



Přírodovědecká
fakulta

Univerzita Palackého
v Olomouci

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Petr Schovánek

Technika fázových posunutí v digitální holografii

Katedra optiky

Vedoucí práce: Prof. RNDr. Zdeněk Bouchal, Dr.

Konzultant: Mgr. Jaromír Běhal

Studijní obor: Optika a optoelektronika

Olomouc 2017

Chtěl bych poděkovat vedoucímu diplomové práce panu prof. RNDr. Zdeňku Bouchalovi, Dr. za odborné vedení, ochotu a vstřícnost při konzultacích a množství podnětných připomínek a námětů během celého studia. Mé poděkování patří rovněž Mgr. Jaromíru Běhalovi za ochotu a pomoc s realizací experimentální části diplomové práce v laboratoři Digitální optiky Univerzity Palackého v Olomouci.

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma Technika fázových posunutí v digitální holografii vypracoval samostatně pod odborným vedením pana prof. RNDr. Zdeňka Bouchala, Dr. a v seznamu literatury uvedl všechny použité informační zdroje.

V Olomouci dne 9. května 2017

.....
Podpis autora

Název práce: Technika fázových posunutí v digitální holografii

Autor: Petr Schovánek

Katedra: Katedra optiky, Univerzita Palackého v Olomouci

Vedoucí diplomové práce: Prof. RNDr. Zdeněk Bouchal, Dr.

Abstrakt: Tématem diplomové práce je technika fázových posunutí v digitální holografii. Cílem těchto technik je eliminace nežádoucích interferenčních členů z osových holografických záznamů. Pozornost je zaměřena na studium efektivity a robustnosti těchto technik v jednocestné koherentní a nekoherentní korelační holografii. Za tímto účelem je vytvořen numerický model simulující proces holografického záznamu a rekonstrukce se zvolenou technikou fázového posunutí. V experimentální části jsou numerické výstupy ověřeny na reálných záznamech.

Klíčová slova: Digitální holografie, technika fázových posunutí, numerická rekonstrukce obrazu

Title: Phase shifting technique in digital holography

Author: Petr Schovánek

Department: Department of Optics, Palacky University Olomouc

Supervisor: Prof. RNDr. Zdeněk Bouchal, Dr.

Abstract: The main topic of this master's thesis is phase shifting technique in digital holography. These techniques focus on elimination of undesirable interference terms from in-line holographic records. Attention is devoted to effectiveness and robustness of these techniques in common-path coherent and incoherent correlation holography. A numerical model simulating the process of holographic recording and reconstruction with chosen phase shifting technique is created for this purpose. The numerical simulations are verified experimentally.

Keywords: Digital holography, phase shifting technique, numerical image reconstruction

Obsah

Úvod	2
1 Digitální osová holografie	3
1.1 Záznam	4
1.1.1 Podstata vzniku interferenčních členů	4
1.1.2 Osová holografická konfigurace	4
1.1.3 Diskretizace záznamu	10
1.2 Rekonstrukce	12
1.2.1 Rekonstrukční algoritmy	12
1.2.2 Porovnání rekonstrukčních algoritmů	14
2 Technika fázových posunutí	16
2.1 Algoritmy	16
2.1.1 Tří a čtyřstupňová technika fázových posunutí	16
2.1.2 Dvoustupňová technika fázových posunutí	18
2.1.3 Vícestupňové techniky fázových posunutí	20
2.2 Používané laboratorní implementace	20
2.2.1 Přehled základních laboratorních implementací	21
2.2.2 Implementace pomocí prostorového modulátoru	25
2.3 Chyby v metodě fázových posunutí	27
2.3.1 Původci chyb	27
2.3.2 Kompenzace chyb	28
3 Efektivita a robustnost technik fázových posunutí	30
3.1 Efektivita technik	32
3.1.1 Efektivita v Gaborově konfiguraci	32
3.1.2 Efektivita v nekoherentní korelační konfiguraci	35
3.1.3 Vliv techniky fázových posunutí na rozlišení	38
3.2 Robustnost technik	40
4 Laboratorní realizace technik fázových posunutí	44
4.1 Realizace fázových posunutí na celé ploše modulátoru	44
4.1.1 Experimentální sestava	44
4.1.2 Ověření efektivity techniky fázových posunutí	45
Závěr	50
Seznam použité literatury	51
Seznam obrázků	55

Úvod

Diplomová práce se zabývá technikou fázových posunutí v digitální holografii. Tato technika kompletně eliminuje nežádoucí přímé světlo a komplexně sdružený obraz z digitálního záznamu. V první kapitole je popsán dvoustupňový proces digitální holografie. Jsou představeny základní konfigurace jednocestné osové digitální holografie a definovány základní parametry vstupující do numerických simulací. V druhé části kapitoly jsou přehledově zpracovány základní rekonstrukční přístupy a jejich numerické implementace. Kapitola je doplněna o diskusi nutných podmínek při digitalizaci záznamu.

Celá druhá kapitola se průřezově věnuje technice fázových posunutí. Vedle nej-používanějších třístupňových a čtyřstupňových technik je představena relativně nová technika, využívající pouze dvou interferenčních záznamů. Pro úplnost je uvedeno zobecnění pro n -stupňovou techniku fázových posunutí. Součástí kapitoly je přehled nejvíce používaných laboratorních implementací těchto technik. V závěru druhé kapitoly jsou nastíněny hlavní původci chyb a možnosti jejich numerické kompenzace.

Ve třetí kapitole je diskutován vytvořený numerický model a dva hlavní výstupy z něj plynoucí - efektivita a robustnost technik fázového posunutí. Efektivitou je v této práci míněna míra nezbytnosti použití techniky s ohledem na kvalitu rekonstruovaného předmětu. Robustností je míněna odolnost techniky vzhledem k hlavnímu původci chyb, kterým je nepřesné nastavení fáze mezi dílčími záznamy.

Experimentálnímu ověření efektivity technik fázového posunutí je věnována čtvrtá kapitola. Za tímto účelem byla sestavena osová jednocestná holografická konfigurace realizovaná pomocí prostorového modulátoru světla. S těmito záznamy byla demonstrována funkčnost třístupňové, čtyřstupňové a vícestupňové techniky fázového posunutí.

V diplomové práci je pozornost zaměřena na studium technik fázového posunutí pro monochromatické záření bez projevu aberací. Je nastíněn potenciál nových metod využívajících geometrické fáze pro achromatizaci fázových posunutí. Doposud však zůstává použití širokospektrálního záření omezujícím faktorem těchto technik.

1. Digitální osová holografie

S myšlenkou záznamu úplné informace o světelném poli, tj. informace o jeho amplitudě i fázi, na dvoudimenzionální médium přišel maďarsko-britský fyzik Dennis Gabor [1]. Motivací jeho práce bylo odstranění vlivu sférické aberace elektromagnetických čoček v elektronové mikroskopii, která měla zajistit zlepšení rozlišovací schopnosti této zobrazovací techniky. Gaborův návrh spočíval ve dvoustupňovém procesu zahrnujícím záznam interferenčního obrazce osvětlující (referenční) a rozptýlené (signální) elektronové vlny a v následné rekonstrukci signální vlny pomocí rekonstrukční vlny. Tento nový interferenční mikroskopický princip příznačně pojmenoval holografii. Už ve své první publikaci [1] poprvé demonstruje vznik komplexně sdruženého členu (tzv. virtuálního obrazu), který je nedílnou součástí holografického záznamu a negativně ovlivňuje kvalitu rekonstrukce.

Dynamický rozvoj holografie přichází v 60. letech 19. století po objevu laseru, který poskytoval prostorovou a časovou koherenci zajišťující interferenci signální (S) a referenční (R) vlny při záznamu hologramu. O další rozvoj této metody se zasloužili Leith a Upatnieks, kteří na rozdíl od Gaborova osového schématu využili mimoosové záznamové geometrie. V této geometrii dosáhli prostorové separace reálného obrazu, virtuálního obrazu a přímého světla (součet intenzit S a R vlny) [2]. Prostorovou filtrací nechtěných členů pak dokázali rekonstruovat pouze reálný obraz.

Další milník přichází s objevem CCD kamery. Implementace tohoto nového optoelektronického prvku umožnila digitalizovat záznam hologramu a rekonstrukci provádět numericky [3]. Do té doby se rekonstrukce prováděla výhradně klasicky, tj. prosvětlením interferenčního záznamu rekonstrukční vlnou. V roce 1997 Yamaguchi a Zhang navrhli techniku fázových posunutí (PS - „phase shifting“) v digitální holografii [4]. Tato technika umožňuje odstranit nežádoucí interferenční členy (členy odpovídající intenzitě signální a referenční vlny a komplexně sdruženému obrazu) v osové záznamové konfiguraci. Výhodou tohoto návrhu je optimální využití pixelů CCD kamery, a s tím související zlepšení kvality záznamu, zvýšení rozlišení a zvětšení zorného pole zobrazovacího systému.

Začleněním prostorového modulátoru světla (PMS) se otevřela cesta pro amplitudovou, fázovou a polarizační modulaci světelného pole. Možnosti lokálně adresovat pixely PMS, a tím lokálně měnit fázi dopadající vlny, bylo využito při návrhu Fresnelovy nekoherentní korelační holografie (FINCH - „Fresnel incoherent correlation holography“) [5; 6]. U této techniky byla demonstrována možnost zobrazování pod difrakčním limitem použitého mikroskopového objektivu [8]. V práci [9] byl prozkoumán vliv šířky spektra a disperze v technice korelačního zobrazování a byl rovněž experimentálně ověřen režim subdifrakčního zobrazování i pro širokospektrální zdroj světla. Další inovace přichází s achromatizací PMS pomocí korekčního afokálního systému [22]. Experimentálně bylo demonstrováno zlepšení obrazové kvality pro zdroj s šířkou spektra v polovině maxima 80 nm.

V současné době je digitální holografie (DH) dynamicky se rozvíjející dvoustupňovou zobrazovací technikou. Její metody mají dalekosáhlý aplikační potenciál, a to především v mikroskopii. Moderní realizací původního Gaborova schématu je digitální holografická mikroskopie (DIHM - „digital in-line holographic

microscopy“) [30; 32]. Metody DH profitují z možnosti záznamu úplné informace o světelném poli bez složitého skenování či časově náročných tomografických rekonstrukcí, z možnosti aplikace numerických operací a následného numerického zpracování.

1.1 Záznam

V diplomové práci je hlavní pozornost věnovaná digitální osově holografické konfiguraci, tj. S a R vlna jsou vlnami paralelními. Specifikum této metody oproti mimoosové konfiguraci spočívá v jednoduché záznamové geometrii a efektivním využití pixelů záznamového senzoru. Se zvětšujícím se vzájemným odklonem S a R vlny totiž narůstá prostorová frekvence interferenčního záznamu, což má za následek zmenšení oblasti, na které je interferenční záznam dostatečně navzorkován (vzorkovací podmínka je součástí podkapitoly 1.1.3). Jak již bylo nastíněno, omezení této metody spočívá v prostorovém překrytí S vlny s přímým světlem a virtuálním obrazem.

1.1.1 Podstata vzniku interferenčních členů

Podstatou zakódování informace o amplitudě a o fázi signálního pole U_S je jeho interference s referenční vlnou U_R . Vzniklé intenzitní rozdělení

$$I = |U_S + U_R|^2 = |U_S|^2 + |U_R|^2 + U_S U_R^* + U_R U_S^* \quad (1.1)$$

obsahuje kromě interferenčního členu nesoucího informaci o reálném obrazu (viz čtvrtý člen na pravé straně rovnice (1.1)) také pomalu prostoročasově proměnné členy, které nesou informaci o intenzitě S a R vlny (první dva členy na pravé straně rovnice (1.1)) a interferenční člen nesoucí informaci o virtuálním — komplexně sdruženém — obrazu (třetí člen na pravé straně rovnice (1.1)). V osově záznamové geometrii jsou všechny čtyři členy prostorově překryty a doposud neexistuje metoda, jak je z jediného záznamu separovat.

1.1.2 Osová holografická konfigurace

Osová holografická konfigurace je definována relativní pozicí CCD kamery a středy křivosti signální a referenční vlny. Zdroje S a R vln leží na jedné ose a digitální záznamové medium je orientováno kolmo na tuto osu. Existují jednocestné (obě vlny se šíří jedním ramenem interferometrického schématu) a dvoucestné (signální a referenční vlna putují dvěma nezávislými rameny interferometrického schématu) konfigurace. V této práci je hlavní pozornost věnována jednocestným sestavám. Jejich výhodou je necitlivost na vibrace optických komponent, a s tím spojená fázová stabilita záznamu, tj. udržení konstantního fázového rozdílu mezi S a R vlnou.

V praktických realizacích jsou používány tři základní sestavy, a to Gaborova bezčočková holografie, Fresnelova nekoherentní korelační holografie s rovinou R vlnou a Fresnelova nekoherentní korelační holografie se sférickou (paraboloidní) R vlnou.

Osová koherentní holografie

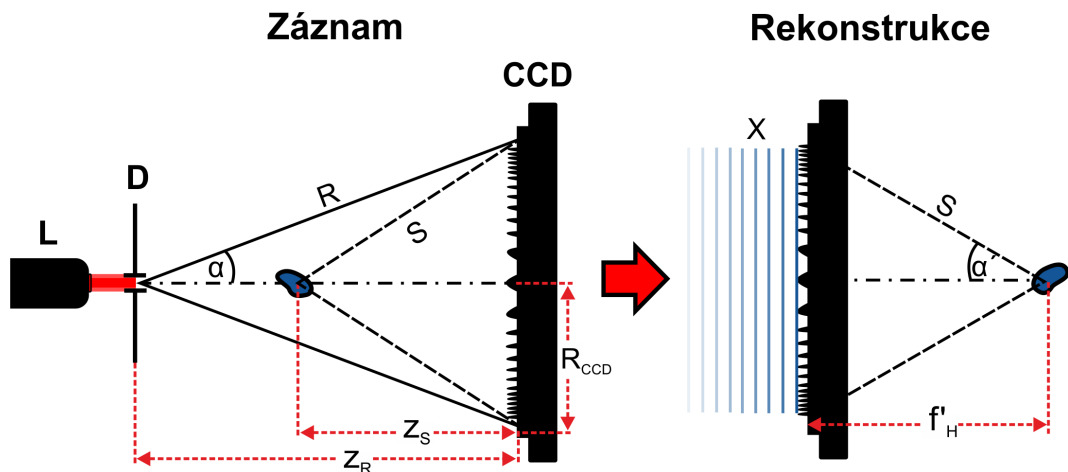
Nejjednodušší konfigurací vycházející z Gaborova návrhu [1] je osová bezčočková koherentní holografie, ve které je zdrojem referenční vlny dírka. S průměrem dírky v řádu jednotek μm je dírka zdrojem difrakčního pole, které lze považovat za sférickou vlnu. Část energie referenčního pole je rozptýlena vzorkem a vzniká tak komplexní signální pole. Obě pole následně interferují v rovině CCD. Metoda je použitelná pro zobrazování málo absorbujících vzorků; při nesplnění této podmínky se v záznamu začnou více projevovat ostatní interferenční členy a obraz předmětu je více degradován. V tomto případě je nezbytná obnova reálného obrazu pomocí techniky PS.

Při vhodném návrhu a s využitím imerzního media [29] je možné s touto mikroskopickou metodou dosáhnout vysoké numerické apertury $NA = 0,57$ a vysoké rozlišovací schopnosti.

Nákres schématu osové koherentní holografie spolu s klíčovými parametry, které jsou využity v simulacích v praktické části práce (kapitola 3), je na obrázku 1.1. Interferenční záznam z této sestavy je numericky rekonstruován jednou z metod popsaných v kapitole 1.2. Základní vztahy mezi pozicí předmětu a obrazu byly odvozeny v [18]. S využitím analogií z klasické teorie zobrazování je možné v paraxiální aproximaci najít vztah pro pozici reálného obrazu rekonstruovaného rovinou rekonstruující vlnou f'_H

$$f'_H = \frac{z_S z_R}{z_R - z_S}, \quad (1.2)$$

kde z_S resp. z_R je podélná pozice S, resp. R vlny vzhledem k CCD kameře. Orientované vzdálenosti ve směru šíření světla jsou podle konvence použité v diplomové práci kladné, vzdálenosti orientované proti směru šíření záření jsou záporné. Vzdálenost f'_H je v odborné literatuře často označovaná jako ohnisková vzdálenost reálného obrazu.



Obrázek 1.1: Schéma záznamu a rekonstrukce v Gaborově osové bezčočkové konfiguraci. Vyznačení klíčových parametrů systému. L - laser (koherentní zdroj světla), D - dírka (zdroj sférické R vlny), R - referenční vlna, S - signální vlna, X - rekonstruující vlna.

Jedním z nejdůležitějších parametrů zobrazovacího systému je jeho rozlišovací schopnost. Existuje řada kritérií definujících příčnou a podélnou vzdálenost dvou

právě rozlišitelných bodů. Rayleighovo rozlišovací kritérium [23] definuje rozlišitelnou vzdálenost obrazů dvou stejně intenzitních nekoherentních bodových zářičů zobrazených difrakčně limitovaným systémem s kruhovou výstupní pupilou jako vzdálenost, kdy intenzitní maximum jednoho bodu leží v prvním minimu bodu druhého. Z teorie zobrazování [10; 24] je známé, že obrazem bodu zobrazeného systémem s kruhovou aperturou je tzv. Airyho obrazec, jehož intenzitní rozdělení odpovídající obrazu zaostřenému v paraxiální obrazové rovině je určeno funkcí

$$I(r') = I_0 \frac{2J_1(kr'R_{CCD}/f'_H)}{(kr'R_{CCD}/f'_H)}, \quad (1.3)$$

kde I_0 je maximální intenzita ve středu Airyho obrazce, k vlnové číslo, R_{CCD} poloměr apertury systému, f'_H rekonstrukční vzdálenost za předpokladu optimálního numerického zaostření a J_1 Besselova funkce prvního druhu prvního řádu. První minimum funkce J_1 nastává, je-li argument této funkce roven hodnotě 3,83. Pro vzdálenost bodů v obrazovém prostoru δ'_{xy} , kdy Airyho difrakční obrazec poklesne na první minimum, tedy platí

$$\delta'_{xy} = 3,83 \frac{f'_H}{kR_{CCD}}. \quad (1.4)$$

Vlnové číslo k definuje prostorovou modulaci vlnění

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (1.5)$$

kde λ je vlnová délka záření. Pro jednoduchost je v celé práci předpokládáno, že vlnová délka signální, referenční a rekonstruující vlny je stejná a holografický záznam je rekonstruován přímo, tj. bez škálování záznamu.

Obrazová numerická apertura holografického systému je definována jako

$$NA' = n' \sin \alpha', \quad (1.6)$$

kde n' značí index lomu prostředí v obrazovém prostoru a α' je poloviční úhel konvergence rekonstruované vlny, jak je patrné z obrázku 1.1. Pro jednoduchost je uvažováno, že v obrazovém i předmětovém prostoru je prostředí s indexem lomu $n = n' = 1$. Za předpokladu, že signál je dostatečně navzorkovaný CCD kamerou (viz podkapitola 1.1.3) je možné z geometrie na obrázku 1.1 určit obrazovou numerickou aperturu systému

$$NA' = \frac{R_{CCD}}{\sqrt{f_H'^2 + R_{CCD}^2}}. \quad (1.7)$$

Dosazením vlnového čísla k z rovnice (1.5) a poměru f'_H/R_{CCD} z rovnice (1.7) do vztahu (1.4) získáme pro příčné rozlišení v obrazovém prostoru

$$\delta'_{xy} = 0,61 \frac{\lambda}{NA'} \sqrt{1 - NA'^2}. \quad (1.8)$$

Pro holografické konfigurace s nízkou numerickou aperturou se rovnice (1.8) zjednoduší na

$$\delta'_{xy} \approx 0,61 \frac{\lambda}{NA'}. \quad (1.9)$$

Zobrazovací výkon systému definuje rozlišení v předmětovém prostoru (vzdálenost dvou předmětových bodů, která je systémem přenesena a je v obrazovém prostoru rozlišitelná). Vzhledem k platnosti Lagrangeova invariantu v koherentní Gaborově holografii existuje mezi předmětovou numerickou aperturou NA a obrazovou numerickou aperturou NA' triviální vztah

$$NA = mNA', \quad (1.10)$$

kde škálovací veličinou m je příčné měřítko zobrazení. Pro vzdálenost dvou právě rozlišitelných bodů v předmětovém prostoru tedy platí

$$\delta_{xy} \approx 0,61 \frac{\lambda}{NA}. \quad (1.11)$$

Vzhledem k tomu, že technika DH umožňuje numericky rekonstruovat v různých podélných rovinách, je na místě zkoumat i podélný profil obrazu bodu — bodové rozptylové funkce (PSF; z anglického Point Spread Function) — a definovat podélné rozlišení. Pro intenzitní profil podélné PSF v případě malého rozostření z' platí [25]

$$I(0, z') = I_0 \left\{ \frac{\sin [kz'(R_{CCD}/2f'_H)^2]}{kz'(R_{CCD}/2f'_H)^2} \right\}^2 \quad (1.12)$$

a podélné předmětové rozlišení δ_z je určeno vztahem [25]

$$\delta_z = 0,85 \frac{\lambda}{NA^2}. \quad (1.13)$$

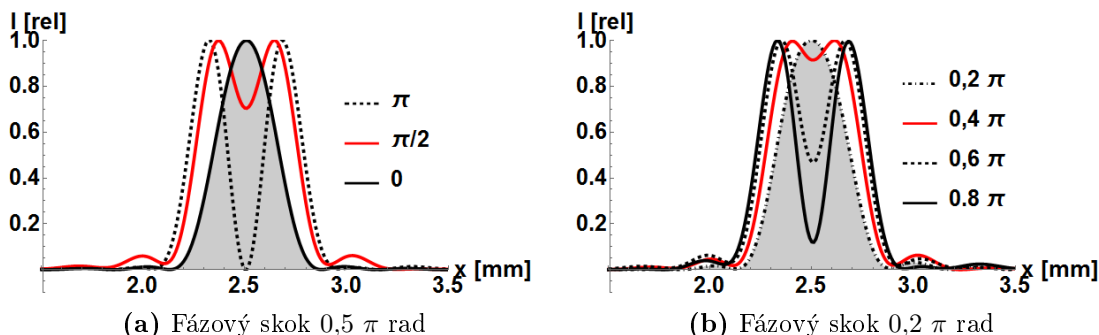
V práci je zkoumán projev techniky fázových posunutí pro difrakčně limitované konfigurace DH, tzn. pro systémy dosahující rozlišení dané vztahy (1.11) a (1.13). Tohoto předpokladu je využito v praktické části práce, kde je pozornost zaměřena na vyhodnocení efektivity techniky PS a analytické vyjádření (1.11) je tak zárukou, že experimentální sestava dosahovala svého difrakčního limitu.

Pro případ dvou různě intenzivních bodových zářičů se zavádí Sparrowovo rozlišovací kritérium. Toto kritérium definuje dva body jako rozlišitelné, pokud vymizí 2. derivace obrazové intenzity v bodě na ose spojnice obou bodů [27].

Při teoretických úvahách o bodovém rozlišení je holografický záznam ořezán cirkulární funkcí, je potřeba mít ovšem na paměti, že nastavení parametrů může být takové, že omezujícím faktorem interferenčního záznamu není vzorkovací podmínka, ale reálný rozměr CCD chipu. V takovémto případě je při rekonstrukci optimální využít veškerou informaci interferenčního záznamu.

Při studiu rozlišovací schopnosti v koherentním režimu zobrazování vyvstává problém s porušením podmínky lokální izoplanázie, kdy translace předmětu v předmětovém prostoru neodpovídá škálované translaci v obrazovém prostoru, ale dochází ke změně samotného profilu obrazu. Struktura obrazu 2 koherentních bodových zářičů se mění s tím, jak se mění vzájemný fázový rozdíl obou interferujících vln, a rozlišovací schopnost je tedy přímo závislá na relativním fázovém rozdílu bodů. Projev tohoto vlivu byl zkoumán v [26; 27]. Na obrázku 1.2a je simulace příčného řezu rekonstrukce 2 bodových zdrojů v plně koherentním režimu zobrazování s relativním fázovým zpožděním vln 0, $\pi/2$ a π radiánů. Na obrázku 1.2b je pak profil řezu pro fázový rozdíl interferujících vln s krokem $0,2 \pi$ radiánů.

Vzhledem k tomu, že problematika rozlišení v koherentním zobrazování není doposud uzavřená, je v analýze vlivu PS metod na rozlišovací schopnost (kapitola 3) rozlišení definováno pro nejhorší případ, který může nastat, tj. jsou-li bodové zářiče ve fázi a dochází ke konstruktivní interferenci.



Obrázek 1.2: Příčný řez obrazu dvou koherentních bodových zdrojů pro různý fázový rozdíl. Bodové zářiče jsou podle Rayleighova rozlišovacího kritéria právě rozlišitelné pro fázový rozdíl $\pi/2$ rad. Parametry simulace: $z_s = -29,5$ mm, $z_r = -30$ mm, $R_{CCD} = 250$ pixelů a $\lambda = 632,8$ nm. Velikost pixelu CCD $10 \mu\text{m}$.

Osová nekoherentní korelační holografie

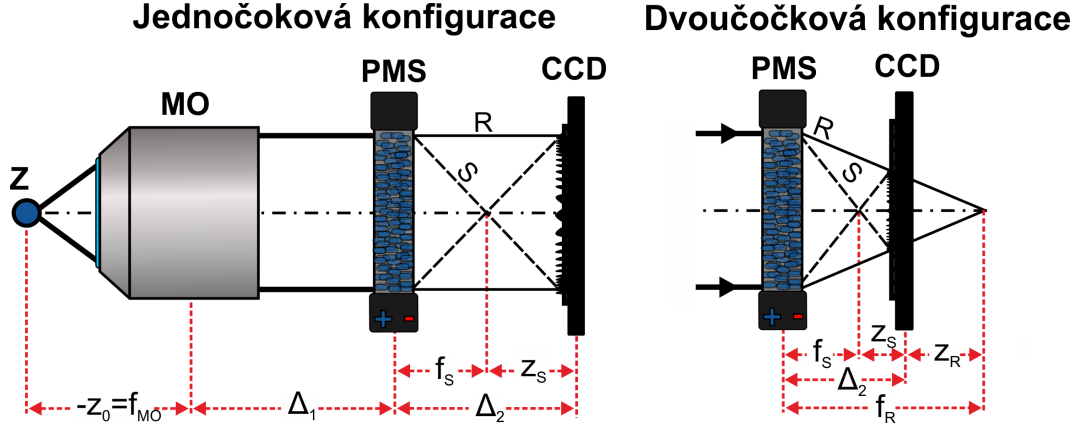
Zavedením PMS byl umožněn vznik korelačních holografických záznamů s prostorově nekoherentním zářením. Prvotní návrh nekoherentní korelační holografie využívající PMS pochází z roku 2007 [5]. Návrh umožňuje provádět holografické záznamy se zářením s širším spektrem, a tedy kratší koherenční délkou (teoreticky provádět záznamy i v bílém světle). Princip je založen na interferenci vln, které pocházejí ze stejného bodu nekoherentního objektu a vznikají rozdělením stejné vlny pomocí PMS. Interference tohoto typu se v angličtině označuje pojmem „self-interference“. V tomto případě lze na takovéto pole pohlížet jako na superpozici sférických vln bodových zářičů s amplitudou danou amplitudou propustností vzorku a fází. Každá tato elementární vlna je difraktivním elementem rozdělena na S a R vlnu a v rovině CCD tyto vlny vzájemně interferují. Za předpokladu platnosti principu superpozice, je výsledný interferenční záznam roven nekoherentnímu součtu těchto elementárních interferenčních záznamů.

V prvotním systémovém návrhu byla polovina pixelů PMS adresována kvadratickou fázovou funkcí, na druhou polovinu pixelů nebylo napětí přivedeno. Z důvodu potlačení difrakce světla na pravidelné struktuře je nutné adresovat pixely náhodně. U konfigurace s rovinou referenční vlnou je možné využít polarizační selekce PMS, adresovat modulátor polarizačně, a efektivně tak využít všechny jeho pixely [7]. Schematický náčrt prvotní jednoočkové FINCH sestavy je součástí obrázku 1.3.

V dalším návrhu byla FINCH konfigurace implementovaná adresací dvou kvadratických fázových funkcí na PMS [6]. Bylo ukázáno, že toto řešení minimalizuje rozdíl optických drah mezi S a R vlnou, což vedlo ke zlepšení kvality zaznamenaných hologramů. Další inovací FINCH sestavy je umístění 4F systému s jednotkovým zvětšením mezi mikroskopový objektiv (MO) a PMS, a tím zajištění

ideálního korelačního překrytí obou vln [28].

V numerickém modelu simulující techniky PS je uvažován prakticky používaný optimální režim zobrazování, tj. předmět je umístěn v ohniskové rovině mikroskopového objektivu. Návrh systému v optimálním režimu zobrazování a jeho základní parametry jsou na obrázku 1.3.



Obrázek 1.3: Schéma prakticky používaných konfigurací Fresnelovy nekoherentní korelační holografie s vyznačenými základními parametry.

Odvození vztahů pro geometrii S a R vlny u FINCH konfigurací použitých v analýze robustnosti a efektivity různých technik fázových posunutí vychází z matematického modelu [8] a diplomové práce [21]. Jak již bylo předesláno, je uvažováno optimální nastavení konfigurace (pozice vzorku v blízkosti ohniskové roviny MO) a použití 4F systému, čímž dojde k efektivnímu vynulování vzdálenosti MO a PMS Δ_1 .

Pro jednočočkovou FINCH konfiguraci lze najít vazbu mezi středem křivosti S vlny z_S a R vlny z_R a základními parametry systému, jako je ohnisková vzdálenost použitého mikroskopového objektivu f_{MO} , ohnisková vzdálenost konvergentní čočky adresované na PMS f_S , pozice předmětu vzhledem k MO z_0 a vzdálenost PMS a CCD Δ_2

$$z_S = \frac{f_S z'_0}{f_S + z'_0} - \Delta_2, \quad (1.14)$$

kde pro pozici obrazu bodu zobrazeného MO z'_0 z Gaussovy zobrazovací rovnice platí

$$z'_0 = \frac{f_S z_0}{f_S + z_0}, \quad (1.15)$$

přičemž

$$z'_0 = f_S - \Delta_2. \quad (1.16)$$

V optimálním nastavení (kdy je možné teoreticky dvojnásobně překonat difrakční limit rozlišení použitého objektivu) je zajištěna maximalizace překryvu S a R vln a vzdálenost Δ_2 je určena podmínkou

$$\Delta_2 = 2f_S. \quad (1.17)$$

Pro příčné zvětšení m jednočočkové FINCH konfigurace platí vztah

$$m = -\frac{\Delta_2}{f_{MO}}. \quad (1.18)$$

Podobně pro FINCH s konvergentní sférickou signální a referenční vlnou platí

$$z_S = f_S - \Delta_2. \quad (1.19)$$

a

$$z_R = f_R - \Delta_2. \quad (1.20)$$

Pro případ maximalizace teoreticky dosažitelného příčného rozlišení pro Δ_2 platí

$$\Delta_2 = \frac{2f_S f_R}{f_S + f_R}. \quad (1.21)$$

Při umístění předmětu do předmětové ohniskové roviny mikroskopového objektivu f_{MO} je možné odvodit vztah pro příčné měřítko zobrazení m [19]

$$m = -\frac{\Delta_2}{f_{MO}}. \quad (1.22)$$

Rozlišení je ovlivněno technikou PS. V podkapitole 3.1.3 je demonstrováno zhoršení rozlišovací schopnosti zobrazovacího systému v důsledku neprovedení techniky PS, kdy předmět je rekonstruován přímo z jednoho záznamu. Ke zhoršení dvoubodového rozlišení dochází i v případě zavedení chyb ve fázových posunutích.

1.1.3 Diskretizace záznamu

Klíčovým aspektem digitalizace holografického záznamu je splnění Whittaker-Shannonova (W-S) vzorkovacího teorému [48; 49]. Tato podmínka zajistí možnost přesné rekonstrukce diskretizovaného záznamu bez projevů alisingu. Součástí následující podkapitoly je odvození vztahu pro maximální velikost poloměru sférické oblasti, na které je signál správně vzorkován. Tato oblast definuje v simulačním modelu maximální velikost aktivní části záznamu, která je poté numericky rekonstruována bez vzniku artefaktů v důsledku nedostatečného navzorkování. W-S teorém tak limituje rozlišení, kterého jsme schopni v jednotlivých konfiguracích dosáhnout.

Vzorkovací podmínka

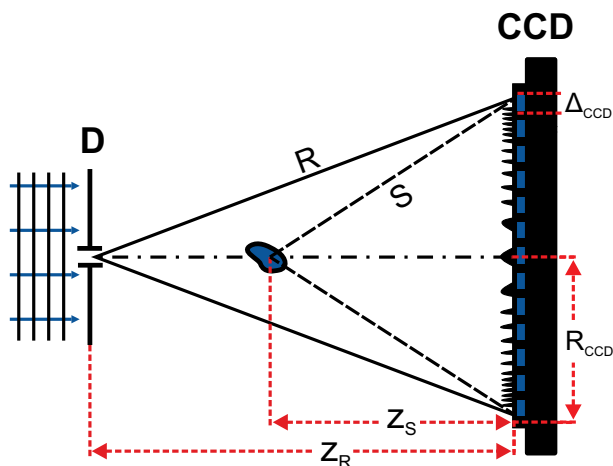
Uvažujeme-li digitalizaci hologramu pomocí CCD zařízení se čtvercovým tvarem pixelu o velikosti strany Δ_{CCD} , je podle W-S teorému nutné, aby vzorkovací frekvence CCD senzoru ν_{CCD} byla alespoň dvojnásobná, než je maximální prostorová frekvence záznamu ν_{Hmax}

$$\nu_{CCD} \geq 2\nu_{Hmax}. \quad (1.23)$$

Pro Gaborovu holografii (bezčočková osová holografická konfigurace s dírkovou clonou, co by zdrojem sférické R vlny) je geometrie pro odvození dostatečně navzorkované oblasti záznamu znázorněná na obrázku 1.4.

Maximální lokální prostorová frekvence osového záznamu je určena gradientem fáze

$$\nu_{max} = \left. \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{r=R_{CCD}}. \quad (1.24)$$



Obrázek 1.4: Schéma osové holografické konfigurace. Vyznačení geometrie pro diskusi vzorkovací podmínky. D - dírka (realizace zdroje referenční vlny R), S - signální vlna.

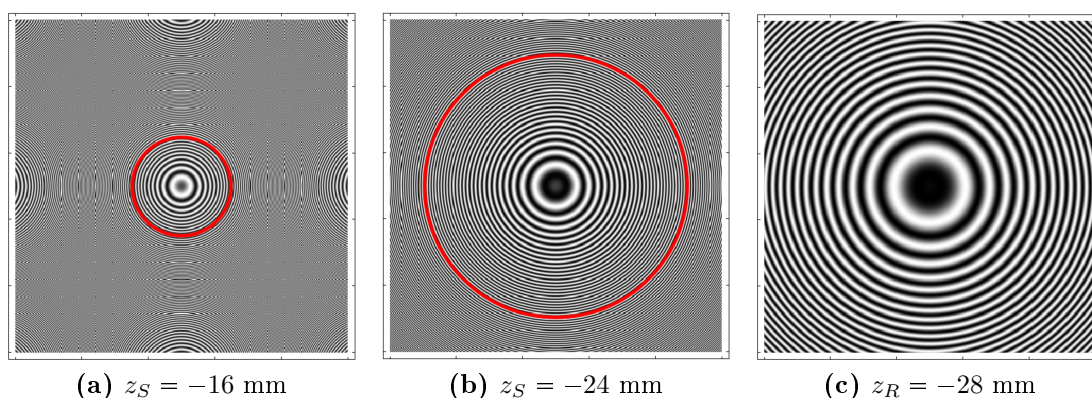
Předpokládáme-li aproximaci sférických vln vlnami paraboloidními, je rozložení fáze v rovině stínítka dáno vztahem

$$\phi = \frac{kr^2}{2f'_H}, \quad (1.25)$$

kde ohnisková vzdálenost zaznamenaného hologramu f'_H je určena poměrem (1.2). Pro maximální poloměr syntetické apertury interferenčního záznamu tedy platí

$$R_{max} = \frac{\lambda|f'_H|}{2\Delta_{CCD}}. \quad (1.26)$$

Ukázka projevu aliasingu v interferenčním záznamu spolu s vyznačenou dostatečně navzorkovanou oblastí je na obrázku 1.5



Obrázek 1.5: Projev aliasingu v holografických záznamech. Červená oblast vytyčuje oblast s dostatečným vzorkováním. Parametry simulace: $z_R = -30$ mm, CCD 500×500 pixelů, velikost pixelu $10 \mu\text{m}$.

1.2 Rekonstrukce

Proces numerické rekonstrukce odpovídá výpočtu rozložení intenzitního pole v požadované rovině příslušející danému interferenčnímu záznamu. Jak bylo ukázáno v kapitole 1.1.1, nedílnou součástí osového holografického záznamu je prostorové překrytí S, R vln a nultého difrakčního řádu. Z důvodu odstranění členů nenesoucích požadovanou informaci (virtuální obraz a přímé světlo) jsou nedílnou součástí rekonstrukčního procesu techniky PS.

S výpočetním výkonem dnešních počítačů, je možné provádět numerické rekonstrukce holografických záznamů v reálném čase. Rekonstrukce spočívá v osvětlení hologramu rekonstrukční vlnou U_X

$$H_{x,y} = U_X I = U_X (|U_S|^2 + |U_R|^2 + U_S U_R^* + U_R U_S^*). \quad (1.27)$$

Komplexní pole $H_{x,y}$ je poté numericky šířeno do požadované rekonstrukční vzdálenosti. Numerická simulace difrakce rekonstruující vlny na hologramu a její šíření využívá matematického aparátu teorie skalární difrakce [10]. Matematický aparát předpokládá lineární vztah mezi vstupní a výstupní veličinou. Tento předpoklad umožňuje rozložit vstupní funkci pomocí Diracovy δ funkce na superpozici elementárních funkcí. Působení systému je v teorii skalární difrakce popsáno operátorem \mathcal{S} ; tento operátor působí na jednotlivé elementární funkce a výstup $f_{out}(x_{out}, y_{out})$ odpovídá superpozici

$$f_{out}(x_{out}, y_{out}) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f_{in}(\xi, \eta) \mathcal{S} \{ \delta(x_{in} - \xi, y_{in} - \eta) \} d\xi d\eta. \quad (1.28)$$

Odezva systému v bodě (x_{out}, y_{out}) na vstupní funkci $\delta(\xi, \eta)$ je tzv. impulsová odezva $h(x_{out}, y_{out}; \xi, \eta)$; v teorii zobrazování označovaná jako bodová rozptylová funkce. Aparát skalární teorie difrakce vychází z Greenova teorému. Pomocí tohoto teorému je možné vypočítat hodnotu funkce uvnitř uzavřené množiny, jsou-li známé její hodnoty a první derivace na uzavřené křivce ohraničující tuto oblast. Důsledkem tohoto teorému za předpokladu platnosti Kirchhoffových hraničních podmínek [10] je Fresnelův-Kirchhoffův difrakční integrál.

1.2.1 Rekonstrukční algoritmy

Fresnelova-Kirchhoffova integrace

Numerická simulace difrakce světelné vlny je popsána Fresnel-Kirchoffovou difrakční formulí

$$E(x', y', z'_x) = \frac{1}{i\lambda z'_x} \iint_{-\infty}^{+\infty} H_{x,y} \exp\left(ik\sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z'_x{}^2}\right) dx dy, \quad (1.29)$$

kde $H(x, y)$ je komplexní amplituda vlny těsně za hologramem, z'_x je rekonstrukční vzdálenost¹. Z integrálního vyjádření 1.29 je patrné, že komplexní amplituda pole

¹V praktické části práce je numerická rekonstrukce provedena v rovině optimálního zaostření, tedy v zavedené notaci platí $z'_x = f'_H$

v obrazové rovině $E(x', y')$ je výsledkem superpozice sférických vln s danou amplitudou a fází. Vzhledem k používání kvadratických detektorů v metodách DH je intenzita v rekonstrukční rovině dána vztahem

$$I(x', y', z'_x) = |E(x', y', z'_x)|^2. \quad (1.30)$$

Fresnelův-Kirchhoffův difrakční integrál poskytuje základní nástroj numerické rekonstrukce, nicméně jeho přímá numerická implementace je výpočetně poměrně náročným úkonem. Jak je ukázáno dále, řadou dalších aproximací je možné integrální transformaci (1.29) vyjádřit ve formě Fourierovy transformace, a tím podstatně urychlit numerickou rekonstrukci.

Huygensova konvoluce

Fresnel-Kirchhoffův integrál (1.29) lze formálně přepsat ve tvaru konvoluce

$$E(x', y', z'_x) = H_{x,y} * R_H, \quad (1.31)$$

kde konvoluční jádro R_H odpovídá odezvové funkci osového bodového zářiče

$$R_H(x', y', z'_x) = \frac{1}{i\lambda z'_x} \exp\left(ik\sqrt{x'^2 + y'^2 + z_x'^2}\right). \quad (1.32)$$

Fresnelova transformace

Maclaurinovým rozvojem Huygensovy odezvové funkce (1.32) pro souřadnici z'_x , zanedbáním členů druhých a vyšších mocnin, získáme tzv. Fresnelovu odezvu R_F

$$R_F(x', y', z'_x) = \frac{1}{i\lambda z'_x} \exp\left[ikz'_x + \frac{ik}{2z'_x}(x'^2 + y'^2)\right]. \quad (1.33)$$

Odezvová funkce systému $R_F(x', y', z'_x)$ má předpis popisující paraboloidní vlny. S touto aproximací je možné konvoluci (1.31) vyjádřit ve tvaru škálované Fourierovy transformace

$$E = R_F \iint_{-\infty}^{+\infty} H_{x,y} \exp\left[\frac{ik}{2z'_x}(x^2 + y^2)\right] \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda z'_x}(x'x + y'y)\right] dx dy, \quad (1.34)$$

kde $E = E(x', y', z'_x)$ a $R_F = R_F(x', y', z'_x)$. Použitý zápis je velice výhodný z hlediska jeho softwarové implementace využívající rychlé Fourierovy transformace (FFT) [11].

Fraunhoferova difrakce

S použitými aproximacemi je možné jít hlouběji a v Maclaurinově rozvoji Huygensovy odezvové funkce (1.32) zanechat pouze první člen. V takovém případě je komplexní amplituda pole $E(x', 0, z'_x)$ ve zkoumané rovině z'_x až na multiplikatívni fázové faktory před integrálem daná Fourierovou transformací rekonstruovaného hologramu $H_{x,0}$

$$E(x', y', z'_x) = R_F(x', y', z'_x) \iint_{-\infty}^{+\infty} H_{x,y} \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda z'_x}(x'x + y'y)\right] dx dy, \quad (1.35)$$

v bodě $f_x = x'/(\lambda z'_x)$, $f_y = y'/(\lambda z'_x)$.

Metoda úhlového spektra

Úhlové spektrum U_0 vstupního pole $H_{x,y}$ odpovídá jeho Fourierově transformaci

$$U_0 = \mathcal{F}(H_{x,y}). \quad (1.36)$$

Princip této metody spočívá v rozkladu vstupního pole $H_{x,y}$ na superpozici vážených fázových faktorů odpovídajících rovinným vlnám. Každá tato fourierovská komponenta nabere při šíření o vzdálenost z'_x fázový faktor $\exp(ik_z z'_x)$, kde k_z značí složku vlnového vektoru ve směru šíření vlnění. Inverzní Fourierova transformace \mathcal{F}^{-1} zajistí přechod ze spektrální oblasti zpět do oblasti prostorových souřadnic. Pro komplexní amplitudu v obrazové rovině pak platí

$$E(x', y', z'_x) = \mathcal{F}^{-1} \left[U_0 \exp(ik_z z'_x) \text{circ} \left(\frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}{k} \right) \right], \quad (1.37)$$

kde složku vlnového vektoru lze implicitně vyjádřit ve tvaru

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (1.38)$$

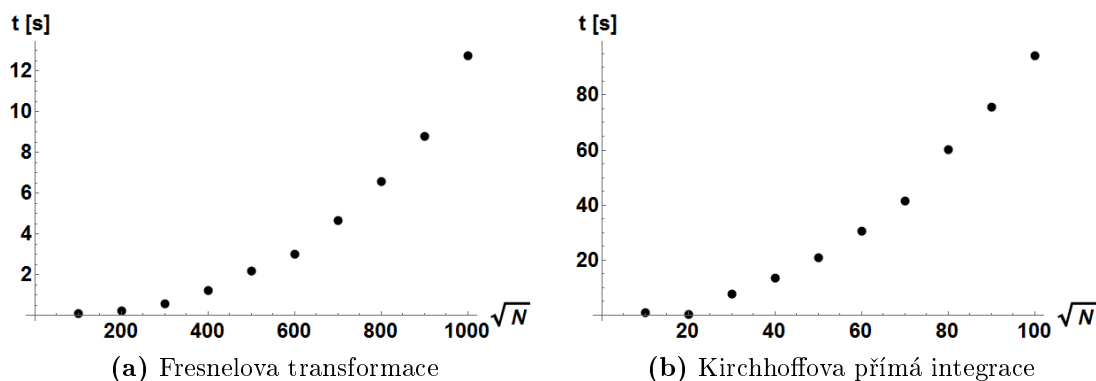
Circ funkcí je ve vztahu (1.37) zajištěna reálnost k_z složky, a rozsah přenesených prostorových frekvencí je v zobrazovacím systému tedy nutně omezený.

1.2.2 Porovnání rekonstrukčních algoritmů

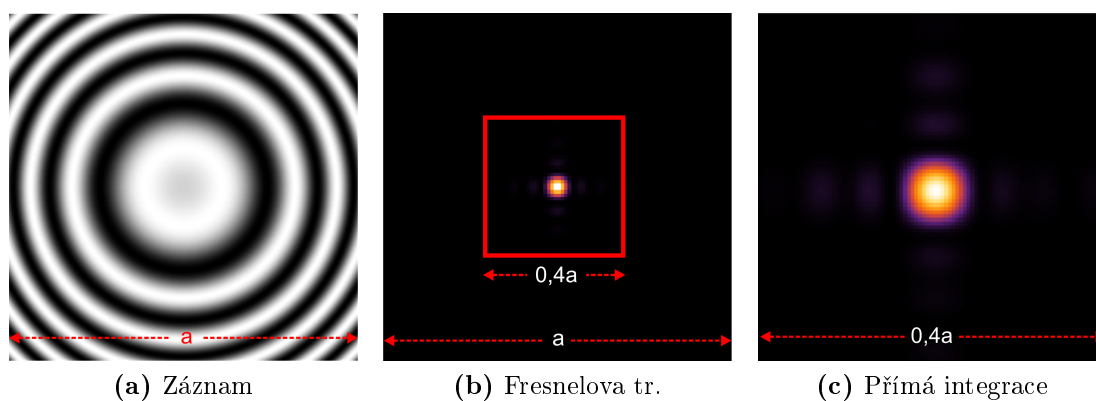
V simulačním modelu v praktické části diplomové práce jsou implementovány rekonstrukční algoritmy z podkapitoly 1.2.1. Rekonstrukci je tedy možné volitelně provést jedním ze zmíněných přístupů. Pro výstupy uvedené v praktické části diplomové práce a pro rekonstrukci vlastních experimentálních dat byla využita primárně Fresnelova transformace. Hlavním důvodem této volby je efektivní numerická implementace transformace pomocí FFT algoritmu, a s tím související řádové urychlení procesu rekonstrukce. Na obrázku 1.6 je pro názornost vykreslena závislost výpočetního času rekonstrukce na velikosti rekonstruovaného holografického záznamu. Výpočet probíhal na centrální procesorové jednotce Intel Core i7-6700HQ s frekvencí procesoru 2,6 GHz.

Přímá integrace umožňuje volbu velikosti vstupního a výstupního pole, a na základě odhadované velikosti obrazu se tak lze v obrazovém prostoru omezit právě na tuto oblast. Ukázka takovéto rekonstrukce je pro typické parametry ($z_S = -29,5$ mm, $z_R = -30,0$ mm, velikost záznamu $a = 10$ mm, vzorkování záznamu 1000×1000 pixelů, $\lambda = 632,8$ nm) součástí obrázku 1.7.

Použitím aproximativních přístupů namísto přímé integrace se zavádí chyby. Diskuse oblasti platnosti jednotlivých algoritmů a velikostí zavedených chyb lze najít v [10; 14]. V simulacích se pohybujeme v oblasti platnosti Fresnelovy transformace a Kirchhoffův difrakční integrál je využit při výpočtu komplexní amplitudy na vytyčené oblasti, jak tomu bylo ukázáno na obrázku 1.7 či při ověřování absence numerických artefaktů v obraze vlivem nedostatečného vzorkování.



Obrázek 1.6: Výpočetní náročnost rekonstrukčních algoritmů. Ve Fresnelově transformaci je vstupní a výstupní pole komplexní čtvercová matice s počtem prvků N , při Kirchhoffově integraci je vstupní pole rektangulární matice 100×100 prvků a výstupní pole odpovídá opět rektangulární matici s počtem prvků N .



Obrázek 1.7: Fresnelova a Kirchhoffova rekonstrukce bodového záznamu. Rozměr vstupního pole $a = 10$ mm. (a) - ukázka dílčího holografického záznamu. (b) - rekonstrukce hologramu pomocí Fresnelovy transformace s použitou třístupňovou technikou PS. Červená vytyčená oblast odpovídá oblasti, na které je vypočítáno rozložení intenzity pomocí přímé integrace. (c) - rekonstrukce pomocí Kirchhoffovy přímé integrace.

2. Technika fázových posunutí

Cílem techniky PS je odstranit 0. a -1. difrakční řád z holografického záznamu a provést rekonstrukci čistě signální vlny. Princip metody je založen na numerickém zpracování dílčích holografických záznamů lišících se zavedeným relativním fázovým zpožděním mezi signální a referenční vlnou. Podle počtu zavedených fázových posunutí rozlišujeme n-stupňovou techniku fázových posunutí. Cílem této kapitoly je zmapovat různé techniky fázových posunutí, jejich programovou a laboratorní implementaci a provést diskusi primárních zdrojů nepřesností a chyb v této holografické technice.

2.1 Algoritmy

Numerická implementace technik PS spočívá v prosté algebraické kombinaci holografických záznamů se zavedenými konstantními fázovými posunutími ϑ mezi S a R vlnou. Cílem těchto operací je obnovení informace o komplexní amplitudě signálního pole. Nejpoužívanějšími technikami PS jsou techniky třístupňová a čtyřstupňová. V praktické části jsou techniky implementovány pomocí vysokoúrovňových programovacích prostředí *Matlab* a *Mathematica*.

2.1.1 Tří a čtyřstupňová technika fázových posunutí

Třístupňová technika fázových posunutí

Třístupňová technika fázových posunutí [13; 14] spočívá v záznamu tří hologramů s vzájemně fázově posunutými referenčními vlnami o $\vartheta = (-\pi/2, 0, \pi/2)$ rad. Jednotlivé holografické záznamy získáme dosazením do interferenčního zákona (1.1)

$$I_\vartheta = |U_S|^2 + |U_R|^2 + U_S U_R^* e^{-i\vartheta} + U_R U_S^* e^{i\vartheta}. \quad (2.1)$$

Bez újmy na obecnosti lze funkčnost třístupňové techniky PS demonstrovat na záznamu sférické S vlny s rovinou R vlnou s komplexními amplitudami U_S a U_R

$$\begin{aligned} U_S &= A_S e^{i\phi_S}, \\ U_R &= A_R e^{i\vartheta}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

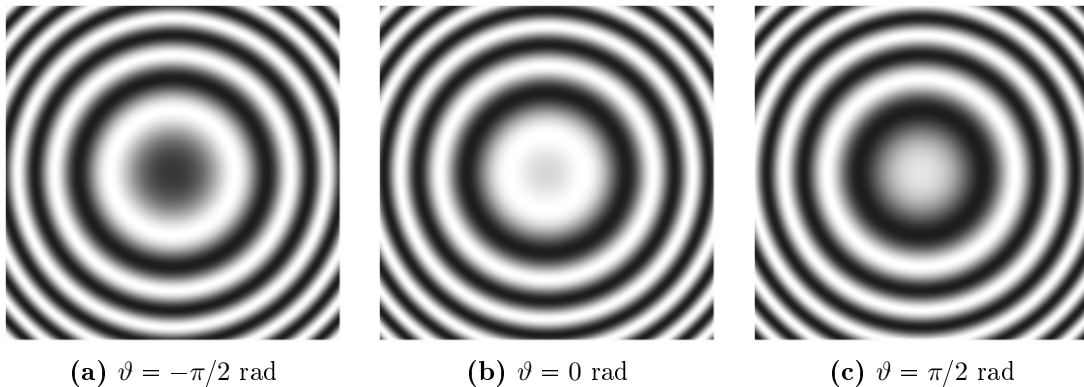
Po dosazení komplexních amplitud (2.2) do vztahu (2.1) lze jednotlivé holografické záznamy explicitně vyjádřit ve tvaru

$$\begin{aligned} I_{-\pi/2} &= A_S^2 + A_R^2 - 2A_S A_R \sin \phi_S, \\ I_0 &= A_S^2 + A_R^2 + 2A_S A_R \cos \phi_S, \\ I_{\pi/2} &= A_S^2 + A_R^2 + 2A_S A_R \sin \phi_S. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dá se ukázat, že zkoumanou komplexní amplitudu signálního pole lze získat kombinací [14]

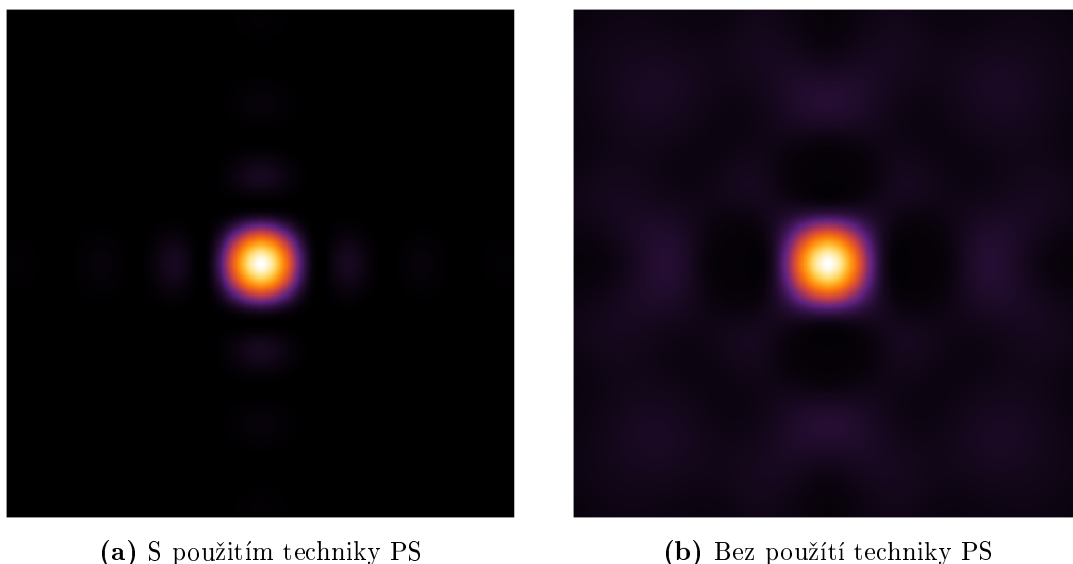
$$U_S(x, y) = \frac{(1-i) \left[(I_0 - I_{\pi/2}) + i (I_0 - I_{-\pi/2}) \right]}{4A_R}. \quad (2.4)$$

Ukázka interferenčních záznamů (2.3) pro bodový předmět a vybrané typické parametry koherentní osové bezčočkové konfigurace 1.1.2 je na obrázku (2.1).



Obrázek 2.1: Ukázka fázově posunutých holografických záznamů v třístepňové technice PS pro Gaborovu osovou bezčočkovou konfiguraci. Parametry systému: $z_S = -29,5$ mm, $z_R = -30$ mm, CCD 1000×1000 pixelů, velikost pixelu $\Delta_{CCD} = 10$ μm . Michelsonův kontrast $K = 0,8$. V simulaci je kontrast interferenčního záznamu kontrolován pomocí poměru intenzit S a R vlny. Výstup z numerické simulace.

Kombinací simulovaných záznamů (obrázek 2.1) podle vztahu (2.4), numerickou rekonstrukcí a následnou simulací šíření využívající Fresnelovy transformace (viz podkapitola 1.2.1) byla ověřena rekonstrukce čistě signální vlny. Rekonstruovaná intenzita signální vlny v rovině optimálního zaostření je na obrázku 2.2. Pro porovnání je součástí obrázku rekonstrukce ve stejné rovině bez aplikace techniky PS.



Obrázek 2.2: Rekonstrukce bodového záznamu v Gaborově osové bezčočkové konfiguraci využívající Fresnelovy transformace. Parametry systému: $z_S = -29,5$ mm, $z_R = -30$ mm, CCD 1000×1000 pixelů, velikost pixelu $\Delta_{CCD} = 10$ μm . Výstup z numerické simulace.

Čtyřstupňová technika fázových posunutí

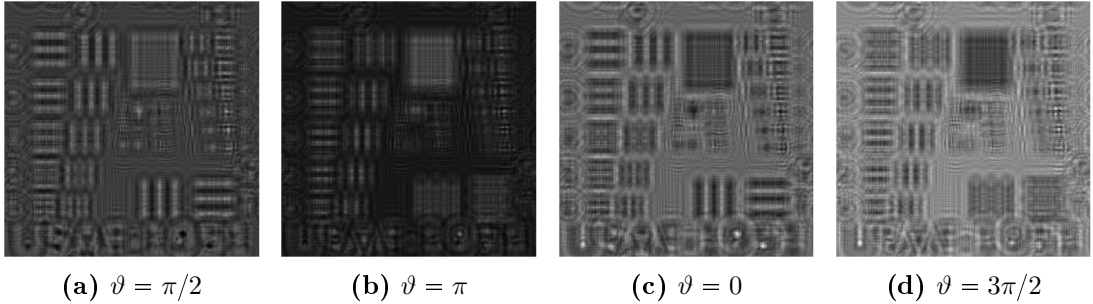
Ve čtyřstupňové technice fázových posunutí [4; 12] jsou pořízeny jednotlivé holografické záznamy I_ϑ s relativními fázovými posuny S a R vlny ϑ postupně $\vartheta = (0, \pi/2, \pi, 3\pi/2)$ rad. Za předpokladu komplexních amplitud S a R vlny ve tvaru (2.2) z interferenčního zákona (1.1) vyplývá

$$\begin{aligned} I_0 &= A_S^2 + A_R^2 + 2A_S A_R \cos \phi_S, \\ I_{\pi/2} &= A_S^2 + A_R^2 + 2A_S A_R \sin \phi_S, \\ I_\pi &= A_S^2 + A_R^2 - 2A_S A_R \cos \phi_S, \\ I_{3\pi/2} &= A_S^2 + A_R^2 - 2A_S A_R \sin \phi_S. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Komplexní amplitudu obsahující pouze informaci o S vlně je možné získat algebraickým výrazem

$$U_S(x, y) = \frac{(I_0 - I_{\pi/2}) - i(I_{\pi/2} - I_{3\pi/2})}{A_R}. \quad (2.6)$$

Pro názornost a demonstraci funkčnosti čtyřstupňové techniky PS byly podle vztahů (2.5) simulovány interferenční záznamy USAF rozlišovacího testu s příslušnými zavedenými fázovými posunutími (viz obrázek 2.3)



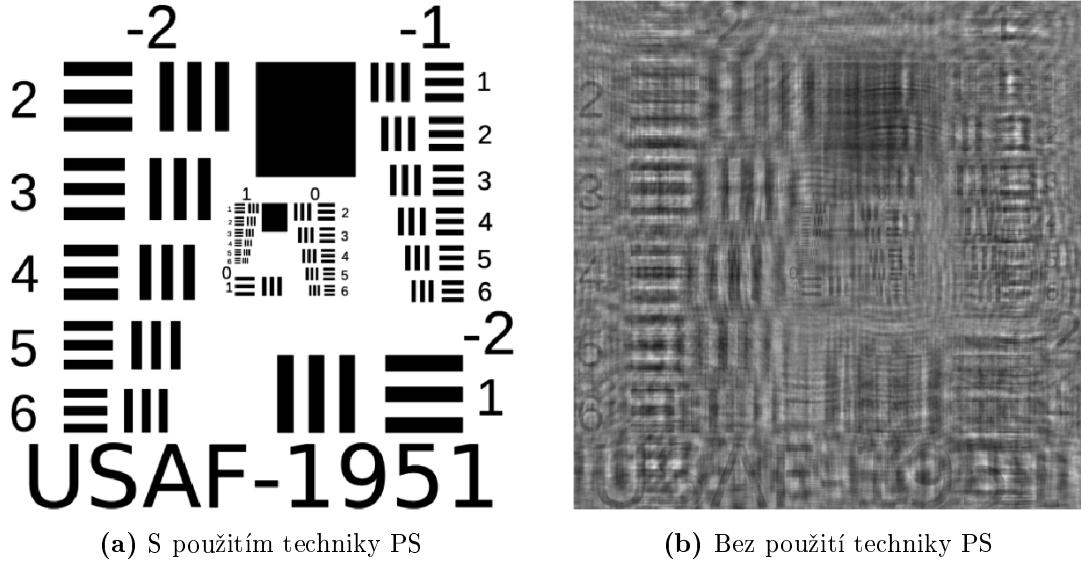
Obrázek 2.3: Ukázka fázově posunutých holografických záznamů ve čtyřstupňové technice PS. Vstupní pole 1000×1000 pixelů, velikost pixelu $\Delta_{CCD} = 10 \mu\text{m}$, $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Fázové posuny uvedeny v radiánech. Výstup z numerické simulace.

Čtyři simulované interferenční záznamy z obrázku 2.3 byly kombinovány podle vztahu (2.4)¹ a následně bylo toto komplexní pole rekonstruováno s využitím metody úhlového spektra (viz podkapitola 1.2.1). Na obrázku 2.4 je ukázka zrekonstruovaného 1951 USAF testu s použitím a bez použití čtyřstupňové techniky PS. Je zřejmé, že u absorbujících amplitudových předmětů má technika PS zásadní význam.

2.1.2 Dvoustupňová technika fázových posunutí

V principu je možné odstranit vliv nechtěných členů záznamem dvou fázově posunutých hologramů a dodatečným měřením intenzity S a R vlny. Komplexní

¹Pro jednoduchost byla amplituda R vlny nastavena $A_R = 1$



Obrázek 2.4: Rekonstrukce záznamu 1951 USAF testu využívající metody úhlového spektra. Rekonstrukční vzdálenost 250 mm. Výstup z numerické simulace.

pole S vlny lze poté spočítat jako

$$U_S(x,y) = \frac{(I_0 - |U_S|^2 - |U_R|^2) - e^{-i\vartheta} (I_\vartheta - |U_S|^2 - |U_R|^2)}{A_R [1 - e^{-2i\vartheta}]}, \quad (2.7)$$

kde fázový posun mezi S a R vlnou ϑ nabývá hodnoty z intervalu $\langle 0, \pi \rangle$ a příslušné holografické záznamy I_0 a I_ϑ získáme ze vztahu (1.1). Jak bylo ukázáno v [15], velikost žádaného členu $U_R U_S^*$ se maximalizuje pro $\vartheta = \pi/2$.

V [16] byla navržena technika PS využívající pouze dvou záznamů. Pro záznam zbavený nežádoucích difrakčních řádů v tomto případě platí

$$U_S(x,y) = (I_0 - I_S) + i (I_{\pi/2} - I_S), \quad (2.8)$$

kde záznamy s relativními fázovými posuny $\vartheta = 0$ rad a $\pi/2$ rad jsou určeny interferenčním zákonem (1.1). Bylo ukázáno, že I_S lze najít jako funkce I_0 , $I_{\pi/2}$ a $|U_R|^2$

$$I_S = \frac{A \pm \sqrt{A^2 - 2B}}{2}, \quad (2.9)$$

kde pro členy A a B platí

$$\begin{aligned} A &= 2|U_R|^2 + I_0 + I_{\pi/2}, \\ B &= 4|U_R|^4 + I_0^2 + I_{\pi/2}^2. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Záporné znaménko v rovnici (2.9) platí za předpokladu, že $U_R > \text{Re}\{U_S\} + \text{Im}\{U_S\}$, tedy pro případ, kdy je referenční vlna dostatečně intenzivní. Za účelem stanovení podmínek, za kterých lze algoritmus použít, autoři dvoustupňové techniky definují amplitudový poměr P

$$P = \frac{2U_R}{|U_S|_{\max} + |U_S|_{\min}}. \quad (2.11)$$

Bylo ukázáno, že pro intenzitní poměr P^2

$$P^2 \geq 1 \quad (2.12)$$

je obraz zbaven přímého světla a virtuálního obrazu.

2.1.3 Vícestupňové techniky fázových posunutí

Kromě zmíněných, v současné době nejpoužívanějších technik PS, je možné zbavit se nechtěných členů obecně pomocí n -stupňové techniky PS. Z důvodu minimalizace chyb jsou voleny ekvidistantní fázové posuny ϑ na intervalu $\langle 0, 2\pi \rangle$. Přístup spočívá v nalezení počátečního rozložení fáze S vlny. Tyto techniky jsou v současné době podrobně zpracovány a umožňují kvantitativně rekonstruovat fázi vyšetřovaného světelného pole v interferometrii a DH [34]. Pro fázi signálního pole obecně platí

$$\phi_S = \arctan \frac{-\sum_{i=1}^m I_i \sin [2\pi(i-1)/m]}{\sum_{i=1}^m I_i \cos [2\pi(i-1)/m]}, \quad (2.13)$$

kde hodnota m určuje stupeň použité techniky PS. Rozložení amplitudy v rovině holografického záznamu určuje jeden z intenzitních záznamů I_i — tímto je komplexní amplituda S pole plně charakterizována v jedné rovině a numerická simulace jedné z rekonstrukčních metod z podkapitoly 1.2.1 poskytuje účinný nástroj nalezení pole v jiné rovině.

Tohoto přístupu bylo v technikách PS využito například v [43]. Technika PS zde byla prakticky demonstrována v Gaborově DIHM využívající prostorového modulátoru v reflexním režimu. Fázová posunutí byla zavedena ve Fourierovské rovině použité kondenzorové čočky pomocí jednoho pixelu PMS.

2.2 Používané laboratorní implementace

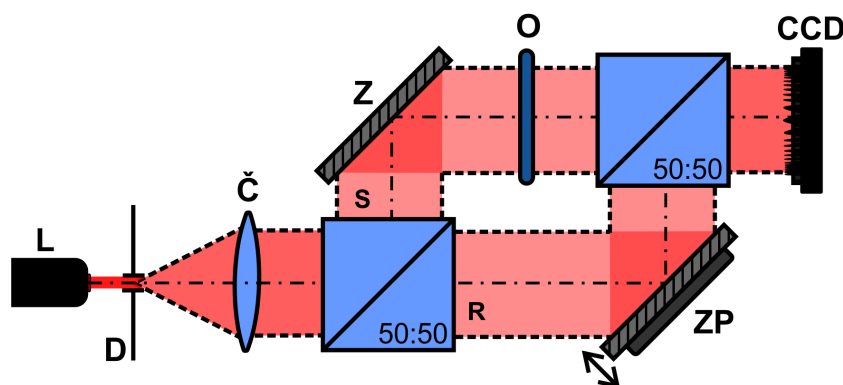
S rozvojem technik fázových posunutí v digitální holografické mikroskopii byly studovány možnosti, jak přesně a efektivně laboratorně provádět definovaná fázová posunutí v řádech zlomků vlnových délek viditelného záření. Laboratorní realizace metod fázových posunutí využívá celou řadu hardwarových řešení. V odborné literatuře [34] jsou diskutovány základní laboratorní techniky, jak kontrolovaně zavádět fázová posunutí. Nejpoužívanější techniky využívají optických fázových destiček, proměnných difrakčních a pohybujících se mřížek, skleněných planparalelních destiček s kontrolovaným náklonem, zrcátek upevněných na piezoelementech či prostorových modulátorů světla, jako jsou akustooptické modulátory a modulátory na bázi tekutých krystalů.

Podkapitola 2.2.1 se průřezově věnuje nejběžnějším laboratorním implementacím technik PS využívající pohyblivých optických a optomechanických komponent a prostorového modulátoru světla. Podkapitola 2.2.2 je pak celá věnována popisu principu činnosti, digitální adresace, výhod a omezení prostorového modulátoru světla. Tento typ modulátoru je součástí technického vybavení laboratoře Digitální optiky Univerzity Palackého v Olomouci a je použit při praktickém ověření metod PS v laboratorních podmínkách (viz kapitola 4).

2.2.1 Přehled základních laboratorních implementací

Řešení využívající piezoelementů a náklonu planparalelní destičky

Yamaguchi a Zhang při experimentálním ověření prvotního návrhu techniky PS v DH [4] použili piezoaktuátor se zrcátko. Jedná se o nejpoužívanější laboratorní realizaci techniky PS. Schéma možného experimentálního uspořádání je na obrázku 2.5. Kolimované koherentní záření je děličem svazku rozděleno na S a R část. V referenčním ramenu Machova-Zehnderova interferometru je odrazné zrcátko upevněné na piezoelementu. Tento akční člen pracuje na principu nepřímého piezoelektrického jevu a působením vnějšího elektrického pole dochází ke změně vlastního rozměru elementu. V technikách PS je žádané, aby odezva aktivního členu na vnější elektrické pole vykazovala lineární charakter, bez hysterezního chování. Pro přesně nastavené fázové posuny je nezbytná jeho kalibrace. Druhý dělič svazku zajistí prostorové překrytí obou interferujících vln, CCD prvek poté digitalizuje dílčí interferenční záznamy.



Obrázek 2.5: Laboratorní implementace techniky PS pomocí odrazného zrcátka upevněného na piezoelementu. L - laser, D - dírka (zdroj sférické R vlny), R - referenční vlna, S - signální vlna, Z - odrazné zrcátko, ZP - odrazné zrcátko s piezoposunem, Č - kolimující čočka, O - objekt.

Podstatou zavedení fázových posunutí R vlny rotací planparalelní destičky je změna její dynamické fáze v důsledku změny optické dráhy světla procházející jejím různým objemem. Jak je popsáno v [44] tato technika vyžaduje destičku optické kvality. Vzhledem k citlivosti technik PS na kvalitu destičky, není toto řešení v praxi výrazně rozšířené.

Řešení využívající polarizačních komponent a fázových destiček

Další skupina laboratorně implementovaných technik PS je založena na transformaci polarizačních stavů a zavedení fázového zpoždění pomocí vlnových fázových destiček. Jedno z nejjednodušších schémat, viz obrázek 2.6a, využívá Machova-Zehnderova interferometru, dvou polarizačních děličů svazků, čtvrtvlnové ($\lambda/4$) fázové destičky s rychlou osou orientovanou pod úhlem 45° vzhledem ke kladnému směru osy x , lineárního polarizátoru a analyzátoru. Polarizátor světlo lineárně polarizuje ve směru daném úhlem θ vzhledem k ose x . Průchodem $\lambda/4$ destičkou se lineárně polarizovaný stav transformuje na obecně eliptický. Interakcí

tohoto stavu s polarizačním děličem světla dochází k jeho rozkladu do dvou ortogonálních módů, které se šíří signálním a referenčním ramenem interferometru. Na druhém děliči svazku jsou oba módy prostorově překryty a prochází analyzátozem, jehož polarizační osa svírá s kladným směrem osy x úhel γ . CCD kamerou je detekované intenzitní rozdělení

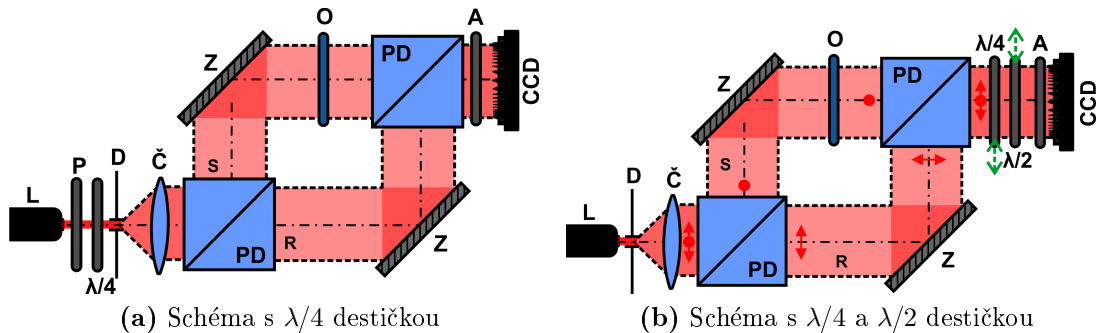
$$I_{\vartheta} = \frac{E_0}{2} [\cos^2 \gamma + \sin^2 \gamma + \sin 2\gamma \sin(\phi_S + \vartheta)], \quad (2.14)$$

kde ϕ_S je fáze S vlny, E_0 amplituda záření po výstupu z polarizátoru a pro jednoduchost jsou amplitudy S a R vln jednotkové. Relativní posun fáze mezi S a R vlnou ϑ odpovídá dvojnásobku úhlu orientace polarizátoru θ

$$\vartheta = 2\theta. \quad (2.15)$$

Natočením polarizátoru je tedy možné kontrolovaně zavést požadované fázové posunutí. Odvození intenzitního profilu, které čtenář nalezne v [45], vychází z Jonesova popisu polarizačních stavů a transformací použitými optickými komponentami.

Podobný návrh [46] využívá dvou polarizačních děličů svazků, $\lambda/4$, $\lambda/2$ fázových destiček a analyzátozem. Polarizační děliče světla zajistí opět rozklad a překrytí polarizačních módů, které poté prochází postupně $\lambda/4$, $\lambda/2$ destičkou a analyzátozem. Analyzátoz propouští polarizační mód S vlny předtím než je transformován $\lambda/4$ destičkou (polarizační osa analyzátozu koinciduje se směrem polarizace lineárně polarizované S vlny). Nákres vycházející z publikace [46] je na obrázku 2.6b. Pro zavedení 4 fázových posunů v kvadraturách, stačí udělat záznamy bez použití fázových destiček, s použitím $\lambda/4$ destičky, s použitím $\lambda/2$ destičky a s použitím obou destiček. Jednotlivé záznamy jsou technikou PS kombinovány, což zajistí eliminaci nežádoucích členů. Matematický popis metody nalezne čtenář v [46].



Obrázek 2.6: Metoda fázových posunutí zavedená pomocí polarizačních optických komponent. L - laser, D - dířka (zdroj sférické R vlny), R - referenční vlna, S - signální vlna, Z - odrazné zrcátko, Č - kolimující čočka, P - polarizátor, A - analyzátoz, PD - polarizační dělič světla, $\lambda/4$ - čtvrtvlnová fázová destička, $\lambda/2$ - půlvlnová fázová destička, O - objekt.

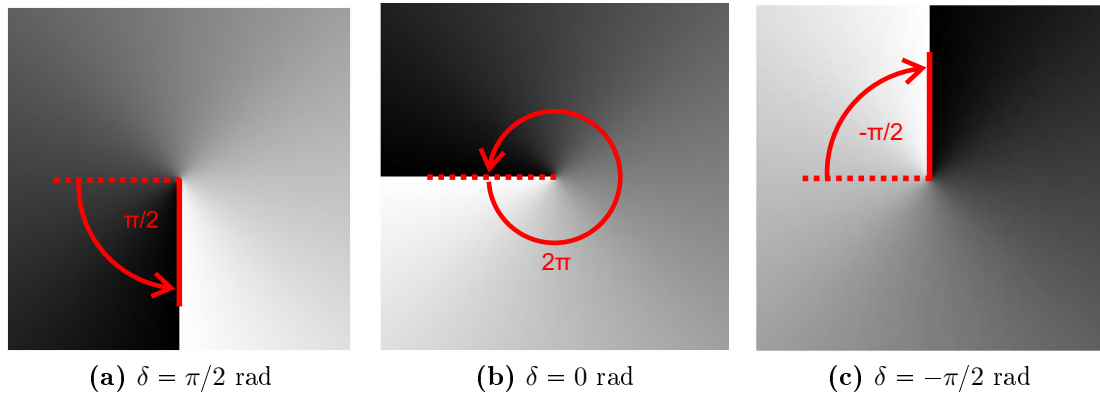
Výhodou těchto řešení je dostupnost optických komponent, nevýhoda je manipulace s polarizačními komponentami, nutnost jejich přesného ustanovení a zajištění vibrační stability z důvodu použití dvoucestného schématu. Vybrané metody nejsou vhodné pro polarizující vzorky, které mohou narušit ortogonalitu polarizačních stavů. Metoda, která řeší tento problém využívá konceptu geometrické fáze. Diskusi této metody je věnován závěr této podkapitoly.

Řešení využívající moderních přístupů

Moderní návrhy laboratorních realizací technik PS využívají optických vírových svazků jako R vlnoplochy [35]. Referenční šroubovitá vlnoplocha je generována pomocí fázové masky, popř. adresací PMS odpovídající fázovou funkcí s propustností danou vztahem

$$t(\gamma) = e^{iN\gamma}, \quad (2.16)$$

kde N je přirozené číslo a odpovídá topologickému náboji vírové struktury, γ je azimutální úhel. Fázová maska pro optický vír zavádějící relativní fázový posun R vlny $\vartheta = (0, \pi/2, -\pi/2)$ rad je na obrázku 2.7.



Obrázek 2.7: Fázové masky generující vírovou strukturu světla s topologickým nábojem $n = 1$ pro zavedení fázového zpoždění R vlny δ . Výstup simulace v Mathematice.

Referenční vlna modulovaná spirální fázovou maskou má předpis

$$U_R = A_R e^{iN(\gamma+\delta)}, \quad (2.17)$$

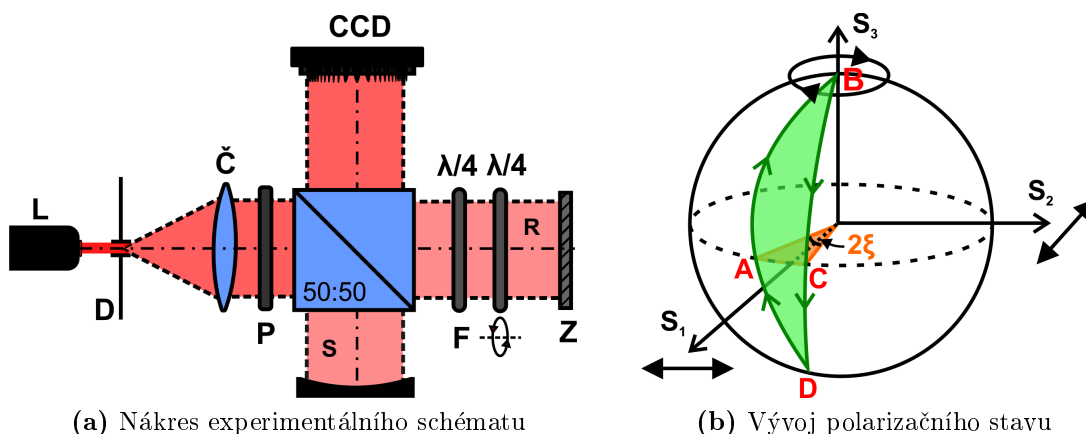
kde δ je úhel rotace spirální fázové masky kolem osy. Z rovnice (2.17) vyplývá, že pro velikost topologického náboje $N = 1$ odpovídá rotace vírové fázové masky přímo zavedenému relativnímu fázovému zpoždění. V rovině záznamového média, kde interferuje S pole s referenční vírovou strukturou, jsou postupně podle zvolené techniky PS (viz podkapitola 2.1) zaznamenány interferogramy s požadovanými fázovými posuny. Rekonstrukce je provedena násobením upraveného holografického záznamu fázovou funkcí propustnosti spirální masky a numerickým šířením jedním z přístupů uvedených v podkapitole 1.2. Funkčnost této metody byla demonstrována v [35] s použitím PMS a čtyřstupňové techniky PS. Použitá konfigurace byla implementována pomocí Machova–Zehnderova interferometru.

V nedávné době byly představeny první návrhy realizací technik PS využívající konceptu geometrické fáze [36]. Fázová posunutí v doposud diskutovaných laboratorních implementacích jsou založena na změně tzv. dynamické fáze. K zavedení geometrické fáze v klasické optice dochází při současné změně amplitudy a fáze vlnění při tzv. adiabatickém procesu, tj. jsou-li změny systému pomalé a systém na ně stihá reagovat. Nutnou podmínkou k zavedení geometrické fáze je návrat systému do svého původního stavu. Stav systému tak ve fázovém prostoru opisuje uzavřenou smyčku a po jejím opisu vlnění nabírá příspěvek geometrické

fáze. Celková fáze vlnění pak odpovídá součtu dynamické a geometrické složky. [37]

Výhodou tohoto řešení je, jak bylo diskutováno v [36], nezávislost geometrické fáze na vlnové délce záření a optické dráze. Nabízí se tedy možnost provádět techniku PS i s širokospektrálním zdrojem světla. Další výhodou tohoto přístupu je, že na rozdíl od polarizačních PS technik (podkapitola 2.2.1) nejsme omezeni striktně na dva ortogonální polarizační stavy, což je obzvlášť výhodné, pracuje-li se s polarizujícími vzorky, u kterých nejsme schopni změnu polarizačního stavu kontrolovat.

K ověření techniky PS využívající geometrické fáze využili autoři jednoduchou sestavu Michelsonova interferometru doplněného o polarizátor a dvě čtvrtvlnové fázové destičky. Schéma použité sestavy je na obrázku 2.8a. Cílem schématu je zajistit průchodem světla referenčním ramenem uzavřenou změnu polarizačního stavu světla. Uzavřená křivka procesu je pro názornou představu znázorněna na Poincarého sféře na obrázku 2.8b.



(a) Nákres experimentálního schématu

(b) Vývoj polarizačního stavu

Obrázek 2.8: Technika fázových posunutí zavedená pomocí geometrické fáze. V experimentální realizaci použit L - laser, D - dírka (zdroj sférické R vlny), R - referenční vlna, S - signální vlna, Z - odrazné zrcátko, Č - kolimující čočka, P - polarizátor, $\lambda/4$ - čtvrtvlnová fázová destička.

Sekvenční změna polarizačního stavu světla je vykreslena na Poincarého sféře (obrázek 2.8b) pomocí bodů A, B, C, D. Bod A reprezentuje polarizační stav R vlny po průchodu děličem, B odpovídá kruhově pravotočivé polarizaci za fixní $\lambda/4$ destičkou. Po průchodu $\lambda/4$ destičkou v rotační montáži se polarizační stav stává lineárním (LP). Orientace LP stavu závisí na velikosti úhlu rotace $\lambda/4$ destičky — odpovídá různé pozici bodu C na rovníku Poincarého sféry. Odrazem od zrcadla a zpětným průchodem oběma $\lambda/4$ destičkami se polarizační stav vrací do bodu A. Jak je popsáno v [36] takto transformovaný stav světla získá rotaci $\lambda/4$ fázové destičky o úhel ξ geometrickou fází δ_G

$$\delta_G = 2\xi \quad (2.18)$$

a komplexní amplituda R vlny poté nabývá tvaru

$$U_R = A_R e^{-i\phi_R} e^{-2i\xi}. \quad (2.19)$$

Rotaci $\lambda/4$ fázové destičky lze tedy zavést požadované fázové posunutí R vlny pro požadovanou techniku PS podle kapitoly 2.

Funkčnost této metody byla autory experimentálně potvrzena. Jak již bylo diskutováno, specifikum této techniky spočívá v necitlivosti zavedené geometrické fázi na vlnové délce záření. Na katedře optiky je konceptu geometrické fáze věnována zvýšená pozornost, především je pozornost zaměřena na uplatnění tohoto konceptu v metodách nekoherentní korelační holografie s širokým spektrem.

2.2.2 Implementace pomocí prostorového modulátoru

Odlíšným řešením od předchozích metod vyžadujících přesných mechanických posunů či rotací k zavedení fázového posunutí ve zlomcích pracovní vlnové délky je použití PMS. Fázová posunutí jsou řízena elektronicky, adresací počítačem generovaných hologramů. Výhodou je absence nepohyblivých částí, poměrně rychlá odezva a možnost digitální kontroly. Jeden z prvních návrhů využíval dvoucestného interferometrického schématu [38]. Řada současných schémat využívá jednocestné konfigurace, kdy polovina pixelů modulátoru moduluje S vlnu a R vlna je modulovaná zbývajících polovinou pixelů s požadovaným fázovým posunutím [5; 6]. Polarizační adresací modulátoru bylo navrženo schéma, které efektivně využívá plného počtu pixelů PMS [7].

Charakterizaci PMS s tekutými krystaly se věnovalo na katedře optiky několik bakalářských a diplomových prací [41; 39; 40]. Cílem této podkapitoly je shrnutí nejdůležitějších poznatků a praktických aspektů o tomto typu modulátoru, důležitých při jeho následné implementaci v praktické části diplomové práce.

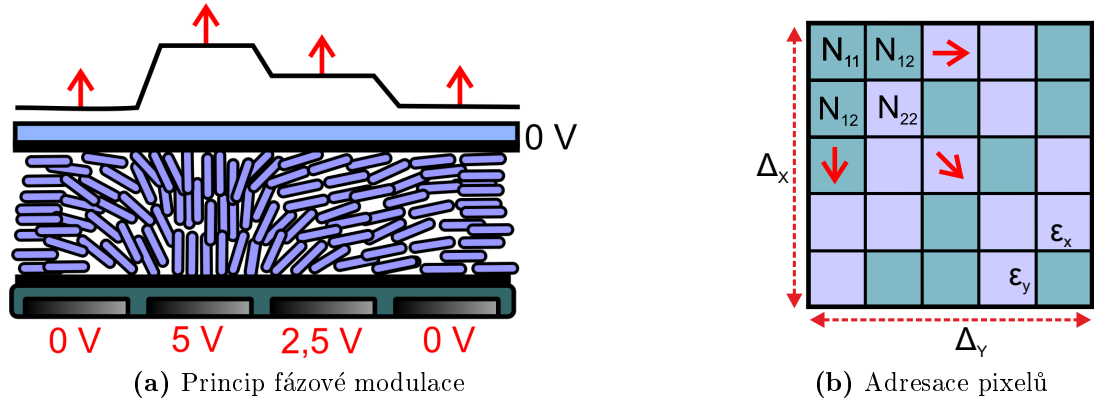
PMS je elektronicky adresované optoelektronické zařízení umožňující prostorově modulovat optický signál. Nejrozšířenějším typem jsou modulátory na bázi nematických kapalných krystalů. Ty se vyznačují náhodným rozmístěním krystalů v prostoru. Jak je znázorněna na obrázku 2.9a, aktivní oblast modulátoru je segmentovaná na oblasti opatřené průhlednou elektrodou, na kterou je přivedeno řídicí napětí. Velikost přivedeného napětí orientuje optické krystaly ve směru siločar elektrického pole mezi 2 elektrodami. Orientace tekutých krystalů bez přivedeného napětí je dána mikrostrukturou krycích sklíček², která určuje okrajové podmínky při popisu průchodu světla prostředím s tekutými krystaly. Přivedením napětí na elektrody PMS lze tedy přímo kontrolovat optickou tloušťku materiálu, a s tím související změnu optické dráhy procházejícího světla. Adresací fázové funkce, tak lze v reálném čase vytvořit definované prostorové rozložení fáze světelné vlny, či pro procházející vlnu zavést konkrétní fázový posun.

PMS pracující v reflexním režimu jsou opatřeny tenkou odraznou dielektrickou vrstvou za elektrodami. Důležité parametry PMS při jeho použití v technikách PS jsou rozlišení, velikost pixelu, faktor zaplnění, rychlost a linearita odezvy, difrakční účinnost a rozsah prakticky realizovatelných fázových posunů.

Elektrická adresace PMS

Adresace PMS spočívá v přivedení řídicího napětí lokálně na jednotlivé pixely modulátoru. Vzniklý potenciálový rozdíl řídí orientaci molekul ve směru elektrického pole, čímž efektivně mění optickou tloušťku prostředí, kterým prochází modulované záření. Adresace je řízena softwarově pomocí některého z dostupných programovacích prostředí (Matlab, Python apod.). Fázová modulace PMS

²Směrové orientace mikrostruktury se dosahuje technikou leštění krycích sklíček.



Obrázek 2.9: Nákres a základní parametry prostorového modulátoru světla na bázi tekutých krystalů.

je řízena adresovanou maticí $N_x \times N_y$ reálných hodnot z intervalu $\langle 0, 255 \rangle$, která diskretizuje požadovanou fázovou funkci (obrázek 2.9b). Vzhledem k tomu, že většina komerčně dostupných PMS dovoluje zavést maximální fázový zdvih 2π rad, je nezbytné adresovanou fázovou funkci rozdělit na interval $\langle 0, 2\pi \rangle$ rad.

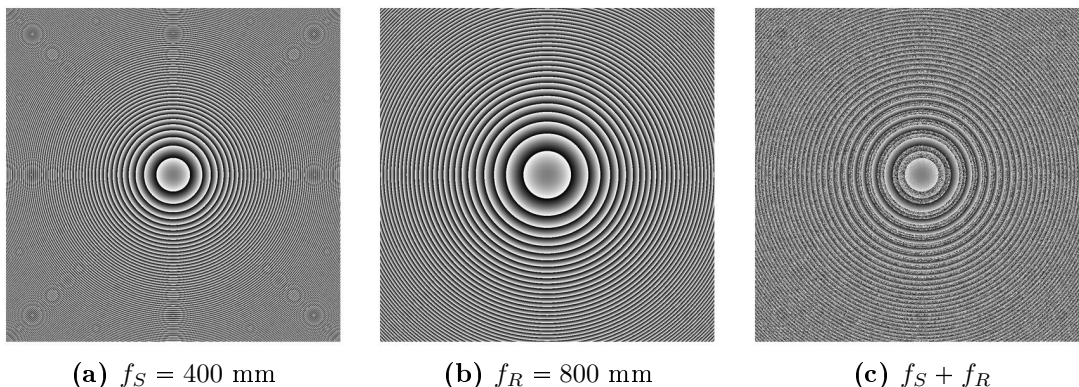
Při adresaci dvou fázových funkcí je optimální volit náhodné rozdělení pixelů, aby nedocházelo k nežádoucí difrakci na pravidelné struktuře adresovaných pixelů. V technice PS je tedy možné adresovat polovinu pixelů kvadratickou signální fázovou funkcí s poloměrem konvergence f_S a druhou polovinu pixelů adresovat referenční kvadratickou fázovou funkcí s poloměrem konvergence f_R . Při dílčích záznamech techniky PS je možné jednoduše posunout celkovou fázi R vlny o požadovaný fázový posun. Tato jednocestná realizace interferometru je výhodná z hlediska fázové stability a minimalizace rozdílu optických drah. Nevýhodou metody je zmenšení informační kapacity zobrazovacího systému v důsledku diskretní struktury buněk PMS. U modulátoru je potřeba počítat difrakci světla jednak na fyzické mřížce modulátoru, ale také na pracovní mřížce, která odpovídá adresované fázové funkci. Neblahým projevem difrakce je difraktivní disperze, která omezuje potenciál těchto metod při zobrazování v bílém světle. Difrakční charakteristika PMS je součástí následující podkapitoly.

V experimentální části diplomové práce je PMS adresován dvojicí kvadratických fázových funkcí s náhodným rozložením pixelů. Ukázka adresované fázové funkce s poloměrem konvergence $f_S = 400$ mm a $f_R = 800$ mm a jejich rovnoměrné náhodné rozložení na oblast 1000×1000 pixelů je na obrázku 2.10. V praktické části je fázová funkce omezena na aktivní oblast PMS a při adresaci je nutné pohlídat vzorkování — se zmenšujícím se poloměrem konvergence kvadratické fázové funkce narazíme na velikost poloměru, který již nejsme schopni dostatečně navzorkovat (W-S teorém v naší konfiguraci limituje poloměr konvergence na cca 400 mm při využití plné apertury PMS).

Difrakce světla na PMS

Pravidelná kvaziperiodická struktura pixelů PMS tvoří fyzickou mřížku modulátoru, na které dochází k difrakci světla. K popisu difrakce je v našem přiblížení plně dostačujícím aparátem mřížková rovnice

$$\Omega \sin \alpha = M\lambda, \quad (2.20)$$



Obrázek 2.10: Kvadratické fázové funkce adresované na PMS s ohniskovou vzdáleností pro S vlnu f_S a R vlnu f_R a jejich kombinace $f_S + f_R$ pro realizaci dvouočkově FINCH konfigurace. Použitá vlnová délka $\lambda = 632,8$ nm. Velikost adresovaného pole 1000×1000 pixelů, 8 bitová barevná hloubka odpovídající 256 hodnotám fázových zdvihů z intervalu $\langle 0, 2\pi \rangle$ rad. Generace masek pomocí programu Mathematica.

kde úhel α určuje odklon difraktované světelné vlny od přímého směru, Ω je prostorová perioda mřížky (mřížková konstanta) a M , nabývající hodnot z oboru celých čísel, určuje difrakční řád. Je tedy zřejmé, že v experimentální realizaci je potřeba se omezit na konkrétní difrakční řád. Zároveň je potřeba mít na paměti, že adresací definované fázové funkce zavedeme tzv. pracovní difrakční mřížku, a světlo tak bude difraktovat i na této mřížce. Prostorová periodu pracovní mřížky je logicky menší než prostorová perioda fyzické mřížky, a proto budou jednotlivé difrakční řády méně úhlově separovány. Vytyčená pracovní oblast pak leží mezi jednotlivými difrakčními řády fyzické mřížky (typicky mezi 0. a 1. difrakčním řádem). Jak bylo popsáno v [20], optimální je odklonit první difrakční řád pracovní mřížky o poloviční úhel odklonu 0. a 1. difrakčního řádu mřížky fyzické. K tomu účelu je na PMS adresována fázová funkce odpovídající optickému klínu se zmíněným odklonem. Fázová funkce optického klínu ϕ_{OK} má předpis

$$\phi_{OK} = hk \sin \alpha_{OK}, \quad (2.21)$$

kde k je vlnové číslo a h dopadová výška na PMS. Fázová funkce ϕ_{OK} je omezena na interval pokrývající modulační rozsah použitého PMS.

2.3 Chyby v metodě fázových posunutí

2.3.1 Původci chyb

Interferometrie je obecně oblastí citlivou na projev zavedených chyb a nejinak je tomu v sestavách DH. Vzhledem k tomu, že diskutované holografické konfigurace jsou implementovány jako jednocestné interferometrické systémy, jsou mimořádně stabilní z hlediska udržení konstantního fázového rozdílu mezi signální a referenční vlnou, a nejsou tedy kladeny tak přísné požadavky na izolaci sestav od vibrací či okolního turbulentního prostředí v porovnání s jejich dvoucestnými ekvivalenty.

V diplomové práci je pozornost zaměřena na filtraci nežádoucích holografických členů pomocí technik fázového posunutí. Hlavní původce chyb v metodách jednocestné osové digitální holografie je nepřesně nastavený relativní fázový rozdíl mezi S a R vlnou v dílčích holografických záznamech. Tyto chyby mohou být důsledkem nelineární odezvy systému zajišťující praktickou realizaci fázového posunutí na vstupní impuls či hysterezního chování těchto systémů. V případě řešení využívající mechanických ustanovení jsou chyby nejčastěji způsobeny jejich nepřesným nastavením, nepřesnou kalibrací systému. Často nezanedbatelný vliv má projev okolních vlivů jako jsou vibrace, turbulence atmosféry apod. Vytvořený numerický model, který je diskutován v kapitole 3, umožňuje simulovat projev chyb ve fázi, a to pro bodový a vícebodový záznam.

Druhou skupinou chyb jsou chyby doprovázející digitalizaci a zpracování záznamu. Do této kategorie spadá šum detektoru a jeho nelineární odezva, chyby v důsledku nedostatečného vzorkování záznamu a rekonstrukce a chyby zavedené zvolenou rekonstrukční metodou. V modelu je možné simulovat základní šumovou charakteristiku CCD — nastavení konstantního intenzitního pozadí s gaussovským šumem (v reálných holografických záznamech se pracuje s poměrně velkými intenzitami, proto je poissonovská charakteristika výstřelového a vyčítacího šumu nahrazena gaussovskou).

2.3.2 Kompenzace chyb

Pro plné využití potenciálu DIHM je potřeba relativní fázová posunutí mezi S a R vlnou nastavit precizně. V praktické realizaci (viz podkapitola 2.2.1) je mnohdy problém nastavit odpovídající fázový zdvih přesně, proto bylo v odborné literatuře navrženo několik řešení jak numericky kompenzovat nepřesně nastavenou hodnotu fáze. Jednou z možností je iterativní procedura navržená v [31]. Principem navržené metody je minimalizace odchylek amplitud ΔE

$$\Delta E = \sum_{X'Y'} (A_{X'Y'} - \bar{A})^2, \quad (2.22)$$

kde $A_{X'Y'}$ je amplituda v bodě (X', Y') obrazového prostoru a \bar{A} je průměrná amplituda rekonstruovaného obrazu. Sumace probíhá přes všechny body obrazu.

Další možností je neiterativní metoda navržená v [33]. Autorům se podařilo odvodit analytický výraz pro výpočet nastaveného fázového kroku v dvou-
stupňové technice PS (viz kapitola 2.1.2). Metoda vychází z analytického výpočtu fázového posunu mezi S a R vlnou ϑ z rovnice (2.7). Dá se ukázat, že pro $|E_S(x,y)|^2$ platí

$$|E_S(x,y)|^2 = |U_S(x,y)|^2. \quad (2.23)$$

Dosazením rovnice (2.23) do (2.7), lze najít oba kořeny kvadratické rovnice ve tvaru

$$\theta = \cos^{-1} \left[\frac{T_1 T_2 \pm \sqrt{T_1^2 T_2^2 - 4 |U_S|^2 (T_1^2 + T_2^2 - 4 |U_S|^2)}}{4 |U_S|^2} \right], \quad (2.24)$$

kde $T_1 = I_0 - |U_S|^2 - |U_R|^2$ a $T_2 = I_\vartheta - |U_S|^2 - |U_R|^2$. Pro holografický záznam na CCD chip o velikosti $N \times N$ pixelů tak získáme $2N^2$ hodnot fázových posunutí.

Problémem je, že vlivem fázového nenařzení vyjdou hodnoty fází i mimo oblast $(0-2\pi)$ rad. Tento problém autoři vyřeřili dvoustupňovou procedurou. V první fázi zvolí oblast možných fázových posunutí. Ve druhé fázi na této oblasti vyhodnotí relativní počty fázových posunutí a hodnotu s nejvyšším výskytem považují za nastavenou hodnotu fázového posunutí.

3. Efektivita a robustnost technik fázových posunutí

V následující kapitole je studována efektivita technik fázových posunutí a jejich robustnost vzhledem k hlavnímu původci chyb, a sice chybám zavedeným v důsledku nepřesně nastavených relativních fázových posunutí mezi dílčími holografickými záznamy. V kapitole 3.1 jsou pro tři holografické konfigurace diskutované v kapitole 1.1.2 numericky simulovány záznamy a rekonstrukce s použitím a bez použití techniky PS. V navazující kapitole 3.2 je studována robustnost třístupňové a čtyřstupňové techniky fázových posunutí. Pozornost je zaměřena na projevy uměle zavedených chyb v nastaveném fázovém posunutí. Simulace využívají programovací prostředí *Mathematica* a *Matlab*, ke komunikaci mezi oběma prostředími je využito dvoucestného komunikačního protokolu *MATLink*. Možnosti *Matlabu* jsou dále rozšířeny o optický nadstavbový balíček *LightPipes*. Vykreslování závislostí a symbolické výpočty byly cíleně zpracovávány v *Mathematice*, většina numerických výpočtů v prostředí *Matlab*.

Pro zjednodušení fyzikálního popisu a podchycení nejdůležitějších závislostí nebyl v holografických záznamech uvažován vliv aberací — na zobrazovací systém je nahlíženo jako na systém difrakčně limitovaný. Projevu holografických aberací v holografickém zobrazování se věnuje diplomová práce [47]. Záznamy a rekonstrukce jsou pořízeny s použitím monochromatického záření; vlnová délka světla použitá při záznamech a rekonstrukci je stejná. Vlnové délka záření používaná v simulacích odpovídá $\lambda = 632,8$ nm (vlnová délka přechodu He-Ne laseru). S touto vlnovou délkou byly pořízeny a reálné záznamy.

Model

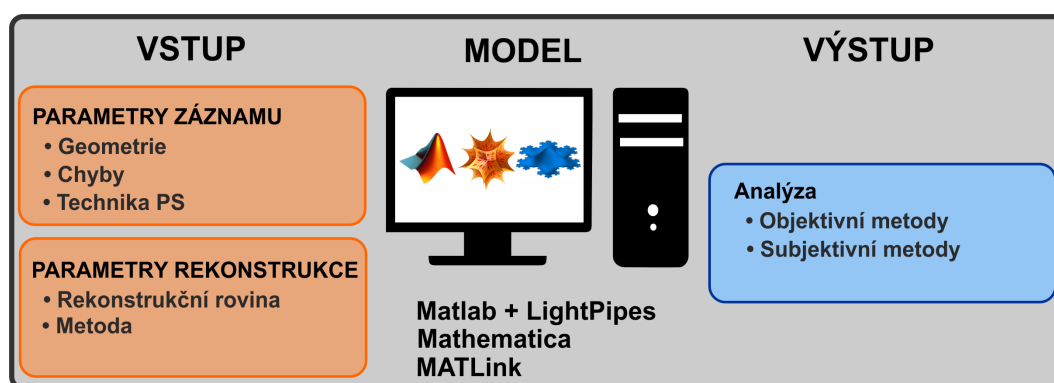
Jedním z vlastních přínosů je vytvoření numerického modelu simulujícího techniky PS. Z tohoto modelu jsou produkovány výsledky a závěry uvedené v diplomové práci. Schéma modelu je na obrázku 3.1. Nejprve je simulován holografický záznam pro jednu z konfigurací uvedených v kapitole 1.1.2. Možností je simulace bodového záznamu, vícebodového záznamu a záznamu bitmapového obrázku. Jak bylo popsáno v teoretické části práce, konfigurace jsou nastaveny na optimální zobrazovací režim. Dalším vstupním parametrem je výběr jedné z technik fázového posunutí uvedených v kapitole 2.1. Možná je samozřejmě i rekonstrukce jediného záznamu.

V modelu je prozatím umožněno zavést dva druhy chyb. První z nich souvisí s nepřesně nastavenými fázovými posuny v technice PS. Je možné volit mezi stejnou chybou pro všechny záznamy, nebo fázovou chybou charakteristickou pro každý holografický záznam, popř. je možné volit náhodnou chybu z vybraného intervalu s gaussovským rozdělením. Druhá skupina chyb simuluje šum detektoru. Na vstupu je nastavena šumová charakteristika CCD senzoru. Diplomová práce se zaměřuje na primární zdroj chyb v technikách PS, navíc v experimentální části se pracuje se záznamy s dostatečným odstupem signálu od šumu, takže šum CCD nemá na kvalitu provedeného PS zásadní význam.

Ve druhém kroku je provedena rekonstrukce jednou z metod popsaných v podkapitole 1.2. Na základě poloměrů konvergence S a R vlny je možné zvolit

optimální paraxiální rekonstrukční rovinu, manuálně zvolit její přesnou hodnotu či iteračním způsobem najít optimální rovinu s požadovanou přesností.

Další třída parametrů souvisí s výstupem simulací a vyhodnocováním získaných rekonstrukcí. Jedním z možných výstupů je rekonstruovaný záznam s a bez použité techniky PS — vizuálně tak lze porovnat projev vstupních parametrů na rekonstrukci. Druhou možností je záznamy vyhodnotit a pokusit se o jejich objektivní kvantifikaci. K tomu účelu je využito bohaté knihovny programu *Mathematica*. Je možné vykreslit korelace zvolené rekonstrukce s ideálním případem, kontrast obrazu, jeho ostrost (definovanou přes intenzitní rozdíl sousedních pixelů), rozdíl zvolených rekonstrukcí, řezy v příslušných směrech apod. Limitací je výpočetní síla použité procesorové jednotky (pro představu byly typické výpočetní časy pro dva rekonstrukční algoritmy vykresleny na obrázku 1.6).



Obrázek 3.1: Blokové schéma simulčního modelu technik PS. Přehled vstupních a výstupních parametrů modelu.

Kritéria vyhodnocení efektivity a robustnosti technik PS

U vyhodnocování projevů techniky PS na rekonstruovaný záznam byla testována řada kritérií. V odborné literatuře samotné není kvantifikaci věnována dostatečná pozornost a vyhodnocení je většinou subjektivní záležitostí čtenáře. Jedním z cílů práce byla snaha nalezení objektivních ukazatelů kvality rekonstruovaných záznamů.

U bodového záznamu je vyhodnocena suma rozdílu světla mezi ideálně rekonstruovanou bodovou rozptylovou funkcí a rekonstrukcí bez provedené techniky PS, popř. s danou chybou v nastaveném fázi. Tato suma je normována na součet celkové intenzity ideálně rekonstruované PSF. Vzhledem k radiální symetrii jsou bez újmy na obecnosti vyhodnocovány příčné řezy PSF procházející její maximální hodnotou I_x .

U dvoubodových záznamů bylo studováno dvoubodové rozlišení. Jako rozlišovací kritérium bylo zvoleno kritérium Sparrowovo. Zdůvodnění této volby bylo diskutováno v kapitole 1.1.2.

U simulací vlivu techniky PS na amplitudový předmět byl vybrán 1951 USAF rozlišovací test. Objektivní kvantifikace podobnosti dvou bitmapových obrázků není triviální záležitostí. Nicméně jedním z vhodných kandidátů je vyhodnocení obrazové vzdálenosti. Obrazová vzdálenost odpovídá výpočtu Eukleidovské vzdá-

lenosti intenzit dvou bitmapových obrázků¹.

3.1 Efektivita technik

Jedním z úkolů diplomové práce bylo prostudování efektivity techniky PS, tedy podmínek, za kterých je nezbytné tuto techniku provádět. Jak bylo zmíněno, za tímto účelem byl vytvořen model umožňující simulovat záznam a rekonstrukci definovaného světelného pole v jednocestné interferometrické konfiguraci. Tyto holografické sestavy byly na katedře optiky systematicky studovány, proto je pozornost zaměřena právě na ně. Jedná se o koherentní osovou a nekoherentní korelační sestavu (viz kapitola 1.1). Součástí kapitoly je vyjádření vztahů pro podélnou pozici signální vlny z_S a referenční vlny z_R jako funkce parametrů těchto sestav.

3.1.1 Efektivita v Gaborově konfiguraci

Bodový záznam

Gaborova koherentní holografie má status nejjednodušší konfigurace DH. Prvotní návrh využívající dírkovou clonu (viz obrázek 1.1) je pro účely provedení techniky PS modifikován a místo dírky a bodového objektu je použit PMS. Tímto způsobem lze i v této konfiguraci provést techniku PS. Robustnost techniky je v prvním případě studována na bodovém záznamu.

Úkolem je podchytit základní funkční závislosti efektivity techniky pro typické parametry používaných konfigurací, jmenovitě $z_R = -30$ mm, rozměr CCD 1000×1000 pixelů, velikost pixelu CCD $\Delta_{CCD} = 10$ μ m. V rekonstrukcích byla měněna poloha bodového předmětu z_S v intervalu od cca -29 mm do -30 mm. Právě tento parametr (resp. vzdálenost středů konvergence signální a referenční vlny) je jedním ze zásadních parametrů, který ovlivňuje váhu nežádoucích interferenčních členů zastoupených v obraze. Podle vztahu

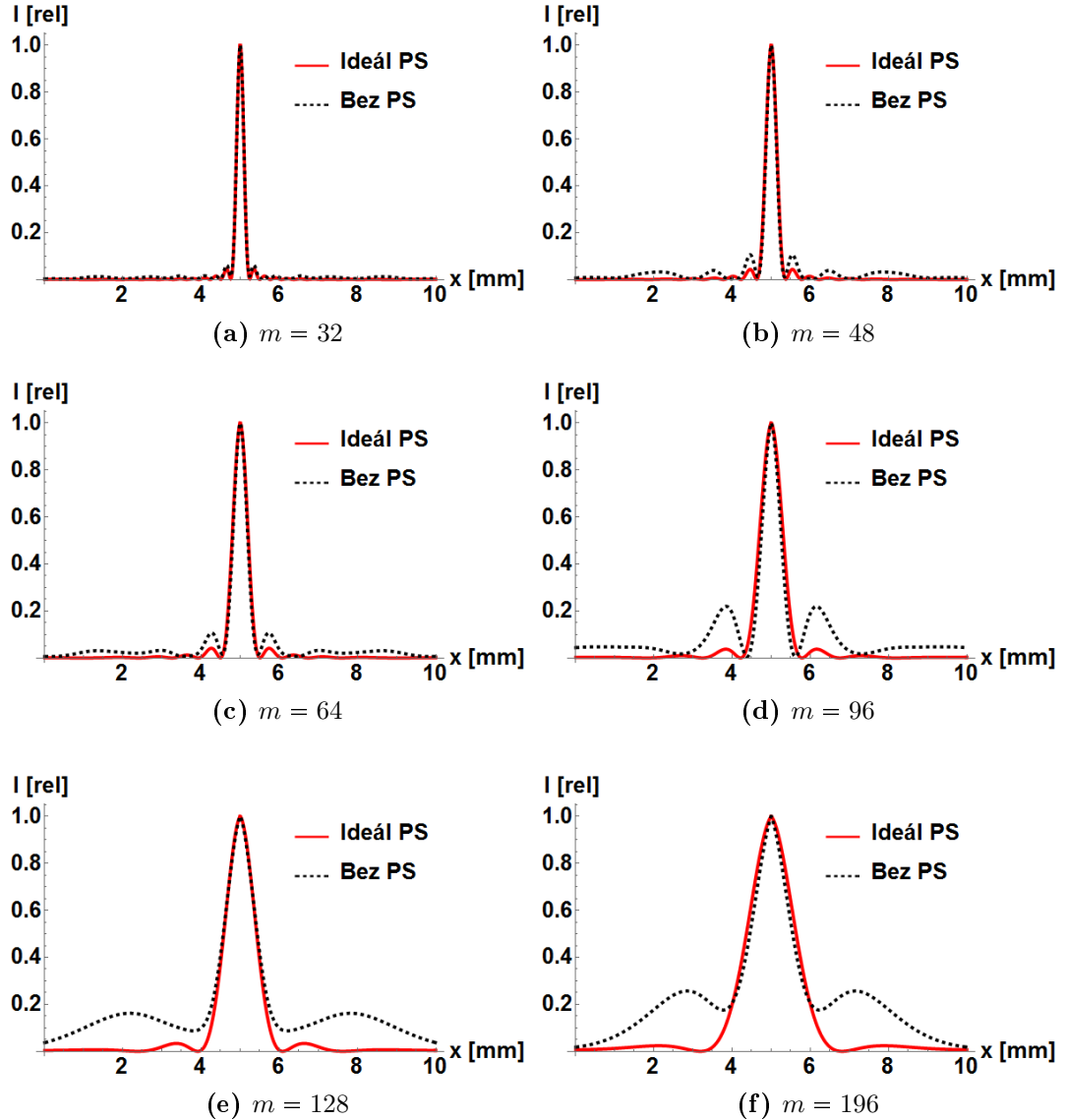
$$m = -\frac{z_R}{z_R - z_S}, \quad (3.1)$$

byly pro názornost polohy z_S přepočítány na příčná měřítka zobrazení m . Byl simulován vznik 3 holografických záznamů se zavedenými fázovými posuny mezi S a R vlnou postupně $-\pi/2$ rad, 0 rad a $\pi/2$ rad a s využitím metody třístupňové techniky PS byla provedena rekonstrukce signálního bodového zářiče. Ukázka příčných řezů rekonstruované PSF s implementací a bez implementace techniky PS je pro jednotlivá příčná měřítka zobrazení m na obrázku 3.2.

Z důvodu objektivní kvantifikace efektivity techniky PS byla pro výpočet součtu rozdílové intenzity světla v příčném řezu I_x omezena velikost PSF na oblast ohraničenou třetími minimy. Při hledání nulových bodů bylo využito vyšších statistických momentů. Ukázka aktivní oblasti příčného řezu rekonstruované PSF je na obrázku 3.3.

Závislost I_x na příčném zvětšení m je na obrázku 3.4. Ze závislosti je patrné, že pro větší absolutní hodnoty příčného měřítka zobrazení, tj. pro menší rozdíl

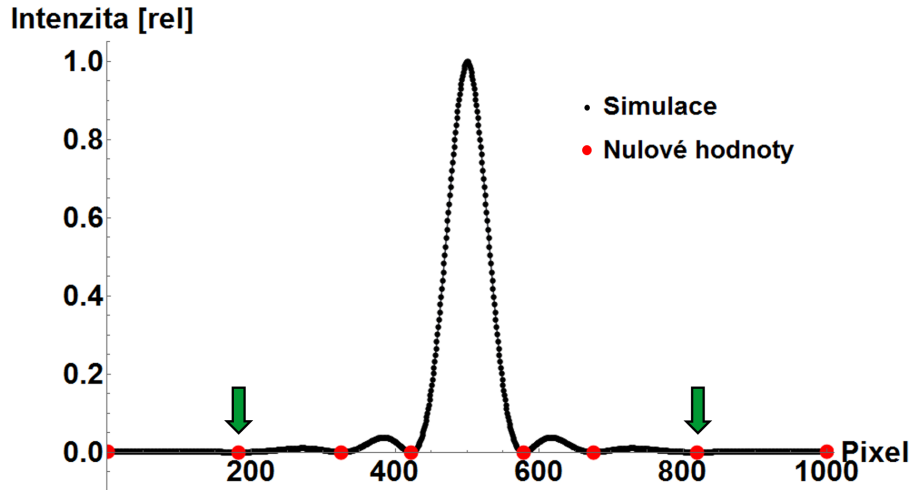
¹Obrazová vzdálenost je při výpočtech implementována pomocí funkce *ImageDistance* z programu *Mathematica*.



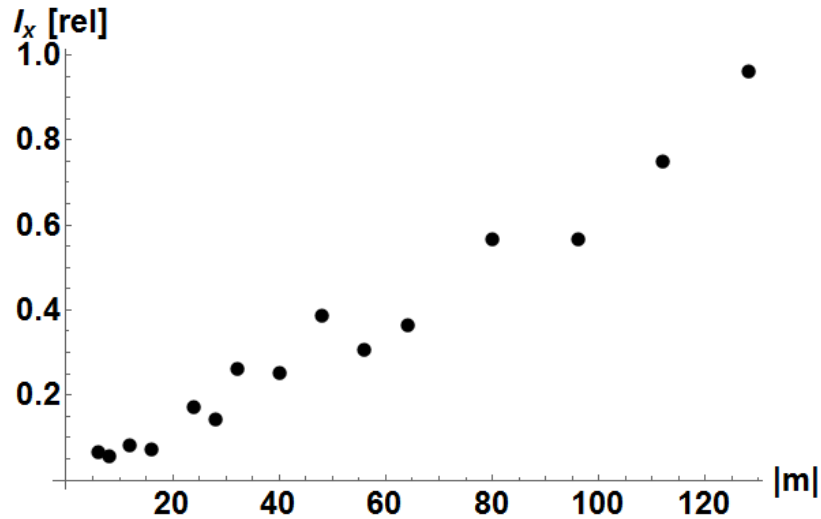
Obrázek 3.2: Efektivita techniky PS pro různé příčné měřítko zobrazení m bodového záznamu v Gaborově holografické konfiguraci. Příčné řezy rekonstruované PSF. Parametry simulace: vyrovnané amplitudy S a R vln, $z_R = -30$ mm, rozměr CCD 1000×1000 pixelů, velikost pixelu $10 \mu\text{m}$. Zvolená rekonstrukční metoda - Fresnelova transformace.

středů křivosti signální a referenční vlny Δ_{SR} , je projev komplexně sdruženého obrazu a přímého světla v obraze větší. Tento charakter má logické opodstatnění, uvážíme-li, že se zmenšujícím se rozdílem středů křivosti obou vlny se zvětšuje velikost obrazu bodu a současně se zvětšuje optimální rekonstrukční vzdálenost (viz závislost na obrázku 3.5). To má za následek menší prostorové rozptýlení virtuálního obrazu v důsledku difrakce a jeho větší zastoupení v reálném obraze. Situace je ilustrativně znázorněna na obrázku 3.6.

Dalším parametrem, který má klíčový vliv na efektivitu techniky PS, je poměr amplitud signální a referenční vlny. Poměr amplitud S a R vlny řídí kontrast



Obrázek 3.3: Ukázka řezu rekonstruované PSF s vyznačením třetích minim. Na tuto oblast je PSF omezena při výpočtu rozdílové intenzity světla I_x . Parametry: velikost pixelu CCD $10\ \mu\text{m}$, $z_S = -29,69\ \text{mm}$, $z_R = -30\ \text{mm}$. Rekonstrukce pomocí Fresnelovy transformace v optimální rovině zaostření.

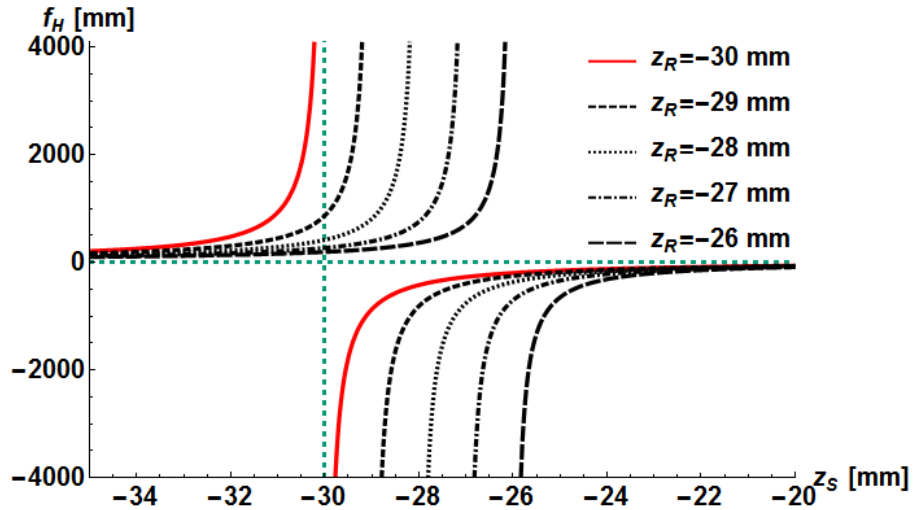


Obrázek 3.4: Efektivita techniky PS pro různá příčná zvětšení Gaborovy sestavy - závislost součtu rozdílové intenzity v příčném řezu I_x pro rekonstruovanou PSF bez použití techniky PS. Rekonstrukce provedena v optimální rovině zaostření.

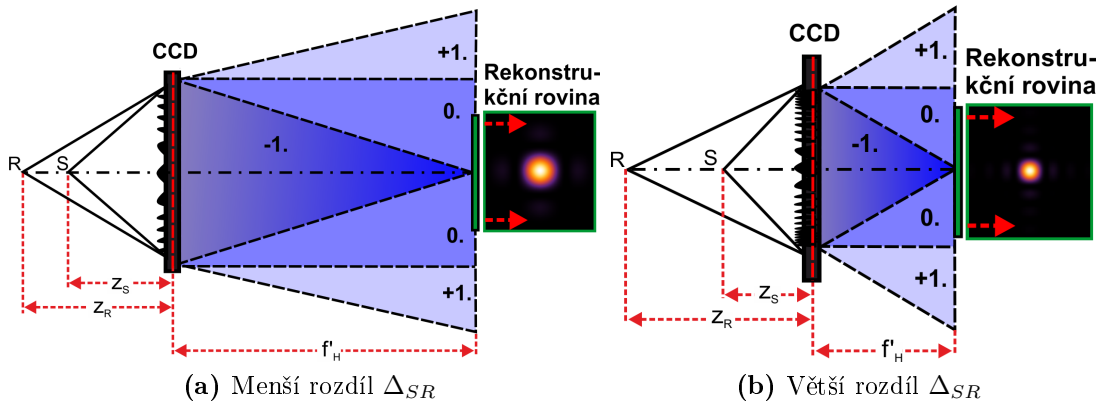
interferenčního záznamu. Michelsonův kontrastu K je definován poměrem

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (3.2)$$

kde I_{max} , resp. I_{min} je maximální, resp. minimální intenzita v záznamu. V digitální holografii je snahou vyrovnat obě amplitudy, dosáhnout tak maximálního kontrastu, zlepšit zobrazovací výkon systému a současně zvýšit odstup signálu od šumu. Stejný trend platí i v technikách fázového posunutí — se zhoršujícím se kontrastem interferenčního záznamu je projev nežádoucích členů v obraze patrnější. Vliv poklesu kontrastu na rekonstrukci bodového záznamu bez provedené techniky PS je na obrázku 3.7. V reálných podmínkách je v Gaborově schématu



Obrázek 3.5: Graf závislosti pozice předmětu f_H rekonstruovaného rovinou vlnou na vzdálenostech z_S a z_R . Pro používané případy, kdy v předmětovém a obrazovém prostoru je prostředí se stejným indexem lomu platí $f'_H = -f_H$. Červená závislost odpovídá parametru používaném při simulacích $z_R = -30$ mm.



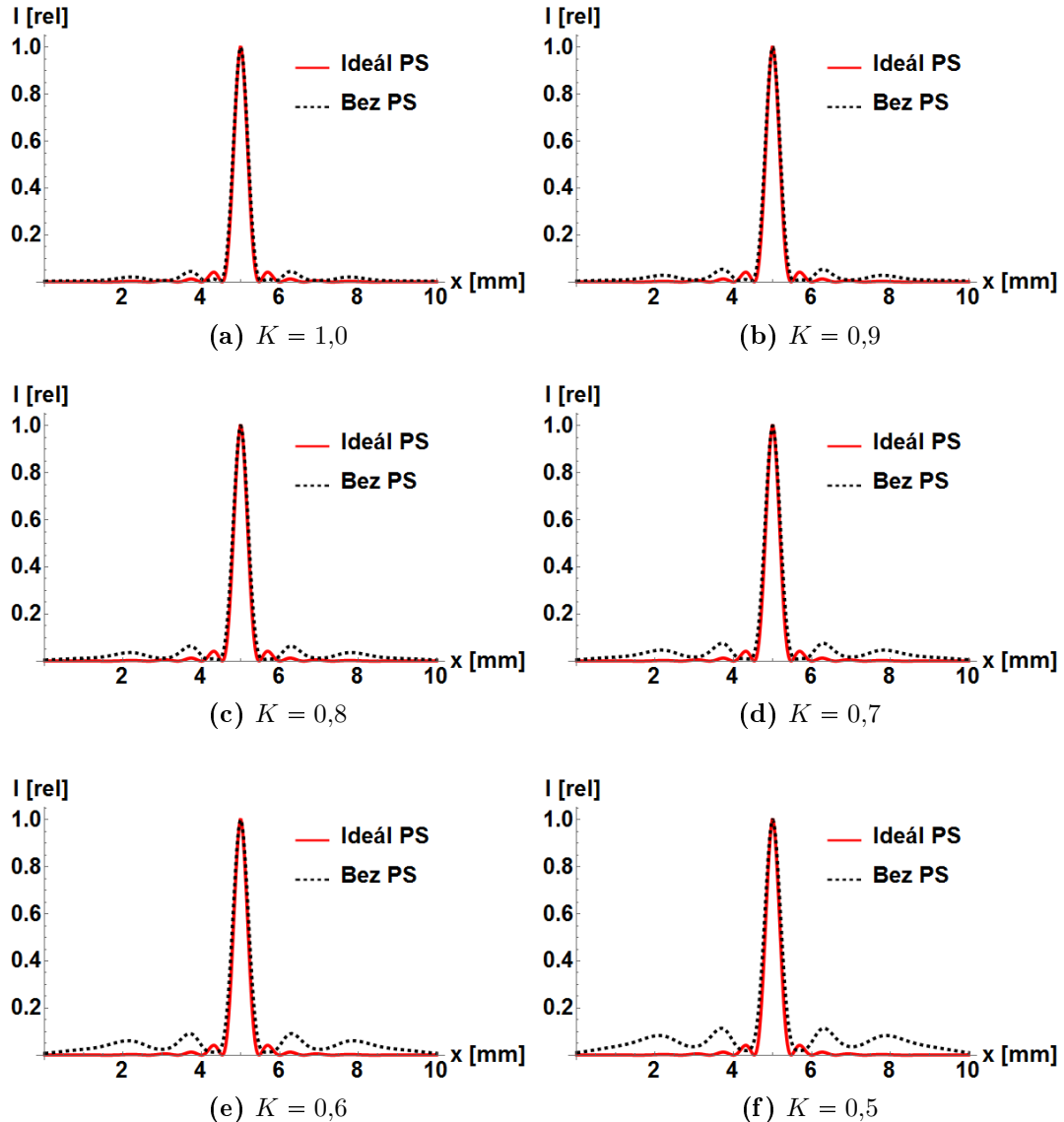
Obrázek 3.6: Vysvětlení různě silného projevu komplexně sdruženého obrazu v rekonstruovaném záznamu v závislosti na vzdálenosti zdrojů S a R vlny Δ_{SR} v Gaborově konfiguraci.

obtížné amplitudy vln kontrolovat.

3.1.2 Efektivita v nekoherentní korelační konfiguraci

Analogicky jako v Gaborově schématu je simulována efektivita použití techniky PS ve FINCH konfiguraci. Efektivita byla opět vyhodnocena jako suma rozdílové intenzity příčného řezu intenzitního profilu rekonstruovaného bodového záznamu s použitím a bez použití techniky fázových posunutí I_x .

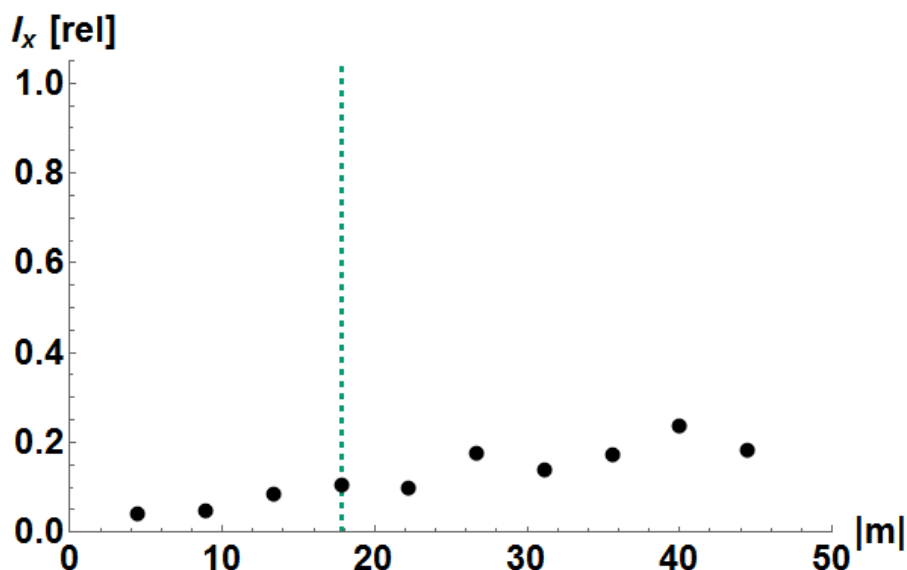
Pro standardní FINCH konfiguraci, tj. konfiguraci s rovinnou referenční vlnou a sférickou signální vlnou, je volen používaný rozsah parametrů: mikroskopový objektív o předmětové ohniskové vzdálenosti $f_{MO} = -45$ mm zvolný MO byl použit při praktické demonstraci subdifrakčního rozlišení v [19]), předmět je umístěn v jeho předmětové ohniskové rovině, vzdálenost PMS a CCD Δ_2 odpovídá dvojnásobku ohniskové vzdálenosti kvadratické fázové funkce adresované na PMS, čímž



Obrázek 3.7: Vliv kontrastu interferenčního záznamu na efektivitu techniky PS pro Gaborovu osovou konfiguraci. Kontrast kontrolován poměrem amplitud S a R vln. Parametry simulace: $z_R = -30$ mm, $z_S = -29,5$ mm rozměr CCD 10×10 mm s 500×500 pixely. Zvolená rekonstrukční metoda - Fresnelova transformace.

je dosaženo optimálního rozlišení (viz kapitola 1.1.2). Ohnisková vzdálenost S vlny f_s byla pro účely simulace měněna od 100 mm do 1000 mm s krokem 100 mm. V reálných podmínkách je spodní mez limitována splněním vzorkovacího teorému, horní mez je omezena rozměry technického řešení (požadavek optimálního režimu $\Delta_2 = 2f_m$). Podle vztahu 1.18 bylo ze simulovaných parametrů dopočítáno příčné měřítko zobrazení m . Efektivita vyhodnocená pomocí součtu rozdílové intenzity I_x je součástí obrázku 3.8. Příčné profily rekonstruované PSF s použitím a bez použití techniky PS jsou součástí obrázku 3.9.

Z výstupů pro bodový záznam je patrné, že i zde existuje oblast, kdy provedení techniky fázových posunutí nemusí mít zásadní význam na obraz. V tomto případě je ovšem potřeba maximalizovat kontrast interferenčního obrazce, jinak

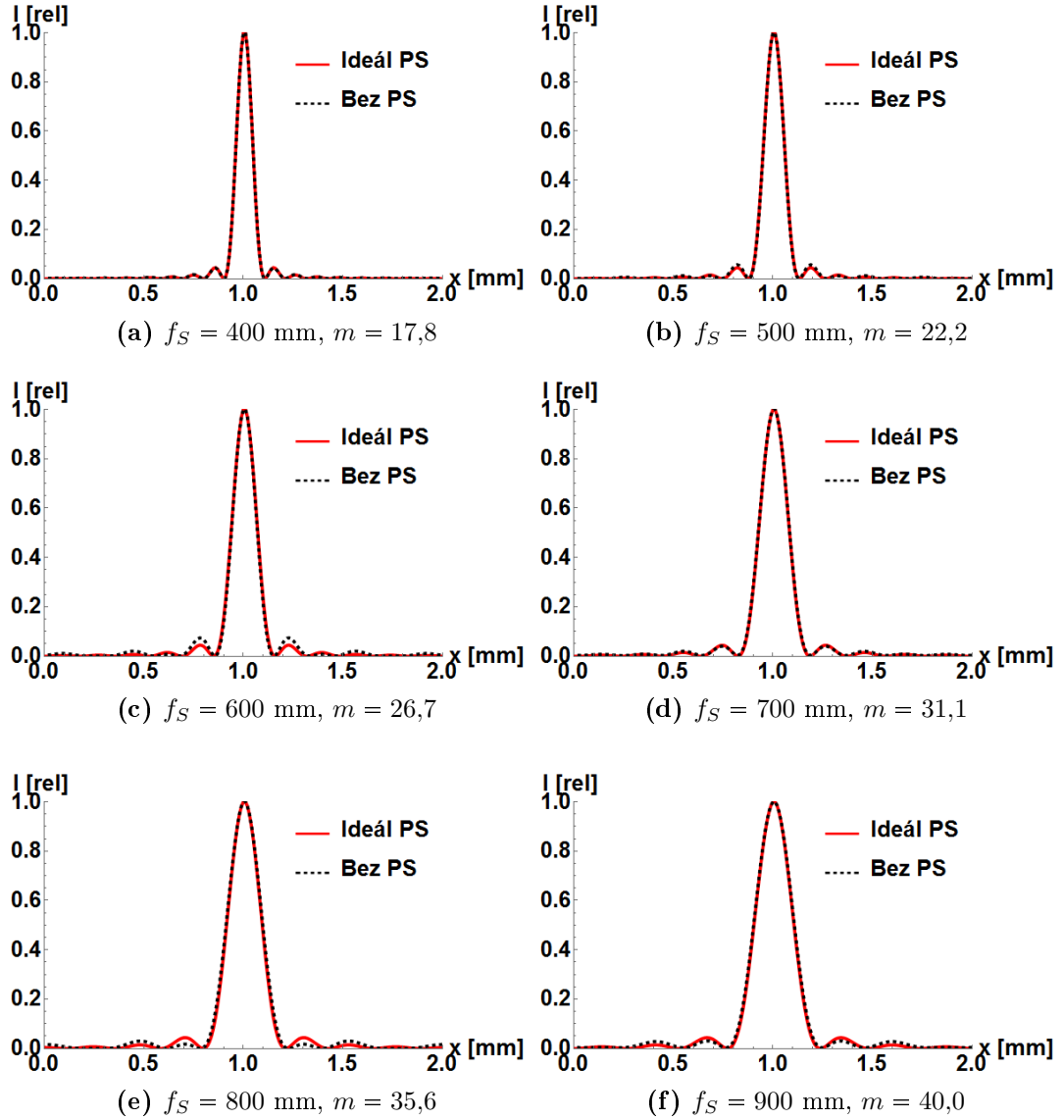


Obrázek 3.8: Efektivita techniky PS pro různá příčná zvětšení m jednočočkové FINCH sestavy - závislost součtu rozdílové intenzity světla v příčném řezu I_x pro rekonstruovanou PSF bez použití techniky PS. Vertikální zelená linie vyznačuje oblast nejmenšího dosažitelného měřítka zobrazení v experimentální části. Pod touto mezí již není dostatečně navzorkovaná kvadratická fázová funkce adresovaná na PMS. Rekonstrukce provedena v optimální rovině zaostření.

dochází k razantnímu zhoršení kvality rekonstruovaných záznamů. Stejně tak vícebodový záznam opět výrazně zhoršuje kvalitu rekonstrukce, podobně, jako tomu bylo ukázáno v Gaborově osové konfiguraci 3.1.1.

Pro úplnost je doplněn výstup z numerického modelu pro dvoučočkovou verzi FINCH konfigurace. Zvoleny jsou parametry: konstantní ohnisková vzdálenost signální vlny $f_S = 400$ mm, ohnisková vzdálenost referenční vlny f_R se mění od 400 mm do 1000 mm s krokem 100 mm. Vstupní parametry byly opět přepočítány na příčná měřítka zobrazení m podle vztahu 1.22. Na obrázku 3.10 je vykreslena efektivita dvoučočkové FINCH konfigurace.

Zdůvodnění různého projevu nežádoucích interferenčních členů má analogické opodstatnění jako u Gaborovy konfigurace — uplatnění členu v obraze je řízeno prostorovou separací reálného a virtuálního obrazu vlivem difrakce. Situace je schematicky znázorněná na obrázku 3.11. Rozdíl v příspěvku nechtěných difrakčních řádů u FINCH systému s rovinnou referenční vlnou je zřejmý — se zvětšujícím se poloměrem křivosti signální vlny se zmenšují odchylky mezi oběma vlnoplochami, zvětšuje se příčné měřítka zvětšení. Se zvětšující se vzdáleností z_S se lineárně zvětšuje rekonstrukční vzdálenost f'_H a světlo z virtuálního obrazu oproti reálnému obrazu méně efektivně difraktuje a jeho projev je ve výsledném obraze větší. Tento charakter je patrný v množství zbytkového světla v obraze (viz obrázek 3.8). U dvojčočkové konfigurace se vlivem různé geometrie S a R vlny efektivně zkracuje rekonstrukční vzdálenost a projev divergujícího virtuálního obrazu je oproti jednočočkovému konfiguraci patrnější.

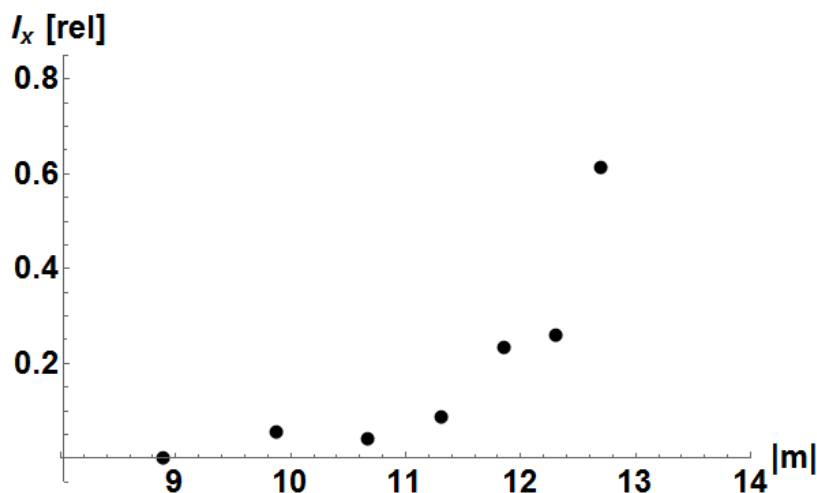


Obrázek 3.9: Efektivita techniky PS pro bodový záznam a jednočočkovou FINCH konfiguraci pro různé ohniskové vzdálenosti čočky f_S adresované na PMS, a tomu odpovídající příčné měřítko zobrazení m . Příčné řezy PSF rekonstruovaných pomocí Fresnelovy transformace. Parametry simulace: vyrovnané amplitudy S a R vlny, $z_R = -\infty$, rozměr CCD 1000×1000 pixelů, velikost pixelu $10 \mu\text{m}$.

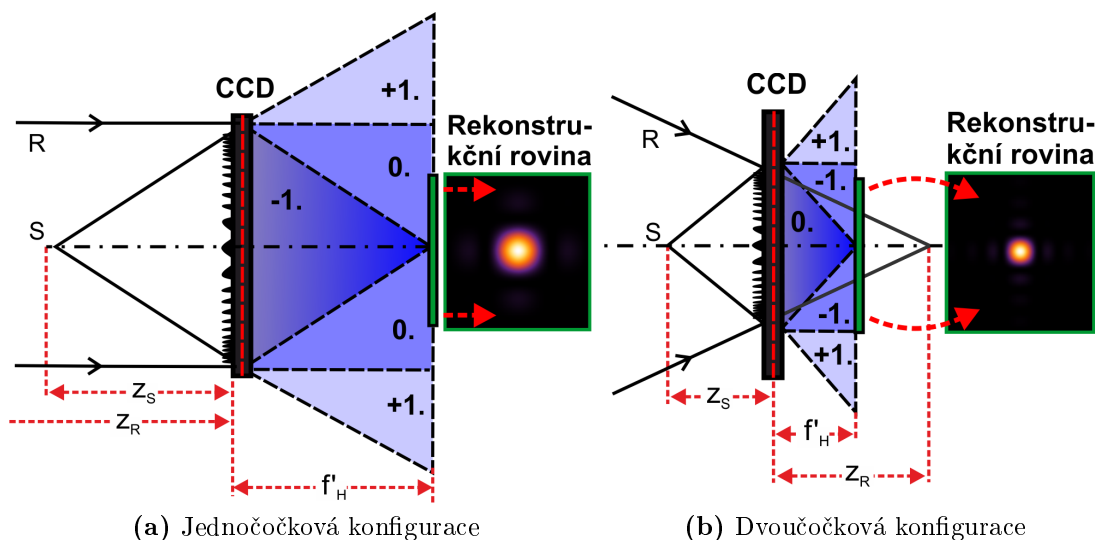
3.1.3 Vliv techniky fázových posunutí na rozlišení

Oproti bodovému záznamu je situace v případě dvou signálních bodových zářičů situace mírně odlišná — do obrazu přispívá negativně i parazitní interference mezi bodovými zářiči. Na tento aspekt bylo upozorněno v publikaci [32]. Pro názornou představu tohoto projevu je na obrázku 3.12 provedena rekonstrukce bez techniky PS pro bodový a dvoubodový záznam. Z obrázku je patrné, že v případě dvou a více bodových zářičů se v obraze začnou významně projevovat příspěvky odpovídající interferenci mezi těmito signálními bodovými zářiči.

Vytvořený model umožňuje vyhodnotit dvoubodové rozlišení v předmětovém prostoru. Jak bylo diskutováno v teoretické části práce, v koherentním režimu



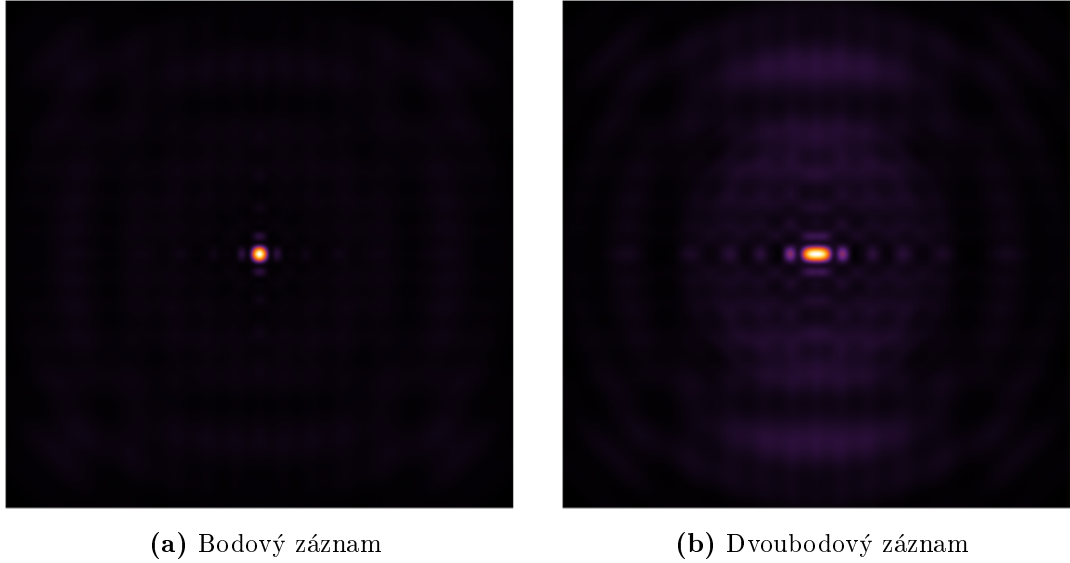
Obrázek 3.10: Efektivita techniky PS pro různá příčná zvětšení m dvouočkové FINCH sestavy - závislost součtu rozdílové intenzity světla v příčném řezu I_x pro rekonstruovanou PSF bez použití techniky PS. Rekonstrukce provedena v optimální rovině zaostření.



Obrázek 3.11: Vysvětlení různě silného projevu komplexně sdruženého obrazu v rekonstruovaném záznamu v závislosti na vzdálenosti zdrojů S a R vlny Δ_{SR} ve FINCH konfiguraci.

zobrazování je rozlišení závislé na fázovém rozdílu interferujících vln. Tento rozdíl není v experimentálních podmínkách možné kontrolovat, proto rozlišení definujeme pro nejhorší případ, tj. pro konstruktivní interferenci vln. Na obrázku 3.13 je výstup ze simulace pro Gaborovu koherentní osovou konfiguraci a dvoubodový záznam — z obrázku je patrný pokles druhé derivace intenzity I'' v bodě ve středu obrazu pro právě rozlišitelné body. Touto vzdáleností je v další části textu míněno rozlišení.

Bylo prokázáno, že bez provedené techniky PS se zhoršuje rozlišení. Závislost pro reprezentativní příčná měřítko zobrazení m je součástí obrázku 3.14. Kontrast interferenčního záznamu K byl nastaven na 1.



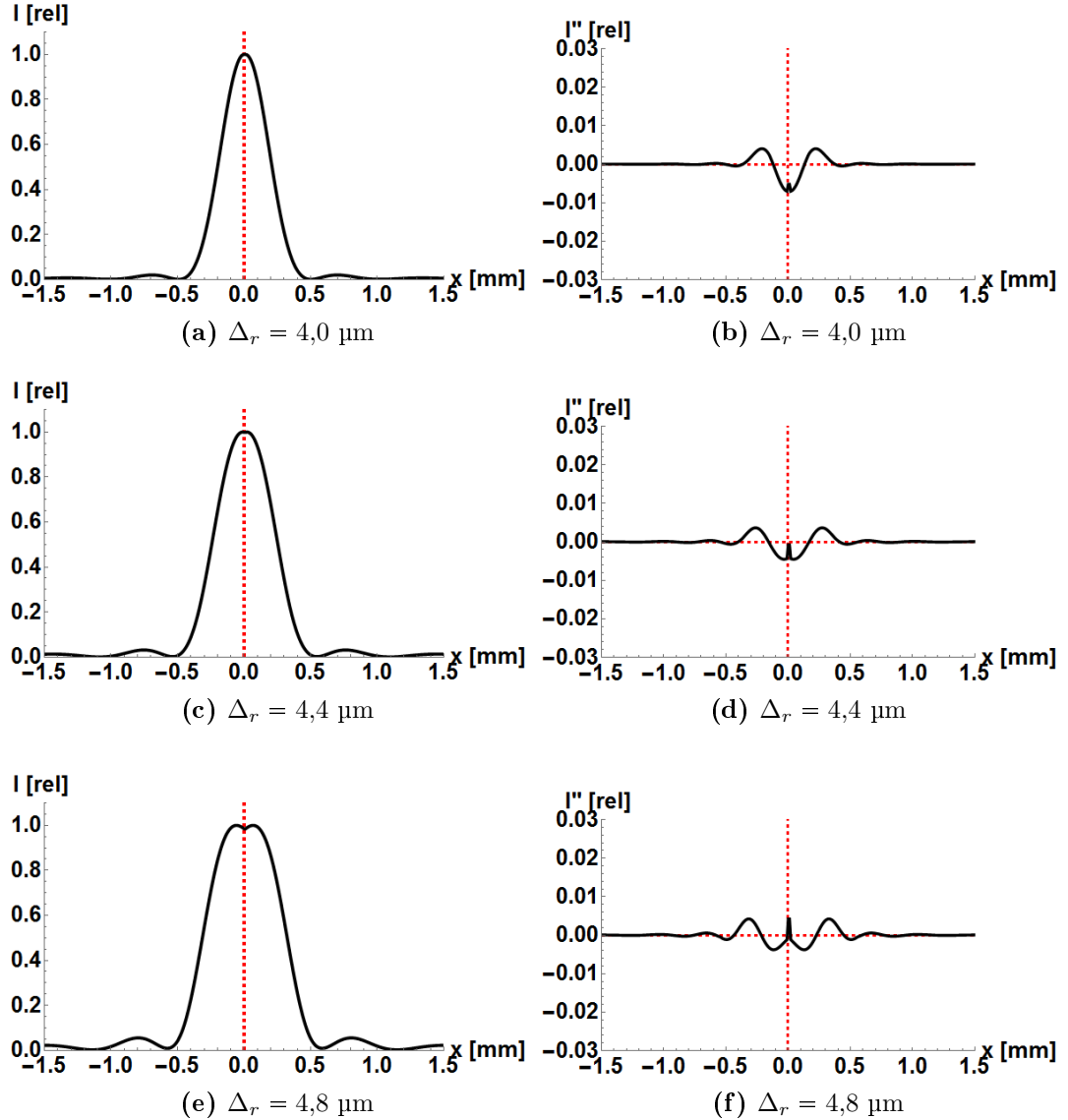
Obrázek 3.12: Rekonstrukce bodového a dvoubodového záznamu bez použití techniky PS. U dvoubodového záznamu je patrné zhoršení kvality obrazu vlivem interference mezi signálními bodovými zářiči. Parametry simulace: $z_R = -30$ mm, $m = 32$, rozměr CCD 10×10 mm s 500×500 pixely. Zvolená rekonstrukční metoda - Fresnelova transformace.

3.2 Robustnost technik

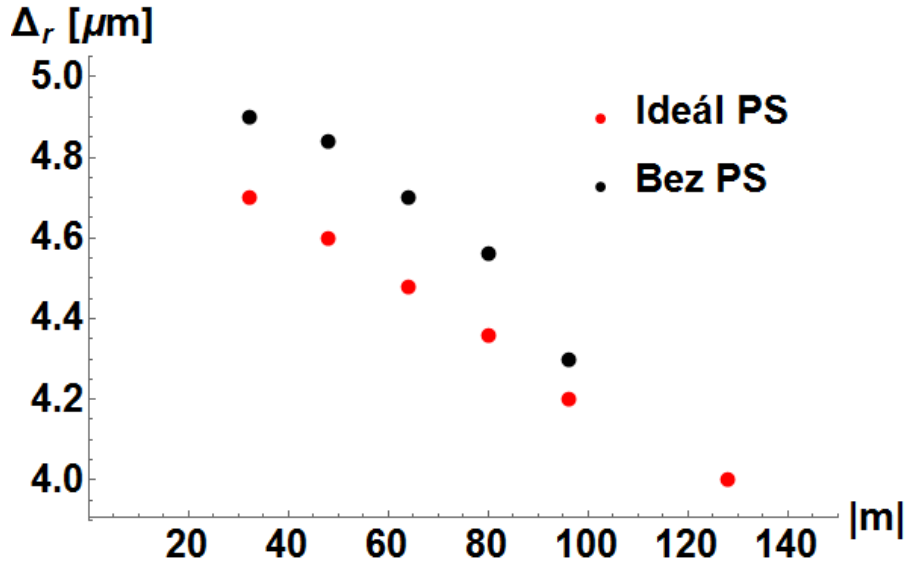
Studium robustnosti, tj. citlivosti kvality rekonstruovaných záznamů na zavedené chyby, není triviální záležitostí a v literatuře je vyhodnocení ponecháno většinou na vizuálnímu úsudku čtenáře. Cílem této kapitoly je porovnat robustnost nejpoužívanějších technik PS, a sice, techniky tří a čtyřstupňové. Na záznamech USAF testu je simulován projev nedokonalé provedené techniky. Pro názornou představu tohoto projevu je na obrázku 3.15 simulace rekonstrukce záznamu se stejnou chybou mezi záznamy χ rekonstruované čtyřstupňovým algoritmem (viz podkapitola 2.1.1).

Z rekonstruovaných záznamů je patrný projev komplexně sdruženého obrazu a přímého světla. Pro účely porovnání robustnosti obou technik PS byla simulována rekonstrukce USAF testů s danou definovanou chybou ve fázi. Jako vhodným objektivním parametrem byla vyhodnocena podobnost obrázků pomocí eukleidovské vzdálenosti intenzit jednotlivých pixelů. Závislost vzdálenosti ideálního rekonstruovaného obrazu a obrazu rekonstruovaného a použitím techniky PS s danou chybou ve fázi χ je pro obě techniky PS na obrázku 3.16a. Na obrázku 3.16b jsou pak vykresleny rozdíly v obrazové vzdálenosti.

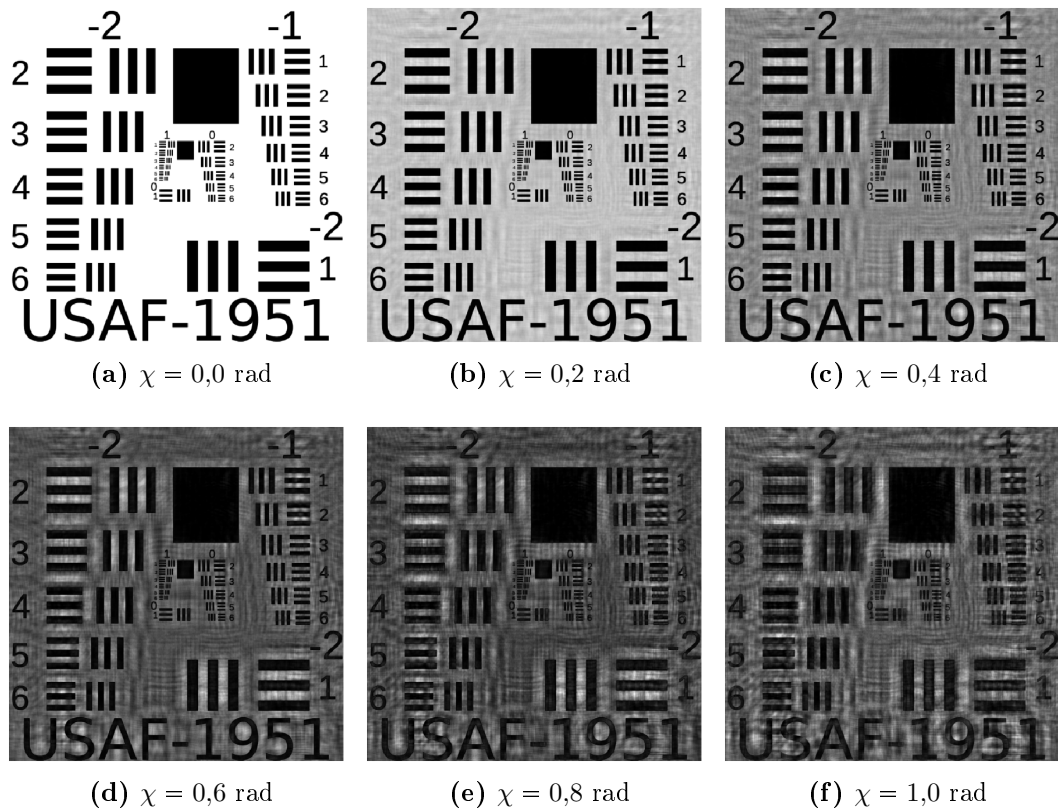
Z výstupu je patrné, že uvedená 4 stupňová technika PS je robustnější na chyby zavedené v důsledku špatně nastavené fáze. Tento fakt je známý z interferometrii, kde se techniky používají při kvantitativní rekonstrukci fáze. V technikách digitální holografie je vizuální rozdíl téměř nepatrný (viz obrázek 3.17)



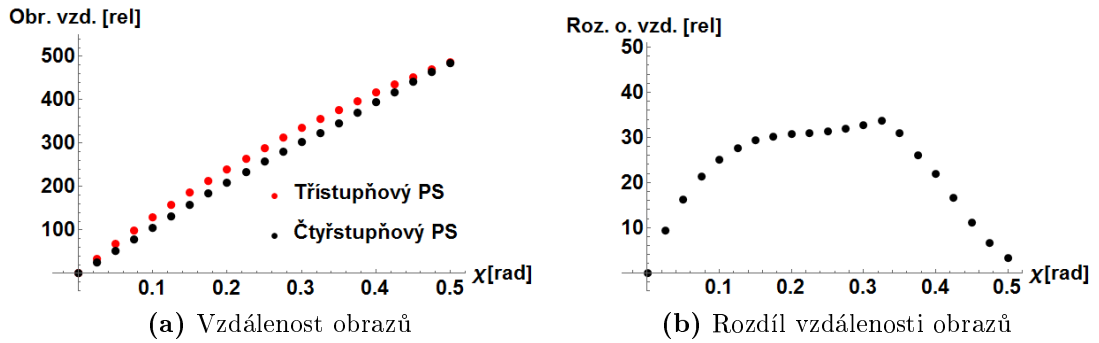
Obrázek 3.13: Ukázka vyhodnocení rozlišitelné vzdálenosti dvou koherentních bodových zdrojů v Gaborově holografické konfiguraci. Na obrázku (c) je zachycen obraz dvou bodů, které jsou právě rozlišitelné, na obrázku (d) dosahuje druhá derivace intenzitního profilu ve středu obrazce nulové hodnoty. Parametry simulace: vyrovnané amplitudy S a R vln, $z_R = -30$ mm, rozměr CCD 10×10 mm s 500×500 pixely. Zvolená rekonstrukční metoda - Fresnelova transformace.



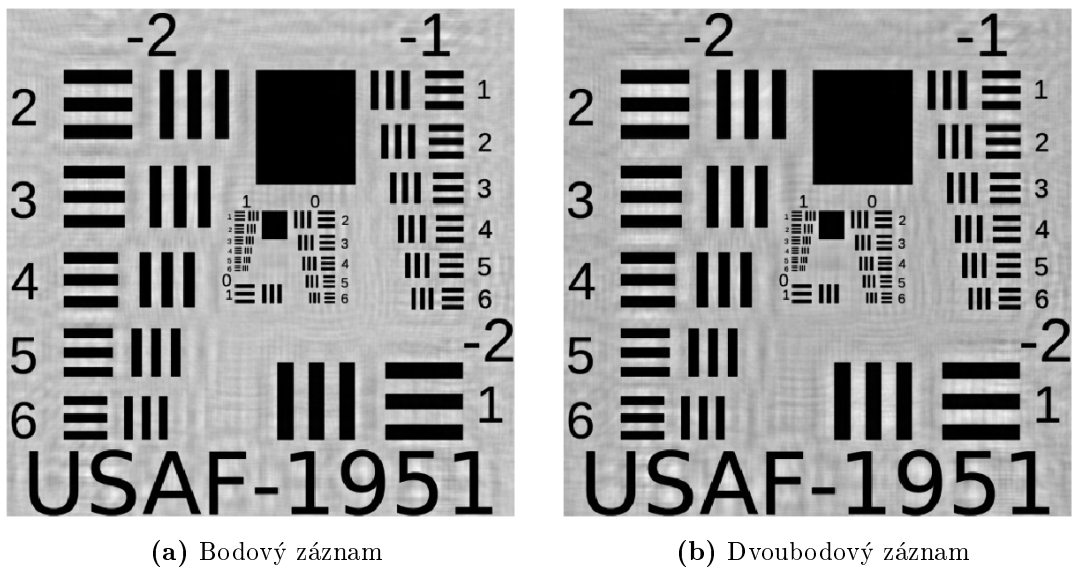
Obrázek 3.14: Graf závislosti rozlišovací schopnosti systému na velikosti příčného měřítka zobrazení. Rozlišovací mez Δ_r definována pomocí Sparrowova kritéria. Parametry simulace: $z_R = -30$ mm, rozměr CCD 10×10 mm s 500×500 pixely. Zvolená rekonstrukční metoda - Fresnelova transformace.



Obrázek 3.15: Projev chyby χ v nastaveném fázovém posunutí čtyřstupňové techniky PS při rekonstrukci USAF testu. Parametry simulace: vyrovnané amplitudy S a R vlny, rozměr CCD 1000×1000 pixelů, velikost pixelu $10 \mu\text{m}$, rekonstrukční vzdálenost 250 mm. Zvolená rekonstrukční metoda - metoda úhlového spektra.



Obrázek 3.16: Vyhodnocení podobnosti obrazů pomocí vyhodnocení vzdálenosti rekonstruovaného obrazu s předmětem pro tři a čtyřístupňovou techniku PS a rozdíl obrazové vzdálenosti mezi čtyř a třístupňovou technikou. Parametry simulace: vyrovnané amplitudy S a R vlny, rozměr CCD 1000×1000 pixelů, velikost pixelu $10 \mu\text{m}$, rekonstrukční vzdálenost 250 mm. Zvolená rekonstrukční metoda - metoda úhlového spektra.



Obrázek 3.17: Vizuální porovnání rekonstrukce USAF testu s tří a čtyřístupňovou techniku PS s chybou ve fázi $\chi = 0,2$ rad. Bez patrných vizuálních rozdílů. Parametry simulace: vyrovnané amplitudy S a R vlny, rozměr CCD 1000×1000 pixelů, velikost pixelu $10 \mu\text{m}$, rekonstrukční vzdálenost 250 mm. Zvolená rekonstrukční metoda - metoda úhlového spektra.

4. Laboratorní realizace technik fázových posunutí

V praktické části diplomové práce je ověřena technika fázových posunutí pro bodové záznamy a záznamy USAF testu. Data byla získaná ve dvou konfiguracích. Obě využívají PMS, liší se ovšem praktickou laboratorní implementací techniky fázových posunutí. V prvním případě je zaveden definovaný fázový zdvih využitím celé aktivní plochy PMS, jak toho bylo využito např. v [5]. Ve druhém případě je zavedena skoková změna fáze referenční vlny pomocí jediného pixelu modulátoru [43].

Hlavním cílem experimentální části práce je potvrzení závěrů získaných numerickými simulacemi. Pro vybranou třídu parametrů bylo získáno 64 holografických záznamů lišících se fázovým posunem mezi signální a referenční vlnou $32/\pi$ rad $\approx 0,1$ rad. Parametry systému byly voleny tak, abychom dosáhli difrakčně limitovaného zobrazovacího systému a omezili se tak na projev techniky PS bez projevu aberací.

4.1 Realizace fázových posunutí na celé ploše modulátoru

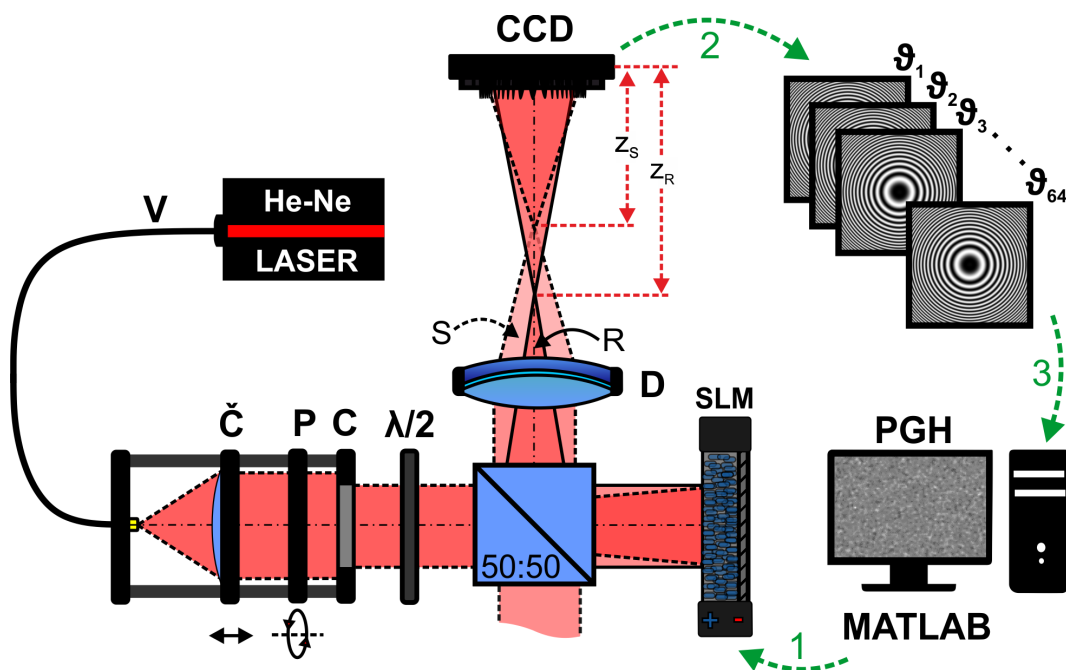
4.1.1 Experimentální sestava

Primárním cílem bylo ověřit techniku PS v laboratorních podmínkách pomocí konfigurace znázorněné na obrázku 4.1. Ke změně geometrie signální a referenční vlny a pro fázová posunutí R vlny při jednotlivých záznamech byl využit PMS *Hamamatsu X10468 series* s počtem pixelů $N_X \times N_Y = 792 \times 600$, velikostí pixelu $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 20$ μm , aktivní oblastí o velikosti $\Delta_X \times \Delta_Y = (15,8 \times 12)$ mm a 98% faktorem zaplnění. Modulátor pracuje s 256 úrovněmi vstupního signálu. V technické dokumentaci [42] výrobce uvádí velikost náběžné hrany 5 ms a doběžné hrany 25 ms¹ pro vlnovou délku 633 nm. Tato vlnová délka odpovídá centrální vlnové délce He-Ne laseru, který byl použit jako zdroj koherentního záření při záznamech. Použitý modulátor poskytuje dostatečnou odezvu pro záznam většího množství fázově posunutých holografických záznamů v reálném čase.

Světlo z He-Ne laseru bylo navázáno do jednomódového polarizací neudržujícího vlákna *Thorlabs 600 SM*. Čelo vlákna představovalo v experimentu bodový zdroj světla. Světlo vystupující z vlákna bylo následně kolimováno čočkou upevněnou v montáži s posuvem ve třech osách. Průchodem světla přes lineární polarizátor světlo polarizujeme. Apertura systému je kontrolována clonou, která prostorově ořezává okraje svazku a vylepšuje jeho příčný profil a regularitu. Během záznamů byl nastaven fixně její průměr a jeho hodnota nebyla během celého měření měněna. Průchodem lineárně polarizovaného světla přes $\lambda/2$ destičku dochází ke stáčení LP ve směru polarizační osy modulátoru. Odchýlení směru LP má za následek zhoršení difrakční účinnosti PMS. Pomocí nepolarizujícího

¹Výrobce definovaná náběžná hrana odpovídá změně fáze z 10 % na 90 % pro velikost modulace 2π rad

vyváženého děliče svazku je oddělena osvětlující větev od větve záznamové. V záznamové větvi je umístěn achromatický dublet *Edmund* s efektivní ohniskovou vzdáleností 38,1 mm a průměrem 12,7 mm. Dublet zavádí pevnou kvadratickou fázovou funkci k signální a referenční vlně vytvořené pomocí modulátoru. Technické aspekty adresace PMS a výběru pracovního difrakčního řádu jsou součástí podkapitoly 2.2.2. Záznam je digitalizován CCD kamerou *Olympus F-view II* s rektangulárními pixely o velikosti $\Delta_{CCD} = 6,45 \mu\text{m}$ a rozlišením 1376×1032 pixelů. K synchronizaci PMS - CCD a ovládání bylo využito programovací prostředí *Matlab*.



Obrázek 4.1: Laboratorní sestava k ověření efektivity technik fázových posunutí využívající celé aktivní plochy modulátoru. V - jednomódové vlákno, Č - kolimační čočka, P - lineární polarizátor, $\lambda/2$ - půlvlnová fázová destička, PMS - prostorový modulátor světla, D - čočkový dublet *Edmund*, z_S - podélná vzdálenost středu křivosti signální vlny, z_R - podélná vzdálenost středu křivosti referenční vlny.

Procedura měření je tříkroková - v prvním kroku je vytvořena matice dvou kvadratických fázových funkcí s požadovaným relativním fázovým posunutím. K tomuto účelu se využívá technik počítačem generovaných hologramů (PGH). Na polovinu pixelů je adresována jedna fázová funkce, na zbytek pixelů druhá fázová maska. Rozdělení pixelu je náhodné. Na obrázku 2.10 byla ukázka typické adresované fázové funkce. Ve druhém kroku jsou záznamy digitalizovány. Ve třetím kroku data numericky zpracována, provedena zvolená technika PS a rekonstruován obraz.

4.1.2 Ověření efektivity techniky fázových posunutí

V simulacích je podstatná záznamová geometrie S a R vlny. V našem případě určená podélnou pozicí S vlny z_S a podélnou pozicí R vlny z_R .

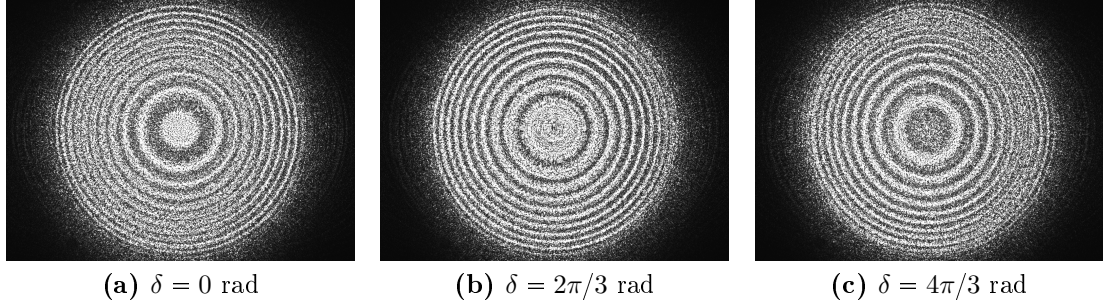
Ohniska adresovaných kvadratických fázových funkcí, polohy z_S a z_R a f'_H

Tabulka 4.1: Geometrie signální a referenční vlny při záznamu a paraxiální rekonstrukční vzdálenost.

f_R	f_S	z_R	z_S	f'_H
-400	400	-43,5	-36,3	220,2
-500	500	-42,8	37,0	275,2
-600	600	-42,3	-37,6	330,5
-800	-400	-38,1	36,3	765,0
-800	-500	-38,1	37,0	1282,7
-800	-600	-38,1	-37,5	2003,5
-800	-700	-38,1	-37,8	5338,9

jsou součástí tabulky 4.1. Rekonstrukční vzdálenost f'_H byla vyhodnocena numericky, pomocí iteračního procesu. Nejprve byla dosazena odhadovaná hodnota rekonstrukční vzdálenosti podle nhrubo určených parametrů z_S a z_R a pomocí Fresnelovy transformace byla provedena rekonstrukce nejprve s hrubším vzorkováním holografického záznamu (500×500) pixelů. Optimální rekonstrukční vzdálenost minimalizovala průměr rekonstruované PSF. Z takto určené hodnoty f'_H a znalosti z_R bylo podle vztahu 1.1 dopočítána vzdálenost z_S .

Pro účely porovnání efektivity techniky PS nebyl mezi jednotlivými technikami patrný rozdíl, proto jsme volili třístupňovou techniku PS a z jednotlivých záznamů vybrali 3, lišící se fázovým rozdílem $2\pi/3$ rad. Maximalizovali jsme tak vzdálenost těchto bodů ve fázovém prostoru a tím minimalizovali případnou chybu ve fázi. Ukázka vybraných fázově posunutých záznamů je na obrázku 4.2.

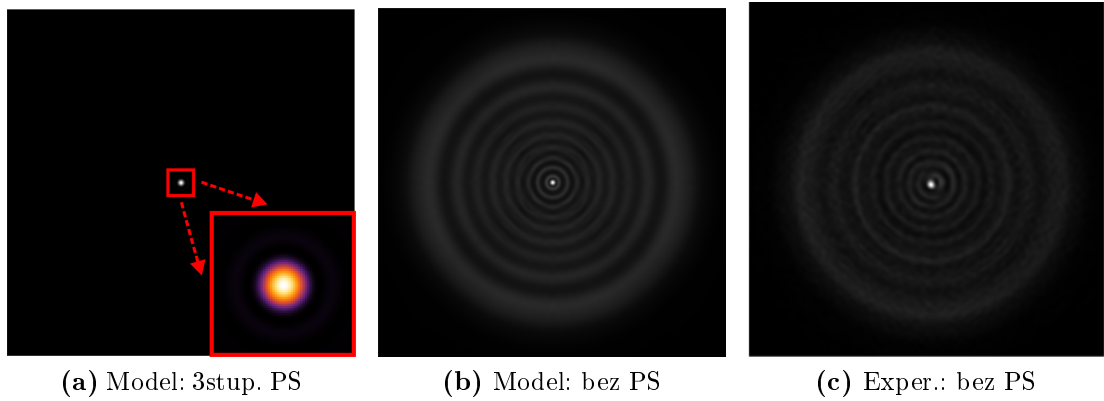


Obrázek 4.2: Ukázka experimentálně získaných holografických záznamů ze sestavy, jejíž náčrt je na obrázku 4.1. Parametry $z_S = \text{mm}$ $z_R = \text{mm}$. -800 -400. Zobrazená oblast odpovídá celému CCD chipu.

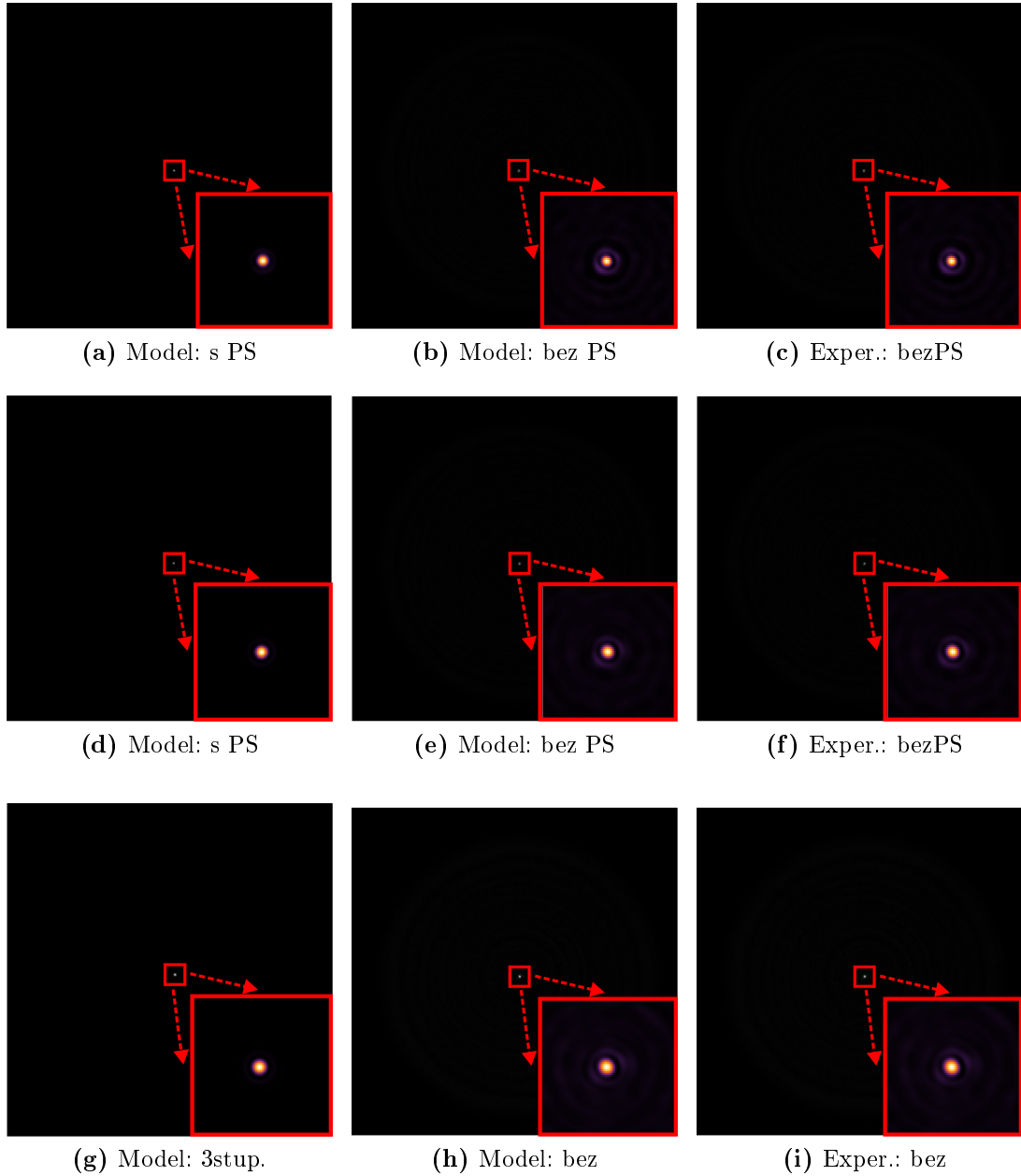
Takto získané záznamy byly omezeny na kruhovou oblast o poloměru 900 pixelů CCD ($\approx 5,81$ mm). Střed této oblasti byl nalezen numericky - proložením vybraného interferenčního kroužku metodou nejmenších čtverců kružnicí. Omezení na kruhovou oblast bylo zvoleno z důvodu přímého srovnání rekonstruované PSF s jejím analytickým vyjádřením (viz vztah 1.12).

Bylo provedeno srovnání rekonstruované PSF z experimentálních záznamů s analytickým předpisem difrakčně limitované PSF (vztah 1.12). Pro všechny parametry byla prokázána dobrá shoda teorie s experimentem. Na ukázkou je tato shoda demonstrována pro záznam -800 a -400 pro dokonale provedenou techniku

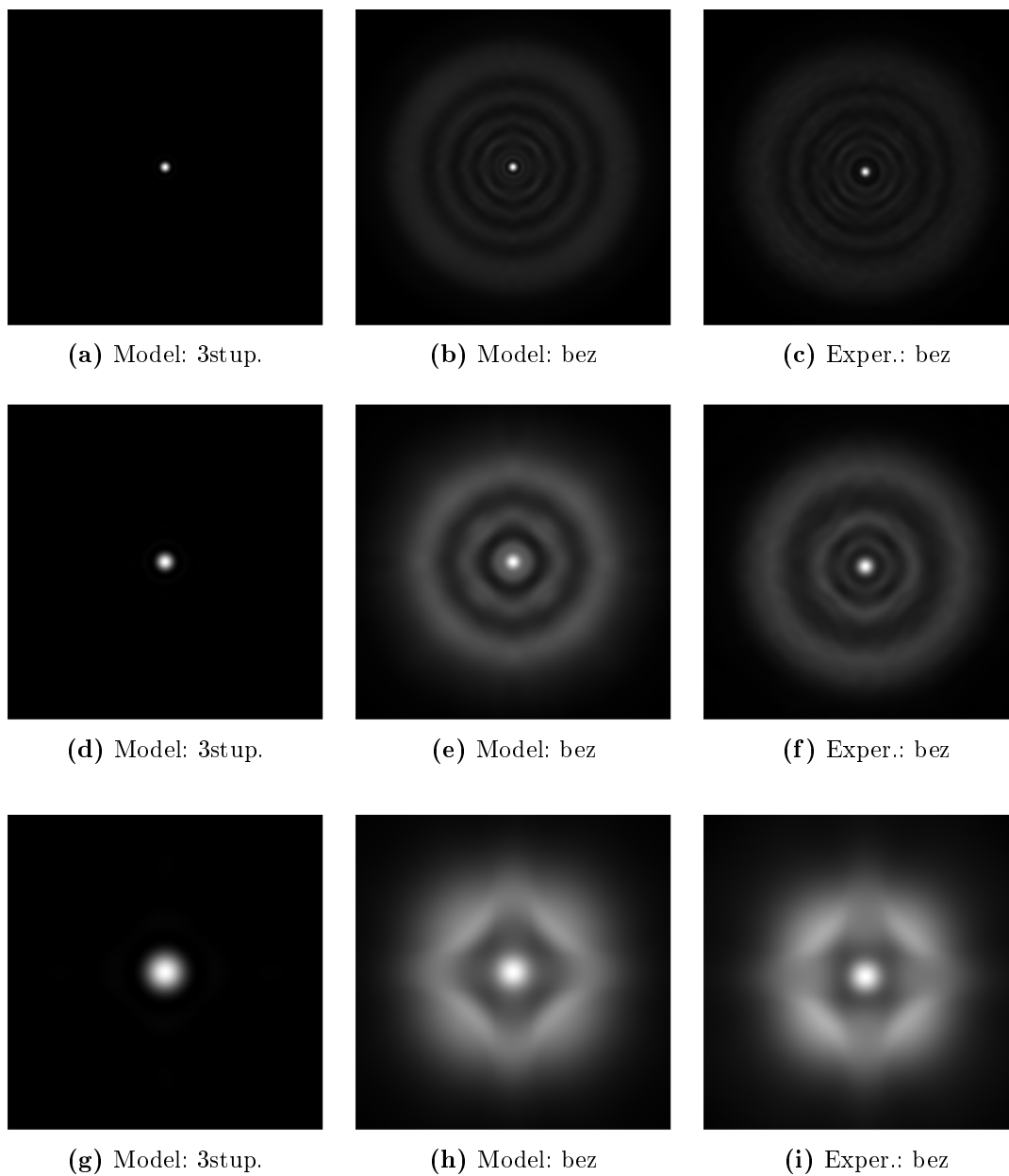
PS a rekonstrukci bez provedené techniky PS. Výstupy pro ostatní parametry je součástí obrázku 4.4 a obrázku 4.5 .



Obrázek 4.3: Porovnání efektivity třístupňové techniky PS a porovnání s numerickým modelem. Vybraná čtvercová oblast s rozměry $6,45 \times 6,45$ mm. Experimentálně získaná data byla pořízena sestavou, jejíž schéma je na obrázku 4.1. Parametry $f_S = -800$ mm $f_R = -400$ mm.



Obrázek 4.4: Porovnání efektivity třístepňové techniky PS a porovnání s numerickým modelem. Vybraná čtvercová oblast s rozměry $6,45 \times 6,45$ mm. Experimentálně získaná data byla pořízena sestavou, jejíž schéma je na obrázku 4.1. Parametry: (a)-(c): $f_R = -f_S = 400$ mm, (d)-(f): $f_R = -f_S = 500$ mm, (g)-(i): $f_R = -f_S = 500$ mm.



Obrázek 4.5: Porovnání efektivity třístupňové techniky PS a porovnání s numerickým modelem. Vybraná čtvercová oblast s rozměry $6,45 \times 6,45$ mm. Experimentálně získaná data byla pořízena sestavou, jejíž schéma je na obrázku 4.1. Parametry: $f_S = -800$ mm $f_R = -400$ mm. Parametry: (a)-(c): $f_R = -800$, $f_S = -500$ mm, (d)-(f): $f_R = -800$, $f_S = -600$ mm, (g)-(i): $f_R = -800$, $f_S = -700$ mm.

Závěr

Diplomová práce se komplexně zabývá technikami fázových posunutí v digitální holografii. Jsou představeny známé algoritmy a používané laboratorní implementace těchto technik.

V rámci diplomové práce byl vytvořen numerický model simulující proces holografického záznamu a rekonstrukce s vybranou technikou fázových posunutí. Součástí modelu je softwarová implementace používaných rekonstrukčních přístupů skalární teorie difrakce. Pomocí modelu byla zkoumána efektivita technik pro koherentní Gaborovu holografii a nekoherentní korelační holografii. Byl demonstrován vliv poklesu kontrastu záznamu na efektivitu technik PS. Ze závěrů plyne, že lze najít nastavení systému, při kterém není technika PS pro bodový záznamu zásadní. Na dvoubodovém záznamu byl demonstrován pokles rozlišení pro vybrané parametry Gaborovy sestavy v důsledku absence techniky PS. Simulací holografického zobrazení USAF testu byla vyhodnocena robustnost tří a čtyřstupňové techniky PS.

V praktické části byly s použitím prostorového modulátoru světla pořízeny reálné holografické záznamy a ověřena efektivita techniky fázových posunutí na reálných datech. Byl ověřen soulad teoretických závěrů s modelem.

V budoucnu se plánuje rozšíření modelu o možnost simulací holografického zobrazování s širším spektrem záření. Toto rozšíření umožní studovat projev technik PS s polychromatickým zářením. Motivací do budoucna zůstává doposud nevyřešený problém, a sice realizace optických řezů v metodách digitální holografie. Tato technika by mimo jiné umožnila rekonstrukci požadovaného interferenčního členu ve zvolené rovině z jediného holografického záznamu.

Seznam použité literatury

- [1] Gabor, D., *A new microscopic principle*. Nature. 1948 May 15; 161(4098), 777.
- [2] Leith, E. N.; Upatnieks, J. *Reconstructed wavefronts and communication theory*. J. Opt. Soc. Am. 52, 1123-1130 (1962).
- [3] Schnars, U., Jüptner W. *Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction*. Appl. Opt. 33, 179-181 (1994)
- [4] Yamaguchi, I.; Zhang T., *Phase-shifting digital holography*. Opt. Lett. 22, 1268-1270 (1997)
- [5] Rosen, J.; Brooker G. *Digital spatially incoherent Fresnel holography*. OPTICS LETTERS, Vol. 32, No. 8/ April 15, 2007.
- [6] Katz B.; Rosen J.; Kelner R.; Brooker G., *Enhanced resolution and throughput of Fresnel incoherent correlation holography (FINCH) using dual diffractive lenses on a spatial light modulator (SLM)*. Optics Express, Vol. 20, Issue 8, pp. 9109-9121 (2012).
- [7] Brooker, G.; Siegel, N.; Wang, V.; Siegel J., *Theory and Measurement of Raman Optical Activity*. In *Optimal resolution in Fresnel incoherent correlation holographic fluorescence microscopy*, Opt. Express 19, 5047—5062 (2011).
- [8] Bouchal, P.; Kapitán, J.; Chmelík, R.; Bouchal Z., *Point spread function and two-point resolution in Fresnel incoherent correlation holography*. Opt. Express 19 (16), 15603—15620 (2011)
- [9] Bouchal, P.; Bouchal Z., *Concept of coherence aperture and pathways toward white light high-resolution correlation imaging*. New Journal of Physics, Volume 15, December 2013.
- [10] Goodman, J. W., *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, New York (1996)
- [11] Brigham, E.O., *The Fast Fourier Transform*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1974.
- [12] Lai, S.; King, B.; Neifeld M. A., *Wave front reconstruction by means of phase-shifting digital in-line holography*, Optics Communications Volume 173, Issues 1–6, January 2000.
- [13] Yamaguchi, I.; Kato, J.; Ohta, S.; Mizuno, J., *Image formation in phase-shifting digital holography and applications to microscopy*, Appl. Opt. 40, 6177-6186 (2001).
- [14] Kim, M. K., *Digital Holographic Microscopy: Principles, Techniques, and Applications*, (Springer, 2011) ISBN 978-1-4419-7792-2.
- [15] Takaki, Y.; Kawai, H; Ohzu, H., *Hybrid holographic microscopy free of conjugate and zero-order images*. Appl. Opt. 38, 4990-4996 (1999)

- [16] Liu, J. P.; Poon, T. Ch, *Two-step-only quadrature phase-shifting digital holography*. Opt. Lett. 34, 250-252 (2009)
- [17] *Theory of Holography*. Springer.
- [18] Meier, R. W., *Magnification and Third-Order Aberrations in Holography*. J. Opt. Soc. Am. 55, 987-992 (1965)
- [19] Schovánek, P., *Překonání difrakčního limitu v jednocestné nekoherentní korelační holografii s digitální rekonstrukcí obrazu*. Bakalářská práce. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta. Olomouc, 2015.
- [20] Bouchal, P., *Fresnelova nekoherentní korelační holografie (FINCH)*. Bakalářská práce. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta. Olomouc, 2015.
- [21] Bouchal, P., *Fresnelova nekoherentní korelační holografie (FINCH)*. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství. Brno, 2010.
- [22] Bouchal, Z.; Chlup, V.; Čelechovský, R.; Bouchal, P; Nistor, I. C., *Achromatic correction of diffractive dispersion in white light SLM imaging*. Opt. Express 22, 12046 (2014).
- [23] lord Rayleigh, *Collected Papers*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1902, Vol. 3, p. 84. Inc., New York, 1964).
- [24] Born M.; Wolf, E., *Principles of Optics*. 4th.ed., Pergamon Press 1970
- [25] Mořka, L., *Základní principy, experimentální ověření a aplikace digitální "in-line" holografie*. Diplomová práce. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta. Olomouc, 2012.
- [26] Grimes, D. N.; Thompson, B. J., *Two-Point Resolution with Partially Coherent Light*. J. Opt. Soc. Am. 57, 1330-1334 (1967).
- [27] Barakat, R., *Application of Apodization to Increase Two-Point Resolution by the Sparrow Criterion. I. Coherent Illumination*. J. Opt. Soc. Am. 52, 276-283 (1962)
- [28] Bouchal, P.; Bouchal, Z., *Wide field common path incoherent correlation microscopy with a perfect overlapping of interfering beams*. Journal of the European Optical Society: Rapid Publications. 2013, 8.
- [29] Garcia-Sucerquia; Alvarez-Palacio, D. C.; Jericho, M. H.; Kreuzer, H. J., *Comment on "Reconstruction algorithm for high-numerical-aperture holograms with diffraction-limited resolution"*. Opt. Lett. 31, 2845-2847 (2006).
- [30] Wenbo Xu; Jericho, M. H. ; Meinertzhagen, I. A. ;Kreuzer, H. J., *Digital In-Line Holography for Biological Applications*. PNAS 2001 98 (20) 11301-11305; doi:10.1073/pnas.191361398.

- [31] Guo, Ch. S.; Zhang, L.; Wang, H. T.; Liao, J.; Zhu, Y. Y., *Phase-shifting error and its elimination in phase-shifting digital holography*. Opt. Lett. 27, 1687-1689 (2002).
- [32] Garcia-Sucerquia, J.; Xu, W.; Jericho, S. K.; Klages, P.; Jericho, M.H.; Kreuzer H. J., *Digital in-line holographic microscopy*. Appl. Opt. 45, 836-850 (2006).
- [33] Zhang, S., *A non-iterative method for phase-shift estimation and wave-front reconstruction in phase-shifting digital holography*. Optics Communications, Volume 268, Issue 2, 15 December 2006.
- [34] Kreis, T., *Handbook of holographic interferometry: optical and digital methods*. Weinheim: WILEY-VCH, 2005. ISBN 9783527405466.
- [35] Guo, CH. S.; Cheng, X.; Ren, X. Y.; Ding, J. P.; Wang, H. T., Vortex phase-shifting digital holography. Opt. Express 12, 5166-5171 (2004).
- [36] Jackin, B. J.; Narayanamurthy, C. S; Yatagai, T., Geometric phase shifting digital holography. Opt. Lett. 41, 2648-2651 (2016).
- [37] *Wikipedia* [online], 2017 [cit. 2017-01-25]. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Geometric_phase.
- [38] Guo, Ch. S.; Rong, Z., Y.; Wang, H. T.; Wang, Y.; Cai, L. Z., Phase-shifting with computer-generated holograms written on a spatial light modulator. Appl. Opt. 42, 6975-6979 (2003).
- [39] Běhal, J., *Měření polarizačních vlastností prostorového fázového modulátoru světla*. Bakalářská práce. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta. Olomouc, 2013.
- [40] Běhal, J., *Charakteristika činnosti prostorového modulátoru světla*. Diplomová práce. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta. Olomouc, 2015.
- [41] Běhal, J., *Experimentální ověření optických vlastností prostorového modulátoru světla*. Bakalářská práce. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta. Olomouc, 2011.
- [42] *hamamatsu.com* [online], 2017 [cit. 2017-04-21]. Dostupné z: http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/x10468_series_etc_kacc1172e.pdf.
- [43] Micó, V.; García, J.; Zalevsky, Z.; Javidi, B., *Phase-Shifting Gabor Holographic Microscopy*. J. Display Technol. 6, 484-489 (2010).
- [44] Rastogi, P. K., *Holographic Interferometry: Principles and Methods*. Springer Series in Optical Sciences. Springer Berlin Heidelberg, 1994.
- [45] Mina, J.; Yoa, B.; Gao, P.; Maa, B.; Yana, S.; Peng, F.; Zhenga, J.; Yea, T.; Ruppel, *Wave-front curvature compensation of polarization phase-shifting digital holography*. Springer Series in Optical Sciences. Springer Berlin Heidelberg, 1994.

- [46] Zhang, Z.; Zhang, Q.; Cheng, T.; Gao, J.; Wu, X., *Wave-plate phase shifting method*. Opt. Eng. 0001;52(10):103109-103109.
- [47] Běhal, J., *Analýza optických vad v digitální holografii*. Diplomová práce. Univerzita Palackého v Olomouci, Přírodovědecká fakulta. Olomouc, 2017.
- [48] Nyquist, H., *Certain topics in telegraph transmission theory*. Transactions of the A. I. E. E., 1928.
- [49] SHANNON, C. E., *Communication in the presence of noise*. Proceedings of the IRE, vol. 37, no. 1, 1949.

Seznam obrázků

1.1	Schéma Gaborovy osově bezčočkové konfigurace	5
1.2	Dvoubodové rozlišení s koherentním zářením	8
1.3	Prakticky používané FINCH konfigurace	9
1.4	Osová holografická konfigurace - odvození W-S podmínky	11
1.5	Projev aliasingu v holografických záznamech	11
1.6	Výpočetní náročnost rekonstrukčních algoritmů	15
1.7	Fresnelova a Kirchhoffova rekonstrukce	15
2.1	Simulované holografické záznamy v třístupňové technice PS	17
2.2	Simulace funkčnosti třístupňové techniky PS	17
2.3	Simulované holografické záznamy v čtyřstupňové technice PS	18
2.4	Simulace funkčnosti čtyřstupňové techniky PS	19
2.5	Laboratorní implementace techniky PS pomocí piezoelementu	21
2.6	Laboratorní implementace techniky PS polarizační optikou	22
2.7	Fázové masky generující vírovou strukturu v technikách PS	23
2.8	Laboratorní implementace techniky PS pomocí geometrické fáze	24
2.9	Nákres a základní parametry PMS s tekutými krystaly	26
2.10	Kvadratické fázové funkce adresované na PMS	27
3.1	Blokové schéma simulačního modelu technik PS	31
3.2	Efektivita techniky PS v Gaborově schématu - příčné řezy PSF	33
3.3	Řez rekonstruované PSF s vyznačením třetích minim	34
3.4	Efektivita techniky PS pro různá příčná zvětšení Gaborovy sestavy	34
3.5	Pozice předmětu rekonstruovaného rovinou vlnou	35
3.6	Grafické znázornění projevu interferometrických členů v Gaborově záznamu	35
3.7	Vliv kontrastu záznamu na efektivitu techniky PS	36
3.8	Efektivita techniky PS v jednoočkovém FINCH schématu	37
3.9	Efektivita techniky PS v jednoočkovém FINCH schématu	38
3.10	Efektivita techniky PS pro různá nastavení dvouočkové FINCH	39
3.11	Znázornění projevu interferometrických členů ve FINCH sestavě	39
3.12	Rekonstrukce bodového a dvoubodového záznamu bez techniky PS	40
3.13	Sparrowovo rozlišovací kritérium	41
3.14	Vliv techniky PS na rozlišovací schopnost systému	42
3.15	Projev chyby ve fázovém posunutí při rekonstrukci USAF testu	42
3.16	Robustnost tří a čtyřstupňové techniky PS	43
3.17	Rekonstrukce s tří a čtyřstupňovou technikou PS s chybou ve fázi $\chi = 0,2$ rad	43
4.1	Experimentální sestava pro bodové holografické záznamy	45
4.2	Ukázka experimentálně získaných holografických záznamů	46
4.3	Experimentální ověření efektivit techniky PS	47
4.4	Experimentální ověření efektivit techniky PS 1	48
4.5	Experimentální ověření efektivit techniky PS 2	49

Seznam použitých zkratek

$\lambda/2$	Půlvlnová
$\lambda/4$	Čtvrtvlnová
DH	Digitální holografie
DIHM	Digitální holografická mikroskopie
FFT	Rychlá Fourierova transformace („Fast Fourier Transform“)
FINCH	Fresnelova nekoherentní korelační holografie
LP	Lineární polarizace
MO	Mikroskopový objektiv
PGH	Počítačem generovaný hologram
PMS	Prostorový modulátor světla
PS	Fázové posunutí („Phase Shift“)
PSF	Bodová rozptylová funkce („Point Spread Function“)
R	Referenční
S	Signální
W-S	Whittaker-Shannonův