



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**MĚŘENÍ LOKÁLNÍ FÁZE METAPOVRCHŮ POMOCÍ
DIGITÁLNÍ HOLOGRAFICKÉ MIKROSKOPIE**

MEASUREMENT OF THE LOCAL PHASE OF METASURFACES USING DIGITAL HOLOGRAPHIC
MICROSCOPY

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Vlastimil Weiss

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Petr Dvořák, Ph.D.

BRNO 2021

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Student: **Vlastimil Weiss**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **Ing. Petr Dvořák, Ph.D.**
Akademický rok: 2020/21

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 bakalářské práce:

Měření lokální fáze metapovrchů pomocí digitální holografické mikroskopie

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Kovové a dielektrické metapovrchy jsou v posledním době studovány širokou vědeckou komunitou z důvodů své aplikace ve 2D ploché optice. Metapovrchy jsou založeny na principu změny lokální fáze pomocí opticky aktivních nanostruktur s rozměry pod difrakčním limitem použitého světla. Pro jejich optickou charakterizaci je proto nutné použít pokročilé analyzační techniky jako je například digitální holografická mikroskopie, jejíž princip popsal E. N. Leith. Unikátní holografické mikroskopy na Ústavu fyzikálního inženýrství (ÚFI FSI VUT v Brně) jsou navíc založené na použití prostorově nekoherentního světla.

Cíle bakalářské práce:

- 1) Proveďte rešeršní studii na téma optické metapovrchy a měření lokální fáze.
- 2) Změřte a vyhodnoťte lokální fázi pro kovové nebo dielektrické metapovrchy.
- 3) Pokuste se sestavit optickou sestavu pro měření lokální fáze metapovrchů a jiných struktur v infračervené (NIR) oblasti elektromagnetického spektra.
- 4) Případně se pokuste změřit lokální fázi v NIR oblasti pro aktivně říditelné optické metapovrchy.

Seznam doporučené literatury:

BOUCHAL, Petr, Petr DVOŘÁK, Jiří BABOČKÝ, et al. High-Resolution Quantitative Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces with Sensitivity down to a Single Nanoantenna. Nano Letters [online]. 2019, 19(2), 1242-1250 [cit. 2020-11-01]. ISSN 1530-6984. Dostupné z: doi:10.1021/acs.nanolett.8b04776

LEITH, E. N. a J. UPATNIEKS. Holography with Achromatic-Fringe Systems*. Journal of the Optical Society of America [online]. 1967, 57(8) [cit. 2020-11-01]. ISSN 0030-3941. Dostupné z: doi:10.1364/JOSA.57.000975

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2020/21

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Tato bakalářská práce se zabývá rešeršní studií optických metapovrchů, které dokáží modifikovat a ovládat dopadající záření díky změně lokální fáze. Dále pojednává o experimentálních mikroskopických technikách, které dokáží měřit rozložení této fáze. Tato práce prezentuje experimentální výsledky distribuce fáze elektromagnetické vlny dopadající na kovový metapovrch, které jsou získané pomocí kvantitativní jednosvazkové i mimoosé digitální holografické mikroskopie. Jedná se o metapovrchy na principu jak změny geometrické fáze, tak i lokalizované povrchové plazmonové rezonance (LSPR). Naměřené výsledky jsou v souladu s vybudovaným teoretickým základem. K závěru jsou pak prezentována úspěšná měření geometrické fáze od individuálních stavebních bloků a aplikace analytického modelu pro popis fázové odezvy metapovrchů.

Summary

This bachelor's thesis consists of research studies of optical metasurfaces that are capable of modifying and governing incident radiation via the shift of a local phase. It also discusses experimental microscopic techniques with the ability to measure the distribution of the said phase. Experimental results of the phase distribution of the electromagnetic wave impinging on metal metasurface presented in this thesis are captured through quantitative in-line and off-axis digital holographic microscopy. These metasurfaces utilize both geometrical phase and localised surface plasmon resonance (LSPR). Measured results are in accordance with previous scientific studies. Finally, the successful outcome in the form of measurement of the geometrical phase introduced by the single building block is presented as well as the application of an analytical model for characterization of phase response generated by interaction with optical metasurfaces.

Klíčová slova

optický metapovrch, Mieho roptyl, Fabry-Perotův model rezonance, Lorentzův model oscilátoru, Pancharatnam-Berryho fáze, digitální holografie, FFT, kvantitativní měření fáze

Keywords

optical metasurface, Mie scattering, Fabry-Perot model for resonance, Lorentz oscillator model, Pancharatnam-Berry phase, digital holography, FFT, quantitative phase imaging

WEISS, V. *Měření lokální fáze metapovrchů pomocí digitální holografické mikroskopie.*

Brno: Výšoké učení technické v Brně, Fakulta strojího inženýrství, 2022. 61 s.

Vedoucí Ing. Petr Dvořák, Ph.D.

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci na téma „Měření lokální fáze metapovrchů pomocí digitální holografické mikroskopie“ vypracoval samostatně a s použitím uvedené literatury a pramenů.

Vlastimil Weiss

Tímto bych chtěl srdečně poděkovat všem, kteří mi s vypracováním této BP pomáhali. Jmenovitě vedoucímu Ing. Petru Dvořákovi, Ph.D., za jeho vždy zajímavé konzultace, trpělivost, a pozitivní přístup, Ing. Miru Ďurišovi, za jeho ochotnou pomoc s měřením a zpracováním dat, Ing. Petru Liškovi, za podporu v boji s LaTeXem, Ing. Kataríně Rovenské, za odborný vhled do světa tvorby nanostruktur a dodané vzorky, Ing. Martinu Hrtoňovi, Ph.D., za poskytnutí analytického modelu a následné konzultace pro jeho pochopení, a v neposlední řadě všem vyučujícím, kteří to se mnou v průběhu let rozhodně neměli jednoduché, za jejich ochotu, trpělivost a vstřícnost.

Část práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2018110, MŠMT, 2020–2022) , CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

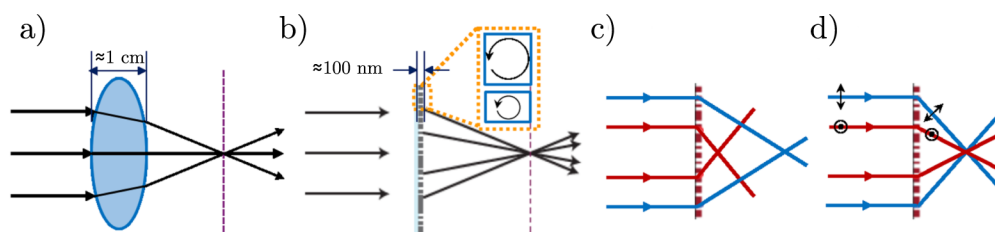
Vlastimil Weiss

Obsah

Úvod	3
1 Optické metapovrchy	7
1.1 Mieho model rezonance	7
1.2 Fabryho-Perotův model rezonance	9
1.3 Lorentzův oscilační model	10
1.4 Dělení optických metapovrchů	15
1.4.1 Kovové optické metapovrchy	15
1.4.2 Dielektrické optické metapovrchy	18
1.4.3 Geometrická (Pancharatnam-Berryho) fáze	19
1.4.4 Opticky aktivní metapovrchy (VO_2)	24
2 Kvantitativní měření fáze	29
2.1 Digitální holografie	29
2.2 In-line vs. off-axis	32
2.2.1 In-line	32
2.2.2 Off-axis	33
2.3 Zpracování obrazu	34
2.4 Digitální holografický mikroskop Q-Phase	35
2.5 Digitální holografický mikroskop Q4GOM	37
2.6 Měření a vyhodnocení dat	39
2.6.1 Q-Phase	41
2.6.2 Q4GOM	43
3 Závěr	47
Literatura	49
Seznam zkratk	61

Úvod

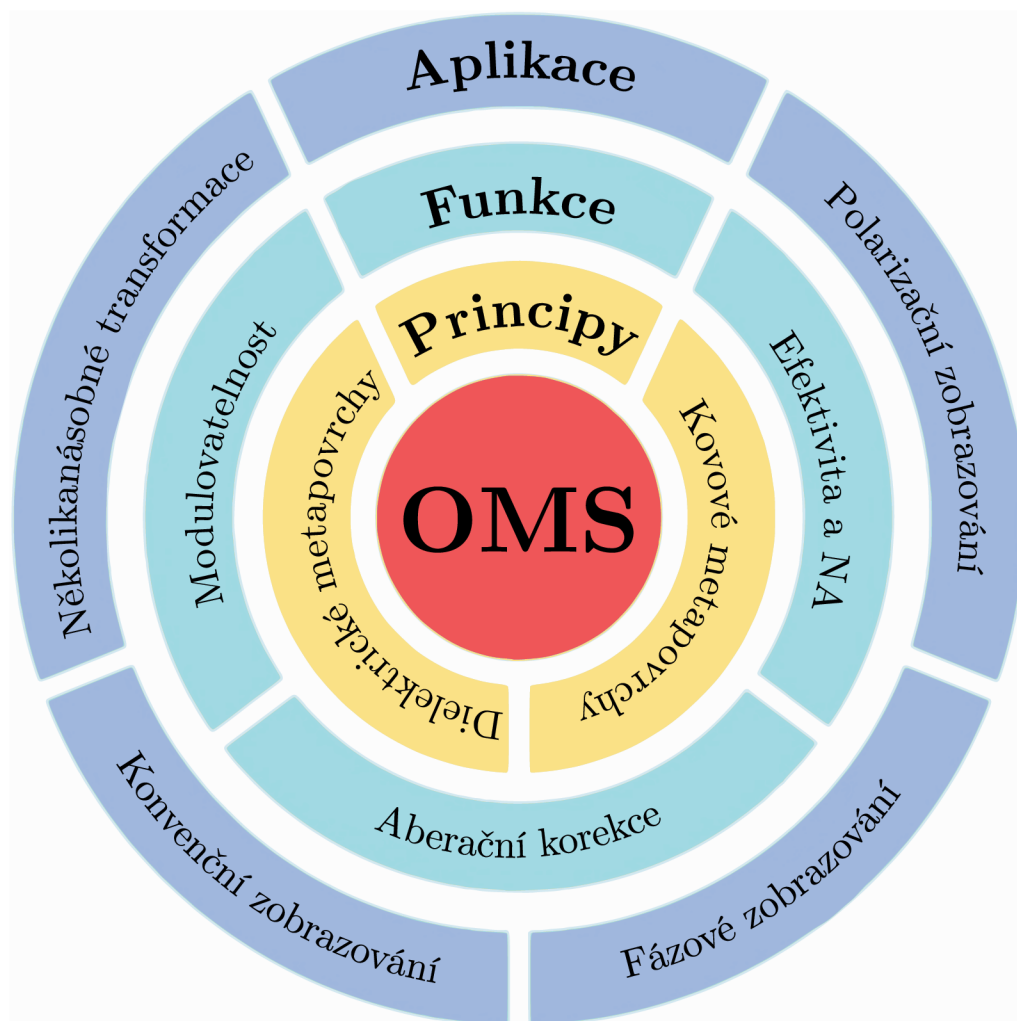
V konvenční optice využívající běžnou čočku (jakožto prvek s jiným indexem lomu než prostředí) je ohýbání paprsků založeno na principu lomu světla. Geometrie klasické čočky udává v různých místech za pomoci různé tloušťky opticky hustějšího prostředí odlišnou optickou dráhu takovým způsobem, aby po interferenci všech dílčích paprsků (Huygensův-Fresnelův princip) [1] vznikl požadovaný optický efekt, viz Obr. 1a. Tento princip má ale jednu nevýhodu, a to že z výrobních důvodů dojde v mnoha místech čočky k několikanásobnému opakování periody, než je dosažen požadovaný fázový rozdíl, který může nabývat hodnot pouze na intervalu 0 až 2π . S tímto konceptem se zabýval již francouzský fyzik Augustin-Jean Fresnel, který sestrojil tzv. Fresnelovu čočku. [2] Ta opouští koncept spojitého povrchu a namísto toho sestává ze sérií soustředných drážek, které v daném místě vytvoří právě potřebný fázový posuv. Složením jednotlivých příspěvků získáme stejný, ne-li lepší, výsledný optický efekt za nižších výrobních nákladů a menší tloušťky optického prvku. Tento princip fázového ovlivnění procházející elektromagnetické vlny dokáží maximálně využít právě optické metapovrchy, dále jen OMS (z angl. *optical metasurfaces*). V roce 2018 vědecká skupina Aharonovich et al. publikovala přehledový článek (*review*) v časopise *Nature*, ve kterém OMS popsali jako velice slibnou metodu pro výrazné zmenšení tloušťky drtivé většiny optických elementů, která je častým technologickým a fyzikálním problémem při návrhu a konstrukci optických soustav. [3] V roce 2019 byly pak OMS zařazeny Světovým ekonomickým fórem mezi 10 nejslibnějších vycházejících objevů. [4]



Obrázek 1: a) Schematické znázornění chování paprsků v konvenční čočce, b) metapovrchu, c) selektivní transformace paprsků metapovrchem na základě vlnové délky a d) polarizace. Převzato a upraveno z [3].

OMS představují fundamentálně odlišnou metodu manipulace světla využívající jeho rozptylu na rezonančních nanostrukturách (označovaných také jako nanoantény), jak je zobrazeno na Obr. 1b. Tyto opticky aktivní nanostruktury představují základní stavební bloky OMS, které jsou navrženy pro přesný posuv fáze elektromagnetické vlny

v daném bodě. Díky těmto stavebním blokům je možné získat žádané fázové posuvy rozptýlením už na velmi tenké vrstvě s tloušťkou maximálně v řádu 100 nm, a proto se také o OMS často hovoří jako o 2D ploché optice. [5] Nejen že tedy docílíme výrazného ztenčení optických prvků, otevírají se nám také nové možnosti nezávislé změny lokální fáze, amplitudy a polarizace dopadajícího světla – a to dokonce i pod difrakčním limitem použitého záření. Díky tomuto efektu je možné správným designem a uspořádáním stavebních bloků OMS zacílit například pouze na modifikaci konkrétní vlnové délky (Obr. 1c) nebo polarizace (Obr. 1d) a působit na ně jinou optickou transformací.



Obrázek 2: Schematické znázornění portfolia aplikací a silných stránek OMS. Převzato a upraveno z [6].

V roce 2018 bylo hlavní úsilí směřované na vytvoření pouze jednoduché optické transformace na jedné vrstvě stavebních bloků OMS, avšak je zřejmé, že díky svým rozměrům pod difrakčním limitem OMS nabízí možnost kombinovat několik optických modifikací zároveň v jedné vrstvě.[7] Dalším diskutovaným problémem pro rozvoj a masové uplatnění OMS byla optimalizace výrobního procesu a dosažení produkce velkých opticky aktivních ploch stavebních bloků při nízkých výrobních nákladech. Standardní prototypy OMS vyráběné pomocí elektronové litografie jsou nákladné a z výrobního hlediska časově náročné. V dnešní době byly již tyto problémy do jisté míry překonány,

jak bylo ukázáno například v [8] a [9]. Tento rapidní vývoj naznačuje, že portfolio aplikací OMS nebude znát hranic, jak nastiňuje schematické znázornění na Obr. 2.

Každopádně pro současný a budoucí vývoj nových návrhů a realizaci optických prvků založených na principu OMS je nezbytná kvalitativní a kvantitativní analýza distribuce lokální fáze a amplitudy ve vysokém laterálním rozlišení, která umožní jejich inspekci a optickou charakterizaci. Toho lze dosáhnout například pomocí kvantitativní digitální holografické mikroskopie. [10, 11, 12]

Tato bakalářská práce se zabývá fyzikálními principy zodpovědnými za optickou aktivitu nanopovrchů, způsoby jejich matematického popisu a metodami měření za užití kvantitativní digitální holografické mikroskopie.

1. Optické metapovrchy

Optické metapovrchy jsou ultra tenké vrstvy tvořené individuálními opticky aktivními bloky (BB, z angl. *building blocks*), jejichž efekty se skládají do výsledné optické transformace dané celým OMS. V následujících podkapitolách 1.1, 1.2 a 1.3 probereme matematické modely použitelné pro popis interakce záření s BB a poté konkrétní příklady materiálů realizující jejich rezonanční charakteristiku včetně různých proměnných veličin určených k manipulaci jejich rezonanční frekvence, viz podkapitoly 1.4.1, 1.4.2, 1.4.3 a 1.4.4.

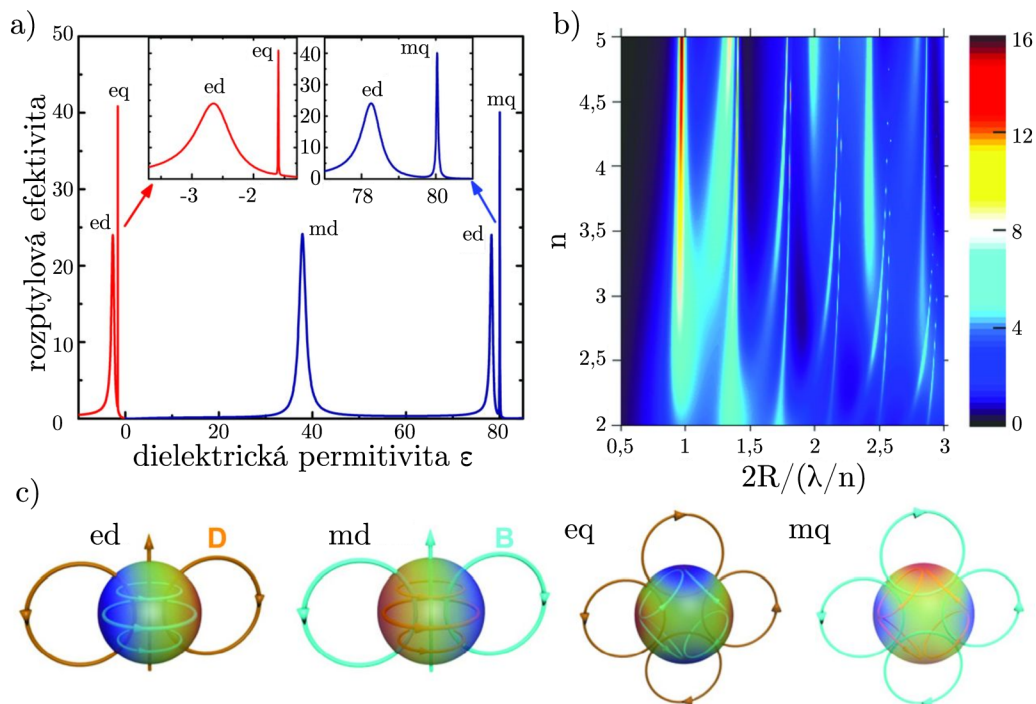
1.1 Mieho model rezonance

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.[13] 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 [14]

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

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. Aby se generovala magnetická odezva z kovových struktur, bylo by nutné změnit geometrii těchto částic například na půlené prstence[15]. 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.[16] 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

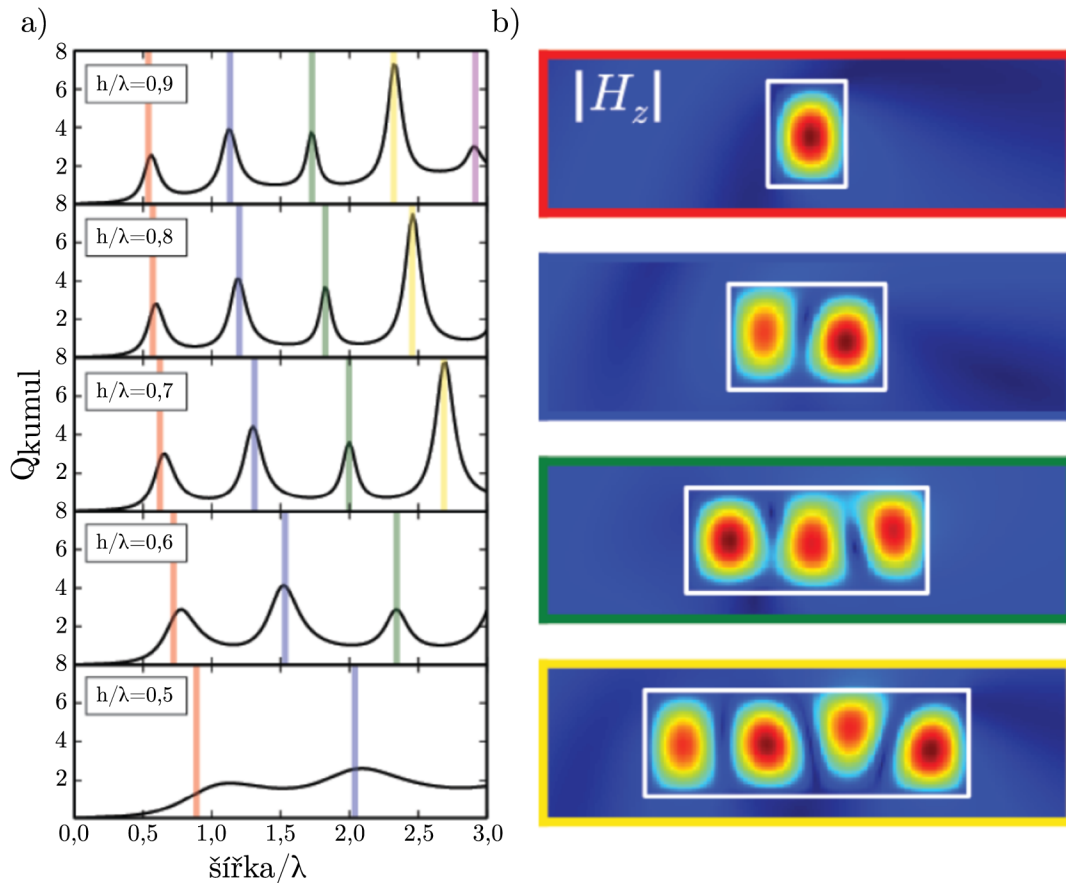
$2R/(\lambda/n)$ různých rezonancí vzhledem k indexu lomu n . Pro $n > 2$ jsou všechny hlavní multipóly dobře definované a jejich spektrální polohy odpovídají pevnému poměru vlnové délky uvnitř částice λ/n vzhledem k jejímu průměru $2R$. Rozptylová efektivita také obecně stoupá se zvyšujícím se indexem lomu n . [17] Změnou geometrických parametrů částic lze spektrální polohy elektrických i magnetických dipólových rezonancí posouvat samostatně. [18] 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. [19]



Obrázek 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 módů v dielektrických částicích s vysokým indexem ϵ (ed, md - elektrický a magnetický dipól; eq, mq - elektrický a magnetický kvadrupól). Převzato a upraveno z [20].

1.2 Fabryho-Perotův model rezonance

Zaměříme se teď hlavně na elektrickou složku, pro kterou si můžeme dovolit na Mieho rezonanci použít model Fabryho-Perotova rezonátoru.[21] Dielektrický stavební blok (DBB) s obdélníkovým průřezem lze efektivně modelovat jako Fabry-Perotovu dutinu (FPCM, z angl. *Fabry-Perot Cavity Model*) vytvořenou prostorovým omezením dielektrického deskového vlnovodu. Výpočtem indexů možných vlnovodových módů a odražené fáze pocházející z vln přenesených od konců struktury můžeme numericky předpovědět spektrální umístění optické rezonance Mieho typu. Tento typ analýzy musí být proveden dvakrát, aby se zohlednily všechny rezonance těchto struktur, odpovídající šíření světla ve svislém nebo vodorovném směru. Model vykazuje vynikající shodu s numerickými simulacemi v celém viditelném spektru. Jako referenční data pro otestování FPCM modelu byly použity simulace FDFD (z angl. *finite-difference frequency domain*).



Obrázek 1.2: F-P model pro tenký dlaždicový vlnovod aplikovaný na obdélníkové nano-dráty (NW, z angl. *nano wire*). a) FDFD simulace elektromagnetické energie uložené v NW ($n = 4$) jako důsledek excitace vlnou, vykazující rezonanční povahu jako funkci výšky a tloušťky NW. Barevné čáry vytyčují normované rezonanční šířky NW předpovězené FPCM modelem (0,6; 1,2; 1,84 a 2,46) pro jednu normovanou výšku 0,8. b) Normované FDFD grafy rezonančních polí s vyznačenou hranicí nano-drátu (bílý obdélník), kde individuální oblasti intenzitního pole indikují existenci stojaté vlny. Převzato a upraveno z [21].

Princip F-P rezonance lze názorně popsat pomocí F-P interferometru.[22] V inter-

ferometru je dutina tvořena dvěma paralelními zrcadly s vysokou odrazivostí. Pokud světlo procházející vzduchem mezi zrcadly dokončí cyklus v celočíselném počtu optických cyklů, dochází ke konstruktivnímu složení a energie uložená v dutině se zvětší. Za těchto podmínek se říká, že dutina rezonuje. Myšlenka rezonance při vytvoření podmínek pro cirkulaci světla ve fázi se sebou samým lze přenést na složitější geometrie a zrcadla mohou být nahrazena jakýmkoliv rozptylovým prvkem jako jsou například dielektrická rozhraní nebo vlnovody. Udržet cirkulující optický výkon v rezonátoru je možné pouze za předpokladu, že má vstupní vlna frekvenci blízkou té rezonanční. Jakmile dojde ke splnění této podmínky, začne se příspěvek vstupní vlny konstruktivně skládat s cirkulujícím polem v rezonátoru. Navíc dochází k destruktivní interferenci vlny odražené na vstupu a vlny unikající z rezonátoru. V případě rezonance je tedy odražená složka mizivá. V anti-rezonančním případě je cirkulující pole velice slabé a většina záření je odražena už při vstupu. Navíc se slabé rezonující pole tentokrát konstruktivně přidává k odražené vlně. Je nutno dodat, že v případě OMS hraje roli i substrát, na kterém jsou BB umístěny, jelikož se nejedná o ideální odrazivou plochu a je tak zapotřebí brát v úvahu použitý materiál. Umístěním na dielektrický substrát eliminujeme polovinu potenciálních rezonančních módů struktury a významně zeslabíme faktor kvality zbývajících rezonancí. Kovový substrát na druhou stranu pro podélné kmity posiluje příjem energie ve struktuře a dvojnásobně zmenšuje výšku struktury pro dosažení rezonance. Shrnutím všech dosavadních poznatků a pohledem na Obr. 1.2 můžeme tedy říci, že lze vypočítat relativně přesné spektrální hodnoty optických rezonancí pro dielektrické i kovové BB užitím heuristického F-P modelu a numerického určení vlnových módů v omezeném prostoru.[23] Přesto že nám F-P model dává jistou představu o chování dopadajícího záření při interakci s BB a je to i jeden z nástrojů pro jejich navrhování,[24] budeme se muset pro potřeby podkapitol 2.4 a 2.6.1 podívat na tuto interakci ještě z jiné strany, a to pomocí matematicko-fyzikálního modelu modifikovaného Lorentzovského oscilátoru.

1.3 Lorentzův oscilační model

Než si však uvedeme zmiňovanou modifikaci, pojďme se chvíli věnovat klasické interpretaci L. oscilátoru jakožto jednoho ze základních stavebních kamenů interakce světla s povrchy, vytvořeného laureátem Nobelovy ceny, profesorem Hendrikem Lorentzem.[25] Začneme základní interpretací Lorentzova oscilačního modelu popisující elektron jako buzený tlumený 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 rovnala $\gamma m \dot{x}$), 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.

$$m\ddot{x} + \gamma m\dot{x} + kx = qE_0 \cos(\omega t) \quad (1.2)$$

Předpokládejme řešení $\tilde{x} = \tilde{x}_0 e^{-i\omega t}$ a po dosazení do rovnice (1.2) získáváme

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

kde $\omega_0 = \sqrt{k/m}$. Nyní lze předpis upravit a odstranit 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 \tilde{x}_0 za \vec{r} dostáváme předpis pro komplexní dipólový moment

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

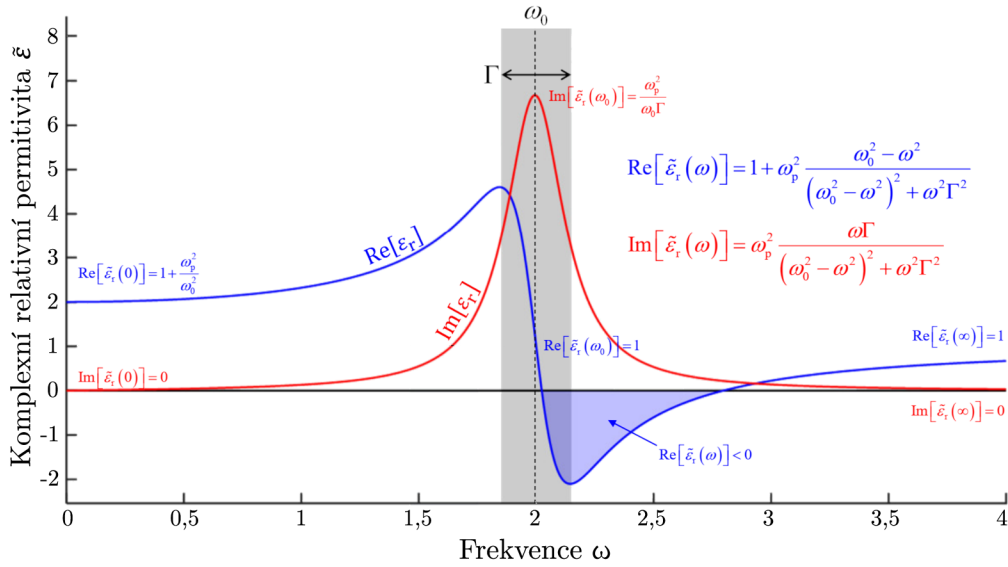
Vynásobením počtem elektronů N plynule přejdeme k polarizaci \vec{P} jakožto veličině popisující dipólové momenty v určitém obsahu. Ze vztahu $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$ dále vyjádříme člen χ který s dodefinováním plasmové frekvence dává

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

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. Dielektrická funkce je mocným nástrojem k popisu interakce látky s elektromagnetickým zářením, dodatečnými úpravami z ní lze vyčíst index lomu, odrazivost, oblast vhodnou pro tvorbu LSP a další. My ji využijeme k interpretaci vlnových vlastností světla při interakci s OMS. Rezonanční frekvence zde reprezentuje plasmonickou frekvenci konkrétního BB. 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 $\Re\{E_{\text{tot}}(0)\} = 0$,



Obrázek 1.3: Komplexní dielektrická funkce jako výsledek Lorentzova oscilátoru pro $\omega_0 = \omega_p = 2$ a $\Gamma = 0,3$. Převzato a upraveno z [26]

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 (více v podkapitole 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 Hrtoneš.[27] 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 vyházi z původního článku,[28] který se sice věnuje interakci záření s povrchem v IR oblasti, ale jak dále ukážeme v podkapitole 2.6.1, 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 elektronový 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.[29] 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 $\gamma_r = n^3\beta/(6\pi\epsilon_0 c^3)$ 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[30] lze elektrické pole v jakémkoliv bodě prostoru popsat jako sumu pole dopadajícího a pole generovaného polem antén

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

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.

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

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 a to pouze laterálně ve 2D,

vertikální komponenta z zůstane nezměněna

$$\alpha(\vec{q}, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int \alpha(\vec{r}) e^{-\vec{q}\vec{r}} d\vec{r}'^2 = \alpha_0(\vec{q}, z) = \sum_j e^{-\vec{q}\vec{r}_j} \quad (1.17)$$

a pro \vec{P} platí

$$\vec{P}(\vec{q}) = \int \vec{P}(\vec{r}) e^{-\vec{q}\vec{r}} d\vec{r}. \quad (1.18)$$

Závislost na z nakonec můžeme dokonce úplně vynechat vzhledem k zanedbatelné výšce antén vůči vlnové délce (což platí dvojnásob v rádech THz). 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 popsateľný 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

$$\vec{P}(\vec{0})(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_i) = \beta \left[\vec{E}_0 + (2\pi)^2 \vec{G}(\vec{0}) \vec{P}(\vec{0}) \right]. \quad (1.19)$$

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 [27] (Apendix A) a pro potřeby této práce se spokojíme s informací, že amplituda rovinné vlny generované proudem $\vec{P}(\vec{0})$ je $i\omega/(2\varepsilon_0 c) \vec{P}(\vec{0})$ což dává

$$\vec{P}(\vec{0})(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_i) = \beta \left[t_p \vec{E}_0 + it_p \frac{\omega}{2\varepsilon_0 c} \vec{P}(\vec{0}) \right]. \quad (1.20)$$

Tuto rovnici lze zpřehlednit zavedením radiačního tlumícího členu $\gamma_r = \beta t_p / (2\varepsilon_0 c)$ a konečně získáváme analytický model odezvy nekonečného pole BB

$$\vec{P}(\vec{0}) = \frac{2\varepsilon_0 c \gamma_r}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega(\gamma_i + \gamma_r)} \vec{E}_0. \quad (1.21)$$

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 ge-

nerované proudem $\vec{P}(\vec{0})$. Vezměme tedy část pravé strany rovnice (1.20) ve tvaru

$$\vec{E}_{\text{tot}} = t_p \left[\vec{E}_0 + i \frac{\omega}{2\varepsilon_0 c} \vec{P}(\vec{0}) \right]. \quad (1.22)$$

Důležitým aspektem CCHM mikroskopie je původní osvětlující vlna a její dvojí role: nejenže budí jednotlivé BB, ale zároveň slouží jako reference pro měření fáze, což by se mělo odrazit i v našem analytickém modelu. Matematicky lze fázi celkového pole vůči dopadající vlně jednoduše vyjádřit jako

$$\varphi = \text{arctg} \left\{ \frac{\Im\{E_{\text{tot}} \cdot E_0^*\}}{\Re\{E_{\text{tot}} \cdot E_0^*\}} \right\}. \quad (1.23)$$

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

$$\varphi = \text{arctg} \left\{ \frac{\omega \gamma_r (\omega_0^2 - \omega^2)}{\omega^2 \gamma_i (\gamma_i + \gamma_r) + (\omega_0^2 - \omega^2)^2} \right\}. \quad (1.24)$$

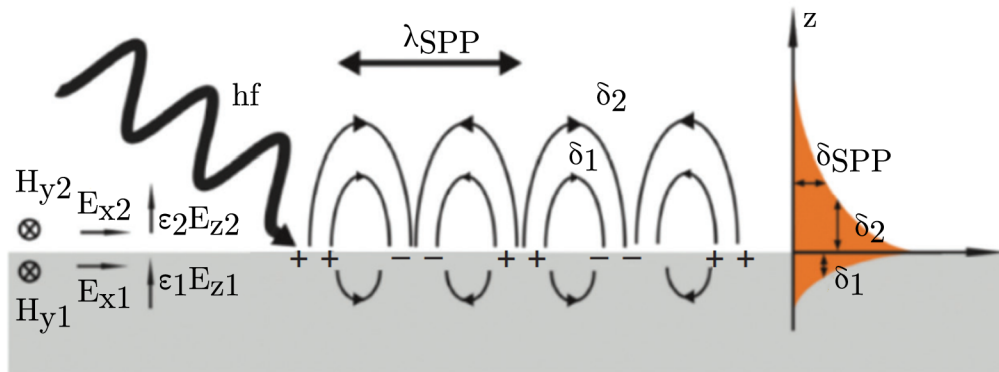
1.4 Dělení optických metapovrchů

BB se dají na základě stavebního materiálu dělit na dvě základní skupiny, a to kovové (MBB) a dielektrické (DBB). Obě kategorie mají své silné a slabé stránky a jejich volba často souvisí s konkrétní aplikací. Jeden ze základních rozdílů vyvstává již z fyzikální podstaty materiálů, MBB poskytují fázový posuv pouze na intervalu $(0-\pi)$ [31], na druhou stranu DBB umožňují díky podstatně vyšším indexům lomu rozsah $(0-2\pi)$. [32] Hlavními problémy MBB jsou navíc ohmické ztráty a nedostatečná transmisivita materiálů. [33] 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. DBB těmito omezeními netrpí, avšak jejich výroba je náročnější, proto byly nejprve dielektrické vrstvy používány pouze pro zvýšení efektivity a rozsahu MBB, [34] díky technologickému pokroku se však časem mohlo přejít k čistě dielektrickým strukturám. [35] Kovové OMS (M-OMS) se lépe vyrábějí hned ze dvou důvodů. Za prvé, protože jejich rozměry určující optickou vlastnost jsou v laterálním směru, který je jednodušší na výrobu, než vysoké vertikální (out-of-plane) struktury. A za druhé, vzhledem k jejich slabým transmisívním vlastnostem se používají převážně v reflexivním módu, který nevyžaduje takovou přesnost.

1.4.1 Kovové optické metapovrchy

Z počátku byly OMS tvořeny pouze kovovými nanostrukturami, které vznikly jakožto důsledek pokroků na poli metamateriálů, a čerpaly z omezování světelných vln v těchto nanostrukturách. První OMS byly generovány pomocí periodických nebo distribuovaných polí zlatých nanoantén na oxidu křemíku a byly použity k vychylování světelných paprsků fázovou manipulací. [36] MBB zprostředkovávají rezonanční jev prostřednictvím interakce dopadajícího světla a volných elektronů v kovu, tj. plazmonické rezo-

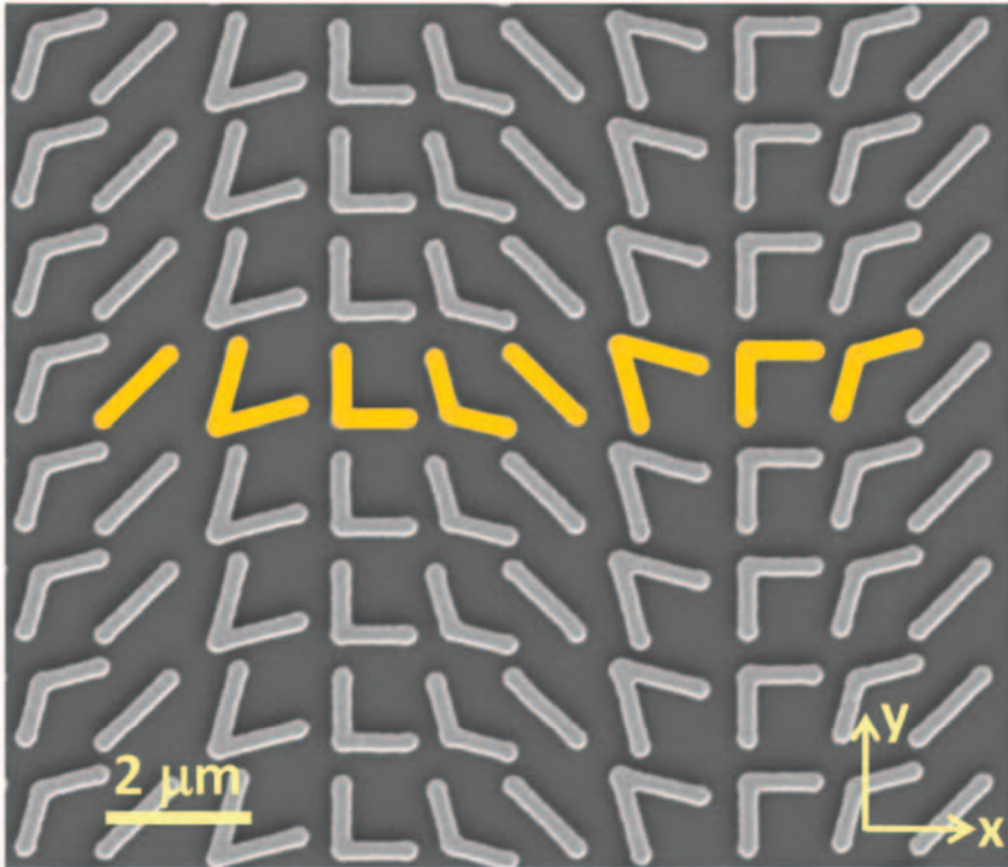
nance.[37] Elektrony v materiálu jsou vychýleny ze svého rovnovážného stavu vlivem externího elektrického pole. Tato polarizace generuje interní pole s tendencí navracet elektrony na jejich původní místa. Zajištěním harmonického externího pole se děj dostává do stavu kolektivních oscilací plynu volných elektronů. Zde je zaveden pojem plazmon, označující kvantum plazmové oscilace. Jedná se o kvazičástici zavedenou pro kvantifikování plazmové oscilace, stejně jako například fonony kvantifikují mechanické vibrace krystalové mřížky.[38] Tato rezonance poté generuje fázový posuv. Velikost BB potom udává, jakou měrou externí pole polarizuje daný BB, a tudíž určuje, zda dojde pouze k dipólové nebo multipólové rezonanci, stejně jako konkrétní hodnotu plazmové frekvence konkrétní struktury. Pro větší struktury, kdy polarizace neprosteoupí do objemu, mluvíme o tzv. povrchových plazmonech, které jsou tedy oscilacemi volného elektronového plynu šířícími se na metalicko-dielektrickém rozhraní. Může dojít ke kombinované excitaci povrchových plazmonů s dopadajícími fotony, úkazu nazývaném povrchový plazmový polariton (SPP, z angl. *surface plasmon polariton*). Jedná se o 2D evanescentní povrchovou elektromagnetickou vlnu, která se šíří podél rozhraní (viz Obr. 1.4).[39] Proměnnou MBB jsou však i laterální rozměry, při dalším omezování prostoru pro existenci SPP vznikají geometrií vázané, lokalizované povrchové polaritony (LSP, z angl. *localized surface polariton*).[40, 41]



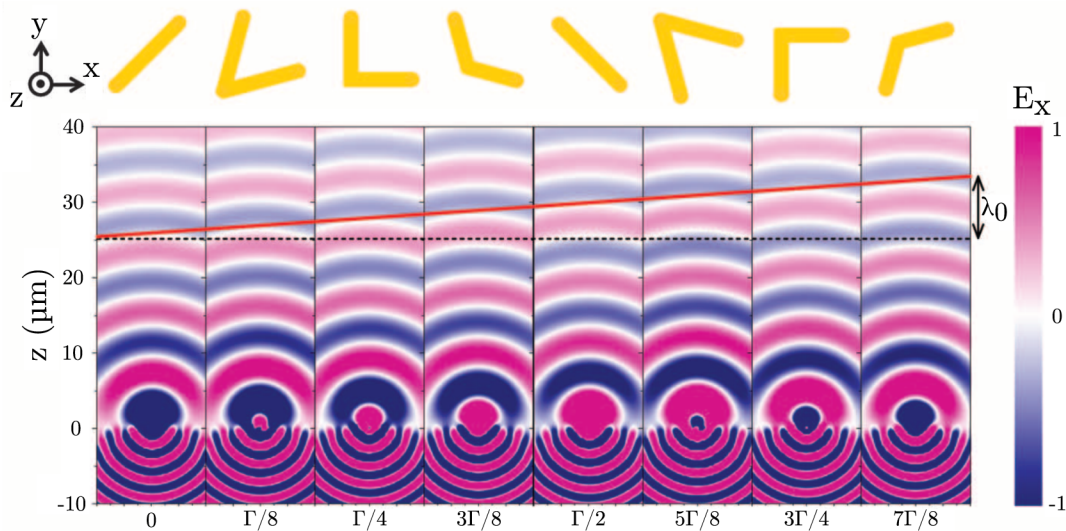
Obrázek 1.4: Schéma módů SPP na spojitém, metalicko-dielektrickém rozhraní. Převzato a upraveno z [42].

Pro dosažení plného rozsahu (0 až 2π) pro lokální změnu fáze pomocí jednomódové dipólové rezonance byly navrženy nanoantény ve tvaru písmene V , [31] jejich realizace je zobrazena na Obr. 1.5. Tyto nanoantény poskytují dva rezonanční módy, a to symetrický a nesymetrický, jejichž superpozicí lze nabýt všech hodnot z intervalu $0 - 2\pi$, vyžadují však křížově polarizovaný zdroj světla.[43] Tato myšlenka byla dále rozvedena pro kruhově polarizované světlo při využití principu geometrické fáze, viz podkapitola 1.4.3.

Můžeme tedy říci, že každý MBB reprezentuje prostorově ohraničené metalicko-dielektrické rozhraní pečlivě navržené tak, aby odpovídalo konkrétní rezonanční plazmové frekvenci. Dopad fotonu na MBB pak vytvoří LSP. Po vybuzení plazmonických kmitů o dané frekvenci blok emituje fotony o cílové frekvenci a složením individuální emise fotonů od jednotlivých stavebních bloků metapovrchu pak získáme požadovanou světelnou vlnu.



Obrázek 1.5: Snímek reprezentativní řady BB nanesených na silikonový nosič pořízený na skenovacím elektronovém mikroskopu (SEM, z angl. *scanning electron microscopy*). Jednotková buňka rozhraní sestává z 8 zlatých V-antén o rozměrech cca $220 \times 50 \text{ nm}^2$ opakujících se s periodou $11 \times 1,5$ mikrometrů. Převzato a upraveno z [36].



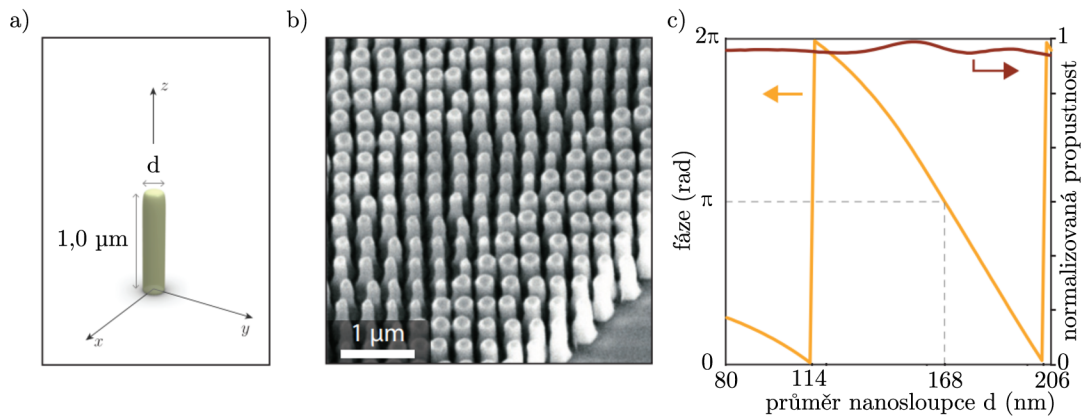
Obrázek 1.6: Schematické znázornění závislosti úhlu rozevření MBB tvaru V a rozptýleného elektrického pole. Antény jsou navrženy tak, aby měly stejné rozptylové amplitudy a konstantní úhlový rozdíl $\pi/4$. Převzato a upraveno z [36].

Výsledné emitované vlny od individuálních antén jsou simulovány metodou FDTD (z angl. *finite-difference time-domain*) a výsledky jsou prezentovány na Obr. 1.6. FDTD je rigorózní a výkonný nástroj pro modelování optických zařízení v měřítku nanometrů, který řeší Maxwellovy rovnice pro rozptýlené elektrického pole od individuálních antén přímo bez jakékoli fyzikální aproximace. Maximální velikost řešeného problému je omezena pouze rozsahem dostupného výpočetního výkonu.[44]

Jak bylo již dříve zmíněno, zajímavé výsledky prvních kovových struktur byly podnětem pro další výzkum v oblasti optiky tenkých vrstev a rozvoje OMS. Avšak z důvodů jejich nízké efektivity přenosu signálu (jako důsledek ohmických ztrát pro plazmonické elementy pouhých 10% [45] a pro aplikaci struktury v transmisním módu, navíc využívající princip křížové polarizace, o trochu lepších 25 % [46]) bohužel tento typ BB narazil na z fyzikální podstaty nepřekonatelný limit účinnosti.

1.4.2 Dielektrické optické metapovrchy

Alternativa ve formě čistě dielektrických stavebních bloků se ukázala jako velice dobrý přístup s mnohem menšími fundamentálními ztrátami účinnosti,[47] a to od 75 % [48] po teoretické maximum dokonce až 95 %.[49] V případě dielektrických materiálů přirozeně opouštíme pole plazmoniky, avšak Mieho 1.1, F-P 1.2 a do určité míry i Lorentzův model 1.3 jsou stále platné a vhodné pro popis tohoto typu BB.[20] 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).[50, 51] Spojením těchto vysokých hodnot s předchozími principy se dostáváme k OMS na principu efektivně refraktivního indexu lomu (ERI, z angl. *effective-refractive index*).



Obrázek 1.7: a) Geometrie GaN nano-pilíře. b) SEM snímek ERI metapovrchu tvořeného těmito pilíři, 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 [52].

Tyto DBB vykazují silnou Mieho rezonanci a rezonanční vlnová délka je kromě indexu lomu daného materiálu závislá také na velikosti stavebního bloku, jakožto parametru F-P rezonátoru. ERI OMS se často skládají z hustě distribuovaných sloupců, fungujících jako nezávislé rezonátory s nízkým faktorem kvality. Sloupce jsou dosta-

tečně vysoké na to, aby pojaly vícemódovou podélnou propagaci záření, ale zároveň dostatečně úzké (s možností vysoké hustoty), aby zabránily šíření nenulových difrakčních řádů ve volném prostoru nebo v substrátu, na kterém jsou nanoseny. Výsledný efektivní index lomu pilířové vrstvy a z toho plynoucí fázové zpoždění je tedy funkcí průměru sloupků d , jak je vidno na Obr. 1.7.

Princip ERI založený na indexu lomu je doménou pouze DBB, následující kapitola se však věnuje variantě BB přístupné všem materiálům, limitovaná pouze nutností použití kruhově polarizovaného světla.

1.4.3 Geometrická (Pancharatnam-Berryho) fáze

Tato skupina OMS využívá principu Pancharatnam-Berryho fáze, než tedy přejdeme k samotným BB OMS, je nutné se blíže podívat na fyzikální podstatu tohoto jevu.[53] Vektorová povaha elektromagnetických vln je dobře aplikovatelná v polarizačních vlastnostech. Polarizace může být stejně jako fáze dynamická 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

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = (e_x E_x + e_y E_y e^{i\delta}) e^{\phi(z,t) + \phi_0}, \quad (1.25)$$

kde člen

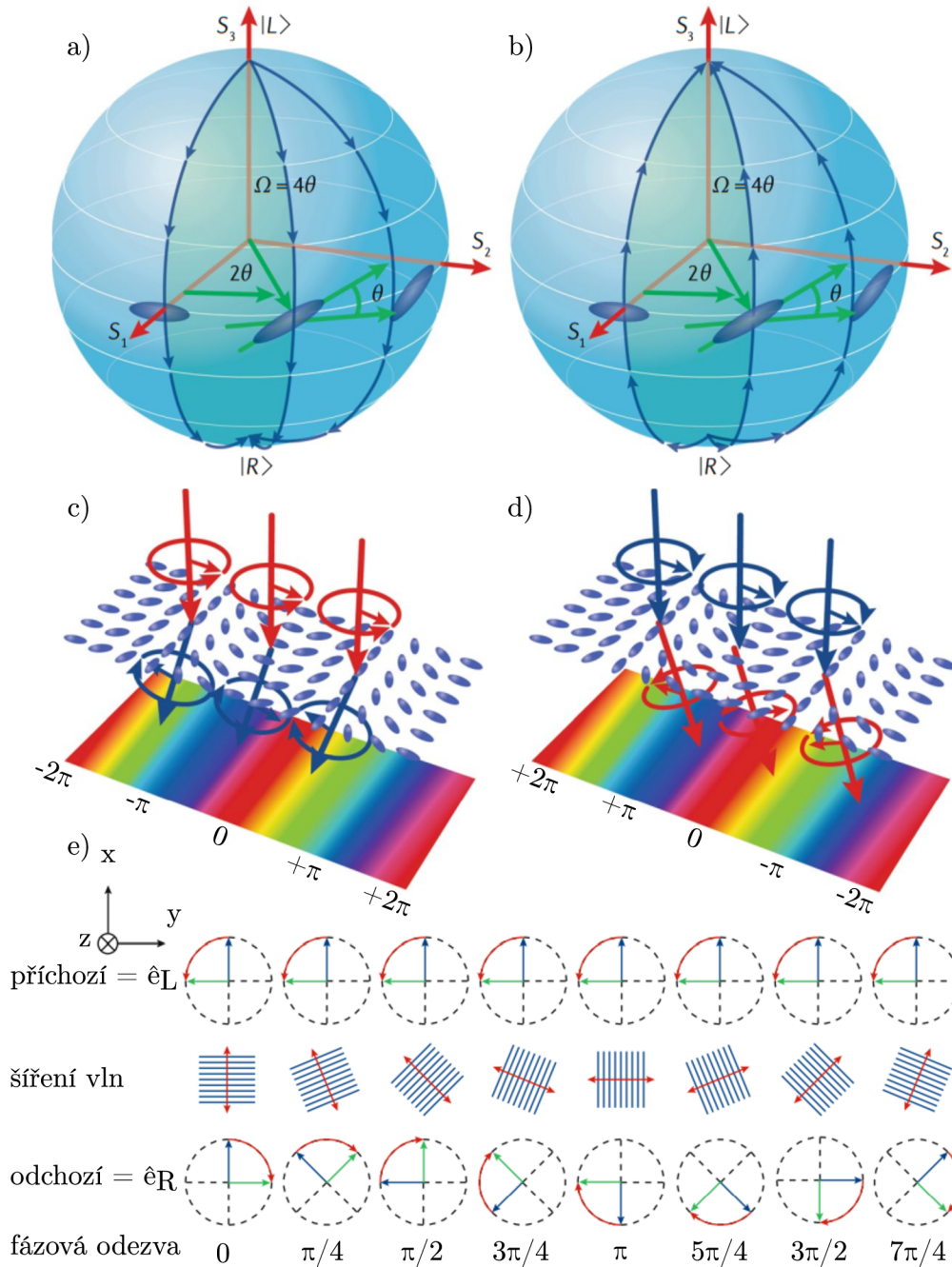
$$\phi(z, t) = \frac{n\omega z}{c} - \omega t \quad (1.26)$$

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.[54] Druhý způsob, jak matematicky popsat polarizační stav, je použít Jonesův vektor a jeho transformace.[55] 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.[53] Pancharatnamův experiment dokazující tento fenomén je vlastně modifikací Machova-Zehnderova interferometru,[56] 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 levotočivou a pravotočivou kruhovou polarizaci (LCP a RCP,

z angl. *left/right circular polarization*) aplikujeme Jonesovu matici popisující optickou transformaci pro lineární polarizátor obecně orientovaný vůči optické ose pod úhlem θ

$$\begin{aligned}\vec{L}_{\text{CP}} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} &\rightarrow L\vec{P}_{\text{LCP}} = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} e^{-i\theta} \\ \vec{R}_{\text{CP}} = \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} &\rightarrow L\vec{P}_{\text{RCP}} = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \sin \theta \cos \theta \\ \sin \theta \cos \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} e^{+i\theta}\end{aligned}\tag{1.27}$$

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 Pancharatnamova fáze rovná polovině prostorového úhlu vytyčeného v počátku plochy opsané křivkou na Poincarého sféře a znaménko fázového rozdílu odpovídá orientaci opsané křivky, viz Obr. 1.8a a 1.8b. 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. V klasické a kvantové fyzice je geometrická fáze fázový rozdíl vytvořený po dokončení jedné periody, pokud je systém podroben adiabatickým procesům, které vznikají z geometrických vlastností prostoru parametrů Hamiltoniánu (odtud tedy název geometrická fáze).[57] Tento fenomén byl objeven pro konkrétní případy nezávisle pány Pancharatnamem[58] a Higginsem[59] a později zobecněn sirem Berrym,[60] odtud tedy název Pancharatnamova–Berryho fáze (P-B fáze). Prakticky se může vyskytovat vždy, když jsou alespoň dva parametry charakterizující vlnu přítomny v blízkosti nějaké singularity nebo díry v topologii. Pro měření geometrické fáze ve vlnovém systému je zapotřebí interferenčního experimentu. V klasické mechanice můžeme pro ilustraci použít jevu zvaného Hannayův úhel,[61] který se projevuje při pokusu s Foucaultovým kyvadlem.[62] Nyní přejděme k popisu situace, kdy je tento princip využitý při transformaci vlnoplochy na stavebních blocích OMS.[63]



Obrázek 1.8: 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 [63].

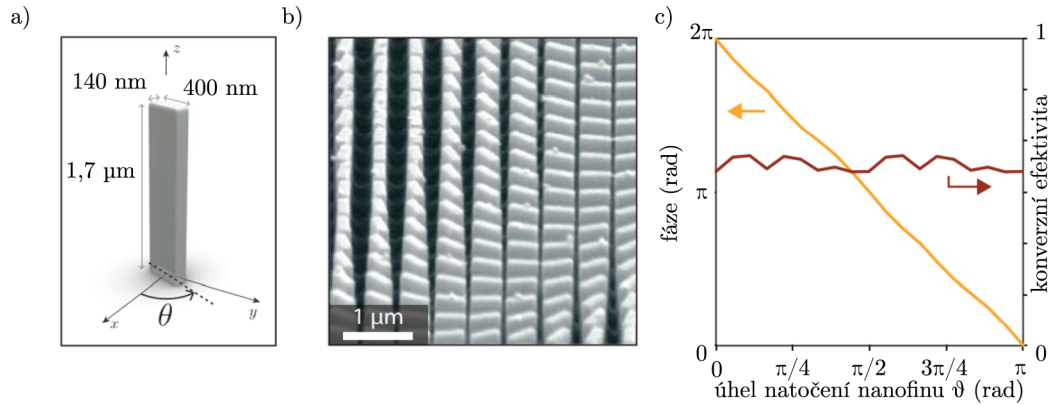
Jedním z nejdůležitějších příkladů geometrické P-B fáze jsou dvojlomné materiály, aplikované v optickém prvku jako půlvlnné destičky (HWP, z angl. *half-wave plate*). HWP je dvojlomný optický prvek, který na jím procházejícím elektromagnetickém záření vytváří rozdíl půl vlnové délky mezi polarizačními komponenty. Například při průchodu lineárně polarizovaného paprsku přes HWP orientovanou vůči jeho optické ose pod úhlem θ je výsledný paprsek odrotovaný o úhel 2θ vůči své původní orientaci. Dále nás však více zajímá případ kruhově polarizovaného paprsku, kdy působení HWP nezávisle na úhlu θ převrátí stav kruhové polarizace, tj. například z LCP na RCP. Zároveň však vznikne i přírůstek P-B fáze 2θ , kde je θ opět úhel natočení HWP. Tento fázový posuv pro kruhové polarizace získaný geometrickou fází má velice významné praktické využití - každý individuální BB OMS, který vykazuje anizotropní vlastnosti ve smyslu indexu lomu pro vzájemně kolmé polarizace, je HWP, a proměnnou, kterou budeme sledovat, je úhel natočení θ vůči optické ose dopadajícího záření. Za uvedených předpokladů lze optický efekt jednoho bloku popsat Jonesovou transformační maticí

$$J(\beta) = \begin{pmatrix} e^{i\beta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\beta/2} \end{pmatrix}, \quad (1.28)$$

přičemž parametr β charakterizuje míru anisotropie stavebního bloku. Komplexní amplituda detekovaného světla, při využití L/RCP, je rovna

$$A(\theta) = i e^{2i\theta} \sin \beta/2, \quad (1.29)$$

kde θ představuje natočení bloku a člen $\sin(\beta/2)$ odpovídá konverzní efektivitě, která vyjadřuje schopnost optického prvku stočit vektor polarizace.[64] Zde si můžeme potvrdit, že pro materiály s izotropním indexem lomu je $\beta = 0$ a následná amplituda se též rovná nule. Na druhou stranu pro dosažení maximální efektivity BB se $\sin(\beta/2) = 1$ a tedy i $\beta = \pi$, to znamená, že ideální BB by se měl chovat jako HWP, což je ve shodě s budovaným teoretickým základem. Vytvořme tedy řady BB se spojitě se měnícím transversálním natočením, takto vznikne lineární fázový posun napříč OMS, který nakloní vlnoplochu příchozího signálu, jako je zobrazeno na Obr. 1.8c. 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. 1.8c a Obr. 1.8d. Optické transformace na BB jsou navíc plně koherentní a vlastnosti BB lze použít na jakýkoliv dopadající paprsek, jehož polarizace bude superpozicí LCP a RCP, tzv. zkřížená kruhová polarizace (CCP, z angl. *circular cross-polarized*). Pokud shrneme dosavadní poznatky a přeneseme je na praktické aplikace, můžeme pomocí změny lokální orientace optické osy $\theta(x, y)$ stavebního bloku z dvojlomného média s optickou retardací půl vlnové délky lokálně měnit fázi dopadajícího CCP paprsku o hodnotu $e^{[2i\theta(x,y)]}$ podle rovnice (1.29). P-B OMS tedy bývají často složeny z asymetrických dvojlomných BB, například ve tvaru tzv. nanofinů, jak můžeme vidět na Obr. 1.9.



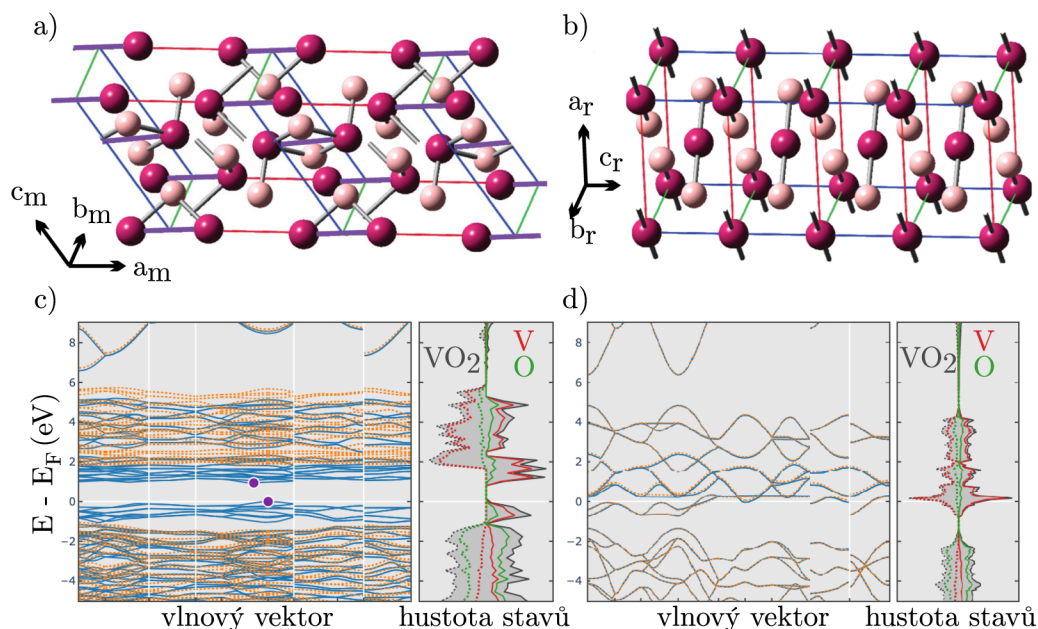
Obrázek 1.9: a) Model P-B BB ve tvaru nanofinu. b) SEM snímek OMS tvořeného identickými BB podle vzoru a) o různých transverzálních orientacích s roztečí 500 nm. c) FTDT simulace závislosti fáze a propustnosti takového OMS na úhlu θ pro dopadající světlo o vlnové délce $\lambda = 532$ nm. Převzato a upraveno z [52].

Při porovnání s předchozí kapitolou, berme v úvahu nyní pouze DBB, platí pro ERI i P-B BB, že změnou charakteristického rozměru dosahujeme lokálního fázového posuvu. Je důležité upozornit na fakt, že z výrobního hlediska je složitější budovat ERI OMS 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 ERI 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.[52]

1.4.4 Opticky aktivní metapovrchy (VO_2)

Jak již bylo řečeno v úvodu kapitoly 1, OMS představují alternativu konvenčních optických prvků ve formě tenkých 2D nanostruktur. Další nedílnou součástí moderních optických soustav jsou také aktivní optické prvky s konkrétním stupněm volnosti, který umožňuje v čase dynamickou změnu lokálních optických vlastností (např. stabilizace obrazu pomocí akusto-optického jevu).[65] Bylo by tedy více než vítané, kdybychom mohli OMS propůjčit dynamickou optickou vlastnost, jejíž manipulací bychom měnili parametry optické soustavy, a ještě více tak zmodernizovali a zpřesnili optické přístroje. Jako nejlepší přístup při řešení tohoto problému se jeví užití materiálů se schopností fázové přeměny, které umožní variabilitu jeho optických vlastností. Externím vlivem vyvolávajícím fázovou přeměnu může být například napětí,[66, 67] teplo [68, 69] nebo dopadající záření[70, 71]. Mezi slibné kandidáty na poli těchto materiálů patří TiO_2 , GST a v neposlední řadě VO_2 , na který se v této podkapitole zaměříme. Teoreticky i experimentálně bylo prokázáno, že VO_2 BB nabízí unikátní rozptylové a absorpční vlastnosti, neobvykle vysoký index lomu (přibližně 2,5), nízké optické ztráty, nízkou teplotu fázového přechodu (přibližně 67°C), nízkou termální hysterezi (5 – 10 K) a schopnost odolávat velkému množství cyklů bez degradace, a to vše navíc jak v infračervené oblasti, tak i ve viditelném spektru.[72, 73, 74, 75, 76]

Klíčovou vlastností VO_2 je fázová přeměna krystalové mřížky při teplotě $T_C = 340\text{ K}$ (tj. 67°C). Za teploty nižší než T_C jsou atomy uspořádány do monoklinické struktury (viz Obr. 1.10a) a při překročení T_C se přeskupují do tetragonální struktury (Obr. 1.10b).



Obrázek 1.10: Porovnání atomárních modelů a) monoklinické a b) tetragonální krystalové mřížky VO_2 a jejich hustot stavů c), d). Převzato a upraveno z [77, 78].

Při bližším zkoumání krystalových mřížek zjistíme, že v monoklinické struktuře se V^{4+} ionty párují podél osy c , což vede k alternující vzdálenostem $2,65\text{ \AA}$ a $3,12\text{ \AA}$ mezi jednotlivými atomy vanadu. V tetragonální jsou naopak rozloženy v pravidel-

ných intervalech 2,96 Å. Tyto výrazné změny v geometrii krystalu vedou k zásadní změně elektronové struktury. Monoklinická struktura je polovodičem s velikostí pásu zakázaných energií $E_G = 0,944 \text{ eV}$, tetragonální je však kovem, tj. žádný zakázaný pás tedy neexistuje (viz Obr. 1.10c).[79] Tento typ přeměny je označován jako přechod kov-izolant (MIT, z angl. *metal-insulator transition*) a teplotu této přeměny tedy pojmenujme jako T_{MIT} . Jedná se o velice zajímavou a anomální přeměnu. Anomální proto, že je v rozporu Wiedemannovým-Franzovým zákonem (W-F zákon).[80] Pro Fermiho plyn platí, že teplo a náboj jsou nesený stejnou kvazičásticí. Z tohoto faktu vyplývá, že existuje spojitost mezi tepelnou a elektrickou vodivostí. W-F zákon popisuje pro vodivé materiály poměr příspěvku elektronů k tepelné vodivosti κ a příspěvku elektronů k elektrické vodivosti σ jako úměrný vzhledem k teplotě T .

$$\frac{\kappa}{\sigma} = LT \quad (1.30)$$

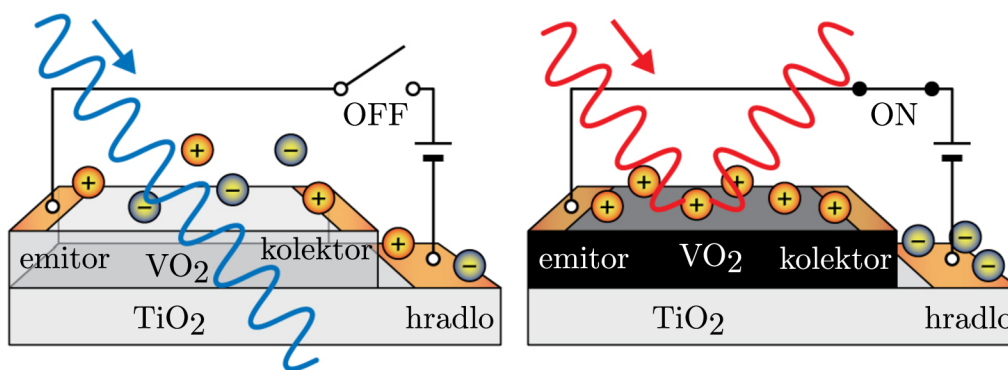
Konstantou úměrnosti pro tento vztah je Lorenzovo číslo L , jejíž dnešní podobu vycházející z modelu chování plynu volných elektronů, za užití Fermi-Dirac statistiky a limity nízkých teplot odvodil pan profesor Sommerfeld roku 1927 [81].

$$L = \frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 = 2,44 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2 \text{ K}^{-2} \quad (1.31)$$

Jinými slovy, tento empirický vztah poukazuje na fakt, že poměr tepelné a elektrické vodivosti v závislosti na teplotě je u všech kovů přibližně stejný.[82] Porušení W-F zákona již bylo teoreticky předpovězeno i experimentálně potvrzeno pro konkrétní systémy.[83, 84, 85, 86] Obvykle je indikací nekonvenční kvazičásticové dynamiky jako například silného nepružného rozptylu nebo hydrodynamického kolektivního pohybu nosičů náboje. K těm však dochází až na výjimky pouze při kryogenních teplotách. Avšak v případě VO_2 je hodnota úměry L řádově odlišná od očekávané L_0 i v případě pokojových teplot.

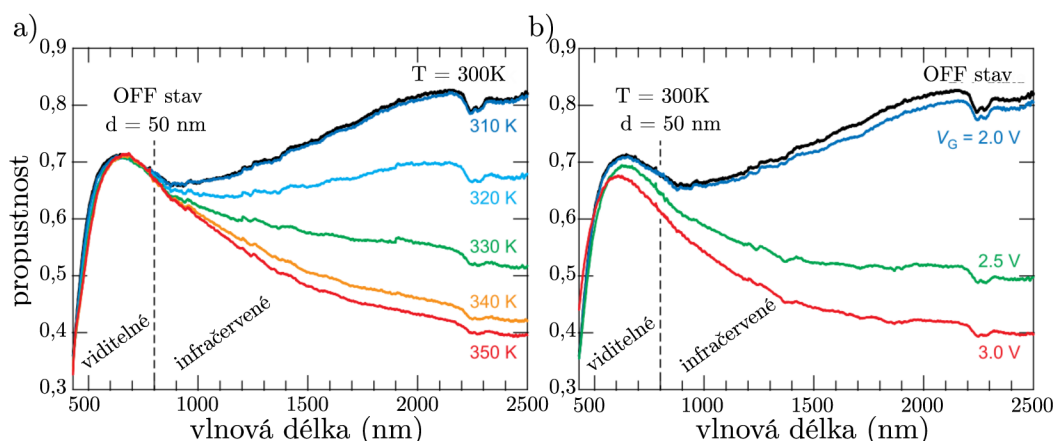
Další pozoruhodnou vlastností VO_2 je možnost dopování jinými materiály za účelem cílené manipulace T_{MIT} . [87] Například přidáváním W lze docílit snížení teploty přechodu a tyto dopované vrstvy VO_2 by bylo možné použít jako regulátor teploty, který samovolně začne odvádět teplo v momentě dosažení nastavené kritické teploty.[88] Analogicky by mohlo být v budoucnu možné díky dopování VO_2 nastavovat termoregulaci u optických prvků včetně OMS.

Schopnost měnit optické vlastnosti v závislosti na okolních podmínkách se nazývá chromogenita, kromě teplotní hysterezní fázové přeměny, která s sebou přináší termochromitu, vykazuje VO_2 i elektrochromické vlastnosti.[89] Pro realizaci elektrochromických vlastností VO_2 je zapotřebí zapojení transistoru na principu vyzařování elektrického pole (FET, z angl. *field-effect transistor*). Takovéto elektrickém zapojení pak umožňuje regulaci optické propustnosti, tak jako zapojení na Obr. 1.11. To sestává z emitorové a kolektorové elektrody, iontové kapaliny (označené plusy a mínusy) fungující jako hradlová dielektrická vrstva a hradlové elektrody. Externí elektrické pole přemístí ionty na povrch VO_2 , kde se nakumulují náboj a vytváří elektrostatický potenciál jako dvojvrstvou elektrickou formaci na rozhraní s materiálem. Za nižších teplot



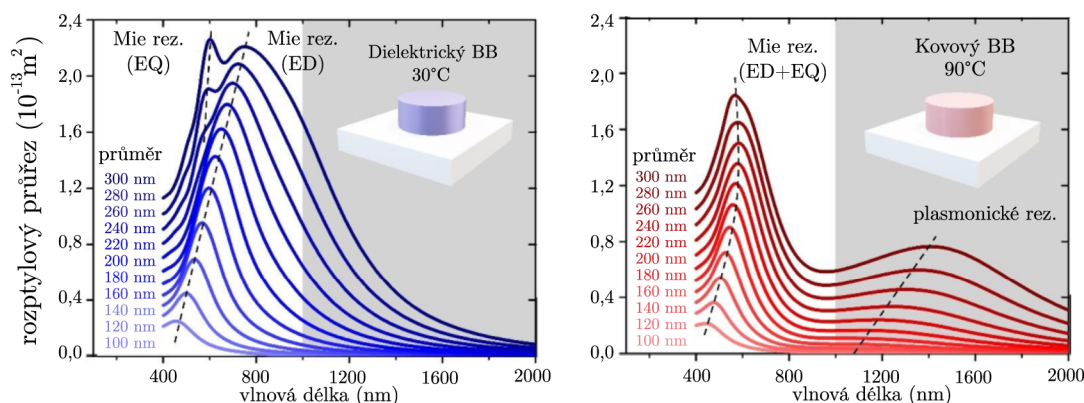
Obrázek 1.11: Schematické zapojení variace FET sestávající z dvojité elektrické vrstvy v OFF a ON stavu, které umožňuje dynamickou kontrolu elektronických vlastností pomocí externího napětí. Převzato a upraveno z [89].

lze tedy pouze pomocí změny V_G (hradlové napětí) přinutit vrstvu k MIT transformaci, jako důsledek kolektivní interakce elektronů a krystalové mřížky VO_2 . Kumulace náboje způsobí hloubkové elastické deformace krystalové struktury a následně vede na MIT přechod, který je snahou krystalu zmenšit energii vzniklou na rozhraní. Na Obr. 1.12a a Obr. 1.12b pak můžeme porovnat její průběh s MIT indukovaným tepelným působením.



Obrázek 1.12: a) Naměřená optická transmisní spektra 50 nm VO_2 vrstvy v OFF stavu poblíž bodu T_{MIT} , na kterých lze pozorovat jasně patrný termochromický efekt který má svůj původ v MIT přeměně. b) Měření identického vzorku na experimentální soustavě z Obr. 1.11, optická transmisní spektra pro elektricky vyvolanou MIT přeměnu a z toho plynoucí elektrochromický efekt. Převzato a upraveno z [89].

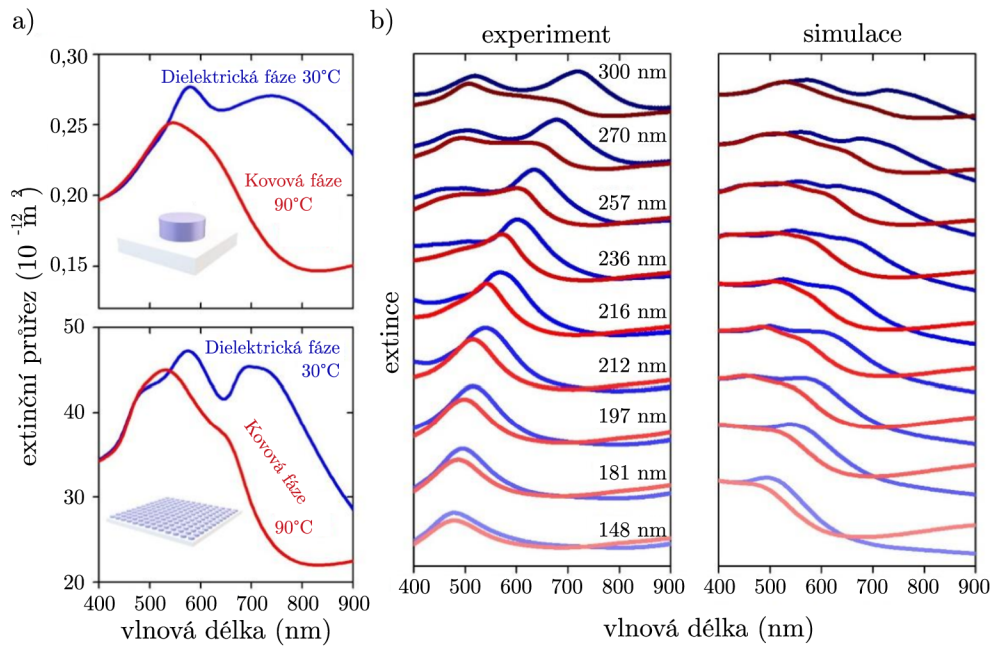
Na příkladu VO_2 bylo demonstrováno, že aktivní fázové materiály by mohly v budoucnu hrát klíčovou roli při volbě materiálu pro OMS, a nejen proto se jím zabývá i jedna z nanofotonických skupin na ÚF1,[76] se kterou jsem měl možnost spolupracovat při vývoji OMS na bázi VO_2 , a jejíž poznatky, simulace a měření nyní v rychlosti uvedeme. Článek se věnuje studii VO_2 OMS aktivních pro vlnové délky viditelného spektra, konkrétně jejich přepínací schopnosti užitím pulsního laseru. Dále se zabývá rozdílem efektu individuálního bloku a jejich řad, stejně tak jako ověření dříve uvedené souvis-



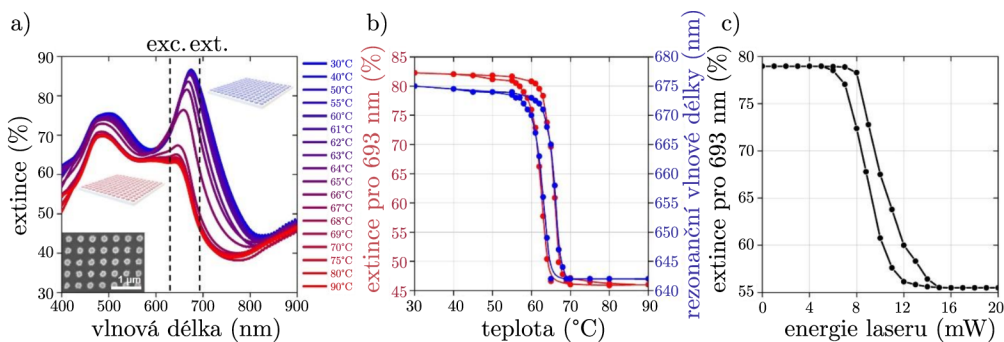
Obrázek 1.13: Simulace rozptylového průřezu obou fází VO_2 ve formě jediného nanodisku s proměnným průměrem a fixní výškou (200 nm) na křemíkovém substrátu. Přerušované čáry značí pozice Mieho (ED - dipólové; EQ - kvadrupólové) a plazmonických rezonancí. Převzato a upraveno z [76].

losti rozměrů BB a jejich rezonančních frekvencí. Na prvním grafu (Obr. 1.13) můžeme vidět simulaci rozptylového efektu jediného nanodisku VO_2 s proměnnými průměry od 100 nm do 300 nm pro jeho dielektrickou (30 °C) a kovovou (90 °C) fázi vykazujících očekávané Mieho a speciálně pro kovovou fázi plazmonické rezonance. Plazmonické rezonance se však vyskytují v oblasti blízké infračervenému spektru (NIR, z angl. *near-infra red*), ne příliš vhodné pro většinu optických aplikací, kovový stav však vykazuje také silné Mieho rezonance, které jsou také silně závislé na rozměru struktur, a to navíc v příhodnějším viditelném spektru.

Na dalším obrázku (Obr. 1.14) můžeme vidět, že spektrální profil sériového uspořádání VO_2 nanodisků kopíruje profil individuálního bloku a zesiluje relativní intenzitu rezonančních frekvencí. Poslední uvedený obrázek (Obr. 1.15) demonstruje na reprezentativní řadě 270 nm širokých nanodisků jejich schopnost MIT přeměny pomocí tepelné a světelné stimulace. Ve shodě s předchozími poznatky vykazuje vzorek hysterezní křivku mezi mezními stavy fáze pro cykly zahřívání a následného ochlazování. Ze všech uvedených simulací a měření (Obr. 1.13, 1.14, 1.15) lze vyvodit, že VO_2 BB mohou být užity jako Mieho rezonátory pro vlnové délky viditelného spektra s nastavitelnou rezonanční frekvencí a možností MIT přechodu indukovaného tepelnou energií zprostředkovanou odporovým komponentem nebo vystavením intenzivnímu elektromagnetickému záření.



Obrázek 1.14: a) Vypočtený extinční průřez jediného nanodisku a konečné (13×13) série nanodisků $h = 200$ nm, $d = 270$ nm, rozteč $P = 1,5d$. b) Měřená a simulovaná extinční spektra fází VO_2 nanodiskových sestav o stejné výšce a rozteči s proměnnými průměry struktur. Převzato a upraveno z [76].



Obrázek 1.15: a) Experimentálně určená extinční spektra řady VO_2 nanodisků ($d = 270$ nm) během teplotních cyklů vyvolávajících MIT přeměnu (vnořený graf zobrazuje SEM snímek zmíněné řady). Přerušované čáry značí změřené excitační (*exc.*) a extinční (*ext.*) vlnové délky ze situací na obrázcích b) a c). b) Hysterezní charakteristika měřené extince pro 693 nm (červenou) a rezonační vlnové délky dipólové rezonance (modrou) extrahované z a) jako funkce teploty. c) Extince na totožné VO_2 nanodiskové řadě pro 693 nm za neustálého ozařování laserem (633 nm) s postupně se zvyšujícím výkonem. Převzato a upraveno z [76].

2. Kvantitativní měření fáze

Počátky metody kvantitativního měření fáze (QPI, z angl. *quantitative phase imaging*) lze teoreticky datovat již do roku 1955 kdy profesor Zernike objevil možnost fázového kontrastu za což byl oceněn Nobelovou cenou.[90] Její vývoj však ze začátku nebyl rychlý a o realizaci mikroskopů na principu QPI se dlouho nemohlo uvažovat vzhledem k technologickým omezením dané doby, více však v následující podkapitole 2.1 úzce spjaté s QPI. V roce 1999 vzhledem k pokrokům v poli výpočetní a záznamové techniky byla navržena a experimentálně zrealizována jedna z prvních instalací in-line (více v 2.2) digitální holografické mikroskopie umožňující zobrazení 3D objektů pomocí numerické rekonstrukce z několika interferogramů.[91] V roce 2005 byl tento koncept vpraven do mikroskopické aparatury s možností 45x zvětšení,[92] v roce 2013 byla sestava vylepšena na plně koherenční vlastnosti pro bílé světlo za využití prostorových světelných modulátorů[93] a v roce 2018 už si QPI vysloužila čestné místo v časopise *Nature* v review článku shrnujícím posledních 15 let pokroku této metody[94] (a jejich nedoceníitelných vlastností vhodných zejména pro aplikace v biologii), ve kterém se nyní pravidelně objevuje s objevy nových a nových vylepšení a aplikací.[95, 96, 97] Zároveň s vývojem QPI se však vyvíjely i metamateriály a z nich optické metapovrchy, jejichž zobrazování a analýza vytyčila QPI nové obzory.

2.1 Digitální holografie

Digitální holografie je interferometrická zobrazovací technika, která lze použít k simultánnímu zobrazování vícerozměrných informací, například trojrozměrných struktur, dynamických dějů, kvantitativní fáze, polarizačních stavů nebo třeba více vlnových délek dohromady. 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.[10] Zde je záhodno udělat menší odbočku a trošku detailněji se věnovat otázce koherence světla, jelikož tento jev bude v dalším textu důležitou součástí.

Koherence

Základní koncept koherence se dá interpretovat jako vlastnost vln umožňující stacionární interferenci. Interference je v matematické pojetí součet dvou vlnových funkcí, ne však nutně dvou různých vln, jelikož interference vlny se sebou samou je stále součet dvou vln, jak ukazuje například Youngův štěrbinový experiment.[98] Obecněji řečeno

jde o popis všech vlastností korelace fyzikálních veličin popisujících jedinou vlnu, více interferujících vln a nebo i vlnové klubka. Výsledek tohoto součtu je kromě samotných vlastností vln závislý i na jejich relativní fázi. Dvě vlny jsou z pohledu relativní fáze plně koherentní pokud je jejich fázový rozdíl konstantní, což implikuje, že mají totožné i vlnové délky. V praxi se tedy určuje míra koherence dvou vln, která přímo odpovídá viditelnosti interferogramu. Avšak pokud bychom nechali interferovat dva plně koherentní lineárně polarizované paprsky a měnili vzájemných 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 podkapitole 2.5, ale spíše se budeme věnovat koherenci prostorové a časové, ovlivňujících amplitudu a fázi světla. Prostorová koherence popisuje korelaci vln v různých bodech prostoru, časová pak v různých bodech času. Prostorovou lze snadno manifestovat zvětšováním vzdálenosti štěrbin při Youngově pokusu, časovou u prodlužování jednoho z ramen Michelsonova interferometru, u obou budeme pozorovat stejný jev pomalu se vytrácejícího interferenčního obrazce až do bodu překročení koherenční délky l_c , kdy naprosto zmizí. Pro stacionární záření zavádíme pojem komplexní stupeň časové koherence $g(t)$. Funkce $g(t)$ je monotónně klesající, s oborem absolutních hodnot na intervalu $< 0; 1 >$ Pro ideální monochromatické záření je $g(t) = 1$ a záření je z principu koherentní pro libovolné čas protože monochromatická vlna je podobná sama sobě v jakémkoli úseku. Definujeme koherenční dobu τ_c , 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 l_c musí 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 tvořeného různými hodnotami intenzity přidáme tedy 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 zaznamenáme na detektor a získáme tak hologram (někdy též interferogram). Pomocí numerického rekonstrukčního algoritmu se pak vytvoří obraz. Kdybychom pozorovali plochu bez vzorku, tak 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.[11] 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 rozdílů optických drah. Problémem však byla potřeba přesných optických prvků, vysoké náklady a omezené možnosti zpracování obrazu té doby, které způsobily, že tato za-

řízení 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. Menší zmínku bych rád věnoval oblasti obrazových snímačů a prostorově světelných modulátorů (SLM, z angl. *spatial light modulator*).

SLM

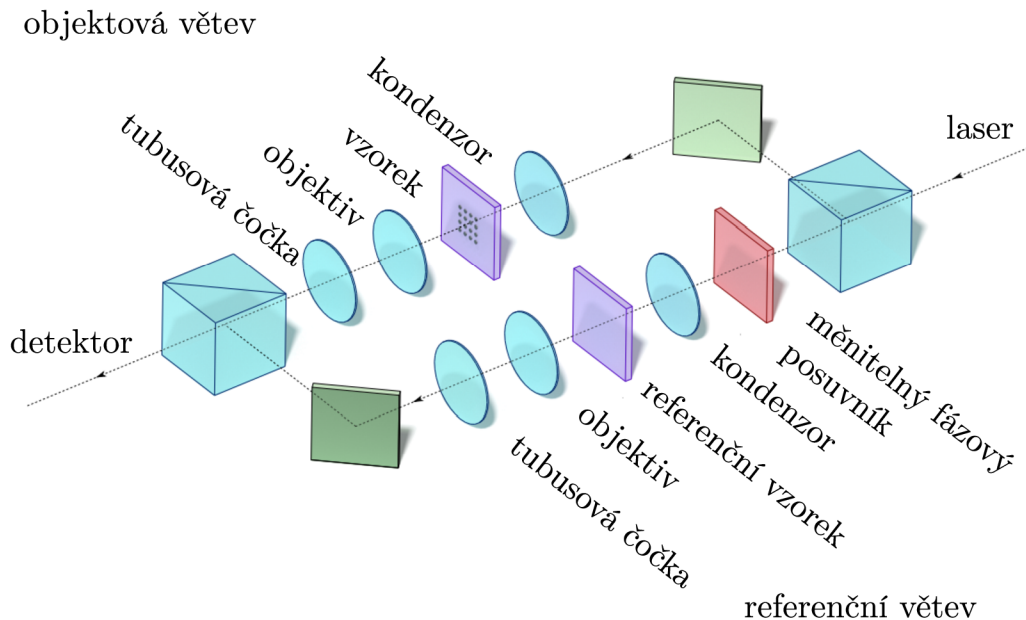
Bez-čočkový obrazový senzor s vysokým rozlišením dokáže s velkou přesností zaznamenat jemné odchylky v interferenčním obrazci, na základě kterých pak numerické algoritmy budují rekonstrukci obrazu. SLM je pak obecný termín popisující zařízení, často zdroj záření, se schopností individuálně aktivně modulovat amplitudu, fázi nebo polarizaci světelných vln v čase a prostoru.[99][100] Zde tedy vidíme výraznou analogii ke BB OMS a tudíž optické soustavy konstruované s úmyslem aplikace SLM mohou být modifikovány pomocí OMS. SLM jsou využívány například pro zakódování obrazové informace do laserového paprsku nebo jako součást technologie holografických displejů. Principiálně je lze dělit na elektricky a opticky aktivované (EA/OA-SLM, z angl. *electrically/optically addressed*). Mezi EA-SLM patří například feroelektrické nebo nematické tekuté krystaly, u kterých jdou po přivedení elektrického proudu spojitě měnit optické vlastnosti. OA-SLM, přezdívané jako světelné propusti, disponují foto-senzory zaznamenávajícími intenzitu pro jednotlivé pixely a replikují dopadající signál opět pomocí tekutých krystalů. Dokud je do OA-SLM přiváděn proud, stále vysílají dopadený obraz a je potřeba dodatečným signálem resetovat pixely do neutrálních pozic. Kombinace obou metod je užívaná v displejích s velice vysokým rozlišením, kde SLM s vysokou hustotou pixelů umožňují přirozené, barevné a vysoce kvalitní bez-objektivové 3D obrazové záznamy a v neposlední řadě dokáží zaznamenávat výstupy z digitální holografické mikroskopie, a to v rozlišení přes 100 megapixelů.[101]

2.2 In-line vs. off-axis

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

2.2.1 In-line

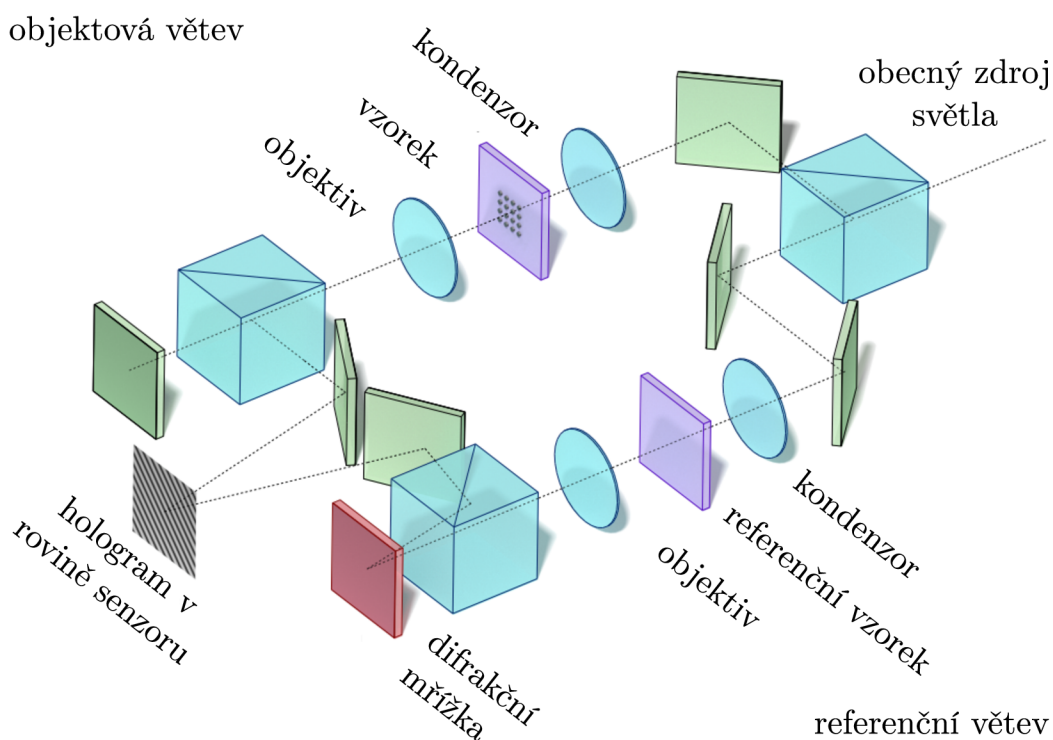
Jak název napovídá, paprsky jsou v momentě interference téměř nebo úplně paralelní, což umožňuje využití nízké koherentních zdrojů (halogenová lampa), které nevykazují koherentní šum a otvírají možnost užití například efektu optického řezání pomocí koherentního hradlování. (Optické řezání je proces, při kterém vhodně sestrojený mikroskop dokáže vytvářet obrazy ohniskových rovin hluboko v tlustém vzorku. Odstraňuje tak nutnost tvorby tenkých vzorků a vhodným vrstvením obrazů z více hloubek umožňuje 3D rekonstrukci vzorků).[102] 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 celých průběh. Tato nutná podmínka se jeví zvláště nepraktickou při pozorování v čase rychle proměnných dějů. Problémem jsou však bohužel i stacionární obrazy, protože do měření vstupuje hned několik v čase proměnných zdrojů šumu, jako například vibrace vzorku nebo fluktuace media a tak výrazně snížit kvalitu obrazu.



Obrázek 2.1: Schéma in-line phase-shifting holografického mikroskopu. Převzato a upraveno z [103].

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.[104] Výhoda metody tedy spočívá ve vysoké frekvenci tvorby snímků za sekundu, o to více, je-li použito Fourierova rekonstrukčního algoritmu.[105] 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 a 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 dynamických mikro-opto-elektro-mechanických systémů [106] a pro studium OMS nejdůležitějšího QPI.



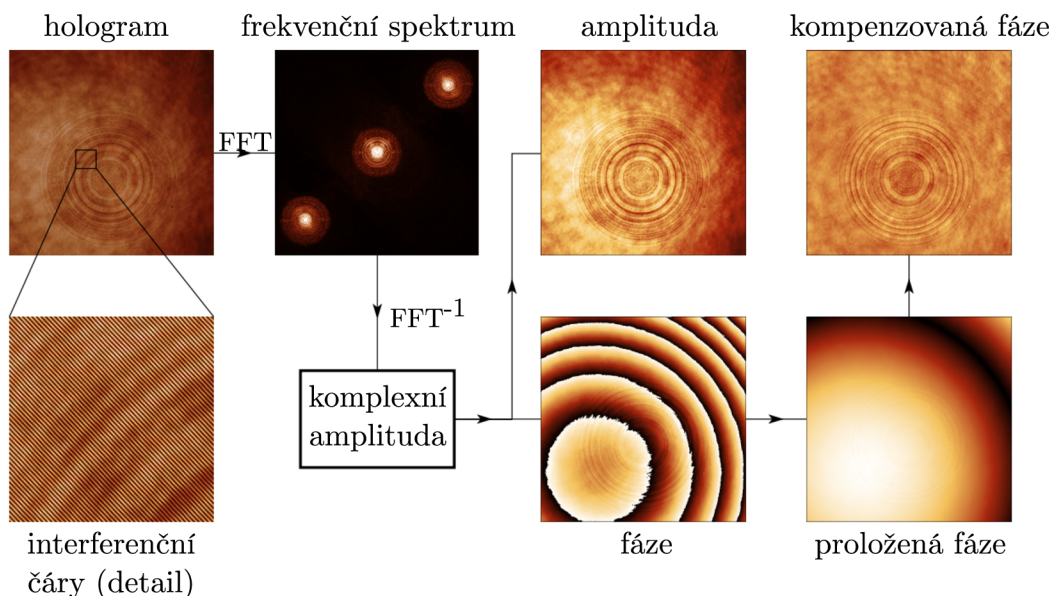
Obrázek 2.2: Schéma off-axis holografického mikroskopu s přidanou difrakční mřížkou pro vylepšení koherenčních vlastností. Převzato a upraveno z [103].

2.3 Zpracování obrazu

Zpracování obrazu QPI je zprostředkováváno řadou interferometrických digitálních holografických mikroskopů s odlišnými principy a silnými stránkami, mají však společný výstup ve formě hologramu. Vzhledem k použitým metodám v této práci bude v dalším 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

$$\begin{aligned} I &= |O + R|^2 = |O|^2 + |R|^2 + OR^* + O^*R \\ &= |O_0|^2 + |R_0|^2 + 2O_0R_0 \cos(\varphi_O - \varphi_R) \end{aligned} \quad (2.1)$$

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 signál je tedy částečně tvořen součtem modulů, které mají fyzikální význam intenzit, tato první část by tedy odpovídala záznamu získaného 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.[105] 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, jinými slovy, v případě, že 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.



Obrázek 2.3: Postupný vývoj rekonstrukce obrazové informace z hologramu obdrženého off-axis holografii. Převzato a upraveno z [103].

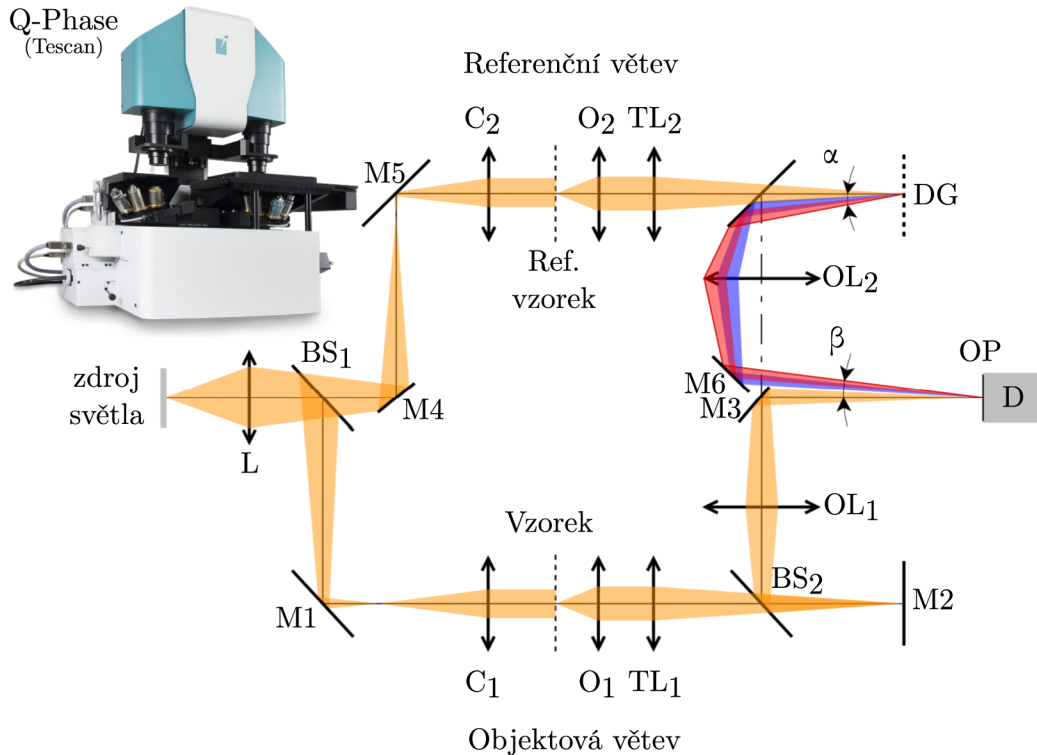
Pro další analýzu libovolně volíme jeden z komplexně sdružených členů a aplikujeme inverzní transformaci FFT^{-1} . Získáváme tak veličinu zvanou komplexní amplituda.[107] Argument této hodnoty odpovídá lokálnímu fázovému rozdílu v bodech obrazu a její absolutní hodnota pak součtu konvenčního intenzitního 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, vzniká tak finální produkt zpracování obrazu, tzv. kompenzovaná fáze, kterou v následujícím budeme označovat jednoduše jako fáze.[103]

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,[108, 109, 110] z čehož plyne možnost návratu 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.[111] 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. [108][11] Toto uspořádání našlo užití především v biologických aplikacích [112]. 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.[113]

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 opět 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.[110]



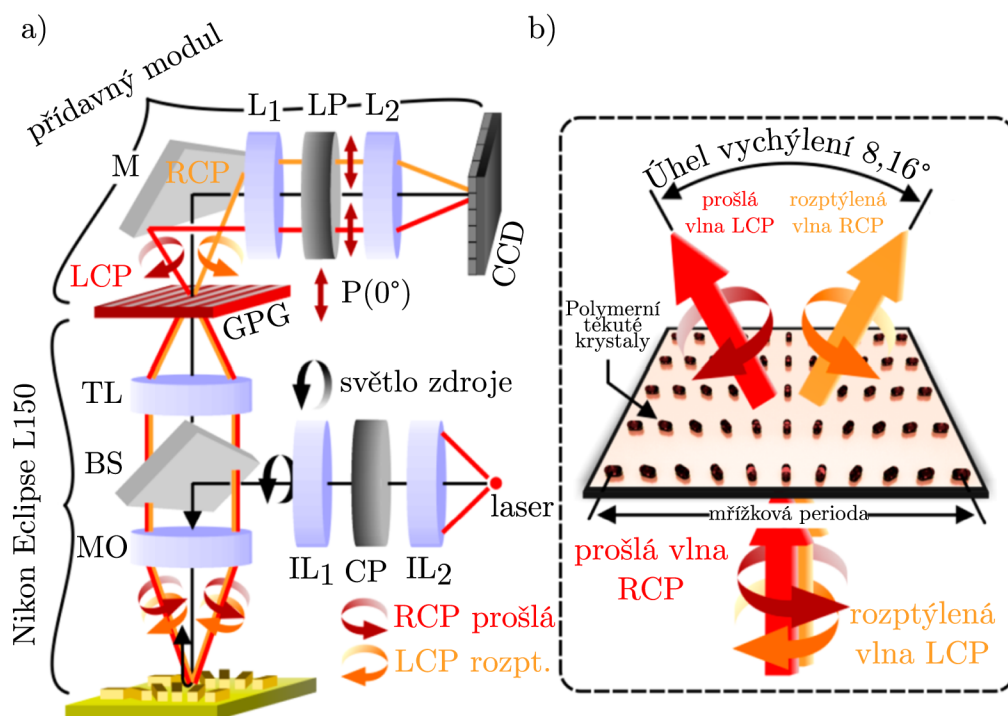
Obrázek 2.4: Schéma CCHM soustavy založené na Mach-Zehnderově interferometru adaptovaného pro achromatickou off-axis digitální holografickou mikroskopii. Nekoherentní paprsek separovaný na BS_1 prochází v obou větvích identickými prvky, a to kondenzory C , do nekonečna zobrazujícími objektivy O a tubusovými čočkami TL . Esenciální prvek DG , umístěná v referenční větvi je zobrazena na obrazovou rovinu OP . Prvky DG , vzorek a referenční fázový objekt jsou opticky konjugované s OP objektivy OL . BS_2 a BS_3 jsou další děliče svazku, M označují zrcadla a D detektor signálu. V horním rohu se nachází snímek sériově vyráběného modelu Q-Phase od firmy Tescan. Převzato a upraveno z [12, 114].

Pouze první řád difrakční mřížky je použit k zobrazování, vyšší řády jsou eliminovány prostorovým filtrováním v ohniskové rovině čočky OL_2 , což má za následek, že obraz DG nesený referenčním paprskem se nezobrazí přímo na OP . Nicméně, po rekombinaci paprsků se interferogram objeví přímo na OP 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 OL : $f_C = f_G/m_{OL}$. [12]

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, a tak poskytuje tzv. *Köhlerovo osvětlení*. Správné osvětlení vzorku je jeden z velice důležitých kroků pro využití maximálního zobrazovacího potenciálu optické soustavy. Roku 1893 byla panem Köhlerem představena metoda optimálního osvětlení umožňujícího jednoduché přidávání a kompatibilitu optických prvků. [115] Metoda spočívá v seřízení soustavy takovým způsobem, že zobrazíme rovinu zdroje do nekonečna a vyhneme se tak projekci zdroje do obrazové roviny vzorku.

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.[12] Důmyslným způsobem za pomoci kruhově polarizovaného světla využívá omezené účinnosti OMS pro odstranění limitací mikroskopů využívajících referenční a objektové větve plynoucí z rekombinace paprsků, viz Obr. 2.1.



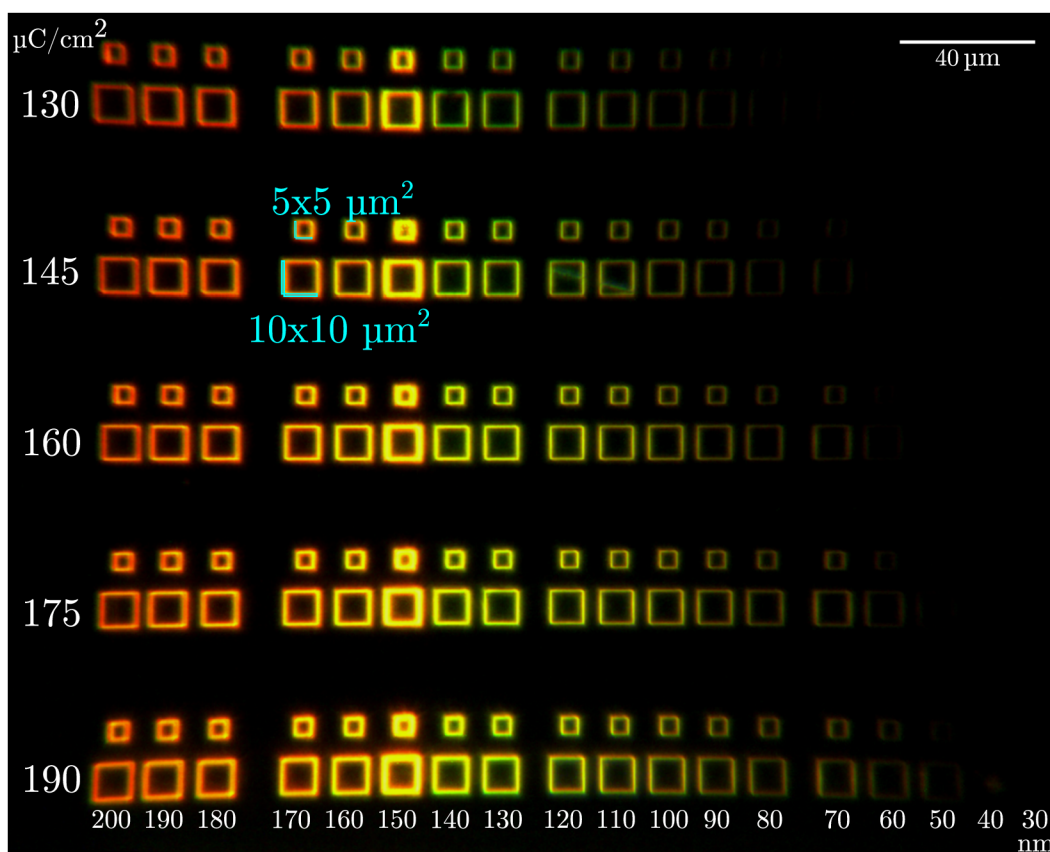
Obrázek 2.5: Experimentální soustava pro měření polarizačně závislých metapovrchů v širokém poli s vysokým rozlišením. a) Schéma zobrazovací dráhy a její komponenty. (MO - objektiv mikroskopu, BS - dělič svazku, TL - tubusová čočka, M - zrcadlo, $L_{1,2}$ - Fourierovy čočky, LP - lineární polarizátor, 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 [12].

Bender pro svoje fungování vyžaduje užití polarizačně závislých OMS, tento požadavek je však vyvážen výbornými výsledky a možnostmi v oblastech, kde jiná měřicí zařízení selhávají. Jak bylo již zmíněno v podkapitolách 1.4.1 a 1.4.2, 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-li 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

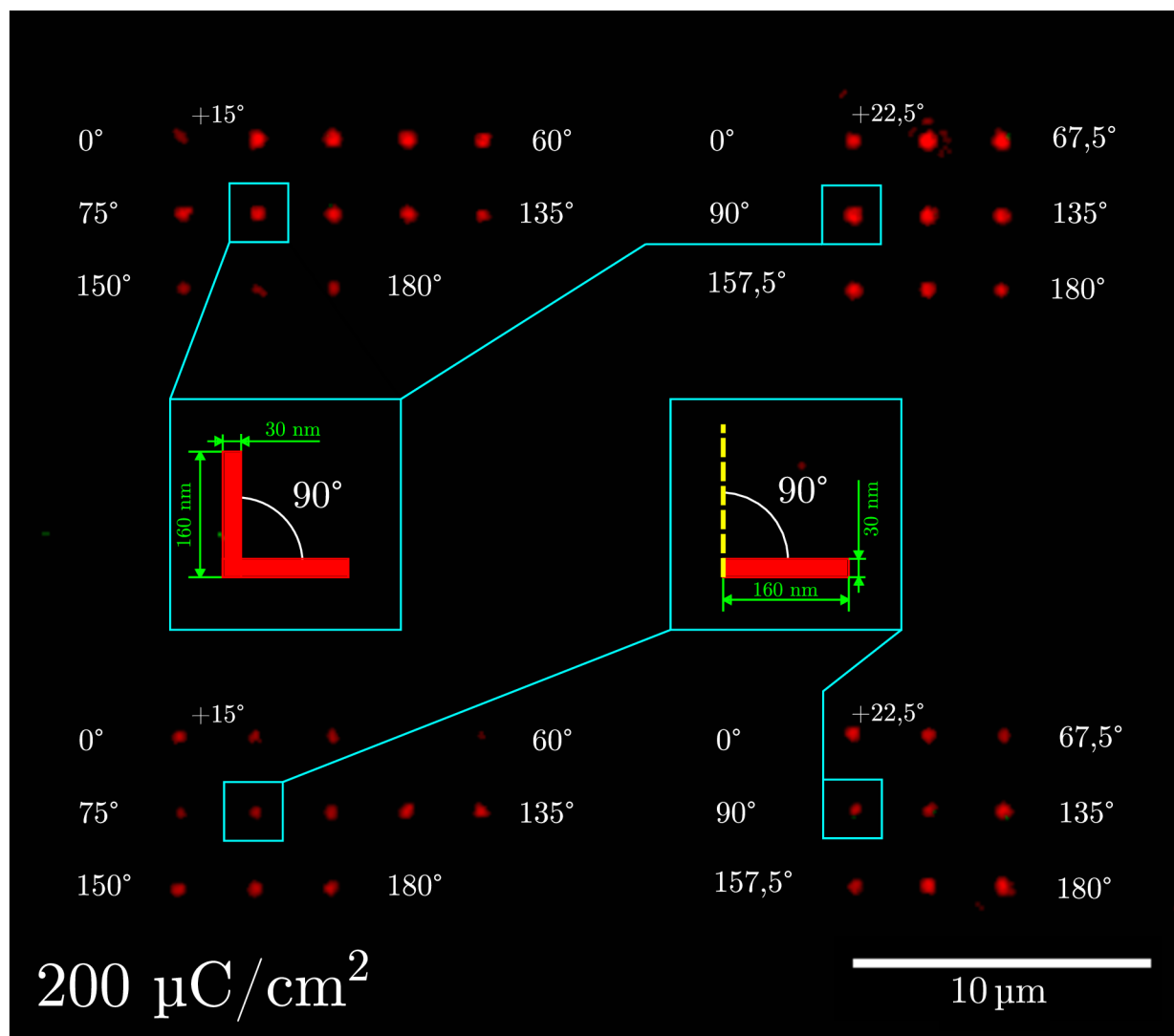
tekutými polymerními krystaly je vlastně metačočka se schopností přeměrovat vlny do různých směrů na základě jejich polarizace podobně jako na Obr. 1.8c a 1.8d. Rozdělíme tedy od vzorku příchozí signál na dvě složky, LCP a RCP, a ty pak necháme po lineární polarizaci pro splnění koherenčních podmínek interferovat standardní metodou off-axis holografie. Tato optická sestava je tedy unikátní v tom (Obr. 2.5a), 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.[12]

2.6 Měření a vyhodnocení dat

Jako vzorek pro demonstraci principů BB OMS bylo použito skleněné sklíčko pokryté kovovými nanostrukturami různých tvarů a uspořádání. Konkrétně byly pozorovány dvě oblasti, a to oblast na Obr. 2.6 se strukturami vhodnými pro pozorování na Q-Phase a oblast na Obr. 2.7 s jednotlivými BB vyžadujícími navíc kruhově polarizované světlo, tudíž vhodnější pro pozorování na Benderovi. Už snímek z klasického optického mikroskopu při užití bílého světla (Obr. 2.6) odhaluje rezonanční frekvence jednotlivých polí BB barvou zesílené vlnové délky odpovídající rezonanční frekvenci přesně dané průměrem struktury. Na druhou stranu pohled na samostatné nanoantény na Obr. 2.7 žádnou výraznou rezonanční odezvu nevykazuje. Dochází sice k určité interakci světla s BB a do určité míry se ve všech strukturách realizují oscilace o souhlasné frekvenci dané stejnou výškou a materiálem bloků, ale rozdíly intenzit přicházejících od jednotlivých bloků jsou náhodně určeny minoritními faktory, jako například preciznost vytvoření bloků, kvalita osvětlení či optické soustavy a nelze říci, že by kopírovaly úhlové proměnné daných struktur.



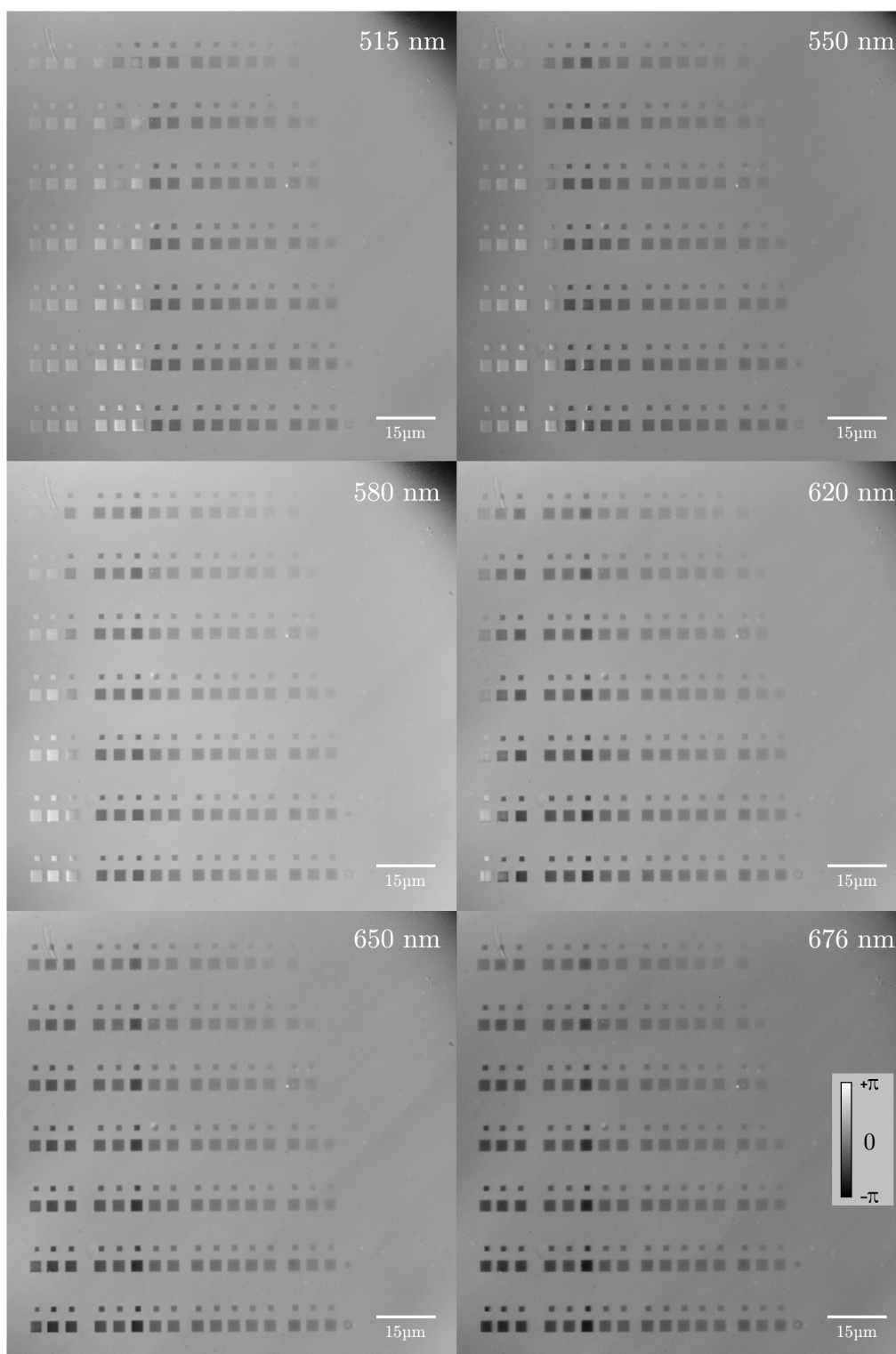
Obrázek 2.6: Snímek z optického mikroskopu pro bílé světlo v temném poli. Detail vzorku polí kovových Al disků o výšce 40 nm a proměnných průměrech (30 – 200 nm) vyrobených za různých intenzit svazku při elektronové litografii ($130 - 190 \mu\text{C}/\text{cm}^2$). Každé pole je disky rovnoměrně vyplněno s rozestupy o velikosti dvojnásobku průměru disků daného pole. Pozn.: Anomální rezonance sloupce struktur o velikosti 150 nm způsobena chybou ve výrobním procesu.



Obrázek 2.7: Snímek z optického mikroskopu pro bílé světlo v temném poli. Detail vzorku individuálních kovových nanoantén (pro potřeby popisu vzorku 10x zvýšena sytost) v konfiguraci V na prvním řádku a samostatných nanodrátků na řádku druhém. Struktury mají výšku 40 nm, proměnné geometrické orientace a všechny jsou vyrobeny stejnou intenzitou svazku při elektronové litografii ($200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$).

2.6.1 Q-Phase

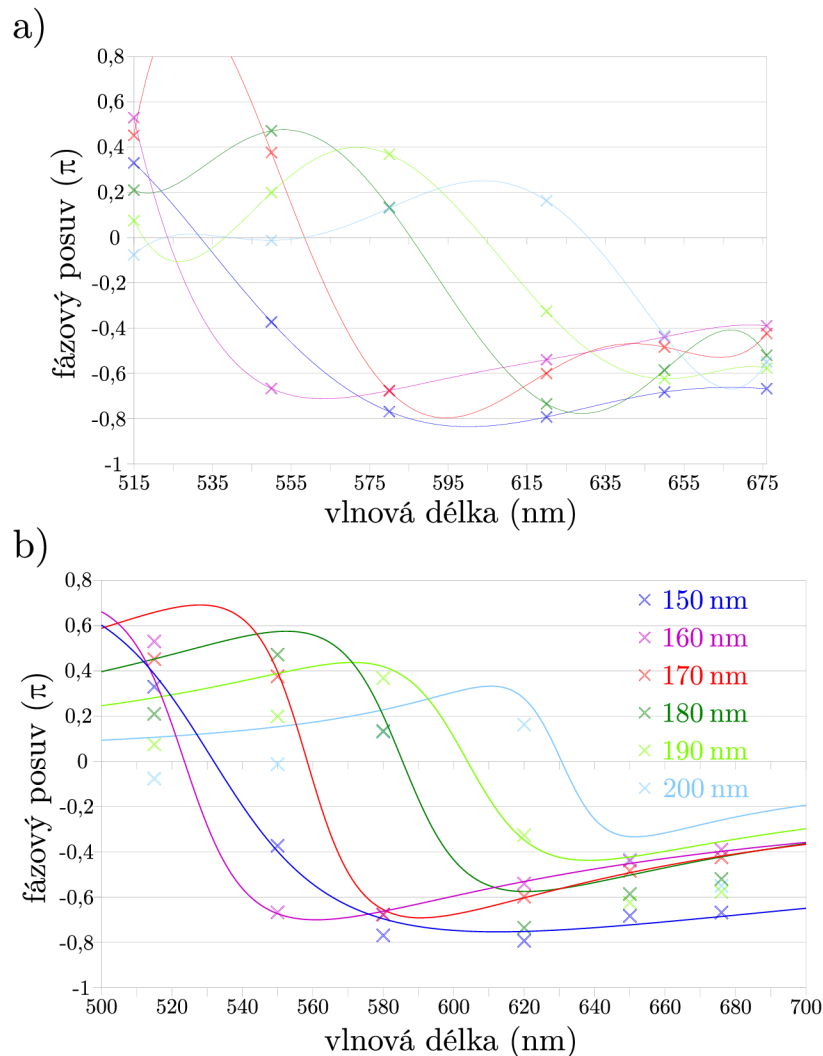
Měření bylo provedeno na sériově vyráběném modelu zařízení Q-Phase, který můžeme vidět na Obr. 2.4 obohaceného o uzavřený vzorkový prostor pro omezení množství prachových částic a vibrací vzduchu. Bylo pořízeno 6 snímků stejného místa vzorku



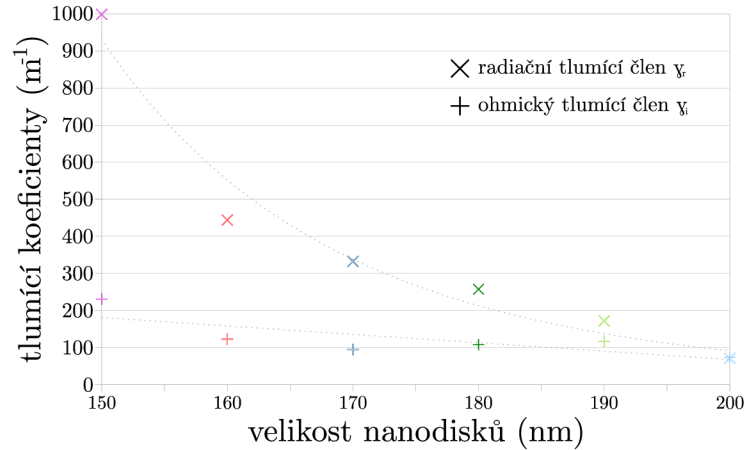
Obrázek 2.8: QPI polí BB o různých velikostech pro 6 různých vlnových délek. (Kalibrační lišta platí pro všechny snímky.)

jako na Obr. 2.6 za užití 6 různých barevných filtrů. Na snímcích 2.8 lze jasně pozorovat postupné “přelívání“ jasnějších struktur napříč vzorkem v závislosti na jejich rezonanční frekvenci dané rozměrem BB v rámci jednotlivých polí. Po zpracování obrazu pomocí dodaného softwaru bylo zapotřebí extrahovat ze snímku data použitelná pro aplikaci Lorentzovského oscilátoru z podkapitoly 1.3. Pro účely experimentu bylo k dispozici 6 různých vlnových délek které byly vyhodnoceny pro 6 velikostí BB (150–200 nm) pro 6 různých intenzit svazku (100–190 μC). Pro přehlednost dále budeme pracovat s reprezentačním vzorkem vyrobeným při 190 μC .

Po extrahování fázových dat z jednotlivých snímků byly body proloženy matematickými funkcemi (viz 2.9a), které sice nemají žádný fyzikální význam, ale dobře posloužily k nalezení průsečíku s osou x a tak rezonančním frekvencím jednotlivých polí. Se znalostí rezonanční frekvence ω_0 a údaji pro 6 vlnových délek se úspěšně podařilo nafitovat dříve odvozený model (1.24) pro fázový rozdíl jak můžeme vidět na Obr. 2.9b.



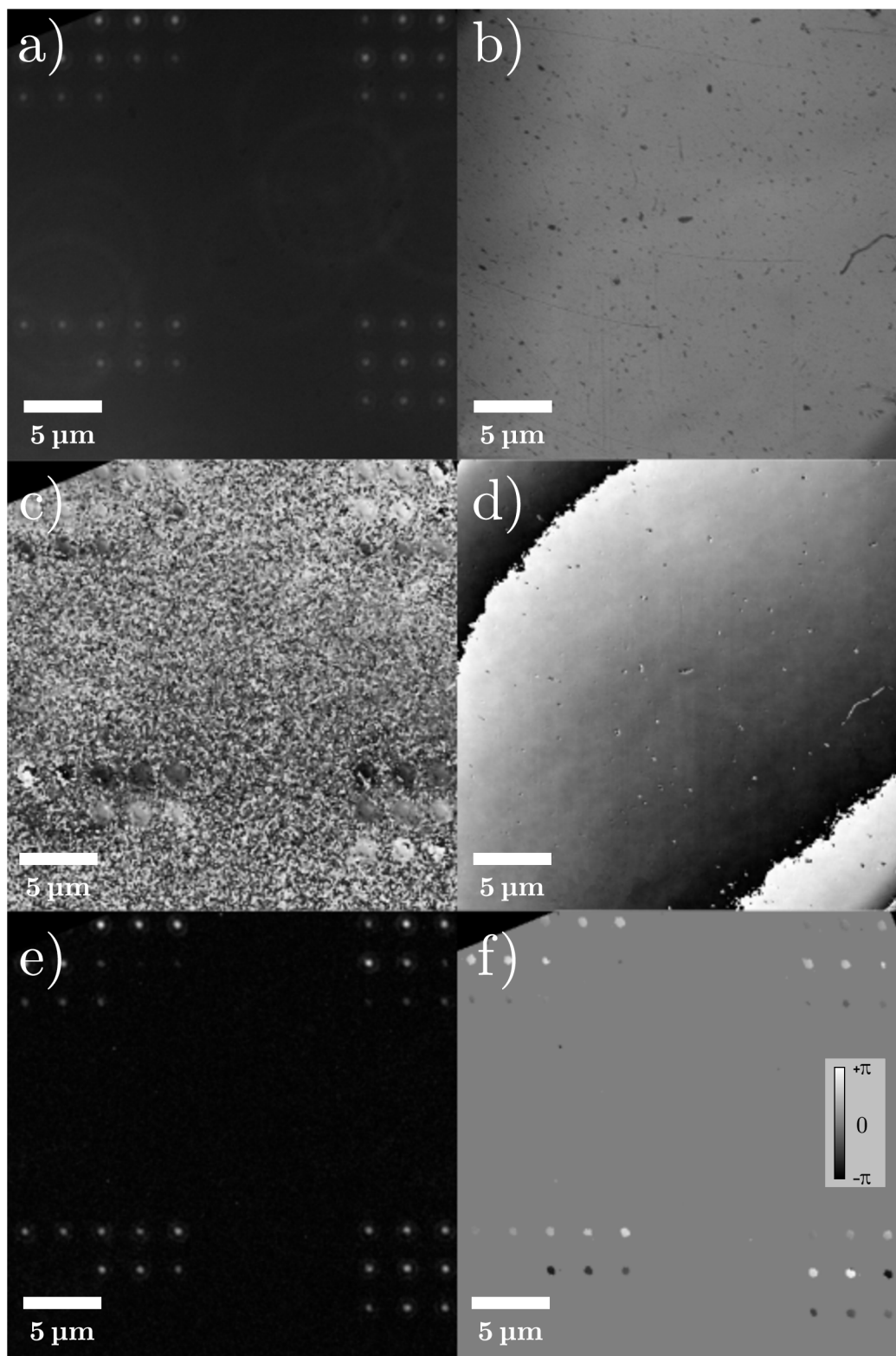
Obrázek 2.9: a) Závislosti polí BB o různých velikostech na vlnové délce dopadajícího záření pro intenzitu elektronového svazku při výrobním procesu 190 μC . Body jsou proloženy polynomickými funkcemi pátého řádu. b) Nafitované křivky fázového posuvu podle analytického modelu (1.3).



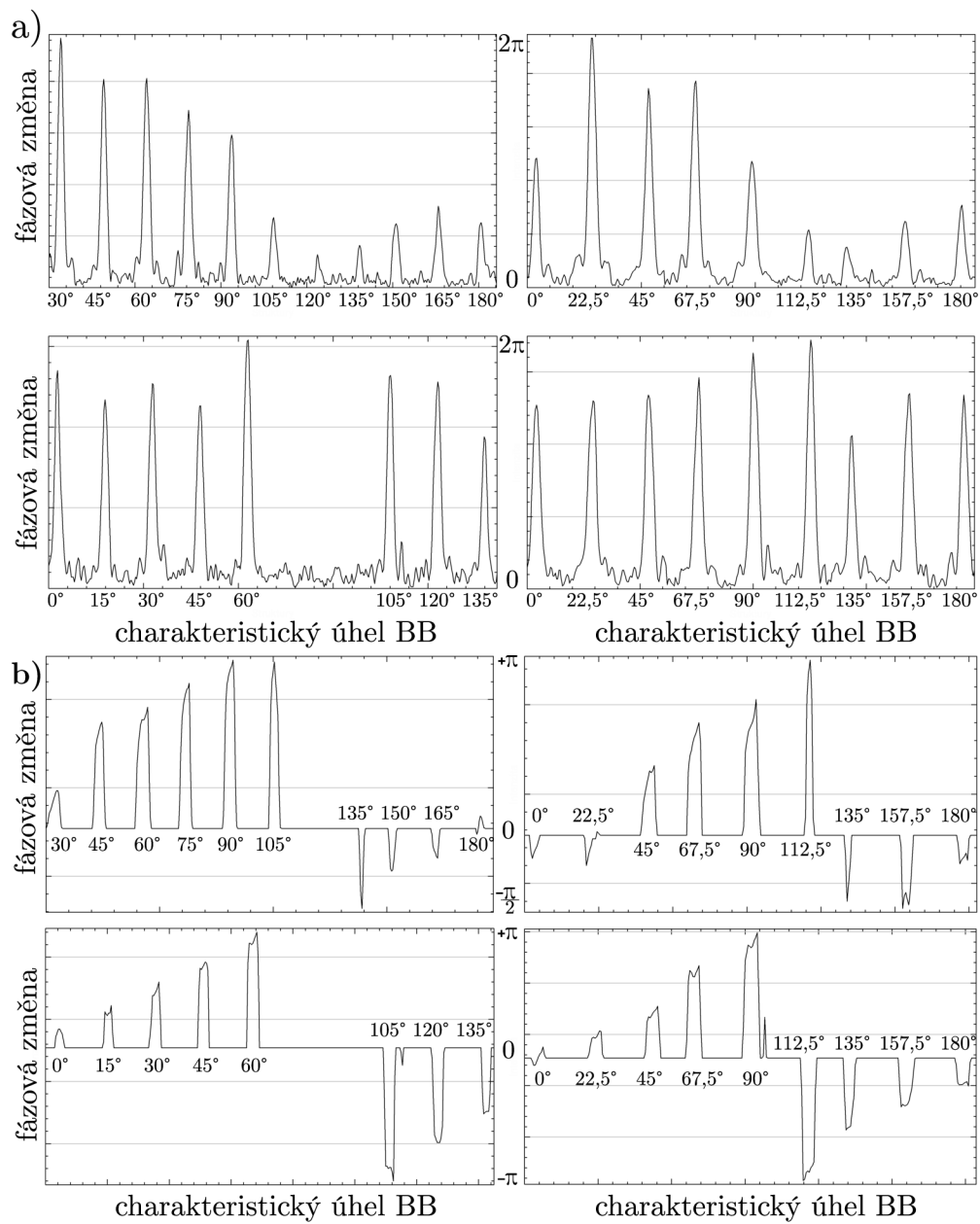
Obrázek 2.10: Z fitovacího procesu získané parametry γ_i a γ_r chovající se v souladu s Mieho teorií.

2.6.2 Q4GOM

Na prvním hologramu vytvořeném užitím dark-field varianty (Obr. 2.11a) můžeme vidět signály od individuálních nanoantén překryté proužky interferenčního obrazce. Vzhledem k nízkým rozměrům struktur na následujícím obrázku ze stejného místa vzorku pro variantu bright-field (Obr. 2.11b) vidíme pouze nečistoty a vady optické soustavy, signál od BB je příliš slabý a ztrácí se v intenzitě odraženého světla od povrchu. Na Obr. 2.11c můžeme pozorovat fázové posuvy od individuálních BB a na Obr. 2.11d vidíme spojitý fázový přechod pocházející od vrchlíku objektivu mikroskopu se skokovými přechody v místech kde fázový posuv dokončí celou periodu, tak jak bylo pro konvenční optické prvky popsáno v úvodu 1. Obrázek 2.11e je pak komplexní amplitudou pocházející z Obr. 2.11a, na které již lze pozorovat závislost výsledné amplitudy v bodě jako funkci orientace BB, jak můžeme vidět na závislostech vynesných na grafech 2.12a, popisujících průběh intenzity napříč BB. Hodnoty intenzit jednotlivých BB jsou však zašuměné pozadím a stále se jedná o součet fázového rozdílu a klasické intenzity. Pro kvalitní QPI je tedy třeba provést další kroky. Operační software Benderu nedisponuje pokročilými funkcemi jako sériově vyráběný Q-Phase. V rámci předložené práce bylo třeba Arg komplexní amplitudy, tj. získaný fázový obraz na Obr. 2.11c, zbavit parazitického šumu prostředí a také fázových změn dodaných optickou sestavou z Obr. 2.11d. Z takto modifikovaného záznamu Obr. 2.11f lze velice dobře vyčíst postupné změny intenzity od individuálního BB jako důsledek jeho závislosti rezonanční frekvence na úhlu natočení, jak můžeme vidět na vynesných grafech, kde lze kvalitativně porovnat intenzitní spektra struktur extrahované z komplexní amplitudy Obr. 2.12a a modifikovaného fázového obrazu Obr. 2.12b.



Obrázek 2.11: a) Dark-field a b) bright-field hologram vzorku MBB v uspořádání z 2.7. Obrázky c) a d) jsou kvantitativní fázové obrázky snímků a) a b) získané pomocí výše uvedeného postupu na Obr. 2.3. Obrázek e) je komplexní amplitudou snímku a) a obrázek f) odpovídá obrázku c) po odstranění šumu a nepatřičných fázových změn zobrazovaných na obrázku d). (Kalibrační lišta platí pouze pro snímky c), d) a f), pro ostatní snímky nenese intenzita obrazu kvantifikovatelné informace přímo spojené s nějakou fyzikální veličinou.)



Obrázek 2.12: Intenzitní grafy popisující závislosti fázové změny jakožto funkce rezonanční frekvence BB na charakteristickém úhlu dané struktury viz Obr. 2.7 extrahované z a) komplexní amplitudy a b) fázového obrazu. (Levý horní graf odpovídá levé horní oblasti vzorku atd.)

3. Závěr

Jako první cíl bakalářské práce byla provedena řešeršní studie na téma optické metapovrchy (OMS) a kvantitativní měření fáze (QPI). Dalším cílem bylo změření a vyhodnocení lokální fáze pro kovové nebo dielektrické metapovrchy. Bylo tak úspěšně provedeno pomocí metody QPI pro lokální i geometrickou fázi kovových OMS tvořených Ag nanodisky o různé plasmonické rezonanci určené proměnnými průměry a v druhém případě Au nanoanténami ve tvaru písmene V generujícími různé geometrické fáze v závislosti na úhlu rozevření ramen. Pro splnění cíle změření lokální fáze v NIR oblasti pro aktivně říditelné optické metapovrchy proběhla měření VO₂ na CEITECu v rámci výzkumné nanofotonické skupiny UFI. Mezi použité metody spadaly elipsometrie, rentgenová difrakce, Fourierovská IR spektroskopie a SEM, šlo však spíše o měření za účelem optimalizace výrobních metod, které nebyly předmětem zadání bakalářské práce. Navíc, vzhledem k nově vytvořené možnosti a následném úspěchu ve fitování Q-Phase dat pomocí analytického modelu bylo úsilí soustředěno spíše tímto směrem. Silným stránkám a aplikacím VO₂ byla nicméně věnována kapitola pracující s daty pocházejícími od právě zmíněné výzkumné skupiny. Z důvodu pandemie covid-19 nebyla možnost se zúčastnit konstrukce Q4GOM, byla na něm však provedena měření a demonstrován jeho enormní potenciál jakožto extrémně přesné metody pro QPI měření.

Závěrem lze konstatovat, že dva hlavní cíle byly splněny zcela a dva zbývající byly během řešení projektu nahrazeny jiným úkolem, který se následně podařilo splnit. Oblast zkoumání této bakalářské práce je velice živým a aktuálním předmětem zájmu vědecké komunity a má potenciál posloužit jako základ pro tvorbu diplomové práce v tomto odvětví nanofotoniky.

Literatura

1. CREW, H.; HUYGENS, C.; YOUNG, T.; FRESNEL, A. J. et al. *The wave theory of light; memoirs of Huygens, Young and Fresnel*. Ve spol. s UNIVERSITY OF CALIFORNIA LIBRARIES. New York, Cincinnati American Book Company, 1900.
2. *Advantages of Fresnel Lenses | Edmund Optics* [online] [cit. 2021-03-31]. Dostupné z: <<https://www.edmundoptics.com/knowledge-center/application-notes/optics/advantages-of-fresnel-lenses/>>.
3. NESHEV, D.; AHARONOVICH, I. Optical metasurfaces: new generation building blocks for multi-functional optics. *Light: Science & Applications*. 2018-08-29, **7**(1), 58. ISSN 2047-7538. Dostupné z DOI: 10.1038/s41377-018-0058-1. Number: 1 Publisher: Nature Publishing Group.
4. *These are the top 10 emerging technologies of 2019* [World Economic Forum] [online] [cit. 2021-05-20]. Dostupné z: <<https://www.weforum.org/agenda/2019/07/these-are-the-top-10-emerging-technologies-of-2019/>>.
5. *Metasurfaces and flat optics* [online] [cit. 2021-05-20]. Dostupné z: <<https://capasso.seas.harvard.edu/metasurfaces-and-flat-optics>>.
6. CHEN, M. K.; WU, Y.; FENG, L.; FAN, Q., et al. Principles, Functions, and Applications of Optical Meta-Lens. *Advanced Optical Materials*. 2021, **9**(4), 2001414. ISSN 2195-1071. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1002/adom.202001414>.
7. MAGUID, E.; YULEVICH, I.; YANNAI, M.; KLEINER, V., et al. Multifunctional interleaved geometric-phase dielectric metasurfaces. *Light: Science & Applications*. 2017-08, **6**(8), e17027–e17027. ISSN 2047-7538. Dostupné z DOI: 10.1038/lsa.2017.27. Number: 8 Publisher: Nature Publishing Group.
8. TALUKDAR, T. H.; RYCKMAN, J. D. Multifunctional focusing and accelerating of light with a simple flat lens. *Optics Express*. 2020-10-12, **28**(21), 30597–30605. ISSN 1094-4087. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.402572. Publisher: Optical Society of America.
9. *Cheap Lidar For All? Startup Prints 10,000 Lenses At A Time On Silicon Wafers* [online] [cit. 2021-03-31]. Dostupné z: <<https://www.forbes.com/sites/johnkoetsier/2021/02/04/this-startup-prints-10000-nanoscale-camera-lenses-just-like-computer-chips/?sh=5b58dc9e76e8>>.

10. TAHARA, T.; QUAN, X.; OTANI, R.; TAKAKI, Y. et al. Digital holography and its multidimensional imaging applications: a review. *Microscopy*. 2018-04-01, **67**(2), 55–67. ISSN 2050-5698. Dostupné z DOI: 10.1093/jmicro/dfy007.
11. KOLMAN, P.; CHMELÍK, R. Coherence-controlled holographic microscope. *Optics Express*. 2010-10-11, **18**(21), 21990–22004. ISSN 1094-4087. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.18.021990. Publisher: Optical Society of America.
12. BOUCHAL, P.; DVOŘÁK, P.; BABOCKÝ, J.; BOUCHAL, Z. et al. High-Resolution Quantitative Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces with Sensitivity down to a Single Nanoantenna. *Nano Letters*. 2019-02-13, **19**(2), 1242–1250. ISSN 1530-6984. Dostupné z DOI: 10.1021/acs.nanolett.8b04776. Publisher: American Chemical Society.
13. MIE, G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*. 1908, **330**(3), 377–445. ISSN 1521-3889. Dostupné z DOI: 10.1002/andp.19083300302.
14. *Absorption and scattering of light by small particles / Craig F. Bohren, Donald R. Huffman. - Libraries and Information System* [online] [cit. 2022-05-20]. Dostupné z: <https://biu.primo.exlibrisgroup.com/discovery/fulldisplay/alma990026142230205776/972BIU_INST:972BIU>.
15. PENDRY, J.; HOLDEN, A.; ROBBINS, D.; STEWART, W. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1999-11, **47**(11), 2075–2084. ISSN 1557-9670. Dostupné z DOI: 10.1109/22.798002. Conference Name: IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.
16. SCHULLER, J. A.; BRONGERSMA, M. L. General properties of dielectric optical antennas. *Optics Express*. 2009-12-21, **17**(26), 24084–24095. ISSN 1094-4087. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.17.024084.
17. *Phys. Rev. B 82, 045404 (2010) - Optical response features of Si-nanoparticle arrays* [online] [cit. 2021-04-01]. Dostupné z: <<https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.82.045404>>.
18. *Tailoring Directional Scattering through Magnetic and Electric Resonances in Subwavelength Silicon Nanodisks / ACS Nano* [online] [cit. 2021-04-01]. Dostupné z: <<https://pubs.acs.org/doi/10.1021/nn402736f>>.
19. DECKER, M.; STAUDE, I.; FALKNER, M.; DOMINGUEZ, J., et al. High-Efficiency Dielectric Huygens' Surfaces. *Advanced Optical Materials*. 2015, **3**(6), 813–820. ISSN 2195-1071. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1002/adom.201400584>.
20. KUZNETSOV, A. I.; MIROSHNICHENKO, A. E.; BRONGERSMA, M. L.; KIVSHAR, Y. S., et al. Optically resonant dielectric nanostructures. *Science*. 2016-11-18, **354**(6314). ISSN 0036-8075, ISSN 1095-9203. Dostupné z DOI: 10.1126/science.aag2472. Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Review.

21. LANDREMAN, P. E.; CHALABI, H.; PARK, J.; BRONGERSMA, M. L. Fabry-Perot description for Mie resonances of rectangular dielectric nanowire optical resonators. *Optics Express*. 2016-12-26, **24**(26), 29760–29772. ISSN 1094-4087. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.24.029760. Publisher: Optical Society of America.
22. PASCHOTTA, D. R. *Fabry-Pérot Interferometers* [online] [cit. 2021-04-01]. Dostupné z: <https://www.rp-photonics.com/fabry_perot_interferometers.html>.
23. SUN, Z.; FANG, Y. Fabry-Pérot Interference Cavity Length Tuned by Plasmonic Nanoparticle Metasurface for Nanophotonic Device Design. *ACS Applied Nano Materials*. 2020-11-25, **3**(11), 10732–10738. Dostupné z DOI: 10.1021/acsanm.0c01967. Publisher: American Chemical Society.
24. RATNI, B.; MERZOUK, W. A.; LUSTRAC, A. de; VILLERS, S. et al. Design of Phase-Modulated Metasurfaces for Beam Steering in Fabry-Perot Cavity Antennas. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*. 2017, **16**, 1401–1404. ISSN 1548-5757. Dostupné z DOI: 10.1109/LAWP.2016.2639463. Conference Name: IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters.
25. LORENTZ, H. A. (A. *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.
26. EMPOSSIBLE. *Lecture – Lorentz Model for Dielectrics*. 2020.
27. *Semianalytický přístup k simulacím v nanofotonice; Ing. Martin Hrtoň (2020 - 125714) – VUT* [online] [cit. 2022-05-20]. Dostupné z: <<https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/125714>>.
28. NEUMAN, T.; HUCK, C.; VOGT, J.; NEUBRECH, F. 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*. 2015-11-25, **119**(47), 26652–26662. ISSN 1932-7447. Dostupné z DOI: 10.1021/acs.jpcc.5b08344. Publisher: American Chemical Society.
29. KATS, M. A.; YU, N.; GENEVET, P.; GABURRO, Z. et al. Effect of radiation damping on the spectral response of plasmonic components. *Optics Express*. 2011-10-24, **19**(22), 21748–21753. ISSN 1094-4087. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.19.021748. Publisher: Optica Publishing Group.
30. KELLER, O. Principles of Nano-Optics. *Physics Today*. 2007-07, **60**(7), 62–62. ISSN 0031-9228. Dostupné z DOI: 10.1063/1.2761806. Publisher: American Institute of Physics.
31. KHORASANINEJAD, M.; CAPASSO, F. Metalenses: Versatile multifunctional photonic components. *Science*. 2017-12-01, **358**(6367). ISSN 0036-8075, ISSN 1095-9203. Dostupné z DOI: 10.1126/science.aam8100. Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Review.

32. LI, J.; WU, T.; XU, W.; LIU, Y. et al. Mechanisms of 2 phase control in dielectric metasurface and transmission enhancement effect. *Optics Express*. 2019-08-05, **27**, 23186. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.27.023186.
33. KHURGIN, J. How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials. *Nature nanotechnology*. 2015-01-06, **10**, 2–6. Dostupné z DOI: 10.1038/nnano.2014.310.
34. SUN, S.; HE, Q.; XIAO, S.; XU, Q., et al. Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves. *Nature Materials*. 2012-05, **11**(5), 426–431. ISSN 1476-4660. Dostupné z DOI: 10.1038/nmat3292. Number: 5 Publisher: Nature Publishing Group.
35. CHANG, S.; GUO, X.; NI, X. Optical Metasurfaces: Progress and Applications. *Annual Review of Materials Research*. 2018, **48**(1), 279–302. Dostupné z DOI: 10.1146/annurev-matsci-070616-124220.
36. YU, N.; GENEVET, P.; KATS, M. A.; AIETA, F., et al. Light Propagation with Phase Discontinuities: Generalized Laws of Reflection and Refraction. *Science*. 2011-10-21, **334**(6054), 333–337. ISSN 0036-8075, ISSN 1095-9203. Dostupné z DOI: 10.1126/science.1210713. Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Research Article.
37. MÜHLSCHLEGEL, P.; EISLER, H.-J.; MARTIN, O. J. F.; HECHT, B., et al. Resonant Optical Antennas. *Science*. 2005-06-10, **308**(5728), 1607–1609. ISSN 0036-8075, ISSN 1095-9203. Dostupné z DOI: 10.1126/science.1111886. Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Report.
38. *Plasmon - an overview | ScienceDirect Topics* [online] [cit. 2021-05-16]. Dostupné z: <<https://www.sciencedirect.com/topics/chemistry/plasmon>>.
39. ZAYATS, A. V.; SMOLYANINOV, I. I. Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. 2003-06, **5**(4), S16–S50. ISSN 1464-4258. Dostupné z DOI: 10.1088/1464-4258/5/4/353. Publisher: IOP Publishing.
40. *Optical Properties of Metal Clusters | Uwe Kreibig | Springer* [online] [cit. 2021-05-16]. Dostupné z: <<https://www.springer.com/gp/book/9783540578369>>.
41. BOARDMAN, a. d. *Electromagnetic Surface Modes*. 1982.
42. *Multiresonant plasmonics with spatial mode overlap: overview and outlook* [online] [cit. 2021-03-31]. Dostupné z: <<https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/nanoph-2019-0088/html>>.
43. NI, X.; EMANI, N. K.; KILDISHEV, A. V.; BOLTASSEVA, A., et al. Broadband Light Bending with Plasmonic Nanoantennas. *Science*. 2012-01-27, **335**(6067), 427–427. ISSN 0036-8075, ISSN 1095-9203. Dostupné z DOI: 10.1126/science.1214686. Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Brevia.

44. *What is Finite-Difference Time-Domain (FDTD) and How Does It Work? | Synopsys* [online] [cit. 2021-03-31]. Dostupné z: <<https://www.synopsys.com/glossary/what-is-fdtd.html>>.
45. MINOVICH, A. E.; MIROSHNICHENKO, A. E.; BYKOV, A. Y.; MURZINA, T. V. et al. Functional and nonlinear optical metasurfaces. *Laser & Photonics Reviews*. 2015, **9**(2), 195–213. ISSN 1863-8899. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1002/lpor.201400402>.
46. MONTICONE, F.; ESTAKHRI, N. M.; ALÙ, A. Full Control of Nanoscale Optical Transmission with a Composite Metascreen. *Physical Review Letters*. 2013-05-14, **110**(20), 203903. Dostupné z DOI: [10.1103/PhysRevLett.110.203903](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.203903). Publisher: American Physical Society.
47. JAHANI, S.; JACOB, Z. All-dielectric metamaterials. *Nature Nanotechnology*. 2016-01, **11**(1), 23–36. ISSN 1748-3395. Dostupné z DOI: [10.1038/nnano.2015.304](https://doi.org/10.1038/nnano.2015.304). Number: 1 Publisher: Nature Publishing Group.
48. LIN, D.; FAN, P.; HASMAN, E.; BRONGERSMA, M. L. Dielectric gradient metasurface optical elements. *Science*. 2014-07-18, **345**(6194), 298–302. ISSN 0036-8075, ISSN 1095-9203. Dostupné z DOI: [10.1126/science.1253213](https://doi.org/10.1126/science.1253213). Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Report.
49. NIV, A.; BIENER, G.; KLEINER, V.; HASMAN, E. Spiral phase elements obtained by use of discrete space-variant subwavelength gratings. *Optics Communications*. 2005-07-01, **251**, 306–314. ISSN 0030-4018. Dostupné z DOI: [10.1016/j.optcom.2005.03.002](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2005.03.002).
50. BAYATI, E.; ZHAN, A.; COLBURN, S.; MAJUMDAR, A. *The role of refractive index in metalens performance*. 2018-05-12.
51. AMANAGANTI, S. R.; RAVNIK, M.; DONTABHAKTUNI, J. Collective photonic response of high refractive index dielectric metasurfaces. *Scientific Reports*. 2020-09-24, **10**(1), 15599. ISSN 2045-2322. Dostupné z DOI: [10.1038/s41598-020-72675-3](https://doi.org/10.1038/s41598-020-72675-3). Number: 1 Publisher: Nature Publishing Group.
52. KHADIR, S.; ANDRÉN, D.; VERRE, R.; SONG, Q. et al. *Metasurface optical characterization using quadriwave lateral shearing interferometry*. 2020-08-25.
53. PANCHARATNAM, S. Generalized theory of interference, and its applications. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*. 1956-11-01, **44**(5), 247–262. ISSN 0370-0089. Dostupné z DOI: [10.1007/BF03046050](https://doi.org/10.1007/BF03046050).
54. *The Poincaré Sphere* [online] [cit. 2021-04-02]. Dostupné z: <https://spie.org/publications/fg05_p10-11_poincare_sphere?SS0=1>.
55. *Jones Calculus* [online] [cit. 2021-04-02]. Dostupné z: <https://spie.org/publications/fg05_p57-61_jones_matrix_calculus>.
56. ZETIE, K. P.; ADAMS, S. F.; TOCKNELL, R. M. How does a Mach-Zehnder interferometer work? *Physics Education*. 2000-01, **35**(1), 46–48. ISSN 0031-9120, ISSN 1361-6552. Dostupné z DOI: [10.1088/0031-9120/35/1/308](https://doi.org/10.1088/0031-9120/35/1/308).

57. SOLEM, J. C.; BIEDENHARN, L. C. Understanding geometrical phases in quantum mechanics: An elementary example. *Foundations of Physics*. 1993-02-01, **23**, 185–195. ISSN 0015-9018. Dostupné z DOI: 10.1007/BF01883623.
58. PANCHARATNAM, S. Generalized theory of interference, and its applications. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*. 1956-11-01, **44**(5), 247–262. ISSN 0370-0089. Dostupné z DOI: 10.1007/BF03046050.
59. LONGUET-HIGGINS, H. C.; OPIK, U.; PRYCE, M. H. L.; SACK, R. A. Studies of the Jahn-Teller Effect. II. The Dynamical Problem. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*. 1958-02-01, **244**, 1–16. Dostupné z DOI: 10.1098/rspa.1958.0022.
60. BERRY, M. V. Quantal Phase Factors Accompanying Adiabatic Changes. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*. 1984-03-01, **392**, 45–57. Dostupné z DOI: 10.1098/rspa.1984.0023.
61. HANNAY, J. H. Angle variable holonomy in adiabatic excursion of an integrable Hamiltonian. *Journal of Physics A: Mathematical and General*. 1985-02, **18**(2), 221–230. ISSN 0305-4470. Dostupné z DOI: 10.1088/0305-4470/18/2/011. Publisher: IOP Publishing.
62. *Geometry and the Foucault Pendulum* | *Mathematical Association of America* [online] [cit. 2020-10-28]. Dostupné z: <<https://www.maa.org/programs/maa-awards/writing-awards/geometry-and-the-foucault-pendulum>>.
63. COHEN, E.; LAROCQUE, H.; BOUCHARD, F.; NEJADSATTARI, F., et al. Geometric phase from Aharonov–Bohm to Pancharatnam–Berry and beyond. *Nature Reviews Physics*. 2019-07, **1**(7), 437–449. ISSN 2522-5820. Dostupné z DOI: 10.1038/s42254-019-0071-1. Number: 7 Publisher: Nature Publishing Group.
64. LIU, C.; BAI, Y.; ZHAO, Q.; YANG, Y., et al. Fully Controllable Pancharatnam–Berry Metasurface Array with High Conversion Efficiency and Broad Bandwidth. *Scientific Reports*. 2016-10-05, **6**(1), 34819. ISSN 2045-2322. Dostupné z DOI: 10.1038/srep34819. Number: 1 Publisher: Nature Publishing Group.
65. LEJMAN, M.; VAUDEL, G.; INFANTE, I. C.; CHABAN, I., et al. Ultrafast acousto-optic mode conversion in optically birefringent ferroelectrics. *Nature Communications*. 2016-08-05, **7**(1), 12345. ISSN 2041-1723. Dostupné z DOI: 10.1038/ncomms12345. Number: 1 Publisher: Nature Publishing Group.
66. GROEP, J. van de; SONG, J.-H.; CELANO, U.; LI, Q., et al. Exciton resonance tuning of an atomically thin lens. *Nature Photonics*. 2020-07, **14**(7), 426–430. ISSN 1749-4893. Dostupné z DOI: 10.1038/s41566-020-0624-y. Number: 7 Publisher: Nature Publishing Group.
67. JOUSHAGHANI, A.; JEONG, J.; PARADIS, S.; ALAIN, D. et al. Voltage-controlled switching and thermal effects in VO₂ nano-gap junctions. *Applied Physics Letters*. 2014-06-02, **104**(22), 221904. ISSN 0003-6951. Dostupné z DOI: 10.1063/1.4881155. Publisher: American Institute of Physics.

68. BERTO, P.; PHILIPPET, L.; OSSMOND, J.; LIU, C. F. et al. Tunable and free-form planar optics. *Nature Photonics*. 2019-07-22. Dostupné z DOI: 10.1038/s41566-019-0486-3. Accepted: 2019-07-30T10:43:22Z Publisher: Nature.
69. BERTO, P.; TESSIER, G.; QUIDANT, R.; QUIDANT, R. et al. Wavefront Shaping by Thermo-Optical Engineering. *Optics and Photonics News*. 2020-12-01, **31**(12), 44–44. ISSN 1541-3721. Dostupné z DOI: 10.1364/OPN.31.12.000044. Publisher: Optical Society of America.
70. *Ultrafast All-Optical Switching with Magnetic Resonances in Nonlinear Dielectric Nanostructures / Nano Letters* [online] [cit. 2021-05-17]. Dostupné z: <<https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/acs.nanolett.5b02989>>.
71. RENSBERG, J.; ZHANG, S.; ZHOU, Y.; MCLEOD, A. S., et al. Active Optical Metasurfaces Based on Defect-Engineered Phase-Transition Materials. *Nano Letters*. 2016-02-10, **16**(2), 1050–1055. ISSN 1530-6984, ISSN 1530-6992. Dostupné z DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b04122.
72. CAVALLERI, A.; TÓTH, C.; SIDERS, C. W.; SQUIER, J. A. et al. Femtosecond Structural Dynamics in VO_2 during an Ultrafast Solid-Solid Phase Transition. *Physical Review Letters*. 2001-11-16, **87**(23), 237401. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.237401. Publisher: American Physical Society.
73. WAN, C.; ZHANG, Z.; WOOLF, D.; HESSEL, C. M. et al. Optical properties of thin-film vanadium dioxide from the visible to the far infrared. *Annalen der Physik*. 2019-10, **531**(10), 1900188. ISSN 0003-3804, ISSN 1521-3889. Dostupné z DOI: 10.1002/andp.201900188.
74. *Plasmonics beyond noble metals: Exploiting phase and compositional changes for manipulating plasmonic performance: Journal of Applied Physics: Vol 128, No 8* [online] [cit. 2021-05-18]. Dostupné z: <<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0020752>>.
75. MURAMOTO, K.; TAKAHASHI, Y.; TERAOKA, N.; YAMAZAKI, Y., et al. VO₂-dispersed glass: A new class of phase change material. *Scientific Reports*. 2018-12, **8**(1), 2275. ISSN 2045-2322. Dostupné z DOI: 10.1038/s41598-018-20519-6.
76. KEPIČ, P.; LIGMAJER, F.; HRTOŇ, M.; REN, H., et al. Optically tunable Mie-resonance VO₂ nanoantennas for metasurfaces in the visible. [N.d.], 22.
77. YANG, D.-S.; BAUM, P.; ZEWAIL, A. H. Ultrafast electron crystallography of the cooperative reaction path in vanadium dioxide. *Structural Dynamics*. 2016-05-01, **3**(3), 034304. Dostupné z DOI: 10.1063/1.4953370. Publisher: American Institute of Physics.
78. AVAILABLE, N. *Materials Data on V2O3 by Materials Project*. In collab. with PROJECT, T. M. LBNL Materials Project; Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL), Berkeley, CA (United States), 2020. Dostupné z DOI: 10.17188/1193672. type: dataset.

79. SURNEV, S.; RAMSEY, M. G.; NETZER, F. P. Vanadium oxide surface studies. *Progress in Surface Science*. 2003-11-01, **73**(4), 117–165. ISSN 0079-6816. Dostupné z DOI: 10.1016/j.progsurf.2003.09.001.
80. LEE, S.; HIPPALGAONKAR, K.; YANG, F.; HONG, J., et al. Anomalous low electronic thermal conductivity in metallic vanadium dioxide. *Science*. 2017-01-27, **355**(6323), 371–374. ISSN 0036-8075, ISSN 1095-9203. Dostupné z DOI: 10.1126/science.aag0410. Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Report.
81. SOMMERFELD, A. Zur Elektronentheorie der Metalle. *Naturwissenschaften*. 1927-10-01, **15**(41), 825–832. ISSN 1432-1904. Dostupné z DOI: 10.1007/BF01505083.
82. YADAV, A.; DESHMUKH, P. C.; ROBERTS, K.; JISRAWI, N. M., et al. An analytical study of the Wiedemann–Franz law and the thermoelectric figure of merit. *Journal of Physics Communications*. 2019-10, **3**(10), 105001. ISSN 2399-6528. Dostupné z DOI: 10.1088/2399-6528/ab444a. Publisher: IOP Publishing.
83. KANE, C. L.; FISHER, M. P. A. Thermal Transport in a Luttinger Liquid. *Physical Review Letters*. 1996-04-22, **76**(17), 3192–3195. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.3192. Publisher: American Physical Society.
84. KIM, K.-S.; PÉPIN, C. Violation of the Wiedemann–Franz law at the Kondo breakdown quantum critical point. *Physical Review Letters*. 2009-04-17, **102**(15), 156404. ISSN 0031-9007. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.156404.
85. CROSSNO, J.; SHI, J. K.; WANG, K.; LIU, X., et al. Observation of the Dirac fluid and the breakdown of the Wiedemann–Franz law in graphene. *Science*. 2016-03-04, **351**(6277), 1058–1061. ISSN 0036-8075, ISSN 1095-9203. Dostupné z DOI: 10.1126/science.aad0343. Publisher: American Association for the Advancement of Science Section: Report.
86. HILL, R. W.; PROUST, C.; TAILLEFER, L.; FOURNIER, P. et al. Breakdown of Fermi-liquid theory in a copper-oxide superconductor. *Nature*. 2001-12-13, **414**(6865), 711–715. ISSN 0028-0836. Dostupné z DOI: 10.1038/414711a.
87. SHAO, Z.; CAO, X.; LUO, H.; JIN, P. Recent progress in the phase-transition mechanism and modulation of vanadium dioxide materials. *NPG Asia Materials*. 2018-07, **10**(7), 581–605. ISSN 1884-4049, ISSN 1884-4057. Dostupné z DOI: 10.1038/s41427-018-0061-2.
88. WANG, N.; LIU, S.; ZENG, X. T.; MAGDASSI, S., et al. Mg/W-codoped vanadium dioxide thin films with enhanced visible transmittance and low phase transition temperature. *Journal of Materials Chemistry C*. 2015-06-25, **3**(26), 6771–6777. ISSN 2050-7534. Dostupné z DOI: 10.1039/C5TC01062D. Publisher: The Royal Society of Chemistry.

89. NAKANO, M.; SHIBUYA, K.; OGAWA, N.; HATANO, T. et al. Infrared-sensitive electrochromic device based on VO₂. *Applied Physics Letters*. 2013-10-07, **103**(15), 153503. ISSN 0003-6951. Dostupné z DOI: 10.1063/1.4824621. Publisher: American Institute of Physics.
90. ZERNIKE, F. How I Discovered Phase Contrast. *Science*. 1955-03-11, **121**(3141), 345–349. Dostupné z DOI: 10.1126/science.121.3141.345. Publisher: American Association for the Advancement of Science.
91. KIM, M. K. Wavelength-scanning digital interference holography for optical section imaging. *Optics Letters*. 1999-12-01, **24**(23), 1693–1695. ISSN 1539-4794. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.24.001693. Publisher: Optical Society of America.
92. FERRARO, P.; GRILLI, S.; ALFIERI, D.; NICOLA, S. D. et al. Extended focused image in microscopy by digital holography. *Optics Express*. 2005-09-05, **13**(18), 6738–6749. ISSN 1094-4087. Dostupné z DOI: 10.1364/OPEX.13.006738. Publisher: Optical Society of America.
93. BHADURI, B.; TANGELLA, K.; POPESCU, G. Fourier phase microscopy with white light. *Biomedical Optics Express*. 2013-08-01, **4**(8), 1434–1441. ISSN 2156-7085. Dostupné z DOI: 10.1364/B0E.4.001434. Publisher: Optical Society of America.
94. PARK, Y.; DEPEURSINGE, C.; POPESCU, G. Quantitative phase imaging in biomedicine. *Nature Photonics*. 2018-10, **12**(10), 578–589. ISSN 1749-4893. Dostupné z DOI: 10.1038/s41566-018-0253-x. Number: 10 Publisher: Nature Publishing Group.
95. BAEK, Y.; PARK, Y. Scaling down quantitative phase imaging. *Nature Photonics*. 2020-02, **14**(2), 67–68. ISSN 1749-4893. Dostupné z DOI: 10.1038/s41566-019-0552-x. Number: 2 Publisher: Nature Publishing Group.
96. KWON, H.; ARBABI, E.; KAMALI, S. M.; FARAJI-DANA, M., et al. Single-shot quantitative phase gradient microscopy using a system of multifunctional metasurfaces. *Nature Photonics*. 2020-02, **14**(2), 109–114. ISSN 1749-4893. Dostupné z DOI: 10.1038/s41566-019-0536-x. Number: 2 Publisher: Nature Publishing Group.
97. ROBERT, H. M. L.; HOLANOVÁ, K.; BUJAK, Ł.; VALA, M., et al. Fast photothermal spatial light modulation for quantitative phase imaging at the nanoscale. *Nature Communications*. 2021-05-19, **12**(1), 2921. ISSN 2041-1723. Dostupné z DOI: 10.1038/s41467-021-23252-3. Number: 1 Publisher: Nature Publishing Group.
98. MANDEL, L.; MANDEL, L. *Optical Coherence and Quantum Optics*. [[Cambridge University Press]], 1995. ISBN 978-0-521-41711-2.
99. *21st-DLP-Digital Light Processing* [online] [cit. 2021-04-03]. Dostupné z: <<http://www.vxm.com/TIDLp.html>>.

100. COOMBER, S.; CAMERON, C.; HUGHES, J.; SHEERIN, D. et al. Optically addressed spatial light modulators for replaying computer-generated holograms. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. 2001-11-01, **4457**. Dostupné z DOI: 10.1117/12.447756.
101. STANLEY, M.; BANNISTER, R.; CAMERON, C.; COOMBER, S. et al. 100 Mega-pixel computer generated holographic images from Active Tiling (TM) - a dynamic and scalable electro-optic modulator system. In: 2003-05-30, sv. 5005, s. 247–258. Dostupné z DOI: 10.1117/12.473866.
102. *Optical sectioning microscopy | Nature Methods* [online] [cit. 2021-05-21]. Dostupné z: <<https://www.nature.com/articles/nmeth815>>.
103. *Příprava a charakterizace nanostruktur s funkčními vlastnostmi v oblasti plazmoniky ; Ing. Jiří Babocký, Ph.D. (2019 - 120597) – VUT* [online] [cit. 2022-05-20]. Dostupné z: <<https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/120597>>.
104. CUCHE, E.; BEVILACQUA, F.; DEPEURSINGE, C. Digital holography for quantitative phase-contrast imaging. *Optics Letters*. 1999-03-01, **24**(5), 291–293. ISSN 1539-4794. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.24.000291. Publisher: Optical Society of America.
105. KREIS, I. T.; JÜPTNER, I. W. Digital processing of holographic interference patterns using Fourier-transform methods. *Measurement*. 1988-01-01, **6**(1), 37–40. ISSN 0263-2241. Dostupné z DOI: 10.1016/0263-2241(88)90037-1.
106. EMERY, Y.; CUCHE, E.; MARQUET, F.; ASPERT, N. et al. Digital Holographic Microscopy (DHM) for metrology and dynamic characterization of MEMS and MOEMS. *SPIE Proc.* 2006-04-21, **6186**. Dostupné z DOI: 10.1117/12.660029.
107. *Quantitative phase image enhancement by smart coherence gate manipulation in partially coherent holographic microscope | CEITEC - výzkumné centrum* [online] [cit. 2021-05-23]. Dostupné z: <<https://www.ceitec.cz/quantitative-phase-image-enhancement-by-smart-coherence-gate-manipulation-in-partially-coherent-holographic-microscope/p121688>>.
108. LEITH, E. N.; UPATNIEKS, J. Holography with Achromatic-Fringe Systems*. *JOSA*. 1967-08-01, **57**(8), 975–980. Dostupné z DOI: 10.1364/JOSA.57.000975. Publisher: Optical Society of America.
109. LEITH, E. N.; SWANSON, G. J. Achromatic interferometers for white light optical processing and holography. *Applied Optics*. 1980-02-15, **19**(4), 638–644. ISSN 2155-3165. Dostupné z DOI: 10.1364/AO.19.000638. Publisher: Optical Society of America.
110. LEITH, E. N.; SWANSON, G. J. Recording of phase-amplitude images. *Applied Optics*. 1981-09-01, **20**(17), 3081–3084. ISSN 2155-3165. Dostupné z DOI: 10.1364/AO.20.003081. Publisher: Optical Society of America.

111. CHMELIK, R.; HARNA, Z. Parallel-mode confocal microscopy. In: *Optical Biopsies and Microscopic Techniques III*. International Society for Optics a Photonics, 1999-01-19, sv. 3568, s. 101–109. Dostupné z DOI: 10.1117/12.336823.
112. *Proving Tumour Cells by Acute Nutritional/Energy Deprivation as a Survival Threat: A Task for Microscopy* | CEITEC - výzkumné centrum [online] [cit. 2022-05-18]. Dostupné z: <<https://www.ceitec.cz/proving-tumour-cells-by-acute-nutritional-energy-deprivation-as-a-survival-threat-a-task-for-microscopy/p114806>>.
113. SLABÝ, T.; KOLMAN, P.; DOSTÁL, Z.; ANTOŠ, M., et al. Off-axis setup taking full advantage of incoherent illumination in coherence-controlled holographic microscope. *Optics Express*. 2013-06-17, **21**(12), 14747. ISSN 1094-4087. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.21.014747.
114. [HTTPS://WWW.BRILO.CZ](https://www.briilo.cz), B. *Introducing Q-PHASE* [TESCAN] [online]. 2015-06-23 [cit. 2021-05-25]. Dostupné z: <<https://www.tescan.com/introducing-q-phase-visit-us-during-mmc2015/>>.
115. *The Köhler Illumination: Basic Knowledge and How Do I* [online] [cit. 2021-04-05]. Dostupné z: <<https://www.zeiss.com/microscopy/us/solutions/reference/basic-microscopy/koehler-illumination.html>>.

Seznam zkratek

BB	stavební bloky optických metapovrchů, z angl. <i>building blocks</i>
BS	dělič svazku, z angl. <i>beam splitter</i>
CCHM	koherenčně kontrolovaný holografický mikroskop, z angl. <i>coherence-controlled holographic microscope</i>
CCP	zkřížená kruhová polarizace, z angl. <i>circular cross-polarized</i>
DG	difrakční mřížka, z angl. <i>diffraction grating</i>
DHM	digitální holografický mikroskop, z angl. <i>digital holographic microscopy</i>
EA/OA-SLM ...	elektricky nebo opticky ovládaný prostorový modulátor světla, z angl. <i>electrically/optically addressed spatial light modulator</i>
ERI	efektivně refraktivní index, z angl. <i>effective-refractive index</i>
FDFD	model konečné diference a frekvenční domény, z angl. <i>finite-difference frequency-domain</i>
FDTD	model konečné diference a časové domény, z angl. <i>finite-difference time-domain</i>
FET	transistor na principu vyzařování elektrického pole, z angl. <i>field-effect transistor</i>
FFT	rychlá Fourierova transformace, z angl. <i>fast Fourier transform</i>
FPCM	model Fabry-Perot dutiny, z angl. <i>Fabry-Perot cavity model</i>
GPG	difrakční mřížka geometrické fáze, z angl. <i>geometric phase grating</i>
HWP	půlvlnná destička, z angl. <i>half-wave plate</i>
LCP a RCP	levotočivá a pravotočivá kruhová polarizace, z angl. <i>left/right circular polarization</i>
LSP	lokalizovaný povrchový polariton, z angl. <i>localized surface polariton</i>
MIT	přechod železné a izolační fáze, z angl. <i>metal-insulator transition</i>
NIR	oblast blízka infračervenému záření, z angl. <i>near-infra red</i>
NW	nanodrát, z angl. <i>nano wire</i>
OMS	optické metapovrchy, z angl. <i>optical metasurfaces</i>
Q4GOM	kvantitativní optický mikroskop čtvrté generace, z angl. <i>quantitative fourth generation optical microscope</i>
QPI	kvantové fázové zobrazování, z angl. <i>quantitative phase imaging</i>
SEM	skenovací elektronový mikroskop, z angl. <i>scanning electron microscopy</i>
SLM	prostorový modulátor světla, z angl. <i>spatial light modulator</i>
SPP	povrchový plasmový polariton, z angl. <i>surface plasmon polariton</i>