



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

## ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

# HOLOGRAFIE V KRÁTKOVLNĚ INFRACERVENÉ OBLASTI

HOLOGRAPHY IN THE SHORT-WAVE INFRARED RANGE

## DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

## AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Michal Schlor

## VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Petr Bouchal, Ph.D.

BRNO 2023



# Zadání diplomové práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství  
Student: **Bc. Michal Schlor**  
Studijní program: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie  
Studijní obor: bez specializace  
Vedoucí práce: **Ing. Petr Bouchal, Ph.D.**  
Akademický rok: 2022/23

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

## Holografie v krátkovlnné infračervené oblasti

### Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Krátkovlnná infračervená oblast je perspektivní díky dostupnosti materiálů vhodných pro výrobu laditelných optických metapovrchů. Cílem diplomové práce je teoretický návrh sestavy vhodné pro holografické zobrazení a studium fázové odezvy transmisních vzorků v krátkovlnné infračervené oblasti. Optický návrh bude využívat principů známých z geometricko–fázového holografického zobrazení a umožní jednosnímkovou rekonstrukci kvantitativně fázových obrazů. Optický návrh bude podpořen praktickou realizací a testováním dílčích součástí experimentální sestavy. V optimálním případě bude konstruován celý holografický mikroskop a prakticky testován na dostupných vzorcích laditelných metapovrchů.

### Cíle diplomové práce:

Rešerše holografického zobrazování a laditelných metapovrchů. Teoretický návrh geometricko–fázové mřížky a holografického modulu pracujícího v blízké infračervené oblasti. Konstrukce a testování holografického zobrazovacího modulu s geometricko–fázovou mřížkou. Nad rámec očekávaných výsledků je možné zkonstruovaný modul testovat v podmínkách holografické mikroskopie a v aplikaci měření laditelných metapovrchů.

**Seznam doporučené literatury:**

BORN, M; WOLF, E; (1999). Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light (7th expanded ed.). Cambridge: Cambridge University Press. ISBN 0-521-64222-1.

BOUCHAL, P.; DVOŘÁK, P.; BABOČKÝ, J.; BOUCHAL, Z.; LIGMAJER, F.; HRTOŇ, M.; KŘÁPEK, V.; FAßBENDER, A.; LINDEN, S.; CHMELÍK, R.; ŠIKOLA, T. High-Resolution Quantitative Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces with Sensitivity down to a Single Nanoantenna. NANO LETTERS, 2019, roč. 19, č. 2, s. 1242-1250.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2022/23

V Brně, dne

L. S.

---

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.  
ředitel ústavu

---

doc. Ing. Jiří Hlinka, Ph.D.  
děkan fakulty

## Abstrakt

Tato diplomová práce se zabývá digitální holografií v blízké infračervené oblasti. Digitální holografie je metoda umožňující rekonstrukci fázových změn a je proto vhodná pro studium optických metapovrchů a jejich vlastností způsobem přesahujícím možnosti tradičních intenzitních měření. Úvodní rešeršní část práce pojednává o teorii optických metapovrchů a principech digitální holografie. Získané poznatky jsou využívány v navazující části práce zabývající se návrhem holografického modulu, který po připojení k vhodnému zobrazovacímu systému umožní implementovat metody digitální holografické mikroskopie. Holografický modul je založený na geometricko-fázovém metapovrchu vyrobeném z křemíku, který umožňuje pracovat na centrální vlnové délce 1550 nm. V práci je proveden teoretický návrh parametrů metapovrchu a celého holografického modulu. Získané parametry jsou ověřeny v numerických simulacích holografického zobrazení. V praktické části je popsán experimentální postup testování vzorků geometricko-fázového metapovrchu a demonstrováno jeho zapojení do sestaveného holografického modulu. V závěru práce je holografický modul připojen k mikroskopu a testován v podmínkách holografické mikroskopie. Výsledky diplomové práce mohou být využitelné při zkoumání fázových změn vnesených laditelnými metapovrchy z oxidu vanadičitého.

## Summary

This master's thesis focuses on digital holography in the near-infrared region. Digital holography is a method that allows for the reconstruction of phase changes and is therefore suitable for studying optical metasurfaces and their properties beyond the capabilities of traditional intensity measurements. The initial research part of the thesis discusses the theory of optical metasurfaces and the principles of digital holography. The acquired knowledge is utilized in the subsequent section of the thesis, which deals with the design of a holographic module that, when connected to a suitable imaging system, enables the implementation of digital holographic microscopy methods. The holographic module is based on a geometric-phase metasurface made of silicon, which allows for operation at a central wavelength of 1550 nm. The thesis provides a theoretical design of the metasurface and the entire holographic module. The obtained parameters are verified through numerical simulations of holographic imaging. The practical part describes the experimental procedure for testing samples of the geometric-phase metasurface and demonstrates its integration into the assembled holographic module. In the conclusion of the thesis, the holographic module is connected to a microscope and tested under holographic microscopy conditions. The results of the master's thesis can be applicable for investigating phase changes induced by tunable metasurfaces made of vanadium oxide.

## Klíčová slova

optické metapovrchy, digitální holografie, geometrická fáze, blízká infračervená oblast

## Keywords

optical metasurfaces, digital holography, geometric phase, near-infrared region

SCHLOR, M. *Holografie v krátkovlnné infračervené oblasti*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2023. 60 s. Vedoucí Ing. Petr Bouchal, Ph.D.



Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma „Holografie v krátkovlnné infračervené oblasti“ vypracoval samostatně a s použitím uvedené literatury a pramenů.

Bc. Michal Schlor





Tímto bych chtěl poděkovat Ing. Petru Bouchalovi, Ph.D. za trpělivost při vedení diplomové práce. Další díky patří Ing. Ondřeji Červinkovi za výrobu a poskytnutí vzorků, Ing. Petru Dvořákovi, Ph.D. za cenné rady a připomínky k diplomové práci a celému Ústavu fyzikálního inženýrství, Fakulty strojního inženýrství, VUT v Brně za možnost studovat ve výborných podmínkách a podílet se na prvotřídním výzkumu napříč celým studiem. V neposlední řadě bych chtěl poděkovat mým přátelům a mé rodině, bez kterých by tato práce nebyla možná.

Bc. Michal Schlor



# Obsah

Úvod	3
<b>1 Optické metapovrchy</b>	<b>7</b>
1.1 Zobecněné zákony odrazu a lomu . . . . .	7
1.2 Klasifikace metapovrchů . . . . .	10
1.2.1 Plazmonické metapovrchy . . . . .	10
1.2.2 Dielektrické metapovrchy . . . . .	11
1.2.3 Geometricko-fázové metapovrchy . . . . .	12
1.2.4 Laditelné metapovrchy . . . . .	14
<b>2 Digitální holografie</b>	<b>17</b>
2.1 Význam koherence světla v holografii . . . . .	18
2.2 Osová a mimoosová holografie . . . . .	18
<b>3 Holografie v krátkovlnné infračervené oblasti</b>	<b>21</b>
3.1 Návrh sestavy . . . . .	21
3.1.1 Vytvoření ortogonálně polarizované signální a referenční vlny . .	21
3.1.2 Princip holografického modulu . . . . .	24
3.2 Návrh holografického modulu . . . . .	27
3.3 Numerický model zobrazení . . . . .	30
<b>4 Výroba geometricko-fázové mřížky a testování parametrů</b>	<b>33</b>
4.1 Proces výroby . . . . .	33
4.2 Experimentální ověření parametrů nanostruktur . . . . .	35
4.3 Experimentální testování metapovrchu ve formě geometricko-fázové mřížky	40
<b>5 Experimentální testování zobrazovacího systému s holografickým modulem</b>	<b>47</b>
<b>6 Závěr</b>	<b>51</b>
Literatura	53



# Úvod

Tvarování světelných svazků bylo dříve výhradně doménou jevů jako refrakce, interference, difrakce a dvojlom. Tyto metody využívají statických optických prvků jako čočky, hranoly či mřížky a za mnoho let využívání se osvědčily jako praktické, konzistentní, ale zároveň i jako metody s jasně danými hranicemi. [1]

Další etapu vývoje v oblasti modulace světla otevřely tzv. prostorové modulátory světla. Takto označujeme prvek, který je schopný prostorově měnit rozložení amplitudy, fáze nebo polarizačního stavu procházejícího nebo odraženého světla. Tyto prvky taktéž využívají principů z předchozího odstavce, nicméně do experimentů přináší dynamiku a možnost kontroly světla počítačem. Lze je rozdělit podle principu modulace na magneto-optické, elektro-optické, modulátory z kapalných krystalů a na deformovatelná zrcadla. Samostatnou kategorií jsou poté tzv. digitální mikro-zrcadlové čipy, tedy prvky složené z mnoha miniaturních zrcadel, jež jsme schopni externě jednotlivě ovládat z hlediska natočení. Tímto způsobem jsme schopni velmi přesně kontrolovat výstup světla. Tyto komponenty však spolu nesou i nutnost vysoce kvalitního a homogenního osvětlení [2]. Společnou vlastností výše popsaných prostorových modulátorů světla je schopnost komplexně modulovat optický svazek pomocí relativně základních optických jevů. Tato principiální jednoduchost je však vykoupena složitou a drahou výrobou a problémy s integrovatelností [3, 4].

V současné době se na výsluní optického světa v oblasti modulace světla dostávají tzv. metamateriály, jejichž elektromagnetické vlastnosti byly donedávna jen málo uvěřitelné [5]. Tyto uměle připravené materiály přináší potenciál elegantně se přenést přes nedostatky svých předchůdců díky dobré integrovatelnosti, komplexnosti samotné modulace a relativně jednoduché výrobě, která však vyžaduje moderní technologie a odladění výrobního procesu. Jako metamateriál se označuje soubor pečlivě navržených a seskládaných nanostruktur s unikátními elektromagnetickými vlastnostmi jako například záporný index lomu [6], nulový index lomu [7] nebo naopak nezvykle vysoký index lomu [8]. Do této rodiny materiálů patří i metapovrchy, které se od svých "rodičů" - metamateriálů - liší v chybějící třetí dimenzi, díky čemuž jsou kompaktnější při použití v optických soustavách a mohou fungovat jako kompletní náhrada klasických optických prvků např. pro stavbu mikroskopu [9]. V jejich případě jsou tedy nanostruktury skládané pouze v jedné rovině na povrchu tenkého substrátu. Tímto přechodem na nižší dimenzi se značně zjednodušuje výroba takových materiálů, která však přesto vyžaduje nejmodernější technologie [10].

Díky rozmanitosti v elektromagnetických vlastnostech nacházejí metapovrchy nesčetné aplikační možnosti v oblasti optiky a jsou využitelné jako absorbéry [11], meta-

čočky [12] nebo generátory vírových svazků (obrázek 1) [13], ale také v oblasti holografie [14, 15], polarizačního dělení svazku [16] nebo ke korekci chromatických vlivů disperze [17]. Příklad využití metapovrchů se schopností fázové modulace světla pro vytvoření vírového svazku je vidět na obrázku 1. Metapovrch využívá nanostruktur ve tvaru V s vrcholovým úhlem a natočením závislým na azimutální souřadnici. Změna tvaru nanostruktur vytváří požadovanou fázovou modulaci [obrázek 1 a,b)]. Experimentální ověření vzniku vírové fáze demonstrují obrázky 1 c-e), které jsou ve shodě se simulovanými výsledky 1 f-h).

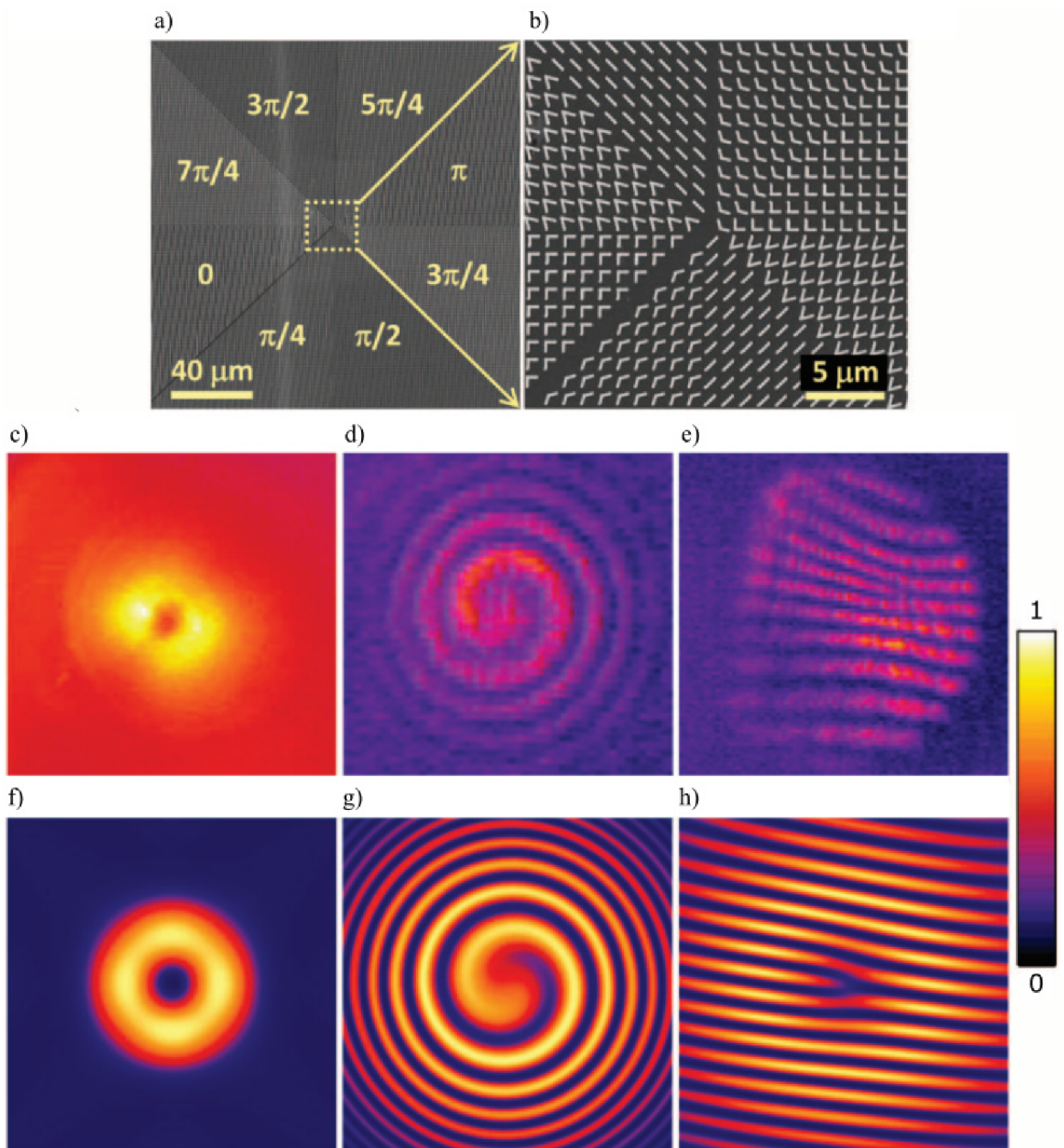
Dalším rychle rostoucím odvětvím v oboru metamateriálů a metapovrchů jsou tzv. laditelné metapovrchy. Zde přichází snaha o výrobu metapovrchů, které mají nastavitelné parametry (tvar, rozměry a rozmístění jednotlivých nanostruktur nebo jiné specifické vlastnosti) v závislosti na vnějších podmínkách, například přiloženém elektrickém napětí, mechanické deformaci, teplotě, přiloženému magnetickému poli nebo jiných chemických či elektrických vlastnostech [18–21].

Rozech moderních metapovrchů ale přináší do optického světa také potřebu metod, které jsou schopny rychle, snadno a efektivně zkoumat vyrobené struktury z hlediska jejich optických vlastností a funkčnosti. Jednou z těchto metod je právě digitální holografie [15], které se, mimo jiné, bude věnovat i tato práce.

Vznik holografie se datuje do roku 1948, kdy Dennis Gábor zveřejnil svoji dosavadní práci v oboru minimalizace aberací v elektronové mikroskopii [22]. Holografii zde uvedl jako bezčočkovou nedestruktivní metodu pro rekonstrukci amplitudy i fáze vlnoploch. V současnosti zahrnuje oblast digitální holografie množství metod s aplikacemi v biomedicíně, mikroskopii, komerční optice i zábavním průmyslu či virtuální realitě [23–27].

Na rozdíl od originálního přístupu je v digitální holografii záznam proveden digitálně a rekonstrukce hologramu numericky. Vlna rozptýlená studovaným objektem je koherentně složena se známým referenčním polem a interferenční obrazec je zaznamenán polovodičovým elementem (např. CCD kamerou), kde je informace o vzorku digitalizována a následně rekonstruována pomocí vhodných numerických algoritmů. Díky moderním kamerám s vysokým rozlišením a výkonným grafickým procesorům je zaznamenaná informace velmi přesná a její vyčítání splňuje moderní požadavky rychlosti [28]. Pro použití digitální holografie v oblasti metapovrchů je zásadní znalost vlastností zkoumaného metapovrchu. Metoda musí být správně upravena a nastavena např. pro případ izotropních [29] nebo anizotropních [27] stavebních bloků metapovrchu.

Jedním z cílů této práce je vývoj metody digitální holografie pro měření laditelných metapovrchů v krátkovlnné infračervené oblasti. Práce nejdříve diskutuje problematiku metapovrchů, následuje kapitola o principech a využití digitální holografie a finální část je věnována vlastním výsledkům. V této části práce je proveden teoretický návrh holografického modulu, který umožňuje jednosnímkovou rekonstrukci amplitudy a fáze světla v aplikačně výhodných podmínkách. Holografický modul je založený na použití geometricko-fázového metapovrchu, který umožňuje prostorově oddělit polarizačně kódované vlny a zaznamenat jejich interferenční pole. Teoreticky navržené parametry metapovrchu a optických komponent holografického modulu jsou ověřeny v numerických simulacích. V praktické části práce jsou proměřeny optické vlastnosti testovacích vzorků metapovrchu nezbytného pro realizaci holografického modulu. S testovacím vzor-



**Obrázek 1:** (a,b) Obrázek plazmonického metapovrchu pro generaci optického víru zaznamenaný v rastrovacím elektronovém mikroskopu. Metapovrch je složen z osmi oblastí s různým tvarem a natočením nanostruktur. Ty jsou natočeny takovým způsobem, aby v procházejícím záření generovaly azimutální fázový posuv v rozmezí od 0 do  $2\pi$ . (c,d,e) Intenzitní obrázky rovinné vlny ovlivněné metapovrchem z kamery v blízké infračervené oblasti. (d) Vortexový tvar vzniká při interferenci ovlivněné vlny s Gaussovským svazkem, (e) poté vzniká interferencí stejných vln pod malým úhlem. (f,g,h) Simulace intenzity vln pro (c,d,e). Velikost (c,d) =  $60 \times 60$  mm, velikost (c,e) =  $30 \times 30$  mm. Převzato a upraveno z [13].

kem metapovrchu je následně ověřena také funkčnost samotného holografického modulu i možnost jeho použití v podmínkách holografické mikroskopie.



# 1. Optické metapovrchy

Optické metapovrchy můžeme zjednodušeně popsat jako velmi tenké vrstvy složené z jednotlivých opticky aktivních struktur (BB, z angl. *building block*, tedy stavební kámen), které mají charakteristický tvar, umístění a rozměry. Tyto BB o rozměrech zpravidla v řádech desítek nm se poté skládají na substrát ve vzdálenosti menší než vlnová délka světla. Jejich primárním užitím je modulace světla kontrolováním a změnou jeho fáze, amplitudy nebo polarizačního stavu.

## 1.1 Zobecněné zákony odrazu a lomu

Dopadá-li rovinná elektromagnetická vlna na rozhraní dvou homogenních materiálů s rozdílnými indexy lomu, rozdělí se na průchozí a odraženou vlnu. Průchozí vlna prochází z prvního materiálu do druhého pod daným úhlem, který je zpravidla rozdílný od úhlu dopadového. Odražená vlna se poté dle zákona odrazu dále šíří v prvním materiálu. Koeficienty odrazu a průchodu spolu se směrem šíření lze získat z Fresnelových vztahů a Snellova zákona [30].

Pokud se však v tomto rozhraní nachází pole rezonátorů (BB) s miniaturní tloušťkou a vzdáleností pod hranicí vlnové délky světla, koeficienty odrazu a průchodu se značně změní, jelikož tyto struktury v rezonanci naruší hraniční podmínky. Toto narušení může přinášet do odražených a průchozích vln fázový posuv v rozsahu od  $-\pi$  do  $+\pi$ . V případě anizotropních rezonátorů je možná i změna polarizačního stavu vlny. V případě konstantního posunu fáze v celé rovině rozhraní nedojde ke změně úhlu odrazu a lomu. Naopak, v případě proměnné změny fáze, dochází ke změně úhlu odrazu či lomu. Kontrolovanou změnou fáze lze tedy cíleně měnit směr a tvar šířící se vlny [31].

Kvantitativně můžeme změnu směru šíření vlny popsat pomocí Fermatova principu. Ten říká, že trajektorie, po které se šíří světelný paprsek z bodu A do bodu B je vždy extrémní, tj. nejkratší či nejdelší ze všech sousedních drah, nebo je stacionární [32]. Ve speciálním případě, kdy metapovrch vnese prostorově proměnnou změnu fáze, se všechny vlny se shodnou počáteční fází šíří prostorem (ať už lomem či odrazem) se shodnou akumulovanou fází. Tento princip zaručí to, že tyto vlny dopadají do konečného bodu ve fázi a konstruktivně zde interferují [13, 31].

Z tohoto principu lze získat zobecněné zákony odrazu a lomu jako

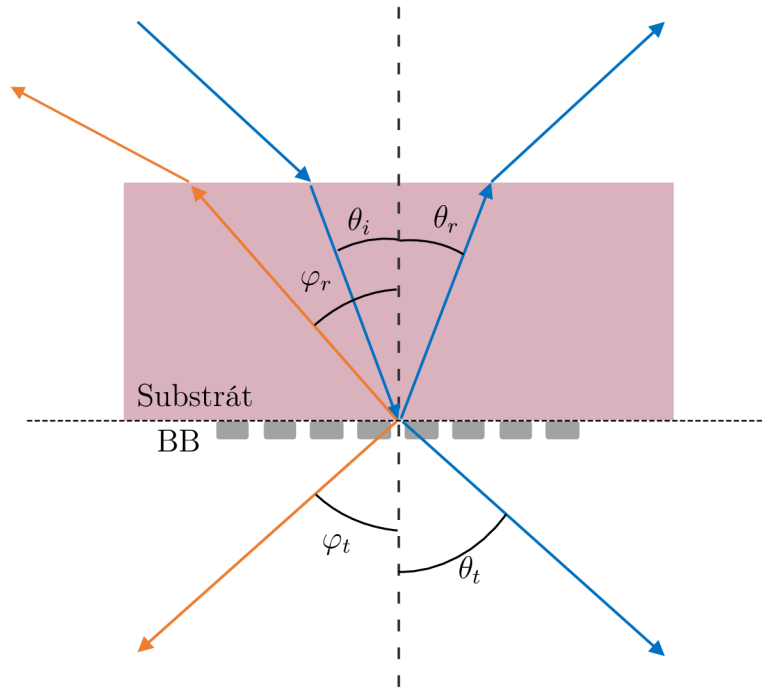
$$n_t \sin(\theta_t) - n_i \sin(\theta_i) = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dx}, \quad (1.1)$$

$$\cos(\theta_t) \cos(\varphi_t) = \frac{1}{n_t k_0} \frac{d\phi}{dy}, \quad (1.2)$$

$$\sin(\theta_r) - \sin(\theta_i) = \frac{1}{n_i k_0} \frac{d\phi}{dx}, \quad (1.3)$$

$$\cos(\theta_r) \cos(\varphi_r) = \frac{1}{n_r k_0} \frac{d\phi}{dy}, \quad (1.4)$$

kde  $\theta_i$  je úhel dopadu,  $\theta_r$  úhel odrazu,  $\theta_t$  úhel lomu,  $\varphi_r$  úhel anomálního odrazu a  $\varphi_t$  úhel anomálního lomu.  $n_i$  je dále index lomu prvního média (v němž leží dopadající vlna),  $n_t$  efektivní index lomu pro lom,  $n_r$  efektivní index lomu pro odraz,  $k_0$  je vlnové číslo a  $\frac{d\phi}{dx}$  a  $\frac{d\phi}{dy}$  jsou fázové gradienty v rovině dopadu, respektive rovině kolmé k rovině dopadu (obrázek 1.1). Anomální lom a odraz jsou běžné interakce ve světě metapovrchů. V těchto případech se propagace světla neřídí tradičními zákony odrazu a lomu, ale vyhovuje zobecněným zákonům odrazu a lomu (rovnice 1.1-1.4) [33].



**Obrázek 1.1:** Naznačení zobecněných zákonů odrazu a lomu pro případ metapovrchů. Růžové pole značí substrát, šedé obdélníky poté BB. Modré šipky odpovídají šíření paprsků klasickým odrazem a lomem, oranžové šipky odpovídají šíření paprsků anomálním odrazem a lomem. Situace ve 2D odpovídá takovému šíření, že rovina dopadu, odrazu a lomu je totožná. Ke změně fáze, tj. k nenulovému fázovému gradientu, tedy může docházet jen v této rovině.

Tyto zobecněné zákony říkají, že lze kontrolovat úhly odrazu a lomu v jejich příslušných poloprostorech v závislosti na směru a velikosti fázových gradientů v prostoru

a také indexy lomu přítomných médií.

## 1.2 Klasifikace metapovrchů

Na základě použitých materiálů a mechaniky modulace světla můžeme metapovrchy rozdělit do několika kategorií. Jedná se o plazmonické metapovrchy, dielektrické metapovrchy, geometricko-fázové metapovrchy a laditelné metapovrchy. Základní princip spolu s výhodami a nevýhodami použití jednotlivých typů metapovrchů bude diskutován v následujícím textu.

### 1.2.1 Plazmonické metapovrchy

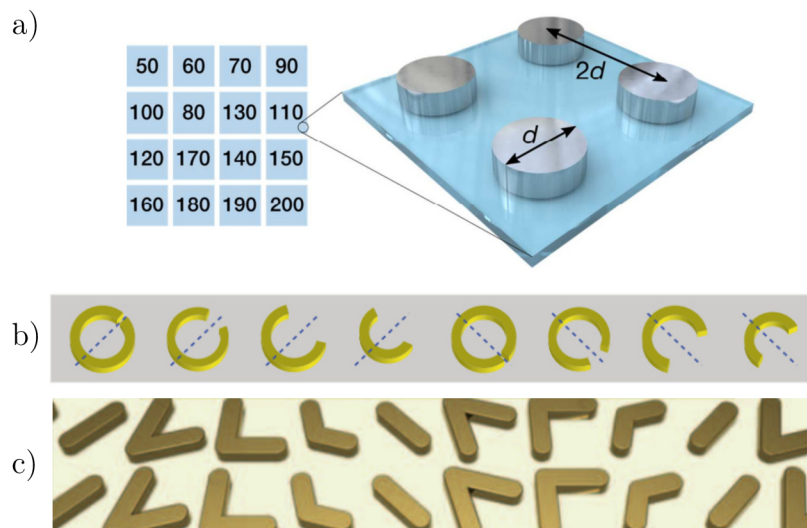
Plazmonické metapovrchy (někdy označovány jako kovové metapovrchy), jejichž základem jsou BB z metalických nanostruktur, moduluji světlo na základě lokalizovaných plazmonových resonancí [34].

Působí-li na materiál časově proměnné elektromagnetické pole, elektrony v materiálu jsou vlivem tohoto pole vychýleny od své rovnovážné polohy. Tento nerovnovážený stav poté vytváří elektrické pole, které působí proti vychýlení - snaží se elektrony vrátit do rovnovážné polohy. Při harmonickém vychylování externím polem se kolektivní pohyb elektronů dostane do stádia oscilací, které popisuje Lorentzův model [35]. Tyto kolektivní oscilace plynu volných elektronů se poté označují jako povrchové plazmonové polaritony (zjednodušeně také označované jako plazmony). V případě, že oscilace elektronů je vyvolána pouze na povrchu materiálu, hovoříme o povrchových plazmonech [36]. Jako v případě klasického oscilátoru, i pro plazmony existuje jistá rezonanční frekvence, která přináší maximální vychýlení elektronům a zároveň fázový posuv externímu poli.

Povrchové plazmonové polaritony se za normálních okolností šíří na rozhraní kov-dielektrikum. Pokud je však kov prostorově omezený (např. nanoanténa - BB), plazmony se odráží na rozhraní a vytváří lokalizovanou oscilaci - tzv. lokalizovaný povrchový plazmon. Tato oscilace vytváří okolo BB blízké elektromagnetické pole. Jsou-li BB dostatečně blízko sebe, interagují mezi sebou díky tomuto poli v jistém stavu kooperace. Dopadá-li světlo na jeden z BB a indukuje zde oscilace, rozptýlené světlo poté působí stejným způsobem i na okolní BB. Všechny kolektivní oscilace jsou navzájem indukované a posilovány. Tento rezonanční stav poté vnáší do rozptýleného světla daný fázový posuv. Resonanční vlnová délka je ovlivněna zejména velikostí, tvarem a materiálem BB [34].

Základními použitelnými tvary BB jsou tzv. nanodisky [obrázek 1.2 a)], nanokoule, nanotyčky a nanokvádry. Laděním jejich průměru či příčných rozměrů vůči zvolené vlnové délce světla se lze posouvat v okolí rezonance a tím měnit posuv fáze. Odlišným přístupem je poté skládání jednotlivých struktur ve tvaru písmen Y [37], C [38] [obrázek 1.2 b)] nebo V [39] [obrázek 1.2 c)] s různým natočením. Tato deformace má dvojitý efekt. Díky dipolárním interakcím konců BB se posune rezonanční frekvence BB, čímž vzniká další stupeň volnosti pro ladění, a změní se symetrie antény, což má za následek indukci módů, které byly dříve zakázané [34].

Mezi výhody plazmonických metapovrchů lze zařadit možnost laditelnosti parametrů modulace a všestrannost v jejich použití [40], avšak jednou z jejich zásadních

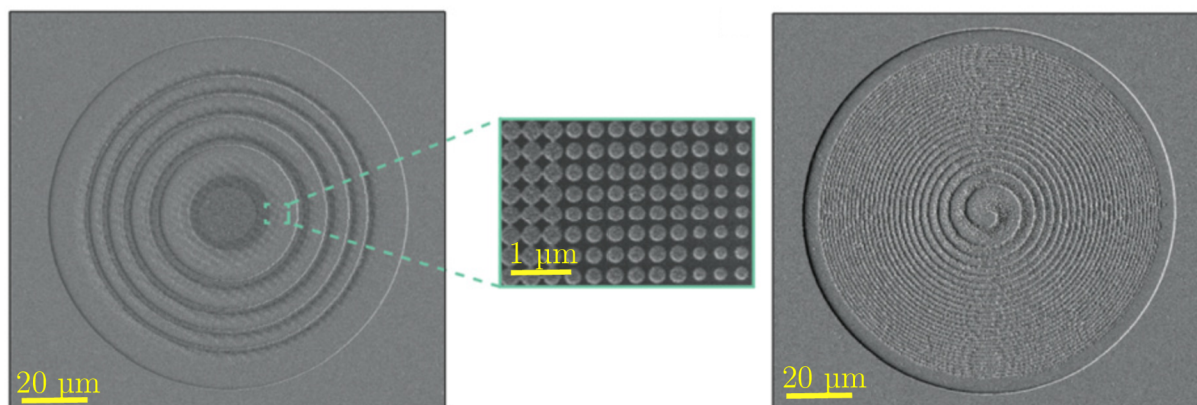


**Obrázek 1.2:** Design plazmonických metapovrchů pro současnou modulaci fáze a amplitudy světla. Antény ve tvaru disků s proměnným průměrem nanostruktur v nanometrech naznačeným vlevo (a), písmene C (b) a písmene V (c) pro modulaci fáze lineárně polarizovaného světla. Převzato a upraveno z [38, 39, 42].

nevýhod je nízký faktor kvality  $Q$ .  $Q$ -faktor je míra tlumení nebo rozptylu energie v rezonančním systému. Je definován jako poměr uložené energie v rezonančním systému k energii ztracené za každý cyklus oscilací. Vyšší  $Q$ -faktor naznačuje, že rezonanční systém dokáže energii ukládat efektivněji a udržovat své oscilace po delší dobu před rozptýlením energie. Naopak nižší  $Q$ -faktor naznačuje rezonanční systém, který rychleji ztrácí energii a je méně efektivní při ukládání a udržování oscilací.  $Q$ -faktor se běžně používá v oblasti fyziky a strojírenství k popisu výkonu rezonančních systémů, jako jsou mechanické oscilátory, elektrické obvody a optické dutiny. Jedná se o klíčový parametr při návrhu rezonančních systémů pro různé aplikace, jako jsou senzory, filtry a oscilátory [41].

## 1.2.2 Dielektrické metapovrchy

Narozdíl od plazmonických metapovrchů (kapitola 1.2.1), dielektrické metapovrchy jsou složeny z BB s vysokým indexem lomu a o rozměrech srovnatelných s vlnovou délkou světla. Ve formě křemíkových dimerů [43] nebo nanodisků [44] s velmi nízkými absorpčními ztrátami procházejícího záření se dielektrické metapovrchy taktéž používají na modulaci fáze, amplitudy a polarizačního stavu záření. Tyto velmi nízké absorpční ztráty mají za důsledek, na rozdíl od plazmonických metapovrchů, velmi vysoký  $Q$ -faktor. Dielektrické metapovrchy jsou zároveň zpravidla vysoce spektrálně selektivní [15]. Příkladem optického prvku na bázi dielektrického metapovrchu tvořeného válcovými BB s různým průměrem může být např. dielektrická čočka na obrázku 1.3a) nebo vírová čočka na obrázku 1.3b).

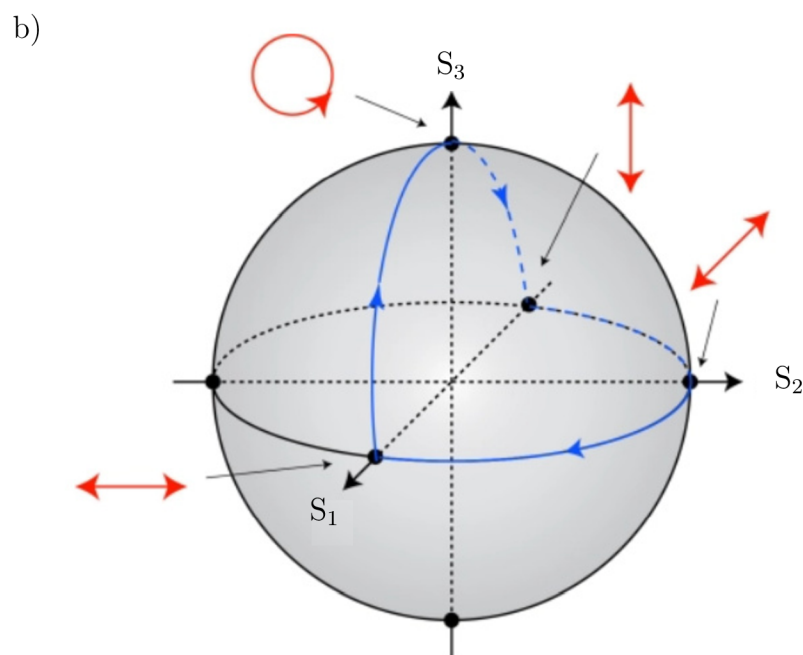
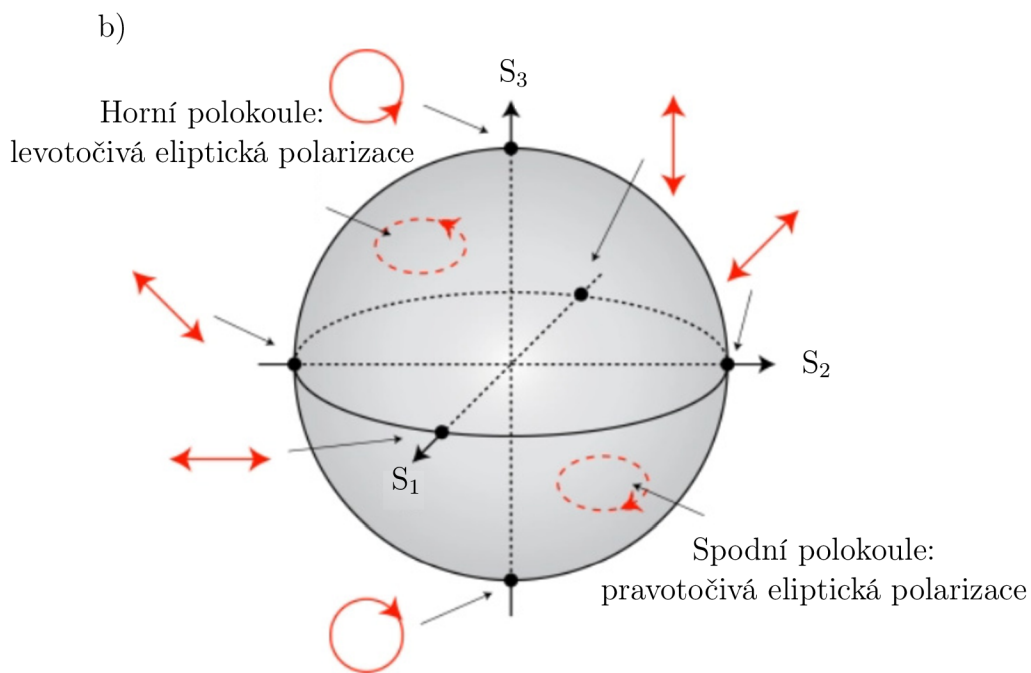


**Obrázek 1.3:** Obrázek dielektrické meta-čočky s ohniskovou vzdáleností  $f = 0,5 m$  (vlevo) a vírové čočky s ohniskovou vzdáleností  $f = 100 m$  (vpravo) z rastrovacího elektronového mikroskopu. V přiblížení vidíme strukturu meta-čočky složené z BB na bázi nitridu křemičitého s krycí vrstvou hliníku. Převzato a upraveno z [45].

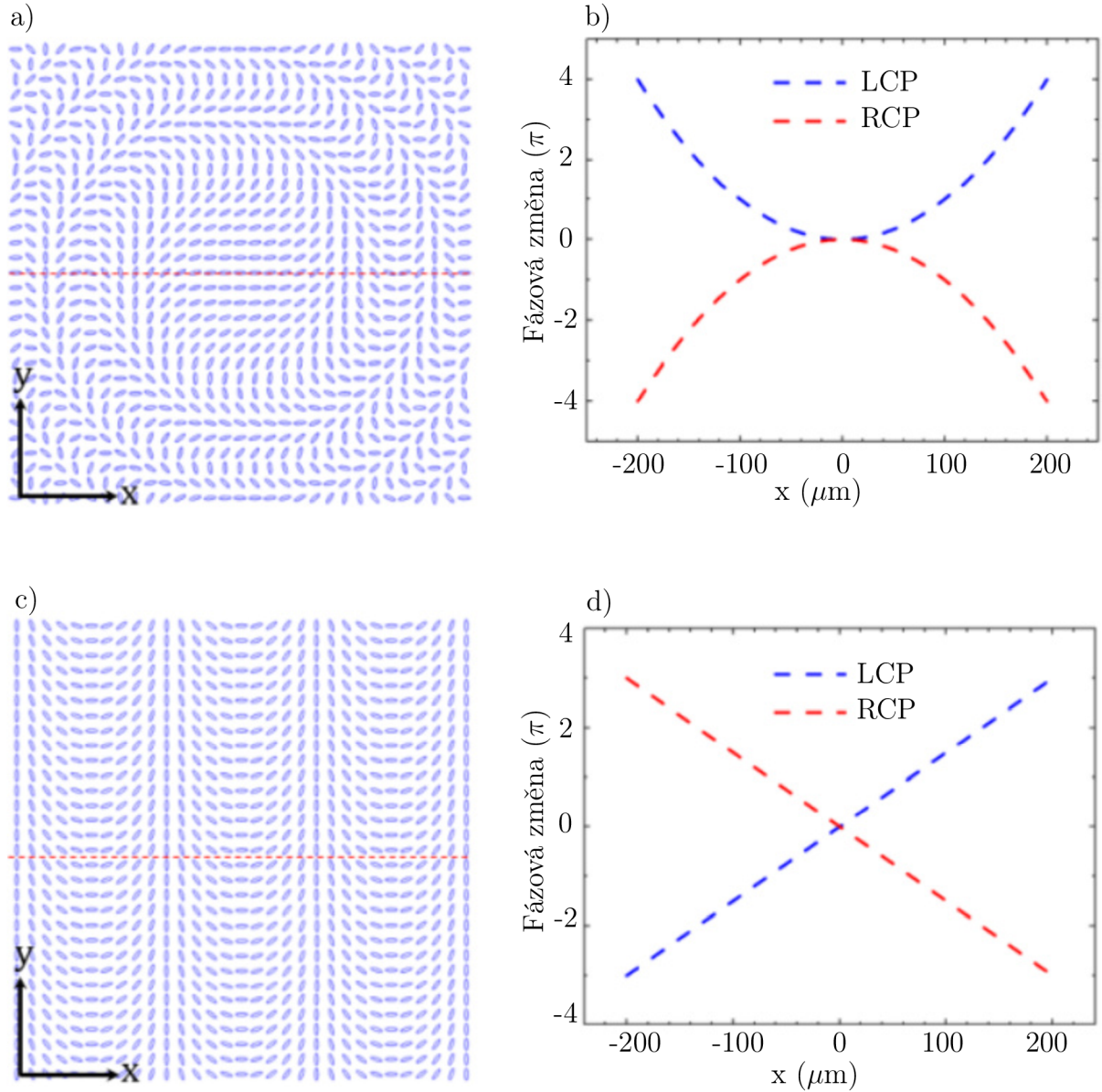
### 1.2.3 Geometricko-fázové metapovrchy

Sjednocující koncept, který umožňuje popsat fázovou modulaci speciálních typů kovových i dielektrických metapovrchů představuje Pancharatnam-Berryho fáze. Vědci Pancharatnam [46] a Berry [47] nezávisle ukázali, že je-li světlo podrobena vícero změnám polarizačního stavu takovým způsobem, že je-li konečný polarizační stav totožný se vstupním polarizačním stavem, světlo v konečném stavu získá jistý fázový posuv. Pro popis tohoto efektu je vhodné využití tzv. Poincarého sféry [obrázek 1.4 a)]. Poincarého sféra je kulová slupka, která reprezentuje veškeré polarizační stavy světla. Jednotlivé polarizační stavy lze na této sféře reprezentovat jediným bodem na povrchu. Severní pól této sféry značí levotočivou kruhovou polarizaci, jižní pól značí pravotočivou kruhovou polarizaci, rovník značí lineární polarizaci a zbytek plochy severní, resp. jižní, polokoule značí různé levotočivé, resp. pravotočivé, eliptické polarizace. Posun podél poledníků reprezentuje změnu elipticity polarizace, kdežto posun podél rovnoběžek reprezentuje rotaci polarizace. Kombinací těchto posunů jsme schopni reprezentovat modulaci polarizace jakýmkoliv optickým prvkem ovlivňujícím polarizační stav světla. Fenomén geometrické fáze, na který poukázali vědci Pancharatnam a Berry, nastává v případě, že polarizační stav světla reprezentovaný bodem na Poincarého sféře vykoná pohyb po uzavřené trajektorii [např. obrázek 1.4 b)]. Poté získá světlo fázový posuv zvaný Pancharatnam-Berryho (PB) fáze, který je rovný polovině plného úhlu vymezeného trajektorií [v případě obrázku 1.4 b) je PB fáze rovna  $180^\circ$ , tedy  $\pi$ ] [46–48].

PB fáze může být vnesena do procházejícího záření specifickým sestavením anizotropních dielektrických či kovových BB se shodnými rozměry a rozdílným prostorovým natočením, jak je vidět na obrázku 1.5. Tento metapovrch poté zdědí výhody i nevýhody materiálu BB. V případě plazmonických metapovrchů je změna fáze vždy achromatická (nezávislá na vlnové délce světla) a lze ji nastavit v plném rozsahu  $0$  až  $2\pi$ , avšak to vše je vykoupeno nízkým Q-faktorem, stejně jako u plazmonických metapovrchů (kapitola 1.2.1). Dielektrické metapovrchy se poté těší velmi vysokým Q-faktorem za cenu disperze ve fázovém posuvu.



**Obrázek 1.4:** (a) Obrázek Poincarého sféry reprezentující prostor polarizačních stavů světla. Severní pól této sféry značí levotočivou kruhovou polarizaci, jižní pól značí pravotočivou kruhovou polarizaci, rovník obsahuje lineární polarizaci a zbytek plochy severní, resp. jižní, polokoule obsahuje různé levotočivé, resp. pravotočivé, eliptické polarizace. (b) Modrá trajektorie na Poincarého sféře značí modulaci světla optickými prvky takovým způsobem, že výstupní polarizace je totožná se vstupní polarizací. Po vykonání pohybu polarizačního stavu na Poincarého sféře po uzavřené trajektorii získá světlo změnu fáze rovnou polovině plného úhlu vymezeného trajektorií. Převzato a upraveno z [49].

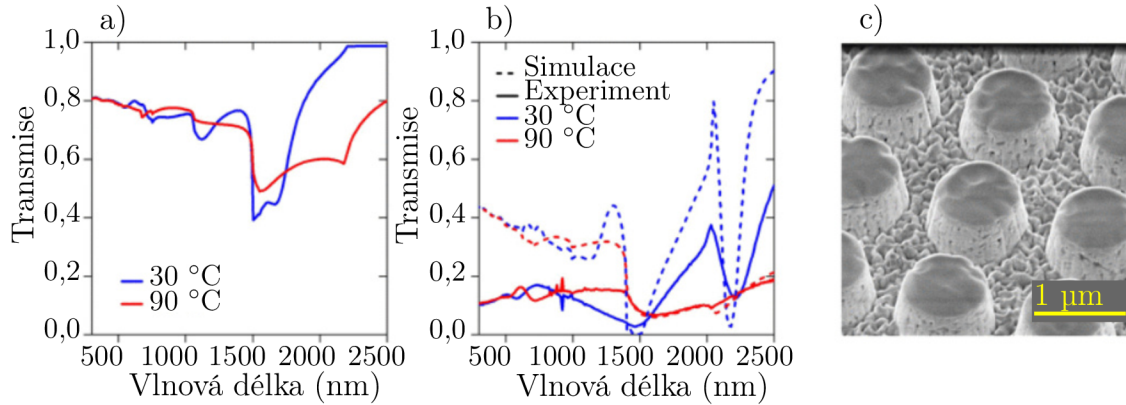


**Obrázek 1.5:** Ukázka navržených metapovrchů pro vnášení PB fáze. (a) Rotace BB se mění radiálně, to má za následek korespondující změnu fáze v (b) pro levotočivou kruhovou polarizaci (LHP) a pravotočivou kruhovou polarizaci (RHP). (c) Rotace BB se mění ve směru osy  $x$ , to má za následek korespondující změnu fáze v (d) pro levotočivou kruhovou polarizaci (LHP) a pravotočivou kruhovou polarizaci (RHP). Převzato a upraveno z [50].

### 1.2.4 Laditelné metapovrchy

I když pasivní metapovrchy mohou být v mnoha scénářích velmi užitečné, laditelnost může umožnit mnohem širší a specifitější využití. Laditelností je myšlena schopnost metapovrchů dynamicky ovládat optické vlastnosti v reálném čase. To se obvykle dosahuje pomocí externích stimulů, jako jsou elektrické nebo magnetické pole, které zpravidla indukují změny tvaru nebo orientace BB, nebo například mechanická deformace či teplota, které zpravidla indukují změnu optických vlastností BB, zejména indexu lomu [20].





**Obrázek 1.6:** (a) Simulovaná transmissní spektra VO<sub>2</sub> nano-válců s průměrem 500 nm a vzdáleností 1500 nm. (b) Simulovaná (přerušovaná čára) a naměřená (plná čára) transmissní spektra VO<sub>2</sub> nano-válců s průměrem 1000 nm a vzdáleností 1400 nm. Obrázek struktur z (b) na křemíkovém substrátu ze skenovacího elektronového mikroskopu. Převzato a upraveno z [52].

Laditelné metapovrchy mohou nacházet využití jako adaptivní modulátory či komponenty pro optické komunikace. Vysoké rozlišení laditelnosti (jak prostorové, tak v požadovaných změnách optických vlastností) by mohlo napomoci v oblasti 3D holografie či detekce pomocí světelných svazků [18]. Konvenční optické modulátory nyní nejčastěji využívají technologie tzv. kapalných krystalů, které taktéž nabízí jistou míru laditelnosti, laditelné metapovrchy však nabízejí mnohem větší rozlišení až do hranice pod vlnovou délku světla, čímž se značně eliminuje difrakce vyšších řádů [18].

Jednou z motivací této práce je vývoj systému pro studium fázové odezvy transmissních laditelných metapovrchů v krátkovlnné infračervené oblasti, kterými se zabývá výzkumná skupina sídlící na Ústavu fyzikálního inženýrství, Fakulty strojního inženýrství, VUT v Brně. Hlavním objektem zájmu této skupiny jsou metapovrchy na bázi oxidu vanadičitého (VO<sub>2</sub>) [51, 52]. Příklad metapovrchu na bázi (VO<sub>2</sub>) spolu s ukázkou jeho spektrálně a teplotně závislých vlastností je vidět na obrázku 1.6. VO<sub>2</sub> je materiál, který prochází při teplotě v okolí 68 °C přechodem mezi kovovým a izolantním stavem. Tento přechod je doprovázen významnou změnou optických vlastností materiálu, jako je index lomu, což lze využít k vytvoření laditelných metapovrchů [53]. Zmíněný efekt je výrazněji pozorovatelný v infračervené oblasti, což je jedna z motivací návrhu našeho systému.

VO<sub>2</sub> metapovrchy mají potenciální využití v řadě oblastí, jako jsou optické spínače [54], senzory [55] nebo dynamické optické filtry [56]. Díky své laditelnosti a kompatibilitě s technologií CMOS (komplementární kovový oxidový polovodič) se metapovrchy na bázi VO<sub>2</sub> jeví jako slibné pro použití v integrované fotonice a optoelektronice [57].

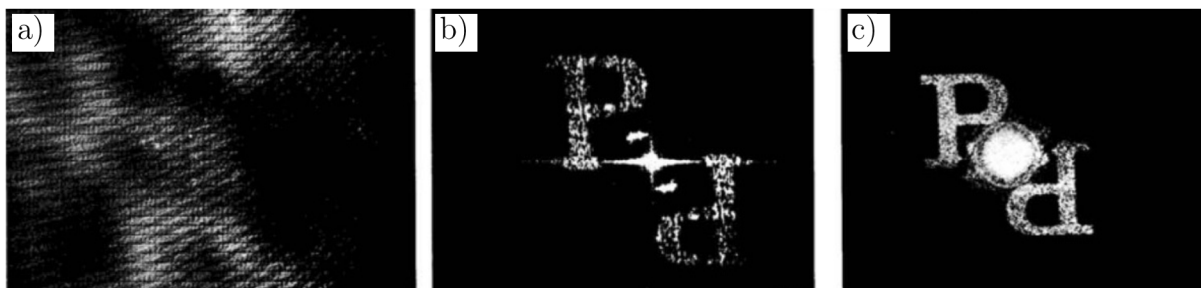
Zvyšující se nároky na korektní naladění a výrobu optických metapovrchů zároveň zvyšují i nároky na metody, které jsou schopny tyto materiály přesně a pohodlně charakterizovat. V tomto ohledu se stala holografie osvědčenou metodou, díky níž jsme schopni kvantifikovat amplitudové a fázové změny prošlého světla [20, 58]. Možnost časově rozlišeného pozorování fázových změn způsobených laděním VO<sub>2</sub> metapovrchů je

tak hlavní motivací návrhu holografického systému pracujícího v infračervené oblasti, který je předmětem této práce.

## 2. Digitální holografie

Holografie je fascinujícím a rychle se rozvíjejícím oborem s obrovským potenciálem pro aplikace v různých oblastech včetně ukládání dat [59, 60], metrologie [61], bezpečnosti [62] a biomedicínského zobrazování [63]. S pokroky v technologii se holografie stává stále důležitějším nástrojem pro vytváření 3D obrazů s vysokým rozlišením a přesností, umožňující lepší porozumění složitým strukturám a objektům a jejich optickým vlastnostem.

Základním principem holografie je transformace fázových změn na zaznamenané intenzitní změny, což vyžaduje světlocitlivý materiál s dostatečným prostorovým rozlišením pro registraci vysoké prostorové frekvence těchto intenzitních změn [64]. Po mnoho let dominovaly holografickým technologiím fotografické emulze. Nicméně záznam hologramů na elektronických senzorech a jejich rekonstrukce jsou známé již od počátků holografie. První myšlenky digitální holografie se objevily již v 60. a 70. letech. Na obrázku 2.1 je zachycen jeden z prvních digitálních hologramů publikovaný v odborném fyzikálním článku v roce 1967. Avšak klíčovým krokem k praktickému rozvoji holografie byl vývoj digitálních kamer s dostatečnou šířkou detekčního pásma a výkonnými procesory [64, 65]. Tyto technologie se v širší dostupnosti začaly objevovat v 90. letech, což umožnilo digitální záznam, digitální skladování a numerickou rekonstrukci optických vln vedoucí ke zrodu digitální holografie. Přestože princip za všemi metodami na bázi digitální holografie zůstává podobný, rozdíly nacházíme zejména v optickém uspořádání experimentálních sestav. Uspořádání sestav ovlivňují spektrální vlastnosti použitých zdrojů záření a potřeba rychlého snímání. S ohledem na tyto požadavky můžeme holografii dělit na koherentní a nekoherentní, nebo na osovou a mimoosovou.



**Obrázek 2.1:** Jeden z prvních zaznamenaných a rekonstruovaných hologramů z roku 1967. (a) Detekovaný hologram, (b) počítačově zreprodukovaný obrazec, (c) reálný obrazec. Záznam byl vytvořen na tehdejší počítači DEC PDP-6 a zreprodukován pomocí ručně naprogramovaného algoritmu Fourierovy transformace. Převzato a upraveno z [65].

## 2.1 Význam koherence světla v holografii

Jedním z důležitých parametrů, které je třeba mít na mysli při návrhu holografické optické sestavy, je koherence zdroje záření. Koherence kvantifikuje míru korelace fyzikálních veličin popisujících jednu vlnu nebo několik interferujících vln.

Pro experimentálně nejjednodušší aplikace v oblasti holografie je preferenční, aby zdroj byl jak prostorově, tak časově koherentní. To zaručuje použití bodového zdroje záření o jedné vlnové délce. V praxi je pak takový typ záření nejčastěji zastoupen laserovým zdrojem. U zdroje s vysokou prostorovou koherencí, ale nízkou časovou koherencí, může být interferenční proces prováděn, pokud je časové zpoždění mezi objektovým a referenčním světlem menší než doba koherence, která obecně udává, pro jaké zpoždění je propagující se vlna schopna interferovat se svou kopií. Využití zdrojů se sníženou časovou koherencí minimalizuje parazitní interference a koherenční zrnitost. Tento princip lze však také využít i k provádění 3D zobrazování a rekonstrukci optických řezů [66, 67]. Další vylepšení může přinést snížení prostorové koherence a použití plošných zdrojů záření. To umožňuje osvětlení zobrazovaných objektů také šikmými vlnami, které zvyšují informační obsah zaznamenaného hologramu a vedou k rekonstrukci obrazu ve vyšším rozlišení [68].

Použití jen částečně časově a prostorově koherentního zdroje záření přináší v experimentech jisté výhody oproti plně koherentnímu režimu. Tyto výhody jsou však vykoupeny složitějším návrhem experimentální sestavy, která musí zohlednit částečnou koherenci světla a vyžaduje přesné prostorové a časové sesazení interferujících vln [69].

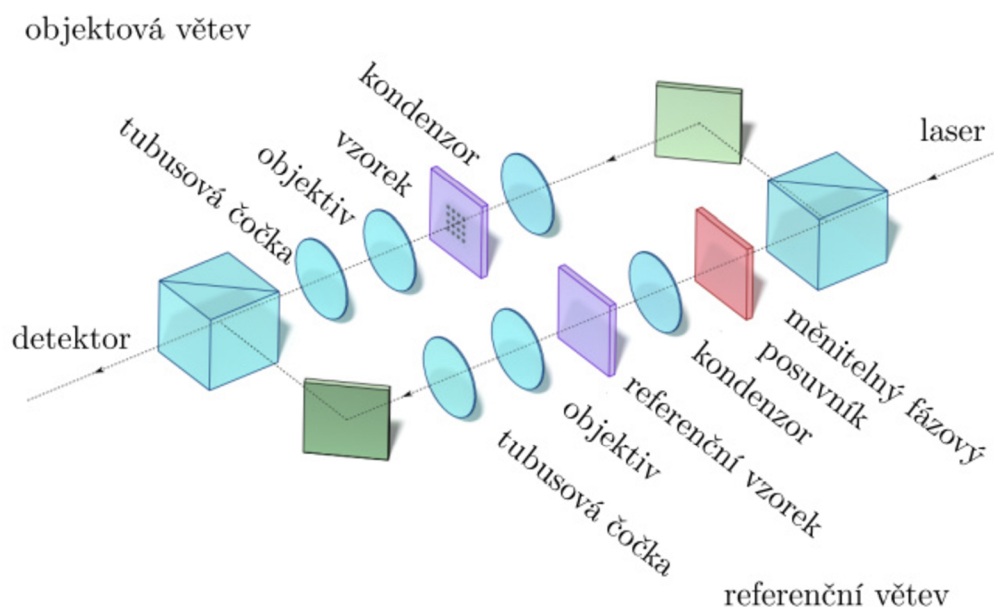
## 2.2 Osová a mimoosová holografie

V digitální holografii se nejčastěji pracuje s interferencí dvou vln. První vlna se nazývá objektová a je ovlivněna zobrazovaným vzorkem. Druhá vlna se nazývá referenční. Referenční vlna je ovlivněna referenčním vzorkem, který provádí známou modulaci. Nejčastěji se jedná o prázdné podložní sklo nebo rovinné zrcátko v případě transmisního resp. reflexního uspořádání. Objektová a referenční vlna interferují v rovině detektoru a vytváří zde hologram.

Zásadním parametrem holografické sestavy je způsob interference referenční a objektové větve na detektoru. Zde rozlišujeme dva základní případy - osovou sestavu (obrázek 2.2) a mimoosovou sestavu (obrázek 2.3). Tyto dvě konfigurace mají zásadní rozdíly ve způsobu záznamu a rekonstrukci hologramu. V případě použití zdrojů částečně koherentního záření však pro obě platí nutnost totožných referenčních a objektových větví.

V případě osově sestavy jsou vlny v momentu interference téměř nebo úplně paralelní. V případě totožného uspořádání objektové a referenční větve pak jediné zpoždění objektové vlny pochází ze zobrazovaného vzorku. To umožňuje využití nízké koherentních zdrojů záření (jako například halogenová lampa), které nevykazují koherenční šum a kromě rekonstrukce amplitudy a fáze signální vlny umožňují dosáhnout také optických řezů pomocí koherenčního hradlování. Tato metoda přímo využívá částečné koherence

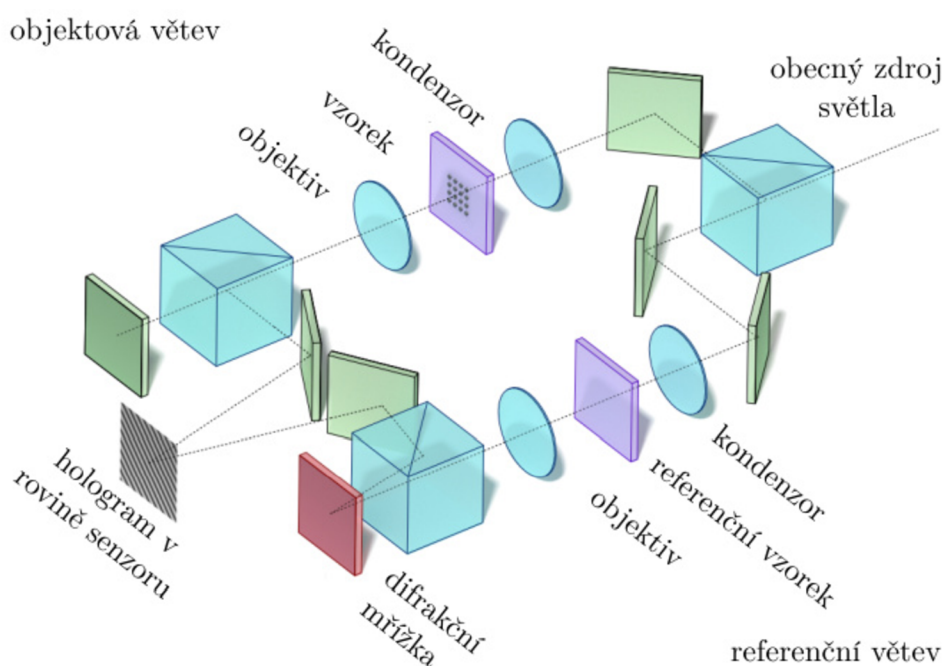
světla a je schopna díky tomu vytvářet a zobrazovat řezy ve vzorcích, díky kterým lze zrekonstruovat 3D obraz daného materiálu [70]. S menšími technickými nároky lze stejnou sestavu využít i pro koherentní zdroje záření. Zásadním omezením osové holografie je však nutnost využití techniky krokování fáze, která spočívá v pořízení několika po sobě jdoucích hologramů. Jednotlivé hologramy jsou zaznamenány pro přesně definované časové zpoždění referenční nebo signální vlny. Numerické zpracování alespoň 4 záznamů poté umožňuje kvantitativní rekonstrukci fázového zpoždění mezi signální a referenční vlnou [71]. Tato metoda má jasně dané nevýhody v případě rychlých časově proměnných procesů, avšak i v ostatních případech často selhávala z banálních příčin jako například vibrací, fluktuací ve vzorku či jiných všudypřítomných procesů. Tyto nedokonalosti se v moderních přístrojích dají řešit formou ladících algoritmů či strojového učení [72]. Další efektivní možností zvýšení robustnosti je konstrukce jednocestných interferometrů, kde signální a referenční vlna sdílí velkou část optické cesty. Veškeré vlivy vnějšího prostředí se pak projevují na obou vlnách stejně a kompenzují se při interferenci shodně ovlivněné signální a referenční vlny [73, 74].



**Obrázek 2.2:** Obrázek osové konfigurace holografické sestavy. Signál ze zdroje záření je rozdělen na referenční a objektovou větev. V referenční větvi světlo prochází přes měnitelný fázový posuvník (viz krokování fáze popsané v kapitole 2.2) nezbytný pro rekonstrukci hologramu a následně přes referenční vzorek. V objektové větvi světlo prochází přes měřený vzorek. Obě větve jsou poté stejnou sadou optických komponent svedeny dohromady do jedné linie. Obě vlny dopadají na detektor souběžně a tvoří zde hologram. Převzato a upraveno z [29].

V případě mimoosové sestavy je situace odlišná. Signál z objektové a referenční větve se na detektoru schází s určitou úhlovou odchylkou danou uspořádáním signální a referenční větve. Tento systém má jednu zásadní výhodu. Díky úhlovému rozdílu dopadajících vln je jediný interferogram dostatečně komplexní pro kompletní rekonstrukci vlny [75]. Prakticky jednosnímkovou rekonstrukci umožňuje vytvoření prostorové nosné frekvence hologramu a využití Fourierovských metod při jeho rekonstrukci [76]. Návrh

experimentální sestavy je jednoduchý v případě využití koherentních zdrojů záření. Při snaze o využití zdrojů světla s nízkou koherencí je ale problematické interferenci dvou šikmých vln zaznamenat. Mezi interferujícími vlnami dochází vlivem jejich vzájemného úhlového odklonu k vytvoření časového zpoždění, které přesahuje koherenční dobu a k interferenci pak dochází jen v malé prostorově omezené oblasti. Tento problém efektivně vyřešil Leith a Upatnikes použitím difrakční mřížky jako děliče svazku [77]. Difraktivní disperze mřížky umožňuje záznam mimoosového hologramu i ve světle s nízkou koherencí. Tento princip se stal základem moderních holografických systémů používaných v biologii i technických vědách [27, 78, 79].



**Obrázek 2.3:** Obrázek mimoosového uspořádání holografické sestavy. Signál ze zdroje záření je rozdělen na referenční a objektovou větev. Mimoosové uspořádání nevyžaduje krování fáze, proto v této konfiguraci chybí fázový posuvník. Přes kondenzor je poté signál naveden na referenční vzorek a v objektové větvi pak na měřený vzorek. Obě větve jsou následně na detektoru sjednoceny se vzájemným úhlovým odklonem. Převzato a upraveno z [29].

## 3. Holografie v krátkovlnné infračervené oblasti

Cílem této diplomové práce je návrh a testování holografického modulu, který umožní fázové zobrazení v krátkovlnné infračervené oblasti po připojení k mikroskopovému systému. Řešení bude kombinovat výhody jednocestné osové a mimoosové holografie (kapitola 2.2), což umožní dosáhnout jednosnímkové fázové rekonstrukce ve stabilním jednocestném systému. Pro praktickou implementaci modulu bude využit geometricko-fázový metapovrch (kapitola 1.2.3) ve formě polarizačně citlivé difrakční mřížky. Řešení, které navrhl Leith a Upatnikes [77], tak bude využito k záznamu hologramu ve světle s nízkou koherencí a dále rozšířeno o možnost pracovat s polarizací světla.

### 3.1 Návrh sestavy

V klasické holografii je signální a referenční větev dělena do nezávislých optických cest tak, jak je popsáno v kapitole 2.2. To umožňuje vytvoření osového nebo mimoosového holografického uspořádání. Hlavním rozdílem navrhovaného modulu oproti konvenčním metodám je však to, že modul bude umožňovat zobrazovat v jednocestné konfiguraci spolu se zachováním výhod mimoosové holografie. Toho bude docíleno tak, že modul bude napojen na zobrazovací systém schopný kódovat signální a referenční vlny do ortogonálních polarizačních stavů (opačných kruhových polarizací). Tohoto kódování poté systém dále využije. Signální a referenční vlny kódované v opačných kruhových polarizacích budou v modulu úhlově separovány geometricko-fázovým metapovrchem s předem určeným úhlovým odklonem. Obě větve poté opět složí vhodně navržený zobrazovací systém. To bude mít za následek možnost provést záznam mimoosového hologramu, a tak i jednosnímkovou rekonstrukci změn amplitudy a fáze zobrazovaného vzorku.

#### 3.1.1 Vytvoření ortogonálně polarizované signální a referenční vlny

Jak bylo řečeno v úvodu kapitoly 3.1, správné fungování navrhovaného holografického modulu pro jednocestnou holografii vyžaduje příchozí signál, kde je signální a referenční informace kódována do opačných kruhových polarizací. Tento rozklad je výhodný, jelikož opačné kruhové polarizace představují báze polarizační stavy, které se sčítají

pouze intenzitně, dokud nedojde k jejich sjednocení dalším polarizačním prvkem. Libovolný polarizační stav může navíc být vyjádřen pomocí superpozice opačných kruhových polarizací. Takto fungující zobrazovací systém je ve svém principu a konfiguraci přímo závislý na typu zobrazovaného vzorku. V dalším textu je vysvětlen princip vytvoření polarizačně kódované signální a referenční vlny v případě zobrazení izotropních a anizotropních vzorků.

V případě izotropních vzorků, tj. vzorků, které nemění polarizaci prošlého či odraženého světla, je možné využít mikroskop typu Jamin-Lebedeff [80], který je zobrazen a popsán na obrázku 3.1. Tento systém světlo ze zdroje (např. halogenová lampa či LED dioda) nejdříve lineárně polarizuje. Lineárně polarizované světlo poté prochází dvojlomným děličem svazku. Tím se rozdělí na dvě prostorově separované a vzájemně koherentní vlny s kolmými polarizačními stavy. Signální vlna  $\mathbf{U}_S$  prochází přes zobrazený vzorek, zatímco referenční vlna  $\mathbf{U}_R$  prochází prázdnou oblastí zobrazovaného vzorku. Při průchodu vzorkem uvažujeme pouze fázovou modulaci světla. Signální a referenční vlnu lze poté zapsat jako

$$\mathbf{U}_S = h_S \mathbf{J}_x = A_S e^{i\varphi_S(x,y)} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3.1)$$

$$\mathbf{U}_R = h_R \mathbf{J}_y = A_R e^{i\varphi_R} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

kde  $h_S$  a  $h_R$  jsou komplexní amplitudy signální a referenční vlny.  $\mathbf{J}_x$  a  $\mathbf{J}_y$  jsou poté Jonesovy vektory lineární polarizace v ose x, resp. y a  $A_S, \varphi_S$  resp.  $A_R, \varphi_R$  jsou amplituda a fáze signální resp. referenční vlny. Tohoto zápisu je možné dosáhnout vždy vhodnou volbou orientace souřadného systému. Po průchodu vzorkem je signální a referenční vlna opětovně prostorově sesazena pomocí druhého dvojlomného krystalu. Po prostorovém sesazení prochází obě vlny přes čtvrtvlnnou destičku s rychlou osou svírající úhel  $45^\circ$  s osou x, která je popsána Jonesovou maticí jako

$$\mathbf{J}_{QW} = \frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.3)$$

Konstantní komplexní amplitudu  $\frac{e^{-i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2}}$  před Jonesovou maticí jde pro zjednodušení zápisu zanedbat, protože neovlivňuje polarizační stav a působí na obě vlny stejným způsobem. Po transformaci čtvrtvlnnou destičkou můžeme signální a referenční vlnu vyjádřit jako

$$\mathbf{U}_S \propto h_S \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = h_S \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

$$\mathbf{U}_R \propto h_R \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = h_R \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

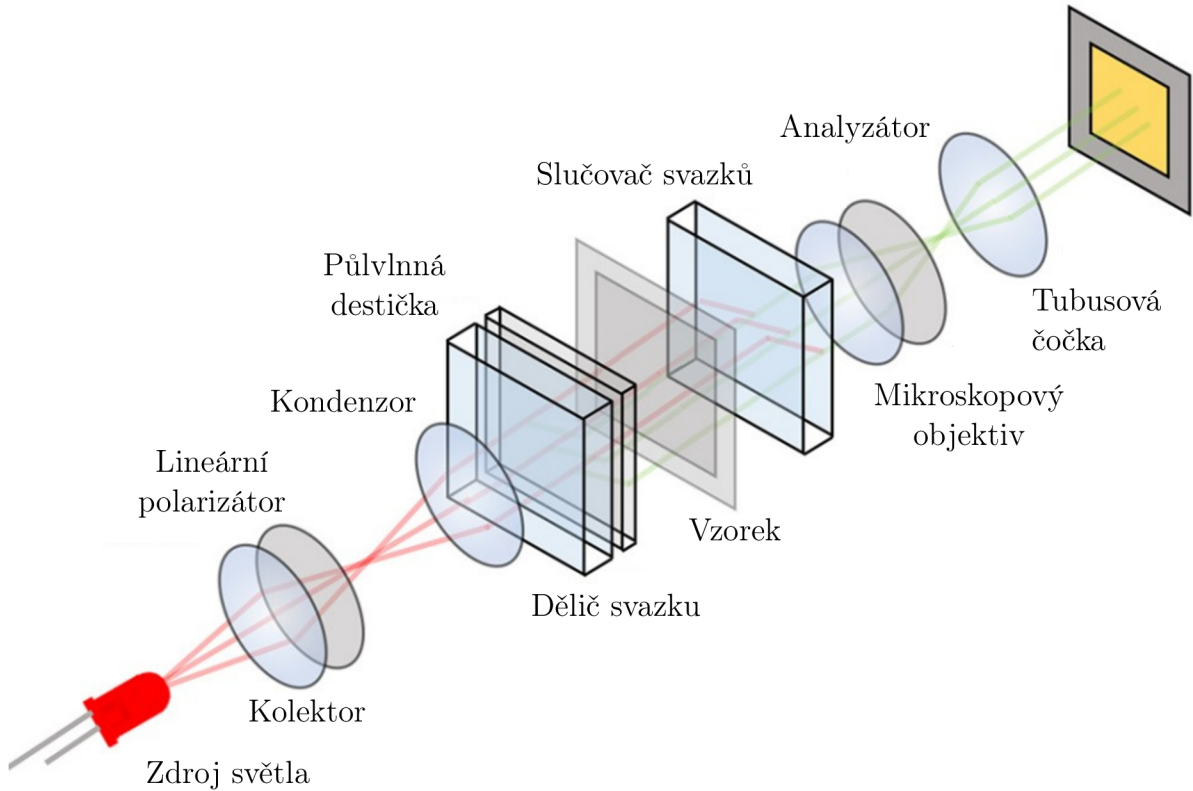
Na pravé straně rovnic zde nacházíme Jonesovy matice pravotočivě, resp. levotočivě, kruhově polarizovaného světla. Čtvrtvlnná destička tedy signál zakóduje do dvou opačných kruhových polarizací a tím jej připraví na vstup do holografického modulu.



Komplexní amplitudu světla vstupujícího do holografického modulu pak můžeme zapísat jako

$$\mathbf{U} = h_S(x,y)\mathbf{J}_{\mathbf{PKP}} + h_R\mathbf{J}_{\mathbf{LKP}}, \quad (3.6)$$

kde  $\mathbf{J}_{\mathbf{LKP}}$  je Jonesův vektor levotočivé kruhové polarizace a  $\mathbf{J}_{\mathbf{PKP}}$  Jonesův vektor pravotočivé kruhové polarizace.



**Obrázek 3.1:** Optická sestava interferenčního mikroskopu typu Jamin-Lebedeff, jejichž princip může sloužit jako zobrazovací modul pro izotropní vzorky. Kolimované (obecně bílé) světlo je filtrováno polarizátorem před průchodem děličem svazku a půlvlnnou destičkou. Dělič svazku signál rozdělí na dvě ortogonální lineární polarizace. Jedna z polarizačních složek je poté fázově ovlivněna průchodem přes vzorek, kdežto druhá zůstává neovlivněna a slouží jako referenční svazek. Slučovač svazků poté obě větve svede dohromady. V našem případě lze tyto ortogonální lineárně polarizované svazky převést na opačné kruhové polarizace pomocí čtvrtvlnné destičky. Tím je signál připraven na vstup do holografického modulu. Převzato a upraveno z [80].

V případě anizotropních vzorků je situace odlišná. Vzorek se ozáří světlem s přesně definovaným polarizačním stavem. Z hlediska následné interpretace výsledků měření je výhodné použití kruhové polarizace [81]. Do původního signálu je vzorkem vnesena obecná eliptická polarizace, kterou lze interpretovat jako superpozici opačných kruhových polarizací. Komplexní váhové koeficienty stojící u Jonesových vektorů  $\mathbf{J}_{\mathbf{LKP}}$  a  $\mathbf{J}_{\mathbf{PKP}}$  jsou pak oba závislé na prostorově proměnné anizotropii vzorku a představují signální a referenční vlnu. V tomto případě lze polarizačního kódování dosáhnout jednoduše osvětlením vzorku kruhovou polarizací a jeho zobrazením ve standardním

mikroskopu. Signál vstupující do holografického modulu pak formálně odpovídá předcházející situaci a může být zapsán jako

$$\mathbf{U} = h_S(x,y)\mathbf{J}_{\mathbf{PKP}} + h_R(x,y)\mathbf{J}_{\mathbf{LKP}}. \quad (3.7)$$

Jednoduchost experimentálního řešení ale vyžaduje složitější interpretaci výsledků. Rekonstrukce anizotropních vlastností vzorků z takových záznamů je předmětem aktivního výzkumu [81, 82].

### 3.1.2 Princip holografického modulu

Princip navrhovaného modulu je založený na geometricko-fázovém metapovrchu (kapitola 1.2.3), který funguje jako polarizačně citlivá difrakční mřížka umožňující prostorovou separaci světla s opačnými kruhovými polarizacemi. To umožňuje úhlovou separaci signální a referenční vlny, které jsou připraveny jedním z postupů popsáným v kapitole 3.1.1 a jejich následný holografický záznam.

Navrhovaný metapovrch se řadí do kategorie geometricko-fázových metapovrchů a je složen z identických anizotropních BB s proměnnou úhlovou orientací způsobem značeným na obrázku 3.2. Jednotlivé BB lze popsat Jonesovou maticí obecné anizotropie

$$\mathbf{J}_{\mathbf{M}} = \begin{bmatrix} \cos^2 \Theta + e^{i\eta} \sin^2 \Theta & (1 - e^{i\eta}) \cos \Theta \sin \Theta \\ (1 - e^{i\eta}) \cos \Theta \sin \Theta & \sin^2 \Theta + e^{i\eta} \cos^2 \Theta \end{bmatrix}, \quad (3.8)$$

kde  $\eta$  je obecná retardace a  $\Theta$  natočení osy anizotropie. Při praktickém použití je míra retardace BB určena jeho výškou a poměrem stran, zatímco natočení osy anizotropie určuje orientace BB. Při osvětlení BB kruhovou polarizací dojde ke změně vstupního polarizačního stavu v závislosti na parametrech  $\Theta$  a  $\eta$ . Část světla získá geometrickou fázi závislou na natočení BB  $\Theta$ . Maximální účinnosti fázové modulace je dosaženo v případě, že  $\eta = \pi$ , kdy se anizotropní BB chovají jako ideální půlvlnné destičky. V tomto případě přejde Jonesova matice 3.8 do tvaru

$$\mathbf{J}_{\mathbf{M}} = \begin{bmatrix} \cos^2 \Theta - \sin^2 \Theta & 2 \cos \Theta \sin \Theta \\ 2 \cos \Theta \sin \Theta & \sin^2 \Theta - \cos^2 \Theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos 2\Theta & \sin 2\Theta \\ \sin 2\Theta & -\cos 2\Theta \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

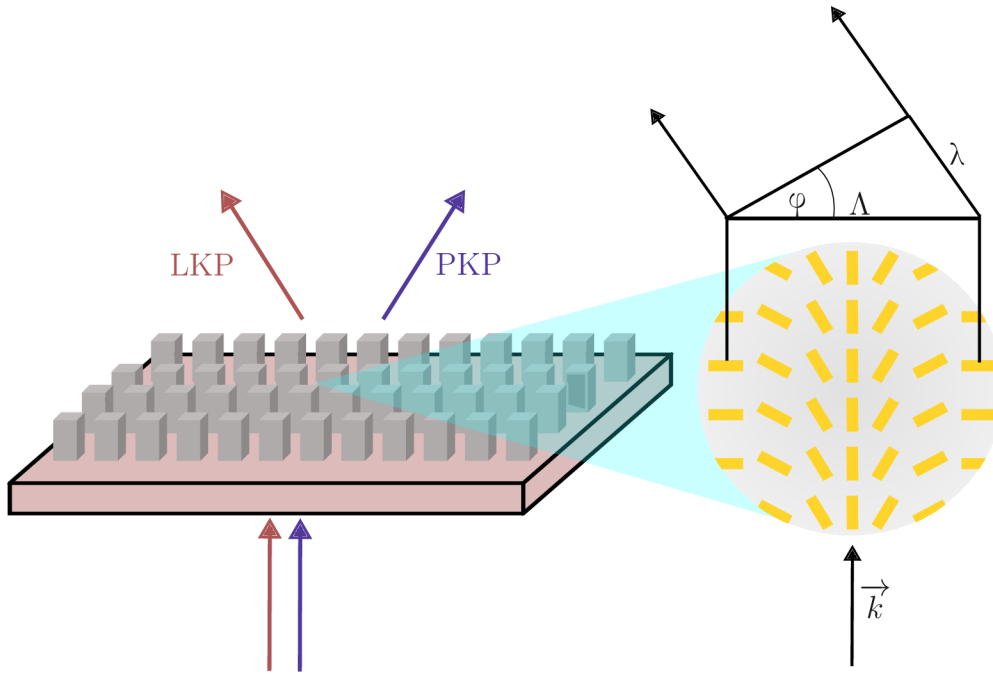
Při osvětlení takových BB vstupní kruhovou polarizací pak za metapovrchem vzniká opačná kruhová polarizace a veškeré světlo je fázově modulováno v závislosti na natočení BB.

Princip geometricko-fázové modulace světla pomocí anizotropního BB s natočením  $\Theta$  a anizotropií  $\eta = \pi$  je patrný při jeho osvětlení pravotočivou a levotočivou kruhovou polarizací

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos 2\Theta & \sin 2\Theta \\ \sin 2\Theta & -\cos 2\Theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos 2\Theta - i \sin 2\Theta \\ \sin 2\Theta + i \cos 2\Theta \end{bmatrix} = \frac{e^{-i2\Theta}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos 2\Theta & \sin 2\Theta \\ \sin 2\Theta & -\cos 2\Theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos 2\Theta + i \sin 2\Theta \\ \sin 2\Theta - i \cos 2\Theta \end{bmatrix} = \frac{e^{i2\Theta}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}. \quad (3.11)$$

Z rovnic 3.10 a 3.11 je zřetelné, že pravotočivá kruhová polarizace přechází v levotočivou kruhovou polarizaci a naopak. Dále vidíme, že při transformaci polarizačního stavu vzniká fázový člen závislý na natočení BB. Tento fázový člen je komplexně sdružený pro opačné vstupní kruhové polarizace, což je typickým projevem geometricko-fázové modulace. Na tomto principu funguje také separace geometricko-fázovou mřížkou. Cíleným uspořádáním nanostruktur lze provádět libovolnou modulaci procházejícího světla. Naším cílem je vytvoření metapovrchu, který bude díky tomuto principu úhlově separovat kruhové polarizace jako polarizačně citlivá difrakční mřížka.



**Obrázek 3.2:** Schéma geometricko-fázového metapovrchu fungujícího jako polarizačně citlivá difrakční mřížka. Metapovrch vnese přesně definovaný úhlový odklon mezi signální a referenční vlnu s opačnými kruhovými polarizacemi. Úhlový odklon je určený pravidelným rozmístěním a prostově proměnnou orientací jednotlivých BB, které fungují jako půlvlnné destičky. Rozmístění BB je patrné z detailu vpravo. Vzdálenost, na které se rotace nanostruktur změní o  $180^\circ$ , odpovídá periodě mřížky  $\Lambda$ .

Vytvoření mřížky vyžaduje rozložení BB podle obrázku 3.2. Požadované úhlové odklonění lze vyjádřit jako

$$\varphi = \arcsin \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (3.12)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka světla a  $\Lambda$  je perioda mřížky. Při požadavku na separaci vln ve směru osy  $x$  pak funkce popisující rozložení antén nabývá tvaru

$$\Theta = k \sin(\varphi)x, \quad (3.13)$$

kde  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  je vlnové číslo. Jonesovu matici popisující metapovrch poté můžeme zapsat jako

$$\mathbf{J}_G = \begin{bmatrix} \cos 2\Theta & \sin 2\Theta \\ \sin 2\Theta & -\cos 2\Theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) & \sin\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) \\ \sin\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) & -\cos\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) \end{bmatrix}. \quad (3.14)$$

Takto připravený metapovrch je osvětlen polarizačně kódovanou signální a referenční vlnou určenou vztahy 3.6 a 3.7 a komplexní amplituda světla po průchodu metapovrchem je určena vztahem

$$\mathbf{U}_G = \mathbf{J}_G(h_S \mathbf{J}_{LKP} + h_R \mathbf{J}_{PKP}) = h_S \mathbf{J}_G \mathbf{J}_{LKP} + h_R \mathbf{J}_G \mathbf{J}_{PKP}. \quad (3.15)$$

Nyní do rovnice 3.15 dosadíme funkci metapovrchové mřížky 3.14 a přepíšeme ji jako

$$\mathbf{U}_G = h_S \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) & \sin\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) \\ \sin\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) & -\cos\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} + h_R \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) & \sin\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) \\ \sin\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) & -\cos\left(\frac{4\pi x}{\Lambda}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

$$= h_S \begin{bmatrix} e^{i\frac{4\pi x}{\Lambda}} \\ -ie^{i\frac{4\pi x}{\Lambda}} \end{bmatrix} + h_R \begin{bmatrix} e^{-i\frac{4\pi x}{\Lambda}} \\ ie^{-i\frac{4\pi x}{\Lambda}} \end{bmatrix} = h_S e^{i\frac{4\pi x}{\Lambda}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} + h_R e^{-i\frac{4\pi x}{\Lambda}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}. \quad (3.17)$$

Vidíme tedy, že po průchodu světla mřížkou se komplexní amplitudy signální a referenční větve  $h_S$  resp.  $h_R$  nemění, kruhové polarizace  $\mathbf{J}_{PKP}$  a  $\mathbf{J}_{LKP}$  se zamění na opačné a získají fázovou modulaci  $e^{\pm i\frac{4\pi x}{\Lambda}}$ , která zaručí úhlové rozdělení signální a referenční vlny a tím umožní mimoosový záznam. Světlo v rovině detektoru poté můžeme zapsat ve tvaru

$$\mathbf{U}_D = h'_S e^{i\frac{4\pi x'}{\Lambda'}} \mathbf{J}_{PKP} + h'_R e^{-i\frac{4\pi x'}{\Lambda'}} \mathbf{J}_{LKP}, \quad (3.18)$$

kde  $\Lambda' = m\Lambda$  a  $m$  je zvětšení optického systému holografického modulu, který zobrazuje metapovrch do roviny detektoru a  $h'_S$ ,  $h'_R$ ,  $x'$  jsou komplexní amplitudy signální a referenční vlny a prostorová souřadnice v rovině detektoru. Aby mohlo dojít k interferenci na detektoru, je třeba obě polarizace vyprojektovat do stejného směru kmitů. Toho je docíleno pomocí lineárního polarizátoru. Pro jednoduchost lze vzít polarizátor s propustným směrem ve směru osy  $x$ . Jonesova matice takového polarizátoru  $\mathbf{J}_P$  má jednoduchý tvar

$$\mathbf{J}_P = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.19)$$

Po projekci lineárním polarizátorem získají obě vlny lineární polarizaci

$$\mathbf{U}_D = h'_S e^{i\frac{4\pi x'}{\Lambda'}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} + h'_R e^{-i\frac{4\pi x'}{\Lambda'}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

a detekovaná intenzita má poté tvar

$$I = |h'_S e^{i\frac{4\pi x'}{\Lambda'}} + h'_R e^{-i\frac{4\pi x'}{\Lambda'}}|^2 = |h'_S|^2 + |h'_R|^2 + h'_S h'^*_R e^{i\frac{8\pi x'}{\Lambda'}} + h'^*_S h'_R e^{-i\frac{8\pi x'}{\Lambda'}}. \quad (3.21)$$

Tato intenzita představuje zaznamenaný hologram, kde členy  $|h'_S|^2$  a  $|h'_R|^2$  jsou intenzitní obrazy signální a referenční vlny a  $h'_S h'^*_R$  a  $h'^*_S h'_R$  představují interferenční členy s informací o amplitudě a fázi obou vln. Exponenciální funkce u interferenčních členů umožňuje jednosnímkovou rekonstrukci hologramu díky prostorové separaci interferenčního členu při přechodu do spektra prostorových frekvencí. Spektrum prostorových frekvencí je možné získat provedením Fourierovy transformace zaznamenaného hologramu. Míra separace interferenčního členu závisí na argumentu exponenciální funkce a tedy prostorové periodě geometricko-fázové mřížky  $\Lambda$ . V dalším textu proto bude proveden návrh periody mřížky, který zajistí úspěšnou jednosnímkovou rekonstrukci hologramu.

Uvedený teoretický popis pracuje s prostorově koherentním a monochromatickým zářením, což zjednodušuje výpočet polarizačních efektů a popis zaznamenaného hologramu. Navržený design holografického modulu ale zaručuje achromaticnost zaznamenaného hologramu a může být využitý i v podmínkách holografie s částečnou časovou a prostorovou koherencí světla [27, 77, 83].

## 3.2 Návrh holografického modulu

K návrhu metapovrchu a výpočtu požadované periody geometricko-fázové mřížky, která bude zajišťovat dostatečnou prostorovou separaci intenzitních a interferenčních členů ve spektru prostorových frekvencí, lze využít přístup popsany v [83]. Míra potřebné separace je dána rozsahem prostorových frekvencí, které obsahují obrazy signální a referenční vlny v rovině detektoru. Rozsah prostorových frekvencí je určen rozlišením a zvětšením celého systému složeného ze zobrazovacího systému (kapitola 3.1.1) a holografického modulu. Protože navržený systém umožňuje v principu pracovat s prostorově nekoherentním zářením a využívat podmínek Köhlerova osvětlení, jeho difrakčně limitované rozlišení je určeno vztahem

$$dr = \frac{\lambda}{2NA_O}, \quad (3.22)$$

kde  $NA_O$  je numerická apertura mikroskopového objektivu využitého v zobrazovací části systému. Velikost difrakčně limitované stopy na detektoru určuje vztah

$$dr' = dr m_O m, \quad (3.23)$$

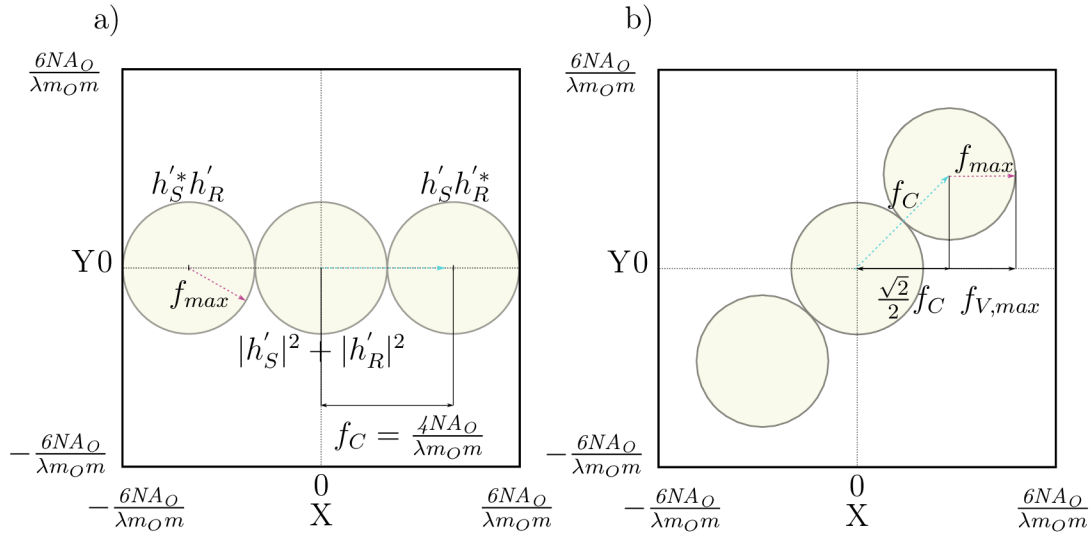
kde  $m_0$  a  $m$  jsou zvětšení zobrazovacího systému a holografického modulu. Zvětšení zobrazovacího systému je určeno parametry mikroskopového objektivu MO a tubusové čočky L, zatímco zvětšení holografického modulu je určeno parametry čoček L1 a L2 (obrázek 3.4). Maximální prostorová frekvence v detekovaném obraze signální a referenční vlny je poté určena převrácenou hodnotou obrazového rozlišení

$$f_{max} = \frac{2NA_O}{\lambda m_O m}. \quad (3.24)$$

Aby došlo k úplné separaci intenzitních a interferenčních členů, musí nosná frekvence modulující hologram provést posun interferenčních členů

$$f_C \geq \frac{2}{dr'} = \frac{4NA_O}{\lambda m_O m}. \quad (3.25)$$

Ideální spektrum prostorových frekvencí zaznamenaného hologramu je ukázáno na obrázku 3.3 a).



**Obrázek 3.3:** (a) Schéma ideálního spektra prostorových frekvencí hologramu při zobrazování jednocestnou mimoosovou holografií.  $h'_S$  značí komplexní amplitudu signální vlny,  $h'_R$  komplexní amplitudu referenční vlny, \* značí komplexní sdružení,  $f_{max}$  je maximální prostorová frekvence v detekovaném signálu,  $f_C$  je nosná frekvence a  $\frac{4NA_O}{\lambda m_O m}$  je minimální posun interferenčních členů, aby došlo k úplné separaci intenzitních a interferenčních členů ve frekvenčním spektru. (b) Spektrum prostorových frekvencí hologramu zaznamenaného při natočení detektoru pod úhlem  $45^\circ$  vůči interferenčním proužkům hologramu. Frekvence  $f_{V,max}$  je maximální prostorová frekvence zaznamenaného hologramu.

Z geometrie sestavy vyplývá, že nosná frekvence  $f_C$  je rovna dvojnásobku frekvence mřížky  $f_G$  poděleného hodnotou zvětšení holografického modulu. Na rozdíl od [83] je frekvence  $f_G$  násobena faktorem 2, což zohledňuje interferenci mezi  $\pm 1$ . difrakčním řádem geometricko-fázové mřížky, na rozdíl od interference 1. a 0. řádu difrakční mřížky v práci [83]. Pro nosnou frekvenci tedy platí

$$f_C = \frac{2f_G}{m}. \quad (3.26)$$

Po dosazení rovnice 3.25 do rovnice 3.26 a úpravě získáme vztah pro frekvenci mřížky ve tvaru

$$f_G \geq \frac{2NA_O}{m_O\lambda}, \quad (3.27)$$

který umožňuje vypočítat periodu mřížky

$$\Lambda \leq \frac{m_O\lambda}{2NA_O}. \quad (3.28)$$

Holografický modul je navrhovaný pro fungování se zobrazovacím systémem pracujícím s mikroskopovým objektivem s numerickou aperturou  $NA_O = 0,26$  a zvětšením  $m_O = 10$  na vlnové délce  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ . Pro tyto parametry vyčíslíme periodu mřížky a úhlový odklon do  $\pm 1$ . difrakčního řádu

$$\Lambda = 29,8 \mu\text{m}, \quad (3.29)$$

$$\varphi = 2,98^\circ. \quad (3.30)$$

Úspěšný digitální záznam hologramu vyžaduje kromě vhodně zvolené periody mřížky také splnění vzorkovacích kritérií. Korektního vzorkování je možné dosáhnout vhodnou volbou zvětšení holografického modulu. Maximální frekvence v rovině detektoru  $f_{V,max}$  je dána součtem nosné frekvence  $f_C$  a maximální obrazové frekvence  $f_{max}$ . Pixely kamery musí tuto frekvenci korektně vzorkovat. Pro ideální vzorkování detekovaného obrazu a hologramu diskrétními pixely detektoru je vhodné natočit detektor o  $45^\circ$  vzhledem k interferenčním proužkům tvořícím nosnou frekvenci [83]. V této situaci lze maximální frekvenci, kterou je nutné navzorkovat, vyjádřit jako

$$f_{V,max} = \frac{\sqrt{2}}{2}f_C + f_{max} = (\sqrt{2} + 1)\frac{2NA_O}{m_Om\lambda} = (\sqrt{2} + 1)\frac{f_G}{m}. \quad (3.31)$$

Maximální frekvence  $f_{V,max}$  je znázorněna ve spektru prostorových frekvencí na obrázku 3.3 b). Vztah mezi vzorkovací frekvencí detektoru  $f_{CCD}$  a prostorovou frekvencí hologramu lze interpretovat vícero způsoby. Pro náš výpočet použijeme kritérium z práce [84]

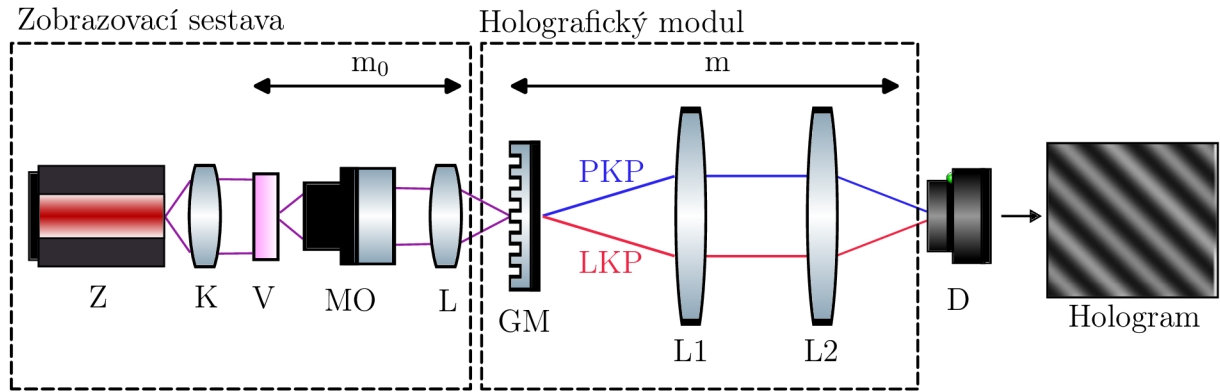
$$f_{CCD} \geq 2,3f_{V,max}. \quad (3.32)$$

Při úpravě s použitím vztahů 3.27, 3.31 a 3.32 získáme kritérium pro zvětšení holografického modulu

$$m \geq 5,55\frac{f_G}{f_{CCD}}. \quad (3.33)$$

Pro použitou kameru Xenics BOBCAT 640 CL s rozlišením pixelů  $640 \times 512$  a velikostí pixelu  $20 \mu\text{m}$  lze minimální hodnotu zvětšení holografického modulu vyčíslit jako

$$m = 3,7. \quad (3.34)$$

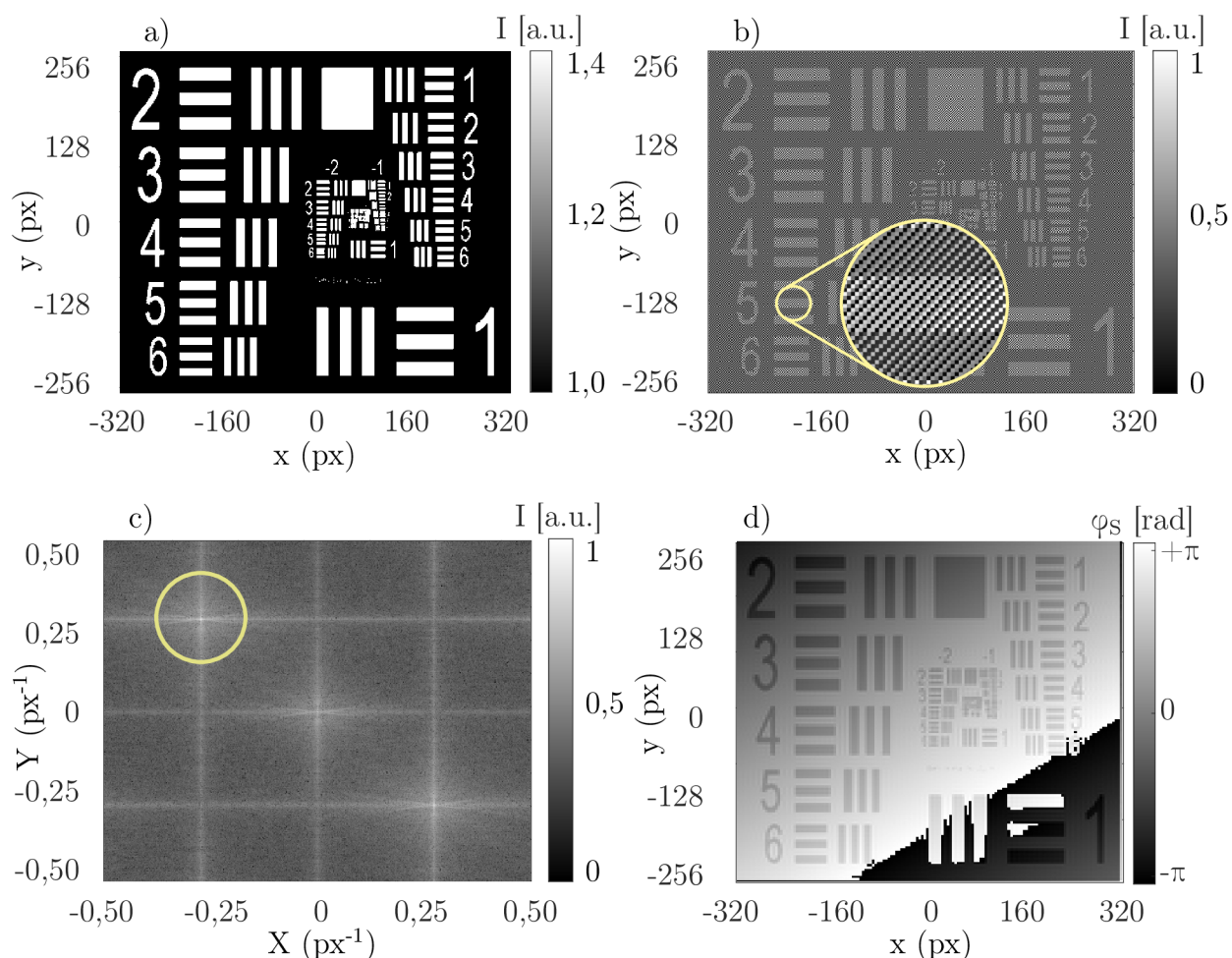


**Obrázek 3.4:** Základní návrh holografického mikroskopu pracujícího v blízké infračervené oblasti. Zobrazovací modul složený ze zdroje světla o vlnové délce 1550 nm (Z), lineárního, resp. kruhového, polarizátoru (L/KP) v závislosti na typu zobrazovaného vzorku, kolimační čočky (K) která navádí signál na vzorek (V). Vzorek je zobrazený systémem tvořeným mikroskopovým objektivem (MO) a tubusovou čočkou (L), který umožní současně provést kódování signální a referenční vlny do opačných kruhových polarizací. Toho využívá holografický modul složený z geometricko-fázového metapovrchu (GM), který úhlově dělí pravotočivou a levotočivou kruhovou polarizaci (PKP a LKP). Čočky (L1) a (L2) svádí signální a referenční vlnu zpět na detektor (D) přes lineární polarizátor (LP) a pásmový filtr s centrální vlnovou délkou 1550 nm (F), kde je vytvořen záznam formou hologramu. Zvětšení  $m_O$  je dáno parametry MO a L, zvětšení  $m$  je dáno parametry L1 a L2.

### 3.3 Numerický model zobrazení

V programovacím jazyce MatLab byl vytvořen program pro simulaci zobrazení holografickým modulem s parametry získanými z teoretického návrhu. Vzorkování simulovaného hologramu bylo zvoleno tak, aby odpovídalo použitému typu kamery. Program nejprve nahraje obrázek rozlišovacího USAF testu reprezentující obraz s amplitudou  $A_S$  vytvořený signální vlnou na detektoru [obrázek 3.5 a)]. Matice popisující obraz vytvořený signální vlnou je při numerické simulaci komplexní a obsahuje fázovou změnu odpovídající hodnotě  $\frac{\pi}{2}$  rad ve světlých oblastech rozlišovacího testu, zatímco hodnota fáze pozadí je nulová. Matice je dále násobena fázovým členem odpovídajícím šikmému dopadu vlny na detektor (exponenciální funkce ve vztahu 3.20). Referenční vlna byla připravena jako matice s konstantní amplitudou a fází určenou vztahem 3.20. Koherentní součet signální a referenční vlny a výpočet intenzity vedl k vytvoření hologramu s prostorovou nosnou frekvencí, který simuloval experimentální záznam hologramu [obrázek 3.5 b)]. Fourierovou transformací je poté získáno spektrum prostorových frekvencí [obrázek 3.5 c)]. Ze spektra je možné vyříznout pouze část frekvencí posunutých nosnou frekvencí, které odpovídají interferenčnímu členu a obsahují informaci o amplitudě a fázi signální vlny. Zpětnou Fourierovou transformací této oblasti poté získáme komplexní matici s kvantitativní informací o fázi vnesené zobrazovaným vzorkem [obrázek 3.5 d)]. Rekonstruovaná změna fáze vůči pozadí  $\frac{\pi}{2}$  rad odpovídá očekávané hodnotě fáze vnesené do numerické simulace.





**Obrázek 3.5:** Ukázka funkce programu simulujícího zobrazení pomocí holografického modulu. (a) Obrázek odpovídající obrazu vytvořenému signální vlnou v rovině detektoru. (b) Holografický záznam obrázku (a) vytvořený s parametry prostorové nosné frekvence odpovídajícími teoretickému modelu. (c) Prostorové spektrum frekvencí vytvořené Fourierovou transformací hologramu, ze kterého je vyříznuta oblast odpovídající interferenčnímu členu, a tedy požadovanému signálu (vyznačeno kroužkem) (d) Fáze signální vlny rekonstruovaná z komplexní amplitudy vyříznutého a zpětně Fourierovsky transformovaného interferenčního členu.



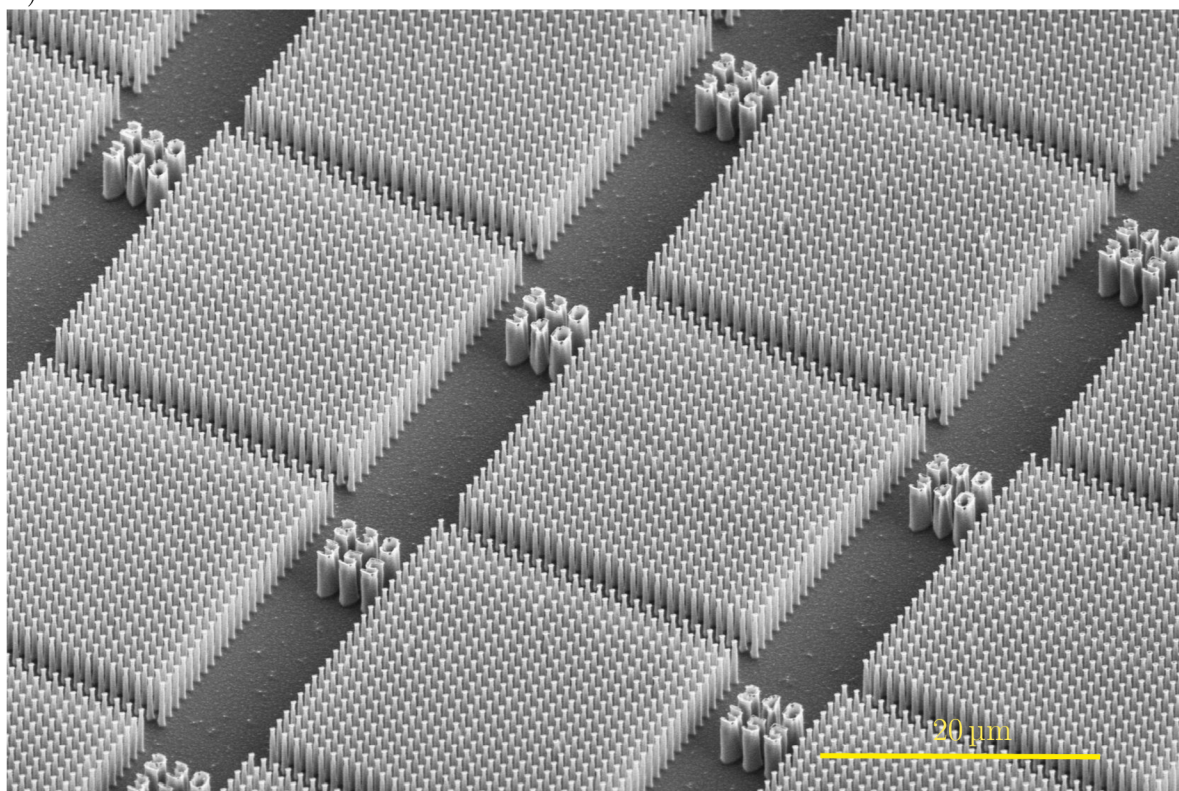
## 4. Výroba geometricko-fázové mřížky a testování parametrů

Experimentální realizace holografického modulu vyžaduje výrobu metapovrchu ve formě geometricko-fázové mřížky. Jako materiál pro výrobu metapovrchu byl vybrán křemík zejména pro své optické vlastnosti na vlnové délce 1550 nm a ověřený proces výroby nanostruktur. Pro správnou funkčnost mřížky je potřeba, aby jednotlivé BB fungovaly jako ideální půlvlnná destička. Navrhovaná mřížka je složena z kvádrových BB ukázaných na obrázku 3.2. Optimalizace parametrů pro ideální funkčnost lze nasimulovat počítačově, avšak nepřesnosti ve výrobě (zejména ve výšce BB) a vliv podmínek měření přináší nutnost experimentálně ověřit správnost parametrů vyráběných struktur. Pro toto ověření bylo vyrobeno několik testovacích vzorků. Příklad těchto vzorků je ukázán na obrázku 4.1. Vzorky jsou složeny ze čtvercových polí BB. Výška BB zůstává konstantní na celém vzorku. V jednom poli mají nanostruktury jednotné rozměry. Příčné a podélné rozměry BB v jednotlivých polích rostou s polohou pole na horizontální, resp. vertikální, ose. Návrh i výrobu vzorků prováděl Ing. Ondřej Červinka. Výroba vzorků a jejich zobrazení na skenovacím elektronovém mikroskopu bylo prováděno v zázemí výzkumné infrastruktury CEITEC Nano v Brně. V následující kapitole budou stručně uvedeny typy vzorků a popsána metodika jejich výroby.

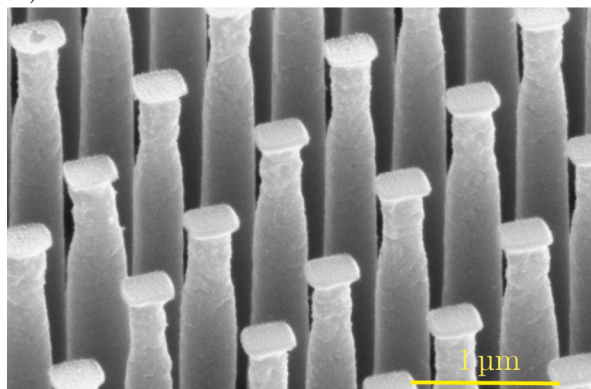
### 4.1 Proces výroby

Veškeré vzorky polí BB i pozdější prototypy mřížky byly vyrobeny pomocí hloubkového reaktivního iontového leptání (DRIE) [85]. DRIE je suchá leptací technika používaná k vytváření anizotropních vzorů nebo leptání materiálů s vysokou přesností a minimálním poškozením okolí. Proces spočívá ve tvorbě plazmatu uvnitř vakuové komory, kam je vstřikován plyn, který je následně ionizován vysokofrekvenčním elektromagnetickým polem. Nejčastěji používanými plyny pro DRIE jsou fluoridové plyny (např.  $\text{CF}_4$  nebo  $\text{SF}_6$ ) kvůli jejich vysoké reaktivitě s materiálem jako křemík. Jakmile je plyn ionizován, kladně nabití ionty jsou urychlovány směrem k záporně nabitému substrátu, obvykle vyrobenému z křemíku nebo podobného materiálu. Tyto ionty chemicky reagují s materiálem na povrchu, buď přerušením chemických vazeb, nebo vytvářením nových, což vede k odstraňování nebo modifikaci materiálu. Efekt odprašování, způsobený ionty, také přispívá k leptacímu procesu, protože může odstranit materiál z povrchu a odkrýt nový materiál k leptání. Rychlost leptání a selektivita (poměr rychlosti leptání mezi

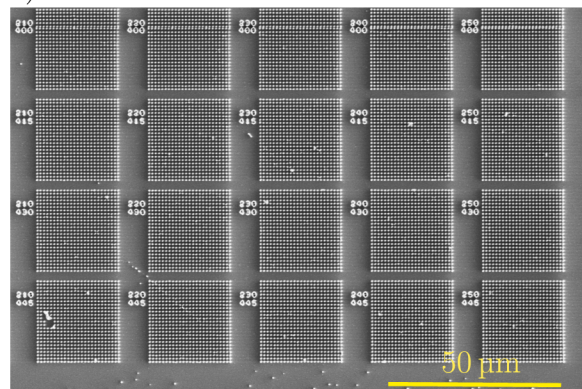
a)



b)



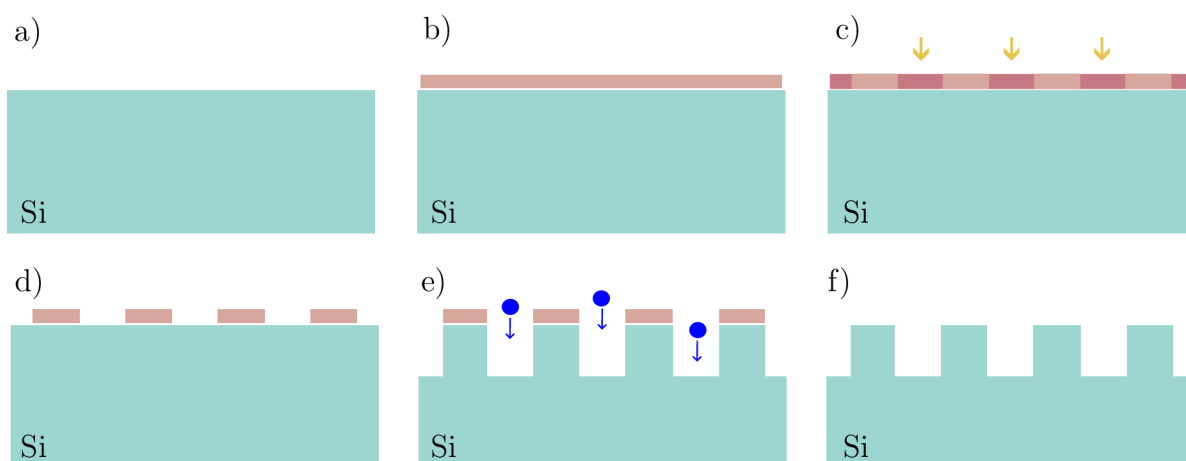
c)



**Obrázek 4.1:** Obrázky ukázkového vzorku ze skenovacího elektronového mikroskopu. (a) Vzorek je složen ze čtvercových polí BB s příčnými rozměry BB v nm nadepsanými u každého pole. První číslo značí příčný rozměr, druhé číslo značí podélný rozměr BB v nm. Výška BB je zhruba  $4\ \mu\text{m}$  a zůstává konstantní po celém vzorku s lehkými výkyvy v řádech maximálně desítek nm. (b) Detail vyrobených BB. (c) Horní pohled na čtvercová pole BB tvořící vzorek. Výrobu a měření vzorků prováděl Ing. Ondřej Červinka.

dvěma různými materiály) mohou být ovládány pomocí různých parametrů procesu, jako je tok plynu, tlak v komoře, výkon a teplota v komoře. Zvýšení výkonu nebo toku plynu můžeme zvýšit rychlost leptání, zatímco změna směsi plynu může změnit selektivitu. Anizotropie leptání také může být ovlivněna geometrií reaktoru a polohou vzorku.

Pro proces výroby pomocí DRIE byl použit přístroj Oxford Instruments Plasma Technology PlasmaPro 100, který se nachází na budově výzkumné infrastruktury CE-ITEC Nano v Brně. Vzorky použité pro tuto práci jsou vyráběny z křemíku leptaného přes  $\text{SiO}_2$  masku (rezist Medusa [86]). Zjednodušený proces výroby vzorků pomocí DRIE je ukázán na obrázku 4.2. V případě výroby polí BB byl zásadním parametrem výroby zejména čas. Výška BB byla přímo závislá na čase leptání, nicméně cílené výšky zpravidla bylo dosaženo jen se značnými odchylkami. Kombinace nepřesnosti výroby a citlivosti optických interakcí vedoucích ke správné funkčnosti mřížky na výšce BB byla důvodem, proč nebylo možné spolehnout se pouze na optické simulace BB, nýbrž musely být optické vlastnosti BB prověřeny experimentálně.

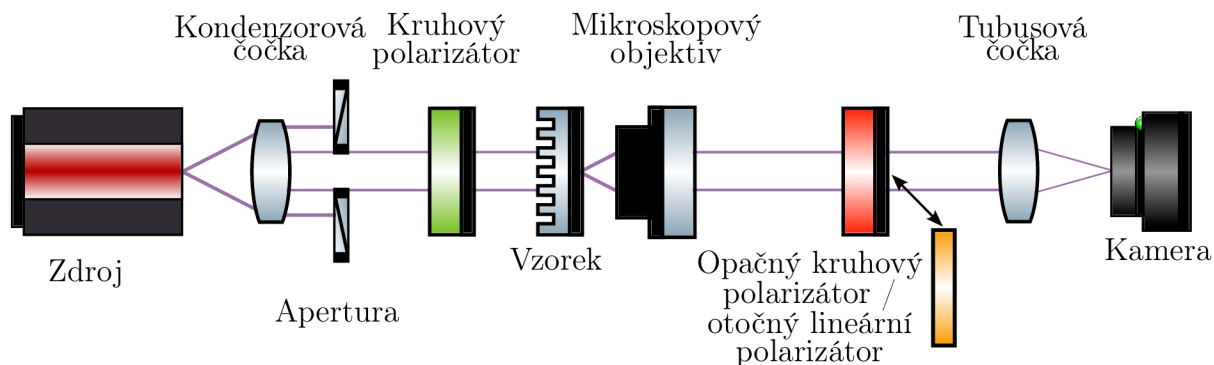


**Obrázek 4.2:** Proces výroby vzorků pomocí DRIE. Povrch křemíkového substrátu je nejdříve očištěn (a) před nanesením vrstvy rezistu (b). Na rezist je poté přenesen požadovaný tvar masky osvětlením rezistu (c, d). Přes tuto masku je nyní možné reaktivními ionty leptat vzorek (e). Posledním krokem je poté odstranění zbytkového rezistu (f).

## 4.2 Experimentální ověření parametrů nanostruktur

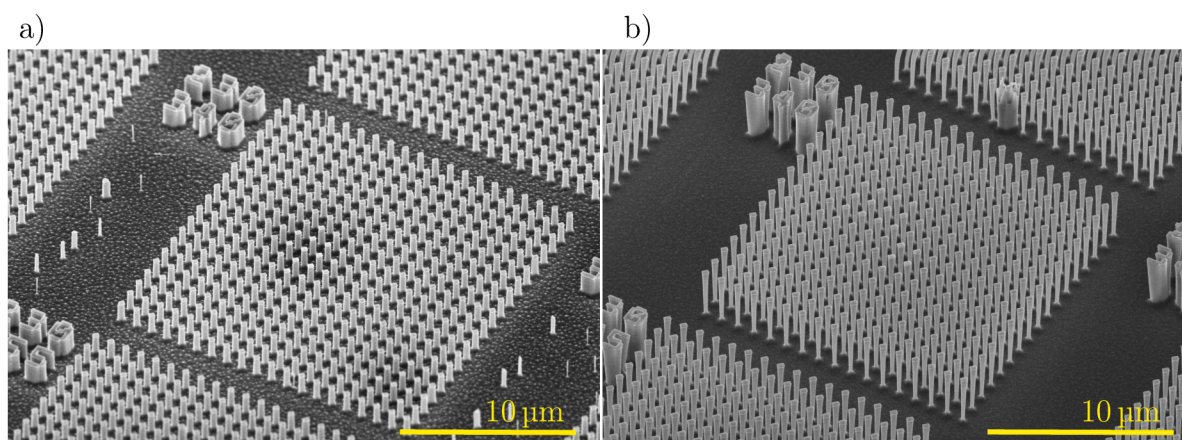
Pro ověření parametrů vyráběných křemíkových struktur byl sestaven mikroskop pracující v blízké infračervené oblasti, který umožňuje pole BB zobrazit na detektor a studovat jejich polarizační vlastnosti. Veškeré optické komponenty použité při stavbě mikroskopu byly navrženy pro použití na vlnové délce 1550 nm a před detektorem byl umístěn pásmový filtr ThorLabs s centrální vlnovou délkou 1550 nm, šířkou pásma 30 nm a optickou hustotou 5. řádu (tedy transmisí 0,001 % mimo aktivní oblast). Jako detektor byla použita InGaS kamera Xenics BOBCAT 640 CL citlivá v infračervené oblasti. Kamera byla zapůjčena z Katedry optiky Univerzity Palackého v Olomouci v rámci řešení projektu GA ČR.

Za účelem studia polarizačních vlastností BB byl navržen postup skládající se ze dvou experimentálních měření. Cílem měření bylo vybrat struktury, které se svým chováním nejvíce blíží půlvlnné destičce a následně zkoumat elipticitu polarizačního stavu za těmito strukturami po průchodu kruhově polarizovaného světla. Návrh experimentální sestavy, na které byly prováděny oba druhy experimentů, je ukázán na



**Obrázek 4.3:** Sestava použitá pro experimentální proměření vzorků BB. Osvětlovací cesta se skládá ze zdroje záření (rtuťovo-xenonová lampa či LED), kondenzorové čočky, apertury a kruhového polarizátoru. Mikroskop je tvořen mikroskopovým objektivem a tubusovou čočkou. Světlo ovlivněné vzorkem je před detekcí filtrováno opačným kruhovým polarizátorem oproti polarizátoru v osvětlovací části resp. lineárním polarizátorem v závislosti na typu prováděného experimentu.

obrázku 4.3. Experimenty se dřívějšími vzorky byly prováděny se spektrálně filtrovanou rtuťovo-xenonovou lampou Hamamatsu C6979. Od tohoto zdroje se však později přešlo na LED zdroj ThorLabs M1550L3 s minimálním výkonem 31 mW, centrální vlnovou délkou 1550 nm a šířkou pásma 102 nm, který poskytoval větší homogenitu osvětlení. Po vyladění procesu výroby byly experimenty plánovány pro 3 vzorky. Jeden z nich byl však bohužel znečištěn v zóně zájmu, proto byly experimenty prováděny pouze na 2 vzorcích označených jako Si\_O a Si\_M. Oba vzorky jsou složeny ze 195 polí BB. Příčné rozměry BB v jednotlivých polích se liší v rozmezí 100-250 nm na 250-445 nm. Vzorek Si\_M má v každém z polí  $20 \times 20$  BB se shodnými rozměry, vzorek Si\_O poté  $17 \times 17$  BB se shodnými rozměry. Mezery mezi BB jsou v obou případech 1  $\mu\text{m}$ . Výška vzorku Si\_M je rovna 1,4  $\mu\text{m}$  s malými odchylkami, výška vzorku Si\_O je poté rovna 3,0  $\mu\text{m}$  s malými odchylkami.



**Obrázek 4.4:** Snímek vzorků Si\_M (a) a Si\_O (b) ze skenovacího elektronového mikroskopu. Zásadním rozdílem ve vzorcích je počet BB v jednotlivých polích a výška BB. Vzorky byly vyrobeny pomocí DRIE 4.1. Naměřil Ing. Ondřej Červinka.

V prvním experimentu se hledaly struktury, které se svým chováním nejvíce blížily půlvlnné destičce. Tato vlastnost je požadována pro dosažení vysoké účinnosti geometricko-fázové modulace. Vzorek byl osvětlen světlem s pravotočivou kruhovou polarizací. Polarizace byla vytvořena pomocí kruhového polarizátoru. Signál poté prošel přes vzorek a následně dopadl na levotočivý kruhový polarizátor. Světlo neovlivněné vzorkem bylo tímto způsobem blokováno a do obrazu vytvořeného tubusovou čočkou přispívalo pouze světlo s polarizačním stavem změněným měřeným vzorkem. Maximální intenzity je možné dosáhnout v případě, kdy se BB chovají jako ideální půlvlnná destička. V případě, že je vzorek složen z BB s obecnou retardací (vztah 3.8), můžeme světlo dopadající na detektor popsat jako

$$\mathbf{h}_C \propto \begin{bmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\eta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \quad (4.1)$$

kde zleva první matice značí levotočivý kruhový polarizátor, prostřední matice popisuje anizotropní prostředí s retardací  $\eta$  a se zvolenou osou anizotropie  $\Theta = 90^\circ$  (vztah 3.8) a vektor vpravo značí vstupní pravotočivou kruhovou polarizaci. Faktory před Jonesovými maticemi lze pro tento výpočet zanedbat. Úhel  $\Theta$  lze volit libovolně, jelikož všechny BB jsou natočeny stejným způsobem a natočení vzorku můžeme zvolit. V tomto případě se výpočet značně zjednoduší a výsledkem je Jonesův vektor

$$\mathbf{h}_C \propto \begin{bmatrix} e^{i\eta} - 1 \\ ie^{i\eta} - i \end{bmatrix}. \quad (4.2)$$

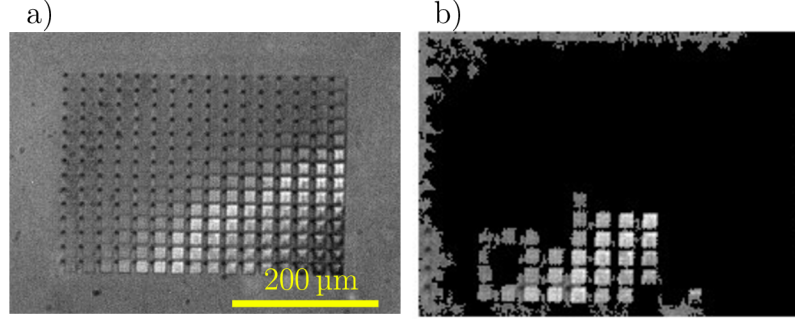
Intenzita na detektoru je poté dána jako

$$I_C = \mathbf{h}_C^\dagger \cdot \mathbf{h}_C = 4 - 4 \cos(\eta), \quad (4.3)$$

kde  $\dagger$  značí komplexní sdružení a transponování Jonesova vektoru. Tato funkce má maximum v  $\eta = \pi$ . To tedy znamená, že podle předpokladu maximální intenzitu pozorujeme, jsou-li BB ideální půlvlnné destičky. V opačném případě intenzita na detektoru klesá. Tímto způsobem jsme schopni z polí BB vybrat pouze ty, které se svými parametry nejvíce blíží půlvlnné destičce. Tímto testem však nejsme schopni kvantifikovat, jak přesné parametry skutečně jsou, vybíráme tedy pouze nejlepší kandidáty z daného výběru, které dále vystavujeme druhému experimentu. Na obrázku 4.5 a) vidíme záznam prvního testovacího vzorku z kamery. Pro vyhodnocení vzorku byl vytvořen program, který na základě zadaných parametrů vytvoří masku obrazu, kterou je možné vyfiltrovat pouze BB s nejvyšší intenzitou [obrázek 4.5 b)]. Tyto BB byly poté označeny jako vhodné kandidáty pro druhý experiment.

Druhý experiment byl prováděn na totožné sestavě s jedinou obměnou - místo kruhového polarizátoru v zobrazovací cestě byl použit lineární polarizátor s nastavitelným natočením propustného směru. V tomto případě je popis polarizace světla procházejícího sestavou určený jako

$$\mathbf{h}_C \propto \begin{bmatrix} \cos^2 \varphi & \sin \varphi \cos \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi & \sin^2 \varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\eta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}, \quad (4.4)$$



**Obrázek 4.5:** (a) Zobrazení testovacího vzorku přes zkřížené kruhové polarizátory v sestavě mikroskopu z obrázku 4.3. (b) Maska filtrující z (a) pouze BB s vysokou intenzitou - tedy vhodné kandidáty pro funkci půlvlnné destičky.

kde zleva první matice značí lineární polarizátor s proměnným úhlem natočení propustného směru  $\varphi$  vztaheným k ose  $x$ , prostřední matice popisuje anizotropii prostřední (vztah 3.8) se zvolenou osou anizotropie  $\Theta = 0^\circ$  a pravá matice značí vstupní pravotočivou kruhovou polarizaci. Faktory před Jonesovými maticemi lze opět zanedbat a  $\Theta$  lze zvolit libovolně. Tímto dojde opět ke značnému zjednodušení a výsledkem je Jonesův vektor tvaru

$$\mathbf{h}_C \propto \begin{bmatrix} \cos^2 \varphi - i \sin \varphi \cos \varphi e^{i\eta} \\ \sin \varphi \cos \varphi - i \sin^2 \varphi e^{i\eta} \end{bmatrix}. \quad (4.5)$$

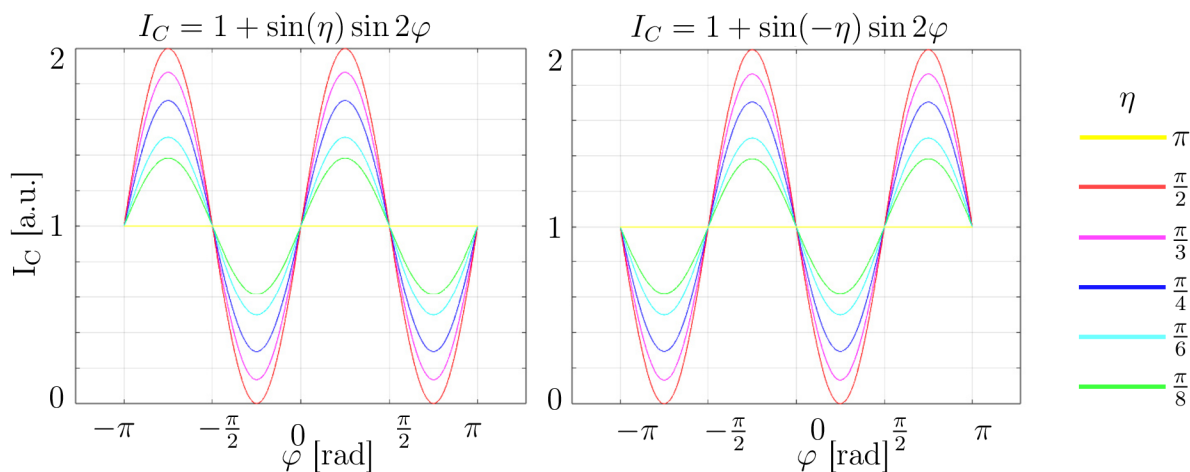
Intenzita na detektoru je poté dána jako

$$I_C = \mathbf{h}_C^\dagger \mathbf{h}_C = 1 + \sin \eta \sin 2\varphi. \quad (4.6)$$

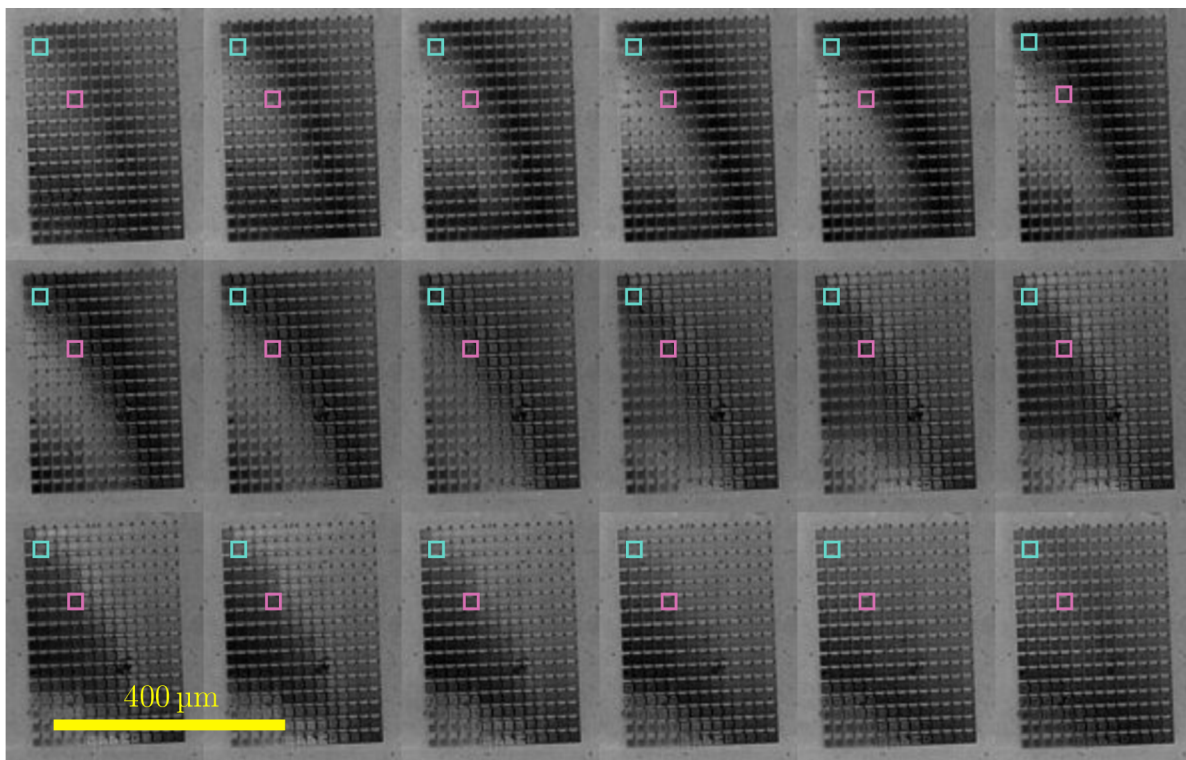
V případě, že  $\eta = 0$  resp.  $\pi$  (tedy BB buď nevnáší žádnou retardaci nebo fungují jako perfektní půlvlnná destička), je výsledná intenzita  $I_C = 1$ . Intenzita se tedy nemění v závislosti na natočení lineárního polarizátoru. V obecném případě, kdy  $\eta \neq 0$  resp.  $\pi$ , je situace odlišná. V tomto případě pozorujeme intenzitu  $I_C$  proměnnou v závislosti na natočení polarizátoru  $\varphi$  jako škálovanou funkci  $\sin 2\varphi$ . Hloubka modulace intenzity  $I_C$  při rotaci polarizátoru závisí na retardaci vnesené BB, přičemž maximálních změn je dosaženo, chovají-li se struktury jako čtvrtvlnné destičky a převedou tak vstupní kruhovou polarizaci na lineární. Obrázek 4.6 ukazuje průběh intenzity  $I_C$  v závislosti na natočení polarizátoru  $\varphi$  pro různé hodnoty retardace  $\eta$ . Rozdíl mezi minimem a maximem průběhu intenzity  $I_C$  v jednotlivých polích poté udává, jak moc se parametry BB blíží ideální půlvlnné destičce.

Tento test byl prováděn jen na polích BB, které předešlý experiment vybral jako nejlepší kandidáty na půlvlnnou destičku. Vzorek je nejdříve zobrazen experimentální sestavou pro 18 různých natočení lineárního polarizátoru  $\varphi$  v rozsahu  $0-180^\circ$ . Tento rozsah je dostačující, jelikož měřená intenzita se opakuje s periodou natočení polarizátoru  $180^\circ$  (viz obrázek 4.6). Změny intenzity v jednotlivých polích BB ukazuje sekvence snímků zaznamenaných pro různá natočení polarizátoru v obrázku 4.7. Jednotlivé snímky jsou z důvodu natočení polarizátoru navzájem nepatrně posunuté. Pro další zpracování experimentu je nutné zaznamenanou sekvenci snímků zarovnat. Pro tento





**Obrázek 4.6:** Grafy průběhu intenzity  $I_C$  z rovnice 4.6 pro různé hodnoty retardace  $\eta$ . Rozdíl hodnot maxima a minima funkce je určený mírou retardace vzorku. Struktury s optimálním chováním odpovídajícím půlvlnné destičce poskytují intenzitu nezávislou na natočení  $\varphi$ .



**Obrázek 4.7:** Zobrazení testovacího vzorku při experimentu s rotujícím lineárním polarizátorem v sestavě mikroskopu z obrázku 4.3. Krok natočení polarizátoru mezi jednotlivými snímky je  $10^\circ$ . Modře a růžově označená pole jsou vybrány pro ukázkou analýzy hloubky modulace  $I_C$  v druhém polarizačním testu (obrázek 4.8)

úkol byl vytvořen program, který jednotlivé snímky sekvence prostorově sesadí tak, aby se pole BB překrývala napříč celou sekvencí. Po tomto zarovnání je možné vytvořit graf průběhu intenzity v závislosti na natočení polarizátoru  $\varphi$  a zkoumat hloubku modulace intenzity  $I_C$  po průchodu světla jednotlivými poli BB. Ukázka měřené intenzity na

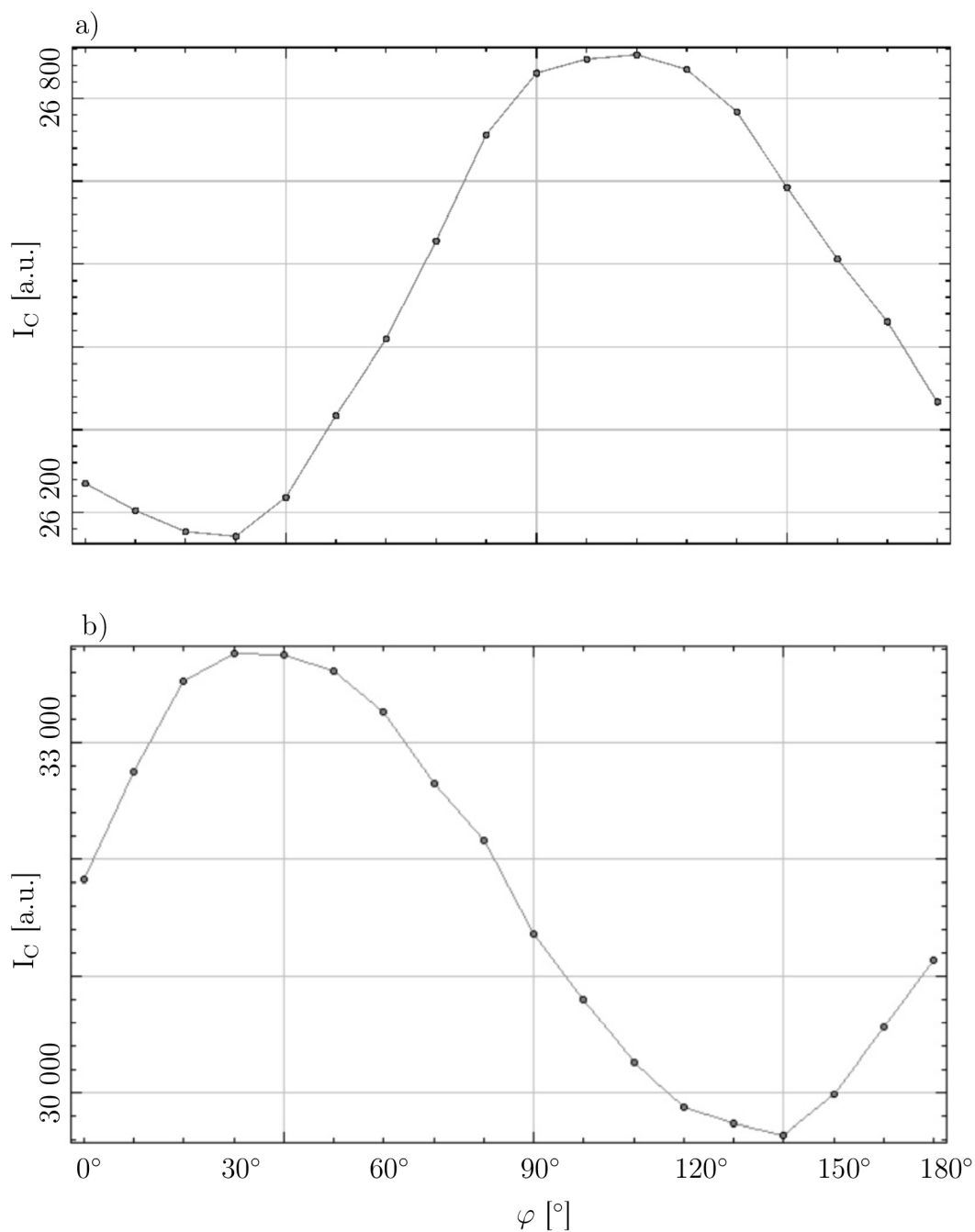
dvou polích BB vyznačených v obrázku 4.7 je ukázána na obrázku 4.8. Vynesené hodnoty odpovídají průměrné intenzitě ve čtvercovém poli BB získané pro dané natočení polarizátoru. Ve funkci rozpoznáváme tvar sinusoidy, což odpovídá předpokládanému průběhu intenzity z obrázku 4.6. Křivky v obrázku 4.8 jsou v protifázi. To značí, že struktury, na kterých bylo měření prováděno, vnáší retardaci s opačným znaménkem. Podle hodnot měřené intenzity je hloubka modulace v obrázku 4.8 a) menší než v obrázku 4.8 b). Struktury, pro které bylo provedené měření vykreslené na obrázku 4.8 a), proto poskytují chování bližší našim požadavkům.

Po provedení experimentů byla vyhodnocena data z obou testovacích vzorků. Pro první vzorek s výškou BB  $1,4\ \mu\text{m}$  vycházejí jako nejvhodnější rozměry BB  $120\times 415\ \text{nm}$  a pro druhý vzorek s výškou BB  $3,0\ \mu\text{m}$  poté rozměry BB  $190\times 400\ \text{nm}$ . Zároveň se však žádná ze struktur nejeví jako ideální půlvlnná destička. Pro dosažení optimálního chování při zachování výšky BB jako u testovaných vzorků by bylo potřeba pracovat s větším množstvím příčných rozměrů BB, které ovlivňují jejich retardaci  $\eta$ .

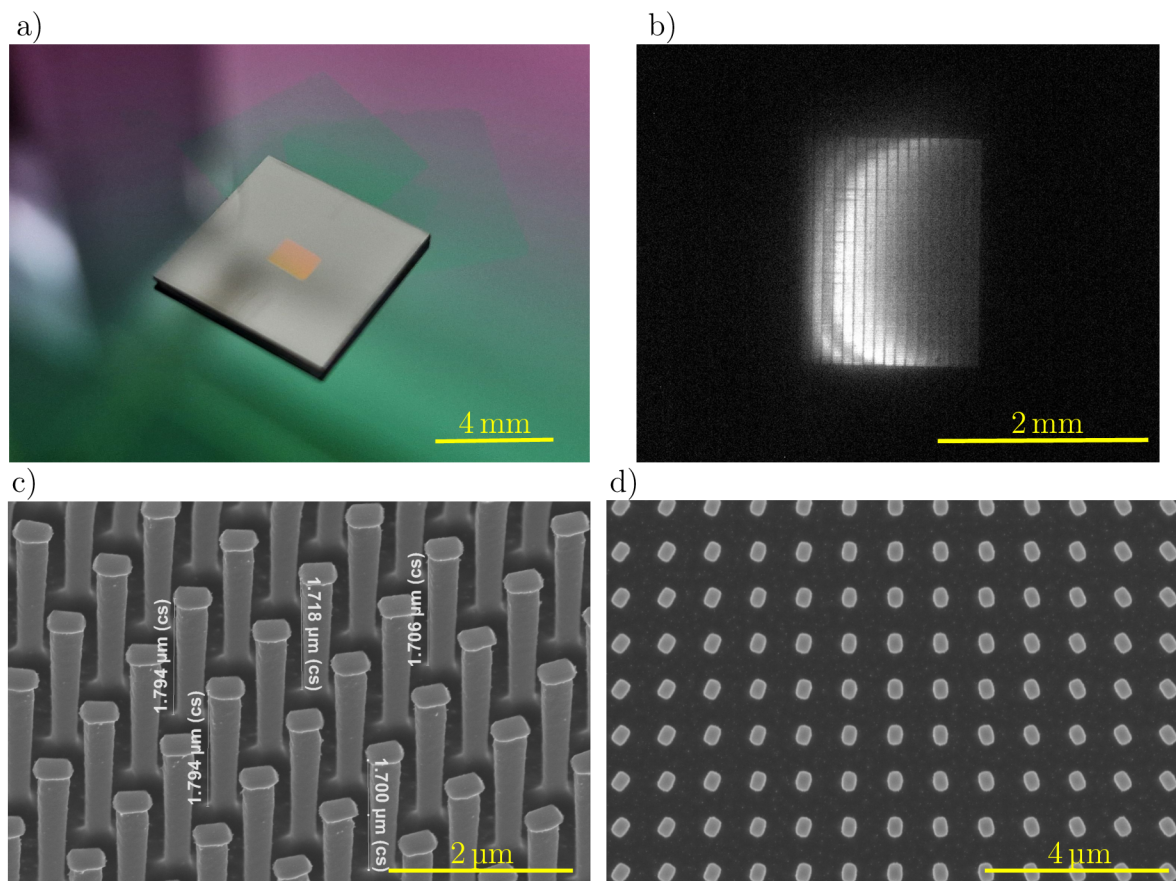
### 4.3 Experimentální testování metapovrchu ve formě geometricko-fázové mřížky

Po otestování parametrů výroby na testovacích vzorcích byl vyroben první vzorek geometricko-fázového metapovrchu (obrázek 4.9). Tento vzorek byl vyroben s cíleným úhlem odklonu kruhově polarizovaného světla  $3^\circ$ , který vychází z teoretického návrhu holografického modulu. Celkové rozměry vzorku včetně substrátu jsou patrné z fotografie na obrázku 4.9 a). Metapovrch byl vyroben ve střední části substrátu v ploše  $2200\ \mu\text{m}\times 1700\ \mu\text{m}$ . Výška BB  $1,7\ \mu\text{m}$ - $1,8\ \mu\text{m}$  je patrná z bočního pohledu zaznamenaného v elektronovém mikroskopu [obrázek 4.9 c)]. Vzdálenost mezi jednotlivými BB je rovna  $1\ \mu\text{m}$ . BB jsou postupně rotovány tak, že na periodu mřížky  $\Lambda$  vychází přibližně 30 BB. Rozměry jednotlivých nanostruktur  $210\ \text{nm}\times 330\ \text{nm}$  jsou patrné z horního pohledu zaznamenaného v elektronovém mikroskopu [obrázek 4.9 d)]. Optická funkce metapovrchu poté byla opět ověřena v sestavě mikroskopu z obrázku 4.3 vložení metapovrchu mezi opačné kruhové polarizátory. Takto vytvořený obraz metapovrchu ukazuje obrázek 4.9 b), kde nejjasnější oblasti odpovídají částem metapovrchu s chováním nejbližším půlvlnné destičce. Prostorově proměnné změny intenzity v obrázku 4.9 b) jsou způsobeny systematickou chybou ve výrobě, na jejímž odstranění se pracuje.

Praktická využitelnost metapovrchu jako polarizačně citlivého děliče svazku byla testována pomocí zobrazení spektra prostorových frekvencí světla prošlého metapovrchem. Detekce spektra prostorových frekvencí byla možná vložení další spojné čočky před detektor v sestavě mikroskopu z obrázku 4.3. Metapovrch byl osvětlen světlem s levotočivou, resp. pravotočivou, kruhovou polarizací. Vlna se vstupní kruhovou polarizací byla v souladu s teorií v kapitole 3.17 změněna na opačnou kruhovou polarizaci a při této transformaci získala geometrickou fázi. Tento příspěvek geometrické fáze má za důsledek příčný posun ve spektru prostorových frekvencí a fázově modulované světlo tak vytvoří  $+1.$ , resp.  $-1.$ , řád metapovrchové geometricko-fázové mřížky. Světlo přispívá do  $+1.$ , resp.  $-1.$ , řádu mřížky v závislosti na směru otáčení kruhové pola-



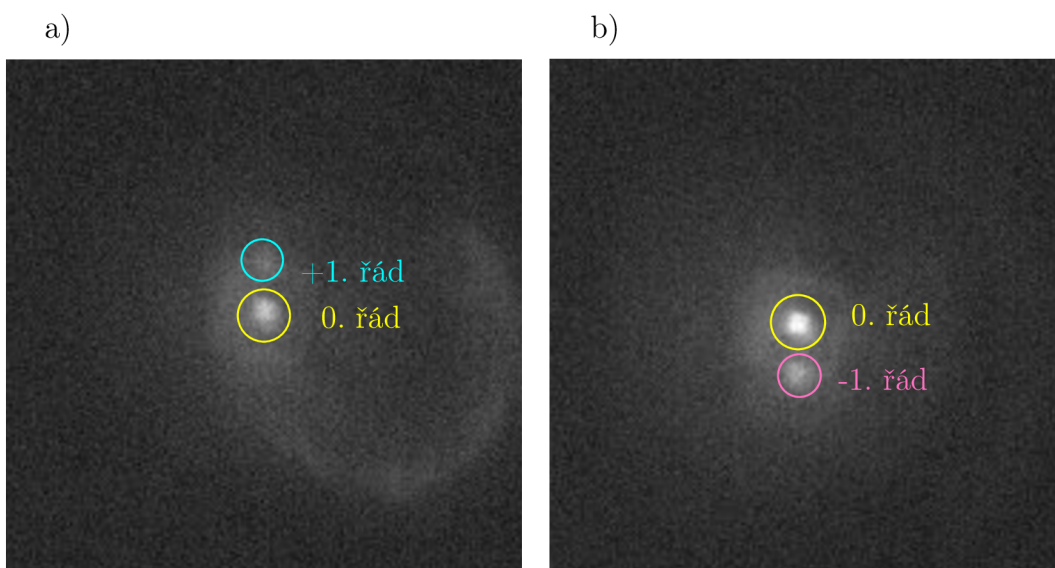
**Obrázek 4.8:** Profil intenzity  $I_C$  naměřený v sestavě mikroskopu z obrázku 4.3 pro různá natočení lineárního polarizátoru  $\varphi$ . Profil má tvar funkce sinus, kde rozdíl maximální a minimální hodnoty udává míru elipticity polarizačního stavu světla po průchodu polem BB. (a) Profil intenzity odpovídající poli označenému růžově na obrázku 4.7. (b) Profil intenzity odpovídající poli označenému modře na obrázku 4.7.



**Obrázek 4.9:** (a) Fotografie vzorku geometricko-fázového metapovrchu na křemíkovém substrátu. (b) Zobrazení metapovrchu přes zkřížené kruhové polarizátory. (c,d) Snímky ze skenovacího elektronového mikroskopu vzorku ukazující výšku resp. rotaci BB tvořících metapovrch.

rizace použité při osvětlení mřížky. Nedokonalost výroby metapovrchu však vede k tomu, že velké část prošlého světla není metapovrchem ovlivněna a zachovává si svoji vstupní polarizaci. Toto neovlivněné světlo ve spektru prostorových frekvencí představuje 0. řád metapovrchové geometricko-fázové mřížky. Vznik  $+1$ . a  $-1$ . difrakčního řádu metapovrchové geometricko-fázové mřížky po osvětlení levotočivou a pravotočivou kruhovou polarizací je ukázán na obrázcích 4.10 a,b). Posunutí je patrné vzhledem k 0. řádu metapovrchu. Tento experiment prokázal možnost prostorové separace levotočivé a pravotočivé kruhové polarizace. Difrakční účinnost metapovrchu je však ovlivněna nedokonalostmi výrobního procesu.

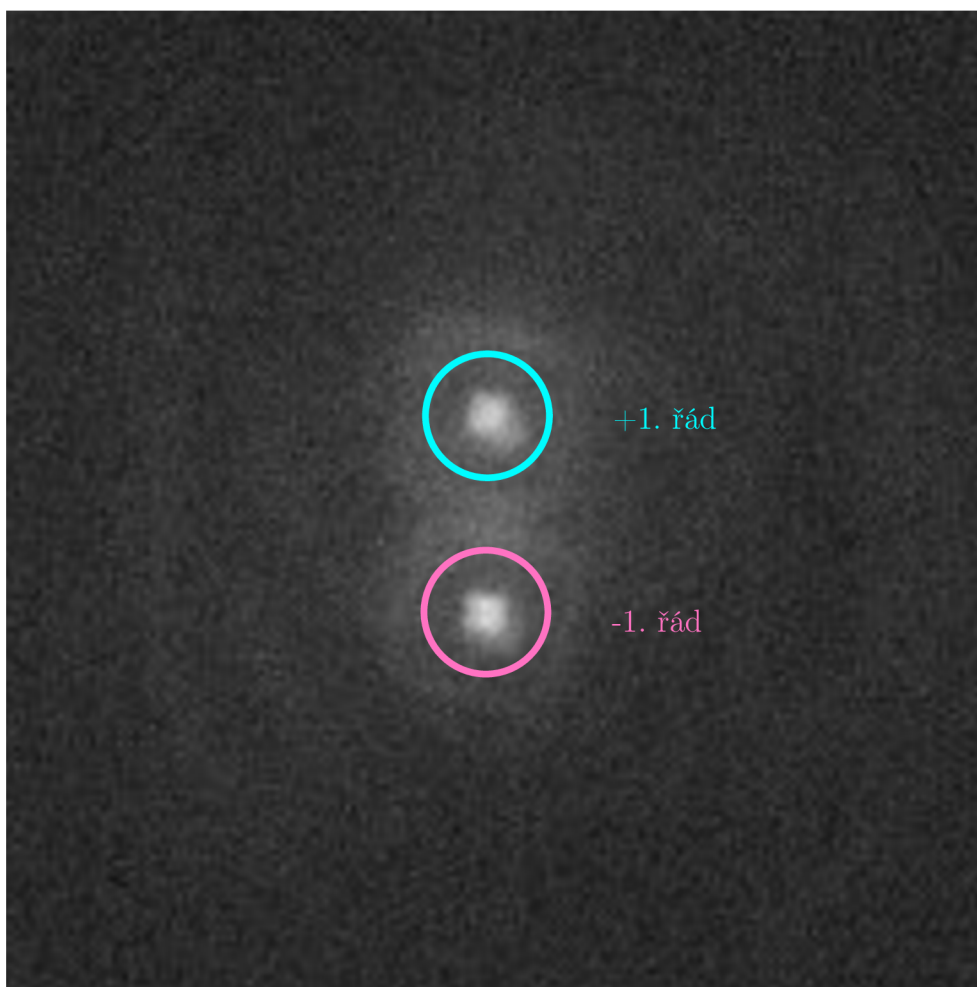
V dalším experimentu byl metapovrch osvětlen lineární polarizací. Lineární polarizaci lze obecně interpretovat jako superpozici levotočivé a pravotočivé kruhové polarizace. Ideálně fungující metapovrch v tomto případě rovnoměrně rozloží světlo do  $+1$ . a  $-1$ . difrakčního řádu. Vyrobený metapovrch však kvůli nedokonalostem parametrů poměrně velkou část světla propouští neovlivněnou jako 0. difrakční řád, který si zachovává vstupní polarizaci. Tuto lineární polarizaci je však možné za metapovrchem odfiltrovat pomocí druhého lineárního polarizátoru (analyzátoru), jehož propustný směr je kolmý na lineární polarizaci vstupního světla. Tímto způsobem byl vytvořen záznam



**Obrázek 4.10:** Test metapovrchu osvitěm kruhovou polarizací. Orientace vstupní kruhové polarizace je v obrázcích (a) a (b) opačná. Na základě orientace vstupní kruhové polarizace je část světla ovlivněna metapovrchem a odkloněna do +1. resp. -1. difrakčního řádu (modrá, růžová). Světlo neovlivněné metapovrchem si zachovává vstupní polarizaci a tvoří 0. řád metapovrchu (žlutá).

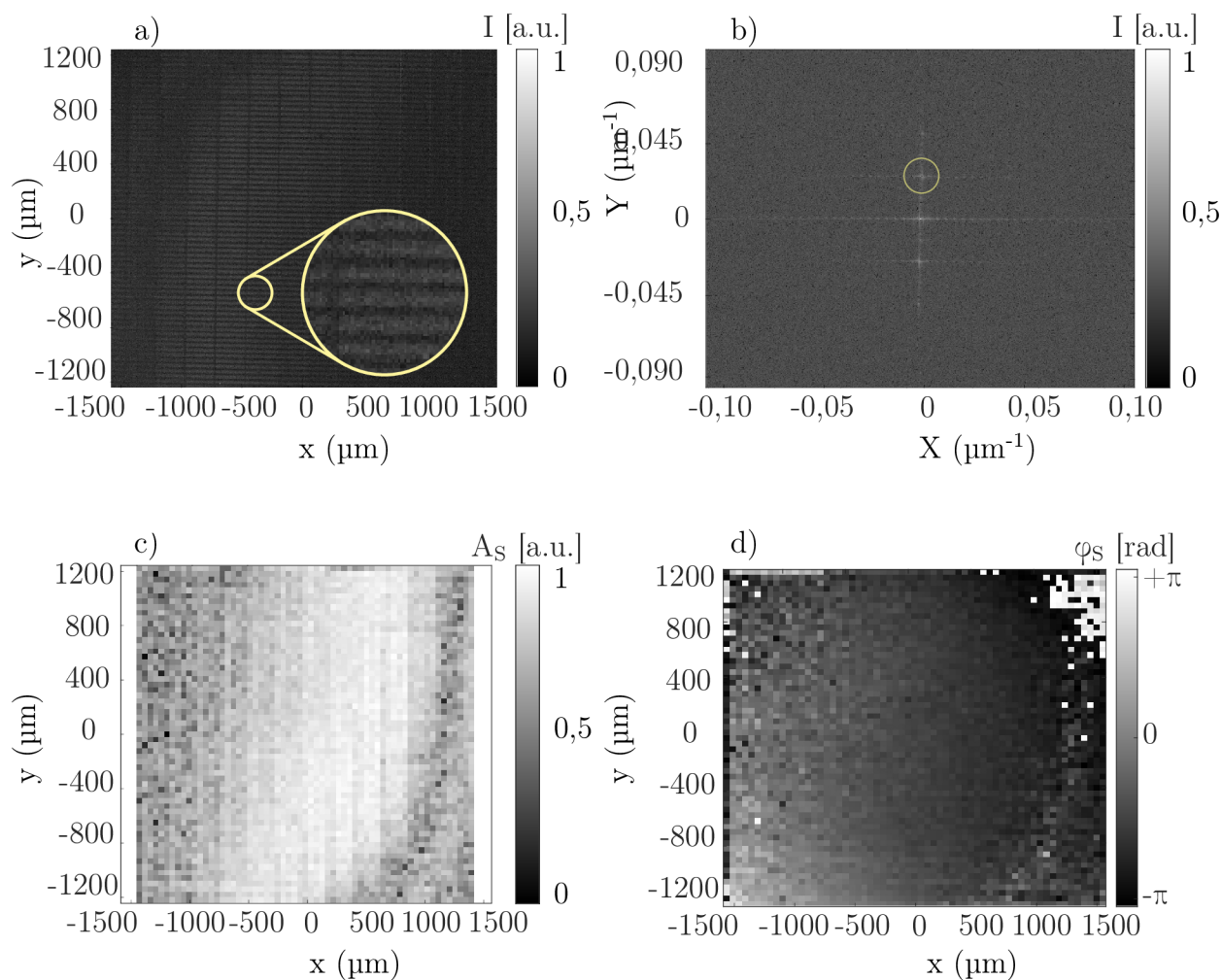
pouze +1. a -1. difrakčního řádu viditelný na obrázku 4.11. Vyjmutím čočky, která na detektoru vytvářela obraz spektra prostorových frekvencí, bylo následně docíleno interference +1. a -1. řádu, čímž byl na detektoru vytvořen holografický záznam s prostorovou nosnou frekvencí. Hologram je zobrazen na obrázku 4.12 a). Pro rekonstrukci hologramu byl použit stejný postup, jako při numerické simulaci experimentu v kapitole 3.3. Spektrum prostorových frekvencí hologramu je viditelné na obrázku 4.12 b), přičemž zvýrazněná oblast spektra odpovídá interferenčnímu členu posunutému nosnou prostorovou frekvencí. Výběrem této oblasti a provedením zpětné Fourierovy transformace lze rekonstruovat amplitudu a fázi hologramu, jak je znázorněno na obrázcích 4.12 c,d). Důležitou poznámkou je, že při zobrazení nebyl použit žádný vzorek. Měřená amplituda a fáze tedy odpovídají pouze pozadí, které je za optimálních podmínek konstantní. Ve skutečných podmínkách je však amplituda a fáze pozadí prostorově proměnná a fáze pozadí se v experimentech běžně používá ke kompenzaci fázového pozadí zobrazovaných vzorků.

Provedený experiment umožnil demonstrovat záznam hologramu s nosnou frekvencí a jeho rekonstrukci, avšak nezohledňoval teoretický návrh holografického modulu, který je potřeba dodržet pro jeho správnou funkci po připojení k některému ze zobrazovacích systémů z kapitoly 3.1.1. Zobrazení by dále znemožňovala i použitá polarizační filtrace 0. řádu metapovrchu.



**Obrázek 4.11:** Test metapovrchu osvitěním lineární polarizací, která je superpozicí levotočivé a pravotočivé kruhové polarizace. Metapovrch provádí prostorovou separaci opačných kruhových polarizací do +1. a -1. difrakčního řádu. Světlo neovlivněné metapovrchem, tedy 0. difrakční řád, je vyfiltrováno kolmým lineárním polarizátorem.

+



**Obrázek 4.12:** Záznam a ukázka rekonstrukce hologramu vytvořeného pomocí navrženého metapovrchu. (a) Hologram vytvořený osvětlením metapovrchu lineární polarizací a záznamem interference +1. a -1. difrakčního řádu mřížky (0. difrakční řád je polarizačně blokován). (b) Fourierova transformace hologramu z (a) znázorňující spektrum prostorových frekvencí s označenou oblastí odpovídající interferenčnímu členu posunutému nosnou frekvencí. (c) Zpětná Fourierova transformace oblasti vyznačené v (b) a vykreslení rekonstruované amplitudy. (d) Zpětná Fourierova transformace oblasti vyznačené v (b) a vykreslení rekonstruované fáze.





## 5. Experimentální testování zobrazovacího systému s holografickým modulem

V předchozí kapitole byl proveden záznam a rekonstrukce testovacího hologramu pomocí vyrobeného geometricko-fázového metapovrchu. V této kapitole je metapovrch použitý v rámci holografického modulu s parametry plynoucími z teoretického návrhu, což umožňuje jeho připojení k mikroskopovému zobrazovacímu systému a testu praktického použití modulu v rámci holografické mikroskopie.

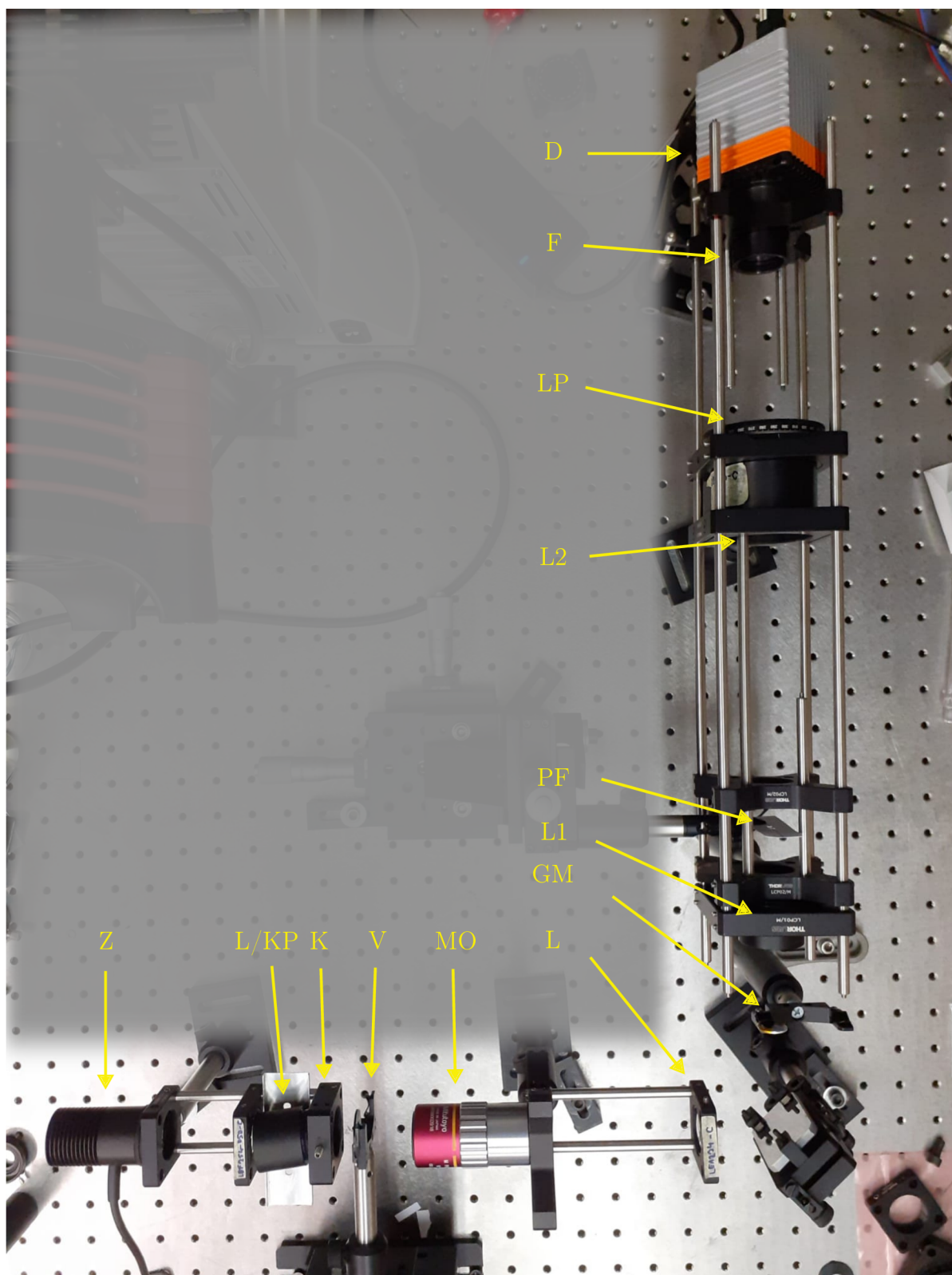
Pro praktické testování jsme zvolili možnost připojení holografického modulu k obyčejnému mikroskopovému systému, který zobrazuje opticky anizotropní vzorek osvětlený kruhovou polarizací. Tato varianta zobrazení a vznik polarizačně kódované signální a referenční vlny jsou popsány v kapitole 3.1.1. Mikroskopový systém pracoval s mikroskopovým objektivem MO s numerickou aperturou  $NA_O = 0,26$  a tubusovou čočkou L. Na výstup mikroskopu se zvětšením  $m_O = 10$  byl připojený holografický modul takovým způsobem, že rovina metapovrchu byla sjednocena s výstupní rovinou mikroskopu. V souladu s teoretickým návrhem jsme použili zvětšení holografického modulu  $m = 4$ . Zvětšení bylo dosaženo použitím čočky L1 s ohniskovou délkou  $f_1 = 50\text{ mm}$  a čočky L2 s ohniskovou délkou  $f_2 = 200\text{ mm}$ , které přezobrazovaly rovinu metapovrchu na detektor. Před detekcí byl použitý lineární polarizátor P, který umožnil interferenci kruhově polarizované signální a referenční vlny. Prakticky realizovaný mikroskopový systém s připojeným holografickým modulem je na obrázku 5.1.

Polarizační filtrace 0. řádu, která byla provedena v předchozí kapitole, byla v tomto případě nahrazena mechanickou filtrací. Spektrum prostorových frekvencí s prostorově separovanými difrakčními řády metapovrchové mřížky je mechanicky přístupné v zadní ohniskové rovině čočky L1. Do této roviny byl vložen filtr PF, který propouštěl pouze záření odpovídající +1. a -1. difrakčnímu řádu. Díky nedokonalostem výroby metapovrchu a jeho nízké účinnosti byl signál po provedení filtrace +1. a -1. difrakčního řádu poměrně slabý. To je řešitelné použitím silnějšího zdroje záření, který ale nebyl v době měření k dispozici. Pro dosažení lepší kvality zobrazení bylo proto využito záznamu sekvence 100 hologramů. Středování záznamu pak umožnilo dosáhnout lepšího poměru signálu a šumu v rekonstruovaných datech.

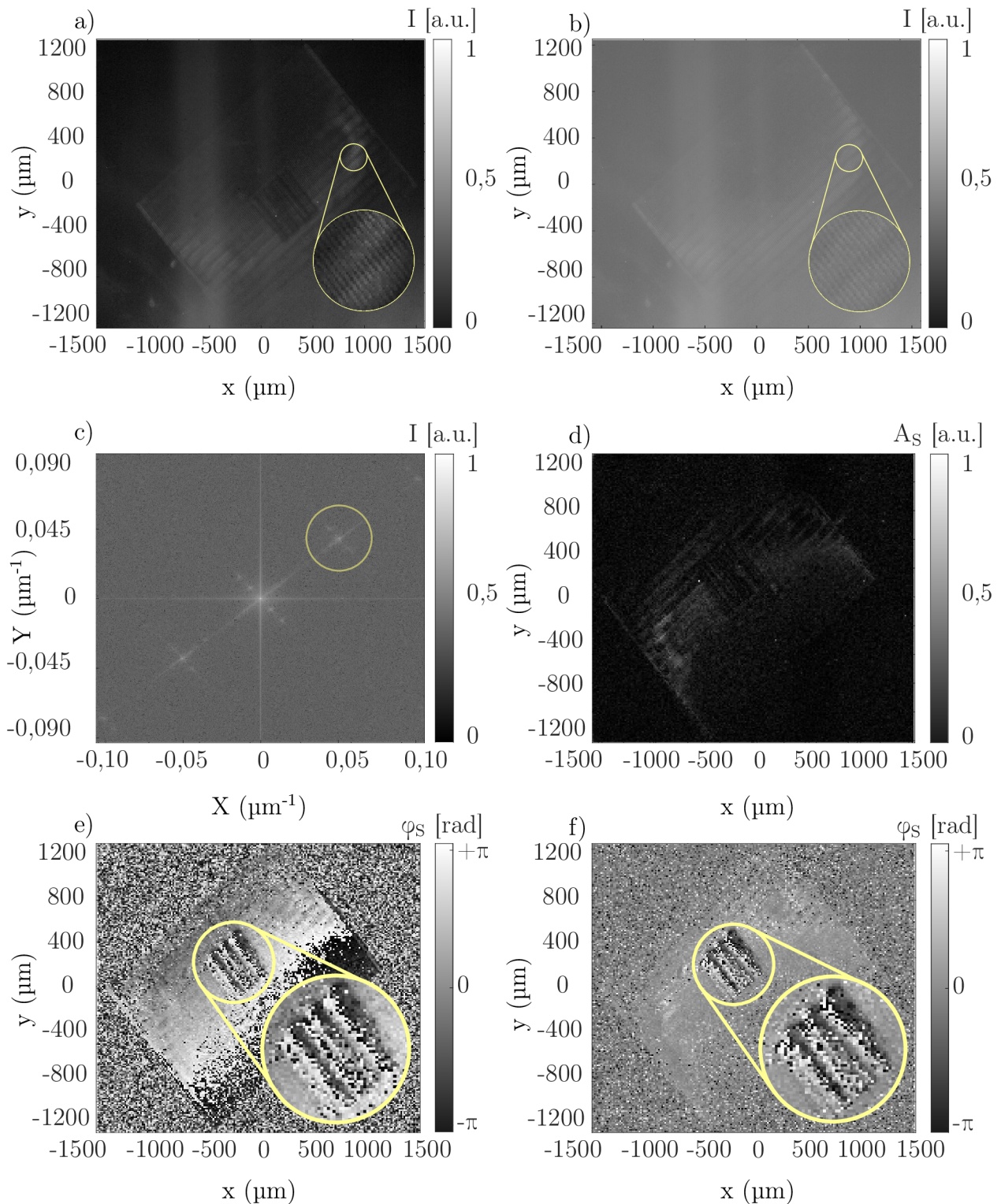
Zobrazení bylo otestováno na vzorku jedné z testovacích verzí geometricko-fázové mřížky. Mřížka je tvořena z opticky anizotropních BB s prostorově proměnnou orientací. Tyto struktury jsou schopné měnit geometrickou fázi světla a zavádět tak prostorově

proměnné fázové zpoždění mezi signální a referenční vlnou. Detekce těchto fázových změn byla předmětem měření. Záznam hologramu ukazuje obrázek 4.12 a). Velká obdélníková oblast odpovídá ploše metapovrchové mřížky, která implementuje holografické zobrazení. Z důvodu časové náročnosti výroby metapovrchů ve velké ploše byla mřížka vyrobena pouze v oblasti, která nevyplňuje celé zorné pole systému. Zvětšený detail v obrázku 4.12 a) ukazuje interferenční proužky odpovídající prostorové nosné frekvenci hologramu. Menší čtvercová oblast v obrázku 4.12 a) odpovídá zobrazovanému vzorku. Stejných hologramů bylo zaznamenáno 100. Středováním záznamů byl poté vytvořen výsledný hologram. Obdobným způsobem bylo zaznamenáno také 100 hologramů prázdného zorného pole. Reprezentativní hologram pozadí ukazuje obrázek 4.12 b). Záznamy pozadí byly následně použity ke kompenzaci fázového pozadí. Celá procedura záznamu, zpracování a rekonstrukce hologramu byla automatizována pomocí programu vytvořeného v prostředí MatLab. Spektrum prostorových frekvencí hologramu ukazuje obrázek 4.12 c), kde je vyznačena oblast odpovídající interferenčnímu členu posunutému nosnou frekvencí. Rekonstruovaná amplituda a fáze je poté zobrazena na obrázcích 4.12 d,e). Použitím hologramu pozadí bylo zklenutí fáze na pozadí obrázku 4.12 e) kompenzováno a získaný obrázek 4.12 f). Detail v obrázku 4.12 f) ukazuje prostorově proměnné změny fáze, ve směru který odpovídá prostorově proměnné orientaci BB. Prostorové změny jsou patrné i přes obrazový šum. Odchylna od očekávaného průběhu fáze může být ale způsobena i špatnou výrobou BB tvořících měřenou mřížku.

Výsledky prokázaly správnost teoretického návrhu holografického modulu a ověřily možnost jeho použití ve studiu fázové odezvy vzorku v infračervené oblasti. Praktické použití vyžaduje ale výrobu metapovrchové mřížky, která bude pracovat s vyšší účinností a v celém zorném poli zobrazovacího systému.



**Obrázek 5.1:** Fotografie experimentální sestavy mikroskopového systému s připojeným holografickým modulem. Systém je složený z LED zdroje (Z), lineárního či kruhového polarizátoru (L/KP) v závislosti na typu zobrazovaného vzorku (V), kolimační čočky (K), mikroskopového objektivu (MO) a tubusové čočky (L). Na výstupu je připojený holografický modul složený z geometricko-fázového metapovrchu (GM), dvojice čoček (L1, L2), prostorového filtru blokujícího 0. difrakční řád (PF), lineárního polarizátoru (LP), pásmového filtru s centrální vlnovou délkou 1550 nm (F) a kamery (D). Sestava odpovídá návrhu sestavy na obrázku 3.4.



**Obrázek 5.2:** Záznam rekonstrukce hologramu v sestavě holografického mikroskopu. (a) Záznam hologramu vzorku ve formě geometricko-fázové mřížky (malá čtvercová oblast). (b) Záznam hologramu pozadí s vyjmutým vzorkem. (c) Spektrum prostorových frekvencí hologramu získané Fourierovou transformací hologramu z (a) a označení interferenčního členu posunutého prostorovou nosnou frekvencí. (d) Rekonstruovaná amplituda hologramu. (e) Rekonstruovaná fáze bez odečtu pozadí se zvětšeným detailem měřeného vzorku. (f) Rekonstruovaná fáze hologramu se zvětšeným detailem měřeného vzorku.

## 6. Závěr

Tato diplomová práce se zabývala holografií v blízké infračervené oblasti. V rámci diplomové práce byl navržen holografický modul, který po připojení k vhodně modifikovanému zobrazovacímu systému umožňuje kvantitativní fázovou rekonstrukci izotropních nebo opticky anizotropních vzorků. Navržený holografický modul je založený na využití geometricko-fázového metapovrchu, který slouží jako polarizačně citlivý difraktivní prvek a umožňuje úhlově separovat polarizačně kódovanou signální a referenční vlnu. Díky těmto unikátním vlastnostem je holografický modul schopný provádět mimoosový holografický záznam při zachování výhod jednocestné osové holografie. Díky materiálům použitým pro výrobu metapovrchu je holografický modul schopný pracovat na vlnové délce 1550 nm a je tak využitelný pro studium fázových změn vnesených laditelnými metapovrchy z  $\text{VO}_2$  materiálu, ale i při zobrazení jiných typů vzorků s odezvou v infračervené oblasti.

Při zobrazení izotropních vzorků je polarizačního kódování signální a referenční vlny možné dosáhnout použitím polarizačního mikroskopu typu Jamin-Lebedeff. Ten ve svém klasickém uspořádání vytváří signální a referenční vlnu se vzájemně kolmou lineární polarizací. Vhodným rozšířením sestavy o čtvrtvlnnou destičku je možné dosáhnout transformace těchto vln do opačných kruhových polarizací. Ty mohou být následně prostorově odděleny díky polarizačním vlastnostem geometricko-fázového metapovrchu na vstupu holografického modulu. Optické komponenty holografického modulu jsou schopny vlny koherentně rekombinovat v rovině detektoru a provést jejich holografický záznam s prostorovou nosnou frekvencí.

Při zobrazení anizotropních vzorků lze kódování docílit osvitěním vzorku kruhově polarizovaným světlem. Výstupní eliptická polarizace je poté superpozicí opačných kruhových polarizací, do kterých je zakódována signální a referenční informace. Tyto dvě polarizace mohou být následně opět prostorově rozděleny geometricko-fázovým metapovrchem. Jednoduchost tohoto principu kódování je však vykoupena složitější interpretací výsledků.

Navržený holografický modul je založený na použití geometricko-fázového metapovrchu. Geometricko-fázové změny vnášené metapovrchem vycházejí z anizotropních vlastností nanostruktur, které tvoří jeho stavební prvky. Tyto nanostruktury mají anizotropní kvádrový tvar, totožnou výšku i rozměry, ale liší se jejich orientací v závislosti na prostorovém uspořádání. Postupnou rotací stavebních bloků v preferovaném směru je možné vytvořit mřížku vnášející fázové změny, které způsobí úhlový odklon prošlého světla s rozdílnou kruhovou polarizací.

Potřebný odklon signální a referenční vlny metapovrchem byl předmětem teoretic-

kého návrhu parametrů holografického modulu. Míra úhlového odklonu je dána rozsahem prostorových frekvencí, které obsahují obrazy signální a referenční vlny v rovině detektoru. Návrh holografického modulu tak závisí na optických vlastnostech zobrazovací soustavy, ke které je modul připojen. Návrh holografického modulu byl optimalizován pro připojení k zobrazovací soustavě s  $NA$  zobrazovacího prvku 0.26 a zvětšením 10x.

Pro správnou funkčnost geometricko-fázového metapovrchu je důležité, aby nanostruktury, ze kterých je metapovrch složen, byly svou anizotropií co nejbližší půlvlnným destičkám. Tato vlastnost byla ověřována pomocí dvou testů na mikroskopu sestaveném k tomuto účelu. Vzorky těchto nanostruktur i následných metapovrchů byly vyrobeny Ing. Ondřejem Červinkou pomocí reaktivního iontového leptání v laboratořích výzkumné infrastruktury CEITEC Nano v Brně. Vzorky se skládaly z polí nanostruktur o proměnných rozměrech s konstantní výškou. První test určil pole nanostruktur s chováním nejbližším půlvlnným destičkám. Tato pole byla podrobena druhému testu. Druhý test zkoumal odchylky optického chování od očekávaných výsledků prostřednictvím proměření polarizačního stavu pomocí metody rotujícího polarizátoru. Struktury s ideálním chováním nebyly na vyrobených vzorcích nalezeny. Pro výšku nanostruktur 1,4  $\mu\text{m}$  byly ale jako nejvhodnější nanostruktury označeny ty s rozměry 120×415 nm, pro výšku nanostruktur 3,0  $\mu\text{m}$  poté rozměry nanostruktur 190×400 nm.

Po zkoumání parametrů jednotlivých nanostruktur byl vyroben první vzorek kompletního geometricko-fázového metapovrchu. Jeho difrakční účinnost a schopnost úhlově separovat kruhové polarizace byla otestována osvitěm kruhovou resp. lineární polarizací. Požadované chování metapovrchu bylo ověřeno, ale difrakční účinnost metapovrchu byla nízká. To se projevovalo vznikem 0. difrakčního řádu. Při testech holografického modulu byl tento nedostatek řešen polarizační nebo mechanickou filtrací 0. řádu.

Ve finálním experimentu byl holografický modul s metapovrchem připojen k zobrazovacímu systému a využit při kvantitativním fázovém zobrazení geometricko-fázového vzorku. Systém trpěl nízkým poměrem signálu a šumu na výsledném záznamu. Tento problém byl vyřešen středováním 100 zaznamenaných hologramů. Pro kvantifikaci fázového posuvu vneseného do procházejícího světla pouze zkoumaným vzorkem bylo pomocí kalibračního měření kompenzováno fázové pozadí. Celková kvalita záznamu a rekonstrukce hologramu může být do budoucna navýšena zvýšením difrakční účinnosti geometricko-fázového metapovrchu.

Holografická sestava s modulem navrženým a otestovaným v této práci pomůže naší výzkumné skupině na Ústavu fyzikálního inženýrství, Fakulty strojního inženýrství, VUT v Brně v komplexnější charakterizaci optických metapovrchů v blízké infračervené oblasti.

# Literatura

- [1] BORN, M. a E. WOLF. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. CUP Archive, 2000.
- [2] BOWRON, J. W. a R. P. JONAS. Off-axis illumination design for DMD systems. s. 72, 11 2003. doi:10.1117/12.507347.
- [3] HORNBECK, L. J. Deformable-Mirror Spatial Light Modulators. s. 86, 5 1990. doi:10.1117/12.962188.
- [4] WEINER, A. M. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Review of Scientific Instruments*. 5 2000, 71), s. 1929–1960. ISSN 0034-6748. doi:10.1063/1.1150614.
- [5] ZHELUDEV, N. I. a Y. S. KIVSHAR. From metamaterials to metadevices. *Nature Materials*. 11 2012, 11), s. 917–924. ISSN 1476-1122. doi:10.1038/nmat3431.
- [6] VALENTINE, J. et al. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index. *Nature*. 9 2008, 455), s. 376–379. ISSN 0028-0836. doi:10.1038/nature07247.
- [7] ZIOLKOWSKI, R. W. Propagation in and scattering from a matched metamaterial having a zero index of refraction. *Physical Review E*. 10 2004, 70), s. 046608. ISSN 1539-3755. doi:10.1103/PhysRevE.70.046608.
- [8] SHEN, J. T., P. B. CATRYSSSE a S. FAN. Mechanism for Designing Metallic Metamaterials with a High Index of Refraction. *Physical Review Letters*. 5 2005, 94), s. 197401. ISSN 0031-9007. doi:10.1103/PhysRevLett.94.197401.
- [9] KWON, H. et al. Single-shot quantitative phase gradient microscopy using a system of multifunctional metasurfaces. *Nature Photonics*. 2 2020, 14), s. 109–114. ISSN 1749-4885. doi:10.1038/s41566-019-0536-x.
- [10] HU, J. et al. A Review on Metasurface: From Principle to Smart Metadevices. *Frontiers in Physics*. 1 2021, 8. ISSN 2296-424X. doi:10.3389/fphy.2020.586087.
- [11] HU, J. et al. Combined Mie Resonance Metasurface for Wideband Terahertz Absorber. *Applied Sciences*. 9 2018, 8), s. 1679. ISSN 2076-3417. doi:10.3390/app8091679.

- [12] CHEN, X. et al. Dual-polarity plasmonic metalens for visible light. *Nature Communications*. 11 2012, 3), s. 1198. ISSN 2041-1723. doi:10.1038/ncomms2207.
- [13] YU, N. et al. Light Propagation with Phase Discontinuities: Generalized Laws of Reflection and Refraction. *Science*. 10 2011, 334), s. 333–337. ISSN 0036-8075. doi:10.1126/science.1210713.
- [14] ZHENG, G. et al. Metasurface holograms reaching 80 *Nature Nanotechnology*. 4 2015, 10), s. 308–312. ISSN 1748-3387. doi:10.1038/nnano.2015.2.
- [15] HUANG, L., S. ZHANG a T. ZENTGRAF. Metasurface holography: from fundamentals to applications. *Nanophotonics*. 6 2018, 7), s. 1169–1190. ISSN 2192-8614. doi:10.1515/nanoph-2017-0118.
- [16] YOON, G. et al. Geometric metasurface enabling polarization independent beam splitting. *Scientific Reports*. 6 2018, 8), s. 9468. ISSN 2045-2322. doi:10.1038/s41598-018-27876-2.
- [17] AIETA, F. et al. Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation. *Science*. 3 2015, 347), s. 1342–1345. ISSN 0036-8075. doi:10.1126/science.aaa2494.
- [18] CUI, T., B. BAI a H. SUN. Tunable Metasurfaces Based on Active Materials. *Advanced Functional Materials*. 3 2019, 29), s. 1806692. ISSN 1616-301X. doi:10.1002/adfm.201806692.
- [19] HE, Q., S. SUN a L. ZHOU. Tunable/Reconfigurable Metasurfaces: Physics and Applications. *Research*. 1 2019, 2019. ISSN 2639-5274. doi:10.34133/2019/1849272.
- [20] BADLOE, T. et al. Tunable Metasurfaces: The Path to Fully Active Nanophotonics. *Advanced Photonics Research*. 9 2021, 2), s. 2000205. ISSN 2699-9293. doi:10.1002/adpr.202000205.
- [21] CHE, Y. et al. Tunable optical metasurfaces enabled by multiple modulation mechanisms. *Nanophotonics*. 10 2020, 9), s. 4407–4431. ISSN 2192-8614. doi:10.1515/nanoph-2020-0311.
- [22] GABOR, D. A New Microscopi Principle. *nature*. 1948, 161), s. 777–778.
- [23] MOON, I. et al. Automated Three-Dimensional Identification and Tracking of Micro/Nanobiological Organisms by Computational Holographic Microscopy. *Proceedings of the IEEE*. 6 2009, 97), s. 990–1010. ISSN 0018-9219. doi:10.1109/JPROC.2009.2017563.
- [24] TAJAHUERCE, E. a B. JAVIDI. Encrypting three-dimensional information with digital holography. *Applied Optics*. 12 2000, 39), s. 6595. ISSN 0003-6935. doi:10.1364/AO.39.006595.



- [25] JAVIDI, B. a E. TAJAHUERCE. Three-dimensional object recognition by use of digital holography. *Optics Letters*. 5 2000, 25), s. 610. ISSN 0146-9592. doi:10.1364/OL.25.000610.
- [26] JAVIDI, B. et al. Roadmap on digital holography [Invited]. *Optics Express*. 10 2021, 29), s. 35078. ISSN 1094-4087. doi:10.1364/OE.435915.
- [27] BOUCHAL, P. et al. High-Resolution Quantitative Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces with Sensitivity down to a Single Nanoantenna. *Nano Letters*. 2 2019, 19), s. 1242–1250. ISSN 1530-6984. doi:10.1021/acs.nanolett.8b04776.
- [28] FRATZ, M. et al. Digital holography in production: an overview. *Light: Advanced Manufacturing*. 2021, 2), s. 134. ISSN 2689-9620. doi:10.37188/lam.2021.015.
- [29] BABOČKÝ, J. et al. Quantitative 3D Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces. *ACS Photonics*. 6 2017, 4), s. 1389–1397. ISSN 2330-4022. doi:10.1021/acsp Photonics.7b00022.
- [30] BELL, R. J. et al. Generalized Laws of Refraction and Reflection\*. *Journal of the Optical Society of America*. 2 1969, 59), s. 187. ISSN 0030-3941. doi:10.1364/JOSA.59.000187.
- [31] CHEN, H.-T., A. J. TAYLOR a N. YU. A review of metasurfaces: physics and applications. *Reports on Progress in Physics*. 7 2016, 79), s. 076401. ISSN 0034-4885. doi:10.1088/0034-4885/79/7/076401.
- [32] HAVELKA, B. *Geometrická Optika I*. ČSAV, 1., 1956.
- [33] LIU, S. et al. A review of anomalous refractive and reflective metasurfaces. *Nanotechnology and Precision Engineering*. 6 2022, 5), s. 025001. ISSN 1672-6030. doi:10.1063/10.0010119.
- [34] MEINZER, N., W. L. BARNES a I. R. HOOPER. Plasmonic meta-atoms and metasurfaces. *Nature Photonics*. 12 2014, 8), s. 889–898. ISSN 1749-4885. doi:10.1038/nphoton.2014.247.
- [35] OATES, T. W. H. a A. MÜCKLICH. Evolution of plasmon resonances during plasma deposition of silver nanoparticles. *Nanotechnology*. 11 2005, 16), s. 2606–2611. ISSN 0957-4484. doi:10.1088/0957-4484/16/11/023.
- [36] BRONGERSMA, M. L. a P. G. KIK. *Surface Plasmon Nanophotonics*. Springer Netherlands, 2007, 131. ISBN 978-1-4020-4349-9. doi:10.1007/978-1-4020-4333-8.
- [37] KATS, M. A. et al. Giant birefringence in optical antenna arrays with widely tailorable optical anisotropy. *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 7 2012, 109), s. 12364–12368. ISSN 0027-8424. doi:10.1073/pnas.1210686109.
- [38] LIU, L. et al. Broadband Metasurfaces with Simultaneous Control of Phase and Amplitude. *Advanced Materials*. 8 2014, 26), s. 5031–5036. ISSN 09359648. doi:10.1002/adma.201401484.

- [39] KILDISHEV, A. V., A. BOLTASSEVA a V. M. SHALAEV. Planar Photonics with Metasurfaces. *Science*. 3 2013, 339. ISSN 0036-8075. doi:10.1126/science.1232009.
- [40] HSU, W.-L. et al. Review of Metasurfaces and Metadevices: Advantages of Different Materials and Fabrications. *Nanomaterials*. 6 2022, 12), s. 1973. ISSN 2079-4991. doi:10.3390/nano12121973.
- [41] *Quality Factor / Q Factor; formulas and equations, howpublished = <https://www.electronics-notes.com/articles/basic\_concepts/q-quality-factor/basics-tutorial-formula.php>* [online].
- [42] BABOCKY, J. et al. Quantitative 3D phase imaging of plasmonic metasurfaces. *ACS Photonics*. 2017, 4(6), s. 1389–1397.
- [43] KUZNETSOV, A. I. et al. Optically resonant dielectric nanostructures. *Science*. 11 2016, 354. ISSN 0036-8075. doi:10.1126/science.aag2472.
- [44] YU, Y. F. et al. High-transmission dielectric metasurface with  $2\pi$  phase control at visible wavelengths. *Laser Photonics Reviews*. 7 2015, 9), s. 412–418. ISSN 18638880. doi:10.1002/lpor.201500041.
- [45] ZHAN, A. et al. Low-Contrast Dielectric Metasurface Optics. *ACS Photonics*. 2 2016, 3), s. 209–214. ISSN 2330-4022. doi:10.1021/acsp Photonics.5b00660.
- [46] PANCHARATNAM, S. Generalized theory of interference and its applications. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*. 12 1956, 44), s. 398–417. ISSN 0370-0089. doi:10.1007/BF03046095.
- [47] BERRY, M. The Adiabatic Phase and Pancharatnam's Phase for Polarized Light. *Journal of Modern Optics*. 11 1987, 34), s. 1401–1407. ISSN 0950-0340. doi:10.1080/09500348714551321.
- [48] ANANDAN, J. The geometric phase. *Nature*. 1992, 360(6402), s. 307–313.
- [49] *Visualizing the geometric phase of light!* [online], 2 2020.
- [50] LEE, Y.-H. et al. Recent progress in Pancharatnam–Berry phase optical elements and the applications for virtual/augmented realities. *Optical Data Processing and Storage*. 1 2017, 3. ISSN 2084-8862. doi:10.1515/odps-2017-0010.
- [51] KEPIČ, P. et al. Optically Tunable Mie Resonance VO <sub>2</sub> Nanoantennas for Metasurfaces in the Visible. *ACS Photonics*. 4 2021, 8), s. 1048–1057. ISSN 2330-4022. doi:10.1021/acsp Photonics.1c00222.
- [52] KEPIC, P. et al. Tunable scattering-absorbing VO <sub>2</sub> nanoantennas in the near-infrared. s. X–220–X–222. IEEE, 9 2022. ISBN 978-1-6654-6584-7. doi:10.1109/Metamaterials54993.2022.9920885.

- [53] LIU, H., J. LU a X. R. WANG. Metamaterials based on the phase transition of VO<sub>2</sub>. *Nanotechnology*. 1 2018, 29), s. 024002. ISSN 0957-4484. doi:10.1088/1361-6528/aa9cb1.
- [54] ZHANG, Y. VO<sub>2</sub> (B) conversion to VO<sub>2</sub> (A) and VO<sub>2</sub> (M) and their oxidation resistance and optical switching properties. *Materials Science-Poland*. 2016, 34(1), s. 169–176.
- [55] LI, G. et al. Photo-induced non-volatile VO<sub>2</sub> phase transition for neuromorphic ultraviolet sensors. *Nature Communications*. 2022, 13(1), s. 1729.
- [56] JIN, J. et al. Realization of high luminous transmittance and solar modulation ability by thermochromic VO<sub>2</sub>-based induced transmittance filter (ITF). *Journal of Applied Physics*. 2019, 126(7), s. 075303.
- [57] MARKOV, P. et al. Silicon-VO<sub>2</sub> hybrid electro-optic modulator. In *CLEO: Science and Innovations*, s. CTu2F–7. Optica Publishing Group, 2013.
- [58] YU, P., J. LI a N. LIU. Electrically Tunable Optical Metasurfaces for Dynamic Polarization Conversion. *Nano Letters*. 8 2021, 21), s. 6690–6695. ISSN 1530-6984. doi:10.1021/acs.nanolett.1c02318.
- [59] ASHLEY, J. et al. Holographic data storage technology. *IBM journal of research and development*. 2000, 44(3), s. 341–368.
- [60] HESSELINK, L., S. S. ORLOV a M. C. BASHAW. Holographic data storage systems. *Proceedings of the IEEE*. 2004, 92(8), s. 1231–1280.
- [61] KREIS, T. Application of digital holography for nondestructive testing and metrology: A review. *IEEE Transactions on Industrial Informatics*. 2015, 12(1), s. 240–247.
- [62] FANG, X., H. REN a M. GU. Orbital angular momentum holography for high-security encryption. *Nature Photonics*. 2020, 14(2), s. 102–108.
- [63] RIVENSON, Y., Y. WU a A. OZCAN. Deep learning in holography and coherent imaging. *Light: Science & Applications*. 2019, 8(1), s. 85.
- [64] OSTEN, W. et al. Recent advances in digital holography. *Applied optics*. 2014, 53(27), s. G44–G63.
- [65] JAVIDI, B. et al. Roadmap on digital holography. 2021.
- [66] MONEMHAGHDOUST, Z. et al. Full field vertical scanning in short coherence digital holographic microscope. *Optics express*. 2013, 21(10), s. 12643–12650.
- [67] PHAM, Q. D. et al. Selectable-wavelength low-coherence digital holography with chromatic phase shifter. *Optics Express*. 2012, 20(18), s. 19744–19756.

- [68] GAO, P. a C. YUAN. Resolution enhancement of digital holographic microscopy via synthetic aperture: a review. *Light: Advanced Manufacturing*. 2022, 3(1), s. 105–120.
- [69] PENG, Y. et al. Speckle-free holography with partially coherent light sources and camera-in-the-loop calibration. *Science advances*. 2021, 7(46), s. eabg5040.
- [70] MILLER, D. T. et al. Coherence gating and adaptive optics in the eye. In *Coherence Domain Optical Methods and Optical Coherence Tomography in Biomedicine VII*, 4956, s. 65–72. SPIE, 2003.
- [71] YAMAGUCHI, I. Phase-Shifting Digital Holography: Principles and applications. *Digital holography and three-dimensional display: principles and applications*. 2006, s. 145–171.
- [72] SURREL, Y. Phase stepping: a new self-calibrating algorithm. *Applied optics*. 1993, 32(19), s. 3598–3600.
- [73] WANG, Z. et al. Spatial light interference microscopy (SLIM). *Optics express*. 2011, 19(2), s. 1016–1026.
- [74] BOUCHAL, P., R. ČELECHOVSKÝ a Z. BOUCHAL. Polarization sensitive phase-shifting Mirau interferometry using a liquid crystal variable retarder. *Optics Letters*. 2015, 40(19), s. 4567–4570.
- [75] ZHANG, J. et al. A review of common-path off-axis digital holography: towards high stable optical instrument manufacturing. *Light: Advanced Manufacturing*. 2021, 2(3), s. 333–349.
- [76] KUMAR, M., L. PENSIA a R. KUMAR. Single-shot off-axis digital holographic system with extended field-of-view by using multiplexing method. *Scientific Reports*. 2022, 12(1), s. 16462.
- [77] LEITH, E. N. a J. UPATNIEKS. Holography with achromatic-fringe systems. *JOSA*. 1967, 57(8), s. 975–980.
- [78] TOLDE, O. et al. Quantitative phase imaging unravels new insight into dynamics of mesenchymal and amoeboid cancer cell invasion. *Scientific Reports*. 8 2018, 8), s. 12020. ISSN 2045-2322. doi:10.1038/s41598-018-30408-7.
- [79] STRBKOVA, L. et al. Automated classification of cell morphology by coherence-controlled holographic microscopy. *Journal of Biomedical Optics*. 8 2017, 22), s. 1. ISSN 1083-3668. doi:10.1117/1.JBO.22.8.086008.
- [80] DIEDERICH, B. et al. One-shot phase-recovery using a cellphone RGB camera on a Jamin-Lebedeff microscope. *PLOS ONE*. 12 2019, 14), s. e0227096. ISSN 1932-6203. doi:10.1371/journal.pone.0227096.

- [81] GE, B. et al. Single-Shot Quantitative Polarization Imaging of Complex Birefringent Structure Dynamics. *ACS Photonics*. 12 2021, 8), s. 3440–3447. ISSN 2330-4022. doi:10.1021/acsp Photonics.1c00788.
- [82] GE, B. et al. Single-Shot Optical Anisotropy Imaging with Quantitative Polarization Interference Microscopy. *Laser Photonics Reviews*. 8 2018, 12), s. 1800070. ISSN 18638880. doi:10.1002/lpor.201800070.
- [83] SLABÝ, T. et al. Off-axis setup taking full advantage of incoherent illumination in coherence-controlled holographic microscope. *Opt. Express*. Jun 2013, 21(12), s. 14747–14762. doi:10.1364/OE.21.014747. Dostupné z: <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-21-12-14747>.
- [84] PAWLEY, J. B. Fundamental limits in confocal microscopy. *Handbook of biological confocal microscopy*. 2006, s. 20–42.
- [85] KAROUTA, F. A practical approach to reactive ion etching. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2014, 47(23), s. 233501.
- [86] MPATZAKA, T. et al. Process study and the lithographic performance of commercially available silsesquioxane based electron sensitive resist medusa 82. *Micro and Nano Engineering*. 2020, 8), s. 100065.

