

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Disertační práce

2009

Vít Lédl

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Vít Lédl

FOTOPOLYMERNÍ ZÁZNAMOVÁ MÉDIA PRO POUŽITÍ V HOLOGRAFICKÉ INTERFEROMETRII

DISERTAČNÍ PRÁCE

Školitel: Prof. Ing. Václav Kopecký CSc.

Liberec 2009

Autor: Ing. Vít Lédl

Studijní program: 2612V

Obor: 3901V025 Přírodovědné inženýrství

Ústav: Ústav řízení systémů a spolehlivosti (RSS)

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Technická Univerzita Liberec

Školitel: Prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.

Rozsah práce:

Počet stran: 115

Počet obrázků: 98

Počet tabulek: 2

Počet příloh: 1

Poděkování:

Na tomto místě bych rád poděkoval těm, kteří svými zkušenostmi pomocí a časem přispěli ke vzniku této práce. Na prvním místě patří můj dík Prof. Ing. Václavovi Kopeckému CSc. za vedení práce a za vybudování laboratoře optických metod měření při RSS FM TUL. RNDr. Zbyňkovi Melichovi za podnětné diskuze a rozšiřování mých obzorů v oblasti optiky. Ing. Milanovi Květoňovi PhD. za pomoc při měření vlastností fotocitlivých polymerů. Ing. Romanu Dolečkovi za pomoc při přípravě experimentů. Mé družce Janě za trpělivost a obětavou pomoc při psaní a kontrole textu. Kolektivu pracovníků OD & VOD ÚFP AVČR, za konzultace a pomoc při výrobě některých nezbytných optických a mechanických elementů.

Anotace:

Tato práce zkoumá možnou náhradu za klasický záznam hologramů na stříbrohalidové jemnozrné fotografické emulze v metodě holografické interferometrie. Náhradou jsou navržené a připravené fotopolymerní záznamové struktury jejichž základem je komerčně dostupný tekutý fotopolymer. Hlavní výhodou je odstranění mokrého vyvolávacího procesu u těchto médií. Ten je nahrazen IN SITU prováděným procesem, spočívajícím v osvětlení struktury bílým světlem. Jsou zde prezentovány výsledky měření vlastností záznamových struktur jako jsou křivky nárůstu difrakční účinnosti a křivky nárůstu diferenciálního indexu lomu v závislosti na přijaté energii a expozičním čase. Možnosti zvýšení citlivosti struktury předexpoziční, způsob vyvolání a utvrzení. Záznamové struktury jsou testovány při použití v holografických interferometrických experimentech s vynikajícími výsledky. Zvláště kladně se se pak projevuje jejich velmi malý šum při dosahování obrovské citlivosti při měření vibrační metodou časového středování s frekvenčně modulovanou referenční vlnou.

Klíčová slova: fotopolymerní záznamové struktury, holografická interferometrie, modulovaná referenční vlna

Annotation:

This work aims to research a possible alternative to the classic silver halide finegrained photographic emulsion used in holographic interferometry method. This alternative includes designed and prepared photopolymer recording structures using a commercially available liquid photopolymer. The main advantage to this is that it gets rid of the need for a wet chemical developing process. This is substituted by an on-site process, which is based on the white illumination of the structure. The results presented herein show the measured properties as the growth curves of diffraction efficiency and differential refractive index relative to exposure energy or exposure time. The possibility of heightening the sensitivity of the structure by preexposure, the development method and the hardening. The recording structures have been tested in the real-life use in holographic interferometry experiments with excellent results. Particularly positive is their low noise, which enables reaching enormous sensitivity in the frequency modulated reference wave in small vibration amplitude measurement method.

Key words: Photopolymer recording structure, Holographic interferometry, modulated reference wave

Obsah:

1 Úvod:	2
Cíle práce:	3
O práci:	4
2 Fyzikálně optické základy holografické interferometrie	5
2.1 Světelné vlny	5
2.1.1 Řešení vlnových rovnic, základní vztahy	5
2.1.2 Intenzita	8
2.2 Interference světla	9
2.2.1 Interference dvou vln se shodnou frekvencí	9
2.2.2 Interference dvou vln s rozdílnými frekvencemi	10
2.3 Koherence	12
2.3.1 Časová koherence	13
2.3.2 Prostorová koherence	16
2.4 Spekle	18
2.5 Skalární difrakční teorie	20
2.5.1 Fresnelův-Kirchhoffův difrakční přístup	20
2.5.2 Fresnelova Aproximace	22
2.5.3 Fraunhoferova aproximace	24
2.5.4 Tenká čočka	25
2.5.5 Šíření světla jako lineární systém	28
3 Holografie	30
3.1 Holografický záznam a optická rekonstrukce	30
3.2 Optická rekonstrukce vlnového pole	35
3.3 Holografické zobrazovací rovnice	38
3.4 Typy hologramů - difrakční účinnost	42
3.3.1 Tenké hologramy	42
3.3.1.1 Tenký amplitudový hologram	42
3.3.1.2 Tenké fázové hologramy	43
3.3.2 Objemové hologramy	44
3.3.2.1 Teorie vázaných vln	45
3.3.2.1a Objemové fázové mřížky transmisní	48
3.3.2.1b Efekty ztrát	49
3.3.2.1c Objemové fázové mřížky reflexní	49
3.4 Komponenty holografické sestavy a nejčastější experimentální obtíže	51
Mechanické komponenty	51
Laser	51
Ostatní komponenty	52

3.5 Média pro záznam a optickou rekonstrukci hologramu	53
SHE	54
DCG - dichromovaná želatina	55
4. Fotopolymerní záznamové struktury	55
4.1 Fotopolymery	55
4.2 Fotopolymerace	56
4.3 Vlastnosti sendvičových záznamových struktur	57
4.4 Příprava sendvičových záznamových struktur	58
4.5 Měření vlastností připravených fotopolymerních záznamových struktur	60
4.6 Záznamová struktura s fotopolymerem POLYGRAMA SM TR 532 S - změřené charakteristiky	62
4.7 Záznamová struktura s fotopolymerem POLYGRAMA SM TR 633 - změřené základní charakteristiky	65
4.8 „Vyvolávání“ a stabilizace hologramu v záznamových strukturách	68
5. Holografická interferometrie - vybrané metody	69
5.1 Vytvoření holografického interferenčního obrazce	70
5.1.1 Záznam a rekonstrukce holografického interferogramu získaného metodou dvojité expozice	70
5.1.2 Záznam a rekonstrukce holografických interferogramů metodou reálného času	72
5.2. Holografická metoda časového středování	74
5.2.1 Modulované vlny v technice časového středování	77
5.3 Změna interferenční fáze způsobená deformací	79
5.4 Změna fáze způsobená rozdělením indexu lomu	82
5.5 Variace vektoru citlivosti	83
5.5.1 Optimalizace holografického uspořádání pro měření povrchů difúzně rozptylujících světlo.	84
6. Experimentální část	86
6.1 Měření deformace čela piezoelektrického multivrstvého aktuátoru (multistacku)	86
6.2 Měření rozložení módů kmitů a jejich amplitud na piezoelektrických aktuátorech.	92
6.2.1 Měření vibrací piezoelektrických unimorfů	94
6.2.2. Měření vibrací piezoelektrického bimorfu	97
6.3. Prvotní výsledky experimentů v metodě časového středování s frekvenčně modulovanou referenční vlnou	98
6.3.1. a. Frekvenční modulování svazku pomocí pohybu zrcadla	99
6.3.1. b Frekvenční modulování svazku pomocí pohybu zrcadla - experiment	100
6.3.2. a. Frekvenční modulování svazku Braggovými celami	102
6.3.2. b. Frekvenční modulování svazku Braggovými celami - experiment	103
6.4 Prvotní výsledky zviditelňování teplotního pole v kavitě Prime moveru	106
7. Závěr	109
Literatura:	111
Příloha 1:	115

1 Úvod:

Holografická interferometrie (HI) je velmi výkonný a s ohledem na počet možných různých aplikací také velmi široce uplatnitelný měřicí nástroj. Od doby jejího vzniku se HI uplatnila v mnoha oblastech výzkumu vývoje a nedestruktivního testování jako nenahraditelná bezdotyková neinvazivní metoda. Několik posledních dekád se HI stále rozvíjí a zdokonaluje a objevují se její nové aplikace. I přes fakt, že technika patří mezi ty experimentálně náročnější, a to jak její ideová podstata, tak samotná příprava a provádění experimentů vyžaduje jistou nemalou dávku zručnosti a umu, vzniká mnoho nových publikací týkajících se přímo metody nebo jejích aplikací. To vše svědčí o její živosti nebo často také nevyhnutelnosti její aplikace.

Holografie stojí na geniálním využití přirozeně souvisejících jevů interference a difrakce [1]. Od samého objevu holografie a jejího rozšíření, podmíněného objevem laseru a mimoosého uspořádání [2], se tato potýká s problémem zaznamenání mikroskopického interferenčního obrazce. Vzniklý hologram je výsledkem záznamení interferenčního kódu a platformou pro následnou difrakční rekonstrukci komplexního vlnového pole [35]. A právě záznam hologramu i jeho následná rekonstrukce výrazně přispívají ke značné experimentální složitosti, jakou se vyznačuje holografická interferometrie.

Za dobu vývoje holografie se objevilo mnoho způsobů záznamu hologramu, málo z nich se však opravdu rozšířilo většinou proto, že záznamový materiál i přes řadu výhod trpěl jedním nebo více vážnými nedostatky. Úplně prvním záznamovým materiálem se staly tzv. Lippmannovy [3] holografické emulze (SHE). Jsou to v principu ultrajemnozrné fotografické emulze citlivé obvykle v užším spektrálním pásu. [4] Tento princip záznamu, i když značně vylepšený, se používá dodnes. Veškerá vylepšení nedokázala odstranit dvě velké vady materiálu. První z nich je vyvolávání mokřým procesem s následným bělením a druhým je inherentní materiálový, téměř neodstranitelný šum. Následovaly materiály jako dichromovaná želatina (DCG), rezisty, fotorefraktivní krystaly a mnoho dalších - viz [5], avšak jejich použití lze i při dobré vůli označit za okrajové v HI, na což měla bezesporu vliv jakási nevyváženost jejich parametrů kde několik výborných vlastností je zcela zastíněno jedním nebo více naprosto nevyhovujícími parametry. Dnes nejmodernějším trendem v záznamu HI je digitální záznam [6] přinášející spoustu kladů, avšak i ten má stále své velké nedostatky.

Dlouhou dobu unikaly pozornosti hlavního směru v holografických záznamových materiálech fotocitlivé polymery. Tu a tam se objevila publikace popisující funkční fotopolymer, většinou však velmi málo citlivý. Takový fotopolymerní záznam byl tak v porovnání s nejběžnějším procesem fotografickým, jež je přirozeně navíc vybaven i mechanismem zesílení (ne nevýznamným, jedná se o proces s pravděpodobně největším zesílením v přírodě avšak nevyhnutelně spojený i se zesílením šumu), byl z hlediska aplikační přijatelnosti v nevýhodě. Dnes je vývoj nových fotopolymerů nevídaně intenzivní. Podobně, i když v menším měřítku tak, jako byl vývoj fotografických emulzí v sedmdesátých a osmdesátých letech minulého století, jen s tím rozdílem, že i jednotlivci nebo malé skupiny jsou schopné dosahovat překvapivě dobrých výsledků při jejich vývoji. A tak koncový uživatel není odkázán na libovůli velkých korporací. Canon a Polaroid mají vyvinuté fotopolymery pro nejrůznější účely, jako je např. polovodičová litografie. Dupont navíc vyvinul několik typů fotopolymerů určených přímo pro holografii [7], některé z nich mají unikátní sadu vlastnos-

tí (přeladování mřížky atd.). Fotopolymery fy Dupont však nejsou komerčně dostupné, jelikož se používají pro výrobu holografických ochranných známek a výrobce se bojí jejich zneužití. Vědecká pracoviště vyvíjející fotopolymery sice většinou sdílejí přesná složení a postup výroby, často je však příprava polymeru značně náročná a vyžaduje použití těžko dostupných na objednávku syntetizovaných látek.

Je tak velmi vítanou možností získávat experimentální vzorky hotových fotopolymerů od firem jako je např. POLYGRAMA [8]. Firma má ve své nabídce experimentální vzorky tekutých fotopolymerů a také tuhých fotopolymerů ve formě filmů. Ty zatím svými vlastnostmi nemohou konkurovat tekutým fotopolymerům. Pro práci s tekutými fotopolymery je tak nutné vyvinout záznamovou strukturu, jejíž hlavní složkou je právě tekutý fotopolymer. To, spolu s nezbytnou charakterizací vytvořeného záznamového média, jež je výchozím krokem k optimalizaci jeho výsledných vlastností, je hlavní motivací této disertační práce. Ovšem s tím souvisí řada problémů, jež bylo nutné vyřešit, např. problém s vytvořením stabilní vrstvy tekutého fotopolymeru definovaných vlastností, měření vlastností záznamových struktur, jejich vyvolávání a třeba i uchycení v holografických experimentech. Záznamové struktury jež byly v rámci práce navrženy vytvořeny a charakterizovány jsou primárně určeny pro účely holografické interferometrie a jejich použití je demonstrováno v HI experimentech. Najdou ale snadno uplatnění i mimo pole holografické interferometrie a holografie díky své vysoké difrakční účinnosti, např. při výrobě holografických optických elementů.

Cíle práce:

Provést rešerši principů holografie a holografické interferometrie nutných pro další rozbor s důrazem na záznamová média.

Diskutovat možnosti moderních fotopolymerních médií a objektivně zhodnotit jejich přednosti a výhody oproti ostatním médiím.

Ukázat, jak pracovat s tekutými fotopolymery a provést návrh fotopolymerní záznamové struktury.

Zhotovit záznamové fotopolymerní struktury podle návrhu citlivé v zelené a červené oblasti.

Měřit vlastnosti struktur a porovnat je s ostatními médii a výsledky použít pro další vylepšení vlastností záznamových struktur.

Ověřit funkčnost fotopolymerních záznamových struktur v experimentech holografické interferometrie bez nároku na vysokou rigoróznost HI experimentů.

O práci:

Druhá a třetí kapitola práce jsou věnovány obecnému úvodu do problematiky holografie, kde druhá kapitola poslouží jako základ fyzikálních principů pro třetí kapitolu. Teoretické rozborů principů jsou provedeny do té míry, aby plně postačily pro řešení dalších problémů. Problematika holografického záznamu a záznamových médií je zde řešena podrobněji. Navazuje kapitola 4, kde se postupně od principu fotopolymerace dostáváme k výrobě fotopolymerních záznamových struktur až po jejich testování a charakterizaci. Kapitola 5 řeší problematiku vybraných metod holografické interferometrie, které byly testovány v laboratoři optických metod měření při RSS FM TUL se zřetelem na použití fotopolymerních záznamových struktur. Kapitola 6 je experimentální částí, jejíž hlavním záměrem je ukázat výhodnost a snadnost použití navržených a realizovaných struktur v metodách HI a některé další výhledy. Výsledky celé práce jsou shrnuty v závěrečné, sedmé kapitole.

2 Fyzikálně optické základy holografické interferometrie

2.1 Světelné vlny

2.1.1 Řešení vlnových rovnic, základní vztahy

Světlo je příčná elektromagnetická vlna, charakteristická časově proměnným elektrickým a magnetickým polem. Protože elektromagnetické vlnění vychází z Maxwellových rovnic, šíření světla je popsáno vlnovými rovnicemi, jejichž základem jsou Maxwellovy rovnice. Vlnová rovnice pro šíření světla ve vakuu je

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

kde E je velikost elektrického pole a ∇^2 je Laplaceův operátor

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2.2)$$

(x, y, z) jsou kartézské prostorové souřadnice, t symbolizuje časovou souřadnici, tedy čas a c je rychlost šíření vlny. Rychlost světla ve vakuu c_0 je přírodní konstanta.

$$c_0 = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1} \quad (2.3)$$

Příčné vlny oscilují kolmo na směr šíření a musejí proto být popsány vektorově. Vlna může oscilovat horizontálně, vertikálně anebo v jakémkoli směru, který je kombinací těchto dvou. Tento efekt se nazývá polarizace. Naštěstí pro většinu aplikací není nezbytné používat plný vektorový zápis polí a můžeme předpokládat vlnu kmitající v jedné rovině. Taková vlna se nazývá lineárně polarizovaná. Pro lineárně polarizovanou vlnu šířící se ve směru osy z můžeme psát skalární vlnovou rovnici:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (2.4)$$

Lze jednoduše dokázat [9], že

$$E(z, t) = f(z - ct) \quad \text{nebo} \quad E(z, t) = g(z + ct) \quad (2.5)$$

výše uvedená řešení vyhovují této rovnici, což znamená, že vlnové pole zachovává svůj tvar při šíření díky linearitě rovnice 2.4.

$$E(z, t) = af(z - ct) + bg(z + ct) \quad (2.6)$$

Výše uvedené řešení platí také pro vlnovou rovnici. Tento princip superpozice [10] platí pro lineární diferenciální rovnice obecně, a tedy i pro rovnici 2.1.

Nejdůležitějším řešením rovnice 2.4 je harmonická vlna, která v má reálném zápisu tvar:

$$E(z, t) = E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (2.7)$$

E_0 je reálná amplituda vlny. Argument $(kz - \omega t)$ je potom fází vlny. Vlnové číslo k má vztah k vlnové délce λ definovaný

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} . \quad (2.8)$$

Typickými hodnotami λ v našem případě jsou 532 nm Nd³⁺ : YAG laseru nebo 632,8 nm He-Ne laseru. Úhlová frekvence ω je ve vztahu k frekvenci ν

$$\omega = 2\pi\nu , \quad (2.9)$$

kde ν je frekvence. Tedy

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad \text{nebo} \quad \nu\lambda = c. \quad (2.10)$$

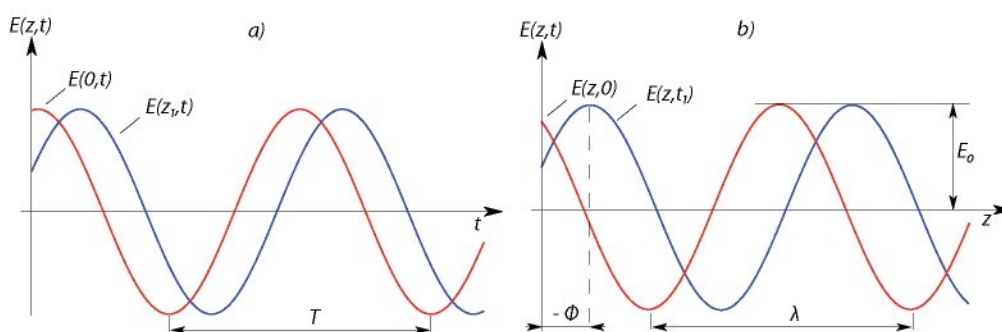
V případě, že není amplituda vlny maximální pro $x = 0$ a $t = 0$, musíme pro úplný popis zavést ještě relativní fázi Φ

$$E(z, t) = E_0 \cos(kz - \omega t + \Phi) , \quad (2.11)$$

S časovou periodou T čas pro úplný 2π cyklus můžeme vyjádřit jako

$$E(z, t) = E_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}z - \frac{2\pi}{T}t + \Phi\right) \quad (2.12)$$

Obrázek 2.1 znázorňuje 2 možné pohledy na takovou vlnu. Obrázek 2.1 a) ukazuje časové rozdělení pole v různých bodech $z = 0$ a $z = z_1 > 0$ a obrázek 2.1 b) ukazuje prostorovou distribuci dvou period pro časové okamžiky $t = 0$ a $t = t_1 > 0$. Je zde patrné, že se bod pohybuje s konstantní fází, tzv. fázovou rychlostí, v tomto případě rychlostí c .



Obr. 2.1: Prostorové a časové rozložení skalární harmonické vlny.

Pro potřeby výpočtů je zatím uvedený trigonometrický tvar vlnových rovnic značně těžkopádný. Osvědčilo se proto používání komplexního exponenciálního tvaru rovnic, který výpočty s vlněním značně zjednodušuje. Je však méně názorný. Trigonometrický tvar se používá pro názornou

představu. Podrobnosti o převodních vztazích na komplexní trigonometrický tvar, počítání s ním, zavedení konstant atd. lze nalézt např. v [11]. Zde je uveden pouze po úpravách získaný výsledný komplexní tvar zápisu harmonické vlny

$$E(z, t) = \frac{1}{2} E_0 e^{i(kz - \omega t + \Phi)}. \quad (2.13)$$

Vlnové čelo nebo také vlnoplocha je prostorové rozdělení míst s konstantní fází při šíření vlny (tvar čela vlny). Obvykle se jedná o maxima nebo minima vlny. Vlnová čela jsou plochy, které jsou v každém bodě kolmé ke směru šíření vlny. Rovinná vlna má konstantní fází ve všech rovinách, kolmých ke směru šíření vlny v daném čase. Pro popis prostorového rozdělení vlny uvažujme čas $t = 0$. Rovnice

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \text{konst} \quad (2.14)$$

je obecný zápis roviny v prostoru, s vlnovým vektorem $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ a radius vektorem $\mathbf{r} = (x, y, z)$, rovinná harmonická vlna v čase $t = 0$ je

$$E(\mathbf{r}) = E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \Phi)}. \quad (2.15)$$

Výše popsaná vlna se opakuje po vlnové délce λ ve směru vektoru $\mathbf{k}$. Lze to několika úpravami dokázat, viz. např. [12]. Výraz

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi)} \quad (2.16)$$

popisuje časovou závislost rovinné harmonické vlny, šířící se ve směru vlnového vektoru $\mathbf{k}$.

Jiný často užívaný tvar vlny je sférická vlna, kde místa s konstantní fází tvoří kulový povrch. Důležitost existence sférické vlny plyne z Huygensova principu, který předpokládá, že v libovolném okamžiku lze každý bod na čele vlny chápat jako nový zdroj vlnění sekundárních vln. Nový tvar čela vlny v čase o malý okamžik později lze pak určit jako vnější obálku vln, šířících se z těchto zdrojů. Huygensův princip není zcela přesný v tomto znění, přesné znění a další detaily a odvození viz. [13]. Pro snazší počítání se sférickými vlnami je vhodné pro zápis použít polární souřadnice (r, θ, φ) transformované podle vztahů $x = r \sin \theta \cos \varphi$, $y = r \sin \theta \sin \varphi$, $z = r \cos \theta$. Díky sférické symetrii je sférická vlna nezávislá na θ a φ . Skalární vlnová rovnice má potom tvar

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rE) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (2.17)$$

Řešení rovnice (2.17), často používané v optice je

$$E(r, t) = \frac{E_0}{r} e^{i(kr - \omega t + \Phi)}. \quad (2.18)$$

Z rovnice (2.18) je patrné že amplituda E_0/r klesá úměrně s $1/r$. Ve velkých vzdálenostech od zdro-

je lze sférickou vlnu aproximovat lokálně rovinnou vlnou. Komplexní amplitudy vlnových polí, rozptýlených na reálných površích, jsou obecně dosti komplikované, avšak díky principu superpozice (2.6) se s nimi zachází jako se sumou rovinných nebo sférických vln. Často se také používá parabolické přiblížení sférické vlny, viz např. [13].

2.1.2 Intenzita

Všechny dosud známé detektory (jako např. oko, fotodioda, film, ccd) jsou schopné přímo měřit pouze intenzitu. Ta je definována jako energetický tok jednotkovou plochou. Z Maxwellových rovnic dostáváme vztah

$$I = \epsilon_0 c E^2 \quad (2.19)$$

Rychlost světla a permitivita vakua jsou konstanty, je tedy běžné je neuvažovat a používat pouze úměru

$$I \sim E^2. \quad (2.20)$$

Intenzita je nelineárně závislá na velikosti elektrického pole. Žádný detektor není schopen sledovat změny intenzity s frekvencí světla. Měřená intenzita je vždy výsledkem časového integrování přes interval T_m , který je mnohem větší než perioda kmitání světla. Okamžitou intenzitu světla nelze měřit, měříme vždy střední intenzitu. V případě světla uvažujeme obecně střední intenzitu náhodné funkce.

$$I(r, t) = \langle |E(r, t)|^2 \rangle \quad (2.21)$$

Tedy pro T_m mnohem větší než $T = 2\pi/\omega$ při vynechání konstant definujeme

$$I = E_0 E_0^* = |E_0|^2. \quad (2.22)$$

kde $*$ značí komplexně sdruženou veličinu. Intenzita obecného stacionárního vlnového pole je

$$I(r) = \langle EE^* \rangle = \lim_{T_m \rightarrow \infty} \frac{1}{T_m} \int_{-T_m/2}^{T_m/2} E(r, t') E^*(r, t') dt' \quad (2.23)$$

Tato intenzita je limitou „krátkodobé intenzity“,

$$I(r, t, T_m) = \frac{1}{T_m} \int_{t-T_m/2}^{t+T_m/2} E(r, t') E^*(r, t') dt' \quad (2.24)$$

která je klouzavým průměrem časového okna středovaného okolo času t se šířkou okna T_m . Integrační (měřicí) čas T_m je vždy mnohem delší v porovnání s periodou světelné vlny. Na druhou stranu musí být krátký z pohledu časové škály měřeného procesu. Podrobně je problém řešen v [14].

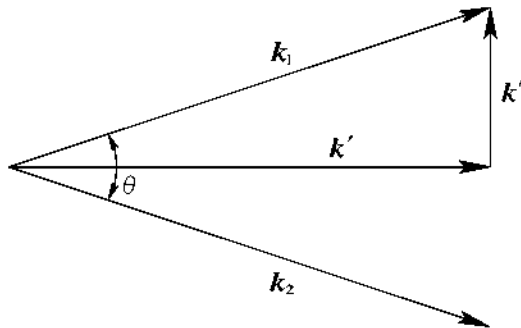
2.2 Interference světla

2.2.1 Interference dvou vln se shodnou frekvencí

Interference [15] nastává, složí - li se jedno nebo více vlnění. Pozorovatelný jev je podmíněn koherencí interferujících vlnění, v opačném případě se interferenční obrazec velmi rychle mění v čase i prostoru a výsledkem je pouze střední hodnota intenzity, viz. výše. Interference je základním principem pro fungování holografie a holografické interferometrie. Při koherentní superpozici uvažujeme dvě vlny emitované z téhož zdroje, lišící se ve směrech k_1 , k_2 a ve velikosti fázového posunu Φ_1 a Φ_2 . Pro jednoduchost uvažujme, že mají shodné amplitudy s velikostí E_0 , dále mají stejnou frekvenci ω a jsou lineárně polarizované ve stejném směru. Takovým vlnám odpovídá skalární zápis

$$\begin{aligned} E_1(\mathbf{r}, t) &= E_0 e^{i(k_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_1)} \\ E_2(\mathbf{r}, t) &= E_0 e^{i(k_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_2)} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Pro stanovení superpozice dvou takových vlnění je výhodné nejprve rozložit vektory k_1 a k_2 do složek, viz. obr. 2.2:



Obr. 2.2: Rozklad vlnových vektorů do složek

$k' = (k_1 + k_2)/2$ a $k'' = (k_1 - k_2)/2$. Jestliže θ je úhel mezi k_1 a k_2 potom píšeme

$$|k''| = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.26)$$

Stejným způsobem jako výše definujeme střední fázi $\Phi = (\Phi_1 + \Phi_2)/2$ a poloviční fázový rozdíl $\Delta\Phi = (\Phi_1 - \Phi_2)/2$. Superpozicí vln s použitím uvedených vztahů získáme interferenční pole

$$\begin{aligned} (E_1 + E_2)(\mathbf{r}, t) &= E_0 e^{i(k_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_1)} + E_0 e^{i(k_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_2)} \\ &= E_0 \{ e^{i(k' \cdot \mathbf{r} + k'' \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi + \Delta\Phi)} + e^{i(k' \cdot \mathbf{r} - k'' \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi - \Delta\Phi)} \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= E_0 e^{i(k'x - \omega t + \Phi)} \{ e^{i(k''x + \Delta\Phi)} + e^{i(-k''x - \Delta\Phi)} \} \\
&= 2E_0 e^{i(k'x - \omega t + \Phi)} \cos(k''x + \Delta\Phi)
\end{aligned}
\tag{2.27}$$

V tomto poli je exponenciálním členem časově proměnná fáze, ale kosinový člen je na čase nezávislý. Z toho vyplývá časově konstantní intenzita.

$$I(r) = (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* = 4E_0^2 \cos^2(k''x + \Delta\Phi) \tag{2.28}$$

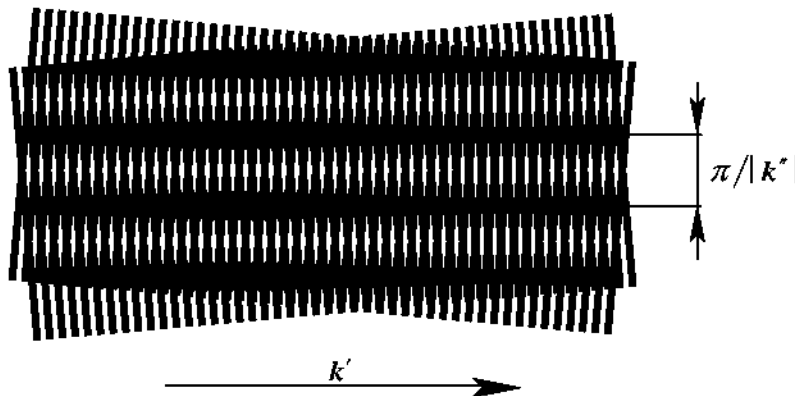
To znamená, že intenzita je minimální v místech, kde $\cos^2(k''x + \Delta\Phi) = 0$. To jsou místa, pro která platí

$$k''x + \Delta\Phi = (2n + 1) \frac{\pi}{2}, \quad n \in \mathbb{Z} \tag{2.29}$$

Vlny jsou v protifázi, jedná se o destruktivní interferenci. Intenzita je maximální v místech, kde platí

$$k''x + \Delta\Phi = n\pi \tag{2.30}$$

V tomto případě jsou vlny ve fázi a hovoříme o konstruktivní interferenci. Výsledné časově nezávislé interferenční pole je často označováno jako interferenční obrazec s proužky, které se nazývají interferenční proužky. Pro rovinné vlny jsou proužky orientovány paralelně ke k' a mají vzdálenost $\pi/|k''|$ ve směru k'' . To je znázorněno na obr. 2.3, kde je použita analogie moire.



Obr. 2.3: Interferenční proužky konstantní v čase

2.2.2 Interference dvou vln s rozdílnými frekvencemi

V následujícím odstavci bude podrobně rozebrána interference dvou vlnění, majících nejenom rozdílné směry šíření a fáze, ale i rozdílné frekvence $\nu_i = \omega_i/2\pi$.

$$E(r, t) = E_0 e^{i(k_1x - 2\pi\nu_1t + \Phi_1)}$$

$$E_2(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i(k_2 \cdot \mathbf{r} - 2\pi\nu_2 t + \Phi_2)} \quad (2.31)$$

Kromě již dříve zavedených $\mathbf{k}'$, $\mathbf{k}''$ a Φ , $\Delta\Phi$ definujme $\nu = (\nu_1 + \nu_2)/2$ a $\Delta\nu = (\nu_1 - \nu_2)/2$, z pomocí vztahů dostaneme

$$\begin{aligned} (E_1 + E_2)(\mathbf{r}, t) &= E_0 \{ e^{i(\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r} + \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} - 2\pi\nu t - 2\pi\Delta\nu t + \Phi + \Delta\Phi)} + e^{i(\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} - 2\pi\nu t + 2\pi\Delta\nu t + \Phi - \Delta\Phi)} \} \\ &= E_0 e^{i(\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r} - 2\pi\nu t + \Phi)} \{ e^{i(\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} - 2\pi\Delta\nu t + \Delta\Phi)} + e^{i(-\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} + 2\pi\Delta\nu t - \Delta\Phi)} \} \\ &= 2E_0 e^{i(\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r} - 2\pi\nu t + \Phi)} \cos(\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} - 2\pi\Delta\nu t - \Delta\Phi) \end{aligned} \quad (2.32)$$

a po umocnění předchozí rovnice obdržíme vztah pro intenzitu

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t) &= 4E_0^2 \cos^2(\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} - 2\pi\Delta\nu t + \Delta\Phi) \\ &= 2E_0^2 [1 + \cos(2\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} - 4\pi\Delta\nu t + 2\Delta\Phi)] \end{aligned} \quad (2.33)$$

Jestliže je rozdíl frekvencí dostatečně malý, $\nu_1 \approx \nu_2$, detektor může zaznamenat intenzitu v bodě $\mathbf{r}$, oscilující s rozdílovou frekvencí $2\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$. Fáze této modulační je fázový rozdíl $2\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ skládaných vln. Narozdíl od optických frekvencí vln lze rozdílovou frekvencí měřit elektronicky a vyhodnotit, pokud se tato pohybuje v řádech kHz až GHz. Jedná se o tzv. heterodynní detekci [16]. Ke snímání rozdílové frekvence se používá fotodiod, fotonásobičů i řádkových snímačů CCD. Měření rozdílové frekvence najde použití ve velmi sofistikovaných a přesných technikách měření pohybu na základě Dopplerova jevu, fázových diferencí, velmi malých amplitud vibrací a podobně.

2.2.3 Interference dvou vln s rozdílnými amplitudami

Máme-li rovinné lineárně polarizované vlny se stejnou frekvencí přicházející z jiných směrů, s rozdílnými fázemi a navíc s rozdílnými amplitudami

$$\begin{aligned} E_1(\mathbf{r}, t) &= E_{01} e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_1)} \\ E_2(\mathbf{r}, t) &= E_{02} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_2)} \end{aligned} \quad (2.34)$$

dostáváme intenzitu

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t) &= (E_{01} e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_1)} + E_{02} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_2)}) \\ &\quad \times (E_{01} e^{-i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_1)} + E_{02} e^{-i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_2)}) \\ &= E_{01}^2 + E_{02}^2 + E_{01} E_{02} \{ e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \Phi_1 - \Phi_2)} + e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \Phi_2 - \Phi_1)} \} \\ &= E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01} E_{02} \cos(2\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} + 2\Delta\Phi) \end{aligned} \quad (2.35)$$

Tento výsledek lze přepsat do tvaru

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2\mathbf{k}^* \cdot \mathbf{r} + 2\Delta\Phi) \quad (2.36)$$

Použijeme-li součtového vzorce $\cos(\alpha) = 2\cos^2(\alpha/2) - 1$, dostáváme

$$I = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 4E_{01}E_{02}\cos^2(\mathbf{k}^* \cdot \mathbf{r} - \Delta\Phi) - 2E_{01}E_{02} \quad (2.37)$$

Ve speciálním případě, pokud do předchozího vztahu dosadíme $E_{01} = E_{02} = E_0$, dostáváme 2.28. Obecně se výsledek superpozice dvou vln sestává z jedné části, která je součtem intenzit, a druhé části, jež je interferenční člen. Až doposud jsme se zabývali pouze případem paralelně polarizovaných vln. Opačným extrémem jsou vlny, mající kolmou polarizaci. Tyto vlny neinterferují, jejich superpozice je tvořena pouze součtem intenzit.

Pro jiné úhly směru polarizace vln vlnové vektory musí být rozloženy do jednotlivých komponent paralelních a kolmých polarizací. Výsledek složení vln obsahuje jak interferenční části, tak součty intenzit. Důvodem pro existenci členu obsahujícího součet intenzit nemusí být pouze nestejné polarizace nebo rozdílné intenzity, ale může jím být také nedostatečná koherence interferujících vln, protože při superpozici nekoherentního světla vždy sledujeme pouze složení intenzit a žádnou interferenci. Přídavný člen je často nazýván nekoherentní částí nebo se hovoří o nekoherentní superpozici. Viditelnost interferenční struktury nebo také kontrast je definován

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.38)$$

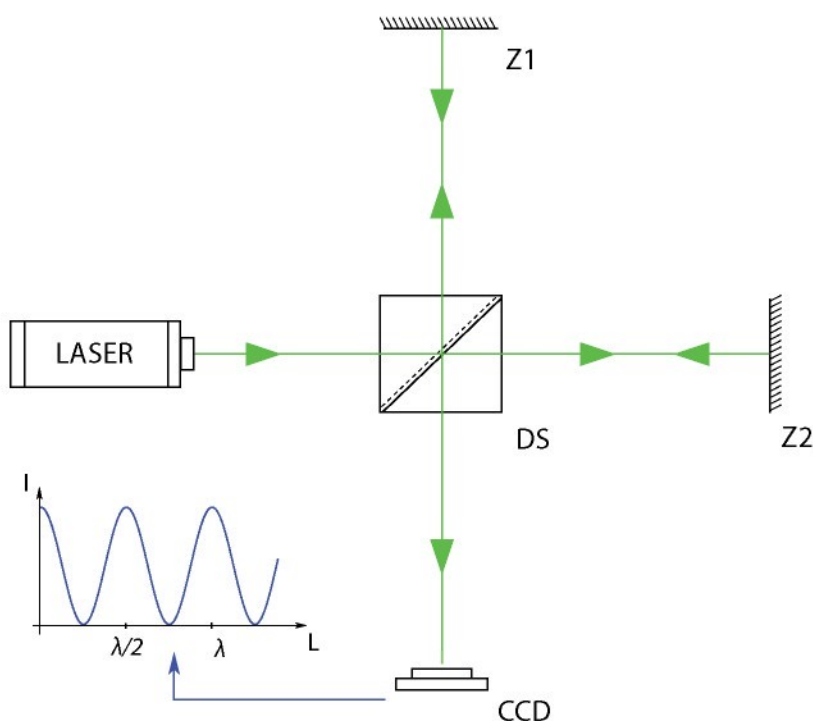
V případě, že dvě paralelně polarizované vlny stejných intenzit interferují, kontrast je maximální $V = 1$. Minimální kontrast pozorujeme, když $V = 0$ pro nekoherentní superpozici.

2.3 Koherence

Odvozené podmínky interference vlnění platí za předpokladu, že fázový rozdíl vln zůstává během pozorování stejný. Φ_1 a Φ_2 se mohou s časem měnit, ovšem pouze tak, že jejich rozdíl zůstává stejný. Kdyby se fázový rozdíl $\Delta\Phi$ během pozorování s časem měnil, měnil by se také ráz interferenčního obrazce. Budou-li tyto změny za sebou následovat velmi rychle, nebude možné změnu interferenčního obrazce okem vůbec pozorovat, nelze ani rozhodnout, zda-li k interferenci dochází. Je-li $\Delta\Phi$ konstantní, nazývají se svazky koherentní. Dochází-li ke změnám fáze Φ_1 a Φ_2 zcela nepravidelně, nazýváme je inkoherentní. Interference je společná pro všechny vlnové děje, avšak u světla jej nelze pozorovat tak snadno jako u jiných dějů. Při použití běžných světelných zdrojů pozorujeme interferenci zřídka. Světlo dvou různých světelných zdrojů tedy neposkytuje makroskopicky pozorovatelnou interferenci. Souvisí to s mechanismem vysílání světla atomy svítící látky. Pouze světlo s dostatečnou koherencí dokáže produkovat interferenční efekt. Zjednodušeně řečeno, koherence je schopnost světelných vln produkovat viditelnou interferenci. Lépe řečeno koherence popisuje korelaci mezi jednotlivými světelnými vlnami či jejich částmi. Dva různé aspekty obecné prostorovo-časové koherence jsou časová a prostorová koherence, kterým budou věnovány následující odstavce. Časová koherence popisuje korelaci vlny se sebou samou v různých časových okamžicích. Prostorová koherence stanovuje korelaci rozdílných částí stejné vlnoplochy.

2.3.1 Časová koherence

Nejobvyklejší způsob zkoumání a popisu časové koherence je za použití Michelsonova interferometru, jiné podrobnější a náročnější přístupy lze nalézt např. [17]. Michelsonův interferometr je prototypem dvousvazkového interferometru, vidíme jej na obr. 2.4



Obr. 2.4: Michelsonův interferometr.

Světlo emitované světelným zdrojem, v našem případě laserem, je děličem svazku DS rozděleno do dvou vln. Vlny dopadají na rovinná zrcadla Z1 a Z2 a jsou odraženy zpět ve směru, ve kterém dopadly. Poté, co projdou znovu děličem svazku, pozorujeme na detektoru (CCD) výsledek jejich složení. Ve většině případů nejsou vlny dopadající na detektor úplně paralelní a interferují s malým úhlem. Výsledek interference je pozorovatelný dvoudimenzionální interferenční obrazec. Optickou dráhu od děliče svazku DS k zrcadlu Z1 a zpět označme s_1 a optickou dráhu od děliče svazku DS k zrcadlu Z2 a zpět označme s_2 . Experimentem lze ověřit, že interference je viditelná, pokud rozdíl optických drah $s_1 - s_2$ nepřekročí určitou délku L . Jestliže optická dráhová diference překročí tento limit, interferenční proužky vymizí a detektor zaznamená pouze uniformní intenzitu. Kvalitativní vysvětlení tohoto jevu je následující: interferenční proužky jsou viditelné, jestliže interferující vlny mají dobře definovaný (konstantní) fázový vztah. Fázový rozdíl mezi vlnami emitovanými rozdílnými zdroji je náhodný, takové vlny neinterferují. Atomy světelného zdroje emitují vlnové balíky s konečnou délkou L . Jestliže optická dráhová diference překročí délku vlnového balíku, jednotlivé vlny pocházející od vlnových balíčků patřících k sobě, se nepřekrývají potom, co projdou rozdílné optické cesty a interference není možná. Kritický dráhový rozdíl nebo ekvivalentně délka vlnového balíku se označuje jako koherenční délka L . Odpovídající čas emise pro vlnový balík je

$$\tau = \frac{L}{c} \quad (2.39)$$

a nazývá se koherenční čas. Podle zákonů Fourierovy analýzy [18] vlnový balík s konečnou délkou L odpovídá světlu s konečnou spektrální šířkou Δf :

$$L = \frac{c}{\Delta f} \quad (2.40)$$

Světlo s velkou koherentní délkou se nazývá vysoce monochromatické. Koherenční délka je tak také mírou spektrální šířky. Typické koherenční délky světla vyzařovaného z teplotních zdrojů jako jsou např. žárovky, se nacházejí v řádech mikrometrů. To znamená, že interference takového světla by byla pozorovatelná pouze pokud by ramena interferometru měla téměř stejnou délku. Na druhou stranu lasery mají koherentní délku dosahující několik milimetrů (např. multimódový diodový laser). Do několika stovek metrů (např. stabilizovaný jednomódový Nd³⁺:YAG laser) až do několika stovek kilometrů, jakou dosahují speciálně stabilizované plynové lasery, určené pro výzkumné účely [19].

Viditelnost, viz rovnice (2.38)

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

je mírou kontrastu interferenčního obrazce. $I_{\max}$ a $I_{\min}$ jsou dvě sousedící intenzity maxima a minima. Získáme je dosazením $\Delta\Phi = 0$, resp. $\Delta\Phi = \pi$ do rovnice (2.36). V ideálním případě, kdyby koherenční délka byla nekonečná, dostaneme pro viditelnost tvar

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (2.41)$$

Pro zahrnutí efektu konečné koherenční délky je zavedena funkce vzájemné coherence.

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau) &= \langle E(t + \tau) E^*(t) \rangle \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E(t + \tau) E^*(t) dt \end{aligned} \quad (2.42)$$

Druhá vlna v rovnici (2.42) je zpožděná o τ oproti první vlně. Předchozí rovnice je autokorelace E , normalizovaný tvar je

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)} \quad (2.43)$$

pomocí něj je definován stupeň coherence. Při konečné koherenční délce interferenční musí být rovnice (2.36) nahrazena

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma| \cos \Delta\Phi. \quad (2.44)$$

Maximum a minimum intenzity obdržíme z následujících vztahů

$$\begin{aligned}
 I_{\max} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma| \\
 I_{\min} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma|
 \end{aligned}
 \tag{2.45}$$

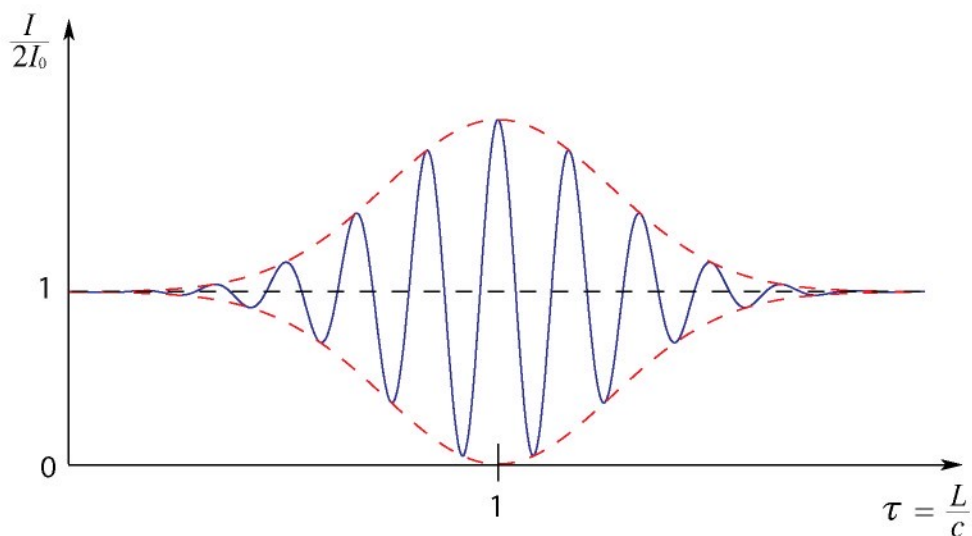
Dosazením rovnic (2.45) do rovnice (2.38) dostaneme

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma| \tag{2.46}$$

Pro dvě parciální vlny se stejnou intenzitou $I_1 = I_2$ rovnice (2.39) získá tvar

$$V = |\gamma|. \tag{2.47}$$

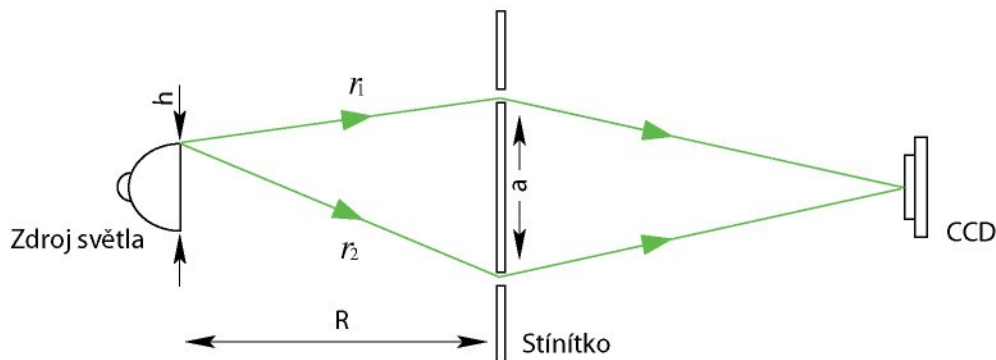
$|\gamma|$ je ekvivalentem viditelnosti za dodržení jistých podmínek, a tak je mírou schopnosti dvou vlnění interferovat. $|\gamma| = 1$ popisuje ideálně monochromatické světlo. Lze říci, že světlo s nekonečnou koherenční délkou $|\gamma| = 0$ je popisem světla zcela nekoherentního. Částečně koherentní světlo odpovídá výrazu $0 < |\gamma| < 1$.



Obr. 2.5: Závislost normované intenzity (viditelnosti, kontrastu) na časovém zpoždění.

2.3.2 Prostorová koherence

Prostorová koherence popisuje vzájemnou korelaci mezi dvěma různými částmi stejné vlnoplochy. Tato vlastnost světla je vyšetřována za pomoci Youngova interferometru, viz obr. 2.6.



Obr. 2.6: Youngův interferometr.

Rozsáhlý zdroj světla vysílá světlo z různých bodů. Interferenční obrazec je pozorován detektorem CCD. Clona se dvěma malými otvory je umístěna mezi zdroj a detektor. Za určitých podmínek, jež budou probírány v této kapitole, detektor zaznamená interferenční strukturu. Výsledné proužky vzniknou tím, že každý z interferujících paprsků prošel jinou cestou. Jeden horním otvorem a druhý dolním. Interferenční obrazec se ztratí, pokud vzdálenost a mezi otvory překročí jistou kritickou mez, označenou jako a_k . Zmíněný limit se nazývá koherenční vzdáleností. Jev nemá vztah ke spektrální šířce vyzařování světelného zdroje. V případě laseru má jev souvislost se strukturou příčných módů. Obecně má jev následující podstatu: vlny, emitované z různých míst rozsáhlého zdroje, interferují na detektoru. Může se stát, že jeden bod zdroje generuje interferenční maximum v určitém bodě na detektoru, zatímco jiný bod zdroje generuje minimum v tom samém bodě. Děje se tak proto, že délky optických drah jsou různé pro světelné paprsky vycházející z různých bodů zdroje. Obecně příspěvky ze všech bodů zdroje jsou navzájem kompenzovány a kontrast zanikne. Tomuto vzájemnému kompenzování se můžeme vyhnout, jestliže jsou následující podmínky splněny pro každý bod světelného zdroje.

$$r_2 - r_1 < \frac{\lambda}{2} \quad (2.47)$$

Předchozí podmínka je definitivně splněna, pokud ji dodržíme pro okraje světelného zdroje. Následující vztahy jsou platné pro body na okrajích.

$$r_1^2 = R^2 + \left(\frac{a-h}{2}\right)^2 \quad ; \quad r_2^2 = R^2 + \left(\frac{a+h}{2}\right)^2 \quad (2.48)$$

h je šířka světelného zdroje, předpokládáme-li, že $a \ll r$ a $h \ll r$ získáme

$$r_2 - r_1 \approx \frac{ah}{2R} \quad (2.49)$$

Kombinace rovnic (2.47) a (2.49) nás dovede k následujícímu výrazu

$$\frac{ah}{2R} < \frac{\lambda}{2}. \quad (2.50)$$

Koherenční vzdálenost je potom

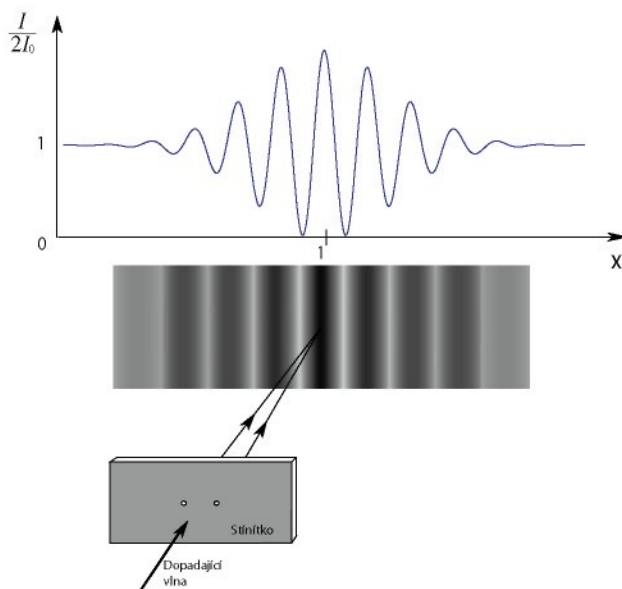
$$\frac{a_k h}{2R} = \frac{\lambda}{2}. \quad (2.51)$$

Při porovnání s časovou koherencí prostorová koherence nezávisí pouze na vlastnostech světelného zdroje, ale také na geometrii použitého interferometru. Světelný zdroj může při prvním experimentu generovat interferenční obrazec, což znamená, že rovnice (2.50) je splněna. Zvětší-li se vzdálenost mezi otvory nebo se světelný zdroj přiblíží ke stínítku, nerovnost (2.50) přestane platit a interferenční obrazec zanikne. Pro popis prostorové koherence je autokorelační funkce definovaná rovnicí (2.42) rozšířena

$$\begin{aligned} \Gamma(r_1, r_2, \tau) &= \langle E(r_1, t + \tau) E^*(r_2, t) \rangle \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E(r_1, t + \tau) E^*(r_2, t) dt \end{aligned} \quad (2.52)$$

r_1 a r_2 jsou prostorové vektory otvorů ve stínítku Youngova interferometru. Tato funkce se nazývá křížová korelační funkce. Normalizovaný tvar funkce je

$$\gamma(r_1, r_2, \tau) = \frac{\Gamma(r_1, r_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma(r_1, r_1, 0) \Gamma(r_2, r_2, 0)}} \quad (2.53)$$

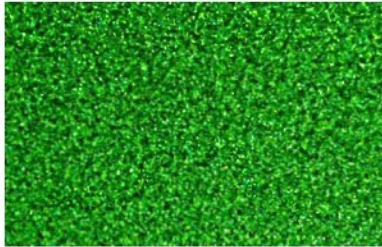


Obr. 2.7: Viditelnost Youngových interferenčních proužků v místě x je rovna velikosti komplexního stupně koherence v místech bodových otvorů při časovém zpoždění τ .

kde $\Gamma(r_1, r_1, 0)$ je intenzita v r_1 a $\Gamma(r_2, r_2, 0)$ je intenzita v r_2 . Rovnice (2.53) popisuje stupeň korelace mezi světelným polem v r_1 a čase $t + \tau$, které je světelným polem v r_2 čase t . Speciální případ funkce $\gamma(r_1, r_2, \tau = 0)$ je mírou korelace mezi amplitudami pole v r_1 a r_2 ve stejném časovém okamžiku a nazývá se komplexním stupněm koherence. Modul normalizované koherenční funkce $|\gamma(r_1, r_2, \tau)|$ je měřen Youngovým interferometrem.

2.4 Speckle

Hrubý povrch, osvětlený koherentním světlem, se jeví pro pozorovatele zrnitý. Intenzita světla, odraženého od povrchu, náhodně fluktuuje v prostoru a můžeme pozorovat světlá a tmavá „zrna“. Pro označení zrn je se vžilo i v češtině slovo speckle (což je převzaté z angličtiny, česky někdy též koherenční zrnitost, avšak anglický název se používá více). Celý obraz povrchu složený z jednotlivých specklů se nazývá specklový obrazec. Specklový obrazec se utvoří jedině v případě, že výškové variace povrchu jsou větší než vlnová délka dopadajícího světla. Speckle jsou způsobeny interferencí světla odraženého od různých bodů povrchu. Fáze světla, odraženého různými body povrchu tělesa, se náhodně mění kvůli různým výškám bodů osvětleného povrchu. Světlo z různých míst s náhodně rozdělenou fází navzájem interferuje a vznikne stacionární specklový obrazec obr. 2.8.



Obr. 2.8: Specklový obrazec

Lze ukázat, že pravděpodobnostní funkce pro rozdělení intenzity světla ve specklovém obrazci se řídí zápornou exponenciální statistikou [17].

$$P(I) dI = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right) dI \quad (2.54)$$

$P(I) dI$ je pravděpodobnost, že intenzita v určitém bodě leží mezi I a $I + dI$. $\langle I \rangle$ je střední intenzita celého specklového pole. Nula je nejpravděpodobnější hodnotou intezity, a proto je také větší na specklů černá. Standartní odchylku σ_I získáme jako

$$\sigma_I = \langle I \rangle \quad (2.55)$$

To znamená, že variace intenzity jsou stejného řádu jako střední hodnota. Obvykle se kontrast zavádí podle

$$V = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} \quad (2.56)$$

Kontrast specklového obrazce je pak vždycky roven jedné.

Lze rozlišit dva různé druhy speklů - subjektivní a objektivní. Objektivní specklový obrazec vznikne na stínítku nebo na detektoru a je lokalizovaný ve vzdálenosti z od osvětleného povrchu, viz. obr. 2.9. Speckle se vytvoří bez pomoci jakéhokoli zobrazovacího systému. Velikost speklů, vytvořených v objektivním specklovém obrazci, lze odhadnout za použití výsledků kapitoly 2.2.1. Dva hranové body osvětleného povrchu tvoří největší možnou prostorovou frekvenci.

$$f_{\max} = \frac{2}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right) \approx \frac{L}{\lambda z} \quad (2.57)$$

Reciproká hodnota $f_{\max}$ udává velikost speklů.

$$d_{sp} = \frac{\lambda z}{L} \quad (2.58)$$

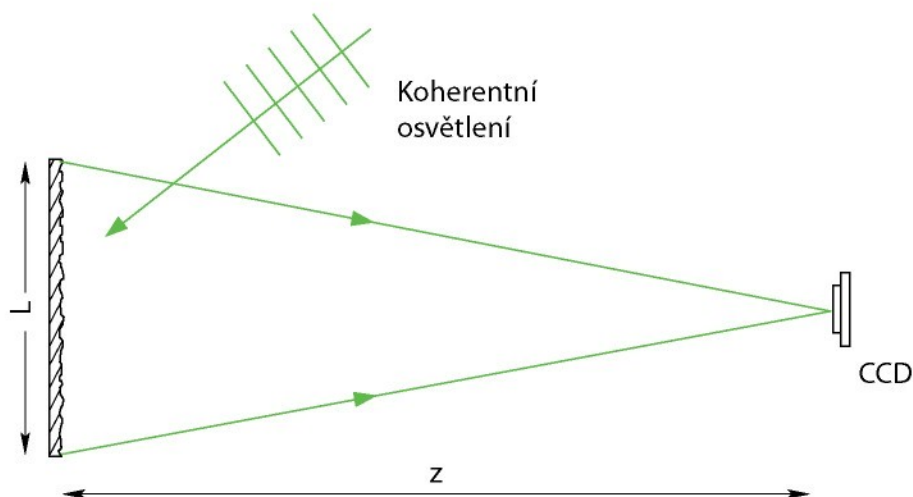
Subjektivní specklový obrazec, viz obr. 2.10, se utvoří v případě, že osvětlený povrch je fokusován zobrazovacím systémem jako je kamera nebo lidské oko. Stane-li se tak, je průměr speklů závislý na průměru apertury a zobrazovacího systému. Velikost speklů v případě subjektivního specklového obrazce lze odhadnout opět za použití prostorové frekvence:

$$f_{\max} = \frac{2}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta_{\max}}{2}\right) \approx \frac{a}{\lambda b} \quad (2.59)$$

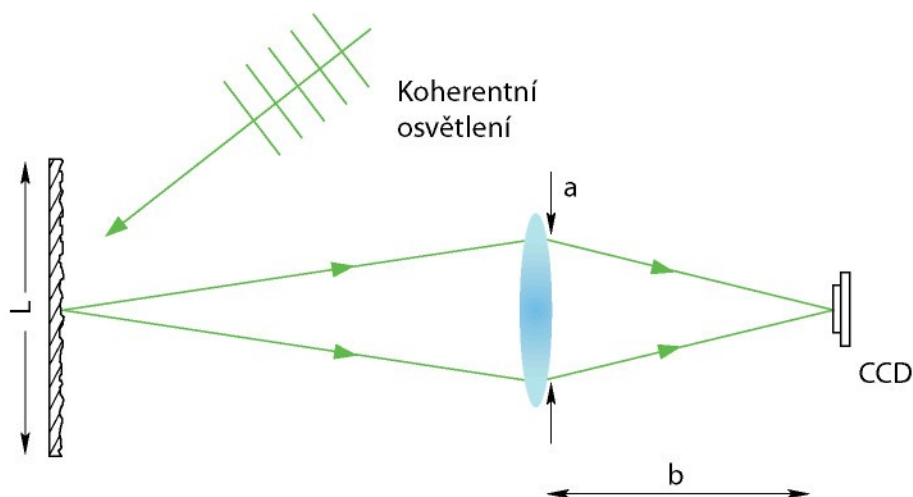
b je obrazová vzdálenost zobrazovacího systému. Velikost speklů v tomto případě je

$$d_{sp} = \frac{\lambda b}{a} \quad (2.60)$$

Velikost speklů se zvětšuje, přivíráme-li aperturu zobrazovacího systému.



Obr. 2.9: Vytvoření objektivního specklového obrazce.



Obr. 2.10 Vytvoření subjektivního spekulového obrazce.

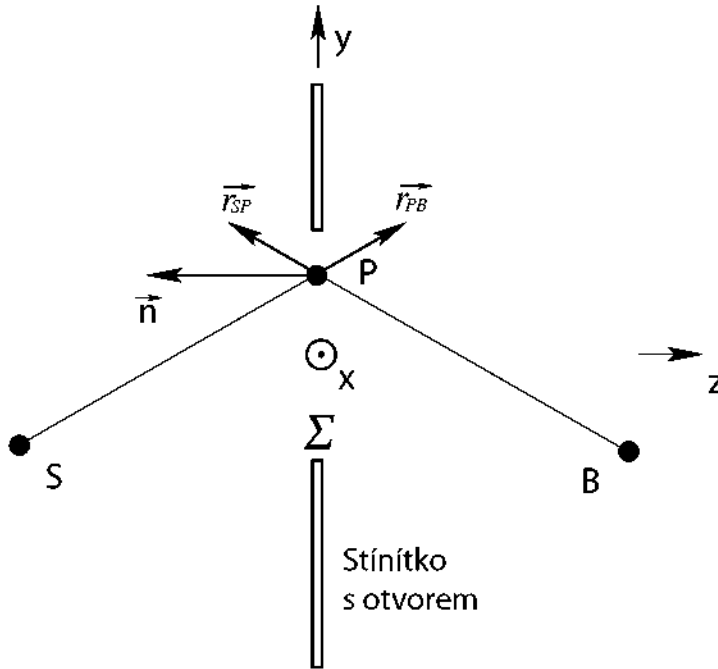
2.5 Skalární difrakční teorie

Světelné pole v holografii je záznamenáno a zakódováno v hologramu, odkud je možné jej opticky rekonstruovat za pomoci difrakce prostým osvětlením hologramu referenční vlnou, jak bude podrobně probráno v následující podkapitole. Kvantitativní popis rekonstruované vlny bude vyžadovat znalost mechanismů difrakce. Výsledky této kapitoly jsou přehledem skalární difrakční teorie, nezbytné pro následující odvození. Pro rigorózní popis a odvození teorie, vedoucí k rovnicím od Huygensova principu přes principy zavedené Fresnelem, Kirchhoffem, Sommerfeldem a dalšími, je dostatek informací v literatuře. Zde jsou vybrány pouze nezbytné části, jmenovitě Fraunhoferova aproximace a Fresnelova aproximace a je probrán konvoluční přístup pro šíření světla volným prostorem.

2.5.1 Fresnelův-Kirchhoffův difrakční přístup

Nejprve se podívejme na způsob, jak nalézt difrakční obrazec apertury osvětlené bodovým zdrojem světla. Detailní diskuze podmínek a předpokladů pro skalární difrakční teorie, stejně jako detailní odvození difrakčních rovnic, byly provedeny např. [20, 21, 22].

Uvažujme aperturu Σ v nekonečně velkém neprůsvitném stínítku.



Obr. 2.11: Geometrie pro Fresnelovu-Kirchhoffovu rovnici difrakce.

Zářící bodový zdroj je v S , B je bod ze kterého pozorujeme. Necht' P je libovolný bod někde uvnitř apertury. Vzdálenost z S do P označíme l_{SP} a vzdálenost z P do B označíme l_{PB} . Jednotkové vektory v odpovídajících směrech označíme $\mathbf{r}_{SP}$ a $\mathbf{r}_{PB}$, $\mathbf{n}$ je normálový vektor k rovině apertury. Úhel mezi jednotkovými vektory $\mathbf{r}_{SP}$ a $\mathbf{n}$ je $(\mathbf{r}_{SP}, \mathbf{n})$ a úhel $(\mathbf{r}_{PB}, \mathbf{n})$ je definován analogicky. S tímto právě zavedeným popisem je pole v místě pozorovatele B dáno Fresnelovou-Kirchhoffovou rovnicí

$$E(B) = \frac{iE_0}{\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{e^{-ikl_{SP}} + i\eta}{l_{SP} l_{PB}} \left[\frac{\cos(\mathbf{r}_{SP}, \mathbf{n}) - \cos(\mathbf{r}_{PB}, \mathbf{n})}{2} \right] dx dy. \quad (2.61)$$

Předpokládáme $k \gg 1/l_{PB}$, což znamená, že bod ze kterého pozorujeme je vzdálen mnoho vlnových délek. Faktor $[\cos(\mathbf{r}_{SP}, \mathbf{n}) - \cos(\mathbf{r}_{PB}, \mathbf{n})]$ závisí na vysílacím a dopadovém úhlu. Ve speciálním případě, kdy je zdroj světla na ose apertury nebo se jedná o bodový zdroj v nekonečnu vysílající rovinné vlnění dopadající kolmo na aperturu, nabývá faktor tvar $1 + \cos(\theta)$, kde θ je úhel mezi vektorem $\mathbf{n}$ a $\mathbf{r}_{PB}$. Jestliže navíc $\mathbf{r}_{SP}$ a $\mathbf{r}_{PB}$ skoro kolmé k rovině apertury nebo S a B jsou dostatečně vzdáleny, faktor nabyde hodnotu přibližně rovnou dvěma. Vztah (2.61) je zjednodušen do tvaru

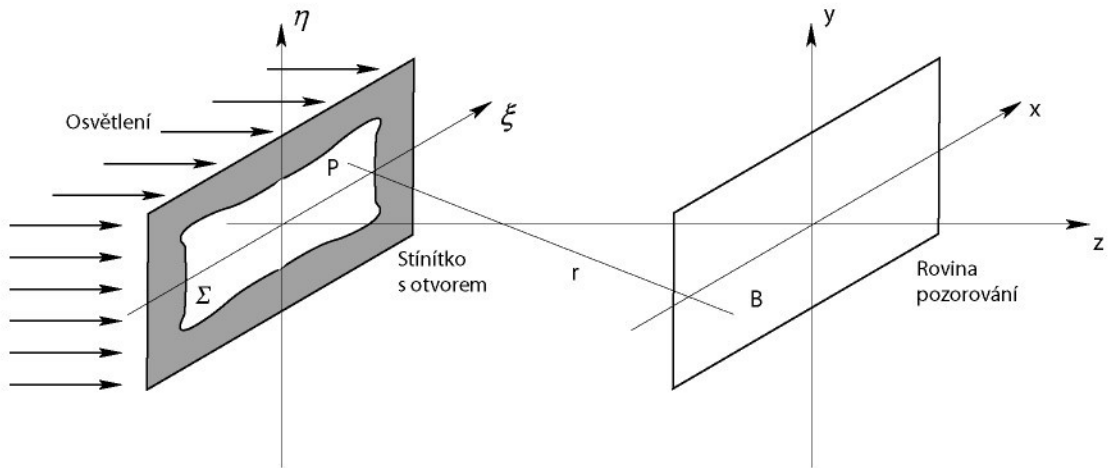
$$E(B) = \frac{iE_0}{\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{e^{-ikl_{SP}}}{l_{SP}} \frac{e^{-ikl_{PB}}}{l_{PB}} dx dy. \quad (2.62)$$

Tuto rovnici lze interpretovat jako matematickou formulaci Huygensova principu:

Zjednodušeně řečeno, dvojný integrál na pravé straně rovnice přesčítá všechny příspěvky nespočetného množství zdrojů sférických vln, každý s amplitudou $E_0 \exp[ikl_{SP}/l_{SP}]$, které jsou rovnoměrně rozprostřeny po ploše apertury Σ . Je-li známo amplitudové rozdělení vlnového pole uvnitř apertury, pak lze získat pole E_B v pozorovacím bodě.

2.5.2 Fresnelova Aproximace

Probereme nyní Huygensův-Fresnelův princip explicitně v pravoúhlých souřadnicích. Difrakční apertura leží v $(\xi, \eta, z = 0)$ - rovině a je osvětlena v kladném směru osy z , viz obrázek 2.12.



Obr. 2.12: Geometrie pro Fresnelovu aproximaci.

Zajímá nás difragované optické pole v rovině (x, y) , tedy v rovině pozorování jež je paralelní k rovině apertury (ξ, η) a je od ní vzdálena o z . Předpokládáme omezený rozměr difrakční apertury, což znamená nulové hodnoty okolo omezené oblasti. Píšeme obecně neomezené meze integrálů (s vyhlídkou na konečný integrál, protože pouze malá omezená oblast je nenulová). S těmito předpoklady Fresnelova-Kirchofova rovnice (2.62) má následující tvar,

$$E(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \frac{e^{ikr}}{r} \cos(\theta) d\xi d\eta \quad (2.63)$$

$$= \frac{z}{i\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \frac{e^{ikr}}{r^2} d\xi d\eta \quad (2.64)$$

protože $\cos(\theta) = z/r$. Vzdálenost r je dána

$$r = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + z^2} \quad (2.65)$$

a $U(\xi, \eta)$ značí komplexní amplitudu pole v rovině (ξ, η) .

Dále předpokládáme, že vzdálenost z mezi difrakční aperturou a zobrazovací rovinou je velká v porovnání s příčnými vzdálenostmi v rovině x, y, ξ, η apertury a pozorovací roviny. Potom je možné r ve jmenovateli rovnice (2.63) nahradit z . Na druhou stranu takové nahrazení není možné provést v exponenciálním členu. Kde je vzdálenost r je násobena $k = 2\pi/\lambda$ a λ je submikrometrové zatímco r je v řádech metrů. Tím pádem velmi malé změny v r povedou ke značným chybám ve fázi. Z těchto důvodů je nezbytné nalézt poněkud přesnější aproximaci r v exponentu.

Fresnelova aproximace používá binomického rozvoje odmocniny do řady

$$\sqrt{1+b} = 1 + \frac{1}{2}b - \frac{1}{8}b^2 + \dots$$

Zanedbáním všech vyšších členů kromě konstanty a lineárního členu vede na následující vyjádření

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{z^2 + (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2} \\ &= z \sqrt{1 + \left(\frac{\xi - x}{z}\right)^2 + \left(\frac{\eta - y}{z}\right)^2} \\ &\approx z \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\xi - x}{z}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\eta - y}{z}\right)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.66)$$

Rovnice je zkrácena a upravena do tvaru

$$\begin{aligned} E(x, y, z) &= \frac{1}{i\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \frac{1}{z} e^{ikz} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\xi - x}{z}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\eta - y}{z}\right)^2 \right] d\xi d\eta \\ &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{\frac{ik}{2z} [(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2]} d\xi d\eta \end{aligned} \quad (2.67)$$

Aplikujeme-li násobení v exponentech [23] a použijeme-li substituci $\nu = x/z\lambda$, $\mu = y/z\lambda$, získáme tvar

$$\begin{aligned} E(\nu, \mu) &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{\frac{ik}{2z} [(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2]} d\xi d\eta \\ &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{\frac{i\pi}{\lambda z} (\xi^2 + \eta^2)} e^{\frac{i\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2)} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda z} \left(\xi \frac{x}{z\lambda} + \eta \frac{y}{z\lambda}\right)} d\xi d\eta \\ &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{\frac{i\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{\frac{i\pi}{\lambda z} (\xi^2 + \eta^2)} e^{-2i\pi \left(\xi \frac{x}{z\lambda} + \eta \frac{y}{z\lambda}\right)} d\xi d\eta \\ &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i\pi z \lambda (\nu^2 + \mu^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{\frac{i\pi}{\lambda z} (\xi^2 + \eta^2)} e^{-2i\pi (\xi \nu + \eta \mu)} d\xi d\eta \end{aligned} \quad (2.68)$$

Kromě konstantního intenzitního faktoru a fázového faktoru před integrálem je výsledný tvar rovnice Fourierovou transformací součinu pole $U(\xi, \eta)$ a dvourozměrné „chirp“ funkce

$$e^{\frac{i\pi}{\lambda z}(\xi^2 + \eta^2)} \quad (2.69)$$

2.5.3 Fraunhoferova aproximace

V rovnici (2.66) bylo r přibližně nahrazeno

$$r \approx z + \frac{x^2 + y^2}{2z} - \frac{x\xi + y\eta}{z} + \frac{\xi^2 + \eta^2}{2z}. \quad (2.70)$$

Fraunhoferova aproximace oproti Fresnelově aproximaci navíc zanedbává člen $(\xi^2 + \eta^2)/2z$, takže

$$\begin{aligned} E(\nu, \mu) &= \frac{1}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{ik\left[z + \frac{x^2 + y^2}{2z} - \frac{x\xi + y\eta}{z}\right]} d\xi d\eta \\ &= \frac{1}{i\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{\frac{ik}{z}[2z^2 + x^2 + y^2 - 2x\xi - 2y\eta]} d\xi d\eta \\ &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i\pi z\lambda(\nu^2 + \mu^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{-2i\pi(\xi\nu + \eta\mu)} d\xi d\eta \end{aligned} \quad (2.71)$$

Po tomto zjednodušení kromě konstantního intenzitního faktoru a fázového faktoru před integrálem je výsledný tvar Fresnelovy- Kirchhoffovy rovnice pouze Fourierovou transformací. Zbývá podrobit analýze podmínky, za kterých je smysluplné použít Fresnelovu nebo dokonce Fraunhoferovu aproximaci. Ve Fresnelově aproximaci je sekundární sférická vlna vycházející z Huygensova principu nahrazena parabolickou vlnou a ve Fraunhoferově aproximaci je zjednodušení ještě větší a sekundární vlna je dokonce rovinná. Fresnelova aproximace je aplikovatelná až do chvíle, kdy kvadratický člen binomického rozvoje $b^2/8$ nezpůsobí fázovou změnu menší než jeden radián.

$$kz\left(\frac{1}{8}b^2\right) \ll 1 \quad (2.72)$$

nebo ekvivalentně lze zapsat $b^2 \ll 8/(kz)$. Jestliže opět vezmeme za b přiblížení

$$\left(\frac{(\xi - x)}{z}\right)^2 + \left(\frac{(\eta - y)}{z}\right)^2$$

jako ve (2.66) získáme

$$\left[\left(\frac{\xi - x}{z}\right)^2 + \left(\frac{\eta - y}{z}\right)^2\right] \ll \frac{8}{kz} = \frac{4\lambda}{\pi z} \quad (2.73)$$

nebo

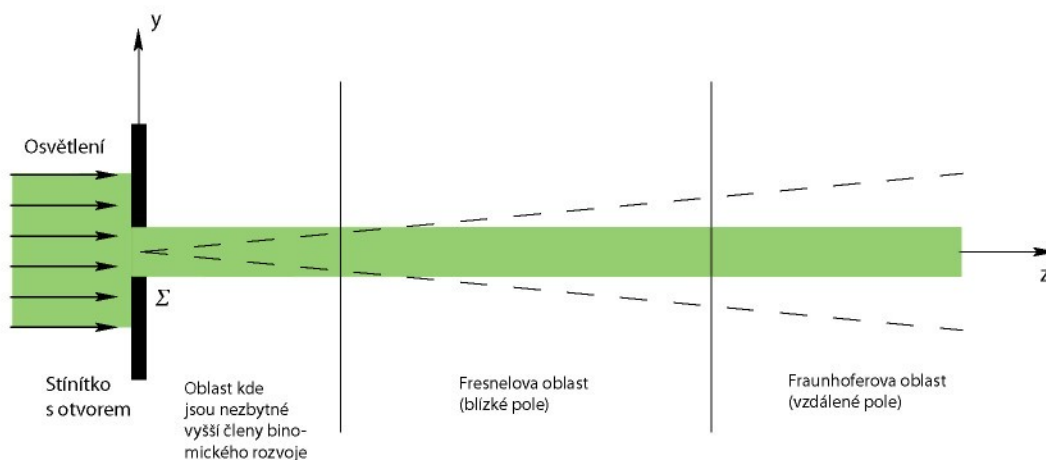
$$\left[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 \right]^2 \ll \frac{4\lambda}{\pi} z^3 \text{ pro všechna } x, y, \eta, \xi.$$

Pro kruhovou aperturu velikosti 1 cm , kruhovou oblast pozorování o velikosti 1 cm , a předpokládanou vlnovou délku $\lambda = 0,5\mu\text{m}$, jsou podmínky Fresnelovy aproximace splněny pro vzdálenost $z \gg 25\text{ cm}$. Volnější podmínky postačí, pokud se amplitudová propustnost apertury a osvětlení nemění příliš rychle a zároveň je okraj apertury hladký.

Abychom našli oblast, kde dokonce Fraunhoferova difrakce platí, je třeba zkoumat fázi vyvolanou zanedbáním členu v (2.70), ta by měla zůstat mnohem menší než 1 radián.

$$k \left(\frac{\xi^2 + \eta^2}{2z} \right) \ll 1 \quad (2.74)$$

nebo $\xi^2 + \eta^2 \ll z\lambda/\pi$. Aby platila Fraunhoferova aproximace podle předchozích předpokladů, tedy šířka apertury 1 cm , $\lambda = 0,5\mu\text{m}$, je vzdálenost $z \gg 300\text{ m}$. Fresnelova oblast nebo tzv. blízké pole a Fraunhoferova oblast nebo tzv. vzdálené pole jsou schematicky ukázány na obr. 2.13, avšak bez přesně definovaných vzdáleností.



Obr. 2.13: Fresnelova a Fraunhoferova zóna. Čárkovaně je šířka svazku při Fraunhoferově ohybu. Zeleně je geometrický stín apertury.

Pozorování Fraunhoferova difrakčního obrazce je možné v praxi bez nutnosti dodržet podmínky stanovené rovnicí (2.74). Postačí osvětlíme-li aperturu sférickou vlnou konvergující směrem k pozorovateli. Nebo vložíme-li mezi stínítko a pozorovatele spojnou čočku [24].

2.5.4 Tenká čočka

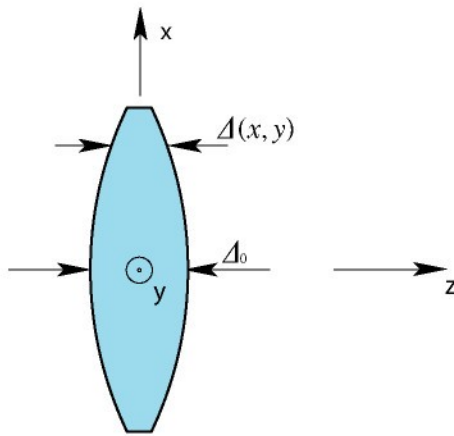
Čočka je utvořena z materiálu opticky hustšího než je vzduch [25], obvykle je to sklo s indexem lomu mezi $n = 1,5$ a $n = 1,9$, ve kterém je rychlost šíření optického vzruchu menší než ve vzduchu. Čočku považujeme za tenkou, pokud paprsek vstupující do čočky v určitém místě popsaném souřadnicemi (x, y) vystupuje na druhé straně čočky v místě, jež je popsáno těmi téměř identickými souřadnicemi. V úvahu se bere zpoždění vlnoplochy, nikoli však posunutí paprsku. Zpoždění

je úměrné tloušťce $\Delta(x, y)$ tenké čočky v místě (x, y) , jak je vidět na obrázku 2.14. Fázové zpoždění $\Delta\Phi(x, y)$ vlny procházející čočkou v místě (x, y) potom je

$$\begin{aligned}\Delta\Phi(x, y) &= kn\Delta(x, y) + k[\Delta_0 - \Delta(x, y)] \\ &= k\Delta_0 + k(n - 1)\Delta(x, y)\end{aligned}\quad (2.75)$$

Δ_0 značí maximální tloušťku čočky a n je index lomu materiálu čočky. Násobná fázová transformace takové čočky má matematický tvar

$$t_t(x, y) = e^{ik\Delta_0} e^{ik(n-1)\Delta(x, y)} \quad (2.76)$$



Obr. 2.14: Tloušťka tenké čočky.

Optické plochy čoček jsou v praxi většinou části sfér s poloměrem křivosti R_1 a R_2 . Znovu je třeba zdůraznit, že pro praktické aplikace a při výpočtech jsou sféry aproximovány parabolickými povrchy. Tato tzv. paraxiální aproximace, omezuje platnost další analýzy pouze na část vlnoplochy blízko optické osy čočky. Na obr. 2.14 je to osa z . Při zmíněné aproximaci funkce popisující tloušťku získá tvar [26].

$$\Delta(x, y) = \Delta_0 - \frac{x^2 - y^2}{2\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)} \quad (2.77)$$

Parametry n , R_1 , R_2 charakterizující čočku mají následující vztah k ohniskové délce čočky f

$$f = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)} \quad (2.78)$$

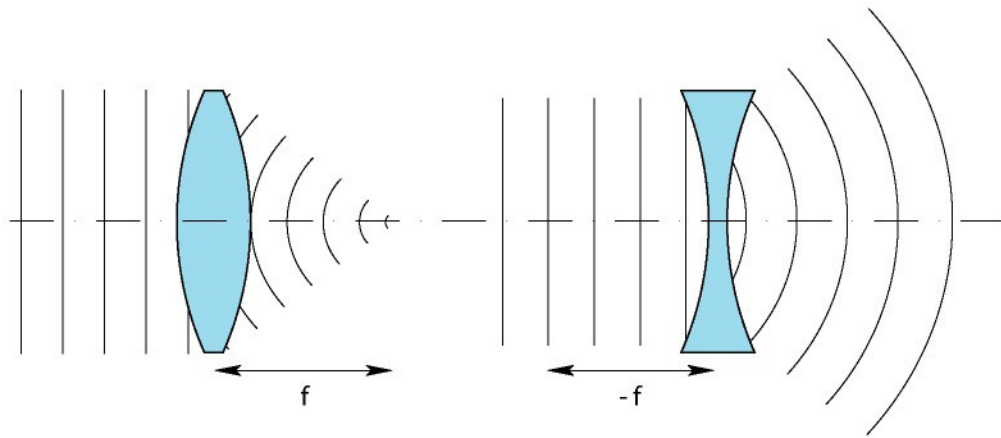
Ten dá vzniknout fázové transformaci

$$t_t(x, y) = e^{\left[-\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2)\right]} \quad (2.79)$$

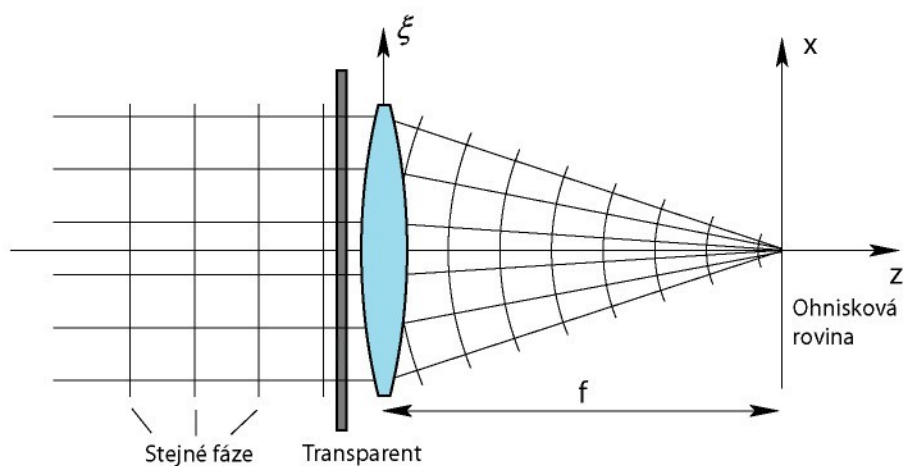
konstantní faktor byl zanedbán [27]. Převezmeme konvenci závadějící pravidlo, že pozitivní ohnis-

ková délka f vytváří sférickou vlnu konvergující do bodu na ose z , za čočkou ve vzdálenosti z , pokud byla čočka osvětlena rovinnou vlnou. Taková čočka se nazývá pozitivní nebo častěji spojka. V opačném případě, když je f záporné, rovinná vlna dopadající na čočku je transformována na kulovou vlnu divergující z bodu na ose z ve vzdálenosti f před čočkou. Čočka se nazývá rozptylka nebo záporná čočka viz obr. 2.15. Musíme vzít v potaz, že fázový posun (2.79) je popsán „chirp“ funkcí. Můžeme ukázat, že tenká kladná čočka, tedy spojka, vytvoří Fraunhoferův difrakční obrazec ve vzdálenosti mnohem menší než jaká by byla předpovězena podle (2.74). Toto tvrzení říká, že tenká čočka vytváří dvoudimenzionální Fourierovu transformaci dané vstupní distribuce intenzity. Mějme vstupní funkci ve formě transparentu přiloženého k přední straně čočky a osvětleného rovinnou vlnou jak je znázorněno na obr. 2.16. Jestliže je vstupní obrázek reprezentován funkcí $U(\xi, \eta)$ potom rozložení světla přímo za čočkou je následující,

$$U_L(\xi, \eta) = U(\xi, \eta) e^{-\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2)} \quad (2.80)$$



Obr. 2.15: Spojka a rozptylka



Obr. 2.16: Optická Fourierova transformace.

průměr čočky se zde bere jako nekonečný. Pro nalezení rozložení $E(\nu, \mu, z = f)$ v zadní ohniskové rovině čočky, aplikujeme Fresnelovu difrakční rovnici (2.68) a získáme

$$\begin{aligned}
E(v, \mu, f) &= \frac{e^{ikf}}{i\lambda f} e^{i\pi\lambda(v^2 + \mu^2)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [U(\xi, \eta) e^{-\frac{i\pi}{\lambda}(\xi^2 + \eta^2)}] \\
&\quad \times e^{\frac{i\pi}{\lambda}(\xi^2 + \eta^2)} e^{-2i\pi(\xi v + \eta \mu)} d\xi d\eta \\
&= \frac{e^{ikf} e^{i\pi\lambda(v^2 + \mu^2)}}{i\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) e^{-2i\pi(\xi v + \eta \mu)} d\xi d\eta.
\end{aligned} \tag{2.81}$$

Kromě faktoru nezávislého na specifické vstupní funkci, obrazec vytvořený v ohniskové rovině je Fourierova transformace vstupní funkce nebo jinými slovy pozorujeme Fraunhoferův difrakční obrazec pole dopadajícího na čočku ve vzdálenosti rovné ohniskové délce čočky. Tato vzdálenost je značně menší než ta, jež je požadovaná podmínkou (2.74).

2.5.5 Šíření světla jako lineární systém

Šíření světla z roviny $(\xi, \eta, z = 0)$ do paralelní roviny v nenulové vzdálenosti z je popsáno Fresnelovou- Kirchoffovou rovnicí (2.64). Vzruch $U(\xi, \eta, 0)$ jenž je přenesen prostorem dá vzniknout poli s distribucí $E(x, y, z)$. Přenos má vlastnosti lineárního systému, kde linearita vychází z vlnové rovnice, jež sama o sobě je lineární. Díky zmíněné linearitě lze přepsat Fresnelův - Kirchoffův integrál (2.64) jako dvoudimenzionální superpoziční integrál.

$$E(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta, 0) h_z(\xi, \eta, x, y) d\xi d\eta \tag{2.82}$$

Ve vztahu (2.82) je impulsová odezva

$$h_z(\xi, \eta, x, y) = \frac{i}{\lambda} \frac{e^{ikr}}{r} \tag{2.83}$$

Faktor zahrnující vliv úhlu $\cos \theta$ můžeme zanedbat pro dostatečně velké z . S použitím (2.65) dostaneme

$$\begin{aligned}
h_z(\xi, \eta, x, y) &= \frac{i}{\lambda} \frac{e^{ikr\sqrt{(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2 + z^2}}}{\sqrt{(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2 + z^2}} \\
&= h_z(\xi - x, \eta - y)
\end{aligned} \tag{2.84}$$

Právě popsaná rovnost ukazuje, že lineární systém je invariantní vzhledem k posunu: superpoziční integrál lze zapsat jako konvoluci přicházejícího vzruchu $U(\xi, \eta, 0)$ a impulzové odezvy šíření ve volném prostoru $h_z(\xi, \eta)$ do vzdálenosti z .

$$E(x, y, z) = U(x, y, 0) * h_z(x, y) \tag{2.85}$$

Pro nalezení přenosové funkce $H_s(\xi, \eta)$ systému lze použít postupy a závěry jež je možné nalézt v rozličné literatuře např. [29], dá se s úspěchem použít přístup úhlových spekter a konečně získat následující výraz v prostorových frekvencích.

$$H_s(\xi, \eta) = \begin{cases} e^{-i2\pi x \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \xi^2 - \eta^2}} & : \xi^2 + \eta^2 \leq 1/\lambda^2 \\ 0 & : \text{jinak} \end{cases} \quad (2.86)$$

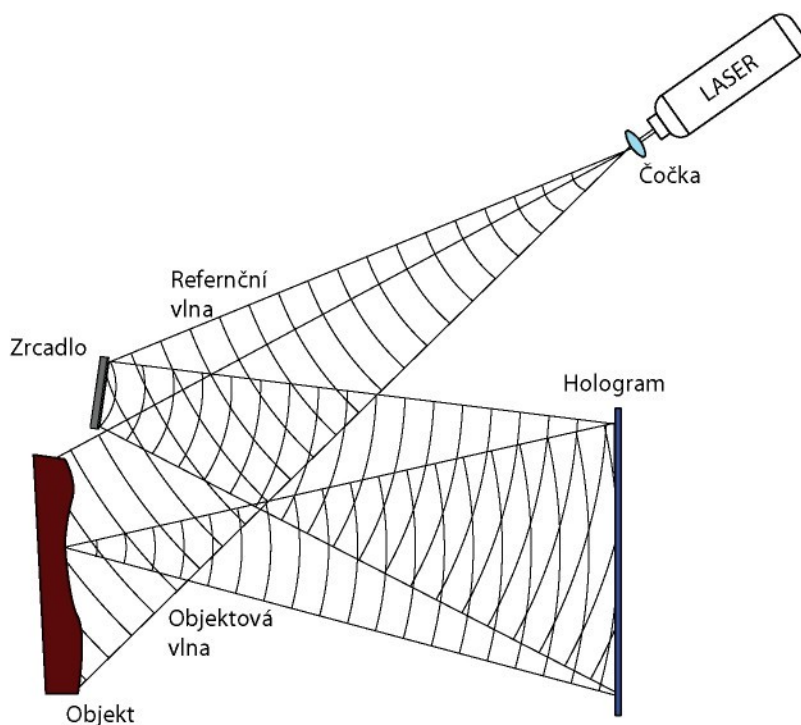
Tato přenosová funkce volného prostoru je kruhově symetrická komplexní funkce. Přenosová funkce je definovaná pouze pro $\xi^2 + \eta^2 \leq 1/\lambda^2$. Při vyšších prostorových frekvencích dostáváme negativní argument pod odmocninou, a tak reálná přenosová funkce reprezentuje útlumový faktor. Vlna se pak nazývá evanescentní vlna. Velikost $1/\lambda$ může být považována za prostorovou šířku pásma při šíření ve volném prostoru. To znamená, že rozlišení větší než prostorové frekvence $1/\lambda$, což odpovídá detailům menším než λ , není možné přenést volným prostorem na vzdálenost o hodně větší než je vlnová délka světla.

3 Holografie

3.1 Holografický záznam a optická rekonstrukce

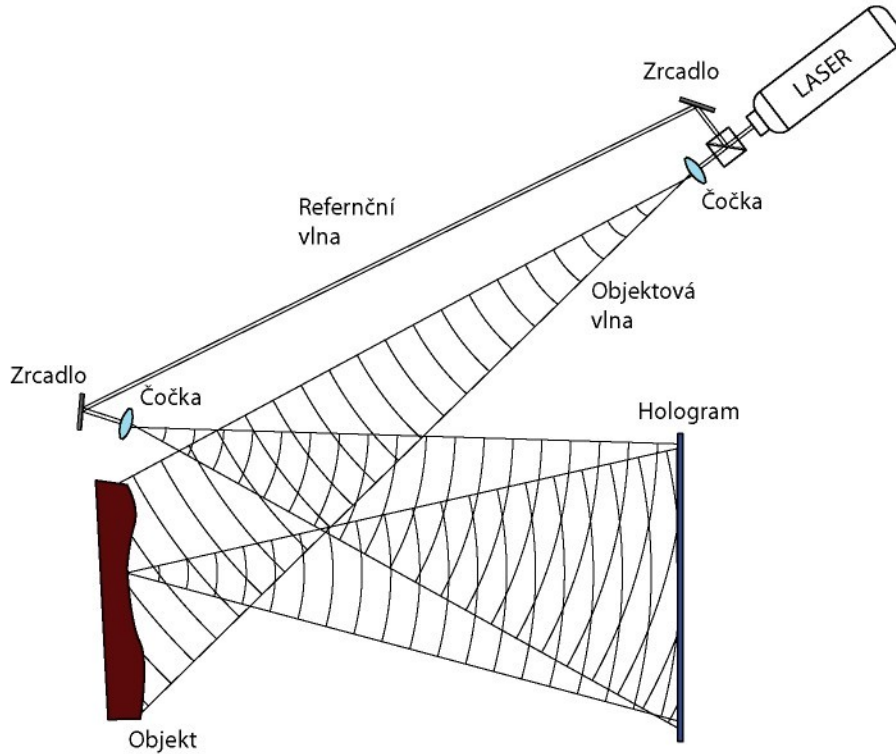
Holografie zahrnuje záznam a rekonstrukci optických vln. Hologram je transparent obsahující kódovaný záznam optické vlny [28]. Každá optická vlna má jisté amplitudové a stejně tak i fázové rozložení, ale všechny známé detektory nebo záznamové materiály, jako např. CCD, fotografický film, fotocitlivý polymer, registrují pouze intenzitu. Fáze je ztracena při procesu registrace. Ze vztahu (2.28) plyne, že při interferenci vln se stejnou frekvencí vzniká rozdělení intenzity časově stabilní, závislé na fázovém rozdílu $\Delta\Phi$ interferujících vln. Toho se využívá v holografii, kde je fázová informace zakódována v interferenčním obrazci, kde je pomocí interference převedena do zaznamenané intenzity. Je též zcela zřejmé, že proto, abychom dostali časově stabilní rozdělení intenzity, tedy alespoň po dobu nezbytnou pro proces záznamu $\Delta\Phi$, musí být stacionární, což znamená, že interferující vlnová pole musí být navzájem koherentní.

Často je považován za zakladatele holografie Denis Gabor [29] (úplné začátky holografie však lze vyzorovat v pracích Gabriela Lippmana[30]). Gabor ukázal, že osvětlením zaznamenaného interferenčního obrazce jednou ze dvou interferujících vln lze rekonstruovat druhou vlnu. Toto rekonstruované vlnové pole se sestává z amplitudového a fázového rozložení, ne pouze z intenzity. Obrázky 3.1 a 3.2 ukazují schématicky dvě základní holografická uspořádání, používaná pro záznam vlnového pole odraženého od povrchu objektu.



Obr. 3.1: Základní holografické uspořádání, rozdělení vlnoplochy.

Toto pole je nazýváno objektovým polem, nebo častěji objektovou vlnou a druhé vlnové pole, nezbytné pro vznik interference, se nazývá referenční pole nebo spíše referenční vlna.



Obr. 3.2: Základní holografické uspořádání, rozdělení amplitudy.

Aby tato dvě pole byla navzájem koherentní, musí obě interferující vlny pocházet ze stejného zdroje koherentního světla (z laseru) a rozdíl optických drah vlnění dopadajících na hologram nesmí překročit koherenční délku laseru. Rozdělení na objektovou a referenční vlnu může být provedeno dvěma způsoby, a to rozdělením vlnoplochy (viz obr. 3.1) nebo rozdělením amplitudy (viz obr. 3.2). Následující popis se pro jednoduchost zabývá bodovým zdrojem, to však nijak neomezuje obecnost. Díky superpozičnímu principu mohou být takto získané výsledky rozšířeny na všechny body povrchu objektu. Po osvětlení objektu odráží povrch komplexní vlnové pole, studujeme pouze jednu sférickou vlnu vycházející z bodu P (2.18) a nazvěme ji objektovou vlnou.

$$E_p = \frac{E_{0P}}{p} e^{i(kp + \Phi)} \quad (3.1)$$

kde p je vzdálenost mezi bodem na povrchu P a bodem $Q = (x, y, 0)$ na záznamovém médiu, v tomto případě uvažujeme nejběžnější fotografickou desku. Časový faktor ωt vztahu (2.18) je separován, je pro všechny monochromatické vlny shodné frekvence stejný, takže při výpočtu intenzity, kdy násobíme amplitudu její komplexně sdruženou hodnotou, se z příslušných členů stane jednička. Referenční vlnu předpokládáme jako sférickou vlnu, vyzařovanou v bodě R ,

$$E_R = \frac{E_{0R}}{r} e^{i(kr + \Psi)} \quad (3.2)$$

kde r je vzdálenost mezi R a Q .

Rozložení intenzity na záznamovém médiu je

$$\begin{aligned}
 I(x, y) &= |E_P + E_R|^2 = E_P E_P^* + E_R E_R^* + E_P^* E_R + E_P E_R^* \\
 &= \frac{E_{0P}^2}{p^2} + \frac{E_{0R}^2}{r^2} + \frac{E_{0P}}{p} e^{-i(kp + \Phi)} + \frac{E_{0R}}{r} e^{i(kr + \Psi)} \\
 &= \frac{E_{0P}}{p} e^{i(kp + \Phi)} + \frac{E_{0R}}{r} e^{-i(kr + \Psi)} \\
 &= \frac{E_{0P}^2}{p^2} + \frac{E_{0R}^2}{r^2} + \frac{2E_{0P}E_{0R}}{pr} \cos(k(r - p) + (\Psi - \Phi)).
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

E_P je jednoduchá sférická vlna. Tato intenzita, která je prostorově proměnná (protože $p = p(x, y)$ a $r = r(x, y)$), je hologram bodového zdroje, fáze Φ objektové vlny relativní k fázi Ψ referenční vlny je uložena v prostorově proměnném intenzitním poli. To je možné zobecnit pro celý soubor bodů povrchu objektu díky superpozičnímu principu. Za dobu expozice t_B obdrží záznamové médium energii

$$B(x, y) = \int_0^{t_B} I(x, y, t) dt \tag{3.4}$$

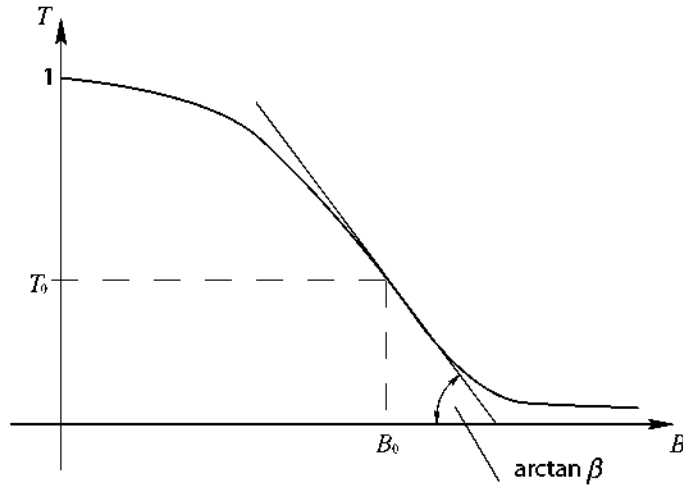
Vyvoláním v případě SHE se tato energie přemění na zčernání a následným vybělením lze toto zčernání převést na změnu indexu lomu. V případě fotopolymerního záznamového média se vytváří rozložení indexu lomu už v průběhu expozice. To celé je vhodné charakterizovat komplexním stupněm propustnosti τ , ten je obecně prostorově proměnnou funkcí.

$$\tau = \tau(x, y) = T(x, y) e^{i\theta(x, y)} \tag{3.5}$$

Komplexní stupeň propustnosti zahrne jak případy amplitudového hologramu, kde $\theta = konst$, tak i fázového hologramu s $T = konst$ a θ měnícím se v závislosti na x a y . Je-li naexponovaná fotografická deska vyvolána, vzniká amplitudový hologram. Reálná propustnost T závisí na přijaté energii B . Jak ukazuje obrázek 3.3, je vhodné zvolit pracovní bod v rozsahu, kde je průběh křivky téměř lineární a lze jej aproximovat přímkou.

$$T = \alpha - \beta B = \alpha t_B I \tag{3.6}$$

Pro časově konstantní intenzitu I , α představuje uniformní propustnost pozadí a kladná hodnota β je sklon amplitudové propustnosti. Pracovní bod B_0 je dosažen vhodným nastavením expozičního času t_B . [31]



Obr. 3.3: Amplitudová propustnost v závislosti na obdržené energii.

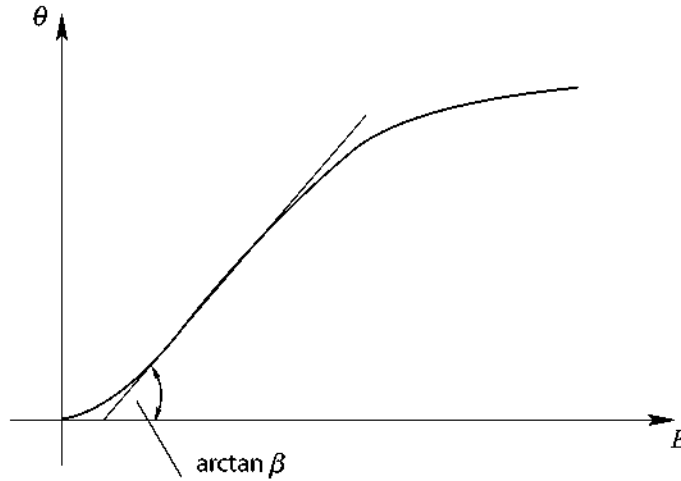
Aby změny okolo B_0 byly malé, nastavují se amplitudy vln s poměrem 1:3 až 1:7. Výsledná reálná amplitudová propustnost po vyvolání je

$$\begin{aligned}
 T &= \alpha - \beta t_B (E_P E_P^* + E_R E_R^* + E_P^* E_R + E_P E_R^*) \\
 &= \alpha - \beta t_B \left(\frac{E_{0P}^2}{p^2} + \frac{E_{0R}^2}{r^2} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{E_{0P} E_{0R}}{pr} e^{i(k(r-p) + (\psi - \Phi))} + e^{-i(k(r-p) + (\psi - \Phi))} \right) \\
 &= T_0 - \beta t_B \frac{E_{0P} E_{0R}}{pr} (e^{i(k(r-p) + (\psi - \Phi))} + e^{-i(k(r-p) + (\psi - \Phi))}) \\
 &= T_0 - \frac{\beta t_B E_{0P} E_{0R}}{pr} \cos(k(r-p) + (\psi - \Phi))
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

kde T_0 je střední propustnost

$$T_0 = \alpha - \beta t_B (E_{0P}^2/p^2 + E_{0R}^2/r^2)$$

Pro vytvoření fázového hologramu musíme zajistit, abychom se nacházeli v lineárním rozsahu křivky popisující fázový posuv θ v závislosti na expozici, viz obr. 3.4.



Obr. 3.4: Fázový posuv v závislosti na obdržené energii.

Znovu je zde snaha nastavit pracovní bod tak aby se nacházel v lineární části křivky, kterou aproximujeme v oblasti okolo inflexního bodu přímkou.

$$\theta = \alpha' + \beta' t_B I. \quad (3.8)$$

Komplexní propustnost po rozvoji do exponenciální řady a zanedbání vyšších členů než lineárního členu [32] je

$$\tau = e^{i\theta(I)} \approx 1 + i\theta(I). \quad (3.9)$$

Výsledná fázová propustnost je

$$\tau = e^{i\theta(I)} \approx (1 + i\alpha') + i\beta t_B (E_P E_P^* + E_R E_R^* + E_P^* E_R + E_P E_R^*). \quad (3.10)$$

Analogicky k (3.3). Pro zjednodušení berme $T = konst = 1$. Nezbytné prostorové rozlišení záznamového média lze odhadnout ze vztahu (2.26).

Je-li úhel mezi objektovou a referenční vlnou θ a obě vlny považujeme za rovinné, vzdálenost proužků činí

$$\frac{\pi}{|k''|} = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}}. \quad (3.11)$$

Tabulka 3.1 uvádí minimální nutné prostorové rozlišení pro různé úhly a pro několik nejčastěji používaných vlnových délek laserů. Rozlišení je udávané v tzv. čarách na mm. (Jedná se o páry bílých a černých čar, které systém dokáže rozlišit s definovaným poklesem kontrastu na jednotku délky.) V případě moderních fotografických desek pro holografii nebo fotopolymerních záznamo-

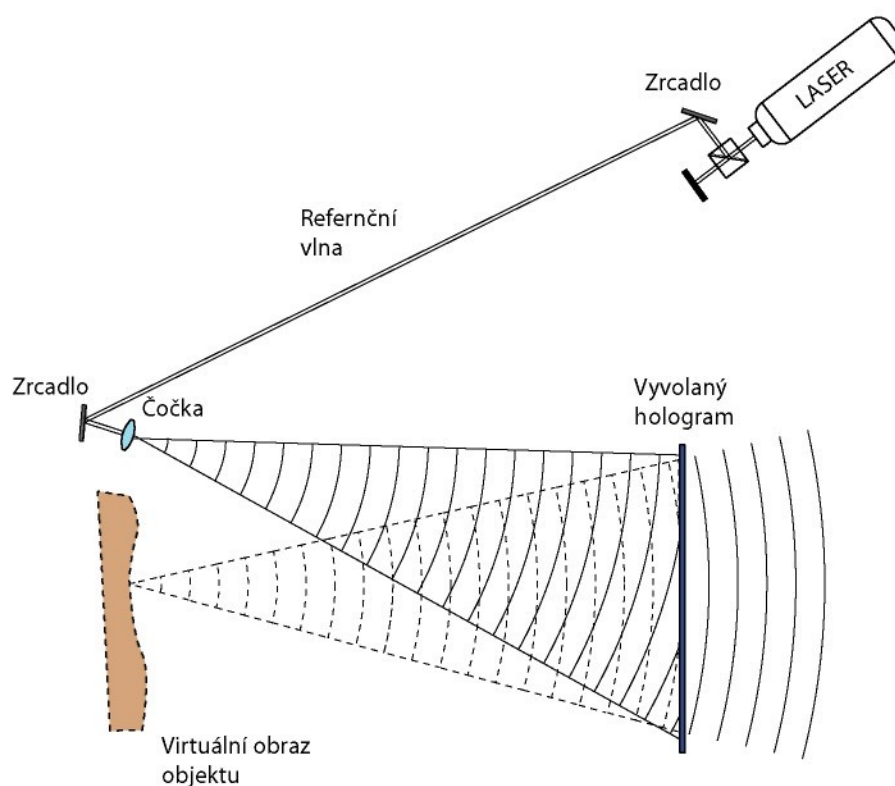
vých médií není nutné se o rozlišení starat, vytváříme-li transmisní mřížku. Rozlišení médií bude pro běžné vlnové délky laserů a úhly do 90 ° dostatečné. Problémy vyvstanou v případě digitálního záznamu, při použití médií, jako jsou např. CCD nebo CMOS pole.

Vlnová délka [nm]	Úhel mezi svazky ve stupních							
	1	3	5	10	30	60	90	120
488	36	107	179	357	1061	2049	2898	3549
514,5	34	102	170	339	1006	1944	2749	3366
532	33	98	164	328	973	1880	2658	3256
633	28	83	138	275	818	1580	2234	2736
656,5	27	80	133	266	788	1523	2154	2638

Tab. 3.1: Potřebná rozlišení záznamového média při vytváření hologramu pro různé úhly a pro několik nejčastěji využívaných laserových čar.

3.2 Optická rekonstrukce vlnového pole

K provedení optické rekonstrukce postačí osvětit hologram (vyvolanou fotografickou desku s naexponovaným interferenčním polem dvou svazků) referenční vlnou E_R , viz obr. 3.5. To vede na modulaci referenční vlny komplexní propustností $\tau(x, y)$



Obr. 3.5: Holografická rekonstrukce.

Pro případ amplitudového hologramu pole přímo za hologramem (3.7), dostáváme komplexní amplitudu

$$\begin{aligned}
E_{rek} &= TE_R \\
&= \alpha E_R - \beta_{t_B} E_R (E_P E_P^* + E_R E_R^* + E_P^* E_R + E_P E_R^*) \\
&= (\alpha - \beta_{t_B} (|E_R|^2 + |E_P|^2)) E_R \\
&\quad - \beta_{t_B} E_R^2 E_P^* \\
&\quad - \beta_{t_B} |E_R|^2 E_P
\end{aligned} \tag{3.12}$$

První člen za posledním se tedy rovná

$$(\alpha - \beta_{t_B} (|E_R|^2 + |E_P|^2)) E_R = T_0 E_R, \tag{3.13}$$

je nultý difrakční řád, často také nazývaný stejnosměrná složka. Jedná se pouze o referenční vlnu násobenou střední propustností. Druhý člen

$$\beta_{t_B} E_R^2 E_P^* = \beta_{t_B} \frac{E_{0R}^2}{r^2} e^{i2(kr + \varphi)} \frac{E_{0P}}{p} e^{-i(kp + \psi)} \tag{3.14}$$

až na násobný faktor, je konjugovaný obraz objektové vlny. Původní vlna divergovala z bodu, avšak vlna konjugovaná je sbíhavá vlna, která konverguje do bodu. Obraz je reálný a pseudoskopický. Opak k pseudoskopickému zobrazení se nazývá ortoskopické zobrazení, na které jsme navyklí z reálného světa. Třetí člen je originální vlna E_P násobená pouze intenzitním členem, který je v případě rovinné referenční vlny konstantou.

$$\beta_{t_B} |E_R|^2 E_P = \beta_{t_B} \frac{E_{0R}^2}{r^2} \frac{E_{0P}}{p} e^{i(kp + \psi)} \tag{3.15}$$

Rekonstruovaná vlna vytváří virtuální obraz objektu, jeví se, jako by objekt stál na tom samém místě ve stejné pozici, v jaké se nacházel při zaznamenávání hologramu. Protože je to komplexní vlna, je tedy rekonstruována její amplituda i fáze. Holograficky zaznamenaná a rekonstruovaná scéna může být pozorována třídímenzionálně, tzn. že ji můžeme pozorovat s proměnnou hloubkou ostrosti a s měnící se paralaxou. Při rekonstrukci z fázového hologramu (3.10) dostáváme

$$\begin{aligned}
E_{rek} &= \tau E_R \\
&\approx ((1 + i\alpha') + i\beta'_{t_B} (|E_R|^2 + |E_P|^2)) E_R \\
&\quad + i\beta'_{t_B} E_R^2 E_P^* \\
&\quad + i\beta'_{t_B} |E_R|^2 E_P
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Tři členy sestávají z totožných vln jako v (3.12), pouze faktory, které jim předcházejí, jsou rozdílné. Fázová konjugovaná vlna $E_{PC}(z, t)$, patřící k $E(z, t) = E_0 e^{ikz} e^{-i\omega t}$ je

$$E_{PC}(z, t) = E_0 e^{-ikz} e^{-i\omega t} \quad (3.17)$$

$E^*(z, t)$ opačně než v $E_{PC}(z, t)$, pouze prostorová část je konjugovaná. Fázově konjugovaná vlna je originální vlna šířící se opačným směrem. Konjugovaná vlna se v tomto případě, spíše než že je emitovaná a rozbíhá se z bodu, sbíhá do bodu. Kdybychom použili rovinnou vlnu jako referenční vlnu, je jednoduché vytvořit fázově konjugovanou. Musíme pouze otočit hologram o 180° a v případě amplitudovaného hologramu dostáváme

$$\begin{aligned} E_{rek} &= TE_R^* \\ &= (\alpha - \beta_{tB}(|E_R|^2 + |E_P|^2))E_R^* \\ &\quad + \beta_{tB}|E_R|^2 E_P^* \\ &\quad + \beta_{tB}E_R^{*2} E_P \end{aligned} \quad (3.18)$$

Druhý člen v rovnici (3.18) reprezentuje reálný ortoskopický obraz v té samé pozici vztažené k hologramu, tak jako ji měl objekt při procesu zaznamenávání. Abychom dostali rekonstruovanou vlnu nezkreslenou překrytím s jinými rekonstruovanými vlnami, referenční a objektová vlna musí být odděleny v prostoru. Gabor neměl zdroj poskytující světlo s uspokojivou koherencí, nezbylo mu tedy, než vytvářet tzv. in-line hologramy, kde se objektová a referenční vlna šíří stejným směrem a kolmo k hologramu. Leith a Upatnieks [2] byli první, kdo využili výhod koherence laserového světla k prvním experimentům s uspořádáním, kde měl objektový a referenční svazek různé směry. V jejich tzv. mimoosém hologramu byly všechny rekonstrukční vlny dobře prostorově odděleny. Pro nalezení směrů rekonstruovaných obrazů uvažujme pro zjednodušení objektové a referenční vlny jako vlny rovinné a spočítejme výslednou vlnu v rovině hologramu. Bez jakýchkoli omezení na obecnosti uvažujme $y = 0$, dále přijmeme konvenci, že úhly jsou počítány pozitivně proti směru hodinových ručiček a negativně ve směru hodinových ručiček.

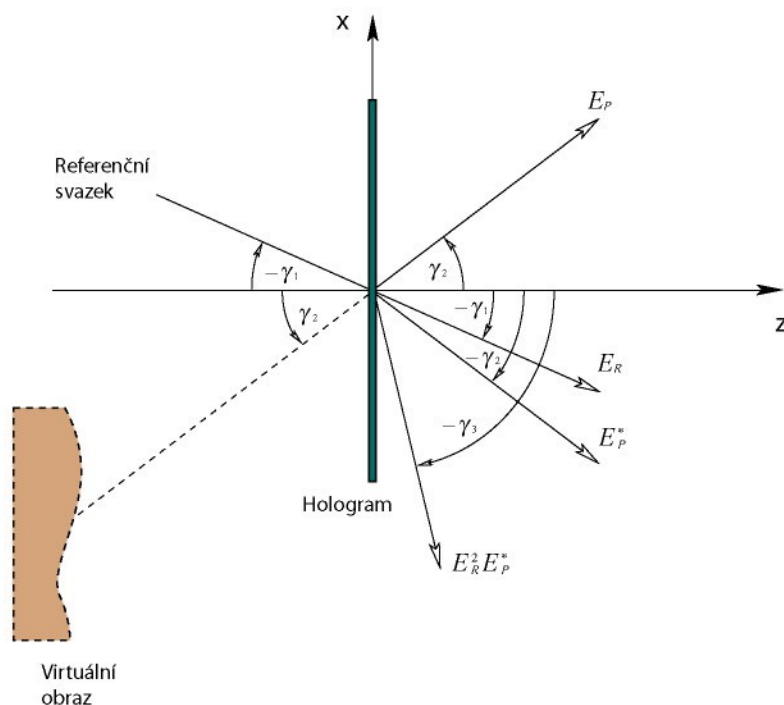
Nechť referenční vlna E_R osvětluje holografickou desku pod úhlem $-\gamma_1$ a nechť objektová vlna E_P dopadá na hologram pod úhlem γ_2 , potom rozšířená referenční vlna E_R , první člen (3.12) a v (3.16) opouští holografickou desku ve směru $-\gamma_1$, viz obr 3.6.

Abychom našli druhý člen, pozorujeme, že v rovině hologramu ($z = 0$), kde $E_P(x, 0, 0) = e^{ikx \sin \gamma_2}$ konjugovaná vlna $E_P^*(x, 0, 0) = e^{-ikx \sin \gamma_2} = e^{ikx \sin(-\gamma_2)}$. Konjugovaná vlna by opouštěla hologram pod úhlem $-\gamma_2$. Čtverec $E_R = e^{ikx \sin(-\gamma_1)}$ je

$$E_R^2(x, 0, 0) = e^{-ikx 2 \sin \gamma_1} \quad (3.19)$$

A tak druhý člen v (3.12) a (3.16) je

$$E_R^2 E_P^* = e^{-ikx 2 \sin \gamma_1} e^{-ikx \sin \gamma_2} = e^{ikx \sin(\gamma_1)} \quad (3.20)$$



Obr. 3.6: Pozice rekonstruovaných obrazů.

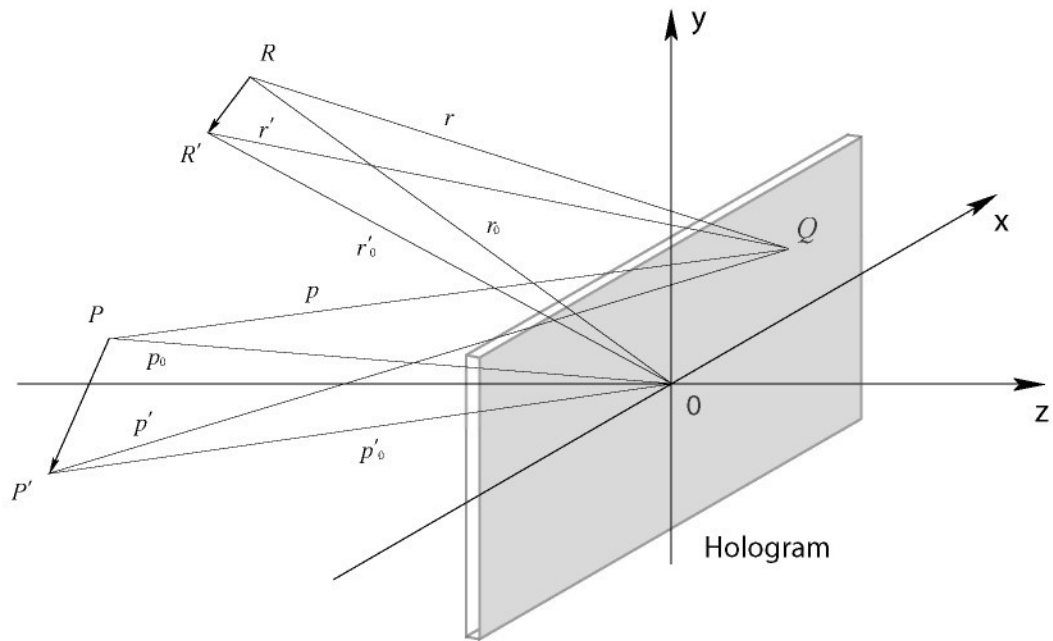
Pro malé úhly γ_1 platí dobře přiblížení $2 \sin \gamma_1 \approx \sin 2\gamma_1$, ale vždy také platí $2 \sin \gamma_1 > \sin 2\gamma_1$. Zůstane-li γ_1 a γ_2 malé, lze nastavit $\gamma_3 = 2\gamma_1 + \gamma_2$, avšak pro větší γ_1 a γ_2 se obraz posouvá a je víc a víc zkreslený až úplně zmizí pro

$$2 \sin \gamma_1 + \sin \gamma_2 \geq 0 \quad (3.21)$$

Třetí člen (3.12) a (3.16) je pro nás důležitá vlna E_P , ta opouští hologram pod úhlem γ_2 a vytváří virtuální obraz objektu. Uspořádání se zjednoduší s referenční vlnou, dopadající na hologram kolmo, potom máme úhel $\gamma_1 = 0$.

3.3 Holografické zobrazovací rovnice

V předcházející sekci byla probrána rekonstrukce vlny. Rekonstrukce byla provedena tou samou referenční vlnou se stejnou vlnovou délkou, jaká posloužila pro zaznamenání hologramu. Někdy ale musí být hologram zaznamenán kupř. pulsním rubínovým laserem o vlnové délce $\lambda = 0,694 \mu m$. Rekonstruovat ho pro pozorování musíme kontinuálním laserem, např. helium-neonovým o vlnové délce $\lambda = 0,633 \mu m$. Dále je velmi zajímavé prozkoumat, zda-li rekonstruovaný obraz zmizí, je-li rekonstrukční vlna lehce posunuta oproti pozici, kde se nacházela při záznamu. Myšlenkové experimenty budou provedeny pro jeden bod objektu $P = (x_P, y_P, z_P)$ hologram bodu $Q = (x, y, 0)$. Hologram je umístěn v (x, y) rovině kartézského souřadnicového systému.



Obr. 3.7: Souřadnicový systém pro holografické zobrazovací rovnice.

Rekonstruovaný obraz rozsáhlejšího objektu může být určen při spočítání pozic několika bodů povrchu. Sférická referenční vlna o vlnové délce λ při záznamu vychází z bodu R . Při procesu rekonstrukce může vycházet z bodu R' a její uvažovaná vlnová délka je λ' . Rekonstrukce vlnou $E_{R'}$, mající vlnovou délku λ' na místo původního E_R a λ , dává třetí člen v (3.12) úměrný

$$\begin{aligned} E_P E_{R'} E_R^* &= \frac{E_{0P}}{p} \frac{E_{0R'}}{r'} \frac{E_{0R}}{r} e^{i(kp + \Phi)} e^{i(k'r' + \tau)} e^{-i(kr + \psi)} \\ &\sim e^{i(kp + k'r' - kr + \Phi + \tau - \psi)} \\ &= e^{i(k'p' + \zeta)} \end{aligned} \quad (3.22)$$

který popisuje vlnu s vlnovým číslem $k' = 2\pi/\lambda'$, šířící se z P' do Q . Symbol p značí vzdálenost z P do Q , r je vzdálenost z R do Q a r' odpovídá vzdálenosti z R' do Q , p' je vzdálenost z P' do Q . Vzdálenost p má velikost,

$$\begin{aligned} p &= \sqrt{(x - x_P)^2 + (y - y_P)^2 + z_P^2} \\ &= \sqrt{x^2 + y^2 - 2xx_P - 2yy_P + p_0^2} \end{aligned} \quad (3.23)$$

kde p_0 je vzdálenost P od počátku. Pozorujeme, že p_0 je dostatečně velké v porovnání s x , y , x_P , y_P , takže můžeme rozvinout p do mocninné řady okolo p_0 .

$$p = p_0 + \frac{x^2 + y^2}{2p_0} - \frac{2xx_P + 2yy_P}{2p_0} + \dots \quad (3.24)$$

Stejným způsobem rozvineme r , r' a p' . Z definice p' dostáváme

$$r = r_0 + \frac{x^2 + y^2}{2r_0} - \frac{-2xx_R + 2yy_R}{2r_0} + - \dots \quad (3.25)$$

$$r' = r'_0 + \frac{x^2 + y^2}{2r'_0} - \frac{-2xx'_R + 2yy'_R}{2r'_0} + - \dots \quad (3.26)$$

$$p' = p'_0 + \frac{x^2 + y^2}{2p'_0} - \frac{-2xx'_P + 2yy'_P}{2p'_0} + - \dots \quad (3.27)$$

Z definice p' máme

$$k'p' = k(p - r) + k'r' \quad (3.28)$$

Můžeme vložit aproximaci p , r , r' a p' a sledovat, že (3.28) je platná pro všechna (x, y) , takže porovnáme všechny koeficienty z podobných nebo stejných členů a s definovaným $\mu = \lambda'/\lambda$ dostáváme

$$\frac{1}{p'_0} = \frac{\mu}{p_0} - \frac{\mu}{r_0} + \frac{1}{r'_0} \quad (3.29)$$

$$\frac{x'_P}{p'_0} = \frac{\mu x_P}{p_0} - \frac{\mu x_R}{r_0} + \frac{x'_R}{r'_0} \quad (3.30)$$

$$\frac{y'_P}{z'_P} = \frac{\mu y_P}{z_P} - \frac{\mu y_R}{z_R} + \frac{y'_R}{z'_R} \quad (3.31)$$

Vztahy (3.29 -3.31) jsou holografické zobrazovací rovnice pro přímý obraz s aproximací prvního řádu. Podobným způsobem lze získat zobrazovací rovnice konjugovaného obrazu, druhý člen v (3.12), ty mají stejnou formu, pouze znaménka předcházející μ jsou opačná. V předcházejícím odvození jsme rozvinuli p_0 , p'_0 , r_0 a r'_0 , což nám dalo přesnější aproximaci než rozvoj z-tových komponent z_P , z'_P , z_R , z'_R . Takto můžeme postupovat, jsou-li x a y komponenty v porovnání se z-tovými komponentami zanedbatelné, v takovém případě bychom dostali zobrazovací rovnice

$$\frac{1}{z'_P} = \frac{\mu}{z_P} - \frac{\mu}{z_R} + \frac{1}{z'_R} \quad (3.32)$$

$$\frac{x'_P}{p'_0} = \frac{\mu x_P}{p_0} - \frac{\mu x_R}{r_0} + \frac{x'_R}{r'_0} \quad (3.33)$$

$$\frac{x'_P}{z'_P} = \frac{\mu x_P}{z_P} - \frac{\mu x_R}{z_R} + \frac{x'_R}{z'_R} \quad (3.34)$$

Jež mohou být upraveny do tvarů, umožňujících snažší práci s nimi, a také je tato forma známější [33]

$$x'_P = \frac{\mu x_P z_R z'_R - \mu x_R z_P z'_R + \mu x'_R z_P z_R}{\mu z_R z'_R - \mu z_P z'_R + z_P z_R} \quad (3.35)$$

$$y'_P = \frac{\mu y_P z_R z'_R - \mu y_R z_P z'_R + \mu y'_R z_P z_R}{\mu z_R z'_R - \mu z_P z'_R + z_P z_R} \quad (3.36)$$

$$z'_P = \frac{z_P z_R z'_R}{\mu z_R z'_R - \mu z_P z'_R + z_P z_R} \quad (3.37)$$

Dále uvažujme některé speciální případy. Nejjednodušší případ rekonstrukce je takový, kdy je referenční vlna stejná, jako byla použita při procesu záznamu, tj. stejná vlnová délka atd. Potom máme $p'_0 = p_0$ a $x'_P = x_P$, $y'_P = y_P$ má $z'_P = z_P$ tak, jak jsme očekávali. Dále prozkoumejme případ rovinné referenční vlny dopadající kolmo na hologram, ale proces rekonstrukce probíhající s vlnovou délkou λ' namísto λ . Potom máme $n_0 = z_R \rightarrow \infty$, $r'_0 = z'_R \rightarrow \infty$, $x_R/n_0 = 0$, $y_R/n_0 = 0$, $x'_R/r'_0 = 0$ a $y'_R/r'_0 = 0$. Z (3.29) dostáváme $\mu p'_0/p_0 = 1$ a dohromady s (3.30) a (3.31), respektive

$$x'_P = x_P \quad (3.38)$$

$$y'_P = y_P \quad (3.39)$$

$$z'_P = \frac{1}{\mu} z_P \quad (3.40)$$

tzn., že objekt je posunutý a natažený nebo ztlačený ve směru z , ale příčné dimenze zůstávají nedotčené. Příčné zvětšení M_{lat} v přímém obrazu je definováno

$$M_{lat} = \frac{dx'_P}{dx_P} = \frac{dy'_P}{dy_P} \quad (3.41)$$

a to je

$$M_{lat} = \frac{1}{1 + z_P \left(\frac{1}{\mu z'_R} - \frac{1}{z_R} \right)} \quad (3.42)$$

Pro rovinnou vlnu v případech, jež byly právě probrány, právě díky tomu, že z_R jde k nekonečnu a z'_R jde k nekonečnu, dostáváme $M_{lat} = 1$. Dále můžeme definovat úhlové zvětšení.

$$M_{ang} = \frac{d(x'_P/z'_P)}{d(x_P/z_P)} = \frac{d(y'_P/z'_P)}{d(y_P/z_P)} \quad (3.43)$$

a vypočítat $|M_{ang}| = \mu$. Pro podélné zvětšení M_{long} primárního obrazu obdržíme

$$M_{long} = \frac{dz'_P}{dz_P} = \frac{1}{\mu} M_{lat}^2 \quad (3.44)$$

Různá zvětšení pro konjugovaný obraz jsou odvozena analogicky.

Holografické zobrazovací rovnice se dají použít pro kompenzování efektu změny vlnové délky při rekonstrukci vlnou, jejíž vlnová délka se liší od vlnové délky světla použitého pro záznam. Je-li při rekonstrukci hologram posunut, dojde ke vzniku příčných proužků. Ty ovlivňují proužky

vzniklé deformací tělesa, a tak lze jejich tvar a velikost řídit kontrolovaně. Zachováme-li v rozvoji (3.24) i členy vyššího řádu, dostaneme aberace, jako je sférická aberace, chromatická aberace, koma, astigmatismus, zakřivení pole a další [34]. Ty nám poskytnou informaci o kvalitě zobrazení (v našem případě zobrazení bodu), o tom, jak je bod obrazu rozmazán.

3.4 Typy hologramů - difrakční účinnost

Hologram zaznamenaný na fotografickou desku a vyvolaný běžným způsobem je ekvivalentní mřížce s prostorově proměnnou propustností. Avšak při jistém vhodném procesu vyvolání a bělení lze dosáhnout prostorově proměnného fázového posuvu. Navíc, je-li tloušťka záznamového média velká v porovnání s rozestupy proužků, získají na významu objemové efekty. V extrémním případě je dokonce možné vytvořit hologram, kde jsou proužky roviny položené skoro paralelně k povrchu záznamového materiálu. Takové hologramy dokáží rekonstruovat obraz v odraženém světle. V závislosti na těchto charakteristikách lze hologramy zaznamenané v tenkém záznamovém médiu rozdělit na amplitudové hologramy a fázové hologramy. Naproti tomu hologramy zaznamenané v poměrně tlustém záznamovém médiu mohou být klasifikovány buď jako transmisní amplitudové hologramy, transmisní fázové hologramy, reflexní amplitudové hologramy nebo reflexní fázové hologramy. V dalším textu se věnujeme principiálním charakteristikám některých typů hologramů, jež našly uplatnění v holografické interferometrii.

3.3.1 Tenké hologramy

Každý hologram, který má tloušťku záznamového média malou v porovnání s průměrnou roztečí interferenčních proužků, lze klasifikovat jako tenký hologram [35]. Takový hologram je charakterizován prostorově proměnnou komplexní propustností.

$$t(x, y) = |t(x, y)| e^{[-i\Phi(x, y)]} \quad (3.45)$$

3.3.1.1 Tenký amplitudový hologram

V tenkém amplitudovém hologramu je $\Phi(x, y)$ přirozeně konstanta, avšak $|t(x, y)|$ se mění v různých místech hologramů. Pro vypočítání komplexní amplitudy vln difragovaných z takového hologramu a získání jeho difrakční účinnosti uvažujeme mřížku zformovanou v dostatečně velkém záznamovém médiu rovinnou objektovou vlnou a rovinnou referenční vlnou. Budeme-li uvažovat, že výsledná amplitudová propustnost je lineárně závislá na intenzitě interferenčního obrazce, pak je amplitudová propustnost mřížky zapsána jako

$$|t(x, y)| = t_0 + t_1 \cos Kx \quad (3.46)$$

kde t_0 je průměrná amplitudová propustnost mřížky, t_1 je amplituda prostorové změny a

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (3.47)$$

kde Λ je rozteč proužků.

Hodnoty $|t(x)|$ jsou omezeny v rozsahu $0 \leq |t(x)| \leq 1$ a amplitudy difragovaných vln jsou lineárně závislé na amplitudě prostorové změny $|t(x)|$. Difragovaná amplituda je maximální, když

$$\begin{aligned} |t(x)| &= (1/2) + (1/2)\cos Kx \\ &= (1/2) + (1/4)e^{iKx} + (1/4)e^{-iKx} \end{aligned} \quad (3.47)$$

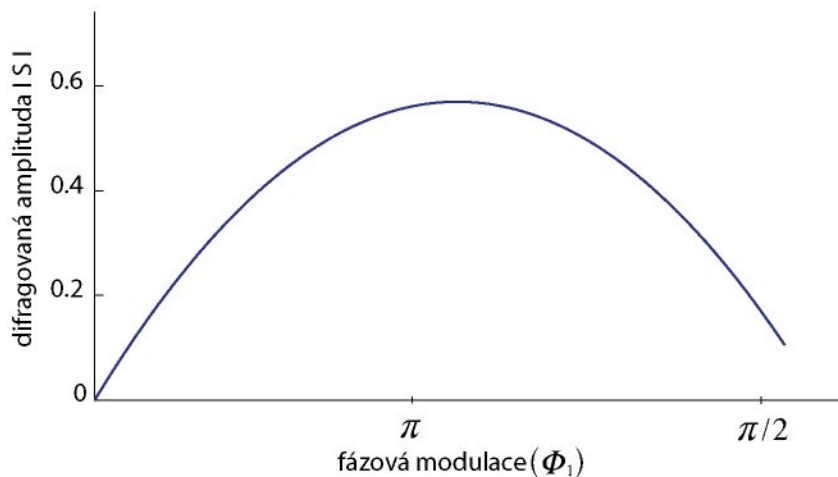
Z předchozího vztahu plyne, že kosinusová amplitudová mřížka má kromě nultého řádu pouze první difrakční řády. Samozřejmě čistě kosinusová mřížka ani nemůže mít vyšší harmonické. Maximální amplituda v každém difragujícím řádu je jedna čtvrtina amplitudy, použité pro osvětlení hologramu, takže maximum difrakční účinnosti je

$$\eta_{\max} = 1/16 \quad (3.48)$$

nebo 0,0625.

Prakticky žádné záznamové médium nemá lineární odezvu v celém rozsahu propustnosti, a tedy této hodnoty účinnosti nemůže být dosaženo, aniž by se projevíly nelineární efekty [36]. Což ve výsledku znamená menší, prakticky dosažitelnou hodnotu maximální teoretické difrakční účinnosti.

3.3.1.2 Tenké fázové hologramy



Obr. 3.8: Difrakční účinnost tenké fázové mřížky jako funkce fázové modulace [Kogelnik, 1967]

Pro případ bezztrátové fázové mřížky $|t(x)| = 1$, takže komplexní amplitudová propustnost je

$$t(x) = e^{[-i\phi(x)]} \quad (3.49)$$

Je-li fázový posuv, způsobený záznamovým médiem lineárně závislý na intenzitě interferenčního obrazce, pak

$$\Phi(x) = \Phi_0 + \Phi_1 \cos(Kx) \quad (3.50)$$

a komplexní amplitudová propustnost mřížky je

$$t(x) = e^{[-i\Phi_0]} + e^{[-i\Phi_1 \cos(Kx)]} \quad (3.51)$$

Neuvažujeme-li konstantní fázový faktor $e^{[-i\Phi_0]}$, pravá strana rovnice (3.51) může být rozvinuta do Fourierovy řady dávající výsledek

$$t(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(\Phi_1) e^{[inKx]} \quad (3.52)$$

kde J_n je Besselova funkce prvního druhu, řádu n . Na tenké fázové mřížce dochází k difrakci vln do velkého počtu difrakčních řádů. Difrakovaná amplituda v n -tém řádu je úměrná hodnotě Besselovy funkce $J_n(\Phi_1)$. Pouze vlna v prvním řádu přispívá k žádanému obrazu. Jak je vidět, v obrázku (3.8), amplituda difragovaná do tohoto řádu, který je úměrný $J_1(\Phi_1)$, vzrůstá zpočátku s rostoucí fázovou modulací a po dosažení jistého maxima opět klesá. Difrakční účinnost takové mřížky odpovídá

$$\eta = J_1^2(\Phi_1) \quad (3.53)$$

a maximální dosažitelná hodnota je

$$\eta_{\max} = 0,339 \ . \quad (3.54)$$

3.3. 2 Objemové hologramy

Médium, ve kterém je hologram zaznamenán, má tloušťku až několik mm, naproti tomu rozteč proužků je v řádech mikrometrů. Je zřejmé, že hologram je třídímenzionální systém vrstev, odpovídajících periodicky proměnnému indexu lomu nebo absorpci, a tedy difragovaná amplituda je maximální pouze tehdy, když je splněna Braggova podmínka. Pro zjednodušení uvažujeme pouze mřížku, vytvořenou zaznamenáním interference dvou nekonečných rovinných vln v tlustém záznamovém médiu. Předpokládejme také dokonale průhledné záznamové médium, po vyvolání vzniká sinusové rozdělení absorpce nebo indexu lomu ve směru kolmém k interferenčním plochám. Dále, ačkoli interferenční plochy mohou nabývat jakéhokoli směru orientace, zde uvažujeme pouze 2 limitní případy, ve kterých jsou interferenční plochy buď kolmé nebo paralelní k rovině hologramu. První případ vzniká, když dvě interferující vlny dopadají pod stejně velkým, ale opačným úhlem na plochu záznamového média z jedné a té samé strany. Hologram zaznamenaný v takovémto uspořádání rekonstruuje obraz v procházejícím světle. Druhý případ vzniká, jsou-li vlnoplochy symetrické vzhledem k povrchu záznamového média, ale dopadají na záznamové médium z opačných stran. Hologram tohoto typu vytváří rekonstruovaný obraz odrazem. Rozteč mezi interferenčními rovinami je minimální a objemové efekty nejvýraznější, když je úhel mezi dvěma interferujícími vlnoplochami maximální, tedy 180° . To umožnilo vytvářet reflexní hologramy se selektivitou vlnové délky, dostatečně vysokou pro rekonstruování obrazu s přijatelnou kva-

litou při osvětlení hologramu bílým světlem. Fotopolymerní záznamové struktury s fotopolyme-rem POLYGRAMA SM TR 532 S disponuje takovým rozlišením, že umožňuje i záznam reflexních hologramů.

3.3. 2.1 Teorie vázaných vln

Analyzujeme-li difrakci světla vznikající na tlusté mřížce, je výhodné spoléhat na fakt, že když amplituda difragované vlny vzrůstá, tak zároveň klesá amplituda dopadající vlny při jejich šíře-ní mřížkou. Jeden z možných způsobů, jak problematiku řešit, je přístup vázaných vln [37] vyvi-nutý Kogelníkem. Uvažujme souřadnicový systém, ve kterém, jak je vidět na obr. 3.9, osa z je kol-má k povrchu záznamového média a osa x leží v rovině dopadu, zatímco interferenční roviny jsou orientovány kolmo k rovině dopadu. Mřížkový vektor K je kolmý k interferenčním rovinám. Jeho velikost $|K| = 2\pi/\Lambda$, kde Λ je mřížková perioda a svírá úhel ψ , ($\psi = 90^\circ$ nebo 0°) v zobraze-ných případech s osou z . Index lomu n a konstanta absorpce α se sinusově mění, jejich hodnoty v jakémkoli bodě jsou dány následujícími vztahy,

$$n = n_0 + n_1 \cos Kx \quad (3.55)$$

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \cos Kx \quad (3.56)$$

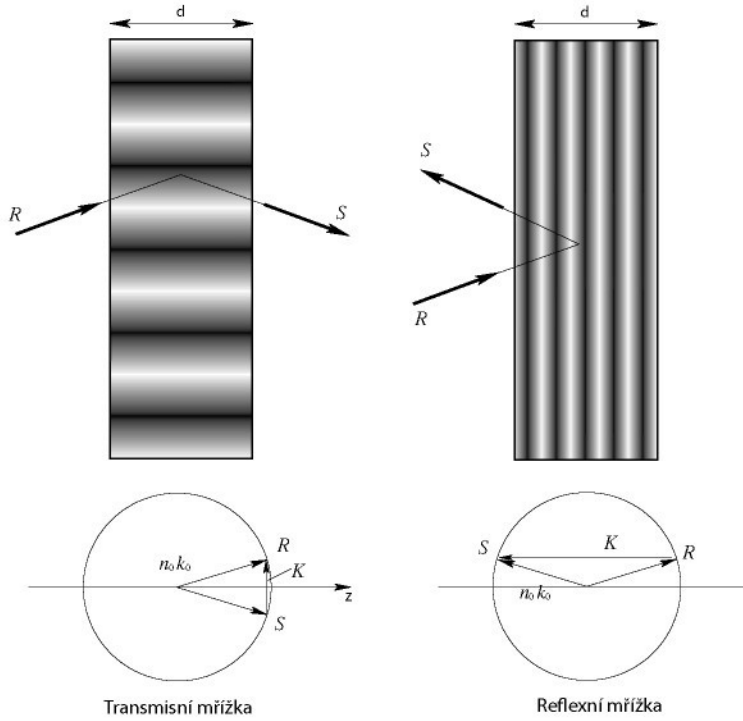
kde $x = (x, y, z)$ je radius vektor a pro jednoduchost index lomu obklopujícího média je uvažo-vaný jako n_0 . Dopadá-li monochromatické světlo na holografickou mřížku pod Braggovým nebo jemu velice blízkým úhlem a je-li tloušťka média dostatečně velká, je nezbytné brát v úvahu pou-ze 2 vlny v mřížce. Jsou to přicházející referenční vlna R a odcházející signálová vlna S . Protože jiné difrakční řády významně porušují Braggovu podmínku, jsou silně potlačeny a pro naše úva-hy mohou být zanedbány. Pokud ještě navíc uvažujeme, že tyto dvě vlny jsou polarizovány jejich elektrickými vektory kolmo k rovině dopadu, jejich interakce v mřížce lze popsat skalární vlnovou rovnicí

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (3.57)$$

kde E je celkové elektrické pole a k je prostorově proměnná konstanta šíření („vodivosti“) v mříž-ce. Uvažujeme, že absorpce vztažená na jednu vlnovou délku (diferenciální absorpce) stejně jako diferenciální změna indexu lomu média je malá v porovnání se středními hodnotami, takže

$$\begin{aligned} n_0 k_0 &\gg \alpha_0 \\ n_0 k_0 &\gg \alpha_1 \\ n_0 &\gg n_1 \end{aligned} \quad (3.58)$$

kde $k_0 = 2\pi/\lambda$.



Obr. 3.9: Objemové transmisní a reflexní mřížky a jim odpovídající vektorové diagramy pro Braggův dopad.

Konstanta šíření v mřížce může být zapsána ve formě

$$k^2 = B^2 - 2i\alpha_0 B + 4\kappa B \cos Kx \quad (3.59)$$

kde $B = n_0 k_0$ je střední konstanta šíření a κ je koeficient vazby, definovaný jako

$$\kappa = (\pi n_1 / \lambda) - i\alpha_1 / 2 \quad (3.60)$$

koeficient vazby popisuje dvouvlňovou interakci mezi interfereční vlnou R a signálovou vlnou S (terminologie je převzata z originálního Kogelnikova rozboru [37]). Jestliže $\kappa = 0$, není v médiu přítomna modulace indexu lomu ani absorpce a nedochází k difrakci. Šíření dvou vázaných vln skrz mřížku lze popsat jejich komplexními amplitudami $R(z)$ a $S(z)$, které se mění v závislosti na z jako důsledek výměny energií mezi nimi, a také díky energetickým ztrátám způsobeným absorpcí. Celkové elektrické pole E v mřížce je potom součtem polí těchto dvou vln, takže

$$E = R(z)e^{(-i\rho x)} + S(z)e^{(-i\sigma x)} \quad (3.61)$$

kde ρ a σ jsou vektory směru šíření těchto dvou vln, definované konstantou šíření a směrem šíření R a S . Hodnota ρ je brána stejně velká jako vektor šíření volné referenční vlny bez přítomnosti

vazby, zatímco σ je předem určená mřížkou a souvisí s mřížkovým vektorem K podle vztahu.

$$\sigma = \rho - K \quad (3.62)$$

Pro speciální případ dopadu vlny pod Braggovým úhlem θ_0 , velikosti obou ρ a σ jsou stejné jako volná konstanta šíření $n_0 k_0$ a je splněna Braggova podmínka zapsaná ve tvaru

$$\cos(\psi - \theta_0) = K/2n_0 k_0 \quad (3.63)$$

Je-li (3.63) diferencována, obdržíme výsledek

$$d\theta_0/d\lambda_0 = K/4\pi n_0 \sin(\psi - \theta_0) \quad (3.64)$$

Ze vztahu (3.64) vyplývá, že malé změny v dopadovém úhlu nebo vlnové délce mají podobný efekt. Ukazuje se, že zhodnocení vlivu odchylky směru vlny od Braggova úhlu je možné popsat mírou tzv. rozfázování ζ , jehož definice vychází ze vztahu (3.62)

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{|\rho|^2 + |\sigma|^2}{2|\rho|} \\ &= (B^2 - |\sigma|^2)/2B \\ &= K \cos(\psi - \theta) - K^2 \lambda / 4\pi n_0 \end{aligned} \quad (3.65)$$

Pro malé odchylky $\Delta\theta$ a $\Delta\lambda$ od Braggovy podmínky dostáváme

$$\zeta = \Delta\theta K \sin(\psi - \theta_0) - \Delta\lambda K^2 / 4\pi n_0 \quad (3.66)$$

K odvození vlnových rovnic pro vázané vlny jsou zkombinovány vztahy (3.57) a (3.59) a do nich jsou vloženy rovnice (3.61) a (3.62). Porovnáním členů obsahujících $e^{(-i\rho x)}$ a $e^{(-i\sigma x)}$ dostáváme

$$R'' - 2iR'\rho_z - 2i\alpha BR + 2\kappa BS = 0 \quad (3.67)$$

$$S'' - 2iS'\sigma_z - 2i\alpha BS + (B^2 - |\sigma|^2)S + 2\kappa BR = 0 \quad (3.68)$$

Kde čárky značí derivování podle z . Jestliže navíc uvažujeme výměnu energií v médiu mezi S a R malou a stejně tak i ztráty absorbcí druhé derivace, R'' a S'' mohou být zanedbány. Z (3.66) mohou být tyto rovnice přepsány do tvaru

$$R' \cos \theta + \alpha R = i\kappa S \quad (3.69)$$

a

$$[\cos \theta - (K/B) \cos \psi] S' + (\alpha + i\zeta) S = i\kappa R \quad (3.70)$$

Vázané vlnové rovnice (3.69) a (3.70) mění se v amplitudu jedné vlny v závislosti na z kvůli vazbě na druhou vlnu ($\kappa R, \kappa S$), nebo díky absorpci ($\alpha R, \alpha S$). Odchylka od Braggova úhlu způsobuje ztrátu synchronismu mezi R a S , díky členu obsahujícímu ζS a interakce klesá z její maximální hodnoty. Vázané vlnové rovnice mohou být vyřešeny pro úlohy s patřičnými okrajovými podmínkami. Ty jsou $R(0) = 1$ a $S(0) = 1$ v případě transmisní mřížky a $R(0) = 1$ a $S(d) = 0$ pro mřížku reflexní. Ačkoliv Kogelnikova teorie zavádí mnohá zjednodušení, je ve velmi dobré shodě s experimentem.

V dalších dvou sekcích budou rozebrány pro účely HI nejdůležitější druhy bezeztrátových objemových fázových hologramů. Tedy hologram objemový fázový transmisní a reflexní.

3.3.2.1a Objemové fázové mřížky transmisní

V bezeztrátové fázové mřížce je $\alpha_0 = \alpha_1 = 0$. Difrakce vzniká na prostorově proměnném indexu lomu, difragovaná amplituda je potom

$$S(d) = \frac{-ie^{-i\chi} \sin(\Phi^2 + \chi^2)^{1/2}}{(1 + \chi^2/\Phi^2)^{1/2}} \quad (3.71)$$

kde

$$\Phi = \pi n_1 d / \lambda \cos \theta \quad (3.72)$$

a

$$\chi = \zeta d / 2 \cos \theta \quad (3.73)$$

z (3.66), vyplývá, že dopad pod Braggovým úhlem $\zeta = 0$, a také $\chi = 0$ a (3.71) přechází na

$$S(d) = -i \sin \Phi \quad (3.74)$$

Amplitudu dopadající vlny $R(0)$ považujeme za jednotkovou a vztah pro difrakční účinnost nabývá tvaru

$$\eta = |S(d)|^2 = \sin^2 \Phi. \quad (3.75)$$

Jak se tloušťka d , nebo proměnný index lomu n_1 zvyšují, difrakční účinnost roste až do té doby, kdy difrakční parametr $\Phi = \pi/2$. V tomto bodě $\eta = 1,00$ a všechna energie dopadající vlny se přenesou do difragovaného svazku. Když Φ vzroste nad tento bod, energie je vázána zpátky do dopadající vlny a η klesá. Když se úhel dopadu nebo vlnová délka dopadajícího svazku odchyluje od hodnoty požadované pro splnění Braggovy podmínky, difrakční účinnost klesne na

$$\eta = \frac{\sin^2(\Phi^2 + \chi^2)^{1/2}}{(1 + \chi^2/\Phi^2)}. \quad (3.76)$$

Efekt úhlové odchylky $\Delta\theta$ nebo odchylky vlnové délky $\Delta\lambda$ od Braggovy podmínky může být přímo studován, protože tyto dvě proměnné ovlivňují difrakční účinnost především skrze parametr χ , který je mírou odchylky od Braggovy podmínky. Ze vztahu (3.66) tato závislost může být přepsána do tvaru

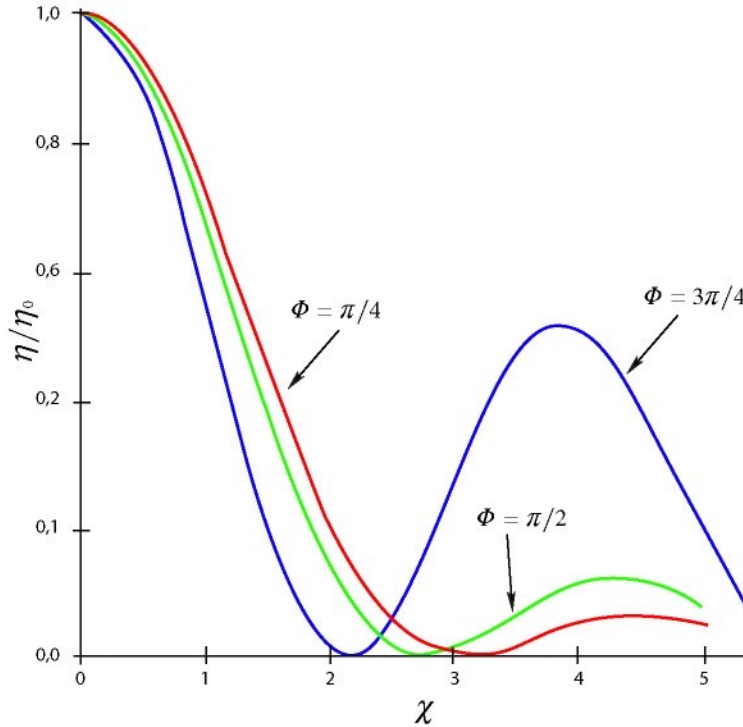
$$\chi = \Delta\theta K d / 2 \quad (3.77)$$

nebo alternativně,

$$\chi = \Delta\lambda K^2 d / 8\pi n_0 \cos \theta_0, \quad (3.78)$$

dokud modulační parametr Φ může být uvažován jako konstanta. Křivky ukazující normalizovanou difrakční účinnost bezeztrátového transmisního fázového hologramu jako funkci parametru

tru χ jsou načrtnuty na obr. (3.10) pro 3 hodnoty modulačního parametru Φ . Pro hologram s $\Phi = \pi/2$, který difraguje s maximální účinností (1,00) pod Braggovým úhlem, difrakční účinnost klesne k 0, když $\chi = 2, 7$.



Obr. 3.10: Selektivita úhlová a selektivita vlnové délky objemové transmisní fázové mřížky a jejich vliv na normalizovanou difrakční účinnost η/η_0 . Závislost je vyjádřena parametrem χ ten je měřítkem odchýlení od Braggovy podmínky, křivky pro tři různé hodnoty modulačního parametru Φ .

3.3.2.1b Efekty ztrát

Pro ztrátovou fázovou mřížku (absorbční konstanta α_0) je difragovaná amplituda při dodržení Braggova úhlu

$$S(d) = -ie^{(-\alpha_0 d / \cos \theta)} \sin \Phi \quad (3.79)$$

Výše uvedený výraz má stejný tvar jako (3.74) až na přidaný exponenciální člen, obsahující absorbční koeficient $\alpha_0 d$. Tento člen především snižuje špičkovou difrakční účinnost a má pouze malý vliv na úhlovou selektivitu nebo na selektivitu závislejší na vlnové délce.

3.3.2.1c Objemové fázové mřížky reflexní

V bezztrátové fázové mřížce platí $\alpha_0 = \alpha_1 = 0$ a vazební konstanta je $\kappa = \pi n_1 / \lambda$. Pro malé odchylky od Braggova úhlu je amplituda vlny vzniklé difrakcí dána vztahem

$$S(0) = i \left[(i\chi_r / \Phi_r) + (1 - \chi_r^2 / \Phi_r^2)^{1/2} \coth(\Phi_r^2 - \chi_r^2)^{1/2} \right]^{-1} \quad (3.80)$$

kde

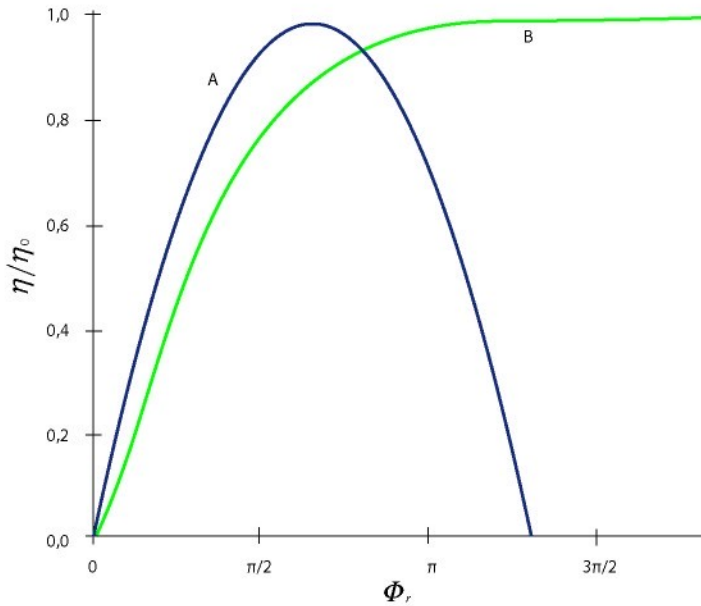
$$\Phi_r = \pi n_1 d / \lambda \cos \theta \quad (3.81)$$

a

$$\chi_r = \zeta d / 2 \cos \theta. \quad (3.82)$$

Difrakční účinnost je potom definována následovně

$$\eta = \left[1 + (1 - \chi_r^2 / \Phi_r^2) / \sinh^2 (\Phi_r^2 - \chi_r^2)^{1/2} \right]^{-1}. \quad (3.83)$$



Obr. 3.11: Maximální teoretická difrakční účinnost objemové fázové transmisní (A) a reflexní (B) mřížky při Braggově úhlu jako funkce modulačního parametru Φ_r .

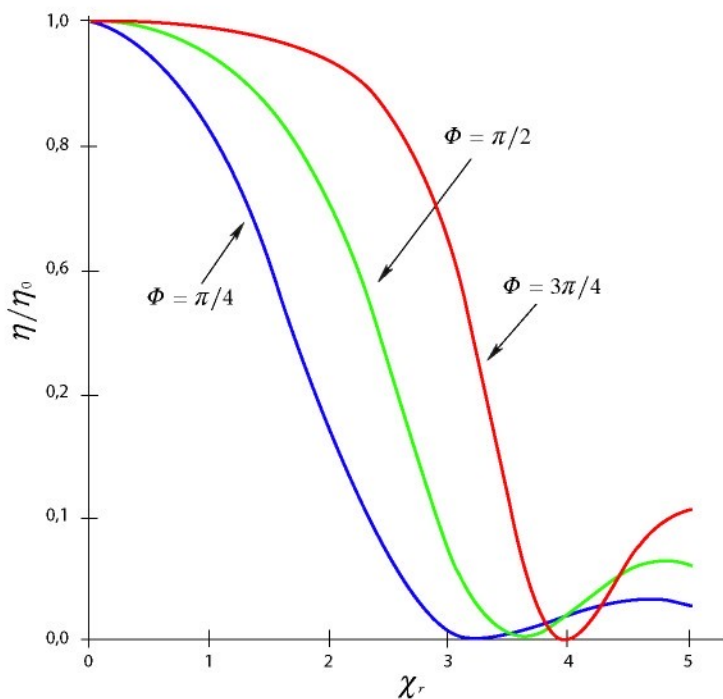
Pro vlnu dopadající pod Braggovým úhlem $\chi_r = 0$ lze vztah (3.83) zjednodušit a zapsat

$$\eta = \tanh^2(\pi n_1 d / \lambda \cos \theta_0) \quad (3.84)$$

Z obr. (3.11) je zřejmé, že difrakční účinnost vzrůstá a blíží se asymptoticky k jedné, jak vzrůstá hodnota Φ_r . Křivky znázorňující úhlovou selektivitu a selektivitu vlnové délky bezeztrátové fázové mřížky jsou ukázány na obr. (3.12). Pro jejich výpočet bylo užito vztahu (3.83) a následujících vztahů odvozených z (3.82) pro parametr χ_r , který je opět mírou odchylky od Braggovy podmínky.

$$\begin{aligned} \chi_r &= \Delta\theta (2\pi n_0 d / \lambda) \sin \theta_0 \\ &= (\Delta\lambda / \lambda) (2\pi n_0 d / \lambda) \cos \theta_0 \end{aligned} \quad (3.85)$$

Tyto křivky jsou vyneseny pro hodnoty modulačního parametru $\Phi = \pi/4$, $\Phi = \pi/2$ a $\Phi = 3\pi/4$. Difrakční účinnost klesne vždy k nule, pokud $\chi_r \approx 3,5$, křivky selektivity jsou znatelně širší s rostoucí hodnotou Φ_r .



Obr. 3.12: Selektivita úhlová a selektivita vlnové délky objemové reflexní fázové mřížky a jejich vliv na normalizovanou difrakční účinnost η/η_0 . Závislost je vyjádřena parametrem χ_r , ten je měřítkem odchýlení od Braggovy podmínky, křivky pro tři různé hodnoty modulačního parametru Φ .

3.4 Komponenty holografické sestavy a nejčastější experimentální obtíže

Mechanické komponenty

Základní mechanickou komponentou celé holografické sestavy je optický stůl nebo lavice, ta bývá odizolována od rušivých mechanických vlivů, mívá také předpřipraveny otvory pro uchycení držáků. Stůl je z magnetického materiálu a dají se použít modernější magnetické stojánky, se kterými se snáze pracuje. Držáky, stojánky a další podpůrné mechanismy optických komponent jsou obvykle vybaveny jemnými posuvy ve dvou osách a možností nastavit výšku optické osy.

Laser

Optická holografie a holografická interferometrie začala být realizovatelná teprve až s vynálezem dostatečně koherentního a výkoného světelného zdroje, tj. laseru. První lasery pro holografii byly většinou kontinuální plynové nebo pulsní rubínové. Dnes dominují pevnolátkové lasery pracující na nejrůznějších vlnových délkách od UV přes VIS až po IR. Jelikož se laserům věnuje celá řada

publikací, nebudou zde šířeji probírány a všimneme si pouze jejich vlastností s ohledem na použití v holografické interferometrii. Přehled se základními vlastnostmi udává tabulka 3.2.

Laser	Vlnová délka [nm]	Pulsní/kontinuální	Výkon/energie (single mode)
Rubínový	694	Pulsní	10 J/Puls
He-Ne	633	Kontinuální	2 mW - 50 mW
Ar+	488	Kontinuální	200 mW
Ar+	514	Kontinuální	1000 mW
Ar+	647	Kontinuální	2000 mW
Kr+	325	Kontinuální	500 mW
He - Cd	442	Kontinuální	25 mW
He - Cd	1060	Kontinuální/pulsní	25 mW
Nd ³⁺ : YAG	530	Kontinuální/pulsní	400 mW
Dye	217 - 960	Kontinuální/pulsní	100 mW
Laserová dioda	670	Kontinuální/pulsní	25 - 1000 mW

Tab. 3.2: Přehled nejpoužívanějších laserů pro účely HI.

Ostatní komponenty

Není možné detailně probírat všechny optické komponenty používané pro holografickou interferometrii. Problematice se do podrobnosti věnuje mnoho optických příruček a prací věnovaných přímo holografii [38] nebo holografické interferometrii [39]. Povšimněme si postupně pouze několika důležitých principů a pravidel, které zcela zásadně ovlivňují výsledek. Jako první důležitý krok je třeba správně zvolit holografické uspořádání. Laser obvykle vyzařuje světelný svazek o průměru jednoho až dvou milimetrů. Ten je v klasickém dvousvazkovém uspořádání amplitudově rozdělen do dvou směrů, předmětového a referenčního, jako dělič svazku se používá polarizační dělič osazený na vstupu a výstupuch dvojlomnými vlnovými $\lambda/2$ destičkami. Destička na vstupu děliče slouží pro řízení poměru dělení amplitud, destičkami na výstupu se nastavuje polarizace v předmětovém a referenčním svazku. Po rozdělení jsou svazky odrazeny do požadovaného směru zrcadly. Zrcadla používaná v holografii a holografické interferometrii by měla splňovat přísné požadavky na rovinnost, doporučuje se alespoň $\lambda/10$. Z toho je zřejmé, že zrcadla musí mít dostatečnou tloušťku, aby nebyla deformována vlastní vahou. Je dobré ujistit se, zda nedochází k jejich deformaci při uchycení. Jednotlivé svazky se dále rozšiřují a jsou filtrovány prostorovými filtry, návrh je podrobně popsán zde [40]. Filtry jsou realizovány sestavou mikroskopový objektiv a filtrová clonka uchycená na nosiči, který umožňuje jemné posuvy v různých osách, a tak nastavení filtru. Nejčastěji používané mikroskopové objektivy jsou 20krát, 40krát a 60krát neimerzní provedení. Clonky filtru jsou s průměrem 10, 20, 30 a 40 mikrometrů. Pro stanovení neoptimálnější kombinace mikroskopový objektiv - clonka existuje celá rozsáhlá teorie. Vhodnou kombina-

ci lze nalézt dobře metodou pokus - omyl. Požadujeme-li kupř. pro snazší vyhodnocování interferogramů referenční vlnu rovinnou, lze rozbíhavý svazek z prostorového filtru kolimovat vhodným objektivem. Všechny optické komponenty kromě zrcadel mívají antireflexní vrstvy. Dalšími komponentami holografického uspořádání jsou dnes často prvky modulující svazky, závěrka a kamery pro snímání interferogramů, posledních několik let lze stále častěji vidět vedení svazků optickými vlákny. Digitální holografie pak přináší mnoho specifických požadavků na záznamové kamery atd., to však není předmětem této práce.

Naprosto stěžejní komponentou optického holografického uspořádání je záznamové médium, které má majoritní vliv na vlastnosti výsledného hologramu, kvalitu holografického interferogramu a do velké míry ovlivní rozsah experimentálních obtíží spojených s „pořízením“ hologramu. Záznamová média a jejich vlastnosti budou probrány v příštím odstavci. Protože si tato práce klade za cíl přispět k rozvoji aplikace a porozumění vlastnostem fotopolymerních médií, budou tyto probrány podrobně. Výzkum vlastností fotopolymerních médií a ověřování jejich vhodnosti pro použití jako záznamových médií v holografii probíhá v laboratoři LOMM TUL už dva roky. Protože dosud získané zkušenosti a vlastnosti fotopolymerních médií ověřené měřeními a experimenty jsou velmi příznivé a navíc použití fotocitlivých polymerů je esenciální pro dosažení vysoké citlivosti v metodě časově modulované holografické interferometrie, je tomuto tématu věnována samostatná kapitola. Nejprve však několik řádků k záznamovým médiím obecně.

3.5 Média pro záznam a optickou rekonstrukci hologramu

Nejznámějším a pravděpodobně i nejčastěji používaným holografickým záznamovým médiem je stříbrohalidová emulze (SHE) méně často se můžeme setkat s dichromovanou želatinou (DCG). Fotopolymery jsou použity vyjimečně a spíše pro experimentální účely. Existuje celá řada jiných záznamových médií*, ta však nenašla širší praktické uplatnění v HI a proto jsou z podrobného popisu vynechána. Použití každého z výše jmenovaných záznamových médií má svoje klady i zápory a lze obecně těžko říci o jednom, že bylo celkově lepší než druhé. Pro představu je dále uveden přehled vlastností ideálního záznamového média.

- Materiál musí mít vysoké prostorové rozlišení a plochou křivku odezvy na různé prostorové frekvence. To zajistí, že požadovaný interferenční obrazec bude kompletně zaznamenán a nedojde ke ztrátě jemného detailu
- Musí existovat lineární vztah mezi expozicí a amplitudou rekonstruované vlny, to je nutné pro dosažení maximální věrnosti obrazu při rekonstrukci.
- Dynamický rozsah materiálu musí být dost velký kvůli schopnosti vytvořit dostatečnou modulaci v průběhu expozice a zajistit tak dobrý odstup signálu od šumu.
- Materiál by měl mít vysokou optickou kvalitu a být bezetrátový. To zaručí vysokou účinnost (jasný obraz).
- Změny okolního prostředí by měly mít minimální vliv na kvalitu hologramu a zaznamenaný hologram by se měl vyznačovat dlouhodobou stabilitou.
- Materiál by měl být dostatečně citlivý, a to i při nízkých intenzitách a neměl by mít inherentní materiálový šum

* příloha I

- Materiál by měl být komerčně dostupný a nebo jeho příprava snadná.
- Experimentální potíže spojené s výrobou hologramu by měly být co nejmenší.

Žádný z běžně používaných materiálů nesplňuje všechny tyto požadavky. Kupř. již zmíněné stříbrohalidové emulze by byly skoro ideální avšak má velký vlastní šum a musí se vyvolávat a následně bělit mokřým procesem nejlépe po tmě nebo v ochráněm osvětlení. Dichromovaná želatina se musí vyvolávat mokřým procesem a je málo citlivá na významných laserových čarách, na druhou stranu netrpí šumem. Fotopolymery splňují skoro všechny požadavky ale do nedávna neměly dostatečně velkou citlivost a měli minimální odezvu při osvětlení malými intenzitami. Poslední výzkumy ukazují že moderní fotopolymerní materiály vhodně použité dokáží částečně odstranit i tyto potíže podrobně viz kapitola 4.

V závěru této kapitoly probereme více SHE a DCG s ohledem na jejich použití v holografické interferometrii.

SHE - stříbrohalidová emulze

Holografické stříbrohalidové emulze jsou speciálně připravené fotografické emulze s velmi vysokým rozlišením a záznam v nich je buď objemový absorpční a nebo objemový fázový. Základem jsou krystaly halogenidu stříbrného AgX (bromidu, jodidu, chloridu, odděleně nebo ve směsných krystalech), dispergované nejčastěji v želatině (jedná se tedy spíše o suspenzi název emulze se však běžně používá a je vžitý). Výsledné vlastnosti hologramů pořízených na SHE významně ovlivňuje nejenom složení a vlastnosti SHE ale také zpracovatelský proces, vyvolávání a bělení, které je nutné pro každý materiál vhodně sladit. SHE vytvářejí dobrý kompromis vlastností pro holografii. Problematiku SHE včetně způsobů vyvolání lze nalézt v hojné literatuře [4, 36, 41].

Hlavním rozdílem mezi fotografickými a holografickými emulzemi je velikost krystalků (zrn) AgX a jejich rozměrová distribuce. S ohledem na velikost zrna klade holografie požadavky velmi vysoké. Používají se tzv. Lippmanovy ultrajemnozrné emulze se střední velikostí zrna mezi 10 - 30 nm, holografické jemnozrné emulze s velikostí zrna mezi 30 - 50 nm, nebo holografické emulze citlivé se střední velikostí zrna 50-100 nm. V porovnání s jemnozrnými fotografickými emulzemi, kde je střední velikost zrna 1 až 2 μm jsou požadavky na holografické emulze o jeden až dva řády větší. Pro reflexní hologramy je nutné, aby rozlišovací schopnost holografického média přesahovala 6000 čar/mm, zatímco jemnozrné fotografické emulze dosahují rozlišení 200 čar/mm.

Při expozici materiálu (stovky $\mu\text{J}/\text{cm}^2$) dochází působením fotonu nebo prostřednictvím senzibilátoru, ke vzniku fotoelektronu, ten posléze způsobuje vznik zárodků kovového stříbra Ag - tzv. latentního obrazu. AgX zasaženého zrna, které obsahuje vyvolatelné zárodky se v zásaditém prostředí vývojky redukuje na Ag a vzniká amplitudový záznam. Amplitudový záznam se pro holografickou interferometrii dnes už nepoužívá (kvůli velké absorpci a malé difrakční účinnosti). Dalším krokem je vybělení záznamu a jeho převod z amplitudového na fázový. V bělicí lázni se stříbro zpětně rehalogenizuje. A z kovového stříbra vzniká průhledná sůl. Výsledkem je rozložení různé koncentrace, popř. i velikosti dielektrických částic, způsobujících diferenciální změny indexu lomu nosiče - želatiny.

K hlavním přednostem SHE patří vysoká citlivost materiálů (nejcitlivější známé materiály), možnost široké spektrální senzibilace od modré až po blízkou IR, dobré difrakční vlastnosti, vysoká rozlišo-

vací schopnost, přesahující 5000 čar/mm. Hlavní slabiny SHE jsou vysoký šum, nedostatečná účinnost v krátkovlnné oblasti, mokřý proces vyvolávání který se obtížně provádí IN SITU.

Charakteristickou vlastností SHE je částicová povaha materiálu. Nerovnoměrnosti částicového souboru (velikostně polydisperzní soubor, nestejný tvar částic, násobný rozptyl), způsobí výskyt nepravidelné složky rozptylu majícího charakter optického šumu. Tento šum se v procesu zpracování vyskytuje jako primární materiálový šum v dalším procesu ho nelze odstranit ani snížit. Dále vzniká tzv. technologický šum jako důsledek technologického zpracování záznamového materiálu po expozici. Oba šумы se víceméně násobí. Proces vyvolání je ekvivalentem zesílení signálu a velikost tohoto zesílení (asi 10^9) nemá v technické praxi obdoby.

DCG - dichromovaná želatina

Materiál je typickým představitelem objemových fázových prostředí. Ve vodě rozpustné chromany a dichromany vytvářejí s organickými, hydrofilními makromolekulárními látkami (želatina, albumín, rybí olej, škrob aj.) soustavy, které jsou při vysušení citlivé na světlo a po expozici (úměrně expozici) dochází více nebo méně k zesíťování makromolekulární matrice materiálu. [42, 43, 44]

Maximum citlivosti se pohybuje kolem 350 - 500 nm. Materiál pro DCG se připravuje buď koupáním želatinových desek v několikaprocentním roztoku dichromanu (amonného, draselného), nebo se dvojchroman inkorporuje do vrstvy již při lití. Při expozici dochází k redukci iontu Cr^{6+} na Cr^{3+} , který síťuje želatinu. Fázová modulace po expozici před vyvoláním je velice nízká. Hydratací želatiny se jednotlivá místa v závislosti na míře zesíťování zvýrazní, neboť zesíťovaná místa botnají méně než neexponovaná. Následuje dehydratace v alkoholové lázni, ve které se zachovává získaný gradient hustoty materiálů, projevující se prostorovou modulací indexu lomu. Mrřížky na DCG se pro optické frekvence chovají jako struktury s kontinuální objemovou modulací indexu lomu. Diferenciální index lomu může nabývat hodnot až 0,25, což je nejvyšší hodnota ze všech známých difrakčních médií. Difrakční účinnost i u 10 mikronových vrstev může dosahovat blízko 100 %. Svými difrakčními vlastnosti patří DCG mezi ideální prvky pro difrakční optiku. [45]

DCG se vyznačuje vysokým diferenciálním indexem lomu, nízkou absorpcí, nízkým šumem a vysokým rozlišením. Velkým problémem DCG je její však nízká obecná citlivost desítky až stovky mJ/cm^2 . Spektrální citlivost je rozložena na modrém konci spektra světla. Dalším problémem je zejména choulostivá technologie a citlivost hologramů na vlhkost prostředí. Hrozí destrukce záznamu, což přináší nezbytnost DCG hologramy proti vlhkosti chránit (zatmelením).

4. Fotopolymerní záznamové struktury

4.1 Fotopolymery

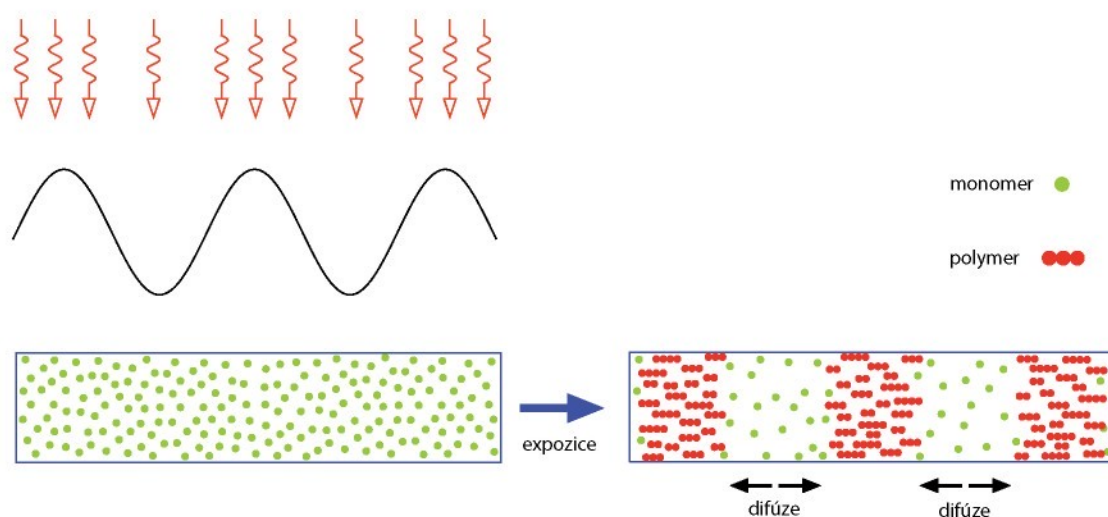
Fotopolymery obecně jsou systémy monomer - polymer, které působením světla zpolymerují a tak změni své vlastnosti. Fotopolymerů je celá řada a mají mnoho aplikací, např. v polygrafickém průmyslu. Vlastnosti, jež se působením světla mění, bývají rozpustnost, přilnavost k povrchu atd. Pro účely holografie a holografické interferometrie je však důležitá změna indexu lomu v expono-

vaných částech polymeru. Navíc je nutné, aby materiál dokázal tyto změny zachytit s mikroskopickou přesností. V holografii jsou opticky zaznamenávány a rekonstruovány interferenční obrazce s detailem v řádech zlomků μm . Fotopolymerní materiály lze v hrubém přiblížení uvažovat s rozlišením na molekulární úrovni protože nemají „zrno“, avšak dosažitelné rozlišení je limitováno procesem nárůstu polymerních řetězců, optickým systémem, nebo sám interferenční obrazec nemá dost velký detail. Typické rozlišení dosahuje submikrometrových hodnot tedy několika tisíc čar na milimetr. Fotopolymerní materiály mají celou řadu vynikajících vlastností. Především však u nich odpadá proces vyvolávání mokrou cestou. Tloušťku vrstvy lze libovolně nastavit, tzn. lze vyrobit záznamové médium např. s velkou selektivitou. Fotopolymery byly jako záznamový materiál pro holografii použity už v roce 1969 [46] tento fotopolymer měl citlivost asi 300 mJ/cm^2 a velmi malé rozlišení. Od té doby bylo vyvinuto a zkoumáno velké množství systémů, ale jen nemnoho z nich našlo praktické uplatnění. Vlastnosti fotopolymerů se ustavičně zlepšovaly. Pouze několik málo z nich bylo komerčně dostupných [47], i ty byly postupně staženy z prodeje (hlavně proto, že se používají k výrobě holografických ochranných známek a výrobci se obávají jejich padělání). Universitní pracoviště vyvíjejí nové fotopolymery [48, 49], které však svými vlastnostmi těžko soupeří s komerčně vyvíjenými systémy. Ty jsou většinou patentově chráněny a jejich složení je neznámé, nebo obsahují naprosto exotické chemické látky, jež je nutno syntetizovat. Komerčně vyvíjené fotopolymerní záznamové systémy jsou drahé a výrobce pokud je prodává, tak jediné ve velkých množstvích. Nedávno se na trhu objevily cenově dostupné fotopolymery POLYGRAMA [8] a jejich systémy (filmy, různé možnosti nanášení, atd.). Výrobce je distribuuje i v malých množstvích. Některé z těchto fotopolymerů se velice osvědčily v experimentálních aplikacích holografické interferometrie. Vlastnosti těch, které se osvědčily, budou podrobně popsány i se způsobem jejich použití. Fotopolymery obecně sestávají z monomeru, fotocitlivého barviva a iniciátoru, a to buď jako tekutý nebo tuhý systém v podobě vrstvy. Suché fotopolymery navíc obsahují polymerní binder. Tekuté polymery se uzavírají mezi dvě skleněné desky jejichž vzdálenost je omezena distančními podložkami, to má výhodu, že vrstva je stejnoměrně tlustá a její tloušťku je možné libovolně nastavit. Další výhodou uzavření fotopolymeru mezi dvě skla je zamezení přístupu kyslíku k vrstvě. Po předchozích zkušenostech je možné říci, že zatím testované tekuté polymery mívají vyšší citlivost než tuhé. Tuhé polymery jsou nanášeny ve vrstvě na nosiči, kupř. opticky kvalitní PET nebo sklo, nebo jsou ve formě několika vrstvého filmu, kde vrchní a spodní vrstva jsou tenké plastové nosiče.

4.2 Fotopolymerace

Fotopolymerace při záznamu hologramu je doprovázená difúzí. Ta má majoritní vliv na modulaci indexu lomu. Před polymerací je materiál homogení směsí několika komponent jako jsou monomer, barvivo, iniciátor atd. Monomery pro jednoduchost chápeme jako nositele indexu lomu. Interferenční obrazec je struktura světlých a tmavých proužků. V oblastech světlých proužků barvivo absorbuje světlo, rozpadá se a interaguje s fotoiniciátorem, který je jakýmsi katalyzátorem fotopolymerace. Monomery se začnou spojovat do větších celků objevují se polymerní řetězce. Při polymeraci jsou však spotřebovávány monomery a dochází ke změnám koncentrace a hustoty monomerů ta vytváří gradient, který urychluje migraci monomerů z tmavých oblastí do oblas-

tí světých. Modulace indexu lomu nevyhnutelně nastává díky rozdílům v hustotě a složení tmavých a světlých oblastí. Difrakční mřížka se tedy formuje už v průběhu expozice a její vznik a vývoj lze sledovat v reálném čase a přímo měřit difrakční účinnost jinou vlnou délkou světla na kterou není fotopolymer citlivý. Následně provedenou expozicí bílým světlem nebo IR zářením (někdy oběma najednou) se dokončí proces difúze a polymerace a materiál přestane být citlivý na světlo. V této fázi bývá i vrstva tekutého polymeru dostatečně tuhá její další utvrzení se provádí UV světlem. Existují i polymery, jež je možné barevně „ladit“, tedy měnit velikost mřížky po expozici. Výběr vhodných monomerů popř. oligomerů, binderů a iniciátorů má velký vliv na výsledné vlastnosti především na modulaci indexu lomu zpolymerovaných míst.



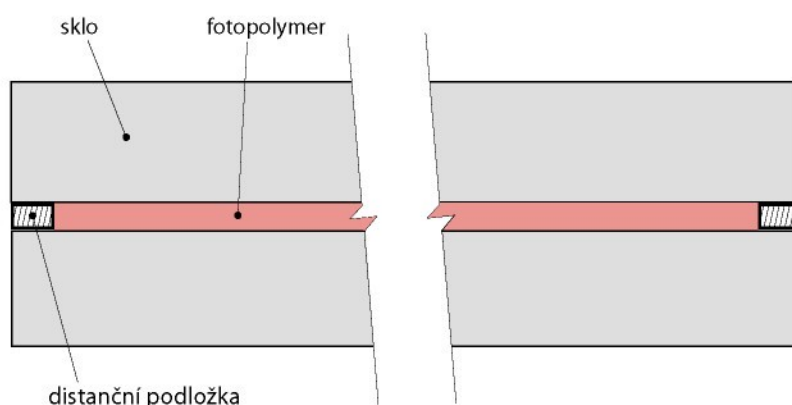
Obr. 4.1: Fotopolymerace doprovázená difúzí monomeru.

4.3 Vlastnosti sendvičových záznamových struktur

Po sérii experimentů s fotocitlivými polymery POLYGRAMA v laboratoři optických metod měření na FM TUL, se velice dobře osvědčily tekuté fotopolymery SM TR 532 S a SM TR 635, fotopolymerní filmy stejného výrobce se nejeví jako vhodné pro použití v holografické interferometrii, protože mají mnohem menší citlivost, a špatně se s nimi pracuje. Tuhé fotopolymery připravené v laboratoři Fyzikální elektroniky FJFI [50] nedosahují parametrů srovnatelných s polymery POLYGRAMA. Pro práci s tekutými polymery je třeba tyto nejdříve uzavřít do struktury sklo - vrstva fotopolymeru - sklo, tzv sendvičová struktura. Při správné volbě parametrů záznamové struktury získáme téměř ideální záznamový materiál pro použití v holografické interferometrii s velmi vyváženými vlastnostmi a odstraníme většinu možných již dříve zmíněných problémů. Dobře navržené a otestované struktury dosahují téměř stoprocentní difrakční účinnosti, mají vysoké rozlišení, nízký šum, dobrou citlivost (i když stále asi o jeden řád menší než SHE), časovou stálost, velký dynamický rozsah, velký diferenciální index lomu. Nad těmito všemi výbornými vlastnostmi zaujímá jedna zvláštní postavení a tou je fakt, že fotopolymerní záznamová média není třeba vyvolávat mokrou cestou. V podstatě se dá říci, že fotopolymery mají samovyvolávací schopnost, jelikož se v nich mřížka formuje už v průběhu expozice. A dosáhne-li expoziční energie požadovanou hodno-

tu, má mřížka téměř stoprocentní difrakční účinnost ihned po expozici. Mřížka ihned po expozici není stabilní a je nutné ji stabilizovat osvitem záznamové struktury bílým světlem. Osvit pro finální stabilizaci struktury se provádí IN SITU. Odpadá tedy problém se správným umístěním záznamového média po vyvolání mokrou cestou do stejné pozice se submikrometrovou přesností, jako je tomu u desek s SHE. Osvítí-li se struktura navíc dostatečně intenzivním UV světlem (jednotky mW/cm^2) po dobu několika minut, vrstva fotopolymerní se utvrdí.

4.4 Příprava sendvičových záznamových struktur



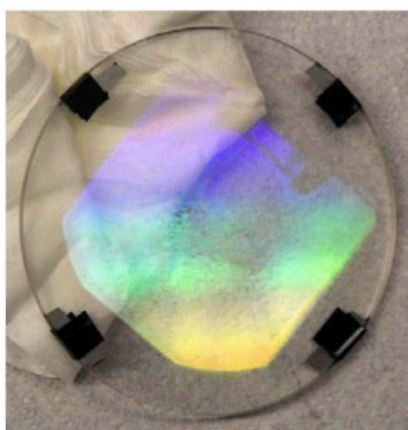
Obr. 4.2: Schématické zobrazení řezu záznamovou strukturou sklo fotopolymer sklo.

Pro úspěšnou experimentální práci s tekutými fotopolymery POLYGRAMA, ale i s jinými je nezbytné tyto uzavřít do struktury kupř. sklo - fotopolymer - sklo, tak, že je zajištěna přesná tloušťka polymerní vrstvy a struktura je pevná a dlouhodobě stabilní. Přesná tloušťka vrstvy fotopolymerní má významný vliv na výsledné vlastnosti záznamového média. Tento typ tekutých fotopolymerní vyžaduje pokud možno vzduchotěsně uzavřít, protože přítomnost kyslíku způsobuje neaktivitu polymeru a jeho citlivost je pak velmi nízká. Při konstrukci záznamové struktury jsou použity dvě stejně velké obdélníkové nebo kruhové destičky ze skla s tloušťkou 2mm. Desky by měly být co nejlépe vyčištěné. Distanční podložky o předem přesně zvolené tloušťce jsou stejnoměrně rozmístěny po obvodu jedné z desek, ty následně zajistí vymezení tloušťky vrstvy polymeru. Do středu spodní desky nakapeme několik malých kapek fotocitlivého polymeru (zlomky mililitru) a přiložíme vrchní desku, kterou stlačíme tak, aby se fotopolymer rovnoměrně rozprostřel. Přesné množství fotopolymerní (počet kapek) je třeba vyzkoušet. Po přitlačení vrchní desky by celá plocha mezi deskami měla být vyplněna fotopolymerní. Je-li fotopolymerní hodně a vyteče na okraji desek, perfektně ho utřeme. Oblepíme okraj desek lepicí páskou, tím se struktura zpevní a zamezíme vnikání vzdušného kyslíku. U kruhových desek je lepší toto provést na několika místech kratšími kusy pásky. Experimenty bylo zjištěno jako optimální používat vrstvu polymeru o tloušťce mezi 15 - 25 μm . Distanční podložky jsou ocelové pásky (fy HASBERG) s tloušťkou 10 μm . Při použití pásky s tloušťkou 10 μm je výsledná vrstva tlustá asi 20 - 25 μm .



Obr. 4.3: Materiál a nástroje pro přípravu záznamové struktury.

Před použitím necháme strukturu několik minut relaxovat, aby se zastavil pohyb fotopolymeru v mezeře mezi deskami a polymerní vrstva byla stabilní při expozici. Celá příprava fotopolymerní struktury musí probíhat za ochranného osvětlení, aby nedošlo k naexponování fotopolymeru. Vlnovou délku ochranného osvětlení volíme tak, aby neležela v absorbním pásu fotopolymeru. Tedy pro práci se zeleným polymerem používáme červené ochranné osvětlení a naopak. Je možné též připravit fotopolymerní strukturu ve velmi tmavé místnosti, světelná energie, kterou polymer obdrží za dobu přípravy nesmí překročit hranici, kdy se započne proces polymerace. Osvětlení struktury před expozicí může být naopak využito pro zvýšení její citlivosti. Na obr. 4.4 je vyrobená struktura po expozici a utvrzení holografického záznamu, mřížka rozkládá světlo.



Obr. 4.4: Připravená struktura s naexponovaným a utvrzeným hologramem.

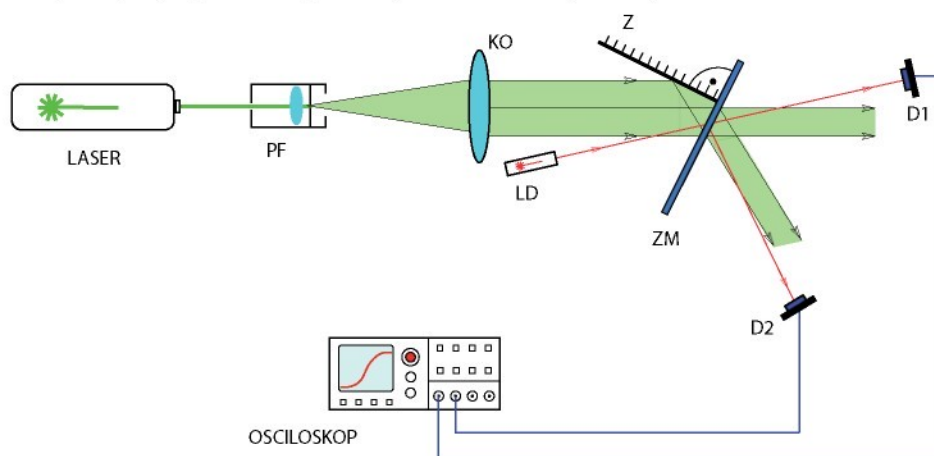
Kruhové struktury se uchycují do držáku pro tento účel zkonstruovaného autorem disertace. Držák sestává z prstence s vnitřním průměrem větším, než je struktura, vpředu opatřeným přírubou. Struktura se zasadí do držáku, založí se volným kroužkem a ten se upevní dvěma šrouby. Držák je černěný, aby se minimalizovaly odrazy světla směrem do struktury.



Obr. 4.5: Držák záznamové struktury.

4.5 Měření vlastností připravených fotopolymerních záznamových struktur

Odezva fotopolymerní záznamové struktury je testována jednoduchým harmonickým interferenčním polem, které vytvoří objemovou fázovou difrakční mřížku ve vrstvě fotopolymeru. Samovyvolávací schopnost umožní v reálném čase měřit difrakční účinnost vytvářející se mřížky. Z difrakční účinnosti je následně vypočítána modulace indexu lomu a získané výsledky jsou použity k charakterizování povahy záznamového materiálu a pro optimalizaci parametrů záznamové struktury (tloušťka, expoziční energie atd.). Metoda byla již v různých obměnách použita v [51,52,53,54] a zvolené měřicí uspořádání využívá stejného principu. Měření prováděná v reálném čase nesmí ovlivnit záznamový proces, a proto je vlnová délka detekčního laseru zvolena z neabsorpčního pásu záznamového materiálu. Naproti tomu u záznamového laseru je snaha, aby emitovaná vlnová délka byla v maximu absorpčního pásu. Ve skutečnosti se fotopolymery senzibilují tak, aby jejich absorpční pásy vyhovovaly vlnovým délkám nejběžnějších laserů.



Obr. 4.6: Schéma uspořádání pro měření vlastností fotopolymerních struktur.

Schéma uspořádání použitého pro měření vlastností fotopolymerních záznamových struktur je ukázáno na obr. 4.6. Svazek záznamového laseru je rozšířen, vyfiltrován a kolimován, část kolimovaného svazku prochází materiálem přímo a druhá část je odražena zrcadlem. Obě části se překrývají na záznamovém materiálu a formují interferenční pole, které je zaznamenáno. Za účelem měření difrakční účinnosti je materiál osvětlen kolimovaným svazkem laserové diody nastaveným pod Braggovým úhlem Φ a oba svazky (difragovaný i procházející) jsou detekovány PIN fotodiodami připojenými k digitálnímu osciloskopu. Difrakční účinnost η je definována jako poměr difragované intenzity (měřené detektorem D2) a dopadající intenzity testovacího svazku z laserové diody. Účinnost η a první harmonická amplituda n_1 indexu lomu mají souvislost definovanou rovnicí 4.1, která byla odvozena z teorie vázaných vln [37]. V rovnici 4.1 je d tloušťka materiálu, λ je vlnová délka testovacího světla, Φ je Braggův úhel formující se objemové fázové mřížky.

$$\eta = \frac{I_D}{I_V} = \sin^2 \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \Phi} \quad (4.1)$$

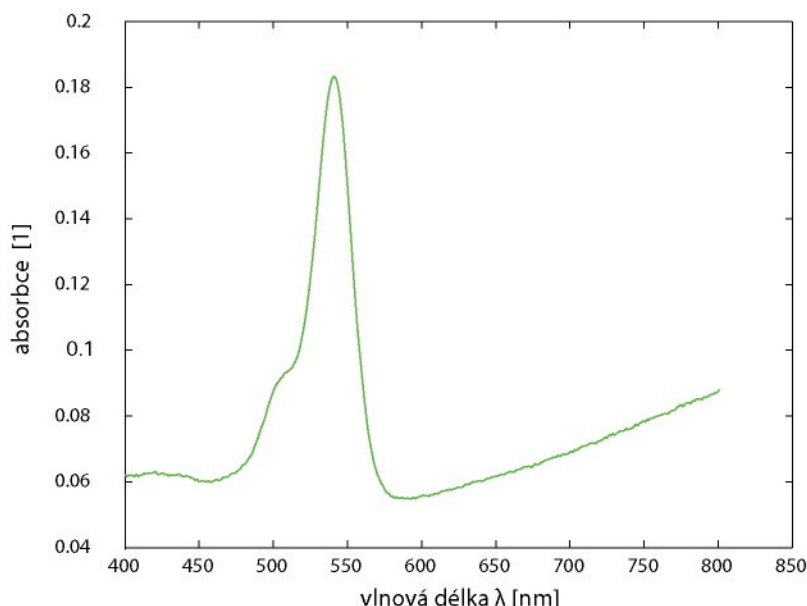
Výsledkem právě popsané metody jsou časové závislosti modulace indexu lomu $n_1(t)$, které se nazývají křivkami nárůstu. Parametr $n_1(t)$ je velmi užitečný pro charakterizování a optimalizování odezvy záznamového materiálu, protože je nezávislý na tloušťce.



Obr. 4.7: Experimentální sestava při měření vlastností fotopolymerních struktur.

4.6 Záznamová struktura s fotopolymerem POLYGRAMA SM TR 532 S - změřené charakteristiky

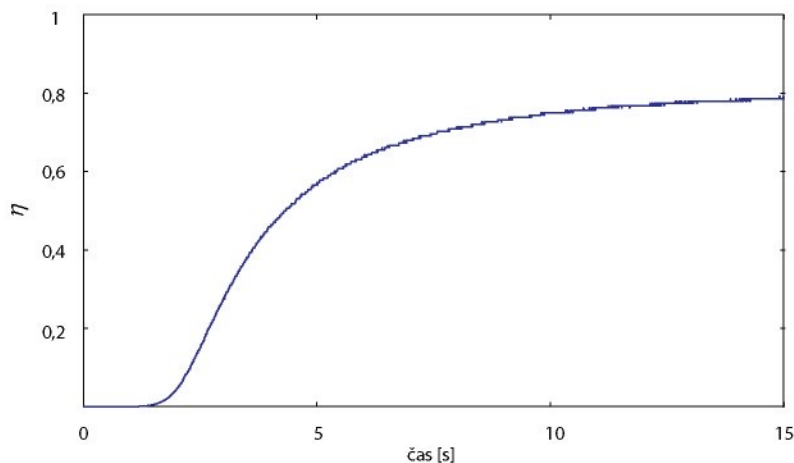
Fotopolymer SM TR 532 S je citlivý v zelené oblasti, křivka absorpce materiálu je na obr. 4.6.



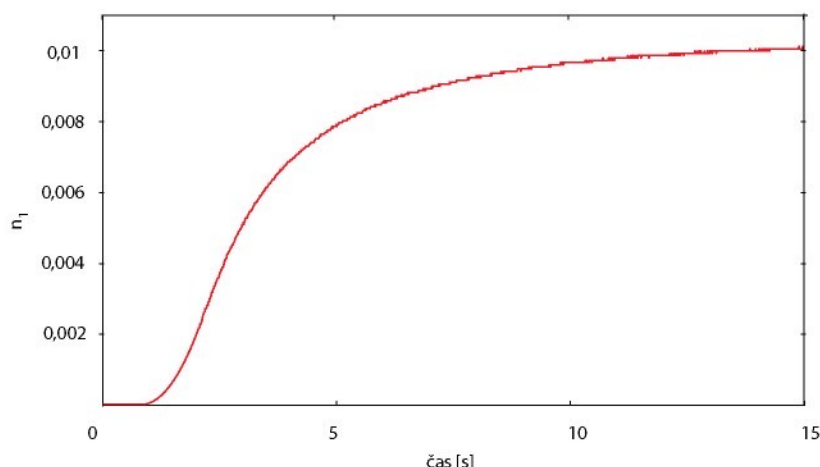
Obr. 4.6: Křivka absorpce záznamové struktury s polymerem SM TR 532 S.

Měření vlastností záznamové struktury se zeleným fotopolymerem SM TR 532 S probíhá na experimentální sestavě popsané v předchozím odstavci. Expoziční laser je $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ s vlnovou délkou 532 nm. Měřicí laserová dioda emituje na 635 nm, tedy v oblasti, kde už fotopolymerní struktura téměř neabsorbuje světlo. Zbytková absorpce viditelná v grafu (4.6) je způsobena odrazem světla na skleněných neantireflektovaných plochách záznamové struktury. Pracovní oblast diody je volena s ohledem na snížení rizika expozice fotopolymeru v průběhu měření. Dioda má výkon 5 mW a z testovacích experimentů je zřejmé, že nedochází k ovlivnění měření. Měřicí uspořádání bylo nastaveno na mřížkovou periodu 700 nm, což odpovídá úhlu mezi svazky 24,5 stupně.

Typický případ měření vlastností fotopolymerních záznamových médií v reálném čase je zobrazen na obr. 4.7 a 4.8. Časový vývoj difrakční účinnosti η formující se mřížky je získán přímo z měření a modulační indexu lomu n_1 je vypočítána za použití rovnice (4.1). Následují některá měření ilustrující závislost kvality vytvářející se mřížky na intenzitě záznamového laseru, expozičním čase, předexpoziční bílým světlem. Difrakční účinnost byla měřena kolimovaným svazkem červené laserové diody na 635 nanometrech. Materiál má špičku absorpce blízko 532 nanometrům a nevykazuje téměř žádnou absorpci na 635 nanometrech a záznamový proces není ovlivněn měřením.



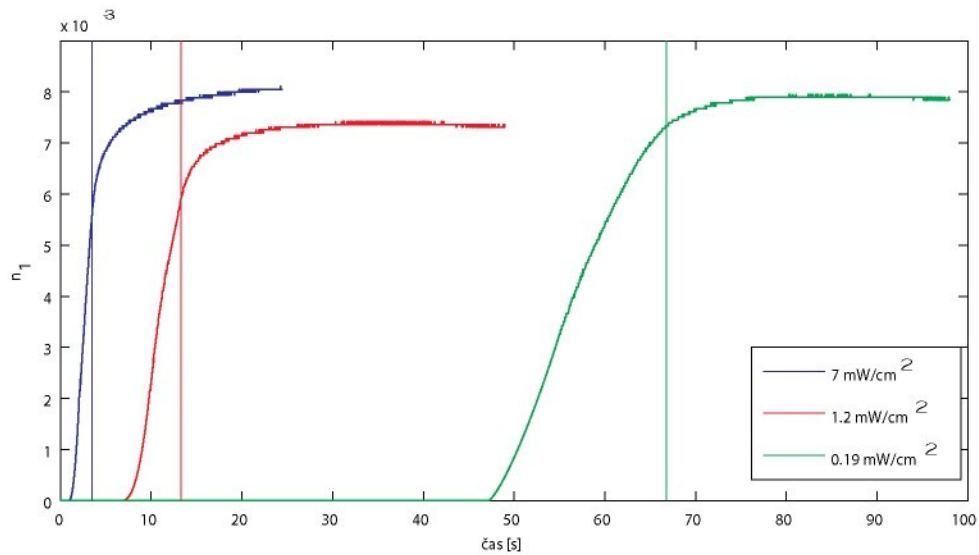
Obr. 4.7: Difrakční účinnost a její nárůst v čase. Prostorová perioda interferenčního pole byla 700 nm, záznamová intenzita 7 mW/cm², tloušťka vrstvy 20 μm.



Obr. 4.8: Modulace indexu lomu a její nárůst v čase. Prostorová perioda interferenčního pole byla 700 nm, záznamová intenzita 7 mW/cm², tloušťka vrstvy 20 μm.

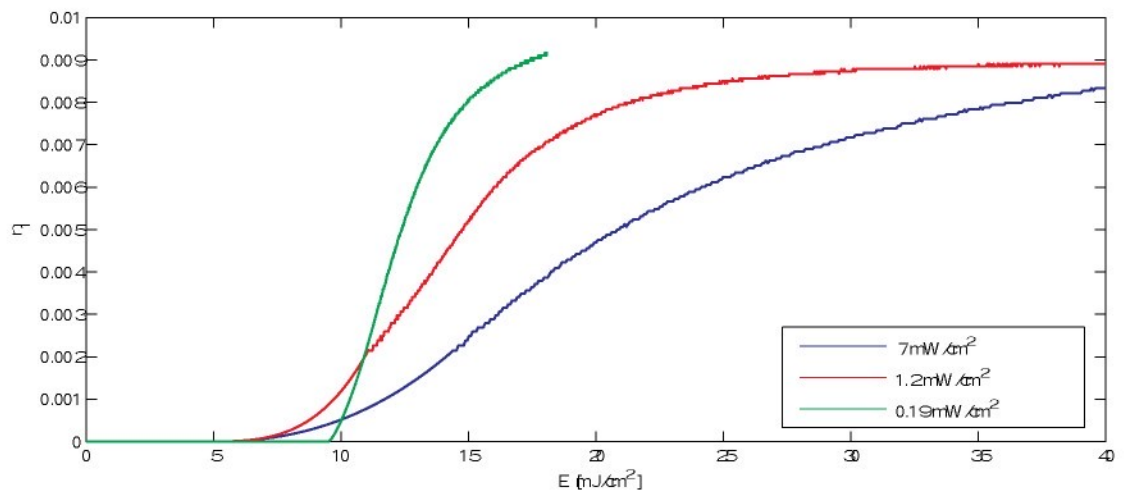
Proces vytváření mřížky byl měřen pro rozdílné expoziční intenzity. Získané křivky nárůstu jsou ukázány na obr. 4.9. Proces záznamu byl přerušen (záznamový laser vypnut), když účinnost dosáhla přibližně 60 %. Událost je označena příslušnou vertikální čarou na obr. 4.9. Proces formování mřížky pokračuje v růstu, dokonce i když je expozice přerušena. V případě vysoké záznamové intenzity formování mřížky začne velmi brzo a je rychlejší a vyšší, dodatečný nárůst modulační indexu lomu je možné pozorovat i po přerušení expozice. V případě nízké záznamové intenzity je inicializační perioda velmi dlouhá, mřížka se formuje pomalu a také dodatečný nárůst je mnohem menší. Citlivost záznamového materiálu je většinou vyjádřena v jednotkách expoziční energie. Ta je definována jako součin celkového expozičního času a intenzity.

$$E = I \cdot t \quad (4.2)$$



Obr. 4.9: Graf procesu vytváření mřížky pro rozdílné expoziční intenzity. Prostorová perioda interferenčního pole byla 700 nm pro všechny křivky, tloušťka vrstvy 20 μm .

Závislost modulace indexu lomu na expoziční energii lze jednoduše vypočítat násobením intenzity časem, pak dostaneme křivky citlivosti pro záznamový materiál při různých intenzitách viz obr. 4.10.

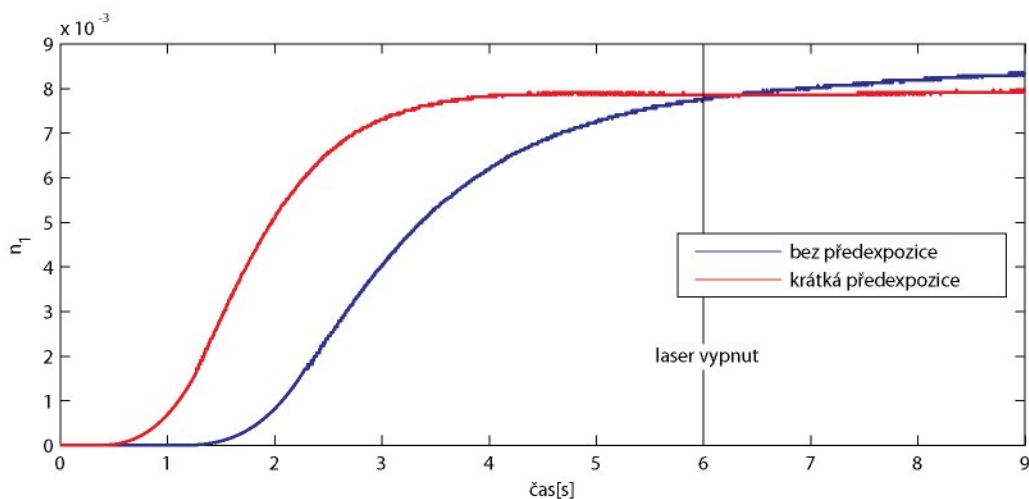


Obr. 4.10: Závislost modulace indexu lomu na expoziční energii pro různé expoziční intenzity. Prostorová perioda interferenčního pole byla 700 nm pro všechny křivky, tloušťka vrstvy 20 μm .

Z grafu je zřejmě vidět, že v případě nízké záznamové intenzity dávka expoziční energie nezbytná k dosažení stejné hodnoty modulace je nižší než v případě vysoké záznamové intenzity a záznamový materiál je v tomto případě citlivější.

Nakonec byly realizovány experimenty s předexpoziční záznamového materiálu bílým světlem. Před samotnou předexpoziční interferenčním polem vytvořeným laserem byl materiál krátce předexponován bílým světlem. Inicializační perioda, kde se nevytváří mřížka, je zkrácena při použití

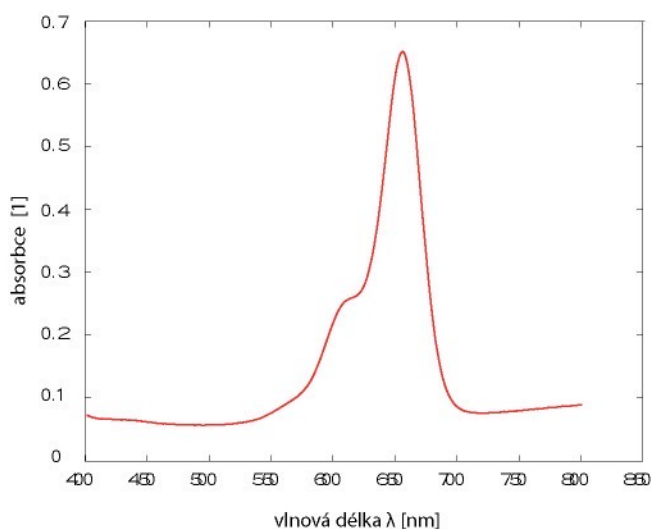
předexpoziční viz. obr. 4.11.



Obr. 4.11: Vliv předexpoziční na záznamový proces. Prostorová perioda interferenčního pole byla 700 nm, záznamová intenzita 7 mW/cm², tloušťka vrstvy 20 μm.

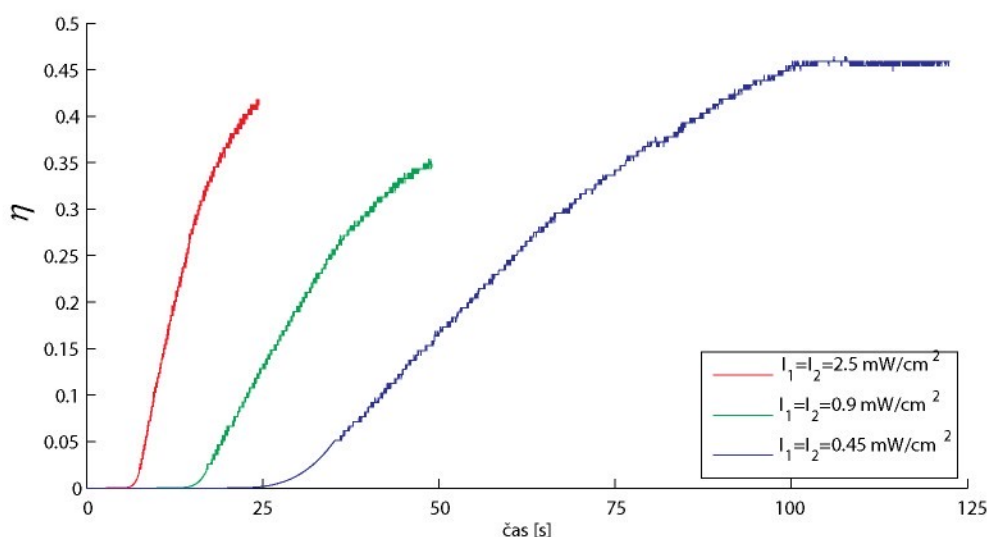
A stejně tak i expoziční energie potřebná pro dosažení optimální hodnoty modulace je o mnoho nižší. Typické hodnoty záznamových intenzit v holografických aplikacích jsou okolo 100 μW/cm². Bylo zjištěno, že potřebná expoziční energie pro dosažení účinnosti přes 60 % u záznamové struktury s polymerem SM TR 532 S je asi 12 mJ/cm² ve vrstvě tlusté 20 μm. Citlivost nadále roste k nižším intenzitám a lze dosáhnout asi 8 mJ/cm² při 30 μW/cm². Podrobně viz. [55]

4.7 Záznamová struktura s fotopolymerem POLYGRAMA SM TR 635 - změřené základní charakteristiky

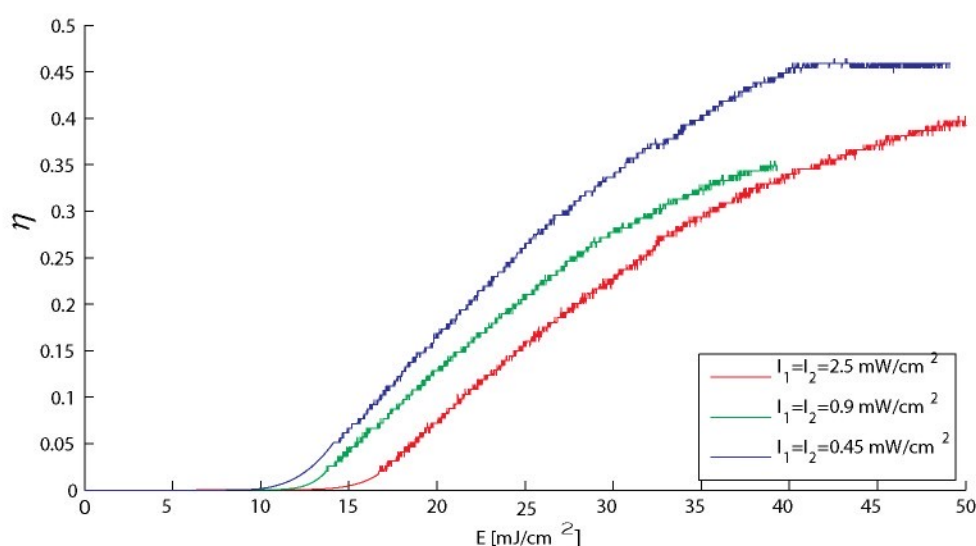


Obr. 4.12: Křivka absorpce záznamové struktury s polymerem SM TR 635.

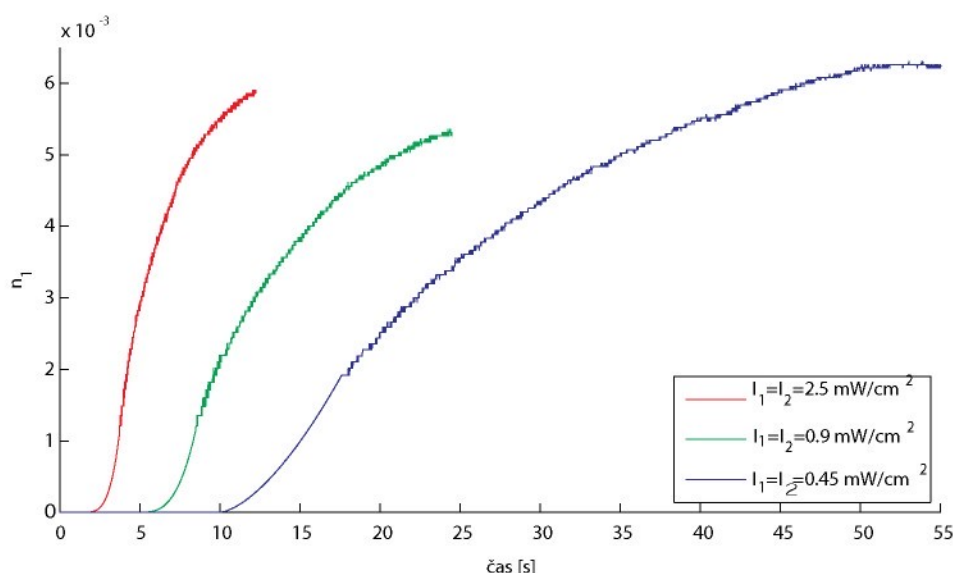
Měření vlastností záznamové struktury s červeným fotopolymérem SM TR 635 probíhá stejným způsobem jako tomu bylo v předchozím případě. Rozdíl je v laseru pro expozici, použit je He-Ne laser s vlnovou délkou 632,8 nm a vlnové délce měřící laserové diody jež emituje na 808 nm, tedy v blízké IR oblasti, kde už fotopolymerní struktura téměř neabsorbuje světlo. Zbytková absorpce viditelná v grafu citlivosti struktury je způsobená odrazem světla na skleněných neantireflektovaných plochách záznamové struktury. Pracovní oblast diod je volena s ohledem na snížení rizika expozice fotopolyméru v průběhu měření. Dioda má výkon 10 mW a z testovacích experimentů je zřejmé, že nedochází k ovlivnění měření. Měřící uspořádání bylo nastaveno na mřížkovou periodu 700 nm, což odpovídá úhlu mezi svazky 26,9 stupně.



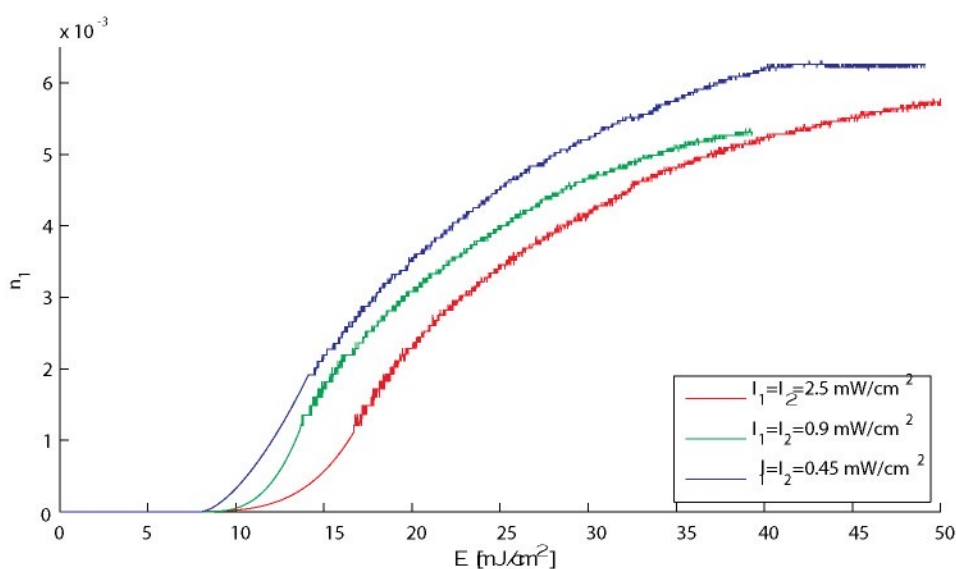
Obr. 4.13: Difrakční účinnost a její nárůst v čase pro různé záznamové intenzity. Prostorová perioda interferenčního pole byla 700 nm, tloušťka vrstvy 25 μ m.



Obr. 4.14: Difrakční účinnost a její nárůst v závislosti na expoziční energii pro různé záznamové intenzity. Prostorová perioda interferenčního pole byla 700 nm, tloušťka vrstvy 25 μ m.



Obr. 4.15: Diferenciální index lomu a jeho nárůst v čase pro různé záznamové intenzity. Prostorová perioda interferenčního pole byla 700 nm, tloušťka vrstvy 25 μm .



Obr. 4.15: Diferenciální index lomu a jeho nárůst v závislosti na expoziční energii pro různé záznamové intenzity. Prostorová perioda interferenčního pole byla 700 nm, tloušťka vrstvy 25 μm .

Bylo zjištěno, že potřebná expoziční energie pro dosažení účinnosti přes 40 % u záznamové struktury s polymerem SM TR 635 je asi 35 mJ/cm^2 ve vrstvě tlusté 20 μm . Citlivost nadále roste k nižším intenzitám a lze dosáhnout asi 25 mJ/cm^2 při extrémně nízké záznamové intenzitě 30 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$. Pozn. měření provedená na fotopolymerních záznamových strukturách s fotopolymerem SM TR 635 nejsou zcela objektivní, protože v době měření jejich vlastností byl použitý fotopolymer pravděpodobně tepelně poškozen. Pro předchozí holografické experimenty postačovala mnohem menší expoziční energie.

4.8. „Vyvolávání“ a stabilizace hologramu v záznamových strukturách

Při expozici hologramu do fotopolymerní záznamové struktury vzniká mřížka v reálném čase, to je také důvod, proč lze měřit vlastnosti fotopolymerních médií právě popsanou metodou. Holografický obraz je vidět ihned po expozici. Není však stabilní a je nutné ho stabilizovat osvitem struktury uniformním bílým světlem s dostatečnou intenzitou, tj. několik mW/cm^2 . To způsobí zpolymerování zbytků monomeru spolu s doběhnutím difúze a fotopolymer přestává být aktivní. I přes to je mřížka nestabilní z hlediska delšího časového období (dny - týdny). Pro úplnou stabilizaci se fotopolymerní struktura osvětluje UV světlem 395 nm, k tomu účelu autorem disertační práce zkonstruovaného LED osvětlovače. Tím lze dosáhnout stabilní mřížky po dobu více než jeden rok a pravděpodobně i delší (nebyla možnost to otestovat). Stabilizační osvit po expozici „vyvolání“, vede navíc k mírnému zvýšení DE mřížky záznamu avšak zvyšuje pravděpodobně i šum. Přesná měření tohoto fenoménu jsou předmětem dalšího zkoumání. Podobný osvětlovač, i když emitující na jiné vlnové délce, se používá k předexpozici.



Obr. 4.12: UV osvětlovač pro dlouhodobou stabilizaci záznamu.

5. Holografická interferometrie - vybrané metody

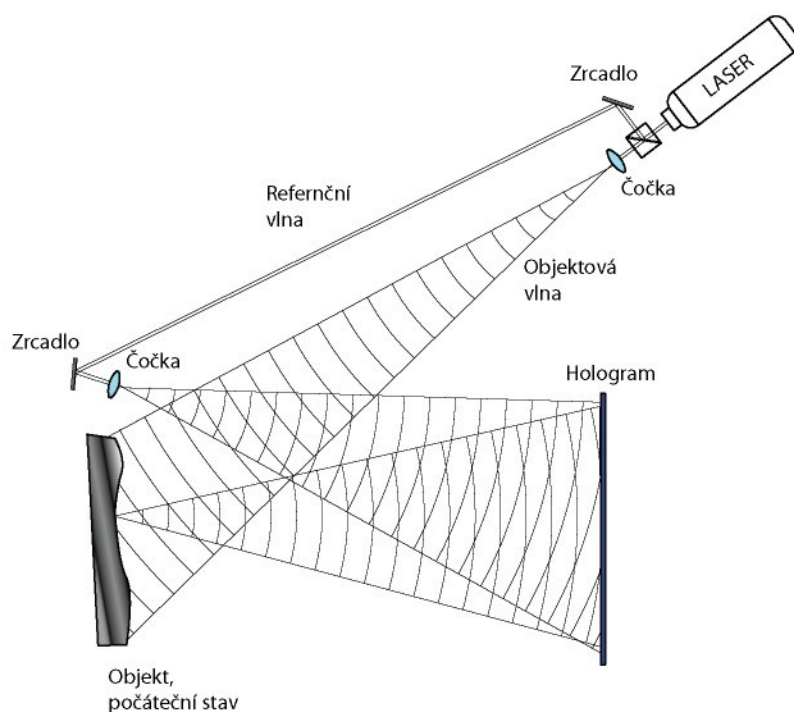
V předchozích kapitolách byly probrány interferenční efekty a následovaly základy holografie. Promyšlenou kombinací těchto dvou principů získáme techniku holografické interferometrie. I přesto, že fundamentální principy techniky holografické interferometrie jsou známy již víc než 40 let, technika je stále velmi živá a dále se rozvíjí, dnes především digitální podoba metody. Ta je ovšem oproti technice s klasickým záznamem a rekonstrukcí hologramu stále ještě v počátcích a trpí mnoha neduhy. Její velkou výhodou je odstranění procesu vyvolání hologramu a téměř okamžitý výsledek a ihned navazující zpracování interferogramů. Jejími hlavními zápory je omezení velikosti úhlu mezi svazky (s tím spojené potíže oproti ostatním technikám), značný šum (speckle) a nakonec také omezení při optické rekonstrukci vln. V této práci je snahou ukázat možné východisko z experimentálních potíží při záznamu hologramů klasickou cestou a zároveň s problémy jež přináší DHI. Oba tyto nedostatky elegantně řeší použití dobře navržených fotopolymerních záznamových médií s moderními fotopolymery, které byly probrány v minulé kapitole. Klasický (zde ve smyslu analogový, ne digitální) holografický záznam a rekonstrukce jsou tak přesné, že není problém porovnat s interferometrickou přesností dokonce ani vlny odražené od difusního povrchu, z čehož jedna je replikou rekonstruovanou z hologramu. Holografickou interferometrii definujeme právě jako interferenční techniku porovnávající dvě nebo více vln, z nichž alespoň jedna byla rekonstruovaná z hologramu.

Jak se ukáže v dalším textu, holografická interferometrie je vhodná bez dalších úprav pouze pro porovnání vln, které jsou si velmi podobné (zkoumaný objekt se při měření příliš nezmění). Musíme dodržet více požadavků: objekt musí mít v průběhu měření stejnou mikrostrukturu, geometrie všech vlnových polí zapojených v procesu měření se nesmí změnit, dále musí zůstat stejná vlnová délka a koherenční parametry použitého laserového zdroje a nakonec sám tvar objektu musí prodělat jen malou změnu. Všechny zmíněné se požadavky na první pohled vypadají silně, ve skutečnosti všechny parametry se mohou velmi málo měnit a to tak, aby došlo pouze ke změně fáze rozptýlené vlny a změna její amplitudy byla zanedbatelná. Je-li navíc k těmto požadavkům ještě pole vlny prostorově homogenní a fáze vlny se spojitě a hladce mění od bodu k bodu, objeví se makroskopický interferenční obrazec. Ten bude v dalším textu označován jako holografický interferogram nebo holografický interferenční obrazec. A to z důvodu, aby nedošlo k záměně se stacionárním interferenčním obrazcem uloženým jako hologram, někdy označovaný jako mikroskopický interferenční obrazec. Naproti tomu prvně zmíněný pozorovaný a vyhodnocovaný holografický interferogram se někdy nazývá také makroskopický interferenční obrazec. Vzhledem k tomu, že holografická interferometrie dokáže zajistit simultánní interferenci dvou nebo více vlnění, která existovala v rozdílných časech, a navíc nevyžaduje reflexní povrchy, našla technika HI široké uplatnění v mnoha oborech vědy i průmyslu jako mnohostraná měřicí metoda. Zde se budeme zabývat pouze HI v optickém oboru spektra. Je důležité říci, že HI lze provozovat i s mikrovlnami, elektrony [56] nebo ultrazvukovými vlnami. Šíře a pestrost aplikací HI je tak velká, že by vystačila na několik knih. Stále se ukazují nové obory, v nichž je HI nenahraditelnou technikou a nebo je její aplikace nejsnazší.

5.1 Vytvoření holografického interferenčního obrazce

5.1.1 Záznam a rekonstrukce holografického interferogramu získaného metodou dvojité expozice

V holografické interferenční metodě dvojí expozice jsou do jednoho záznamového média následně po sobě uloženy dvě vlnoplochy rozptýlené jedním objektem ve dvou různých stavech. V tomto případě uvažujeme jako záznamové médium fotopolymerní záznamovou strukturu, viz. kapitola 4, mohla by to ale být i kupř. fotografická deska. Tyto dvě zaznamenané vlnoplochy odpovídající různým stavům objektu jsou následně najednou rekonstruovány. První expozice (první záznam) je pořízen v počátečním stavu objektu viz obr. 5.1 a. Druhá expozice (druhý záznam) je provedena po fyzické změně měřeného objektu 5.1 b, změna je provedena např. zatížením objektu.

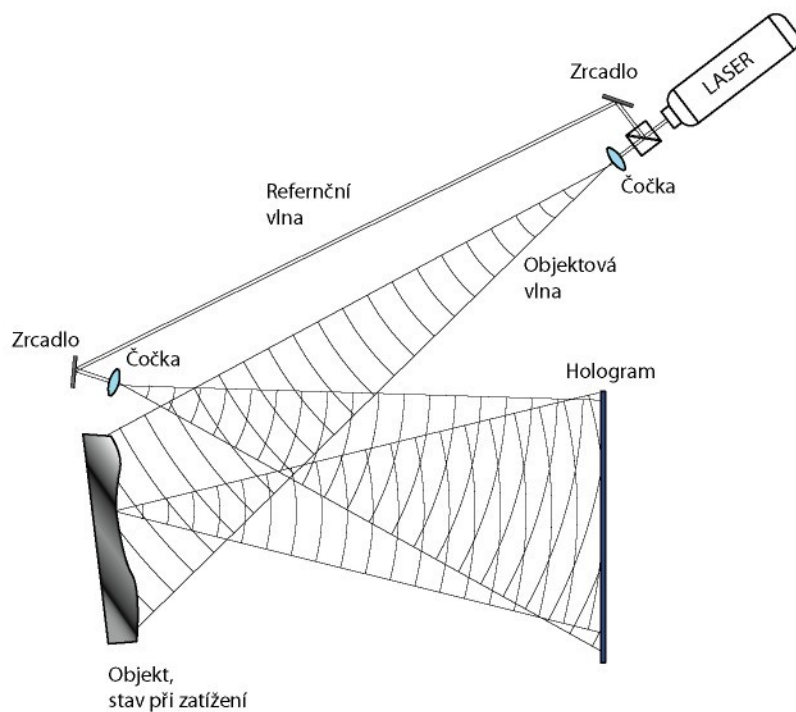


Obr. 5.1 a: První expozice hologramu v počátečním stavu objektu.

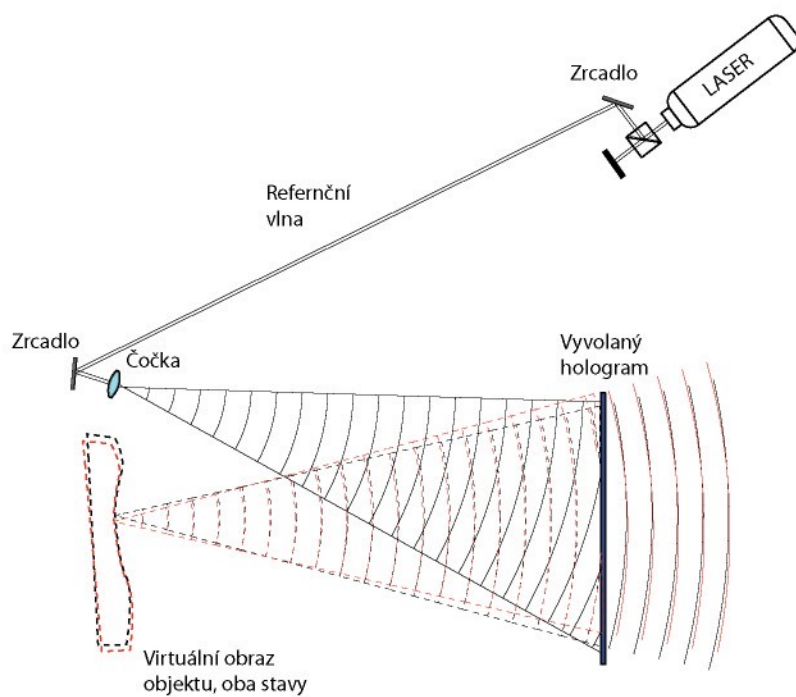
Nechť komplexní amplituda první vlnoplochy v bodě objektu P je

$$E_1(P) = E_{01}(P)e^{i\Phi(P)} \quad 5.1$$

a je holograficky zaznamenaná. E_{01} je reálná amplituda a $\Phi(P)$ je fázové rozložení vlny 2.16. $\Phi(P)$ se prostorově mění díky náhodnému charakteru mikrostruktury difúzně rozptylujícího měřeného předmětu (princiálně se může jednat o difúzní rozptyl odrazem nebo průchodem vlny transparentním prostředím). P označuje bod objektu. Prozatím nemusíme rozlišovat mezi bodem objektu a bodem v obrazové rovině příslušejícímu bodu objektu.



5.1 b: Druhá expozice hologramu objektu v zatíženém stavu.



5.1 c: Rekonstrukce obou záznamů hologramu v různých stavech objektu barevně odlišených, za hologramem pozorujeme holografický interferogram.

Změna měřeného fyzikálního parametru jako je tvar objektu způsobený deformací difúzně

odrážejícího povrchu nebo změna v rozdělení indexu lomu transparentního objektu způsobí změnu rozdělení fáze v bodě P o $\Delta\Phi(P)$, takže komplexní amplituda druhé vlnoplochy, která má být holograficky zaznamenána do stejného záznamového média je

$$E_2(P) = E_{02}(P)e^{i(\Phi(P) + \Delta\Phi(P))} \quad 5.2$$

Po expozici a procesu vyvolání (běžně chemický, v našem případě optický) obě vlnoplochy jsou rekonstruovány najednou (viz obr. 5.1c). Za hologramem se šíří dvě vlny, jejich interferencí vzniká stacionární distribuce intenzity

$$\begin{aligned} I(P) &= |E_1(P) + E_2(P)| \\ &= (E_{01}(P)e^{i\Phi(P)} + E_{02}(P)e^{i(\Phi(P) + \Delta\Phi(P))}) \\ &\quad * (E_{01}(P)e^{-i\Phi(P)} + E_{02}(P)e^{-i(\Phi(P) + \Delta\Phi(P))}) \\ &= I_1(P) + I_2(P) + \sqrt{I_1(P)I_2(P)}(e^{-i\Delta\Phi(P)} + e^{+i\Delta\Phi(P)}) \\ &= I_1(P) + I_2(P) + \sqrt{I_1(P)I_2(P)}\cos[\Delta\Phi(P)] \end{aligned} \quad 5.3$$

Uvažujeme-li stejné amplitudy $E_{01}(P) = E_{02}(P)$, dostáváme

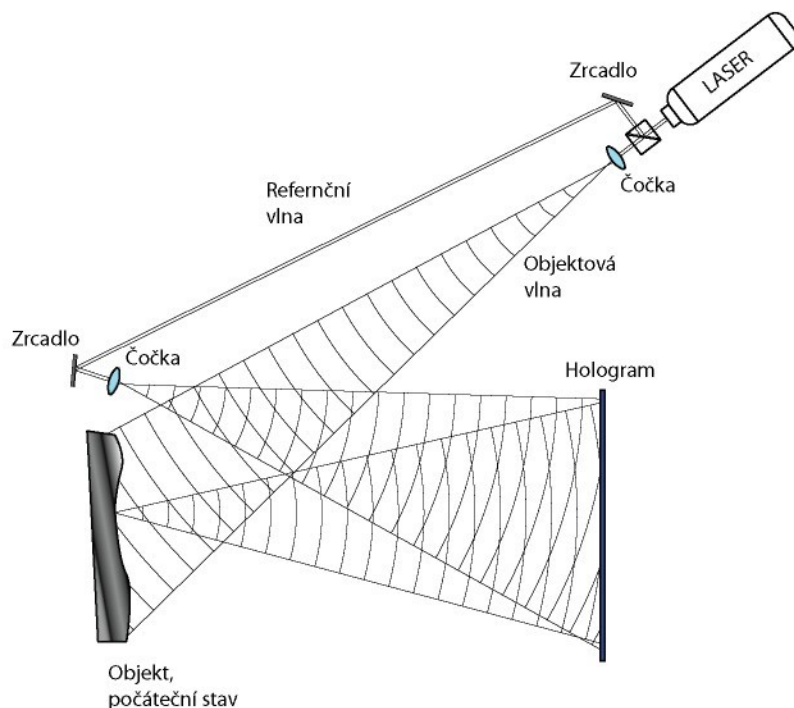
$$I(P) = 2I_1(P) + \{1 + \cos[\Delta\Phi(P)]\} \quad 5.4$$

Změna fáze $\Delta\Phi$ se nazývá interferenční fázový rozdíl. Jestliže je prostorová variace interferenčního fázového rozdílu přes pozorovaný rekonstruovaný povrch malá, intenzitní rozdělení (5.4) odpovídá intenzitě záření odraženého z původně osvětleného objektu, ale je modulováno obrazem interferenčních proužků majících kosinový průběh. Středů světlých proužků jsou kontury, kde interferenční fáze nabývá hodnot lichých celočíselných násobků π . Středů tmavých proužků odpovídají sudým celočíselným násobkům π . Je zřejmé, že změnil-li se interferenční fázový rozdíl příliš strmě, proužky přestanou být rozlišitelné (jsou příliš blízko sebe) a ztrácíme informaci o velikosti měřené změny.

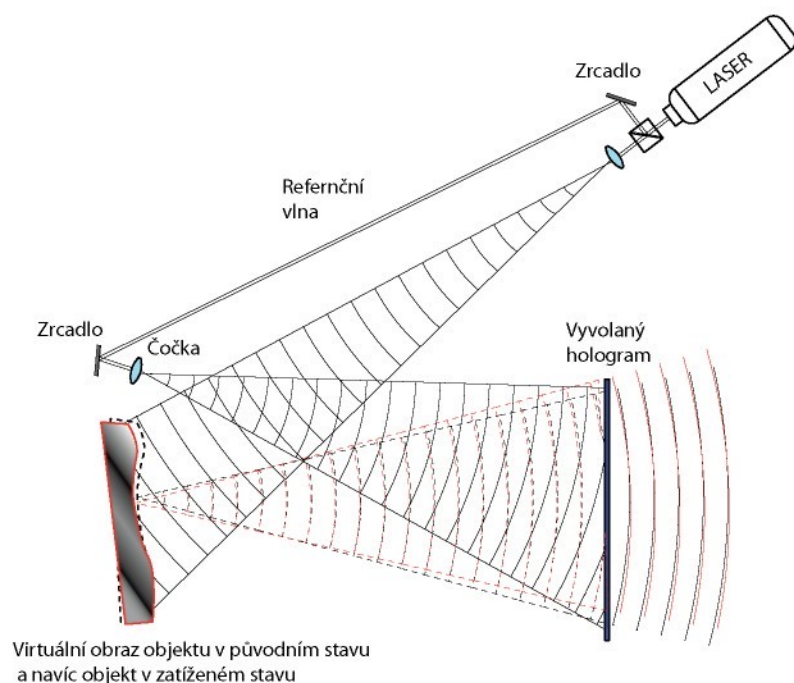
5.1.2 Záznam a rekonstrukce holografických interferogramů metodou reálného času

V holografické metodě reálného času je holograficky zaznamenána pouze jedna vlnoplocha patřící výchozímu stavu testovaného objektu (viz obr. 5.2 a). Po chemickém vyvolání v případě holografických desek hologram musí být znovu umístěn do původní pozice, ve které byl zaznamenán. Umístění desky zpět do původní polohy musí být provedeno s přesností větší než vlnová délka. Tato obtíž v případě použití fotopolymerních záznamových médií úplně odpadá, protože fotopolymerní záznamová média jsou vyvolána IN SITU osvětlením uniformním bílým světlem. Po osvětlení vyvolaného hologramu původní referenční vlnou, rekonstruovaný virtuální obraz vlnoplochy interferuje s vlnoplochou odraženou přímo od objektu, který byl ponechán ve své původní pozici. Za hologramem se šíří dvě vlny. Původní vlna odpovídající pozici a tvaru objektu v počátečním stavu, ta je rekonstruovaná z hologramu, a přibyla vlna, která je difúzně rozptýlená povrchem tes-

tovaného objektu. Ovšem změna, kterou objekt prodělal oproti původnímu stavu zaznamenanému v hologramu, způsobí při interferenci s rekonstruovanou vlnou vznik makroskopicky viditelného interferenčního obrazce, který se mění v reálném čase tak, jak se mění tvar objektu (viz obr. 5.2 b).



Obr. 5.2 a: Expozice hologramu v počátečním stavu objektu v metodě reálného času.

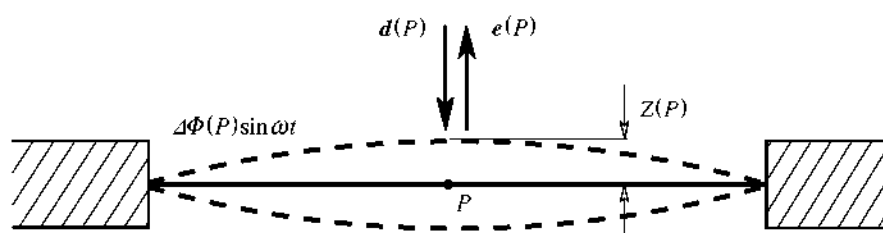


Obr. 5.2 b: Rekonstrukce holografického interferogramu v metodě reálného času.

Dynamické proměny objektu vedou k okamžitým pozorovatelným změnám interferenčního obrazce. V metodě reálného času i metodě dvojité expozice interferující vlny prošly stejnými drahami. Metody odstraňují vliv rozdílných drah na výsledný interferenční obrazec (problém klasické interferometrie). Tzv. diferenciální metody. Pro dosažení maximálního kontrastu je třeba vyrovnat intenzity obou interferujících vln. Není toho třeba v metodě dvojité expozice, kde obě vlny jsou rekonstruovány z hologramu a předpokládá se jejich stejná intenzita. Jak v holografické metodě reálného času, tak v metodě dvojité expozice má vzniklá distribuce intenzity v interferenčním obrazci cosinový průběh. Při amplitudové záznamu metodě dvojité expozice se vytvoří světlé proužky v místech, kde interferenční fáze nabývá celočíselných sudých násobků π , při použití amplitudového záznamu (dnes např. CCD, CMOS) v metodě reálného času dostaneme světlé proužky pro místa, kde $\Delta\Phi(P)$ je lichým celočíselným násobkem π . To je způsobeno záporným znaménkem před třetím členem ve vztahu 3.12, který popisuje rekonstruovaný virtuální obraz. Použití fázového záznamu v technice reálného času dostáváme stejné znaménko pro přímo rozptýlené světlo i pro rekonstruovanou vlnoplochu, což vede ke světlým proužkům v místech sudých celočíselných násobků π jako v metodě dvojité expozice. Následkem toho místa, kde nedošlo k žádným změnám $\Delta\Phi(P) = 0$, se stávají středy; světlých proužků v metodě dvojité expozice i v metodě reálného času za použití fázového záznamu. Tato místa jsou centra tmavých proužků v technice reálného času při použití fázového záznamu [57].

5.2. Holografická metoda časového středování

Tato kapitola je věnována technice vhodné pro analýzu vibrací. Bude zde ukázáno, jak vznikají interferenční proužky jiného tvaru než dříve zmíněného kosinového [58, 33]. Protože se interferenční obrazec v metodě reálného času mění okamžitě ve shodě s právě probíhající změnou stavu objektu, bylo by možné metodou sledovat s její pomocí i vibrace. To ale přináší úskalí při vibracích s frekvencemi už v řádech stovek Hz, problémy částečně řeší snímkování rychlou kamerou. Existuje výrazně lepší a snáze proveditelná holografická metoda pro měření vibrací.



Obr. 5.3 a: Schéma pro popis vzniku Besselových proužků.

Uvažujme periodické vibrace způsobující periodickou změnu interferenčního fázového rozdílu v čase

$$\Delta\Phi(P)\sin\omega t.$$

5.5

Kde ω je úhlová frekvence vibrací a velikost $\Delta\Phi(P)$ je vztažena k maximální amplitudě vibrací v

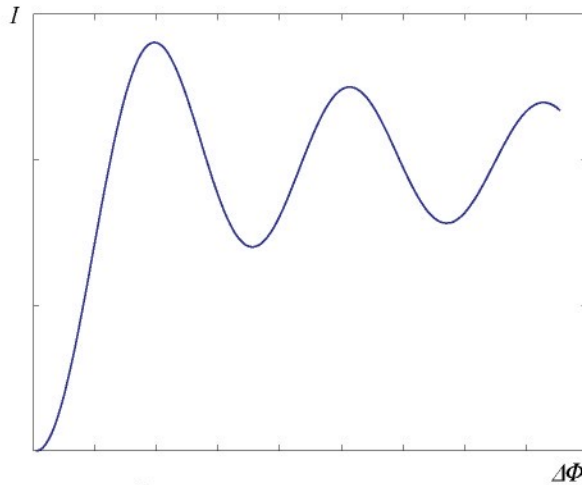
objektovém bodě P . Uvažujeme-li směr osvětlení a pozorování kolmý k povrchu objektu a maximální amplitudu jako $Z(P)$, dostáváme $\Delta\Phi(P) = 4\pi z(P)/\lambda$, protože světlo musí urazit vzdálenost do bodu P a z P podél $Z(P)$. Při vibrování je v technice reálného času generován v každém okamžiku kosinový průběh viz obr. 5.3 a.

$$I(P, t) = 2I_1(P) \{1 - \cos[\Delta\Phi(P) \sin(\omega t)]\} \quad 5.6$$

Jestliže je frekvence ω vyšší než časové rozlišení oka nebo detektoru, pozorujeme vystředovanou intenzitu.

$$\begin{aligned} I(P) &= 2I_1(P) \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \{1 - \cos[\Delta\Phi(P) \sin(\omega t)]\} dt \\ &= 2I_1(P) \{1 - J_0[\Delta\Phi(P)]\} \end{aligned} \quad 5.7$$

J_0 je Besselova funkce [59] prvního druhu nultého řádu. Vzniklé proužky mají malý kontrast viz. obr.5.3 b. Metoda může být použita k identifikaci rezonančních frekvencí sledováním interferenčního obrazce při přeladování budící frekvence.



Obr. 5.3 b: Časově vystředovaná intenzita z metody reálného času.

Nejčastěji aplikovanou metodou pro analýzu vibrací je metoda časového středování (time average holographic interferometry). V této metodě je vibrující povrch holograficky zaznamenán expozičním časem mnohem delším, než je perioda vibrací $T \gg 2\pi/\omega$. Expoziční čas se řídí citlivostí záznamového média. Fotopolymerní záznamová média nejsou natolik citlivá, aby docházelo k problémům nebo omezením pro frekvence větší než desítky Hz. Běžné expozice se pohybují v řádech sekund až minut. Opět uvažujme harmonické vibrace dané vztahem 5.5. Potom holograficky zaznamenáme a rekonstruujeme spojitě spektrum vln, z nichž každá má tvar

$$E_{01}(P) e^{i\Delta\Phi(P) \sin(\omega t)} \quad 5.8$$

Tato množina vln rekonstruovaná najednou interferuje a dává tvar.

$$E(P) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{E_{01}(P)}{T} \int_0^T e^{i\Delta\Phi(P)\sin(\omega t)} dt$$

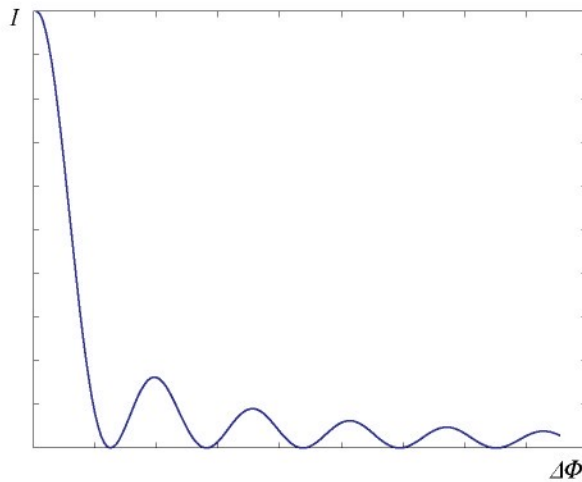
$$= E_{01}(P) J_0(\Delta\Phi(P))$$
5.9

Jedná se o zobecněný případ dvouexpoziční metody pro kontinuum expozic, nejvýrazněji se na formování hologramu podílejí vlny odrážející se od povrchu předmětu v maximu a minimu výchylky vibrací (povrch objektu na okamžik stojí), ostatní vlny jsou jaksí rozmazány a jejich příspěvek je menší. Způsobují pokles kontrastu proužků s vyšším řádem.

Intenzita, kterou pozorujeme v rekonstruovaném obrazu je

$$I(P) = I_1(P) J_0^2(\Delta\Phi(P))$$
5.10

Pozorované proužky jsou v tomto případě kontury stejných amplitud vibrací prostorových vibračních módů (můžeme si je představit jako jakési vrstevnice). Maximální intenzita náleží místům s $\Delta\Phi(P) = 0$, a ty přísluší uzlovým bodům kmitání $J_0(0) = 1$.



Obr. 5.4: Časově vystředovaná intenzita.

Přepíšeme rovnici 5.10 do tvaru

$$I(P) = I_0(P) J_0^2[d(p) \cdot e(p)]$$
5.11

Tmavé středy proužků přísluší místům kde $d(p) \cdot e(p)$ odpovídá nulovým bodům Besselovy funkce prvního druhu nultého řádu J_0 . Kontrast proužků klesá se zvyšujícím se řádem, viz. obr. 5.4. Světlé proužky mezi nulovými místy, které neodpovídají uzlovým bodům, mají menší intenzitu, a tak je snadné určit uzlové body. Uvažujme pro jednoduchost rovinný vibrující povrch a holografické uspořádání takové, že vektor osvětlení i pozorování je kolmý k povrchu $d(P) = (0, 0, d_z(P))$, potom $e(P) = 4\pi/\lambda$ a amplitudy ve středech tmavých proužků vypočítáme ze vztahu

$$d_z(P) = b_m \frac{\lambda}{4\pi}$$
5.12

kde b_m je m – tý nulový bod Besselovy funkce prvního druhu nultého řádu. Řád proužku je daný následovně. První proužek kde $m = 1$ je proužek sousedící s nulovým proužkem, tedy uzlovou linií. V případě tenkých desek a skořepin lze předpokládat vektor vibrací kolmý k povrchu (tzv. OUT OF PLANE) vibrace, všechny ostatní vektory (tzv. IN PLANE) mohou být zanedbány. Připustíme-li tato zjednodušení, interferenční proužky jsou interpretovány jako kontury (vrstevnice) vibračních módů. Uvažujeme - li obecnější případ vibrací, kde směr vektoru vibrací nelze jednoznačně stanovit. Nezbývá než provést nejméně tři holografická pozorování s různým vektorem citlivosti. Následně musíme vyhodnotit soustavu tří lineárních rovnic nebo řešíme problém nejmenších čtverců. Interpretace nejsvětlejšího proužku jako uzlové linie může být ošidná pro složitější pohyby některých objektů. Citlivost metody je limitována hodnotou asi $\lambda/4$ jak je zřejmé z rovnice 5.12 a i z obr. 5.4. Derivace Besselovy funkce prvního druhu nultého řádu má okolo nuly téměř nulový sklon. Malá změna amplitudy se v rekonstruovaném obraze neprojeví změnou v intenzitě. Pro zvýšení citlivosti je možné techniku upravit a zdokonalit viz. další odstavec.

5.2.1 Modulované vlny v technice časového středování

V holografické metodě časového středování klesá u proužků vyššího řádu kontrast. Tomu lze zabránit aplikací stroboskopické techniky. Její princip spočívá v osvětlení objektu po velmi krátkou dobu pouze v maximu a minimu výchylky při vibrování, kontrast vzrůstá a s ním však také i expoziční čas nutný pro naexponování hologramu. Stroboskopická technika, ve které je jak referenční, tak i objektová vlna časově modulována je speciálním případem obecného velmi užitečného přístupu modulování vlnových polí při záznamu hologramu. Pro různé jiné účely není nezbytné, aby se $f_{obj}(t) = f_{ref}(t)$ jako ve stroboskopické technice. V mnoha případech při aplikaci konceptu modulování vlnového pole si vystačíme s modulováním pouze referenční vlny. Existuje několik principiálně odlišných způsobů jak modulovat referenční vlnu při záznamu hologramu, jež nabízejí množství výhod. Kupř: zvýšení citlivosti pro malé amplitudy vibrací, detekce relativní fáze mezi kmitajícími body na povrchu měřeného vzorku, kompenzace nežádoucích pohybů objektu a mnoho dalších. Podrobnosti o přínosech modulování referenční vlny a možné dosažitelné výsledky jsou diskutovány v [57], [33]. Z pohledu měření vibrací je však stěžejní možnost zvýšení nebo snížení citlivosti techniky časového středování. Jestliže jsou objektová vlna E_P a referenční vlna E_R modulovány funkcemi $f_{obj}(t)$ respektive $f_{ref}(t)$, je výsledná intenzita v rovině hologramu v čase t úměrná

$$I(t) = |f_{obj}(t)E_P + f_{ref}(t)E_R|^2, \quad 5.13$$

Uvažujeme - li lineární záznam, amplitudová propustnost hologramu je viz. 3.3.

$$T = \alpha - \beta \int_0^T |f_{obj}(t)E_P + f_{ref}(t)E_R|^2 dt. \quad 5.14$$

Pro rekonstrukci je hologram osvětlen nemodulovanou referenční vlnou E_R . Třetí člen (3.6) popisující komplexní amplitudu vlnového pole je úměrný

$$M_T = \frac{1}{T} \int_0^T f_{obj}(t) E_P + f_{ref}^*(t) dt. \quad 5.15$$

Výraz M_T se nazývá charakteristická funkce [60],[61], její úplný význam a různá pojetí není možné důkladně probrat. Výsledná intenzita je $I = |M_T|^2$. Charakteristická funkce pro případ zvyšování a respektive snižování citlivosti je předmětem dalšího rozboru.

Nechť povrch objektu harmonicky kmitá s frekvencí ω , pak je objektová vlna úměrná $e^{[id(P)e(P)\sin(\omega t)]}$ a současně je $f_{obj}(t) = 1$. Ve frekvenčně modulované holografické interferometrii je referenční vlna modulovaná celočíselným násobkem $n\omega$ frekvence vibrací povrchu měřeného objektu

$$f_{ref}(t) = e^{(in\omega t)}. \quad 5.16$$

Výsledná charakteristická funkce je úměrná

$$M_T = \frac{1}{T} \int_0^T e^{[id(P)e(P)\sin(\omega t)]} e^{(in\omega t)} dt. \quad 5.17$$

Použijeme-li identitu a obrátíme-li pořadí integrování a sumace dostaneme

$$\begin{aligned} M_T &= \frac{1}{T} \int_0^T \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m[d(P)e(P)] e^{(im\omega t)} e^{(-in\omega t)} dt \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m[d(P)e(P)] \frac{1}{T} \int_0^T e^{[i(m-n)\omega t]} dt \end{aligned} \quad 5.18$$

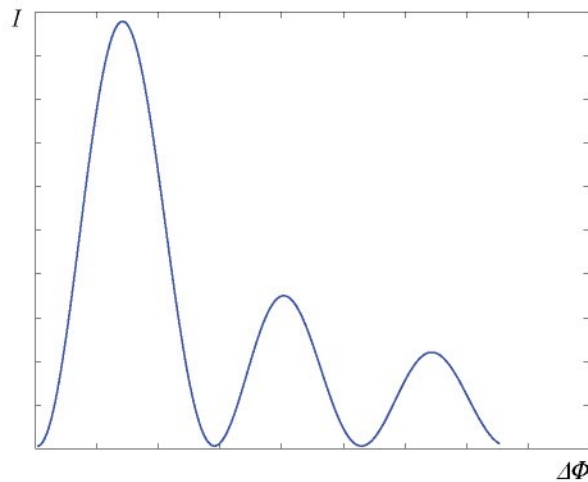
Je-li expoziční čas mnohem delší než je perioda vibrací, $T \gg 2\pi/\omega$, integrál vymizí pro všechna m kromě případu kdy $m = n$, tak že

$$M_T = J_n[d(P)e(P)] \quad 5.19$$

nebo

$$I(P) = J_n^2[d(P)e(P)] \quad 5.20$$

Výsledek je v souladu s případem nemodulované metody časového středování pro $n = 0$. Proportční faktor ovlivňující pouze celkový jas obrazu byl zanedbán.



Obr. 5.4: Časově vystředovaná intenzita, při modulování frekvence referenční vlny, stejnou frekvencí, jakou kmitá objekt.

Holografická interferometrie s frekvenční modulací referenční vlny se dobře uplatní při řešení problémů kde je nezbytné zvýšení citlivosti metody při měření vibrací s malými, ale i velkými amplitudami. Malé amplitudy jsou takové, kdy interferenční fáze $\Delta\Phi(P) = d(P) \cdot e(P)$ je malá v porovnání s jednotkou $\Delta\Phi(P) \ll 1$. V holografické metodě časového středování má výsledná funkce modulační $J_0^2(0)$ (sudá funkce) jednotkovou intenzitu obrazu a nulovou derivaci okolo nuly. To prakticky znamená, že při malé změně amplitudy v blízkosti nuly nepozorujeme téměř žádnou změnu jasů. Na druhou stranu funkce $J_1^2(0)$ (lichá funkce) má velkou kladnou hodnotu derivace okolo nuly. V temném poli tedy pozorujeme i malé změny intenzity. Nejmenší detekovatelná amplituda vibrací při aplikaci metody s časově frekvenčně modulovanou vlnou byla odhadnuta na $2,7 \times 10^{-4} \lambda$ [62]. Tato hodnota do značné míry závisí na schopnosti potlačit jas pozadí při rekonstrukci hologramu způsobený šumem a několika dalšími faktory [63]. SHE emulze se v tomto ohledu nemohou poměřovat s fotopolymerními záznamovými strukturami. U SHE částečný charakter média způsobuje inherentní šum. Fotopolymerní média jsou v této oblasti výborná, netrpí totiž v porovnání s SHE téměř žádným šumem. V případě sledování velkých amplitud využijeme faktu, že místa, ve kterých nabývá Besselova funkce nulových bodů se od sebe vzdalují se vzrůstajícím řádem funkce. Výsledkem je snižování počtu proužků pro danou amplitudu vibrace se zvyšujícím se řádem funkce. Což omezí příliš velké hustoty proužků při velkých amplitudách a zjednoduší jejich rozlišení.

Obecná časově periodická objektová vlna může být uvažována jako složenina členů Fourierovy řady majících frekvence $\omega_0 + m\omega$, $m = 0, \pm 1, \pm 2$, kde ω_0 značí frekvenci světla emitovaného laserem. Referenční vlna v metodě s frekvenčně modulovanou vlnou je $\omega_0 + n\omega$. Tedy pouze frekvenční složka s $m = n$ vytvoří časově středovaný hologram, protože právě tato složka je koherentní s referenční vlnou. Tím získáváme elegantní metodu pro časovou filtraci právě jedné frekvenční složky z periodického pohybu objektu. Provedení frekvenční modulační svazku je popsáno např. v [64]. Blíže je o této problematice pojednáno v experimentální části práce.

5.3 Změna interferenčního fázového rozdílu způsobená deformací

Deformace difúzně odrážejícího povrchu objektu holografickou interferometrií dává vzniknout v každém bodě objektu P diferenci optické cesty $\delta(P)$. Toto je difference mezi optickou cestou ze zdrojového bodu S osvětlující vlnoplochy, přes bod povrchu P do bodu pozorování B , před a po změně stavu deformace. Interferenční fáze $\Delta\Phi(P)$ je vázána k diferenci optických cest vztahem

$$\Delta\Phi(P) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta(P). \quad 5.21$$

Pozorovaná intenzita odpovídající interferenčnímu fázovému rozdílu je daná vztahem 5.4. Uvažujeme holografické uspořádání s divergující osvětlující vlnou a konvergující vlnou, která je pozorována. Nechť $S = (x_S, y_S, z_S)$ je zdrojový bod osvětlení a $B = (x_B, y_B, z_B)$ je pozorovací bod, oba body jsou dány kartézským souřadnicovým systémem. Když je objekt deformován, bod povrchu P se pohne z počáteční pozice $P_1 = (x_{P1}, y_{P1}, z_{P1})$ do nové pozice $P_2 = (x_{P2}, y_{P2}, z_{P2})$, což definuje vektor posunutí

$$d(P) = (d_x(P), d_y(P), d_z(P)) = P_2 - P_1 \quad 5.22$$

Body P_1 a P_2 se liší v mikroskopickém měřítku, ale makroskopicky na ně můžeme nahlížet jako na jeden bod $P_1 = P_2 = P$. Optická dráhová difference může být potom vyjádřena

$$\begin{aligned} \delta(P) &= \overline{SP_1} + \overline{P_1B} - (\overline{SP_2} + \overline{P_2B}) \\ &= s_1 \cdot SP_1 + b_1 \cdot P_1B - s_2 \cdot SP_2 + b_2 \cdot P_2B \end{aligned} \quad 5.23$$

kde s_1 a s_2 jsou jednotkové vektory ve směru osvětlení a b_1 a b_2 jsou jednotkové vektory ve směru pozorování. SP_i a P_iB jsou vektory z S do P_i , respektive z P_i do B . Nechť je $s(P, P_2)$ je vektor v ose úhlu jednotkových vektorů s_1 a s_2 . Dále nechť $b(P, P_2)$ je vektor na ose úhlu jednotkových vektorů ve směru pozorování. $\Delta s(P, P_2)$ a $\Delta b(P, P_2)$ jsou poloviční difference jednotkových vektorů.

$$\begin{aligned} s(P, P_2) &= \frac{1}{2} [s_1(P_1) + s_2(P_2)] & \Delta s(P, P_2) &= \frac{1}{2} [s_1(P_1) - s_2(P_2)] \\ b(P, P_2) &= \frac{1}{2} [b_1(P_1) + b_2(P_2)] & \Delta b(P, P_2) &= \frac{1}{2} [b_1(P_1) - b_2(P_2)] \end{aligned} \quad 5.24$$

Z definice vektoru posunutí $d(P)$ dostáváme

$$\begin{aligned} P_1B - P_2B &= d(P) \quad \text{a} \\ SP_2 - SP_1 &= d(P) \end{aligned} \quad 5.25$$

Vložením těchto vztahů do rovnice 5.23 získáváme

$$\begin{aligned} \delta &= (s + \Delta s) \cdot SP_1 + (b + \Delta b) \cdot P_1B - (s - \Delta s) \cdot SP_2 - (b + \Delta b) \cdot P_2B \\ &= b \cdot d - s \cdot d + \Delta b \cdot (P_1B + P_2B) + \Delta s \cdot (SP_1 + SP_2) \end{aligned} \quad 5.26$$

argumenty zde byly pro přehlednost vynechány. Měřená posunutí jsou nesrovnatelně menší než rozměry interferometrické sestavy, $|\delta(P)|$ se pohybuje maximálně v řádech mikrometrů, zatímco $\overline{SP_i}$ a $\overline{P_iB}$ jsou v řádech metrů. Ta samá relace platí mezi délkami Δs a Δb v porovnání s délkami jednotkových vektorů s_i a b_i . Navíc vektor Δs je skoro kolmý k $SP_1 + SP_2$ a vektor b_i je skoro kolmý k $P_1B + P_2B$, následkem toho je jejich skalární součin blízký nule. Tyto skalární součiny mohou být zanedbány a není třeba rozlišovat mezi P_1 a P_2 . Vezmeme-li v úvahu všechny předpoklady, následující vztah platí pro makroskopický bod P .

$$\delta(P) = d(P) \cdot [b(P) - s(P)] \quad 5.27$$

Pro divergentní osvětlovací a pozorovací jednotkové vektory $s(P)$ a $b(P)$ v bodech povrchu P jsou vypočítány pomocí následujících vztahů

$$s(P) = \begin{pmatrix} s_x(P) \\ s_y(P) \\ s_z(P) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{(x_P - x_S)^2 + (y_P - y_S)^2 + (z_P - z_S)^2}} \begin{pmatrix} x_P - x_S \\ y_P - y_S \\ z_P - z_S \end{pmatrix} \quad 5.28$$

a

$$b(P) = \begin{pmatrix} b_x(P) \\ b_y(P) \\ b_z(P) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{(x_B - x_P)^2 + (y_B - y_P)^2 + (z_B - z_P)^2}} \begin{pmatrix} x_B - x_P \\ y_B - y_P \\ z_B - z_P \end{pmatrix} \quad 5.29$$

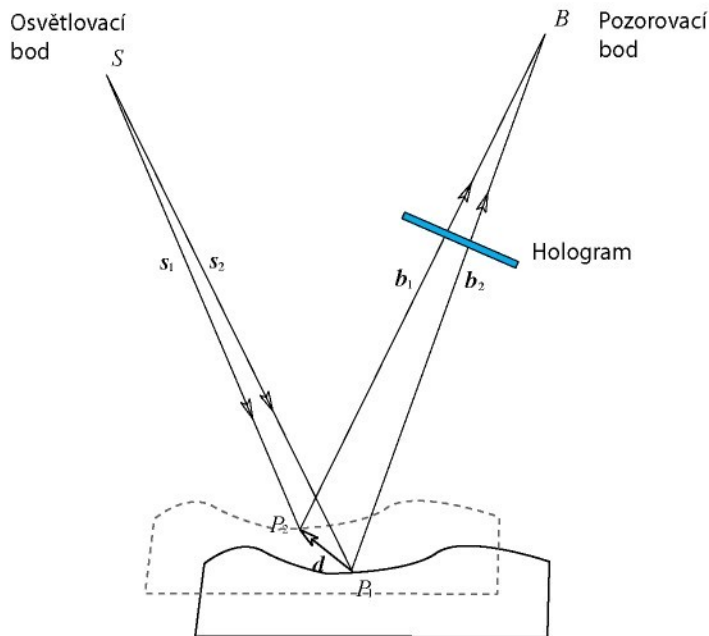
Tyto jednotkové vektory dohromady s faktorem $2\pi/\lambda$ (5.21) vytvářejí vektor citlivosti $e(P)$

$$e(P) = \frac{2\pi}{\lambda} [b(P) - s(P)] \quad 5.30$$

Takže dostáváme

$$\Delta\Phi(P) = d(P) \cdot e(P) \quad 5.31$$

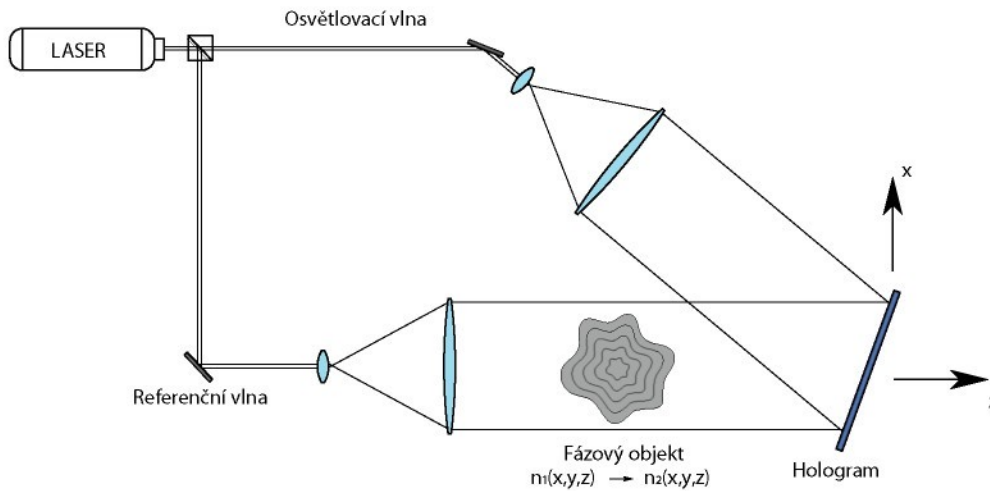
To znamená, že interferenční fázový rozdíl v každém bodě je dán skalárním součinem vektoru posunutí a vektoru citlivosti. Vektor citlivosti je definovaný pouze geometrií holografického uspořádání, poskytuje nám informaci o směru, ve kterém má uspořádání maximální citlivost. V každém bodě měříme projekci vektoru citlivosti na vektor posunutí. Pro posunutí kolmá na vektor citlivosti je výsledná interferenční fáze vždy rovna nule nezávisle na velikosti posunutí. Vztah (5.31) je základem pro všechna kvantitativní měření deformace těles s matným povrchem holografickou interferometrií.



Obr. 5.5: Holografické uspořádání pro měření objektů s difúzně reflexním povrchem.

5.4 Změna fáze způsobená rozdělením indexu lomu

Průhledné objekty, které příliš nemění amplitudu, ale pouze fázi procházející světelné vlny nazýváme fázovými objekty. Holografická interferometrie nahradila Mach-Zehnderovu interferometrii, dříve hojně používanou pro analýzu fázových objektů v aplikacích jakou jsou vizualizace proudění, diagnostika plazmatu i úlohy s přenosu tepla a hmoty. V analýze transparentních médií je optická dráhová difference (odpovědná za vznik interferenčních proužků), vytvořena změnou rozložení indexu lomu podél optické cesty. Tato změna je způsobena přítomností nebo naopak absencí fázového objektu nebo vzniká díky změně testovaného fázového objektu. Jak již bylo diskutováno v předcházejících kapitolách, metoda dvojí expozice nebo metoda reálného času může být aplikována pro porovnání stavů před a po změně pole indexu lomu. Jestliže je médium určené k testování drženo v průhledném kontajneru, který neprojde změnou mezi záznamem a rekonstrukcí dvou vlnoploch, nedokonalosti ve stěnách kontajneru, jež jsou vyrobeny kupř. ze skla, ovlivní obě vlnoplochy stejným způsobem. Protože pouze rozdíly mezi těmito dvěma vlnoplochy vytvářejí holografický interferenční obrazec, vliv nedokonalostí stěn se neprojeví na konečném výsledku. Typická mimoosová konfigurace s kolimovanými svazky pro holografická interferometrická měření na fázových objektech je ukázána na obr. 5.6.



Obr. 5.6: Uspořádání pro holografickou interferometrii fázových objektů.

Při aplikaci metody dvojí expozice je první záznam pořízen s rozdělením indexu lomu $n_1(x, y, z)$ druhý záznam je pořízen s $n_2(x, y, z)$. Nechť se paprsky šíří podél přímek paralelních s osou z , potom interferenční fázové rozložení $\Delta\Phi(x, y)$ v rovině kolmé k ose z je

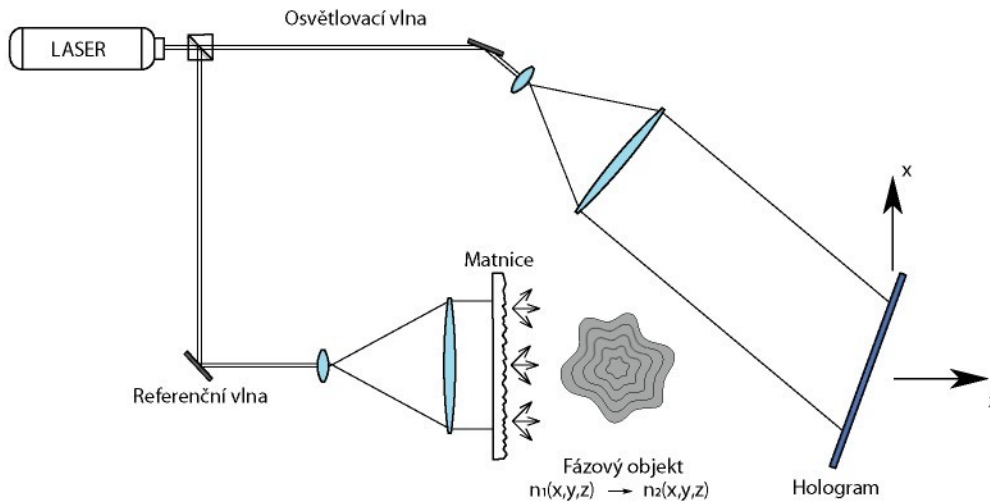
$$\Delta\Phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int \Delta n(x, y, z) dz. \quad 5.32$$

S $\Delta n(x, y, z) = n_2(x, y, z) - n_1(x, y, z)$. Výsledné rozložení intenzity v holografickém interferogramu je

$$I(x, y) = 2I_0(x, y) \{1 + \cos[\Delta\Phi(x, y)]\}$$

$$= 2I_1(x, y) \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} \int \Delta n(x, y, z) dz \right] \right\}. \quad 5.33$$

Rovnice 5.32 a 5.33 sehrávají hlavní úlohu ve všech kvantitativních měřeních rozdělení indexu lomu ve fázových objektech. Ačkoli uspořádání znázorněné na obr. 5.6 je koncepčně snadné, rovinná vlna má v tomto případě několik nevýhod [57]. Jakákoliv prachová částice nebo škrába na povrchu optických elementů difraguje světlo do skoro sférické vlny. Tyto nechtěné vlny potom interferují s objektovou vlnoplochou a způsobují vznik rušivých koncentrických kruhových obrazců. Přímé pozorování ukáže světlý bod clonky prostorového filtru objektového svazku a zorné pole je omezené na oblast o velikosti apertury. Navíc abychom mohli proužky pozorovat, musí být promítnuty na matnici nebo jinou difúzní plochu. Všechny tyto nevýhody mohou být elegantně odstraněny použitím holografické interferometrie s difúzním osvětlením [65]. Pro difúzní rozptýlení objektové osvětlovací vlny je použita matnice, viz obr. 5.7.



Obr. 5.6: Uspořádání pro holografickou interferometrii s difúzním osvětlením.

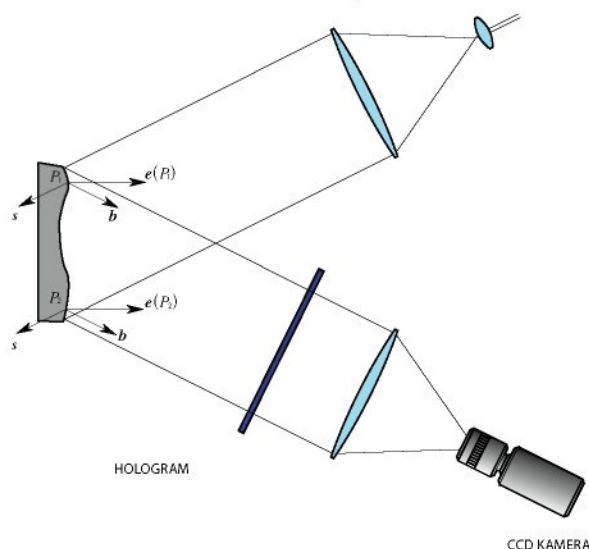
Po této úpravě je střední irradiance skoro uniformní přes celou plochu hologramu, vliv difrakčních kroužků je minimalizován. Hologram může být pozorován okem bez dalších pomůcek nebo přímo zaznamenán CCD kamerou, a navíc lze hologram pozorovat z různých směrů. Poslední zmíněná vlastnost je velmi důležitá pro třírozměrné kvantitativní vyhodnocování, viz [66].

5.5 Variace vektoru citlivosti

V sekci 5.1 byly dány základy holografické interferenční techniky pro měření těles s povrchem difúzně rozptylujícím světlo. Posunutí bodů povrchu měřeného tělesa dohromady s pevným vektorem citlivosti dá vzniknout dráhové diferenci, která způsobí vytvoření pozorovatelného interferenčního obrazce. Protože vektor citlivosti definuje směry komponent posunutí, které jsou měřeny s největší citlivostí, je vhodné vzít je v potaz při plánování uspořádání holografického experimentu. Cílem je nalézt takové uspořádání, které dává maximální přesnost při vynaložení minimálního úsilí pro řešení daného problému a vyhodnocování experimentu.

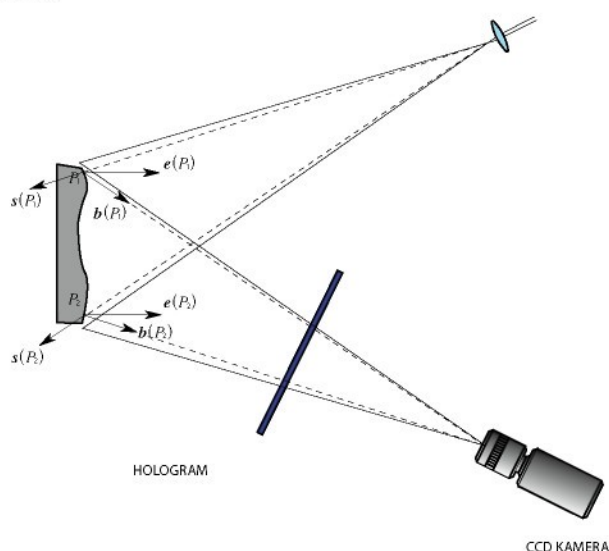
5.5.1 Optimalizace holografického uspořádání pro měření povrchů difúzně rozptylujících světlo.

Vektor citlivosti je definovaný vztahem 5.30, kde jednotkové vektory $s(P)$ v osvětlovacím směru a $b(P)$ ve směru pozorování jsou dány rovnicemi 4.28 a 4.29. pro případ divergentního osvětlovacího a pozorovacího svazku s dobře definovaným zdrojovým bodem S a bodem pozorování B . Pro kolimovanou osvětlovací a pozorovací vlnoplochu viz. obr 5.7, předpokládáme centrální body kolimačních čoček jako zdrojový bod S a pozorovací bod B a jednotkové vektory s a b konstantní ve všech bodech P zkoumaného povrchu.



Obr. 5.7: Konstantní vektor citlivosti.

Jestliže alespoň jeden ze svazků je divergentní, pak je vektor citlivosti různý v každém bodě povrchu obr. 5.8.



Obr. 5.8: Vektor citlivosti není konstantní.

Důsledky plynoucí z těchto dvou případů je možné vyšetřit analýzou variace interferenčního fázového rozdílu 5.31. kupř. v x - ovém směru.

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x} \Delta\Phi &= \frac{\partial}{\partial x} [d_x e_x + d_y e_y + d_z e_z] \\ &= \frac{\partial d_x}{\partial x} e_x + d_x \frac{\partial e_x}{\partial x} + \frac{\partial d_y}{\partial x} e_y + d_y \frac{\partial e_y}{\partial x} + \frac{\partial d_z}{\partial x} e_z + d_z \frac{\partial e_z}{\partial x}\end{aligned}\quad 5.34$$

Argumenty P byly pro jednoduchost vypuštěny. Je zřejmé že změna interferenčního fázového rozdílu může vzniknout jak změnou vektoru posunutí, tak i změnou vektoru citlivosti. V případě konstantního vektoru citlivosti interferenční fáze závisí pouze a jedině na změně vektoru posunutí. Z čistě teoretického pohledu se zdá, že pouze v případě měření posunutí absolutně tuhého tělesa je žádoucí pracovat s proměnným vektorem citlivosti, abychom tím dosáhli pokrytí tělesa interferenčním obrazcem. Ve všech ostatních případech deformací a rotací je snazší pracovat s konstantním vektorem citlivosti. Prakticky toho je možné dosáhnout pouze případech, kdy je rozměr osvětlované části povrchu menší než je apertura kolimačního objektivu. Pokud jsou osvětlovací a pozorovací body v dostatečné vzdálenosti od zkoumaného povrchu v porovnání s rozměrem povrchu, uvažujeme skoro konstantní vektory citlivosti. Zbytkové chyby mohou být odhadnuty s pomocí vztahu 5.34.

Tímto způsobem lze řešit problém pouze jednodimenzionálních posunutí ve směru vektoru citlivosti tzv. OUT OF PLANE, jak je popsáno následovně. Kartézský souřadnicový systém je definován tak že středový bod P povrchu je $P = (0, 0, 0)$ a navíc $y_S = y_B = 0$, $x_S = -x_B$, $z_S = z_B$. Potom se vektor citlivosti alespoň v P redukuje na $e(P) = (0, 0, e_z(P))^T$ s

$$e_z(P) = \frac{2\pi}{\lambda} [z_B(P) - z_S(P)] = \frac{4\pi \cos \Theta}{\lambda} \quad 5.35$$

kde Θ je úhel mezi osou z a osvětlovacím směrem, které díky dříve přijatým předpokladům souhlasí s úhlem mezi osou z a pozorovacím směrem. Podmínka $x_S = -x_B$ a $z_S = z_B$ může být splněna pouze pro identické úhly Θ obou směrů. Pro konstantní nebo pro téměř konstantní vektor citlivosti je možné stanovit z - složku posunutí s dobrou přesností popsanou vztahem

$$d_z(P) = \frac{\lambda \Delta\Phi(P)}{4\pi \cos \Theta} \quad 5.36$$

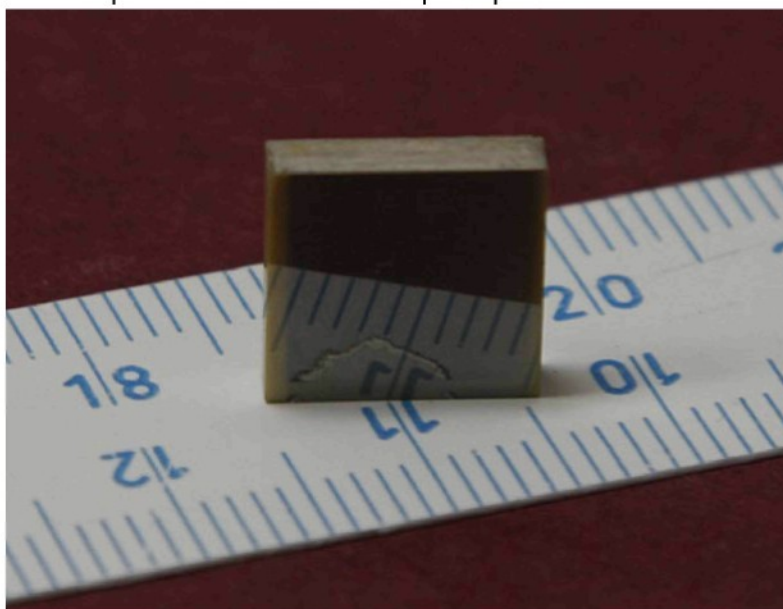
Základní myšlenky obsažené v tomto zjednodušení 3D komplexnosti mohou posloužit jako jako výchozí při optimalizaci holografického uspořádání. Při přípravě experimentů bývá před jejich započítím dostatek informací jako je směr deformací, jejich přibližná velikost atd. Tyto informace lze využít pro naplňování experimentálního holografického uspořádání s citlivostí maximální v očekávaném směru deformací a minimální v ostatních směrech. Užitečná pomůcka byla vytvořena [67] pro rozplánování experimentu.

6. Experimentální část

Holografická interferometrie je i přes fakt, že se jedná o mnohostrannou měřicí techniku, nahrazována jinými měřicími technikami, což je do velké míry způsobeno značnou experimentální obtížností. Navíc je nutno většinou hologram vyjmout z držáku kvůli vyvolání a je třeba ho se submikronovou přesností po vyvolání umístit do stejné polohy, jakou měl při expozici, což není triviální úkol. Tato práce zkoumá a ukazuje možnou plnohodnotnou náhradu za klasický záznamový proces hologramu na SHE. Zkoumaný záznamový proces je však zbaven nutnosti vyvolávání mokrou cestou a přemisťování hologramu do vývojnice a zpět. Záznam je vyvolán osvitěním bílým světlem, navíc je fotopolymerní záznam téměř šumuprostý. Pro možné nasazení v praxi je nutné nejenom změřit vlastnosti navržených záznamových fotopolymerních struktur, ale je třeba tyto důkladně otestovat při aplikaci v reálných experimentech. Již více než rok jsou při holografických experimentech prováděných v laboratoři optických metod měření při FM RSS TUL fotopolymerní záznamové struktury s výbornými výsledky používány. Následující podkapitoly jsou věnovány několika vybraným experimentálním úlohám, kde se fotopolymerní struktury skvěle uplatnily.

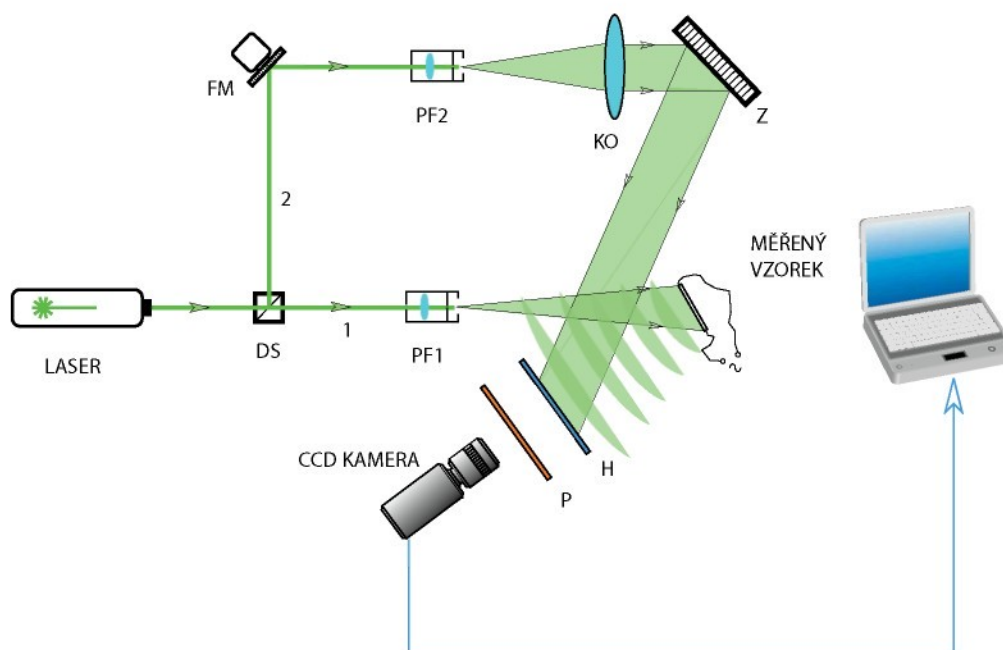
6.1 Měření deformace čela piezoelektrického multivrstvého aktuátoru (multistacku)

Piezoelektrické multistacky se používají jako mikroaktuátory. K jejich rozšíření dochází především díky stále klesající pořizovací ceně. Pro přesné aplikace je však nutné změřit charakteristické vlastnosti daného stacku, neboť výrobce je udává pouze v jistém rozmezí a s velkou odchylkou. Není také možné získat tvar deformace čela stacku jinak než přesným měřením, a to nejlépe v celé ploše čela. Výrobce v dokumentaci uvádí, že při posunutí čela stacku dochází k jeho minimální deformaci a udávané posunutí čela stacku činí při napětí 100 V několik mikrometrů.

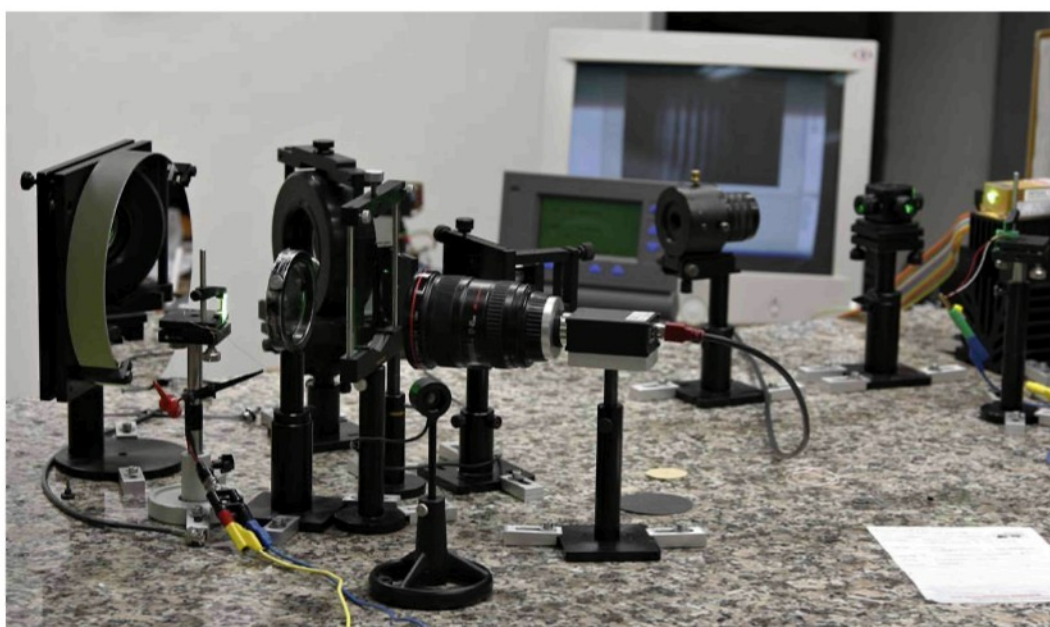


Obr. 6.1: Piezoelektrický multivrstvý aktuátor (stack).

Pro experiment bylo zvoleno standardní uspořádání, které se osvědčilo při měření objektů s difúzně odrážejícím povrchem uvedené na obr. 6.2.



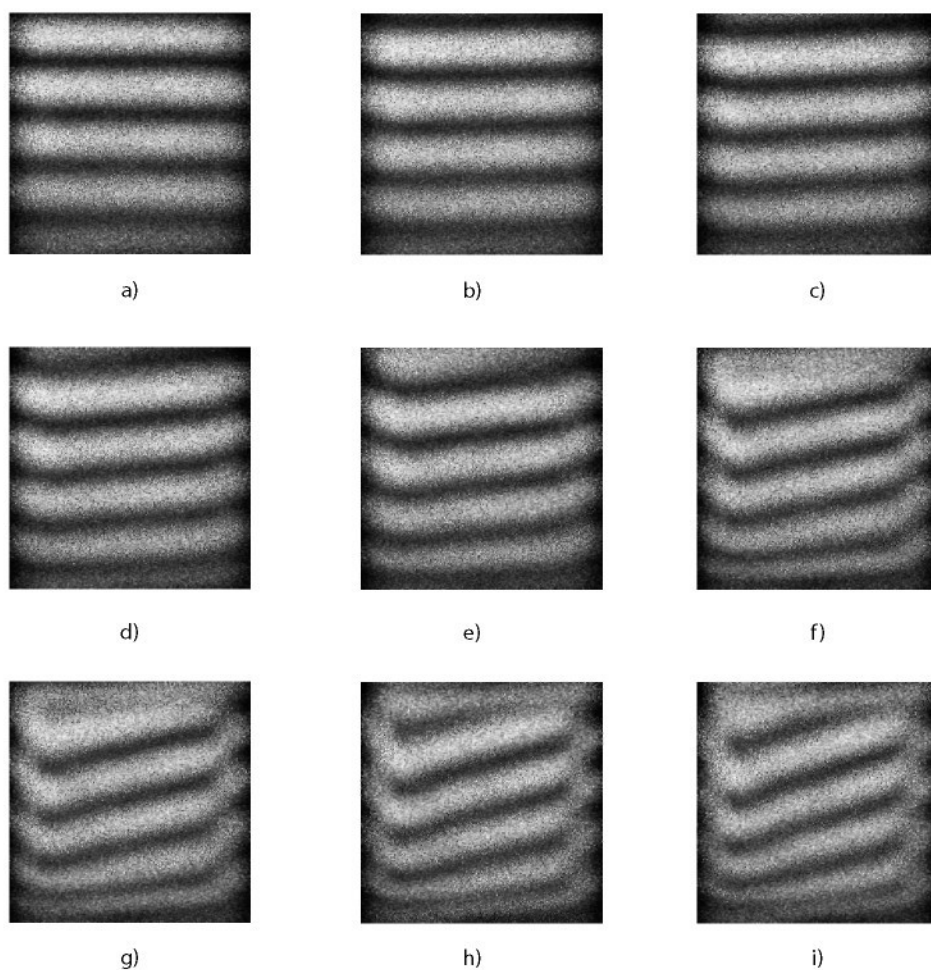
Obr. 6.2: Schéma uspořádání pro měření objektů s difúzně reflexním povrchem, DS - dělič svazku, FM - fázový modulátor, PF - prostorový filtr, KO - kolimační objektiv, Z - zrcadlo, H - hologram, F - polarizační filtr.



Obr. 6.3: Holografický interferometr pro měření deformace čela multivrstvého piezoelektrického aktuátoru.

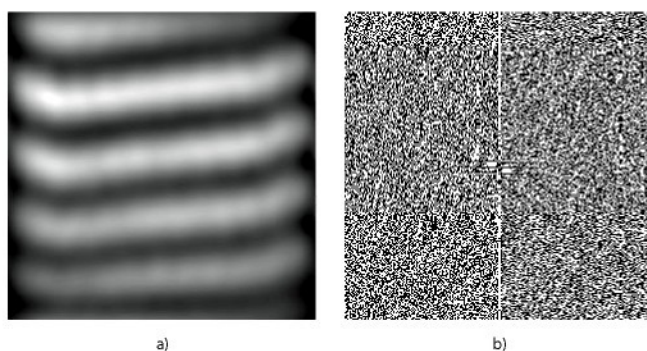
Svazek vycházející z laseru je polarizačně rozdělen na děliči svazku DS na dva svazky. Polarizační dělič je opatřen půlvlnovými destičkami. Vstupní destička umožňuje nastavení intenzit v roz-

dělených svazcích a výstupní destičky nastavení jejich polarizací. První svazek vstupuje do prostorového filtru PF1, kde je rozšířen a vyfiltrován. Použit je mikroskopový objektiv se zvětšením 10x ve vzdálenosti 500 mm, což plně postačuje pro stejnoměrné osvětlení měřeného vzorku. Svazek 1 je od povrchu vzorku difúzně odražen a dopadá na fotopolymerní záznamovou strukturu. Svazek 2 je odražen od zrcadla fázového modulátoru a vstupuje do prostorového filtru PF 2, kde je vyfiltrován a rozšířen, následuje kolimace svazku kolimačním objektivem KO. Po kolimování je svazek odražen zrcadlem Z a dopadá na fotopolymerní záznamovou strukturu. Fázový modulátor je naznačený ve schématu a používá se v případě, kdy je nutné sejmut několik interferogramů s různým fázovým posunem. Jako zdroj koherentního světla pro interferometr byl použit Nd3+:YAG laser pracující na 532 nm s výkonem 100 mW, expoziční doba hologramu činí několik desítek sekund pro dosažení expoziční energie cca 12 mJ/cm² a difrakční účinnosti nad 60 %. Poměr intenzit svazků je přibližně 3:1. Snímací CCD [68] kamera Basler s rozlišením 2 MPix je umístěna za hologramem a osazena přes redukci objektivem Canon s proměnnou ohniskovou vzdáleností 17 - 40 mm ve světelnosti F/4. Před objektivem kamery je řazen polarizátor pro zvýšení kontrastu proužků.



Obr. 6.4: Holografické intrefeogramy deformace čela stacku pro různá napětí rostoucí po 3 V od 0V obr. 6.4. a až po 24 V obr. 6.4. i.

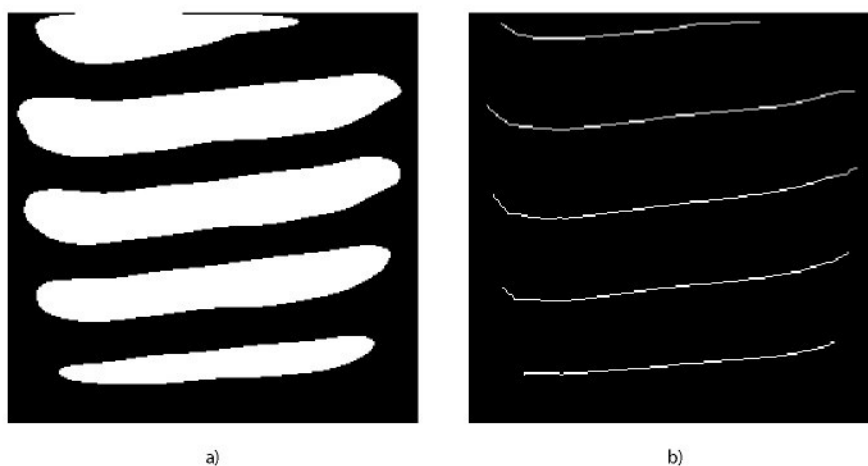
Obraz z kamery je přenášen do počítače přes USB rozhraní. Hologram je zaznamenán do připravené fotopolymerní struktury s fotopolymerem POLYGRAMA SM TR 532 S, viz kapitola 4. Struktura se upevňuje do kruhového držáku, k tomu účelu uzpůsobenému a zajistí se kroužkem proti pohybu. Po expozici je hologram ihned použitelný, je však nutné záznam stabilizovat osvětlením struktury uniformním bílým světlem, jinak by se dalším osvětlováním postupně znehodnotil. Je třeba zdůraznit, že maximálního kontrastu interferenčních proužků, definovaného rovnicí 2.41, dosáhneme nastavením stejných intenzit vln, interferujících za hologramem. Povrch stacku má vysokou odrazivost, takové povrchy nejsou vhodné pro holografické testování. Před měřením byl na povrch stacku nanesen bílý poprašek, aby došlo k jeho zdifúznění. Deformace a posunutí čela stacku byla měřena pro různá napětí a polarity do 30 V. Interferogramy sejmuté pro několik různých napětí na elektrodách stacku jsou ukázány na obr. 6.4. Po expozici hologramu, před započítáním vlastního měření, byla do interferogramu vnesena prostorová frekvence. Pootočením zrcadla se zdánlivě na povrchu měřeného předmětu vytvoří vodorovné proužky. Interferometr byl provozován v režimu s konečnou šířkou proužku. V tomto případě se sleduje při deformaci čela stacku posunutí a změna tvaru proužků spíše než jejich vznik a prohnutí, jak by tomu bylo při seřízení na nekonečnou šířku proužku. Pro malé deformace je přesnější vyhodnocovat posunutí těžiště proužku než hledat střed vzniknuvšího rozlehlého proužku. Ačkoliv je na první pohled zřejmé, jak se povrch stacku deformuje s narůstajícím napětím na elektrodách, bylo provedeno i kvantitativní vyhodnocení. Vzhledem k rozměrům „stacku“ a vzdálenosti osvětlovací apertury od jeho povrchu lze vektor citlivosti považovat za konstantní po celém povrchu měřeného vzorku. Pro vyhodnocení byl použitý na míru vyvinutý semiautomatický program, vytvořený autorem disertační práce v prostředí Matlab GUI. Prvním krokem před vlastním vyhodnocením je filtrace [69] obrazu proužků, která odstraňuje rušivý vysokofrekvenční šum pocházející ze speklů. Prostorová filtrace obrazu je vyřešena 2D fourierovským filtrem s nastavitelnou velikostí obdélníkového okna. Sejmutá interferenční struktura po filtraci je ukázána na obr. 6.5a spolu se spektrem obrazu 6.5b.



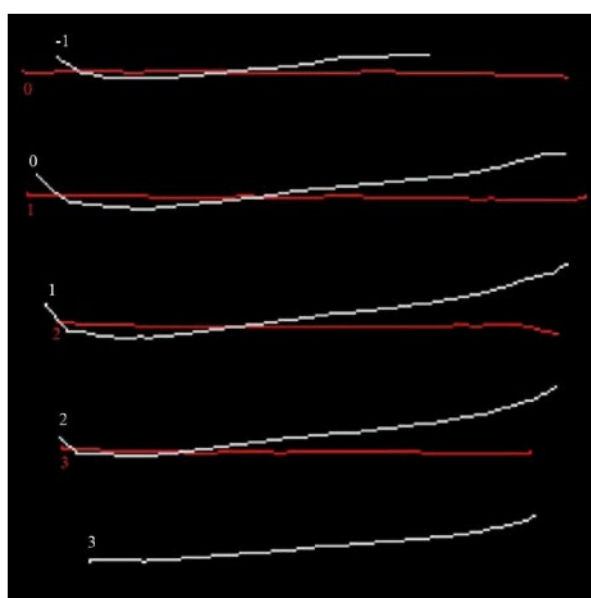
Obr. 6.5: a) Sejmutý interferogram (6.4 e) po filtraci 2D FFT filtrem, b) spektrum 2D signálu.

Následuje prahování obrazu, práh je získán automaticky funkcí image processing toolboxu BWLE-VEL [70], ta vkládá do histogramu obrazu gausiány a zvolí práh v jejich průsečíku. Po tomto kroku získáme binární obraz 6.6 a). Nic nebrání použití sofistikovaných metod binární matematické morfologie pro další zpracování obrazu [71]. Z prahovaného obrazu lze získat linii středových pixelů proužků operací skeletonizace. Při této operaci se postupně odebírá v každém kroku ze všech stran skeletonizovaného objektu po jednom pixelu, až zůstane pouze jedno-pixelová linie upro-

střed. Výsledné středové linie proužků jsou ukázány na obr 6.6 b). Porovnáním skeletonů proužků získáme informaci o vývoji interferenční fáze v diskrétních bodech. Předpokládáme zde deformaci tuhého tělesa, tzn. že výchylky povrchu objektu se spojitě mění po povrchu vzorku proložením diskretních bodů. V tomto případě splajny získáme hodnotu deformací v každém bodě povrchu měřeného vzorku. Samozřejmě s jistým omezením u okrajů vzorků, kde měřená hodnota není z mnoha důvodů zcela přesná. Vektor posunutí $d(P)$ má obecně tři složky. Zde však předpokládáme OUT OF PLANE deformace pouze v jednom směru, tj. ve směru vektoru citlivosti. Skeletony proužků pro případ 0 V a 12 V jsou společně zobrazeny na obrázku 6.7. Jsou zde ukázány též řady proužků, aby bylo jasné vidět, kam se proužky posunou, a jak se změní jejich tvar.



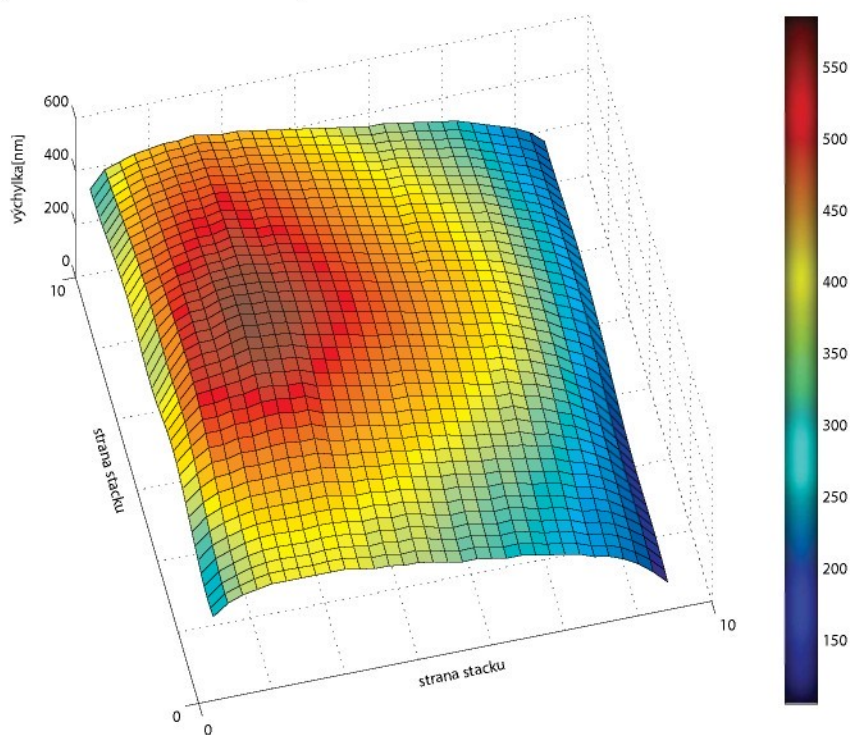
Obr. 6.6: a) Vyfiltrovaný interferogram (6.4 e) po prahování, b) skeleton proužků.



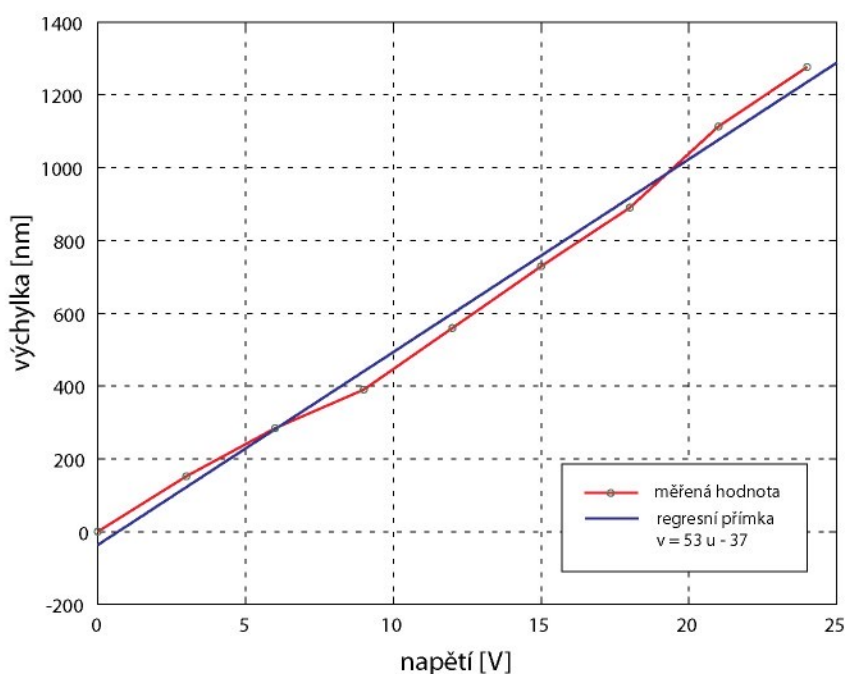
Obr. 6.7: Skeletony proužků pro 0V červeně a 12V bíle. Číslicemi jsou označeny odpovídající si interferenční řady.

Na dalších obrázcích jsou výsledky po kompletním zpracování interferogramů. Na obrázku 6.8 je ukázána mapa posunutí a deformace čela stacku pro napětí 12 V. Je zde jasné vidět, že čelo stacku se neposunuje ve všech bodech stejně a dochází k jeho deformaci. To je ovšem patrné již při prv-

ním pohledu na získané interferogramy. Graf posunutí v místě s největší výchylkou je na obr. 6.9. Výchylka má tvar téměř přesné lineární funkce napětí, přivedeného na elektrody „stacku“. Malé odchylky od absolutní linearity lze připsat chybám měření. Pro napětí 12 V je největší výchylka asi 550 nm. Výrobce udává, že pro 100 V je výchylka asi 5,5 μm , při předpokladu linearit i u vyšších napětí je to v dobré shodě s experimentem.



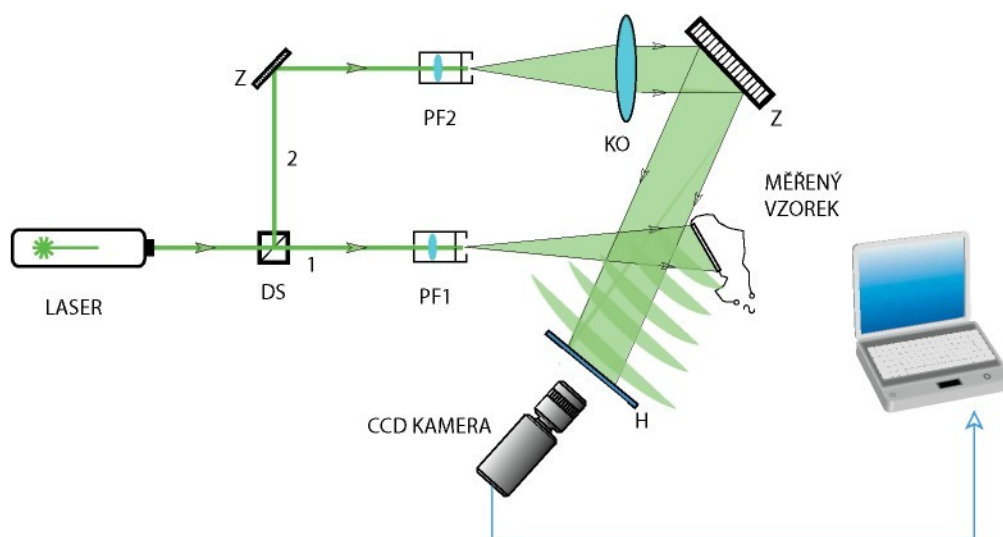
Obr. 6.8: Deformace čela stacku po vyhodnocení při napětí 12 V na elektrodách stacku.



Obr. 6.9: Největší výchylka čela stacku v závislosti na budícím napětí pro 0 - 24 V. 6.2

6.2 Měření rozložení módů kmitů a jejich amplitud na piezoelektrických aktuátorech.

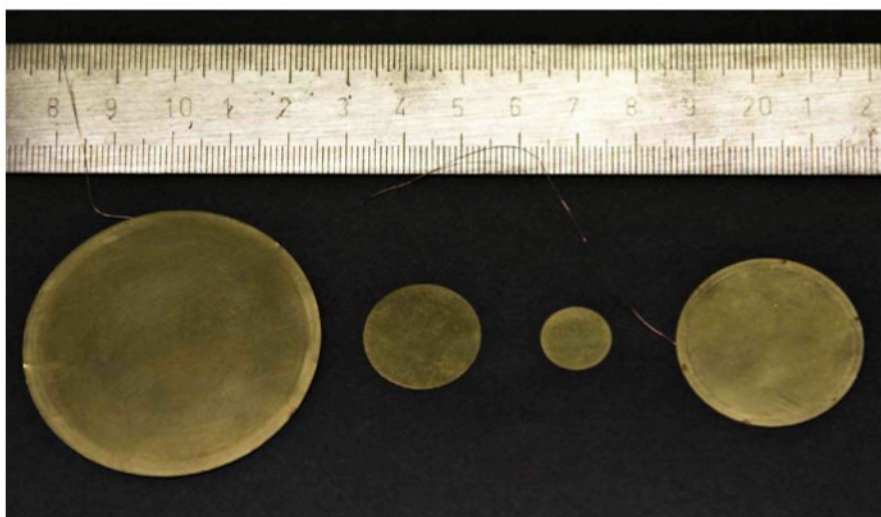
Asi nejvíce aplikovanou a zároveň nejsnáze proveditelnou metodou holografické interferometrie pro zkoumání vibrací je metoda časového středování. Použitím fotopolymerních záznamových médií se tato metoda stává téměř instantní. Byla tak i zde použita při zkoumání vibrací piezoelektrických aktuátorů, bimorfů, unimorfů. Použití metody časového středování nebylo ani tak vázáno požadavkem získání přesné informace o amplitudách módů kmitů, jako spíše o jejich tvaru a rozložení po povrchu měřeného elementu, identifikace uzlových bodů a rozhodování, zda daný aktuátor kmitá v souladu s předpokladem, což často rychle ukáže na problémy uchycení piezoaktuátoru. Pro tyto účely je metoda naprosto dostačující a velmi pohodová. Na druhou stranu ani přesné vyhodnocení amplitud kmitů zde není velkým problémem, podrobně viz. kapitola 5.2. Jediným omezením metody je nejmenší měřitelná amplituda cca $\lambda/4$. Měření prováděná metodou časového středování je také použito jako didaktická pomůcka při výuce v předmětech Bezdotykové měřicí metody a Vybrané partie z fyziky. Piezoelektrické bimorfy a unimorfy a motory jsou jed nouúčelové aktuátory, pracující v rozsahu od stovek Hz po desítky KHz i výše. Mají nejrůznější tvary provedení a slouží širokému spektru aplikací od sirén v alarmech, až po ultrapřesné autofokusové motory profesionálních fotografických objektivů, nevyjímaje medicínské a další HI END aplikace. Na katedře fyziky TUL probíhá intenzivní výzkum vlastností piezoelektrik i jejich aplikací, jako jsou právě výše zmíněné. Je jisté, že zde najde uplatnění technika, která dovede zviditelňovat i přesně měřit rozložení tvaru kmitů a jejich amplitudy.



Obr. 6.11: Uspořádání pro metodu časového středování (time average holographic interferometry), DS - dělič svazku, PF - prostorový filtr, KO - kolimační objektiv, Z - zrcadlo, H - hologram.

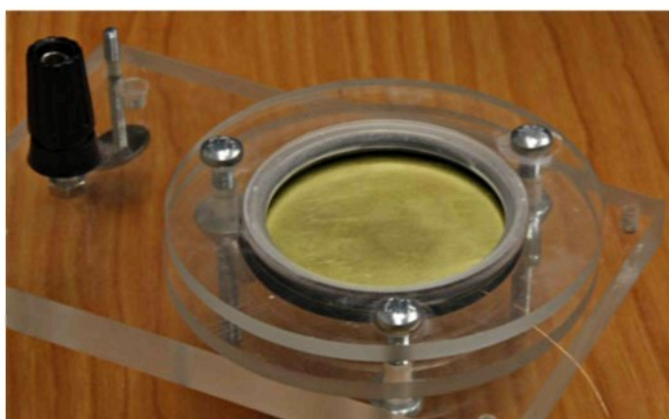
Měřicí uspořádání pro metodu časového středování je v podstatě identické jako v předchozím případě, avšak může se v drobných detailech lišit, například zde není použit polarizátor před objektivem kamery, jelikož kontrast interferogramů je ve většině případů dostatečný. Měřicí uspořádání je uvedeno na obr. 6.11.

Svazek vycházející z laseru je polarizačně rozdělen na děliči svazku DS na dva svazky. Polarizační dělič je opatřen půlvlnovými destičkami. Vstupní destička umožňuje nastavení intenzit v rozdělených svazcích výstupní destičky nastavení jejich polarizací. První svazek vstupuje do prostorového filtru PF1, kde je rozšířen a vyfiltrován. Použity jsou mikroskopové objektivy se zvětšením 10x - 40x, volí se podle velikosti měřeného vzorku, aby ten byl rovnoměrně osvětlen. Svazek 1 je od povrchu vzorku difúzně odražen a dopadá na fotopolymerní médium. Svazek 2 je odražen od zrcadla Z1 a vstupuje do prostorového filtru PF 2, kde je vyfiltrován a rozšířen, následuje kolimace svazku kolimačním objektivem KO. Po kolimování je svazek odražen zrcadlem Z2 a dopadá na fotopolymerní záznamovou strukturu. Jako zdroj koherentního světla pro interferometr byl použit Nd3+:YAG laser pracující na 532 nm, s výkonem 100 mW, expoziční doba hologramu se liší od jednotek až po stovky sekund v závislosti na velikosti vzorku a jeho odrazivosti po zdifúznění jeho povrchu. Expoziční energie je okolo 10 mJ a difrakční účinnosti nad 40 %. Poměr intenzit svazků je přibližně 2 - 3 : 1. Snímací CCD kamera umístěná za hologramem je Basler s rozlišením 2MPix, osazená přes redukci objektivem Canon s proměnnou ohniskovou vzdáleností 17 - 40 mm, ve světelnosti F/4. Obraz z kamery je přenášen do počítače přes USB rozhraní. Hologram je záznamován do připravené fotopolymerní struktury s fotopolymerem POLYGRAMA SM TR 532 S, viz kapitola 4. V experimentech byly testovány i fotopolymerní struktury citlivé na červenou barvu laseru s fotopolymerem SM TR 635. Vzhledem k tomu, že v laboratoři optických metod měření není k dispozici He Ne laser s výkonem větším než 15 mW a citlivost struktury je podobná jako u struktury citlivé na zelenou barvu, častěji se používá zelený polymer. Struktura se upevňuje do kruhového držáku k tomu účelu uzpůsobenému a zajistí se kroužkem proti pohybu. Po expozici je hologram ihned použitelný, je však nutné záznam stabilizovat osvětlením struktury uniformním bílým světlem, jinak by se dalším osvětlováním rekonstrukční vlnou postupně znehodnotil. Vlny, interferující na hologramu mají v jednom bodě vždy stejnou polarizaci (pokud velikost výchylky zůstanech v řádech jednotek vlnových délek). Měřicí uspořádání je na obr. 6.10. Na druhou stranu metodika měření se značně liší. Vibrující předmět se exponuje v uspořádání na obr. 6.11. Po vyvolání hologramu je hologram modulován Besselovou funkcí prvního druhu, nultého řádu. Proužky jsou ekvivalentem vrstevnic a jsou od sebe vzdáleny o $\lambda/4$. Nejsvětlejší proužek je zpravidla proužkem s nulovým řádem, je tvořen množinou uzlových bodů. Značí místa s nulovou nebo velmi malou výchylkou, uzly se tak snadno identifikují. Nutnou podmínkou pro dobrou funkčnost metody je, aby expozice hologramu byla mnohonásobně delší, než je perioda vibrace. Zde platí - čím více, tím lépe. Dobře se zde uplatní fotopolymerní záznamové struktury, jejichž citlivost není tak vysoká jako u SHE. Nebylo problémem v experimentech běžně dosáhnout expozičních časů několika desítek sekund. Podmínka mnohonásobně delších expozičních časů je tedy snadno splněna i pro vibrace s poměrně nízkými frekvencemi.

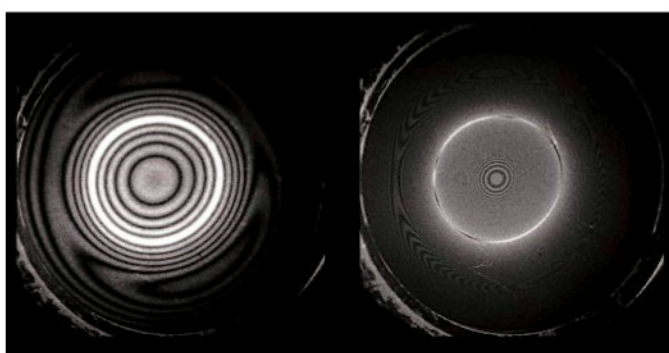


Obr. 6.12: Piezoelektrické unimorfy.

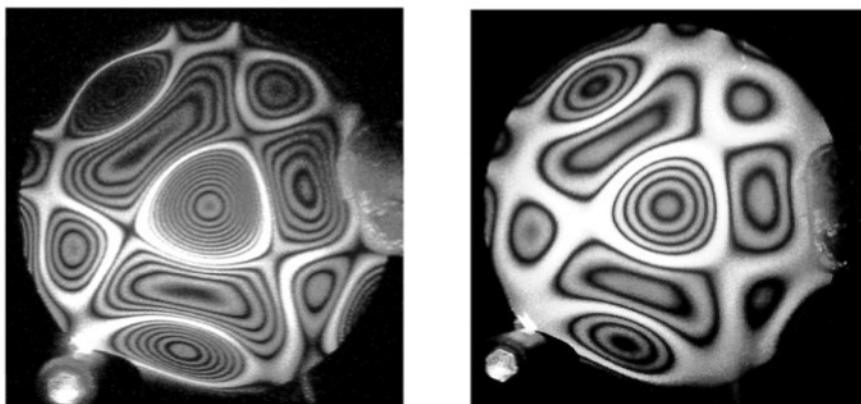
6.2.1 Měření vibrací piezoelektrických unimorfů



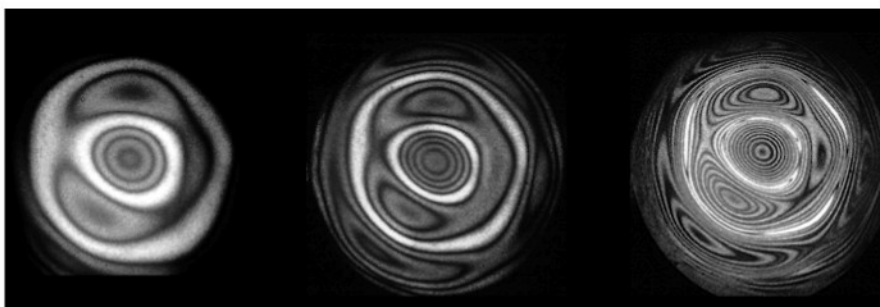
Obr. 6.13: Kruhově symetrické uchycení piezoelektrického unimorfu.



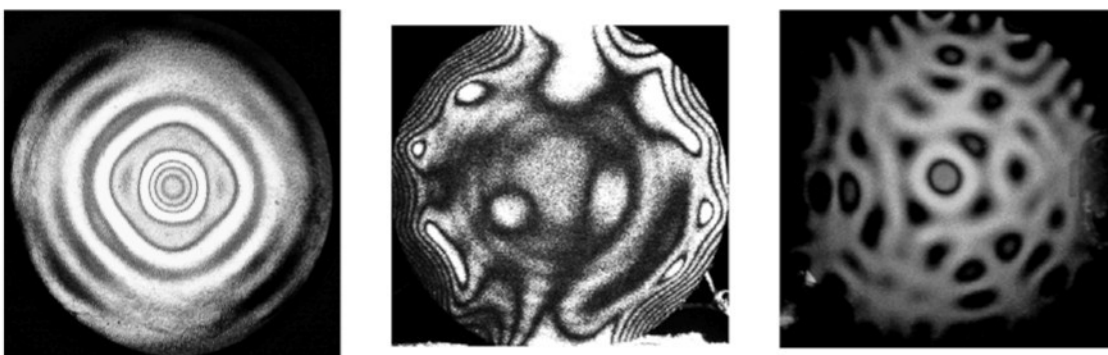
Obr. 6.14: Vibrace kruhově symetricky uchyceného piezoelektrického unimorfu, průměr 50 mm, budicí frekvence 1 kHz mód TEM 00, případ a) je buzen 1.5 V případ b) 10V odpovídající výchylky jsou 620 a 4100 nm.



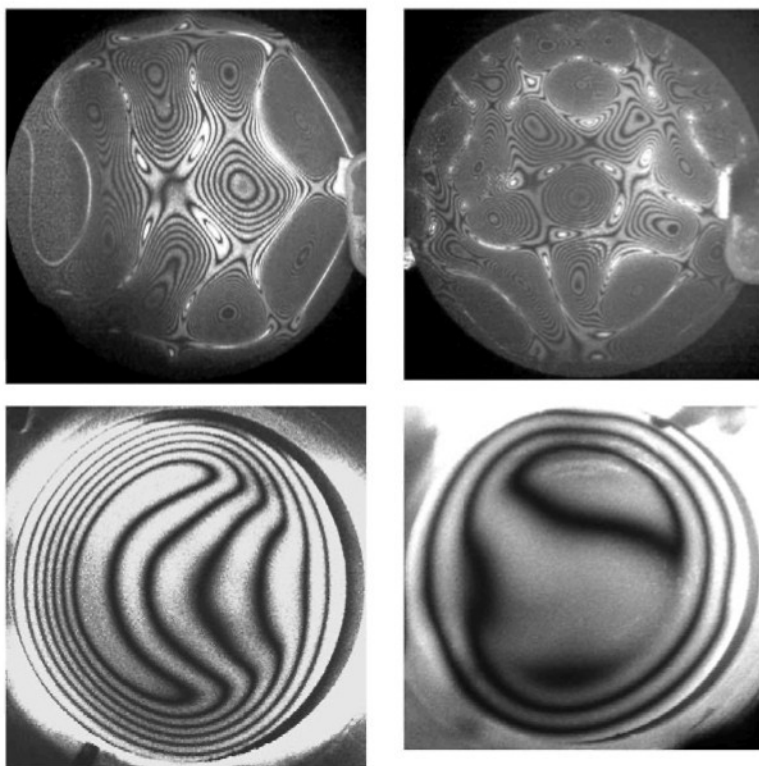
Obr. 6.15: Vibrace piezoelektrického unimorfu průměru 50 mm uchyceného symetricky ve třech bodech, budící frekvence 3,4 kHz, případ a) je buzen 1 V případ b) 3 V odpovídající výchylky ve středu vzorku jsou 1300 a 600 nm.



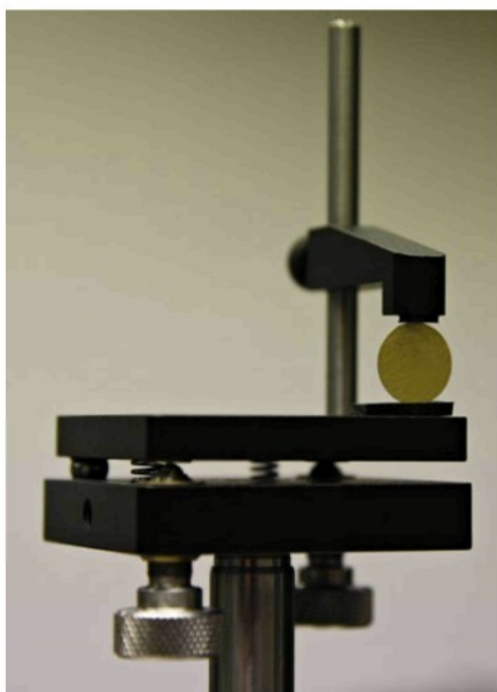
Obr. 6.16: Vibrace piezoelektrického unimorfu průměru 50 mm uchyceného asymetricky ve třech bodech, budící frekvence 2,7 kHz, případ a) je buzen 0,55 V případ b) 1 V, c) je buzen 2 V odpovídající výchylky jsou 380, 640 a 1360 nm.



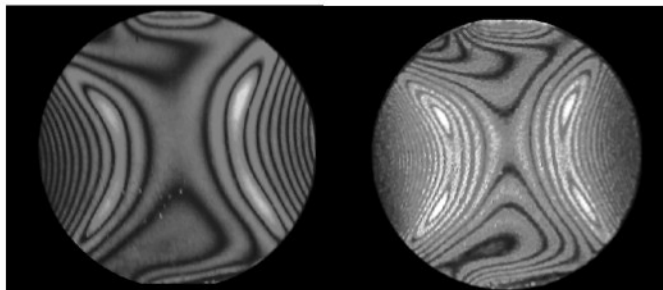
Obr. 6.17: Vibrace piezoelektrického unimorfu průměru 50 mm, uchyceného symetricky ve více bodech, případ a) 12 kHz 2V, případ b) 10,83 kHz 4V, případ c) 16 kHz 1,5 V.



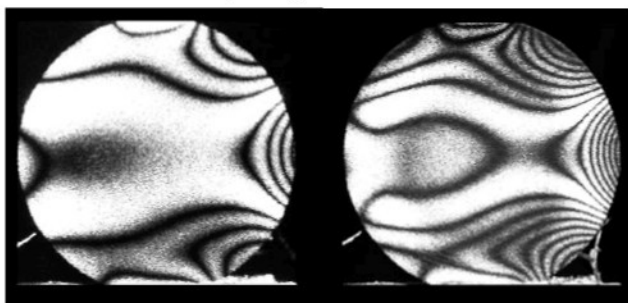
Obr. 6.18: Vibrace piezoelektrického unimorfu průměru 50 mm, uchyceného asymetricky, první řada ve více bodech, druhá řada ve dvou bodech.



Obr. 6.19: Uchycení piezoelektrického unimorfu ve dvou bodech.

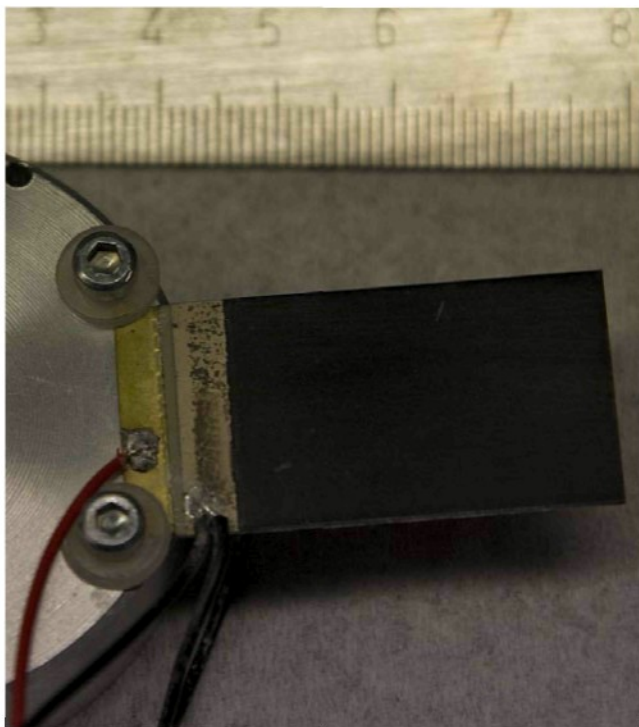


Obr. 6.20: Vibrace piezoelektrického unimorfu průměr 12 mm uchyceného symetricky ve dvou bodech a) 2V b) 4 V..

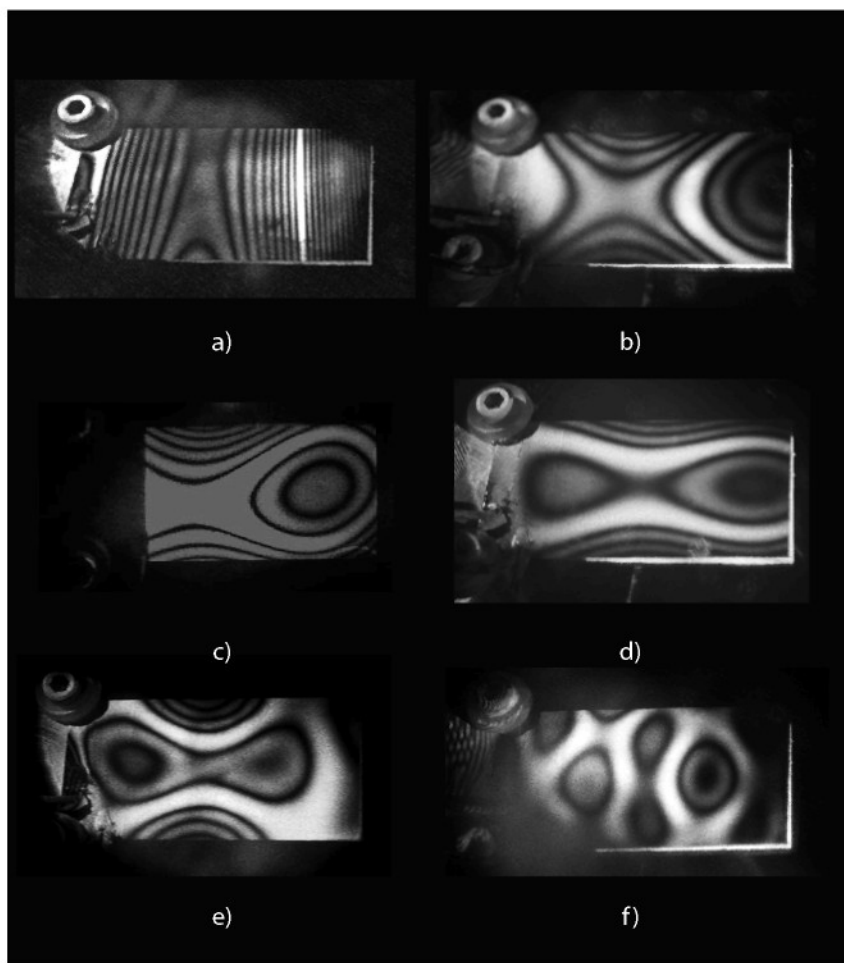


Obr. 6.21: Vibrace piezoelektrického unimorfu průměr 12 mm, uchyceného lehce asymetricky ve dvou bodech, budící frekvence 3,75 V a) 1 V b) 2 V.

6.2.2. Měření vibrací piezoelektrického bimorfu



Obr. 6.22: Piezoelektrický bimorf a jeho uchycení.



Obr. 6.23: Vibrace piezoelektrického bimorfu, sinusový budící proud: a) 1 KHz, 1 V, b) 2 KHz, 2 V, c) 3 KHz, 2 V, d) 4 KHz, 3 V, e) 8 KHz, 3 V, f) 16 KHz, 8 V

6.3. Prvotní výsledky experimentů v metodě časového středování s frekvenčně modulovanou referenční vlnou

Měření amplitud kmitů a jejich rozložení u piezoelektrických unimorfů, bimorfů a motorů je v laboratoři optických metod měření FM TUL dobře realizovatelné díky tomu, že jejich běžné výchylky jsou v řádech jednotek μm nebo jejich zlomků. Stačí tedy aplikovat metodu časového středování a získáme uspokojivé výsledky. Naproti tomu existuje celá řada problémů, kde amplitudy výchylek měřených objektů jsou v řádech mnohem menších než jednotky μm , nebo také mnohem větších - až mm. Příkladem malých výchylek mohou být vibrace piezoelektrických transformátorů a příkladem velkých výchylek pak vibrace aktuátorů typu THUNDER. Speciálně u piezoelektrických transformátorů, které se jeví jako velmi perspektivní, existuje velká poptávka po kvantitativním měření jejich výchylek na celém povrchu v závislosti na mnoha parametrech, jako je uchycení, rozladění z

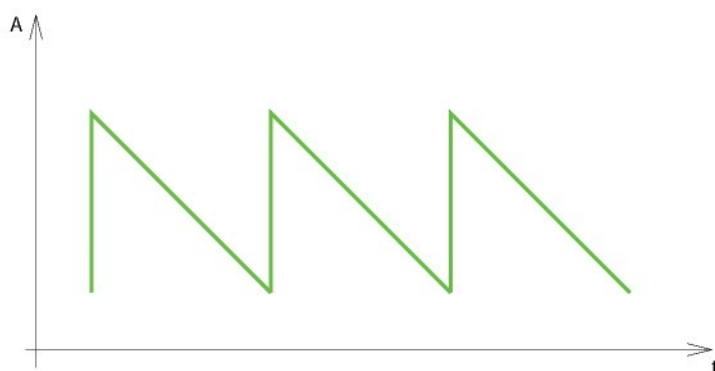
rezonanční frekvence atd. Existují numerické modely chování těchto prvků, avšak ty nebyly řádně verifikovány a v naprosté většině případů neposkytují přesvědčivé výsledky. Při měření piezoelektrických transformátorů je problémem právě velikost výchylek, která je v řádech jednotek až desítek nm. Další okolností ztěžující měření jsou jejich pracovní frekvence v řádech stovek kHz. Jako řešení se nabízí použití metody časového středování s frekvenčně modulovanou referenční vlnou, která byla načrtnuta v kapitole 5.2.1. Tato metoda při vhodně zvolené modulační frekvenci dokáže rozlišit jak velmi malé, tak velmi velké výchylky. Oproti klasické technice časového středování je však nutné frekvenčně modulovat referenční vlnu interferometru. To se ukázalo být velkým problémem. Existují metody, jak kvalitně frekvenčně modulovat laserový svazek krystalovými elektrooptickými modulátory [72]. Elektrooptické modulátory jsou však sama o sobě velmi drahá zařízení, zvláště mají-li pracovat v rozsahu stovek kHz. Jiné modulátory, jako např. braggovy cely, pak pracují v oblastech desítek Mhz. Vystal tedy problém, jak provést modulaci efektivně a zároveň za přijatelnou cenu. Byly provedeny různé experimenty s cílem efektivně frekvenčně modulovat svazek, avšak problematika nebyla doposud úplně vyřešena. Podařilo se však prozatím uskutečnit frekvenční modulaci dostatečnou pro dosažení asi stonásobné citlivosti metody oproti klasické metodě bez modulace. Výzkum intenzivně pokračuje.

6.3.1. a. Frekvenční modulování svazku pomocí pohybu zrcadla

Prvním z testovaných způsobů frekvenční modulace je dopplerovský posuv svazku při odrazu na pohybujícím se zrcadle. Pokud bude odrazná plocha zrcadla sledovat pilový průběh o frekvenci f s výchylkou kolmou na plochu zrcadla, bude svazek frekvenčně modulován [73]. Svazek je nejlépe nastavit na kolmý odraz, aby nedocházelo k jeho posunu. Výsledná frekvence svazku ω_M bude

$$\omega_M = \omega_0 + \Delta\omega$$

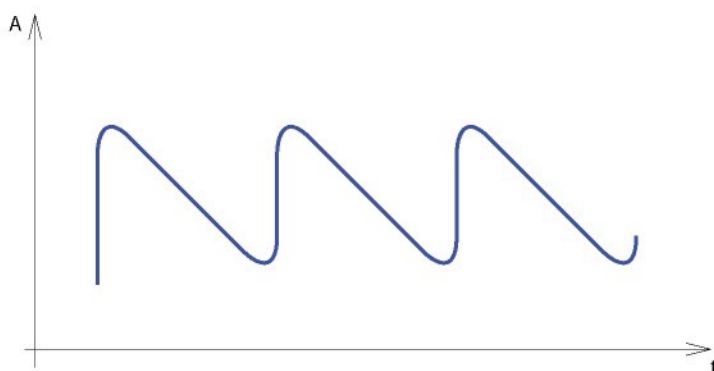
kde ω_0 je úhlová frekvence světelné vlny a $\Delta\omega = 2\pi f$, f je frekvence pohybu zrcadla. Nejlepších výsledků bylo dosaženo s pilovým průběhem se symetrií nula viz obr. 6.24



Obr. 6.24: Ideální průběh výchylky zrcadla modulátoru.

Zrcadlo musí pro správnou modulaci proběhnout celou periodu 2π , což v našem případě znamená výchylku peak to peak λ . Na sestupné hraně průběhu je svazek odražený od zrcadla modulovaný dopplerovským mechanismem, při ideálním průběhu lze chování zrcadla popsat následovně: v nejnižším bodě sestupné hrany zrcadlo zmizí a jiné se okamžitě objeví v nejvyšším bodě

náběžné hrany. Rychlost změny by v takovém případě musela být nekonečně velká a derivace rychlosti, tedy zrychlení také K tomu by nevyhnutelně bylo nutné použít nekonečně velké síly pro pohyb zrcadla. Toho samozřejmě není možné dosáhnout. Zrcadlem je pohybováno piezoelektrickým aktuátorem (stackem) s vysokou rezonanční frekvencí. Pro tento účel byl autorem disertační práce zkonstruován modulátor viz obr. 6.26. Ten sestává z mohutného kovového válce sloužícího jako základna a setrvačná hmota pro uchycení aktuátoru. Na druhé straně aktuátoru je uchyceno miniaturní zrcadlo s vysokou rovinností povrchu, poměr hmotností zrcadla a válce je asi 1 : 50000. Obrácený poměr bude platit pro posunutí zrcadla a válce při změně délky aktuátoru. Aktuátor je buzen pilovým průběhem z generátoru zesíleným zesilovačem s vysokou rychlostí přeběhu. I přes všechnu snahu je průběh výchylky zrcadla minimálně zkreslený, asi do frekvence 2kHz. Při vyšších frekvencích se začínají hrany průběhu budící funkce zaoblovat viz obr. 6.25 a v signálu narůstají harmonické složky modulace, které následně snižují kontrast výsledného interferogramu. Nelze tak měřit povrchy kmitající frekvencemi vyššími než asi 2 kHz.



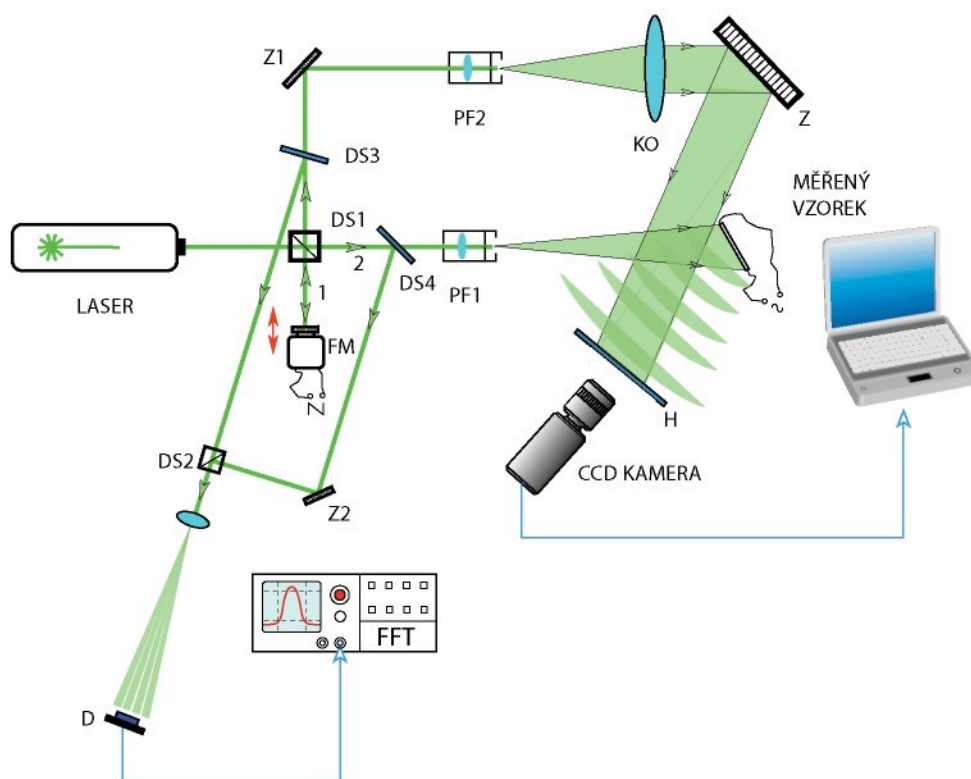
Obr. 6.25: Zkreslený průběh výchylky zrcadla při vyšších frekvencích.



Obr. 6.26: Modulátor s posuvným zrcadlem, v pravo nahoře detail zrcadla.

6.3.1. b Frekvenční modulování svazku pomocí pohybu zrcadla - experiment

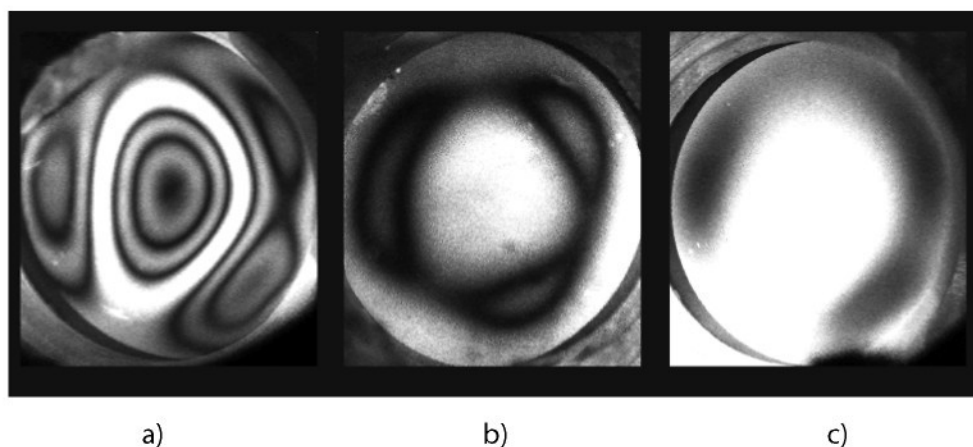
Experimentální uspořádání pro časově středovanou frekvenčně modulovanou holografickou interferometrii je na obr. 6.27.



Obr. 6.27: Schéma uspořádání pro metodu časového středování s frekvenčně modulovanou referenční vlnou, DS - dělič svazku, FM - fázový modulátor s pohybujícím se zrcadlem, PF - prostorový filtr, KO - kolimační objektiv, Z - zrcadlo, H - hologram.

Pro modulování svazku je použit způsob modulace založený na dopplerovském posuvu svazku při kolmém odrazu od pohybujícího se zrcadla, popsány v předchozím odstavci. Laserový svazek je rozdělen na nepolarizujícím děliči do dvou svazků. Svazek číslo jedna je odražen od zrcadla modulátoru a přes dělič pokračuje na zrcadlo Z1. Odtud je odražen do prostorového filtru PF2, kde je rozšířen, vyfiltrován a následně zkolimován kolimačním objektivem KO. Po odrazu na zrcadle Z dopadá jako referenční modulovaný svazek na fotonymerní záznamovou strukturu. Svazek číslo dvě je rozšířen a vyfiltrován prostorovým filtrem PF1 a osvětluje měřený vzorek. Světlo difúzně odražené od povrchu vzorku dopadá na fotonymerní záznamovou strukturu. Kvalita modulace je sledována interferometrem, jehož dva svazky vznikají při odrazech na šesti procentních děličích DS3, DS4 (planparalelní neantireflektované skleněné destičky). Svazky jsou opět složeny děličem DS2, aby při rozšíření objektivem O vzniklo viditelné interferenční pole. Do takto vzniklého pole je vložen fotodetektor [74], jehož výstup je veden do osciloskopu. Při uvedení modulátoru do provozu se stacionární interferenční pole „rozeběhne“ a proužky se mění s frekvencí odpovídající modulační frekvenci. Kvalita promodulování se měří analýzou spektra signálu z detektoru, která je prováděná FFT analyzátozem osciloskopu. Kvalitu modulace lze kontrolovat v celém průběhu expozice a měnit parametry budícího signálu v reálném čase, což je často nutné, díky hysterezi piezostacku je v čase nestabilní. Budící napětí stacku bylo 6,4 V peak to peak a ofset 3 V. Právě nastavením ofsetu lze regulovat změny výchylky zrcadla i v rámci jedné expozice a dosáhnout nejlepší modulace. Metoda modulace se může jevit poměrně primitivní. Byla to však první meto-

da, která se osvědčila. Hologram je zaznamenán do připravené záznamové fotopolymerní struktury. Na obr. 6.28 jsou ukázány tři různé interferogramy kmitajícího povrchu unimorfu. Povrch kmitá frekvencí 1,7 kHz. První z nich, obr. 6.28 a), je pořízen standardní nemodulovanou technikou časového středování a budící napětí má amplitudu přibližně 850 mV. Interferogram na obr. 6.28 b) je pořízen modulovanou technikou při napětí asi 120 mV. Amplituda vibrací je v tomto případě těsně pod hranicí měřitelnosti standardní nemodulovanou technikou a jí pořízený interferogram by neměl žádnou viditelnou strukturu interferenčních proužků. Při použití techniky časového středování s modulovanou referenční vlnou je však jasně vidět, jak jsou rozloženy kmitny. Obr. 6.28 c) ukazuje interferogram pořízený modulovanou technikou při budícím napětí asi 40 mV. Díky nedostatečně kvalitní modulaci a výskytu dalších harmonických frekvencí ve spektru modulovaného signálu než je požadovaná frekvence, shodná s frekvencí kmitání měřeného povrchu, je kontrast velmi nízký a byl upraven.

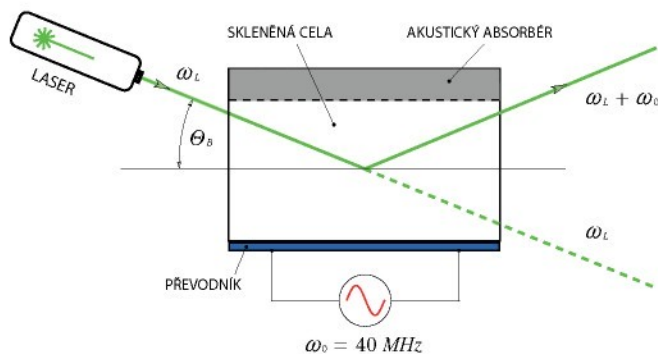


Obr. 6.28: a) je interferogram pořízený klasickou technikou časového středování, frekvence 1,7 kHz, amplituda budícího sinusového napětí 850 mV, maximální výchylka je přibližně 400 nm, b) interferogram pořízený technikou časového středování s modulovanou referenční vlnou, frekvence 1,7 kHz, amplituda budícího sinusového napětí 120 mV, maximální výchylka asi 60 nm (odhad), c) interferogram pořízený technikou časového středování s modulovanou referenční vlnou, frekvence 1,7 kHz, amplituda budícího sinusového napětí 40 mV, maximální výchylka asi 20 nm (odhad).

6.3.2. a. Frekvenční modulování svazku Braggovými celami

Jinou možností modulace svazku, která byla otestována, je modulace obou svazků pomocí Braggových cel pracujících s rozdílnými frekvencemi. Braggova cela je akustooptický modulátor, jehož pracovní frekvence se pohybují mezi 20 -100 Mhz. Principiální uspořádání Braggovy cely je na obr. 6.29. Po uvedení braggovy cely do provozu a nastavení vstupního svazku tak, aby do cely vstupoval pod Braggovým úhlem, získáme na výstupu dva svazky. Jeden je prošlou částí původního svazku vstupujícího do cely a druhý je svazek difragovaný na dynamické mřížce uvnitř cely. Mřížka

je tvořena prostorově proměnným indexem lomu materiálu cely, jímž se šíří zvuková vlna z piezoelektrického převodníku. Difrakovaný svazek má frekvenci $\omega_L + \omega_0$, kde ω_L je frekvence laseru a ω_0 je frekvence buzení Braggovy cely.



Obr. 6.29: Braggova cela.

Braggův úhel je dán vztahem

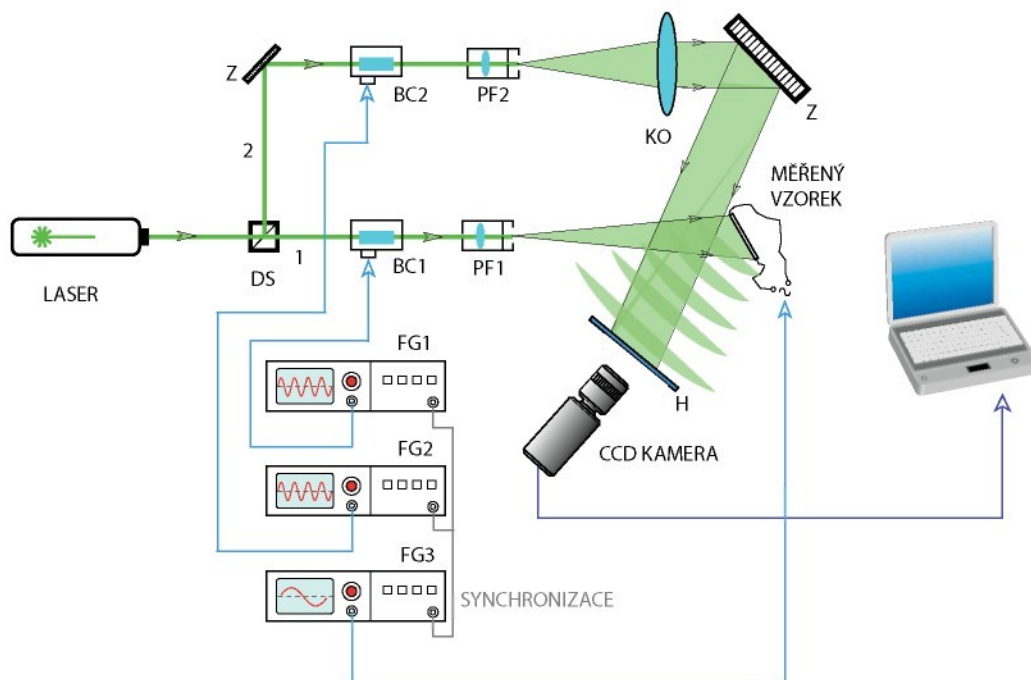
$$\sin \theta_B = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{A},$$

kde λ je vlnová délka laserového světla a A je vlnová délka akustické vlny v materiálu cely. Braggovy cely fy TSE, které jsou k dispozici v laboratoři optických metod měření FM TUL, jsou optimalizovány pro frekvenci 40 Mhz. Ta je pro účely měření na piezoelementech zbytečně vysoká a není možno ji měnit. Po úpravě elektronické části řídicí jednotky lze celu provozovat i na blízkých frekvencích, tedy asi v oblastech 40 ± 5 MHz a je možné pracovní frekvenci přesně nastavit. Pokud do každého svazku vložíme Braggovu celu a nastavíme obě na stejnou frekvenci. Získáme metodu časového středování jen s tím rozdílem, že úhlová frekvence na světla na výstupu z modulátoru je větší (v porovnání s frekvencí světla laseru je to jen nepatrný rozdíl). Pokud však frekvenci cely v referenčním svazku zvolíme vyšší než frekvenci cely v předmětovém svazku, můžeme pozorovat, že výsledkem je chování, jako by jeden svazek byl frekvenčně modulovaný rozdílovou frekvencí. Frekvence cel nastavíme tak, aby jejich rozdíl byla požadovaná modulační frekvence. Tedy požadujeme-li zvýšení citlivosti při měření malých vibrací, musí být rozdílová frekvence shodná s frekvencí kmitání měřeného vzorku. Pro snížení citlivosti metody (využívá se při měření vibrací s velkými amplitudami) musí být rozdílová frekvence celočíselným násobkem (větším než jedna) frekvence kmitání měřeného vzorku.

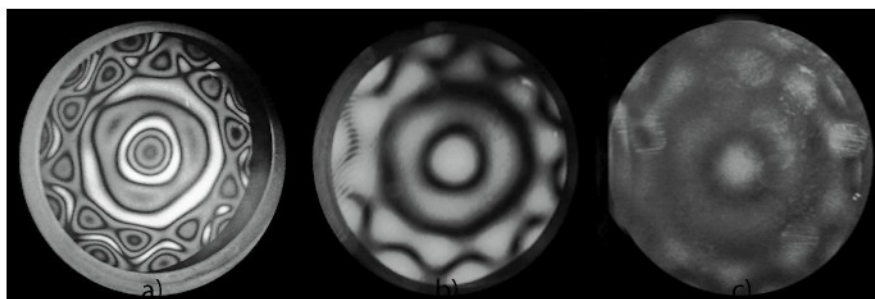
6.3.2. b. Frekvenční modulování svazku Braggovými celami - experiment

Experimentální uspořádání je na obr. 6.30, neliší se příliš od uspořádání pro metodu časového středování. Rozdíl je v tom, že do obou svazků za děličem je vložena Braggova cela. Při pečlivém nastavení Braggova úhlu je možné získat až 85 % difrakční účinnost cel. Řídicí jednotky Braggových cel jsou napojeny na funkční generátory RIGOL s rozsahem do 50 MHz, které jsou navzájem

synchronizovány. S oběma Braggovými celami je synchronní i generátor, sloužící jako zdroj signálu pro měřený vzorek. Základní frekvence cel je nastavena na 40 MHz.



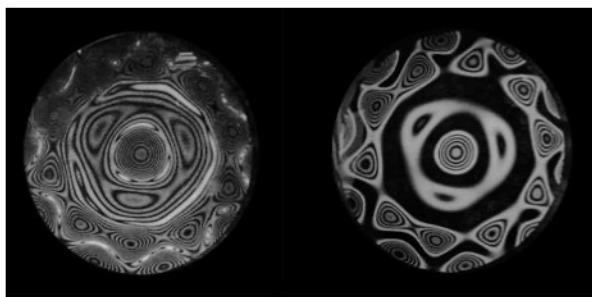
Obr. 6.30: Schéma uspořádání pro metodu časového středování s frekvenčně modulovanou referenční vlnou za použití Braggových cel, DS - dělič svazku, BC - Braggova cela, PF - prostorový filtr, KO - kolimační objektiv, Z - zrcadlo, H - hologram, FG - funkční generátor.



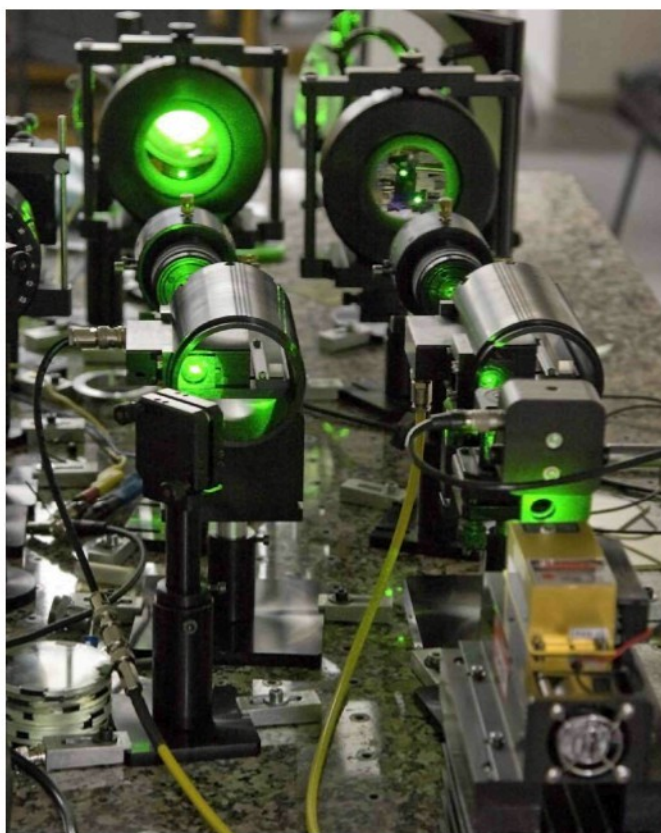
Obr. 6.31: a) je interferogram pořízený klasickou technikou časového středování (obě cely pracují na stejné frekvenci), frekvence aktuátoru je 8 kHz, amplituda budícího sinusového napětí 5V, maximální výchylka je přibližně 400 nm, b) interferogram pořízený technikou časového středování s modulovanou referenční vlnou, frekvence aktuátoru 8 kHz, amplituda budícího sinusového napětí 500 mV, maximální výchylka asi 40 nm (odhad), c) interferogram pořízený technikou časového středování s modulovanou referenční vlnou, frekvence 8 kHz, amplituda budícího sinusového napětí 50 mV, maximální výchylka asi 4 nm (odhad).

Uspořádání, kde je modulace svazku zajištěna braggovými celami, dovoluje větší modulační frekvence a kontrast obrazu je velký a bez dalších úprav lze dosáhnout rozlišení asi 2 nm. Je také možné v tomto uspořádání snižovat citlivost metody, a to volbou modulační frekvence tak, aby

byla celočíselným násobkem kmitání vzorku větším než jedna. Snížování citlivosti metody nalezne uplatnění při měření kmitání s amplitudami v řádech desítek až stovek μm , kde by již nebylo možné rozlišit vzniklé proužky. Příklad pro modulační frekvenci 80 kHz a frekvenci kmitání vzorku 8 kHz, tedy J_{10} je na obr. 6.32. Z obrázku je patrné, že klesne hustota i počet proužků i když je amplituda výchylky stále stejná.



Obr. 6.32: a) je interferogram pořízený klasickou technikou časového středování (obě cely pracují na stejné frekvenci), frekvence aktuátoru je 8kHz amplituda budícího sinusového napětí 15V maximální výchylka je přibližně $1,2\ \mu\text{m}$, b) interferogram pořízený technikou časového středování s modulovanou referenční vlnou, modulační frekvence 80 kHz, frekvence aktuátoru 8 kHz amplituda budícího sinusového napětí 15V.



Obr. 6.33: Obr. 6.3: Holografický interferometr pro měření deformace čela multivrstvého piezoelektrického aktuátoru.

6.4 Prvotní výsledky zviditelňování teplotního pole v kavitě „prime moveru“

Převaděče termoakustické energie lze provozovat jako tepelná čerpadla, chladicí okruhy a nebo jako „prime movery“ [77, 78, 79]. Termoakustický prime mover je zařízení určené k převodu tepelné energie zdroje na mechanickou práci akustického pole. V „prime moveru“ se přenáší tepelná energie tokem z místa s větší teplotou do místa s nižší teplotou a vytváří se akustická práce. Výhodou je absence pohyblivých částí a tedy možnost dosažení Carnotovy účinnosti.

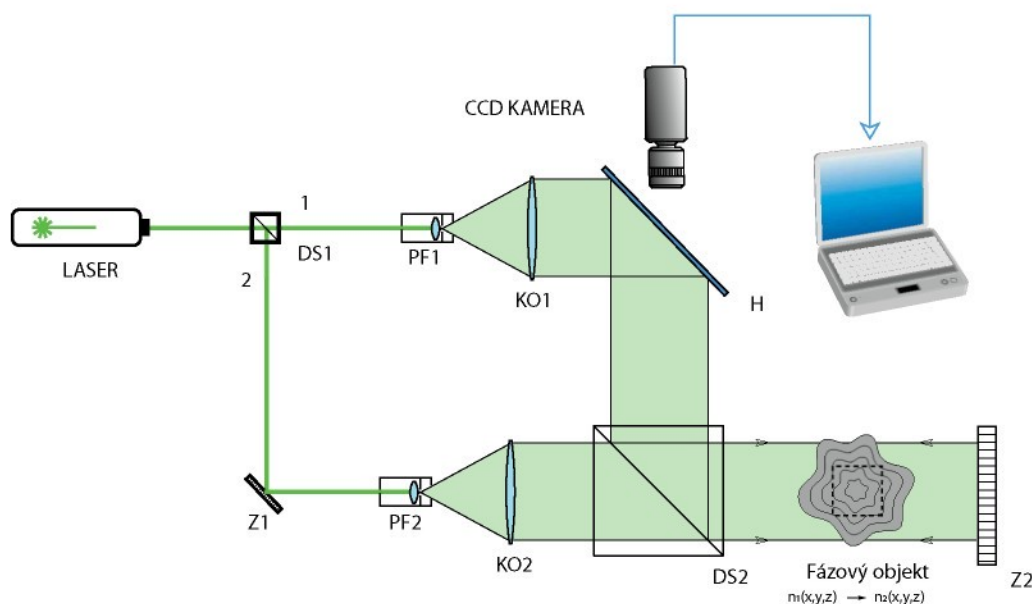
Detailní porozumění funkci zařízení, viz obr. 6.31, vyžaduje zvládnutí měření toku tepla a hmoty uvnitř trubice rezonátoru. Zkoumané zařízení bylo navrženo jako čtvrtvlnová rezonanční trubice. Pracovním médiem je vzduch s barometrickým tlakem. Zdrojem tepla je odporová spirála s výkonem asi 30 W a s teplotou okolo 650 °C, umístěná pod voštinovou strukturou.



Obr. 6.31: Kavita zařízení „prime mover“ je kvůli možnosti použití HI pro zviditelnění teplotního pole uvnitř vyrobená ze skla.

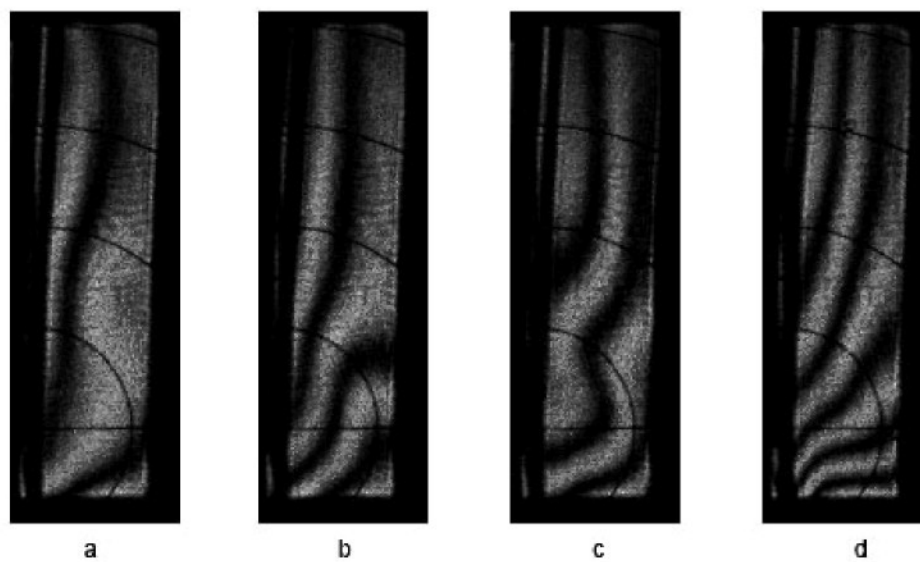
Před nedávnem se na LOMM FM TUL obrátili pracovníci Ústavu termomechaniky AVČR s problémem, jak měřit chování teplotního pole uvnitř kavity zařízení (prime mover). Pracovníci Ústavu

ve spolupráci s taiwanskými kolegy provádějí výzkum zařízení. Proběhlo několik pokusů na interferometru ÚT AVČR v Novém Kníně (šlírový interferometr) s cílem zachytit pole uvnitř kavity, avšak neúspěšně. V LOMM TUL byl sestaven modifikovaný Michelsonův holografický interferometr obr. 6.30, použitý v [76]. Interferometr má dvojnásobnou citlivost oproti běžně používanému Mach-Zehnderovu interferometru. Svazek laseru je rozdělen na polarizačním děliči DS1 na dva svazky. Polarizační dělič je opatřen půlvlnovými destičkami. Vstupní destička umožňuje nastavení intenzit v rozdělených svazcích výstupní destičky nastavení jejich polarizací. První svazek vstupuje do prostorového filtru PF1, kde je vyfiltrován a rozšířen a následně zkolimován kolimátorem KO1 a dopadá na záznamovou strukturu. Druhý svazek po odrazu na zrcadle Z1 vstupuje do prostorového filtru PF2, kde je vyfiltrován, rozšířen a poté zkolimován kolimačním objektivem KO2. Část ho prochází děličem DS2 přes měřený objekt směrem k zrcadlu Z2, kde je kolmo odrážen a prochází opět fázovým objektem. Tento dvojitý průchod svazku objektem zajišťuje interferometru dvojnásobnou citlivost. Po dvojitým průchodu je opět část svazku odražena na děliči směrem k záznamové struktuře. Interferometr má dvojnásobnou citlivost, ale ztrácí hodně světla. Po naexponování a vyvolání hologramu se uvede prime mover do provozu. Interferometr je seřízen na nekonečnou šířku proužku. Interferenční obraz je snímán kamerou s vysokou snímkovací frekvencí, aby bylo možné zachytit změny teplotního pole v reálném čase.



Obr. 6.32: Schéma uspořádání pro zviditelňování teplotního pole v kavitě prime moveru, se zvýšenou citlivostí, DS - dělič svazku, PF - prostorový filtr, KO - kolimační objektiv, Z - zrcadlo, H - hologram.

Na postaveném zařízení [75] se podařilo zviditelnit pole uvnitř kavity rezonátoru na obr. 6.32. Maximální snímkovací frekvence byla omezena výkonem laseru na 100 FPS, to nestačilo na zachycení dějů odehrávajících se s frekvencí okolo 340 Hz, na které zařízení kmitá. Interferogramy ukazují pravděpodobně vývoj bubliny teplého vzduch uvnitř kavity. V současné době se zařízení optimalizuje, aby bylo možné zachytit větší frekvence.



Obr. 6.31: Teplotní pole uvnitř kavity prime moveru snímovací frekvence 100 FPS, snímky na obrázku a - d mají mezi sebou rozestupy 4 snímky tj. $1/25$ s.

7. Závěr

V této práci byly studovány vlastnosti připravených fotopolymerních struktur určených pro záznam hologramu v metodách holografické interferometrie. Fotopolymerní záznamové struktury nevyžadují vyvolávací proces v klasickém slova smyslu a hologram je plně funkční ihned po expozici. Je však nestabilní, ale pro jeho stabilizaci postačí osvit záznamové struktury bílým světlem. Fotopolymerní záznamové struktury mohou dosahovat teoreticky až 100% difrakční účinnosti a vysokého diferenciálního indexu lomu. Šum mají menší než nejběžněji používané stříbrohalidové emulze.

Hlavní přínosy této práce jsou následující:

- Návrh a příprava fotopolymerních záznamových struktur.
- Sestavení detekčního a expozičního uspořádání pro měření vlastností fotopolymerních záznamových médií v reálném čase a sledování nárůstu difrakční mřížky.
- Změření vlastností navržených fotopolymerních záznamových struktur s komerčně dostupnými fotopolymery POLYGRAMA, citlivými v zelené i červené oblasti. Byly měřeny křivky nárůstu difrakční účinnosti a diferenciálního indexu lomu v závislosti na čase a na přijaté energii. Dále byly odzkoušeny možnosti zvýšení citlivosti struktury předexpoziční bílým světlem. Navíc byly prakticky testovány způsoby stabilizace a fixace záznamu po expozici. Z těchto poznatků vzešla praktická doporučení k optimalizaci a použití struktur pro záznam hologramů.
- Navržené fotopolymerní záznamové struktury byly optimalizovány a následně testovány v reálných holografických experimentech.
- Byly provedeny experimenty holografické interferometrie zaměřené na zkoumání deformace piezoelektrického multivrstvého aktuátoru metodou reálného času. Byly měřeny vibrace piezoelektrických unimorfů a bimorfů metodou časového středování a vibrace s velmi malými amplitudami metodou časového středování s modulovanou referenční vlnou. Bylo odzkoušeno zviditelňování teplotního pole uvnitř komory tepelného zařízení.
- Při měření malých amplitud metodou časového středování s referenční vlnou modulovanou pomocí Braggových cel bylo díky vlastnostem fotopolymerních záznamových médií dosaženo rozlišení v řádech jednotek nm. Modulace Braggovými celami má velký potenciální rozsah modulační frekvence od jednotek Hz až do desítky Mhz a vysokou hodnotu promodulování svazku.

Všechna tato měření a návrhy byly podpořeny důkladnou rešerší v úvodních kapitolách práce. Experimentální kapitola práce potvrzuje oprávněnost předpokladu výhodnosti použití foto-

polymerních záznamových struktur jako záznamových médií pro holografickou interferometrii. Fotopolymerní záznamová média jsou více než rok s úspěchem používána v laboratoři optických metod měření, Fakulty mechatroniky TUL. Jen obtížně si lze představit návrat k původně používaným halogenostříbrným médiím, a to především kvůli nesrovnatelně pracnějšímu vyvolávacímu procesu.

Mezi hlavní výhody navržených fotopolymerních médií patří:

- Absence mokrého vyvolávacího a bělicího procesu. Hologram je plně funkční ihned po expozici.
- IN - SITU prováděný stabilizační a vytvrzovací proces hologramu.
- Vysoká difrakční účinnost, velké rozlišení, vysoký diferenciální index lomu, umožňující použití tenké vrstvy záznamového média, což vede k odstranění problému s velkou selektivitou.
- Nízký šum.
- Nízké pořizovací náklady a obecně nenáročná práce s médii.

Vzhledem k tomu, že tato práce je jakousi pilotní studií a ne zcela všem vlastnostem a parametrům struktur byla věnována patřičná pozornost, bude výzkum fotopolymerních záznamových struktur i jejich aplikací v metodách holografické interferometrie pokračovat. Mezi směry příštího výzkumu by neměly chybět:

- Přesná měření charakteristik šumu záznamu, a to nejenom v monochromatickém světle. Vliv osvětlení a vytvrzovacího procesu na šum. Stárnutí záznamu a jeho vliv na difrakční účinnost a šum.
- Statistická měření již dříve změřených charakteristik.
- Další zvýšení citlivosti metody s frekvenčně modulovanou referenční vlnou.
- Příprava vlastních fotopolymerů s cílem dosáhnout co nejlepších charakteristik.

Práce byla primárně určena pro výzkum vlastností navržených fotopolymerních záznamových médií a jejich aplikací v metodách holografické interferometrie. Doufejme, že poslouží jako vodítko pro další experimentální práce na tomto poli. Fotopolymerní záznamové struktury se díky svým vlastnostem zcela jistě uplatní i v jiných oborech, jako je například, obrazová holografie. Jinou zajímavou aplikací, která je v současné době zkoumána, je jejich použití jako platformy pro výrobu holografických optických elementů, a to jak rovinných, tak vytvořených na zakřivených površích.

Literatura:

- [1] GABOR, D.: *Nature*, 161, 1948, pp. 777 - 778.
- [2] LEITH, E. N., UPATNIEKS, J.: *Optical Society of America* 52, 1962, pp. 1123 - 1130.
- [3] IWASAKI M. , KUBOTA T. , and TANAKA T. . Preparation of new ultra-fine-grain emulsion for holography. *J. Photographic Science*, 41:112–113, 1993.
- [4] BJELKHAGEN, H., I.: *Selected Papers on Holographic Recording Materials*, SPIE Press Washington, 1996.
- [5] TRÄGER, F.: *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer, 2007. ISBN: 978-0-387-95579-7.
- [6] digitální záznam
- [7] TROUT, T. J., SCHMIEG, J. J., GAMBOGI, W. J., WEBER, A., M.: *Optical Photopolymers: Design and Applications*. *Advanced Materials*, Vol. 10, No. 15, 1998, pp. 1219 - 1224.
- [8] Polygrama, Brasil. <http://polygrama.com>.
- [9] J.Fuka, B.Havelka: *Optika*, SPN, Praha 1961.
- [10] KVASNICA, J.: *Populární přednášky o fyzice – Svazek 6: Fyzikální pole*. Praha. SNTL – Nakladatelství technické literatury, n. p. 1964. ISBN 04-005-64.
- [11] KVASNICA, J.: *Matematický aparát fyziky*. 2. vydání. Praha. Academia, 1997. ISBN 80-200-0088-7
- [12] FEYNMAN, R., P., LEIGHTON, R. B., SANDS, M.: *Feynmanovy přednášky z fyziky s řešenými příklady 2/3*. Havlíčkův Brod. Fragment, 2001. ISBN 80-7200-420-4.
- [13] SALEH , BAAHA E. A., TEICH, M. C.: *Základy fotoniky - Svazek 1*. Praha. MATFYZPRESS 1994. ISBN 80-85863-01-4.
- [14] SALEH , BAAHA E. A., TEICH, M. C.: *Základy fotoniky - Svazek 4*. Praha. MATFYZPRESS 1994. ISBN 80-85863-02-2.
- [15] SLÁDKOVÁ, J.: *Populární přednášky o fyzice – Svazek 15: Interference světla*. Praha. SNTL – Nakladatelství technické literatury, n. p. 1967. ISBN 04-026-67.
- [16] TŮMA, J.: *Zpracování signálů získaných z mechanických systémů užitím FFT*. Praha. Sdělovací technika, s. r. o., 1997. ISBN 80-901936-1-7.
- [17] PEŘINA, J.: *Populární přednášky o fyzice – Svazek 24: Teorie koherence*. Praha. SNTL – Nakladatelství technické literatury, n. p. 1975. ISBN 04-004-75.
- [18] GOODMAN, J. W.: *Introduction to Fourier Optics*. 2nd Edition, McGraw Hill, New York, 1996. ISBN
- [19] VRBOVÁ, M. A KOL.: *Lasery a moderní technologie*. Prometheus, Praha, 1994. ISBN
- [20] MILLER, M.: *Úvod do difrakční optiky*. Praha. ÚŘE AVČR, 2006. ISBN 80-86269-14-0.
- [21] FIALA, P., RICHTER, I.: *Fourierovská optika a optické zpracování signálů*. Praha. ČVUT, 2004. ISBN 80-01-02895-X.
- [22] FIALA, P.: *Základy fyzikální optiky*. ČVUT v Praze, učební text, 1999.
- [23] KOPÁČEK, J.: *Matematika pro fyziky V*. Praha. Státní pedagogické nakladatelství Praha, 1988.

ISBN 80-7066-262-X.

- [24] BORN, M., WOLF, E.: *Principles of Optics*. Pergamon Press, 4th Edition, New York, 1968. ISBN
- [25] SCHRÖDER, G.: *Technická optika*. Praha. SNTL – Nakladatelství technické literatury, n. p. 1981. ISBN 04-029-81.
- [26] KRPATA, F.: *Aplikovaná optika 10*. Praha. Vydavatelství ČVUT, 1999. ISBN 80-01-01595-5.
- [27] A. Mikš: *Aplikovaná optika 10*, Vydavatelství ČVUT, Praha 2000
- [28] MILLER, M.: *Populární přednášky o fyzice – Svazek 22: Holografie (teoretické a experimentální základy a její použití)*. Praha. SNTL – Nakladatelství technické literatury, n. p. 1974. ISBN 04-002-74.
- [29] http://en.wikipedia.org/wiki/Dennis_Gabor
- [30] http://en.wikipedia.org/wiki/Gabriel_Lippmann
- [31] COLLIER, R. J., BURCKHARDT, C. B., LIN, L. H.: *Optical Holography*. Academic Press, New York, 1971. ISBN
- [32] BRINGDAHL O. and LOHMANN A. W., *J. Opt. Soc. Amer.* 58 (1), 141 (1968)
- [33] RASTOGI, P. K.: *Holographic Interferometry – Principles and Methods*. Heidelberg, Germany. Springer – Verlag, 1994. ISBN 0-387-57354-2.
- [34] Herbert Gross (Editor): *Handbook of Optical Systems, Volume 1, Fundamentals of Technical Optics*, Wiley 2005, ISBN: 978-3-527-40377-6
- [35] HARIHARAN P. . *Optical Holography: Principle, techniques, and applications*. Cambridge University Press, Cambridge UK, second edition, 1996.
- [36] BIELKHAGEN H. I. . *Silver-Halide Recording Materials for Holography and Their Processing*. Springer, Berlin Germany, first edition, 1993.
- [37] KOEHLNIK, H.: *Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings*. *The Bell System Technical Journal*. Vol. 48, Nr. 9. The American Telephone and Telegraph Company, USA, 1969.
- [38] SAXBY G. . *Practical Holography*. Prentice Hall, London UK, second edition, 1994.
- [39] ANTOŠ M. , *Systém pro optickou tomografii*. Disertační práce. Brno: VUT FSI, 2004.
- [40] O'NEIL, E. L.: *Spatial Filtering in Optics*. *IRE trans. Inf. Theory* IT-2, p. 56 (1956).
- [41] M. Iwasaki, T. Kubota, and T. Tanaka. *Preparation of new ultra-fine-grain emulsion for holography*. *J. Photographic Science*, 41:112–113, 1993.
- [42] T. A. Shankoff. *Phase holograms in dichromated gelatin*. *Applied Optics*, 7:2101–2106, 1968.
- [43] D. M. Samoilovich, A. Zeichner, and A. A. Friesem. *The mechanism of volume hologram formation in dichromated gelatin*. *Photographic Science and Engineering*, 24:161–166, 1980.
- [44] B. J. Chang. *Dichromated gelatin holograms and their applications*. *Optical Engineering*, 19:642–648, 1980.
- [45] D. C. O'Shea, T. J. Suleski, and A. D. Kathman. *Diffraction Optics: Design, Fabrication, and Test*. SPIE, Washington USA, first edition, 2004.
- [46] D. H. Close, A. D. Jacobson, J. D. Margerum, R. G. Brault, and F. J. McClung. *Hologram recording on photopolymer materials*. *Applied Physics Letters*, 14:159–160, 1969.

- [47] A. M. Weber, W. K. Smothers, T. J. Trout, and D. J. Mickish. Hologram recording in Du Pont's new photopolymer materials. In S. A. Benton, editor, *Practical Holography IV*, pages 20–29, Lake Forest USA, 1990. SPIE.
- [48] N. Sadlej and B. Smolinska. Stable photo-sensitive polymer layers for holography. *Optics and Laser Technology*, 7:175–179, 1975.
- [49] S. Calixto. Dry polymer for holographic recording. *Applied Optics*, 26:3904–3910, 1987.
- [50] M. Květoň, A. Havránek, P. Fiala, and I. Richter. The experimental study of acrylamide based photopolymer recording materials for applications in optical holography. *Macromolecular Symposia*, 268:115–119, 2008.
- [51] U. Rhee, H. J. Caulfield, C. S. Vikram, J. Shamir, *Applied Optics* 1995, 34, 846.
- [52] R. K. Kostuk, *Applied Optics* 1999, 38, 1357.
- [53] V. Moreau, Y. Renotte, Y. Lion, *Applied Optics* 2002, 41, 3427.
- [54] S. Gallego, C. Neipp, M. Ortuno, A. Belendez, I. Pascual, *Journal of Modern Optics* 2004, 51, 491.
- [55] V. Lédí and M. Květoň. Characterization and application of new photopolymer recording media for usage in holography. In *The 6th International Conference on Photonics, Devices and Systems, Prague CZ, 2008*. To be published in *Proceedings of SPIE*.
- [56] VÖLKL, E., ALLARD, L. A, JOY, D. C.: *Introduction to Electron Holography*. New York, USA. Kluwer Academic / Plenum Publisher, New York, 1999. ISBN 0-306-44920-X.
- [57] KREIS, T.: *Handbook of Holographic Interferometry – Optical and Digital Methods*. Weinheim, Germany. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2005. ISBN 3-527-40546-1.
- [58] ABRAMSON, N., BJELKHAGEN, H.: *Deformation, Displacement and Vibration Investigations in Manufacturing Applications Using a New Hologram Interferometry Technique*. *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 1, 1980, pp. 51 - 68.
- [59] REKTORYS, K. A SPOLUPRACOVNÍCI: *Přehled užití matematiky II*. 7. vydání. Praha. Prométheus, 1995. ISBN 80-7196-181-7.
- [60] ALEKSOFF, C., C.: *Temporally Modulated Holography*. *Applied Optics*, Vol. 10, No. 6, June 1971, pp. 1329 - 1341.
- [61] STETSON, K. A.: *Envelope Factors Due to Laser Modulation in Time-Average, Holographic, Vibration Analysis*. Vol. 62, December 1971, pp. 698 - 700.
- [62] UEDA, M., MIIDA, S., SATO, T.: *Signal-to-noise Ratio and Smallest Detectable Vibration Amplitude in Frequency-Translated Holography*. *Applied Optics*, Vol. 15, No. 11, November 1976, pp. 2690 - 2694.
- [63] VIKRAM, C., S.: *Advantage of Frequency Translation Error in Shifted Reference Holography*. *Optik*, Vol. 50, No. 3, 1978, pp. 251 - 254.
- [64] RAYMOND, C. C.: *The Serrodyne Frequency Translator*. *Proceedings of the IRE*, Vol. 45, February 1957, pp. 175 - 186.
- [65] HELFINGER O. L., WUERKER R. F., BROKS R. E., *Holographic Interferometry*. *Journal of Appl. Phys.*, 37:642-649, 1966.

- [66] MALINA, R.: *Optická tomografie: Návrh experimentu a interpretace interferogramů*. Diplomová práce, VUT v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, 2007, Brno.
- [67] ABRANSON N. *Holodiagrama practical device for making and evaluating holograms*, *Appl. Optics*, 8, 1235-1240
- [68] FISCHER, J.: *Optoelektronické senzory a videometrie*. Praha. Vydavatelství ČVUT, 2002. ISBN 80-01-02525-X.
- [69] HLAVÁČ, V., SEDLÁČEK, M.: *Zpracování signálů a dat*. ČVUT v Praze, učební text, 2001.
- [70] www.mathworks.com
- [71] SONKA, M., HLAVAC, V., BOYLE, R.: *Image Processing, Analysis, and Machine Vision*. 2nd Edition. Pacific Grove, USA. Brooks/Cole Publishing Company, 1999. ISBN 0-534-95393-X.
- [72] DRAIN, L. E., MOSS, B., C.: *The Frequency Shifting of Laser Light by Electro-Optic Techniques*. *Opto-electronics* 4, 1972, pp. 429 - 439.
- [73] GOTTLIEG, M., GARBUNY, M.: *Analysis of the Spektrum of a Laser Beam Modulated by a Periodic Electrooptic Doppler Shift*. *Applied Optics*, Vol. 7, No. 11, November 1968, pp. 2238 - 2240.
- [74] VOVES, J., KODEŠ J.: *Elektronické součástky nové generace*. Praha. Grada Publishing, s. r. o., 1995. ISBN 80-7169-142-9.
- [75] CHEN Y-C., VÍT T., LÉDL V., KORDÍK J., MARŠÍK F., WANG A-B., DOLEČEK R., TRÁVNÍČEK Z.: *Thermoacoustic prime Mover - Demonstration and Preliminary Experiments*, *International Conference „Experimental Fluid Mechanics 2008“*, pp. 21-31+ CD, 26.-28.11.2008, TU Liberec, ČR, ISBN 978-80-7372-417-7
- [76] LIŠKA, M.: *Metody koherentní optiky ve strojírenské metrologii*. Doktorská disertační práce. VUT Brno, 1983.
- [77] SWIFT, G W. *Thermoacoustic engines*. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1988, 84(4): 1145-1180.
- [78] HATAZAWA M., *Oscillatory flow in thermoacoustic sound wave generator*. *Journal of Thermal Science*, Vol. 15 (2006) No. 1, 92-96.
- [79] HERMAN C., TRÁVNÍČEK Z. (2006) *Cool sound: The future of refrigeration? Thermodynamic and heat transfer issues in thermoacoustic refrigeration*. *Heat and Mass Transfer*, 42, (6) pp. 492-500.

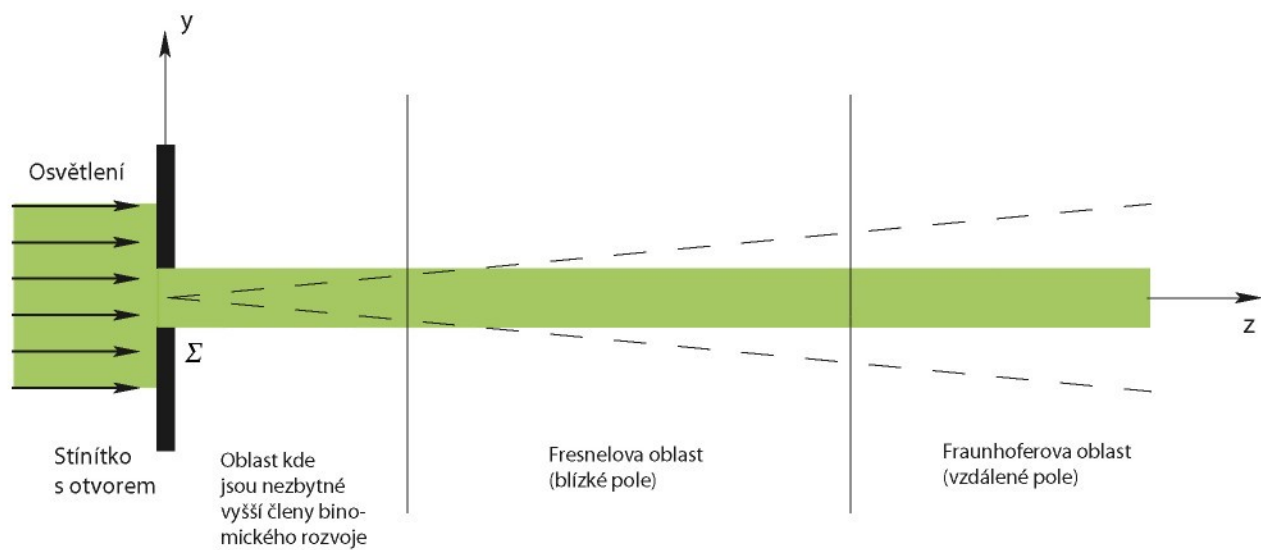
Příloha 1:

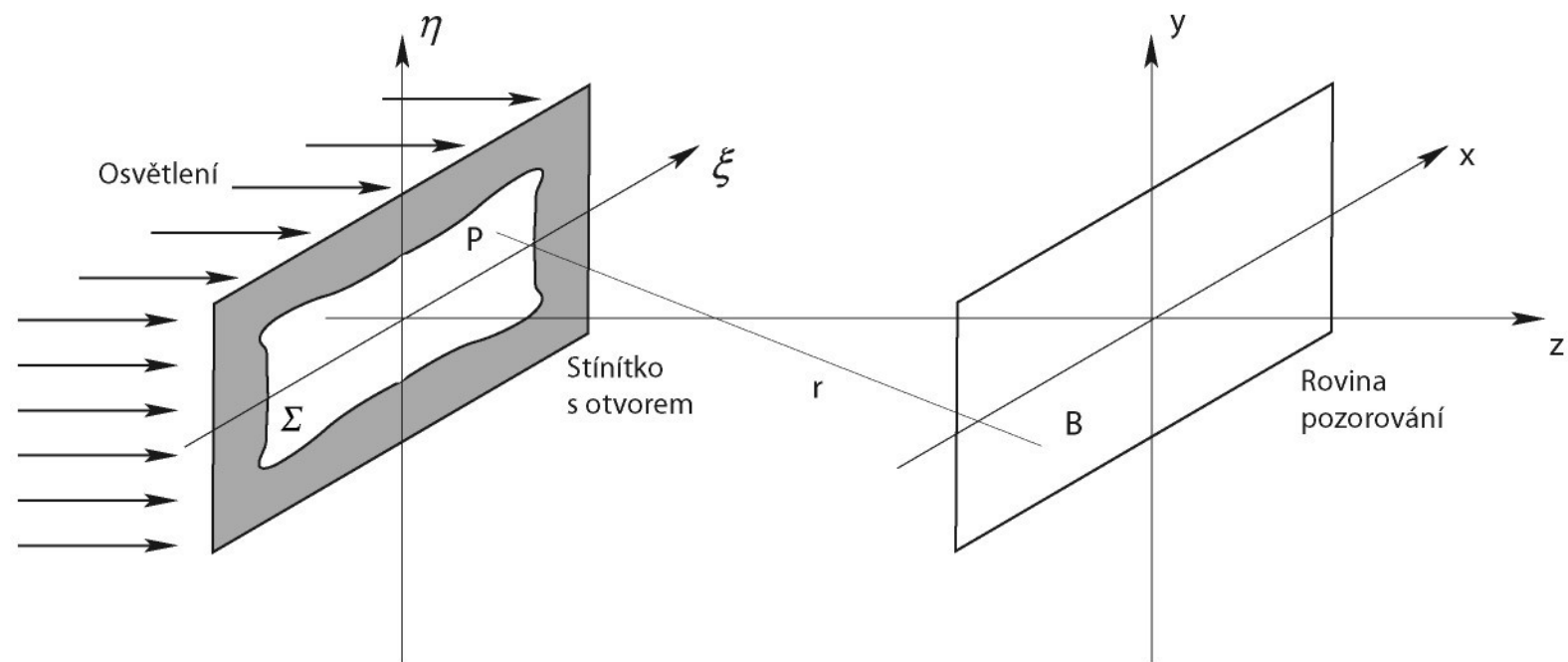
Porovnání vlastností holografických záznamových materiálů

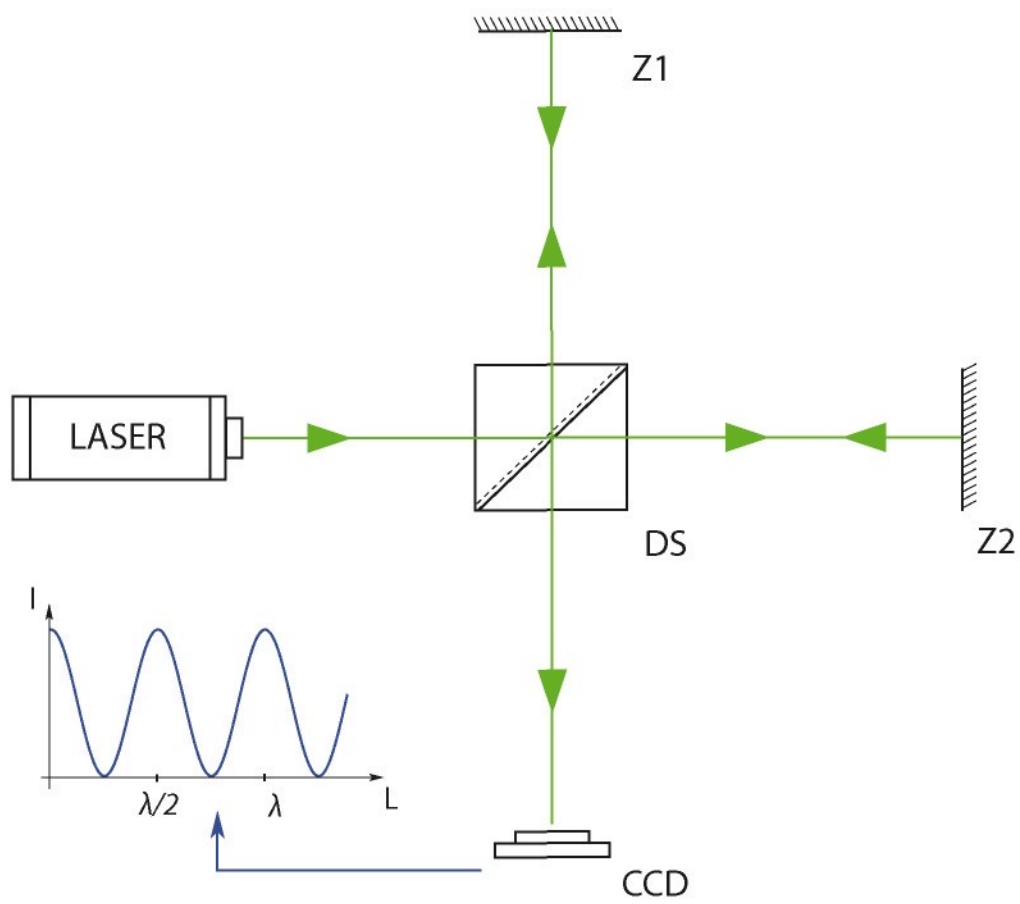
Vlastnosti Materiál	citlivost	rozlišovací schopnost	reversibilita záznamu	teoretická mez difrakční účinnosti	spektrální citlivost	příprava, postup, zpracovatelský proces	poznámky
SHE (Silver Halide emulsions)	$100 \div 500 \mu\text{J} / \text{cm}^2$ nejvyšší známá citlivost	$200 \div 5000 \text{ čar} / \text{mm}$ vysoká	NE	6,25 % (amplitudové) 33,9 % (fázové tenké)	blízké IR ÷ blízké UV	skleněné desky s vrstvou citlivé emulze, filmy, mokřý proces zpracování, pro vyšší dlf. účinnost bělení	nejrozšířenější a nejdostupnější materiál, velký výběr rozměrů desek i filmů
DCG (DiChromated Gelatin)	$10 \div 100 \text{ mJ} / \text{cm}^2$ nízká	$> 6000 \text{ čar} / \text{mm}$ velmi vysoká	NE	100 %	$350 \div 500 \text{ nm}$	desky s nanesenou citlivou vrstvou želatiny po expozici hydratace následovaná dehydratací v alkoholové lázni	nejvyšší diferenciální index lomu
FOTOREFRAK- TIVNÍ KRYSYALY	$1 \div 10 \text{ J} / \text{cm}^2$ velmi nízká	$> 10000 \text{ čar} / \text{mm}$ velmi vysoká	ANO	100 %	závisí na typu krystalu	přiložení vysokého napětí při expozici na správné roviny výbrusu (kV / cm) zápis a čtení bývá prováděno odlišnou vlnovou délkou světla	cena, velmi přesný výbrus krystalu, dostup- ný pouze v ma- lých velikostech
TERMOPLASTY	$10 \div 100 \mu\text{J} / \text{cm}^2$ vysoká	$< 500 \text{ čar} / \text{mm}$ nízká	ANO	100 %	široký rozsah spektrální senzibilace	desky s vrstvou termoplastu na vrstvě fotocitlivého polovodiče, nabití vrstvy koronárním výbojem před a po expozici opačnou pola- ritou.	vyvolávání takřka v reál- ním čase, holokamery
FOTOPOLYMERY	$1 \div 100 \text{ mJ} / \text{cm}^2$ vysoká	$> 8000 \text{ čar} / \text{mm}$ velmi vysoká	NE	100 %	$350 \div 900 \text{ nm}$	tekutý polymer stlačený mezi dvě skleněné desky, případně desky s vrstvou pevného polymeru, po ex- pozici osvit polychromatickým zdrojem světla, následuje fixace UV	k vyvolání je nu- tné polymer pouze osvit, vyvolání rychle in situ.

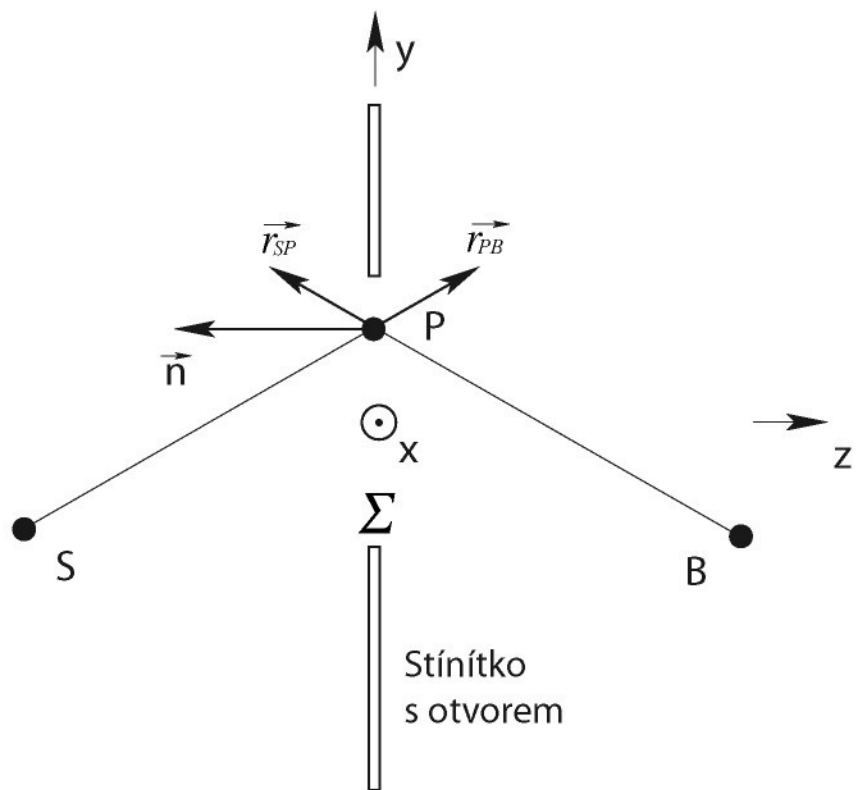
Vlastnost je velmi příznivá pro použití v HI

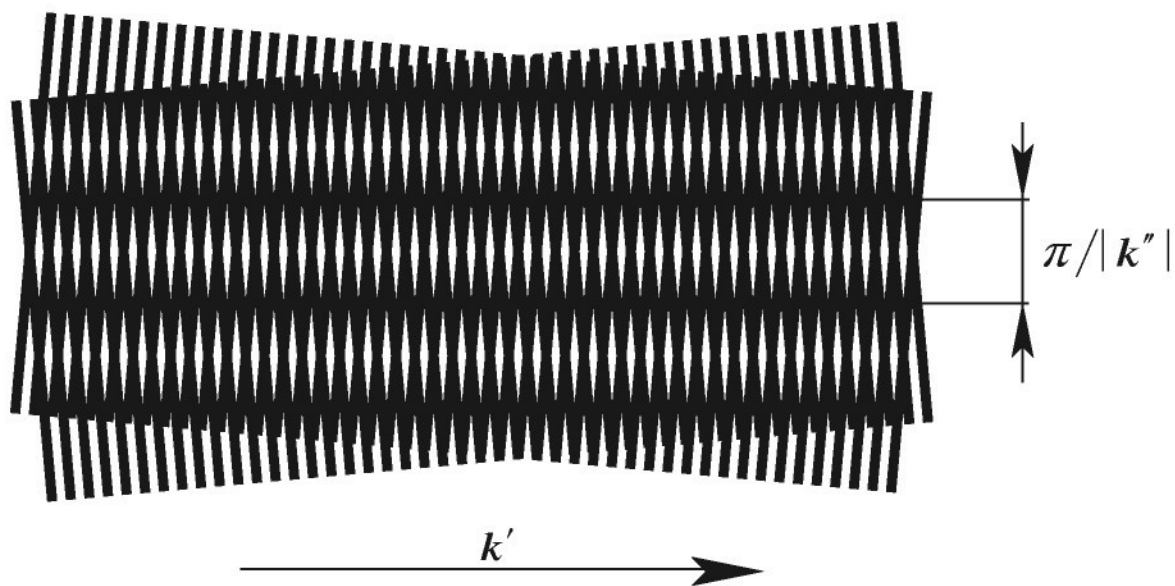
Vlastnost výrazně omezuje použití materiálu pro HI

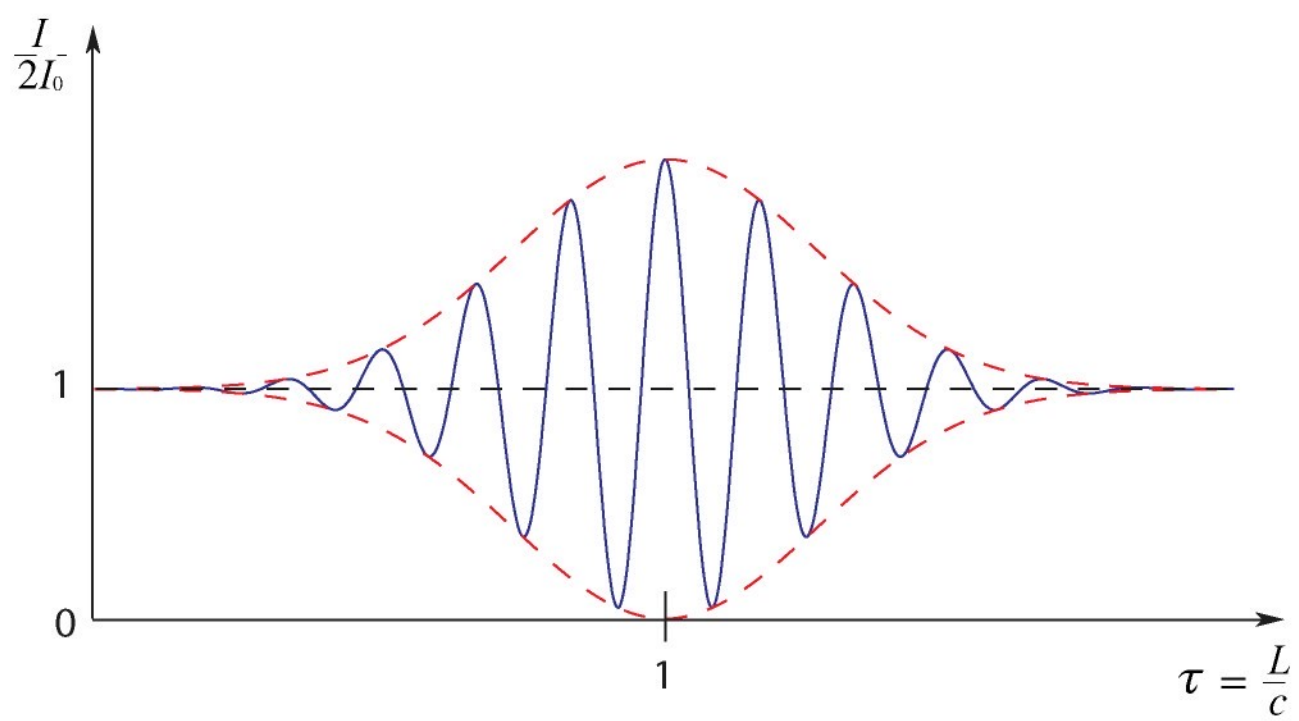


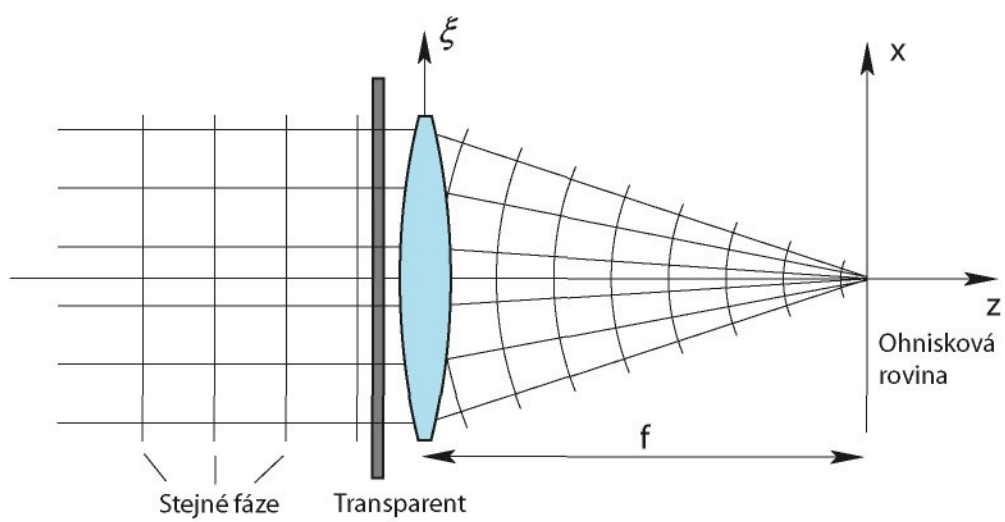


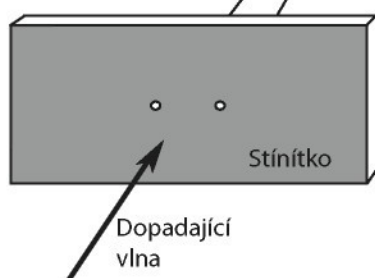
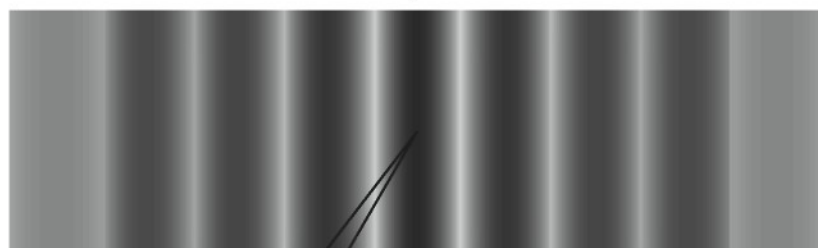
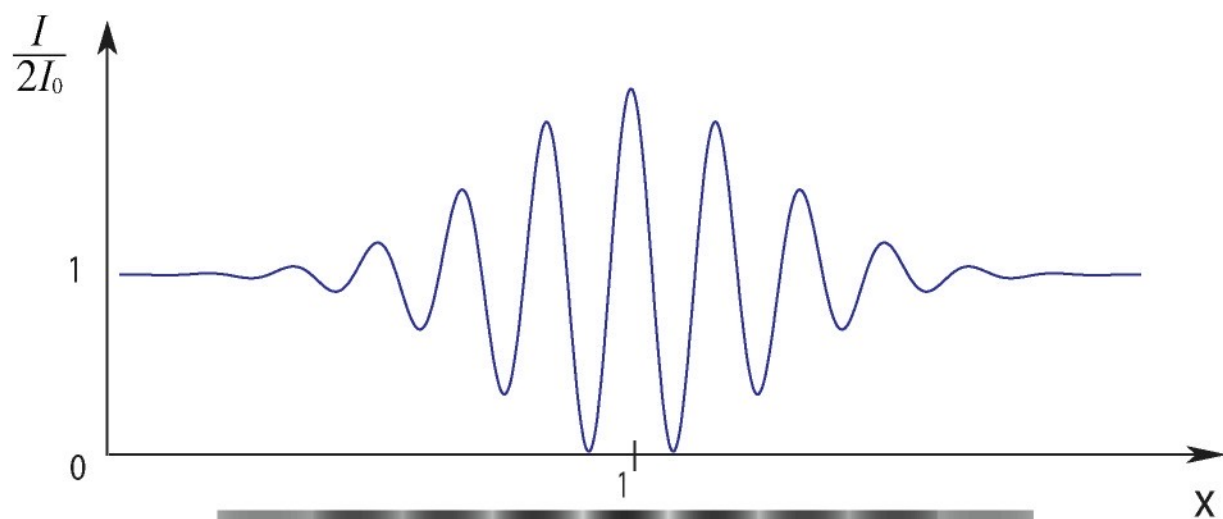


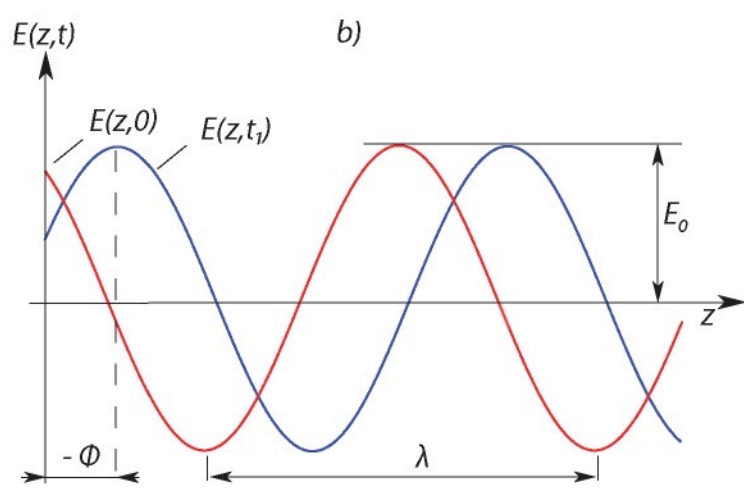
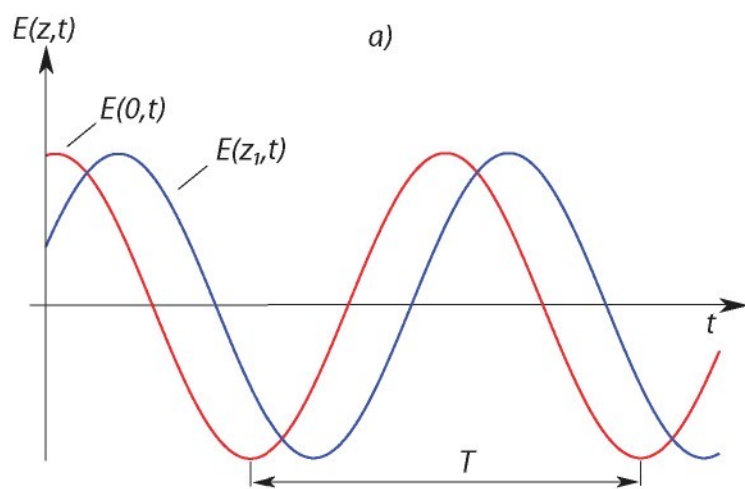


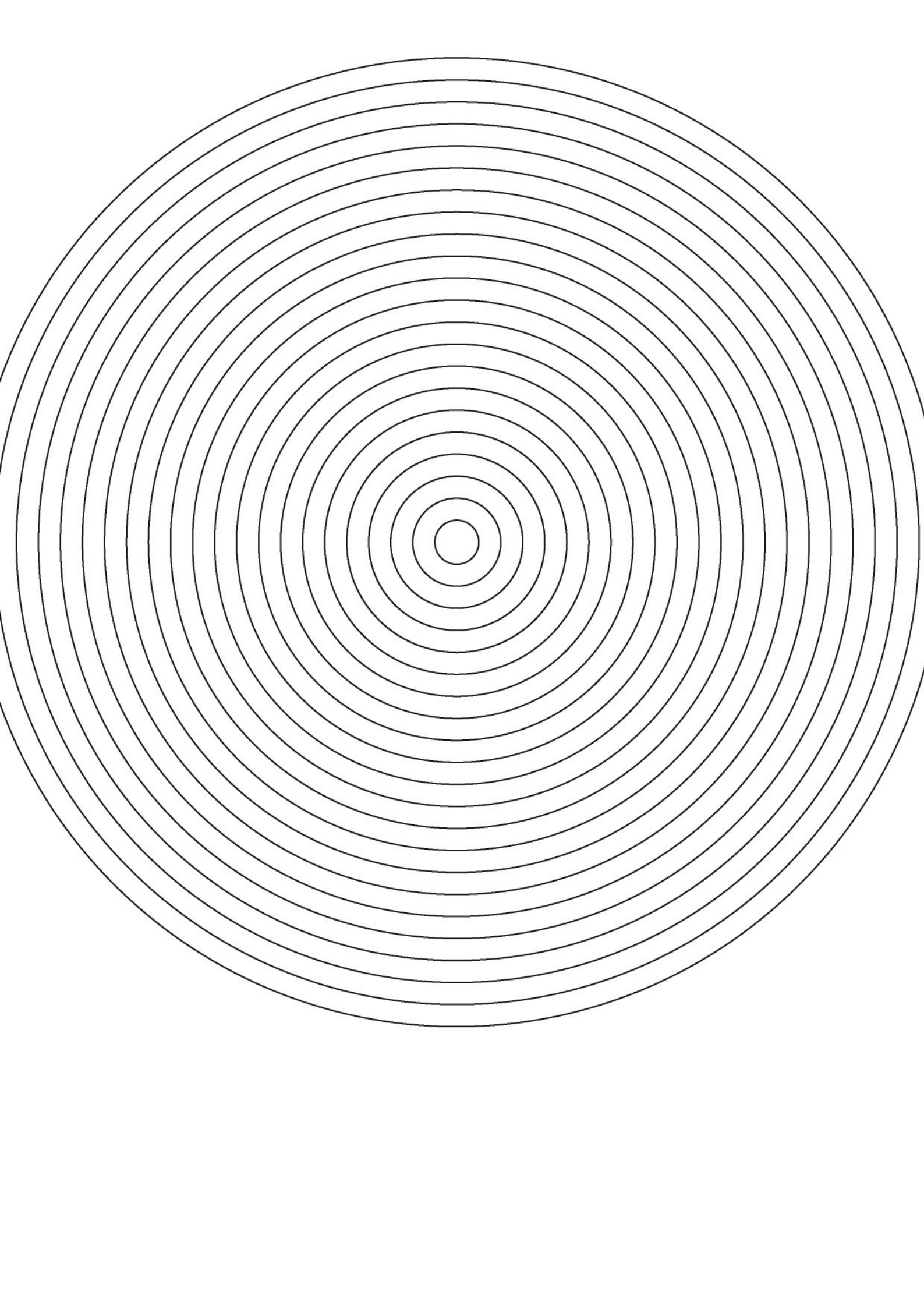




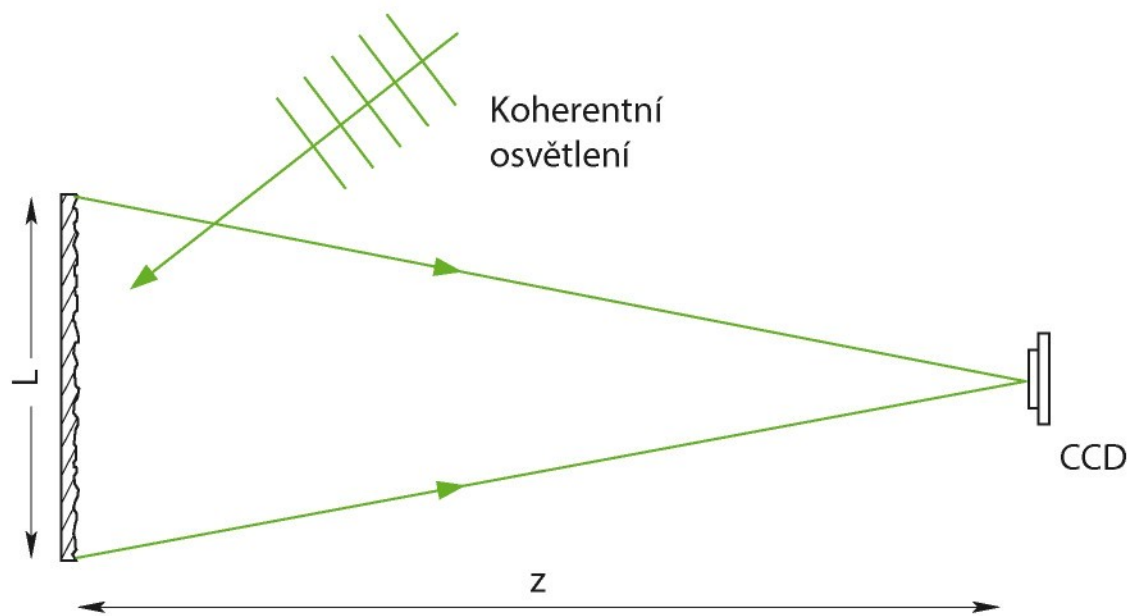


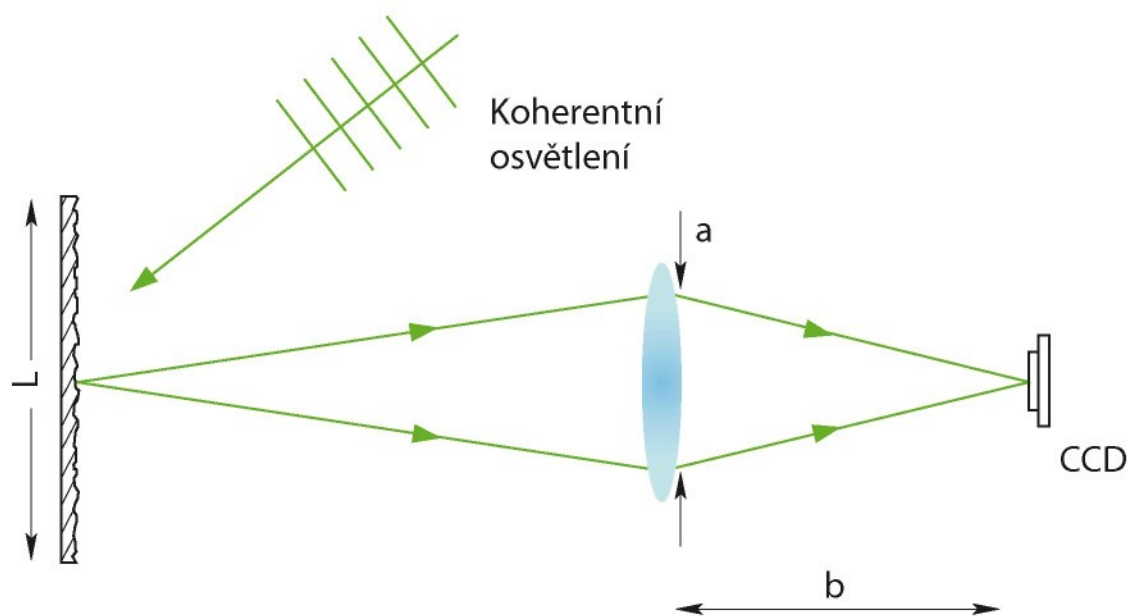




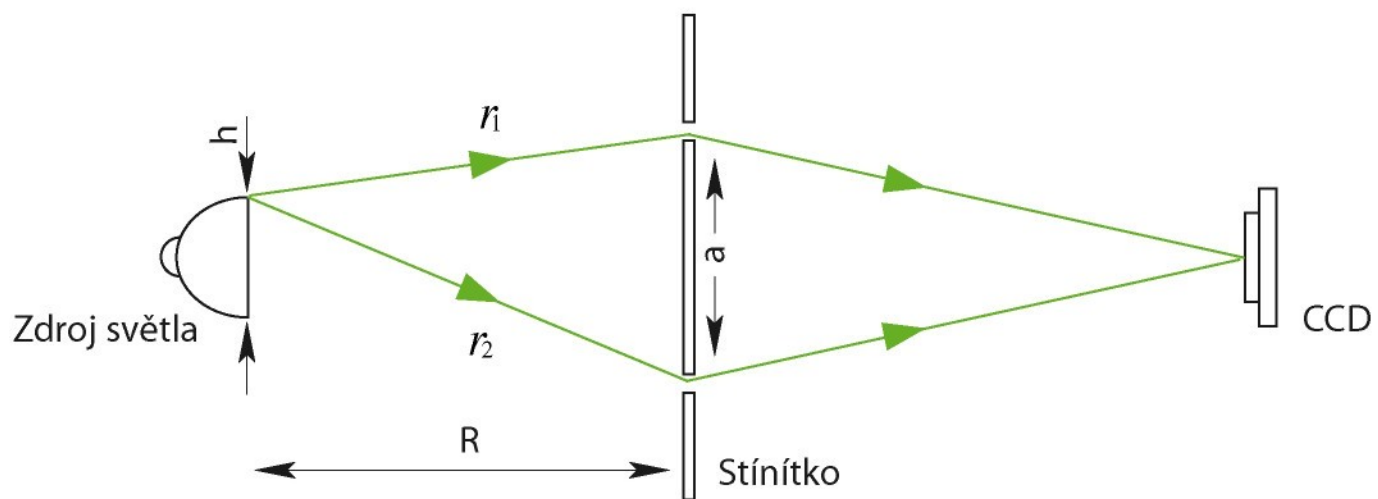


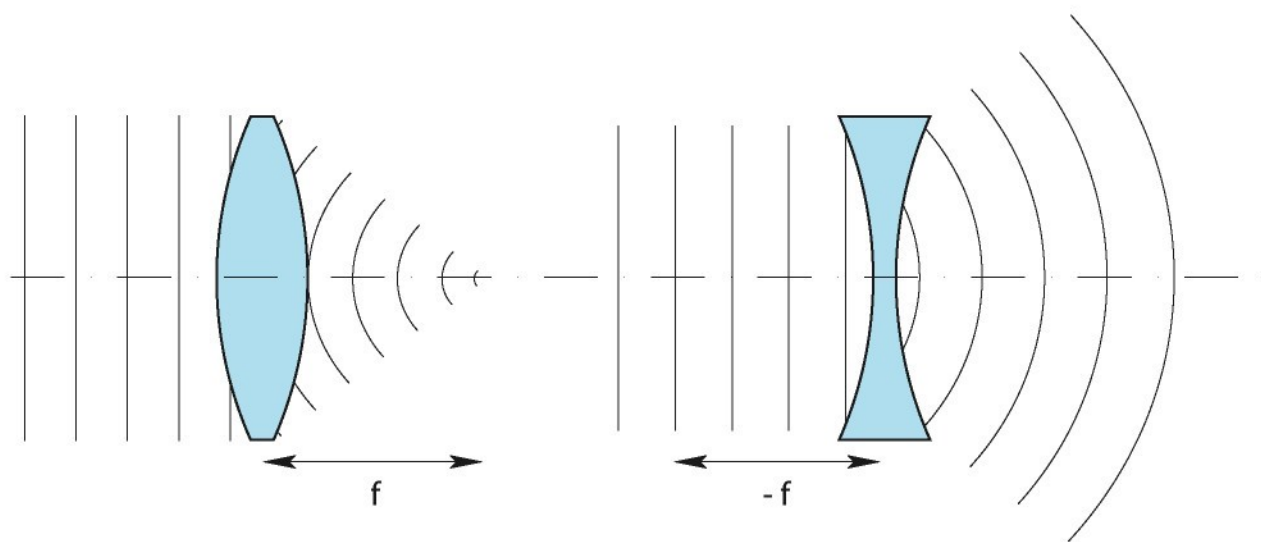


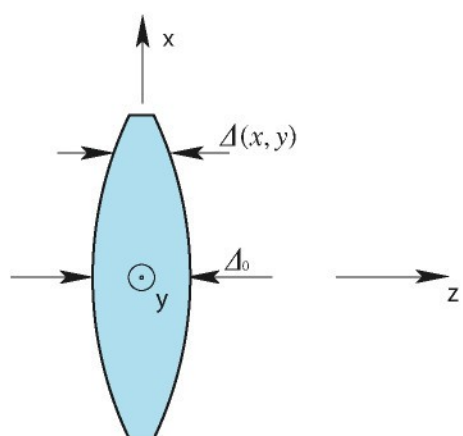


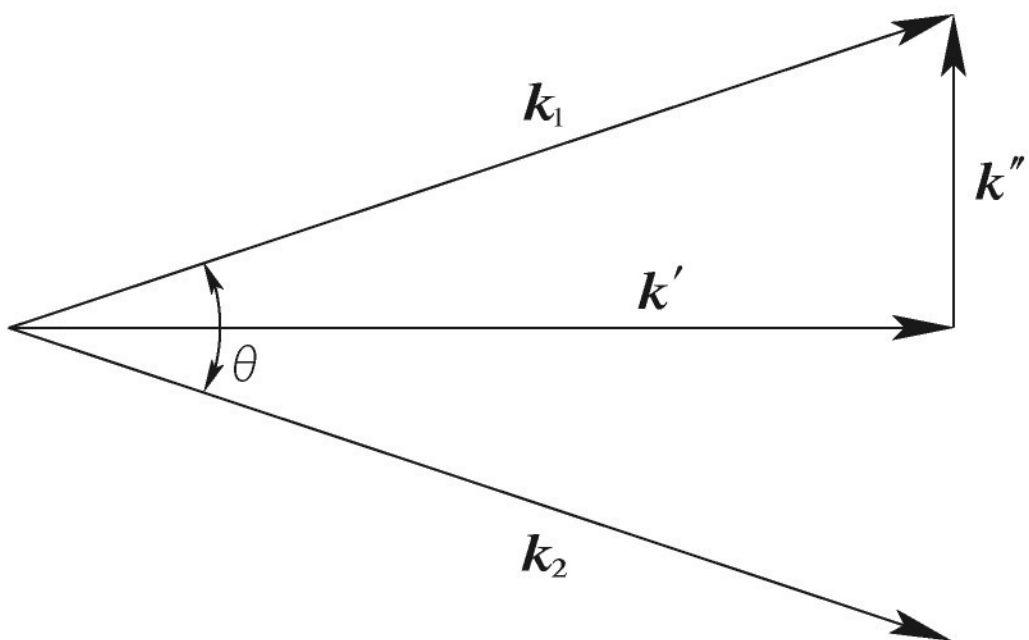


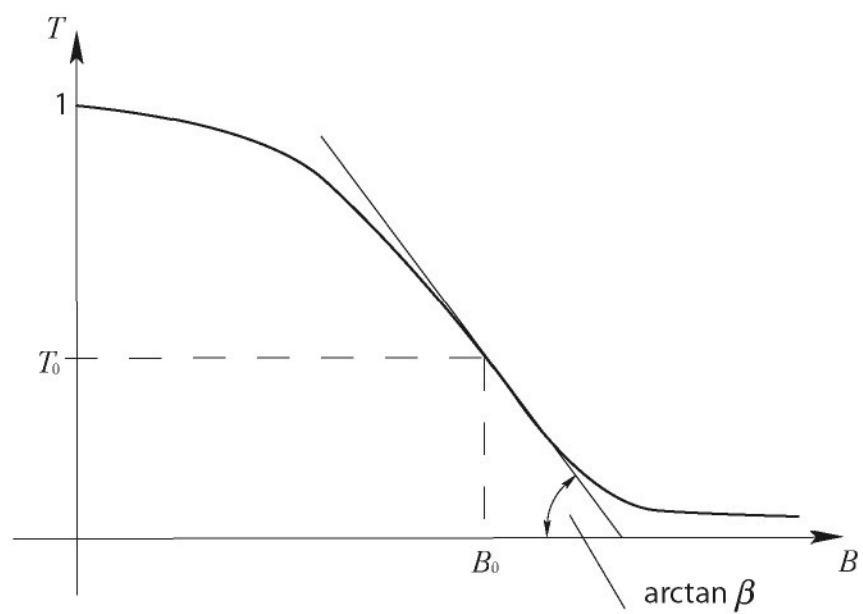


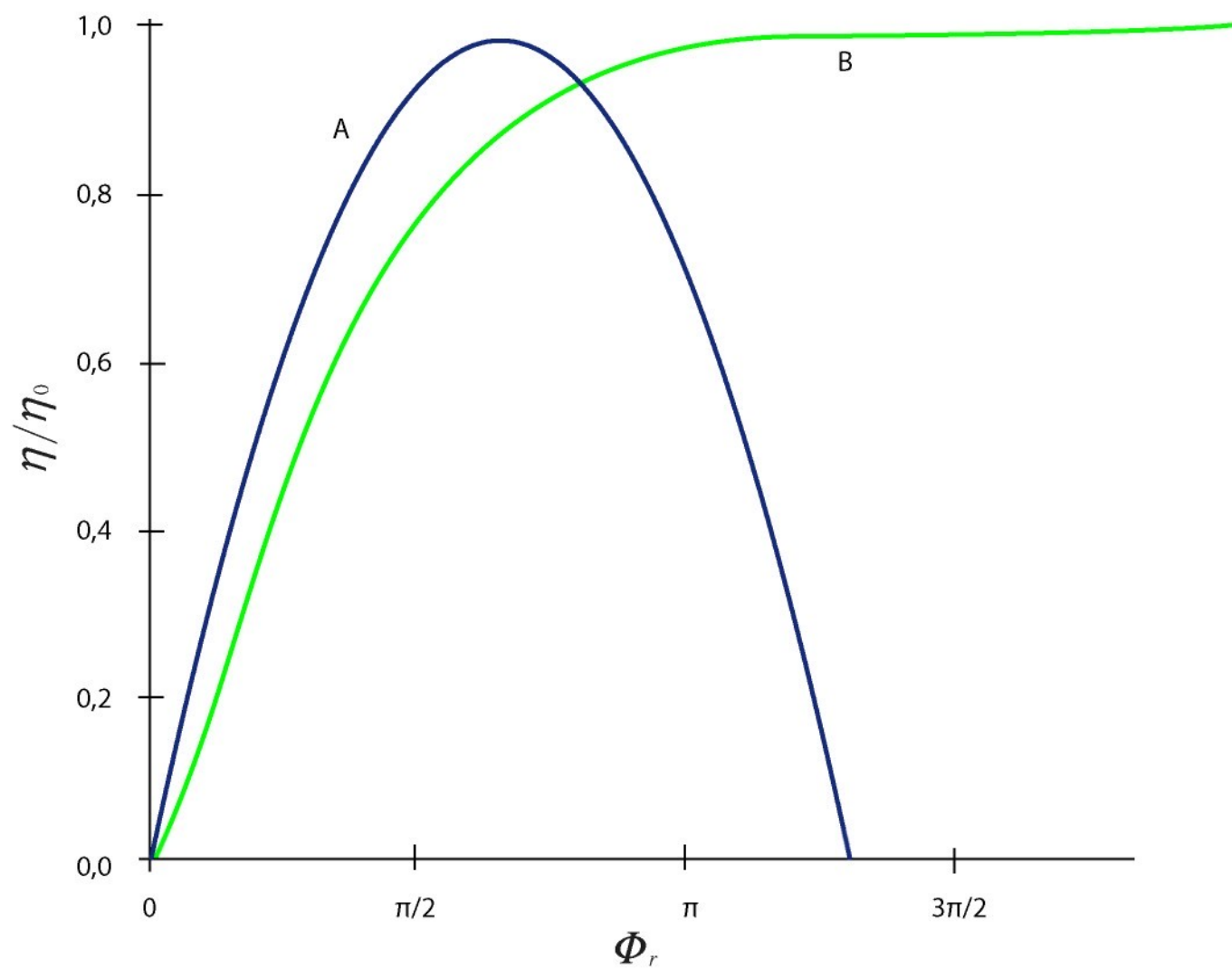


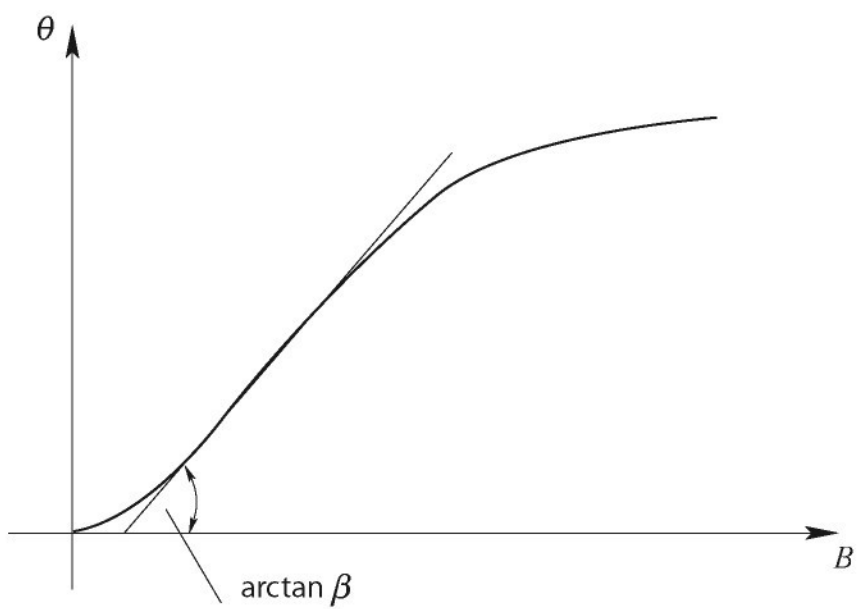


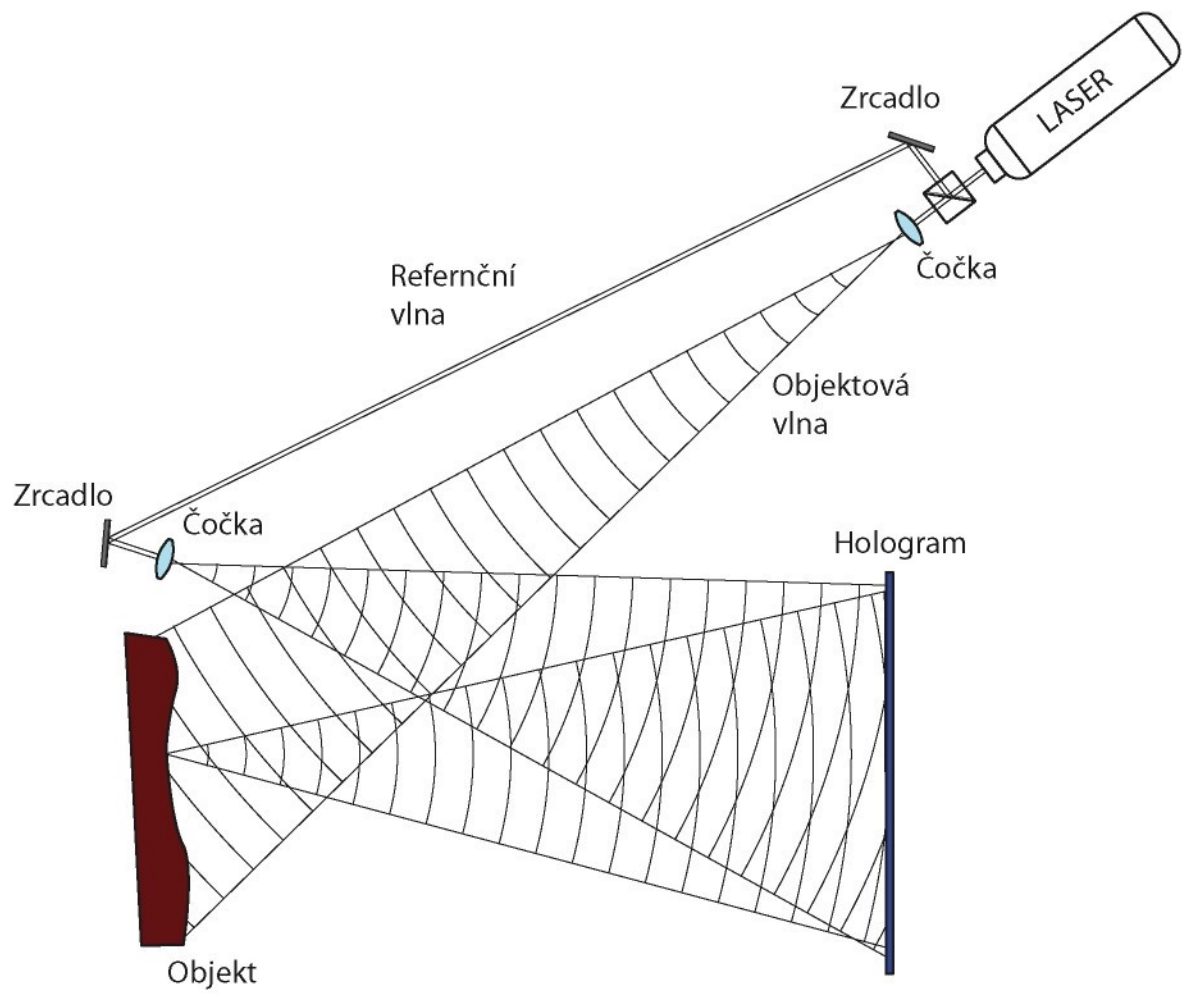


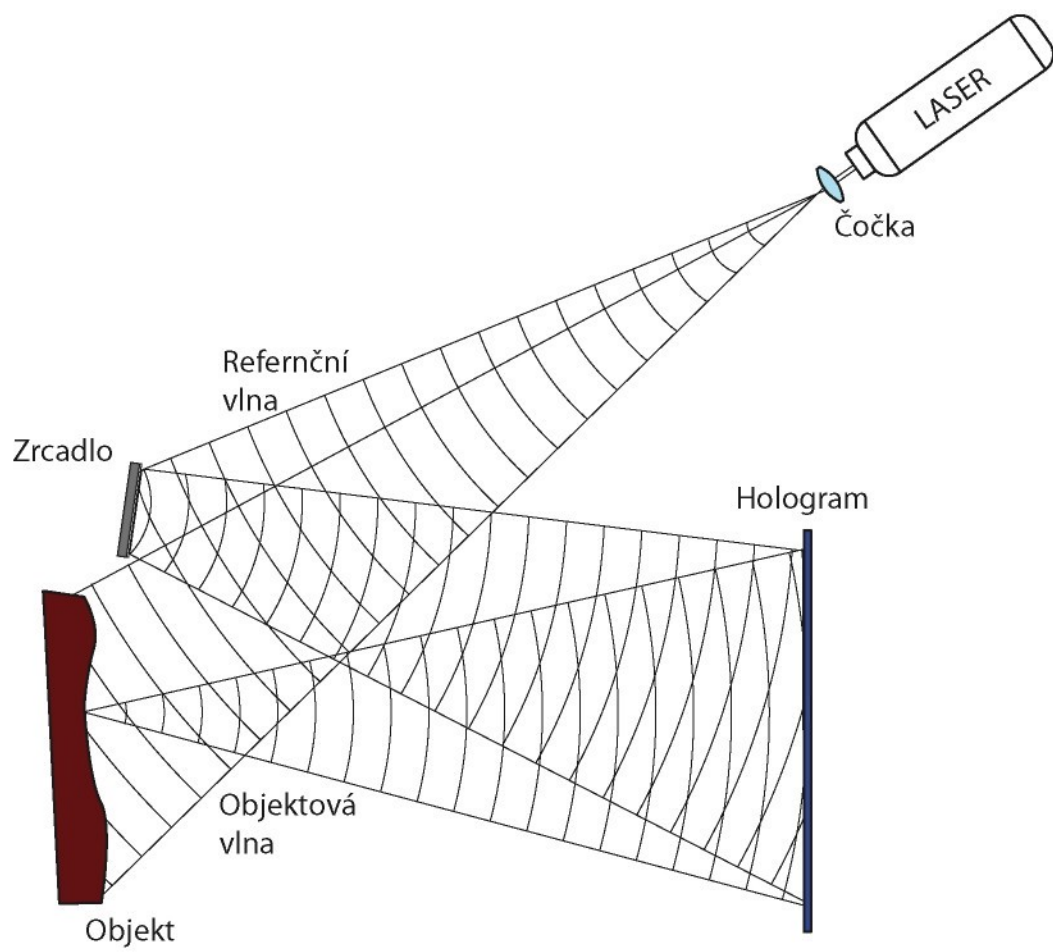


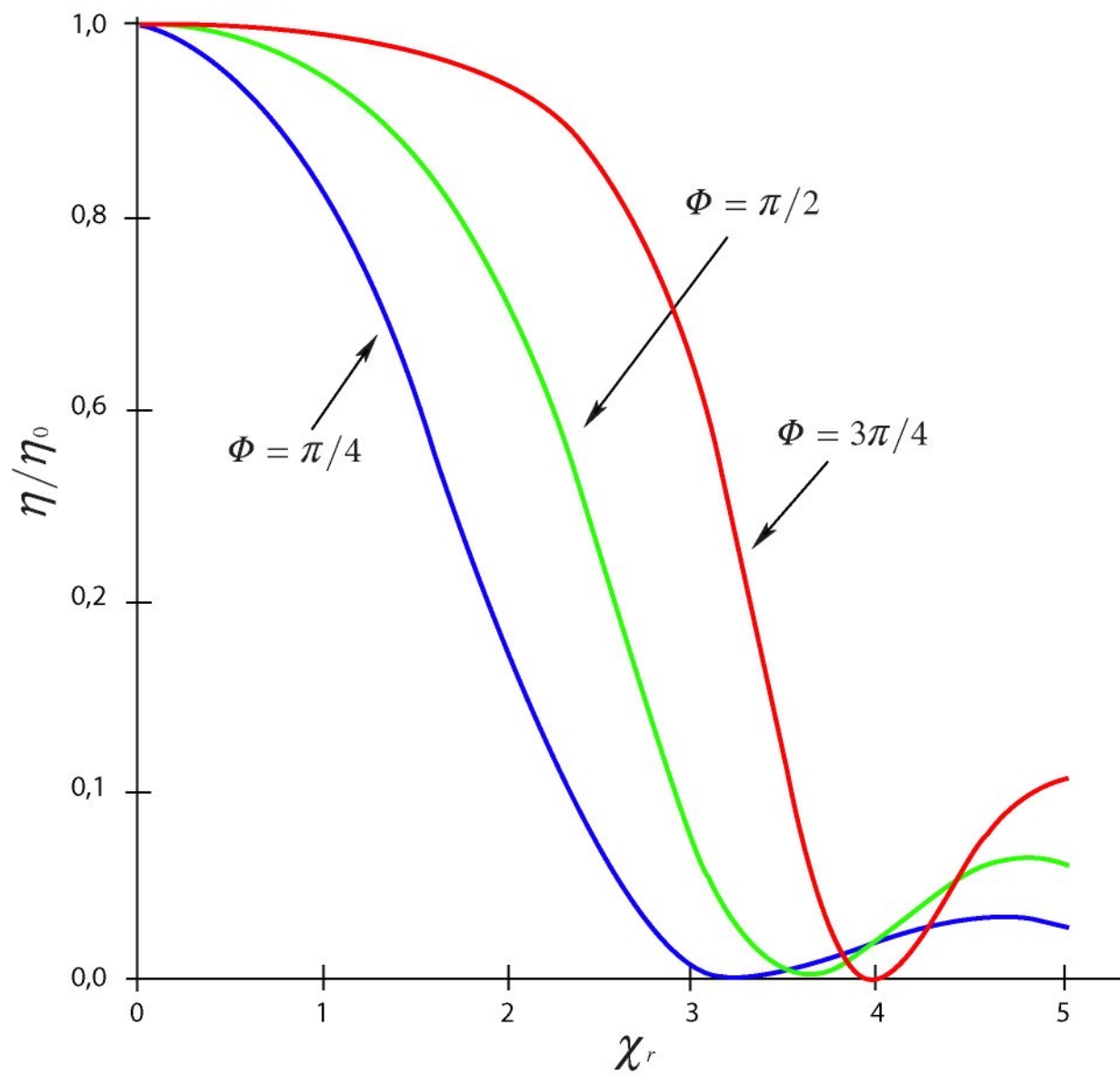


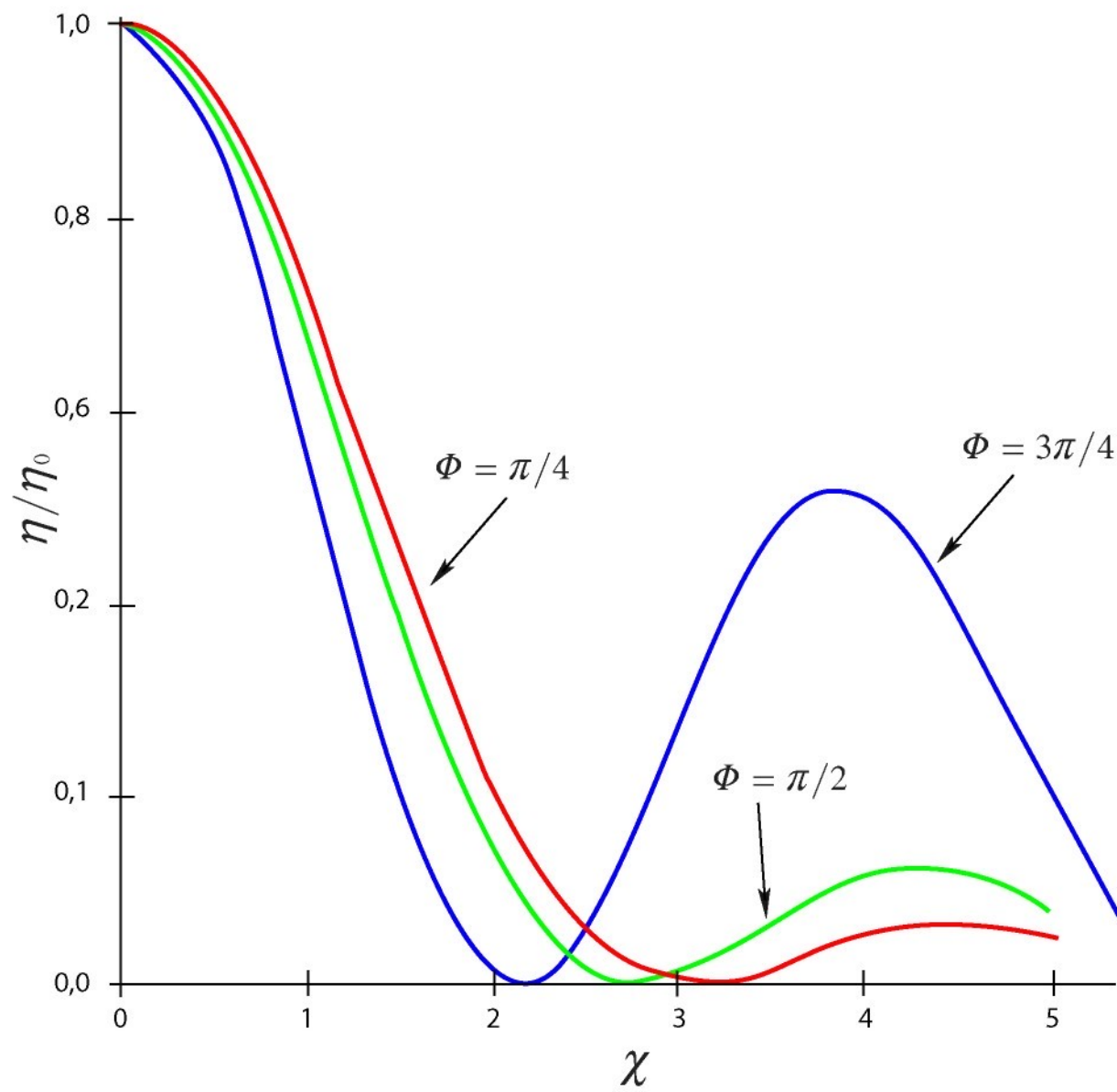


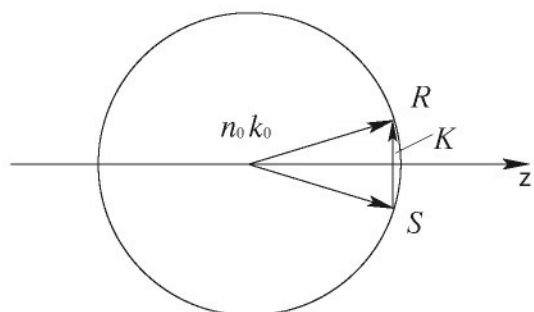
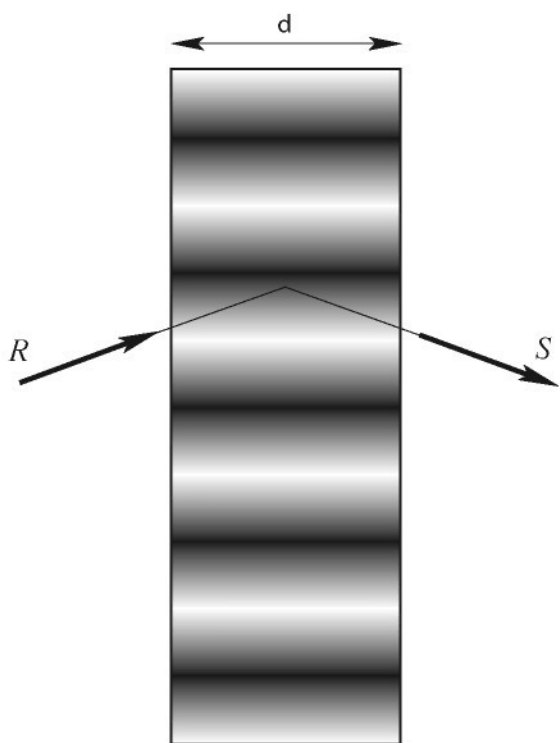




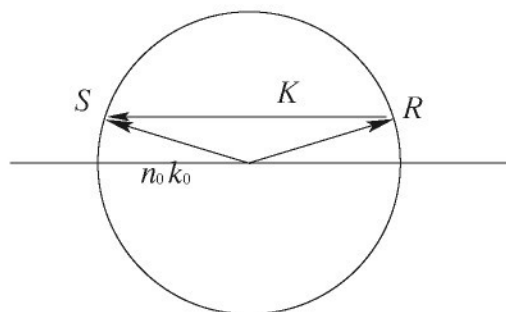
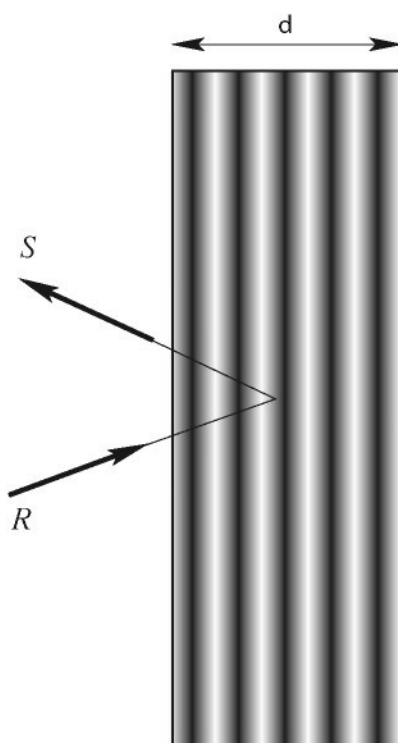




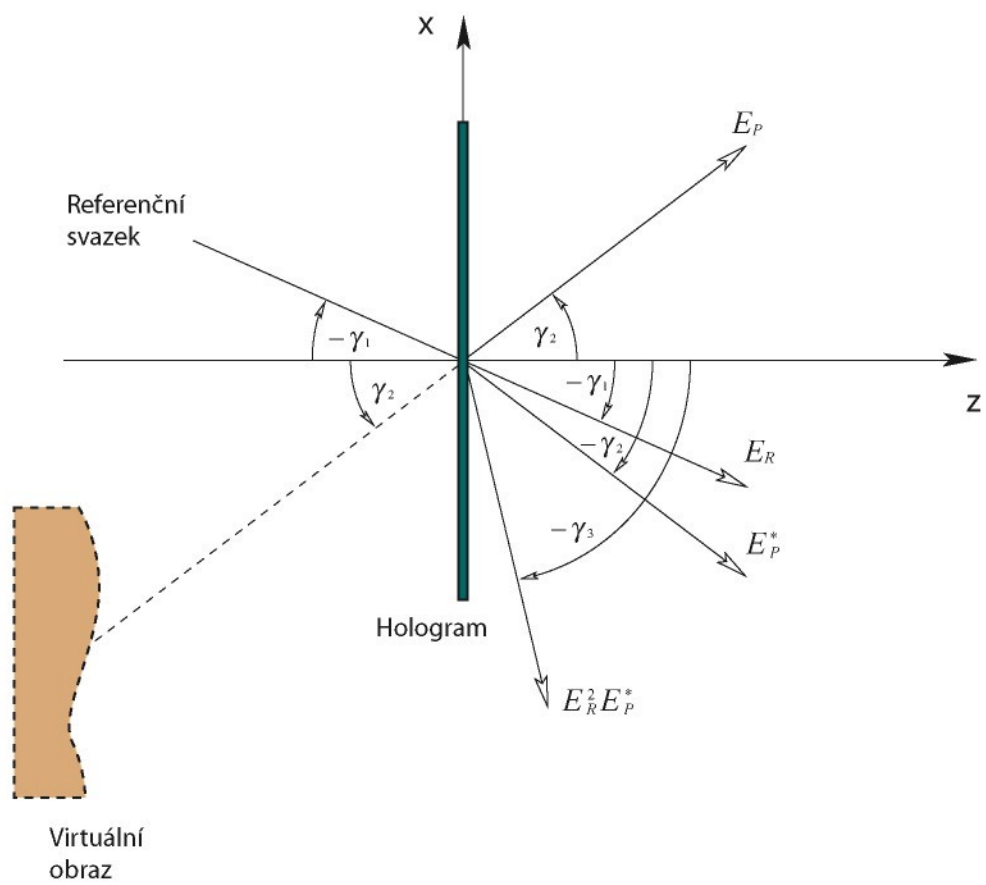


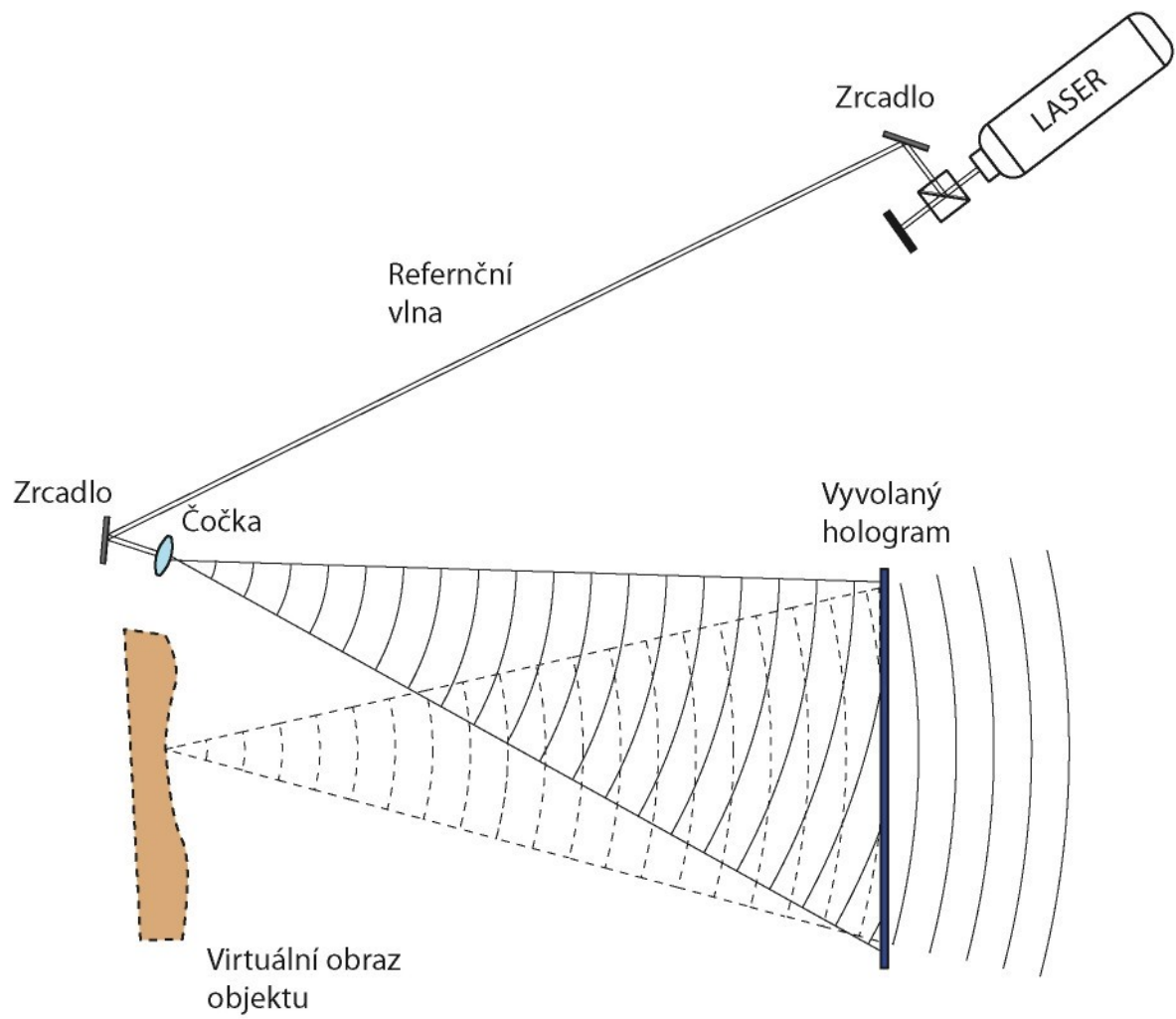


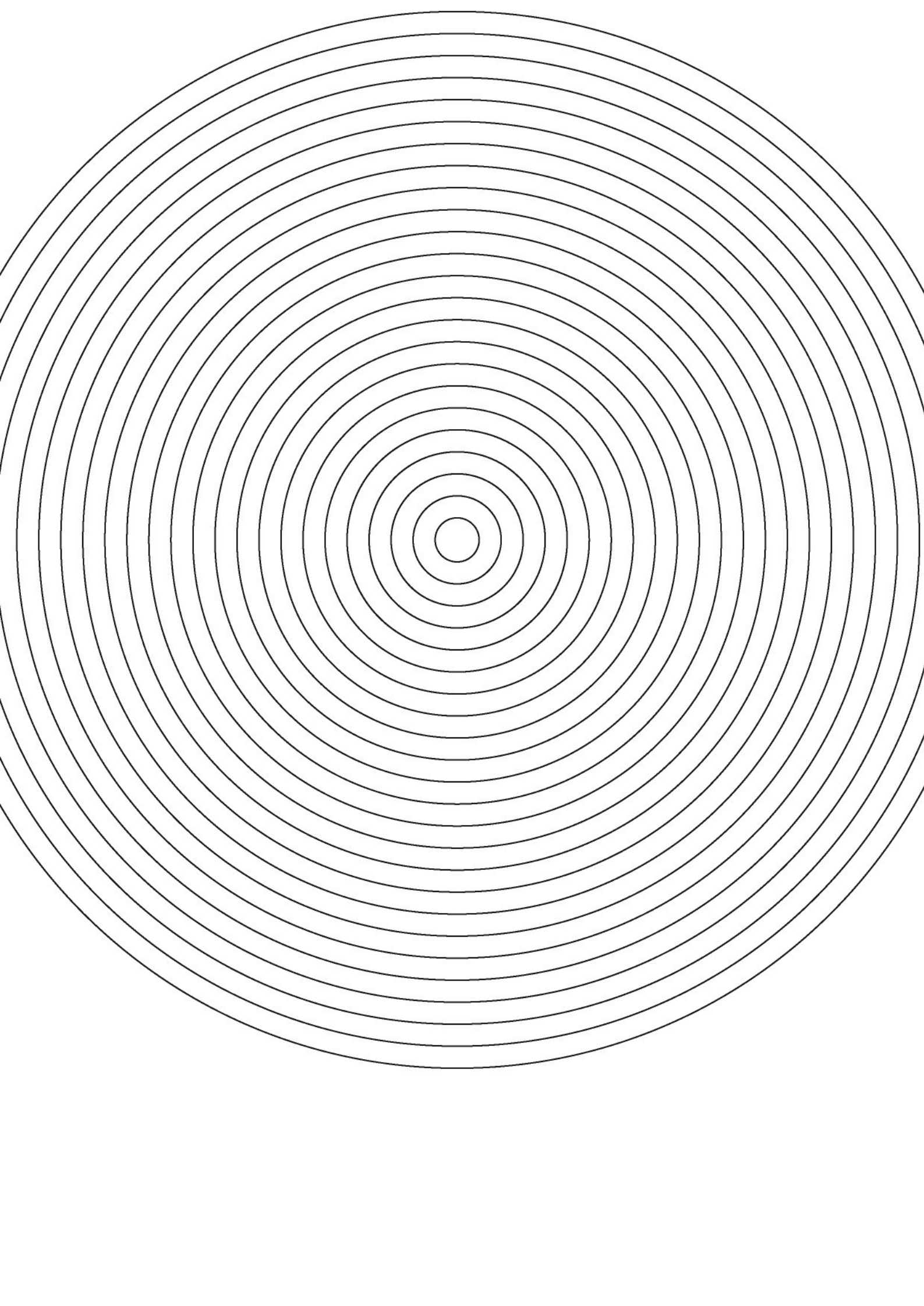
Transmisní mřížka

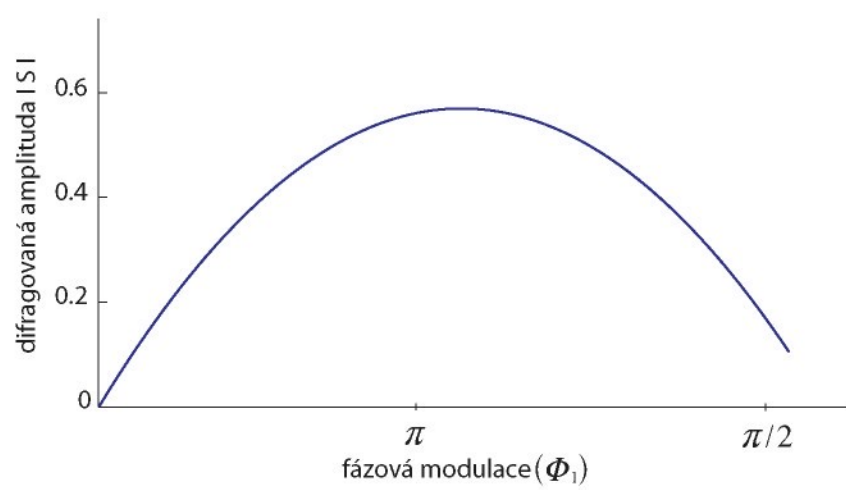


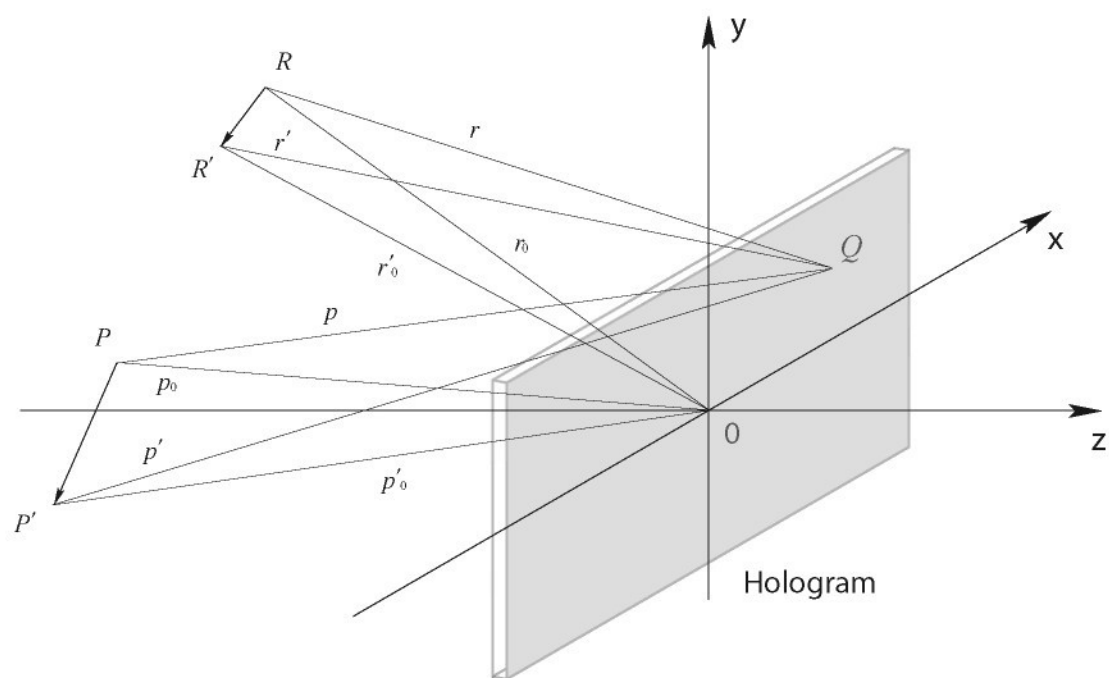
Reflexní mřížka

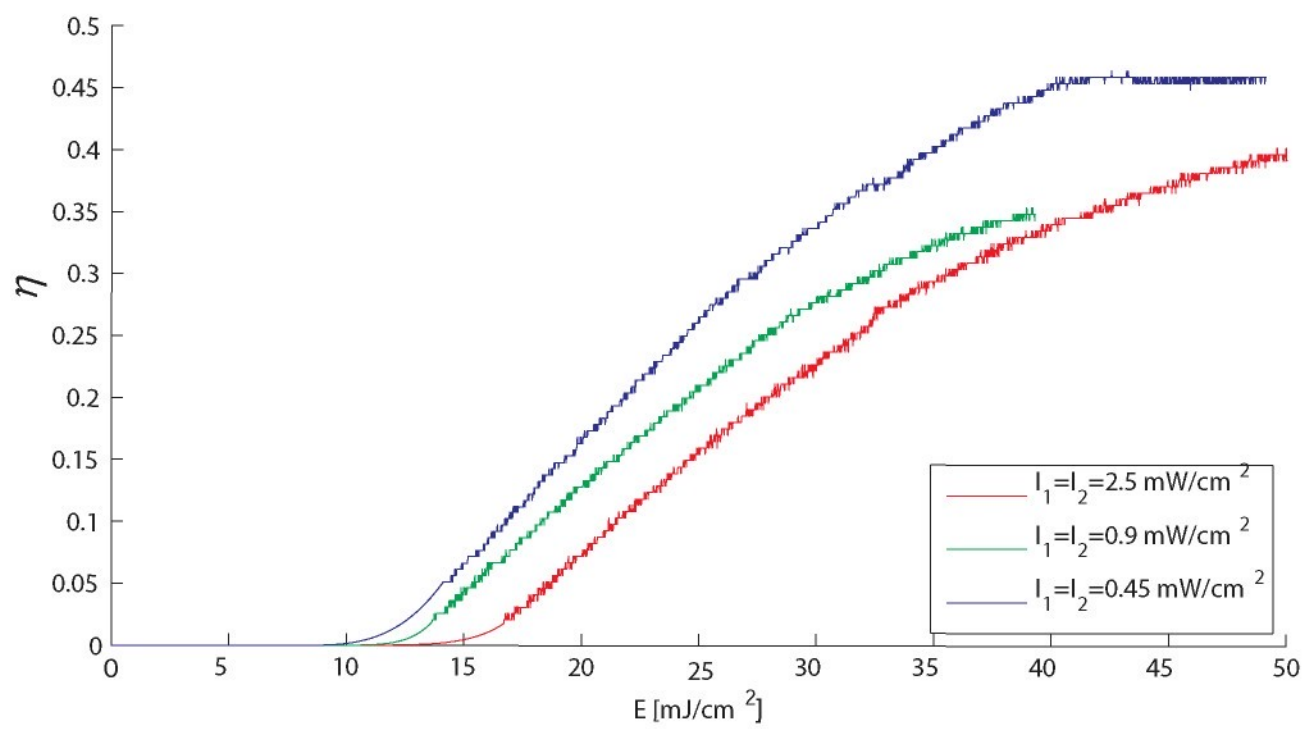


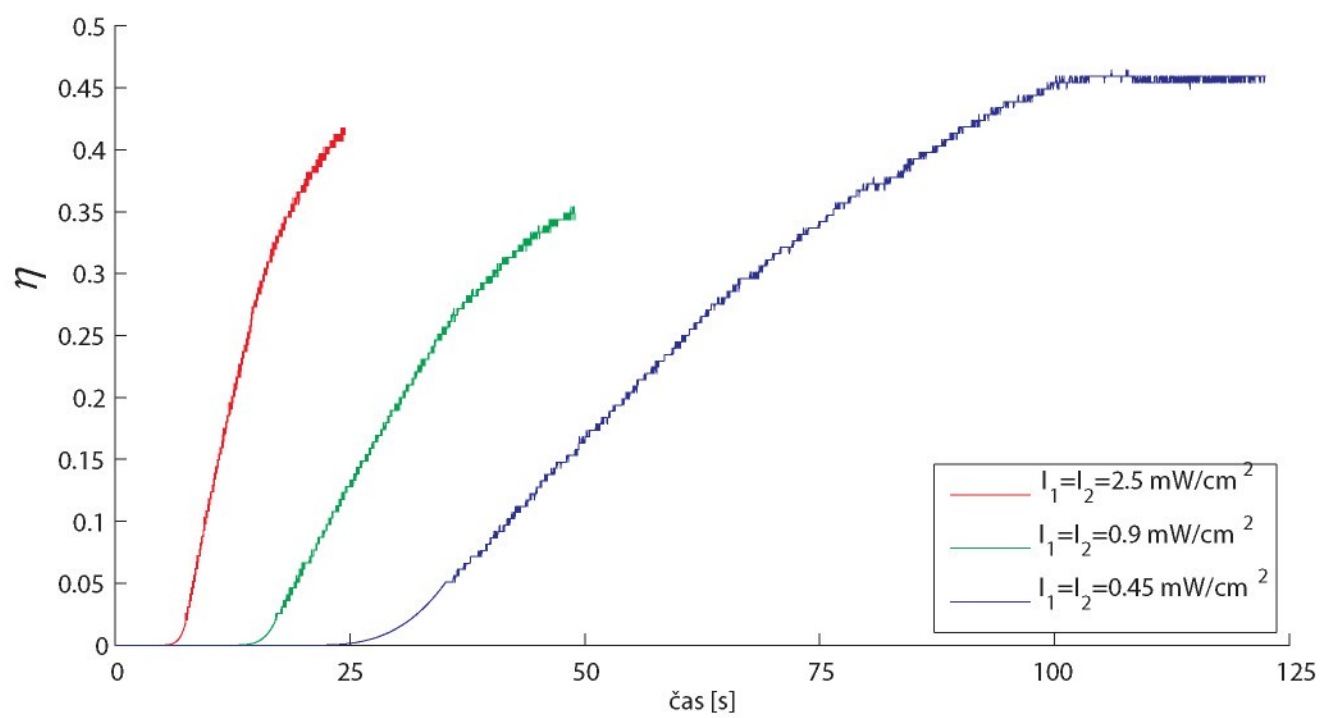


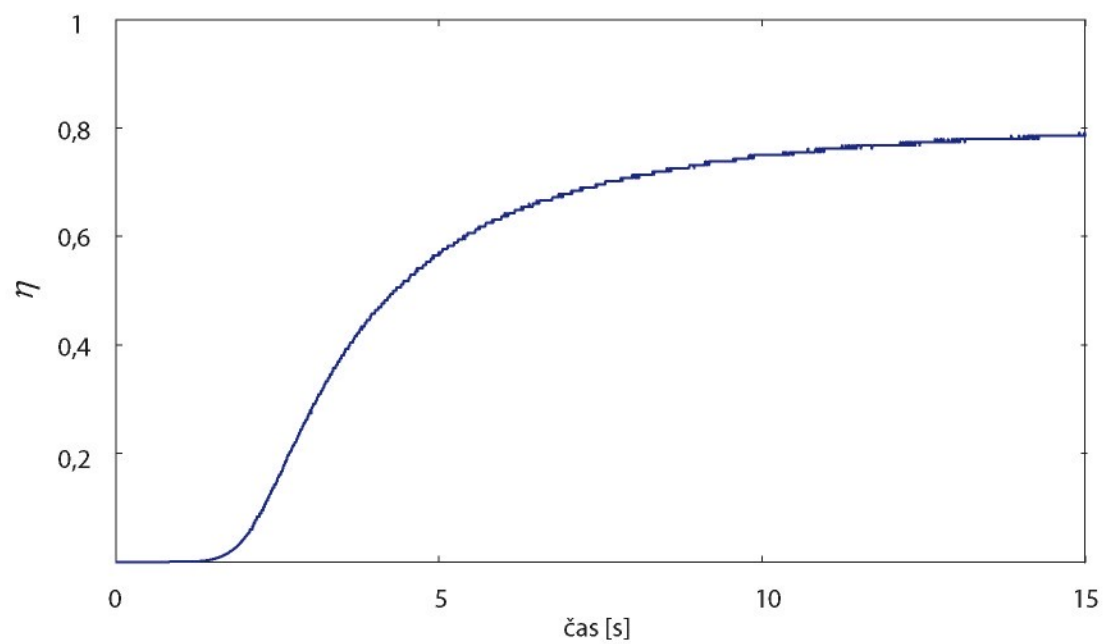


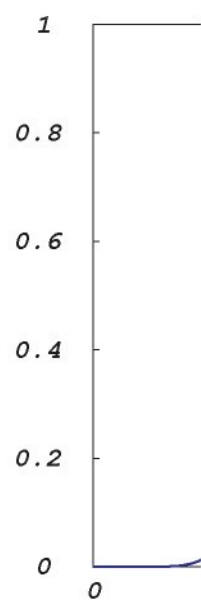
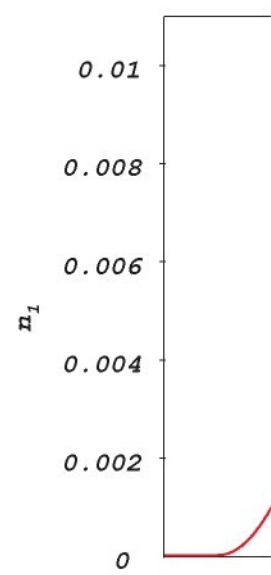


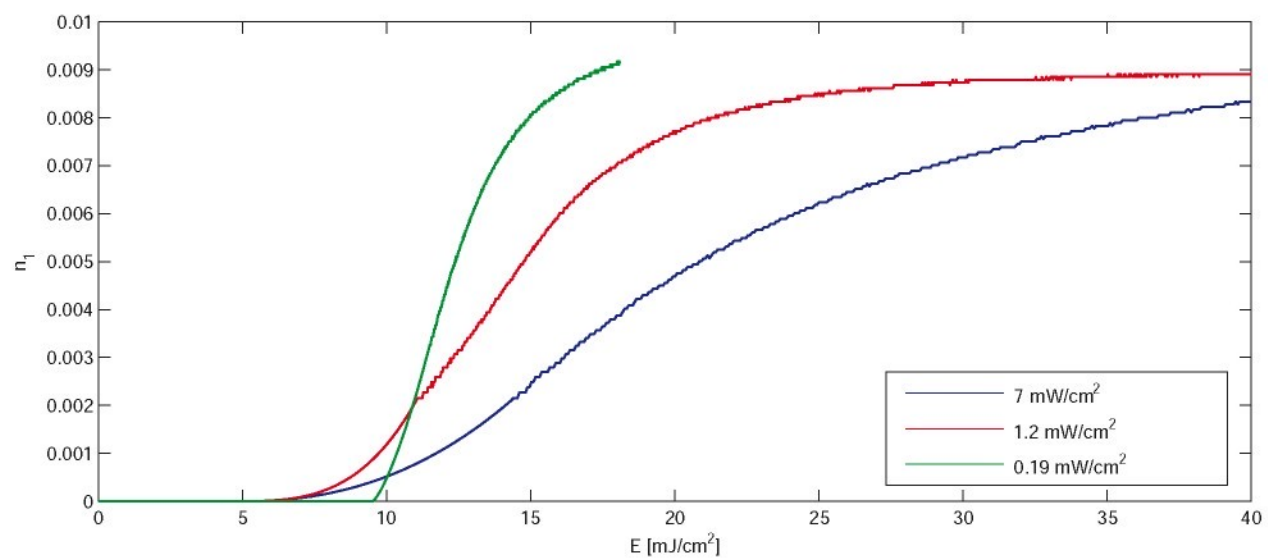


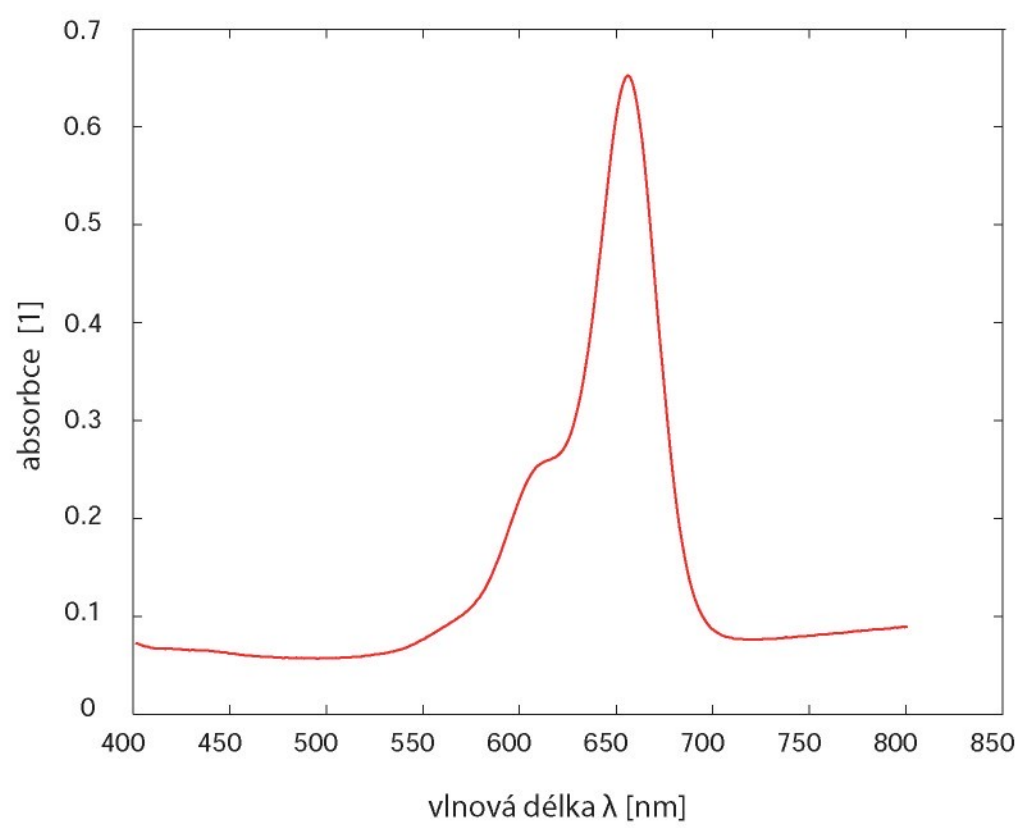


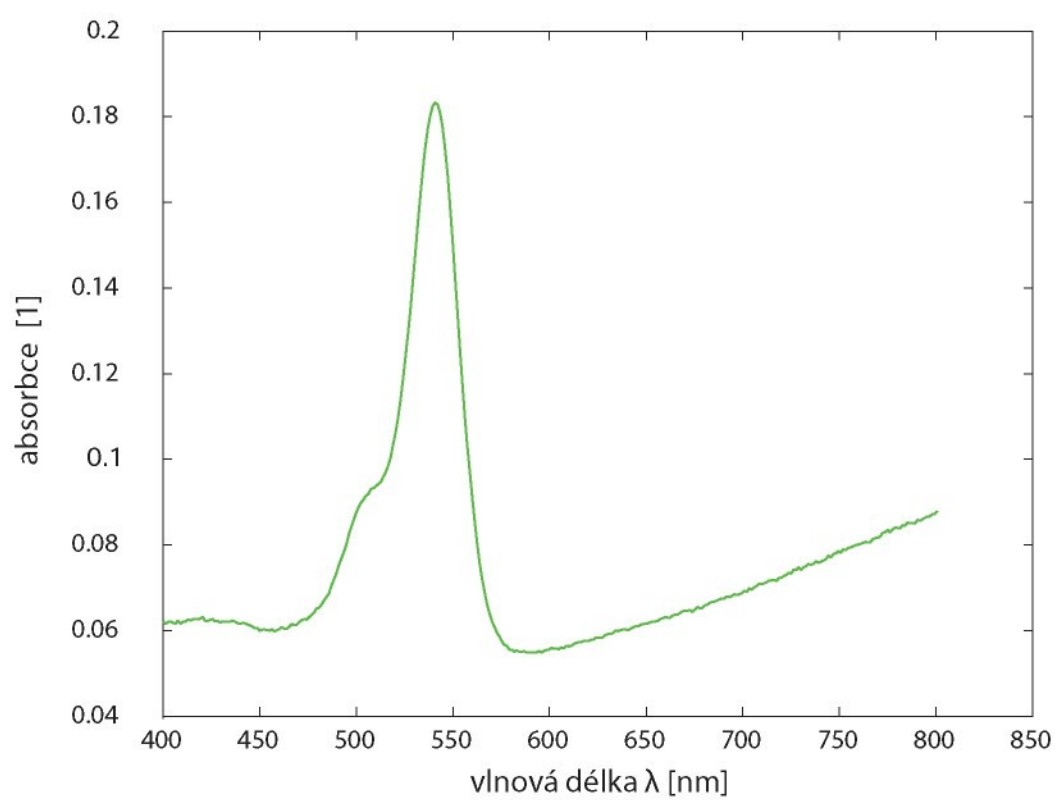


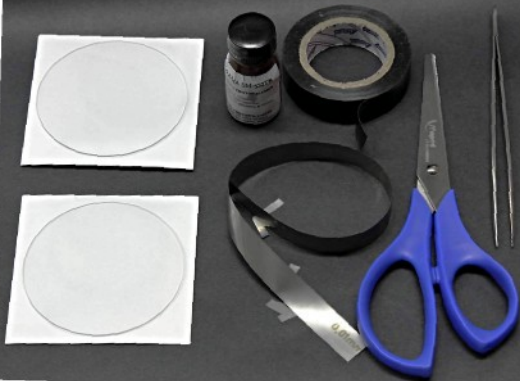




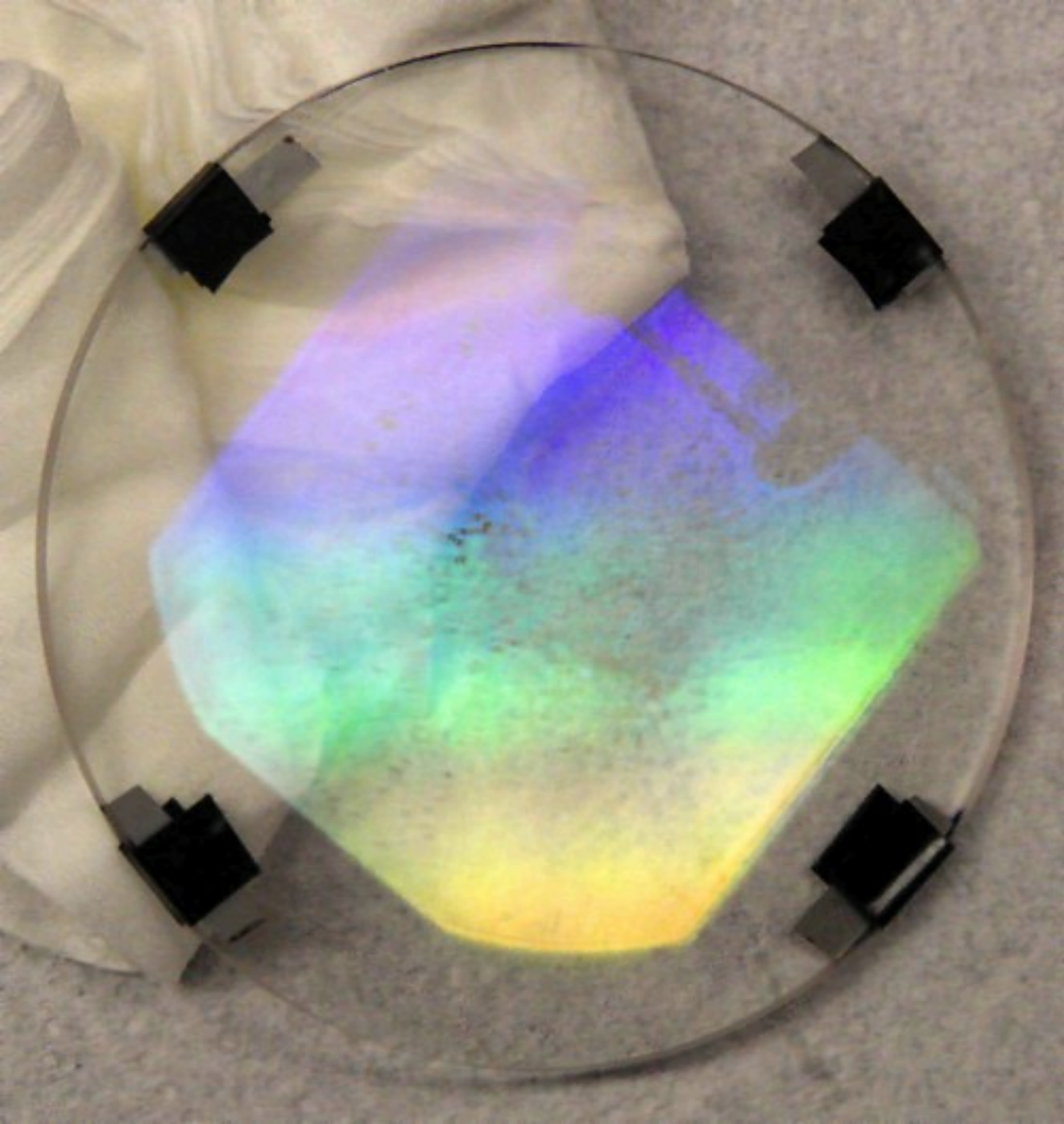


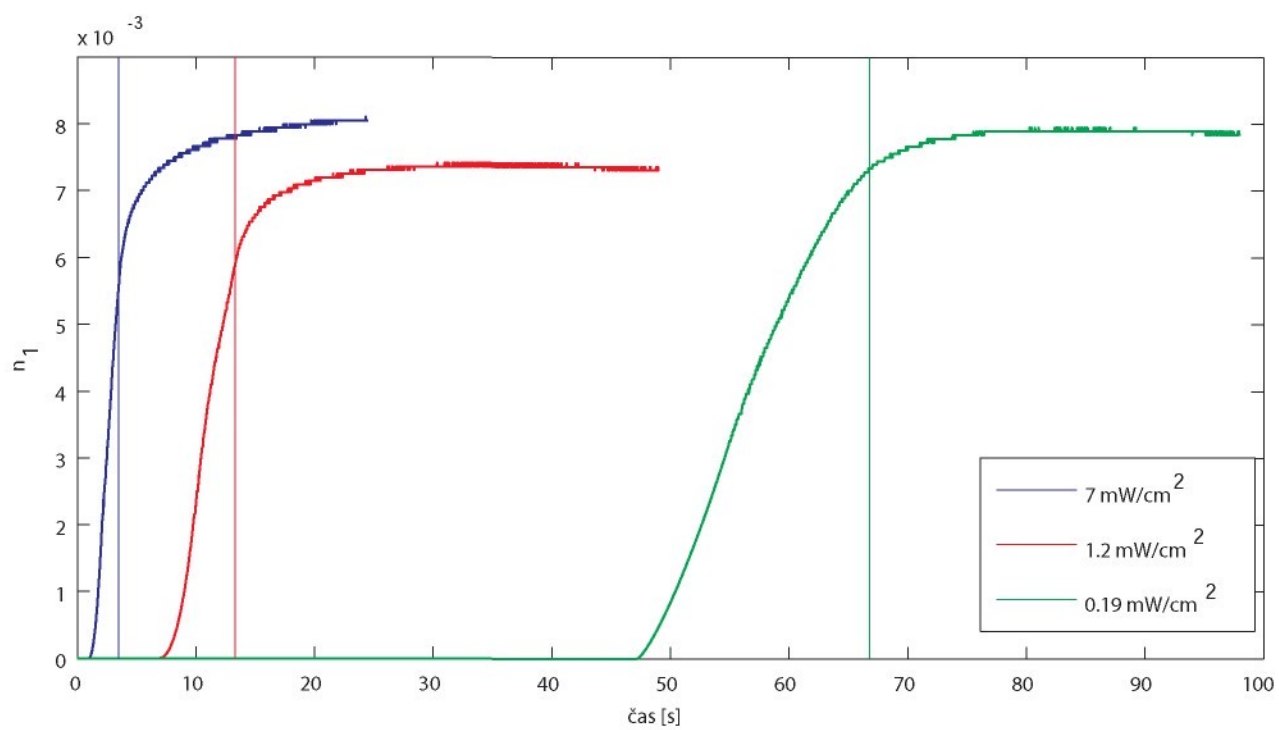


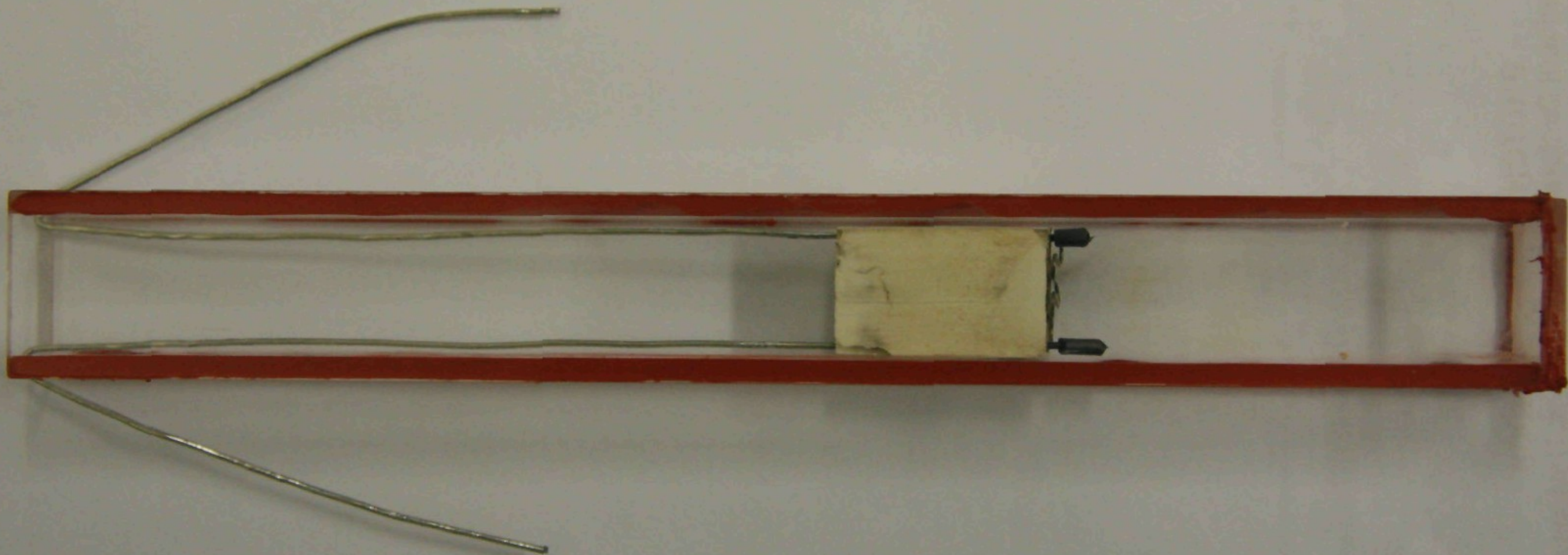


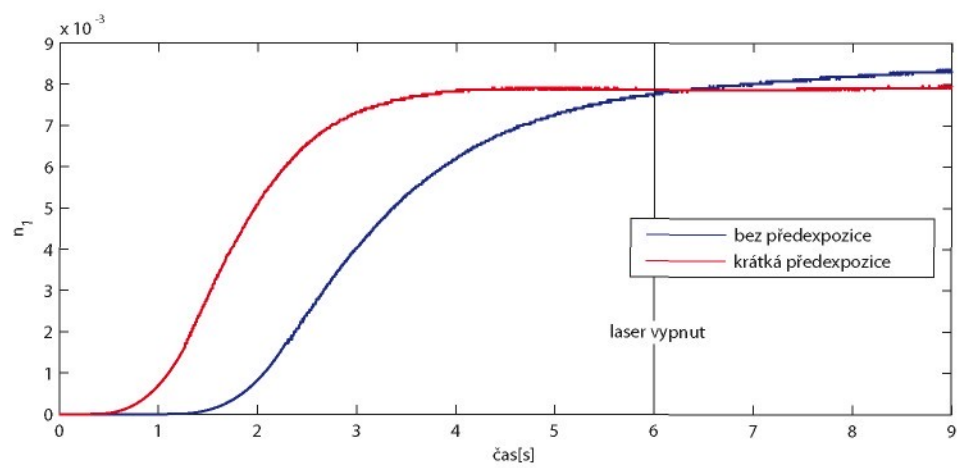


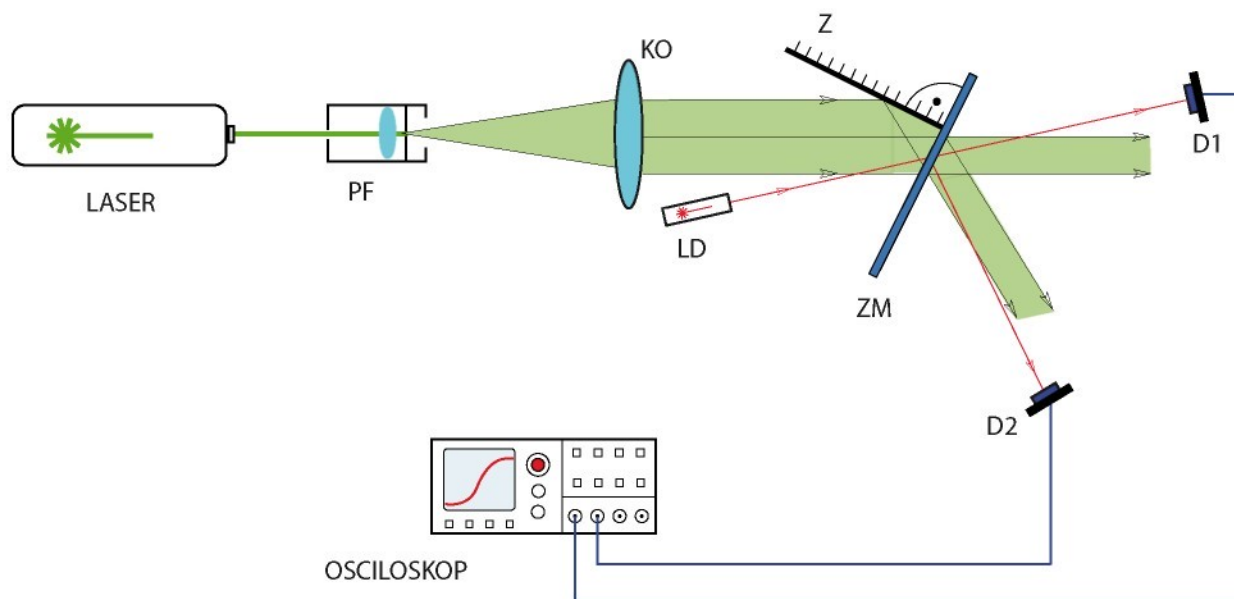


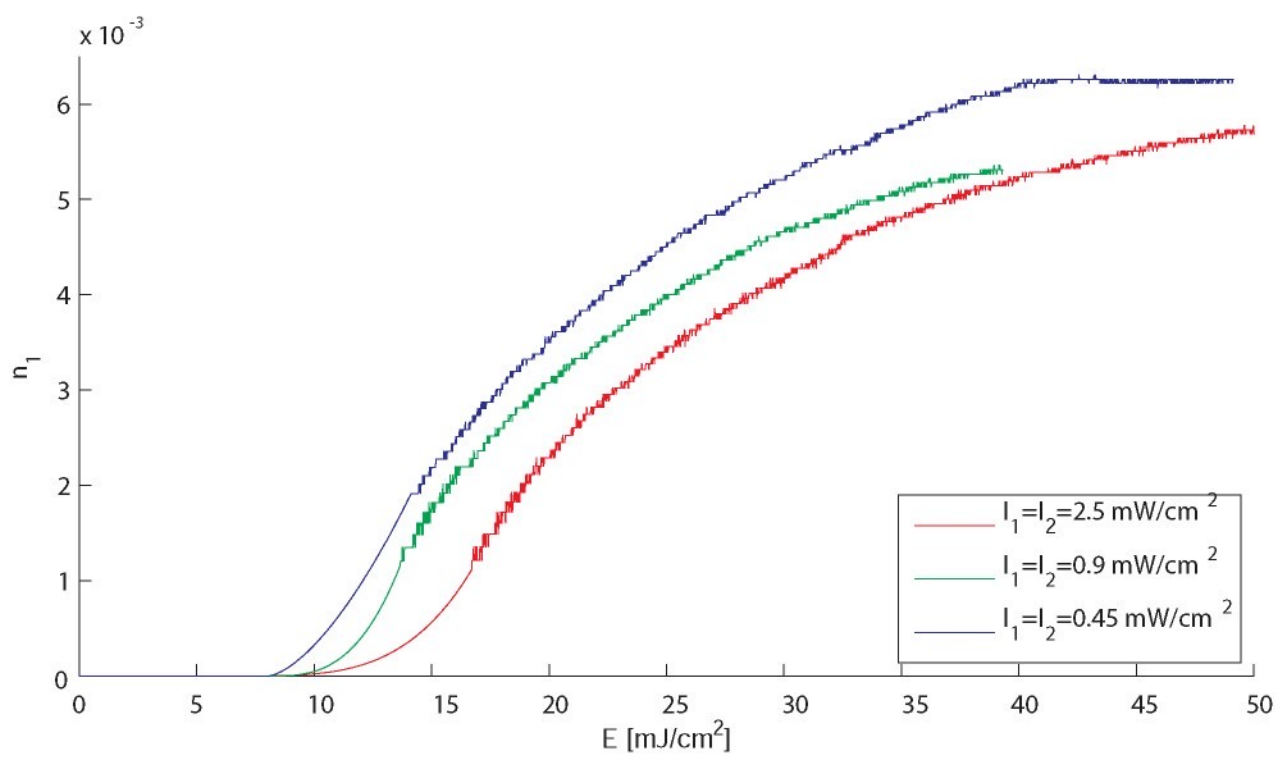


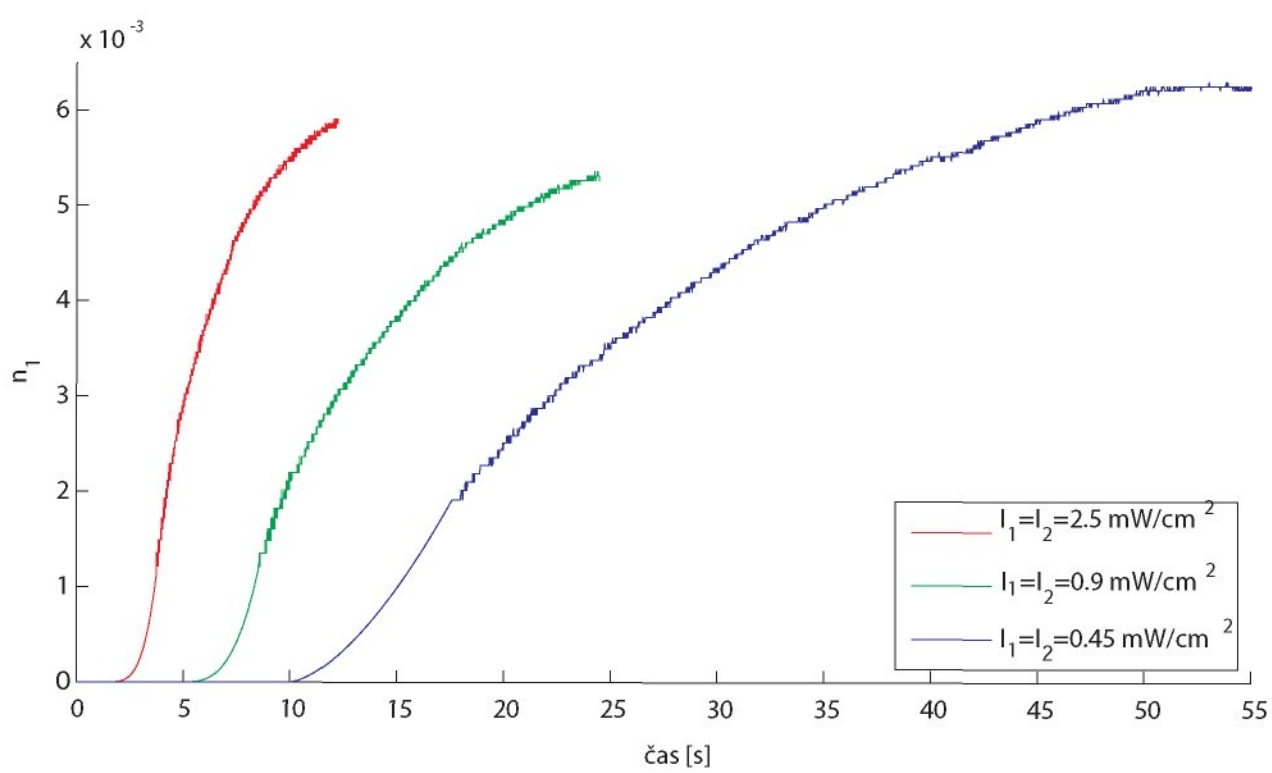


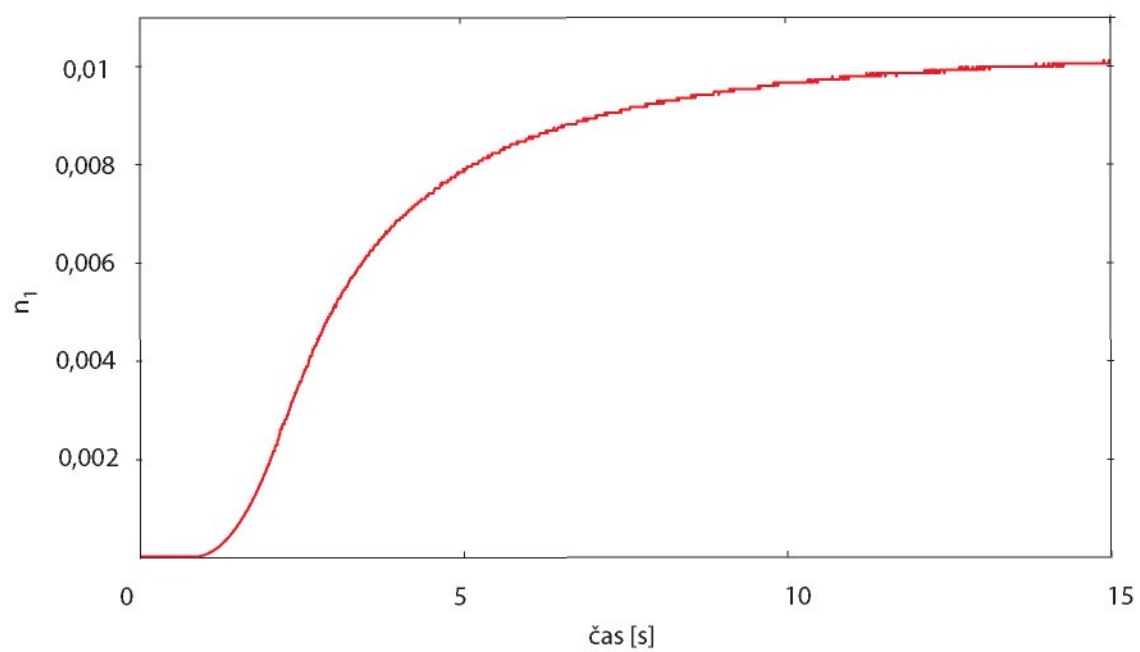


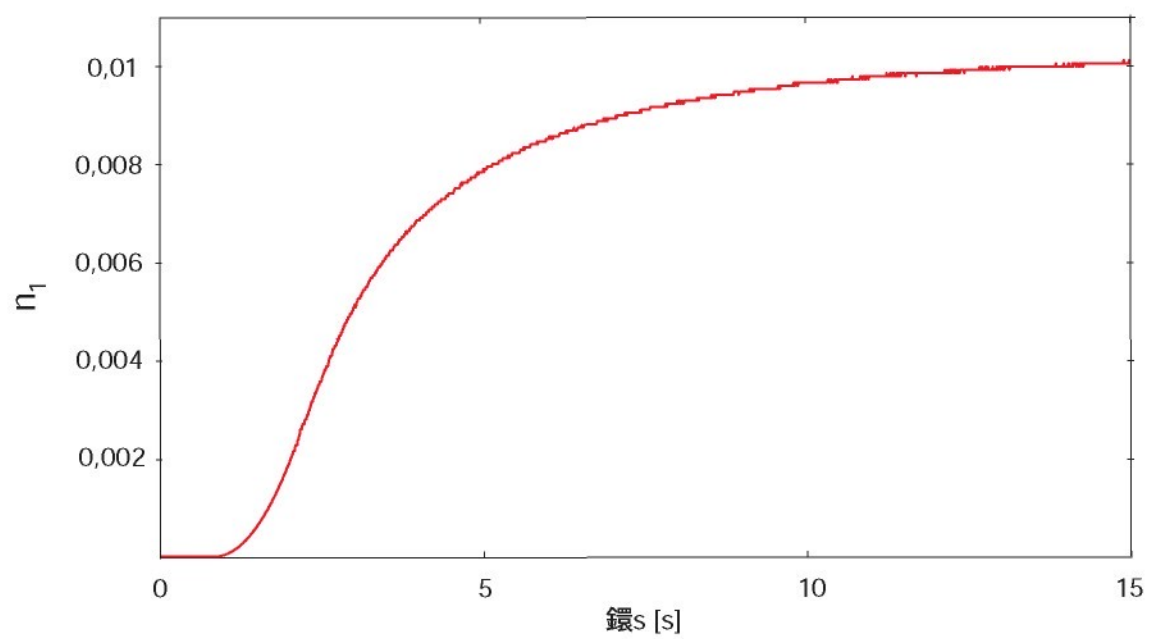




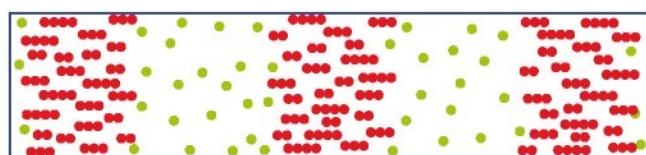
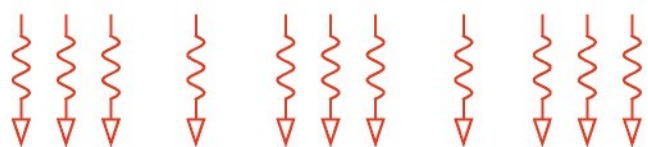










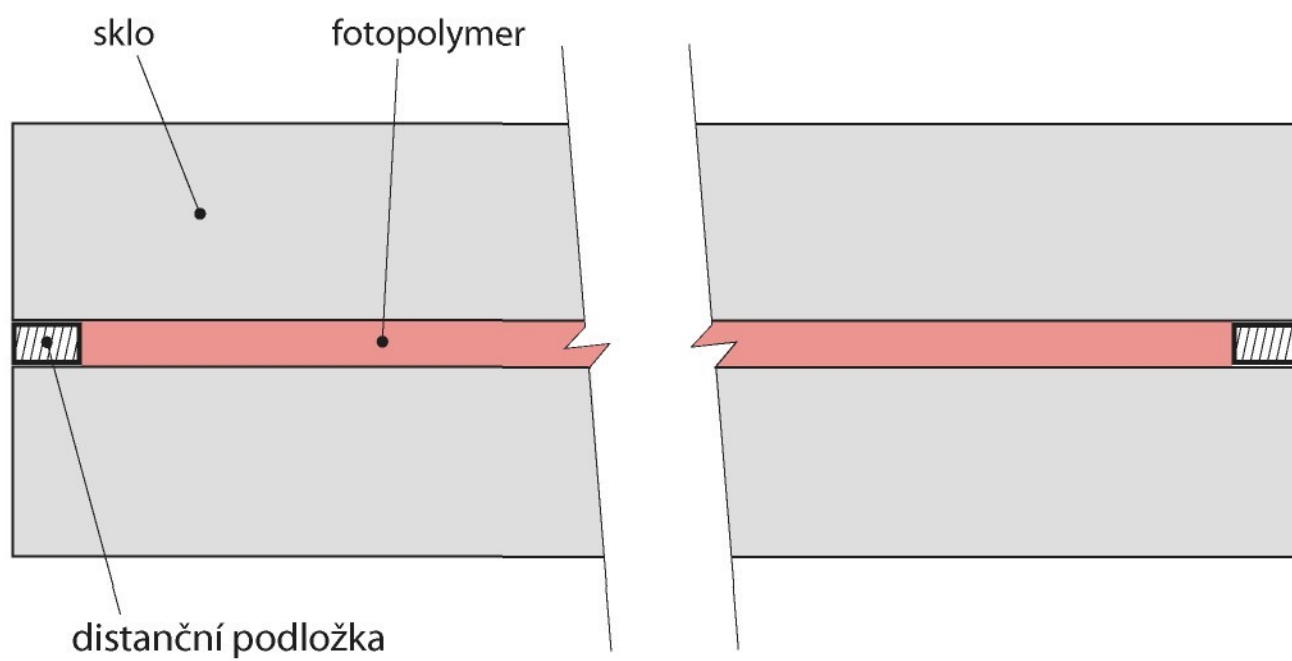


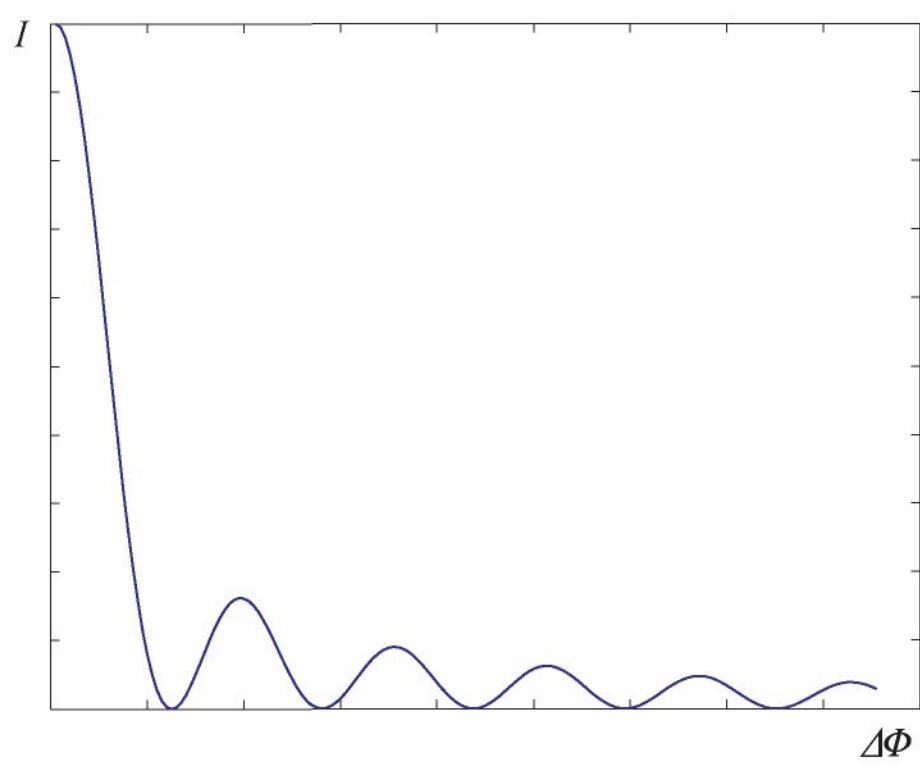
difúze

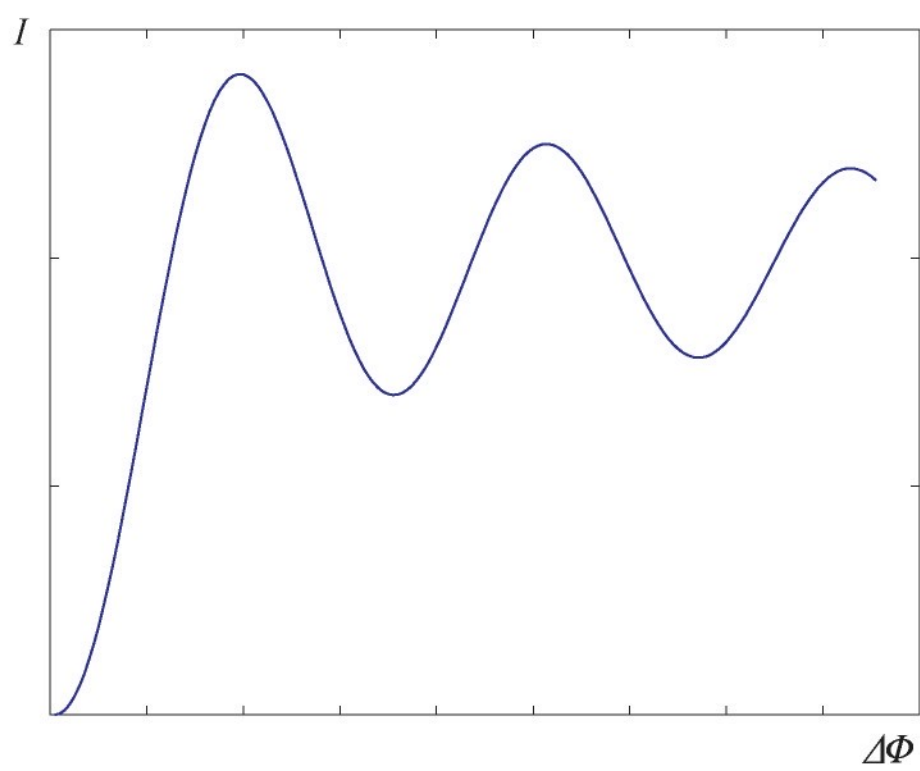
difúze

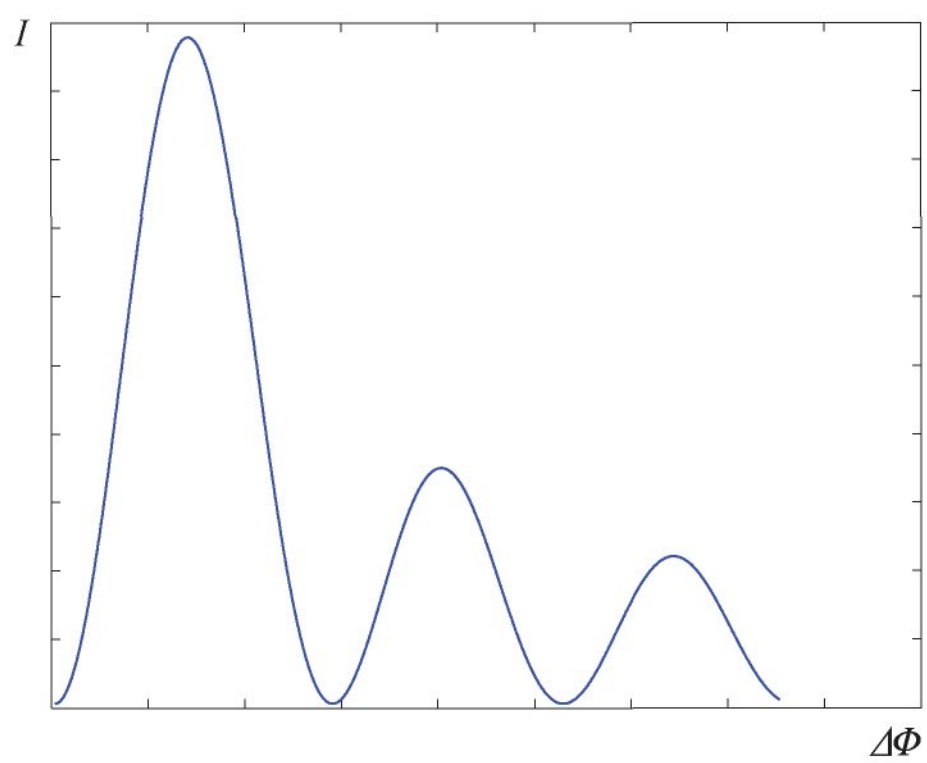
monomer ●

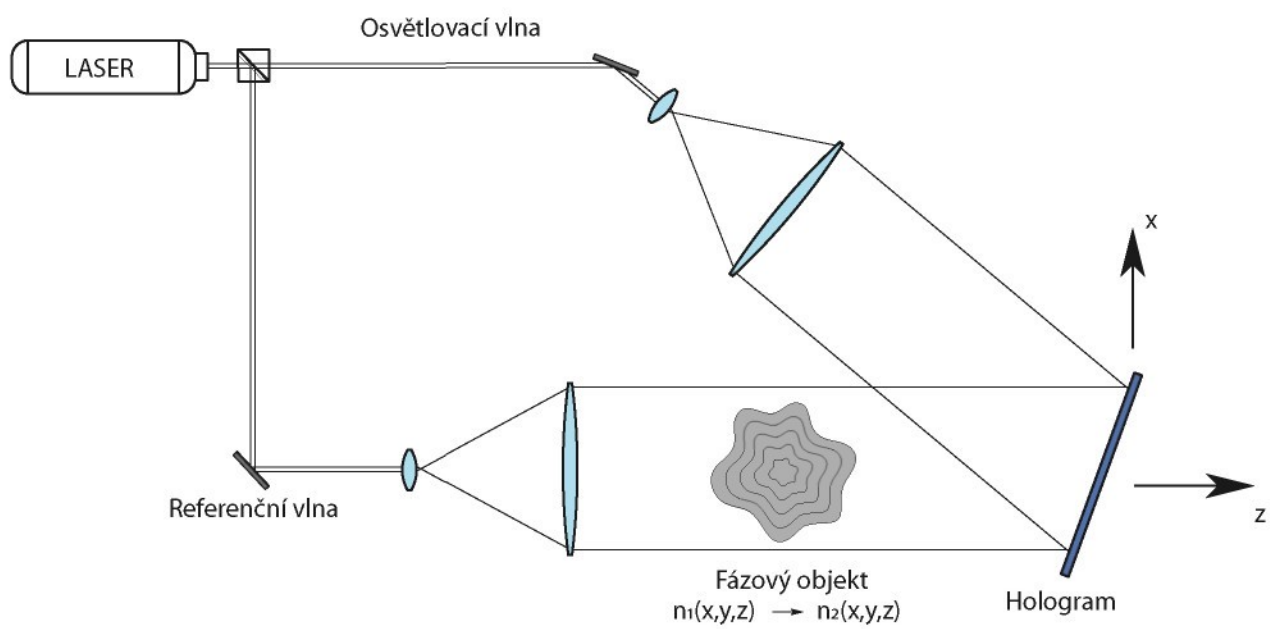
polymer ●●●

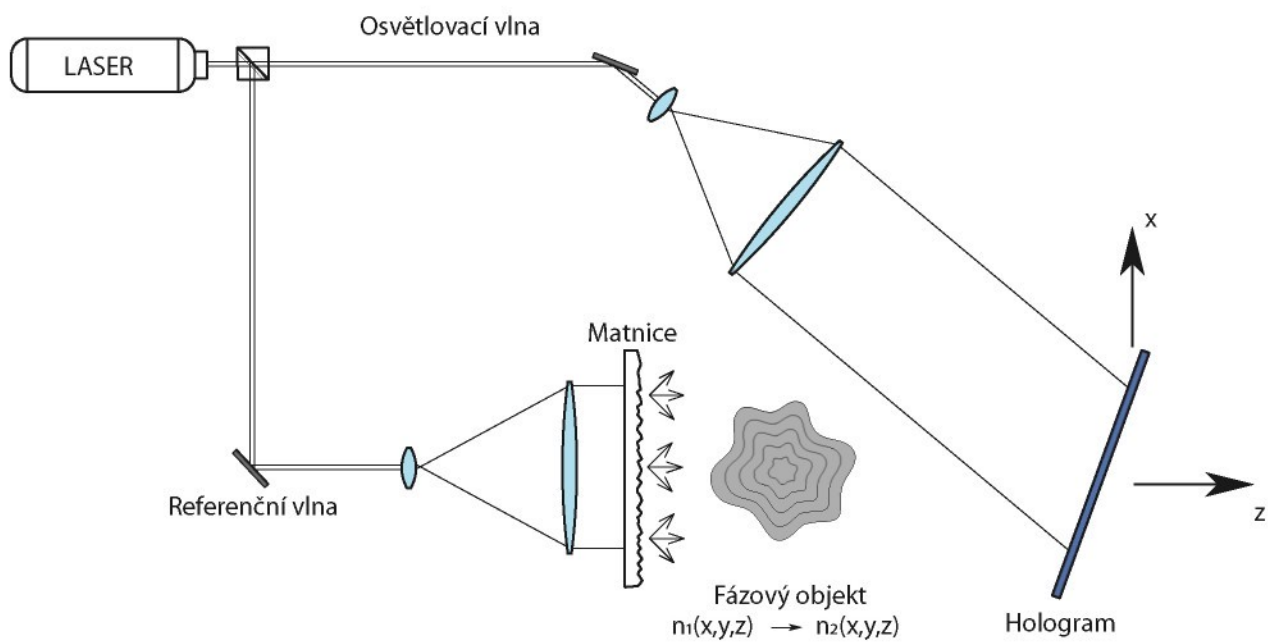


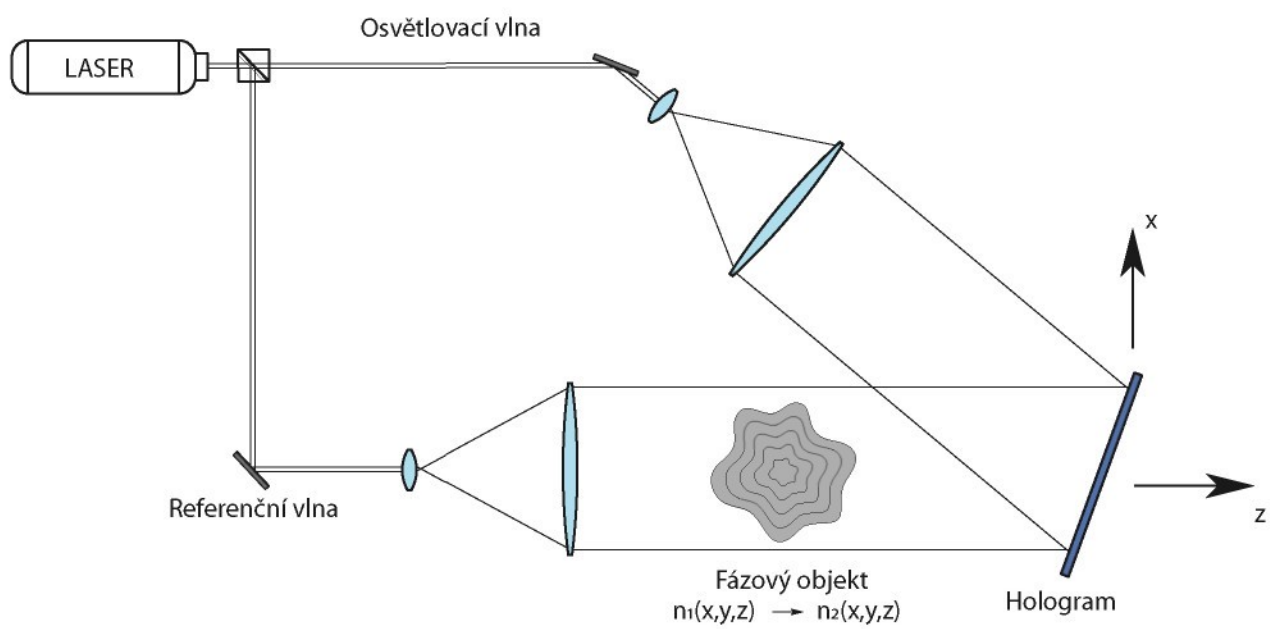


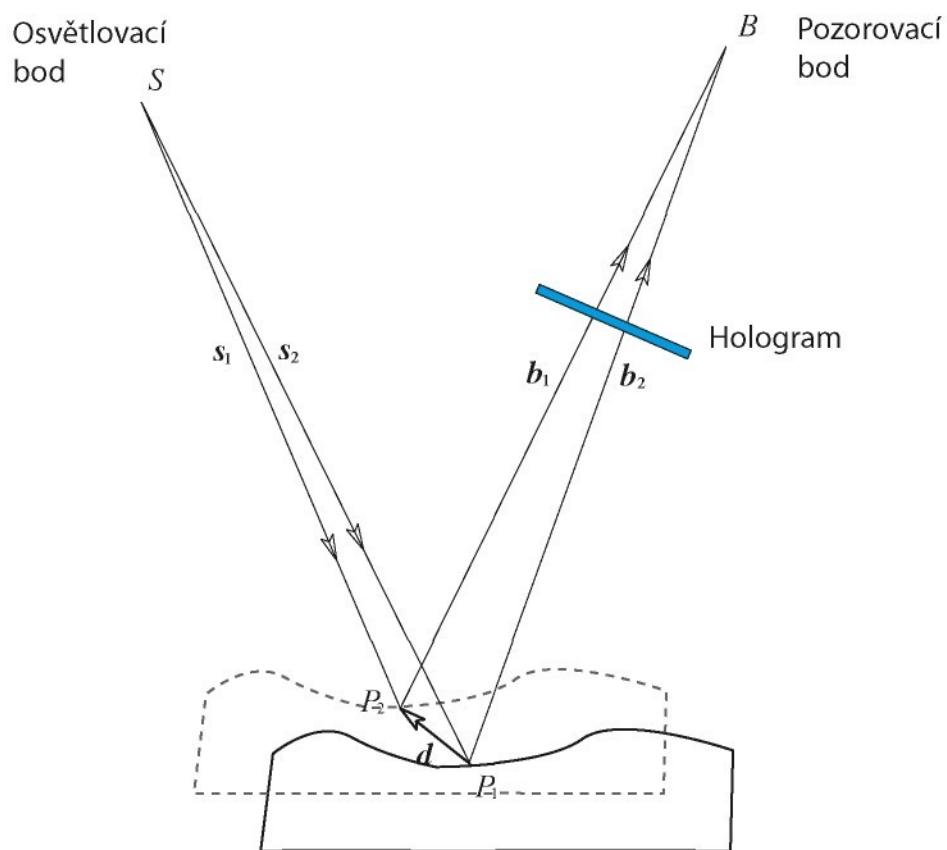


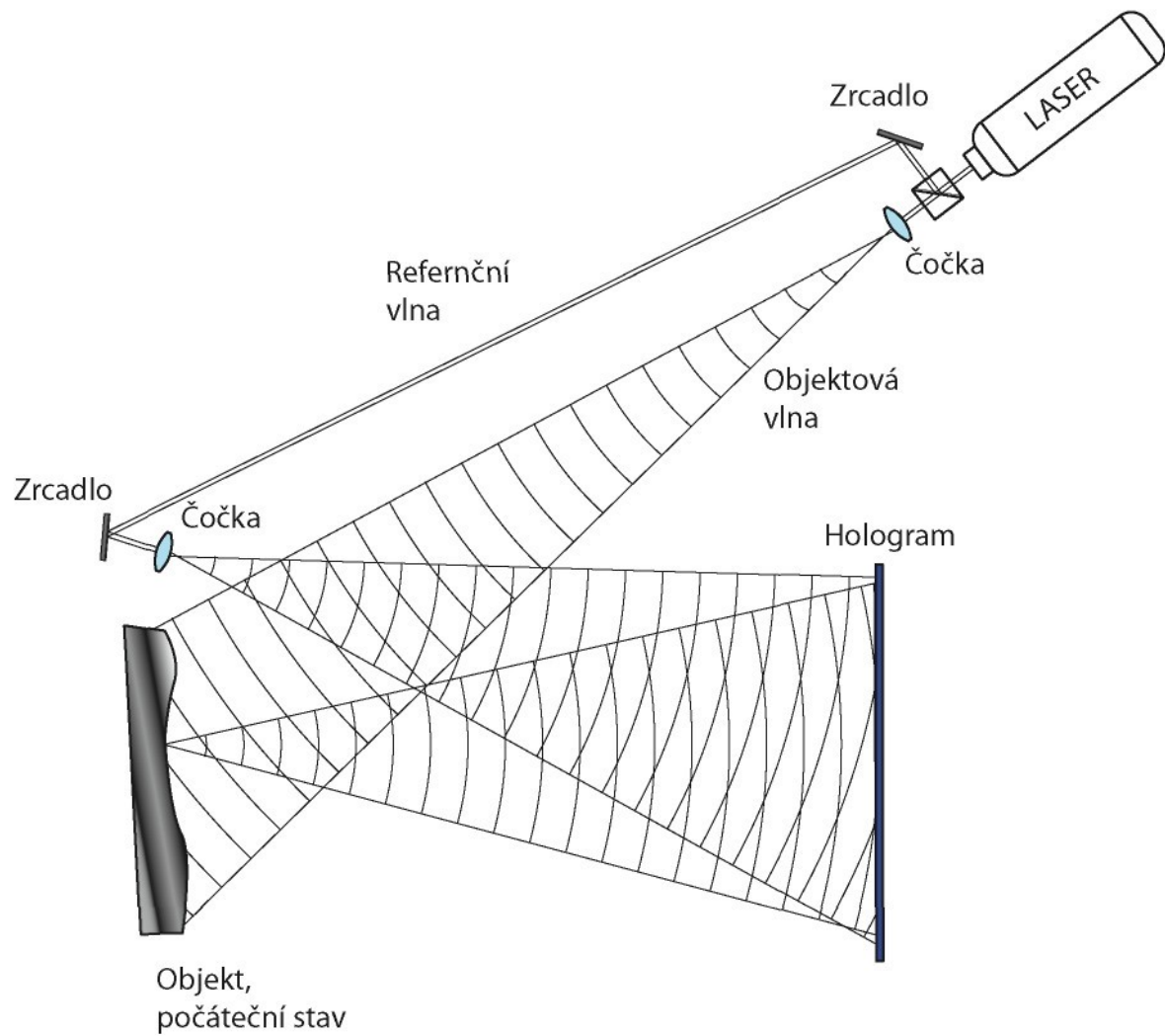


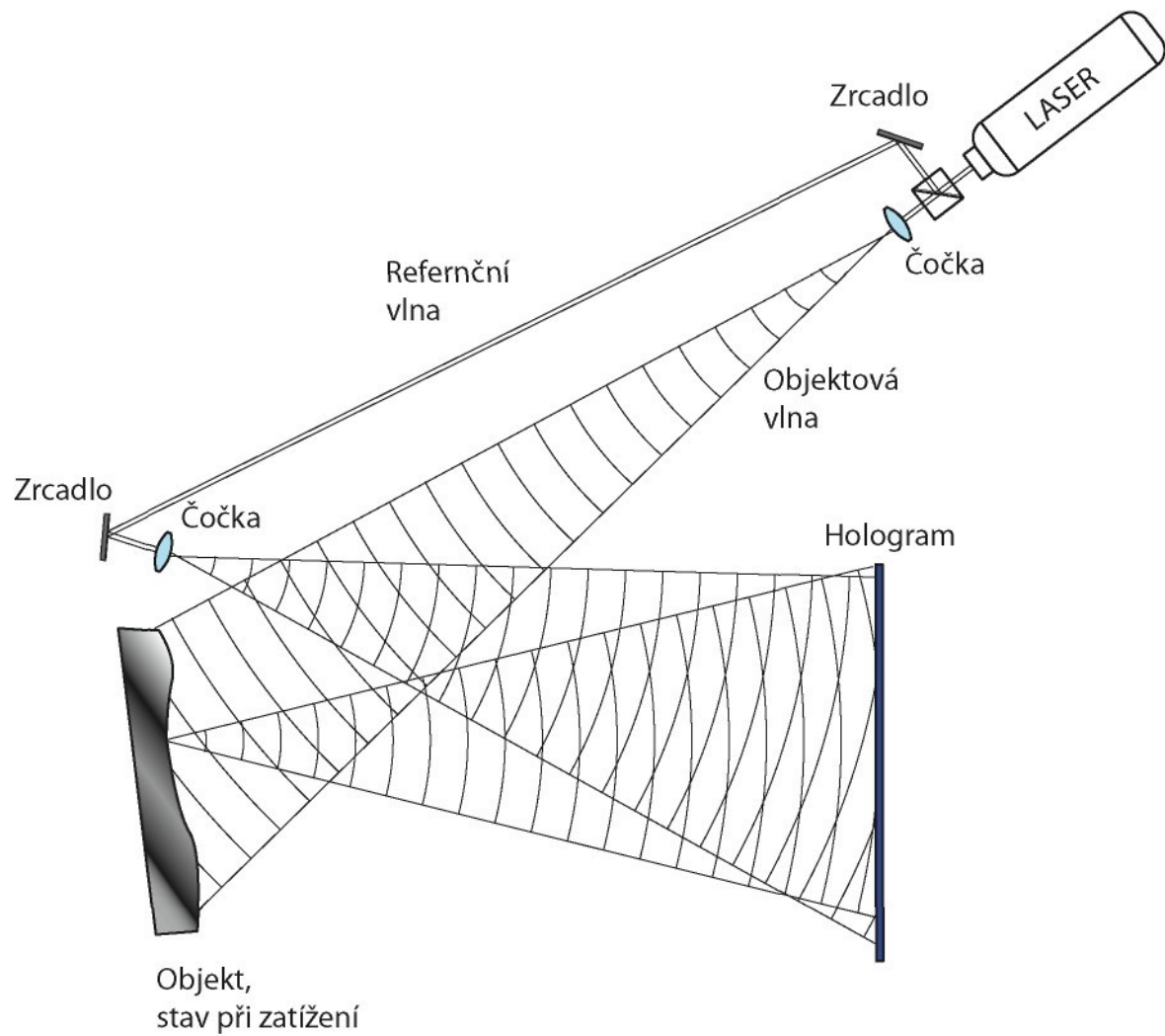


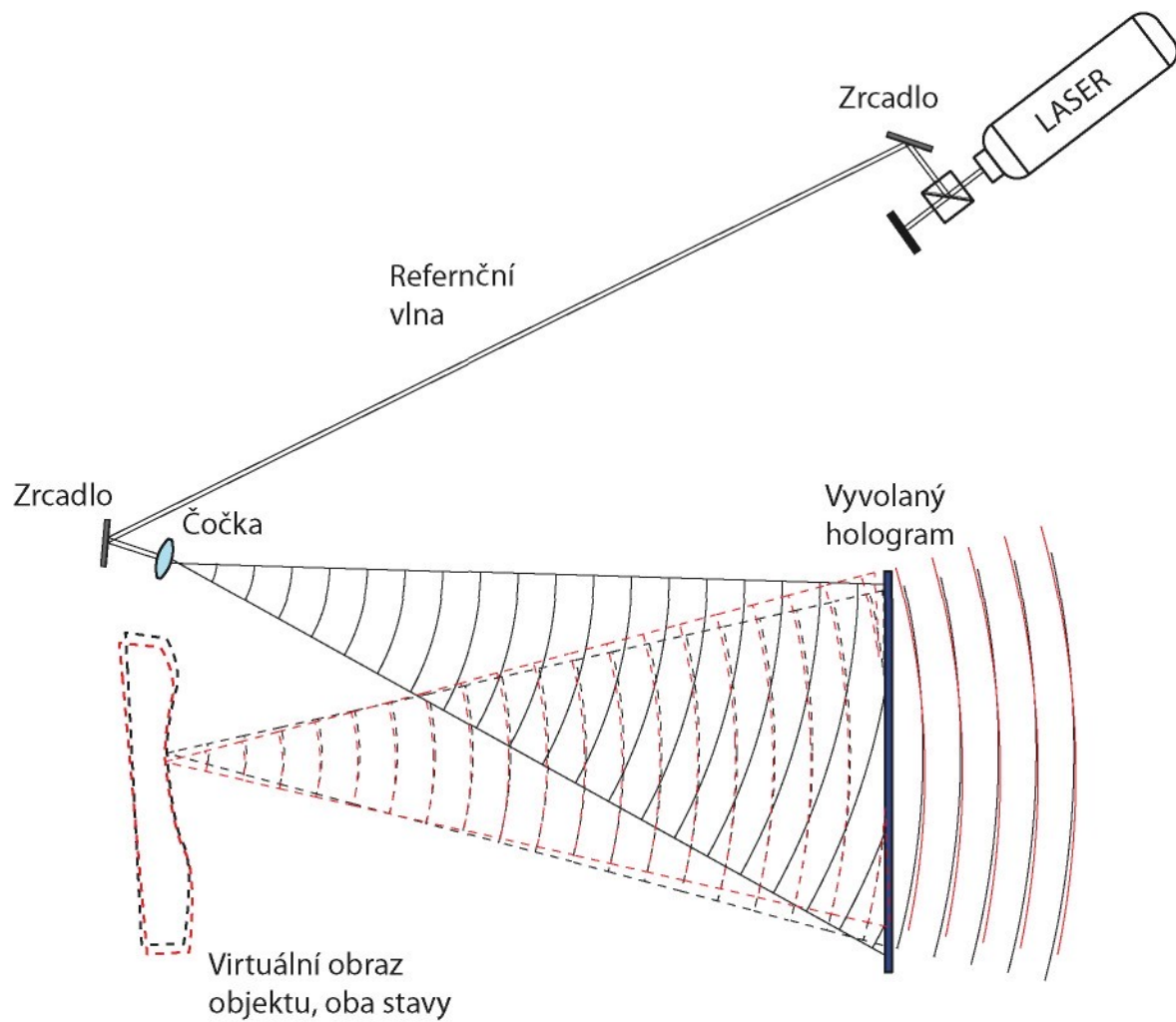


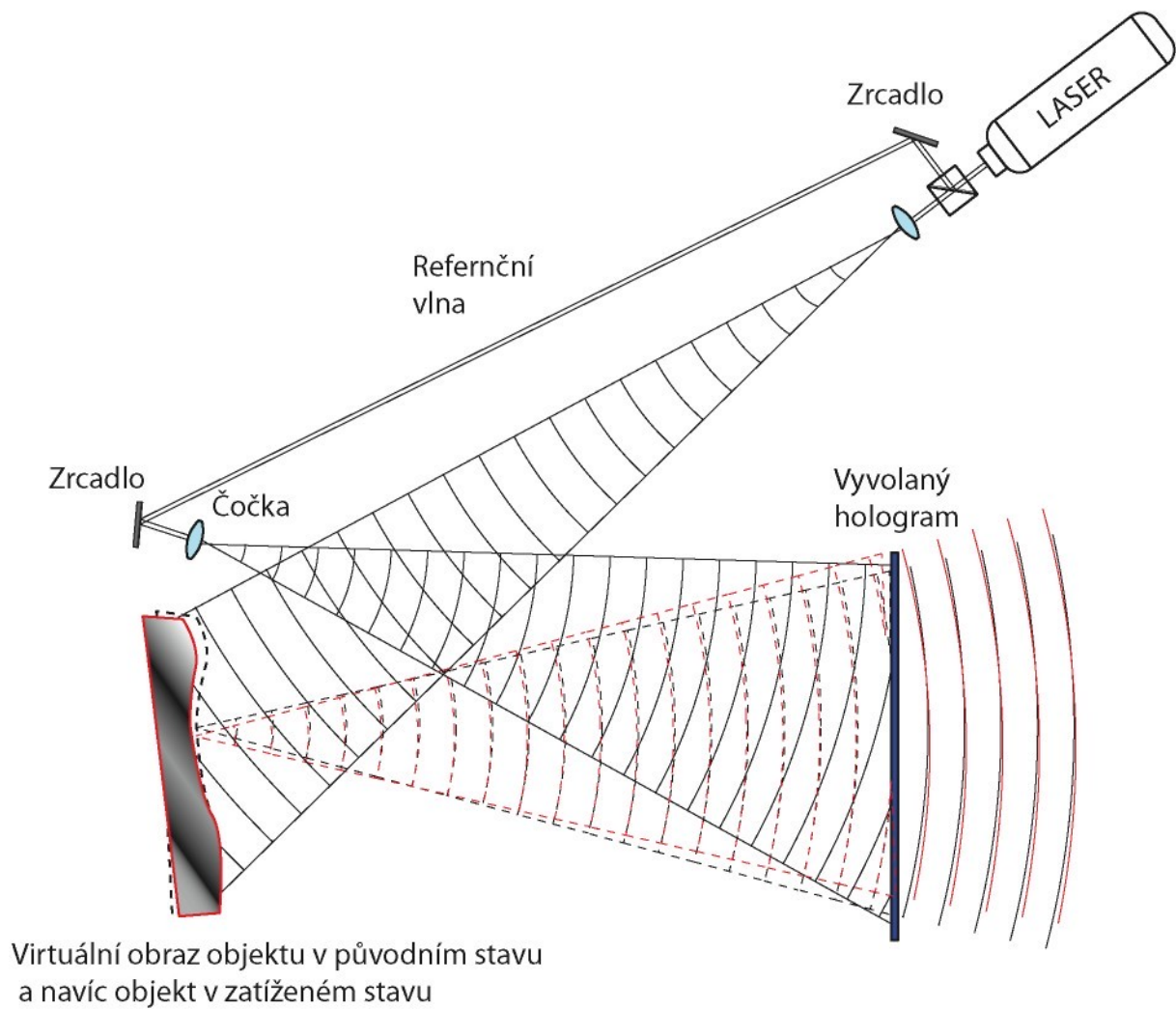


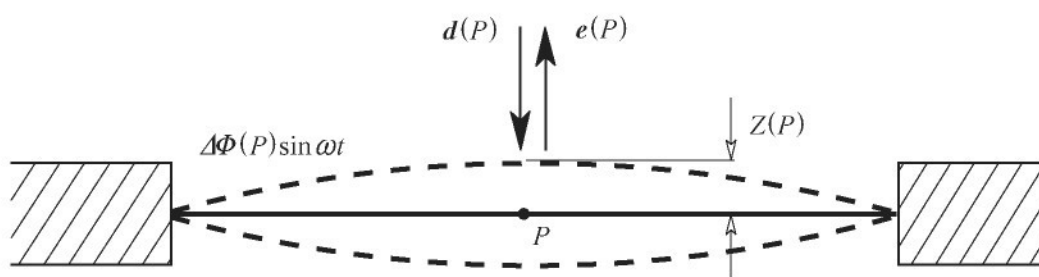


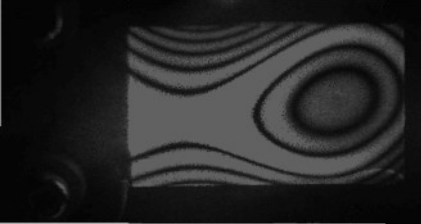


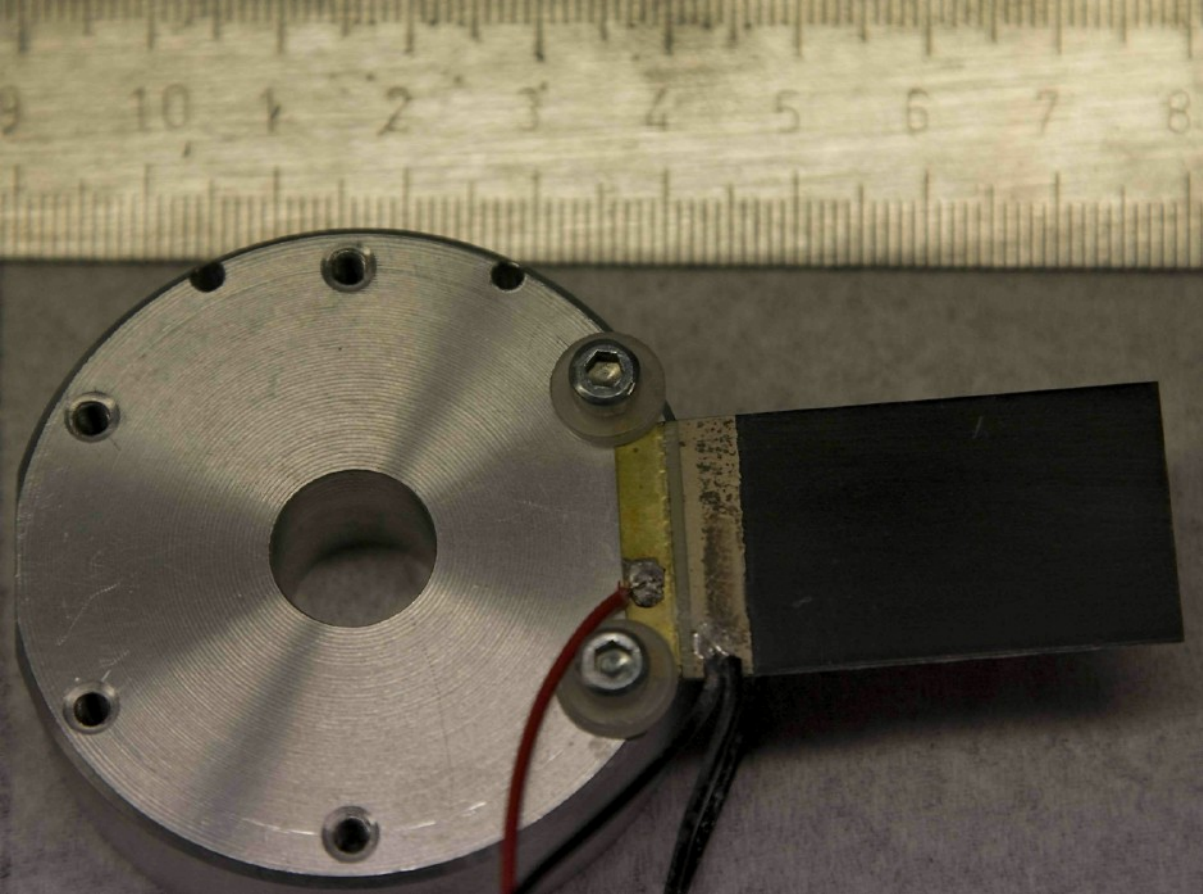


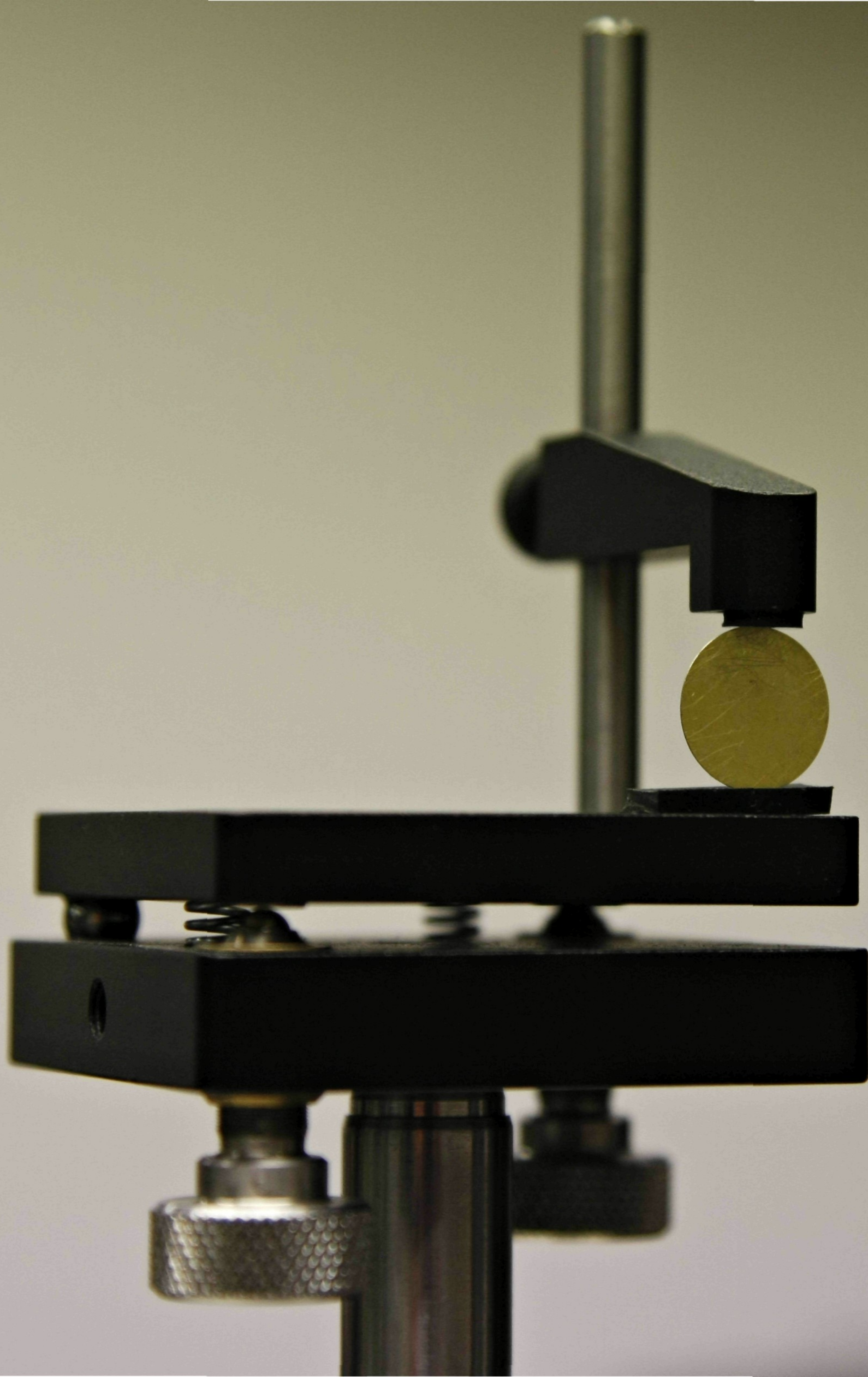


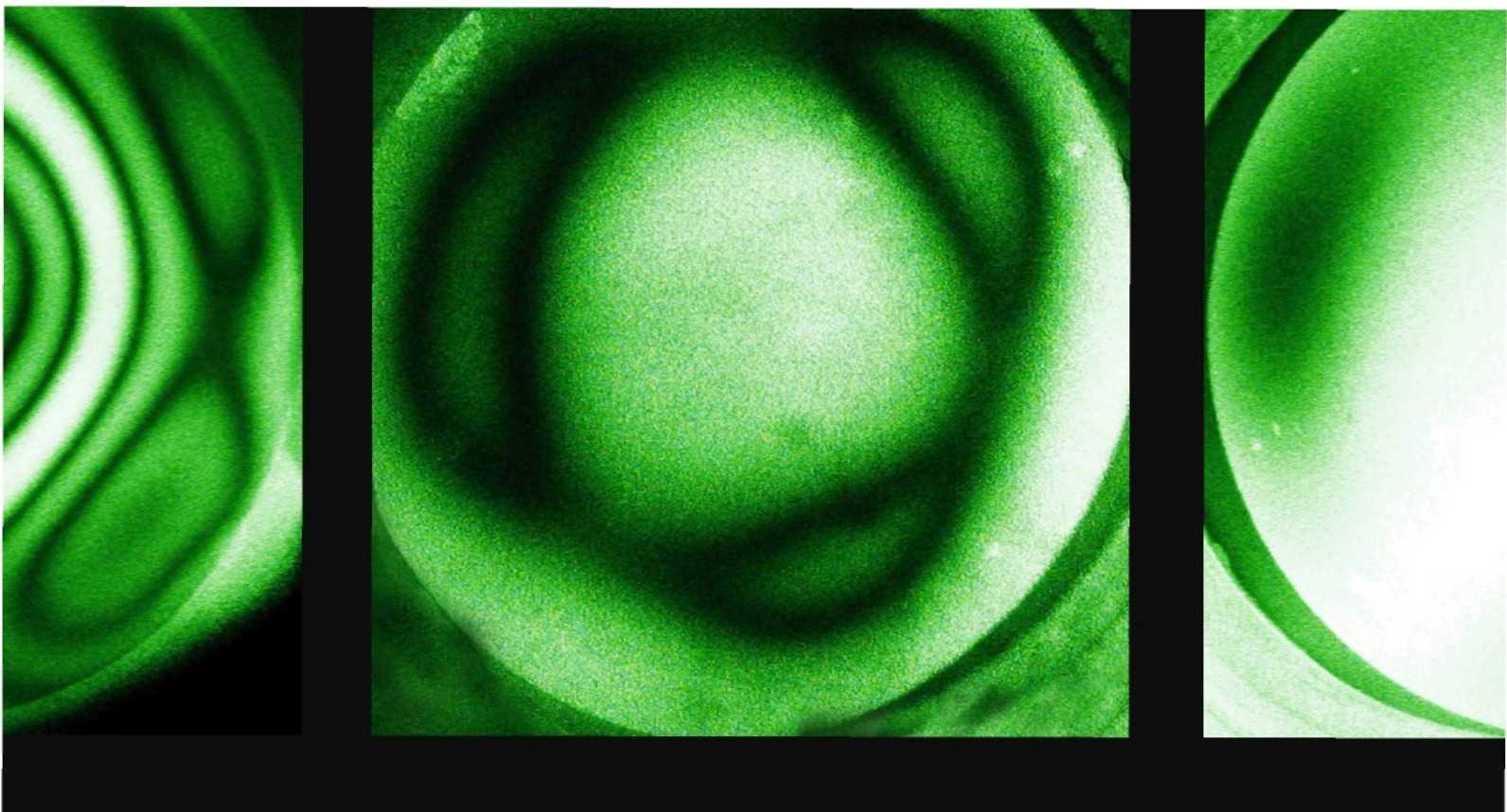




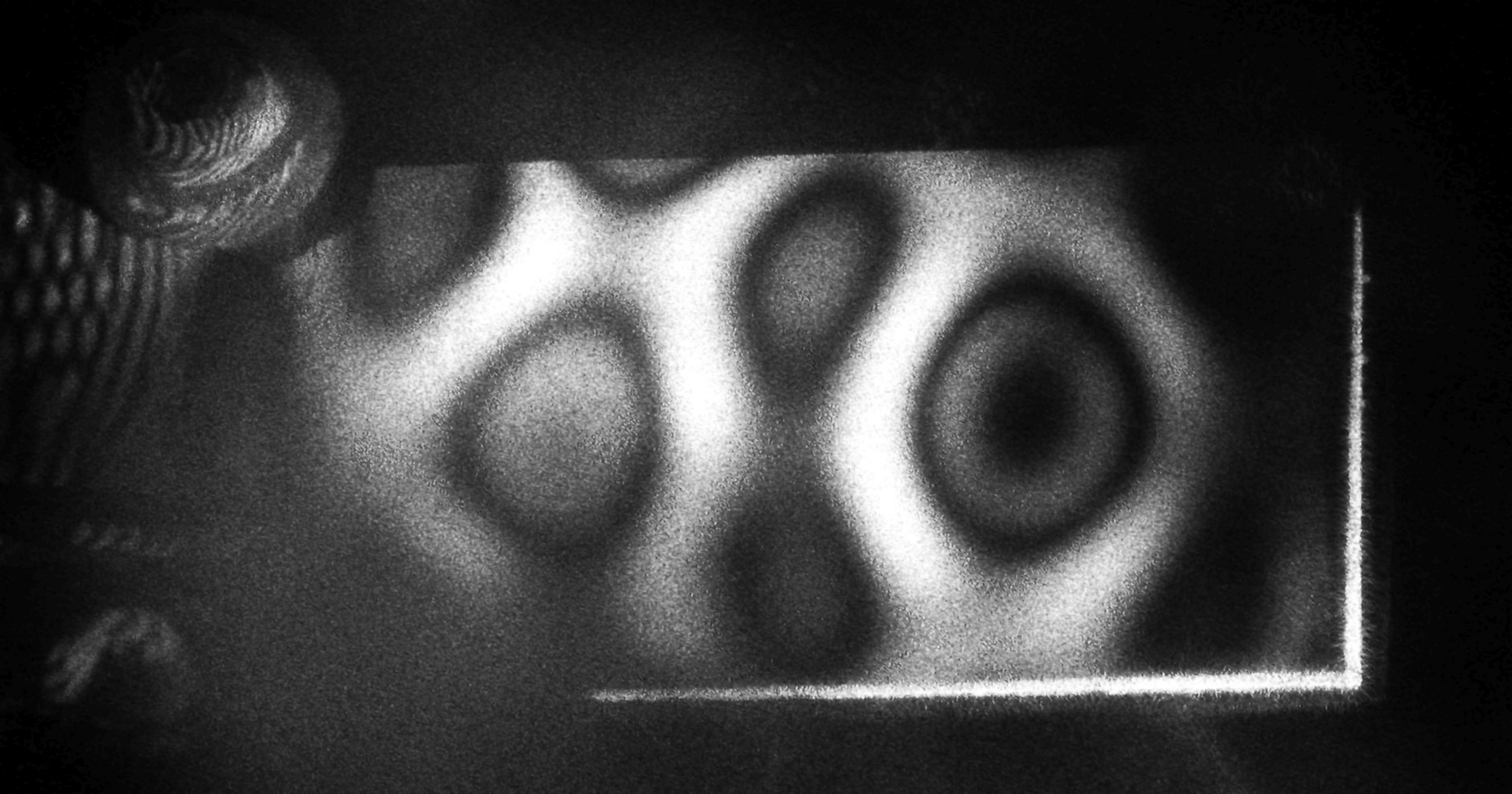


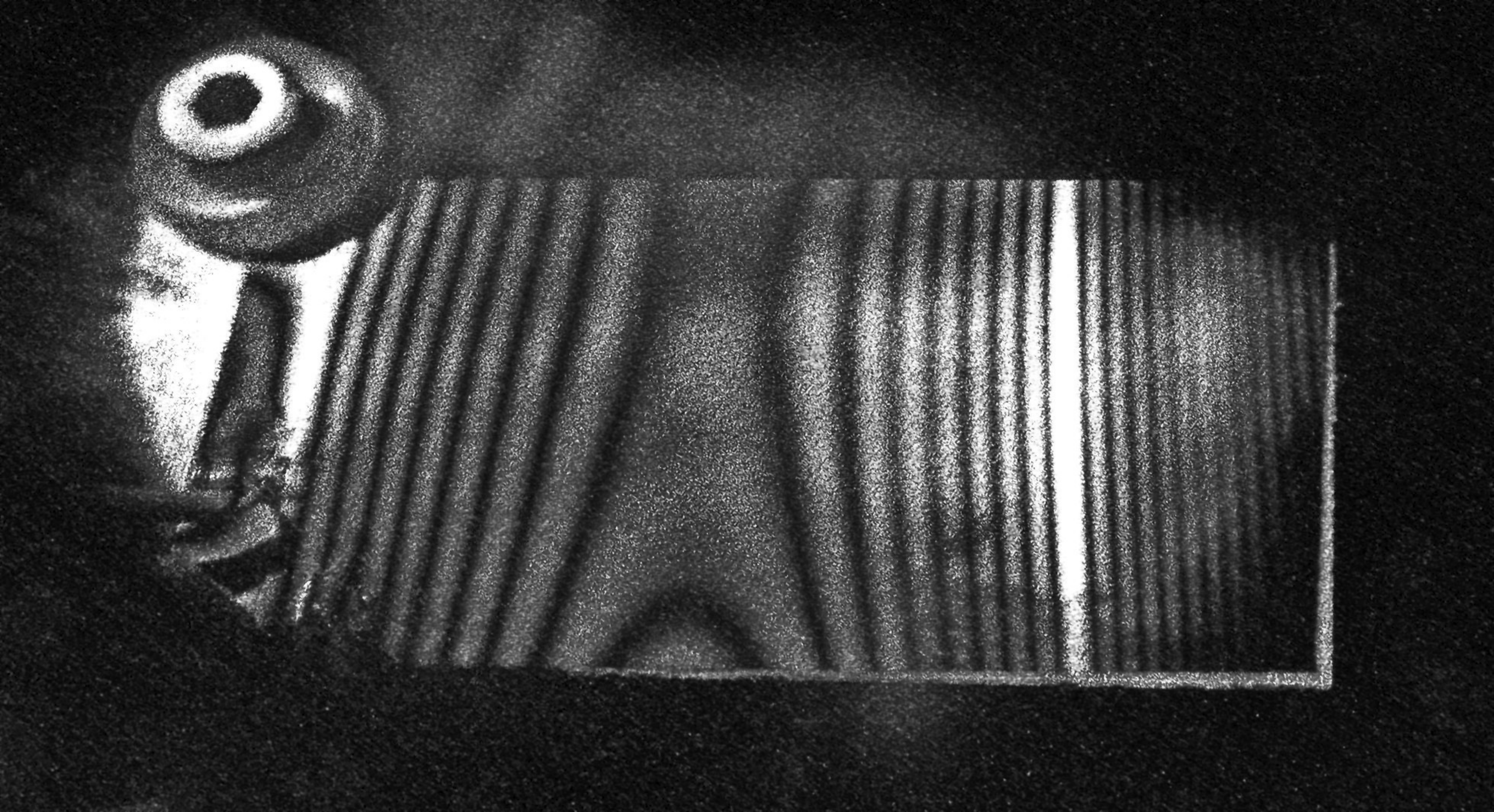


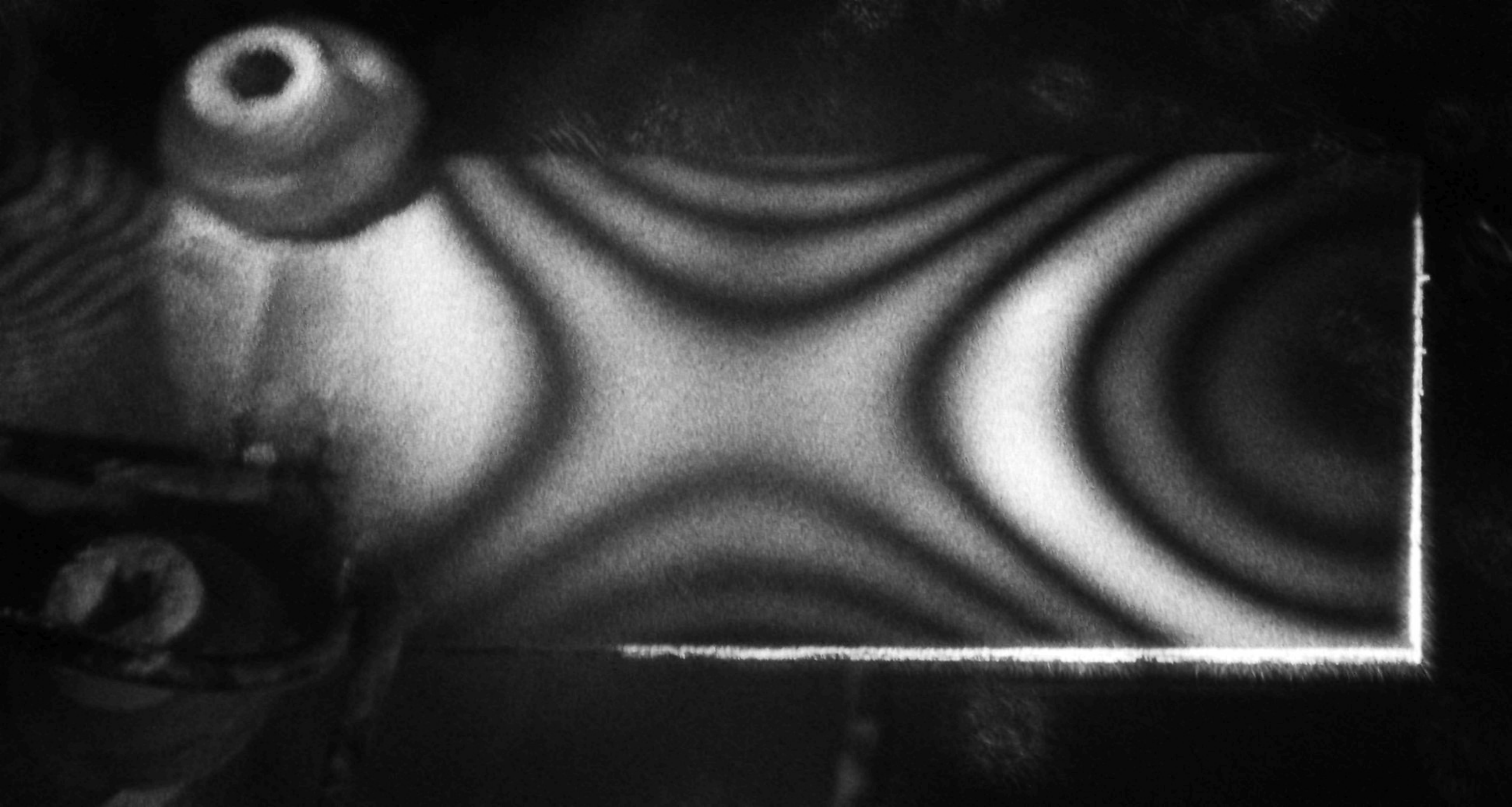


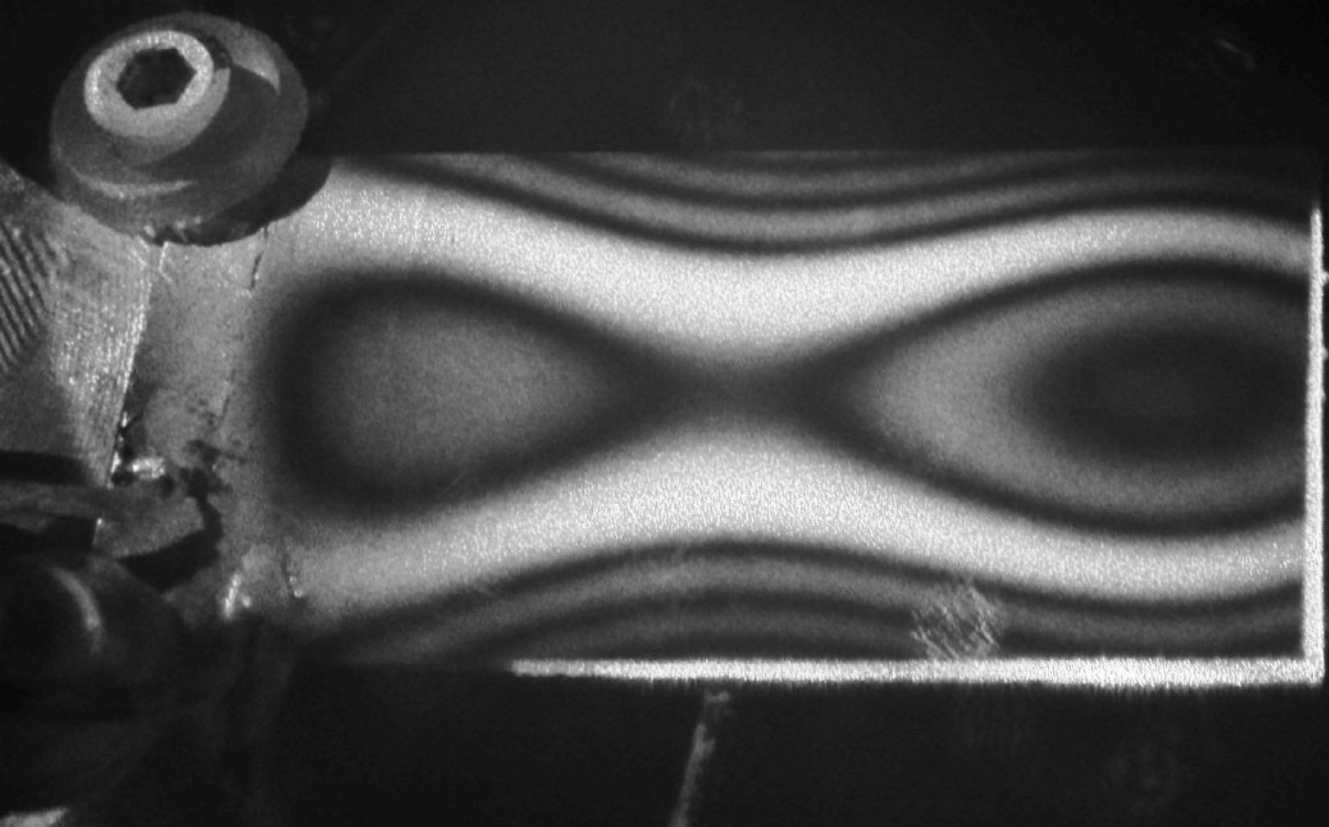


b)

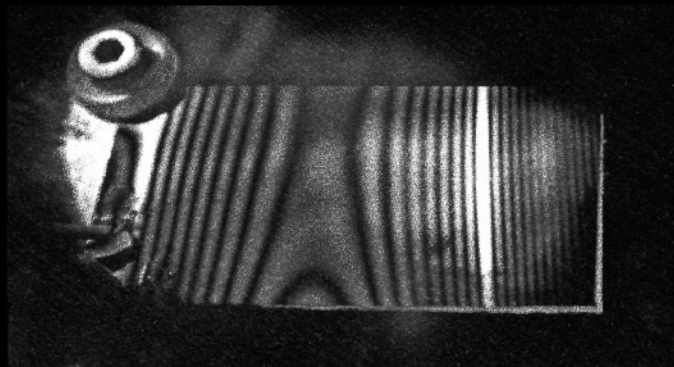








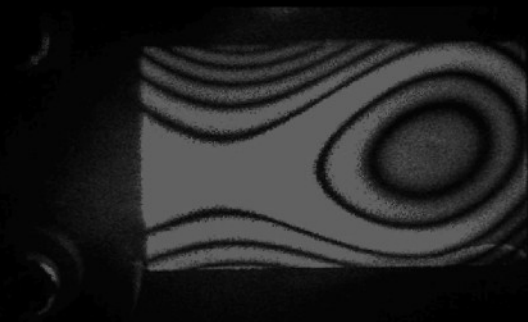




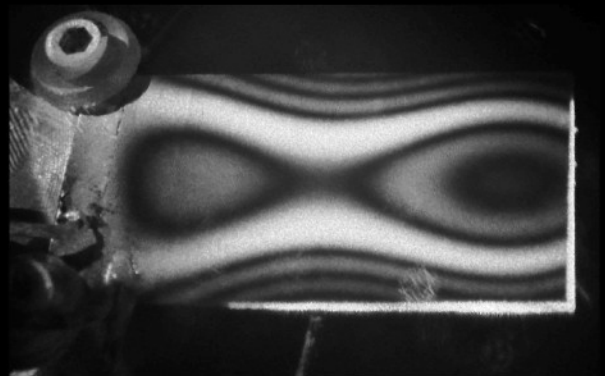
a)



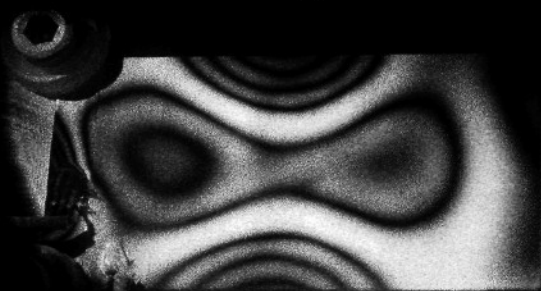
b)



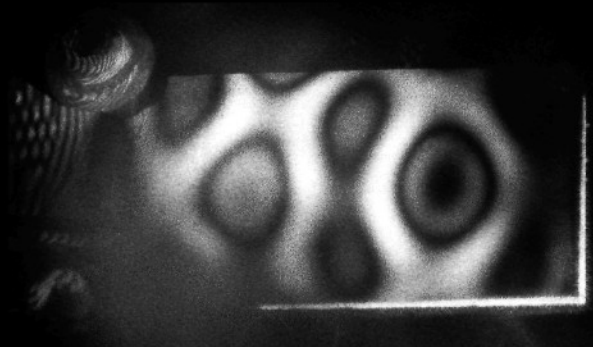
c)



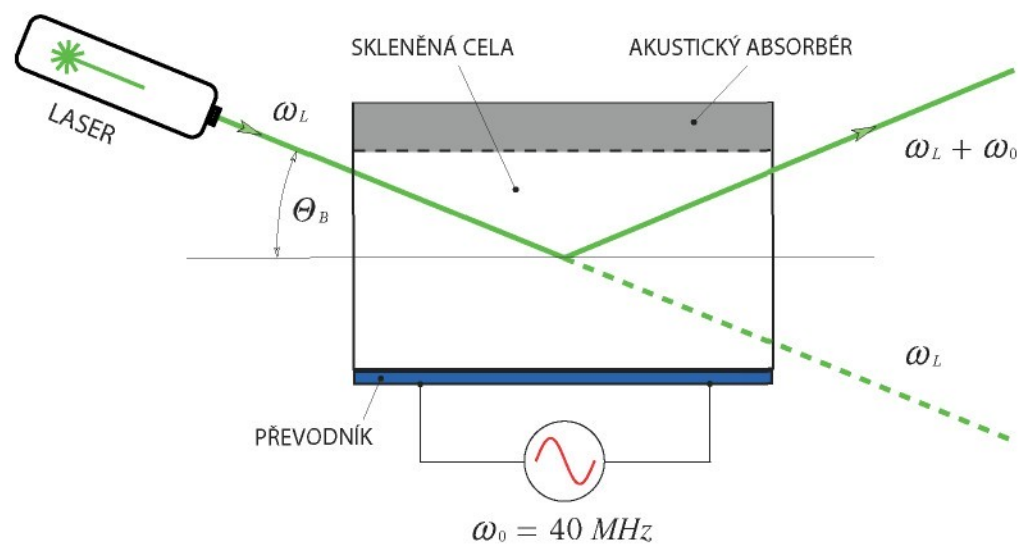
d)

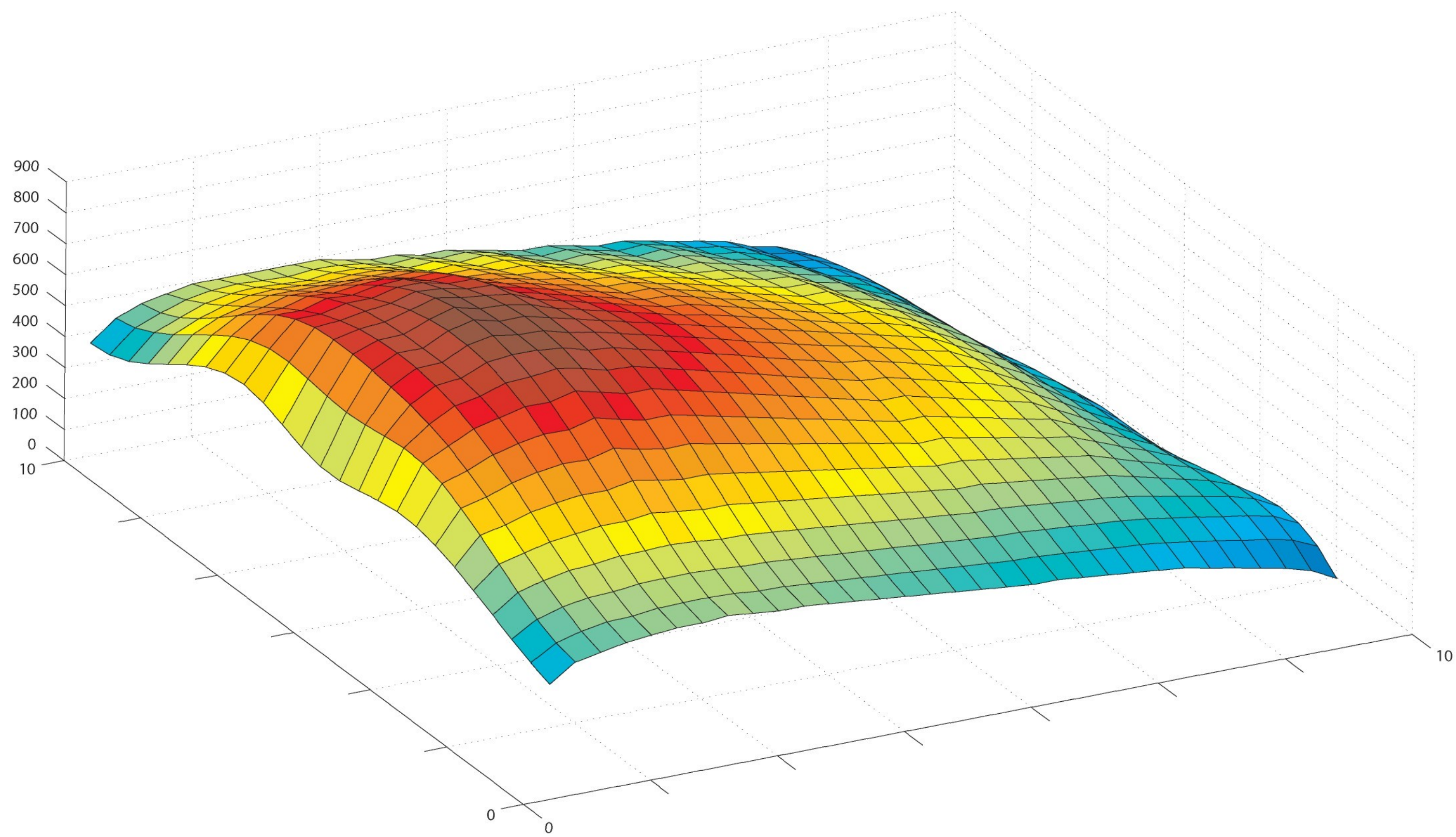


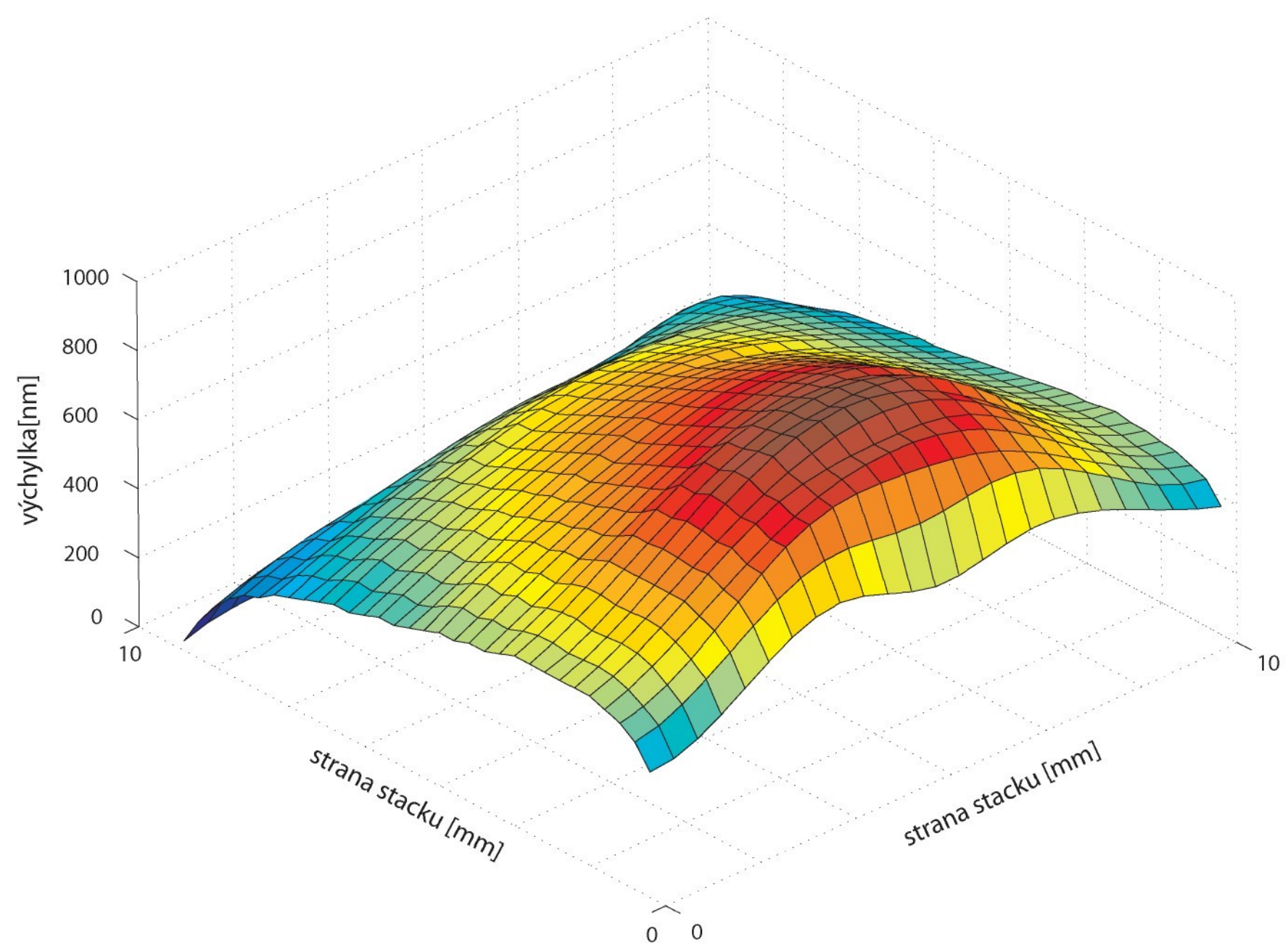
e)

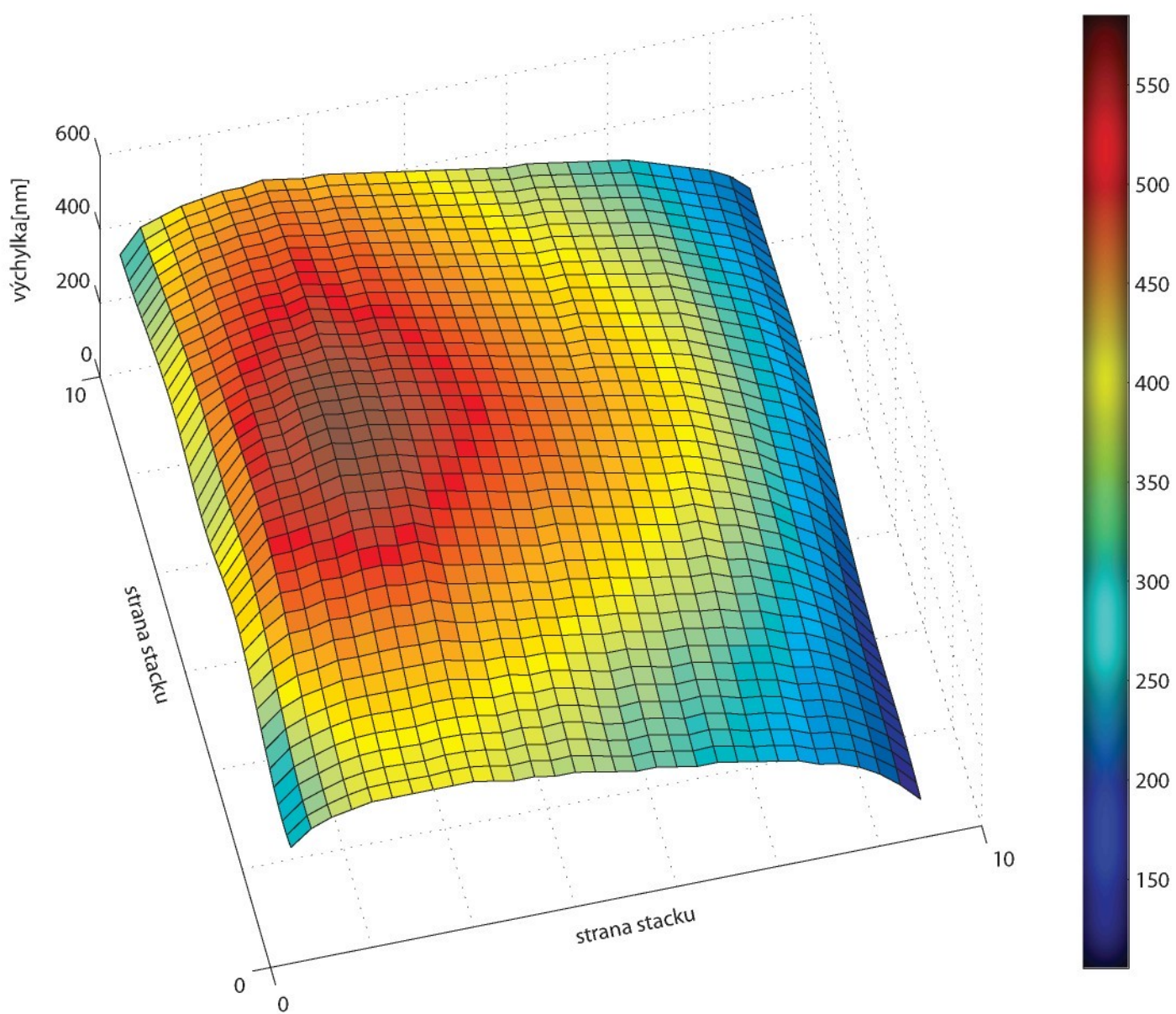


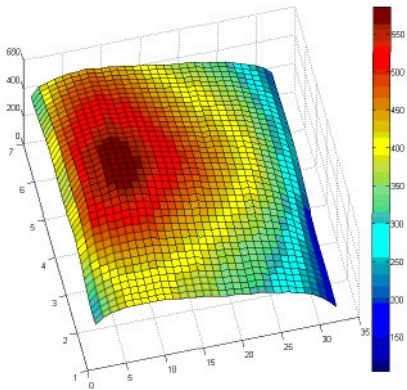
f)

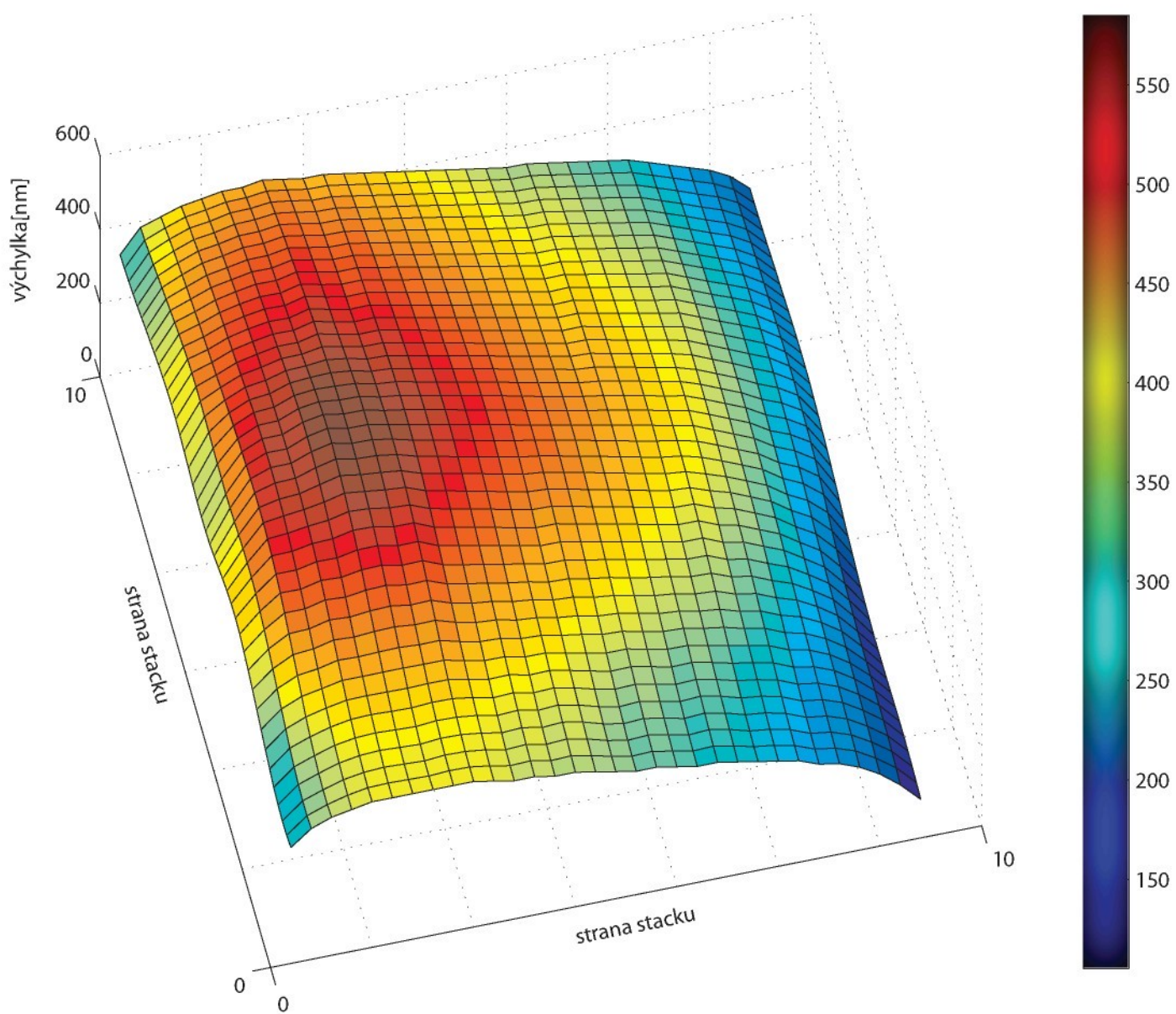




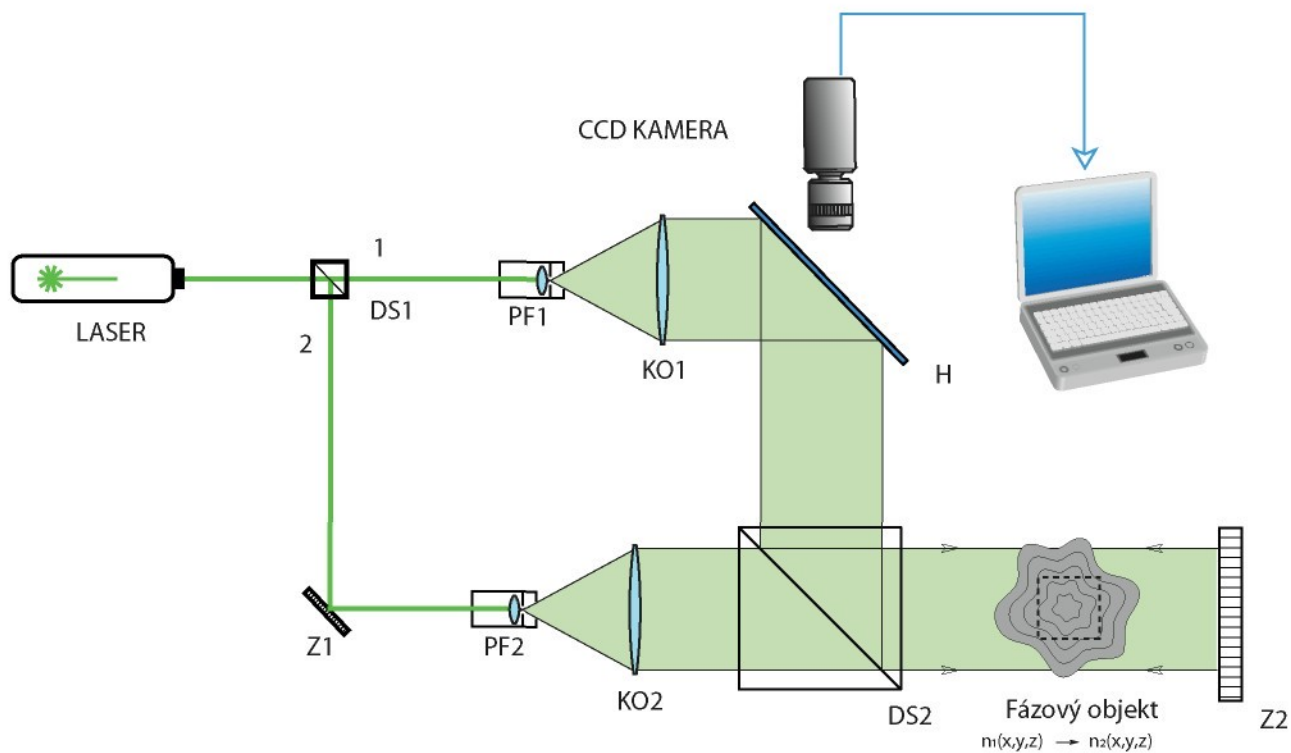


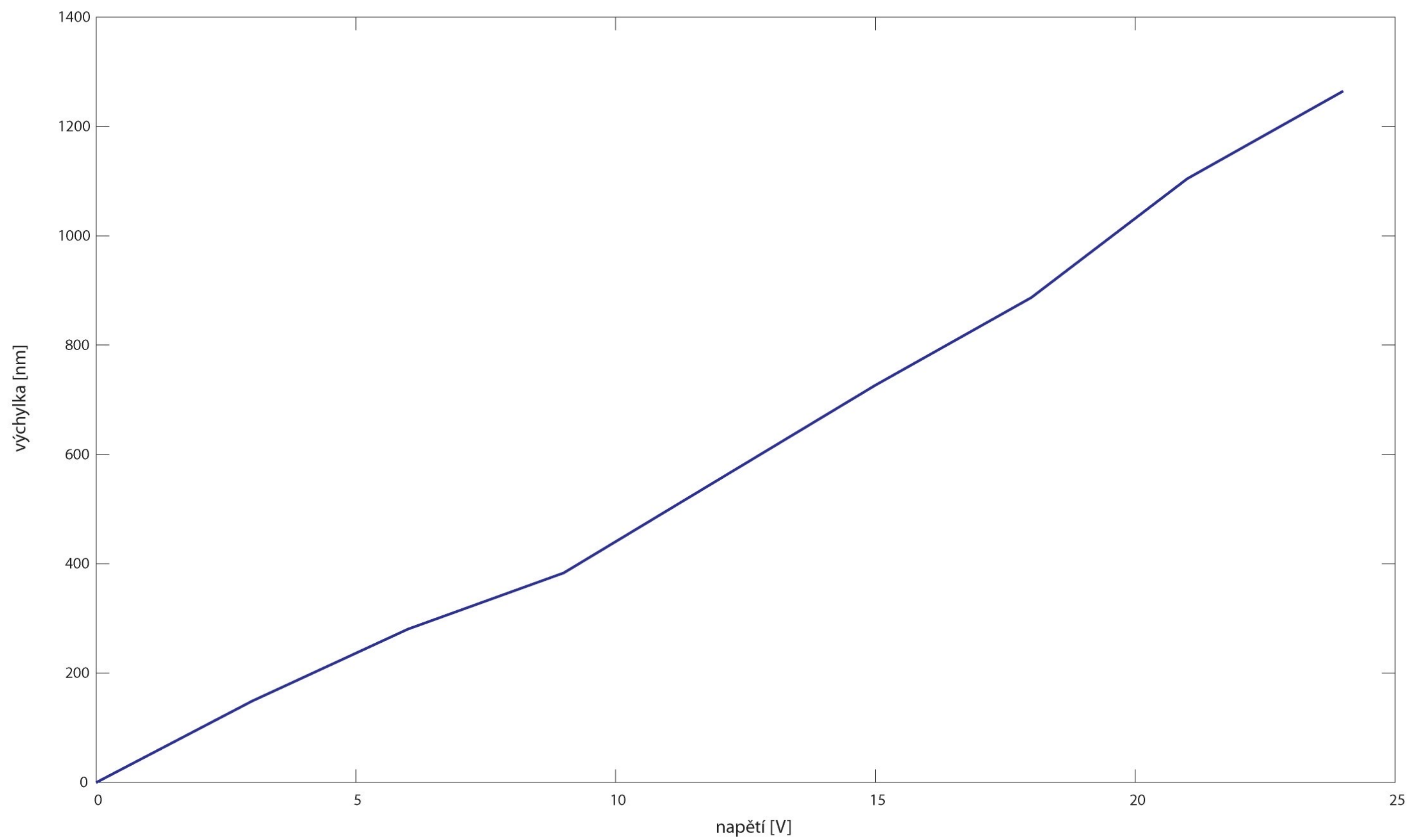


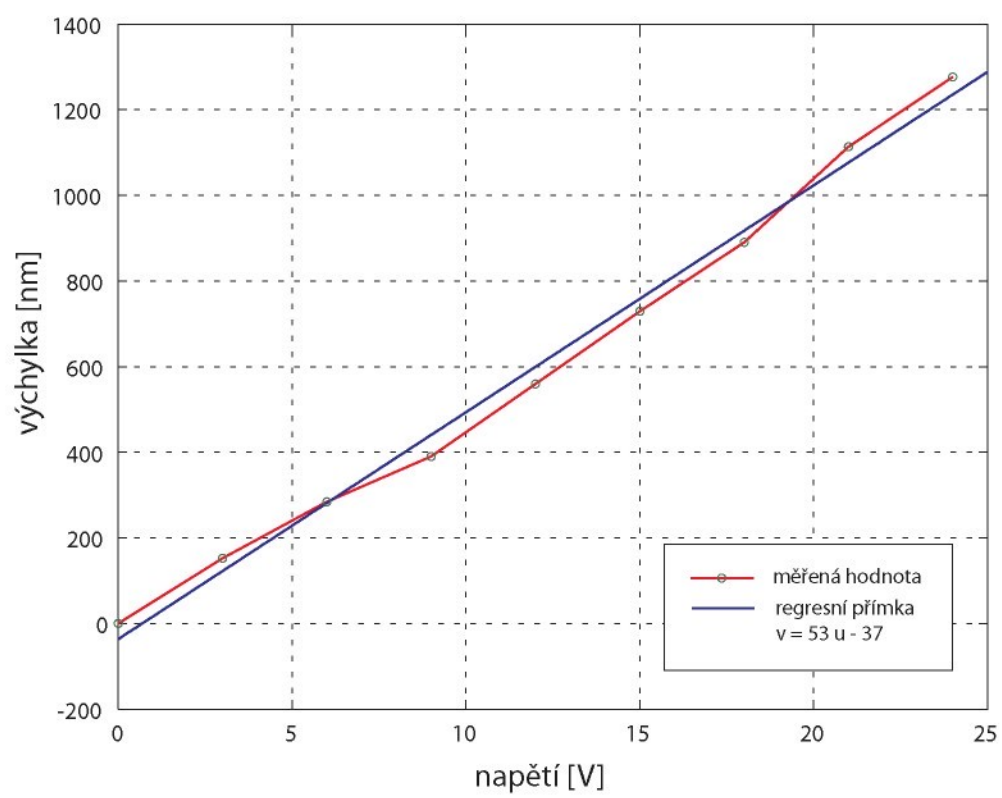


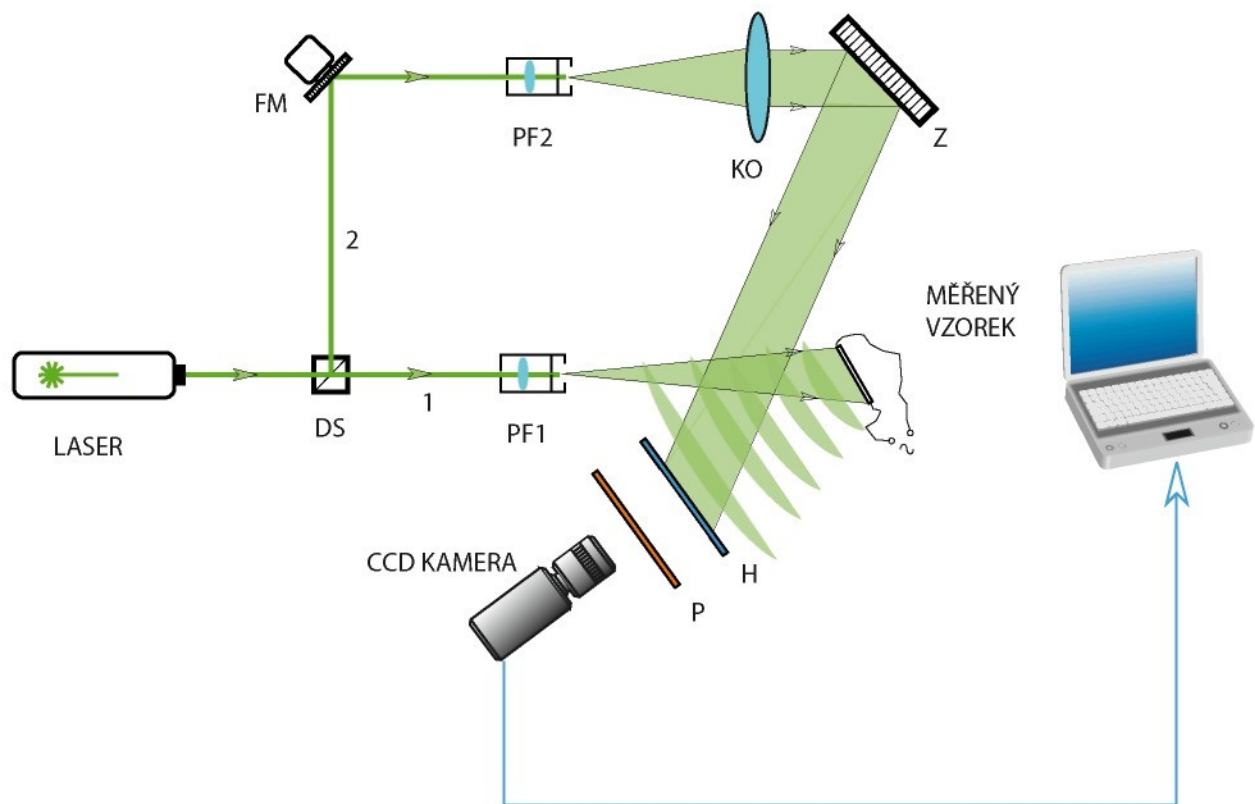


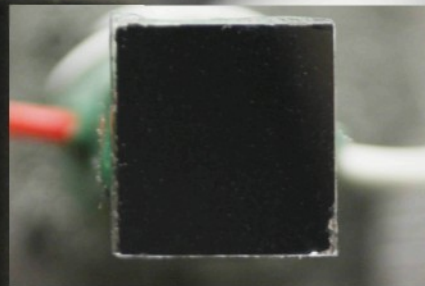
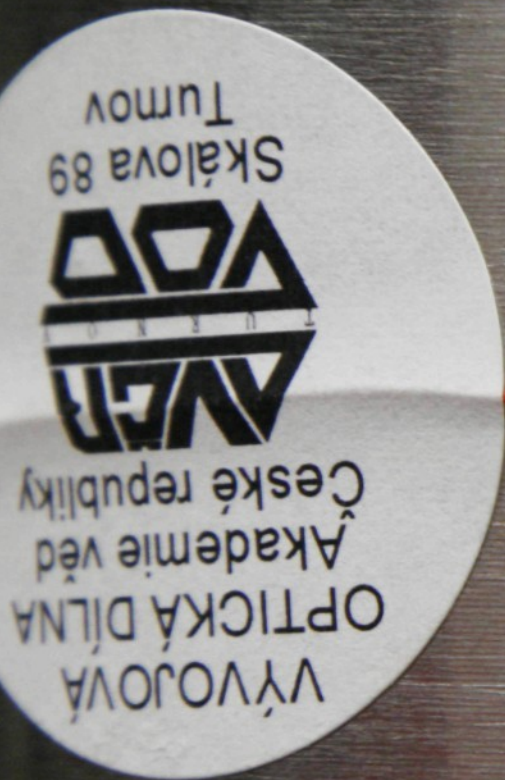


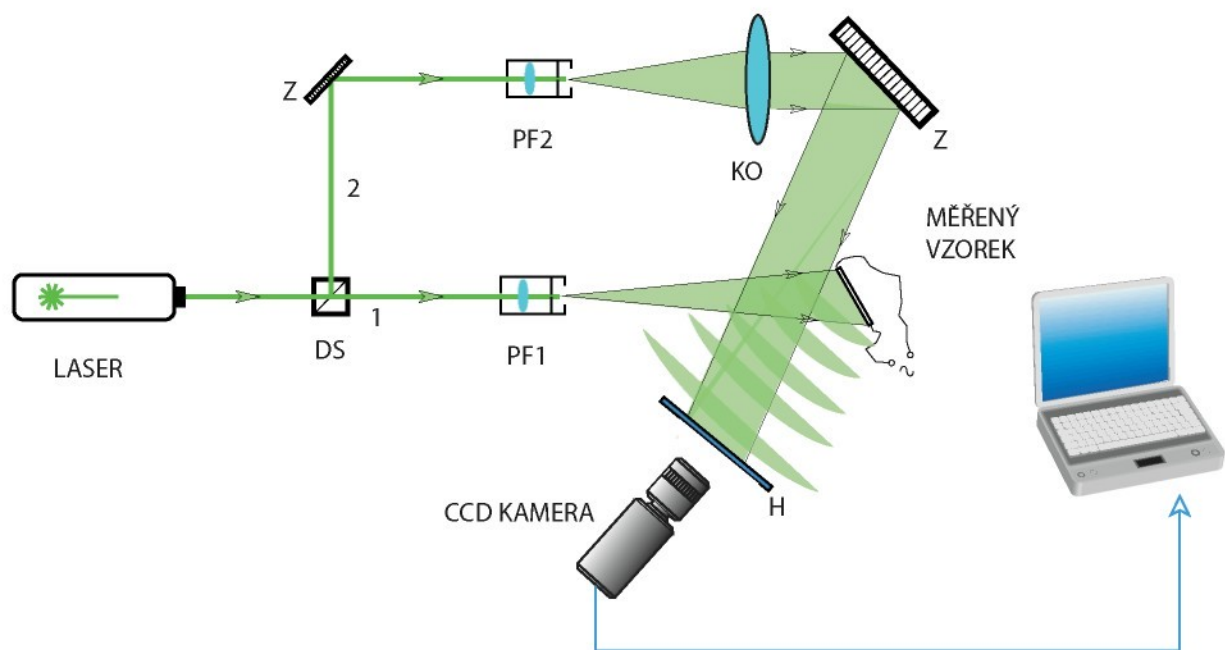


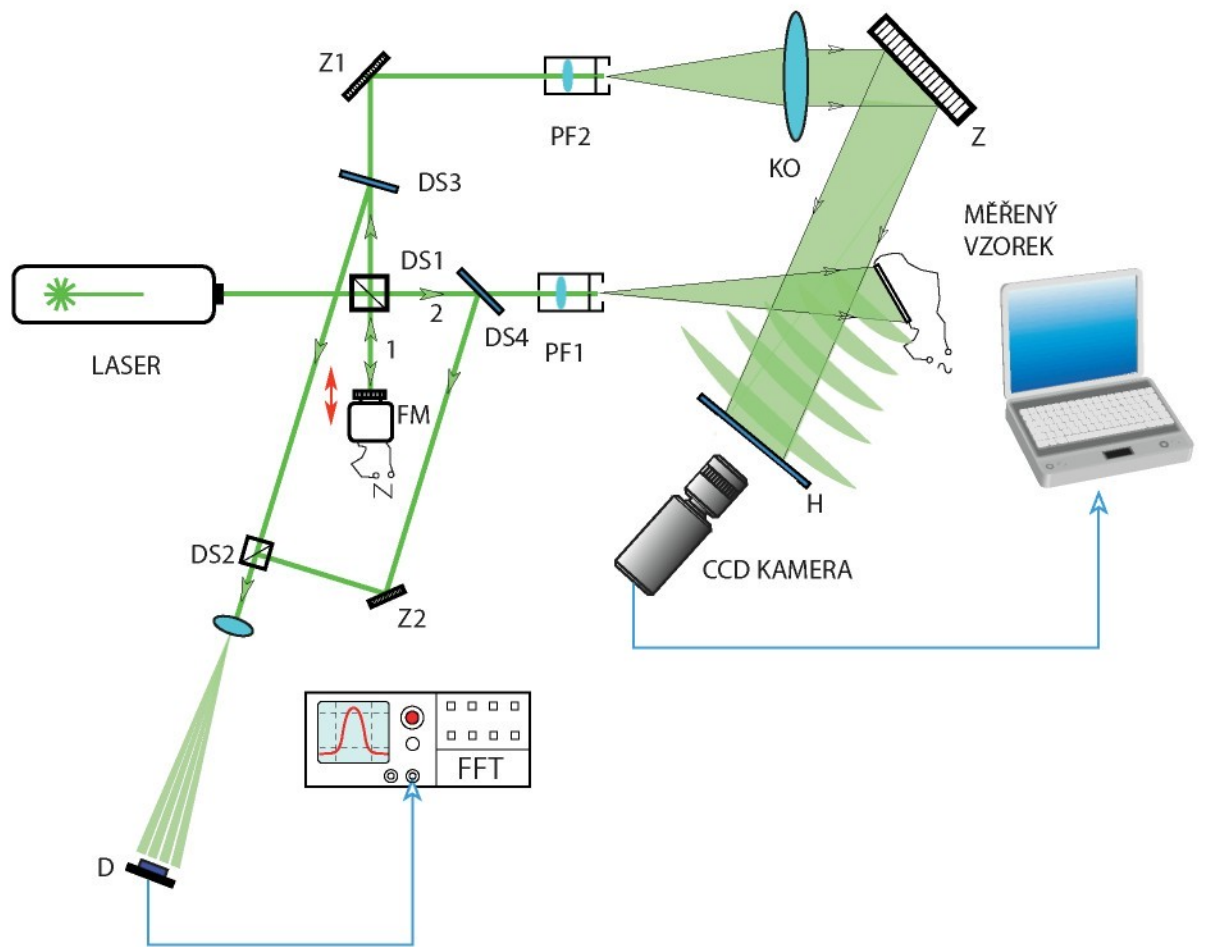


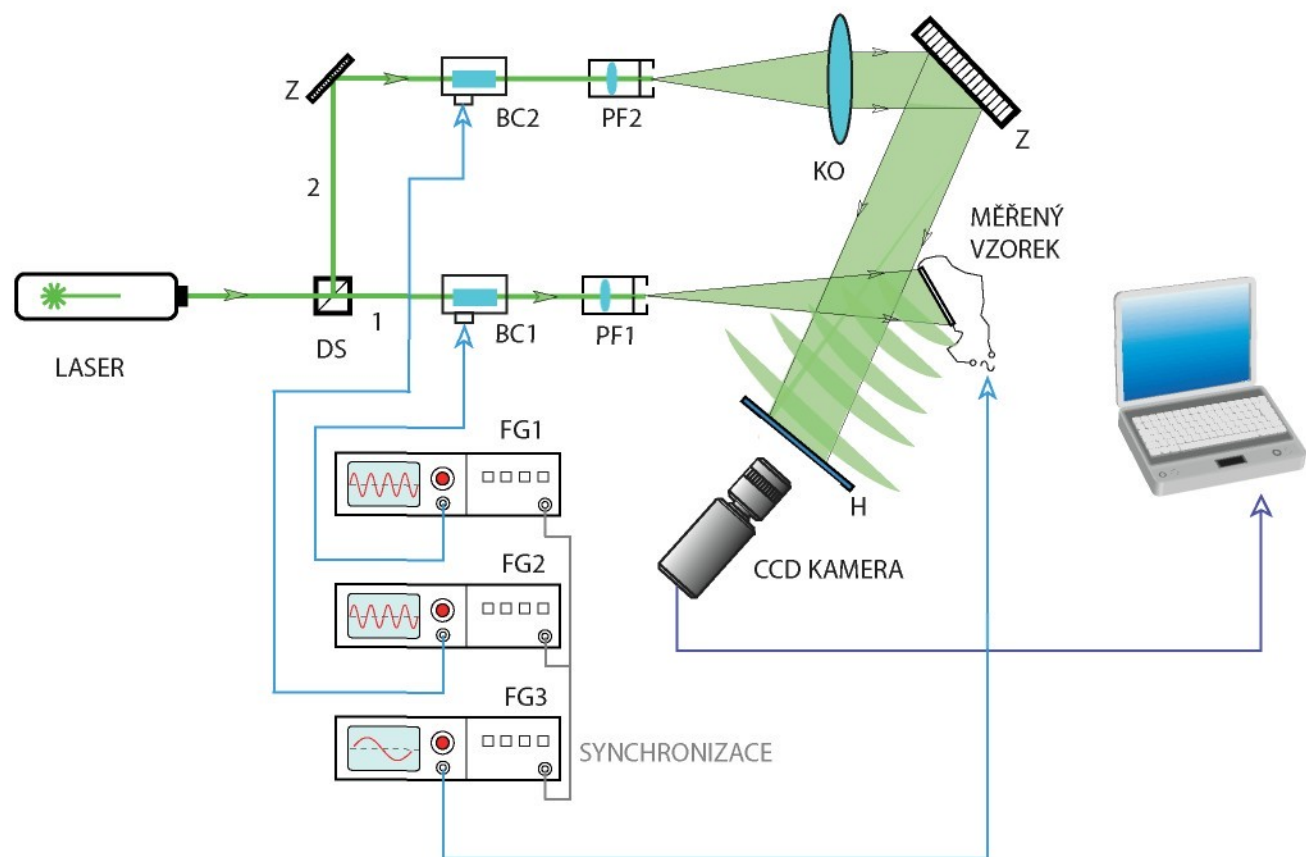


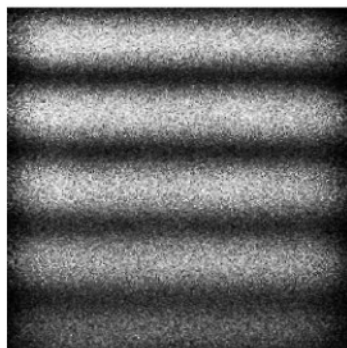




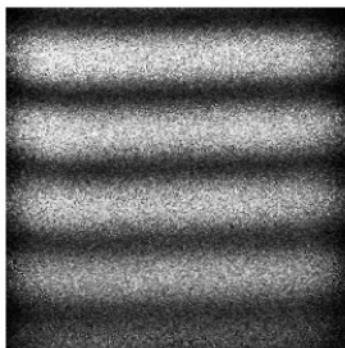




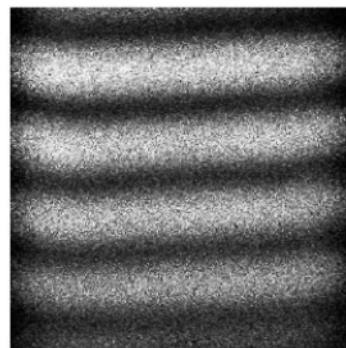




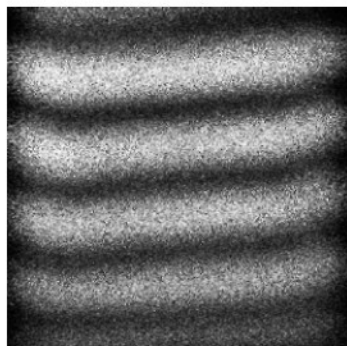
a)



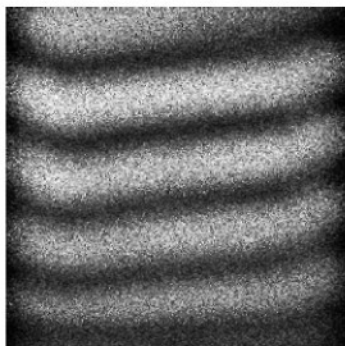
b)



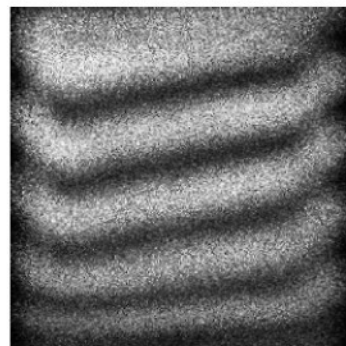
c)



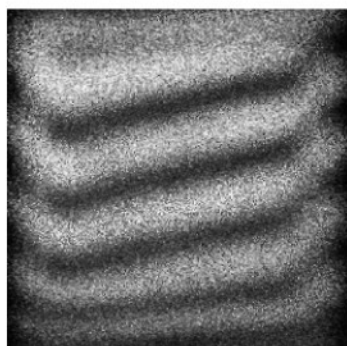
d)



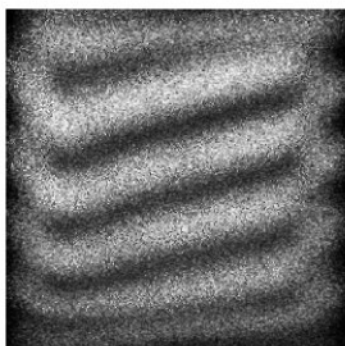
e)



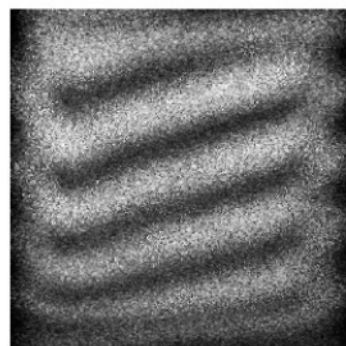
f)



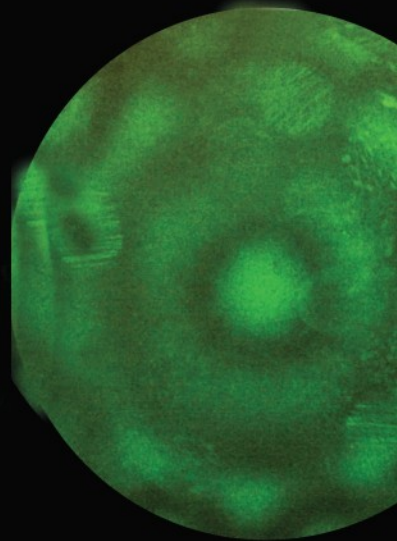
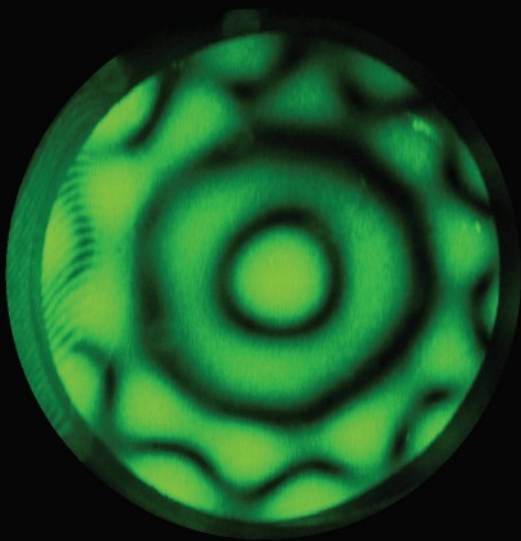
g)

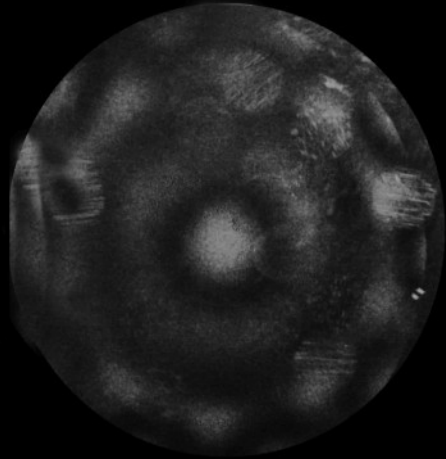
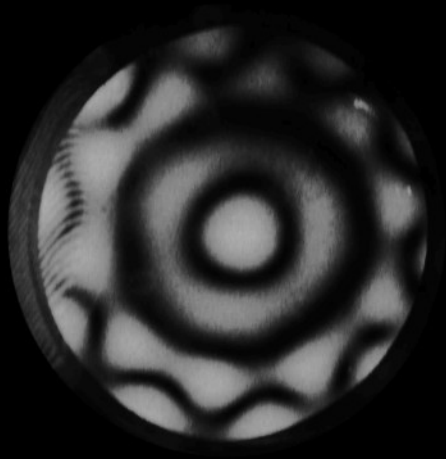


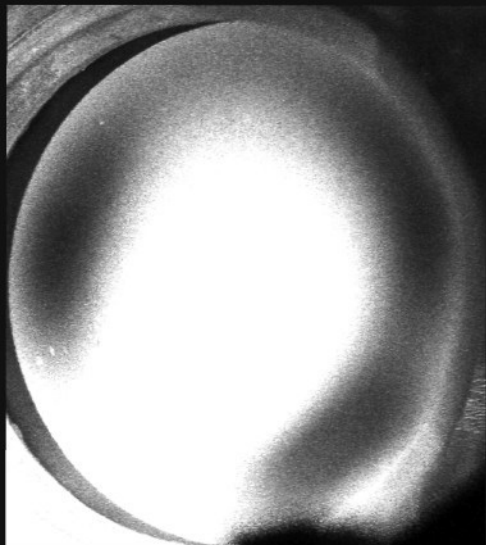
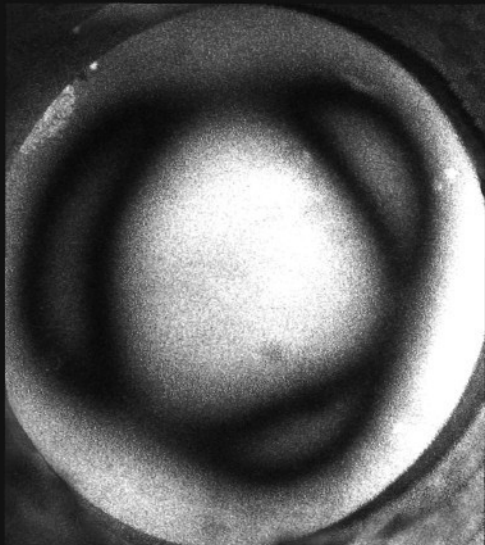
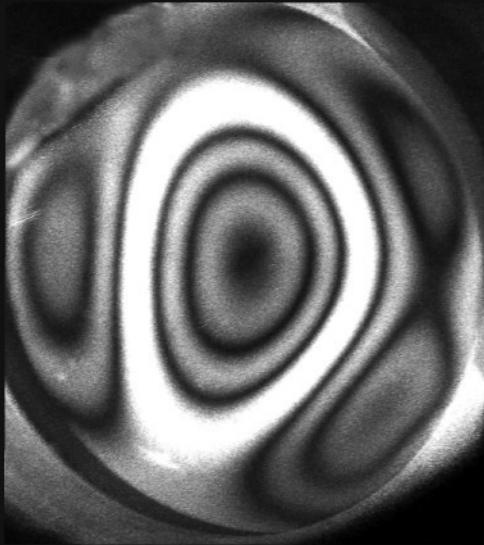
h)

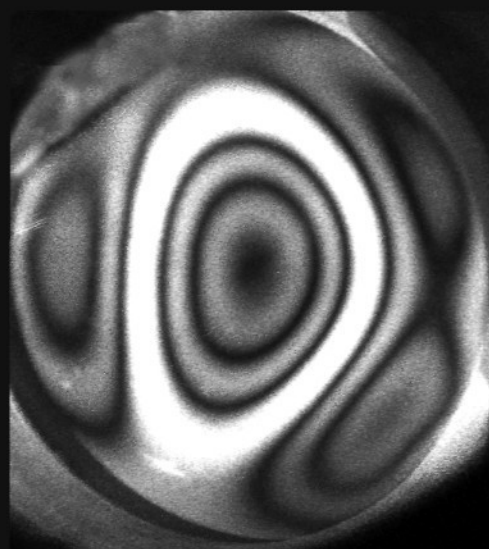


i)

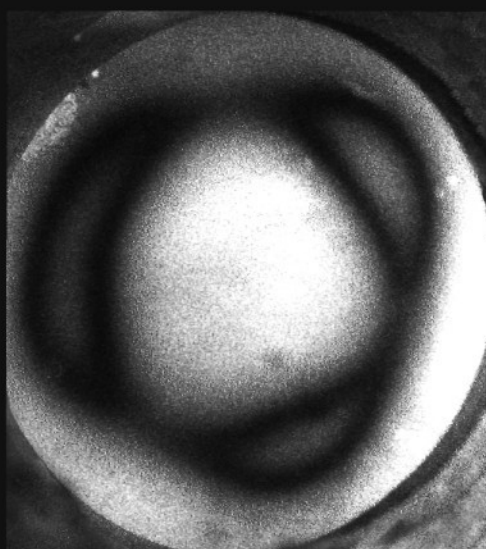




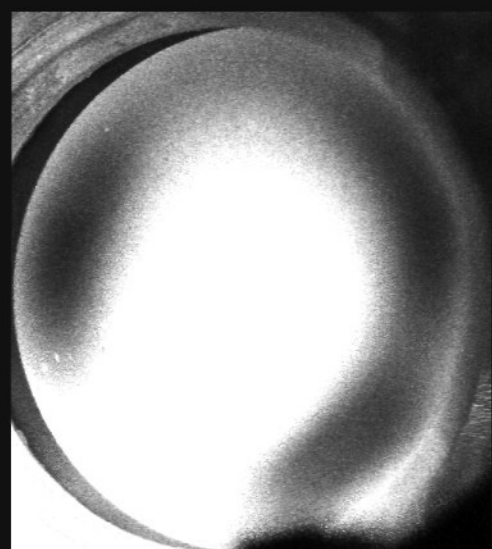




a)



b)



c)



a



b

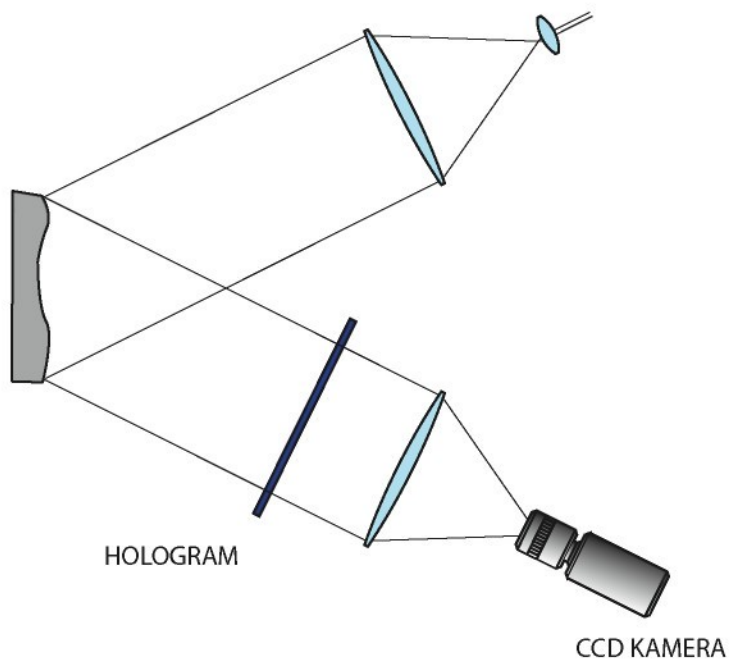


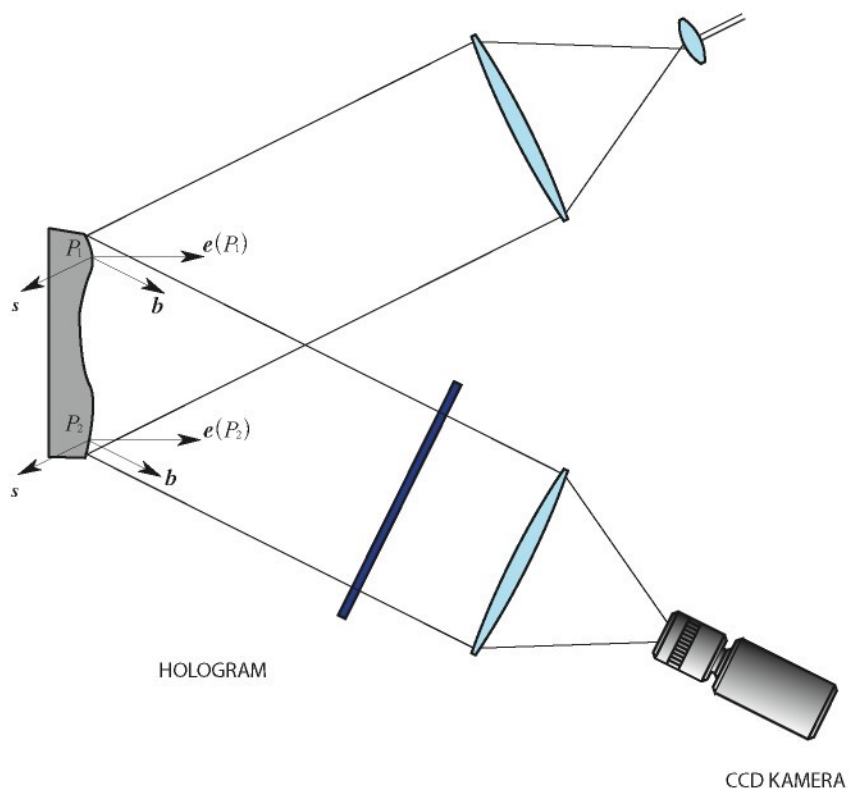
c

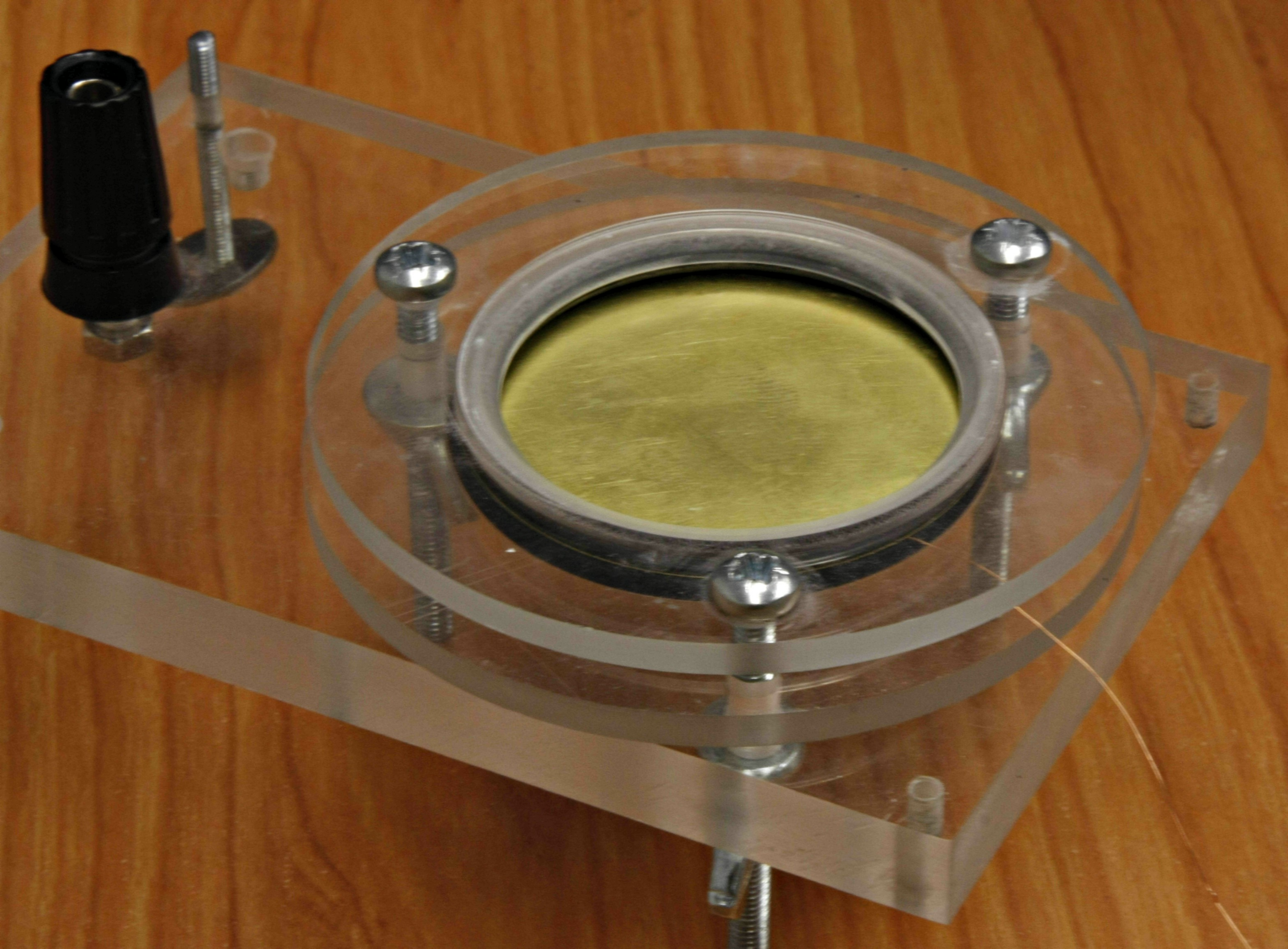


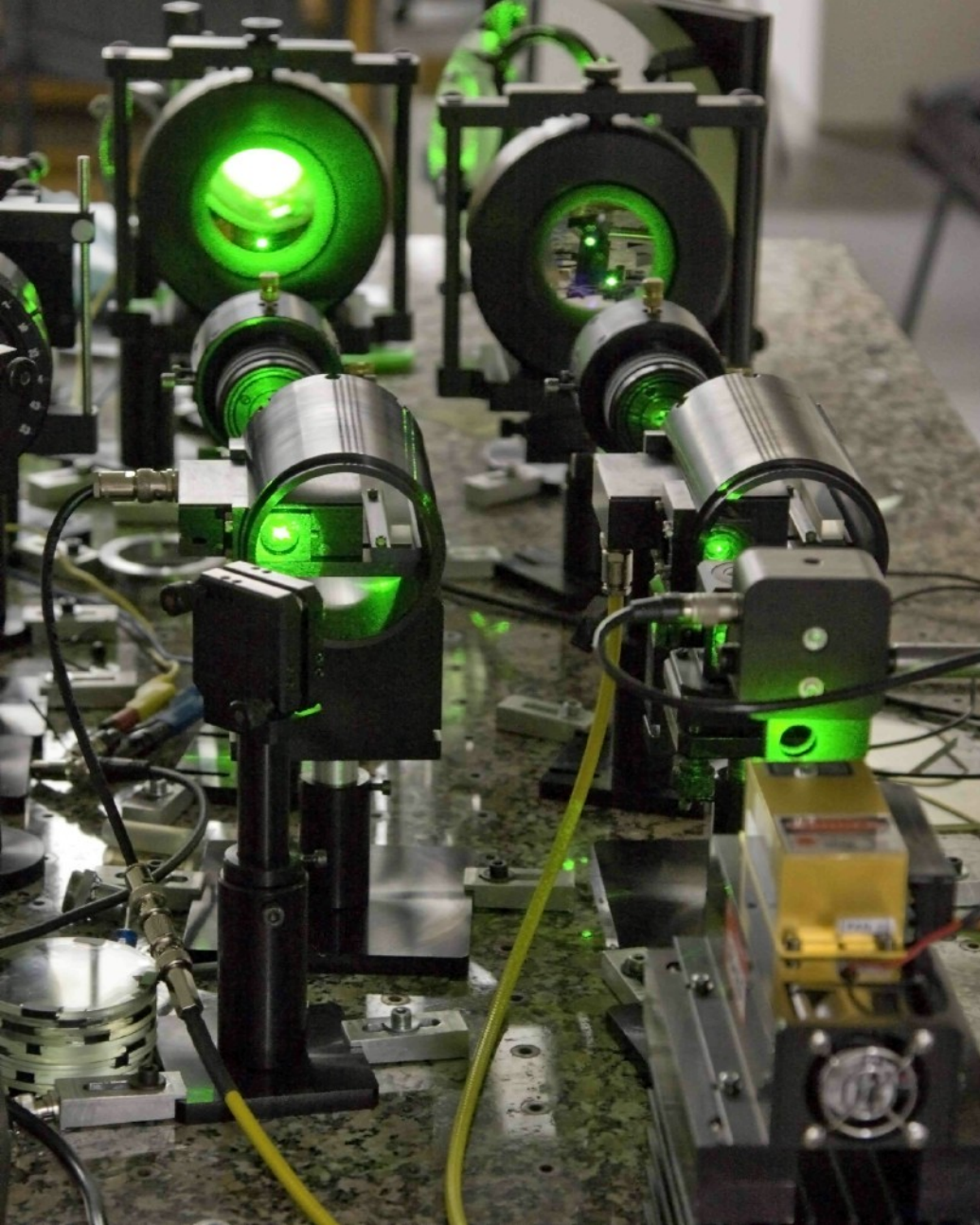
d

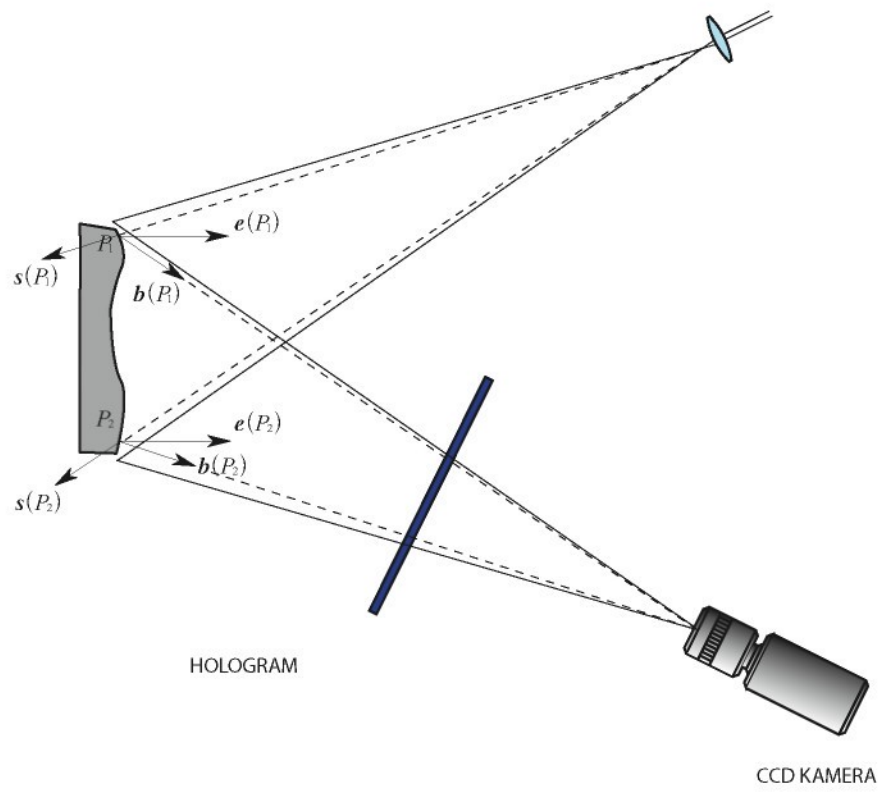


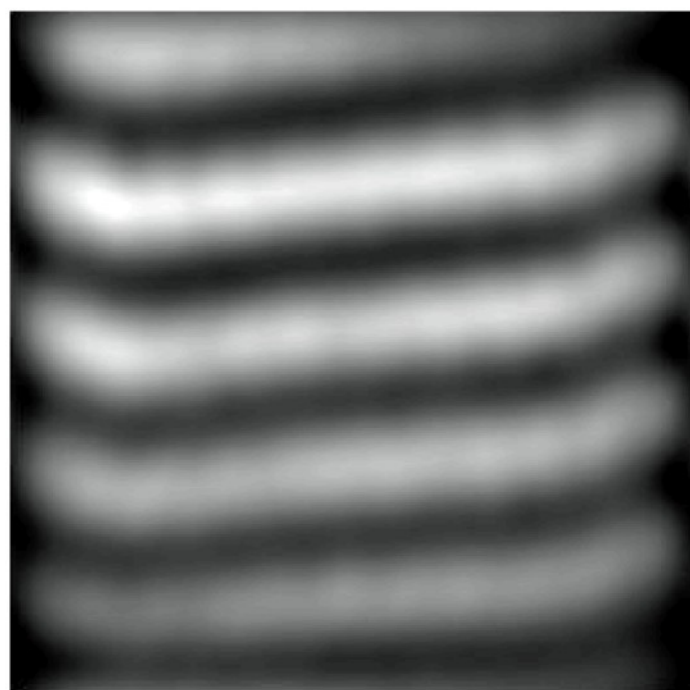




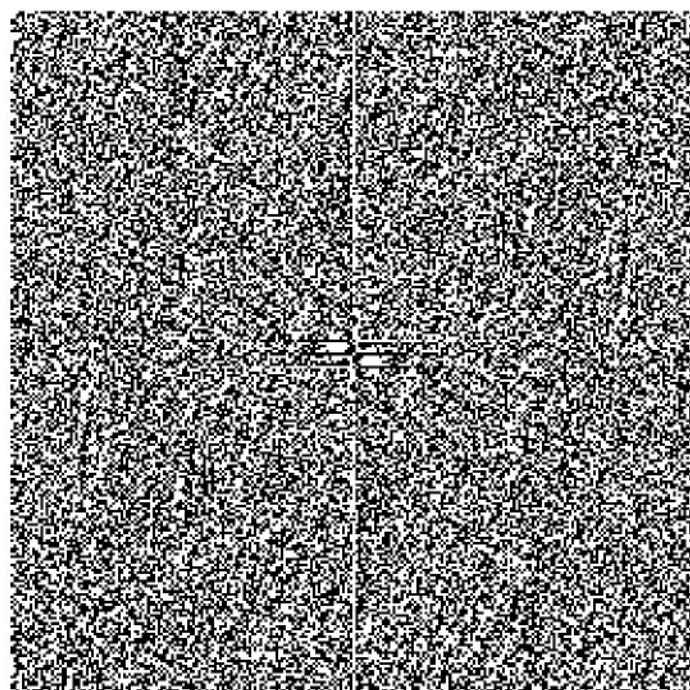




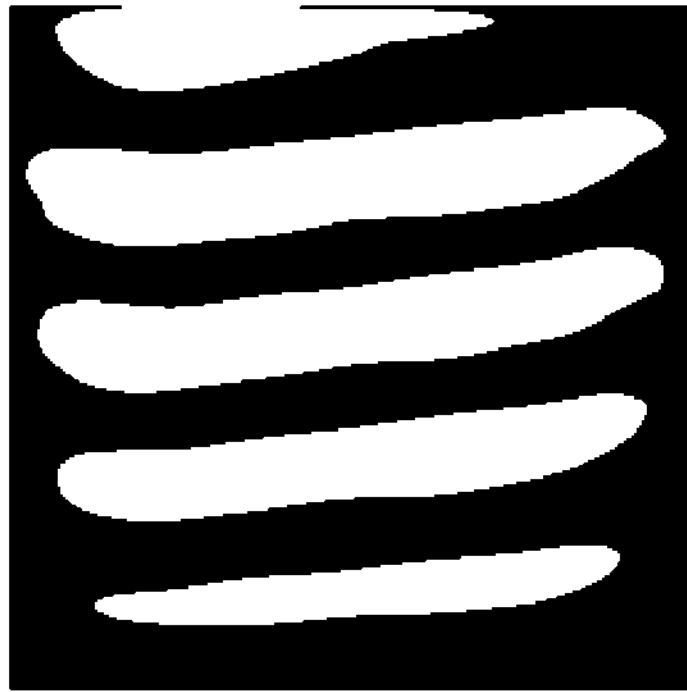


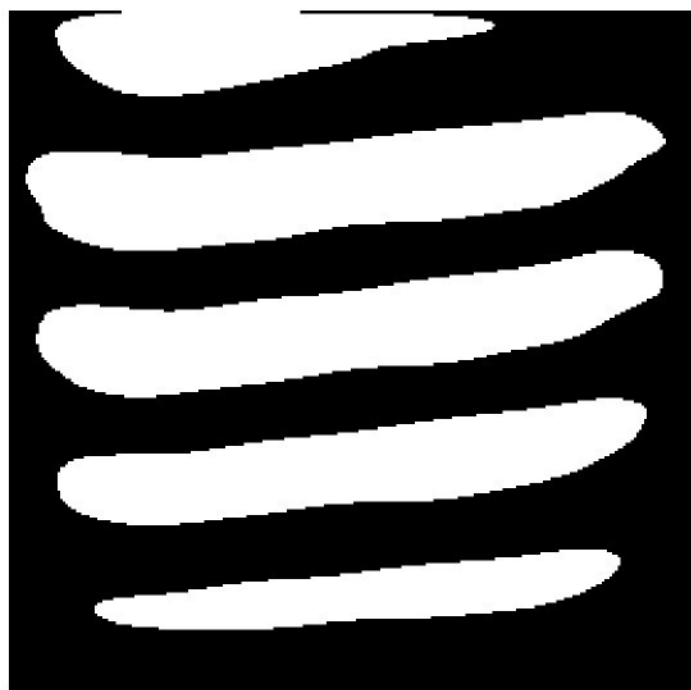


a)

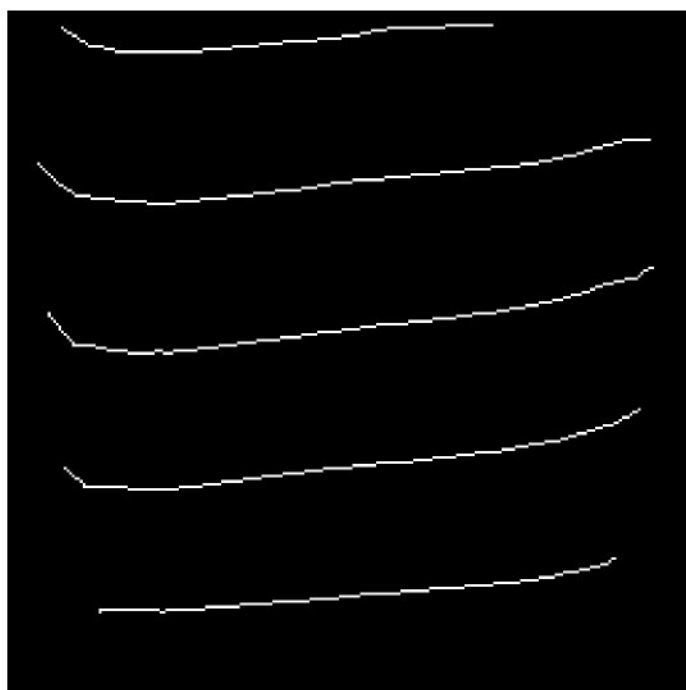


b)

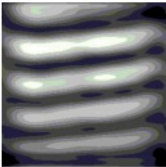


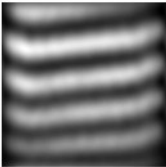


a)

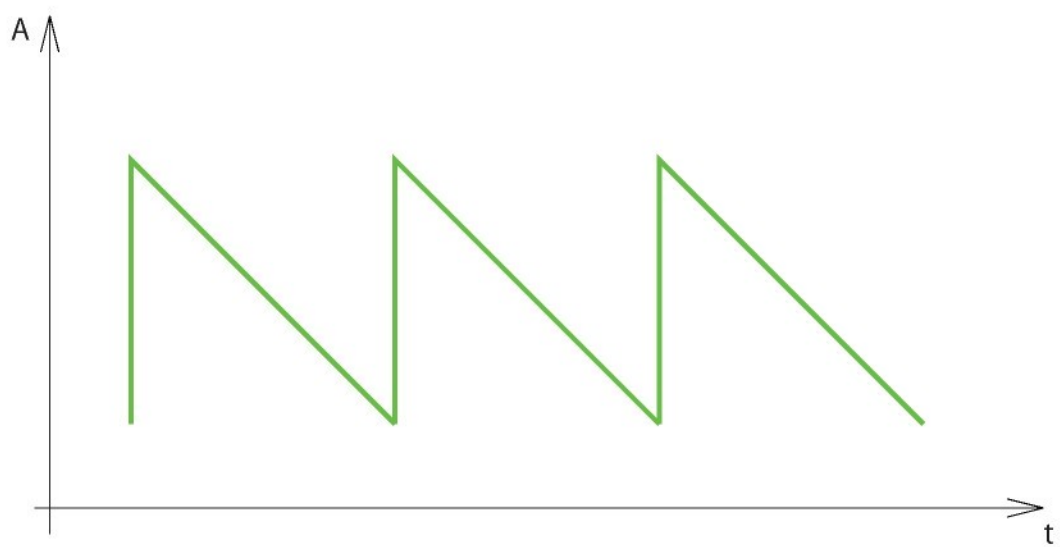


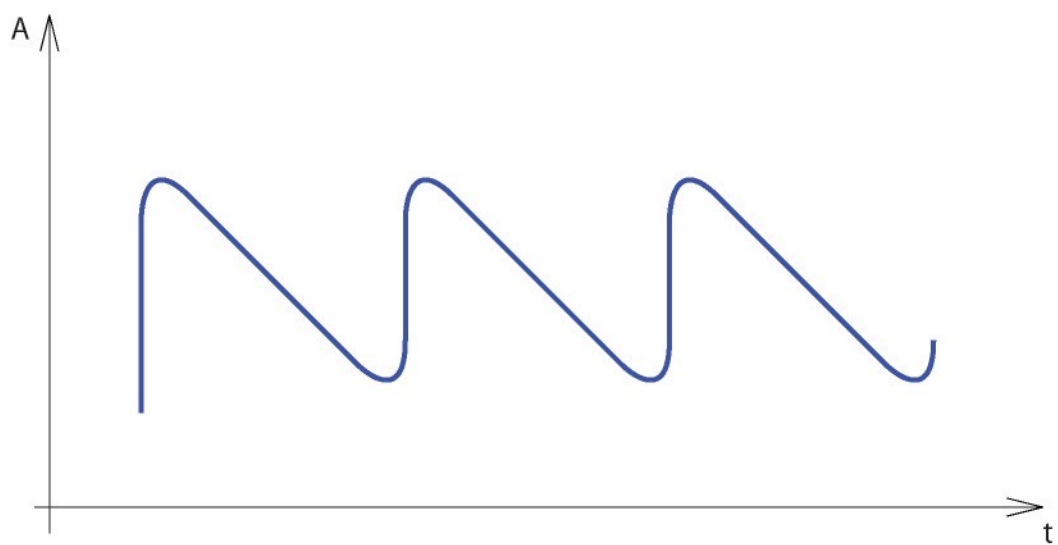
b)

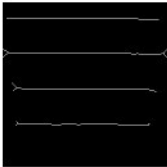


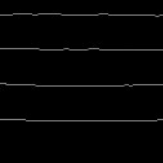


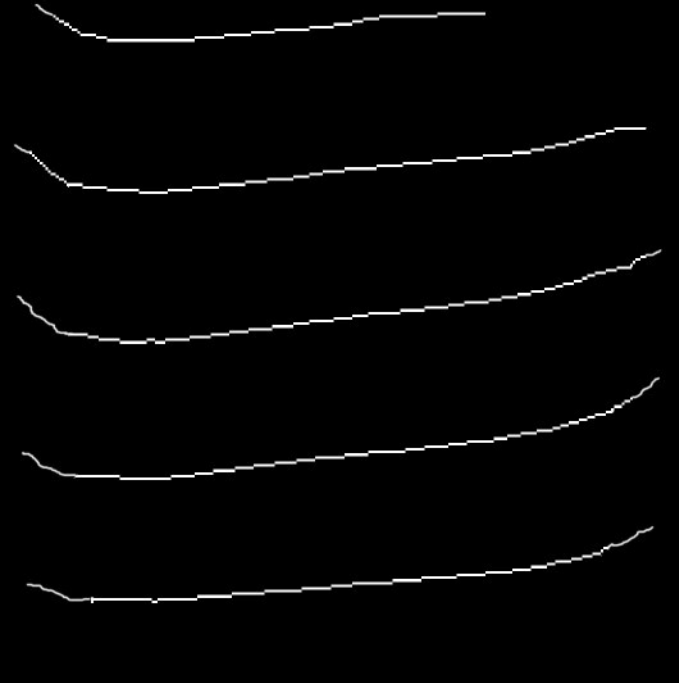


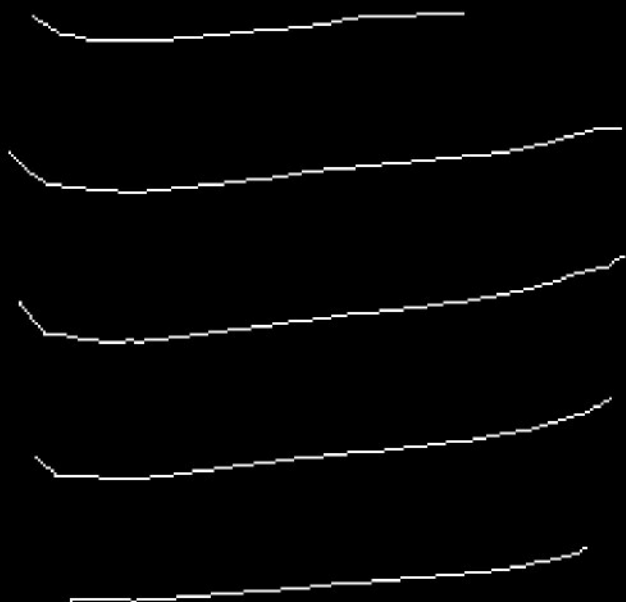




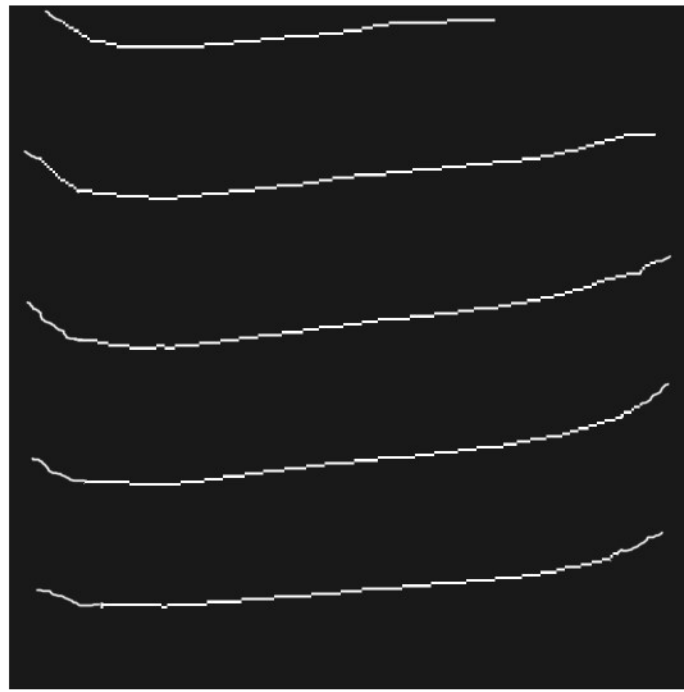


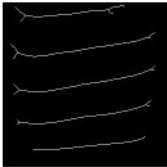


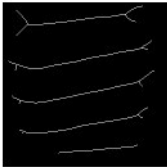


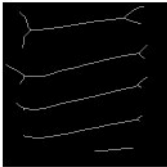


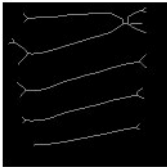


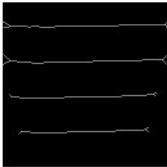


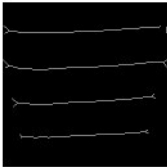


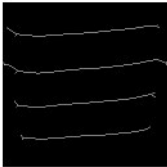


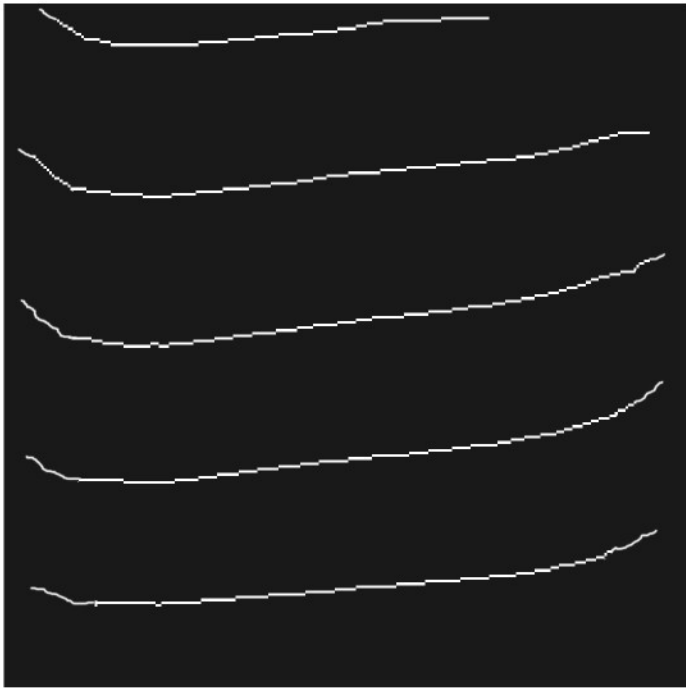




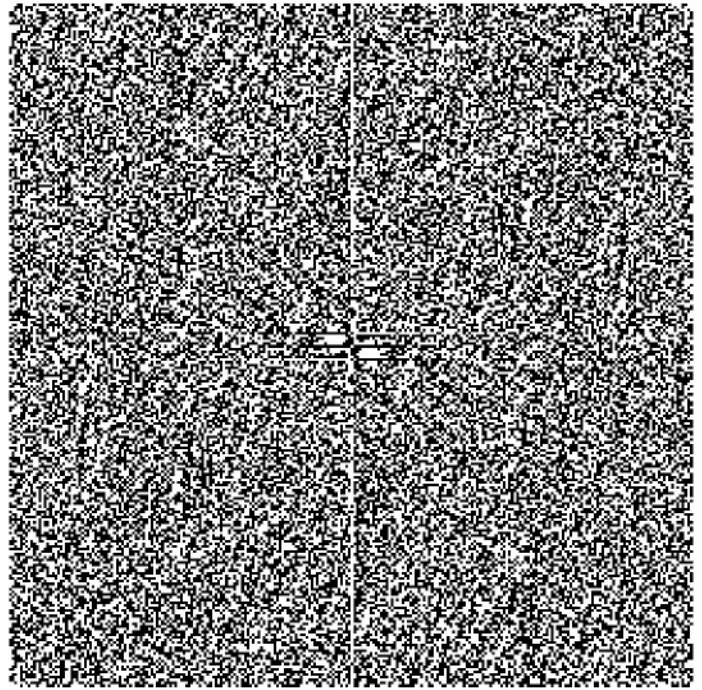








a)



b)

a)

b)

c)

d)

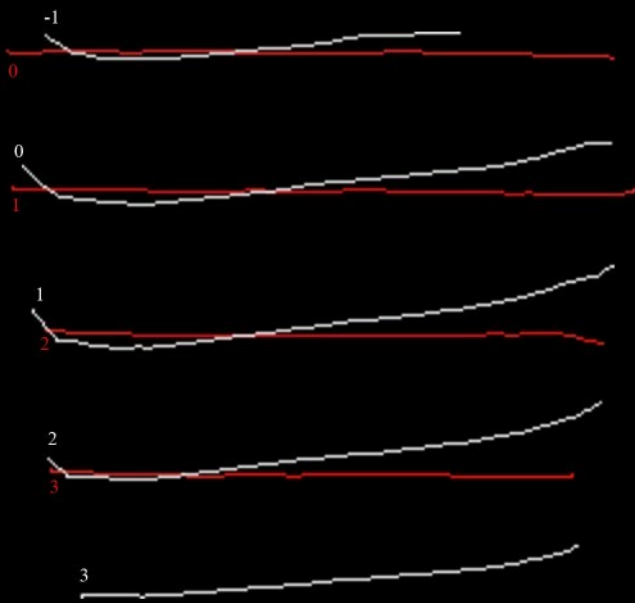
e)

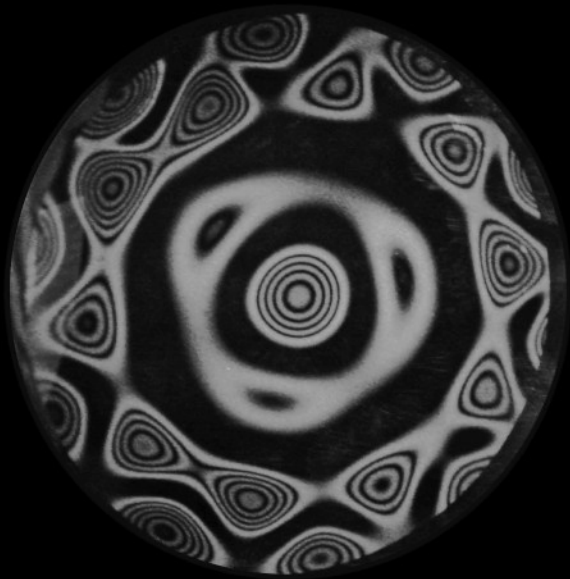
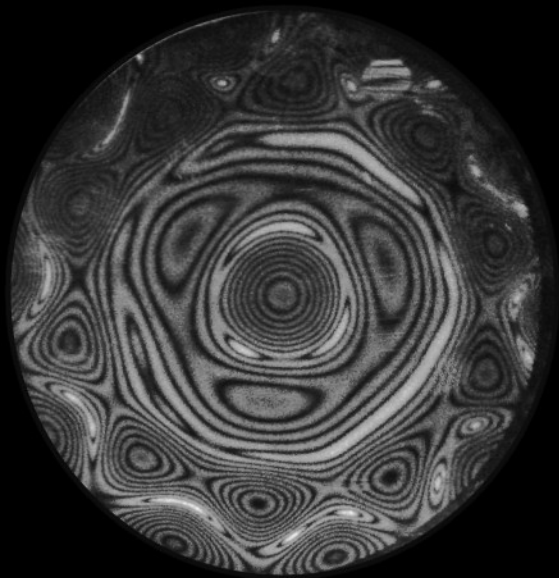
f)

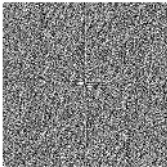
g)

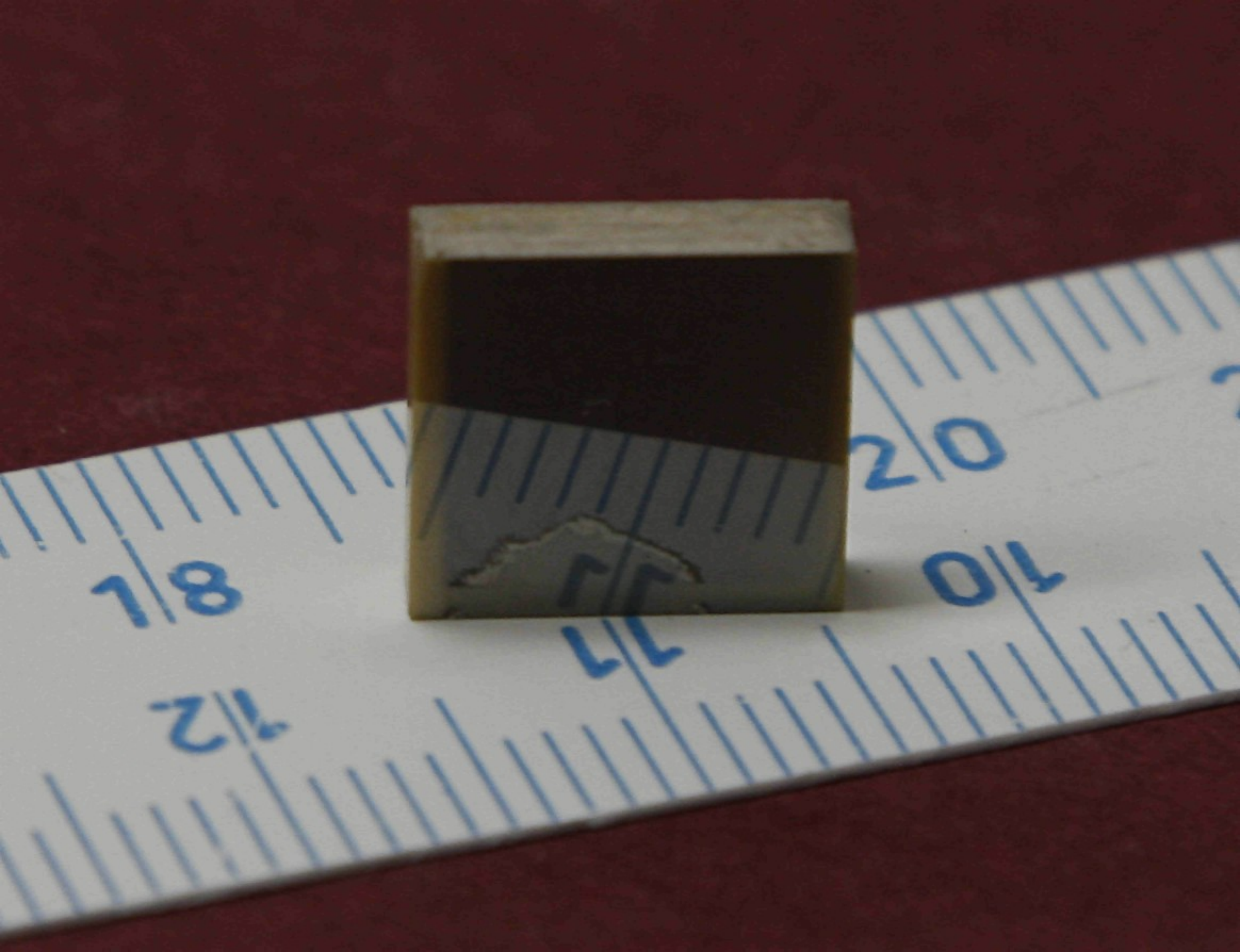
h)

i)









Porovnání vlastností holografických záznamových materiálů

Vlastnosti Materiál	citlivost	rozlišovací schopnost	reversi- bilita záznamu	teoretická mez difrakční účinnosti	spektrální citlivost	příprava, postup, zpracovatelský proces	poznámky
SHE (Silver Halide emulsions)	100 ÷ 500 $\mu\text{J} / \text{cm}^2$ nejvyšší známá citlivost	200 ÷ 5000 čar / mm vysoká	NE	6,25 % (amplitudové) 33,9 % (fázové tenké)	blízké IR ÷ blízké UV	skleněné desky s vrstvou citlivé emulze, filmy, mokřý proces zpracování, pro vyšší difr. účinnost bělení	nejrozšířenější a nejdostupnější materiál, velký výběr rozměrů desek i filmů
DCG (DiChromated Gelatin)	10 ÷ 100 mJ / cm^2 nízká	> 6000 čar / mm velmi vysoká	NE	100 %	350 ÷ 500 nm	desky s nanesenou citlivou vrstvou želatiny po expozici hydratace následovaná dehydratací v alkoholové lázni	nejvyšší diferenciální index lomu
FOTOREFRA KTIVNÍ KRYSTALY	1 ÷ 10 J / cm^2 velmi nízká	> 10000 čar / mm velmi vysoká	ANO	100 %	závisí na typu krystalu	přiložení vysokého napětí při expozici na správné roviny výbrusu (kV / cm) zápis a čtení bývá prováděno odlišnou vlnovou délkou světla	cena, velmi přesný výbrus krystalu, dostup- ný pouze v ma- lých velikostech
TERMOPLASTY	10 ÷ 100 $\mu\text{J} / \text{cm}^2$ vysoká	< 500 čar / mm nízká	ANO	100 %	široký rozsah spektrální senzibilace	desky s vrstvou termoplastu na vrstvě fotocitlivého polovodiče, nabití vrstvy koronárním výbojem před a po expozici opačnou pola- ritou.	vyvolávání takřka v reál- ném čase, holokamery
FOTOPOLYMERY	1 ÷ 100 mJ / cm^2 vysoká	> 8000 čar / mm velmi vysoká	NE	100 %	350 ÷ 900 nm	tekutý polymer stlačený mezi dvě skleněné desky, případně desky s vrstvou pevného polymeru, po ex- pozici osvit polychromatickým zdrojem světla, následuje fixace UV	k vyvolání je nu- tné polymer pouze osvitit, vyvolání rychle in situ.



Vlastnost je velmi příznivá pro použití v HI



Vlastnost výrazně omezuje použití materiálu pro HI