



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií ■

Modernizace výrobního interferometru a vývoj řídicího software

Diplomová práce

Studijní program: N2612 – Elektrotechnika a informatika

Studijní obor: 3906T001 – Mechatronika

Autor práce: **Bc. Jaroslav Nosek**

Vedoucí práce: Ing. Vít Lédl, Ph.D.





TECHNICAL UNIVERSITY OF LIBEREC
Faculty of Mechatronics, Informatics
and Interdisciplinary Studies ■

Optical shop interferometer modernization and its controlling software development

Diploma thesis

Study programme: N2612 – Electrical Engineering and Informatics

Study branch: 3906T001 – Mechatronics

Author: **Bc. Jaroslav Nosek**

Supervisor: Ing. Vít Lédl, Ph.D.



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE
(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: Bc. Jaroslav Nosek
Osobní číslo: M12000257
Studijní program: N2612 Elektrotechnika a informatika
Studijní obor: Mechatronika
Název tématu: Modernizace výrobního interferometru a vývoj řídicího software
Zadávající katedra: Ústav nových technologií a aplikované informatiky

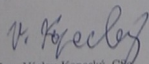
Zásady pro vypracování:

1. Prostudujte odbornou literaturu a vypracujte literární rešerši o moderních interferometrech a algoritmech pro zpracování interferogramů.
2. Zajistěte automatické proudové řízení zdroje pro fázový posuv včetně kalibračních metod.
3. Vytvořte algoritmy pro vyhodnocení fázově posunutých interferogramů.
4. Měřením referenční plochy určete systematickou chybu měřidla, která bude odčítána od vyhodnocených dat.
5. Vytvořte GUI aplikaci zastřešující všechny procesy nutné pro bezchybný poloautomatický chod měřidla.
6. Na kompletním interferometru proveďte sadu měření a výsledky porovnejte s měřeními na komerčních kalibrovaných přístrojích.
7. Zpracujte a zhodnoťte dosažené výsledky.

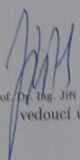
Rozsah grafických prací: **dle potřeby**
Rozsah pracovní zprávy: **cca 65 stran**
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**
Seznam odborné literatury:

- [1] MALACARA D. *Optical shop testing*. Wiley-Interscience, 2007.
- [2] MALACARA D., MALACARA Z., SERVIN M., *Interferogram Analysis for Optical Testing*, Dekker/CRC Press, 2005.
- [3] FRANCON M., *Optical Interferometry*, Academy Press, New York 1996

Vedoucí diplomové práce: **Ing. Vít Lédl, Ph.D.**
Ústav nových technologií a aplikované informatiky
Konzultant diplomové práce: **Ing. Pavel Psota**
Ústav nových technologií a aplikované informatiky
Ostatní konzultanti: **Ing. Petr Vojtíšek**
ÚFP AV ČR, v.v.i.
Datum zadání diplomové práce: **20. října 2014**
Termín odevzdání diplomové práce: **15. května 2015**


prof. Ing. Václav Kopecký, CSc.
děkan




prof. Dr. Ing. Jiri Maryška, CSc.
vedoucí ústavu

V Liberci dne 20. října 2014

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou 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 diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li diplomovou 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.

Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum: 25.9.2015

Podpis:

A handwritten signature in black ink, consisting of several fluid, connected strokes.

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu mé diplomové práce Ing. Vítu Lédlovi, Ph.D. za rady, pomoc a trpělivost při vedení mé diplomové práce. Rád bych též poděkoval všem zaměstnancům Regionálního Centra speciální optiky a optoelektronických systémů, (Turnovské OPToElektronické Centrum – TOPTEC) při UFP AVČR, kteří mi též pomáhali. Mé rodině, za podporu i oporu při mém studiu.

Anotace

Interferometrie je nejpoužívanějším nástrojem k přesnému měření optických elementů. V nedávné době byl v centru TOPTEC zrenovován hardware rovinného výrobního interferometru, avšak po stránce softwarové nedošlo doposud k žádnému progresu. Práce popisuje základní postupy a algoritmy implementované do vyhodnocovací jednotky interferometru tak, aby následovala moderní trendy optického průmyslu.

Klíčová slova

Interference, interferometrie, digitální zpracování obrazu, metody fázového posuvu

Anotation

Interferometry is the most widely used tool for accurate measurement of optical elements. TOPTEC have new renovated hardware manufacturing planar interferometer, but after the software so far there is no progress. This work describes the basic methods and algorithms implemented in the evaluation unit of the interferometer and to follow the modern trends in the optical industry.

Keywords

Interference, interferometry, digital image processing, phase shifting interferometry

Obsah

Úvod	11
I Teoretická část	13
1 Světlo	14
1.1 Elektromagnetické vlny a Poyntingův vektor	14
1.2 Interference	17
1.2.1 Michelsonův interferometr	19
1.3 Koherence	22
1.3.1 Kontrast a stupeň koherence	22
2 Fizeaův interferometr	24
3 Digitální metody vyhodnocení	29
3.1 Metoda detekce interferenčních proužků	30
3.2 Metoda Fourierovy transformace	31
3.3 Metoda změny fáze	34
3.3.1 Zajištění fázového posuvu	35
3.3.2 Algoritmy pro výpočet fáze	38
II Praktická část	41
4 Mechanicko-optická řešení a vylepšení	42
4.1 Homogenita osvětlení	44
4.2 Centrování testované vlnoplochy	46
4.3 Kolimační objektiv	48
5 Laserový zdroj jako fázový modulátor	52
5.1 Zdroj WSLs-635-005m-4	53
5.2 Zdroj TLS001-635	56
5.3 Zdroj FTEC658	58
5.4 Dílčí závěr	59
5.5 PSI se zdrojem WSLs-635	61
6 Softwarové řešení	69
6.1 GUI aplikace v MATLABu	70
6.1.1 Proudové řízení zdroje a sběr dat pro vyhodnocování metodu fázového posuvu	71
6.1.2 Kalibrace laserového zdroje pro PSI	72
6.1.3 Výsledky měření a odečítání odchylky referenční plochy ...	74

Závěr	80
Literatura	82
Příloha A.....	83

Seznam obrázků

1.1	Základní dvousvazkové interferometry (Goodwin, 2006; Malý, 2013).	20
1.2	Principiální schéma Fabry-Perotova skenovacího interferometru (Malý, 2013).	21
1.3	Schématické znázornění postupu při měření koherence světla (Fowles, 1975).	23
2.1	Fizeaův interferometr (Malacara, 2007).	24
2.2	Fizeaův interferometr s laserovým zdrojem záření (Malacara, 2007).	26
2.3	Polopropustné zrcadlo.	27
2.4	Ukázka vyhodnocování interferogramu (Goodwin, 2006).	27
3.1	Metody analýzy vlnového pole (Mikš, 2007).	29
3.2	Postup zpracování interferenční struktury metodou Fourierovy transformace (Mikš, 2007)	32
3.3	Principiální schéma zavádění lineární nosné frekvence (Pokorný, 2014)	33
3.4	Principiální schéma filtrace bočního vrcholu (Malacara et al., 2005).	33
3.5	Bez lineární nosné frekvence (Malacara et al., 2005).	33
3.6	Postup při vyhodnocování metodou fázového posuvu (Mikš, 2007).	35
3.7	Principiální schéma, zobrazení kavity (Goodwin, 2006).	36
4.1	Klasický výrobní Fizeaův interferometr.	42
4.2	Interferogram z výrobního rovinného interferometru.	43
4.3	Rozložení intenzity interferenční struktury při použití Laserové diody jako zdroje světla.	44
4.4	Rozložení intenzity pozadí při použití vláknového laserového modulu.	45
4.5	Způsob srovnání referenční vlnoplochy s testovanou s objektivem pentax, mechanické řešení za použití matnice.	47
4.6	Centrování testované plochy vůči referenční pomocí objektivu AVE-NIR (odkaz na citace obrázku)	47
4.7	Střihový interferometr od firmy Thorlabs.	48
5.1	Stejný řídicí proud, kavita splňující podmínku velikosti koherenční délky.	60
5.2	Tříkroková metoda, vyhodnocení odchylek od referenční plochy.	63
5.3	Čtyřkroková metoda - vyhodnocení odchylek od referenční plochy.	64
5.4	Carrého algoritmus - vyhodnocení odchylek od referenční plochy	64
5.5	Pětikroková metoda - vyhodnocení odchylek od referenční plochy.	65
5.6	Odečty odchylek jednotlivých metod od průměrovací pětikrokové metody.	67
5.7	Vyhodnocení odchylek pětikrokovou metodou pro zdroj FTEC658.	68
6.1	Základní schéma aplikace vytvořené v prostředí MATLAB.	69
6.2	Okno aplikace v 2. režimu před samotným vyhodnocováním, před nastavením vhodného expozičního času pro digitální kameru.	70

6.3	Okno aplikace pro 3. režim, vyhodnocená testovaná plocha.	71
6.4	„Unwrapping“ rekonstruované fáze, metoda PSI pro pět kroků, zdroj TLS001-635, Goldsteinův algoritmus.	74
6.5	Testovaná rovinná plocha na Fizeauově interferometru, pětikroková metoda, zdroj TLS001-635.	75
6.6	Přeměření referenční roviny na kalibrovaném měřicím přístroji (ASI). . .	76
6.7	Porovnání výsledků z měření na Fizeauově interferometru s výsledky z ASI.	76
6.8	Spektrum interforogramu, lze pozorovat změnu nosné frekvence v závislosti na náklonu stolku (x-ová a y-ová osa).	78
6.9	Výsledné odchylky testované plochy od referenční, metoda Fourierovy transformace.	79

Seznam grafů

3.1	Závislost změny vlnové délky na kavitě podle vztahu (3.11) (Goodwin, 2006).	37
4.1	Chromatická křivka (měřená).	51
4.2	Výstup Zemax - podélná chromatická aberace.	51
5.1	Zdroj WSLs-635-005m-4, Fabry-Perotův skenovací interferometr.	53
5.2	Laser HeNe a laserový modul WSLs-635-005m-4.	54
5.3	Vývoj spektrální čáry v závislosti na změně řídicího proudu.	54
5.4	TLS001-635 ($I_c = 58mA$).	56
5.5	HeNe laser a vláknový zdroj TLS001-635.	57
5.6	Zdroj FTEC658 a zobrazení jeho spektrální čáry pomocí Fabry - Perotova skenovacího interferometru.	58
5.7	Zobrazení zdroje FTEC658 s HeNe laserem.	59
5.8	Zdroj WSLs-635-005m-4, závislost fázového posuvu na řídicím proudu.	61
5.9	Zdroj WSLs-635-005m-4, závislost fázového posuvu na řídicím proudu, testovaná plocha blíže k referenční (viz graf 3.1).	62
5.10	Carrého algoritmus - histogram.	65
5.11	Pětikroková metoda - histogram.	66
5.12	Histogram - vyhodnocení pětikrokovou metodou pro zdroj FTEC658. . .	68
6.1	Vývoj intenzity na jednom pixelu laserového zdroje s korekcí.	73
6.2	Histogram pro kalibraci proudového zdroje, přepočet fázového posuvu pro pětikrokovou metodu.	73

Seznam ukázek zdrojového kódu

- 6.1 Ukázka sběru dat pro následnou kalibraci laserového zdroje TLS001-635. 72

Seznam tabulek

- 2.1 Přehled základních lamp používaných u Newtonova (Fizeauova) interferometru (Malacara, 2007). 25
- 4.1 Dublet a jeho parametry před korekcí otvorové vady. 48
- 4.2 Měření podélného chromatismu. 50
- 5.1 Měřicí vybavení. 52
- 5.2 Laserový zdroj WSLS-635-005m-4. 53
- 5.3 Laserový zdroj TLS001-635 56
- 5.4 Vypočtená přibližná koherenční délka ze šířky spektrální čáry. 59

Seznam symbolů a zkratk

Řecké..

Symbol	Název	Jednotka
φ	Fáze	
λ	Vlnová délka	m
ϵ_0	Permitivita vakua	F m ⁻¹
τ_c	Koherenční doba	s
μ_0	Permeabilita vakua	H m ⁻¹

Latinská abeceda

Symbol	Název	Jednotka
a	Amplituda (velikost optické vlny)	
c	Rychlost světla	m s ⁻¹
l	Vzdálenost	m
l_c	Koherenční délka	m
c	Rychlost světla	m s ⁻¹
ν	Frekvence	Hz
f	Ohnisková vzdálenost	m
I	Optická intenzita	W m ⁻²
n	Index lomu	1

Úvod

Každá přesná, zejména optická výroba je založena na základním pravidlu, které jako první vyslovil lord Rayleigh (Šolc, 2002) a to: „Optika umí vyrobit výbrusy s takovou přesností, s jakou je dovedeme proměřit.“ Jednoduchý iterační algoritmus využívaný při výrobě sestává ze čtyř kroků: změření daného stavu, vyhodnocení rozdílu oproti stavu požadovanému, opravení chyb (pokračování v jemném broušení a leštění) a vrácení se na krok první. Je zcela zřejmé, že pro uspokojení požadavků na přesnost, je dokonalá znalost měřících metod a umění jejich využití klíčovým aspektem.

V oblasti přesných délkových a tvarových měření kraluje interferometrie. Právě zde nacházejí uplatnění měřící metody založené na interferenci světla dosahující přesnosti vyhodnocení zlomků vlnové délky použitého zdroje záření. Měření pomocí kalibrů je velmi rychlé, ale při špatné manipulaci zde hrozí riziko poškození testovaného nebo referenčního elementu. Z tohoto důvodu je výhodné provádět bezdotyková měření pomocí interferometrů. V závislosti na typu a uspořádání interferometru můžeme měřit povrch, tloušťku, homogenitu, index lomu a další vlastnosti testovaného elementu.

V počátcích interferometrie byly interferogramy vyhodnocovány vizuálně. Z interferenčního obrazce byla odhadována odchylka testované plochy od plochy referenční. S rozvojem výpočetní techniky a vývojem vyhodnocovacích metod založených například na fázovém posunu se vyhodnocování interferometrických dat stalo automatické a umožnilo provádět měření s nevídanou přesností. Moderní interferometry jsou plně automatické, využívají pokročilé algoritmy a mají uživatelsky přívětivé rozhraní.

V centru TOPTEC v Turnově disponují moderními metrologickými přístroji, mezi které například patří: ASI (Aspheric Stitching Interferometer), DynaFiz interferometr, Fisba, Lumphoscan... Jedním z používaných zařízení v optické leštárně je dílenský rovinný interferometr Fizeaova typu, který vyráběla firma Bopp (Šolc, 2002). „Srdcem“ tohoto klasického interferometru je referenční deska vyrobená z kvalitního křemenného skla ($\lambda/15$), sodíková výbojka (kontrast - filtr). Pro zkušeného metrologa umožňuje velmi rychlá mezioperační měření a možnost pokračování v klasickém leštění. Z důvodu vizuálního vyhodnocování je výsledná přesnost oproti záznamovým měřícím interferometrům značně limitována.

V bakalářské práci byla provedena renovace tohoto klasického typu Fizeova interferometru po mechanické a optické stránce. Cílem diplomové práce je vytvořit řídicí software pro renovovaný interferometr s ohledem na celkovou funkčnost a poloautomatický chod měřidla.

Část I

Teoretická část

1 Světlo

Znalostmi o šíření světla ve formě světelných paprsků nebo jejich chování na hranici dvou prostředí (odraz, lom) již disponovali Řekové ve starověku (Malý, 2013). Právě šířením světla, jeho vznikem, detekcí a interakcí mezi látkami se zabývá vědní obor obecně nazývaný optika. Optika se dělí do několika skupin v závislosti na jejím historickém vývoji. Byla formována novými teoriemi ohledně popisu světla, potvrzené či vyvrácené (analyticky, experimentálně). Nejjednodušší přístup k popisu světla je pomocí geometrické optiky, kde se světlo šíří podél rovnoběžných čar - paprsků. Youngův pokus však ukázal, že některé jevy nelze pomocí paprskové optiky vysvětlit a je třeba komplexnějšího popisu. Byly položeny základy vlnové optiky. Dalším mezníkem bylo odvození Maxwellových rovnic, z nichž plyne, že světlo je elektromagnetická vlna. Nejkomplexnější a nejmodernější popis pak představuje kvantová optika. V této práci se omezíme na popis světla pomocí elektromagnetické, v mezním případě vlnové optiky, které velice přesně popisují interferenční jevy.

1.1 Elektromagnetické vlny a Poyntingův vektor

Maxwellovy rovnice:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_V, \quad (1.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}, \quad (1.1d)$$

Materiálové vztahy:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (1.2a)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1.2b)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (1.2c)$$

$$c = \left(\frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \right) \quad (1.2d)$$

Vektorová identita:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} \quad (1.3)$$

Pro homogenní prostředí bez zdrojů:

Vlnová rovnice

$$\begin{aligned}
 L &= \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) & (1.4) \\
 &= \nabla \times \left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = \nabla \times \left(-\frac{\partial(\mu_0 \mathbf{H})}{\partial t} \right) \\
 &= -\mu_0 \nabla \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial(\nabla \times \mathbf{H})}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}}{\partial t} \\
 &= -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = -\mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}
 \end{aligned}$$

Pro homogenní prostředí bez zdrojů se $\nabla \mathbf{D} = 0$.

$$\begin{aligned}
 P &= \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} & (1.5) \\
 \nabla \cdot \mathbf{E} &= \nabla \cdot (\epsilon(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})) = \nabla \epsilon(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \epsilon(\mathbf{r}) \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\
 \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= -\frac{\nabla \epsilon(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})}{\epsilon(\mathbf{r})}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 L &= P \\
 \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= \nabla^2 \mathbf{E} \\
 \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} &= 0
 \end{aligned}$$

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

Vlnová rovnice popisuje vývoj elektrického pole (platí i pro pole magnetické) v poloze $\mathbf{r} = (x, y, z)$ a čase t . Základním řešením vlnové rovnice je harmonická vlna, která má v optice zásadní význam. V komplexním zápise ji lze vyjádřit:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \quad (1.7)$$

Dosazením do vlnové rovnice získáme:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) = 0, \quad (1.8)$$

kde $k = \omega/c$ značí vlnové číslo. Rovnice je nazývána Helmholtzovou rovnicí pro funkci $E_0(\mathbf{r})$, platí pro všechny typy harmonických vln.

Nejjednodušší řešení Helmholtzovy rovnice je pro rovinnou harmonickou vlnu:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp ik[\mathbf{n} \cdot \mathbf{r} - \nu t] = \mathbf{E}_0 \exp [i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad (1.9)$$

Detektory záření mají určitou setrvačnost, to znamená, že nedokáží detekovat okamžitou hodnotu energie na ně dopadajícího elektromagnetického pole. Lze pouze detekovat časovou střední hodnotu energie, čas závisí na použitém detektoru.

Vyjádření Poyntingova vektoru:

$$\mathbf{N} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \mathbf{E}^2 \mathbf{n} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \mathbf{H}^2 \mathbf{n} \quad (1.10)$$

$$\mathbf{N} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \mathbf{E}^2 \mathbf{n} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} |\mathbf{E}_0|^2 \cos^2(k\mathbf{n} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \alpha) \quad (1.11)$$

$$I = |\langle \mathbf{N} \rangle| = \frac{1}{T} \int_0^T \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} |\mathbf{E}_0|^2 \cos^2(k\mathbf{n} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \alpha) dt \quad (1.12)$$

pokud $\cos^2 \theta = (1 + \cos 2\theta)/2$

$$I = |\langle \mathbf{N} \rangle| = \frac{1}{T} \int_0^T \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} |\mathbf{E}_0|^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2\omega T} [\sin 2(\omega T - k\mathbf{n} \cdot \mathbf{r} + \alpha)] \right\}, \quad (1.13)$$

pokud $T = 2\pi/\omega$ nebo $\omega T \gg 1$, lze druhý člen v rovnici zanedbat. A výsledná intenzita se potom rovná:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} |\mathbf{E}_0|^2. \quad (1.14)$$

1.2 Interference

Superpozice (skládání) dvou nebo více vln v prostoru se nazývá interference. Nezbytnou podmínkou pro sledování interference v daném místě je, aby byly vlny shodně polarizované a koherentní. Pokud jsou jednotlivé vlny popsány jako vektory $\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t)$ řešením Maxwellových rovnic pro dané prostředí, potom platí (Malý, 2013):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_i \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t), \quad i = 1, 2, \dots \quad (1.15)$$

Uvažujme dvě monochromatické vlny se stejnou frekvencí, vlnovou délkou a polarizací:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{01} \exp i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_1), \quad (1.16)$$

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{02} \exp i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_2). \quad (1.17)$$

Výsledkem interference je komplexní amplituda, jako součet komplexních amplitud jednotlivých vln:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2. \quad (1.18)$$

Podle rovnice pro výpočet intenzity světla $I \approx |\mathbf{E}|^2$ a s uvážením, že $|\mathbf{E}_{01}| = \sqrt{I_1}$ a $|\mathbf{E}_{02}| = \sqrt{I_2}$ získáme výslednou intenzitu (Saleh a Teich, 1994):

$$\begin{aligned} I = |\mathbf{E}|^2 = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* &= (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_2^*) = \\ &= |\mathbf{E}_{01}|^2 + |\mathbf{E}_{02}|^2 + 2\mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos \phi = \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \phi, \end{aligned} \quad (1.19)$$

kde

$$\phi = \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \delta_1 - \delta_2. \quad (1.20)$$

Výsledná intenzita se skládá ze součtu jednotlivých intenzit a interferenčního členu $2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi$, který závisí na fázovém rozdílu vln. Intenzita dosahuje maxima ve všech bodech, pro které platí:

$$\Delta\varphi = 2n\pi \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.21)$$

Pro takto definovaný fázový rozdíl dochází ke konstruktivní interferenci (světlé proužky).

Intenzita dosahuje minima tam, kde je fázový rozdíl:

$$\Delta\varphi = (2n + 1)\pi \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.22)$$

Pro takto definovaný fázový rozdíl dochází k destruktivní interferenci (tmavé proužky). Celé číslo vyjadřuje interferenční řád proužků. Interferenční obrazec se potom skládá ze světlých a tmavých proužků. Pokud dvě interferující rovinné vlny v_1 a v_2 dopadají na rovinu R pod úhly β_1 a β_2 . Mají vlnovou délku λ a v místě jejich protnutí dojde ke vzniku interferenční struktury (interferogramu).

1.2.1 Michelsonův interferometr

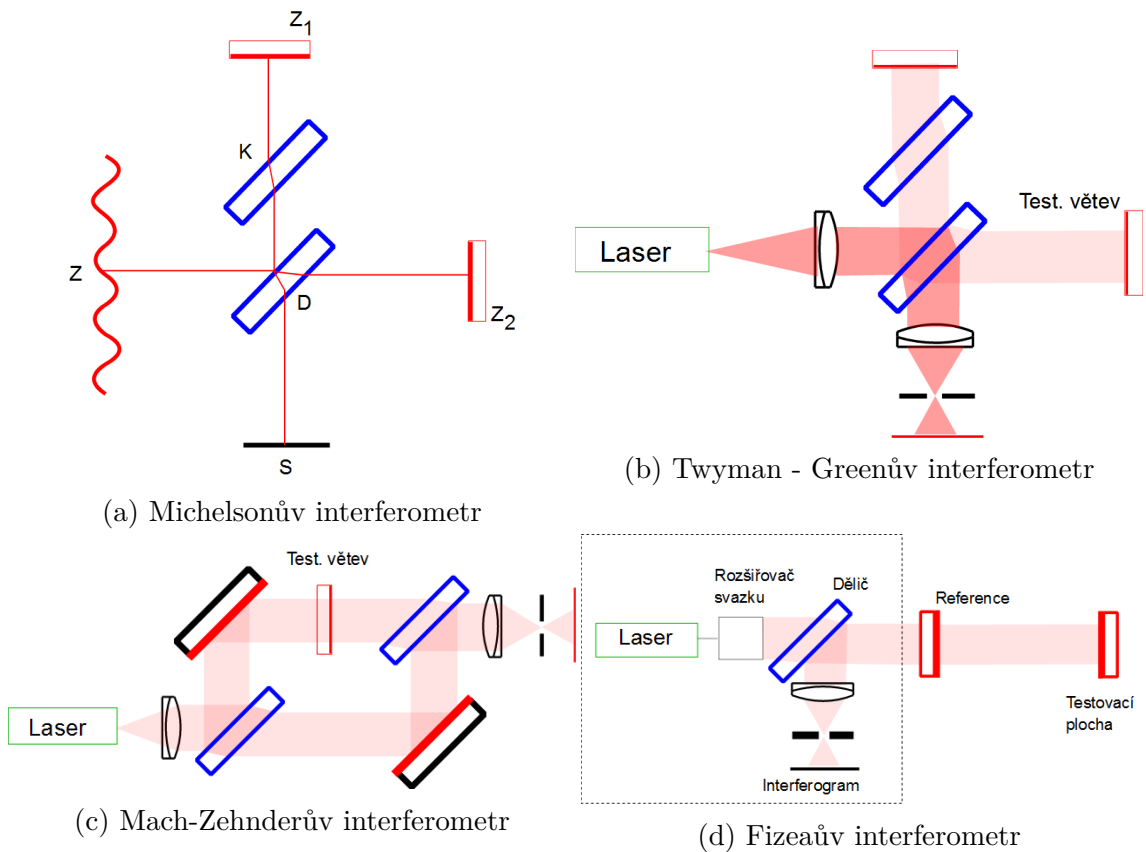
Bezpochyby nejznámější a nejuniverzálnější interferometrické zařízení je interferometr navržený Albertem Michelsonem v roce 1880. Základní schéma je zobrazeno na obrázku (1.1a). Světlo ze světelného zdroje Z dopadá na polopropustné zrcátko D , které rozděluje světelný svazek na dvě části. Tyto dva oddělené svazky putují zpět k děliči D pomocí zrcátek Z_1 a Z_2 , které se dají naklápět. Jedno zrcátko je umístěno na posuvném zařízení, díky čemuž můžeme měnit optickou dráhu svazku v této větvi. Oba svazky se pak setkávají na děliči D se vzájemným fázovým zpožděním, které právě odpovídá optickému dráhovému rozdílu obou svazků. Pokud je u tohoto typu interferometru použito bílé světlo, je nezbytné přidání kompenzačního členu K vyrobeného ze stejného materiálu a tloušťky jako samotný dělič. (V dnešní době se prodávají děliče zachovávající dráhový rozdíl). Pokud d je dráhový rozdíl mezi svazky dopadajícími na stínítko S , potom se intenzita mění podle vztahu (1.23) vyjádřeno z (1.19) při dosazení (1.20) a předpokládáme $I_1 = I_2$.

$$1 + \cos \theta = 1 + \cos kd = 1 + \cos \frac{2\pi d}{\lambda}. \quad (1.23)$$

Pokud nejsou zrcadla naklopena (pokud bychom jedno přemístili do druhého ramena \rightarrow rovnoběžná), a je použito plošného zdroje světla, bude výsledný interferenční obrazec (interferogram) pozorovaný na stínítku S tvořen soustavou soustředěných kruhů.

Jedním z mnoha možných použití Michelsonova interferometru je stanovení indexu lomu u plynů. Vyprázdněná optická cela je umístěna do jedné větve interferometru. Plyn, jehož index lomu má být měřen, je potom vháněn do optické cely. Toto je rovno změně délky optické dráhy a má za následek pohyb proužků v zorném poli. Právě počet takovýchto proužků nám udává efektivní změnu v optické dráze, z které lze následně vypočítat index lomu daného plynu.

Obměnou Michelsonova interferometru je Twyman-Greenův interferometr, u kterého je světelný svazek vycházející ze zdroje kolimován na rovinnou vlnu. Používá se pro testování optických prvků, například čoček, hranolů, nebo zrcadel. Vady jsou zobrazeny jako deformace v interferenční struktuře. Existuje mnoho modifikací tohoto interferometru.



Obrázek 1.1: Základní dvousvazkové interferometry (Goodwin, 2006; Malý, 2013).

Fabry-Perotův interferometr

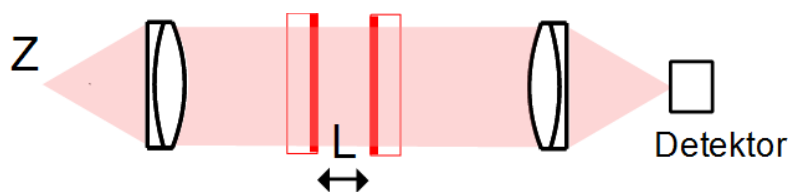
Interferometr zkonstruovaný pány C. Fabry a A. Perotem v roce 1899 na základě využití mnohosvazkové interference. Je používán k velmi přesnému měření vlnových délek a ke studiu spektrálních čar. Fabry-Perotův interferometr v podstatě sestává ze dvou rovinných planoparalelních zrcadel. Častěji se dnes užívá se zrcadly kulovými, jejichž výhodou je možnost výroby s větší kvalitou a dopadající světlo nemusí být nastaveno s takovou přesností. Pokud lze měnit rozestup mezi zrcadly mechanicky, zařízení se nazývá skenovací interferometr. Pokud je mezera fixně vymezená distančními kroužky, jedná se o etalon. Zrcadla jsou vyrobena ze skleněných desek, povrchy musí být extrémně rovné a rovnoběžné k získání maximální ostrosti proužků. Řádově přesnost $1/4$ vlnové délky (λ) není dostatečně dobrá pro precizní Fabry-Perotovy aplikace. Pro jistotu je doporučovaná přesnost mezi $1/20 - 1/100 \lambda$.

Zrcadla jsou zpravidla pokrytá dielektrickým filmem, který je vysoce odrazivý. Pokud je na výstupu spojná čočka, interferenční proužky se objeví na ohniskové rovině ve formě soustředných kruhů. Tyto proužky se dají pozorovat jak vizuálně, nebo plošným detektorem. Rozložení světla je dáno Airyho funkcí $(1 + F \sin^2 \Delta/2)^{-1}$. Získané soustředné kruhy odpovídají konstantní hodnotě Theta, a kruhové proužky jsou nazývány proužky stejného sklonu.

Při uspořádání jako skenovacího interferometru obrázek (1.2), dopadá světlo na interferometr a prochází jím ve formě rovinné vlny. Následně je vlna spojnou čočkou fokusována na detektor. Vzdálenost mezi zrcadly L se většinou mění periodicky s frekvencí například stovek hertzů a výše. Podmínka propustnosti interferometru se nastavuje změnou L , tzn. že maximem Airyho funkce se skenuje určitý interval vlnových délek. Spektrum lze pozorovat v reálném čase, přivedením výstupu detektoru na vertikální osu osciloskopu. Osu horizontální je nutné synchronizovat se změnou L .

$$F_t = \frac{FSR}{\Delta} \quad (1.24)$$

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\nu\lambda^2}{c} \quad (1.25)$$



Obrázek 1.2: Principiální schéma Fabry-Perotova skenovacího interferometru (Malý, 2013).

1.3 Koherence

1.3.1 Kontrast a stupeň koherence

V předchozí kapitole jsme uvažovali, že zdroje záření byly koherentní, monochromatické a měly konstantní amplitudu. V reálném světě se ale amplitudy a fáze světelných vln mění náhodně v čase. Okamžitý světelný tok se proto v daném místě mění velmi rychle. Z tohoto důvodu je smysluplnější definování intenzity (I) přímo jako časové střední hodnoty. V případě dvou polí \mathbf{E}_1 a \mathbf{E}_2 je intenzita I vyjádřena jako:

$$\begin{aligned} I &= \langle \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* \rangle = \langle (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_2^*) \rangle \\ &= \langle |\mathbf{E}_1|^2 + |\mathbf{E}_2|^2 + 2\text{Re}(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^*) \rangle \end{aligned} \quad (1.26)$$

Ostré závorky značí středování v čase:

$$\langle f \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt \quad (1.27)$$

Dále budeme předpokládat, že všechny veličiny jsou stacionární. Stacionárními rozumíme, že středování v čase je nezávislé na jeho zvoleném počátku. Pro zjednodušení uvažujme elektrická pole se shodnou polarizací. Poté lze zanedbat jejich vektorovou podstatu:

$$I = I_1 + I_2 + 2\text{Re}\langle E_1 E_2^* \rangle, \quad (1.28)$$

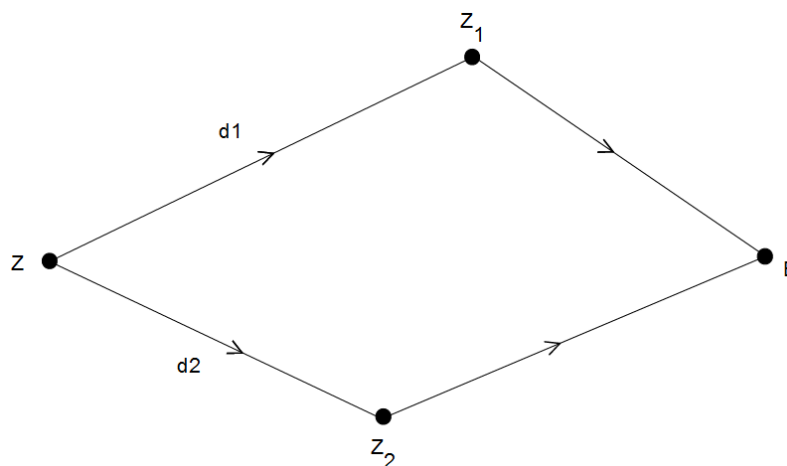
kde

$$I_1 = \langle |E_1|^2 \rangle, \quad I_2 = \langle |E_2|^2 \rangle. \quad (1.29)$$

V obvyklém interferenčním experimentu dvě pole E_1 a E_2 pocházejí ze stejného zdroje. Liší se pouze optickou drahou. Zjednodušené schéma je zobrazeno na obrázku (1.3). Necht' je t čas pro světelný svazek putující po dráze d_1 a $(t+\tau)$ po dráze d_2 , potom interferenční člen v rovnici (1.28) může být zapsán ve tvaru $2\text{Re}\Gamma_{12}(\tau)$, kde $\Gamma_{12}(\tau)$ je rovna $\langle E_1(t)E_2^*(t+\tau) \rangle$. Funkce $\Gamma_{12}(\tau)$ je nazývána vzájemnou koherenční funkcí a nebo korelační funkcí dvou polí E_1 a E_2 .

Funkce $\Gamma_{11}(\tau) = \langle E_1(t)E_1^*(t+\tau) \rangle$ je známá jako autokorelační funkce. Z definice je zřejmé, že $\Gamma_{11}(\tau) = I_1$ a $\Gamma_{22}(\tau) = I_2$. Občas je užitečné použít normalizovaný tvar korelační funkce vyjadřující stupeň koherence vlnění:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1 I_2}}. \quad (1.30)$$



Obrázek 1.3: Schématické znázornění postupu při měření koherence světla (Fowles, 1975).

Intenzita je potom vyjádřena jako:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}[\gamma_{12}(\tau)], \quad (1.31)$$

kde $\operatorname{Re}(\gamma_{12}) = |\gamma_{12}| \cos \phi_{12}$. Funkce $\gamma_{12}(\tau)$ se nazývá komplexní stupeň koherence. V závislosti na hodnotě členu $|\gamma_{12}|$ dochází ke třem možným stavům. Pokud je $|\gamma_{12}|$ rovno jedné, jedná se o úplnou koherenci, říkáme, že vlnění je koherentní. Částečná koherence nastává, pokud se hodnota pohybuje v rozmezí $0 < |\gamma_{12}| < 1$. Poslední případ, kdy nedochází k interferenci nastane, pokud se člen rovná nule \rightarrow , říkáme, že vlnění je nekoherentní.

Nyní můžeme přistoupit k definici kontrastu interferenčního pole. V interferenčním poli nabývá intenzita hodnoty mezi mezemi I_{max} a I_{min} : $I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}|$ a $I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}|$.

Kontrast (viditelnost) je potom definován jako poměr:

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (1.32)$$

Můžeme přepsat jako:

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}|}{I_1 + I_2}. \quad (1.33)$$

V případě, že $I_1 = I_2$:

$$V = |\gamma_{12}|. \quad (1.34)$$

je kontrast roven modulu stupně částečné koherence. Plný kontrast nastane pokud $|\gamma_{12}| = 1 \rightarrow$ úplná koherence, pokud $= 0 \rightarrow$ žádný interferenční obrazec.

2 Fizeaův interferometr

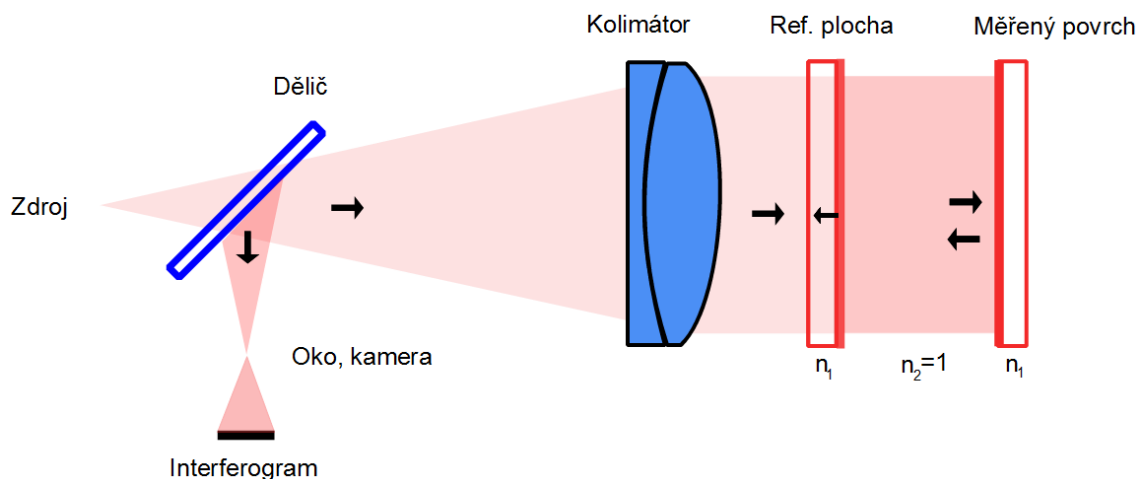
Základní principální schéma Fizeaova interferometru (vycházející z Newtonových pokusů), je zobrazeno na obrázku 2.1.

Na rozdíl od Michelsonova interferometru jsou veškeré optické komponenty v základní sestavě umístěné v jedné větvi. Proto jsou ve většině případů jejich zadní strany napařené vhodnou antireflexní vrstvou. Zejména zadní plocha etalonu je vyráběná ve tvaru klínu, z důvodů izolace zpětného odrazu.

Používané zdroje světla u klasického Fizeaova interferometru jsou uvedeny v tabulce 2.1. Jelikož tyto zdroje mají krátkou koherenční délku (řádově několika mm), je nezbytné snížit kavitu mezi testovanou a referenční plochou na minimum.

Hustota interferenční struktury vzrůstá úměrně se „vzduchovým klínem“ mezi rovinou etalonu a měřeným povrchem. Většina klasických interferometrů disponuje polohovatelným podstavcem s mikrometrickými šrouby, kterými lze vhodně centrovat testovanou vlnoplochu vůči referenční. Následně docílit vhodné rozteče interferenčních proužků v závislosti na typu vyhodnocení.

Pro více informací jsou v publikaci (Malacara, 2007) dobře popsány postupy při měření různých vlastností testovaných elementů. Dále jsou probrány kladené požadavky na kvalitu kolimačního objektivu, polopropustného zrcátka, koherence světelného zdroje, kruhové clonky, atd.



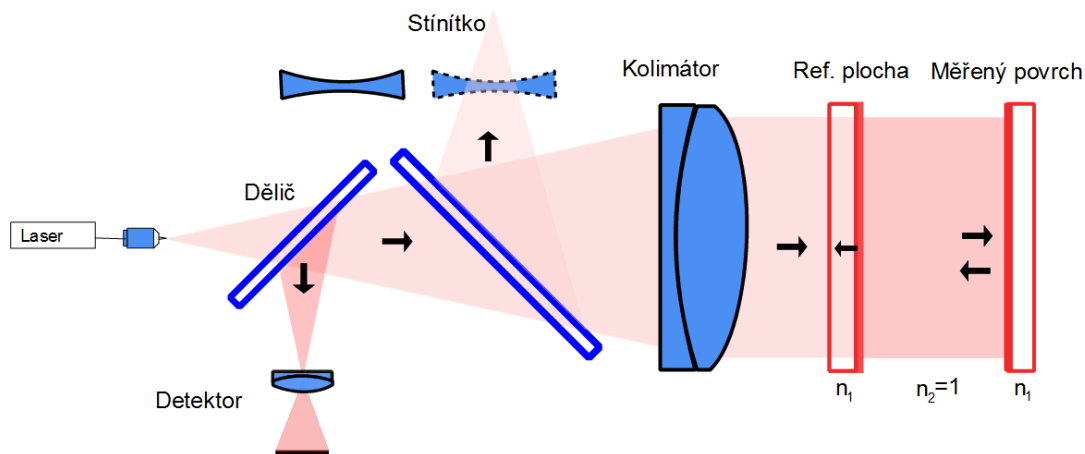
Obrázek 2.1: Fizeaův interferometr (Malacara, 2007).

Tabulka 2.1: Přehled základních lamp používaných u Newtonova (Fizeauova) interferometru (Malacara, 2007).

Typ lampy	Vlnová délka(λ)[nm]	Specifikace
Sodíková	589.3	Vlnová délka je průměrnou hodnotou dvou čar 589.0 a 589.6 nm. Zahřívací čas je přibližně 10 minut.
Nízkotlaká rtuťová	546.1	Protože vyzařuje více vlnových délek, je zapotřebí použít zelený filtr izolující spektrální čáru 546.1 nm. Není potřebný žádný zahřívací čas.
Nízkotlaká heliová výbojka	587.6	Žlutý filtr, bez zahřívacího času.
Thaliová	535	Charakteristikou podobná sodíkové výbojce. Zahřívací čas okolo 10 minut.
Kadmiová	643.8	Červený filtr. Zahřívací čas okolo 10 minut.

Na obrázku 2.2 je zobrazeno principiální schéma Fizeaova interferometru používající laserový zdroj záření. V systému je zobrazen druhý dělič, právě z důvodu nahrazení konvenčních zdrojů z tabulky 2.1 laserovým zdrojem záření, který by mohl za určitých okolností způsobit poškození zraku. Čímž odpadá nutnost přímého pohledu do zařízení. Na stínítku jsou promítány fokusované obrazy od referenční a testované plochy, což umožňuje jejich rychlé centrování. Při vložení rozptylné čočky do dráhy svazků lze na stínítku pozorovat interferenční strukturu.

Moderní měřicí přístroje na bázi Fizeaova interferometru vyrábí například firma Zygo. Interferometr je dodáván ve formě tzv. „black boxu“, kde lze například pomocí bajonetového úchytu měnit referenční desku. Uvnitř jsou moderní optické prvky (objektivy, polarizátory, děliče, prostorové filtry...). Celý systém je doplněn o komunikační rozhraní umožňující řízení celého interferometru pomocí vyladěného měřicího softwaru.



Obrázek 2.2: Fizeaův interferometr s laserovým zdrojem záření (Malacara, 2007).

Pomocí Fresnelových vztahů, lze při kolmém dopadu světla na hranici dvou dielektrik, vypočítat odrazivost R jako (Mikš, 2009):

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2} = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \approx 0.04 \approx 4\%, \quad (2.1)$$

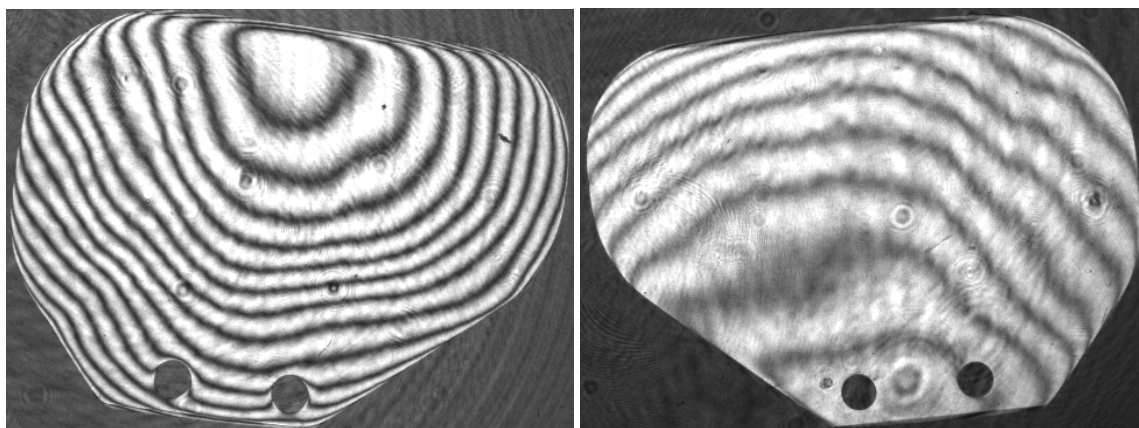
kde

n_2vzduch ≈ 1 ,

n_1sklo ≈ 1.5 .

Jelikož je referenční plocha (etalon) v interferometru nejdůležitější komponentou, jsou kladeny veliké požadavky na její kvalitu. S tím do značné míry souvisí i materiál, ze kterého je deska vyrobena s ohledem například na lineární koeficient teplotní roztažnosti.

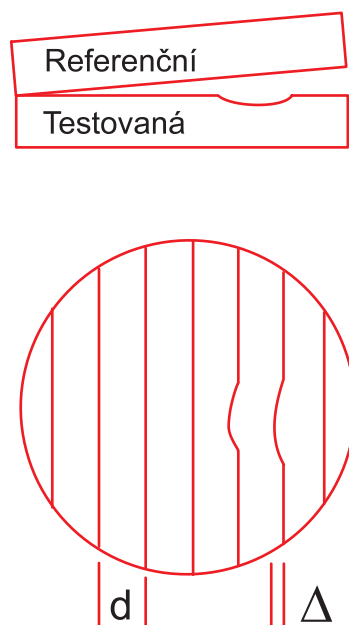
V literatuře (Malacara, 2007) je nastíněna zajímavá možnost využití kapaliny k vytvoření referenční plochy. Je zde počítáno se zakřivením země a výsledná vypočtená chyba („Peak error“) reference o průměru 0,5 m, by činila pouhých $\lambda/100$. V praxi je zde ale řada zásadních problémů (např. vibrace, prachové částice). Mezi nevhodné kapaliny se například řadí voda pro její nízkou viskozitu, nebo rtuť z hlediska její vysoké odrazivosti. Dva interferující svazky potom mají rozdílnou intenzitu, což se negativně projeví na kontrastu interferenční struktury. Testovaná plocha by musela být vhodně napařená pro zachování kontrastu. Analogii lze pozorovat na obrázku 2.3, kde je v interferometru testovaná přední a zadní plocha optického děliče. Zde dochází k poklesu kontrastu pro plochu napařenou vrstvičkou chrómu. Pro vyrovnání kontrastu by zde bylo potřeba zařadit vhodný atenuátor.

(a) *AR MgF₂*(b) *Cr 50/50*, snížen expoziční čas kamery.

Obrázek 2.3: Polopropustné zrcadlo.

Princip vyhodnocování interferogramů pomocí kalibrů

Vztah pro vyjádření odchylky (viz. vzorec (2.2) a obrázek 2.4) při měření rovinné testované plochy vůči referenční, je dobře známý. Jelikož je optický dráhový rozdíl mezi testovanou a referenční plochou roven $2x$, odpovídá velikost odchylky v interferenční struktuře, rovnající se rozteči dvou sousedících proužků, hodnotě $\lambda/2$. Pokud například uvažujeme, že rozteč proužků v obraze je rovna 10 mm a odchylka činí 1 mm, je výsledná hodnota h rovna $\lambda/20$.



Obrázek 2.4: Ukázka vyhodnocování interferogramu (Goodwin, 2006).

$$h = \frac{\Delta \lambda}{d} \quad (2.2)$$

Při měření kalibrem, je ve většině případů etalon umístěn na podložce a přikládá se testovaná plocha. Pro názornost i z hlediska uspořádání Newtonova, Fizeauova interferometru je voleno pořadí zobrazené na obrázku 2.4.

Vztah fázového a dráhového rozdílu, ze vztahu 1.20 (Pokorný, 2014):

$$\phi = \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \delta_1 - \delta_2 = (k_1 \mathbf{n}_1 - k_2 \mathbf{n}_2) \mathbf{r} + \Delta\delta_{12} = \left(\frac{2\pi}{\lambda_1} \mathbf{n}_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} \mathbf{n}_2 \right) \mathbf{r} + \Delta\delta_{12}. \quad (2.3)$$

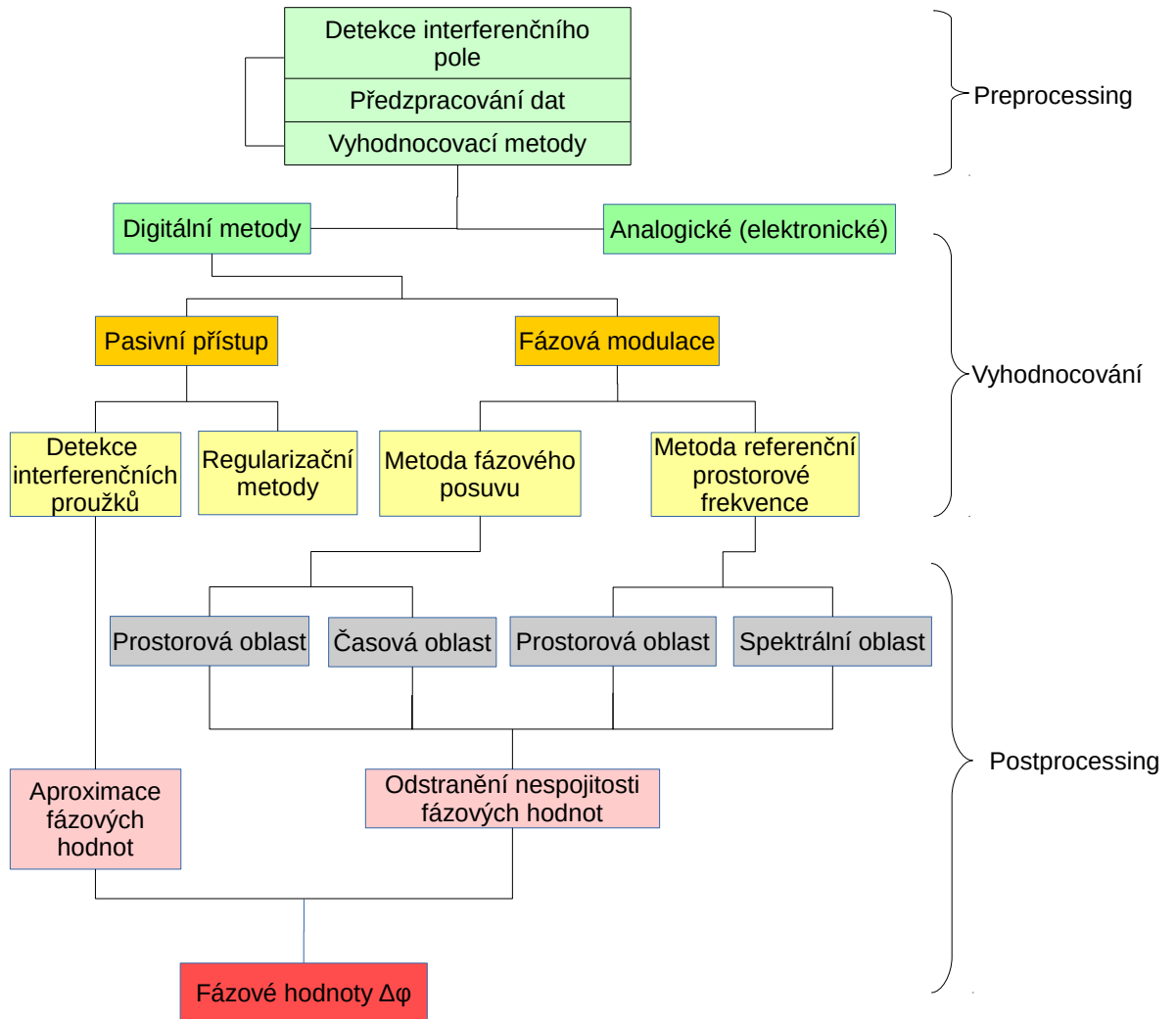
Pokud při měření používáme jeden zdroj záření, lze sjednotit vlnová čísla a počáteční fázový rozdíl považovat za nulový. Potom:

$$\phi(\mathbf{r}) = k|\rho_1 - \rho_2| = \frac{2\pi}{\lambda} OPD(\mathbf{r}), \quad (2.4)$$

$$OPD(\mathbf{r}) = \frac{\lambda}{2\pi} \phi(\mathbf{r}). \quad (2.5)$$

S tím, že $h = OPD/2 \rightarrow$ vzorec (2.2).

3 Digitální metody vyhodnocení



Obrázek 3.1: Metody analýzy vlnového pole (Mikš, 2007).

Zaznamenávání jednotlivých interferogramů pomocí digitální kamery a následné zpracování (vyhodnocení) výpočetním zařízením bylo důležitým krokem ke zvýšení přesnosti u interferometrických metod. První používaná vyhodnocovací metoda, relativně jednoduchá a nenáročná, je založená na principu určování středů interferenčních proužků.

3.1 Metoda detekce interferenčních proužků

Tato metoda vyžaduje pouze nasnímáné jediné interferenční struktury, předzpracování vstupních dat (filtry), určení středů interferenčních proužků, přiřazení relativních řádů interferenčním proužkům a aproximaci fázového rozdílu. Informace obsažené v centrech interferenčních proužků jednotlivých interferogramů popisují tvar měřeného povrchu, ale pro určení znaménka aproximovaného fázového rozdílu je zapotřebí znát více informací. Nejednoznačnost znaménka lze dodatečně zjistit z pohybu proužků při vyvinutí tlaku na testovanou plochu. Určování středů jednotlivých interferenčních proužků je velmi citlivé na šum, nelineárních vlastnostech detektoru a rozteči (rozmístění) pixelů. Navíc je fázový rozdíl známý pouze v několika bodech ležících na středech interferenčních proužků .

3.2 Metoda Fourierovy transformace

Touto metodou se proslavil a měl jí dlouhá léta patentovanou pan Takeda (Mikš, 2007). Výhodou oproti PSI je, že pro vyhodnocení postačuje pouze jeden měřený interferogram. Na druhé straně nejsme schopni z jednoho obrazu určit znaménko fázového rozdílu. Rozdělení zaznamenané intenzity interferenční struktury bez zavedené nosné frekvence můžeme podle rovnice (1.19) přepsat do tvaru:

$$I(x, y) = I_{dc}(x, y) + I_{ac}(x, y) \cos \Delta\phi(x, y), \quad (3.1)$$

kde delta $\Delta\phi$ je fázový rozdíl testované a referenční plochy a I_{dc} je střední intenzita pozadí a I_{ac} amplituda intenzity. Dále předpokládáme, že interferující vlny jsou monochromatické a lineárně polarizované. Uvažujeme testovanou a referenční vlnoplochu jako rovinnou. Pro pozdější orientaci v zápisu přepíšeme rovnici na tvar:

$$I(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) + b(\mathbf{r}) \cos \Delta\phi(\mathbf{r}). \quad (3.2)$$

Principiální schéma zavádění lineární nosné frekvence je zobrazeno na obrázku 3.3. Můžeme zavést funkci $F(\mathbf{r})$ (Pokorný, 2014) jako:

$$F(\mathbf{r}) = 2\pi\mathbf{f}_0\mathbf{r}, \quad (3.3)$$

kde $\mathbf{f}_0 = (f_{0x}, f_{0y}) = \lambda^{-1}(\sin \theta_x, \sin \theta_y)$ značí lineární prostorovou nosnou frekvenci a θ_x a θ_y jsou naklopení v ose x a y .

Praktická realizace funkce $F(\mathbf{r})$ je možná náklonem podstavce testované plochy například u Fizeova interferometru. Přičtením funkce $F(\mathbf{r})$ k fázovému rozdílu $\Delta\phi(\mathbf{r})$ získáme:

$$I(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) + b(\mathbf{r}) \cos[2\pi\mathbf{f}_0(\mathbf{r}) + \Delta\phi(\mathbf{r})]. \quad (3.4)$$

V komplexním tvaru má rovnice tvar:

$$I(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) + c(\mathbf{r}) \exp(i2\pi\mathbf{f}_0\mathbf{r}) + c^*(\mathbf{r}) \exp(-i2\pi\mathbf{f}_0\mathbf{r}), \quad (3.5)$$

kde

$$c(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}b(\mathbf{r}) \exp(i\Delta\phi(\mathbf{r})),$$

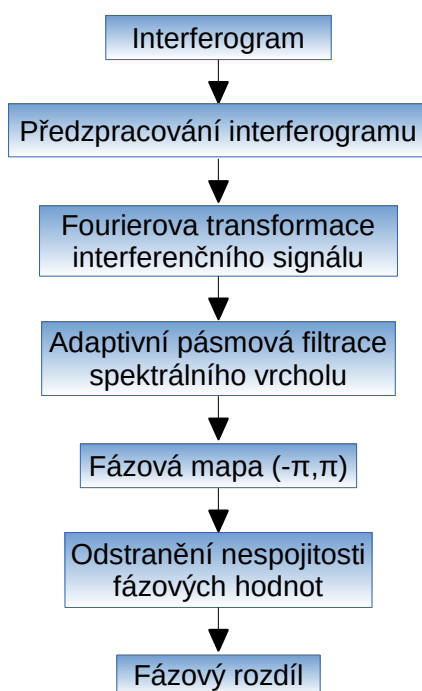
$$c(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}b(\mathbf{r}) \exp(-i\Delta\phi(\mathbf{r})).$$

Pokud použijeme Fourierovu transformaci na rovnici (3.5), získáme frekvenční Fourierovské spektrum, které se vyznačuje třemi vrcholy (tzv. spektrální komponenty) v závislosti na zaváděné nosné frekvenci:

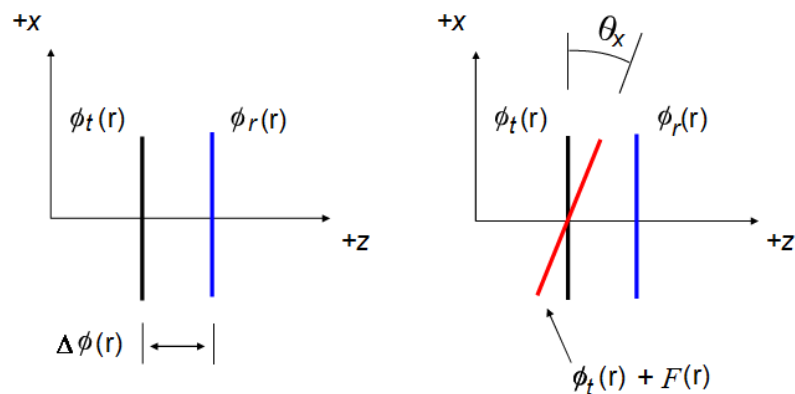
$$FT\{I(\mathbf{r})\} = A(\mathbf{r}) + C(\mathbf{f} - \mathbf{f}_0) + C^*(\mathbf{f} + \mathbf{f}_0) \quad (3.6)$$

Ve frekvenční oblasti je poté nutno odfiltrovat střední a jeden z bočních vrcholů. Zbývající boční vrchol se centruje tak, aby $\mathbf{f}_0 = (0,0)$, čímž dojde k odstranění zaváděné nosné frekvence. Aplikací inverzní Fourierovy transformace získáme $c(\mathbf{r})$. Výsledný fázový rozdíl interferujících vln lze vyjádřit jako:

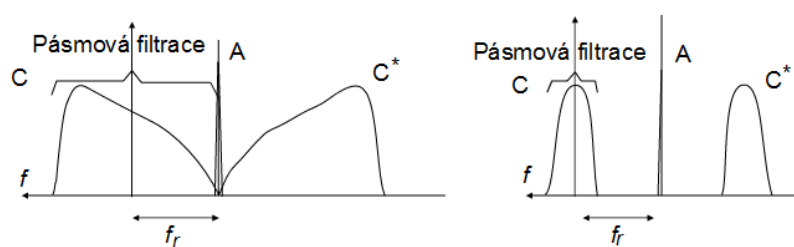
$$\Delta\phi(\mathbf{r}) = \arctan \left\{ \frac{Im[c(\mathbf{r})]}{Re[c(\mathbf{r})]} \right\}. \quad (3.7)$$



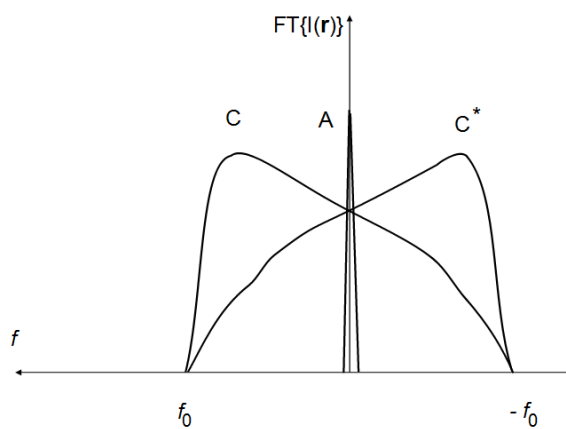
Obrázek 3.2: Postup zpracování interferenční struktury metodou Fourierovy transformace (Mikš, 2007)



Obrázek 3.3: Principiální schéma zavádění lineární nosné frekvence (Pokorný, 2014)



Obrázek 3.4: Principiální schéma filtrace bočního vrcholu (Malacara et al., 2005).



Obrázek 3.5: Bez lineární nosné frekvence (Malacara et al., 2005).

3.3 Metoda změny fáze

Interferometrie s fázovým posuvem (Phase Shifting Interferometry (PSI)) je metoda, při které jsou zaznamenávány sady interferogramů, kde fáze jednoho ze dvou interferujících svazků je ve většině případů změněna o známou hodnotu. Vylepšením oproti statické interferometrii je jednoznačně větší měřicí přesnost (udávána přesnost $> \lambda/100$ nm) a dobré výsledky i při nízkém kontrastu v interferenční struktuře. Další velikou výhodou je znalost znaménka fázového rozdílu. Fáze je počítána z každého pixelu nezávisle, proto není výsledek tolik ovlivněn kolísáním intenzity světelného zdroje nebo vlastnostmi snímacího čipu kamery. Výsledkem vyhodnocení je fázová mapa, uložená jako matice hodnot. Například pro Twyman - Greenův (Fizeaův) interferometr se výsledná fázová vlnoplocha ϕ testovaného elementu vypočte:

$$\phi(x, y) = 4\pi h(x, y)/\lambda. \quad (3.8)$$

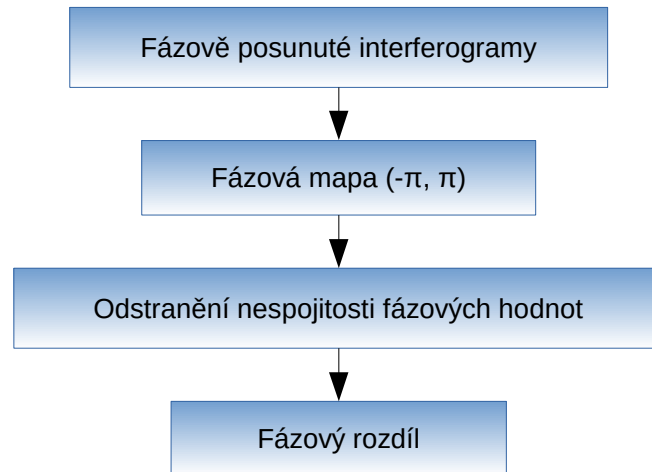
Kde h je velikost odchyvky testovaného povrchu a (λ) je vlnová délka použitého světelného zdroje.

Nevýhodou této metody je potřeba vícero záznamů, vhodný modulátor fáze, což se promítne do ceny zařízení. Pokud neměříme v laboratorních podmínkách, tak se ve výsledku negativně projeví vibrace, fluktuace vzduchu. Metoda fázového posuvu je obecně nevhodná pro měření rychle se vyvíjejících dynamických procesů, ale existují zařízení, která dokáží fázově posunuté interferogramy snímat v jeden okamžik. Do interferometru je přidán speciální holografický člen, fázová maska, polarizátor a na digitální snímač poté dopadají (obvykle čtyři) fázově posunuté interferenční struktury.

Pro základní rovnici:

$$I(x, y) = I_{dc}(x, y) + I_{ac}(x, y) \cos [\phi(x, y) + \phi(t)], \quad (3.9)$$

kde I_{dc} je naše známé $I_1 + I_2 \rightarrow$ střední hodnota intenzity pozadí a I_{ac} značí amplitudu intenzity. Intenzita I je zaznamenána pro každý pixel ve všech nasnímaných interferogramech. Mezi neznámé proměnné patří I_{dc} , I_{ac} a $\phi(x, y)$, proto jsou potřeba minimálně tři interferogramy pro určení fáze $\phi(x, y)$. Fáze měnící se mezi záznamy v čase je $\phi(t)$. Nejpoužívanější fázový posuv mezi obrazy je $\pi/2$ (90°). Na obrázku (3.6) je zobrazen diagram postupu vyhodnocování metodou fázového posuvu, nejprve ale musíme vhodně získat fázově posunuté interferogramy, čemuž se věnuje následující podkapitola.



Obrázek 3.6: Postup při vyhodnocování metodou fázového posuvu (Mikš, 2007).

3.3.1 Zajištění fázového posuvu

Zajištění správného fázového posuvu mezi interferenčními strukturami je možné dosáhnout mnoha způsoby. Nejčastěji se zavádí fázovou modulací referenčního svazku např.:

- piezoelektrickým posuvem,
- rotací planparalelní destičky,
- posuvem hranolu,
- elektrooptickým modulátorem (Braggova cela).

Z hlediska přesnosti, opakovatelnosti a snadného řízení se v PSI nejčastěji využívá modulace fáze založené na piezoelektrickém posuvu. Je zde používáno stejnosměrné napětí pro expanzi nebo kontrakci PZT materiálu, což je využito pro malý poziční posuv referenční plochy. Právě pro například vyžadovaný fázový posuv o 90° u Twyman-Greenova (Fizeaova) interferometru podle (rce) je nezbytné změnit polohu referenční plochy o $\lambda/8$. Při použití HeNe laseru ($\lambda = 632.8$ nm) v interferometru, se tedy jedná o posuv 79.1 nm pro každý obraz.

Další metoda fázového posuvu založená na základě změny délky optické dráhy, je rotační plan-paralelní destička, umístěná v kolimovaném referenčním svazku. Snellův zákon:

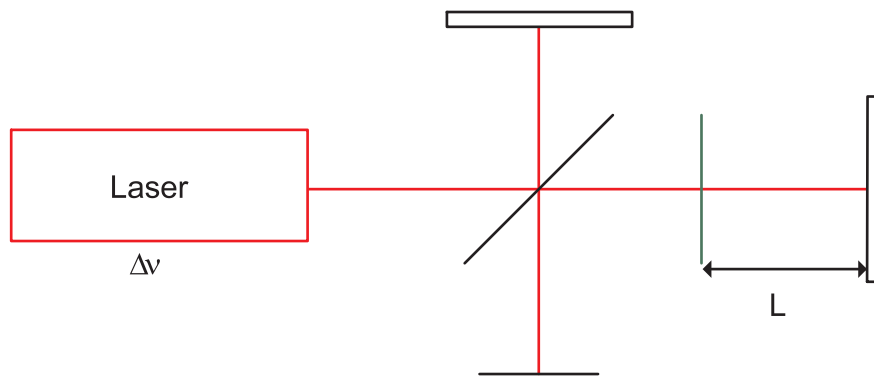
$$n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta', \quad (3.10)$$

ukazuje, že θ vzrůstá, pokud světelný svazek prochází skrz vícero prostředí, což má za následek zvětšení optického dráhového rozdílu a nelineární fázový posuv. Podobného efektu je dosaženo posuvem hranolu ve směru kolmém na světelný svazek.

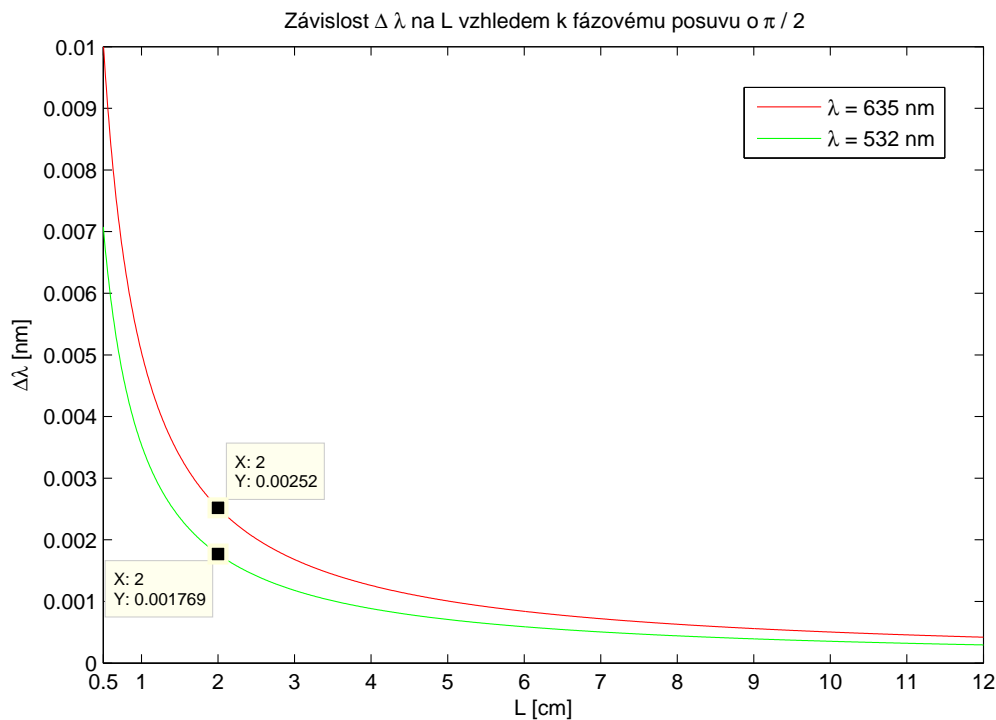
Dosažení fázového posuvu lze také zajistit změnou frekvence v jedné větvi interferometru o hodnotu $\Delta\nu$. Fáze v každém bodě interferogramu se bude měnit v čase a tedy $\phi(t) = 2\pi\Delta\nu t$. Frekvenční posuv může být zajištěn posuvnou difrakční mřížkou, akustooptickým modulátorem (Braggova cela). Tyto metody se ovšem v praxi příliš nepoužívají, z důvodu nákladů a jejich technickému řešení.

Metoda založená na změně frekvence světelného zdroje

Tato metoda používá laserovou diodu, laditelný laser, nebo jiný světelný zdroj, u kterého lze ladit frekvenci vyzařovaného světla. Fázový posuv $\Delta\phi$ zavedený změnou frekvence o hodnotu $\Delta\nu$, je závislý na optickém dráhovém rozdílu mezi testovanou a referenční plochou. Pokud bychom měli vhodný, laditelný laserový zdroj a kameru s dostatečnou snímkovací frekvencí, mohli bychom toho využít pro rychlé nabírání fázově posunutých interferogramů pro vyhodnocení.



Obrázek 3.7: Principiální schéma, zobrazení kavitě (Goodwin, 2006).



Graf 3.1: Závislost změny vlnové délky na kavitě podle vztahu (3.11) (Goodwin, 2006).

Ze vztahu (3.11) je patrné, že se změnou frekvence nebo vlnové délky světla dochází ke změně fázového rozdílu.

$$\Delta \phi = \Delta v \frac{2\pi}{c} (2L) = \frac{4\pi L \Delta \lambda}{\lambda_0^2} \quad (3.11)$$

Jednou z nevýhod této metody je skutečnost, že vyžadovaný fázový posuv (např. 90°) nezávisí jenom na frekvenčním posuvu, ale právě také na optickém dráhovém rozdílu, který se odvíjí od umístění testované plochy. Podle vztahu (3.11) můžeme do grafu 3.1 vynést závislost potřebné změny vlnové délky na kavitě interferometru pro námi definovaný fázový posuv $\pi/2$.

3.3.2 Algoritmy pro výpočet fáze

Jakmile je dosaženo správného fázového posuvu zajištěného jednou z výše uvedených metod, je možné určit výslednou fázi $\phi(x, y)$ (pro každý pixel v obraze) analýzou souboru interferometrických měření.

Pro vyjádření čtyřkrokové metody mějme rovnici (3.9) a uvažujme fázový posuv o $\pi/2$. Můžeme sestavit čtyři rovnice o třech neznámých:

$$I_1(x, y) = I_{dc}(x, y) + I_{ac}(x, y) \cos[\phi(x, y)] \quad (3.12)$$

$$I_2(x, y) = I_{dc}(x, y) + I_{ac}(x, y) \cos\left[\phi(x, y) + \frac{\pi}{2}\right] \quad (3.13)$$

$$I_3(x, y) = I_{dc}(x, y) + I_{ac}(x, y) \cos[\phi(x, y) + \pi] \quad (3.14)$$

$$I_4(x, y) = I_{dc}(x, y) + I_{ac}(x, y) \cos\left[\phi(x, y) + \frac{3\pi}{2}\right] \quad (3.15)$$

Pomocí jednoduchých goniometrických úprav dostaneme:

$$I_1(x, y) = I_{dc}(x, y) + I_{ac}(x, y) \cos[\phi(x, y)]$$

$$I_2(x, y) = I_{dc}(x, y) - I_{ac}(x, y) \sin[\phi(x, y)]$$

$$I_3(x, y) = I_{dc}(x, y) - I_{ac}(x, y) \cos[\phi(x, y)]$$

$$I_4(x, y) = I_{dc}(x, y) + I_{ac}(x, y) \sin[\phi(x, y)]$$

$$I_4 - I_2 = 2I_{ac}(x, y) \sin[\phi(x, y)]$$

a

$$I_1 - I_3 = 2I_{ac}(x, y) \cos[\phi(x, y)]$$

$$\tan[\phi(x, y)] = \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} = \frac{\sin[\phi(x, y)]}{\cos[\phi(x, y)]}$$

Běžně používané algoritmy pro výpočet fáze:

Tříkrokový:

$$\phi = \arctan\left(\frac{I_3 - I_2}{I_1 - I_2}\right) \quad (3.16)$$

Čtyřkrokový:

$$\phi = \arctan\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right) \quad (3.17)$$

Schwider-Hariharanův (pětikrokový):

$$\phi = \arctan\left(\frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_5 - I_1}\right). \quad (3.18)$$

Z nasnímaných dat lze zpětně ověřit úhel fázového posunutí α . Tento vzorec se využívá například pro kalibraci fázového posunu (jak bude ukázáno později):

$$\alpha(x, y) = \arccos\left[\frac{1}{2} \frac{I_5(x, y) - I_1(x, y)}{I_4(x, y) - I_2(x, y)}\right]. \quad (3.19)$$

Další dostupný parametr je modulace:

$$\gamma(x, y) = \frac{I_{ac}}{I_{dc}}, \quad (3.20)$$

$$\gamma(x, y) = \frac{3[4(I_4 - I_2)^2 + (I_1 + I_5 - 2I_3)^2]^{1/2}}{2(I_1 + I_2 + 2I_3 + I_4 + I_5)}. \quad (3.21)$$

Pro určení $\phi(x, y)$ jsou potřebné minimálně tři interferogramy, ale čtvrtý obraz pomáhá omezit chyby v důsledku nesprávných fázových posuvů. Dalšího zlepšení docílíme nasnímáním pátého interferogramu, kde $\phi(t) = 360^\circ$ (pátý a první interferogram by měl být identický). Tento algoritmus známý jako Schwider-Hariharanův, je mnohem méně citlivý na rozladění fázového posunu. Pokud není fázový posuv mezi obrazy přesný, chyby se promítnou do výsledné fáze. Právě Schwider-Hariharanův algoritmus velmi redukuje chyby ve vypočítané fázi. Pro ještě lepší zdokonalení měření a korekci chyb z důvodu vibrací mohou být do vyhodnocení přidány další interferogramy (např.: $N=13$). Zde je potřeba si znovu uvědomit, že čím více záznamů potřebujeme, tím bude delší doba snímání. V laboratorních podmínkách nejsme časově omezeni, protože fluktuanze vzduchu s vibracemi jsou velmi dobře eliminovány. Problémy nastávají při vyhodnocování ve výrobním provozu. Vypočtená fáze může být převedena na optický dráhový rozdíl, z kterého se vypočítá výsledná odchylka testovaného elementu od referenční plochy v závislosti na uspořádání interferometru.

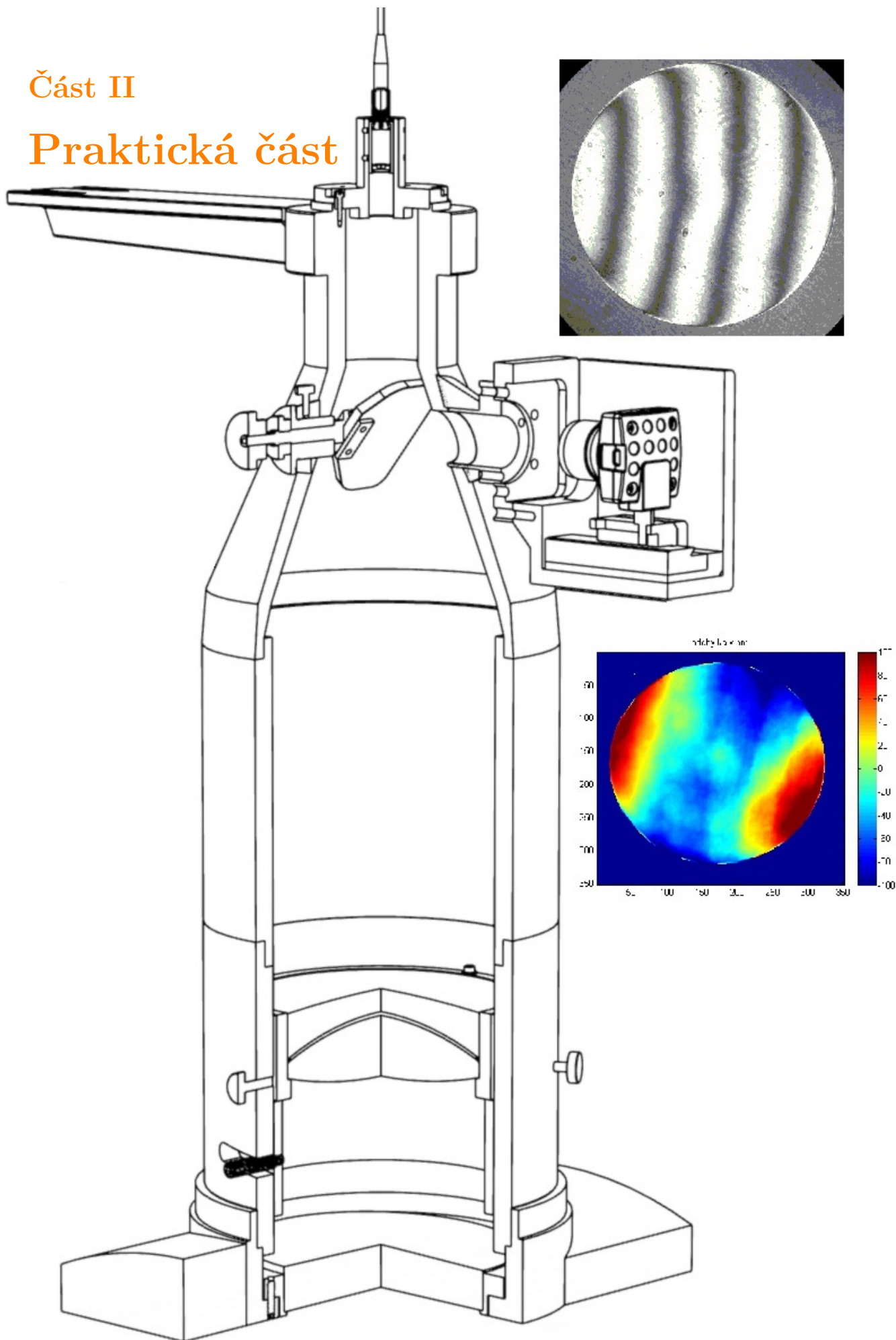
Fázový posuv mezi obrazy α může být zobrazen ve formě histogramu. Užitečná je nejen informace o správném fázovém posuvu (centrální hodnota histogramu), ale také šířka histogramu, která vypovídá o dalších chybách v systému (např. vibrace).

Modulace γ je užitečná z hlediska vyhodnocení nasbíraných dat. Modulace blížíci se jedničce má za následek dobrý kontrast v obrazu. Hodnoty s modulací nižší než určitý práh mají nedostatečný odstup signálu od šumu a proto nemůže být fáze v těchto bodech věrohodně vypočítána. Tyto hodnoty by měli být vyloučeny z analýzy. Typická prahová hodnota se pohybuje v rozsahu 5-10 %, ale záleží na konkrétní

aplikaci (Malacara, 2007).

Část II

Praktická část



4 Mechanicko-optická řešení a vylepšení

Interferometr disponuje velmi kvalitní klínovou referenční deskou z taveného křemene, která byla vyrobena na zakázku. Udávaná kvalita referenční plochy je $\lambda/15$. Na obrázku 4.1 je zachycen klasický Fizeaův výrobní interferometr, který se nachází v optické leštárně Centra TOPTEC. Nejčastěji je využíván pro mezioperační měření kvality rovinných povrchů nebo tloušťky planoparalelních destiček. Jeho principiální schéma bylo popsáno v kapitole 2 na obrázku 2.1. Jako zdroj světla je používána sodíková výbojka, která vyzařuje na dvou spektrálních čarách → pro zlepšení kontrastu (zvětšení koherenční délky) se při měření může použít vhodný filtr.

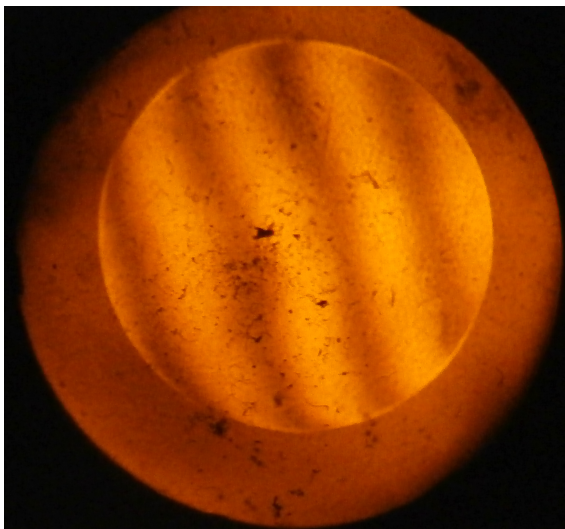


(a) Fizeaův interferometr a napájení pro sodíkovou výbojku.



(b) Uchycení nízkotlakých sodíkových výbojek, clonka.

Obrázek 4.1: Klasický výrobní Fizeaův interferometr.



Obrázek 4.2: Interferogram z výrobního rovinného interferometru.

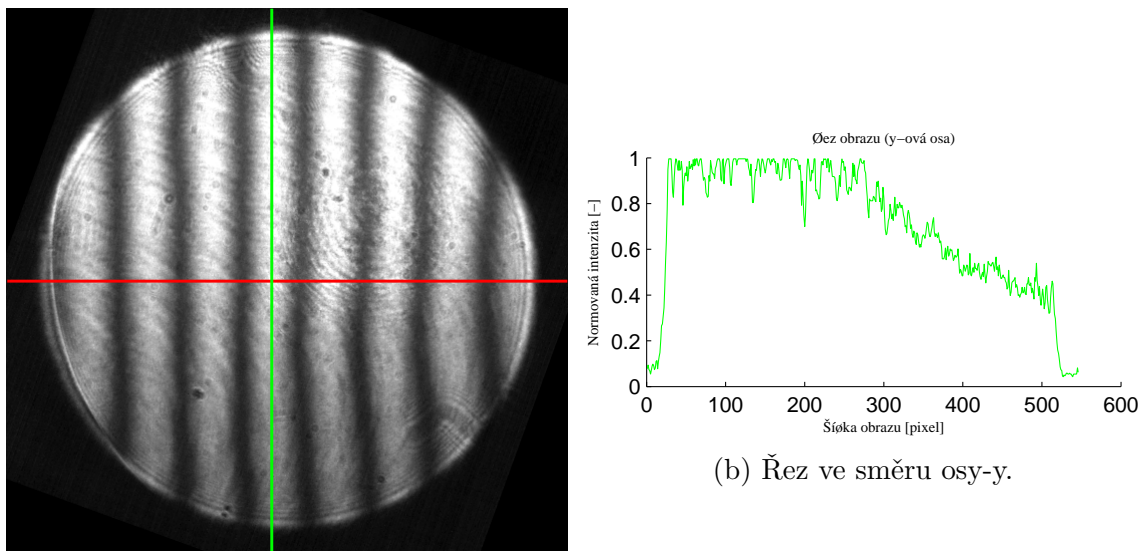
Vyhodnocování bylo prováděno vizuálně zkušeným metrologem. Jelikož vznikl požadavek na kvalitativní vyhodnocení měřených ploch, byl podobný interferometr v rámci mé BP renovován a přestavěn na digitální (viz příloha A). Aby bylo možné zaznamenávané interferogramy vyhodnotit podle výše uvedených vztahů v teoretické části, bylo nutné vhodně zajistit jejich fázovou změnu. Předtím ale bylo vhodné provést revizi výsledků BP, přidat vylepšení, která by usnadnila práci s interferometrem a zajistila bezproblémový poloautomatický chod měřidla.

Výčet vylepšení:

- Prostorová filtrace z LD,
- kontrola referenční a testované vlnoplochy „srovnání prasátek“,
- revize kolimačního objektivu.

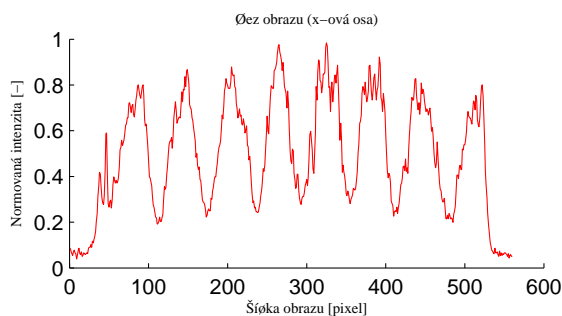
4.1 Homogenita osvětlení

V bakalářské práci byla zdrojem světla zvolena laserová dioda, která ovšem měla eliptickou stopu. Navíc byl svazek astigmatický. Jak je patrné z obrázku 4.3a a 4.3b, je horní polovina obrazu velmi přexponovaná, dochází zde k nelineárnímu rozložení intenzity. V tomto případě není navíc dioda správně vycentrována. Byly zde pokusy na korekci astigmatismu pomocí válcové čočky a vylepšení vyzařovaného profilu navedením svazku do optického vlákna. Bohužel výsledek nebyl optimální. Nakonec byl použit vláknový laserový modul s vhodně napočítanou rozptylnou čočkou pro osvit celého zorného pole. Na obrázku 4.4 lze pozorovat, že sice difrakční jevy způsobené nečistotami na optických komponentách zůstaly, ale bylo docíleno uspokojivého rozložení intenzity v obraze. Bohužel přibyla parazitní interference způsobená koherenční délkou zdroje.



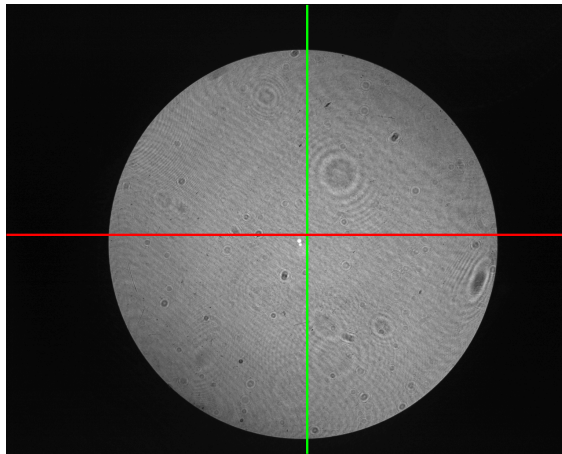
(a) Výsledek z BP.

(b) Řez ve směru osy-y.

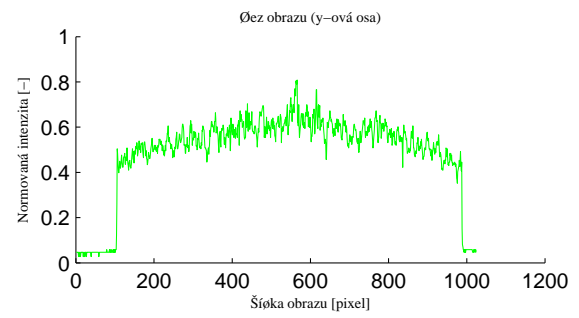


(c) Řez ve směru osy-x.

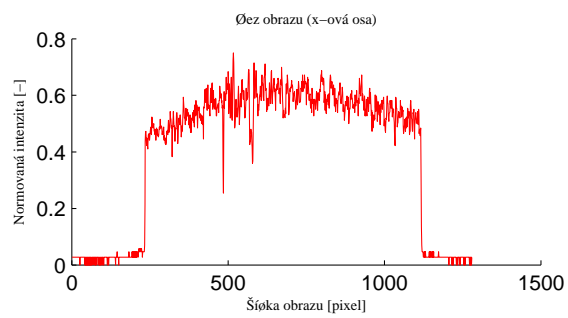
Obrázek 4.3: Rozložení intenzity interferenční struktury při použití Laserové diody jako zdroje světla.



(a) Výsledek - vláknový modul.



(b) Řez v ose-y.



(c) Řez v ose-x.

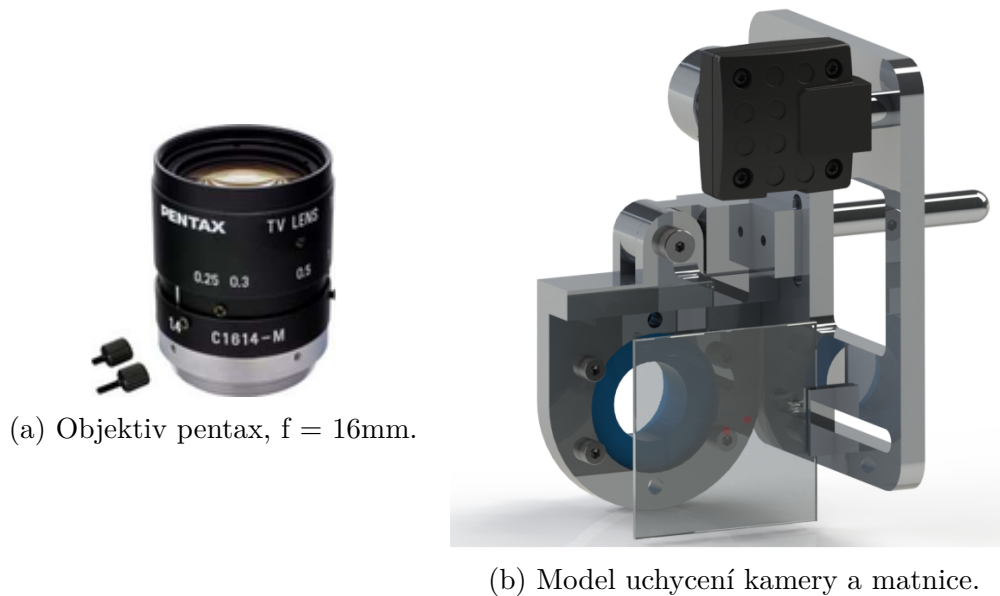
Obrázek 4.4: Rozložení intenzity pozadí při použití vláknového laserového modulu.

4.2 Centrování testované vlnoplochy

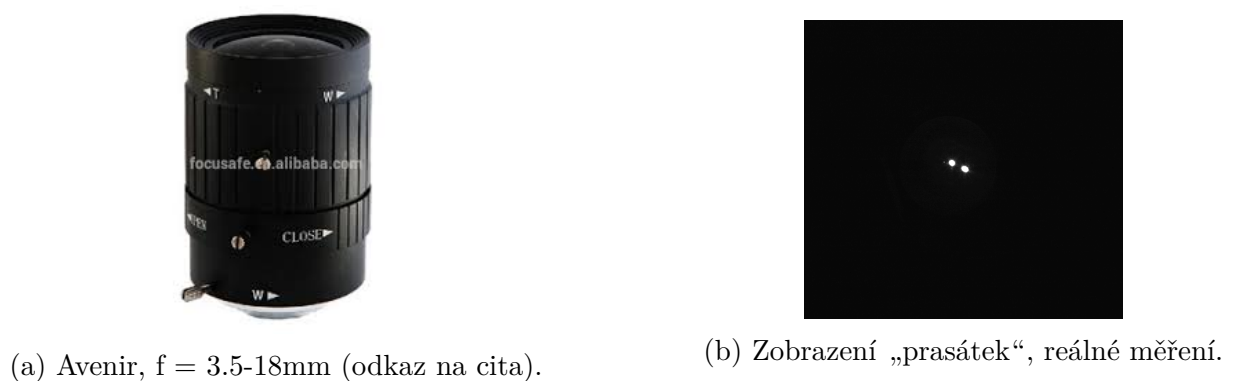
V BP je ohnisková vzdálenost pro objektiv kamery počítaná z dané geometrie interferometru a s ohledem na rozměry čipu kamery. Mechanické komponenty byly zkonstruované na ostření na testovanou plochu, ale byla opomenuta možnost pozorování ohnisek odrazu od referenční a testované plochy, právě vhodné pro jejich vyrovnání. V literatuře (Malacara, 2007) řešeno pomocí přidaného druhého děliče (viz obrázek 2.2). V našem případě je toto řešení nevhodné s ohledem na litinové torzo interferometru. Navíc přidaný dělič by mohl zbytečně do systému vnášet další chyby. Problém byl řešen dvěma způsoby. První je založen na mechanické bázi obrázek 4.5.

Na obrázku 4.5c je zobrazeno použití matnice v praxi, můžeme pozorovat odrazy („prasátka“) od tří ploch. Horní odraz je zde navíc, jedná se o odraz od horní plochy referenční desky, z důvodu malého úhlu klínu. To ale nemusí být vůbec na škodu. Může být odcloněno, nebo může sloužit ke kontrole orientace referenční desky například při justáži.

Hledání vhodného objektivu, pro zobrazení odrazů nebylo řešeno výpočetně, ale experimentálně. Byla odzkoušena sada objektivů na sestavě interferometru. Výsledný vyhovující objektiv disponoval ohniskovou vzdáleností 4 mm. Na tomto základu byl pořízen objektiv s možností změny ohniskové vzdálenosti v rozsahu 3,5-18 mm.



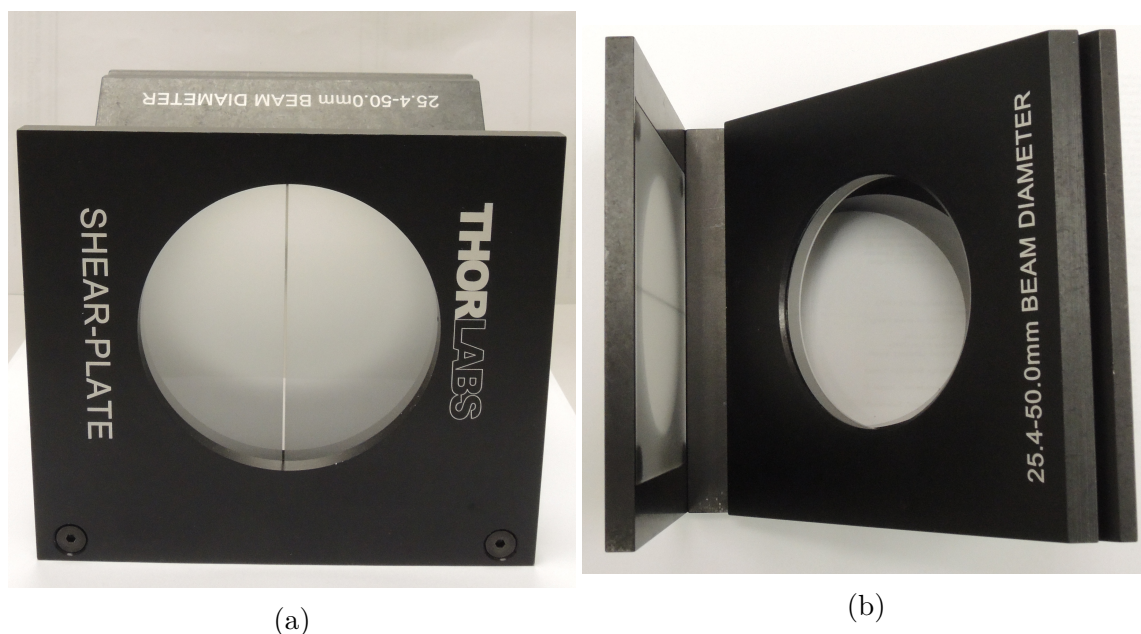
Obrázek 4.5: Způsob srovnání referenční vlnplochy s testovanou s objektivem pentax, mechanické řešení za použití matnice.



Obrázek 4.6: Centrování testované plochy vůči referenční pomocí objektivu AVENIR (odkaz na citace obrázku)

4.3 Kolimační objektiv

Při justáži interferometru, byl pro kontrolu kolimovanosti, použit stříhový interferometr od firmy Thorlabs, jedná se pouze o klínovou rovinnou desku promítající interferenční strukturu na boční stínítko obrázek 4.7. Pokud jsou proužky zároveň rovnoběžné s vyznačenou ryskou → jedná se o vlnu rovinnou, jsou-li naklopeny na jednu či druhou stranu (konvergentní/divergentní). Při justáži bylo povšimnuto, že proužky nejsou absolutní rovnoběžky, ale mají tendenci u okrajů zabíhat. Z toho bylo usuzováno na nějaký druh aberace → nejspíše otvorové vady. Použitý kolimační objektiv v interferometru je tvořen spojnou a rozptylnou čočkou (tzv. „dublet“) a distančním kroužkem. Na optické lavici byl objektiv proměřen metodou Ronchiho testu a byla provedena korekce otvorové vady (viz následující strana).



Obrázek 4.7: Stříhový interferometr od firmy Thorlabs.

Tabulka 4.1: Dublet a jeho parametry před korekcí otvorové vady.

Měřený (údaj)	Rozměr [mm]
Průměr vnitřní objímky	139.17
Mechanický průměr objektivu	138.90
Krajový rozměr objektivu s mezikroužkem	34.60
Sečná vzdálenost objektivu pro $\lambda = 578 \text{ nm}$	445
(Tloušťka kroužku)	1.48
Podélná otvorová vada na pro $\lambda = 578 \text{ nm}$	1.50

Po korekci otvorové vady

Optimalizace objektivu pro Fizeaův interferometr byla docílena pomocí změny vzdálenosti čoček (Rail, 2014). Původní distanční kroužek s šířkou 1,48 mm vykazoval při měření podélnou otvorovou vadu o hodnotě 1,5 mm překorigovanou, to znamená, že krajové paprsky měly delší sečnou vzdálenost než středové. Změnou tloušťky distančních proužků na 2 mm bylo dosaženo snížení podélné otvorové vady na přibližnou hodnotu 0,5 mm překorigované při $\lambda = 578$ nm. Dublet s distančními proužky šířky 3 mm vykazoval podélnou otvorovou vadu při $\lambda = 578$ nm přibližně 3 mm nedokorigované.

Optimální korekce sférochromatické vady je dosažena přibližně při 2,1-2,2 mm šířce distančního kroužku.

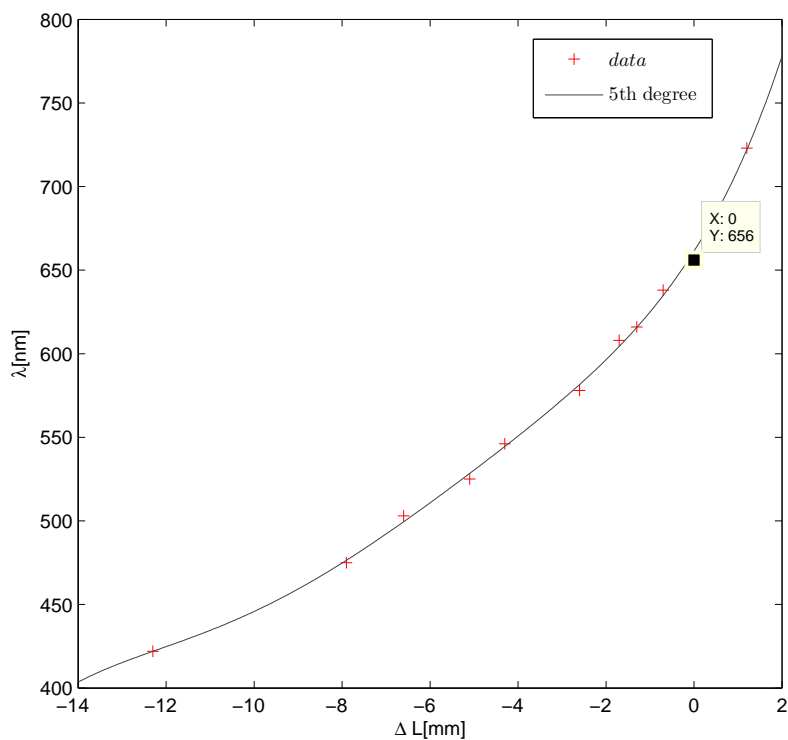
Sečná vzdálenost středových paprsků pro soustavu s distančním kroužkem je pro $\lambda = 578$ nm přibližně 443 mm.

Jednočočkový kolimační objektiv (singlet)

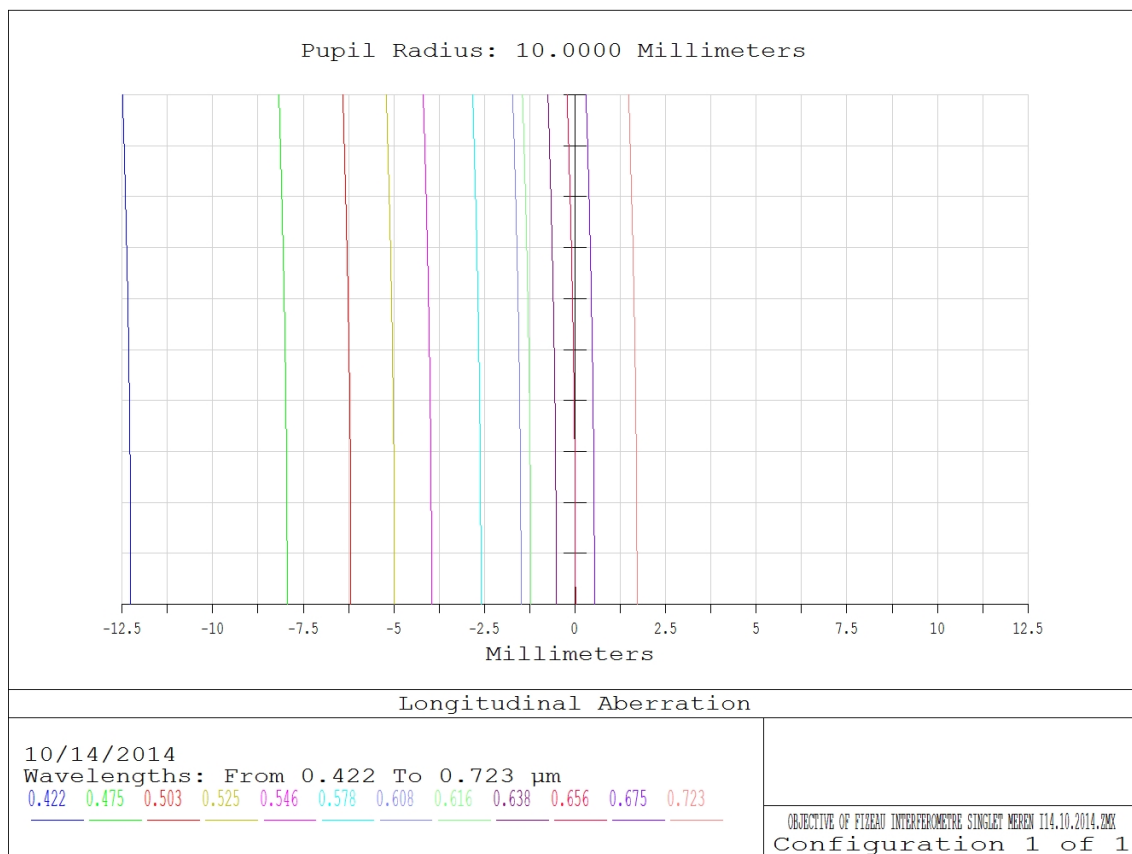
Na optické lavici byl též přeměřen i kolimační objektiv typu singlet a výsledek z měření porovnán se simulovanými výsledky ze softwaru ZEMAX. Při použití tohoto objektivu v interferometru je potřeba věnovat velkou pozornost při nastavení správné ohniskové vzdálenosti použitého zdroje a správného osového vycentrování. Pro náš setup interferometru nevhodné z důvodu výrazné otvorové vady. Odrazy od referenční a testované plochy jsou na matnici velmi rozmazané, což má za následek náročné nastavení, vyrovnání měřeného elementu vůči referenčnímu.

Tabulka 4.2: Měření podélného chromatismu.

$\lambda[nm]$	$\Delta[mm]$	Sečná vzdálenost[mm]
422	-12.3	
475	-7.9	449.8
503	-6.6	
525	-5.1	
546.1	-4.3	453.4
578	-2.6	455.3
608	-1.7	
616	-1.3	
638	-0.7	
656	0	458
675	0.3	
723	1.2	



Graf 4.1: Chromatická křivka (měřená).



Graf 4.2: Výstup Zemax - podélná chromatická aberace.

5 Laserový zdroj jako fázový modulátor

Z hlediska poměru nákladů a snadné realizovatelnosti se u metod PSI k modulaci fáze ve většině případů využívá piezoposuvu. Z hlediska komplexnosti torza renovovaného interferometru a absence volného prostoru, můžeme metody které jsou založené na mechanických pohybech vyloučit. Ale nabízí se zde varianta realizovat fázový posuv změnou vlnové délky zdroje záření.

Lasery jsou velmi vhodné pro takové interferometry u kterých je možné dobře opticky oddělit referenční a testovanou větev. Důvodem je nadměrná koherenční délka laserových zdrojů, která má za následek interferenci nahodilých odrazů od vícero povrchů v interferometru. Právě parazitní interference nám může způsobit přičítání fáze k testovanému svazku, přičemž mohou zapříčinit velké fázové chyby. Nejlepší způsob předcházení takovýmto chybám je použití zdroje s malou koherenční délkou nebo navržením takového systému, který tyto nežádoucí odrazy blokuje (Goodwin, 2006).

K dispozici máme tři jednomódové laditelné laserové zdroje a stabilní HeNe laser od firmy SIOS Meßtechnik (typ – SL 02-1, s. č. - 085360608). Jak bylo popsáno v odstavci výše, bylo by pro naši aplikaci vhodné vybrat laditelný laserový zdroj s optimální koherenční délkou. K tomuto účelu byl použit skenovací Fabry–Perotův interferometr od firmy Thorlabs a další nezbytné vybavení (viz tabulka 5.1), přičemž přibližnou koherenční délku dopočítáváme ze šířky spektrální čáry použitého zdroje. Mimo jiné nás též zajímá profil a vývoj spektrální čáry v závislosti na změně řídicího proudu.

Tabulka 5.1: Měřící vybavení.

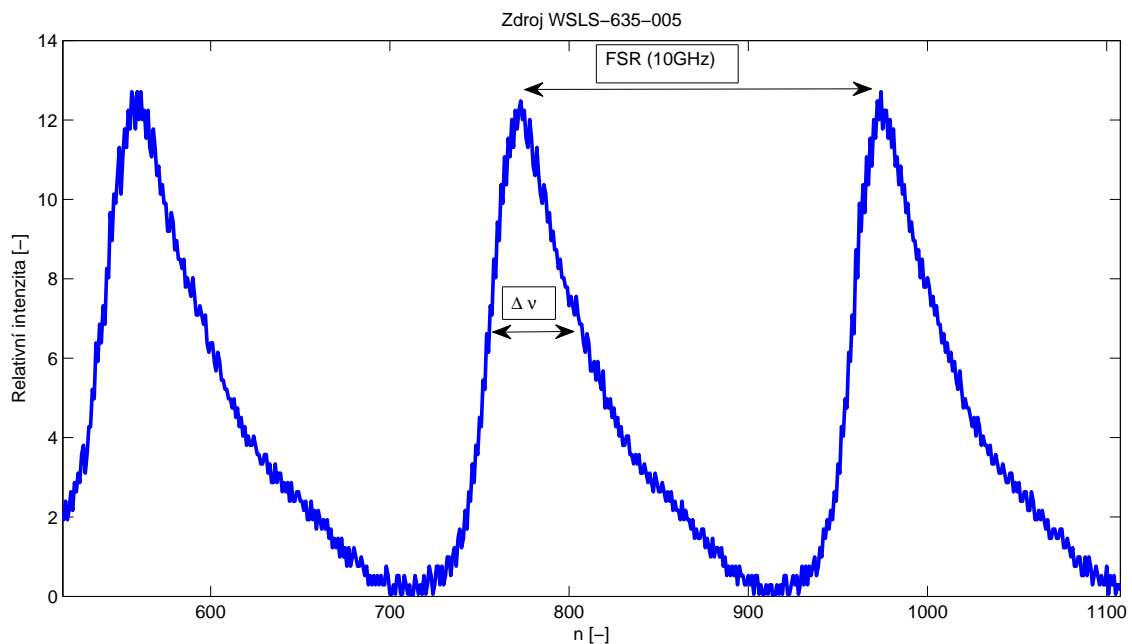
Měřící přístroj	Typ
Ovladač spektrálního analyzátoru	Thorlabs SA201
Fabry-Perotův Int. ($\text{FSR}(\Delta\nu) = 10 \text{ GHz}$)	Thorlabs SA210 - 5B
Digitální osciloskop	Rigol DS4022
Digitální optický m. p. výkonu	PM100D

5.1 Zdroj WSLS-635-005m-4

Jako první byl přeměřen laserový zdroj WSLS-635-005m-4, jeho základní vlastnosti jsou uvedeny v tabulce 5.2. vlnová délka odpovídající značení je 635 nm. Průběh spektrální čáry byl zobrazován na digitálním osciloskopu (Rigol DS4022), ukládaná data byla později zpracována v systému MATLAB a zanesena do grafu 5.1.

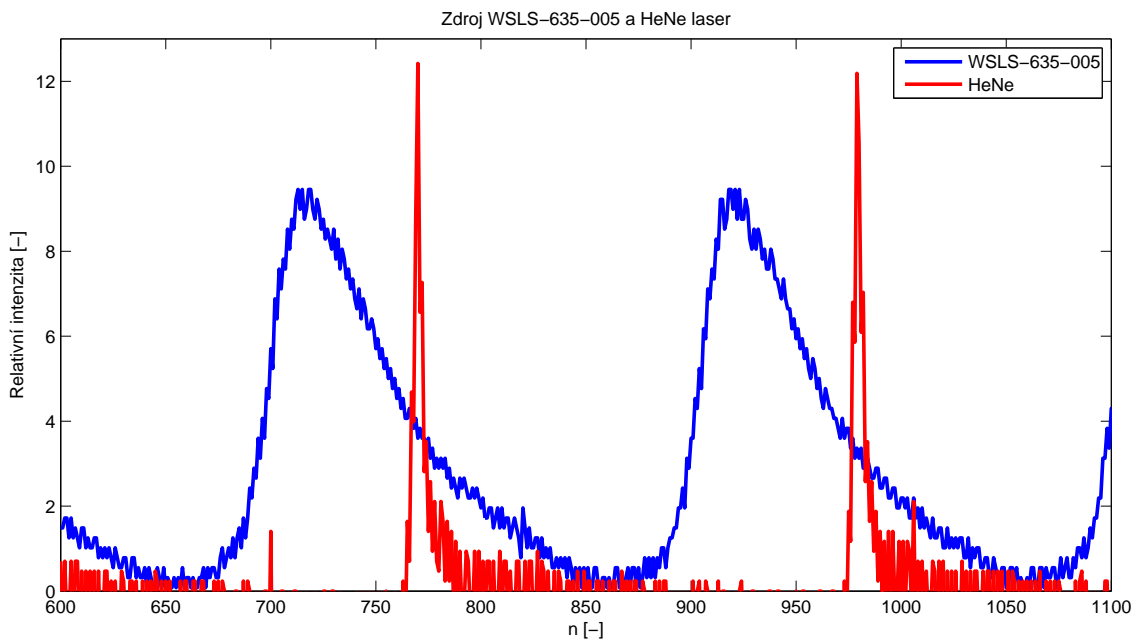
Tabulka 5.2: Laserový zdroj WSLS-635-005m-4.

Typ	WSLS-635-005m-4
Výstupní výkon	0 ~ 5 mW
Typ vlákna	FC/PC přípojka
Teplotní stabilizace	TEC Cooling



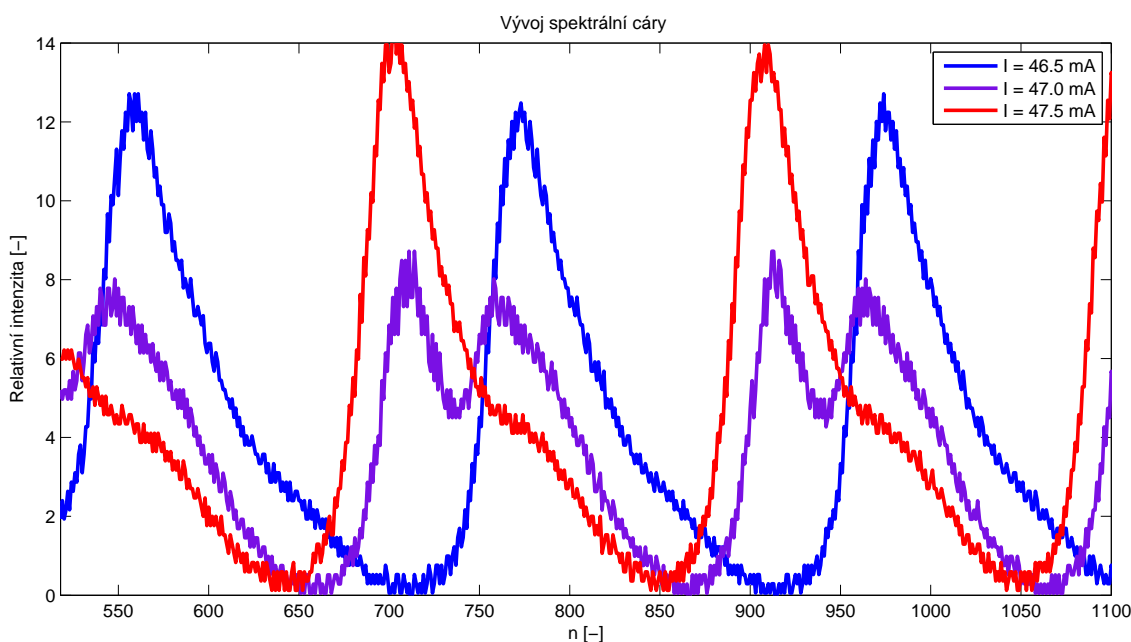
Graf 5.1: Zdroj WSLS-635-005m-4, Fabry-Perotův skenovací interferometr.

Nejprve bylo nutné přepočítat časovou základnu na frekvenční, přičemž podle dostupných specifikací použitého Fabry-Perotova interferometru známe hodnotu FSR (10 GHz) mezi spektrálními vrcholy. Po přepočtu na jeden dílek základny vyšlo rozlišení přibližně 50 MHz. Z odečtu spektrální šířky z grafu 5.1 v prostředí MATLAB a známých vztahů $\tau_0 = 1/\Delta\nu$ a $L_c = c\tau_0 = c/\Delta\nu$ byla vypočtená koherenční délka přibližně rovna 0,112 m.



Graf 5.2: Laser HeNe a laserový modul WSLs-635-005m-4.

Do grafu 5.2 je pro porovnání navíc vynesena průběh z měření HeNe laseru. Zao-krouhlená přibližná vypočtená hodnota koherenční délky pro HeNe laser činí 3 m, v literatuře (Goodwin, 2006) je ale udávaná hodnota koherenční délky pro tyto zdroje větší než deset metrů. Pro ověření by bylo vhodné provést s tímto HeNe laserem experimentální interferometrické měření s ohledem na koherenční délku.



Graf 5.3: Vývoj spektrální čáry v závislosti na změně řídicího proudu.

V grafu 5.3 je znázorněn vývoj spektrální čáry v závislosti na změně řídicího proudu. Při sběru a vyhodnocování je nutné počítat s takovými místy, kde se spektrální čára neposouvá lineárně ale dochází k „přelévání vrcholu“.

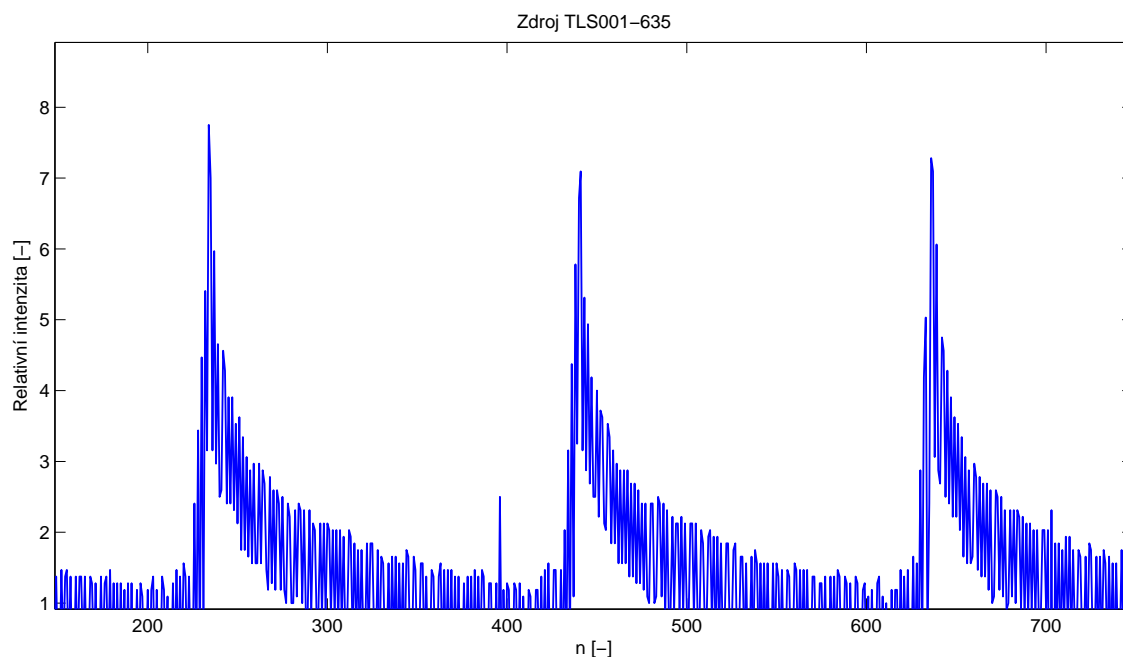
Z grafu je patrné, že pro řídicí proud 47 mA neklesá pouze optická intenzita, ale snižuje se také koherenční délka v důsledku šířky spektrální čáry. Při nastavení tohoto řídicího proudu, bylo pozorováno ve Fizeově interferometru kolísání kontrastu interferenční struktury v závislosti na změně kavity.

5.2 Zdroj TLS001-635

Laserový vláknový modul TLS001-635 vyzařuje na shodné vlnové délce 635 nm jako předchozí vyšetřovaný zdroj WSL-635. Tento zdroj má již zabudované komunikační rozhraní (viz tabulka 5.3).

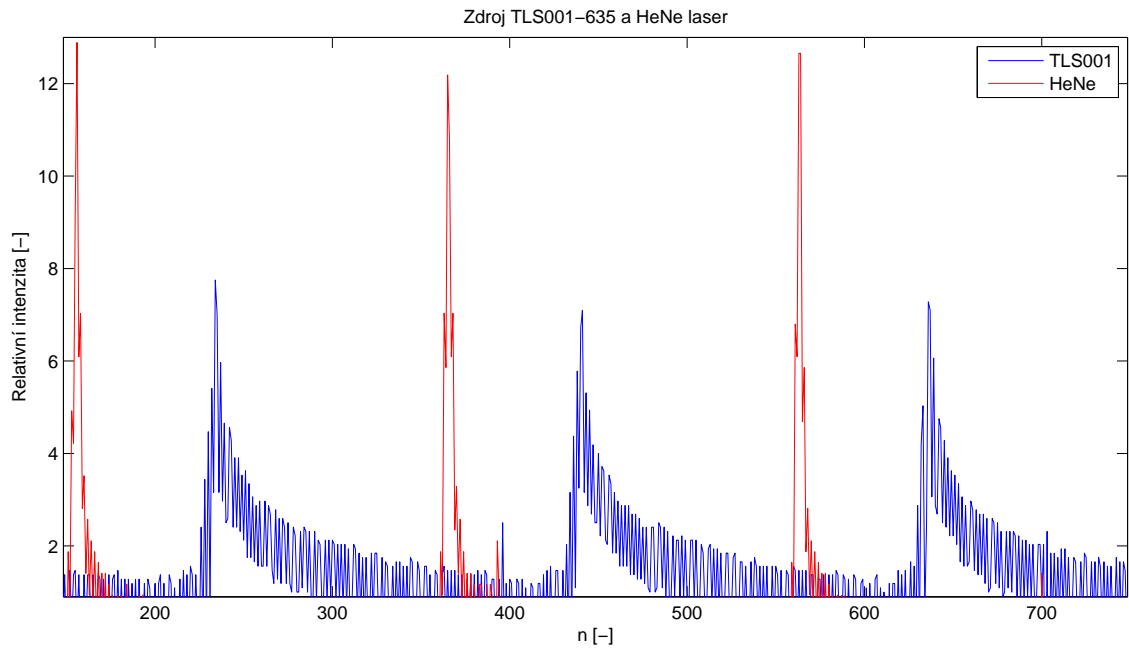
Tabulka 5.3: Laserový zdroj TLS001-635

Typ	TLS001-635
Výstupní výkon	0 ~ 2.5 mW
Typ vlákna	FC/PC přípojka
Komunikační rozhraní	USB Plug-and-Play
Programové rozhraní	ActiveX



Graf 5.4: TLS001-635 ($I_c = 58mA$).

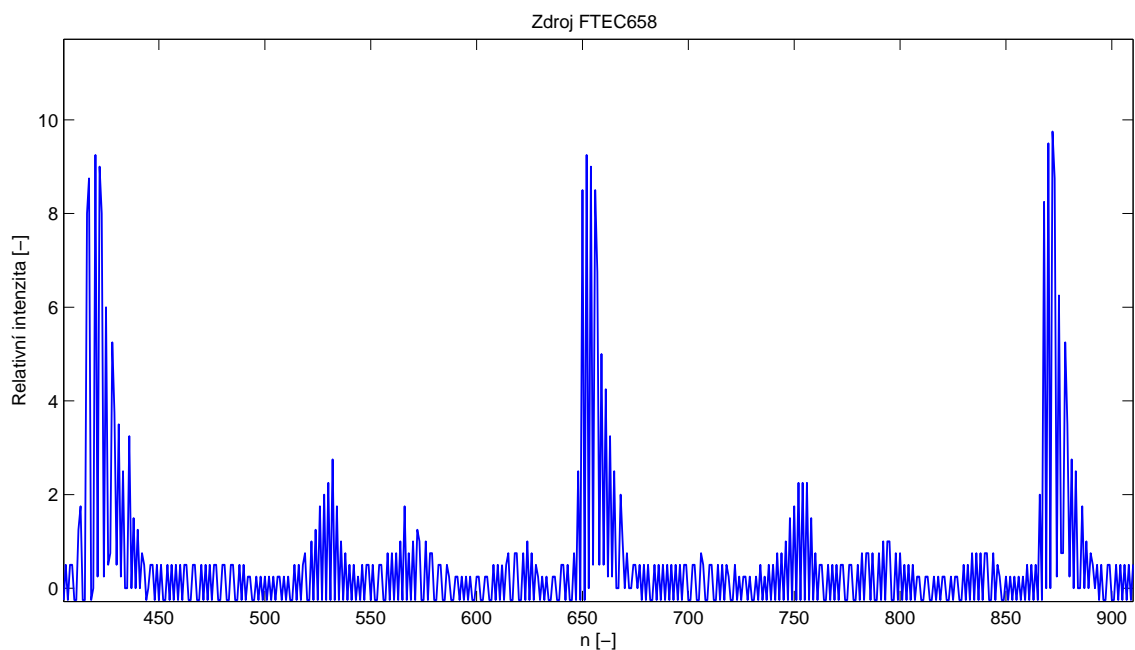
V grafu 5.4 je zobrazen výstup ze sestavy se skenovacím Fabry–Perotovým interferometrem. Vypočtená koherenční délka činí přibližně 0,4 m. V grafu 5.5 je vynesena průběh společně s HeNe laserem.



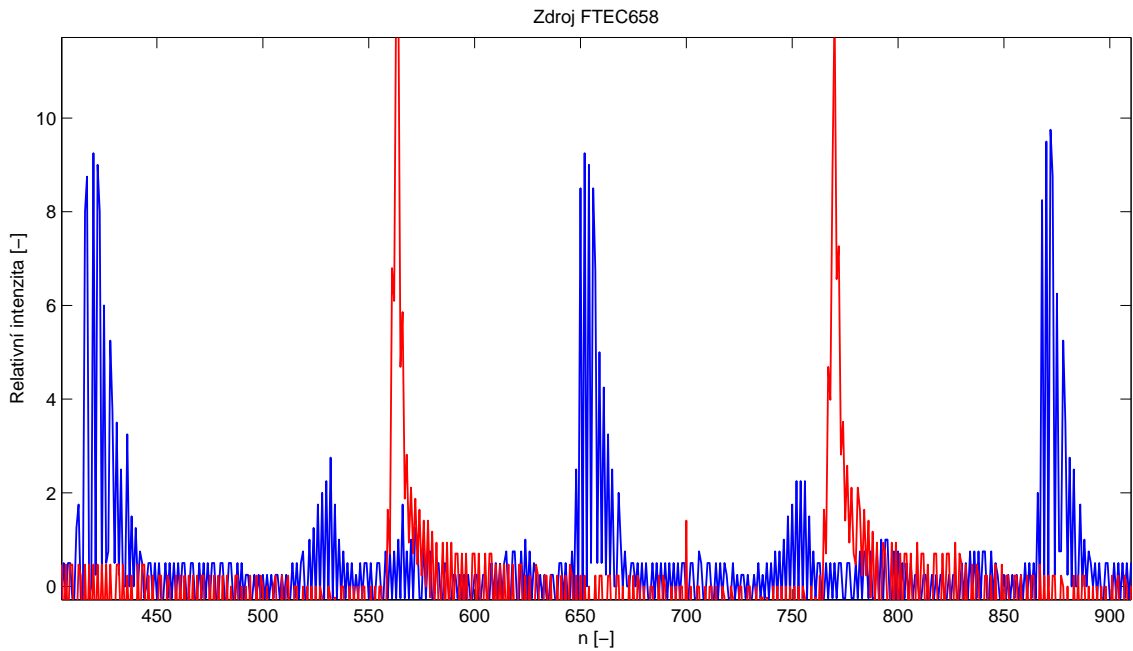
Graf 5.5: HeNe laser a vláknový zdroj TLS001-635.

5.3 Zdroj FTEC658

Vláknový laserový modul FTEC658 vyzařuje na vlnové délce 658 nm. Na zakázku k němu byl pořízen plošný tištěný řídicí obvod s USB komunikačním rozhraním. Může být řízen pomocí instrukcí ve formě textových řetězců v prostředí MATLAB. Jeho přibližná vypočtená koherenční délka je 0,5 m. Z grafu 5.6 vidíme, že je signál značně zatížen vysokou mírou šumu. (Způsobeno nevhodným navedením světelného svazku z modulu do Fabry–Perotova skenovacího interferometru. Přičemž muselo být zvýšeno zesílení signálu.)



Graf 5.6: Zdroj FTEC658 a zobrazení jeho spektrální čáry pomocí Fabry - Perotova skenovacího interferometru.



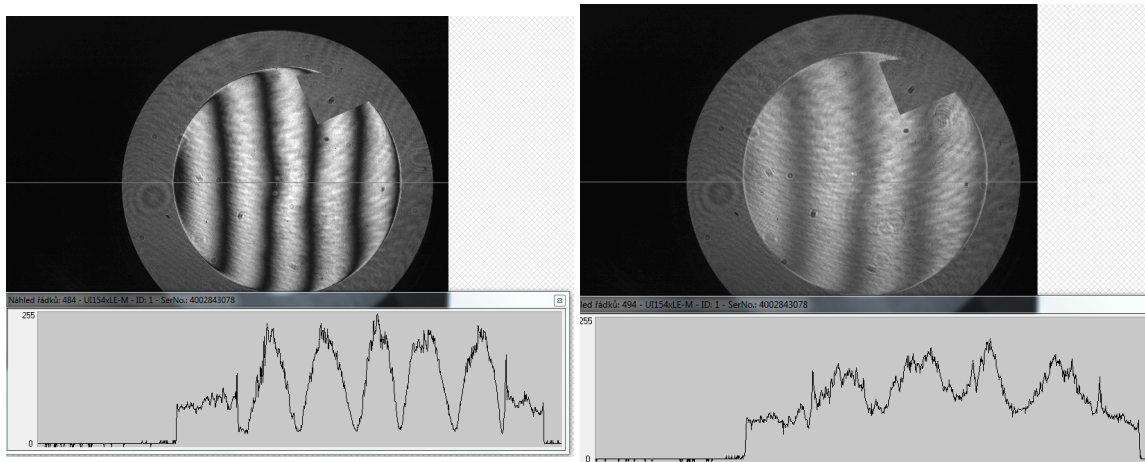
Graf 5.7: Zobrazení zdroje FTEC658 s HeNe laserem.

5.4 Dílčí závěr

Na sestavě skenovacího Fabry-Perotova interferometru byla přeměřena šířka spektrální čáry pro tři laserové diodové moduly, ze které byla následně dopočítána daná koherenční délka (viz tabulka 5.4). Podle této tabulky se jako optimální volba s ohledem na nežádoucí parazitní interferenci při vyhodnocování metodou fázového posuvu (PSI) jeví výběr zdroje WSLS-635-005.

Tabulka 5.4: Vypočtená přibližná koherenční délka ze šířky spektrální čáry.

Typ	$\Delta\nu$ [MHz]	L_c [m]
HeNe	100	2.9997
FTec	600	0.4997
TLS01-635	750	0.3997
WSLS-635-005m-4	2500	0.1112



(a) Dobrý kontrast.

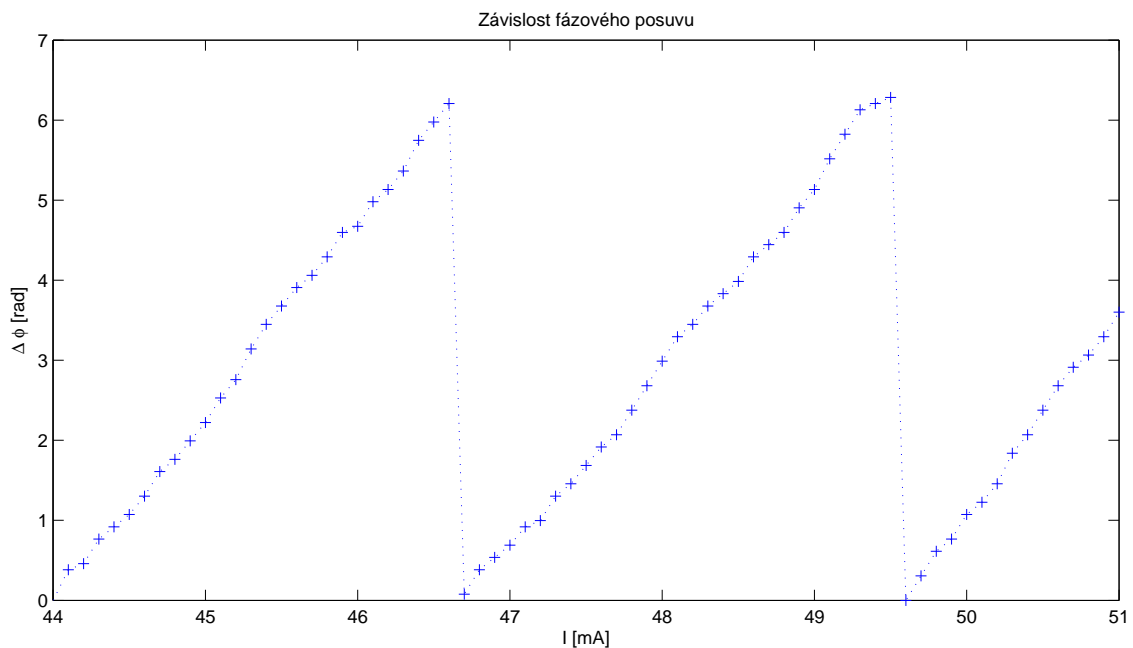
(b) Malý posuv v ose z.

Obrázek 5.1: Stejný řídicí proud, kavita splňující podmínku velikosti koherenční délky.

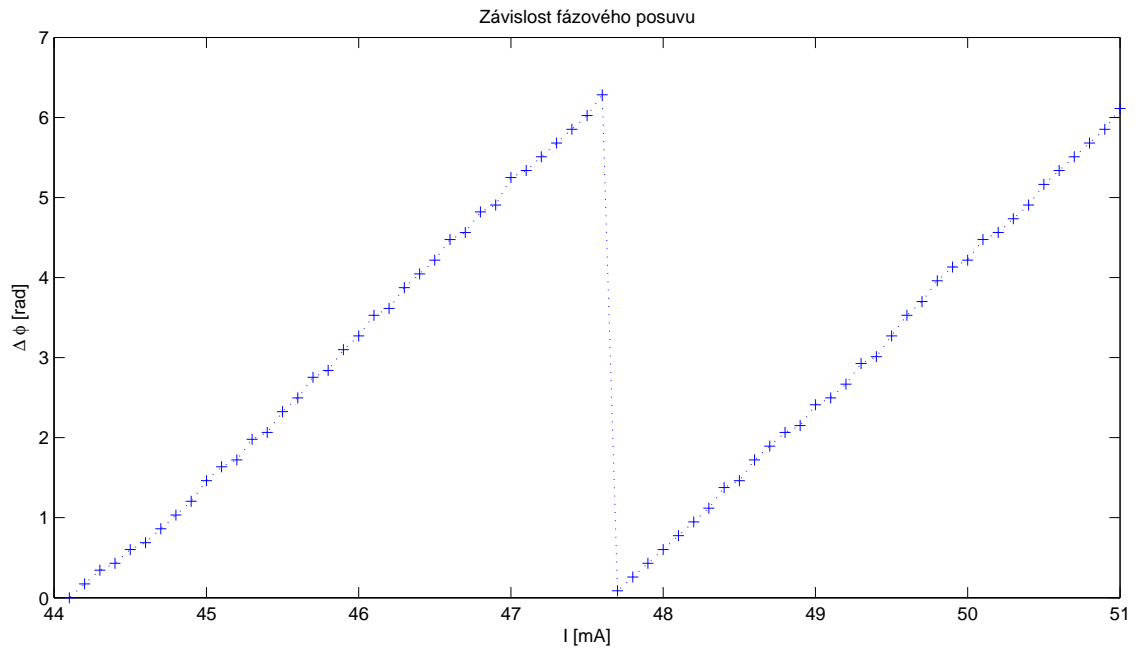
Záznamy pořízeny při justáži se zdrojem TLS001-635, kde si můžeme povšimnout velké ztráty kontrastu při malé změně kavity. Kavita nepřekročila koherenční délku zdroje a řídicí proud je nastaven na hodnotu, při které není profil spektrální čáry optimální. Což má za následek pokles kontrastu v interferenční struktuře (viz obrázek 5.1).

5.5 PSI se zdrojem WSLs-635

Z dílčího závěru (viz kapitola 5.4) vyplývá vhodnost použití zdroje WSLs-635 ve výsledné aplikaci. Bohužel tento zdroj neobsahuje potřebné komunikační rozhraní s PC. Velikost řídicího proudu je nastavována pomocí víceotáčkového potenciometru. Vize byla následující. Pokud by se zdroj osvědčil při manuálním sběru dat a následném vyhodnocení, mohlo by se dále uvažovat o vhodném doplnění (přestavbě) zdroje pro komunikaci s PC. Byly provedeny dvě sady měření na Fizaově interferometru pro rovinnou testovanou plochu. Z těchto dat byla vypočítána změna fáze v závislosti na změně řídicího proudu a zanesena do grafů 5.8 a 5.9. (Při manuálním sběru dat byla mezi jednotlivými snímky přítomná jistá prodleva, která může vést k ovlivnění výsledků například z hlediska vibrací). Sběry dat se liší vzdáleností testované plochy od referenční. Jak je patrné z grafů, v prvním případě v rozsahu řídicího proudu se celkový fázový posuv rovnal přibližně hodnotě 5π a v druhém případě 4π .



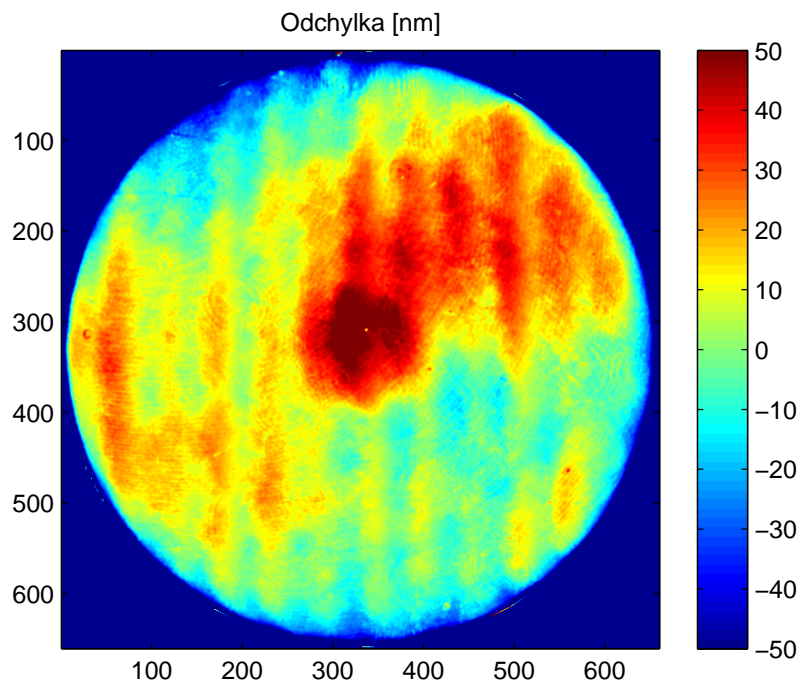
Graf 5.8: Zdroj WSLs-635-005m-4, závislost fázového posuvu na řídicím proudu.



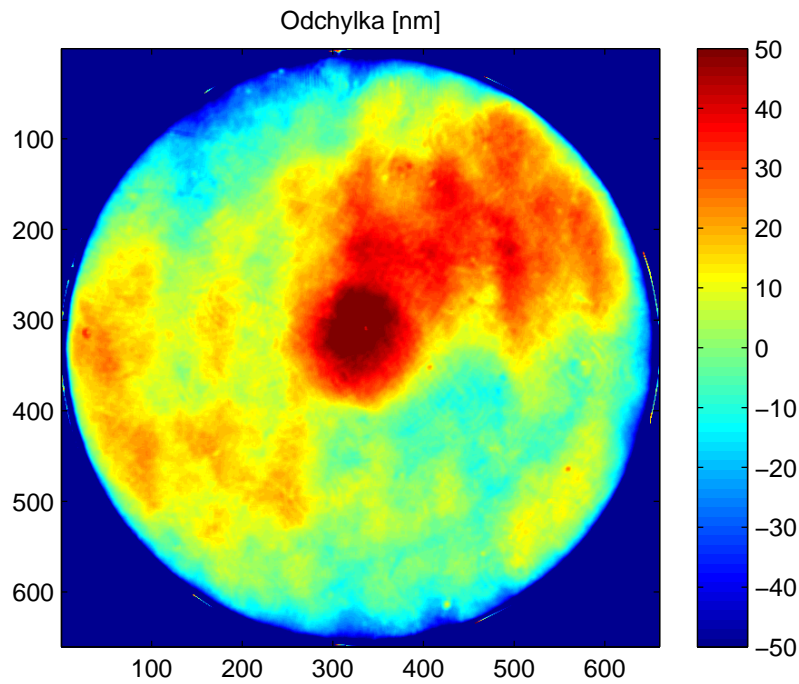
Graf 5.9: Zdroj WSLS-635-005m-4, závislost fázového posuvu na řídicím proudu, testovaná plocha blíže k referenční (viz graf 3.1).

Vyhodnocení fázového posuvu

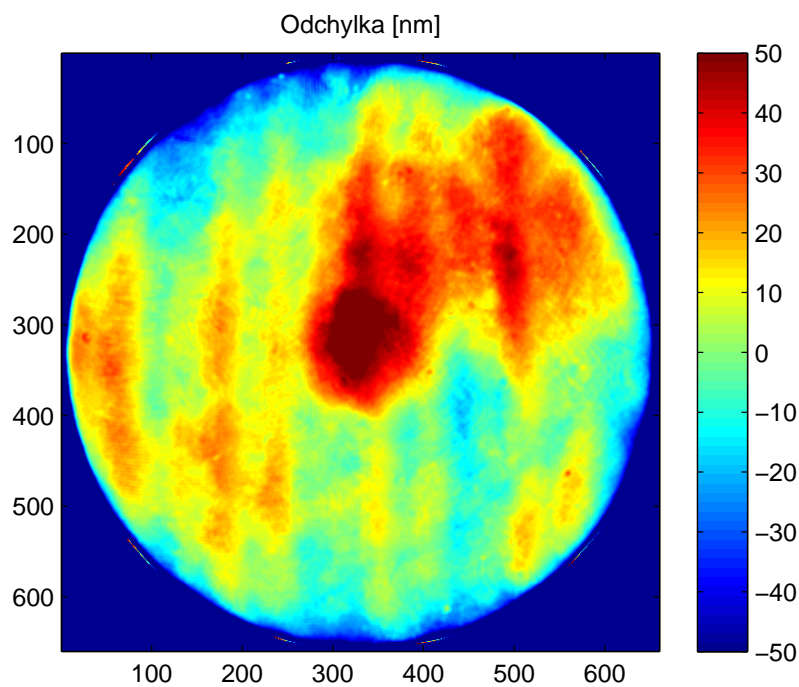
Z první sady měření byly vybrány obrazy s přibližným fázovým posuvem $\pi/2$. Následně byly provedeny výpočty pro rekonstrukci fázového pole pro metody založené na 3-7 krocích. Pro průměrující pětikrokovou metodu a Carrého algoritmus byl přepočítán fázový posuv mezi obrazy a zobrazen ve formě histogramu (viz graf 5.10 a 5.11), právě výpočet fázového posuvu mezi obrazy je užitečný z hlediska kalibrace zařízení zajišťujícího fázový posuv.



Obrázek 5.2: Tříkroková metoda, vyhodnocení odchylek od referenční plochy.

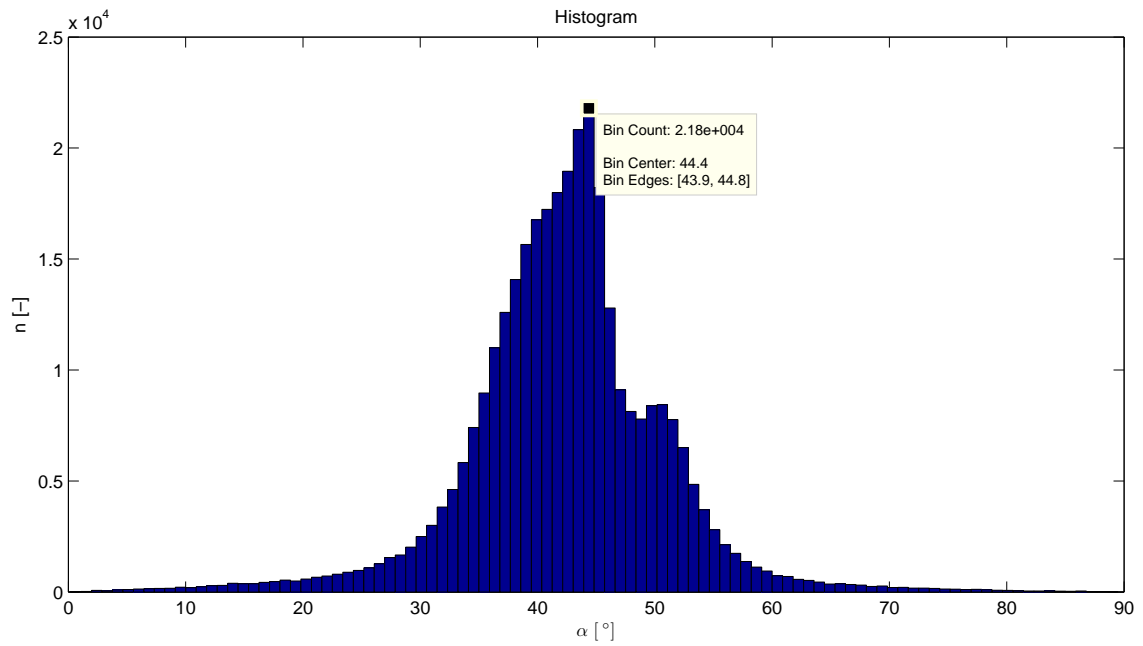


Obrázek 5.3: Čtyřkroková metoda - vyhodnocení odchylek od referenční plochy.

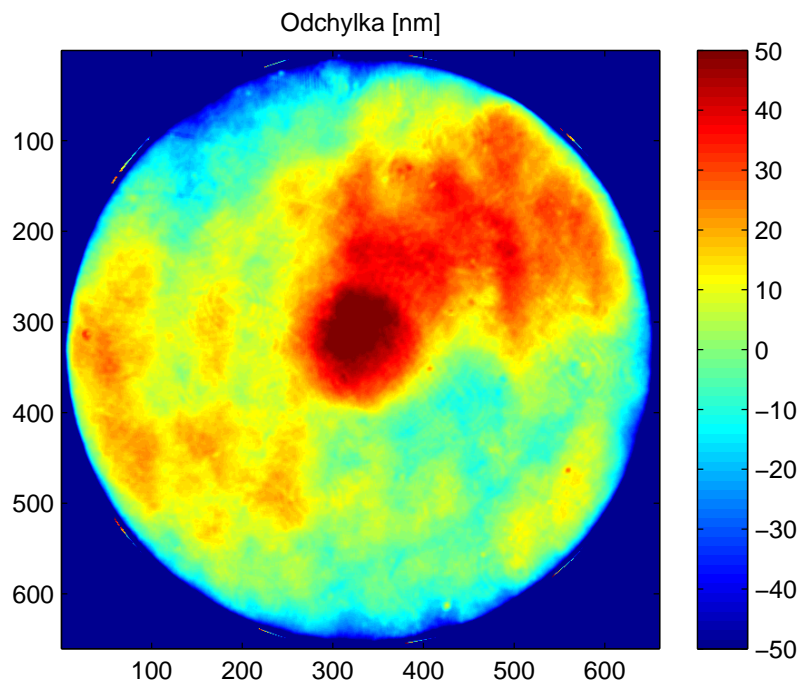


Obrázek 5.4: Carrého algoritmus - vyhodnocení odchylek od referenční plochy

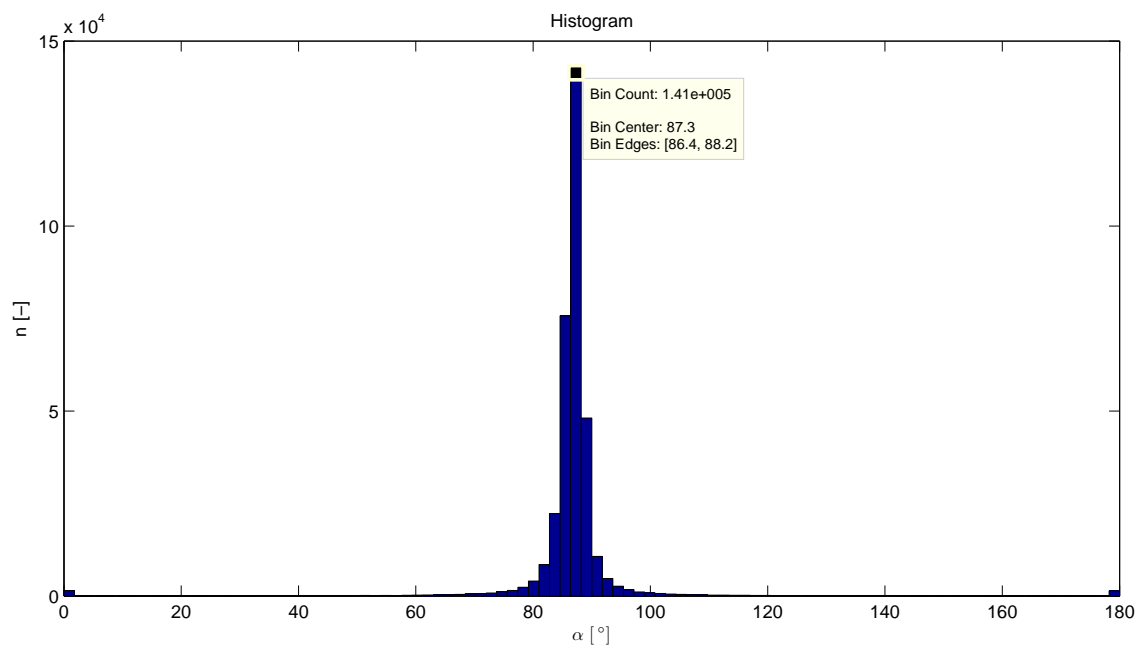
Z definice Carrého algoritmu (Malacara, 2007), je fázový posuv mezi obrazy roven 2α . Pokud jsou tedy při výpočtu brány obrazy s fázovým posuvem $\pi/2$, měla by centrální hodnota v histogramu náležet hodnotě $\pi/4$. Z šířky histogramu v grafu 5.10 usuzujeme na vibrace v systému při měření.



Graf 5.10: Carrého algoritmus - histogram.

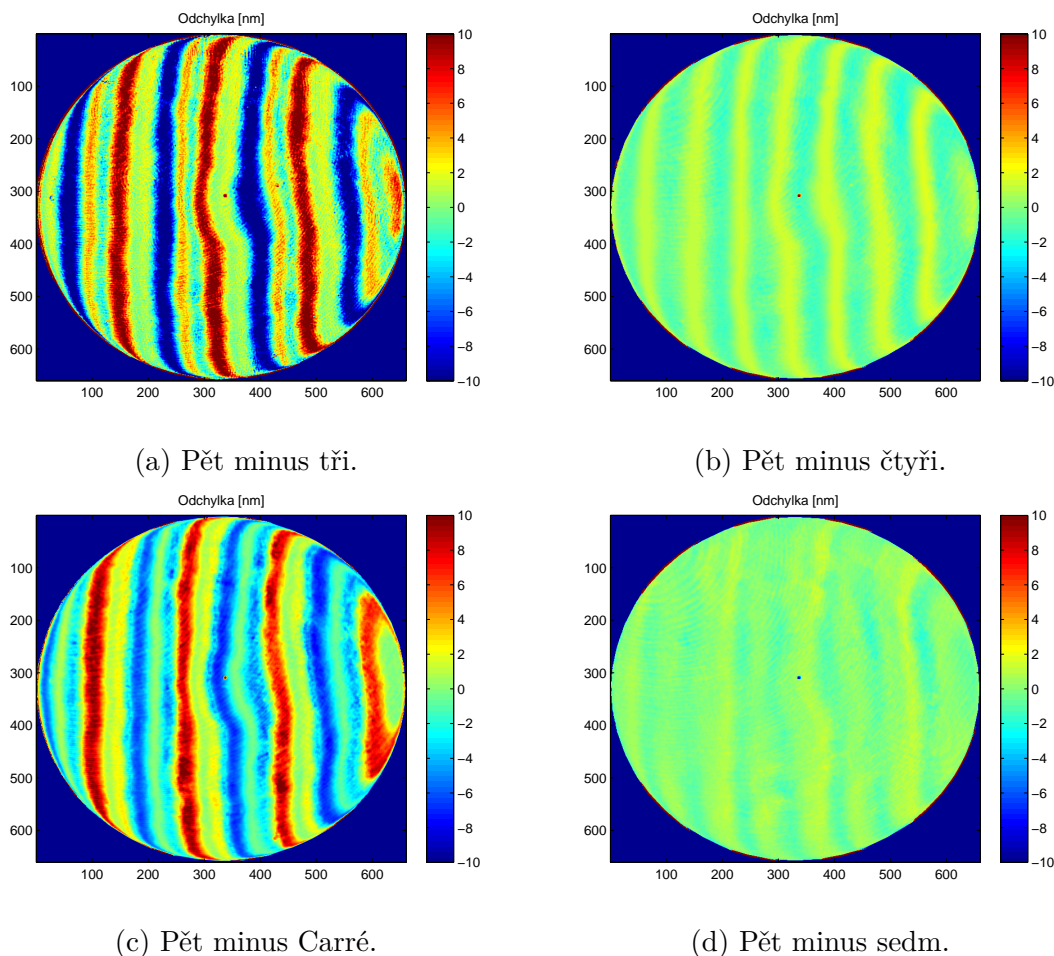


Obrázek 5.5: Pětikroková metoda - vyhodnocení odchylek od referenční plochy.



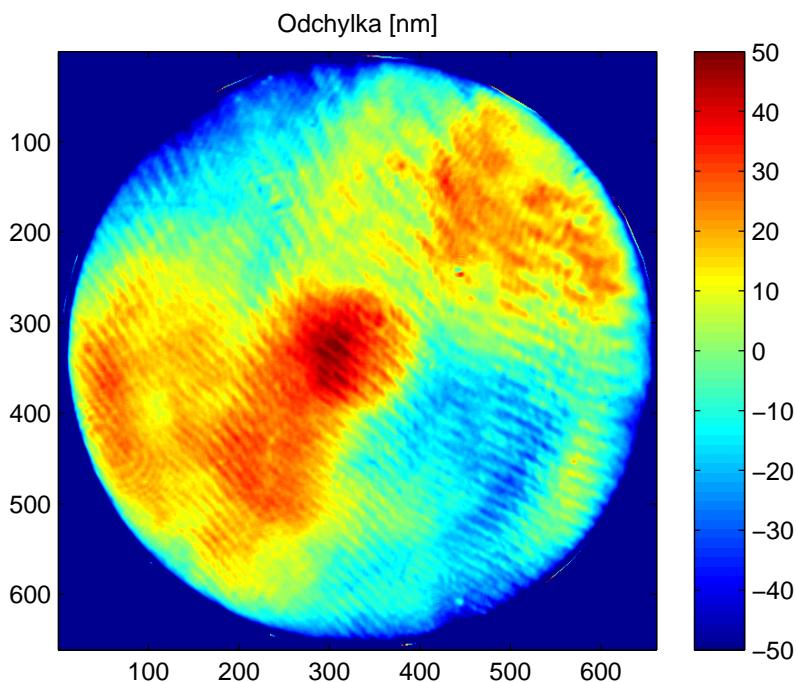
Graf 5.11: Pětikroková metoda - histogram.

Ukázka rozdílových hodnot při odečtu výsledku odchylek z pětikrokové metody s ostatními (viz obrázek 5.6). Chyba fáze má největší vliv na výsledek zejména u tříkrokové metody, která je právě velmi citlivá na rozladění fázového posuvu.

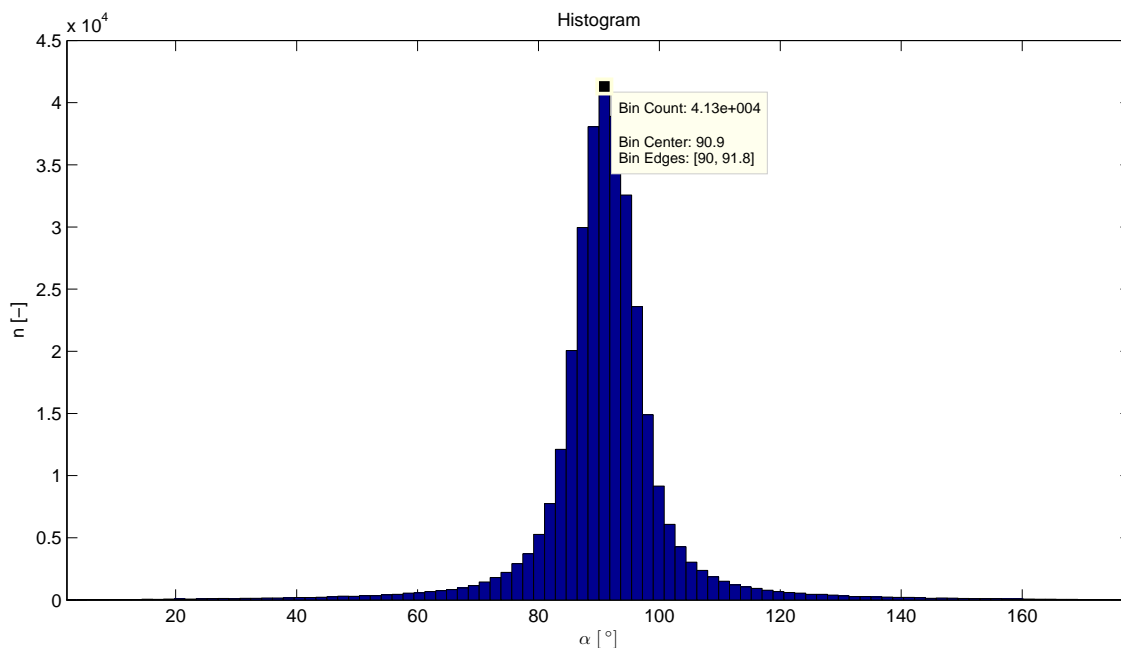


Obrázek 5.6: Odečty odchylek jednotlivých metod od průměrovací pětikrokové metody.

Pro porovnání je zde uvedeno vyhodnocení z nasnímaných dat při použití zdroje FTEC658 s koherenční délkou 0,5 m. Na obrázku 5.7 jsou zobrazeny vypočtené deviate testované plochy vůči referenční. Na povrchu můžeme pozorovat mapu úzkých proužků, kterou nám způsobila parazitní interference na pozadí, z důvodu koherenční délky použitého zdroje. Při fázovém posuvu interferenční struktury od referenční a testované plochy, dochází také k fázovému posuvu parazitní interferenční struktury na pozadí, která nám do výsledku zanáší fázovou chybu.



Obrázek 5.7: Vyhodnocení odchylek pětikrokovou metodou pro zdroj FTEC658.

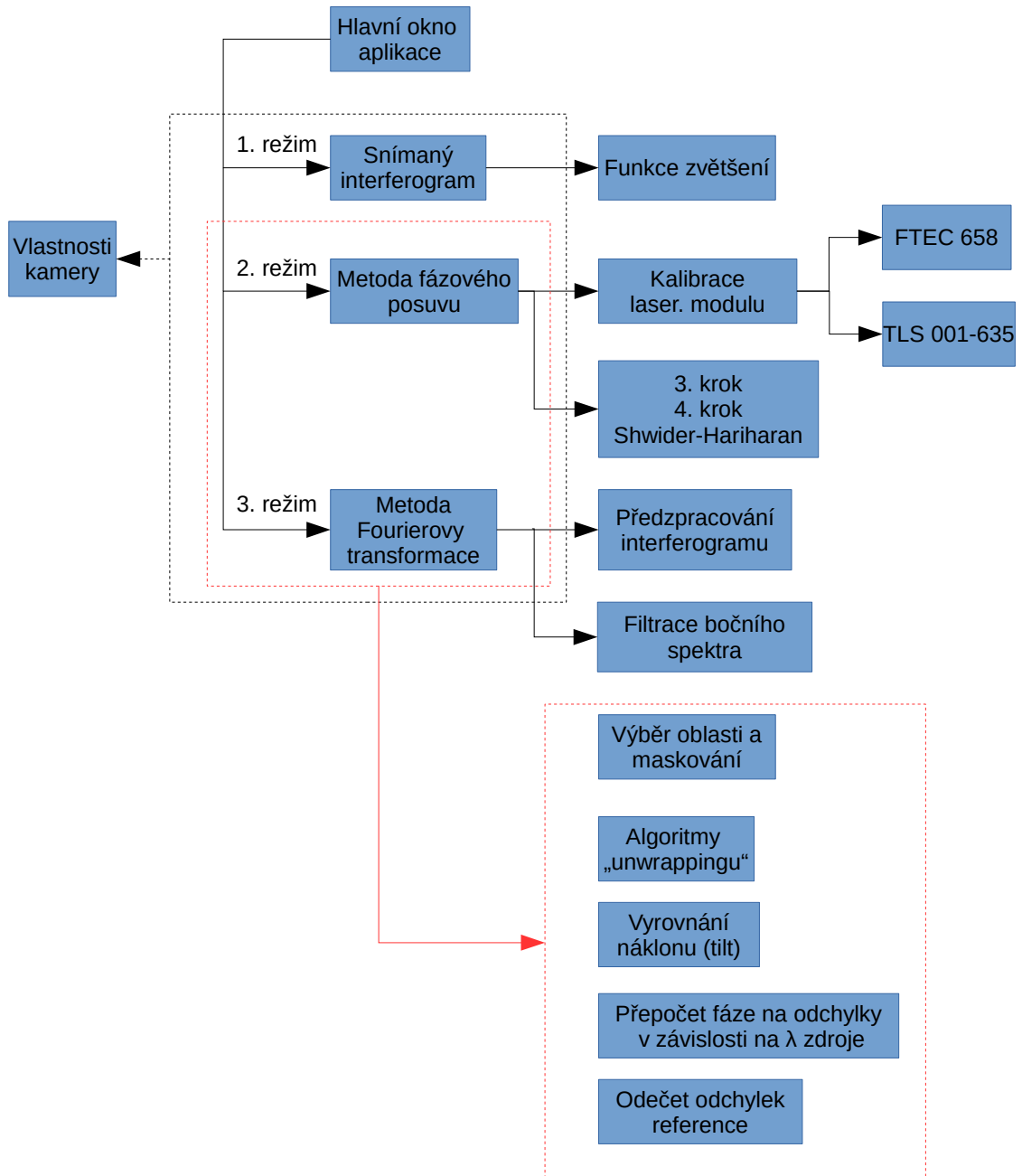


Graf 5.12: Histogram - vyhodnocení pětikrokovou metodou pro zdroj FTEC658.

Z hlediska celkem dobrých výsledků při manuálním sběru dat na zdroji WSLs-635 bylo uvažováno o nahrazení víceotáčkového potenciometru elektronickým s možností řízení. Na zdroji byl odzkoušen 8-kanalový programovatelný potenciometr UPOT8PROXR $2 \times (2 \times 10 \text{ k}\Omega, 1 \times 50 \text{ k}\Omega, 1 \times 100 \text{ k}\Omega)$. Bohužel se řízení přes PC nepovedlo zprovoznit s uspokojivým výsledkem. Pro výslednou aplikaci proto byly použity zdroje FTEC658 a TLS001-635.

6 Softwarové řešení

Poté, co byly optimalizovány veškeré hardwarové i softwarové části přístroje, bylo vhodné celou soustavu zastřešit aplikací pro automatický sběr dat i jeho vyhodnocením. Datový tok zastřešující aplikace je znázorněn na obrázku 6.1. Jednotlivé kroky budou nyní podrobněji popsány.



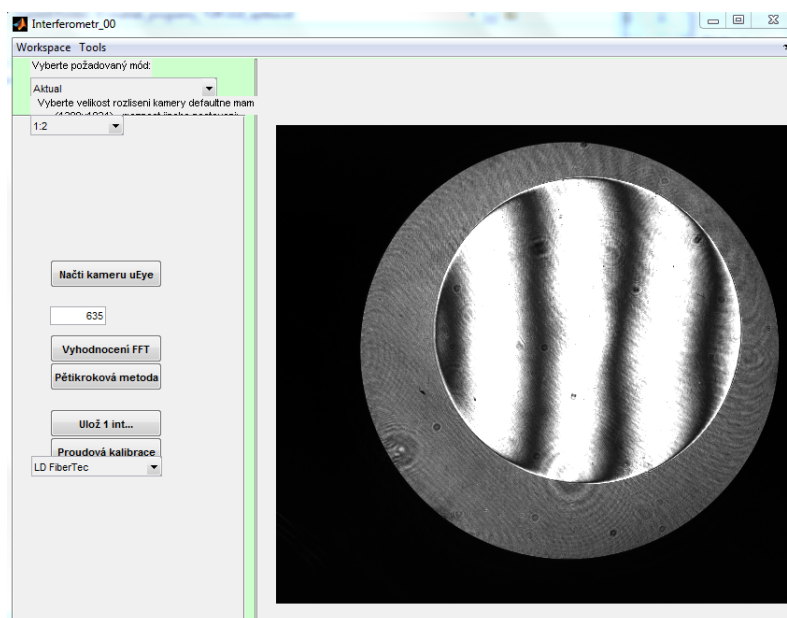
Obrázek 6.1: Základní schéma aplikace vytvořené v prostředí MATLAB.

6.1 GUI aplikace v MATLABu

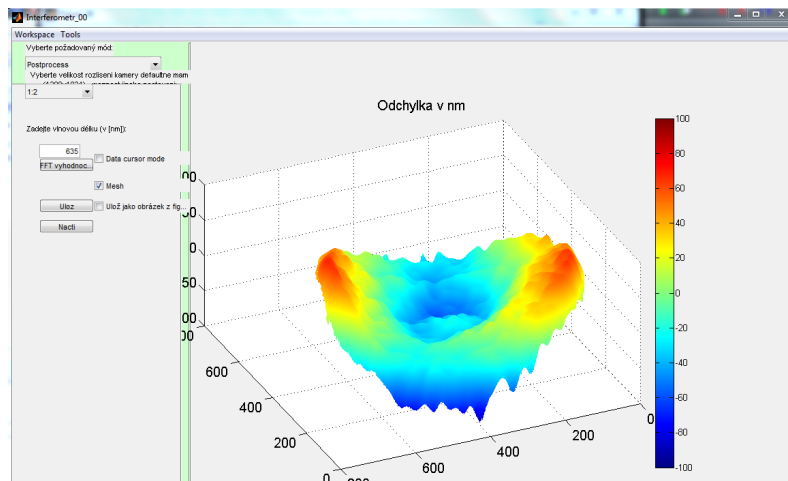
Výsledné grafické uživatelské rozhraní bylo vytvořeno v prostředí MATLAB pomocí metody „Switched Board Programming“ (Doňar a Zaplatílek, 2004). Která umožňuje dobrou přenositelnost zdrojového kódu mezi jednotlivými verzemi systému MATLAB. Image Acquisition Toolbox implementovaný v Matlabu zajišťuje vhodnou oboustrannou komunikaci s digitální kamerou.

Výsledná aplikace je rozdělena na tři režimy podle způsobu vyhodnocení:

- Vizuální,
- metodou fázového posuvu,
- založené na Fourierově transformaci.



Obrázek 6.2: Okno aplikace v 2. režimu před samotným vyhodnocováním, před nastavením vhodného expozičního času pro digitální kameru.



Obrázek 6.3: Okno aplikace pro 3. režim, vyhodnocená testovaná plocha.

6.1.1 Proudové řízení zdroje a sběr dat pro vyhodnocování metodu fázového posuvu

Jelikož je k fázovému posuvu použit laserový modul, je možné měnit fázi skokově i kontinuálně. Změna fáze laserovým modulem je daleko robustnější než v případě fázového posuvu realizovaného piezoposuvem, z důvodu nutnosti kontinuálního posuvu, aby nedošlo k rázům a následným vibracím u referenčního zrcátka.

V aplikaci je možnost volby řízení pro dva laserové moduly. Uživatel si vybere připojený zdroj, který se automaticky inicializuje. V ukázce zdrojového kódu 6.1 je nastíněna inicializace zdroje TLS001-635 a sběr dat pro následnou kalibraci. Zdroj je ovládán přes rozhraní ActivX.

```

1 case 2
2 data.zdroj = actxcontrol('APTLASER.APTLaserCtrl.1'); %Inicialize
3 data.zdroj.HWSerialNum = 86834049;
4 % Start Control
5 %z = waitbar(0,'Please wait...');
6 data.zdroj.StartCtrl;
7 % Indentify the device
8 data.zdroj.Identify;
9 %.....
10 %.....
11 data.images = cell(2,71);
12 t = 1:71;
13 j = 1.0:0.01:1.7; %Výstupní výkon 1-1.7 mW
14 for i = 1:71; %Sběr dat pro kalibraci
15     data.zdroj.SetPowerSetpoint(j(i));%Řízení výstupního výkonu
16     pause(0.05); %pause(0.01)
17     data.images{1,i} = getsnapshot(data.vid);%Pořízení záznamu
18     data.images{2,i} = j(i); %Přiřazení údaje výkonu
19     t(i) = data.images{1,i}(600,600);
20 end
21 data.zdroj.SetPowerSetpoint(1); %Návrat na výstupní výkon 1 mW
22 set(gcf,'UserData',data);
23 %.....
24 %.....

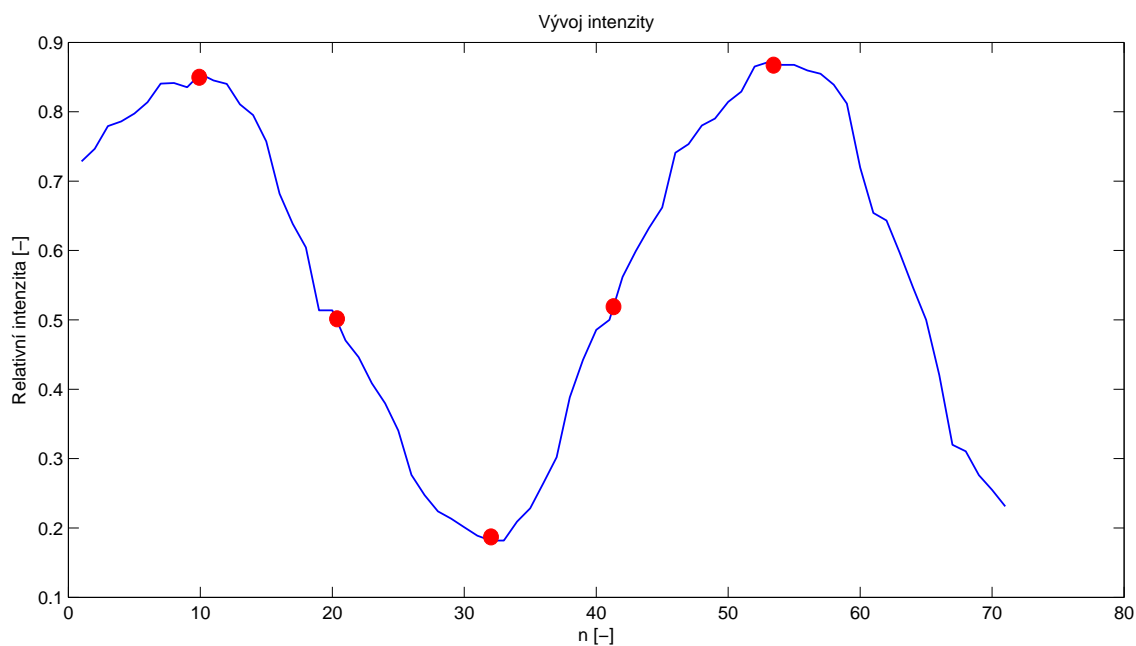
```

Zdrojový kód 6.1: Ukázka sběru dat pro následnou kalibraci laserového zdroje TLS001-635.

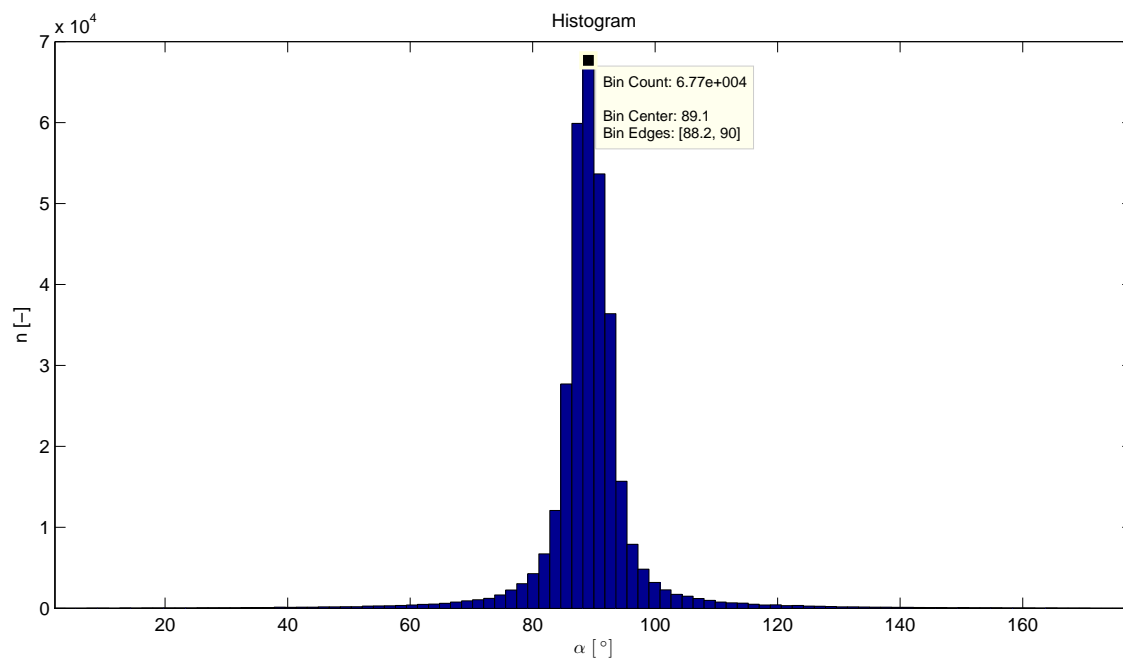
6.1.2 Kalibrace laserového zdroje pro PSI

Jelikož přesné nastavení fázového posunu ovlivňuje i přesnost měření, je nutné nejprve celý přístroj zkalibrovat. K tomu slouží tento postup:

- nasnímáním interferometrických dat v zadaném proudovém rozsahu,
- podle lokálních hodnot určení počátku a přibližného kroku (viz graf 6.1),
- přepočítání fázového posuvu (viz vztah (3.19)) vyjádřeného ve formě histogramu (viz graf 6.2),
- porovnání centrální hodnoty histogramu s požadovaným posuvem s nastavenou maximální tolerovanou odchylkou,
- pokud centrální hodnota histogramu odpovídá požadovanému posuvu, ukončíme kalibraci, popřípadě měníme velikost kroku a provádíme přepočítání α (viz bod 3) .



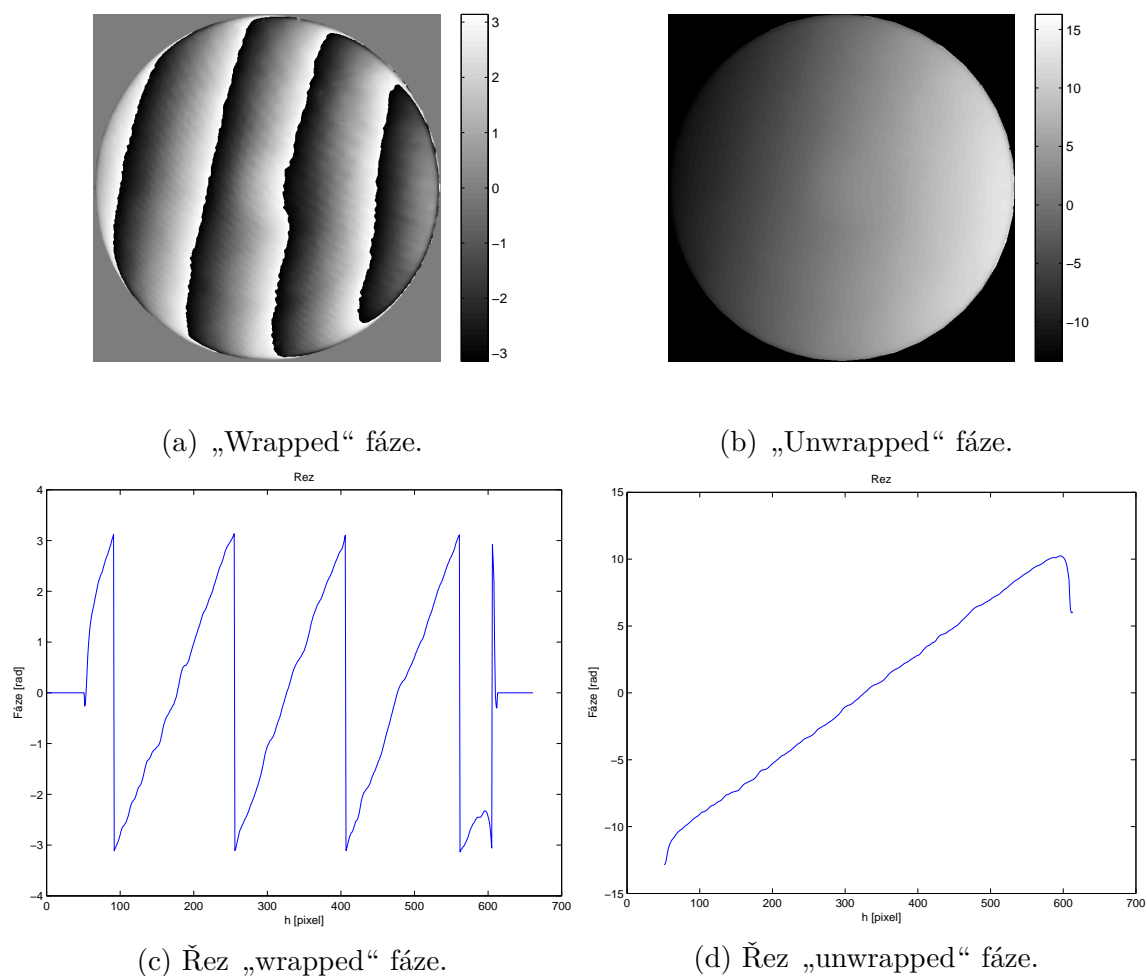
Graf 6.1: Vývoj intenzity na jednom pixelu laserového zdroje s korekcí.



Graf 6.2: Histogram pro kalibraci proudového zdroje, přepočet fázového posuvu pro pětikrokovou metodu.

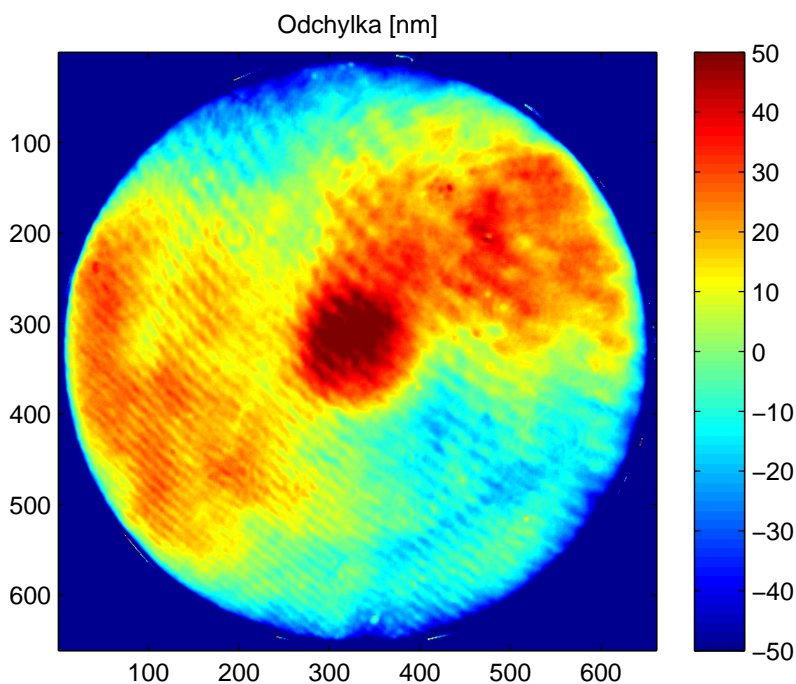
6.1.3 Výsledky měření a odečítání odchytky referenční plochy

Je-li laserový modul zkalibrován, software automaticky spustí měření. Sada interferogramů je vyhodnocena podle vztahu (3.18). Výsledné fázové pole je zobrazeno na obrázku 6.4. V závislosti na definici funkce „arctan“, pro vyhodnocování interferogramu pomocí metod fázového posuvu a Fourierovy transformace, je rekonstruovaná fáze interferenčního pole zpravidla v intervalu $(-\pi; \pi)$. Místa nespojitosti pro ideální vyhodnocený obraz nabývají velikosti 2π . Tímto problémem se zabývá „unwrapping“ (lidově „rozbalení“ fáze, nebo „odstranění nespojitosti“).



Obrázek 6.4: „Unwrapping“ rekonstruované fáze, metoda PSI pro pět kroků, zdroj TLS001-635, Goldsteinův algoritmus.

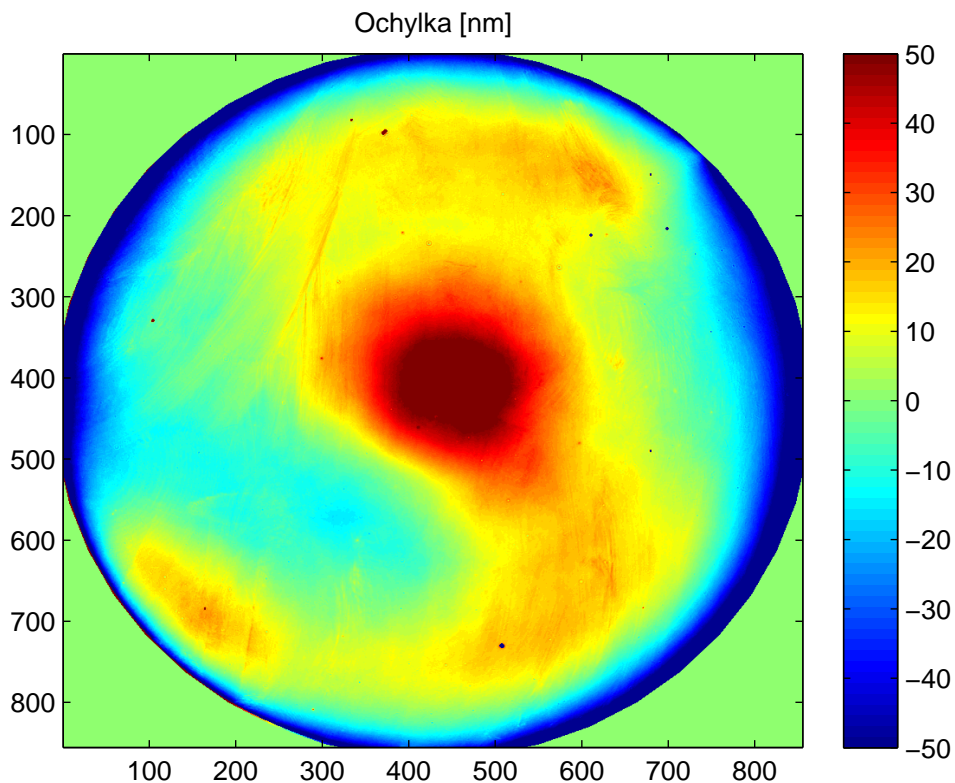
Odchyly testované plochy $h(x,y)$ lze z výsledné fáze vypočítat dle vztahu (3.8). Výsledná vypočtená mapa odchylek od referenční plochy je zobrazena na obrázku 6.5.



Obrázek 6.5: Testovaná rovinná plocha na Fizeauově interferometru, pětikroková metoda, zdroj TLS001-635.

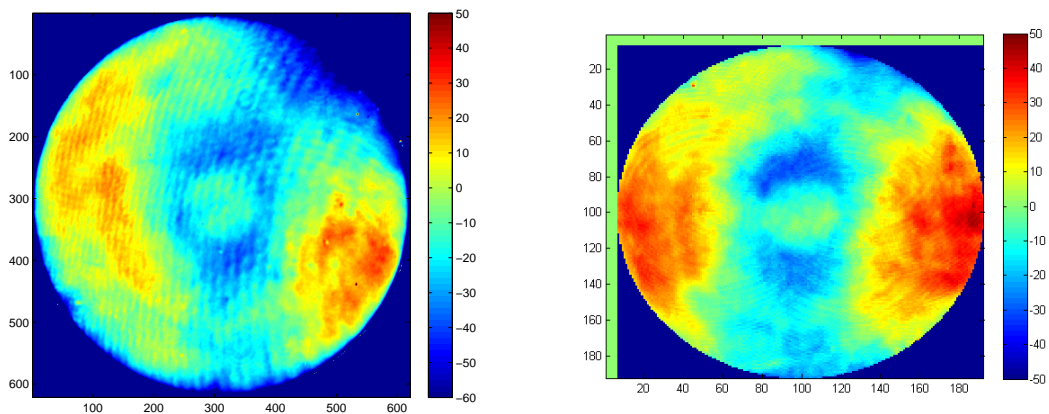
Při měření na interferometru jsme limitováni kvalitou referenční plochy, která se v jistém časovém období deformuje v závislosti na použitém materiálu. Aby bylo možné určit velikost systematické chyby způsobené kvalitou referenční plochy a její následné odečítání od dosažených výsledků, bylo vhodné přeměřit referenční desku na kvalitním komerčním kalibrovaném měřicím přístroji, mezi který bezpochyby patří ASI interferometr („Aspheric Stitching Interferometer“). Aby mohly být výsledky správně odečítány, bylo nutné pozici testované referenční plochy při měření na ASI poznamenat a v softwaru dokorigovat s ohledem na uložení reference ve Fizeově interferometru.

Na obrázku 6.6 je zobrazen výsledek vyhodnocení odchylky referenční plochy na kalibrovaném měřidle (ASI).



Obrázek 6.6: Přeměření referenční roviny na kalibrovaném měřícím přístroji (ASI).

Výsledky měření testovaného elementu po odečtení referenčních dat jsou zobrazeny na obrázku 6.7a.



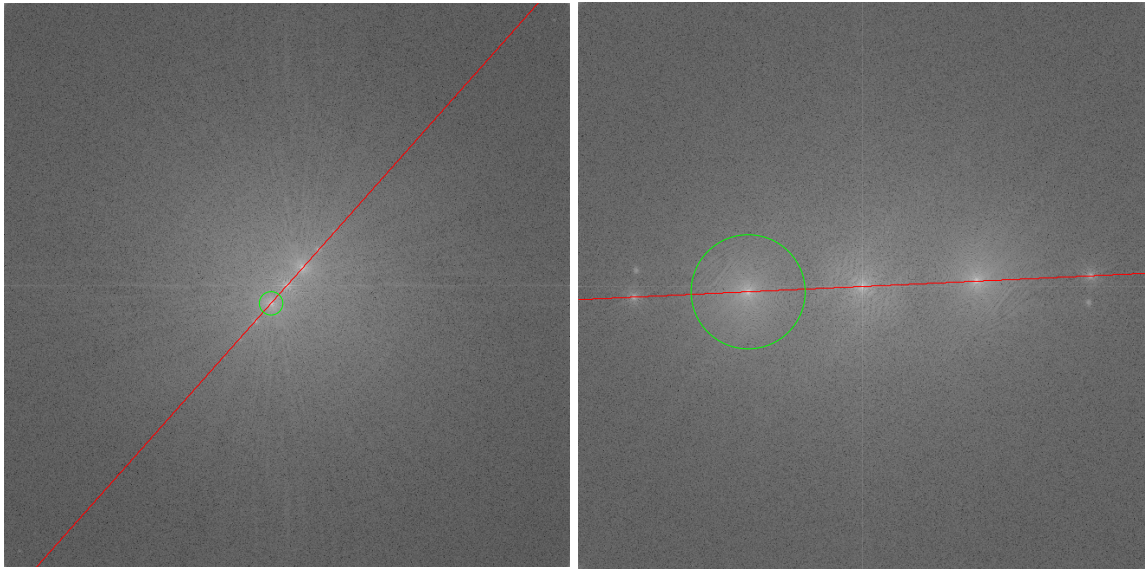
(a) Fizeuova interferometru.

(b) Výsledek z měření na ASI.

Obrázek 6.7: Porovnání výsledků z měření na Fizeauově interferometru s výsledky z ASI.

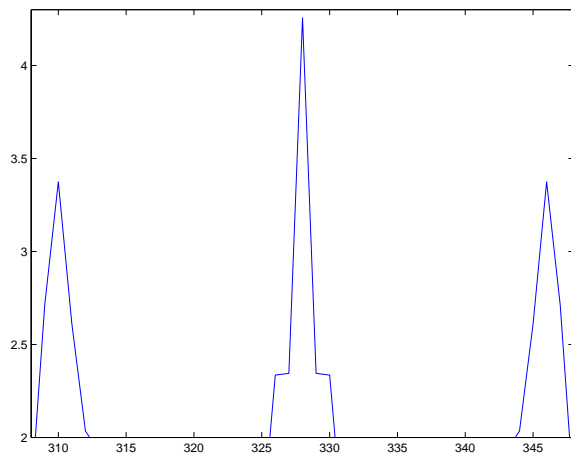
Pro ověření správné funkčnosti interferometru byly výsledky porovnány s komerčním měřidlem (viz obrázek 6.7). Odchylku testovaného elementu lze popsat jako RMS (Kvadratický průměr, $\sqrt{\frac{1}{n} \sum x_{ij}^2}$). Při měření na Fizeaově interferometru po odečtení odchylek referenční plochy se $\text{RMS} = 25,4$ nm. Hodnota RMS při měření na ASI interferometru se rovnala 18,8 nm. Lze pozorovat kvalitativní i kvantitativní shodu. Rozdíl mezi odchylkami je v řádech nanometrů, což je vzhledem k různým podmínkám při měření zanedbatelné.

Vyhodnocování Fourierovou metodou zavedením lineární nosné frekvence, závisí na náklonu měřicího stolku (viz obrázek 6.8). V aplikaci je grafická kontrola, aby nedošlo k překročení vzorkovacího kritéria, nebo naopak nebyla nosná frekvence malá a boční složky frekvenčního spektra se nám nepřekryly se složkou střední. Na obrázku 6.8a nebo 6.8b znázorněno spektrum interferogramu, ze kterého je nutné vybrat pouze 1. difrakční řád (vyznačený kružnicí). Výběr velikosti oblasti pro centraci boční složky byl zatím pro jednoduchost nastaven na poloviční vzdálenost mezi středovým a bočním vrcholem. Pro potlačení ostrých přechodů je použito Hammingovo okno místo obdélníkového a vybraná oblast je posunuta do centrální oblasti spektra. Jak bylo nastíněno v kapitole 3.2, fázovou mapu lze zrekonstruovat zpětnou Fourierovou transformací. Tato výsledná fázová mapa je zpracována obdobně jako v případě metody PSI. Výsledná mapa odchylek bez odečtu od referenční plochy je znázorněna na obrázku 6.9.

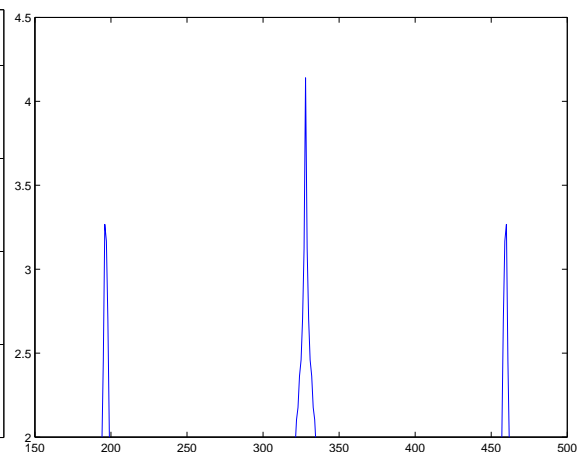


(a) Malý náklon testovaného elementu, náklon v osách x,y.

(b) Dostatečný náklon testovaného elementu ve směru x.

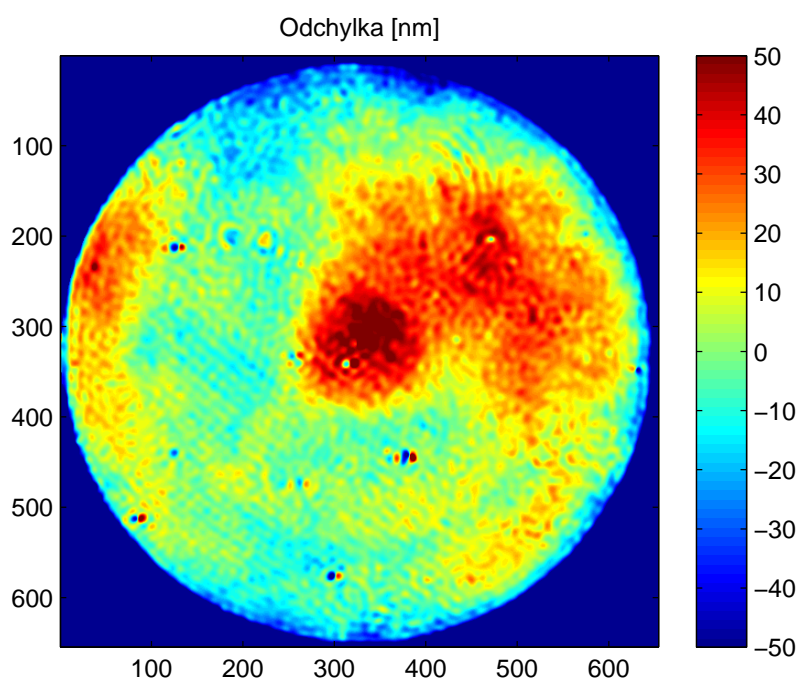


(c) Řez (a).



(d) Řez (b).

Obrázek 6.8: Spektrum interferogramu, lze pozorovat změnu nosné frekvence v závislosti na náklonu stolku (x-ová a y-ová osa).



Obrázek 6.9: Výsledné odchylky testované plochy od referenční, metoda Fourierovy transformace.

Závěr

Před samotným zahájením řešení hlavních bodů diplomové práce, z důvodu poloautomatického chodu měřidla, bylo nezbytné realizovat určitá mechanicko-optická vylepšení. Mezi něž patřila kontrola testované a referenční vlnoplochy („prasátka“), korekce otvorové vady kolimačního objektivu, upravení rozložení profilu intenzity vyzařovaného laserovou diodou. Výhodou oproti standardním komerčním interferometrům je realizace fázového posuvu pomocí změny vlnové délky laserového modulu. V interferometru se tak nenacházejí žádné mechanické pohyblivé části, které ve všech typech přístrojů způsobují komplikace.

V další části diplomové práce byla vytvořena aplikace v prostředí MATLAB, pomocí metody „Switched Board Programming“, která je zejména vhodná z důvodu snadné přenositelnosti mezi jednotlivými verzemi MATLABu. Do aplikace jsou implementovány algoritmy založené na posuvu fáze (tzv. PSI) i zavedení lineární nosné frekvence. Při mezioperačních měřeních se přikláním pro vyhodnocování metodou Fourierovy transformace na základě přidání lineární nosné frekvence. Jelikož pro vyhodnocování odchylek testované plochy postačuje jeden nasnímaný interferogram, což umožní měření i při výskytu vibrací, s kterými se ve výrobním procesu musí počítat. Pro mezioperační měření není nutné dosahovat takových přesností, jaké nám dovolují metody založené na fázovém posuvu. Přičemž jsme stejně limitováni kvalitou referenční plochy. Dnešní výpočetní doba funkce FFT implementované v MATLABu i při nedodržení zájmové oblasti 2^N pixelu, je s ohledem na dostupnou výpočetní techniku již zanedbatelná. Pokud se rozhodneme pro vyhodnocování právě metodou Fourierovy transformace a z důvodu zamezení parazitní interference vybereme vhodný vláknový diodový modul s vyhovující koherenční délkou, je poté vhodné otestovat modul ve spektrální oblasti pro hodnoty nastavovaného řídicího proudu. Následně lze pro aplikaci vybrat takovou hodnotu, při které je profil spektrální čáry optimální. Což se projeví na dobrém kontrastu interferenční struktury v celém rozsahu kavity interferometru, za podmínky, že nepřekročí koherenční délku použitého zdroje.

Naopak pro finální měření je vhodné použití metody PSI s přeladěním vlnové délky. Pomocí provedených experimentů bylo ukázáno, že optimální PSI algoritmus s ohledem na rychlost záznamu i jeho přesnost je algoritmus pětikrokový. Výsledky získané na zrenovovaném inteferometru, byly porovnány s výsledky pořízenými na komerčním měřidle, přičemž odchylky byly v řádu nm - desítek nm, což odpovídá výborné shodě. Měřidlo je tedy plně funkční a připravené pro zavedení do plného provozu optické dílny.

Literatura

- GOODWIN, Eric P., 2006. *Field Guide to Interferometric Optical Testing*. Bellingham, Wash: SPIE Publications. SPIE Field Guide, sv. FG10. ISBN 978-0819465108.
- HARIHARAN, P., 1985. *Optical Interferometry*. Sydney: Academic Press.
- KOBAYASHI, Kohroh a MITO, Ikuo, 1988. Single frequency and tunable laser diodes. *Lightwave Technology, Journal of* [online]. **6**(11), s. 1623–1633, [cit. 2014-09-10]. ISSN 0733-8724. Dostupné z: doi:10.1109/50.9978.
- KROPATSCH, Walter a BISCHOF, Horst, 2001. *Digital Image Analysis* [online]. Springer New York, [cit. 2014-09-10]. ISBN 978-0-387-21643-0. Dostupné z: doi:10.1007/b97375.
- MALACARA, Daniel, SERVÍN, Manuel a MALACARA, Zacarias, 2005. *Interferogram Analysis For Optical Testing*. 2. vyd. Boca Raton, FL: CRC Press. ISBN 978-1-57444-682-1.
- MALACARA, Daniel, 2007. *Optical Shop Testing*. 3. vyd. Hoboken, N.J: Wiley-Interscience. ISBN 978-0-471-48404-2.
- MALÝ, Petr, 2013. *Optika*. Praha: Karolinum. 2. vyd. ISBN 978-80-246-2246-0.
- MIKŠ, Antonín, 2007. Optické interferometrické metody a jejich aplikace ve vědě a průmyslu. In: *AVČ ČVUT* [video] Dostupné z: <http://www.avc-cvut.cz/akce/opticke-interferometricke-metody-a-jejich-aplikace-ve-vede-a-prumyslu>.
- NOVÁK, Jiří, 2003. Five-step phase-shifting algorithms with unknown values of phase shift. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* [online]. **114**(2), s. 63–68, [cit. 2014-09-10]. ISSN 0030-4026. Dostupné z: doi: 10.1078/0030-4026-00222.
- NOVÁK, Jiří, NOVÁK, Pavel a MIKŠ, Antonín, 2008. Multi-step phase-shifting algorithms insensitive to linear phase shift errors. *Optics Communications* [online]. **281**(21), s. 5302–5309, [cit. 2014-09-10]. ISSN 0030-4018. Dostupné z: doi: 10.1016/j.optcom.2008.07.060.
- PAVELEK, Milan, JANOTKOVÁ, Eva a ŠTĚTINA, Josef, 2007. *Vizualizační a optické měřicí metody* [online]. 2.vyd. Brno: Vysoké učení technické v Brně, [cit. 2014 - 09-12]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/users/pavelek/optika>.

- PLÍVA, Zdeněk, DRÁBKOVÁ, Jindra, KOPRNICKÝ, Jan a PETRŽÍLKA, Leoš, 2014. *Metodika zpracování bakalářských a diplomových prací*. 2. vyd. Liberec: Technická univerzita v Liberci, [cit. 2014-08-04]. ISBN 978-80-7494-049-1. Dostupné z: <http://www.fm.tul.cz/files/Jak-psat-BP-DP.pdf>.
- POCHMON, Michal, 2012. *Vybrané optické 3D metody v metrologii a jejich aplikace*. Olomouc. Disertační práce. Universita Palackého v Olomouci. Fakulta přírodovědecká.
- POKORNÝ, Petr, 2014. *Vyhodnocování interferogramů metodou fourierovy transformace (evaluation of interferograms using a fourier-transform method)*. Praha. Diplomová práce. České vysoké učení technické v Praze. Fakulta stavební. Katedra fyziky.
- PŘÍSPĚVATELÉ WIKIPEDIE, 2014. Laser. *Wikipedia, The Free Encyclopedia* [online]. 2014-09-09 [cit. 2014-09-12]. Dostupné z: <http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Laser&oldid=624873287>.
- RAIL, Zdeněk, 2014. Konzultace s vedoucím optické dílny. Turnov, TOPTEC 13. 8.
- RYBIČKA, Jiří, 1999. *L^AT_EX pro začátečníky*. Brno: Konvoj. ISBN 80-85615-42-8.
- SALEH, Bahaa E. A. a TEICH, Malvin Carl, 1994. *Základy fotoniky*. Matfyzpress. ISBN 80-85863-01-4.
- FOWLES, Grant R., 1975. *Introduction to modern optics*. 2.vyd. New York. ISBN 0-486-65957-7.
- MIKŠ, Antonín, 2009. *Aplikovaná optika*. České vysoké učení technické v Praze. 230 stran. ISBN 978-80-01-04254-0.
- FEYNMAN, Richard P., LEIGHTON, Robert B. a SANDS Matthew, 2000. *Feynmanovy přednášky z fyziky s řešenými příklady*. 1.vyd. Fragment. ISBN 978-80-7200-405-8.
- DOŇAR, Bohuslav a ZAPLATÍLEK, Karel, 2004. *MATLAB - tvorba uživatelských aplikací*. BEN. 215 stran. ISBN 80-7300-133-0.
- VOJTÍŠEK, Petr, 2014. Předmět [elektronická pošta]. Message to: jaro-slav.nosek3@tul.cz. 6. července 2014, 10:13 [cit. 2014-09-12]. Osobní komunikace.

Příloha A



Fizeaův interferometr z renovace BP.