

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

PROFILOMETRIE POVRCHŮ POMOCÍ REFLEXNÍ DIGITÁLNÍ HOLOGRAFICKÉ MIKROSKOPIE

SURFACE PROFILOMETRY BY MEANS OF REFLECTED-LIGHT DIGITAL HOLOGRAPHIC
MICROSCOPY

DIZERTAČNÍ PRÁCE
DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ing. LUDĚK LOVICAR

VEDOUČÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Doc. RNDr. RADIM CHMELÍK, Ph.D.

ŠKOLITEL SPECIALISTA
CO-SUPERVISOR

Prof. RNDr. JIŘÍ KOMRSKA, CSc.

BRNO 2010

Abstrakt

Dizertační práce se zabývá analýzou a optimalizací kvantitativního zobrazení odrazných povrchů pomocí reflexního digitálního holografického mikroskopu, který byl navržen a zkonstruován na Ústavu fyzikálního inženýrství. Princip zobrazení mikroskopem je založen na mimoosové holografii s časově a prostorově nekoherentním osvětlením. Z výsledného obrazu lze rekonstruovat obrazovou amplitudu i obrazovou fázi, což umožňuje provádět profilometrická měření s nanometrovým rozlišením ve směru optické osy.

Těžisko práce spočívá v návrhu a experimentálním ověření ucelené metodiky měření odrazných povrchů, která postihuje faktory ovlivňující výsledné zobrazení mikroskopu, a cílem které je správná interpretace naměřených dat. Metodiku měření je třeba přizpůsobit charakteru zkoumaného povrchu, proto je v této práci uvedeno základní rozdělení povrchů dle charakteru jejich topografie vzhledem k zobrazovacím vlastnostem mikroskopu.

Porozumění zobrazovacímu procesu reflexního digitálního holografického mikroskopu je nezbytné při vyhodnocování výsledků měření. Z tohoto důvodu se práce zabývá teoretickým popisem zobrazení konkrétních povrchových struktur. Při teoretickém popisu zobrazení je použitý formalismus kinematické teorie difrakce.

Abstract

The dissertation is focused on the analysis and optimization of quantitative imaging of reflective surfaces by means of reflected-light digital holographic microscope which was designed and constructed at the Institute of Physical Engineering. The principle of the microscope is based on off-axis holography with spatially and temporally incoherent illumination. Image intensity together with image phase can be reconstructed from a single output image plane hologram. High precision profilometry measurement with nanometer scale in the optical axis direction can be carried out by this microscope due to its imaging characteristic.

The aim of the presented thesis is a measurement methodology proposal together with its experimental verification. The methodology covers factors which have a significant influence on the final output image and consequently on the correct image interpretation. The character of the investigated surface topography determines the measurement methodology, therefore the basic classification of surfaces according to the imaging characteristics of the microscope is presented.

Comprehension of the imaging process of the reflected-light digital holographic microscope is essential for the results interpretation. For that reason the dissertation is concerned with the theoretical description of specific surface structures imaging. For the theoretical description of imaging process the formalism of kinematic theory of diffraction is used.

Klíčová slova

Digitální holografická mikroskopie, profilometrie, sledování a měření povrchu, rozlišovací schopnost, spektrální hustota osvětlení, optický řez, osová intenzitní odezva, stabilizace.

Keywords

Digital holographic microscopy, profilometry, surface observation and measurement, resolving power, spectral composition, optical sectioning, axial intensity response, stabilization.

LOVICAR, L. *Profilometrie povrchů pomocí reflexní digitální holografické mikroskopie*. Brno, 2010. ?? s. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Vedoucí dizertační práce doc. RNDr. Radim Chmelík, Ph.D.

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval v celém rozsahu samostatně pod vedením doc. RNDr. Radima Chmelíka, Ph.D. a že veškeré podklady, ze kterých jsem čerpal, jsou uvedeny v seznamu literatury.

Ing. Luděk Lovicar

Na tomto místě bych chtěl poděkovat doc. RNDr. Radimu Chmelíkovi, Ph.D. za vedení dizertační práce a prof. RNDr. Jiřímu Komrskovi, CSc. za pomoc při studiu. Dále bych chtěl poděkovat svým kolegům z laboratoře za tvůrčí prostředí, které vytváří. V neposlední řadě bych chtěl poděkovat své rodině.

Ing. Luděk Lovicar

Obsah

1 Úvod	3
1.1 Historický přehled reflexní interferenční mikroskopie	3
1.2 Reflexní digitální holografická mikroskopie na ÚFI	7
1.3 Motivace a cíle práce	8
2 Optické bezkontaktní profilometrické metody	10
2.1 Konvenční optický mikroskop	10
2.2 Konfokální mikroskop	10
2.3 Mikroskop s dvojitým rastrováním	11
2.4 Konfokální interferenční mikroskop	11
2.5 Interferenční mikroskopie využívající nízkou koherenční délku záření	11
3 Reflexní digitální holografický mikroskop	13
3.1 Schéma a popis funkce RDHM	13
3.2 Zpracování obrazu	15
3.3 Zobrazovací charakteristiky RDHM	16
3.3.1 Základní poznatky zobrazení RDHM	16
3.3.2 Osová intenzitní odezva pro rovinu	16
3.3.3 Osová fázová odezva	20
4 Hlavní faktory ovlivňující zobrazení RDHM	21
4.1 Referenční plocha	21
4.2 Šum - rozptyl hodnot fáze	22
4.3 Zkreslení vlivem příčného rozlišení mikroskopu	23
4.4 Opravný koeficient pro numerickou aperturu objektivů	23
4.5 Tvar spektra zdroje záření	24
4.6 Ošetření fázového obrazu	25
5 Metodika měření povrchů pomocí RDHM	27
5.1 Malé výškové změny v topografii povrchu – nerovinný povrch mělký	27
5.2 Velké výškové změny v topografii povrchu – nerovinný povrch hluboký	28
6 Nerovinný povrch mělký	31
6.1 Jednorozměrná binární periodická struktura	31
6.2 Dvourozměrná binární periodická povrchová struktura	34
6.2.1 Popis zobrazení binární povrchové struktury	34
6.3 Experimentální ověření	37

6.4	Vyhodnocení	39
7	Vliv výšky periodické struktury na její zobrazení	44
7.1	Teoretický popis	45
7.2	Výpočet zobrazení	46
7.3	Shrnutí	46
8	Nerovinný povrch hluboký	49
8.1	Teorie zobrazení	49
8.2	Metodika měření	50
8.2.1	Souhrn předpokladů a z toho plynoucích nároků na měřicí systém	50
8.2.2	Postup získání fázové mapy povrchu vzorku hloubkově diskriminovanou intenzitou	51
8.3	Experimentální ověření	51
8.3.1	Referenční měření	53
8.4	Vyhodnocení	57
9	Shrnutí	60
	Seznam použitých symbolů	63
	Literatura	65

Kapitola 1

Úvod

1.1. Historický přehled reflexní interferenční mikroskopie

Položení základů pro interferenční mikroskopii by se dal přisoudit Thomasi Youngovi, který jednoduchým experimentem se soustavou dvou štěrbin jako první pozoroval v roce 1801 interferenční obrazec. Ovšem než došlo k využití interferenčního jevu v mikroskopii, uběhla od Youngova experimentu řada let.

W. Linnik popsal v roce 1933 sestavu mikroskopu pro zobrazování odrazných povrchů, která využívala principu interference [1]. V roce 1943 představil R. Ruhle [2] a následně v roce 1945 C. Timms [3] jednoduchou sestavu pro studium odrazných povrchů založenou na principu mikrointerferometrie. Základem sestavy byl běžný mikroskop s vertikálním osvětlením, u kterého docházelo k interferenci mezi částí svazku odraženou od zkoumaného povrchu a částí svazku, která se odrážela od polopropustné vrstvy napařené na přední optické ploše objektivu. V roce 1944 popsal J. F. Kayser [4] podobnou metodu, která se lišila od výše zmíněných v tom, že jako referenční plochu k ploše zkoumaného povrchu použil částečně hliníkem pokovené krycí sklíčko. Využití dvousvazkové interferenční mikroskopie při studiu odrazných povrchů je popsáno v [5]. Tato metoda interferenční mikroskopie je založena na principu Linnikova uspořádání s rtuťovou výbojkou, která byla v té době běžným zdrojem osvětlení. Z jejího spektra byla použita čára na vlnové délce $\lambda = 546$ nm. V publikaci je zdokumentováno široké využití této mikroskopové techniky při studiu drsnosti nerezové oceli v závislosti na povrchové úpravě, dále pak při kontrole povrchové geometrie po opracování, článek se zabývá i sledováním tloušťky vrstvy elektrodopozitu na odrazném povrchu. V závěru jsou shrnuty přednosti a nedostatky této metody při aplikaci na konkrétních površích. J. Dyson ve svém článku z roku 1956 [6] rozdělil interferenční mikroskopy do skupin na základě jejich zobrazovacích vlastností vzhledem k nárokům plynoucím z možných aplikací této skupiny mikroskopů. Z tohoto rozdělení vyplývají zpětně i nároky, které ovlivňují konečnou konstrukci interferenčních mikroskopů.

Ačkoliv je tato kapitola, ostatně jako celá práce, věnována odrazným povrchům a tedy popisu interferenčních metod užívaných v reflexním uspořádání, je následující výčet zaměřen i na systémy transmisní. Opodstatněním takového postupu je skutečnost, že důležité poznatky plynoucí z níže uvedených prací mají svoje místo a uplatnění i v uspořádání reflexním.

V roce 1963 popsali E. N. Leith a J. Upatnieks [7] metodu rekonstrukce vlny z hologramu pro dva typy objektů; objekty se slabým signálem pozadí a objekty s plynulou změnou propustnosti. Principem metody byla mimoosová holografie, která umožňovala zpětnou rekonstrukci hologramu, která se svojí kvalitou velmi blížila zobrazovanému objektu. Navrženou metodu

1.1. HISTORICKÝ PŘEHLED REFLEXNÍ INTERFERENČNÍ MIKROSKOPIE

ověřili se dvěma zdroji záření, plynovým He-Ne laserem ($\lambda = 632,8$ nm) a rtuťovou výbojkou. Z této práce vyplynulo několik dalších aplikací. Jednou z nich bylo pořízení hologramu a stejně tak i jeho následnou zpětnou rekonstrukci s divergentním svazkem světla. Rekonstruovaný obraz byl zvětšený oproti původnímu objektu. Jednalo se prakticky o mikroskop bez zobrazovací optiky se zvětšením kolem $10\times$, což bylo i experimentálně dokázáno. O dva roky později publikoval E. N. Leith se svojí skupinou práci [8], která se zabývala aplikací rekonstrukce vlnoplochy v mikroskopii. Tato metoda byla založena na dvousvazkovém Gaborově mikroskopu. Práce se zabývá matematickým popisem zobrazení předmětu a následnou rekonstrukcí vlnoplochy. K rekonstrukci vlnoplochy je využit první difrakční řád. Analýza aberací, ke kterým dochází při procesu rekonstrukce, je součástí publikace. V této práci je diskutována i možnost rekonstrukce hologramu jinou vlnovou délkou, než kterou byl hologram předmětu pořízen. Jednalo se však vždy o monochromatické záření. Výčet výhod a nároků mimoosové holografie je úvodem k publikaci, jejímiž autory jsou E. N. Leith a J. Upatnieks [9]. Hlavní náplní práce je rozbor zobrazení achromatického interferometru v osovém uspořádání s difrakční mřížkou jako děličem svazku. V publikaci je diskutován vliv prostorové a časové koherence na výsledné zobrazení. Popis zobrazovacích vlastností achromatického interferometru, jehož jádrem je systém tří difrakčních mřížek, je náplní publikace [10]. Zobrazovací vlastnosti tohoto interferometru aplikovali autoři na případu sledování pohybu předmětu v čistém a světlo rozptylujícím prostředí. Výsledné zobrazení bylo porovnáno se zobrazením běžným optickým systémem, který využívá optických čoček. Zkreslení způsobené rozptylujícím prostředím bylo u zobrazení achromatickým interferometrem silně redukováno oproti zobrazení běžným optickým systémem. E. N. Leith a G. J. Swanson se ve svém článku [10] zabývají různými typy achromatických interferometrů, které využívají prostorově a časově nekoherentního zdroje světla. Náplní práce je obecný popis systému achromatického interferometru doplněný o rozbor systému n -mřížkového interferometru. Podrobně se pak práce zabývá vlastnostmi systému jednomřížkového a třímřížkového interferometru. Vlastnosti obou systémů jsou v publikaci testovány i experimentálně. Sestava interferometru s plošným zdrojem, která využívá prostorovou nosnou frekvenci k rekonstrukci zobrazení, je náplní publikace [11]. V práci jsou diskutovány zobrazovací vlastnosti modifikovaného interferometru Machova-Zehnderova typu s difrakční mřížkou na místě děliče svazku a je zde kladen důraz na porovnání vlastností zobrazení uspořádání využívajícího plošného prostorově nekoherentního zdroje se zobrazovacími vlastnostmi uspořádání se zdrojem prostorově koherentním. Třímřížkový interferometr a analýza jeho zobrazení i ve vztahu poměru signálu k šumu je představen v publikaci [13]. Popisovaný systém je složen ze tří mřížek a dvou čoček. V článku je proveden rozbor zobrazení bez čoček i s nimi a teoretický rozbor je doplněn i o experimentální data, kde je opět jako v předchozí publikaci porovnán výsledek prostorově a časově koherentního a nekoherentního zdroje. Zobrazovací interferenční technika, pomocí které lze dosáhnout rozlišení mnohonásobně většího než umožňuje Rayleighovo kritérium, je popsána v publikaci [15]. Tato technika je založena na principu třímřížkové interferometrie s prostorově nekoherentním zdrojem záření. Funkčnost této sestavy je experimentálně ověřena na standardu pro rozlišení U.S. Air Force (USAF). V druhé části publikace je diskutována sestava se dvěma mřížkami a prostorově i časově nekoherentním zdrojem záření. V publikaci je kladen důraz spíše na kvalitativní nežli na kvantitativní popis zobrazení systému interferometru. Hlubší kvantitativní náhled na zobrazovací vlastnosti systému vícemřížkového interferometru s prostorově i časově nekoherentním zdrojem záření podává publikace [16]. V této publikaci se jedná o systém, který stejně tak jako systém v předchozí publikaci dosahuje tzv. superrozlišení - rozlišení vyšší než je Rayleigho

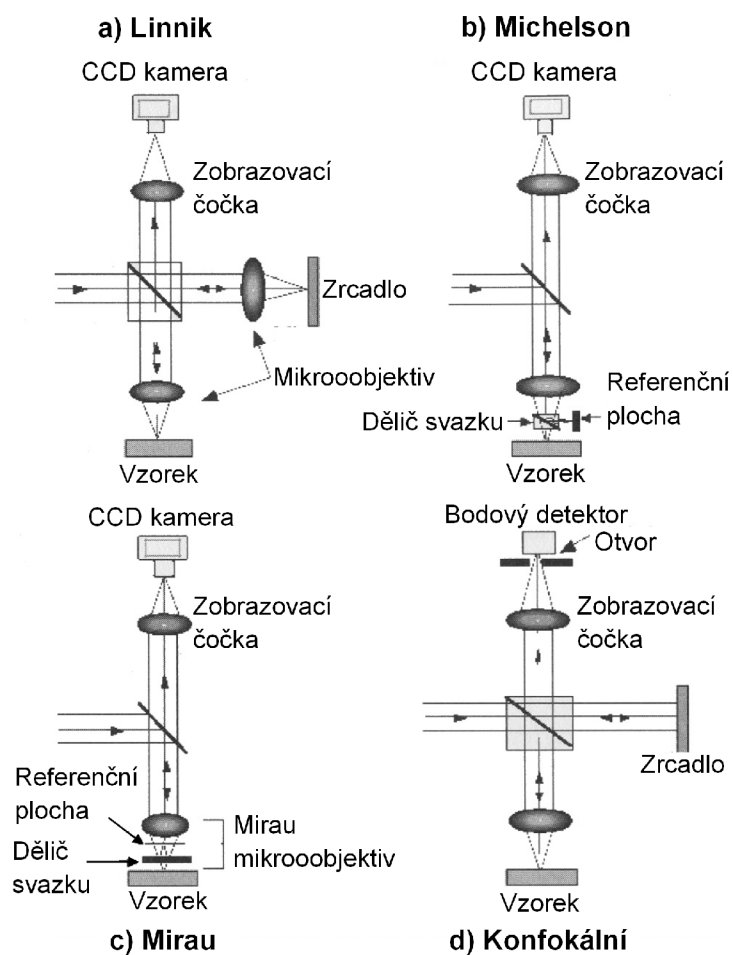
1.1. HISTORICKÝ PŘEHLED REFLEXNÍ INTERFERENČNÍ MIKROSKOPIE

kritérium. Zobrazovací proces založený na principu nekoherentní interferometrie vykazuje řadu jedinečných vlastností. Takový zobrazovací proces vytváří amplitudový i fázový obraz vysoké kvality s nízkou hodnotou šumu, obrazová amplituda je hloubkově diskriminována (optický řez), umožňuje zobrazovat objekty v rozptylujícím prostředí. Práce [17] se zabývá porovnáním nekoherentní interferometrie se zobrazením konfokálním, které vykazuje řadu podobných vlastností. Práce obsahuje teoretický rozbor zobrazení a experimentální část, ve kterých jsou podrobně popsány tři hlavní vlastnosti konfokálního systému, a které vykazuje i systém nekoherentního interferometru. Jedná se o superrozlišení, potlačení rozptýleného světla a hloubkovou diskriminaci zobrazení. Tyto vlastnosti však mají u těchto dvou systémů odlišnou příčinu. Podobným tématem se zabývá i práce [18], kterou publikoval v roce 1995 P. C. Sun a E. Arons. Autoři popisují optický systém založený na principu prostorově nekoherentní interferometrie, který vykazuje obdobné vlastnosti jako systém konfokální s tím, že má i mnohé přednosti. Jednou z nich je zobrazení celého zorného pole v jediném okamžiku s hloubkově diskriminačním charakterem a to díky tzv. koherentním buňkám, tedy páru sobě odpovídajících zobrazení bodů v předmětové a referenční větvi interferometru. S využíváním CCD kamer jako záznamového média se postupně začal zavádět pro interferenční mikroskopii termín digitální holografická mikroskopie. V publikaci [19] je popsáno využití digitální holografické mikroskopie pro fázové zobrazení odrazného povrchu vzorku. Optické schéma vychází z Michelsonova interferometru s tím, že osa referenčního svazku svírá malý úhel se svazkem předmětovým, jedná se tedy o mimoosovou holografii, a je tak možné vyhodnotit obrazovou informaci na základě jednoho snímku. Náplní článku je kvantifikace fáze a její převod na informaci o výšce povrchové struktury, kterou byl zkušební vzorek USAF. Výsledky jsou porovnány s kontaktním profiloměrem. V roce 2002 představila skupina A. Duboise ve svém článku [20] optickou sestavu, která vychází z Linnikova schématu. Publikace se zabývá zobrazovacími vlastnostmi optického systému a podrobně sleduje vliv numerické apertury objektivů na vlastnosti hloubkové diskriminace, příčného rozlišení a citlivosti systému. V experimentální části jsou výše zmíněné vlastnosti dokumentovány na zobrazení rostlinné tkáně. Aplikace digitální holografické mikroskopie v metrologii při inspekci mikrotopografie struktur leptaných v objemovém niobičnanu litném je popsána v článku [22]. Na těchto strukturách jsou představeny výhody jejich zobrazení pomocí digitální holografické mikroskopie. Jádrem mikroskopu je Machův–Zehnderův interferometr a jako zdroj záření byl použit laserový svazek na vlnové délce $\lambda = 532 \text{ nm}$.

Cílem tohoto úvodního přehledu je postihnout vývoj techniky mimoosové nekoherentní holografické mikroskopie a uvést alespoň část prací, které lze považovat za stěžejní v této oblasti, jejíž rozsah uplatnění se neustále rozrůstá. Mimo zde zmíněné publikace vznikla řada dalších, které se zabývají digitální holografickou mikroskopií jak po stránce její aplikace nejen v materiálových vědách, ale i v biologii, tak po stránce teoretického popisu zobrazení.

Na obrázku 1.1 je uvedený přehled základních typů reflexních interferenčních mikroskopů. Každé schéma umožňuje mnohé modifikace v závislosti na potřebách uživatele a charakteru zkoumaných vzorků.

1.1. HISTORICKÝ PŘEHLED REFLEXNÍ INTERFERENCEČNÍ MIKROSKOPIE



Obrázek 1.1: Přehled základních typů reflexních interferenčních mikroskopů. a) Linnikovo schéma, b) Michelsonovo schéma, c) Mirauovo schéma a d) konfokální schéma. Převzato z [23] a upraveno.

1.2. Reflexní digitální holografická mikroskopie na ÚFI

Reflexní digitální holografický mikroskop (RDHM) byl vyvinut na Ústavu fyzikálního inženýrství. Tento typ mikroskopu využívá principu mimoosové holografie s prostorově a časově nekoherentním osvětlením. Z hologramu, který se tvoří ve výstupní rovině, je možné získat intenzitní i fázovou složku zobrazení téměř v reálném čase, protože celé zorné pole mikroskopu se zobrazuje v jediném okamžiku bez nutnosti rastrovat vzorkem.

Od zkonstruování a uvedení tohoto mikroskopu do zkušebního provozu v laboratoři Optické mikroskopie na Ústavu fyzikálního inženýrství vzniklo mnoho prací, které se zabývají jak teoretickým popisem zobrazení, tak i praktickým ověřením jeho zobrazovacích vlastností.

Princip mikroskopu a stručný popis převodu fázového zobrazení na zobrazení výškové společně s praktickými výsledky měření bylo publikováno v [24, 26, 31]. Podrobný popis přenosu prostorových frekvencí holografickým mikroskopem je uveden v [25] a schopnost hloubkově diskriminovaného zobrazení je teoreticky popsána a prakticky ověřena v pracích [24, 26, 31]. Teorie zobrazení RDHM je odvozena v [28, 29], kde je současně provedena i analýza tvaru koherentní funkce přenosu a amplitudové impulsové odezvy mikroskopu pro nekonečnou rovinu s objektivou různé numerické apertury. Souvislost mezi spektrální hustotou osvětlení použitého světelného zdroje a šířkou osové intenzitní odezvy mikroskopu byla popsána v [32]. Téma RDHM bylo současně náplní několika diplomových prací, které byly zaměřeny na ověření možnosti použít mikroskop při pozorování biologických vzorků [33, 34].

Profilometrická měření byla prováděna převážně na vzorcích se strukturou, jejíž rozsah výšek byl v rozmezí řádově jednotek až stovek nanometrů. Přesnost měření byla porovnána s výsledky měření stejných vzorků kontaktními profilometrickými metodami Talystep a AFM (Atomic Force Microscopy) [31, 35]. V těchto případech vykazovaly výsledky měření RDHM blízkou shodu s výsledky měření kontaktními metodami.

Metodika měření struktur, jejichž rozměr ve směru optické osy nepřesáhl velikost $\lambda/4$ byla rozpracována v autorově diplomové práci [35]. V ní se autor zaměřil na potlačení šumu v obraze a snížení vlivu vad mikroskopu na výsledné zobrazení, dále byl navržen a prakticky ověřen postup měření na vzorcích s tvarově různorodou strukturou.

Stanovení vlivu příčné rozlišovací schopnosti reflexního digitálního holografického mikroskopu na přesnost měření výškového profilu povrchu vzorku bylo náplní diplomové práce [36]. Autorka se v práci zabývala teoretickým aproximativním popisem zobrazení jednorozměrné struktury a analýzou vlivu parametrů struktury na výsledné zobrazení. Teoretické výsledky byly v závěru práce porovnány s výsledky experimentálně získanými.

Návrh nového konstrukčního uspořádání RDHM společně s praktickým ověřením byl náplní doktorské práce [37].

První z posledních dvou diplomových prací, které se věnovaly tématice RDHM [38, 39], se zabývala stabilizací a řízením optického systému mikroskopu na základě obrazové fáze [38]. Tato práce obsahuje vývoj softwaru řízení RDHM společně se základními procedurami pro zpracování výstupního obrazu mikroskopu. Ve druhém případě [39] se jednalo o práci zaměřenou na optimalizaci parametrů optické soustavy RDHM. Práce se zabývala novým konstrukčním návrhem mikroskopu a kompletním výpočtem chodu paprsků optickou soustavou.

V průběhu mého doktorského studia byly na mikroskopu provedeny následující konstrukční úpravy. Došlo ke změně orientace mikroskopu tak, aby orientace optické osy předmětové větve byla kolmá k vodorovné rovině. Tím byl usnadněn způsob vkládání vzorků do mikroskopu, které do té doby musely být upevněné pod přitlačné destičky, což značně zvyšovalo riziko poškození vzorků. Další výhodou nové orientace stolku je možnost použití mikroskopu i pro pozorování vzorků v imerzním prostředí, která se uplatní především u vzorků biologických.

Dalším krokem k zefektivnění měření pomocí RDHM bylo pořízení komerčního tříosého piezoelektrického stolku s vysokou přesností posuvu. Pro tento počítačem ovládaný stolek byla navržena a zkonstruována ručně ovládaná základna s hrubým a jemným posuvem, která umožňuje proměrování i objemnějších vzorků. Nový tříosý piezoelektrický stolek tak nahradil původní, který umožňoval piezokrystalem řízený posuv pouze ve směru optické osy. Zbývající dva směry byly ovládány ručně.

Výstupem z mikroskopu je obrazová informace o sledovaném vzorku. Její kvalitní záznam má velkou váhu pro její další správné zpracování a vyhodnocení. Z tohoto důvodu byla zakoupena FireWire kamera Astropix 1.4 s vysokým ziskem a rozlišením obrazu, která umožňuje záznam až 12-ti snímků za vteřinu v plném rozlišení (1392×1040). Tím se podstatně zvýšila rychlost a kvalita výstupního obrazu mikroskopu. Komerční software určený k řízení kamery byl nahrazen v laboratoři vyvinutým softwarem, který se stal základem v současné době vyvíjeného softwaru pro záznam a zpracování obrazu z RDHM. Software vzniká na základě potřeb uživatelů mikroskopu a jeho součástí je i blok pro přímé ovládání piezoelektrického stolku.

1.3. Motivace a cíle práce

Motivací pro vypracování zde předkládané dizertační práce byla především potřeba porozumění zobrazovacímu procesu RDHM, což je nezbytné pro správnou interpretaci naměřených dat, dále pak vypracování ucelené metodiky měření na základě současných postupů, která by v co největší míře využívala unikátních zobrazovacích vlastností mikroskopu potvrzených ve výše citovaných pracích.

Přehled hlavních zobrazovacích vlastností RDHM a jejich důsledků pro tvorbu obrazu:

- mimoosová holografie – rekonstrukce intenzitního a fázového zobrazení z jediného hologramu,
- kvantitativní fázový kontrast – fázové zobrazení povrchu vzorku s vysokým osovým rozlišením,
- nekoherentní holografie – možnost užití nekoherentního osvětlení, důsledkem je hloubkově diskriminovaná intenzita,
- případnou fázovou neurčitost měření lze odstranit hloubkově diskriminovanou intenzitou.

Cíle dizertační práce lze shrnout do následujících bodů:

1. Teoreticky popsat zobrazení povrchů s přesně definovanou geometrickou strukturou (případně s periodickým průběhem výšky), při kterém se uplatní přesný průběh koherentní funkce přenosu.
2. Teoreticky odvodit důsledky pro zobrazení nerovinných povrchů s periodickou strukturou, která je složena ze dvou různých materiálů.
3. Zvážit vliv omezené rozlišovací schopnosti mikroskopu na výsledné zobrazení a navrhnout metodu korekce experimentálních výsledků.
4. Navrhnout metodiku měření pro povrchy, jejichž topografie obsahuje výškové rozdíly, které v rekonstruované fázi způsobují změny mnohonásobně větší než 2π .
5. Vypracovat ucelenou metodiku měření, která bude zahrnovat kalibraci mikroskopu, postup měření, zpracování výsledků a minimalizaci chyb měření.
6. Experimentálně ověřit teoretické výsledky a navrhované postupy z výše uvedených bodů.

Kapitola 2

Optické bezkontaktní profilometrické metody

Studium povrchů, jejich monitorování a kvantitativní vyhodnocování z hlediska charakteru jejich topografie má své místo nejen v průmyslu, ale i v oblasti vývoje a výzkumu.

V této kapitole jsou uvedeny a stručně popsány nejrozšířenější optické bezkontaktní metody, které se v současnosti používají v materiálových vědách, v metrologii, v profilometrii a při inspekci odrazných povrchů.

2.1. Konvenční optický mikroskop

Tento typ mikroskopu umožňuje pozorovat povrch vzorku a měřit jeho topografii v příčném směru. Omezení jsou dána rozlišovací schopností mikroskopu, která je definována pro bodové objekty poloměrem Airyho disku. K měření povrchového profilu ve směru optické osy není tento typ mikroskopu vhodný, neboť charakter zobrazení se při rozostření výrazně nemění zejména v případě souvislých ploch, a není tak možné stanovit přesnou polohu jistého bodu zobrazení vůči předmetové rovině objektivu. Trojrozměrný profil povrchu lze do určité míry rekonstruovat zpracováním stereomikroskopického zobrazení [40], nebo analýzou výskytu vysokých prostorových frekvencí v zobrazení. Další z možností, jak u tohoto typu mikroskopu kvantitativně popsat odrazný povrch, je použití metody Nomarského interferenčního kontrastu [41], což je ve své podstatě metoda jednosvazkové interferometrie, ale vzhledem k tomu, že může být součástí konvenčního optického mikroskopu, je tato metoda uvedena v této podkapitole.

2.2. Konfokální mikroskop

Konfokální mikroskop navržený a zkonstruovaný Marvinem Minským v roce 1961 [42] znamenal značný posun vpřed jak v biologii, tak i v měření topografie povrchu vzorků [43]. Charakteristickou vlastností konfokálního mikroskopu je hloubková diskriminace intenzity zobrazení, tedy schopnost účinně potlačit světlo rozptýlené částmi vzorku ležícími mimo předmetovou rovinu objektivu. Parametrem popisujícím hloubkovou diskriminaci mikroskopu je osová intenzitní odezva pro rovinný objekt. Jedná se o závislost relativní intenzity I_r zobrazení homogenní roviny na její vzdálenosti χ od předmetové roviny. K vyjádření osové intenzitní odezvy je vhodné definovat bezrozměrné rozostření u vztahem [40]

$$u = 4\kappa_0 n \chi \sin^2(\alpha/2), \quad (2.1)$$

kde $\kappa_0 = 2\pi/\lambda$, λ je vlnová délka záření, α je úhlová apertura objektivu a n je index lomu. Pro ideální konfokální mikroskop, tj. konfokální mikroskop, u něž předpokládáme bodovou aperturu zdroje i detektoru a bezaberační optiku, pak platí v paraxiálním přiblížení

$$I_r(u) = \left[\frac{\sin(u/2)}{u/2} \right]^2. \quad (2.2)$$

Z principu mikroskopu vyplývá nutnost rastrování celou oblastí vzorku ve vzdálenosti $\chi = 0$, která má být zobrazena. To vede k časové náročnosti snímání [45]. Výjimku tvoří konfokální systém Odyssey od firmy Noran, který dosahuje rastrovací frekvence televizního signálu a to díky kombinaci akustooptického a galvanického vychylování světelného paprsku [46].

2.3. Mikroskop s dvojitým rastrováním

M. Petrář a M. Hadravský navrhli a sestrojili tento mikroskop roku 1966 [47]. Systém s rastrovacím kotoučem zajišťuje vícekanálové konfokální zobrazení a odstraňuje nutnost rastrování vzorkem. Mikroskop využívá větší počet jednoduchých konfokálních soustav, které pracují paralelně. V takovém případě je třeba zajistit, aby nedocházelo k vzájemnému ovlivňování soustav. To je zajištěno dostatečnou vzdáleností bodových zdrojů a detektorů na rotujícím disku. Následkem toho dochází k velké ztrátě intenzity záření, a je proto nutné používat intenzivní zdroje záření. Rotující disk je podobný disku Nipkowovu, otvory o průměru desítek mikrometrů jsou na disku umístěny v několika spirálovitých soustavách. Nižšího zeslabení intenzity záření při průchodu konfokální soustavou lze dosáhnout doplněním soustavy souběžně rotujícím diskem, jehož otvory jsou osazeny mikročočkami [48, 49].

Tyto mikroskopy používají i polychromatické osvětlení k mapování a zobrazení povrchu vzorku. V takovém případě jsou použity objektivy s výraznou barevnou vadou. Ve výsledném zobrazení jsou následně výškové hladiny barevně rozlišeny.

2.4. Konfokální interferenční mikroskop

Jedná se o rastrovací konfokální mikroskop doplněný referenční větví a druhou detekční větví [50]. Analýzou interferenčního obrazce lze z výsledného signálu získat amplitudu i fázi. To je velmi užitečné při měření změn výšky povrchu vzorku [51, 52]. Tento typ mikroskopu umožňuje kombinovat možnosti interferenčního mikroskopu s mikroskopem konfokálním [53], tzn. jemný profil vzorku měřit interferometricky a případnou neurčitost fáze odstranit konfokálním měřením [54]. Konfokální metoda má tu výhodu pro interferenční mikroskopii, že nezáleží na tvaru vlny v referenční větví, ale je důležitá pouze hodnota její fáze a amplitudy v otvoru detektoru. Tím jsou sníženy nároky na přesnou justáž celého mikroskopu.

2.5. Interferenční mikroskopie využívající nízkou koherenční délku záření

Jedná se o novou techniku mikroskopie, která umožňuje provádět nedestruktivní optické řezy. Lze ji rozdělit do dvou skupin [23]:

2.5. INTERFERENČNÍ MIKROSKOPIE VYUŽÍVAJÍCÍ NÍZKOU KOHERENČNÍ DÉLKOU ZÁŘENÍ

- Mikroskopie s koherenční sondou (angl. Coherent Probe Microscopy, CPM).
- Optická koherenční tomografie (angl. Optical Coherence Tomography, OCT) [55, 56].

Mikroskopie s koherenční sondou využívá objektivy střední ($> 0,5$) a vysoké ($> 0,9$) numerické apertury. K vytváření optických řezů přispívá nízká časová koherence záření a efekt vysoké numerické apertury, který vede k zesílení hloubkové diskriminace mikroskopu. Optická koherenční tomografie využívá objektivy nízké numerické apertury a optické řezy jsou důsledkem pouze nízké časové koherence záření. Malá numerická apertura objektivů zajišťuje velkou hloubku ostrosti, která umožňuje provádět optické řezy do značných hloubek v rovině $x - z$ za využití nízké koherence záření. V případě použití objektivů vysoké numerické apertury u optické koherenční tomografie je schopnost provádět optické řezy dána kombinací nízké koherence záření a konfokálního jevu. To vede k zobrazení s vysokým rozlišením za současného potlačení světla rozptýleného mimo ohniskovou rovinu objektivu. V takovém případě se tato zobrazovací metoda nazývá optická koherenční mikroskopie [23].

Kapitola 3

Reflexní digitální holografický mikroskop

Reflexní digitální holografický mikroskop (RDHM) využívá principu mimosové nekoherentní obrazové holografie s difrakční mřížkou na místě děliče svazku. Z principu této techniky vyplývá, že z výstupního signálu lze rekonstruovat obrazovou intenzitu společně s obrazovou fází, a to prakticky v reálném čase. Konstrukční provedení mikroskopu umožňuje použití osvětlení s širokým rozsahem časové a prostorové koherence, což umožňuje významně ovlivňovat zobrazovací vlastnosti RDHM.

3.1. Schéma a popis funkce RDHM

Sestavu mikroskopu, jejíž schéma je zobrazeno na obr. 3.1, lze v principu rozdělit na tři základních části: osvětlovací soustavu, jádro mikroskopu a detekční část.

Osvětlovací soustava je tvořena světelným zdrojem a optickým členem, který zobrazuje světelný zdroj do obrazové ohniskové roviny mikroskopových objektivů. Vzhledem k tomu, že konstrukční uspořádání RDHM je achromatické, lze jako zdroj osvětlení použít širokou škálu světelných zdrojů od halogenové žárovky po laser. Z důvodu významné citlivosti zobrazovacích vlastností mikroskopu na plošné a prostorové koherenci světelného zdroje je součástí osvětlovací soustavy i držák spektrálních filtrů a měnič apertury osvětlení. V případě použití laseru je třeba z důvodu snížení jeho koherenční délky použít soustavu dvou matnic, jedné rotující a druhé statické [58]. Tím dojde k potlačení tvorby koherenční zrnitosti ve výsledném obraze.

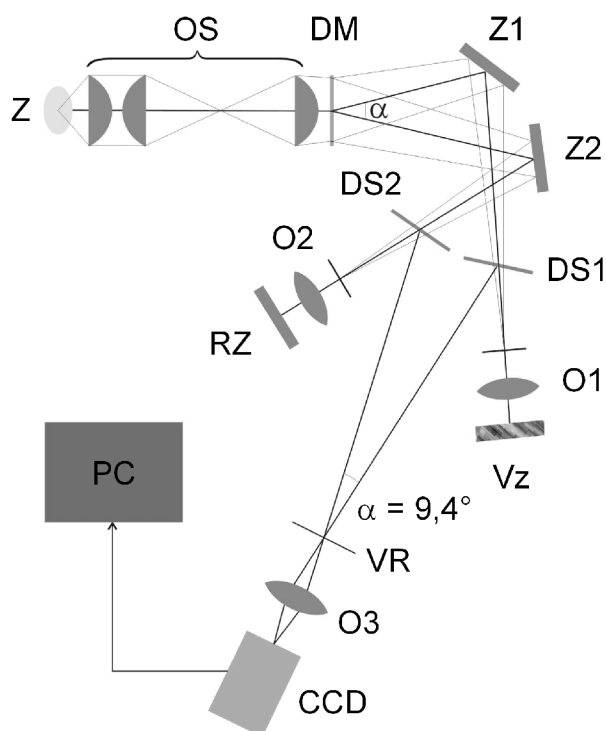
Jádro mikroskopu tvoří dvousvazkový achromatický interferometr. Interferometr je složen z fázové binární difrakční mřížky (DM) s hustotou 150 čar/mm, dvou zrcadel (Z1, Z2), dvou děličů svazku (DS1, DS2), dvojice ekvivalentních planachromatických objektivů (O1, O2) a referenčního zrcadla (RZ).

Detekční část je tvořena výstupním objektivem O3 a CCD kamerou.

Svazek nekoherentního světla z osvětlovací soustavy dopadá na binární difrakční mřížku, kde je rozdělen na jednotlivé difrakční řády. Z nich je vybrán +1. a -1. difrakční řád. RDHM je konstrukčně navržen pro vlnovou délku $\lambda = 547$ nm, pro kterou je úhel mezi 1. kladným a 1. záporným difrakčním řádem $\alpha = 9,4^\circ$. Takto rozdělený světelný svazek je v jednom případě směřován zrcadlem (Z1) do předmětové větve, kde prochází polopropustným zrcadlem (DS1), objektivem (O1) a dopadá na vzorek (VZ), od kterého se odráží. Odražená vlna je směřována polopropustným zrcadlem do výstupní roviny mikroskopu (VR). Ve druhém případě

je světelný svazek směřován zrcadlem (Z2) do větve referenční, kde prochází polopropustným zrcadlem (DS2) a přes objektiv (O2) dopadá na zrcadlo (RZ). Zpětně odražená vlna je rovněž směřována polopropustným zrcadlem do výstupní roviny mikroskopu, kde se skládá s vlnou z předmětové větve. Protože obě vlny vzniklé za difrakční mřížkou procházejí optickými prvky se shodnými parametry a urazí stejnou optickou dráhu, dochází ve výstupní rovině k jejich interferenci. Interferenční podmínka je však splněna pouze pro světlo, které vychází z oblasti vzorku ležící v blízkosti předmětové roviny mikroobjektivu (O1). Takto tedy vzniká v obrazové rovině objektivu (O3) obrazový hologram řezu vzorku předmětovou rovinou, který je tímto mikroobjektivem zobrazen na čip CCD kamery. Zaznamenaný elektronický obraz se následně počítačově zpracovává. Vzhledem k možnosti posuvu stolku se vzorkem ve směru osy z , což lze provést buď ručně pomocí mikrometrického šroubu a nebo elektronicky pomocí piezoposuvu, lze snímat výškové mapy na povrchu vzorku v jednotlivých úrovních.

V sestavě RDHM je použito Köhlerovo osvětlení. To znamená, že plošný zdroj je zobrazen do obrazové ohniskové roviny objektivů (O1) a (O2), což z hlediska geometrické optiky odpovídá rovnoběžnému svazku v předmětovém prostoru objektivů. Za předpokladu, že numerická apertura osvětlovací soustavy je vyšší než numerická apertura objektivů, vznikají v předmětové rovině objektivů koherentně osvětlené plošky, jejichž průměr však leží pod mezí rozlišení objektivů. Jednotlivé body zobrazení zdroje se tedy jeví jako vzájemně nekoherentní.



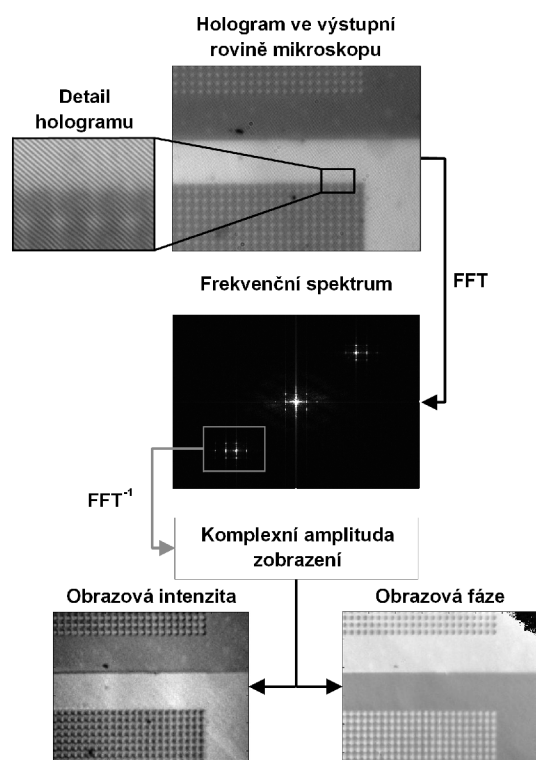
Obrázek 3.1: Schéma reflexního digitálního holografického mikroskopu.

3.2. Zpracování obrazu

Snímky zaznamenané čipem CCD kamery jsou obrazovým hologramem řezu vzorku předmětovou rovinou. Jedná se tedy o obraz povrchu zkoumaného vzorku, který obsahuje soustavu jemných rovnoběžných interferenčních proužků, jejichž kontrast je úměrný amplitudě zobrazení optického řezu. Cílem je získat komplexní amplitudy z obrazového spektra prostorových frekvencí, ze které můžeme následně separací získat obrazovou amplitudu a obrazovou fázi zobrazení vzorku.

Na obrazový hologram zaznamenaný čipem CCD kamery je aplikována dvourozměrná diskretní rychlá Fourierova transformace (FFT). Obraz je tak převedený na spektrum prostorových frekvencí. Toto spektrum je tvořeno centrálním maximem ve tvaru kříže, které odpovídá součtu autokorelačních funkcí obrazů v referenční a v předmětové větvi a dvěma vedlejšími maximy (mohou být buď v 1. a 3. kvadrantu nebo v 2. a 4. kvadrantu v závislosti na orientaci CCD kamery). Vedlejší maxima jsou tvořena spektrem prostorových frekvencí zobrazení vzorku posunutým o nosnou frekvenci interferenčních proužků.

Ze spektra prostorových frekvencí je vybrána část obsahující obrazové spektrum s nosnou frekvencí v jeho středu. Velikost výřezu vymezuje maximální prostorovou frekvenci obrazu. Obrazové spektrum je následně násobeno Hanningovou váhovou funkcí a poté zpětnou Fourierovou transformací (FFT^{-1}) převedeno na komplexní obrazovou amplitudu zobrazení optického řezu vzorkem. Následnou separací reálné a imaginární složky získáme z komplexní amplitudy rozložení obrazové amplitudy a obrazové fáze v obrazu povrchu zkoumaného vzorku. Schematické zobrazení zpracování obrazového hologramu tvořeného ve výstupní rovině RDHM je na obr. 3.2.



Obrázek 3.2: Schéma zpracování obrazového hologramu tvořeného ve výstupní rovině RDHM.

3.3. Zobrazovací charakteristiky RDHM

3.3.1. Základní poznatky zobrazení RDHM

V kinematické aproximaci, která předpokládá, že primární vlna není zeslabena rozptylem a rozptýlená vlna není již dále rozptylována, lze komplexní amplitudu u^i rekonstruovaného zobrazení vyjádřit vztahem [25, 28]

$$u^i(x^i, y^i, z^i) = \iiint_{\infty} T(m, n, s) c(m, n, s) \exp[2\pi i(mx^i + ny^i + sz^i)] dmdnds, \quad (3.1)$$

kde $c(m, n, s)$ je koherentní funkce přenosu. Tato funkce popisuje přenos prostorových frekvencí mikroskopem. Její odvození pro digitální holografický mikroskop je podrobně popsáno v [28]. Kartézské souřadnice rekonstruovaného zobrazení předmětové roviny jsou označeny x^i, y^i a souřadnice z^i určuje rozostření vzorku, jehož hodnota je kladná ve směru k objektivu. Oblast prostorových frekvencí je popsána souřadnicemi m, n, s , které odpovídají příslušným souřadnicím v kartézském souřadném systému. Funkce $T(m, n, s)$ je Fourierova transformace rozptylového potenciálu $t(x, y, z)$ vzorku a je vyjádřena vztahem

$$T(m, n, s) = \iiint_{\infty} t(x, y, z) \exp[-2\pi i(mx + ny + sz)] dmdnds, \quad (3.2)$$

kde x, y jsou kartézské souřadné osy tvořící rovinu souběžnou s rovinou povrchu vzorku, osa z je tedy kolmicí k předmětové rovině orientovanou od objektivu.

3.3.2. Osová intenzitní odezva pro rovinu

Osovou intenzitní odezvou pro rovinu se většinou rozumí závislost intenzity zobrazení rovinného reflektoru na jeho poloze vzhledem k předmětové rovině objektivu. Tato charakteristika se často používá k posouzení schopnosti hloubkové diskriminace mikroskopu v konfiguraci na odraz [29], tj. schopnosti mikroskopu vytvářet optické řezy vzorkem. U rovinného reflektoru závisí rozptylový potenciál $t(x, y, z)$ pouze na souřadnici z

$$t(x, y, z) = \delta(z), \quad (3.3)$$

kde symbol δ označuje Diracovu distribuci [30]. Fourierova transformace rozptylového potenciálu rovinného reflektoru má podle (3.2) tvar

$$T(m, n, s) = \delta(m) \delta(n). \quad (3.4)$$

V případě, kdy je reflektor posunut o vzdálenost z_0 ve směru k objektivu, nabývá rozptylový potenciál tohoto tvaru

$$t(x, y, z) = \delta(z + z_0). \quad (3.5)$$

Potom pro Fourierovu transformaci (3.2) pro $t(x, y, z)$ dostáváme

$$T(m, n, s) = \delta(m) \delta(n) \exp(2\pi isz_0). \quad (3.6)$$

Dosažením (3.6) pro $z_0 = 0$ do vztahu (3.1) dostáváme výraz pro normalizovanou amplitudovou osovou odezvu

$$\begin{aligned}
 u_0^i(x^i, y^i, z^i) &= \frac{1}{N_P} \iiint_{-\infty}^{\infty} \delta(m) \delta(n) c(0, 0, s) \exp [2\pi i(mx^i + ny^i + sz^i)] dm dn ds = (3.7) \\
 &= \frac{1}{N_P} \int_{-\infty}^{\infty} c(0, 0, s) \exp (2\pi i s z^i) ds,
 \end{aligned}$$

kde N_P je normalizační konstanta, u níž požadujeme, aby v bodě $z^i = 0$ platilo $u_0^i(x^i, y^i, 0) = 1$, tedy

$$N_P = \int_{-\infty}^{\infty} c(0, 0, s) ds. \quad (3.8)$$

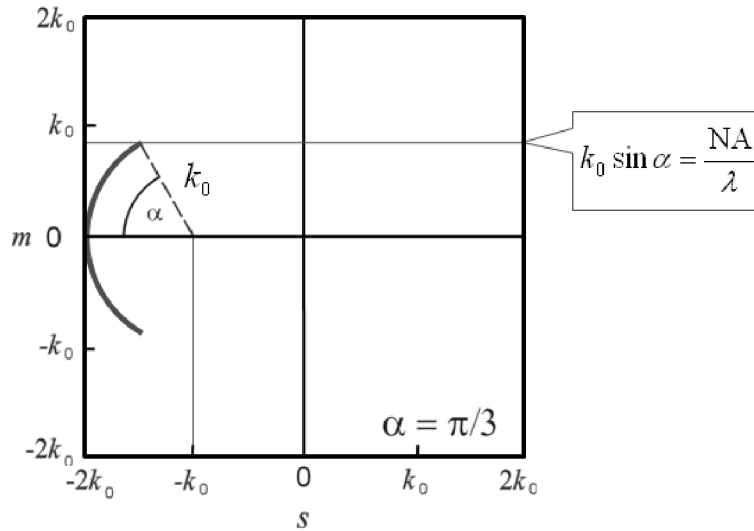
Intenzitní odezvu vypočteme jako čtverec modulu u_0^i .

Osová odezva pro rovinu při použití koherentního osvětlení

Předpokládejme, že vzorek köhlerovsky osvětlíme bodovým monochromatickým zdrojem, který je umístěn tak, že na vzorek dopadá kolmo rovinná monochromatická vlna. Koherentní funkce přenosu má v tomto případě tvar dle obrázku 3.3. Pro výpočet použijeme vztah pro koherentní funkci přenosu, který jsme odvodili pro rovinný vzorek pomocí [27]

$$c(0, 0, s) = k_0^{-2} \delta(s + 2k_0), \quad (3.9)$$

kde k_0 označuje vlnčet monochromatického osvětlení.



Obrázek 3.3: Řez přenosovým pásmem prostorových frekvencí pro osvětlení centrálně umístěným bodovým monochromatickým zdrojem s vlnčetem k_0 a úhlovou aperturu objektivů $\alpha = \pi/3$. Trojrozměrné pásmo vznikne rotací řezu kolem osy s .

Po dosazení výrazu (3.9) pro přenosovou funkci do vztahu (3.7) a za předpokladu, že $T(m, n, s) = \delta(m) \delta(n)$, platí pro normalizovanou osovou odezvu vztah

$$u_0^i(x^i, y^i, z^i) = \exp(-2\pi i k_0 2z^i). \quad (3.10)$$

Výsledek nezávisí na úhlové apertuře objektivu, protože dopadající i odražený svazek jsou rovnoběžné s optickou osou objektivu. Optickou soustavou je tedy přenášena pouze nulová prostorová frekvence. Pro koherentní světlo nevzniká optický řez — modul komplexní amplitudy je pro všechna z^i roven jedné.

Osová odezva pro rovinu pro plošný monochromatický zdroj

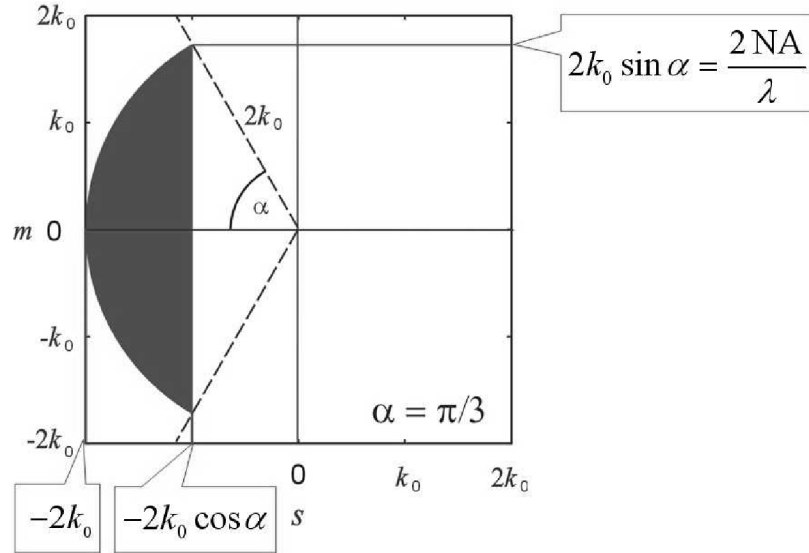
Dále předpokládáme, že zdroj osvětlení je monochromatický, plošný a jeho zobrazení zcela vyplňuje pupilu objektivu, který slouží jako kondenzor. Pro výpočet použijeme vztah pro koherentní funkci přenosu, který byl odvozen pro rovinný reflektor (viz [28], str. 55) a má tvar

$$c(0, 0, s) = \frac{2\pi}{|s|} \int_{|s|/2}^{|s|/(2 \cos \alpha)} \frac{I(k)}{k^2} dk, \quad (3.11)$$

kde $k = 1/\lambda$ a $I(k)$ je spektrální intenzita zdroje v pupile (ohniskové rovině) objektivu. Předpokládáme, že pro monochromatické osvětlení s vlnočtem k_0 platí $I(k) = \delta(k - k_0)$ (viz. [28], str. 56). Potom pro přenosovou funkci vychází

$$c(0, 0, s) = \begin{cases} \frac{2\pi}{|s|(k_0)^2}, & \text{pro } s \in (-2k_0, -2k_0 \cos \alpha), \\ 0, & \text{pro } s \notin (-2k_0, -2k_0 \cos \alpha). \end{cases} \quad (3.12)$$

Nosič přenosové funkce je znázorněn na obrázku 3.4.



Obrázek 3.4: Řez přenosovým pásmem prostorových frekvencí pro plošný monochromatický zdroj osvětlení a úhlovou aperturu objektivů $\alpha = \pi/3$. Trojrozměrné pásmo vznikne rotací řezu kolem osy s .

Po dosazení výrazu (3.12) pro přenosovou funkci do vztahu (3.7) a za předpokladu, že $T(m, n, s) = \delta(m) \delta(n)$, platí pro normalizovanou osovou odezvu vztah

$$u_0^i(x^i, y^i, z^i) = \frac{2\pi}{N_P} \int_{-2k_0}^{-2k_0 \cos \alpha} \frac{1}{|s|} \exp(2\pi i s z^i) ds. \quad (3.13)$$

Integrací (viz [28], str. 70) lze odvodit analytický výsledek

$$u_0^i(x^i, y^i, z^i) = \frac{1}{\ln(\cos \alpha)} \left[E_1(4\pi i k_0 z^i) - E_1(4\pi i k_0 \cos \alpha z^i) \right], \quad (3.14)$$

kde symbol E_1 označuje exponenciální integrál (viz [67], kap. 13). Pro malé hodnoty numerické apertury, tedy pro případ, kdy $\cos \alpha \rightarrow 1$, ze vztahu (3.13) vyplývá, že se hodnota horní meze intervalu $(-2k_0, -2k_0 \cos \alpha)$, na němž je funkce přenosu nenulová, blíží hodnotě dolní meze. Pak je možné proměnnou s ve jmenovateli integrandu integrálu (3.13) aproximovat střední hodnotou mezi integrály. Následně dostaneme výraz pro osovou odezvu ve tvaru

$$u_0^i(x^i, y^i, z^i) \approx \exp\left[-2\pi i k_0(1 + \cos \alpha)z^i\right] \text{sinc}\left[2\pi k_0(1 - \cos \alpha)z^i\right], \quad (3.15)$$

kde pro funkci sinc platí

$$\text{sinc } x = \frac{\sin x}{x}.$$

Osová odezva pro rovinu pro plošný polychromatický zdroj

Nakonec předpokládáme, že zdroj osvětlení je polychromatický, plošný a jeho zobrazení opět vyplňuje pupilu objektivu, který slouží jako kondenzor. Pro výpočet použijeme opět vztahu (3.11) pro koherentní funkci přenosu. Je-li spektrální hustota intenzity zdroje nenulová na intervalu $\langle k_1, k_2 \rangle$, lze za předpokladu malé úhlové apertury objektivu odvodit pro komplexní amplitudu přibližný vztah [27]

$$u_0^i(x^i, y^i, z^i) \approx \exp\left[-2\pi i(k_2 + k_1 \cos \alpha)z^i\right] \text{sinc}\left[2\pi(k_2 - k_1 \cos \alpha)z^i\right]. \quad (3.16)$$

Porovnáním se vztahem (3.15) je zřejmé, že pološířka osové odezvy je v případě polychromatického plošného zdroje zúžena v poměru [27]

$$\frac{k_0(1 - \cos \alpha)}{k_2 - k_1 \cos \alpha}$$

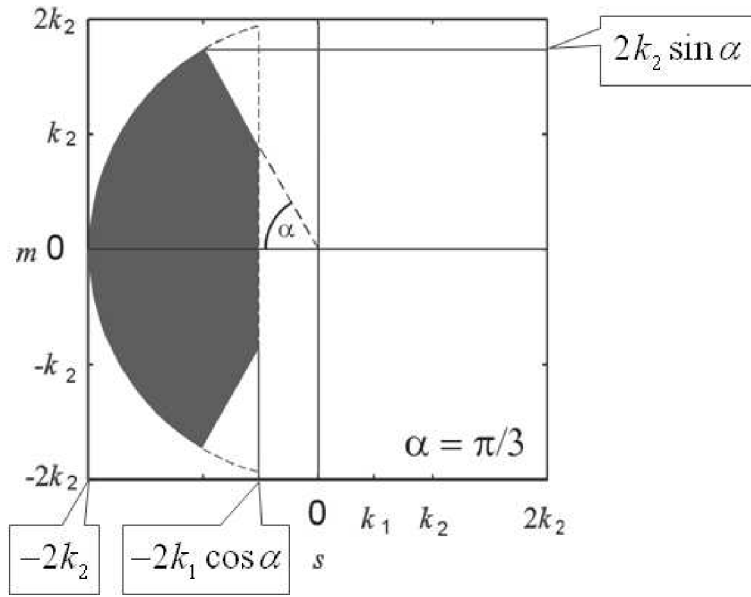
vzhledem k případu monochromatického plošného zdroje. Příslušná koherentní funkce přenosu je znázorněna na obrázku 3.5.

Nejmenší pološířka hloubkově diskriminované intenzity pro objektivy nízké NA

Pološířka hloubkově diskriminované intenzity je limitována pouze koherenční délkou. Platí mezi nimi následující vztah

$$\Delta z \approx \frac{1}{2} L_k. \quad (3.17)$$

Mikroskop se chová jako pásmový spektrální filtr s pološířkou $\Delta \lambda_{max} \approx 0,17 \mu\text{m}$ dle [57]. Tato hodnota je platná pro konfiguraci RDHM, která byla použita v experimentech pro dizertační práci. Této spektrální pološířce odpovídá koherenční délka $L_{k,min} \approx 1,8 \mu\text{m}$. Po dosazení do vztahu (3.17) získáme hodnotu minima pološířky hloubkově diskriminované intenzity našeho RDHM, která činí $\Delta z_{min} \approx 0,9 \mu\text{m}$.



Obrázek 3.5: Řez přenosovým pásmem prostorových frekvencí pro osvětlení plošným zdrojem se spektrálním pásmem $\langle k_1, k_2 \rangle$ a úhlovou aperturou objektivů $\alpha = \pi/3$. Trojrozměrné pásmo vznikne rotací řezu kolem osy s .

3.3.3. Osová fázová odezva

Druhou významnou charakteristikou RDHM je osová fázová odezva, která popisuje závislost obrazové fáze na rozostření. V profilometrii povrchů, kde je fázové zobrazení povrchu převáděno na zobrazení výškové, nabývá tato charakteristika na významu. Z komplexní amplitudy zobrazení u^i získáme obrazovou fázi pomocí vztahu

$$\Phi(u^i) = \arctan \frac{\text{Im}(u^i)}{\text{Re}(u^i)}. \quad (3.18)$$

Protože nelze přesně určit absolutní souřadnici z daného bodu povrchu, tj. jeho vzdálenost od bodu $z = 0$, ale pouze relativní osovou polohu, je nutné aproximovat závislost fáze na rozostření lineárním vztahem. Ten je možno odvodit z aproximace (3.15) pro oblast hlavního maxima funkce sinc [29] ve tvaru

$$\Phi(z^i) = -2\pi i k (1 + \cos \alpha) z^i. \quad (3.19)$$

Jak je dále uvedeno v [29], je tato aproximace velmi dobře použitelná pro objektivy s nízkou numerickou aperturou ($\text{NA} < 0,50$). Pro objektivy s vysokou numerickou aperturou ($\text{NA} > 0,50$) je interval rozostření, ve kterém je závislost fáze na rozostření lineární, podstatně užší. Vztahy (3.15) a (3.19) jsou odvozeny pro vzorky s rovinným povrchem, ale jsou používány i při profilometrii vzorků s nerovinným povrchem. V takovém případě se jimi aproximuje komplexní amplituda zobrazení bodu v poloze z . Aproximace je však nevhodná v případě, že nejde o vzorky s výskytem rovinných oblastí.

Ze vztahu (3.19) vychází pro z výraz

$$z^i = \frac{-\Phi(z^i)}{2\pi k_0 (1 + \cos \alpha)}. \quad (3.20)$$

Kapitola 4

Hlavní faktory ovlivňující zobrazení RDHM

Výsledek měření je závislý na mnoha faktorech, které v zobrazovacím procesu vystupují. Je proto třeba věnovat náležitou pozornost všem těmto faktorům, aby nedocházelo k mylné interpretaci výsledků. Tato kapitola se zabývá rozбором jednotlivých faktorů ovlivňujících výsledný obraz. Součástí kapitoly je i návrh minimalizace uvedených faktorů či zohlednění jejich vlivu ve výsledném zobrazení.

4.1. Referenční plocha

Referenční plochou se rozumí fázový obraz ideálního (rovinného, bez povrchového poškození) zrcadla umístěného v předmětové větvi mikroskopu na místě vzorku. V takovém případě jsou veškeré deformace výsledného fázového zobrazení způsobeny pouze členy optické soustavy mikroskopu a tvarem referenčního zrcadla umístěného v referenční větvi mikroskopu. Vliv vzorku – ideálního zrcadla – na výsledné zobrazení by v tomto případě byl minimální. Takové zobrazení, které můžeme nazvat referenční plochou, charakterizuje vliv mikroskopu na výsledné zobrazení. Z důvodu správné interpretace obrazových dat při experimentech je třeba tento vliv, v ideálním případě, odstranit, případně ho minimalizovat. Fázové zobrazení ideálního zrcadla lze nahradit fázovým zobrazením běžného zrcadla, které vykazuje povrchové nerovnosti a nečistoty. V takovém případě je vliv optických vad mikroskopu na výsledný obraz potlačován metodou průměrování vysokého počtu (> 15) zobrazení rozdílných míst povrchu běžného rovinného zrcadla umístěného do předmětové větve mikroskopu na místo vzorku. Tímto způsobem se zachovají ve výsledném obraze referenční plochy veškeré projevy optické soustavy mikroskopu při současné minimalizaci vlivu povrchu zobrazovaného zrcadla.

Vzhledem k tomu, že u reflexního holografického mikroskopu se využívá fázová složka k převodu na mapu výšky, je výsledek měření citlivý na fázové posuvy způsobené optickými členy mikroskopu. Zde jsou uvedeny jednotlivé optické prvky, které se na zobrazení podílejí a mohou být příčinou zkreslení výsledného fázového zobrazení:

- difrakční mřížka – usazené prachové částice, tloušťka rezistu, stárnutí rezistu,
- objektivy – vady objektivu,
- optika kamery – nehomogenity ve skle kamery, ulpělé prachové částice,

- referenční odrazná plocha – nerovnosti a povrchové vady,
- děliče svazku – nekonstantní tloušťka materiálu, nehomogenita materiálu.

Záznam obrazu referenční plochy je třeba provést po každé výměně některého z optických prvků soustavy mikroskopu.

4.2. Šum - rozptyl hodnot fáze

Pro oba typy vzorků, které jsou definovány v 5. kapitole této práce, byla vypracována jednotná kalibrační metoda pro stanovení rozptylu hodnot fáze způsobeného šumem v závislosti na amplitudě zobrazení [28, 35]. Interferenční obraz je promítán z výstupní roviny mikroskopu přes objektiv na CCD čip kamery. Detekce je část zobrazovacího procesu, při které vzniká v obraze šum. Detekování interferenčního jevu je zatíženo dvojím druhem šumu, a to jednak poissonovským (výstřelovým) šumem a jednak vlastním šumem detektoru.

Poissonovský šum lze omezit zvýšením počtu detekcí fotonů [59], tj. zvýšením intenzity osvětlení. Temný proud CCD čipu lze minimalizovat pořízením temného snímku (snímek pořízený při uzavřené závěrce kamery). Ten je následně odečten od světlého snímku (snímek pořízený s otevřenou závěrkou). Vlastní šum detektoru lze dále potlačit jeho chlazením, proto jsou měření prováděna kamerou s možností chlazení CCD čipu. K určení šumu systému postačí rovinný odrazný povrch, na němž pořídíme dva snímky v co nejkratším časovém rozpětí a vzájemným odečtením získáme informaci o úrovni šumu v systému [60].

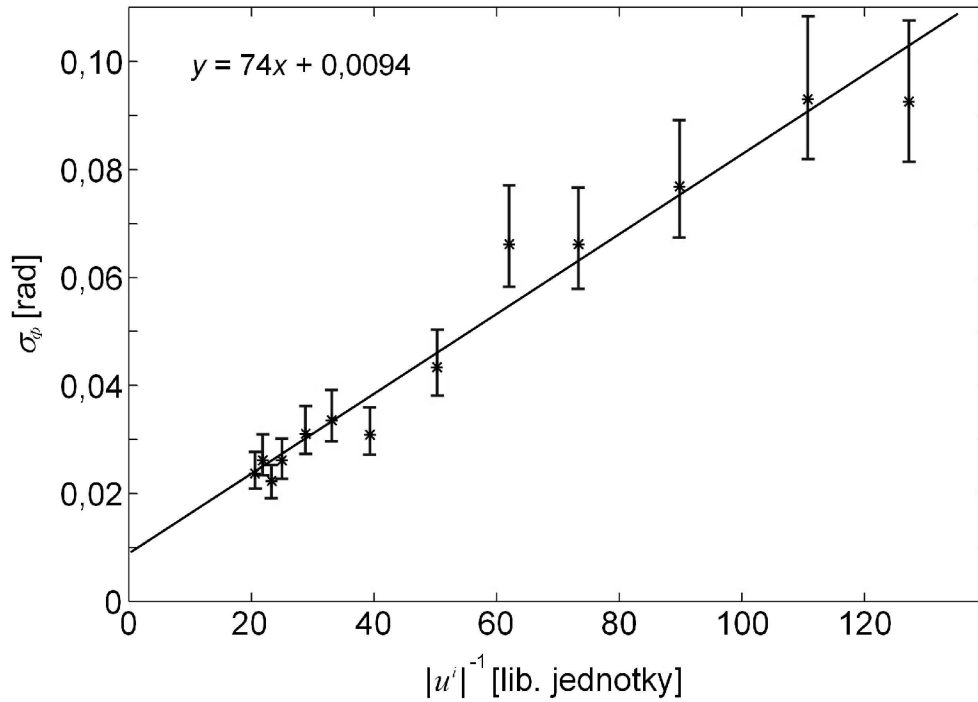
Z teorie uvedené v [59] vyplývá, že chybu měření způsobenou šumem lze odhadnout na základě kalibračního měření rozptylu fáze σ_Φ v závislosti na hodnotě rekonstruované amplitudy zobrazení $|u^i|$. Na obrázku 4.1 je výsledek kalibračního měření, které bylo provedeno v rámci experimentální části této dizertační práce. Podrobný popis způsobu provedení kalibračního měření je uveden v [28]. Cílem měření je získat konstantu úměrnosti C mezi rozptylem fáze a převrácenou hodnotou modulu amplitudy $|u^i|$

$$\sigma_\Phi = C \frac{1}{|u^i|}. \quad (4.1)$$

Tento vztah platí, je-li intenzita záření v obou větvích mikroskopu konstantní. Aby bylo možné určit konstantu C , je třeba provést kalibrační měření pro více hodnot $|u^i|$. Měření by mělo být provedeno na vysoce odrazném zrcadle při intenzitě osvětlení v předmětové větvi, která bude shodná s intenzitou při samotném měření topografie povrchu vzorku. Po dosazení do vztahu (3.20) získáme následující výraz pro vztah mezi rozptylem hodnot a převrácenou hodnotou výsledné amplitudy. Znak \leq vyjadřuje, že intenzita světla v předmětové větvi bude při měření na vzorku stejná či nižší, než při kalibračním měření na vysoce odrazném zrcadle.

$$\sigma_z \leq \frac{C}{2\pi k(1 + \cos \alpha) |u^i|}. \quad (4.2)$$

Tento vztah umožňuje vytvořit mapu rozptylu hodnot naměřené výšky. Lze tak nejdříve před měřením vzorku stanovit maximální přípustnou hodnotu rozptylu výšky a výpočtem určit minimální hodnotu amplitudy, pro niž lze výsledek měření akceptovat [28, 35].



Obrázek 4.1: Graf závislosti rozptylu hodnot fáze σ_ϕ na $|u^i|^{-1}$ s vyznačením intervalů spolehlivosti 95%, regresní přímkou a její rovnicí.

4.3. Zkreslení vlivem příčného rozlišení mikroskopu

Zobrazení mikroskopem je omezeno rozlišovací schopností mikroskopu v příčném směru. Následkem toho se bod objektu zobrazí přibližně jako Airyho disk o poloměru r_{Airy} . Vzhledem ke skutečnosti, že je fáze každého obrazového bodu přibližně dána vztahem (3.19), lze očekávat správnou hodnotu fáze pouze v případě, že bod leží uvnitř oblasti konstantní výšky a jeho vzdálenost od okraje oblasti je větší než poloměr Airyho disku. Proto je nutné, v případě zobrazení povrchu se schodovitou strukturou na povrchu, při odečítání výšky schodu, určovat rozdíl výšek horní a spodní oblasti ve vzdálenosti od jeho okraje, která přesahuje velikost poloměru r_{Airy} .

V případě vzorku se známou geometrickou strukturou povrchu je možné nalézt teoretický vztah mezi parametry objektu a výsledky měření povrchu. Problematikou zobrazení povrchových struktur, jejichž rozměr se v příčném směru blíží hodnotě příčného rozlišení RDHM, se podrobně zabývá 6. kapitola této práce.

4.4. Opravný koeficient pro numerickou aperturu objektivů

Numerická apertura objektivu může ovlivnit výsledky měření topografie povrchu vzorku. Je známo, že při zvyšování numerické apertury objektivu interferometrického mikroskopu dochází k rozšiřování interferenčních proužků [61]. Výsledná topografie povrchu vzorku je tak zobrazena s nižšími výškovými rozdíly, než jaká je jejich hodnota ve skutečnosti. Převážná většina metod využívajících fázového měření k měření výšky předpokládá, že se výška povrchu mění o $\lambda/2$ na jeden interferenční proužek. To odpovídá volbě $\alpha = 0$ rad ve vztahu (3.20). Pro zjištění

správné konstanty úměrnosti je třeba dosadit správnou hodnotu úhlové apertury objektivu. Z důvodu možného zkreslení hodnot fáze je kalibrační procedura numerické apertury nutná k přesné interpretaci výškového měření.

Skutečná hodnota numerické apertury není vždy shodná s hodnotou udávanou na objektivu. Tento rozdíl může být způsoben sklonem měřeného povrchu, lokální variací sklonu povrchu, osvětlením a koherencí světelného zdroje. Proto je vhodnější počítat s efektivní numerickou aperturou, kterou je však jednodušší určit experimentálně, nežli teoreticky. Z výsledků práce [62] vyplývá, že mezi nejvýznamnější faktory ovlivňující numerickou aperturu z výše zmíněných patří náklon vzorku.

Pro nakloněnou rovinu vzhledem k referenční rovině, která svírá pravý úhel s optickou osou objektivu, platí pro efektivní numerickou aperturu následující vztah [62]

$$NA_{ef} = \sin(\alpha - \Theta), \quad (4.3)$$

kde α je maximální úhlová apertura objektivu a Θ je úhel náklonu měřené roviny vzhledem k rovině referenční. Maximální náklon roviny je omezen hloubkou ostrosti a úhlovou aperturou daného objektivu.

Výše zmíněná práce [62] se rovněž zabývá porovnáním čtyř způsobů výpočtu hodnoty opravného faktoru f . Pro nízké hodnoty NA se výsledky výpočtu opravného faktoru jednotlivými způsoby liší minimálně. Rozdíl začíná být výrazný v případě, že je hodnota $NA > 0,5$. Následující vztah pro výpočet opravného faktoru byl experimentálně určen jako nejpřesnější

$$f = 1 + \frac{(NA_{ef})^2}{4}. \quad (4.4)$$

Vztah byl rovněž použit pro určení hodnoty opravného koeficientu NA na třech typech interferenčních mikroskopů, které se lišily v NA použitých objektivů: Michelson (objektivy: 1, 5×, 2, 5×, 5×), Mirau (objektivy: 10×, 20×, 40×), Linnik (objektivy: 100×, 200×). Výsledek experimentu ukazuje, že pro objektivy s $NA \leq 0,5$ má koeficient f zanedbatelný význam. Ovšem pro $NA \geq 0,9$ se již měřené výšky na standardu lišily od skutečné hodnoty o 20%.

Opravný faktor f , který je součástí výpočtu hodnot fáze dle vztahu (3.19) má tvar

$$f = 1 + \cos \alpha. \quad (4.5)$$

4.5. Tvar spektra zdroje záření

Rozlišovací schopnost mikroskopu v podélném směru je silně závislá na tvaru spektra zdroje záření. V [63] je zkoumán vliv tvaru spektrální funkce zdroje záření na podélnou rozlišovací schopnost v případě optické koherenční tomografie a optické koherenční mikroskopie. V práci je porovnán vliv na zobrazení tří světelných zdrojů s rozdílným tvarem spektrální hustoty:

- Gaussovským,
- Lorentzovským,
- tvarem spektrální hustoty vysoce svítivé diody, které vykazuje více maxim.

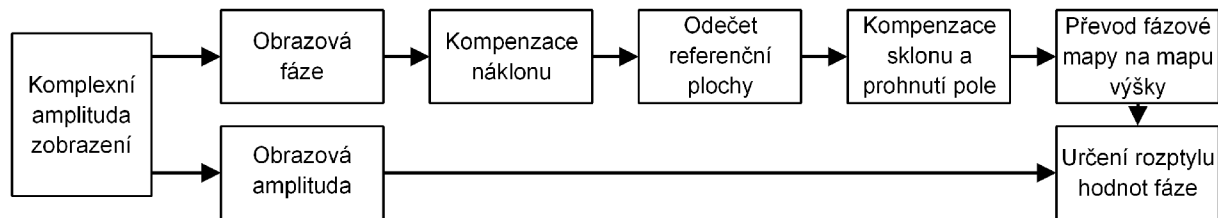
Autoři upozorňují na skutečnost, že při odhadu hodnoty podélného rozlišení se většinou předpokládá gaussovský průběh funkce spektrální hustoty, ačkoliv spektrum skutečných zdrojů

je obvykle negaussovské, obsahuje dvě či více maxim. To může vest k výskytu vedlejších maxim v interferenčním signálu, jenž mohou významně ovlivnit rozlišovací schopnost celého optického systému.

Spektrální závislosti zobrazovacích charakteristik reflexní a transmisní verze digitálního holografického mikroskopu se zabývají práce [32, 37, 64].

4.6. Ošetření fázového obrazu

Následující podkapitola je věnována procesu zpracování surové obrazové fáze, která je získána z obrazového hologramu pomocí matematického aparátu Fourierovy transformace, tak jak je schématicky nakresleno na obrázku 4.2. Tento postup je aplikován při zobrazování všech typů odrazných povrchů. Při popisu postupu ošetření fázového obrazu se však omezíme pouze na typ povrchů, které obsahují malé výškové změny. To znamená, že odrazný povrch neobsahuje struktury, jejichž výška by způsobila fázovou neurčitost $n2\pi$. Tento typ povrchu je popsán v podkapitole 5.1.



Obrázek 4.2: Schematický náčrt procesu zpracování a vyhodnocení obrazové fáze získané z obrazového hologramu.

Obrazovou fází $\Phi(u^i)$ získáme z komplexní amplitudy zobrazení u^i pomocí vztahu (3.18). Při experimentech běžně dochází k tomu, že rovina povrchu vzorku neleží kolmo vzhledem k optické ose mikroskopu. V takovém případě je tento sklon přenesen i do obrazu fáze a od určité hodnoty úhlu náklonu vzorku se mohou v obrazové fázi vyskytnout i fázové přechody větší než 2π . Stejně důsledky má i nepřesné určení nosné frekvence při její detekci. V autorově diplomové práci [35] je podrobně popsána metoda kompenzace náklonu. Předpokladem k použití metody kompenzace náklonu je výskyt rovinné oblasti na povrchu vzorku. Té odpovídá oblast přibližně lineární závislosti fáze. Tato oblast je následně proložena lineární fázovou funkcí a dále je řešena soustava lineárních rovnic. Řešením jsou tři koeficienty. Lineární fázová funkce s danými koeficienty je následně odečtena od celého fázového obrazu, čímž dojde k nivelaci obrazové fáze. V následujícím kroku je třeba odstranit, nebo alespoň minimalizovat vliv vad optické soustavy mikroskopu a referenčního zrcadla na konečné zobrazení. To je řešeno odečtením referenční fázové plochy (viz kapitola 4.1) od obrazové fáze. Případná prohnutí pole obrazové fáze, nebo její opětovný náklon, který může být do obrazu vnesen při odečtu referenční plochy, je třeba kompenzovat. Jedná se o podobný postup jako při kompenzaci náklonu. Princip je založen na metodě nejmenších čtverců, pomocí které se hledá dvourozměrný polynom 1., 2. nebo 3. stupně, který by nejlépe postihoval tvar plochy obrazové fáze. Polynom, který nejlépe popisuje sklon nebo deformaci obrazové fáze, je od ní následně odečten. Tím dojde k vyrovnání plochy obrazové fáze. Takto ošetřená obrazová fáze už může být převedena na hodnoty výšky povrchové

4.6. OŠETŘENÍ FÁZOVÉHO OBRAZU

struktury, nebo obecně na mapu drahových rozdílů, protože povrchová struktura nemusí být vždy tvořena pouze z plně odrazného materiálu, ale i z materiálu opticky průhledného. Převod mezi fází a optickou drahou je řešen pomocí vztahu (3.20). Všechny výše popsané úpravy se týkaly obrazové fáze, nikoliv obrazové amplitudy. Tu je třeba zachovat, protože na základě její hodnoty je určen rozptyl hodnot obrazové fáze a tedy přesnost fázového měření (viz kapitola 4.2).

Schematický náčrt procesu zpracování a vyhodnocení obrazové fáze získané z obrazového hologramu je uvedený na obrázku 4.2.

Kapitola 5

Metodika měření povrchů pomocí RDHM

V předchozích kapitolách popsané zobrazovací vlastnosti reflexního digitálního holografického mikroskopu z něho činí účinný nástroj pro vysoce přesnou profilometrii povrchů [24, 26, 28, 31, 32, 33, 35]. Zkoumané povrchy lze na základě výškových rozdílů v jejich topografii vzhledem k velikosti fázové změny, ke které při jejich zobrazení dochází, rozdělit do dvou základních skupin. Terminologické označení těchto povrchů je používáno v dalším textu dizertační práce.

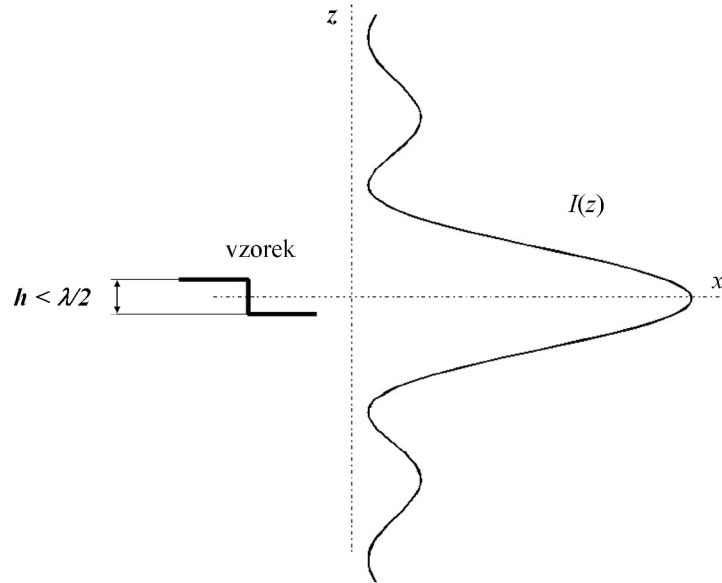
- 1) Povrchy s malými výškovými změnami v topografii – při měření nedochází k neurčitosti obrazové fáze, tj. ke změnám obrazové fáze větším než 2π .
- 2) Povrchy s velkými výškovými změnami v topografii – rozdíly naměřené obrazové fáze přesahují interval 2π a při měření dochází k neurčitosti obrazové fáze.

Získ kvantitativní topografické informace vyžaduje odlišný postup u každé z těchto dvou skupin povrchů. Rovněž je třeba si uvědomit, že u většiny povrchových struktur technických povrchů dochází k výškové změně v jejich topografii skokově a nikoliv kontinuálně, jak tomu obvykle bývá u vzorků biologických. Z tohoto důvodu je třeba mít určité povědomí o zobrazovaném povrchu, případně kontrolou intenzitní složky zobrazení zjistit, zda skoková změna obrazové fáze obsahuje n -násobek 2π či nikoliv.

5.1. Malé výškové změny v topografii povrchu – nerovinný povrch mělký

Do této skupiny patří povrchy s výškovými změnami, nebo se změnami výšky a optických vlastností povrchu, které způsobí fázový rozdíl menší než 2π . Výškový profil těchto povrchů lze určit na základě vztahu (3.20).

U této skupiny povrchů je interval výšek mnohonásobně menší než šíře optického řezu. Z důvodu minimalizace rozptylu hodnot fáze σ_Φ , který je nepřímo úměrný modulu amplitudy zobrazení $|u^i|$ (viz kapitola 4.2), je vhodné provádět měření při nastaveném maximu amplitudy zobrazení do středu měřeného intervalu (viz obr. 5.1). Osy jsou označeny x a z , kde osa z je totožná s optickou osou. Intenzita $I(z)$ je funkce polohy z a písmenem h je označen výškový rozdíl horní a spodní úrovně schodku na povrchu vzorku. Šířka měřicího intervalu na ose z se řídí maximální přípustnou hodnotou rozptylu naměřených hodnot (viz kapitola 4.2). V případě



Obrázek 5.1: Měření s malými výškovými změnami v topografii povrchu. Výškový rozdíl horní a spodní oblasti je mnohonásobně menší než pološířka osové intenzitní odezvy – schematický náčrt.

mikroobjektivů s vysokou numerickou aperturou se může do hodnot obrazové fáze promítnout při rozostření nelinearita. Metodika měření těchto typů povrchů byla rozpracována v [29] a následně ověřena v autorově diplomové práci [35]. K zobrazení bylo použito mikroobjektivů s nízkou hodnotou numerické apertury (10x/0,25). Předpoklad lineární závislosti obrazové fáze na rozostření dle aproximativního vztahu (3.19) byl potvrzen. Metodika měření tohoto typu vzorků se plně uplatňuje v 6. kapitole této práce.

5.2. Velké výškové změny v topografii povrchu – nerovinný povrch hluboký

Při měření vzorků s povrchovou strukturou obsahující výškové rozdíly odpovídající skoku fáze $\varphi + n2\pi$, kde n je neznámé celé číslo, se využívá kombinace zobrazení fáze společně s hloubkovou diskriminací mikroskopu. Ze vztahu (3.20) vyplývá, že neurčitost $n2\pi$ ve fázi způsobí neurčitost v naměřené výškové mapě povrchu $nz_{2\pi}$, kde $z_{2\pi}$ lze vyjádřit vztahem

$$z_{2\pi} = \frac{1}{k_0(1 + \cos \alpha)} = \frac{\lambda}{1 + \cos \alpha}. \quad (5.1)$$

Hodnotu neznámého čísla n lze určit pomocí hloubkově diskriminované intenzity. Podmínkou však je, aby osová rozlišovací schopnost mikroskopu byla lepší než $z_{2\pi}$.

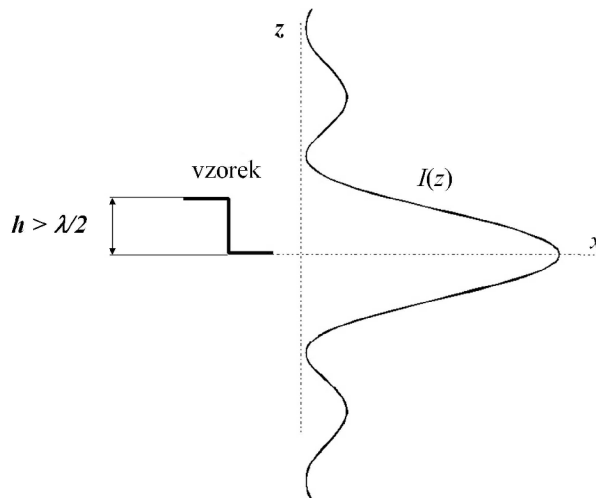
Na obrázku 5.2 je vyobrazen případ, kdy výškový rozdíl horní a spodní úrovně schodku v na povrchu vzorku je větší, než hodnota $\lambda/2$ použitého záření, ale je stále menší než pološířka osové intenzitní odezvy mikroskopu. V takovém případě lze uplatnit následující postup navržený v [28], který lze rozdělit do dvou částí.

V první části je zvlášť naměřena výšková mapa dolní oblasti a následně výšková mapa

5.2. VELKÉ VÝŠKOVÉ ZMĚNY V TOPOGRAFII POVRCHU – NEROVINNÝ POVRCH HLUBOKÝ

oblasti horní. Obě oblasti jsou naměřeny metodou měření pro malé výškové změny v topografii, která je popsána v kapitole 5.1.

Ve druhé části měření je stanovena vzájemná vzdálenost hladin nulové výšky obou výškových map. Střed měřicího intervalu je umístěn v dolní oblasti, a protože výškový rozdíl horní a dolní oblasti nepřesahuje pološířku osově intenzitní odezvy, lze z fázového rozdílu určit střední vzdálenost hladin. Rozšíření intervalu může vnést do měření větší hodnotu rozptylu hodnot fáze z důvodu poklesu $|u^i|$ (viz kapitola 4.2). Nejednoznačnost n lze následně určit měřením pomocí hloubkově diskriminované intenzity. Při stanovení osověho posunutí vzorku lze využít středního fázového posuvu všech obrazových bodů. Je však třeba splnit podmínku svázanou s použitím vztahu (5.1). Postup měření tohoto typu povrchů je podrobně rozpracován a experimentálně ověřen v 8. kapitole této dizertační práce.



Obrázek 5.2: Měření s velkými výškovými změnami v topografii povrchu. Výškový rozdíl horní a spodní oblasti nepřesahuje pološířku osově intenzitní odezvy – schematický náčrt.

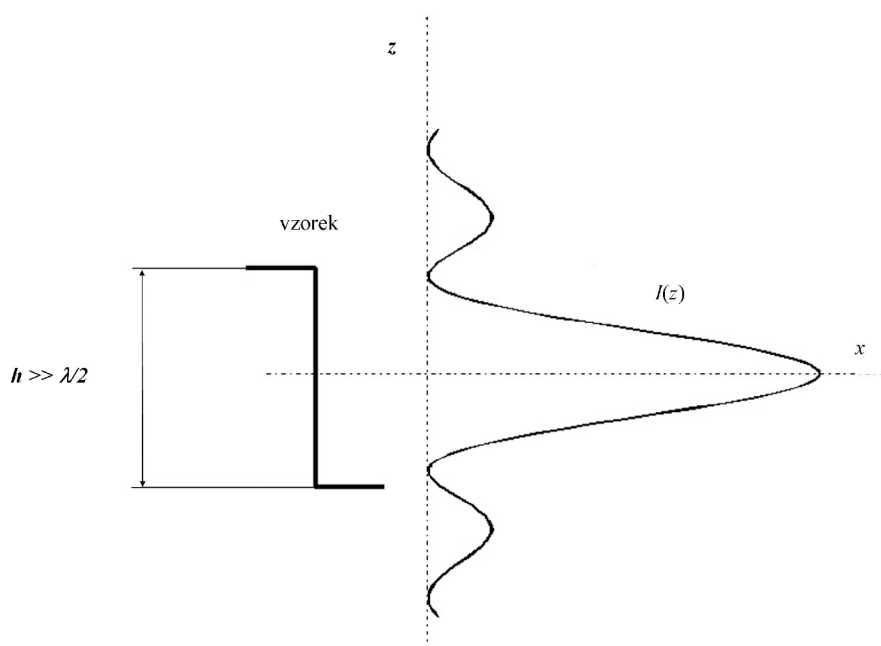
Z výsledků kapitoly 3.3 vyplývá, že pološířku optického řezu lze rozšířit zvýšením stupně koherence osvětlení, tedy použitím kvazimonochromatického zdroje a zacloněním pupily kondenzoru. V případě zaclonění kondenzoru je však třeba si uvědomit, že tím dochází i ke snížení příčného rozlišení optického systému. Vliv spektrální funkce zdroje osvětlení na pološířku optického řezu je experimentálně sledován v [32]. Při použití plošného zdroje bylo možné zúžit pološířku na polovinu rozšířením spektrálního pásma zdroje osvětlení. Experiment byl proveden pro tři různé objektivy, které se lišily hodnotou numerické apertury (0,25; 0,5; 0,65). Omezením apertury osvětlení bylo dosaženo rozšíření funkce osově intenzitní odezvy na téměř dvojnásobek původní hodnoty, která byla naměřena při neomezeném osvětlení – plně vysvícené vstupní pupile objektivů. Pološířku optického řezu je vhodné rozšířit, tj. zvýšit koherenci zdroje v případě, kdy chceme oblast v blízkosti hlavního maxima intenzity obsáhnout axiálně co nejrozsáhlejší oblast. Naopak je vhodné ji zúžit při měření výškového profilu povrchu metodou diskriminované intenzity

Obrázek 5.3 zobrazuje případ, kdy je pološířka osově intenzitní odezvy mnohem menší, než je rozdíl výšek na povrchu vzorku. Jedná-li se o schodek se strmou boční hranou, od které se odráží zpět do objektivu vlivem vzájemného vztahu mezi numerickou aperturou objektivu

5.2. VELKÉ VÝŠKOVÉ ZMĚNY V TOPOGRAFII POVRCHU – NEROVINNÝ POVRCH HLUBOKÝ

a úhlem sklonu hrany vzhledem k optické ose minimum světla, potom nemůže být určena hodnota fáze, na základě které by se určila velikost posuvu. Jediným možným řešením v takovém případě je zobrazení pomocí hloubkově diskriminované intenzity. Postup je zcela shodný jako u konfokálního mikroskopu, který využívá pouze intenzitní složku zobrazení. Sledování velikosti posuvu musí být založeno elektromechanické detekci (motorizovaný nebo piezoelektrický posun se snímačem polohy). Narozdíl od konfokálního mikroskopu lze výrazně měnit hodnoty pološířky maxima osové intenzitní odezvy zavedením polychromatického osvětlení a změnou úhlové apertury osvětlení.

V případě vzorků s pozvolným klesáním hrany schodku (tzn. z rozptýleného záření na hraně schodku lze rekonstruovat obrazovou amplitudu a obrazovou fázi – kontinuální změna výšky) je možné určit velikost posuvu v osovém směru na základě fázového posuvu všech obrazových bodů tak, jak bylo navrženo u typu vzorku schématicky zobrazeného na obrázku 5.2.



Obrázek 5.3: Měření s velkými výškovými změnami v topografii povrchu. Pološířka osové intenzitní odezvy je mnohem menší, než je rozdíl výšek na povrchu vzorku – schématický náčrt.

Kapitola 6

Nerovinný povrch mělký

Tato kapitola je věnována popisu zobrazení povrchové struktury jejichž výškové změny jsou menší než $\lambda/4$ a nedochází tak k jevu překlápění fáze, který je popsán v 7. kapitole. Ve výsledném fázovém zobrazení proto nedochází k neurčitostem fáze. Na příkladu zobrazení jednorozměrné a dvourozměrné povrchové struktury je sledován vztah mezi parametry povrchové struktury a parametry optického systému reflexního digitálního holografického mikroskopu. Pro názornost byl zvolen povrch s periodickou binární strukturou a pro jeho zobrazení byl odvozen teoretický aparát. Výsledky výpočtu jsou porovnány s experimentálně získanými daty. Cílem této studie bylo sledovat chování obrazové fáze v případech, kdy se rozměry zobrazované struktury blíží hodnotě l_t příčného rozlišení RDHM, které je pro lineární struktury dáno převrácenou hodnotou mezní přenášené prostorové frekvence [29]. Pro plošný monochromatický zdroj platí

$$l_t = \frac{\lambda}{2\text{NA}} = 2k_0 \sin \alpha, \quad (6.1)$$

kde λ je vlnová délka ve vakuu a k_0 vlnčet v imerzi. V takových případech dochází k filtraci podstatných prostorových frekvencí optickým systémem, což vede ke zkreslení výsledného zobrazení povrchové struktury. To může vést k mylné interpretaci obrazových dat.

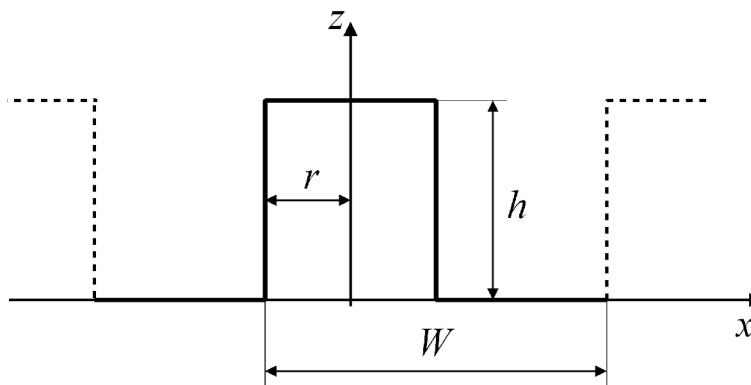
6.1. Jednorozměrná binární periodická struktura

Analýza zobrazení povrchové binární periodické struktury byla v prvním kroku provedena na jednorozměrném profilu, který je schématicky zobrazen na obrázku 6.1. Jedná se o strukturu se stejnou odrazivostí v horní a dolní úrovni binární struktury. Poměr mezi výstupky a prohlubněmi je 1 : 1. Komplexní amplituda u^i zobrazení struktury byla vypočítána na základě vztahu (3.1), do něhož byla dosazena hodnota $z^i = 0$. Povrchová struktura byla popsána periodickou funkcí

$$t(x, z) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} f_j(z) \exp\left(2\pi i j \frac{x}{W}\right), \quad (6.2)$$

kde W je perioda funkce, f_j jsou koeficienty Fourierovského rozvoje podle x . Fourierova transformace rozptylového potenciálu potom nabývá tvar

$$T(m, n, s) = \delta(m)\delta(n) - \frac{2r}{W}\delta(n) [1 - \exp(-2\pi i s h)] \sum_{j=-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left(\pi j \frac{2r}{W}\right) \delta\left(m - \frac{j}{W}\right). \quad (6.3)$$



Obrázek 6.1: Schéma jednorozměrné periodické binární struktury.

Význam proměnných vyskytujících se ve výrazu pro výpočet $T(m, n, s)$ je zřejmý z nákresu (viz obr. 6.1).

Do vztahu (3.1) pro výpočet komplexní amplitudy u^i zobrazení byly dosazeny aproximativní hodnoty koherentní funkce přenosu pro plošný monochromatický zdroj osvětlení c_{approx} . Řez přenosovým pásmem prostorových frekvencí odpovídající tomuto případu je na obrázku 3.4. Funkce c_{approx} byla aproximována dvěma hodnotami, hodnoty 1 nabývala v oblasti nosiče funkce a mimo tuto oblast jí byla přiřazena hodnota 0. Platí tedy

$$c_{approx} \left(\frac{j}{W}, 0, s \right) \approx \begin{cases} 1 & \text{pro } s \in \left(-2k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{j}{2k_0 W} \right)^2}; -2k_0 \cos \alpha \right), \text{ když } \frac{j}{W} \leq l_t, \\ 0 & \text{jindy} \end{cases},$$

kde j/W jsou diskrétní hodnoty souřadnice m v oblasti prostorových frekvencí a $j = 1, 2, 3, \dots$

Zde jsou uvedeny konkrétní parametry povrchové struktury a optického systému, se kterými byl navržený postup výpočtem ověřen:

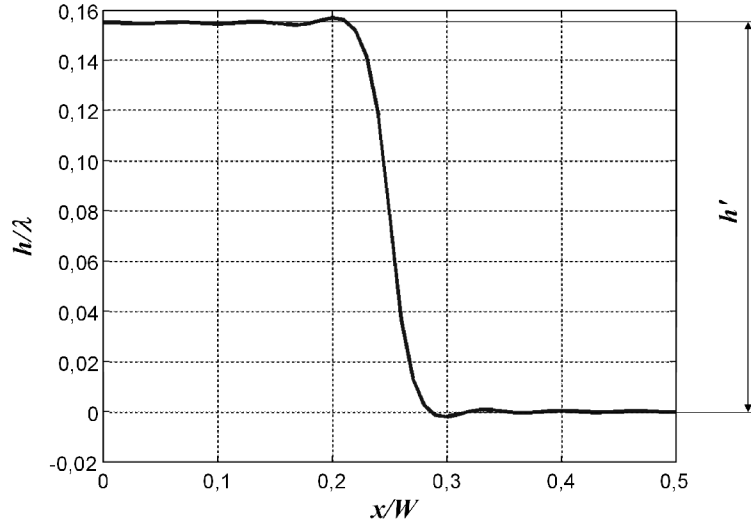
- Výška povrchové struktury $h = 88$ nm.
- Perioda povrchové struktury $W = 2000$ nm.
- Poměr šířek horní a dolní úrovně struktury $2r/W = 0,5$.
- Numerická apertura objektivů $NA = 0,25$.
- Vlnová délka osvětlení $\lambda = 547$ nm.

Obrazová fáze byla vypočtena z komplexní amplitudy u^i pomocí vztahu (3.18) a ta byla následně převedena na výšku vztahem (3.20). V obrázku 6.2 je výsledné zobrazení jedné poloviny periody povrchové struktury s vyznačeným parametrem h' , který určuje rozdíl horní a dolní

úrovňi struktury.

Pro posouzení odchylky skutečné výšky struktury h a výšky vypočtené ze zobrazení, byl zaveden parametr relativní difference mezi hodnotou výšky struktury h zadanou do výpočtu a hodnotou výšky struktury h' , která byla určena z vypočítaného zobrazení (viz obr. 6.2). Parametr relativních diferencí je označen Δ a je určen následujícím výrazem

$$\Delta = \frac{(h - h')}{h} 100\%. \quad (6.4)$$



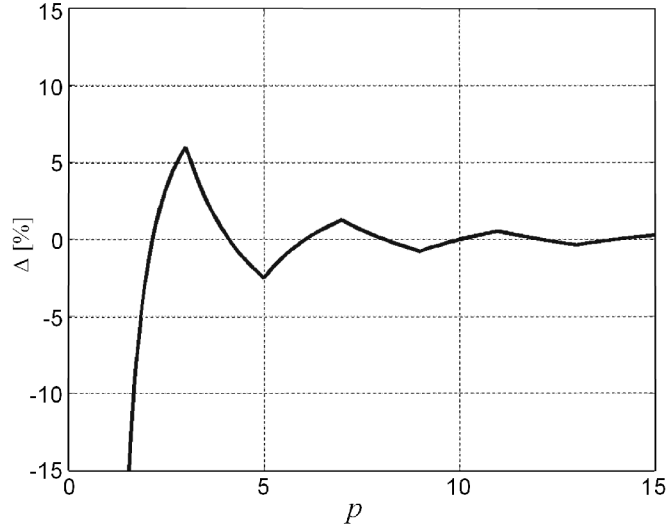
Obrázek 6.2: Průběh teoreticky vypočítaného zobrazení jedné poloviny periody s vyznačeným rozdílem h' mezi horní a dolní úrovní struktury, pro výše uvedené parametry, tedy pro $p = 1, 83$.

Dále byl zaveden parametr p vztahem

$$p = \frac{W}{\lambda} 2NA, \quad (6.5)$$

který dává do souvislosti příčné rozlišení l_t optického systému a periodu zobrazované struktury. V obrázku 6.3 je graf závislosti velikosti relativní difference Δ na hodnotě parametru p . Z grafu je patrné, že maxima funkce Δ nastávají pro liché hodnoty parametru p . Tyto hodnoty odpovídají počtu vyšších harmonických prostorových frekvencí přenesených optickým systémem a jsou určeny počtem sčítanců sumy ve výrazu (6.3), pro než platí $j/W \leq 2k_0 \sin \alpha = l_t$. Při změně výšky struktury h , nebo numerické apertury NA, nedojde k výrazné změně průběhu závislosti zobrazené v grafu na obrázku 6.3. K podstatným změnám dojde v případě změny poměru $2r/W$. Na základě analýzy chování Δ v závislosti na parametru p lze určit vhodnou kombinaci vlnové délky λ , numerické apertury NA ve vztahu k periodě W a výšce h měřené povrchové struktury, stejně tak lze odhadnout i chybu měření pro konkrétní parametry.

Aproximativní vyjádření koherentní funkce přenosu c_{approx} nebere v úvahu nerovnoměrné vysvícení pupily zdroje a je omezené pouze na monochromatické osvětlení. V případech, kdy je rozdíl v osvětlení v referenční a předmětové větvi, popřípadě je povrch vzorku nakloněn vůči optické ose, dochází k posunutí spektra prostorových frekvencí přeneseného optickým systémem. Tato skutečnost je zohledněna při výpočtu zobrazení dvourozměrné struktury, což je náplní následující kapitoly.



Obrázek 6.3: Graf relativních diferencí mezi zadanou hodnotou výšky struktury h a hodnotou výšky h' určenou výpočtem. Parametry výpočtu byly shodné s parametry výše uvedené struktury, měněn byl pouze parametr periody povrchové struktury W .

6.2. Dvourozměrná binární periodická povrchová struktura

6.2.1. Popis zobrazení binární povrchové struktury

Zabývejme se povrchovou strukturou, která má dvě výškové úrovně. Jedné přiřadíme nulovou výšku $z = 0$ a druhé úrovni vystupující nad povrch výšku h . Potom platí, že $z = z_0 = -h$ a rozptylovému potenciálu vzorku (3.3) tak můžeme přiřadit aproximativní hodnotu v závislosti na souřadnici z . Definujme charakteristickou funkci $t_{BIN}(x, y)$ popisující dvourozměrnou binární povrchovou strukturu vzorku tímto způsobem

$$t_{BIN}(x, y) = \begin{cases} 0 & \text{pro } \xi(x, y) = 0, \\ 1 & \text{pro } \xi(x, y) = z_0. \end{cases}$$

Potom je možné zapsat aproximativní výraz pro rozptylový potenciál v následujícím tvaru

$$t(x, y, z) = t_{BIN}(x, y)[r_1\delta(z - z_0) - r_0\delta(z)] + r_0\delta(z), \quad (6.6)$$

kde r_0 a r_1 jsou koeficienty odrazivosti v dolní a horní úrovni binární povrchové struktury vzorku. V případě, že se jedná o vodivý odrazný povrch a odrazivost je v obou úrovních povrchu vzorku stejná, potom platí $r_0 = r_1 = 1$. Úhlová závislost odrazivosti byla zanedbána vzhledem k nízké hodnotě numerické apertury objektivů ($NA = 0,25$), které byly při srovnávacím experimentu a ve výpočtech použity.

Trojrozměrná Fourierova transformace rozptylového potenciálu $t(x, y, z)$ má tvar

$$T(m, n, s) = T_{BIN}(m, n)[r_1 \exp(-2\pi i s z_0) - r_0] + r_0\delta(m)\delta(n). \quad (6.7)$$

Funkce $T_{BIN}(m, n)$ je dvojrozměrnou Fourierovou transformací charakteristické funkce $t_{BIN}(x, y)$.

6.2. DVOUROZMĚRNÁ BINÁRNÍ PERIODICKÁ POVRCHOVÁ STRUKTURA

Periodická binární povrchová struktura je analogií periodické krystalové mřížky s pravidelným opakováním základního motivu (jednotkové buňky). K vyjádření charakteristické funkce $t_{BIN}(x, y)$ periodicky se opakující binární povrchové struktury lze tedy využít aparátu známého ze strukturální analýzy. Obecný zápis funkce $t_{BIN}(x, y)$ v případě, že se jedná o nekonečnou mřížku tvořenou pravidelným opakováním jednoho motivu (jednotkové buňky), je charakterizován konvolucí [69]

$$t_{BIN}(x, y) = f_u(x, y) * l(x, y). \quad (6.8)$$

Funkce $f_u(x, y)$ popisuje základní povrchový motiv (jednotkovou buňku), funkce $l(x, y)$ popisuje dvojrozměrnou mřížku, ve které je základní motiv na povrchu rozmístěn a symbol $*$ má význam dvojrozměrné konvoluce. Funkci $l(x, y)$ zadáme vztahem [69] pro nekonečnou mřížku.

$$l(x, y) = \delta(x - x^0, y - y^0) * \sum_{n_1 \in \infty} \sum_{n_2 \in \infty} \delta(x - n_1 a, y - n_2 a), \quad (6.9)$$

kde a_{ij} je mřížkový parametr, n je celé číslo a posun počátku mřížky vůči počátku Kartézské souřadné soustavy je určen x^0, y^0 . Užitím teorému o konvoluci [71] nabývá dvojrozměrná Fourierova transformace funkce $t_{BIN}(x, y)$ (6.8) tvaru

$$T_{BIN}(X, Y) = F_u(X, Y)L(X, Y). \quad (6.10)$$

Funkce $F_u(X, Y)$ je Fourierova transformace základního motivu (jednotkové buňky) $f_u(x, y)$ a funkce $L(X, Y)$ (ve strukturální analýze známá jako mřížková amplituda [72]) je Fourierova transformace funkce l a v případě nekonečné periodické mřížky pro ní platí výraz

$$L(X, Y) = \exp[-2\pi i (Xx^0 + Yy^0)] \times \sum_{n_1 \in \infty} \sum_{n_2 \in \infty} \exp\{-2\pi i [(Xa_{11} + Ya_{12})n_1 + (Xa_{21} + Ya_{22})n_2]\}. \quad (6.11)$$

Skutečné povrchy obsahují pouze konečný počet N_1, N_2 (dvojrozměrný případ) opakování základního motivu (jednotkové buňky) v každém směru. V takovém případě a za podmínky $x^0 = y^0 = 0$ nabývá zápis (6.9) pro $l(x, y)$ tvaru

$$l(x, y) = \sum_{n_1=1}^{N_1} \sum_{n_2=1}^{N_2} \delta(x - n_1 a, y - n_2 a) \quad (6.12)$$

a jeho Fourierova transformace 6.11

$$L(X, Y) = \exp\{-\pi i a [(N_1 - 1)X + (N_2 - 1)Y]\} \frac{\sin(\pi a N_1 X)}{\sin(\pi a X)} \frac{\sin(\pi a N_2 Y)}{\sin(\pi a Y)}. \quad (6.13)$$

Hlavním přínosem tohoto přístupu je skutečnost, že rozptylový potenciál povrchu obsahující binární periodickou strukturu lze v případě, že je známý matematický zápis Fourierovy transformace funkce základního motivu (jednotkové buňky) f_u , vyjádřit analyticky.

Po dosazení (6.7) do (3.1) a úpravě je výsledná komplexní amplituda zobrazení periodické binární povrchové struktury dána formálně součtem komplexní amplitudy zobrazení rovinného povrchu u_0^i (3.7)

6.2. DVOUROZMĚRNÁ BINÁRNÍ PERIODICKÁ POVRCHOVÁ STRUKTURA

$$u_0^i(x^i, y^i, z^i) = \int_{-\infty}^{\infty} c(0, 0, s) \exp(2\pi i s z^i) ds \quad (6.14)$$

a komplexní amplitudy u_{BIN}^i , která je vypočtena pomocí vztahu, který formálně odpovídá výrazu pro 2D zobrazení. Tedy

$$u^i(x^i, y^i, z^i) = u_0^i + u_{BIN}^i, \quad (6.15)$$

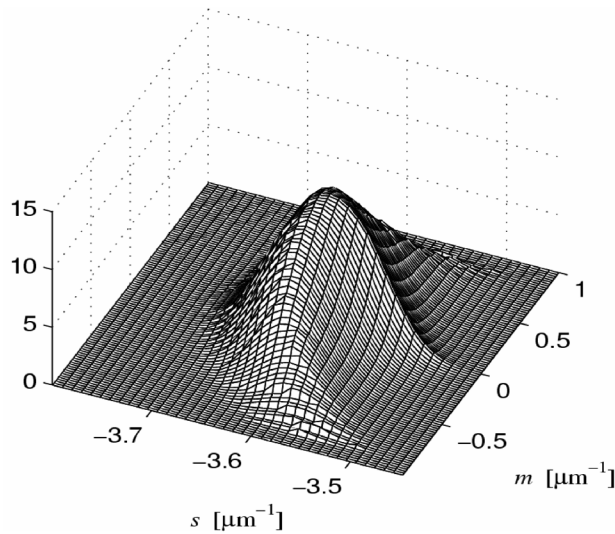
kde pro u_{BIN}^i platí

$$u_{BIN}^i(x^i, y^i) = \int \int T_{BIN}(m, n) c_{BIN}(m, n; z^i, z_0) \exp[2\pi i(m x^i + n y^i)] dm dn. \quad (6.16)$$

Dvojrozměrná efektivní koherentní funkce přenosu c_{BIN} má následující tvar

$$c_{BIN}(m, n; z^i, z_0) = \int c(m, n, s) \{r_1 \exp[2\pi i s(z^i - z_0)] - r_0 \exp[2\pi i s z^i]\} ds. \quad (6.17)$$

Koherentní funkci přenosu c_{BIN} je možné vyjádřit aproximativním vztahem závislým na z^i tak, že funkci $c(m, n, s)$ ve vztahu (6.17) položíme rovnu 1 v oblasti nosiče $c(m, n, s)$ a 0 mimo tuto oblast. V této práci však byla c_{BIN} vypočítána numericky s vysokou přesností dle [27]. Do výpočtu byly dosazeny přesné parametry mikroskopu a osvětlení. Řez rotačně souměrnou koherentní funkcí přenosu, která byla dosazena do výpočtů, je na obr. 6.4.



Obrázek 6.4: Řez rotačně souměrnou koherentní funkcí přenosu RDHM. Numerický výpočet byl proveden pro střední vlnovou délku $\lambda = 547$ nm, $\Delta\lambda = 11$ nm a $NA = 0,25$ dle [27].

Popis konkrétní struktury

Teoretický popis jsme aplikovali na strukturu zobrazenou na obrázku 6.8 a). Půdorys základního motivu, tedy projekci reliéfu do roviny xy , jsme postupně nahradili dvěma tvary.

V prvním případě jsme předpokládali kruhový tvar (v dalším textu je pro něj použité označení K) půdorysu základního motivu (viz obr. 6.8 d)), který lze matematicky popsat funkcí

$$f_u(x, y) = \text{circ} \left(\frac{x^2 + y^2}{r^2} \right). \quad (6.18)$$

Funkce circ je definována v ([70], kap. 15) a r je poloměr kruhového motivu. Po dosazení funkce $f_u(x, y)$ společně s funkcí $l(x, y)$ definované v (6.12) do vztahu (6.8) jsme dostali analytický výraz pro rozptylový potenciál periodické binární struktury $t_{BIN}(x, y)$. Jeho Fourierova transformace má následující tvar

$$\begin{aligned} T_{BIN}(m, n) &= \exp \{ -\pi i a [(N_1 - 1) X + (N_2 - 1) Y] \} \times \\ &\times \pi r^2 \frac{2J_1(2\pi r \sqrt{m^2 + n^2})}{(2\pi r \sqrt{m^2 + n^2})} \frac{\sin(\pi W N_1 m)}{\sin(\pi W m)} \frac{\sin(\pi W N_2 n)}{\sin(\pi W n)}. \end{aligned} \quad (6.19)$$

Funkce J_1 je Besselova funkce prvního druhu a N_1, N_2 určují počet opakování základního povrchového motivu ve směru osy x a osy y .

Ve druhém případě jsme se pokusili popsat základní motiv povrchové struktury přesněji, když jsme zvolili tvar půdorysu základního motivu jako čtverec se zaoblenými rohy (viz obr. 6.8 c)) (v dalším textu je pro něj použité označení ZC). Aby bylo možné vyjádřit tvar základního motivu analyticky za použití Abbeovy transformace, byl oblouk zaoblení rohů čtverce aproximován dostatečným počtem úseček. V našem případě se jednalo o 1000 úseček na jedno zaoblení. Poloměr zaoblení rohů byl určen na základě výsledků zobrazení povrchové struktury pomocí elektronového rastrovacího mikroskopu (viz obr. 6.8 b)). Fourierova transformace rozptylového potenciálu $t_{BIN}(x, y)$ této struktury má tvar

$$\begin{aligned} T_{BIN}(m, n) &= \\ &= A^2 \frac{2}{k^2} \left\{ \sin \frac{\pi}{4n} \left[\frac{\cos [k [X_1(d + \rho) - X_2 d]]}{X_2 (X_1 \sin \frac{\pi}{4n} + X_2 \cos \frac{\pi}{4n})} - \frac{\cos [k [X_1 d + X_2(d + \rho)]]}{(X_1) (X_1 \cos \frac{\pi}{4n} - X_2 \sin \frac{\pi}{4n})} \right] + \right. \\ &+ \left. \frac{\cos [k [X_1(d + \rho) + X_2 d]]}{X_2 (-X_1 \sin \frac{\pi}{4n} + X_2 \cos \frac{\pi}{4n})} - \frac{\cos [k [-X_1 d + X_2(d + \rho)]]}{(X_1) (X_1 \cos \frac{\pi}{4n} + X_2 \sin \frac{\pi}{4n})} \right] + \\ &+ \sin \frac{\pi}{2n} \sum_{r=1}^{n-1} \left[- \frac{\cos [k [X_1 (d + \rho \cos \frac{r\pi}{2n}) + X_2 (d + \rho \sin \frac{r\pi}{2n})]]}{\left[X_1 \sin \frac{(2r-1)\pi}{4n} - X_2 \cos \frac{(2r-1)\pi}{4n} \right] \left[X_1 \sin \frac{(2r+1)\pi}{4n} - X_2 \cos \frac{(2r+1)\pi}{4n} \right]} + \right. \\ &- \left. \frac{\cos [k [-X_1 (d + \rho \sin \frac{r\pi}{2n}) + X_2 (d + \rho \cos \frac{r\pi}{2n})]]}{\left[X_1 \cos \frac{(2r-1)\pi}{4n} + X_2 \sin \frac{(2r-1)\pi}{4n} \right] \left[X_1 \cos \frac{(2r+1)\pi}{4n} + X_2 \sin \frac{(2r+1)\pi}{4n} \right]} \right] \left. \right\}, \end{aligned} \quad (6.20)$$

kde A je konstanta, $k = 2\pi$ a n je počet úseček, které nahrazují oblouk zaoblení hran čtverce. Význam proměnných d a ρ je patrný z nákresu na obrázku 6.8 b)).

6.3. Experimentální ověření

Experimentální ověření navrženého teoretického popisu zobrazení periodické binární modelové struktury bylo provedeno na reflexním digitálním holografickém mikroskopu, jehož popisu je věnována kapitola 3. Vzorkem, na kterém byl experiment proveden, byla kalibrační periodická struktura pro AFM od firmy Veeco s označením APCS 0099. Vzhledem ke skutečnosti, že se nám nepodařilo od zástupců firmy, ani přes opětovné naléhání, získat certifikát k APCS 0099, který

by obsahoval přesné údaje o parametrech povrchové struktury, provedli jsme vlastní měření na několika přístrojích. Jednalo se o zobrazení pomocí světelného mikroskopu Nikon Eclipse L150 s objektivem 100x/0,9, které nám však poskytlo pouze informaci o parametrech struktury v rovině vzorku a nikoliv ve směru optické osy. Stejný výsledek, ovšem ve vyšším rozlišení, nám poskytlo zobrazení pomocí elektronového rastrovacího mikroskopu Tescan Vega 2 (viz obr. 6.8 b)). Informaci o výšce struktury jsme získali na základě měření pomocí mikroskopie atomárních sil (AFM) (viz obr. 6.8 a)). Tyto výsledky byly nakonec porovnány s parametry struktury AFM STANDART 10–10299 (viz obr. 6.7), která nám byla zaslána od firmy Veeco s tvrzením, že se jedná o strukturu identickou s APCS 0099. V rámci chyby měření na AFM se výsledek měření APCS 0099 shodoval s údaji na certifikátu pro 10–10299. Z tohoto certifikátu bylo určeno i materiálové složení povrchové struktury, které je důležité při stanovení hodnoty odrazivosti na jednotlivých rozhraních na povrchu vzorku.

Parametry experimentální sestavy a měřené struktury

Parametry digitálního holografického mikroskopu:

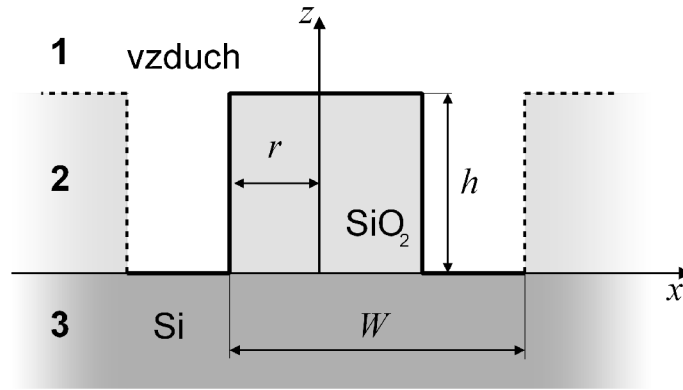
- Kamera: Astropix 1.4 (1392×1040) pixelů.
- Objektivy: Nikon Plan 10×/0,25.
- Zdroj světla: hlogenová žárovka (150 W) s filtrem $\lambda = 547$ nm, $\Delta\lambda = 11$ nm.

Parametry měřené binární periodické struktury:

Význam proměnných je zobrazen na obrázcích 6.5, 6.7 a 6.8.

- Perioda struktury $W = 3,000$ μm .
- Poloměr struktury kruhového půdorysu $r = 1,288$ μm .
- Poloměr zaoblení čtvercového půdorysu $\rho = 0,642$ μm .
- Vzdálenost středu zaoblení od středu čtverce $d = 0,495$ μm .
- Výška struktury $h = -z_0 = 0,107$ μm .
- Index lomu vzduchu: $n_v = 1$.
- Index lomu krystalického křemene SiO_2 : $n_{\text{SiO}_2} = 1,546$ [65].
- Index lomu křemíku Si: $n_{\text{Si}} = 4,138 + i0,014$ [65].
- Odrazivost rozhraní 1–2 (viz obr. 6.5) $r_{12} = 0,187$ (bez započtení vlivu rozhraní 2–3).
- Odrazivost rozhraní 2–3 (viz obr. 6.5) $r_{23} = 0,478$.
- Odrazivost rozhraní 1–3 (viz obr. 6.5) $r_0 = r_{13} = 0,611$.

Odrazivosti byly stanoveny Fresnelovými vzorci pro kolmý dopad [66], který lze předpokládat pro nízké NA.



Obrázek 6.5: Nákres řezu strukturou s vyznačením proměnných, které se vyskytují ve výpočtech kapitoly 6. Dále je v obrázku vyznačeno materiálové složení povrchové struktury a jednotlivé vrstvy jsou číselně označeny z důvodů určení odrazivosti na jednotlivých rozhraních při výpočtech.

6.4. Vyhodnocení

Teoreticky vypočtené fázové zobrazení povrchu testovaného vzorku APCS 0099 bylo porovnáno s experimentálně získanými výsledky. Vzhledem ke skutečnosti, že povrchová binární periodická struktura je vytvořena ve vrstvě SiO₂, bylo výsledné zobrazení ponecháno v jednotkách fáze. Teoretické a experimentální výsledky jsou graficky shrnuty na obrázku 6.9. Na prvních třech obrázcích 6.9 a), 6.9 b) a 6.9 c) jsou fázová zobrazení povrchové struktury. Pro větší názornost je fázové zobrazení povrchové struktury reprezentováno vrstevnicemi, jejichž rozsah je $(-1, 8; 0)$ rad a krok mezi sousedními vrstevnicemi je $0,1$ rad. Na obrázku 6.9 a) je experimentálně získané fázové zobrazení povrchové struktury vzorku. Jde o výřez centrální části oblasti, která je tvořena zobrazením matice $N_x = 9$, $N_y = 21$ jednotkových buněk. Výsledek výpočtu zobrazení povrchové struktury s jednotkovou buňkou s půdorysem ve tvaru čtverce se zaoblenými hranami (ZC) je na obrázku 6.9 b) a výsledek výpočtu zobrazení pro kruhový půdorys (K) jednotkové buňky je na obrázku 6.9 c). Jedná se o výřezy o velikosti 3×3 jednotkových buněk, které byly získány ze středu pole o rozsahu 25×25 jednotkových buněk. Tento krok byl proveden z důvodu minimalizace vlivu okraje periodické struktury na její výsledné zobrazení. V obrázku 6.9 a) jsou současně vyznačeny i orientace řezů povrchovou strukturou. Řezy jsou označeny vzájemně odlišným typem čar a každý řez je navíc označen písmenem, které odpovídá zobrazení průběhu příslušného řezu v obrázku 6.9. Stejně orientované řezy byly získány i z fázových zobrazení obou teoreticky počítaných struktur. Sobě orientací odpovídající řezy jsou graficky porovnány na obrázcích 6.9 d), 6.9 e) a 6.9 f). Pro snadné rozlišení příslušných řezů v obrázcích je v obrázku 6.9 e) uvedena legenda.

Vzájemné sesazení teoreticky a experimentálně získaných dat bylo provedeno na základě hledání minima odchylek tří zobrazených řezů. Parametry fitování byly konstantní fázový posuv a posuvy x , y experimentálních dat.

Mírný náklon vzorku vzhledem k optické ose a mírná nesouměrnost osvětlení zapříčinily mírný posuv m_0 spektra prostorových frekvencí zobrazení ve směru osy m . Velikost tohoto posunutí byla určena z experimentálních dat ze spektra prostorových frekvencí obrazového hologramu. Z experimentu získaná hodnota $m_0 = -0,12 \mu\text{m}^{-1}$ byla dosazena při výpočtu do

argumentu funkce $T_{BIN}(m + m_0, n)$ ve vztahu (6.16). Důsledek tohoto posunutí na výsledné fázové zobrazení povrchové struktury je patrný z obrázků 6.9 a), 6.9 b) a 6.9 c). Jedná se o narušení původní čtvercové symetrie zobrazení jednotkových buněk.

Kromě asymetrie tvaru jednotkových buněk jsou v obrázku experimentálně získané fáze 6.9 a) silně patrné odchylky od kruhovitěho tvaru vrstevnic. To je zapříčiněno především geometrickou nedokonalostí tvaru jednotkových buněk zkoumaného povrchu (viz obr. 6.8 b)). Další příčinu takového zkreslení fázového zobrazení je možné přisoudit nízké hustotě vzorkování výsledného obrazu vzhledem k příčným rozměrům detailů povrchové struktury. Naopak, hodnota zkreslení způsobená výstřelovým šumem leží pod úrovní geometrických nerovností v celé zobrazované oblasti.

Jak již bylo uvedeno výše, jsou v obrázku 6.9 a) vyznačeny orientace tří řezů vedených povrchovou strukturou. V obrázku 6.9 d) jsou zobrazeny řezy vedené přes vrcholy jednotkových buněk. Řezy vedené mezi vrcholy jednotkových buněk jsou na obrázku 6.9 e) a diagonálně napříč povrchovou strukturou vedené řezy jsou zobrazeny na obrázku 6.9 f).

Pro kvantitativní vyhodnocení rozdílu mezi experimentálně a teoreticky získanými výsledky byl zvolen parametr amplitudy oscilací hodnot fáze v řezu. V prvním kroku byla nalezena střední hodnota amplitudy oscilací experimentálně získaného fázového zobrazení a následně byla vůči této hodnotě porovnána amplituda fázového zobrazení povrchové struktury získaná výpočtem. Takto získané rozdíly byly následně převedeny na procenta – vztaženo k experimentálně získaným datům. Výsledky jsou shrnuty v tabulce 6.6, kde ve sloupci „Orientace řezu“ je označení řezů shodné s tím, které je použito v obrázku 6.9 a). Ve druhém sloupci je experimentálně získaná hodnota amplitudy oscilací převedená na rozdíl optických drah (ROD). K této hodnotě jsou vztaženy ve třetím sloupci hodnoty „Teorie K“, které náležejí k výpočtům zobrazení struktury s kruhovým půdorysem jednotkové buňky a ve čtvrtém sloupci jsou „Teorie ZK“ hodnoty náležející zobrazení jednotkové buňky s půdorysem čtverce se zaoblenými hranami, které jsou rovněž vztaženy k experimentálně získaným hodnotám. V tabulce je vždy uveden údaj v procentech a v závorce je mu přiřazena hodnota drahového rozdílu v nanometrech, která byla vypočítána pomocí vztahu (3.20).

Orientace řezu	Experiment hodnoty ROD [nm]	Teorie K [%] ([nm])	Teorie ZK [%] ([nm])
d	55 ± 3	4,7 (3 ± 3)	7,7 (4 ± 3)
e	30 ± 2	17,3 (5 ± 2)	29,8 (9 ± 2)
f	73 ± 3	0,9 (1 ± 3)	0,7 (1 ± 3)

Obrázek 6.6: Tabulka shrnující výsledky porovnání hodnot amplitud oscilací fázového zobrazení povrchu vzorku získané experimentálně a teoreticky. V prvním sloupci je určení orientace řezu. Písmeno odpovídá označení řezu v obrázku 6.9 a). Ve druhém sloupci je experimentálně získaná hodnota amplitudy oscilací převedená na rozdíl optických drah (ROD). K této hodnotě se vztažují hodnoty ve třetím a čtvrtém sloupci, kde je vždy uveden rozdíl mezi teoreticky vypočítaným a experimentálně získaným zobrazením struktury v procentech. V závorce je uvedena hodnota rozdílu v ROD.

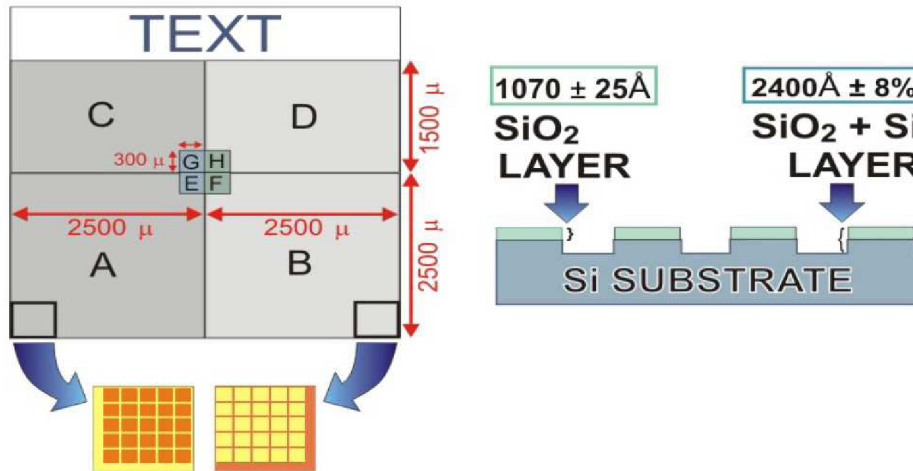
Z vyhodnocení výsledků experimentu a teorie vyplývá, že metoda výpočtu zobrazení periodické binární struktury velmi dobře popisuje skutečné zobrazení RDHM. Je tomu tak zřejmě

proto, že dominantním efektem, který způsobuje odchylku zobrazeného průběhu fáze od tvarového průběhu povrchu, je filtrace vyšších prostorových frekvencí funkce T_{BIN} při zobrazení struktury, jejíž perioda je blízká mezi příčného rozlišení mikroskopu, která pro lineární struktury činí $l_t = \frac{\lambda}{2NA} = \frac{0,547}{0,5} \doteq 1,1 \mu m$. Toto zjištění lze pravděpodobně zobecnit i na povrchové struktury jiných tvarů. Rozdíly mezi experimentálně a teoretickým získaným zobrazením povrchu jsou zapříčiněny aproximací tvaru povrchové struktury a místní nepravidelností povrchové struktury, jak je patrné na snímku z rastrovacího elektronového mikroskopu (viz obr. 6.8 b)). Místní tvarové nepravidelnosti povrchové struktury nebyly do výpočtu zahrnuty. Další příčinou rozdílů mezi experimentálními a teoreticky získanými daty může být aproximace skutečného tvaru základní buňky povrchové struktury. Z výsledků vyplývá, že bližší shoda panuje mezi experimentem a výpočtem zobrazení jednotkové buňky s kruhovým půdorysem. Ovšem nutno podotknout, že velikost rozdílu mezi experimentem a aproximací tvaru půdorysu jednotkové buňky čtvercem se zaoblenými hranami se, po přepočtu na rozdíly optických drah, pohybuje v řádu jednotek nanometrů (viz tabulka na obrázku 6.6).

Zde prezentovaný výpočet byl proveden pro zobrazení periodické binární povrchové struktury, která vykazovala rozdílnou odrazivost ve spodní a horní úrovni povrchové struktury. Po dosazení $r_0 = r_1 = 1$ do vztahu (6.7) je možné provést výpočet zobrazení pro povrchové struktury se stejnou odrazivostí ve všech bodech povrchu.

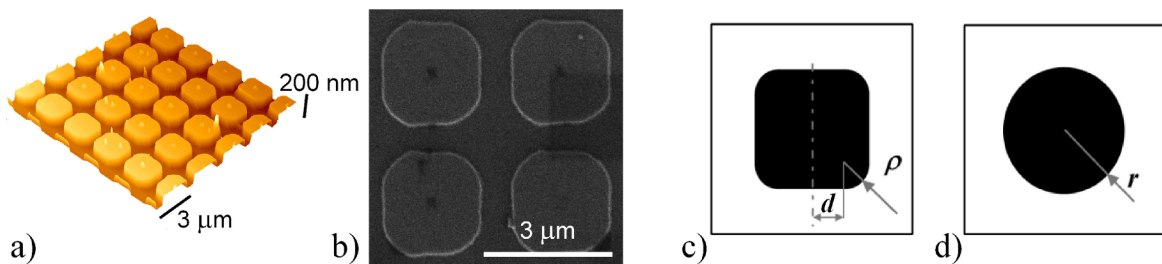


AFM STANDARD 10-10299

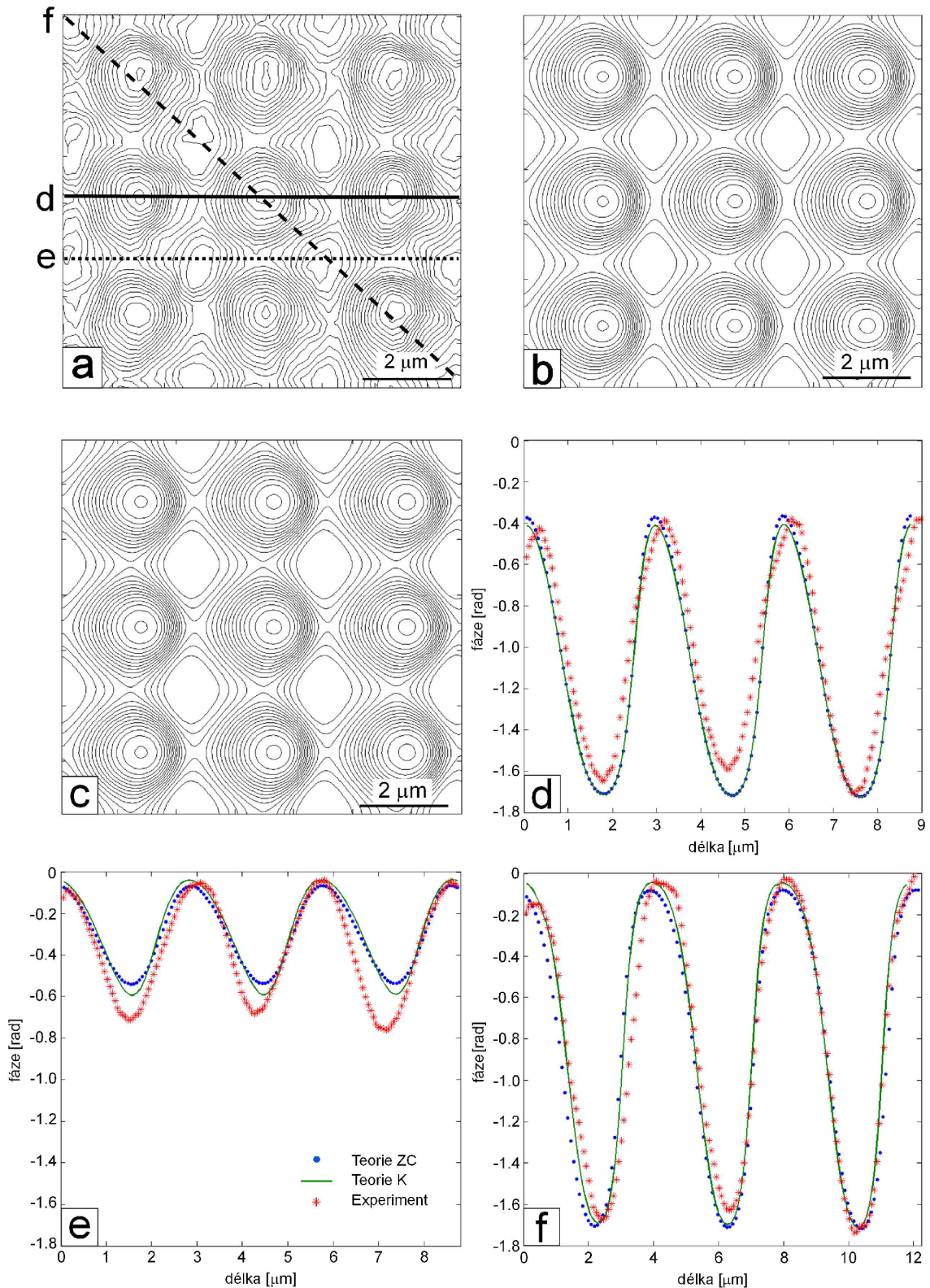


ZONE	AREA μ^2	PITCH DIMENSIONS μ
A	2500 X 2500	15
B	2500 X 2500	15
C	2500 X 1500	9
D	2500 X 1500	9
E	300 X 300	3
F	300 X 300	3
G	300 X 300	2
H	300 X 300	2

Obrázek 6.7: Dokument firmy Veeco k AFM standardu 10-10299. Na základě tohoto dokumentu bylo určeno materiálové složení povrchové vrstvy standardu APCS 0099, které je, dle sdělení zástupců firmy Veeco, shodné s 10-10299. Měření bylo prováděno v zóně E a F, kde je výška povrchové struktury 107 nm a celá je tvořena vrstvou SiO_2 .



Obrázek 6.8: Výsledky vlastního měření parametrů povrchové struktury standardu APCS 0099. a) obraz povrchu získaný pomocí AFM, b) detail povrchové struktury zobrazený pomocí SEM. c) Nákres půdorysu ve tvaru čtverce se zaoblenými hranami s označením parametrů. d) Nákres půdorysu ve tvaru kruhu s vyznačeným parametrem poloměru. Tvarem nákrešů c) a d) byl aproximován skutečný tvar povrchového motivu.



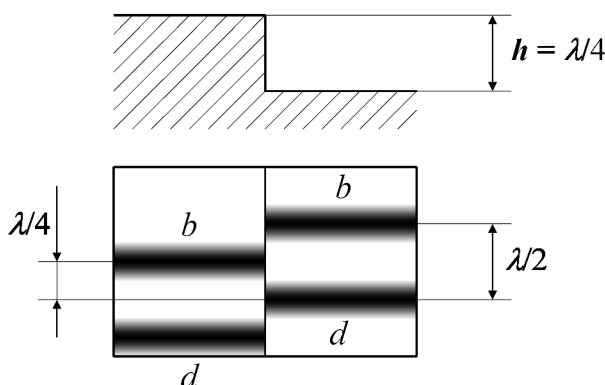
Obrázek 6.9: Souhrnný přehled výsledků experimentu a výpočtů zobrazení binární periodické struktury. Na obrázcích a), b) a c) [a) experiment, b) teorie ZC, c) teorie K] je fázové zobrazení povrchové struktury. Rozsah fáze je $(-1,8; 0)$ rad a krok mezi sousedními vrstevnicemi je $0,1$ rad. V a) jsou vyznačeny směry tří řezů, které jsou označeny písmenem shodným s označením vyobrazení průběhu řezu dané orientace na obrázků d), e) a f). V e) je uvedena legenda.

Kapitola 7

Vliv výšky periodické struktury na její zobrazení

V případě reflexní digitální holografické mikroskopie je výsledné fázové zobrazení silně závislé na parametrech povrchu zkoumaného vzorku. V 5. kapitole jsou zkoumané povrchy rozděleny do dvou skupin v závislosti na výšce jejich povrchové struktury vzhledem ke změně fáze, ke které při jejím zobrazení dochází. V předchozí kapitole byla předmětem zájmu periodická binární struktura, jejíž výška byla $h' = 107$ nm a platilo tedy, že $h' < \lambda/4$ při použitém osvětlení $\lambda = 547$ nm.

Pojďme se zabývat situací, kdy pro výšku binární povrchové struktury platí $h' = \lambda/4$. Na obrázku 7.1 je tato situace znázorněna společně s vyznačením dvou interferenčních proužků b a d zobrazených na povrchu binární struktury. Pro reflexní uspořádání interferometrů platí, že posunutí interferenční struktury o její periodu Λ odpovídá změně výšky povrchu o $\lambda/2$. Změna výšky o $\lambda/4$ se projeví posunutím interferenční struktury o polovinu její periody, jak je znázorněno na obrázku 7.1. Je-li rozdíl výšek binární struktury menší než tato mezní hodnota, nemůže dojít k mylné interpretaci rekonstruovaného zobrazení (obrazová fáze). V případě, že je výška povrchové struktury $\lambda/2 > h' \geq \lambda/4$, je hodnota rekonstruované fáze úměrná drahovému rozdílu určenému doplňkem k $\lambda/2$. Je to dáno skutečností, že při rekonstrukci interferenčního obrazce je proužek b v horní úrovni binární struktury přiřazen k proužku d v dolní části struktury. Vyhodnocená fáze, stejně tak jako z ní rekonstruovaný drahový rozdíl, je brána jako záporně vzatá hodnota tohoto doplňku.



Obrázek 7.1: Nákres interferenční struktury na odrazném binárním výškovém rozhraní, pro jehož výšku platí $h' = \lambda/4$.

Další případ, kdy může dojít k mylné interpretaci výsledků, nastane tehdy, je-li skutečná výška schodu binární struktury v intervalu $(3/2)\lambda > h' > \lambda/2$. V takovém případě nabývá výsledná rekonstruovaná fáze hodnoty v intervalu $(0, \pi)$ a rekonstruovaná výška z ní vypočítaná je v intervalu hodnot $(0, \lambda/4)$.

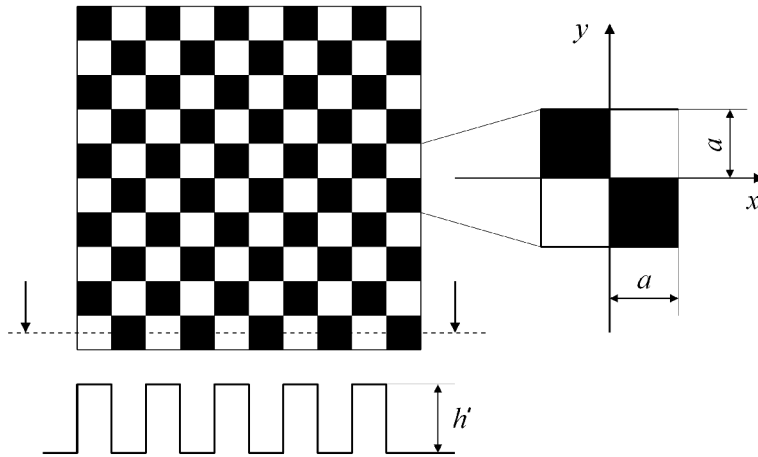
Výsledky 6. kapitoly ukázaly, že navržená metoda výpočtu zobrazení periodické binární struktury je funkční, což plyne z porovnání experimentálně a výpočetně získaných dat, mezi kterými byla blízká shoda. To nás opravňuje k tomu, abychom na definované povrchové struktuře, jejíž schéma je na obrázku 7.2, demonstrovali chování rekonstruované fáze v závislosti na skutečné výšce zobrazované struktury. Pro výpočet byl použit postup odvozený v 6. kapitole.

7.1. Teoretický popis

Výpočet komplexní amplitudy zobrazení u^i modelové struktury byl proveden dle vztahu (3.1), do kterého byly dosazeny přesné hodnoty numericky vypočítané koherentní funkce přenosu [29]. Numerický výpočet koherentní funkce přenosu byl proveden pro střední vlnovou délku $\lambda = 547$ nm, $\Delta\lambda = 11$ nm a $NA = 0,25$. Vzhledem ke skutečnosti, že vzorkem je opět periodická binární struktura, byl použit formalismus zavedený v kapitole 6.2.1. Fourierova transformace charakteristické funkce povrchu vzorku zobrazeného na obrázku 7.2 má tvar

$$T_{BIN}(m, n) = 2A^2 a^2 \exp\{-ika[(N_1 - 1)X + (N_2 - 1)Y]\} \times \\ \times \frac{\sin(k\frac{a}{2}X)}{k\frac{a}{2}X} \frac{\sin(k\frac{a}{2}Y)}{k\frac{a}{2}Y} \cos[k\frac{a}{2}(X + Y)] \frac{\sin(kN_1 aX)}{\sin(kaX)} \frac{\sin(kN_2 aY)}{\sin(kaY)}, \quad (7.1)$$

kde $2a$ je mřížkový parametr modelové struktury, A je konstanta, $k = 2\pi/\lambda$ a N_1, N_2 je počet opakování základního povrchového motivu, který je zobrazen v detailu na obrázku 7.2. Výpočet obrazové fáze byl proveden pomocí vztahu (3.18) a pro názornost vztahu mezi výškou rekonstruovaného zobrazení a výškou skutečnou (zadávanou do výpočtu) byla vypočítaná obrazová fáze převedena na výšku dle vztahu (3.20).



Obrázek 7.2: Schéma modelové struktury tvaru šachovnice, na které jsou demonstrovány charakteristiky zobrazení RDHM.

7.2. Výpočet zobrazení

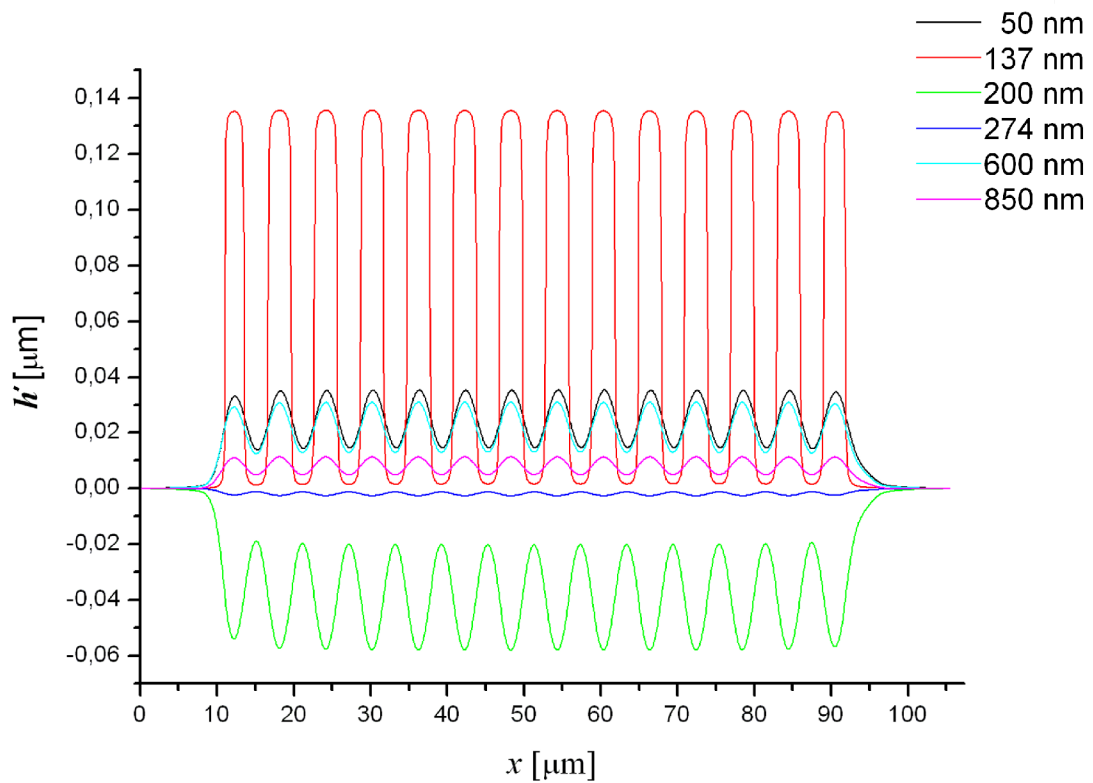
Výpočet byl proveden pro šest různých hodnot výšky struktury (50 nm, 137 nm, 200 nm, 274 nm, 600 nm, 850 nm) a pro dvě různé hodnoty parametru a (3 μm , 6 μm). Vstupní hodnoty výšky struktury, které byly zadávány do výpočtu, byly voleny tak, aby postihly interval ($h' < \lambda/4$, $h' > 3\lambda$), na kterém bude ilustrováno chování rekonstruovaného zobrazení.

Na obrázku 7.3 jsou vykresleny grafy řezů, které byly získány z vypočítaného zobrazení struktury s parametrem $a = 3 \mu\text{m}$. Řezy jsou od sebe barevně odlišeny a v legendě obrázku jim je přiřazen údaj o výšce, která byla zadána do výpočtu. Z průběhů řezů je názorně vidět, jak je výsledné zobrazení závislé na parametru výšky struktury h' ve vztahu k vlnové délce záření. V zobrazení vystupuje i vliv příčného rozlišení optického systému. To je patrné ze zaobleného průběhu řezů vlivem omezeného počtu přenesených vyšších harmonických frekvencí optickým systémem. Pro zadanou hodnotu výšky $h' = 200 \text{ nm}$ je rekonstruovaná hodnota výšky záporná, protože se jedná o rekonstrukci doplňku k zadané hodnotě h' do $\lambda/2$. Ve všech dalších případech, mimo $h' = 50 \text{ nm}$ a $h' = 137 \text{ nm}$ se jedná o přírůstek k celočíselnému násobku vlnové délky. Zobrazená struktura potom má pouze výšku o velikosti tohoto přírůstku. Na obrázku 7.4 je proveden tentýž výpočet s parametrem $a = 6 \mu\text{m}$ pro stejnou skupinu zadaných hodnot výšek jako u předchozího obrázku. Nárůst parametru a se projevil věrohodnějším zobrazením zadané struktury. Chování rekonstruované fáze a tedy i výšky je však stejný jako u rekonstruovaného zobrazení s parametrem $a = 3 \mu\text{m}$.

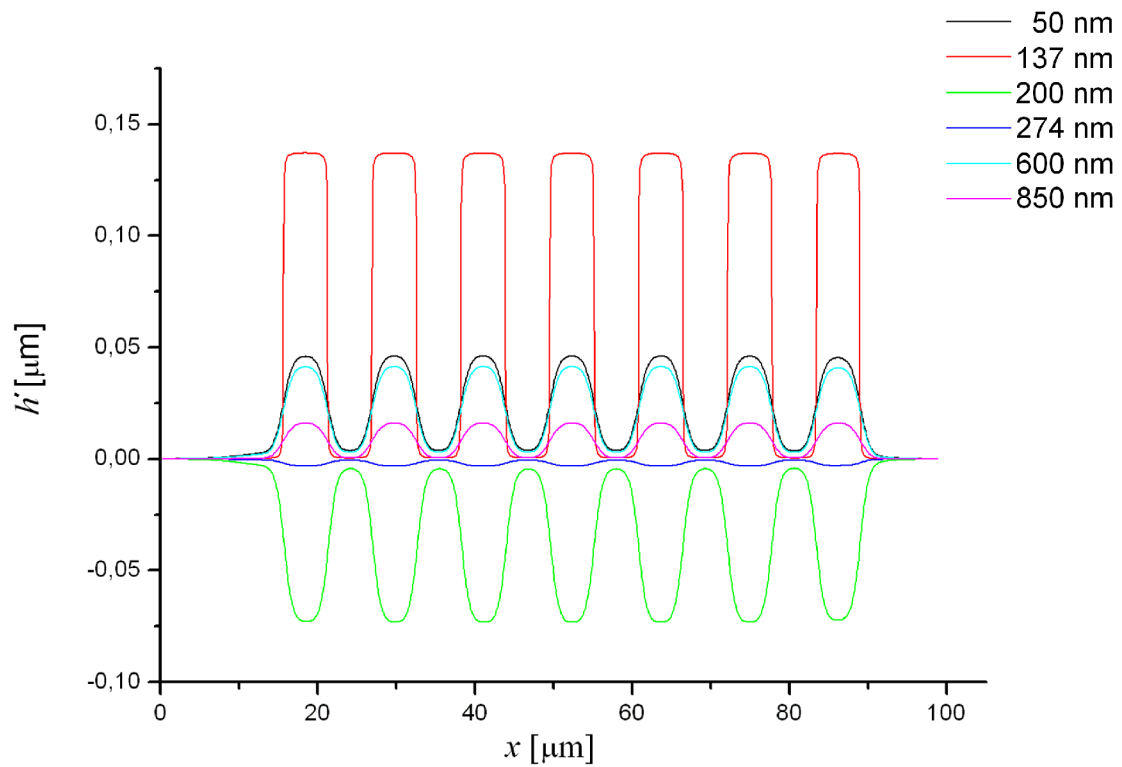
7.3. Shrnutí

Z výsledků modelového zobrazení binární periodické struktury vyplývá následující závěr. Při měření binární struktury o neznámé výšce může velmi jednoduše dojít k mylnému vyhodnocení údaje naměřené výšky z důvodu, který je popsán v úvodu této kapitoly. Vzhledem ke skutečnosti, že se jedná o výškové rozdíly v řádu desítek a stovek nanometrů, nelze v tomto případě využít hloubkově diskriminovanou intenzitu zobrazení jako kontrolní nástroj. Možností, jak se tomuto problému vyhnout je znalost alespoň přibližné výšky zobrazované struktury, případně znalost orientace povrchové struktury vzhledem k optické ose.

Obecným přístupem k tomuto problému je využití syntetické vlnové délky, které je možné i v případě RDHM použitím interferenčního filtru se dvěma maximy propustnosti. Jinou možností je využití hloubkově diskriminované intenzity pro odstranění nejednoznačnosti průběhu fáze, které je popsáno v následující kapitole dizertační práce. Předpokládané rozlišení této metody je dostatečné i pro odstranění nejednoznačnosti průběhu povrchu popsané v této kapitole.



Obrázek 7.3: Řezy teoreticky vypočítaným zobrazením povrchové struktury, schéma které je na obrázku 7.2, pro hodnotu parametru $a = 3 \mu\text{m}$ a šest různých hodnot parametru výšky struktury h' , které jsou uvedeny v pravé horní části obrázku s příslušnou barvou čáry. Teoretický výpočet byl proveden pro střední vlnovou délku $\lambda = 547 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 11 \text{ nm}$ a $\text{NA} = 0,25$.



Obrázek 7.4: Řezy teoreticky vypočítaným zobrazením povrchové struktury, schéma které je na obrázku 7.2, pro hodnotu parametru $a = 6 \mu\text{m}$ a šest různých hodnot parametru výšky struktury h' , které jsou uvedeny v pravé horní části obrázku. Teoretický výpočet byl proveden pro střední vlnovou délku $\lambda = 547 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 11 \text{ nm}$ a $\text{NA} = 0,25$.

Kapitola 8

Nerovinný povrch hluboký

V podkapitole 5.2 je navržen postup měření povrchů, jejichž topografie obsahuje výškové rozdíly přesahující rozměr $\lambda/2$, což vede u detekované obrazové fáze k výskytu fázové neurčitosti $n2\pi$. V této kapitole se budeme zabývat případem povrchu, který je vykreslen na obrázku 5.2, tzn. že výškový rozdíl horní a dolní oblasti na povrchu nepřesahuje pološířku osově intenzitní odezvy, ale fázový rozdíl mezi horní a dolní úrovní struktury obsahuje neurčitost $n2\pi$ a výškový rozdíl mezi horní a dolní úrovní je skokový. Jedná se tedy o hlubokou binární povrchovou strukturu.

Mezi rozšířené metody používané pro kvantitativní zobrazování tohoto typu povrchů patří především metoda využívající syntetickou vlnovou délku, která je popsána například v [73]. Metoda je založena na principu současné interference dvou vln rozdílných vlnových délek, které společně tvoří výslednou syntetickou vlnu o mnohonásobně větší vlnové délce, než je vlnová délka dvou vstupních vln. Běžně je tato technika založena na použití dvou laserů, což může zvyšovat nároky na použité světelné zdroje.

V této kapitole bude popsána měřicí metoda, pomocí které lze, na základě kombinace fázového zobrazení a hloubkově diskriminované intenzity RDHM, měřit s nanometrovou přesností povrchy definované v kapitole 5.2.

8.1. Teorie zobrazení

Teoretický popis zobrazení, který se uplatňuje v této kapitole, je podrobně uveden v 3. kapitole této dizertační práce. V případě nerovinného hlubokého povrchu se ve své podstatě jedná o zobrazení dvou rovinných povrchů, takže je při výpočtu zobrazení možné aplikovat teoretický aparát pro zobrazení roviny, který je podrobně rozepsán v kapitole 3.3.2. Komplexní amplituda zobrazení u^i je určena vztahem (3.1) a Fourierova transformace rozptylového potenciálu rovinného reflektoru je určena výrazem (3.4). Po dosazení výrazu $T(m, n, s)$ do (3.1) dostaneme vztah (3.7) pro výpočet zobrazení roviny.

Ve výrazu (3.7) vystupuje koherentní funkce přenosu $c(0, 0, s)$. Tato funkce charakterizuje zobrazovací vlastnosti optického systému a je přímo závislá na spektrálních parametrech osvětlení a numerické apertuře optického systému. Zde uvedená měřicí metoda je založena na zásahu do spektrální hustoty osvětlení, což má přímý vliv na $c(0, 0, s)$. V kapitole 3.3.2. je uveden výpočet koherentní funkce přenosu pro plošný monochromatický zdroj osvětlení a ve výrazu (3.12) je uveden interval hodnot, kterých tato funkce nabývá (viz obr. 3.4). Tento tvar funkce $c(0, 0, s)$ je uplatněn v případě **koherentního módu** zobrazení. Pro **nekoherentní mód** zobrazení je platný tvar funkce $c(0, 0, s)$, který je odvozen ze vztahu (3.11), nosič této funkce je

zobrazen na obrázku 3.5. Z obrázku 3.4 a 3.5 je zřejmé, že při použití polychromatického zdroje dojde, oproti monochromatickému zdroji, k rozšíření oblasti nosiče funkce $c(0, 0, s)$, důsledkem čehož je podstatné zúžení pološířky hloubkově diskriminované obrazové intenzity.

Obrazová fáze je získána z komplexní amplitudy pomocí vztahu (3.18) a hodnota výšky je následně určena přepočtem z hodnot fáze na základě vztahu (3.20).

8.2. Metodika měření

Navržená metoda měření je založena na vzájemné kombinaci fázového a intenzitního zobrazení povrchu vzorku. Na základě přesných posuvů vzorku po definovaných fázových krocích $\Delta\Phi$ ve směru optické osy jsou z rekonstruované komplexní amplitudy u^i získány fázové mapy povrchu vzorku v definovaných výškových úrovních. Výsledkem je fázová mapa zobrazení povrchu vzorku, která vykazuje vysoké osově rozlišení bez neurčitosti fáze $n2\pi$. V následujících podkapitolách jsou shrnuty nároky na parametry měřicího systému, dále je uveden podrobný popis měřicího postupu.

8.2.1. Souhrn předpokladů a z toho plynoucích nároků na měřicí systém

- **Optický systém:** Princip této metody je založen na kombinaci koherentního a nekoherentního zobrazení. U RDHM vyplývá možnost uplatnění tohoto postupu z konstrukčního uspořádání mikroskopu – jádro mikroskopu je tvořeno achromatickým interferometrem s difrakční mřížkou na místě děliče svazku. Tím je zajištěna možnost použití spektrálně širokopásmového i úzkopásmového zdroje osvětlení.
- **Elektronicko-mechanická část:** Nutným předpokladem k realizaci této profilometrické metody je piezoelektický mikroskopový stolek, který je zpětnovazebně řízen počítačem. V našem případě bylo využito softwaru, který byl vyvinut v naší laboratoři, a který umožňuje řízení posuvu a stabilizaci mikroskopového stolku na základě požadované hodnoty obrazové fáze [38].
- **Detekční část:** Přesnost stabilizace mikroskopového stolku v konkrétní poloze na základě obrazové fáze je přímo úměrná frekvenci sledování hodnot obrazové fáze v čase a také na kvalitě jejího zobrazení. To klade vysoké nároky na detekční zařízení (digitální CCD kamera) nejenom po stránce kvality zobrazení (nízká hodnota aditivního šumu v obraze, vysoký zisk a vysoké rozlišení), ale i po stránce rychlosti přenosu obrazových dat mezi detekčním zařízením a osobním počítačem.
- **Zpracování dat:** Podmínkou pro dobrou funkčnost a uplatnění navrhovaného postupu je vysoký výkon počítače, protože je nutné, aby byl v co nejkratším čase a v co největším objemu dat schopný provádět rekonstrukci obrazové intenzity a obrazové fáze. Tento proces je popsán v kapitole 3.2 a znázorněn na obrázku 3.2.
- **Zpětnovazební systém:** Nároky na vysokou přesnost stabilizace mikroskopového stolku na požadované hodnotě obrazové fáze spolu s nároky na vyváženou reakci stabilizace na odchýlení od požadované hodnoty a krátký čas ustálení při změně polohy, vedl k využití softwarově vytvořeného PID (Proportional Integral Derivative) regulátoru [38].

8.2.2. Postup získání fázové mapy povrchu vzorku hloubkově diskriminovanou intenzitou

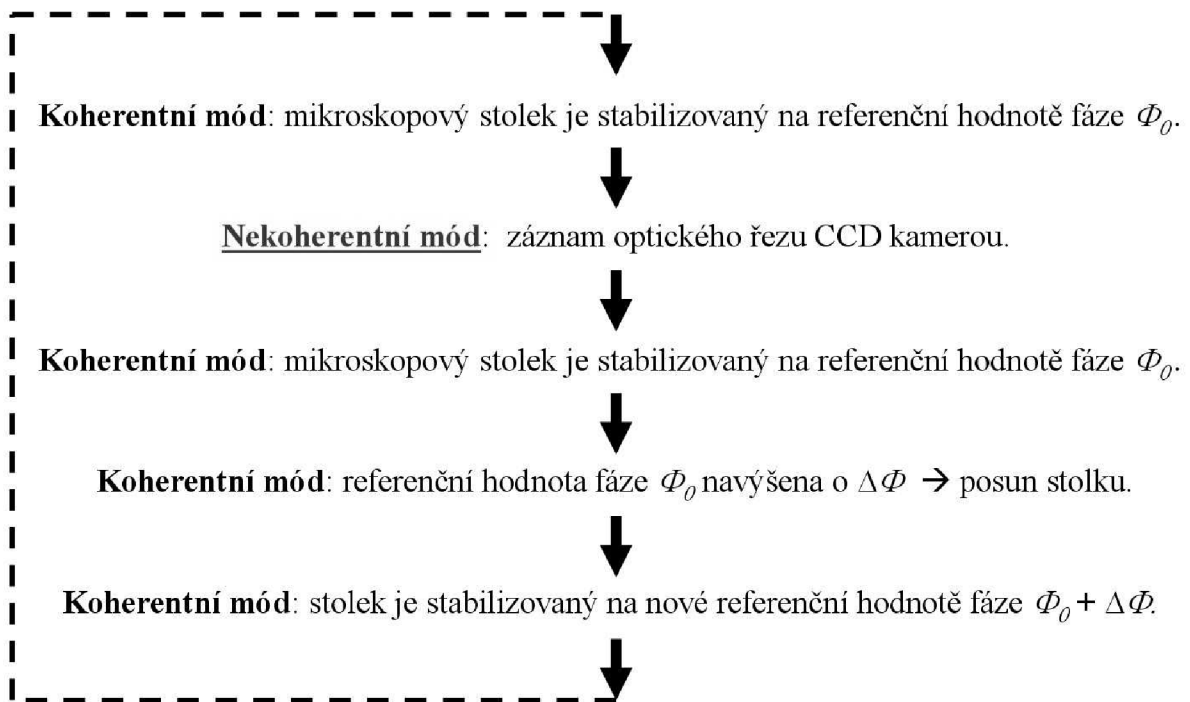
Na obrázku 8.1 je schématicky znázorněn průběh jednoho cyklu pořízení přesné fázové mapy povrchu vzorku. Na počátku cyklu je povrch vzorku zobrazen v koherentním módu za použití osvětlení s úzkopásmovým interferenčním filtrem, tedy s kvazimonochromatickým osvětlením. Mikroskopový stolek je stabilizován na definované referenční hodnotě obrazové fáze Φ_0 . Rozsah intervalu výšky, který pokrývá pološířka hloubkově diskriminované obrazové intenzity v koherentním módu, umožňuje současné zobrazení obou úrovní binární hluboké povrchové struktury. To je zásadní z hlediska stabilizace polohy mikroskopového stolku. Při měření je třeba brát zřetel na vztah mezi přesností určení hodnoty fáze a hodnotou obrazové amplitudy (viz kapitola 4.2) v oblasti, ve které je obrazová fáze z důvodu stabilizace sledována.

V dalším kroku je změnou spektrální hustoty osvětlení povrch vzorku zobrazen v nekoherentním módu. Změny mezi koherentním a nekoherentním módem je docíleno vyjmutím úzkopásmového filtru z optické dráhy světelného svazku, tím je nastaveno polychromatické osvětlení vzorku. Z teorie vyplývá, že s rozšířením spektrálního intervalu osvětlení dojde ke zúžení pološířky hloubkově diskriminované obrazové intenzity. Díky tomu je zobrazena pouze úzká oblast v okolí předmětové roviny s vysokou přesností určení rozložení obrazové fáze. Tehdy je uložena komplexní amplituda u^i zobrazení povrchu vzorku. Nasleduje opět přechod do koherentního módu zobrazení omezením spektra osvětlení. Mikroskopový stolek je opět stabilizován na původní referenční hodnotě obrazové fáze Φ_0 . V dalším kroku je referenční hodnota obrazové fáze navýšena o fázový přírůstek $\Delta\Phi$, čímž dojde k posunu mikroskopového stolku ve směru optické osy. Na této nové referenční hodnotě obrazové fáze, která je dána součtem $\Phi_1 = \Phi_0 + \Delta\Phi$, je mikroskopový stolek stabilizován. Tím je uzavřen jeden cyklus, výsledkem kterého je získání komplexní amplitudy u^i povrchu vzorku v přesně definované poloze ve směru optické osy.

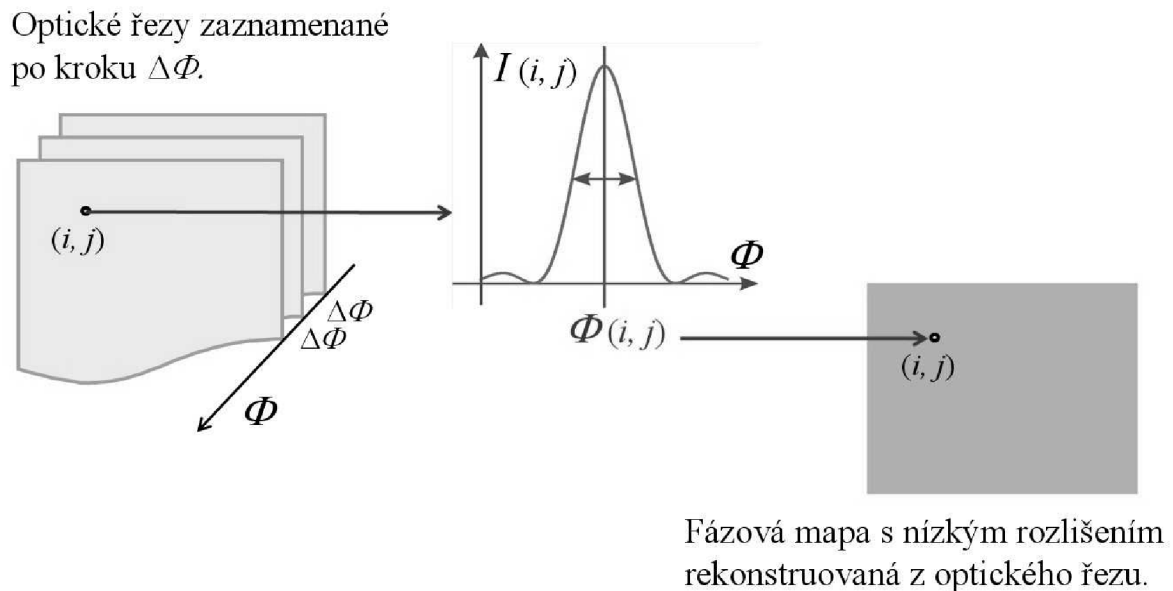
Na následujícím obrázku 8.2 je názorně rozkreslen postup opakovaného uplatnění měřicího cyklu, který byl právě popsán. Výsledkem tohoto postupu je získání fázové mapy povrchu vzorku s nízkým osovým rozlišením, zato však bez neurčitosti fáze $n2\pi$ – řez fázového zobrazení hloubkově diskriminovanou intenzitou. Jak bylo výše popsáno, záznam obrazu v jednotlivých výškových úrovních povrchu vzorku byl vždy proveden při nekoherentním módu zobrazení. Tedy při malé hodnotě pološířky hloubkově diskriminované intenzity zobrazení. Tímto způsobem byly zaznamenány optické řezy vzorkem vzdálené od sebe o definovanou vzdálenost danou fázovým posunem $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_0$. Při každém posunu vzorku byla přiřazena každému obrazovému bodu, který byl v dané poloze zobrazen s maximální obrazovou intenzitou, hodnota obrazové fáze. Jedná se o filtraci maximem hloubkově diskriminované obrazové intenzity. Tímto způsobem byla postupně, po definovaném fázovém kroku, získána fázová mapa měřeného povrchu v celém jeho výškovém rozsahu. Tato fázová mapa povrchu vzorku získaná z hloubkově diskriminované obrazové intenzity neobsahuje neurčitost fáze, což bylo zajištěno přesně definovaným posunem o $\Delta\Phi$.

8.3. Experimentální ověření

Experimentální ověření navržené metody bylo provedeno na reflexním digitálním holografickém mikroskopu, který je popsán v kapitole 3.1. Na základě nároků na měřicí systém, které jsou uvedeny v kapitole 8.2.1., je zde uveden souhrn parametrů použité experimentální sestavy.



Obrázek 8.1: Schematický náčrt jednoho cyklu při měření hlubokých povrchů, při kterém se uplatňuje kombinace koherentního a nekoherentního zobrazení.



Obrázek 8.2: Postup získání řezu fázového zobrazení hloubkově diskriminovanou intenzitou.

Parametry mikroskopu:

- Objektivy: Nikon Plan 10×/0,25.
- Zdroj záření: hlogenová žárovka (150 W); v případě koherentního zobrazení: filtr $\lambda = 547$ nm, pološířka spektrální propustnosti $\Delta\lambda = 11$ nm.

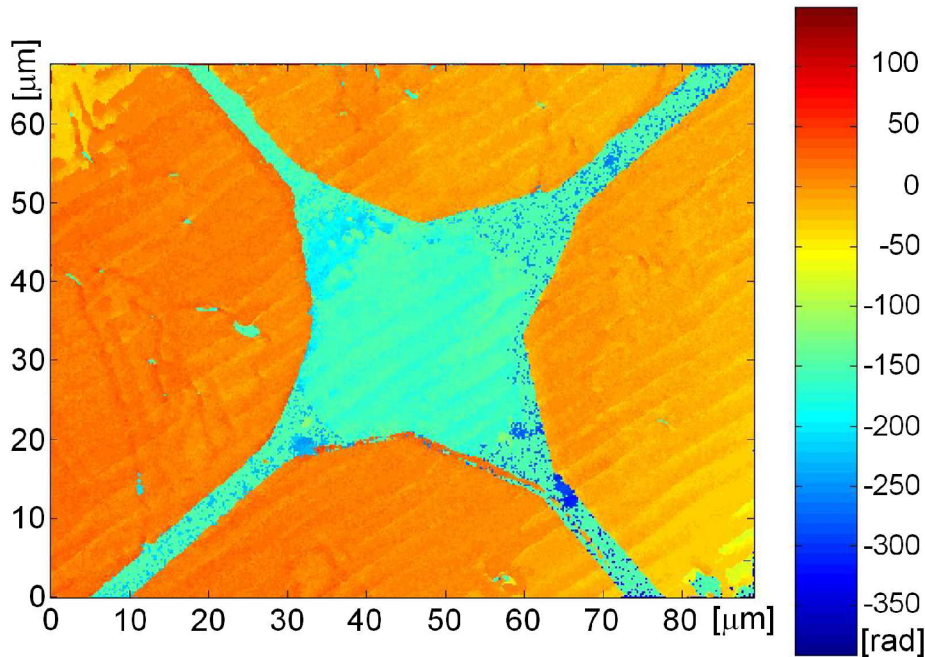
Parametry detekční a řídicí části měřicího systému:

- Kamera: FireWire digitální - Astropix 1.4; rozlišení (1392×1040) pixelů; maximální rychlost snímání v plném rozlišení 12 snímků za vteřinu.
- Mikroskopový stolek: tříosý piezoeletricky řízený stolek od firmy Physik Instrumente (PI) GmbH & Co.
- Počítač: IntelCore™^{TM2} Quad 6600.

Experiment byl proveden na křemíkovém vzorku s vyleptanou strukturou na povrchu. Postup získání obrazové informace byl podrobně popsán v předchozí kapitole a názorně rozkreslen na obrázcích 8.1 a 8.2. Stabilizace mikroskopového stolku na přesně definované hodnotě obrazové fáze byla možná díky rychlé rekonstrukci obrazového hologramu (10 snímků za vteřinu při plném rozlišení kamery (1392×1040) pixelů) společně se softwarově vyvinutou PID stabilizací [38] krátkou dobou ustálení při změně polohy mikroskopového stolku a vysokou stabilitou setrvání na definované hodnotě obrazové fáze. Povrchová struktura byla proměřena po fázovém kroku $\Delta\Phi = \pi/4$ rad. Ze získaných řezů fázového zobrazení hloubkově diskriminovanou intenzitou byla rekonstruována fázová mapa povrchu vzorku s nízkým rozlišením, která však neobsahuje neurčitost $n2\pi$ (viz obr. 8.3). Fázová mapa horní a dolní úrovně vzorku, která vykazuje vysoké podélné rozlišení, byla získána nasnímáním zvláště horní a zvláště dolní úrovně vzorku. Výsledné fázové obrazy horní a dolní úrovně vzorku byly sesazeny do jednoho obrázku 8.4. Toto zobrazení však obsahuje fázovou neurčitost $n2\pi$. K dosažení výsledné rekonstrukce povrchové struktury, která by obsahovala údaj o výškovém rozdílu mezi horní a dolní úrovní schodu, bylo třeba nafitovat na fázové zobrazení získané s nízkým rozlišením hloubkově diskriminovanou intenzitou fázové zobrazení horní a dolní úrovně s vysokým rozlišením získané z komplexní amplitudy zobrazení. Parametrem fitování bylo celé číslo n , čímž byla odstraněna fázová neurčitost $n2\pi$ mezi dvěma úrovněmi struktury. Výsledek rekonstruované horní oblasti po nafitování a převedení hodnot fáze na hodnoty výšky, je zobrazen na obrázku 8.5. Finální zobrazení dolní úrovně je na obrázku 8.4. Barevná stupnice u obou obrázků je v nanometrech a ačkoliv jsou horní a dolní oblasti vzorku zobrazeny odděleně, výškovou stupnicí mají společnou. V obrázcích 8.4, 8.5 a 8.6 jsou i oblasti vyplněné tmavě modrou barvou. Jedná se o oblasti, které vlivem velkého sklonu povrchu vzorku ve vztahu k numerické apertuře optického systému, rozptylovaly dopadající záření mimo aperturu objektivu a nebylo tak možné ze zpětně odraženého záření rekonstruovat v těchto oblastech topografii povrchu. Postup úpravy fázového obrazu odpovídá postupu ošetření obrazu, který je podrobně popsán ve 4. kapitole této dizertační práce.

8.3.1. Referenční měření

Referenční měření bylo provedeno na optickém bezkontaktním profiloměru MicroProf FRT (Fries Research & Technology GmbH) v Laboratoři koherenční optiky na Ústavu fyzikálního



Obrázek 8.3: Fázová mapa povrchu vzorku s nízkým osovým rozlišením, která je získaná dle postupu zobrazeného na obr. 8.2. Toto zobrazení nevykazuje fázovou neurčitost $n2\pi$.

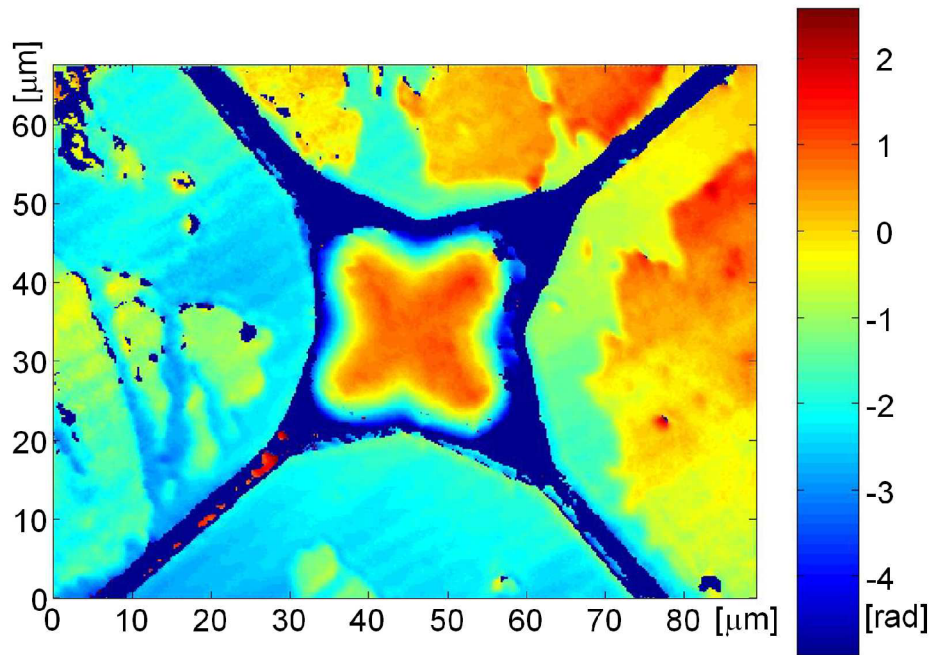
inženýrství.

Princip profiloměru MicroProf FRT je založen na zesílené barevné vadě. Zdrojem světla profiloměru je halogenová žárovka, ze které je světelný svazek přiváděn pomocí spojné čočky se silnou barevnou vadou na zkoumaný povrch. Poloha ohniska spojné čočky ve směru optické osy tak leží pro každou vlnovou délku v jiné výšce vzhledem ke zkoumanému povrchu. Zpětně odražené světlo je sbíráno optickým vláknem, jehož druhý konec je zaveden do spektrometru (viz obr.8.7). Vlnová délka, které náleží nejvyšší zanamovaná intenzita, je právě zaostřena přímo na zkoumaný povrch. Pomocí kalibračních tabulek je převedeno spektrální rozložení intenzity na výškovou mapu zkoumaného povrchu. Optický systém je statický, povrch zkoumaného vzorku je rastrován přesným polohovacím stolcem [74].

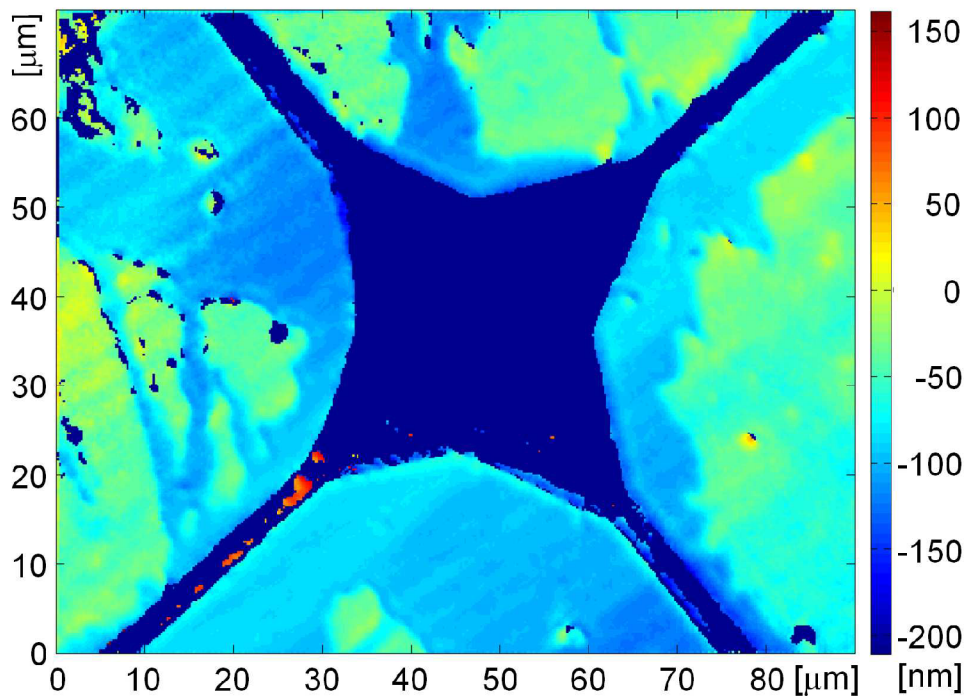
Měřicí parametry optického profiloměru MicroProf FRT:

- Minimální rozsah v ose x a y : $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$.
- Maximální rozsah v ose x a y : $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$.
- Rozsah v ose z : $300 \mu\text{m} - 3 \text{ mm}$.
- Podélné rozlišení: 3 nm .
- Příčné rozlišení: $2 \mu\text{m}$.

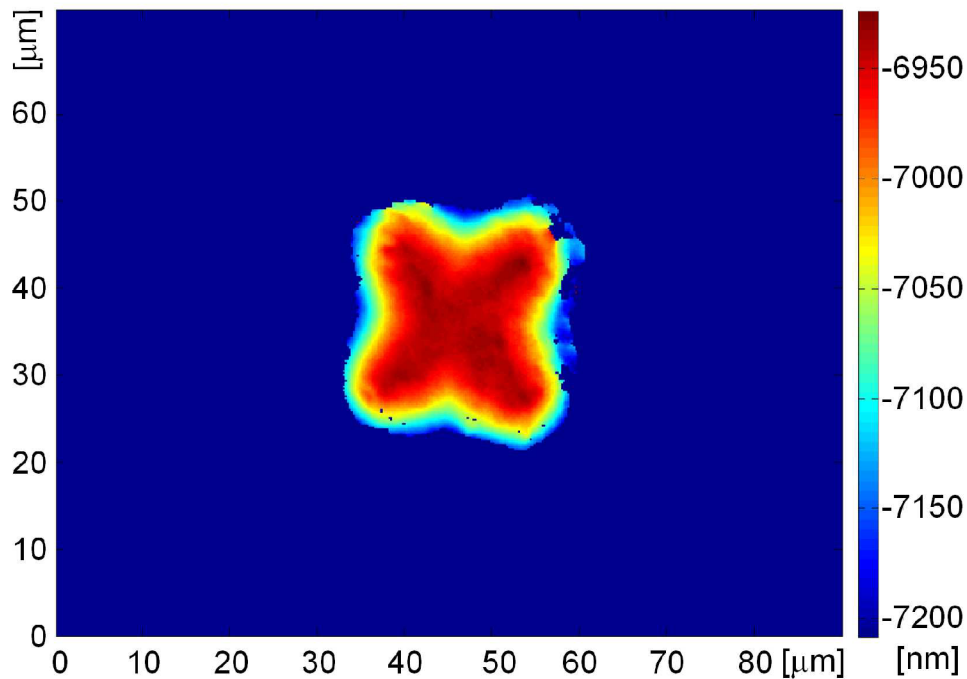
Výsledek měření profilometrem MicroProf FRT je graficky zobrazen na obrázku 8.9.



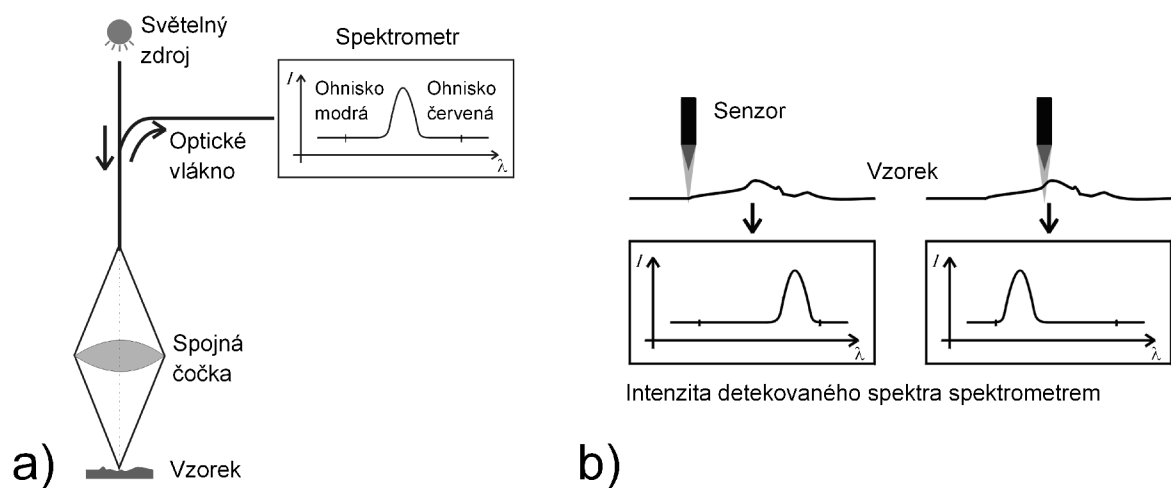
Obrázek 8.4: Fázová mapa povrchu vzorku vysokém osovém rozlišení obsahující horní i spodní úroveň ve , mezi kterými je fázový rozdíl s neurčitostí $n2\pi$. Fázová mapa je před kompenzací náklonu. Tmavě modrá barva označuje oblasti vyloučené z rekonstrukce obrazu z důvodu nízké úrovně signálu.



Obrázek 8.5: Výsledná výšková mapa horní oblasti s kompenzovaným náklonem po odstranění neurčitosti fáze. Tmavě modrá barva označuje oblasti vyloučené z rekonstrukce obrazu z důvodu nízké úrovně signálu.



Obrázek 8.6: Výsledná výšková mapa spodní oblasti s kompenzovaným náklonem po odstranění neurčitosti fáze. Tmavě modrá barva označuje oblasti vyloučené z rekonstrukce obrazu z důvodu nízké úrovně signálu.



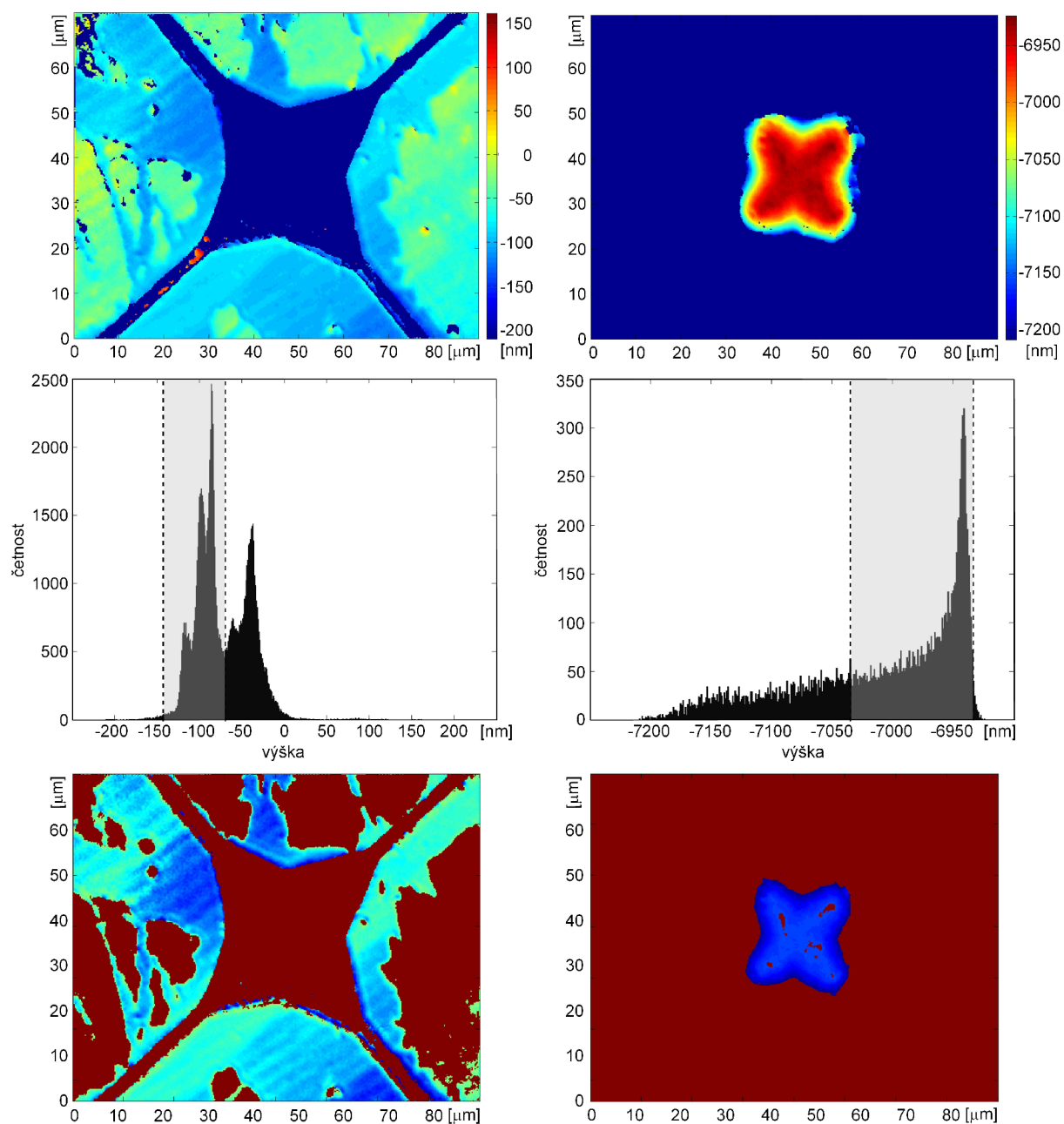
Obrázek 8.7: a) Schematický náčrt profiloměru MicroProf FRT. b) Jednotlivé složky spektra světelného zdroje jsou díky zesílené barevné vadě čočky zaostřeny do různých rovin. Tomu odpovídá rozložení intenzity spektrometrem detekovaného spektra. Převzato z [74].

8.4. Vyhodnocení

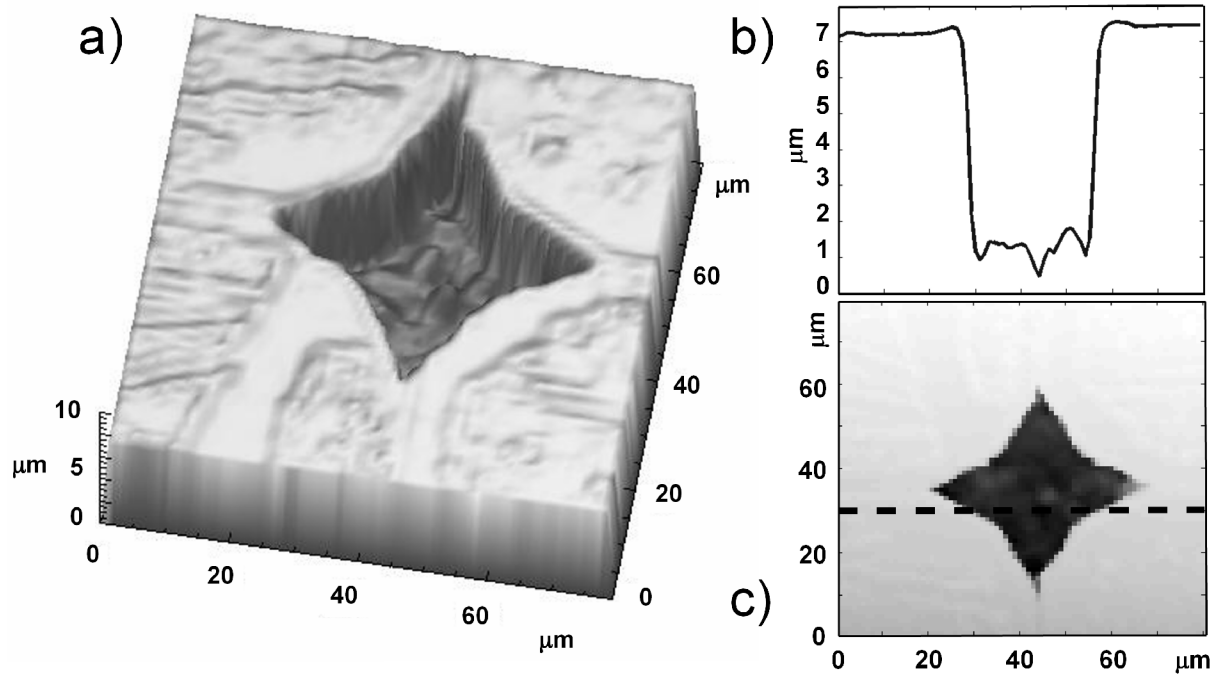
Na obrázku 8.5 a 8.6 je výsledná rekonstrukce zobrazení hluboké binární struktury. Jedná se o mapy rozložení výšek v dolní a horní oblasti, přičemž obě oblasti jsou spolu svázány, jak je zřejmé z barevné stupnice výšek. Naším cílem bylo určit hodnotu rozdílu výšek mezi těmito dvěma oblastmi a kromě toho také stanovit přesnost, s jakou jsme schopni měření provádět. Vzhledem k tomu, že je rastrování vzorkem ve směru optické osy a stabilizace v konkrétní osově poloze prováděna na základě definovaného fázového kroku, odvíjí se přesnost měření od přesnosti stanovení hodnoty fáze. V kapitole 4.2 je uvedena souvislost mezi hodnotou modulu převrácené obrazové amplitudy a rozptylem hodnot fáze. Kalibračním měřením byla stanovena konstanta úměrnosti mezi rozptylem hodnot fáze a převrácenou hodnotou obrazové amplitudy, na základě které je možné vytvořit mapu rozptylu hodnot naměřené fáze a stejně tak i mapu rozptylu hodnot naměřené výšky. Při znalosti mapy rozptylu hodnot výšky lze stanovit kritérium přípustného rozptylu hodnot výšky. Z výsledného zobrazení je pak možné vyloučit ty oblasti, ve kterých je velikost rozptylu hodnot výšky nad přípustnou hranici. V našem případě byla tato hranice stanovena na 5 nm. Jedná se o oblasti ve výsledném zobrazení povrchové struktury (viz obr. 8.5 a 8.6), které jsou vyplněny tmavě modrou barvou. Další faktor, který ovlivňuje výslednou přesnost měření je PID regulátor používaný ke stabilizaci vzorku v požadované poloze vůči optické ose. Dlouhodobá měření stability PID regulátoru [75], potvrdila jeho vysokou stabilitu – odchylky od přednastavené hodnoty byly po dobu 11 hodin ± 1 nm. Je však nutné podotknout, že přesnost a stabilita regulátoru je přímo závislá na obrazové fázi.

Ze 6. kapitoly vyplývá, že pro dosažení lineárního průběhu závislosti fáze/výšky je lépe použít objektivů s nízkou hodnotou NA. V tomto případě je pološířka maxima intenzitní odezvy Δz dána koherenční délkou světla a její minimální hodnotu pro bílé světlo lze přibližně určit (viz kapitola 3.3.2) $\Delta z_{min} = 0,9 \mu\text{m}$. Teoretické rozlišení se v literatuře udává až kolem hodnoty $0,01\Delta z$ [48]. Avšak vzhledem k šumu lze považovat za reálnou spíše hodnotu $0,01\Delta z \approx 90$ nm. Tato hodnota je dostatečně přesná pro zde popsanou metodu mapování fáze hloubkově diskriminovanou intenzitou.

Pro posouzení shody rekonstruované výškové mapy povrchu hluboké binární struktury s referenčním měřením provedeným na optickém profiloměru MicroProf FRT byla navržena a aplikována metoda prahování (viz obr. 8.8). Podnětem k tomu byla skutečnost, že ani v jedné úrovni binární struktury nebyla oblast konstantní výšky. Tato metoda umožňuje zobrazení histogramu četnosti výskytu výšek v dané oblasti. Uživatel si může zvolit sám interval výšek, ze kterého bude vypočítána střední hodnota výšky a směrodatná odchylka. Tímto způsobem bylo postupováno i v tomto případě pro obě urovně binárního povrchu. Z rozdílu středních hodnot byla určena výsledná hodnota výšky struktury, která je uvedena v tabulce na obrázku 8.10. Tento postup vyhodnocení byl aplikován i na výsledky získané profiloměrem MicroProf FRT. Číselný údaj v tabulce určuje střední hodnotu výšky z intervalu určeného prahováním a je doplněn o směrodatnou odchylku, získanou rovněž z hodnot vymezených prahem.



Obrázek 8.8: Postup určení hodnoty výšky v horní a dolní oblasti povrchového motivu. V horní části obrázku jsou zobrazeny rekonstruované výškové mapy. Středem obrázku jsou histogramy četnosti zastoupení výšek v obraze s vyznačenou šedou oblastí, která vymezuje hodnoty použité při určení výšky. Ve spodní části obrázku jsou výškové mapy s označením oblastí (rudá barva) vyloučených prahováním z výpočtu.



Obrázek 8.9: Výsledky referenčního měření získané optickým profiloměrem MicroProf FRT. a) Trojrozměrná rekonstrukce povrchového motivu. b) Profil řezu povrchovým motivem tak, jak je vyznačeno čárkovanou čarou v c).

Měřicí metoda	RDHM	MicroProf
Naměřená výška	(6874 ± 43) nm	(6280 ± 98) nm

Obrázek 8.10: Tabulka shrnující výsledky měření hlubokého nerovinného povrchu pomocí RDHM a optického profiloměru MikroProf FRT. Výšková data byla získána metodou prahování (viz obr. 8.8). Interval výšek za střední hodnotou je dán šíří nastaveného prahu.

Kapitola 9

Shrnutí

V dizertační práci jsem se zabýval teoretickým popisem zobrazení odrazných povrchů metodou reflexní digitální holografické mikroskopie. Teoretický popis zobrazení vycházel z kinematické teorie difrakce. Při teoretickém popisu zobrazení RDHM jsem se nejdříve zaměřil na model jednorozměrné binární periodické struktury, u které jsem sledoval vzájemný vliv parametrů zobrazovaného povrchu a optické soustavy na výsledné zobrazení struktury. Při výpočtech byly použity aproximativní hodnoty koherentní funkce přenosu. Na základě získaných poznatků jsem rozšířil popis zobrazení odrazných povrchů na dvourozměrnou binární periodickou strukturu a do výpočtů jsem dosadil přesný průběh numericky vypočítané koherentní funkce přenosu. Jak u jednorozměrné struktury, tak i u struktury dvourozměrné byl sledován vliv příčné rozlišovací schopnosti mikroskopu na její výsledné zobrazení za podmínky, že její parametry byly rozměrově blízké mezi příčného rozlišení mikroskopu. Teoretický aparát popisu zobrazení dvourozměrné struktury jsem rozšířil i na případ, kdy nebyla odrazivost ve všech místech odrazného povrchu stejná. Na příkladu periodické binární struktury byla teoreticky sledována závislost mezi skutečnou hodnotou výšky struktury a výškou získanou z rekonstruované obrazové fáze. Dále jsem se zabýval využitím zobrazovacích vlastností reflexního digitálního holografického mikroskopu pro měření povrchů s velkými výškovými rozdíly, tzn. že výškový rozdíl povrchové struktury způsobí neurčitost rekonstruované obrazové fáze $n2\pi$. Součástí práce je i návrh metodiky měření odrazných povrchů, které byly pro tento účel rozděleny do dvou základních skupin. Pro každou skupinu vzorků byl navržen vlastní měřicí postup. Další součástí dizertační práce bylo vytvoření uceleného postupu zpracování a ošetření zaznamenaného obrazového hologramu.

Experimentální část práce byla věnována ověření teoretických výpočtů zobrazení odrazných povrchových struktur pomocí RDHM. Na příkladu kalibračního standardu pro AFM, který je tvořen binární periodickou povrchovou strukturou, byla ověřena navržená metoda výpočtu dvourozměrných binárních periodických struktur s dosazením přesné hodnoty koherentní funkce přenosu. Kalibrační standard byl volen také proto, že perioda povrchové struktury standardu byla blízká mezi příčného rozlišení mikroskopu, a docházelo proto ke zkreslení výsledného zobrazení povrchové struktury. Vzhledem ke skutečnosti, že povrchový motiv kalibračního standardu je tvořen vrstvou SiO_2 na křemíkovém substrátu, neměla povrchová struktura stejnou odrazivost po celé ploše. Porovnání experimentálně a teoreticky získaných fázových zobrazení povrchu kalibru potvrdilo funkčnost navrženého teoretického popisu zobrazení. Teoretický aparát, který byl použit k výpočtu zobrazení standardu, lze použít i pro výpočet zobrazení periodického binárního povrchu s jednotnou odrazivostí po celé ploše.

Další experimentální část dizertační práce byla věnována ověření funkčnosti navržené měřicí

metody pro povrchové struktury, jejichž výška způsobuje fázovou neurčitost v obrazové fázi $n2\pi$. Experiment byl proveden na křemíkovém vzorku s vyleptanou strukturou s hloubkou v řádu jednotek mikrometrů. Porovnání výsledků měření s výsledky referenčního měření potvrdilo, že navržená metoda, která je založena na kombinaci rekonstruované obrazové fáze s hloubkově diskriminovanou intenzitou zobrazení, je použitelná pro profilometrická měření hlubokých (v řádu jednotek mikrometrů) povrchových struktur. Velký potenciál navržené metody spočívá v možnosti její úplné automatizace, což je i tématem jedné diplomové práce v Laboratoři optické mikroskopie.

Hlavní přínos této práce vidím v rozšíření poznatků o zobrazovacím procesu reflexního digitálního holografického mikroskopu, které zajistí správnou interpretaci naměřených dat. Byla vypracovaná metoda stanovení obrazové fáze na základě hloubkově diskriminované intenzity, která je unikátním měřicím postupem umožněným vlastnostmi RDHM.

Přehled publikací autora

Lovicar L., Kvasnica L. and Chmelík R.: Surface observation and measurement by means of digital holographic microscope with arbitrary degree of coherence, Proceedings of SPIE, Vol. 7141, pp. 71411S-1 – 71411S-8, ISBN 978-0-8194-7383-7, (2008).

Tomanec O., Hrnčíř T., Lovicar L., Šustr L., Břínek L., Kalousek R., Chmelík R., Spousta J., Šíkola T.: Studium vlastností mikro- a nanostruktur v oblasti plazmoniky na Ústavu fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně, Jemná mechanika a optika, Vol.52, No.6, pp. 187–189, ISSN 0447-6441, (2008).

Lovicar L., Chmelík R., Komrska J., Matoušková V., Kolman P., Foret Z.: Some factors that affect the surface measurement accuracy of a low-coherence interference microscope, Proceedings of SPIE, Vol. 6609, pp. 660913 – 660919, ISBN 978-08-1946-748-5, (2007).

Ficker T., Len A., Chmelík R., Lovicar L., Martišek D. and Němec P.: Fracture surfaces of porous materials, Europhysics Letters, Vol. 80, No. 6, pp. 1600-1605, Europ. Phys. Soc., ISSN 0295-5075 (2007).

Janečková H., Kolman P., Veselý, P., Chmelík, R., Lovicar, L., Foret, Z.: Low-coherence holographic microscopic imaging: characteristics and time lapse recording, infocus Magazine, Vol.42, Royal Microscopical Society, ISSN 1750-4740 (2007).

Kolman P., Janečková H., Chmelík R., Veselý P., Lovicar L., Foret Z.: In vitro Dynamic Observations in a Low-Coherence Holographic Microscope, Proceedings of SPIE, Vol. 6609, pp. 66090M – 66096, ISBN 9780819467485, (2007).

Tomanec O., Bartošík M., Škoda D., Kalousek R., Kolíbal M., Neuwirth J., Urbánek M., Voborný S., Lovicar L., Chmelík R., Spousta J., Šíkola T.: Fabrication of Metallic Nanostructures by Local Anodic Oxidation for Surface Plasmon Polariton Studies, Poster presentation at the conference International Conference on Nanoscience and Technology 2006, Basel, July/August 2006, Final program, P1237, p. 328.

Kolman P., Chmelík R., Lovicar L., Suchomel F.: Low-Coherence Interference Microscope in Transmission Mode, Focus on Microscopy 2005, Jena, Germany, March 20-23, 2005, Program and Abstract Book, p. 60.

Chmelík R., Lovicar L., Kolman P., Spousta J., Foret Z.: Polychromatic coherent transfer function for a low-coherence interference microscope with achromatic fringes, Focus on Microscopy 2005, Jena, Germany, March 20-23, 2005, Program and Abstract Book, p. 120.

Chmelík R., Kolman P., Lovicar L.: Transmission holographic microscope, Abstract of papers presented at Cytokinematics 2004, Proceedings of the Royal Microscopical Society, Vol.40, No.1, pp. 33 – 42, ISSN 0035-9017 (2005).

Chmelík R., Kolman P., Suchomel F., Lovicar L.: Transmission Holographic Microscope - Image Characteristics, Proceedings of SPIE, Vol. 5945, ISSN 0277-786X (2005).

Boyde A., Lovicar L., Zamečník J.: Combining confocal and BSE imaging for bone block surfaces, European Cells and Materials, 9, pp. 33 – 38, ISSN 1473-2262 (2005).

Boyde A., Zamečník J., Lovicar L.: Combining confocal light and scanning backscattered electron microscopic imaging of bone, Proc. of the Anatomical Society of Great Britain and Ireland, Journal of Anatomy 205(6), pp. 525 – 526 (2004).

Chmelík R., Harna Z., Antošová I., Lovicar L.: Měření povrchů holografickým konfokálním mikroskopem, Jemná mechanika a optika, 6, pp. 174 – 178 (2003).

Chmelík R., Harna Z., Lovicar L.: Holographic Confocal Microscopy, Optica Applicata, 33, pp. 381 – 389 (2003).

Chmelík R., Harna Z., Antošová I., Lovicar L., Machálek M., Prokopová M.: Holografická konfokální mikroskopie, Mikroskopie 2002, Praha, 10.-11. září, 2002, sborník přednášek, editor Antonín Mikš a Jiří Novák, ISBN 80-01-02580-2.

Seznam použitých symbolů

Symbol	Význam	Jednotky
λ	vlnová délka	m
$\Delta\lambda$	pološířka spektrální propustnosti	m
I_r	relativní intenzita	
χ	vzdálenost od předmětové roviny mikroskopu	m
u	bezrozměrné rozostření	
κ_0	vlnové číslo	m^{-1}
α	úhlová apertura objektivu	rad
n	index lomu	
u^i	komplexní amplituda rekonstruovaného zobrazení	
T	Fourierova transformace rozptylového potenciálu	c
koherentní funkce přenosu	t	rozptylový potenciál
δ	Diracova distribuce	
N_p	normalizační konstanta	
k, k_0, k_1, k_2	vlnočety	m^{-1}
NA	numerická apertura	
NA_{ef}	efektivní numerická apertura	
I	intenzita	
E_1	exponenciální integrál	
Φ	obrazová fáze	rad
σ_Φ	rozptyl fáze	rad
C	konstanta úměrnosti mezi σ_Φ a $ u^i ^{-1}$	rad
r_{Airy}	poloměr Airyho disku	m
θ	úhel náklonu měřené roviny vzhledem k rovině referenční	rad
f	opravný faktor fáze	
h	skutečná výška struktury	m
h'	výška struktury vypočtená ze zobrazení	m
φ	hodnota fáze	rad
l_t	příčné rozlišení	m
f_j	koeficient Fourierovského rozvoje	

Symbol	Význam	Jednotky
W	perioda povrchové struktury	m
r_0	koeficient odrazivosti v dolní úrovni binární struktury	
r_1	koeficient odrazivosti v horní úrovni binární struktury	
c_{approx}	aproximativní vyjádření koherentní funkce přenosu	m^{-1}
p	parametr zohledňující příčné rozlišení optického systému a periodu zobrazované struktury	
Δ	parametr relativních diferencí h a h'	
ξ	funkce popisující povrch	m
I	intenzita	
f_u	funkce základního motivu	m
l	funkce dvojrozměrné mřížky	m
n_1, n_2	celé číslo	
a_{ij}	mřížkový parametr	m
L	Fourierova transformace funkce dvojrozměrné mřížky	m^{-1}
F_u	Fourierova transformace funkce základního motivu	m^{-1}
N	celé číslo	
A	konstanta	
d	kolmá vzdálenost středu zaoblení od středu jednotkové buňky	m
ϱ	poloměr zaoblení hrany jednotkové buňky	m
r_{12}, r_{23}, r_{13}	odrazivost rozhraní	
m_0	posuv spektra prostorových frekvencí	m^{-1}

Literatura

- [1] Linnik W., Compt. rend. acad. sci. U.R.S.S. 1, 21 (1933).
- [2] Ruhle R., Z. tech. Phys. 24, s. 221 (1943).
- [3] Timms C.: The Measurement of Finely Finished Surfaces by Optical Interference, Journal of Scientific Instruments, Vol. 22, Num. 12, s. 245 – 246 (1945).
- [4] Kayser J. F., Engineering, 157, s. 205 (1944.)
- [5] Grube W.L., Rouze S.R.: Application of the two - beam interference microscope to the study of surfaces, Journal of the Optical Society of America, 44, s. 851 – 860 (1954).
- [6] Dyson J.: Some considerations affecting the design of interference microscopes, Journal of the Optical Society of America, 47, s. 557 – 562 (1956).
- [7] Leith E. N. and Upatnieks J.: Wavefront Reconstruction with Continuous-Tone Objects, J. Opt. Soc. Am. 53, s. 1377 – 1381 (1963).
- [8] Leith E. N., Upatnieks J. and Haines K. A.: Microscopy by Wavefront Reconstruction, J. Opt. Soc. Am. 55, s. 981 – 986 (1965).
- [9] Leith E. N. and Upatnieks J.: Holography with Achromatic-Fringe Systems, J. Opt. Soc. Am. 57, 975 – 979 (1967).
- [10] Leith E. N., Chang B. J.: Image formation with an achromatic interferometer, Optics Communications, 23, s. 217 – 219 (1977).
- [11] Leith E. N. and Swanson G. J.: Achromatic interferometers for white light optical processing and holography, Appl. Opt. 19, s. 638 – 644 (1980).
- [12] Leith E. N. and Yang G. C.: Interferometric spatial carrier formation with an extended source, Appl. Opt. 20, s. 3819 – 3821 (1981).
- [13] Leith E. N. and Swanson G. J.: Recording of phase-amplitude images, Appl. Opt. 20, s. 3081 – 3084 (1981).
- [14] Angel D. K.: Incoherent spatial filtering with grating interferometers, Appl. Opt. 24, s. 2903 – 2906 (1985).
- [15] Leith E. N., Angell D. and Kuei C. P.: Superresolution by incoherent-to-coherent conversion, J. Opt. Soc. Am. A 4, s. 1050 – 1054 (1987).

- [16] Sun P. C. and Leith E. N.: Superresolution by spatial-temporal encoding methods, *Appl. Opt.* 31, s. 4857 – 4862 (1992).
- [17] Sun P. C. and Leith E. N.: Broad-source image plane holography as a confocal imaging process, *Appl. Opt.* 33, s. 597 – 602 (1994).
- [18] Sun P. C. and Arons E.: Nonscanning confocal ranging system, *Appl. Opt.* 34, s. 1254 – 1261 (1995).
- [19] Cuche E., Bevilacqua F. and Depeursinge Ch.: Digital holography for quantitative phase-contrast imaging, *Opt. Lett.* 24 (5), s. 291 – 293 (1999).
- [20] Dubois A., Vabre L., Boccara A. C. and Beaufrepaire E.: High-Resolution Full-Field Optical Coherence Tomography with a Linnik Microscope, *Applied Optics*, Vol. 41, s. 805 – 812 (2002).
- [21] Leith E. N., Chien W., Mills K. D., Athey B. D. and Dilworth D. S.: Optical sectioning by holographic coherence imaging: a generalized analysis, *J. Opt. Soc. Am. A* 20, s. 380 – 387 (2003).
- [22] De Nicola S., Ferraro P., Finizio A., Grilli S., Coppola G., Iodice M., De Natale P. and Chiarini M.: Surface topography of microstructures in lithium niobate by digital holographic microscopy, *Meas. Sci. Technol.* 15, s. 961 — 968 (2004).
- [23] Sheppard C. J. R., Roy M.: Low - coherence interference microscopy. In: *Optical imaging and microscopy, techniques and advanced systems* (Török P., Kao F.J.), Springer (2003).
- [24] Chmelík R., Harna Z.: Holografická konfokální mikroskopie, *Jemná mechanika a optika*, 4, s. 116 – 119 (1998).
- [25] Chmelík R., Harna Z.: Přenos prostorových frekvencí holografickým konfokálním mikroskopem, *Jemná mechanika a optika*, 44, s. 348 – 351 (1999).
- [26] Chmelík R., Harna Z.: Parallel-mode confocal microscope, *Optical engineering*, 38, s. 1635 – 1639 (1999).
- [27] Chmelík R.: Three-dimensional scalar imaging in high-aperture low-coherence interference and holographic microscopes, *Journal of Modern Optics*, roč. 53, č. 18, s. 2673 – 2689 (2006), (ISSN 0950-0340), Taylor & Francis Ltd.
- [28] Chmelík R.: Korelační mikroskopie, alternativní metoda vícekanálového konfokálního zobrazování. Habilitační práce. Ústav fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně, (2001).
- [29] Chmelík R.: Trojrozměrné zobrazování v mikroskopii, ÚFI FSI VUT v Brně, (2003).
- [30] Komrska J.: Fourierovské metody v teorii difrakce a ve strukturní analýze [online], datum poslední aktualizace: 25. ledna 2007. Dostupný z WWW: <<http://physics.fme.vutbr.cz/~komrska/KapF1.pdf>>.

- [31] Chmelík R., Lovicar L., Harna Z.: Surface profilometry by a holographic confocal microscopy, *Optica Applicata*, 33, s. 381 – 389 (2003).
- [32] Chmelík R., Harna Z., Machálek M., Matoušek M.: Závislost osově odezvy holografického konfokálního mikroskopu na spektrální hustotě osvětlení, *Jemná mechanika a optika*, 46, s. 127 – 129 (2001).
- [33] Machálek M.: Zobrazení biologických vzorků v holografickém konfokálním mikroskopu, diplomová práce, ÚFI FSI VUT v Brně, (2001).
- [34] Kolman P.: Použití konfokální mikroskopie a příbuzných technik v biologii, diplomová práce, ÚFI FSI VUT v Brně, (2003).
- [35] Lovicar L.: Profilometrie povrchu v holografickém konfokálním mikroskopu, diplomová práce, ÚFI FSI VUT v Brně, (2002).
- [36] Matoušková V.: Stanovení vlivu rozlišovací schopnosti reflexního holografického mikroskopu na přesnost měření výškového profilu vzorku, diplomová práce, ÚFI FSI VUT v Brně, (2005).
- [37] Antošová I.: Holografický konfokální mikroskop zobrazující odraženým světlem, disertační práce, ÚFI FSI VUT v Brně, (2007).
- [38] Kvasnica L.: Řízení optického stolku interferenčního mikroskopu na základě obrazové fáze, diplomová práce, ÚFI FSI VUT v Brně, (2009).
- [39] Dostál Z.: Optimalizace parametrů optické soustavy digitálního holografického mikroskopu pro odražené světlo, diplomová práce, ÚFI FSI VUT v Brně, (2009).
- [40] Wilson T.: Confocal Microscopy. In: *Confocal microscopy* (T. Wilson ed.), Academic Press, London s. 1 – 64 (1990).
- [41] Hartman J. S., Gordon R. L. and Lessor D. L.: Quantitative surface topography determination by Nomarski reflection microscopy. 2: Microscope modification, calibration, and planar sample experiments, *Applied Optics*, Vol. 19, No. 17, s. 2998 – 3009 (1980).
- [42] Minsky M.: Memoir on Inventing the Confocal Scanning Microscope, *Scanning*, Vol.10, s. 128 – 138 (1988).
- [43] Boyde A. and Jones S. J.: Mapping and Measuring of Surfaces Using Reflection Confocal Microscopy, Chapter 15, In: *Handbook of Biological Confocal Microscopy*, 2nd Ed., (J. B. Pawley, Ed.), Plenum, New York (1995).
- [44] Sheppard C. J. R., Cogswell C. J.: Three-dimensional Imaging in Confocal Microscopy. In: *Confocal microscopy* (T. Wilson ed.), Academic Press, London, s. 143 – 168 (1990).
- [45] Sheppard C. J. R.: Confocal Interference Microscopy. In: *Confocal microscopy* (T. Wilson ed.), Academic Press, London, s. 389 – 410 (1990).

- [46] Tsien R. Y. and Bacsikai B. J.: Video-rate Confocal Microscopy, Chapter 29, In: Handbook of Biological Confocal Microscopy, 2nd Ed., (J. B. Pawley, Ed.), Plenum, New York (1995).
- [47] Petráň M., Boyde A., Hadravský M.: Direct view confocal microscopy. In: Confocal microscopy (T.Wilson ed.), Academic Press, London, kap. 9 (1990).
- [48] Jordan H.J. et al.: Highly accurate non-contact characterization of engineering surfaces using confocal microscopy, Measurement Science & Technology, 9, s. 1142 – 1151 (1998).
- [49] Jordan H.J., Wegner M., Tiziani H.: Optical topometry for roughness measurement and form analysis of engineering surfaces using confocal microscopy, Progress in Precision Engineering and Nanotechnology, Proc. 9th Int. Precision Engineering Seminar, ed. Kunzmann H. et al, page 171 (1997).
- [50] Sheppard C. J. R.: Confocal Interference Microscopy. In: Confocal microscopy (T.Wilson ed.), Academic Press, London, kap. 15, s. 389 – 410 (1990).
- [51] Hamilton D.K., Matthews H.J.: The confocal interference microscope as a surface profilometer, Optik, 71 , s. 31 - 34 (1985).
- [52] Quartel J.C., Sheppard C.J.R.: A surface reconstruction algorithm based on confocal interferometric profiling, Journal of Modern Optics, 43, s. 591 – 605 (1996).
- [53] Juskaitis R., Wilson T., Rea N.P.: Compact confocal interference microscopy, Elsevier, Optics Communications, 109, s. 167 – 177 (1994).
- [54] Sheppard C. J. R., Roy M., Sharma M.D.: Image formation in low - coherence and confocal interference microscopes, Applied Optics, 43, s. 1493 – 1502 (2004).
- [55] Boppart S.A.: Optical coherence tomography. In: Optical imaging and microscopy, techniques and advanced systems (Török P., Kao F.J.), Springer (2003).
- [56] Dubois A., Grieve K., Moneron G., Lecaque R., Vabre L., Boccara C.: Ultrahigh - resolution full - field optical coherence tomography, Applied Optics, 43, s. 2874 – 2882 (2004).
- [57] Kolman P., Chmelík P.: Coherence–Controlled Holographic Microscope, (podán)
- [58] Lowenthal S. and Joyeux D.: Speckle Removal by a Slowly Moving Diffuser Associated with a Motionless Diffuser, J. Opt. Soc. Am. 61, s. 847 – 851 (1971).
- [59] Goodman J.W.: Statistical Optics. John Wiley & Sons, Inc., kap. 9 (1985).
- [60] Krüger - Sehm R., Luna Perez J.A.: Proposal for guideline to calibrate interference microscopes for use in roughness measurements, International Journal of Machine Tools & Manufacture, 41, s. 2123 – 2137 (2001).
- [61] Tolmon F.R., Wood J.G.:Fringe spacing in interference microscopes, Journal of Scientific Instruments, 33, s. 236 – 238 (1956).

- [62] Creath K.: Calibration of numerical aperture effects in interferometric microscope objectives, *Applied Optics*, 28, s. 3333 – 3338 (1989).
- [63] Akcay C., Parrein P., and Rolland J.P.: Estimation of longitudinal resolution in optical imaging, *Applied Optics*, 41, s. 5256 – 5262 (2002).
- [64] Uhlířová H.: Mikroskopie časově proměnných biologických objektů, disertační práce, ÚFI FSI VUT v Brně, (2010).
- [65] www.Luxpop.com : Thin film and bulk index of refraction and photonics calculations.
- [66] Born M., Wolf E.: *Principles of Optics*. 6th ed. Cambridge University Press, Cambridge (1997).
- [67] Rektorys K. *et al.*: *Přehled užití matematiky I*, Prometheus, Praha, kap. 13 (1996).
- [68] Goodman J.W.: *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill, San Francisco, kap. 6 (1968).
- [69] Komrska J.: Fourierova transformace mřížek a kinematická teorie difrakce [online], datum poslední aktualizace: 25. ledna 2007. Dostupný z [www: <http://physics.fme.vutbr.cz/~komrska/Kinem.pdf>](http://physics.fme.vutbr.cz/~komrska/Kinem.pdf).
- [70] Komrska J.: Fourierovské metody v teorii difrakce a ve strukturní analýze [online], datum poslední aktualizace: 25. ledna 2007. Dostupný z [www: <http://physics.fme.vutbr.cz/~komrska/KapF15.pdf>](http://physics.fme.vutbr.cz/~komrska/KapF15.pdf).
- [71] Bracewell R.: *The Fourier Transform and Its Application*, McGraw-Hill, kap. 6 (1965).
- [72] Laue von M., Wagner E. H.: *Röntgenstrahl-Interferenzen*, Akadem. Verl.-Ges., kap. 13 (1960).
- [73] Kühn J., Colomb T., Montfort F., Charriere F., Emery Y., Cuhe E., Marquet P. and Depeursinge C.: Real-time dual-wavelength digital holographic microscopy with a single hologram acquisition, *Opt. Express* 15 (12), s. 7231 – 7242 (2007).
- [74] Páleníková K.; Ohlídál M.: Potentialities of optical profilometer MicroProf FRT for surface quality measurement. In: *Proc of SPIE – The international Society for Optical Engineering*, s. 59451O-1-59451O-6 (2005), (ISBN 0-8194-5951-8).
- [75] Lovicar L., Kvasnica L. and Chmelík R.: Surface observation and measurement by means of digital holographic microscope with arbitrary degree of coherence, *Proceedings of SPIE*, Vol. 7141, s. 71411S-1 – 71411S-8, ISBN 978-0-8194-7383-7, (2008).