



Diplomová práce

Absolutní interferometrie s referenční kavitou

Studijní program:

N0588A110001 Aplikované vědy v inženýrství

Autor práce:

Bc. Vojtěch Pátek

Vedoucí práce:

Ing. Pavel Psota, Ph.D.

Ústav nových technologií a aplikované informatiky

Liberec 2023



Zadání diplomové práce

Absolutní interferometrie s referenční kavitou

<i>Jméno a příjmení:</i>	Bc. Vojtěch Pátek
<i>Osobní číslo:</i>	M21000156
<i>Studijní program:</i>	N0588A110001 Aplikované vědy v inženýrství
<i>Zadávací katedra:</i>	Ústav nových technologií a aplikované informatiky
<i>Akademický rok:</i>	2022/2023

Zásady pro vypracování:

1. Osvojení si základů v oblasti interferometrie a absolutní interferometrie.
2. Navržení experimentálního uspořádání s referenční kavitou.
3. Sestavení experimentu a testování uspořádání z pohledu přesnosti, opakovatelnosti a dlouhodobé stability.
4. Vyhodnocení dat a zhodnocení výsledků.

Rozsah grafických prací: dle potřeby dokumentace
Rozsah pracovní zprávy: 40 – 50 stran
Forma zpracování práce: tištěná/elektronická
Jazyk práce: Čeština

Seznam odborné literatury:

- [1] MALACARA, D. Optical shop testing. 3rd ed. Hoboken, N.J.: Wiley-Interscience, c2007. ISBN 0471484040.
- [2] SALLEH, B. E. A. , TEICH, M.C.: Základy fotoniky I,II , MATFYZPRESS, Praha, 1994-95.
- [3] KREDBA, J., PSOTA, P., STAŠÍKM., LÉDL V., VESELÝ L., NEČÁSEK J., Absolute interferometry for fast and precise radius measurement, Optics Express, volume 29, 2021, ISSN 12531-12542.

Vedoucí práce: Ing. Pavel Psota, Ph.D.
Ústav nových technologií a aplikované informatiky

Datum zadání práce: 12. října 2022
Předpokládaný termín odevzdání: 22. května 2023

prof. Ing. Zdeněk Plíva, Ph.D.
děkan

L.S.

Ing. Josef Novák, Ph.D.
vedoucí ústavu

V Liberci dne 19. října 2022

Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci jsem vypracoval samostatně jako původní dílo s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem.

Jsem si vědom toho, 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 nezasahuje do mých autorských práv užitím mé diplomové práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

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

Současně čestně prohlašuji, že text elektronické podoby práce vložený do IS/STAG se shoduje s textem tištěné podoby práce.

Beru na vědomí, že má diplomová práce bude zveřejněna Technickou univerzitou v Liberci v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů.

Jsem si vědom následků, které podle zákona o vysokých školách mohou vyplývat z porušení tohoto prohlášení.

Abstrakt

Tato diplomová práce se zabývá problematikou absolutní interferometrie. Cílem práce byl návrh, sestavení a otestování absolutního interferometru s referenční kavitou. První část práce se zabývá teoretickým základem vlnové optiky, interferometrie a laserové techniky. V následující praktické části je popsáno sestavení interferometru, princip fungování, měření, způsob vyhodnocení dat a zhodnocení výsledků.

Klíčová slova:

Absolutní interferometrie, interferometrie s řízenou změnou fáze, interferometr, vlnová optika

Abstract

This diploma thesis deals with absolute interferometry problematics. The main target of the thesis was to assemble and test an absolute interferometer with reference cavity. First part of the thesis presents theoretical basics of wave optics, interferometry and laser technics. The following practical part describes the assembling of the interferometer, its principles, measurements, method for data analysis and evaluation of the results.

Key words:

Absolute interferometry, Phase-Shifting interferometry, interferometer, wave optics

Poděkování

Rád bych tímto poděkoval vedoucímu mé diplomové práce panu Ing. Pavlu Psotovi, Phd. za věnovaný čas, předané znalosti a odborné vedení práce. Zároveň děkuji celému centru TOPTEC za poskytnutí zázemí v laboratoři a možnosti využití přístrojů a systémů.

Obsah

Abstrakt	5
Abstract	5
Poděkování	6
Obsah	7
Seznam obrázků	8
Úvod.....	9
1 Základy interferometrie.....	10
1.1 Základy vlnové optiky.....	10
1.1.1 Interference	12
1.2 Koherence	13
1.2.1 Časová koherence	13
1.2.2 Prostorová koherence.....	14
1.3 Index lomu a disperze.....	15
1.4 Úvod do laserové techniky	17
1.4.1 Laser s přeladitelnou vlnovou délkou	18
1.5 Klasické interferometrické metody a uspořádání.....	21
1.5.1 Michelsonův interferometr	23
1.5.2 Mach – Zehnderův interferometr.....	23
1.5.3 Fizeau interferometr.....	24
1.6 Phase-shifting interferometrie	25
1.7 Absolutní interferometrie	29
2 Absolutní interferometr s referenční kavitou	30
2.1 Návrh a sestavení.....	30
2.2 Princip a funkce absolutního interferometru s referenční kavitou	39
2.3 Měření	41
2.4 Výsledky.....	47
3 Závěr	49
Zdroje	51

Seznam obrázků

Obrázek 1 – Elektromagnetická vlna [18]	10
Obrázek 2 - Klesání koherence vlnění v čase [14].....	13
Obrázek 3 - Prostorová koherence [15]	14
Obrázek 4 - Základní schéma laseru	17
Obrázek 5 - Barvivový laser – schéma	18
Obrázek 6 - Littrow mřížka.....	19
Obrázek 7 - Polovodičkový laser s externí kavitou [6].....	20
Obrázek 8 - Fabry - Perotův etalon [16]	21
Obrázek 9 - Referenční interferogram	22
Obrázek 10 - Interferogram s fázovou informací.....	22
Obrázek 11 – Zabalené fázové pole [-pi,pi].....	22
Obrázek 12 – Rozbalená fáze.....	22
Obrázek 13 - Michelsonův interferometr.....	23
Obrázek 14 - Mach - Zehnderův interferometr	24
Obrázek 15 - Fizeau interferometer	25
Obrázek 16 - Interferogram optického povrchu [17]	25
Obrázek 17 - Twyman - Greenův interferometr upravený pro PSI	26
Obrázek 18 - Absolutní interferometr s referenční kavitou	30
Obrázek 19 - Kolimátor (konvexní a konkávní čočka).....	31
Obrázek 20 - Vstupní kolimátory.....	31
Obrázek 21 - Deskový dělič.....	33
Obrázek 22 - Nd:YAG Referenční kavita.....	34
Obrázek 23 - Měřená kavita.....	35
Obrázek 24 - Měřená kavita - schéma	35
Obrázek 25 -Blackfly S - U3 - 120S4M-CS	36
Obrázek 26 - Basler acA4024-19um.....	36
Obrázek 27 - Lasery s přeladitelnou vlnovou délkou	37
Obrázek 28 Vlnoměr WS-6 HighFinese	38
Obrázek 29 - Vlnoměr WS-6 HighFinese schéma [12]	39
Obrázek 30 - Interferenční proužky	40
Obrázek 31 - Rampa laseru.....	41
Obrázek 32 – Interferogram v čase t.....	42
Obrázek 33 - Interferogram v čase t + Δt	42
Obrázek 34 - Průběh intenzity jednoho pixelu v čase.....	42
Obrázek 35 - Histogram výsledků L2 v pozici +0mm.....	44
Obrázek 36 -Histogram výsledků L2 v pozici +3mm.....	44
Obrázek 37 – Histogram výsledků L2 v pozici +5mm	45
Obrázek 38 - Barevná mapa výsledků L2 v pozici +0mm.....	45
Obrázek 39 - Barevná mapa výsledků L2 v pozici +3mm.....	46
Obrázek 40 - Barevná mapa výsledků L2 v pozici +5mm.....	46
Obrázek 41 - Grafické znázornění naměřených hodnot L2 vs. teoretická hodnota.....	47

Úvod

Absolutní interferometrie je moderní interferometrická metoda využívající principů interferometrie s řízenou změnou fáze k přesnému měření absolutní hodnoty délky měřené kavity. Kavitou může být transparentní optický prvek, např. čočka. Pro taková měření byl ve výzkumném ústavu TOPTEC sestaven interferometr AWA (Absolute wavelength tuning Fizeau interferometer). Jedná se o modifikovaný Fizeau interferometr, pomocí kterého se měří absolutní hodnota poloměru čoček. Fázový posuv je při měření zaváděn čtveřicí laserů s přeladitelnou vlnovou délkou a celkový rozsah přeladění je 760 – 860 nm.

Princip absolutní interferometrie spočívá v nasnímání několika vůči sobě v čase fázově posunutých interferogramů vzniklých interferencí vln odražených od přední a zadní plochy měřené kavity. Metod vytvoření fázového posunu je mnoho, ale v absolutní interferometrii se nejčastěji využívá laseru s přeladitelnou vlnovou délkou. Oproti klasické statické interferometrii je následně vyhodnocen každý pixel zvlášť, pro který dostaneme soustavu goniometrických rovnic, po jejímž vyřešení získáme fázový rozdíl mezi odrazem z přední a zadní stěny kavity. Ze znalosti fázového rozdílu a hodnoty přeladění vlnové délky jsme následně schopni vypočítat délku kavity. Nevýhodou tohoto přístupu je nutnost přesného změření přeladění vlnové délky. K tomu je zapotřebí zařízení zvané vlnoměr, jehož tržní cena se pohybuje kolem půl milionu korun českých.

Cílem této práce je navržení a otestování absolutního interferometru s referenční kavitou, který by se obešel bez nutnosti použití vlnoměru a cena měřícího zařízení by se výrazně snížila. Vlnoměr by v tomto případě byl nahrazen interferometrem s referenční kavitou o známé délce a při výpočtech by z rovnic zmizela vlnová délka.

Tato diplomová práce je rozdělena do dvou hlavních částí. V první části se věnuje teoretickým základům vlnové optiky, jsou zde rozebrány základní metody a uspořádání klasické interferometrie a na závěr se věnuje pokročilým interferometrickým metodám PSI (interferometrie s řízenou změnou fáze) a absolutní interferometrii. Následuje praktická část, ve které je popsán návrh a sestavení absolutního interferometru s referenční kavitou. Je zde popsáno měření a způsob vyhodnocení dat a na závěr jsou uvedeny a zhodnoceny výsledky práce.

1 Základy interferometrie

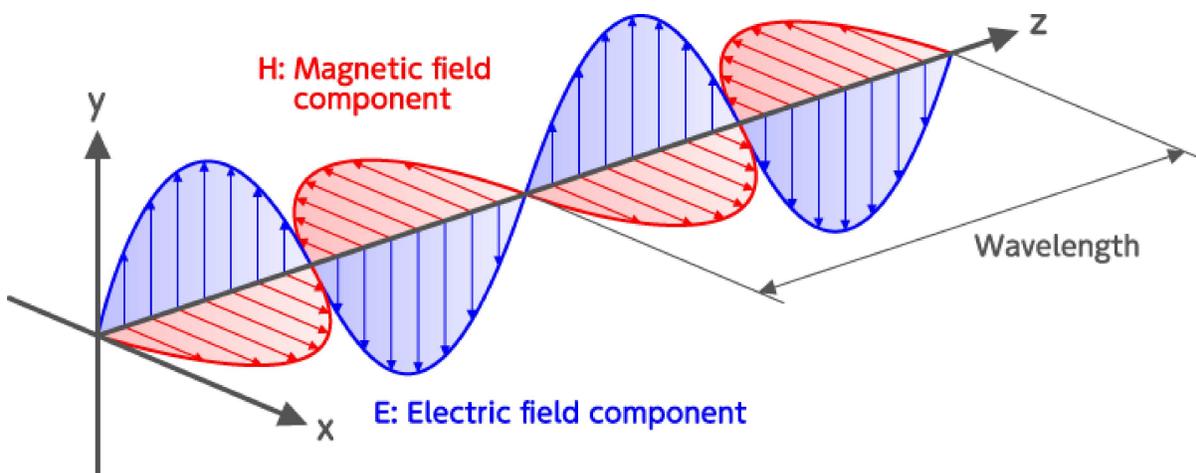
Interferometrie je přesná měřicí disciplína sahající do 19. století, kdy byly položeny její základy Albertem Michelsonem. Metodou založenou na interferenci dvou vln Michelson ve spolupráci s fyzikem Edwardem W. Morleym dokázal vyvrátit existenci éteru a nezávislost rychlosti světla na jeho zdroji. Použité experimentální uspořádání se nazývá Michelsonův interferometr a je hojně využíván pro měřicí účely dodnes.

Dnes má interferometrie široké využití od astronomie, např. detekce gravitačních vln na experimentu Ligo v roce 2015, přes biologii (holografické zobrazení topografie vzorku) až po průmyslové aplikace, např. měření správnosti povrchu čoček v optické výrobě s přesností na zlomek vlnové délky světla.

V této kapitole se diplomová práce interferometrii věnuje podrobněji. Nejdříve se dotýká nezbytných základů vlnové optiky, následuje kapitola o laserech, které dnešní široké uplatnění zprostředkovávají, probírá vybrané metody klasické interferometrie a nakonec se věnuje, pro tuto práci klíčové, phase-shifting interferometrii a absolutní interferometrii.

1.1 Základy vlnové optiky

Na světlo můžeme nahlížet dvěma způsoby. Buď jako na proud částic (fotonů), nebo jako na elektromagnetickou vlnu. To nazýváme tzv. vlnově-korpuskulárním dualismem. Vlnová optika se zabývá popisem světla jako elektromagnetické vlnění. K popisu využívá vektor elektrické intenzity \mathbf{E} a vektor intenzity magnetického pole \mathbf{H} . Tyto vektory jsou kolmé na směr šíření a zároveň jsou vůči sobě ortogonální.



Obrázek 1 – Elektromagnetická vlna [18]

Elektromagnetické pole je popsáno Maxwellovými rovnicemi

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4)$$

ze kterých můžeme následně matematickými úpravami odvodit tzv. obecný tvar vlnové rovnice např. pro vektor elektrické intenzity \mathbf{E} .

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (5)$$

Obdobně se dá obecný tvar vlnové rovnice zapsat i pro vektor magnetického pole \mathbf{H} . Pro zjednodušení do vlnové rovnice zavádíme skalární funkci U , za kterou si můžeme libovolnou složku dosadit.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (6)$$

V interferometrii se ideálně snažíme pracovat s rovinnou harmonickou monochromatickou vlnou viz. rovnice (7), která je zároveň nejjednodušším řešením vlnové rovnice.

$$U(z, t) = U_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_0), \quad (7)$$

kde k je vlnové číslo reprezentované jako

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (8)$$

Ze znalosti U dále můžeme zavést intenzitu světla definovanou jako

$$I(z, t) = 2\langle U^2(z, t) \rangle \quad (9)$$

Pro rovinnou harmonickou vlnu pak můžeme předpis zavést jako

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |U_0|^2 \approx |U_0|^2, \quad (10)$$

kde $\varepsilon_0 \approx 8,54 \cdot 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$ je permitivita vakua.

1.1.1 Interference

Pokud spolu interagují dvě a více optických vln, tak výsledné vlnění můžeme popsat podle principu superpozice, jako součet jednotlivých vlnových funkcí.

$$U(r, t) = \sum_{k=1}^n U_k(r, t) \quad (11)$$

Na stínítku následně vidíme světlé a tmavé intenzitní proužky, v závislosti na tom, zda v místě superpozice vzniklo minimum nebo maximum. O intenzitě víme, že je úměrná druhé mocnině vlnové funkce. Výslednou intenzitu interference dvou vln tedy můžeme zavést jako

$$\begin{aligned}
 I &= |U_1 + U_2|^2 I = |U_1|^2 + |U_2|^2 + U_1^* U_2 + U_2^* U_1 I \\
 &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Poslední člen rovnice (12) nazýváme tzv. interferenční člen, závisící na fázovém rozdílu vln $\Delta \varphi$.

Dále zavádíme tzv. viditelnost interferenčních proužků, která je definovaná jako

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}
 \tag{13}$$

1.2 Koherence

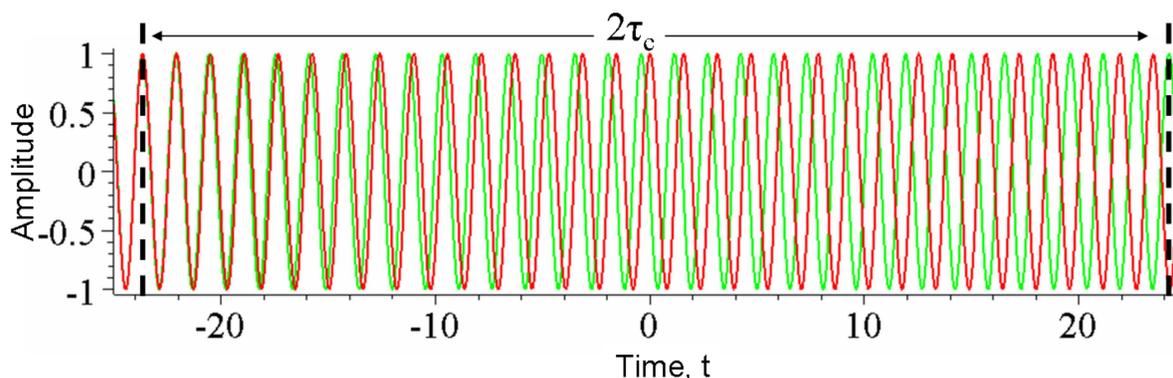
Abychom mohli při interferometrických měřeních dobře pozorovat interferenční strukturu, je důležité mít k dispozici koherentní světlo. Potřebujeme, aby si světlo v čase a v prostoru v ideálním případě uchovávalo konstantní fázový rozdíl a nedocházelo k jeho rychlým změnám, které by znemožnily záznam interferogramu. Uvažujeme tzv. časovou a prostorovou koherenci.

1.2.1 Časová koherence

Bavíme-li se o časově absolutně koherentním světle, je to takové světlo, kde ze znalosti fáze φ v čase t , můžeme přesně určit i fázi v čase $t + \Delta t = \tau$. Takový světelný zdroj je bohužel pouze teoretický a reálně vždy pracujeme s konečnou koherencí. Pro kvantifikování koherence využíváme korelační funkci mezi časovým stavem vlny $U(t)$ a $U(\tau)$. Výslednou hodnotu korelace nazýváme stupeň koherence g , který je definován v rovnici (14).

$$g = \frac{\langle U^*(t)U(\tau) \rangle}{\langle \text{abs}(U(t))^2 \rangle}
 \tag{14}$$

Reálné vlnění má nejvyšší stupeň koherence při opuštění zdroje a s časem klesá, viz. Obrázek 2.



Obrázek 2 - Klesání koherence vlnění v čase [14]

Doba, po kterou si vlnění drží pro nás přípustný stupeň koherence, se nazývá koherenční doba a značíme ji t_c . Pokud známe koherenční dobu, můžeme následně snadno dopočítat koherenční délku jako

$$L_c = t_c \cdot c, \quad (15)$$

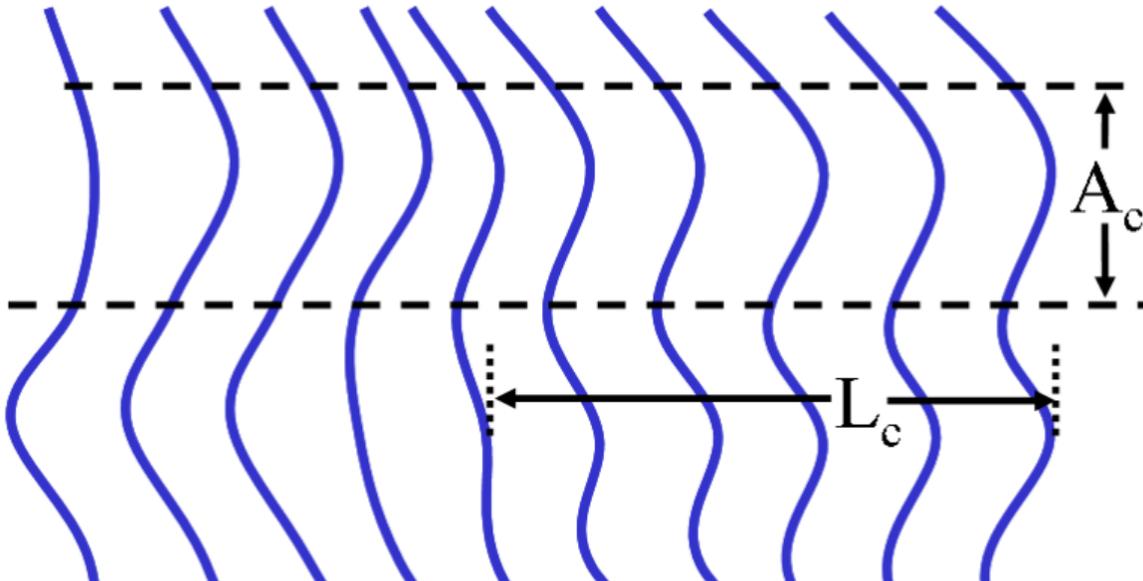
podle které zjistíme např. jaké mohou být maximální rozměry interferometru, abychom byli stále schopni pozorovat interferenční proužky.

1.2.2 Prostorová koherence

Prostorová koherence nám obdobně jako časová udává, jak dobře dokážeme ze znalosti fáze v bodě vlny x_1 určit fázi v bodě $x_2 = x_1 + \Delta x$. Stupeň koherence poté zavedeme jako

$$g = \frac{\langle U^*(x_1, t_1)U(x_2, t_2) \rangle}{[\langle \text{abs}(U(x_1, t_1)) \rangle^2 \langle \text{abs}(U(x_2, t_2)) \rangle^2]^{1/2}} \quad (16)$$

U prostorové koherence nás nejvíce zajímá koherenční oblast A_c , což je oblast vlnění, kde světlo má požadovaný koherenční stupeň, viz. Obrázek 3.



Obrázek 3 - Prostorová koherence [15]

1.3 Index lomu a disperze

Při interferometrických měřeních se světlo může pohybovat v různých prostředích a jejich vliv je nutno zahrnout do výpočtů. Oproti vakuu se světlo v prostředí šíří s jinou fázovou rychlostí c . Poměr mezi rychlostí v prostředí c a rychlostí ve vakuu $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ nám udává veličina zvaná index lomu n .

$$n = \frac{c_0}{c} \quad (17)$$

Pro popis indexu lomu zvolíme mikroskopický přístup. Uvažujme model prostředí, kde jsou atomy tvořeny jádrem a elektronem spojenými pružinou. Na prostředí dopadá rovinná elektromagnetická vlna, kterou popíšeme pomocí elektrické složky jako

$$E = E_0 e^{i\omega t} \quad (18)$$

Tato vlna bude vychylovat elektrony z rovnovážných poloh a můžeme je popsat pohybovou rovnicí pro oscilátor.

$$m \left(\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x \right) = F, \quad (19)$$

kde ω_0 je rezonanční frekvence oscilátoru. Síla F bude odpovídat elektrické síle, definované jako součin elektrické intenzity E a náboje q_e . Můžeme tedy rovnici přepsat jako

$$m \left(\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x \right) = q_e E_0 e^{i\omega t} \quad (20)$$

Řešením této diferenciální rovnice druhého řádu je rovnice (21).

$$x = \frac{q_e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} e^{i\omega t} \quad (21)$$

Takto oscilující elektrony v prostředí generují vnitřní elektrické pole, působící proti poli původnímu a lze odvodit, že elektrická intenzita vnitřního pole prostředí má tvar

$$E_{vnitřní} = -i\omega \frac{N\Delta z q_e E_0}{2\varepsilon_0 c m(\omega_0^2 - \omega^2)} e^{i\omega(t - \frac{z}{c})}, \quad (22)$$

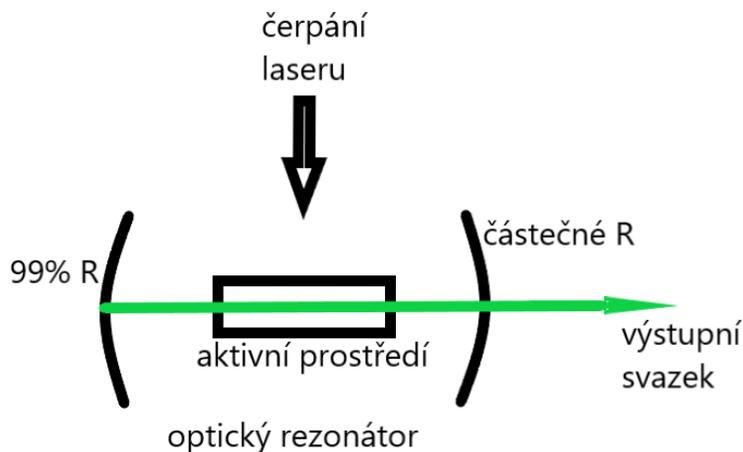
Kde N je počet atomů, Δz šířka prostředí a ε_0 relativní permitivita vakua. Pole vycházející ze zkoumaného prostředí je rozdílem elektrické intenzity původního pole a vnitřního pole vzniklého oscilací elektronů. Výsledné pole $E = E_{původní} - E_{vnitřní}$ je poté úměrné výrazu

$$n = 1 + \frac{Nq_e^2}{2\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (23)$$

který nazýváme index lomu. Z rovnice (23) můžeme vidět, že index lomu závisí na základních vlastnostech atomů, počtu atomů, rezonanční frekvenci prostředí a frekvenci světla. Jev, při kterém pozorujeme závislost indexu lomu na frekvenci světla se nazývá disperze. Ze vztahu vyplývá, že s rostoucí frekvencí světla pro stejný materiál roste i index lomu. To můžeme pozorovat například při průchodu bílého světla disperzním hranolem, kdy se světlo rozdělí na jednotlivé barvy. Nejméně se láme červená a nejvíce fialová. Obdobně dochází k disperzi na kapkách vody v atmosféře, a tím získáváme typické zabarvení duhy.

1.4 Úvod do laserové techniky

Rozvoj interferometrických měření je časově úzce spjat s rozvojem laserů (Light Amplification by Stimulated Emission). Laserové zdroje nám poskytují monochromatické světlo s vysokým stupněm koherence, a pro klasická interferometrická měření jsou velice vhodné. Základní schéma laseru se skládá z aktivního prostředí, rezonátoru složeného ze dvou zrcadel (vysoce odrazivého a částečně odrazivého) a externího čerpání, viz Obrázek 4.



Obrázek 4 - Základní schéma laseru

Aktivní prostředí obsahuje atomy na tzv. základní energetické hladině E_1 . Externím energetickým zdrojem „přečerpáme“ většinu elektronů do vyššího stavu energie E_2 a vytvoříme tzv. inverzní populaci. Při sestupu zpět na základní hladinu elektron vyzáří foton o frekvenci

$$\eta = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (24)$$

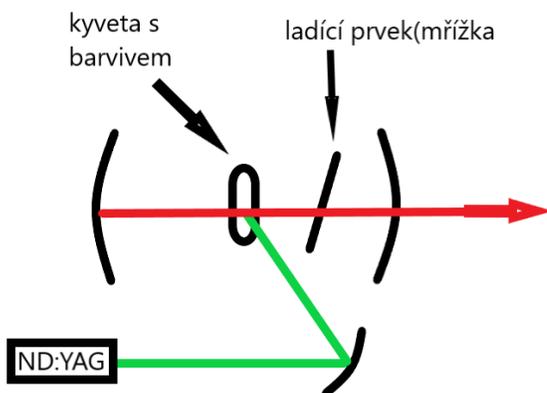
kde h je Planckova konstanta a její hodnota je $6,62607015 \cdot 10^{-34}$ J.s. Čím více máme fotonů v rezonátoru, tím více je elektronů tzv. stimulovanou emisí „donuceno“ k přechodu na hladinu E_1 a exponenciálně nám roste počet fotonů v systému. Výstupním zrcadlem nám poté vychází laserový svazek, jehož frekvence odpovídá přechodové frekvenci fotonů a zařízení nám tedy generuje světlo o vlnové délce

$$\lambda = \frac{c}{\eta} = \frac{h \cdot c}{E_2 - E_1} \quad (25)$$

Podle druhu aktivního prostředí dělíme lasery na tři základní typy. Pevnolátkové, plynové a polovodičové. V pevnolátkových laserech je aktivním prostředím vhodný monokrystal, např. rubín nebo Neodym YAG. U plynových laserů intuitivně excitujeme atomy plynu nebo jejich směsí. Zde jsou nejznámějšími zástupci helium-neonový, CO₂, nebo argonový laser. Polovodičové lasery pracují na principu diody, kde jsou fotony generovány při rekombinaci elektronů a děr na P-N přechodu. Na tomto principu funguje například GaAS (Gallium – Arsenid) laser.

1.4.1 Laser s přeladitelnou vlnovou délkou

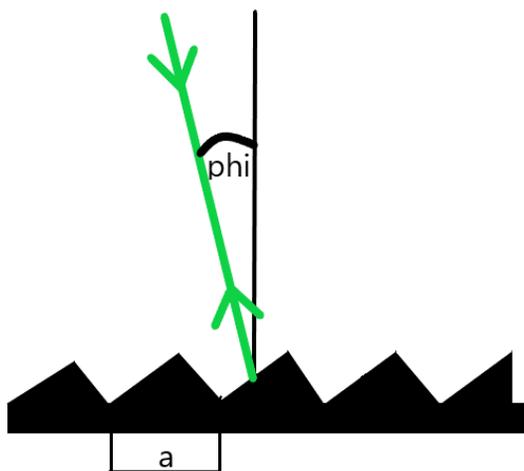
Lasery s přeladitelnou vlnovou délkou jsou koherentní zdroje, které umožňují emitovat světlo na předem definovaném rozsahu vlnových délek, přičemž vlnová délka je nastavena uživatelem. Přeladitelných laserů existuje několik typů lišících se způsobem přeladění. Prvním typem jsou tzv. barvivové lasery. U těchto laserů je aktivním prostředím organické barvivo, které je buzeno opticky a emituje světlo na principu fluorescence, kdy je budící optický signál absorbován, molekuly excitovány do vyššího energetického stavu a při návratu generují světlo o dané vlnové délce úměrné energetickému rozdílu mezi hladinami. Základní schéma barvivového laseru můžeme vidět na Obrázku 5.



Obrázek 5 - Barvivový laser – schéma

Barvivové lasery mají poměrně široký spektrální pás a vlnová délka je „vybrána“ ladícím optickým prvkem. Tím je nejčastěji difrakční mřížka v tzv. Littrow konfiguraci, kde se odražené světlo

pohybuje po stejné dráze jako přicházející světlo viz. Obrázek 6.



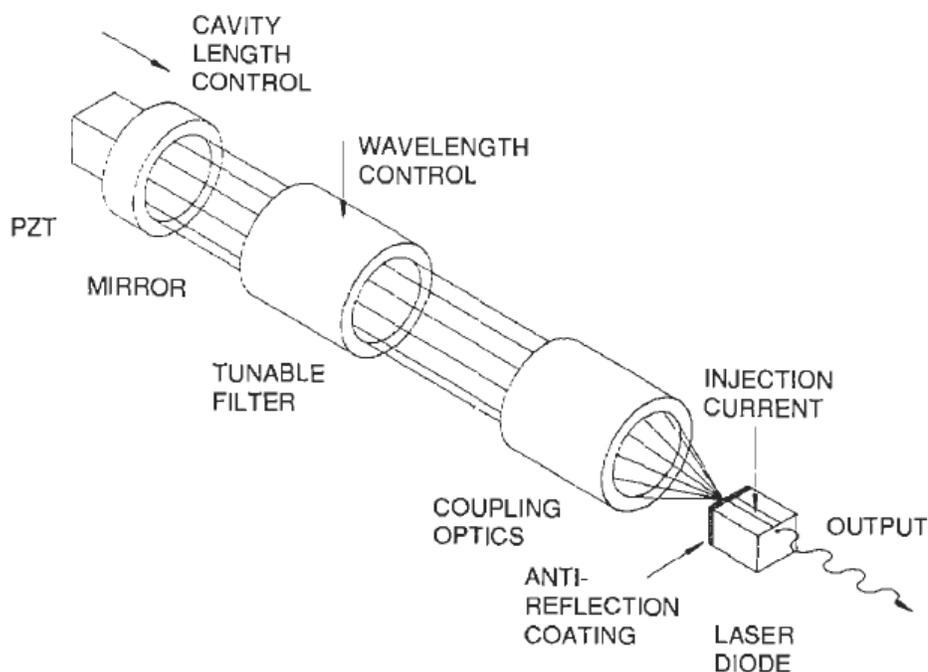
Obrázek 6 - Littrow mřížka

Mřížka odráží vlnovou délku podle rovnice (26)

$$m\lambda = 2a \sin(\phi), \quad (26)$$

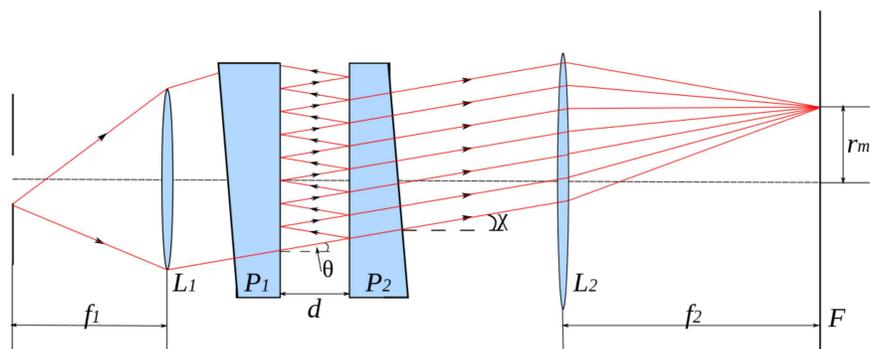
kde m je difrakční řád, a je délka žlábků a ϕ je úhel odraženého světla. Mřížkou v rezonátoru můžeme rotovat a změnou úhlu nastavit požadovanou vlnovou délku. Spektrum vlnové délky laseru je dáno barvivem. Nejpoužívanějším barvivem je rhodamin, který emituje světlo na rozsahu 540 – 680 nm.

Dalším typem přeladitelných laserů jsou polovodičové diodové lasery s externí kavitou. Jako zdroj světla je zde použita Fabry – Perotova laserová dioda čerpaná elektrickým proudem, jejíž výstup je veden do externí kavity tvořené zrcadly, frekvenčními filtry a piezoelektrickým členem. Pomocí piezoelektrického členu můžeme měnit délku externí kavity a naladit požadovaný podélný mód ze spektrálního rozsahu diodového laseru. Základní uspořádání můžeme vidět na Obrázku 7.



Obrázek 7 - Polovodičkový laser s externí kavitou [6]

Posledním typem, kterému se tato kapitola věnuje jsou pevnolátkové lasery s aktivním médiem z přechodného kovu. Tyto lasery pracují zejména v infračervené oblasti cca 700 – 2000 nm a nejčastěji jsou čerpány opticky. Zástupcem je například titan-safírový laser $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$. Zde je opět do rezonátoru vkládán ladící prvek. Pro širokopásmové ladění s přesností cca na nanometry si zde vystačíme s hranoly, difrakčními mřížkami, nebo dvojlomnou vlnovou destičkou obdobně jako u barvivových laserů. Pro úzkopásmové ladění se pak využívá laditelných etalonů. Nejznámější je tzv. Fabry – Perotův etalon viz Obrázek 8.



Obrázek 8 - Fabry - Perotův etalon [16]

Etalon funguje na základě interference. Systém je tvořen kavitou složenou ze dvou polopropustných zrcadel. Ty jsou ve tvaru klínu, abychom se zbavili odrazu od zadní stěny. Kavita funguje jako optický rezonátor a propustí pouze frekvence shodné s rezonanční frekvencí kavity. Podmínka pro interferenční maximum je uvedena v rovnici (27)

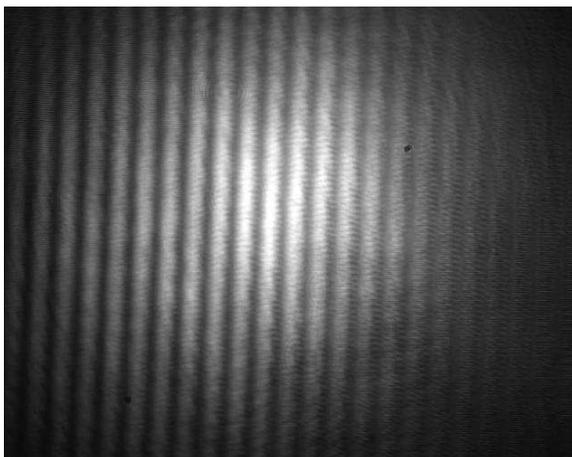
$$d_m = \frac{m\lambda}{2}; m \in N \quad (27)$$

kde d je vzdálenost mezi zrcadli a λ je vlnová délka. Z rovnice vyplývá, že podmínku pro maximum splňují celočíselné násobky určité vlnové délky. Změnou vzdálenosti zrcadel d tedy ovlivňujeme, která vlnová délka kavitou projde. Rozměry etalonu se nejčastěji ladí piezoelektrickým posuvem, nebo využitím teplotní roztažnosti.

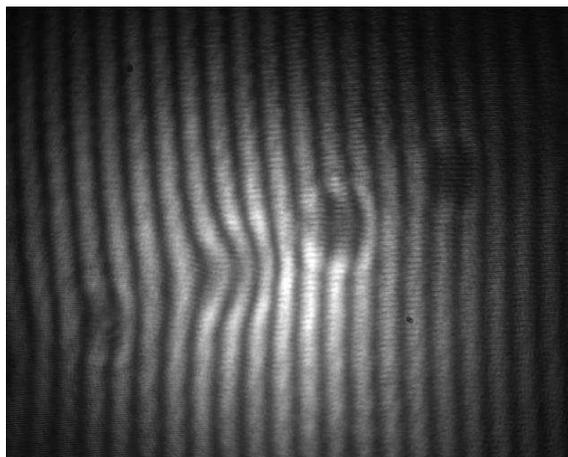
1.5 Klasické interferometrické metody a uspořádání

Základní ideou a cílem interferometrických měření je získání intenzitních proužků vlivem interference referenční vlny a objektové vlny nesoucí informaci o měřeném objektu. Při statických měřeních poté porovnáváme dva interferogramy. Referenční interferogram a interferogram, ve kterém je uchována informace o měřeném objektu ve formě změny fáze mezi vlnami $\Delta\phi(x,y)$, viz. Obrázek 5 a Obrázek 6. Následuje vyhodnocovací část, kde nejdříve pomocí Fourierovy transformace

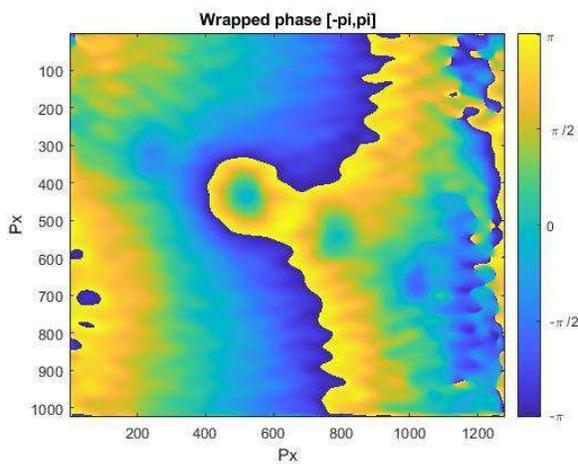
získáme zabalenou fázi $[-\pi, \pi]$ znázorněnou na Obrázku 11, kterou je následně třeba rozbalit, viz. Obrázek 12.



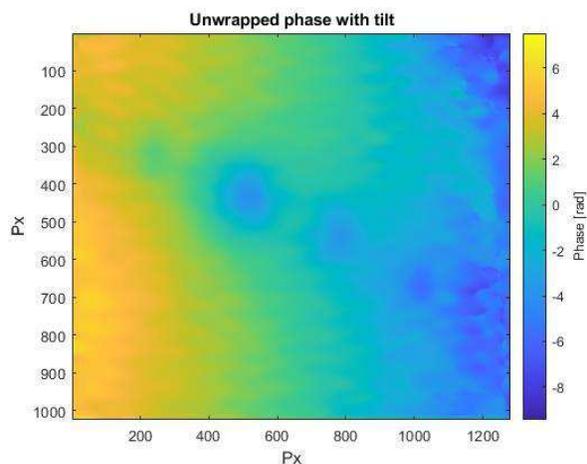
Obrázek 9 - Referenční interferogram



Obrázek 10 - Interferogram s fázovou informací



Obrázek 11 – Zabalené fázové pole $[-\pi, \pi]$

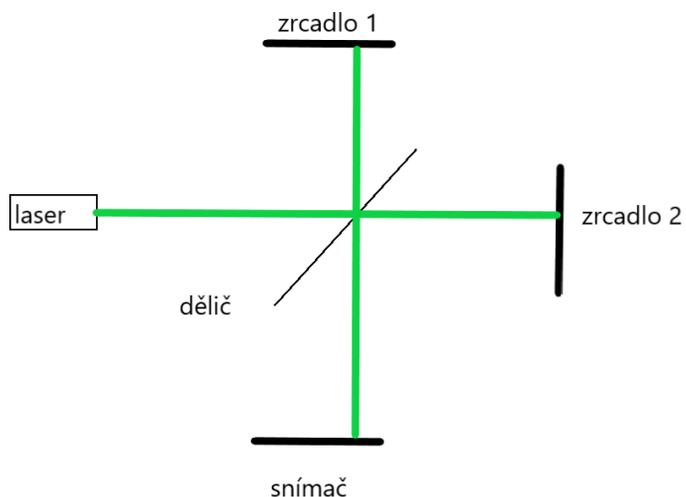


Obrázek 12 – Rozbalená fáze

Z výsledného fázového pole dále můžeme dopočítat měřenou fyzikální veličinu převeditelnou na změnu fáze. U transmisních vzorků můžeme měřit například rozložení indexu lomu a následně hustotu. Pokud měříme optický povrch, lze pak na fázové pole fitovat tzv. Zernikeho polynomy a zjistit zobrazovací vadu prvku.

1.5.1 Michelsonův interferometr

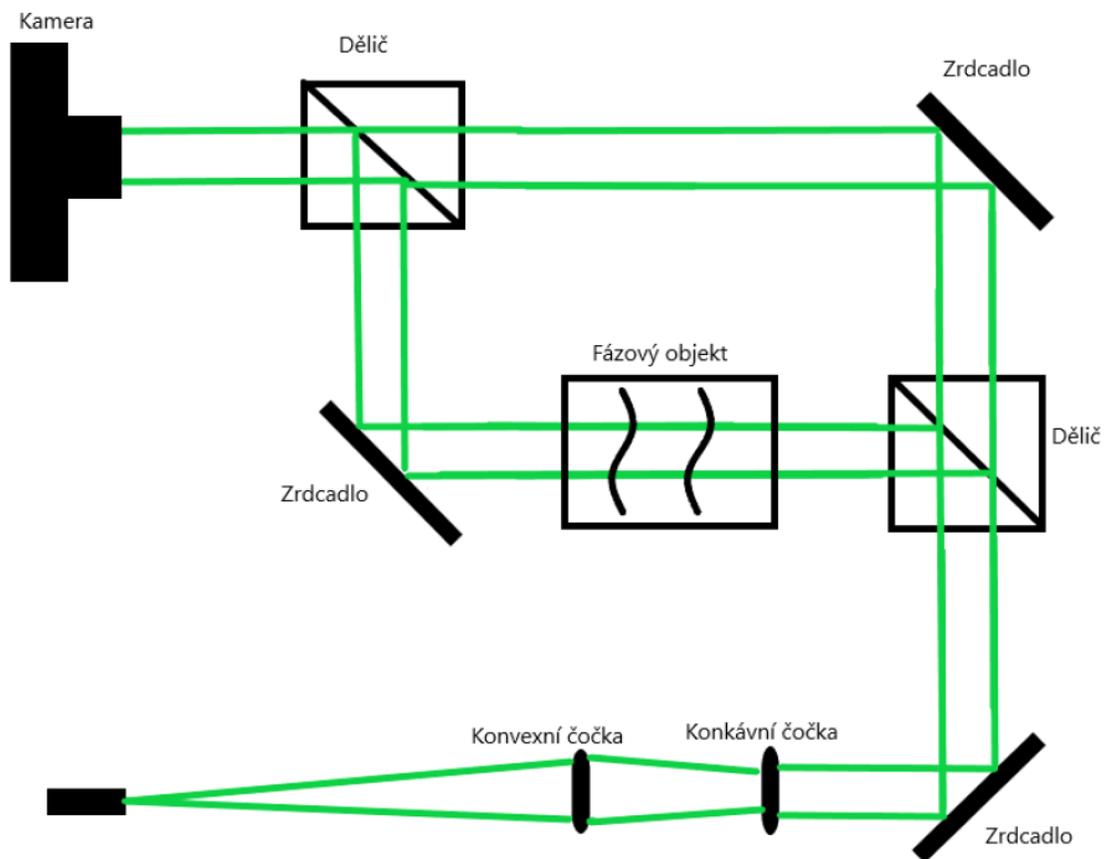
Jedná se o nejstarší interferometr, který byl sestaven v druhé polovině 19. století Albertem Michelsonem a Edwardem W. Morleym. Interferometr se skládá z děliče, dvou zrcadel a detektoru. Dělič rozloží světlo do dvou větví, referenční a měřící. Do měřící větve umístíme transmisní vzorek, nebo optický prvek, který chceme změřit. Odražené vlny obou větví se následně spojí na děliči a jejich interferenci pozorujeme na detektoru.



Obrázek 13 - Michelsonův interferometr

1.5.2 Mach – Zehnderův interferometr

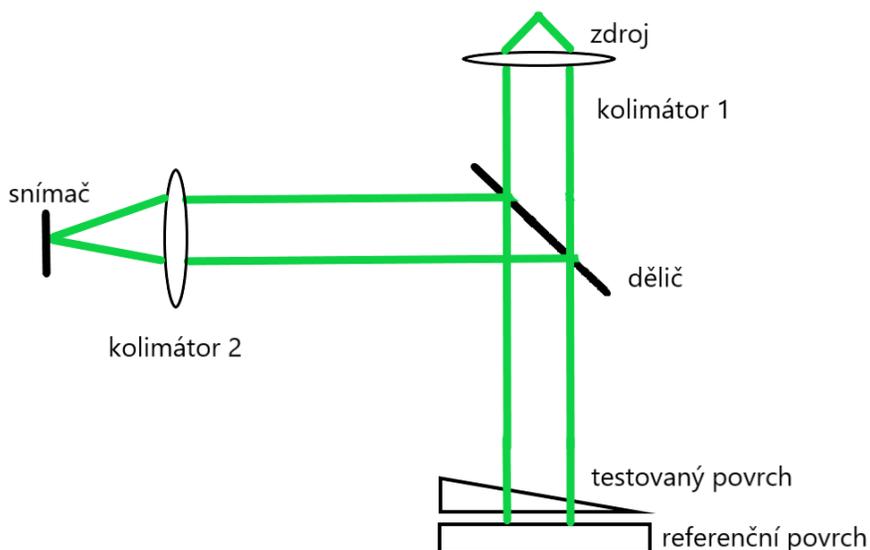
Mach – Zehnderův interferometr byl sestaven v 90. letech 19. století a dodnes je hojně používán. Kolimovaný svazek je děličem rozdělen do dvou větví, referenční a měřící. Do měřící větve umístíme transmisní měřený vzorek, který vnáší fázový rozdíl. Pomocí zrcadel jsou obě větve navedeny na další dělič, kde se znovu setkají a dopadají na detektor, kde pozorujeme jejich interferenci.



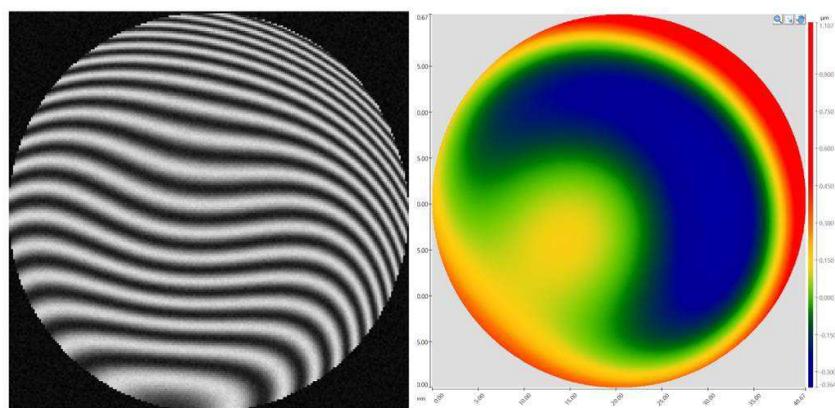
Obrázek 14 - Mach - Zehnderův interferometr

1.5.3 Fizeau interferometr

Fizeau interferometr se používá pro měření povrchů optických prvků, zejména čoček. Kolimovaný paprsek prochází přes dělič a dopadá měřený povrch. Část světla se odrazí zpět na dělič a část prochází dál na referenční rovný povrch, který je od měřeného oddělen definovanou vzduchovou mezerou. Následně se znovu odrazí a společně s vlnou odraženou od testovaného prvku se šíří k děliči a dále k detektoru, kde pozorujeme interferenční strukturu, viz. Obrázek 15



Obrázek 15 - Fizeau interferometer

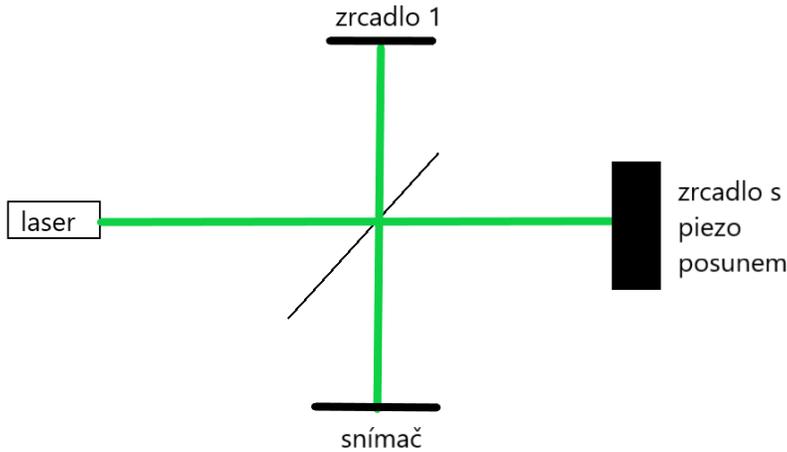


Obrázek 16 - Interferogram optického povrchu [17]

1.6 Phase-shifting interferometrie

Phase-shifting interferometrie, neboli PSI, je interferometrická metoda, kde řízeně zavádíme změnu fáze mezi vlny tvořící interferenční obrazec. Možné je například využití k měření optických povrchů, kde zavádíme fázový posuv mezi objektovou vlnu odraženou od měřeného optického povrchu a referenční vlnu. Příkladem může být Twyman – Greenův interferometr. Kolimovaný svazek pomocí optického děliče rozdělíme do dvou větví. První necháme dopadat a zpětně odrazit od měřeného optického povrchu a druhou odrazíme od referenčního zrcadla, na které se pomocí piezoelektrického elementu zavádí posuvný pohyb v ose šíření světla a generujeme tím fázový posuv

mezi oběma vlnami. Odražené vlny se na děliči následně spojí, společně se šíří na detektor a pozorujeme interferenční obrazec. Takové uspořádání je znázorněno na Obrázku 17.



Obrázek 17 - Twyman - Greenův interferometr upravený pro PSI

Na detektoru následně zaznamenáme několik vůči sobě fázově posunutých interferogramů a oproti statické interferometrii nehledáme střed proužků, ale vyhodnocujeme každý pixel interferogramu zvlášť. Výhodou je až o řád vyšší přesnost a díky pohybu proužků jsme schopni určit i informaci o směru. Nejjednodušší metodou vyhodnocení je tzv. PSI čtyř krokový algoritmus. V této metodě potřebujeme nasnímat čtyři interferenční obrazce, kde v každém kroku inkrementujeme fázový posuv o konstantní hodnotu. Intenzitní pole interferogramu můžeme popsat rovnicí (28). Výsledné pole vzniká součtem intenzit referenční vlny, objektové vlny a jejich modulaci závislé na fázi ϕ inkrementované o α_i .

$$I(x, y) = I_{ref} + I_{ob} + 2\sqrt{I_{ref}I_{ob}}\cos(\phi + \alpha_i) \quad (28)$$

Čtyřkrokovým algoritmem získáme čtyři intenzitní pole

$$I_0(x, y) = I_{ref} + I_{ob} + 2\sqrt{I_{ref}I_{ob}}\cos(\phi + \alpha_0) \quad (29)$$

$$I_1(x, y) = I_{ref} + I_{ob} + 2\sqrt{I_{ref}I_{ob}}\cos(\phi + \alpha_1) \quad (30)$$

$$I_2(x, y) = I_{ref} + I_{ob} + 2\sqrt{I_{ref}I_{ob}} \cos(\phi + \alpha_2) \quad (31)$$

$$I_3(x, y) = I_{ref} + I_{ob} + 2\sqrt{I_{ref}I_{ob}} \cos(\phi + \alpha_3) \quad (32)$$

Budeme-li uvažovat inkrementaci o $\pi/2$, můžeme rovnice přepsat do tvaru

$$I_0(x, y) = I_{ref} + I_{ob} + 2\sqrt{I_{ref}I_{ob}} \cos(\phi) \quad (33)$$

$$I_1(x, y) = I_{ref} + I_{ob} - 2\sqrt{I_{ref}I_{ob}} \sin(\phi) \quad (34)$$

$$I_2(x, y) = I_{ref} + I_{ob} - 2\sqrt{I_{ref}I_{ob}} \cos(\phi) \quad (35)$$

$$I_3(x, y) = I_{ref} + I_{ob} + 2\sqrt{I_{ref}I_{ob}} \sin(\phi) \quad (36)$$

Vhodným odečtením rovnic získáme

$$I_3(x, y) - I_1(x, y) = 4\sqrt{I_{ref}I_{ob}} \sin(\phi) \quad (37)$$

$$I_0(x, y) - I_2(x, y) = 4\sqrt{I_{ref}I_{ob}} \cos(\phi) \quad (38)$$

Následně obě vzniklé rovnice podělíme a získáme vztah pro fázi.

$$\frac{I_3(x, y) - I_1(x, y)}{I_0(x, y) - I_2(x, y)} = \frac{\sin(\phi)}{\cos(\phi)} = \tan(\phi) \quad (39)$$

$$\phi(x, y) = \tan^{-1}\left(\frac{I_3(x, y) - I_1(x, y)}{I_0(x, y) - I_2(x, y)}\right) \quad (40)$$

Ze získaného fázového pole následně můžeme dopočítat teoreticky jakoukoli fyzikální veličinu převeditelnou na fázi. V případě měření povrchů nás zajímá změna optické dráhy OPD, kterou získáme vydělením fázového pole vlnovým číslem, viz rovnice (41).

$$OPD = \frac{\phi(x, y)}{2\pi/\lambda} \quad (41)$$

Je několik způsobů, jakými se vnáší do měření fázový posuv. Jednou z možností je translační pohyb zrcadla v ose šíření světla pomocí piezoelektrického krystalu. Budeme-li pohybovat zrcadlem rychlostí v , dojde u odraženého světla ke změně frekvence, jejíž velikost získáme jako

$$\Delta f = \frac{2v}{\lambda} \quad (42)$$

Jiným řešením, které je použito a v této diplomové práci, je zavedení fázového posuvu definovanou změnou vlnové délky zdroje světla. Pro tento účel je vhodné využití laseru s přeladitelnou vlnovou délkou. Lze odvodit, že při změně vlnové délky světla laseru λ_0 o hodnotu $\Delta\lambda$ do systému vnášíme fázový rozdíl, který se v čase mění podle vztahu

$$\frac{d \Delta\phi}{dt} = 4\pi nL \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_0 + \frac{d\Delta\lambda}{dt}} \right), \quad (43)$$

kde n je index lomu prostředí mezi referenční a měřicí rovinou a L je jejich vzdálenost. Mezi další možnosti patří např. využití rotujícího zrcadla, akusto-optické Braggovy cely, nebo dvou čtvrt vlnových fázových destiček a polarizovaného světla.

1.7 Absolutní interferometrie

Nevýhodou výše zmíněných interferometrických metod je, že při měření optické dráhy, jsme schopni získat pouze její změnu neboli OPD (optical path difference). V některých případech je ovšem vhodné měřit absolutně délku optické dráhy neboli OPL (optical path length) definovanou jako křivkový integrál indexu lomu n na křivce C .

$$OPL = \int_C n dL \quad (44)$$

Pokud je na dráze L index lomu konstantní, můžeme výraz zjednodušit dle rovnice (45)

$$OPL = n \cdot L \quad (45)$$

Hodnota OPL nás může zajímat např., pokud nechceme měřit jen deformaci povrchu optického prvku, ale i jeho tloušťku. K tomu lze využít právě metodu absolutní interferometrie. Metoda je úzce spjatá s phase-shifting interferometrií, přičemž fázový posuv je zde tvořen zdrojem světla s přeladitelnou vlnovou délkou. Pokud budeme uvažovat index lomu $n = 1$, můžeme z rovnice (41) vyjádřit závislost fáze na vzdálenosti referenčního a měřeného povrchu neboli délce kavity.

$$\phi(x, y) = k2L(x, y) \quad (46)$$

Pokud obě strany zderivujeme a vyjádříme délku L , získáme

$$L(x, y) = \frac{1}{2} \frac{d\phi(x, y)}{dk} \quad (47)$$

Pro konečnou změnu $\Delta\phi$ a Δk pak můžeme rovnici (47) upravit na tvar

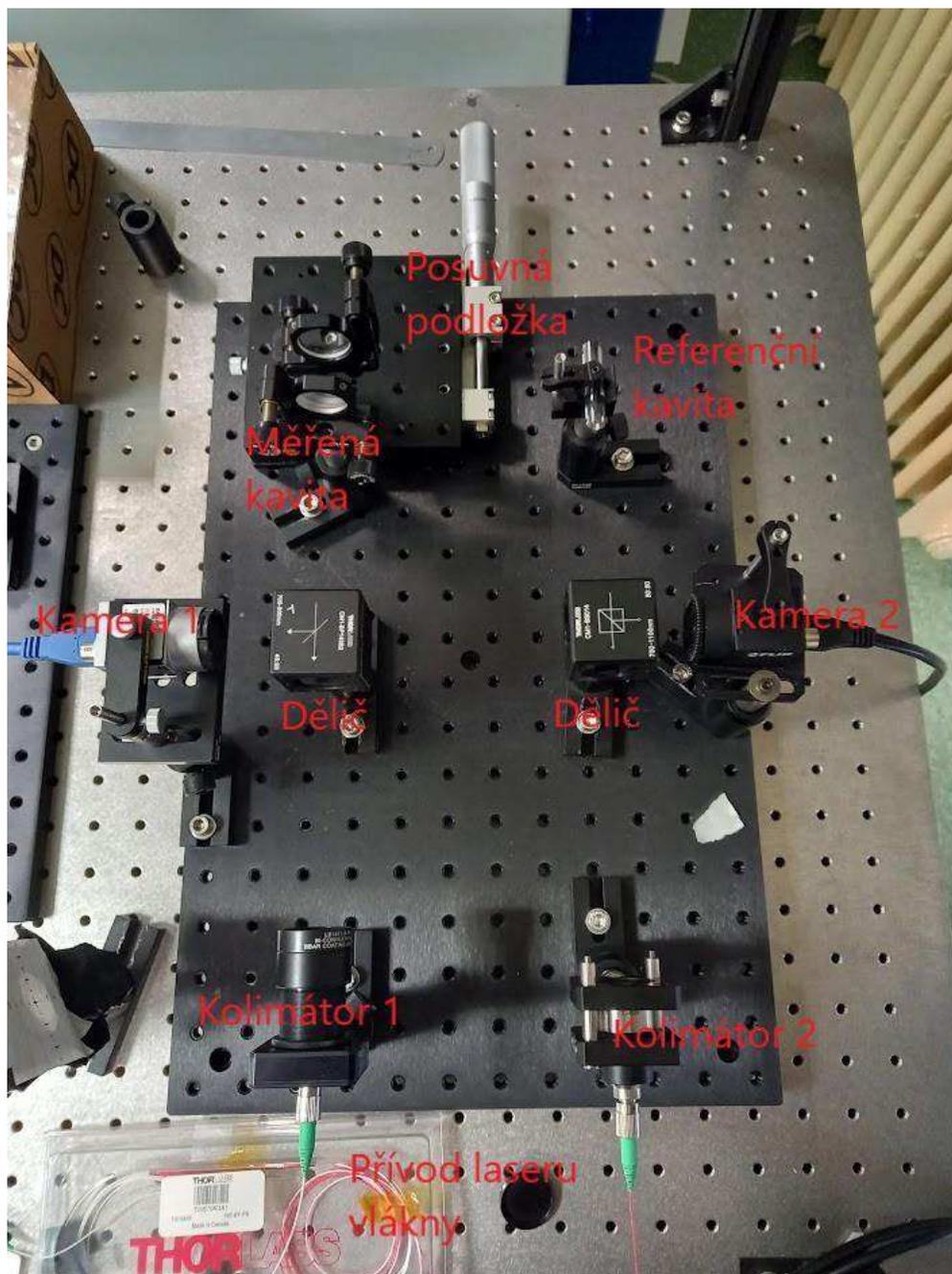
$$L(x, y) = -\frac{1}{4} \frac{\lambda^2 \Delta\phi(x, y)}{\Delta\lambda} \quad (48)$$

Pokud dokážeme současně přesně změřit fázovou změnu a změnu vlnové délky zdroje, můžeme určit absolutní délku kavity. Nevýhodou je, že k přesnému změření přeladění vlnové délky je zapotřebí vlnoměr, který je velice nákladný.

2 Absolutní interferometr s referenční kavitou

2.1 Návrh a sestavení

Nedílnou součástí této diplomové práce je návrh a sestavení absolutního interferometru s referenční kavitou. Sestavené laboratorní zařízení můžeme vidět na Obrázku 18.

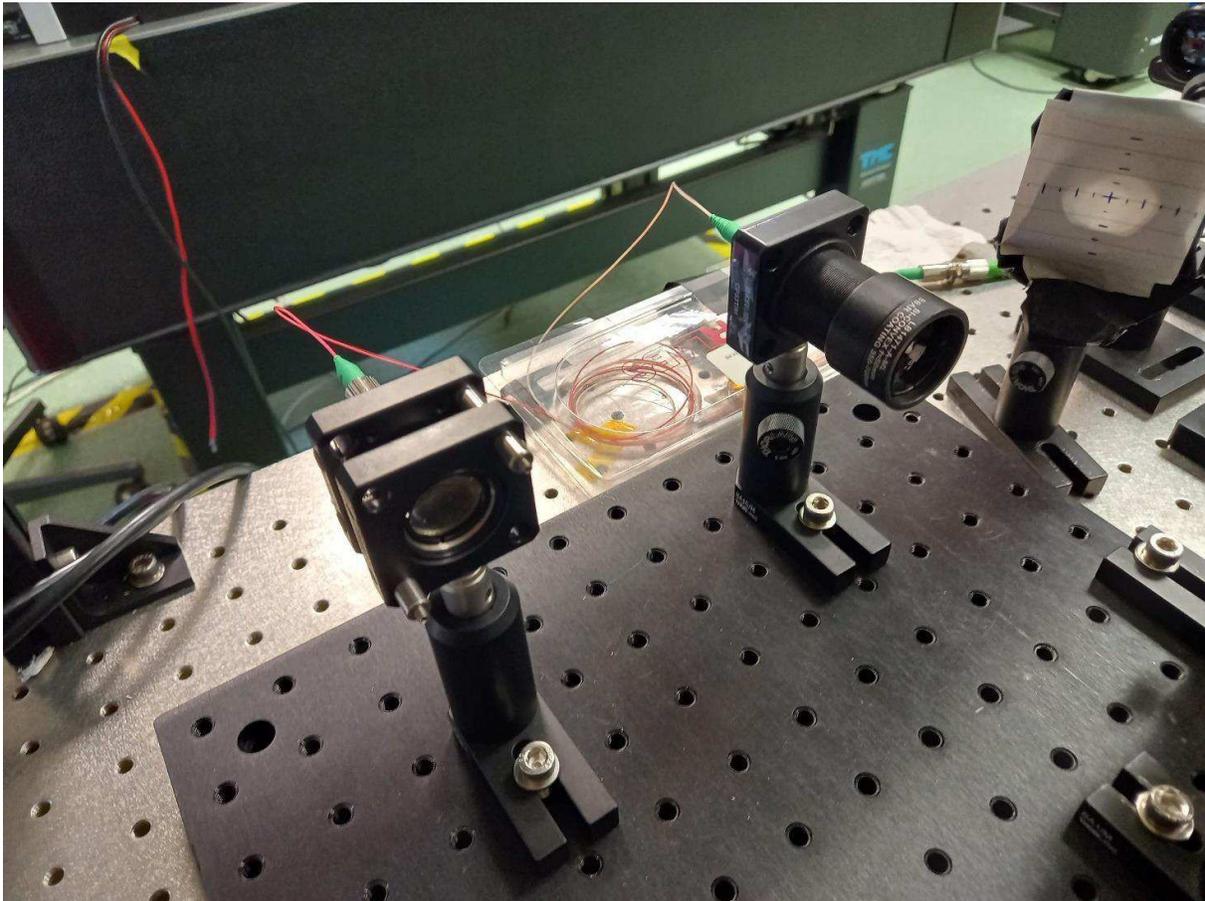


Obrázek 18 - Absolutní interferometr s referenční kavitou

Zařízení je složené ze dvou interferometrů. Referenčního interferometru vpravo a interferometru s měřenou kavitou. Laserový svazek je optickými vlákny přiváděn na dva vstupní kolimátory. Kolimátor je optický prvek, sloužící ke změně rozbíhavého paprsku na rovnoběžný. Nejjednodušší kolimátor získáme kombinací konvexní a konkávní čočky viz. Obrázek (19), přičemž jejich vzájemná vzdálenost je rovna součtu jejich ohniskových vzdáleností ($d = f_1 + f_2$).

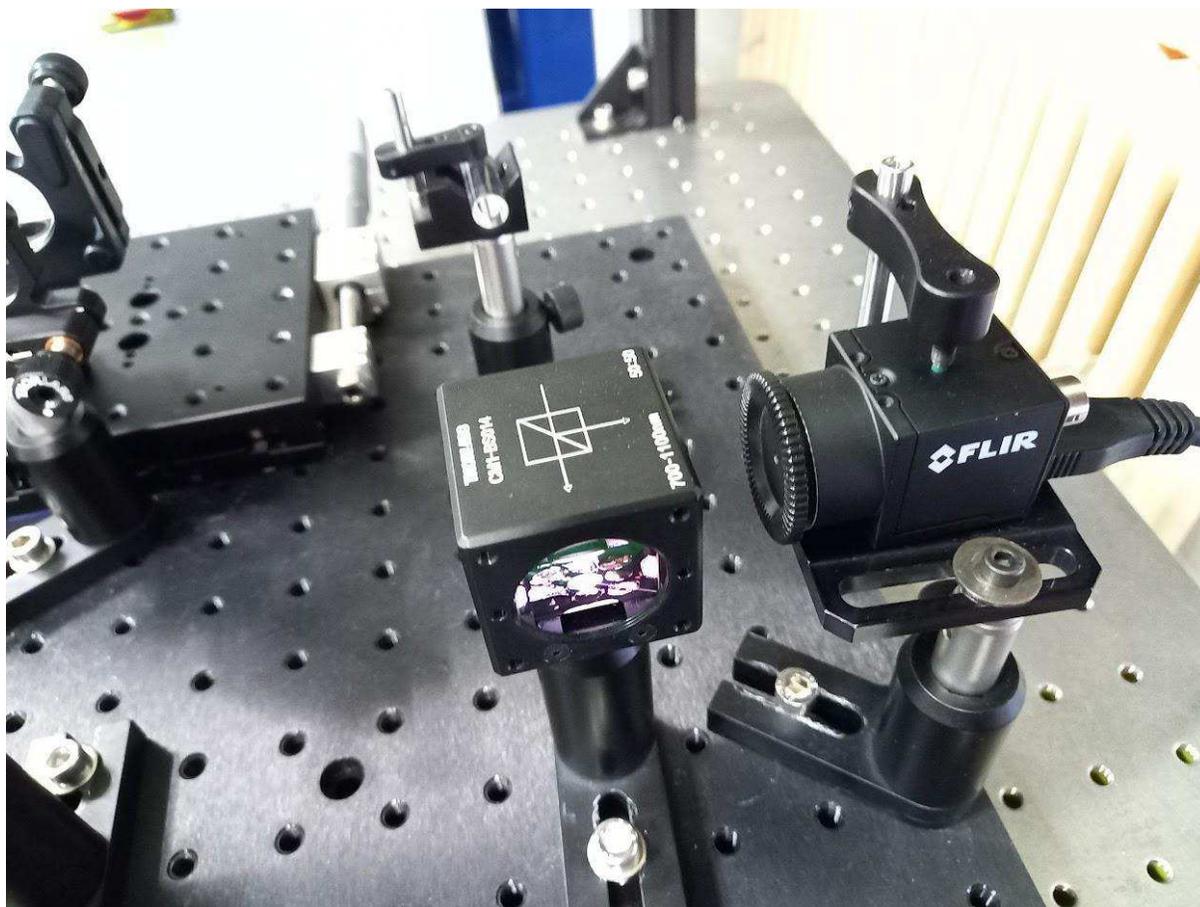


Obrázek 19 - Kolimátor (konvexní a konkávní čočka)



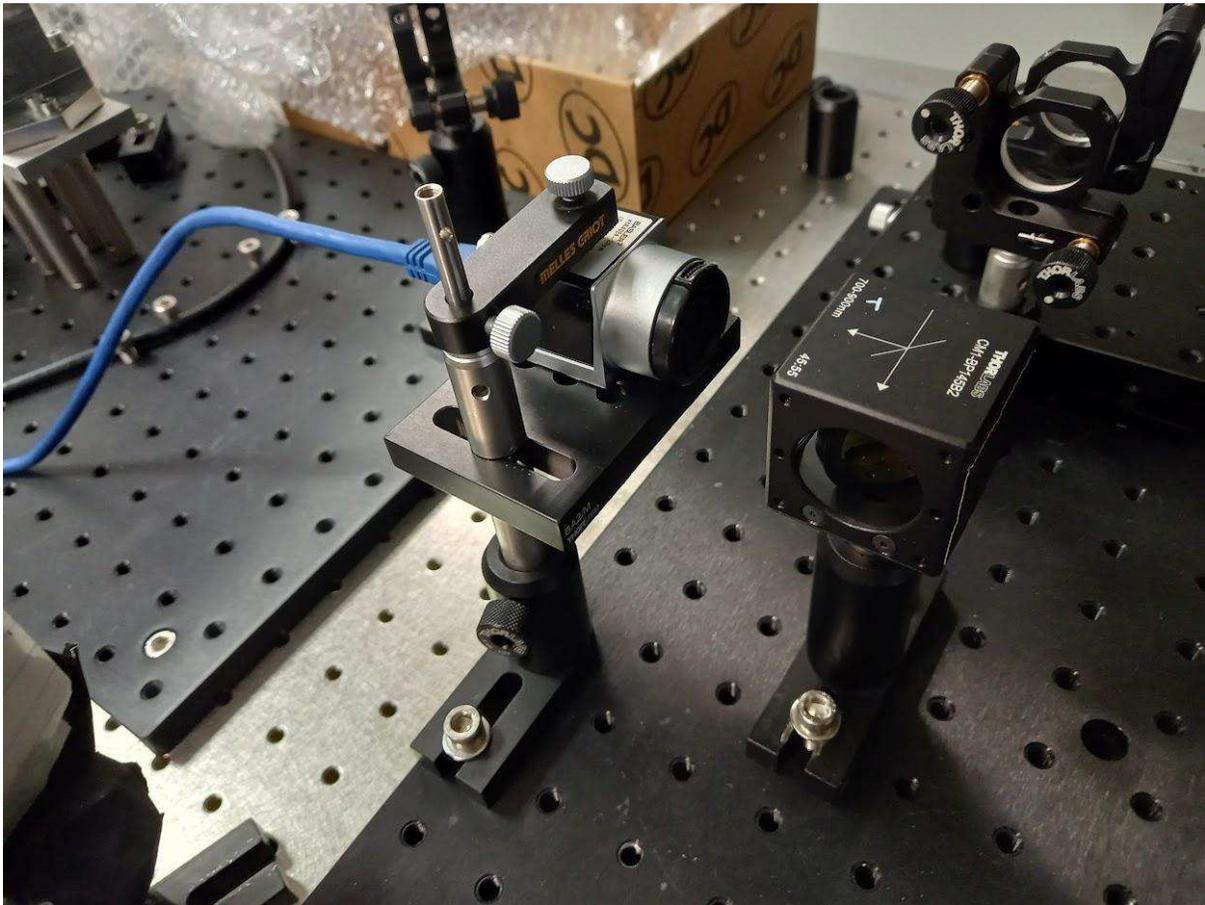
Obrázek 20 - Vstupní kolimátory

Následně svazek pokračuje k děličům. V referenčním interferometru je jako dělič použita dělicí kostka (cube beamsplitter) od firmy ThorLabs. Dělicí kostka se skládá ze dvou lepením spojených hranolů. Kostka je navržena tak, aby 50% světla procházelo v přímém směru a 50% se odrazilo pod pravým úhlem. Směry, jakými světlo kostkou prochází jsou dány a zpravidla jsou znázorněny na produktu výrobcem.



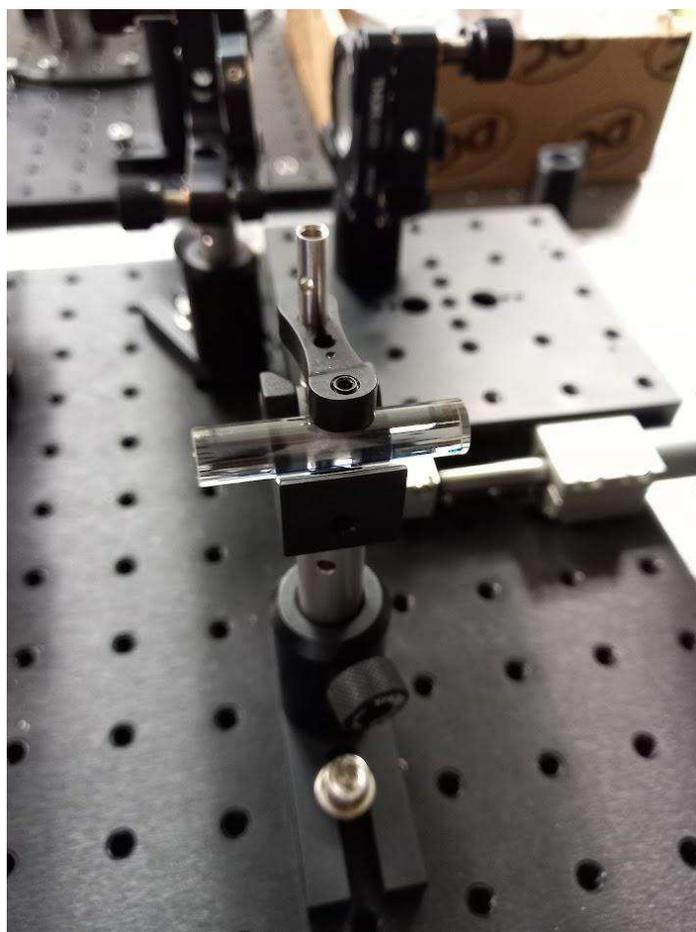
Obrázek 21 - Dělicí kostka

V levém interferometru je použit deskový dělič (plate beamsplitter) od firmy ThorLabs. Jedná se o destičku kruhového průřezu, která má na jednom povrchu stříbrnou reflexní úpravu. Je vložen do cesty paprsku pod úhlem 45° a obdobně jako dělicí kostka část světla propustí v přímém směru a část odrazí pod pravým úhlem.



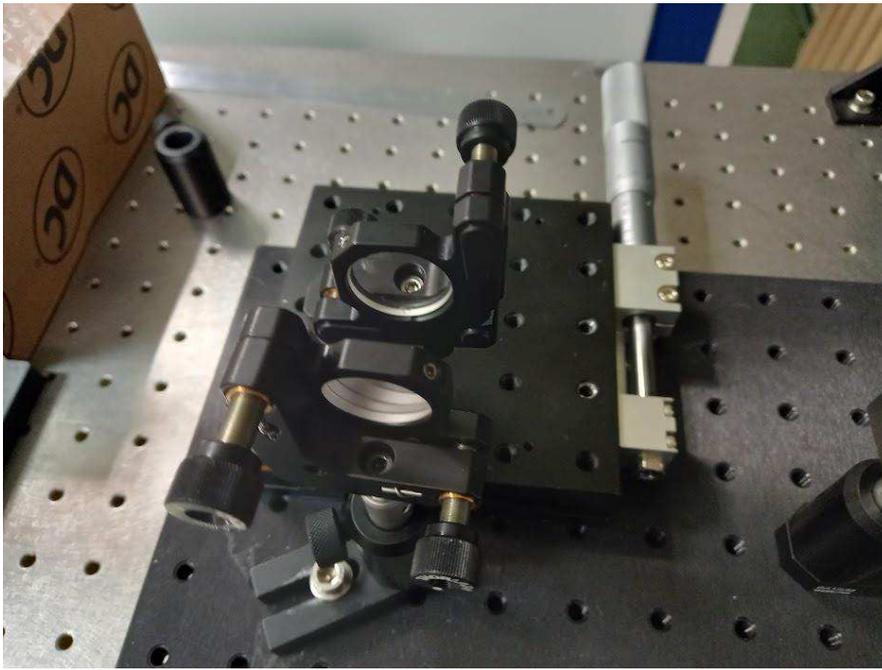
Obrázek 21 - Deskový dělič

Dále svazek putuje ke kavitám. V pravém interferometru je jako referenční kavita použita ND:YAG tyč o délce 43,0000 mm od firmy Crytur. Jedná se o izotropní krystal Yttrium Aluminium Granátu ($Y_3Al_5O_{12}$) dopovaný ionty neodymu (Nd^{3+}) a používá se jako aktivní prostředí v pevnolátkovém ND:YAG laseru, který emituje světlo v infračervené oblasti na vlnové délce 1064,1 nm.

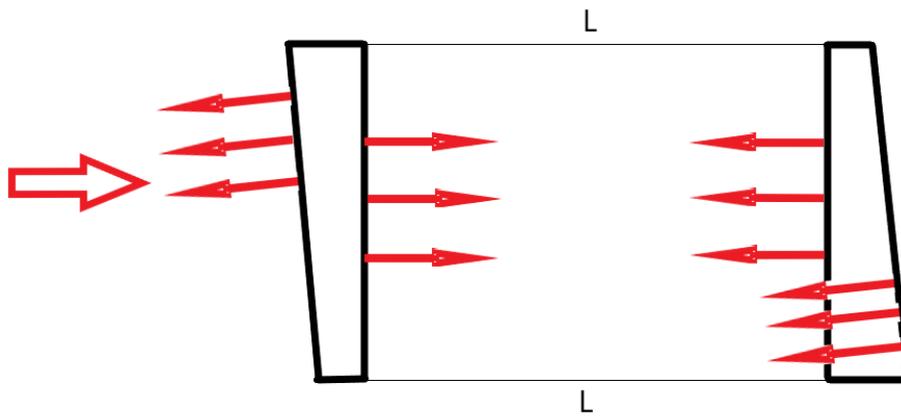


Obrázek 22 - Nd:YAG Referenční kavita

Jako měřená kavita byla použita kombinace dvou tzv. wedge krystalů. Jedna se o dva krystaly ve tvaru klínu viz. Obrázek 23. Zkosené strany způsobí, že odrazy od těchto ploch se šíří jiným směrem, než odrazy od rovných ploch a nezaznamenáme je na kameře. Jeden z wedge crystalů je upevněn na posuvné podložce s mikrometrovým translačním posuvem pro řízenou úpravu rozměrů kavity. Délka kavity v základní poloze byla orientačně změřena pomocí posuvného měřítka a stanovena na cca 33 mm.



Obrázek 23 - Měřená kavita



Obrázek 24 - Měřená kavita - schéma

Od kavity se svazek následně vrací zpět k děliči a dále do kamery, kde je snímán interferenční obrazec. V referenčním interferometru je použita CMOS kamera Blackfly S U3-120S4M-CS s rozlišením 4000 x 3000 pixelů a velikostí pixelu 1,85 x 1,85 μm . Jako druhý snímač je použita kamera acA4024-19um od firmy Basler s CMOS senzorem. Rozlišení kamery je 4024 x 3036 pixelů, při velikosti pixelu 1,85 x 1,85 μm .



Obrázek 25 -Blackfly S - U3 - 120S4M-CS



Obrázek 26 - Basler acA4024-19um

Důležitým prvek měřícího zařízení je zdroj světla. Jelikož jsou při měření využívány principy interferometrie s řízenou změnou fáze, jsou zde použity lasery s přeladitelnou vlnovou délkou pomocí řízené změny teploty. V laboratoři se nachází čtveřice laserů o vlnových délkách 773 nm, 780 nm, 785 nm a 852 nm. Výkon laserů se pohybuje mezi 75 – 150 mW.

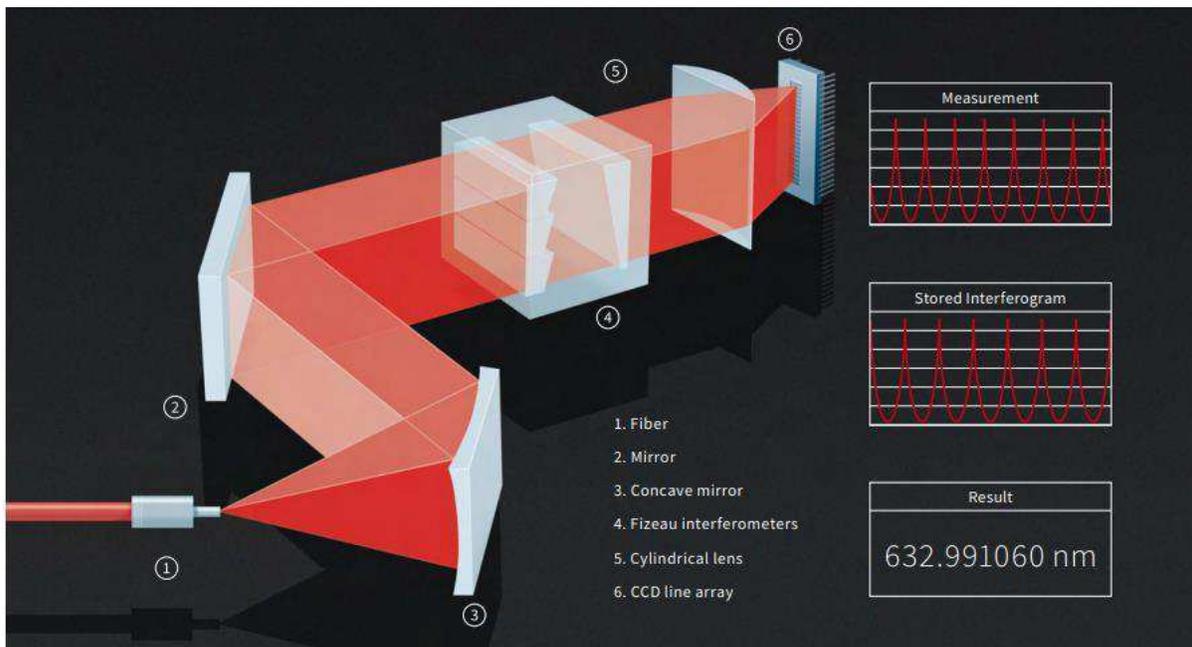


Obrázek 27 - Lasery s přeladitelnou vlnovou délkou

Vlnová délka zdroje byla kontrolována vlnoměrem WS-6 od společnosti HighFinesse. Do zařízení je optickým vláknem veden paprsek z laseru. Rozbíhavý svazek z vlákna je pomocí konkávního zrcadla převeden na rovnoběžný a dále rovinným zrcadlem veden na několik interferometrů založených na principu Fizeau interferometru. Světlo z interferometrů je cylindrickou čočkou zfokusováno na pole CCD čipů a následně vyhodnocovací technikou zpracováno.



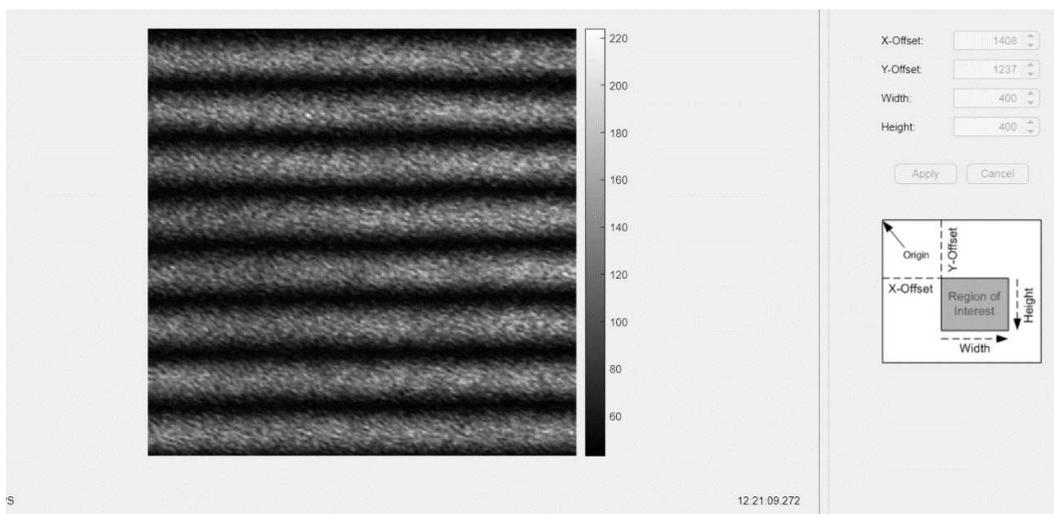
Obrázek 28 Vlnoměr WS-6 HighFinesse



Obrázek 29 - Vlnoměr WS-6 HighFinesse schéma [12]

2.2 Princip a funkce absolutního interferometru s referenční kavitou

Cílem měřicího zařízení je schopnost měřit absolutní hodnotu délky měřené kavity, případně jiného transparentního vzorku. Na obrázku sestavy můžeme vidět, že měřicí zařízení se skládá ze dvou interferometrů. Interferometr vpravo je referenční, do kterého je vložena kavita o známé délce, kterou prohlásíme, jako neměnnou. Tento referenční interferometr nahrazuje funkci vlnoměru, jelikož se díky znalosti referenční vzdálenosti a dalšího fázového pole zbavíme ve finálním vztahu vlnové délky, viz rovnice (53). Druhý interferometr obsahuje měřenou kavitou, kterou je v tomto případě výše zmíněná dvojice wedge krystalů s měnitelnou vzájemnou vzdáleností. Při spuštění zdroje světla na obou kamerách pozorujeme interferenční proužky.



Obrázek 30 - Interferenční proužky

Pokud přeladíme frekvenci zdroje o $\Delta\nu$ vyvoláme v obou interferometrech fázový posuv. Z kapitoly o absolutní interferometrii víme, že délku kavity můžeme vypočítat jako

$$L_{ref}(x, y) = \frac{d\phi(x, y)}{2dk} \quad (49)$$

$$L(x, y) = \frac{d\phi(x, y)}{2dk}, \quad (50)$$

Kde $d\phi$ je změna fáze v referenční větvi, $d\phi$ změna fáze v měřené větvi, L_{ref} délka referenční kavity, L hledaná délka měřené kavity a dk vlnový vektor. Pro konečnou změnu fáze a vlnového vektoru rovnice upravíme na tvar

$$L_{ref}(x, y) = -\frac{1}{4} \frac{\lambda^2 \Delta\phi(x, y)}{\Delta\lambda} \quad (51)$$

$$L(x, y) = -\frac{1}{4} \frac{\lambda^2 \Delta\phi(x, y)}{\Delta\lambda} \quad (52)$$

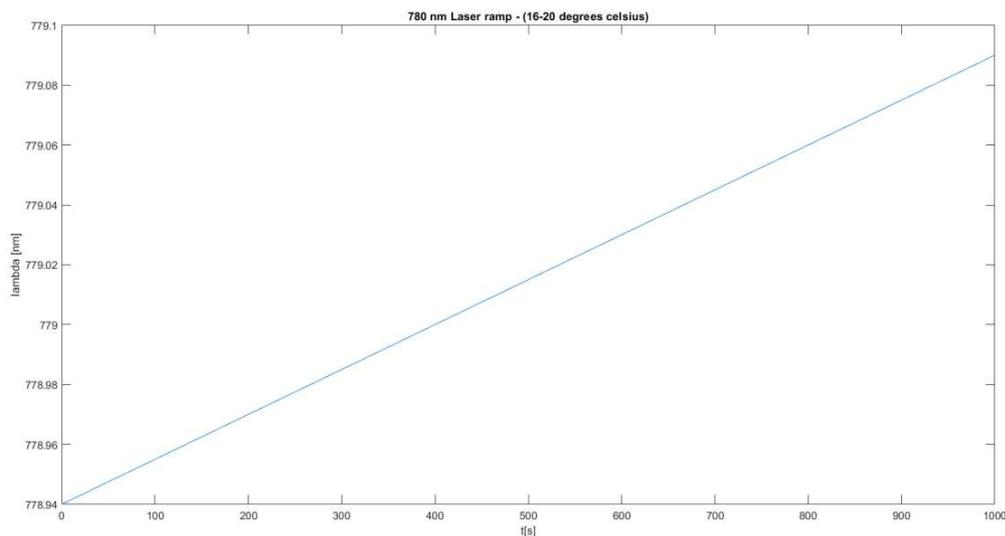
Nyní rovnice vydělíme a získáme vztah

$$L(x, y) = L_{ref}(x, y) \frac{\Delta\phi(x, y)}{\Delta\phi(x, y)} \quad (53)$$

Neznámými jsou nyní pouze fázové změny, které vypočítáme pomocí PSI interferometrie. Ze vztahu vidíme, že odpadla nutnost měření změny vlnové délky.

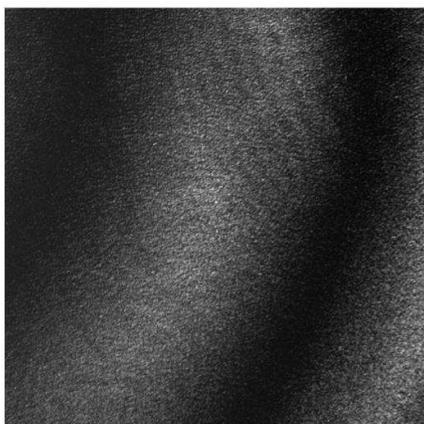
2.3 Měření

Měření bylo provedeno na 780nm laseru. Počet snímků pro jedno měření byl stanoven na 500, přičemž doba pořízení jednoho snímku byla 0,5s. Celková doba jednoho měření tedy odpovídala 1000s. Z těchto vstupních dat bylo nejprve třeba nastavit tzv. rampu, neboli lineární růst vlnové délky laseru v čase. Přeladění bylo řízeno teplotně a probíhalo na rozsahu 16 – 22 stupňů celsia a odpovídalo přeladění vlnové délky 778,94 – 779,08 nm.

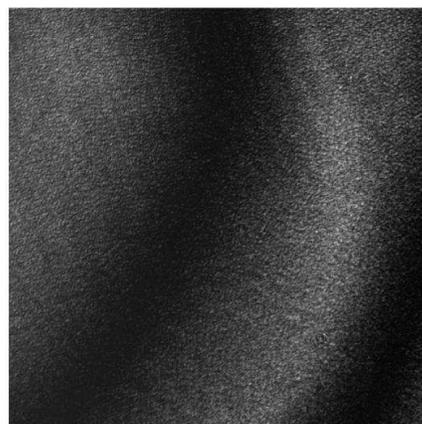


Obrázek 31 - Rampa laseru

S rampou bylo simultánně spuštěno měření na kamerách a zaznamenáno 500 snímků. Měření bylo provedeno ve třech různých polohách, základní poloha, posun o +3mm a posun o +5mm. V každé poloze byla provedena tři měření. Celkem tedy bylo naměřeno 4500 snímků. S lineárním růstem vlnové délky se interferenční proužky začnou pohybovat konstantní rychlostí a v každém snímku jsou posunuty oproti předchozímu, viz Obrázek 32 a Obrázek 33.

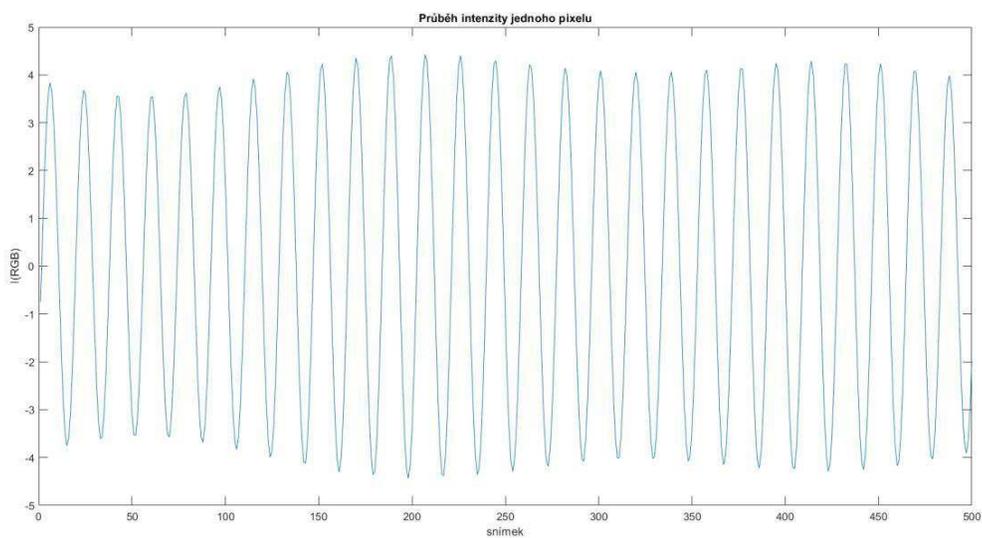


Obrázek 32 – Interferogram v čase t



Obrázek 33 - Interferogram v čase $t + \Delta t$

Pokud si zobrazíme průběh intenzity v jednom bodě interferogramu napříč všemi snímky, měla by se s pohybujícími proužky měnit intenzita periodicky a průběh by měl odpovídat funkci cosinus, viz. Obrázek 34. Z tohoto průběhu je pro nás důležitá informace o vzorkovací frekvenci, neboli kolik snímků připadá na jednu periodu. V tomto případě je vzorkovací frekvence 25 snímků na periodu.



Obrázek 34 - Průběh intenzity jednoho pixelu v čase

Následně je pro každý pixel vyhodnocen fázový posuv. Při vyhodnocení se využívá obdoba čtyřkrokového algoritmu uvedeného v kapitole 1.6. Zde však není použit krok $\pi/2$, ale posun mezi dvěma snímky. Zároveň pracujeme s velkým množstvím goniometrických rovnic a je třeba využít počítačový software. Vyhodnocování měření této diplomové práce probíhalo v prostředí MATLAB. Z výpočtů získáme fázové pole a pro každý jeho bod můžeme vypočítat hodnotu vzdálenosti $L(x,y)$ dle rovnice (53). Jelikož však nepracujeme ve vakuu, je třeba do výpočtů zahrnout i index lomu a jeho závislost na frekvenci zdroje neboli disperzi. V měřené kavitě se světlo pohybuje ve vzduchu a v referenční kavitě v ND:YAG krystalu. Disperzní rovnice pro tato prostředí jsou

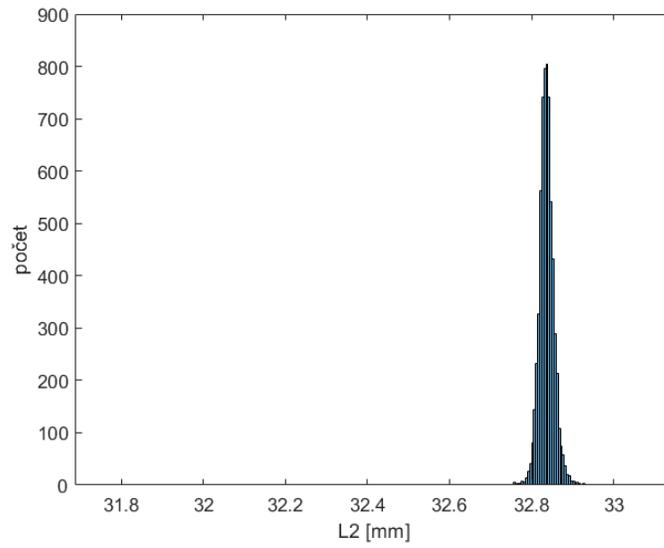
$$n(\lambda)_{vzduch} = 1 + \frac{0.05792105}{238.0185 - \lambda^{-2}} + \frac{0.00167917}{57.362 - \lambda^{-2}} \quad (54)$$

$$n(\lambda)_{ND:YAG}^2 = 1 + \frac{2.28200\lambda^2}{\lambda^2 - 0.01185} + \frac{3.27644\lambda^2}{\lambda^2 - 282.734} \quad (55)$$

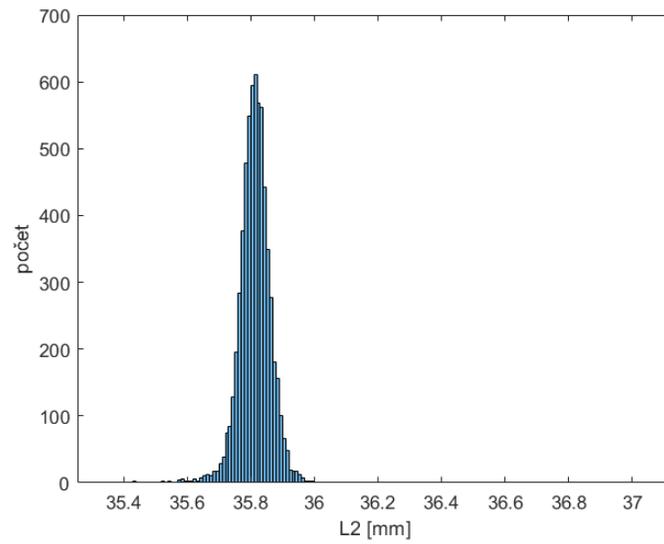
Disperzní rovnice zakomponujeme do výpočtu délky a získáme finální tvar

$$L(x, y) = L_{ref}(x, y) \frac{\Delta\phi(x, y)n_{ND:YAG}}{\Delta\phi(x, y)n_{vzduch}} \quad (56)$$

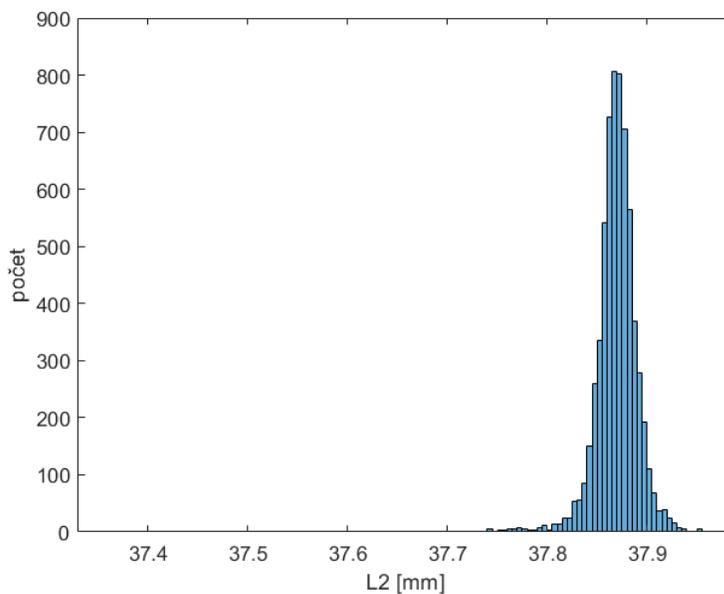
Výpočtem jsme získali pro každý element fázového pole hodnotu vzdálenosti. V reálu tedy máme z jednoho měření tisíce hodnot. Pokud výsledky vykreslíme do histogramu, zjistíme, že mají přibližně Gaussovské rozložení. Pro každé měření tedy vezmeme hodnotu mediánu.



Obrázek 35 - Histogram výsledků L2 v pozici +0mm

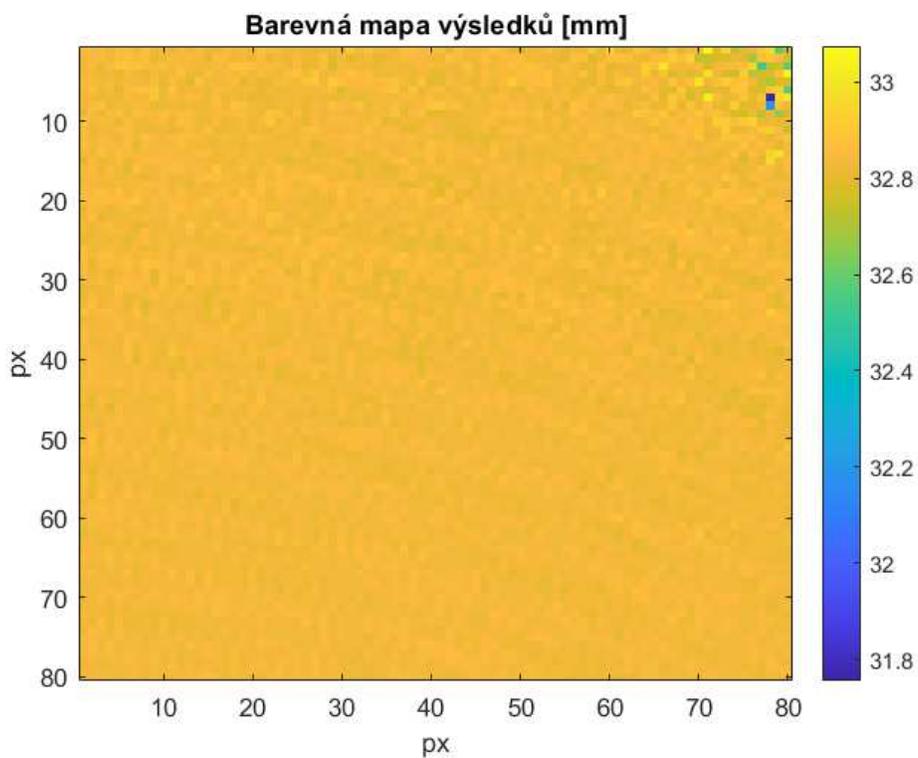


Obrázek 36 -Histogram výsledků L2 v pozici +3mm

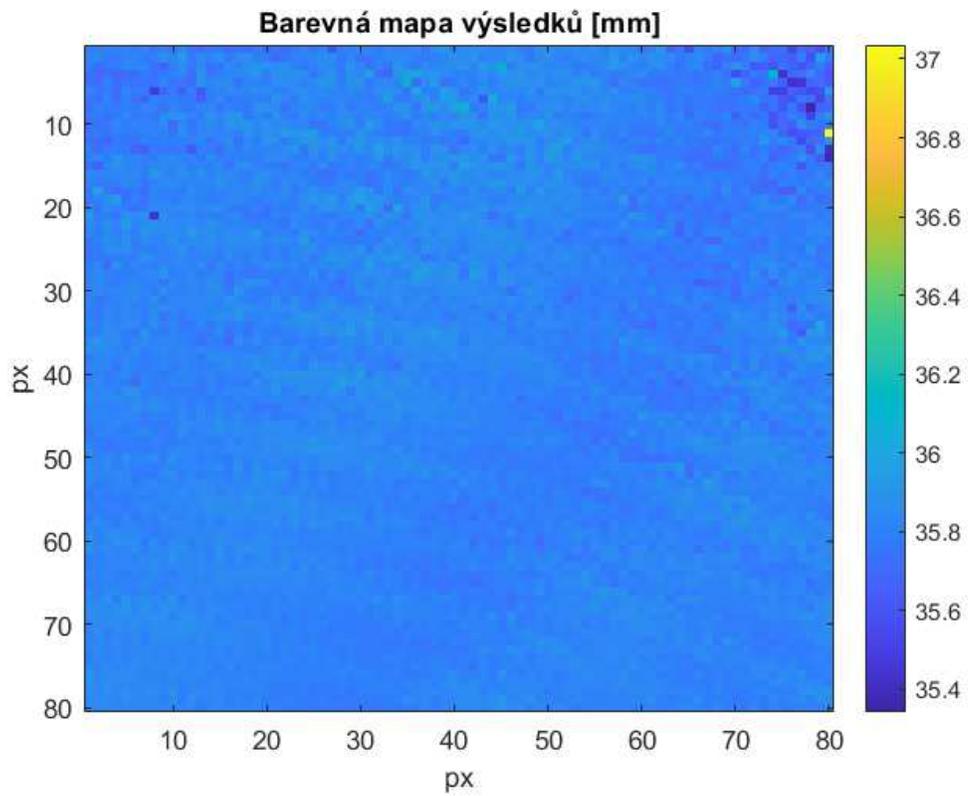


Obrázek 37 – Histogram výsledků L2 v pozici +5mm

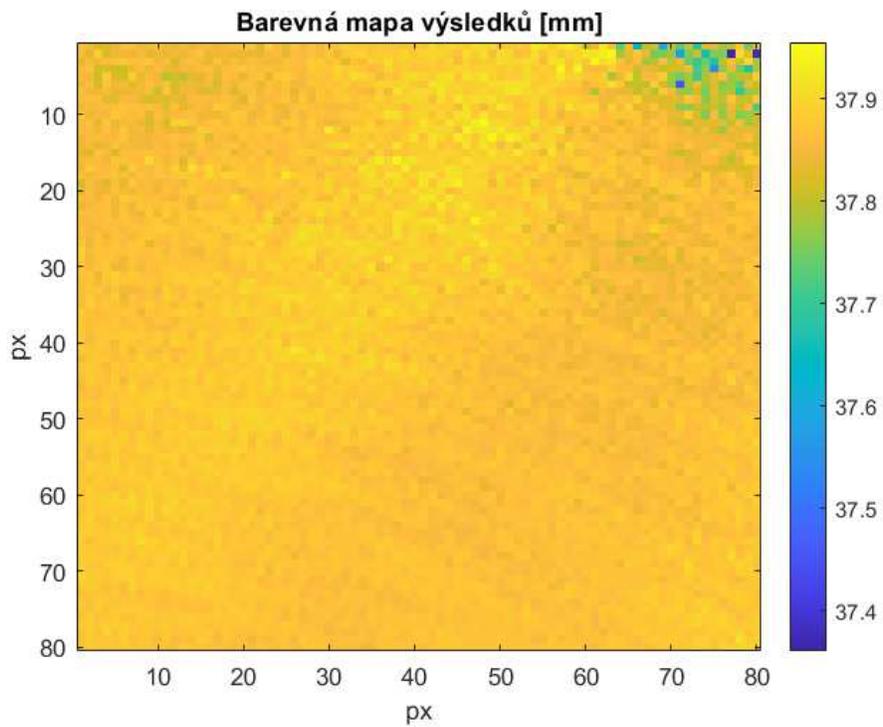
Možné zobrazení výsledků je také barevná mapa, kde každý element reprezentuje výslednou hodnotu vypočtenou z jednotlivých elementů fázových polí dle rovnice (56).



Obrázek 38 - Barevná mapa výsledků L2 v pozici +0mm



Obrázek 39 - Barevná mapa výsledků L2 v pozici +3mm



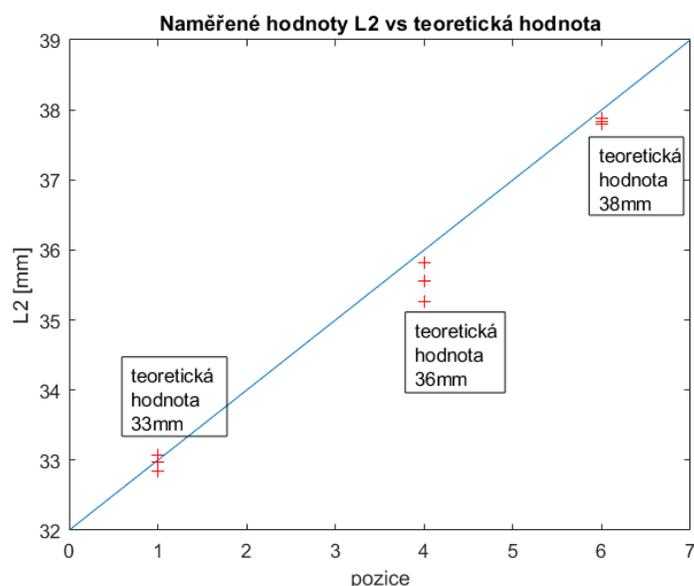
Obrázek 40 - Barevná mapa výsledků L2 v pozici +5mm

2.4 Výsledky

Měření proběhlo pro tři různé rozměry měřené kavity. V každé pozici byla provedena tři měření (1500 snímků v každé pozici). Rozměry kavity byly měněny pomocí posuvné desky s 0,010 mm krokem, chybu odečtu hodnoty stanovíme jako půlku dílku, tedy 0,005 mm. V následující tabulce jsou uvedeny výsledné hodnoty měření.

Teoretická pozice	1. měření	2. měření	3. měření	Průměrná hodnota	Směrodatná odchylka (+/-)
33 mm	32.8362 mm	33.0720 mm	32.9757 mm	32,961	0,119
36 mm	35.8139 mm	35.2656 mm	35.5572 mm	35,546	0,275
38 mm	37.7898 mm	37.8783 mm	37.8702 mm	37,846	0,049

Tabulka 1 - Výsledné hodnoty délky měřené kavity



Obrázek 41 - Grafické znázornění naměřených hodnot L2 vs. teoretická hodnota

Rozměr měřené kavity byl posuvným měřítkem v základní poloze orientačně stanoven na 33 mm. Průměrná naměřená hodnota v této poloze je **(32,961 ± 0,119) mm**. V druhé poloze (posun o +3 mm) pozorujeme poměrně velký rozptyl hodnot, přičemž naměřená průměrná hodnota je **(35,546 ± 0,275) mm**, což je přibližně o 0,4 mm nižší hodnota, než očekávaná. V třetí poloze (posun o +5mm) jsou výsledky nejstabilnější s nejmenším rozptylem hodnot a průměrná hodnota byla stanovena na **(37,846 ± 0,049) mm**. Z výsledků vidíme, že při měření pracujeme s nepřesností v řádu 10^{-4} m. Například při přesných měřeních optických elementů potřebujeme měřit s přesností na 10^{-9} m. Tato metoda je velice náchylná na vnější vlivy, jakou jsou například vibrace, které mohou do měření vnést další fázový posuv. Nepřesnost měření může být způsobena právě vnějším vlivem. Další faktor ovlivňující přesnost, je rychlost záznamu a vyhodnocovací techniky. Záznam měření byl

prováděn na osobním PC, přičemž doba záznamu jednoho snímku byla 0,5s. S použitím rychlejšího přístroje by se doba záznamu mohla výrazně snížit, a i zvýšit počet nabraných snímků z nynějších pět seti na několik tisíc.

3 Závěr

Diplomová práce se zabývala absolutní interferometrií. Cílem práce bylo sestavit a otestovat absolutní interferometr s referenční kavitou. Absolutní interferometrie je moderní přesná bezkontaktní měřicí metoda, která pomocí principů interferometrie s řízenou změnou fáze umožňuje měření absolutní hodnoty tloušťky nebo poloměru testované kavity.

Diplomová práce je rozdělena do dvou částí. První část práce se věnuje teoretickým základům interferometrie. Jsou v ní shrnuty základy vlnové optiky nutné k pochopení problematiky, dále se věnuje popisu indexu lomu a disperze, základům laserové techniky a je zakončena podkapitolami o základních i pokročilých interferometrických metodách.

Následuje praktická část, která se věnuje samotnému sestavení a testování absolutního interferometru s referenční kavitou. V první podkapitole je detailně popsán návrh a sestavení interferometru včetně popisu jednotlivých komponentů. Následuje vysvětlení a popis funkce zařízení včetně matematických vztahů. Další podkapitola se věnuje laboratornímu měření zkoumané kavity z pohledu vstupních parametrů, způsobu vyhodnocení a grafického zobrazení výsledků. Poslední podkapitola shrnuje výsledky měření včetně nejistot a zhodnocuje naměřená data.

Výsledkem této diplomové práce je, že se podařilo sestavit a otestovat absolutní interferometr s referenční kavitou. Sestavení probíhalo v laboratoři vědecko-výzkumného centra TOPTEC v Turnově. Na interferometru bylo provedeno několik referenčních měření pro různé rozměry zkoumané kavity. Při referenčních měření jsme pohybovali na přesnosti 10^{-4} m, což je například pro měření přesných optických prvků, kde potřebujeme pracovat s přesností v řádu nanometrů nedostatečné. Interferometrická měření jsou velice náchylná na vnější vlivy, například vibrace. Přesnost zařízení by se dala zvýšit lepším odstíněním vnějších vlivů a použitím rychlejší vyhodnocovací techniky. Zároveň se měření bez vlnoměru obešla jen částečně kvůli disperzi světla v referenční kavitě. Budoucí práce by se mohla zabývat nahrazením Nd:YAG krystalu vakuovou kavitou, nebo ideálně kavitou ze stejného optického prostředí, jako je měřený vzorek. Tím by se

ve výsledné rovnici indexy lomu pro obě kavity vykrátily a nutnosti informace o vlnové délce bychom se zbavili úplně.

Zdroje

- [1] LÉDL, Vít, Pavel PSOTA, Petr VOJTÍŠEK a Roman DOLEČEK. *Digitální holografická interferometrie*. 1. Liberec: ReproArt Liberec s.r.o, Nová 348/26, Liberec, 2015. ISBN 978-80-906324-0-0.
- [2] FEYNMAN, Richard Phillips, Robert B. LEIGHTON a Matthew SANDS. *Feynmanovy přednášky z fyziky: revidované vydání s řešenými příklady*. 2. vydání. Přeložil Ivan ŠTOLL. Praha: Fragment, 2013. ISBN 978-80-253-1642-9.
- [3] FEYNMAN, Richard Phillips, Robert B. LEIGHTON a Matthew SANDS. *Feynmanovy přednášky z fyziky: revidované vydání s řešenými příklady*. 2. vydání. Přeložil Ivan ŠTOLL. Praha: Fragment, 2013. ISBN 978-80-253-1643-6.
- [4] MALÝ, Petr. *Optika*. Praha: Karolinum, 2008. ISBN 978-80-246-1342-0.
- [5] SALEH, Bahaa E. A. a Malvin Carl TEICH. *Základy fotoniky: Fundamentals of photonics*. Praha: Matfyzpress, 1996. ISBN 80-85863-01-4.
- [6] DUARTE, F.J. *Tunable lasers handbook*. 1. 525 B Street, Suite 1900, San Diego, California 92101-4495: Academic Press, Inc. A Division of Harcourt Brace & Company, 1995. ISBN 0-12-222695-X.
- [7] KAMUGASA, Solomon William. *Development and Validation of an Absolute Frequency Scanning Interferometry Network*. Zurich, 2017. Dissertation thesis. ETH Turich. Vedoucí práce Prof. Dr. M. Rothacher.
- [8] VESELÝ, Lukáš. *Absolutní interferometrie s přeladěním vlnové délky pro měření planparalelních optických elementů*. Liberec, 2022. Diplomová práce. Technická Univerzita v Liberci. Vedoucí práce Ing. Jan Kredba.
- [9] MATOUŠEK, Ing. Ondřej. *Interferometrie s řízenou změnou fáze pro měření vlastností planparalelních optických elementů*. Liberec, 2018. Disertační práce. Technická Univerzita v Liberci. Vedoucí práce Ing. Vít Lédl Ph.D.
- [10] PÁTEK, Vojtěch. *Jednocestná digitální holografická interferometrie*. Liberec, 2021. Bakalářská práce. Technická Univerzita v Liberci. Vedoucí práce Ing. Pavel Psota Ph.D.
- [11] KREDBA, Jan, Pavel PSOTA, Marek STAŠÍK, Vít LÉDL, Lukáš VESELÝ a Jakub NEČÁSEK. Absolute interferometry for fast and precise radius measurements. *Optics Express*. 2021, **2021**(29), 12.
- [12] Fizau interferometer Wavemeters. In: *HighFinesse* [online]. [cit. 2023-05-22]. Dostupné z: www.highfinesse.com
- [13] AcA2500-20gm - Basler ace. In: *Basler* [online]. [cit. 2023-05-22]. Dostupné z: www.baslerweb.com
- [14] *Phase drift* [online]. In: . [cit. 2023-05-22]. Dostupné z: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Phase_drift.png

- [15] *Spatial coherence finite* [online]. In: . [cit. 2023-05-22]. Dostupné z: File:Spatial coherence finite.png - Wikipedia
- [16] *Fabry-Perot full scheme* [online]. In: . [cit. 2023-05-22]. Dostupné z: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Fabry-perot_full_scheme.svg
- [17] *4 Site Focus Software* [online]. In: . [cit. 2023-05-22]. Dostupné z: <https://4dtechnology.com/products/4sight-focus-analysis-software/>
- [18] Light is An Electromagnetic Wave - Light Electromagnetic Wave. *NICEPNG* [online]. [cit. 2021-5-12]. Dostupné z: <https://www.nicepng.com/s/electromagnetic-wave/>