

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta strojního inženýrství

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Brno, 2024

Bc. Vlastimil Weiss



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

PŘÍPRAVA A CHARAKTERIZACE OPTICKÝCH METAPOVRCHŮ

PREPARATION AND CHARACTERIZATION OF OPTICAL METASURFACES

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Vlastimil Weiss

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Petr Dvořák, Ph.D.

BRNO 2024

Zadání diplomové práce

Ústav:	Ústav fyzikálního inženýrství
Student:	Bc. Vlastimil Weiss
Studijní program:	Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Studijní obor:	bez specializace
Vedoucí práce:	Ing. Petr Dvořák, Ph.D.
Akademický rok:	2023/24

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:

Příprava a charakterizace optických metapovrchů

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Na Ústavu fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně se skupina Nanofotoniky zabývá přípravou a charakterizací optických metapovrchů. K výrobě optických metapovrchů je nejčastěji používáno iontové leptání přes masku připravenou pomocí elektronové litografie (EBL), nebo pomocí depozice opticky aktivního materiálu do EBL matrice. Pro budoucí vývoj těchto optických komponent je však nutná jejich kvalitativní i kvantitativní analýza. Pro optickou charakterizaci metapovrchů se ukazuje jako velmi vhodná metoda digitální holografické mikroskopie či klasicky optické konfokální spektroskopie.

Cíle diplomové práce:

- 1) Proveďte rešeršní studii na téma přípravy a charakterizace optických metapovrchů.
- 2) Vyroberte dielektrické optické metapovrchy založené na řízení geometrické fáze nebo propagační fáze.
- 3) Proveďte morfologickou a optickou charakterizaci připravených dielektrických metapovrchů.

Seznam doporučené literatury:

NESHEV, Dragomir a Igor AHARONOVICH. Optical metasurfaces: new generation building blocks for multi-functional optics. 2018, 7(1). ISSN 2047-7538. Dostupné z: doi:10.1038/s41377-018-0058-1

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2023/24

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
ředitel ústavu

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

ABSTRAKT

Tato diplomová práce představuje komplexní studii přípravy a charakterizace dielektrických optických metapovrchů. Optické metapovrchy, uměle vytvořené povrchy s opticky aktivními nanostrukturami, umožňují přesnou manipulaci elektromagnetických vln na subvlnové škále, překonávají konvenční optiku ve smyslu prostorového rozlišení a složitosti optických transformací. Práce byla provedena na Ústavu fyzikálního inženýrství Vysokého učení technického v Brně ve spolupráci s CEITECem a zahrnuje využití pokročilých technik, jako je iontové leptání přes masky vytvořené pomocí elektronové litografie (EBL) a depozice opticky aktivních materiálů do EBL matic. Hlavní cíle zahrnují důkladnou literární rešerši, výrobu dielektrických metapovrchů založených na mechanismech řízení fáze a detailní morfologickou a optickou charakterizaci vyrobených struktur. Výzkum využívá digitální holografickou mikroskopii a konfokální optickou spektroskopii pro optickou charakterizaci, stejně jako numerické a semi-analytické simulace. Výsledky přispívají k dalšímu vývoji vysoce účinných optických komponentů a zdůrazňují potenciální aplikace biofotonického zařízení v oblasti nano-optiky.

KLÍČOVÁ SLOVA

nanophotonics, optical metasurfaces, digital holography, quantitative phase measurements, Q-Phase, Q4GOM

ABSTRACT

This thesis presents a comprehensive study on the preparation and characterization of dielectric optical metasurfaces. Optical metasurfaces, which are artificially structured surfaces, enable precise manipulation of electromagnetic waves at a subwavelength scale, surpassing conventional optics in terms of spatial resolution and the complexity of optical transformations. The work is conducted at the Institute of Physical Engineering, Brno University of Technology in collaboration with CEITEC, and involves the use of advanced techniques such as ion beam etching through masks created via electron beam lithography (EBL) and the deposition of optically active materials into EBL matrices. The primary objectives include a thorough literature review, the fabrication of dielectric metasurfaces based on phase control mechanisms, and the detailed morphological and optical characterization of the produced structures. The research employs digital holographic microscopy and confocal optical spectroscopy for optical characterization, as well as numerical and semi-analytical simulations. The results contribute to the ongoing development of high-efficiency optical components and highlight the potential applications of biophotonic devices in the field of nano-optics.

KEYWORDS

nanofotonika, optické metapovrchy, digitální holografie, kvantitativní měření fáze, Q-Phase, Q4GOM

WEISS, Vlastimil. *Preparation and characterization of optical metasurfaces*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Faculty of Mechanical Engineering, Department of Physical Engineering, 2024, 58 s. Diplomová práce. Vedoucí práce: Ing. Petr Dvořák, Ph.D.

Prohlášení autora o původnosti díla

Jméno a příjmení autora:	Bc. Vlastimil Weiss
VUT ID autora:	209498
Typ práce:	Diplomová práce
Akademický rok:	2023/24
Téma závěrečné práce:	Preparation and characterization of optical metasurfaces

Prohlašuji, že svou závěrečnou práci jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucí/ho závěrečné práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené závěrečné práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této závěrečné práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Brno
.....
podpis autora*

*Autor podepisuje pouze v tištěné verzi.

V první řadě bych chtěl velice poděkovat svému vedoucímu Ing. Petru Dvořákovi, Ph.D., hluboce smekám před jeho trpělivostí, upřímně děkuji za jeho pochopení a vlídnost a doufám, že budu mít příležitost s ním spolupracovat i v budoucích letech. Mé upřímné díky patří také inženýru Ondrovi Červinkovi za jeho přátelský přístup, krásné vzorky a ještě krásnější simulace, které výrazně ulehčily a zpříjemnily mé úsilí při dokončování diplomové práce. Děkuji také Joju Štálníkovi za dodané vzorky a Mgr. Terce Chmelíkové, Ph.D., za přívětivé přijetí do Biofotonického oddělení CEITECu. Mé díky budou vždy patřit prof. RNDr. Jiřímu Spoustovi, Ph.D., a doc. Ing. Radkovi Kalouskovi, Ph.D., bez jejichž podpory bych na FyzIngu dávno nebyl, stejně jako dalším vyučujícím, kteří mi umožnili pokračovat v této cestě. Velký dík patří také celému Ústavu fyzikálního inženýrství a jeho bdělému a starostlivému opatrovníku, prof. RNDr. Tomáši Šikolovi, CSc. Na závěr bych chtěl poděkovat své rodině, že mi poskytli prostor věnovat se studiu, a své přítelkyni, která mě vždy podporovala a starala se o mé psychické zdraví během studia.

Tato práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2023051, MŠMT, 2023–2026) , CEITEC Vysoké učení technické v Brně a také Biophotonics Core Facility, CEITEC Brno University of Technology, Czech Republic supported by MEYS CR (LM2023050 Czech-BioImaging).

Obsah

Úvod	3
1 Opticky aktivní metapovrchy	5
1.1 Fyzikální princip	5
1.1.1 Mieho model rezonance	5
1.1.2 Lorentzův oscilační model	7
1.2 Optický efekt	12
1.2.1 Meta-čočky	12
1.2.2 Další aplikace	17
1.3 Příprava optických metapovrchů	19
1.3.1 Simulace	19
1.4 Výroba	20
2 Kvantitativní měření fáze	25
2.1 Digitální holografie	25
2.2 In-line vs. off-axis	26
2.2.1 In-line	27
2.2.2 Off-axis	27
2.3 Zpracování obrazu	28
2.4 Digitální holografický mikroskop Q-Phase	30
2.5 Digitální holografický mikroskop Q4GOM	32
3 Měření, zpracování dat a výsledky	35
3.1 Cíl experimentu	35
3.2 Zpracování dat	36
3.3 Vzorky	37
3.4 Měření	39
3.4.1 Měření spektrální závislosti	39
3.4.2 Měření polarizační závislosti	42
3.4.3 Měření závislosti na numerické apertuře	44
3.4.4 Doplnková měření	45
Závěr	51
Citace	52

Úvod

Optické metapovrchy, dále jen OMS (z angl. *optical meta-surfaces*), jsou uměle vytvořené strukturované povrchy umožňující přesně definovanou manipulaci elektro-magnetických vln na úrovni, které nejde pomocí běžných optických komponentů dosáhnout. Klasickou optiku předčí v prostorovém rozlišení, tedy i ve velikosti numerických apertur, a obecně komplexnosti optických transformací na stovky nanometrů tenkých metapovrších.[1] V základu sestávají ze světla rozptylujících nanostruktur, dále jen BB (z angl. *building blocks*), které svůj lokalizovaný individuální příspěvek transformace dopadající vlny přidávají ke kolektivnímu efektu celého povrchu, jehož výsledkem mohou být optické zařízení od jednoduché čočky,[2] přes polarizačně závislé děliče svazku[3] až po manipulaci s orbitálním momentem hybnosti světla.[4] Přestože jejich teoretický koncept existoval už kolem roku 1940,[5] k jejich rapidnímu rozvoji došlo až na přelomu milénia, a to díky skokovému zvýšení úrovně výroby nanostruktur zapříčiněného rozvojem polovodičového průmyslu. Schopnost realizovat komplexní transformace i dílčí kroky lokálně nebo globálně přes celý optický svazek na planárních komponentech za nízkých výrobních nákladů je velice lákavou a žádanou možností v mnoha odvětvích od topologické optiky,[6] přes výpočetní zobrazování a biosenzory,[7, 8] až po kvantovou optiku a virtuální realitu.[9, 10] Masová výroba je zatím v počátcích,[11] ale vzhledem k obrovskému zájmu a už dobře zavedeným technologickým postupům z polovodičového průmyslu je její široká komercializace pouze otázkou času. Cílem vědeckého úsilí jsou tedy návrhy BB a jejich uspořádání pro konkrétní soubory optických funkcí daných OMS, dále nalezení a optimalizace výroby pro konkrétní návrhy a nakonec kvalitativní analýza vytvořených OMS.[12] Návrh je nejčastěji záležitostí numerických simulací pomocí různých metod jako například FDTD (z angl. *Finite-Difference Time-Domain*) nebo RCWA (z angl. *Rigorous Coupled-Wave Analysis*) sloužících k řešení Maxwellových rovnic různými způsoby pro různé aplikace,[13] více v kapitole 1.3.1. Za jejich užití lze tvořit knihovny optické fázové a amplitudové odezvy BB a jejich vzájemných uspořádání, které následně můžeme kombinovat pro tvorbu komplexnějších prvků. Otázkou výroby je volba vhodných depozičních a leptacích postupů pro konkrétní materiály a tvary. Toto téma je popsáno v kapitole 1.4. Analýza sestává ze dvou základních úrovní, nejprve ověření, zda-li byl návrh důvěryhodně a precizně vyroben, mluvíme tedy o morfologické a kompoziční analýze. Tato úroveň a její případné nesplnění vede zpět na optimalizaci výrobních postupů. Druhou úrovní je analýza schopnosti BB případně OMS realizovat předpokládanou optickou transformaci očekávanou ze simulací. Zatímco metod pro analýzu první úrovně je, opět díky polovodičovému průmyslu, přehršel, druhá úroveň je fenoménem čistě OMS a samotný rozvoj a atestace metod je podmínkou k bádání. Tato diplomová práce se zabývá do jisté míry všemi kroky tvorby OMS, ale především druhou úrovní analýzy.

1 Opticky aktivní metapovrchy

Před bližším pohledem na fyzikální princip metapovrchů 1.1 a jejich optický efekt 1.2 je potřeba zmínit, že veškeré měření v této diplomové práci bylo prováděno na OMS tvořených BB pouze z dielektrických materiálů (DBB) (3.1 a 1.4). Dříve běžnější a rozšířenější byly BB z kovů (MBB). Oba materiály mají své silné a slabé stránky a jejich volba často souvisí s konkrétní aplikací. Jeden ze základních rozdílů vyvstává již z fyzikální podstaty materiálů, kde MBB realizují svoji optickou aktivitu rezonancí povrchových plasmových polaritonů narušených od dielektrických, kde se jedná o Mieho rozptyl. Díky tomuto fundamentálnímu rozdílu MBB poskytují fázový posuv pouze na intervalu $(0-\pi)$, [14] na druhou stranu DBB umožňují díky podstatně vyšším indexům lomu rozsah $(0-2\pi)$. [15] Hlavními problémy MBB jsou navíc ohmické ztráty a nedostatečná transmisivita materiálů. [16] Jedním ze způsobů, jak obejít nedostatečně veliký interval dosažitelného fázového rozdílu u MBB, by mohlo být nanesení více vrstev bloků, což by ovšem vedlo ke kumulaci už tak vysokých ztrát. Na druhou stranu se vyrábí lépe, protože jejich rozměry určující optickou vlastnost jsou v laterálním směru, který je jednodušší na výrobu, než vysoké vertikální (out-of-plane) struktury a vzhledem k jejich slabým transmisivním vlastnostem se používají převážně v reflexivním módu, který nevyžaduje takovou přesnost. DBB netrpí omezeními jako MBB, ale z důvodu větší náročnosti výroby byly dielektrické vrstvy zpočátku používány pouze pro zvýšení efektivity rozsahu MBB, [17] díky technologickému pokroku se však časem mohlo přejít k čistě dielektrickým strukturám, kterým se tato práce bude věnovat. [18]

1.1 Fyzikální princip

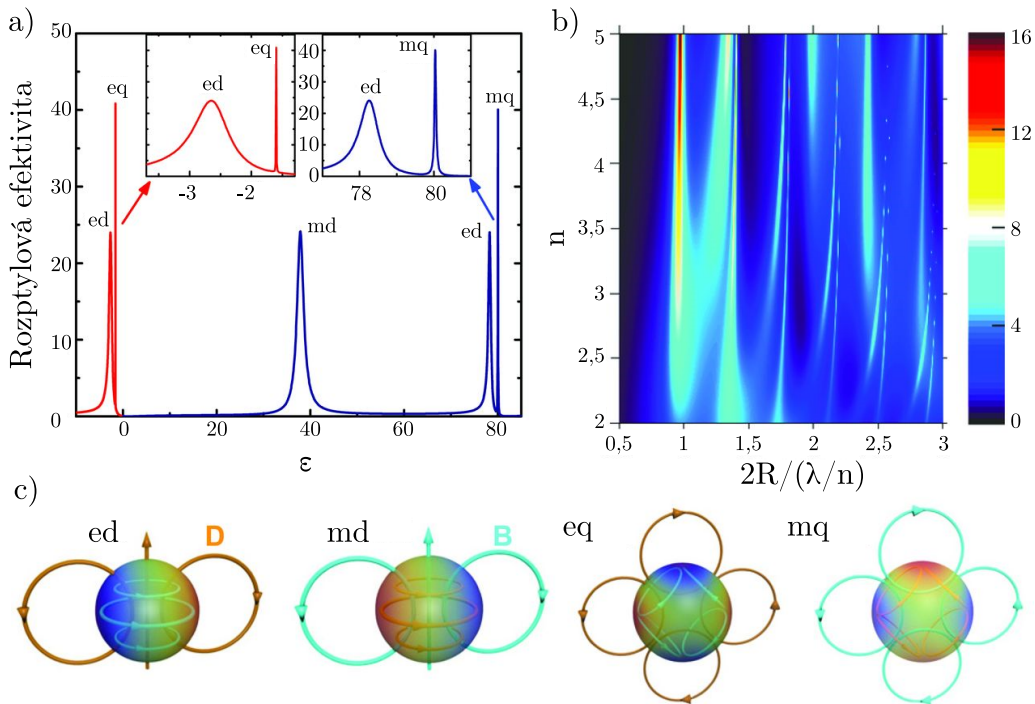
1.1.1 Mieho model rezonance

Pro ilustraci základních vlastností rozptylu světla nanočásticemi uvažujeme případ sférických částic osvětlených rovinnou vlnou, pro které existuje přesné analytické řešení Maxwellových rovnic. Podle Mieho teorie mohou mít kovové i dielektrické sférické částice silné rozptylové rezonance, jak je zobrazeno na Obr. 1.1a. [19] V případě bezztrátových a nemagnetických materiálů závisí jejich rozptylové vlastnosti pouze na dvou parametrech: dielektrické permitivitě ϵ a parametru velikosti q , který je úměrný poměru mezi poloměrem nanočástic R a vlnovou délkou světla λ jako [20]

$$q = \frac{2\pi R}{\lambda}. \quad (1.1)$$

Při fixní velikosti je pro zobrazené spektrum na Obr. 1.1a rozdíl mezi kovovými a dielektrickými částicemi ve znaménku dielektrické permitivity, která je negativní pro kovy a pozitivní pro dielektrika. Na Obr. 1.1c vidíme, že malé kovové koule ($q < 1$) produkují pouze lokalizované povrchové plazmonové rezonance elektrického typu - dipól, kvadrupól

atd. - zatímco jejich magnetická odezva zůstává téměř zanedbatelná kvůli mizejícímu poli uvnitř koule.



Obr. 1.1: a) Účinnost rozptylu (bezrozměrný poměr rozptylového průřezu a geometrického průřezu částice) vůči dielektrické permitivitě ϵ pro bezztrátovou částici ($q = 0, 5$) pro kovové (červená, $\epsilon < 0$) a dielektrické (modrá, $\epsilon > 0$) materiály. b) Odezva rezonanční funkce indexu lomu a poměru velikosti a vlnové délky v prostředí částice. c) délky v prostředí částice. c) Struktura pole čtyř hlavních rezonančních modů v dielektrických částicích s vysokým indexem ϵ (ed, md - elektrický a magnetický dipól; eq, mq - elektrický a magnetický kvadrupól). Převzato a upraveno z [21].

Aby se generovala magnetická odezva z kovových struktur, bylo by nutné změnit geometrii těchto částic. U dielektrických částic můžeme pozorovat odezvy elektrického i magnetického typu srovnatelné síly. K odezvě rezonančního magnetického dipólu dojde, když se vlnová délka uvnitř částice stane srovnatelnou s průměrem částice $2R \approx \lambda/n$, jak vidíme na Obr. 1.1b (n - index lomu). Z Mieho teorie dále vyplývá, že maximální dosažitelná účinnost rozptylu na částici s velikostí pod vlnovou délkou dopadajícího záření závisí pouze na rezonanční frekvenci a ne na typu materiálu.[22] Z toho plyne, že mnoho plazmonických účinků pozorovaných pro rozptyl světla kovovými nanočásticemi lze realizovat i pomocí dielektrických nanočástic s vysokým indexem lomu n . Obr. 1.1b ukazuje změnu poměru $2R/(\lambda/n)$ různých rezonancí vzhledem k indexu lomu n . Pro $n > 2$ jsou všechny hlavní multipóly dobře definované a jejich spektrální polohy odpovídají pevnému poměru vlnové délky uvnitř částice λ/n vzhledem k jejímu průměru $2R$. Rozptylová efektivita také obecně stoupá se zvyšujícím se indexem lomu n . [23] Změnou geometrických parametrů částic lze spektrální polohy elektrických i magnetických dipólových rezonancí posouvat

samostatně.[24] Můžeme tedy říct, že při dosažení Mieho rezonance vznikají u částic indukované elektrické nebo magnetické dipólové momenty, jejichž interference silně ovlivňuje výsledný směr rozptylu. Při plném spektrálním překrytí elektrických a magnetických dipólů je rozptyl nanočástic jednotný a v dopředném směru. Využitím tohoto principu při designování geometrie nanočástic mohou být různě ovlivněny elektrické a magnetické složky a lze tak efektivně dosáhnout fázových změn bez významného úbytku na propustnosti. Princip překrytí obou složek elmag záření dohromady je plně využíván v dielektrických OMS Huygensova typu, kterým se ale v této práci nebudeme dále věnovat.[25] Popis Mieho teorií umožňuje náhled do podstaty rozptylových schopností BB, což však není optimální pro další interpretaci ve smyslu BB jako optických činitelů. Pro tento účel použijeme klasický model Lorentzova oscilátoru a z něj odvodíme popis chování pole BB a jeho vliv na fázový posuv dopadající vlny.

1.1.2 Lorentzův oscilační model

Mějme L. oscilátor, jeden ze základních stavebních kamenů interakce světla s povrchy, vytvořeného laureátem Nobelovy ceny, profesorem Hendrikem Lorentzem.[26] Začneme základní interpretací Lorentzova oscilačního modelu popisující elektron jako buzený tluměný harmonický oscilátor. Elektron je spojený s jádrem atomu hypotetickou pružinou, hnaný elektrickým polem $E = E_0 \cos(-\omega t)$ a blíže nespecifikovanou rychlostně závislou tlumící silou γ (jednotkově tak, aby se brzdící síla $F_b = \gamma mv$), která zaručuje, že při dosažení rezonanční frekvence neskončí amplituda v nekonečnu. Cílem modelu je propojení druhého Newtonova zákona pro pohyb elektronu s dipólovým momentem, polarizací, susceptibilitou a nakonec dielektrickou funkcí.

$$\begin{aligned} F_b + F_k + F_\gamma &= m\ddot{x} \\ qE_0 \cos(-\omega t) - kx - \gamma m\dot{x} &= m\ddot{x} \\ \ddot{x} + \gamma\dot{x} + \frac{k}{m}x &= \frac{qE_0}{m} \cos(-\omega t) \rightarrow \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \\ \ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0^2 x &= \frac{qE_0}{m} \cos(-\omega t) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Předpokládejme řešení $\tilde{x} = \tilde{x}_0 e^{-i\omega t}$ a po dosazení do rovnice získáváme

$$(-i\omega)^2 \tilde{x}_0 e^{-i\omega t} + \gamma(-i\omega)\tilde{x}_0 e^{-i\omega t} + \omega_0^2 \tilde{x}_0 e^{-i\omega t} = \frac{qE_0}{m} e^{-i\omega t}, \quad (1.3)$$

nyní upravíme a odstraníme časovou závislost

$$\tilde{x}_0(-\omega^2 - i\omega\gamma + \omega_0^2) = \frac{qE_0}{m} \quad (1.4)$$

a dostáváme se k vyjádření komplexní amplitudy pohybu elektronu

$$\tilde{x}_0 = \frac{qE_0}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (1.5)$$

Tímto je základní problém vyřešen a můžeme vložit problematiku elektromagnetického pole. Dipólový moment tvořený elektrony je definován jako

$$\vec{p} = \sum q_i \vec{r}_i \quad (1.6)$$

a po dosazení výchylky x za \vec{r} dostáváme předpis pro komplexní dipólový moment

$$\tilde{p} = \frac{q^2 E_0}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} e^{-i\omega t}. \quad (1.7)$$

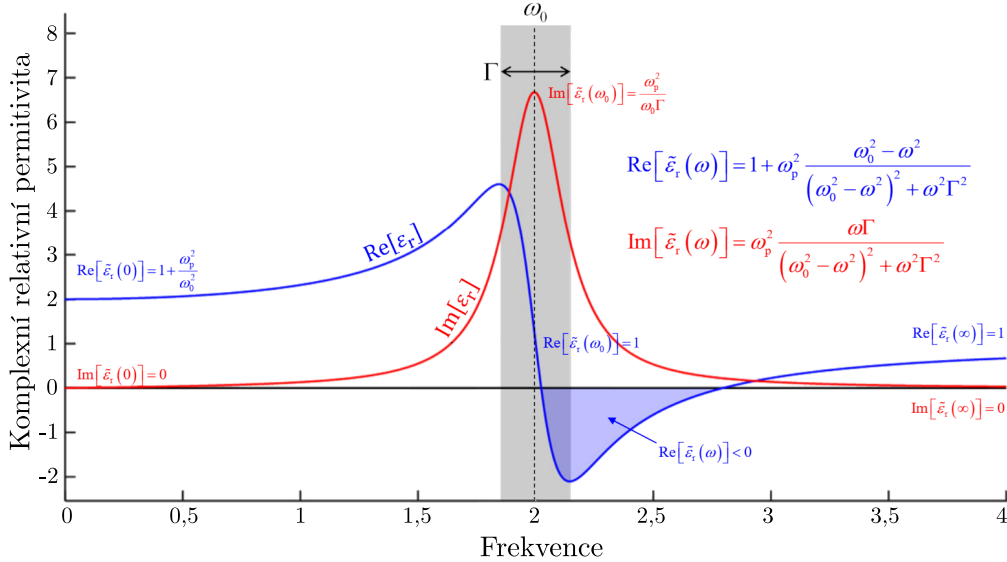
Vynásobením počtem elektronů N plynule přejme k polarizaci \vec{P} jakožto veličině popisující dipólové momenty v určitém obsahu. Ze vztahu $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$ dále vyjádříme člen χ který s dodefinováním plasmové frekvence dává

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{m\varepsilon_0}} \rightarrow \chi = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \quad (1.8)$$

a ze vztahu $\varepsilon_0 = 1 + \chi$ získáváme finální vzorec pro komplexní dielektrickou funkci

$$\tilde{\varepsilon} = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (1.9)$$

Pokud provedeme separaci reálné a imaginární části můžeme si vzniklé závislosti vynést do grafu.



Obr. 1.2: Komplexní dielektrická funkce jako výsledek Lorentzova oscilátoru pro $\omega_0 = \omega_p = 2$ a $\Gamma = 0,3$. Převzato a upraveno z [27].

Dielektrická funkce je mocným nástrojem k popisu interakce látky s elektromagnetickým zářením, dodatečnými úpravami z ní lze vyčíst index lomu, odrazivost a další. My ji využijeme k interpretaci vlnových vlastností světla při interakci s OMS. V rezonanci oscilátoru dochází k neefektivnějšímu využití hnací síly, tudíž i maximální absorpci dopadající E_0 a i největší emisi E_{scat} z BB, tj. maximální amplitudě. Imaginární složka L. modelu tak popisuje rezonanční odezvu BB na E_0 pozorovatelnou na konvenčním optickém mikroskopu jako intenzitu záření. U reálné části můžeme pozorovat nárůst při postupu od $\omega=0$ k ω_0 , tento tvar reálné křivky odpovídá zpoždění s jakým reaguje kmitání plasmatu

na E_0 . Zdůrazněme že $\Re\{E_{\text{tot}}(0)\} = 0$, což plyne z faktu, že při rezonanci, pro maximální absorpci musí vektor E_0 směřovat v opačném směru než E_{scat} , jinými slovy $\varphi = \pi$, a protože před dosažením ω_0 stihne vektor urazit pouze $\pi/2$ tak se $\Re\{E_{\text{tot}}(0)\} = \pi/2$. V optické rovině se tento jev projeví jako fázový posuv φ mezi E_{scat} a E_0 , veličiny která je ve své podstatě skryta, projevuje se však jako součet intenzity $E_{\text{tot}} = E_0 + E_{\text{scat}}$ modulovaným jejich aktuálním φ . Schopnost extrahovat fázové informace získáme využitím speciálního holografického mikroskopu 2.4 a můžeme tak vykreslit reálnou část L. oscilátoru. Stejně tak jako byl model modifikován z kmitů elektronu na dielektrickou funkci, je třeba jej modifikovat pro BB a OMS.

Model je se svolením zapůjčený z disertační práce inženýra Martina Hroně.[28] Jeho získání a celkové odvození je komplexním problémem přesahující rozsah této práce, proto zde pouze nastíníme myšlenkový a logický proces vedoucím k jeho získání. Odvození potřebné rovnice vyháží z původního článku,[29] který se sice věnuje interakci záření s povrchem v IR oblasti, ale jak dále ukážeme 2.4, lze jej aplikovat i ve viditelném spektru. Pro odvození potřebné funkce z něj převezmeme jednoduchý analytický model popisující základní rezonanci lineárních MBB Drudeho typu (např.: zlato, stříbro a jiné kovy s volnými elektrony pouze od s a p elektronových stavů). Jako vhodný popis rezonance na podélném NW byla zvolena radiačně kompenzovaná kvazi-statická aproximace. Kvazi-statická aproximace je v principu vhodná pro téměř uniformní pole dopadající na vzorek s částicemi menšími než 1 % vlnové délky, avšak často používaná pro odhady prvního řádu rezonancí pro značně větší částice.[30] Interpretace jevu užitá v článku se dá jednoduše shrnout jako popis BB coby bodového dipólu. Jediný BB bez magnetických interakcí tedy vede na oscilátor buzený elektrickým polem a tlumený radiačními a ohmickými ztrátami, odpovídající Lorentzovu modelu. Začneme tedy standardní pohybovou rovnicí pro elektrický dipólový moment \vec{p} popisující BB

$$\frac{d^2\vec{p}}{dt^2} + \gamma_i \frac{d\vec{p}}{dt} + \omega_0^2 \vec{p} = \beta \vec{E}(t) \quad (1.10)$$

kde ω_0 odpovídá plasmové (rezonanční) frekvenci BB, γ_i popisuje ztráty zapříčiněné odporem materiálu (ohmické ztráty), a faktor β popisuje indukci momentu elektrickým polem $\vec{E}(t)$. Za předpokladu harmonické časové závislosti $e^{-i\omega t}$ jak $\vec{E}(t)$ tak odezvy od BB můžeme rovnici přepsat do tvaru

$$\vec{p}(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_i) = \beta(\vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{RR}}) \leftarrow \vec{E}_{\text{RR}} = i \frac{n^3 \omega^3}{6\pi\epsilon_0 c^3} \vec{p} \quad (1.11)$$

kde člen \vec{E}_{RR} (z angl. *radiation response*) popisuje radiační složku pole buzeného dipólem v místě samotného dipólu. Zohledňuje fakt, že vyzařování energie je také ztrátový proces doprovázený brzdou silou. Vložení tohoto členu do rovnice 1.11 a vhodným přeskládáním dostáváme dipólový moment antény

$$\vec{p} = \frac{6\pi\epsilon_0 c^3}{n^3} \frac{\gamma_r}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega(\gamma_i + \gamma_r \omega^2)} \vec{E}_0. \quad (1.12)$$

kde $\gamma_r = n^3\beta/(6\pi\epsilon_0c^3)$ nově postihuje ztráty energie v důsledku vyzařování. Nyní přejdeme od jediného BB k obecnému předpisu pro polarizační vektor \vec{P} který plně popisuje rozdělení náboje a proudu přes pole BB.

$$\vec{P}(\vec{r}, \omega) = f(\vec{r})\epsilon_0\chi_e(\omega)\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \alpha\vec{r}\vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (1.13)$$

Kde $\chi_e(\omega)$ značí elektrickou susceptibilitu kovu BB a $f(\vec{r})$ reprezentuje binární funkci popisující geometrii systému BB. Za využití Greenova formalismu[31] lze elektrické pole v jakémkoliv bodě prostoru popsat jako sumu pole dopadajícího a pole generovaného polem antén

$$\vec{E} = \vec{E}_0(\vec{r}) + \int d\vec{r}'^3 \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{r}', \vec{r}), \vec{P}(\vec{r}) \quad (1.14)$$

přičemž Greenova funkce určuje odezvu systému v \vec{r} na bodový zdroj nacházející se v \vec{r}' . Dosazením tohoto předpisu do do $\vec{P}(\vec{r}, \omega)$ získáváme auto-konzistentní funkci pro vektor polarizace.

$$\vec{P}(\vec{r}) = \alpha(\vec{r}) \left[\vec{E}_0(\vec{r}) + \int d\vec{r}'^3 \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{r}', \vec{r}) \right] \quad (1.15)$$

Jelikož jsou pole BB periodické, můžeme polarizační faktor α popsat jako faktor od jediné antény sumovaný přes celé pole pomocí polohových vektorů reprezentujících středy individuálních BB \vec{R}_j .

$$\alpha(\vec{r}) = \sum_j \alpha_0(\vec{r} - \vec{R}_j) \quad (1.16)$$

Tímto vnášíme do problému jistou periodicitu, a můžeme jí jít naproti přechodem do reciprokého prostoru a užitím Fourierovy transformace. Dále předpokládáme čtvercové pole BB se stejnou periodou v obou směrech. Protože hledáme analogii mezi systémem antén a jedinou anténou popsanou dipólem jako Lorentzovským oscilátorem, chtěli bychom na pravé straně separovat radiačně reaktivní člen od dopadajícího pole a položit tyto dva členy do rovnosti s reakcí pole BB jako celku. Klíčem k nalezení takového tvaru rovnice je vytvořit omezení pro vzdálenost mezi BB, pokud budeme předpokládat, že vzdálenost mezi strukturami je menší než vlnová délka, potlačíme díky destruktivní interferenci emisi do takové míry, že se bude pole BB chovat jako homogenní útvar popsatelný reflektivitou a transmisí. Tato úvaha se do užitých Fourierovských transformací promítne tak, že jedinou Fourierovskou komponentou vektoru polarizace vyzařujícího do dalekého pole je $\vec{P}(\vec{q} = \vec{0})$. Můžeme předpokládat, že popisem tohoto chování pole BB je opět jediný Lorentzovský oscilátor s rezonanční frekvencí ω_0 a ohmickým tlumícím činitelem γ_i .

$$\vec{P}(\vec{0})(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_i) = \beta \left[\vec{E}_0 + (2\pi)^2 \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{0})\vec{P}(\vec{0}) \right] \quad (1.17)$$

Nyní už stačí jen do rovnice dosadit parametry. Doposavad jsme uvažovali volně stojící pole BB, je však třeba je posadit na substrát s indexem lomu n , čehož dosáhneme aplikací Fresnelova transmisního koeficientu $t_p=2/(n+1)$ na dopadající \vec{E}_0 jakožto redukci její amplitudy od odrazů na rozhraní vzduch-substrát (obdobný faktor se objeví i u členu odpovídajícího radiační reakci). Co se týče vyjádření dyadické Greenovi funkce, zde opět

odkážeme na ([28] viz. Apendix A) a pro potřeby této práce se spokojíme s informací, že amplituda rovinné vlny generované proudem $\vec{P}(\vec{0})$ je $i\omega/(2\varepsilon_0c)\vec{P}(\vec{0})$ což dává

$$\vec{P}(\vec{0})(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_i) = \beta \left[t_p \vec{E}_0 + it_p \frac{\omega}{2\varepsilon_0c} \vec{P}(\vec{0}) \right]. \quad (1.18)$$

Tuto rovnici lze zpřehlednit zavedením radiačního tlumícího členu $\gamma_r = \beta t_p / (2\varepsilon_0c)$ a konečně získáváme analytický model odezvy nekonečného pole BB.

$$\vec{P}(\vec{0}) = \frac{2\varepsilon_0c\gamma_r}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega(\gamma_i + \gamma_r)} \vec{E}_0 \quad (1.19)$$

Pro naše účely však potřebujeme vyjádřit fázový posuv z celkové elektrické intenzity E_{tot} . E_{tot} je součtem procházející intenzity dopadající vlny se složkou pohlcenou a následně re-emitovanou BB, jinými slovy již dříve zmíněnou amplitudu rovinné vlny generované proudem $\vec{P}(\vec{0})$. Vezměme tedy část pravé strany rovnice 1.18 ve tvaru

$$\vec{E}_{\text{tot}} = t_p \left[\vec{E}_0 + i \frac{\omega}{2\varepsilon_0c} \vec{P}(\vec{0}) \right] \quad (1.20)$$

Nakonec je potřeba si připomenout roli původní dopadající vlny, ta nejenže budí jednotlivé BB, ale jelikož žádné OMS nemají 100 % účinnost, prochází do určité míry nerozptýlená, což by se mělo odrazit i v našem analytickém modelu. Matematicky lze fázi celkového pole vůči dopadající vlně jednoduše vyjádřit jako

$$\varphi = \text{arctg} \left\{ \frac{\Im\{E_{\text{tot}} \cdot E_0^*\}}{\Re\{E_{\text{tot}} \cdot E_0^*\}} \right\} \quad (1.21)$$

Po dosazení za $\vec{P}(\vec{0})$, separování \Im a \Re části a jejich následném podělení dostáváme klíčový vzorec

$$\varphi = \text{arctg} \left\{ \frac{\omega\gamma_r(\omega_0^2 - \omega^2)}{\omega^2\gamma_i(\gamma_i + \gamma_r) + (\omega_0^2 - \omega^2)^2} \right\}. \quad (1.22)$$

1.2 Optický efekt

Máme nyní zavedené modely pro popis vzniku rozptylového efektu a získaného fázového posuvu od systému BB. Můžeme se tedy přesunout k diskuzi o OMS jako plnohodnotnému optickému prvku. Přestože mohou být OMS mnohem více než jen čočkou,[12] začneme právě tímto typem, meta-čočkou, jelikož čočky jsou jednou z nejrozšířenějších optických součástí užívanou ve většině zobrazovacích systémech.

1.2.1 Meta-čočky

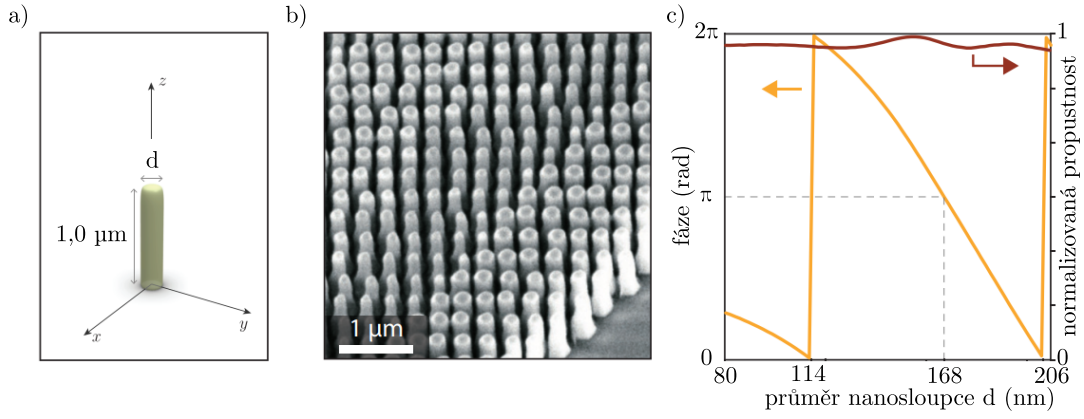
Meta-čočky mohou manipulovat dopadající rovinnou vlnoplochu a zaostřovat světlo efektivním výběrem a uspořádáním BB. Vzhledem k naprosté svobodě návrhů lze volit různé fázové profily optimální pro dané aplikace. Hyperbolický fázový profil nevykazuje sférickou aberaci, což je výhodné pro zaostřování s vysokou numerickou aperturou, ale trpí na silnou komu při zobrazování. Nedávno bylo ukázáno, že kvadratický fázový profil může umožnit zobrazování s širokým zorným polem, čímž se vyhne koma aberaci, ale bohužel trpí aberacemi sférickými.[32] Unikátní cestu, realizovatelnou pouze pro OMS nabízí počítačově optimalizované fázové profily. [33] K docílení cíleného profilu mohou BB užít hned několik mechanismů, kterým se věnují následující podkapitoly.

Propagační fáze

Propagační fáze je prakticky ekvivalentem mechanismu vzniku fázového rozdílu konvenčního optického média jako je například sklo. Vzniká optickým dráhovým rozdílem při šíření elektromagnetické vlny materiálem BB. Akumulovaná propagační fáze elektromagnetických vln

$$\varphi(x, y, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}}(x, y, \lambda) d \quad (1.23)$$

disponuje dvěma stupni volnosti. Efektivním indexem lomu BB $n_{\text{eff}}(x, y, \lambda)$ a fyzickým rozměrem délky šíření d skrz BB (viz Obr. 1.3), kde x a y jsou prostorové souřadnice a λ je vlnová délka. Díky tomuto mechanismu je propagační fázová meta-čočka nezávislá na polarizaci. Aby bylo možné v praxi dosáhnout rozsahu 2π , je obecně potřeba, aby index lomu a poměr stran BB byly vysoké. [34] Dielektrické materiály se mohou vyznačovat vysokým indexem lomu, počínaje na hodnotách n 1, 5 (SiO_2); 2, 0 (SiN); 2, 3 (GaN); 2, 4 (TiO_2) až po extrémní případy 3, 43 (Si) či dokonce 5, 7 (Te). [35, 36] Dielektrické BB jsou dostatečně vysoké na to, aby pojaly vícemódovou podélnou propagaci záření, ale zároveň dostatečně úzké, aby zabránily šíření nenulových difrakčních řádů ve volném prostoru nebo v substrátu, na kterém jsou nanášeny.



Obr. 1.3: a) Geometrie GaN BB ve tvaru pilíře. b) SEM snímek metapovrchu tvořeného BB, uspořádanými v periodickém čtvercovém rozložení o rozteči 300 nm s průměry na intervalu od 114 do 206 nm. c) FDTD simulace (při periodických okrajových podmínkách) fáze a propustnosti GaN nano-pilířové řady jako funkce průměru válce d , osvětlené zářením o vlnové délce 600 nm. Převzato a upraveno z [37].

Geometrická fáze

Geometrická fáze, také známá jako Pancharatnam-Berryho (PB) fáze,[38] je založena na prostorové symetrii lokálního pole BB. Modulace fáze $\varphi = -2\sigma\theta$ elektromagnetické vlny může být provedena nastavením rotačního úhlu θ BB, kde $\sigma = \pm 1$ představuje stav levotočivě nebo pravotočivě kruhově polarizovaného světla (LCP a RCP, z angl. *left/right circular polarization*) které je nutné pro realizaci geometrické fáze, nýbrž rotace bloku mění velikost příspěvku jednoho nebo druhého polarizačního vektoru. Polarizace může být stejně jako fáze dynamická 1.25 a představuje jeden ze stupňů volnosti. To znamená, že během šíření elektromagnetické vlny materiálovým médiem je třeba vzít v úvahu vývoj jak dynamické fáze, tak polarizace. Elektromagnetická rovinná vlna o úhlové frekvenci ω šířící se ve směru z lze popsat vektorem intenzity elektrického pole jako

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = (e_x E_x + e_y E_y e^{i\delta}) e^{\phi(z,t) + \phi_0}, \quad (1.24)$$

kde člen

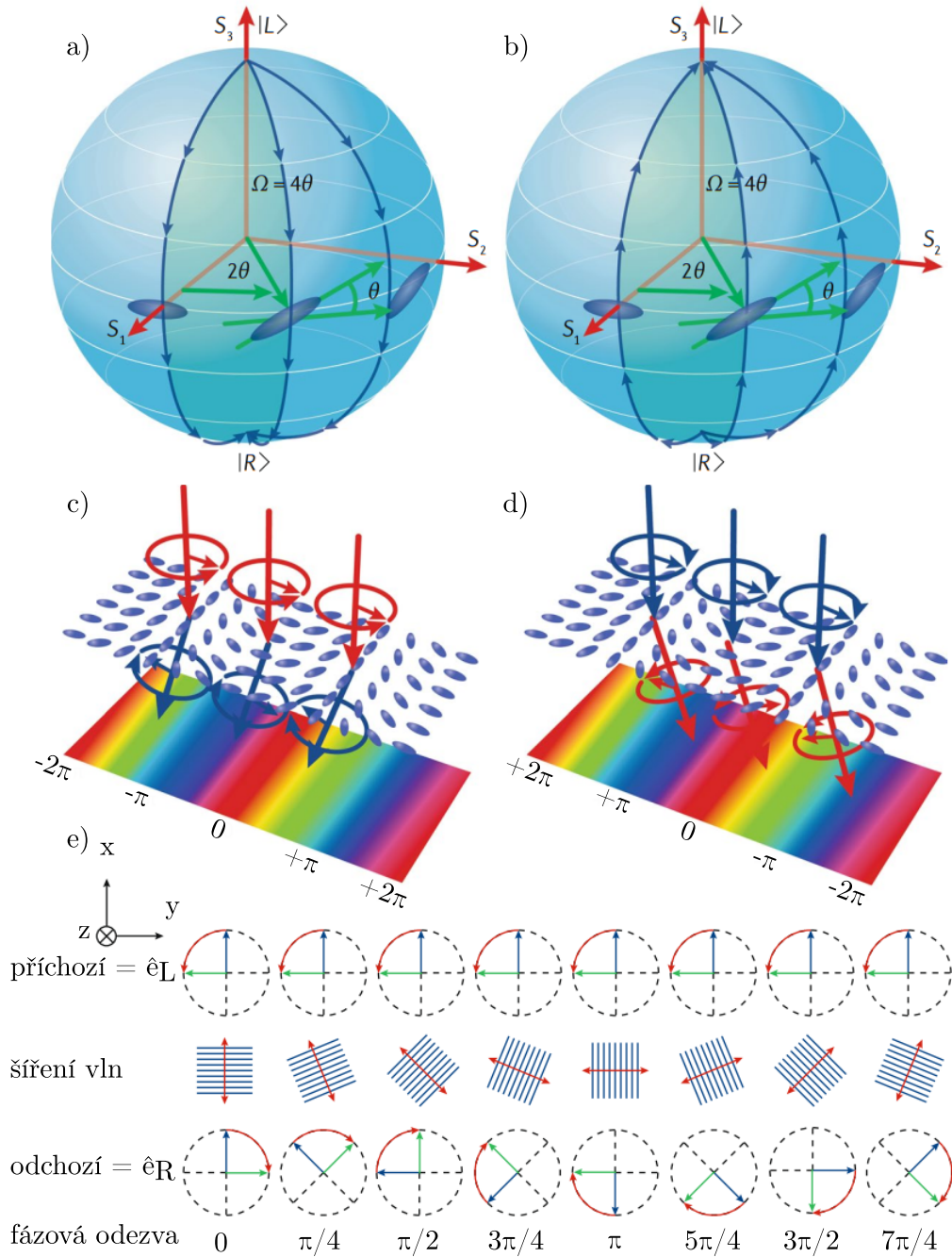
$$\phi(z, t) = \frac{n\omega z}{c} - \omega t \quad (1.25)$$

popisuje dynamickou fázi, tedy v čase proměnný fázový rozdíl oproti konstantnímu úhlu a ϕ_0 představujícímu počáteční nebo referenční fázi, n značí index lomu média a c je rychlost světla. Polarizační stav vlny, neboli orientace \vec{E} , je dán velikostí složek E_x a E_y a jejich vzájemným fázovým rozdílem δ . Stav polarizace vlny lze popsat jako bod na povrchu Poincarého sféry vytyčený normovaným Stokesovým vektorem a jeho vývoj jako trajektorii jím opsanou na jejím povrchu.[39] Druhý způsob, jak matematicky popsat

polarizační stav, je použit Jonesův vektor a jeho transformace.[40] Standardní vývoj dynamické fáze během šíření je určen vlnovou rovnicí. Pokud se však polarizační stav v průběhu propagace změní, vlna může získat nový příspěvek k výsledné fázi, který se přičte k dynamické fázi. Tento fázový příspěvek byl poprvé popsán S. Pancharatnamem a je označován jako Pancharatnamova fáze světla.[38] Pancharatnamův experiment dokazující tento fenomén je vlastně modifikací Machova-Zehnderova interferometru,[41] kdy je v obou větvích zachována stejná optická dráha. Lineárně polarizovaný vstupní paprsek je rozdělen a transformován na dva o opačné kruhové polarizaci, které pak projdou stejnými optickými transformacemi. Při zpětné interferenci jsou paprsky plně koherentní a nacházejí se ve stejné dynamické fázi i stejném polarizačním stavu, jejich fáze je však odlišná. Za fázovou změnu v této soustavě tedy může být zodpovědná pouze geometrická fáze a můžeme ji pomocí formalismu Jonesových vektorů popsat. Na Jonesovy vektory pro LCP a RCP aplikujeme Jonesovu matici popisující optickou transformaci pro lineární polarizátor obecně orientovaný vůči optické ose pod úhlem θ .

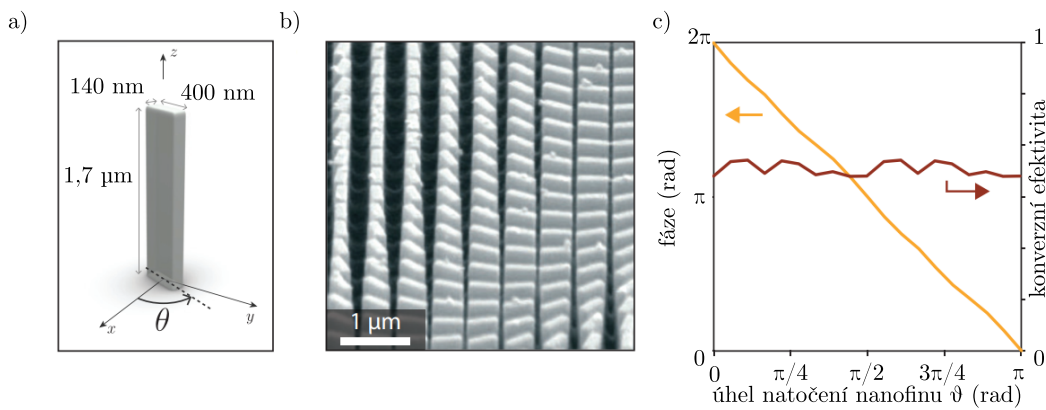
$$\begin{aligned} \vec{L}_{\text{CP}} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} &\rightarrow L\vec{P}_{\text{LCP}} = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} e^{-i\theta} \\ \vec{R}_{\text{CP}} = \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} &\rightarrow L\vec{P}_{\text{RCP}} = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} e^{+i\theta} \end{aligned} \quad (1.26)$$

Jak můžeme vidět, výsledná fáze se liší o 2θ . Z pohledu matematického modelu můžeme říci, že Pancharatnamova fáze není závislá na pozici bodu na Poincarého sféře, ale na trajektorii ve formě uzavřené orientované křivky, kterou Stokesův vektor opsal. V takovémto případě se velikost Pancharatnamovy fáze rovná polovině prostorového úhlu vytyčeného v počátku plochy opsané křivkou na Poincarého sféře a znaménko fázového rozdílu odpovídá orientaci opsané křivky, viz Obr. 1.4a a 1.4b. Opravdu je tedy nutné brát v úvahu fázový i polarizační efekt média během šíření elektromagnetické vlny při měření fázového posuvu a Pancharatnamova fáze je výbornou manifestací tohoto dalšího stupně volnosti. Tato vlastnost bývá také označována jako geometrická fáze, což je jakési zobecnění pojmu a spadá pod něj mnoho jevů z různých oblastí fyziky fungujících na stejném principu. Pro kruhově polarizované světlo má tento fázový posuv získaný geometrickou fází velice významné praktické využití - každý individuální BB OMS, který vykazuje anizotropní vlastnosti pro vzájemně kolmé polarizace dokáže měnit výslednou fázi, a dává nám k dispozici proměnnou ve formě úhlu natočení θ vůči optické ose dopadajícího záření, kterou lze fázový posuv přesně specifikovat.



Obr. 1.4: a), b) Zobrazení matematického modelu Poincarého sféry pro popis změny polarizace v případech c) a d). c), d) Kruhově polarizovaný světelný paprsek prochází OMS tvořeným dvojlomnými BB. Vzniklá geometrická fáze se liší ve znaménku v závislosti na orientaci přechodu od $|L\rangle = \text{LCP}$ k $|R\rangle = \text{RCP}$ a způsobuje tak vychýlení do opačných stran. Světlo získá fázový posuv 2θ , tedy dvojnásobek koordinačně závislého úhlu orientace optické osy struktury. Velikost odpovídá polovině uzavřeného prostorového úhlu Ω . e) LCP paprsek procházející soustavou P-B dielektrických BB s efektem totožným HWP s různě orientovanými rychlými osami (druhý řádek, rovné červené šipky). A na posledním řádku konečný stav, tedy RCP paprsek s fázovým rozdílem korespondujícím s orientací optických os na druhém řádku. Modré a zelené šipky značí elektrické a magnetické složky, červené pak směr kruhové polarizace, \hat{e} značí jednotkový vektor. Převzato a upraveno z [42].

Vytvoříme tedy řady BB se spojitě se měnícím transverzálním natočením, takto vznikne lineární fázový posun napříč OMS, který nakloní vlnoplochu příchozího signálu, jako je zobrazeno na Obr. 1.4c. Již bylo zmíněno, že převrácení polarizace dopadající vlny je nezávislé na úhlu θ . Využitím tohoto OMS je tedy selektivní odklonění vlnoplochy na základě směru kruhové polarizace, protože jinak totožný paprsek, lišící se pouze ve směru polarizace, vytvoří P-B fázový rozdíl o stejné velikosti, ale v opačném směru, jak ukazují Obr. 1.4c a Obr. 1.4d. Optické transformace na BB jsou navíc plně koherentní a vlastnosti BB lze použít na jakýkoliv dopadající paprsek, jehož polarizace bude superpozicí LCP a RCP. Pokud shrneme dosavadní poznatky a přeneseme je na praktické aplikace, můžeme pomocí změny lokální orientace optické osy $\theta(x, y)$ stavebního bloku s patřičnou anizotropií lokálně měnit fázi dopadajícího křížově polarizovaného paprsku. P-B OMS tedy bývají často složeny z asymetrických dvojlomných BB, například ve tvaru tzv. nanofinů, jak můžeme vidět na Obr. 1.5.



Obr. 1.5: a) Model P-B BB ve tvaru nanofinu. b) SEM snímek OMS tvořeného identickými BB podle vzoru a) o různých transverzálních orientacích s roztečí 500 nm. c) FTDT simulace závislosti fáze a propustnosti takového OMS na úhlu θ pro dopadající světlo o vlnové délce $\lambda = 532$ nm. Převzato a upraveno z [37].

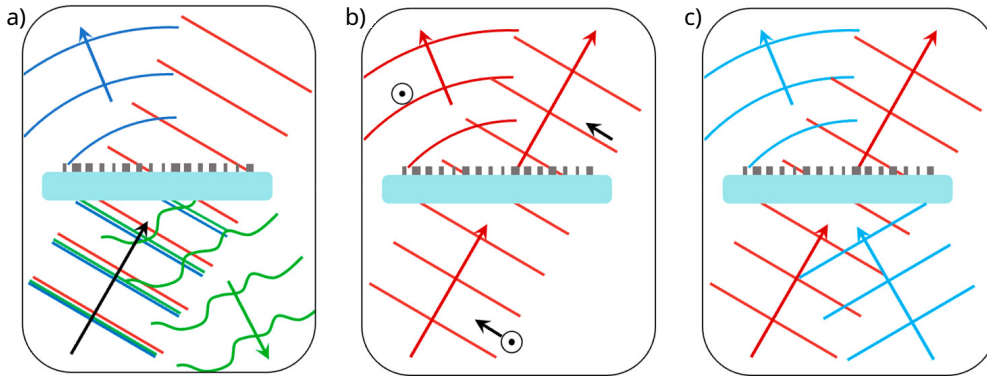
Síla této metody tkví také v tom, že z výrobního hlediska je složitější budovat BB o různých průměrech než tvořit identické P-B BB s různou orientací. Například při užití výrobní metody na principu elektronové litografie jsou dávky elektronů přímo úměrné rozměrům BB, takže efektivita OMS na principu proměnlivých rozměrů je velice citlivá na nepřesnosti v dávkování proudu elektronů. Na druhou stranu při přípravě OMS na principu P-B fáze odchylky v rozměrech BB způsobí pouze pokles konverzní efektivity, ale daný BB bude stále produkovat požadovanou fázovou změnu. Dalším pozitivem P-B bloků je menší míra disperze, jelikož fáze komplexní amplitudy není závislá na vlnové délce dopadajícího záření.[37] Použití geometrické fáze tak může výrazně snížit složitost návrhu meta-čoček, což nabízí větší volnost pro manipulaci s vlnoplochou. Je nutno podotknout, že pro dosažení vysoké difrakční a polarizační konverzní účinnosti, geometrické fázové meta-čočky obvykle vyžadují dobře rezonanční BB a nebo BB s velkým poměrem stran, což je ideální podmínka pro dielektrické BB.

Rezonanční fáze

Rezonanční fáze je náhlá změna fáze vytvořená při dosažení rezonanční vlnové délky, kterou je modifikovatelná úpravou geometrie BB. První meta-čočky využívající rezonanční fázi měly problémy se spektrálním omezením a nízkou účinností. Později byla účinnost zlepšena v Huygensových meta-čočkách založených na Kerkerově podmínce (částice je navržena tak, aby minimalizovala nebo úplně vyrušila zpětný rozptyl a zvýšila dopředný rozptyl světla, nastává v momentě, když jsou elektrické a magnetické dipólové rezonance částice stejné co do velikosti a fáze), pro kterou lze dosáhnout 2π fázového posunu. Toto řešení však trpí na základní omezení, jako je reciprocita, multimódový/monomódový provoz a porušení symetrie.[43] Pro zvýšení multifunkčnosti a výkonu meta-čočky je samozřejmě nejlepší možností kombinace dvou nebo více typů fázových mechanismů, podstatně se však zvyšuje komplexnost návrhu a složitost výroby.

1.2.2 Další aplikace

Kromě fáze Φ a směru propagace \vec{k} má světlo další stupně volnosti, jako je polarizace ψ a její elipticita χ , frekvence f a amplituda A které dokáží OMS manipulovat (viz Obr. 1.6). Díky nim získáváme možnost realizace multifunkčních optických komponent, které mohou současně ovládat více stupňů volnosti. Například detekce a zobrazování polarizace založené na polarizačně závislých BB mohou poskytnout vyšší polarizační kontrastní poměry a kompaktnější velikosti než konvenční optické systémy. Pro ilustraci můžeme jmenovat komponent z klasické optiky, Wollastonův hranol, jehož ekvivalentní OMS obsahuje dvě nezávislé fázové masky pro dvě různé ortogonální polarizace na dané frekvenci pomocí BB se zrcadlovou symetrií, jak je znázorněno na Obr. 1.6b).[44] OMS dokáží tento koncept však povznést o úroveň výše a v nejobecnějším případě lze zakódovat do jednoho prvku tři různé hologramy pro 3 polarizace (horizontální, vertikální a LCP/RCP).[45] Navíc, za použití tří metačoček, mohou být tyto tři polarizační stavy rozděleny a zaostřeny na šest různých domén na obrazovém senzoru. Polarizační stav může být detekován měřením čtyř Stokesových parametrů pro každou doménu. Takovýto optický systém může věrohodně zobrazit informace z polarizačně komplexního objektu, což poukazuje na možnost vytvoření polarizační kamery v plném rozsahu.[46]



Obr. 1.6: a) Schéma vlnové multiplexace, kde OMS aplikuje různé transformace pro různé vlnové délky (barvy). b) Polarizační multiplexace, kde je transformace různá v závislosti na polarizaci. c) Úhlová multiplexace, kde jsou čelní vlny dopadající pod různými úhly transformovány velmi odlišně. Převzato a upraveno z [12].

Dalším stupněm volnosti o kterém lze mluvit v kontextu OMS je elipticita polarizace χ , často pak případy pro $\chi = 1$, tj. kruhově polarizované světlo v opačných směrech (LCP či RCP). Materiály schopné reagovat na takovýto typ záření vykazují chiralitu, což je vlastnost kterou je snaha zakomponovat do OMS. Pro BB se zrcadlovou symetrií platí, že postrádají chirální odezvu kvůli jejich lineárně polarizovaným polarizačním vlastním stavům. Chirální odezva, jako je dvojlom pro odlišnou kruhovou polarizaci nebo dichroismus, vyžaduje jednotkové buňky BB s kruhově polarizovanými vlastními stavy. Pro BB postrádající zrcadlovou symetrii byly prokázány různé úrovně chirální odezvy.[47] Univerzální bezztrátovou technikou jsou pak dvojrvtvé BB.[48] Nicméně, v současné době neexistuje univerzální analytická technika pro implementaci obecné Jonesovy matice na úrovni jediného BB.

OMS mohou také obsahovat několik fázových masek pro různé frekvence.[49, 50] Toho lze využít například k vytvoření vícevlnových čoček s aplikacemi v barevném zobrazování[51] a dvoufotonové mikroskopii(viz Obr. 1.6a).[52] Při využitím multimodální povahy BB, pro které zároveň platí že dochází ke změnám velikosti jednotlivých modů vzhledem k úhlu dopadu světla je také možné, aby OMS obsahovaly různé fázové masky v závislosti na směru dopadající vlny jak je ukázáno na Obr. 1.6c.[53] Pro zmíněné schopnosti a možné aplikace OMS je tedy cílem multivariační tvarování vlnoplochy pomocí co největšího možného počtu stupňů volnosti $(A, \Phi, \psi, \chi, \vec{k})$ v každém bodě prostoru pro různé vlnové délky. Výsledky výzkumu OMS poslední doby naznačují, že pro získání co největší kontroly nad stupni volnosti elektromagnetické vlny je třeba aplikovat co nejvíce "stupňů volnosti"BB, tj. počet použitých materiálů, tvarů, uspořádání a obecně všech dříve zmíněných technik.[54–57] Pro dosažení těchto cílů je zapotřebí disponovat robustními knihovnami BB, které je pak možné kombinovat pro tvorbu specifických OMS. Pro tvorbu těchto knihoven je nutná tvorba velkého množství testovacích vzorků a důkladné experimentální verifikace. To zahrnuje jak návrh a simulace jednotlivých BB pomocí metod jako je FDTD a RCWA, tak i jejich fyzickou realizaci a charakterizaci. Kvantitativní fázové zobrazování

QPI (z angl. Quantitative Phase Imaging) je jedním z klíčových nástrojů pro ověření fázových vlastností metapovrchů a zajištění, že navržené struktury dosahují požadovaných optických funkcí. Robustní knihovny BB tak umožní efektivnější návrh komplexních OMS s širokou škálou aplikací, od zobrazovacích systémů až po senzory a komunikační technologie.

1.3 Příprava optických metapovrchů

Pro tvorbu optických metapovrchů je zásadní pečlivě navrhnout jednotlivé základní stavební bloky (BB) a integrovat je do finální struktury. Tento proces zahrnuje jak teoretické simulace, tak praktické aspekty realizace. Mezi nejdůležitější metody pro simulaci patří metody FDTD a RCWA. Tyto metody umožňují optimalizovat geometrické parametry nanostruktur a přesně předpovídat jejich optické vlastnosti [58]. Výrobní metody jsou pak vybírány na základě konkrétních materiálů a vzorků vytvořených pro potřeby experimentální části 3.

1.3.1 Simulace

Návrh optických metapovrchů užívá komplexní procesy teoretických simulací. FDTD a RCWA patří mezi klíčové simulační metody, které poskytují nezbytné nástroje pro optimalizaci geometrických parametrů nanostruktur a predikci jejich optických vlastností. Implementace těchto metod v návrhu umožňuje generovat optimalizované struktury s vysokou přesností a efektivitou [59, 60].

Metoda konečných diferencí v časové oblasti (FDTD)

FDTD je numerická metoda pro řešení Maxwellových rovnic v časové oblasti. Tato metoda umožňuje simulovat šíření elektromagnetických vln v nanostrukturách a poskytuje data, díky nimž je pak možné třeba v *Pythonu* následně optimalizovat jejich geometrické parametry pro dosažení požadovaných optických vlastností. Při použití FDTD je klíčové správně nastavit okrajové podmínky a zvolit vhodné rozlišení sítě, aby byly výsledky simulace co nejpřesnější. FDTD simulace začíná definováním geometrie simulovaného systému a volbou vhodných materiálových parametrů, jako jsou indexy lomu a absorpční koeficienty. Následně se definuje zdroj záření, obvykle v podobě impulzního nebo harmonického vlnění. Výpočetní oblast je pak rozdělena na malé buňky, ve kterých se numericky řeší Maxwellovy rovnice v časových krocích. Výsledkem simulace jsou pole elektrických a magnetických vektorů v závislosti na čase a prostoru. FDTD metoda je zvláště užitečná pro analýzu složitých struktur, kde je potřeba detailně studovat interakce světla s materiálem. Simulace pomocí FDTD pomáhá při návrhu optimálních parametrů metapovrchů, jako jsou tloušťka vrstev, rozměry nanostruktur a jejich rozložení. Tímto způsobem lze dosáhnout požadovaných optických funkcí, jako je manipulace s fázovým posunem, směrováním světla nebo zlepšení propustnosti. Výhodou této metody je také možnost studovat

dynamické chování elektromagnetických vln v čase, což poskytuje hlubší vhled do procesů probíhajících na nanostrukturální úrovni.[61]

Simulace difrakční odezvy periodických nanostruktur (RCWA)

RCWA je numerická metoda používaná k analýze difrakční odezvy periodických nanostruktur. Tato metoda je zvláště vhodná pro návrh metapovrchů s periodickými vzory, kde je klíčové pochopit, jak různé vlnové délky a úhly dopadu ovlivňují výslednou odezvu. RCWA metoda je založena na rozvoji elektromagnetických polí v periodické struktuře do Fourierových řad, což umožňuje efektivní řešení Maxwellových rovnic v tomto prostředí. RCWA se používá k optimalizaci geometrických parametrů metapovrchů, jako jsou rozteč, tvar a velikost nanočástic. Proces začíná definováním periodické struktury a výpočtem Fourierových koeficientů materiálových parametrů. Následně se řeší Maxwellovy rovnice v Fourierově prostoru, což umožňuje získat informace o difrakčních vlastnostech struktury pro různé úhly dopadu a vlnové délky. RCWA metoda je velmi efektivní pro simulaci malých periodických struktur avšak náročnost rychle roste s velikostí. Umožňuje také snadnou analýzu spektrální odezvy a polarizačních vlastností metapovrchů, což je klíčové pro návrh optických prvků s požadovanými vlastnostmi. Díky této metodě lze přesně navrhnout metapovrchy s optimalizovanou účinností pro konkrétní aplikace, což je nezbytné pro jejich efektivní využití v praxi.[62]

1.4 Výroba

Výroba optických metapovrchů vyžaduje pečlivý výběr materiálů a optimalizaci výrobních procesů. Materiály použité pro tvorbu metapovrchů musí splňovat specifické optické a mechanické vlastnosti, které umožňují efektivní manipulaci s elektromagnetickými vlnami. V této sekci se zaměříme na materiály TiO_2 a SiC , které byly vybrány pro tvorbu vzorků v rámci této práce, a na metody jejich zpracování. Každá z výrobních metod má své specifické výhody a nevýhody, které je třeba zvážit při návrhu a výrobě optických metapovrchů. Výběr vhodné metody závisí na požadovaných vlastnostech metapovrchu a na materiálu, ze kterého je vyroben. Cílové struktury z obou materiálů jsou do velké míry podobné, ale rozdílné vlastnosti materiálů znamenají nutnost použít odlišné výrobní postupy.

Použité materiály

Vhodný materiál bude mít nízké ztráty a vysokou propustnost v celém rozsahu viditelného spektra, aby mělo výsledné zařízení vysokou účinnost. Toto kritérium již vyřazuje použití většiny kovů pro jejich vysoké ztráty v optické oblasti.

TiO₂ je materiál s vysokým indexem lomu ($n \approx 2.4$) v celém rozsahu viditelného spektra spolu s nízkým indexem absorpce, je tedy ideálním pro aplikace vyžadující silnou manipulaci s fází světla. Vyšší index lomu zároveň omezuje elektrické pole na objem uvnitř nanostruktur, což snižuje nežádoucí vliv okolních struktur. Tvorba vrstev TiO₂ může být prováděna mnoha metodami, mezi které patří depozice z plynné fáze CVD (z angl. *Chemical Vapor Deposition*), fyzikální depozice z plynné fáze PVD (z angl. *Physical Vapor Deposition*) a metoda ALD (z angl. *Atomic Layer Deposition*), která byla použita pro tvorbu vzorků v této práci (viz Obr. 1.7). Při výrobě je klíčové zajistit vysokou kvalitu vrstev a minimalizovat povrchové defekty, což může výrazně ovlivnit optické vlastnosti výsledných metapovrchů.

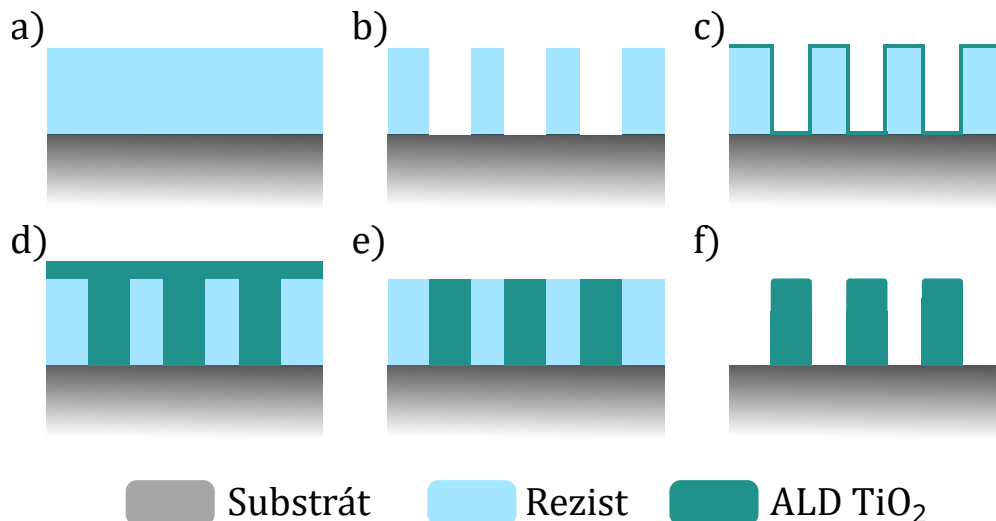
SiC je široce používaný materiál známý svou vysokou tepelnou vodivostí, chemickou odolností a mechanickou pevností. Tyto vlastnosti činí SiC ideálním pro aplikace v nepříznivých podmínkách, jako jsou vysoké teploty a korozivní prostředí. SiC má také široké pásmo propustnosti v infračerveném a viditelném spektru, což jej činí vhodným pro OMS. SiC se běžně využívá ve fotonických a optoelektronických aplikacích, kde jeho nízké ztráty a vysoký index lomu umožňují efektivní manipulaci s elektromagnetickými vlnami. Navíc jeho vysoká tvrdost a odolnost vůči opotřebení zajišťují dlouhou životnost optických komponent vyrobených z tohoto materiálu. SiC nanostruktury se často vyrábějí leptáním tenkých vrstev (deponovaných pomocí CVD) na wafer nebo přímo do waferů, což umožňuje přesnou kontrolu nad morfologií a složením vrstev. 1.8

Výrobní metody

Výrobní procesy použité při tvorbě optických metapovrchů zahrnují několik klíčových kroků. Následující metody jsou popsány v pořadí, ve kterém se běžně používají při výrobě TiO₂ 1.7 a SiC nanostruktur 1.8.

Práce s rezistem zahrnuje nanášení, exponování a vyvolávání rezistu na substrátu, což je základní krok v mnoha nanofabrikacích procesech. Použití správného typu rezistu a optimalizace procesu nanášení a vývoje jsou klíčové pro dosažení požadovaných vzorů a rozměrů nanostruktur. Pro TiO₂ byl použit rezist CSAR 6200.13, který byl rozprostřen spin-coaterem na substrát z taveného křemene při 1600 rpm pro získání vrstvy o tloušťce 650 nm. Pro SiC byl použit AR-P 679.04 při otáčkách 4000 rpm pro vrstvu o tloušťce 240 nm.

Napařování (z rodiny PVD metod) je metoda fyzikální depozice z plynné fáze, která zahrnuje odpařování materiálu z pevného nebo kapalného zdroje a jeho kondenzaci na substrátu za vytvoření tenké vrstvy. Tato metoda umožňuje přesnou kontrolu nad tloušťkou a složením deponované vrstvy. V této práci byla metoda PVD použita pro depozici



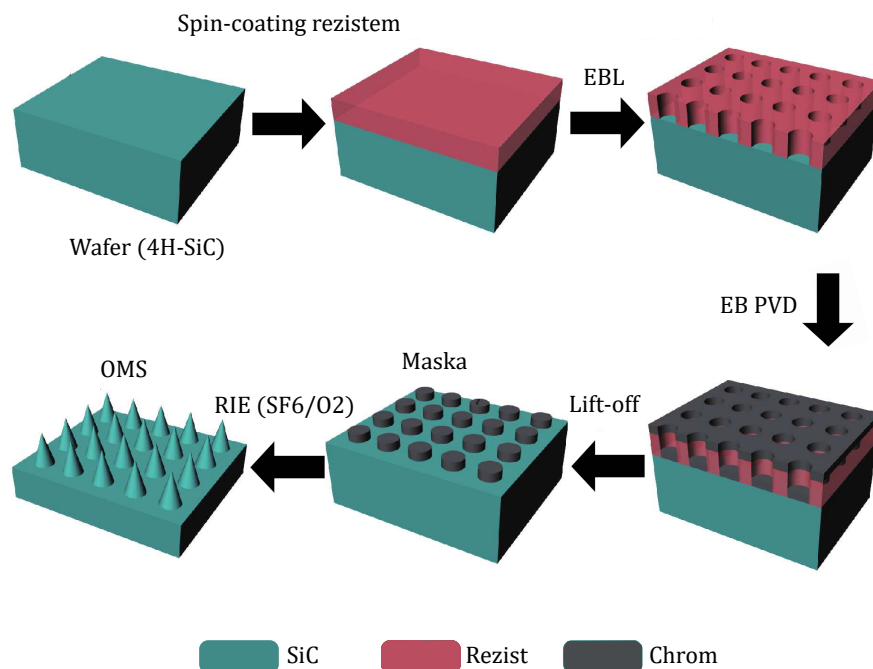
Obr. 1.7: a) Nanášení rezistu pomocí spin-coatingu. b) Elektronová litografie a vyvolání. c) Počáteční fáze ALD depozice TiO₂. d) Dokončená ALD depozice. e) Odstranění horní vrstvy pomocí leptání iontovým paprskem. f) Odstranění rezistu pomocí plazmového leptání. Převzato a upraveno z [63].

tenkých vrstev chromu (20 nm) a to ze dvou důvodů. Pro TiO₂ k disipaci náboje při litografii a pro SiC až později ve výrobním procesu jako maska při následné leptací fázi, jelikož disponuje vysokou chemickou odolností vůči používaným plynům.

Elektronová litografie je klíčová technologie pro tvorbu nanostruktur na metapovrchích. Tento proces zahrnuje použití elektronového svazku k definování požadovaných vzorů v rezistu, který je následně vyvolán a slouží jako maska pro další výrobní kroky. Elektronová litografie umožňuje dosáhnout velmi vysokého rozlišení a přesnosti při vytváření složitých nanostruktur. Pro TiO₂ bylo použito urychlovací napětí 30 kV o dávce 200 μC/cm², pro SiC 20 kV o dávce 100 μC/cm².

ALD je metoda chemické depozice z plynné fáze, která umožňuje nanášení velmi tenkých vrstev materiálu s vysokou přesností a uniformitou. Proces ALD zahrnuje střídavé vystavení povrchu substrátu dvěma nebo více prekurzory, které reagují a vytvářejí požadovaný materiál ve vrstvách atom po atomu. Tato metoda je zvláště vhodná pro tvorbu nanostruktur s vysokým poměrem stran a přesně definovanými rozměry. Pro TiO₂ nanostruktury byl použit prekurzor tetrakis(dimethylamino)titanium a voda při teplotě 90 °C. Proces trval přibližně 13 h a vytvořil vrstvu o tloušťce 170 nm.

IBE (z angl. *Ion Beam Etching*) je suchý leptací proces, který využívá kinetickou energii iontů pro selektivní odstranění materiálu z povrchu substrátu. Tento proces je nezbytný pro odstranění horních vrstev po ALD a dosažení požadovaných nanostruktur. Pro TiO₂ nanostruktury bylo použito argonové iontové leptání v systému Scia Systems Coat 200.



Obr. 1.8: Postup výroby SiC BB. Převzato a upraveno z [64].

RIE (z angl. *Reactive Ion Etching*) je proces, při kterém se používají reaktivní plyny k selektivnímu odstranění materiálu z povrchu substrátu. Tento proces je klíčový pro tvorbu přesných nanostruktur na metapovrchích. Směs plynů SF_6 a O_2 v poměru 1:1 byla použita pro chemické leptání SiC. Proces probíhal při tlaku 5 Pa a výkonu 200 W po dobu 10 min. Tento proces umožňuje přesné a selektivní odstranění materiálu, což je nezbytné pro dosažení požadovaných nanostruktur. Po leptání následovalo odstranění zbytkového rezistu pomocí acetonu a izopropanolu, čímž se uvolnily dokončené nanostruktury SiC. Přestože jsme se podrobně zabývali metodami přípravy a modifikace nanostruktur, je pro plné využití jejich potenciálu nezbytné i jejich důkladné charakterizování. K tomu slouží různé techniky kvantitativního měření, z nichž jednou z nejpokročilejších je digitální holografická mikroskopie. Tato metoda nám umožňuje nejen detailní zobrazení, ale také přesné měření fázových změn v nanostrukturách. V následující kapitole se proto zaměříme na kvantitativní měření fáze, konkrétně na digitální holografii a její aplikace v oblasti charakterizace nanostruktur.

2 Kvantitativní měření fáze

2.1 Digitální holografie

Počátky metody kvantitativního měření fáze (QPI, z angl. *Quantitative Phase Imaging*) lze teoreticky datovat již do roku 1955, kdy F. Zernike objevil možnost fázového kontrastu [65]. Vývoj však nebyl rychlý a o realizaci mikroskopů na principu QPI se dlouho nemohlo uvažovat vzhledem k technologickým omezením dané doby. V roce 1999, s pokroky ve výpočetní a záznamové technice, byla navržena a experimentálně realizována jedna z prvních instalací in-line digitální holografické mikroskopie, která umožnila zobrazení 3D objektů pomocí numerické rekonstrukce z několika interferogramů [66]. V roce 2005 byl tento koncept začleněn do mikroskopické aparatury s 45x zvětšením [67]. V roce 2013 byla sestava vylepšena na plně koherentní vlastnosti pro bílé světlo za využití prostorových světelných modulátorů [68] a v roce 2018 si QPI vysloužila čestné místo v časopise *Nature* v review článku shrnujícím posledních 15 let pokroku této metody [69]. Zároveň s vývojem QPI se vyvíjely i metamateriály a z nich optické metapovrchy, jejichž zobrazování a analýza vytyčila QPI nové obzory. Digitální holografie je interferometrická zobrazovací technika, která umožňuje simultánní zobrazování vícerozměrných informací, například trojrozměrných struktur, dynamických dějů, kvantitativní fáze, polarizačních stavů nebo více vlnových délek dohromady [70]. Tato technika může také získat holografický obraz užitím nelineárního světla a trojrozměrný obraz užitím nekoherentního světla s jednorázovou expozicí. Záznamová schopnost této techniky umožnila celou řadu aplikací.

Koherence

Základní koncept koherence lze interpretovat jako vlastnost vln umožňující stacionární interferenci. Interference je matematický součet dvou vlnových funkcí, což zahrnuje i vlny interferující se sebou samými, jak ukazuje například Youngův šterbinový experiment [71]. Koherence popisuje korelaci fyzikálních veličin, které popisují jedinou vlnu, více interferujících vln nebo i vlnové klubka. Výsledek tohoto součtu závisí na vlastnostech vln a jejich relativní fázi. Dvě vlny jsou plně koherentní, pokud je jejich fázový rozdíl konstantní, což znamená, že mají totožné vlnové délky. Míra koherence dvou vln odpovídá viditelnosti interferogramu. Pokud bychom nechali interferovat dva plně koherentní lineárně polarizované paprsky a měnili vzájemný úhel jejich polarizací od 0 do $\pi/2$, přejdeme od interferenčního obrazu s maximálním kontrastem až do bodu, kdy k interferenci vůbec nedochází. Na tento fakt narazíme později v 2.5, ale spíše se budeme věnovat koherenci prostorové a časové, které ovlivňují amplitudu a fázi světla. Prostorová koherence popisuje korelaci vln v různých bodech prostoru, zatímco časová koherence popisuje korelaci vln v různých bodech času. Prostorovou koherenci lze manifestovat zvětšováním vzdálenosti šterbin při Youngově pokusu, zatímco časovou koherenci lze manifestovat prodlužováním jednoho z ramen Michelsonova interferometru. U obou případů pozorujeme postupně se

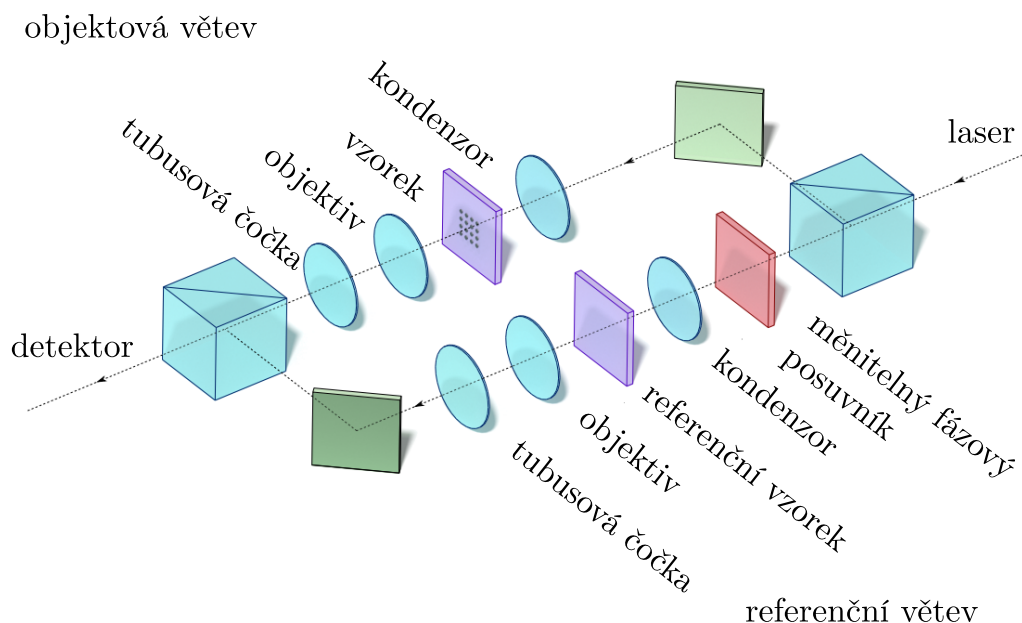
vytrácející interferenční obrazec až do bodu překročení koherenční délky l_c , kdy interferenční obrazec naprosto zmizí. Pro stacionární záření zavádíme pojem komplexní stupeň časové koherence $g(t)$. Pro ideální monochromatické záření je $g(t) = 1$, což znamená, že záření je z principu koherentní pro libovolné časové období. Definujeme koherenční dobu τ_c , což je doba, kdy $g(t)$ klesne na určitou hodnotu ($1/2$ nebo $1/e$). Světlo, jehož τ_c je mnohem delší než doba potřebná k jeho průchodu studovaným systémem τ , je vůči tomuto systému plně koherentní. Analogicky musí l_c převyšovat optickou dráhu soustavy a s τ_c ji spojuje vztah $l_c = c\tau_c$. S τ_c úzce souvisí šířka spektrální čáry Δ , například zdroje světla, a to vztahem $\Delta = 1/\tau_c$. Digitální holografie je způsob zpracování informací o vzorku ve formě záznamu vlnového pole modulovaného vyšetřovaným předmětem a následně provedení jeho rekonstrukce. K běžnému obrazu tvořenému různými hodnotami intenzity přidáme ještě něco navíc a vytvoříme tak kompletní obrazovou repliku vzorku, odtud název hologram (z řeckého holos - úplný a grafie - záznam). Princip spočívá v tom, že vyšetřované vlnové pole necháme interferovat se známým referenčním polem a takto vzniklé interferenční pole zaznamenejme na detektor a získáme tak hologram (někdy též interferogram). Pomocí numerického rekonstrukčního algoritmu se pak vytvoří obraz. Kdybychom pozorovali plochu bez vzorku, získáme obraz prázdného stolku pro vzorek, překrytý uniformními interferenčními proužky. Pokud ale přidáme vzorek, zobrazí se na detektoru jeho obraz překrytý proužky nepravidelně a zdeformovaně v místech, kde průchod vzorkem způsobil fázový rozdíl. Tvorba obrazu ve všech formách světelného mikroskopu závisí na interferenci přímého a rozptýleného světla v obrazové rovině. Běžný světelný mikroskop však není schopen ukázat nebo měřit fázový rozdíl zavedený pozorovaným objektem [72]. Tato možnost se objevila vynálezem interferenčního mikroskopu, tedy separací objektového a referenčního paprsku, na konci 19. století. V padesátých letech byl koncept laterální separace posunut do nové formy transmisní interferenční mikroskopie v sestavě de facto dvou paralelních mikroskopů, umožňující měření rozdílu optických drah. Problémem však byla potřeba přesných optických prvků, vysoké náklady a omezené možnosti zpracování obrazu té doby, což způsobilo, že tato zařízení nedosáhla příliš velké popularity a metody jako Zernikeho fázový kontrast či diferenciální interferenční kontrast převládly, přestože nedisponovaly schopností QPI, tj. hromadné zobrazení lokální změny fáze. Holografické aplikace, vynález laseru a rapidní vývoj v oblasti výpočetní techniky a digitálního zpracování obrazu však vedly ke znovuobjevení této metody.

2.2 In-line vs. off-axis

Interferenční mikroskopy lze dělit podle principu, jakým dochází k opětovnému spojení větví a jakým způsobem necháme svazky interferovat. Dělicím parametrem je vzájemný úhel mezi referenční a objektovou větví a metoda, jakou budeme získávat informace o jejich vzájemné interferenci. Jedná se o varianty in-line a off-axis holografie.

2.2.1 In-line

Jak název napovídá, paprsky jsou v momentě interference téměř nebo úplně paralelní, což umožňuje využití nízké koherentních zdrojů (např. halogenová lampa), které nevykazují koherentní šum a otevírají možnost užití například efektu optického řezání pomocí koherentního hradlování. Optické řezání je proces, při kterém vhodně sestrojený mikroskop dokáže vytvářet obrazy ohniskových rovin hluboko v tlustém vzorku, což odstraňuje nutnost tvorby tenkých vzorků a vrstvením obrazů z více hloubek umožňuje 3D rekonstrukci vzorků [73]. Zásadním omezením je však nutnost využití techniky phase-shiftingu (*phase-stepping*), která spočívá v pořízení několika (3 – 7) po sobě jdoucích záznamů interferogramu, aby se získaly informace o časovém průběhu interference v různých místech periody, a pomocí nich pak zrekonstruovat celý průběh. Tato nutná podmínka se jeví zvláště nepraktickou při pozorování v čase rychle proměnných dějů. Problémem jsou také stacionární obrazy, protože do měření vstupuje několik v čase proměnných zdrojů šumu, jako například vibrace vzorku nebo fluktuace media, což může výrazně snížit kvalitu obrazu.

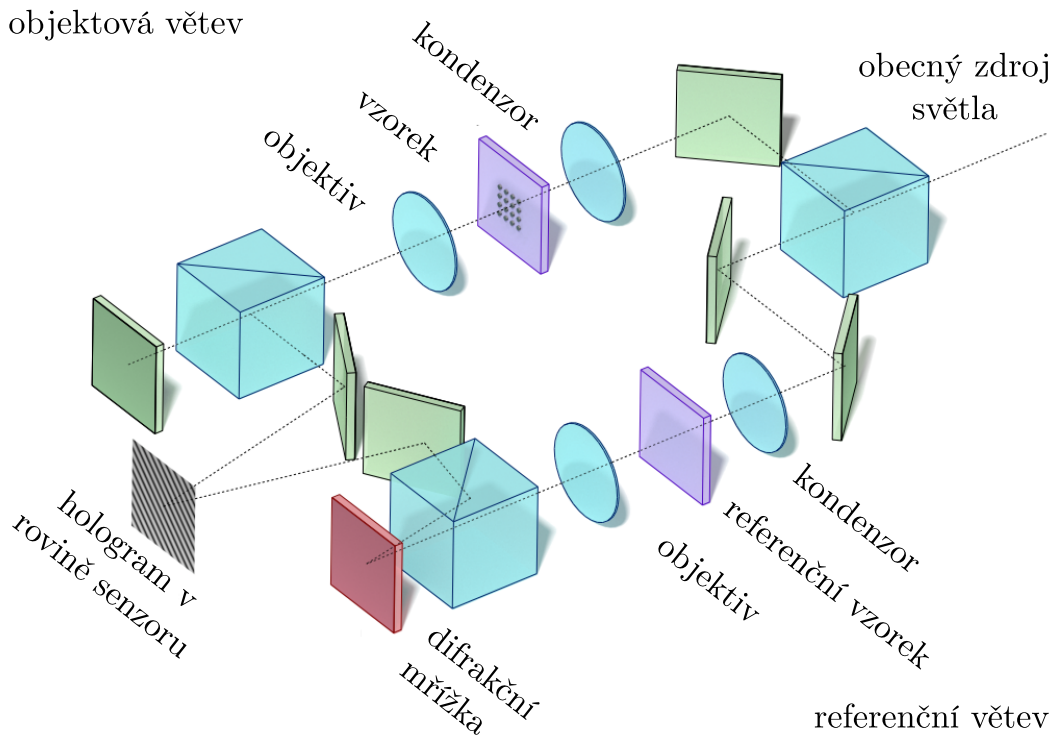


Obr. 2.1: Schéma in-line phase-shifting holografického mikroskopu. Převzato a upraveno z [74].

2.2.2 Off-axis

Úhel vytvořený mezi paprsky vede k interferogramu s prostorovou frekvencí výskytu interferenčních čar dostatečně vysokou pro kompletní rekonstrukci vlny už z jediného interferogramu [75]. Výhoda metody spočívá ve vysoké frekvenci tvorby snímků za sekundu, o to více, je-li použit Fourierův rekonstrukční algoritmus [76]. Pro oba typy digitálních holografických mikroskopů (DHM, z angl. *digital holographic microscopy*) je používán stejný princip interferometrického zpracování soustavy. Problémem zavedení úhlu mezi paprsky

je však ztráta koherenční volnosti světelného zdroje, protože takto modifikovaný interferometr není achromatický a často ani prostorově invariantní. Při využití polychromatického světla se nebude spolehlivě tvořit interferenční obraz po celé ploše detektoru. Jsme tedy nuceni se omezit na úzkopásmové a prostorově omezené zdroje, jako například laserové paprsky. Typickou aplikací reflexní DHM je studie profilu povrchů, dynamických mikro-opto-elektro-mechanických systémů (MOEMS) [77] a pro studium OMS nejdůležitějšího QPI.



Obr. 2.2: Schéma off-axis holografického mikroskopu s přidáním difrakční mřížky pro vylepšení koherenčních vlastností. Převzato a upraveno z [74].

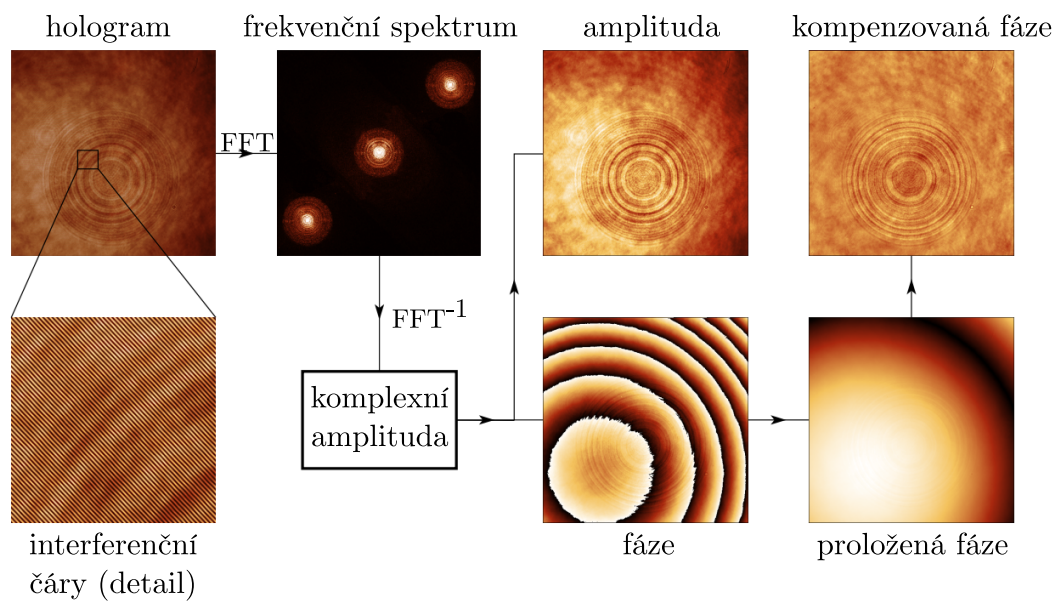
2.3 Zpracování obrazu

Zpracování obrazu QPI je zprostředkováváno řadou interferometrických digitálních holografických mikroskopů s odlišnými principy a silnými stránkami, ale všechny mají společný výstup ve formě hologramu. Vzhledem k použitým metodám v této práci bude dále popsán postup analýzy hologramu pro off-axis holografii. Výsledná intenzita záření dopadajícího na senzor je součtem příspěvků od objektové a referenční větve. Interferenci těchto vln lze popsat vztahem

$$I = |O + R|^2 = |O|^2 + |R|^2 + OR + OR = |O_0|^2 + |R_0|^2 + 2O_0R_0 \cos(\varphi_O - \varphi_R) \quad (2.1)$$

přičemž členy O a R reprezentují komplexní čísla kvantifikující objektovou a referenční vlnu o amplitudách O_0 a R_0 se vzájemným fázovým rozdílem $(\varphi_O - \varphi_R)$. Výsledný sig-

nál je tedy částečně tvořen součtem modulů, které mají fyzikální význam intenzit. Tato první část by odpovídala záznamu získanému klasickou optickou mikroskopií. Další dva komplexně sdružené členy pak obsahují bonusové informace této metody včetně původního intenzitního obrazu. Výpočetní algoritmus metody rychlé Fourierovské transformace (FFT, z angl. *Fast Fourier Transform*) proskenuje všechny řádky a sloupce pixelů senzoru a vynese pomocí Fourierovy transformace opakující se harmonické frekvence [76]. Vzniká tak radiální frekvenční spektrum, kde vzdálenost od středu reprezentuje hodnotu dané frekvence a intenzita bodu pak míru zastoupení. Jasný bod uprostřed je nosná frekvence interferogramu, což znamená, že pokud bychom odstranili vzorek a zanedbali nečistoty v optické dráze, byla by jediným výstupem frekvenčního spektra. Přítomností vzorku navíc vznikají dva identické středově souměrné komplexně sdružené členy, obsahující kromě standardního obrazu i informace o fázových změnách v konkrétních místech vzorku, viz Obr. 2.3.



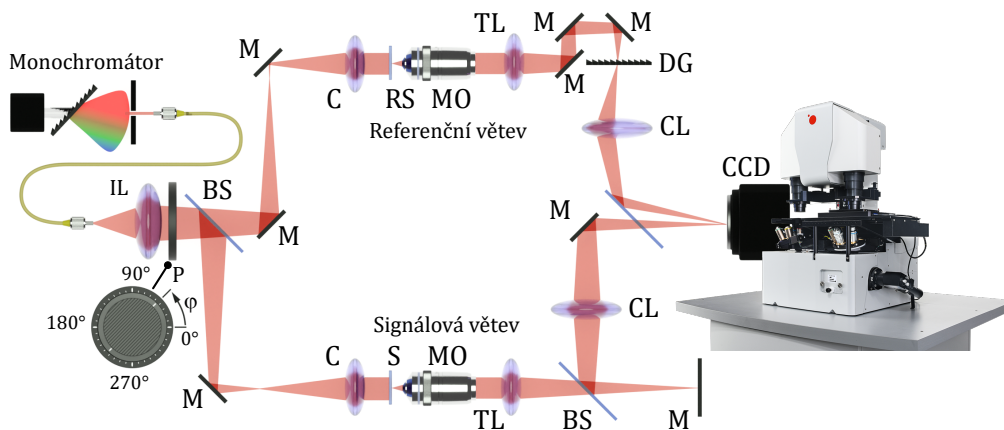
Obr. 2.3: Postupný vývoj rekonstrukce obrazové informace z hologramu obdrženého off-axis holografií. Převzato a upraveno z [74].

Pro další analýzu libovolně volíme jeden z komplexně sdružených členů a aplikujeme inverzní transformaci FFT^{-1} . Získáváme tak veličinu zvanou komplexní amplituda [78]. Argument této hodnoty odpovídá lokálnímu fázovému rozdílu v bodech obrazu a její absolutní hodnota pak součtu konvenčního intenzitního obrazce obohaceného o informace o vzorku získané z informací o lokálních fázových rozdílech. Posledním krokem pro získání čistě fázového obrazu vzorku je odstranění fázových posuvů získaných optickými prvky experimentální soustavy. Je tedy zapotřebí provést snímek bez vzorku, aplikovat FFT, selekci komplexně sdružené části, FFT^{-1} a na konec argument ze získané hodnoty. Tento obraz reprezentuje svým dynamickým rozsahem fázový rozdíl v intervalu $0 - 2, \pi$ (viz Obr. 2.3 fáze). Pomocí algoritmu se skokové přechody při překročení intervalu $0 - 2, \pi$ spojitě navážou (proložená fáze) a takto získaný fázový obraz se odečte od fázového záznamu se

vzorkem, čímž vzniká finální produkt zpracování obrazu, tzv. kompenzovaná fáze, kterou v následujícím budeme označovat jednoduše jako fáze [74].

2.4 Digitální holografický mikroskop Q-Phase

Mikroskop použitý v předložené práci (Q-Phase) je modifikovanou koherenčně kontrolovanou verzí off-axis DHM (CCHM, z angl. *Coherence-Controlled Holographic Microscope*). Úprava spočívá v nahrazení standardně užívaného interferometru tzv. achromatickým interferometrem [79–81], z čehož plyne možnost využití libovolně nekoherentního světla, jak tomu bylo u předchozí in-line DHM. Máme tedy k dispozici zobrazovací systém bez skvrnových jevů, v reálném čase, s možností koherenčního hradlování, poskytující QPI obraz s laterálním rozlišením srovnatelným s konvenčními mikroskopy. Dosahujeme tedy kombinace toho nejlepšího z in-line i off-axis soustavy. První achromatický off-axis DHM s libovolně nízkou úrovní koherence zdroje byl sestaven profesorem R. Chmelíkem a inženýrem Z. Harnou [82]. Jeho další iterace, inspirovaná prací prof. Leitha, zkonstruovaná opět pod vedením prof. Chmelíka, využívala difrakční mřížky jako děliče svazku (BS, z angl. *Beam Splitter*) do dvou hlavních větví [72, 79]. Toto uspořádání našlo užití především v biologických aplikacích [83]. Kamenem úrazu byla nízká spektrální propustnost sestavy pro vlnové délky jiné než ta centrální, způsobená cloněním vstupního signálu aperturou vstupní čočky při odchylování se od centrální vlnové délky dané difrakční mřížky (DG, z angl. *Diffraction Grating*). Takováto vada vedla ke ztrátě intenzity a dalším optickým vadám. Zásadním krokem iterace CCHM užití v této práci je přesun DG tak, aby se tento problém odstranil a přitom se zachovaly všechny dříve zmíněné výhody [84]. Kontrolovatelnost koherence v názvu poukazuje na fakt, že zobrazovací schopnosti CCHM mikroskopů se dají zásadním způsobem měnit podle potřeb konkrétní aplikace. Manipulací s aperturní clonou lze měnit prostorovou a užitím bílého světla a pásmových filtrů časovou koherenci. Uživatel tedy může klást důraz například na laterální rozlišení nebo koherenční hradlování. Nás však bude zajímat především přesnost QPI a dobrá zobrazovací kvalita, pro účely charakterizace OMS, čehož jsme v experimentu dosáhli snížením obou zmíněných koherencí a tak silným potlačením koherentního šumu a parazitických interferencí [81].

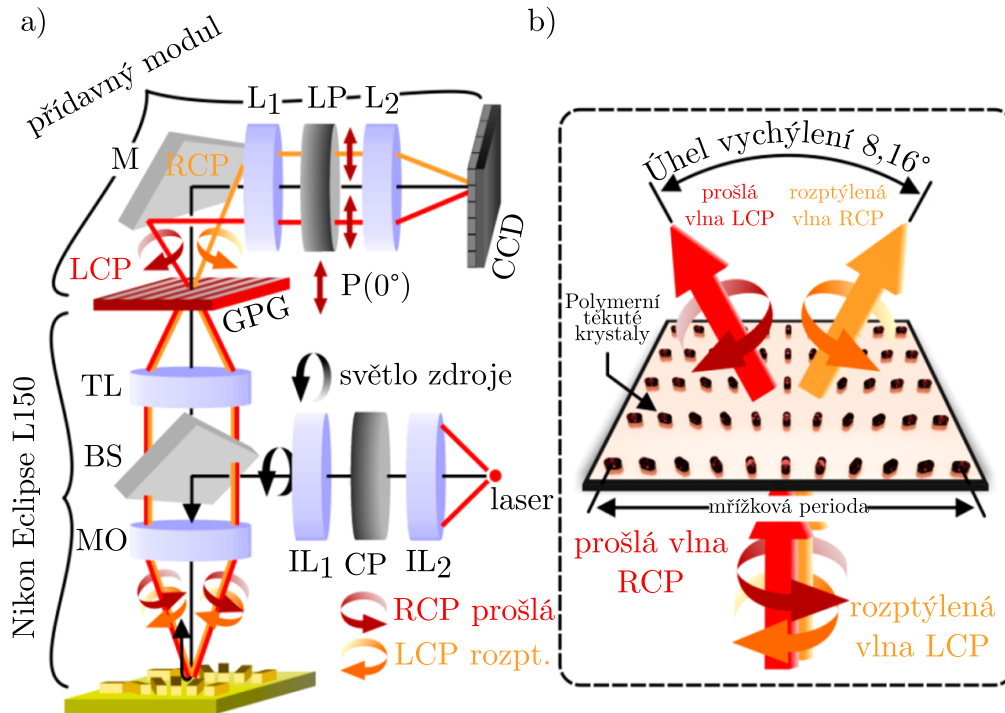


Obr. 2.4: Schéma CCHM soustavy založené na Mach-Zehnderově interferometru adaptovaného pro achromatickou off-axis digitální holografickou mikroskopii. Originální zdroj je nahrazený monochromátorem, svazek dále prochází *IL* osvětlovací čočkou a na *BS* jej separovaný do dvou větví kde prochází identickými prvky, a to kondenzory *C*, vzorkem *S* a referenčním vzorkem *RS*, do nekonečna zobrazujícími objektivy *MO* a tubusovými čočkami *TL*. Esenciální prvek difrakční mřížky *DG* je umístěný v referenční větvi. Prvky *DG*, vzorek a referenční fázový objekt jsou opticky konjugované s objektivy. *M* označují zrcadla a *CCD* detektor signálu. Na pravé straně obrázku se nachází snímek sériově vyráběného modelu Q-Phase od firmy Telight na kterém byly měření prováděna. Převzato a upraveno z [85, 86].

Pouze první řád difrakční mřížky je použit k zobrazování, vyšší řády jsou eliminovány prostorovým filtrováním v ohniskové rovině čočky *CL* v referenční větvi. To má za následek, že obraz *DG* nesený referenčním paprskem se nezobrazí přímo na obrazovou rovinu detektoru. Nicméně po rekombinaci paprsků se interferogram objeví přímo na *CCD* a koresponduje s obrazem difrakčních drážek tak, jako kdyby byly tvořeny přímo od nultého a prvního řádu *DG*. Z čehož lze odvodit, že prostorová frekvence difrakčních čar f_C na *OP* je rovna prostorové frekvenci drážek *DG* děleno zvětšením *CL*: $f_C = f_G/m_{CL}$ [85]. Klíčovým aspektem pro správné a přesné fungování Q-Phase je také fakt, že plně nekoherentní světelný zdroj *S* (halogenová lampa) je zobrazen kolektorovou čočkou *L* do přední ohniskové roviny kondenzorů, čímž poskytuje tzv. Köhlerovo osvětlení. Správné osvětlení vzorku je jeden z velice důležitých kroků pro využití maximálního zobrazovacího potenciálu optické soustavy. V roce 1893 byla panem Köhlerem představena metoda optimálního osvětlení umožňující jednoduché přidávání a kompatibilitu optických prvků [87]. Metoda spočívá v seřízení soustavy takovým způsobem, že zobrazíme rovinu zdroje do nekonečna a vyhneme se tak projekci zdroje do obrazové roviny vzorku. Toto uspořádání zajišťuje rovnoměrné osvětlení vzorku bez ohledu na jeho pozici a zlepšuje kvalitu výsledného obrazu.

2.5 Digitální holografický mikroskop Q4GOM

Kvantitativní optický mikroskop čtvrté generace Q4GOM (z angl. *Quantitative Fourth Generation Optical Microscope*, pracovním názvem Bender) je zařízení sestavené na VUT FSI doktorem Petrem Dvořákem, Petrem Bouchalem a spol. [85]. Tento mikroskop využívá kruhově polarizovaného světla a omezené účinnosti OMS pro odstranění limitací mikroskopů využívajících referenční a objektové větve plynoucí z rekombinace paprsků, viz Obr. 2.1.



Obr. 2.5: Experimentální soustava pro měření polarizačně závislých metapovrchů v širokém poli s vysokým rozlišením. a) Schéma zobrazovací dráhy a její komponenty. (MO - objektiv mikroskopu, BS - dělič svazku, TL - tubusová čočka, M - zrcadlo, $L_{1,2}$ - Fourierovy čočky, LP - lineární polarizátor, CCD - snímací čip. b) Detail difrakční mřížky geometrické fáze (GPG, z angl. *geometric phase grating*) mřížky s polarizačně selektivními deflektivními vlastnostmi. Převzato a upraveno z [74].

Bender pro své fungování vyžaduje použití polarizačně závislých OMS. Tento požadavek je však vyvážen výbornými výsledky a možnostmi v oblastech, kde jiná měřicí zařízení selhávají. Jak bylo již zmíněno (1), různé druhy metapovrchů se v hodnotách účinnosti výrazně liší. Dá se však říci, že neexistuje 100 % efektivní OMS. Po průchodu vrstvou vždy vznikne parazitický signál neovlivněný optickým prvkem. Na rozhraní OMS tak vznikají dvě složky, rozptýlená a parazitická. Za využití dodatečné reflexní vrstvy pod BB lze tento fakt využít. Dopadající kruhově polarizovaná vlna se odrazí tak, že polarizace parazitické složky se na rozdíl od rozptýlené zachová. Polarizace odražených složek tím pádem vypovídá o tom, zda došlo k interakci se vzorkem, či nikoliv. Zde vstupuje do

procesu další stěžejní prvek optické soustavy Bendera, GPG, viz Obr. 2.5b. Tato transparentní destička tvořená ztuhými tekutými polymerními krystaly je vlastně metačočka se schopností přeměrovat vlny do různých směrů na základě jejich polarizace podobně jako na Obr. 1.4c a 1.4d. Rozdělíme tedy od vzorku přichozí signál na dvě složky, LCP a RCP, a ty pak necháme po lineární polarizaci pro splnění koherenčních podmínek interferovat standardní metodou off-axis holografie. Tato optická sestava je tedy unikátní v tom, že namísto klasického přístupu vytvoření referenčního paprsku a následné snahy o co nejlepší sjednocení v interferenční rovině senzoru, vytvoříme referenci až v momentě interakce se vzorkem. Jinými slovy se jedná o spojení in-line mikroskopie a off-axis interferometrie v jediném DHM. Fenomenální citlivost této kombinace umožňuje fázové měření na úrovni jediného BB [85]. Dosud jsme se soustředili na teorii a metodologii návrhu, výroby a měření pomocí různých technik, včetně kvantitativního měření fáze. S tímto pevným teoretickým základem nyní můžeme přejít k praktickým experimentům a měřením. Budeme se zaměřovat na verifikaci a rozšíření knihoven stavebních bloků, porovnávání výsledků se simulacemi a detailní analýzu získaných dat.

3 Měření, zpracování dat a výsledky

3.1 Cíl experimentu

Cílem experimentů je ukázat, že DHM je efektivním nástrojem pro rozšíření a verifikaci knihoven BB pomocí přímého měření amplitudy a fáze. I přes stále rostoucí popularitu OMS [12] pořád chybí knihovny stavebních bloků založené na reálných experimentálních datech, která by zohledňovala komplexní chování různých geometrií bloků a různé parametry osvětlení. Odezva jednotlivých bloků závisí na různých faktorech, jako je vlnová délka, úhel dopadu a polarizace, což činí tvorbu takových knihoven náročnou.[55, 88] Charakterizace optických OMS se často provádí pouze ověřením zamýšlené funkčnosti v oblasti dalekého pole nebo inspekcí rozložení amplitudy odvozené z měření intenzity.[89] Takový přístup sice hodnotí celkovou odezvu OMS, ale neumožňuje detailní identifikaci různých zdrojů funkčních nedostatků. Lokální výrobní chyby, které vedou k poškození cílové vlnoplochy v oblasti dalekého pole, lze odhalit pouze úplnou informací o amplitudě a fázi, která je lokálně modulována napříč rovinou OMS. Amplitudu a fázi rozptýleného světla lze měřit přímo v rovině OMS pomocí rozptylové optické skenovací mikroskopie v blízkém poli s-SNOM (z angl. *scattering-type Scanning Near-field Optical Microscopy*).[90, 91] Navzdory vysokému prostorovému rozlišení jsou však tato měření nepraktická kvůli pomalé rychlosti snímání, malému zornému poli a celkové složitosti experimentu.

Proto volíme DHM jako účinný nástroj pro vizualizaci amplitudy a fáze OMS, překonávající omezení technik blízkého pole.[37, 92] DHM nabízí snímání ve velkém zorném poli při zachování vysokého laterálního rozlišení, a to vše z jediného snímku, což kromě minimalizace vlivu vnějších rušivých podnětů na rekonstrukci amplitudy a fáze může být klíčové v budoucnu pro studium aktivních OMS.[93–95] Metoda je navíc v jádru univerzální pro různé typy OMS, včetně kovových,[92] dielektrických[37] nebo geometrických[85] fázových BB, kdy je pouze nutné modifikovat vstupní záření, aby odpovídalo požadavkům daného typu OMS. To si můžeme dovolit, protože zvolená metoda CCHM umožňuje jednorázové snímání amplitudy a fáze pomocí světla s libovolnou prostorovou a časovou koherencí. Ovládání prostorové koherence umožňuje studium stavebních bloků jak při normálním dopadu rovinné vlny, tak i při šikmém osvětlení. Inherentní achromaticnost interferometru a jeho odolnost vůči časově nekoherentnímu světlu umožňují měření v širokém rozsahu vlnových délek osvětlení. Porovnáním experimentů a numerických simulací identifikujeme nesrovnalosti mezi skutečnou optickou odezvou a teorií, čímž odhalujeme výzvy a příležitosti v návrhu a výzkumu OMS.

3.2 Zpracování dat

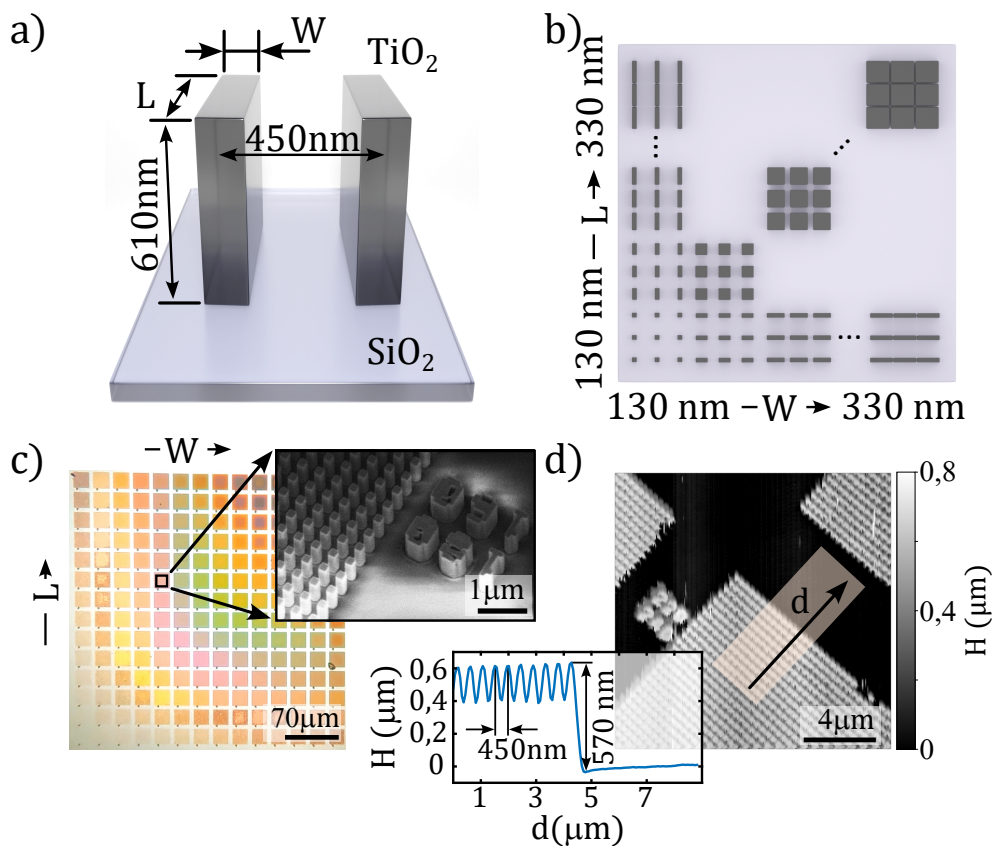
Pro každý snímek je při měření vytvořena reference. Po extrakci z nativního formátu exkluzivního pro Q-Phase vznikají dva (obraz a reference) 16-bitové stacky hologramů (s počtem vrstev odpovídajícím počtu měřených hodnot, například pro polarizační měření na intervalu 0° – 180° se jedná o 37 snímků) ve formátu *.tiff*. Tyto stacky procházejí patřičnými matematickými operacemi skriptem v programu *MATLAB*[96], detailně popsány v kapitole 2.3, a vytvoří opět dva snímky stejného datového typu, a to amplitudu a fázový obraz. Nadstavbou programu ImageJ, Fiji,[97], je pak provedena pomocí maker namodelovaných na míru rozložení jednotlivých polí BB extrakce všech hodnot, včetně hodnoty reference u amplitudových snímků.

Pro hlavní vzorek použitý v této práci znázorněný na Obr. 3.1, který má 14×14 polí struktur, se tak pro polarizační měření jedná o 37×14^2 hodnot. Zbývá pouze provedení normalizace amplitudových hodnot a aplikování funkce modulo $2\pi^1$ na fázové datasety v programu *Python*[98]. Po několika iteracích se podařilo vytvořit solidní skript schopný zpracovat a vykreslit velké množství dat pro různé typy proměnných (3.4.1/3.4.2/3.4.3) různými způsoby (3.3 vs. 3.4).

¹Funkce modulo 2π omezuje obor hodnot na interval $[0, 2\pi)$, což je klíčové při práci s cyklickými jevy, jako je právě fázový posuv světla θ , který může být libovolně velký. Výraz $\theta \bmod 2\pi$ zajistí, že výsledný posuv bude vždy mezi 0 a 2π radiány a tak umožní správnou interpretaci fázových dat.

3.3 Vzorky

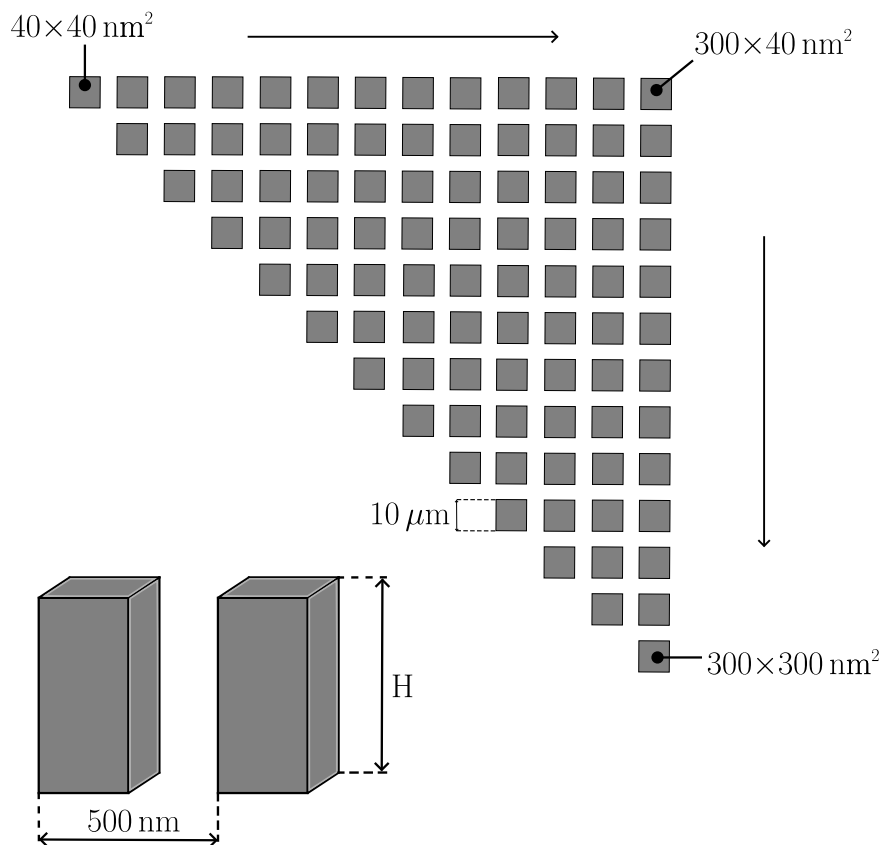
Pro experimentální vytvoření knihovny stavebních bloků jsme připravili vzorek složený z polí o rozměrech $20 \times 20 \mu\text{m}$, zaplněných anizotropními BB z TiO_2 , pravidelně rozloženými ve čtvercové síti. Šířka W a délka L (Obr. 3.1a) bloků v rámci polí je identická, avšak liší se mezi jednotlivými poli. Rozteč P a výška H všech bloků jsou konstantní. Rozložení jednotlivých polí na vzorku spolu s rozměry jejich bloků je uvedeno na obrázku 3.1b. Snímek 3.1c je pořízen na konfokálním mikroskopu bílým světlem. Rozměry nanostruktur byly navrženy a vyrobeny s výškou $H = (570) \text{ nm}$, periodou 450 nm a laterálními rozměry W a L v rozmezí 130 až 330 nm , protože simulace naznačují, že tato sada by měla plně pokrývat obor hodnot fáze $[0, 2\pi)$.



Obr. 3.1: a) Schéma TiO_2 bloků se šířkou W a délkou L vyrobených na SiO_2 substrátu. b) Znárodnění změn W a L stavebních bloků napříč poli na vzorku. c) Mikroskopický obraz vzorku z b) pořízený pomocí bílého světla s detailním SEM snímkem skutečných stavebních bloků. d) AFM snímek vzorku s topografickým profilem ověřujícím výšku vyrobených bloků.

Pro potvrzení materiálové univerzality metody a rozšíření knihoven pomocí CCHM byl přidán i vzorek BB polí z SiC o výšce 1000 nm s laterálními rozměry v rozmezí $40\text{--}300 \text{ nm}$ který je v podstatě polovina dříve zmíněného vzorku z TiO_2 . 3.2 Výška a periodičita nanostruktur byla ověřena pomocí mikroskopu atomárních sil AFM (z angl. *Atomic Force*

Microscope), jak je znázorněno na obrázku 3.1d. Příliš malé BB nevydržely výrobní proces, zatímco velké BB ztrácejí při svém objemu kýžené optické efekty. To je důvod, proč v následujících grafech budou některá pole BB chybět. Po provedení potřebných topologických měření a ověření preciznosti vytvořených struktur můžeme přejít k analýze druhé úrovně (viz Úvod). Cílem je demonstrovat, jak CCHM umožňuje charakterizaci kolektivní odezvy stavebních bloků s ohledem na změny parametrů osvětlení, jako jsou vlnové délky od 600 do 740 nm, lineární polarizace rotující v celém intervalu 0° – 180° , a numerická apertura od 0,05 do 0,5, ve srovnání s numerickými simulacemi založenými na změřených rozměrech vyrobených nanostruktur.

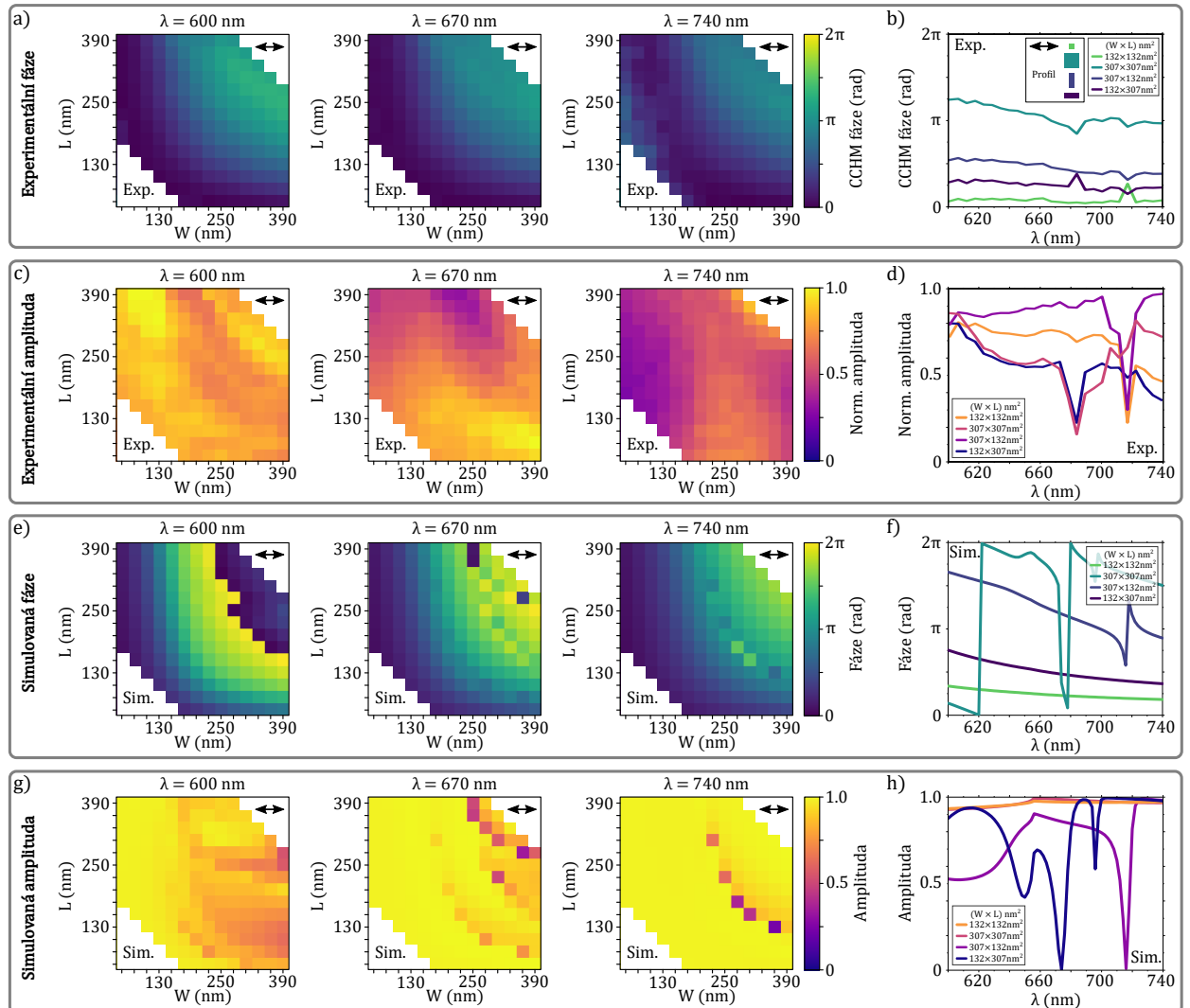


Obr. 3.2: Rozvržení polí BB na vzorku SiC. Návrh toho vzorku je identický s 3.1 ale byla vyrobena jen jeho polovina, což je pro ověření univerzálnosti CCHM dostačující.

3.4 Měření

3.4.1 Měření spektrální závislosti

První experiment se soustředí na spektrální závislost fáze a amplitudy polí BB na vlnových délkách od 600 do 740 nm s krokem 5 nm. Pro jednoznačnost měření je nutné světlo lineárně polarizovat rovnoběžně či kolmo na hrany struktur (viz Obr. 3.1b), zvolena byla polarizace v horizontálním směru naznačená šipkami v obrázku 3.3c.



Obr. 3.3: a) Distribuce CCHM fáze a b) normalizované amplitudy pro všechna pole při třech vlnových délkách, b) graf závislosti fáze CCHM a normalizované amplitudy na vlnových délkách osvětlení pro reprezentativní pole (d) numerické simulace.

Rekonstruovaná fáze a amplituda všech polí vzorku pro tři reprezentativní vlnové délky (600, 670 a 740 nm) jsou zobrazeny na obrázku 3.3a a 3.3c. Obrázky 3.3b a 3.3d jsou detailním přiblížením vývoje těchto veličin napříč celým spektrálním intervalem pro pole s co nejvíce geometricky odlišnými BB sloužící pro vizuální porovnání s výsledky simulací

RCWA na grafech 3.3e-h, výsledky simulací metodou FDTD jsou až na konci práce 3.14. Na obrázku 3.4 jsou vykreslené všechny hodnoty fáze pro všechny struktury na celém intervalu měřených délek. Data jsme proložili očekávanou lineární závislostí fázového posuvu na vlnové délce (kterou jsme si předem ověřili konfokální optickou spektroskopií, viz 3.12) a vůči této předpovědi vychází pro všechny struktury průměrné statistické hodnoty koeficient determinace $R^2 = 0,55$ a MADR = 0,13 (z angl. *Mean Absolute Deviation from Regression*). Obor hodnot R^2 je od 0 do 1 s tím, že 1 je 100% shoda s modelem, 0,55 tedy není moc dobrý výsledek, je to však tím, že R^2 není vhodnou statistickou funkcí pro tento dataset, jelikož je velmi citlivý na extrémny, které se mohou v datech vyskytovat díky nepřesnostem při měření či defektům ve strukturách. Na druhou stranu MADR hodnotí průměrnou odchylku dat od modelu a je v jednotkách identických s měřenými daty, a odchylka 0,13 rad na oboru hodnot od 0 do 6,28 rad od očekávaného modelu je dobrý výsledek.

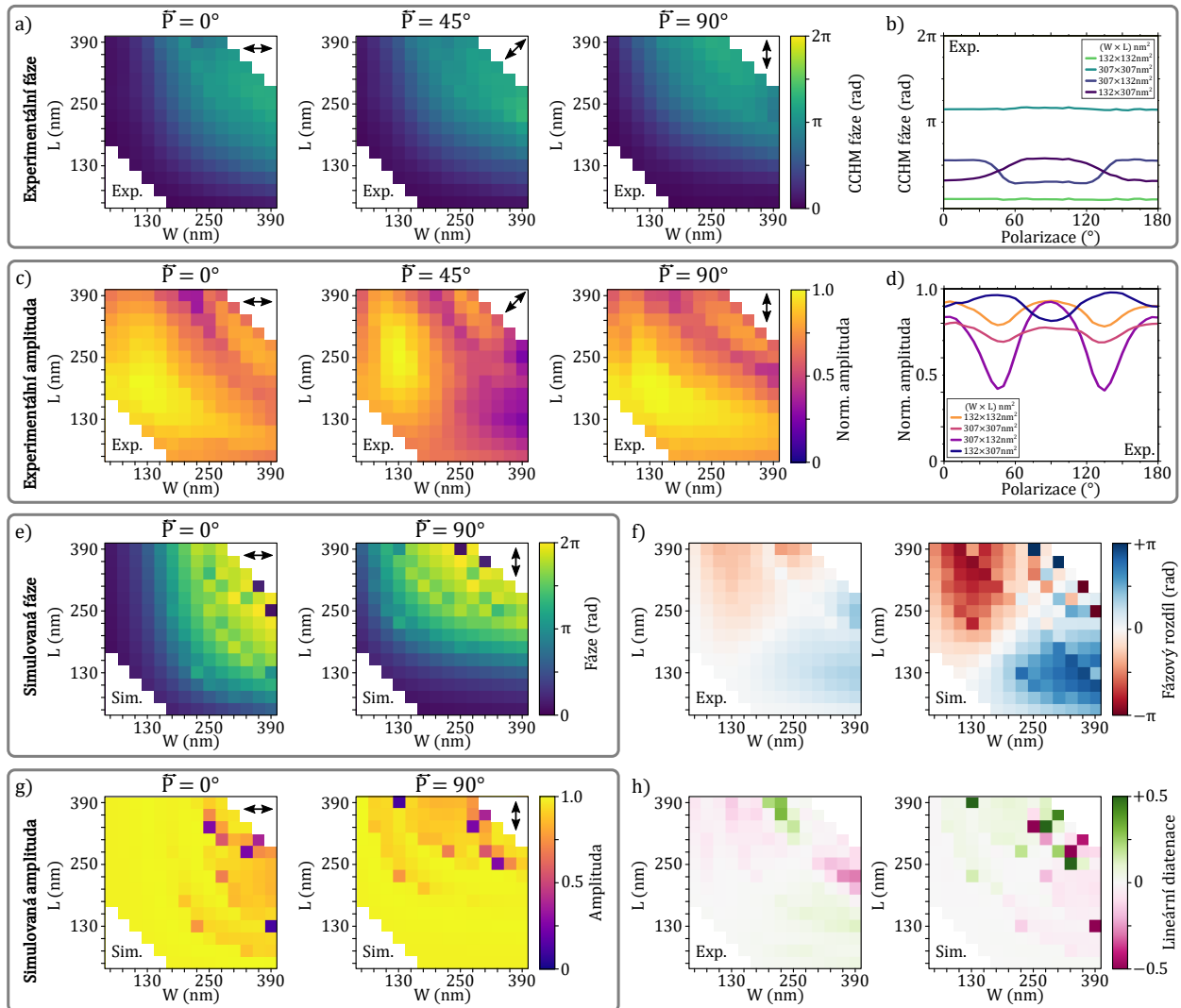


Obr. 3.4: Průběhy závislostí fázové odezvy jednotlivých struktur na vlnové délce lineárně polarizovaného dopadajícího světla. Osa x jsou hodnoty od 595 do 750 nm s intervalem 5 nm, osa y je fázový posuv od 0 do 2π . Popisky v jednotlivých čtvercích jsou ve formátu $W \times L$. Data jsou proložena lineární závislostí a průměrné hodnoty odchylek užitím statistických funkcí jsou $R^2 = 0,55$ a MADR = 0,13.

Fázové trendy z numerických simulací se dobře shodují s experimentálními výsledky, ačkoliv se hodnoty liší. Experimentální hodnoty fáze se ustálily na $1,25\pi$, zatímco hodnoty v numerických simulacích dosáhly až 2π . Podobně jako článek z časopisu *Nature*[99] dosahujeme lepší shody mezi experimentem a simulacemi pro nižší hodnoty fází, ale rozdíly se zvětšují pro větší hodnoty fázového posunu. Oba experimenty i numerické simulace potvrzují, že fáze je citlivější na změny rozměrů bloků rovnoběžně s polarizací osvětlení bez ohledu na vlnovou délku osvětlení. Grafy na obrázku 3.3b dále ukazují zanedbatelnou fázovou disperzi malých nanostruktur, zatímco větší nanostruktury vykazují lineární pokles fáze se sklonem přibližně $-5,6$ mrad/nm. Tyto hodnoty poskytují odhad fázových chyb, když je OMS osvětlován vlnovými délkami odlišnými od těch, pro které byl navržen. Naměřené amplitudy také kvalitativně souhlasí se simulacemi, zejména v oblastech snížené amplitudy přisuzovaných rezonancím uvnitř nanostruktur. Celkově numerické simulace vykazují mnohem ostřejší rysy ve fázi a poklesy v propustnosti ve srovnání s experimentálními výsledky. Nicméně, tyto výkyvy byly vyhlazeny, když byla do simulovaného materiálu TiO_2 přidána minimální dodatečná absorpce, což vedlo k lepší shodě s experimentem (viz FDTD simulace v doplňkových materiálech 3.14).

3.4.2 Měření polarizační závislosti

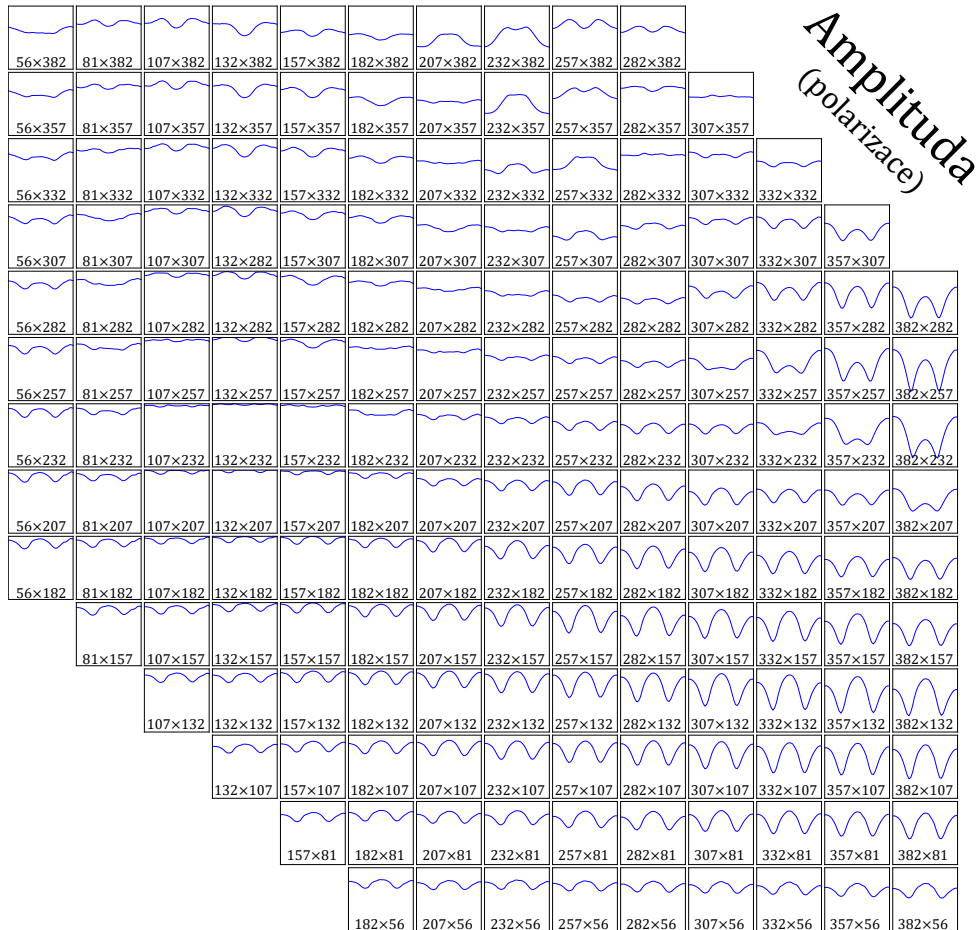
Druhý experiment pomocí CCHM se zabývá vlivem polarizace dopadajícího světla na amplitudu a fázi rozptýleného světla na OMS při vlnové délce 660 nm. Světlo bylo lineárně polarizováno před rozdělením do objektového a referenčního ramene CCHM a polarizace byla postupně rotována v celém rozsahu stavů polarizace (0° – 180°). Rekonstrukce fáze a amplituda celého vzorku pro horizontální, diagonální a vertikální polarizace jsou uvedeny na obrázcích 3.5a a 3.5b. Obrázky 3.5b a 3.5d opět slouží jako detail pro porovnání dat z geometricky výrazně odlišných struktur se simulacemi RCWA na obrázcích 3.5f a 3.5h.



Obr. 3.5: a) Distribuce CCHM fáze a b) normalizované amplitudy pro všechna pole při třech polarizacích, c) graf závislosti fáze CCHM a normalizované amplitudy na polarizacích dopadající vlny pro reprezentativní pole, d) numerické simulace RCWA, vše pro vlnovou délku 660 nm.

V souladu s teoretickými očekáváními je fáze všech čtvercových bloků necitlivá na změny polarizace (hlavní diagonála v grafech v sekci 3.5a) a lze to vidět i v detailu 3.5b

pro BB ($W = L$). Při změně polarizace z horizontální na vertikální se fázové mapy zrcadlí okolo diagonálních polí se čtvercovými bloky. Amplituda však tento vzorec nenásleduje, což vede k jasné asymetrii při 45° , což je v rozporu s dokonalou symetrií očekávanou z našeho modelu. Některé asymetrie lze přičíst polarizačně citlivým optickým prvkům, protože Q-Phase je primárně zařízením pro biologické aplikace a není navrhován pro námi prováděné modulace signálu. I když nejsou obrazce pro konkrétní polarizace symetrické, tak při pohledu na obrázek 3.6 jasně vidíme zrcadlové chování amplitudy v rámci jednotlivých bloků, takže zkresení polarizace zařízením nemůže být tak drastické.



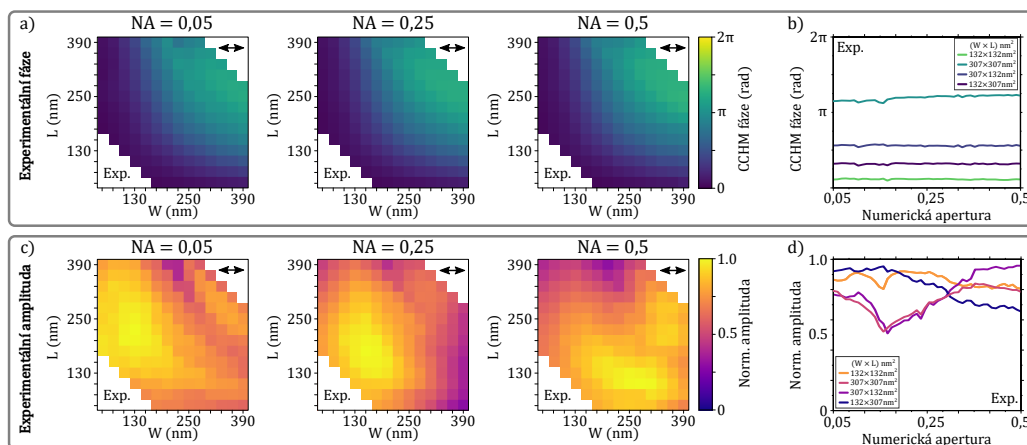
Obr. 3.6: Průběhy závislostí amplitudy jednotlivých struktur na natočení roviny lineárně polarizovaného dopadajícího světla o vlnové délce 660 nm. Osa x jsou hodnoty od 0° do 180° s intervalem 5° , osa y je fázový posuv od 0 do 2π . Popisky v jednotlivých čtvercích jsou ve formátu $W \times L$.

Navíc, porovnání fázového rozdílu mezi horizontální a vertikální polarizací - retardace, (příp. rozdíl absorpcí mezi horizontální a vertikální polarizací - lineární diatence), což je naprosto zásadní parametr pro efektivní fungování PB BB (ideální PB BB by měl fungovat jako půlvlnná destička), mezi experimentem a simulací (Obr. 3.5f) opět ukazuje kvalitativní shodu. Nicméně, nanostruktury předpovězené jako půlvlnné destičky ($\Delta\theta = \pi$) se v experimentu ukázaly být pouze čtvrtvlnnými deskami ($\Delta\theta = \frac{1}{2}\pi$). To je velmi důležitou

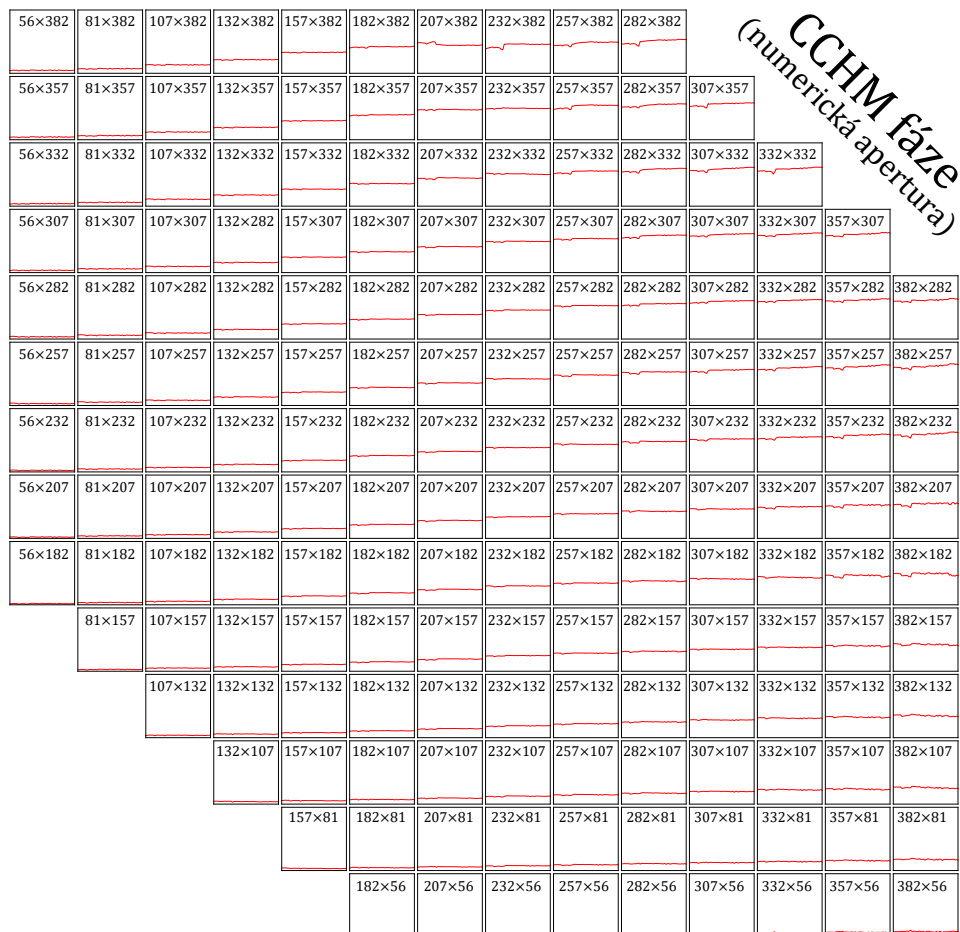
informací pro návrh PB OMS, protože účinnost konverze závisí primárně na retardaci poskytované anizotropií nanostruktury.[100]

3.4.3 Měření závislosti na numerické apertuře

Poslední experiment s modifikací CCHM se zaměřuje na odhalení závislosti fáze (Obr. 3.7a) a amplitudy (Obr. 3.7c) na numerické apertuře kondenzorové čočky ($NA = 0,05 - 0,5$). V numerických simulacích se obvykle předpokládá, že veškeré dopadající světlo má podobu rovinné vlny. Podmínky v optických mikroskopických experimentech se však mohou výrazně lišit. Při menších numerických aperturách, jako je 0,05, se dopadající světlo blíží osvětlení rovinnou vlnou, zejména když je clona kondenzoru téměř zavřená. To může vést ke ztrátě signálu a sníženému laterálnímu rozlišení. Naproti tomu větší numerické apertury ($NA = 0,5$) nabízejí lepší laterální rozlišení a optimální optický signál. Dopadající světlo se však odchyluje od rovinné vlny, protože vyšší prostorové frekvence nejsou odfiltrovány. To vede k tvorbě obrazů amplitudy a fáze superpozicí různých dopadajících úhlů. V našem experimentu má tento jev minimální vliv na fázovou odezvu nanostruktur v většině pozorovaných polí (Obr. 3.7b). Amplituda však dramaticky závisí na numerické apertuře (Obr. 3.7c,d), což naznačuje, že nové úhly dostupné se zvyšující se numerickou aperturou nalézají nové rezonanční podmínky, které vedou ke snížení intenzity prošlého světla.



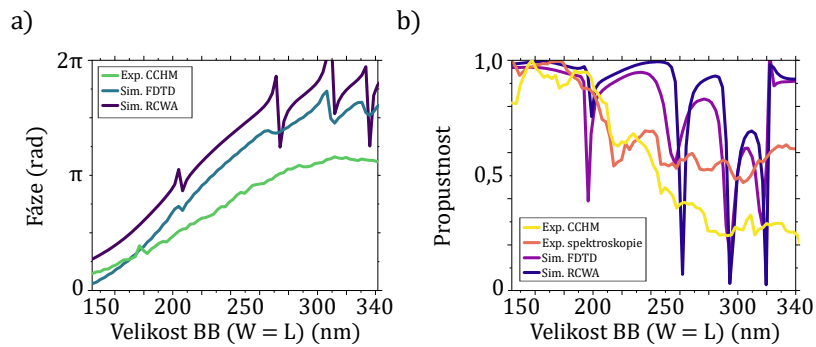
Obr. 3.7: a) Distribuce CCHM fáze a b) normalizované amplitudy pro všechna pole při třech numerických aperturách, c) graf závislosti fáze CCHM a normalizované amplitudy na numerických aperturách osvětlení pro reprezentativní pole, d) numerické simulace, vše pro 660 nm.



Obr. 3.8: Průběhy závislostí fáze jednotlivých struktur na numerické apertuře lineárně polarizovaného dopadajícího světla o vlnové délce 660 nm. Osa x jsou hodnoty od 0,05 do 0,5 s intervalem 0,1, osa y je fázový posuv od 0 do 2π . Popisky v jednotlivých čtvercích jsou ve formátu $W \times L$ nm.

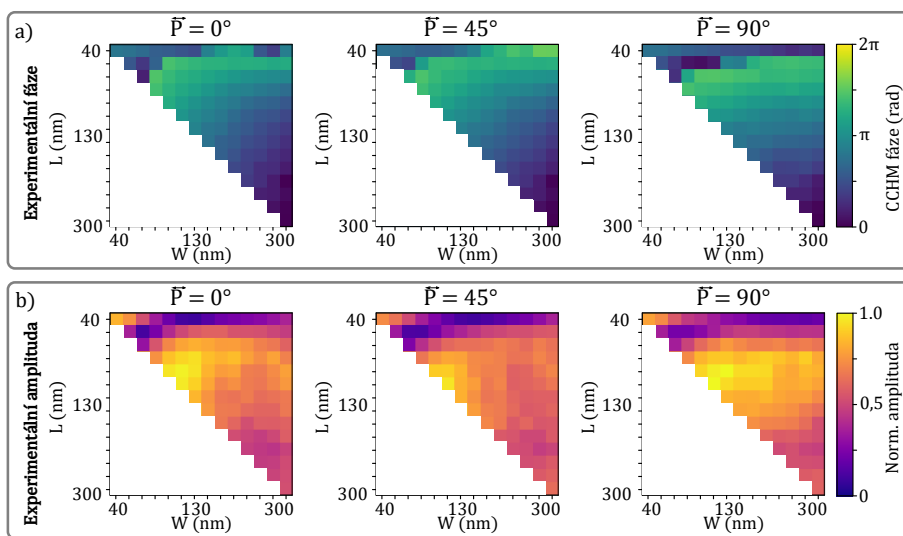
3.4.4 Doplnková měření

Další měření, tentokrát již bez experimentálních modifikací Q-Phase, provedeme na dalším vzorku, tvořeném čistě z polí čtvercových BB s intervalem navyšování rozměrů pouze 2 nm, abychom zachytili jemné rozdíly v rezonancích a porovnali je se simulacemi RCWA a FDTD. Obrázek 3.9a ukazuje fázovou odezvu v závislosti na délce strany čtvercových nanostruktur s podobným trendem mezi experimentem a simulacemi, ale s celkově nižším fázovým gradientem v experimentu. Ostré rezonanční rysy ze simulací v experimentech chybí, což naznačuje jejich nízkou relevanci pro reálně vyrobené vzorky. Graf 3.9b ukazuje propustnost stejných čtvercových nanostruktur, porovnanou s měřeními z konfokální spektroskopie. I když obě experimentální metody (CCHM a konfokální spektroskopie) kvantitativně souhlasí a obě simulační metody (RCWA a FDTD) vykazují vynikající shodu, stále existuje rozdíl mezi experimenty a simulacemi. Rezonanční rysy nanostruktur jsou výrazně potlačeny i v grafech propustnosti kvůli výrobním nedokonalostem a konečné ploše pole.



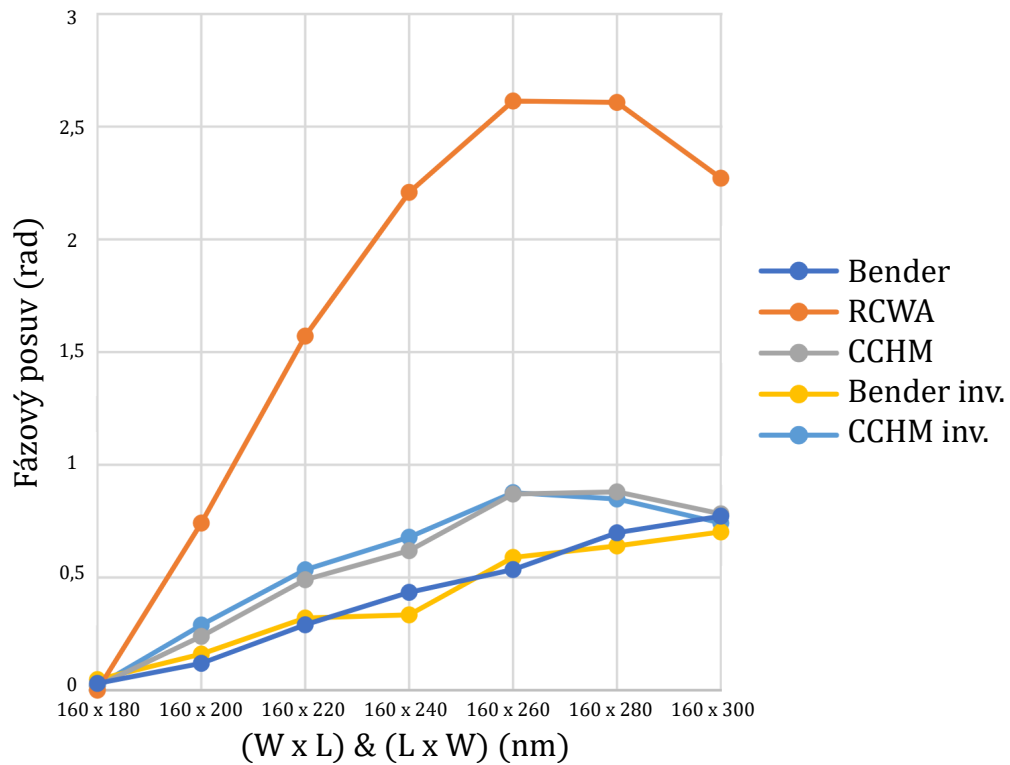
Obr. 3.9: a) Distribuce CCHM fáze a b) normalizované propustnosti pro pole s rozměry BB ($W = L$).

Kontrolní měření SiC struktur 3.10 odpovídá teoretickým předpokladům, které jsme vytvořili na základě měření BB z materiálu TiO_2 na předchozím vzorku. SiC se osvědčil jako obstojný materiál který by díky svým

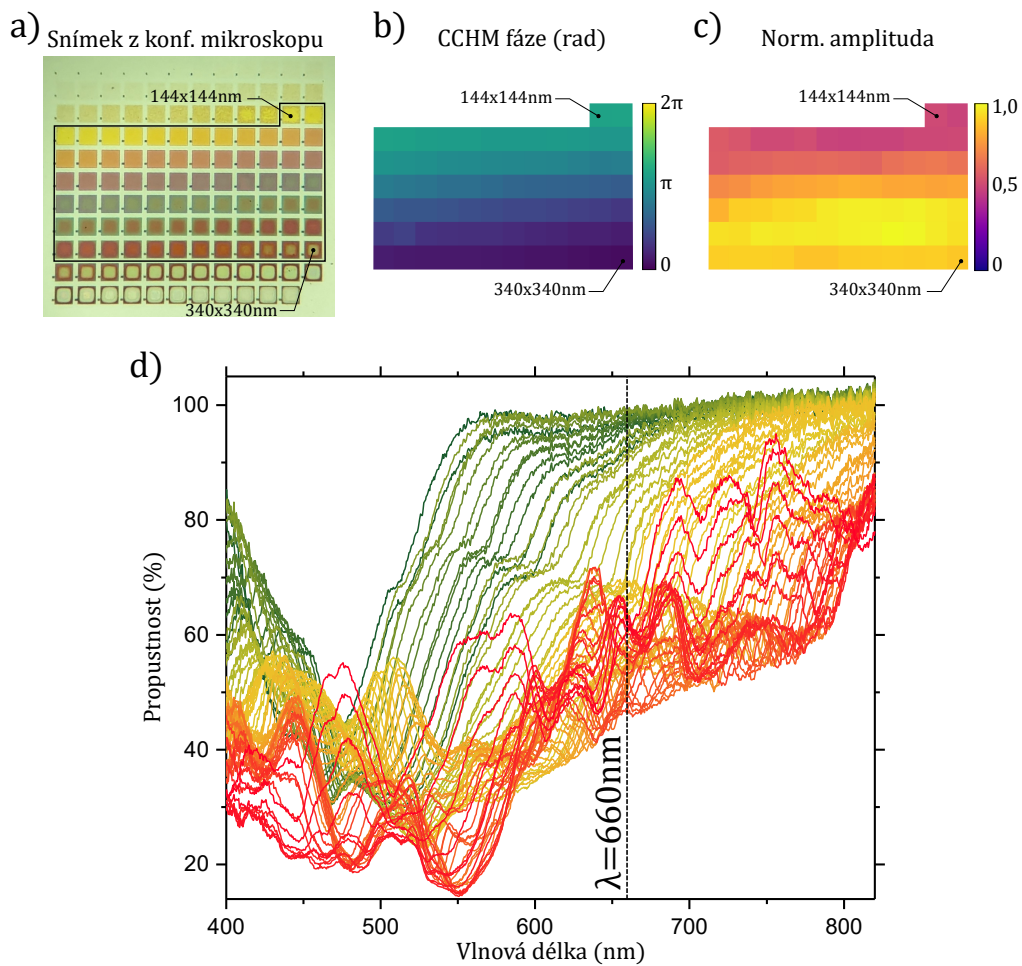


Obr. 3.10: Závislost fáze a amplitudy polí BB z materiálu SiC pro 3 nejzajímavější polarizace.

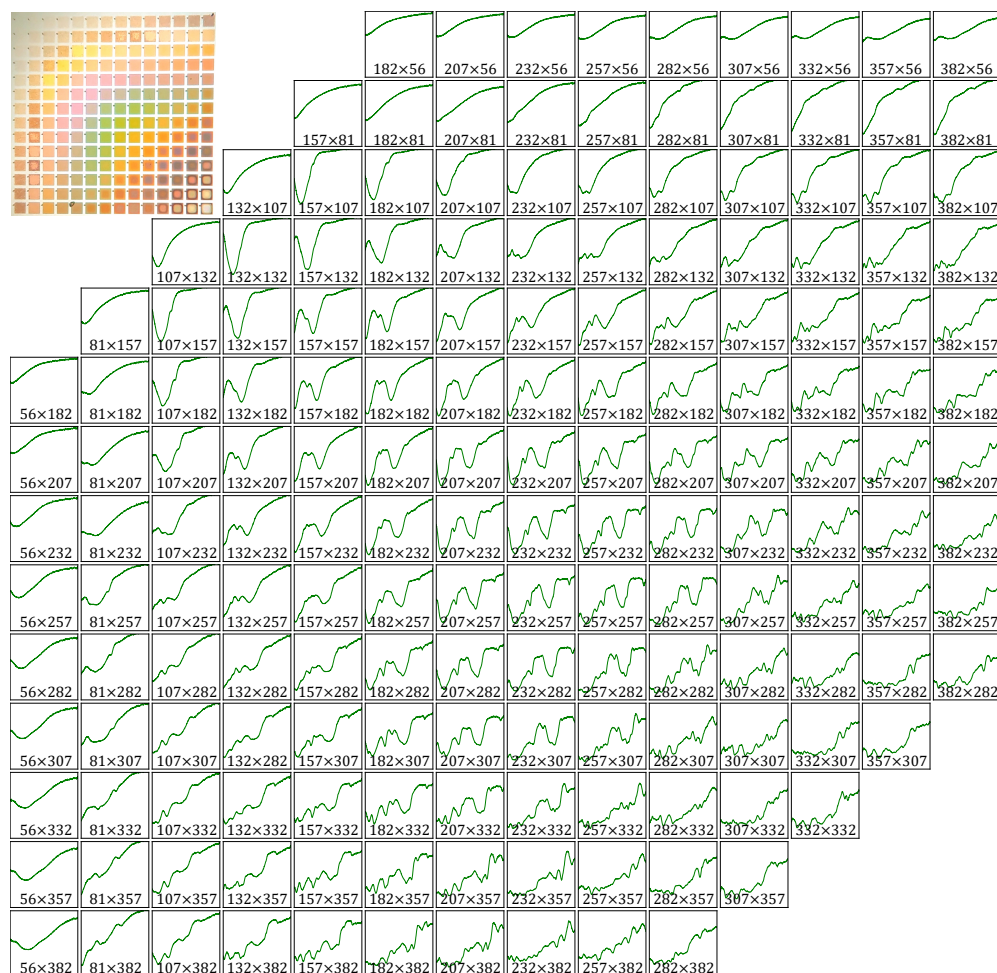
Posledním srovnáním je obrázek 3.11, který až na anomální hodnoty simulace RCWA jejichž důvod vzniku se zatím nepodařilo odhalit, ukazuje velmi dobrou shodu mezi jednotlivými měřeními na různých přístrojích. Bender, jakožto mnohem citlivější zařízení než Q-Phase, schopné měřit fázový posuv na úrovni individuálních BB tak potvrzuje spolehlivost mikroskopu Q-Phase jako výborného nástroje pro charakterizaci OMS.



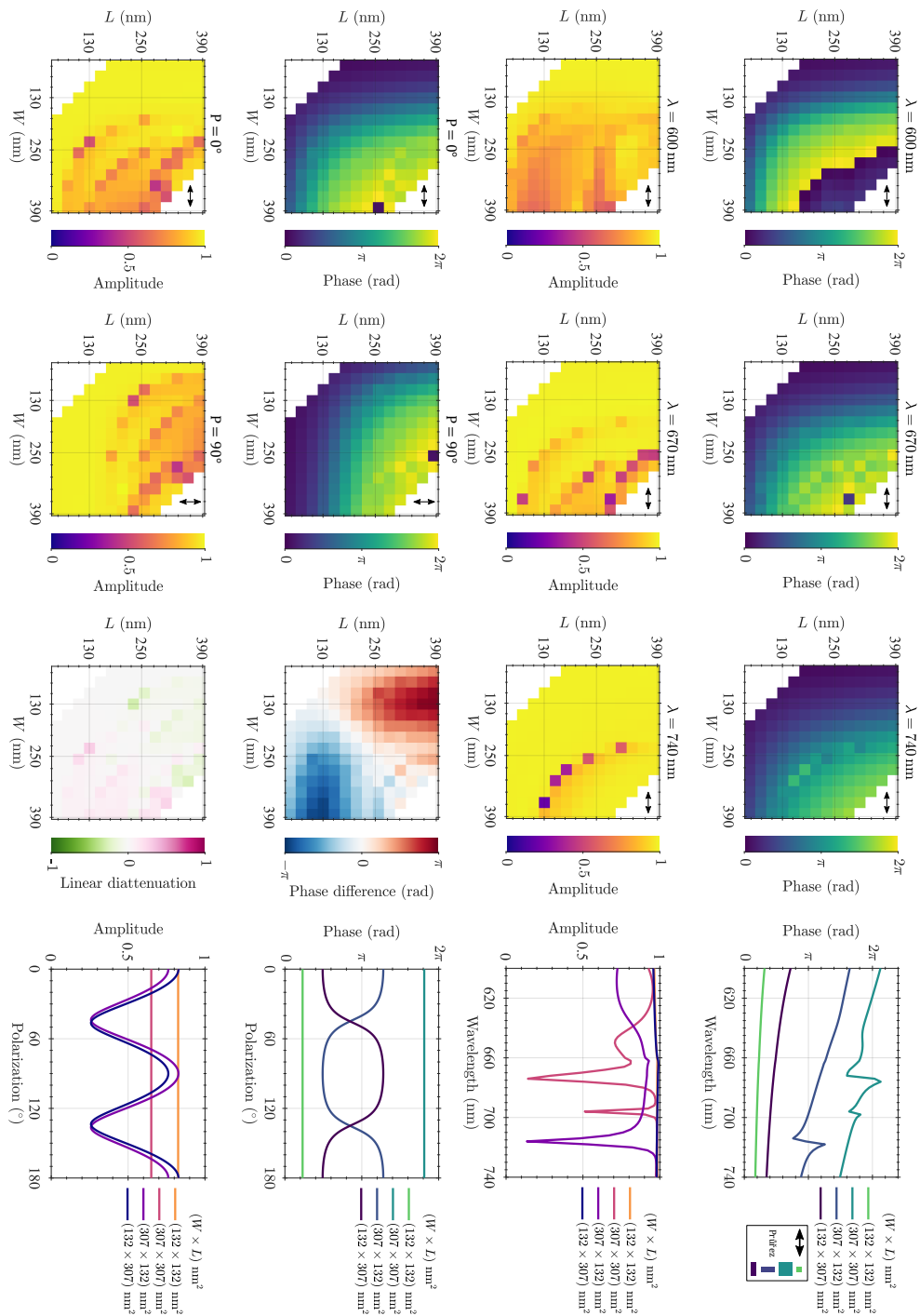
Obr. 3.11: Finální srovnání všech metod analýzy fáze zmíněných v diplomové práci. Q-Phase a Bender byli použiti na změření sedmi struktur od 160×180 nm a 180×160 nm, tedy struktur totožných co do velikosti ale v opačné orientaci. Pro Q-Phase byla opět použita lineární polarizace, Bender měřil už z podstaty zařízení pomocí kruhové polarizace. Simulace RCWA byla provedena také s lineárně polarizovaným světlem.



Obr. 3.12: a) Snímek vzorku TiO_2 tvořeného poli čtvercových BB s intervalem navyšování rozměrů 2 nm provedený na konfokálním mikroskopu, s označenou oblastí relevantní struktury, které jsou dostatečně kvalitní pro další optickou charakterizaci. Fáze b) a amplituda c) těchto vybraných struktur a d), jejich spektra měřené na konfokálním spektroskopu, s vyznačenou nativní vlnovou délkou zařízení Q-Phase 660 nm.



Obr. 3.13: Spektrální závislosti na intervalu 400 až 800 nm pro BB z TiO₂ společně se snímkem z konfokálního mikroskopu poukazujícího na aktivitu vzorku na vlnových délkách viditelného spektra.



Obr. 3.14: FDTD simulace pro spektrální a polarizační závislosti fáze a amplitudy, s detailními grafy pro struktury s odlišnými geometriemi a také srovnání retardace a lineární diattenace mezi experimentem a simulací.

Závěr

Jako první cíl diplomové práce byla provedena rešeršní studie na téma přípravy a charakterizace optických metapovrchů (OMS). Druhým cílem byla výroba dielektrického optického metapovrchu na principu geometrické nebo propagační fáze. Tento úkol měl za účel navázání spolupráce s Univerzitou Palackého v Olomouci, kde by vyrobené křemíkové nanostruktury sloužily jako zesilovače chiraloty biologických vzorků vykazujících Ramanovu optickou aktivitu, na jejíž měření mají v Olomouci specializovanou laboratoř. Splnění výrobních požadavků pro tuto aplikaci se však ukázalo být velice náročné a ani pomoc od zkušených kolegů nevedla ke zdárnému konci, tento cíl se tedy nepodařilo splnit.

Třetím cílem byla morfologická a optická charakterizace připravených dielektrických metapovrchů. Ačkoliv nedošlo k morfologické analýze, byla provedena velice extenzivní optická charakterizace OMS různých materiálů za využití zařízení *Q-Phase* druhé generace. Zařízení bylo modifikováno za účelem podrobné analýzy optické odezvy metapovrchů za různých podmínek osvětlení, včetně lineární polarizace v libovolném směru pro charakterizaci geometrických BB, změny numerické apertury pro analýzu chování struktur při divergenci od konceptu dopadající vlny jako rovinné, spektrální analýzy a měření metapovrchů s efektem vortexů pomocí kruhové polarizace.

Získané robustní datasety formovaly nový úkol, a to tvorbu a optimalizaci skriptů pro co nejpřímochařejší a uživatelsky přístupný způsob extrakce dat z hologramů pro vykreslování či modifikaci návrhů nanostruktur. Data získaná během měření byla natolik zajímavá, že podnítila tvorbu článku nesoucího název *Establishing Library of Metasurface Building Blocks through Holographic Microscopy*. V době odevzdání diplomové práce byl článek ve formě manuskriptu s tím, že jako cílový časopis byl diskutován *ACS Photonics*.

Bodem zájmu se stal pak také samotný mikroskop *Q-Phase*. Přestože je už nyní velice cenným nástrojem, jsou stále oblasti, ve kterých by šel zlepšit. Jeho konstrukce, primárně směřovaná pro biologické aplikace, má za následek například nerovnoměrnou propustnost pro všechny směry lineární polarizace. Optika laděná na jeho nativní vlnovou délku silně tlumí záření na nepříliš vzdálených vlnových délkách a jeho software není vhodný pro způsob měření potřebný při charakterizaci OMS. Analýza pomocí digitální holografické mikroskopie, komplexnější modifikace *Q-Phase* či případná spolupráce s firmou *Telight*, která dodává zařízení *Q-Phase*, za účelem zpřístupnění jejich zařízení pro svět nanofotoniky, jsou všechno témata, kterými bych se rád zabýval v rámci svého doktorského studia.

Literatura

- [1] N. Yu a F. Capasso. „Flat optics with designer metasurfaces“. *Nature Materials*. roč. 13. č. 2, s. 139–150. ún. 2014. DOI: [10.1038/nmat3839](https://doi.org/10.1038/nmat3839).
- [2] P. Lalanne a P. Chavel. „Metalenses at visible wavelengths: past, present, perspectives“. *Laser & Photonics Reviews*. roč. 11. č. 3, s. 1 600 295. 2017. DOI: [10.1002/lpor.201600295](https://doi.org/10.1002/lpor.201600295).
- [3] Z. Shen a D. Huang. „A review on metasurface beam splitters“. *Nanomanufacturing*. roč. 2. č. 4, s. 194–228. pros. 2022. DOI: [10.3390/nanomanufacturing2040014](https://doi.org/10.3390/nanomanufacturing2040014).
- [4] H. Ren et al. „Metasurface orbital angular momentum holography“. *Nature Communications*. roč. 10. č. 1, s. 2986. 19. čvc. 2019. DOI: [10.1038/s41467-019-11030-1](https://doi.org/10.1038/s41467-019-11030-1).
- [5] A. Boardman. „Pioneers in metamaterials: John Pendry and Victor Veselago“. *Journal of Optics*. roč. 13, s. 020 401. 1. pros. 2010. DOI: [10.1088/2040-8978/13/2/020401](https://doi.org/10.1088/2040-8978/13/2/020401).
- [6] T. Ozawa et al. „Topological Photonics“. *Reviews of Modern Physics*. roč. 91. č. 1, s. 015 006. 25. břez. 2019. DOI: [10.1103/RevModPhys.91.015006](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.91.015006). arXiv: [1802.04173\[cond-mat,physics:physics,physics:quant-ph\]](https://arxiv.org/abs/1802.04173).
- [7] H. Zhou, C. Zhao, C. He, L. Huang, T. Man a Y. Wan. „Optical computing metasurfaces: Applications and advances“. *Nanophotonics*. roč. 13. č. 4, s. 419–441. 2. ún. 2024. DOI: [10.1515/nanoph-2023-0871](https://doi.org/10.1515/nanoph-2023-0871).
- [8] Y. Jahani et al. „Imaging-based spectrometer-less optofluidic biosensors based on dielectric metasurfaces for detecting extracellular vesicles“. *Nature Communications*. roč. 12. č. 1, s. 3246. 31. květ. 2021. DOI: [10.1038/s41467-021-23257-y](https://doi.org/10.1038/s41467-021-23257-y).
- [9] W. Ji et al. „Recent advances in metasurface design and quantum optics applications with machine learning, physics-informed neural networks, and topology optimization methods“. *Light: Science & Applications*. roč. 12. č. 1, s. 169. 7. čvc. 2023. DOI: [10.1038/s41377-023-01218-y](https://doi.org/10.1038/s41377-023-01218-y).
- [10] G.-Y. Lee et al. „Metasurface eyepiece for augmented reality“. *Nature Communications*. roč. 9. č. 1, s. 4562. 1. lis. 2018. DOI: [10.1038/s41467-018-07011-5](https://doi.org/10.1038/s41467-018-07011-5).
- [11] W. Kim et al. „Thermally-curable nanocomposite printing for the scalable manufacturing of dielectric metasurfaces“. *Microsystems & Nanoengineering*. roč. 8. č. 1, s. 1–8. 4. čvc. 2022. DOI: [10.1038/s41378-022-00403-0](https://doi.org/10.1038/s41378-022-00403-0).
- [12] A. I. Kuznetsov et al. „Roadmap for Optical Metasurfaces“. *ACS Photonics*. roč. 11. č. 3, s. 816–865. 20. břez. 2024. DOI: [10.1021/acsp Photonics.3c00457](https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.3c00457).
- [13] „Getting accurate and fast nano-structure simulations: A benchmark of RCWA and FDTD for meta-surface calculation - planopsim - experts in meta-lens software“. (). URL: <https://planopsim.com/design-example/getting-accurate-and-fast-nano-structure-simulations-a-benchmark-of-rcwa-and-fdtd-for-meta-surface-calculation/> (cit. 25.05.2024).
- [14] M. Khorasaninejad a F. Capasso. „Metalenses: Versatile multifunctional photonic components“. *Science*. roč. 358. č. 6367, eaam8100. pros. 2017. DOI: [10.1126/science.aam8100](https://doi.org/10.1126/science.aam8100).
- [15] J. Li et al. „Mechanisms of 2 phase control in dielectric metasurface and transmission enhancement effect“. *Optics Express*. roč. 27. č. 16, s. 23 186–23 196. 5. srp. 2019. DOI: [10.1364/OE.27.023186](https://doi.org/10.1364/OE.27.023186).
- [16] J. B. Khurgin. „How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials“. *Nature Nanotechnology*. roč. 10. č. 1, s. 2–6. led. 2015. DOI: [10.1038/nnano.2014.310](https://doi.org/10.1038/nnano.2014.310).
- [17] S. Sun, Q. He, S. Xiao, Q. Xu, X. Li a L. Zhou. „Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves“. *Nature Materials*. roč. 11. č. 5, s. 426–431. květ. 2012. DOI: [10.1038/nmat3292](https://doi.org/10.1038/nmat3292).

- [18] S. Chang, X. Guo a X. Ni. „Optical metasurfaces: Progress and applications“. *Annual Review of Materials Research*. roč. 48, s. 279–302. Volume 48, 2018 1. čvc. 2018. DOI: [10.1146/annurev-matsci-070616-124220](https://doi.org/10.1146/annurev-matsci-070616-124220).
- [19] G. Mie. „Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen“. *Annalen der Physik*. roč. 330. č. 3, s. 377–445. 1908. DOI: [10.1002/andp.19083300302](https://doi.org/10.1002/andp.19083300302).
- [20] „Absorption and scattering by a sphere“. in *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, Ltd, 1998, s. 82–129. DOI: [10.1002/9783527618156.ch4](https://doi.org/10.1002/9783527618156.ch4).
- [21] A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, M. L. Brongersma, Y. S. Kivshar a B. Luk'yanchuk. „Optically resonant dielectric nanostructures“. *Science*. roč. 354. č. 6314, aag2472. 18. lis. 2016. DOI: [10.1126/science.aag2472](https://doi.org/10.1126/science.aag2472).
- [22] J. A. Schuller a M. L. Brongersma. „General properties of dielectric optical antennas“. *Optics Express*. roč. 17. č. 26, s. 24 084–24 095. 21. pros. 2009. DOI: [10.1364/OE.17.024084](https://doi.org/10.1364/OE.17.024084).
- [23] „Physical review journals“. Physical Review Journals. (). URL: <https://journals.aps.org/> (cit. 26. 05. 2024).
- [24] „Tailoring Directional Scattering through Magnetic and Electric Resonances in Subwavelength Silicon Nanodisks | ACS Nano“. (). URL: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/nn402736f> (cit. 26. 05. 2024).
- [25] M. Decker et al. „High-efficiency dielectric huygens' surfaces“. *Advanced Optical Materials*. roč. 3. č. 6, s. 813–820. 2015. DOI: [10.1002/adom.201400584](https://doi.org/10.1002/adom.201400584).
- [26] H. A. (A. Lorentz. *The theory of electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat*. ve spol. s University of California Libraries. Leipzig : B.G. Teubner ; New York : G.E. Stechert, 1916. 364 s.
- [27] „Electromagnetic field theory“. EMPossible. (). URL: <https://empossible.net/academics/emp3302/> (cit. 26. 05. 2024).
- [28] M. Hrtoň. „Semianalytický přístup k simulacím v nanofotonice; Ing. Martin Hrtoň, Ph.D. (CE-ITEC VUT 2020 - 125714) – VUT“. (). URL: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/125714> (cit. 26. 05. 2024).
- [29] T. Neuman et al. „Importance of Plasmonic Scattering for an Optimal Enhancement of Vibrational Absorption in SEIRA with Linear Metallic Antennas“. *The Journal of Physical Chemistry C*. roč. 119. č. 47, s. 26 652–26 662. 25. lis. 2015. DOI: [10.1021/acs.jpcc.5b08344](https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.5b08344).
- [30] M. A. Kats, N. Yu, P. Genevet, Z. Gaburro a F. Capasso. „Effect of radiation damping on the spectral response of plasmonic components“. *Optics Express*. roč. 19. č. 22, s. 21 748–21 753. 24. říj. 2011. DOI: [10.1364/OE.19.021748](https://doi.org/10.1364/OE.19.021748).
- [31] O. Keller. „Principles of Nano-Optics“. *Physics Today*. roč. 60. č. 7, s. 62. 1. čvc. 2007. DOI: [10.1063/1.2761806](https://doi.org/10.1063/1.2761806).
- [32] E. Lassalle et al. „Imaging Properties of Large Field-of-View Quadratic Metalenses and Their Applications to Fingerprint Detection“. *ACS Photonics*. roč. 8. č. 5, s. 1457–1468. 19. květ. 2021. DOI: [10.1021/acsp Photonics.1c00237](https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.1c00237).
- [33] J. Jensen a O. Sigmund. „Topology optimization for nano-photonics“. *Laser & Photonics Reviews*. roč. 5. č. 2, s. 308–321. 2011. DOI: [10.1002/lpor.201000014](https://doi.org/10.1002/lpor.201000014).
- [34] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril a H. Launois. „Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings“. *Optics Letters*. roč. 23. č. 14, s. 1081–1083. 15. čvc. 1998. DOI: [10.1364/OL.23.001081](https://doi.org/10.1364/OL.23.001081).

- [35] E. Bayati, A. Zhan, S. Colburn, M. V. Zhelyeznyakov a A. Majumdar. „Role of refractive index in metalens performance“. *Applied Optics*. roč. 58. č. 6, s. 1460–1466. 20. ún. 2019. DOI: [10.1364/AO.58.001460](https://doi.org/10.1364/AO.58.001460).
- [36] S. R. Amanaganti, M. Ravník a J. Dontabhaktuni. „Collective photonic response of high refractive index dielectric metasurfaces“. *Scientific Reports*. roč. 10. č. 1, s. 15 599. 24. zář. 2020. DOI: [10.1038/s41598-020-72675-3](https://doi.org/10.1038/s41598-020-72675-3).
- [37] S. Khadir et al. „Metasurface Optical Characterization Using Quadriwave Lateral Shearing Interferometry“. *ACS Photonics*. roč. 8. č. 2, s. 603–613. 17. ún. 2021. DOI: [10.1021/acsp Photonics.0c01707](https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.0c01707).
- [38] S. Pancharatnam. „Generalized theory of interference, and its applications“. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*. roč. 44. č. 5, s. 247–262. 1. lis. 1956. DOI: [10.1007/BF03046050](https://doi.org/10.1007/BF03046050).
- [39] „The Poincaré Sphere“. (). URL: https://spie.org/publications/spie-publication-resources/optipedia-free-optics-information/fg05_p10-11_poincare_sphere#=_ (cit. 26.05.2024).
- [40] „Jones Calculus“. (). URL: https://spie.org/publications/spie-publication-resources/optipedia-free-optics-information/fg05_p57-61_jones_matrix_calculus#=_ (cit. 26.05.2024).
- [41] K. P. Zetie, S. F. Adams a R. M. Tocknell. „How does a mach-zehnder interferometer work?“ *Physics Education*. roč. 35. č. 1, s. 46. led. 2000. DOI: [10.1088/0031-9120/35/1/308](https://doi.org/10.1088/0031-9120/35/1/308).
- [42] E. Cohen, H. Larocque, F. Bouchard, F. Nejdassattari, Y. Gefen a E. Karimi. „Geometric phase from aharonov–bohm to pancharatnam–berry and beyond“. *Nature Reviews Physics*. roč. 1. č. 7, s. 437–449. čvc. 2019. DOI: [10.1038/s42254-019-0071-1](https://doi.org/10.1038/s42254-019-0071-1).
- [43] C. Gigli, Q. Li, P. Chavel, G. Leo, M. L. Brongersma a P. Lalanne. „Fundamental limitations of huygens’ metasurfaces for optical beam shaping“. *Laser & Photonics Reviews*. roč. 15. č. 8, s. 2 000 448. 2021. DOI: [10.1002/lpor.202000448](https://doi.org/10.1002/lpor.202000448).
- [44] A. Arbabi, Y. Horie, M. Bagheri a A. Faraon. „Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission“. *Nature Nanotechnology*. roč. 10. č. 11, s. 937–943. lis. 2015. DOI: [10.1038/nnano.2015.186](https://doi.org/10.1038/nnano.2015.186).
- [45] E. Arbabi, S. M. Kamali, A. Arbabi a A. Faraon. „Vectorial Holograms with a Dielectric Metasurface: Ultimate Polarization Pattern Generation“. *ACS Photonics*. roč. 6. č. 11, s. 2712–2718. 20. lis. 2019. DOI: [10.1021/acsp Photonics.9b00678](https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.9b00678).
- [46] E. Arbabi, S. M. Kamali, A. Arbabi a A. Faraon. „Full-Stokes Imaging Polarimetry Using Dielectric Metasurfaces“. *ACS Photonics*. roč. 5. č. 8, s. 3132–3140. 15. srp. 2018. DOI: [10.1021/acsp Photonics.8b00362](https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.8b00362).
- [47] H. S. Khaliq, A. Nauman, J.-W. Lee a H.-R. Kim. „Recent progress on plasmonic and dielectric chiral metasurfaces: Fundamentals, design strategies, and implementation“. *Advanced Optical Materials*. roč. 11. č. 16, s. 2 300 644. 2023. DOI: [10.1002/adom.202300644](https://doi.org/10.1002/adom.202300644).
- [48] B. Mirzapourbeinekalaye, A. McClung a A. Arbabi. „General lossless polarization and phase transformation using bilayer metasurfaces“. *Advanced Optical Materials*. roč. 10. č. 11, s. 2 102 591. 2022. DOI: [10.1002/adom.202102591](https://doi.org/10.1002/adom.202102591).
- [49] S. M. Kamali, E. Arbabi, A. Arbabi a A. Faraon. „A review of dielectric optical metasurfaces for wavefront control“. *Nanophotonics*. roč. 7. č. 6, s. 1041–1068. 1. čvn. 2018. DOI: [10.1515/nanoph-2017-0129](https://doi.org/10.1515/nanoph-2017-0129).

- [50] F. Aieta, M. A. Kats, P. Genevet a F. Capasso. „Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation“. *Science*. roč. 347. č. 6228, s. 1342–1345. 20. břez. 2015. DOI: [10.1126/science.aaa2494](https://doi.org/10.1126/science.aaa2494).
- [51] Z. Shi et al. „Single-Layer Metasurface with Controllable Multiwavelength Functions“. *Nano Letters*. roč. 18. č. 4, s. 2420–2427. 11. dub. 2018. DOI: [10.1021/acs.nanolett.7b05458](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b05458).
- [52] E. Arbabi et al. „Two-Photon Microscopy with a Double-Wavelength Metasurface Objective Lens“. *Nano Letters*. roč. 18. č. 8, s. 4943–4948. 8. srp. 2018. DOI: [10.1021/acs.nanolett.8b01737](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.8b01737).
- [53] Y. Zhou, H. Zheng, I. I. Kravchenko a J. Valentine. „Flat optics for image differentiation“. *Nature Photonics*. roč. 14. č. 5, s. 316–323. květ. 2020. DOI: [10.1038/s41566-020-0591-3](https://doi.org/10.1038/s41566-020-0591-3).
- [54] S. Shrestha, A. C. Overvig, M. Lu, A. Stein a N. Yu. „Broadband achromatic dielectric metalenses“. *Light: Science & Applications*. roč. 7. č. 1, s. 85. 7. lis. 2018. DOI: [10.1038/s41377-018-0078-x](https://doi.org/10.1038/s41377-018-0078-x).
- [55] A. C. Overvig et al. „Dielectric metasurfaces for complete and independent control of the optical amplitude and phase“. *Light: Science & Applications*. roč. 8. č. 1, s. 92. 9. říj. 2019. DOI: [10.1038/s41377-019-0201-7](https://doi.org/10.1038/s41377-019-0201-7).
- [56] X. Huang a N. Yu. „Monolithic Bilayer Metasurface for Multicolor Phase-Amplitude Holography“. in *Conference on Lasers and Electro-Optics (2021), paper FM4J.5*. Optica Publishing Group, 9. květ. 2021, FM4J.5. DOI: [10.1364/CLEO_QELS.2021.FM4J.5](https://doi.org/10.1364/CLEO_QELS.2021.FM4J.5).
- [57] K. Koshlev a Y. Kivshar. „Dielectric Resonant Metaphotonics“. *ACS Photonics*. roč. 8. č. 1, s. 102–112. 20. led. 2021. DOI: [10.1021/acsphotonics.0c01315](https://doi.org/10.1021/acsphotonics.0c01315).
- [58] V.-C. Su, C. H. Chu, G. Sun a D. P. Tsai. „Advances in optical metasurfaces: fabrication and applications [Invited]“. *Optics Express*. roč. 26. č. 10, s. 13148–13182. 14. květ. 2018. DOI: [10.1364/OE.26.013148](https://doi.org/10.1364/OE.26.013148).
- [59] „Ansys lumerical FDTD | simulation for photonic components“. (). URL: <https://www.ansys.com/products/optics/fdtd> (cit. 28.05.2024).
- [60] P. Kwiecien, I. Richter a J. Ctyroky. „RCWA/aRCWA - An efficient and diligent workhorse for nanophotonic/nanoplasmonic simulations - Can it work even better?“. *International Conference on Transparent Optical Networks*. roč. 2015. 12. srp. 2015. DOI: [10.1109/ICTON.2015.7193570](https://doi.org/10.1109/ICTON.2015.7193570).
- [61] S. Tanev et al. „Advances in the FDTD design and modeling of nano- and bio-photonics applications“. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*. TaCoNa-Photonics 2010. roč. 9. č. 4, s. 315–327. 1. říj. 2011. DOI: [10.1016/j.photonics.2011.06.003](https://doi.org/10.1016/j.photonics.2011.06.003).
- [62] H.-C. Lin, Z. Wang a C. W. Hsu. „Fast multi-source nanophotonic simulations using augmented partial factorization“. *Nature Computational Science*. roč. 2. č. 12, s. 815–822. pros. 2022. DOI: [10.1038/s43588-022-00370-6](https://doi.org/10.1038/s43588-022-00370-6).
- [63] O. Červinka. „Aplikace metapovrchů pro strukturální zbarvení“. 16. čvn. 2021.
- [64] Y. Ou et al. „Broadband and omnidirectional light harvesting enhancement of fluorescent SiC“. *Optics Express*. roč. 20, s. 7575–9. 19. břez. 2012. DOI: [10.1364/OE.20.007575](https://doi.org/10.1364/OE.20.007575).
- [65] F. Zernike. „How I Discovered Phase Contrast“. *Science*. roč. 121. č. 3141, s. 345–349. 11. břez. 1955. DOI: [10.1126/science.121.3141.345](https://doi.org/10.1126/science.121.3141.345).
- [66] M. K. Kim. „Wavelength-scanning digital interference holography for optical section imaging“. *Optics Letters*. roč. 24. č. 23, s. 1693–1695. 1. pros. 1999. DOI: [10.1364/OL.24.001693](https://doi.org/10.1364/OL.24.001693).
- [67] P. Ferraro et al. „Extended focused image in microscopy by digital holography“. *Optics Express*. roč. 13. č. 18, s. 6738–6749. 5. zář. 2005. DOI: [10.1364/OPEX.13.006738](https://doi.org/10.1364/OPEX.13.006738).

- [68] B. Bhaduri, K. Tangella a G. Popescu. „Fourier phase microscopy with white light“. *Biomedical Optics Express*. roč. 4. č. 8, s. 1434–1441. 1. srp. 2013. DOI: [10.1364/BOE.4.001434](https://doi.org/10.1364/BOE.4.001434).
- [69] Y. Park, C. Depeursinge a G. Popescu. „Quantitative phase imaging in biomedicine“. *Nature Photonics*. roč. 12. č. 10, s. 578–589. říj. 2018. DOI: [10.1038/s41566-018-0253-x](https://doi.org/10.1038/s41566-018-0253-x).
- [70] T. Tahara, X. Quan, R. Otani, Y. Takaki a O. Matoba. „Digital holography and its multidimensional imaging applications: a review“. *Microscopy*. roč. 67. č. 2, s. 55–67. 1. dub. 2018. DOI: [10.1093/jmicro/dfy007](https://doi.org/10.1093/jmicro/dfy007).
- [71] „Optical coherence and quantum optics : Mandel, Leonard, author : Free Download, Borrow, and Streaming : Internet Archive“. (). URL: <https://archive.org/details/opticalcoherence0000mand/page/n7/mode/2up> (cit. 28. 05. 2024).
- [72] P. Kolman a R. Chmelík. „Coherence-controlled holographic microscope“. *Optics Express*. roč. 18. č. 21, s. 21 990–22 004. 11. říj. 2010. DOI: [10.1364/OE.18.021990](https://doi.org/10.1364/OE.18.021990).
- [73] J.-A. Conchello a J. W. Lichtman. „Optical sectioning microscopy“. *Nature Methods*. roč. 2. č. 12, s. 920–931. pros. 2005. DOI: [10.1038/nmeth815](https://doi.org/10.1038/nmeth815).
- [74] „Příprava a charakterizace nanostruktur s funkčními vlastnostmi v oblasti plazmoniky ; Ing. Jiří Babocký, Ph.D. (CEITEC VUT 2019 - 120597) – VUT“. (). URL: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/120597> (cit. 28. 05. 2024).
- [75] E. Cuche, F. Bevilacqua a C. Depeursinge. „Digital holography for quantitative phase-contrast imaging“. *Optics Letters*. roč. 24. č. 5, s. 291–293. 1. břez. 1999. DOI: [10.1364/OL.24.000291](https://doi.org/10.1364/OL.24.000291).
- [76] I. T. Kreis a I. W. Jüptner. „Digital processing of holographic interference patterns using Fourier-transform methods“. *Measurement*. roč. 6. č. 1, s. 37–40. 1. led. 1988. DOI: [10.1016/0263-2241\(88\)90037-1](https://doi.org/10.1016/0263-2241(88)90037-1).
- [77] Y. Emery et al. „Digital holographic microscopy (DHM) for metrology and dynamic characterization of MEMS and MOEMS“. in *MEMS, MOEMS, and Micromachining II*. sv. 6186. SPIE, 21. dub. 2006, s. 205–209. DOI: [10.1117/12.660029](https://doi.org/10.1117/12.660029).
- [78] „Quantitative phase image enhancement by smart coherence gate manipulation in partially coherent holographic microscope | CEITEC - Hledat Googlem“. (). URL: https://www.google.com/search?q=Quantitative+phase+image+enhancement+by+smart+coherence+gate+manipulation+in+partially+coherent+holographic+microscope+%7C+CEITEC&oq=Quantitative+phase+image+enhancement+by+smart+coherence+gate+manipulation+in+partially+coherent+holographic+microscope+%7C+CEITEC&gs_lcrp=EgZjaHJvbWUyBggAEEUYOdIBBzM3OWowajeoAgCwsourceid=chrome&ie=UTF-8 (cit. 28. 05. 2024).
- [79] E. N. Leith a J. Upatnieks. „Holography with Achromatic-Fringe Systems*“. *JOSA*. roč. 57. č. 8, s. 975–980. 1. srp. 1967. DOI: [10.1364/JOSA.57.000975](https://doi.org/10.1364/JOSA.57.000975).
- [80] E. N. Leith a G. J. Swanson. „Achromatic interferometers for white light optical processing and holography“. *Applied Optics*. roč. 19. č. 4, s. 638–644. 15. ún. 1980. DOI: [10.1364/AO.19.000638](https://doi.org/10.1364/AO.19.000638).
- [81] E. N. Leith a G. J. Swanson. „Recording of phase-amplitude images“. *Applied Optics*. roč. 20. č. 17, s. 3081–3084. 1. zář. 1981. DOI: [10.1364/AO.20.003081](https://doi.org/10.1364/AO.20.003081).
- [82] R. Chmelik a Z. Harna. „Parallel-mode confocal microscopy“. in *Optical Biopsies and Microscopic Techniques III*. sv. 3568. SPIE, 19. led. 1999, s. 101–109. DOI: [10.1117/12.336823](https://doi.org/10.1117/12.336823).
- [83] W. s.r.o. „Proving Tumour Cells by Acute Nutritional/Energy Deprivation as a Survival Threat: A Task for Microscopy | CEITEC - výzkumné centrum“. Středoevropský technologický institut. (). URL: <https://www.ceitec.cz/proving-tumour-cells-by-acute-nutritional-energy-deprivation-as-a-survival-threat-a-task-for-microscopy/p114806> (cit. 28. 05. 2024).

- [84] T. Slabý, P. Kolman, Z. Dostál, M. Antoř, M. Lořták a R. Chmelík. „Off-axis setup taking full advantage of incoherent illumination in coherence-controlled holographic microscope“. *Optics Express*. roč. 21. č. 12, s. 14747–14762. 17. čvn. 2013. DOI: [10.1364/OE.21.014747](https://doi.org/10.1364/OE.21.014747).
- [85] P. Bouchal et al. „High-Resolution Quantitative Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces with Sensitivity down to a Single Nanoantenna“. *Nano Letters*. roč. 19. č. 2, s. 1242–1250. 13. ún. 2019. DOI: [10.1021/acs.nanolett.8b04776](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.8b04776).
- [86] „Telight Q-Phase • Telight“. (). URL: <https://telight.eu/products/telight-q-phase/> (cit. 28. 05. 2024).
- [87] M. Wilson. „Koehler illumination: A brief history and a practical set up in five easy steps“. 17. srp. 2017.
- [88] J. Scheuer. „Optical Metasurfaces Are Coming of Age: Short- and Long-Term Opportunities for Commercial Applications“. *ACS Photonics*. roč. 7. č. 6, s. 1323–1354. 17. čvn. 2020. DOI: [10.1021/acsphotonics.9b01719](https://doi.org/10.1021/acsphotonics.9b01719).
- [89] W. T. Chen, A. Y. Zhu a F. Capasso. „Flat optics with dispersion-engineered metasurfaces“. *Nature Reviews Materials*. roč. 5. č. 8, s. 604–620. srp. 2020. DOI: [10.1038/s41578-020-0203-3](https://doi.org/10.1038/s41578-020-0203-3).
- [90] B. J. Bohn, M. Schnell, M. A. Kats, F. Aieta, R. Hillenbrand a F. Capasso. „Near-Field Imaging of Phased Array Metasurfaces“. *Nano Letters*. roč. 15. č. 6, s. 3851–3858. 10. čvn. 2015. DOI: [10.1021/acs.nanolett.5b00692](https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.5b00692).
- [91] S. G. Stanciu et al. „Scattering-type Scanning Near-Field Optical Microscopy of Polymer-Coated Gold Nanoparticles“. *ACS Omega*. roč. 7. č. 13, s. 11353–11362. 5. dub. 2022. DOI: [10.1021/acsomega.2c00410](https://doi.org/10.1021/acsomega.2c00410).
- [92] J. Babocký et al. „Quantitative 3D Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces“. *ACS Photonics*. roč. 4. č. 6, s. 1389–1397. 21. čvn. 2017. DOI: [10.1021/acsphotonics.7b00022](https://doi.org/10.1021/acsphotonics.7b00022).
- [93] T. Badloe, J. Lee, J. Seong a J. Rho. „Tunable Metasurfaces: The Path to Fully Active Nanophotonics“. *Advanced Photonics Research*. roč. 2. č. 9, s. 2000205. zář. 2021. DOI: [10.1002/adpr.202000205](https://doi.org/10.1002/adpr.202000205).
- [94] T. Cui, B. Bai a H.-B. Sun. „Tunable Metasurfaces Based on Active Materials“. *Advanced Functional Materials*. roč. 29. č. 10, s. 1806692. břez. 2019. DOI: [10.1002/adfm.201806692](https://doi.org/10.1002/adfm.201806692).
- [95] P. Kepič et al. „Optically Tunable Mie Resonance VO₂ Nanoantennas for Metasurfaces in the Visible“. *ACS Photonics*. roč. 8. č. 4, s. 1048–1057. 21. dub. 2021. DOI: [10.1021/acsphotonics.1c00222](https://doi.org/10.1021/acsphotonics.1c00222).
- [96] T. M. Inc. *Optimization Toolbox version: 9.4 (R2022b)*. Natick, Massachusetts, United States, 2022.
- [97] J. Schindelin et al. „Fiji: An open-source platform for biological-image analysis“. *Nature Methods*. roč. 9. č. 7, s. 676–682. čvc. 2012. DOI: [10.1038/nmeth.2019](https://doi.org/10.1038/nmeth.2019).
- [98] G. van Rossum. „Python tutorial“. 1. led. 1995.
- [99] A. Ji et al. „Quantitative phase contrast imaging with a nonlocal angle-selective metasurface“. *Nature Communications*. roč. 13. č. 1, s. 7848. 21. pros. 2022. DOI: [10.1038/s41467-022-34197-6](https://doi.org/10.1038/s41467-022-34197-6).
- [100] Y.-C. Chen, Q.-C. Zeng, C.-Y. Yu a C.-M. Wang. „General case of the overall phase modulation through a dielectric PB-phase metasurface“. *OSA Continuum*. roč. 4. č. 12, s. 3204–3212. 15. pros. 2021. DOI: [10.1364/OSAC.441987](https://doi.org/10.1364/OSAC.441987).