

Západočeská univerzita v Plzni
Fakulta aplikovaných věd
Katedra informatiky a výpočetní techniky

Diplomová práce

Počítačem generované holografické stereogramy

Poděkování

Zde bych chtěl poděkovat hlavně panu Petru Lobazovi, vedoucímu mé diplomové práce, za jeho vedení, neocenitelné připomínky a čas. Dále bych chtěl poděkovat své rodině za podporu a za zázemí, které mi umožnilo se soustředit výhradně na vytvoření této práce.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů.

V Plzni dne 18. června 2014

Martin Šinko

Abstract

The primary purpose of the thesis is to familiarize reader with the basic methods and the algorithms for computer-generated holographic stereograms (CGHSs) and also with the differences between the methods for creating them.

In the first part of the thesis reader will get to know the context of CGHSs including the discussions about classical stereograms, optically recorded holograms and also some basics from Optics. After that part the CGHSs' description focused on the discussion of discrete world used for all CGHSs' computations comes. This type of discussion will continue into the next part where the chosen CGHSs' methods are in the center of interest.

In the last part the chosen CGHSs' methods are tested and compared with regards to visual quality of observed image.

Abstrakt

Hlavním účelem této práce je obeznámení čtenáře se základními principy a základními algoritmy počítačem generovaných holografických stereogramů a s odlišností metod, dle kterých se tyto stereogramy vytvářejí.

V první části této práce je čtenář uveden do kontextu, kde se diskutují klasicky vytvářené stereogramy, opticky zaznamenávané hologramy a mimo jiné i některé důležité pojmy z optiky. Po této části, přichází samotný popis počítačem generovaných holografických stereogramů zaměřený na diskuzi diskrétního prostoru, ve kterém probíhají všechny výpočty, které jsou s těmito stereogramy spojené. V této diskuzi se následně pokračuje i u zvolených metod pro vytvoření stereogramů.

V poslední části práce jsou tyto metody otestovány a porovnávány mezi sebou, zejména s ohledem na kvalitu pozorovaného obrazu.

Obsah

Typografická konvence	1
1 Úvod	2
2 Souvislosti	3
2.1 Světlo	4
2.1.1 Paprskový model světla	6
2.1.2 Vlnové chování světla	7
2.2 Difraktivní mřížka	12
2.3 Kulové a rovinné vlny	15
2.4 Skalární teorie difrakce pro šíření světla prostorem	17
2.5 Průchod světla čočkou	21
2.6 Lidský pozorovací systém	29
2.6.1 Průchod světla okem	29
2.6.2 Vnímání detailů	30
2.6.3 Vnímání hloubky	31
2.7 Stereogramy - aneb využití binokulárního vjemu	32
2.7.1 Pouze stereoskopický vjem	32
2.7.2 Umocnění konvergence	33
2.7.3 Přidání pohybové paralaxy	34
2.7.4 Autostereogramy	34
2.8 Hologramy - aneb plnohodnotné zachycení vjemů	36
2.8.1 Trocha historie	36
2.8.2 Základní pojmy	39
2.8.3 Princip interferenční metody	40
2.8.4 Diskuze uchované interferenční struktury	46
2.8.5 Základní rozdělení hologramů	48
3 Počítačem generované holografické stereogramy	49
3.1 Princip záznamu stereogramů (princip multiplexingu)	51
3.2 Diskrétní model pro šíření světla	52
3.2.1 Rayleigh-Sommerfeldův vztah	54
3.2.2 Fresnelova aproximace	58
3.2.3 Fraunhoferova aproximace	61
3.3 Diskrétní záznam hologramu	63
3.4 Přehled metod vytváření hologramů	65
3.4.1 Interferenční metody	65
3.4.2 Metody založené na difrakci	67

4	Pořízení pohledů počítačem	69
4.1	Opravdová vs. syntetická kamera	70
4.2	Umístění kamery - tvar záznamové plochy - pohyb pozorovatele	70
4.3	Potřebný počet snímků	74
4.4	Zvolený způsob pořízení snímků	76
5	Porovnávané metody záznamu hologramů	77
5.1	Klasický stereogram	77
5.1.1	Soustředění maximální energie do cílové plochy	79
5.1.2	Šíření vlny mezi obecnými plochami	83
5.1.3	Šíření vlny mezi stejně velkými plochami	85
5.1.4	Dekompoziční přístup při šíření vlny mezi různými plochami	87
5.1.5	Výpočet intenzity	89
5.2	Fourierův stereogram	89
5.2.1	Důsledky a vzorkování při použití Fourierovo transformace	91
5.2.2	Šíření objektové a referenční vlny přes optický prvek	93
5.2.3	Způsoby uchování stereogramu	94
5.2.4	Záznam a rekonstrukce obrazu	97
5.3	DSC stereogram (Diffraction Specific Computing)	97
5.3.1	Vytvoření základních difrakčních struktur	98
5.3.2	Úprava rovinné vlny pixely pohledu	99
5.3.3	Vytvoření stereogramu	100
6	Pozorování počítačem vypočtených stereografických hologramů	100
6.1	Posunutí pozice pozorovatele z pozice hologramu	100
6.2	Simulace pozorování lidským okem	102
7	Testování	103
7.1	Užití LCD displeje s roztečí 9 μm	104
7.2	Anaglyfické brýle	109
7.3	Simulace pozorování hologramu pomocí počítače	111
8	Závěr	116
	Seznam obrázků	118
	Použité zdroje	124
	Přílohy	128
A	Uživatelský manuál	129

Typografická konvence

Při odkazování se na jednotlivé číslované celky budu používat jednotné označení kapitola.

Důležité pojmy a matematické výrazy budu zvýrazňovat *kurzívou*, algoritmy, proměnné a názvy struktur `strojovým písmem`. Vektory a body budu v textu zvýrazňovat **tučným písmem**.

Pro popisování některých obrázků budu používat symbol oka (Obr. 0.1), které znázorňuje pozici a směr pohledu pozorovatele.



Obrázek 0.1: Symbol pro pozici a směr pohledu pozorovatele.

1 Úvod

Zaznamenávání obrazu je s lidstvem spojeno již od nepaměti. V průběhu dějin se techniky a způsoby zaznamenávání vyvíjely od těch nejprimitivnějších (pravěké malby v jeskyních, cca 10 000 let př. n. l.), po sofistikovanější (malby na plátnech). Dříve se také zobrazovaly spíše objekty reálné, bylo to pouhé zachycení skutečnosti, bez jakékoli imaginace. Zaznamenání obrazu bylo v pravěku na svém počátku, lidé se zde pouze zaučovali v této technice. S příchodem pláten a malířů se objevují techniky zachycení scény pomocí perspektivy, odstínů, míchání barev. Obrazy již zdaleka nejsou pouze realistické, ale dochází zde k mísení s obrazy nereálnými. Ačkoli se zaznamenání obrazu posouvalo kupředu, pořád bylo omezeno na hrstku lidí schopných a nadaných tak činit. Zároveň to byla i technika obecně časově náročná. Dalším evolučním vývojem byly bezpochyby fotoaparáty a zachycení scény pomocí jejího krátkého osvětlení a zachycení odrazu na světlo citlivý prvek (ať už to byl materiál či CCD prvek). Okamžité zachycení informací ve scéně bylo přelomové, během několika okamžiků tak bylo možné zaznamenat několik plnohodnotných obrazů. Zpočátku si dodatečný čas sebrala doba vyvolání snímku, to je ale pouze technický detail, který s příchodem digitálního způsobu záznamu vzal za své. S příchodem fotoaparátů a jejich neustálého zlepšování se zaznamenávání obrazu dostává mnohem více k obyčejným lidem. Vzniká velké množství různých aparatur a technik, jak zaznamenat co nejděle obraz viděný lidským okem. Vývoj fotoaparátu souvisí i s vývojem optických soustav čoček, se kterými se zde intenzivně pracovalo. Ač se technika zaznamenání obrazu posunula dopředu, pořád stála na zaznamenání pouhé barevné informace (intenzity světla). Takový obraz na nás působí stejně, ať se na něj díváme odkudkoli, informaci o hloubce nelze získat změnou polohy pozorovatele, či zapojením obou očí. Lidé si toho byli vědomi a tak se stále pokoušeli přijít na způsob, jak zaznamenat 3D obraz věrohodněji. Vyvinula se technika zvaná stereografie. Jejím hlavním posláním je přidání dalšího vjemu hloubky pomocí binokulárního vjemu. Neboli do každého oka je poslán jiný obraz a mozek si 3D vjem vytvoří sám. Existují různé druhy stereogramů, kterým se budu podrobněji věnovat v jedné z kapitol. Důležitým faktem ale zůstává, že i přes přidání další informace o hloubce, vnímaný obraz není dokonalý. Posledním vývojovým krokem v zaznamenání scény je prozatím holografie, což je technika, která je schopná zaznamenat a znovu zrekonstruovat světelnou vlnu přicházející od snímané scény. Stereogramy se objevují dost možná už velmi dlouho a objevují se v celé historii, i v holografii, kde se konkrétně mluví o holografických stereogramech.

Počítačem generovaná holografická stereografie nepatří mezi zcela probádané oblasti holografie. Tento fakt je způsoben i celkově její mladostí, neboli dříve nebyly takové výpočetní a technické možnosti, které jsou nyní. Jedná se o výpočetní výkon počítačů, a to ne pouze superpočítačů budovaných pro speciální účely, ale i

těch menších osobních, které se běžně nacházejí v domácnostech. S mnohonásobným nárůstem výkonu přišel i nárůst paměti, která je neméně důležitá pro výpočet detailních hologramů. Vzhledem k výše zmíněným faktům bylo možné celý proces vytvoření hologramu simulovat výpočetně. Výpočetně zjistit holografickou strukturu i její následné ověření. Tento fakt má za následek velké rozšíření komunity holografistů. Po vypočtení struktury a jejím ověření nakonec přichází poslední fáze, která se skládá z vypálení struktury do světlocitlivého materiálu pomocí technologie známé jako litografie. Litografie jako technologie znovu nepatří mezi nové technologie, jedná se obecně o techniku, která pomáhá vytvářet různé jemné struktury. Konkrétně u holografie se pro velmi detailní struktury ($0.1\mu m$) používá elektronová litografie (electron beam lithography). Ačkoli je ale tato technologie funkční, pro masové použití je vzhledem k výrobním nákladům momentálně málo použitelná.

Pro vytvoření holografického stereogramu existuje již mnoho metod s rozličnými vlastnostmi, co se týká výpočetních nároků, či vizuálního vjemu. Málodky se ale porovnávají mezi sebou. Smyslem této diplomové práce bude právě je probrat a mezi sebou porovnat několik základních metod generování. Přičemž se budou uvažovat pouze HPO (horizontal parallax only) transmisní jednobarevné hologramy vytvářené a rekonstruované pomocí monochromatického světla (světla o jedné vlnové délce). Omezení se pouze na tento typ hologramů by ale nemělo trpět na obecnosti použitých metod. Porovnávání bude založeno na teoretickém výpočtu, simulaci a na reálném ověření na displeji, který pracuje jako SLM (spatial light modulator). Velikost a rozlišení displeje je opravdu takové, že testovaná bude prováděna na velmi jednoduchých, triviálních strukturách, jakou je například malá koule. Displej bude pouze ověřovat, jestli se nám světlo difraktuje tak, jak má. Po tomto otestování přijde fáze, kdy se počítačem vygeneruje shluk snímků zachycujících pohledy uživatele pohybujícího se v prostoru a tento shluk se bude následně vizuálně kontrolovat pomocí anaglyfických brýlí. Zároveň se s tímto testem budou konzultovat i jednotlivé výsledky zobrazené na počítači. Finálním výsledkem může být vypálení stereogramů pomocí jedné z technik litografie a jejich porovnání mezi sebou.

2 Souvislosti

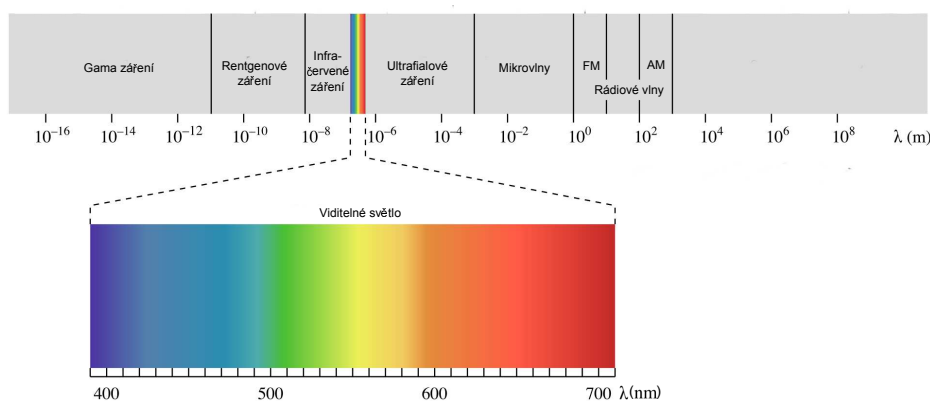
Pro plné pochopení holografických stereogramů je nejprve nutné pochopit cestu, kterou si stereogramy a hologramy prošly. Po přečtení této kapitoly čtenář pochopí základní principy jejich tvorby a jejich základní technologická omezení.

2.1 Světlo

Všechno, co lidé vidí, je zapříčiněno světlem, které vizuální informaci přenáší. Proto je nezbytně nutné pochopit (alespoň v základech) podstatu světla a principy jeho šíření prostorem.

Zkoumáním podstaty světla a jeho chováním se fyzikové zabývají od nepaměti. Jeho popis se vyvíjel přes Newtona (částice - paprsková optika), Huygense (vlna), Maxwella (elektromagnetické vlny), Hertze (světlo součást elektromagnetických vln), Plancka (kvantované záření) až po Einsteina (kvantum energie - foton). Chápání světla jako elektromagnetické vlny je důležité pro vysvětlení vlnových jevů, mezi které patří interference a difrakce, namísto toho paprsková optika dobře popisuje jevy, jakými jsou odraz, lom. S příchodem kvantové teorie se prosazuje teorie, založená na pravděpodobnostním modelu chování částic, kdy se světlo, představované kvanty energie (fotony), chová jako částice i jako vlna (dualita fotonu). Pomocí této teorie již lze také vysvětlit, co se děje při generování či při absorbování světla fotocitlivými materiály či fotocitlivými diodami (photoelectronic phenomena).

Dříve se mimo jiné věřilo, že světlo obsahuje pouze viditelné spektrum. Až časem se ukázalo, že toto spektrum je daleko obsáhlejší a že obsahuje například rádiové, ultrafialové a infračervené vlny, viz Obr. 2.1. Dokonce se ani nevěřilo, že elektromagnetické vlny jsou totéž, co světlo a změření jeho rychlosti šíření bylo v době objevu překvapivé.



Obrázek 2.1: Elektromagnetické spektrum. Vztaženo k vlnové délce světla, λ .
Zdroj: [11]

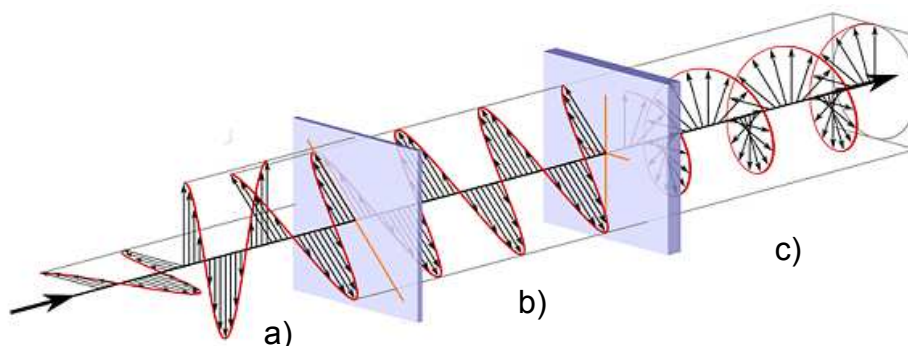
Kolem nás se objevují různé zdroje světla, zdroje přirozené (sluneční svit, světélkování živočichů) a zdroje uměle vytvořené (žárovky, zářivky, diodová světla, lasery). Princip vzniku světla (emise) je následující. Světlo se emituje při sestupu elektronu z vyšší energetické hladiny na nižší, při tomto sestupu se vyzáří energie. Způsob a průběh emise světla (fluorescence, ionizace, stimulovaná emise,

žhavení wolframového vlákna) definuje jeho vlastnosti, parametry, mezi které patří:

- *vlnová délka, frekvence* - zaměnitelné pojmy, které ve viditelném spektru souvisí s barvou světla. Vlnová délka určuje délku periody jedné vlny, zatímco frekvence počet opakování za 1 sekundu. Světlo ale nemusí a často ani neobsahuje pouze jednu vlnovou délku, je často složením různých vlnových délek. Shluk těchto délek či frekvencí se často označuje pojmem spektrum. Sluneční svit například obsahuje všechny myslitelné vlnové délky (tzv. bílé světlo, black body radiator). Světlo může být složeno pouze z podmnožiny frekvencí (určité frekvence, či pouhá jedna frekvence). Pokud je světlo vyjádřeno pouze jednou frekvencí nazývá se monochromatické, pokud tato frekvence pouze lehce kolísá, tak potom se používá často označení kvazi-monochromatický zdroj světla (účelem je dosáhnout monochromatického světla, vzhledem ale k obtížnosti konstrukce, je tento úkol prakticky nemožný).
- *rychlost* - nejprve měřena, později odvozena z Maxwellových rovnic. Částice přenášející světelnou energii se mohou pohybovat rychlostí světla, jelikož mají nulovou klidovou hmotnost (soulad s teorií relativity). Od jakéhokoli zdroje světla se energie šíří touto rychlostí, proto se tento parametr nikde explicitně neuvádí.
- *koherence* - velmi podstatný parametr pro holografii, který nám říká, jak moc je generované světlo organizované. Často se dělí do následujících podskupin, kde všechny musí být splněny, abychom nadále mohli tvrdit, že je náš zdroj světla koherentní.
 - *prostorová (spatial)* - hovoří o tom, jestli jsme schopni určit pozici zdroje světla (a jak moc) z různých míst, kam světlo dopadlo. Musí to vypadat, jako kdyby všechno světlo vycházelo z bodového světla.
 - *časová (temporal)* - zdroj musí vyzařovat pouze jedinou frekvenci. V praxi prakticky nemožné, generováno s jistou chybou (kvazi-monochromatické zdroje).
 - *fázová (phase)* - kdekoli, kde dochází k interferenci více zdrojů světla, interferující zdroje musí mít stálý rozdíl fází. Nejjednodušší dosažení této podmínky je v případě, kdy zdroj interferuje sám se sebou (po použití dobře navržené optické soustavy se zrcadly, polopropustnými prvky atp.).

Koherence světla není obecně vlastnost trvalá, ale vztahuje se na určitou dobu, vzdálenost.

- *doba koherence* (coherence time) - doba, po kterou se světlo chová koherentně
 - *délka koherence* (coherence length) - vzdálenost, kterou je koherentní světlo schopno urazit, než se stane nekoherentním
- *polarizace* - určuje způsob šíření světla v prostředí. Světlo se dle Huygensova principu šíří ve směru pohybu a zároveň se šíří jako příčné vlnění (hodnoty se mění ve směru šíření vzruchu, příkladem je šíření vzruchu na lanu, viz Obr. 2.2). Pokud se vektor tohoto šíření nachází stále v jedné rovině, potom se hovoří o lineárně polarizovaném světle. Existuje zde i možnost, že se světlo bude polarizovat ne do roviny ale do kruhu, takové světlo se nazývá kruhově polarizované. V ostatních případech, kdy se ruch šíří do náhodných směrů, se jedná o světlo nepolarizované. Speciálním filtrem, odrazem, či průchodem speciálním materiálem (kalcit, turmalín) lze světlo zpolarizovat. Srovnání polarizovaných a nepolarizovaných vln viz Obr. 2.2.



Obrázek 2.2: Příklad různé polarizace světla. Světlo se zde šíří zleva doprava, přičemž nejdříve je nepolarizované (a), po průchodu filtrem se polarizuje lineárně (b) a nakonec se světlo polarizuje speciálním filtrem na kruhově polarizované (c).

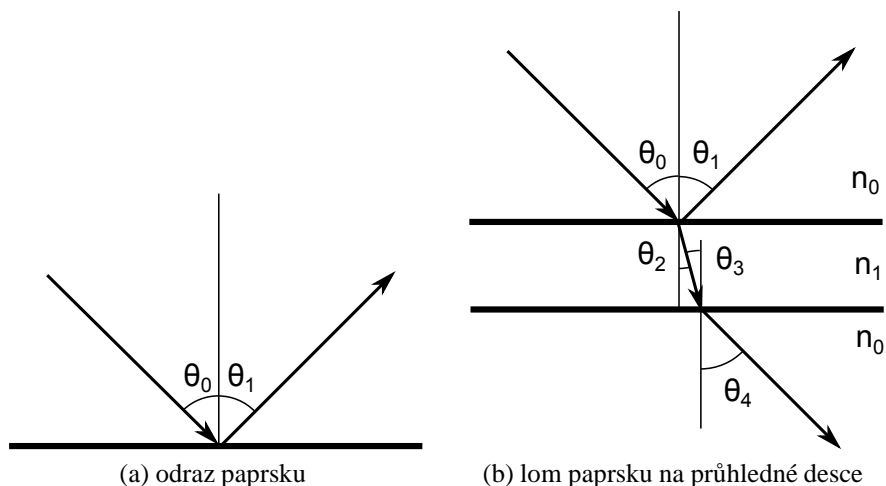
Zdroj: [2]

Více o vývoji teorií o šíření světla lze nalézt v kapitole 1 v [27] či podrobněji v historickém úvodu v [5]. Základní parametry světla jsou probrány v kapitole 1 v [27], pro podrobnější vysvětlení, spolu s popisem principu vzniku světla u různých typů laserů viz kapitola 3 v [26].

2.1.1 Paprskový model světla

V této sekci se bude vycházet ze základní geometrické paprskové optiky, kde se světlo chápe jako proud částic (Newton). Tento pohled na šíření světla prostorem popisuje dobře jevy, ke kterým dochází na objektech, které jsou mnohem větší,

než je vlnová délka světla. Používá se zde aproximace pohybu světelné energie pomocí paprsků, jejichž aplikace zde funguje dostatečně přesně. Mezi základní jevy, které paprsková optika popisuje, patří odraz a lom paprsku, viz Obr. 2.3.



Obrázek 2.3: Chování paprsku při dopadu na povrch objektu. V obrázku platí $\theta_0 = \theta_1 = \theta_4$, $\theta_2 = \theta_3$. Indexy n_0 , n_1 představují indexy lomu prostředí.

Světelný paprsek dopadající na určitý předmět pod úhlem θ_1 se v místě dopadu od něj odrazí pod úhlem θ_2 a pokračuje v rovině určené normálou povrchu v místě dopadu a vektorem dopadajícího paprsku. Oba úhly jsou měřeny vzhledem k normále v místě dopadu a platí pro ně vztah 2.1.

$$\theta_1 = \theta_2 \quad (2.1)$$

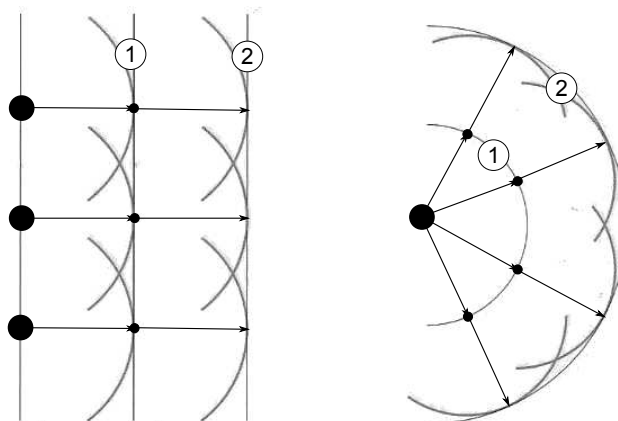
V případě dopadu paprsku na prostředí opticky jiné hustoty dochází obecně jak k odrazu paprsku od tohoto prostředí, tak k jeho průchodu pod změněným směrem jeho chodu. Jev změny směru dopadajícího paprsku se nazývá lom paprsku. Úhel této změny závisí na optické hustotě obou prostředí, která se často popisuje pomocí indexů lomu, $n = c/v$, kde v představuje rychlost světla v daném prostředí a c rychlost světla ve vakuu. Úhel lomu potom závisí na indexu lomu prostředí, ze kterého paprsek vychází (n_1), a na indexu lomu prostředí, kam vchází (n_2). V obou případech paprsek pokračuje ve stejné rovině. Úhly dopadu θ_1 a lomu θ_2 se měří vzhledem k normále plochy (zákon lomu, viz rovnice 2.2).

$$n_1 \cdot \sin \theta_1 = n_2 \cdot \sin \theta_2 \quad (2.2)$$

2.1.2 Vlnové chování světla

Pro šíření světla prostorem se objevují různé teorie, viz [5]. Časem se ujala Huygensova vlnová teorie, která tvrdí, že se světlo šíří ve vlnách, kde v každém

okamžiku vznikají nové sekundární zdroje světla, které světlo propagují dále. Obálka těchto nových zdrojů světla se nazývá vlnoplocha a ta tvoří obálku nové vlny, a takto to pokračuje dále. Směr šíření vlny lze potom vyjádřit jako normálu vlnoplochy v daném místě. Ukázka šíření vlny s jednotlivými vlnoplochami a různými směry viz Obr. 2.4.



Obrázek 2.4: Huygensův princip šíření vlny. Zachycen na případě vlny, která se šíří pouze jedním směrem a vlně, která se šíří do všech směrů. 1 – obálka vytvořená primárním zdrojem zobrazeným jako větší černý bod, 2 – obálka vytvořená sekundárními zdroji světla, které jsou zobrazeny menšími černými body

Pomocí této teorie Huygens dokázal odvodit jak lom, tak odraz světla. Thomas Young přišel s konceptem interference světla, což byla tehdy význačná myšlenka, která připouštěla vytvoření stínu i tam, kam míří (opticky řečeno) dva bodové zdroje světla. Využitím Huygensovy myšlenky o šíření světla a Youngovy představy o interferenci Augustin-Jean Fresnel přišel s velice přesným výpočtem difrakčních obrazců, jejichž existenci posléze i prakticky (experimentálně) potvrdil. Tato teorie byla později po představení Maxwellových rovnic matematicky podepřena Gustavem Kirchoffem (první aproximace) a následně Arnoldem Sommerfeldem (korektní řešení). Toto snažení vyústilo v Rayleigh-Sommerfeldovu teorii difrakce. Bližší pojednání o této historii viz kapitola 3.1 v [13].

Důležité je poznamenat, že obě tyto teorie matematicky vysvětlují předpoklady a závěry Huygense a Fresnela a že jsou založeny na aproximaci vektorových rovnic představených Maxwellem (aproximace založená na nezávislosti elektrické a magnetické složky vlnění).

Popis světla Pro popis chování šíření vlny v prostoru se zde použije skalární aproximace vektorových Maxwellových rovnic (vztah 2.3), která chápe vektor

magnetické (**H**) a elektrické (**E**) intenzity jako vektory na sobě nezávislé.

$$\Delta^2 u(\mathbf{P}, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 u(\mathbf{P}, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (2.3)$$

Jedním z možných řešení diferenciální rovnice 2.3 je:

$$u(\mathbf{P}, t) = A(\mathbf{P}) \cdot \cos(2\pi ft - \phi(\mathbf{P})), \quad (2.4)$$

kde $A(\mathbf{P})$ představuje amplitudu v místě $P(x, y, z)$, f frekvenci vlny, t čas a $\phi(\mathbf{P})$ aktuální fázi. Vlnění je zde popsáno jako vlnění příčné, kde se vzruch šíří prostorem kolmo na směr vlnění. Hodnota $u(\mathbf{P}, t)$ představuje jednu z veličin vektorového elektromagnetického pole, tj. elektrickou intenzitu E_x, E_y, E_z , či magnetickou intenzitu H_x, H_y, H_z . Více o této aproximaci viz kapitola 3.2 v [13].

Zápis vztahu 2.4 se často přepisuje do komplexní podoby:

$$u(\mathbf{P}, t) = \Re\{A(\mathbf{P}) \cdot e^{j(2\pi ft + \phi(\mathbf{P}))}\} = \Re\{A(\mathbf{P}) \cdot e^{j2\pi ft} \cdot e^{j\phi(\mathbf{P})}\} \quad (2.5)$$

Vzhledem k tomu, že v holografii nás nezajímá změna pole v čase, tak se často používá zjednodušená reprezentace vlny zanedbáním časové složky, viz vzorec 2.6. Hodnoty vlny potom odpovídají reálné části komplexní amplitudy vlny $U(\mathbf{P})$, která obsahuje jak aktuální amplitudu, tak fázi v konkrétním místě.

$$u(\mathbf{P}) = \Re\{\overbrace{A(\mathbf{P}) \cdot e^{j\phi(\mathbf{P})}}^{U(\mathbf{P})}\} \quad (2.6)$$

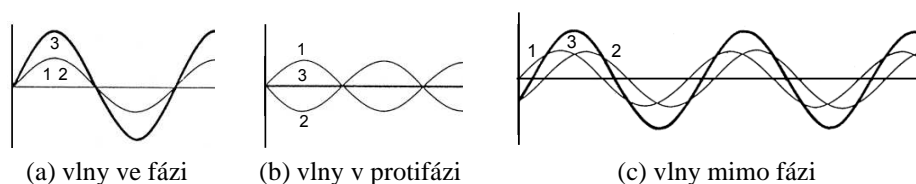
Při používání komplexní aritmetiky, která pracuje s komplexními amplitudami, je zároveň nutné se rozhodnout, jestli se vlna bude vyjadřovat s kladným, či záporným imaginárním číslem j . Vzhledem k tomu, že volba znaménka ve výsledku ovlivňuje pouze hodnotu argumentu cosinus, viz vztahy 2.7, který je sudou funkcí, je tato volba libovolná, pouze se následně musí dodržovat ve všech výpočtech.

$$\overbrace{A(\mathbf{P}) \cdot \cos(2\pi ft - \phi(\mathbf{P}))}^{\text{kladné } j} \times \overbrace{A(\mathbf{P}) \cdot \cos(-2\pi ft + \phi(\mathbf{P}))}^{\text{záporné } j} \quad (2.7)$$

Interference K tomuto jevu dochází vždy při interakci více vln, které jsou koherentní a které se setkaly v jednom místě v prostoru. V tomto místě posléze dochází k tzv. interferenci, jejímž výsledkem je prostý algebraický součet amplitud těchto vln. Vzhledem ke vzájemným fázím dopadajících vln dochází k následujícím situacím:

- *vlny jsou v protifázi* - příspěvky od jednotlivých vln se odečítají (v krajním případě se mohou zcela odečíst a zachycená amplituda bude nulová), viz Obr. 2.5b.

- *vlny jsou ve fázi* - příspěvky vln se sčítají (v mezním případě dochází k záznamu až dvojnásobné amplitudy), viz Obr. 2.5a
- *vlny nejsou ve fázi* - obecný případ, amplitudy vln se mohou buď sčítat, či odečítat v závislosti na místě společného dopadu. Tato interference je nejhůře pozorovatelná, viz Obr. 2.5c



Obrázek 2.5: Interference mezi dvěma příčnými vlnami se stejnou amplitudou. 1 – první interferující vlna, 2 – druhá interferující vlna, 3 – výsledná vlna.

Zdroj: [33]

Interference se charakterizuje jako *konstruktivní*, pokud je výsledná hodnota amplitudy větší než hodnoty amplitud jednotlivých vln, a jako *destruktivní* v případě opačném.

Více o této problematice viz kapitola 1 v [27], kapitola 36 v [16].

Difrakce Jev, ke kterému dochází při kolizi světelné vlny s objekty a který se projevuje následnou změnou směru šíření dopadlé vlny. Popis tohoto jevu vysvětluje například výskyt světla i v místech předpokládaného geometrického stínu. Difrakci poprvé pojmenoval Francesco Grimaldi v 17. století a definoval ji jako jev, který není ani lomem a ani odrazem.

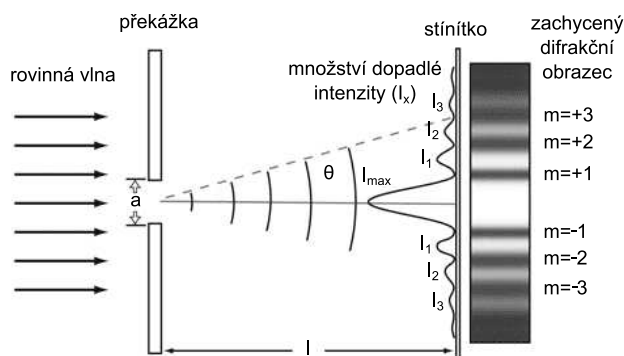
Ačkoli k tomuto jevu dochází vždy při interakci vlny s objektem, k pozorovatelným výsledkům dochází až při kolizi s velice malými objekty, jejichž rozměry jsou srovnatelné s vlnovou délkou světla. Potom lze výsledek difrakce, často nazývaný jako difrakční obrazec, přímo pozorovat. K difrakci dochází obecně na hranách objektů či při dopadu na úzké štěrby.

Pro vysvětlení vzniku difrakce se zde použije situace při dopadu vlny na úzkou štěrbinu zobrazená na Obr. 2.6. Huygensův princip šíření světla předpokládá v každém okamžiku vznik nového bodového zdroje světla, který světlo šíří dále. V rovině štěrby si potom lze představit nekonečné množství takto vzniklých druhotných zdrojů světla. Nejenom, že světlo generované těmito zdroji již může dopadnout i do míst geometrického stínu, ale dochází zde i k interferenci vln z jednotlivých zdrojů. Tyto vlny posléze na stínítku vytvářejí pozorovaný interferenční obrazec, jehož tmavá místa (destruktivní interference) lze lokalizovat dle

vztahu 2.8, kde a je šířka štěrbiny, θ úhel šíření paprsků a λ vlnová délka světla.

$$a \cdot \sin \theta = m \cdot \lambda, \quad \text{kde } m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.8)$$

(minima - tmavé proužky)



Obrázek 2.6: Difrakce světla při průchodu úzkým otvorem. Na obrázku je zachycena situace šíření světla štěrbinou o šířce d na stínítko vzdálené l . Na tomto stínítku vzniká difrakční obrazec sestávající z tmavých proužků, která určují jednotlivá difrakční minima, na obrázku zachycena do řádu tři. Nerovnoměrné množství dopadlého světla je znázorněno křivkou na stínítku, kde jsou pojmenována jednotlivá maxima zachycené intenzity, I_x . Na schématu je rovněž zachycen úhel θ , který zde určuje pozici 3. difrakčního minima..

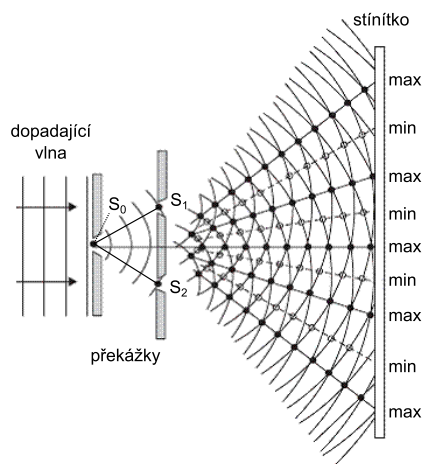
Zdroj: [29]

Šířka štěrbiny a je parametr, který určuje míru pozorovatelné difrakce, neboli čím je menší ($a \approx \lambda$), tím se energie procházející vlny soustředí do více difrakčních řádů m , určených úhly θ . Jinými slovy, dochází k většímu ohybu. Při opačném pohledu, pro $a \gg \lambda$, se drtivá většina energie soustředí do nultého řádu, jehož úhel odpovídá úhlu šíření paprsku dle geometrické optiky.

V uvažované situaci z Obr. 2.6 se navíc předpokládá, že vzdálenost stínítka l je mnohem větší, než šířka štěrbiny, více viz [16] kapitola 37.

Youngův pokus Pro názornou ukázkou jevu interference slouží Youngův pokus, k jehož vysvětlení se používá Huygensův princip pro šíření vln, viz [16], kapitola 36.4. Thomas Young svůj pokus založil na interferenci dvou koherentních zdrojů světla, viz Obr. 2.7.

Pro pokus nejprve využil poznatku, že vlna po dopadu na překážku vytvoří v místě otvoru nový zdroj světla (ideálně bodový zdroj, S_0). Od tohoto bodového zdroje se následně světlo šíří ke druhé překážce se dvěma otvory, které se zнова stávají novými bodovými zdroji světla S_1, S_2 (identickými). Pro vznik interference



Obrázek 2.7: Youngův interferenční pokus.

Zdroj: [36]

je důležité správné rozmístění obou děr ve druhé stěně, musí být umístěny ve stejné vzdálenosti od díry první, tj. $|S_0 - S_1| = |S_0 - S_2|$. Potom je zajištěno, že vlna dopadlá do obou otvorů bude mít stejné parametry (amplitudu, fázi). Posledním krokem je umístění stínítka do určité vzdálenosti od druhé stěny, kde se budou pozorovat interferenční maxima (minima), světlé a tmavé proužky. Poloha těchto proužků lze při znalosti vzájemné vzdálenosti děr d ($|S_1 - S_2|$) vypočítat dle vztahů 2.9 a 2.10. Parametr m zde představuje tzv. interferenční maximum (minimum), θ je úhel šíření světla a d je velikost mezery mezi štěrbinami. Nikoli náhodou jsou tyto vztahy podobné vztahu 2.8 pro výpočet polohy tmavých proužků při difrakci.

$$d \sin \theta = m\lambda, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.9)$$

(maxima - světlé proužky),

$$d \sin \theta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \quad \text{kde } m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.10)$$

(minima - tmavé proužky)

2.2 Difraktivní mřížka

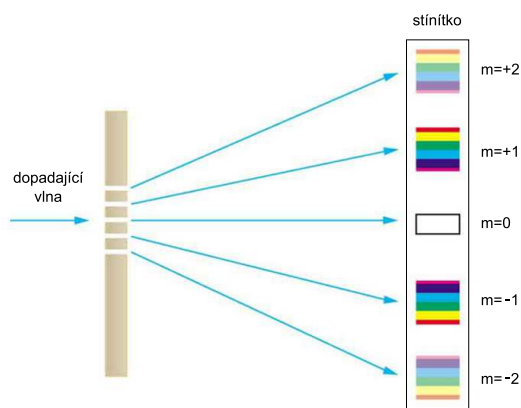
Difraktivní mřížka představuje strukturu, která využívá poznatky z předchozích kapitol o interferenci a difrakci a vzhledem ke své jemné struktuře srovnatelné s vlnovou délkou světla mění výrazně (difraktuje) směr procházející světelné vlny. Je možné vytvořit zcela libovolnou difraktivní mřížku, která bude procházející

světlo difraktovat předem požadovaným způsobem, například jej bude soustředit do bodu (obdoba čočky).

Základní variantu představuje mřížka, která se skládá pouze z neprůhledného materiálu a z velkého počtu průhledných otvorů (rýh, vrypů). Jejich vzájemná vzdálenost je jednotná a často se označuje pojmem *mřížková konstanta*. Obdobně jako u Youngova pokusu lze určit při dopadu rovinné světelné vlny polohy vznikajících interferenčních maxim a minim pomocí rovnic 2.9 a 2.10. Z těchto rovnic se v praxi používá hlavně rovnice pro určení difrakčních maxim, jejíž tvar se následně pozměňuje do podoby, která se nazývá *mřížkovou rovnicí* (grating equation), viz vztah 2.11, kde se uvažuje i náklon dopadlé rovinné vlny, θ_i a kde se vyjadřuje i frekvence vrypů na jednu délkovou jednotku (například metr), $f = 1/a$.

$$\begin{aligned} \sin \theta_o &= m \cdot \frac{\lambda}{a} + \sin \theta_i \\ &= m \cdot f \cdot \lambda + \sin \theta_i, \quad \text{kde } m \text{ je } 0., 1., 2., \dots \text{ difrakční řád} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Z výše uvedeného vztahu vyplývá i různé chování dopadající vlny v závislosti na její vlnové délce. Každá vlnová délka se ohýbá jinak, přičemž platí, že červené světlo se ohýbá více oproti ostatním¹. Jedním z důsledků této závislosti je disperze (rozklad) bílého světla na jednotlivé vlnové délky a pozorování vlnového spektra na stínítku, viz Obr. 2.8.



Obrázek 2.8: Rozklad světla při dopadu na mřížku. *Jas barev zachycených na stínítku ukazuje míru zachycené intenzity, přičemž platí, že nejvíce ji dopadá do 0. difrakčního řádu.*

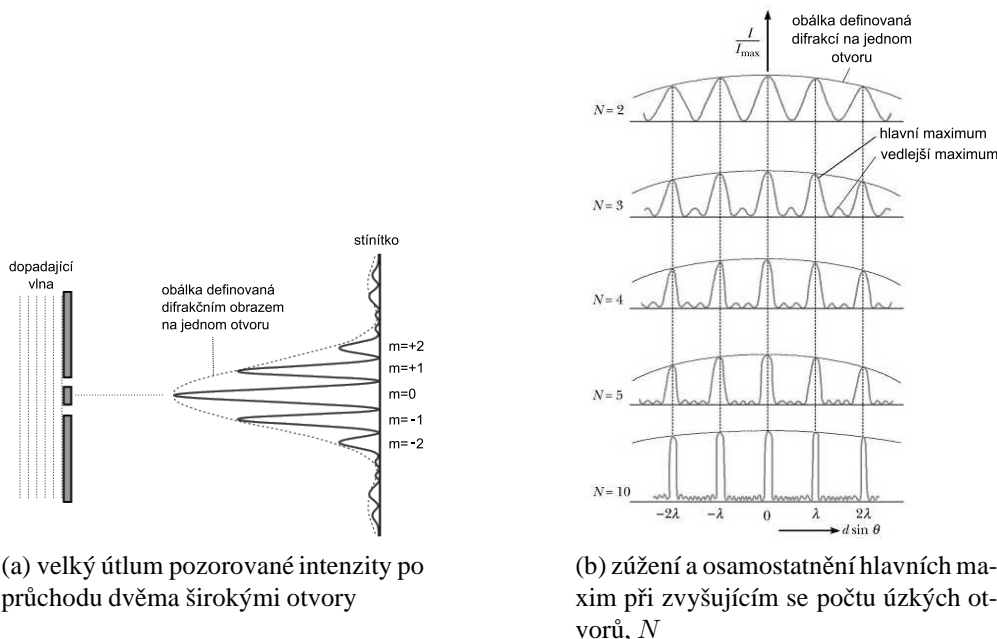
Zdroj: [12]

Youngův pokus používal zjednodušení, kdy se uvažovala velikost otvoru srovnatelná s vlnovou délkou světla, a tudíž do tohoto otvoru umístil pouze jeden

¹Existuje na to fráze pro zapamatování v angličtině, Red Rotates Radically

bodový zdroj světla. Tento zdroj sám o sobě posléze nevytvářel žádné dodatečné difrakční obrazce a pozorované interferenční obrazce vykazovaly stejnou intenzitu.

V praxi při konstrukci difraktivních mřížek tento předpoklad ale není často splněný a vytvářejí se otvory širší, než je vlnová délka světla. Vlivem difrakce tak dochází k útlumu difraktivních maxim, viz Obr. 2.9a, kde je tento útlum dosti výrazný. Při pozorování interferenčních vzorů nás často zajímá hlavně poloha a šířka maxim. Interferencí vln z různých otvorů vznikají ale i další maxima (vedlejší), která mohou rušit toto pozorování. Aby se tento jev co nejvíce potlačil, zvyšuje se počet otvorů, čímž dochází jednak k zúžení hlavních maxim, ale také hlavně k jejich výraznějšímu oddělení oproti vedlejším maximům, viz Obr. 2.9b. Více o difraktivních mřížkách a jejich vlastnostech v [16], kapitola 37 a [3], kapitola 5.



Obrázek 2.9: Souvislost difrakce a interference na difraktivní mřížce.

Zdroje: [10] a [1]

Ohyb světla na mřížce může být způsobem lokální změnou průhlednosti mřížky (útlumem procházejícího světla), ale také zapříčiněním zpoždění světla při průchodu mřížkou (různá členitost výstupního povrchu mřížky, či rozdílný lom světla).

Změna parametrů mřížky (propustnost, tloušťka, lom), které určují lokální ohyb světla, nemusí být a často není skoková. Způsob změny těchto parametrů potom přímo ovlivňuje energii, která je propouštěna do pozic jednotlivých difraktivních

řádů. Například při změně parametrů dle funkce sin dochází pouze k šíření energie do 0. a ± 1 . difraktivního řádu.

Účinnost Při ohybu paprsku pouze pomocí různé průhlednosti dochází ke ztrátě velkého množství energie na mřížce samotné (62,5 % u sinusoidní transmitance, 50 % u transmitance čtvercové). Z tohoto pohledu jsou na tom lépe mřížky, která pracují pouze se změnou fáze, zde totiž prochází (různý lom) či se odráží (různá členitost) teoreticky 100 % dopadlé energie.

Například použitím pouze fázové změny procházejícího paprsku lze u sinového charakteru získat až 33.8% energie pro první řády, u čtvercového dokonce až 40.5% energie. Při samostatné změně průchodnosti se uvádí maximální účinnost 10.1% pro čtvercový a 6.25% pro sinusový profil.

Více o účinnosti mřížek viz [3], kapitola 6.

Poznámka V kapitole 2.8 se hovoří o záznamovém médiu, zvaném hologram, které je schopno po nasvícení světlem reprodukovat zaznamenanou scénu. Tato struktura není nic jiného než obecná difraktivní mřížka, která po nasvícení ohýbá světlo, přesně tak, aby v prostoru formovalo zachycený objekt.

2.3 Kulové a rovinné vlny

Při definování vln se zde bude uvažovat rotace fázorů v záporném smyslu, obecným tvarem fázoru potom bude $U(\mathbf{P}) = A(\mathbf{P}) \cdot e^{-j\phi(\mathbf{P})}$.

K analýze šíření světla prostorem se často používají dva základní typy vln:

- *kulová vlna*

- vlna, která se šíří z ideálního bodového světla do všech směrů
- s postupující vzdáleností ubývá na energii (lineární pokles amplitudy)
- pro kulovou vlnu platí vztah:

$$u(\mathbf{P}, t) = \Re \left\{ \frac{A}{r} e^{j(\omega(t-\frac{r}{c})-\phi)} \right\} = \Re \left\{ \frac{A}{r} e^{j(\omega t - \omega \frac{r}{c} - \phi)} \right\}, \quad (2.12)$$

kde A představuje amplitudu bodového zdroje světla, r vzdálenost od bodového zdroje světla, ω úhlovou frekvencí, t dobu trvání, c rychlost světla a ϕ počáteční fázi.

- po uvážení následujícího vztahu $\frac{\omega}{c} = k$, který vyplývá z rovností $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi f}{f\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} = k$ lze vztah zjednodušit:

$$u(\mathbf{P}, t) = \Re \left\{ \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr - \phi)} \right\} \quad (2.13)$$

- po zanedbání šíření vlny v čase, zbývá fázor $U(\mathbf{P})$, který určuje parametry vlny v místě \mathbf{P} :

$$U(\mathbf{P}) = \frac{A}{r} \cdot e^{-jkr} e^{-j\phi} \quad (2.14)$$

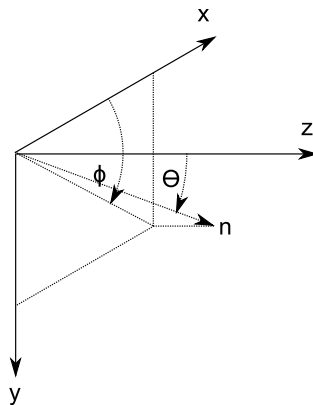
- *rovinná vlna*

- aproximace kulové vlny pro velké vzdálenosti, kdy lze zakřivení kulové plochy aproximovat rovinnou plochou, kde je velikost amplitudy stejná
- předpokládá se, že amplituda je všude stejná, $A(\mathbf{P}) = A$
-

$$U(\mathbf{P}) = A \cdot e^{jk\mathbf{n}\mathbf{P}} = A \cdot e^{jk(n_x x + n_y y + n_z z)}, \quad (2.15)$$

kde $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ je jednotkový vektor určující směr šíření vlny a $\mathbf{P} = (x, y, z)$ je pozice v prostoru

- po uvážení levotočivé soustavy souřadnic lze souřadnice jednotkového vektoru určit pomocí sférických souřadnic θ a ϕ , viz vztahy 2.16 a Obr. 3.2:



Obrázek 2.10: Systém souřadnic spolu se směrovým vektorem.

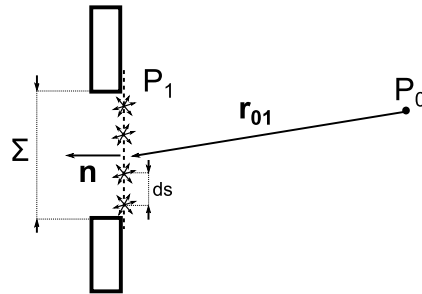
$$\begin{aligned} n_x &= \sin(\theta) \sin(\phi) \\ n_y &= \sin(\theta) \cos(\phi) \\ n_z &= \cos(\theta) \end{aligned} \quad (2.16)$$

2.4 Skalární teorie difrakce pro šíření světla prostorem

Šíření světla se zde bude popisovat na základě závěrů a značení jako v [13]. Uvedu zde pouze potřebné závěry bez hlubšího vysvětlení, které je možné dohledat v právě uvedené publikaci. Celá teorie je definována nad spojitým prostorem, leč pro využití jejích závěrů ve výpočetní holografii je nutné přejít do diskrétního prostoru a uvažovat i potřebné vzorkování použitých spojitých funkcí, viz kapitola 3.2. Skalární difrakční teorie představuje aproximaci Maxwellových vektorových rovnic, která ale za následujících podmínek funguje velice přesně:

1. difrakční otvor musí být daleko větší než je vlnová délka procházejícího světla
2. výsledek difrakce nesmí být pozorován příliš blízko difrakčnímu otvoru

Sommerfeld uvedl vztahy, které popisují charakteristiku světla v bodě \mathbf{P}_0 pomocí známé charakteristiky světelného pole v difrakčním otvoru o ploše Σ . Na této ploše se definují druhotné zdroje světla na pozicích \mathbf{P}_1 vzájemně vzdálených o ds . Vzdálenost bodů $|\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_0|$ je rovna velikosti vektoru \mathbf{r}_{01} a bude značena r_{01} . Celé schéma je znázorněno na Obr. 2.11.



Obrázek 2.11: Situace při definici Rayleigh-Sommerfeldova vztahu.

Sommerfeld odvodil dva vztahy, které popisují rovnice pro výpočet hodnoty pole v bodě \mathbf{P}_0 , tyto vztahy jsou nazývány 1. Rayleigh-Sommerfeld řešení (vztah 2.17) a 2. Rayleigh-Sommerfeld řešení (vztah 2.18).

$$U_I(\mathbf{P}_0) = -\frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma} U(\mathbf{P}_1) \left(\left(jk - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \right) ds \quad (2.17)$$

$$U_{II}(\mathbf{P}_0) = \frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma} \frac{\partial U(\mathbf{P}_1)}{\partial \mathbf{n}} \left(\frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \right) ds \quad (2.18)$$

V dalším textu se bude používat 1. řešení, jelikož pro druhé řešení je potřeba znát parciální derivaci $U(\mathbf{P}_1)$ dle normály, která obvykle není známa. Toto řešení se bude značit pouze $U(\mathbf{P}_0)$ bez indexu I . Důsledek této rovnice je následovný. Při znalosti hodnot světelného pole na určité ploše je možné určit hodnoty světelného pole na ploše jiné, například stejně veliké ale posunuté do určité pozice v prostoru. Jinými slovy vlna na ploše v prostoru jednoznačně definuje světelnou vlnu jí procházející a pomocí Rayleigh-Sommerfeldovy rovnice dokážeme spočítat hodnoty šířící se z této plochy kdekoli jinde v prostoru (téměř, viz podmínky korektnosti skalární teorie difrakce).

Pro praktické výpočty se používá řada aproximací, které za jistých okolností neubírají mnoho přesnosti na výsledku a naopak snižují výpočetní náročnost daného výpočtu. První aproximace předpokládá, že vzdálenost pozorovatele (\mathbf{P}_0) je mnoho vlnových délek, tj. $r_{01} \gg \lambda$. Potom lze výraz $(jk - \frac{1}{r_{01}})$ aproximovat pouze výrazem jk a dostane se rovnice 2.19:

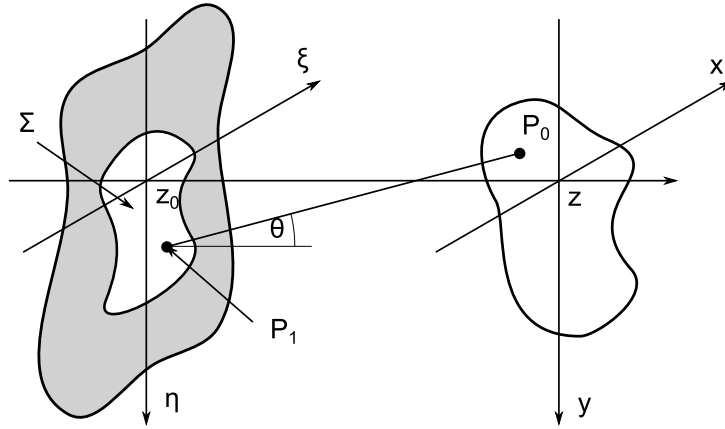
$$U(\mathbf{P}_0) \approx -\frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma} U(\mathbf{P}_1) \left(jk \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \right) ds \quad (2.19)$$

Tento výraz lze dále ještě zjednodušit vyndáním konstantního výrazu jk před integrál, rozepsáním konstanty k na $\frac{2\pi}{\lambda}$ a nakonec roznásobením výrazem $\frac{j}{j}$ a využitím faktu $j^2 = -1$. Jednotlivé kroky viz vztahy 2.20.

$$\begin{aligned} U(\mathbf{P}_0) &= -\frac{jk}{2\pi} \iint_{\Sigma} U(\mathbf{P}_1) \left(\frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \right) ds = \\ &= -\frac{j2\pi}{2\pi\lambda} \iint_{\Sigma} U(\mathbf{P}_1) \left(\frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \right) ds = \\ &= \frac{1}{j\lambda} \iint_{\Sigma} U(\mathbf{P}_1) \left(\frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \right) ds \end{aligned} \quad (2.20)$$

Pro další aproximace se použije představa šíření vlny z plochy kolmé na z-ovou osu v $z_0 = 0$ do jiné vertikální plochy se z-ovou souřadnicí z . Souřadnice na výchozí zdrojové ploše budou (ξ, η) , na cílové (x, y) . Celá situace viz Obr. 2.12.

Vzhledem k obrázku lze výraz $\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01})$ dále zjednodušit na $\cos \theta$, který lze vyjádřit jako $\cos \theta = \frac{z}{r_{01}}$. Přepsání vztahu při uvažování souřadnic na obou plochách viz rovnice 2.21



Obrázek 2.12: Situace při definici Rayleigh-Sommerfeldova vztahu po zavedení kartezských souřadnic.

$$\begin{aligned}
 U(x, y) &= \frac{1}{j\lambda} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\theta) ds, \quad \cos \theta = \frac{z}{r_{01}} \\
 &= \frac{z}{j\lambda} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}^2} d\xi d\eta,
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

kde je vzdálenost r_{01} rovna:

$$r_{01} = \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \tag{2.22}$$

Další aproximace posledního vztahu 2.21 postupně nahrazují kulovou světelnou vlnu vlnou parabolickou (Fresnel) či vlnou rovinnou (Fraunhofer). Fresnel použil postupně následující dva kroky vedoucí ke vztahu 2.24:

- $r_{01} \approx z$ pro jmenovatel

$$U(x, y) = \frac{1}{j\lambda z} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) e^{jkr_{01}} \cos(\theta) d\xi d\eta \tag{2.23}$$

- $r_{01} \approx z + \frac{1}{2z} ((x - \xi)^2 + (y - \eta)^2)$ pro exponenciálu

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] \right\} d\xi d\eta \tag{2.24}$$

- bez újmy na korektnosti lze nahradit konečnou plochu Σ za plochu nekonečnou

$$U(x, y) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \exp \left\{ j \frac{k}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] \right\} d\xi d\eta \quad (2.25)$$

Po rozepsání výrazu v exponenciále $(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2$ na výrazy $(x^2 + y^2) + (\xi^2 + \eta^2) - 2(x\xi + y\eta)$, je možné celý vztah 2.25 vyjádřit pomocí jedné Fourierovy transformace (až na multiplikativní faktor $e^{j\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)}$ ovlivňující ale pouze fázi otvoru), viz vztah 2.26.

$$\begin{aligned} U(x, y) &= \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{j\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ U(\xi, \eta) e^{j\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)} \right\} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta \\ &= \text{const} \cdot \mathcal{F} \left\{ U(\xi, \eta) \exp \left[j \frac{k}{2z} (\xi^2 + \eta^2) \right] \right\}, \\ \text{const} &= \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} e^{j\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)} = \\ &= \frac{1}{j\lambda z} \cdot \exp[jkz] \exp \left[j \frac{k}{2z} (x^2 + y^2) \right] = \\ &= \frac{1}{j\lambda z} \cdot \exp \left[jk \cdot \left(\frac{x^2 + y^2}{2z} + z \right) \right] \end{aligned} \quad (2.26)$$

Nakonec je dobré si uvědomit, že vztah 2.25 lze vidět i jako konvoluční vztah 2.27:

$$\begin{aligned} U(x, y) &= \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) h(x - \xi, y - \eta) d\xi d\eta \\ h(x, y) &= \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} \exp \left[\frac{jk}{2z} (x^2 + y^2) \right] \end{aligned} \quad (2.27)$$

Fresnelova aproximace je dostatečně přesná pro propagační vzdálenost z splňující podmínku, která vychází z Taylorova rozvoje:

$$z^3 \gg \frac{\pi}{4\lambda} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]_{\max}^2$$

Jen pro představu to znamená vzdálenost 25 cm pro kruhový 1 cm otvor, pozorovaný v 1 cm kruhové oblasti pod světlem o vlnové délce 0,5 μm . Neboli při dodržení tohoto odstupů jsou parabolické vlny dostatečně přesnou aproximací vln sférických.

Dalším krokem je finální daleko striktnější Fraunhoferova aproximace, která používá pouze vlny rovinné, viz vztah 2.28 v prostorových proměnných a vztah 2.29 v proměnných frekvenčních.

- $z \gg \frac{k(\xi^2 + \eta^2)_{\max}}{2}$

$$U(x, y) = \frac{1}{j\lambda z} \cdot e^{jk \cdot \left(\frac{x^2 + y^2}{2z} + z\right)} \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta \quad (2.28)$$

- $const = \frac{1}{j\lambda z} \cdot e^{jk \cdot \left(\frac{x^2 + y^2}{2z} + z\right)} \quad f_X = x/\lambda z \quad f_Y = y/\lambda z$

$$\begin{aligned} U(x, y) &= const \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \exp[-j2\pi(f_X\xi + f_Y\eta)] d\xi d\eta \\ &= const \cdot \mathcal{F}\{U(\xi, \eta)\} \end{aligned} \quad (2.29)$$

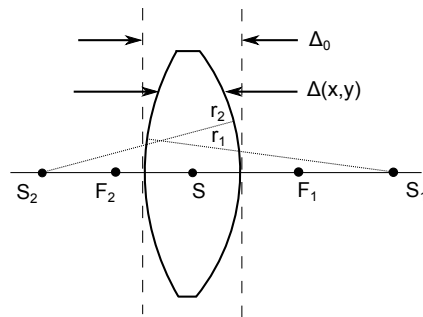
Jen pro představu to znamená vzdálenost daleko větší než 1 600 m pro kruhový 2,5 cm otvor, pod světlem o vlnové délce 0,6 μm . Neboli při dodržení tohoto odstupů jsou rovinné vlny dostatečně přesnou aproximací vln sférických.

2.5 Průchod světla čočkou

Popis čočky Před samotným popisem jevů, které vznikají při průchodu světelné vlny čočkou, je nejprve nutné popsat strukturu a princip samotné čočky. Celý tento popis lze souběžně sledovat na Obr. 2.20.

Čočka představuje průhledné těleso s indexem lomu n , jehož hranice jsou popsány dvěma kulově zakřivenými plochami se středy \mathbf{S}_1 , \mathbf{S}_2 a s poloměry r_1 a r_2 . Středů leží na stejné ose jako střed čočky \mathbf{S} a dva ohniskové body \mathbf{F}_1 , \mathbf{F}_2 (jejich poloha i význam viz dále v kapitole). Tato společná osa se nazývá optickou osou. Kulové plochy definují prostor čočky o maximální tloušťce Δ_0 , konkrétní tloušťka čočky v bodě (x, y) lze popsat obecnou funkcí $\Delta(x, y)$.

Plynulá proměnlivost tloušťky čočky $\Delta(x, y)$ způsobuje rozdílnou optickou dráhu procházejících paprsků v závislosti na místě vstupu (x, y) paprsku do čočky. Tuto dráhu lze vyjádřit pomocí níže uvedeného vztahu 2.30:



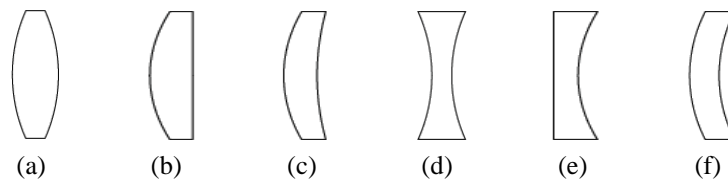
Obrázek 2.13: Definice čočky spolu s význačnými body.

$$\begin{aligned}
 \phi(x, y) &= k \cdot (\Delta(x, y) - \Delta_0) && \text{(optická dráha mimo materiál čočky)} \\
 &+ kn \cdot \Delta(x, y) && \text{(optická dráha v čočce)} \\
 &= k\Delta_0 + k(n - 1)\Delta(x, y)
 \end{aligned}
 \tag{2.30}$$

Tato optická dráha neboli změna fáze potom přímo definuje světelné pole, kterým se upraví (vynásobí) světelné pole dopadlé na povrch čočky:

$$\begin{aligned}
 U(x, y) &= \exp[j\phi(x, y)] \\
 &= \exp[jk\Delta_0 + k(n - 1)\Delta(x, y)] \\
 &= \exp[jk\Delta_0] \cdot \exp[jk(n - 1)\Delta(x, y)]
 \end{aligned}
 \tag{2.31}$$

Výpočet tloušťky a fázového posuvu u spojné čočky Zakřivení obou ploch a tedy i funkce určující lokální tloušťku čočky mohou být různé, nástin možností viz Obr. 2.14.



Obrázek 2.14: Různé druhy čoček vzhledem k zakřivení hraničních ploch.

V této práci se ale bude věnovat pozornost pouze spojné dvojvypuklé čočce (Obr. 2.14a), u které se bude vzdálenost r_1 chápat jako kladná, vzdálenost r_2 naopak jako záporná. Funkce tloušťky má potom následující tvar:

$$\Delta(x, y) = \Delta_0 - R_1 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_1^2}} \right) + R_2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_2^2}} \right) \quad (2.32)$$

Po zavedení paraxiální aproximace, kdy se uvažují pouze paprsky svírající malý úhel s optickou osou, lze zavést aproximaci:

$$\left(\sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_1^2}} \right) \approx 1 - \frac{x^2 + y^2}{2R_1^2}, \quad \left(\sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{R_2^2}} \right) \approx 1 - \frac{x^2 + y^2}{2R_2^2} \quad (2.33)$$

která rovnici 2.32 pro výpočet tloušťky spojné čočky zjednoduší na výraz 2.34.

$$\Delta(x, y) \approx \Delta_0 - \frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (\text{paraxiální aproximace}) \quad (2.34)$$

Po dosazení funkce tloušťky (vztah 2.34) do vztahu 2.30 se dostává výraz pro výpočet změny fáze:

$$\begin{aligned} \phi(x, y) &= k\Delta_0 + k(n-1) \left(\Delta_0 - \frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \right) \\ &= k\Delta_0 + k(n-1)\Delta_0 - k(n-1) \frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \\ &= kn\Delta_0 - k(n-1) \frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \end{aligned} \quad (2.35)$$

Po zadefinování ohniskové vzdálenosti² jako $\frac{1}{f} \equiv (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$ vychází konečné vztahy pro výpočet změny fáze (vztah 2.36) a světelného pole ovlivňující dopadlou vlnu (vztah 2.37):

$$\phi(x, y) = kn\Delta_0 - \frac{k}{2f}(x^2 + y^2) \quad (2.36)$$

$$U(x, y) = \exp[jkn\Delta_0] \cdot \exp[-j\frac{k}{2f}(x^2 + y^2)] \quad (2.37)$$

²Tento vztah lze použít pro výpočet ohniskové vzdálenosti f . Například pro $n = 1.5$ a při stejném poloměru křivosti $r = r_1 = r_2$ vychází ohnisková vzdálenost $f = 0.5r$.

Při uvažování tenké čočky, kdy se neuvažuje změna xy pozice paprsku během putování čočkou, není konstantní člen $\exp[kn\Delta_0]$ důležitý a často se vypouští.

Není náhoda, že změna fáze $\phi(x, y)$, kterou spojka způsobuje, odpovídá fázi kulové vlny, která se šíří z ohniska F_1 . Tomu odpovídá i výsledná transformace dopadlé rovinné vlny na vlnu kulovou.

Zobrazovaný obraz čočkou Při pozorování obrazu skrz čočku se vnímaný obraz může jevit zvětšený, zmenšený, posunutý, převrácený. Všechny tyto varianty, ke kterým dochází při průchodu světla čočkou, lze uspokojivě vysvětlit pomocí geometrické optiky a paraxiální aproximace, uvažující paprsky svírající malé úhly s optickou osou. Závěry geometrické optiky lze ale využít i ve vlnové optice, kde paralelu k paprskům lze uvažovat kolmice k vlnoplochám. Tato analogie potom dobře poslouží při výkladu základních jevů geometrické optiky, ke kterým dochází při průchodu světelné vlny čočkou.

Parametry obrazu předmětu pozorovaného přes čočku lze spočítat využitím zobrazovací rovnice (vztah 2.38):

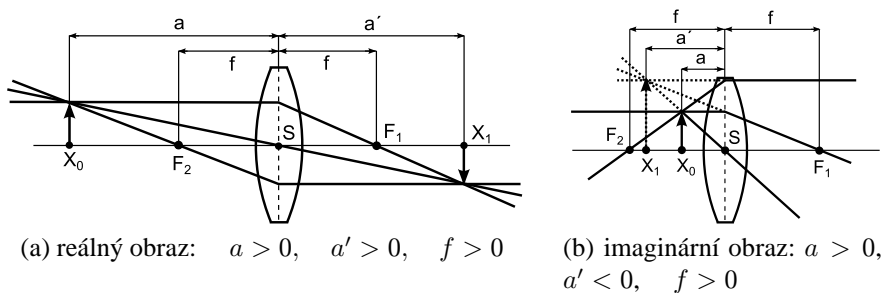
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}, \quad (2.38)$$

kteřá dává do vztahu vzdálenosti předmětu a , obrazu a' a ohniska f , přičemž všechny tyto hodnoty jsou relativní vůči pozici středu čočky. Znaménková konvence klade v případě dvojbypuklé čočky f kladné vždy, a kladné při použití skutečného předmětu a a' kladné při konstrukci obrazu reálného (možné zachytit na papír, tvořen sbíhavými paprsky). Záporné a je v případě nereálného předmětu, a' při konstrukci obrazu imaginárního (virtuálního, nereálného, tvořen rozbíhavými paprsky).

Znaménko podílu $\frac{a'}{a}$ potom udává orientaci objektu vůči předmětu (kladný podíl značí převrácený obraz), velikost podílu míru změny velikosti. Pro zjištění pozice obrazu se často používají tři paprsky, u kterých je známo jejich chování po průchodu čočkou:

1. paprsek, který prochází záporným ohniskem, pokračuje po průchodu čočkou ve směru rovnoběžném s optickou osou
2. paprsek, který je rovnoběžný s optickou osou, pokračuje po průchodu čočkou do kladného ohniska
3. paprsek, který jde středem čočky, nemění svůj směr

Jako ukázka vytvoření reálného a virtuálního obrazu poslouží dvě situace na Obr. 2.15.

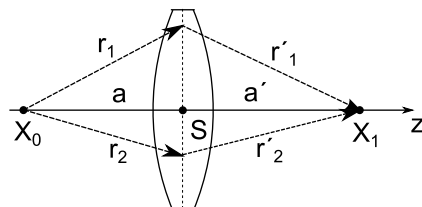


Obrázek 2.15: Příklady zachycení obrazu čočkou. Předmět X_0 i obraz X_1 je zde znázorněn pomocí šipky, jejíž velikost udává velikost objektu a jejíž směr orientaci. Při konstrukci obrazu se používají tři význačné paprsky, tečkované čáry jsou použity pro nereálné paprsky, obraz. Vzdálenosti ohnisek F_1 , F_2 od středu čočky je f , vzdálenost předmětu a , obrazu a' .

Existují dvě speciální pozice předmětu. První je umístění předmětu do ohniskové vzdálenosti ($a = f$), jejímž důsledkem je vytvoření obrazu v nekonečné vzdálenosti ($a' = \infty$), neboli zachycení pouhé informace o směru příchozího paprsku. Druhým případem je umístění předmětu do nekonečna ($a = \infty$) a následné zachycení obrazu v ohniskové vzdálenosti ($a' = f$) do jednoho bodu (pozorování hvězd).

Ostření spojky na konkrétní vzdálenost - analogie k akomodaci očí Situace, kdy je známa obrazová i předmětová vzdálenost, nikoli však ohnisková, neboli situace, kdy je známa pozice, ze které se světlo šíří, a pozice, kam se veškerá světelná energie zaostří. K odvození potřebných vztahů se zde spojka bude chápat jako čočka tenká.

Pro odvození potřebné fázové změny dopadající vlny na čočku se využije výpočet optické dráhy světla mezi pozicí předmětu a obrazu, viz Obr. 2.16. Uvažují se zde dva body v prostoru \mathbf{X}_0 a \mathbf{X}_1 , mezi kterými se nachází čočka, v z -ové pozici, pro kterou platí $a' = |\mathbf{X}_0 - \mathbf{S}|$, $a = |\mathbf{X}_1 - \mathbf{S}|$. V obrázku jsou zachyceny dvě možné dráhy paprsků, $(r'_1 + r_1)$ a $(r'_2 + r_2)$.



Obrázek 2.16: Průchod paprsku přes čočku.

Koncová fáze vykonaná jednotlivými paprsky lze potom obecně vyjádřit vztahem 2.39:

$$\begin{aligned}
 \phi(x, y) &= \phi_0 && \text{(počáteční fáze v bodě } X_0) \\
 &+ k \cdot r && \text{(fáze při příchodu na plochu čočky)} \\
 &+ k \cdot r' && \text{(změna fáze po příchodu do bodu } X_1)
 \end{aligned}
 \tag{2.39}$$

Aby vznikl v místě \mathbf{X}_1 zaostřený předmět, tak je třeba, aby fáze dopadlé vlny ϕ byla stejná jako fáze vlny ϕ_0 , tj. $\phi(x, y) = \phi_0$. Při cestě paprsku přes čočku je tedy nutné tento paprsek fázově upravit tak, aby výslednou fází byla fáze počáteční, tj. ϕ_0 . Fázový příspěvek čočky $\phi_l(x, y)$ bude:

$$\phi(x, y) = \phi_0 = \phi_0 + kr + kr' + \phi_l(x, y) \implies \phi_l(x, y) = -k(r + r') \tag{2.40}$$

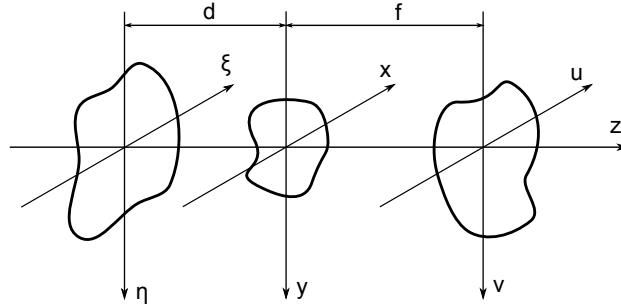
Výsledná fáze $\phi_l(x, y)$ potom určuje tloušťku tenké spojné čočky, která zaostřuje na vzdálenost a' ze vzdálenosti a . Ačkoli byl tento vztah odvozen pouze mezi dvěma body v prostoru, funguje celkem dobře i pro body nacházející se v jejich blízkosti a lze například použít pro simulaci zaostření snímku, který se nachází v pozici \mathbf{X}_0 , na plochu (sítnici) se středem v bodě \mathbf{X}_1 .

Propagace světla přes spojnou čočku Při odvozování předchozích vztahů pro fázovou změnu světelné vlny procházející čočkou se uvažovala paraxiální aproximace uvažující pouze malé úhly. Obdobnou aproximací je Fresnelova aproximace propagace vlny mezi dvěma plochami. Při umístění čočky mezi těmito plochami následně dochází k:

1. propagaci vlny na plochu čočky
2. změna fáze dopadlé vlny
3. propagace pozměněné vlny na druhou plochu

V kapitole 5.2 v [13] se rozebírají tři různé scénáře vzájemného umístění těchto ploch, přičemž vždy je druhá plocha umístěná v ohniskové vzdálenosti čočky. Zde bude probírán pouze výpočet propagace světla z plochy $\xi\eta$ přes plochu čočky xy vzdálenou d na plochu uv vzdálenou f od plochy čočky, viz Obr. 2.17.

Pro propagaci mezi plochami se použije Fresnelova aproximace, konkrétně vyjádření pomocí konvolučního jádra (vztah 2.27), jehož Fourierova transformace se vyjádří jako násobek Fourierovy transformace konvolučního jádra $h(x, y)$ a vstupní amplitudy $U(\xi, \eta)$, viz vztah 2.41. Výsledek Fourierovy transformace



Obrázek 2.17: Dvoukroková propagace vlny přes plochu čočky.
Zdroj: [21]

Fresnelova konvoluční jádra je totiž dobře známý a výraz lze dále zjednodušit, viz vztah 2.42.

$$\mathcal{F}\{U(x, y)\} = \mathcal{F}\{U(\xi, \eta)\} \cdot \mathcal{F}\{h(x, y)\} \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} H(f_X, f_Y) &= \mathcal{F}\{h(x, y)\} = \mathcal{F}\left\{\frac{e^{jkf}}{j\lambda f} \exp\left[\frac{jk}{2f}(x^2 + y^2)\right]\right\} \\ &= e^{jkf} \cdot e^{-j\pi\lambda f(f_X^2 + f_Y^2)} \end{aligned} \quad (2.42)$$

Po zvážení výše uvedených vztahů 2.41, 2.42 a po dosazení za hodnoty vstupního pole $U(\xi, \eta)$ vstupní amplitudou modulovanou propustností vstupní plochy, $At_A(\xi, \eta)$, lze světelnou vlnu na ploše čočky vyjádřit jako:

$$\begin{aligned} U_1(x, y) &= \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}\{A \cdot t_A(\xi, \eta)\} \cdot \mathcal{F}\{h(x, y)\}\} \\ &= \mathcal{F}^{-1}\{U_0(f_X, f_Y) \cdot H(f_X, f_Y)\} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Tato vlna se fázově upraví čočkou umístěnou ve vzdálenosti d od plochy $\xi\eta$ na ploše xy :

$$U_2(x, y) = U_1(x, y) \cdot e^{-j\frac{k}{2f}(x^2 + y^2)} \quad (2.44)$$

Posledním krokem je propagace vlny $U_2(x, y)$ na plochu uv , která se nachází v ohniskové vzdálenosti f čočky. Zde se využije Fresnelův tvar 2.26 s jednou Fourierovou transformací:

$$U_3(u, v) = \frac{\exp\left[j\frac{k}{2f}(u^2 + v^2)\right]}{j\lambda f} \cdot \mathcal{F}\{U_2(x, y) \cdot e^{j\frac{k}{2f}(x^2 + y^2)}\} \quad (2.45)$$

Postupným dosazením vztahů 2.44, 2.43 do vztahu 2.45 dochází ke zjednodušení výrazu pro výpočet napropagované vlny na ploše uv :

$$\begin{aligned}
 U_3(u, v) &= \frac{\exp \left[j \frac{k}{2f} (u^2 + v^2) \right]}{j \lambda f} \\
 &\times \mathcal{F} \left\{ \mathcal{F}^{-1} \left\{ U_0(f_X, f_Y) \cdot H(f_X, f_Y) \right\} \cdot e^{-j \frac{k}{2f} (x^2 + y^2)} e^{j \frac{k}{2f} (x^2 + y^2)} \right\} \quad (2.46) \\
 &= \frac{\exp \left[j \frac{k}{2f} (u^2 + v^2) \right]}{j \lambda f} \cdot U_0(f_X, f_Y) \cdot H(f_X, f_Y)
 \end{aligned}$$

Výraz lze dále ještě upravit rozepsáním výrazů $U_0(f_X, f_Y)$ a $H(f_X, f_Y)$ po dosazení za frekvenční proměnné $f_X = \frac{u}{\lambda f}$, $f_Y = \frac{v}{\lambda f}$:

$$\begin{aligned}
 U_0\left(\frac{u}{\lambda f}, \frac{v}{\lambda f}\right) &= \mathcal{F}\{U(\xi, \eta)\} \\
 &= A \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} t_A(\xi, \eta) e^{-j \frac{k}{2f} (u\xi + v\eta)} d\xi d\eta \quad (2.47) \\
 H\left(\frac{u}{\lambda f}, \frac{v}{\lambda f}\right) &= e^{jkz} \cdot e^{-j \frac{kd}{2f^2} (u^2 + v^2)}
 \end{aligned}$$

A zpětným dosazením upravených vztahů 2.47 do vztahu 2.46 vychází finální vztah 2.48 pro výpočet napropagované vlny.

$$\begin{aligned}
 U_3(u, v) &= \frac{A \cdot \exp \left[j \frac{k}{2f} \left(1 - \frac{d}{f}\right) (u^2 + v^2) \right]}{j \lambda f} \\
 &\times \iint_{-\infty}^{\infty} t_A(\xi, \eta) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi u + \eta v) \right] d\xi d\eta \quad (2.48)
 \end{aligned}$$

Výše uvedený vztah předpokládá nekonečně velikou čočku či mnohem větší čočku než je vstupní plocha. Při zvážení srovnatelných rozměrů je nutné do vztahu 2.48 zakomponovat omezenou velikost čočky, více viz kapitola 5.2.2 v [13]).

Pro případ, kdy se vstupní plocha nachází v ohniskové vzdálenosti, se výraz zjednoduší na pouhou Fourierovu transformaci:

$$U_f(u, v) = \frac{A}{j \lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_A(\xi, \eta) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi u + \eta v) \right] d\xi d\eta \quad (2.49)$$

2.6 Lidský pozorovací systém

Svět kolem nás vnímáme pomocí světla, které přenáší informaci o okolním světě, pomocí očí, které tuto informaci přijímají, a pomocí nervové soustavy (oční nerv, mozek), která tuto informaci přebírá, zpracovává a interpretuje. Důležité je rozestavení očí, které je přizpůsobeno lovu, neboli velká část úhlu vidění jednotlivých očí se překrývá. Tento překryv činí 120° v horizontálním a 125° ve vertikálním směru a má za následek preciznější vnímání hloubky v prostoru (podrobněji dále), přičemž zbylé vizuální pole vnímané pouze jedním okem zabírá přibližně 40° . Průměrná vzájemná vzdálenost očí se udává 6-6.5 cm.

Většina informací lze nalézt v kapitole 3 v [27].

2.6.1 Průchod světla okem

Prvotním činitelem, který zasahuje do zpracování vizuální informace, je oko, které lze přibližně aproximovat jako kouli o průměru 25 mm. Princip zpracování světla bude popisován vzhledem k Obr. 2.18. Pro naše případy dobře poslouží porovnání s fotoaparátem. Následující hodnoty v závorkách budou představovat indexy lomu. Světlo do oka nejdříve vstupuje rohovkou, která zde figuruje jako objektiv (1.5), dále prochází komorovou vodou (1.34), čočkou (1.38 na straně -1.41 na okraji), sklivcem (1.34) a nakonec dopadá na sítnici.



Obrázek 2.18: Stavba oka ve srovnání s fotoaparátem.

Zdroj: [21]

Zaostření na různé vzdálenosti je umožněno charakterem čočky (je organická), kdy při jejím stlačení se zaostřuje na delší vzdálenost, případným zploštěním na kratší vzdálenost (relaxace svalů). Obě tyto akce jsou prováděny pomocí ciliárních

svalů. Oko má i verzi clony, zorničku, jejíž velikost ovlivňuje duhovka. Aktuální velikost zorničky potom ovlivňuje množství prošlého světla do oka. Parametry velikosti zorničky se uvádí mezi $f/3 - f/16$, což jsou hodnoty vzniklé po vydělení ohniskové vzdálenosti šířkou zorničky (clony). Ve tmě se například zorničky rozšiřují, aby na sítnici dopadlo, co možná nejvíce světla.

Světlo dopadá na sítnici, kde se nachází fotoreceptory (tyčinky a čípky), které se po absorpci určitého množství energie aktivují a vyšlou stimul. Stimul je poslán přes zrakový nerv do mozku, kde se zpracuje a interpretuje.

2.6.2 Vnímání detailů

Schopnost rozlišit detaily úzce souvisí se vzdáleností pozorovaného předmětu i s jeho osvětlením. Schopnost rozlišení detailů ve vnímané scéně se často určuje podle vzdálenosti, ve které dva body či skvrnku o tvaru kruhovém (tvar naší zornice) vnímáme jako jediný bod. Maximální vzdálenost těchto bodů či velikost průměru skvrnky potom určuje minimální úhel, pod kterým je člověk schopen rozeznat dva body. Statisticky bylo změřeno, že člověk je schopen rozlišit dva body ve vzdálenosti 6 m, pokud jsou minimálně 6 mm od sebe. Je to takzvané pravidlo 6/6 (kapitola 4 v [27]). Minimální úhel, který potom vychází z tohoto sledování je 1 miliradian (přibližně 3.5').

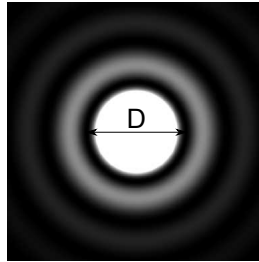
Víc jak polovina lidí má ale zrak daleko lepší, a proto se obecně pracuje se striktnějším údajem, který vychází z velikosti středu difrakčního obrazce (Airyho kroužek), který vzniká na kruhovém otvoru (pupila). Jeho difrakční obraz vypadá obecně jako na Obr. 2.19 a jeho průměr do 1. difrakčního minima odpovídá vztahu 2.50 (kapitola 1 v [27]):

$$D = 2.44 \cdot \lambda z / d, \quad (2.50)$$

kde D představuje průměr Airyho kroužku, λ vlnovou délku světla, z vzdálenost pozorovatele od objektu a d průměr pupily. Při následném uvážení, že dva body rozlišíme, když se jejich obrazce budou dotýkat (tzv. Rayleigho kritérium, viz kapitola 6 v [27]) lze odhadnout potřebný úhel pro pupilu o průměru 4 mm a vlnové délce 630 nm jako:

$$\begin{aligned} \theta &= \tan^{-1}(D/z) = \tan^{-1}(2.44 \cdot \lambda / d) \\ &= \tan^{-1}(2.44 \cdot 630 \cdot 10^{-9} / 0.004) \\ &= 1.32' \end{aligned} \quad (2.51)$$

Při změně vlnové délky či velikosti lidské pupily se samozřejmě dostane úhel jiný, důležité ale je, že je stále v řádech úhlových minut. V praktické holografii se často počítá s hodnotou menší, 1' pro 4 mm pupilu, viz [14], [19].



Obrázek 2.19: Airyho kroužek se zobrazeným průměrem D do jeho 1. difrakčního maxima.

2.6.3 Vnímání hloubky

Informace získané z kapitoly 15 v [27]. Hloubku v prostoru lze vnímat, rozlišovat, jednak díky vlastnostem samostatného oka a také díky součinnosti obou očí.

- *jedním okem (monocular clue)*
 - relativní velikost objektů - vzdálené objekty se kvůli perspektivě jeví menší než blízké objekty
 - překrývání objektů - bližší objekty překrývají objekty vzdálenější
 - atmosférická perspektiva - rozptýl světla v atmosféře způsobuje, že vzdálenější objekty se jeví méně kontrastní a méně barevně saturované. Dokonce jsou modřejší oproti bližším objektům.
 - světelný kontrast - způsoben samotnými rysy objektu (hrubý kontrast), jemnými detaily (textury)
 - pohybová paralaxa (motion parallax) - dynamický jev, který vzniká při pohybu (samotných očí, hlavy, pozorovatele). Jev je dobře patrný při jízdě vlakem, kdy objekty bližší se pohybují proti směru pohybu, objekty vzdálené se zdánlivě pohybují s pozorovatelem.
 - zaostřování (accommodation) - zaostřováním oka se nepřímo zjišťuje, jak je daný objekt daleko. Ukazuje se, že je platné přibližně ve vzdálenosti do 2 metrů, dále už ztrácí smysl. Navíc se u lidí tato schopnost zhoršuje kolem 45 roku života.
- *oběma očima (binocular clue)*
 - konvergence - natočení očí (zapojení očních svalů) tak, aby optická osa očí mířila na pozorovaný objekt. Míra natočení nám potom dává informaci o vzdálenosti daného objektu. Je to jev, který se často vyskytuje zároveň s akomodací oka na daný předmět.

- stereoskopie - zpracování obrazů, které přichází do obou očí, a z těchto obrazů (jejich rozdílů) zjištění hloubky.

2.7 Stereogramy - aneb využití binokulárního vjemu

Jedním z vodítek, které člověku pomáhají určit hloubku ve scéně, je také stereoskopie. Spolu s konvergencí je to vodítko, ke kterému jsou zapotřebí obě oči, které v jeden okamžik zpracovávají scénu z lehce rozdílných úhlů. Tyto lehce rozdílné pohledy se v mozku skládají a vytvářejí obraz jeden s informací o hloubce ve scéně. Tento proces se nazývá *stereopsie*.

Obrazy vyvolávající tento dodatečný vjem se nazývají *stereogramem*. Důležitou součástí stereogramů je správné pořízení těchto obrázků, viz samostatná kapitola 4. Zde se nastíní pouze základní typy stereogramů. Informace získané z kapitoly 15 v [27].

2.7.1 Pouze stereoskopický vjem

Díváním se na jednotlivý obrázek není možné vnímat hloubku pomocí stereopsie, jelikož se do obou očí dostává prakticky stejná informace o objektech v obrazu. Aby stereopsie zafungovala, tak je bezpodmínečně nutné, aby se v jeden okamžik do každého oka dostaly snímky rozdílné. Pro umožnění stereoskopického efektu je potřeba minimálně dvou obrázků. První stereoskop, který toto umožnil, sestavil v roce 1838 Charles Wheatstone. Dva snímky umístěné před pozorovatele lze sice pozorovat i bez stereoskopu, není to ale zcela jednoduché a chce to cvik, je třeba jistého šilhání.

Míra stereoskopického vnímání se mezi lidmi velmi liší. Rozložení schopnosti vnímat stereoskopický obraz:

- 5% perfektní vnímání - jsou schopni odhadovat vzdálenost ve vysokých rychlostech (piloti, hráči baseballu, atp.).
- 76% normální vnímání
- 18.05% špatné vnímání
- 0.95% žádné - pouze monokulární

Z výše uvedeného rozložení vyplývá, že okolo pětiny populace takto vzniklé stereoskopické obrázky vnímá velmi špatně či vůbec. I takoví lidé jsou ale schopni vnímat reálný objekt s hloubkou, nikoli jako objekt plochý. Používá se k tomu paralaxa, která díky neustálým mikropohybům oka funguje i při nehybnosti pozorovatele.

Sledováním dvou obrázků lze získat dodatečná informace o hloubce pouze ze stereoskopického vjemu, nikoli už pomocí dynamické paralaxy (i když zde dochází k neustálému pohybu očí, tak se pořád zpracovávají dva a tytéž obrazy), akomodace oka či konvergence očí (pouze omezeně).

2.7.2 Umocnění konvergence

Při pozorování dvou snímků, které jsou v prostoru umístěny na různých pozicích, se pro vnímání hloubky nezapojuje konvergence očí. Oči nemíří na stejné místo v prostoru. To lze překonat umístěním těchto obrázků do stejné pozice (či alespoň přibližně).

V praxi se obecně používají tři způsoby, jak toho dosáhnout:

- zakódování snímku pro každé oko pomocí barevné informace
 - anaglyfy (anaglyphs)
 - snímek pro jedno oko je v červené barvě, snímek pro druhé v barvě modré či modrozelené
 - pozorováno brýlemi, kde jedno sklíčko má odpovídající barevný filtr (červený filtr propouští pouze modrý snímek, modrý filtr zase snímek červený)
- zakódování snímku pro každé oko pomocí různé polarizace ($\pm 45^\circ$)
 - vektografy (vectographs)
 - jeden snímek je promítán s rovinou polarizace pod úhlem $+45^\circ$ a druhý pod úhlem -45°
 - pozorovány pomocí polarizačních brýlí, kde každé sklíčko má jinak natočený polarizační filtr (buď $+45^\circ$, nebo -45°)
 - do obou očí se dostává plná barevná informace
- prokládání obou snímků
 - příklad autostereogramu, viz kapitola 2.7.4
 - použité snímky pohledů se rozdělí na proužky, které potom vytvoří konečný stereogram způsobem, kdy se proužky od použitých pohledů opakovaně střídají (proužek z prvního pohledu, z druhého pohledu, z prvního pohledu, ...)
 - vzhledem k prokládání snímků jsou vnímané snímky pro každé oko lehce posunuté
 - není potřeba žádných brýlí pro sledování stereoskopického efektu
 - omezené rozlišení (pro prokládané dva pohledy přibližně poloviční)

2.7.3 Přidání pohybové paralaxy

I když budou stereoskopické snímky na stejné pozici, nemusí evokovat vjem hloubky ve scéně. Stereopsi totiž nevnímá pětina lidí. Při vyvolání dodatečné pohybové paralaxy (změna pohledu v závislosti na pohybu pozorovatele) je hloubku ve scéně schopen vnímat téměř každý.

Pohybovou paralaxu je možné obstarat buď dynamickou záměnou stereogramu v závislosti na pozici pozorovatele, nebo vložení všech pohledů do speciálně připraveného stereogramu (autostereogramu), který při sledování následně automaticky doručuje jednotlivé pohledy pozorovateli v závislosti na jeho pozici (úhlu pohledu).

První způsob je jednodušší na implementaci, vyžaduje ale jisté sledovací zařízení, které bude určovat pozici pozorovatele, například head-tracker. Problémem tohoto řešení je, že pozorovatel musí něco mít a že efekt paralaxy vidí pouze on.

Druhý způsob má nespornou výhodu v tom, že jej může najednou pozorovat více lidí. Na druhou stranu je zde jisté omezení ohledně rozlišení těchto pohledů (obecně platí, že čím více pohledů, tím menší rozlišení každého pohledu). Problém s rozlišením ale dosti obstojně odstranil příchod holografie, viz kapitola 2.8.

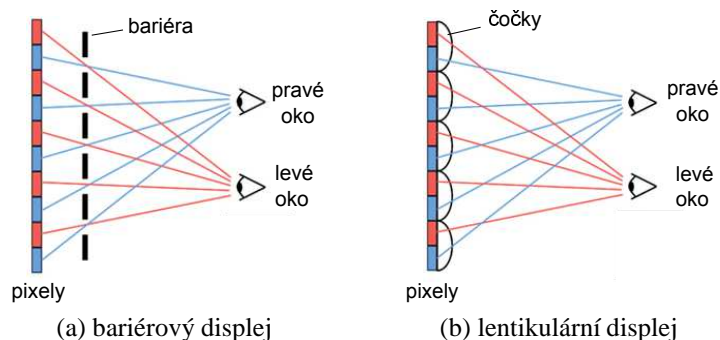
2.7.4 Autostereogramy

V této kapitole se budou probírat hlavně tzv. fotografické stereogramy, vzniklé sloučením několika fotografií, tzv. holografickým stereogramům je věnována samostatná kapitola 3.

Mezi základní představitele této techniky patří lentikulární stereogramy, bariérové stereogramy, integrální fotografie (umožnila vytvoření stereogramů s plným parallaxem) a hologramy (například holografické stereogramy). První tři metody se někdy označují jako fotografický stereogram (vzniklý složením několika fotografií), poslední metodou se budu zabývat v kapitole 2.8.

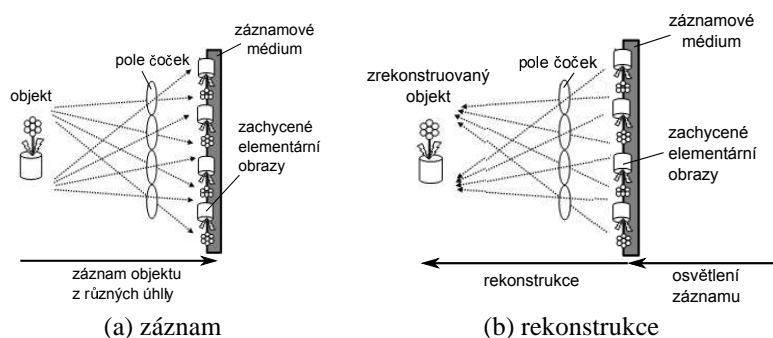
Bariérové stereogramy Způsob vytvoření bariérových stereogramů znázorňuje Obr. 2.20a. Pohledy, které pozorovatel vidí, jsou vymezeny mřížkou, bariérou (soustava průhledných a neprůhledných proužků), která striktně vymezuje, co je a co není ve stereogramu vidět. Mřížka je nastavena na konkrétní pozici pozorovatele způsobem, kdy pozorovatel v určité pozici dostává do jednoho oka proužky z jednoho snímku, do druhého oka proužky ze snímku druhého (v Obr. 2.20a rozlišeno barvou). A vzniká tak stereoskopický vjem. Nevýhodou tohoto řešení je, že velká část světla skončí na nepropustné části bariéry, což má za následek potměnění vnímaného snímku, zároveň se může stát, že pohybem uživatele se levý snímek dostane do oka pravého a obráceně. Následně dojde k převrácení vjemu, k pseudoskopickému vjemu (co má být vpředu, je vzadu, a obráceně).

Lentikulární stereogramy Oproti bariérovým stereogramům se před stereogramem používá pole čoček (cylindrických) zaostřených na vzdálenost, kde se nachází pozorovatel, viz Obr. 2.20b. Běžně se vyskytují stereogramy, které obsahují mezi 6–200 pohledů. Dosažený úhel paralaxy je ale obecně závislý na ohniskové vzdálenosti čočky, u které platí, že čím je větší, tím se zvyšuje rozlišení pohledů, ale zároveň klesá úhel paralaxy. Jako optimum se ukazuje úhel 10–15°.



Obrázek 2.20: Princip bariérových a lentikulárních displejů.
Zdroj: [25]

Integrální fotografie Integrální fotografie (Gabriel Lippmann, 1908) přišla s technikou, jak vytvořit full-parallax stereogram, který se zaznamenává jednotlivé pohledy (elementární obrazy) pomocí pole čoček. Tímto způsobem se do obrazu integruje mnoho pohledů, které se následně při reprodukci z fotografie dostávají zpět reverzní metodou, přes obdobnou soustavu čoček, viz Obr. 2.21. Nevýhodou takto zrekonstruovaného obrazu je ale to, že je při pozorování z pozice zaznamenaného objektu pseudoskopický (co má být vpředu, je vzadu, a obráceně).



Obrázek 2.21: Základní princip integrální fotografie.
Zdroj: [31]

2.8 Hologramy - aneb plnohodnotné zachycení vjemů

Holografie představuje vědní obor, který momentálně představuje nejdokonalejší způsob záznamu a rekonstrukce scény. Scéna se zaznamená plným uložením světelné vlny (ne pouze intenzita, ale i fáze), která se později rekonstruuje. Vzniká dokonalá replika zaznamenané scény, při jejímž pozorování pozorovatel nerozezná zaznamenaný objekt od skutečného (obsahuje všechny vodítka pro určení hloubky v obrazu zmíněná v kapitole 2.6.3).

Hologramem se rozumí struktura, která veškerou tuto informaci uchovává. Zajímavou vlastností této struktury je, že je dvoudimenzionální a při tom uchovává trojdimenzionální data. Tato data tu jsou zakódována, kde klíčem k jejich zpětnému získání (rozkódování) je nasvícení hologramu světlem, který jej vytvořil.

Při podrobnějším pohledu si lze hologram vyložit jako obecnou difrakční mřížku (kapitola 2.2), která ohýbá světlo, přesně tak, jak je požadováno. Například pro vytvoření vjemu objektu levitujícího v prostoru. Vzhledem k charakteru mřížky, její struktury, se světlo po průchodu mřížkou ohýbá, dochází k difrakci, a světlo se spolu s energií rozděluje do více vln (difrakčních řádů). Světlo se obecně štěpí dle rozdělení transmitance v ploše mřížky. Její průměrná hodnota určuje množství světla v paprsku přímém, odchylky od tohoto průměru určují podíl světla v ostatních paprscích.

Ať je ale rozložení průhlednosti mřížky jakékoli, do přímého paprsku (0. difrakční řád), jehož směr je stejný jako směr dopadající vlny, jde světlo vždy. Otázkou pouze je, kolik procent.

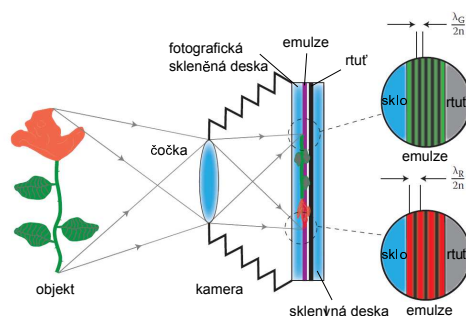
Důležitým parametrem každé takové struktury je právě difrakční účinnost, která hovoří o procentuálním objemu energie, který se dostal do určitého difrakčního řádu, přičemž nejvíce nás zajímá řád $+1$. a -1 ., neboli energie formující reálný (na stínítku) a imaginární (ve vzduchu) obraz.

Pro záznam hologramu se používá materiál podobný fotografickému materiálu, jen je daleko jemnější (možnost zaznamenání difrakční struktury ohýbající světlo).

2.8.1 Trocha historie

Fotografie jako záznamové médium je schopné uchovávat pouze intenzitu dopadlého světla (druhá mocnina amplitudy), dalším parametrem světelné vlny je ale fáze, která zde uložena není. Uložená intenzita světla ale nevypovídala nic o světle dopadlém (jeho barvě neboli vlnové délce) a tak se musely vymýšlet různé techniky, jak tuto barvu získat zpět. Příkladem může být použití různých barevných filtrů, ukládání intenzit pro jednotlivé vlnové délky světla zvlášť a nakonec jejich postprocesingové spojení v barevnou fotografii. Ať už se ale vymyslelo cokoli, tak pořád zde přebýval problém s uchováním fáze (nevynalezl se prozatím žádný materiál, který by na ni byl citlivý).

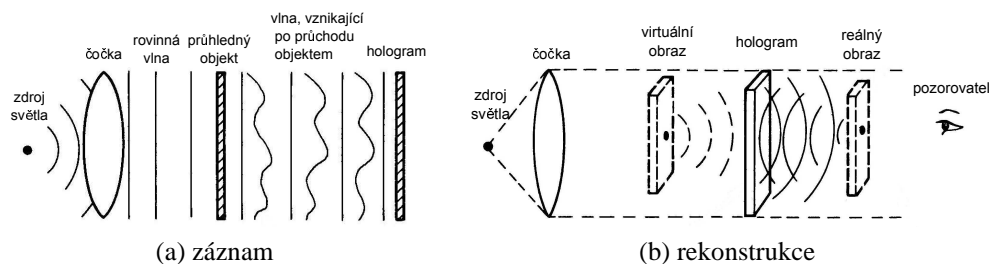
V roce 1891 se objevil nový princip záznamu světla, princip revoluční, který byl založen na záznamu interferenčního obrazce dvou vln. Uvedl ho Lippmann a technika jím vytvořená se nazývá Lippmannova fotografie. Byl to revoluční způsob záznamu barevné fotografie 2D scény s nevídanou přesností, kde nebylo potřeba žádného barvení, žádných barviv, filtrů. Docházelo zde k plnohodnotnému záznamu světla pomocí interferenčních obrazců, které přímo závisí na vlnové délce světla (barvě). Fotografie zaznamenané touto technikou si svoji barvu drží dodnes. Schéma nastavení při záznamu je zachyceno na Obr. 2.22. Pro záznam interferenční struktury je potřeba použít dostatečně jemný fotocitlivý materiál (emulze), který je přiveden do kontaktu s vrstvou rtuti, která zde figuruje jako odrazová plocha. Obě tyto plochy jsou vloženy mezi fotografická sklíčka. Při následném záznamu scény je světlo procházející emulzí odraženo na vrstvičce rtuti zpět směrem k objektu. Dochází tak k interferenci těchto vln (vlna dopadá a vlna odražená) ve vrstvě emulze a vznikají typické interferenční obrazce. V obrázku jsou zachyceny svislémi proužky se vzájemnou vzdáleností $\frac{\lambda_G}{2n}$ pro barvu zelenou a $\frac{\lambda_R}{2n}$ pro barvu červenou (λ_G představuje vlnovou délku zeleného světla, λ_R světla červeného a n je indexem lomu emulze). Více viz kapitola 2 v [4].



Obrázek 2.22: Záznam Lippmannovy fotografie.
Zdroj: [4]

Další technikou záznamu interferenčních vln byla již samotná holografie uvedená v roce 1948 Dennisem Gaborem. Technika schopná zaznamenat 3D scénu s velkou přesností, ale pouze pro jednu vlnovou délku. V roce 1948 Gabor původně hledal pouze způsob, jak obejít omezené možnosti tehdejších elektronových mikroskopů. Jeho řešení spočívalo v zachycení elektronové vlny odražené od objektu a následně v jejím prohlížení (rekonstrukcí) pomocí viditelného světla. Tímto Gabor našel jedno z mnoha využití holografie, užití pro prohlížení miniaturních částic. Byl prvním, kdo dovedl zaznamenat veškerou informaci o světle proudící od snímaného objektu (jak amplitudu, tak fázi). K dokonalému záznamu potřeboval ale světlo, které by bylo koherentní. V té době měl k dispozici pouze rtuťovou výbojku s délkou koherence pouze v řádech milimetrů, proto jeho výsledné hologramy zaznamenávaly pouze objekty o velikosti špendlíkové hlavičky. Popsaný princip

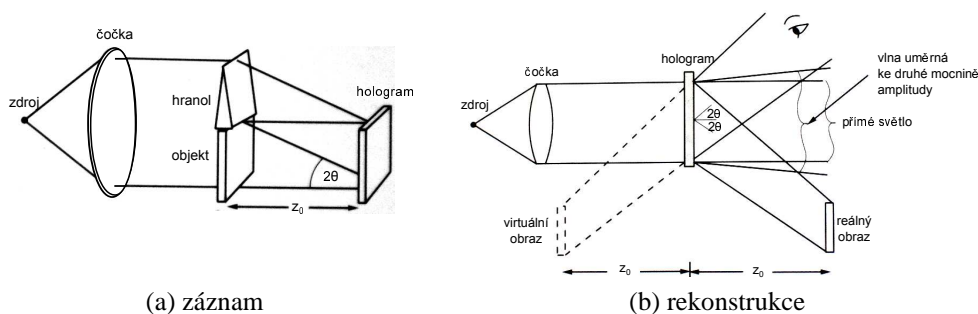
jeho pokusy ale naplno dokázaly a za tento objev byl později odměněn Nobelovou cenou. Schéma soustavy, kterou Gabor používal, je zobrazena na Obr. 2.23. Schéma je specifické tím, že objekt je nasvícován pouze rovinnou vlnou svírající nulový úhel s osou z. Tento specifický typ záznamu hologramu se často označuje jako Gaborův či in-line hologram. Takto vytvořené hologramy připomínají po nasvícení odraz ve skle.



Obrázek 2.23: Princip Gaborova hologramu.
Zdroj: [13]

Výše zmíněný in-line hologram byl založen na faktu, že byl k dispozici pouze zdroj světla s velmi krátkou délkou koherence. Jinými slovy délka dráhy osvětlovací vlny se nesměla prakticky vůbec lišit oproti délce dráhy vlny, která procházela zachycovaným objektem.

Příchodem laseru, který vytváří obecně monochromatické (kvazimonochromatické) světlo s velkou délkou koherence, bylo možné Gaborovo schéma upravit tak, aby objekt neležel ve směru osvětlovací vlny a zbavit se tak přímého světla od osvětlovací vlny a reálného obrazu. Za tímto vylepšením stojí Emmett Leith a Juris Upatnieks, kteří toto schéma (viz Obr. 2.24) předvedli v roce 1964. Oba výše zmíněné hologramy se nazývají transmisní, jelikož modulují procházející (transmitované) světlo.



Obrázek 2.24: Princip Leith-Upatnieksovo hologramu.
Zdroj: [13]

Téměř současně přišel ruský vědec Jurij Denisjuk na odlišný způsob výroby hologramu, který se nyní nazývá jako reflexní. Reflexní, jelikož moduluje světlo odrazem (reflexí). Původ tohoto způsobu je u Lippmannovy fotografie, která je založena na uchování barevné informace pomocí interference vlny se sebou samou. Tento princip Denisjuk vylepšil tím, že přidal ještě referenční vlnu, která přichází na záznamový materiál z opačné strany, a tím umožnil plný záznam dopadlé vlny (nikoli pouze vlnovou délkou, ale i fází).

Od této doby se vyvinula spousta podtypů reflexních a transmisních hologramů, které se liší například prezentovanou barevnou informací (barevné, monochromatické, achromatické), vlastnostmi osvětlovací vlny (monochromatická, bílé světlo), maximálními pozorovacími úhly ($< 90^\circ$, $> 90^\circ$).

2.8.2 Základní pojmy

Holografie je metoda, jak na běžný fotografický materiál zaznamenat amplitudu i fázi světla odraženého či propuštěného objektem (tzv. objektová vlna). Jak amplituda, tak fáze se zaznamenávají prostřednictvím interferenčního vzoru; na fotografický materiál proto musí současně s objektovou vlnou dopadat ještě pomocné světlo (referenční vlna), s kterým objektová vlna interferuje. Díky vlastnostem interference a difrakce světla je možné ze zaznamenaného interferenčního vzoru zpětně vytvořit (rekonstruovat) původní objektovou vlnu, a to nasvícením interferenčního vzoru pomocným světlem (rekonstrukční vlnou) se stejnými vlastnostmi, jako měla referenční vlna.

V další části textu se budou používat ještě následující pojmy:

- konjugovaná vlna - vždy se tento pojem vztahuje k jiné vlně. Všechny parametry této vlny jsou stejné jako referencovaná vlna, až na jeden. A tím je směr šíření, který je naprosto opačný. Obecně tak z vlny $U(x) = e^{j\phi}$ dostaneme vlnu $U(x) = e^{-j\phi}$. Nejjednodušší je vytvořit konjugovanou vlnu k vlně rovinné, pro kterou posléze platí:

$$\begin{aligned} U(x, y) &\implies \overline{U(x, y)} \\ A \cdot e^{jk(n_x x + n_y y)} &\implies A \cdot e^{-jk(n_x x + n_y y)} \\ &\implies A \cdot e^{jk(-n_x x - n_y y)} \end{aligned} \quad (2.52)$$

- reálné a virtuální (imaginární) obrazy - obrazy objektu vznikající po nasvícení hologramu referenční vlnou. Reálný obraz lze oproti imaginárnímu zachytit na papír. Jejich pozice úzce souvisí s metodikou záznamu a rekonstrukce hologramu.

2.8.3 Princip interferenční metody

Jak již bylo zmíněno v kapitole 2.8.1, zaznamenání obrazové informace je založeno na interferenci objektové a referenční vlny. Jako referenční vlna se s výhodou volí vlna rovinná, jejíž použití umožňuje rekonstrukci uchované obrazové informace snadněji než při použití obecné vlny. Aby se správnost této volby potvrdila, tak se zde nejdříve odvodí vztahy při použití libovolné referenční vlny.

V této kapitole se nejprve určí zcela obecné vztahy popisující vzniklou objemovou interferenční strukturu, která vzniká při obecné pozici objektu vůči referenční / osvětlovací vlně uvedené dvojicí Leith-Upatnieks. Posléze se probere speciální případ při záznamu hologramu pomocí čočky, kdy je objekt i hologram reprezentován pouze pomocí dvourozměrné informace, plochy.

Uložení světelné vlny v hologramu v pozici $\mathbf{X} = (x, y, z)$, je založeno na zachycení interferenčních obrazců, které vznikají mezi objektovou vlnou, která se šíří po průchodu objektem ($O(\mathbf{X})$), a vlnou referenční, $R(\mathbf{X})$. Tento způsob se ukázal jako účinný pro případ, kdy není dostupný materiál schopný (citlivý) zaznamenat dopadlou amplitudu i fázi světelné vlny.

Obě vlny lze popsat pomocí vztahů 2.53, 2.54, kde $A_o(\mathbf{X})$ a $\phi_o(\mathbf{X})$ představují amplitudu a fázi objektové vlny v bodě \mathbf{X} , $A_r(\mathbf{X})$ a $\phi_r(\mathbf{X})$ amplitudu a fázi vlny referenční v bodě \mathbf{X} .

$$O(\mathbf{X}) = A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j\phi_o(\mathbf{X})} \quad (2.53)$$

$$R(\mathbf{X}) = A_r(\mathbf{X}) \cdot e^{-j\phi_r(\mathbf{X})} \quad (2.54)$$

Na ploše hologramu vlny interferují (sčítají se) a jejich výsledek se zachytí ve formě intenzity $I(\mathbf{X})$, která odpovídá druhé mocnině zachyceného interferenčního obrazce. Pro výpočet intenzity se použije ekvivalence s vynásobením vztahu komplexně sdruženým číslem, viz výpočet 2.55:

$$\begin{aligned} I(\mathbf{X}) &= |R(\mathbf{X}) + O(\mathbf{X})|^2 \\ &= \sqrt{\left(R(\mathbf{X}) + O(\mathbf{X})\right) \cdot \left(\overline{R(\mathbf{X}) + O(\mathbf{X})}\right)}^2 \\ &= \left(R(\mathbf{X}) + O(\mathbf{X})\right) \cdot \left(\overline{R(\mathbf{X})} + \overline{O(\mathbf{X})}\right) \\ &= R(\mathbf{X})\overline{R(\mathbf{X})} + O(\mathbf{X})\overline{O(\mathbf{X})} + R(\mathbf{X})\overline{O(\mathbf{X})} + \overline{R(\mathbf{X})}O(\mathbf{X}) \end{aligned} \quad (2.55)$$

Výsledná intenzita sestává ze čtyř členů, které lze ještě zjednodušit při použití vztahů 2.53 a 2.54:

$$\begin{aligned}
R(\mathbf{X})\overline{R(\mathbf{X})} &= A_r(\mathbf{X})e^{-j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot A_r(\mathbf{X})e^{j\phi_r(\mathbf{X})} \\
&= A_r(\mathbf{X})^2 \cdot e^{-j\phi_r(\mathbf{X})+j\phi_r(\mathbf{X})} \\
&= A_r(\mathbf{X})^2 = I_r(\mathbf{X}) \\
O(\mathbf{X})\overline{O(\mathbf{X})} &= A_o(\mathbf{X})e^{-j\phi_o(\mathbf{X})} \cdot A_o(\mathbf{X})e^{j\phi_o(\mathbf{X})} \\
&= |A_o(\mathbf{X})|^2 \cdot e^{-j\phi_o(\mathbf{X})+j\phi_o(\mathbf{X})} \\
&= |A_o(\mathbf{X})|^2 = I_o(\mathbf{X}) \\
R(\mathbf{X})\overline{O(\mathbf{X})} &= A_r(\mathbf{X})e^{-j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot A_o(\mathbf{X})e^{j\phi_o(\mathbf{X})} \\
&= A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} \\
\overline{R(\mathbf{X})}O(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})e^{j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot A_o(\mathbf{X})e^{-j\phi_o(\mathbf{X})} \\
&= A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))}
\end{aligned} \tag{2.56}$$

Přičemž poslední dva členy lze ještě sečíst:

$$\begin{aligned}
&R(\mathbf{X})\overline{O(\mathbf{X})} + \\
\overline{R(\mathbf{X})}O(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} + A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} \\
&= A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot (e^{-j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} + e^{j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))}) \\
&= 2A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot \cos(\phi_r(\mathbf{X}) - \phi_o(\mathbf{X}))
\end{aligned} \tag{2.57}$$

Sepsáním výsledků ze vztahů 2.56, 2.57 se dostává výsledný vztah 2.58. Je patrné, že výsledná intenzita bude dána součtem intenzity dopadlých vln, a potom něčeho navíc. Třetí člen je ten, který vytváří interferenční vzor, který v extrémním případě zaznamená čtyřnásobek intenzity jednoho zdroje, či naopak, nezaznamená nic.

$$\begin{aligned}
I(\mathbf{X}) &= |A_r(\mathbf{X})|^2 + |A_o(\mathbf{X})|^2 + 2A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot \cos(\phi_r(\mathbf{X}) - \phi_o(\mathbf{X})) \\
&= I_r(\mathbf{X}) + I_o(\mathbf{X}) + 2\sqrt{I_r(\mathbf{X})I_o(\mathbf{X})} \cdot \cos(\phi_r(\mathbf{X}) - \phi_o(\mathbf{X}))
\end{aligned} \tag{2.58}$$

Důležité je ale i poukázat na jev, který vzniká při výrazné nerovnosti intenzit I_r a I_o , kdy $I_r \gg I_o$, či $I_r \ll I_o$. V těchto situacích je potom výsledná intenzita ovlivňována převážně dopadlou intenzitou pouze jednoho zdroje, a tudíž záznam interferenčních vln je velmi potlačen. To, jak moc je potlačen, lze vyjádřit parametrem viditelnosti interferenčních proužků ν , viz vztah 2.59.

$$\nu = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_r I_o}}{I_r + I_o} \tag{2.59}$$

Dochází zde k obecně třem situacím (vztah 2.60). Čím blíže je tento parametr nule, tím více se přibližují extrémní zachycené intenzity až do situace, kdy není vidět nic. Naopak, čím blíže k jedné, tím si jsou zaznamenané vlny bližší, kdy k nejlepšímu pozorování ($\nu = 1$) dochází pro dvě identické vlny setkávající se na ploše mezi nimi.

$$\nu = \begin{cases} \nu \approx 0 & I_{\max} \approx I_{\min} \\ 0 < \nu < 1 \\ \nu \approx 1 & I_r \approx I_o \end{cases} \quad (2.60)$$

Zachycená intenzita bude prakticky definovat objemovou difraktivní strukturu hologramu. V dalších krocích odvození budu předpokládat, že doba expozice T bude 1 a podíl amplitudové transmittance a expozičních vlastností materiálu β bude taktéž 1, t_o bude představovat transmittanci pozadí vzniklou expozicí referenční vlny neboli $t_o = \beta T I_r(\mathbf{x})$. Výsledná transmittance struktury $t(\mathbf{X})$ potom bude mít tvar:

$$\begin{aligned} t(\mathbf{X}) &= t_o + \beta T \left(I_o(\mathbf{X}) + 2\sqrt{I_r(\mathbf{X})I_o(\mathbf{X})} \cdot \cos(\phi_r(\mathbf{X}) - \phi_o(\mathbf{X})) \right) = \\ &= I_r(\mathbf{X}) + I_o(\mathbf{X}) + 2\sqrt{I_r(\mathbf{X})I_o(\mathbf{X})} \cdot \cos(\phi_r(\mathbf{X}) - \phi_o(\mathbf{X})) \end{aligned} \quad (2.61)$$

Po vytvoření hologramu je nutné pro pozorování objektové vlny v něm zachycené tento hologram nasvítit osvětlovací vlnou. Výpočetně toto nasvícení probíhá pomocí vynásobení intenzity uchované v hologramu hodnotami osvětlovací vlny $R(\mathbf{X})$:

$$\begin{aligned} U(\mathbf{X}) &= R(\mathbf{X}) \cdot t(\mathbf{X}) = \\ &= U_1(\mathbf{X}) + U_2(\mathbf{X}) + U_3(\mathbf{X}) + U_4(\mathbf{X}) \end{aligned} \quad (2.62)$$

Vznikají znovu čtyři členy, které lze využitím vztahů 2.56 zapsat následovně:

$$\begin{aligned} U_1(\mathbf{X}) &= R(\mathbf{X}) \cdot |A_r(\mathbf{X})|^2 \\ U_2(\mathbf{X}) &= R(\mathbf{X}) \cdot |A_o(\mathbf{X})|^2 \\ U_3(\mathbf{X}) &= R(\mathbf{X}) \cdot A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} \\ U_4(\mathbf{X}) &= R(\mathbf{X}) \cdot A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} \end{aligned} \quad (2.63)$$

Existují dvě specifické a v praxi používané nastavení osvětlovací vlny. Hologram se osvětluje buď kopií vlny referenční, nebo se používá konjugovaná referenční vlna:

- $R(\mathbf{X})$ totožná s referenční $A_r(\mathbf{X})e^{-j\phi_r(\mathbf{X})}$

$$\begin{aligned}
U_1(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})e^{-j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot |A_r(\mathbf{X})|^2 = A_r(\mathbf{x})|A_r(\mathbf{X})|^2 \cdot e^{-j\phi_r(\mathbf{X})} \\
U_2(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})e^{-j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot |A_o(\mathbf{X})|^2 \\
U_3(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})e^{-j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} \\
&= A_r(\mathbf{X})^2 A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j\phi_o(\mathbf{X})} \\
U_4(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})e^{-j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} \\
&= A_r(\mathbf{X})^2 A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))}
\end{aligned} \tag{2.64}$$

- $R(\mathbf{X})$ konjugovaná k referenční, $A_r(\mathbf{X})e^{j\phi_r(\mathbf{X})}$

$$\begin{aligned}
U_1(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})e^{j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot |A_r(\mathbf{X})|^2 = A_r(\mathbf{x})|A_r(\mathbf{X})|^2 \cdot e^{-j\phi_r(\mathbf{x})} \\
U_2(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})e^{j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot |A_o(\mathbf{X})|^2 \\
U_3(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})e^{j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} \\
&= A_r(\mathbf{X})^2 A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} \\
U_4(\mathbf{X}) &= A_r(\mathbf{X})e^{j\phi_r(\mathbf{X})} \cdot A_r(\mathbf{X})A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j(\phi_r(\mathbf{X})-\phi_o(\mathbf{X}))} \\
&= A_r(\mathbf{X})^2 A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j\phi_o(\mathbf{X})}
\end{aligned} \tag{2.65}$$

Z obou případů lze vyzorovat velký vliv zvolené referenční vlny, která se šumem vždy projeví v rekonstruovaném obraze, jakoby se tam promítne (jak ve virtuálním při použití referenční vlny, tak v reálném při použití vlny doplňkové, konjugované). Proto se v praxi používá jako referenční vlna rovinná, jejíž rozložení dopadlé amplitudy se moc nemění, tj. $A_r(\mathbf{X}) = A_r$. Vztahy 2.64, 2.65 se potom výrazně zjednoduší:

- $R(\mathbf{X})$ totožná s referenční $A_r e^{jk(\mathbf{nX})}$

$$\begin{aligned}
U_1(\mathbf{X}) &= A_r^3 \cdot e^{jk(\mathbf{nX})} \\
U_2(\mathbf{X}) &= A_r e^{jk(\mathbf{nX})} \cdot |A_o(\mathbf{X})|^2 \\
U_3(\mathbf{X}) &= A_r^2 A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j\phi_o(\mathbf{X})} \\
U_4(\mathbf{X}) &= A_r^2 A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j(2k(\mathbf{nX})+\phi_o(\mathbf{X}))}
\end{aligned} \tag{2.66}$$

Pro výpočty není velikost amplitudy A_r důležitá, proto se volí $A_r = 1$:

$$\begin{aligned}
U_1(\mathbf{X}) &= e^{jk(\mathbf{nX})} \\
U_2(\mathbf{X}) &= e^{jk(\mathbf{nX})} \cdot |A_o(\mathbf{X})|^2 \\
U_3(\mathbf{X}) &= A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j\phi_o(\mathbf{X})} \\
U_4(\mathbf{X}) &= A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j(2k(\mathbf{nX})+\phi_o(\mathbf{X}))}
\end{aligned} \tag{2.67}$$

Tento výsledek si lze vyložit tak, že po nasvícení hologramu referenční vlnou vzniká vlna referenční ($U_1(\mathbf{X})$), šum kolem referenční vlny ($U_2(\mathbf{X})$), replika objektové vlny ($U_3(\mathbf{X})$) a modifikovaná (posunutá) konjugovaná objektová vlna ($U_4(\mathbf{X})$).

- $R(\mathbf{X})$ konjugovaná k referenční, $A_r e^{-jk(\mathbf{nX})}$

$$\begin{aligned} U_1(\mathbf{X}) &= A_r^3 \cdot e^{-jk(\mathbf{nX})} \\ U_2(\mathbf{X}) &= A_r e^{-jk(\mathbf{nX})} \cdot |A_o(\mathbf{X})|^2 \\ U_3(\mathbf{X}) &= A_r^2 A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j(2k(\mathbf{nX}) + \phi_o(\mathbf{X}))} \\ U_4(\mathbf{X}) &= A_r^2 A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j\phi_o(\mathbf{X})} \end{aligned} \quad (2.68)$$

Znovu po uvážení jednotkové amplitudy referenční vlny, $A_r = 1$:

$$\begin{aligned} U_1(\mathbf{X}) &= e^{jk(\mathbf{nX})} \\ U_2(\mathbf{X}) &= e^{-jk(\mathbf{nX})} \cdot |A_o(\mathbf{X})|^2 \\ U_3(\mathbf{X}) &= A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{-j(2k(\mathbf{nX}) + \phi_o(\mathbf{X}))} \\ U_4(\mathbf{X}) &= A_o(\mathbf{X}) \cdot e^{j\phi_o(\mathbf{X})} \end{aligned} \quad (2.69)$$

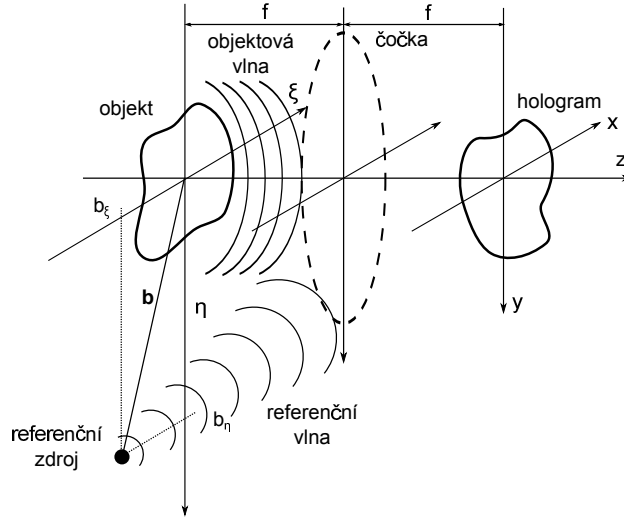
Tento výsledek si lze vyložit tak, že po nasvícení hologramu konjugovanou referenční vlnou vzniká konjugovaná referenční vlna ($U_1(\mathbf{X})$), šum kolem této vlny ($U_2(\mathbf{X})$), modifikovaná (posunutá) objektová vlna ($U_3(\mathbf{X})$) a nakonec konjugovaná objektová vlna ($U_4(\mathbf{X})$).

Záznam interferenčního obrazce vln po průchodu čočkou Pro záznam interferenčního obrazce u transmisního hologramu se často používá i čočka, která je umístěna mezi plochou definující objekt a plochou hologramu. Plocha hologramu leží v kladné ohniskové vzdálenosti, plocha objektu v záporné. U použité čočky se nevažuje omezená velikost. Celé schéma rozestavení viz Obr. 2.25.

Potom platí, viz kapitola 2.5, že je vstupní a výsledná vlna spojena Fourierovou transformací. Na ploše hologramu xy potom interferují Fourierův obraz $U_0(x, y)$ vlny objektové $O(\xi, \eta)$ a Fourierův obraz $U_1(x, y)$ vlny referenční $R(\xi, \eta)$, viz vztah 2.70.

$$\begin{aligned} U_0(x, y) &= \mathcal{F}\{O(\xi, \eta)\} \\ U_1(x, y) &= \mathcal{F}\{R(\xi, \eta)\} \end{aligned} \quad (2.70)$$

V praxi se dále jako referenční vlna používá bodový zdroj umístěný na ploše objektu se souřadnicemi (b_ξ, b_η) . Předpis referenční vlny má potom tvar $R(\xi, \eta) =$



Obrázek 2.25: Situace při záznamu hologramu pomocí čočky.

$\delta(\xi + b_\xi, \eta + b_\eta)$, jehož Fourierovým obrazem je vlna rovinná s následujícím předpisem:

$$U_1(x, y) = A_r \cdot e^{-j2\pi(xb_\xi + yb_\eta)} \quad (2.71)$$

Zachycená intenzita bude znovu přímo definovat transmisní strukturu hologramu:

$$t(x, y) = A_r^2 + |U_0(x, y)|^2 + U_0(x, y) \cdot A_r e^{j2\pi(xb_\xi + yb_\eta)} + \overline{U_0(x, y)} \cdot A_r e^{-j2\pi(xb_\xi + yb_\eta)} \quad (2.72)$$

Pro osvětlení hologramu se zde obdobně použije vlna rovinná, která se vytvoří obdobným způsobem, tj. umístěním bodového zdroje světla do určité pozice a umístění čočky mezi osvětlovanou plochou a plochou čočky. Pro začátek se použije bodový zdroj umístěný v pozici $(0, 0, 2f)$. Referenční vlna procházející čočkou se posléze přemění na vlnu rovinnou s předpisem $U_1(x, y) = A_r$. Osvětlení hologramu touto vlnou viz výpočet 2.73.

$$\begin{aligned} U(\xi, \eta) &= \mathcal{F}\{t(x, y) \cdot U_1(x, y)\} = \mathcal{F}\{t(x, y) \cdot A_r\} \\ &= \mathcal{F}\{A_r^3\} + \mathcal{F}\{A_r |U_0(x, y)|^2\} \\ &\quad + \mathcal{F}\{A_r^2 U_0(x, y) e^{j2\pi(xb_\xi + yb_\eta)}\} + \mathcal{F}\{A_r^2 \overline{U_0(x, y)} \cdot e^{-j2\pi(xb_\xi + yb_\eta)}\} \\ &= A_r^3 \cdot \delta(\xi, \eta) + A_r \cdot O(\xi, \eta)^2 \\ &\quad + A_r^2 \cdot O(\xi - b_\xi, \eta - b_\eta) + A_r^2 \cdot \overline{O(-\xi + b_\xi, -\eta + b_\eta)}, \end{aligned} \quad (2.73)$$

kde první člen představuje DC člen zaostřený na optické ose, druhý člen šum kolem něj, třetí člen obraz původního objektu posunutý o vzdálenost určenou vektorem $(-b_\xi, -b_\eta)$ a poslední člen představuje konjugovaný (převrácený) reálný obraz předmětu posunutý o vzdálenost určenou vektorem (b_ξ, b_η) .

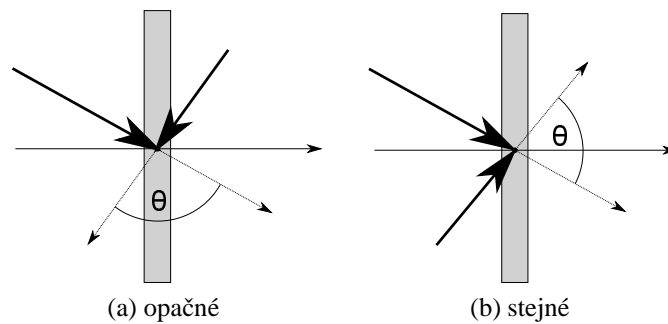
Při použití osvětlovací rovinné vlny, která svírá jistý úhel s osou z a je vyjádřena jako $U_1(x, y) = A_r e^{j2\pi(xc_\xi + yc_\eta)}$, následně dochází v prostorové oblasti k posunutí celého výsledku o vzdálenost určenou pozicí tohoto bodového zdroje, tj. o (c_ξ, c_η) .

2.8.4 Diskuze uchované interferenční struktury

Při interferenci dvou vln na ploše hologramu o minimální tloušťce vzniká na této ploše interferenční obrazec, který sestává z minim a maxim, které se po zachycení vyvolají jako světlé a tmavé proužky. Tyto proužky definují na ploše hologramu propustnost materiálu, tj. materiál je průhledný pro zachycené maximum, neprůhledný pro zachycené minimum. S tímto faktem, lze zachycený interferenční obrazec následně vnímat jako obecnou difrakivní strukturu. Difraktivní strukturu, která po nasvícení replikou referenční vlny, ohýbá dopadající vlnu, takovým způsobem, že vzniká replika vlny objektové.

Oproti tomu při interferenci vln v objemovém hologramu dochází k témuž efektu pouze s tím rozdílem, že v objemu vznikají interferenční plochy, kterými postupně světlo prochází.

Tento obecný princip vzniku interferenčních ploch v prostoru zde předvedu na jednom z nezákladnějších nastavení, kdy máme dvě rovinné vlny (vztah 2.74), jejichž směrové vektory definují rovinu, ve které svírající vzájemný úhel θ . Obě vlny dopadají na rovinu hologramu buď ze stejných, nebo rozdílných směrů vůči hologramu, viz Obr. 2.26.



Obrázek 2.26: Dvě rovinné vlny interferující v pozici hologramu.

$$O(\mathbf{X}) = A_1 \cdot e^{jk\mathbf{n}_1\mathbf{X}} \quad R(\mathbf{X}) = A_2 \cdot e^{jk\mathbf{n}_2\mathbf{X}} \quad (2.74)$$

Zachycená intenzita (vztah 2.75) definuje strukturu, kterou si lze představit jako interferenční obrazec promítnutý do prostoru (rovnoběžné plochy). Jejich natočení je definované vektorem $(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)$, na který jsou kolmé.

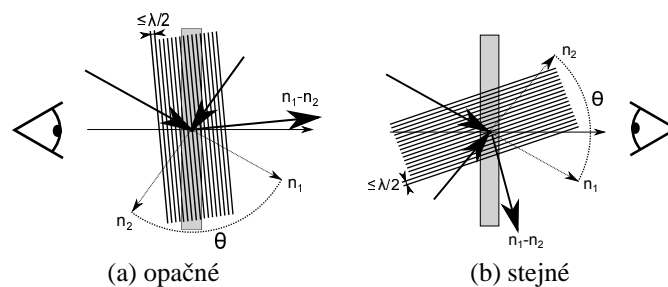
$$\begin{aligned} I(\mathbf{x}) &= |o(x) + r(x)|^2 \\ &= (A_1 \cdot e^{jk\mathbf{n}_1\mathbf{x}} + A_2 \cdot e^{jk\mathbf{n}_2\mathbf{x}}) \cdot (A_1 \cdot e^{-jk\mathbf{n}_1\mathbf{x}} + A_2 \cdot e^{-jk\mathbf{n}_2\mathbf{x}}) \quad (2.75) \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cdot \cos(k\mathbf{x} \cdot (\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)) \end{aligned}$$

Podrobným zkoumáním funkce \cos lze dále určit i periodu těchto proužků (vztah 2.76), která dosahuje v případě obráceného směru vektorů $(\mathbf{n}_1 = -\mathbf{n}_2 = 1)$ maximální hodnoty $\frac{\lambda}{2}$. Vzájemná vzdálenost proužků $\mathbf{d} = (d_x, d_y, d_z)$ lze potom určit jako převrácená hodnota frekvence \mathbf{f} , viz vztah 2.77, kde je vzdálenost proužků rozepsána na jednotlivé složky.

$$\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\mathbf{x} \cdot (\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)\right) = \cos(2\pi\mathbf{f}\mathbf{x}) \implies \mathbf{f} = \frac{(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)}{\lambda} \quad (2.76)$$

$$\begin{aligned} d_x &= \frac{1}{f_x} = \frac{\lambda}{n_{1x} - n_{2x}} \geq \frac{\lambda}{2} \\ d_y &= \frac{1}{f_y} = \frac{\lambda}{n_{1y} - n_{2y}} \geq \frac{\lambda}{2} \\ d_z &= \frac{1}{f_z} = \frac{\lambda}{n_{1z} - n_{2z}} \geq \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \quad (2.77)$$

Výše zjištěné vztahy jsou zachyceny na Obr. 2.27.



Obrázek 2.27: Vznikající prostorové interferenční struktury při interferenci dvou rovinných vln.

Pro následující úvahu se bude uvažovat pouze povrchový hologram, na který dopadají rovinné vlny, jejichž směrový vektor má nulovou y-ovou složku (vytváří

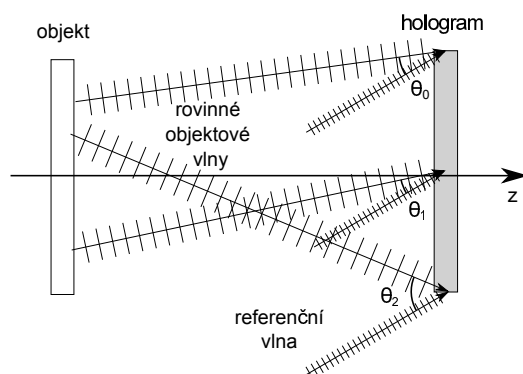
se proužky pouze ve směru osy x). V případě, kdy je hologram kolmý na osu z , tak potom lze použít pro výpočet frekvence a vzdálenosti proužků přímo vztahy 2.76, 2.77 bez nutnosti dodatečných úprav. Vzniklé proužky při záznamu do opticky aktivního materiálu potom přímo definují strukturu amplitudové difraktivní mřížky s mřížkovou konstantou d a s profilem, který je roven profilu sinové mřížky. Při této znalosti potom není problém pomocí mřížkové rovnice (vzorec 2.11) vypočítat míru ohybu jedné z rovinných vln při dopadu na strukturu této mřížky a zjistit, že při použití vlny se směrem n_{x_1} se vlna ohne do směru n_{x_2} , obdobně při použití vlny druhé:

$$\begin{aligned}
 n_{out_1} &= m \cdot \lambda f_x + n_{in} & n_{out_{-1}} &= m \cdot \lambda f_x + n_{in} \\
 &= 1 \cdot \lambda \cdot \frac{(n_{x_1} - n_{x_2})}{\lambda} + n_{x_2} & &= -\lambda \cdot \frac{(n_{x_1} - n_{x_2})}{\lambda} + n_{x_1} \\
 &= n_{x_1} & &= n_{x_2}
 \end{aligned}
 \tag{2.78}$$

Poznámka Obecná interference vlny referenční (z důvodu dobré rekonstrukce, vlny rovinné) a vlny objektové lze vyložit jako součet interferenčních obrazců vlny referenční a jednotlivých rovinných vln, které dostatečně aproximují vlnu objektovou, viz Obr. 2.28. Každá interferující dvojice vytváří difraktivní mřížku o konkrétní mřížkové konstantě se sinovým profilem. Vzniká tak obecná difraktivní struktura skládající se z dílčích difraktivních struktur se sinovým profilem. Zde popsaný způsob chápání vzniku a rekonstrukce obecné struktury hologramu se vzhledem k výskytu sinových členů nazývá Fourierův model, více v [26] v příloze A.

2.8.5 Základní rozdělení hologramů

Dle směrů, ze kterých na hologram dopadá vlna objektová a vlna referenční, se hologramy rozlišují na hologramy reflexní a hologramy transmisní. V případě, kdy obě vlny dopadají na stejnou stranu hologramu, se hovoří o hologramech transmisních, v případě opačném, o hologramech reflexních. Oba případy viz Obr. 2.26. Při podrobnějším pohledu na strukturu proužků se zjistí, že reflexní hologramy obsahují proužky přibližně rovnoběžné s rovinou hologramu. Konkrétně se jedná o jakási malá polopropustná zrcátka, která jsou natočena tak, aby osvětlovací vlnu odrážely zpět k pozorovateli, viz Obr. 2.27a. Oproti tomu transmisní hologram obsahuje proužky, jejichž natočení se obvykle neliší mnoho od roviny kolmé k rovině hologramu. Proto jejich název, transmisní, jelikož většina světla tímto hologramem prochází na druhou stranu, stranu kde je pozorovatel, viz Obr. 2.27b.



Obrázek 2.28: Fourierův model. Na obrázku jsou zachyceny tři rovinné vlny, které aproximují objektovou vlnu a které na rovině hologramu svírají s referenční vlnou úhly θ_0 , θ_1 , θ_2 . Těmito úhly je potom definována trojice interferenčních proužků, která definuje strukturu hologramu.

Vzhledem ke způsobu záznamu se hologramy rozdělují na tzv. hologramy tenké (thin) a na hologramy tlusté (thick). Tenký hologram je takový hologram, jehož tloušťka je malá vzhledem k průměrné vzdálenosti zachycených interferenčních proužků (interferenční roviny jsou víceméně kolmé na plochu hologramu). Oproti tomu druhý typ hologramu je typicky zaznamenán do vrstvy, jelikož obsahuje interferenční roviny, které jsou skoro rovnoběžné s plochou hologramu. V této vrstvě je následně mnoho těchto interferenčních ploch (například 2mm vrstva s proužky se vzdáleností $1\mu m$). Druhá skupina se často také označuje i jako objemové (volume) hologramy. Existuje i třetí přechodová skupina, dokonce i matematické vztahy, které vymezují jednotlivé skupiny hologramů, více kapitola 4 v [15].

Pozorování hologramů může být v prostoru omezeno jen na určitý směr. Existují například hologramy, které je možné pozorovat pouze v horizontálním směru (HPO (Horizontal Parallax Only) hologramy) či které je možné pozorovat pouze ve směru vertikálním. Tyto hologramy se používají hlavně kvůli jejich jednodušší a časově méně náročné konstrukci. Hologramy, které nijak neomezují pozorování, se nazývají hologramy s plným paralaxem (full-parallax holograms).

3 Počítačem generované holografické stereogramy

Holografické stereogramy vykazují všechny vlastnosti autostereogramů zmíněných v kapitole 2.7.4. Problémem autostereogramů zmíněných v této kapitole (lentikulární, bariérové displeje, integrální fotografie) je jejich veliké omezení na počet uchovaných pohledů. Tato omezení zapříčiňují omezený úhel paralaxy, pozorovací vzdálenosti, znatelnou změnu obrazu mezi sousedními pohledy a po-

dobně. S příchodem holografie se ale objevil způsob, jak tato omezení, fyzické podstaty, dosti snížit a jak uchovat mnohem větší množství pohledů v holografické struktuře (hologramu).

Jedním z prvních, kdo tak učinil, byl Dominic DeBitteto v roce 1969, viz [9]. Během dlouhé historie stereogramů byly vymyšleny stereogramy různých tvarů (plošný (DeBitteto 1969, McCrickerd a George 1968), válcový (Lloyd Cross 1977), poloválcový (Spatil Imaging Group na MIT 1989), kuželový (Okada 1989)), typů (monochromatický, viditelný v bílém světle (předvedl Benton v roce 1977), barevný (teorie Benton 1988, praktická teorie Bill Molteni 1987, praxe Walter Spierings 1991), achromatický, duhový (Benton 1968), ...). Odkazy na konkrétní práce a další detaily lze najít v kapitole 19 v [26].

Spolu s vývojem stereogramů vytvářených klasicky optickou cestou se s vývojem techniky (počítače, fotoaparáty, litografie) jednotlivé fáze vytváření těchto stereogramů počítají, simulují na počítačích a vzniká tak digitální paralela k opticky zaznamenaným fyzickým hologramům, známá jako počítačem generované hologramy - CGH (Computer Generated Hologram). Podrobněji v kapitole 7 v [4].

Počítačem generované hologramy se vyznačují tím, že výpočetně napočítávají difrakční strukturu, která se posléze vypálí fyzicky do fotocitlivého materiálu pomocí litografie o různé přesnosti záznamu (od $100\mu m$ do $0.1\mu m$) nebo se prosvítí přes LCD displej s velmi malou roztečí pixelu ($9\mu m$). Vypaluje se či prosvěcuje ale pouze jedna vrstva, což znamená, že touto metodou vznikají pouze transmisní hologramy³.

Napočtení holografické struktury má obecně dvě fáze. V první fázi se napočítává objektová vlna plochého objektu v rovině hologramu (například pomocí Fourierovy transformace, konvoluce s Fresnelovým jádrem apod.). Ve druhé se tato vlna převádí do podoby, kterou je možné fyzicky reprezentovat. Jedním z řešení je objektovou vlnu výpočetně sečíst s vlnou referenční, vypočítat interferenční vzor a ten vypálit. Další z možných řešení zahrnuje vyjádření samotné objektové vlny jiným způsobem. Mezi tyto metody patří například binary detour-phase hologram 1966, kinoform 1969 či ROACH (Referenceless On-axis Complex Hologram, 1973), podrobněji o těchto metodách v kapitole 10 v [15].

Vývoj počítačem generovaných hologramů probíhal nejprve záznamem plošných objektů (2D objekty). Metody zde použité byly posléze aplikovány i pro objemové objekty, kdy se objekt nejprve rozložil na plošky kolmé k z -ové ose. U tohoto přístupu se následně musí pomocí ray tracingu řešit viditelnost jednotlivých zdrojů světla. Zpracování trojrozměrných dat velmi navýšilo výpočetní

³Momentálně ale není známa metoda CGH, která by byla schopna vytvořit hologram reflexní (zápisem 3D dat), a proto byly zkoumány jiné metody digitální holografie, které by tohoto byly schopny. Ukazuje se totiž, že hologramy reflexní, vykazují lepší vlastnosti pro velmi detailní, nezkreslené, barevné snímky, viz [4].

nároky. Tyto nároky se snižovaly pomocí omezení vertikální paralaxy (Leseberg a Bryngdahl 1984), rozložením objektů na hrany a plochy (Leseberg a Bryngdahl 1986), či pomocí zcela jiné techniky, stereogramů (King, Noll, Berry 1970), která vzhledem ke svým nesporným výhodám nakonec převládla. Podrobněji v kapitole 10 v [15].

Zapojení počítače do procesu vývoje hologramů má typické výhody v možnosti:

- ověření správnosti struktury před jejím fyzickým vytvořením
- zachycení objektů nereálných
- vytvoření hologramů při ideálních podmínkách (ideálně koherentní světlo, nezávislost na nepřesnostech chemického zpracování, využití dokonalých optických členů, ...)
- použití zcela nových postupů, které nemají ekvivalent ve tradičním optickém záznamu

3.1 Princip záznamu stereogramů (princip multiplexingu)

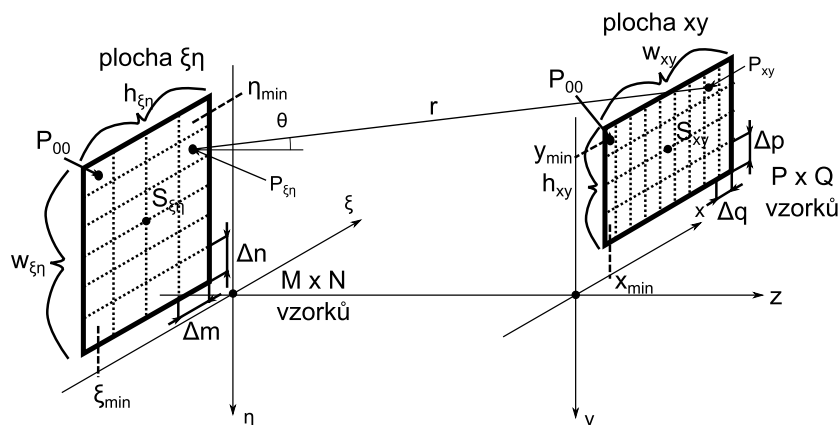
Pozorování stereogramů je ve své podstatě založeno na principu multiplexingu (kapitola 19 [26]). Tento princip je obecně používán v různých odvětvích (například při síťové komunikaci) v případě, kdy je potřeba přenést různé množství informace přes sdílený kanál. Používají se dvě varianty multiplexingu. Časový, který dané informace rozdělí na části, a ty se postupně posílají přes kanál, či frekvenční, který posílá celé informace najednou, ale využívá k tomu různé frekvence (frekvenční pásma). Analogie k principu stereogramů je následující:

- časový
 - pohledy jsou uloženy v ploše celého hologramu
 - pozorovatel vidí část takto uchované informace (jeden z pohledů) v závislosti na své poloze
 - prvním vynálezcem byl Dominic DeBitetto ([9])
- frekvenční
 - pohledy jsou uloženy v různých částech hologramu (rozdělená informace), analogie k různým frekvenčním pásmům
 - pozorovatel svým pohybem následně určuje pohled (frekvenční pásmo), který uvidí
 - fotografické stereogramy, Lloyd Crossův cylindrický hologram [8]

3.2 Diskrétní model pro šíření světla

V kapitole 2.4 byla představena skalární teorie difrakce popisující šíření světla, která byla odvozena pro spojité proměnné. Při simulaci tohoto šíření pomocí počítače, což je častá činnost v digitální holografii, je nutné tyto vztahy převést do diskrétního prostoru pomocí vhodného vzorkování spojitéch veličin. Diskrétní popis vlny je definován v každém bodě jak amplitudou, tak fází. Jsou situace, kdy nezáleží na správném vzorkování fáze a kdy stačí pouze správně navzorkovat členy ovlivňující amplitudu. Mezi tyto situace patří například samostatný záznam hologramu, kde nás zajímá pouze zachycená intenzita. Jsou ale i situace, kdy je třeba správně navzorkovat i členy ovlivňující fázi, například při vícenásobné propagaci světla na jednu plochu, či při aplikaci efektu čočky na dopadnutou vlnu. Jelikož součástí mé práce budou i fázové úpravy dopadnuté vlny, tak zde bude probíráno striktnější způsob vzorkování, tj. vzorkování členů fázových i amplitudových.

U jednotlivých způsobů (aproximací) výpočtu šíření světla zmíněných v kapitole 2.4 se bude dále diskutovat jejich výpočetní a paměťová náročnost po převedení do diskrétního prostoru.



Obrázek 3.1: Propagace světla mezi dvěma plochami $\eta\xi$, xy v diskrétním prostoru.

Ve všech následujících výpočtech se bude používat značení, viz Obr. 3.1, kde je spojitá plocha $\eta\xi$, ze které se světlo šíří, rozdělena na $M \times N$ dílů a druhá plocha xy , kam světlo dopadá, na $P \times Q$ dílů. Každý díl je reprezentován vzorkem umístěným v jeho středu. Vzdálenost sousedních vzorků v ose x je Δp , v ose y Δq , v ose ξ Δm a v ose η Δn . Konkrétní diskrétní hodnoty na obou plochách se

odvodí pomocí vztahů:

$$\begin{aligned}
U_0[m, n] &= U_0(\xi, \eta), \\
\xi &= m\Delta m + \xi_{\min} \quad m = 0, 1, \dots, M - 1 \\
\eta &= n\Delta n + \eta_{\min} \quad n = 0, 1, \dots, N - 1 \\
U_1[p, q] &= U_1(x, y), \\
x &= p\Delta p + x_{\min} \quad p = 0, 1, \dots, P - 1 \\
y &= q\Delta q + y_{\min} \quad q = 0, 1, \dots, Q - 1,
\end{aligned} \tag{3.1}$$

kde jednotlivé minimální hodnoty značené jako ξ_{\min} , η_{\min} , x_{\min} a y_{\min} lze získat ze znalosti souřadnic středů ploch $S_{\xi\eta}$, S_{xy} a jejich rozměrů $w_{\xi\eta} \times h_{\xi\eta}$, $w_{xy} \times h_{xy}$:

$$\begin{aligned}
\xi_{\min} &= S_{\xi} - 0.5 \cdot (w_{\xi\eta} - \Delta m) & \eta_{\min} &= S_{\eta} - 0.5 \cdot (h_{\xi\eta} - \Delta n) \\
x_{\min} &= S_x - 0.5 \cdot (w_{xy} - \Delta p) & y_{\min} &= S_y - 0.5 \cdot (h_{xy} - \Delta q)
\end{aligned} \tag{3.2}$$

Pro výpočet vzorkovací vzdálenosti (frekvence) se bude v této kapitole používat postup přes výpočet tzv. lokální frekvence, která je definována následovně. Je-li funkce dána vztahem $f(x) = A(x) \cdot e^{j\phi(x)}$, kde $A(x)$ je funkce s bezvýznamným frekvenčním obsahem, je lokální frekvence funkce $f(x)$ dána jako první derivace funkce $f(x)$: $\frac{d\phi(x)}{dx}$. Při výpočtu lokální frekvence u funkce více proměnných se použije parciální derivace dle proměnné, jejíž vzorkování je nutné zjistit.

Využitím znalosti vztahu pro výpočet lokální frekvence lze následně odvodit vztahy 3.3 pro potřebné vzorkování Δ a rozsah frekvencí f v osách xy . Tyto vztahy pro vzorkovací vzdálenosti Δx , Δy vyplývají z požadavku, že maximální změna fáze $\phi(x, y)$ v absolutní hodnotě nesmí být mezi dvěma sousedními prvky větší než jedna perioda, 2π . Více o lokální frekvenci viz [13], kapitola 2.2.

$$\begin{aligned}
\Delta x \cdot \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} &\leq 2\pi, \quad \Delta x = \frac{1}{f_x} \implies f_x \geq \frac{1}{2\pi} \cdot \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} \\
\Delta y \cdot \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} \right|_{\max} &\leq 2\pi, \quad \Delta y = \frac{1}{f_y} \implies f_y \geq \frac{1}{2\pi} \cdot \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} \right|_{\max}
\end{aligned} \tag{3.3}$$

Pro zajištění přesného navzorkování signálu je potom nutné vzhledem k Nyquistovu kritériu použít dvojnásobnou vzorkovací frekvenci (poloviční vzorkovací vzdálenost $\Delta \implies \Delta/2$, dva vzorky na periodu):

$$\begin{aligned}
\Delta x \cdot \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} &\leq \pi, \quad \Delta x = \frac{1}{2f_x} \implies f_x \geq \frac{1}{\pi} \cdot \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} \\
\Delta y \cdot \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} \right|_{\max} &\leq \pi, \quad \Delta y = \frac{1}{2f_y} \implies f_y \geq \frac{1}{\pi} \cdot \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial y} \right|_{\max}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

3.2.1 Rayleigh-Sommerfeldův vztah

Při převodu Rayleigh-Sommerfeldova vztahu 2.17 je nutné zvolit vzorkovací vzdálenost obou ploch, tj. u plochy výstupní Δp , Δq a u plochy vstupní Δm , Δn . Dvojitý integrál se potom nahradí dvojitou sumou, přes kterou se sečte $M \times N$ vzorků,

$$\iint_{\Sigma} \Rightarrow \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} \quad (3.5)$$

a derivace ds se nahradí součinem diferencí Δm a Δn :

$$ds \Rightarrow \Delta m \Delta n \quad (3.6)$$

a vzniká vztah:

$$U_1[p, q] = -\frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} U_0[m, n] \left(\left(jk - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \right) \Delta m \Delta n$$

$$r_{01} = \left(((m\Delta m + \xi_{\min}) - (p\Delta p + x_{\min}))^2 - ((n\Delta n + \eta_{\min}) - (q\Delta q + y_{\min}))^2 + z^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.7)$$

Výraz lze dále upravit rozepsáním vztahů pro minimální hodnoty v jednotlivých osách:

$$\begin{aligned} \xi_{\min} &= S_x - 0.5 \cdot (w_{\xi\eta} - \Delta m) & \eta_{\min} &= S_y - 0.5 \cdot (h_{\xi\eta} - \Delta n) \\ x_{\min} &= S_x - 0.5 \cdot (w_{xy} - \Delta p) & y_{\min} &= S_y - 0.5 \cdot (h_{xy} - \Delta q) \end{aligned} \quad (3.8)$$

A po rozepsání rozměrů obou plošek:

$$\begin{aligned} w_{\xi\eta} &= M \cdot \Delta m & h_{\xi\eta} &= N \cdot \Delta n \\ w_{xy} &= P \cdot \Delta p & h_{xy} &= Q \cdot \Delta q \end{aligned} \quad (3.9)$$

Se dostane vztah:

$$U_1[p, q] = -\frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} U_0[m, n] \left(\left(jk - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \right) \Delta m \Delta n$$

$$r_{01} = \left((((m - 0.5M + 0.5)\Delta m + S_x) - ((p - 0.5P + 0.5)\Delta p + S_x))^2 - (((n - 0.5N + 0.5)\Delta n + S_y) - ((q - 0.5Q + 0.5)\Delta q + S_y))^2 + z^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.10)$$

Výše uvedený vztah 3.10 je zcela obecný, neboli lze použít na plochy libovolného vzorkování, libovolné velikosti. Výpočetní složitost tohoto výrazu je ale $O(N^4)$. V praxi se ale používá propagace mezi méně obecnými plochami, která umožňuje rychlejší výpočet. Tyto plochy mají stejné vzorkování v osách ξ a x , $\Delta m = \Delta p$, a v osách η a y , $\Delta n = \Delta q$. Výraz 3.10 pro propagaci vlny se potom výrazně zjednoduší na:

$$U_1[p, q] = -\frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} U_0[m, n] \left(\left(jk - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \right) \Delta m \Delta n$$

$$r_{01} = \left(((m-p)\Delta p + 0.5(P-M)\Delta p + (S_\xi - S_x))^2 + ((n-q)\Delta q + 0.5(Q-N)\Delta q + (S_\eta - S_y))^2 + z^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$
(3.11)

Vztah 3.11 je ale stále velice výpočetně náročný, jelikož vyžaduje pořád $O(N^4)$ operací. Pro urychlení výpočtu lze následně daný výraz chápat jako konvoluční výraz funkcí $U[m, n]$ a $K[m-p, n-q]$:

$$U_1[p, q] = \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} U_0[m, n] K[m-p, n-q]$$

$$K[p, q] = -\frac{1}{2\pi} \left(jk - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}} \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) \Delta m \Delta n,$$

$$r_{01} = \left((p\Delta p + 0.5(P-M)\Delta p + (S_\xi - S_x))^2 + (q\Delta q + 0.5(Q-N)\Delta q + (S_\eta - S_y))^2 + z^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$
(3.12)

Poslední stěžejní úpravou je úprava, která umožní použití cyklické konvoluce a následně rychlé Fourierovy transformace. Momentálně se počítá s $M \times N$ prvky funkce $U_0[m, n]$ a s $(2M-1) \times (2N-1)$ prvky u funkce $K[p, q]$. Pro zavedení konvoluce je nutné, aby rozsah indexů byl u obou funkcí stejný. Je tedy nutné zvýšit rozsah indexů u funkce $U_0[m, n]$, přičemž nové prvky budou nastaveny na hodnotu 0. Druhou úpravou je posléze vytvoření cyklické konvoluční báze K_c pomocí operace modulo. Výsledná formule a postupné úpravy vedoucí na využití

\mathcal{FFT} viz vztahy 3.13.

$$\begin{aligned}
U_1[p, q] &= \sum_{m=0}^{2M-2} \sum_{n=0}^{2N-2} U_0[m, n] K_c[(m-p) \bmod(2M-1), (n-q) \bmod(2N-1)] \\
&= (U_0 \otimes K_c) \\
&= \mathcal{IFFT}\{\mathcal{FFT}\{U_0 \otimes K_c\}\} \\
&= \mathcal{IFFT}\{\mathcal{FFT}\{U_0\} \odot \mathcal{FFT}\{K_c\}\}
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Při výpočtu lze ještě zjednodušit výpočet konvolučního jádra K_c po zohlednění podmínky $r_{01} \gg \lambda$:

$$\begin{aligned}
U_1[p, q] &= \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} U_0[m, n] K_c[m-p, n-q] \\
&= \mathcal{IFFT}\{\mathcal{FFT}\{U_0\} \odot \mathcal{FFT}\{K_c\}\} \\
K_c[p, q] &= \frac{z}{j\lambda} \cdot \frac{e^{jkr_{01}}}{r_{01}^2} \\
r_{01} &= \left((p\Delta p + 0.5(P-M)\Delta p + (S_\xi - S_x))^2 \right. \\
&\quad \left. + (q\Delta q + 0.5(Q-N)\Delta q + (S_\eta - S_y))^2 + z^2 \right)^{\frac{1}{2}}
\end{aligned} \tag{3.14}$$

Poslední úprava umožnila snížení složitosti z $O(N^4)$ na $O(N^2 \log N)$, jelikož vypočtení jedné rychlé diskretní Fourierovy transformace (\mathcal{FFT} , \mathcal{IFFT}) má složitost $O(N^2 \log N)$ a zde jsou postupně vypočteny tři. Násobení $\mathcal{FFT}\{U_0\} \odot \mathcal{FFT}\{K_c\}$ zde probíhá pouze mezi stejnohlými prvky, což představuje složitost $O(N^2)$, která neovlivní celkovou složitost. Počet vzorků $M \times N$ daných ploch musí být pro aplikaci rychlé Fourierovy transformace (Cooley-Tukey [7]) stejné a zároveň pro nejvyšší výkon by počet vzorků N, M měl být mocninou malého čísla (závisí na implementaci, ale často to jsou malá prvočísla jako 2, 3, 5). Vlivem použití Fourierovy transformace se propojuje vzorkování frekvenčního spektra se spektrem prostorovým a pro korektní vzorkování, je nutné diskutovat obojí. Na diskretní Fourierovu transformaci zde použitou lze ale pohlížet pouze jako na nástroj pro výpočet propagované vlny. Proto se zde bude diskutovat pouze vzorkování prostorové proměnné.

Vzorkování prostorové informace Analýza frekvencí na ploše $\xi\eta$ lze těžko specifikovat dopředu, jelikož světelné pole, které se odsud propaguje, může být jakékoli. Zde ale vzhledem ke zjednodušení úvahy se bude předpokládat, že frekvence obsažené v tomto poli budou velice malé a nebudou se uvažovat (například obraz o malém rozlišení).

Pro zjištění vhodného vzorkování se potom bude uvažovat vhodné vzorkování pouze konvolučního jádra K_c . K určení maximální frekvence celého výrazu je nutné zvážit frekvenční charakteristiku jednotlivých funkcí, které se v něm vyskytují. Vzhledem k tomuto pohledu výrazy jako $-\frac{1}{r}$, $\frac{1}{r}$ a $\frac{z}{r}$ s touto charakteristikou nemění, naopak výrazem, který zde bude hrát největší roli při určování maximální frekvence, bude výraz e^{jkr} . Jeho lokální frekvence v ose x je:

$$\frac{\partial\phi(r)}{\partial x} = \frac{\partial kr}{\partial x} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2} \quad (3.15)$$

A dále se potřebná vzorkovací vzdálenost Δ v osách xy odvodí pomocí vztahu 3.4, kde proměnnou bude vzdálenost r bodů $|P_{\xi\eta} - P_{xy}|$.

$$\Delta x \cdot \left| \frac{\partial\phi(r)}{\partial x} \right|_{\max} \leq \pi \quad \Delta y \cdot \left| \frac{\partial\phi(r)}{\partial y} \right|_{\max} \leq \pi \quad (3.16)$$

Dosažení a výpočet maximální lokální frekvence, ke které dochází při maximální vzájemné vzdálenosti bodů na plochách r , tj. $r = r_{\max}$ a $(x - \xi) = (x - \xi)_{\max}$:

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial\phi(r)}{\partial x} \right|_{\max} &= \left| \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{2(x - \xi)}{2r} \right|_{\max} = \left| \frac{2\pi(x - \xi)}{\lambda r} \right|_{\max} \\ &= \frac{2\pi(x - \xi)_{\max}}{\lambda r_{\max}} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Pro vzorkovací vzdálenost potom vychází:

$$\begin{aligned} \Delta x &\leq \pi \cdot \frac{\lambda r_{\max}}{2\pi(x - \xi)_{\max}} \\ \Delta x &\leq \frac{\lambda r_{\max}}{2(x - \xi)_{\max}} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Po provedení výše uvedených kroků i pro y -ovou osu, lze následně vyjádřit omezení velikosti vzorkování či frekvence v obou osách xy následovně:

$$\begin{aligned} \Delta x &\leq \frac{\lambda r_{\max}}{2(x - \xi)_{\max}} & f_x &\geq \frac{2(x - \xi)_{\max}}{\lambda r_{\max}} \\ \Delta y &\leq \frac{\lambda r_{\max}}{2(y - \eta)_{\max}} & f_y &\geq \frac{2(y - \eta)_{\max}}{\lambda r_{\max}} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Tyto vztahy si lze představit jako limitní, kdy při použití větší periody vzorkování či menší vzorkovací frekvence dochází již k podvzorkování spojité informace a k případnému výskytu aliasingu, nechtěné parazitní informace.

3.2.2 Fresnelova aproximace

Po Fresnelovo aproximaci Rayleigh-Sommerfeldova vztahu lze pracovat buď s konvolučním vztahem 2.27 a výpočet spolu se vzorkováním provádět obdobně jako v předchozí kapitole 3.2.1, či použít rozepsaný vztah 2.26, který Fresnelovu propagaci počítá pouze pomocí jedné Fourierovy transformace, tzn. 3-krát rychleji než pomocí konvoluce. Převedením vztahu 2.26 do diskrétní podoby se dostává:

$$\begin{aligned}
 U_1[p, q] &= \frac{1}{j\lambda z} \cdot \exp \left[jk \cdot \left(\frac{x^2 + y^2}{2z} + z \right) \right] \cdot \mathcal{FF}\mathcal{T} \left\{ U_0[m, n] e^{j\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)} \right\}, \\
 x &= (p - 0.5P + 0.5)\Delta p + S_x \quad y = (q - 0.5Q + 0.5)\Delta q + S_y \\
 \xi &= (m - 0.5M + 0.5)\Delta m + S_\xi \quad \eta = (n - 0.5N + 0.5)\Delta n + S_\eta
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

Výpočet vhodného vzorkování u tohoto vztahu bude již komplikovanější oproti Rayleigh-Sommerfeldovu vztahu, kde se stačilo zaměřit pouze na správné vzorkování prostorové oblasti. Zde pro správné vzorkování nestačí zvážit pouze vzorkování funkcí prostorových proměnných, ale i funkcí ve frekvenčních proměnných.

Pro tento vztah zároveň obecně platí, že se musí rovnat počet vzorků v jednotlivých dimenzích ploch, $P = M$ a $Q = N$. Vzorkování na těchto plochách potom vychází z jejich velikostí, přičemž platí, že větší plocha bude mít vzorkování řidší.

Vzorkování prostorové informace Pro určení vzorkování prostorové informace se využije nerozepsaného vztahu 2.25, ze kterého se dobře určí lokální frekvence a omezení na vzorkování jednotlivých ploch xy a $\xi\eta$:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} &= \frac{\partial \frac{k}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]}{\partial x} \\
 &= \frac{\partial \frac{\pi}{\lambda z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]}{\partial x} \\
 &= \frac{2\pi(x - \xi)}{\lambda z} \\
 \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} &= \frac{2\pi|x - \xi|_{\max}}{\lambda z}
 \end{aligned} \tag{3.21}$$

Pro velikost vzorkování musí platit:

$$\Delta x \cdot \left| \frac{\partial \phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} \leq \pi \tag{3.22}$$

Po dosažení výsledku ze vztahu 3.21 do vztahu 3.22:

$$\Delta x \leq \pi \cdot \frac{\lambda z}{2\pi|x - \xi|_{\max}} = \frac{\lambda z}{2|x - \xi|_{\max}} \quad (3.23)$$

Při obdobných úpravách i pro ostatní proměnné musí následně pro proměnné v prostorové oblasti platit:

$$\begin{aligned} \Delta x &\leq \frac{\lambda z}{2|x - \xi|_{\max}} & f_x &\geq \frac{2|x - \xi|_{\max}}{\lambda z} \\ \Delta y &\leq \frac{\lambda z}{2|y - \eta|_{\max}} & f_y &\geq \frac{2|y - \eta|_{\max}}{\lambda z} \\ \Delta \xi &\leq \frac{\lambda z}{2|\xi - x|_{\max}} & f_\xi &\geq \frac{2|\xi - x|_{\max}}{\lambda z} \\ \Delta \eta &\leq \frac{\lambda z}{2|\eta - y|_{\max}} & f_\eta &\geq \frac{2|\eta - y|_{\max}}{\lambda z} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Vzorkování frekvenční informace Aby se zde zjistila minimální potřebná velikost vzorkování frekvence Δf , tak je třeba analyzovat potřebné vzorkování Fourierovy transformace fázově modifikované objektovou vlnou $\mathcal{F}\{U(\xi, \eta)e^{j\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)}\}$ a multiplikativní faktor $\frac{1}{j\lambda z} \cdot \exp\left[jk \cdot \left(\frac{x^2 + y^2}{2z} + z\right)\right]$.

Fourierovu transformaci lze také chápat jako přesun z prostorové oblasti cílové plochy se vzorkováním $\Delta x, \Delta y$ do oblasti frekvenční se vzorkováním Δf_x a Δf_y . Tento přechod lze vyjádřit i přepisem Fourierovy transformace do těchto frekvenčních proměnných:

$$\begin{aligned} U_1(x, y) &= \iint_{\Sigma} U_0(\xi, \eta) e^{j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)} d\xi d\eta \\ U_1(f_x, f_y) &= \iint_{\Sigma} U_0(\xi, \eta) e^{j2\pi(f_\xi \xi + f_\eta \eta)} d\xi d\eta, \quad f_\xi = \frac{x}{\lambda z}, f_\eta = \frac{y}{\lambda z} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Ve Fresnelově vztahu ale již nefiguruje pouze čistá Fourierova transformace, vyskytuje se zde ještě fázový člen $e^{j\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)}$, který lze ale chápat jako člen, který nemění velikost výsledné frekvence, a proto jej není nutné uvažovat. Frekvence f_ξ určená touto transformací je potom dána maximálními souřadnicemi bodu v ose x (vynásobená dvěma kvůli Nyquistovu kritériu):

$$f_\xi \leq \frac{2|x|_{\max}}{\lambda z} \quad (3.26)$$

Celý Fourierův vztah je dále násoben výrazem $\frac{e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)}}{\lambda z}$, kde při výpočtu vhodného vzorkování lze nejprve zanedbat konstantní výraz $\frac{1}{\lambda z}$ a zbytek vyjádřit ve frekvenčním spektru:

$$e^{j\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \implies e^{j\pi\lambda z(f_\xi^2+f_\eta^2)} \quad (3.27)$$

Výpočet potřebného vzorkování Δf_x funkce 3.27:

$$\begin{aligned} \Delta f_\xi \cdot \left| \frac{\phi(f_\xi, f_\eta)}{\partial f_\xi} \right|_{\max} &\leq \pi \\ \Delta f_\xi \cdot |2\pi\lambda z f_\xi|_{\max} &\leq \pi && \text{(výpočet parciální derivace)} \\ \Delta f_\xi \cdot |f_\xi|_{\max} &\leq \frac{\pi}{2\pi\lambda z} \\ \Delta f_\xi &\leq \frac{1}{2\lambda z |f_\xi|_{\max}} \\ \Delta f_\xi &\leq \frac{2\Delta\xi}{2\lambda z} = \frac{\Delta\xi}{\lambda z} && \text{(dosazení za } |f_\xi|_{\max} = \frac{1}{2\Delta\xi} \text{)} \end{aligned} \quad (3.28)$$

Dále nás bude zajímat vzorkování této informace v prostorové doméně ($\Delta\xi$), ze které se posléze odvodí vztah pro maximální frekvenci f_ξ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2|\xi|_{\max}} &\leq \frac{\Delta\xi}{\lambda z} && \text{(dosazení za } \Delta f_\xi = \frac{1}{2|\xi|_{\max}} \text{)} \\ \Delta\xi &\geq \frac{\lambda z}{2|\xi|_{\max}} && \text{(vyjádření } \Delta\xi \text{)} \\ f_\xi &\leq \frac{2|\xi|_{\max}}{\lambda z} && \text{(vztah pro frekvenci } f_\xi \text{)} \end{aligned} \quad (3.29)$$

Vzorkování celého Fresnelova výrazu, který je součinem, je potom dáno součtem dílčích výsledků (vztah 3.26, 3.29):

$$\begin{aligned} f_\xi &\leq \left(\frac{2|x|_{\max}}{\lambda z} + \frac{2|\xi|_{\max}}{\lambda z} \right) \\ &\leq \frac{2(|x|_{\max} + |\xi|_{\max})}{\lambda z} \end{aligned} \quad (3.30)$$

Vzorkování zbylých frekvenčních proměnných se odvodí obdobným způsobem. Vzorkování ploch xy a $\xi\eta$ se zjistí jako převrácená hodnota frekvence, výsledkem jsou následující vztahy 3.31, zapsané ve stejném pořadí jako u prostorových proměnných:

$$\begin{aligned}
\Delta x &\geq \frac{\lambda z}{2(|x|_{\max} + |\xi|_{\max})} & f_x &\leq \frac{2(|x|_{\max} + |\xi|_{\max})}{\lambda z} \\
\Delta y &\geq \frac{\lambda z}{2(|y|_{\max} + |\eta|_{\max})} & f_y &\leq \frac{2(|y|_{\max} + |\eta|_{\max})}{\lambda z} \\
\Delta \xi &\geq \frac{\lambda z}{2(|\xi|_{\max} + |x|_{\max})} & f_\xi &\leq \frac{2(|\xi|_{\max} + |x|_{\max})}{\lambda z} \\
\Delta \eta &\geq \frac{\lambda z}{2(|\eta|_{\max} + |y|_{\max})} & f_\eta &\leq \frac{2(|\eta|_{\max} + |y|_{\max})}{\lambda z}
\end{aligned} \tag{3.31}$$

3.2.3 Fraunhoferova aproximace

Tato aproximace umožňuje přímé použití Fourierovy transformace navzorkované vstupní plochy $U[m, n]$. Převedený vztah 2.28 v diskretní podobě:

$$\begin{aligned}
U_1[p, q] &= \frac{1}{j\lambda z} \cdot \exp \left[jk \cdot \left(\frac{x^2 + y^2}{2z} + z \right) \right] \cdot \mathcal{FFT} \{U_0[m, n]\} \\
x &= (p - 0.5P + 0.5)\Delta p + S_x & y &= (q - 0.5Q + 0.5)\Delta q + S_y \\
\xi &= (m - 0.5M + 0.5)\Delta m + S_\xi & \eta &= (n - 0.5N + 0.5)\Delta n + S_\eta
\end{aligned} \tag{3.32}$$

Diskuze potřebného vzorkování této aproximace je velmi podobné diskuzi Fresnelovy aproximace v kapitole 3.2.2. Výpočet vzorkování frekvenčních proměnných bude prakticky totožný, lišit se bude pouze vzorkování v prostorové oblasti. Diskuze možného převzorkování v prostorové, či frekvenční oblasti viz [32], kapitoly 5.4.

Složitost výpočtu je podobná jako v případě vztahu 3.20, pouze ulehčená o výpočet fázového členu u rovnice otvoru, $O(N^2 \log N)$.

Vzorkování prostorové informace Výpočet nejvyšší možné frekvence lze provádět na jedné exponenciále, která vznikne součinem všech exponenciál (jako u Fresnelovy aproximace), zde se ale předvede druhý způsob, kdy se vypočte nejvyšší frekvence na každé exponenciále zvlášť, a potom se tyto frekvence sečtou.

Nejdříve se vypočte maximální lokální frekvence u exponenciály před integrálem, tj. $\exp \left[jk \left(\frac{x^2 + y^2}{2z} + z \right) \right]$.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial\phi(x, y)}{\partial x} &= \frac{\partial k \left(\frac{x^2+y^2}{2z} + z \right)}{\partial x}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \\
&= \frac{\partial \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2+y^2}{2z} + z \right)}{\partial x} = \frac{2\pi}{2\lambda z} \cdot 2x \\
&= \frac{2\pi x}{\lambda z} \\
\left| \frac{\partial\phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} &= \frac{2\pi|x|_{\max}}{\lambda z}
\end{aligned} \tag{3.33}$$

Dosažením výsledku ze vztahu 3.33 do vztahu 3.4 se dostává vymezení pro rozsah frekvence:

$$f_x \geq \left| \frac{\partial\phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} / \pi = \frac{2\pi|x|_{\max}}{\lambda z} / \pi = \frac{2|x|_{\max}}{\lambda z} \tag{3.34}$$

Obdobně pro frekvenci u exponenciály v těle integrálu, tj. $e^{-j\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi+y\eta)}$:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial\phi(x, y)}{\partial x} &= \frac{\partial -\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)}{\partial x} = -\frac{2\pi}{\lambda z} \cdot \xi = -\frac{2\pi\xi}{\lambda z} \\
\left| \frac{\partial\phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} &= \frac{2\pi|\xi|_{\max}}{\lambda z}
\end{aligned} \tag{3.35}$$

Dosažením výsledku ze vztahu 3.35 do vztahu 3.4 se dostává vymezení rozsah frekvence f_x :

$$f_x \geq \left| \frac{\partial\phi(x, y)}{\partial x} \right|_{\max} / \pi = \frac{2\pi|\xi|_{\max}}{\lambda z} / \pi = \frac{2|\xi|_{\max}}{\lambda z} \tag{3.36}$$

Frekvence součinu obou funkcí má frekvenční spektrum, které je dáno součtem jejich spekter:

$$f_x \geq \frac{2|x|_{\max}}{\lambda z} + \frac{2|\xi|_{\max}}{\lambda z} = \frac{2(|x|_{\max} + |\xi|_{\max})}{\lambda z} \tag{3.37}$$

Omezení pro ostatní frekvence, f_y , f_ξ , f_η , se odvodí obdobným způsobem. Prostorové vzorkování ploch xy a $\xi\eta$ se zjistí jako převrácená hodnota frekvence. Výsledkem jsou vztahy 3.38, zapsané ve stejném pořadí jako u prostorových proměnných:

$$\begin{aligned}
\Delta x &\leq \frac{\lambda z}{2(|x|_{\max} + |\xi|_{\max})} & f_x &\geq \frac{2(|x|_{\max} + |\xi|_{\max})}{\lambda z} \\
\Delta y &\leq \frac{\lambda z}{2(|y|_{\max} + |\eta|_{\max})} & f_y &\geq \frac{2(|y|_{\max} + |\eta|_{\max})}{\lambda z} \\
\Delta \xi &\leq \frac{\lambda z}{2(|\xi|_{\max} + |x|_{\max})} & f_\xi &\geq \frac{2(|\xi|_{\max} + |x|_{\max})}{\lambda z} \\
\Delta \eta &\leq \frac{\lambda z}{2(|\eta|_{\max} + |y|_{\max})} & f_\eta &\geq \frac{2(|\eta|_{\max} + |y|_{\max})}{\lambda z}
\end{aligned} \tag{3.38}$$

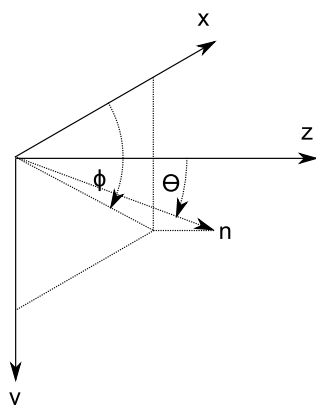
Vztahy pro vzorkování prostorové informace jsou až na směr nerovnosti zcela totožné se vztahy 3.31 pro vzorkování frekvenční informace. Diskuze možného převzorkování v prostorové, či frekvenční oblasti viz [32], kapitoly 5.4, 5.5.

3.3 Diskrétní záznam hologramu

Tato kapitole navazuje na závěry zmíněné v kapitolách 2.8.3, 2.8.4, kde byl vysvětlen princip záznamu hologramu a také struktura vzniklých interferenčních obrazců. V těchto kapitolách byl ale předpoklad v použití spojitých interferujících vln a v použití materiálu, který tuto spojitou informaci bez aproximace uloží. Při simulaci tohoto jevu počítačem je ale nutné ukládanou informaci diskretizovat a určit maximální krok diskretizace (vzorkování), pro který nebude docházet k nechtěnému aliasingu.

Na rovinu hologramu dopadá objektová $O(x, y)$ a referenční $R(x, y)$ vlna. Zde interferují a definují zde funkci, která musí být dostatečně vzorkována. Referenční vlna je prakticky vždy vlnou rovinnou. Oproti tomu objektová vlna je vlna komplexní, kterou lze ale aproximovat jako velký počet vln rovinných. Každá tato jednotlivá rovinná vlna posléze interferuje s vlnou referenční a na ploše hologramu vzniká komplexní interferenční struktura.

Při této úvaze lze následně použít vztah 2.76, který určuje frekvenci vzniklých interferenčních proužků v objemu hologramu při interferenci dvou rovinných vln se směrovými vektory $\mathbf{n}_1 = (n_{1x}, n_{1y}, n_{1z})$ a $\mathbf{n}_2 = (n_{2x}, n_{2y}, n_{2z})$. Jednotkové směrové vektory lze s výhodou vyjádřit pomocí sférických souřadnic (θ, ϕ, r) , kde úhly θ, ϕ určují natočení směrového vektoru v prostoru a r jeho velikost, která je vždy jedna (je požadován jednotkový vektor). Zvolená soustava souřadnic spolu se vzorci pro výpočet normalizovaného směrového vektoru n viz Obr. 3.2 a vztahy 3.39.



Obrázek 3.2: Zvolený souřadný systém.

$$\begin{aligned}
 n_x &= \sin(\theta) \cdot \sin(\phi) \\
 n_y &= \sin(\theta) \cdot \cos(\phi) \\
 n_z &= \cos(\theta)
 \end{aligned}
 \tag{3.39}$$

Frekvence vznikajících proužků f je rovna výrazu $\frac{(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)}{\lambda}$, kde čítec $(\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2)$ určuje směr těchto proužků. U transmisních tenkých hologramů nás ale vzhledem k jejich fyzikální podstatě zajímá frekvence těchto proužků pouze ve směru osy x či y . Pro zjednodušení zde budou uvažovány rovinné vlny svírající konkrétní úhel θ pouze s jednou z os:

- s osou x

$$\mathbf{n}_{\phi=90^\circ} = (\sin \theta, 0, \cos \theta)
 \tag{3.40}$$

- s osou y

$$\mathbf{n}_{\phi=0^\circ} = (0, \sin \theta, \cos \theta)
 \tag{3.41}$$

Po uvážení směrových vektorů v podobě buď 3.40, nebo 3.41 vypadá předpis pro výpočet frekvence proužků:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{f}_{\phi=90^\circ} &= \left(\frac{\sin \theta_1 - \sin \theta_2}{\lambda}, 0, \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_2}{\lambda} \right) \\
 \mathbf{f}_{\phi=0^\circ} &= \left(0, \frac{\sin \theta_1 - \sin \theta_2}{\lambda}, \frac{\cos \theta_1 - \cos \theta_2}{\lambda} \right)
 \end{aligned}
 \tag{3.42}$$

Potom pro minimální frekvenci proužků f_{\min} a maximální vzorkování Δ_{\max} v osách xy platí vztahy:

$$f_{\min} = \frac{(\sin \theta_1 - \sin \theta_2)_{\max}}{\lambda} \leq \frac{2}{\lambda}, \quad \Delta_{\max} = \frac{1}{f_{\min}} \leq \frac{\lambda}{2} \quad (3.43)$$

Po zohlednění Nyquistova kritéria pro vzorkování (alespoň dvojnásobná vzorkovací frekvence či poloviční vzorkovací vzdálenost) se dostávají konečné vztahy 3.44, pomocí kterých lze zjistit minimální nutnou vzorkovací vzdálenost (maximální frekvenci) celého hologramu v osách x a y .

$$f_{\min} = \frac{2(\sin \theta_1 - \sin \theta_2)_{\max}}{\lambda} \leq \frac{2}{\lambda}, \quad \Delta_{\max} = \frac{\lambda}{2(\sin \theta_1 - \sin \theta_2)_{\max}} \leq \frac{\lambda}{2} \quad (3.44)$$

Po zvážení frekvence a směru proužků je ale také nutné uvažovat množství dopadlé intenzity od jednotlivých interferujících vln. Totiž při jejich velkém rozdílu nemusejí být interferenční proužky vůbec viditelné, viz vztah 2.60, který shrnuje podmínky pro viditelnost proužků. Nejsnazší splnění této podmínky je úprava amplitudy dopadající rovinné referenční vlny A_r tak, aby byla v průměru alespoň taková, jako je amplituda vlny objektové $A_o = \sqrt{I_o}$. Vztah pro výpočet potřebné amplitudy (uvažuje se plocha o $M \times N$ vzorcích):

$$A_r = \frac{1}{M \cdot N} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} \sqrt{I_o[m, n]} \quad (3.45)$$

3.4 Přehled metod vytváření hologramů

Pro výpočet difrakivní struktury, která definuje hologram, existuje více metod, lišících se paměťovými nároky, rychlostí a způsobem výpočtu či konečným vizuálním vjemem. Některé metody jsou založené na reálném způsobu záznamu hologramu (metody založené na záznamu interferenčních proužků), jiné využívají zcela jiných technik (Diffraction Specific Computing). Metod se za posledních 50 let vymyslelo mnoho, proto se zde uvede pouze jejich stručný přehled s odkazy na podrobnější informace.

Pro vysvětlení různých metod se budu odkazovat na výsledky skalární difrakivní teorie (kapitola 2.4) a na popis záznamu a rekonstrukce světla hologramem (kapitoly 2.8.3, 2.8.4). Popisované metody se liší úrovní aproximace šíření světla (Fresnel, Fraunhofer) či samotným způsobem uložení světelného pole ve struktuře (hologramu).

3.4.1 Interferenční metody

Počítače se zpočátku používaly na simulaci procesů, které se dějí při optické holografii, na simulaci vznikajících interferenčních obrazců, které posléze definují

difraktivní strukturu. Tyto metody se obecně nazývají interferenční a snaží se napodobovat postup použitý v laboratořích. Postup, kdy máme referenční a objektovou vlnu, které interferují na ploše hologramu, a kdy následným nasvícením této plochy zaznamenaný obraz rekonstruujeme. Nedílnou součástí samotné simulace je zvolený model šíření světla, který se opírá o skalární teorii difrakce. Tato teorie počítá s Huygensovým modelem šíření světla, kdy každý bod v prostoru lze v důsledku popsat pomocí součtu sférických vln pocházejících z okolních bodových zdrojů. S přibývajícím vzdáleností lze sférické vlny aproximovat vlnami parabolickými či dokonce rovinnými, viz kapitola 2.4. Možné rozdělení metod do čtyř skupin:

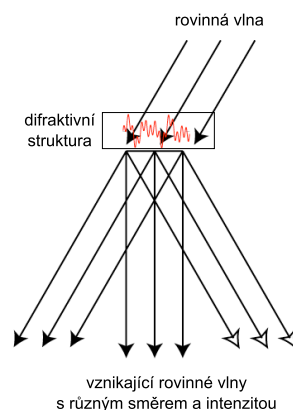
- úroveň aproximace šíření světla
 - sférické vlny - bez dodatečné aproximace
 - parabolické vlny - sférické vlny se aproximují vlnami parabolickými, jejichž vyjádření vyplývá ze zjednodušení výpočtu ušlé světelné vzdálenosti.
 - rovinné vlny - aproximace, která platí pro velké vzdálenosti, kdy je zakřivení kulové plochy minimální. Hologram, který využívá tento model šíření světla, se nazývá Fourierův hologram, jelikož pro výpočet propagace objektové vlny stačí pouze Fourierova transformace pole vstupního. Je to model, který nachází uplatnění i pro šíření světelné vlny přes optický prvek, čočku, viz kapitola 2.5.
- kódování objektové vlny [15]
 - přímá komplexní podoba - materiál hologramu umí měnit amplitudu i fázi, např. ROACH, detour-phase
 - reálná podoba - bod hologramu mění jen jednu proměnnou (amplitudu nebo fázi). Jen fázi kóduje kinoform.
 - kódování pouze amplitudy a uložení pouze užitečné informace - výpočet intenzity, která definuje strukturu hologramu (vztah 2.58), bude obsahovat pouze poslední člen, který jako jediný obsahuje informace o zaznamenané scéně. Tento člen obecně nabývá jak kladných, tak záporných hodnot - proto se tomuto způsobu záznamu často přezdívá bipolární intenzita. Pro záznam struktury je ale nakonec nutné hodnoty normalizovat. Metodu uvedl Burch v roce 1967 ([6]), metodu použil například Lucente, viz [18].
- urychlení výpočtu interferenčního vzoru (odstranění potřeby opakovaného výpočtu celé difrakční struktury vždy pro každý jednotlivý hologram)

- vyhledávací tabulky (Lucente v roce 1993) - využívá předvypočtené struktury, které pouze kombinuje pro vytvoření cílové interferenční struktury. Jednotlivé struktury jsou předpočítány například technikou bipolární intenzity. Tímto způsobem byly poprvé generovány hologramy interaktivním způsobem (v jednotkách sekund), viz [18].
- aproximace výpočtu vzdálenosti sousedních navzorkovaných bodů pomocí vzdáleností již vypočtených a konstantního rozdílu ve vzdálenostech sousedních vzorků, viz [35]
- umělé (dodatečné) přidání informace o hloubce
 - PAS (Phase Added Stereogram) - v roce 1993 bylo matematicky dokázáno, že holografický stereogram, jehož jednotlivé pohledy jsou zachyceny pomocí Fourierových obrazů, nemůže zachytit stejné množství informace jako klasický hologram. Informace zde zachycené obsahuje pouze informaci o tom, odkud jednotlivé světelné paprsky (řeceno geometrickou optikou) přišly. Ztrácí se zde ale informace o hloubce objektu. Část této ztracené informace je do tohoto hologramu uměle dodána do stereogramu s přidáním fáze (Phase Added Stereogram, PAS), který byl prezentován v roce 1993 ve článku [34].

3.4.2 Metody založené na difrakci

Do této kategorie spadají metody, které se nezaměřují na simulaci fyzického záznamu interference, ale na vytvoření takových difraktivních struktur, které ohýbají (soustředí) světlo požadovaným způsobem. Centrum jejich zájmu tedy leží v pochopení a ve správném nastavení těchto struktur. Tyto metody se často označují zkratkou DSC neboli Diffraction-Specific Computing a jako první je ve své disertační práci zkoumal Lucente roku 1994, viz [19].

- základní metoda (Lucente 1994, viz [19])
 - DSC Stereogram
 - uvažují se zde předpočítané difraktivní struktury (difraktivní mřížky různých parametrů), které se zároveň fázově upravují tak, aby byla maximální energie soustředěna do požadovaného směru.
 - výsledná struktura je složena z těchto základních struktur, které jsou navíc amplitudově upraveny vzhledem k hodnotám pixelů pohledů, které mají propagovat do prostoru.
 - struktury, které tímto způsobem vznikají, se zde nazývají hogely (holografické elementy). Příklad hogelu difraktujícího světlo do tří směrů viz Obr. 3.3.

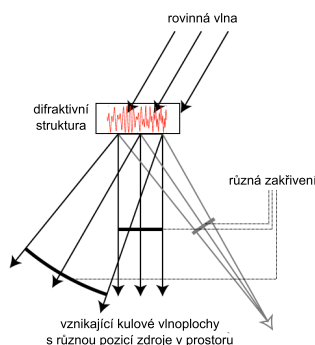


Obrázek 3.3: Hoglel.

- zjednodušená verze (Ikeda 2013, viz [17])
 - metoda, která používá diffraktivní struktury, které soustředí procházející vlnu do bodu v prostoru. Na tuto strukturu lze nahlížet i jako na spojnou čočku ostřící procházející světlo do ohniskové vzdálenosti.
 - bod v prostoru, kam struktura soustředí procházející světlo, koliduje s jednou z možných pozic pozorovatele
 - obdobně jako u metody základní, je každá struktura amplitudově upravena vzhledem k hodnotám pixelů konkrétního propagovaného pohledu
 - jednotlivé struktury se skládají dohromady, jakoby na sebe
 - tuto metodu jsem si zvolil pro testování, její detailnější popis je uveden v kapitole 5.3.
- umístění pozorovatele do libovolné pozice (Plesniak 2003, viz [22])
 - RIP - Reconfigurable Image Projection
 - je to digitální analogie k Ultragramu (viz [14]), který představuje typ hologramu, který je možné pozorovat z libovolné předem určené vzdálenosti bez úbytky kvality obrazu⁴.
 - metoda RIP definuje v prostoru tzv. projektory, které vytvářejí požadovanou amplitudově upravenou sférickou vlnu

⁴Při pozorování stereogramů platí obecné pravidlo rovnosti vzdáleností kamera-objekt, objekt-hologram a pozorovatel-hologram. Při dodržení těchto vzdáleností pozorovatel následně dostává nejlepší možný vjem. Ultragram umožňuje toto pravidlo obejít a například hologram pozorovat s nejlepším možným vjemem ze vzdálenosti jiné.

- metody používající wafely
 - wafel neboli wavefront element je speciální difrakční struktura, která dokáže vygenerovat sférickou vlnu o libovolných vlastnostech (amplituda, fáze, zakřivení), viz Obr. 3.4



Obrázek 3.4: Wafel.

- DSC Panoramagram (Smithwick 2010, viz [30])
 - nevýhodou předchozí metody RIP bylo vytváření bodových zdrojů v prostoru, jejichž vlny ale měly stejné zakřivení kulových vlnoploch. Zakřivení vlnoploch je jedno z vodítek, které pomáhá odhadnout vzdálenost bodu. DSC Panoramagram přichází s wafely, které nejenom, že generují požadovanou vlnu v prostoru, ale i s požadovaným zakřivením kulové vlny. Výhodou tohoto přístupu je i následná menší potřeba vzorkování vstupní scény (pohledy), pro dobré zachycení zakřivení vlnoplochy.

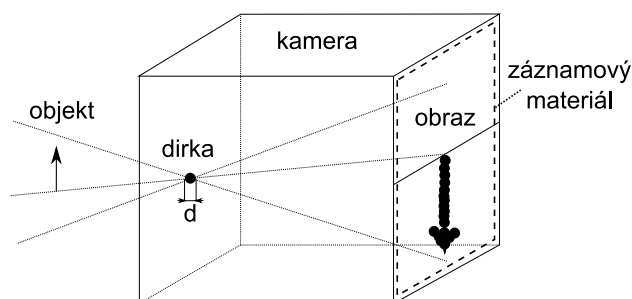
4 Pořízení pohledů počítačem

Prvním krokem, který je nutné podstoupit při vytváření stereogramu, ať již klasického fotografického či holografického, je příprava scény a následné její nasnímání z různých pohledů. Ze způsobu a metodiky zachycení těchto pohledů posléze vyplývají určité zákonitosti, o kterých se zmiňuje Halle ve své diplomové práci [14], na jejíž poznatky se naváže v této kapitole.

Ačkoli bude tato kapitola zaměřena na záznam pohledů s využitím počítače, budou použité metody či úvahy srovnávány s použitím reálné kamery. V kapitole se zároveň použijí i poznatky o fyziologii lidského vizuálního systému (kapitola 2.6), ze kterých vyplývají jistá omezení, mezi která patří například rozlišovací schopnost dvou vzdálených bodů.

4.1 Opravdová vs. syntetická kamera

U opravdové kamery je nutné zvažovat její technické parametry, mezi které patří velikosti zorných úhlů, průměr čočky, ohnisková vzdálenost, ale také parametry záznamového materiálu (optický - film, digitální - CCD čip). Všechny tyto parametry lze simulovat pomocí počítače. Často se ale jako syntetická neboli počítačem definovaná kamera používá dírková komora (kapitola 5 v [27]), viz Obr. 4.1.



Obrázek 4.1: Dírková komora. Na obrázku je zachycena situace při záznamu objektu, šipky, dírkovou komorou. Obraz vzniklý uvnitř komory je převrácený, zvětšený a vlivem jistého průměru dírkou, d , rozostřený.

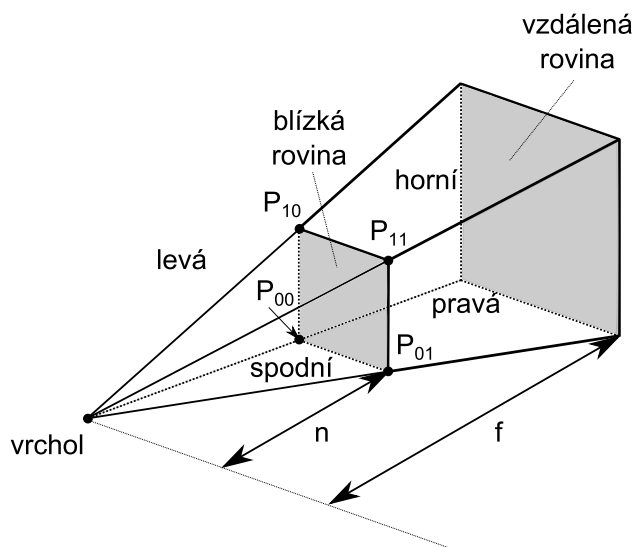
Dírková komora představuje jednu z nejjednodušších bezčočkových kamer, která je tvořena pouze dírkou konkrétního průměru a záznamovým médiem. Průměr této dírkou následně definuje zorný úhel kamery a hloubku ostrosti ve scéně. Bohužel se ale při zmenšování průměru dírkou začínají objevovat difrakční jevy spojené s okrajem dírkou, které posléze zachycený obraz znehodnocují.

Při simulování dírkové komory počítačem lze ale všechny tyto difrakční jevy zanedbat a dostat tak ideální kameru s teoreticky nekonečnou hloubkou ostrosti (ideální dírková komora má minimální průměr blízký se nule). Kamera se potom často definuje jako pohledová pyramida, určena vrcholem, přední, zadní, levou, pravou a horní a spodní rovinou, viz Obr. 4.2. Vzdálenost blízké a vzdálené roviny následně určuje přesnost zaznamenané hloubky kamerou.

4.2 Umístění kamery - tvar záznamové plochy - pohyb pozorovatele

Vytváření stereogramů se obecně skládá ze tří provázaných fází, které nelze plánovat zvlášť, ale je nutné je plánovat dohromady (viz [14]).

1. zachycení pohledů - umístění, natočení, pohyb kamery během pořizování jednotlivých pohledů
2. vytvoření hologramu - umístění, tvar plochy hologramu



Obrázek 4.2: Pohledová kamera. Definovaná pomocí přední a zadní ořezové roviny, které jsou od vrcholu vzdáleny n a f . A dále pomocí rovin, které jsou definovány třemi body, vrcholem a dvěma body na blízké rovině. Těmito rovinami je rovina levá ($P_{00}P_{10}$), pravá ($P_{01}P_{11}$), spodní ($P_{00}P_{01}$) a horní ($P_{10}P_{11}$).

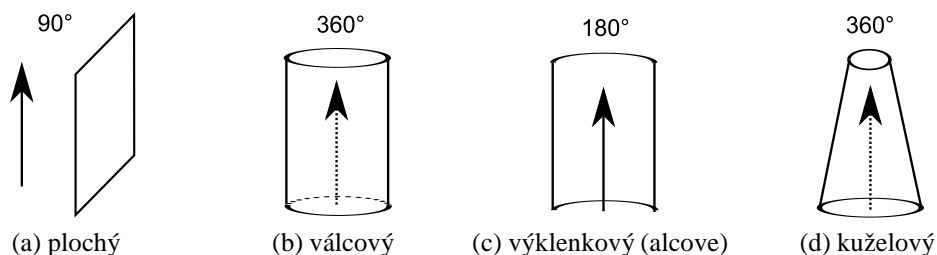
3. rekonstrukce obrazu z hologramu - pozice, pohyb, natočení pozorovatele, který skrz hologram vidí zachycené pohledy

Pro stanovení způsobu vytvoření stereogramu z dané scény, je vhodné určit faktor, který je největším omezením. Mezi takové faktory jistě patří tvar záznamového média, který je například pouze plochý čtvercový.

Oproti tomu pohyb kamery i pozorovatele může být téměř jakýkoli. Tvar materiálu zároveň ovlivňuje (definuje) potřebný pohyb kamery, výslednou trasu pohybu pozorovatele. Dalšími probíranými parametry, které je nutné stanovit, před samotnou tvorbou stereogramu, bude úhel pohledu, paralaxa, natočení (hlavy, kamery) a nakonec neméně důležité relativní vzdálenosti: kamera-objekt, hologram-objekt a pozorovatel-hologram.

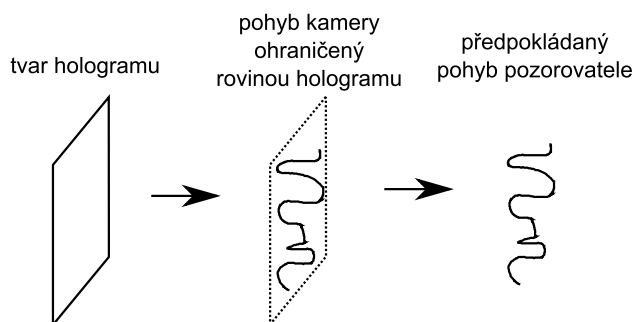
- tvar / trasa

- nejvíce se pracuje s plochou planární (flat stereogram), která má jednoznačné praktické výhody. Její nevýhodou je záznam pouze 90° paralaxy.
- dále se objevují plochy, určené pro záznam maximálního úhlu paralaxy (až 360°), mezi které patří plocha cylindrická (jako první s ní přišel Cross [8]), polo-cylindrická (alcove stereogram - MIT) a kuželová (conical stereogram, viz [20]). Srovnání těchto ploch viz Obr. 4.5.



Obrázek 4.3: Různé tvary existujících záznamových ploch. U každého typu plochy je uveden maximální pozorovací úhel snímaného objektu, objekt je znázorněn šipkou, jejíž stopka je tečkovaná, pokud je objekt obehnán plochou hologramu (při prohlížení hologramu bude jakoby uvnitř této plochy).

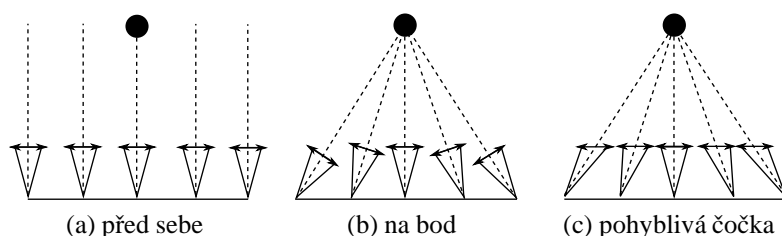
- plochy tvaru obecné křivky nejsou v praxi používány kvůli jejich nepraktičnosti, problematickému záznamu hologramu.
- tato jednota je zachycena ve třech krocích na Obr. 4.4.



Obrázek 4.4: Souvislost tvaru hologramu s následným pohybem kamery a uživatele.

- podrobnější informace o vytváření jednotlivých typů viz [26], kapitola 19
- paralaxa
 - plná (full parallax) - pohledy se mění, jak se změnou ve vertikálním, tak se změnou v horizontálním směru. Pozorovatel se může po ploše pohybovat libovolně.
 - horizontální - pohledy se mění pouze se změnou v horizontálním směru, vzniklé hologramy se nazývají HPO (Horizontal Parallax Only). Pozorovatel se pohybuje pouze v horizontálním (vodorovném) směru.

- vertikální - pohledy se mění pouze se změnou ve vertikálním směru, vzniklé hologramy se nazývají VPO (Vertical Parallax Only). Pozorovatel se pohybuje pouze ve vertikálním (nahoru/dolu) směru.
- natočení - po určení pohybu kamery (pozorovatele) je dále nutné určit natočení kamery při záznamu scén (směr pohledu pozorovatele).
 - kamera může mířit stále před sebe (kolmo na směr pohybu, viz Obr. 4.5a), či může být zaměřena na jeden konkrétní bod ve scéně (pin registration, viz Obr. 4.5b).



Obrázek 4.5: Způsoby natočení kamery při pořizování záznamu scény. Čočka kamery je zde vyobrazena jako oboustranná šipka, čárkovaná čára představuje osu kamery, která určuje střed zaznamenané scény, která je reprezentovaná černým bodem.

- při použití prvního způsobu (Obr. 4.5a) se obecně lépe zachycují objekty vzdálené (jeví se jako v nekonečnu), ale dosažitelný úhel paralaxy je malý (hůře se zachycují objekty blízké).
- naopak při použití druhého způsobu (Obr. 4.5b) dochází k nedodržení zachycené hloubky ve scéně, kdy každý pohled kamery ji zachytí s jistou nepřesností. Tento fakt je způsoben tím, že rovina objektu (rovnoběžná s trasou kamery), na kterou se kamera ostří, není paralelní s rovinou materiálu. Touto (špatnou) konfigurací dochází k jevu, který má obecně za následek přetváření obdélníků na lichoběžníky (keystoning). Pro tento druhý způsob existuje ale řešení pomocí kamery, jejíž čočka může měnit svou vertikální pozici (recentric camera, shift camera). Roviny záznamové plochy a plochy objektu jsou potom rovnoběžné, viz Obr. 4.5c.
- z hlediska pozorovatele se jedná o to, jestli se při průchodu kolem hologramu musí dívat stále před sebe, či jestli se má koncentrovat na určitý bod ve scéně.
- více viz [14]

- vzdálenost -nejjednodušším řešením je shodnost vzdáleností kamera-objekt, hologram-objekt a umístění pozorovatele přímo do roviny hologramu. Při dodržení těchto vzdáleností potom nedochází při pozorování ke zkreslení. Pozorovatel ale musí být umístěn přímo v rovině hologramu, což je fyzicky nemožné. Lepším řešením je vytvoření H1-H2 transferu a posunutí tak pozorovací roviny do prostoru, viz kapitola 6.1. Existují ale i další řešení, která umožňují umístit pozorovatele do libovolné vzdálenosti:
 - pozorovatel ve vzdálenosti jiné než snímací / promítací vzdálenost vidí zkreslený obraz
 - zkreslení lze ale kompenzovat, jak ukázal v roce 1991 Halle v [14], který definoval nový druh stereogramu, tzv. ultragram.

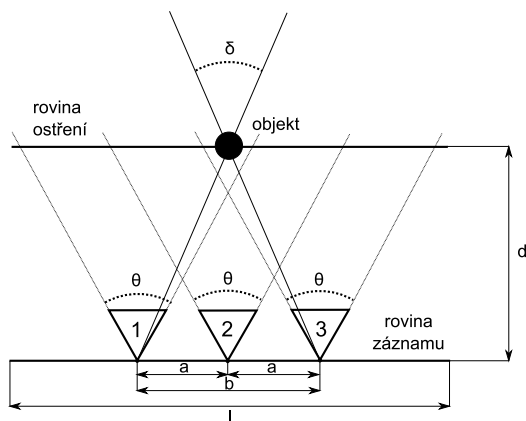
Poznámka Při nedodržení parametrů popsaných výše v jednotlivých fázích práce se stereogramem lze očekávat degradaci výsledného vjemu. Holografista se například rozhodne, že jednotlivé fáze učiní nezávisle a tak, aby to bylo pro něj nejjednodušší. Objekt vyfotí způsobem, kdy jej posadí na otočné sedátko a bude s ním točit, co jeden stupeň otočení, to jeden zaznamenaný pohled. Předmět bude zaznamenávat z jednoho metru, jelikož to je vzdálenost, kterou může bez problémů dosáhnout ve svém pokoji. V dalším kroku vyrobí holografický stereogram záznamem na 2 m vzdálený plochý holografický materiál (jiný nemá a na tuto vzdálenost má postavenou optickou lavici). Vzhledem ke způsobu záznamu by ale měla být plocha válcová s poloměrem 1m. V poslední fázi by rád hologram pozoroval ze vzdálenosti pouhých 30 cm (místo 1 m).

4.3 Potřebný počet snímků

Pořízení určitého počtu pohledů na scénu danou scénu diskretizuje. Ideálním řešením by bylo mít nekonečné množství pohledů, které by zajistilo dokonalou aproximaci zaznamenávané scény. V praxi je počet pohledů omezen mnoha parametry, například difrakční účinností vytvořené difrakční struktury, která obecně klesá se vzrůstající složitostí holografické struktury.

Při odvozování počtu snímků je nejprve nutné zvážit dynamický úhel paralaxy, který bude potřeba vyvolat při průchodu pozorovatele kolem stereogramu. Nejde zde pouze o to, čeho bychom chtěli dosáhnout, ale i o to, čeho jsme fyzicky schopni dosáhnout. Úhel paralaxy může být totiž omezen námi používaným záznamovým zařízením (pevně daná rozteč pixelů), technologií výpalu struktury, či samotnými nároky na dobu výpočtu, paměť. Po zvážení všech těchto hledisek se následně diskutuje pozorovací vzdálenost a potřebná délka trasy kamery (pozorovatele). Zorný úhel pohledu kamery je také užitečný parametr, jelikož je nutné, aby snímáný

předmět byl během pohybu stále viditelný. Všechny tyto parametry jsou zachyceny na Obr. 4.6.



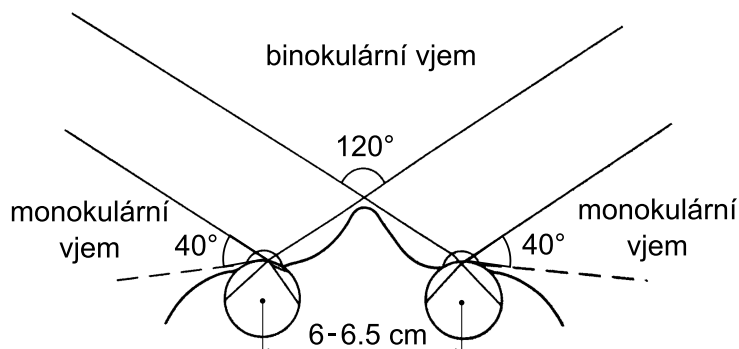
Obrázek 4.6: Parametry uvažované při vytváření plochého stereogramu za použití přímé kamery. Zorný úhel kamery, která zachycuje požadované pohledy na objekt, je vždy stejná, θ . Kamery ostří na vzdálenost d , kde se nachází rovina ostření (rovnoběžná s rovinou záznamu), která prochází středem objektu. Vzájemná vzdálenost kamer 1-2 a 2-3 je stejná, a , přičemž kamera mezi jednotlivými pohledy urazí vzdálenost b . Přemístění kamery o tuto vzdálenost vyvolá úhel paralaxy δ . Potencionální pozorovatel by hologram pozoroval přesně v pozicích kamer, v rovině záznamu, která je shodná s rovinou hologramu.

Úvaha pokračuje zvážením obou očí, které mají určitou vzdálenost (6-6.5cm), které sdílejí 125° vertikální a 120° horizontální binokulární zorný úhel (menší kvůli nosu, který stíní ve výhledu) a které mají 40° samostatný monokulární zorný úhel pro detekci pohybu. Celá situace je zachycena pro horizontální rovinu na Obr. 4.7.

Po určení pohybu pozorovatele a jeho chování je jasně daná délka dráhy kamery, ze které již lze odvodit potřebný počet snímků. Diskretizace dráhy na pozice, ze kterých se budou snímat jednotlivé pohledy či ze kterých se bude posléze scéna sledovat, se často vztahuje k velikosti průměru lidské čočky a uvažuje se, kolik pohledů má být v jedné pozici vnímáno touto čočkou.

Často se pro řešení používá fakt, že by měl stačit jeden snímek na jednu pozici čočky (cca 4 mm). Potom se počet pohledů zjistí jako podíl dráhy a průměru lidské čočky. Tento častý požadavek se pokouší o záznam co nejmenšího počtu pohledů s co nejlepším výsledným vjemem.

Dalším jevem, který je nutné brát ne vědomí, je případný aliasing, který může vznikat mezi jednotlivými snímky (inter-view aliasing). Snímáním scény z konečného množství úhlů se pohledy na scénu diskretizují. A pohled na konkrétní objekt malých rozměrů (bod - vysoká frekvence v obraze) se může jevit nepřirozený, tr-



Obrázek 4.7: Oblasti, ve kterých člověk vidí objekty pomocí jednoho oka (monokulární vjem), či pomocí obou očí (binokulární vjem). Zachyceno z horního pohledu.

haný (je, není, je, není). Tento trhavý pohyb má úzkou souvislost s rozlišením oka, které se pohybuje okolo $1'$ a které proto hůře rozpoznává pohybující se vzdálené či blízké objekty. Často se proto těchto velkých frekvencí ve snímcích zbavuje pomocí bandlimitingu, kterým dochází k rozmazání bodů na flíčky (tím více, čím více se daný bod pohybuje na projekčním plátně). Tohoto efektu rozmazání se v praxi dosahuje například zachycením dodatečných pohledů a výpočet pohledů průměrných.

4.4 Zvolený způsob pořízení snímku

V této práci jde především o porovnání různých základních metod, které vytvářejí stereogramy, bez ohledu na použitý tvar materiálu, pohyb a chování pozorovatele, vlastnosti kamery. Pro tento účel proto postačí uvažovat základní plochý záznamovací materiál. Pravidlo troj jednoty nám dále říká, že jak pohyb kamery, tak pohyb pozorovatele bude omezen touto plochou.

Jelikož jsou paměťové nároky na výpočet hologramu dosti vysoké, budou se pořizovat pohledy pouze pro vytvoření HPO stereogramu. Kamera, stejně jako později pozorovatel, se na rovině hologramu bude pohybovat pouze jedním horizontálním směrem.

Jako nejlepší varianta pro pozdější implementaci se jeví použití kamery s čočkou, která je nezávisle posuvná vzhledem k záznamovému materiálu. Je to způsob, pomocí kterého lze dosáhnout větších paralaxních úhlů bez zkreslení, a navíc posléze přichází jednodušší (výpočetně rychlejší) transformace hologramu na master. Nevýhodou této metody může být snižování účinnosti stereogramu, který v menší ploše zaznamenává větší počet různých difrakčních struktur.

Při konečném pozorování hologramu a hlavně při testování jednotlivých druhů proti sobě je důležité dodržet jisté parametry. Jedním z nich je pozorovací vzdálenost. Pozorovací vzdálenost je parametrem, který je u difrakčního přístupu samozřejmý, ale u interferenčního už nikoli. Zde bude vhodné použít techniku přenesení uchované informace do prostoru, master-transfer, viz kapitola ???. Tato technika umožní pozorování hologramů z předem dané vzdálenosti v prostoru.

5 Porovnávané metody záznamu hologramů

Pro testování jsem zvolil metody, které patří mezi metody základní, které byly již v minulosti mnohokrát uplatňovány. U těchto metod se zde zaměřím hlavně na jejich detailní popis. Z hlediska jejich principu, potřebného vzorkování i výpočetní složitosti. Hlavním těžištěm této kapitoly je záznam holografických struktur. Kvalitu struktur napočtených dle zvolených metod budu pomocí rekonstrukce obrazů v nich uchovaných porovnávat v kapitole 7.

Zvolil jsem tři metody, dvě založené na záznamu interference vlny objektové a vlny referenční, třetí na základě vytvoření požadovaných difraktivních účinků v hologramu. První dvě metody se mezi sebou vzhledem k jejich příbuznosti (prakticky jedna vychází ze druhé) budou porovnávat jednoduše. Porovnání se třetí metodou bude nutné brát velmi opatrně a zvolit si parametry úlohy, které budou nejvíce odpovídat těm, zvoleným pro interferenční metody, viz kapitola 7, která se zabývá výsledky testování.

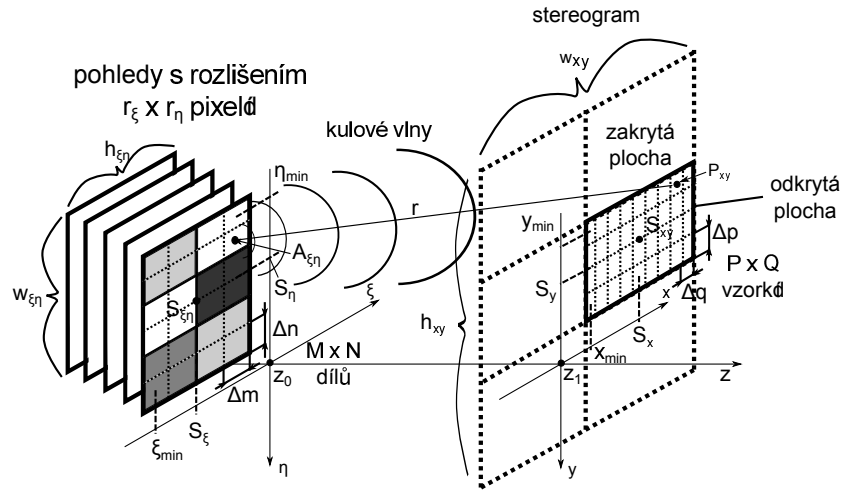
V této kapitole se bude u každé metody diskutovat i její výpočetní a paměťové nároky. Tato diskuze bude zahrnovat znalosti ohledně diskrétní Fourierovy transformace, jejíž použití je prakticky nezbytné u výpočtů simulující šíření světla, viz kapitola 3.2.

Všechny zkoumané metody vytváří počítačem generované holografické stereogramy, jejichž prvotním společným krokem je pořízení jednotlivých pohledů (snímků) pomocí počítačem simulované kamery (kapitola 4). Pro urychlení výpočtu a snížení paměťových nároků budou pohledy sloužit pro tvorbu HPO (Horizontal Parallax Only) hologramů, neboli hologramů, které produkují pouze horizontální paralaxu.

5.1 Klasický stereogram

Metoda klasického stereogramu je založena na chápání jednoho zachyceného pohledu jako matice bodových zdrojů světla. Zdrojů světla, jejichž amplituda je dána hodnotou pixelu. Zároveň zde platí, že jeden pixel může definovat více bodových zdrojů. Příspěvky na cílové ploše od takto definovaných bodových zdrojů světla se potom sčítají pouze na určité vyhrazené části hologramu. Části

hologramu, která zachycuje veškerou informaci o scéně viděnou z jedné konkrétní pozice pozorovatele. Celá situace je znázorněna na Obr. 5.1.



Obrázek 5.1: Popis propagace pohledů u klasického stereogramu. *Pohled s rozlišením $r_x \times r_y$ pixelů je reprezentován plochou v prostoru se středem $S_{\xi\eta}$, rozměry $w_{\xi\eta} \times h_{\xi\eta}$ a vzorkováním Δm , Δn . Vzhledem k velikosti pixelu a použitému vzorkování, může jeden pixel svojí hodnotou definovat amplitudu $A_{\xi\eta}$ u více bodových zdrojů (na obrázku jeden pixel odpovídá čtyřem vzorkům). Zdroje vytváří kulové vlny, které tvoří objektovou vlnu, dopadající pouze na plochu stereogramu, která je odkrytá. Plochu se středem S_{xy} , s rozměry $w_{xy} \times h_{xy}$ a vzorkováním Δp , Δq . Vzájemná vzdálenost obou ploch v z -ové ose je $|z_1 - z_0|$.*

Objektová vlna $O(x, y)$ dopadající na plochu xy se potom skládá z příspěvků jednotlivých kulových vln o amplitudě $A_{\xi\eta}$ (velikost amplitudy ve vzdálenosti jeden metr), vycházejících z míst, definovaných maticí. Po uvážení konstantní z -ové vzdálenosti ploch $z = |z_1 - z_0|$ lze potom výslednou vlnu chápat jako:

$$O(x, y) = \iint_{\xi\eta} \frac{A_{\xi\eta}}{r} \cdot e^{jkr} d\xi d\eta, \quad r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2} \quad (5.1)$$

Tento intuitivní vztah ale dostatečně nepopisuje reálné šíření světla z plochy snímku $\xi\eta$ na plochu hologramu xy . Nabízí se zde proto přesnější řešení vycházející ze skalární teorie difrakce (kapitola 2.4, v diskrétní podobě v kapitole 3.2), které právě popisuje šíření vlny mezi dvěma plochami. Po zvážení podmínky $r \gg \lambda$, která v našem případě platí, lze použít vztah 2.21, který zde bude mít podobu:

$$O(x, y) = \frac{z}{j\lambda} \iint_{\xi\eta} \frac{A_{\xi\eta}}{r^2} \cdot e^{jkr} d\xi d\eta, \quad r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2} \quad (5.2)$$

Oproti tomu referenční vlna $R(x, y)$ je zde chápána jako standardní rovinná vlna s amplitudou A a směrovým vektorem (n_x, n_y, n_z) .

$$R(x, y) = A \cdot e^{jk(n_x x + n_y y + n_z z)} \quad (5.3)$$

Vzorkování plochy snímku $\xi\eta$ a plochy hologramu xy se dle Obr. 5.1 vyjádří pomocí vztahů:

$$\begin{aligned} \xi &= m\Delta m + S_\xi - 0.5 \cdot w_\xi + 0.5\Delta m & m &= 0, 1, \dots, M - 1 \\ \eta &= n\Delta n + S_\eta - 0.5 \cdot h_\eta + 0.5\Delta n & n &= 0, 1, \dots, N - 1 \end{aligned} \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} x &= p\Delta p + S_x - 0.5 \cdot w_x + 0.5\Delta p & p &= 0, 1, \dots, P - 1 \\ y &= q\Delta q + S_y - 0.5 \cdot h_y + 0.5\Delta q & q &= 0, 1, \dots, Q - 1 \end{aligned} \quad (5.5)$$

V této kapitole se budou postupně probírat důležité okolnosti záznamu stereogramu, kterými je soustředění propagované energie do míst pozorovatele, urychlení výpočtu objektové vlny a nakonec samotný záznam stereogramu.

5.1.1 Soustředění maximální energie do cílové plochy

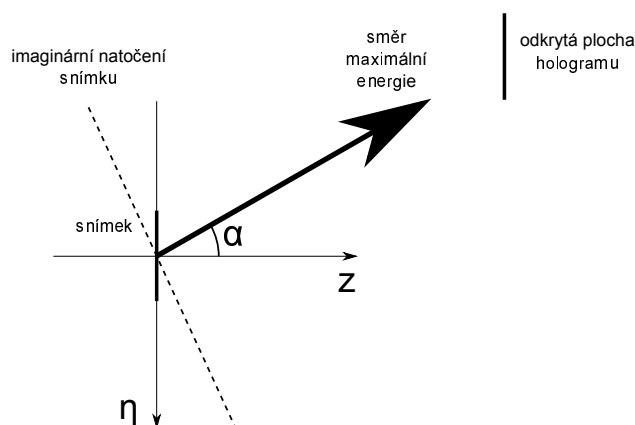
Při zvolení stejné fáze u všech bodových zdrojů světla si lze strukturu, ze které se propaguje světlo, vyložit jako amplitudovou mřížku se vzájemnou vzdáleností štěrbin danou vzorkovací vzdáleností, tj. Δp a Δq . Dle použité vzorkovací vzdálenosti potom dochází k propagaci vlny do směrů určených mřížkovou rovnicí 2.11.

Obecnou vlastností této mřížky je posílání maximální energie do směru 0. difrakčního řádu. Ve většině případů by potom dopadlo minimum energie právě do plochy cílové, kde je umístěn pozorovatel. Bylo zde proto potřeba zvážit způsob, jak dostat maximum energie po pozice pozorovatele bez ohledu na hustotu bodových zdrojů světla na ploše $\xi\eta$.

Obecně existují dvě řešení, jak tohoto efektu docílit. Buď pomocí úpravy amplitudy vstupního snímku (hodnoty jednotlivých pixelů), či pomocí úpravy fázové, kdy se s jednotlivými pixely sváže navíc informace o jejich počáteční fázi. První způsob není praktický, jelikož upravuje vzhled vstupního snímku. Zároveň obrázek nezbavuje vlastností difrakční mřížky. Oproti tomu fázová úprava snímku ponechává obrazovou informaci, a navíc rozbourává efekt mřížky.

Při náhodné fázové změně se docílí výsledku, kdy se energie šíří rovnoměrně do celého prostoru. Je ale potřeba, aby se energie šířila výhradně do námi určené plochy. Snímek se tudíž upraví (změnou fáze) tak, aby většinu energie posílal pouze do odkryté plochy stereogramu.

Většina energie se šíří ve směru kolmém na rovinu snímku. Tohoto faktu lze využít a snímek natočit o takový úhel α , aby se energie šířila na odkrytou plochu hologramu, viz Obr. 5.2.



Obrázek 5.2: Natočení snímku v rovině ηz . Lze vidět i jako změnu z -ové souřadnice plochy snímku v závislosti na η -ové souřadnici a úhlu α .

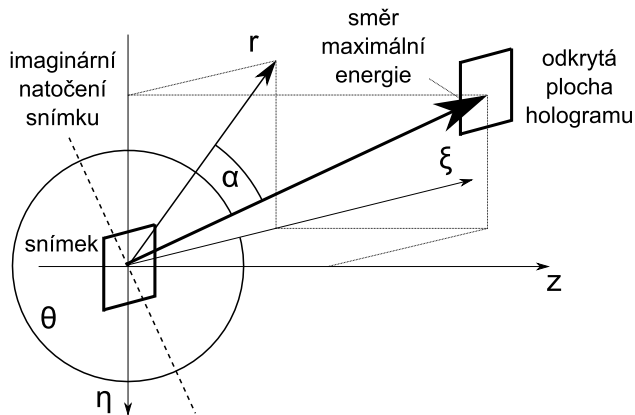
K fyzickému natáčení snímku dochází při reálném vytváření hologramu. Ve výpočetní holografii lze ale využít jiné techniky. Techniky, kdy se potřebné natočení nastaví pomocí vhodně zvolené fáze u zdrojů světla. Při teoretickém natočení snímku o úhel α v rovině ηz lze odvodit následující vztah pro výpočet nové z -ové souřadnice:

$$z = \eta \cdot \tan \alpha \quad (5.6)$$

Tato souřadnice představuje vzdálenost, kterou paprsek vykonal, než se na tuto pozici dostal (původně $z = 0$ pro celý snímek). Při předefinování této pozice jako startovací, tj. $z = \eta \cdot \tan \alpha = 0$ pro celou pootočenou rovinu, jsou počáteční z -ové souřadnice vyjádřeny vztahem $z = -\eta \cdot \tan \alpha$. Násobením těchto souřadnic konstantou $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ se získá potřebný fázový posuv ϕ vzhledem k pootočené rovině:

$$\phi = -k\eta \tan(\alpha) \quad (5.7)$$

V praxi ale směr šíření neleží pouze v rovině ηz , ale obecně v prostoru. Jeho směr lze potom vyjádřit pomocí úhlu θ (určí vektor \mathbf{r} reprezentující natočení v



Obrázek 5.3: Natočení snímku v prostoru.

rovině $\xi\eta$) a úhlu α (zohlední z -ovou souřadnici a natočí vektor \mathbf{r} do prostoru), viz Obr. 5.3.

Úhel α (vztah 5.8) je zde omezen pouze na rozsah $\pm 90^\circ$, neboli se nepočítá se zpětnou propagací světla z roviny snímku. Potřebné vzdálenosti v osách ξ, η se vypočítají jako rozdíl souřadnic plochy snímku a plochy hologramu. Ve vztahu 5.8 se předpokládá pozice středu snímku v počátku souřadnic.

$$\alpha = \arctan(r/z) \quad r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \quad (5.8)$$

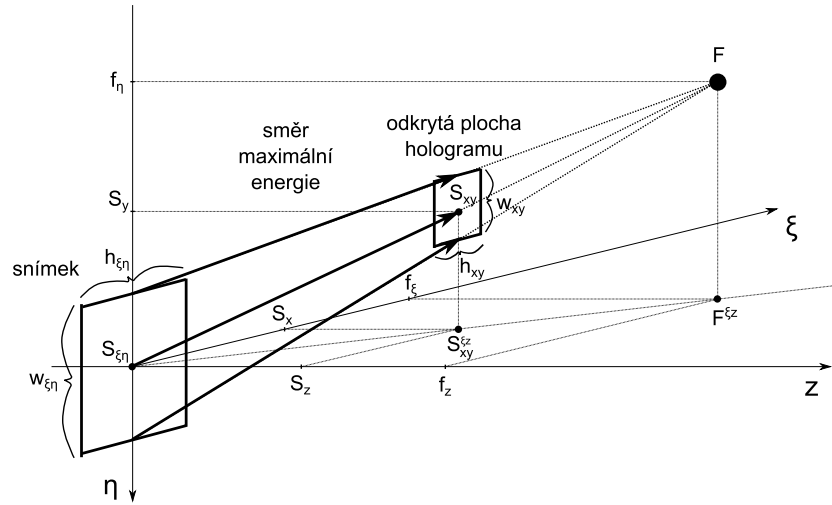
Proti tomu úhel θ nabývá velikosti od 0° do 360° a jeho výpočet se řídí souřadnicemi koncového bodu vektoru \mathbf{r} v rovině $\xi\eta$:

$$\theta = \begin{cases} \arctan(\eta/\xi) & \xi > 0 \text{ a } \eta \neq 0 \\ \arctan(\eta/\xi) + \pi & \xi < 0 \text{ a } \eta \neq 0 \\ \frac{\pi}{2} & \xi = 0 \text{ a } \eta > 0 \\ -\frac{\pi}{2} & \xi = 0 \text{ a } \eta < 0 \\ 0 & \eta = 0 \text{ a } \xi > 0 \\ \pi & \eta = 0 \text{ a } \xi < 0 \end{cases} \quad (5.9)$$

Posuv bodů snímku do roviny $\xi\eta$ se obecně vyjádří jako $\xi \cos(\theta) + \eta \sin(\theta)$. Po dosazení tohoto posuvu za η ve vztahu 5.7 se dostává konečný fázový posun:

$$\phi = -k(\xi \cos(\theta) + \eta \sin(\theta)) \cdot \tan \alpha \quad (5.10)$$

V případě, kdy je potřeba soustředit energii, která se šíří mezi různě velkými ploškami, je zapotřebí použít jiné úvahy. Fázový posun snímku zde již není určen pouze pozicemi středů obou plošek, ale i jejich různou velikostí. Této situaci odpovídá Obr. 5.4.



Obrázek 5.4: Soustředění energie mezi dvěma různě velikými plochami. Při soustředění energie mezi plochou snímku se středem $S_{\xi\eta}$ a rozměry $w_{\xi\eta} \times h_{\xi\eta}$ a plochou hologramu se středem $S_{xy} = (S_x, S_y, S_z)$ a rozměry $w_{xy} \times h_{xy}$ dochází k nastavení fáze světla tak, aby se energie osířila do bodu $F = (f_x, f_y, f_z)$, který představuje teoretické ohnisko čočky, která by soustředila energii na plochu hologramu.

Energii lze soustředit pomocí obecné asymetrické asférické čočky. Asymetrie, aby bylo možné soustředit energii do bodu mimo optickou osu čočky, a asféricita, aby bylo možné energii soustředit do jednoho bodu i v případě, kdy se energie soustředí na plošku, která má různé vzájemné poměry stran. Neboli objekt viděný přes čočku se zmenšuje / zvětšuje různými poměry v obou osách $\xi\eta$.

Zde postačí asymetrická sférická čočka (spojka) upravující rozměry objektu (snímku) ve všech směrech stejně (poměry šířek a výšek ploch jsou stejné). Kdyby bylo potřeba energii soustředit přímo do pozice středu druhé plošky S_{xy} , tak potom by touto pozicí bylo i jasně určeno ohnisko čočky F . Při soustředění energie na plochu je pozice ohniska (f_ξ, f_η, f_z) až za plochou hologramu. Ohniskovou vzdálenost lze získat jedním ze vztahů 5.11.

$$\begin{aligned} f_1 &= w_{\xi\eta} \cdot S_z / (w_{\xi\eta} - w_{xy}) \\ f_2 &= h_{\xi\eta} \cdot S_z / (h_{\xi\eta} - h_{xy}) \end{aligned} \quad (5.11)$$

Jelikož se zvolila sférická čočka, tak výsledná ohnisková vzdálenost f čočky bude jednotná a nenulová pro oba směry ξ, η , tj. $f = \max(f_1, f_2)$. Zvolená ohnisková vzdálenost f za definuje $\xi\eta$ souřadnice ohniska F :

$$\begin{aligned} f_\xi &= \xi / S_z \cdot f \\ f_\eta &= \eta / S_z \cdot f \end{aligned} \quad (5.12)$$

Komplexní hodnoty, které reprezentují plochu snímku, se následně upraví způsobem, aby fáze vln dopadlá do pozice ohniska, byla rovna nule. Neboli tato fáze bude určena negativní fází kulové vlny vycházející z ohniska a dopadající na rovinu snímku:

$$\phi = k \cdot r, \quad r = \sqrt{f^2 + (\xi - f_\xi)^2 + (\eta - f_\eta)^2} \quad (5.13)$$

Ať už se bude energie soustředit do plošky jiné velikosti, či do plošky stejné, pouze v jiné pozici, fáze ϕ bude určovat fázový posun $U[m, n]$ na ploše $\xi\eta$:

$$U[m, n] = e^{j\phi}, \quad (5.14)$$

kde budou souřadnice na obou plochách vzorkovány dle vztahů 5.4 a 5.5. Tímto fázovým posunem se posléze budou násobit jednotlivé amplitudy A_{mn} bodových zdrojů světla v pozicích $[M, N]$.

5.1.2 Šíření vlny mezi obecnými plochami

Při šíření světla mezi dvěma plochami, viz Obr. 5.1, lze vzorkování plochy snímku $\Delta m, \Delta n$ odvodit pomocí jeho rozlišení $r_\xi \times r_\eta$ a jeho reálných rozměrů $w_{\xi\eta} \times h_{\xi\eta}$ jako:

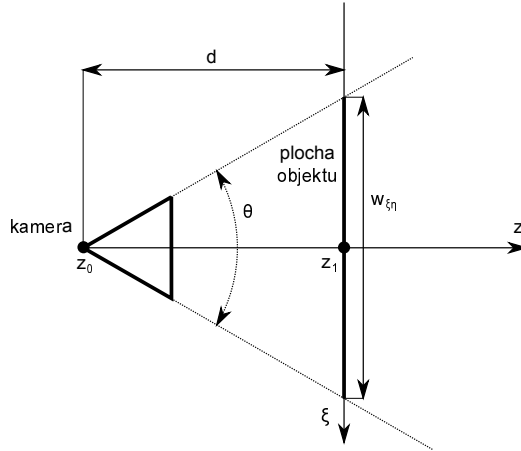
$$\Delta m = \frac{w_{\xi\eta}}{r_\xi} \quad \Delta n = \frac{h_{\xi\eta}}{r_\eta} \quad (5.15)$$

Počet těchto vzorků necht' je $M \times N$, vzorkování viz vztah 5.4. Reálnou velikost snímku ale nelze zvolit libovolně, viz Obr. 5.5.

Velikost totiž závisí na parametrech a vzdálenosti kamery, která tyto snímky pořizovala. Prvním důležitým parametrem je její vzdálenost d od objektu. Tato vzdálenost musí být dodržena i během záznamu (viz kapitola 4) a musí být rovna $|z_0 - z_1|$. Druhým parametrem je velikost zorného úhlu kamery, θ , z něhož se následně odvodí vztah 5.16 pro výpočet šířky plochy objektu $w_{\xi\eta}$. Posledním uvažovaným parametrem je použitá čočka v kameře. Při uvažování kamery, jejíž čočka má ohniskovou vzdálenost v obou směrech stejnou (sférická čočka), je její zorný úhel ve směru druhém přímo úměrně závislý na rozlišení snímku ($r_\xi \times r_\eta$), viz vztah 5.17 pro výpočet výšky plochy objektu $h_{\xi\eta}$.

$$w_{\xi\eta} = \frac{\tan(0.5\theta)}{z} \quad (5.16)$$

$$h_{\xi\eta} = w_{\xi\eta} \cdot \frac{r_\xi}{r_\eta} \quad (5.17)$$



Obrázek 5.5: Souvislost zorného úhlu kamery θ a její vzdálenosti od objektu d se šířkou plochy $w_{\xi\eta}$.

Amplituda těchto vzorků A_{mn} je posléze definována jako intenzita pixelů, které se nacházejí v dané pozici. Takto zavedené bodové zdroje světla potom vytvářejí komplexní objektovou vlnu, která dopadá na plochu xy . U této plochy je obdobně zadefinován střed S_{xy} , rozměry $w_{xy} \times h_{xy}$, počet vzorků $P \times Q$ a samozřejmě vzorkovací vzdálenosti Δp a Δq , viz vztah 5.5.

Pro výpočet velikosti vzorkování Δp , Δq se použije závěr v kapitole 3.3:

$$\Delta = \frac{\lambda}{2(\sin \theta_1 - \sin \theta_2)}, \quad (5.18)$$

kde úhel θ_1 odpovídá maximálnímu úhlu rovinné vlny vzhledem k úhlu referenční vlny dopadající na hologram a kde θ_2 odpovídá úhlu vlny referenční.

Po převodu vztahu 5.2 do diskrétní podoby, kde se předpokládá vzorkovací vzdálenost snímku dle vztahu 5.15 a hologramu dle vztahu 5.18, se dostává:

$$O[p, q] = \frac{z}{j\lambda} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{A_{mn}}{r^2} \cdot e^{jkr} \Delta m \Delta n \quad r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2}, \quad (5.19)$$

kde se pro výpočet vzdálenosti r použije získaných diskrétních hodnot $m\Delta m$, $n\Delta n$, $p\Delta p$ a $q\Delta q$ (indexy p, q, m, n jsou vždy od 0 do počtu vzorků méně jedna):

$$\begin{aligned} (x - \xi) &= (p\Delta p - m\Delta m) + (x_{\min} - \xi_{\min}) \\ (y - \eta) &= (q\Delta q - n\Delta n) + (y_{\min} - \eta_{\min}) \end{aligned} \quad (5.20)$$

Diskuze složitosti výpočtu Výpočet všech hodnot objektové vlny dopadlé na plochu hologramu, $O[p, q]$, bude vyžadovat v obecném případě $P \cdot Q \cdot M \cdot N$ výpočtů vzdálenosti r a také hodnot exponenciální funkce $e^{jkr} = \cos(kr) + j \sin kr$. Pro výpočet vzdálenosti je potřeba použít operaci odmocnina, pro výpočet exponenciály goniometrické funkce \cos a \sin , což jsou obecně velice nákladné výpočty, jejichž počet může růst v nejhroším případě ($P = Q = M = N$) až ke složitosti $O(N^4)$.

5.1.3 Šíření vlny mezi stejně velkými plochami

Složitost výpočtu objektové vlny, která se šíří mezi obecnými plochami, lze obdobně jako v kapitole 3.2.1 snížit přibližně třikrát použitím diskrétní Fourierovy transformace a uvážením stejné velikosti ploch. Postup uvedený v kapitole 3.2.1 zde bude pro názornost zopakován, pouze ale s tím rozdílem, že uvažovaná velikost ploch bude stejná.

Pro aplikaci Fourierovy transformace je ale nejprve nutné sjednotit vzorkovací vzdálenosti obou ploch:

$$\begin{aligned} \Delta m = \Delta p, \quad M = P &\implies w_{\xi\eta} = w_{xy} \\ \Delta n = \Delta q, \quad N = Q &\implies h_{\xi\eta} = h_{xy} \end{aligned} \quad (5.21)$$

Prakticky to znamená použití hologramu o velikosti zachyceného snímku a dále převzorkování snímku, aby byl navzorkován vzorkovací frekvencí potřebnou pro záznam hologramu.

Pro použití diskrétní Fourierovy transformace je nutné vztah 5.19 vyjádřit jako vztah konvoluční, obsahující cyklické konvoluční jádro K_c :

1. Přepsání vztahu 5.19 do konvolučního vztahu

- po zvážení vztahů 5.21 lze výrazy $(x - \xi)$, $(y - \eta)$ použité při výpočtu vzdálenosti r (vztah 5.19) značně zjednodušit

$$\begin{aligned} (x - \xi) &= (p\Delta p - m\Delta m) + (x_{\min} - \xi_{\min}) \\ &= (p - m)\Delta p + (S_x - 0.5w_{xy} + 0.5\Delta p - S_\xi + 0.5w_{xy} - 0.5\Delta p) \\ &= (p - m)\Delta p + (S_x - S_\xi) \\ (y - \eta) &= (q\Delta q - n\Delta n) + (y_{\min} - \eta_{\min}) \\ &= (q - n)\Delta q + (S_y - 0.5h_{xy} + 0.5\Delta q - S_\eta + 0.5h_{xy} - 0.5\Delta q) \\ &= (q - n)\Delta q + (S_y - S_\eta) \end{aligned} \quad (5.22)$$

- vzdálenost lze potom vypočítat jako

$$r = \sqrt{((p-m)\Delta p + (S_x - S_\xi))^2 + ((q-n)\Delta q + (S_y - S_\eta))^2 + z^2} \quad (5.23)$$

- a celý vztah 5.19 přepsat do konvolučního vztahu s konvolučním jádrem $K[p, q]$ o rozměrech $(2M-1) \times (2N-1)$ (jsou zde povoleny i indexy záporné)

$$\begin{aligned} O[p, q] &= \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} A[m, n] \cdot K[p-m, n-q] \\ K[p, q] &= \frac{z}{j\lambda r^2} \cdot e^{jkr} \quad A[m, n] = A_{mn} \\ r &= \sqrt{((p\Delta p + (S_x - S_\xi))^2 + ((q\Delta q + (S_y - S_\eta))^2 + z^2)} \end{aligned} \quad (5.24)$$

2. Převedení konvolučního jádra K na cyklické konvoluční jádro K_c

- rozšíření rozsahu matice hodnot pixelů $A[m, n]$ na $2M-1 \times 2N-1$ doplněním nových pozic nulami (důležité pro komutativnost)

$$A[m, n] = \begin{cases} A[m, n] & 0 \leq m \leq M-1 \\ & 0 \leq n \leq N-1 \\ 0 & M \leq m \leq 2M-1 \\ & N \leq n \leq 2N-1 \end{cases} \quad (5.25)$$

- sjednocení rozsahů funkce konvolučního jádra $K[p, q]$ a matice hodnot pixelů $A[m, n]$ na rozsah $(2M-1) \times (2N-1)$. Nové prvky v matici A budou nastaveny na hodnotu 0. Po sjednocení rozsahů je již možné vytvořit cyklické konvoluční jádro K_c aplikací operace modulo.

$$\begin{aligned} O[p, q] &= \sum_{m=0}^{2M-2} \sum_{n=0}^{2N-2} A[m, n] \cdot K_c[(p-m), (q-n)] \\ A[m, n] &= A_{mn} \\ K_c[p, q] &= K[(p-m) \bmod (2M-1), (q-n) \bmod (2N-1)] \end{aligned} \quad (5.26)$$

$$K_c[p, q] = \begin{cases} K_c[p, q] & 0 \leq p \leq M-1 \\ & 0 \leq q \leq N-1 \\ K_c[p - (2M-1), q - (2N-1)] & M \leq p \leq 2M-1 \\ & N \leq q \leq 2N-1 \\ K_c[p - (2M-1), q] & M \leq p \leq 2M-1 \\ & 0 \leq q \leq N-1 \\ K_c[p, q - (2N-1)] & 0 \leq p \leq M-1 \\ & N \leq q \leq 2N-1 \end{cases} \quad (5.27)$$

Vztah 5.26 spolu s definicí cyklického konvolučního jádra K_c (vztah 5.27) je již připraven na finální přepsání s využitím dopředné a zpětné Fourierovy transformace (DFT , $IDFT$):

$$\begin{aligned} O[p, q] &= A \otimes K_c \\ &= IDFT\{DFT\{A \otimes K_c\}\} \\ &= IDFT\{DFT\{A\} \odot DFT\{K_c\}\}, \end{aligned} \quad (5.28)$$

kde jsou relevantní pouze údaje obsažené do indexů $M-1$, $N-1$:

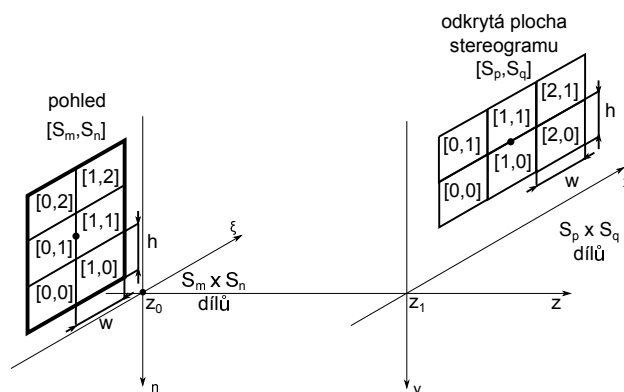
$$O[p, q] = \begin{cases} O[p, q] & 0 \leq p \leq M-1 \\ & 0 \leq q \leq N-1 \end{cases} \quad (5.29)$$

Diskuze vztahu složitosti a paměťové náročnosti Použitím rychlé Fourierovy transformace se sice obecně urychluje výpočet objektové vlny $O[m, n]$ ze složitosti $O(N^4)$ na $O(N^2 \log N)$, ale zároveň se zvyšují nároky na uchování obou ploch v paměti. Jednak kvůli použití cyklického konvolučního jádra (zabírá 4-krát více paměti oproti klasickému konvolučnímu jádru) a jednak kvůli převzorkování vstupní plochy (její rozlišení je obecně daleko nižší než potřebné rozlišení plochy hologramu).

5.1.4 Dekompoziční přístup při šíření vlny mezi různými plochami

Přístup pro výpočet objektové vlny mezi dvěma stejně velkými plochami z předešlé kapitoly 5.1.3 lze využít opakovanou aplikací i pro různě velké plochy. Princip je založen na vymezení základní plošky, na které bude možné rozložit jak plochu se snímkem, tak plochu hologramu⁵. Po rozdělení ploch je následně možné zahájit víceřadovou propagaci mezi plochami snímku a plochami hologramu. Příklad viz Obr. 5.6.

⁵Princip rozdělení ploch na plochy menší lze samozřejmě použít i pro plochy, jejichž velikost není přesně rozdělitelná na tyto plošky. V tomto případě je potom ale nutné plochy upravit (zvětšit, hodnoty doplnit nulami), aby podmínka platila.



Obrázek 5.6: Dekompozice plochy snímku a plochy subhologramu na stejně velké plošky. Plocha pohledu je rozdělena na $S_m \times S_n$ plošek, plocha subhologramu na $S_p \times S_q$ plošek. Všechny plošky mají stejné rozměry $w \times h$. Na obrázku je zachycena i indexace plošek.

Celý postup je navíc zachycen ve vztahu 5.30, kde S_m a S_n indexují plochy snímku, S_p a S_q plochy hologramu, $A^{S_m S_n}$ představuje hodnoty pixelů na ploše o indexech S_m, S_n a $K_c^{S_m S_n S_p S_q}$ konvoluční jádro mezi jednou plochou snímku a jednou plochou hologramu.

$$O[p, q] = \sum_{S_m=0}^{S_m-1} \sum_{S_n=0}^{S_n-1} \sum_{S_p=0}^{S_p-1} \sum_{S_q=0}^{S_q-1} A^{S_m S_n} \otimes K_c^{S_m S_n S_p S_q} \quad (5.30)$$

Diskuze paměťové a výpočetní náročnosti Zvolením základní plošky se odvíjí aktuálně potřebné množství paměti a zároveň i výpočetního výkonu. Rozbor použité paměti je snadný, čím větší plocha, tím větší aktuální spotřeba paměti. Pro výpočetní výkon to již ale není tak jednoduché. Závisí totiž na konkrétních rozměrech plošek, jestli jsou či nejsou například mocninou čísla dva.

Cooley-Tookey algoritmus je totiž obecně nejrychlejší pro N , které je dělitelné obecně malými čísly. Při výpočtu po menších částech zde potom může docházet ke ztrátě výkonu. Počáteční počet prvků může být sice například mocninou čísla 2, po rozdělení na menší části to již ale platit nemusí (rozdělení na počet částí, který není mocninou dvou) a následný výpočet se velice zpomalí⁶.

⁶V implementaci byla vyšší prioritou než výkon spotřeba paměti, a proto zde nebyl počet vzorků nijak upravován ku prospěchu výkonnosti.

5.1.5 Výpočet intenzity

Pro výpočet zachycené intenzity $I[p, q]$ na hologramu platí vztah:

$$I[p, q] = |O[p, q] + R[p, q]|^2, \quad (5.31)$$

kde $O[p, q]$ představuje objektovou vlnu na ploše hologramu, jejíž výpočet je popsán v předešlých kapitolách, $R[p, q]$ je vlna referenční. Vlna referenční je vlnou rovinnou, jejímž zdrojem je například kolimovaný laserový paprsek⁷.

Při předpokladu, že je zdroj referenční vlny umístěn na souřadnicích $[0, 0, 0]$, je potom podstatný pouze směrový vektor šíření rovinné vlny $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$ a poloha hologramu $S = (S_x, S_y, S_z)$.

$$\begin{aligned} R[p, q] &= A \cdot e^{jk(n_x x + n_y y + n_z z)} & x &= p\Delta p + S_x - 0.5w_{xy} + 0.5\Delta p \\ & & y &= q\Delta q + S_y - 0.5h_{xy} + 0.5\Delta q \\ & & z &= S_z \end{aligned} \quad (5.32)$$

Při výpočtu intenzity (holografické struktury) je pouze nutné zařídit, aby objektová a referenční vlna měly přibližně stejnou intenzitu (kapitola 3.3). Zároveň musí platit správné vzorkování pro záznam interferenčního vzoru (kapitola 3.3) a pro propagaci světelné vlny s použitím Rayleigh-Sommerfeldova jádra v prostorové doméně (kapitola 3.2.1).

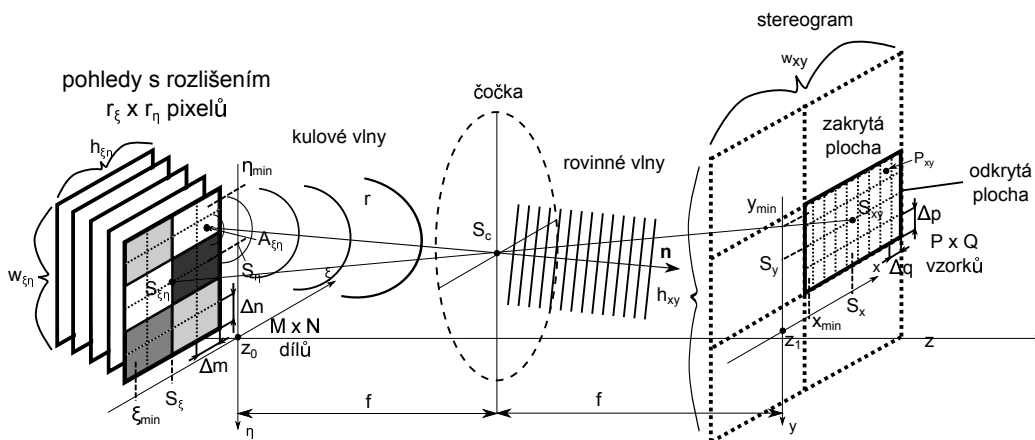
5.2 Fourierův stereogram

Další z interferenčních metod, která ale oproti klasickému způsobu záznamu (kapitola 5.1) zachycuje obrazovou informaci až po průchodu optickým prvkem, čočkou. Podrobnému popisu efektu čočky byla věnována kapitola 2.5. Pro zachycení informace je zásadní správné relativní umístění snímku a hologramu do ohniskových vzdáleností čočky, viz kapitola 2.8.3 a Obr. 2.17 s umístěním čočky.

Snímek používaný v této metodě představuje matici bodových zdrojů světla $A[m, n]$ o konkrétní amplitudě $A_{\xi\eta}$ dané hodnotou pixelu v dané pozici snímku. Při sledování šíření jednotlivých vln, které jsou vyvolány hodnotou pixelu, se po jejich dopadu na plochu spojné čočky vlny kulové mění na vlny rovinné, které následně dopadají na plochu stereogramu. Úhel šíření \mathbf{n} takto vzniklé rovinné vlny je dán vektorem, který je určen pozicí pixelu ve snímku a pozicí středu optické osy čočky S_c , viz Obr. 5.7.

S touto představou lze objektovou vlnu $O(x, y)$ dopadlou na plochu xy popsat jako integrál (součet) rovinných vln s amplitudou $A_{\xi\eta}$ (velikost amplitudy ve

⁷Pro výpočet se předpokládá ideální kolimovaný paprsek s nulovou úhlovou odchylkou, jehož zdroj může být tudíž umístěn v jakékoli vzdálenosti od plochy cílové (plochy hologramu).



Obrázek 5.7: Popis propagace pohledů u Fourierova stereogramu. *Pohled s rozlišením $r_\xi \times r_\eta$ pixelů je reprezentován plochou v prostoru se středem $S_{\xi\eta}$, rozměry $w_{\xi\eta} \times h_{\xi\eta}$ a vzorkovacími vzdálenostmi $\Delta m, \Delta n$. Vzhledem k velikosti pixelu a použité vzorkovací vzdálenosti, může jeden pixel svojí hodnotou definovat amplitudu $A_{\xi\eta}$ u více bodových zdrojů (na obrázku jeden pixel odpovídá čtyřem vzorkům). Zdroje vytváří kulové vlny, které dopadají na plochu čočky se středem v bodě S_c , která je přetváří na vlny rovinné se směrovým vektorem \mathbf{n} . Ty potom tvoří objektovou vlnu, dopadající pouze na plochu stereogramu, která je odkrytá. Plochu se středem S_{xy} , s rozměry $w_{xy} \times h_{xy}$ a vzorkovacími vzdálenostmi $\Delta p, \Delta q$. Vzájemná vzdálenost obou ploch v z-ové ose je $|z_1 - z_0|$. Vzdálenost ploch a čočky je shodná, f .*

vzdálenosti jeden metr, odvozena přímo z hodnoty pixelu, i když by tam byl menší pokles kvůli propagaci vlny mezi snímkem a čočkou) a směrovým vektorem $\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z)$.

$$O(x, y) = \iint_{\xi\eta} A_{\xi\eta} \cdot e^{jk(n_x\xi + n_y\eta + n_z z)} d\xi d\eta \quad (5.33)$$

Ačkoli se tato představa blíží k realitě, je nutné ji brát jako intuitivní nezohledňující vlnový charakter světla. Lepších výsledků se dostane použitím kombinace vztahů odvozených ze skalární teorie difrakce (kapitola 2.4) a z rovnice pro chování tenké spojné čočky (kapitola 2.5). Při aproximaci, kdy se bude uvažovat použití čočky nekonečné velikosti⁸, se objektová vlna $O(x, y)$ vypočte pouhou fázově upravenou Fourierovo transformací plochy snímku $\xi\eta$ (daná hodnotou pixelů A_{xy}):

⁸Tuto aproximaci lze použít, jelikož není třeba zvažovat fyzikální omezení použité čočky při výpočtu holografické struktury.

$$O(x, y) = \frac{1}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} A_{\xi\eta} \cdot e^{j2\pi(f_{\xi}\xi + f_{\eta}\eta)} d\xi d\eta, \quad f_{\xi} = \frac{x}{\lambda f}, \quad f_{\eta} = \frac{y}{\lambda f} \quad (5.34)$$

Pro vytvoření referenční vlny na ploše hologramu $\xi\eta$ se používá bodový zdroj světla umístěný v rovině hologramu $\xi\eta$. Kulová vlna šířící se od tohoto zdroje světla následně prochází čočkou a vzniká vlna rovinná $R(x, y)$ s amplitudou A a vektorem šíření, který je definován pozicí bodového světla $b = (b_{\xi}, b_{\eta})$ v rovině pohledu $\xi\eta$.

$$R(x, y) = A \cdot e^{j2\pi(x \cdot b_{\xi} + y \cdot b_{\eta})}, \quad (5.35)$$

Objektová vlna vytvořená jedním pohledem potom interferuje s vlnou referenční na konkrétní pozici (plošce) stereogramu. V této kapitole se postupně rozebere propagace objektové a referenční vlny přes spojnou čočku, následně různé způsoby vytvoření stereogramu a záznamu interference.

5.2.1 Důsledky a vzorkování při použití Fourierovo transformace

Při použití Fourierovy transformace pro výpočet propagace světelné vlny mezi dvěma plochami je nutné si uvědomit:

1. provázanost vzorkování vstupní a cílové plochy
2. různé vzorkování ploch v prostorové a ve frekvenční oblasti
3. těsný vztah vzorkování s pozicí a velikostí obou ploch
4. variantu druhou při využití více krokové propagace přes plochu čočky

Na vzorkování ploch, které jsou spojeny Fourierovou transformací, se narazilo v kapitolách 3.2.2, 3.2.3, kde se diskutovalo mimo jiné i potřebné vzorkování Fourierovy transformace v prostorové a ve frekvenční oblasti (vztahy 3.26, 3.36). Uvážením vztahů z těchto kapitol a dosazením za z ohniskovou vzdálenost f se potom dostávají potřebné vztahy pro určení vzorkování ploch v oblasti prostorové (vztahy 5.37, 5.36):

$$\begin{aligned}
\Delta x &\geq \frac{\lambda f}{2|\xi|_{\max}} & f_x &\leq \frac{2|\xi|_{\max}}{\lambda f} \\
\Delta y &\geq \frac{\lambda f}{2|\eta|_{\max}} & f_y &\leq \frac{2|\eta|_{\max}}{\lambda f} \\
\Delta \xi &\geq \frac{\lambda f}{2|x|_{\max}} & f_\xi &\leq \frac{2|x|_{\max}}{\lambda f} \\
\Delta \eta &\geq \frac{\lambda f}{2|y|_{\max}} & f_\eta &\leq \frac{2|y|_{\max}}{\lambda f}
\end{aligned} \tag{5.36}$$

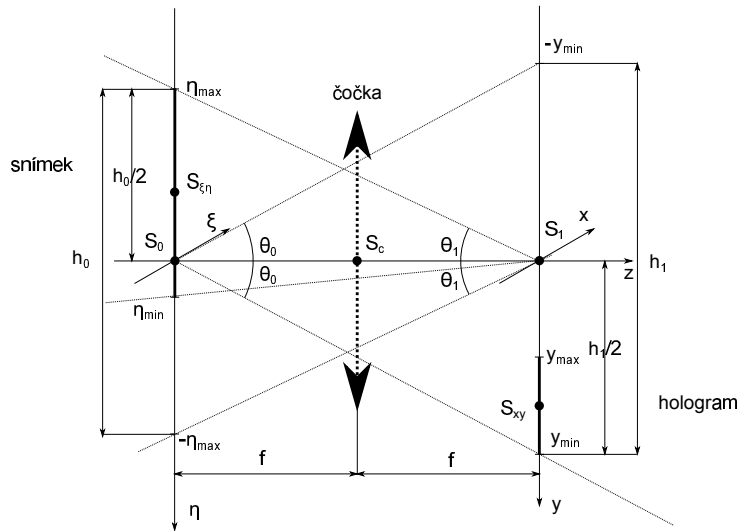
$$\begin{aligned}
\Delta x &\leq \frac{\lambda f}{2|\xi|_{\max}} & f_x &\geq \frac{2|\xi|_{\max}}{\lambda f} \\
\Delta y &\leq \frac{\lambda f}{2|\eta|_{\max}} & f_y &\geq \frac{2|\eta|_{\max}}{\lambda f} \\
\Delta \xi &\leq \frac{\lambda f}{2|x|_{\max}} & f_\xi &\geq \frac{2|x|_{\max}}{\lambda f} \\
\Delta \eta &\leq \frac{\lambda f}{2|y|_{\max}} & f_\eta &\geq \frac{2|y|_{\max}}{\lambda f}
\end{aligned} \tag{5.37}$$

Výše zmíněné vztahy pro korektní vzorkování v prostorových a ve frekvenčních proměnných jsou až na směry nerovností totožné. Tento fakt vyúsťuje v závěr, že pro správné vzorkování v obou prostorech je ve výrazech nutná rovnost, v ostatních případech dochází následně buď k aliasingu v prostorové, či ve frekvenční oblasti.

Vzhledem k tomu, že počty vzorků musí na obou plochách souhlasit, existuje mezi vzorkováním ještě vztah 5.38 vycházející z maximálních souřadnic na obou plochách (obdobné vztahy pro frekvence):

$$\Delta \xi = \Delta x \cdot \frac{|x|_{\max}}{|\xi|_{\max}} \quad \Delta \eta = \Delta y \cdot \frac{|y|_{\max}}{|\eta|_{\max}} \quad \Delta x = \Delta \xi \cdot \frac{|\xi|_{\max}}{|x|_{\max}} \quad \Delta y = \Delta \eta \cdot \frac{|\eta|_{\max}}{|y|_{\max}} \tag{5.38}$$

Praktický význam vztahů 5.38 a 5.36 je zachycen na Obr. 5.8. Zde si lze například představit zvětšující se počet vzorků u obou ploch při zvětšování ohniskové vzdálenosti, při zvětšování jejich ploch anebo při zvětšování jejich vzájemné vzdálenosti v osách xy . Všechny tři výše zmíněné varianty mohou vyúsťit ve stejný počet vzorků.



Obrázek 5.8: Vztah ploch při Fourierově transformaci. Vzorkování plochy snímku se středem v bodě $S_{\xi\eta}$ definuje maximální úhel θ_0 , který vymezuje plochu se středem S_1 o výšce $h_1 = 2|y_{\min}|$. Vzorkování hologramu je obdobně určeno úhlem θ_1 , který vymezuje plochu se středem S_0 o velikosti $h_0 = 2|\eta_{\max}|$. Střed ploch S_0 a S_1 mají stejné $\xi\eta$ souřadnice jako střed čočky S_c , který se nachází v počátku souřadnic. Obě plochy se nacházejí v ohniskové vzdálenosti čočky f .

Poznámka Nepatrné dodatečné úpravy vzorkovací vzdálenosti (například zaozobování) upravuje změnu velikosti či vzdálenosti obou ploch. Tento fakt je nutné uvažovat při rekonstrukci obrazu z Fourierova hologramu pomocí propagace s Rayleigh-Sommerfeldovým jádrem.

5.2.2 Šíření objektové a referenční vlny přes optický prvek

Použití čočky má zásadní vliv na výpočet hologramu, jelikož potom lze objektovou vlnu vypočítat pouze jednou Fourierovou transformací světelné vlny definované snímkem, pohledem. Takto vytvořený hologram potom v sobě uchovává směrovou informaci, odkud dané světlo přišlo.

Při převodu vztahu do diskrétního prostoru se dále použije již několikrát použité značení, viz Obr. 5.7, a vztah 5.4 pro diskretizaci hodnot na ploše $\xi\eta$ a vztah 5.5 pro diskretizaci hodnot na ploše xy .

Propagace objektové vlny $O[p, q]$ definovaná maticí $A[m, n]$ bude probíhat pouhou jednou diskrétní Fourierovou transformací:

$$O[p, q] = \frac{1}{j\lambda f} \cdot \mathcal{DFT}\{A[m, n]\} \quad (5.39)$$

Pro výpočet referenční vlny u plochy hologramu lze použít stejného postupu jako pro výpočet vlny objektové, pouze s tím rozdílem, že vstupem bude snímek pouze s jedním bodem označující pozici bodového zdroje světla (černý snímek s jediným bílým pixelem).

Tento způsob je ale zbytečně výpočetně náročný, jelikož Fourierova transformace jednoho bodu je vyjádřena přímo vlnou rovinnou $R(\xi, \eta) = A \cdot e^{j2\pi(\xi b_\xi + \eta b_\eta)}$, kde A představuje amplitudu. Spojité proměnné ξ, η se převedou do diskrétního prostoru již standardním způsobem, viz vztah 5.4.

Pozice bodového zdroje světla b_ξ, b_η se vyjádří v počtu vzorků b_m a b_n následovně:

$$b_m = \lceil b_\xi / \Delta\xi \rceil \quad b_n = \lceil b_\eta / \Delta\eta \rceil \quad (5.40)$$

Po dosažení a rozdělení exponenciály na dvě části dle os souřadnic se dostává výsledný diskrétní tvar pro výpočet referenční vlny $R[m, n]$ v rovině hologramu, i bez použití Fourierovy transformace:

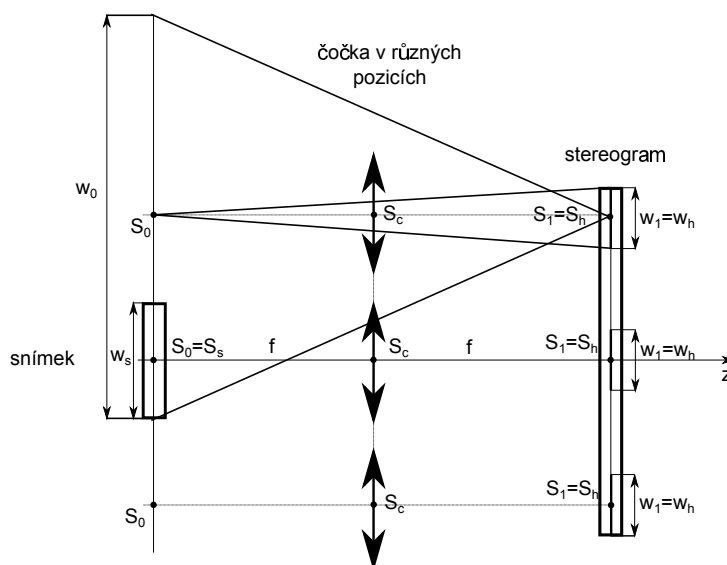
$$R[m, n] = A \cdot \left\{ \exp [j2\pi((m\Delta m - 0.5 \cdot w_{\xi\eta} + S_\xi + 0.5\Delta m) \cdot b_m)] \right. \\ \left. \times \exp [j2\pi((n\Delta n - 0.5 \cdot h_{\xi\eta} + S_\eta + 0.5\Delta n) \cdot b_n)] \right\} \quad (5.41)$$

5.2.3 Způsoby uchování stereogramu

Vytvoření stereogramu je víceukrokový postup, kdy se v každém kroku vytvoří struktura pro jeden malý hologram (subhologram) na konkrétní plošce celého stereogramu, viz Obr. 5.7. Pro záznam subhologramu jsem zvažoval tři postupy, které se liší pozicí čočky. Ve všech postupech se uvažuje čočka nekonečné velikosti.

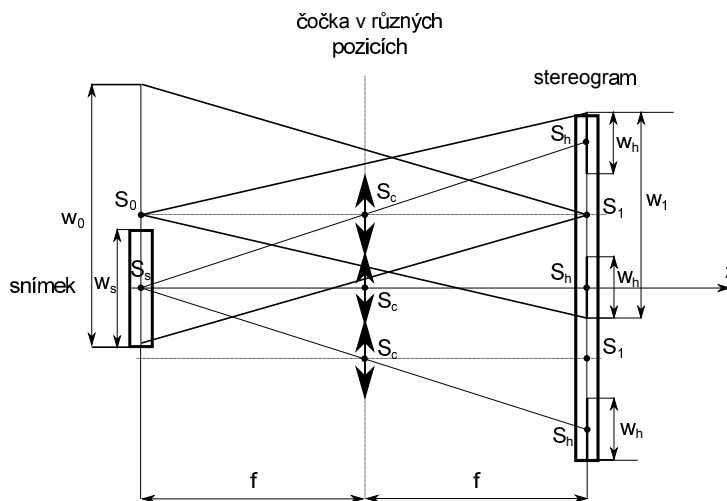
Optická osa čočky určuje souřadnice středů ploch S_0 a S_1 , mezi kterými se propaguje světelná vlna. Při umístění čočky S_c přímo před subhologram střed subhologramu splývá se středem plochy, která definuje vzorkovací vzdálenost plochy snímku, $S_h = S_1$. Obdobně to platí i pro velikost těchto ploch, $w_1 = w_h$ (Obr. 5.9). Oproti tomu střed protilehlé plochy S_0 není ve většině případů shodný se středem snímku S_s . Snímek je potom nutné na konkrétní pozici v ploše umístit (tento posuv je definován vektorem $\mathbf{S}_s - \mathbf{S}_0$). Vzhledem k různé vzdálenosti subhologramu a snímku je i velikost plochy w_0 , ve které je snímek umístěn, obecně různá. Různé velikosti ploch v důsledku znamenají různé vzorkovací vzdálenosti $\Delta p, \Delta q$ subhologramů ve stereogramu. Tento fakt sice šetří paměť, ale z praktického hlediska je vhodné, aby vzorkovací vzdálenost byla jednotná pro všechny subhologramy. Proto budou jednotlivé plochy, kam se umísťuje snímek, shodné, s maximální velikostí, určenou maximálním vektorem $\mathbf{S}_s - \mathbf{S}_0$.

Čočka použitá při záznamu nemusí být ale umístěna přímo naproti středu subhologramu. Je možné ji umístit na spojnici mezi středem snímku S_s a středem subhologramu S_h (Obr. 5.10). V této metodě nejsou středy obou ploch S_0, S_1



Obrázek 5.9: Záznam hologramu čočkou umístěnou před subhologramem.

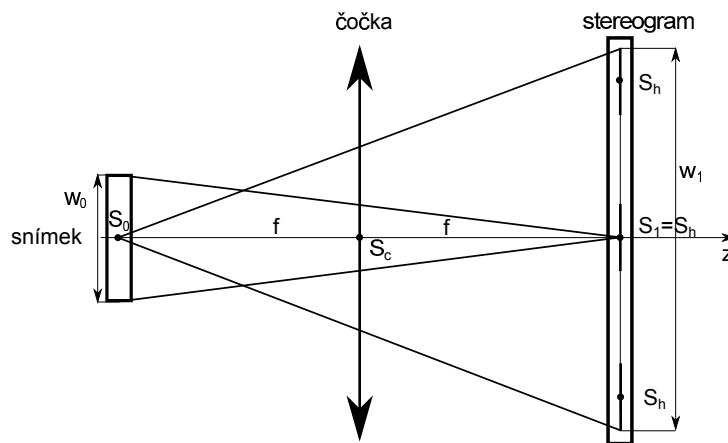
obecně totožné se středy snímku S_s a subhologramu S_h . Při srovnání velikostí ploch s předešlou metodou vychází plocha, která určuje vzorkovací vzdálenost subhologramu, obecně menší a druhá plocha větší. V každém případě lze touto metodou snížit potřebné vzorkování stereogramu oproti metodě první.



Obrázek 5.10: Záznam hologramu čočkou umístěnou na spojnici středu snímku a středu hologramu. .

Poslední postup (Obr. 5.11) používá pouze jednu pozici čočky S_c umístěné naproti středu stereogramu S_1 během všech záznamů. Vzorkovací vzdálenost plo-

chy snímku je zde určena velikostí celého stereogramu w_1 , vzorkovací vzdálenost u stereogramu pouze velikostí snímku w_s . Záznam jednoho subhologramu se následně provádí propagací hodnot snímku na celou plochu stereogramu. V dalším kroku se vybere z napropagované vlny pouze ta část odpovídající plošce subhologramu. Tento způsob nepopisuje situaci, kdy je nutný při rekonstrukci obrazové informace pohyb uživatele kolem stereogramu. Všechny pohledy lze totiž vidět najednou přes jednu velkou čočku. Oproti tomu první způsob kóduje obrazovou informaci v závislosti na poloze uživatele.

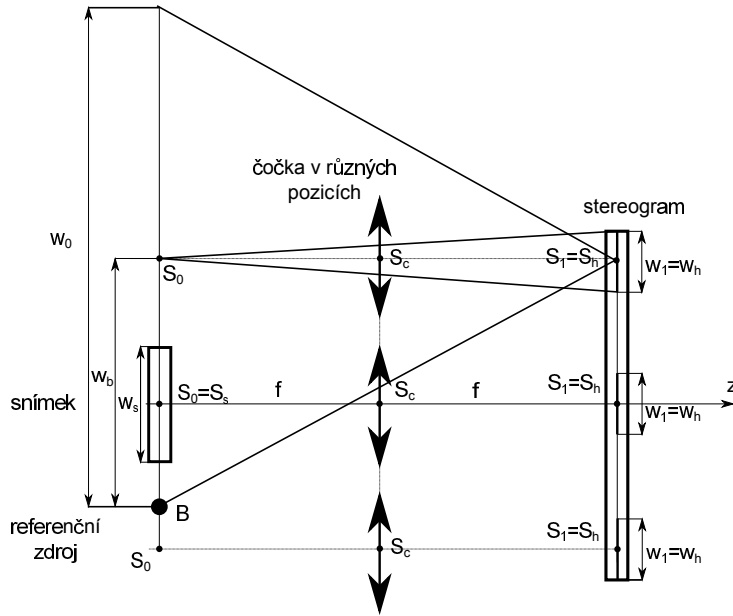


Obrázek 5.11: Záznam celého stereogramu pomocí čočky umístěné naproti jeho středu. .

Pro zvolení vhodného způsobu záznamu je dobré zvážit pohyb pozorovatele. Pozorovatel se bude pohybovat v rovině stereogramu a nejlepšího vjemu dostane v pozicích definovaných středem subhologramů S_h . Při pohybu mezi subhologramy by se mu měl snímek jevit ve stejné pozici v prostoru. Tato podmínka ale není splněna v principu s použitím jedné čočky (snímek bude viděn stále před pozorovatelem). Ani v principu, kde čočky leží na spojnici snímek-subhologram nedochází ke správnému vjemu, jelikož vnímaná vzdálenost zrekonstruovaného obrazu od subhologramu bude menší, $|S_0 - S_s| < |S_h - S_s|$. První princip tuto vzdálenost uchovává, a proto se zde tento postup použije.

Správná vzorkovací vzdálenost obou ploch následně zajistí korektní propagaci objektové vlny k ploše subhologramu. Při záznamu subhologramu je ale nutné uvažovat i polohu referenčního zdroje. Jeho poloha určuje, obdobně jako u objektové vlny, světelnou plochu, která se bude propagovat na rovinu subhologramu. Správné vzorkování této plochy následně zajistí korektní propagaci vlny referenční. Obě vstupní plochy, konkrétně jejich velikost, přímo určují vzorkovací vzdálenost subhologramu. Maximální hodnota z obou vzorkovacích vzdáleností (pro objektovou a referenční vlnu) definuje potřebnou vzorkovací vzdálenost obou

ploch. Tato maximální hodnota následně určuje velikost vstupní plochy, do které se nakopíruje na patřičnou pozici prve uvažovaná plocha se vstupním snímkem.



Obrázek 5.12: Záznam referenční vlny. .

5.2.4 Záznam a rekonstrukce obrazu

Pro výpočet intenzitní struktury jednoho subhologramu platí následně stejná pravidla jako u klasického hologramu:

$$I[p, q] = |O[p, q] + R[p, q]|^2, \quad (5.42)$$

kde $O[p, q]$ představuje objektovou vlnu na ploše hologramu, $R[p, q]$ je vlna referenční. Výpočet obou vln je popsán v předešlých kapitolách. Při tomto výpočtu je opět pouze nutné zařídit, aby objektová a referenční vlna měly přibližně stejnou intenzitu (kapitola 3.3).

5.3 DSC stereogram (Diffraction Specific Computing)

Model, který není založen na simulaci fyzického záznamu stereogramu pomocí interference. Hologramová struktura zde není tvořena interferencí objektové a referenční vlny, ale jako superpozice amplitudově upravených difraktivních struktur (kapitola 2.2), které požadovaným způsobem ohýbají procházející světelnou vlnu.

Metoda je postavena na definování těchto základních difraktivních struktur. V této kapitole se probere zjednodušená verze této metody, kdy se uvažují pouze struktury soustředící procházející světlo do jednoho bodu v prostoru, do místa v prostoru, kde se může nacházet pozorovatel. Zároveň se zde nebudou uvažovat specifická ideální fázová nastavení těchto struktur, která vylepšují jejich difraktivní účinnost.

5.3.1 Vytvoření základních difraktivních struktur

Jednou z výhod použití difraktivních struktur je jejich nezávislost na vstupní vlně definované pohledy na scénu. Vstupní vlna může reprezentovat jakoukoli objektovou vlnu a výsledek bude vždy stejně dobrý. Toto chování umožňuje předpočítání všech difraktivních struktur dopředu a jejich následný výběr za běhu programu. V praxi se toho často využívá a znatelně se tak urychluje výpočet potřebné struktury.

Zde prezentované difraktivní struktury musí ohýbat procházející vlnu způsobem, kdy se většina energie procházející vlny koncentruje do určitého bodu v prostoru. Efekt této struktury lze přirovnat k čočce, jejíž tvar je obdélníkový a jejíž optická osa není kolmá na rovinu čočky (acentrická čočka). Strukturu, která aproximuje čočku, lze napodobit buď fázovým, nebo amplitudovým nastavením struktury.

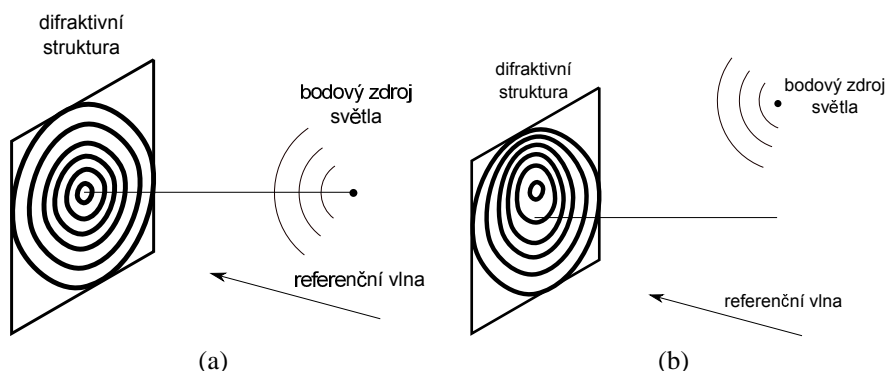
Fázové nastavení struktury bude probíhat obdobným způsobem jako vypočtení fázové funkce pro čočku (kapitola 2.5). Navíc je zde nutné ale uvažovat natočení osvětlovací rovinné vlny (amplituda A , směrový vektor (n_x, n_y, n_z)) a obecnou pozici ohniska v prostoru (x, y) .

$$\begin{aligned} U(x, y) &= A \cdot e^{-jk(n_x x + n_y y)} \cdot e^{j\phi(x, y)} \\ &= A \cdot e^{-jk(n_x x + n_y y)} \cdot e^{-jk(r+r')} \end{aligned} \quad (5.43)$$

Amplitudové nastavení struktury vychází z klasického interferenčního přístupu. Princip je založen na pozorování, kdy objekt reprezentovaný bodovým světlem, vytvoří při interferenci s referenční vlnou interferenční strukturu, která po nasvícení konjugovanou referenční vlnou vytváří vlnu, která vytváří reálný obraz bodového světla. Neboli vytváří vlnu, jejíž energie se koncentruje v pozici bodového světla. Konkrétně viz Obr. 5.13.

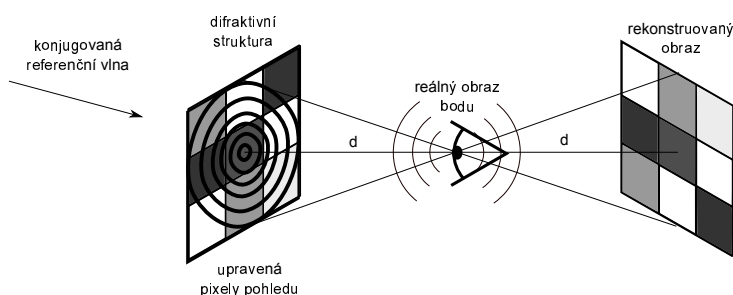
Pro implementaci jsem zvolil amplitudové nastavení, jelikož jsem chtěl tuto metodu více přiblížit interferenčním metodám, které si holografické struktury také ukládají na základě interference.

Po výběru způsobu reprezentace difraktivních struktur je nutné dodat do rekonstruované vlny informace o scéně. Jednotlivé difraktivní struktury budou amplitudově upraveny v závislosti na hodnotách pixelů snímku pohledu, který mají



Obrázek 5.13: Interferenční záznam difrakčních struktur. Zachycena situace pro bod, který leží na ose difrakční struktury, a pro bod, který je z této osy vychýlen. Následná změna difrakční struktury je zohledněna. .

propagovat. Úprava lze připodobnit k situaci, kdy rovinná vlna před průchodem difrakční strukturou projde samotným snímkem, který ji amplitudově upraví. Po úpravě vlna prochází difrakční strukturou a většinu energie soustředí (zaostřuje) do konkrétní pozice v prostoru. Celá situace je znázorněna na Obr. 5.14.



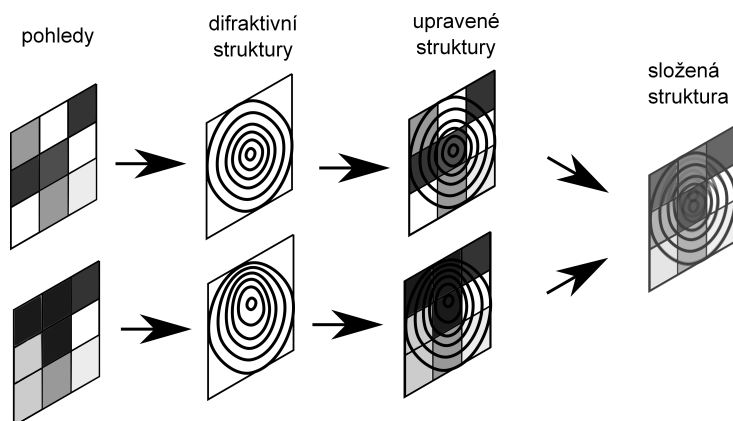
Obrázek 5.14: Rekonstrukce obrazu z jednoduchého DSC hologramu. Zachycena situace, kdy je hologram tvořen pouze jednou difrakční strukturou, která soustřeďuje rekonstruovanou vlnu do pozice pozorovatele vzdáleného d . Dále vzniká převrácený obraz na sítnici pozorovatele ve vzdálenosti d .

5.3.2 Úprava rovinné vlny pixely pohledu

Ať je struktura fázově či amplitudové povahy, po jejím osvětlení rovinnou vlnou $e^{jk(n_x x + n_y y)}$ se koncentruje procházející světlo do požadovaného bodu. Bez žádné dodatečné úpravy by pozorovatel umístěný v tomto bodě viděl pouze jednobarevnou plochu v prostoru. Dodatečnou amplitudovou úpravou této struktury se následně přesně určí, co má pozorovatel vidět.

5.3.3 Vytvoření stereogramu

Výsledný stereogram se skládá z jednotlivých amplitudově upravených difrakčních struktur. Tyto struktury jsou skládány na sebe a zároveň je nutné zajistit minimálně normalizaci hodnot jednotlivých struktur mezi sebou, aby hodnoty jedné struktury výrazně nepřevyšovaly hodnoty ostatních struktur, viz Obr. 5.15.



Obrázek 5.15: Vytvoření DSC hologramu.

6 Pozorování počítačem vypočtených stereografických hologramů

Vypočtené holografické struktury pomocí interferenčních metod prezentovaných v kapitole 5 je nutné pro dokonalý vjem pozorovat přímo z roviny hologramu. V této kapitole bude prezentován způsob, jak toto omezení obejít a jak pozorovat hologram rovněž ve volném prostoru jako u metody pro výpočet DSC hologramu (kapitola 5.3).

Po vypočtení holografické struktury (ať už je nutné ji pozorovat z roviny hologramu, či nikoli), jejíž korektní chování se ověří buď přímo pomocí SLM, nebo pomocí litografické techniky, je vhodné nasimulovat chování dané struktury nejprve výpočetně. Ušetří se tím čas i materiál. I tímto se bude zabývat tato kapitola.

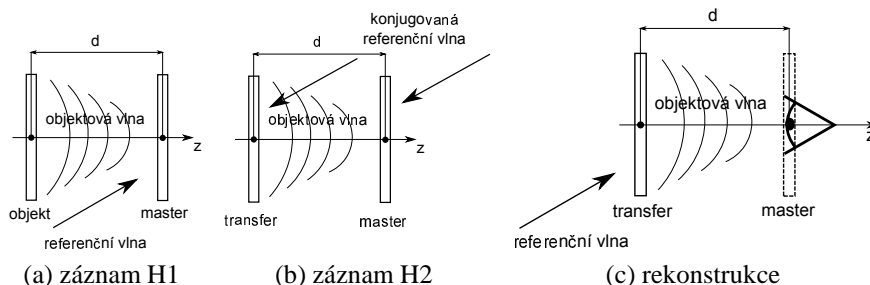
6.1 Posunutí pozice pozorovatele z pozice hologramu

Standardní hologram vytvořený optickou cestou neboli záznamem intenzity interferenčního obrazce vlny objektové a vlny referenční má tu vlastnost, že je možné

jej pozorovat z libovolné vzdálenosti bez újmy na kvalitě vnímaného obrazu. Rekonstruovaná vlna je přesná ve všech pozorovacích vzdálenostech. Při záznamu stereogramů dochází ale k přesnému záznamu informace pouze ve vzdálenosti, ze které byly jednotlivé pohledy snímány, ve všech ostatních vzdálenostech dochází k distorzi vnímaného obrazu. Pozorování stereogramů bylo proto omezeno pouze na tuto vzdálenost. Existují ale řešení, jak toto omezení obejít a jak vytvořit hologram pozorovatelný z libovolné vzdálenosti, ultragramy viz [14].

Bez použití sofistikovanějších metod, mezi které patří například zmíněné ultragramy, je nutné hologram pozorovat v místě záznamu interferenčního obrazce, což není samozřejmě fyzicky možné. Existuje ale způsob, jak toto omezení obejít a pozorovat rekonstruovaný objekt přímo v pozici hologramu. Jedna z těchto technik se nazývá H1-H2 či master-transfer, [24].

Technika je založena na dvoukrokovém záznamu hologramu. V prvním kroku se zaznamená hologram objektu standardní cestou. Vzniká tak tzv. master hologram (H1). Následuje krok, kdy se hologram osvítil konjugovanou referenční vlnou a vzniklá vlna se spolu s konjugovanou referenční vlnou použije pro záznam transfer hologramu (H2). Takto vzniklý hologram následně vytváří po osvětlení referenční vlnou kopii master hologramu v prostoru, kde již přímo může být pozorovatel, sledující virtuální obraz objektu. Celý postup viz Obr. 6.1.



Obrázek 6.1: Princip H1-H2 transfer. Na postupu je důležité dodržení stejné vzdálenosti ploch objektu a master hologramu (a), master a transfer hologramu (b) a nakonec i při pozorování transfer a virtuálního master hologramu (c). Ve všech případech je tato vzdálenost d .

Poznámka V počítačové holografii je možné zaznamenat strukturu, která uchovává jak amplitudu, tak fázi dopadlé světelné vlny, a to bez použití referenční vlny. Lze si to představit jako superpozici dvou vrstev, kde jedna má různou průsvitnost v závislosti na amplitudě a kde druhá má různou tloušťku v závislosti na fázi. Takovýto záznam následně vytváří pouze jeden obraz. Celý postup vytvoření H2 hologramu je potom zjednodušený. Záznam H1 hologramu zde totiž není nutný,

objektová vlna se sem pouze napropaguje a v dalším kroku probíhá její zpětná propagace na rovinu hologramu H2, kde již dochází k záznamu pomocí konjugované referenční vlny.

6.2 Simulace pozorování lidským okem

Pro pozorování výsledného hologramu se bude simulovat lidské oko, které sestává z čočky a ze sítnice. Čočka lze zjednodušeně vyložit jako čočka spojná, která ostří obraz do svého ohniska, které se nachází na sítnici. Oko dokáže nejlépe vidět body, které dopadají na střed sítnice, ostatní body se nezachycují zcela přesně. Pro vyvolání tohoto efektu se využijí vztahy odvozené v kapitole 2.5. Dále je nutné určit, z jaké vzdálenosti se bude ostřit. Buď z určité vzdálenosti, ve které se nachází náš objekt, či ze vzdálenosti jakoby nekonečné. Obě situace jsou v praxi užitečné. Ostření na nekonečnou vzdálenost lze například použít při pozorování Fourierova hologramu, který vzhledem ke své konfiguraci, zachycuje objektovou vlnu, která jakoby přichází ze vzdálenosti nekonečné. Změna fáze se potom počítá pouze ze vzdálenosti mezi plochou čočky a plochou sítnice (r'):

$$U(x, y) = e^{j\phi(x, y)} = \overbrace{e^{jk(r+r')}}_{r=0} = e^{jkr'} \quad (6.1)$$

Tento vztah se použije při výpočtech, které jsou korektně vzorkované v prostorové oblasti. V těchto případech bude simulace probíhat ve třech krocích, kdy se nejdříve napropaguje vlna na rovinu čočky, zde se použije výraz pro změnu fáze vlny prostupující čočkou (vztah 2.37), a dále se pozměněná vlna napropaguje na rovinu sítnice.

Tento vztah je založen na správném vzorkování v prostorové oblasti. Existuje alternativní řešení, zmíněné v kapitole 2.5, kde se pro výpočet propagace odvodil vztah se zabudovanou filtrací pomocí velikosti čočky, kde A představuje amplitudu výstupní plochy, f ohniskovou vzdálenost, t_A transmitanci výstupní plochy a $P(\xi + u, \eta + v)$ funkci zohledňující omezenou velikost lidské čočky.

$$U_f(u, v) = \frac{A}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_A(\xi, \eta) \cdot P(\xi + u, \eta + v) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi u + \eta v) \right] d\xi d\eta \quad (6.2)$$

Tento vztah bude pracovat správně ve frekvenční oblasti, jelikož využívá Fourierovu transformaci.

Při zvážení výpočtové náročnosti první metoda potřebuje dvě Fourierovy transformace o složitosti $O(N^2 \log N)$, $O(N^2 \log N)$ a fázovou úpravu o složitosti

$O(N^2)$ pro každý subhologram. Druhá metoda je na druhou stranu o hodně náročnější, jelikož obecně vyžaduje výpočet se složitostí $O(N^4 \log N)$. Tato složitost je nepřijatelná, a proto se v praxi více používá řešení, které uvažuje nekonečnou čočku, potom je totiž možné celou transformaci vypočítat pomocí jedné Fourierovy transformace:

$$U_f(u, v) = \frac{A}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_A(\xi, \eta) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi u + \eta v) \right] d\xi d\eta \quad (6.3)$$

Důležité je si uvědomit, že oba vztahy pro simulaci dávají velmi podobné výsledky. Výraz s Fourierovo transformací je totiž odvozen shodným trojkrokovým postupem nastoleným při výkladu metody první. Rozdílem je ale velikost čočky, která je v prvním případě konečná, omezená velikostí cílové plochy. Jelikož jsem zvolil pro pozorování všech stereogramů jednotný způsob, zvolil jsem pro implementaci první řešení, které by mělo dávat i reálnější simulace než řešení poslední, pomocí Fourierovy transformace.

7 Testování

V této kapitole se budou hodnotit, porovnávat, metody prezentované v kapitole 5. Tyto metody byly naimplementovány dle rozborů v kapitolách 4, 5, a 6. Pro implementaci jsem zvolil jazyk C, který umožňuje manuální správu alokované paměti (při generování difrakтивní struktury velmi důležité) a který vykazuje vzhledem ke své nízkoúrovňovosti lepší výpočetní výkon než jiné objektové jazyky. S tím souvisí obtížnější návrh algoritmů a celkově programu, to je ale zanedbatelná cena za výše zmíněná pozitiva.

Uživatelský manuál k výslednému programu viz příloha A. Před každým testováním bude nejdříve podrobně popsán postup testování spolu s případným schématem, kde budou rozkresleny použité parametry scény.

Testování bylo zaměřeno předně na vizuální kvalitu rekonstruovaných obrazů. Nikoli na měření a porovnávání jejich výpočetní a paměťové náročnosti. Testování zde prezentované sloužilo nejen k ověření funkčnosti jednotlivých metod, ale hlavně k porovnání jejich výstupů.

Postup při testování byl následující:

- a) testování výstupu na jednoduchých objektech (body) - zde se používaly jako vstup snímky, které měly pouze jeden jediný bod. Takto definovaný bod (zdroj světla) potom na ploše hologramu spolu s referenční vlnou vytváří předem známé interferenční obrazce, jejichž výskyt a strukturu lze matematicky zdůvodnit.

- b) testování výstupu na objektech libovolných (vstupem libovolný snímek) - během této fáze testování bylo možné pouze shledávat správnost implementace v závislosti na vizuální stránce výstupu (velmi obtížné, často nepřesné)
- c) použití SLM k ověření správně vypočtených difraktivních struktur - program může správně napočítávat struktury, ale nesprávně simulovat rekonstrukci obrazu.
- d) použití SLM k ověření správně nasimulovaných rekonstrukcí obrazu - ověření souladu reálné a nasimulované rekonstrukce obrazu z holografické struktury. Po tomto testování se považuje výstupy programu (jak napočtené struktury, tak rekonstrukce obrazu) ze správné.
- e) testování simulovaného výstupu na anaglyfech - testování prostorového vjemu
- f) testování vizuální stránky simulovaných výstupů mezi metodami - nejdůležitější test, který porovnává vizuální stránku zrekonstruovaných obrazů

Body c-f) se budou zabývat následující kapitoly.

7.1 Užití LCD displeje s roztečí $9 \mu\text{m}$

Příprava LCD displej s dostatečně malou vzdáleností pixelů lze použít jako SLM (Spatial Light Modulator), přes který se zobrazí napočtená holografická struktura. V tomto případě se použil displej SDE1024 [28] s následujícími parametry:

- rozlišení - 1024x768
- bitová hloubka - 8-bit
- rozměry aktivní plochy - 9.3x7mm
- pracuje s vlnovými délkami 430-650nm
- rozteč pixelů - $9 \times 9 \mu\text{m}$

Rozlišení určuje maximální počet vzorků, které dokáže displej zobrazit. Bitová hloubka omezuje hodnoty předávané do displeje na rozsah 0-255. Rozměry aktivní plochy úzce souvisí s použitým rozlišením a mimo jiné omezují velikost vstupního hologramu. Rozsah vlnových délek nijak neomezuje, je dosti široký. Poslední zmíněný parametr displeje ale patří mezi nejdůležitější, jelikož určuje maximální možné vzorkování vstupního hologramu.

Rozteč pixelů $9 \mu\text{m}$ spolu s rozlišením displeje představuje výrazné omezení na to, co lze s tímto displejem zobrazit. Pomocí této rozteče pixelů lze korektně

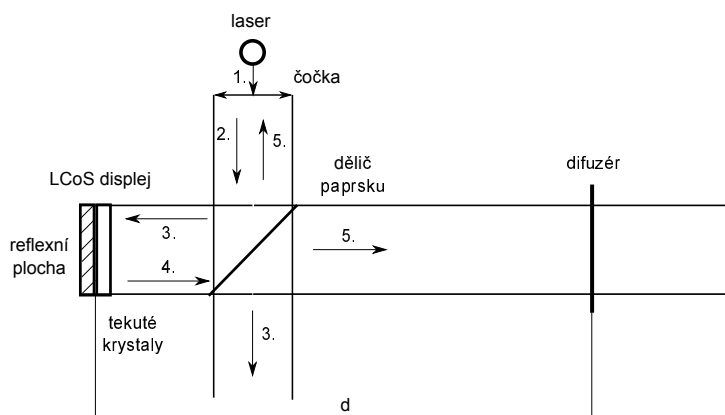
vzorkovat funkci se vzorkovací periodou minimálně $18\mu\text{m}$, což odpovídá maximálnímu úhlu objektové vlny $\theta \approx 2^\circ$:

$$f = \frac{\sin \theta_{obj} - \sin \theta_{ref}}{\lambda} \implies \theta_{obj} = \arcsin(f\lambda + \sin \theta_{ref})$$

$$= \arcsin\left(\frac{630 \cdot 10^{-9}}{18 \cdot 10^{-6}}\right) \quad (7.1)$$

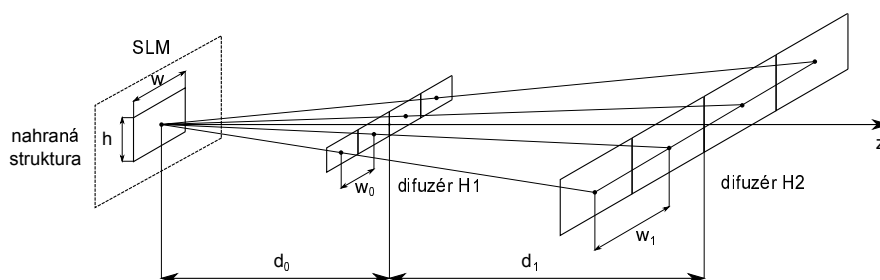
$$\approx 2^\circ$$

Maximální úhel objektové vlny souvisí s velikostmi použitých ploch. Jelikož by se tato velikost s rostoucím úhlem referenční vlny zmenšovala, zvolilo se řešení pomocí referenční vlny s nulovým úhlem natočení, tzn., bude dopadat kolmo na plochu hologramu. Z toho vyplývá rozestavení optických prvků dle Obr. 7.1.



Obrázek 7.1: Princip využití SLM pro ověření hologramu. Vlna generována laserem (1.), prochází čočkou (2., kolimovaná vlna) a naráží na dělič paprsků, který část světla odrazí směrem k LCoS displeji (3.) a část světla prochází skrz (3.). Paprsek dopadá na reflexní plochu LCoS displeje zobrazující difrakivní strukturu a míří zpět k děliči paprsků (4.). Zde dochází znovu k částečnému průchodu a k částečnému odrazu směrem k laseru (5.). Vlna, která prošla skrz, míří k difuzéru, kde je možné sledovat rekonstruované obrazy z nahraného hologramu. Uvažovaná propagovací vzdálenost mezi LCoS displejem a difuzérem je d .

SLM displej se bude používat nejen pro nahrání H2 či DSC hologramů, který bude možné nahrát celý na displej, ale také pro testování H1 hologramů, jejichž subhologramy se budou pomocí displeje prohlížet postupně a bude se tedy sledovat rekonstruovaná vlna pouze z aktuálního subhologramu. Ideální vzdálenost pozorování H2 a H1 hologramu se samozřejmě liší, zde byly ale z praktických důvodů zvoleny stejné. Parametry nahrané difrakivní struktury a také pozorovací a rekonstrukční vzdálenosti obecně zachycuje Obr. 7.2.



Obrázek 7.2: Volené parametry při vytváření a pozorování hologramu. Vypočtená struktura se vzorkovací vzdáleností $\Delta > 9\mu\text{m}$ a o reálné velikosti $w \times h$ je zobrazená na displeji SLM modulu. Po osvětlení kolmou referenční vlnou vzniká rekonstruovaná vlna, která formuje reálný obraz buď ve vzdálenosti d_0 na ploše prvního difuzéru (nahraný H1 hologram), nebo ve vzdálenosti $d_0 + d_1$ na ploše druhého difuzéru (nahraný H2 hologram). V obou případech se propagují čtyři rozdílné snímky vzdálené od sebe ve vzdálenosti d_0 o w_0 , v $d_0 + d_1$ o w_1 .

Jak bylo zmíněno na začátku kapitoly 7, smysl použití SLM displeje spočívá v ověření správnosti napočtených holografických struktur a v ověření správnosti simulované rekonstrukce. Pro tento účel byl zvolen scénář testování, který počítá s prohlížením H1 hologramu ve vzdálenosti $d_0 + d_1$, z čehož vyplývá zvětšení zrekonstruovaných pohledů proti rekonstrukci z H2 hologramu (jsou dvojnásobné), viz body 1-6 v Tab. 7.1.

no	$w \times h$	d_0	d_1	$w_0(H1)$	$w_1(H1)$	$w_0(H2)$	$w_1(H2)$	holo
1.	9×6.75	600	600	9.0	18.00	4.5	9.000	K, D
2.	9×6.75	600	300	9.0	13.50	4.5	6.750	F
3.	9×6.75	600	900	9.0	22.50	4.5	11.250	F
4.	6.3×4.725	600	600	6.3	12.60	3.15	6.300	K, D
5.	6.3×4.725	600	300	6.3	9.45	3.15	4.725	F
6.	6.3×4.725	600	900	6.3	15.75	3.15	7.875	F

Tabulka 7.1: Parametry pro pozorování na SLM (v mm). Většina parametrů se vztahuje k Obr. 7.2. Hodnoty pro w_0 a w_1 se vztahují buď k hologramu H1 nebo k hologramu H2 zobrazených na SLM displeji. Sloupec holo obsahuje informaci o tom, se kterými hologramy se v daném scénáři počítalo, K pro klasický hologram, D pro DSC hologram a F pro Fourierovo hologram.

Pro testování se zvolila dvě různá nastavení velikostí obou ploch. První s rozměry $9 \times 6.75\text{mm}$ a se vzdáleností subhologramů 4.5mm se snaží maximálně využít plochu displeje. Vzhledem ale k vyšším nárokům vzorkovací vzdálenost u H2 Fourierova hologramu, bylo nutné pro jeho správné otestování, tuto plochu

zmenšit. Tato druhá varianta má rozměry 6.3×4.725 mm, vzdálenost subhologramů 3.15mm.

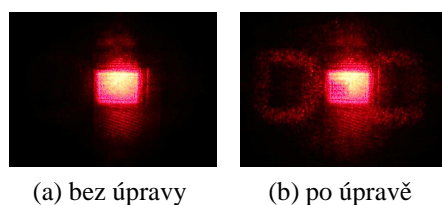
Posledním krokem přípravy bylo zvolení vstupních pohledů. Zvolil jsem snímky písmen, které obsahují dobře viditelné hrany, viz Obr. 7.3.



Obrázek 7.3: Zvolené snímky pro testování na SLM.

Dále se napočítaly holografické struktury dle parametrů a nastavení zachycených v Tab. 7.1. Tyto holografické struktury byly posléze ještě převedeny do binární formy, kde se jako práh určila průměrná hodnota ve snímku. Takto získané struktury posléze zvýrazňují hrany ve snímku. Obecně sice snižují výslednou kvalitu zrekonstruovaného snímku, ale na druhou stranu mohou ukázat něco, co bylo v rekonstrukci překryté například 0. difrakčním řádem.

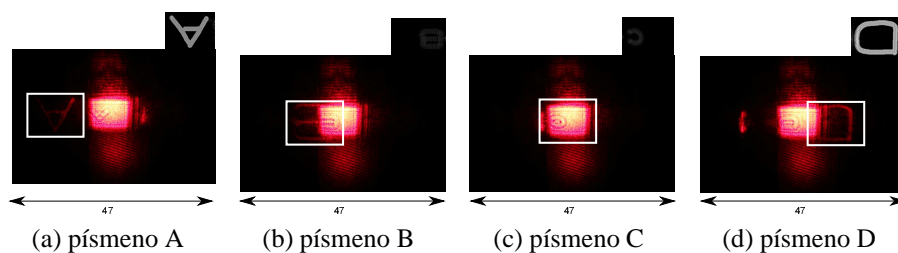
Výsledky z testování hologramů založených na záznamu pomocí čočky (Fourierův hologram) a ostatních hologramů se znatelně lišily ve výstupní kvalitě. Tento fakt vedl k rozdílnému postupu při jejich testování. Konkrétně, napočtené struktury dle Fouriera nevycházely pouze ze snímků, kde barva definuje reálnou část, imaginární část je nulová, ale vycházely ze snímků upravených, oproti barevné informaci byla dodána ještě náhodná fáze do obrázku. Tato úprava následně vedla ke zlepšení v pozorování zrekonstruovaných obrazů, viz Obr. 7.4.



Obrázek 7.4: Zlepšení pozorování Fourierovo hologramů po fázové úpravě vstupních pohledů.

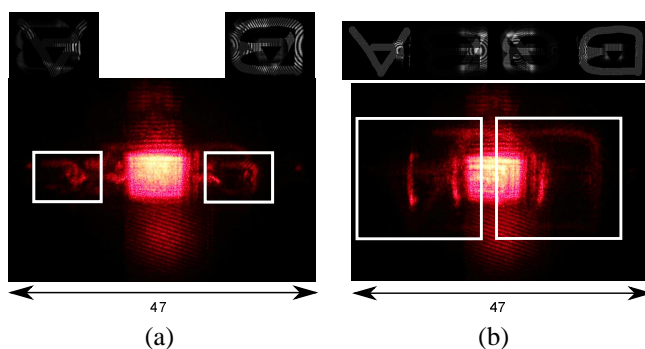
Výsledky dle parametrů 1, 2, 3 z Tab 7.1 byly použity pro porovnání se simulovanou rekonstrukcí pomocí počítače, viz Obr. 7.5, kde v každém snímku je bílým obdélníkem vymezena oblast pro srovnání, a kde je k snímku umístěna také napočtená rekonstrukce u pravého horního rohu.

U H2 klasického hologramu porovnání bylo již obtížnější, ale stále zde jsou vidět jisté náznaky (Obr. 7.6a). Proti tomu u DSC hologramu prakticky nebylo nic



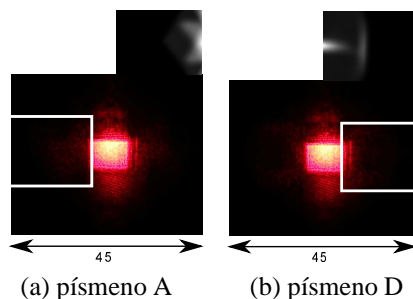
Obrázek 7.5: Rekonstrukce z H1 klasického hologramu.

vidět, pouze nejspíše další difrakční řády, které zobrazují zvětšené písmeno A a písmeno D, celá hledaná rekonstrukce je přiložena k hornímu okraji obrázku, viz Obr. 7.6b.



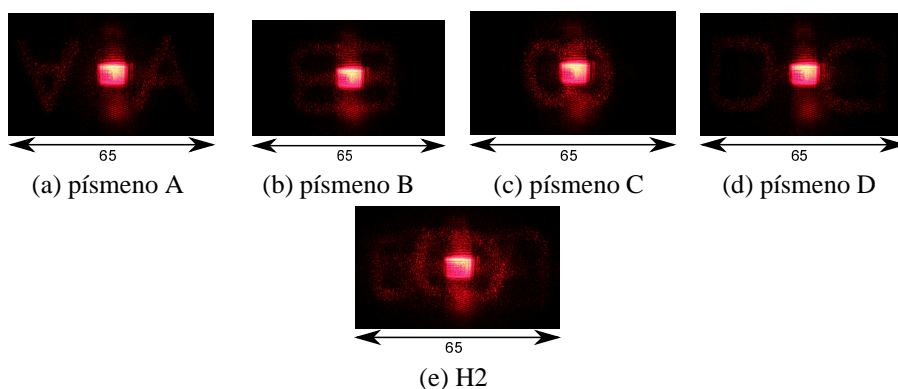
Obrázek 7.6: Rekonstrukce z H2 klasického (a) a z DSC (b) hologramu.

Na těchto porovnáních je možné vidět souvislosti. Nejhůře se porovnávaly výsledky z Fourierových hologramů, jelikož jejich pozorování bylo dosti zredukováno nultým difrakčním řádem. I přes to zde bylo možné sledovat obdobné znaky, viz Obr. 7.7, který doporučuji kvůli možnému přiblížení pozorovat na počítači.



Obrázek 7.7: Rekonstrukce z H1 Fourierova hologramu.

Při testování dle parametrů 4, 5 a 6 z Tab. 7.1 se dostávaly velice podobné výsledky i v H2 Fourierově hologramu, kvůli kterému byly tyto výsledky opakovány. Předchozí výsledky nejenom, že potvrdily korektní simulovanou konstrukci, ale i správně napočítané struktury. Hlavně pro klasickou a DSC metodu. Dále se zde uvedou nejlepší možné výsledky pro reálnou rekonstrukci pro Fouriera u H1 hologramů. Tyto výsledky se dostaly pro zbinarizované struktury, které byly napočítány z náhodně fázově upravených snímků pohledů a které se pozorovaly ze vzdálenosti 150 mm, viz Obr. 7.8.



Obrázek 7.8: Ukázka nejlepších dosažených výsledků pro rekonstrukci z Fourierova H1 (a-d) a H2 (e) hologramu. Na těchto výsledcích jsou jasně patrné oba vznikající reálné obrazy.

7.2 Anaglyfické brýle

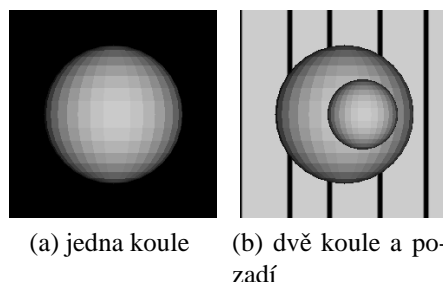
Jednou z význačných vlastností hologramů je uchování hloubkové informace zachycené scény. V této kapitole se budou prezentovat výsledky testování vnímání hloubky u prověřovaných metod.

Pro testování se použily dvě varianty snímků, první snímek obsahuje samostatnou kouli na černém pozadí (Obr. 7.9a), druhý obsahuje již složitější scénu se dvěma koulemi s pozadím, které je světlé a má černé vertikální pruhy (Obr. 7.9b).

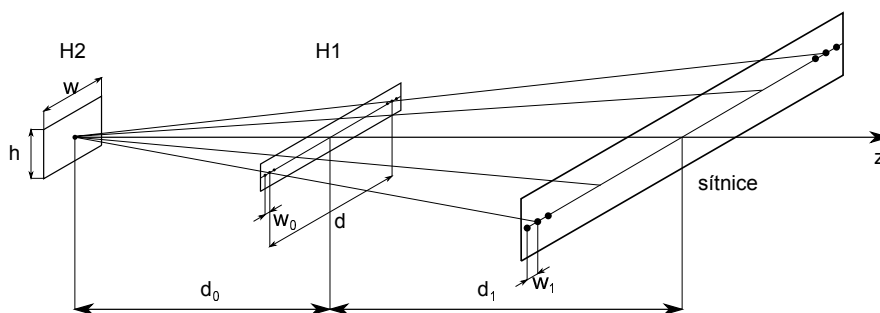
Pro vytvoření anaglyfů se uvažovala vzdálenost očí pozorovatele d v rozmezí od 60-64 mm. Zvolené situace pro testování jsou podrobně (i s pozicí pozorovatele) zachycené na Obr. 7.10 a v Tab. 7.2. Pozorovatel je zde vždy postaven před sledovaný objekt a jeho pozice se změní celkem třikrát o w_0 . O velikost rovnou uvažované velikosti čočky oka pozorovatele, tj. 4 mm.

Výsledky z testování na jedné kouli vykazují následující závěry:

- vnímaná hloubka objektu koule je minimální



Obrázek 7.9: Použité snímky pro anaglyfy.



Obrázek 7.10: Volené parametry při vytváření a pozorování anaglyfu.

no	$w \times h$	d	d_0	d_1	w_0	w_1	holo
1.	12×12	60	600	600	4.0	8.0	K, D
2.	12×12	60	600	300	4.0	8.0	F
3.	12×12	62	600	600	4.0	8.0	K, D
4.	12×12	62	600	300	4.0	8.0	F
5.	12×12	64	600	600	4.0	8.0	K, D
6.	12×12	64	600	300	4.0	8.0	F

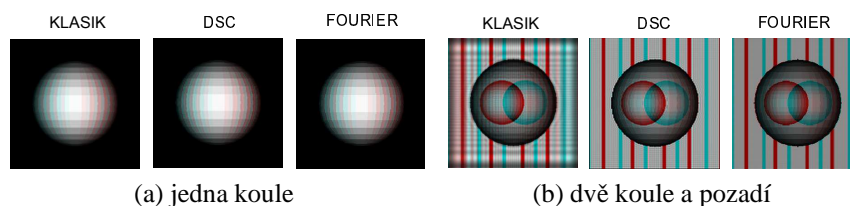
Tabulka 7.2: Parametry pro pozorování anaglyfů (v mm). Většina parametrů se vztahuje k Obr. 7.10. Sloupec holo obsahuje informaci o tom, se kterými hologramy se v daném scénáři počítalo, K pro klasický hologram, D pro DSC hologram a F pro Fourierovo hologram.

- vnímání hloubky je u všech metod stejné
- nezáleží na zvolené vzdálenosti očí (zjišťováno pro vzdálenosti 60, 62 a 64 mm)

Vzhledem k předchozím výsledkům se pro druhé testování použila komplikovanější scéna (Obr. 7.9b). Pozorovatel byl uvažován se vzdáleností očí 62 mm. Výsledky z testování na dvou koulích vykazují následující závěry:

- výrazné zlepšení vnímání hloubky
- vnímání hloubky je u všech metod stejné

Pro ukázkou výsledného anaglyfu konstruovaného pro anaglyfické brýle s levým filtrem červeným a pravým modro-zeleným viz Obr. 7.11.

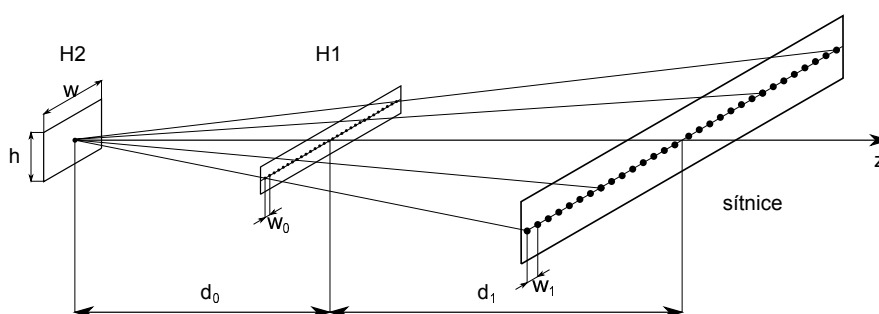


Obrázek 7.11: Ukázka výsledných anaglyfů. Porovnané výsledky ze tří metod KLASIK (klasický hologram), DSC (DSC hologram), FOURIER - Fourierův hologram. Parametry: vzdálenost očí $d = 62\text{mm}$, objekt přímo naproti pozorovateli.

7.3 Simulace pozorování hologramu pomocí počítače

Toto testování patří mezi nejobemnější, které mělo za cíl rozhodnout, jaká metoda dává nejlepší vizuální výsledky (vzhledem k simulacím na počítači).

Pro záznam hologramů bylo použito rozestavení, viz Obr. 7.12. Hologramy se zaznamenávaly rovinnou vlnou svírající úhel $\theta = 2^\circ$ ve svislé rovině. Použitá rekonstrukční vlna odpovídala vlně referenční, simulace na počítači tedy simulovala pozorování virtuálního obrazu pozorovatelem. To je rozdíl oproti kapitole 7.1, kde se na stínítku pozoroval obraz reálný.



Obrázek 7.12: Volené parametry při vytváření a pozorování hologramu pro testy na počítači.

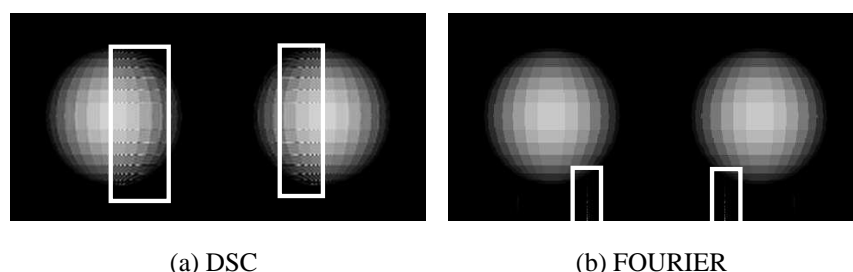
Během většiny simulací se předpokládá vytvořený stereogram se 30 subhologramy a s parametry viz Tab. 7.3.

no	$w \times h$	d_0	d_1	w_0	w_1	holo
1.	12×12	600	600	4.0	8.0	K, D
2.	12×12	600	300	4.0	8.0	F

Tabulka 7.3: Parametry pro pozorování hologramů při testování na počítači (v mm). Většina parametrů se vztahuje k Obr. 7.10. Sloupec holo obsahuje informaci o tom, se kterými hologramy se v daném scénáři počítalo, K pro klasický hologram, D pro DSC hologram a F pro Fourierův hologram.

Celkem se stanovilo pět rozdílných testů. Nejprve se prověřovala situace při pohybu pozorovatele kolem stereogramu, kdy bude pozorovatel uvažován pouze v pozicích daných středy subhologramů. V pozicích, kde se předpokládá dokonalá rekonstrukce zachyceného pohledu.

Výsledky nevykazují výrazné odchylky jednotlivých metod, vygenerovalo se všech 30 pohledů bez znatelných vizuálních vad. Pouhou výjimkou jsou pohledy zrekonstruované z pozice kolem středu stereogramu, zde dochází k výskytu artefaktů pro metodu DSC a pro Fouriera, viz Obr. 7.13. Lze předpokládat, že tento artefakt je způsoben 0. difrakčním řádem, který ještě zasahuje do vjemu právě při pozorování subhologramů blízkých středu stereogramu. U DSC hologramu se tento efekt snižuje se snižováním počtu použitých subhologramů, pro Fourierův hologram to ale neplatí.

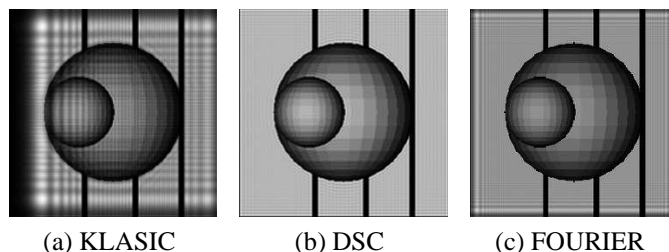


Obrázek 7.13: Artefakty vznikající při pozorování subhologramů, které se nachází u středu stereogramu.

První test potvrdil dobré vlastnosti uchovaných pohledů pro méně komplikované scény, proto byl zařazen další test, který použil pohledy na složitější scénu obsahující koule dvě a bílé pozadí s černými pruhy (příklad pohledu viz Obr. 7.9b). Není zde třeba kontrolovat všechny pozice jako u prvního testu, a proto se překontrolovala pouze rekonstrukce obrazu pro krajní subhologramy a pro centrální subhologram (subhologram přímo ve středu stereogramu).

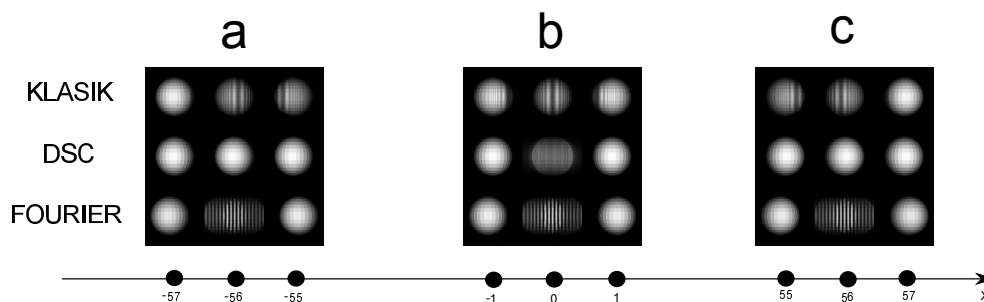
Z porovnání zde vychází nejlépe DSC metoda, které nevadí bílé pozadí, které dělá problémy jak rekonstrukci obrazu z Fourierova, tak z klasického hologramu,

viz Obr. 7.14, kde se rekonstruuje obraz z jednoho z krajních subhologramů.



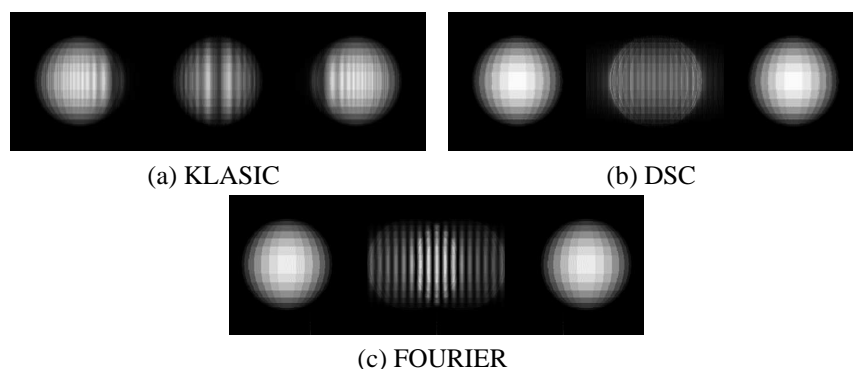
Obrázek 7.14: Porovnání rekonstrukce obrazu u složitější scény.

Předešlé metody nijak nezohledňovaly přímo samotný přechod pozorovatele mezi dvěma subhologramy, pozorovatele uvažovaly pouze ve středech subhologramů. Proto přichází následující test, který používá dva krajní subhologramy (na obou krajích) a dva kolem středu stereogramu a simuluje se zde pohyb pozorovatele s krokem 1 mm mezi středy těchto subhologramů. Celkem se zde vygenerovalo 5 pohledů, kde dva krajní představují rekonstrukce dokonalé, zbylé tři přechod mezi nimi. Méně detailní náhled na všechny vygenerované přechody, viz Obr. 7.15, kde jsou označeny přechody mezi krajními subhologramy (a, c) a mezi středními (b). Ve spodní části obrázku je i osa x s vyznačenými souřadnicemi pozorovatele (předpoklad středu stereogramu na souřadnici $x = 0$). Pro bližší pohled na přechody mezi centrálními subhologramy, viz Obr. 7.16.



Obrázek 7.15: Náhled na kompletní výsledky rekonstrukcí v pozicích mezi krajními subhologramy (a,c) a mezi centrálními subhologramy (b). *Krajní, dokonalé, rekonstrukce zde nejsou zaznamenány.*

Zde dosahuje nejlepšího výsledku metoda DSC, která vykazuje zdaleka nejméně artefaktů spojených se současným pozorováním různých pohledů. Dokonce je to i v takové míře, že přechody v krajních snímcích tyto artefakty skoro nemají. Nejhůře je na tom Fourierův hologram, jehož rekonstrukce je na krajích posunutá a uprostřed ztlačena na dva pohledy.

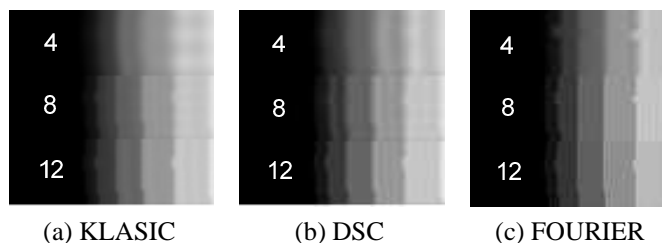


Obrázek 7.16: Detailní náhled na výsledky rekonstrukcí v pozicích mezi centrálními subhologramy. *Krajní, dokonalé, rekonstrukce zde nejsou zaznamenány.*

Celé předešlé testování používalo pohledy o reálné velikosti 12×12 mm a v případě klasických a Fourierových hologramů H2 hologramy. Následující testy sledovaly změnu kvality obrazu vzhledem k velikosti vstupních pohledů a také rozdíl kvality mezi H1 a H2 hologramy (zde není porovnáván DSC hologram). Vstupní pohledy byly generované takovým způsobem, aby rozvržení zachycených objektů působilo vizuálně stále stejně. Konkrétně se testovalo na:

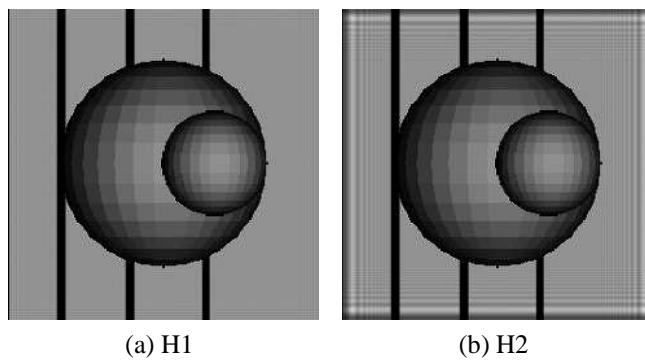
- pohledu 4×4 mm s koulí o poloměru 3 mm
- pohledu 8×8 mm s koulí o poloměru 6 mm
- pohledu 12×12 mm s koulí o poloměru 9 mm

Výsledky testování pro různou velikost pohledů označenou bílým číslem viz Obr. 7.17, kde je zachycen detail na rekonstruovaný obraz. U všech metod lze vidět vzrůstající kvalitu obrazu s rostoucí velikostí zaznamenávaného pohledu. Z výsledků lze vyvodit narůstající kvalitu obrazu, která se blíží ideálu, který je zde představován rekonstrukcí z Fourierova hologramu.



Obrázek 7.17: Porovnání kvality rekonstrukcí při změně velikosti zachycované scény.

Při srovnání kvality obrazu docházelo k rozdílům výsledkům pouze mezi H1 a H2 Fourierovým hologramem, viz Obr. 7.18, kde je patrný vliv světlého pozadí na výsledek.



Obrázek 7.18: Srovnání kvality rekonstrukce u typů Fourierova hologramu.

8 Závěr

Vzhledem k rozsáhlosti a komplikovanosti oboru holografie jsem do své diplomové práce zařadil nejprve kapitolu, která shrnuje poznatky, na kterých stojí holografické stereogramy, od kterých je to již jen krok k počítačem generovaným. Jsou to také znalosti z optiky, které jsem si musel dostatečně prohloubit, abych byl schopen například zcela korektně nasimulovat šíření světla prostorem, pro počítačovou holografii jedna ze základních činností.

Po pochopení souvislostí jsem se začal podrobněji zabývat principy a metodami holografie, a také jejich základní implementací. Během implementace jsem se nejednou potýkal s problémy správného vzorkování či s problémem obtížné verifikace získaných výstupů. Pro kontrolu výsledků zde nejlépe posloužilo použití nejjednodušších objektů, bodů. U těch lze totiž dobře odhadnout výsledek výpočtetně a ten posléze potvrdit simulací na počítači.

V dalších kapitolách jsem již diskutoval konkrétní metody a algoritmy pro vytváření počítačem generovaných holografických stereogramů spolu se zvážením diskrétního prostoru, ve kterém všechny výpočty probíhají.

V poslední kapitole jsem provedl rozsáhlé testy na mnou napočtených holografických strukturách či nasimulovaných obrazových rekonstrukcích. Ačkoli jsem to moc nepředpokládal, tak na SLM displeji jsem dostal celkem dobré výsledky, které hovořily nejlépe pro klasický stereogram, pro který bylo možné rozpoznat i rekonstruované obrazy z H2 hologramu. Pro Fourierův hologram bylo nezbytně nutné použít binarizovanou strukturu spolu s rozhozením fáze vstupních snímků, abych dostal pozorovatelný výsledek. Výsledek sice hodně zašuměný, ale byly zde zřetelné vzory.

Vzhledem ale k simulovaným výsledkům nejlépe vychází DSC hologram, který dává perfektní výsledky při generování pohledů na pomezí mezi subhologramy. Je to výsledek, který jsem nepředpokládal, čekal jsem spíše výsledky jako u Fourierova hologramu, kdy na pomezí dvou subhologramů vzniká vjem dvou propojených vzájemně posunutých obrazů. Pro pozice pozorovatele přímo ve středu subhologramu dává Fourierův hologram výsledky, ve kterých jsou zdaleka nejlépe znatelné hrany objektu, tyto výsledky dává i pro objekty velice malé (4 mm). Během testování jsem si nemohl nevšimnout propojenosti velikosti zaznamenávaného objektu a kvality rekonstrukce. Kvalita zde vzrůstá, přičemž lze předpokládat, že pro objekty několikanásobně větší, než pro ty, se kterými jsem pracoval (4 – 12 mm), by vizuální vjem všech metod byl velmi podobný. Bohužel jsem tento předpoklad nemohl dostatečně potvrdit vzhledem k omezeným paměťovým možnostem.

Simulované výsledky jsem porovnával i na anaglyfech. Zde jsem se zaměřoval na kvalitu prostorového vjemu, kterou dávají dvě simulované rekonstrukce v pozici očí. Ačkoli jsem očekával kvalitu různou, byla stejná, stejně dobrá pro všechny

metody.

Seznam obrázků

0.1	Symbol pro pozici a směr pohledu pozorovatele.	1
2.1	Elektromagnetické spektrum. Vztaženo k vlnové délce světla, λ . . .	4
2.2	Příklad různé polarizace světla. Světlo se zde šíří zleva doprava, přičemž nejdříve je nepolarizované (a), po průchodu filtrem se polarizuje lineárně (b) a nakonec se světlo polarizuje speciálním filtrem na kruhově polarizované (c).	6
2.3	Chování paprsku při dopadu na povrch objektu. V obrázku platí $\theta_0 = \theta_1 = \theta_4$, $\theta_2 = \theta_3$. Indexy n_0 , n_1 představují indexy lomu prostředí.	7
2.4	Hugensův princip šíření vlny. Zachycen na případě vlny, která se šíří pouze jedním směrem a vlně, která se šíří do všech směrů. 1 – obálka vytvořená primárním zdrojem zobrazeným jako větší černý bod, 2 – obálka vytvořená sekundárními zdroji světla, které jsou zobrazeny menšími černými body	8
2.5	Interference mezi dvěma příčnými vlnami se stejnou amplitudou. 1 – první interferující vlna, 2 – druhá interferující vlna, 3 – výsledná vlna.	10
2.6	Difrakce světla při průchodu úzkým otvorem. Na obrázku je zachycena situace šíření světla štěrbinou o šířce d na stínítko vzdálené l . Na tomto stínítku vzniká difraktivní obrazec sestávající z tmavých proužků, která určují jednotlivá difraktivní minima, na obrázku zachycena do řádu tři. Nerovnoměrné množství dopadlého světla je znázorněno křivkou na stínítku, kde jsou pojmenována jednotlivá maxima zachycené intenzity, I_x . Na schématu je rovněž zachycen úhel θ , který zde určuje pozici 3. difraktivního minima.. . . .	11
2.7	Youngův interferenční pokus.	12
2.8	Rozklad světla při dopadu na mřížku. Jas barev zachycených na stínítku ukazuje míru zachycené intenzity, přičemž platí, že nejvíce ji dopadá do 0. difrakčního řádu.	13
2.9	Souvislost difrakce a interference na difraktivní mřížce.	14
2.10	Systém souřadnic spolu se směrovým vektorem.	16
2.11	Situace při definici Rayleigh-Sommerfeldova vztahu.	17
2.12	Situace při definici Rayleigh-Sommerfeldova vztahu po zavedení kartezijských souřadnic.	19
2.13	Definice čočky spolu s význačnými body.	22
2.14	Různé druhy čoček vzhledem k zakřivení hraničních ploch.	22

2.15	Příklady zachycení obrazu čočkou. Předmět X_0 i obraz X_1 je zde znázorněn pomocí šipky, jejíž velikost udává velikost objektu a jejíž směr orientaci. Při konstrukci obrazu se používají tři význačné paprsky, tečkované čáry jsou použity pro nereálné paprsky, obraz. Vzdálenosti ohnisek F_1 , F_2 od středu čočky je f , vzdálenost předmětu a , obrazu a'	25
2.16	Průchod paprsku přes čočku.	25
2.17	Dvoukroková propagace vlny přes plochu čočky.	27
2.18	Stavba oka ve srovnání s fotoaparátem.	29
2.19	Airyho kroužek se zobrazeným průměrem D do jeho 1. difrakčního maxima.	31
2.20	Princip bariérových a lentikulárních displejů.	35
2.21	Základní princip integrální fotografie.	35
2.22	Záznam Lippmannovy fotografie.	37
2.23	Princip Gaborova hologramu.	38
2.24	Princip Leith-Upatnieksovo hologramu.	38
2.25	Situace při záznamu hologramu pomocí čočky.	45
2.26	Dvě rovinné vlny interferující v pozici hologramu.	46
2.27	Vznikající prostorové interferenční struktury při interferenci dvou rovinných vln.	47
2.28	Fourierův model. Na obrázku jsou zachyceny tři rovinné vlny, které aproximují objektovou vlnu a které na rovině hologramu svírají s referenční vlnou úhly θ_0 , θ_1 , θ_2 . Těmito úhly je potom definována trojice interferenčních proužků, která definuje strukturu hologramu.	49
3.1	Propagace světla mezi dvěma plochami $\eta\xi$, xy v diskretním prostoru.	52
3.2	Zvolený souřadný systém.	64
3.3	Hogel.	68
3.4	Wafel.	69
4.1	Dírková komora. Na obrázku je zachycena situace při záznamu objektu, šipky, dírkovou komorou. Obraz vzniklý uvnitř komory je převrácený, zvětšený a vlivem jistého průměru dírky, d , rozostřený.	70
4.2	Pohledová kamera. Definovaná pomocí přední a zadní ořezové roviny, které jsou od vrcholu vzdáleny n a f . A dále pomocí rovin, které jsou definovány třemi body, vrcholem a dvěma body na blízké rovině. Těmito rovinami je rovina levá ($P_{00}P_{10}$), pravá ($P_{01}P_{11}$), spodní ($P_{00}P_{01}$) a horní ($P_{10}P_{11}$).	71
4.3	Různé tvary existujících záznamových ploch. U každého typu plochy je uveden maximální pozorovací úhel snímaného objektu, objekt je znázorněn šipkou, jejíž stopka je tečkovaná, pokud je objekt obehnan plochou hologramu (při prohlížení hologramu bude jakoby uvnitř této plochy).	72

4.4	Souvislost tvaru hologramu s následným pohybem kamery a uživatele.	72
4.5	Způsoby natočení kamery při pořizování záznamu scény. Čočka kamery je zde vyobrazena jako oboustranná šipka, čárkovaná čára představuje osu kamery, která určuje střed zaznamenané scény, která je reprezentovaná černým bodem.	73
4.6	Parametry uvažované při vytváření plochého stereogramu za použití přímé kamery. Zorný úhel kamery, která zachycuje požadované pohledy na objekt, je vždy stejná, θ . Kamery ostří na vzdálenost d , kde se nachází rovina ostření (rovnoběžná s rovinou záznamu), která prochází středem objektu. Vzájemná vzdálenost kamer 1-2 a 2-3 je stejná, a , přičemž kamera mezi jednotlivými pohledy urazí vzdálenost b . Přemístění kamery o tuto vzdálenost vyvolá úhel paralaxy δ . Potencionální pozorovatel by hologram pozoroval přesně v pozicích kamer, v rovině záznamu, která je shodná s rovinou hologramu.	75
4.7	Oblasti, ve kterých člověk vidí objekty pomocí jednoho oka (monokulární vjem), či pomocí obou očí (binokulární vjem). Zachyceno z horního pohledu.	76
5.1	Popis propagace pohledů u klasického stereogramu. Pohled s rozlišením $r_\xi \times r_\eta$ pixelů je reprezentován plochou v prostoru se středem $S_{\xi\eta}$, rozměry $w_{\xi\eta} \times h_{\xi\eta}$ a vzorkováním $\Delta m, \Delta n$. Vzhledem k velikosti pixelu a použitého vzorkování, může jeden pixel svojí hodnotou definovat amplitudu $A_{\xi\eta}$ u více bodových zdrojů (na obrázku jeden pixel odpovídá čtyřem vzorkům). Zdroje vytváří kulové vlny, které tvoří objektovou vlnu, dopadající pouze na plochu stereogramu, která je odkrytá. Plochu se středem S_{xy} , s rozměry $w_{xy} \times h_{xy}$ a vzorkováním $\Delta p, \Delta q$. Vzájemná vzdálenost obou ploch v z-ové ose je $ z_1 - z_0 $	78
5.2	Natočení snímku v rovině ηz . Lze vidět i jako změnu z-ové souřadnice plochy snímku v závislosti na η -ové souřadnici a úhlu α	80
5.3	Natočení snímku v prostoru.	81
5.4	Soustředění energie mezi dvěma různě velikými plochami. Při soustředění energie mezi plochou snímku se středem $S_{\xi\eta}$ a rozměry $w_{\xi\eta} \times h_{\xi\eta}$ a plochou hologramu se středem $S_{xy} = (S_x, S_y, S_z)$ a rozměry $w_{xy} \times h_{xy}$ dochází k nastavení fáze světla tak, aby se energie ostříla do bodu $F = (f_x, f_y, f_z)$, který představuje teoretické ohnisko čočky, která by soustředila energii na plochu hologramu.	82

5.5	Souvislost zorného úhlu kamery θ a její vzdálenosti od objektu d se šířkou plochy $w_{\xi\eta}$	84
5.6	Dekompozice plochy snímku a plochy subhologramu na stejně velké plošky. <i>Plocha pohledu je rozdělena na $S_m \times S_n$ plošek, plocha subhologramu na $S_p \times S_q$ plošek. Všechny plošky mají stejné rozměry $w \times h$. Na obrázku je zachycena i indexace plošek.</i>	88
5.7	Popis propagace pohledů u Fourierova stereogramu. <i>Pohled s rozlišením $r_\xi \times r_\eta$ pixelů je reprezentován plochou v prostoru se středem $S_{\xi\eta}$, rozměry $w_{\xi\eta} \times h_{\xi\eta}$ a vzorkovacími vzdálenostmi Δm, Δn. Vzhledem k velikosti pixelu a použité vzorkovací vzdálenosti, může jeden pixel svojí hodnotou definovat amplitudu $A_{\xi\eta}$ u více bodových zdrojů (na obrázku jeden pixel odpovídá čtyřem vzorkům). Zdroje vytváří kulové vlny, které dopadají na plochu čočky se středem v bodě S_c, která je přetváří na vlny rovinné se směrovým vektorem \mathbf{n}. Ty potom tvoří objektovou vlnu, dopadající pouze na plochu stereogramu, která je odkrytá. Plochu se středem S_{xy}, s rozměry $w_{xy} \times h_{xy}$ a vzorkovacími vzdálenostmi Δp, Δq. Vzájemná vzdálenost obou ploch v z-ové ose je $z_1 - z_0$. Vzdálenost ploch a čočky je shodná, f.</i>	90
5.8	Vztah ploch při Fourierově transformaci. <i>Vzorkování plochy snímku se středem v bodě $S_{\xi\eta}$ definuje maximální úhel θ_0, který vymezuje plochu se středem S_1 o výšce $h_1 = 2 y_{\min}$. Vzorkování hologramu je obdobně určeno úhlem θ_1, který vymezuje plochu se středem S_0 o velikosti $h_0 = 2 \eta_{\max}$. Středy ploch S_0 a S_1 mají stejné $\xi\eta$ souřadnice jako střed čočky S_c, který se nachází v počátku souřadnic. Obě plochy se nacházejí v ohniskové vzdálenosti čočky f.</i>	93
5.9	Záznam hologramu čočkou umístěnou před subhologramem.	95
5.10	Záznam hologramu čočkou umístěnou na spojnici středu snímku a středu hologramu.	95
5.11	Záznam celého stereogramu pomocí čočky umístěné naproti jeho středu.	96
5.12	Záznam referenční vlny.	97
5.13	Interferenční záznam difrakčních struktur. <i>Zachycena situace pro bod, který leží na ose difrakční struktury, a pro bod, který je z této osy vychýlen. Následná změna difrakční struktury je zohledněna.</i>	99
5.14	Rekonstrukce obrazu z jednoduchého DSC hologramu. <i>Zachycena situace, kdy je hologram tvořen pouze jednou difrakční strukturou, která soustřeďuje rekonstruovanou vlnu do pozice pozorovatele vzdáleného d. Dále vzniká převrácený obraz na sítnici pozorovatele ve vzdálenosti d.</i>	99
5.15	Vytvoření DSC hologramu.	100

6.1	Princip H1-H2 transfer. Na postupu je důležité dodržení stejné vzdálenosti ploch objektu a master hologramu (a), master a transfer hologramu (b) a nakonec i při pozorování transfer a virtuálního master hologramu (c). Ve všech případech je tato vzdálenost d	101
7.1	Princip využití SLM pro ověření hologramu. Vlna generována laserem (1.), prochází čočkou (2., kolimovaná vlna) a naráží na dělič paprsků, který část světla odrazí směrem k LCoS displeji (3.) a část světla prochází skrz (3.). Paprsek dopadá na reflexní plochu LCoS displeje zobrazující difrakční strukturu a míří zpět k děliči paprsků (4.). Zde dochází znovu k částečnému průchodu a k částečnému odrazu směrem k laseru (5.). Vlna, která prošla skrz, míří k difuzéru, kde je možné sledovat rekonstruované obrazy z nahraného hologramu. Uvažovaná propagovací vzdálenost mezi LCoS displejem a difuzérem je d	105
7.2	Volené parametry při vytváření a pozorování hologramu. Vypočtená struktura se vzorkovací vzdáleností $\Delta > 9\mu\text{m}$ a o reálné velikosti $w \times h$ je zobrazená na displeji SLM modulu. Po osvětlení kolmou referenční vlnou vzniká rekonstruovaná vlna, která formuje reálný obraz buď ve vzdálenosti d_0 na ploše prvního difuzéru (nahraný H1 hologram), nebo ve vzdálenosti $d_0 + d_1$ na ploše druhého difuzéru (nahraný H2 hologram). V obou případech se propagují čtyři rozdílné snímky vzdálené od sebe ve vzdálenosti d_0 o w_0 , v $d_0 + d_1$ o w_1	106
7.3	Zvolené snímky pro testování na SLM.	107
7.4	Zlepšení pozorování Fourierova hologramů po fázové úpravě vstupních pohledů.	107
7.5	Rekonstrukce z H1 klasického hologramu.	108
7.6	Rekonstrukce z H2 klasického (a) a z DSC (b) hologramu.	108
7.7	Rekonstrukce z H1 Fourierova hologramu.	108
7.8	Ukázka nejlepších dosažených výsledků pro rekonstrukci z Fourierova H1 (a-d) a H2 (e) hologramu. Na těchto výsledcích jsou jasně patrné oba vznikající reálné obrazy.	109
7.9	Použité snímky pro anaglyfy.	110
7.10	Volené parametry při vytváření a pozorování anaglyfu.	110
7.11	Ukázka výsledných anaglyfů. Porovnané výsledky ze tří metod KLASIC (klasický hologram), DSC (DSC hologram), FOURIER - Fourierův hologram. Parametry: vzdálenost očí $d = 62\text{mm}$, objekt přímo naproti pozorovateli.	111
7.12	Volené parametry při vytváření a pozorování hologramu pro testy na počítači.	111

7.13	Artefakty vznikající při pozorování subhologramů, které se nachází u středu stereogramu.	112
7.14	Porovnání rekonstrukce obrazu u složitější scény.	113
7.15	Náhled na kompletní výsledky rekonstrukcí v pozicích mezi krajními subhologramy (a,c) a mezi centrálními subhologramy (b). <i>Krajní, dokonalé, rekonstrukce zde nejsou zaznamenány.</i>	113
7.16	Detailní náhled na výsledky rekonstrukcí v pozicích mezi centrálními subhologramy. <i>Krajní, dokonalé, rekonstrukce zde nejsou zaznamenány.</i>	114
7.17	Porovnání kvality rekonstrukcí při změně velikosti zachycované scény.	114
7.18	Srovnání kvality rekonstrukce u typů Fourierova hologramu.	115
A.1	Zobrazovaný aktuálně vypočtený pohled. <i>1 – hlavní okno aplikace, 2 – formulář, který zobrazuje posledně vypočtený pohled, 3 – zobrazený pohled na objekt.</i>	131
A.2	Ukázka zpracovaných parametrů z XML souboru nastavení.	132
A.3	Ukázka výpisu při startu výpočtu u klasického hologramu.	132
A.4	Ukázka chybového výpisu při nedostatku paměti.	132

Použité zdroje

- [1] *13.jpg* [online, obrázek]
URL: <<http://www.kshitij-school.com/Study-Material/Class-12/Physics/Interference-of-light-waves/Phasor-diagrams-of-waves/13.jpg>>
poslední úpravy 6. března 2013 [cit. 2014-6-18]
- [2] *30161.jpg* [online, obrázek]
URL: <<http://cdn.megapixel.cz/images/w1024h1024/1/30161.jpg>>
poslední úpravy 1. října 2013 [cit. 2014-6-18]
- [3] BENTON, S. A., BOVE, V. M. Jr. *Holographic Imaging*. 1st edition. Wiley-Interscience, c 2008. xix 162 s. ISBN 978-0-470-06806-9.
- [4] BJELKHAGEN, H., BROTHERTON-RATCLIFFE, D. *Ultra Realistic Imaging: Advanced Techniques In Analogue And Digital Colour Holography*. Taylor & Francis, c 2013. xxv 623 s. ISBN 978-1-4398-2800-7.
- [5] BORN, M., WOLF, E. *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7th edition. Cambridge University Press, c 1999. xix 162 s. ISBN 0 521 642221.
- [6] BURCH, J. J. *A computer algorithm for the synthesis of spatial frequency filters*. Proceedings of the IEEE Vol. 55, no.4, ss. 599-601 (1967)
- [7] COOLEY, J. W., TUKEY, J. W. *An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series*. Math. Computat., Vol. 19, ss. 297–301 (1965)
- [8] CROSS, L. *The Multiplex technique for cylindrical holographic stereograms*. SPIE seminar, 1977 (nepublikováno, pouze ústně)
- [9] DEBITETTO, D. J. *Holographic panoramic stereograms synthesized from white-light recordings*. Applied Optics Vol. 8, 1740-1 (1969)
- [10] *dslit.gif* [online, obrázek]
URL: <<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/phyopt/imgpho/dslit.gif>>
poslední úpravy 24. září 2010 [cit. 2014-6-18]
- [11] *Electromagnetic radiation* [online, obrázek]
URL: <http://en.wikipedia.org/wiki/Electromagnetic_radiation#mediaviewer/File:EM_spectrum.svg>
poslední úpravy 15. června 2014 [cit. 2014-6-18]

- [12] *Figure_28_04_01a.jpg* [online, obrázek]
URL: <http://cnx.org/content/m42512/latest/Figure_28_04_01a.jpg>
poslední úpravy 11. září 2013 [cit. 2014-6-18]
- [13] GOODMAN, W. J. *Introduction to Fourier Optics*. 3rd edition. Stanford University, Roberts & Company Publishers, c 2005. 491 s. ISBN 0-974777-2-4.
- [14] HALLE, W. M. *The Generalized Holographic Stereogram*. Master's thesis, Cambridge, (Massachusetts): Massachusetts Institute of Technology. School of Architecture and Planning. Media Arts and Sciences Section, 1991. 134 s. Supervised by Stephen A. Benton.
- [15] HARIHARAN P. *Optical Holography: Principles, techniques, and applications*. 2nd edition Cambridge University Press, 1996. xvi 406 s. ISBN 0-521-43965-5.
- [16] HALLIDAY, D., RESNICK, R., WALKER, J. *Fyzika : Vysokoškolská učebnice fyziky. Část 4. Elektromagnetické vlny - Optika - Relativita*. Vysoké učení technické v Brně, Nakladatelství VUTIUM, 2000. Druhý dotisk 1. českého vydání 2006. Redakce českého překladu Jiří Komrška, Jan Obdržálek a Petr Dub. 890-1032 s. D20 V2 R11. ISBN 80-214-1868-0.
- [17] IKEDA, K., TAKAKI, Y. *Calculation technique for holographic stereogram generation from multi-view images*. Proc. SPIE 8644, Practical Holography XXVII: Materials and Applications, 86440G (2013)
- [18] LUCENTE, M. *Interactive computation of holograms using loop-up table*. J. Electron Imaging 2(1), 28-34 (1993)
- [19] LUCENTE, M. *Diffraction-Specific Fringe Computation for Electro-Holography*. Dissertation, Cambridge, (Massachusetts): Massachusetts Institute of Technology. Department of Electrical Engineering and Computer Science, 1994. 175 s. Supervised by Stephen A. Benton.
- [20] OKADA, K., et al. *Conical Holographic Stereograms*. Optics Communications, Vol. 73, ss. 347-50 (1989)
- [21] *oko.jpg* [online, obrázek]
URL: <<http://zivotni-energie.cz/images/oko.jpg>>
poslední úpravy 16. listopadu 2013 [cit. 2014-6-18]
- [22] PLESNIAK, W. *Incremental update of computer generated holograms*. Opt. Eng. 42(6), 1560-1571 (2003)

- [23] PLESNIAK, W., et al. *Reconfigurable image projection holograms*. Optical Engineering Vol. 45(11), 115801 1-15 (2006)
- [24] ROTZ, F. B., FRIESEM, A. A. *Holograms with Non-Pseudoscopic Real Images*. Applied Physics Letters, 27, ss. 967-972 (1966).
- [25] *RTEmagicC_5d108ea5e0.jpg.jpg* [online, obrázek]
URL: <http://www.hdtv-forum.ch/uploads/RTEmagicC_5d108ea5e0.jpg.jpg>
poslední úpravy 22. listopadu 2012 [cit. 2014-6-18]
- [26] SAXBY, G. *Practical Holography*. 3rd edition. Bristol and Philadelphia, IOP Publishing, 2004. 482 s. ISBN 0-7503-0912-1.
- [27] SAXBY, G. *The Science of Imaging : An Introduction*. 2nd edition. , Taylor & Francis, c 2011. 331 s. ISBN 978-1-4398-1286-0.
- [28] *SDE1024 Spatial Light Modulator.pdf* [online, pdf]
URL: <<http://www.cambridgecorrelators.com/SDE1024 Spatial Light Modulator.pdf>>
poslední úpravy 7. dubna 2011 [cit. 2014-6-17]
- [29] *The WikiPremed MCAT Course Image Archive - Single slit diffraction illustration* [online, obrázek]
URL: <http://www.wikipremed.com/image.php?img=010503_68zzzz161650_44502_68.jpg&image_id=161650>
[cit. 2014-6-18]
- [30] SMITHWICK, Q. Y. J., BARABAS, J., SMALLEY D. E., BOVE V. M., Jr. *Interactive Holographic Stereograms with Accommodation Cues*. Proc. SPIE Practical Holography XXIV: Materials and Applications, Vol. 7619, 761903-1 (2010)
- [31] *Untitled(1).jpg* [online, obrázek]
URL: <[http://www.ecti-thailand.org/assets/user_files/fck/Untitled\(1\).jpg](http://www.ecti-thailand.org/assets/user_files/fck/Untitled(1).jpg)>
poslední úpravy 1. května 2010 [cit. 2014-6-18]
- [32] VOELZ, D. *Computational Fourier Optics : A MATLAB Tutorial*. 1st edition. Bellingham, Washington USA, SPIE PRESS, c 2011. xv 233 s. ISBN 978-0-8194-8204-4.
- [33] *waveadd05.gif* [online, obrázek]
URL: <<http://clas.mq.edu.au/speech/acoustics/waveforms/waveadd05.gif>>
poslední úpravy 7. března 2014 [cit. 2014-6-18]

- [34] YAMAGUCHI, M., et al. *Phase added stereogram: calculation of hologram using computer graphics technique*. SPIE Vol. 1914, 25-31 (1993).
- [35] YOSHIKAWA, H., IWASE, S., ONEDA, T. *Fast computation of Fresnel holograms employing difference*. Opt. Rev. 8(5), 331-335 (2001)
- [36] *young_d_slit_1.gif* [online, obrázek]
URL: <http://english.eagetutor.com/images/stories/young_d_slit_1.gif>
poslední úpravy 21. září 2013 [cit. 2014-6-18]

Přílohy

A: Uživatelský manuál - str. 129

B: XML soubor nastavení - str. 135

A Uživatelský manuál

Tato příloha reprezentuje uživatelský manuál k aplikaci *PerspectiveViewGenerator SimpleStereograms*, které vznikly v důsledku mé diplomové práce.

Prerekvizity

Ke spuštění programu je nutné mít nainstalovaný *.NET Framework v. 4.0*.

Instalace

Soubor *simplestereograms.zip* rozbalte do jakéhokoli adresáře, do kterého máte právo zápisu.

Adresářová struktura

Žádný z níže uvedených názvů adresářů není povinný, lze si jej zvolit. Pouze je nutné, aby se tato změna projevila v souboru *settings.xml* (adresář *settings*) a případně i v souboru *run.bat* (adresář *program*), více o těchto souborech níže.

- *settings* - XML a XSD soubory.
 - *settings.xml* - soubor s parametry, které nastavují běh programů *PerspectiveViewGenerator* a *SimpleStereograms*, viz příloha B
 - *settings.xsd* - kontroluje správný formát souboru *settings.xml* při běhu programu *PerspectiveViewGenerator*
- *models* - 3D modely ve formátu *.x* file
- *views* - vygenerované pohledy na vybraný 3D model
- *results* - adresář s výsledky. Po zapnutí výpočtu se vytvoří podadresáře *img*, *int*, *obj*, *ref* a *tmp* pro uchování částečných výsledků.
- *program* - adresář se spustitelnými programy a příslušnými dll knihovnami jak pro 32-bitovou architekturu (podadresář *Win32*), tak pro 64-bitovou architekturu (podadresář *x64*). Oba podadresáře obsahují stejně pojmenovanou množinu souborů:
 - *libfftw*.dll* - knihovny pro práci s rychlou Fourierovou transformací
 - *libpng16.dll* - knihovna pro načítání a zápis souborů formátu *png*
 - *libxml2.dll* - knihovna pro práci s XML soubory

- *PerspectiveViewGenerator.exe* - program generující pohledy pro aplikaci *SimpleStereograms*
- *SimpleStereograms.exe* - program pro testování různých metod vytváření holografických stereogramů
- *run_no_views.bat* - dávkový soubor, který předpokládá již vygenerované pohledy a který spouští program *SimpleStereograms*, oba argumenty programu jsou nastaveny na cestu na XML a XSD soubory v adresáři *settings*
- *run.bat* - dávkový soubor, který spouští postupně programy *PerspectiveViewGenerator* a *SimpleStereograms*, oba s argumenty, které jsou nastaveny na cestu na XML a XSD soubory v adresáři *settings*

Nastavení cest a parametrů programu

Před samotným spuštěním je nutné nastavit základní parametry běhu obou programů v souboru *settings.xml*, viz příloha B.

Dále musíte nastavit dávkový soubor *run.bat*, ve kterém se postupně spouští oba programy, jejichž argumenty je právě nutné stanovit. Program *PerspectiveViewGenerator* vyžaduje zadání dvou argumentů, kde první argument představuje absolutní cestu ke XML souboru nastavení (*settings.xml*), druhý argument cestu ke XSD schématu (*settings.xsd*). Program spuštěný jako druhý, *SimpleStereograms*, vyžaduje pouze jeden argument, kterým je cesta na XML soubor nastavení. Ukázka vyplnění níže.

```
PerspectiveViewGenerator.exe
    cesta_ke_xml_souboru.xml cesta_ke_xsd_souboru.xsd
SimpleStereograms.exe
    cesta_ke_xml_souboru.xml
```

V případě dávkového souboru *run_no_views.bat* se nastaví argument pouze u programu *SimpleStereograms*.

Popis práce s programem

Ještě před spuštěním programu se ujistěte, že se všechny vámi používané modely, pohledy, XML a XSD soubory nachází ve správných adresářích.

Snímky, které chcete používat jako pohledy, nemusí být nutně vygenerovány pomocí programu *PerspectiveViewGenerator*. Je možné je vygenerovat odděleně a dodatečně je vložit do adresáře *views*. Pouze je nutné dodržet, aby všechny snímky v tomto adresáři měly stejné rozlišení a aby byly buď v 16-bitovém RGB, nebo ve 24-bitovém RGBA formátu png. Dále je nutné toto rozlišení zohlednit

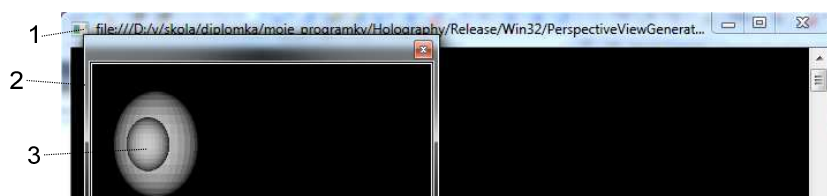
v nastavení XML souboru *settings.xml*. Zde se konkrétní rozlišení vstupních pohledů pozná vynásobením hodnoty atributu *resolution* (elementu *element*) hodnotou atributu *elems_cnt_x* (element *camera*) pro šířku, *elems_cnt_y* (element *camera*) pro výšku. Konkrétně pro hodnotu atributu *resolution=80* a nastavenou velikost plochy objektu *elems_cnt_x=3* a *elems_cnt_y=3* se v adresáři *views* očekávají pohledy s rozlišením 240×240 pixelů.

Dále je nutné si uvědomit, že aplikace chápe vstupní soubory jako soubory šedotónové, kde jsou všechny složky barvy shodné. Konkrétně to znamená, že z načteného barevného obrázku se použijí informace pouze z prvního barevného kanálu (červený).

Po kontrole všech souborů nastavení již můžete spustit dávkovou konzolovou aplikaci poklepaním na dávkový soubor *run.bat*. V případě vlastních pohledů poklepejte na soubor *run_no_views.bat*. Oba soubory naleznete v adresáři *program*.

Následující běh aplikace probíhá absolutně samostatně bez nutnosti interakce s vámi.

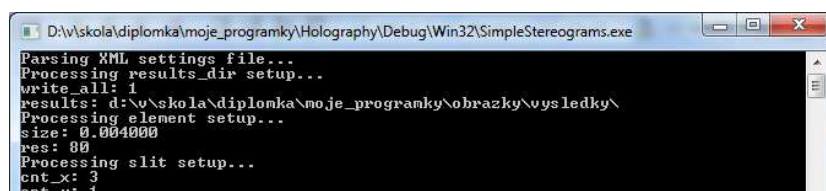
Vygenerování pohledů V případě, kdy jste zvolili spuštění souboru *run.bat*, je první fází vygenerování pohledů. Před samotným generováním pohledů aplikace nejdříve otestuje pomocí přiloženého XSD souboru správné formátování XML souboru s nastavením. Při jakékoli chybě je vypsána chybová hláška a aplikace končí. Po načtení parametrů nastavení již probíhá následné generování pohledů, které lze kontrolovat na formuláři, který zobrazuje posledně vygenerovaný pohled, viz Obr. A.1. Vygenerované pohledy lze zkontrolovat v adresáři *views*.



Obrázek A.1: Zobrazovaný aktuálně vypočtený pohled. 1 – hlavní okno aplikace, 2 – formulář, který zobrazuje posledně vypočtený pohled, 3 – zobrazený pohled na objekt.

Testování metod pro vytvoření stereogramů Po vygenerování pohledů přichází fáze, kdy se napočítávají difrakční struktury, které se následně simulovaně prohlížejí. O veškerém následujícím průběhu jste informován pomocí zpráv na konzoli.

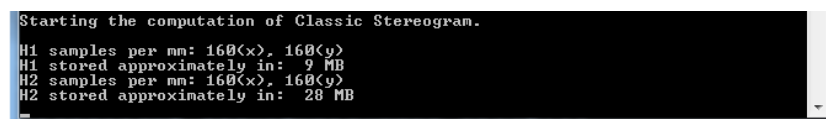
Nejdříve se zpracovává vstupní XML soubor s nastavením, zpracované parametry je vidět na konzoli, viz Obr. A.2.



```
D:\skola\diplomka\moje_programky\Holography\Debug\Win32\SimpleStereograms.exe
Parsing XML settings file...
Processing results_dir setup...
write_all: 1
results: d:\skola\diplomka\moje_programky\obrazky\vysledky\
Processing element setup...
size: 0.004000
res: 80
Processing slit setup...
cnt_x: 3
cnt_y: 1
```

Obrázek A.2: Ukázka zpracovaných parametrů z XML souboru nastavení.

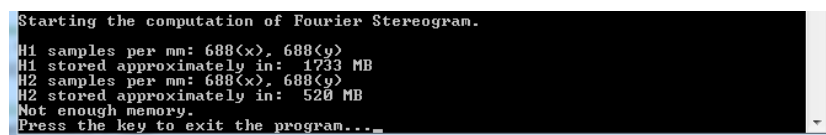
Po získání parametrů začíná již samotný výpočet pomocí jednotlivých metod, kde každá z metod začíná uvedením a informováním o vzorkovací frekvenci a o potřebném místě pro uložení holografických struktur, viz Obr. A.3.



```
Starting the computation of Classic Stereogram.
H1 samples per mm: 160(x), 160(y)
H1 stored approximately in: 9 MB
H2 samples per mm: 160(x), 160(y)
H2 stored approximately in: 28 MB
```

Obrázek A.3: Ukázka výpisu při startu výpočtu u klasického hologramu.

Kdykoli během výpočtu může dojít k chybě. V tomto případě aplikace vypíše chybovou hlášku a čeká na uživatelský stisk klávesy. Po jeho stisknutí aplikace končí. Příkladem takové chyby může být nedostatek paměti pro provedení daného výpočtu, viz Obr. A.4.



```
Starting the computation of Fourier Stereogram.
H1 samples per mm: 688(x), 688(y)
H1 stored approximately in: 1733 MB
H2 samples per mm: 688(x), 688(y)
H2 stored approximately in: 520 MB
Not enough memory.
Press the key to exit the program...
```

Obrázek A.4: Ukázka chybového výpisu při nedostatku paměti.

Vzhledem k nastavení elementu *recording* v XML souboru nastavení (viz příloha B) následně mohou probíhat různé výpočty, o kterých jste informován pomocí detailních výpisů na konzoli. Při povolení všech výpočtů následně probíhá:

1. výpočet klasického hologramu
 - (a) výpočet H1 hologramu
 - (b) výpočet H2 hologramu z H1 hologramu, který je reprezentován intenzitou interferenční struktury
 - (c) rekonstrukce obrazu z H1 hologramu
 - (d) rekonstrukce obrazu z H2 hologramu

- (e) výpočet H2 hologramu z H1 hologramu, který je reprezentován komplexním polem
 - (f) rekonstrukce obrazu z tohoto H2 hologramu
2. výpočet DSC hologramu
- (a) výpočet hologramu
 - (b) rekonstrukce obrazu z hologramu
3. výpočet Fourierovo hologramu
- (a) výpočet H1 hologramu
 - (b) výpočet H2 hologramu z H1 hologramu, který je reprezentován intenzitou interferenční struktury
 - (c) rekonstrukce obrazu z H1 hologramu
 - (d) rekonstrukce obrazu z H2 hologramu
 - (e) výpočet H2 hologramu z H1 hologramu, který je reprezentován komplexním polem
 - (f) rekonstrukce obrazu z tohoto H2 hologramu

Vzhledem k nastavení atributu `write_all` v elementu `results_dir` (viz příloha B) se určilo, jestli se budou zapisovat všechny výsledky, nebo pouze výsledné interferenční struktury a rekonstrukce. Při jeho nastavení na hodnotu 0 se zapisují pouze výsledky finální, všechny výsledky se budou zapisovat při zvolení čísla většího než 0. Soubory jsou pojmenovávány pomocí následujícího klíče:

- použitá metoda - určuje metodu, pomocí které byl hologram počítán
 - *classic* - klasická interferenční metoda vytvoření hologramu
 - *dfc* - metoda založená na difrakci světla
 - *fourier* - interferenční metoda založená na záznamu pomocí čočky
- typ hologramu - u interferenční metody specifikuje použitý hologram
 - *H1* - H1 hologram
 - *H2* - H2 hologram vzniklý pomocí objektové vlny z H1 hologramu
 - *H2_perfect* - H2 hologram vzniklý zpětnou propagací světelné vlny na celé ploše stereogramu (H1 hologramu)

- pořadí - od 0 do počtu všech subhologramů / pozic pozorovatele
- struktura / pole
 - *fringes* - interferenční struktura
 - *field* - napropagované světelné pole z jednoho pohledu
 - *phasors* - napropagované světelné pole na celou plochu stereogramu / z celé plochy stereogramu
- rekonstruovaný obraz
 - *retina* - zachycená informace na sítnici pozorovatele
 - *lens* - zachycená informace na čočce pozorovatele

Umístění a význam všech možných ukládaných souborů je následující:

- *img* - obsahuje aktuálně použité pohledy pro vytvoření jednotlivých subhologramů
metoda_ + (typ hologramu)_ + pořadí pohledu_ + přípona
- *int* - obsahuje aktuálně vypočtené intenzity interference referenční a objektové vlny u interferenčních metod
metoda_ + (typ hologramu)_ + pořadí interferenční struktury_ + přípona
- *obj* - obsahuje napočtenou objektovou vlnu při vytvoření jednotlivých subhologramů
metoda_ + (typ hologramu)_ + pořadí objektové vlny_ + přípona
- *ref* - obsahuje aktuálně napočtenou referenční vlnu použitou pro vytvoření jednotlivých subhologramů
metoda_ + (typ hologramu)_ + pořadí referenční vlny_ + přípona
- *tmp* - zbylé dočasné soubory, kam patří:
 - *dest* - částečný výsledek propagace světelné vlny mezi dvěma plochami
 - *out* - výsledek propagace světla mezi dvěma elementárními plochami (stejná velikost ploch)

- *kernel* - záznam konvolučního jádra u propagace světla
 - *phase-shift* - světelné pole definující fázové posuny na ploše čočky (počítá se během DSC metody)
 - *propagation* - výsledek propagace světelné vlny mezi dvěma plochami
 - *ref* - rovinná referenční vlna
 - *sphere* - kulová vlna
 - *src* - část ze snímku pohledu použitá při aktuální propagaci
- holografické struktury a napropagované světelné vlny
metoda_ + (typ hologramu)_ + struktura / pole_ + (pořadí subhologramu)_ + přípona
 - dopadlá světelná vlna na pozici čočky a sítnice pozorovatele
retina / lens_ + metoda_ + typ hologramu_ + číslo pozice pozorovatele + přípona
retina_ + classic_ + H1- + 03 + .png - rekonstrukce klasického H1 hologramu při třetí pozici pozorovatele
lens_ + classic_ + H1- + 03 + .png - dopadlá světelná vlna na plochu čočky pozorovatele na pozici 3 při rekonstrukci světla z hologramu H1 vzniklého klasickou metodou

B XML soubor nastavení

V této příloze bude popsán soubor, který slouží k nastavení všech hlavních parametrů u programu pro vytváření snímků pohledů, *PerspectiveViewGenerator.exe*, a u programu pro testování metod vytváření holografických stereogramů, *SimpleStereoGrams.exe*. Soubor se nachází v adresáři *settings*, pod názvem *settings.xml*.

Při startu běhu obou programů dochází k načtení tohoto souboru, ke kontrole zadaných údajů (u programu *PerspectiveViewGenerator* se používá XSD soubor *settings.xsd*, který se nachází ve stejném adresáři jako XML soubor) a k jejich uložení. Při úpravě XML souboru je nutné dodržovat následující pravidla:

1. výskyt elementu *background* není povinný. Při jeho absenci se nevytvoří na snímcích žádné pozadí.
2. zachování pořadí elementů
3. pořadí atributů se nemusí dodržovat

4. většina zadávaných hodnot jsou vyjádřeny desetinným číslem, kladným celým číslem se zadávají počty nebo hodnoty vyjadřující stav ano/ne, řetězcem se zadávají cesty k adresářům. Všechny hodnoty, které se týkají přesných rozměrů, vzdáleností jsou uváděny v metrech. Úhly jsou ve stupních.

Popis XML elementů Elementy tohoto souboru jsem rozdělil do čtyř skupin, kde první obsahuje obecně platné nastavení, ostatní se zabývají nastavením parametrů nutných pro zachycení pohledů kamerou, pro záznam hologramu a pro rekonstrukci obrazu z hologramu a jeho pozorování.

- `settings` - kořenový element, ve kterém se nachází cesta k XSD souboru, dle kterého je tento soubor formátován

```
<?xml version="1.0" encoding="utf-8"
standalone="yes"?>
```

```
<settings
xmlns:xsi=
"http://www.w3.org/2001/XMLSchema-instance"
xsi:noNamespaceSchemaLocation="settings.xsd">
```

- `results_dir` - nastavení cesty k adresáři s výstupy programu
`write_all` - určení, jestli se mají vytvářet všechny obrazové výstupy. Vyplňuje se 0 pro ne, kladné číslo pro ano.
`path` - cesta k adresáři s výsledky, musí končit lomítkem

```
<results_dir write_all="0" path=
"d:\v\skola\diplomka\moje_programky\obrazky\vysledky\" />
```

- `element` - nastavení základní jednotky pro určování rozměrů
`size` - šířka a výška elementu `resolution` - počet pixelů, který musí obsahovat jeden element

```
<element size="0.004" resolution="80"/>
```

- `slit` - definice velikosti subhologramu a jejich počtu
`cnt_x` - počet v ose x
`cnt_y` - počet v ose y (momentálně nevyužitý parametr)

- size - určuje rozměry vztahené k velikosti elementu
- elems_cnt_x - rozměr v počtu elementů v ose x
- elems_cnt_y - rozměr v počtu elementů v ose y

```
<slit cnt_x="1" cnt_y="1">
<size elems_cnt_x="1" elems_cnt_y="1"/>
</slit>
```

- capturing - nastavení parametrů objektu a kamery
 - object - pozice objektu v prostoru
 - position - pozice v x, y a z souřadnicích
 - camera - nastavení kamery
 - near - vzdálenost blízké ořezové roviny
 - far - vzdálenost daleké ořezové roviny
 - type - určuje, jestli se budou generovat pohledy pomocí kamery, která stále míří před sebe (simple), anebo kamery, která stále míří na pozici objektu (shift)
 - size - určuje rozměry zaznamenané plochy (objektu) vztahené k velikosti elementu
 - elems_cnt_x - rozměr v počtu elementů v ose x
 - elems_cnt_y - rozměr v počtu elementů v ose y
 - position - pozice v x, y a z souřadnicích
 - model - zadání cesty na soubor s příponou *.x, který uchovává zachycovanou scénu
 - views_dir - zadání cesty na adresář, který bude obsahovat / obsahuje vygenerované pohledy na scénu (objekt)

```
<capturing>
  <object>
    <position x="0.000" y="-0.000" z="0.0" />
  </object>
  <camera near="0.05" far="256.0" type="shift">
    <size elems_cnt_x="3" elems_cnt_y="3"/>
    <position x="0.000" y="0.0" z="0.6" />
  </camera>
  <model src="d:\diplomka\modely\koule.x"/>
  <views_dir path="d:\diplomka\obrazky\views\" />
</capturing>
```


- `recording` - parametry použité při záznamu hologramu. Nastavují se zde i parametry, které určují konkrétní výpočet, který se bude provádět.

`classic` - výpočet klasického stereogramu

`fourier` - výpočet Fourierovo stereogramu

`dfc` - výpočet DSC hologramu

`h1` - výpočet a rekonstrukce H1 hologramů u klasického a Fourierova hologramu

`h1h2` - výpočet a rekonstrukce H2 hologramu z H1 hologramu

`h2` - výpočet a rekonstrukce H2 hologramu bez mezikroku, který počítá interferenční strukturu hologramu H1

- `plain_wave` - nastavení rovinné referenční vlny

`lambda` - vlnová délka světla

`amp` - amplituda

`phase` - počáteční fáze

`angle_zy` - úhel náklonu směrového vektoru v rovině zy . Směr otáčení je od osy z k ose y .

`angle_xy` - doplňkový úhel pro určení směrového vektoru referenční vlny v prostoru

- `sphere_wave` - nastavení bodového zdroje světla, které slouží jako referenční zdroj světla při záznamu Fourierova hologramu

`lambda` - vlnová délka světla

`amp` - amplituda

`phase` - počáteční fáze

- `position` - pozice objektu v x , y a z souřadnicích

```
<recording classic="0" fourier="0"
dfc="1" h1="0" h1h2="0" h2="1">
  <plain_wave
    lambda="630e-9" amp="1" phase="0"
    angle_zx="1.0" angle_xy="0.0"/>
  <sphere_wave
    lambda="630e-9" amp="1" phase="0">
    <position x="0.0" y="0.02" z="0.0"/>
  </sphere_wave>
</recording>
```

- `viewing`

- human - nastavení parametrů pozorovatele
 - lens - nastavení velikosti lidské čočky
 - size - určuje rozměry vztažené k velikosti elementu
 - elems_cnt_x - rozměr v počtu elementů v ose x
 - elems_cnt_y - rozměr v počtu elementů v ose y
 - retina - velikost sítnice pozorovatele
 - size - určuje rozměry vztažené k velikosti elementu
 - elems_cnt_x - rozměr v počtu elementů v ose x
 - elems_cnt_y - rozměr v počtu elementů v ose y
 - view_spot - nastavení pohybu pozorovatele
 - move - velikost posuvu v ose *x*
 - cnt - počet posuvů méně jedna
- position - počáteční pozice pozorovatele v *x*, *y* a *z* souřadnicích
- plain_wave - nastavení rovinné osvětlovací vlny použité při rekonstrukci klasického a DSC hologramu. Parametry viz element recording.
- sphere_wave - nastavení bodového zdroje světla, které slouží jako teoretický zdroj rekonstrukčního světla při rekonstrukci obrazu z Fourierova hologramu. Parametry viz element recording.
 - position - pozice objektu v *x*, *y* a *z* souřadnicích

```

<viewing>
  <human eye_diameter="0.6">
    <lens>
      <size elems_cnt_x="1"
            elems_cnt_y="1"/>
    </lens>
    <retina>
      <size elems_cnt_x="3"
            elems_cnt_y="3"/>
    </retina>
    <view_spot move="0.004" cnt="1">
      <position
        x="-0.0" y="0.0" z="0.6" />
    </view_spot>
  </human>
</plain_wave

```

```
        lambda="630e-9" amp="1" phase="0"  
        angle_zx="1.0" angle_xy="0.0"/>  
<sphere_wave  
    lambda="630e-9" amp="1" phase="0">  
<position x="0.0" y="0.02" z="0.0" />  
</sphere_wave>  
</viewing>  
</settings>
```