



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

## ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

# VYTVOŘENÍ A OVĚŘENÍ MODELU ZOBRAZUJÍCÍHO POLARIMETRU V MÜLLEROVĚ FORMALISMU

MODEL CREATION AND VERIFICATION OF IMAGING POLARIMETER IN MUELLER FORMALISM

## DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

## AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. TOMÁŠ LOCKER

## VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. MARTIN ANTOŠ, Ph.D.

BRNO 2022



## Zadání diplomové práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství  
Student: **Bc. Tomáš Locker**  
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství  
Studijní obor: Přesná mechanika a optika  
Vedoucí práce: **Ing. Martin Antoš, Ph.D.**  
Akademický rok: 2021/22

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

### **Vytvoření a ověření modelu zobrazujícího polarimetru v Müllerově formalismu**

#### **Stručná charakteristika problematiky úkolu:**

Jedním z podstatných parametrů sledovaných během výroby optických prvků a při montáži optomechanických sestav je fázová retardace prošlého záření. Tato se projevuje změnou polarizace prošlého záření, a je proto vhodné ji měřit polarimetricky. Společnost Meopta–optika vyvinula experimentální soustavu, která funguje jako polarimetr s prostorovým rozlišením a pro určení fázové retardace využívá Jonesův formalismus. Jak se ovšem ukazuje, Jonesův formalismus nemusí být optimálním řešením. Popis není dostatečně obecný a vyhodnocení s využitím současného popisu je pouze numerické a výpočetně náročné. Alternativním popisem daného zařízení v Müllerově formalismu by mělo dojít k zobecnění použitého modelu a ideálně také k optimalizaci procesu měření fázové retardace.

#### **Cíle diplomové práce:**

Vytvoření a ověření teoretického modelu zobrazujícího polarimetru v Müllerově formalismu. Teoretická část práce zahrnuje seznámení s Müllerovým formalismem a experimentální sestavou zobrazujícího polarimetru určeného pro detekci pnutí v optických prvcích. Student popíše jednotlivé komponenty polarimetru a vytvoří model popisující změnu polarizace světla v dané sestavě. Model bude implementován ve zvoleném programovacím prostředí (Mathematica, popř. MATLAB) a následně bude využit pro výpočet fázové retardace optických komponent, pro jejichž měření je polarimetr určený. Funkčnost modelu bude ověřena experimentálně na sestavě polarimetru. V rámci ověření proběhne i návrh uchycení vybraných vzorků na existující zařízení.

#### **Seznam doporučené literatury:**

BORN, M. and WOLF, E. Principles of Optics. Cambridge University Press, 2019.

GOLDSTEIN, D. H. Polarized light. CRC press, 2017.

BROSSEAU, Ch. Fundamentals of polarized light: a statistical optics approach. Wiley-Interscience, 1998.

CLARKE, D., and GRAINGER, J. F. Polarized light and optical measurement. Vol. 1. Pergamon Press, 1971.

SINGER, W., TOTZECK, M. and GROSS, H., eds. Handbook of optical systems, volume 2: Physical image formation. John Wiley & Sons, 2006.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2021/22

V Brně, dne

L. S.

---

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.  
ředitel ústavu

---

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.  
děkan fakulty

## **Abstrakt**

Cílem diplomové práce je vytvoření modelu zobrazujícího polarimetru vyvinutého firmou Meopta - optika, s.r.o. v Müllerově formalismu. Teoretická část práce se věnuje popisu Müllerova formalismu a experimentální sestavy polarimetru. V praktické části je popsán vytvořený matematický model a jeho softwarová implementace v prostředí MATLAB. Správnost modelu byla ověřena porovnáním výsledků měření s výsledky získanými za pomoci původního modelu využívajícího Jonesův formalismus. Rovněž byl vytvořen návrh držáku měřených vzorků a jeho výkresová dokumentace.

## **Summary**

The aim of this master thesis is to create a model of imaging polarimeter developed by the company Meopta - optika, s.r.o. using Mueller formalism. The theoretical part describes Mueller formalism and polarimeter experimental setup. The practical part describes the created model and its software implementation in MATLAB environment. The model was verified by comparing measurement results with results obtained using the original model based on Jones formalism. In addition a sample holder design and its drawing documentation was created.

## **Klíčová slova**

Zobrazující polarimetr, Müllerův formalismus, zbytkové pnutí, dvojlom.

## **Keywords**

Imaging polarimeter, Mueller formalism, residual stress, birefringence.

LOCKER, T. *Vytvoření a ověření modelu zobrazujícího polarimetru v Müllerově formalismu*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2022. 48 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Martin Antoš, Ph.D..



## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením Ing. Martina Antoše, Ph.D. a že jsem použil zdrojů, které cituji a uvádím v seznamu použité literatury.

Bc. Tomáš Locker



## Poděkování

Chtěl bych poděkovat vedoucímu diplomové práce Ing. Martinu Antošovi, Ph.D. za odborné vedení, rady a připomínky při vypracování práce a pracovníkům firmy Meopta - optika, s. r. o. za konzultace, poskytnutí podkladů a přístrojového vybavení pro realizaci práce.

Bc. Tomáš Locker



# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Teoretická část</b>	<b>4</b>
2.1	Šíření světla v anizotropním prostředí . . . . .	4
2.1.1	Permitivita a index lomu anizotropního prostředí . . . . .	4
2.1.2	Dvojlom . . . . .	4
2.1.3	Fotoelastický jev . . . . .	6
2.1.4	Dvojlom způsobený pnutím v optické výrobě . . . . .	7
2.2	Přístroje pro vizualizaci a měření vnitřního pnutí . . . . .	7
2.2.1	Fotoelasticimetrické přístroje . . . . .	8
2.2.2	Fotoelastická digitální holografická polariskopie . . . . .	11
2.2.3	Kompenzátory . . . . .	12
2.3	Popis zobrazujícího polarimetru SM48015366 . . . . .	13
2.3.1	Optická koncepce a matematický popis . . . . .	13
2.3.2	Mechanické řešení . . . . .	16
2.3.3	Postup měření a vyhodnocení dat . . . . .	19
2.4	Müllerův formalismus popisu polarizace . . . . .	21
2.4.1	Polarizační elipsa . . . . .	21
2.4.2	Poincarého sféra . . . . .	22
2.4.3	Stokesovy parametry . . . . .	23
2.4.4	Müllerovy matice . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Praktická část</b>	<b>26</b>
3.1	Popis a řešení modelu polarimetru v Müllerově formalismu . . . . .	26
3.1.1	Kalibrace polarimetru . . . . .	26
3.1.2	Analýza vzorku . . . . .	28
3.1.3	Popis skriptu pro vyhodnocení dat . . . . .	29
3.2	Konstrukční návrh držáku měřených vzorků . . . . .	29
3.2.1	Sloupky . . . . .	31
3.2.2	Příčky rámu . . . . .	31
3.2.3	Vodicí tyče . . . . .	31
3.2.4	Kluzná pouzdra pro podélný pohyb . . . . .	32
3.2.5	Kluzná pouzdra pro příčný pohyb . . . . .	33
3.2.6	Madla . . . . .	34
3.2.7	Rozměrová omezení vzorku . . . . .	34
3.3	Porovnání výsledků v Müllerově a Jonesově formalismu . . . . .	35
3.3.1	Postup měření . . . . .	35
3.3.2	Výsledky měření . . . . .	37
3.3.3	Výpočetní čas . . . . .	40
3.3.4	Diskuse výsledků . . . . .	41
3.3.5	Výsledná realizace držáku měřených vzorků . . . . .	41
<b>4</b>	<b>Závěr</b>	<b>43</b>
<b>5</b>	<b>Seznam použitých zkratk a symbolů</b>	<b>46</b>



# 1. Úvod

Dvojlom vyvolaný zbytkovým mechanickým pnutím je jedním ze základních předepsaných a kontrolovaných parametrů při výrobě optických komponent. Přítomnost vnitřního pnutí negativně ovlivňuje optické vlastnosti daných optických prvků a rovněž zvyšuje riziko jejich mechanického poškození tím, že místa s akumulovaným napětím mohou být zdrojem trhlin, jež se mohou šířit dále do materiálu. K vizualizaci a měření zbytkového pnutí v optických prvcích jsou využívány polarimetry. Tyto přístroje využívají k detekci pnutí změnu polarizačního stavu světla procházejícího zkoumaným vzorkem, která je způsobena právě přítomností napětí uvnitř vzorku.

Firma Meopta optika, s. r. o. přistoupila v roce 2019 k návrhu a konstrukci vlastního polarimetru s označením SM48015366. Cílem vývoje bylo získat zařízení umožňující kontrolu optických prvků vyráběných touto firmou s vysokou přesností odpovídající přesnosti výroby. Polarimetr SM48015366 pracuje v zobrazujícím režimu, umožňuje tedy vizualizovat rozložení a velikost zbytkového pnutí uvnitř celého vzorku [1].

Prvotní matematický model polarimetru sloužící k vyhodnocení naměřených dat byl vytvořen v Jonesově formalismu. Při využití tohoto popisu se nepodařilo nalézt analytické vztahy pro vyjádření hledaných hodnot dvojlomu z měřených veličin. Pro získání těchto hodnot je tak třeba data fitovat funkcí vyplývající z modelu. Tato skutečnost má za následek dlouhé výpočetní časy při zpracování dat. Rovněž aktuální způsob uložení měřených vzorků není vyhovující, protože může způsobovat vznik dodatečného pnutí a dalších parazitních jevů zkreslujících výsledky měření [1].

Teoretická část této práce se zabývá popisem šíření světla v anizotropním prostředí a vlivu anizotropie na jeho polarizaci. Dále přináší přehled metod a přístrojů využívaných pro analýzu vnitřního pnutí. Rovněž se věnuje popisu jednotlivých mechanických, optických a matematických řešení využitých na polarimetru SM48015366. Její poslední část je věnována Müllerovu formalismu polarizace jakožto alternativě k původně využitému Jonesovu formalismu.

Praktická část práce si klade za cíl řešení nedostatků v původním návrhu polarimetru. Prvním z dílčích cílů je vytvoření matematického modelu tohoto zařízení v Müllerově formalismu, který umožňuje obecnější popis než stávající model v Jonesově formalismu. Snahou je nalézt analytický vztah vycházející z tohoto popisu, jenž by umožnil přímý výpočet hodnot pnutí ve vzorku z měřitelných veličin bez nutnosti fitace dat. Nalezení tohoto vztahu by výrazně urychlilo zpracování měření. Dalším krokem je vytvoření skriptu v prostředí MATLAB, který bude na základě tohoto vztahu provádět vyhodnocení a vizualizaci výsledků měření. Za pomoci reálných dat bude ověřena správnost modelu porovnáním s výsledky výpočtů v Jonesově formalismu. Rovněž budou porovnány výpočetní časy obou modelů. Druhým cílem je provedení návrhu a vytvoření výkresové dokumentace držáku měřených vzorků jako alternativy k jejich nevyhovujícímu uložení přímo na krycím skle osvětlovacího modulu. Držák by měl umožňovat uchycení vzorku bez zavedení dodatečného pnutí a rovněž by měl eliminovat další parazitní jevy vznikající současným způsobem uložení. Při návrhu bude snahou dosáhnout maximální konstrukční jednoduchosti a snadné manipulace. Držák by rovněž neměl omezovat maximální rozměry vzorku dané velikostí osvětlovacího pole a zorného pole kamery.

## 2. Teoretická část

### 2.1. Šíření světla v anizotropním prostředí

Z hlediska závislosti rychlosti šíření světla v prostředí na směru šíření můžeme optická prostředí rozdělit na izotropní a anizotropní. V izotropním prostředí je rychlost šíření světla nezávislá na směru. Optické vlastnosti takového prostředí mohou být popsány pomocí permitivity  $\epsilon$  nebo indexu lomu  $n$ , které jsou v tomto případě skalární veličiny. Typickými představiteli izotropních optických prostředí jsou amorfni materiály, například sklo. V anizotropním prostředí je naopak rychlost šíření světla na směru závislá a permitivita a index lomu jsou tenzorové veličiny. Anizotropii vykazují všechny krystalické látky, vyjma těch, jež mají krychlovou krystalickou strukturu [2, 3, 4].

#### 2.1.1. Permitivita a index lomu anizotropního prostředí

Permitivita a index lomu anizotropního prostředí jsou popsány symetrickými tenzory  $3 \times 3$ . Pro každý materiál lze nalézt orientaci souřadného systému, při které jsou všechny složky těchto tenzorů nacházející se mimo hlavní diagonálu nulové. Takový souřadný systém nazýváme systémem hlavních os a prvky na diagonále hlavní permitivity, resp. indexy lomu. Tenzor permitivity pak lze zapsat ve tvaru:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Analogicky vyjádříme také tenzor indexu lomu jako:

$$n = \begin{pmatrix} n_x & 0 & 0 \\ 0 & n_y & 0 \\ 0 & 0 & n_z \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Pro vzájemný vztah prvků tenzoru permitivity, resp. indexu lomu, mohou nastat následující situace. Pokud platí:

$$\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z, \quad (2.3)$$

nazýváme daný krystal dvouosým. V případě, že platí:

$$\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z, \quad (2.4)$$

jedná se o jednoosý krystal. Následující popis se týká jednoosých krystalů, protože jejich chování odpovídá vzorkům vystaveným pnutí [2, 3, 4].

#### 2.1.2. Dvojlom

Prochází-li světlo anizotropním optickým prostředím, paprsek se rozdělí na dva se vzájemně kolmou polarizací. Tuto dvojici paprsků označujeme jako řádný (ordinární) a mimořádný (extraordinární). Řádný paprsek se v materiálu šíří rychlostí odpovídající indexu lomu  $n_o$ , který je nezávislý na směru, stejně, jako tomu je v případě izotropního prostředí. Mimořádný paprsek pocituje index lomu  $n_e$ , který je závislý na směru šíření. Tento jev

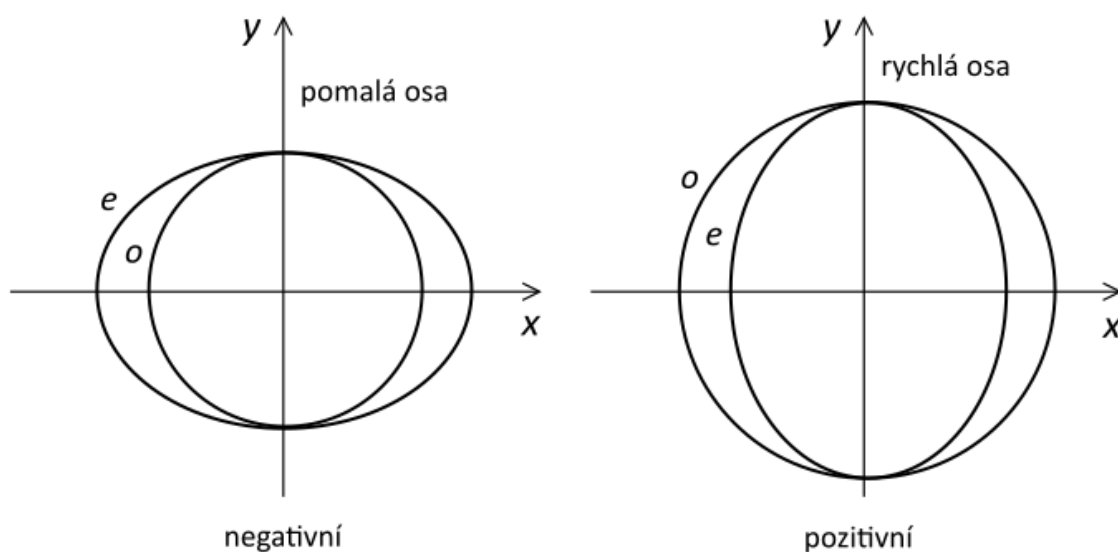
nazýváme dvojlom. V jednoosém krystalu lze nalézt jeden směr, v němž k dvojlomu nedochází, index lomu pro řádný i mimořádný paprsek nabývá stejné hodnoty. Tento směr nazýváme optická osa krystalu. Na obrázku 2.1 jsou znázorněny vlnoplochy pro řádný a mimořádný paprsek. V případě řádného paprsku má vlnoplocha tvar kulové plochy, pro mimořádný nabývá tvaru rotačního elipsoidu. Body, ve kterých se vlnoplochy pro oba paprsky dotýkají, prochází optická osa krystalu. Podle toho, v jakém vztahu jsou indexy lomu  $n_e$  a  $n_o$ , dělíme jednoosé krystaly na pozitivní a negativní. U pozitivního krystalu platí:

$$n_e - n_o \geq 0, \quad (2.5)$$

u negativního naopak:

$$n_e - n_o \leq 0. \quad (2.6)$$

Ze zástupců pozitivních jednoosých krystalů lze uvést například křemen, negativním krystalem je například kalcit [4].



Obrázek 2.1: Vlnoplochy řádného a mimořádného paprsku v jednoosém krystalu.

V případě pozitivního krystalu nazýváme optickou osu rychlou osou, protože v jejím směru se mimořádný paprsek šíří nejrychleji, a kolmý směr nazýváme pomalou osou. V případě negativního krystalu je tomu naopak [2, 3].

Při šíření světla o vlnové délce  $\lambda$  dvojlomným prostředím o tloušťce  $d$  dojde k vzájemnému fázovému posunu  $\delta$  vln odpovídajících řádnému a mimořádnému paprsku. Pro velikost tohoto fázového posunu platí vztah:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d. \quad (2.7)$$

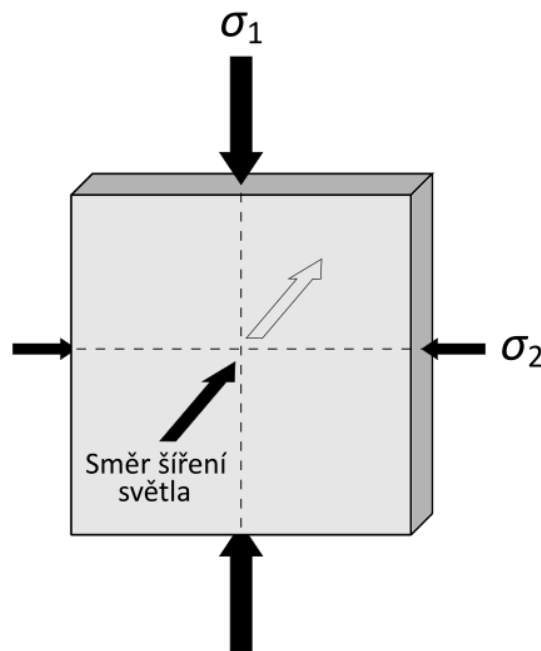
Optické prvky zavádějící mezi složky polarizace fázové zpoždění nazýváme fázové retardéry. Jejich typickými příklady jsou čtvrtvlnná destička, způsobující fázový posun  $\pi/2$ , a půlvlnná destička, způsobující fázový posun  $\pi$ . Tyto prvky jsou využívány například v metodách fázového kontrastu v mikroskopii, v holografických přístrojích a celé řadě dalších aplikací [2, 4, 5, 6].

## 2.1. ŠÍŘENÍ SVĚTLA V ANIZOTROPNÍM PROSTŘEDÍ

### 2.1.3. Fotoelastický jev

U původně izotropních látek, jako například sklo či polykarbonáty, lze docílit vzniku anizotropie působením mechanického namáhání. Tuto skutečnost nazýváme fotoelastický jev. Příčinou vzniku anizotropie je změna vnitřní struktury takto namáhaného materiálu. Původně náhodně orientované základní stavební jednotky daného materiálu, například řetězce molekul polykarbonátu, působením mechanického napětí změni svou orientaci tak, že vnitřní uspořádání materiálu již dále není nahodilé, ale vykazuje určitý preferovaný směr. Tato skutečnost způsobí, že elektromagnetické vlnění se již, obdobně jako v krystalických látkách, nemůže šířit všemi směry se stejnou rychlostí. Původně izotropní prostředí se tak stává anizotropním s optickou osou orientovanou ve směru působícího napětí. Pro malá působící napětí je rozdíl indexu lomu pro vlny kmitající ve směru působícího napětí a směru kolmém přímo úměrný působícímu napětí  $\sigma$ . V případě, že napětí v kolmém směru není nulové, viz obrázek 2.2, dojde v obou směrech ke změně indexu lomu oproti nezátíženému stavu. Rozdíl indexů lomu  $\Delta n$  tak závisí na rozdílu těchto napětí  $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$ . Pro rozdíl indexů lomu  $\Delta n = n_e - n_o$  tak platí:

$$\Delta n = C \Delta\sigma. \quad (2.8)$$



Obrázek 2.2: Schéma působení napětí na vzorek.

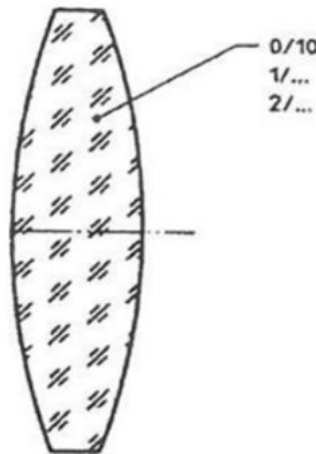
Konstanta úměrnosti  $C$  se nazývá Brewsterův koeficient. Jeho typické hodnoty pro sklo jsou v řádech  $10^{-11} \text{ m}^2 \cdot \text{N}^{-1}$ . Při šíření světla prostředím s vnitřním pnutím způsobí anizotropie opět fázový posun  $\delta$  mezi složkami vlny ve směru působícího napětí a směru kolmém. Analogicky ke vztahu (2.7) tak můžeme psát:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} C \Delta\sigma d. \quad (2.9)$$

Tohoto fázového posunu lze využít k vizualizaci a měření vnitřního pnutí v materiálu [7, 8, 9].

### 2.1.4. Dvojlom způsobený pnutím v optické výrobě

Dvojlom vyvolaný vnitřním pnutím ve vyrobeném optickém prvku může mít výrazný vliv na jeho optické vlastnosti. Vnitřní pnutí v materiálu je rovněž nežádoucí s ohledem na mechanickou odolnost, jelikož koncentrace napětí může vést ke vzniku prasklin. Z těchto důvodů je dvojlom vyvolaný vnitřním pnutím jedním z parametrů, který je při optické výrobě předepisován a následně kontrolován. Jeho předepisování je upravenou normou ISO 10110 Optika a fotonika – Příprava výkresů. Kód pro jeho předepisování na výkresu je 0 a jeho hodnota se uvádí ve tvaru 0/A, kde A představuje maximální přípustnou hodnotu rozdílu optických (*OPD*) v nm na cm dráhy uražený světlem v materiálu [10, 11]. Ukázka předepsání dvojlomu na výkresu optické součásti pro hodnotu 10 nm/cm je na obrázku 2.3.



Obrázek 2.3: Ukázka předpisu dvojlomu na výkresu optické součásti. Převzato z [10].

Různé aplikace kladou rozdílné nároky na míru eliminace dvojlomu způsobeného vnitřním pnutím v použitých optických komponentách. Maximální přípustné hodnoty pro konkrétní typy aplikací jsou uvedeny v tabulce 2.1.

Tabulka 2.1: Požadavky na dvojlom dle aplikací, podle [10].

<i>OPD</i> (nm/cm)	Aplikace
2	polarizační a interferometrické přístroje
5	přesná optika, optika pro astronomii
10	fotooptika, mikroskopy
20	zvětšovací skla, vyhledávací optika
bez požadavků	osvětlovací optika

Polarimetr dále popisovaný v této práci je navržen pro měření s přesností vyhovující všem výše uvedeným kategoriím [1].

## 2.2. Přístroje pro vizualizaci a měření vnitřního pnutí

Následující část práce se zabývá popisem metod a přístrojů využívaných v praxi pro vizualizaci a měření zbytkového mechanického pnutí v optických prvcích. Věnuje se popisu klasických fotoelasticimetrických metod i modernější metody fotoelastické digitální

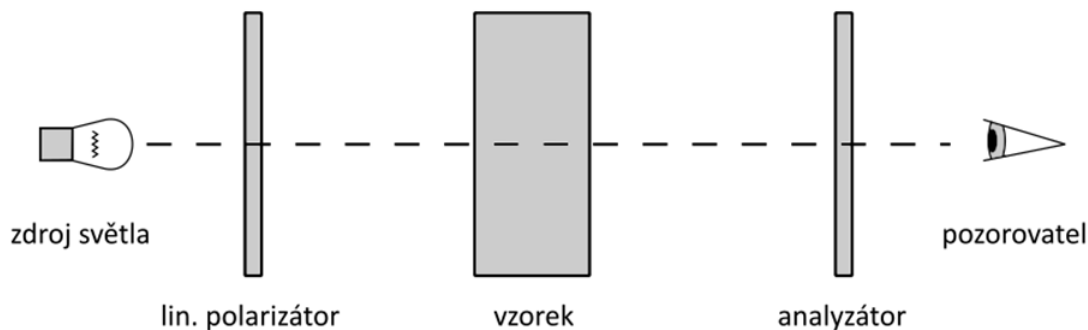
## 2.2. PŘÍSTROJE PRO VIZUALIZACI A MĚŘENÍ VNITŘNÍHO PNUTÍ

holografické polariskopie, která umožňuje získat o analyzovaném vzorku komplexnější informace než metody klasické. Stručně jsou rovněž zmíněny kompenzátory jakožto komponenty využívané v polariskopických a dalších polarizačních zařízeních.

### 2.2.1. Fotoelasticimetrické přístroje

K fotoelasticimetrické analýze vzorku lze přistoupit jednak kvalitativně, tedy za pomoci vizualizace pnutí uvnitř materiálu, a jednak kvantitativně, tedy nalezením konkrétní hodnoty pnutí v jednotlivých bodech vzorku. Koncepce přístrojů pro oba přístupy je obdobná a vychází z principů popsaných v části práce 2.1.3, věnované fotoelastickému jevu.

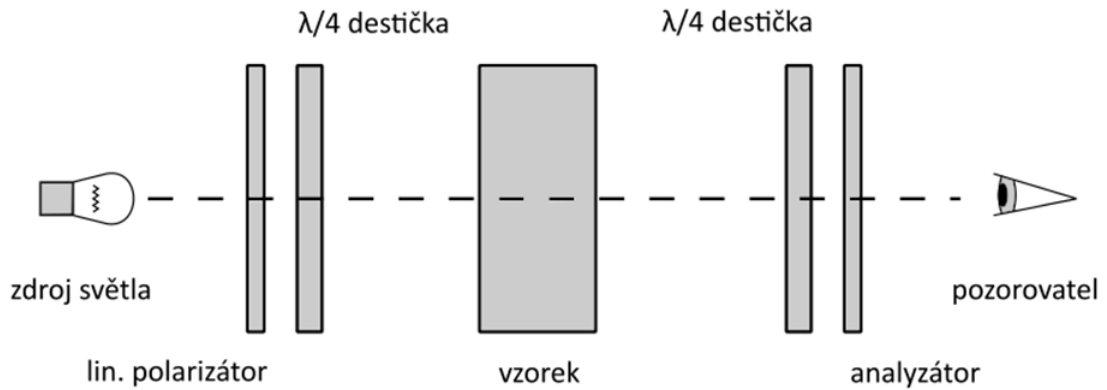
Přístroj pro vizualizaci zbytkového vnitřního pnutí se nazývá polariskop. V praxi je využíván ve dvou základních uspořádáních lišících se polarizačním stavem světla procházejícího vzorkem. To může být polarizováno buď lineárně, nebo kruhově. Schéma přístroje využívajícího lineární polarizaci je ukázáno na obrázku 2.4. Světlo vycházející ze zdroje prochází lineárním polarizátorem, čímž dojde k jeho lineární polarizaci v propustném směru polarizátoru. Toto světlo dopadá na vzorek. Je-li vzorek anizotropní, dopadající paprsek světla se rozdělí na řádný a mimořádný paprsek, jež se vzorkem šíří různou rychlostí. V důsledku toho vznikne mezi oběma paprsky fázový rozdíl. Při průchodu analyzátozem dojde k opětovnému sjednocení směru kmitů vln odpovídajících řádnému a mimořádnému paprsku tím, že z obou vln projde část odpovídající jejich průmětu do propustného směru analyzátozu. Obě vlny nyní kmitají ve stejné rovině, a protože jsou reprezentací jediné původní vlny, jsou navzájem koherentní a mohou tedy spolu interferovat. Výsledek interference závisí na fázovém rozdílu, který oba paprsky získaly při průchodu vzorkem. Za analyzátozem tak můžeme pozorovat interferenční obrazce vypovídající o rozložení zbytkového vnitřního pnutí ve vzorku [7, 9].



Obrázek 2.4: Schéma polariskopu využívajícího lineární polarizaci.

Schéma zařízení využívajícího kruhově polarizované světlo je ukázáno na obrázku 2.5. Stejně jako v předchozím případě světlo ze zdroje nejprve prochází lineárním polarizátorem. Lineárně polarizované světlo, jež z něj vystupuje, následně dopadá na čtvrtvlnnou destičku, tedy polarizační element, který zavádí mezi složky polarizace v navzájem kolmých rovinách fázové zpoždění  $\pi/2$ . V důsledku toho se lineárně polarizované světlo stane kruhově polarizovaným. Průchod vzorkem s vnitřním napětím opět způsobí mezi řádným a mimořádným paprskem fázový rozdíl  $\delta$ . Celkový fázový rozdíl mezi oběma vlnami je tak za vzorkem roven  $\pi/2 + \delta$ . Průchodem druhou čtvrtvlnnou destičkou otočenou vůči první o  $90^\circ$  je mezi vlny zaveden fázový posun  $-\pi/2$ , tedy opačný než v případě první destičky. Za druhou čtvrtvlnnou destičkou je tak fázový rozdíl vln roven  $\delta$ . Analyzátoz

následně stejně jako v případě uspořádání s lineární polarizací sjednotí kmitosměry obou vln, které následně mohou interferovat [7].

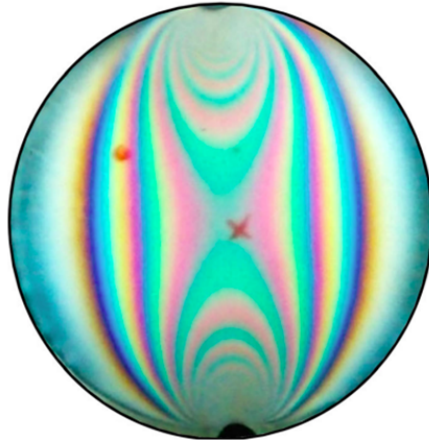


Obrázek 2.5: Schéma polariskopu využívajícího kruhovou polarizaci.

Interferenční obrazec pozorovaný za analyzátozem je v případě uspořádání s lineární polarizací kombinací informace jak o velikosti napětí, tak jeho směru. Body se stejnými velikostmi napětí a jeho směry jsou v interferenčním obrazci spojeny liniemi se stejnou intenzitou světla a v případě polychromatického světla i barvou. Při konkrétní orientaci polarizačních rovin polarizátoru a analyzátoru se v interferenčním obrazci objeví tmavé linie nazývané izokliny. Izokliny spojují body vzorku, v nichž je směr hlavního napětí identický se směrem těchto rovin. Při natočení polarizačních elementů se tak jejich poloha mění. Prozkoumáním vzorku při různých natočeních těchto elementů lze získat informaci o směrech napětí v rámci celého vzorku. Body vzorku se stejnou orientací napětí spojují myšlené čáry nazývané izostaty. Smyková napětí podle těchto čar mají nulovou hodnotu [9, 12, 13].

Linie spojující body se stejnými velikostmi rozdílů napětí  $\sigma_1 - \sigma_2$ , a tedy stejnými vyvolanými hodnotami fázového zpoždění, se nazývají izochromaty. V případě osvětlení polychromatickým světlem mají body se stejnou hodnotou napětí stejnou barvu, jak je ukázáno na obrázku 2.6. Příčina tohoto jevu je zřejmá ze vztahu (2.9). Fázový posun pro složky polychromatického světla o různých vlnových délkách je různý, a proto je výsledek interference závislý na vlnové délce světla. Místa, ve kterých dojde k destruktivní interferenci světla určité barvy, se jeví zbarvena komplementárně. Poloha izochromat nezávisí na natočení polarizačních elementů [7, 12].

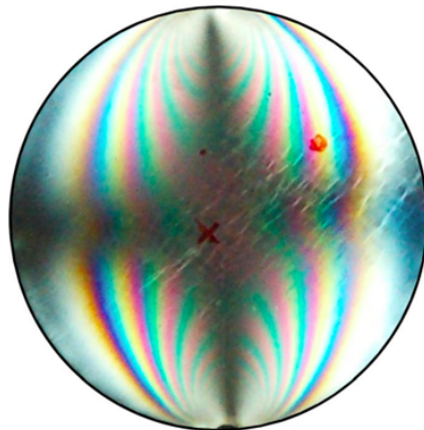
## 2.2. PŘÍSTROJE PRO VIZUALIZACI A MĚŘENÍ VNITŘNÍHO PNUTÍ



Obrázek 2.6: Izochromaty. Převzato z [12] a upraveno.

V případě uspořádání využívajícího lineární polarizaci se ve výsledném interferenčním obrazci objeví současně jak izokliny, tak izochromaty, viz obrázek 2.7. Jejich rozlišení a oddělení je především při osvětlení monochromatickým světlem obtížné [12].

Z tohoto důvodu je častěji využíváno komplikovanější koncepce využívající kruhově polarizovaného světla. Při tomto uspořádání se ve výsledném interferenčním obrazci objeví pouze izochromaty, protože kruhově polarizované světlo nemá žádný preferovaný směr polarizace, k němuž by mohl být vztažen směr napětí v materiálu [7].

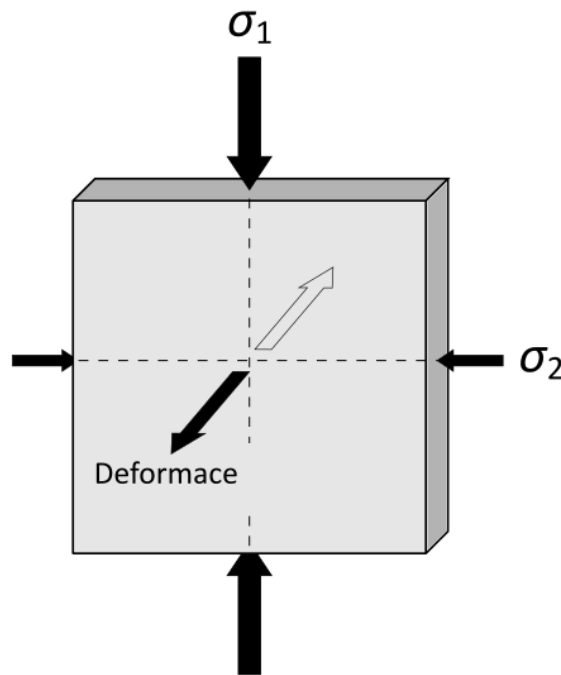


Obrázek 2.7: Obrazec vzniklý superpozicí izoklin a izochromat. Převzato z [12] a upraveno.

Přístroje pro kvantitativní analýzu vnitřního pnutí, polarimetry, využívají stejných konstrukčních řešení jako výše popsané polariskopy. Na místě pozorovatele je umístěn detektor, který zaznamená rozložení intenzity za analyzátozem. Z intenzitního obrazce lze na základě matematického popisu přístroje nalézt konkrétní hodnoty napětí v jednotlivých bodech vzorku. Obraz interferenčního obrazce může být nasnímán postupně po jednotlivých bodech například za pomoci detektoru využívajícího fotodiodu, nebo celý zároveň za využití CCD nebo CMOS čipu. V případě, že v matematickém modelu jsou zohledněny i odchylky světla od ideální kruhové polarizace po průchodu čtvrtvlnnou destičkou, jako například u přístrojů popsaných v [14, 15], je dosaženo výrazně vyšší přesnosti měření než u jednodušších modelů, viz například přístroj popsaný v [16].

### 2.2.2. Fotoelastická digitální holografická polariskopie

V případě, že vzorek může vlivem působícího pnutí měnit svou tloušťku, mohou se kromě izochromat ve výsledném záznamu při použití vhodného přístroje objevit také izopaty. Izopaty jsou linie spojující místa se stejnou změnou tloušťky oproti neztíženému stavu. V tmavých místech ve výsledném obrazci došlo k destruktivní interferenci obou prošlých vln. Těmto bodům tedy odpovídá změna optické dráhy vyvolaná změnou tloušťky rovná lichému násobku poloviny vlnové délky. Na rozdíl od izochromat spojujících body se stejnou hodnotou rozdílu napětí ve dvou navzájem kolmých směrech  $\sigma_1 - \sigma_2$ , izopaty spojují body se stejnou hodnotou součtu těchto napětí  $\sigma_1 + \sigma_2$ , na níž závisí míra deformace materiálu, viz obrázek 2.8.



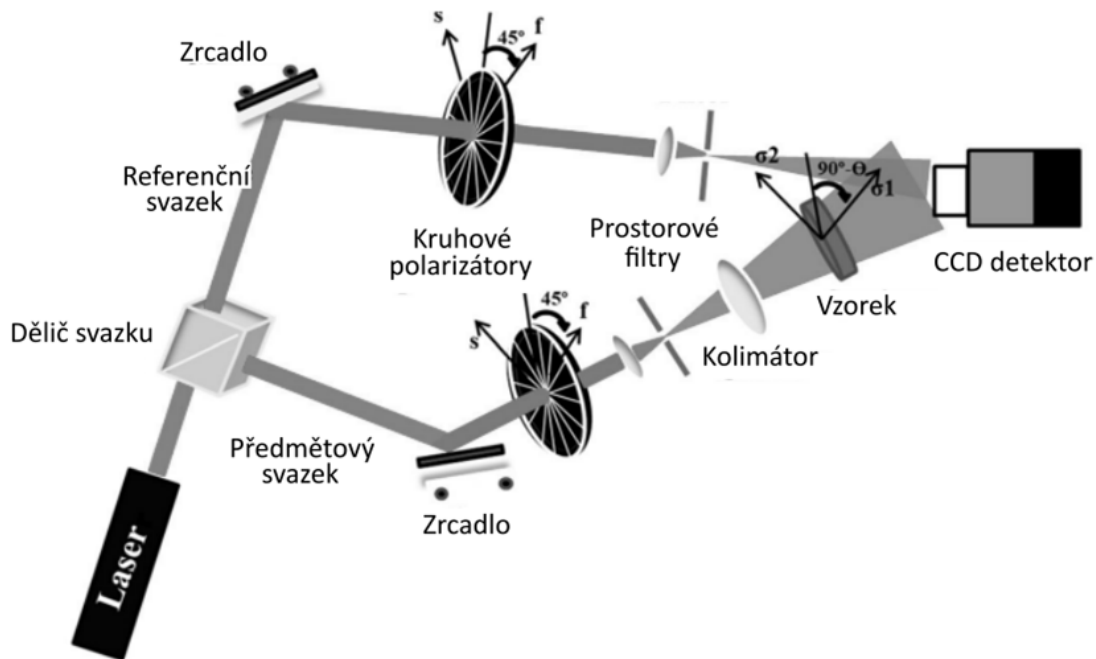
Obrázek 2.8: Deformace vzorku vlivem působících napětí.

Izopaty lze pozorovat i u materiálů nevykazujících při zatížení anizotropní vlastnosti. Vizualizace a měření pnutí v těchto materiálech nejsou s využitím polariskopů možné. K tomuto účelu lze využít zařízení nazývané fotoelastický digitální holografický polariskop. Schéma tohoto zařízení je ukázáno na obrázku 2.9.

Laserové záření ze zdroje nejprve prochází děličem svazku, jenž světlo rozdělí do referenční a předmětové větve holografického polariskopu. S pomocí zrcadel jsou svazky nasměrovány do požadovaného směru a následně v obou větvích procházejí čtvrtvlnnými destičkami, které způsobí kruhovou polarizaci světla. Po prostorové filtraci svazků svazek v předmětové větvi přístroje osvětluje zkoumaný vzorek. Ten v případě anizotropního chování změní polarizační stav procházejícího záření zavedením fázového zpoždění mezi složky polarizace. Oproti referenční větvi způsobí vzorek rovněž fázové zpoždění závislé na tloušťce materiálu. Po průchodu svazek z předmětové větve interferuje s referenčním a vzniklý hologram je zaznamenán na CCD čipu. Jeho následnou počítačovou analýzou lze získat a vzájemně oddělit jak informaci o dvojlomu indukovaném působícím napětím, tak o změně tloušťky vzorku, kterou napětí vyvolalo. Pro jednotlivé body vzorku tedy

## 2.2. PŘÍSTROJE PRO VIZUALIZACI A MĚŘENÍ VNITŘNÍHO PNUTÍ

můžeme vyhodnotit jak hodnotu rozdílu napětí působících v navzájem kolmých směrech, tak jejich součet [12, 17, 18, 19].

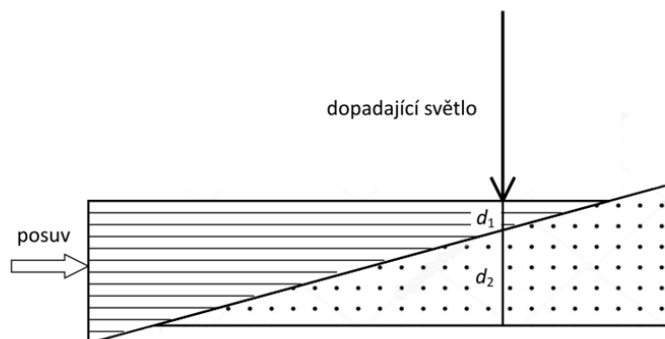


Obrázek 2.9: Schéma fotoelastického digitálního holografického polariskopu. Převzato z [12] a upraveno.

### 2.2.3. Kompenzátory

V polarizačních přístrojích lze jako alternativu k čtvrtvlnným destičkám pro změnu polarizačního stavu světla z kruhové či eliptické polarizace na lineární použít kompenzátory. Výhodou těchto zařízení je, že umožňují měnit fázový rozdíl, který je zaveden mezi složky polarizace, a přesně tak zařízení vyladit.

Prvním z využívaných typů je Babinetův kompenzátor. Jeho základ tvoří dva klíny z anizotropního materiálu, například křemene, zhotovené tak, že jejich optické osy jsou navzájem kolmé, jak je ukázáno na obrázku 2.10. Klíny dosedají přeponovou stěnou na sebe. Procházející světlo urazí v prvním klínu vzdálenost  $d_1$  a ve druhém  $d_2$ .



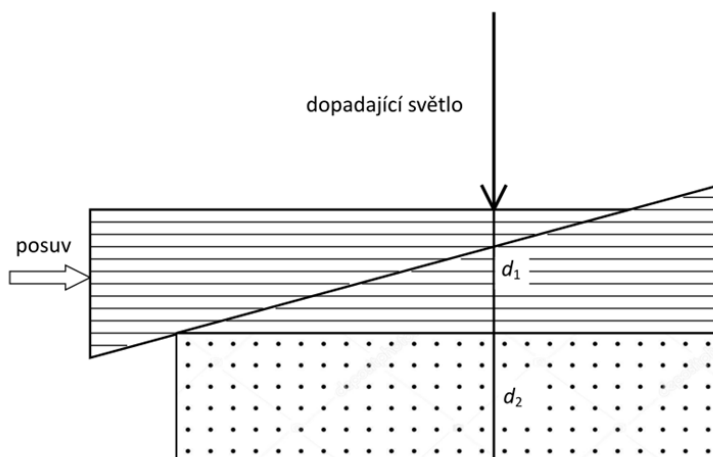
Obrázek 2.10: Schéma Babinetova kompenzátoru.

Fázový rozdíl  $\delta$  mezi řádným a mimořádným paprskem závisí na rozdílu těchto vzdáleností, přičemž platí:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)(d_1 - d_2). \quad (2.10)$$

Posouváním klínů po sobě lze tento rozdíl vzdáleností měnit, a ovlivňovat tak fázový rozdíl, který kompenzátor vyvolá [4, 20, 21].

Druhým z využívaných typů kompenzátorů je Soleilův. V tomto konstrukčním provedení jsou optické osy obou klínů orientovány souhlasně. Za nimi se nachází planparalelní deska z materiálu s kolmou orientací optické osy. Posunem klínů lze měnit dráhu, kterou světlo urazí v materiálu s první orientací. Rozdíl této dráhy a dráhy v planparalelní desce opět určuje fázový rozdíl, který je vnesen mezi řádný a mimořádný paprsek [4, 20, 21]. Schéma Soleilova kompenzátoru je ukázáno na obrázku 2.11.



Obrázek 2.11: Schéma Soleilova kompenzátoru.

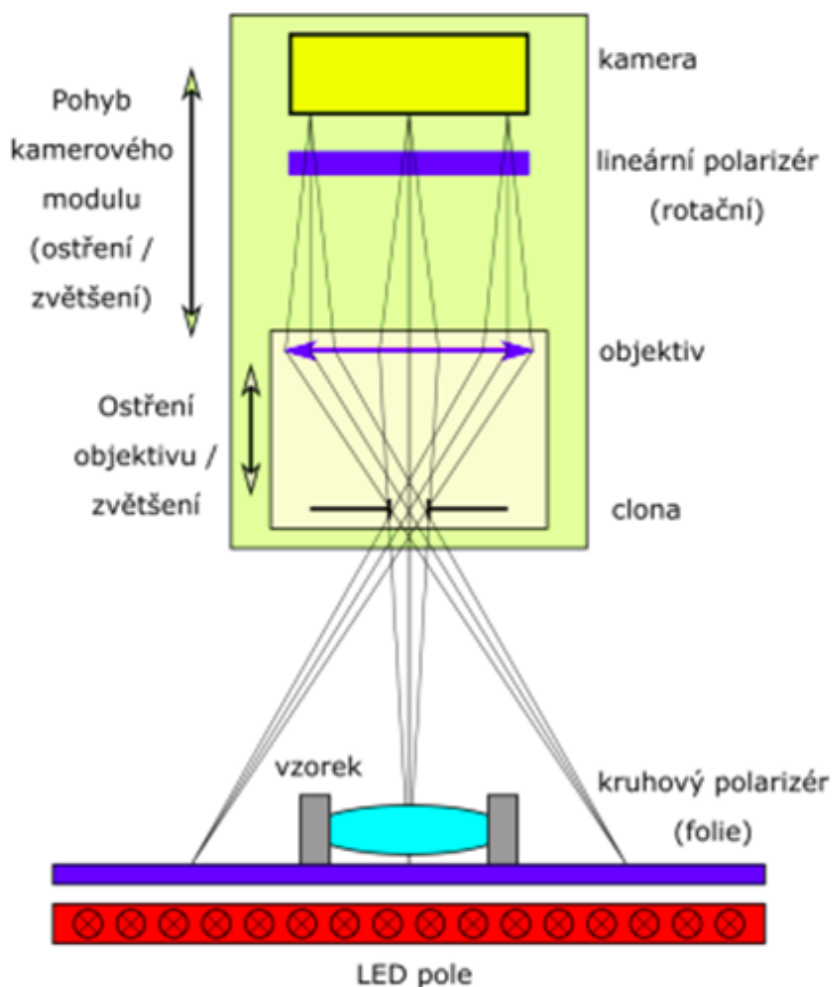
## 2.3. Popis zobrazujícího polarimetru SM48015366

Zobrazující polarimetr SM48015366 je zařízení navržené a sestavené firmou Meopta - optika, s. r. o. pro detekci a měření mechanického pnutí v optických elementech. V následující kapitole je popsána optická koncepce tohoto zařízení včetně použitého matematického modelu, mechanické řešení, postup měření, postup zpracování a vyhodnocení naměřených dat a rovněž nedostatky zařízení v aktuální podobě, jejichž odstranění je cílem této práce.

### 2.3.1. Optická koncepce a matematický popis

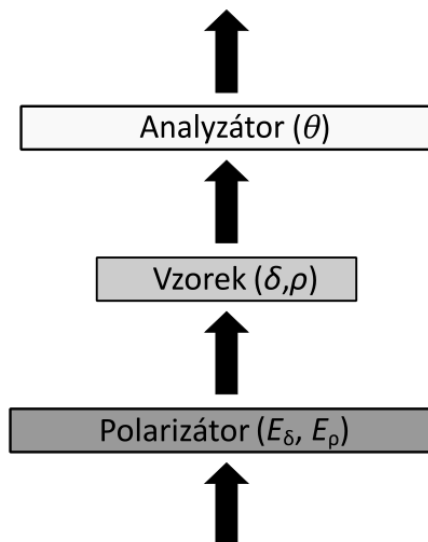
Na obrázku 2.12 je ukázáno funkční schéma zařízení, z něž vychází i jeho matematický popis.

### 2.3. POPIS ZOBRAZUJÍCÍHO POLARIMETRU SM48015366



Obrázek 2.12: Funkční schéma polarimetru. Převzato z [1].

Z kruhového polarizátoru vystupuje levotočivě kruhově polarizované světlo. Tento polarizační stav není dosažen ideálně. Vzájemný fázový posun složek polarizace se od hodnoty  $\pi/2$  liší o hodnotu  $E_\delta$ . Rovněž orientace rychlé osy polarizátoru nemusí zcela korespondovat se soustavou souřadnic spojenou s polarimetrem. Její odchylku označíme  $E_\rho$ . Dále světlo prochází vzorkem. Je-li v něm přítomno mechanické pnutí, ovlivní polarizační stav procházejícího světla tak, že do něj zavede fázové zpoždění  $\delta$ . Při výpočtech je rovněž třeba vzít v úvahu natočení rychlé osy vzorku  $\rho$  vůči systému souřadnic spojenému s polarimetrem. Po průchodu vzorkem je světlo soustředěno objektivem a dále prochází lineárním polarizátorem – analyzátozem, jehož natočení  $\theta$  lze měnit. V závislosti na natočení analyzátozem detekujeme na kameře různou intenzitu dopadajícího záření. Hodnota fázového zpoždění  $\delta$  je vypočtena pro každý obrazový bod, čímž získáváme informaci o celkovém rozložení pnutí ve vzorku [1]. Šíření světla optickou soustavou a jeho ovlivnění jednotlivými polarizačními elementy je zjednodušeně ukázáno na obrázku 2.13.



Obrázek 2.13: Schéma průchodu a ovlivnění světla polarizačními elementy v polarimetru.

Stávající matematický popis polarimetru je realizován v Jonesově formalismu. Polarizační stav světla po průchodu optickou soustavou lze určit při znalosti transformací, jež do něj zavádí jednotlivé zúčastněné elementy. Na vstupu uvažujme lineárně polarizované světlo popsané Jonesovým vektorem  $J_{in}$  jako:

$$J_{in} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Vzorek můžeme popsat jako obecný fázový retardér zavádějící fázové zpoždění  $\delta$  otočený o úhel  $\rho$ . Odpovídající Jonesova matice  $J_s$  pak má tvar:

$$J_s = \begin{pmatrix} \cos(\frac{\delta}{2}) + i \cos(2\rho) \sin(\frac{\delta}{2}) & i \sin(2\rho) \sin(\frac{\delta}{2}) \\ i \sin(2\rho) \sin(\frac{\delta}{2}) & \cos(\frac{\delta}{2}) - i \cos(2\rho) \sin(\frac{\delta}{2}) \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Analogicky vypadá rovněž matice  $J_p$  popisující polarizační folii, přičemž zaváděné fázové zpoždění  $\delta$  je  $\pi/2 + E_\delta$  a úhel natočení rychlé osy  $E_\rho$ . Před dopadem na kameru světlo prochází analyzátozem, který je popsán jako lineární polarizátor otočený o nastavený úhel  $\theta$ . Tomu odpovídá matice  $J_a$  ve tvaru:

$$J_a = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Polarizační stav světla za analyzátozem  $J_{out}$  pak odpovídá součinu výše uvedených matic, tedy:

$$J_{out} = J_a \cdot J_s \cdot J_p \cdot J_{in}. \quad (2.14)$$

Při znalosti Jonesova vektoru  $J_{out}$  se složkami  $J_x$  a  $J_y$  lze již snadno vypočítat intenzitu  $I$  světla dopadajícího na jednotlivé pixely kamery jako:

$$I = J_x \cdot J_x^* + J_y \cdot J_y^*. \quad (2.15)$$

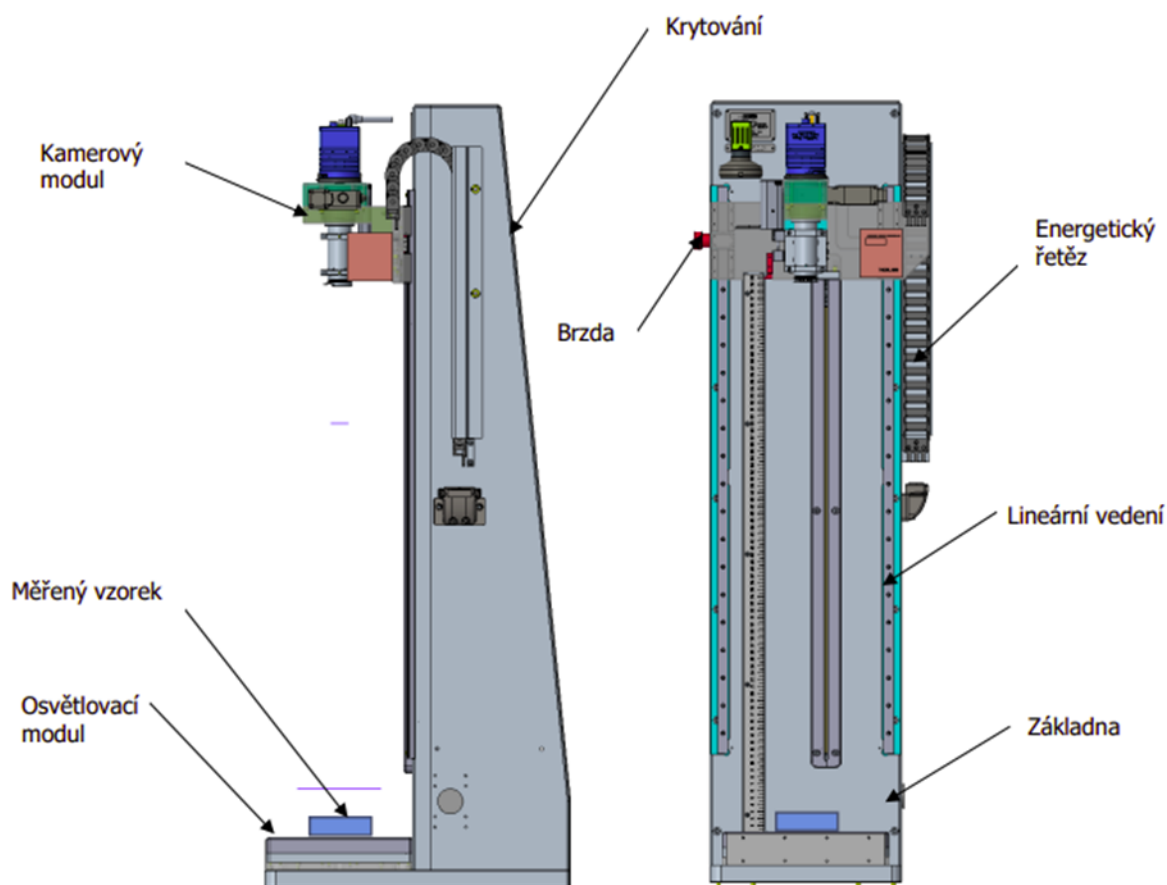
### 2.3. POPIS ZOBRAZUJÍCÍHO POLARIMETRU SM48015366

kde \* značí komplexní sdružení. Výsledkem je pak vyjádření intenzity, které je v [1] uvedeno ve tvaru :

$$I = 2(\cos^2[\frac{1}{4}(2E_\delta + \pi)](\cos^2[\frac{\delta}{2}] \cos^2 \theta + \cos^2[\theta - 2\rho] \sin^2[\frac{\delta}{2}])) + \\ + \sin^2[\frac{1}{4}(2E_\delta + \pi)](\cos^2[\frac{\delta}{2}] \sin^2[2E_\rho - \theta] + \sin^2[\frac{\delta}{2}] \sin^2[2E_\rho + \theta - 2\rho]) + \\ + \frac{1}{2} \cos[E_\delta] \cos[2E_\rho] \sin \delta \sin[2(\theta - \rho)]. \quad (2.16)$$

#### 2.3.2. Mechanické řešení

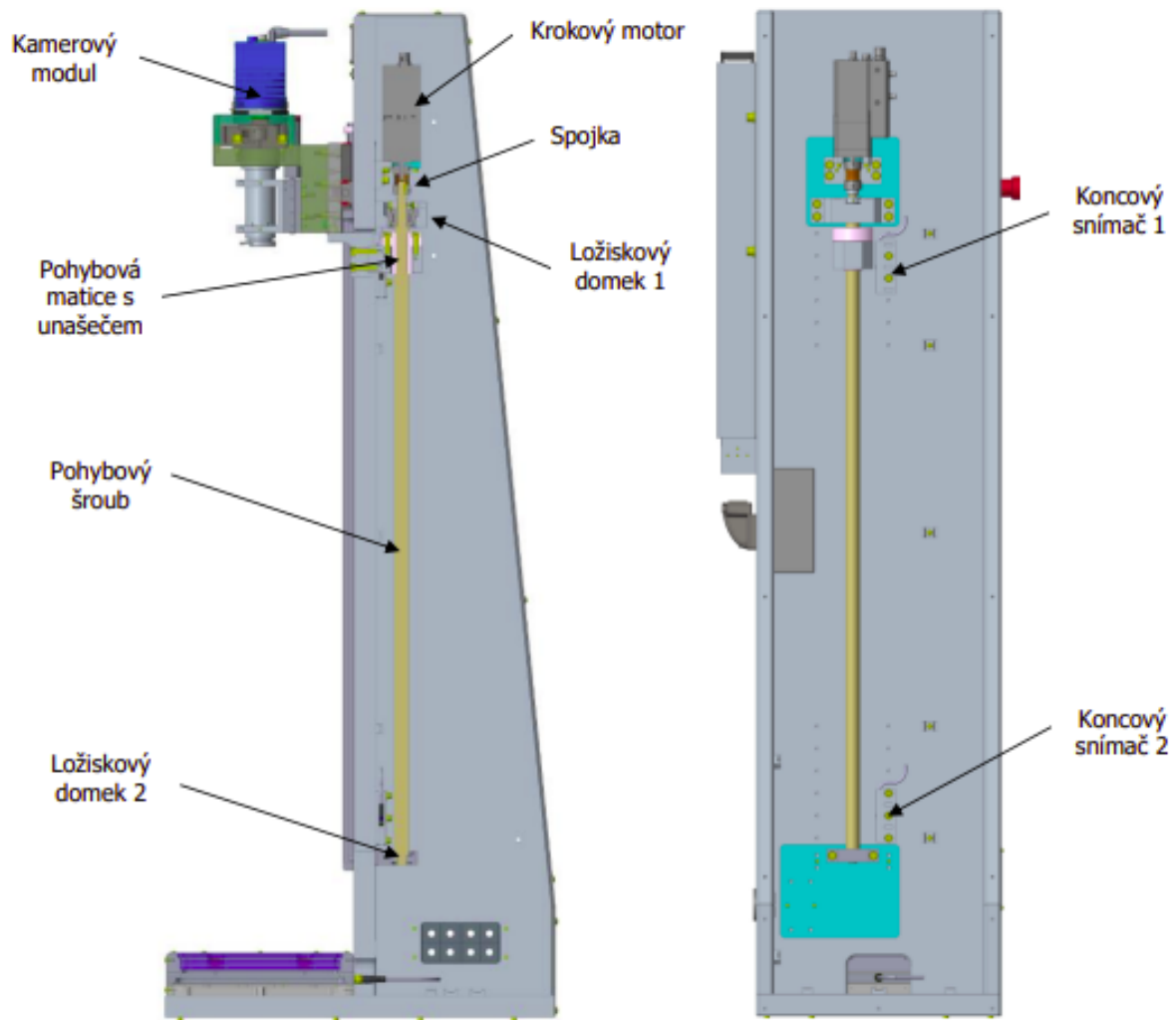
Po mechanické stránce lze zařízení v prvotním náhledu, viz obrázek 2.14, rozdělit na pět základních komponent. Konkrétně jde o základnu, osvětlovací modul, kamerový modul, energetický řetěz a krytování. Kamerový modul se pohybuje po lineárním vedení, přičemž jeho pozici lze zajistit pomocí brzdy v podobě aretačního šroubu [1].



Obrázek 2.14: Celkové uspořádání zobrazujícího polarimetru SM48015366. Převzato z [1].

Přibližné posunutí kamerového modulu do pracovní polohy je realizováno pomocí trapézového pohybového šroubu poháněného krokovým motorem. Ten je doplněn o řídicí elektroniku umožňující nastavení požadované polohy a zamezující kolizím v koncových bodech posuvu. Rotace trapézového šroubu způsobí vertikální posun pohybové matice, který je přes unašec přenesen na kamerový modul. Mechanismus pohybového šroubu do-

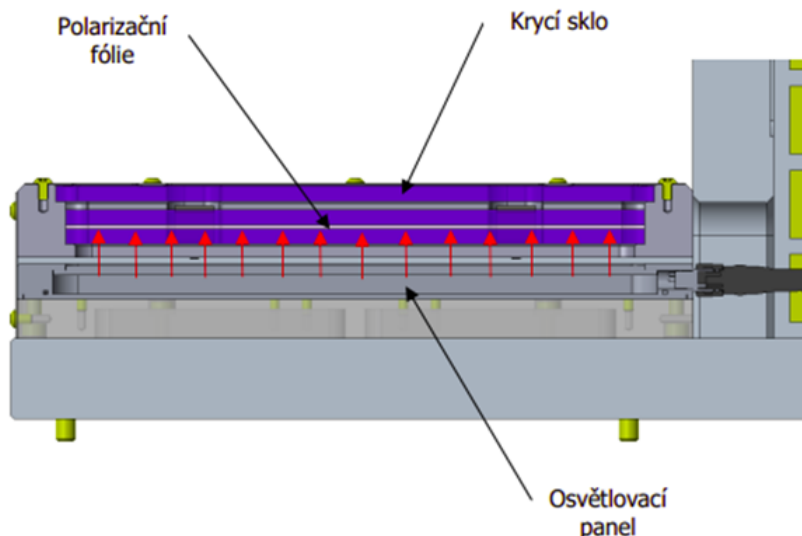
káže udržet svou pozici i po vypnutí motoru, nicméně jako pojistka je přidána již zmíněná brzda [1]. Popsané uspořádání je ukázáno na obrázku 2.16.



Obrázek 2.15: Pohybový mechanismus kamerového modulu. Převzato z [1].

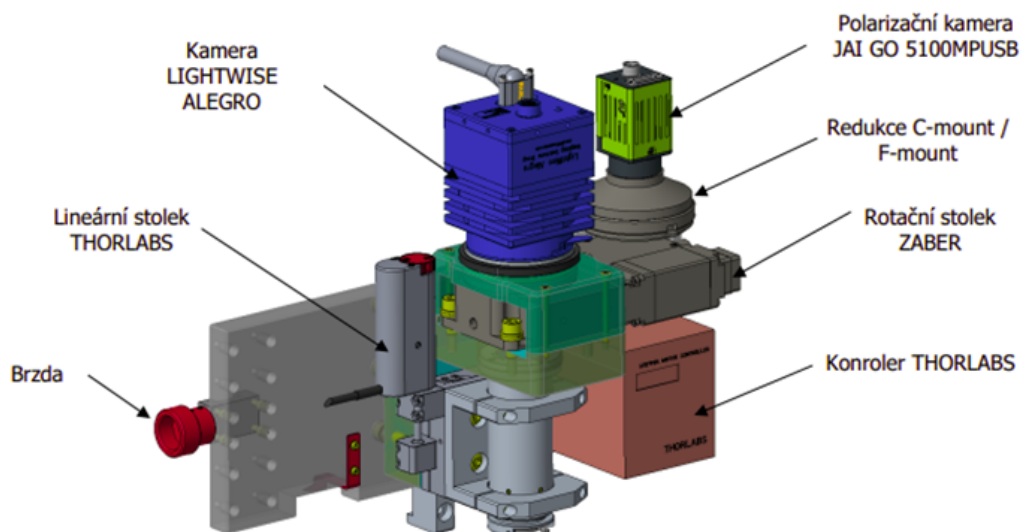
Osvětlovací modul, viz obrázek 2.16, sestává ze tří základních komponent. Nejnižší se nachází osvětlovací panel Smart View BL-180R, tvořený červenými LED diodami zářícími se střední vlnovou délkou 635 nm. K této vlnové délce jsou tedy vztaheny všechny vyhodnocované parametry měření. Nad osvětlovacím panelem se nachází polarizační fólie zavádějící do vystupujícího záření požadovanou levotočivou kruhovou polarizaci. Pro zajištění tvarové stálosti je fólie vtmelena mezi dvojicí skel. Nejsvrchnější část osvětlovacího modulu tvoří krycí sklo, na něž jsou pokládány analyzované vzorky. Díky uchycení pomocí krycího plechu lze krycí sklo v případě poškození snadno vyměnit. Maximální rozměr vzorku, který lze na polarimetru analyzovat, je v případě použití kamery Lightwise Allegro limitován na 125 mm × 165 mm [1].

### 2.3. POPIS ZOBRAZUJÍCÍHO POLARIMETRU SM48015366



Obrázek 2.16: Řez osvětlovací modulem. Převzato z [1].

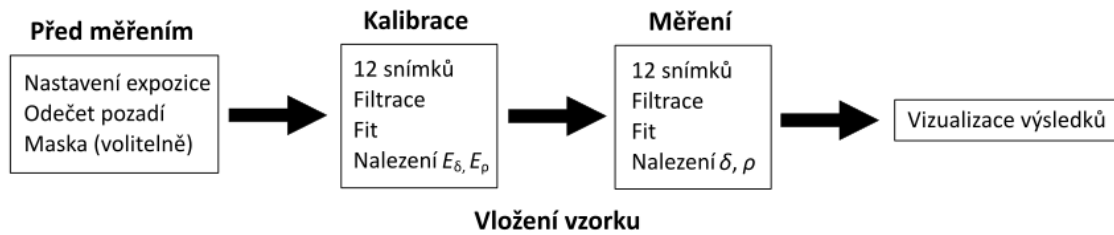
Základem kamerového modulu je kamera Lightwise Alegro, kterou lze při využití redukce zaměnit za polarizační kameru JAI GO 5100MPUSB, případně jinou vyhovujících rozměrů. Před kamerou je umístěn lineární polarizátor propouštějící záření v rozsahu vlnových délek 500 nm až 1500 nm. Jeho rotace je zajištěna díky rotačnímu stolku. Pohyb objektivu kamery potřebný k zaostření provádí lineární stolek. Spolu s objektivem je na něm upevněna rovněž irisová clona. Celek kamery a objektivu je uchycen k základní desce, jež je dále připevněna k lineárnímu vedení umožňujícímu vertikální pohyb celého kamerového modulu [1]. Kamerový modul s oběma alternativami použité kamery je ukázán na obrázku 2.17.



Obrázek 2.17: Kamerový modul. Převzato z [1].

### 2.3.3. Postup měření a vyhodnocení dat

Měření a vyhodnocení dat probíhá v několika krocích, jež jsou schématicky znázorněny ve vývojovém diagramu na obrázku 2.18.



Obrázek 2.18: Vývojový diagram procesu měření a vyhodnocení dat.

Před zahájením kalibrace a samotného měření je třeba nastavit vhodný expoziční čas kamery. V celém rozsahu natočení analyzátoru by nemělo dojít k saturaci zaznamenaného obrazu. Dále je proveden odečet pozadí, potřebný snímek je získán zakrytím objektivu kamery stínítkem. Vymezení zorného pole kamery je určeno nastavitelnou výškou kamery nad vzorkem. Ve vyhodnocovacím softwaru vytvořeném firmou Meopta lze dále nastavit vyhodnocování dat pouze pro určitou oblast zorného pole (maska). Měření sestává ze dvou kroků. Nejprve je provedena kalibrace s cílem zjištění odchylek polarizačního stavu vstupujícího světla od ideálního stavu způsobených nedokonalostmi optických elementů v systému. Následně lze přistoupit k samotné analýze zkoumaného vzorku s cílem nalezení hodnot fázové retardace v jeho jednotlivých bodech. Při kalibraci i měření jsou nejprve zaznamenána všechna potřebná data a dále je provedeno jejich vyhodnocení [1].

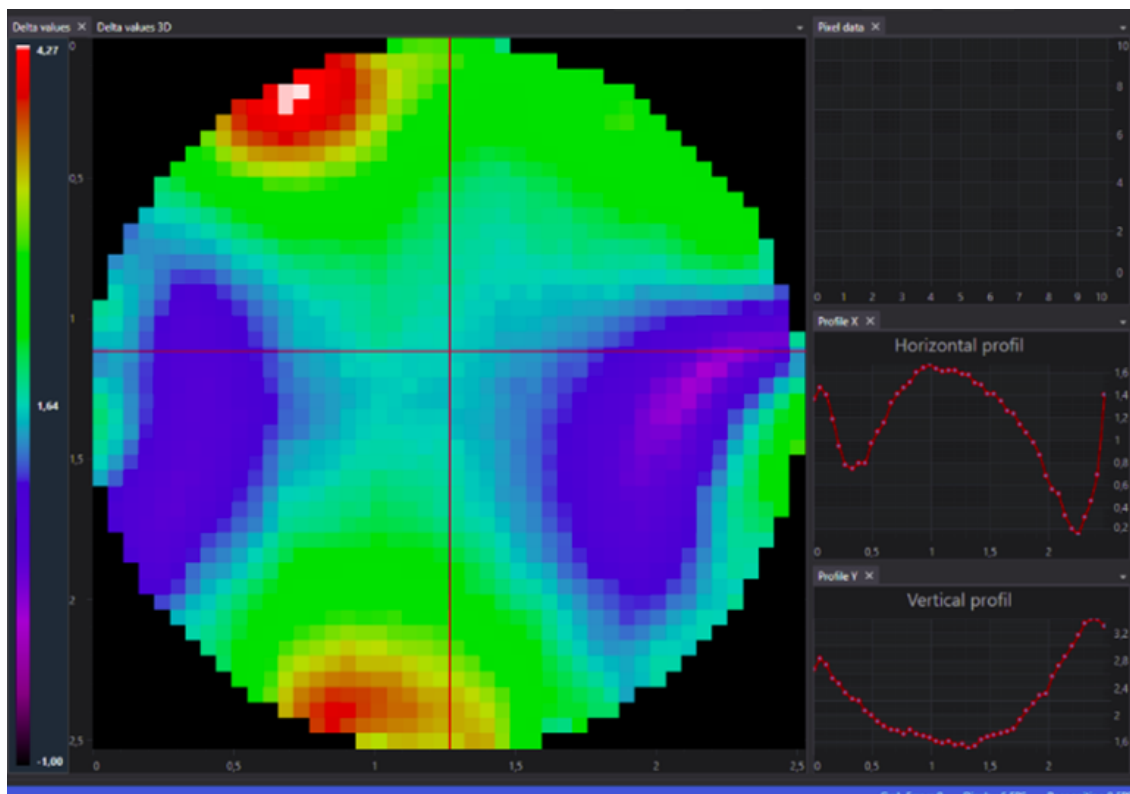
Postup záznamu dat i vyhodnocení je obdobný jak při kalibraci, tak při samotném měření. V případě kalibrace není do polarimetru vložen vzorek. Pro úhel natočení analyzátoru v rozsahu  $0^\circ - 180^\circ$  s krokem  $15^\circ$  je postupně získáno celkem 12 snímků rozložení intenzity světla na detektoru kamery. Získaná data jsou nejprve filtrována, a ta, která projdou filtrem, jsou následně fitována závislostí dle vztahu (2.16) [1].

Vyhodnocovací software umožňuje několik typů filtrace. První z nich je prahový filtr, jenž má za cíl nalézt v obraze tmavá místa způsobená například objímkou analyzované optické komponenty. Hodnoty intenzity v bodech obrazu menší než zvolený práh jsou dále považovány za nulové a nejsou pro ně prováděny další výpočetní operace. Druhým typem filtrace, která je prováděna vždy, je fourierovský filtr. Ten nejprve převede závislost intenzity na natočení analyzátoru pro jednotlivé pixely do frekvenční domény a následně vybere z dat pouze složku odpovídající frekvenci  $180^\circ$ , tedy stejné, s jakou by se na základě výše popsaného teoretického modelu měla intenzita při natáčení analyzátoru měnit. Poslední možností filtrace je RMS filtr. Ten provede porovnání výsledku filtrace fourierovským filtrem s původními daty a vyřadí z dat hodnoty vykazující příliš velké odchylky. Ty mohou být způsobeny například rozptylem světla na hranách měřené součásti [1].

Po filtraci dat je proveden fit na základě vztahu (2.16) s cílem nalezení hodnot  $E_\delta$  a  $E_\rho$  v případě kalibrace, resp.  $\delta$  a  $\rho$  v případě samotného měření s vloženým vzorkem. V případě kalibrace jsou ve vztahu (2.16) hodnoty  $\delta$  a  $\rho$  položeny rovny nule. Získané výsledky kalibrace jsou pak využity pro nalezení výsledných hodnot fázové retardace a natočení rychlé osy při měření se vzorkem. Nalezené hodnoty fázové retardace jsou zobrazeny v podobě 2D barevné mapy, viz obrázek 2.19. Ve vyhodnocovacím softwaru je možno zvolit z několika možností jednotek, v nichž je vypočtená fázová retardace zobrazována.

### 2.3. POPIS ZOBRAZUJÍCÍHO POLARIMETRU SM48015366

Výchozím nastavením jsou úhlové stupně, dále lze zvolit radiány, násobky vlnové délky, nanometry či nanometry na centimetr tloušťky vzorku. Alternativně k barevné 2D mapě lze pro vizualizaci rovněž zvolit 3D graf [1].



Obrázek 2.19: Ukázka vizualizace výsledků ve vyhodnocovacím SW. Převzato z [1] a upraveno.

Ve vyhodnocovacím softwaru lze rovněž pro urychlení výpočtů zvolit binning, tj. sčítání hodnot z několika sousedních pixelů, v rozsahu zadaném uživatelem. Jak před zpracováním dat, tak po něm lze provést vyhlazení dat za pomoci konvoluce [1].

Zvolený výpočetní model i způsob pokládání měřených vzorků přímo na krycí sklo osvětlovacího modulu s sebou přináší několik nevýhod. Vzhledem k tomu, že hodnoty fázové retardace a natočení rychlé osy nejsou určovány z detekovaných hodnot intenzity na základě analyticky vyjádřených vztahů, ale za pomoci fitu, je vyhodnocení dat velmi pomalé. Typické výpočetní časy při využití maximálního rozlišení polarimetru se pohybují v řádu jednotek minut. Položení zkoumaného vzorku přímo na krycí sklo může v případě těžší součásti způsobit deformaci skla, a tedy další mechanické pnutí v cestě světelného svazku, jež může zkreslovat výsledky měření. Další nežádoucí pnutí může být vyvoláno přímo ve vzorku zahřátím při manipulaci. Je proto vhodné nechat vzorek po uložení na krycí sklo určitou dobu zrelaxovat, což ovšem dále prodlužuje čas měření. Krycí sklo ani měřený vzorek zpravidla nejsou dokonale rovinné, v důsledku čehož může docházet k interferenci na vzduchové vrstvě mezi nimi. Interferenční obrazce zkreslují výsledné rozložení intenzity zaznamenané na kameře. Vzorek v aktuálním upořádání rovněž není nijak zajištěn vůči pohybu v průběhu měření. V neposlední řadě může dojít při kontaktu vzorku a krycího skla k jejich poškrábání [1].

## 2.4. Müllerův formalismus popisu polarizace

Alternativou k popisu polarizačního stavu světla v Jonesově formalismu je Müllerův formalismus. Tento typ popisu je obecnější, jelikož s jeho pomocí lze popsat i částečně polarizované či nepolarizované světlo. Jeho další výhodou oproti Jonesovu formalismu je skutečnost, že k popisu polarizačního stavu využívá reálné parametry odvozené z intenzity světla namísto komplexních amplitud elektromagnetických vln [22].

### 2.4.1. Polarizační elipsa

Polarizační stav světla můžeme chápat jako chování vektoru elektrické, případně magnetické, intenzity dané elektromagnetické vlny v čase. Uvažujme elektromagnetickou vlnu šířící se ve směru osy  $z$ , která je popsána vektorem elektrické intenzity  $\vec{E}$ . Tento vektor můžeme rozložit na složky ve směrech souřadných os  $x$  a  $y$ , tedy  $\vec{E} = (E_x, E_y)$ . Časovou a prostorovou závislost těchto složek můžeme zapsat v podobě rovnic:

$$E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x), \quad (2.17)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y), \quad (2.18)$$

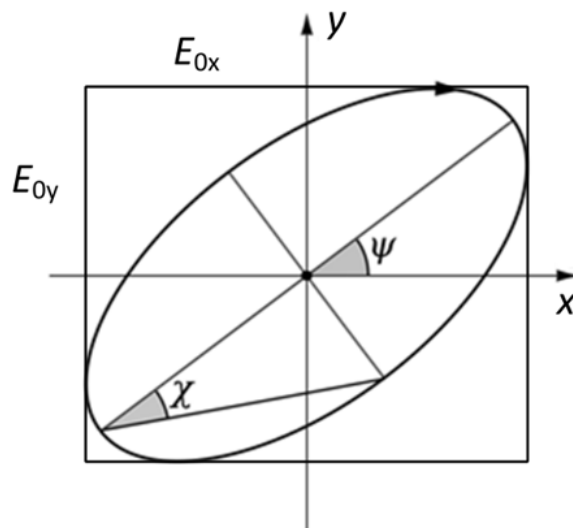
kde  $E_{0x}$  a  $E_{0y}$  jsou amplitudy jednotlivých složek,  $\omega$  úhlová frekvence vlny,  $k$  vlnové číslo a  $\delta_x$  a  $\delta_y$  fáze jednotlivých složek. Podle [22] porovnáním rovnic (2.17) a (2.18) přes časově-prostorový propagátor  $\omega t - kz$  získáváme rovnici:

$$\frac{E_x(z, t)^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y(z, t)^2}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x(z, t)E_y(z, t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta_{xy} = \sin^2 \delta_{xy}, \quad (2.19)$$

kde  $\delta_{xy}$  je fázový rozdíl mezi složkami vektoru elektrické intenzity ve směrech os  $x$  a  $y$ . Tato rovnice popisuje elipsu, kterou nazýváme polarizační. Polarizační elipsa, viz obrázek 2.20, je vepsána v pravoúhelníku o stranách  $2E_{0x}$  a  $2E_{0y}$ . V praxi je k popisu polarizační elipsy zpravidla používána dvojice úhlových parametrů označovaných  $\psi$  a  $\chi$ . Parametr  $\psi$ , nabývající hodnot z intervalu  $\langle 0, \pi \rangle$ , vyjadřuje orientaci polarizační elipsy a  $\chi$ , jehož hodnoty se pohybují v rozsahu  $\langle -\pi/4, \pi/4 \rangle$ , vypovídá o její elipticitě, tedy poměru hlavní a vedlejší poloosy. Za pomoci amplitud jednotlivých složek a fázového posunu  $\delta_{xy}$  mezi nimi můžeme podle [22] pro tyto parametry zapsat rovnice:

$$\tan 2\psi = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos \delta_{xy}, \quad (2.20)$$

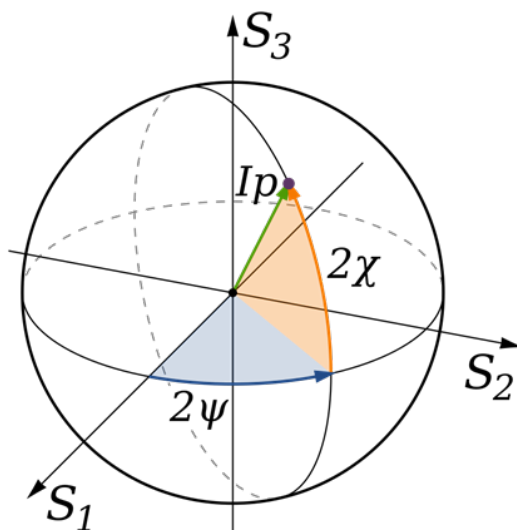
$$\sin 2\psi = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x} + E_{0y}^2} \sin \delta_{xy}. \quad (2.21)$$



Obrázek 2.20: Polarizační elipsa. Převzato z [23] a upraveno.

### 2.4.2. Poincarého sféra

Vyjma specifických případů je přímé určení úhlových parametrů  $\psi$  a  $\chi$  pro daný polarizační stav velmi obtížné. Je proto vhodné zavést parametry popisující polarizační stav světla, jež jsou přímo pozorovatelné. K tomuto účelu poslouží zobrazení polarizačních stavů na tzv. Poincarého sféře, viz obrázek 2.21.



Obrázek 2.21: Poincarého sféra. Převzato z [23] a upraveno.

Kromě vyjádření pozice daného polarizačního stavu na Poincarého sféře za pomoci sférických souřadnic  $\psi$  a  $\chi$  lze jeho pozici popsat rovněž za pomoci kartézských souřadnic  $S_1$ ,  $S_2$  a  $S_3$ . Bod ležící na kulové ploše jednotkového poloměru odpovídá plně polarizovanému světlu jednotkové intenzity. Intenzita světla ovšem obecně jednotková není, proto

zavádíme parametr  $S_0$  odpovídající přímo celkové intenzitě světla  $I$ . Pro přepočet mezi sférickými a kartézskými souřadnicemi platí vztahy:

$$S_0 = I, \quad (2.22)$$

$$S_1 = S_0 \cos 2\psi \cos 2\chi, \quad (2.23)$$

$$S_2 = S_0 \sin 2\psi \cos 2\chi, \quad (2.24)$$

$$S_3 = S_0 \sin 2\chi. \quad (2.25)$$

Poincarého sféra umožňuje i znázornění částečně polarizovaného světla. To je popsáno pomocí stupně polarizace  $p$ . V případě plně polarizovaného světla platí:

$$S_0 = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}. \quad (2.26)$$

Pro částečně polarizované světlo platí nerovnost:

$$S_0 > \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}, \quad (2.27)$$

na základě čehož zavádíme stupeň polarizace jako:

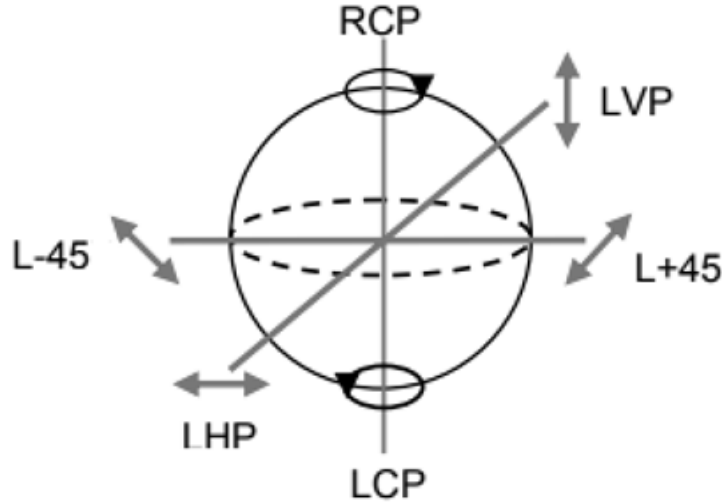
$$p = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}. \quad (2.28)$$

Při znázornění na sféře jednotkového poloměru se polarizační stav o stupni polarizace  $p$  zobrazí ve vzdálenosti  $p$  od středu sféry [22, 24, 25].

### 2.4.3. Stokesovy parametry

Parametry  $S_0$  až  $S_3$  nazýváme Stokesovy parametry. V souvislosti s jejich určením při reálném měření je užitečné nejprve znázornit na Poincarého sféře tzv. degenerované polarizační stavy. Konkrétně jde o pravotočivou (RCP) a levotočivou (LCP) kruhovou polarizaci, horizontální (LHP) a vertikální (VHP) lineární polarizaci a lineární polarizace otočené o  $-45^\circ$  a  $45^\circ$  vůči souřadnému systému (L-45 a L+45), viz obrázek 2.22. Tyto stavy se nacházejí na týchž souřadných osách, na nichž vynášíme hodnoty parametrů  $S_1$ ,  $S_2$  a  $S_3$ , a tudíž můžeme hodnoty těchto parametrů chápat i jako polohy mezi dvojicemi zmíněných degenerovaných polarizačních stavů. Parametr  $S_1$  tak odpovídá rozdílu zastoupení horizontální a vertikální lineární polarizace, dále parametr  $S_2$  rozdílu zastoupení polarizace ve směrech  $\pm 45^\circ$  vzhledem k ose  $x$  a  $S_3$  můžeme chápat jako rozdíl v zastoupení pravotočivé a levotočivé kruhové polarizace [22, 24, 25, 26].

## 2.4. MÜLLERŮV FORMALISMUS POPISU POLARIZACE



Obrázek 2.22: Znázornění degenerovaných polarizačních stavů na Poincarého sféře. Převezato z [22] a upraveno.

Informaci o polarizačním stavu světla  $S$  můžeme podle [22] zapsat za pomoci Stokesova vektoru obsahujícího jednotlivé Stokesovy parametry jako:

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

### 2.4.4. Müllerovy matice

Při průchodu světla polarizačními optickými elementy dochází ke změně jeho polarizačního stavu. Tuto transformaci můžeme vyjádřit pomocí Müllerovy matice  $4 \times 4$ . Vstupuje-li do systému popsaného Müllerovou transformační maticí  $M$  světlo, jehož polarizační stav je popsán Stokesovým vektorem  $S_{in}$ , platí pro polarizační stav  $S_{out}$  světla na výstupu [22]:

$$S_{out} = M \cdot S_{in}. \quad (2.30)$$

Prochází-li světlo postupně více optickými prvky popsanými za pomoci transformačních matic  $M_1 - M_n$ , pro matici  $M$  popisující celkovou transformaci platí [22]:

$$M = M_n \cdot M_{n-1} \cdot \dots \cdot M_1. \quad (2.31)$$

Základními optickými prvky v polarizační optice jsou lineární polarizátor, umožňující měnit amplitudu jednotlivých složek, a fázový retardér ovlivňující jejich vzájemný fázový posun. Müllerova matice  $M_p$  popisující lineární polarizátor orientovaný ve směru osy  $x$  má tvar [22]:

$$M_p = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

Pro fázový retardér zavádějící mezi jednotlivé složky polarizace fázové zpoždění  $\delta$ , jehož rychlá osa je totožná se směrem souřadné osy  $x$ , můžeme psát transformační Müllerovu matici  $M_r$  ve tvaru [22]:

$$M_r = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & -\sin \delta \\ 0 & 0 & \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix}. \quad (2.33)$$

V reálných aplikacích se často setkáváme se situací, kdy je polarizační element vůči souřadnému systému optické soustavy otočen o úhel  $\theta$ . Pro popis této skutečnosti můžeme využít matici rotace  $R(\theta)$ , jež v Müllerově formalismu nabývá tvaru [22]:

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

Transformační matici  $M'$  otočeného polarizačního elementu, jenž je v základní orientaci popsán maticí  $M_0$ , získáme kombinací otočení do směru, v němž jsou orientovány souřadné osy tohoto elementu, transformace daným elementem a otočení zpět do systému souřadnic svázaného s optickou soustavou. Můžeme tedy psát [22]:

$$M' = R(-\theta) \cdot M_0 \cdot R(\theta). \quad (2.35)$$

## 3. Praktická část

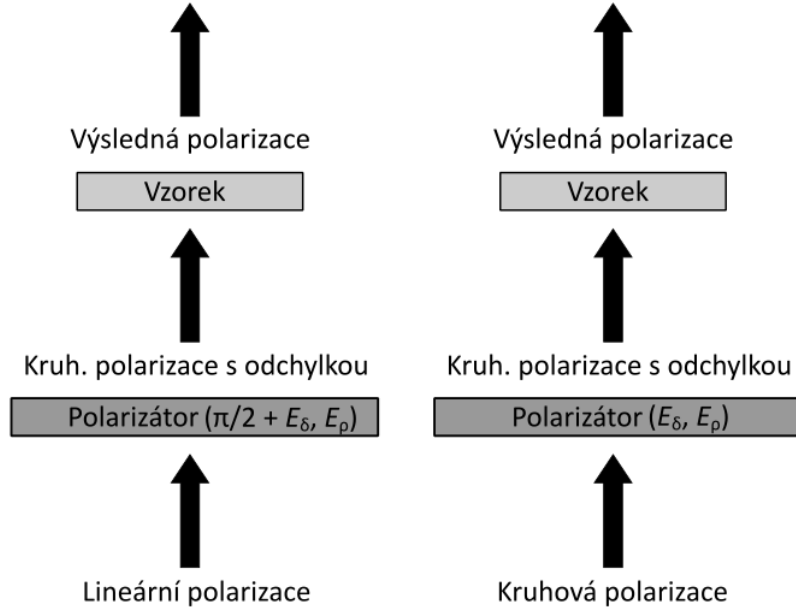
### 3.1. Popis a řešení modelu polarimetru v Müllerově formalismu

Účelem zobrazujícího polarimetru je určení fázové retardace procházejícího záření vyvolané mechanickým pnutí ve vzorku. Výstupem měření je hodnota fázové retardace pro jednotlivé body analyzovaného vzorku a vizualizace této informace do podoby barevné mapy. V následující kapitole je prezentován model použitý k výpočtu fázové retardace z naměřených dat, postup měření a skript provádějící vyhodnocení dat.

Při tvorbě matematického modelu polarimetru vycházejme opět z popisu již prezentovaného v části práce 2.3, věnované stávající podobě polarimetru. Do optické soustavy vstupuje záření o známém polarizačním stavu. Následně prochází vzorkem, se kterým interaguje, v důsledku čehož se jeho polarizační stav změní. Toto záření dále prochází otočným analyzátozem a dopadá na čip kamery. Detekované rozložení intenzity závisí na fázové retardaci záření při průchodu vzorkem a na natočení analyzátoru. Měřením při různých natočeních analyzátoru můžeme získat požadované Stokesovy parametry popisující polarizační stav záření po průchodu vzorkem. Z nich pak můžeme vypočítat příslušné hodnoty fázové retardace.

#### 3.1.1. Kalibrace polarimetru

Záření vstupující do optické soustavy pochází ze soustavy LED diod. Po průchodu difusorem dále prochází polarizační fólií. Po průchodu fólií by v ideálním případě mělo záření být levotočivě kruhově polarizované. Reálně ale vykazuje odchylky od ideální kruhové polarizace. Tuto odchylku můžeme popsat pomocí dvojice parametrů  $E_\delta$ , představující odchylku fázového posunu složek polarizace oproti kruhové, a  $E_\rho$  popisující odchylku orientace rychlé osy polarizátoru. K implementaci této skutečnosti do našeho modelu můžeme přistoupit dvěma způsoby. V prvním nahlížíme na polarizátor jako fázový retardér zavádějící do vstupujícího lineárně polarizovaného záření fázové zpoždění  $\pi/2 + E_\delta$ , přičemž rychlá osa tohoto retardéru je natočena vůči soustavě souřadnic o úhel  $E_\rho$ . Ve druhém uvažujeme jako vstup záření o ideální levotočivě kruhové polarizaci, jež dále prochází fázovým retardérem zavádějícím fázovou retardaci  $E_\delta$  a jehož rychlá osa je natočena vůči soustavě souřadnic o úhel  $E_\rho$ . Pro další výpočty byl zvolen druhý z uvedených způsobů popisu. Oba přístupy jsou schématicky znázorněny na obrázku 3.1.



Obrázek 3.1: Možné přístupy k implementaci odchylek do modelu.

Vstupujícímu levotočivě kruhově polarizovanému záření odpovídá podle [22] v Müllerově formalismu Stokesův vektor  $S_{LCP}$ :

$$S_{LCP} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

Myšlený fázový retardér zavádějící do záření odchylku oproti ideální kruhové polarizaci pak můžeme s využitím parametrů  $E_\delta$  a  $E_\rho$  zapsat v podobě matice  $M_E$  podle [22] jako:

$$M_E = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2E_\rho + \cos E_\delta \sin^2 2E_\rho & (1 - \cos E_\delta) \sin 2E_\rho \cos 2E_\rho & \sin E_\delta \sin 2E_\rho \\ 0 & (1 - \cos E_\delta) \sin 2E_\rho \cos 2E_\rho & \sin^2 2E_\rho + \cos E_\delta \cos^2 2E_\rho & -\sin E_\delta \cos 2E_\rho \\ 0 & -\sin E_\delta \sin 2E_\rho & \sin E_\delta \cos 2E_\rho & \cos E_\delta \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

Pro polarizační stav záření  $S_k$  vystupujícího z polarizátoru pak v tomto popisu platí:

$$S_k = M_E \cdot S_{LCP}. \quad (3.3)$$

Pro analýzu zkoumaného vzorku je nutné přesně znát polarizační stav záření vycházejícího z polarizátoru, a proto je třeba před zahájením měření se vzorkem provést kalibraci s cílem určení vektoru  $S_k$ . Po nastavení kamery do pozice pro měření je vzorek vyjmut a jsou zaznamenány snímky odpovídající natočení analyzátoru o  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  a  $90^\circ$ . Z těchto měření můžeme způsobem popsáním v [22] určit prvky  $S_{k0}$  až  $S_{k3}$  vektoru  $S_k$ . Prvek  $S_{k0}$  vyjadřující celkovou intenzitu záření můžeme určit jako součet intenzity  $I_0$  naměřené na detektoru při natočení analyzátoru o  $0^\circ$  a  $I_{\pi/2}$  naměřené při natočení o  $90^\circ$ , tedy:

$$S_{k0} = I_0 + I_{\pi/2}. \quad (3.4)$$

### 3.1. POPIS A ŘEŠENÍ MODELU POLARIMETRU V MÜLLEROVĚ FORMALISMU

Prvek  $S_{k1}$ , odpovídající rozdílu zastoupení složek polarizace ve směru os  $x$  a  $y$ , určíme z rozdílu intenzit naměřených při natočení polarizátoru ve směru těchto os, tedy:

$$S_{k1} = I_0 - I_{\pi/2}. \quad (3.5)$$

Hodnotu prvku  $S_{k2}$ , popisujícího rozdíl v zastoupení lineární polarizace ve směrech  $45^\circ$  a  $-45^\circ$  vzhledem k ose  $x$ , nalezneme jako rozdíl dvojnásobku intenzity  $I_{\pi/4}$  detekované při natočení analyzátoru o  $45^\circ$  vůči ose  $x$  a prvku  $S_{k0}$ , který již známe. Platí tak:

$$S_{k2} = 2I_{\pi/4} - S_{k0}. \quad (3.6)$$

Na základě rovnic (3.7) až (3.9) vyplývajících z (3.3) nyní můžeme určit hodnoty odchylek fázové retardace a natočení rychlé osy polarizátoru.

$$S_{k0} = 1, \quad (3.7)$$

$$S_{k1} = -\sin 2E_\rho \sin E_\delta, \quad (3.8)$$

$$S_{k2} = \cos 2E_\rho \sin E_\delta. \quad (3.9)$$

Nejprve všechny prvky vektoru  $S_k$  normujeme hodnotou  $S_{k0}$ , aby byla splněna rovnice (3.7). Ze soustavy rovnic odpovídajících prvkům  $S_{k1}$  a  $S_{k2}$  pak nalezneme vztahy pro výpočet  $E_\delta$  a  $E_\rho$ . Pro  $E_\delta$  platí:

$$E_\delta = \arcsin \frac{S_{k2}}{\cos(-\arctan \frac{S_{k1}}{S_{k2}})}. \quad (3.10)$$

Tento výsledek lze podle softwaru WolframAlfa [27] dále zjednodušit do tvaru (3.11) za podmínky, že  $S_{k1}$  a  $S_{k2}$  jsou kladné hodnoty. Vzhledem k tomu, že pro naše potřeby postačuje znát absolutní hodnotu odchylky fázové retardace, můžeme i za hodnotu těchto prvků považovat jejich absolutní hodnotu.

$$E_\delta = \arcsin \sqrt{S_{k1}^2 + S_{k2}^2}. \quad (3.11)$$

Odchylku natočení rychlé osy polarizátoru  $E_\rho$  vypočteme na základě vztahu:

$$E_\rho = \frac{-\arctan \frac{S_{k1}}{S_{k2}}}{2}. \quad (3.12)$$

Při znalosti odchylky fázové retardace od ideální kruhové polarizace můžeme také dopočítat prvek  $S_{k3}$  vektoru  $S_k$ , popisujícího polarizační stav záření vystupujícího z polarizátoru. Tento prvek popisuje rozdíl mezi zastoupením pravotočivé a levotočivé kruhové polarizace. Jeho hodnotu určíme jako:

$$S_{k3} = -\cos E_\delta. \quad (3.13)$$

#### 3.1.2. Analýza vzorku

Se znalostí polarizačního stavu záření vystupujícího z polarizátoru již můžeme přistoupit k samotnému měření se zkoumaným vzorkem. Postup měření je analogický k postupu kalibrace. Záření vystupující ze vzorku je popsáno Stokesovým vektorem  $S$  a pro jednotlivé body vzorku hledáme hodnoty fázové retardace  $\delta$  a natočení rychlé osy  $\rho$ . Po vložení

vzorku zaznamenáme rozložení intenzity při natočení analyzátoru o  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  a  $90^\circ$  a s využitím vztahů (3.4) až (3.6) nalezneme hodnoty prvků  $S_0$ ,  $S_1$  a  $S_2$  vektoru  $S$ . Vzorek se chová jako obecný fázový retardér, přičemž transformaci polarizačního stavu, kterou zavádí do vstupujícího záření, můžeme popsat podle [22] maticí  $M$  jako:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\rho + \cos \delta \sin^2 2\rho & (1 - \cos \delta) \sin 2\rho \cos 2\rho & \sin \delta \sin 2\rho \\ 0 & (1 - \cos \delta) \sin 2\rho \cos 2\rho & \sin^2 2\rho + \cos \delta \cos^2 2\rho & -\sin \delta \cos 2\rho \\ 0 & -\sin \delta \sin 2\rho & \sin \delta \cos 2\rho & \cos \delta \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

Stokesův vektor popisující polarizační stav vystupujícího záření je pak součinem této matice a Stokesova vektoru popisujícího vstupující záření, tedy to, které vychází z polarizátoru. Platí tedy:

$$S = M \cdot S_k. \quad (3.15)$$

Po nalezení prvků vektoru  $S$  opět normujeme prvkem  $S_0$ , aby opět bylo splněno  $S_0 = 1$ . Dále řešíme soustavu rovnic odpovídajících podle (3.15) prvkům  $S_1$  a  $S_2$ . K řešení této soustavy byl využit volně dostupný software WolframAlfa [27]. S jeho pomocí se podařilo nalézt analytické vyjádření fázové retardace a natočení rychlé osy pro jednotlivé body vzorku. Tyto vztahy jsou vzhledem k svému rozsahu uvedeny v příloze A. Ověření jejich správnosti bylo prováděno pomocí experimentů popsaných v části práce 3.2.

### 3.1.3. Popis skriptu pro vyhodnocení dat

K vyhodnocení dat byl v prostředí Matlab vytvořen skript, viz příloha B. Tento skript implementuje postupy měření a výpočetní vztahy popsané výše.

V prvním kroku probíhá načtení kalibračních dat, tedy tří obrazových matic odpovídajících rozložení intenzity  $I_0$ ,  $I_{\pi/4}$  a  $I_{\pi/2}$  na detektoru při natočení analyzátoru o  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  a  $90^\circ$ . Každému bodu obrazu přísluší vektor  $S_k$ . Hodnoty jeho prvků  $S_{k0}$ ,  $S_{k1}$  a  $S_{k2}$  jsou vypočteny s využitím vztahů (3.4) až (3.6). Tyto hodnoty jsou dále normovány vydělením hodnotou prvku  $S_{k0}$  tohoto vektoru. S využitím vztahů (3.11) a (3.12) jsou následně z jednotlivých normovaných vektorů  $S_k$  vypočteny matice hodnot odchylek fázové retardace od ideálního stavu a natočení rychlé osy polarizátoru vyjadřující rozložení těchto veličin v rámci plochy polarizátoru. Na základě vztahu (3.13) je rovněž dopočítána hodnota prvku  $S_{k3}$ .

Vyhodnocení dat získaných měřením se vzorkem pobíhá analogicky. Po načtení příslušných obrazových matic jsou pro každý bod obrazu pomocí vztahů (3.4) až (3.6) nalezeny prvky  $S_0$ ,  $S_1$  a  $S_2$  příslušného vektoru  $S$ , a ty dále normovány hodnotou  $S_0$ . Poté již je s pomocí výsledných vztahů uvedených v příloze A vypočtena hledaná hodnota fázové retardace způsobené pnutím ve vzorku a rovněž úhel natočení rychlé osy v daném místě vzorku. Výsledky pro fázovou retardaci jsou vizualizovány v podobě barevné mapy. Zvolenou jednotkou pro hodnoty fázové retardace jsou úhlové stupně, jako vhodný rozsah stupnice se na základě typických detekovaných hodnot jeví  $0^\circ - 3^\circ$ .

## 3.2. Konstrukční návrh držáku měřených vzorků

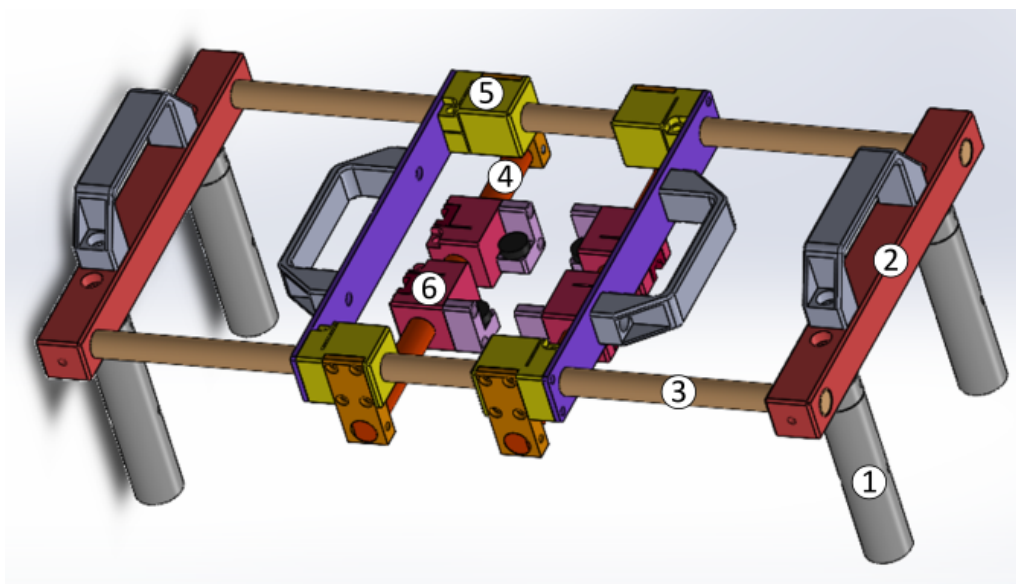
Ve snaze vyřešit nevyhovující způsob uložení vzorků proměřovaných na polarimetru bylo přistoupeno k návrhu držáku těchto vzorků. Tato kapitola se věnuje popisu jeho uspořá-

### 3.2. KONSTRUKČNÍ NÁVRH DRŽÁKU MĚŘENÝCH VZORKŮ

dání, použitých konstrukčních řešení a materiálů. V původním uspořádání byly analyzované vzorky pokládány přímo na krycí sklo osvětlovacího LED pole. Toto řešení s sebou přinášelo hned několik problémů. Zatížení krycího skla proměřovaným vzorkem do něj zavádělo mechanické pnutí, které zkresluje výsledek měření mechanického pnutí ve vzorku samotném. Dále v případě, že plochy vzorku a krycího skla nedosedají přesně na sebe, dochází na vzduchové vrstvě mezi nimi k interferenci, přičemž interferenční obrazec zkresluje informaci o rozložení intenzity záření prošlého vzorkem detekovaného na kameře. Přímý mechanický kontakt rovněž může vést k poškození jak analyzovaného vzorku, tak krycího skla.

Při návrhu držáku byl kladen důraz na maximální konstrukční a výrobní jednoduchost, v ideálním případě podpořenou možností využití některých komerčně dostupných komponent. Držák by měl umožňovat reprodukovatelné upnutí vzorku prakticky libovolného tvaru, přičemž by v maximální možné míře měla být využitelná celá plocha osvětlovacího LED pole. Rovněž byl zohledněn požadavek na maximální uživatelský komfort, a to jak s ohledem na umístění aretačních šroubů, tak přidáním madel na pohyblivých součástech držáku, tak na držáku jako celku pro případnou manipulaci. Při výběru materiálů a konstrukčních řešení je také nutno brát v potaz, že držák bude používán v čistých prostorách, lze tedy použít pouze materiály nepodléhající korozi, případně umožňující kvalitní povrchovou úpravu, aby bylo zabráněno znečištění. Použití v čistých prostorách rovněž výrazně omezuje možnosti použití maziv a lepidel. Připojovací rozměry držáku musí korespondovat s potenciálními připojovacími body na stávající soustavě polarimetru, konkrétně optického stolu s rastrem připojovacích závitů M6 o rozteči 25 mm.

V prvotním náhledu je držák, viz obrázek 3.2, koncipován jako rám na čtveřici nosných sloupků. Pro posuny bylo s ohledem na jednoduchost, přesnost a nepotřebnost maziva přímé kluzné uložení v podobě kluzných pouzder posouvajících se po tyčích kruhového průřezu. Pouzdra posouvající se po podélných vodicích tyčích jsou spojena příčnými vodicími tyčemi, po nichž se posouvají pouzdra umožňující vymezení pozice vzorku a její aretaci za pomoci svěrných spojů.



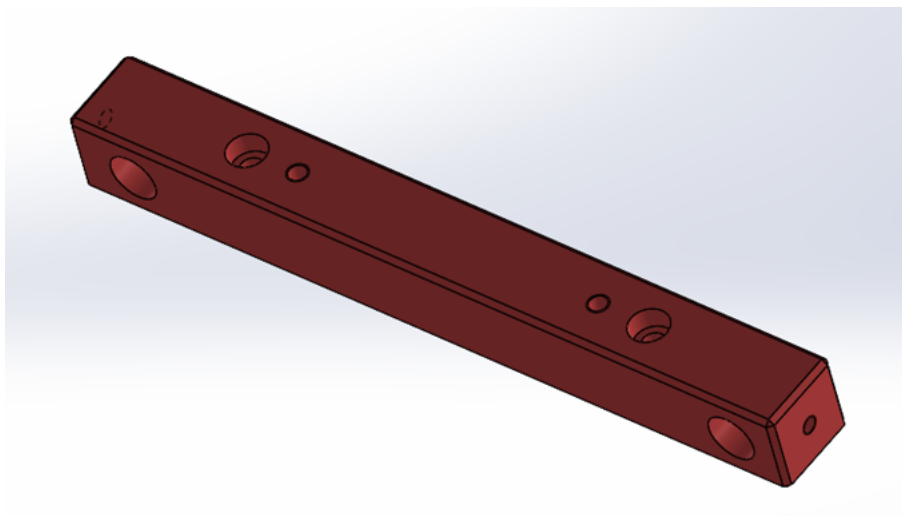
Obrázek 3.2: Celkový pohled na návrh držáku vzorků. 1. sloupek, 2. příčka rámu, 3. podélná vod. tyč, 4. příčná vod. tyč, 5. kluzné pouzdro pro pod. pohyb, 6. kluzné pouzdro pro příč. pohyb.

### 3.2.1. Sloupky

Rám držáku je umístěn na čtyřech nosných sloupcích. Pro sloupky byly využité komerčně dostupné díly firmy Thorlabs. S ohledem na požadovanou výšku sloupků 112,5 mm danou výškou, ve které se nachází krycí sklo osvětlovacího pole, je bylo nutno realizovat jako kombinaci dvou dílů o výšce 100 mm a 12,5 mm, konkrétně jde o součásti s katalogovým označením RS100/M [28] a RS12/M [29]. Tyto součásti jsou spojeny šrouby M6. Rovněž pomocí šroubů M6 jsou sloupky spojeny přímo se závitovými dírami v optickém stole. Za pomoci těchto šroubů je taktéž ke sloupkům připojen rám držáku. Rozteč sloupků v příčném směru byla zvolena jako 125 mm a v podélném směru s ohledem na dostatečný prostor pro umístění manipulačních madel jako 400 mm.

### 3.2.2. Příčky rámu

Příčky rámu, viz obrázek 3.3, slouží jednak pro připojení rámu ke sloupkům, a jednak v nich jsou otvory, ve kterých jsou upevněny podélné vodící tyče. Příčky jsou vyrobeny z hranolu o průřezu 25 mm × 25 mm z hliníkové slitiny EN AW-6061, která umožňuje povrchovou úpravu za pomoci anodické oxidace. V příčce jsou vyvrtány dvě díry o průměru 14 mm s tolerancí H7 pro podélné vodící tyče. Z čel příčky do těchto děr vedou závitové díry M5 pro šrouby sloužící k zajištění polohy vodících tyčí. Na svrchní ploše příčky jsou rovněž vyvrtány dvě díry pro šrouby M6 se zápusťnou válcovou hlavou sloužící ke spojení se sloupky. Dvojice závitových děr M6 na horní ploše je určena pro připojení madla pro manipulaci s držákem. Obvodové hrany dílu jsou sraženy a povrchová úprava je provedena za pomoci černého eloxu.



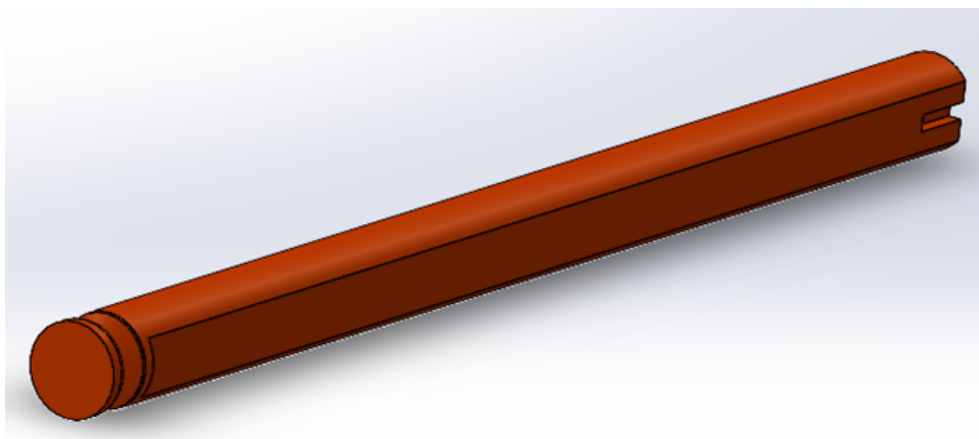
Obrázek 3.3: Příčka rámu.

### 3.2.3. Vodící tyče

Podélné i příčné vodící tyče, po nichž se posouvají kluzná pouzdra vymezující polohu vzorku, jsou zhotoveny z tyče kruhového průřezu o průměru 14 mm z korozi-vzdorné oceli 1.4301. Podélné vodící tyče o délce 425 mm jsou upevněny do příček rámu. Toto upevnění je na jednom konci realizováno za pomoci šroubu M5 zapadajícího do V drážky na obvodu tyče. Tento typ vazby zamezuje posunu tyče v podélném směru. Na druhém

### 3.2. KONSTRUKČNÍ NÁVRH DRŽÁKU MĚŘENÝCH VZORKŮ

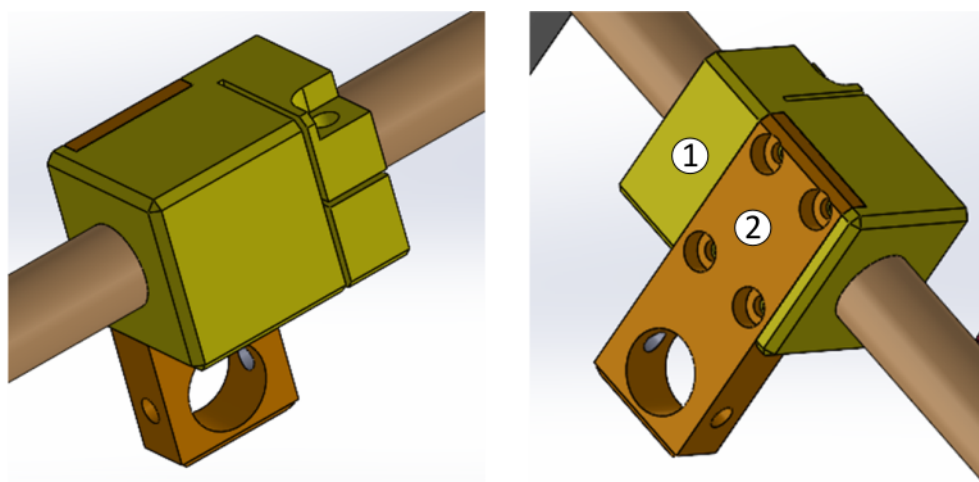
konci tlačí rovněž šroub M5 na plošku vyfrézovanou na povrchu tyče, a zabraňuje tak její rotaci. Analogické řešení je zvoleno i u příčných vodicích tyčí o délce 216 mm, jež jsou upevněny do nosných destiček připojených ke kluzným pouzdrům pohybujícím se po podélných tyčích. Provedení V drážek je zcela shodné, do plošky na druhém konci je navíc vyfrézována drážka o hloubce 2 mm, aby bylo dosaženo přesnějšího natočení tyče. Z vnější strany, viz obrázek 3.4, je tyč sražena na rozměr 12,5 mm s tolerancí -0,05 mm. Účelem tohoto sražení je zabránění rotaci kluzných pouzder pohybujících se po této tyči. Povrch podélných i příčných tyčí je upraven na drsnost Ra 0,8, aby bylo dosaženo plynulého pohybu pouzder.



Obrázek 3.4: Příčná vodicí tyč.

#### 3.2.4. Kluzná pouzdra pro podélný pohyb

Kluzná pouzdra pohybující se po podélných vodicích tyčích, viz obrázek 3.5, jsou tvořena dvěma samostatnými díly, konkrétně kostkou nasunutou přímo na vodicí tyči a dále destičkou, sloužící k upevnění příčné vodicí tyče.



Obrázek 3.5: Pohledy na kluzné pouzdro pro podélný pohyb. 1. kostka, 2. nosná destička.

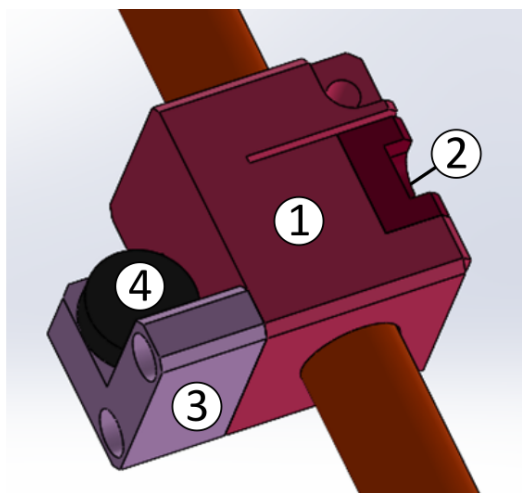
Kostka je vyrobena z hranolu hliníkové slitiny EN AW-6061 o průřezu 30 mm × 30 mm. Osou kostky prochází díra pro vodicí tyč o průměru 14 mm s tolerancí H8. K aretaci pozice vozíčku na vodicí tyči slouží svěrný spoj stahovaný za pomoci šroubu M4 se zápusťnou

válcovou hlavou. Aby nedocházelo při pohybu pouzdra ke vzniku hranových tlaků, byla pro část kostky netvořící svěrný spoj zvolena délka odpovídající dvojnásobku průměru tyče, tj. 28 mm. Na zadní kostce je vyvrtána čtveřice závitových děr M3, určených pro připojení destičky. Na čele kostky jsou rovněž dvě závitové díry sloužící k připojení plechové destičky, k níž se dále připojují manipulační madla. Povrch kostky je upraven pomocí černého eloxu. Díl se v sestavě vyskytuje ve dvou navzájem zrcadlově symetrických variantách.

Nosná destička je stejně jako kostka zhotovena z hliníkové slitiny EN AW-6061. V destičce je vyvrtána díra o průměru 14 mm, do níž je zasouvána příčná vodicí tyč. Z boku do této díry vede závitová díra M5 pro šroub zajišťující polohu tyče. Destička je rovněž opatřena čtyřmi dírami pro šrouby M3, jejichž prostřednictvím je spojena s kostkou. Rovněž v případě nosné destičky je povrchová úprava realizována v podobě černého eloxu.

### 3.2.5. Kluzná pouzdra pro příčný pohyb

Kluzná pouzdra pohybující se po příčných vodicích tyčích, viz obrázek 3.6, sestávají ze čtyř samostatných součástí – kostky nasunuté na vodicí tyči, destičky zajišťující natočení vozíčku, zarážky v tvaru L a plastové podložky zamezující poškrábání usazeného dílu.



Obrázek 3.6: Kluzné pouzdro pro příčný pohyb. 1. kostka, 2. destička, 3. zarážka, 4. podložka.

Kostka je svou koncepcí podobná kostce vozíčku pro podélný pohyb. Je rovněž vyrobena z hranolu o průřezu 30 mm × 30 mm. Středem kostky prochází díra pro příčnou vodicí tyč o průměru 14 mm, vyvrtaná s tolerancí H8. K aretaci pozice pouzdra opět slouží svěrný spoj stahovaný za pomoci šroubu M4 se zápusťnou válcovou hlavou. Délka části kostky netvořící svěrný spoj byla pro úsporu prostoru snížena na 23 mm, nicméně vzhledem k tomu, že tato délka stále přesahuje jeden a půl násobek průměru tyče, nemělo by docházet k nežádoucím hranovým tlakům. Z boční strany kostky je provedeno vybrání, do nějž zapadá destička zabraňující rotaci vozíčku na vodicí tyči. Pro její připevnění jsou vyvrtány dvě závitové díry M4. Z protilehlé boční stěny jsou vedeny dvě závitové díry pro připojení zarážky.

Účelem destičky je skrze kontakt s plochou na vodicí tyči zamezit rotaci kluzného pouzdra. Vzhledem k toleranci sražení na příčné vodicí tyči může být vzdálenost mezi plochou destičky a tyče až 0,05 mm, což při zatížení vede k natočení pouzdra o úhel až 0,7°. Toto natočení nemá žádný vliv na funkčnost zařízení. Destička o tloušťce 9,5 mm

### 3.2. KONSTRUKČNÍ NÁVRH DRŽÁKU MĚŘENÝCH VZORKŮ

zapadá do vybrání v kostce, k níž je upevněna za pomoci dvou šroubů M4 se zápustnou válcovou hlavou.

Zarážka ve tvaru L slouží k přesnému vymezení polohy upnutého vzorku. Ke kostce je připojena za pomoci dvojice šroubů M3 se zápustnou válcovou hlavou. Na svrchní vodorovné ploše zarážky je provedeno kruhové vybrání o průměru 10 mm, do nějž zapadá plastová podložka. Ta je zajištěna za pomoci šroubu M3, vedeného dírou ze spodní strany zarážky. V návrhu je ukázána jedna z možných variant tohoto dílu. Zarážky jsou koncipovány jako vyměnitelné v závislosti na rozměrech vzorku.

Všechny výše zmíněné díly jsou vyrobeny z hliníkové slitiny EN AW-6061 a jejich povrchová úprava je provedena za pomoci černé anodické oxidace.

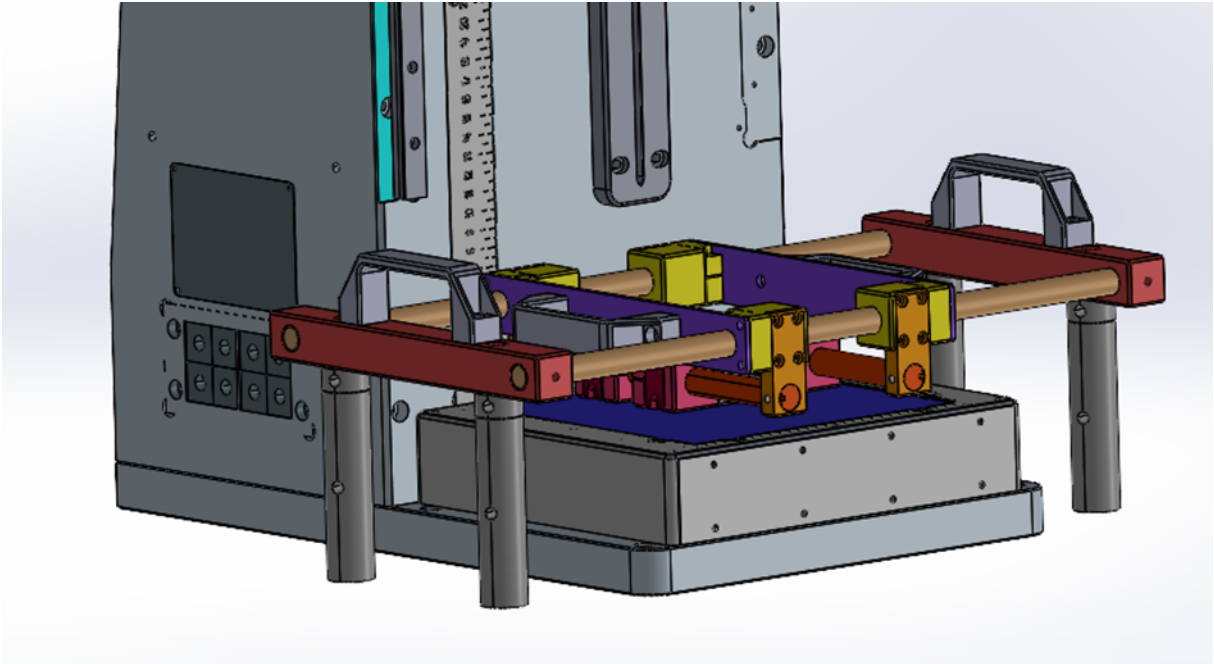
Ertalonová kruhová podložka o průměru 15 mm zamezuje poškození vzorku kontaktem s hranami kovových součástí držáku. Je opatřena osazením o průměru 10 mm, jež zapadá do vybrání v zarážce. Ze spodní strany podložky je vyřezána závitová díra M3 pro šroub připojující zarážku k destičce.

#### 3.2.6. Madla

S ohledem užitelský komfort při manipulaci s držákem byl návrh doplněn o dvě dvojice madel. Při zohlednění prostorových možností daných uspořádáním držáku byla zvolena madla z nabídky firmy TME s katalogovým označením M.443/110-CH 37001 [30]. Madla připojená k příčkám rámu slouží pro manipulaci s držákem jako celkem. Madla usnadňující posun v podélném směru jsou připevněna k plechovým destičkám o tloušťce 3 mm a jejich prostřednictvím ke kostkám vozíčků na podélných vodicích tyčích. Madla jsou pro připojení k dalším dílům opatřena dvěma dírami pro šrouby M6 s roztečí 93,5 mm.

#### 3.2.7. Rozměrová omezení vzorku

Prezentovaný návrh držáku umožňuje při použití zvolené varianty zarážek upnutí vzorku o minimálních rozměrech 54 mm × 30 mm, přičemž limitem pro tento rozměr jsou rozměry pouzder a zarážek. Maximální rozměr vzorku není držákem vzhledem k maximálnímu zornému poli kamer limitován. Při upnutí vzorků kruhového tvaru či jiného tvaru neumožňujícího přímé upnutí za pomoci zarážek je předpokládáno vytisknutí přechodového rámečku na 3D tiskárně. Na obrázku 3.7 je ukázáno zasazení držáku do původní sestavy polarimetru.



Obrázek 3.7: Držák připojený k polarimetru.

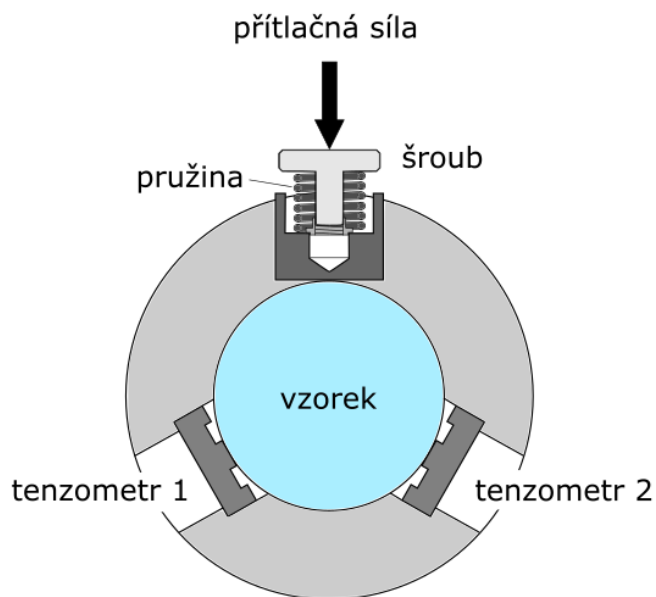
### 3.3. Porovnání výsledků v Müllerově a Jonesově formalismu

Pro ověření shodnosti výsledků získaných vyhodnocením dat za pomoci původního modelu v Jonesově formalismu a výše popsaného modelu v Müllerově formalismu byla provedena série měření.

#### 3.3.1. Postup měření

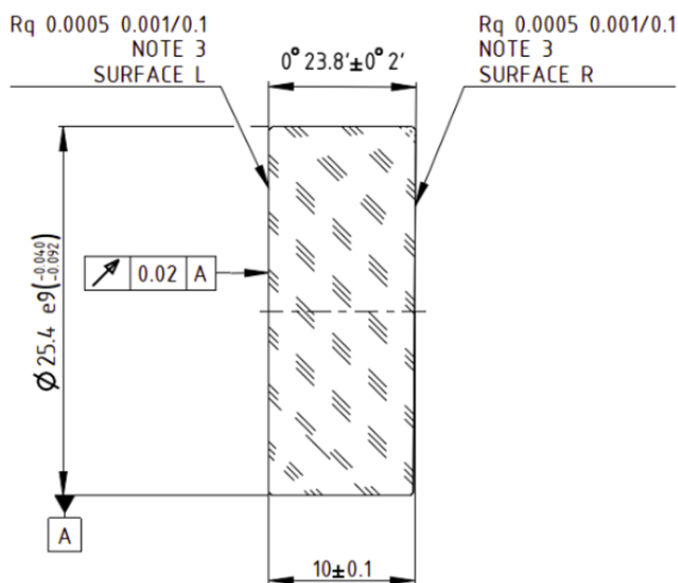
Za účelem definovaného silového zatížení byl vzorek upnut do přípravku v podobě tříbodového uložení, jehož schéma je ukázané na obrázku 3.8. Otáčením šroubu je stlačována přítlačná pružina. Ta vyvíjí tlak na čelist, která přenáší sílu prostřednictvím bodového kontaktu na vzorek. Vzorek je v kontaktu se dvěma tenzometry Burster 8415-6001. Hodnoty jsou z nich vyčítány za pomoci senzoru Burster 9206 USB multisensor interface. Působící síla je z naměřených hodnot vypočtena na základě rovnováhy sil. Vzorek je tak možno vystavit přesně definované síle a tuto sílu v průběhu měření měnit.

### 3.3. POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ V MÜLLEROVĚ A JONESOVĚ FORMALISMU



Obrázek 3.8: Schéma přípravku pro upnutí vzorku.

Jako vzorek byla použita klínová destička z materiálu Corning HPFS 7980, viz obrázek 3.9, o průměru 25,4 mm a tloušťce 10 mm. Obě čelní plochy sklíčka jsou leštěné a tvoří klín s úhlem 23,8'. Klínovitost zabraňuje vzniku parazitní interference.



Obrázek 3.9: Použitý vzorek, zdroj Meopta - optika, s.r.o.

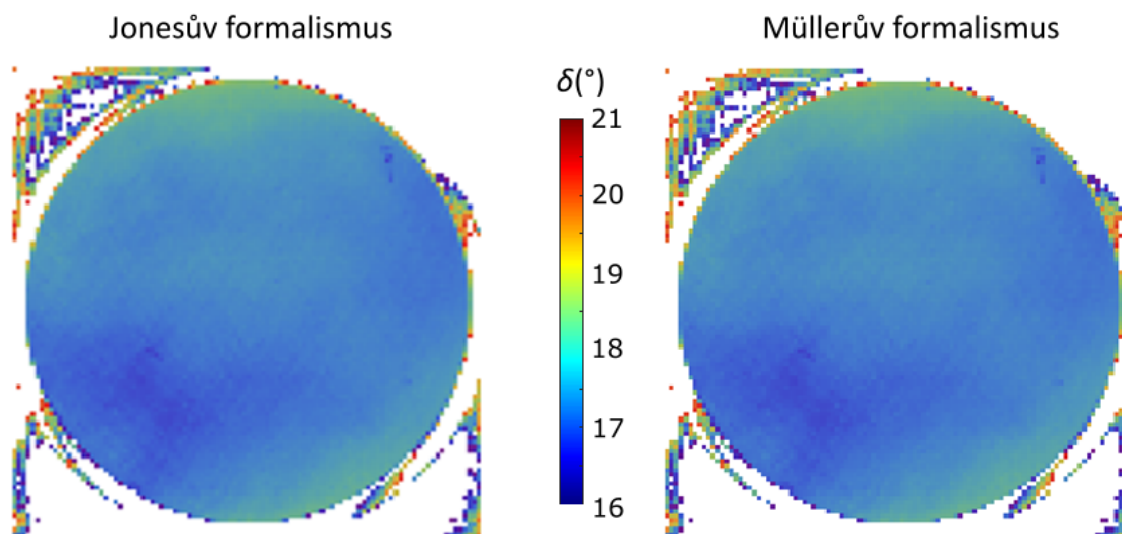
Samotnému měření se vzorkem předcházela kalibrace polarimetru bez vloženého vzorku. Po upnutí vzorku do přípravku bylo provedeno šest měření pro různé hodnoty působící síly. Tyto hodnoty pro jednotlivá měření jsou uvedena v tabulce 3.1.

Tabulka 3.1: Přítlačné síly pro jednotlivá měření.

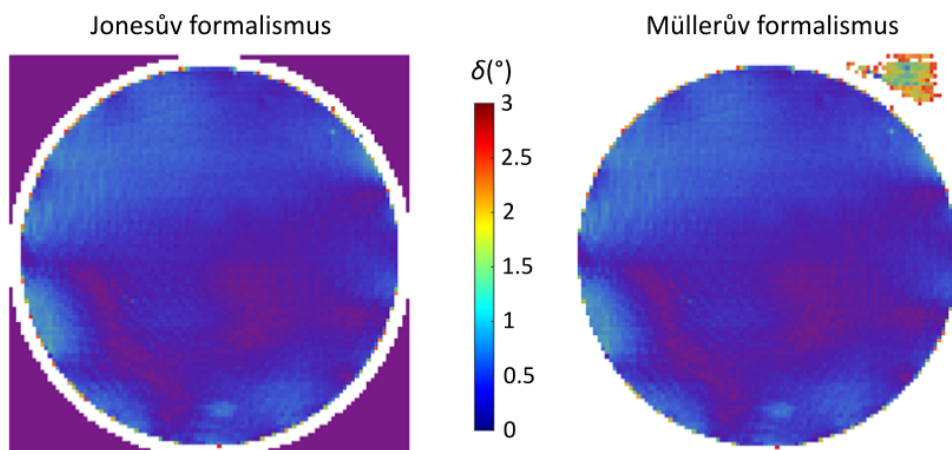
Měření	Přítlačná síla (N)
1	0,9
2	1,5
3	2,0
4	2,4
5	2,6
6	3,3

### 3.3.2. Výsledky měření

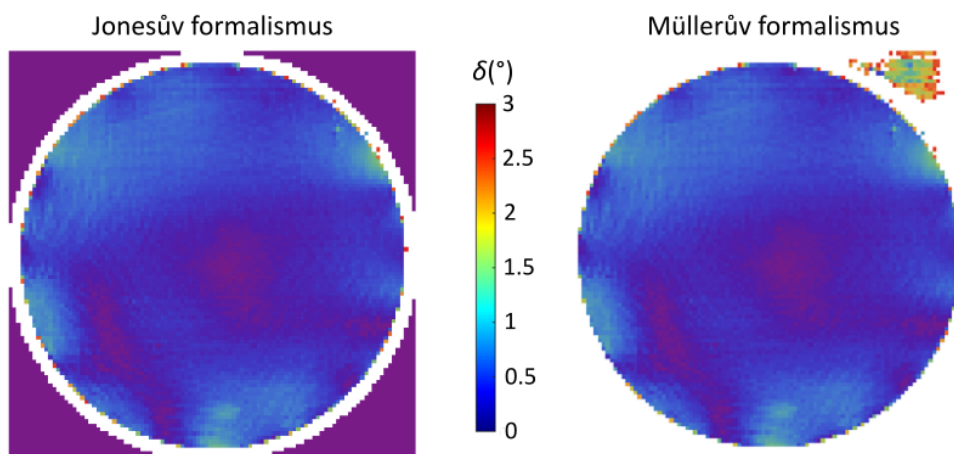
Na obrázku 3.10 jsou ukázány výsledky získané pro kalibraci s využitím modelu v Jonesově a Müllerově formalismu. Na obrázku 3.11 až obrázku 3.16 jsou pak ukázány výsledky pro měření 1 až 6. Stávající firemní software polarimetru využívající Jonesův formalismus má v sobě pevně zabudovaný fourierovský filtr. Z tohoto důvodu byl pro vyhodnocení dat za pomoci Müllerova formalismu využit skript vytvořený pracovníky firmy Meopta v prostředí Mathematica. Tento skript využívá stejný matematický model, jaký je popisován v této práci, a má v sobě fourierovský filtr implementován. Z důvodu úspory výpočetního času je pro oba modely použit binning  $10 \times 10$ . Barevná mapa ukazuje hodnoty fázové retardace v úhlových stupních.

Obrázek 3.10: Porovnání výsledků pro oba modely při kalibraci binning  $10 \times 10$ .

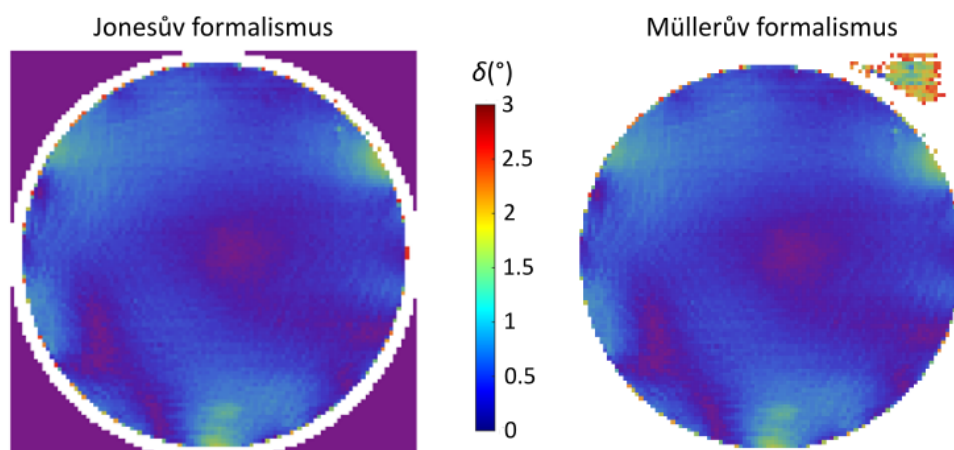
### 3.3. POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ V MÜLLEROVĚ A JONESOVĚ FORMALISMU



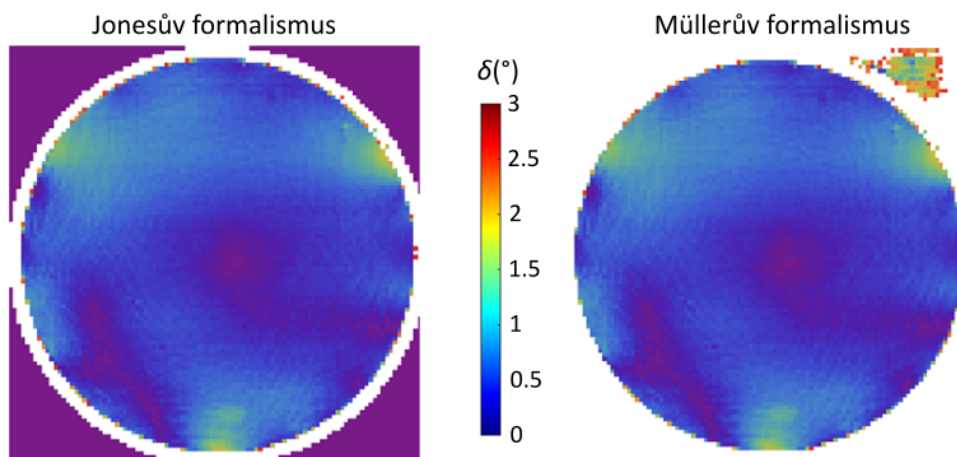
Obrázek 3.11: Porovnání výsledků pro oba modely při měření 1, binning  $10 \times 10$ , působící síla 0,9 N.



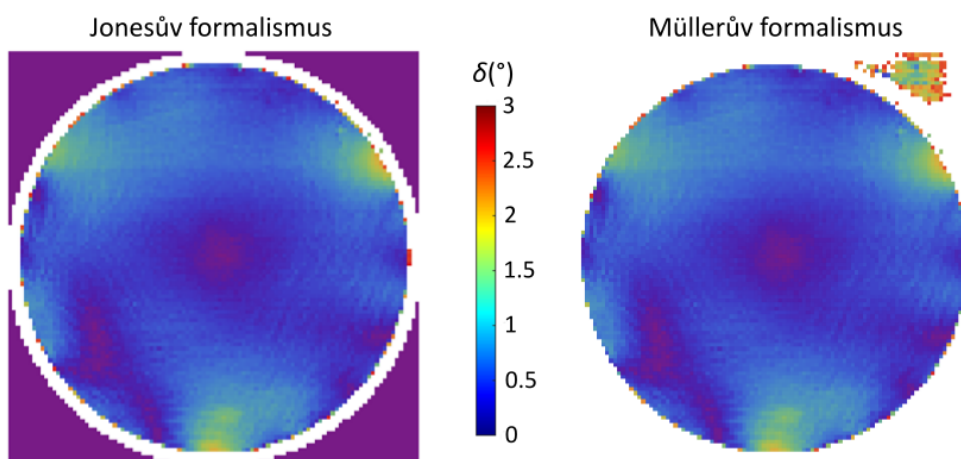
Obrázek 3.12: Porovnání výsledků pro oba modely při měření 2, binning  $10 \times 10$ , působící síla 1,5 N.



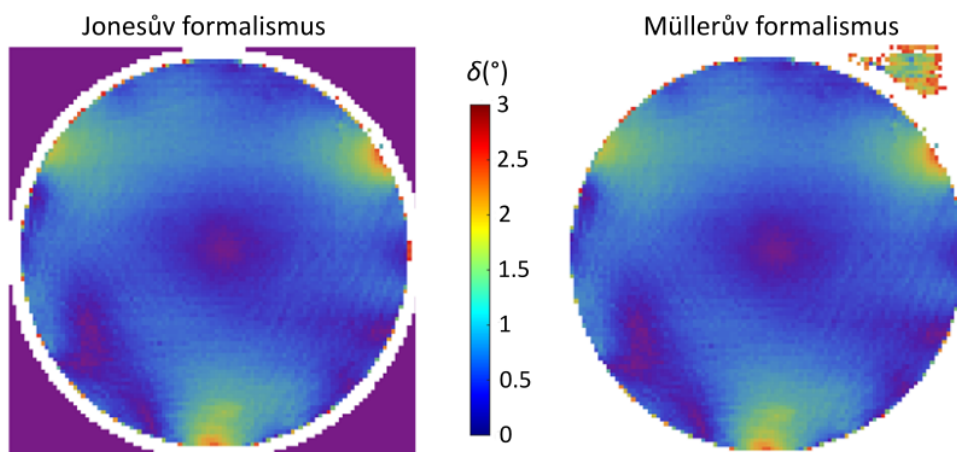
Obrázek 3.13: Porovnání výsledků pro oba modely při měření 3, binning  $10 \times 10$ , působící síla 2,0 N.



Obrázek 3.14: Porovnání výsledků pro oba modely při měření 4, binning  $10 \times 10$ , působící síla 2,4 N.



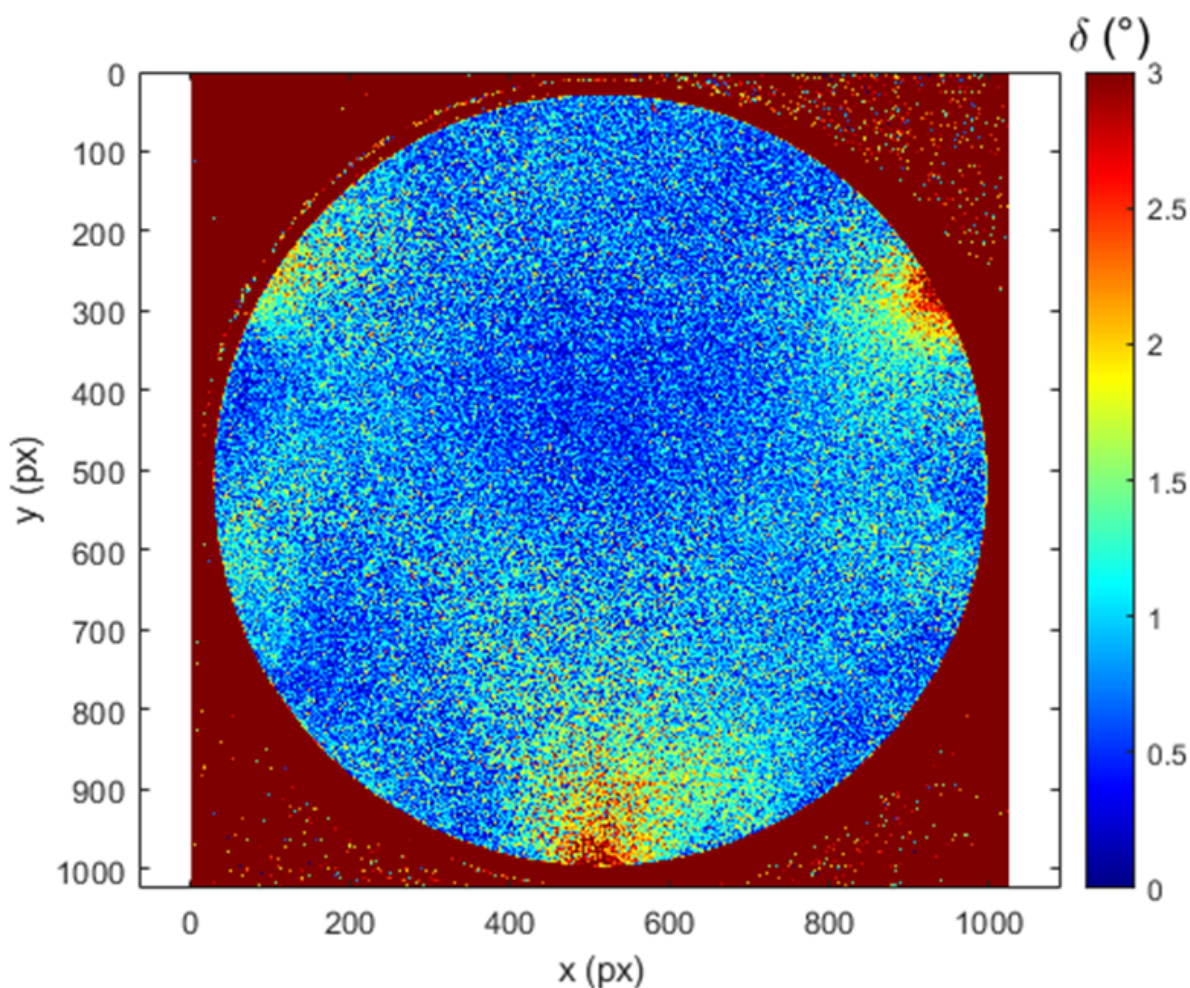
Obrázek 3.15: Porovnání výsledků pro oba modely při měření 5, binning  $10 \times 10$ , působící síla 2,6 N.



Obrázek 3.16: Porovnání výsledků pro oba modely při měření 6, binning  $10 \times 10$ , působící síla 3,3 N.

### 3.3. POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ V MÜLLEROVĚ A JONESOVĚ FORMALISMU

Na obrázku 3.17 je jako příklad ukázán výsledek zpracování dat pro měření 6 za využití Müllerova formalismu v plném rozlišení  $1024 \text{ px} \times 1024 \text{ px}$  bez použití binningu a fourierovského filtru s pomocí skriptu prezentovaného v příloze B.



Obrázek 3.17: Výsledek měření 6 při výpočtu pro plné rozlišení.

#### 3.3.3. Výpočetní čas

Významným sledovaným parametrem při porovnání obou modelů byl výpočetní čas. Pro jednotlivá měření byl opakovaně spuštěn výpočet a nalezena střední hodnota a směrodatná odchylka výpočetního času. V tabulce 3.2 jsou uvedeny výsledky pro výpočet v Müllerově formalismu v plném rozlišení bez filtru, bez filtru s binningem  $10 \times 10$  a s binningem i filtrem. Pro porovnání jsou uvedeny výpočetní časy při použití modelu využívajícího Jonesův formalismus za použití filtru a binningu. Výpočty bez binningu by s tímto modelem trvaly pravděpodobně v řádu jednotek minut, a nebyly proto prováděny. Výpočetní časy odpovídají skriptům v prostředí Mathematica vytvořeným ve firmě Meopta.

Tabulka 3.2: Výpočetní časy pro oba modely.

Model	Výpočetní čas (s)
Müllerův f. bez filtru a bez binningu	$6 \pm 1$
Müllerův f. bez filtru, binning $10 \times 10$	$0,27 \pm 0,02$
Müllerův f., filtr, binning $10 \times 10$	$1,21 \pm 0,02$
Jonesův f., filtr, binning $10 \times 10$	$33,5 \pm 0,7$

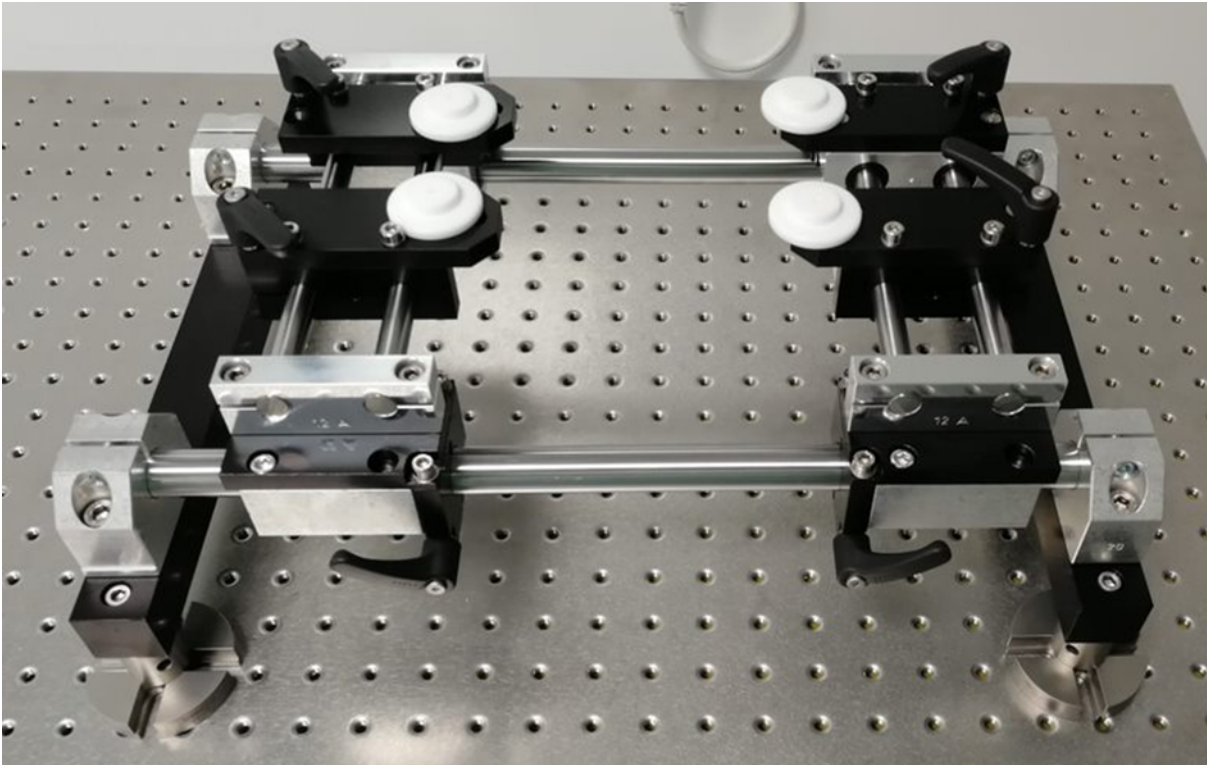
### 3.3.4. Diskuse výsledků

Jak je zřejmé z obrázku 3.10 až obrázku 3.16, výsledky získané provedením výpočtů za použití Jonesova a Müllerova formalismu jsou identické pro všechna provedená měření. Lze tedy konstatovat, že oba modely poskytují shodné výsledky, a byla tak ověřena správnost popisu v Müllerově formalismu, jehož vytvoření bylo cílem této práce. Müllerův formalismus přináší výrazné zkrácení času potřebného pro vyhodnocení naměřených dat. Při použití shodného nastavení s binningem  $10 \times 10$  a fourierovským filtrem je průměrný výpočetní čas při použití nového modelu 1,21 s oproti 33,5 s v původním modelu. Výpočetní čas se tak podařilo snížit přibližně 28 krát. Nový model navíc umožňuje vyhodnotit s výpočetním časem okolo 6 s data v plném rozlišení  $1024 \text{ px} \times 1024 \text{ px}$ . Vzhledem k očekávaným výpočetním časům v řádu jednotek minut při tomto rozlišení v původním modelu u něj tento režim prakticky nebylo možné využít.

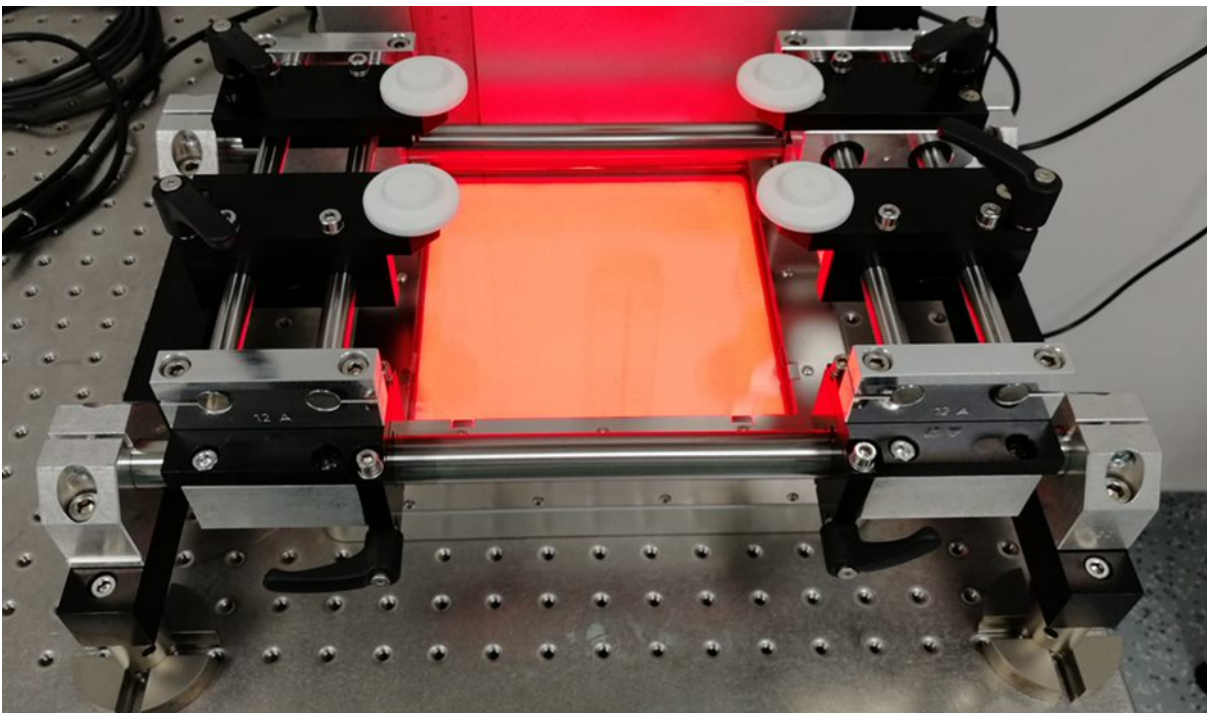
### 3.3.5. Výsledná realizace držáku měřených vzorků

Firma Meopta optika, s. r. o. přistoupila k vlastnímu návrhu držáku měřených optických vzorků, jenž koncepčně vychází z návrhu prezentovaného v této práci. Konstrukce byla maximálně podřízena snaze o výrobní jednoduchost, nízkou výrobní cenu a využití komerčně dostupných komponent. Výroba a montáž držáku již byla dokončena a zařízení je připraveno k testování. Výsledné konstrukční řešení držáku je ukázáno na obrázku 3.18 a obrázku 3.19. Základem konstrukce je opět rám tvořený příčkami a podélnými tyčemi, po nichž se posouvají kluzná pouzdra. V příčném směru je zamezení rotace pouzder řešeno využitím dvojice příčných vodicích tyčí pro každou dvojici pouzder pohybujících se v příčném směru.

### 3.3. POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ V MÜLLEROVĚ A JONESOVĚ FORMALISMU



Obrázek 3.18: Celkový pohled na držák navržený a vyrobený firmou Meopta.



Obrázek 3.19: Držák zabudovaný do sestavy polarimetru.

## 4. Závěr

Pro zobrazující polarimetr SM48015366 navržený a sestrojený firmou Meopta - optika, s. r. o. byl vytvořen matematický model využívající Müllerova formalismu polarizace. Cílem bylo nalezení analytického vztahu pro výpočet fázové retardace z hodnot intenzity světla dopadajícího na čip kamery při různých natočeních analyzátoru. Tento vztah se podařilo na základě vztahů vyplývajících z modelu a za pomoci software WolframAlfa nalézt, viz příloha A.

Výsledek výpočtu byl následně implementován do skriptu vytvořeného v prostředí MATLAB. Pracovníci firmy Meopta rovněž na základě týchž výsledků vytvořili skript v prostředí Mathematica, který zahrnuje i další operace, které byly prováděny při zpracování dat v původním modelu využívajícím Jonesův formalismus.

Následně byly porovnávány výsledky získané výpočty s využitím původního i nového modelu. Jako testovací data byla použita série měření, při kterých byl vzorek v podobě klínové destičky uchycen do přípravku umožňujícího skrze přítlačný šroub působit na vzorek definovanou silou. Postupně bylo provedeno kalibrační měření a šest měření pro různé deformační síly. Výsledky zpracování dat ze všech měření jsou v obou modelech identické. Lze tak konstatovat, že byla úspěšně ověřena správnost analytického vztahu pro výpočet fázové retardace odvozeného z popisu v Müllerově formalismu. Tento vztah tak lze využít pro vyhodnocení a vizualizaci rozložení zbytkového vnitřního pnutí v analyzovaných vzorcích.

Důležitým údajem sledovaným při porovnání obou použitých modelů byl výpočetní čas, přičemž bylo snahou jej maximálně zkrátit. Údaje o výpočetních časech byly zjištěny opakovaným spuštěním výpočtů ve skriptech vytvořených v prostředí Mathematica, které kromě samotného výpočtu fázové retardace provádějí i binning a fourierovskou filtraci. Oproti průměrnému výpočetnímu času 33,5 s při použití původního modelu s binningem  $10 \times 10$  je průměrná doba výpočtu pro model využívající Müllerův formalismus 1,21 s. Výpočet se tak podařilo zrychlit přibližně 28 krát. Nový model též umožňuje v čase okolo 6 s vyhodnocení dat v plném rozlišení bez použití binningu. Cíl zrychlení výpočtu tak byl jednoznačně splněn.

Druhým ze stěžejních cílů praktické části práce byl návrh držáku měřených vzorků. Účelem držáku je takové uložení měřených vzorků, jež nezkrsluje výsledky měření vyvoláním dodatečného pnutí při položení vzorku na krycí sklo. Rovněž se snaží eliminovat další nežádoucí jevy, například parazitní interferenci a riziko mechanického poškození proměřovaného vzorku. Při návrhu byl kladen důraz na konstrukční jednoduchost a nízké výrobní náklady. K držáku byla vypracována výkresová dokumentace, která je součástí přílohy této práce. Na základě tohoto návrhu vytvořila firma Meopta vlastní koncepčně obdobný zohledňující jejich specifické požadavky. Tento držák byl úspěšně vyroben, smontován, zakomponován do sestavy polarimetru a je připraven k otestování.

Souhrnně lze tedy konstatovat, že cíle výpočetní části práce byly úspěšně splněny. Byl nalezen analytický vztah pro výpočet fázové retardace vycházející z Müllerova formalismu a bylo ověřeno, že poskytuje stejné výsledky jako původní model. Rovněž bylo dosaženo výrazného snížení výpočetního času. Dalším krokem, který již nebyl v rámci této práce realizován, by mělo být porovnání výsledků získaných při uložení měřených vzorků původním způsobem a s využitím zkonstruovaného držáku.

# Literatura

- [1] Ležák, P., Lelek, J.: *SM48015366 Návod k obsluze a údržbě*. Meopta - optika, s.r.o., 2019
- [2] *Anizotropní prostředí*. [online]. [cit. 17.05.2022]. Dostupné z: <http://artemis.osu.cz/voptp/skriptum/kap08.pdf>.
- [3] *Polarizace*. [online]. [cit. 17.05.2022]. Dostupné z: [http://file:///E:/Download/02VO-AFskriptum\\_Kapitola7\\_abe0767a.pdf](http://file:///E:/Download/02VO-AFskriptum_Kapitola7_abe0767a.pdf).
- [4] Fuka, J. and Havelka B.: *Optika a atomová fyzika: Fyzikální kompendium pro vys. šk.*. SPN
- [5] Pluta M.: *Nomarski's DIC microscopy: a review*, Phase Contrast and Differential Interference Contrast Imaging Techniques and Applications, 1994
- [6] Myung K. K.: *Principles and techniques of digital holographic microscopy*, SPIE Reviews 1(1), 2010
- [7] *Experimentální metody v mechanice - fotoelasticimetrie*. [online]. [cit. 18.05.2022]. Dostupné z: [https://projekty.fs.vsb.cz/463/edubase/VY\\_01\\_007/Experimentalni%20metody%20v%20mechanice/02%20Text%20pro%20e-learning/Experimentalni%20metody%20v%20mechanice%20%20.pdf](https://projekty.fs.vsb.cz/463/edubase/VY_01_007/Experimentalni%20metody%20v%20mechanice/02%20Text%20pro%20e-learning/Experimentalni%20metody%20v%20mechanice%20%20.pdf).
- [8] Shokrieh, M. M.: *Residual Stresses in Composite Materials*. Woodhead Publishing, 2021, ISBN 978-0-12-818817-0
- [9] *Introduction to Photoelasticity*. [online]. [cit. 18.05.2022]. Dostupné z: <https://www.doitpoms.ac.uk/tlplib/photoelasticity/index.php>.
- [10] *ISO 10110: Optika a fotonika–Příprava výkresů optických prvků a sestav*.
- [11] VÁCLAVÍK, P.: *Technická optika II.*. ES ČVUT Praha, 1991.
- [12] Thomas, B.P.; Pillai, S.A. and Narayanamurthy, C.S.: *Photoelastic digital holographic polariscope*, Journal of Modern Optics. 66:8, 2019, p.817-828.
- [13] Toro, H. F.; et al.: *Fringe patterns recognition in digital photoelasticity images using texture features and multispectral wavelength analysis*. Optical Engineering, 57(9), 2018 .
- [14] Pezzaniti, J. et al.: *Four camera complete Stokes imaging polarimeter*, 2008.
- [15] Peña-Gutiérrez, S.; Ballesta, M.; Royo, S.: *A full Stokes imaging polarimeter based on a consumer CMOS camera*. Proc. SPIE 11059, Multimodal Sensing: Technologies and Applications, 1105913 (21 June 2019).
- [16] Adhikari, A.; Bourgade T.; Asundi A.: *Residual stress measurement for injection molded components* . Theoretical & Applied Mechanics Letters, July 2016 .
- [17] Vest, C.M.: *Holographic Interferometry*. John Willey and Sons: New York, 1971, Chapter 7.

- [18] Thomas, K.: *Handbook of Holographic Interferometry Optical and Digital Methods*. WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA: Weinheim, 2005.
- [19] Papadopoulos, G. A.; Moscos, N.: *Crack-tip isochromatic and isopachic fringes at a bi-material interface*, International Journal of Fracture 141(1), September 2006, p.327-332.
- [20] Meyers, R. A.: *Encyclopedia of Physical Science and Technology, Third Edition*. Academic Press, 2001. ISBN 978-0-12-227410-7.
- [21] Wyatt, C. L.: *Radiometric Calibration: Theory and Methods*. Academic Press, 1978. ISBN 978-0-12-766150-6.
- [22] Collett, E.: *Field Guide to Polarization*. Bellingham, Wash.: SPIE Press, c2005. SPIE field guides, FG05. ISBN 0-8194-5868-6.
- [23] *Polarization (waves) - Wikipedia*. [online]. [cit. 17.05.2022]. Dostupné z: [https://en.wikipedia.org/wiki/Polarization\(waves\)#Poincaré\\_sphere](https://en.wikipedia.org/wiki/Polarization(waves)#Poincaré_sphere).
- [24] Guenther, R.D.; Steel D.G.; Bayvel L.: *Encyclopedia of modern optics*. Oxford: Elsevier, 2005. ISBN 0-12-227604-3.
- [25] Hovanesian, J.D.; Bricic, V.; Powell, R.L.: Journal of Modern Optics. *Exp. Mech.*, 8, 1968, p.362–368
- [26] Kliger, D. S; Lewis, J. W. and EINTERZ RANDALL, C.: *Polarized Light in Optics and Spectroscopy*. Academic Press, 1990. ISBN 978-0-12-414975-5.
- [27] *Wolfram|Alpha: Computational Intelligence*. Wolfram|Alpha: Computational Intelligence [online]. Copyright © [cit. 17.05.2022]. Dostupné z: <https://www.wolfram-alpha.com>
- [28] *Thorlabs - RS100/M Ø25.0 mm Pillar Post, M6 Taps, L = 100 mm*. Thorlabs, Inc. - Your Source for Fiber Optics, Laser Diodes, Optical Instrumentation and Polarization Measurement and Control [online]. Copyright © 1999 [cit. 17.05.2022]. Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=RS100/M>.
- [29] *Thorlabs - RS12/M Ø25.0 mm Pillar Post, M6 Taps, L = 12.5 mm*. Thorlabs, Inc. - Your Source for Fiber Optics, Laser Diodes, Optical Instrumentation and Polarization Measurement & Control [online]. Copyright © 1999 [cit. 19.05.2022]. Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=RS12/M>.
- [30] *M.443/110-CH 37001 ELESA+GANTER - Rukojeť / Mat: technopolymer (PA); černá; H: 38mm; L: 109mm; W: 21mm; M.443/110-CH*. TME Czech Republic s.r.o. - Elektronické součástky. [online]. [cit. 19.05.2022]. Dostupné z: [https://www.tme.eu/cz/details/m.443\\_110-ch/rukojeti/elesa-ganter/m-443-110-ch-37001/](https://www.tme.eu/cz/details/m.443_110-ch/rukojeti/elesa-ganter/m-443-110-ch-37001/) .

## 5. Seznam použitých zkratek a symbolů

$C$	Brewsterův koeficient
$d$	tloušťka prostředí
$d_1, d_2$	dráha světla v materiálu
$E_x, E_y$	složky vektoru el. intenzity
$E_{0x}, E_{0y}$	amplitudy složek vektoru el. intenzity
$E_\delta$	odchylka fázové retardace na polarizátoru
$E_\rho$	odchylka natočení rychlé osy polarizátoru
$I$	intenzita světla
$J_a$	Jonesova matice analyzátrou
$J_{in}$	Jonesova matice světla na vstupu
$J_{out}$	Jonesova matice světla na výstupu
$J_p$	Jonesova matice polarizátoru
$J_s$	Jonesova matice vzorku
$J_x, J_y$	složky Jonesova vektoru
$k$	vlnové číslo
$M$	obecná transformační Müllerova matice
$M$	Müllerova matice otočeného elementu
$M_0$	Müllerova matice elementu v zákl. orientaci
$M_E$	Müllerova matice "chybového vzorku"
$M_0$	Müllerova matice elementu v zákl. orientaci
$M_p$	Müllerova matice polarizátoru
$M_r$	Müllerova matice elementu fáz. retardéru
$n$	index lomu
$n_x, n_y, n_z$	hlavní indexy lomu
$n_o$	index lomu pro řádný paprsek
$n_e$	index lomu pro mimořádný paprsek

## 5. SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

$\Delta n$	rozdíl indexu lomu pro řádný a mimořádný paprsek
$OPD$	rozdíl optických drah (optical path difference)
$p$	stupeň polarizace
$R(\theta)$	matice rotace o úhel $\theta$
$S$	obecný Stokesův vektor
$S_0, S_1, S_2, S_3$	prvky Stokesova vektoru
$S_k$	kalibrační Stokesův vektor
$S_{k0}, S_{k1}, S_{k2}, S_{k3}$	prvky kalibračního Stokesova vektoru
$S_{in}$	Stokesův vektor světla na vstupu
$S_{LCP}$	Stokesův vektor levotočivě kruh. polarizovaného světla
$S_{out}$	Stokesův vektor světla na výstupu
$\delta$	fázové zpoždění
$\delta_x, \delta_y$	fáze složek vlny
$\delta_{xy}$	fázová rozdíl složek vlny
$\epsilon$	permitivita prostředí
$\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$	hlavní permitivity
$\theta$	úhel natočení polarizátoru
$\lambda$	vlnová délka světla
$\rho$	úhel natočení rychlé osy polarizátoru
$\sigma$	působící napětí
$\sigma_1, \sigma_2$	hlavní napětí
$\Delta\sigma$	rozdíl hlavních napětí
$\chi, \psi$	úhlové parametry polarizační elipsy
$\omega$	úhlová frekvence

## 6. Seznam příloh

Příloha A: Výsledné vztahy pro výpočet fázové retardace a natočení rychlé osy vzorku.

Příloha B: Skript pro zpracování dat.

Příloha C: Výkresová dokumentace držáku vzorků.