
TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Studijní program: B3942 – Nanotechnologie
Studijní obor: 394R002 – Nanomateriály

Měření asférických povrchů
Aspherical surface measurement

Bakalářská práce

Autor: **Jan Křížek**
Vedoucí práce: doc. RNDr. Miroslav Šulc, Ph.D.
Konzultant: Ing. Pavel Psota

V Liberci 15. 5. 2013

PROHLÁŠENÍ

Byl jsem seznámen s tím, že na mou bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé bakalářské práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li bakalářskou práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím bakalářské práce a konzultantem.

Datum:

Podpis:

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych touto cestou poděkoval doc. RNDr. Miroslavu Šulcovi, Ph.D. za odborné vedení a podnětné rady při realizaci práce. Především pak za jeho trpělivost a čas, který mi věnoval.

Dále Ing. Štěpánu Kuncovi, který mi pomáhal při sestavení experimentálního zařízení a za zapůjčené vybavení vedoucímu laboratoře optických metod Ing. Vítu Lédlovi, Ph.D.

Poděkování patří i Technické univerzitě Liberec za poskytnuté zázemí a centru TOPTEC za exkurzi a zapůjčený vzorek asférické čočky.

V neposlední řadě bych rád vyjádřil dík své rodině a přátelům, bez jejichž podpory by práci nebylo možné vytvořit.

ABSTRAKT

Práce se věnuje problematice měření optických ploch. Analyzuje možnosti a limity klasických metod pro měření asférických povrchů - profilometrie, metody geometrické optiky a interferometrie. Čtenáře seznamuje se současným stavem vývoje metrologických postupů v kontextu s nejmodernějšími přístroji na trhu. Dále je rozebrán potenciál moaré metody včetně teoretického výkladu projekční moaré topografie. V experimentální části je provedena diskuze získaných snímků v kontextu s teoretickými poznatky.

Klíčová slova: měření asférických ploch, optická metrologie, testování optických komponent, moaré , projekční moaré, heterodynní moaré

ABSTRACT

The thesis describes basics of optical surface testing. Limits and possibilities of conventional methods (profilometry, geometric optics method and interferometry) are discussed in consideration of measuring more general aspherical surfaces. The review of the known metrological principles is presented with respect to the state of the art technologies on current market. A new approach on the field of aspherical surface measurement using heterodyne moiré is analyzed. Experimental setup was made and the obtained results are discussed in the context of theoretical description.

Keywords: aspheric testing, optical metrology, optical Testing, moire patterns, projection moiré, heterodyne moire

OBSAH

Prohlášení.....	3
Poděkování.....	4
Abstrakt.....	5
Seznam obrázků.....	8
Seznam symbolů.....	10
Seznam zkratk.....	12
1 ÚVOD.....	13
2 VLASTNOSTI ASFÉRICKÝCH PLOCH.....	14
2.1 Anatomie asférické plochy	14
2.2 Výhody asférických čoček.....	17
2.2.1 Korekce sférické vady	17
2.2.2 Asféry v zobrazovacích soustavách.....	19
3 METODY POUŽÍVANÉ PRO CHARAKTERIZACI OPTICKÝCH PLOCH.....	20
3.1 Profilometrie.....	20
3.1.1 Souřadnicové měřicí stroje.....	20
3.1.2 Sférometr.....	21
3.1.3 Profilomtery s optickým senzorem.....	22
3.2 Metody geometrické optiky	22
3.2.1 Hartmanova zkouška.....	22
3.2.2 Shack-Hartmannova zkouška.....	23
3.2.3 Deflektometrie.....	24
4 INTERFEROMETRIE	25
4.1 Newtonův interferometr.....	27
4.1.1 Základní uspořádání	27
4.1.2 Vyhodnocení interferogramu.....	27
4.1.3 Newtonův interferometr pro měření asfér	29
4.2 Fizeau interferometr	29
4.2.1 Uspořádání.....	30
4.2.2 Fizeau interferometr pro měření zakřivených ploch	30
4.3 Twyman Greenův interferometr	32
4.4 Interferometrie pro měření asfér	33
4.4.1 Refrakční a reflexní kompenzátory.....	34
4.4.2 Holografické kompenzátory.....	34

4.4.3	Interferometrie v IR	35
4.4.4	Dvouvlnová Interferometrie.....	35
4.4.5	Sešívací interferometrie (Stitching interferometry)	36
5	MOARÉ	38
5.1	Popis moaré.....	38
5.1.1	Základní charakteristika mřížek.....	38
5.1.2	Rozložení intenzity.....	38
5.2	Moaré v metrologii	40
5.2.1	Klasické moaré metody pro měření asfér	41
5.2.2	Využití interferenčního obrazce jako projekční mříže.....	41
5.2.3	Výpočet vztahu pro intenzitní rozložení interferenčního pole modulované povrchem.....	45
5.2.4	Heterodynň moaré technika.....	47
5.2.5	Analýza diferenčního moaré členu	50
6	EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST	55
6.1	Použitá aparatura.....	55
6.1.1	Zdroj světla.....	55
6.1.2	Interferometr.....	55
6.1.3	Objektiv	58
6.1.4	Kamera a snímací senzor.....	60
6.2	Popis experimentu.....	61
6.2.1	Určení periody projekční mříže.....	62
6.2.2	Náklon moaré hladin	66
6.2.3	Citlivost metody.....	71
6.2.4	Snímání různých typů povrchů.....	73
6.3	Závěrečné zhodnocení experimentu.....	74
7	ZÁVĚR	75
8	POUŽITÁ LITERATURA	76

Dodatek 1	Technická dokumentace laseru <i>Red CrystaLaser® DL660-050-S</i>
Dodatek 2	Technická dokumentace objektivu <i>Canon EF-S 15-85mm f/3.5-5.6 IS USM</i>
Dodatek 3	Technická dokumentace kamery <i>IDS UI-1490LE-M-GL</i>
Dodatek 4	Technická dokumentace testované asférické čočky
CD-ROM	Snímky v původním rozlišení, elektronická verze bakalářské práce

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 2.1. Geometrické znázornění kuželoseček se základními vztahy [3].....	15
Obr. 2.2. Porovnání sférického a asférického profilu [2]	16
Obr. 2.3. Schéma rozhraní zobrazující bod A do A' [4]	16
Obr. 2.4. Sférická vada v sférické čočce v porovnání s ostrým zobrazením asférické čočky [2].....	18
Obr. 2.5. Porovnání zobrazovacích schopností sférických (vlevo) a asférických čoček (vpravo).[2]	18
Obr. 3.1. Sfěrometr [1]	21
Obr.3.2 Hartmanova clona a příklad stop pro zrcadlo vyrobené v Instituto Nacional de Astrofísica v mexiku [1]	23
Obr. 3.3. Shack-Hartmannův senzor.....	23
Obr. 4.1. Interference dvou koherentních vln a) Vlny jsou ve fázi b) mají rozdíl fází c) Vlny v protifázi.....	25
Obr. 4.2. Jednoduché uspořádání pro pozorování Newtonových proužků pro sledování rovin nebo sfér s velkým poloměrem křivosti[1]	27
Obr. 4.3. interferogram při kontaktu sféry s velkým poloměrem křivosti a rovinou. Maximální odchylka v tomto případě je 2λ (vidíme 4 černé kroužky).[1]	29
Obr. 4.4. Základní uspořádání Fizeau interferometru [1].....	30
Obr. 4.5. Fizeau interferometr pro testování convexních povrchů[1].....	31
Obr. 4.6. Uspořádání Twyman – green interferometru [1].....	32
Obr. 4.7. Interferogram pro silně asférickou plochu[1].....	33
Obr. 4.8. Hologram vytvořený počítačem [1].....	35
Obr. 4.9. Vznik syntetické vlnové délky	36
Obr. 4.10. Schematické znázornění způsobu rozdělení plochy na subplochy	36
Obr. 5.1. Intenzitní rozložení pro superpozici dvou lineárních mřížek	39
Obr. 5.2. Interference dvou koherentních polí	41
Obr. 5.3. Geometrická analýza šikmé projekce interferenčních pruhů – Pohled podél osy y	43
Obr. 5.4. Objekt osvětlený interferenčním polem z úhlu α a snímáný z úhlu β	45
Obr. 5.5. Analýza moaré vzniklé na CCD čipu[13].....	48
Obr. 5.6. Subsampling [14].....	49
Obr. 5.7. Vznik moaré hladin	51
Obr. 5.8. Ověření vztahu pro výpočet prvního členu	52
Obr. 5.9. Odvození topografické hloubky	54

Obr. 6.1. Uspořádání Twyman – green interferometru	56
Obr. 6.2. Porovnání snímku bez homogenizovaného svazku (vlevo) a s homogenizovaným svazkem (vpravo)	58
Obr. 6.3. Problém s hloukou ostrosti.....	59
Obr. 6.4. Změna ohniskové vzdálenosti objektivu	60
Obr. 6.5. Porovnání snímku při různém rozlišení. Vlevo Subsampling 4x (960x658). Vpravo Subsampling 2x (1920x1374).....	61
Obr. 6.6. Schéma sestavení experimentu.....	62
Obr. 6.7. Schéma pro určení úhlu dvou rovinných vln.....	63
Obr. 6.8. Určení mřížové peridoy interferenčního pole pro tři různé případy (snímky vlevo Subsampling 4x rozlišení 960x658, vpravo zvětšeny 400x).....	65
Obr. 6.9. Virtuální pokus – náklon moaré hladin.....	67
Obr. 6.10. Postupná změna hustoty interferenčního pole (Subsampling 4x rozlišení 960x658) ...	69
Obr. 6.11. Změna orientace moaré hladin při snímání asférické čočky	70
Obr. 6.12. Sledování úhlu pro moaré v snímacím režimu rozlišení 1920x1374.....	72
Obr. 6.13. Povrch vyleštěné čočky	73

SEZNAM SYMBOLŮ

A_i	koeficienty popisující asféry vyšších řádů
b	koeficient určující tvar rozložení prošlé intenzity fyzické mříže
C	zakřivení
d_0	vzorkovací perioda – velikost pixelu záznamového zařízení
d_x	vzorkovací perioda z úhlu β
E	Elektromagnetická vlna
f	mřížková frekvence
F	ohnisko
$f_s(x, y)$	obrazová funkce
g	mřížková perioda
g_0	perioda projekční mříže
g_x	perioda projekční mříže z úhlu α
g_s	perioda mříže modulované povrchem a snímané kamerou
G	perioda moaré
I	intenzita světla
i, j	komplexní jednotka
$\mathbf{k}_i$	vlnový vektor
K	Schwarzschildova konstanta
L	řád moaré
N	řád roviny projekční mříže
n	index lomu
$\mathbf{n}_i$	vektor vlnových normál
M	řád snímací mříže
OPL	označení paprsku
$p_i(x, y)$	intenzitní propustnost periodické mříže
P_m	rozdíl výšky moaré hladin na ose z
r	poloměr kulového tělesa
R	poloměr křivosti
$\vec{r}, \mathbf{r}$	Poziční vektor

s	vzdálenost bodu od počátku souřadnic
t	čas
U	Amplituda elektromagnetické vlny
x,y,z	označení souřadných os
α	úhel dopadu projekční mříže
β	úhel snímání
δ	počáteční fáze
ε	výstřednost
θ	označení úhlu mezi dvěma mřížemi, nebo rovinnými vlnami
λ	vlnová délka světla
λ_s	syntetická vlnová délka
φ	fázový posun
$\phi(x,y)$	funkce popisující tvar mřížek
$surf(x,y)$	funkce popisující povrch
$samp(x,y)$	vzorkovací funkce

SEZNAM ZKRATEK

3D	3 dimenzionální systém
CCD	Charge Coupled Device - typ záznamového čipu
CMM	Coordinate Measuring Machine - souřadnicové měřicí přístroje
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor - typ záznamového čipu
CO ₂	oxid uhličitý
IR	Infra Red – infračervená oblast elektromagnetického spektra
MTF	Multiple Transfer Function
MWLI	Multi-Wavelength Interferometry - vícevlňová interferometrie
Obr.	obrázek
TUL	Technická univerzita v Liberci
VON	Variable Optical Null - referenční plocha s proměnnou geometrií

1 Úvod

Asférické tvary pro optické čočky nabízejí lepší zobrazovací vlastnosti. Využívají se pro jejich schopnost zmenšit, nebo eliminovat vady, vznikající při průchodu světla běžnou sférickou čočkou. Pomocí takových čoček, je možné vyhnout se vadám, aniž bychom potřebovali složité optické soustavy o mnoha prvcích. Uplatnění pro svůj potenciál nachází všude, kde klasické sférické čočky: brýlová optika, teleskopy, objektivы fotoaparátů, osvětlovací soustavy a další. V posledních letech se optimalizuje technologie výroby těchto speciálních tvarů. Díky možnostem přesného, počítačem řízeného obrábění se otevírají nové možnosti a asféry hrají na trhu s optikou čím dál větší roli. Podrobnější popis asfér z obecného hlediska nalezneme v první kapitole.

Spolu s novými možnostmi výroby extrémně přesných povrchů, se vyskytuje problém topografické charakterizace, která je naprosto klíčová v procesu výroby i aplikace. Dříve se povrchy jen málo lišily od tvaru koule, maximální odchylky lehce převyšovaly hodnotu 200 μm . Využití klasických interferometrických metod se setkává s neúspěchem, při snaze zachytit odchylky, které dnes běžně dosahují hodnot přes 800 μm . Nedostatek účinného systému měření brání snižování výrobních nákladů. Jaké postupy volí moderní metrologie, bude obsahem druhé části práce.

Naší snahou je připravit novou metodu, která je schopná změřit velké odchylky a současně si zachovává dobrou citlivost. Vytyčený postup je pomocí projekční moaré topografie s využitím interferenčního pole a rastru záznamového čipu. Je provedena obecná analýza moaré s ohledem na námi zvolenou metodu. Je podán teoretický rozbor vzniku interferenčního pole a jeho intenzitní rozložení po dopadu na předmět a následná interakce s pixelovou mříží záznamového čipu.

Experimentální část se zabývá realizací metody a jejím potenciálem na poli metrologie optických povrchů. Jsou ověřeny teoretické předpoklady a diskutovány problémy jednotlivých částí experimentální sestavy – interferometru, objektivu a kamery. Snímky v původním rozlišení se nacházejí na přiloženém CD.

2 VLASTNOSTI ASFÉRICKÝCH PLOCH

Pro měření asférických ploch je vhodné se seznámit, s jejich matematickým popisem [1][2][4]. Dále je diskutován přínos asférických čoček pro zobrazení a zobrazovací soustavy [2].

2.1 ANATOMIE ASFÉRICKÉ PLOCHY

Ze sémantického pohledu může mít asféra jakýmkoliv povrch, který se liší od povrchu koule. V optické praxi věnujeme hlavní pozornost povrchům s rotační symetrií. Asférické čočky se obvykle popisují pomocí jejich profilu, zkoumáme velikost odchylky ve směru osy rotace z . Vztah (1) je obecnou rovnicí asféry vycházející z rovnice kuželosečky.

$$Z(s) = \frac{Cs^2}{1 + \sqrt{1 - (1 + K)C^2s^2}} + A_1s^4 + A_2s^6 + A_3s^8 + \dots \quad (1)$$

$s^2 = x^2 + y^2$... vzdálenost bodu od počátku souřadnic

$C = \frac{1}{R}$... zakřivení, R – poloměr křivosti

$K = -\epsilon^2$... Schwarzschildova konstanta charakteristická pro různé typy kuželoseček, ϵ je výstřednost

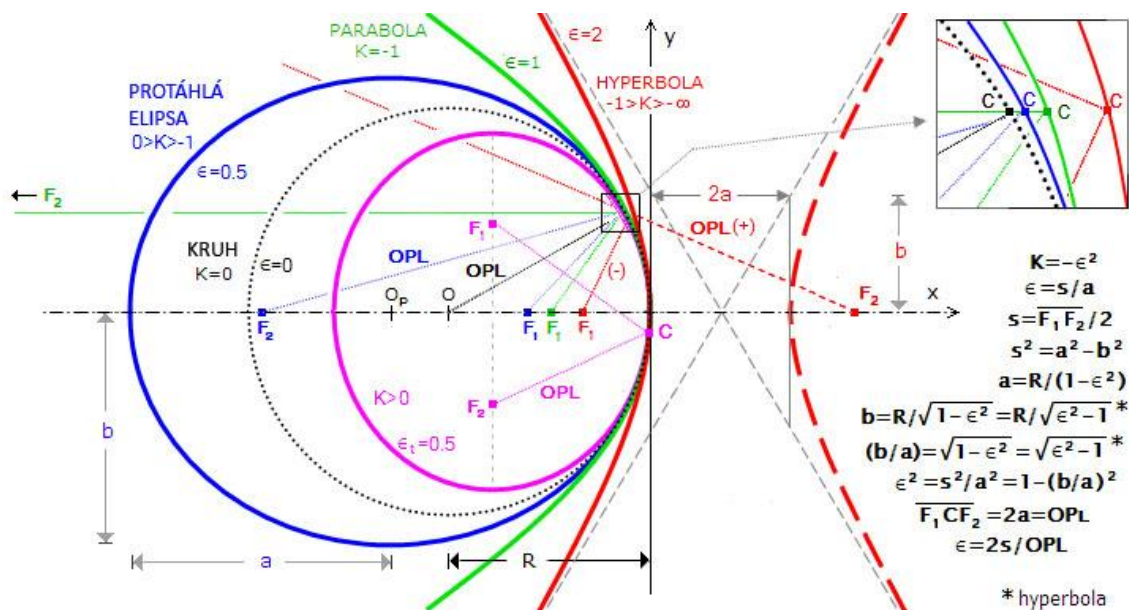
$A_1, A_2, A_3, \dots$ koeficienty popisující asféry vyšších řádů (umožňuje popis složitějších asfér)

Pokud jsou členy A_i nulové, kuželosečky mají tvar v závislosti na hodnotě K .

Tvary	Hodnota konstanty K
Hyperboloid	$K < -1$
Paraboloid	$K = -1$
Protáhlý sféroid nebo elipsoid	$-1 < K < 0$
Koule	$K = 0$
Zploštělí sféroid	$K > 0$

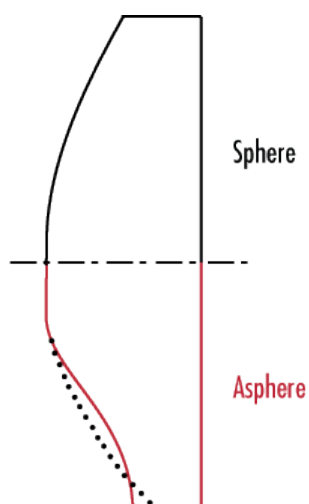
Tabulka 2.1. Tvary kuželoseček pro různé konstanty K

Na **Obr. 2.1.** vidíme geometrickou interpretaci kuželoseček, jejichž rotací kolem osy x vzniknou výše popsané útvary pro $A_1=0$. Nechtě jsou vnitřní stěny povrchů, vzniklých rotací kuželoseček dutá zrcadla. Paprsky (OPL), vycházející z ohniska F_2 , putují po odrazu do F_1 , druhého ohniska kuželosečky. Při zobrazování optickou soustavou používáme v paprskové optice tři významné paprsky. Zaměříme se na ten, který se šíří rovnoběžně s osou x – po odrazu od dutého zrcadla se podle principu geometrické optiky vydá směrem k ohnisku. Z obrázku plyne, že takový průběh je geometricky možný, pouze v případě paraboly – ta má ohnisko F_2 v nekonečnu. Pokud chceme vyrobit zrcadlo, které spojí všechny rovnoběžné svazky do jednoho bodu (astronomický dalekohled), nebo naopak paprsky z ohniska odrazí rovnoběžně (reflektor), musíme použít parabolický tvar. Takové závěry ukazují, že tvar odrazné plochy ovlivňuje směr, kterým se paprsky šíří a co víc, jsme schopni tento směr teoreticky odvodit.



Obr. 2.1. Geometrické znázornění kuželoseček se základními vztahy [3]

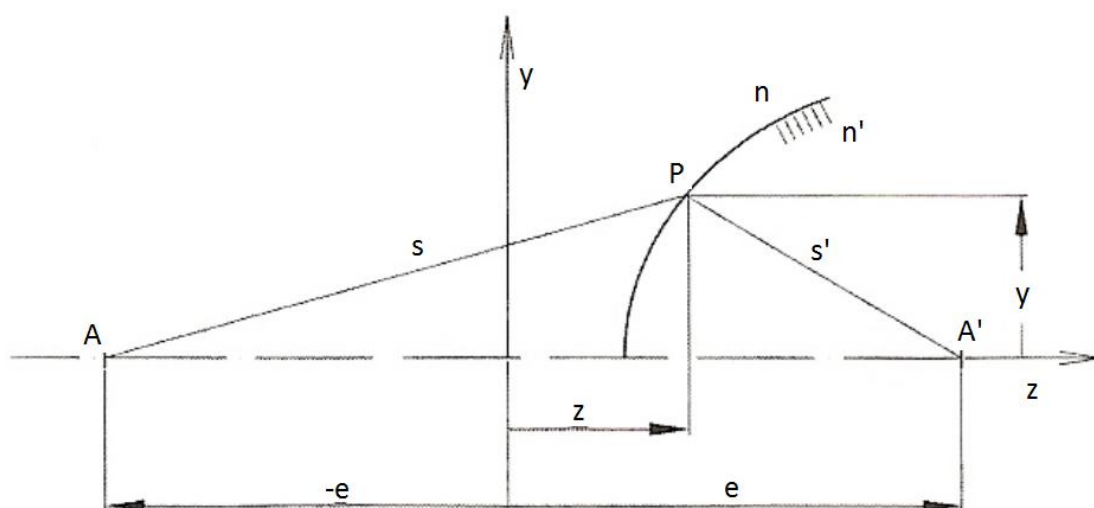
Hlavní geometrickou vlastností aférických čoček je závislost poloměru zakřivení na vzdálenosti od optické osy (na rozdíl od sférických). Právě atypický tvar vede k speciálním optickým vlastnostem těchto čoček.



Obr. 2.2. Porovnání sférického a asférického profilu [2]

Cílem zobrazovací soustavy je, aby se předmětový bod zobrazil ideálně do sdruženého obrazového bodu. Vhodnou rotační plochu teoreticky získáme pomocí Fermatova principu nejkratšího času.

Položíme si otázku, jaká musí být plocha, aby se bod A zobrazil pouze do bodu A' . Odpověď nalezneme v rovnici rozhraní mezi prostředím s indexem lomu n a n' z **Obr. 2.3.** [4]. K sestavení využijeme Fermatova principu nejkratšího času: světlo se šíří z jednoho bodu do druhého po dráze, kterou urazí za nejkratší čas.



Obr. 2.3. Schéma rozhraní zobrazující bod A do A' [4]

Optické dráhy musí splňovat podmínku:

$$sn + s'n' = konst. = 2a \quad (2)$$

Geometrické dráhy s a s' vyjádříme pomocí e , y a z .

$$n\sqrt{(z+e)^2 + y^2} + n'\sqrt{(e-z)^2 + y^2} = konst. = 2a \quad (3)$$

Upravíme:

$$16a^2n'^2[(e-z)^2 + y^2] = (4a^2 + n'^2[(e-z)^2 + y^2] - n^2[(z+e)^2 + y^2])^2 \quad (4)$$

Plocha s tímto popisem zobrazí bod na optické ose stigmaticky. Jedná se o takzvaný Cartesiův ovál. Tato plocha je unikátní tím, že jako jediná dokáže stigmaticky zobrazit bod, který se od ní nachází v konečné vzdálenosti. Za určitých podmínek degeneruje tato rovnice 4. stupně na rovnici 2. stupně – kuželosečku [4].

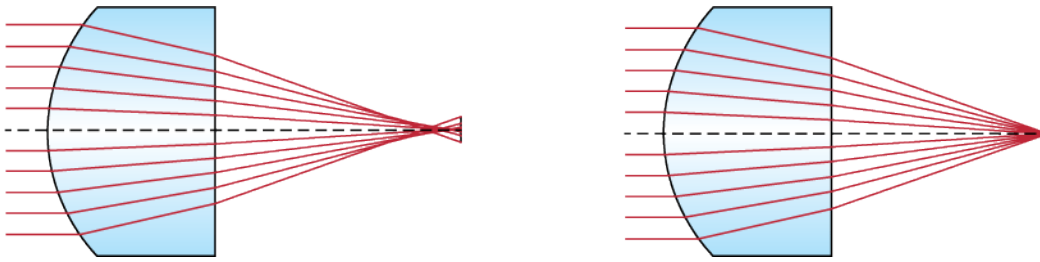
Matematický popis slouží pro komunikaci mezi návrhářem a výrobcem čoček. Návrhář pečlivě spočítá parametry podle vlastností, které vyžaduje. Matematický model představuje ideální tvar, ke kterému se při výrobě snažíme přiblížit.

2.2 VÝHODY ASFÉRICKÝCH ČOČEK

2.2.1 KOREKCE SFÉRICKÉ VADY

Mezi největší přínosy asférických čoček patří korekce sférické aberace [2]. Sférická vada se objevuje při snaze zaostřit nebo zacílit světlo pomocí sférické čočky. Tato vada nevzniká výrobní nepřesností (jsme schopni vyrábět velmi přesné sférické plochy), touto vadou trpí všechny sférické povrchy. Abychom se jí zbavili, musíme pro korekci sáhnout po nějakém nesférickém, asférickém povrchu. Z rovnice (1) nastavením konstanty K a asférických koeficientů A , může být tvar asférické čočky optimalizován k téměř úplnému zamezení aberace (ideální zobrazení má plocha popsaná rovnicí (4)).

Obr. 2.4. ukazuje výhodu takového zobrazení. U kulové čočky (vlevo) se paprsky zaostří do různých bodů, závisle na vzdálenosti od optické osy (to nazýváme kulovou vadou) - vytvoří rozmazaný obraz; asférická čočka nabízí zaostření do jediného bodu – ohniska, tím zajistí poměrně nerozmazaný obraz vyšší kvality.



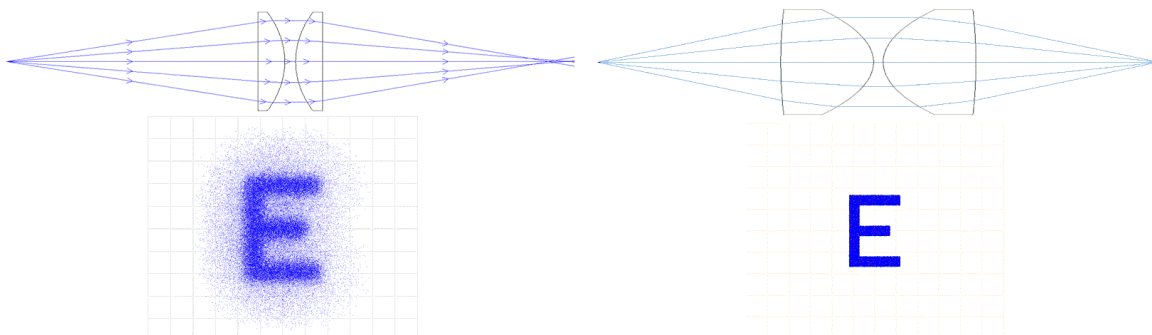
Obr. 2.4. Sférická vada v sférické čočce v porovnání s ostrým zobrazením asférické čočky [2]

Pro lepší představu, jak lze ovlivnit fokusační vlastnosti. V **Tabulka 2.2.** – uvedeme příklad dvou čoček s průměrem 25 mm a ohniskovou vzdáleností 25 mm. [2] Následující tabulka porovnává velikost, s jakou oba typy čoček zobrazí bod. Kolimovaný, monochromatický svazek světla o vlnové délce 587,6 nm., simuluje bod objektu umístěný na optické ose (0° úhel objektu) a mimo osu ($0,5^\circ$ a $1,0^\circ$ úhel objektu).

Úhel objektu ($^\circ$)	Velikost stopy u sféry (μm)	Velikost stopy u asféry (μm)
0.0	710.01	1.43
0.5	710.96	3.91
1.0	713.84	8.11

Tabulka 2.2. Porovnání obrazové velikosti bodu [2]

Velikost zobrazeného bodu určuje, kvalitu a ostrost obrazu.



Obr. 2.5. Porovnání zobrazovacích schopností sférických (vlevo) a asférických čoček (vpravo).[2]

2.2.2 ASFÉRY V ZOBRAZOVACÍCH SOUSTAVÁCH

Lepší zobrazovací vlastnosti umožňují optickým inženýrům navrhovat soustavy s menším počtem prvků při zachování stejné kvality obrazu [2]. Dobrým příkladem jsou soustavy používané pro Zoom (zvětšování obrazu např. mikroskopie, objektivy fotoaparátů, dalekohledy). V takových zařízeních se setkáváme se soustavami o deseti i více prvcích. Tyto složité systémy můžeme nahradit vhodnými asférami. To nejen nabízí rozměrově menší řešení, ale mnohdy i sníží celkové náklady na výrobu. Při větším počtu elementů jsou kladeny vyšší nároky na optické a mechanické vlastnosti celé soustavy, jsou zapotřebí doladovací mechanismy, musíme využívat efektivnější anti-reflexní vrstvy. Ve výsledku, i přes větší náklady na výrobu jednotlivé čočky, můžeme ušetřit.

3 METODY POUŽÍVANÉ PRO CHARAKTERIZACI OPTICKÝCH PLOCH

Známe několik metod výroby asférických čoček, žádná z nich se však nevyvaruje menším či větším nedokonalostem. Středem zájmu je popis odchylek od požadovaného tvaru a následné zhodnocení kvality vyrobeného kusu. Kontrolu kvality vyráběné plochy je nutné provádět i při samotném výrobním procesu, kde slouží jako zpětná vazba pro obráběcí stroje. Problém spočívá v komplexnosti tvarů, které musíme měřit. Obvyklé nároky na přesnost jsou řádově zlomky vlnové délky.

V této práci jsou metody rozdělené do třech základních skupin: profilometry, metody geometrické optiky a interferometry. Objevují se i přístroje kombinující uvedené přístupy (např. od firmy Optimax Systems Inc.)

3.1 PROFILOMETRIE

V principu jde o skenování povrchu elementu, kde z naměřených hodnot určíme tvar povrchu. Jejich výhodou je variabilitnost měřitelných povrchů. K nevýhodám patří časová náročnost, která je úměrná hustotě informace- čím přesněji chceme daný objekt změřit, tím déle nám to potrvá. Profilometrie navíc nenabízí takovou přesnost jako interferometry.

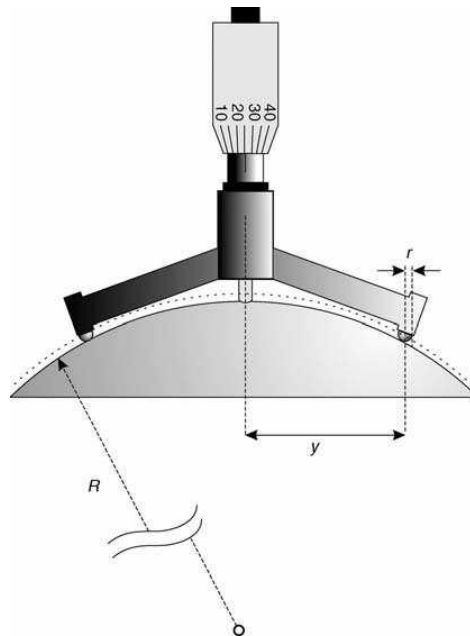
3.1.1 SOUŘADNICOVÉ MĚŘÍCÍ STROJE

Metodě věnujeme pouze pár řádků, protože se jedná o problematiku spíše pro strojní inženýry. Tyto stroje měří 3D geometrickou charakteristiku objektů (využívají se v široké škále oborů, ne jen pro optické plochy). Mohou být řízeny manuálně, nebo počítačem. Tvar se snímá pomocí sondy, která může být mechanická, optická, laserová, atd. Zařízení, která sbírá a zapisuje data do matematické podoby, nazýváme CMM (coordinate measuring machine). Ve svém portfoliu mají CMM stroje pro účely optického měření například firmy Taylor-Hobson, Mahr aj.

Z těchto přístrojů získáme požadované rozlišení pouze za cenu dlouhé měřicí doby. To obvykle nepřevyšuje hodnotu $\lambda/8$. Problém je začlenění měření CMM přímo do výrobního procesu.

3.1.2 SFÉROMETR

Jedná se o nejjednodušší zařízení pro měření poloměru křivosti [1]. Klasický sférometr se skládá ze čtyř nožek. Jedna z nich je vybavena otočným mikrometrem. **Obr. 3.1.**



Obr. 3.1. Sférometr [1]

Přístroj se nejdříve umístí na rovnou plochu, tím se seřídí všechny nožky do jedné roviny. Poté sférometr přeneseme na měřenou plochu, z rozdílu pozice centrální nožky určíme zakřivení. Při takové operaci může dojít k nežádoucímu poškrábání povrchu. Nabízené řešení je umístit na konce nožek kuličky (Aldisův sférometr). Potom můžeme určit poloměr zakřivení R :

$$R = \frac{z}{2} + \frac{y^2}{2z} \pm r \quad (5)$$

kde z je změřená výška prostřední nožky, r je poloměr kuliček. Plusové znaménko je pro konkávní povrchy, mínus pro konvexní.

Charakterizaci asfér komplikuje fakt, že poloměr křivosti není konstantní, tedy je u každé nožky jiný. Pro lepší výsledky se využívá speciální verze sférometru doplněného o skleněný kalibr, umístěný na centrální nožce, pomocí něhož můžeme pozorovat Newtonovi kroužky a tím získat lepší představu o tvaru měřené plochy. Přístroj je schopen podávat informaci s přesností desetin až setin milimetru. Takové sférometry vyrábí například firma Trioptics. [5]

Velkou nevýhodou je fakt, že se jedná o lokální řešení. Pro komplexní analýzu je potřeba změřit síť bodů a z nich následně vyhodnotit celkovou informaci.

Na druhou stranu, obsluha takového zařízení není složitá a nevyžaduje vysoce kvalifikovaný personál. Měřicí doba počítačem řízených profilometrů je pouze zlomek času, který zabere sestavení, odladění a měření interferometrem. Velkou výhodou profilometrů je možnost měřit difuzní povrchy, což z něj dělá užitečný nástroj pro charakterizaci ve výrobní fázi před leštěním, kdy je snadnější vady odstranit.

3.1.3 PROFILOMTERY S OPTICKÝM SENZOREM

Jako příklad si uvedeme profilometr LuphoScan firmy Luphos [6]. Klíčové vlastnosti tohoto přístroje jsou rychlost měření, možnost měřit objekty s odchylkou od referenční plochy více než 260 mm, flexibilita při měření neobvyklých tvarů (i plochy s inflexními body).

Použitý MWLI (Multi-wavelength interferometry) senzor skenuje v režimu konstantní výšky celý povrch. Sonda je umístěna na precizních osách. Měřený povrch rotuje a senzor ve spirálovitém pohybu oskenuje celý povrch.

LuphoScan dosahuje dobré přesnosti-okolo $\lambda/10$. Měřené elementy musí být rotačně symetrické, což pro některé čocky neplatí.

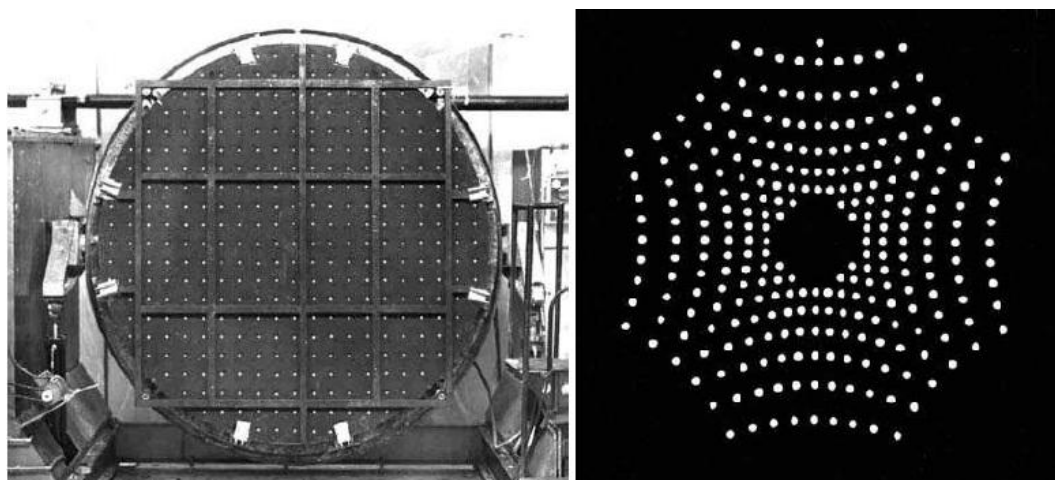
3.2 METODY GEOMETRICKÉ OPTIKY

Měření tohoto typu využívají principů geometrické optiky. Užitečné jsou pro svou jednoduchost a bezkontaktní způsob sběru dat. Díky tomu se vyvarujeme možnému poškození měřeného vzorku.

3.2.1 HARTMANOVA ZKOUŠKA

Základní myšlenkou je měření tvaru vlnoplochy vycházející z optické soustavy. Ten úzce souvisí s její geometrií. Měření je realizováno pomocí úzkých, rovnoběžných paprsků, které ve své nedeformované podobě vytvářejí na stínítku matici světelných bodů. V klasické konfiguraci je toho dosaženo pomocí stínítka s mnoha otvory osvětleného rovnoběžným světlem, které umístíme před testovaný element. Paprsky, po průchodu optickou soustavou, změni směr, který reprezentuje normálu k části deformované vlnoplochy. Body jsou zobrazeny na CCD čipu před a po průchodu

optickou soustavou. Rozdíl v jejich uspořádání nese informaci o tvaru vlnoplochy a současně o tvaru testovaného objektu.

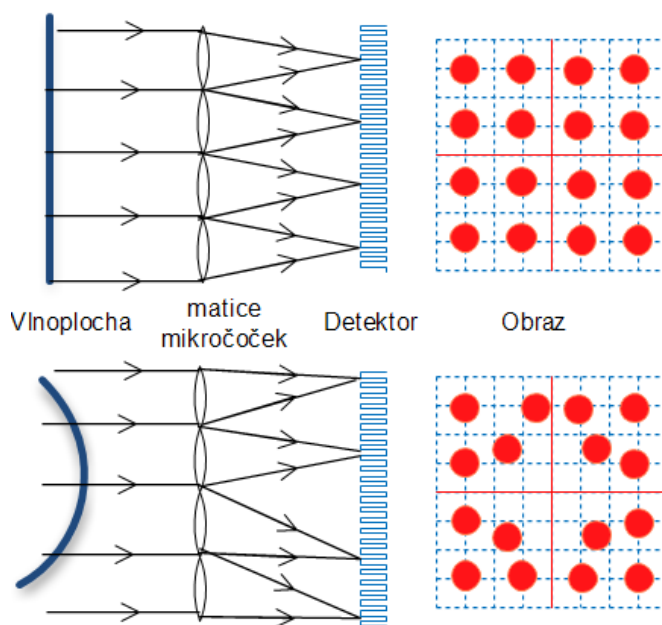


Obr. 3.2 Hartmanova clona a příklad stop pro zrcadlo vyrobené v Instituto Nacional de Astrofísica v Mexiku [1]

3.2.2 SHACK-HARTMANNOVA ZKOUŠKA

Je modifikací Hartmannovy zkoušky. Opět jde o vyhodnocení vystupující vlnoplochy. Oproti své předchůdkyni je mnohem přesnější a citlivější (v Hartmannově zkoušce se většina paprsků zarazí na stínítku, Shack-Hartmannova zkouška využívá celý svazek).

Měření probíhá pomocí tzv. Shack-Hartmannova senzoru **Obr. 3.3**.



Obr. 3.3. Shack-Hartmannův senzor

Senzor se skládá z matice mikročoček (okolo 20x20 až 200x200) a CCD čipu, který je umístěn v ohniskové vzdálenosti čoček. V obrazové rovině testované čočky se pomocí kolimátoru vytvoří rovnoběžný svazek paprsků. Při dopadu rovinné vlnoplochy se na senzoru objeví pravidelný bodový obrazec. Při zakřivení vlnoplochy se změní pozice bodu na stínítku.

Výpočet tvaru vlnoplochy se provádí přiřazením bodu na senzoru právě jedné mikročočce a změna pozice tohoto bodu vzhledem k situaci pro rovinnou plochu. Příliš velké zakřivení vstupní vlnoplochy může způsobit, že nejsme sto rozlišit, které čočky patří který bod. Rozlišení souvisí s velikostí čoček – metoda snímá průměrný gradient části vlnoplochy, která projde čočkou, menší odchylky se započítají, ale detaily se ztratí.

Moderní techniky nabízí dynamický rozsah až 1000 λ . Díky tomu můžeme měřit vlnoplochy s výraznými odchylkami. Výhoda je, že celý senzor je poměrně malý. Výroba čočkové matice a náročný vyhodnocovací software však zvyšují náklady této metody. Navíc nezískáme dobrou představu o povrchu mimo světelné body.

3.2.3 DEFLEKTOMETRIE

Tato bezdotyková metoda neměří přímo výšku profilu, ale získává informace pomocí odrazu paprsku od vzorku. Směr odrazu nese informaci o sklonu roviny v každém bodě. Z naměřeného sklonu lze pomocí matematického algoritmu získat výšku. Hlavice se senzorem postupně naskenuje bod po bodu celý vzorek a počítač vyhodnotí celkovou topografii.

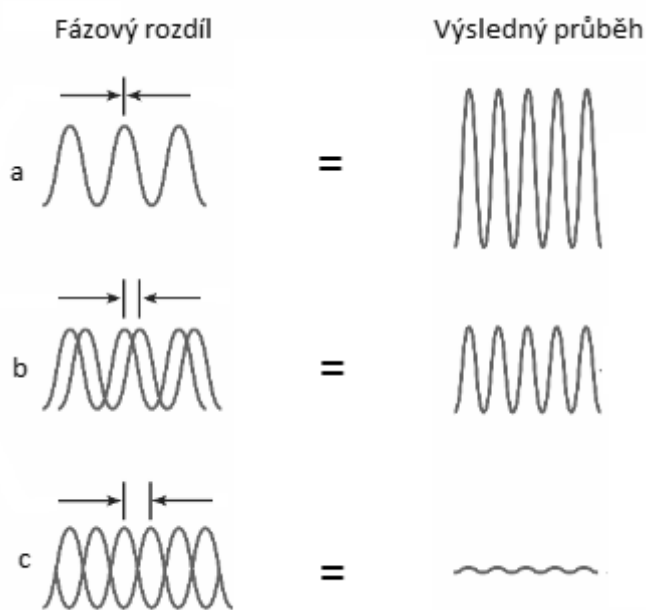
Metoda je schopná změřit i velké odchylky na rozdíl od většiny postupů. Je bezdotyková a nabízí rozlišení okolo 15 μm . Pro měření nepotřebujeme žádnou referenční plochu, což z ní dělá velmi komplexní metodu pro širokou škálu tvarů.

Optickou deflektometrii využívá např. firma Trioptic ve svém zařízení AspheroMaster® [5]

4 INTERFEROMETRIE

V této kapitole bude podán úvod do jevu zvaným interference. Tento jev je klíčový pro celou řadu metod měření tvaru čočky. Seznámíme se s nejpoužívanějšími uspořádáními pro charakterizaci běžných optických komponent a prodiskutujeme si jejich limity v případě měření asférických povrchů.

Interferometr využívá vlnové povahy světla. Interference je jev skládání dvou světelných vln. V závislosti na fázi dochází k zesilování, nebo zeslabování intenzity.



Obr. 4.1. Interference dvou koherentních vln a) Vlny jsou ve fázi b) malý rozdíl fází c) Vlny v protifázi

Uvažujme interferenci dvou monochromatických koherentních elektromagnetických polí s amplitudou U a fází φ .

$$E_1 = U_1 \exp(i\varphi_1) \quad \text{a} \quad E_2 = U_2 \exp(i\varphi_2) \quad (6)$$

Podle principu superpozice je intenzita pole v bodě r a čase t dána součtem dílčích intenzit.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_i \vec{E}_i(\vec{r}, t) \quad (7)$$

Výhodnější je uvažovat intenzity polí, je to veličina, kterou vnímáme okem jako světlo. Protože $I \sim E^2$ můžeme psát:

$$I(\mathbf{r}, t) = (\vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t))(\vec{E}_1^*(\vec{r}, t) + \vec{E}_2^*(\vec{r}, t)) \quad (8)$$

Výsledná intenzitní interferenční rovnice:

$$I(\mathbf{r}, t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (9)$$

Maxima intenzity (světlé proužky) se nachází v místech, pro jejichž fázový rozdíl platí podmínka:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2n\pi, n = 0, 1, 2, \dots$$

Obdobně pro minima intenzity (tmavé proužky):

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2n + 1)\pi, n = 0, 1, 2, \dots$$

Výsledek superpozice vln je takzvaný interferogram - obrazec, kde každý světelný pruh značí stejný fázový rozdíl (odchylka fáze referenčního paprsku a paprsku odraženého od testované roviny). Z fázové změny se určí rozdíl drah obou paprsků a ten nám dává informaci o odchylce povrchu.

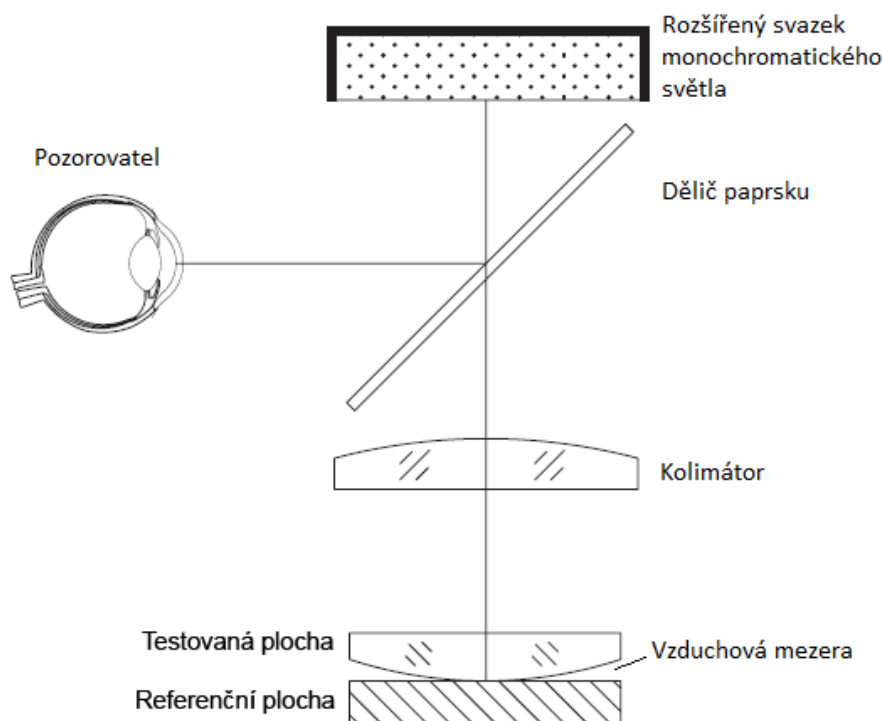
Většina interferometrů, pro testování optiky, pracuje s rozšířeným laserovým svazkem a v jednom okamžiku změří tvar celého povrchu. Vlnoplocha odražená od testovaného prvku interferuje s vlnoplochou odraženou od reference. Je tedy nezbytné mít přesné kalibry, zapojené do konstrukce interferometru.

Výsledkem měření pro dokonalou kulovou plochou, která je porovnávána s referenční vlnoplochou o stejném poloměru křivosti, je interferogram podobný tomu, který je prezentován na **Obr. 4.3**. Nedokonalost testované plochy se projeví v dislokaci interferenčních proužků. Deformace měřené vlnoplochy se odvodí z matematického popisu pro výskyt proužků. Odchylka v měřené vlnoploše se v interferogramu projeví změnou tvaru proužku, tedy z tloušťky proužku zjistíme, na jak velké vzdálenosti dojde ke změně jedné vlnové délky.

4.1 NEWTONŮV INTERFEROMETR

4.1.1 ZÁKLADNÍ USPOŘÁDÁNÍ

Za Newtonův interferometr považujeme uspořádání dvou sebe se dotýkajících povrchů, osvětlených monochromatickým zdrojem světla [1]. Pro testování optických ploch se využívá porovnání vzorku s referenční plochou. **Obr. 4.2.** představuje schematické uspořádání pro testování rovných povrchů. V případě sféry porovnáváme s povrchem (referenční sférou) opačného zakřivení, který co nejlépe pasuje na testovaný element. Interferogram pro rotačně symetrické plochy nazýváme Newtonovy kroužky.



Obr. 4.2. Jednoduché uspořádání pro pozorování Newtonových proužků pro sledování rovin nebo sfér s velkým poloměrem křivosti[1]

4.1.2 VYHODNOCENÍ INTERFEROGRAMU

Pozornost zaměříme na neuniformitu vzduchové mezery. Pro vznik tmavého pruhu je zapotřebí splnit určitou podmínku – negativní interference. V takovém případě se odražený paprsek od referenční plochy a paprsek odražený od plochy testované, potkají v protifázi (situace *c* na **Obr. 4.1.**). Použijeme monochromatické světlo vlnové délky λ . Pokud tloušťka mezery v daném bodě je x , rozdíl optických drah je $2x$. V jednom případě jde o vnitřní odraz (o rozhraní z opticky hustšího do řidšího), kdy nenastává

změna fáze odraženého paprsku. Při odrazu od referenční plochy se jedná o vnější odraz (rozhraní z opticky řidšího do hustšího), v této situaci dojde ke změně fáze o 180° .

Pro tmavé proužky musí platit podmínka:

$$2x = k\lambda \quad (10)$$

Kde k je celé číslo.

Pro světlé pruhy:

$$2x + \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (11)$$

Rozdíl velikosti mezery mezi dvěma proužky:

$$d = \frac{\lambda}{2} \quad (12)$$

Uvažujme nyní sférický povrch s poloměrem křivosti R a optickou rovinu ($R \rightarrow \infty$).

Z Euklidovy věty:

$$r^2 = x(2R - x)$$

Kde r je vzdálenost od osy rotace (poloměr kroužku); x je proti R zanedbatelné. Proto můžeme psát:

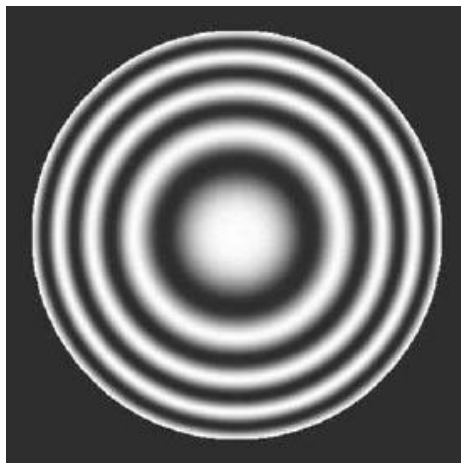
$$r^2 = 2Rx \quad (13)$$

Do rovnice (13) dosadíme z rovnice (10) a získáme podmínku pro výskyt tmavého kroužku.

$$r_n = \sqrt{kR\lambda} \quad (14)$$

Vzdálenost mezi dvěma proužky

$$r_{n+1} - r_n = \sqrt{R\lambda}(\sqrt{k+1} - \sqrt{k}) \quad (15)$$



Obr. 4.3. interferogram při kontaktu sféry s velkým poloměrem křivosti a rovinou. Maximální odchylka v tomto případě je 2λ (vidíme 4 černé kroužky).[1]

Odchylka v tloušťce vzduchové mezery x se projeví deformací interferogramu a změnou předpokládané vzdálenosti mezi proužky.

4.1.3 NEWTONŮV INTERFEROMETR PRO MĚŘENÍ ASFÉR

Malacara a Cornejo (1970) [7] využili Newtonovy proužky pro zkoumání asférických povrchů. Tato metoda je užitečná, pokud odchylka asféry od nejlépe pasující referenční sféry je maximálně několik vlnových délek ($10 - 20 \lambda$). Spočívá v porovnání sférické referenční plochy s asférou. Pozice interferenčních proužků se určuje pomocí mikroskopu. Pro získání nejlepší informace je nutné provést několik měření pro různé referenční plochy a výsledky spojit dohromady.

Přesnost testu závisí na přesnosti, s jakou jsme schopni změřit pozici proužku, ta je v klasickém uspořádání zhruba $\lambda/10$. Měření nezabere mnoho času a výpočet také není složitý. Problém je s charakterizací větších odchylek od referenční plochy, kdy se dostaneme za hranici rozlišitelnosti jednotlivých pruhů.

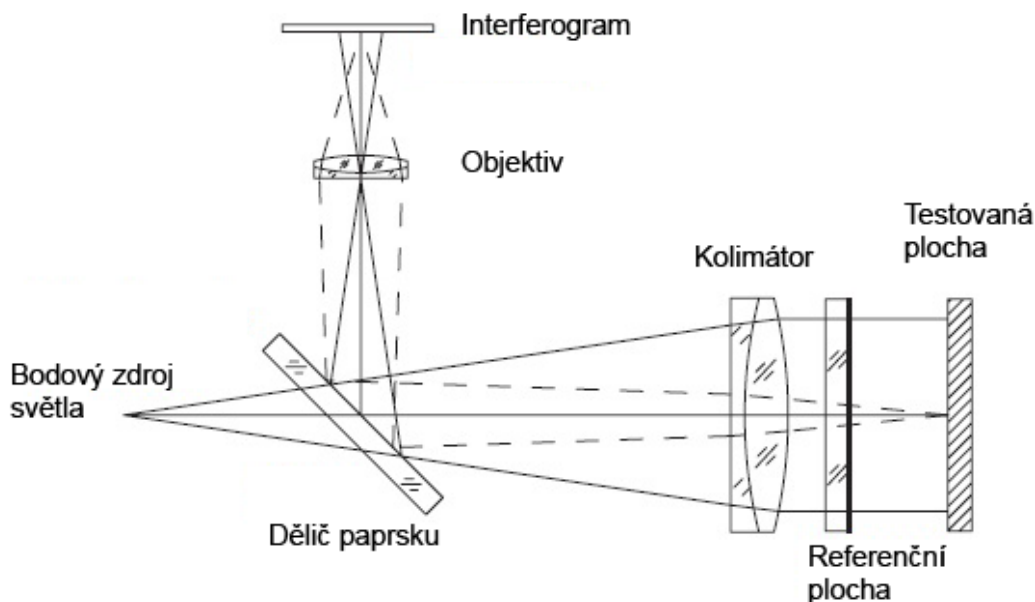
4.2 FIZEAU INTERFEROMETR

Fizeau interferometr je jeden z nejpoužívanějších nástrojů pro testování optických elementů. Principiálně se uspořádání neliší od Newtonova interferometru. Rozdíl je v tloušťce vzduchové mezery, která je mnohem větší. Získané interferogramy jsou podobné jako u Newtonova interferometru a pro vyhodnocení lze použít stejné

matematiky. S tloušťkou mezery rostou nároky na čistotu obou ploch, na kolimační optiku i na světelný zdroj.

4.2.1 USPOŘÁDÁNÍ

Obr. 4.4. znázorňuje základní uspořádání interferometru pro měření rovin. Pomocí malé dírky ve stínítku vytvoříme bodový zdroj. V tomto případě je jako kolimátor použita čočka (jiná varianta je s dutým zrcadlem), jejíž ohnisko leží v místě bodového zdroje. Spodní strana referenční plochy je vybavena antireflexní vrstvou, aby nedocházelo k interakci jejích paprsků s testovanou plochou. Pomocí děliče paprsku nasměrujeme interferogram do zobrazovací soustavy. Testovaná plocha zaujímá místo co nejbližší za referenční.



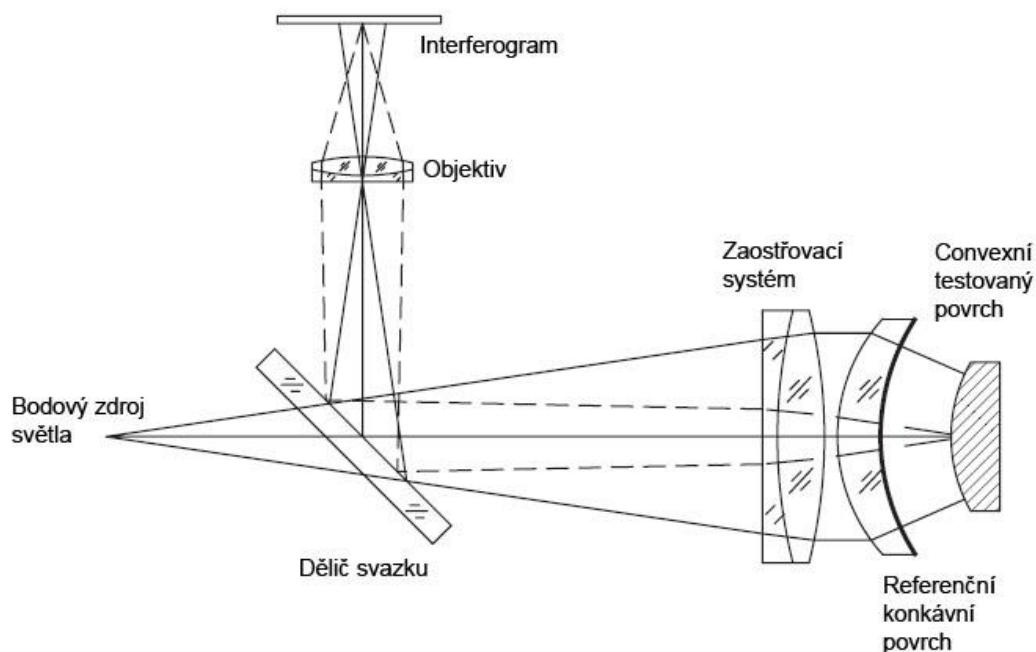
Obr. 4.4. Základní uspořádání Fizeau interferometru [1]

Světlo odražené od přední referenční plochy interferují s paprsky odraženými od testované plochy. Jakákoli odchylka od roviny se projeví na interferogramu.

4.2.2 FIZEAU INTERFEROMETR PRO MĚŘENÍ ZAKŘIVENÝCH PLOCH

Pro testování rovin jsme zvolili kolimované světlo (rovinnou vlnoplochu), pro charakterizaci zakřivených ploch využijeme světlo divergentní, nebo konvergentní [1]. U konvexních povrchů použijeme referenční plochu odvozenou od sféry s nejlépe odpovídající křivostí. Bodový zdroj je umístěn ve středu zakřivení referenční plochy.

Podobné uspořádání je pro testování konkávních povrchů, s tím rozdílem, že referenční plocha má opačné zakřivení (je konvexní) a dopadá na ní kolimovaný svazek světla.

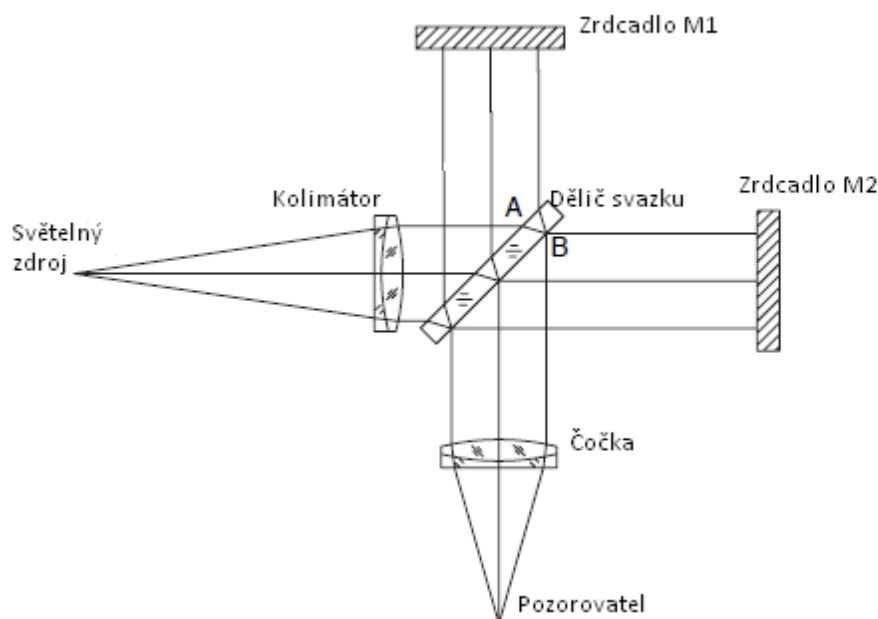


Obr. 4.5. Fizeau interferometr pro testování convexních povrchů[1]

Po odrazu od referenční plochy dojde, v závislosti na jejím tvaru, k deformaci vlnoplochy a ta, stejně jako v klasickém uspořádání, interferuje s vlnoplochou odraženou od testované roviny. Křivá referenční plocha pomáhá zmenšit vzduchovou mezeru a umožní měření „křivějších“ tvarů. V případě měření asfér se často setkáme se situací, kdy se měřená plocha od referenční liší příliš a hustota interferenčních proužků je tak velká, že nejsme schopni je od sebe rozlišit.

4.3 TWYMAN GREENŮV INTERFEROMETR

Twyman-Greenův interferometr je modifikace Michelsonova interferometru, používaná k testování optických komponent.



Obr. 4.6. Uspořádání Twyman – green interferometru [1]

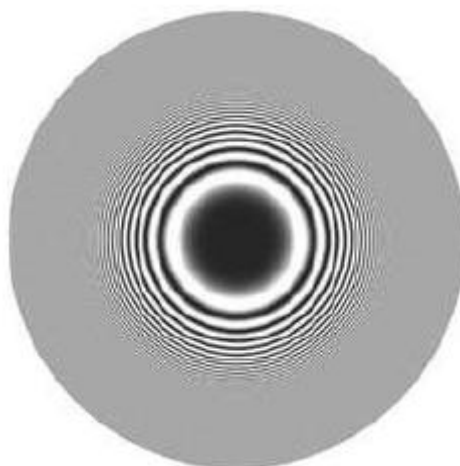
K popisu využijeme **Obr. 4.6**. V případě využití laserového zdroje je nutné svazek nejdříve rozšířit. Nejlépe pomocí spojné čočky s malou ohniskovou vzdáleností (objektiv mikroskopu) v jejímž ohnisku je malá dírka ve stínítku (*pinhole*), která vytvoří bodový zdroj a slouží jako prostorový filtr. Dále je použita další čočka – tzv. kolimátor, jehož ohnisko je také v místě dírky. Kolimátor kolimuje divergentní svazek a vystupuje rovinná vlna. Rovinná vlna dopadne na dělič svazku. Dělič svazku je na straně A vybaven antireflexní vrstvou, takže k odrazu dochází pouze na rozhraní B. Vlny pokračují každá ve své větvi, odrazí se od zrcadel M a vytvářejí interferenční pole v prostoru mezi děličem svazku a výstupní čočkou. Jednu z větví nazýváme *referenční* a druhou *testovací*. Do testovací větve vkládáme objekt, který chceme změřit. Podobně jako u Fizeau interferometru můžeme referenční rovinu zaměnit vhodnou plochou, která umožní měření komplexnějších tvarů. Na základě rozdílu optických drah v jednotlivých částech rovinné vlny vznikne interferogram.

4.4 INTERFEROMETRIE PRO MĚŘENÍ ASFÉR

Interferenční metody se používají především k závěrečné kontrole už vyleštěných optických prvků. Nejvážnější problémy, které řešíme při testování asférických prvků, jsou:

- Odražené světlo se musí vrátit zpět do interferometru.
- Musíme být schopni rozlišit jednotlivé interferenční proužky.
- Je nezbytné velmi přesně znát nastavení optického testu.

V současnosti je snaha zaznamenat interferenční obrazec do digitální podoby, odkud je možné informaci dále zpracovávat a vytvářet například 3D topografické mapy. Použitím klasických metod v metrologii asférických povrchů často dojde k případu, kdy hustota proužků překročí tuto podmínku a nelze jej jednoznačně vyhodnotit.



Obr. 4.7. Interferogram pro silně asférickou plochu[1]

Zpracování analogové informace je podmíněna tzv. Nyquistovým vzorkovacím kritériem. V našem případě se klade podmínka, že jednomu proužku musí připadat minimálně dva pixely záznamového zařízení. Dráhový rozdíl mezi dvěma sousedními proužky odpovídá fázovému rozdílu 2π . Podle podmínky uvedené výše nesmí překročit fázový rozdíl mezi dvěma pixely hodnotu π . Tento limitní případ odpovídá dráhovému rozdílu o hodnotě $\frac{\lambda}{2}$, pro odchylku to znamená, že mezi dvěma sousedními body nesmí převyšovat $\frac{\lambda}{4}$. Při použití běžných laserových zdrojů se pohybujeme v hodnotách okolo 150 nm.

Z uvedeného plyne, že je nutné zvolit takovou referenční plochu, která bude kompenzovat strmou změnu odchylky (podobně jako u 4.2.2.). Plocha musí zajistit zmenšení vzduchové mezery, aby hustota proužků nepřekročila mez rozlišitelnosti. Metoda se nazývá *null test* [1].

Kompenzaci realizujeme třemi různými metodami: refrakční (čočky), reflexní (zrcadla), a difrakční (holograficky).

4.4.1 REFRAKČNÍ A REFLEXNÍ KOMPENZÁTORY

Nejsnazší cestou je využít čočku, nebo zrcadlo, které upraví tvar referenční vlnoplochy. Nejjednodušší variantou je tzv. *Dall compensator* - umístění konvergující čočky mezi zdroj světla a testovanou plochu. Pro účinnější korekci je použita soustava dvou čoček, takový systém se nazývá *Offner compensator*. Obě čočky vyžadují velmi precizní konstrukční parametry a musí být perfektně seřizeny.

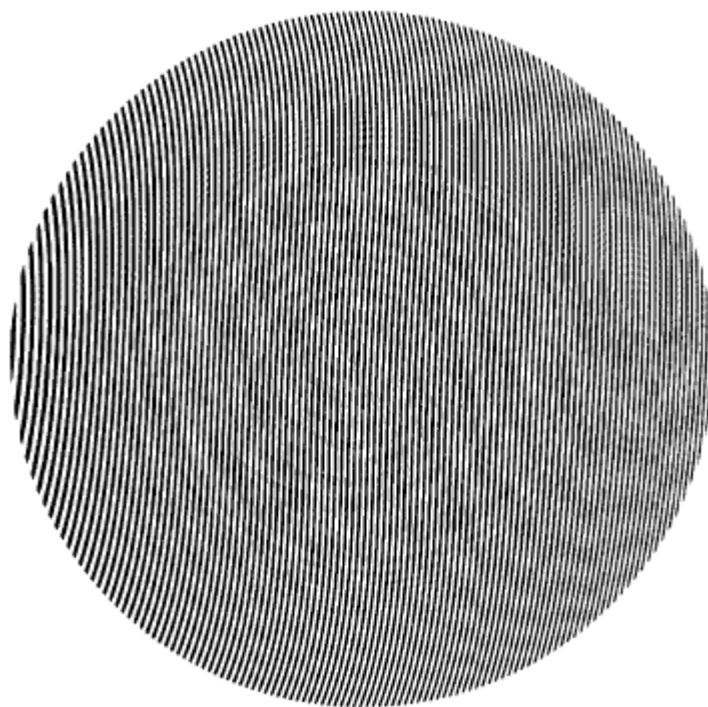
Kompenzátory tohoto typu nejsou dostatečně flexibilní. Největší využití nacházejí při charakterizaci parabolických a hyperbolických ploch s relativně malým zakřivením. Více informací v [8].

4.4.2 HOLOGRAFICKÉ KOMPENZÁTORY

Další cestou, jak vytvořit vhodnou referenční vlnoplochu je difrakční holografie. Hologram je v podstatě analogie difrakční mřížky, která může změnit fázi a tvar procházející vlnoplochy. Lze vytvořit speciální hologram, který bude deformovat vlnoplochu do tvaru vhodného pro účely testování asfér.

Hologram může být vytvořen ze záznamu interferenčního obrazce mezi vlnoplohou testovaného objektu a referenční vlnou. Záznam se provádí na fotocitlivé záznamové materiály, nebo na CCD, CMOS čipy. Oba případy kladou vysoký požadavek na záznamové rozlišení. Rekonstrukce celé objektové vlnoplochy může být provedena z jakékoli části hologramu. Nabíledni je nezbytnost mít k dispozici plochu stejného tvaru pro vytvoření hologramu, což není vždy snadno splnitelná podmínka.

Výhodnější přístup je simulace hologramu počítačem (*computer generated hologram*).



Obr. 4.8. Hologram vytvořený počítačem [1]

Sofistikovanými výpočty získáme obrazec podobný **Obr. 4.8.** Několik uspořádání, s využitím hologramu jako kompenzátoru, najdeme v [1].

Proces přípravy takového testu je velmi složitý, zabere mnoho času a úsilí. Kromě náročného vývoje holografického obrazce se potýkáme s problémem reprodukce na holografický substrát, vyžadující speciální tiskařské techniky. Celková cena takového procesu je vysoká. Přes mnohé nevýhody se však jedná o metodu, kterou změříme prakticky jakýkoliv tvar, pro který vytvoříme referenční hologram.

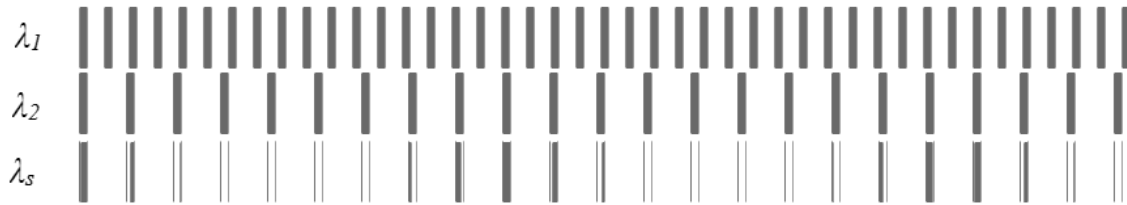
4.4.3 INTERFEROMETRIE V IR

Jednoduchým principem jak snížit hustotu proužků je využít světlo s větší vlnovou délkou – v infračervené oblasti. Pro tyto účely se nejčastěji používá laser s aktivním prostředím CO_2 ($\lambda=10,6 \mu\text{m}$). Pro tuto vlnovou délku má i hrubší povrch zrcadlovou kvalitu. [1]

4.4.4 DVOUVLNOVÁ INTERFEROMETRIE

Opět jde v principu o prodloužení vlnové délky, tentokrát pomocí zdrojů dvou vlnových délek λ_1 a λ_2 . Tyto vlny nesplňují monochromatickou podmínku interference. Vytvoří

spolu novou, delší tzv. syntetickou vlnu s vlnovou délkou λ_s . Dochází vlastně k vlnovým rázům mezi podobnými vlnovými délkami.



Obr. 4.9. Vznik syntetické vlnové délky

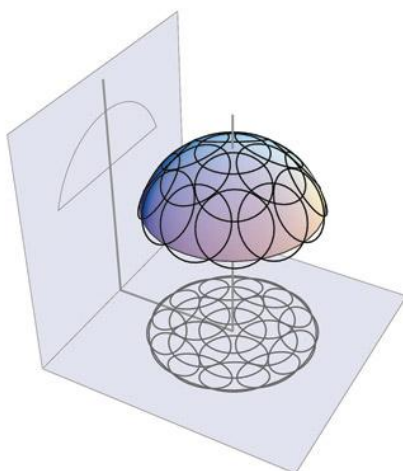
Obr. 4.9. schematicky znázorňuje vznik syntetické vlnové délky λ_s překrytím dvou podobných délek. Matematický vztah pro nově vzniklou vlnu ukazuje rovnice (16).

$$\lambda_s = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} \quad (16)$$

Největší změřitelná odchylka závisí na velikosti syntetické vlnové délky a citlivost je limitována kratší vlnovou délkou.

4.4.5 SEŠÍVACÍ INTERFEROMETRIE (STITCHING INTERFEROMETRY)

V situaci kdy je testovaná vlnoplocha příliš asférická a nejsme schopni splnit podmínku rozlišitelnosti, se nabízí metoda rozdělit objekt na menší části, u kterých dodržíme Nyquistovu podmínku. Ty zvlášť změřit a výsledný tvar zrekonstruovat z jednotlivých výsledků.



Obr. 4.10. Schematické znázornění způsobu rozdělení plochy na subplochy[9]

QED Technologies využili této technologie pro sestavení přístroje SSI-A [9]. Dojde k rozdělení na mnoho kruhových, vzájemně se překrývajících subapertur, které splňují vzorkovací kritérium **Obr. 4.10**. Jednotlivé části se proměří interferometrem typu Fizeau (kapitola 4.2.) Testovaný element se umístí na stojan s možností pohybu v několika osách, tím zajistíme správnou pozici v prostoru. Přesnost je úzce spjata s počtem proměřených subapertur, s tímto parametrem nutně souvisí i doba měření - lze konstatovat, že přesnost měření závisí na čase, který jsme ochotni měření obětovat. Lze dosáhnout přesnosti až $\lambda/100$ Maximální měřitelná odchylka od sféry se pohybuje okolo 200λ .

Novinkou od firmy QED je přístroj s označením ASI. Rozdíl od SSI-A je v použití technologie VON (Variable Optical Null) – referenční plocha s proměnnou geometrií. Pro každou subaperturu se zvolí nejlépe vyhovující tvar. Díky tomu lze změřit povrchy s asfericitou přesahující 1000λ .

Řešení pomocí *stitching* interferometrie zpravidla vyžaduje velmi sofistikované zařízení z konstrukčního i softwarového hlediska. Výsledkem je poměrně robustní a drahé zařízení.

5 MOARÉ

Moaré je název pro obrazec vzniklý superpozicí dvou periodických obrazců **Obr. 5.1.** S moaré efektem se setkáváme každý den – překryv plotů, pruhovaný oděv v televizi, překrývající se průsvitné textilie atd. Moaré pruhy charakterizují rozdíly mezi mřížkami. První praktické využití představil v roce 1874 Lord Rayleigh, který využil moaré k porovnání referenční a testované mřížky.

Moaré se ukázalo být skvělým pomocníkem při určování tvaru objektů. Nenabízí přesnost jako interferometrie, naproti tomu jsme schopni změřit daleko větší odchylky. Toho se pokusíme využít při návrhu nové metody charakterizace asférických čoček.

5.1 POPIS MOARÉ

5.1.1 ZÁKLADNÍ CHARAKTERISTIKA MŘÍŽEK

Výskyt a kontrast moaré je podmíněn vlastnostmi mřížek. Skvěle viditelný efekt nastane po splnění následujících podmínek [10]:

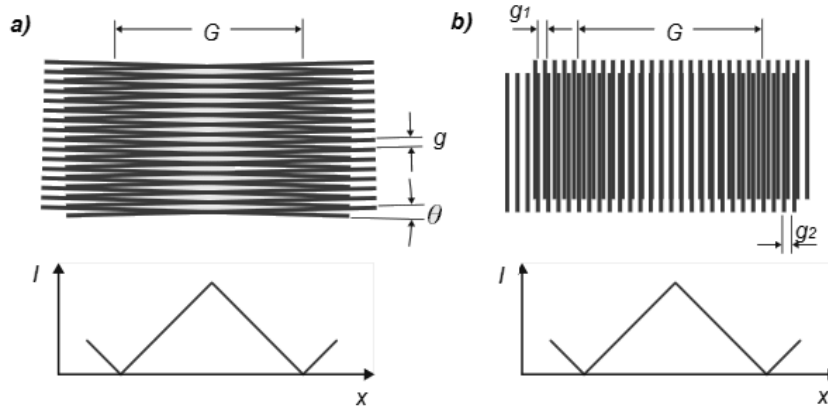
- Šířka mezer a tmavých pruhů mříže jsou stejné.
- Obě mřížky jsou dobře definovatelné.
- Úhel překrytí není příliš velký (3° nebo méně).
- Periodicita obou mřížek se příliš neliší (cca 1,05:1)

K vyhodnocení obrazce vždy nemusíme dodržet výše uvedené, kvalitu lze dohnat využitím počítačových filtrů pro zpracování obrazu.

Základní charakteristikou mřížky je její perioda, která určuje vzdálenost dvou sousedních korespondujících bodů. Nejvýhodnější bude uvažovat rozteč dvou vrypů g . Reciproká hodnota periody je frekvence f neboli počet vrypů na jednotku délky. Stejně veličiny definujeme i pro moaré obrazec, pouze změníme označení $f \rightarrow F, g \rightarrow G$.

5.1.2 ROZLOŽENÍ INTENZITY

Pozorovatel vidí moaré pruhy jako periodickou funkci intenzity světla. Zhruba lze konstatovat, že pozorovatel vidí průměr světelné energie, která projde v daném bodě.



Obr. 5.1. Intenzitní rozložení pro superpozici dvou lineárních mřížek

Nejjednodušším případem superpozice dvou periodických mřížek [10] je znázorněn na **Obr. 5.1**. Natočením jedné z mřížek se stejnou periodou g o úhel θ získáme *a*). K situaci *b*) dojde při změně rozteče mezi vrypy $g_1 \neq g_2$. V obou případech světlo, které projde první mřížkou (v místech vrypu), překáží ještě druhá mřížka. Na místě tmavých pruhů se setkává struktura první mříže s mezerou druhé – žádné světlo neprochází a výsledná intenzita I je 0. Naopak maximum světla projde v místě, kde se setkají dvě mezery. Nově vzniklý obrazec má několikrát větší rozteč G , než původní mřížky. Díky tomu lze rozlišit moaré obrazec, i když nejsme schopni rozlišit původní mřížky.

V praxi většinou řešíme jinou situaci, a sice případ kdy nejméně jedna z mříží není složena z přímk, ale obecných křivek. Výsledné moaré nebude vypadat jako rovné ekvidistantní pruhy. Následující analýza ukazuje, jak vypočítat moaré obrazec pro obecné mřížky [1]. Nechť funkce propustnosti intenzity pro dvě mřížky $p_1(x, y)$ a $p_2(x, y)$ jsou popsány rovnicemi:

$$\begin{aligned} p_1(x, y) &= a_1 + \sum_{n=1}^{\infty} b_{1n} \cos[k\phi_1(x, y)] \\ p_2(x, y) &= a_2 + \sum_{m=1}^{\infty} b_{2m} \cos[l\phi_2(x, y)] \end{aligned} \tag{17}$$

Kde $\phi(x, y)$ je funkce popisující základní tvar původních mřížek. Koeficienty b určují tvar rozložení prošlé intenzity (čtvercový, trojúhelníkový, sinusový). Superpozicí získáme výslednou funkci intenzity.

$$p_1(x, y)p_2(x, y) = a_1a_2 + a_1 \sum_{m=1}^{\infty} b_{2m} \cos[k\phi_2(x, y)] + a_2 \sum_{n=1}^{\infty} b_{1n} \cos[l\phi_1(x, y)] + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} b_{2m}b_{1n} \cos[k\phi_2(x, y)] \cos[l\phi_1(x, y)] \quad (18)$$

První tři členy rovnice ukazují průchod intenzity pro jednotlivé mřížky odděleně. Nás zajímá poslední člen, vyjadřuje vztah pro superpozici obou mřížek – tedy popis vzniklého moaré obrazce.

5.2 MOARÉ V METROLOGII

Vlivem tvaru zkoumaného povrchu dojde (různými metodami popsanými níže) k deformaci mřížky, kterou následně porovnáme s původní, nebo jinou přesně definovanou mříží. [8]

Promítnutím na nerovinný povrch získáme deformovaný obraz v závislosti na zakřivení objektu. Porovnáním takto vzniklé mřížky s referenční se odchylky projeví vznikem moaré (například obraz vzniklý pro přesně definovanou čočku a čočku, kterou chceme měřit).

Jedna z možností realizace je projekce fyzické mřížky optickou soustavou a následné snímání konturovaného objektu (tedy mřížky g_1) skrz mřížku g_2 . Neklademe požadavky na koherenci nebo monochromaticnost světelného zdroje, ale při relativně vysoké frekvenci mřížky jsou vysoké nároky na optické systémy - u méně kvalitnější optiky dochází ke ztrátě kontrastu.

Eventuálně lze umístit mřížku těsně ke vzorku a celý systém osvítit kolimovaným světlem. Mřížka se promítne na objekt a my skrz snímáme moaré mezi stínem a mřížkou, která ho vytváří. Stejná mřížka je použita na projekci i pro zobrazení.

Jiným přístupem, kdy snímáme přímo vzniklé moaré, je systém sestávající se z dvou projektorů. Každý z nich promítá na měřený předmět stejnou mřížku, ale pod jiným úhlem. Neuniformity se projeví deformací obou mřížek a jejich rozdíl vznikem moaré.

5.2.1 KLASICKÉ MOARÉ METODY PRO MĚŘENÍ ASFÉR

Interferogram pro velké odchylky je ideální periodickou strukturou k vzniku moaré. Jednou z možností je porovnat dva interferogramy pořízené na stejné aparatuře stejného vzorku, ale získané měřením dvěma různými vlnovými délkami. Vzniklé moaré reprezentuje podobný interferogram jako při použití syntetické vlnové délky (kapitola 4.4.4)

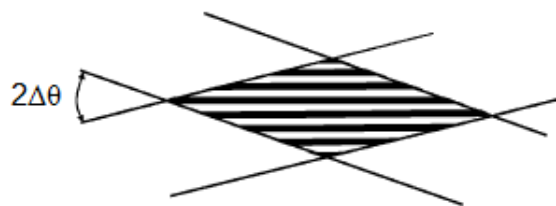
Máme-li k dispozici interferogram ideální vlnoplochy, lze aplikovat odlišný přístup. Referenci porovnáme s interferenčním obrazcem měřeného vzorku. Rozdílnost obou obrazů se opět projeví vznikem moaré.

S rozvojem pokročilých metod zpracování obrazu dochází k rozvoji tzv. digitálního moaré. Nasnímaný objekt se porovná s počítačem vytvořenou mříží nebo se od sebe odečtou nasnímaná reference a měřený objekt.

5.2.2 VYUŽITÍ INTERFERENCEČNÍHO OBRAZCE JAKO PROJEKČNÍ MŘÍŽE

Projekční systém můžeme nahradit interferometrem. Využijeme interferometr typu Twyman-Green (kapitola 4.3) s jedním zrcátkem jemně rozladěným. Výstupem jsou nelokalizované interferenční proužky, které přímo protínají povrch měřeného objektu.

Charakteristika promítané mříže (interferencečního obrazce) závisí primárně na úhlu mezi svazky z jednotlivých větví interferometru.



Obr. 5.2. Interference dvou koherentních polí

Vztah pro interferenci jsme prezentovali v kapitole 3. Nyní probereme podrobnější rozbor pro případ dvou rovinných lineárně polarizovaných harmonických vln, které mohou být výstupem z interferometru typu Twyman-Green (kapitola 4.3).

Vektory elektromagnetických polí $\mathbf{E}_1$ a $\mathbf{E}_2$, se šíří v různých směrech daných vlnovými vektory $\mathbf{k}_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n}_1$ a $\mathbf{k}_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n}_2$, kde $\mathbf{n}_{1,2}$ jsou vektory vlnových normál. [11]

Rovnice takových vln zapíšeme:

$$E_1 = E_{01} \cos(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t + \delta_1), E_2 = E_{02} \cos(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \omega t + \delta_2) \quad (19)$$

Kde $\delta_{1,2}$ jsou počáteční fáze. Poziční vektor $\mathbf{r}$ udává místo, kde zkoumáme výslednou intenzitu $I(\mathbf{r})$.

Rovnice vlny se dá také přepsat do tvaru:

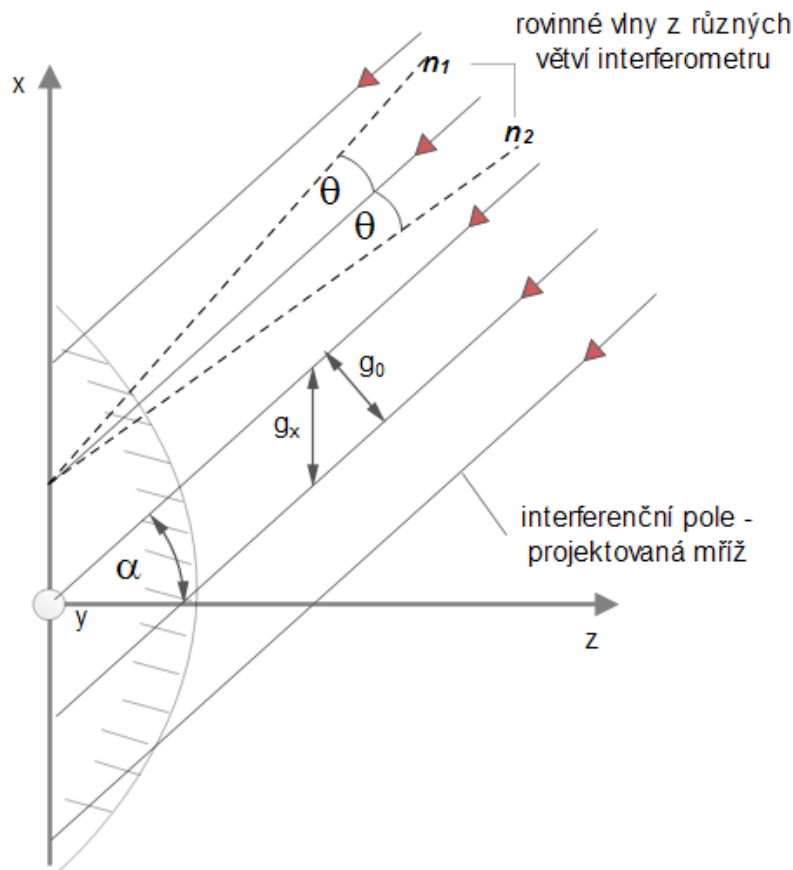
$$E = E_0 e^{j(\mathbf{k} \mathbf{r} - \omega t + \delta)} = E_0 e^{j(\varphi(x,y,z) - \omega t)} = E_0 e^{j\varphi(x,y,z)} e^{j(-\omega t)} \quad (20)$$

Tím jsme separovali pozičně závislou část od časové, která pro náš případ nehraje roli.

Vlny, jejichž vektory šíření $\mathbf{n}_1$ a $\mathbf{n}_2$ svírají úhel 2θ , tvoří roviny v prostoru s nehomogenním rozložením intenzit **Obr. 5.2**. Ze vztahů pro pozici intenzitních maxim a minim určíme vzdálenost dvou sousedních rovin, ta je rovna periodě projekční mřížky g_0 .

$$g_0 = \frac{\lambda}{2|\sin\theta|} \quad (21)$$

Prostor, ve kterém dochází k interakci vln, tedy jejich interferenci, nazýváme interferenční pole. Vložením detekčního zařízení (stínítko, CCD atd.) do interferenčního pole pozorujeme rozdělení intenzity v jeho řezu.



Obr. 5.3. Geometrická analýza šikmé projekce interferenčních pruhů – Pohled podél osy y

Náklon intenzitní roviny udává úhel α , odpovídající směru, dělícímu úhel 2θ na dvě stejné části. Umístíme-li rovinné stínítko kolmo na směr daný α , získáme interferenční proužky splňující rovnici (21). Ze vztahu (21) je dále patrné, že čím větší úhel mezi svazky, tím menší vzdálenost g_0 pozorujeme. Objekt osvětlený interferenčním polem

V případě, že umístíme rovinné stínítko do roviny $x-y$ a normála interferenčního pole svírá úhel α vzhledem k ose z , získáme periodu g_x mřížky projektované na rovinu $x-y$.

$$g_x = \frac{g_0}{\cos \alpha} \quad (22)$$

Složitější případ nastane, postavíme-li interferenčnímu poli do cesty obecnou plochu. Zavedeme systém kartézských souřadnic (x,y,z) . Rovinná plocha dopadá šikmo vzhledem k rovině $x-y$. Vlna se šíří podél vektoru $\mathbf{n}$, který leží v rovině $x-z$ a s osou z svírá úhel θ .

$$\mathbf{n} = (\sin \theta, 0, \cos \theta)$$

$$\mathbf{r} = (x, y, z)$$

Z rovnice (20) plyne:

$$\varphi(x, y, z) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n} \cdot \mathbf{r} + \delta = \frac{2\pi}{\lambda} (x \sin \theta + z \cos \theta)$$

Tento vztah dosadíme do výsledné rovnice (20) a po zanedbání časové části:

$$E = E_0 e^{j\varphi(x,y,z)} = E_0 e^{j\frac{2\pi}{\lambda}(x \sin \theta + z \cos \theta)} \quad (23)$$

Nyní rozšíříme naši úvahu na dvě šikmo dopadající rovinné vlny E_1 a E_2 , s vektory šíření $\mathbf{n}_1$, $\mathbf{n}_2$ s úhly θ_1 , θ_2 vůči ose z .

$$E_1 = E_{01} e^{j\varphi_1} = E_{01} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}(x \sin(\alpha-\theta) + z \cos(\alpha-\theta))}$$

$$E_2 = E_{02} e^{j\varphi_2} = E_{02} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}(x \sin(\alpha+\theta) + z \cos(\alpha+\theta))}$$

Z kapitoly 3. rovnice interference:

$$I(\mathbf{r}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (9)$$

Vyjádření rozdílu fází u interferenčního členu.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta (-x \cos(\alpha) + z \sin(\alpha))$$

Dosazením rovnice (21) pro vzdálenost intenzitních rovin.

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{g_0} (-x \cos(\alpha) + z \sin(\alpha))$$

Dosazením do rovnice interference (9).

$$I(\mathbf{r}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left[\frac{2\pi}{g_0} (-x \cos(\alpha) + z \sin(\alpha)) \right]$$

Intenzity obou vln jsou si rovny $I_1 = I_2 = I_0$, potom:

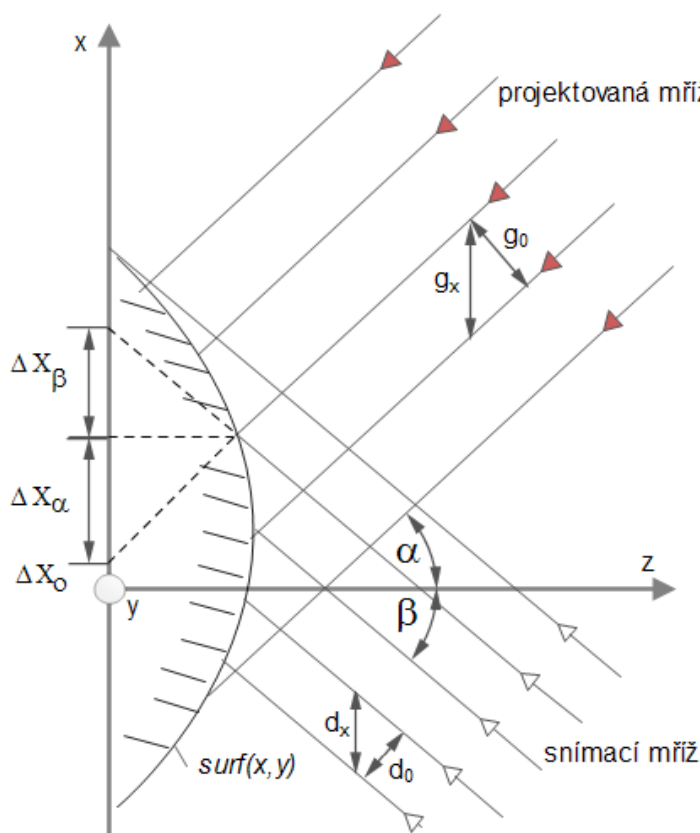
$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left[\frac{2\pi}{g_0} (-x \cos(\alpha) + z \sin(\alpha)) \right] \right] \quad (24)$$

Rovnice (24) udává intenzitní rozložení interferenčního obrazce na obecné ploše s odchylkou

z od roviny x-y. I_0 považujeme za konstantu. V skutečnosti závisí na úhlu α , i na obou souřadnicích plochy x-y. Zjednodušení si dovolíme z praktického důvodu – pozornost věnujeme argumentu funkce cos. Ten nese údaj o tvaru intenzitního rozdělení, tedy topografickou informaci. Komplikace se objeví při vyhodnocení, které zpravidla spočívá v porovnání hodnot jasu jednotlivých bodů obrazové funkce.

5.2.3 VÝPOČET VZTAHU PRO INTENZITNÍ ROZLOŽENÍ INTERFERENČNÍHO POLE MODULOVANÉ POVRCHEM

Zobecníme naši úvahu na případ, kdy projektované pruhy ze směru α (kladný proti směru hodinových ručiček) snímáme z úhlu β vzhledem k ose z. (kladný ve směru hodinových ručiček, přerušované čáry na **Obr. 5.4.** [12])



Obr. 5.4. Objekt osvětlený interferenčním polem z úhlu α a snímáný z úhlu β

Do rovnice (24) dosadíme ze vztahu (22), v novém vztahu (25) figuruje veličina g_x určující vlastnosti mříže promítnuté do roviny $x-y$.

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left[\frac{2\pi}{g_x} (-x + z \tan \alpha) \right] \right] \quad (25)$$

Objekt charakterizujeme pomocí jeho souřadnice z , pro kterou zavedeme funkci *surf* závislou na x a y .

$$z = \text{surf}(x, y)$$

Dosazením do (25) získáme intenzitní rozložení z pohledu podél osy z .

$$I_z(x, y, \text{surf}(x, y), \alpha) = 2I_0 \left[1 + \cos \left[\frac{2\pi}{g_x} (-x + \Delta x_\alpha) \right] \right] \quad (26)$$

Kde $\Delta x_\alpha = z \tan \alpha = \text{surf}(x, y) \tan \alpha$

Z pohledu snímacího zařízení se bod Δx_α jeví být na místě Δx_β .

$$\Delta x_\beta = \text{surf}(x, y) \tan \beta$$

$$I_\beta(x, y, \text{surf}(x, y), \alpha, \beta) = 2I_0 \left[1 + \cos \left[\frac{2\pi}{g_x} (-x + x_0 + \Delta x_\alpha + \Delta x_\beta) \right] \right] \quad (27)$$

Pro úplnost jsme přidali člen x_0 , který vyjadřuje konstantní posun od počátku souřadného systému po ose x . Nyní máme rovnici (27), která popisuje pruhovaný vzor s počátečním posunem x_0 , vlivem šikmé paralelní projekce posunutý o Δx_α a z důvodu šikmého paralelního snímání posunutý o Δx_β .

Provedeme substituce, abychom jasně oddělili část závislou na *surf*(x, y).

$$x' = -x + x_0$$

$$\omega_g = \frac{2\pi}{g_x}$$

$$\varphi_g = \left(\frac{2\pi}{g_x} \right) (\text{surf}(x, y) \tan(\alpha) + \text{surf}(x, y) \tan(\beta))$$

Rovnici (27) můžeme zapsat:

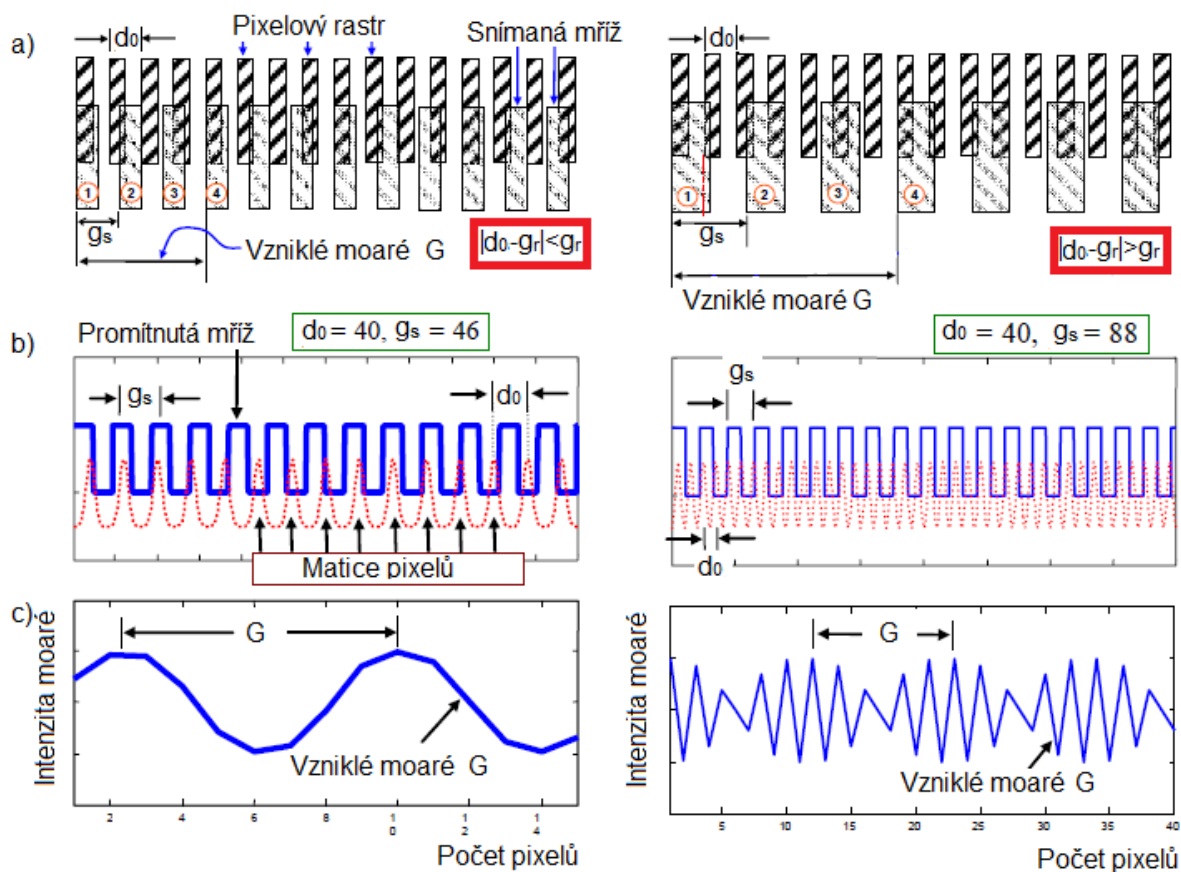
$$I_{\beta}(x, y, surf(x, y), \alpha, \beta) = 2I_0[1 + \cos[\omega_g x' + \varphi_g]] \quad (28)$$

Fázový posun φ_g závisí na třech konstantách α , β a g_x , které jsou dány projekční a zobrazovací geometrií **Obr. 5.3.** Jedinou proměnou je funkce $surf(x, y)$ - fázový posun v rovině $x-y$ je úměrný reliéfu povrchu (hodnotě z).

5.2.4 HETERODYNNÍ MOARÉ TECHNIKA

Zobrazovací zařízení může hrát roli jedné z mřížek [12], [13]. Plyne to z principu digitálního záznamu. Reálný obraz je spojitou funkcí intenzit, naproti tomu záznam pomocí CCD (nebo CMOS) čipu získáme navzorkovanou informaci s konečnou vzorkovací frekvencí. Čip se skládá z matice pixelů, výstup z jednoho pixelu je dán součtem intenzity z celé plochy. V kapitole 4.4. jsme diskutovali problém při zobrazení příliš husté mříže a překročení Nyquistova vzorkovacího kritéria. Nyní se pokusíme tento jev využít v náš prospěch.

Nejprve provedeme rozbor pomocí mřížových period. Na **Obr. 5.5.** je provedena analýza dopadu mřížového vzoru na plochu záznamového čipu. [13] Pro ilustraci zobrazíme mřížku jako periodickou obdélníkovou funkci, i když její tvar ve skutečnosti odpovídá rovnici (28).



Obr. 5.5. Analýza moaré vzniklé na CCD čipu[13]

Situace **a)** schematicky zobrazuje dva případy, rozdíl je ve vztahu velikosti snímané mříže g_s a rastru zobrazovacího čipu d_s (popsáno na obrázku).

Pro první případ (vlevo) můžeme zapsat rovnici vzniklého moaré:

$$G = \frac{d_0 \cdot g_s}{|d_0 - g_s|} \quad (29)$$

V druhém případě musíme do rovnice zanést skutečnost, že jedné periodě g_s náleží víc period záznamového rastru g_r . Odvození v [16].

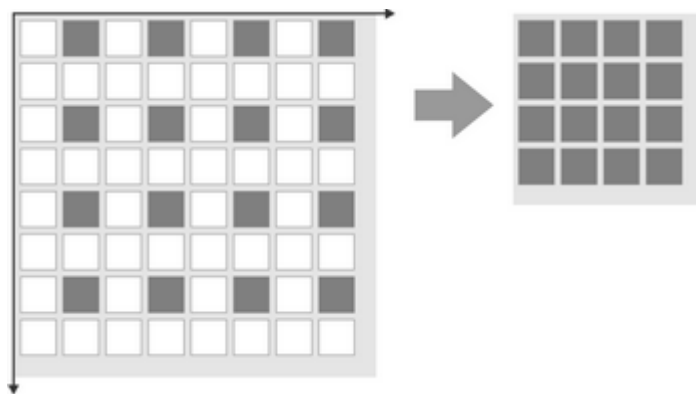
$$G = \frac{d_0 \cdot g_s}{(1 + m)d_0 - g_s} \quad (30)$$

m je celé číslo, vyjadřující počet celých period d_0 v g_s

Důležitým výstupem této analýzy jsou **Obr. 5.5. b)** a **c)**, které přibližují situaci, kdy jednotlivé pixely přijímají signál s ohledem na tzv. intenzitní sumační model (vzorkovací funkce nemá ideální tvar hřebenové funkce). Grafy **Obr. 5.5. c)** znázorňují

intenzitní profil vzniklého moaré. Jasně zřetelný průběh (dobrý kontrast a zřetelnost vzniklého obrazce) získáme, pokud jsou si obě mříže podobné. V opačném případě získáme obraz zatížený šumem – jeho rozlišitelnost klesá.

Problém s kvalitou získaného moaré do jisté míry řešíme metodu tzv. subsamplingu, kdy více pixelů spojíme do jednoho superpixelu – zvětšíme d_0 **Obr. 5.6**. Vyrovnají se poměry velikostí mřížových roztečí [13] a přiblížíme se intenzitnímu profilu na **Obr. 5.5. c)** vlevo. Nevyhnutelně tím ale ztrácíme rozlišení.



Obr. 5.6. Subsampling [14]

Přístup popsany výše uspokojivě popisuje pouze situaci, kdy je mříž rovnoběžná se snímací rovinou. Obecnější představu získáme, změníme-li pohled na proces snímání. Obraz se navzorkuje - ze spojitého obrazu na diskrétní. Diskretizace plní funkci druhé mříže – v místech, kde není splněna podmínka Nyquistova vzorkovacího kritéria, dojde ke vzniku moaré. Navzorkovaný obraz $f_s(x, y)$ můžeme zapsat jako superpozici intenzitního rozložení projektované mříže modulované povrchem $I_\beta(x, y, surf(x, y), \alpha, \beta)$ a vzorkovací funkce $samp(x, y)$ [12]. Pro jednoduchost využíváme jako vzorkovací funkci cos , což není zcela správná představa. Většinou se pro vzorkování uvádí obdélníková nebo Diracova funkce.

$$samp(x, y) = 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{d_x} x\right) \quad (31)$$

Kde d_0 je vzorkovací perioda.

$$d_x = \frac{d_0}{\cos \beta} = \text{perioda projektovaná na ose } x$$

$$\omega_s = \frac{2\pi}{d_x}$$

$$x'' = -x + x_{0s}$$

Pro rovnici zpracovaného obrazu $f_s(x, y)$ můžeme psát:

$$\begin{aligned} f_s(x, y) &= I_\beta(x, y, surf(x, y), \alpha, \beta) \cdot samp(x, y) \\ &= 2I_0[1 + \cos(\omega_g x' + \varphi_g)] [1 + \cos(\omega_s x'')] \\ &= I_0[(1 + \cos(\omega_g x' + \varphi_g) + \cos(\omega_s x'')) \\ &\quad + \cos(\omega_g x' + \omega_s x'' + \varphi_g) - \cos(\omega_g x' - \omega_s x'' + \varphi_g)] \end{aligned} \quad (32)$$

Rovnice (32) se skládá ze čtyř členů. První člen vyjadřuje obraz před navzorkováním. Druhý člen je vztah pro tvar vzorkovací mříže. Poslední dva už vyjadřují moaré – třetí je součtový vztah a poslední rozdílový vztah.

Součtový vztah vyjadřující moaré sčítá obě mříže, výsledkem je jemný vysokofrekvenční vzor – součet obou obrazců. Nejdůležitější je poslední tzv. diferenční člen. Vyjadřuje rozdíl mezi snímanou mříží a vzorkovací mříží, reprezentující rozdíl mezi povrchem vzorku a vzorkovací funkcí záznamového čipu. V případě, že má tvar periodické funkce s konstantní frekvencí, je referenční plocha rovina.

5.2.5 ANALÝZA DIFERENČNÍHO MOARÉ ČLENU

Poslední člen rovnice (32) jsme označili jako diferenční člen. Odvození vychází z [12], jsou přidány autorské obrázky a geometrická interpretace. Argument funkce $\cos$ je klíčový pro určení topografie povrchu.

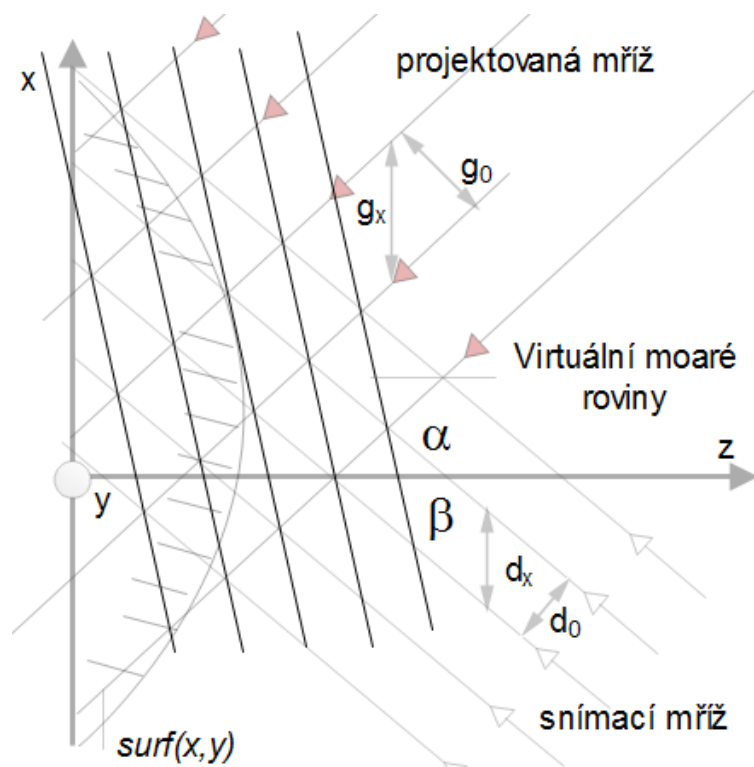
$$\cos(\omega_g x' - \omega_s x'' + \varphi_g) \quad (33)$$

Argument může být rozepsán jako:

$$\begin{aligned} \omega_g x' - \omega_s x'' + \varphi_g &= \frac{2\pi}{g_x}(-x + x_0) - \frac{2\pi}{d_x}(-x + x_{0s}) + \varphi_g \\ &= 2\pi x \left[\frac{1}{d_x} - \frac{1}{g_x} \right] - 2\pi \left[\frac{x_{0s}}{d_x} - \frac{x_0}{g_x} \right] + \varphi_g \end{aligned} \quad (34)$$

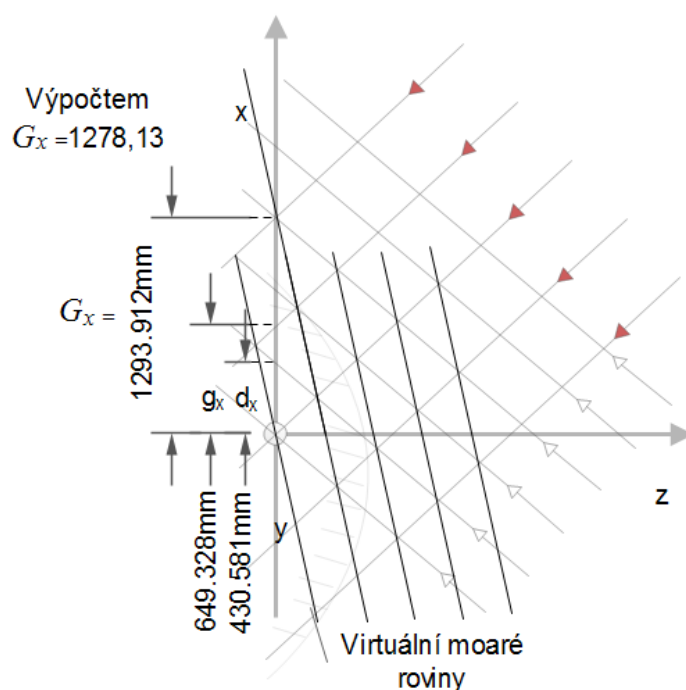
Po rozepsání jsme získali tři členy – lineární, fázovou konstantu a fázovou změnu φ_g závislou na tvaru povrchu. Tyto členy popisují body průniku obou mříží. Spojením bodů stejného řádu získáme moaré rovinu. Řád moaré L určuje rozdíl řádů mříží M , N (označuje m-tý, resp. n-tý proužek)

$$L = M - N \quad (35)$$



Obr. 5.7. Vznik moaré hladin

První člen je lineární funkce x . Jeho frekvence je dána rozdílem frekvencí dvou mříží $\frac{1}{d_x} - \frac{1}{g_x}$. Tento vztah popisuje moaré frekvenci F_x mezi x -ovými projekcemi snímané mříže a vzorkovací frekvence. Jeho reciproká hodnota G_x udává vzdálenost mezi dvěma průsečíky moaré rovin s osou x . Význam prvního členu je náklon moaré rovin vůči ose x Obr. 5.7.



Obr. 5.8. Ověření vztahu pro výpočet prvního členu

$$2\pi x \left[\frac{1}{d_x} - \frac{1}{g_x} \right] \quad (36)$$

Vztah (36) byl ověřen v prostředí vektorového programu *Edraw Max*, který je vybaven základními kótovacími funkcemi. Odchylka od výpočtu je způsobena nepřesnostmi při rýsování v programu.

První člen je závislý na úhlech α, β , projekční periodě g_0 a vzorkovací periodě d_0 . Všechny tyto proměnné jsou pod naší kontrolou, nastavením parametrů snadno můžeme měnit náklon referenční plochy podle potřeby. Zvláště parametr g_0 je snadno nastavitelný pouhou změnou úhlu jednoho ze zrcátek interferometru (vztah (21)).

Pro nulový náklon (moaré rovina je rovnoběžná s osou x) je první člen rovný nule. Situace nastane v případě rovnosti obou frekvencí na ose x .

$$g_x = d_x \quad (37)$$

V případě platnosti této rovnice jsou moaré roviny rovnoběžné s rovinou $x-y$.

Druhý člen je konstantou vyjadřující počáteční posun.

$$2\pi \left[\frac{x_{0s}}{d_x} - \frac{x_0}{g_x} \right] = \frac{2\pi x_0}{g_x} \left[\frac{x_{0s}}{d_x} \frac{g_x}{x_0} - 1 \right] \quad (37)$$

Tento člen je užitečný v případě, že potřebujeme určit plochu absolutně – nemáme k dispozici referenční objekt. K absolutnímu určení plochy je potřeba znát x_0 a x_{0s} , což znamená znalost řádu moaré proužku.

Třetí člen φ_g nese topografickou informaci o měřeném objektu. Každý bod povrchu přispívá změnou fáze úměrně jeho výšce. Z rovnice (28).

$$\varphi_g = \left(\frac{2\pi \cdot surf(x, y)}{g_x} \right) (\tan(\alpha) + \tan(\beta)) \quad (39)$$

Pro periodu P_z , vzniklého moaré ve směru osy z , můžeme psát (odvozeno dále):

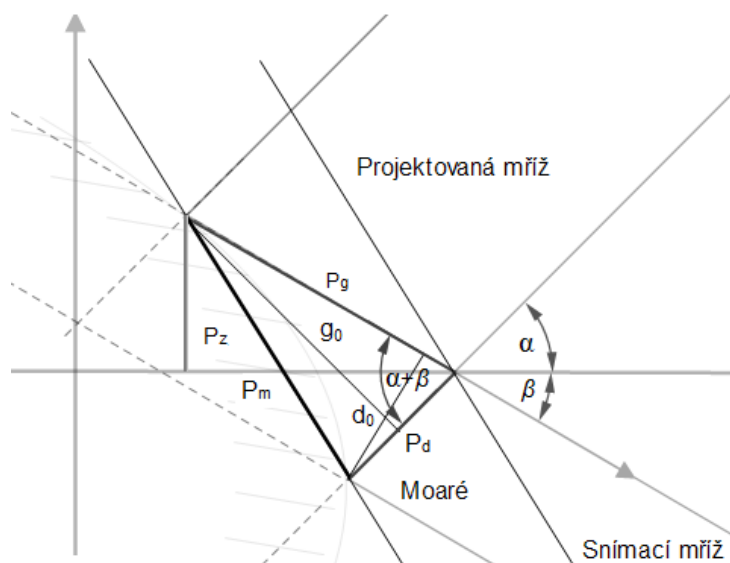
$$P_z = \frac{g_x}{\tan(\alpha) + \tan(\beta)} \quad (40)$$

Dosazením rovnice (40) do rovnice (39) získáme:

$$\varphi_g = 2\pi \frac{surf(x, y)}{P_z} \quad (41)$$

Rovnice (41) reprezentuje fázový posun v radiánech, úměrný topografii povrchu, popsanou funkcí $surf(x, y)$ v jednotkách periody moaré G . Každému proužku náleží topografická hloubka vzhledem k referenční rovině.

Vztah pro topografickou hloubku moaré proužku L-tého řádu:



Obr. 5.9. Odvození topografické hloubky

Vzdálenost mezi moaré rovinami závisí na úhlu pohledu. Ze směru snímání je roven P_d **Obr. 5.9.**

$$P_d = \frac{g_0}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (42)$$

Naším cílem je zjistit jak se na této vzdálenosti změní hodnota z .

$$P_z = \frac{g_0}{\sin \alpha + \tan \beta \cos \alpha}$$

Dosazením $g_x = g_0 / \cos \alpha$, potom:

$$P_z = \frac{g_x}{\tan \alpha + \tan \beta} \quad (40)$$

Za předpokladu, že první hladina je vysoko P_z , tedy počáteční posun je roven nule, moaré hladina L -tého řádu je L krát výš, nežli hladina prvního řádu.

$$P_z = \frac{L g_x}{\tan \alpha + \tan \beta} \quad (43)$$

Moaré obrazec vykreslí na testovaný předmět vrstevnice s náklonem τ od roviny x - y mezi nimiž je na ose z vzdálenost P_z .

6 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Jedním z cílů bakalářské práce bylo využít získaných vědomostí z teoretické části k účasti na vývoji nové metody pro měření asférických povrchů. V úvodu byla zvolena metoda – projekční moaré s využitím pixelového rastru záznamového zařízení jako referenční mříže a interferenčního pole, aby mříže nesoucí informaci o tvaru předmětu. Teoretický popis je podán v kapitole 5. Tato kapitola slouží k prezentaci a okomentování výsledků měření, předkládá možné řešení nedostatků. Technická dokumentace použité aparatury se nachází v dodatcích. Na přiloženém CD jsou všechny prezentované snímky v původním rozlišení.

6.1 POUŽITÁ APARATURA

6.1.1 ZDROJ SVĚTLA

Použitý zdroj: *Stabilized Compact Red CrystaLaser® DL660-050-S*

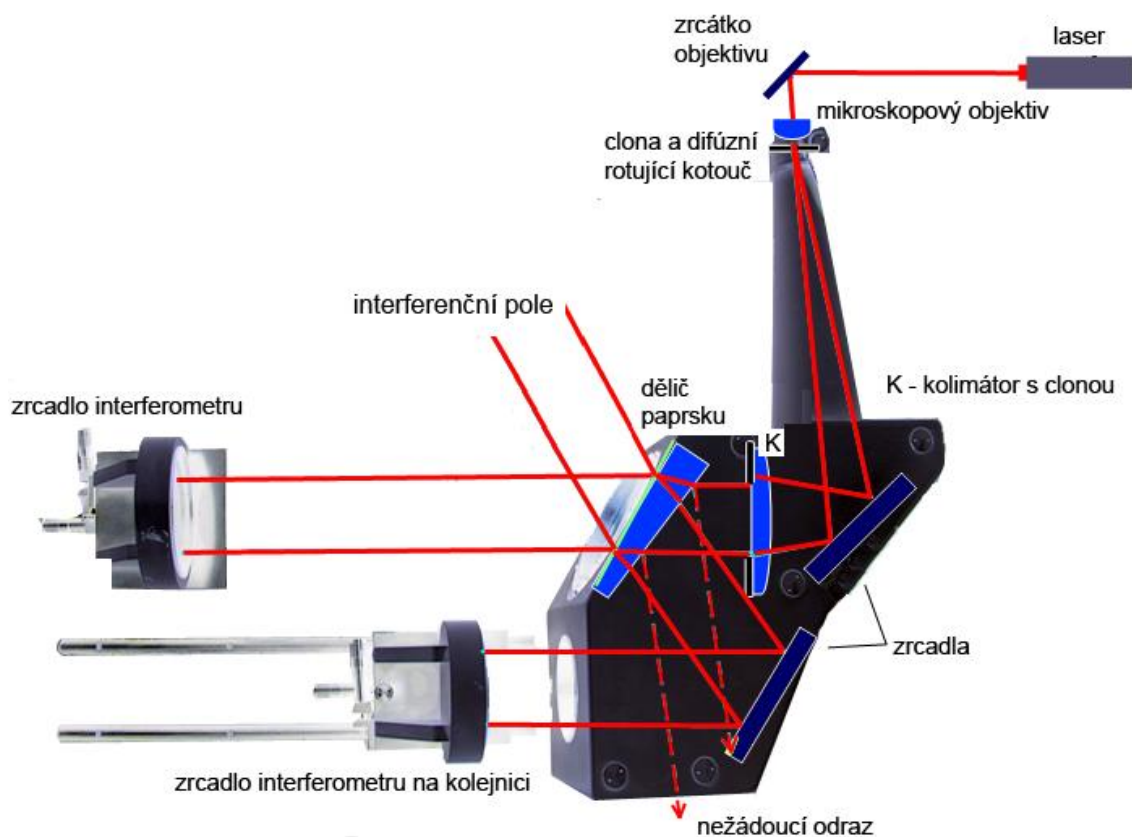
Vhodný zdroj světla je nezbytný pro vytvoření kvalitního interferenčního pole. Důležité vlastnosti zdroje jsou časová a prostorová koherence. Pro dobře pozorovatelný obrazec nesmí být rozdíl drah paprsků z krajních bodů průřezu zdroje větší než $\frac{\lambda}{4}$. Zajištění správné prostorové koherence diskutujeme v následující podkapitole 6.1.2. Podmínku splníme použitím zdroje s malou spektrální šířkou $\Delta\lambda < 0,12 \text{ nm}$.

Vlnová délka použitého laseru je $\lambda = 660 \text{ nm}$.

6.1.2 INTERFEROMETR

Použitý interferometr: *Twyman-Green Interferometer TGI – 50 B*

K popisu využijeme **Obr. 6.1.**, který schematicky znázorňuje sestavení interferometru v optické laboratoři TUL. Původně byl navržen v bývalém Výzkumném ústavu Monokrystaly Turnov pro testování laserových tyčinek.



Obr. 6.1. Uspořádání Twyman – Green interferometru

Laserový paprsek je zrcátkem nasměrován na objektiv mikroskopu (spojka s malou ohniskovou vzdáleností). Ten fokusuje světlo na vstupní kruhovou clonu, která paprsek ostře ohraničí v prostoru. Před ní je umístěna rotující difúzní kruhová matnice, která slouží ke snížení koherenční délky. Divergentní paprsek se odrazí od zrcátka do kolimátoru vybaveného clonou (průměr zhruba 80mm), kde je kolimován a pokračuje dále na dělič paprsku. Paprsek dopadá na dělič paprsku, který má reflexní vrstvu na vnější straně. Je klínového tvaru, aby prostorově oddělil paprsky odražené od reflexní vrstvy a nežádoucí odraz od vnitřní plochy děliče. První část paprsku projde děličem přímo a po odrazu na zrcadle se vrátí zpět k děliči. Tato větev je měřicí, zde bychom umístili laserovou tyč. Ta potom interferuje s druhou vlnoplochou odraženou od zrcadla na kolejnici a vytváří pole, které použijeme jako projekční mříž.

Klíčovou vlastností interferometru je pro nás jeho kontrast (*interferometric visibility*), velmi úzce souvisí s kontrastem výsledného moaré – potřebujeme co nejvyšší

rozlišitelnost jednotlivých proužků. Interferenční kontrast K je definován pomocí maximální I_{max} a minimální I_{min} intenzity.

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

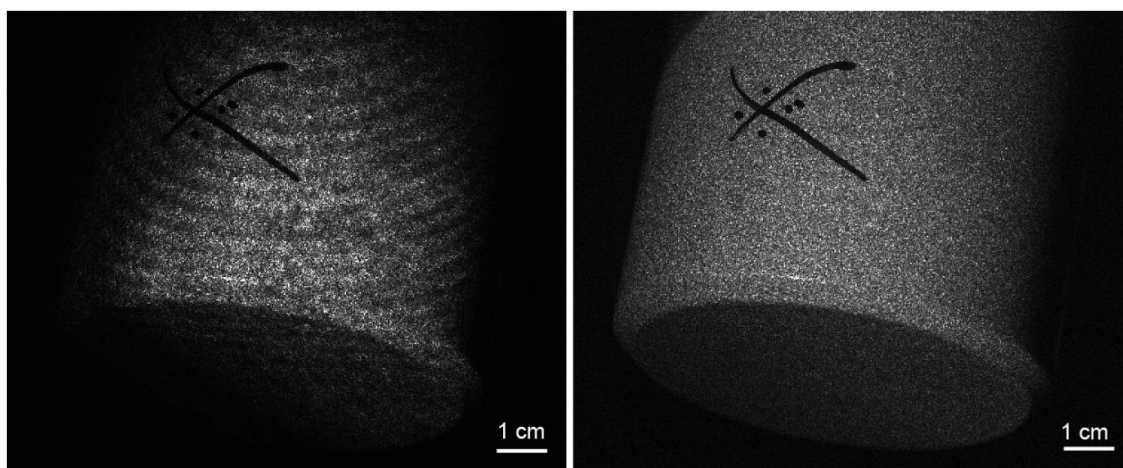
Nevýhodou použitého interferometru je nižší intenzita světla v referenční větvi - přibližně 30%, aby na testovanou laserovou tyč dopadlo více světla. Ve své původní aplikaci došlo ke ztrátě intenzity odrazem od laserové tyče a tedy k vyrovnání intenzit u obou větví na ideálních 50:50.

Kvalitu interferenčního pole dále určuje prostorová koherence (*spatial coherence*). Laserový zdroj má vždy konečný rozměr – nikdy ho nelze považovat za dokonale bodový. Vhodnou prostorovou koherenci zajistí clona kolimátoru (označeno jako K na **Obr. 4.6.**). Kvalitu vlnploch snižují, v případě interferometru v optické laboratoři TUL, poškrábaná zrcátka.

Zhoršení interferenčního kontrastu se projeví slabším kontrastem moaré, což značně komplikuje vyhodnocení, které by v ideálním případě mělo být realizovatelné metodami zpracování obrazu.

V optické metrologii povrchů je vhodné zajistit homogenní intenzitní rozložení celého svazku. Z laseru vystupuje paprsek s gaussovským rozložením intenzity zatížen nežádoucím zrněním - *specklem*. Jednou z možností je využití difúzního rotujícího kotouče.

Naše výsledky ukázaly, že využitím rotující matnice kotouče ztrácíme kontrast interferenčního pole do té míry, že moaré obrazec není pozorovatelný **Obr. 6.2.**



Obr. 6.2. Porovnání snímku bez homogenizovaného svazku (vlevo) a s homogenizovaným svazkem (vpravo)

Obr. 6.2. porovnává dva snímky pořízené za stejných podmínek s výjimkou použití rotačního difuzéru. V obou případech jde o válec osvětlený hustým interferenčním obrazcem (celé měření bude podrobněji popsáno níže), ale zatímco na obrázku vlevo (bez difuzéru) byl kontrast proužků dostatečný ke vzniku moaré, na obrázku vpravo (s difuzérem) žádný nový obrazec nevzniká – jemné proužky se slily v homogenní stopu.

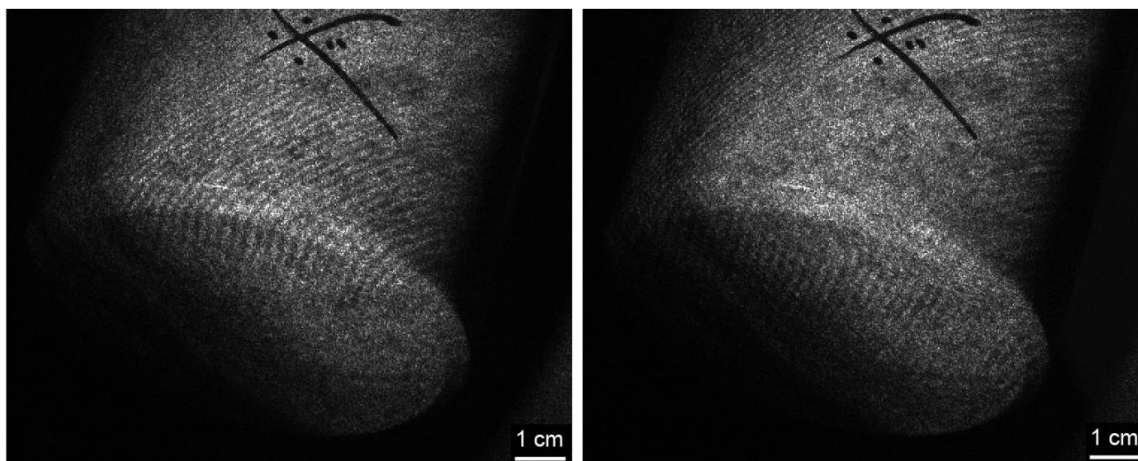
Na obrázku vlevo jsou proužky zřetelné, ale je patrný gaussovský profil intenzity, který komplikuje vyhodnocení, proto je nutné, se touto problematikou zabývat. Navrhované řešení je využít jiné technologie homogenizace, například pomocí prostorového filtru (systém spojně čočky s malou ohniskovou vzdáleností a velmi malého otvoru $\cong 50 \mu\text{m}$ umístěného v ohnisku spojky i kolimátoru). Problém takového systému spočívá ve vysokých nárocích na přesnost nastavení vzájemných poloh.

6.1.3 OBJEKTIV

Použitý objektiv: *Canon EF-S 15-85mm f/3.5-5.6 IS USM*

Správná reprodukce snímané mříže na rastr záznamového zařízení je neméně důležitou problematikou. Protože naší snahou je zobrazit co nejjemnější vzor, při výběru vhodného objektivu se zaměříme především na jeho rozlišovací schopnosti. Charakteristikou rozlišovacích vlastností je tzv. MTF – *multiple transfer function*. Vyjadřuje ostrost objektivu v ploše snímku po úhlopříčce, od středu do kraje. [15]

Další vlastností objektivu, která by neměla být opomenuta je hloubka ostrosti. Objekt je snímán z poměrně malé vzdálenosti, což vybízí k použití *makro* objektivu. Makro objektiv má zpravidla malou hloubku ostrosti.

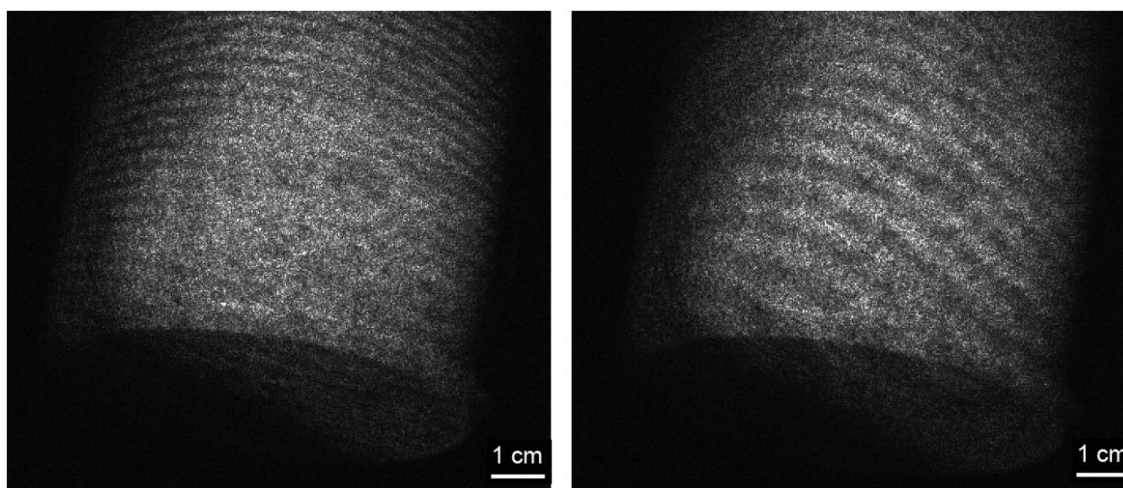


Obr. 6.3. Problém s hloubkou ostrosti

Obr. 6.3. ukazuje rozdíl v rozlišitelnosti moaré proužků při zaostření na přední část válce (vlevo), zadní část (vpravo) – relativně dobrá informace je pouze v místě zaostření. Ostrost přenosu obrazu je extrémně důležitá, v případě velmi husté pruhované struktury se při neostře reprodukci proužky slíjí a moaré nemůže vzniknout. Problém by mohl být řešitelný pomocí clony, kterou bohužel použitý objektiv nedisponoval.

Objektiv udává výslednou podobu projektované mřížky. Pro správnou interpretaci nesmí být soustava zatížena aberacemi zkreslující obraz.

Změna ohniskové vzdálenosti objektivu vede k jinému zvětšení – tedy ke změně periody zobrazované mříže na záznamovém čipu, což se projeví změnou moaré **Obr. 6.4.**



Obr. 6.4. Změna ohniskové vzdálenosti objektivu

Z **Obr. 6.4** je patrný rozdíl periody moaré proužků při změně ohniskové vzdálenosti. Na levém obrázku mají proužky menší periodu, navíc můžeme pozorovat ztrátu informace v přední části vlivem malé hloubky ostrosti. Naproti tomu snímek vpravo se zdá být vykreslen relativně rovnoměrně – velikost zobrazených proužků je větší, proto vznikne moaré i v „rozmazanějších“ místech, stále je však patrná ztráta kontrastu. Větší perioda znamená ztrátu citlivosti, ideální by bylo co nejhustší moaré s dobrým kontrastem na celé ploše.

Nejvhodnější objektiv by byl tzv. *true makro* objektiv s měřítkem snímání 1:1. Jde o objektivy schopné přenést obraz bez zvětšení. Takové objektivy nejsou vyráběny v zoom variantě. Tím by odpadl problém se zvětšením objektivu, které změní reálnou periodu projekční mříže a zkomplikuje vyhodnocení.

6.1.4 KAMERA A SNÍMACÍ SENZOR

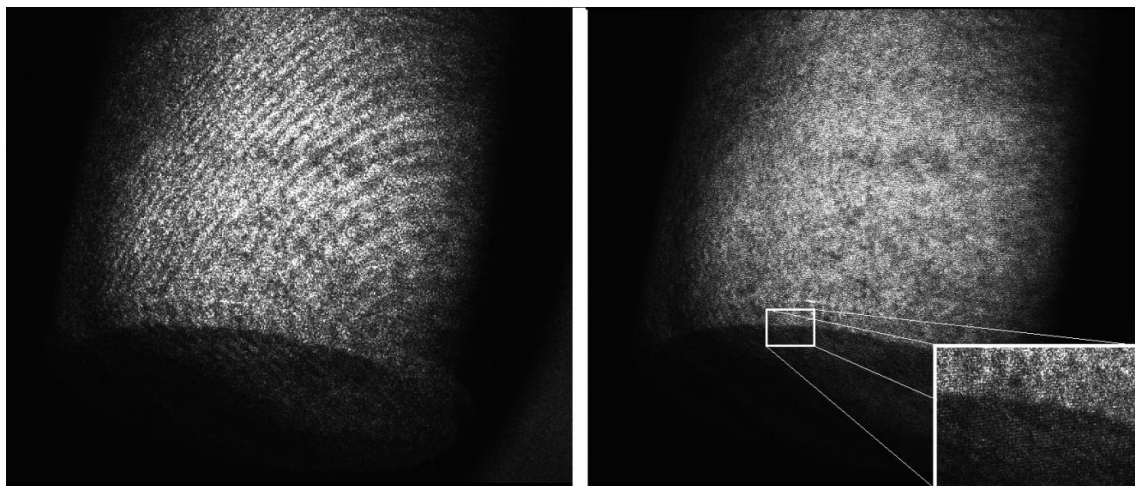
Použitá kamera: *IDS UI-1490LE-M-GL*

Software: *IDS Software Suite 4.22* [14]

Snímací zařízení plní funkci referenční mříže, proto se musíme soustředit na charakteristiku rastru fotoelementů – velikost a počet pixelů, možnost subsamplingu (spojování pixelů na superpixely). Rozlišení záznamového čipu (v našem případě CMOS) by mělo být ve shodě s rozlišením objektivu – skvělé rozlišení čipu nezachrání fakt, že objektiv není schopen správně přenést jemné detaily. Použitá kamera je

vybavena čipem o velikosti pixelu $1,67\text{ }\mu\text{m}$, maximální rozlišení 3840×2748 a možností subsamplingu 4x a 2x.

Metodou subsamplingu ztrácíme rozlišení, ale moaré vzniká při větší rozteči interferenčních proužků. I přesto, že přicházíme o citlivost měření, získáme lepší kontrast moaré, navíc snižujeme nároky na rozlišovací schopnosti objektivu a kontrast interferenčního pole.

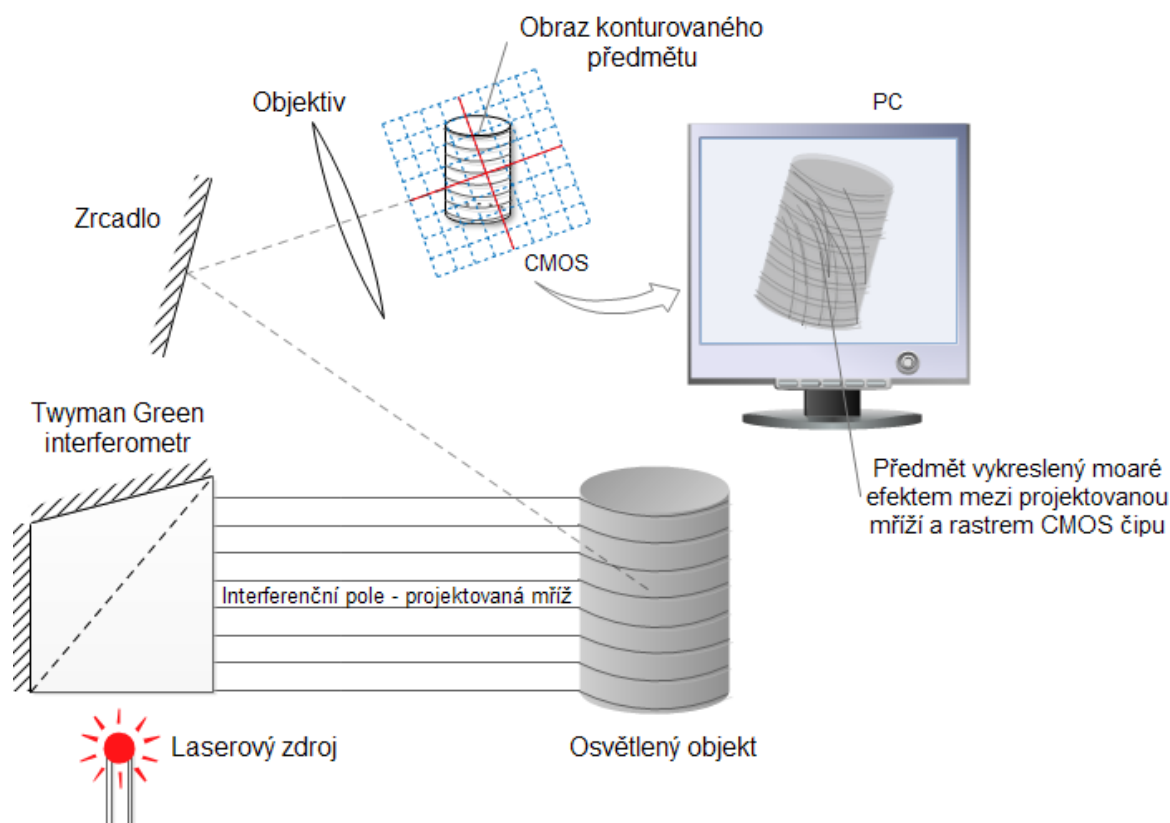


Obr. 6.5. Porovnání snímku při různém rozlišení. Vlevo Subsampling 4x (960×658). Vpravo Subsampling 2x (1920×1374)

Při stejném nastavení interferometru byl nasnímán válec s různými hodnotami subsamplingu **Obr. 6.5** (v softwaru kamery možno nastavit hodnoty 4x, 2x, 1x ve vertikálním i horizontálním směru). Vlevo je jasně vidět vzniklé moaré, vpravo se jemné proužky ještě zaznamenaly odděleně.

6.2 POPIS EXPERIMENTU

Interferometr vytvoří interferenční pole, které dopadá na objekt. Intenzitní proužky jsou modulovány povrchem objektu a snímány kamerou. Sestavení je schematicky znázorněno na **Obr. 6.6**.



Obr. 6.6. Schéma sestavení experimentu

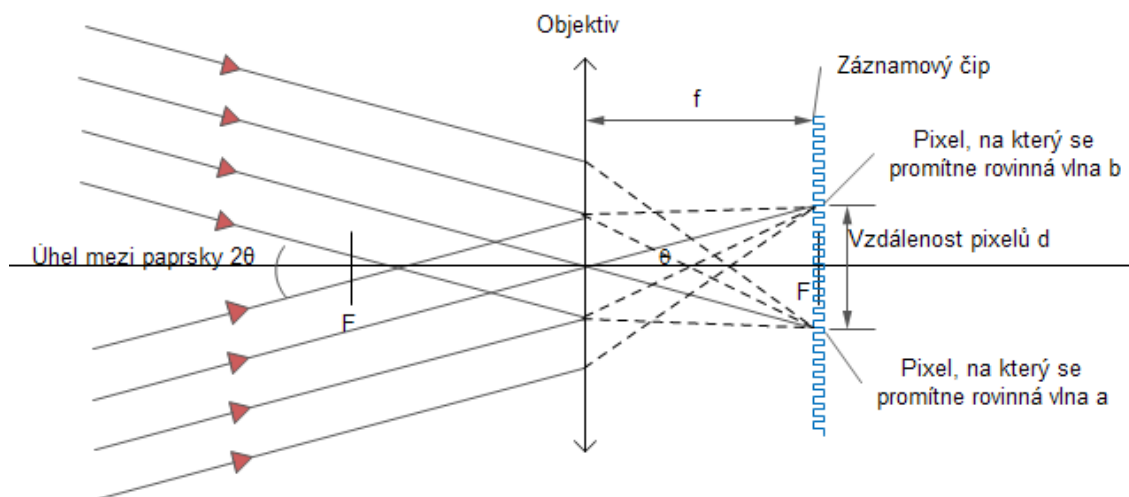
Interferometr je vybaven polohovatelným zrcadlem, díky němuž jsme schopni měnit úhel mezi paprsky – hustotu projektované mříže (kapitola 5.2.2).

6.2.1 URČENÍ PERIODY PROJEKČNÍ MŘÍŽE

Důležitým parametrem pro zjištění topografie povrchu je perioda projekční mříže g_0 . V případě využití interferenčního pole perioda souvisí s úhlem paprsků.

$$g_0 = \frac{\lambda}{2|\sin\theta|} \quad (21)$$

Obě rovinné vlny necháme dopadat na objektiv zaostřený na nekonečno. Záznamový čip se nachází v ohnisku objektivu. Ideálně se roviny promítnou každá do jediného bodu - pixelu. Díky znalosti velikosti jednoho pixelu (kapitola 6.1.4.) určíme skutečnou vzdálenost obou pixelů a pomocí goniometrických funkcí získáme úhel θ .



Obr. 6.7. Schéma pro určení úhlu dvou rovinných vln

Podle schématu:

$$\tan \theta = \frac{v/2}{f} \quad (50)$$

Za ohniskovou vzdálenost f objektivu zaostřeného na nekonečno považujeme údaj uvedený výrobcem (**Dodatek 2**).

$$f = 85 \text{ mm}$$

Vlnová délka použitého laseru (**Dodatek 1**).

$$\lambda = 660 \text{ nm}$$

Obr. 6.8. předkládá měření vzdálenosti v , které bylo provedeno pro tři případy. Vlevo je vždy snímek objektu konturovaného interferenčním polem. Napravo je zachycena vzdálenost dopadu svazků. Obrázky byly pořízeny pro různý úhel svazků – můžeme pozorovat změnu vykresleného moaré v souvislosti se změnou vzdálenosti světlých bodů. Vzdálenost světlých bodů v pixelech byla změřena v základní sadě pro zpracování obrazu (*imtool*) programovacího prostředí MATLAB. Protože se svazky nepromítly ideálně do jediného bodu, je toto měření zatíženo chybou výběru vhodného pixelu.

- a) V tomto případě jde o zachycení interferenčního pole bez moaré efektu. Vzdálenost světlých bodů v pixelech je zhruba $35,03$. Pro zjištění skutečné vzdálenosti musíme hodnoty vynásobit velikostí pixelu – $1,67 \mu m$.

$$v = 5,85 \cdot 10^{-5} m$$

Řešením rovnice (50) získáme úhel mezi svazky.

$$\theta = 3,44 \cdot 10^{-4} rad$$

Dosazením do rovnice (21) dostaneme periodu interferenčního pole.

$$g_0 = 9,59 \cdot 10^{-4} m$$

- b) Druhý snímek zaznamenává vzniklé moaré s orientací hladin zhruba kolmou k objektu. Obdobným postupem jako u a) získáme periodu. Vzdálenost v pixelech je $70,75 \cdot 4$ (násobeno 4 z důvodu subsamplingu).

$$v = 4,72 \cdot 10^{-4} m$$

$$\theta = 2,78 \cdot 10^{-3} rad$$

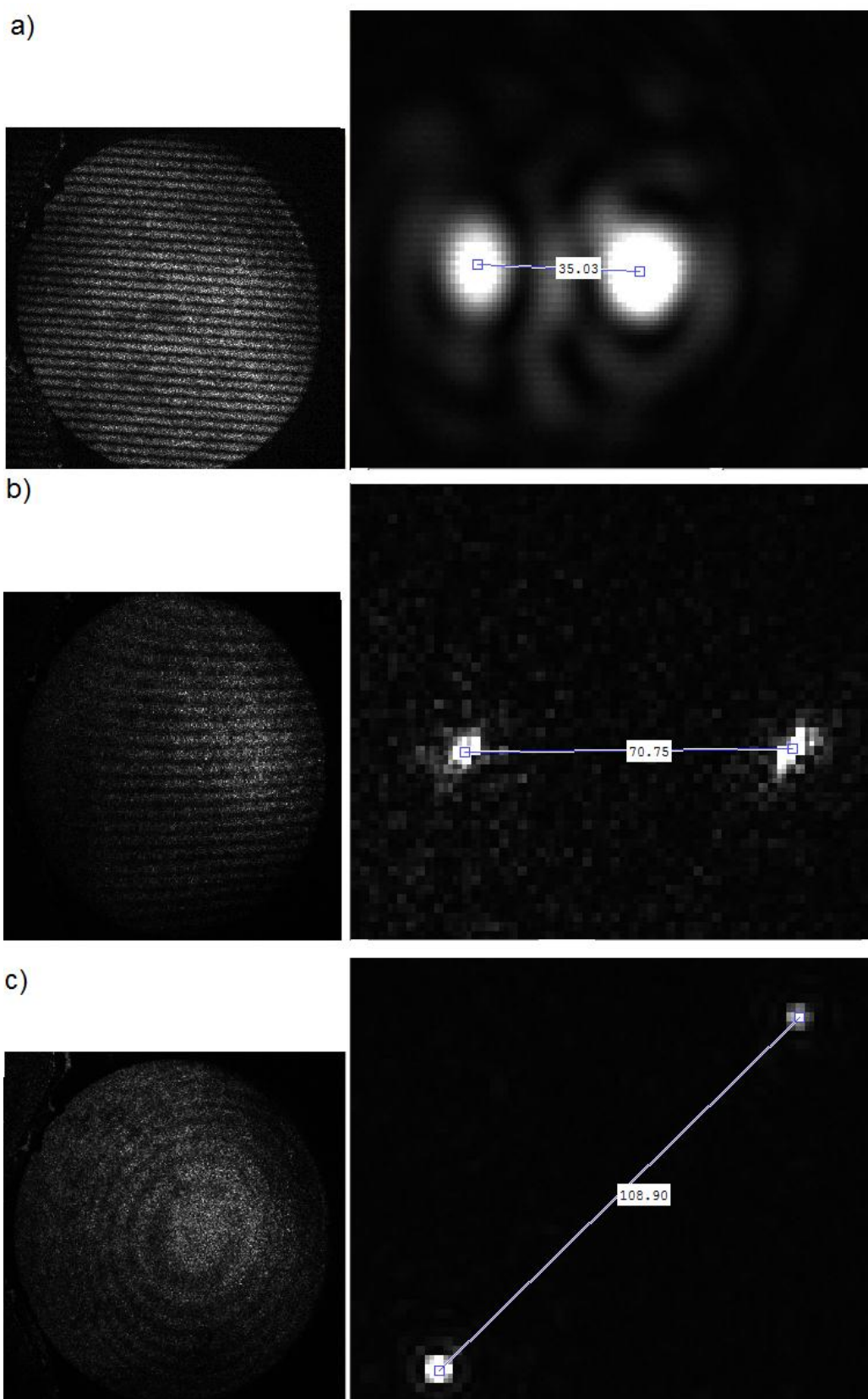
$$g_0 = 1,19 \cdot 10^{-4} m$$

- c) Na posledním obrázku se změnila orientace moaré hladin na zhruba rovnoběžnou s plochou objektu. Vzdálenost v pixelech je $109 \cdot 4$.

$$v = 1,81 \cdot 10^{-4} m$$

$$\theta = 1,07 \cdot 10^{-3} rad$$

$$g_0 = 7,7 \cdot 10^{-5} m$$



Obr. 6.8. Určení mřížové periody interferenčního pole pro tři různé případy (snímky vlevo Subsampling 4x rozlišení 960x658, vpravo zvětšeny 400x)

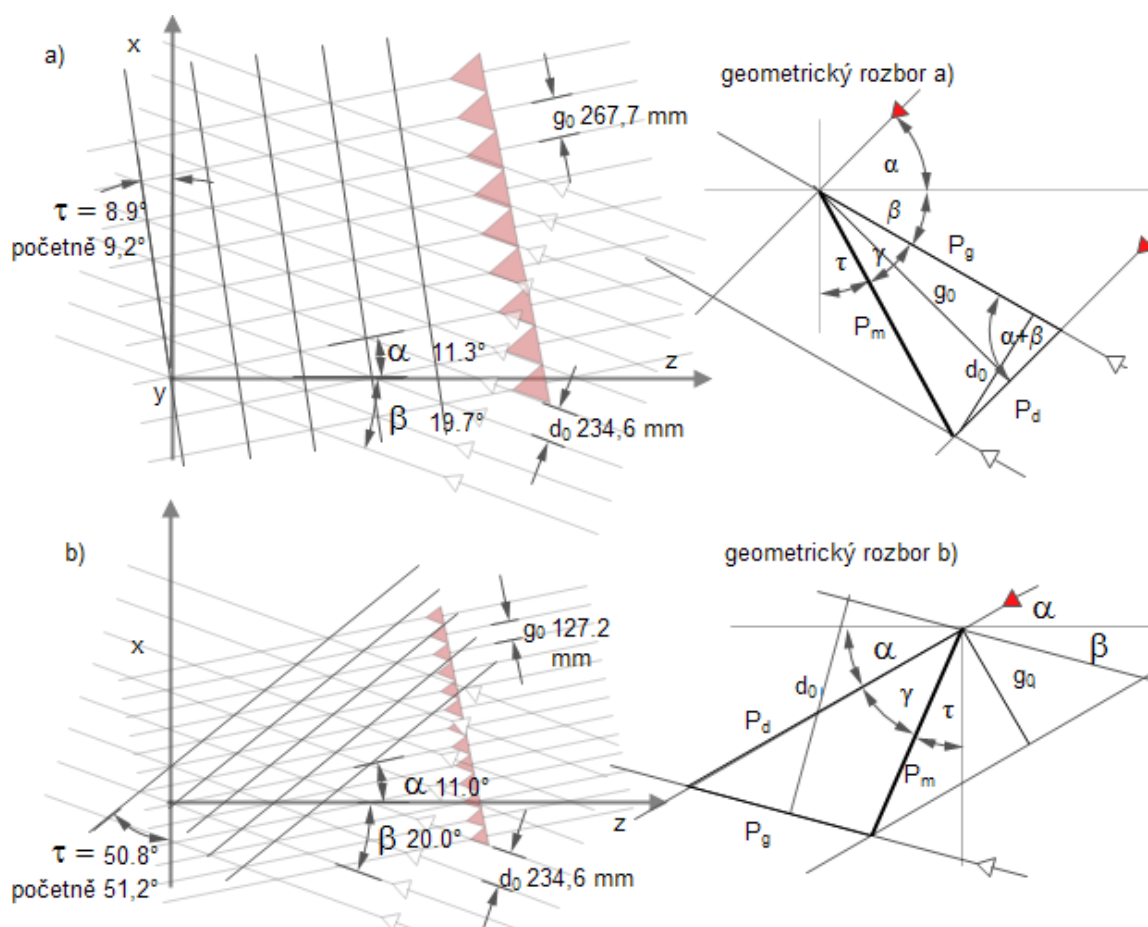
6.2.2 NÁKLON MOARÉ HLADIN

Obr. 6.10. ukazuje snímky pořízené při postupném zvětšování úhlu mezi paprsky v interferometru, tedy zhušťování projektované mříže. Na snímcích *a-d* vidíme rozlišitelné interferenční proužky promítnuté na válci. Tyto proužky samy o sobě nenesou topografickou informaci. V momentě, kdy je hustota příliš vysoká, dojde k porušení vzorkovacího kritéria a vzniká moaré (viz **Obr. 6.10. e-h**), které s další změnou úhlu mění svůj tvar.

Změna hustoty projekční mříže vede ke změně vzdálenosti moaré hladin a jejich orientace.

Obr. 6.10. e-h dokazuje toto tvrzení. Na podstavě měřeného válce se objevily rovné pruhy – plocha má orientaci podobnou normále moaré hladin. Vykreslení obrazce na plášti je ovlivněno jeho kruhovým průřezem, proto získáme oblouky. Porovnáním snímku *e*) a *h*) pozorujeme změnu orientace oblouků – moaré hladiny na *e*) vystupují ze zadní části válce směrem k nám, zatímco u *h*) je to naopak.

Byl proveden virtuální pokus v programu Edraw Max 7, porovnávající orientaci moaré hladin v závislosti na změně periody projekční mříže g_0 .



Obr. 6.9. Virtuální pokus – náklon moaré hladin

Na **Obr. 6.9.** je vizualizace změny orientace moaré hladin. Slouží pro lepší představu o jevu pozorovaném na **Obr. 6.10 e-h.**

Pro určení topografické mapy povrchu je nezbytné znát náklon moaré hladin τ . Jako referenční rovinu označíme rovinu $x-y$, pro kterou v případě rovnosti frekvencí na ose x $g_x = d_x$ platí $\tau = 0^\circ$

V principu mohou nastat dvě situace. $g_x > d_x$ a $g_x < d_x$ geometrie pro odvození úhlu τ je odlišná.

- a) $g_x > d_x$ potom platí schéma a). Moaré hladina nultého řádu zasahuje do 2. a 4. kvadrantu.

Úhel τ můžeme odvodit podle geometrického rozboru a) na **Obr. 6.9.**

$$\tau_1 = 90^\circ - \beta - \gamma_1$$

Úhel β je úhel snímání, zbývá nám zjistit úhel γ .

$$\sin \gamma_1 = \frac{d_0}{P_m} \quad (44)$$

Pro strany trojúhelníka

$$P_m^2 = P_g^2 + P_d^2 - 2P_g P_d \cos(\alpha + \beta)$$

$$P_g = \frac{g_0}{\sin(\alpha + \beta)}$$

$$P_d = \frac{d_0}{\sin(\alpha + \beta)}$$

Dosazením pro P_m

$$P_m = \frac{\sqrt{g_0^2 + d_0^2 - 2g_0 d_0 \cos(\alpha + \beta)}}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (45)$$

Dosazením (45) do rovnice (44).

$$\sin \gamma_1 = \frac{d_0 \sin(\alpha + \beta)}{\sqrt{g_0^2 + d_0^2 - 2g_0 d_0 \cos(\alpha + \beta)}} \quad (46)$$

Pro úhel τ_1 můžeme napsat:

$$\tau_1 = 90^\circ - \beta - \arcsin \frac{d_0 \sin(\alpha + \beta)}{\sqrt{g_0^2 + d_0^2 - 2g_0 d_0 \cos(\alpha + \beta)}} \quad (47)$$

- b) $g_x < d_x$ potom platí schéma b). Moaré hladina nultého řádu zasahuje do 1. a 3. kvadrantu. Pro úhel τ_2 platí:

$$\tau_2 = 90^\circ - \alpha - \gamma_2$$

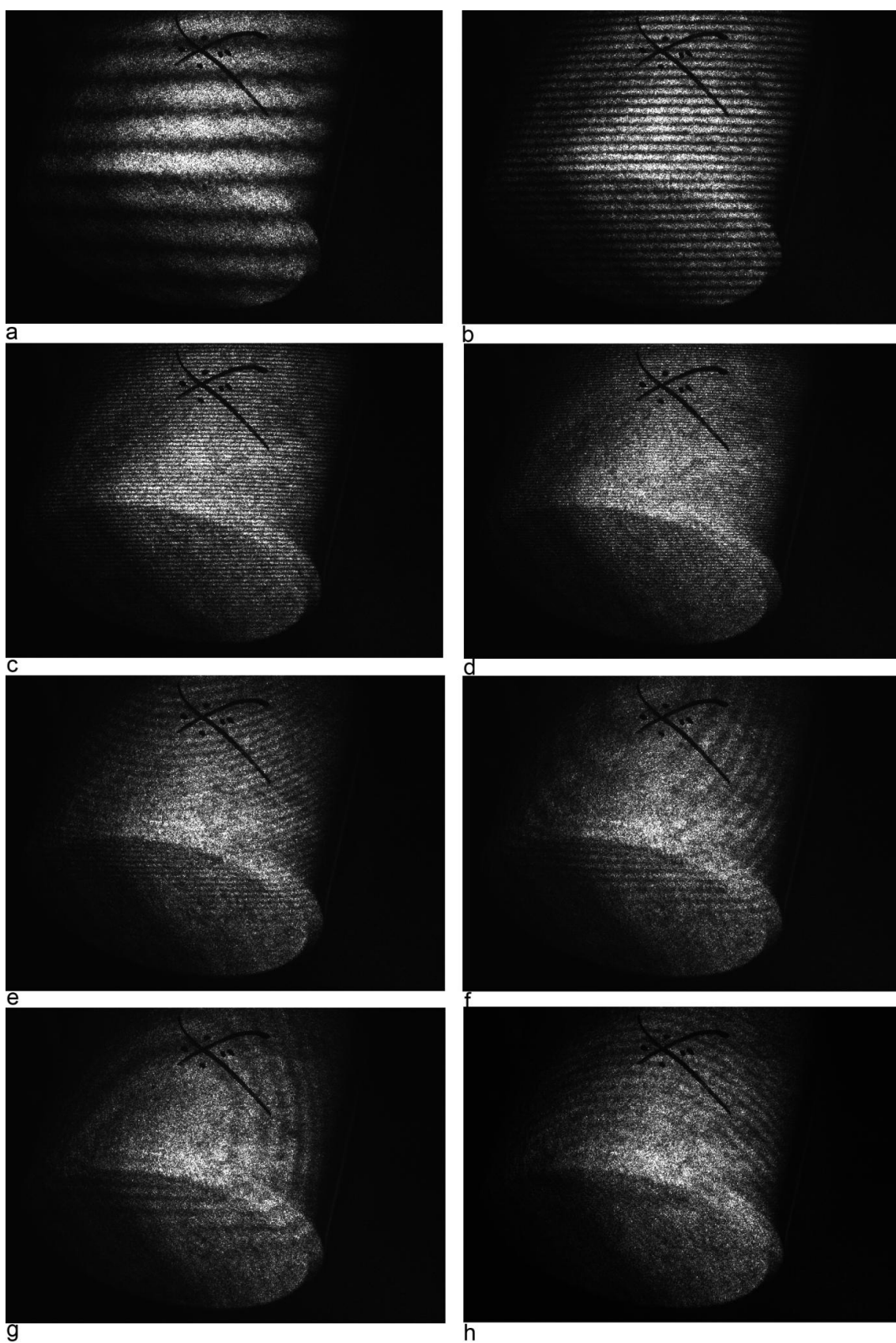
Úhel α je úhel projekce. Pro γ_2 .

$$\sin \gamma_2 = \frac{g_0}{P_m} \quad (48)$$

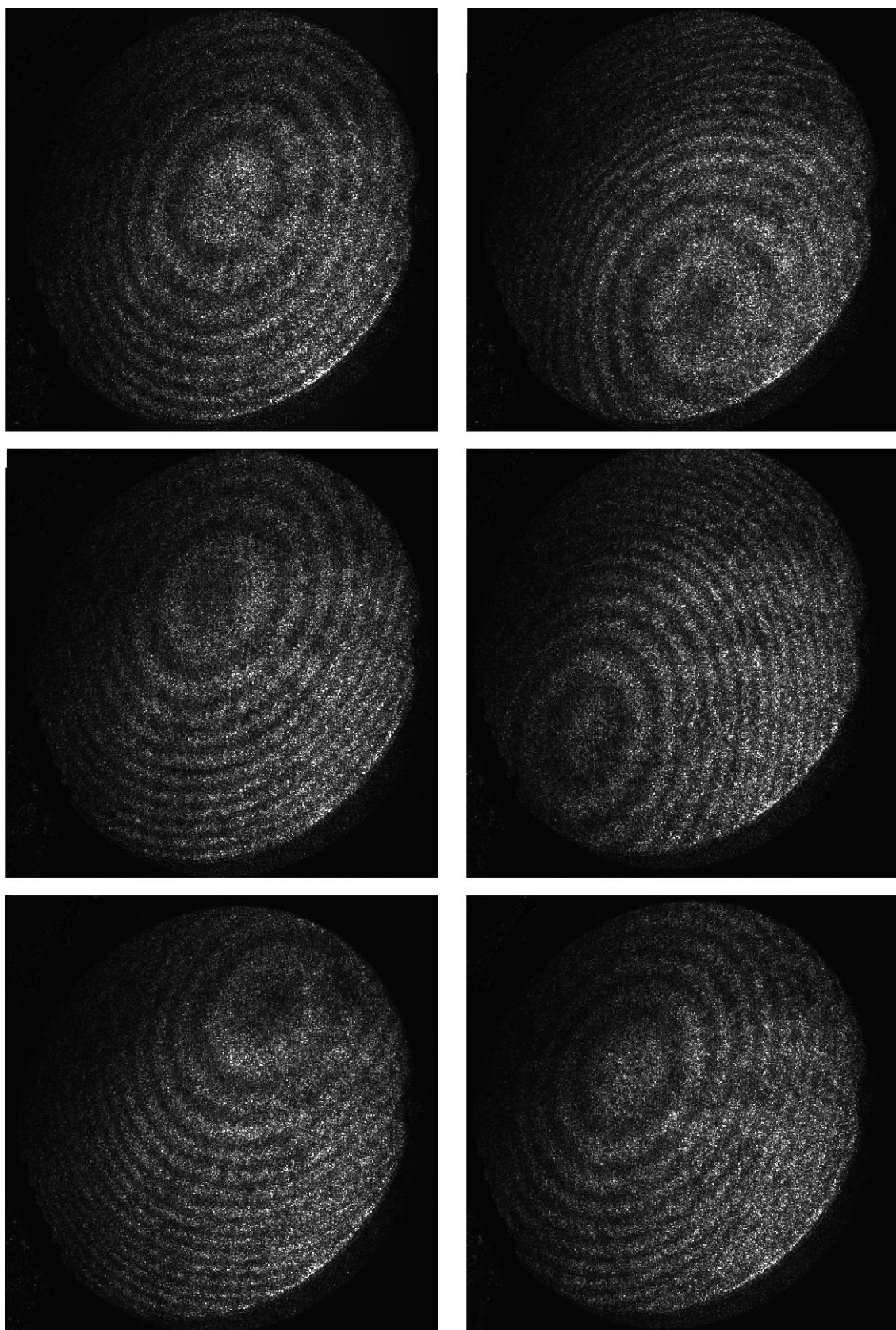
Odvození je podobné jako v prvním případě. Získáme vztah:

$$\tau_2 = 90^\circ - \alpha - \arcsin \frac{g_0 \sin(\alpha + \beta)}{\sqrt{g_0^2 + d_0^2 - 2g_0 d_0 \cos(\alpha + \beta)}} \quad (49)$$

Obr. 6.9. uvádí srovnání výsledků získaných výpočtem a kótováním. Odchylka je způsobena nepřesnostmi při geometrickém konstruování.



Obr. 6.10. Postupná změna hustoty interferenčního pole (Subsampling 4x rozlišení 960 x 658)



Obr. 6.11. Změna orientace moaré hladin při snímání asférické čočky

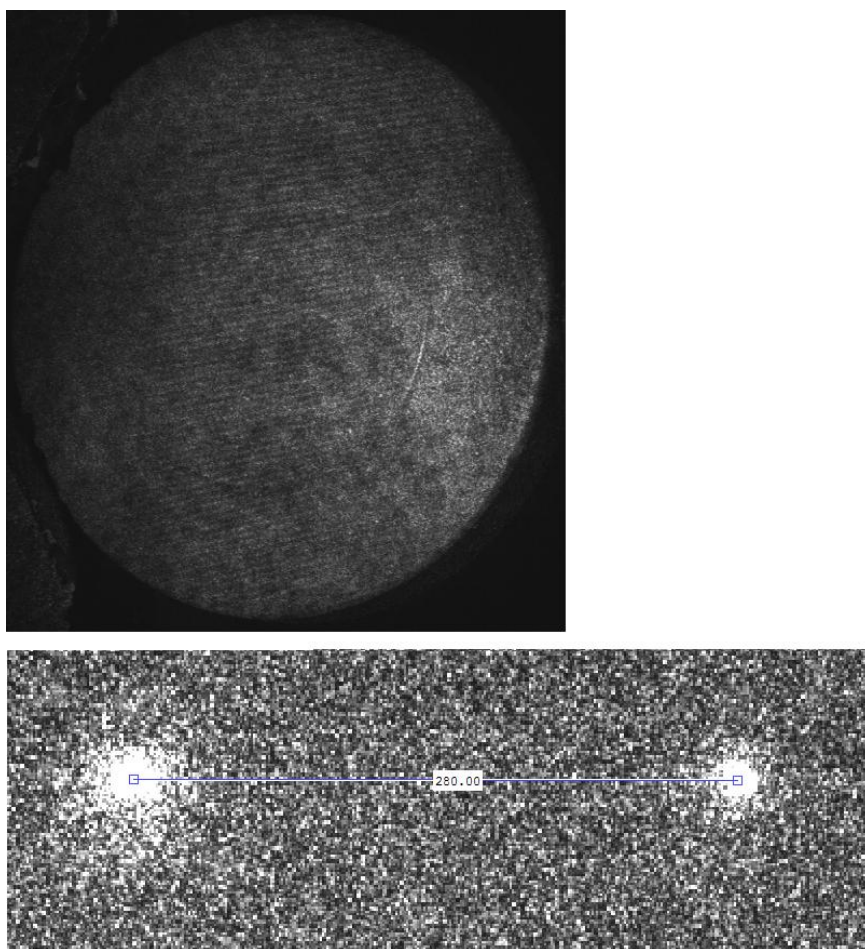
V kapitole 4.4.5 Sešívací interferometrie (*Stitching interferometry*) je diskutovaná metoda, kdy je jiný náklon referenční plochy zajištěn složitým a robustním mechanismem. Metodou heterodynního moaré, kdy je projekční mříž tvořena interferenčním polem, získáváme možnost měnit náklon referenční plochy a vzdálenost vrstevnic pouze pomocí náklonu jednoho ze zrcadel interferometru.

Na **Obr. 6.11.** jsou výsledky snímání asférické čočky zapůjčené centrem TOPTEC. K čočce je dostupná technická dokumentace **Dodatek 4.** Různým náklonem referenční plochy měníme citlivost v určitých částech čočky. Díky tomu jsme schopni změřit velmi komplexní tvary s dobrou přesností.

6.2.3 CITLIVOST METODY

Citlivost metody úzce souvisí s periodou projekční mříže. Zvýšení citlivosti dosáhneme zvětšením frekvence interferenčního pole. Aby viditelnost moaré proužků byla dobrá, musí být perioda vzorkovací funkce podobná periodě projekční mříže (kapitola 5.2.4.). Periodou projekční mříže v tomto případě uvažujeme periodu přenesenou objektivem na záznamový čip – tedy periodu podléhající zvětšení objektivu (v našem případě spíše zmenšení).

Většina výše prezentovaných snímků byla pořízena s hodnotou subsamplingu 4x v rozlišení 960x658. Velikosti projekční mříže z **Obr. 6.8.** jsou řádově $10 - 100 \mu m$. Pro plné využití potenciálu experimentální techniky bychom potřebovali získat hodnotu periody projekční mříže podobnou periodě čipu bez subsamplingu. Potom perioda projekční mříže po zmenšení objektivem: $\approx 1,67 \cdot 10^{-6} m$.



Obr. 6.12. Sledování úhlu mezi zrcadly pro moaré ve snímacím režimu rozlišení 1920 x 1374.

Na **Obr. 6.12.** je prezentováno sledování úhlu pro moaré při snímacím režimu subsamplingu 2x – rozlišení 1920x1374. Vzdálenost bodů projekce rovinných vln je v pixelech $280 \cdot 4$. Periodu projekční mříže můžeme určit dle vztahu (21) a (50).

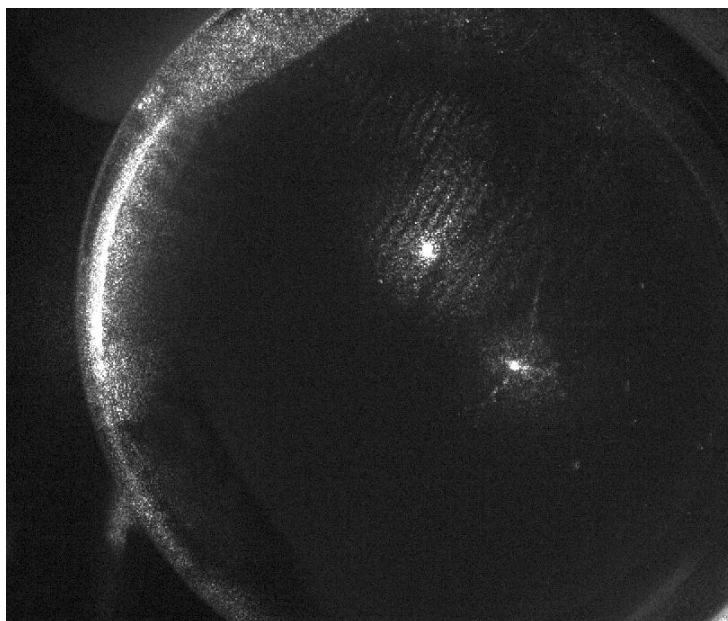
$$g_0 = 3 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

Pokud bychom chtěli získat moaré pro snímací režim bez subsamplingu – rozlišení 3840 x 2748, museli bychom periodu dále snižovat.

Možnost libovolného naklápění moaré hladin zvyšuje citlivost celé metody 6.2.2.

6.2.4 SNÍMÁNÍ RŮZNÝCH TYPŮ POVRCHŮ

Cílem metody je charakterizace optických povrchů. Optické povrchy bývají z hlediska odrazivosti světla zrcadlového charakteru. Na **Obr. 6.13.** je snímek vyleštěného povrchu čočky.



Obr. 6.13. Povrch vyleštěné čočky

Obrázek ukazuje, že metoda v tomto provedení není vhodná pro charakterizaci leštěných optických povrchů.

Lepších výsledků bylo dosaženo na difúzních površích, které byly prezentovány na **Obr. 6.10.** – válec s kovovým povrchem a **Obr. 6.8., Obr. 6.12.** – neleštěná asférická čočka. Tato metoda je vhodná pro měření optických povrchů před procesem leštění.

Při snaze o co největší hustotu projekční mříže musíme brát v potaz rozptyl světla na površích. Může dojít k situaci, kdy se jednotlivé proužky opticky slijí a tím se znemožní správná rekonstrukce.

6.3 ZÁVĚREČNÉ ZHODNOCENÍ EXPERIMENTU

Byl zkoumán potenciál metody heterodynního moaré pro testování optických komponent. Konečná analýza a rekonstrukce povrchu vede k problematice zpracování obrazu. V této práci byly rozebrány fyzikální aspekty.

Projekční mříž suplovalo interferenční pole generované Twyman Greenovým interferometrem. Konturovaný objekt byl snímán kamerou s CMOS čipem. Záznamový čip sehrál roli druhé mříže. 6.1.

Topografická rekonstrukce vyžaduje znalost pěti parametrů – úhel dopadu projekční mříže α , úhel snímání β , periodu projekční mříže g_0 , vzorkovou periodu záznamového čipu d_0 a zvětšení použitého objektivu M . Kromě periody projekční mříže jsou všechny parametry poměrně snadno zjistitelné a v experimentu relativně pevně dané. Snadno měnitelná je proměnná perioda projekční mříže. V kapitole 6.2.1. je navržena metoda pro její určení.

Jedinečnou vlastností této metody je možnost volně měnit orientaci referenční hladiny. Nejdříve byl odvozen vztah pro náklon a poté byla provedena série virtuálních experimentů v programu Edraw Max. 6.2.2.

Citlivost metody je závislá na periodách obou mříží. Byla použita kamera s velkým rozlišením a malými pixely. Limitem pro dosažení větší citlivosti se ukázal být kontrast interferenčních proužků na povrchu. 6.2.3.

Metoda je efektivní v případě testování difúzních povrchů, což odpovídá povrchu čočky před procesem leštění. 6.2.4.

Finální vyhodnocení spočívá v přesné lokalizaci moaré proužků, kterým se přiřadí vlastnosti na základě teorie. V případě prezentovaných snímků je patrný nedostatek dobrého kontrastu. Pro zjištění tvaru se využívá algoritmů z oblasti zpracování obrazové informace, což vzhledem ke špatnému kontrastu není snadná záležitost. Ideálním výstupem je vrstevnicová mapa povrchu.

7 ZÁVĚR

Tato bakalářská práce se zabývá měřením optických asférických povrchů. Úvodní část je zaměřena na motivaci k řešenému tématu a obecnému popisu asférických čoček. Druhá část se věnuje rešerši klasických metod pro testování konvenční sférické optiky a možnostem jejich využití pro testování asfér. Stávající metody jsou vyloženy na úrovni principiálního popisu. Zmapování zaběhlých metod vede k pochopení problematiky a osvojení si základních aspektů metrologie optických povrchů.

Získané vědomosti byly využity při realizaci nové metody založené na základních myšlenkách projekční moaré topografie. Nejdříve je proveden teoretický rozbor. Inovačním postupem je využití interferenčního pole jako projekční mříže a rastru pixelů záznamového čipu jako referenční mříže. Obecně známé vztahy pro interferenci byly upraveny pro náš konkrétní účel. Ze znalosti intenzitního rozložení pole na objektu a vzorkovací funkce čipu je pomocí literatury odvozen vztah pro vzniklý moaré efekt. Odvození je doplněno autorskými ilustracemi s komentářem pro lepší pochopení problematiky.

Teoretické zákonitosti jsou ověřeny experimentem. Pokusy byly zacíleny na zjištění potenciálu metody pro měření optických prvků. Jsou vysloveny požadavky na experimentální sestavu. Pro získání dobrých výsledků je nezbytné zajistit vysoce kontrastní interferenční pole, objektiv s velmi dobrou rozlišovací schopností a vhodnou kameru s přesně definovaným záznamovým čipem.

Hlavní nedostatek komentovaného uspořádání spočíval v kontrastu mříže vykreslené na povrchu testovaného elementu. Špatný přenos jednotlivých čar může být způsoben několika důvody, z nichž nejzávažnější jsou nekvalitní interferenční pole a rozptyl světla na povrchu. Tento problém se stává překážkou snahy o dosažení co největší citlivosti měření.

V experimentální části jsou prezentovány snímky získané při měření kovového válce, leštěné čočky a asférické čočky před procesem leštění. Metoda se ukázala být neúčinnější v případě neleštěné čočky. Obrázky zachycují testované prvky vykreslené moaré obrazcem, ten nese informaci o tvaru povrchu. Finální vyhodnocení a rekonstrukce povrchu vede k problematice počítačového zpracování obrazu.

8 POUŽITÁ LITERATURA

- [1] MALACARA, Daniel. *Optical Shop Testing, 3rd Edition*. Hoboken, N.J: Wiley-Interscience,, 2007. ISBN 978-047-0135-969.
- [2] EDMUND OPTICS LTD. *All About Aspheric Lenses* [online]. © 2013 [cit. 2013-05-16]. Dostupné z: <http://www.edmundoptics.com/technical-resources-center/optics/all-about-aspheric-lenses/>
- [3] SACEK, Vladimír. Conics and aberrations. [online]. [cit. 2013-05-16]. Dostupné z: http://www.telescope-optics.net/conics_and_aberrations.htm
- [4] HOŠEK, Jan. Měření kvality asférických optických ploch, Jemná mechanika a optika, Vol 51, No 2/2006, 33-43.
- [5] TRIOPTICS GMBH. *Trioptics* [online]. © 2006-2012 [cit. 2013-05-16]. Dostupné z: www.trioptics.com
- [6] LUPHOS GMBH. *MWLI® Method* [online]. © 2006 - 2012 [cit. 2013-05-16]. Dostupné z: http://www.luphos.de/verfahren_en.html
- [7] MALACARA, D. a CORNEJO, A.1970. Testing of Aspherical Surfaces with Newton Fringes. *Applied Optics* [online]. roč. 9, č. 4, s. 837–839, Dostupné z: [doi:10.1364/AO.9.000837](https://doi.org/10.1364/AO.9.000837)
- [8] WYANT, James C. Special Interferometric Tests for Aspherical Surfaces. In: [online]. Meinel Building Rm 652, University of Arizona Tucson, AZ 85721. [vid. 18. duben 2013]. Dostupné z: <http://fp.optics.arizona.edu/jcwyant/Optics513/ChapterNotes/Chapter09/09-Aspheric%20Testing.pptx.pdf>.
- [9] QED TECHNOLOGIES. SSI Technology. [Http://qedmrf.com/](http://qedmrf.com/) [online]. © 2013 [cit. 2013-05-16]. Dostupné z: <http://qedmrf.com/metrology/ssi-technology>
- [10] POST, Daniel. *High Sensitivity Moiré. Experimental Analysis for Mechanics and Materials*. New York: Springer, 1994, 440 s. ISBN 03-879-4149-5.
- [11] MIKŠ, Antonín. *Aplikovaná optika*. S.l.: České vysoké učení technické, 2009. ISBN 9788001042540.
- [12] BELL, Bernard. *Digital heterodyne topography*. University of Arizona, 1985. Dostupné z: <http://hdl.handle.net/10150/187971>. Disertační práce. University of Arizona. Vedoucí práce Koliopoulos, Chris.
- [13] TU, Tong a GOH. Moiré Patterns from a CCD Camera: Are They Annoying Artifacts or Can They be Useful?. In: *VISSAPP*. 2009, s. 51-58. Dostupné z: <http://www.ntu.edu.sg/home/aswbgo/publication/VISAPP09.pdf>
- [14] IDS Imaging Development Systems GmbH. [online]. [vid. 6. květen 2013]. Dostupné z: <http://en.ids-imaging.com/>
- [15] Slovník fotografických pojmů. PIHAN, Roman. www.fotoroman.cz [online]. © 2011 [cit. 2013-05-16]. Dostupné z: http://www.fotoroman.cz/glossary2/2_mtf.htm

DODATKY

- Dodatek 1** Technická dokumentace laseru *Red CrystaLaser® DL660-050-S*
- Dodatek 2** Technická dokumentace objektivu *Canon EF-S 15-85mm f/3.5-5.6 IS USM*
- Dodatek 3** Technická dokumentace kamery *IDS UI-1490LE-M-GL*
- Dodatek 4** Technická dokumentace testované asférické čočky
-
- CD-ROM** Snímky v původním rozlišení, elektronická verze bakalářské práce