

Univerzita Palackého v Olomouci
Přírodovědecká fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Charakteristika činnosti prostorového modulátoru světla

Katedra optiky

Vypracoval:	Bc. Jaromír Běhal
Vedoucí diplomové práce:	Mgr. Michal Baránek
Studijní program:	N1701 Fyzika
Studijní obor:	Optika a optoelektronika
Datum odevzdání:	24. 4. 2015

Poděkování

Děkuji Mgr. Michalu Baránkovi za čas, úsilí a odborné rady, které mi věnoval při řešení jednotlivých úkolů v laboratoři, v rámci konzultací i při konečném sepsování této diplomové práce. Dále děkuji Mgr. Radku Čelechovskému, Ph.D. za odbornou pomoc s automatizací experimentální sestavy a IGA projektu PrF_2015_002 Moderní optika a její aplikace.

Prohlášení

Čestně prohlašuji, že jsem diplomovou práci „Charakteristika činnosti prostorového modulátoru světla“ vypracoval samostatně pod vedením Mgr. Michala Baránka za použití odborné literatury, která je uvedena na konci této diplomové práce.

V Olomouci dne 24. 4. 2015

Podpis

Abstrakt

Náplní této práce je analýza polarizačních vlastností prostorového modulátoru světla Holoeye LC 2002 (832×624 pixelů). Hlavním výsledkem provedeného experimentu je nalezení takových polarizačních stavů vstupního svazku, které umožní provedení optimální amplitudové a fázové modulace. Správnost získaných výsledků je ověřena měřením difrakční účinnosti binárních mřížek promítnutých na aktivním displeji modulátoru. Určení kompletní polarizační elipsy navíc rozšiřuje poznatky obsažené v manuálu měřeného přístroje, kde je uvažována pouze lineární polarizace.

Abstract

The aim of this work is to measure polarization properties of spatial light modulator Holoeye LC 2002 (832×624 pixels). The achieved result is a determination of the polarization states of the input beam that optimize amplitude and phase modulation. Diffraction efficiency of binary gratings displayed on the modulator was used to verify the achieved results. The obtained polarization tomography improves the complete description of amplitude and phase modulation compared to the provided manufacturer's datasheet including linear polarization only.

Obsah

1	Úvod	1
2	Polarizace světla	2
2.1	Jonesův formalismus	4
2.2	Stokesův formalismus	5
3	Optika kapalných krystalů	8
3.1	Nematické kapalně krystaly	9
3.1.1	Paralelní	9
3.1.2	Stočené	10
3.2	Prostorová modulace světla	11
4	Difrakce světla na periodických strukturách	14
4.1	Binární amplitudová mřížka	15
4.2	Binární fázová mřížka	16
4.3	Kombinace více tenkých mřížek	17
5	Experiment	20
5.1	Popis experimentální sestavy	20
5.1.1	Definiční sestava	21
5.1.2	Mapy zobrazované na prostorovém modulátoru světla	22
5.1.3	Měřicí sestava	23
5.2	Určení Müellerovy matice	24
5.3	Amplitudový režim prostorového modulátoru světla	28
5.4	Fázový režim prostorového modulátoru světla	30
5.4.1	Měření kvality prováděné fázové modulace	32
5.4.2	Porovnání s teoretickými hodnotami	34
6	Diskuze naměřených výsledků	36
7	Závěr	40

1 Úvod

Prostorové modulátory světla jsou přístroje využívající elektrooptického jevu k modulaci procházející elektromagnetické vlny. Z hlediska prováděné modulace je dělíme na amplitudové, ty mění prostorové rozložení výstupní intenzity, a fázové, u nichž dochází ke tvarování vlnoplochy. Dále rozlišujeme modulátory odrazné a propustné, což udává i specifické nároky při jejich nastavení v experimentální sestavě [1, 2].

Rychlé adresování aktivního displeje udává možnosti využití prostorových modulátorů světla například v optických mikro-manipulacích [3], kde střídáním zobrazovaných masek lze efektivně pohybovat optickou pastí. Dále se prostorové modulátory světla využívají například při korekci optických aberací [4, 5], tvorbě spirálních fázových masek, filtraci prostorového spektra [6, 7, 8, 9] či generování vírových svazků [10, 11] nebo složitějších fázových struktur [12].

Vzhledem k rozměrům displeje a množství pixelů, ze kterých se aktivní displej prostorových modulátorů světla skládá, je nutné brát v úvahu projevy difrakce světla. Prostorové rozmístění difrakčních řádů v prošlém světle závisí na vlnové délce použitého světla a na rozměrech pixelů. Důležitým parametrem ovlivňujícím rozdělení energie v difraktovaném světle je koeficient zaplnění, který udává relativní zastoupení aktivní plochy pixelu oproti ploše pasivní. Aktivní část pixelů je tvořena kapalnými krystaly, díky čemuž je kvalita prováděné modulace značně závislá na polarizaci vstupního svazku [1, 13].

Hlavní náplní této diplomové práce je analyzovat polarizační vlastnosti prostorového modulátoru světla Holoeye LC 2002 (832×624 pixelů) a naměřená data využít pro optimalizaci prováděné amplitudové a fázové modulace ve vybraných difrakčních řádech. Tohoto cíle dosáhneme určením závislosti prvků Müellerovy matice modulátoru na zobrazené konstantní úrovni šedi. Müellerovu matici pro konkrétní úroveň šedi získáme měřením výstupních polarizačních stavů v nultém difrakčním řádu ze znalosti vstupních polarizačních stavů. Po optimalizaci vstupních polarizačních stavů budeme pro vyhodnocení kvality prováděné fázové modulace přivádět na modulátor binární mřížky s různými parametry a naměřené difrakční účinnosti porovnáme s teoretickými.

2 Polarizace světla

Polarizace světla udává časovou a prostorovou závislost orientace vektoru elektrické intenzity \mathbf{E} elektromagnetické vlny. Obíhá-li koncový bod vektoru \mathbf{E} po definované křivce, jedná se o světlo polarizované. v opačném případě jde o světlo nepolarizované. Pokud se díváme proti směru šíření polarizované elektromagnetické vlny, pak koncový bod \mathbf{E} opisuje v obecném případě elipsu, která může degenerovat na kružnici nebo na přímku. Hovoříme tak o polarizaci eliptické, kruhové či lineární. Pokud vektor \mathbf{E} obíhá proti směru hodinových ručiček, jde o polarizaci levotočivou. V opačném případě jde o pravotočivou polarizaci [14].

V případě, že se elektromagnetická rovinná vlna šíří v bezztrátovém izotropním homogenním prostředí ve směru osy z fázovou rychlostí v , lze vektor elektrické intenzity $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ zapsat ve tvaru

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\Omega + \delta_x), \\ E_y &= A_y \cos(\Omega + \delta_y), \\ E_z &= 0, \end{aligned} \tag{2.1}$$

kde δ_x a δ_y jsou počáteční fáze, A_x a A_y jsou reálné amplitudy, $\Omega = \omega \left(t - \frac{z}{v} \right)$ a ω je úhlová frekvence. Pokud vyloučíme parametr Ω z výše uvedených rovnic, získáme vztah popisující polarizační elipsu

$$\left(\frac{E_x}{A_x} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_y} \right)^2 - 2 \frac{E_x E_y}{A_x A_y} \cos \delta = \sin^2 \delta, \tag{2.2}$$

kde $\delta = \delta_y - \delta_x$ [14].

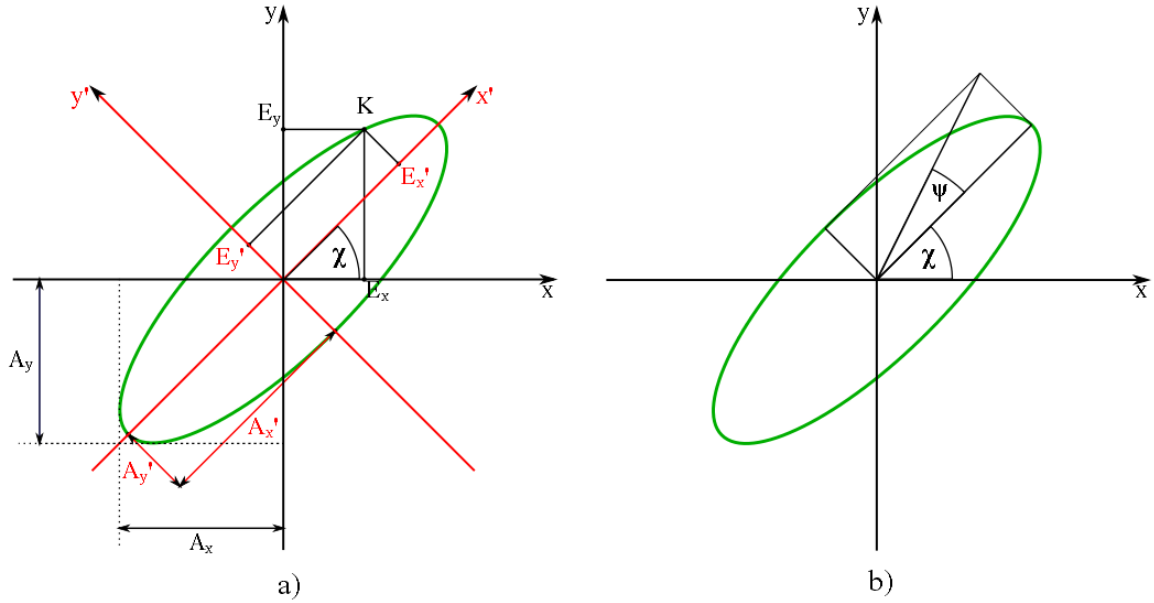
Elipsa může ve speciálních případech degenerovat na přímku nebo na kružnici. O lineární polarizaci mluvíme tehdy, pokud $\delta = m\pi$, kde m je celé číslo. Ze vztahu (2.2) pak získáme rovnici přímky ve tvaru

$$E_y = \pm \frac{A_y}{A_x} E_x = \pm \tan(\alpha) E_x, \tag{2.3}$$

kde znaménko „+“ platí pro $m = \{\dots, -2, 0, 2, \dots\}$ a „-“ pro $m = \{\dots, -3, -1, 1, 3, \dots\}$. O kruhové polarizaci pak hovoříme v případě, když platí $\delta = (2m + 1) \frac{\pi}{2}$, kde m je celé číslo, a zároveň $A_x = A_y = A$. Rovnice polarizační elipsy (2.2) pak přejde do tvaru

$$E_x^2 + E_y^2 = A^2, \tag{2.4}$$

což je rovnice kružnice. V případě $m = \{\dots, -2, 0, 2, \dots\}$ se jedná o pravotočivou kruhovou polarizaci, v případě $m = \{\dots, -3, -1, 1, 3, \dots\}$ jde o kruhovou polarizaci levotočivou [14].



Obrázek 2.1: Parametry polarizační elipsy.

Polarizační elipsu lze popsat výše uvedenými parametry A_x , A_y a δ (Obrázek 2.1a), kde k je libovolně zvolený bod na elipse, či úhly χ a ψ (Obrázek 2.1b). Úhel χ udává odklon hlavní poloosy elipsy od horizontální osy x . Úhel ψ udává elipticitu a platí pro něj, že $\psi > 0$ pro levotočivou polarizaci a $\psi < 0$ pro pravotočivou polarizaci. Převodní vztahy mezi nimi lze získat například ve tvaru [14, 15]

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan \frac{2A_x A_y \cos \delta}{A_x^2 - A_y^2},$$

$$\psi = \pm \arctan \frac{\sqrt{\tan^2 \chi + \frac{A_y^2}{A_x^2} - 2 \frac{A_y}{A_x} \cos \delta \tan \chi}}{1 + \frac{A_y^2}{A_x^2} \tan^2 \chi + 2 \frac{A_y}{A_x} \cos \delta \tan \chi}. \quad (2.5)$$

2.1 Jonesův formalismus

Chování polarizovaného světla lze matematicky popsat pomocí Jonesova maticového formalismu. Jonesův vektor popisující obecný eliptický polarizační stav světla je dán výrazem

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{A_x^2 + A_y^2}} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\delta) \end{bmatrix}, \quad (2.6)$$

který pro lineárně polarizované světlo přechází do tvaru

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \pm \sin \alpha \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

a pro kruhovou polarizaci přejde do tvaru

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}, \quad (2.8)$$

kde „+“ značí pravotočivou a „-“ levotočivou kruhovou polarizaci [16, 17].

Pro popis průchodu polarizovaného světla optickou sestavou, je vhodné definovat Jonesovy matice optických komponent, které ovlivňují polarizaci. Mezi významné patří například fázová destička, která zavádí mezi x -ovou a y -ovou složku Jonesova vektoru fázový rozdíl $\Delta\Gamma$. Jonesova matice popisující fázovou destičku, jejíž optická osa je kolineární s osou x , má tvar

$$\mathbb{T}(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-i\Delta\Gamma) \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

V případě $\Delta\Gamma = \frac{\pi}{2}$ se jedná o čtvrtvlnnou fázovou destičku

$$\mathbb{T}_{\lambda/4}(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix}, \quad (2.10)$$

v případě $\Delta\Gamma = \pi$ jde o půlvlnnou fázovou destičku

$$\mathbb{T}_{\lambda/2}(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (2.11)$$

Další důležitou komponentou ovlivňující polarizaci je lineární polarizátor. Pokud je osa lineárního polarizátoru natočená tak, aby propouštěl lineární polarizaci ve směru osy x ,

má Jonesova matice lineárního polarizátoru tvar

$$\mathbb{P}(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.12)$$

Pokud osu polarizaci ovlivňující komponenty $\mathbb{G}(0)$ natočíme o úhel γ vůči horizontální ose x , lze její Jonesovu matici $\mathbb{G}(\gamma)$ vyjádřit ze vztahu

$$\mathbb{G}(\gamma) = \mathbb{R}(-\gamma) \mathbb{G}(0) \mathbb{R}(\gamma), \quad (2.13)$$

kde

$$\mathbb{R}(\gamma) = \begin{bmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

je matice rotace o úhel γ [16, 17].

Pokud budou prvky v optické sestavě popsány Jonesovými maticemi $\mathbb{G}_1, \mathbb{G}_2, \dots, \mathbb{G}_N$ označenými postupně tak, jak jimi prochází světelný svazek, pak výslednou Jonesovu matici \mathbb{G} spočteme ze vztahu [16, 17]

$$\mathbb{G} = \mathbb{G}_N \dots \mathbb{G}_2 \mathbb{G}_1. \quad (2.15)$$

2.2 Stokesův formalismus

Nevýhodou Jonesova popisu je skutečnost, že počítá pouze s úplně polarizovaným světlem. Pro popis úplně polarizovaného světla, částečně polarizovaného i nepolarizovaného světla se hodí Stokesův formalismus. Míra polarizace je vyjádřena stupněm polarizace p , pro který platí

$$p = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}, \quad (2.16)$$

kde

$$S_0 = 1, \quad S_1 = \frac{I_H - I_V}{I_H + I_V}, \quad S_2 = \frac{I_D - I_A}{I_D + I_A}, \quad S_3 = \frac{I_L - I_P}{I_L + I_P}. \quad (2.17)$$

Koeficienty S_0, S_1, S_2, S_3 se nazývají Stokesovy parametry a $I_H, I_V, I_D, I_A, I_L, I_P$ jsou intenzity, které naměříme při rozkladu obecného polarizačního stavu do bází lineárních polarizací horizontální, vertikální $\{H, V\}$, diagonální, antidiagonální $\{D, A\}$ a kruhových polarizací levotočivé, pravotočivé $\{L, P\}$. z výše uvedeného je zřejmý i způsob, jakým se Stokesovy parametry určují. Hodnota stupně polarizace leží v intervalu $p \in \langle 0, 1 \rangle$, kde rovnost $p = 0$ platí pro světlo nepolarizované a rovnost $p = 1$ pro světlo úplně polarizované [13, 16].

V případě úplně polarizovaného světla lze nalézt převodní vztahy mezi Stokesovými parametry a parametry polarizační elipsy A_x , A_y a δ . Pokud rozložíme normovaný Jonesův vektor (2.6), kde $A_x^2 + A_y^2 = 1$, do bázi $\{H, V\}$, $\{D, A\}$, $\{L, P\}$ a vyjádříme příslušnou relativní intenzitu, kterou dosadíme do (2.17), získáme pro Stokesovy parametry vztahy

$$S_0 = 1, \quad S_1 = A_x^2 - A_y^2, \quad S_2 = 2A_xA_y \cos \delta, \quad S_3 = -2A_xA_y \sin \delta, \quad (2.18)$$

Z nichž lze vyjádřit parametry polarizační elipsy například následovně

$$A_x = \sqrt{\frac{S_0 + S_1}{2}}, \quad A_y = \sqrt{\frac{S_0 - S_1}{2}}, \quad \delta = -\arctan \frac{S_3}{S_2}. \quad (2.19)$$

Pro úplnost je vhodné uvést vztahy mezi Stokesovými parametry a parametry polarizační elipsy χ a ψ

$$S_1 = \cos 2\psi \cos 2\chi, \quad S_2 = \cos 2\psi \sin 2\chi, \quad S_3 = \sin 2\psi. \quad (2.20)$$

Z nich lze vyjádřit parametry polarizační elipsy následovně [16]

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{1}{2} \arctan \frac{S_2}{S_1}, \\ \psi &= \frac{1}{2} \arcsin S_3. \end{aligned} \quad (2.21)$$

V případě částečně polarizovaného světla lze Stokesův vektor určený dle (2.17) se stupněm polarizace p zapsat jako součet vektorů úplně polarizovaného světla o relativní intenzitě p a nepolarizovaného světla o relativní intenzitě $(1 - p)$, tedy

$$\begin{bmatrix} 1 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} (1-p) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.22)$$

Tento rozklad je užitečný například v případě, když studujeme vývoj částečně polarizovaného světla v jednoosém anizotropním prostředí [13, 16].

Transformační matice \mathbb{M} , která definuje působení optické komponenty na světlo s určitým polarizačním stavem, se nazývá Müllerova matice. Mezi vstupním Stokesovým vektorem \mathbf{S} a výstupním Stokesovým vektorem \mathbf{S}' pak platí relace

$$\begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} \equiv \mathbf{S}' = \mathbb{M}\mathbf{S} \equiv \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}. \quad (2.23)$$

Müellerova matice lineárního polarizátoru s osou natočenou tak, aby propouštěl lineární polarizaci ve směru osy x , má tvar

$$\mathbb{M}_{\mathbb{P}}(0) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

a Müellerova matice fázové destičky, která zavádí mezi x -ovou a y -ovou složku polarizace fázový rozdíl $\Delta\Gamma$ a jejíž optická osa je kolineární s osou x , má tvar

$$\mathbb{M}_{\mathbb{T}}(0) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Delta\Gamma & \sin \Delta\Gamma \\ 0 & 0 & -\sin \Delta\Gamma & \cos \Delta\Gamma \end{bmatrix}. \quad (2.25)$$

Pokud osu polarizaci ovlivňující komponenty $\mathbb{M}_{\mathbb{G}}(0)$ natočíme o úhel γ vůči horizontální ose x , lze její Müellerovu matici $\mathbb{M}_{\mathbb{G}}(\gamma)$ vyjádřit ze vztahu

$$\mathbb{M}_{\mathbb{G}}(\gamma) = \mathbb{M}_{\mathbb{R}}(-\gamma)\mathbb{M}_{\mathbb{G}}(0)\mathbb{M}_{\mathbb{R}}(\gamma), \quad (2.26)$$

kde

$$\mathbb{M}_{\mathbb{R}}(\gamma) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\gamma & \sin 2\gamma & 0 \\ 0 & -\sin 2\gamma & \cos 2\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

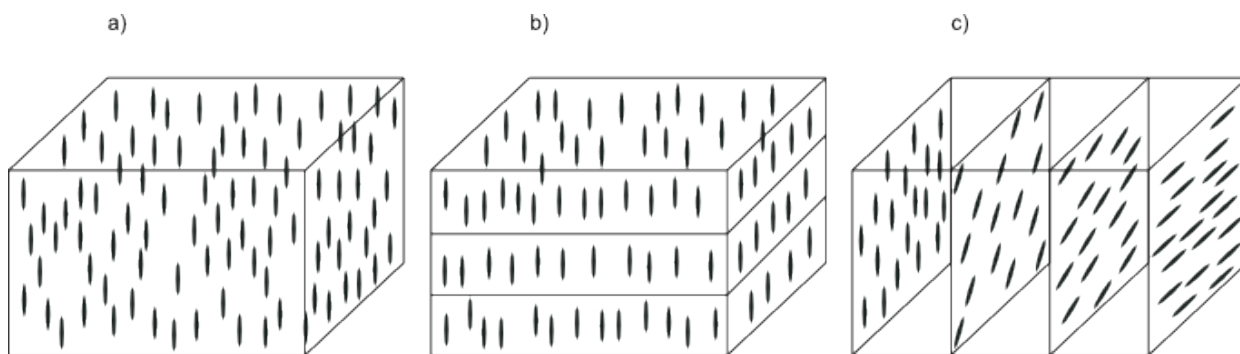
je matice rotace o úhel γ [16].

Výsledná Müellerova matice $\mathbb{M}_{\mathbb{G}}$ sestavy optických prvků popsanych Müllerovými maticemi $\mathbb{M}_{\mathbb{G}1}, \mathbb{M}_{\mathbb{G}2}, \dots, \mathbb{M}_{\mathbb{G}N}$ označených postupně tak, jak jimi prochází světelný svazek, se obdobně jako u Jonesových matic spočte dle vztahu [16]

$$\mathbb{M}_{\mathbb{G}} = \mathbb{M}_{\mathbb{G}N} \dots \mathbb{M}_{\mathbb{G}2} \mathbb{M}_{\mathbb{G}1}. \quad (2.28)$$

3 Optika kapalných krystalů

Kapalné krystaly jsou tvořeny molekulami doutníkovitého tvaru, mezi kterými existuje orientační uspořádání. Na rozdíl od krystalických látek však v kapalných krystalech chybí uspořádání prostorové. Dle orientačního uspořádání molekul dělíme kapalné krystaly na nematkové, smektické a cholestické (Obrázek 3.1). Kapalné krystaly nematkového typu mají náhodné prostorové rozmístění, jsou však vůči sobě vzájemně kolineární. Střední smektických kapalných krystalů jsou oproti nematkovým navíc uspořádány do rovnoběžných vrstev. Cholestické kapalné krystaly se od nematkových liší postupným šroubovitým stáčením kolem osy. Toto stočení existuje u cholestických kapalných krystalů přirozeně [1].



Obrázek 3.1: Kapalné krystaly dělíme dle orientačního uspořádání molekul na: a) nematkové, b) smektické, c) cholestické [1].

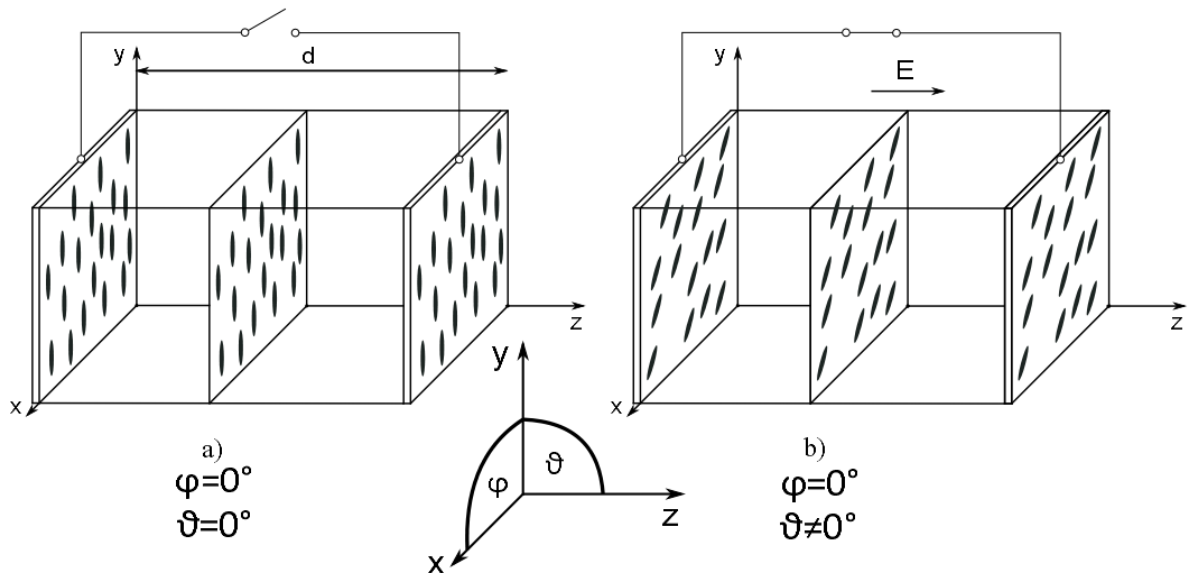
Orientaci kapalných krystalů lze obecně ovlivňovat silovým působením. Vzájemným potočením skleněných planparalelních destiček, mezi kterými jsou umístěny kapalné krystaly nematkového typu, lze vytvořit stočenou formu nematkových kapalných krystalů, které jsou hojně využívány v optoelektronice. Na rozdíl od cholestické fáze je zde stočení vyvoláno uměle [1, 18].

Dále prostudujeme optické vlastnosti nestočené i stočené fáze nematkových kapalných krystalů, které nás z hlediska aplikací zajímají nejvíce.

3.1 Nematické kapalné krystaly

3.1.1 Paralelní

Uvažujme nematické kapalné krystaly umístěné mezi skleněnými destičkami, které jsou vyleštěné ve stejném směru. Osy kapalných krystalů v krajní vrstvě jsou orientovány ve směru vyleštění destiček. Tímto způsobem získáme celu s kapalnými krystaly, jejichž osy mají shodnou orientaci v celém objemu (Obrázek 3.2a). Upevníme-li na celu elektrody s přivedeným elektrickým napětím, začnou se molekuly vyklánět do směru elektrického pole (Obrázek 3.2b). Pro velikost úhlu vyklonění molekul kapalného krystalu z rovnovážné



Obrázek 3.2: Cela s paralelními nematickými kapalnými krystaly: a) bez přivedeného elektrického napětí na elektrodách, b) s přivedeným elektrickým napětím na elektrodách. Úhel ϑ udává odklon osy molekuly od souřadné osy y ve směru osy z . Úhel φ , který udává odklon osy molekuly od souřadné osy y ve směru osy x , je v tomto případě nulový [1].

polohy do směru elektrického pole ϑ platí

$$\vartheta = \begin{cases} 0 & \text{pro } u \leq U_c \\ \frac{\pi}{2} - 2 \arctan \left[\exp \left(-\frac{U - U_c}{U_0} \right) \right] & \text{pro } u \geq U_c, \end{cases} \quad (3.1)$$

kde U značí střední kvadratickou hodnotu přiloženého napětí, U_c tak zvané kritické napětí, při kterém se molekuly začínají vyklánět ze svých rovnovážných poloh, a U_0 je konstanta [1].

Změnou úhlu vyklonění molekul kapalného krystalu ϑ můžeme měnit fázový rozdíl mezi horizontální (rovnoběžně s osou x) a vertikální (rovnoběžně s osou y) složkou vstupní polarizace, neboť kapalně krystaly tvoří jednoosé anizotropní prostředí s optickou osou ve směru delší osy molekul kapalných krystalů. Pro index lomu $n(\vartheta)$, který ovlivňuje fázové zpoždění lineární vertikální polarizace, platí vztah

$$\frac{1}{n^2(\vartheta)} = \frac{\cos^2 \vartheta}{n_e^2} + \frac{\sin^2 \vartheta}{n_o^2}, \quad (3.2)$$

kde n_e značí mimořádný index lomu a n_o řádný index lomu. Lineární horizontální polarizace je ovlivňována indexem lomu n_o bez ohledu na velikost přivedeného napětí u . Fázový rozdíl mezi těmito polarizačními složkami $\Delta\Gamma$ pro záření o vlnové délce λ , které projde celou délkou d , má hodnotu

$$\Delta\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} [n(\vartheta) - n_o]d. \quad (3.3)$$

To nabývá svého maxima pro $\vartheta = 0^\circ$ a jde k nule pro $\vartheta = 90^\circ$ [1].

Paralelní nematické kapalně krystaly tak představují fázovou destičku s volitelným fázovým zpožděním $\Delta\Gamma$, které závisí na velikosti přivedeného elektrického napětí.

3.1.2 Stočené

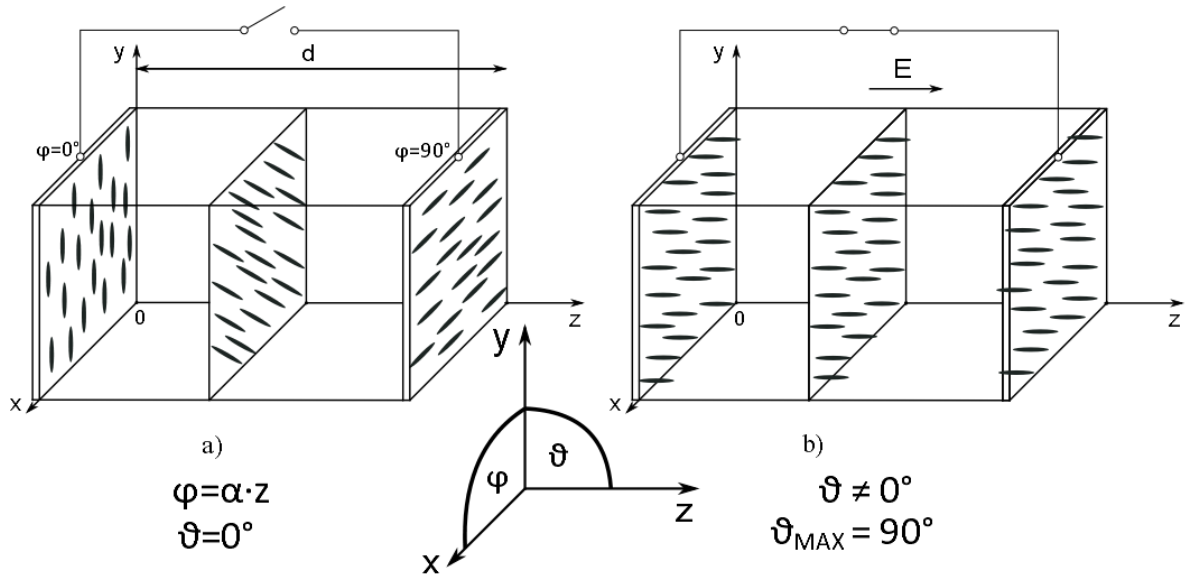
Pokud umístíme nematické kapalně krystaly mezi skleněné destičky, které nejsou vyleštěné ve stejném směru, získáme celou se šroubovitě stočenými kapalnými krystaly. Cela se stočenými nematickými kapalnými krystaly bez přivedeného napětí na elektrodách (Obrazek 3.3a) tvoří nehomogenní anizotropní optické prostředí, které se lokálně chová jako jednoosý anizotropní krystal s optickou osou ve směru delší osy molekul kapalných krystalů. Pro celkový úhel stočení molekul kapalných krystalů φ ve vzdálenosti z od počátku souřadného systému platí

$$\varphi = \alpha z, \quad (3.4)$$

kde α udává úhel stočení kapalných krystalů na jednotku délky [1].

Podrobnější analýzou lze odvodit Jonesovu matici stočených kapalných nematických krystalů ve tvaru

$$\mathbb{T}_{\text{TNC}} = \mathbb{R}(-\alpha d)\mathbb{T}(0) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha d) & -\sin(\alpha d) \\ \sin(\alpha d) & \cos(\alpha d) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-i\Delta\Gamma) \end{bmatrix}, \quad (3.5)$$



Obrázek 3.3: Cella se stočenými nematickými kapalnými krystaly: a) bez přivedeného elektrického napětí na elektrodách, b) s přivedeným elektrickým napětím na elektrodách. Úhel ϑ udává odklon osy molekuly od souřadné osy y ve směru osy z . Úhel odklonu osy molekuly od souřadné osy y ve směru osy x φ je lineárně závislý na souřadnici z dle vztahu (3.4) [1].

kde $\Delta\Gamma$ je fázový rozdíl, pro který platí vztah

$$\Delta\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d. \quad (3.6)$$

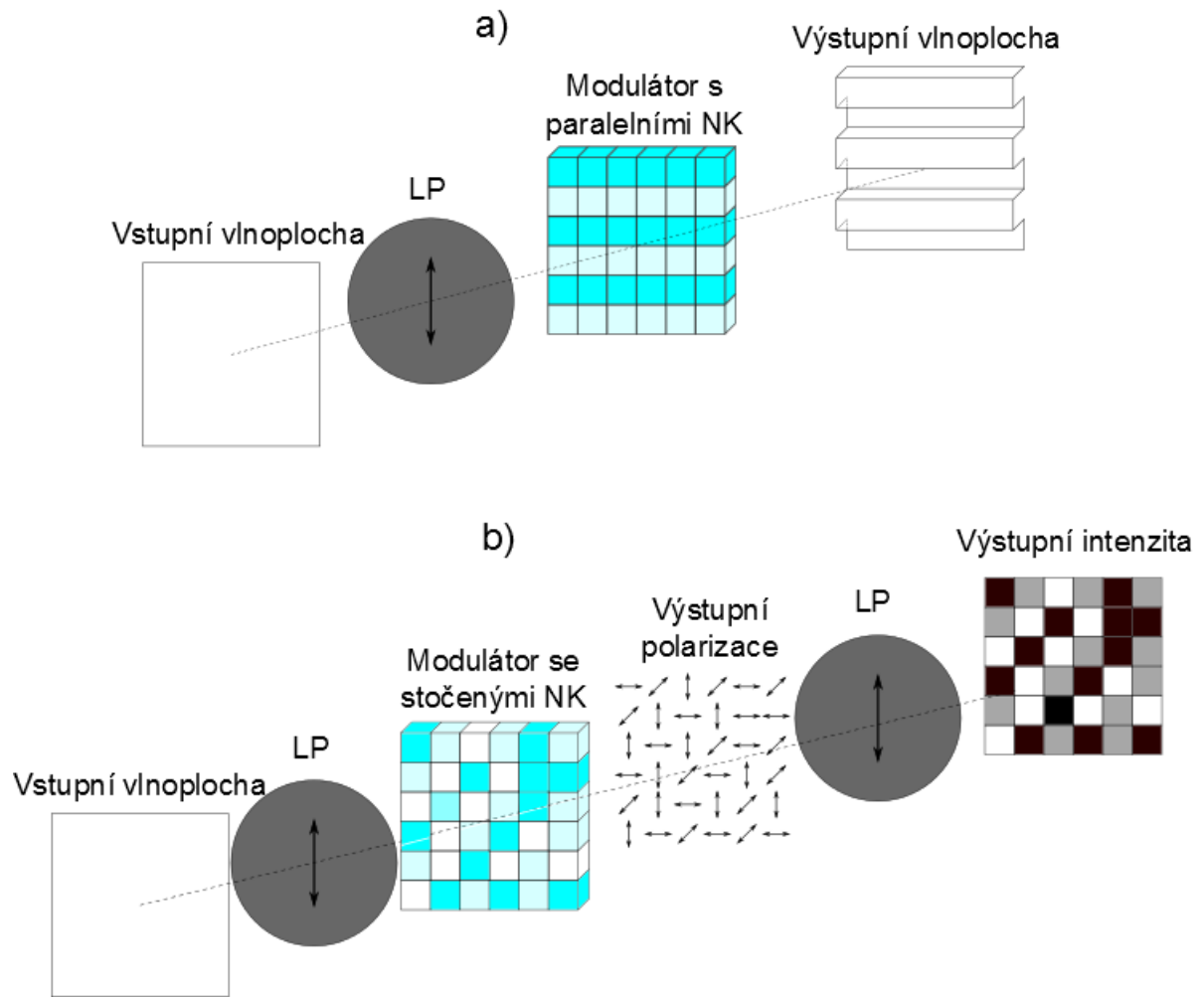
Celkově se tedy cello se stočenými nematickými krystaly chová jako fázová destička, zavádějící mezi horizontální a vertikální složku polarizace fázový rozdíl $\Delta\Gamma$, následovaná polarizačním rotátorem [1].

Po přivedení elektrického napětí na elektrody (Obrázek 3.3b) se začnou, podobně jako u nestočené formy nematických kapalných krystalů, kapalně krystaly vyklánět do směru vzniklého elektrického pole dle vztahu (3.1). Pro fázový rozdíl $\Delta\Gamma$ pak platí vztah (3.3). Fázový rozdíl $\Delta\Gamma$ jde k nule v případě, že většina molekul je vykloněna do směru elektrického pole, tedy v případě $\vartheta = 90^\circ$. Tím ale zaniká i šroubovitě stočení nematických krystalů a Jonesova matice (3.5) se blíží k jednotkové matici [1]

$$\mathbb{T}_{\text{TNC}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.7)$$

3.2 Prostorová modulace světla

Modulací světla rozumíme řízenou změnu parametrů procházející elektromagnetické vlny. Modulaci dělíme na amplitudovou, při které je řízena výstupní intenzita ze sestavy,



Obrázek 3.4: Příklad sestavy provádějící prostorovou fázovou modulaci světla (a)): Vstupní rovinná vlna prochází vhodně nastaveným lineárním polarizátorem (LP) a dopadá na adresovaný prostorový modulátor světla, jehož cely obsahují paralelní nematické kapalné krystaly (Paralelní NK). Výstupní vlna má stejnou polarizaci jako vlna vstupní, je však fázově modulovaná. Příklad sestavy, která provádí prostorovou amplitudovou modulaci světla (b)). Vstupní rovinná vlna prochází vhodně nastaveným lineárním polarizátorem (LP) a dopadá na prostorový modulátor světla se stočenými nematickými kapalnými krystaly (Stočené NK). Velikost stočení lineární polarizace závisí na přivedeném napětí na elektrodách cel. Při průchodu lineárním polarizátorem na výstupu ze sestavy tedy detekujeme prostorové rozložení intenzity, které závisí na adresování jednotlivých pixelů prostorového modulátoru světla [1, 19].

a fázovou, u které řídíme fázové zpoždění procházející vlny. Příkladem sestavy, která provádí fázovou modulaci světla, může být cela s nestočenými kapalnými krystaly (Obrázek 3.2), před kterou umístíme lineární polarizátor nastavený tak, aby propouštěl vertikální složku polarizace. Získáme tedy napětím řízený fázový modulátor, který zavádí do verti-

kálně polarizované vlny fázové zpoždění Γ_y , pro které platí

$$\Gamma_y = \frac{2\pi}{\lambda} n(\vartheta) d. \quad (3.8)$$

Sestavu provádějící ideální prostorovou fázovou modulaci světla získáme z předešlého případu, pokud umístíme více cel s nestočenými kapalnými krystaly do matice pixelů tak, že optické osy kapalných krystalů jsou kolineární a že každou celu jsme schopni nezávisle napěťově adresovat. Tímto způsobem jsme schopni modulovat tvar vstupní vlnoplochy (Obrázek 3.4a) [1].

Pokud před celu se stočenými kapalnými krystaly (Obrázek 3.3) umístíme lineární polarizátor, jehož osa je natočená shodně se směrem osy kapalných krystalů na vstupním krycím skle, a za celu umístíme analyzátor, jehož osa je natočená shodně či ortogonálně se směrem osy kapalných krystalů na výstupním krycím skle, získáme optickou sestavu provádějící amplitudovou modulaci světla. Změnou velikosti přiváděného napětí na elektrodách ovlivňujeme míru stáčení lineární polarizace a tím i výstupní intenzitu za analyzátozem. Umístěním těchto cel do matice jsme adresováním jednotlivých pixelů schopni měnit prostorové rozložení intenzity světla na výstupu ze sestavy a získat tak amplitudovou prostorovou modulaci světla (Obrázek 3.4b) [1].

Ve výše psaném textu byly diskutovány pouze příklady laboratorních sestav, které v ideálním případě provádějí pouze fázovou či pouze amplitudovou modulaci.

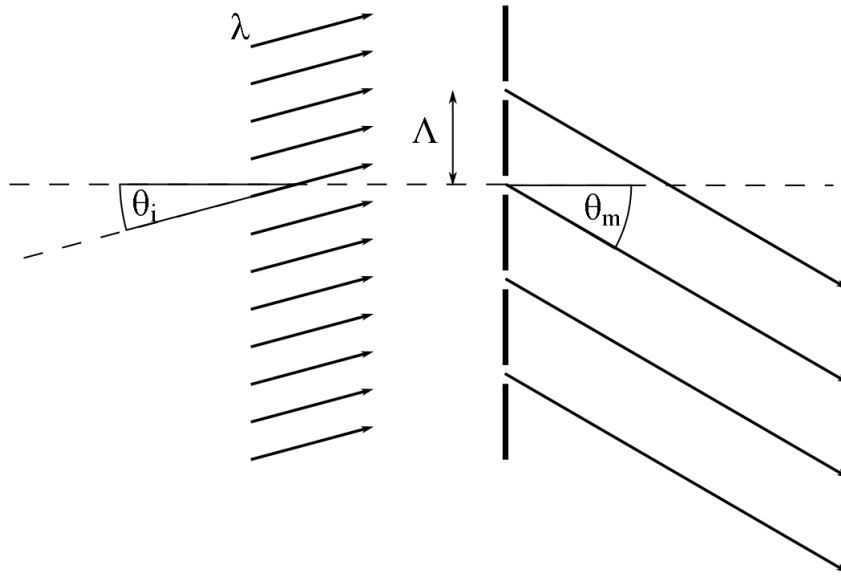
Celu s paralelními nematickými kapalnými krystaly lze však použít také pro amplitudovou modulaci světla tak, že osu lineárního polarizátoru před modulátorem nastavíme na 45° . Tím zajistíme stejné zastoupení lineární horizontální a vertikální složky polarizace ve svazku dopadajícím na modulátor. Vertikální polarizaci modulujeme přivedením elektrického napětí na celu, čímž aktivně měníme fázový rozdíl mezi horizontální a vertikální složkou vstupní polarizace a tím i výstupní polarizační stav. Umístěním dalšího vhodně natočeného lineárního polarizátoru za modulátor pak na výstupu ze sestavy detekujeme intenzitu světla, která je závislá na přivedeném elektrickém napětí na celu s paralelními nematickými kapalnými krystaly. Umístěním těchto cel do matice pixelů získáme, při jinak stejném uspořádání experimentu, amplitudový prostorový modulátor světla s paralelními nematickými kapalnými krystaly [20].

V našem experimentu nás budou zajímat stočené nematické kapalné krystaly, které lze použít jak pro zmiňovanou amplitudovou modulaci, tak pro fázovou modulaci světla. Tento problém však bude podrobněji diskutován v experimentální části této práce [21, 22].

4 Difrakce světla na periodických strukturách

Vzhledem k rozměrům displeje a množství pixelů, ze kterých se aktivní plocha prostorových modulátorů světla skládá, je nutné brát v úvahu projevy difrakce světla. Prostorové rozmístění difrakčních řádů v modulovaném světle závisí na vlnové délce použitého světla a na rozměrech pixelů. Rozdělení energie v difraktovaném světle je oproti tomu dáno koeficientem zaplnění, který udává relativní zastoupení aktivní plochy pixelu. Pro studium difrakčních efektů je v následujícím textu využita skalární teorie difrakce [1, 13, 20, 23].

Soustava vzájemně rovnoběžných štěrbin vzdálených vůči sobě o Λ tvoří periodickou strukturu, kterou nazýváme mřížka. Pokud na mřížku dopadá rovinná vlna o vlnové délce λ pod úhlem θ_i vůči normále roviny, v níž mřížka leží, pak šířením světla za mřížkou dojde



Obrázek 4.1: Difrakční mřížka o periodě Λ , na kterou dopadá rovinná vlna o vlnové délce λ pod úhlem θ_i . Dopadající rovinná vlna difraktuje do difrakčních řádů pod úhlem θ_m [13].

ke zformování periodického difrakčního obrazce. Prostorové rozmístění difrakčních řádů závisí na vlnové délce světla, na periodě mřížky a je popsáno mřížkovou rovnicí

$$\Lambda (\sin \theta_m - \sin \theta_i) = m\lambda, \quad (4.1)$$

kde θ_m je úhel odklonu m -tého difrakčního řádu od normály roviny, v níž leží mřížka (Obrázek 4.1) [24].

Dále se budeme zabývat tenkými prostorově neomezenými mřížkami, které jsou periodické v ose x a mají periodu Λ . Ty charakterizujeme periodickou funkcí propustnosti $t(x)$, kterou lze rozložit do Fourierovy řady

$$t(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m \exp\left(-i\frac{2\pi m}{\Lambda}x\right), \quad (4.2)$$

kde koeficienty c_m lze určit ze vztahu [13]

$$c_m = \frac{1}{\Lambda} \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} t(x) \exp\left(i\frac{2\pi m}{\Lambda}x\right) dx. \quad (4.3)$$

Intenzita v difrakčních řádech se mění s rostoucím odklonem od původního směru θ_i . Množství energie v m -tém difrakčním řádu popisuje difrakční účinnost η_m , pro kterou platí vztah

$$\eta_m = \frac{I_m \cos \theta_m}{I_i \cos \theta_i}, \quad (4.4)$$

kde I_i je intenzita rovinné vlny dopadající na mřížku pod úhlem θ_i vzhledem k normále roviny, ve které leží difrakční mřížka, a I_m je intenzita vlny, která difraktuje pod úhlem θ_m . Lze ukázat, že pro tenké mřížky a normalizované rozvojové koeficienty c_m ($\sum_m |c_m|^2 = 1$) platí rovnost

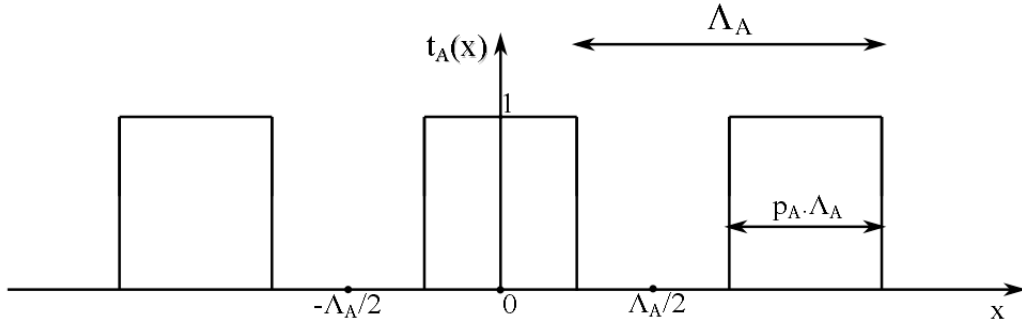
$$\eta_m = |c_m|^2. \quad (4.5)$$

Vypočtením koeficientu c_m dle (4.3) pro tenkou mřížku s funkcí propustnosti $t(x)$ můžeme spočítat difrakční účinnost v libovolném difrakčním řádu ze vztahu (4.5), jak si pro vybrané mřížky ukážeme v následujícím textu [13].

4.1 Binární amplitudová mřížka

Uvažujme binární amplitudovou mřížku s funkcí propustnosti $t_A(x)$, koeficientem zaplnění p_A a periodou Λ_A (Obrázek 4.2). Funkce propustnosti nabývá dvou hodnot 1 a 0, které určují relativní propuštěnou intenzitu v daném místě mřížky. Pro koeficient c_m lze z rovnice (4.3) získat vyjádření

$$c_m = \frac{1}{\Lambda_A} \int_{-\Lambda_A/2}^{\Lambda_A/2} t(x) \exp\left(i\frac{2\pi m}{\Lambda_A}x\right) dx = p_A \frac{\sin \pi m p_A}{\pi m p_A}. \quad (4.6)$$



Obrázek 4.2: Funkce propustnosti binární amplitudové mřížky s periodou Λ_A a koeficientem zaplnění p_A .

Rovnice (4.6) pak nabývá tvaru

$$c_m = p_A \frac{\sin(\pi m p_A)}{\pi m p_A}. \quad (4.7)$$

Pro difrakční účinnost v nultém, prvním a mínus prvním difrakčním řádu získáme ze vztahu (4.5) výsledky

$$\eta_0 = |c_0|^2 = p_A^2, \quad (4.8)$$

$$\eta_{-1} = \eta_1 = |c_1|^2 = \frac{\sin^2(\pi p_A)}{\pi^2}. \quad (4.9)$$

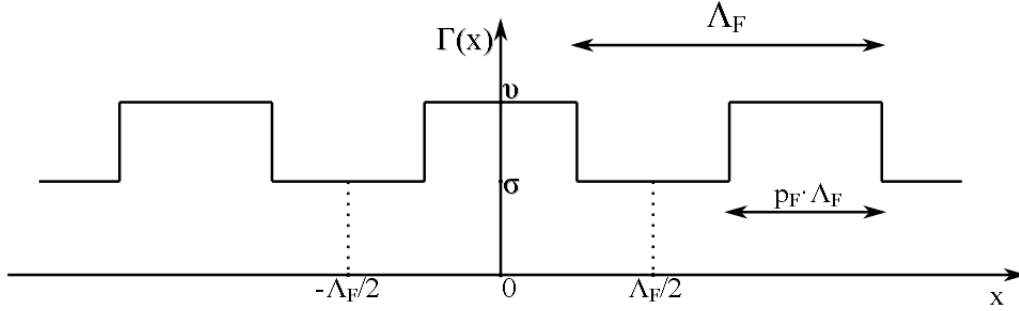
4.2 Binární fázová mřížka

Uvažujme binární fázovou mřížku s funkcí propustnosti $t_F(x) = \exp(i\Gamma(x))$, koeficientem zaplnění p_F a periodou Λ_F (Obrázek 4.3). Funkce propustnosti binární fázové mřížky nabývá dvou hodnot $\exp(i\sigma)$ a $\exp(i\nu)$, které určují fázové zpoždění rovinné vlny při průchodu mřížkou v daném místě. Pro koeficient c_m lze z rovnice (4.3) získat vztah

$$\begin{aligned} c_m &= \frac{1}{\Lambda_F} \int_{-\Lambda_F/2}^{\Lambda_F/2} t(x) \exp\left(i \frac{2\pi m}{\Lambda_F} x\right) dx \\ &= \exp(i\sigma) \left\{ \frac{\sin(\pi m)}{\pi m} + p_F \frac{\sin(\pi m p_F)}{\pi m p_F} [\exp(i(\nu - \sigma)) - 1] \right\}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Za předpokladu $p_F = \frac{1}{2}$ dostaneme pro difrakční účinnost v nultém, prvním a mínus prvním difrakčním řádu binární fázové mřížky ze vztahu (4.5) výsledky

$$\eta_0 = |c_0|^2 = \frac{1}{2} \exp(i\sigma) \{1 + \exp[i(\nu - \sigma)]\}^2 = \frac{1}{2} \{1 + \cos(\nu - \sigma)\}, \quad (4.11)$$



Obrázek 4.3: Funkce propustnosti binární fázové mřížky s periodou Λ_F a koeficientem zaplnění p_F .

$$\eta_{-1} = \eta_1 = |c_1|^2 = \left| \frac{1}{\pi} \exp(i\sigma) \{ \exp[i(\nu - \sigma)] - 1 \} \right|^2 = \frac{2}{\pi^2} \{ 1 - \cos(\nu - \sigma) \}. \quad (4.12)$$

Z uvedených vztahů je zřejmé, že difrakční účinnost nezávisí na konkrétních hodnotách fáze ν , σ , ale pouze na fázovém rozdílu $(\nu - \sigma)$.

4.3 Kombinace více tenkých mřížek

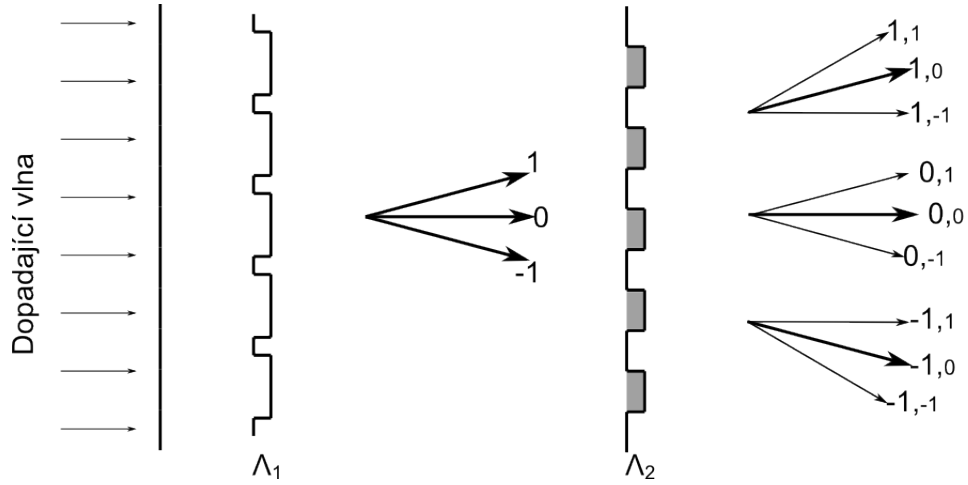
Nevýhoda prostorových modulátorů světla je ta, že není možné studovat difrakci světla pouze na zvolené amplitudové nebo fázové mapě, ale je třeba počítat i s vlivem fyzické struktury displeje, která vytváří binární amplitudovou mřížku. Na výslednou difrakci je pak nutné pohlížet jako na postupnou difrakci světla na zobrazené mapě a fyzické struktuře displeje (Obrázek 4.4), kterou lze popsat následovně [19]:

Dvě tenké mřížky s funkcemi propusti $t_1(x)$, $t_2(x)$ a periodami $\Lambda_1(x)$, $\Lambda_2(x)$ lze rozvést do Fourierových řad (4.2)

$$\begin{aligned} t_1(x) &= \sum_{m_1=-\infty}^{\infty} c_{m_1} \exp\left(-i \frac{2\pi m_1}{\Lambda_1} x\right), \\ t_2(x) &= \sum_{m_2=-\infty}^{\infty} c_{m_2} \exp\left(-i \frac{2\pi m_2}{\Lambda_2} x\right). \end{aligned} \quad (4.13)$$

Výslednou funkci propustnosti $t(x)$ získáme ze vztahu

$$\begin{aligned} t(x) &= t_1(x)t_2(x) \\ &= \sum_{m_1=-\infty}^{\infty} \sum_{m_2=-\infty}^{\infty} c_{m_1} c_{m_2} \exp\left[-i2\pi \left(\frac{m_1}{\Lambda_1} + \frac{m_2}{\Lambda_2}\right) x\right]. \end{aligned} \quad (4.14)$$



Obrázek 4.4: Postupná difrakce na dvou tenkých mřížkách.

Pro difrakční účinnost v konkrétním (m_1, m_2) -tém difrakčním řádu lze získat vztah [19]

$$\eta_{m_1, m_2} = |c_{m_1} c_{m_2}|^2 = |c_{m_1}|^2 |c_{m_2}|^2 . \quad (4.15)$$

Pasivní plocha displeje tvoří ve skutečnosti dvoudimenzionální amplitudovou mřížku s funkcí propustnosti $t_A(x, y) = t_A(x)t_A(y)$ s koeficientem zaplnění $p_A = p_{Ax}p_{Ay}$, kde p_{Ax} udává koeficient zaplnění v ose x a p_{Ay} koeficient zaplnění v ose y . Nultý difrakční řád vzniklý difrakcí na fyzické struktuře displeje modulátoru budeme dále označovat jako 0. difrakční řád (Obrázek 4.5a). Pokud na aktivní plochu displeje přivedeme binární mřížku s funkcí propustnosti $t(x)$ s periodou $\Lambda = \Lambda_x = 4$ pixely v ose x , vznikají díky postupné difrakci další difrakční řády. Difrakční řády nejbližší 0. budeme označovat jako $-1.$ a $1.$. Druhý jmenovaný budeme též nazývat pracovním difrakčním řádem (Obrázek 4.5b).

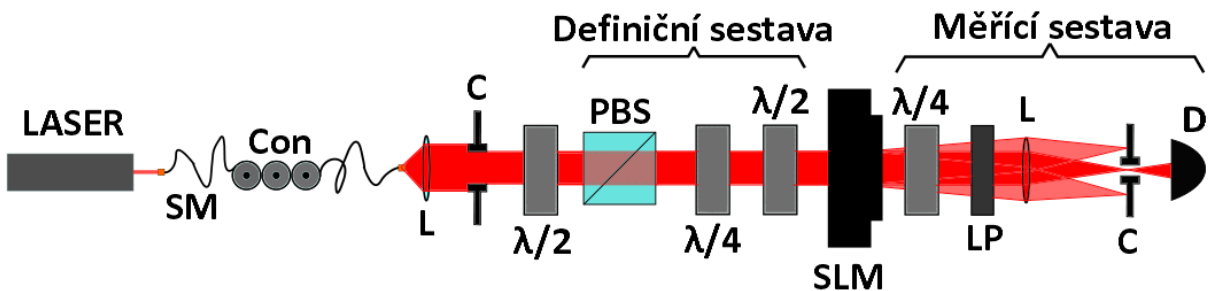


Obrázek 4.5: Difrakce na amplitudové mřížce prostorového modulátoru s koeficientem zaplnění $p_A = p_{Ax}p_{Ay}$ (a) a na kombinaci amplitudové mřížky a mřížky s periodou $\Lambda_x = 4$ pixely v ose x (b)).

5 Experiment

Hlavní náplní našeho experimentu je analýza polarizačních vlastností prostorového modulátoru světla, jehož displej se skládá z matice pixelů, na které je přiváděn osmibitový signál. Naměřených dat využijeme k optimalizaci amplitudové a fázové modulace ve vybraných difrakčních řádech. Tohoto cíle dosáhneme určením závislosti prvků Müellerovy matice modulátoru na zobrazené konstantní úrovni šedi na displeji. Müellerovu matici pro zobrazenou konstantní mapu lze získat měřením výstupních polarizačních stavů v nultém difrakčním řádu ze znalosti vstupních polarizačních stavů. Po optimalizaci vstupních polarizačních stavů budeme pro vyhodnocení kvality prováděné fázové modulace přivádět na modulátor binární mřížky s různými parametry.

5.1 Popis experimentální sestavy



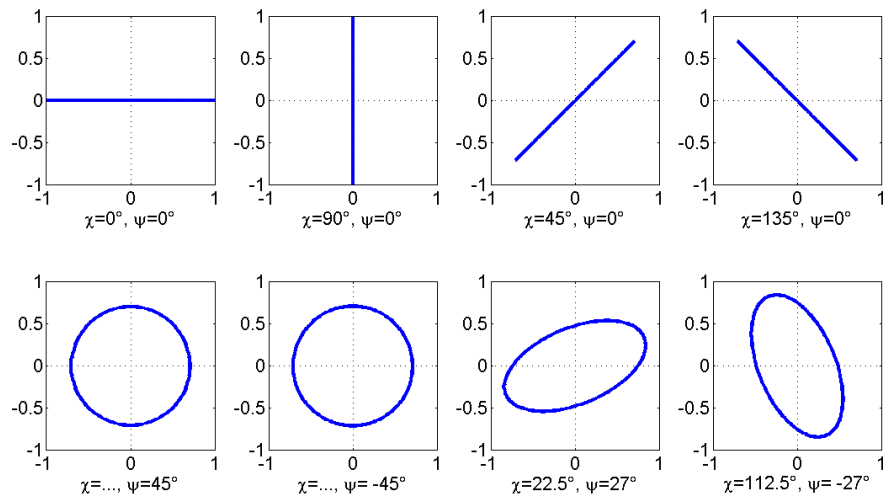
Obrázek 5.1: Experimentální sestavu tvoří: He-Ne laser (LASER), jednomodové vlákno (SM), polarizační kontroler (Con), spojné čočky (L), clony zorného pole (C), půlvlnné fázové destičky ($\lambda/2$), čtvrtvlnné fázové destičky ($\lambda/4$), polarizační dělič svazku (PBS), prostorový modulátor světla (SLM), lineární polarizátor (LP) a detektor (D).

Schéma použité experimentální sestavy je uvedené na (Obrázek 5.1). Svazek světla z použitého Helium-Neonového laseru (LASER, centrální vlnová délka $\bar{\lambda} = 633$ nm, výkon 50 mW) byl navázaný do jednomodového polarizaci neudržujícího vlákna (Thorlabs SM 600). Po vyvázání z vlákna byl dále kolimován spojnou čočkou (L) a jeho průřez omezen clonou zorného pole (C). Pro optimalizaci výkonu za polarizačním děličem svazku (PBS) byl použitý polarizační kontrolér (Con) a půlvlnná fázová destička ($\lambda/2$). Definiční sestavou, která byla tvořena polarizačním děličem, čtvrtvlnnou fázovou destičkou ($\lambda/4$) a půlvlnnou

fázovou destičkou ($\lambda/2$) v tomto pořadí, jsme nastavili vstupní polarizační stav svazku, který dopadal na prostorový modulátor světla (SLM, Holoeye LC 2002, 832×624 pixelů). Pomocí měřicí sestavy, která se skládala ze čtvrtvlnné fázové destičky ($\lambda/4$), lineárního polarizátoru (LP) a detektoru (D, Thorlabs PM 100 se senzorem S120A), jsme měřili polarizační stav výstupního svazku. Pro kvalitnější detekci optického výkonu v požadovaném difrakčním řádu byla mezi lineárním polarizátorem a detektorem umístěna spojná čočka (L) a clona zorného pole (C). Fázové destičky a lineární polarizátor v definiční a měřicí sestavě byly ovládány pomocí motorizovaných rotací (Thorlabs PRM1/MZ8E) sesynchronizovaných s detektorem optického výkonu. Činnost celé sestavy, včetně prostorového modulátoru světla, byla řízena počítačově prostřednictvím programu Matlab.

5.1.1 Definiční sestava

Po průchodu svazku polarizačním děličem (Obrázek 5.1) byla vytvořena lineární horizontální polarizace (rovnoběžně s deskou optického stolu). Vhodným natočením os čtvrtvlnné fázové destičky o úhel β_D a půlvlnné fázové destičky o úhel α_D vzhledem k horizontálnímu směru jsme dále definovali polarizační stav s parametry χ a ψ . Pro účely experimentu jsme nastavovali celkem osm vstupních polarizací (Tabulka 5.1), (Obrázek 5.2), kde pro prvních šest dále také používáme označení H , V , D , A , L , P a poslední dvě představují eliptické polarizace s náhodně vybranými parametry.



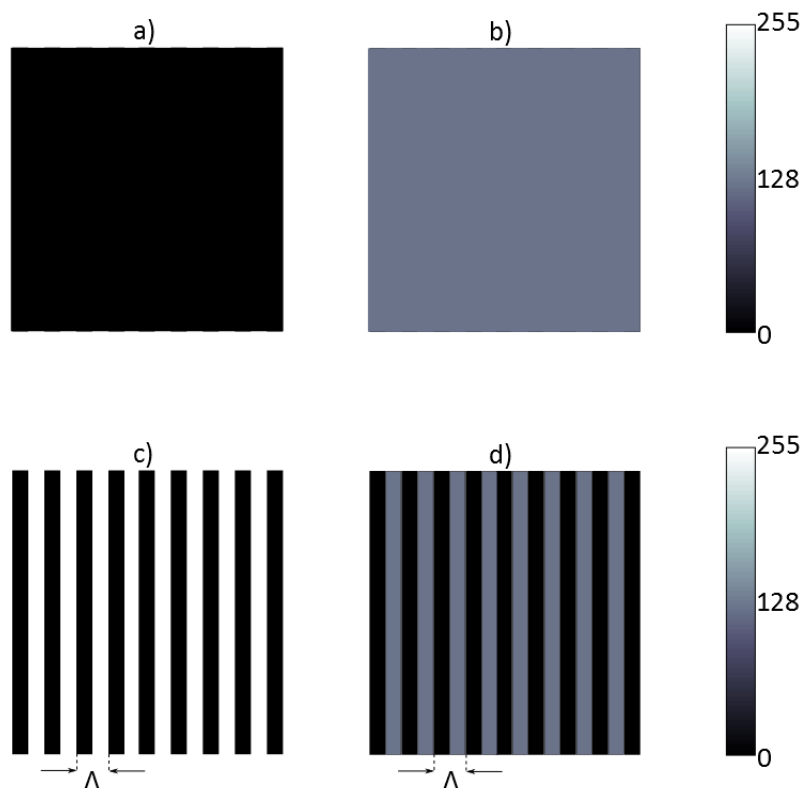
Obrázek 5.2: Definované vstupní polarizační stavy s parametry χ a ψ .

Optické prvky		Polarizační elipsa	
$\lambda/4$	$\lambda/2$		
$\beta_D[^\circ]$	$\alpha_D[^\circ]$	$\chi[^\circ]$	$\psi[^\circ]$
0	0	0	0
0	45	90	0
0	22.5	45	0
0	67.5	135	0
45	45	...	45
-45	0	...	-45
27	24.75	22.5	27
-27	42.75	112.5	-27

Tabulka 5.1: Natočením os čtvrtvlnné fázové destičky o úhel β_D a půlvlnné fázové destičky o úhel α_D vzhledem k horizontálnímu směru definujeme polarizační elipsu s parametry χ a ψ . Pro prvních šest polarizačních stavů uvedených v tabulce dále také používáme označení H, V, D, A, L, P .

5.1.2 Mapy zobrazované na prostorovém modulátoru světla

Měření se skládalo ze dvou etap. V první části experimentu jsme pro zobrazenou konstantní úroveň šedi (Obrázek 5.3a,b) měli určit Müellerovu matici modulátoru. Za tímto účelem jsme displej modulátoru adresovali plochami s konstantní úrovní šedi, které v našem případě postupně nabývaly hodnot 0 až 255 s krokem 4. V druhé části experimentu - po optimalizaci vstupních polarizačních stavů - jsme na modulátor přiváděli binární mřížky s periodou $\Lambda = 4$ pixely (Obrázek 5.3c,d). Ty jsme volili tak, že jednu hodnotu jsme nechali zafixovanou na úrovni šedi 0 a druhou jsme měnili opět v rozsahu 0 až 255 s krokem 4. Tímto způsobem jsme vyhodnocovali kvalitu prováděné fázové modulace v pracovním difrakčním řádu.



Obrázek 5.3: Příklady ploch s konstantní úrovní šedi a binárních mřížek: a) úroveň šedi 0, b) úroveň šedi 128, c) binární mřížka $0 \div 255$, d) binární mřížka $0 \div 128$.

5.1.3 Měřicí sestava

Sestava pro měření polarizačního stavu (Obrázek 5.1) se skládala ze čtvrtvlnné fázové destičky a lineárního polarizátoru. Neznámý polarizační stav světla jsme určili postupným měřením jeho intenzitní projekce do bazových stavů H, V, D, A, L, P, čehož bylo docíleno vhodnou orientací osy čtvrtvlnné fázové destičky o úhel β_M vůči horizontálnímu směru a osy lineárního polarizátoru o úhel γ_M (Tabulka 5.2). Čtvrtvlnnou fázovou destičkou byla převedena konkrétní bazová složka na lineární polarizaci a natočením osy lineárního polarizátoru pak odseparována od ostatních. Příslušný optický výkon byl změřen detektorem.

	Natočení os optických prvků	
Rozklad neznámé polarizace do bází	$\lambda/4$ $\beta_M[^\circ]$	LP $\gamma_M[^\circ]$
Horizontální	0	0
Vertikální	90	90
Diagonální	45	45
Antidiagonální	-45	-45
Levotočivá	0	-45
Pravotočivá	0	45

Tabulka 5.2: Rozklad neznámého polarizačního stavu do vybraných bázevých polarizačních stavů pomocí vhodného natočení osy čtvrtvlnné fázové destičky o úhel β_M a osy lineárního polarizátoru o úhel γ_M .

5.2 Určení Müellerovy matice

Müellerovu matici stočených nematických kapalných krystalů jsme určili tak, že pro svazek světla s definovaným vstupním polarizačním stavem (Obrázek 5.2), který dopadal na prostorový modulátor světla se zobrazenou konstantní úrovní šedi (Obrázek 5.3a,b), jsme změřili výstupní polarizační stav v nultém difrakčním řádu. Poté jsme zobrazenou konstantní mapu změnili a opět změřili výstupní polarizační stav. Úroveň šedi jsme měnili v rozsahu 0 až 255 s krokem 4. Po posledním měření jsme definovali nový vstupní polarizační stav a úroveň šedi změnili na hodnotu 0. Tento postup jsme opakovali pro osm různých vstupních polarizací (Obrázek 5.2). Ze známých parametrů vstupních a výstupních polarizací byla určena Müellerova matice následovně:

Mějme výstupní polarizační stav popsáný Stokesovým vektorem \mathbf{S}'_1 a vstupní polarizační stav popsáný Stokesovým vektorem \mathbf{S}_1 . Uvažujme konkrétní plochu konstantní úrovně šedi. Pro hledanou Müellerovu matici \mathbb{M} platí

$$\begin{bmatrix} S'_{01} \\ S'_{11} \\ S'_{21} \\ S'_{31} \end{bmatrix} \equiv \mathbf{S}'_1 = \mathbb{M}\mathbf{S}_1 \equiv \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{01} \\ S_{11} \\ S_{21} \\ S_{31} \end{bmatrix}, \quad (5.1)$$

kde první index značí v tomto případě Stokesův parametr a druhým indexem čísujeme polarizační stavy.

Pro 4 různé vstupní polarizace $\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2, \mathbf{S}_3, \mathbf{S}_4$ jsme naměřili 4 různé výstupní polarizace $\mathbf{S}'_1, \mathbf{S}'_2, \mathbf{S}'_3, \mathbf{S}'_4$. Jejich dosazením do rovnice (5.1) získáme

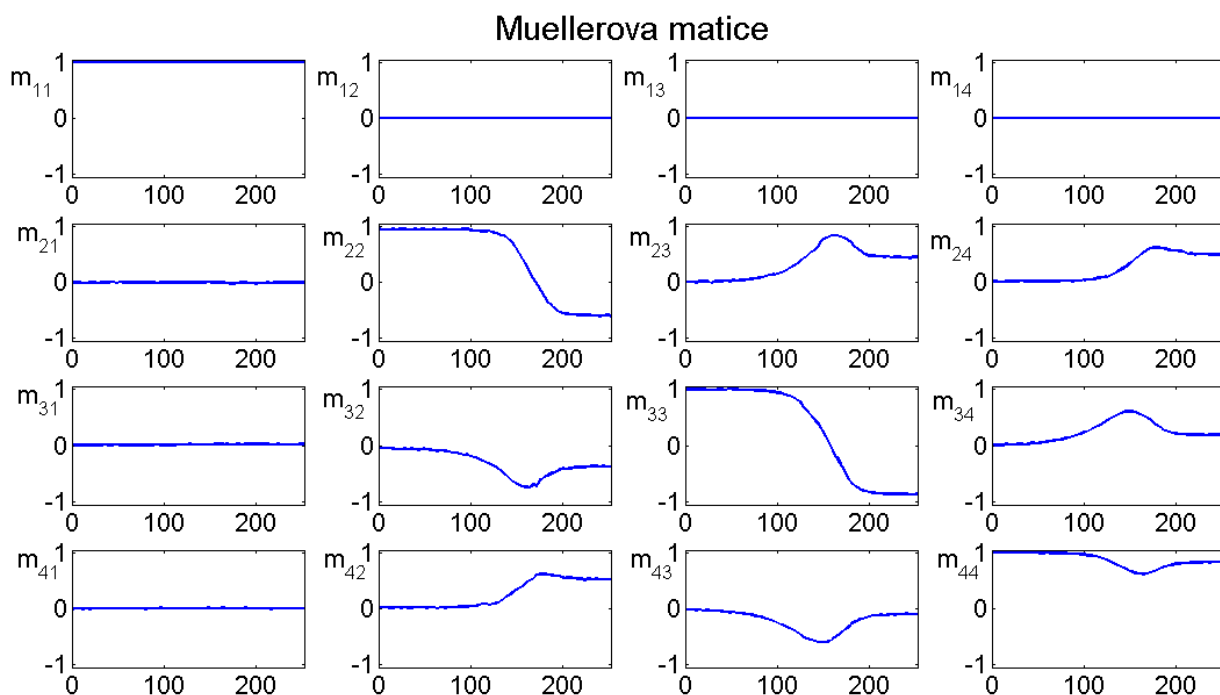
$$\begin{bmatrix} S'_{01} & S'_{02} & S'_{03} & S'_{04} \\ S'_{11} & S'_{12} & S'_{13} & S'_{14} \\ S'_{21} & S'_{22} & S'_{23} & S'_{24} \\ S'_{31} & S'_{32} & S'_{33} & S'_{34} \end{bmatrix} \equiv \mathbb{S}' = \mathbb{M}\mathbb{S} \equiv \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} S_{01} & S_{02} & S_{03} & S_{04} \\ S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \end{bmatrix}. \quad (5.2)$$

Odtud lze Müellerovu matici vyjádřit následovně

$$\begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \equiv \mathbb{M} = \mathbb{S}'\mathbb{S}^{-1} \equiv \begin{bmatrix} S'_{01} & S'_{02} & S'_{03} & S'_{04} \\ S'_{11} & S'_{12} & S'_{13} & S'_{14} \\ S'_{21} & S'_{22} & S'_{23} & S'_{24} \\ S'_{31} & S'_{32} & S'_{33} & S'_{34} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} S_{01} & S_{02} & S_{03} & S_{04} \\ S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \end{bmatrix}^{-1}. \quad (5.3)$$

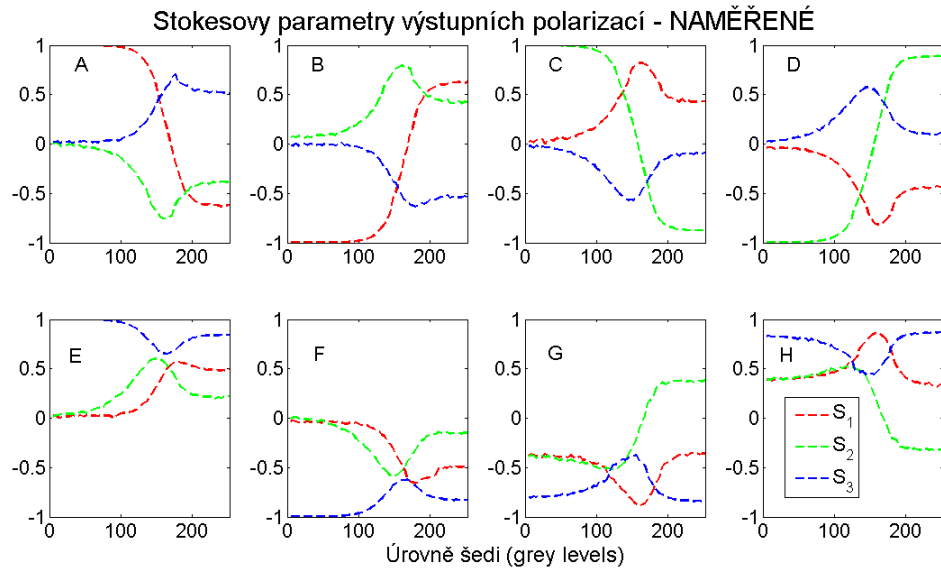
Pro jiné čtveřice vstupních a výstupních polarizací pro tu samou zobrazenou konstantní mapu jsme výše uvedený výpočet opakovali. Výsledná Müellera matice pro danou úroveň šedi pak byla získána jako aritmetický průměr takto spočtených matic.

Opakováním předešlého postupu pro různé úrovně šedi, lze sledovat změnu prvků Müellerovy matice v závislosti na úrovni šedi zobrazené na modulátoru (Obrázek 5.4). Všimněme si, že pro nízké hodnoty úrovně šedi je Müellerova matice blízká jednotkové matici. Při nízkých úrovních šedi je tedy narušen stočený charakter nematických kapalných krystalů.

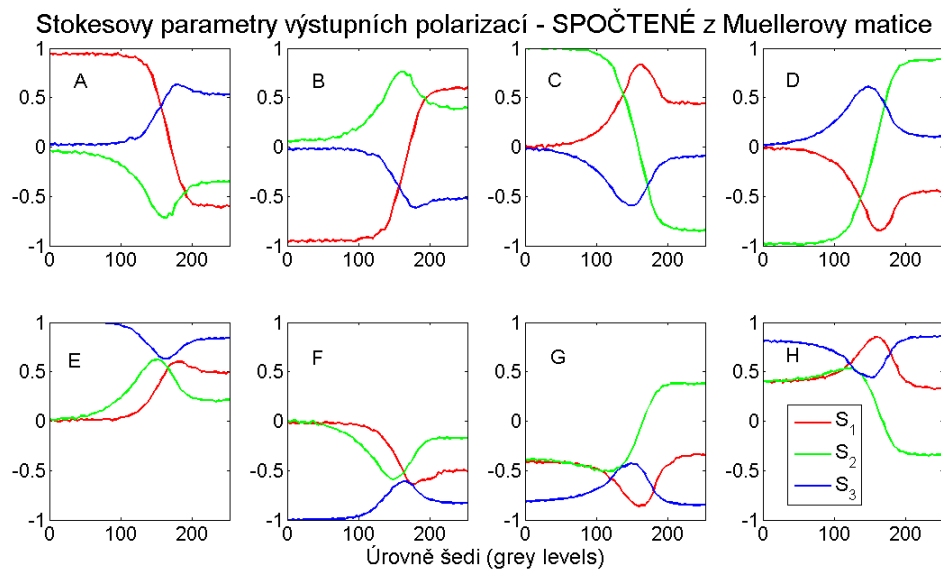


Obrázek 5.4: Müllerova matice pro různé úrovně šedi vypočtená z naměřených dat dle vztahu (5.3).

Správnost získané Müllerovy matice můžeme ukázat například tak, že Stokesovy parametry naměřených výstupních polarizačních elips (Obrázek 5.5) srovnáme s výstupními Stokesovými parametry (Obrázek 5.6), které získáme aplikací známých vstupních polarizačních stavů na získanou Müllerovu matici (Obrázek 5.4). Lze si všimnout, že oba případy dávají prakticky shodné výsledky.



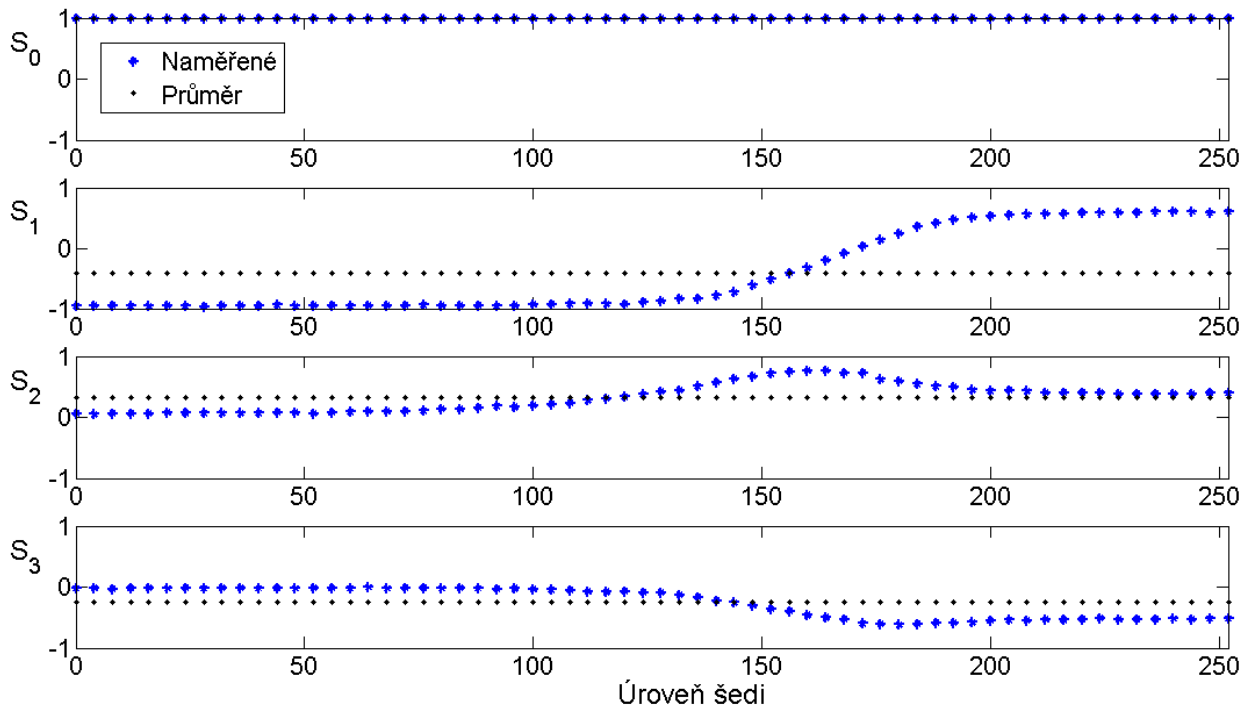
Obrázek 5.5: Naměřené Stokesovy parametry výstupních polarizačních elips v závislosti na zobrazené úrovni šedi pro 8 různých vstupních polarizací. Postupně: lineární horizontální (A), vertikální (B), diagonální (C), antidiagonální (D), kruhová levotočivá (E), pravotočivá (F) a eliptické s parametry $\chi = 22.5^\circ$, $\psi = 27^\circ$ (G) a $\chi = 112.5^\circ$, $\psi = -27^\circ$ (H).



Obrázek 5.6: Stokesovy parametry výstupních polarizačních elips spočtené aplikací Muellerovy matice na známé vstupní polarizační stavy dle (5.1). Postupně: lineární horizontální (A), vertikální (B), diagonální (C), antidiagonální (D), kruhová levotočivá (E), pravotočivá (F) a eliptické s parametry $\chi = 22.5^\circ$, $\psi = 27^\circ$ (G) a $\chi = 112.5^\circ$, $\psi = -27^\circ$ (H).

5.3 Amplitudový režim prostorového modulátoru světla

Získané výsledky můžeme použít pro optimální nastavení amplitudového režimu prostorového modulátoru. Pro kvalitní provedení amplitudové modulace je potřeba nalézt takový vstupní polarizační stav, který v rozsahu přiváděných konstantních ploch úrovně šedi vykazuje na výstupu nejvýraznější změnu Stokesových parametrů. Polarizační stav mající tuto vlastnost jsme získali pomocí naměřené Müellerovy matice a je v našem případě popsán parametry $\chi = 58^\circ$, $\psi = 9^\circ$. Průběh změny Stokesových parametrů výstupního polarizačního stavu v závislosti na zobrazené úrovni šedi pro určený vstupní polarizační stav lze pozorovat na (Obrázek 5.7).

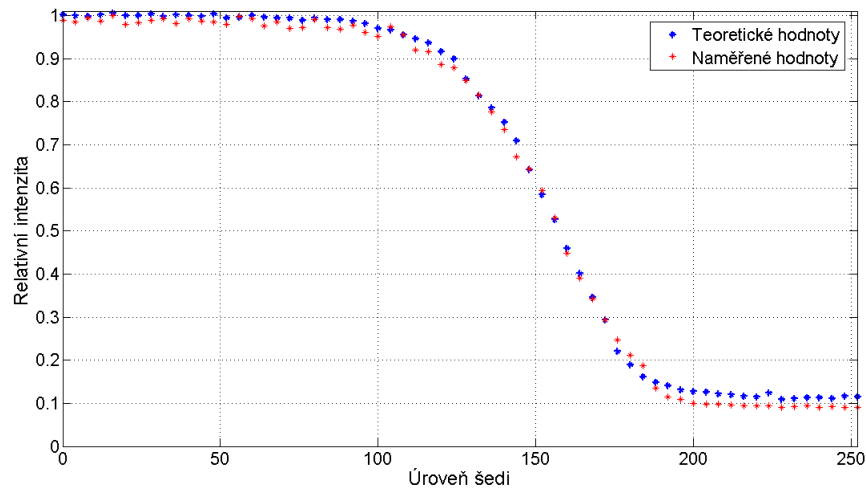


Obrázek 5.7: Vstupní polarizační stav vykazující největší změnu Stokesových parametrů na výstupu má parametry $\chi = 58^\circ$, $\psi = 9^\circ$. Zde je uvedena závislost této změny na zobrazené úrovni šedi na modulátoru.

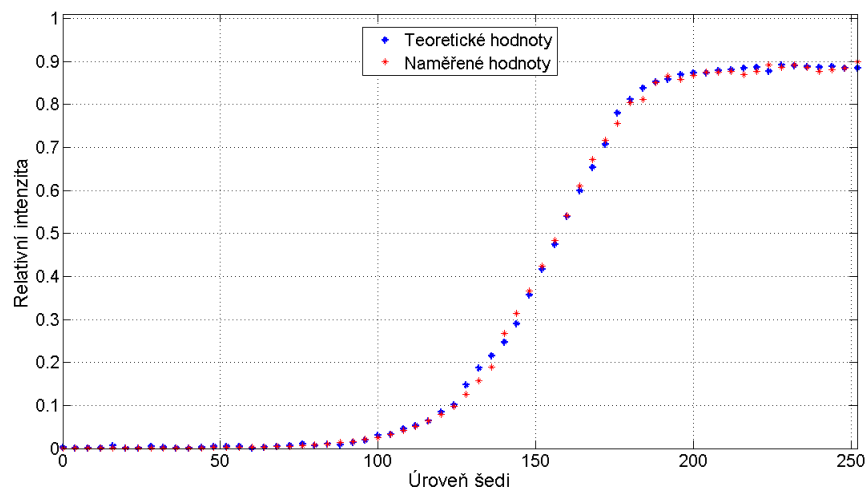
Pokud jsme nalezený polarizační stav s parametry $\chi = 58^\circ$, $\psi = 9^\circ$ přivedli na prostorový modulátor, za kterým byla nastavena měřící sestava tak, že prováděla projekci na stav $\chi = 58^\circ$, $\psi = 9^\circ$, získali jsme v prošlém světle amplitudovou modulaci. Pro úroveň šedi 0 byla propouštěná intenzita světla maximální a pro nejvyšší hodnotu úrovně šedi minimální

(Obrázek 5.8).

Když jsme měřicí sestavu nastavili tak, aby prováděla projekci na stav ortogonální s parametry $\chi = 148^\circ$, $\psi = -9^\circ$, pak pro úroveň šedi 0 byla propouštěná intenzita světla minimální a pro nejvyšší hodnotu úrovně šedi maximální (Obrázek 5.9).



Obrázek 5.8: Intenzitní projekce výstupního polarizačního stavu na stav $\chi = 58^\circ$, $\psi = 9^\circ$ v závislosti na úrovni šedi zobrazené přivedené na modulátor. Parametry vstupního polarizačního stavu byly $\chi = 58^\circ$, $\psi = 9^\circ$.

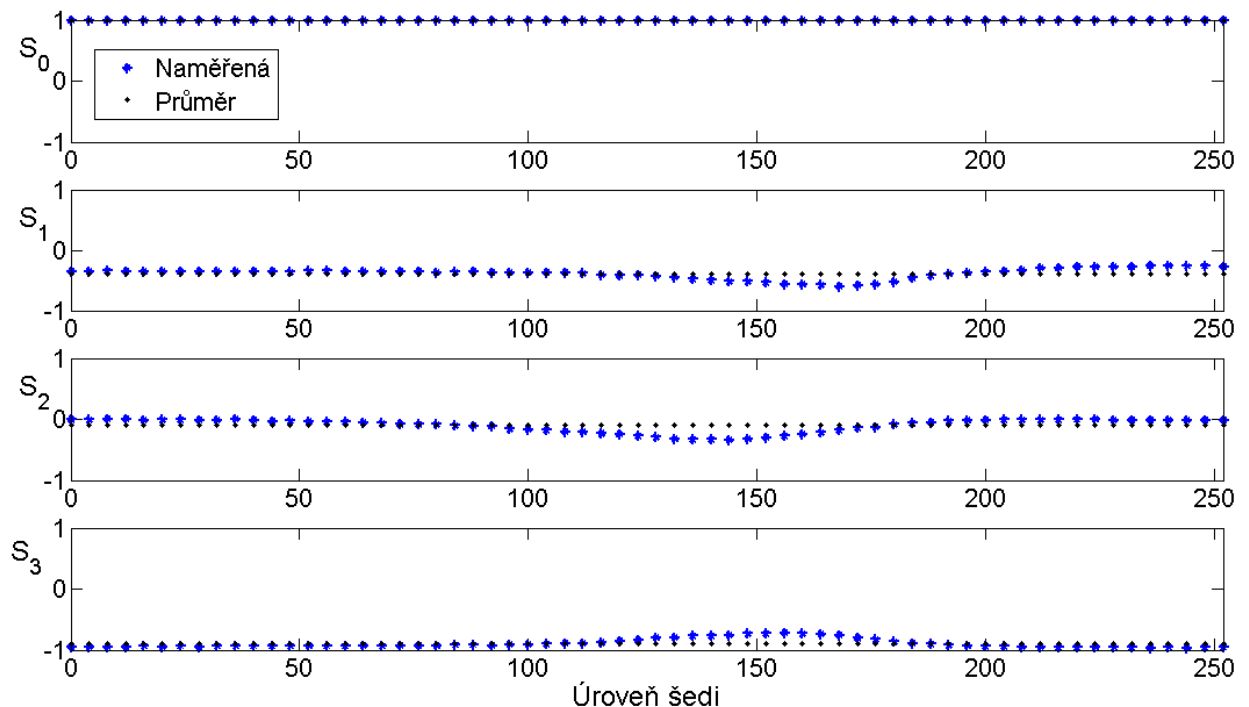


Obrázek 5.9: Intenzitní projekce výstupního polarizačního stavu na stav $\chi = 148^\circ$, $\psi = -9^\circ$ v závislosti na úrovni šedi přivedené na modulátor. Vstupní polarizační stav měl parametry $\chi = 58^\circ$, $\psi = 9^\circ$.

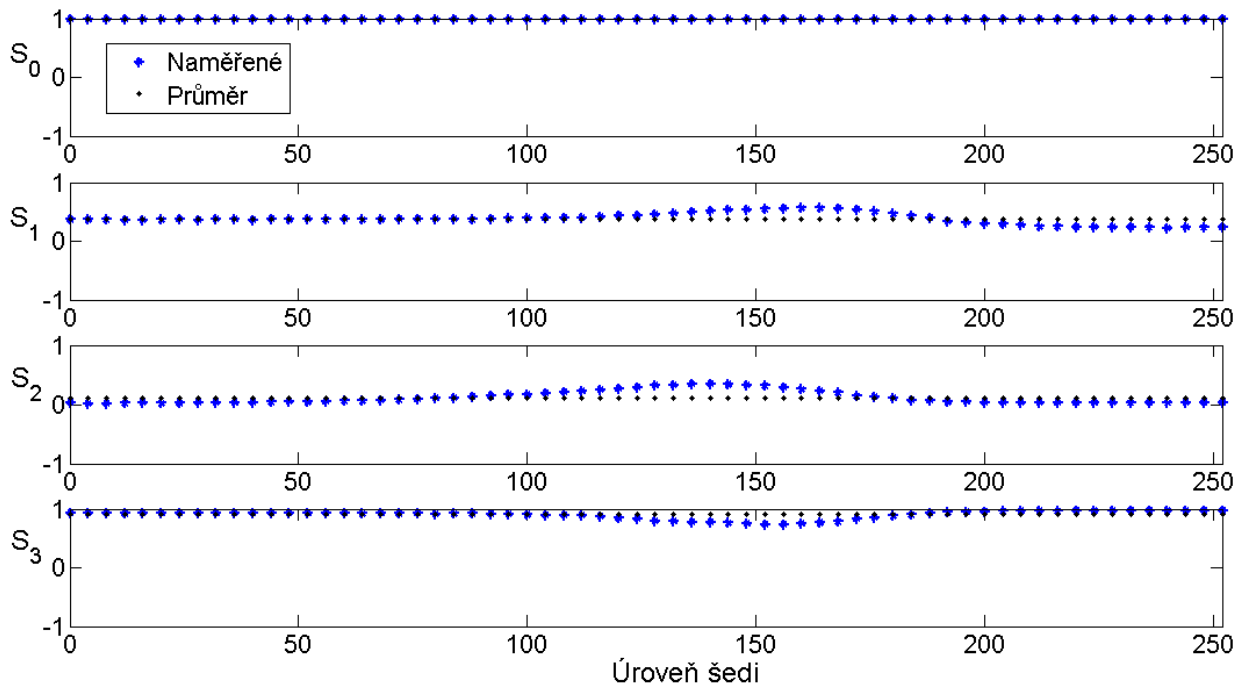
5.4 Fázový režim prostorového modulátoru světla

Naměřených výsledků můžeme dále použít pro optimální nastavení fázového režimu prostorového modulátoru. Pro kvalitní provedení fázové modulace je třeba nalézt takový vstupní polarizační stav, který v rozsahu přiváděných konstantních ploch úrovně šedi vykazuje na výstupu nejmenší změnu Stokesových parametrů. Hledáme tedy polarizační stav či polarizační stavy, které jsou nejbližší vlastním vektorům (modům) vzhledem ke všem úrovním šedi. Výpočtem jsme z naměřené Müellerovy matice našli dva polarizační stavy s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$ a $\chi = 2^\circ$, $\psi = 35^\circ$ s touto vlastností. Průběh změny jejich výstupních Stokesových parametrů v závislosti na zobrazené úrovni šedi lze vidět na (Obrázek 5.10), (Obrázek 5.11).

V dalším textu bude ukázáno, že pouze polarizační stav s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$ lze fázově modulovat. Polarizační stav s parametry $\chi = 2^\circ$, $\psi = 35^\circ$ změnu fázového zpoždění v závislosti na úrovni šedi prakticky nepociťuje.

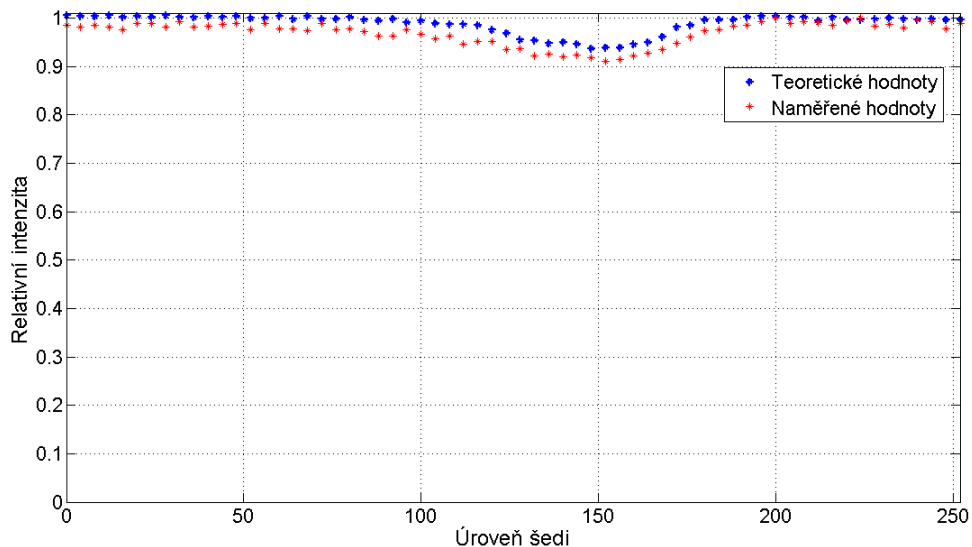


Obrázek 5.10: Vstupní polarizační stav vykazující nejmenší změnu Stokesových parametrů na výstupu s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$. Zde je uvedena závislost této změny na zobrazené úrovni šedi na modulátoru.



Obrázek 5.11: Vstupní polarizační stav vykazující nejmenší změnu Stokesových parametrů na výstupu s parametry $\chi = 2^\circ$, $\psi = 35^\circ$. Zde je uvedena závislost této změny na zobrazené úrovni šedi na modulátoru.

Pokud jsme polarizační stav s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$ přivedli na prostorový modulátor, za kterým byla měřící sestava nastavena tak, že prováděla projekci na stav $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$, naměřili jsme relativně malou změnu ve výstupní intenzitě (Obrázek 5.12).



Obrázek 5.12: Intenzitní projekce výstupního polarizačního stavu na stav $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$ v závislosti na zobrazené úrovni šedi. Vstupní polarizační stav měl parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$.

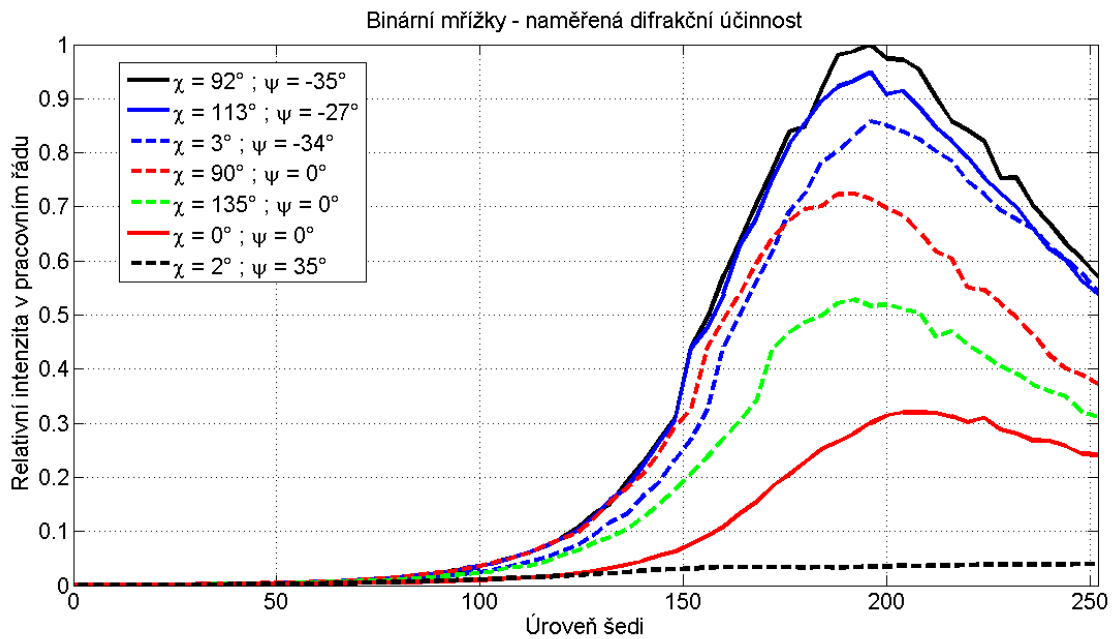
5.4.1 Měření kvality prováděné fázové modulace

Pro posouzení kvality prováděné fázové modulace jsme na prostorový modulátor světla přiváděli vstupní polarizace s parametry $\chi = 2^\circ$, $\psi = 35^\circ$ a $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$. Pro každý z těchto polarizačních stavů jsme na modulátoru zobrazovali binární mřížky s různou hloubkou modulace a vyhodnocovali jsme difrakční účinnost pro danou mřížku a polarizační stav. Parametry binárních mřížek s periodou $\Lambda = 4$ pixely jsme volili tak, že jedna hodnota byla fixní s úrovní šedi 0 a druhá proměnná v rozsahu 0 až 255 s krokem 4. Šlo tedy o binární mřížky $0 \div 0$, $0 \div 4$, $0 \div 8$, $0 \div 12$,

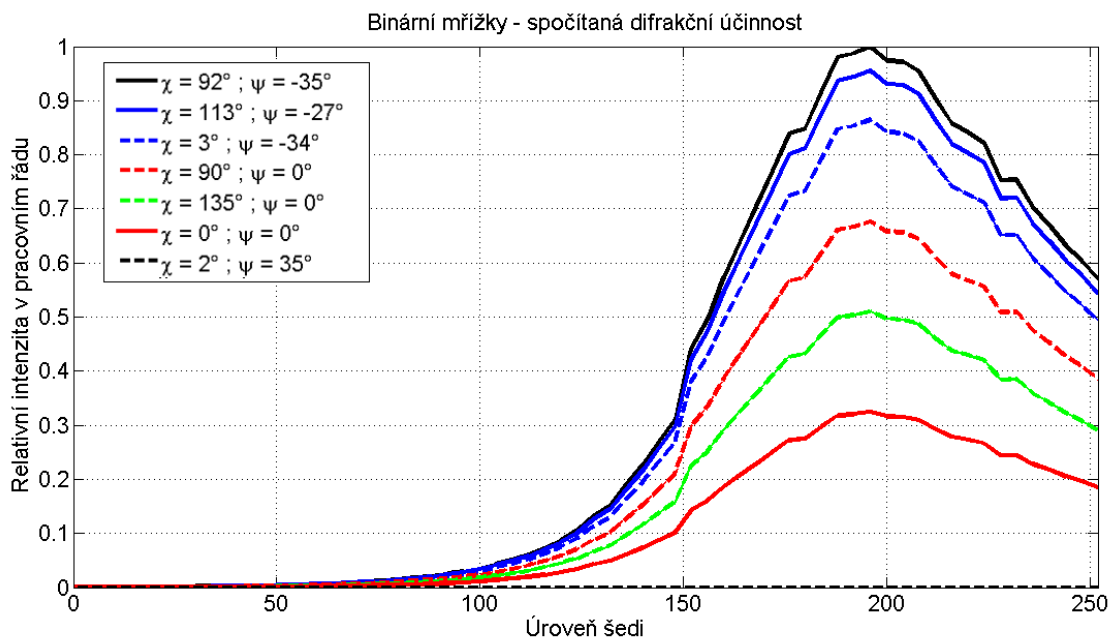
Lze pozorovat (Obrázek 5.13), že vstupní polarizace s parametry $\chi = 2^\circ$, $\psi = 35^\circ$ prakticky nepociťovala změnu velikosti fázového rozdílu oproti vstupní polarizaci s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$.

Dále jsme měnili vstupní polarizační stavy a opět jsme měřili difrakční účinnost. Čím více se vstupní polarizace lišila od ideální, tím nižší difrakční účinnost byla naměřena (Obrázek 5.13).

Jelikož se při měření výstupních polarizačních stavů stupeň polarizace pohyboval kolem hodnoty 0.95 a neklesl pod 0.9 pro všechny naměřené polarizační stavy, použijeme následujícího zjednodušení využívající Jonesova formalismu:



Obrázek 5.13: Naměřená difrakční účinnost pro různé vstupní polarizace v závislosti na zobrazené binární mřížce.



Obrázek 5.14: Difrakční účinnost pro různé vstupní polarizace v závislosti na zobrazené binární mřížce spočítaná z naměřeného průběhu difrakční účinnosti pro ideální vstupní polarizaci.

Přivedme na modulátor polarizační stav světla popsany Jonesovým vektorem \mathbf{J} , pro který platí

$$\mathbf{J} = a \mathbf{J}_{\text{idealni}} + b \mathbf{J}_{\text{spatna}}, \quad (5.4)$$

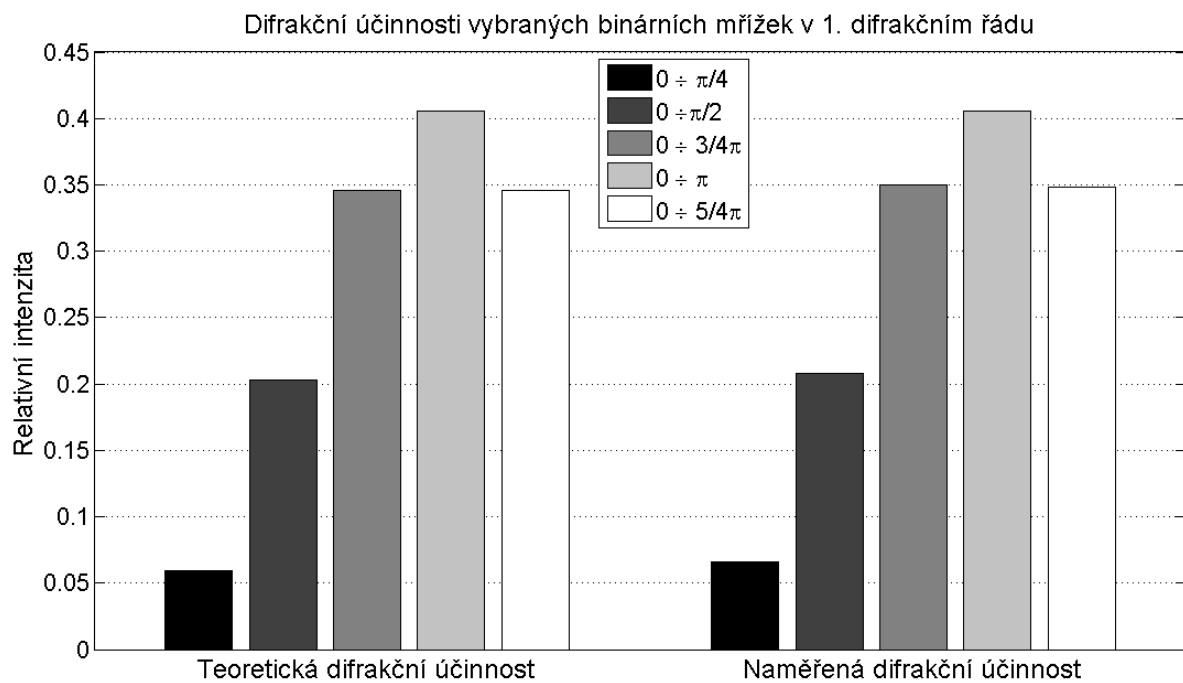
kde $\mathbf{J}_{\text{idealni}}$ je ideální vstupní polarizace s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$, $\mathbf{J}_{\text{spatna}}$ je polarizační stav k ní ortogonální s parametry $\chi = 2^\circ$, $\psi = 35^\circ$ a a , b jsou příslušné váhové koeficienty. Vynásobíme-li naměřenou difrakční účinnost pro ideální vstupní polarizaci koeficientem $|a|^2$, získáme teoretickou předpověď pro průběh difrakční účinnosti pro polarizační stav popsany Jonesovým vektorem \mathbf{J} (Obrázek 5.14).

Naměřená difrakční účinnost tedy závisí na míře zastoupení ideální polarizace $\mathbf{J}_{\text{idealni}}$. Čím více se \mathbf{J} od $\mathbf{J}_{\text{idealni}}$ odlišuje, tím nižší difrakční účinnost naměříme. Tuto skutečnost lze potvrdit srovnáním naměřených difrakčních účinností pro různé vstupní polarizace (Obrázek 5.13) a difrakčních účinností spočítaných dle vztahu (5.4) (Obrázek 5.14).

5.4.2 Porovnání s teoretickými hodnotami

Pro ověření, zda při měření průběhu difrakční účinnosti pro ideální polarizaci s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$ (Obrázek 5.13) nedošlo k hrubé chybě, jsme za předpokladu, že největší naměřená hodnota difrakční účinnosti v prvním difrakčním řádu odpovídá binární mřížce s fázovým skokem $0 \div \pi$ pro vlnovou délku $\bar{\lambda} = 633$ nm, provedli kontrolní měření:

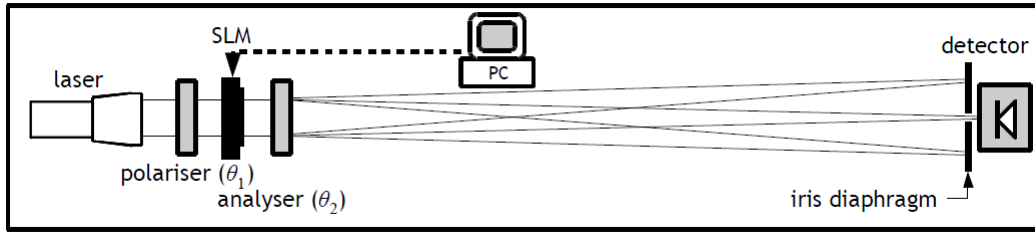
Z naměřeného průběhu difrakční účinnosti pro ideální polarizaci a z rovnice (4.12) jsme našli fázové zdvihy, které odpovídaly binárním fázovým mřížkám s hloubkou modulace $0 \div \pi/4$, $0 \div \pi/2$, $0 \div 3/4\pi$, $0 \div \pi$ a $0 \div 5/4\pi$. Tomu odpovídaly binární mřížky s úrovněmi šedi $0 \div 132$, $0 \div 156$, $0 \div 180$, $0 \div 196$ a $0 \div 216$, pro které jsme znovu naměřili difrakční účinnosti a porovnali je s teoretickými (Obrázek 5.15).



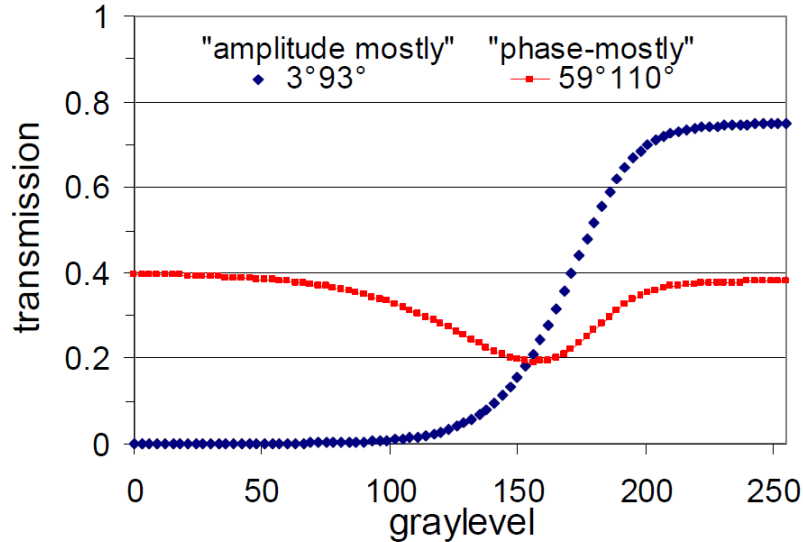
Obrázek 5.15: Srovnání teoretických difrakčních účinností v 1. difrakčním řádu pro fázové mřížky $0 \div \pi/4$, $0 \div \pi/2$, $0 \div 3/4\pi$, $0 \div \pi$ a $0 \div 5/4\pi$ (vlevo) s naměřenou difrakční účinností v 1. difrakčním řádu pro binární mřížky s hodnotami úrovně šedi $0 \div 132$, $0 \div 156$, $0 \div 180$, $0 \div 196$ a $0 \div 216$ (vpravo).

6 Diskuze naměřených výsledků

V údajích přiložených výrobcem k námi používanému modulátoru (LC 2002, 832×624 pixelů) od firmy Holoeye je uvedeno experimentální uspořádání s prostorovým modulátorem světla (Obrázek 6.1). Vhodným natočením os lineárních polarizátorů před a za modu-

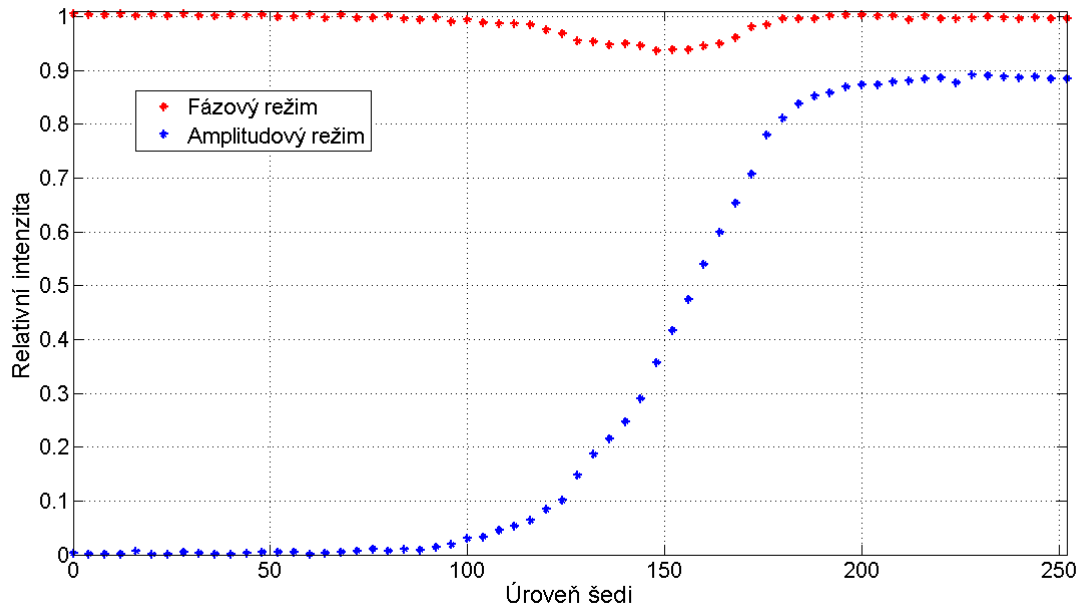


Obrázek 6.1: Experimentální sestava uvedená výrobcem [25, 26].



Obrázek 6.2: Fázový režim uváděný výrobcem „Phase mostly“ pro vlnovou délku $\bar{\lambda}_v = 650$ nm: Intenzitní projekce výstupního polarizačního stavu na stav $\chi = 110^\circ$, $\psi = 0^\circ$ v závislosti na zobrazené úrovni šedi pro vstupní polarizační stav s parametry $\chi = 59^\circ$, $\psi = 0^\circ$. Tato skutečnost je výrobcem označena jako $59^\circ 110^\circ$. Amplitudový režim uváděný výrobcem „Amplitude mostly“ pro vlnovou délku $\bar{\lambda}_v = 650$ nm: Intenzitní projekce výstupního polarizačního stavu na stav $\chi = 93^\circ$, $\psi = 0^\circ$ v závislosti na úrovni šedi zobrazené na modulátoru pro vstupní polarizační stav s parametry $\chi = 3^\circ$, $\psi = 0^\circ$. Tato skutečnost je výrobcem označena jako $3^\circ 93^\circ$ [25, 26].

látorem lze pracovat v amplitudovém režimu „Amplitude mostly“, nebo ve fázovém režimu „Phase mostly“. Výsledky uváděné výrobcem jsou naměřené pro světlo o vlnové délce $\bar{\lambda}_v = 650$ nm. Pro dosažení amplitudového režimu je třeba přivést na modulátor lineární polarizaci s parametry $\chi = 3^\circ$, $\psi = 0^\circ$ a na výstupu provést intenzitní projekci na lineární polarizaci $\chi = 93^\circ$, $\psi = 0^\circ$. Závislost naměřené intenzity v nultém difrakčním řádu na zobrazené úrovni šedi „Graylevel“ je vidět na (Obrázek 6.2). Podobně pro dosažení fázového režimu je třeba přivést na modulátor lineární polarizaci s parametry $\chi = 59^\circ$, $\psi = 0^\circ$ a na výstupu provést intenzitní projekci na lineární polarizaci $\chi = 110^\circ$, $\psi = 0^\circ$. Závislost naměřené intenzity v nultém difrakčním řádu na zobrazené úrovni šedi „Graylevel“ je vidět na (Obrázek 6.2) [25, 26].



Obrázek 6.3: Fázový režim prostorového modulátoru světla pro vlnovou délku $\bar{\lambda} = 633$ nm: Intenzitní projekce výstupního polarizačního stavu na stav $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$ v závislosti na zobrazené úrovni šedi. Vstupní polarizační stav má parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$. Amplitudový režim prostorového modulátoru světla pro vlnovou délku $\bar{\lambda} = 633$ nm: Intenzitní projekce výstupního polarizačního stavu na stav $\chi = 148^\circ$, $\psi = -9^\circ$ v závislosti na úrovni šedi zobrazené na modulátoru. Vstupní polarizační stav má parametry $\chi = 58^\circ$, $\psi = 9^\circ$.

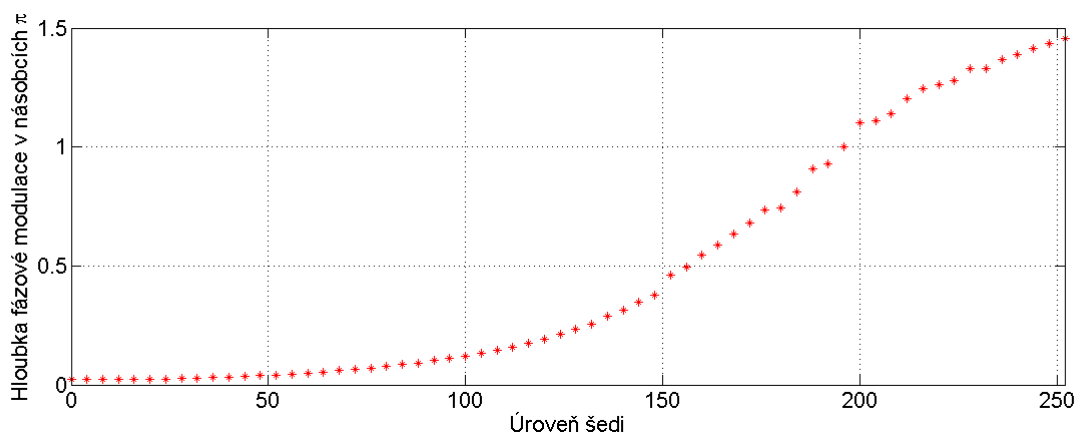
V našem experimentu jsme se snažili parametry prováděné amplitudové a fázové modulace, oproti sestavě uvedené výrobcem, zoptimalizovat umístěním dvou čtvrtvlnných fázových destiček, kvůli definici eliptických polarizací vstupního svazku a měření intenzit-

ních projekcí na eliptické polarizační stavy. Vhodným nastavením parametrů polarizačních prvků jsme pak získali kvalitnější provedení modulace.

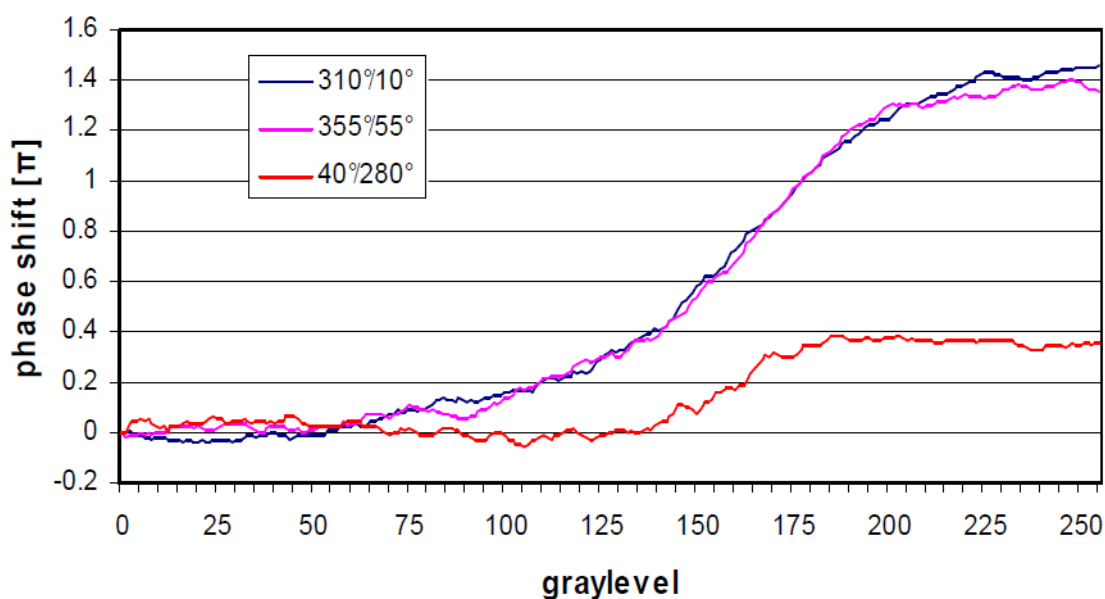
Pro amplitudovou modulaci jsme definováním vstupního polarizačního stavu $\chi = 58^\circ$, $\psi = 9^\circ$ a měřením projekce na ortogonální stav s parametry $\chi = 148^\circ$, $\psi = -9^\circ$ dokázali zvýšit maximální relativní propuštěnou intenzitu o přibližně 15 % (Obrázek 6.3). Podobně pro fázovou modulaci jsme definováním vstupního polarizačního stavu s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$ a měřením projekce na ten samý stav dokázali zvýšili maximální relativní propuštěnou intenzitu o přibližně 60 % při menší změně parametrů výstupní polarizace (Obrázek 6.3).

Z naměřené difrakční účinnosti pro polarizační stav s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$, který byl modulován nejvíce ze všech uvažovaných vstupních polarizací (Obrázek 5.13), jsme za předpokladu, že nejvyšší naměřená difrakční účinnost pro zobrazované binární mřížky odpovídá hloubce modulace $0 \div \pi$, spočetli dle vztahu (4.10) hloubku prováděné modulace (Obrázek 6.4). Maximální fázový zdvih, který jsme takto vypočetli byl přibližně 1.45π . Při experimentálním uspořádání dle výrobce byl maximální dosažený fázový zdvih, pro vstupní polarizaci s parametry $\chi = 59^\circ$, $\psi = 0^\circ$ a měřenou intenzitní projekcí na stav $\chi = 110^\circ$, $\psi = 0^\circ$, přibližně 1.2π . Fázového zdvihu přibližně 1.45π se výrobcí, který ji určil interferometrickou metodou, také podařilo dosáhnout, avšak pro jiné nastavení lineárních polarizátorů. Vstupní polarizační stav měl parametry $\chi = 310^\circ$, $\psi = 0^\circ$ a projekce byla prováděna na stav s parametry $\chi = 10^\circ$, $\psi = 0^\circ$ (Obrázek 6.5 - modrá křivka).

Polarizační stav s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$ je tak nejméně proměnný vzhledem ke všem zobrazovaným úrovním šedi a zároveň je ze všech uvažovaných vstupních polarizací nejvíce fázově modulovaný.



Obrázek 6.4: Hloubka fázové modulace pro vstupní polarizaci s parametry $\chi = 92^\circ$, $\psi = -35^\circ$ v násobcích π pro vlnovou délku $\bar{\lambda} = 633$ nm spočtená dle vztahu (4.12).



Obrázek 6.5: Pro vstupní polarizaci s parametry $\chi = 310^\circ$, $\psi = 0^\circ$ a projekci na stav s parametry $\chi = 10^\circ$, $\psi = 0^\circ$ byl výrobcem pro vlnovou délku $\bar{\lambda}_v = 650$ nm interferometricky měřen fázový rozdíl zavedený mezi svazky zobrazením různých úrovní šedi na modulátoru. Maximální fázový rozdíl měl hodnotu přibližně 1.45π [25, 26].

7 Závěr

Hlavní náplní této diplomové práce byla analýza polarizačních vlastností prostorového modulátoru světla Holoeye LC 2002 (832×624 pixelů) a využití naměřených dat pro optimalizaci prováděné amplitudové a fázové modulace ve vybraných difrakčních řádech pro svazek světla použitého Helium-Neonového laseru. Tohoto cíle bylo dosaženo určením závislosti prvků Müellerovy matice modulátoru na zobrazené konstantní mapě.

Za účelem optimalizace prováděné amplitudové modulace jsme našli vstupní polarizační stav, jehož výstupní Stokesovy parametry se v rozsahu přiváděných úrovní šedi měnily nejvíce. Měřením projekce na ortogonální polarizační stav k takto určenému jsme v nultém difrakčním řádu získali kvalitní amplitudovou modulaci.

Pro optimalizaci prováděné fázové modulace jsme naopak hledali vstupní polarizační stav, jehož výstupní Stokesovy parametry se v rozsahu přiváděných úrovní šedi měnily nejméně. Takové vstupní polarizační stavy jsme našli dva, které byly vůči sobě ortogonální. Za účelem srovnání kvality prováděné fázové modulace pro různé vstupní polarizační stavy jsme na modulátor přiváděli binární mřížky s různými parametry a srovnávali naměřené difrakční účinnosti v pracovním difrakčním řádu s teoretickými. Zjistili jsme, že jeden z nalezených polarizačních stavů byl modulován nejméně a druhý nejvíce ze všech uvažovaných vstupních polarizací.

Rozšířením experimentální sestavy o vhodně nastavené čtvrtvlnné fázové destičky jsme získali kvalitnější provedení modulace než udává výrobce v příložených materiálech. U amplitudové modulace jsme dokázali zvýšit využití intenzity dopadajícího svazku o 15 %. Efektivitu prováděné fázové modulace se nám podařilo zvýšit dokonce o 60 % při menší změně parametrů výstupní polarizace.

Literatura

- [1] B. E. Saleh, M. C. Teich, "**Základy fotoniky**", Vyd. 1. Praha: Matfyzpress, (1996), ISBN 80-85863-12-x.
- [2] A. Lizana, N. Martín, M. Estapé, E. Fernández, I. Moreno, A. Márquez, C. Iemmi, J. Campos, M. J. Yzuel, "**Influence of the incident angle in the performance of Liquid Crystal on Silicon displays**", Opt. Express 17, 8491-8505 (2009)
- [3] A. J. Wright, J. M. Girkin, G. M. Gibson, J. Leach, M. J. Padgett, "**Transfer of orbital angular momentum from a super-continuum, white-light beam**", Opt. Express 16, 9495-9500, (2008)
- [4] T. Haist, J. Hafner, M. Warber, W. Osten, "**Scene-based wavefront correction with spatial light modulators**", Proc. SPIE 7064, Interferometry XIV: Applications, 70640M (2008)
- [5] A. Jesacher, A. Schwaighofer, S. Fürhapter, C. Maurer, S. Bernet, M. Ritsch-Marte, "**Wavefront correction of spatial light modulators using an optical vortex image**", Opt. Express 15, 5801-5808, (2007)
- [6] M. Baránek, Z. Bouchal, "**Optimizing the rotating point spread function by SLM aided spiral phase modulation**", Proc. SPIE 9441, 19th Polish-Slovak-Czech Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics, 94410N, (2014)
- [7] M. Baránek, Z. BOUCHAL, "**Rotating vortex imaging implemented by a quantized spiral phase modulation**", Journal of the European Optical Society - Rapid publications, Europe, (2013)
- [8] S. Bernet, A. Jesacher, S. Fürhapter, C. Maurer, M. Ritsch-Marte, "**Quantitative imaging of complex samples by spiral phase contrast microscopy**", Opt. Express 14, 3792-3805, (2006)
- [9] A. Jesacher, S. Fürhapter, S. Bernet, M. Ritsch-Marte, "**Shadow Effects in Spiral Phase Contrast Microscopy**", Phys. Rev. Lett. 94, 233902, (2005)

- [10] Z. Bouchal, R. Čelechovský "Mixed vortex states of light as information carriers", New J. Phys. 6 131, (2004)
- [11] Cheng-Shan Guo, Zhen-Yu Rong, Shu-Zhen Wang, "Double-channel vector spatial light modulator for generation of arbitrary complex vector beams", Opt. Lett. 39, 386-389, (2014)
- [12] J. S. Patel and K. Rastani, "Electrically controlled polarization-independent liquid-crystal Fresnel lens arrays", Opt. Lett. 16, 532-534, (1991)
- [13] FIALA, Pavel. "Základy fyzikální optiky", Vyd. 1. Praha: ČVUT, Jaderná a fyzikálně inženýrská fakulta, (1999), ISBN 80-01-01975-6.
- [14] M. ČECHOVÁ, "Elektromagnetické vlny", 2. vyd. Olomouc: Univerzita Palackého, (1993), ISBN 80-7067-237-4.
- [15] J. Běhal, "Měření polarizačních vlastností prostorového fázového modulátoru světla", Olomouc, Bakalářská práce, Univerzita Palackého v Olomouci, (2013)
- [16] HUARD, Serge. "Polarization of light ", Paris: Masson, (1997), ISBN 222585372x.
- [17] P. MALÝ, "Optika" Vyd. 1. Praha: Karolinum, (2008), ISBN 978-80-246-1342-0.
- [18] H. Kawamoto, "The history of liquid-crystal displays", Proceedings of the IEEE , vol.90, no.4, pp.460,500, (2002),
- [19] Z. DOLEŽEL, "Teoretické a experimentální posouzení energetické účinnosti prostorových modulátorů světla", Olomouc, Diplomová práce, Univerzita Palackého v Olomouci, (2007)
- [20] [online]. [cit. 2015-04-16]. Dostupné z:
http://www.meadowlark.com/store/data_sheet/SLM%20-%20XY%20Series%20Reflective.pdf
- [21] N. Konforti, S.-T. Wu, E. Marom, "Phase-only modulation with twisted nematic liquid-crystal spatial light modulators", Opt. Lett. 13, 251-253, (1988)
- [22] J. L. Pezzaniti, R. A. Chipman, "Phase-only modulation of a twisted nematic liquid-crystal TV by use of the eigenpolarization states", Opt. Lett. 18, 1567-1569, (1993)

- [23] [online]. [cit. 2015-04-22]. Dostupné z: <http://holoeye.com/spatial-light-modulators/>
- [24] J. FUKA, B. HAVELKA. "**Optika a atomová fyzika: fyzikální kompendium pro vysoké školy**", Vyd. 1. Praha: Státní pedagogické nakladatelství, (1961)
- [25] Holoeye, "**Optixplorer; Laboratory tutorials, hardware operating instructions, software operating instructions**", Manuál k prostorovému modulátoru světla LC 2002, (2007)
- [26] A. Hermerschmidt, "**Experimental modules covering imaging, diffraction, Fourier optics and polarization based on a liquid-crystal cell SLM**", in Education and Training in Optics and Photonics, OSA Technical Digest Series (CD), Optical Society of America, (2009), paper EMA6.