



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

Interferometrické metody pro měření topografie povrchu

Diplomová práce

Studijní program: N3942 – Nanotechnologie
Studijní obor: 3942T002 – Nanomateriály

Autor práce: **Bc. Marek Mach**
Vedoucí práce: Ing. Pavel Psota, Ph.D.





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

Interferometric methods for surface topography measurement

Master thesis

Study programme: N3942 – Nanotechnology
Study branch: 3942T002 – Nanomaterials

Author: **Bc. Marek Mach**
Supervisor: Ing. Pavel Psota, Ph.D.



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Marek Mach**
Osobní číslo: **M15000214**
Studijní program: **N3942 Nanotechnologie**
Studijní obor: **Nanomateriály**
Název tématu: **Interferometrické metody pro měření topografie povrchu**
Zadávající katedra: **Ústav nových technologií a aplikované informatiky**

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

1. Prostudujte odbornou literaturu a vypracujte literární rešerši o základních principech interferenčních technik pro měření topografie povrchu.
2. Na základě rešerše vyberte vhodnou a z dostupných komponent realizovatelnou metodu a navrhnete experimentální uspořádání.
3. Navržené uspořádání sestavte a proveďte měření topografie vhodných vzorků.
4. Zpracujte naměřená data a zhodnoťte dosažené výsledky.

Rozsah grafických prací: **dle potřeby**
Rozsah pracovní zprávy: **40 - 60 stran**
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**
Seznam odborné literatury:

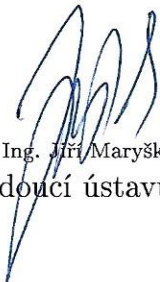
- [1] MALACARA, Daniel. Optical shop testing. 3rd ed. Hoboken, N.J.: Wiley-Interscience, c2007. ISBN 0471484040.
[2] GROSS, Herbert. Handbook of optical systems. Weinheim: Wiley-VCH, 2005. ISBN 9783527403813.

Vedoucí diplomové práce: **Ing. Pavel Psota, Ph.D.**
Ústav nových technologií a aplikované informatiky

Datum zadání diplomové práce: **20. října 2016**
Termín odevzdání diplomové práce: **15. května 2017**


prof. Ing. Zdeněk Plíva, Ph.D.
děkan




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

V Liberci dne 20. října 2016

Prohlášení

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

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

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

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

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

Datum: 12.5.2017

Podpis: Marek Mach

Abstrakt

Tato diplomová práce se zabývá interferometrickými metodami pro měření topografie povrchu. V teoretické části je nastíněn princip charakterizace povrchů. Dále jsou popsány vybrané metody charakterizace povrchů se zaměřením na nekontaktní optické metody. Poté byla popsána povaha a vlastnosti záření.

V experimentální části jsou popsány elementy měřícího uskupení, tedy součásti optické soustavy a měřící přístroje. Dále byl rozebrán princip shromáždění a analytického vyhodnocení dat. Na vhodných vzorcích bylo provedeno měření a ověřena metodika interferometrie s řízenou změnou fáze, dvouvlňové interferometrie a interferometrie skenování vlnovou délkou s nastíněným principem vyhodnocení absolutní interferometrií. Výsledky měření zmíněných metod jsou porovnány a diskutovány.

V této práci byla potvrzena vhodnost využití nekontaktních metod pro analýzu topografie povrchů. Interferometrické metody mají široké pole možnosti využití a dosahují vysoké přesnosti.

Klíčová slova: topografie povrchu, laserové diody, interferometrie s řízenou změnou fáze, dvouvlňová interferometrie, interferometrie skenování vlnovou délkou, absolutní měření vzdáleností

Abstract

This master thesis deals with interferometric methods for surface topography measurement. The issue of surfaces characterization principle is outlined in the theoretical part. Then selected methods for surface characterization, especially non-contact optical methods, were delineated. After that nature and properties light irradiation were described.

The experimental part at first describes elements of measuring setup, ie optical components and measuring devices. Then the principle of data acquisition and analytical evaluation was summarized. Measurements of suitable samples with verified methods of phase-shifting interferometry, dual-wavelength interferometry and wavelength scanning interferometry with outlined principle of absolute interferometry evaluation were performed. The measuring results via mentioned methods were compared and discussed.

In this work suitability of using non-contact methods for surface topography analysis was confirmed. Interferometric methods have a broad field of application and achieve high precision.

Keywords: surface topography, laser diodes, phase-shifting interferometry, dual-wavelength interferometry, wavelength scanning interferometry, absolute distance measuring

Poděkování

Děkuji za možnost vypracování diplomové práce v Regionálním Centru speciální optiky a optoelektronických systémů TOPTEC.

Chtěl bych vyjádřit poděkování lidem, bez kterých by tuto práci nebylo možné dokončit. Mé díky patří vedoucímu práce Ing. Pavlu Psotovi, Ph.D. a konzultantovi Ing. Petru Vojtíškovi, Ph.D. za vedení práce. Vážím si příležitosti s nimi pracovat a možnosti se od nich učit. Jejich rad a vstřícnosti si nevýslovně cením. Nabyté znalosti a zkušenosti se budu snažit uplatnit dále ve svém životě.

Dále bych také chtěl poděkovat svým přátelům, nejvíce skupině známé jako Interstellar 7, a své přítelkyni. V neposlední řadě také své rodině, která při mně vždy stála, za psychickou a materiální podporu po celou dobu studia.

Děkuji.

Věnováno památce Štefana Perneckého (*2.6.1991 - †17.1.2017).
Odpočívej v pokoji, kamaráde.

Obsah

Seznam zkratek	10
1 Úvod	15
2 Topografie povrchů	16
2.1 Charakterizace povrchu	17
3 Metody měření povrchů	19
3.1 Kontaktní metody	19
3.1.1 Mechanický profilometr	19
3.1.2 Mikroskopie atomárních sil	20
3.2 Nekontaktní metody	20
3.2.1 Konfokální mikroskopie	21
3.2.2 Koherenční skenovací mikroskopie	21
3.2.3 Digitální holografická mikroskopie	23
4 Povaha světla, vlastnosti světla, interferometrie	25
4.1 Popis světla	25
4.2 Vlastnosti světla	27
4.2.1 Intenzita	27
4.2.2 Polarizace	27
4.2.3 Koherence	29
4.2.4 Interference dvou monochromatických vln	31
4.2.5 Difrakce	33
4.2.6 Holografie	34
4.3 Typy interferometrů	35
4.3.1 Michelsonův, Twyman - Greenův interferometr	35
4.3.2 Mach-Zehnderův interferometr	36
4.3.3 Sagnacův interferometr	37
5 Experimentální měřicí uskupení	39
5.1 Optická soustava	39
5.1.1 Zdroj záření	39
5.1.2 Kolimátor	43
5.1.3 Dělič svazku	43
5.1.4 Polarizační dělič svazku	43
5.1.5 Referenční zrcadlo	43

5.1.6	Vzorek	43
5.1.7	Objektivová čočka	43
5.1.8	Antivibrační stoly	43
5.1.9	Vláknový dělič svazku	44
5.1.10	Optický vláknový přepínač	44
5.2	Analytické přístroje	44
5.2.1	Detektor - CCD kamera	44
5.2.2	Přístroj pro měření vlnové délky	45
5.2.3	Přístroj pro měření teploty	45
5.2.4	Termokamera	45
5.2.5	Počítač a programové zázemí	45
6	Měření topografie povrchů	46
6.1	Princip shromáždění dat	46
6.1.1	Ukládání dat	46
6.2	Rekonstrukce obrazu	48
6.2.1	Interferometrie s řízenou změnou fáze	48
6.2.2	Interferometrie dvou vlnových délek	52
6.2.3	Interferometrie skenování vlnovou délkou	53
6.2.4	Absolutní interferometrie	54
6.2.5	Výsledky topografických měření	54
7	Realizované projekty a experimenty	67
7.1	Konstrukce a ladění setupu	67
7.2	Vývoj geometrie setupů, konstrukční změny	67
7.3	Stabilita vlnové délky laserů	68
7.4	Měřicí postup a jeho optimalizace	69
7.5	Synchronizace optického výkonu laserů	70
7.6	Teplotní stabilita - měření	71
7.7	Teplotní stabilita - vliv kamery	72
7.8	Disperzní chování děliče svazku	73
8	Diskuze výsledků	76
8.1	Konstrukce interferometru a výpočetní středisko	76
8.2	Optimalizace měření	76
8.3	Topografie povrchů	77
9	Závěr	80

Seznam zkratek

R	Drsnost, z anglického roughness
W	Zvlnění, z anglického waviness
AFM	Mikroskopie atomárních sil, z anglického atom force microscopy
CLSM	Konfokální laserová skenovací mikroskopie, z anglického Confocal laser scanning microscopy
CSI	Koherenční skenovací interferometrie, z anglického Coherence scanning interferometry
WLI	Interferometrie v bílém světle, z anglického White light interferometry
WSI	Interferometrie skenování vlnovou délkou, z anglického Wavelength scanning interferometry
DHM	Digitální holografická mikroskopie, z anglického Digital holographic microscopy
2D	dvoudimenzionální
3D	třídimenzionální
CCD	Označení typu kamery, z anglického charge coupled device
OPD, L, h	Optický dráhový rozdíl, z anglického optical path difference
HI	Holografická interferometrie, z anglického holographic interferometry
TEM	Transverzální šíření elektromagnetické vlny
RTG	Rentgenovo záření
UV	Ultrafialové záření, z anglického ultra-violet
IR	Infračervené záření, z anglického infra-red
M	Zrcadlo, z anglického mirror
BS	Dělič paprsku, z anglického beam-splitter
CL	Kolimační čočka, z anglického collimation lense
OL	Objektivová čočka, z anglického object lense
D	Detektor
S	Zdroj záření, z anglického source
FHWM	spektrální šířka, z anglického full half width maximum
SM	Jednovidový, z anglického single mode
MM	Multi(mnoho)vidový, z anglického multimode
DBF	Distribuovaná zpětná vazba, z anglického distributed feedback
PV	Maximální výškový rozdíl, z anglického peak-to-valley
AI	Absolutní interferometrie
STD	Směrodatná odchylka
RMS	Efektivní hodnota, z anglického root mean square
2WI (Λ)	Dvouvlnová interferometrie s řízenou změnou fáze, vyhodnocení pomocí syntetické vlnové délky
1W-WSI	Interferometrie skenování vlnovou délkou
5W-WSI (AI)	Interferometrie skenování vlnovou délkou, vyhodnocení metodou absolutní itnerferometrie

Seznam obrázků

3.1	Geometrie hrotu	19
3.2	Princip mikroskopu atomárních sil (AFM)	20
3.3	Princip konfokálního mikroskopu	22
3.4	Princip interferometrie v bílém světle (WLI)	23
4.1	Spektrum elektromagnetického záření, převzato [45]	27
4.2	Typy polarizace, převzato [9]	28
4.3	Vzájemné kombinace časové a prostorové koherence, upraveno [19]	32
4.4	Vznik difrakce na překážce, známý experiment se vznikající Poissonovou tečkou	33
4.5	Přechod mezi Fresnelovou a Fraunhoferovou difrakcí	34
4.6	Schéma záznamu hologramu	35
4.7	Schéma rekonstrukce hologramu	36
4.8	Schéma Michelsonova interferometru	37
4.9	Schéma Mach-Zehnderova interferometru	38
4.10	Schéma Sagnacova interferometru	38
5.1	Schéma měřicí aparatury, optická soustava a analytické přístroje	40
5.2	Schéma laserové diody vytvořené pracovníky centra TOPTEC	41
5.3	Testované zdroje záření, Laser firmy Toptica (A), Butterfly Diode (B), prototypové diody (C)	42
6.1	Reálné uspořádání interferometrického setupu	47
6.2	Princip absolutní interferometrie, napojování fáze	55
6.3	Intenzitní profil řádku snímku vzorku (LT zrcadlo) s iteračně zjištěnou fází sinusové funkce, laseru 773 nm	56
6.4	Interferogram zrcadla nakloněného pod vysokým úhlem (HT), viditelná podvzorkovanost	57
6.5	Interferogram vzorku difusního plechu na zrcadle, světlá část nalevo odpovídá zrcadlu, tmavá část napravo plechu	60
6.6	Vyznačené oblasti výpočtu RMS a STD difusního plechu	61
6.7	Vyznačené oblasti výpočtu RMS a STD artefaktu	62
7.1	Test stability vlnové délky laseru Butterfly, 772 nm, měřené High Finesse WS6-200	69

7.2	Opakovatelná teplotní přeladitelnost s proudovou kompenzací bez mode-hoppingu, 773 nm, měřené High Finesse WS6-200	69
7.3	Zdroje záření, zleva laser nad laserovacím prahem, laser pod prahem laserování, nekoherentní zdroj bílého světla	72
7.4	Teplotní vliv kamery	74
7.5	Rozdíl detekovaného obrazu při použití membránového děliče svazku (vlevo) a hranolového děliče svazku (vpravo)	75

Seznam tabulek

2.1	Charakteristické rysy povrchů	18
5.1	Vzorky, geometrie artefaktu (vlevo), difusní plech na zrcadle (vpravo)	44
6.1	Stanovení úhlu α pomocí jednovlnné a dvouvlonné interferometrie . . .	56
6.2	Interferogramy posunuté fáze vzorku LT zrcadlo pro vyhodnocení čtyřkrokovým algoritmem	57
6.3	Fázové pole syntetické Λ (kombinace 773 a 852 nm) pro vzorek LT zrcadlo (vlevo) a vzorek HT zrcadlo (vpravo)	58
6.4	Rozbalená fáze syntetické Λ (kombinace 773 a 852 nm) pro vzorek LT zrcadlo (vlevo) a vzorek HT zrcadlo (vpravo)	58
6.5	Vyhodnocený 2D profil vzorků LT zrcadlo (vlevo) a HT zrcadlo (vpravo) v barevné škále	59
6.6	Vyhodnocený 3D profil vzorků LT zrcadlo (vlevo) a HT zrcadlo (vpravo)	59
6.7	Výsledky měření RMS a STD absolutní a relativní interferometrie difusního plechu	60
6.8	3D profil difusního plechu na zrcadle s vyhodnocením lasery 773-852 nm Absolutní interferometrií (nahore) a Relativní interferometrií (dole)	61
6.9	Označení kombinací použitých laserů pro dvouvlnou interferometrii .	62
6.10	Syntetické vlnové délky všech kombinací zdrojů záření	63
6.11	Výsledky měření RMS a STD artefaktu pomocí dvouvlnové interferometrie všech kombinací laserů, WSI jedné vlnové délky a absolutní interferometrie	63
6.12	Interferogramy posunuté fáze vzorku (artefakt) pro vyhodnocení čtyřkrokovým algoritmem	64
6.13	3D profil artefaktu s vyhodnocením lasery 773-780 nm (vlevo) a 773-852 nm (vpravo)	64
6.14	3D profil artefaktu vyhodnocený pomocí jednovlnové WSI (nahore) a absolutní interferometrií (dole)	65
6.15	Profil řezu artefaktu (jeden řádek OPD), dvouvlnová interferometrie (nahore), jednovlnová WSI (dole-vlevo) a absolutní interferometrie (dole-vpravo)	66
7.1	Proces získávání kalibrovaných parametrů T, I pro řízené množství saturovaných pixelů	71

8.1	Stanovení úhlu α pomocí jednovlnné a dvouvlonné interferometrie . . .	77
8.2	Výsledky měření RMS a STD absolutní a relativní interferometrie difusního plechu	78
8.3	Výsledky měření RMS a STD artefaktu pomocí dvouvlonné interferometrie všech kombinací laserů, WSI jedné vlnové délky a absolutní interferometrie	78
8.4	Porovnání metod použitých při měření artefaktu, po řadě interferometrie dvou vlnových délek s řízenou změnou fáze, interferometrie skenování vlnovou délkou a metoda absolutního vyhodnocení vzdáleností WSI	79

1 Úvod

V dnešní době je kladen vysoký důraz na kvalitu a přesnost funkčních komponent. Tyto komponenty mohou mít charakter libovolného tvaru: ploché, sférické, cylindrické, mohou mít specifický úhel pro správné nasazení, optimální činnost a životnost. Tolerance na odchylky mechanických dílů jsou často méně než jeden mikrometr. V případě high-tech součástí jsou tolerance v řádech jednotek nanometrů. U optických komponent, mezi které patří např. sférické a asférické čočky, hranoly aj., je situace obdobná. Přesnost dílu je kritickým faktorem jeho funkční aplikace. [20]

Ze zmíněného důvodu je kladen velký důraz na vývoj systémů schopných velmi přesného měření kvality komponent, v tomto případě kvality povrchu, tedy topografie povrchu. Mezi běžně používané metody v praxi patří kontaktní metody (profilometrie, AFM) a metody nekontaktní (konfokální mikroskopie a interferometrické metody). Oba typy metod disponují výhodami, např. AFM - atomární přesnost, optické metody mají širší zorné pole a nepoškozují vzorek. V této práci bude využito interferenčních metod.

Interferometrické metody vynikají dosahovanou přesností, která v případě jednovlnové interferometrie dosahuje standardně desítek nanometrů (desetiny vlnové délky použitého zdroje záření), a rychlostí vyhodnocení měření. Zmíněných vlastností lze s výhodou využít při tvorbě robustního a účinného měřicího zařízení vhodného pro řešení stanoveného úkolu.

Cílem práce je seznámení se s problematikou vyhodnocování topografie povrchů a sestavení funkčního měřicího systému schopného vyhodnotit povrchy vybraných vzorků. V této práci bude popsán vývoj měřicí aparatury, optimalizace měřicího procesu a vyhodnocení měření.

2 Topografie povrchů

V této kapitole budou představeny vybrané pojmy z oblasti metrologie povrchů a jejich spojitost s optickými elementy.

Metrologie je obor zabývající se stanovováním fyzikálních a technických veličin a jejich měřením. V případě analýzy povrchů se metrologie zabývá měřením odchylek zkoumaného vzorku od jeho požadovaného tvaru a struktury. Cílem je stanovení topografie povrchů, která shrnuje informaci o struktuře vzorku, tvaru vzorku, povrchové úpravě, textuře, drsnosti či jiných nerovnostech. [5]

Statickou charakterizací topografie vzorku se zabývá rozměrová metrologie, jejímž cílem je stanovení správnosti rozměrů a tvaru vzorku odpovídající jeho funkční aplikaci. Správné rozměry vzorku nemusejí zajišťovat požadované dynamické vlastnosti. K popisu této charakteristiky topografie vzorku slouží povrchová metrologie. Materiálové vlastnosti zkoumá fyzikální metrologie, jenž se zabývá ovlivněním povrchových vlastností vlivem chemického složení a struktury materiálu, mezi které patří například tvrdost, vnitřní pnutí materiálu, či napětím mezi objemovým materiálem a jeho povrchovou vrstvou. Pomocí této analýzy lze předejít rychlému opotřebením či zlepšení rezistence vůči oxidaci. [46]

Vlastnosti materiálu jako jsou adheze, koroze, tření, opotřebením jsou přímým důsledkem povrchových vlastností testovaného materiálu. [20]

Charakter testovaných povrchů nese informaci o způsobu jeho zpracování, kterým může být například broušení, leštění, magneto-reologická úprava, počítačem řízené strojové leštění či úprava iontovým svazkem. Povrchová metrologie se dále zabývá možností zjišťováním příčin poruch funkčních elementů. Na základě těchto analýz lze poruchám předejít, pracovní proces lze optimalizovat. Také lze optimalizovat materiálové vlastnosti a minimalizovat výrobní náklady. [20]

Metody povrchové metrologie lze využít například k analýze protetických náhrad, např. náhrad kyčelního kloubu. Zde slouží ke zjištění opotřebením, vzniku rýh, změnu tvaru protézy atd. Lze je také využít k charakterizaci topografie povrchu optických komponent, jako jsou čočky, asférické čočky, freeform komponenty, u kterých je kladen velmi vysoký důraz na přesnost tvaru. V případě čočky se jedná například o její křivost mající vliv na přesný fokus svazku. [5, 20, 46]

2.1 Charakterizace povrchu

Pro efektivní charakterizaci povrchu je třeba získat kvalitní soubor dat a ten vyhodnotit vhodnou analytickou metodou. Dřívější snaha o popis povrchu byla založena na získání dat pomocí kontaktního profilometru a výsledná data byla vyhodnocena průměrováním. Rozvoj techniky digitálních profilometrů s vysokým rozlišením a vyhodnocování dat počítačovou analýzou přináší více informací a tedy možnost přesnější charakterizace. S využitím metod kontaktních nebo nekontaktních metod, které budou rozebrány dále v textu, byly identifikovány tři příčiny vzniku odchylek. [43, 47]

- Drsnost povrchu - nepřesnost povrchu s vysokou frekvencí (tedy krátkou vlnovou délkou) vzniklá procesem opracování, např. následky broušení a leštění.
- Zvlnění – nepřesnost povrchu se střední a nízkou frekvencí (dlouhou vlnovou délkou) vzniklá nevhodným opracováním, např. vibrace mezi brousícím kolem a vzorkem.
- Chyba formy – nepřesnost povrchu s velmi dlouhou vlnovou délkou vzniklá následkem tepelných procesů nebo v kluzných vedeních či rotačních členech brousícího nástroje.

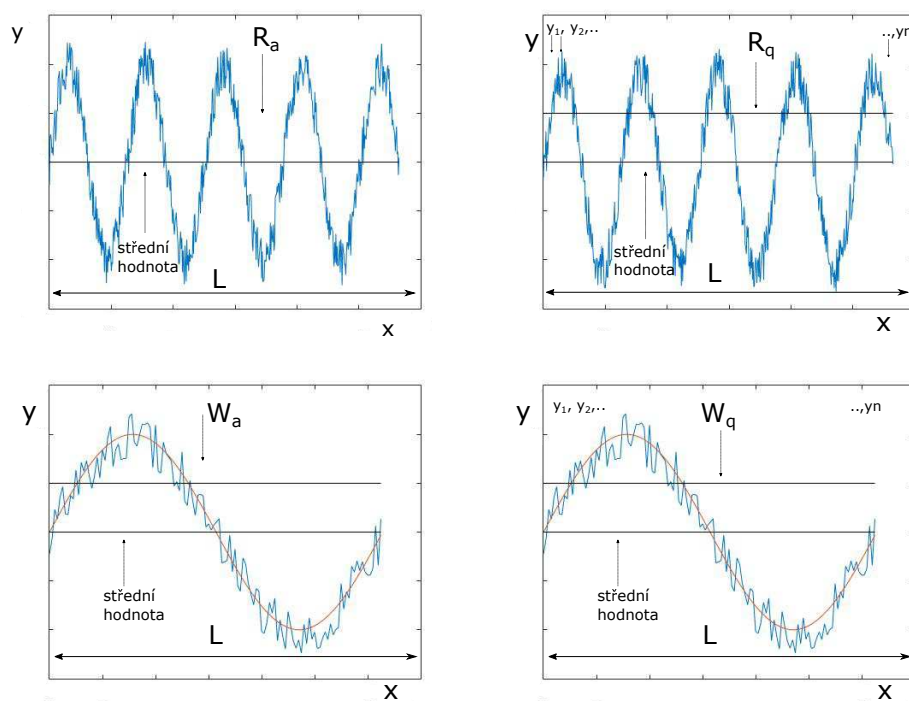
Drsnost je definována jako vertikální odchylka normálového vektoru reálného povrchu od jeho ideální formy. Vysoká hodnota značí drsný povrch a opačně nízká značí hladký povrch. Z hodnot drsnosti lze usuzovat na mechanické vlastnosti vzorku jako jsou např. tribologické vlastnosti – koeficient tření. Nerovnosti povrchu mohou působit jako nukleační centra koroze. Vyšší koeficient drsnosti ovšem může působit kladně na adhezi. Existuje mnoho koeficientů popisujících drsnost. V praxi mezi nejpožívanější patří R_a , $R_q = \text{RMS}$, S_a , S_q , kde koeficienty drsnosti označené písmenem R odpovídají 2D profilu lineárního skenu profilu vzorku a koeficienty drsnosti označené písmenem S odpovídají plošnému skenu. [14, 48] Matematické předpisy R_a , R_q popisují následné rovnice

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |y(x)| dx \quad (2.1)$$

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L y^2(x) dx} \quad (2.2)$$

Koeficienty zvlnění mají analogický popis jako drsnost, W_a , W_q . Vizualní znázornění charakteristik povrchu R a W je vyobrazeno v Tabulce s Grafy 2.1.

Tabulka 2.1: Charakteristické rysy povrchů



3 Metody měření povrchů

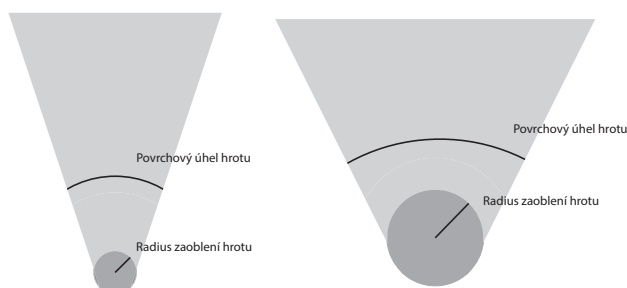
Tato kapitola je zaměřena na popis vybraných metod měření povrchů. Metody jsou rozděleny na kontaktní a nekontaktní s vybranými zástupci.

3.1 Kontaktní metody

Kontaktní metody měření topografie povrchů využívají k charakterizaci povrchu pohyb sondy, typicky diamantový nebo safírový hrot. Vlivem interakce sondy s povrchem může docházet k poškození povrchu a tvorbě rýh, dále dochází k opotřebení povrchu, rozlišení je ovlivněno poloměrem a povrchovým úhlem hrotu, metoda je také časově náročná a nelze pomocí ní analyzovat viskózní vzorky. Na druhou stranu vytváří jasný povrchový profil a lze měřit relativně dlouhé vzdálenosti vzorku. Mezi nejznámější a nejvyužívanější metody patří profilometrie a mikroskopie atomárních sil. [2]

3.1.1 Mechanický profilometr

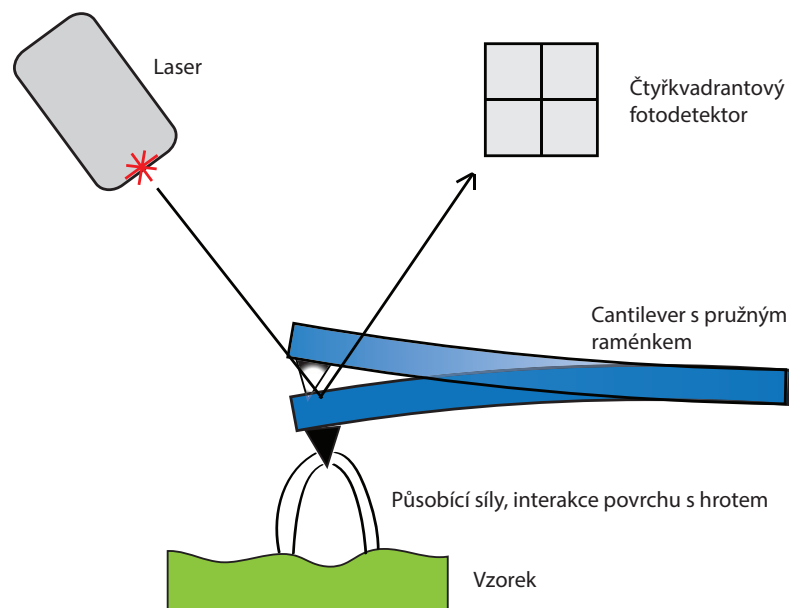
Principem měření povrchových charakteristik pomocí profilometru spočívá v tažení sondy (stylus) po povrchu vzorku a zaznamenávání souřadnic a jejího vertikálního vychýlení. Opačný konec je vybaven šroubovým balančním systémem umožňující nastavení přítláčné síly. Pro přesné měření povrchů je třeba stylus s velmi malým poloměrem a nízkou přítláčnou silou. Geometrie hrotu se liší dle výrobce, typické poloměry jsou 1,5; 2; 2,5; 5 a 10 μm s hrotem o povrchovém úhlu 45°; 60°; 90°. Povrchový úhel odpovídá rozteči hran hrotu stylusu, viz Obrázek 3.1. Přítláčná síla se pohybuje v rozmezí 1 až 100 mN. [2, 15]



Obrázek 3.1: Geometrie hrotu

3.1.2 Mikroskopie atomárních sil

Metoda mikroskopie atomárních sil (z anglického AFM – Atom Force Microscopy) umožňuje měření topologie povrchů v atomárním rozlišení. Princip je velmi podobný profilometrické sondě, v případě AFM mluvíme o cantileveru. Cantilever je tažen v těsné blízkosti povrchu vzorku, kde je následkem působení meziatomárních vazebných sil vychylován z rovnovážné polohy. Vychýlení je sledováno detekcí, čtyřkvadrantovým fotodetektorem, odraženého laserového paprsku, jenž se odráží od cantileveru. Princip sondy je nastíněn na Obrázku 3.2. AFM umožňuje testování v různých režimech vhodných pro jiné typy substrátu. V kontaktním režimu je cantilever tažen po povrchu vzorku, kde je vychylován jeho nerovnostmi vlivem odpuzivých interakcí s povrchem. V nekontaktním modu dochází k tažení cantileveru ve vzdálenosti, kde se uplatňují přitažlivé interakce, především van der Waalseovy, s povrchem vzorku, jenž sondu vychylují z rovnovážné polohy. Tyto interakce jsou však slabé, proto se spíše využívá mód poklepový, při kterém je cantilever rozkmitáván a detekována je velikost amplitudy ohnutí, jenž má spojitost se vzdáleností sondy a vzorku. Morfologie povrchu bezkontaktní metodou se stanovuje na základě měření amplitudy vychýlení rozkmitané sondy nebo měřením změny frekvence kmitání sondy. [31]



Obrázek 3.2: Princip mikroskopu atomárních sil (AFM)

3.2 Nekontaktní metody

Nekontaktní metody měření topografie povrchu se liší absencí mechanické sondy. Typicky se jedná o interferometrické mikroskopy, kde je charakteristika povrchu vyhodnocována zpracováním světelného signálu. Využití nekontaktních metod přináší mnoho výhod, nedochází k poškození povrchu vzorku, testy jsou časově nenáročné. Také lze získat obrazy vzorků ve vysokém rozlišení. Dále lze současně

pozorovat výškový profil a obraz vzorku. Oproti kontaktním metodám lze měřit jemnější nerovnosti povrchu, s výjimkou AFM. U některých mikroskopů je však limitován rozměr vzorku. [3, 4]

Standardními příklady nekontaktních metod jsou konfokální mikroskopie (CLSM), koherenční skenovací mikroskopie (CSI), která se dělí na nízkokoherenční - interferometrie v bílém světle (WLI) a vysokokoherenční - mikroskopie skenování vlnové délky (WSI), a digitální holografická mikroskopie (DHM).

3.2.1 Konfokální mikroskopie

Konfokální laserová skenovací mikroskopie, z anglického *confocal laser scanning microscopy* (CLSM), patří mezi optické rastrovací zobrazovací techniky umožňující zvýšení kontrastu a optického rozlišení využitím pinhole (štěrbiny). Oproti klasické mikroskopii, kde je osvětlen celý povrch vzorku, konfokální mikroskopie snímá pouze bodovou informaci povrchu odpovídající ohnisku fokusující čočky. Signál z míst mimo fokus čočky způsobující šum a snížením rozlišení je eliminován, nebo utlumen přítomnou šterbinou. Úzká šterbina propouští zpět malý optický výkon, tedy je třeba delší expozice snímku. Princip metody je znázorněn na Obrázku 3.3. Optický signál je proto detekován citlivým detektorem a s využitím fotonásobiče nebo kaskádové diody převeden na elektrický signál. Dalším řešením nízké intenzity signálu je využití vysokovýkonového zdroje záření, např. laseru, příliš vysoký výkon může ovšem porušit vzorek. Vertikální a horizontální rastrování je řízeno piezoelektrickými aktuátory ovládající náklon rastrovacích zrcadel. Konfokální mikroskop skenuje velmi tenkou plochu vzorku s volitelnou hloubkou. Tuto vlastnost lze využít k rekonstrukci 3D obrazu profilu vzorku složením souboru 2D snímků. Mikroskop působí jako bodový zdroj světla. Bod jím vytvořený má v ohniskové rovině podobu Airyho disku, který je závislý na numerické apertuře fokusující čočky a vlnové délce použitého zdroje záření. Airyho disk je kritériem rozlišovací schopnosti mikroskopu. Podél optické osy se dále uplatňují difrakční efekty. Bodového rozlišení typicky dosahuje přesnost 200 nm. [35, 38, 42]

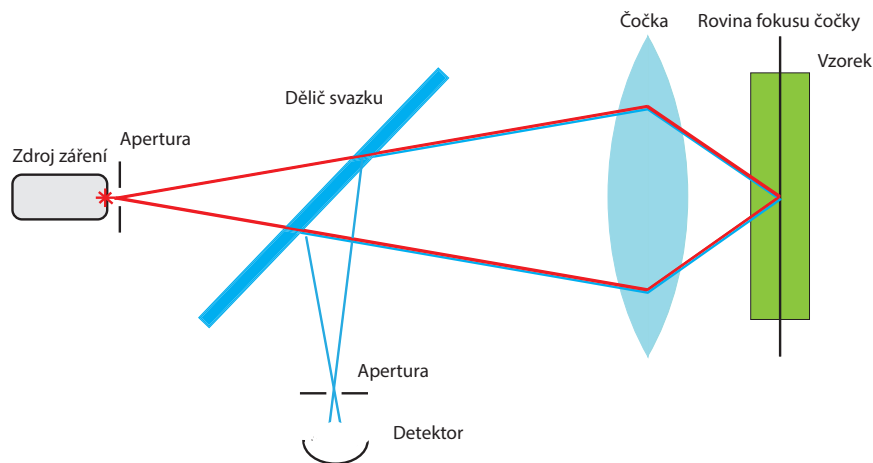
Konfokální mikroskopie nachází uplatnění v materiálových vědách, při zkoumání polovodičových součástech a struktur, krystalografii a v modifikované formě využívajícího efektu fluorescence nachází široké uplatnění v biologii, medicíně při zobrazování dynamického chování buněk a analýze tkání. [35, 38, 42]

3.2.2 Koherenční skenovací mikroskopie

Interferometrie v bílém světle

Interferometrie v bílém světle, z anglického *White Light Interferometry* (WLI), je typem nízkokoherenční vertikální skenovací mikroskopie.

Interferometrie v bílém světle využívá principu Michelsonova interferometru.



Obrázek 3.3: Princip konfokálního mikroskopu

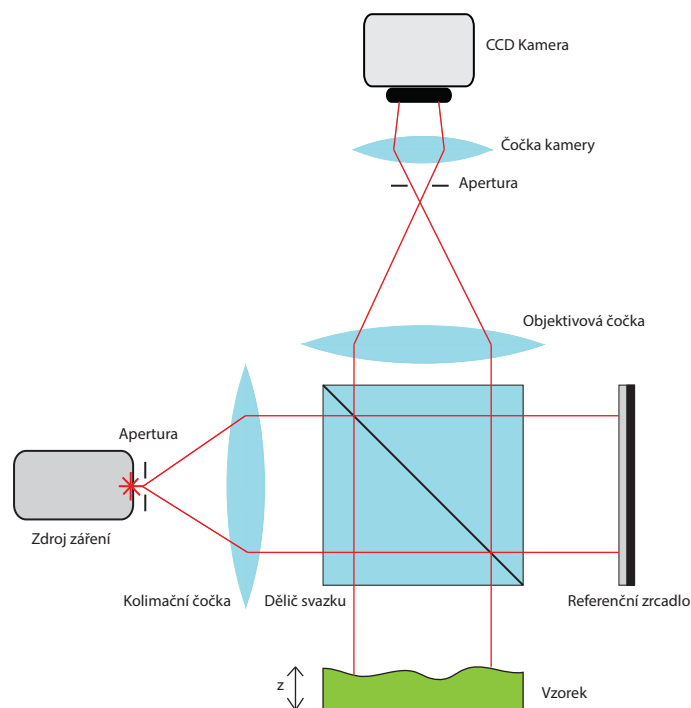
Svazek bílého světla se na děliči rozbíhá do referenčního a objektového ramena, dochází ke zpětnému odrazu a tvorbě interferenčního obrazu na digitální kameře. Struktura interferometru je velmi podobná klasickému mikroskopu, navíc je přítomná kondensační čočka a piezoelektricky ovládaný posuvník vzorku. Bílé světlo se vzhledem k velké pološířce svého spektra vyznačuje nízkou koherenční vzdáleností. To znamená, že interference dvou svazků nastává jen v těsné blízkosti nulového rozdílu OPD (z anglického *optical path difference*, rozdíl optických drah) ramen. Vlna interagující s objektem se vlivem charakteru povrchu mění, tedy nese informaci o topografii povrchu, vzniká tedy 2D řez profilu vzorku. Princip WLI znázorňuje Obrázek 3.4. Měření vzorku probíhá poté skenem/změnou vertikální vzdálenosti vzorku. Detektorem, typicky CCD kamerou, jsou sbírány snímky, které jsou poté matematicky vyhodnoceny. Výsledkem je obraz 3D profilu povrchu vzorku. [1]

Tato metoda se vyznačuje mimo rychlosti měření také nanometrovým rozlišením. Na druhou stranu má limitovanou schopnost měření vzorků s ostrými hranami, či úhly. Je závislá na dobré odrazivosti vzorku. Tedy metoda je vhodná k měření leštěných povrchů. Systém je také citlivý na vibrace. Dále vyžaduje korekce náklonu, které zajišťuje přítomný goniometr. [6]

Interferometrie skenování vlnovou délkou

Interferometrie skenování vlnovou délkou z anglického *Wavelength scanning interferometry* (WSI) je metoda koherenční skenovací interferometrie využívající vysokokoherenční zdroj záření.

Princip metody je analogický metodě WLI. Příchozí svazek záření je v interferometrickém uspořádání rozdělen na dva rovnoměrné svazky do referenční a objektové větve. Vlna po interakci s objektem změní svůj charakter, tedy nese informaci o jeho povrchu. Vlny referenční a objektové poté za děličem svazku



Obrázek 3.4: Princip interferometrie v bílém světle (WLI)

interagují (interferují) a výsledný interferogram je snímán detektorem (typicky CCD kamera). Výsledné interferogramy jsou poté analyticky zpracovávány. [36, 49]

Metoda WSI oproti WLI nevyžaduje žádné mechanicky posuvné komponenty pro změny OPD. V rámci metody WLI jich je dosaženo piezoelektrickou modulací referenčního zrcadla, čímž je generována a následně analyzována změna fáze. V metodě WSI je změna fáze generována změnou vlnové délky použitého zdroje záření, typicky založeného na akustooptickém jevu nebo v případě laserových diod teplotně-proudovou regulací.[36, 49]

Metoda umožňuje vysokorychlostní měření s nanometrovým rozlišením v širokém zorném poli. Umožňuje měřit broušené i leštěné vzorky. Obdobně jako WLI je však přesnost měření limitována nekontinuitou vzorku (hrany, ostré přechody).[36, 49]

3.2.3 Digitální holografická mikroskopie

Digitální holografická mikroskopie, z anglického *Digital Holographic Microscopy* (DHM), je metoda umožňující zachytit 3D obraz zkoumaného vzorku. 3D obraz je rekonstruován z 2D snímku nazývaného hologram, vznikajícího interferencí objektové a referenční vlny, opětovným osvětlením referenční vlnou. Oproti klasické fotografii, kde je informace o fázi ztracena, vzniká obraz nesoucí úplnou informaci o objektu, získáme tak „prostorovost“. Z různých úhlů poté můžeme pozorovat různé projekce vzorku a hloubku. Detekována je tedy intenzita vlny i fáze. V klasické holografii je obraz ukládán do záznamového media, mezi které typicky patří

halogenstříbrné emulze, dichromované želatiny a fotopolymery. Tyto materiály se vyznačují velkým prostorovým rozlišením, na druhou stranu je jejich využití časově náročné a nedynamické (nezachycují proces v reálném čase). Materiály často vyžadují další chemické ošetření, které může uchovanou informaci v hologramu narušit. [18, 29, 41, 45]

Pro možnosti technického měření se vyvinula metoda holografické interferometrie (HI), jenž spojuje vlastnosti holografie a interferometrie. Využívá i technického vývoje v elektronickém odvětví, jako záznamové médium je poté využito citlivé CCD kamery. Dále došlo k rozvoji výpočetních metod a tedy i k efektivním analytickým výpočetním algoritmům.

Geometrie holografického mikroskopu má dvě podoby: in-line a off-axis. Liší se úhlem dopadu vln, jsou-li paralelní, metodu nazýváme in-line, svírají-li mezi sebou určitý úhel, poté se jedná o geometrii off-axis.

Využití nachází holografická interferometrie u měření statických i dynamických veličin. Techniku HI lze využít k řešení dvou základních problémů – k měření 3D struktury povrchů a lokalizaci mikroobjektů v 3D objemu. Umožňuje měření tvarů povrchů (difusních s velkou drsností) s přesností na zlomky použitého elektromagnetického záření. Možnost měřit změnu fáze vlny lze aplikovat při měření mechaniky tuhých těles i tekutin, změna délky OPD při šíření světla v průhledných médiích – stanovení rozložení hustoty, resp. indexu lomu. [18, 29, 41, 45]

4 Povaha světla, vlastnosti světla, interferometrie

Tato kapitola se zabývá popisem vlastností záření a jejich využití pro interferometrická měření.

4.1 Popis světla

Na světlo lze nahlížet ze dvou různých pohledů. Částicová fyzika nahlíží na světlo jako na proud částic zvané fotony. Vlnová fyzika pohlíží na světlo jako elektromagnetické vlnění. Tento vzájemně ekvivalentní vztah popisuje vlnově korpuskulární dualismus. To znamená, že vlna i částice mají energii \mathcal{E} a jsou si rovny.

$$\mathcal{E}_{\text{částice}} = mc^2 = h\nu = \mathcal{E}_{\text{vlna}} \quad (4.1)$$

V rovnici vystupuje m značící klidovou hmotnost fotonu, c odpovídá rychlosti šíření světla ve vakuu, symbol h reprezentuje Planckovu konstantu a ν značí frekvenci vlnění.

Pro účely této práce využijeme vlnový charakter světla jenž je podstatný pro popis jevů interference, difrakce, nebo lomu.

Světlo je transverzální (příčné) elektromagnetické vlnění (TEM) vznikající oscilací vzájemně ortogonálního elektrického a magnetického pole s kmity kolnými na směr šíření vlny. Z tohoto důvodu lze vývoj vlny popsat Maxwellovými rovnicemi, jenž popisují časový vývoj elektrického a magnetického pole. Z Maxwellových rovnic lze odvodit vlnová rovnice popisující vývoj elektromagnetické vlny v prostředí, která pro vakuum nabývá tvaru [7, 24, 45]

$$\nabla^2 \mathbf{U} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2} = 0 \quad (4.2)$$

$\mathbf{U} = (U_x, U_y, U_z)$ značí vektor elektrického pole a $\Delta = \nabla^2$ značí Laplaceův operátor, pro který platí

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (4.3)$$

Z rovnice 4.2 plyne, že jednotlivé složky vektoru $\mathbf{U} = (U_x, U_y, U_z)$ jsou vzájemně nezávislé. Tato vlastnost umožňuje popis vlny společnou skalární funkcí U . Rovnice

popisující šíření elektromagnetické vlny ve směru z nabývá tvaru:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0. \quad (4.4)$$

Řešením této Laplaceovy rovnice je v poloze z a čase t obecná lineárně polarizovaná harmonická rovinná vlna s předpisem:

$$\hat{U}(z, t) = \hat{U}_0 \exp(j(\omega t - kz + \phi_0)), \quad (4.5)$$

kde \hat{U}_0 je komplexní amplituda vlny, závorka $(\omega t - kz + \phi_0)$ je fáze vlny jejíž počáteční hodnota je ϕ_0 . Dále $j \in \mathbb{C}$ je komplexní jednotka a k je vlnový vektor. Pro reálnou část vlny poté platí

$$U(z, t) = \text{Re } \hat{U}(z, t) = U_0 \cos(\omega t - kz + \phi_0) \quad (4.6)$$

a U_0 značí reálnou amplitudu vlny.

Vlnový vektor k popisuje vztah s vlnovou délkou λ použitého záření. Jeho absolutní hodnota je poté rovna.

$$|k| = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.7)$$

Dále ω je úhlová frekvence vlny:

$$\omega = 2\pi\nu \quad (4.8)$$

Pro vlnu šířící se ve vakuu dále platí, že její vlnová délka je rovna

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu}, \quad (4.9)$$

kde T je její perioda.

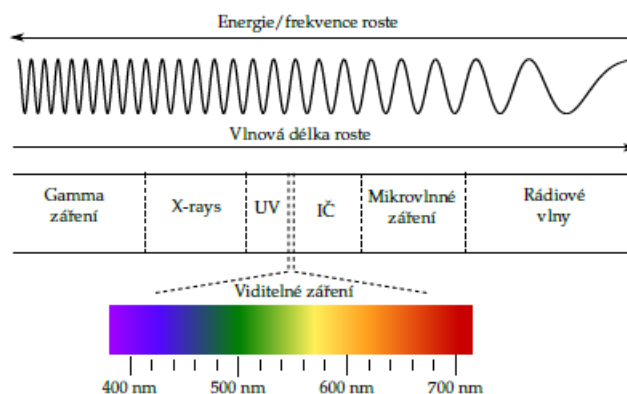
V případě, že se vlna šíří v jiném prostředí (sklo, vzduch), dochází ke změně rychlosti jejího šíření oproti vakuu úměrné faktorů n , tedy indexu lomu prostředí

$$v_n = \frac{c}{n}. \quad (4.10)$$

Frekvence vlny ovšem zůstává zachována, tedy lze ukázat, že i vlnová délka záření se při průchodu mediem mění.

$$\lambda_n = v_n T = \frac{v_n \lambda}{c} = \frac{\lambda}{n} \quad (4.11)$$

Elektromagnetické záření lze rozdělit dle klesajícího množství přenášené energie na kosmické záření, gamma záření, RTG záření, ultrafialové (UV) záření, viditelné světlo, infračervené (IR) záření, mikrovlnné záření a radiové vlny. Toto energetické rozlišení záření dohromady tvoří elektromagnetické spektrum, jenž je znázorněno na Obrázku 4.1. [7, 24, 45]



Obrázek 4.1: Spektrum elektromagnetického záření, převzato [45]

4.2 Vlastnosti světla

4.2.1 Intenzita

Přímé pozorování elektrického pole není možné pozorovat, protože oscilace pole dosahuje velmi vysokých frekvencí. (Pro zelené světlo s vlnovou délkou 500 nm je frekvence $\nu \approx 6 \times 10^{14}$ Hz). Žádný z dosud známých detektorů, např. lidské oko, CCD kamera či fotodioda není schopen takto vysoké frekvence detekovat, jedná se o kvadratické detektory. Dokáží měřit časově středovaný kvadrát intenzity elektrického pole, který má fyzikální význam intenzity světla. Jejich relaci zachycuje následující vztah

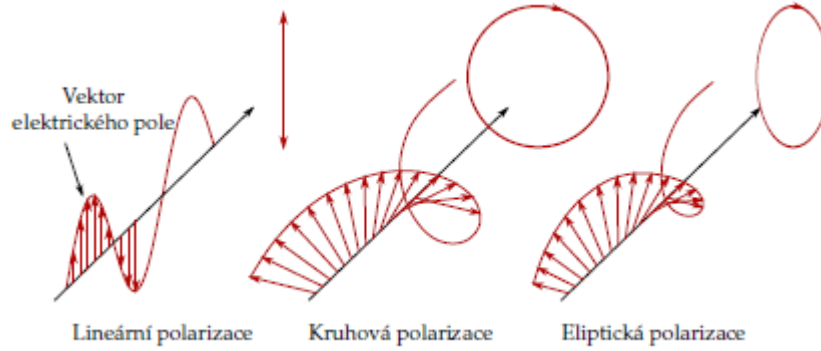
$$I \approx \langle \mathbf{U}^2 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |\mathbf{U}|^2 dt \quad (4.12)$$

Relace úměrnosti mezi intenzitou světla I a středovaným kvadrátem intenzity elektrického pole \mathbf{U} je zde způsobena zanedbáním konstanty. [24, 45]

4.2.2 Polarizace

Pro popis směru kmitání vektoru intenzity elektrického pole \mathbf{U} elektromagnetické vlny slouží pojem polarizace. Pro rovinou harmonickou monochromatickou vlnu šířící se ve směru z mohou obecně nastat čtyři případy. Kmitá-li vektor \mathbf{U} zcela nahodile, jedná se o vlnění nepolarizované, jež typicky vzniká tepelným vyzařováním tělesa, např. žárovka, Slunce. Kmitá-li vektor pouze podél jedné z os kolmých na směr šíření, jedná se o světlo lineárně polarizované, které může vznikat např. v laserech. Lineárně polarizované vlny využijeme k vysvětlení zbylých dvou typů polarizace světla, polarizace kruhové a eliptické. Typy polarizace jsou graficky znázorněny na Obrázku 4.2. [9, 45]

Uvažujme rovinou harmonickou vlnu $\mathbf{U} = (U_x, U_y)$ šířící se v kladném směru osy z .



Obrázek 4.2: Typy polarizace, převzato [9]

Jednotlivé složky vektoru lze zapsat

$$U_x = U_{0x} \cos(\omega t - kz + \phi_x) \quad (4.13)$$

$$U_y = U_{0y} \cos(\omega t - kz + \phi_y) \quad (4.14)$$

Zafixujeme pevné z a sledujeme časový vývoj koncového bodu vektoru \mathbf{U} v rovině $z = konst.$ Předěšlé vztahy lze upravit

$$\frac{U_x}{U_{0x}} = \cos(\omega t - kz) \cos(\phi_x) - \sin(\omega t - kz) \sin(\phi_x) \quad (4.15)$$

$$\frac{U_y}{U_{0y}} = \cos(\omega t - kz) \cos(\phi_y) - \sin(\omega t - kz) \sin(\phi_y) \quad (4.16)$$

Rovnici 4.15 vynásobíme $\sin(\phi_y)$ a rovnici 4.16 $-\sin(\phi_x)$ a poté je sečteme

$$\frac{U_x}{U_{0x}} \sin(\phi_y) - \frac{U_y}{U_{0y}} \sin(\phi_x) = \cos(\omega t - kz) \sin(\phi_x - \phi_y) \quad (4.17)$$

Rovnice 4.15 a 4.16 upravíme ještě jednou analogickými úpravami vynásobením $\cos(\phi_y)$ a $-\cos(\phi_x)$

$$\frac{U_x}{U_{0x}} \cos(\phi_y) - \frac{U_y}{U_{0y}} \cos(\phi_x) = \sin(\omega t - kz) \sin(\phi_x - \phi_y) \quad (4.18)$$

Po umocnění a sečtení rovnice 4.17 a 4.18 získáme eliptickou rovnici polarizace

$$\left(\frac{U_x}{U_{0x}}\right)^2 - 2\frac{U_x}{U_{0x}}\frac{U_y}{U_{0y}}\cos(\phi_x - \phi_y) + \left(\frac{U_y}{U_{0y}}\right)^2 = \sin^2(\phi_x - \phi_y) \quad (4.19)$$

V rovině $z = konst.$ opisuje koncový bod vektoru \mathbf{U} obecné harmonické vlny eliptickou křivku. Rovnice je tedy obecným předpisem harmonické vlny závisící na parametrech U_{0x} , U_{0y} a $\Delta\phi = \phi_x - \phi_y$. Dle parametrů rozlišujeme následující případy polarizace [9, 45]

- Pro $\Delta\phi = 0$ se rovnice 4.19 upraví do lineární podoby s vektorem \mathbf{U} kmitající v ose prvního a třetího kvadrantu. Světlo poté nazýváme lineárně polarizované.
- Pro $\Delta\phi = \pi$ opět získáme lineární rovnici s vektorem \mathbf{U} kmitající v ose druhého a čtvrtého kvadrantu. Světlo opět nazýváme lineárně polarizované.
- Pro $\Delta\phi \pm \frac{\pi}{2}$ obdržíme předpis elipsy. Světlo poté nazýváme elipticky polarizované. V případě "+" jde o pravotočivou orientaci, v případě "-" poté o levotočivou.
- Je-li $\Delta\phi \pm \frac{\pi}{2}$ a zároveň $U_{0x} = U_{0y} = U_0$. Předpis obdrží tvar kružnice a hovoříme tedy o kruhové polarizaci světla. V případě "+" jde o pravotočivou orientaci, v případě "-" poté o levotočivou.

[9, 45]

4.2.3 Koherence

Vysoká koherence světla je nutnou, avšak nikoliv postačující podmínkou vzniku interferenčního obrazce. Dalšími důležitými faktory jsou obdobné, nejlépe stejné, roviny polarizace a obdobný, nejlépe stejný, poměr intenzit interferujících svazků.

V rámci této práce se budeme zabývat dvěma nejdůležitějšími typy koherence. Koherencí časovou, jež popisuje vzájemnou korelaci časového vývoje vlny a koherencí prostorovou, jež popisuje vzájemnou korelaci částí jedné vlnoplochy. Kombinace možností koherence jsou vyznačeny v Obrázku 4.3.

Časová koherence

Časová koherence popisuje monochromatickosti zdroje záření. Mějme elektromagnetickou vlnu. Je-li fázový rozdíl v čase t a $(t + \tau)$ konstantní pro libovolně dlouhý časový úsekl τ , řekneme, že je vlnění zcela koherentní. Jedná se o ideální případ monochromatického zdroje, kterému se v praxi lze pouze přiblížit. Zdroje tedy můžeme rozlišit dle koherenční délky na: [19, 33, 40, 45]

- *zcela koherentní* - ideální monochromatický (jednofrekvenční) zdroj,
- *vysoce koherentní* - koherenční délka se pohybuje v rádech stovek kilometrů, příkladem je tepelně stabilizovaný plynový *He-Ne (helium-neonový)* laser využívaný v metrologii,
- *koherentní* - koherenční vzdáleností bývá v řádu jednotek milimetrů až centimetrů, např. laserové diody,
- *nízko koherentní* - koherenční vzdáleností se pohybuje v řádu jednotek mikrometrů, příkladem jsou tepelné zdroje (např. žárovka).
- *nekoherentní* - nastává v případě, že rozdíl fází není konstantní ani při velmi krátkém časovém intervalu

Pro zdroje s velice nízkou koherenční vzdálenost lze pozorovat interference pruhy, např. pomocí interferometrů Michelsonova typu, pouze v případě, pokud jsou délky referenčního a objektového ramena téměř identické. Tohoto principu se využívá u interferometrie v bílém světle (WLI).

Časovou korelaci fluktuací stacionární vlny v pevném bodě \mathbf{r} lze vyjádřit časovou (autokorelační) koherenční funkcí $G(\tau)$ s předpisem

$$G(\tau) = \langle U^*(t)U(t + \tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U^*(t)U(t + \tau) dt \quad (4.20)$$

Pro pochopení rovnice budeme uvažovat, že $\langle U(t) \rangle = 0$. To je možné v případě, kdy fáze vlny dosahuje náhodně se stejnou pravděpodobností hodnot z intervalu $[0; 2\pi]$. Tedy i fáze součinu $U^*(t)U(t + \tau)$ nabývá náhodných hodnot z intervalu $[0; 2\pi]$ a fázor funkce má libovolný směr. Tento stav odpovídá časově nekorelované vlně, pro kterou časová koherenční funkce vymizí. Je-li vlna ve vzájemné korelaci, fáze vln součinu $U^*(t)U(t + \tau)$ mají mezi vzájemný definovaný vztah, tedy fázor součinu má preferovaný směr, poté autokorelační funkce nevymizí.

Časová koherenční funkce obsahuje informaci o intenzitě při ($I = G(0)$) a dále také o koherenci(korelaci) stacionární vlny. Pro vyjádření míry koherence záření využijeme normovaný tvar koherenční funkce, který je již nezávislý na intenzitě. Tuto funkci $g(\tau)$ nazýváme komplexní stupeň časové koherence vlny

$$g(\tau) = \frac{G(\tau)}{G(0)} = \frac{\langle U^*(t)U(t + \tau) \rangle}{\langle U^*(t)U(t) \rangle}. \quad (4.21)$$

Absolutní hodnota této funkce se pohybuje v rozmezí

$$0 \leq |g(\tau)| \leq 1. \quad (4.22)$$

Konstantní hodnotu $|g(\tau)| = 1$ při libovolném τ má pouze ideální, dokonale koherentní (dokonale monochromatický) zdroj. Reálný zdroj záření dosahuje $|g(\tau)| = 1$ při $\tau = 0$ a s rostoucím časem klesá k nule. Při dostatečně dlouhém časovém zpoždění se tedy záření stává nekoherentní. Časový úsek, kdy si vlna sama sebe pamatuje, tedy je dostatečně koherentní ($|g(\tau)|$ neklesne pod určitou hodnotu, např. $(\frac{1}{2}, \frac{1}{e})$) se nazývá koherenční doba

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g(\tau)|^2 d\tau. \quad (4.23)$$

Pro hodnoty $\tau < \tau_c$ mluvíme o "silné" korelaci a pro $\tau_c < \tau$ o "slabé" korelaci.

Pomocí koherenční doby můžeme vypočítat koherenční délku

$$L_c = c\tau_c. \quad (4.24)$$

V případě, že je koherenční délka větší než rozdíl optických drah ($L_c > \Delta L$) zkoumaného systému, se záření vůči tomuto systému jeví zcela koherentní.

Koherenční délku lze také přibližně vypočítat z charakteristiky spektrální šířky čáry zdroje záření

$$L_c \approx \frac{\lambda_{central}^2}{\Delta\lambda} \quad (4.25)$$

$\Delta\lambda$ je spektrální šířka čáry, z *anglického full half-width maximum* (FHWM).
[11, 19, 26, 40, 45]

Prostorová koherence

Prostorová koherence popisuje míru vzájemné schopnosti interference libovolných dvou bodů jedné vlnoplochy. Pro ideální bodový zdroj viditelně interferuje každý bod vlnoplochy s libovolným jiným bodem stejné vlnoplochy. V praxi bodový zdroj neexistuje, reálné zdroje se tedy vyznačují nižší prostorovou koherencí. [11, 19, 40, 45]

Prostorovou koherenci pro libovolné dva body r_1 a r_2 lze popsat vzájemnou koherenční funkcí

$$G(r_1, r_2, \tau) = \langle U^*(r_1, t)U(r_2, t + \tau) \rangle. \quad (4.26)$$

Tento vztah po znormování přechází na funkci s významem komplexního stupně koherence

$$g(r_1, r_2, \tau) = \frac{G(r_1, r_2, \tau)}{\sqrt{I(r_1)I(r_2)}}. \quad (4.27)$$

V případě, že $r_1 = r_2 = r$ přechází předchozí rovnice na rovnici komplexního stupně časové koherence. Je-li zároveň $\tau = 0$, poté je rovna funkce $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}, 0) = I(\mathbf{r})$ intenzitě v bodě \mathbf{r} . Analogicky jako v případě časové koherence nabývá hodnot

$$0 \leq |g(r_1, r_2, \tau)| \leq 1. \quad (4.28)$$

Funkce $g(r_1, r_2, \tau)$ odpovídá míře korelace fluktuací vlny v bodech r_1 a r_2 při vzájemném časovém zpoždění o τ . Dále při náhodné vzájemné fluktuaci fázorů vlny $U(r_1, t)$ a $U(r_2, t)$, kde každý z fázorů nabývá se stejnou pravděpodobností libovolné hodnoty z intervalu $[0; 2\pi]$, tedy fáze vlny součinu $U(r_1, t)$ a $U(r_2, t + \tau)$ mezi sebou nemají definovaný vztah a střední hodnota jejich součinu $U^*(r_1, t)U(r_2, t + \tau)$ vymizí. Korelační funkce nabývá $|g(r_1, r_2, \tau)| = 0$. Tento stav tedy odpovídá prostorově nekorelované vlně. Stav, pro který platí $|g(r_1, r_2, \tau)| = 1$ značí naprostou korelaci vlny v libovolných dvou bodech vlnoplochy při jejich libovolném časovém zpoždění τ . Funkce $g(r_1, r_2, \tau)$ tedy popisuje časovou i prostorovou koherenci záření. [17, 19, 40, 45]

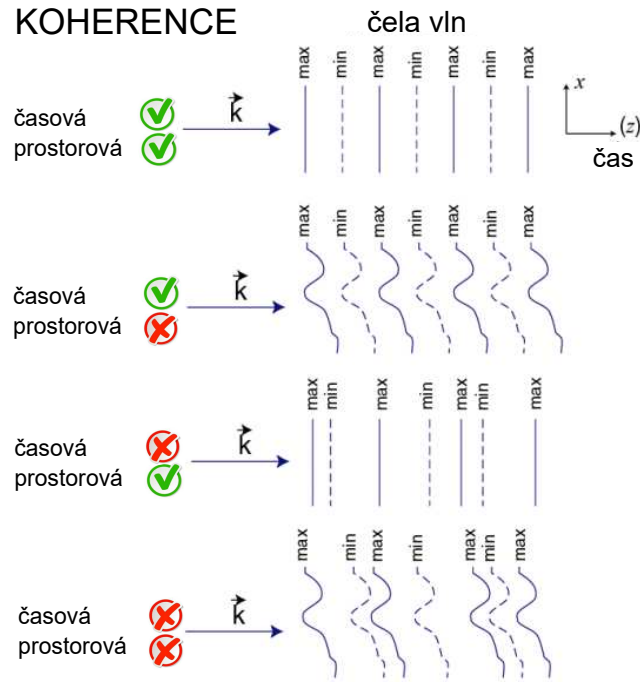
4.2.4 Interference dvou monochromatických vln

Mějme dvě monochromatické vlny šířící se ve stejné rovině polarizace. V libovolném bodě D je poté výsledná vlna superpozicí jednotlivých vln [7, 25, 45]

$$U = U_1 + U_2. \quad (4.29)$$

Pozorovatelnou veličinou v bodě D je však výsledná intenzita, která je rovna součtu intenzit jednotlivých vln a interferenčního členu

$$I = (U_1 + U_2)(U_1 + U_2)^* = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi \quad (4.30)$$



Obrázek 4.3: Vzájemné kombinace časové a prostorové koherence, upraveno [19]

Symbol * značí komplexně sdružený člen. Interferenční člen je poté úměrný fázovému rozdílu obou vln $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$. Interferují - li dvě monochromatické vlny stejné polarizace, ale různé frekvence $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$, kde jednotlivě členy jsou po řadě frekvence jednotlivých vln, je třeba interferenční člen rozšířit. Interferenční rovnice poté přechází do tvaru [7, 45, 25]

$$I = (U_1 + U_2)(U_1 + U_2)^* = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi - 2\pi\Delta\nu t) \quad (4.31)$$

Fázový rozdíl interferenčního členu lze vyjádřit jako $\Delta\phi = \frac{4\pi\Delta L}{\lambda}$. Tedy je závislý na vlnové délce a ΔL , jenž je optický dráhový rozdíl, z *angl.* optical path difference (OPD).

- Je-li $\Delta\phi = 2m\pi$, kde $m \in \mathbb{N}_0$, dosahuje intenzita interferujících vln maxima I_{max} .
- Je-li $\Delta\phi = 2(m+1)\pi$, kde $m \in \mathbb{N}_0$, dosahuje intenzita interferujících vln minima I_{min} .

Uvedené rovnice platí v omezeném rozsahu, na vlny jsme kladli nárok monochromaticnosti, koherence a stejné polarizace. Tyto vlastnosti získáme pokud je zdroj obou vln stejný. V případě odlišných polarizací dochází k omezené schopnosti interference vln. Jsou-li vlny polarizovány navzájem ortogonálně, nedochází k žádné interferenci. Stejně tak nedochází k interferenci od dvou vzájemně nekoherentních zdrojů

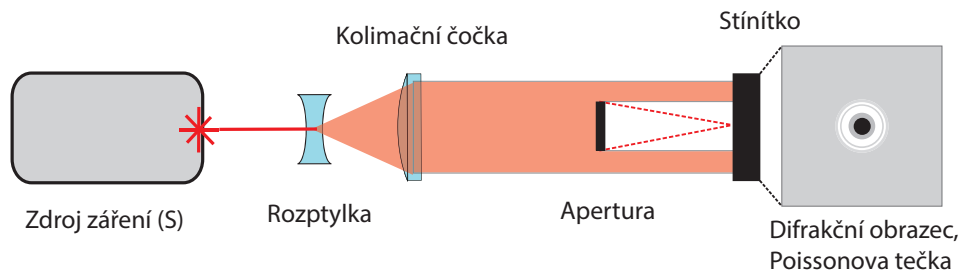
např. dvou termální zdrojů. V těchto případech pozorujeme na stínítku či detektoru pouze součet intenzit jednotlivých zdrojů. Veličina popisující měřený kontrast jevu interference se nazývá *viditelnost interferenčního obrazce* a její matematický zápis odpovídá následujícímu vztahu

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (4.32)$$

Hodnoty veličiny viditelnosti se pohybují v rozmezí intervalu $\langle 0; 1 \rangle$ a intenzity I_{max} a I_{min} po řadě odpovídají hodnotám intenzit v sousedním světlém a tmavém proužku. [7, 25, 45]

4.2.5 Difrakce

Difrakcí rozumíme jev, kdy lze světlo, po průchodu štěrbinou nebo překonání neprůsvitné bariéry, detekovat na stínítku či detektoru v geometrickém stínu. Poté říkáme, že se světlo, vlivem příčného omezení vlny, na překážce (šterbině) ohýbá (difrakuje). Toto chování je nejpatrnější, pokud velikost štěrbiny je úměrná vlnové délce použitého světla a je přímým důsledkem Huygensova principu. Huygensův princip říká, že každý bod čela vlnoplochy v libovolném čase je zdrojem sekundárního záření. Obálkou vzniklých kulových vlnoploch těchto zdrojů v čase o něco pozdějším je nová vlnoplocha. Jev difrakce tedy potvrzuje vlnovou povahu světla. [8, 37, 23, 45]

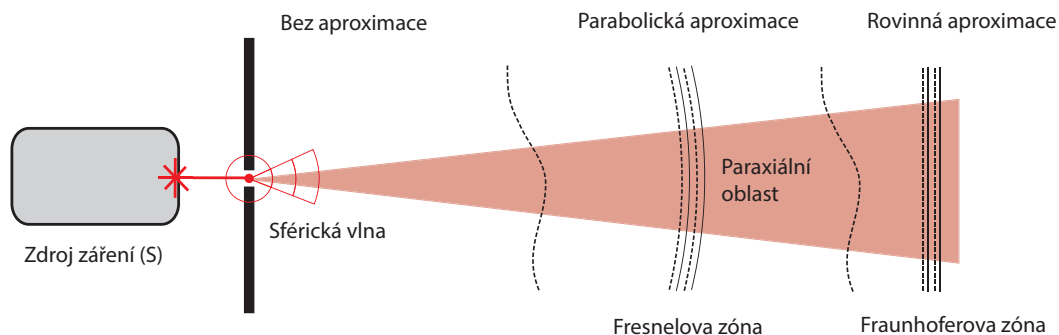


Obrázek 4.4: Vznik difrakce na překážce, známý experiment se vznikající Poissonovou tečkou

Výslednou vlnu, vznikající difrakcí na štěrbině či objektu, viz Obrázek 4.4, lze v libovolném bodě D popsat pomocí difrakčního integrálu

$$U(D) = U_z \iint_A \frac{\exp(-jk(r_z + r))}{r_z r} K(\alpha) dA. \quad (4.33)$$

Difrakční integrál představuje interferenci všech Huygensových elementárních vln neomezených aperturou A , jež lze popsat násobením dvou kulových vln. V rovnici dále vystupuje inklinanční faktor $K(\alpha)$, který moduluje intenzitu snímané vlny v závislosti na úhlu mezi r a normálou k primární vlnoploše. Matematicky robustnější základy pro difrakční integrál Fresnela a Huygense dále položili Kirchhoff a Sommerfeld. Jednotlivé vypočtené difrakční integrály se však liší pouze inklinančním faktorem. [8, 13, 23, 45]



Obrázek 4.5: Přechod mezi Fresnelovou a Fraunhoferovou difrakcí

Rozlišujeme difrakci Fresnelovu a Fraunhoferovu, které na sebe se vzdáleností vzájemně neostře přecházejí, viz Obrázek 4.5:

- *Fresnelova* - nacházející se v blízkém poli sbíhavého svazku. Difrakční příspěvky elementárních vln lze aproximovat parabolickou funkcí. Na stínítku poté pozorujeme obraz překážky, kolem které jsou interferenční proužky.
- *Fraunhoferova* - nacházející se ve vzdáleném poli, kde svazek má již rovnoběžnou povahu. Difrakční příspěvky elementárních vln jsou považovány za rovinné. Na stínítku detekujeme interferenční obrazec závisící na tvaru a rozměrech překážky.

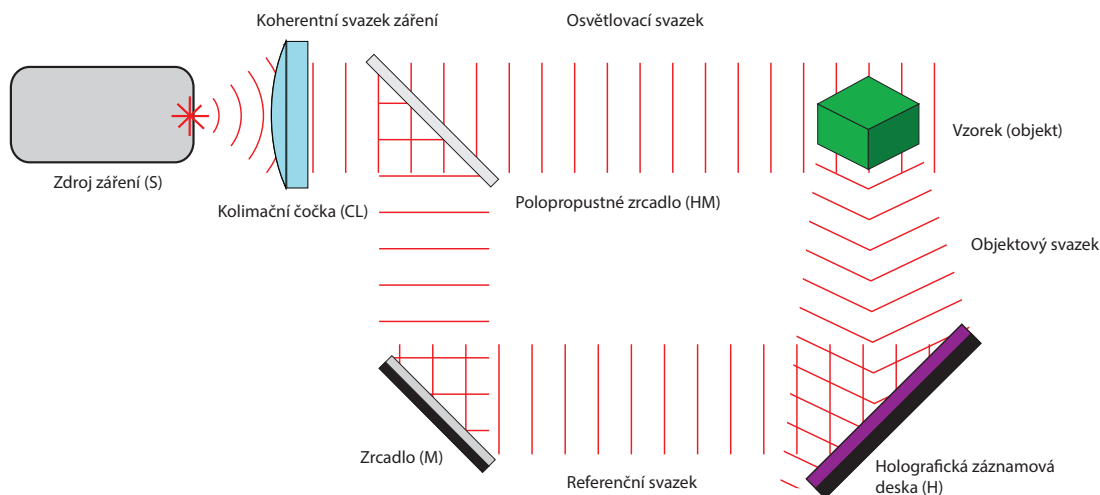
Při řešení difrakční úlohy, převážně v digitální holografii, se využívá vlastnosti Fresnelova integrálu, který lze převést na numerické řešení Fourierovy transformace \mathcal{F} . Difrakční integrál ve Fresnelově přiblížení lze přepsat do podoby: [8, 23, 45]

$$U(x, y, z) = \frac{j}{z\lambda} \exp\left(-\frac{j\pi}{\lambda z}[x^2 + y^2]\right) \times \mathcal{F} \left\{ U(x_0, y_0, 0) \exp\left(-\frac{j\pi}{\lambda z}[x_0^2 + y_0^2]\right) \right\} \quad (4.34)$$

4.2.6 Holografie

Holografie je, již dle svého názvu, metoda záznamu komplexní informace o zkoumaném vzorku. Zohledňuje intenzitní i fázovou složku vlny, čímž oproti interferometrickým metodám uchovává i informaci o "prostorovosti" vzorku. [14, 16, 45]

Holografie se sestává ze dvou fází - záznam a rekonstrukce hologramu. Principem tvorby holografického záznamu (hologramu) je rozdělení vstupního svazku do referenční a objektové větve. Objektový svazek interaguje se vzorkem, dochází ke změně vlnoplochy (tedy nese informaci o vzorku), odráží se a interaguje s referenční



Obrázek 4.6: Schéma záznamu hologramu

vlnou. Výsledná vlna je zaznamenávána detektorem (např. CCD kamera, fotopolymer,..). Vznik záznamu hologramu, viz Schéma na Obrázku 4.6, popisuje analogická rovnice k rovnici interference [10, 16, 44, 45]

$$\mathcal{H} \approx |U_r + U_o|^2 = I_r + I_o + 2\sqrt{I_r I_o} \cos(\phi_r - \phi_o). \quad (4.35)$$

Rovnice vyjadřuje charakter výsledného obrazce, jenž uchovává informaci o intenzitě i fázi, která je kódována ve formě modulací intenzitního pole.

Rekonstrukce hologramu se provádí osvětlením hologramu vlnou identickou s vlnou referenční využité při tvorbě hologramu, viz Schéma na Obrázku 4.7. Vlna interagující s hologramem vlivem difrakce zobrazuje kódovaný objekt. Tento jev lze matematicky zapsat touto rovnicí

$$U = \mathcal{H}U_r = U_r(I_r + I_o) + I_r U_o + U_r^2 U_o^* \quad (4.36)$$

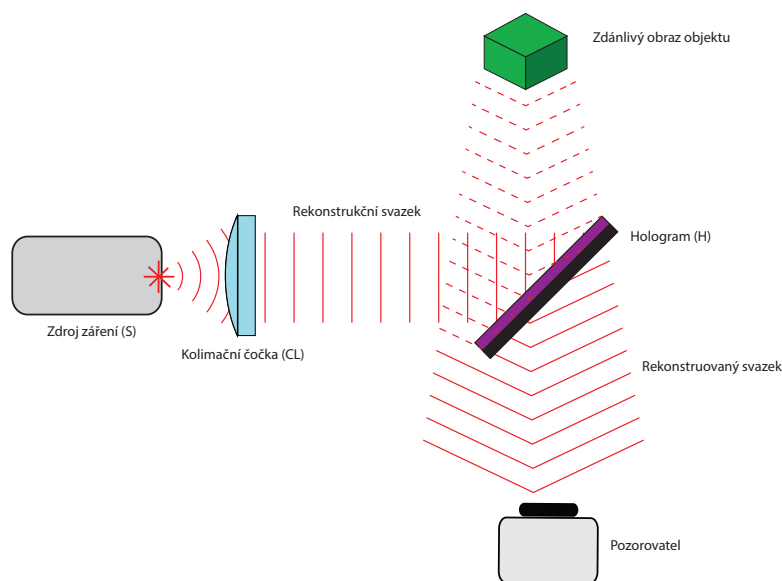
Z rovnice je patrné, že výsledná vlna je po řadě složením intenzitní modulace záznamu referenční vsny, intenzitní modulací referenční vlny působící na objektovou vlnu a druhé mocnině referenčního pole působící na komplexně sdruženou objektovou vlnu.

Objektová vlna U_o má komplexní charakter, tedy nese informaci o její fázi, vlivem které je možné vnímat 3D prostorovost scény. [28, 45]

4.3 Typy interferometrů

4.3.1 Michelsonův, Twyman - Greenův interferometr

Twyman-Greenův interferometr je variací interferometru Michelsonova typu. Geometrie Michelsonova interferometru je naznačena na Obrázku 4.8. Základní strukturou je zdroj záření (S), dělič paprsku (BS), dvě zrcadla (M_1, M_2) a detektor (D). Twyman a Green modifikovali tento princip zvolením vstupního kolimovaného svazku,



Obrázek 4.7: Schéma rekonstrukce hologramu

tvořícího rovinnou vlnu přidáním kolimační čočky (CL) za zdroj záření. Druhou modifikací je přidání objektivové čočky (OL) do detekční větve. Tyto změny vedly hlavně k rozvoji využitelnosti interferometru a zlepšení kvality měření.[30, 32]

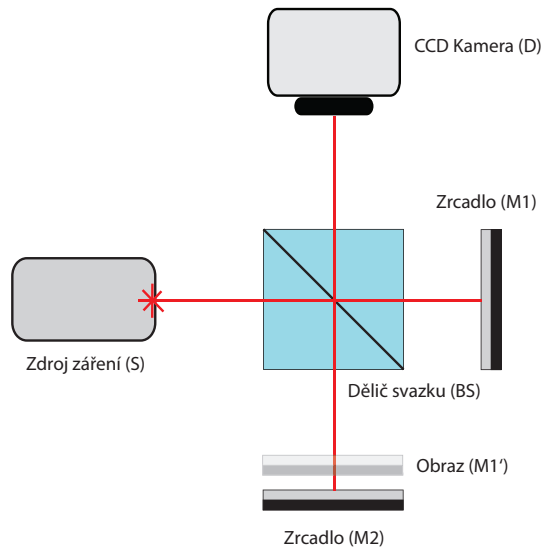
Principem toto typu interferometru je vstup svazku do soustavy, dále jeho rozdělení na děliči svazku v intenzitním poměru 50:50 do referenční a objektové větve, které spolu svírají úhel 90° . Do objektové větve je přidáván zkoumaný vzorek. Na zrcadlech dochází k odrazu záření, které spolu dále za děličem svazku rekombinují za vzniku interferenčního obrazce, jenž je zachycen detektorem.

Twyman-Greenův interferometr slouží k měření vzdáleností, kvality optických komponent (např. čoček a krystalů) i zobrazování mikroorganismů. Základní schéma Michelsonova interferometru využila observatoř LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory*) k detekci gravitačních vln a tím potvrzení jednoho z důsledků Einsteinovy *Teorie relativity*. [30, 32]

4.3.2 Mach-Zehnderův interferometr

Mach-Zehnderův interferometr je optický systém s geometrií dle Obrázku 4.9 vhodný k měření fázového rozdílu dvou vln generovaných jedním zdrojem.

Principem interferometru je kolimovaný světelný paprsek ze zdroje (S) na děliči svazku (BS_1) rozdělit do dvou větví (referenční a objektové), vedeny většinou paralelně vůči sobě pomocí páru zrcadel (M_1, M_2). Obě vlny poté interferují za druhým



Obrázek 4.8: Schéma Michelsonova interferometru

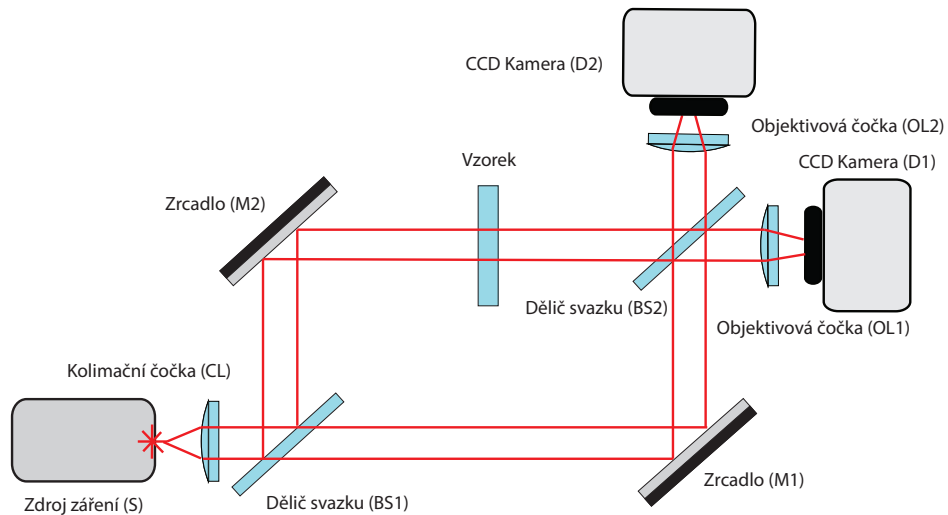
děličem (BS_2) a jsou detekovány jedním či dvěma detektory (D_1, D_2). Rozdílem detekovaného signálu mezi detektory D_1 a D_2 je rozdíl fází jednotlivých vln při soustavě neobsahující testovaný vzorek. V D_1 jsou vlny fázově konjugovány, v D_2 jsou fázově posunuté o π , vlivem rozdílu OPD záření při průchodu referenční a objektovou větví. [21, 22, 25]

Velkou výhodou tohoto set-upu je oproti Michelsonovu interferometru vysoká možnost manipulovatelnosti s izolovanými větvemi. Interferenční obrazec lze pozorovat v jakékoliv rovině. V případě testování vzorku umístěného, např. ve skleněné cele, je třeba zachovat rozdíl OPD i v referenční větvi prázdnou skleněnou celou. Tento vliv se nejvýrazněji projeví u experimentů s bílým světlem, které má velkou spektrální šířku, tzn. pro OPD jednotlivých složek světla dochází k posuvu fázových zpoždění vedoucí k nepřesným výsledkům. Velkou nevýhodou je tedy obtížnost přesného nastavení interferometru. [21, 22, 25]

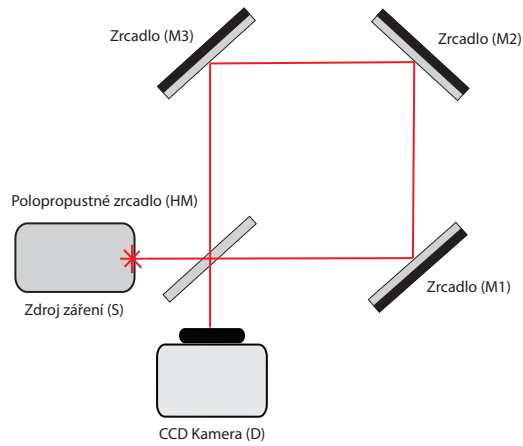
Mach-Zehnderův interferometr nachází uplatnění při studování aerofluidiky, difuzi či hustoty plasmatu. Dále se využívá při studium kvantově mechanických jevů např. quantum entanglement (kvantová provázanost), kvantová kryptografie, kvantová logika a kvantové výpočty, neutronové difrakci a holografické interferometrii. Dále se používá k amplitudové i fázové modulaci světla v optických telekomunikacích. [21, 22, 25]

4.3.3 Sagnacův interferometr

Princip Sagnacova interferometru je založen na rozdělení světelného svazku na děliči (BS), jejich propagaci interferometrickou soustavou ve vzájemně protichůdném směru a jejich rekombinaci za děličem, kde je výsledná interferenční vlna detekována. V stacionárního stavu urazí oba svazky stejnou vzdálenost a interferují konstruktivně. V případě rotace systému urazí světelné svazky dráhu jiné délky a tedy pozoruje vznik interferenčního obrazce. [12, 25, 40]



Obrázek 4.9: Schéma Mach-Zehnderova interferometru



Obrázek 4.10: Schéma Sagnacova interferometru

Výhodou tohoto typu interferometru je velmi jednoduchý proces ladění, protože OPD obou svazků jsou téměř identické v závislosti na vstupním úhlu svazku, a jeho extrémní stabilita. Sagnacův interferometr se využívá ve třech základních uskupeních: trojúhelníkové, obdélníkové (viz Obrázek 4.10) s využitím zrcadel a kruhové vláknové. Sagnacův interferometr ve vláknové podobě se je využíván jako gyroskop. [12, 25, 40]

5 Experimentální měřicí uskupení

Pro měření topografie vzorku bylo využito měřicího uskupení interferometru Twyman-Green, jenž je rozebrán v kapitole *Kapitola 4 Typy interferometrů, Sekce 4.3.1 Michelsonův, Twyman - Greenův interferometr*. Toto měřicí uskupení je založeno na konfiguraci Michelsonova interferometru, viz Obrázek 4.8. Měřicí soustava je dále rozdělena na optickou soustavu a analytické měřicí komponenty. Vlastnosti komponent jsou dostupné ze stránek výrobců. Experimentální měřicí uspořádání je naznačeno na Obrázku 5.1.

5.1 Optická soustava

5.1.1 Zdroj záření

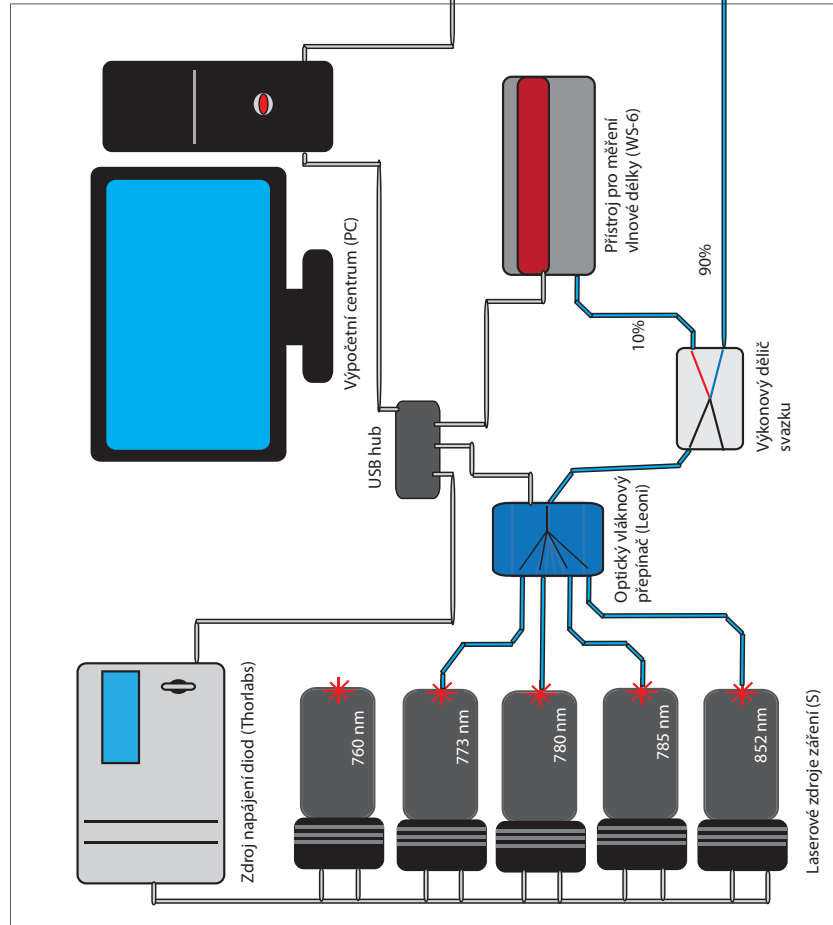
Zdroj záření se ukazuje pro přesnost metody WSI jako klíčový. Proto byl vytvořen prototypový laserový modul na bázi galium-arsenidových (GaAs) polovodičových laserových diod typu *DFB* (distribuované zpětné vazby), z *anglického distributed feedback* s interním Peltierovým chlazením. Označení laserové diody *EYP-DFB-0780-00080-1500-TOC03-000x* pro vlnovou délku 780 nm. Pro přenos výkonu do optické soustavy bylo záření navedeno do SM (single mode) vlákna.

Usazení diody bylo realizováno modulem s označením 246 firmy Arroyo Instruments. Pro napájení byl zvolen zdroj s označením 6301 firmy Arroyo Instruments, poté se však ukázal jako lepší zdroj firmy Thorlabs, označení Pro 8000, který dokáže účinněji a rychleji stabilizovat teplotně-proudové ladění diod.

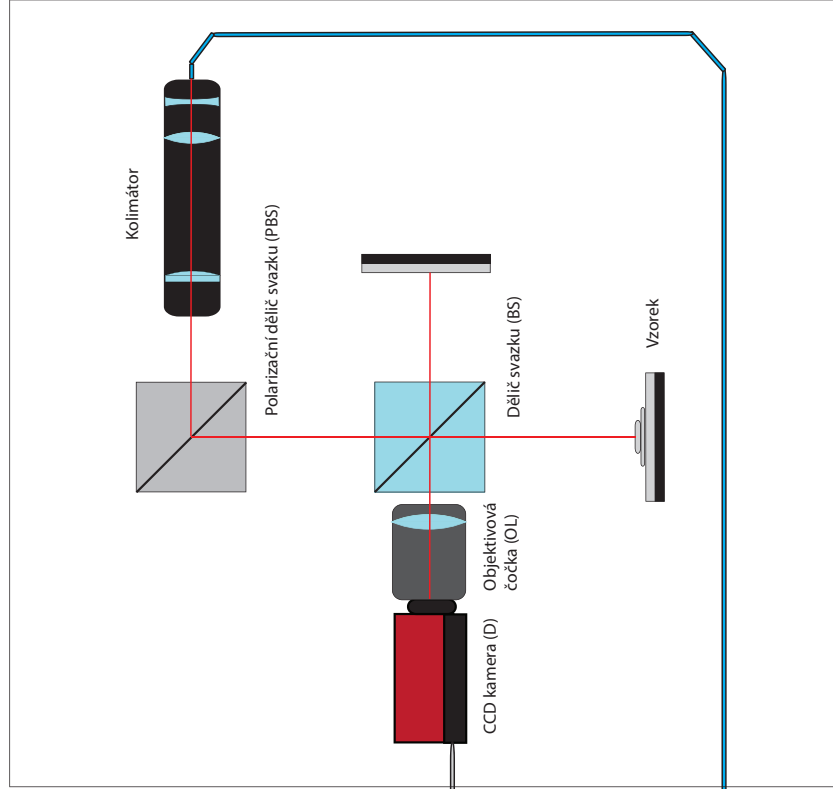
Diodový čip emituje záření ve tvaru tzv. *Cat eye*. Tedy rozbíhavost záření je ve vzájemně kolmých osách odlišná, v paralelní ose 8° a v kolmé 21° . Pro navedení do vlákna byl tento rozbíhavý svazek **kolimován čočkou** v usazení (mountu) s možnostmi posuvu v osách x, y, z . Označení kolimační čočky *A230TM-B*. Pomocí této kolimační čočky byl vytvořen kolimovaný svazek blížící se bodovému svazku. Svazek dále prochází **optickým izolátorem**, jenž umožňuje transmisi záření pouze v jednom směru. Označení optického izolátoru *IO-5-780-VLP*. Principem je magneto-optický Faradayův jev, který využívá mírně odlišného šíření levotočivé a pravotočivé polarizace světla, jenž se dá rozložit na dvě vzájemně kolmé polarizace s různou fází. V optickém izolátoru dochází ke stočení výsledné roviny polarizace. Při zpětném odrazu prošlého záření dochází ke změně jeho polarizace, jejíž výsledek je kolmý na paprsek vycházející z izolátoru. Tato polarizace není polarizátorem propuštěna zpět.

Pro navedení do vlákna poté slouží **zařízení pro navádění optického výkonu**

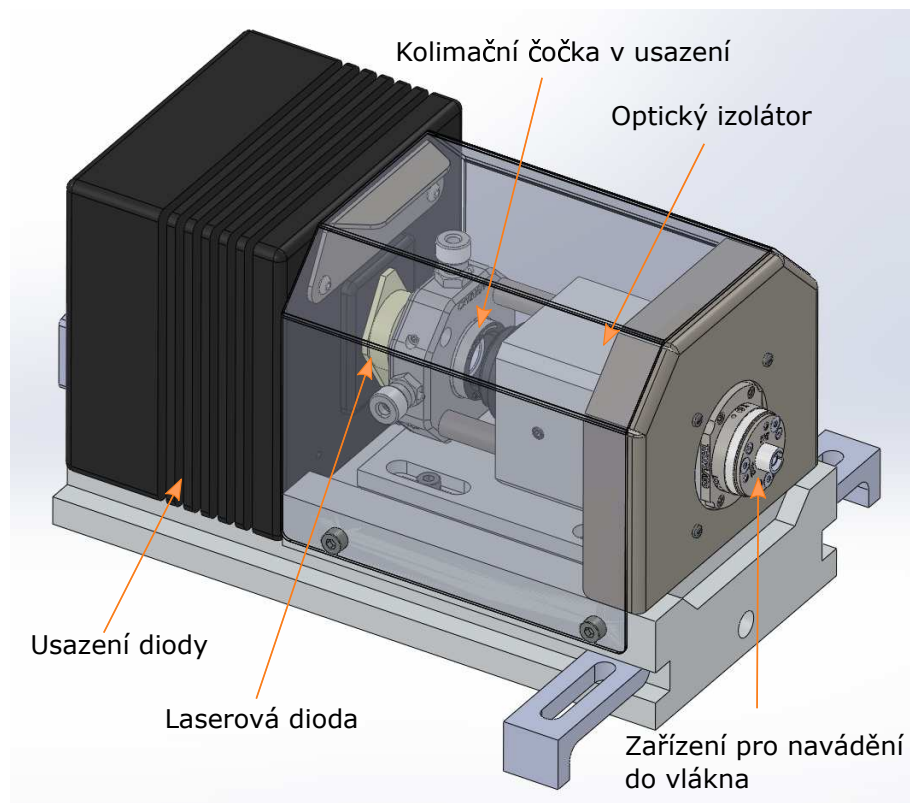
Přenosová soustava a analytické přístroje



Optická soustava



Obrázek 5.1: Schéma měřící aparatury, optická soustava a analytické přístroje



Obrázek 5.2: Schéma laserové diody vytvořené pracovníky centra TOPTEC

do vlákna (FCD, z anglického fibre-coupling device) s pěti stupni volnosti, tedy posuv čočky v osách x, y a náklon čočky pomocí tří vychylovacích šroubků. Označení FCD *PAF-X-18-B*. Mechanismus navádění optického výkonu do vlákna je náročný iterativní proces využívající zmíněných stupňů volnosti. Cílem je najít výkonové maximum při správném nastavení náklonu v osách x, y v kombinaci s postupným iteračním laděním náklonových šroubků v současném posuvu v ose z . Pro získání maximálního optického výkonu je třeba eliminovat nastavení do lokálních maxim.

S využitím konstrukčních komponent firmy Thorlabs byl zkonstruován navržený laser a ověřena jeho aplikační funkčnost. Pro tento laser byla poté vyrobena robustnější nosná aparatura, viz Obrázek 5.2. Celkově byl navržen a postaven set pěti prototypových zdrojů laserového záření o vlnových délkách v červené a blízké infračervené (NIR, z anglického near infra-red) oblasti 760; 773; 780; 785; 852 nm. S možností teplotní a proudové přeladitelnosti. Tyto lasery umožňují přeladitelnost o 1,3 nm regulovaná změně teploty diody v rozmezí 15 až 40 °C bez přeskokování módů, anglického mode-hopping. Mode-hopping je jev nekontinuální (dopředné či zpětné) změny vlnové délky vlivem změny podélného módu šíření vlny.

Testované zdroje záření jsou zobrazeny na Obrázku 5.3.



Obrázek 5.3: Testované zdroje záření, Laser firmy Topica (A), Butterfly Diode (B), prototypové diody (C)

SM APC vlákna

Jev disperze ovlivňuje šíření záření různých vlnových délek v mediu. Pro minimalizaci vlivu disperze jsou vyráběny vlákna specializovaná pro dané vlnové délky. Pro NIR laserový zdroj byla tedy využita SM APC vlákna pro vlnovou délku 780 nm. Označení SM znamená, že vlákno je jednomódové (jednovidové), tedy se v něm šíří jen jeden podélný mód záření. Vlákno se vyznačuje velmi úzkým jádrem v řádech jednotek μm , záření se tedy odráží pod velkým úhlem, tedy dochází k menšímu prodloužení dráhy paprsku a nižší disperze. Různé módy se šíří ve vláknech různou rychlostí.

Označení APC znamená, že vstupní, resp. výstupní konektor je zkosen, tím je eliminována zpětná reflexe. Záření poté vystupuje z vlákna pod úhlem svírajícím se směrnici šíření ve vlákne v rozmezí 0 až $7,5^\circ$ s Gaussovským rozložením. Využita byla vlákna od výrobce SQS Nová paka a Thorlabs (označení *P3-630A-FC-1* a *P3-780A-FC-2*).

Vlákna dále mohou nést označení (MM) multi-mode, tedy nesou více vidů současně, což koresponduje s větším poloměrem jádra vlákna. Označení PC (z anglického physical contact, fyzický kontakt) odpovídá seříznutím výstupního konektoru kolmému na směr šíření záření.

5.1.2 Kolimátor

Kolimátor byl vytvořen v rámci centra TOPTEC. Je složen optického jednopalcového tripletu (soustava tří čoček). Kolimátor tvoří výkonově homogenní svazek. Na výstupu ovšem dochází k ořezávání svazku a tedy šíření difrakčního signálu soustavou.

5.1.3 Dělič svazku

Dělič svazku, z *anglického* beamsplitter (BS) je soustava dvou slepených hranolů, na jejichž rozhraní dochází k intenzivnímu rozdělení na nepolarizovaný transmittovaný a reflektovaný svazek v poměru 50:50. Hrana děliče má rozměry jeden palec. Dále obsahuje antireflexní povrchy pro specifické rozmezí vlnových délek NIR (700 - 1100 nm). Označení nepolarizačního BS *CCM1-BS014/M*.

5.1.4 Polarizační dělič svazku

Polarizační BS je sousta dvou slepených krystalů, na jejichž rozhraní dochází k rozdělení svazku na svazky se vzájemně kolmou lineární polarizací. Dále obsahuje antireflexní povrchy pro specifické rozmezí vlnových délek NIR (620 - 1000 nm). Označení polarizačního BS *CCM1-PBS252/M*.

5.1.5 Referenční zrcadlo

Referenční zrcadlo je vyrobené z jednopalcového skleněného nosiče, na který je nanesena reflexní kovová (Al - hliník) vrstva. Označení *PF10-03-F01*. V případě použití dielektrického zrcadla dochází k nechtěným interferencím vlivem odrazu na tenkých vrstvách.

5.1.6 Vzorek

Vzorek je vyleštěný hliníkový kus vysoustružený na vysocepřesnostním přístroji NANOTECH, pracující metodou jednobodového diamantového soustružení. Geometrie vzorku je třístupňová s přechodem 1 a 5 μm na 1 mm. Dalšími využitými vzorky byly leštěné zrcadlo a difusní plech na zrcadle viz Obrázky v Tabulce 5.1.

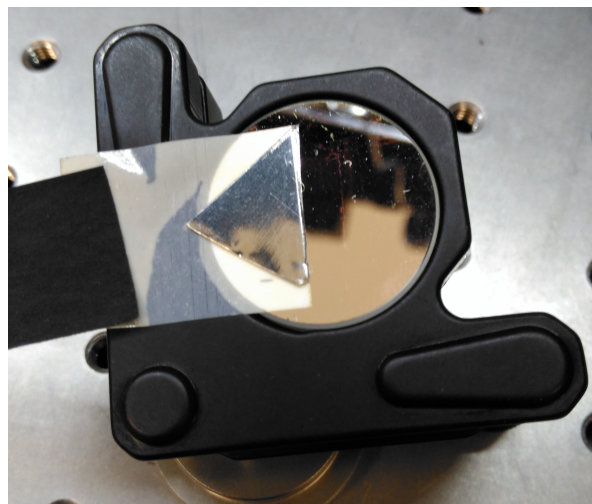
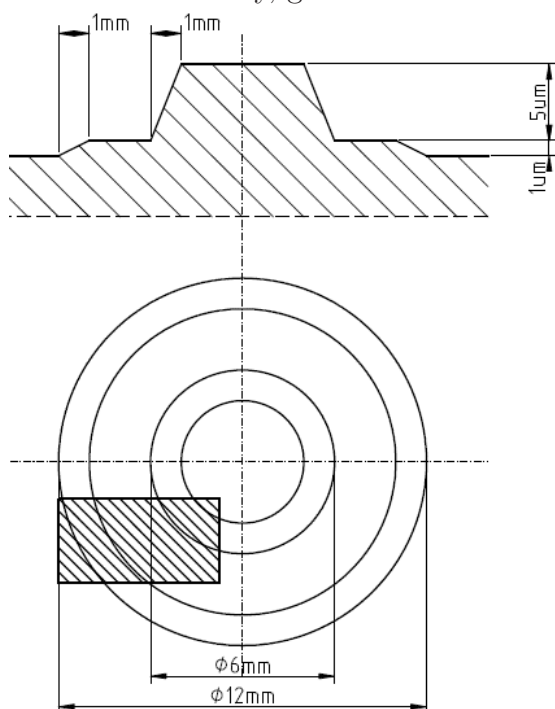
5.1.7 Objektivová čočka

Objektivová čočka je čočka s antireflexním povrchem pro NIR oblast spektra s ohniskovou vzdáleností 50 mm. Označení objektivové čočky *AC254-050-B-ML*. V experimentálním uskupení je zaostřena na vzorek.

5.1.8 Antivibrační stoly

Měřicí aparatura je umístěna na antivibračních (pneumatických) stolech pro eliminaci mechanických vibrací.

Tabulka 5.1: Vzorky, geometrie artefaktu (vlevo), difusní plech na zrcadle (vpravo)



5.1.9 Vlákno­vý dělič svazku

Vlákno­vý dělič svazku umož­ňuje rozvést optický výkon v požadovaném poměru do více analytických komponent. V experimentálním uskupení bylo použito rozdělení v poměru 90:10 do měřicí aparatury a měřáku vlnové délky.

5.1.10 Optický vlákno­vý přepínač

Optický vlákno­vý přepínač firmy *Leoni* s pěti konektory byl využit pro možnost vzdálené (programové) kontroly volby zdroje záření. Přepínač byl zapojen v opačném než typickém zapojení. Tedy čtyři vstupy a jeden výstup.

5.2 Analytické přístroje

5.2.1 Detektor - CCD kamera

Jako detektor byla zvolena 5 megapixelová kamera firmy Allied Vision model Manta G-504 s CCD senzorem ICX 655 firmy Sony. Senzor se skládá z 2452×2056 pixelů o velikosti buňky $3,45 \mu m \times 3,45 \mu m$. Kamera v plném rozlišení dosahuje maximální snímkové frekvence 9,2 fps a kvalita obrazu je kódována v 8 až 12 bitové hloubce. Kamera podporuje programovou komunikaci pomocí ethernetového kabelu. Dále se vyznačuje možností využití velké řady nastavitelných parametrů.

5.2.2 Přístroj pro měření vlnové délky

Měřič vlnové délky (z *anglického* wavelengthmeter) firmy HighFinesse WS6-200 umožňuje měření monofrekvenčních zdrojů s vysokou přesností v řádu 10^{-4} nm se vzorkovací frekvencí až 500 Hz. Zároveň umožňuje v reálném čase současně měřit optický výkon zdroje, dále okolní teplotu a tlak. Měřič vlnové délky podporuje komunikační programové rozhraní.

Měřič pracuje na bázi Fizeauova interferometru tvořící interferenční obrazec, který je snímán řádkovým systémem fotodiod a vyhodnocen.

5.2.3 Přístroj pro měření teploty

Pro měření teploty uvnitř interferometrického uspořádání byl využit teplotní měřič firmy Lutron model TM-917. Jedná se o jednoduchý odporový měřič, s platinovým (Pt) 100 Ω , teplotním senzorem umožňující měření s přesností 10^{-2} °C a vzdálené programové ovládání.

5.2.4 Termokamera

Termokamera je kamera detekující záření těles v infračervené oblasti, které se projevuje jako jejich teplota. Měřený objekt je zaostřen pomocí germaniové čočky. Detektor snímá fotony infračervené oblasti a ve vybrané softwarově zvolené oblasti matematicky dopočítává danou teplotu.

5.2.5 Počítač a programové zázemí

Digitální interferometrická metoda vyžaduje tvorbu definovaného souboru dat, které jsou konzistentní s podmínkami daných experimentů. Tedy vznikla potřeba tvorby komunikačních rozhraní s jednotlivými komponentami měření s výpočetním střediskem. Tato rozhraní jsou dále využívána měřicími skripty a algoritmy. Pro možnost analytického zpracování paměťově náročných datových struktur (50 Gbyte pro jedno měření) je třeba vysokého výkonového početního střediska.

Pro tvorbu komunikačních protokolů a datovou analýzu bylo využito univerzální komunikační a výpočetní rozhraní MATLAB. Z důvodu drahých licenčních poplatků je však tendence přechodu k nelicencovaným programovacím prostředkům. Měřicí algoritmy tedy byly přepsány do programovacího jazyka Python, který umožňuje využití softwarové architektury Publish-Subscribe, jenž urychluje měřicí proces.

6 Měření topografie povrchů

Pro měření topografie povrchu byla zvolena metoda WSI (interferometrie skenování vlnovou délkou) s interferometrickým uspořádáním Twyman-Green. Reálná konfigurace je vyobrazena na Obrázku 6.1.

Principem metod CSI je změna rozdílu fází referenční a objektové větve, úměrné změně OPD, která je typicky realizována piezoelektricky modulovaným posuvem referenčního zrcadla. U metody WSI je změna fáze generována modulací vlnové délky záření vstupujícího do interferometru. Změna vlnové délky lze realizovat použitím akusto-optického modulátoru. V rámci této práce bylo využito jiného principu. Principu modulace vlnové délky změnou teploty na čipu laserové diody. U laserové diody se projevují kvantové jevy, tedy v tomto případě změna teploty způsobí změnu rozměru krystalu, který způsobí změnu rozdílu energetických hladin (vodivostní a valenční pás) = (energie gapu).

$$\mathcal{E}_{gap} = \mathcal{E}_{conductive} - \mathcal{E}_{valence} \quad (6.1)$$

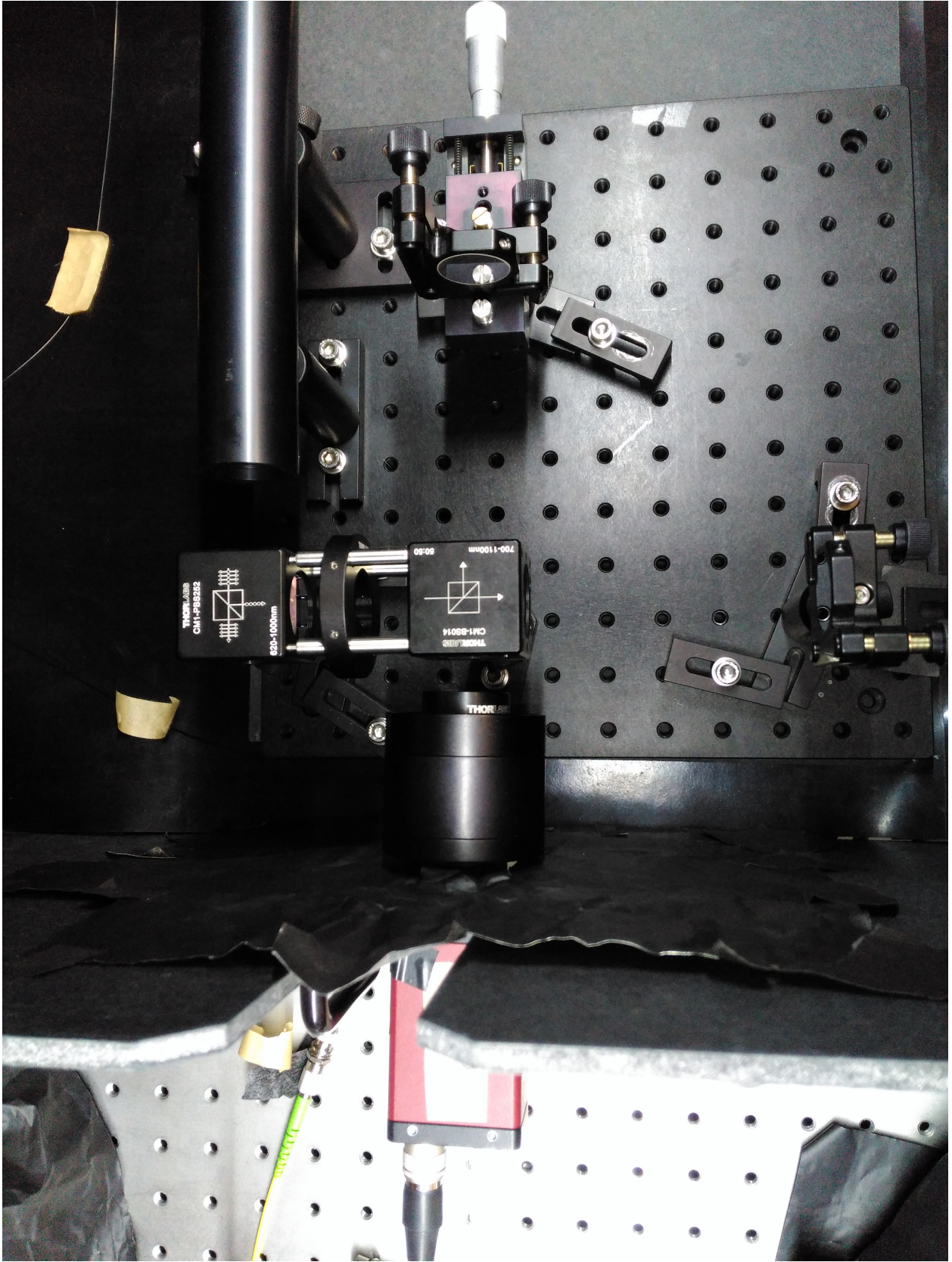
Změna energie gapu způsobí emisi fotonu o jiné energii. Tento přístup přináší výhodu eliminace všech mechanicky posuvných komponent, které do měření zanáší nepřesnosti. Reakce krystalu (změna rozměru) na změnu teploty je velice rychlá.

6.1 Princip shromáždění dat

Pro možnost vyhodnocení topografie povrchu vzorku jsou zapotřebí správné naměřené hodnoty. Pro nastavený rozsah měřících kroků je ukládán kamerový snímek interferenčního obrazce, korespondující naměřená vlnová délka zdroje záření, dále teplota a proud regulující vyzařování laseru. Změna teploty je hlavním principem řízené změny vlnové délky zdroje, která pro prototypové zdroje v teplotním rozsahu skenu 15 až 40 °C a proudové kompenzaci intenzity odpovídá přeladění v rozsahu 1,3 nm bez mode-hoppingu.

6.1.1 Ukládání dat

Princip ukládání dat byl v průběhu řešení této práce optimalizován. Prvotní přístup ukládal naměřené hodnody (set snímků, vlnových délek, teplot, proudů) do MATLABovského souboru. V průběhu měření se pro lepší přesnost měření a přehlednost organizace dat přešlo k ukládání do vytvoření SQL databáze seskupující



Obrázek 6.1: Reálné uspořádání interferometrického setupu

data do jednotlivých listů dle laserů označených jejich vlnovými délkami (760; 773; 780; 785; 852) nm. Pro získání komplexní informace o měření a parametrech okolního prostředí byl do databáze, pro zvolený počet 1250 kroků měření, ukládán soubor následujících dat:

- Indexy kroků měření.
- Proudové nastavené na laserové diodě.
- Teploty nastavené na laserové diodě.
- Teploty uvnitř interferometrické sestavy, pozice u objektivové čočky.
- Vlnové délky zdroje záření s časovou známkou, před uložením snímku.
- Vlnové délky zdroje záření s časovou známkou, po uložení snímku.
- Vertikální rozměr pixelů kamery.
- Horizontální rozměr pixelů kamery.
- Kamerové snímky interferenčních obrazců s časovou známkou.

Dvojité měření vlnové délky se provádí pro možnost přesného stanovení vlnové délky při uložení kamerového snímku. Nepřesnost stanovení vlnové délky korespondující s kamerovým snímkem vede k nepřesnosti při stanovení topografie povrchu. Cílem experimentu je eliminace vlivů způsobující takovéto nepřesnosti.

6.2 Rekonstrukce obrazu

Vyhodnocení naměřených dat probíhá pomocí numerické analýzy.

6.2.1 Interferometrie s řízenou změnou fáze

Interferometrie s řízenou změnou fáze umožňuje relativní měření vzdáleností, dále označována také jako klasická interferometrie. Vzdálenost je vypočtena od pevně stanovené reference, která je úměrná násobku period vlny zdroje záření, jenž se projevuje změnou kontrastu (světlé a tmavé interferenční pruhy) odpovídající interferenčním maximům a minimům. Rekonstrukce relativní interferometrií je zatížena nerozlišitelností vzdáleností v $n2\pi$, jenž se projevuje při přechodu v oblasti nízké a vysoké frekvence střídání interferenčních minim a maxim (chyba ve stanovení hloubky obrazu), vlivem nerozlišitelnosti pruhů z důvodu jejich hustoty (podvzorkování obrazu). Metoda umožňuje měření v dynamickém rozsahu $\frac{\lambda}{2}$, dle vlnové délky zdroje záření, např. $\frac{\lambda}{2} = \frac{773}{2} = 386,5$ nm, tedy s maximálním výškovým rozdílem 386,5 nm mezi dvěma sousedními měřenými body (pixely). Přesnost metody dosahuje typicky hodnot $\frac{\lambda}{10}$, např. $\frac{\lambda}{10} = \frac{773}{10} = 77,3$ nm. Přesnost měření $\frac{\lambda}{10}$ je běžně dosahovanou hodnotou, existují však způsoby interferenčních měření s přesností $\frac{\lambda}{100}$.

Zpřesnění měření se dosahuje například metodou stitching nebo vytvořením interferometrického mikroskopu. V mikroskopickém případě se tím však snižuje rozsah analyzovaného zorného pole.

Jedním z nejběžnějších způsobů analýzy interferogramů je metoda řízené změny fáze, z anglického phase-shifting method. Algoritmus lze popsaný nalézt v [24]. Princip metody je vytvoření přesně definované známé relativní fázové modulace mezi referenční a objektovou vlnou. Při interakci vlny s nerovnostmi povrchu dochází ke změně fáze vlny vůči vlně referenční. V každém bodě tedy dochází ke změně fáze odpovídající

$$\phi = \frac{4\pi}{\lambda} OPD, \quad (6.2)$$

kde pro OPD platí $OPD = h(x, y)$, tedy odpovídá výškovým nerovnostem v každém bodě interferogramu. Popis objektové a referenční vlny poté odpovídá po řadě

$$U_{obj} = U_{0obj}(x, y)e^{j[\phi_{obj}(x, y)]} \quad (6.3)$$

$$U_{ref} = U_{0ref}(x, y)e^{j[\phi_{ref}(x, y) - \delta(t)]}, \quad (6.4)$$

kde U_{0obj} , U_{0ref} jsou amplitudy objektové a referenční vlny a $\delta(t)$ je relativní fázový posuv mezi vlnami.

Výsledný detekovaný interferenční obrazec vzniklý kombinací obou vln má tvar

$$I(x, y, t) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi + \delta(t)], \quad (6.5)$$

kde $I' = U_{ref}^2(x, y) + U_{obj}^2(x, y)$, $I'' = 2U_{ref}(x, y)U_{obj}(x, y)$ a $\Delta\phi = \phi_{obj}(x, y) - \phi_{ref}(x, y)$. Z této rovnice plyne, že intenzitní modulace v každém detekovaném bodě odpovídá sinusové modulaci daného fázového posuvu $\delta(t)$. Rovnice odpovídá obecnému předpisu

$$I(x, y, t) = A(x, y) + B(x, y) \cos[\phi + \delta(t)], \quad (6.6)$$

kde A, B, $\delta(t)$ jsou neznámé hodnoty.

Tento postup je typický pro modulaci fáze pomocí řízené změny OPD pomocí piezoelektrického posuvu, často pomocí zrcadla, v objektové či referenční větvi interferometru.

V realizovaném měřícím uskupení je však fázová modulace zajištěna změnou vlnové délky (resp. frekvence) zdroje záření. Tomuto principu odpovídají analogické rovnice. Předpisy objektové a referenční vlny

$$U_{obj} = U_{0obj}(x, y)e^{i[\phi_{obj}(x, y) + 2\pi\nu t]} \quad (6.7)$$

$$U_{ref} = U_{0ref}(x, y)e^{i[\phi_{ref}(x, y) - 2\pi(\nu + \Delta\nu)t]}, \quad (6.8)$$

kde ν a $\nu + \Delta\nu$ jsou dvě optické frekvence.
Pro intenzitu detekovaného interferogramu platí

$$I(x, y, t) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos(\phi + 2\pi\Delta\nu t). \quad (6.9)$$

Frekvenční rozdíl $\Delta\nu$ je tedy lineárně úměrný fázovému posuvu, jenž lze zapsat následující rovnicí

$$\delta(t) = 2\pi\Delta\nu t. \quad (6.10)$$

Intenzita každého bodu interferogramu se tedy mění v závislosti na změně frekvence $\Delta\nu$. Fáze $\phi(x, y)$ v jednotlivých bodech korespondují s OPD v daných bodech.

Pro možnost vyhodnocení se využívá velmi často čtyřkrokového algoritmu. Kde dochází k diskretizaci měření a vytvoření soustavy čtyř rovnic (standardně) s pevně danými modulacemi fáze $\delta_i(t)$ nabývající hodnot

$$\delta_i = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}, \quad \text{pro } i = 1, 2, 3, 4. \quad (6.11)$$

Dosažením hodnot do Rovnice 6.5 získáme soustavu čtyř časově nezávislých rovnic se třemi neznámými

$$I_1(x, y) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y)], \quad (6.12)$$

$$I_2(x, y) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y) + \frac{\pi}{2}], \quad (6.13)$$

$$I_3(x, y) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y) + \pi], \quad (6.14)$$

$$I_4(x, y) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y) + \frac{3\pi}{2}], \quad (6.15)$$

které lze s využitím $\cos(\phi + \frac{\pi}{2}) = -\sin(\phi)$, $\cos(\phi + \pi) = -\cos(\phi)$ a $\cos(\phi + \frac{3\pi}{2}) = \sin(\phi)$ upravit do tvarů

$$I_1(x, y) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\phi(x, y)], \quad (6.16)$$

$$I_2(x, y) = I'(x, y) - I''(x, y) \sin[\phi(x, y)], \quad (6.17)$$

$$I_3(x, y) = I'(x, y) - I''(x, y) \cos[\phi(x, y)], \quad (6.18)$$

$$I_4(x, y) = I'(x, y) + I''(x, y) \sin[\phi(x, y)]. \quad (6.19)$$

Pro řešení soustavy stačí pouze 3 rovnice. Přidáním čtvrté rovnice však dochází ke značnému zjednodušení výpočtu řešení. Odečtením $I_4 - I_2$ a $I_1 - I_3$ získáme rovnice

$$I_4 - I_2 = 2I''(x, y) \sin[\phi(x, y)], \quad (6.20)$$

$$I_1 - I_3 = 2I''(x, y) \cos[\phi(x, y)]. \quad (6.21)$$

Vydělením obou rovnic dochází k eliminaci intenzitní modulace $I''(x, y)$.

$$\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} = \frac{2I''(x, y) \sin[\phi(x, y)]}{2I''(x, y) \cos[\phi(x, y)]} = \tan[\phi(x, y)]. \quad (6.22)$$

Odečtením a vydělením čtyř snímků tedy získáme přímou fázovou modulaci v každém bodě.

Z předchozí rovnice lze získat fáze

$$\phi(x, y) = \arctan\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right). \quad (6.23)$$

Předešlý algoritmus generuje fázovou mapu zkoumaného objektu. Fáze v každém bodě nabývá hodnoty modulované 2π , vypočtené funkcí *arcustangens*. Rozsah 2π koresponduje s periodou vlny, jež je popsána funkcí *cosinus* s definičním oborem $\langle -\pi; \pi \rangle$. Funkce *arcustangens* má ovšem definiční obor z definice $\langle -\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2} \rangle$, tento problém řeší integrovaná MATLABovská funkce *ATAN2*, jež rozšiřuje definiční obor funkce *tangens* na $\langle -\pi; \pi \rangle$. Fázová mapa ovšem obsahuje $n2\pi$ nekontinuity. Odstranění nekontinuit se provádí procesem rozbalení fáze (z *anglického* phase-unwrapping), který v oblasti nekontinuity napojuje fázi přidáním hodnoty $n2\pi$.

Proces jednodimenzionálního rozbalení fáze lze realizovat iteračním algoritmem. Pro fázi v k -tém kroku platí

$$\phi_{rozbalená}(k) = \phi_{zabalená}(k) + n(k)2\pi. \quad (6.24)$$

Cílem je stanovení $n(k)$ tak, fáze dvou sousedních pixelů k a $k-1$ byla kontinuální. Pro správnost napojení fází sousedních pixelů slouží předpis

$$\Delta\phi_{zabalená}(k) = \phi_{zabalená}(k) - \phi_{zabalená}(k-1), \quad (6.25)$$

kde limitní hodnotou je π , jež koresponduje s Nyquistovým limitem. Nyquistův limit stanovuje maximální změnu fáze v jednom pixelu, jež odpovídá hodnotě π .

- $n(k) = n(k-1) - 1$, jestliže $\Delta\phi(k) < \pi$
- $n(k) = n(k-1)$, jestliže $-\pi < \Delta\phi(k) < \pi$
- $n(k) = n(k-1) + 1$, jestliže $\Delta\phi(k) < -\pi$.

Z rozbalené fáze vlny v každém bodě interferogramu získáme OPD přepočtem dle vztahu

$$OPD(x, y) = \frac{\lambda\phi(x, y)}{4\pi}. \quad (6.26)$$

6.2.2 Interferometrie dvou vlnových délek

Interferometrie dvou (a více) vlnových délek (dále také 2WI (Λ)) dokáže analyzovat podvzorkovaný interferogram, který klasická interferometrie 6.2.1 vyhodnotit nedokáže. Tedy umožňuje měření více typů vzorků s vyšším výškovým rozptylem. Principem je kombinace interferogramů dvou vlnových délek a jejich vyhodnocení s využitím syntetické vlnové délky, která je definována jako

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (6.27)$$

kde λ_1 , λ_2 jsou jednotlivé vlnové délky zdrojů záření a Λ je syntetická vlnová délka.

Principem vyhodnocení je měření a analýza dat pomocí dvou vlnových délek, získány stejným způsobem jako v případě interferometrie jedné frekvence.

Pro vypočtení OPD odpovídající syntetické vlnové délce je třeba vypočítat fázové pole syntetické vlnové délky dle vztahu

$$\phi_{synt} = \phi_1 - \phi_2 = 2\pi OPD \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{2\pi OPD}{\Lambda}. \quad (6.28)$$

Fázi syntetické vlnové délky lze získat také předpisem

$$\phi_{synt} = \arctan \left[\frac{\sin(\phi_1 - \phi_2)}{\cos(\phi_1 - \phi_2)} \right] \quad (6.29)$$

Syntetická fáze příslušící syntetické vlnové délce umožňuje měření a vyhodnocení vzorků s větším dynamickým rozsahem $\frac{\Lambda}{2}$, např. $\frac{\Lambda}{2} = \frac{773 \times 852 \times 10^{-9}}{2(852-773)} = 4168,3$ nm s přesností $\frac{\Lambda}{10}$, např. $\frac{\Lambda}{10} = \frac{773 \times 852 \times 10^{-9}}{10(852-773)} = 833,7$ nm. V porovnání s klasickou interferometrií je však dosahováno desetkrát nižší přesnosti.

Vyšší přesnosti, odpovídající interferometrii jedné vlnové délky, lze dosáhnout využitím algoritmu hierarchického rozbalení fáze. Kde dochází ke stanovení $N(k)$ pro syntetickou vlnu dle předpisu

$$N(k) = \text{round} \left[\frac{1}{2\pi} \left(\phi_{synt} - \phi_1 \frac{\Lambda}{\lambda_1} \right) \right]. \quad (6.30)$$

Do syntetické vlnové délky je naitována vlnová délka jednoho ze zdrojů záření. Dochází k rozbalení fáze zdroje s vlnovou délkou λ_1 , ke které je přičtena změna fáze stanovená syntetickou vlnou. Tedy obdržíme fázi

$$\phi_{1,modif} = \phi_1 + N2\pi. \quad (6.31)$$

Z rozbalené fáze je dále stanoven profil vzorku analogickým způsobem jako v předchozí metodě.

Interferometrie více vlnových délek je relativní interferometrií s rozšířeným dynamickým rozsahem, dosahující přesnosti jednovlnné klasické interferometrie, viz kapitola 6.2.1.

6.2.3 Interferometrie skenování vlnovou délkou

Interferometrie skenování vlnovou délkou umožňuje absolutní měření vzdálenosti a také měření broušených povrchů, které by předchozí metody vyhodnotit nedokázaly. Metoda je náročnější na množství dat a tedy i jejich vyhodnocení je časově náročnější.

Principem této metody je postupná změna vlnové délky (resp. frekvence) použitého zdroje záření, čímž dochází ke změně interferenčního obrazce odpovídající rovnici

$$I(x, y, k) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos(\phi + kOPD). \quad (6.32)$$

Cílem metody je stanovení rozdílu optických drah (OPD) z frekvenčního skenu, pro který existuje několik přístupů.

Metoda Fourierovy transformace

V každém pixelu dochází vlivem modulace vlnové délky ke změně fáze, odpovídající na harmonickému průběhu změny intenzity v čase, jenž popisuje rovnice 6.32. Pro analýzu harmonického signálu se využívá Fourierova transformace. Aplikací rychlé Fourierovy transformace získáme frekvenční spektrum fáze, u kterého stanovíme maximum. Ze získané frekvence lze poté vypočítat OPD dle vztahu

$$OPD = cf \frac{d\nu}{dt}, \quad (6.33)$$

kde f je frekvence stanovená Fourierovou transformací, c je rychlost světla ve vakuu a $\frac{d\nu}{dt}$ je změna frekvence zdroje záření. Fourierova transformace je diskrétní, tedy obsahuje pouze tolik bodů, kolik bylo naměřeno snímků. Přesnost měření je závislá na správném stanovení frekvence. Nepřesnost ve stanovení frekvence může vést k chybám i v řádu μm .

Pro přesné stanovení je třeba udělat velmi podrobný sken vlnovou délkou (resp. frekvencí), tedy velké množství dat nebo naměřený set dat převzorkovat. Oba přístupy vedou k vysoké výpočetní složitosti, tedy i pomalému zpracování, vlivem výpočtu Fourierovi transformace v každém pixelu souboru dat.

Metoda fitování neznámých koeficientů

Předchozí metoda využívá Fourierovu transformaci intenzitních snímků. Metoda fitování je založena na velmi přesném stanovení neznámých koeficientů A , B , ϕ rovnice

$$I = A + B \cos(\phi), \quad (6.34)$$

kde $\phi = kOPD + \phi_0$, tedy OPD je parametrem fitu, viz algoritmus [39].

Rovnici pro výpočet OPD lze zapsat

$$OPD = \frac{\phi\lambda}{2\pi} = \frac{\phi}{k}. \quad (6.35)$$

Metoda skenování vlnovou délkou dosahuje přesnosti úměrné rozsahu ladění $\approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ tedy $\approx \Delta k$ se zatížením nepřesností stanovení $n2\pi$.

6.2.4 Absolutní interferometrie

Předchozí přístupy výpočtu fáze lze rozvinout k metodě stanovení absolutních vzdáleností. Metoda bude dále také označována jako AI (absolutní interferometrie).

Rovnici 6.35 lze přepsat do diferenční podoby, ze které lze získat absolutní vzdálenost

$$OPD = \frac{\Delta\phi}{\Delta k}, \quad (6.36)$$

protože OPD již není zatížené nepřesností $n2\pi$. Napojování fáze lze realizovat i fitováním kratších úseků, jenž popisuje rovnice

$$OPD = \frac{d\phi}{dk}. \quad (6.37)$$

Předpis odpovídá rovnici přímky se směrnici q

$$f(x) = qx + s, \quad (6.38)$$

kde $s = 0$. Ze stanovené směrnice a známého k lze získat OPD .

Zmíněná přesnost interferometrie skenování vlnové délky je úměrná Δk . Tedy přesnost je úměrná délce skenu. Kontinuální měření na všech vlnových délkách, v ideálním případě až do $k \rightarrow 0$ se získáním přesnosti klasické interferometrie, je experimentálně neproveditelné. Varianta možného řešení je provedení skenů více zdrojů záření a jejich interpolačního napojení zjištěných fází, odpovídá schématu na Obrázku 6.2. Pro přesné vyhodnocení však nesmí být vynechána ani jedna perioda fáze.

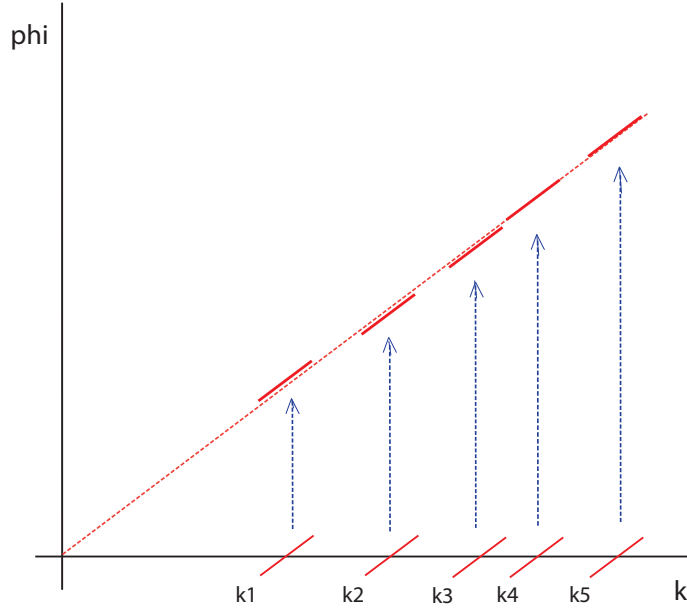
Tato metoda měření absolutních vzdáleností se stále vyvíjí. Je velmi náročná na množství dat a čas analýzy. Přesnost měření může dosahovat přesnosti klasické interferometrie.

6.2.5 Výsledky topografických měření

Schopnost měření topografie pomocí interferometrických metod byla ověřena na čtyřech vzorcích.

Zrcadlo nakloněné pod nízkým úhlem

Pro ověření metod klasické interferometrie a dvouvlákné interferometrie (2WI (Λ)) jsem nejprve zvolil měření zrcadla (definované plochy) pod různým náklonem. Byl nastaven malý úhel tak, aby nedošlo k porušení vzorkovacího kritéria (Nyquistův limit), viz Tabulka s Obrázky 6.2, který lze řešit klasickou interferometrií, viz kapitola 6.2.1. Pro srovnání spolehlivosti metod byl úhel α , výpočet dle rovnice 6.39, stanoven i 2WI (Λ), viz kapitola 6.2.2. Výsledky měření jsou vyneseny v Tabulce 6.1, které jsou ve shodě s rozdílem stanovení menším než jedna úhlová minuta.



Obrázek 6.2: Princip absolutní interferometrie, napojování fáze

Pro vyhodnocení natočení vzorku známého profilu (rovina) pomocí klasické interferometrie stačí jeden snímek interferogramu. K rovnici výpočtu reálného úhlu natočení vzorku α

$$\alpha = \arctan \left(\frac{N_{per} \lambda}{N_{pix,per} d_{pix,art,R} Z} \right). \quad (6.39)$$

lze dospět následující úvahou.

Známe-li zobrazovanou vzdálenost (vybrán průměr středového kruhu artefaktu $d_{art} = 4mm$).

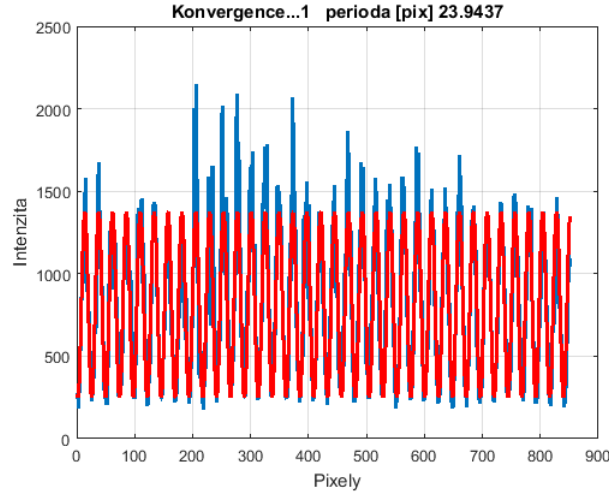
$$d_{art} = d_{pix,art,Z} N_{pix,Z} = d_{pix,art,R} N_{pix,R}, \quad (6.40)$$

$$4 \times 10^{-3} m = 6,44 \times 10^{-6} \times 621 = 3,45 \times 10^{-6} \times 1159,4m, \quad (6.41)$$

kde d_{art} je známý rozměr vzorku, $d_{pix,art,Z}$ je vzdálenost zobrazovaná jedním pixelem odpovídající zvětšení objektivem, $N_{pix,Z}$ odpovídá počet pixelů zobrazující velikost při zvětšení Z , $d_{pix,art,R}$ značí reálnou vzdálenost zobrazení jednoho pixelu bez zvětšení, $N_{pix,R}$ je počet pixelů zobrazující bez zvětšení.

Při známém počtu period vlny odpovídající λ a známém zobrazovacím zvětšení Z , jenž lze vypočítat z počtu pixelů známého rozměru ($d_{pix} = 3,45 \times 3,45 \mu m$), dle následující rovnice

$$Z = \frac{d_{pix,art,Z}}{d_{pix,art,R}} = \frac{6,44 \times 10^{-6}}{3,45 \times 10^{-6}} = 1,86. \quad (6.42)$$



Obrázek 6.3: Intenzitní profil řádku snímku vzorku (LT zrcadlo) s iteračně zjištěnou fází sinusové funkce, laseru 773 nm

Úhel mezi dopadající vlnou a detekovanou vlnou β lze vyjádřit vztahem

$$\beta = \arctan \left(\frac{N_{per} \lambda}{N_{pix,per} d_{pix,art,RZ}} \right), \quad (6.43)$$

kde N_{per} je počet period příslušící λ a $N_{pix,per}$ odpovídá počtu pixelů odpovídajícímu počtu period λ . S využitím této úvahy lze dospět k předpisu pro reálný úhel natočení α s předpisem popsaným rovnicí 6.39.

Poté jsem změnil úhel, tak aby, došlo porušení Nyquistova limitu pro klasickou interferometrii jedné vlnové délky a vyhodnocení provedl interferometrií dvou vlnových délek, viz kapitola 6.2.2.

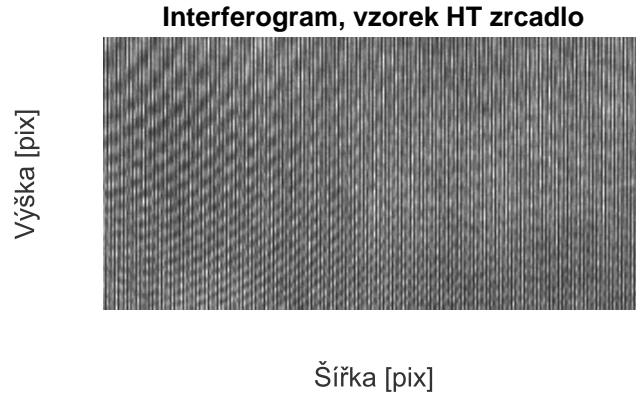
Tabulka 6.1: Stanovení úhlu α pomocí jednovlnné a dvouvlonné interferometrie

	λ_1	λ_2	Λ
α_{LT}	$0^\circ 16' 58,98''$	$0^\circ 17' 12,84''$	$0^\circ 16' 15,55''$
α_{HT}	-	-	$3^\circ 41' 40,86''$

Výsledky Tabulky 6.1 ukazují, že hodnoty pro $\lambda_{1,LT}$, $\lambda_{2,LT}$ a Λ_{LT} jsou v korelaci. Rozdíl mezi nimi je dán disperzním šířením různých vlnových délek v materiálu (BS). Podvzorkovaný interferogram lze vyhodnotit pomocí interferometrie dvou vlnových délek, pomocí syntetické Λ_{HT} byl vyhodnoceno zrcadlo s vyšším úhlem natočení. Měření potvrzuje nutnost použití komplexnějších metod pro měření komplikovanějších povrchů, např. Interferometrie dvou vlnových délek, aj.

Zrcadlo nakloněné pod vysokým úhlem

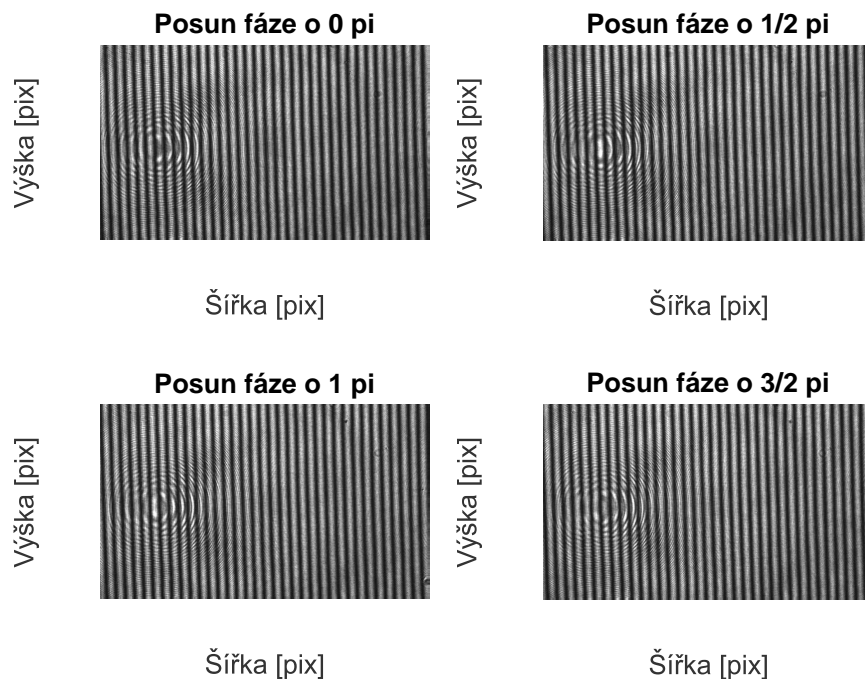
Zrcadlo nakloněné pod vysokým úhlem bylo změřeno pomocí 2WI (Λ), protože metoda umožňuje zvýšení dynamického rozsahu měření. Interferogram výřezu snímku je vyobrazen na Obrázku 6.4.



Obrázek 6.4: Interferogram zrcadla nakloněného pod vysokým úhlem (HT), viditelná podvzorkovanost

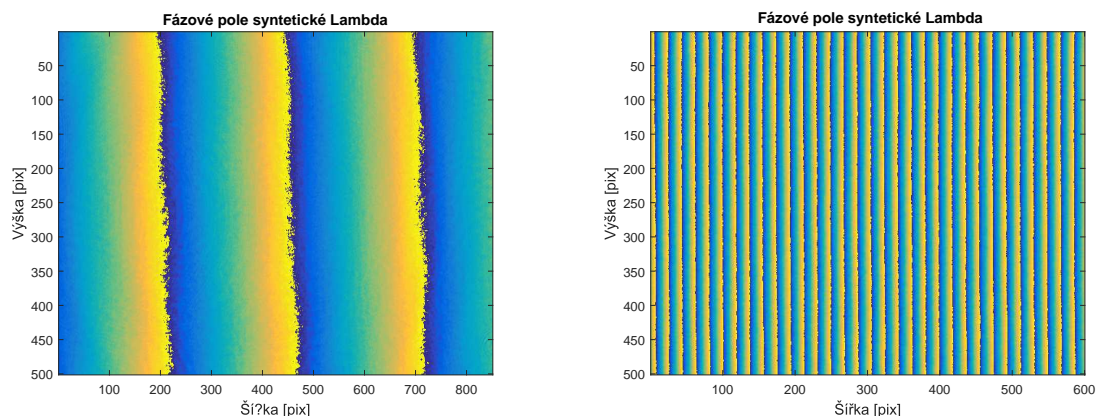
Pro vyhodnocení měření je stanovena hodnota periody funkce *sinus* intenzitní modulace. Z naměřeného souboru dat byly vybrány snímky s fázovým posuvem dle rovnice 6.11. Z Obrázků v Tabulce 6.2 je vidět, že snímky vzdálené o jednu polovinu periody jsou vůči sobě vzájemně inverzní.

Tabulka 6.2: Interferogramy posunuté fáze vzorku LT zrcadlo pro vyhodnocení čtyřkrokovým algoritmem

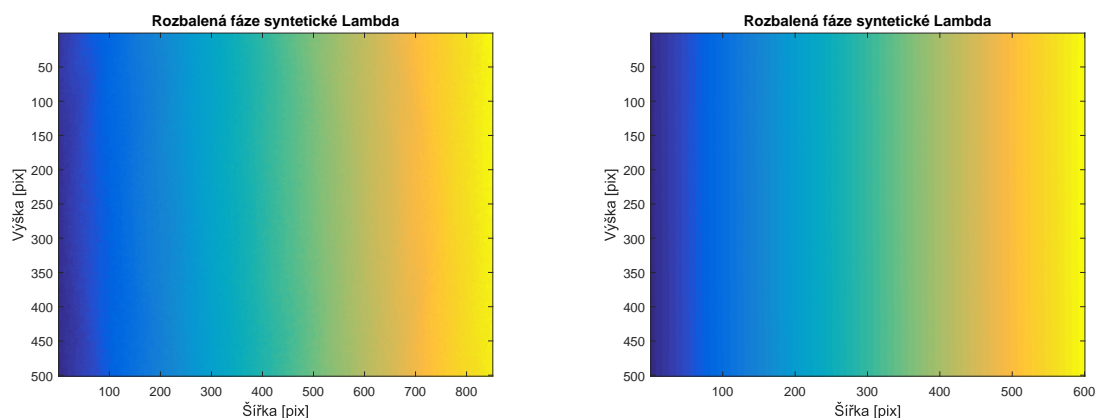


Z vybraných snímků byla pomocí čtyřkrokového algoritmu dvouvlňové interfe-

Tabulka 6.3: Fázové pole syntetické Λ (kombinace 773 a 852 nm) pro vzorek LT zrcadlo (vlevo) a vzorek HT zrcadlo (vpravo)



Tabulka 6.4: Rozbalená fáze syntetické Λ (kombinace 773 a 852 nm) pro vzorek LT zrcadlo (vlevo) a vzorek HT zrcadlo (vpravo)



rometrie s řízenou modulací fáze stanovena fázová pole syntetických vln (Λ), viz Obrázky v Tabulce 6.3.

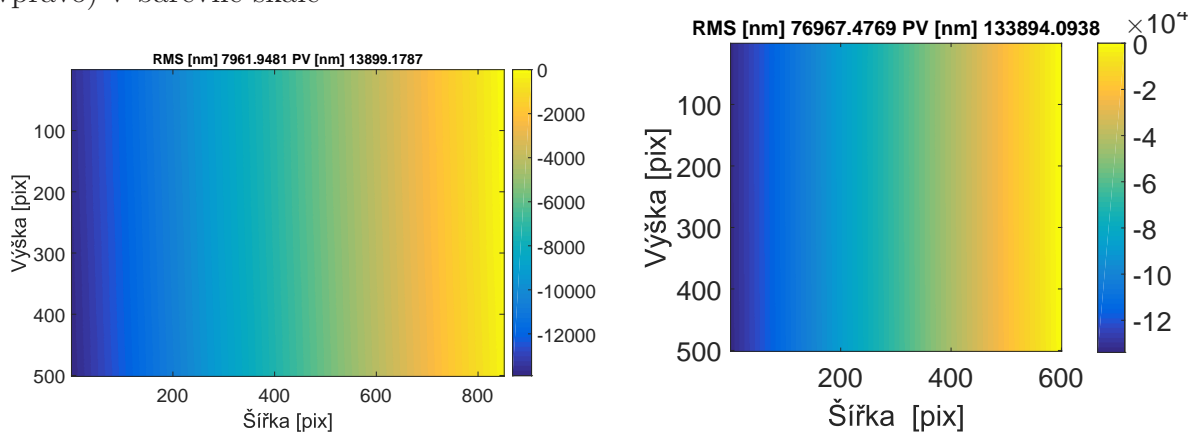
Následně bylo fázové pole jednotlivých Λ proloženo (nařazeno) fázovým polem jedné vlnové délky $\lambda_1 = 773$ nm.

Fáze syntetické vlny byla algoritmicky rozbalena a vyobrazena, viz Obrázky v Tabulce 6.4.

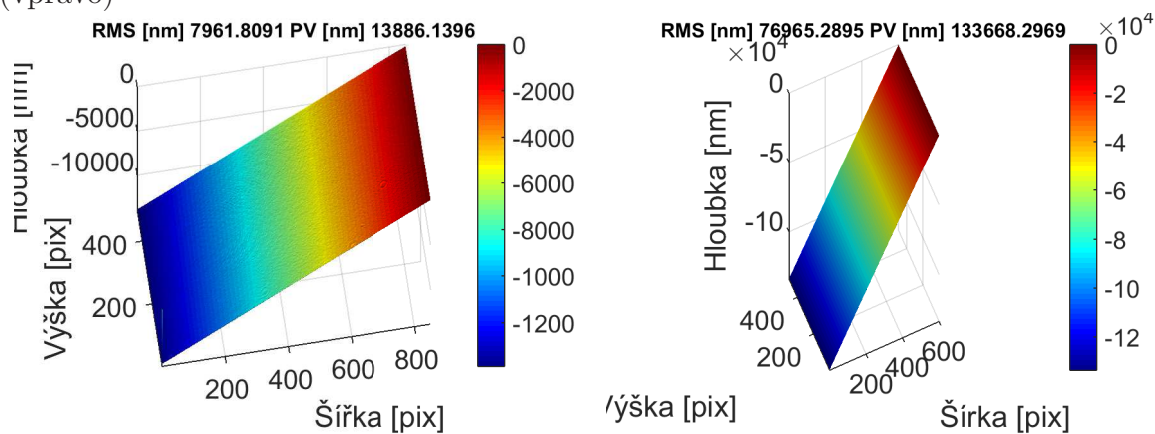
Z rozbalené fáze Λ byla stanovena OPD, dle Obrázků v Tabulce 6.5 znázorněna barevnou škálou. Obrázky v Tabulce 6.6 znázorňují 3D profil vzorků LT a HT zrcadel vypočtených ze stanovených OPD metodou dvouvlňové interferometri v každém pixelu obrazu.

Experiment dokázal viz Tabulka 6.1, že přesnost klasické jednovlnové interferometrie a interferometrie dvou vlnových délek je stejná. Využitím 2WI (Λ) však dochází ke zvýšení dynamického rozsahu, tedy možnosti měření vzorků, které klasická interferometrie vyhodnotit nedokáže.

Tabulka 6.5: Vyhodnocený 2D profil vzorků LT zrcadlo (vlevo) a HT zrcadlo (vpravo) v barevné škále

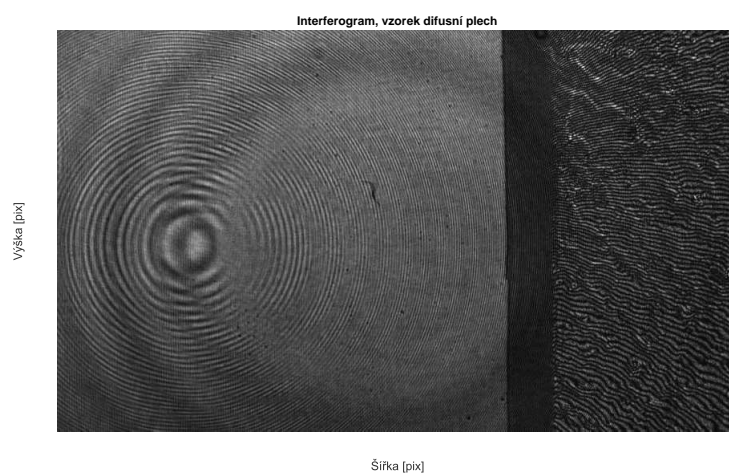


Tabulka 6.6: Vyhodnocený 3D profil vzorků LT zrcadlo (vlevo) a HT zrcadlo (vpravo)



Difusní plech na zrcadle

Dalším zvoleným testovaným vzorkem byl vystřížený kus plechu s difusním charakterem povrchu umístěným na zrcadle, interferogram je možné vidět na Obrázku 6.5. Jedná se o vzorek s komplexním povrchem a velkým výškovým přechodem v řádu stovek μm . V této situaci nelze použít metodu klasické interferometrie, využití interferometrie dvou vlnových délek správné měření také neumožňuje. Využita tedy byla metoda interferometrie skenování vlnovou délkou, viz Kapitola 6.2.3.

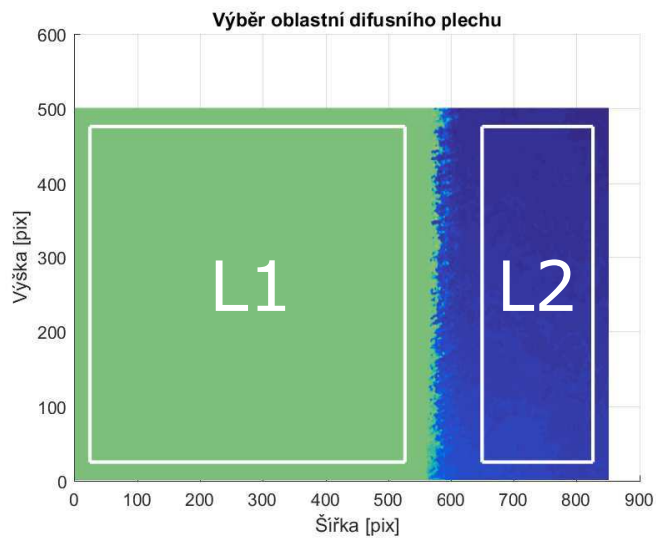


Obrázek 6.5: Interferogram vzorku difusního plechu na zrcadle, světlá část nalevo odpovídá zrcadlu, tmavá část napravo plechu

Schod přechodu zrcadla a plechu je vlivem tloušťky mimo rozsah měření relativní dvouvlánné interferometrie pomocí Λ_1 až Λ_{10} , proto podává očekávané chybné výsledky (vyobrazen jen pro ilustraci). Dynamický rozsah syntetických vlnových délek je pro přesnou analýzu příliš nízký, viz Tabulka 6.10. Pro možnost analýzy dvouvlánnou interferometrií byla vytvořena syntetická vlnová délka $\Lambda_{\Delta 773}$ využitím rozsahu přeladitelnosti prototypových diod (772,02 a 772,69 nm). Měření touto syntetickou vlnovou délkou podává hrubý odhad vzorku, dosahuje ovšem nízkých přesností. Vzorek byl měřen i pomocí absolutní interferometrie WSI. Výsledky měření pro oblasti vzorku vyznačené na Obrázku 6.6 jsou vyneseny do Tabulky 6.7. 3D profily vyhodnocené jednotlivými metodami jsou vyobrazeny v Tabulce 6.8. Obrázek absolutní interferometrie byl ošetřen medianovým filtrem (zašumění schodu). Měření ukázalo, že je vhodné na vzorky s větším skokem využít metody absolutní interferometrie. Dosahovaná přesnost je ovšem nižší než přesnost klasické interferometrie.

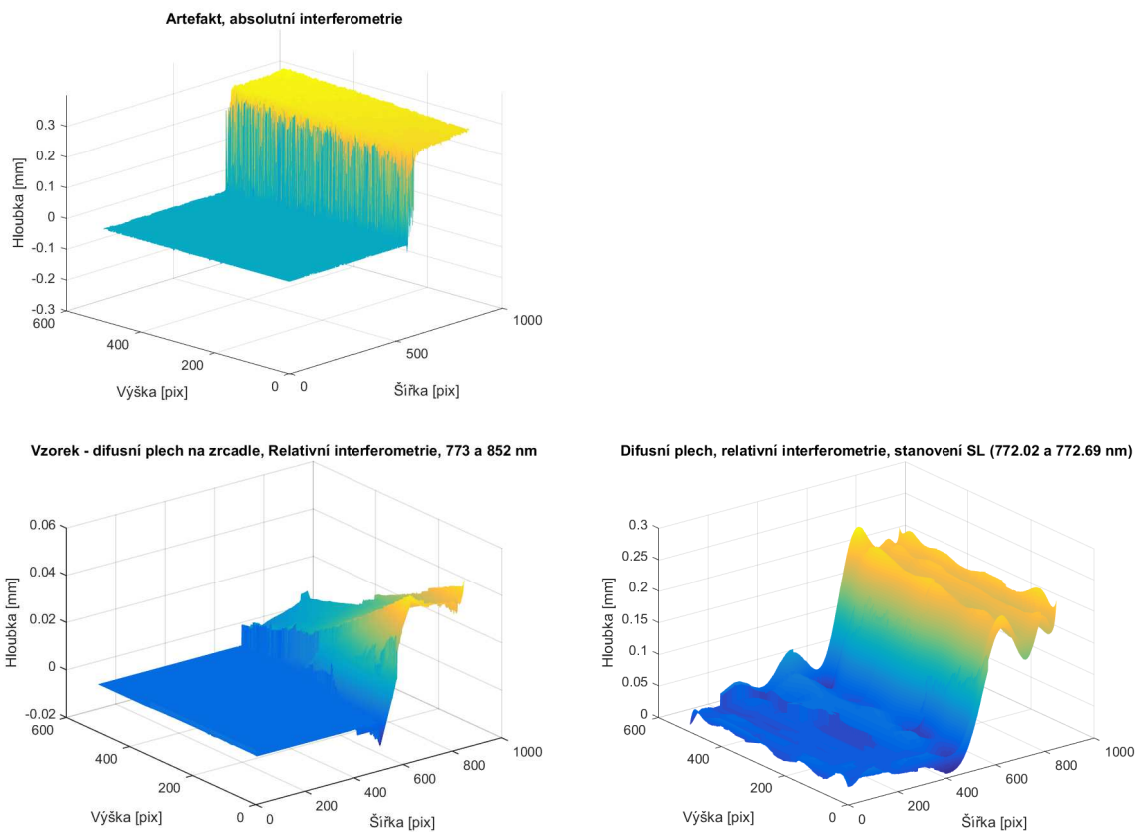
Tabulka 6.7: Výsledky měření RMS a STD absolutní a relativní interferometrie difusního plechu

[mm]	RMS _{I1}	RMS _{I2}	STD _{I1}	STD _{I2}	PV
AI	0.0042	0.3249	0.00011	0.00099	0.3447
$\Lambda_{\Delta 773}$	0.0340	0.2047	0.0023	0.0025	0.2318



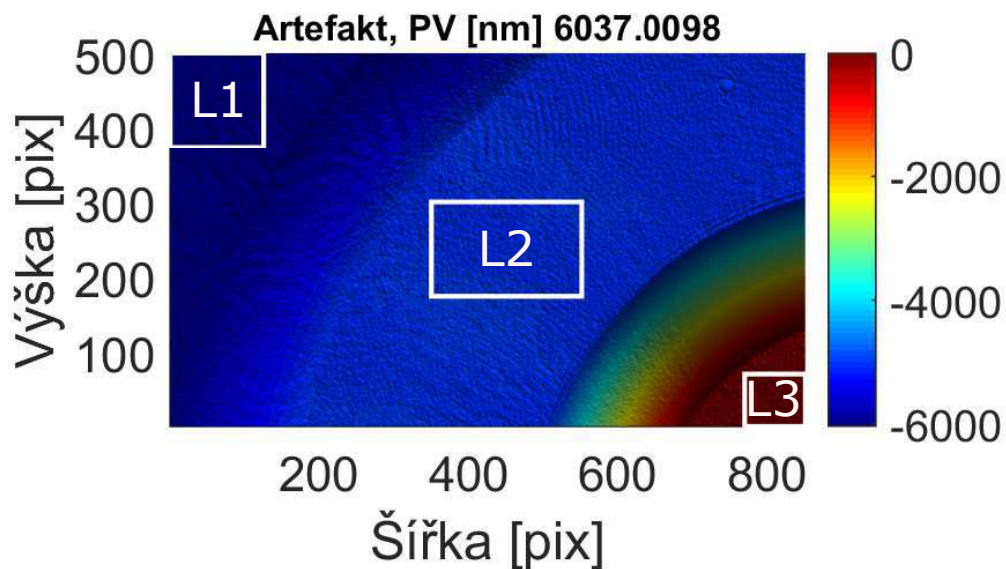
Obrázek 6.6: Vyznačené oblasti výpočtu RMS a STD difusního plechu

Tabulka 6.8: 3D profil difusního plechu na zrcadle s vyhodnocením lasery 773-852 nm Absolutní interferometrií (nahore) a Relativní interferetrií (dole)



Artefakt

Dalším měřeným vzorkem byl artefakt s definovanými velikostmi schodů. V rámci tohoto měření byla snaha porovnat metody dvouvlňové interferometrie, interferometrie skenování vlnovou délkou (WSI) a absolutní interferometrie (AI). Artefakt byl měřen všemi kombinacemi syntetických vln dvouvlňové interferometrie. Jejich označení popisuje Tabulka 6.9. Odpovídající délky syntetických vln popisuje Tabulka 6.10 a výsledky měření shrnuje Tabulka 6.11. Tabulka popisuje hodnoty RMS schodů artefaktu úrovně 1 až 3 a standardní odchylky (STD) měřených schodů v místech vyznačených na Obrázku 6.7. Dále byla vypočtena hodnota PV (z anglického peak-to-valley), jenž odpovídá rozdílu maximální a minimální naměřené hodnoty OPD.



Obrázek 6.7: Vyznačené oblasti výpočtu RMS a STD artefaktu

Tabulka 6.9: Označení kombinací použitých laserů pro dvouvlňovou interferometrii

	760	773	780	785	852
760	×	Λ_1	Λ_2	Λ_3	Λ_4
773	-	×	Λ_5	Λ_6	Λ_7
780	-	-	×	Λ_8	Λ_9
785	-	-	-	×	Λ_{10}
852	-	-	-	-	×

Tabulka 6.10: Syntetické vlnové délky všech kombinací zdrojů záření

$[\mu m]$	760	773	780	785	852
760	×	49.9122	31.6500	25.0554	7.1308
773	-	×	86.5027	50.3110	8.3193
780	-	-	×	120.2498	9.2046
785	-	-	-	×	9.9675
852	-	-	-	-	×

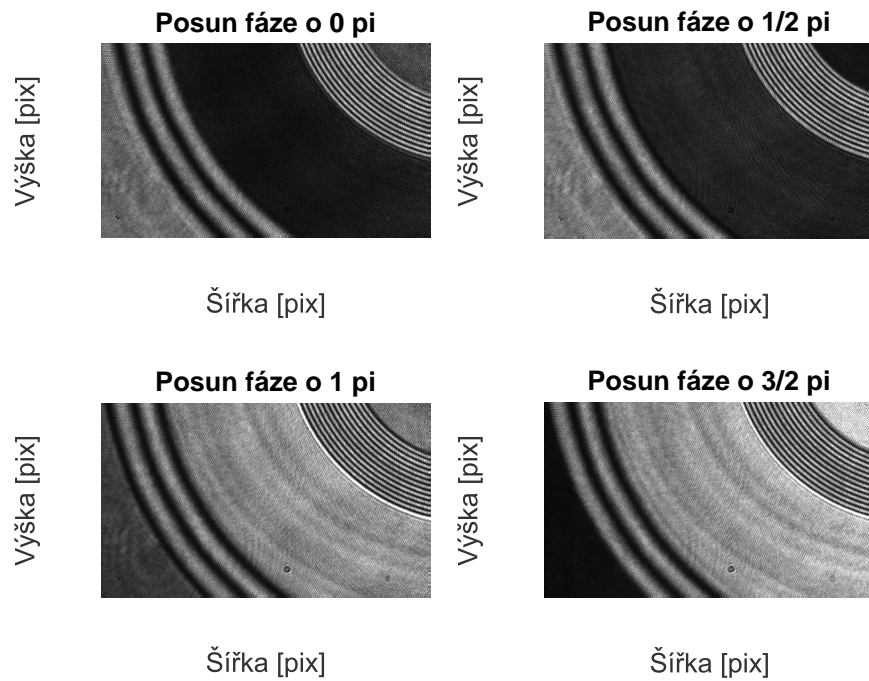
Tabulka 6.11: Výsledky měření RMS a STD artefaktu pomocí dvouvlnové interferometrie všech kombinací laserů, WSI jedné vlnové délky a absolutní interferometrie

$[\mu m]$	RMS _{l1}	RMS _{l2}	RMS _{l3}	STD _{l1}	STD _{l2}	STD _{l3}	PV
Λ_1	5.9967	5.0012	0.0326	0.0011	0.0005	0.0007	6.0386
Λ_2	5.9967	5.0012	0.0326	0.0011	0.0005	0.0007	6.0386
Λ_3	5.9967	5.0012	0.0326	0.0011	0.0005	0.0007	6.0386
Λ_4	5.9967	5.0012	0.0326	0.0011	0.0005	0.0007	6.0386
Λ_5	5.9982	4.9999	0.0337	0.0008	0.0006	0.0005	6.0322
Λ_6	5.9982	4.9999	0.0337	0.0008	0.0006	0.0005	6.0322
Λ_7	5.9982	4.9999	0.0337	0.0008	0.0006	0.0005	6.0322
Λ_8	6.0006	5.0030	0.0339	0.0012	0.0007	0.0006	6.4161
Λ_9	6.0006	5.0030	0.0339	0.0012	0.0007	0.0006	6.0391
Λ_{10}	5.9993	5.0030	0.0307	0.0010	0.0006	0.0006	6.0357
WSI	5.8562	5.0236	0.2006	0.0190	0.0197	0.0261	7.8902
AI	5.9419	4.9893	0.0658	0.0283	0.0224	0.0236	7.1062

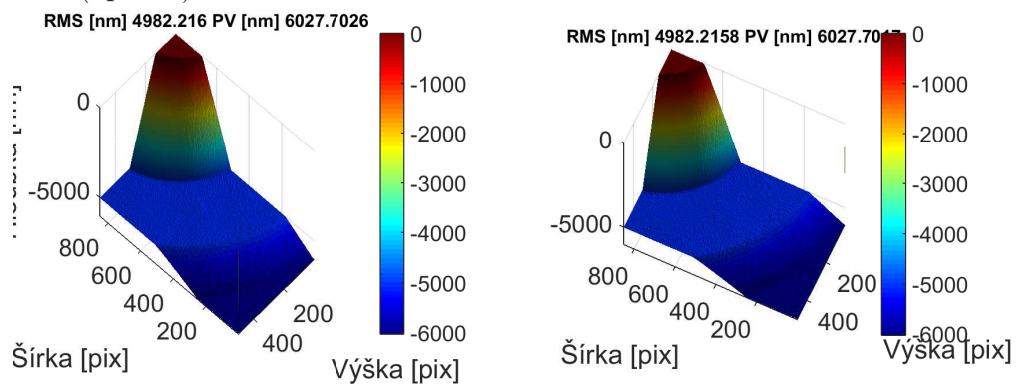
Na Obrázcích v Tabulce 6.12 jsou zobrazeny fázově posunuté interferogramy vzorku (artefakt) pro vyhodnocení čtyřkrokových algoritmem.

Tabulka s Obrázky 6.13 ukazuje vyhodnocení 3D profilu artefaktu pomocí dvouvlnové interferometrie s kombinacemi laserů (773 a 780 nm) vlevo a (773 a 852 nm) vpravo. Tabulka 6.14 ukazuje vyhodnocení 3D profilu metodami jednovlnové WSI a AI. Profily řezů metod jsou vyobrazeny v Tabulce 6.15. Výsledky se shodují. Metoda jednovlnové WSI disponuje nejvyšší odchylkou i rozdílem PV, u metody AI jsou znatelné skoky (v oblasti hran), tedy výpočetně chybné navázání fáze.

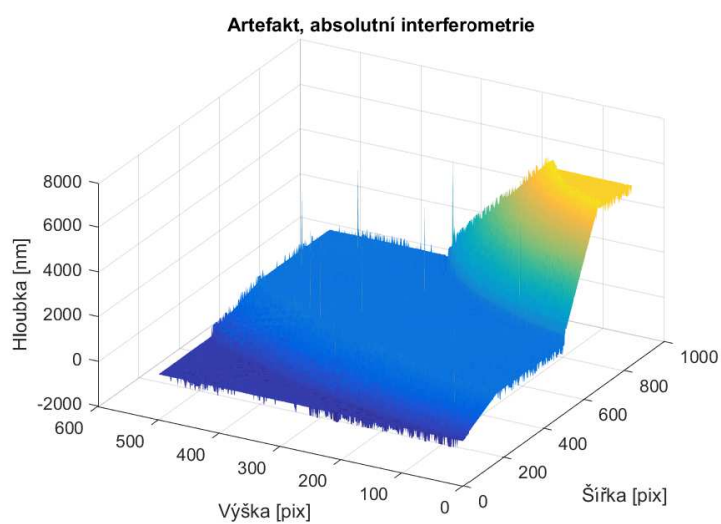
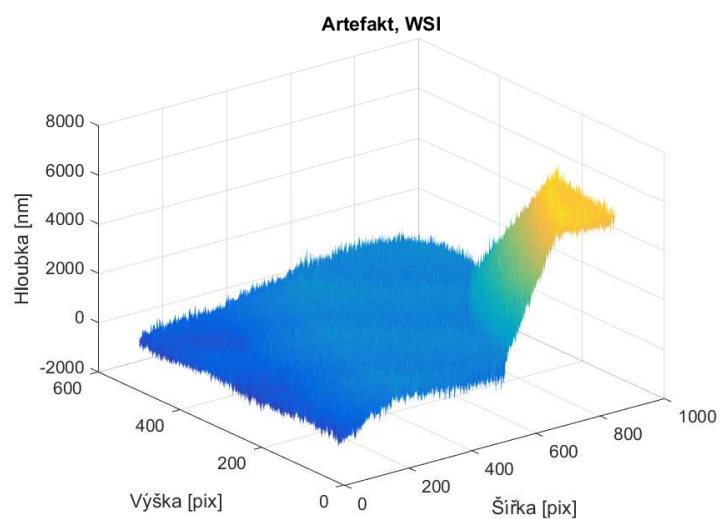
Tabulka 6.12: Interferogramy posunuté fáze vzorku (artefakt) pro vyhodnocení čtyřkrokovým algoritmem



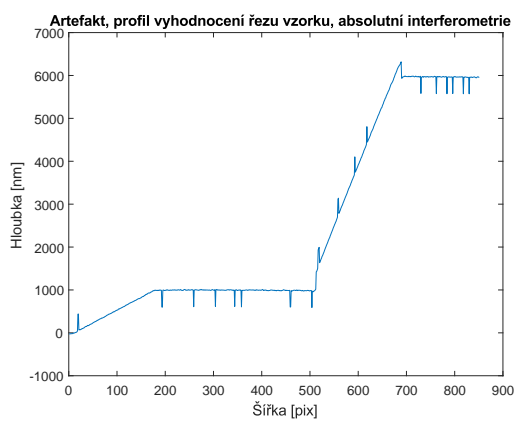
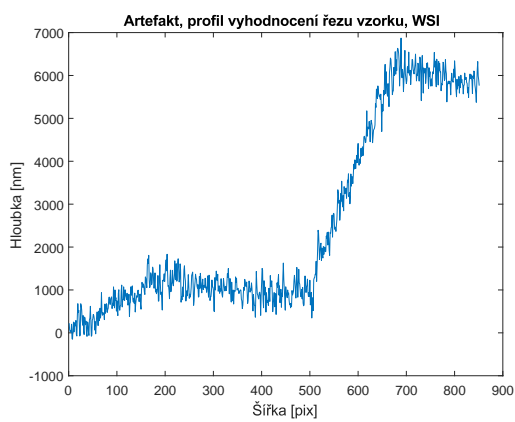
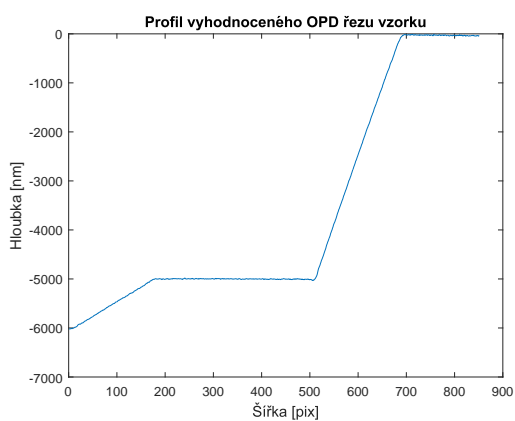
Tabulka 6.13: 3D profil artefaktu s vyhodnocením lasery 773-780 nm (vlevo) a 773-852 nm (vpravo)



Tabulka 6.14: 3D profil artefaktu vyhodnocený pomocí jednovlnové WSI (nahore) a absolutní interferometrií (dole)



Tabulka 6.15: Profil řezu artefaktu (jeden řádek OPD), dvouvlňová interferometrie (nahore), jednovlnová WSI (dole-vlevo) a absolutní interferometrie (dole-vpravo)



7 Realizované projekty a experimenty

V této kapitole jsou popsány řešené experimenty pro optimalizaci měřící metody.

7.1 Konstrukce a ladění setupu

Nutným předpokladem přesného měření je správné nastavení geometrie interferometrického uskupení tvořící pomyslný kříž. V Twyman-Greenově interferometru tedy dbáme na správné seřízení referenční, objektové a detektorové větve. Správně seřízený interferometr svírá mezi komponenty vertikální osy (kolimátor, BS, objekt/vzorek) a horizontální osy (kamera, objektiv, BS, referenční zrcadlo) úhel 90° . Dále vzdálenost pro zaostřený objekt při správném zvětšení obrazu, tedy vzdálenosti čipu kamery a objektivové čočky, vychází ze zobrazovacích rovnic. Vzájemné překrytí referenční a objektové vlny je nastavováno náklonem referenčního zrcadla a objektu pomocí šroubů nosiče.

$$\varphi = \frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad (7.1)$$

$$Z = \frac{y_{obraz}}{y_{vzor}} = -\frac{b}{a} \quad (7.2)$$

V zobrazovacích rovnicích vystupuje φ značící optickou mohutnost čočky, f odpovídá ohniskové vzdálenosti čočky, a odpovídá vzdálenosti vzoru, b značí vzdálenost obrazu. Dále Z je zvětšení resp. zmenšení vzoru, y_{vzor} odpovídá velikosti vzoru a y_{obraz} značí velikost obrazu. Pro eliminaci mechanických posuvů je třeba pevně fixovat všechny šrouby v interferometru (nosiče komponent, zrcadla a vzorku, připevní k optickému stolu, atd).

7.2 Vývoj geometrie setupů, konstrukční změny

V rámci optimalizace měřící přesnosti došlo k řadě změnám geometrie měřící soustavy a jejích komponent.

- *První verze setupu* - odpovídá jednoduchému uskupení Twyman-Green. V této verzi však byla obtížně laditelné zaostření vzorku. Všechny komponenty byly uchyceny v pevných nepohyblivých nosičích.

- *Druhá verze* - došlo k přidání plošných mikrometrických posuvných stolků pro držák vzorku, mikrometrický posuv byl přidán i do referenční větve pro možnost modulování OPD změnou vzdálenosti referenčního zrcadla. Mechanické posuvníky ovšem mohou vnášet do měření chybu (reakce na okolní vibrace, rozpínání pružin vlivem změny okolní teploty,...). Setup byl zatížen obtížným nastavením vzájemné pozice OL a čipu kamery (vzájemný tilt).
- *Třetí verze* - došlo k tvorbě objektivového tubusu s možností přesného nastavení velikosti zobrazení vzorku a eliminace úhlového vychýlení mezi zobrazovací rovinou čočky a rovinou detektorového čipu. Dále byl odebrán objektový mechanický posuvný stolek pro zamezení vlivu vibrací.
- *Čtvrtá verze* - v této verzi byla snaha eliminovat vlivy okolního prostředí a teploty. Tok okolního vzduchu může generovat lokální změny indexu lomu prostředí. Z tohoto důvodu byla kolem měřicího uspořádání postavena bariéra, tedy byl vytvořen "black box". Dále došlo k eliminaci teplotního vlivu kovového stolu, jenž může v uskupení šířit teplotní nehomogenitu. Měřicí setup byl tedy podložen polymerní izolační folií a kartonovou deskou. Navíc došlo ke změně mechanického posuvníku, byl využit posuvník s menšími rozměry, připevnitelný na stojan.
- *Pátá verze* - tato verze se snaží o další přesnou charakterizaci vstupního svazku. Do setupu byl přidán polarizační dělič. Do interferometru tedy vstupuje jasně definovaný lineárně polarizovaný svazek záření. Nevýhodou přidání této komponenty je ztráta 50% optického výkonu.

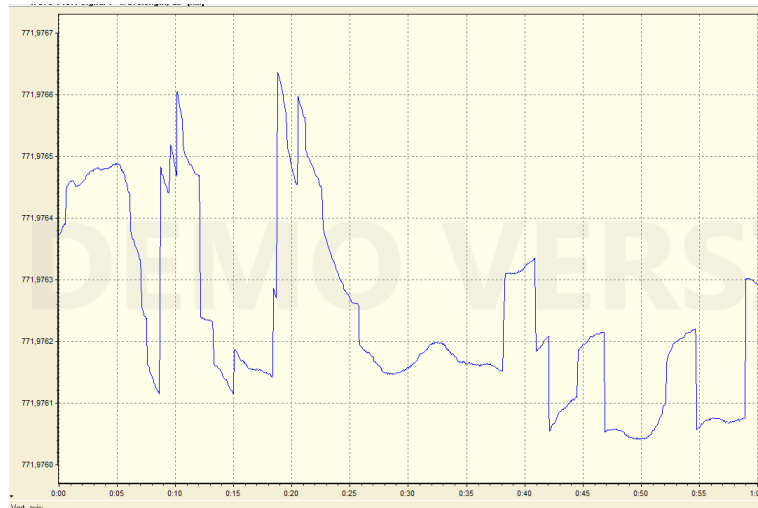
7.3 Stabilita vlnové délky laserů

Byla porovnána stabilita dostupných zdrojů laserového záření (Butterfly diode laser, laser Toptica Photonics DLC Pro, prototypové diodové lasery Eagleyard Photonics).

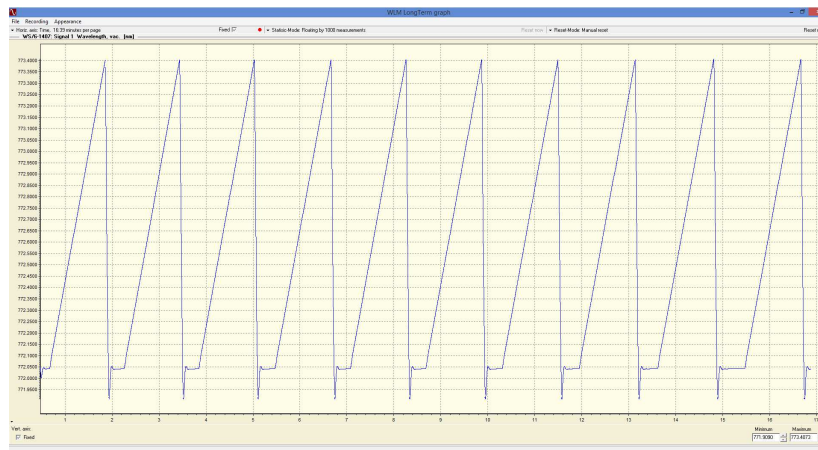
Prvním testovaným laserem byla jednoduchá laserová dioda Butterfly s vlnovou délkou 772 nm. Tento laser byl při teplotě 20 °C podroben testu stability vlnové délky. Tedy byl sledován časový vývoj vlnové délky laseru. Bylo provedena sada měření v proudovém rozsahu diody 50 až 100 mA s krokem 5 mA. V každé oblasti byl naměřen náhodný rozptyl od střední hodnoty vlnové délky 3×10^{-4} nm, viz. Obrázek 7.1, způsobený špatnou termoregulací diodového laseru a překmity mezi módy šíření vlnění laseru. Laser je tedy pro přesné měření nestabilní, tedy nevhodný.

Dále byl testován komerční laser firmy Toptica Photonics DLC Pro. Laser udržuje stabilní vlnovou délku, nicméně stabilizace termoregulátorem při změně teploty je pomalá. Při teplotním i proudovém přeladění dochází k častému mode-hoppingu.

Vytvořené prototypové laserové zdroje se vyznačují možností opakovatelné teplotně-proudové přeladitelnosti v rozsahu cca 1,3 nm, při T (15 až 40 °C) bez mode-hoppingu. Následující Obrázek 7.2 ukazuje opakovatelnost teplotního přeladění prototypových laserových zdrojů. Byl proveden set 10 měření při 100 krocích teplotní přeladitelnosti v rozsahu (15 až 40 °C) a proudové kompenzaci v rozsahu



Obrázek 7.1: Test stability vlnové délky laseru Butterfly, 772 nm, měřené High Finesse WS6-200



Obrázek 7.2: Opakovatelná teplotní přeladitelnost s proudovou kompenzací bez mode-hoppingu, 773 nm, měřené High Finesse WS6-200

(70 až 90 mA), pro laser 773 nm. Reálné měření je prováděno s jemnějším krokem, intervaly jsou rozděleny na 1250 stejných dílů.

7.4 Měřící postup a jeho optimalizace

Jádrem měření je algoritmus, který pro zadaný počet kroků mění teplotní stabilizaci diodového laseru vedoucí ke změně vyzařované vlnové délky. Teplotní rozsah 15 až 40 °C umožňuje přeladění vlnové délky všech zdrojů o přibližně 1,3 nm. Změna procesní teploty laseru má za následek úbytek emisního výtěžku. Proto byl měřící proces optimalizován.

- *Měření s teplotním přeladováním a konstantním proudem*

- *Měření s teplotním přeladováním a lineární proudovou kompenzací optického výkonu*
- *Měření s teplotním přeladováním a proudovou kompenzací optického výkonu pro definovaný počet přeexponovanosti pixelů - optická výkonová synchronizace*

Přeexponovanost obrazu značí globální saturaci jasu pixelů. Vysoký podíl saturovaných pixelů ve snímaném obrazu vede ke ztrátě informace o topografii povrchu vzorku.

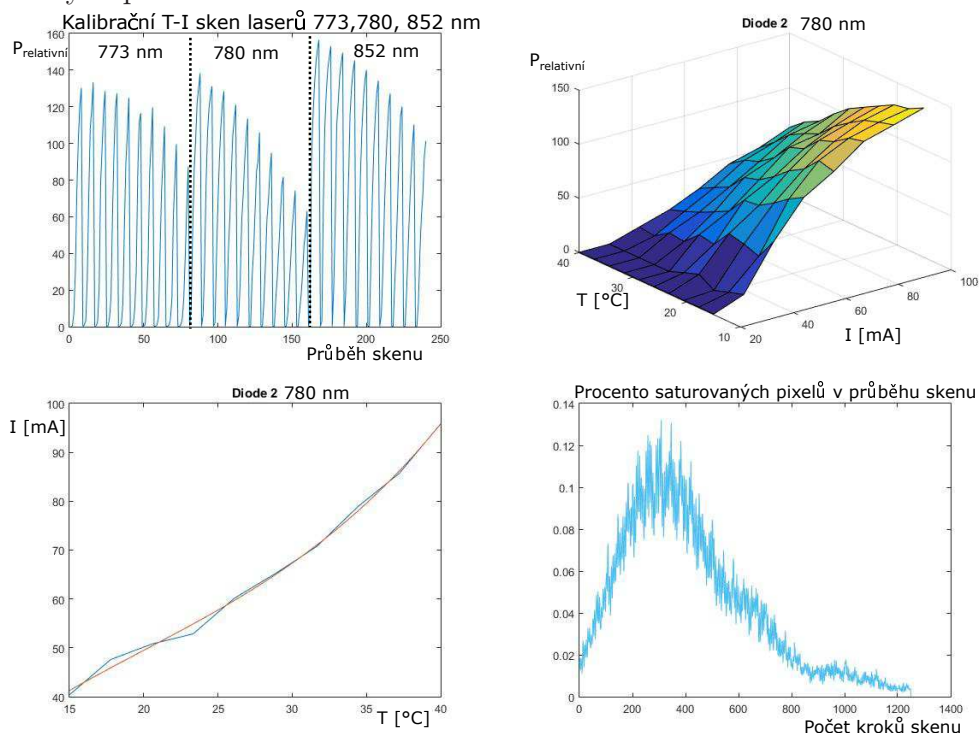
7.5 Synchronizace optického výkonu laserů

V rámci optimalizace konzistence měřených dat došlo k vývoji kalibračního algoritmu pro výkonovou synchronizaci laserových zdrojů. Principem algoritmu je nasbírání kalibračních hodnot pro nastavený expoziční čas (zkr. expozice) kamery. Z naměřených hodnot je vypočtena optimální expozice kamery pro nastavenou hodnotu osvitu, jenž odpovídá požadovanému procentu saturovanosti pixelů snímků. Měření je prováděno ve vybrané oblasti snímku kamery, v místech nejvyšší důležitosti - tedy centrální část artefaktu s výškovými přechody o rozměrech (1200 × 1600) pix.

- *Kalibrační data* - V tomto kroku je proveden teplotně-proudový (T-I) sken všech laserových zdrojů. Pro teplotní sken v rozsahu (15 až 40 °C) je typicky zvoleno 10 kroků. Pro každou z nastavených teplot je proveden proudový sken (X až 100) mA s typicky 8 kroky, např (30 až 100) mA, X odpovídá přibližně prahovému proudu diody. Výsledkem je 3D profilová závislost výkonu či osvitu kamery $P = f(I, T)$ na kombinacích teploty a proudu.
- *Výpočet expozičních časů kamery* - Probíhá výpočet ideálního nastavení expozičního času kamery pro 1% saturovaných pixelů ve vybrané oblasti při nastavených 25 °C. Tento výpočet probíhá pro všechny laserové zdroje, následně je průměrem výsledných hodnot pro jednotlivé lasery vybrána finální hodnota expozičního času, která je následně využita pro měření topografie povrchu vzorku. Expoziční čas je vypočten iteracním algoritmem založeným na metodě půlení intervalu. V počátečním kroku je zvolena horní a dolní hranice expozičního času. V každém kroku je poté vypočteno procento saturovaných pixelů ve vybrané oblasti. V závislosti na procentuální hodnotě saturovaných pixelů jsou upraveny horní a dolní limity expozičních časů. Dalšími iteračními kroky dojde k nalezení hodnoty saturovanosti pixelů s tolerancí rovnou 10^{-3} . Pro hodnotu spadající do této tolerance je odečten vypočtený expoziční čas.
- *Stanovení synchronizovaného výkonu a výpočet kalibračních polynomů* - Z kalibračních dat je stanoven vhodný výkon odpovídající nastavené saturovanosti obrazu, kterého jsou schopny dosáhnout všechny diody. Tento výkon je stanoven jako 95% minima maximálního výkonu či hodnoty osvitu výkonově nejslabšího zdroje záření. Z 3D kalibračního skenu jsou vypočteny kalibrační polynomy

pro laserové diody odpovídající vypočtenému výkonu. Kalibrační polynom, získaný fitováním kalibračních dat (polynomem 3. stupně), popisuje závislost proudu na teplotě $T = f(I)$. Měřený detekovaný výkon/saturovanost snímků odpovídá závislosti $P = f(T, I(T))$.

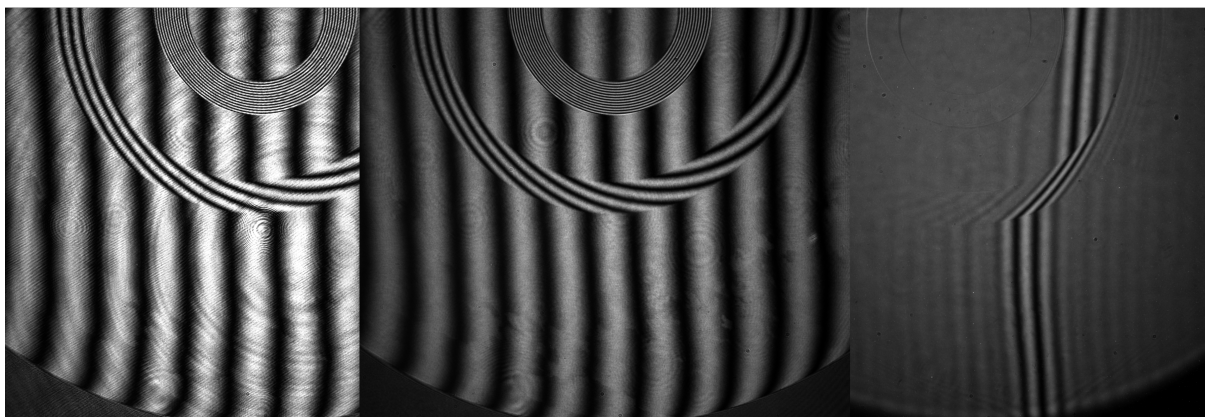
Tabulka 7.1: Proces získávání kalibrovaných parametrů T , I pro řízené množství saturovaných pixelů



Grafy v Tabulce 7.1 zobrazují T-I sken tří laserů (773; 780; 852 nm). Pro laser 780 nm je vyobrazen 3D profil T-I skenu, fit požadovaného výkonu do kalibračních dat skenu laseru 780 nm a procentuelní saturovanost pixelů pro T-I sken s kalibračními parametry pro nastavený výkon 1% přexponovaných pixelů. Graf odpovídá předpokladu, nastavení 1% přexp. pixelů při 25 °C. Saturace pixelů při měření s kalibrovanými hodnotami s rozptylem menším než 1%. Saturace pixelů při měření s nekalibrovanými hodnotami, např. lineárně proudový sken, dosahuje rozptylu v řádu jednotek %.

7.6 Teplotní stabilita - měření

Při analýze výsledných dat byl zjištěn časový drift interferenčních pruhů, nekorepondující s předpokládaným vývojem, způsobující nepřesnosti měření. Testována proto byla teplotní stabilita systému. Pro konstantní nastavené hodnoty teploty a proudu zdroje byl testován časový vývoj centrálního interferenčního pruhu. Měřený vzorek byl úmyslně mírně natočen pro vznik cca padesáti vertikálních



Obrázek 7.3: Zdroje záření, zleva laser nad laserovacím prahem, laser pod prahem laserování, nekoherentní zdroj bílého světla

interferenčních pruhů kolmých na podstavu. Tedy pro zvolený časový úsek byly s frekvencí jedné minuty sbírány snímky vyvíjejícího se interferenčního obrazu. Měření probíhalo s eliminací možných mechanických vlivů způsobených pohybem osob a mechanickými vibracemi způsobenými pracovními stroji (Měření tedy probíhalo o víkendu).

Pro měření bylo interferometrické uspořádání nastaveno tak, aby vzdálenost referenční a objektové větve byla 0,9 cm. Měření probíhalo s laserovým zdrojem záření, jenž má ovšem vysokou koherenční délku, tedy drift není vizuálně příliš patrný. Pro názornější zobrazení byl využit nekoherentní zdroj. Laserová dioda byla nastavena do oblasti pod laserovacím prahem, kde se chová jako kvazimonochromatické záření, tedy záření s větší spektrální šířkou zdroje, který má za následek nižší koherenci. Byl zjištěn přepokládaný úbytek koherence, zdroj ovšem nadále setrval vysoce koherentní. Dalším optimalizačním krokem k tomuto experimentu bylo využití nekoherentního zdroje záření, kterým byl zvolen wolframový halogenový zdroj bílého světla. Tento zdroj byl naveden do optického vlákna a přiveden k interferometrické soustavě, jenž musela být přenastavena pro využití metody WLI. Nekoherentní bílé světlo má velmi krátkou koherenční vzdálenost. Proto musely být OPD referenční a objektové větve téměř vyrovnány s přesností jeden až dva mikrometry.

7.7 Teplotní stabilita - vliv kamery

Následující Obrázek 7.4 vystihuje vliv provozní teploty na optickou soustavu. Graf zobrazuje vývoj teploty kamery po jejím zapnutí v průběhu časového intervalu přibližně 2,5 hodiny. V tomto experimentu byla snímána teplota kamery pomocí termokamery, jejíž snímky v určitých časových intervalech jsou vyobrazeny v grafu. Následně je vyobrazena změna teploty v okolí kamery tedy stěna mechanického obložení (tepelná a mechanická izolace) optické soustavy. Třetím snímaným

parametrem bylo bodové snímání teploty na tubusu objektivové čočky. Tímto experimentem byla testována propagace teploty do optické soustavy.

Z grafu je patrný výrazný vzestup pracovní teploty kamery v průběhu první hodiny, poté teplota roste již mírně do doby, kdy dosáhne teplotní saturace odpovídající hodnotě blízké 50 °C (hodnota naměřena termokamerou - plošný výřez), tedy asi po hodině a půl jejího provozu. Na kameře dochází ke změně teploty o 20 °C, izolační deska na tuto změnu reaguje změnou své teploty ve zvoleném bodě okolí kamery o 3,1 °C (hodnota naměřena termokamerou - teplota v jednom bodě). Teplotní změna na objektivu kamery odpovídá 3,68 °C (hodnota naměřena teplotním senzorem - teplota v jednom bodě). Z grafu vyplývá, že teplota okolí kamery i teplota tubusu objektivu reaguje v korelaci se změnou teploty kamery. Tedy pro stálost výsledků měření je třeba měřit v ustáleném, saturevaném teplotním stavu kamery. Graf dále ukazuje, že teplota kamery je ovlivněna i podmínkami v laboratoři, kdy po 1,75 hodině došlo k větrání v místnosti, což způsobilo ochlazení kamery.

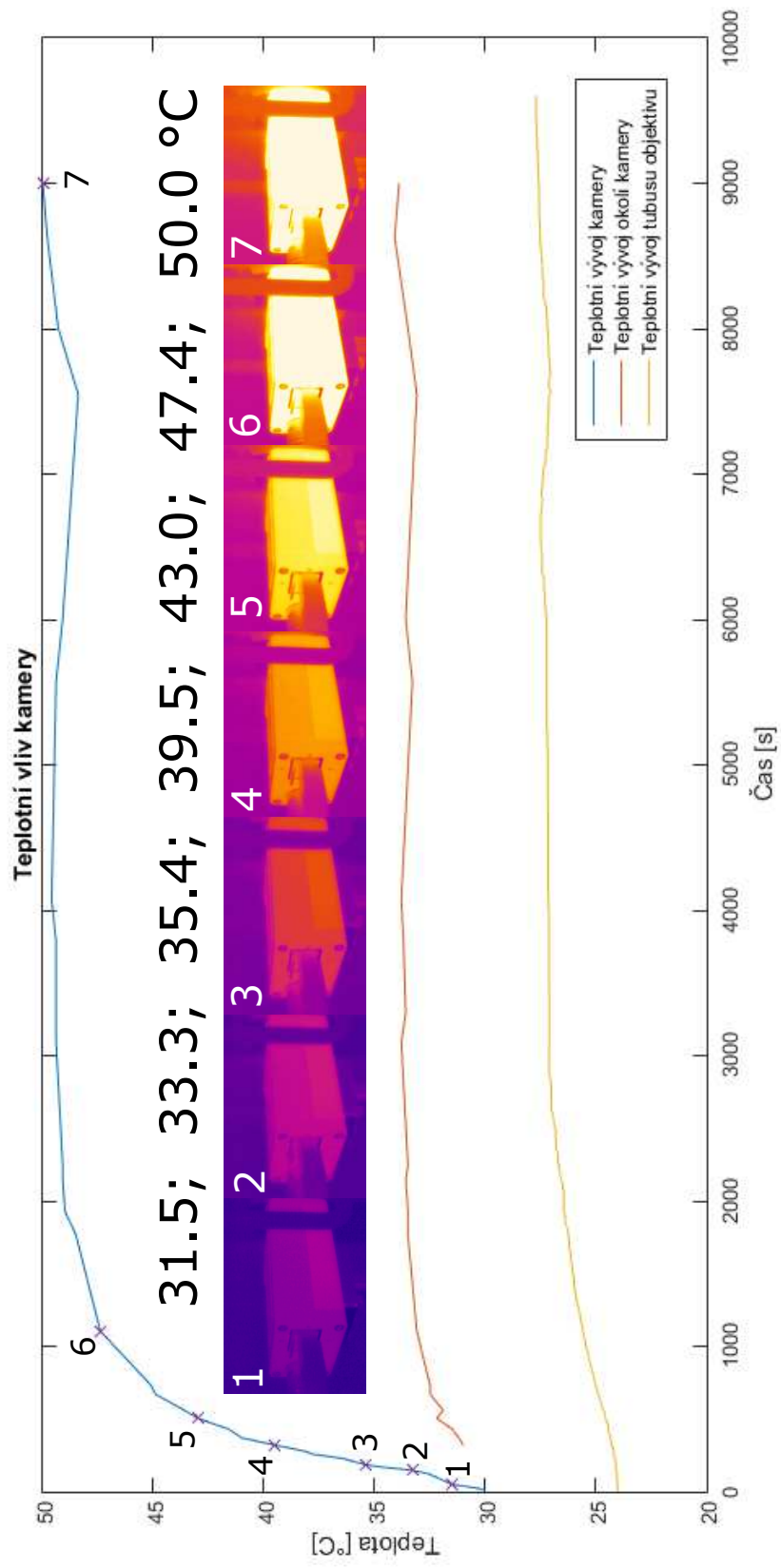
7.8 Disperzní chování děliče svazku

Optické prvky (BS, čočky) v interferometrické soustavě způsobují disperzní chování záření, tedy odlišný lom záření na optických rozhraních pro různé vlnové délky. Kratší vlnové délky se lomí pod menším úhlem, delší vlnové délky poté pod větším. Lom záření na rozhraních dvou medií popisuje dobře Snellův zákon

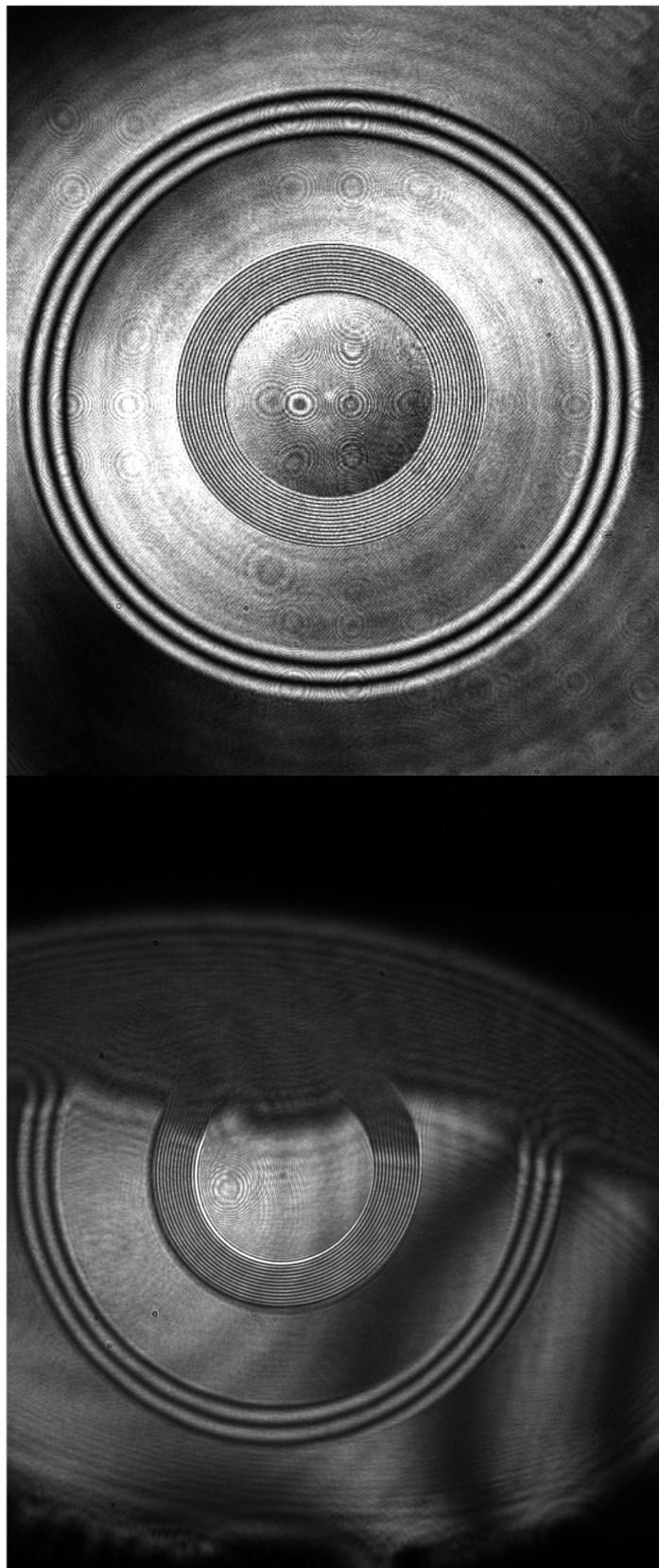
$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta. \quad (7.3)$$

Symboly n_1 a n_2 značí indexy lomu obou prostředí, dále α a β jsou po řadě úhel dopadu a úhel lomu záření.

Pro maximalizaci přesnosti měření je tedy vhodné využít vysoce monochromatický zdroj záření, tedy zdroj s úzkou spektrální šířkou. Rozdílné rychlosti šíření záření různých vlnových délek jsou umocněny objemem materiálu. V interferometrickém uskupení je tímto jevem zatížen nejvíce dělič svazku (BS). Proto byl proveden experiment, ve kterém byl BS zaměněn za pellicle. Pellicle je tenká celulózová membrána, kterou lze využít jako dělič svazku záření. Nevýhodami pelliclu je mimo vysoké ceny vysoká citlivost na mechanické vibrace a degradaci vlnoplochy (ořezáváním obrazu). Stálost vlnoploch (referenční a objektové) vůči optickým komponentám je pro interferometrii esenciální. Pellicle tedy znemožňoval přesné interferometrické měření a proto byl vyloučen a pro dělení svazku byl zvolen objemový BS. Porovnání vlnoploch generované BS a pelliclem je vyobrazeno Obrázkem 7.5.



Obrázek 7.4: Teplotní vliv kamery



Obrázek 7.5: Rozdíl detekovaného obrazu při použití membránového děliče svazku (vlevo) a hranolového děliče svazku (vpravo)

8 Diskuze výsledků

Tato kapitola shrnuje optimalizace konstrukce aparatury a prováděných měření. Poté jsou diskutovány výsledky měření vybraných vzorků.

8.1 Konstrukce interferometru a výpočetní středisko

Je zřejmé, že pro přesná interferometrická měření je třeba využít měřicí přístroje s velkou citlivostí (CCD kamera, WS-6). Dále je nutné dbát na vhodnou volbu komponent optického interferometru, např. komponenty s vhodným rozsahem optických filtrů (optická vlákna, dělič svazku, čočky). Velmi výrazně se na přesnosti měření podílí zdroj záření. Byly porovnány prototypové laserové diody, vytvořené v rámci projektu vývoje interferometrického měřidla pro měření asferických povrchů, s komerčními lasery (Toptica Photonics, Butterfly diode firmy Eagleyard Photonics). Prototypový zdroj se oproti zmíněným porovnávaným zdrojům vyznačuje stabilitou vlnové délky a opakovatelnou přeladitelností pomocí teploty a proudu s velmi rychlým ustálením hodnoty vlnové délky.

Pro analýzu dat pomocí jednodušších metod, např. interferometrie dvou vlnových délek stačí běžně dostupný počítač. Pro analýzu velkého množství dat, např. absolutní interferometrie z dat pěti zdrojů záření (50 Gb), je nutné pro náročnou výpočetní složitost využít vysocevýkonového výpočetního střediska.

8.2 Optimalizace měření

Pro dosažení nejvyšší možné přesnosti měření byl optimalizován měřicí proces. Interferometrická část měřidla byla postavena na antivibračních stolech, ta byla dále umístěna na gumovou podložku a kartonovou desku pro tepelné odstínění stolu. Celé měřidlo bylo umístěno do boxu eliminující okolní světlo, teplotu a vliv proudění vzduchu v místnosti. Byl představen vliv provozní teploty kamery a jeho eliminace. Z optického hlediska byl pro přesnější charakterizaci vstupního svazku použit polarizační dělič svazku (PBS). Dále byly vyzkoušeny dva typy děličů svazku - nepolarizační dělič svazku (NBS) a tenká membrána (pellicle). Použití membrány silně eliminuje disperzi záření v materiálu, nicméně narušuje objektovou i referenční vlnoplochu, čímž vnáší do měření chybu. Proto byl zvolen NBS, tedy je měření zatížené disperzním chováním záření.

Interferometrické měření bylo zautomatizováno měřícími algoritmy. Byly vytvořeny komunikační skripty a funkce pro vyčítání dat z měřících přístrojů (CCD kamera, WS-6, aj.) a jejich ovládání (kontroler laserových diod, přepínač kanálů zdroje záření). Pro větší homogenitu detekovaných dat byl vytvořen kalibrační algoritmus pro výkonovou modulaci laserových diod.

8.3 Topografie povrchů

Topografie povrchů byla změřena a popsána na čtyřech vzorcích.

Prvním vzorkem byla mírně nakloněná rovina zrcadla (ozn. LT zrcadlo). Tato rovina byla změřena a vyhodnocena pomocí klasické interferometrie a dvouvlňové interferometrie s řízenou modulací fáze. Výsledkem je rekonstrukce obrazu vzorku. Z naměřených dat bylo dále možné stanovit úhel natočení roviny. Výpočty natočení pomocí klasické interferometrie s lasery o vlnových délkách 773 nm a 852 nm vyšly ve shodě, viz Tabulka 8.1. Výsledek potvrzuje i vyhodnocení dvouvlňovou interferometrií využívající syntetickou vlnovou délku. Průměrná hodnota úhlu stočení tedy vyšla $\alpha_{LT} = 16'49'' \pm 45''$. Vzájemné odchylky jednotlivých měření jsou důsledkem disperze různých zdrojů záření (jiné λ) na optických elementech.

Tabulka 8.1: Stanovení úhlu α pomocí jednovlnné a dvouvlňové interferometrie

	λ_1	λ_2	Λ
α_{LT}	$0^\circ 16' 58,98''$	$0^\circ 17' 12,84''$	$0^\circ 16' 15,55''$
α_{HT}	-	-	$3^\circ 41' 40,86''$

Druhým vzorkem byla více nakloněná rovina zrcadla (ozn. HT zrcadlo). Tato rovina je pomocí klasické interferometrie jedné vlnové délky nevyhodnotitelná z důvodu podvzorkovanosti interferogramu vlivem porušení Nyquistova limitu. Tento problém řeší multivlnná (dvouvlňová) interferometrie, pomocí které bylo možné vyhodnotit úhel natočení roviny $\alpha_{HT} = 3^\circ 41' 40,86''$, viz Tabulka 8.1.

Třetím vzorkem byl plech difusního charakteru povrchu na zrcadle. Výška vzorku přesahovala dynamický rozsah interferometrie jedné vlnové délky i interferometrie dvou vlnových délek dostupných kombinací laserových diod (Λ_1 až Λ_{10}). Analýza interferometrií dvou vlnových délek neposkytla správné výsledky (Λ_1 až Λ_{10}). Rozsah teplotní přeladitelnosti prototypových zdrojů záření umožnila využití syntetické vlnové délky $\Lambda_{\Delta 773}$, která disponuje vyšším dynamickým rozsahem než předešle zmíněné Λ_{1-10} . Využitím této vlastnosti laseru bylo možné získat hrubý obraz testovaného vzorku, nicméně s velkou chybou, viz Tabulka 8.2. Komplexnost charakteru vzorku podmiňuje vhodnost využití metody interferometrie skenování vlnovou délkou (WSI - AI), jejíž vyhodnocení přístupem absolutní interferometrie umožnilo vzorek analyzovat. Dle (WSI - AI) vyšla hodnota $PV = 0.3447$ mm.

Výsledky měření jsou vyneseny ve výše zmíněné Tabulce.

Tabulka 8.2: Výsledky měření RMS a STD absolutní a relativní interferometrie difusního plechu

[mm]	RMS _{l1}	RMS _{l2}	STD _{l1}	STD _{l2}	PV
AI	0.0042	0.3249	0.00011	0.00099	0.3447
$\Lambda_{\Delta 773}$	0.0340	0.2047	0.0023	0.0025	0.2318

Čtvrtým testovaným vzorkem byl artefakt definovaného tvaru, jenž přibližuje geometrii reálné asferické čočky. Tento vzorek byl vyhodnocen pomocí relativní dvouvlňové interferometrie s řízenou modulací fáze různých kombinací vlnových délek laserů Λ_{1-10} , které vyšly ve shodě, viz Tabulka 8.3. Tabulka zároveň porovnává výsledky s dalšími metodami využitými při analýze tohoto vzorku, tedy jednovlnová WSI a AI (analýza WSI kombinací pěti setů dat). Měření RMS všech použitých metod vyšly ve shodě. Nejvyšší přesnosti měření artefaktu dosahovala metoda dvouvlňové interferometrie s přesností STD v měřených oblastech v řádu jednotek nm. Naměřené RMS vyšlo $RMS_{2WI} = 5.9982 \pm 0.001 \mu m$. Komplexnější metody WSI a AI dosahují přesnosti STD v řádu desítek nm. Naměřená RMS vyšla $RMS_{1W-WSI} = 5.8562 \pm 0.02 \mu m$ a $RMS_{5W-WSI(AI)} = 5.9419 \pm 0.02 \mu m$. Hodnoty PV jsou u těchto dvou metod zatížené chybami (způsobené zašuměním). Z hodnot je vidět, že metoda 5W-WSI (AI) zpřesňuje 1W WSI. Metoda 5W-WSI (AI) navíc disponuje možností měření vzorků s vyšším dynamickým rozsahem, dokáže také analyzovat difusní vzorek. Oproti předchozím metodám je však AI výpočetně náročnější, tedy i časová náročnost analýzy je vyšší. Porovnání metod při měření artefaktu shrnuje Tabulka 8.4.

Tabulka 8.3: Výsledky měření RMS a STD artefaktu pomocí dvouvlňové interferometrie všech kombinací laserů, WSI jedné vlnové délky a absolutní interferometrie

$[\mu m]$	RMS _{l1}	RMS _{l2}	RMS _{l3}	STD _{l1}	STD _{l2}	STD _{l3}	PV
Λ_1	5.9967	5.0012	0.0326	0.0011	0.0005	0.0007	6.0386
Λ_2	5.9967	5.0012	0.0326	0.0011	0.0005	0.0007	6.0386
Λ_3	5.9967	5.0012	0.0326	0.0011	0.0005	0.0007	6.0386
Λ_4	5.9967	5.0012	0.0326	0.0011	0.0005	0.0007	6.0386
Λ_5	5.9982	4.9999	0.0337	0.0008	0.0006	0.0005	6.0322
Λ_6	5.9982	4.9999	0.0337	0.0008	0.0006	0.0005	6.0322
Λ_7	5.9982	4.9999	0.0337	0.0008	0.0006	0.0005	6.0322
Λ_8	6.0006	5.0030	0.0339	0.0012	0.0007	0.0006	6.4161
Λ_9	6.0006	5.0030	0.0339	0.0012	0.0007	0.0006	6.0391
Λ_{10}	5.9993	5.0030	0.0307	0.0010	0.0006	0.0006	6.0357
WSI	5.8562	5.0236	0.2006	0.0190	0.0197	0.0261	7.8902
AI	5.9419	4.9893	0.0658	0.0283	0.0224	0.0236	7.1062

Tabulka 8.4: Porovnání metod použitých při měření artefaktu, po řadě interferometrie dvou vlnových délek s řízenou změnou fáze, interferometrie skenování vlnovou délkou a metoda absolutního vyhodnocení vzdáleností WSI

$[\mu m]$	2WI (Λ)	1W-WSI	5W-WSI(AI)
Dynamický rozsah	nízký-střední	střední	vysoký
Měřené RMS	5.9982	5.8562	5.9419
Přesnost měření	$10^{-2} - 10^{-3}$	$10^{-1} - 10^{-2}$	10^{-2}
Měřené STD_{avg}	1×10^{-3}	2×10^{-2}	2×10^{-2}
Výpočetní náročnost	nízká	nízká	vysoká

9 Závěr

V rámci této práce byl diskutován způsob velmi přesného měření topografie povrchů. Zvolenou metodou dvouvláňné interferometrie s řízenou změnou fáze a interferometrie skenování vlnovou délkou byly naměřeny a vyhodnoceny (absolutní i relativní interferometrií) vybrané vzorky. Hlavními výhodami zvolených metod jsou přesnosti měření dosahující řádu desítek nanometrů, zorné pole a nekontaktní princip měření, tedy nedochází k poškození vzorku.

Při návrhu a konstrukce setupu (optické soustavy) bylo dbáno na její jednoduchost pro eliminaci možných vlivů způsobující nepřesnosti měření. Přesnost měření je srovnatelná s komerčními interferometry. Konstrukce setupu umožňuje měření různých typů vzorků a adaptaci na jiné typy měření. Algoritmické zpracování dat umožňuje měření absolutních vzdáleností.

Ve své diplomové práci jsem provedl rešerši v oblasti technik vyhodnocování topografie povrchu s hlavním zaměřením na interferometrické metody. Popsal jsem metody vyhodnocující povrchy pomocí relativní interferometrie a nastínil možnost měření absolutních vzdáleností. Navrhl jsem vhodnou metodu pro měření topografie povrchu - dvouvláňná interferometrie s řízenou změnou fáze pro relativní měření vzdáleností a interferometrie skenování vlnovou délkou pro měření absolutních vzdáleností. Interferometr jsem z dostupných komponent sestavil a provedl měření na vybraných vzorcích. Naměřená data jsem vyhodnotil a diskutoval výsledky.

V této oblasti by bylo vhodné navázat další prací, zejména v oblasti optimalizace měření a vyhodnocení metody absolutní interferometrie.

Literatura

- [1] Basics of White-Light Interferometry. 2017, [online] [cit.2017-03-29].
URL http://www.polytec.com/fileadmin/user_uploads/Solutions/Surface_Profiling/Documents/OM_AN_IF0207_E_Basics_WLI.pdf
- [2] Contact-type Surface Roughness/Profile Measuring Instruments. 2017, [online] [cit.2017-03-10].
URL http://www.keyence.com/ss/products/microscope/roughness/equipment/line_01.jsp
- [3] Non-contact Surface Roughness/Profile Measuring Instruments. 2017, [online] [cit.2017-03-28].
URL <http://www.keyence.com/ss/products/microscope/roughness/equipment/non-contact-instruments.jsp>
- [4] Optical Profiler Basics. 2017, [online] [cit.2017-03-26].
URL <https://www.zygo.com/?/met/profilers/opticalprofilersabout.htm>
- [5] Surface Roughness Measurement: Essential for Technology. 2017.
URL <https://www.zygo.com/?/met/profilers/surfaceroughnessmeasurement.htm>.
- [6] White Light Interferometers. 2017, [online] [cit.2017-03-27].
URL <http://www.keyence.com/ss/products/microscope/roughness/equipment/interferometers.jsp>
- [7] Abdelsalam, D. G.; Yao, B.: Interferometry and its Applications in Surface Metrology. In *Optical Interferometry*, InTech, feb 2017, doi:10.5772/66275.
- [8] Baumruk, V.: Difrakce, 2017, učební text k přednášce, MFF Univerzita Karlova v Praze. [online] [cit.2017-03-30].
URL <http://fu.mff.cuni.cz/biomolecules/media/files/courses/Difrakce.pdf>.
- [9] Baumruk, V.: Polarizace, 2017, učební text k přednášce, MFF Univerzita Karlova v Praze. [online].
URL <http://fu.mff.cuni.cz/biomolecules/media/files/courses/Polarizace.pdf>.

- [10] Blanche, P.-A.; Bablumian, A.; Voorakaranam, R.; aj.: Holographic three-dimensional telepresence using large-area photorefractive polymer. *Nature*, rok 468, 320, nov 2010: s. 80–83, doi:10.1038/nature09521.
- [11] Born, M.; Wolf, E.: *Principles of Optics*. Cambridge University Pr., 2002, ISBN 0521642221.
- [12] Chase, G.: Sagnac interferometry, 2012, drexel university, Philadelphia 2012.
- [13] Cowley, J. M.: *Diffraction physics*. American Elsevier, 1975, ISBN 0-444-10791-6.
- [14] DeGarmo, E. P.; Black, J. T.; Kohser, R. A.: *Materials and Processes in Manufacturing*. Wiley, 2003, ISBN 978-0471656531.
- [15] Franceschinis, G.: Surface Profilometry as a tool to Measure Thin Film Stress, A Practical Approach, 2005, [online] [cit.2017-03-15].
URL https://people.rit.edu/lffeee/stress_measurement.pdf
- [16] GABOR, D.: A New Microscopic Principle. *Nature*, rok 161, 098, may 1948: s. 777–778, doi:10.1038/161777a0.
- [17] Gerry, C.; Knight, P.: *Introductory Quantum Optics*. Cambridge University Pr., 2004, ISBN 052152735X.
- [18] Gire, J.; Denis, L.; Fournier, C.; aj.: Digital holography of particles: benefits of the 'inverse problem' approach. *Measurement Science and Technology*, rok 19, 7, 2008: str. 074005.
URL <http://stacks.iop.org/0957-0233/19/i=7/a=074005>
- [19] Glytsis, E. N.: Spatial & temporal coherence, 2017, school of ECE, NTUA. [online] [cit. 2017-04-28].
URL http://users.ntua.gr/eglytsis/OptEng/Coherence_p.pdf
- [20] de Groot, P.: Principles of interference microscopy for the measurement of surface topography. *Adv. Opt. Photon.*, rok 7, 1, Mar 2015: s. 1–65, doi: 10.1364/AOP.7.000001.
URL <http://aop.osa.org/abstract.cfm?URI=aop-7-1-1>
- [21] Gross, M.; Atlan, M.: Digital holography with ultimate sensitivity. *Optics Letters*, rok 32, 8, mar 2007: str. 909, doi:10.1364/ol.32.000909.
- [22] Haack, G.; Förster, H.; Büttiker, M.: Parity detection and entanglement with a Mach-Zehnder interferometer. *Physical Review B*, rok 82, 15, oct 2010, doi: 10.1103/physrevb.82.155303.
- [23] Halliday, D.; Resnick, R.; Walker, J.: *Fundamentals of Physics*. Wiley, 2004, ISBN 0-471-23231-9.

- [24] Hariharan, P.: *Optical Interferometry, 2e.* ACADEMIC PR INC, 2003, ISBN 0123116309.
- [25] Hariharan, P.: *Basics of Interferometry.* ACADEMIC PR INC, 2006, ISBN 0123735890.
- [26] Hecht, E.: *Optics (4th Edition).* Addison-Wesley, 2001, ISBN 0-8053-8566-5.
- [27] Inoué, S.: *Handbook of Biological Confocal Microscopy.* Springer-Verlag New York Inc., 2006, ISBN 038725921X.
- [28] Jones, R.; Wykes, C.: *Holographic and Speckle Interferometry (Cambridge Studies in Modern Optics).* Cambridge University Press, 1989, ISBN 0-521-34417-4.
- [29] Kelly, D. P.; Monaghan, D. S.; Pandey, N.; aj.: Digital Holographic Capture and Optoelectronic Reconstruction for 3D Displays. *International Journal of Digital Multimedia Broadcasting*, rok 2010, 2010: s. 1–14, doi:10.1155/2010/759323.
- [30] LIGO: What is an Interferometer? 2017, [online] [cit.2017-03-30].
URL <https://www.ligo.caltech.edu/WA/page/what-is-interferometer>
- [31] Mach, M.: Plazmové modifikace nástrojů pro zpracování kompozitů. 2015, bakalářská práce.
- [32] Malacara, D.: *Optical Shop Testing.* Wiley Series in Pure and Applied Optics, Wiley, 2007, ISBN 9780470135969.
- [33] Mandel, L.; Wolf, E.: *Optical Coherence and Quantum Optics.* Cambridge University Press, 1995, ISBN 0521417112.
- [34] Marathay, A. S.: *Elements of Optical Coherence Theory (Pure & Applied Optics).* John Wiley & Sons Inc, 1982, ISBN 0-471-56789-2.
- [35] Masters, B. R.: *Confocal Microscopy And Multiphoton Excitation Microscopy: The Genesis of Live Cell Imaging (SPIE Press Monograph Vol. PM161).* SPIE Publications, 2006, ISBN 978-0-8194-6118-6.
- [36] Moschetti, G.; Forbes, A.; Leach, R. K.; aj.: Phase and fringe order determination in wavelength scanning interferometry. *Optics Express*, rok 24, 8, apr 2016: str. 8997, doi:10.1364/oe.24.008997.
- [37] Norton, A.: *Dynamic Fields and Waves (The Physical World).* CRC Press, 2000, ISBN 978-0-7503-0719-2.
- [38] Pawley, J.: *Handbook of Biological Confocal Microscopy.* Springer-Verlag New York Inc., 2006, ISBN 038725921X.
- [39] Peca, M.; Psota, P.; Vojtíšek, P.; aj.: Absolute and relative surface probe interferometry using multiple frequency-scanned lasers. 2016.

- [40] Saleh, B. E. A.; Teich, M. C.: *Fundamentals of Photonics (Wiley Series in Pure and Applied Optics)*. John Wiley & Sons, 1991, ISBN 0-471-83965-5.
- [41] Schnars, U.; Jüptner, W.: *Digital Holography*. Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- [42] Semwogerere, D.; Weeks, E. R.: Confocal microscopy. *Encyclopedia of Biomaterials and Biomedical Engineering*, rok 23, 2005: s. 1–10.
- [43] T. Chi, R. O. M. Z., T. Ballinger: *Surface Texture Analysis Using Dektak Stylus Profilers*. Veeco Instruments Inc., 2014, [online] [cit.2017-03-09].
- [44] Toal, V.: *Introduction to Holography*. CRC Press, 2011, ISBN 978-1-4398-1868-8.
- [45] Vít Lédl, P. V. a. R. D., Pavel Psota: *Digitální holografické interferometrie*. Technická univerzita v Liberci, 2015.
- [46] Whitehouse, D.: *Handbook of Surface and Nanometrology, Second Edition*. CRC Press, 2010, ISBN 9781420082029.
URL <https://books.google.cz/books?id=VpS0l04zqVEC>
- [47] Whitehouse, D. J.: *Handbook of Surface Metrology*. CRC Press, 1994, ISBN 0-7503-0039-6.
- [48] Whitehouse, D. J.: *Surfaces and their Measurement*. Butterworth-Heinemann, 2012, ISBN 978-0080972015.
- [49] Yamamoto, A.; Kuo, C.-C.; Sunouchi, K.; aj.: Surface Shape Measurement by Wavelength Scanning Interferometry Using an Electronically Tuned Ti:sapphire Laser. *Optical Review*, rok 8, 1, jan 2001: s. 59–63, doi: 10.1007/s10043-001-0059-8.