koherenčního pole zrnitosti. Také jsou zde zobrazeny interferenční Youngovy proužky udávající velikos posuvu	35
6.6	Schéma měření lineárního posuvu pomocí CCD detektoru [22]	36
6.7	Princip prostorové filtrace [24]	36
7.1	Schéma experimentálního měření	38
7.2	Vlivy geometrického rozložení experimentální soustavy na přesnost měření. Optimální rozložení experimentu minimalizující nejistoty měření náleží do intervalů: $\theta_o \in \langle 10; 30 \rangle [^\circ]$, $L_o \in \langle 0, 5; 0, 3 \rangle [m]$	40
7.3	V části A je pole koherenční zrnitosti zaznamenané detektorem ve volném obrazovém poli. V části B je černobílý snímek A s červeně vyznačenou rovinou řezu. Graf vykresluje hodnotu intenzity světla z jedné řady pixelů.	44
7.4	Fotografie měřicí soustavy, kde 1- je laserový zdroj, 2- polarizátor zajišťující snížení jasu , 3- objektiv , 4- měřený objekt, 5- mikro-posuvný stolek , 6- detektor (kamera) a směry posuvů a_x , a_y	47
7.5	Graf měření A, B, C	49
7.6	Snímek zaznamenaného pole koherenční zrnitosti	50
7.7	Graf závislosti posuvu pole koherenční zrnitosti v ose y na posuvu měřeného objektu.	50

[title=Seznam použitých zkratek,toctitle=Seznam použitých zkratek]

Obsah

Abstrakt	iv
Poděkování	v
Seznam tabulek	vi
Seznam obrázků	vii
1 Úvod	1
2 Vybrané světelné a optické jevy využívané v optických měřidlech	2
2.1 Charakteristika světla jako vlnění	3
2.2 Interference světla	4
2.3 Difrakce světla	5
2.3.1 Huygensův princip	5
2.4 Koherence	5
2.4.1 Časová koherence	6
2.4.2 Prostorová koherence	6
2.5 Koherenční zrnitost	7
2.5.1 Vznik koherenční zrnitosti	8
3 Světelné detektory	11
3.1 Optoelektrické detektory	11
3.1.1 Rozlišení	11
3.1.2 Citlivost	12
3.1.3 Šum	12
3.1.4 Kontrast a ostrost	13
4 Optické snímání geometrie povrchů těles	14
4.1 Holografie	14
4.1.1 Záznam a rekonstrukce hologramu	14
4.2 Měření doby letu modulovaného světla	17
4.2.1 Lidar	18
4.3 Triangulace	18
4.3.1 Aktivní triangulace	19
4.3.2 Pasivní triangulace	20
4.3.3 Měřicí systémy s teodolitem	22

4.3.4	<i>Metoda stínování</i>	23
4.4	<i>Optická interferometrie</i>	23
4.4.1	<i>Interferometrie s bílým světlem</i>	25
5	<i>Holografická interferometrie</i>	26
5.1	<i>Holografická interferometrie</i>	26
5.2	<i>Holografie objektů s difúzně odrazným povrchem</i>	28
6	<i>Holografie koherenční zrnitosti</i>	32
6.1	<i>Posuv koherenční zrnitosti</i>	32
6.2	<i>Detekce posuvu koherenční zrnitosti</i>	33
6.2.1	<i>Fotografické detekce pole koherenční zrnitosti</i>	34
6.2.2	<i>Optoelektrická detekce pole koherenční zrnitosti</i>	35
7	<i>Experimentální část</i>	37
7.1	<i>Volba experimentu</i>	37
7.2	<i>Uspořádání experimentu</i>	37
7.3	<i>Přesnost měření</i>	39
7.3.1	<i>Určení nejistot přímo měřených veličin</i>	40
7.3.2	<i>Relativní nejistota měření</i>	42
7.4	<i>Vyhodnocení měření pomocí korelační metody</i>	43
7.4.1	<i>Vyhodnocení pomocí matlabu</i>	45
7.5	<i>Měření posuvu objektu</i>	45
7.5.1	<i>Použitá aparatura</i>	46
7.6	<i>Výsledky měření</i>	46
7.6.1	<i>Výsledky měření velkého posuvu</i>	50
7.6.2	<i>Měření malého posuvu</i>	53
8	<i>Závěr</i>	55
	Seznam zdrojů	59
	Přílohy	60

Kapitola 1

Úvod

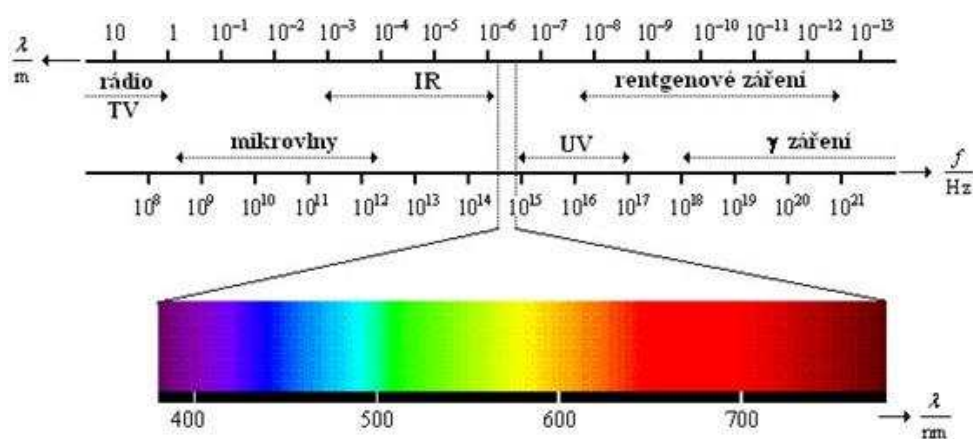
Stanovonání geometrie povrchu těles optickými snímači má oproti mechanickým snímačů řadu výhod. Optické metody měření jsou bezkontaktní. Bezkontaktní měřicí systémy umožňují měření geometrie těles bez rizika ovlivnění měření fyzickým kontaktem a také poškození měřeného objektu. Optické měření je rychlé, přesné a snadno lze přenastavit vybrané parametry do požadované podoby.

Cílem této práce je vypracovat přehled možností vybraných optických metod, které se využívají při měření geometrie povrchu těles. Objasnění na jakém principu jednotlivé metody pracují a jejich vhodné aplikace. Část práce je věnována optickým jevům, využívaných v optických měřidlech.

Kapitola 2

Vybrané světelné a optické jevy využívané v optických měřidlech

Viditelné světlo je část elektromagnetického záření s frekvencemi v intervalu od $3,9 \cdot 10^{14}$ do $7,9 \cdot 10^{14}$ Hz. Ve vákuu těmito frekvencím odpovídá vlnová délka λ intervalu 390 - 760 nm. Světlo má duální charakter, to znamená, že vykazuje vlastnosti jak jako vlnění, tak jako částice. Elektromagnetické záření je možno popsat vlnovou teorií, ale i kvantovou teorií.



Obrázek 2.1: Oblasti elektromagnetického vlnění [1]

2.1 Charakteristika světla jako vlnění

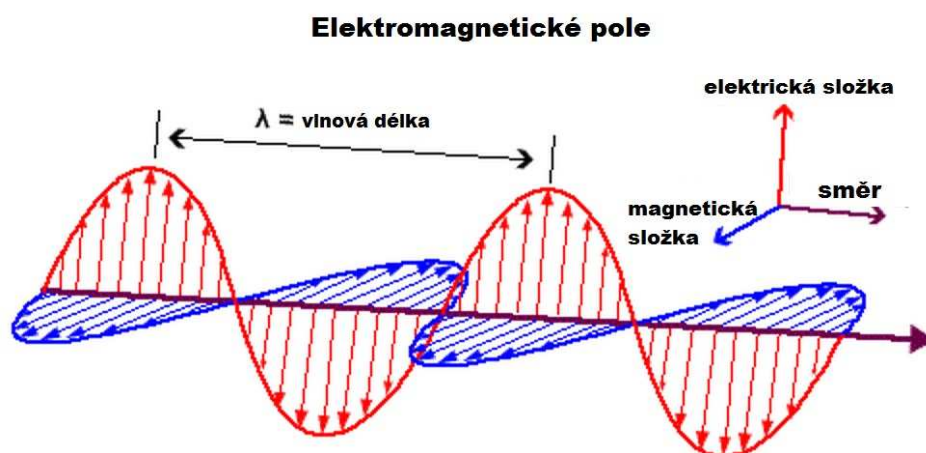
Světlo můžeme charakterizovat jako příčné vlnění elektromagnetických vln jako. Nejčastěji se setkáme s označením \vec{E} , představující vektor elektrické intenzity vlny, který je odvozen z Maxwellových rovnic. [2]

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (2.1)$$

Kde \vec{r} je polohový vektor, e Eulerovo číslo, t čas, ω úhlová frekvence vlnění a i komplexní jednotka.

Druhou složkou elektromagnetické vlny, jak již název napovídá, je vektor magnetické intenzity \vec{H} . Vektor magnetické intenzity je kolmý k vektoru elektrické intenzity. Intenzitu magnetického vektoru můžeme vyjádřit:

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (2.2)$$



Obrázek 2.2: Vektory elektromagnetického vlnění [3]

Rovnice (2.1) a (2.2) umožňují popis optických jevů, kterými jsou interference a difrakce. Celkovou intenzitu světelné vlny pak můžeme napsat jako absolutní hodnotu součinu vektorů elektrické a magnetické intenzity:

$$I = |\vec{E} \times \vec{H}| \quad (2.3)$$

2.2 Interference světla

Dále budu hovořit o interferencích viditelné části elektromagnetických vln. Interference světla je vzájemná interakce světelných vln. Z principu superpozice vyplývá, že pokud jednotlivá světelná pole jsou řešením vlnové rovnice, je řešením i jejich součet. Pokud se tedy v prostoru setkávají například dvě světelné vlny $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$, $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ je výsledné pole dáno součtem[4]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \dots + \vec{E}_n(\vec{r}, t) \quad (2.4)$$

Viditelné interferenční obrazce tvoří pouze koherentní vlny. Můžeme tedy říci, že každá vlna má vlastní pole intenzity I_1, \dots, I_n . Pak by výsledná intenzita měla být součtem dílčích intenzit $I \neq I_1 + \dots + I_n$, což neplatí. Skládání intenzitních polí vzniknou pásma o nižší a vyšší hodnotě intenzity, než je jejich dílčí součet. V prostoru se skládají vektory elektrické intenzity, dávající výslednou hodnotu. Pro 2 vlny o stejné velikosti amplitudy je rovnice výsledné intenzity světla:

$$I = 2I_1[1 + \cos\delta] = 4I_1 \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (2.5)$$

I je výsledná intenzita, I_1 je hodnota intenzit původních vln a δ označuje fázový rozdíl interferujících vln.

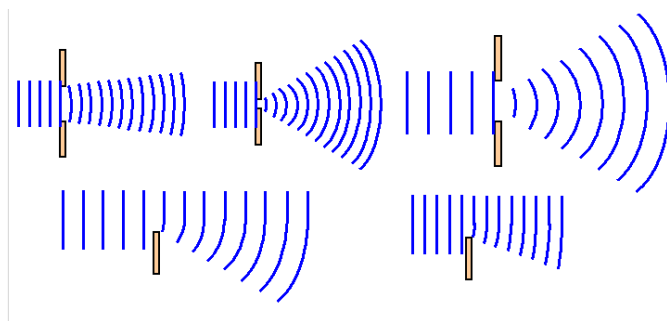
2.3 *Difrakce světla*

Difrakce (česky ohyb) je jeden z projevů vlnové povahy světla. Difrakce je jev, kdy se světelné vlnění nešíří pouze přímočaře. Světlo se dostává i do geometrického stínu za objekty. Difrakční jevy jsou hojně zastoupeny v optických aplikacích. Způsobují například rozbíhavost laserových svazků, ovlivňují kvalitu zobrazení v optických přístrojích atd.[4]

2.3.1 *Huygensův princip*

Difrakce byla zkoumána již v 17. století Christiaanem Huygensem, který popsal mechanismus šíření světla. Výsledky jeho zkoumání dnes známe jako Huygensův princip. Huygensův princip popisuje šíření světla jako šíření vlny v izotropním prostředí.

Každý bod vlnoplochy, do něhož dospělo vlnění v určitém okamžiku, můžeme pokládat za zdroj elementárního vlnění, které se z něho šíří v elementárních vlnoplochách. Vlnoplocha v dalším časovém okamžiku je vnější obalová plocha všech elementárních vlnoploch.[5]



Obrázek 2.3: Šíření světelné vlny v izotropním prostředí. [6]

Huygensův princip byl později doplněno francouzským fyzikem Augustinem-Jean Fresnelem. Huygensův-Fresnelův princip upřesňuje Huygensovu představu o interferenci sekundárních vln. Fresnel také popsal vlastnosti sekundárních vln, jejich amplitudu a fázi.

2.4 *Koherence*

Koherencí nazýváme souvislost mezi jednotlivými vlnami. Zajímá nás souvislost amplitud a fází vlnění. Koherenci rozlišujeme na dva druhy a to na koherenci časovou a prostorovou. Uplatňujeme zde princip superpozice. Záření v případě časové koherence vychází

z jednoho bodu s časovým zpožděním, v případě prostorové koherence vlnění vychází z rozdílných bodů.

Pro vznik viditelné interference je potřeba koherentní záření. Skládáme intenzity elektrického a magnetického pole elektromagnetických vln v prostoru a čase. Musíme tedy zajistit, aby světelné záření mělo časově stálý fázový rozdíl, amplitudu a vlnovou délku.

Celková délka vyzařované vlny l_c , uvažujeme-li vztah mezi frekvencí $\Delta\lambda$ a vlnovou délkou λ , můžeme vyjádřit jako:[4]

$$l_c \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.6)$$

2.4.1 Časová koherence

I nekoherentní a částečně koherentní vlny mohou vlivem závislosti fáze vln na čase koherovat. Tento jev označujeme jako časovou koherenci. Časovou koherenci zařazujeme do kategorie koherence, protože existuje souvislost časové koherence se spektrálním složením světla.

Souvislost spektrálního složení interferujících vln určuje stupeň časové koherence. Koherenční délkou δ zjednodušeně charakterizujeme stupeň časové koherence.

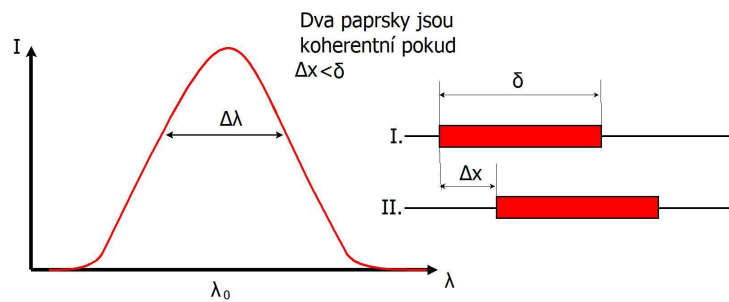
$$\delta = \lambda_0 \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (2.7)$$

λ_0 označujeme střední vlnovou délku svazku a $\Delta\lambda$ jeho šířku.

2.4.2 Prostorová koherence

Prostorová koherence je statistická závislost mezi veličinami charakterizujícími optické záření v jistém časovém okamžiku v různých bodech prostoru viz. Youngův dvouštěrbinový experiment.[7]

Prostorová koherence vzniká sčítáním vln z různých bodů. Typickým případem jsou

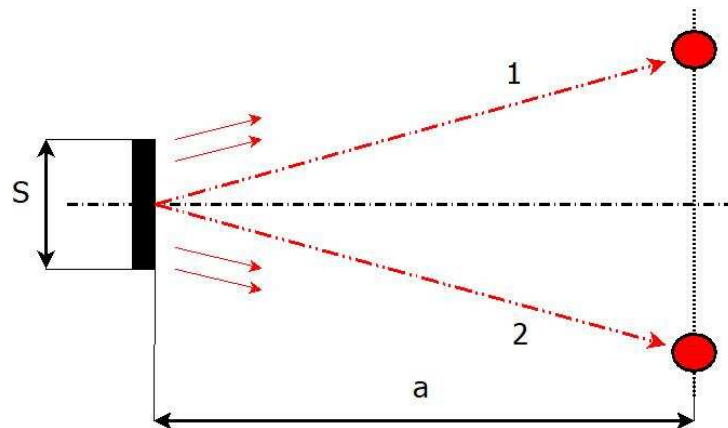


Obrázek 2.4: Paprsky jsou časově koherentní, pokud rozdíl optických je menší než koherentní délka.

plošné zdroje světla. Prostorová koherence vyzařovaných vln je dána vzájemnou souvislostí vln z různých bodů plošného zdroje. Stupeň prostorové koherence charakterizujeme koherenční šířkou β vycházející ze vztahu:

$$\beta = 0 \frac{a}{s} \tag{2.8}$$

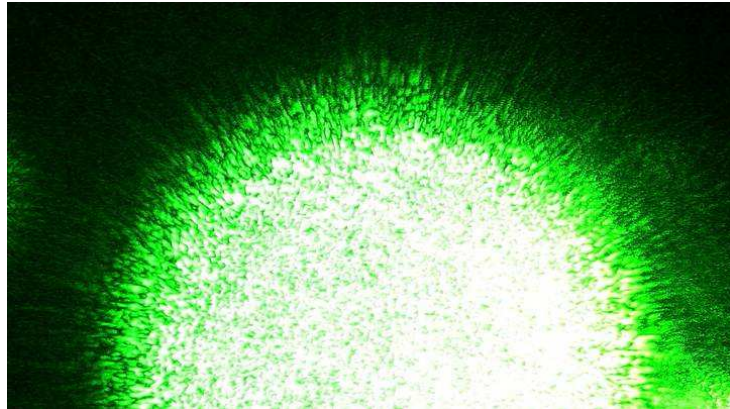
Vzdálenost objektu od světelného zdroje značíme a , s je šířka zářiče kolmo na směr šíření světla.



Obrázek 2.5: Schéma prostorové koherence

2.5 Koherenční zrnitost

Koherenční zrnitost také označovaná jako speckle (z anglického speckle znamenající skvnu, zrno). Koherenční zrnitost je jev vznikající, na difúzně rozptylujícím rozhraní, nebo odra-



Obrázek 2.6: Koherenční zrnitosti vytvořené laserem . [8]

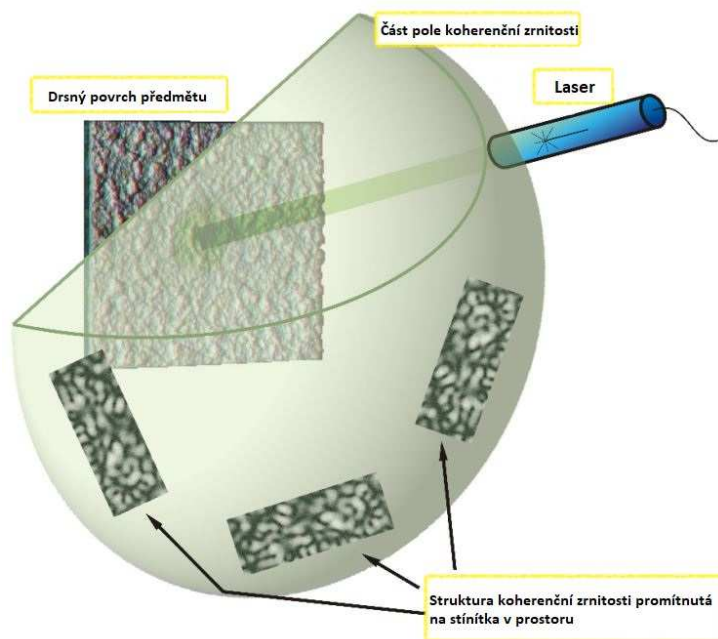
zem od povrchu, při ozáření koherentním světlem. Na povrch objektu, tvořeným z náhodně uspořádaných mikroskopických plošek, dopadá koherentní světlo. Světlo se na mikroskopických ploškách odrazí či rozptýlí v různých směrech. Odražené elementární vlny spolu v prostoru před (v případě odrazu záření) či za (v případě průchodu záření) objektem interferují. V případě odrazu vzniká v prostoru před objektem interferenční pole s náhodně rozmístěnými interferenčními minimy a maximy. Toto pole také označujeme jako pole koherenční zrnitosti. Interferenční pole můžeme pozorovat jako obrazec světlých a tmavých skvrn na ploše umístěné v interferenčním poli.

Viditelnost interferenčních obrazců závisí na stupni koherence světla. S vyšším stupněm koherence se viditelnost struktury interferenčních obrazců zvyšuje.

Výsledná podoba koherenční zrnitosti tedy nejvíce závisí na stupni koherence světla a jeho polarizaci. Na výsledné podobě koherenční zrnitosti se také podílí vlastnosti materiálových rozhraní či odrazové plochy.

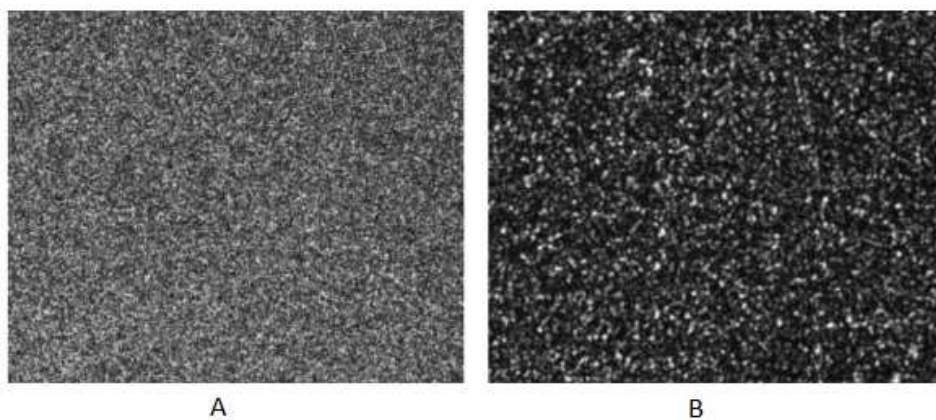
2.5.1 *Vznik koherenční zrnitosti*

Jak již bylo zmíněno obrazce koherenční zrnitosti mohou vznikat na difúzně rozptylujícím rozhraní, nebo odrazem od rozhraní. V měření deformací se využívá pole koherenční zrnitosti vzniklé při odrazu od objektu. Uvažuje se experiment s podmínkami: Objekt s povrchem, jehož výška reliéfu řádově odpovídá vlnové délce použitého světla. Povrch je ozářen koherentním světlem laseru. Dalším předpokladem je úplný odraz dopadajícího



Obrázek 2.7: Koherenční pole vzniklé odrazem od povrchu objektu. [9]

světla. Povrch ozářeného předmětu generuje sférické sekundární vlny. Povrch se tedy může přirovnat k velkému počtu bodových zdrojů koherentního záření dle Huygens-Fresnelova principu. Bodové zdroje jsou umístěny náhodně, světlo se z nich šíří do prostoru a interferuje. Interferující sekundární sférické vlny vytváří pole koherenční zrnitosti. Pro pozorování je stínítko umístěno do prostoru koherenčního pole, kde je možné sledovat strukturu koherenční zrnitosti.



Obrázek 2.8: Řez polem koherenční zrnitosti vytvořené laserem (A) objektivní, (B) subjektivní. [9]

Koherenční pole zrnitosti rozdělujeme podle způsobu šíření koherenčního pole zrnitosti. Pokud se pole koherenční zrnitosti šíří mezi objektem a detektorem bez průchodu optickým systémem, mluvíme o objektivní struktuře koherenční zrnitosti. Subjektivní je naopak, pokud je mezi detekční rovinou a objektem umístěn optický systém.

Struktura koherenčních zrn je nahodilé uspořádání trojdimenzionálních zrn v prostoru. Jednotlivá zrna pozorujeme v řezu kolmém na směr šíření. Uvažujeme-li formování objektivního pole koherenční zrnitosti, platí pro střední velikost d zrna v rovině pozorování ve vzdálenosti z od povrchu předmětu vztah [8] :

$$d \approx 1,2 \left(\frac{\lambda z}{D} \right) \quad (2.9)$$

Vlnová délka koherentního světla je označena λ . Průměr osvětlené plochy D . Z tohoto vztahu plyne, že střední velikost zrn lze nastavit optickou sestavou do požadované velikosti. Velikost zrn klesá s velikostí ozářené plochy a roste se zvyšující vzdáleností od objektu.

V případě nastavení subjektivního pole koherenční zrnitosti čočkou s příčným optickým zvětšením m a clonovým číslem čočky F je velikost zrna d dána vztahem:

$$d \approx 1,2(1 + m)\lambda F \quad (2.10)$$

Kapitola 3

Světelné detektory

3.1 *Optoelektrické detektory*

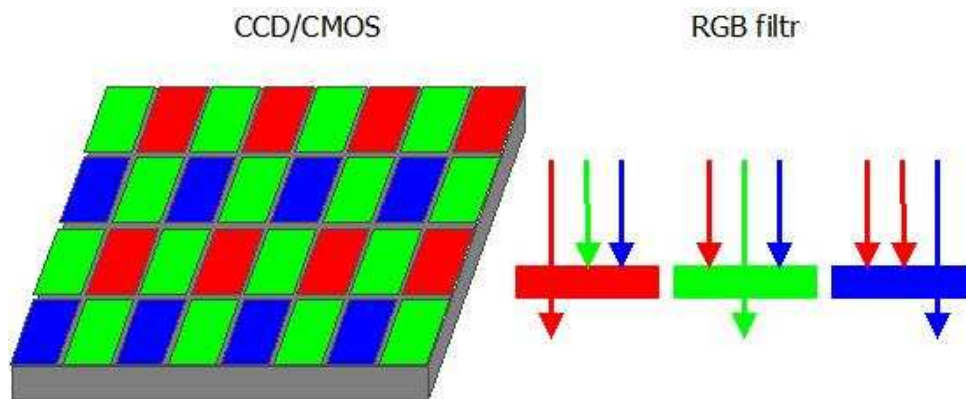
V digitálních detektorech jsou ve většině případů použity CCD nebo CMOS čipy, které zachycují obraz. Sledované parametry stěločivných čipů jsou velikost detekční plochy, rozlišení, citlivost a šum

3.1.1 *Rozlišení*

Pro detailnost záznamu obrazu je klíčové rozlišení. Rozlišení je dáno počtem světločivných bodů na ploše čipu. Velikost světločivných ploch je kolem $5\mu\text{m}$. Každý z těchto bodů dokáže zaznamenat intenzitu dopadajícího světla. Čipy můžeme rozdělit na monochromatické (černobílé), zaznamenávající pouze intenzitu dopadajícího světla a barevné, které zaznamenávají intenzity základních barev. Barvy jsou zaznamenány v rozložené podobě, jako jednotlivé složky RGB (Red=červená, Green=zelená, Blue=modrá). Pomocí těchto tří základních barev lze zkombinovat i všechny ostatní barvy.

Jednotlivé světločivné prvky jsou překryty barevným filtrem. Barevný filtr propustí jen část barevného spektra, které odpovídá vlnové délce základních barev. Tomuto filtru říkáme primární barevný filtr, nebo RGB filtr. Takto rozdělené pixely jsou sdruženy do polí po čtyřech, přičemž pole se zeleným filtrem je kvůli vyšší citlivosti lidského oka na zelenou barvu zdvojeno.

Na kamerách osazených CCD, nebo CMOS čipem se udává počet Mpix, což je maxi-



Obrázek 3.1: Struktura CCD/CMOS detektorů a RGB barevný filtr

mální počet pixelů, které jsou aktivně použity k záznamu. Právě toto číslo udává rozlišení obrazu, tj. počet pixelů ve vodorovném a svislém směru. Nejmenší možný zaznamenaný detail CCD a CMOS čipů je tedy dán velikostí pixelu.

3.1.2 *Citlivost*

Citlivost světelného senzoru vyjadřuje schopnost jaké množství dopadajícího světla je detektor schopen ještě rozpoznat. Udává se ve stejných jednotkách jako citlivost filmů ASA. Použití vyšší citlivosti digitálního snímání, umožní kratší expoziční časy a tím snižuje možnost rozmazání snímku. S rostoucí citlivostí zároveň roste i množství šumu a klesá dynamický rozsah. Dynamický rozsah, také označován jako kontrast je tedy poměr největší a nejmenší možné zachycené hodnoty světelné intenzity.

Citlivost detektoru lze také upravit analogovým nebo digitálním zesílením. Obvykle tuto úpravu nazýváme gain, s jednotkou $[dB]$. Analogové zesílení mění zesílení A/D převodníku přímo na snímači. Digitální zesílení probíhá následně v počítači, nebo logice kamery. Výhodou zesílení je jasnější obraz se stejnou expoziční dobou. Nevýhodou je zesílení šumu společně se signálem.

3.1.3 *Šum*

Ideální detektor převede určité množství světla na přesně daný signál. Ideální detektor bohužel neexistuje. Všechny senzory jsou zatíženy odchylkou měřené a skutečné hodnoty, právě o hodnotu šumu.

Jedním z jevů ovlivňujících kvalitu snímku, je elektronický šum. Elektronický šum také nazýváme šum tmavého prostředí (dark noise). Elektronický šum vzniká i v dokonalém tmavém prostředí a je tudíž nezávislý na množství světla, které dopadá na detektor. Šum tmavého prostředí vzniká z různých příčin, od náhodného styku detektoru s elektromagnetickým zářením, až po tepelné kmity v krystalové mřížce detektoru.

Temný šum je nepredikovatelný. Hodnotu tohoto šumu lze snížit použitím kvalitního detektoru, chlazením detektoru v průběhu měření, odstíněním rušivých externích signálů, ovlivňujících funkci detektoru a podobně.

U digitálních senzorů je důležitým parametrem hodnota SNR (Signal to Noise Ratio). Hodnota SNR se nejčastěji uvádí v decibelech, nebo skutečným poměrem a udává poměr užitečného signálu S_U vzhledem k šumu S_S .

$$SNR = \frac{S_U}{S_S} \quad (3.1)$$

Ze vztahu (3.1) plyne, výhodnost měření s větším množstvím světla, které zajistí, že vliv šumu bude zanedbatelný.

3.1.4 *Kontrast a ostrost*

Opticky rozpoznatelné rozdíly mezi světlou a tmavou oblastí snímku tvoří kontrast snímku. Kontrast snímku je vysoký, pokud jsou v něm velmi světlé i velmi tmavé oblasti. Kontrast je množství rozpoznatelných detailů, které jsou zpracovávány v kamerovém senzoru. Čím lépe můžeme rozpoznat přechody mezi tmavými a světlými pásy, tím máme vyšší kontrast a ostřejší obraz.[10] Kontrast C můžeme definovat jako poměr jasů:

$$C = \frac{k_2 - k_1}{k_1} \quad (3.2)$$

Kde k_1 označuje jas pozadí, nebo větší části zorného pole a k_2 označuje jas objektů.

Kapitola 4

Optické snímání geometrie povrchů těles

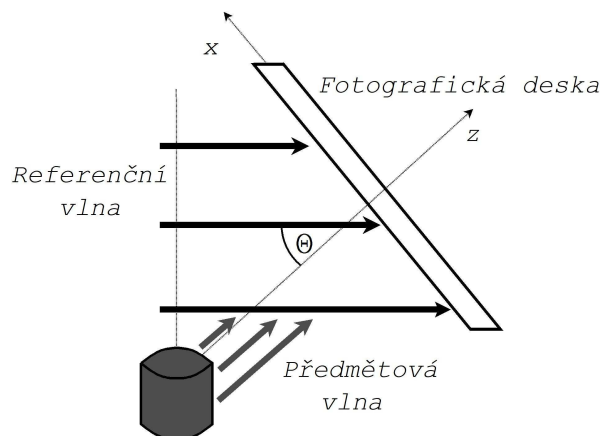
4.1 Holografie

Holografie, jejíž název je odvozen z řeckého holos-úplný a grafie-záznam, je metoda záznamu trojrozměrného objektu, prostřednictvím interference. Záznamována je jak intenzita, tak i fáze světla.

V dnešní době je holografie brána jako optický obor, jehož základy byly položeny v 50. letech 20. století. Holografie umožňuje úplný záznam a rekonstrukci předmětové vlny. Princip holografie je zaznamenání interferenční optické mřížky, vzniklé interferencí dvou vln, s informacemi o fázových poměrech a amplitudách referenční a předmětové vlny. Výrazným skokem pro holografii bylo objevení laseru, jehož vlastnosti dovolují široké využití v oblasti holografie.

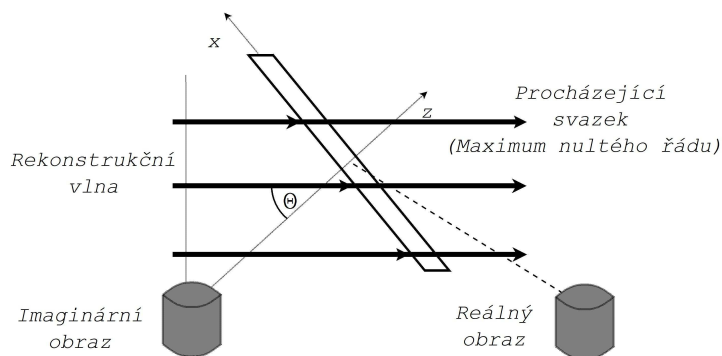
4.1.1 Záznam a rekonstrukce hologramu

Zobrazení je dvoufázový děj. První fáze detekuje interferenční obrazec, vytvořený interferencí dvou koherenčních vln. Referenční vlny putující od zroje k detektoru a předmětové vlny putující od zdroje k objektu a následně do detektoru. Předmětová vlna nese informaci o objektu. Jako detektor a záznamové médium interferenčního obrazce je použita fotografická deska.



Obrázek 4.1: Schéma záznamu hologramu

Druhá fáze osvětluje rekonstrukční vlnou zaznamenaný hologram. Zaznamenané interferenční pole představuje hologram (optickou mřížku). Na této mřížce dochází k difrakci rekonstrukční vlny. Výsledkem je ohybové maximum nultého řádu a maximum prvního řádu. Maximum nultého řádu je svazek procházející skrze hologram. Maximum prvního řádu tvoří reálný a imaginární obraz zaznamenaného objektu. Vlastnosti obrazů závisí na vlastnostech rekonstrukční vlny. Rovná-li se rekonstrukční vlna s referenční, dostáváme obraz se shodným tvarem, polohou a velikostí, jako měl zaznamenaný objekt.



Obrázek 4.2: Schéma rekonstrukce hologramu

Během rekonstrukce uvažujeme těleso jako množinu bodů. Jednotlivé body zaznamenáváme a rekonstruujeme snadněji, než-li spojitý povrch. Proto studujeme vlastnosti složitých obrazů, jako jednotlivé body.

Obecnou vlnu monochromatického světla můžeme vyjádřit:

$$u_k = A_k e^{i\phi_k} e^{-i\omega t} = a_k e^{-i\omega t} \quad (4.1)$$

Kde A_k označuje reálnou amplitudu, ϕ_k fázi vlny, $k=0$ je index referenční vlny, index $k=1$ náleží předmětové vlně, ω je frekvence vlnění $a_k = A_k e^{i\phi_k}$ označuje komplexní amplitudu. Intenzitu interferenčního pole pak získáme:

$$\begin{aligned} I &= (a_0 + a_1)(a_0 + a_1)^* = |a_0|^2 + |a_1|^2 + a_0 a_1^* + a_0^* a_1 \\ &= A_0^2 + A_1^2 + A_0 A_1 e^{i(\phi_0 - \phi_1)} + A_0 A_1 e^{-i(\phi_0 - \phi_1)} \\ &= A_0^2 + A_1^2 + 2A_0 A_1 \cos(\phi_0 - \phi_1) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Kde a_0^* a a_1^* představuje komplexně sdruženou veličnu pro a_0 a a_1 .

Zaznamenané-li hologram na fotografickou desku o amplitudové propustnosti t , která je lineárně závislá na expozici. Tuto amplitudovou propustnost získáme vztahem:

$$t = t_0 + \beta T [A_0^2 + A_1^2 + 2A_0 A_1 \cos(\phi_0 - \phi_1)] \quad (4.3)$$

Kde t_0 označuje neexponovanou propustnost fotografické desky, β konstanta úměrnosti, T doba expozice.

Interferenční pole dáno vztahem (4.2) je jednoduché, složené z rovnoběžných interferenčních proužků. Skládá-li se rovinná a kulová vlnoplocha výsledné interferenční pole má tvar rotačních dvouplouchých hyperboloidů. Zaznamenaný interferenční vzor vzniklý řezem interferenčního pole nazýváme hologram.

Rekonstrukce hologramu vzniká difrakcí světla na difrakční mřížce. Na hologramu je difragována rekonstrukční vlna podle Helmholtzovou-Kirchhoffovou difrakční teorií. Pokud je rekonstrukční vlna shodná s referenční, komplexní amplitudu získáme vztahem:

$$\begin{aligned}
a &= a_0 t \\
&= (t_0 + \beta T A_0^2) A_0 e^{i\phi_0} + \beta T A_0 A_1^2 e^{i\phi_0} + \beta T A_0^2 A_1 e^{i(2\phi_0 - \phi_1)} + \beta T A_0^2 A_1 e^{i\phi_1} \quad (4.4)
\end{aligned}$$

První dva členy rovnice odpovídají procházejícímu světlu. První člen z rovnice (4.4) zastupuje ohybové maximum nultého řádu, druhý člen zastupuje difrakční halo (světelný kruh kolem zdroje světla). Třetí člen vyjadřuje konjugovaný reálný (sekundární) obraz k předmětové vlně. Poslední člen odpovídá původní předmětové vlně zastupující imaginární (primární) obraz. Viz obrázek (4.2)

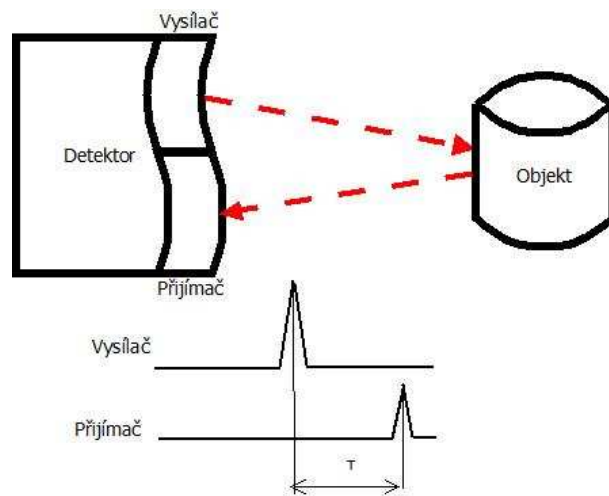
4.2 *Měření doby letu modulovaného světla*

V této metodě měříme vzdálenost bodu objektu od detektoru pomocí doby letu τ světla. Ze senzoru je vyslán světelný modulovaný signál, se od plochy objektu odrazí zpátky k senzoru, kde je zaznamenán. Rozlišujeme pulsní, spojitě a pseudonáhodné modulace signálů. Vzdálenost bodu je poté dána vztahem:

$$z = c \frac{\tau}{2} \quad (4.5)$$

Kde z je vzdálenost objektu od senzoru. c je rychlost světla a τ je čas od vyslání do přijetí signálu.

Metoda používající modulaci se používá pro nenáročné aplikace s menšími nároky na přesnost a rozlišení. Nepřesnosti naměřených hodnot se pohybují v jednotkách centimetrů. Tyto nepřesnosti jsou způsobeny vysokou rychlostí světla ($300 \cdot 10^6 m/s$), z čehož plyne nutnost přesného odměřování času. Běžné přístroje měřící dobu letu světla mají optickou a elektrickou část. Vysoký podíl nepřesností právě zavádí vysokofrekvenční elektrická část přístroje.



Obrázek 4.3: Měření doby letu světelného impulsu

4.2.1 Lidar

Lidar je měřicí metoda založená na stejném principu jako radar, či sonar. Základní principem je měření času mezi vysláním a zachycením odraženého laserového paprsku. Ze znalosti doby letu se následně dopočítá vzdálenost mezi objektem a detektorem.

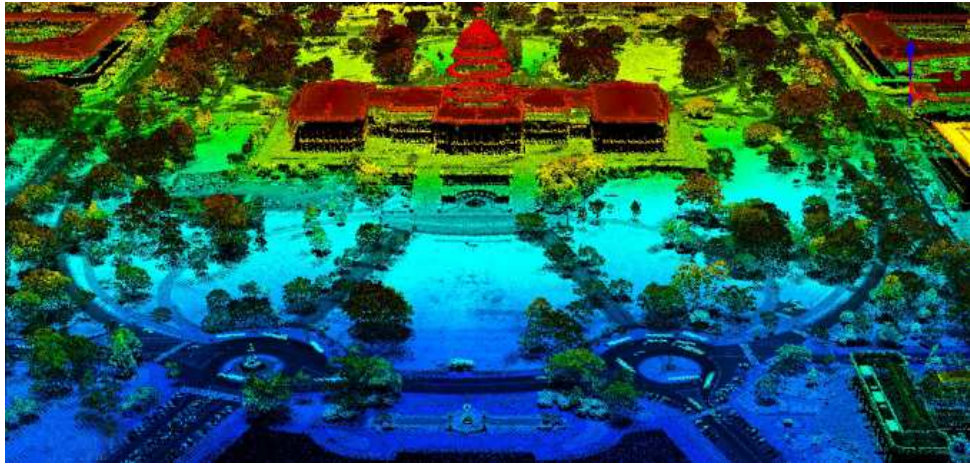
Lidar používá viditelnou část spektra, umožňuje také použití ultrafialové a infračervené vlnové délky. Pro běžné využití se využívá laser, který je bezpečný pro oči. Očím nebezpečné lasery o vysokém výkonu, se využívají při zkoumání atmosféry.

Pomocí lidarů lze zaměřit rozdílné materiály, včetně kapalin a aerosolů.

Úzký laserový paprsek dokáže mapovat fyzické vlastnosti ve velmi vysokém rozlišení. Například při leteckém průzkumu lze touto technologií mapovat terén s rozlišením až 30 centimetrů.[11]

4.3 Triangulace

Triangulační metody jsou nejpoužívanější techniky optického měření. Triangulace je způsob získávání vzdáleností a souřadnic.[13] Souřadnice jsou získány z trigonometrického výpočtu. Trigonometrický výpočet se například skládá z pomyslného trojúhelníku. Bází triangulačního trojúhelníku je spojnice dvou referenčních bodů. Posledním vrcholem tohoto trojúhelníku je souřadnice hledaného bodu. Triangulační metody se rozlišují

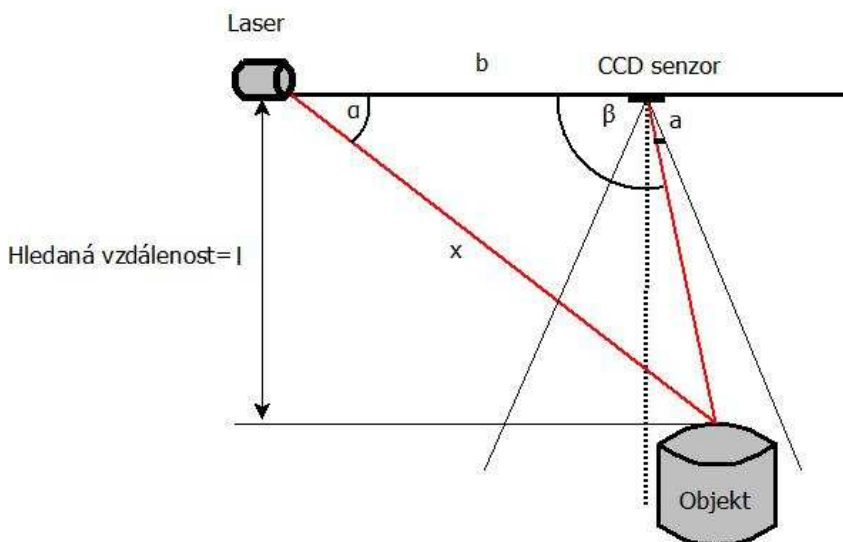


Obrázek 4.4: Letecký záznam Kapitolu Spojených států amerických pomocí lidarů.[12]

do několika typů.

4.3.1 *Aktivní triangulace*

Aktivní triangulace se nazývá aktivní právě proto, že používá vlastní zdroj světla. Princip aktivní triangulace spočívá ve fotogrammetrické rekonstrukci snímaného objektu. Plocha objektu je současně ozářena světlem a snímána maticovým detektorem. Báze triangulačního trojúhelníku je zde tvořena světelným zrojem a detektorem.



Obrázek 4.5: Jednorozměrná triangulační metoda

Na obrázku (4.5) je schéma jednorozměrného měření pozice objektu. Triangulační trojúhelník je dán bází b , α je úhel svíraný triangulační bází a zdroje světla. Úhel α je po

dobu snímání neměnný. Úhel snímání β je proměnný a závislý na vzdálenosti objektu od detektoru kde c je velikost čipu. Proměnná f značí ohniskovou vzdálenost objektivu.

Jednorozměrná triangulační metoda využívá laser pro označení měřeného místa. Vztah mezi pozicí měřeného bodu na snímku a vzdáleností lze vypočítat na základě následujících vztahů. Nejprve je třeba stanovit projekci osvětleného bodu a na detektoru o velikosti c .

$$a = \frac{c \cdot k}{n} \quad (4.6)$$

, kde k označuje počet pixelů ozářených odraženým paprskem a n je celkový počet pixelů na čipu. Kolmá vzdálenost. Úhel β stanovíme pomocí vztahu (4.7). Kde f označuje ohniskovou vzdálenost objektivu.[14]

$$\beta = \arctg\left(\frac{\frac{c}{2} - a}{f}\right) + 90^\circ \quad (4.7)$$

Kolmou vzdálenost l objektu od báze triangulačního trojúhelníku lze získat z rovnice:

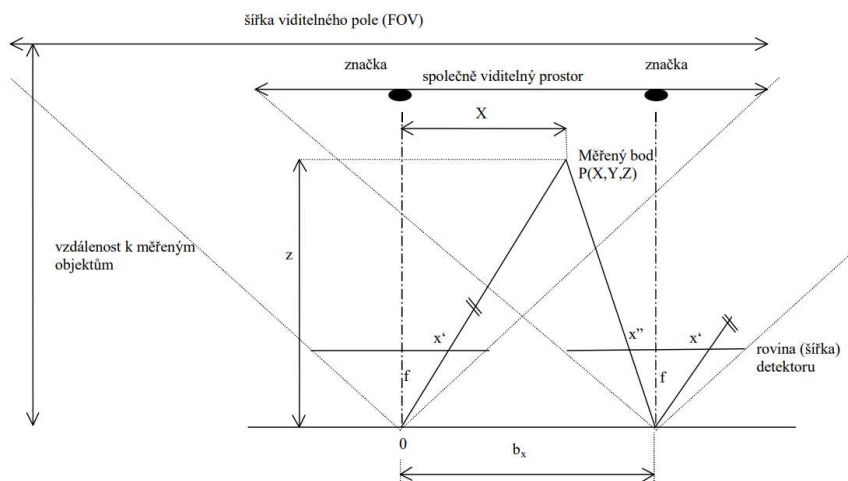
$$l = \frac{b \cdot \sin\beta \cdot \sin\alpha}{\sin(180 - (\alpha + \beta))} \quad (4.8)$$

Z této situace lze vyvodit závěr, že čím blíže je snímáný objekt k rovině snímače, tím menší bude úhel β . Na čip pak bude dopadat odražené světlo více do levé části. Přesnost měření, tedy velikost diskretizační chyby a pixelové rozlišení lze ovlivnit velikostí báze b , ohniskovou vzdáleností objektivu a velikostí pixelů detektoru. Se zvětšující se velikostí báze a snižující velikostí pixelů bude měření přesnější. Výsledek je také ovlivněn přesností měření velikosti triangulačního trojúhelníku, s nimiž se dále počítá. V praxi se využívá kalibračních modelů k nastavení měření.

4.3.2 *Pasivní triangulace*

Metoda pasivní triangulace nevyužívá laserového osvětlení objektu, jako je to u aktivní metody. Pasivní triangulace je založena na fotogrammetrické rekonstrukci snímaného ob-

jektu. Objekt je současně zaznamenáván na dva plošné detektory. Objekty jsou zaznamenány dvou rozměrně a ztrácejí informaci třetí osy. Obnovy třetího rozměru je docíleno syntézou informací z obou detektorů. Triangulační trojúhelník vytyčují detektory a bod předmětu viz schéma (4.6) níže.



Obrázek 4.6: Uspořádání pro zjišťování prostorových souřadnic pomocí pasivní triangulace [14]

Pro správné zjištění pozice měřeného bodu je nutné zajistit souřadnice a parametry senzorů. Nejsou-li známy tyto souřadnice je nutné je zajistit kalibrací před samotným měřením.

Typické uspořádání pasivní triangulační metody je tvořeno dvěma kamerami s rovnoběžnými optickými osami. Kamery pořídí stereoskopické snímky. Výhoda metody pasivní triangulace je jednoduchý výpočet a při přesném nastavení detektorů není potřeba znát úhly natočení. Pro výpočet měřítka je nutné znát velikost báze b_x .

Přesnost měření opět ovlivňuje velikost báze, rozlišení čipu a ohnisková vzdálenost kamery. Čím větší bázi zvolíme (vzdálenost kamer od sebe), tím přesnější výsledky měření získáme. Maximální možná velikost báze je omezena zorným polem kamer, kde je nutné zajistit, aby byl objekt ve společném zorném poli kamer.[15]

Výpočet úhlové změny pozice:

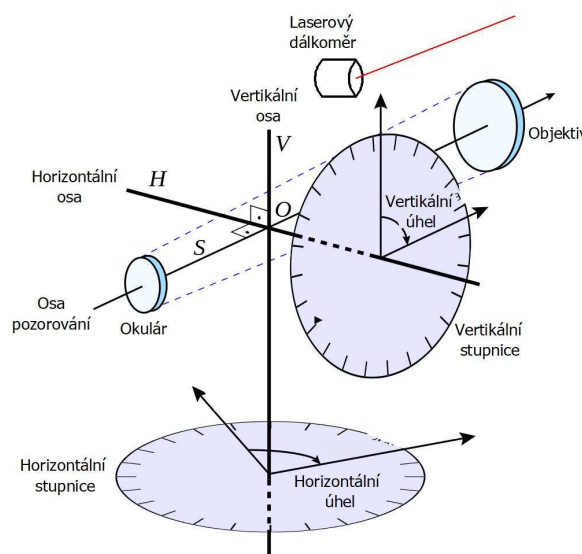
$$\begin{aligned}
 X &= x' \frac{b_X}{p} \\
 Y &= y' \frac{b_X}{p} \\
 Z &= f \frac{b_X}{p}
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

Kde x' a y' jsou průměty bodu $P(X, Y, Z)$ na první senzor. Průmět bodu $P(X, Y, Z)$ na druhém senzoru značíme x'' . Velikost báze značíme b_x a f je ohnisková vzdálenost kamery.

4.3.3 Měřicí systémy s teodolitem

Teodolit je nejpřesnější triangulační systém, který je schopný měřit s relativní chybou pod $5 \cdot 10^{-6} \%$. Měřený předmět musí být zaostřen nejméně dvěma teodolity. Horizontální a vertikální úhly jsou měřeny elektronicky (rozlišení až $2,5''$) a 3D souřadnice jsou určeny z měřených úhlů a ze známých pozic teodolitů.[16]

Přesného měření teodolitů se využívá při měření rozměrných objektů. Moderní teodolitické systémy jsou osazeny laserovým měřením vzdálenosti a elektronikou, která vyhodnocuje naměřené hodnoty.



Obrázek 4.7: Schématické vyobrazení teodolitu

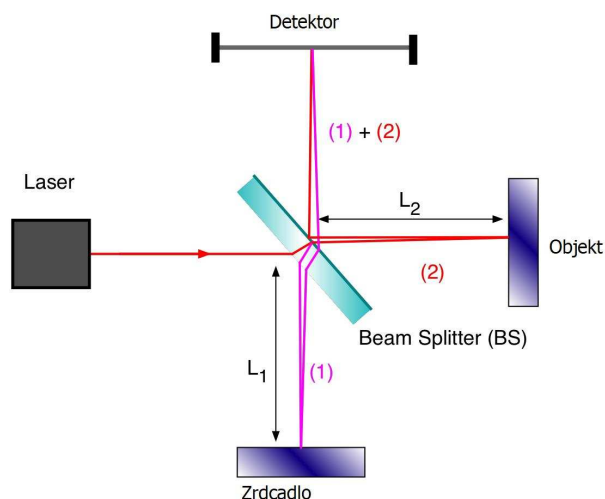
4.3.4 Metoda stínování

Princip metody stínování je založen na určování normál povrchových elementů pomocí směru ozáření, a odpovídajících vržených stínů a odlesků na stínítku, při znalosti pozice detektoru a světelných zdrojů. Se znalostí normál povrchových elementů se poté určují 3D tvary objektů pomocí softwaru. Měření někdy využívá sekvencí snímků s pohyblivými zdroji světla, nebo snímky s různým osvětlením.



Obrázek 4.8: Ukázka měření pomocí metody stínování. [17]

4.4 Optická interferometrie



Obrázek 4.9: Blokové schéma Michelsonova interferometru [18]

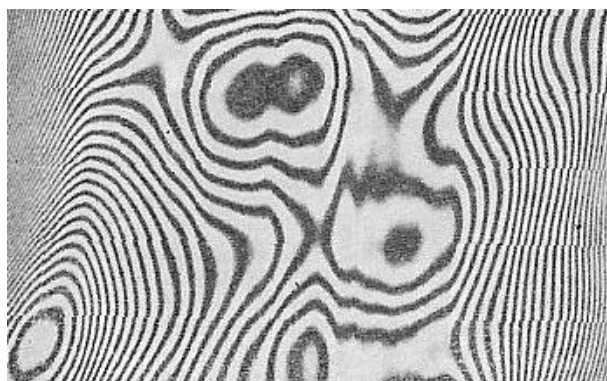
Metody optické interferometrie nejčastěji využívají Michelsonův, Sagnacův, nebo Feby-Peterův interferometr. Tyto interferometry pracují na stejném principu, ale liší se ve způsobu dělení zdrojového svazku a celkovým uspořádáním prvků. Michelsonův interferometr je systém zrcadel a děličů paprsku, rozdělující zdrojový paprsek na referenční a objektový (měřicí). Každý z paprsků jde po své vlastní trajektorii a následně se opět spojí.

Rozdílné optické dráhy vytvoří fázový rozdíl, který se po sloučení paprsků projeví jako interference, která je zaznamenána detektorem.

Celková intenzita vzniklého vlnění je dána interferenční rovnicí.

$$I(x, y) = |I_o(x, y)|^2 + |I_r(x, y)|^2 + 2|I_r(x, y)| \cdot |I_o(x, y)| \cdot \cos(\varphi_o(x, y) - \varphi_r(x, y)) \quad (4.10)$$

Kde $I_o(x, y)$ náleží objektovému paprsku, $I_r(x, y)$ referenčnímu paprsku. x, y jsou osové souřadnice interferenční roviny. Interferenční obrazce jsou složeny z interferenčních proužků, které lze označit za vrstevnice odpovídající konstantním hodnotám optické dráhy od referenční plochy.



Obrázek 4.10: Ukázka interferenčního pole [19]

Změna vzdáleností odpovídá fázovému rozdílu interferujících paprsků. Z interferogramu nelze přímo říci je-li povrch konvexní, nebo konkávní. Další nevýhodou je, že nelze přesně stanovit absolutní vzdálenost. Absolutní vzdálenost je měřena v rozsahu $\frac{\lambda}{2}$, která je dána použitým zdrojem světla.

Optická interferometrie se rozděluje podle principů měření do několika skupin:

- Holografická interferometrie
- Interferometrie koherenční zrnitost
- Interferometrie s bílým světlem

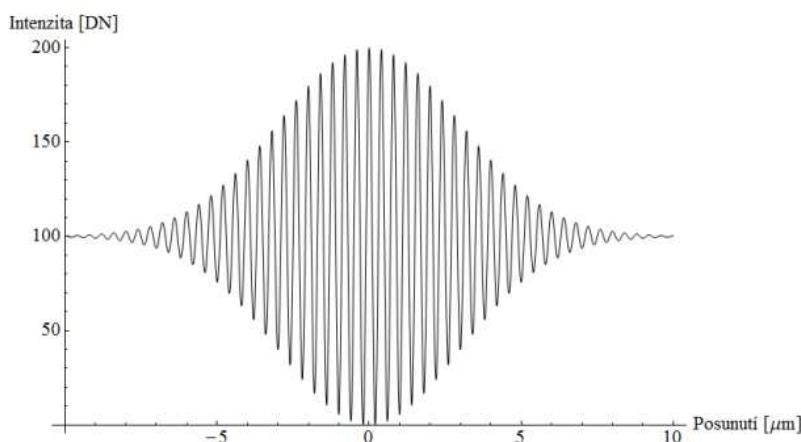
Optická interferometrie umožňuje velmi přesné měření vzdáleností. Tím umožňuje nejen měření posuvů a deformací objektů, ale i holografický záznam.

Následující dvě kapitoly jsou věnovány holografické interferometrii a interferometrii kohrenční zrnitosti.

4.4.1 *Interferometrie s bílým světlem*

Metoda se označuje jako interferometrie v bílém světle právě proto, že při měření je použit zdroj s širokým pásmem v rozsahu celého viditelného záření. Metoda využívá měření doby letu, což v kombinaci s bílým světlem způsobujícím výrazné interferenční efekty umožňuje měření s malou aperturou.

Malá apertura umožňuje měřit úzké prostory, jakými jsou třeba díry, či drážky. Nejmenší možná detekovatelná plocha měřeného povrchu, má stejnou plochu jako plocha Airyho disku použité zobrazovací soustavy. Velikost rozlišení je tedy dána vlnovou délkou použitého světla a numerickou aperturou zobrazovací soustavy. Oproti klasické interferometrii lze měřit i nerovné drsné povrchy.



Obrázek 4.11: Ve střední části obrázku vzniká vlivem keherentní superpozice vln výrazná modulace intenzity. Směrem k okrajům postupně klesá koherentní superpozice vln, což způsobuje snížení intenzity. Poloha intenzitního maxima určuje referenční rovinu. [20]

Kapitola 5

Holografická interferometrie

5.1 *Holografická interferometrie*

Diferenční holografická interferometrie využívá interference rekonstruované vlny, společně s jinou koherentní vlnou podobných vlastností, jako rekonstruovaná vlna. Kombinací těchto vln se získají viditelné makroskopické interferenční obrazce, z kterých lze určit vlnový rozdíl. Podle vlastností interferujících vln se využívají dvě hlavní metody.

Metoda jednoho hologramu :

Tato metoda pracuje v reálném čase. Objekt je zaznamenán do fotografické desky a vyvolán.[4] Hologram je později vložen zpět do záznamové soustavy a osvětlen rekonstrukční vlnou, shodnou s vlnou referenční. Zanedbá-li se vliv prostředí, vzniká v souladu s rovnicí (4.4) primární obraz odpovídající zaznamenanému objektu, tedy stejně veliký a na stejném místě. Při rekonstrukci objektu, je hologram osvětlen referenční vlnou, který ji difrakcí na mřížce hologramu transformuje na předmětovou vlnu virtuálně rekonstruující původní předmět. Komplexní amplitudu pozměněné předmětové vlny značíme

$$a'_1 = A'_1 e^{i\phi_1}$$

Vzniká zde interferenční pole o výsledné intenzitě obrazu, kde \bar{I}_1 je konstanta a intenzita výsledného interferenčního obrazu je funkcí kosinu.

$$\begin{aligned}
I_1 &= (a_p + a'_1)(a_p + a'_1)^* \\
&= \bar{I}_1 + 2A_0^2 A_1 A'_1 \cos(\phi_1 - \phi'_1)
\end{aligned} \tag{5.1}$$

Metoda dvou hologramů :

Tato metoda je založena na dvojí expozici stavu předmětu. Zaznamenává dva nezávislé stavy objektu do jednoho hologramu. Postup je zde podobný jako v metodě jednoho hologramu. Vzniklý hologram obsahuje dvojici hologramů. Komplexní amplituda prvního stavu objektu rekonstruované vlny a společně s komplexní amplitudou druhého stavu a' se řídí vztahem (4.4). Výslednou intenzitu rekonstruovaného interferenčního pole při použití jedné rekonstrukční vlny, lze získat vztahem:

$$I = (a + a')(a + a')^* \tag{5.2}$$

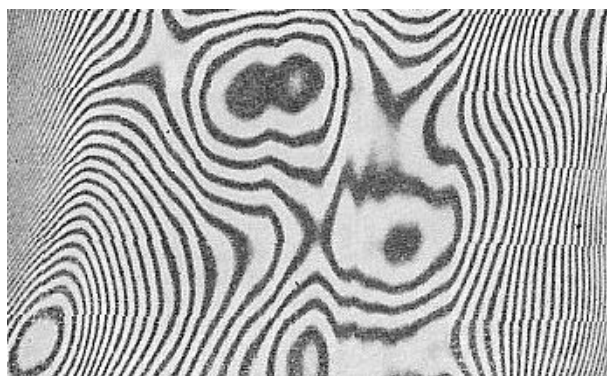
Je-li referenční svazek zároveň i rekonstrukční, výsledná intenzita primárního obrazu je dána vztahem:

$$I_1 = \bar{I}_1 + 2A_0^4 A_1 A'_1 \cos(\phi_1 - \phi'_1) \tag{5.3}$$

kde \bar{I}_1 je opět konstanta a intenzita výsledného interferenčního obrazu je funkcí kosinu.

Výsledkem obou metod je interferenční pole. Interferenční pole má podobu světlých a tmavých pruhů o rozdílných intenzitách světla. Rozdíl intenzity mezi jednotlivými pruhy je výraznější při použití metody dvou hologramů.

K dispozici je zde mnoho dalších metod holografické interferometrie pracujících na podobném principu. Příklad metod pracujících s časově proměnnými jevy je metoda time-average, která se používá pro studium kmitavých vidů. Sledují se krajní polohy objektu.



Obrázek 5.1: Ukázka interferenčního pole [19]

Dalším příkladem je stroboskopická metoda [2]. Tato metoda využívá krátké expozice pro záznam neperiodických nebo rázových jevů. Pro záznam je také vhodné použít optoelektrické maticové detektory (nejčastěji CCD a CMOS čip).

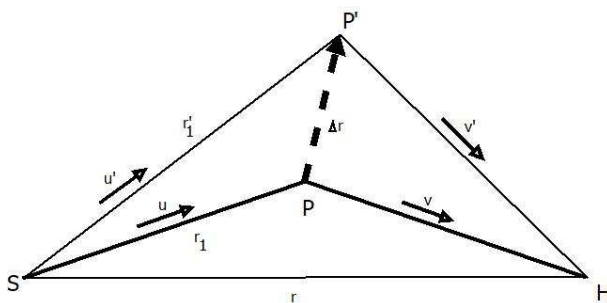
5.2 Holografie objektů s difúzně odrazným povrchem

Difúzní povrch, také známý jako Lambertovský, je charakterizován jako povrch odrážející dopadající záření, z jakéhokoliv úhlu, rovnoměrně do všech směrů. Hlavní sledovaná veličina je fázový rozdíl $\Delta\phi$. Matematicky lze změnu fáze získat pomocí vztahu:

$$\Delta\phi = (\phi_1 - \phi'_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \quad (5.4)$$

Kde ΔL označuje rozdíl optické dráhy.

Rozdíly optických drah lze také vyjádřit graficky pomocí vektorů.



Obrázek 5.2: Rozdíl optických drah

Popis grafického vyjádření rozdílu optických drah na schématu (5.2). Zdroj světla je označen S . Vektory směru osvětlení jako u, u' . Vektory osvětlení jsou označeny r_1, r'_1 . Δr Je vektor posuvu. Kde H je bod hologramu . Jednotkové vektory směru pozorování se značí v, v' .

Je-li fázová změna rovna sudému násobku π , bod obrazu P je poloha, kde intenzita interferenčního vzoru je maximální. Pro liché násobky by byl bod P intenzitním minimem. Uváží-li se situace dle schématu (5.2), kdy bodový zdroj S , je jednotkovým vektorem ve směru normály osvětlovací vlnoplochy, osvětlující předmětový bod P . pozorovací bod se značí H , v je jednotkovým vektorem ve směru normály obrazové vlnoplochy. Dalším předpokladem je, že $\overline{PP'} \ll \overline{SP}$ a $\overline{PP'} \ll \overline{PH}$.

Dráhový rozdíl je pak roven:

$$\Delta L = \Delta r(v - u) \quad (5.5)$$

Posuv předmětového bodu z polohy P do polohy P' vlivem deformace je dán vektorem Δr . Je-li znám dráhový rozdíl, směr osvětlení a směr pozorování ze vztahu 5.5 lze přímo určit jednotlivé složky vektoru posuvu. Vektor citlivosti je značen jako H .

Směr deformace je stanoven ještě před samotným měřením. Zkoumaný směr pohybu může být zřejmý z fyzikálního, nebo technického druhu procesu. Po přibližném určení směru, se zvolí vhodná měřící metoda. Pokud nelze stanovit směr pohybu, úloha se řeší pomocí metody proměnné počáteční fáze.

Metoda vektoru posuvu dle A.E. Ennose :

Tato metoda využívá osvětlování nebo pozorování obrazu předmětu z různých úhlů. Dále se pak počítají interferenční proužky. (N řádů), které jsou promítnuté na daný bod, počítáno od místa nultého posuvu objektu (nultý řád). Výsledný dráhový rozdíl se získá vztahem [21] :

$$\Delta L = N\lambda \quad (5.6)$$

Při získávání interferenčního řádu se využívá znalostí nultého řádu známého z interferogramu. Pokud tato možnost není možná, lze stanovit pozici nultého řádu pomocí změny směru pozorování. Nultý řád při změně směru pozorování zůstává nezměněný tj. zůstává na jedné pozici.

Metoda vektoru posuvu dle E.B.Aleksandrova a A.M. Bonč-Brueviče[21] :

Tato metoda využívá změn řádů interferenčních proužků dN . Těchto změn je do cíleno změnou pozorovacího směru v . Změna pozorovacího směru vyvolá změnu optické dráhy předmětové vlny $d(\Delta L)$.

$$d(\Delta L) = dN\lambda = -\Delta r v \quad (5.7)$$

Rovnice (5.7) stanoví vektor posuvu Δr pouze k rovině kolmé na směr pozorování. Proto se plynule mění směr pozorování, aby zjištěný vektor posuvu, stanovený ze změn interferenčního řádu, byl co nejpřesnější. K tomuto účelu se využívá metoda jednoho hologramu. Rovina hologramu se výrazně liší od vektoru posuvu Δr , proto je vhodné použít sestavy s přídatnými zrcadly.

Analýza průběhu deformací těles je v pružnosti a pevnosti tuhých a poddajných těles velmi žádána. Vyhodnocováním holografických interferogramů se zpravidla dostane vektor přemístění Δr . Znalost vektoru posuvu však nic neříká o kvalitě tohoto přesunu. Pro získání přesného popisu stavu deformace je nutné do vektoru přemístění započítat i vlivy jakými jsou translace, rotace předmětu jako tuhého tělesa a další.

Nevýhodou je, že i při znalosti vektoru přemístění pro obecné případy, nelze přesně rozlišit jednotlivé komponenty. Jako experimentální řešení, stanovení tenzoru deformace,

se využívá lokalizaci interferenčních proužků. Tato metoda je experimentálně složitá. Potřebuje, aby poloha interferenčních proužků byla mimo povrch objektu.

Rozdíl optické dráhy dvou svazků v okolí infinitesimálního předmětového bodu P je dán tvarem:

$$\overline{\Delta L} = \Delta L + dq \nabla \Delta L \quad (5.8)$$

Rozdíl optické dráhy tečně k rovině povrchu v předmětovém bodě P se značí dq . První derivace rozdílu optické dráhy se značí $\nabla \Delta L$. Úpravou $\nabla \Delta L$ se získá rovnice s vektory u a v , tedy vektory osvětlení a pozorování a Δr tj. vektor přemístění. Vektor citlivosti daný vztahem $(v-u)$ určuje směr vektoru posuvu Δr .

$$\begin{aligned} \nabla \Delta L &= \nabla[\Delta r(v-u)] = \\ &= (\nabla \otimes \Delta r)(v-u) + (\nabla \otimes v) - (\nabla \otimes u)\Delta r \end{aligned} \quad (5.9)$$

K umístění interferenčních proužků povrchového bodu P do bodu K dochází, když všechny dvojice svazků infinitesimálního okolí bodu P vytváří jeden interferenční proužek. Jinými slovy tato podmínka vyznačuje potřebu stacionárního rozdílu optické dráhy Δr .

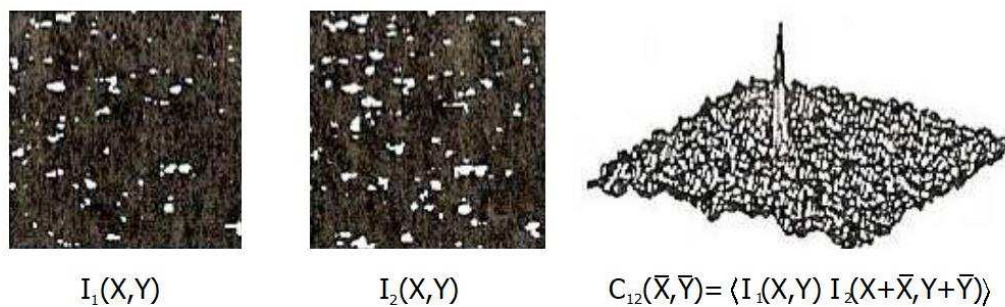
Kapitola 6

Holografie koherenční zrnitosti

Podstata koherenční zrnitosti a její vznik byl popsán v předchozích kapitolách. Tato kapitola se začne věnovat konkrétní problematice posuvu pole koherenční zrnitosti zapříčiněné deformací, či posuvem tělesa. Nejprve je nutné si definovat vztahy mezi posuvem pole koherenční zrnitosti a změnou stavu tělesa. Tako kapitola se věnuje pouze geometrickému popisu pohybu bez ohledu na jeho příčiny.

6.1 *Posuv koherenční zrnitosti*

Posunutí pole koherenční zrnitosti je kvantitativně popsáno pomocí změny polohy maxima statistické funkce vzájemné korelace mezi fluktulacemi intenzit polí koherenční zrnitosti od předmětu před a po jeho deformaci, respektive posunutí [22]

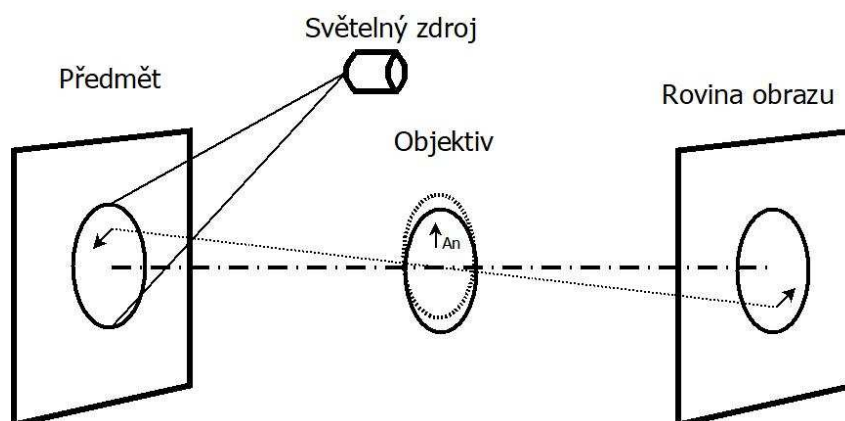


Obrázek 6.1: Pole koherenční zrnitosti před a po deformaci a funkce vzájemné korelace [22]

Záznam pole koherenční zrnitosti od tělesa v základní poloze (ve stavu před posunem) má maximum autokorekční funkce v referenčním bodě. Na obrázku (6.1) je fotografie polí koherenční zrnitosti. V první části obrázku je pole koherenční zrnitosti před posunem měřeného objektu, druhá část zachycuje pole koherenční zrnitosti po posunu. V pravé části je vypočítaná funkce vzájemné korelace. Dekorelací se označuje stav, kdy se vzájemně posunou koherenční pole, což způsobí změnu struktury koherenční zrnitosti. Po pohybu objektu se přesune poloha maxima funkce z referenční pozice. Zároveň dojde ke snížení hodnoty maxima vlivem dekoherence.

Pro měření posuvu objektu pomocí korelace polí koherenční zrnitosti, se nejčastěji využívá těchto dvou principů.

V obrazovém poli

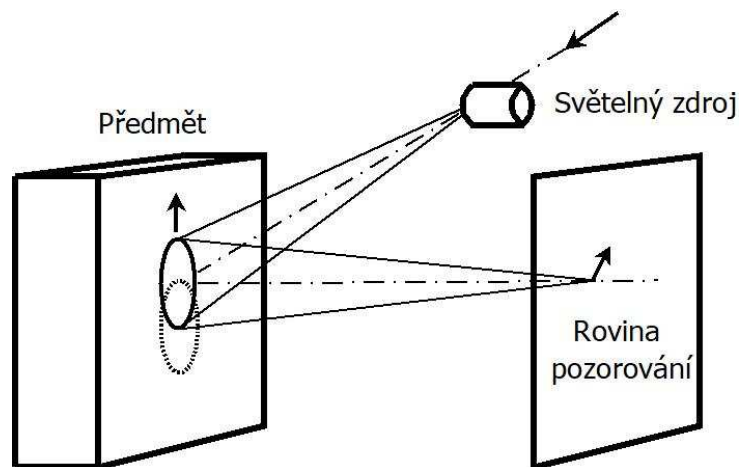


Obrázek 6.2: Uspořádání systému pro zkoumání korelace pole koherenční zrnitosti v obrazovém poli

6.2 Detekce posuvu koherenční zrnitosti

Velikost změn v poli koherenční zrnitosti souvisejí s pohybem objektu. Pro zjištění polohy objektu se sledují změny pole koherenční zrnitosti. Pole koherenční zrnitosti se detekuje fotograficky nebo optoelektricky.

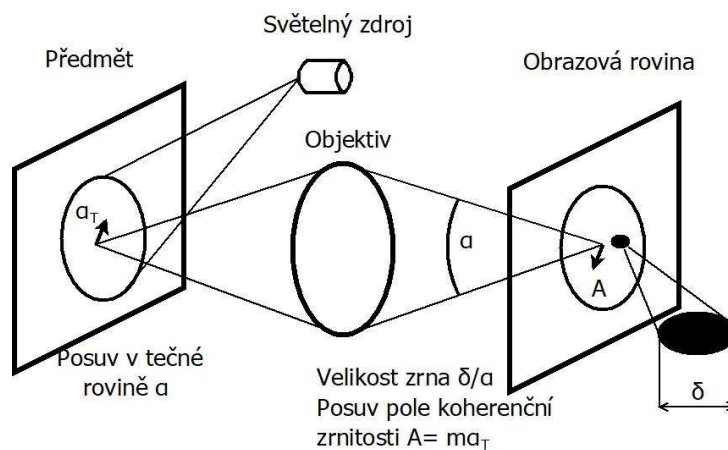
V opticky volném prostoru



Obrázek 6.3: Uspořádání systému pro zkoumání korelace pole koherenční zrnitosti v opticky volném prostoru

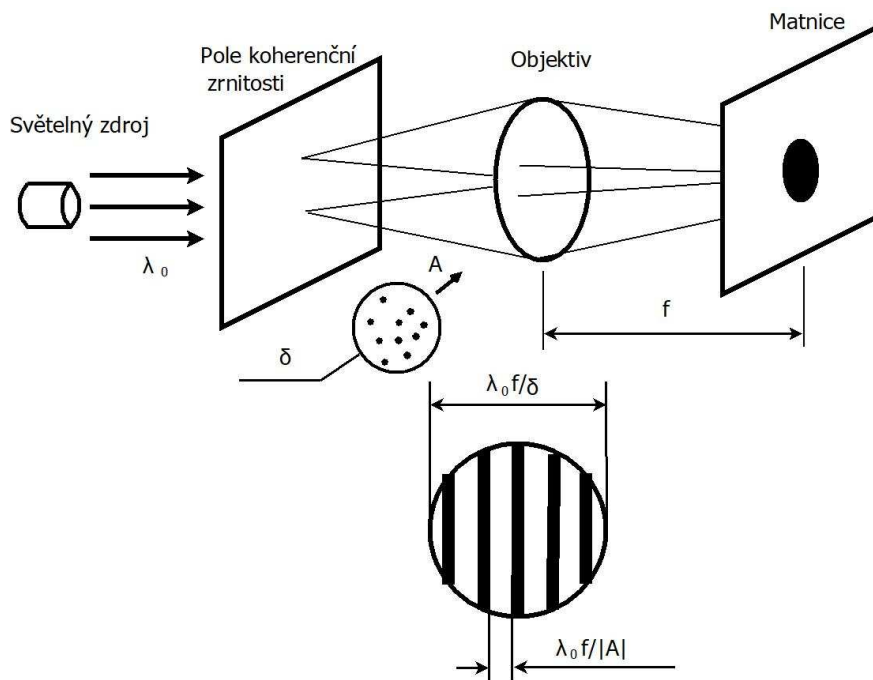
6.2.1 Fotografické detekce pole koherenční zrnitosti

Fotografická metoda pracuje na principu interferometrie koherenční zrnitosti. Také je známa jako spekl fotografie. Využívá se zde dvou expozičního záznamu polí koherenční zrnitosti. První záznam je pořízen v základní pozici tj. před posuvem objektu. Následná druhá expozice zaznamená objekt vychýlený ze základní pozice.



Obrázek 6.4: Schéma interferometrického záznamu koherenčního pole zrnitosti

Zaznamenaná pole jsou optickou fouriérovou transformací předmětové roviny. Vzniklé Youngovy proužky udávají směr a velikost posuvu koherenčního pole zrnitosti ve Fourierově rovině. [23]

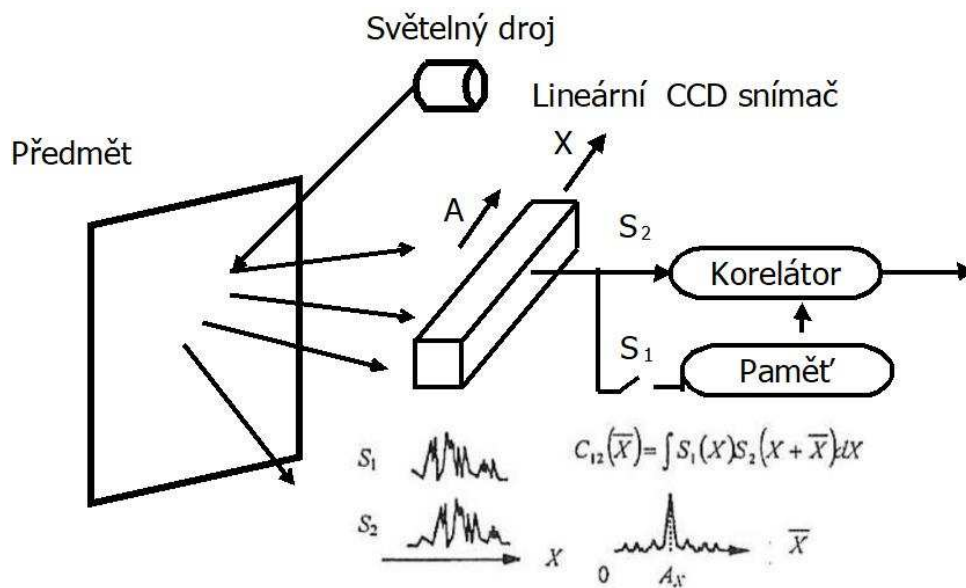


Obrázek 6.5: Schéma interferometrické rekonstrukce koherenčního pole zrnitosti. Také jsou zde zobrazeny interferenční Youngovy proužky udávající velikos posuvu

6.2.2 Optoelektrická detekce pole koherenční zrnitosti

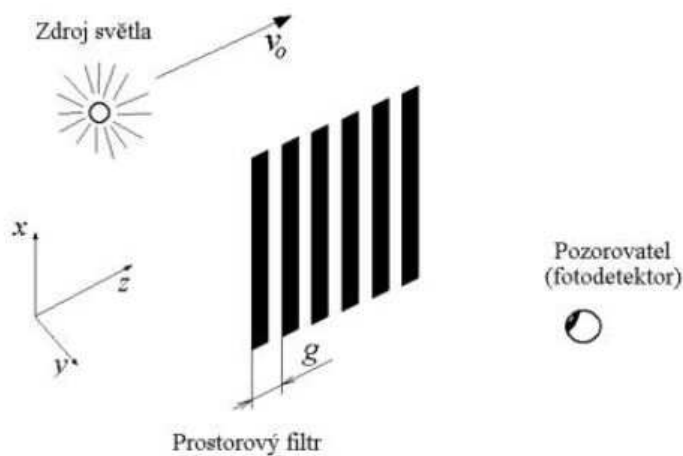
Korelační metoda využívá fotodetektorů. Průběh záznamu také probíhá dvojitou expozicí před a po posuvu. Emitované pole koherenční zrnitosti je zaznamenáno pomocí lineárního maticového detektoru. Nejčastěji se používají CCD (charge-coupled device), nebo CMOS (Complementary Metal–Oxide–Semiconductor) detektory, které převedou světelnou intenzitu na napětí. Zaznamenané napěťové signály se vzájemně korelují pomocí výpočetní techniky.

Na obrázku (6.6) je schéma jednoduché aplikace jednodimenzionálního korelátoru. Toto uspořádání je schopné detekovat přímočaré i rotační pohyby koherenčního pole zrnitosti. Je-li čas dostatečně dlouhý, lze určit i rychlost deformace objektu. Hlavní přednost tohoto systému je jeho jednoduché uspořádání. Při použití několika CCD detektorů, umístěných mimoběžně v poli koherenční zrnitosti, lze snadno stanovit jednotlivé složky tenzoru deformace.



Obrázek 6.6: Schéma měření lineárního posunu pomocí CCD detektoru [22]

Další možná optoelektrická metoda je založena na diferencích pole koherenční zrnitosti. Tato metoda se nazývá prostorová filtrace (spatial filtering). V této metodě je aplikován diferenční detektor, který s periodickým zpožděním zaznamenává pohyb koherenčního pole zrnitosti v čase. Ve výstupním signálu se zjišťuje poloha frekvenčního maxima a její pohyb v čase. Vyhodnocení udává rychlost pohybu pole koherenční zrnitosti pomocí frekvenční analýzy detekovaného signálu. Metoda prostorové filtrace je optimální pro měření rychlosti.



Obrázek 6.7: Princip prostorové filtrace [24]

Kapitola 7

Experimentální část

7.1 Volba experimentu

Možností detekce geometrie a polohy těles je celá řada. Tato práce se zabývá výhradně optickými metodami. V experimentální části jsem se rozhodl otestovat optickou metodu korelace polí koherenční zrnitosti. Konkrétně lineární posun objektu podél osy. Před samotným experimentem popíši podobu měření a způsob jeho vyhodnocení pomocí korelační metody.

7.2 Uspořádání experimentu

Cílem experimentu je měření posuvu objektu ve směru osy X (plánovaného posuvu). Nejprve je nezbytné navrhnout uspořádání experimentální aparatury do pozice, ve které je měření složky posuvu a_x co nejpřesnější. Změnou polohy měřící aparatury se ovlivňuje nejen rozlišení, ale i rozsah měřitelných posuvů objektů, které jsme schopni efektivně měřit. Ideální rozlišení posuvu a_x ve směru osy X zvoleného souřadného systému, teoreticky odpovídá posuvu pole koherenční zrnitosti, kde $A_x = 1$ pixel. Měření posuvu $A_x = 1$ pixel však nesplňuje Nyquistův vzorkovacím teorémem [25], proto je vhodné měřit větší posuvy kolem $A_x = 10$ pixelů. Posuv objektu, který bude v experimentu měřen leží v intervalu $a_x \in \langle 100; 600 \rangle \mu m$.

Posuv objektu lze získat dosažením výsledku korelační funkce (7.14) do rovnice vyja-

dřující geometrické uspořádání experimentální soustavy (7.1). Kde l_{px} je velikost jednoho pixelu.

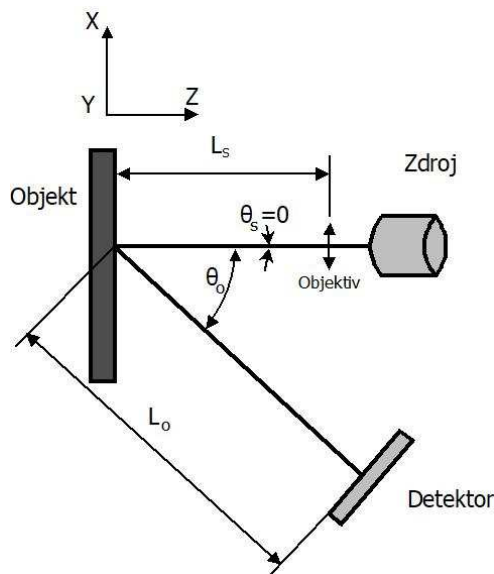
$$a_x = \frac{A_X * l_{px}}{\frac{L_o \cos^2 \theta_s}{L_s \cos \theta_o} + \cos \theta_o} \quad (7.1)$$

Pro stanovení posuvu objektu v prostoru byly odvozeny následující vztahy mezi posuvem pole koherenční zrnitosti a složek tenzorů malých deformací [23]:

$$A_X = a_x \left(\frac{L_o \cos^2 \theta_s}{L_s \cos \theta_o} + \cos \theta_o \right) - a_z \left(\frac{L_o \cos \theta_s \sin \theta_s}{L_s \cos \theta_o} + \sin \theta_o \right) \quad (7.2)$$

$$A_Y = a_y \left(\frac{L_o}{L_s} + 1 \right) \quad (7.3)$$

Kde A_X, A_Y označují posuv pole koherenční zrnitosti ve směrech souřadných os X a Y . Složky posuvu objektu v souřadných osách se značí a_x, a_y, a_z . Geometrické uspořádání experimentální sestavy z obr. (7.1) se značí $L_o, L_s, \theta_s, \theta_o$.



Obrázek 7.1: Schéma experimentálního měření

7.3 Přesnost měření

Samotné měření by bez znalosti přesnosti, s kterou se měří nemělo smysl. I s dokonale optimalizovanou měřící soustavou by nebylo známé, jak přesný výsledek je získán. Rozdíl naměřené a skutečné hodnoty měřené veličiny ovlivňuje řada faktorů, jakými jsou například: přesnosti použitých přístrojů, lidský faktor, nepřesnosti v geometrickém uspořádání měřící soustavy, opakovatelnost podmínek měření atd.

Posuv objektu je měřen nepřímou, proto se do výsledné nejistoty zahrnují všechny dílčí nejistoty přímo měřených veličin. Dílčí nejistoty veličin x, y, z vstupujících do měření se značí $u(x), u(y), u(z)$. Pro celkovou nejistotu měření $u(v)$ nepřímou měřené veličiny $v = f(x, y, z, \dots)$ pak platí tzv. zákon šíření nejistot.[26]

$$u(v) = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2(u(x))^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2(u(y))^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2(u(z))^2 + \dots}, \quad (7.4)$$

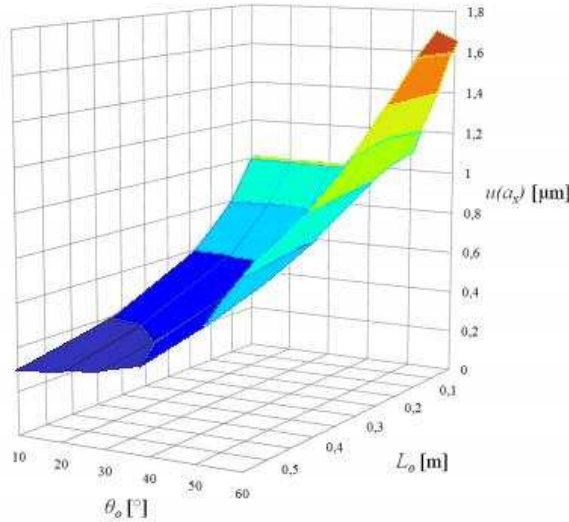
Pro konkrétní experimentální měření je třeba upravit obecný tvar zákona o šíření nejistot (7.5) pro měření posuvu a_x , podél souřadné osy X do tvaru.

$$u(a_x) = \left[\left(\frac{\partial a_x}{\partial A_X}\right)^2 (u(A_X))^2 + \left(\frac{\partial a_x}{\partial L_o}\right)^2 (u(L_o))^2 + \left(\frac{\partial a_x}{\partial L_s}\right)^2 (u(L_s))^2 + \left(\frac{\partial a_x}{\partial \theta_s}\right)^2 (u(\theta_s))^2 + \left(\frac{\partial a_x}{\partial \theta_o}\right)^2 (u(\theta_o))^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7.5)$$

Ze vztahu (7.1) jsou vyjádřeny jednotlivé parciální derivace. Kde A_X označuje posuv koherenčního pole zrnitosti. Vzdálenost mezi zdrojem a rovinou měřeného objektu se značí L_s , vzdálenost mezi objektem a detektorem se značí L_o . Osvětlovací úhel θ_s , detekční úhel (pozorovací) se značí θ_o .

$$u(a_x) = \left[\left(\frac{1}{\frac{L_o \cos^2(\theta_s)}{L_s \cos(\theta_o)} + \cos(\theta_o)} \right)^2 (u(A_X))^2 \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\frac{A_X \cos^2(\theta_s)}{\left(\frac{L_o \cos^2(\theta_s)}{L_s \cos(\theta_o)} + \cos(\theta_o) \right)^2 \cos(\theta_o)} \right)^2 (u(L_o))^2 \\
& + \left(\frac{L_o A_X \cos^2(\theta_s)}{\left(\frac{L_o \cos^2(\theta_s)}{L_s \cos(\theta_o)} + \cos(\theta_o) \right)^2 L_s^2 \cos(\theta_o)} \right)^2 (u(L_s))^2 \\
& + \left(\frac{A_X \left(\frac{L_o \cos^2(\theta_s) \sin(\theta_o)}{L_s \cos^2(\theta_o)} - \sin(\theta_s) \right)}{\left(\frac{L_o \cos^2(\theta_s)}{L_s \cos(\theta_o)} + \cos(\theta_o) \right)^2} \right)^2 (u(\theta_o))^2 \\
& + \left(\frac{2L_o A_X \cos(\theta_s) \sin(\theta_s)}{\left(\frac{L_o \cos^2(\theta_s)}{L_s \cos(\theta_o)} + \cos(\theta_o) \right)^2 L_s \cos(\theta_o)} \right)^2 (u(\theta_s))^2 \Bigg]^{\frac{1}{2}} \quad (7.6)
\end{aligned}$$



Obrázek 7.2: Vlivy geometrického rozložení experimentální soustavy na přesnost měření. Optimální rozložení experimentu minimalizující nejistoty měření náleží do intervalů: $\theta_o \in \langle 10; 30 \rangle [^\circ]$, $L_o \in \langle 0, 5; 0, 3 \rangle [m]$.

Dalším krokem vedoucím k získání celkové nejistoty $u(a_x)$ měření bude stanovení nejistot přímo měřených veličin $u(A_X)$, $u(L_o)$, $u(L_s)$, $u(\theta_o)$ a $u(\theta_s)$

7.3.1 Určení nejistot přímo měřených veličin

Nejistota posuvu pole koherenční zrnitosti :

K detekci pole koherenční zrnitosti dochází na maticovém detektoru. V mém experimentu používám jako detektor kameru *ThorLabsDCC1645C*. Velikost pixelů je

3,6 μm . Vzdálenost mezi jednotlivými pixely zanedbávám. Nejmenší možný detekovatelný posuv je tedy roven velikosti jednoho pixelu $A_X = 3,6 \mu m$.

Problém nastává je-li hodnota sousedních pixelů stejná. Malý posuv se může vyhodnotit jako nulový. Proto je třeba, aby detekční plocha senzoru byla dostatečně velká, čímž se pravděpodobnost zachycení posuvu zvýší. Dalším faktorem je velikost jednotlivých zrn v poli koherenční zrnitosti. Výhodné je, aby detekovaná zrna byla co nejmenší.

$$u(A_X) = \frac{\Delta A_X}{\chi} \quad (7.7)$$

Při detekování pole koherenční zrnitosti je největší možná chyba rovna jedné polovině velikosti detekční jednotky, tedy pixelu. Maximální chyba detekce posuvu pole koherenční zrnitosti je v našem případě $\Delta A_X = 1,8 \mu m$. Předpokládá-li se stejná pravděpodobnost a rovnoměrnost velikost posuvu pole koherenční zrnitosti na jednotlivých pixelech. Koeficient rovnoměrného rozdělení je $\chi = \sqrt{3}$. Dosazením hodnot do vztahu (7.8) se získá nejistota posuvu koherenčního pole zrnitosti.

$$u(A_X) = \frac{1,8}{\sqrt{3}} \doteq 1 \mu m \quad (7.8)$$

Nejistoty geometrického uspořádání :

Nejistoty způsobené geometrickým uspořádáním se získají obdobnou cestou, jako byla stanovena nejistota posuvu pole koherenční zrnitosti $u(A_X)$. Nejistoty geometrického uspořádání se dají rozdělit do dvou typů.

První typ nejistoty je nejistota délkových rozměrů $u(L_s)$ a $u(L_o)$. Maximální chyba vzniklá při měření geometrických parametrů experimentální sestavy je rovna jedné polovině nejmenšího dílu stupnice měřidla. Měření geometrického uspořádání bylo uskutečněno za pokojové teploty cca 20° C, půlmetrovým pravítkem viz (7.4). Stupnice použitého délkového měřidla má nejmenší dílek stupnice roven milimetru. Z

toho plyne $\Delta L_o = 0,5 \text{ mm}$. Jako v předchozím případě vyhodnocení nejistoty vzdálenosti dvou pixelů předpokládáme rovnoměrně pravděpodobný výskyt měřené veličiny mezi nejmenšími dílky stupnice. Hodnota koeficientu rozdělení $\chi = \sqrt{3}$. Dosazením hodnot do vztahu (7.8) získáme hodnoty jednotlivých nejistot.

$$u(L_s), u(L_o) = \frac{\Delta L_s}{\chi} = \frac{\Delta L_o}{\chi} = \frac{0,5 \text{ mm}}{\sqrt{3}} \doteq 0,29 \text{ mm} \quad (7.9)$$

Druhým typem je nejistota způsobená odměřováním úhlů. Opět se předpokládají podmínky, jako při stanovenání nejistoty délky. Hodnota koeficientu rozdělení $\chi = \sqrt{3}$. Maximální chyba při nastovování úhlů $\Delta\theta_s, \Delta\theta_o$ je rovna polovině nejmenšího dílku stupnice, tj. jedna polovina úhlového stupně.

$$u(\theta_s), u(\theta_o) = \frac{\Delta\theta_o}{\chi} = \frac{\Delta\theta_s}{\chi} = \frac{0,1^\circ}{\sqrt{3}} \doteq 5 \cdot 10^{-3} \text{ rad} \quad (7.10)$$

Celkovou nejistotu měření však lze zmenšit nastavením úhlu osvětlení $\theta_s = 0^\circ$. Úhel osvětlení je dán normálou plochy měřeného objektu a osou zdroje záření viz schéma měření (7.1). Je tedy možné jej snadno nastavit a eliminovat možný výskyt nejistoty.

Výše uvedené nejistoty měření optických a geometrických parametrů sestavy jsou nejistoty typu B. To znamená, že je nelze eliminovat opakováním měření. Odhadujeme jejich hodnotu z jediného měření a z použitého měřicího zařízení.

7.3.2 Relativní nejistota měření

Aby byly ošetřeny všechny odchylky skutečných a naměřených hodnot, je třeba ještě stanovit relativní nejistotu měření. Relativní nejistota je dána poměrem absolutní hodnoty měřené veličiny $|x|$ a nejistoty měření $u(x)$. Vztah pro výpočet všeobecné relativní nejistoty je pak dán vztahem:

$$u_r(x) = \frac{u(x)}{|x|} \cdot 100\% \quad (7.11)$$

Pro výpočet posuvu objektu nejistoty platí vztah:

$$u_r(a_x) = \frac{u(a_x)}{|a_x|} \cdot 100\% \quad (7.12)$$

Aby výsledky měření měli smysl, je uspořádání experimentální sestavy a rozsah měření nutné posoudit i s ohledem na relativní nejistotu měření. S roztoucím počtem detekčních pixelů klesá nejistota měření, tedy čím větší posuv je uskutečněn, tím menší je relativní nejistota.

7.4 *Vyhodnocení měření pomocí korelační metody*

Mocným nástrojem pro vyhodnocování posuvu pole koherenční zrnitosti je statistika.

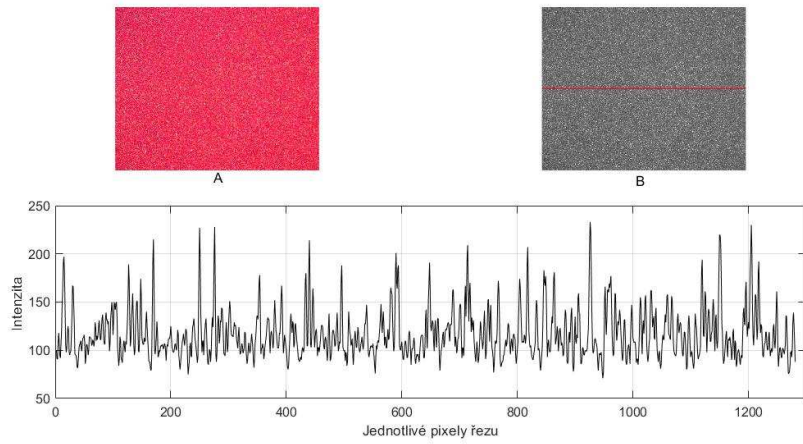
Posunutí pole koherenční zrnitosti lze kvantitativně popsat pomocí změny polohy maxima statistické funkce vzájemné korelace intenzit polí detekovaných před a po obecné deformaci předmětu.[23]

Během experimentu je pole koherenční zrnitosti zaznamenáno na maticový detektor kamery. Jednotlivé pixely zachytí hodnoty intenzity I_1 v referenční poloze a následně I_2 pro posunutý objekt.

Následujícím krokem je určení podobnosti zaznamenaných intenzitních polí pomocí normované jednodimenzionální funkce vzájemné korelace, kterou lze vyjádřit v integrálním tvaru:

$$c(\Delta x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)g(x - \Delta x)dx \quad (7.13)$$

(7.13) je obecnější vztah pro jednodimenzionální funkci vzájemné korelace. Hodnoty intenzit v referenční poloze označujeme jako $f(x)$, hodnoty po posunutí se značí $g(x)$ a Δx



Obrázek 7.3: V části *A* je pole koherenční zrnitosti zaznamenané detektorem ve volném obrazovém poli. V části *B* je černobílý snímek *A* s červeně vyznačenou rovinou řezu. Graf vykresluje hodnotu intenzity světla z jedné řady pixelů.

je změna pozice na ose x . Pro měření posuvu ve více osách se zvyšuje násobnost integrálu a funkcí. Kromě integrálního tvaru lze vyjádřit normovanou jednodimenzionální funkci vzájemné korelace jako:

$$r_{1,2}(\Delta x) = \frac{\frac{1}{N-\Delta x} \sum_{x=1}^{N-\Delta x} I_1(x)I_2(x + \Delta x) - \frac{1}{N} \sum_{x=1}^N I_1(x) \cdot \frac{1}{N} \sum_{x=1}^N I_2(x)}{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{x=1}^N I_1^2(x) - \left(\frac{1}{N} \sum_{x=1}^N I_1(x)\right)^2} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{x=1}^N I_2^2(x) - \left(\frac{1}{N} \sum_{x=1}^N I_2(x)\right)^2}} \quad (7.14)$$

Funkce (7.14) je rovna 1 (svému maximu), právě když se hledaný posuv řezu pole rovná Δx . Tento vzorec lze použít pouze v případě, používá-li se maticový detektor s diskrétními pixely.

Vzorce (7.13) a (7.14) jsou teoretické, platné pro dokonalé podmínky. V reálném měření se využívá dekorelace. Během reálného měření dochází nejen k posuvu pole koherenční zrnitosti, ale také k jeho změně. Právě tento jev nazýváme dekorelací. Dekorelace je použita pro zvýšení intenzitních rozdílů ve všech pixelech obrazu.

7.4.1 Vyhodnocení pomocí matlabu

Vyhodnocení experimentu je uskutečněno softwarem matlab. Vyhodnocovací skript lze rozdělit do několika logických částí. Nejdříve jsou nahrány referenční a vyhodnocované snímky do paměti a převedeny pomocí funkce *rgb2gray* z RGB formátu do grayscale, tedy odstínů šedi. Takto upravený obrázek je vlastně matice hodnot intenzity světla jednotlivých pixelů detektoru.

Následuje krok porovnání zprůměrovaného referenčního snímku se snímky měření, funkcí *normxcorr2*. Funkce *normxcorr2* je normalizovaná 2D křížová korelace. Křížová korelace, také označována jako vzájemná korelace vyjadřuje podobnost referenčního a měřeného snímku. Výsledkem této funkce je matice $A = (p_x; p_y)$, kde p_x a p_y vyjadřují součiny směrodatných odchylek polohy odpovídajících si bodů. Odchylka je sumarizována celočíselnými hodnotami pixelů pro osu x a y .

7.5 Měření posuvu objektu

Optimální geometrické uspořádání poskytující dostatečnou přesnost, citlivost a rozsah experimentu je voleno s ohledem na velikost nejistoty měření a reálných možnostech měření. Pomocí analýzy přesnosti a citlivosti (7.6), pozice jednotlivých členů, se jako vhodné uspořádání měřících členů jeví hodnoty z intervalů: $L_s \in \langle 0, 1; 0, 5 \rangle$ m, $L_o \in \langle 0, 1; 0, 6 \rangle$ m, $\theta \in \langle 20; 60 \rangle^\circ$. Hodnoty geometrického uspořádání v intervalech zaručují dostatečnou citlivost, rozsah měření 100 – 600 μm a velikost chyby měření pod 1%. Hodnoty mimo intervaly nesplňují některá z kritérií. Pro svůj experiment jsem zvolil hodnoty geometrické uspořádání experimentu viz. tabulka (7.1).

Hodnota	Velikost	Jednotka
f	75	[mm]
θ_s	0	[$^\circ$]
θ_o	25	[$^\circ$]
L_s	0,25	[m]
L_o	0,4	[m]

Tabulka 7.1: Geometrické uspořádání experimentální měřící aparatury, umožňující přesné měření posuvu 100 – 600 μm

Geometrické uspořádání měřicí aparatury bylo popsáno v předchozích částech, pro rekapitulaci: Ohnisková vzdálenost čočky zdroje f , úhel osvětlení θ_s , úhel pozorování θ_o , vzdálenost měřeného povrchu a zdroje záření L_s , vzdálenost měřené plochy a plochy detektoru L_o .

Cílem experimentu je měření posuvu objektu a_x , pomocí posuvu pole koherenční zrnitosti A_X . Koherenční pole je zaznamenáváno na detektor a vyhodnocováno korelační funkcí. Experimentálně se provede měření hodnot velkých posuvů $a_x = 100, 200, 300, 500 \mu m$ a malých posuvů: $a_x = 10, 20, \dots, 90 \mu m$.

7.5.1 *Použitá aparatura*

Zdroj :

Jako zdroj jsem použil laser *D-44263* od společnosti KLASTECH. Vlnová délka laseru je $\lambda = 532 \text{ nm}$. Maximální možný výstupní výkon laseru je $P = 50 \text{ mW}$ a průměr generovaného svazku je $= 0,8 \text{ mm}$

Detektor :

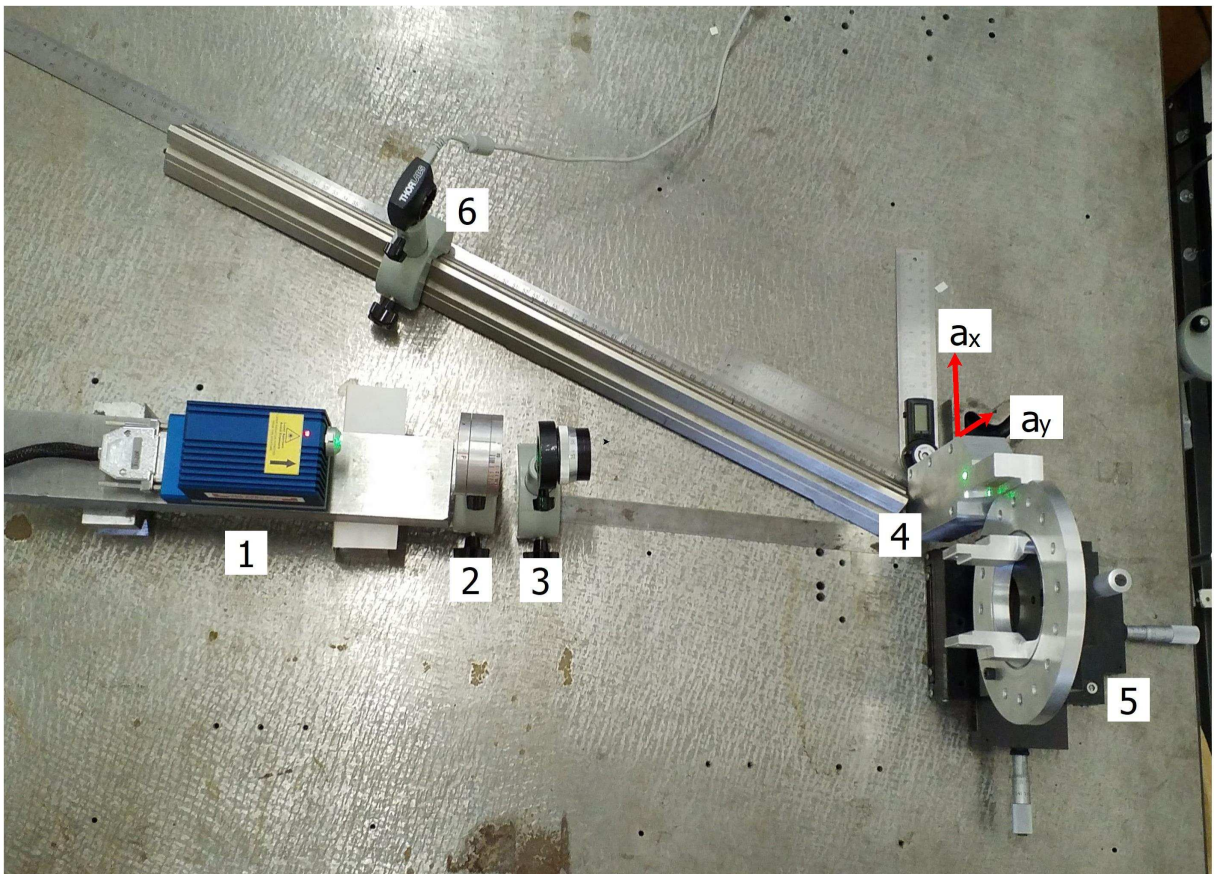
Detektorem je USB kamera *ThorLabsDCC1645C*. Osazená CMOS čipem *Aptina MT9M131* o velikosti $4.608 \times 3.686 \text{ mm}$ (1280×1024 pixelů, velikost pixelů je $3,6 \times 3,6 \mu m$). Kamera se bude v experimentu používat výhradně jako fotoaparát a bude pořizovat snímky pole koherenční zrnitosti.

Mikro-posuvný stolek :

Jako posuvný stolek jsem použil tříosý stolek *M4400*. Během experimentu se využije pouze jeden směr pohybu. Nejmenší dílek stunice je roven $0,01 \text{ mm}$, tedy $10 \mu m$. Možný posuv v jednotlivých osách je 25 mm .

7.6 *Výsledky měření*

Provedl jsem tři nezávislá měření. Pole koherenční zrnitosti bylo zaznamenáno ve všech měřených polohách: $a_x = 100, 200, 300, 500 \mu m$. Pro kvantitativní vyhodnocení, bylo ve



Obrázek 7.4: Fotografie měřící soustavy, kde 1- je laserový zdroj, 2- polarizátor zajišťující snížení jasu , 3- objektiv , 4- měřený objekt, 5- mikro-posuvný stolek , 6- detektor (kamera) a směry posuvů a_x , a_y .

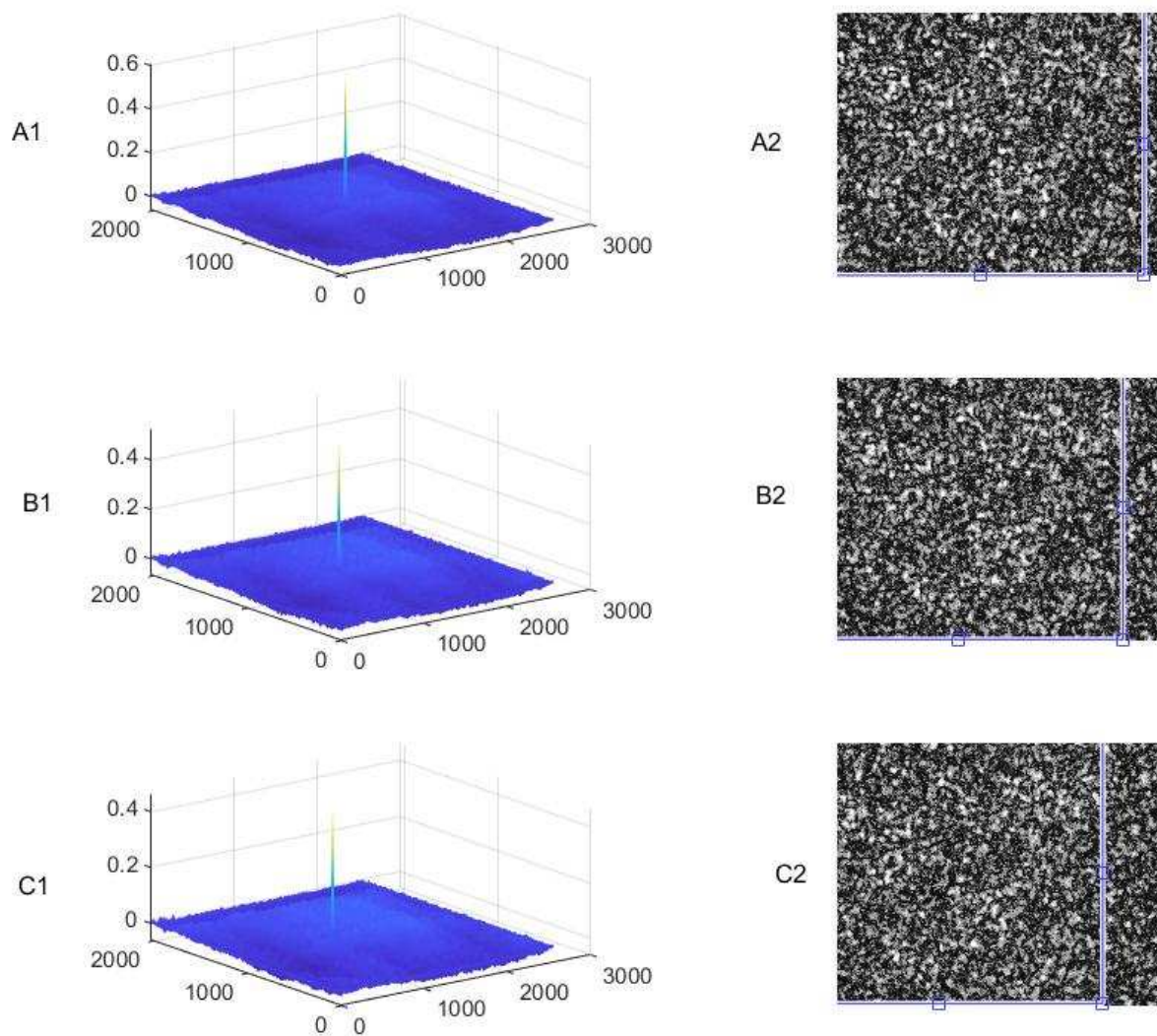
všech polohách pořízeno deset snímků. Získané snímky pole koherenční zrnitosti byly porovnány pomocí Matlabu s referenčním snímkem. Kromě autokorelační funkce, stanovující posuv v ose x a y , je pro lepší demonstraci posuvu použit algoritmus, který přes snímek odpovídající nulovému posuvu umístí snímek posunutého pole koherenční zrnitosti na odpovídající polohu.

V levé části obrázku (7.5) jsou grafy autokorelační funkce, ve kterých se porovnává referenční snímek se snímky posuvu. Posuv je dán změnou polohy maxima autokorelační funkce. V pravé části jsou grafům odpovídající snímky posuvů polí koherenční zrnitosti. Podkladem je referenční snímek pole koherenční zrnitosti odpovídající nulovému posuvu. Na referenčním snímku je umístěn snímek, posunutého pole koherenční zrnitosti (v modrém rámečku) posunutý o výsledek autokorelační funkce, tedy o počet pixelů v x a y ose. Snímky jsou vzájemně posunuty o celočíselné hodnoty pixelů, skutečný posuv snímků A je dán vztahem:

$$A = \sqrt{(p_x \cdot a)^2 + (p_y \cdot a)^2} \quad (7.15)$$

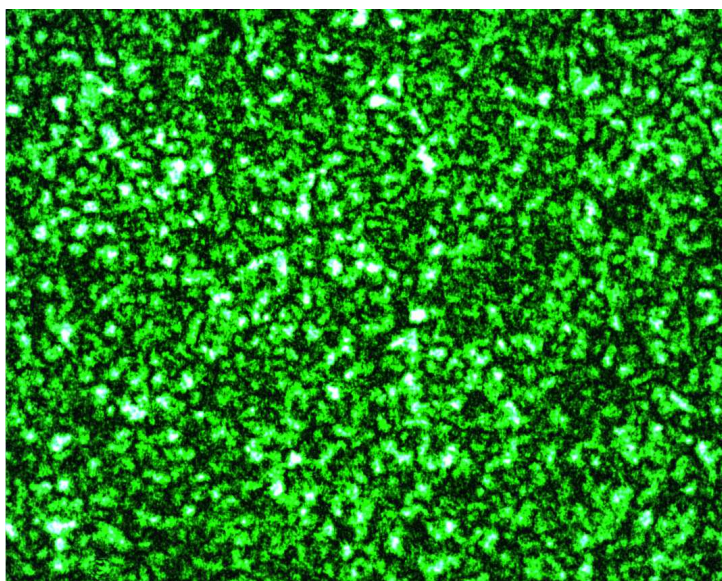
Výsledek autokorelační funkce (posuv v pixelech) je označen p_x a p_y , velikost pixelu je a .

Měření A odpovídá posuvu měřeného objektu $100 \mu m$, B posuv o $200 \mu m$, C posuv o $300 \mu m$. Kromě předpokládaného posuvu v ose x docházelo i drobnému posuvu v ose y . Posuv v ose y byl způsoben drobnou odchylkou rovnoběžnosti detektoru a zbytku měřicí soustavy. Pole koherenční zrnitosti se pohybovalo po ploše detektoru šikmo. Posuv byl uskutečněn převážně ve směru osy x , posuv ose y byl pouze v řádech jednotek procent z celkového posuvu. Následují podrobné tabulky naměřených hodnot, získaných z prvního měření. Kde A_x a A_y je počet pixelů, o které se pole koherenční zrnitosti posunulo na ploše detektoru. Z posuvů objektu v osách x a y se získá celkový posuv a . Rozdíl naměřené a reálné hodnoty je označen Δa . Graf (7.7) vykresluje posuv pole koherenční zrnitosti v osách detektoru x, y .

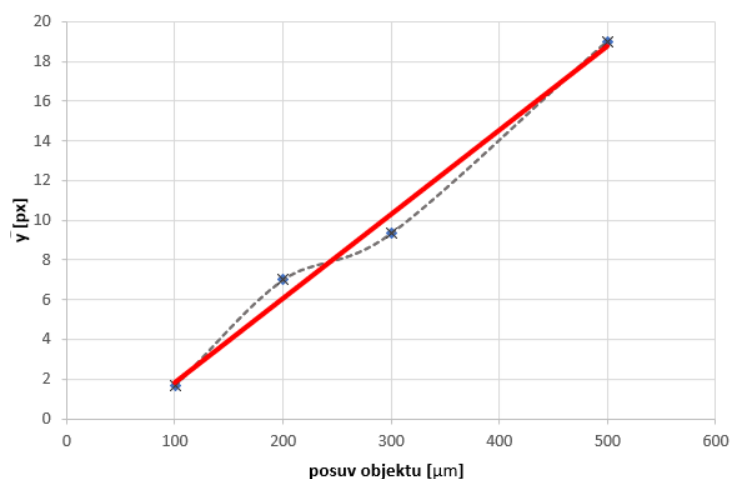


Obrázek 7.5: Graf měření A, B, C

Se zvyšujícím se posuvem $300;500 \mu m$ klesá citlivost měřící soustavy. Porovnávaný snímek má s referenčním snímkem stále menší společnou plochu. Tedy plochu, na základě které se autokorelační funkcí zjišťuje posuv měřeného objektu. Proto jsou naměřené hodnoty ustálené.



Obrázek 7.6: Snímek zaznamenaného pole koherenční zrnitosti



Obrázek 7.7: Graf závislosti posuvu pole koherenční zrnitosti v ose y na posuvu měřeného objektu.

7.6.1 Výsledky měření velkého posuvu

Detailní výsledky měření velkého posuvu poukazují na výbornou opakovatelnost měření, viz. tabulky (7.2),(7.3),(7.4),(7.5). Výsledky měření jsou téměř všechny srovnatelné. Při stálých podmínkách během měření, jsou rozdíly mezi jednotlivými snímky v jednotkách pixelů. Stálými podmínkami se především myslí stabilní uložení měřící soustavy a neměnné externí světlo ideálně nulové, které způsobuje šum při záznamu pole koherenční zrnitosti.

Snímek	$A_x [px]$	$A_y [px]$	$a_x [\mu m]$	$a_y [\mu m]$	$a [\mu m]$	$\Delta a [\mu m]$
1	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513
2	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513
3	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513
4	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513
5	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513
6	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513
7	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513
8	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513
9	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513
10	-83	2	-100,484	2,421	100,513	0,513

Tabulka 7.2: Měření posuvu objektu o 100 μm .

Snímek	$A_x [px]$	$A_y [px]$	$a_x [\mu m]$	$a_y [\mu m]$	$a [\mu m]$	$\Delta a [\mu m]$
1	-165	-8	-199,757	-9,685	199,387	0,613
2	-164	-8	-198,546	-9,685	198,782	0,613
3	-165	-8	-199,757	-9,685	199,387	0,613
4	-165	-8	-199,757	-9,685	199,387	0,613
5	-164	-8	-198,546	-9,685	198,782	0,613
6	-165	-8	-199,757	-9,685	199,387	0,613
7	-165	-8	-199,757	-9,685	199,387	0,613
8	-165	-8	-199,757	-9,685	199,387	0,613
9	-165	-8	-199,757	-9,685	199,387	0,613
10	-165	-8	-199,757	-9,685	199,387	0,613

Tabulka 7.3: Měření posuvu objektu o 200 μm .

Snímek	$A_x [px]$	$A_y [px]$	$a_x [\mu m]$	$a_y [\mu m]$	$a [\mu m]$	$\Delta a [\mu m]$
1	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302
2	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302
3	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302
4	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302
5	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302
6	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302
7	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302
8	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302
9	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302
10	-248	-5	-300,241	-6,053	300,302	0,302

Tabulka 7.4: Měření posuvu objektu o 300 μm .

Celkové výsledky měření posuvu a_x se získají kvantitativním vyhodnocením měření, tedy zprůměrováním všech měření. Průměrují se všechny naměřené hodnoty, pro danou hodnotu posuvu. Shrnutí výsledků měření je obsaženo v tabulce (7.6).

Snímek	$A_x [px]$	$A_y [px]$	$a_x [\mu m]$	$a_y [\mu m]$	$a [\mu m]$	$\Delta a [\mu m]$
1	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841
2	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841
3	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841
4	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841
5	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841
6	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841
7	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841
8	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841
9	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841
10	-417	-14	-504,841	-16,949	504,841	4,841

Tabulka 7.5: Měření posuvu objektu o $500 \mu m$.

Posuv a_x	Veličina	Měření 1.	Měření 2.	Měření 3.	Průměr \bar{a}	Výsledný posuv $a_x [\mu m]$
100	$a_x [\mu m]$	-100,484	-96,852	-100,484	-99,273	$99,294 \pm 0,393$
	$a_y [\mu m]$	-1,210	-7,264	2,421	-2,018	
200	$a_x [\mu m]$	-200,968	-197,336	-199,152	-199,152	$199,332 \pm 0,393$
	$a_y [\mu m]$	-6,053	-9,685	-9,685	-8,475	
300	$a_x [\mu m]$	-296,609	-295,399	-300,241	-297,416	$297,587 \pm 0,393$
	$a_y [\mu m]$	-10,896	-13,317	-6,053	-10,089	
500	$a_x [\mu m]$	-502,420	-501,209	-504,841	-502,823	$503,349 \pm 0,393$
	$a_y [\mu m]$	-27,845	-24,213	-16,949	-23,002	

Tabulka 7.6: Celkové výsledky měření posuvu objektu.

Porovnáváním výsledků jednotlivých měření lze ověřit funkčnost metody, při použití experimentální soustavy popsané výše. Relativní chyba měření posuvu objektu o $a_x = 100 \mu m$ činí $u_r(a_x) \doteq 0,4\%$. Se zvyšujícím se posuvem klesá relativní chyba měření viz vztah (7.12). Pro posuv objektu $a_x = 200 \mu m$ je relativní chyba poloviční tedy $u_r(a_x) \doteq 0,2\%$. Průměrná odchylka naměřené hodnoty posuvu a realizovaného posuvu je $\Delta a = 1,784 \mu m$. Hodnota odchylky se pohybuje v rádech jednotek μm . Posuvu objektu bylo docíleno mikro-posuvným stolcem s nejmenším dílkem stupnice $10 \mu m$. Nelze tedy zaručit přesný posuv objektu pod úroveň $10 \mu m$. Z výsledků plyne, že zvolená konfigurace spolehlivě měří větší posuvy objektu v rádech stovek μm .

7.6.2 Měření malého posuvu

Se stejným uspořádáním měřicí soustavy jsem provedl měření malého posuvu objektu. Malým posuvem je myšlen nejmenší možný odměřitelný posuv, uskutečnitelný na mikroposuvném stolku. Měřené posuvy objektu jsou $a_x = 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90 \mu m$.

Podobně jako při měření velkého posuvu, v každé měřené poloze se zaznamená deset snímků. Snímky jsou následně kvantitativně vyhodnocené. Následující tabulka (7.7) ukazuje zaznamenané výsledky měření malého posuvu.

Sloupec *Veličina* rozděluje celkový posuv objektu do dvou os x a y . Průměrná hodnota celkového naměřeného posuvu z jednotlivých měření se označuje a . Kde Δa je hodnota rozdílu naměřeného a reálného posuvu objektu.

Měření drobného posuvu, v desítekách μm , se při použití geometrického uspořádání (7.1) měřicí soustavy, ukázalo jako nevyhovující. Všechna experimentální měření byla provedena za stejných podmínek. Výsledky měření jsou umístěny v tabulce (7.7). Z výsledků je patrné, že chyby měření jsou stejného řádu jako měřené výsledky. S tímto geometrickým uspořádáním měřicí aparatury nelze přesně měřit posuv objektu menší než $100 \mu m$. Pro měření takto malých posuvů by byla potřeba citlivější sestava. Citlivější sestava by však měla menší rozsah měření, řádově kolem $150 \mu m$. Měření lze brát pouze orientačně, nikoliv však jako přesné. Malé posuvy jsou zatíženy vysokou relativní chybou měření kolem $u_r(a) = 8\%$. Vyšší citlivost se projevuje při záznamu větším posuvem pole koherenční zrnitosti, což má za následek dekorelaci.

Posuv objektu [μm]	Veličina [μm]	Měření 1.	Měření 2.	\bar{a} [μm]	Δa [μm]
10	a_x	0	-1,211	4,956	5,044
	a_y	-7,264	-2,421		
20	a_x	-14,528	-10,896	14,106	5,894
	a_y	-3,632	-2,421		
30	a_x	-29,056	-23,002	26,404	3,596
	a_y	-6,053	2,421		
40	a_x	-36,320	-33,898	35,243	4,757
	a_y	-3,632	2,421		
50	a_x	-49,637	-44,794	47,224	2,776
	a_y	0	1,211		
60	a_x	-58,111	-52,058	55,169	4,831
	a_y	-10,896	-1,211		
70	a_x	-59,322	-64,165	62,245	7,755
	a_y	-10,896	-1,211		
80	a_x	-61,743	-75,060	68,994	11,006
	a_y	-12,107	-1,211		
90	a_x	-71,428	-85,956	79,423	10,577
	a_y	-14,528	0		

Tabulka 7.7: Měření posuvu objektu po 10 μm

Kapitola 8

Závěr

Cílem bakalářské práce bylo popsat možnosti optického měření geometrického tvaru objektů. Porovnání optického a mechanického měření. Vhodné aplikace jednotlivých metod a vysvětlení na jakém principu měří, včetně popisu využitých fyzikálních jevů. Experimentální část práce se zabývá problematikou optického měření posuvu objektů. Pozornost byla věnována především interferenční metodě vyhodnocující posuv objektu, pomocí posuvu pole koherenční zrnitosti.

Před měřením byla provedena analýza geometrického uspořádání měřicí soustavy, kde byly stanoveny intervaly vhodného uspořádání. Vhodné geometrické uspořádání náleží intervalům $L_s \in \langle 0, 1; 0, 5 \rangle$ m, $L_o \in \langle 0, 1; 0, 6 \rangle$ m, $\theta \in \langle 20; 60 \rangle^\circ$. Geometrickým uspořádáním soustavy se mění citlivost, rozsah a přesnost měření. Pro svůj experiment jsem zvolil geometrické uspořádání viz. tabulka (7.1). K záznamu pole koherenční zrnitosti dochází na kamerový maticový detektor.

Pomocí měřicí aparatury byly měřeny posuvy objektu o 100, 200, 300, 500 μm . Objekt generované pole koherenční zrnitosti bylo ve všech polohách zaznamenáno detektorem a vyhodnoceno autokotelační funkcí. Z výsledků v tabulce (7.6) plyne, že naměřené hodnoty odpovídají reálnému posuvu. Chyba naměřené a skutečné hodnoty se pohybuje kolem 1% měřeného posuvu.

Se stejným geometrickým uspořádáním měřicí aparatury jsem provedl druhé experimentální měření posuvů 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, a 90 μm . Výsledky druhého měření byly na rozdíl od výsledků prvního měření velmi nepřesné. Naměřená hodnota se lišila

i o 50% reálné hodnoty. Z toho lze vyvodit závěry, že metoda polí koherenční zrnitosti může efektivně a spolehlivě měřit posuvy objektů pouze v intervalu, který je závislý na geometrickém uspořádání měřící soustavy.

Bibliografie

- [1] J. Reichl a M. Všetická, *Encyklopedie fyziky*. 2006. WWW: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/748-ccd-zakladni-princip> (cit. 31.12.2018).
- [2] T. Kreis, *Handbook of holographic interferometry: optical and digital methods*. Weinheim: WILEY-VCH, 2005, ISBN: 978-3-527-40546-6.
- [3] *Účinky elektromagnetického pole na lidský organismus*. WWW: <https://elektro.tzb-info.cz/13319-ucinky-elektromagnetickeho-pole-na-lidsky-organismus> (cit. 10.11.2018).
- [4] P. Malý a Univerzita Karlova, *Optika*. Praha: Karolinum, 2008, ISBN: 978-80-246-1342-0.
- [5] O. Lepil a Jednota českých matematiků a fyziků, *Fyzika pro gymnázia*. Praha: Prometheus, 2009, ISBN: 978-80-7196-387-5.
- [6] *Physics \textbackslashtextbackslashtextbackslashtextbar Mr Moroney's Site*. WWW: <https://pmoroney.wordpress.com/category/physics/> (cit. 21.11.2018).
- [7] M. Vrbová, *Lasery a moderní optika*. Praha: Prometheus, 1994, ISBN: 978-80-85849-56-1.
- [8] W. d. Physik, *Lasermäuse und andere Nager*. WWW: <https://www.weltderphysik.de/thema/hinter-den-dingen/lasermaeuse/> (cit. 21.11.2018).
- [9] I. Vyšín a J. Říha, *Paprsková a vlnová optika: studijní modul*. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2012, ISBN: 978-80-244-3334-9.
- [10] *Kvalita obrazu ve strojovém vidění*. WWW: <http://kamery.atesystem.cz/know-how/kvalita-obrazu-ve-strojovem-videni/> (cit. 04.04.2019).

- [11] K. Kilián, *Čím se LIDAR liší od radaru a jaká je jeho role v autonomních vozidlech*, cs. WWW: <https://vtm.zive.cz/clanky/cim-se-lidar-lisi-od-radaru-a-jaka-je-jeho-role-v-autonomnich-vozidlech/sc-870-a-195431/default.aspx> (cit. 05.04.2019).
- [12] *A Complete Guide to LiDAR: Light Detection and Ranging*, en-US. srp. 2015. WWW: <https://gisgeography.com/lidar-light-detection-and-ranging/> (cit. 05.04.2019).
- [13] B. Jähne, H. Haussecker a P. Geissler, *Handbook of computer vision and applications*. Citeseer, sv. 2.
- [14] *Computer Vision*. WWW: http://midas.uamt.feec.vutbr.cz/POV/pov_cz.php (cit. 05.04.2019).
- [15] *CMP*, en-US. WWW: <http://cmp.felk.cvut.cz/> (cit. 06.04.2019).
- [16] I. Kálová, *Optické metody měření 3D objektů*, cs. WWW: <http://www.elektrorevue.cz/clanky/05023/index.html#kap2.1.4> (cit. 06.04.2019).
- [17] *Optické 3D měření. Ilona Janáková. Rozvrh přednášky: - PDF*. WWW: <https://docplayer.cz/81307412-Opticke-3d-mereni-ilona-janakova-rozvrh-prednasky.html> (cit. 06.04.2019).
- [18] R. plc, *Renishaw: Jak funguje interferometrický systém?* WWW: <http://www.renishaw.cz/cs/jak-funguje-interferometricky-system38612> (cit. 11.03.2019).
- [19] *Praktické využití interference světla* \textbackslashtextbackslashtextbackslashtextbackslashtextbar *Eduportál Techmania*. WWW: <https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/svetlo/interference-svetla/prakticke-vyuziti-interference-svetla> (cit. 12.12.2018).
- [20] V. Svak, “Interferometrie v bílém světle s vysokou informační účinností”, cze, Diplomová práce, Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta, 2014. WWW: <https://theses.cz/id/2no9id/> (cit. 06.04.2019).
- [21] M. Hrabovský, P. Horváth a Z. Bača, *Koherenční zrnitost v optice*. Univerzita Palackého, 2001.

- [22] “Microscopy by reconstructed wave-fronts”, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, roč. 197, č. 1051, s. 454–487, 1949, ISSN: 2053-9169. DOI: 10.1098/rspa.1949.0075. WWW: <http://www.royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1949.0075> (cit. 29. 12. 2018).
- [23] P. Horváth, P. Šmíd, Univerzita Palackého a Přírodovědecká fakulta, *Koherenční zrnitost a její vybrané aplikace*. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2012, ISBN: 978-80-244-3112-3.
- [24] K. Čermák, *Metody pro měření podélné a transversální rychlosti*. WWW: <http://www.elektrorevue.cz/clanky/03008/index.html> (cit. 30. 12. 2018).
- [25] T. Blumensath a M. E. Davies, “Sampling theorems for signals from the union of finite-dimensional linear subspaces”, *IEEE Transactions on Information Theory*, roč. 55, č. 4, s. 1872–1882, 2009.
- [26] S. G. Rabinovich, *Measurement errors and uncertainties: theory and practice*, eng, 3. ed. New York, NY: AIP Press [u.a.], 2005, ISBN: 978-0-387-25358-9.

Přílohy

Vyhodnocující matlab algoritmus:

```
% nacteni obrazku
```

```
I = rgb2gray(imread('0.tif',1));
```

```
J = rgb2gray(imread('100.tif',1));
```

```
K = rgb2gray(imread('200.tif',1));
```

```
L = rgb2gray(imread('300.tif',1));
```

```
imshowpair(J,I,'montage');
```

```
imshowpair(K,I,'montage');
```

```
imshowpair(L,I,'montage');
```

```
% autokorelace snimku
```

```
a = normxcorr2(I,J);
```

```
b = normxcorr2(I,K);
```

```
c = normxcorr2(I,L);
```

```
subplot(3,2,1)
```

```
surf(a), shading flat;
```

```
subplot(3,2,3)
```

```
surf(b), shading flat;
```

```
subplot(3,2,5)
```

```
surf(c), shading flat;
```

```
[ypeaka, xpeaka] = find(a==max(a(:)));
```

```

xoffSeta = xpeaka-size(I,2)
yoffSeta = ypeaka-size(I,1)
[ypeakb, xpeakb] = find(b==max(b(:)));
xoffSetb = xpeakb-size(I,2)
yoffSetb = ypeakb-size(I,1)
[ypeakc, xpeakc] = find(c==max(c(:)));
xoffSetc = xpeakc-size(I,2)
yoffSetc = ypeakc-size(I,1)

% posuv o ose X a Y
axa=(xoffSeta*3.6)/((0.4/0.2*cos(25))+cos(25))
aya=(yoffSeta*3.6)/((0.4/0.2*cos(25))+cos(25))
axb=(xoffSetb*3.6)/((0.4/0.2*cos(25))+cos(25))
ayb=(yoffSetb*3.6)/((0.4/0.2*cos(25))+cos(25))
axc=(xoffSetc*3.6)/((0.4/0.2*cos(25))+cos(25))
ayc=(yoffSetc*3.6)/((0.4/0.2*cos(25))+cos(25))

subplot(3,2,2)
surf(a), shading flat
imshow(J);
imrect(gca, [xoffSeta+1, yoffSeta+1, size(I,2), size(I,1)]);

subplot(3,2,4)
surf(b), shading flat
imshow(K);
imrect(gca, [xoffSetb+1, yoffSetb+1, size(I,2), size(I,1)]);

subplot(3,2,6)
surf(c), shading flat
imshow(L);
imrect(gca, [xoffSetc+1, yoffSetc+1, size(I,2), size(I,1)]);

```